

第72回講演会

講演予稿集

昭和57年10月2日(土)～4日(月)

於 秋 田 大 学

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第72回総会・講演会プログラム

日 時 昭和57年10月2日(土)～4日(月)

場 所 秋田大学教育学部6号館

秋田市手形学園町1-1

TEL 0188-33-5261(代)

	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
10月2日	I	太陽電波・木星電波			磁気圏波動(VLF・AKR)					評議員会
	II	大気力学・波動			電離圏 プラズマバブル	オーロラ・サブストーム				
	III	永年変化・磁気異常			電気伝導度・テクトノマグネティズム					
10月3日	I	VLF・ELF・ULF			ポスターセッション 古地磁気・電離圏			総 会		懇親会
	II	磁気圏・太陽風								
	III	岩石磁気・同位体								
10月4日	I	地磁気脈動								
	II	太陽風・宇宙線								
	III	測器・中間大気・大気光								

* 指定時間を厳守して下さい(講演9分, 討論3分)。

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

* ポスターセッションについては, 16ページを御覧下さい。

* 今回は, 特別講演はありません。

太陽電波・木星 (09:30-10:30)

- 1-1 大家寛, 三宅 亘 (東北大理)
- 1-2 南部充宏 (九大教養)
- 1-3 恩藤忠典 (電波研)
- 1-4 大家 寛, 森岡 昭, 徳丸宗利, 近藤 実
(東北大理)
- 1-5 前田耕一郎 (兵庫医大)
Thomas D. Carr (フロリダ大)

座長 渡 辺 堯 (名大空電研)

Type II Radio Burst の到来方向について

タイプIIバーストに伴う電磁波発生機構

ISEE-8号によって観測されたLF帯太陽電波 II
型バーストテレメータ方式による75km基線木星デカメータ波
観測用干渉計システムの開発Beam Structure of Jupiter's Decametric
Radiation

木 星 (10:40-11:40)

- 1-6 青山隆司 (宮城職訓短大), 大家 寛,
森岡 昭 (東北大理)
- 1-7 近藤哲朗 (電波研鹿島), 磯崎 進 (電波
研犬吠), 大内栄治 (電波研平磯)
- 1-8 大家 寛, 永井智広, 森岡 昭 (東北大理)
- 1-9 今井一雄 (高知高専), 富沢一郎 (電通大)
- 1-10 渡辺 堯 (名大空電研), 近藤哲朗, 国森
裕生 (電波研鹿島)

座長 前 田 耕一郎 (兵医大)

Observation of Jovian and Solar Decametric
Radio Waves in Tsukidateリオメータデータ中に見られる木星デカメータ波放
射

木星デカメータ波 S-バーストの観測

長基線による木星デカメートル波シンチレーション
の多地点観測4.08 GHz₂における木星電波観測 I

大気力学 (09:30-10:42)

- I-1 深尾昌一郎, 佐藤 亨, 山崎徳和(京大工)
加藤 進(京大超高層)
- I-2 前川泰之, 深尾昌一郎, 佐藤 亨(京大工)
加藤 進(京大超高層), R. F. Woodman
(アレシボ観測所)
- I-3 伊藤 礼, 津田敏隆, 麻生武彦, 加藤 進
(京大超高層)
- I-4 麻生武彦, 加藤 進(京大超高層)
- I-5 福山 茂, 廣田 勇(京大理), 深尾昌一
郎, 前川泰之(京大工), 加藤 進(京大
超高層)
- I-6 加藤 進, 津田敏隆(京大超高層)

座長 小川 忠彦(電波研平磯)

Winds measured by a UHF Doppler radar
and rawinsondes: Comparisons made on
twenty-six days (August-September 1977)
at Arecibo, Puerto Rico

アレシボレーダーによる成層圏大気波動の観測

Long Period Wind Oscillation in the
Meteor Region

中間・超高層大気に於ける潮汐波・プラネタリー波
の数値モデリング(8)

アレシボレーダーによるD領域物理量の観測(III)
太陽フレアに伴う変化

中間大気中の重力音波とKHI

大気波動 (10:50-12:02)

- I-7 中山泰雄(京大理), 前田佐和子(京産大)
- I-8 前田佐和子(京産大), 中山泰雄(京大理)
- I-9 津田敏隆, 田原弘志, 加藤 進(京大超高
層)
- I-10 柴田 透, 奥沢隆志(電通大)
- I-11 HFD観測網グループ, 一ノ瀬琢美(同大
工), 奥沢隆志(電通大)
- I-12 長沢親生, 阿保 真, 糟谷 績(東京都立
大工)

座長 麻生 武彦(京大超高層)

Coupling coefficients between gravity
waves and dissipative waves(2)

Numerical Calculation of Gravity-Wave
Equation With A Full Wave Method (1)

オーロラ電流で励起される重力音波の伝搬

大気重力波のF層応答におけるプラズマ拡散の効果

浦河沖地震に伴う電離層擾乱のHFD観測

浦河沖地震によるHFドップラー変動

永年変化・磁気異常 (09:30-10:18)

- 1 水野浩雄 (国土地理院)
- 2 川中 穰 (国土地理院)
- 3 歌代慎吉 (東京理大理)
- 4 伊勢崎修弘 (神戸大理), 松原由和 (神戸大自然科学研究所)

座長 伊勢崎 修 弘(神戸大理)

地磁気年変化量分布を表現する
core 面上 dipole の分布とその変動

水沢, 鹿野山-柿岡の地磁気全磁力地域差の経年変化

日本近海に於ける地磁気の Secular Variation について

南海トラフにおける地磁気 3 成分測定

永年変化・磁気異常 (10:30-11:18)

- 5 井口博夫, 伊勢崎修弘, 安川克己 (神戸大理)
- 6 中川一郎, 行武 毅 (東大震研)
- 7 中塚 正, 小野吉彦 (地質調)
- 8 柳澤正久 (宇宙研), 河野 辰 (東工大理)
MAGSAT 研究班

座長 笹 井 洋 一(東大震研)

仏領ポリネシア・マニヒ島・マタイバ島の地磁気測量(2)

MAGSAT 衛星による日本周辺の 3 成分地磁気異常

MAGSAT データによる日本周辺磁気異常図の作成

MAGSAT 磁気異常図に現れる電離圏の影響

AKR・VLF (13:00-15:00)

- 1-11 大家 寛, 森岡 昭(東北大理)
- 1-12 森岡 昭, 大家 寛(東北大理)
- 1-13 宮岡 宏, 小野高幸(極地研)
- 1-14 福西 浩(極地研), 鈴木光義, 芳野越夫(電通大)
- 1-15 高橋邦明, 佐々木進, 河島信樹(宇宙研)
- 1-16 赤井和彦, 河島信樹, 村里幸男(宇宙研)
- 1-17 早川 基, 鶴田浩一郎, 西田篤弘(宇宙研)
- 1-18 中村正人, 町田 忍, 鶴田浩一郎(宇宙研)
- 1-19 町田 忍, 鶴田浩一郎(宇宙研)
- 1-20 渡辺成昭, 恩藤忠典(電波研)

VLF (15:10-17:22)

- 1-21 吉門 信(電波研)
- 1-22 谷口治幸(東大理)
- 1-23 谷口治幸(東大理)
- 1-24 中村義勝, 恩藤忠典, 渡辺成昭, 村上利光(電波研)
- 1-25 岡田敏美(名大空電研), M. Tixier(Poitiers Univ)
- 1-26 木村磐根, 山内一詩, 松尾敏郎(京大工学部)
- 1-27 田中義人, 西野正徳(名大空電研)
- 1-28 早川正士, 田中義人, 大津仁助, 岩井 章(名大空電研)
- 1-29 田中克昌, 大津仁助, 早川正士, 田中義人(名大空電研)
- 1-30 松尾敏郎, 木村磐根(京大工), 山岸久雄(極地研)
- 1-31 岡田敏美, 早川正士, 田中義人(名大空電研)
Y. Craff(Poitiers Univ)

座長 田中義人(名大空電研)

- Multi-Banded Kilometric Radiations Generated at the Plasmapause
- The results of JIKIKEN(EXOS-B)
- Multiple Sources of AKR
- EXOS-B観測
- ISIS衛星により観測された極域高周波プラズマ波動
- ISIS-1,2衛星で観測された静電イオンサイクロトロン波の特性
- 電子ビームによる Beam Plasma Dischargeの研究
- じきけん(EXOS-B)電子ビーム実験における波動起
- 人工衛星の帯電による広帯域静電ノイズの発生の可能性
- VLF放射実験による降下電子の見積り
- ワイヤー型センサーによるKベクトルの測定
- HISS状信号にうもれている信号を取り出す試み, 及びその解析

座長 渡辺成昭(電波研)

- Parametric Decay Instability of a Bernstein Wave - Computation of the Coupling Factor and the Threshold Level
- Cyclotron 分数調波共鳴と Resonance Overlap 説への批判
- 定磁場中の3次元伝搬の縦波の Nonlinear Landau Damping
- 低緯度ホイッスラー到来方位の観測-VI
- ISIS-1号, 2号と地上同時観測のホイッスラー解析 その1:電離層反射ホイッスラー
- 磁気圏中のVLF電波の3次元 ray tracing
- 極域電離層内でのVLF電波の伝搬及び透過
- 磁気圏波動・粒子相互作用能動実験計画(母子里・バースビル共役実験)
- LF(100kHz)の磁気圏, 電離層内伝搬
- ISIS衛星で観測されたOmega ASE及び信号伝搬特性
- ホイッスラー・トリガード放射の伝搬路について

電離圏・プラズマバブル (13:00-15:00)

- I-13 前田 坦, 亀井豊永, 家森俊彦, 荒木徹
(京大理)
- I-14 宮崎 茂, 小川忠彦(電波研平磯), 巖本
巖, 森 弘隆, 佐川永一, 水津 武(電波
研)
- I-15 丸山 隆, 相京和弘(電波研)
- I-16 佐川永一, 森 弘隆, 丸山 隆(電波研)
- I-17 森 弘隆, 佐川永一, 巖本 巖(電波研)
宮崎 茂(電波研平磯)
- I-18 巖本 巖, 水津 武, 森 弘隆, 佐川永一,
丸山 隆(電波研)
- I-19 渡部重十, 大家 寛, 高橋忠利(東北大理)
- I-20 高橋忠利, 渡部重十, 大家 寛(東北大理)
- I-21 小原隆博, 大家 寛(東北大理), 小野高
幸(極地研)
- I-22 大家 寛, 浦塚清峰, 森岡 昭(東北大理)

オーロラ・サブストーム(15:10-17:22)

- I-23 山本達人(東大理)
- I-24 鮎川 勝, 平沢威男(極地研)
- I-25 小川俊雄, 牧野雅彦(京大理)
山岸久雄, 福西 浩, 小野高幸(極地研)
- I-26 小口 高, 林 幹治, J. H. MEEK(東大
理)
- I-27 金田榮祐(東大理), 向井利典, 平尾邦雄
(宇宙研)
- I-28 菊池 崇(電波研)
- I-29 須田友重(気象研), 和田雅美, 河野 毅
(理研)
- I-30 江尻全機, 内田邦夫(極地研), J. K.
Olesen(TUD), F. Primdahl(DSRI),
B. Moehlum(NDRE)
- I-31 鮎川 勝, 平沢威男(極地研)
- I-32 鷺見治一(名大空電研), 片沼伊佐夫(筑
波大物理), 佐藤哲也(広大核融合)
- I-33 井上雄二(京産大計研)

座長 宮崎 茂(電波研)

- MAGSATデータによる日変化磁場の解析(Ⅱ)
- ISS-bによるHe⁺密度の磁場偏角効果
- 高度1,100 kmにおけるプラズマ・バブルのトップ
サイド・サウンダー観測
- 高度1,100 kmでのプラズマバブル内の電子温度と
密度ゆらぎの観測
- ISS-b搭載RPAにより観測された
プラズマ密度不規則構造の世界分布
- 高度1,100 kmで観測されたプラズマバブルのイオ
ン組成(ISS-b観測)
- 赤道域におけるPlasma BubblesとPlasma Blobs
の観測
- 極域擾乱に伴う赤道域電離圏の変動とプラズマ・バ
ブルの消長
- じきけん(EXOS-B)SPWにより検出されたプラ
ズマ圏ダクト
- プラズマ圏でのPressure Gradient
— JIKIKEN(EXOS-B)波動観測データに基づ
く電子温度解析結果から —

座長 福西 浩(極地研)

- 真夜中付近のnegative bayと晩方側のpulsating
aurora
- SSCに伴うAuroral substorm
- オーロラ電場の大気球観測
- オーロラ脈動に伴う電離圏電流の安定性
- 入射電子“逆V型構造”とオーロラとの対応
- Local time-latitude distribution of total
energy input due to auroral protons and
electrons on November 13th, 1979
- 地磁気SCに伴う静止衛星に於ける粒子線増加
- Particle precipitations, field-aligned
currents, and electron density and temper-
ature increases observed in the high-latitude
cusp region.
- 多点観測からみたSubstormの南北共役性
- 高速プラズマ流による磁気圏極域における大ポテン
シャル生成
- Wave Theory of the Expansion Phase of
Magnetospheric Substorms
(Transmission-Line Model) I

電気伝導度・テクトノマグネティズム

(13:00-14:12)

- 9 田中良和(京大理), 吉野登志男(東大震研)
- 10 江村富男, 中楚岩男(海洋センター), 堀田隆俊(島津製作所), 友田好文(東大海洋研), 永野 弘(東大物性研)
- 11 力武常次(日大文理), 田中秀文, 附田克晃(東工大理)
- 12 下泉政志, 坂 翁介, 北村泰一(九大理)
- 18 歌田久司, 小山 茂(東大震研)
- 14 小川康雄, 行武 毅, 歌田久司(東大震研)

座長 行武 毅(東大震研)

- オフセット打消し地電流計測アンプの開発
- 海底超伝導磁力計の開発について
- 電磁シールド効果
- Pc 3, 4 帯地磁気脈動の source 効果と電磁誘導
- Schumann 共振周波数におけるインピーダンス推定の信頼性について
- Horizontal Spatial Gradient 法による電気伝導度構造解析

電気伝導度・テクトノマグネティズム

(14:20-15:32)

- 15 森 俊雄(気象研)
- 16 西谷忠師, 乗富一雄, 山崎 明(秋田大)
- 17 宮腰潤一郎(鳥取大教養)
- 18 歌田久司, 行武 毅(東大震研)
地殻比抵抗研究グループ
- 19 行武 毅(東大震研), J. H. Filloux(カリフォルニア大), 瀬川爾朗(東大海洋研), 浜野洋三(東大理), 歌田久司(東大震研), 小林和男(東大海洋研)
- 20 徳本哲男(地磁気観), 地殻比抵抗研究グループ

座長 本 蔵 義 守(東工大理)

- 東海沖海底地電位のスペクトル解析
- 男鹿半島における地電流観測
- 山崎断層ごく近傍における地磁気脈動変化の特性
- Magneto-telluric 法にもとづく東北日本の地殻の電気比抵抗構造
- 日本海溝周辺での海底地磁気地電位差観測
- 東北日本における地殻の電気比抵抗観測
- CA 解析 -

電気伝導度・テクトノマグネティズム

(15:40-16:52)

- 21 半田 駿, P. A. Camfield (E. M. R. Canada)
- 22 本蔵義守, 大志万直人(東工大理), 松田時彦(東大震研), A. M. Isikara(イスタンブール大理)
- 28 三品正明, 浜口博之, 村上栄寿(東北大理), 山中和夫(弘前大理), N. Zana (I. R. S., Zaire)
- 24 大志万直人, 本蔵義守, 田中秀文(東工大理)
- 25 本蔵義守, 平 進太郎(東工大理)
- 26 笹井洋一(東大震研)

座長 宮 腰 潤 一 郎(鳥取大教養)

- Magnetic Variation Study in North Central Saskatchewan, Canada
- 北アナトリア断層帯西部域における電磁気異常
- ニイラゴンゴ, ニアムラキラ火山地域の磁気異常と比抵抗分布
- 伊豆半島西部地域における全磁力変化
- 伊豆半島における地殻隆起および地震に関連する比抵抗変化について
- 茂木モデルの隆起地形が作る磁気異常

ELF・VLF (09:00-10:24)

座長 木村 肇 根(京大工)

1-32 早川正士, 田中義人(名大空電研)

電子スロット領域でのPLHR-コーラスとVLF放射

1-38 早川正士, 田中義人, 岡田敏美(名大空電研)

磁気嵐時のプラズマポーズ近傍のVLF/ELF放射の特性(欧州観測結果)

1-84 西野正徳, 田中義人, 岩井 章, 鎌田哲夫(名大空電研)

S-310JA-6号機によって観測されたオーロラヒスの伝搬方向とポインティング電力

1-85 佐藤夏雄(極地研), 林 幹治(東大理)

Auroral Roar Emission

1-36 山中幸雄, 早川正士(名大空電研)

GEOS 2衛星で観測されたコーラスの伝搬方向の決定

1-37 山岸久雄, 小野高幸, 福西 浩(極地研)
小玉正弘(山梨医大), 山上隆正, 西村 純(宇宙研), 平島 洋, 村上浩之(立教大理), Jan Holtet(オスロ大学)

北極域気球高度におけるX線マイクロバーストと地上VLF放射, 地磁気脈動との相関

1-38 山岸久雄, 福西 浩, 小野高幸(極地研)
長野 勇(金沢大工)

気球によるオメガ波伝播の観測

ULF (10:35-11:59)

座長 桑 島 正 幸(地磁気観)

1-39 佐藤夏雄(極地研), 波谷仙吉(山形大理)

CNA PulsationとQP Emission, Magnetic Pulsationとの関係

1-40 林 幹治(東大理), AUV観測グループ(東大理, 九大理, 宇宙研, UBC, U.Vic)サブクレフト帯のpc1, pi1脈動の特性(3)
-pc1トット群とサブストームとの関連1-41 河村 謙, 桑島正幸(地磁気観), 福西 浩(極地研)

Periodic emissionの発生, 伝播特性

1-42 石田十郎, 國分 征(東大理)

長周期地磁気脈動(Pc4~5)を伴なうPc1現象

1-43 湯元清文, 斎藤尚生(東北大大理)

低緯度Pc3の偏波特性とその解釈

1-44 國分 征(東大理)

静止衛星高度におけるPc4~5脈動出現の緯度特性

1-45 永野 宏(岐阜大), 荒木 徹(京大理)

静止衛星で長時間観測されたPc5地磁気脈動について

磁気圏 (9:00-10:24)

- I-34 飯島 健(東大理), 福島 直(東大理)
藤井良一(極地研)
- I-35 玉尾 孜(東大理)
- I-36 鈴木 猛(佐賀大教養), 亀井豊永, 熊本
毅(京大理)
- I-37 柳澤正久(宇宙研), MAGSAT研究班
- I-38 A. Nishida, Y. K. Tulunay (ISAS),
F. S. Mozer (UC, Berkeley)
- I-39 三浦 彰(東大理)
- I-40 八木康之, 河島信樹(宇宙研)

座長 袴田和幸(中部工大)

- 沿磁力線電流とそれに簡伴する電離層電流の構造
- 双極磁場内での磁気圏-電離層相互作用: 斜め磁力線に沿う電流の地上磁場効果
- MAGSAT衛星データによる磁気圏電流の算出(4)
- MAGSATの観測からみたRing Currentの構造
- OBSERVATION OF ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS IN THE EARTH'S MAGNETIC TAIL
- Anomalous Transport by the MHD Kelvin-Helmholtz Instability in the Solar wind-Magnetosphere Interaction
- 二本の平行プラズマ電流による field line reconnection

磁気圏・太陽風 (10:35-11:59)

- I-41 西田篤弘, 星野真弘(宇宙研)
- I-42 荻野竜樹, 鷲見治一, 鎌田哲夫(名大空電研)
- I-43 荻野竜樹, 鷲見治一, 鎌田哲夫(名大空電研)
- I-44 芳沢克明, 前沢 洸, 村山 喬(名大理)
- I-45 前沢 洸(名大理), 袴田和幸(中部工大)
- I-46 袴田和幸, 宗像義教(中部工大)
- I-47 佐野幸三, 斎藤龍雄(地磁気観)

座長 飯島 健(東大理)

- 昼間側の磁気圏境界面における磁力線再結合の計算機実験
- 二次元MHDモデルによる太陽風と地球磁気圏相互作用のシミュレーション(III)
- 三次元MHDモデルによる太陽風と地球磁気圏相互作用のシミュレーション(I)
- IMF-By成分による地磁気活動度の南北半球非対称性
- Local Time 依存性 - (II)
- 太陽風 Corotating Structureの大規模構造
- 太陽風速度の時間変動の原因
- 磁気嵐諸特性の太陽周期依存性(I)

岩石磁気・同位体Ⅰ (09:00-09:48)

座長 河野 長(東工大理)

Ⅱ-27 小柳政彦, 河野 長(東工大理), 扇分 征(東大理)

岩石磁気用リングコア磁力計の特性測定

Ⅱ-28 桂 郁雄, 笹嶋貞雄(京大理)post-DRMの磁化成分分離の可能性
- partial post-DRMの獲得時期による安定性の違い -Ⅱ-29 浜野洋三(東大理)

普通コンドライトの残留磁化の性質

Ⅱ-30 百瀬寛一, 永井寛之(信州大理)

Ym 74646隕石の熱史の推定

岩石磁気・同位体Ⅱ (10:00-10:48)

座長 浜野 洋三(東大理)

Ⅱ-31 永田 武(極地研)

Magnetic Classification Scheme of Meteorites

Ⅱ-32 小嶋 稔, 座主繁男(東大理)

ダイヤモンド中に見出された始源的He

Ⅱ-33 山越和雄(東大宇宙線研)

宇宙物質中のOs, Irの同位体比異常

Ⅱ-34 山越和雄(東大宇宙線研), 井上照夫(東大核研)

深海底堆積物コア試料中のイリジウム濃度

ポスターセッションA (13:00-14:30)

PA-1 平尾邦雄(宇宙研), 瀬戸正弘(東北工大)
斎藤尚生(東北大理), 小島正美, 北村保夫(東北工大)

PA-2 船木 實, 永田 武(極地研)

PA-3 河野 良(東工大理), 上野直子(東洋大理), 大賀良夫(東大教養)

PA-4 日置幸介, 浜野洋三(東大理), 河野 良(東工大理)

PA-5 当舍利行, 浜野洋三(東大理)

PA-6 網川秀夫, 浜野洋三(東大理)

PA-7 馬場清英(中部工大)

PA-8 島倉 信(千葉大工)

PA-9 角村 悟(地磁気観), 荒木 徹(京大理)

PA-10 荒木 徹(京大理)

PA-11 米沢利之(中部工大)

PA-12 渡辺勇三(宇宙研)

PA-13 相京和弘, 井出俊行, 西崎 良, 丸山 隆
箕馬 尚, 新野賢爾(電波研), 佐藤克久
(緯度観)

PA-14 皆越尚紀, 新野賢爾(電波研)

PA-15 熊谷 博, 小川忠彦, 堀 利浩(電波研平磯)

PA-16 堀 利浩, 熊谷 博, 小川忠彦(電波研平磯)

PA-17 小川忠彦, 熊谷 博, 大部弘次(電波研平磯)

弱残留磁気測定装置(RICRESTOMETER)の製作
(続)

南極 マクマードサウンドの古地磁気(総括)

ペルーの先インカ文明時代の土器片による古地球磁場強度

中部アンデスの古地磁気Ⅱ
ペルー海岸地域白亜系火山岩及び北部チリジュラ系堆積岩

北上地方, 宮古層群の古地磁気 — 白亜紀・中期
愛鷹山岩脈群の古地磁気

VLF標準電波の赤道越え伝搬異常について(Ⅱ)

VLFによる下部電離層電子密度分布の推定

電場による極電離層と赤道電離層の結びつき(Ⅲ)

非等方一様電導媒質中の分極電荷

本邦におけるfoF₂の半年変化とそれの大気E
半年変化成分との比較

K-9M-72号機NELの速報

航行衛星(NNSS)による日本上空の全電子数の測定(Ⅰ) ISIS-2, ISS-bとの同時観測

静止衛星VHF電波受信による沿磁力線伝搬実験(Ⅱ)
準周期的シンチレーションの発生特性

電離層シンチレーションの8点観測

電離層によるQPシンチレーション

SITECの統計的性質

第2日 10月3日(日)

午後

PS会場

ポスターセッションB (14:30-16:00)

- | | |
|--|--|
| PB-1 小山真人, 新妻信明 (静大理) | 伊豆半島西部, 松崎地域の古地磁気 (予報) |
| PB-2 新妻信明 (静大理), 中尾誠司 (建築技研)
太田英将 (明治コンサルタント) | 房総・円沢地域の古地磁気とテクトニクス |
| PB-3 新妻信明 (静大理)
Leg 87 乗船研究者一同 | 南海トラフ・日本海溝深海掘削試料の古地磁気 |
| PB-4 上嶋正人 (地質調) | 高知沖のグラビティコアの残留磁気について |
| PB-5 兵頭政幸, 安川克己 (神戸大理) | 堆積物の磁化方向のバラツキと磁化強度の相関 |
| PB-6 酒井英男, 広岡公夫 (富山大理), 古山勝彦
(大阪市大理) | 扇の山火山岩類の古地磁気 |
| PB-7 満保正喜, 長野 勇 (金沢大工), 中村清実
(富山医科薬科大) | VLF反射波による下部電離層電子密度推定のシミュレーション
- 相対位相による場合 |
| PB-8 竹生政資, 北村泰一 (九大理) | HFドップラー・シフトに及ぼすイオンドリフトの効果 |
| PB-9 北村泰一, 竹生政資, 古野慎治 (九大理)
福西 浩 (極地研) | HFドップラーにおける冬季波動
- フジによる移動観測 - |
| PB-10 一之瀬 優, 小川忠彦 (電波研平磯), 大瀬正美 (電波研) | 南極観測船「ふじ」によるチャープサウンダ実験 |
| PB-11 田中高史 (電波研) | Evening Enhancement と磁気圏擾乱の関連 |
| PB-12 西崎 良, 竹之下裕五郎 (電波研究所) | 太陽黒点数と国分寺における foF2 について |
| PB-13 竹田雅彦, 前田 坦 (京大理) | MAGSAT で観測された赤道域 ΔD 異常の解釈 |
| PB-14 小山孝一郎, 平尾邦雄 (宇宙研) | K-9M-72号機による熱的電子エネルギー領域の電子エネルギー分布の測定 |
| PB-15 長野 勇, 満保正喜, 深見哲男 (金沢大工) | K-9M-72号機による地上局 VLF 波強度測定値から下部電離層の衝突回数の解析 |
| PB-16 賀谷信幸, 松本治弥 (神戸大工), 向井利典, 平尾邦雄 (宇宙研) | K-9M-72号機による高エネルギー電子の観測 |
| PB-17 向井利典, 平尾邦雄 (宇宙研), 賀谷信幸 (神戸大工) | K-9M-72号機による低エネルギー電子の観測 |

総 会 (16:30-18:00)

懇 親 会 (18:00-20:00)

地磁気脈動 (09:00-10:48)

- 1-46 利根川 豊(極地研・東海大工), 福西 浩, 平沢威男(極地研), 桜井 亨, 加藤愛雄(東海大工)
- 1-47 加藤愛雄(東北大, 東海大), 高橋隆(東海大), 友村 浩(東海大工)
- 1-48 坂 翁介(九大理), J. S. Kim(ニューヨーク州立大), M. Sugiura(GSFC, NASA)
- 1-49 坂 翁介(九大理), J. S. Kim(ニューヨーク州立大), M. Sugiura(GSFC, NASA)
- 1-50 坂 翁介(九大理), J. S. Kim(ニューヨーク州立大), M. Sugiura(GSFC, NASA)
- 1-51 國武 学(東大理)
- 1-52 北村泰一, 糸長雅弘(九大理)
- 1-53 友村 浩, 加藤愛雄, 桜井 亨(東海大工)
- 1-54 永野 宏(岐阜大), 荒木 徹(京大理), 福西 浩, 佐藤夏雄(極地研)

地磁気脈動 (11:00-12:48)

- 1-55 桑島正幸, 河村 謙, 角村 悟(地磁気観)
- 1-56 桜井 亨(東海大工)
- 1-57 荒木 徹, 家森俊彦, 亀井豊永(京大理), 角村 悟(地磁気観)
- 1-58 糸長雅弘, 北村泰一(九大理)
- 1-59 藤田 茂(地磁気観), 玉尾 孜(東大理)
- 1-60 小野高幸, 平沢威男(極地研)
- 1-61 山本 隆, 玉尾 孜(東大理)
- 1-62 玉尾 孜, 山本 隆(東大理)
- 1-63 玉尾 孜(東大理)

座長 平沢威男(極地研)

- 高緯度多点観測に基づく Pc 3-5 脈動の伝播, 共鳴特性
- 磁気圏境界層の ULF 波動に伴う Cusp 領域下の Cambridge Bay で観測された ULF 波動。
- 北米 IMS チェーンデータを使った朝側 Pc 5 脈動のクロススペクトル解析
- Pc 5 脈動の空間的な位相・振幅構造の Dawn-Dusk Asymmetry
- 昼側 Pi 3 と夜側 Pi 3 でなぜ X-Z 平面内の偏波が逆転するのか?
- 多点観測によって得られた Pi burst 脈動の特性 (V) Pi 3 の 2~3 の性質について
- Magnetic fluctuations in the magnetosheath and the magnetosphere observed with the ISEE - 1 and 2 satellites
- 静止衛星で観測された SSC に伴う長周期地磁気脈動の特性について

座長 坂 翁介(九大理)

- Psc 型磁気脈動の出現特性
- A drastic change of oscillation character of magnetic pulsations associated with SSC 300 - 500km 高度での SC
- 非一様電離層の地磁気脈動に及ぼす効果
- 地磁気脈動の低緯度伝播 (II)
- 磁気圏内における ULF 帯プラズマ不安定
- 長周期 (Pc 4 ~ 5) 脈動における共鳴結合振動 (II)
- 電磁流体振動に対する磁気圏内共鳴結合と電離層による結合
- 磁気圏内 MHD 不安定のエネルギー則

太陽風 (09:00-10:36)

座長 前沢 冽(名大理)

- Ⅰ-48 渡辺成昭, 丸橋克英(電波研)
- Ⅰ-49 柿沼隆清, 小島正宜(名大空電研)
- Ⅰ-50 村上広史, 斎藤尚生(東北大理)
- Ⅰ-51 斎藤尚生, 村上広史(東北大理)
- Ⅰ-52 堀 幸久(名大工), 鷺見治一, 荻野竜樹(名大空電研)
- Ⅰ-53 鷺見治一, 荻野竜樹, 小島正宜, 柿沼隆清(名大空電研)
- Ⅰ-54 朱 邦繼, 和田雅美(理研)
- Ⅰ-55 藤本和彦, 小島浩司, 村上一昭, 長島一男(名大理)

- 太陽の磁場構造と地球近傍の太陽風
- 太陽近傍および高緯度帯の太陽風
- SOLAR SOURCE SURFACEにおける太陽風速度および緯度分布
- 極大期に重点を置いた太陽磁気圏の11年周期変化
- 太陽圏境界における定在衝撃波について
- 太陽風プラズマの計算機シミュレーション(Ⅰ)
- 太陽高エネルギー粒子と Comprehensive Solar Flare Index
- 宇宙線強度と太陽風

宇宙線 (10:50-12:32)

座長 上野 裕 幸(名大理)

- Ⅰ-56 西田篤弘(宇宙研)
- Ⅰ-57 奥谷晶子, 和田雅美(理研), 須田友重(気象研)
- Ⅰ-58 野坂 徹(名大理), 森 覚, 鷺坂修二(信大理)
- Ⅰ-59 宗像義教, 袴田和幸(中部工大), 森 覚(信大理), 長島一男(名大理)
- Ⅰ-60 長島一男(名大理), 森 覚(信大理), 奥谷晶子(理研), 高橋八郎(岩手大教育), 矢作直弘(岩手大人文)
- Ⅰ-61 上野裕幸, 藤本和彦(名大理), 森 覚(信大理), 長島一男(名大理)
- Ⅰ-62 高橋八郎(岩手大教育), 矢作直弘(岩手大人文), 長島一男(名大理)
- Ⅰ-63 長島一男(名大理), 森下伊三男(岐阜大), 森 覚(信大理), 石山啓雄(福島大教育)
- Ⅰ-64 村上一昭, 藤井善次郎, 山田良実, 榎原志津子, 藤本和彦, 霜永禎章, 長島一男(名大理), 近藤一郎(東大宇宙研), A. G. Fenton, R. M. Jacklyn 他(タスマニア大)

- 「フォーブッシュ減少」の数値モデル(2)
- 宇宙線フォーブッシュ減少時の南北異方性-Ⅰ
- 太陽赤道面に垂直な方向の宇宙線強度分布
- 宇宙線の南北非対称性と太陽電流面
- 宇宙線太陽時半日変化
- NAMS Sidereal Anisotropy 1978-80
- 宇宙線 Zonal Harmonic Components (1st 及び 2nd) の Best-fit Rigidity Spectra
- 宇宙線中性子強度の恒星時日変化 Ⅰ
- タスマニアにおける空気シャワーの連続観測

測器・観測方法・成層圏(09:00-10:36)

- 35 山田弘善(宇宙開発事業団), 和田雅美(理研), SEM研究グループ
- 36 町田 忍, 鶴田浩一郎(宇宙研)
- 37 遠山文雄, 青山 巖(東海大工)
- 38 小川 徹, 藪崎 努, 北野正雄(京大超高層)
- 39 若杉耕一郎, 松尾 優(京工大芸), 深尾昌一郎(京大工), 加藤 進(京大超高層)
- 40 佐藤 亨, 深尾昌一郎(京大工), 加藤 進(京大超高層)
- 41 富田二三彦, 岡野章一, 大沼利弘, 上山 弘(東北大理)
- 42 柴崎和夫(極地研), 岩上直幹, 小川利雄(東大理), 福西 浩, 平沢威男(極地研)

座長 岩 坂 泰 信(名大水圏研)

- 衛星環境モニタの試作
- プローブ表面材から放出される光電子の研究
- S-520-5号機による実験 -
- 地磁気姿勢計によるロケットの再突入時の姿勢
- 単一スペクトル線光ポンピング磁力計の確度I
- 大型レーダーにおける散乱スペクトルとその周波数分解能
- MUレーダーを用いた新しい中層大気観測法(II)
- Sodium layerの成層機構について
- 南極昭和基地における中性大気微量成分(O_3 , NO_2 , NO_3)観測計画
- 大気球観測, 地上観測 -

成層圏・中間圏・大気光(10:50-12:16)

- 43 上山 弘(東北大理), 市川敏朗(岐阜歯大), 岡野章一(東北大理)
- 44 高木増美, 近藤 豊, 岩田 晃(名大空電研)
- 45 松崎章好, 中村良治, 伊藤富造(宇宙研)
- 46 関谷隆司, 藪崎 努, 北野正雄, 小川 徹(京大超高層)
- 47 岩坂泰信(名大水圏研/極地研), 平沢威男, 福西 浩(極地研), 藤原玄夫(九大理), 藤井良一, 宮岡 宏(極地研)
- 48 三沢清敏(防大), 加藤愛雄(東海大), 竹内郁夫(花間高専), 青山 巖(東海大)
- 49 三沢清敏(防大), 加藤愛雄(東海大), 竹内郁夫(花間高専), 青山 巖(東海大)
- 50 中村純二(東大教養), 大地 登(岐阜大教養)

座長 藪 崎 努(京大超高層)

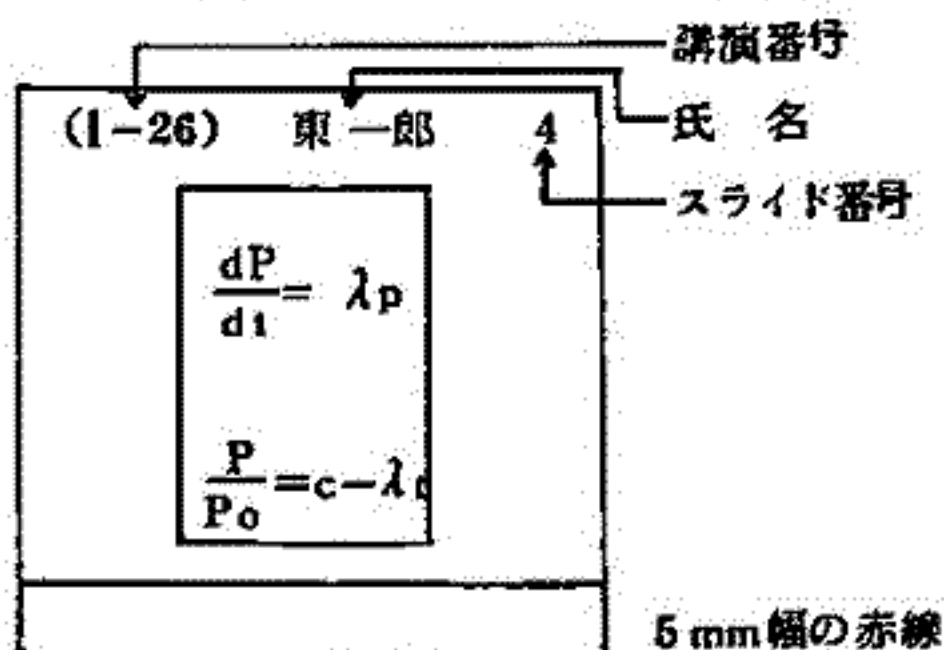
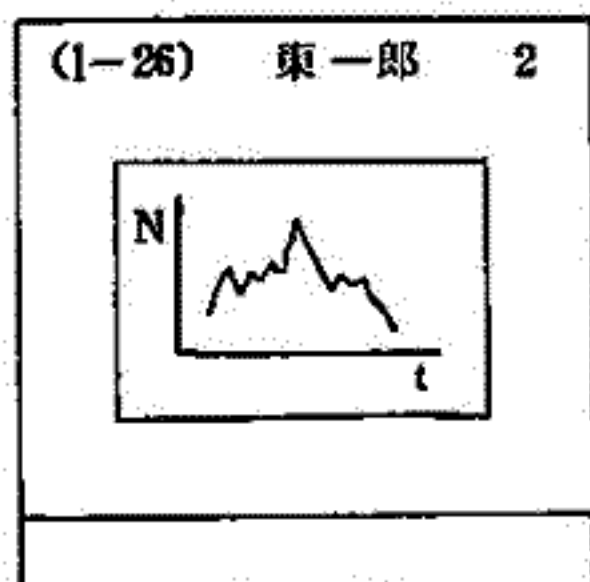
- レーザーヘテロダイン分光方式による成層圏オゾン高度分布測定について。(II)
- 気球及び航空機搭載用NOx測定器の開発
- 成層圏エアロゾルの観測(Sanriku, May 31, 1979)
- 光化学反応による有機気体からのエアロゾル生成
- 南極中層大気探査用レーザーレーダ
- 基本仕様と試験結果 -
- 酸素緑線と赤線の強度共変化の発生原因についての考察
- 酸素赤線の強度変化の孤立波型伝播の発生の原因についての考察
- S-210-13号機によるTMA発光雲の観測

ポスターセッションについて

- ポスターセッションは、第2日午後に集中して行ないます。
- 普通セッションでのポスターセッション用講演は、行ないません。
- ポスターセッションは、前半（ポスターセッションA；13時～14時30分）と後半（ポスターセッションB；14時30分～16時）に分けて行ないます。
- 講演者は、割当てられた時間（前半、または後半）中は、自分のポスターの説明を行なって下さい。
- 講演者（後半の割当の人）は、第2日午前中にすべての展示を終えて下さい。（第1日も展示作業に使えます）。
- ポスターは、説明者なしでも理解できるよう、わかりやすく書いて下さい。

スライドの様式について

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



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

宿舎案内

ホテル、旅館名	住 所	TEL	料 金 (税 込)		58.7月現在
			シングル (インバス)	ツイン	
秋田キャッスルホテル	秋田市中通三丁目	秋山(0188)	6,760~7,840	1,840~1,640 (インバス)	一泊(2食付)
ホテルハワイ(駅前)	〃 千秋久保田町2-2	34-1141	4,900	8,000(インバス) 5,500(アウトバス)	
ホテルハワイ新本館	〃 中通五丁目	33-1111	4,900	7,000(インバス)	
ホテルサンルート秋田	〃 大町三丁目4-18	33-1110	5,920	11,600(インバス)	
アキタニューグランドホテル	〃 中通五丁目2-1	65-2111	5,800~8,200	10,400~20,000	
シテイーホテル	〃 大町二丁目6-25	34-5211	4,400, 4,850	7,480, 8,580 (インバス)	
アキタキャピタルホテル	〃 楡山登町1-31	68-2525	4,400	7,600(インバス)	
ホテルリッチ秋田	〃 大町二丁目2-2	35-9111	5,800~7,000	11,000, 14,000 (インバス)	
山上パレスホテル	〃 山王二丁目10-42	62-0001	4,180~5,080	7,700(インバス)	
アキタパークホテル	〃 山王町目7-1	64-4421	4,850, 6,000	7,800~8,800 (インバス)	
栄太楼旅館	〃 千秋矢留町6-15	62-1515			7,000~8,000
麻 隨 美 松	〃 千秋矢留町6-9	33-4151			7,000~10,000
(共 済 関 係)		32-8541			
森 山 荘	〃 保 野通町	62-1055	6,160 (2食付)	1人5,920 (インバス, 2食付)	同 左(和室)
千 秋 会 館	〃 南通みその三丁目	32-7766			5,820(2食付) 3,190(泊のみ)
み ず ほ 苑	〃 山王四丁目	62-2433		3,040, 4,400	5,800~6,400
消 防 会 館	〃 中通四丁目	32-4111		2,900	レストランは 日,祭日は休み
労働福祉センター	〃 中通六丁目7-4	33-6029			4,750
日本交通公社(秋田)	〃 大町三丁目2-5	62-6198 62-6976			

第 I 会场

(I-1 ~ I-63)

Type III Radio Burstの到来方向について

大家寛, 三宅 亘
(東北大・理)

と序

衛星で観測されるK_m波帯のType IIIバーストは、太陽のactive regionから放出される高エネルギー電子ビームにより励起された静電プラズマ波がその場の2倍のプラズマ周波数(2f_p)の電磁波に非線型変換されたものとされているが、我々はプラズマ周波数(f_p)で線型変換されたものと考え、3次元Ray Tracingの結果から従来のモデルでは軽視されていた惑星間空間の高密度シート状構造とそこでの変換の重要性を指摘した⁽¹⁾

と電波の到来方向

図1にはImp6により観測されたType IIIバーストの到来方向の統計結果を示す⁽²⁾。Kaiserはf_pとしたときの最大到来角(A)と2f_pとした場合(B)を比較し、Type IIIバーストは2f_pで生じていると結論したが、このデータはそこで用いられた球対称密度モデル・直線的伝搬では説明されない2つの特徴をもっている。

[A] 50kHz以上の周波数域ではKaiserによるモデル計算から予想される通り低周波ほど到来角は大きくなるが、彼等の見積りで説明できない点としては50kHz以下で再び到来角は小さくなる。

[B] 50kHz以上の周波数域ではおおよそ西側から大きな角度で到来するのに対して、50kHz以下では逆に東側から大きな角度で到来するといふ、た非対称性が明瞭である。

とモデル計算

2次元モデルに基づき、f=f_pの点で放射が起ると考え、Ray Tracingを行い最大の到来角を求めた。結果は図1に点線で示すが、50kHz以上の周波数域において高密度シート状構造を考慮することにより到来角が大きくなり、東西の非対称性が表われてくることが説明される。

・Reference

- (1) 大家寛, 日本地球電気磁気学会 第40回講演会予稿集 P.34
- (2) Kaiser, M.L., Solar Phys., 45, 181, 1975

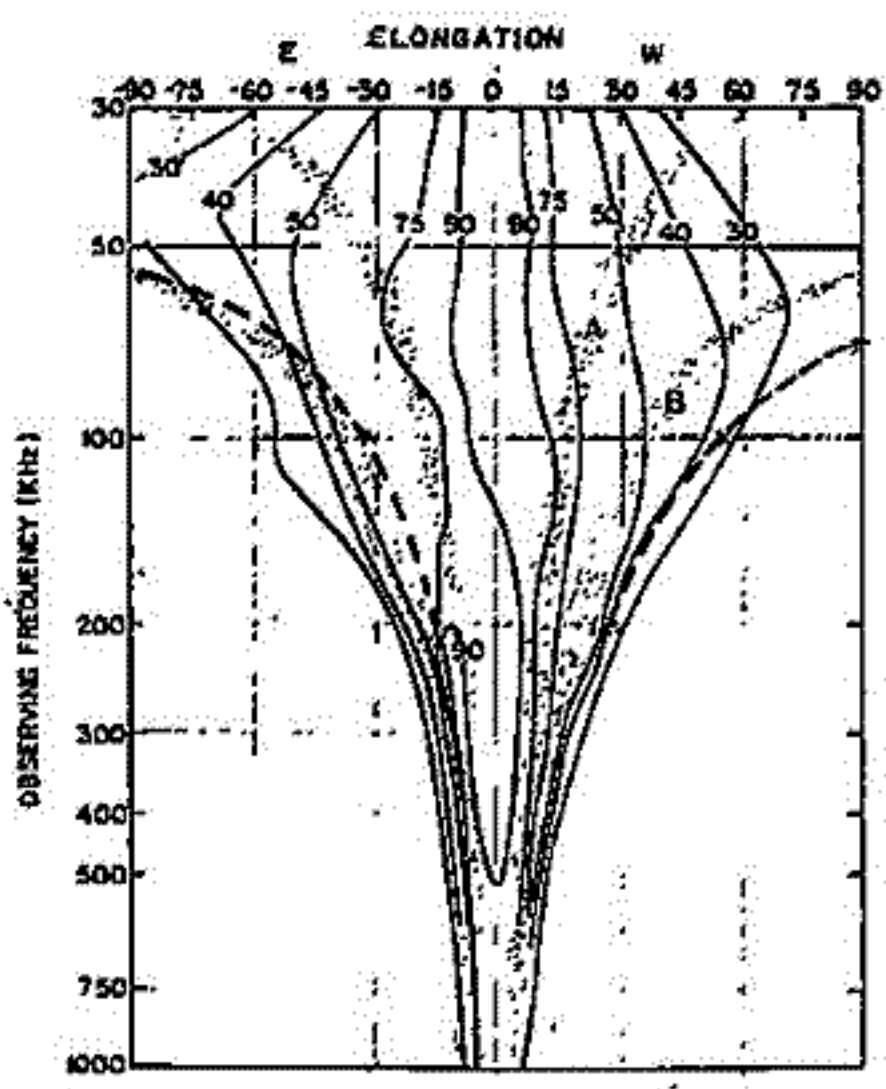


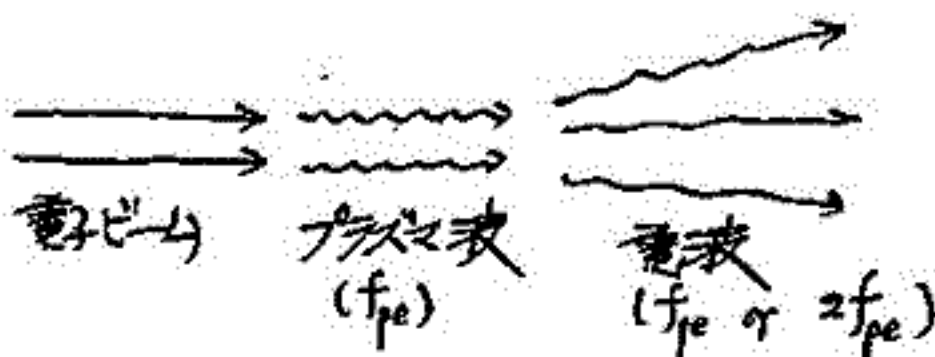
図1. The result of accumulation of 500 days of IMP-6 data in solar elongation coordinates. (Kaiser, 1975)

図中の数字は各周波数における最大値を100としたときの到来確率

タイプIIIバーストに伴う電波発生機構

羽部 亮 宏
九大・教養

最近タイプIIIバーストに伴う電波発生に関する観測がでて従来の常識とは異なる興味ある問題を提起している[1]。右図はその結果の一例を示す。 f_{pe} 付近である。従来の解釈では電子ビームがプラズマ振動を励起し、次にプラズマ振動のモード変換や非線形 process で f_{pe} や $2f_{pe}$ の電波が発生すると考えられていた。



[従来の理論]

しかし観測によると上記の process が起こるにはプラズマ波の振幅が低すぎる事が判り、更に種々の面からタイプIII電波はプラズマ振動とは無関係の process から発生していると結論された[1]。これを受けて最近いくつかの試みがなされてきている[2,3]がいずれも難点がある。

我々は Turbulent Bremsstrahlung の見地からの解明を試みる[4]。詳細は講義にゆずるが下記の様な process で効率の良い電波発生が期待できる。

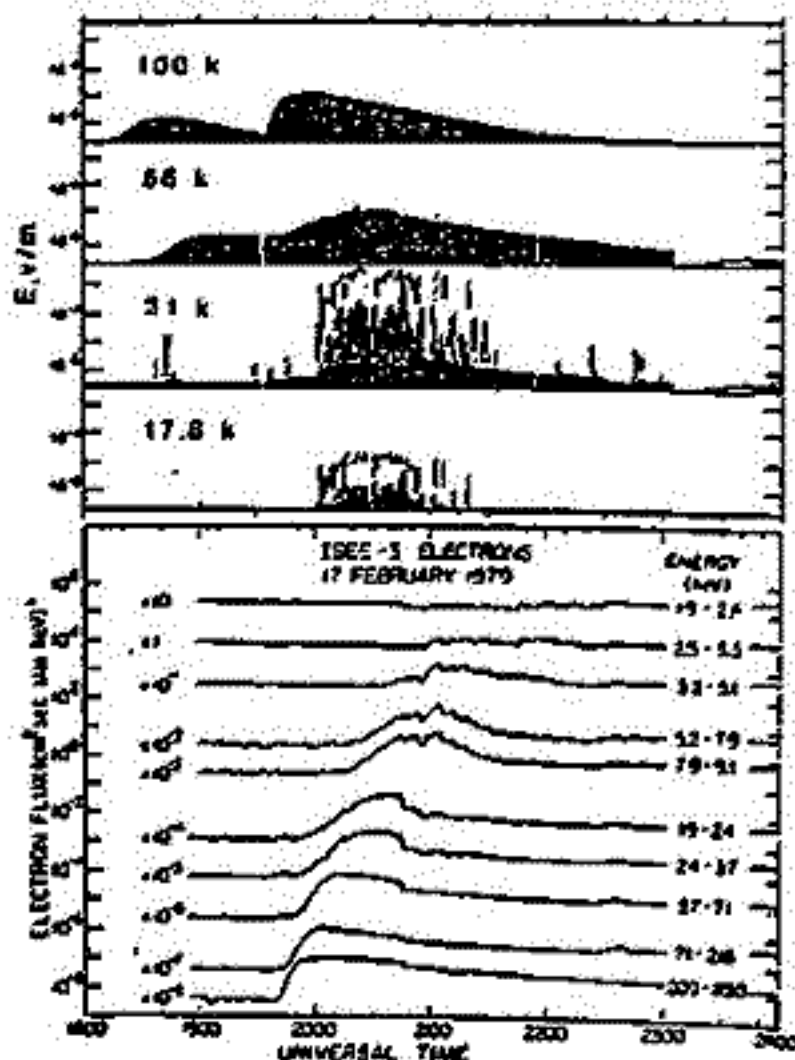
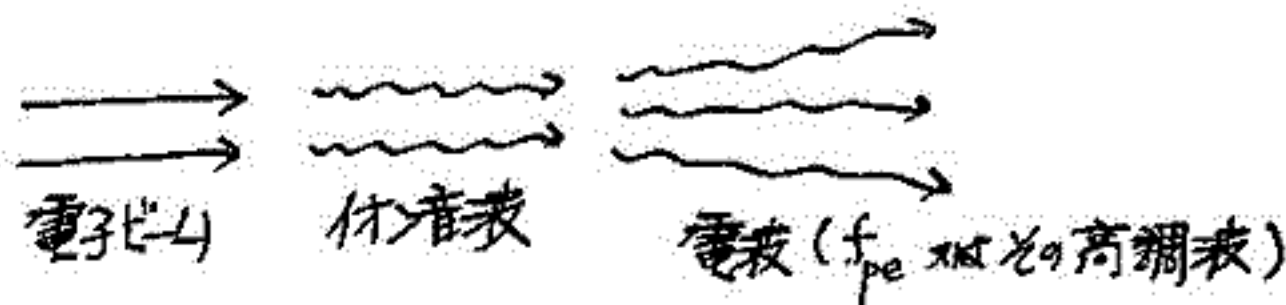


FIG. 1.—The top panel shows the electric field intensity measured from ISEE 3 on 1979 February 17 in four broad frequency bands for the events of interest. The black areas show the intensity averaged over 64 s. The solid lines give the peak intensity measured every 0.5 s. The smoothly varying profiles in the 100 and 56.2 kHz channels show two type III radio bursts. The second one is of interest here. The intense highly impulsive emissions observed in the 31.1 and 17.8 kHz channels are the plasma waves. The lower panel shows the omnidirectional electrons from 2 keV to >200 keV. The velocity dispersion is clearly evident. No significant flux increase is observed below ~15 keV.

文献 [1] R. P. Lin, D. W. Potter, D. A. Gurnett and F. L. Scarf; *Astrophys. J.* 251 364(81)
 [2] M. V. Goldman and D. F. DuBois, preprint ('81)
 [3] D. B. Melrose, *Aust. J. Phys.* 35 67 ('82)
 [4] M. Nambu, *Phys. Fluids* ('82) in press.

SOLAR TYPE III RADIO BURSTS IN LF BAND OBSERVED BY THE ISEE-3

電波研究所 恩藤忠典

T. ONDOH Radio Research Labs.

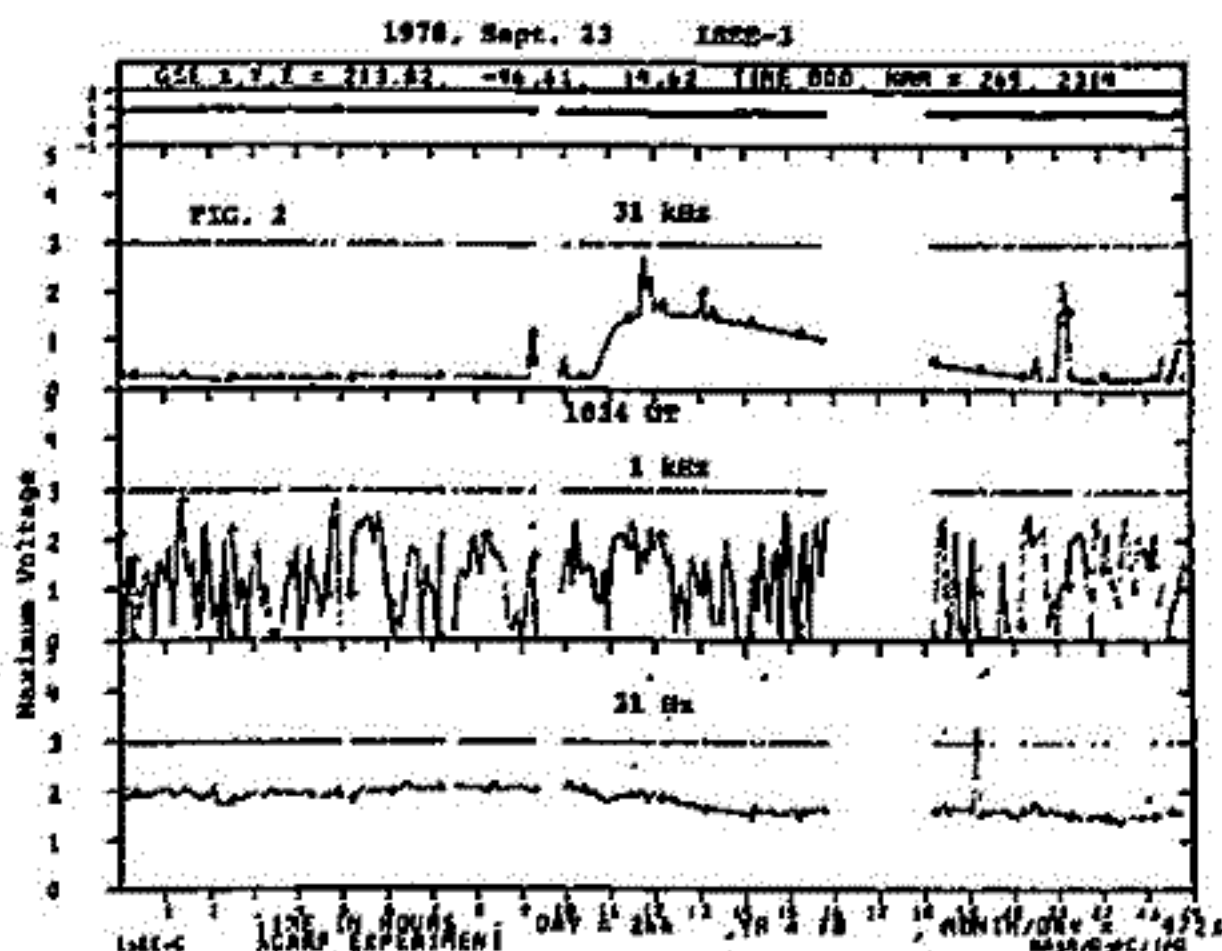
Solar Type III radio bursts were observed in the 31 kHz band by the ISEE-3 at 1034 UT on Sept. 23, 1978. Corresponding solar flare was observed by ground microwave receivers at 0941 UT on Sept. 23, 1978 in the solar active region at N 35° and W 50° on the solar disc. A geomagnetic storm sudden commencement started at 0718 UT on Sept. 25, 1978 on the ground.

The ISEE-3 is located in the halo orbit at geocentric distance of about 230 earth's radii ahead of the earth. An energy flux increase of solar electrons with energy greater than 15 keV was also observed by ISEE-3 at 1008 UT on Sept. 23, 1978.

The solar Type III radio bursts in LF band are believed to be generated by radio emissions from electrostatic electron plasma oscillations excited by solar low-energy electrons in the solar corona.

We examine occurrence time relations between the solar flare on the sun and solar Type III radio bursts observed by the ISEE-3, considering corrections of radio propagation time between solar radio bursts region and the ISEE-3. Then we discuss on energy of solar electrons which caused the solar type III radio bursts.

The result shows that electrons of about 4 keV ejected from the solar flare at 0933 UT on Sept. 23, 1978 caused solar Type III radio bursts along the Archimedean spiral or heliospheric field line in the solar corona.



テレメータ方式による75km基線木星デカメータ波観測用干渉計システムの開発

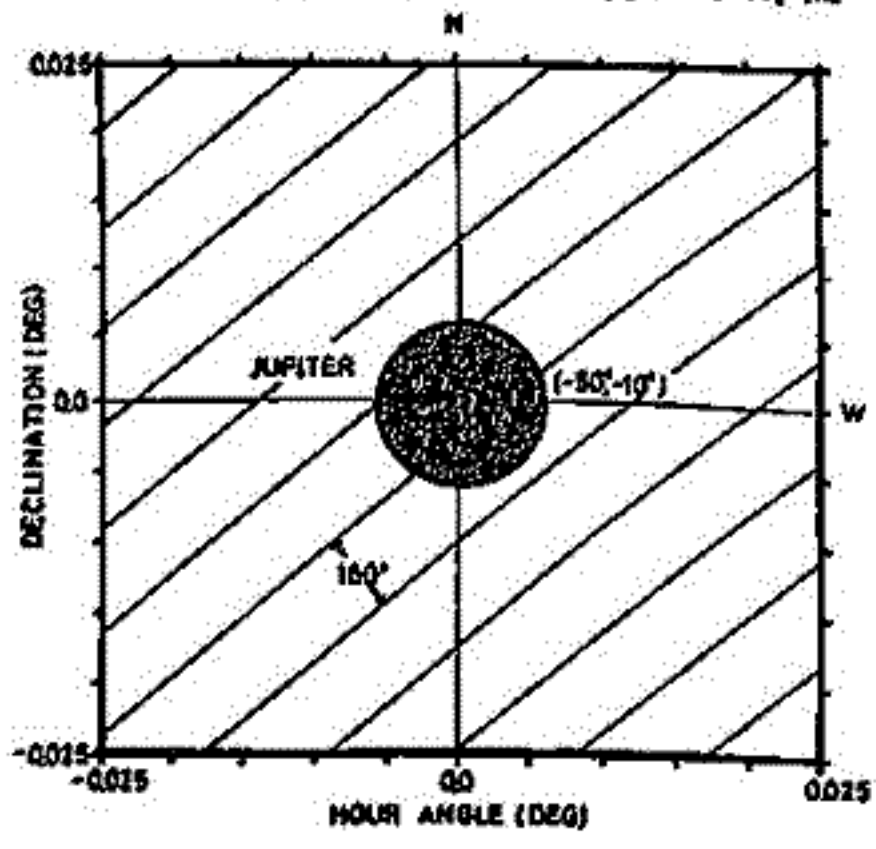
大泉 寛, 森岡 昭, 徳丸 宗利, 近藤 実
(東北大・理)

1. 序 木星デカメータ波は、巨大な木星磁気圏中に励起される様々なエネルギー源に伴う擾乱に関連して発生する電波であり、特に周波数の低い領域では地球極域で発生するオーロラキロメトリック放射と同じカテゴリーに入る。デカメータ波帯では、その発生源は木星オーロラ帯上空に存在する加速域に対応した木星電離層にある。こうした発生源の位置を探ることができれば、木星オーロラ粒子の加速域の空間的、時間的な変動を知ることができ、木星デカメータ電波の発生の原因を究明することが可能となる。従来から東北大学蔵王観測所に於いては、1km基線干渉計を用いた木星デカメータ波の観測が行われてきたが、その性能の限界に達する精度向上が追求されてきた。その間、より高い分解能で電波源の位置を決定することを目的とした75km基線干渉計システムの開発の準備を行ってきたが、今回は、75km基線干渉計システムの概要について報告する。

2. 分解能 第1図は、75km基線干渉計によって測定されるニつのアンテナ間の位相差を、木星を中心とした天空上に投影したものである。これから明瞭なように、位相差が180°の精度で決定された場合、木星半径程度の分解能を持つことが判明する。短時間の相対位相差計測は4°の精度の実績を持つので、2000km(0.03木星半径)前後の分解能に近づける見込みがある。

3. システム構成 干渉計システムの設置を、第2図に、システム構成を第3図に示す。75km離れた川渡及び蔵王の二地点で受信された信号は、それぞれの受信機に於いてヘテロダイン方式により増中されるが、このヘテロダインでの周波数変換は、短期 10^{10} 、長期 10^{12} に達する周波数標準を用いることにより相互位相差を正確に保持する。本システムの特徴は、二地点の位相情報がテレメータ電波で一箇所(仙台)に集合され、そこで位相差検出を実行することである。

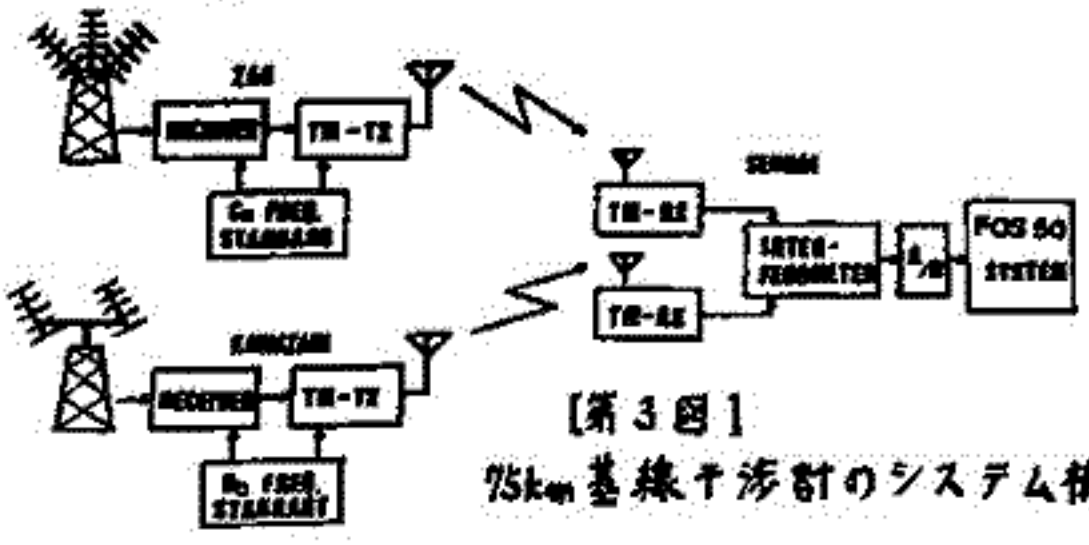
4. 開発の現状 テレメータの伝播路の位相安定性の実験を終了し、その結果、短期1°、長期2°、混信時7°の安定性を持つことが確認された。現在、受信機部の制作に入っているが、位相検出器及びPLLシンセサイザ一部発振器が完成し、C₃及びR₆周波数標準を用いた試験で、高い精度の安定性が確認されている。この冬からの観測に備えている。



[第1図]



[第2図] 75km基線干渉計の配置



[第3図]

75km基線干渉計のシステム構成

Beam Structure of Jupiter's Decametric Radiation

KOITIRO MAEDA

THOMAS D. CARR

(Hyogo college of Medicine) (University of Florida)

The well defined zones of central meridian longitude within which the probability of Jovian radio emission at frequencies near 22 MHz is relatively high are known as sources A, B, and C. Each consists of a component which is Io-related and another which is Io-unrelated¹. This emission anisotropy and other observed effects have been interpreted in terms of quasi-continuous beams which corotates with Jovian magnetosphere, but the evidence for beaming has been indirect. We present convincing direct evidence, based on results of simultaneous observations from the two Voyagers and a terrestrial observatory, that the Io-unrelated source A radiation is emitted in characteristic beams.

Our observations were made in early 1979 at 21.811 MHz (bandwidth=200 kHz) from Voyager 1 and 2, and at 21.860 MHz (bandwidth=13 kHz) from the Mizuho-cho Radio Observatory. Although both Io-related source B (Io-B) and Io-unrelated source A (non-Io-A) noise storms were observed, only the latter, which exhibited a much higher degree of correlation at the three stations than did the Io-B storms, were used in the present analysis. Eight non-Io-A storms were identified at both Earth and Voyager 1, and 3 of these were also identified at Voyager 2. Each event was either the start or the end of a storm, the most easily recognizable features. The times of a given event at the 2 or 3 stations were corrected to a standard distance in order to eliminate differences due to unequal propagation delays. On the assumption that the manifestation of the event at each station resulted from the passage of the leading or trailing edge of a corotating beam, the times were also corrected for the differences in Jovicentric right ascension of the stations. Corrected times are those at which the event would have been observed if all three stations were at the same distance from Jupiter and were at the same Jovicentric right ascension, without their declination having been altered. Any remaining significant differences in the corrected times could thus be attributed to the combined effect of the shape of the beam cross section and differences in station declinations (which were essentially constant throughout the observation period). The 2 or 3 corrected station times were converted into station longitudes. The beam structures are shown as a function of Jovicentric declination and System III (1965) longitude in Fig. 1 (leading edge: solid line, trailing edge: dashed line). Our results are consistent with the long-term terrestrial observations^{1,2} (the starting, centroid, and ending longitudes are indicated in Fig. 1).

1. Carr, T. D., and M. D. Desch, in Jupiter, ed. by T. Gehrels, Univ. of Arizona Press, Tucson, p. 693 (1976).

2. Bozjan, P. A., and J. N. Douglas, J. Geophys. Res., 81, 3387 (1976).

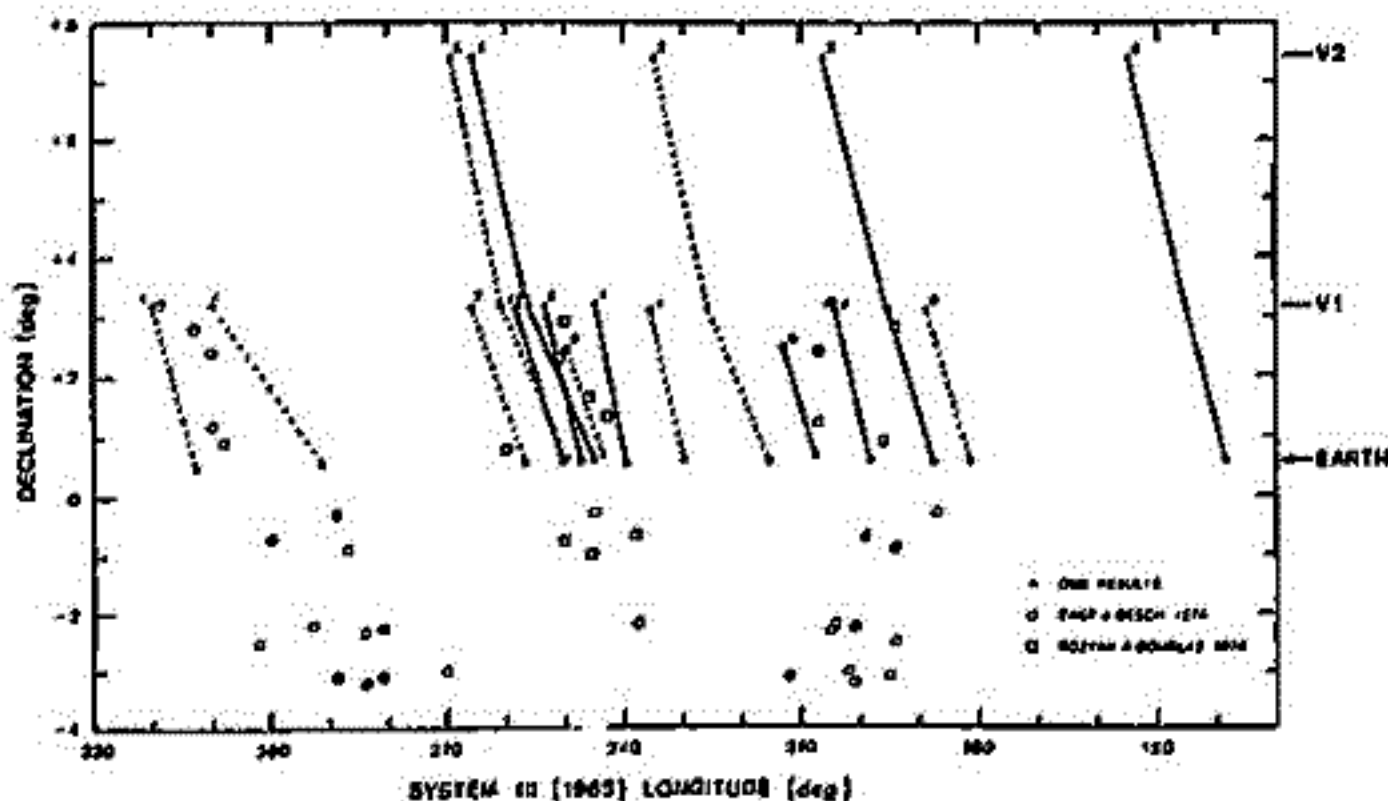
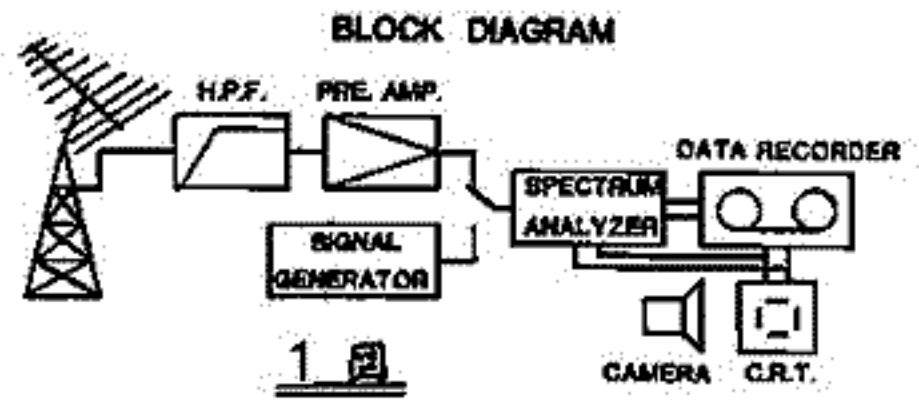


Fig. 1.

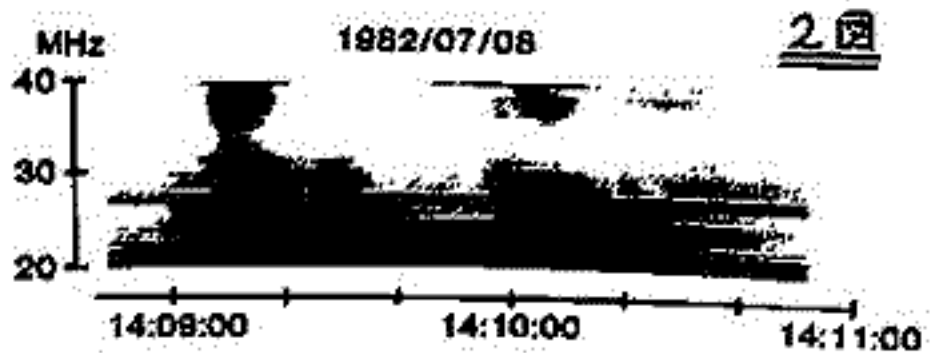
青山 隆司 大家 寛 森岡 昭
(宮城職訓短大) (東北大学 理学部)

1. 序 1982年5月、宮城県北部の築館町(宮城職訓短大内)に、木星および太陽電波受信システムが、東北大学大家研究室木星グループの協力を得て完成し6月より観測を開始した。今回の講演では、本システムの紹介をするとともに現在までに得られたData についてその観測結果を報告する。

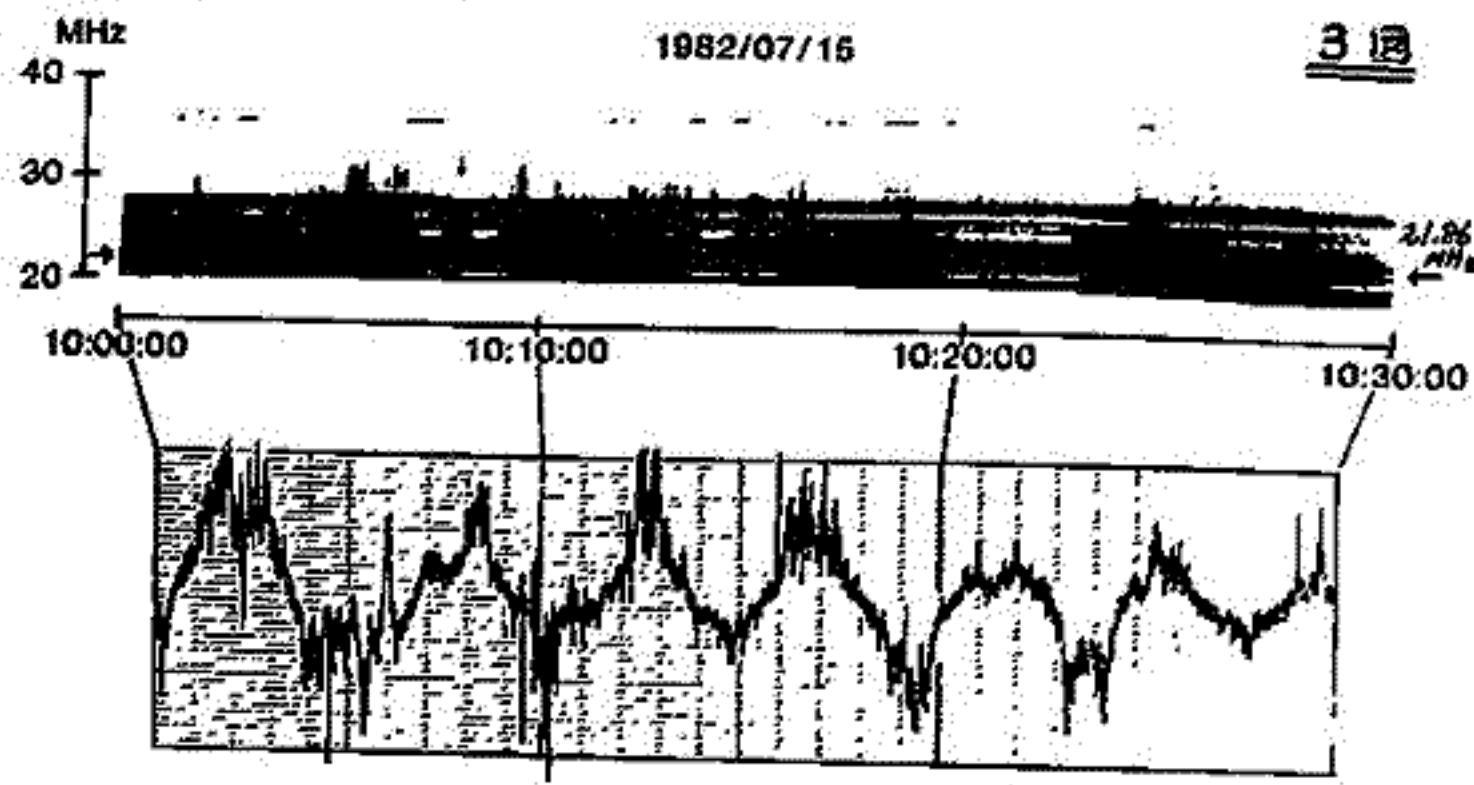
2. 観測システム 木星および太陽電波観測システムの block diagram を1図に示す。可動式の9素子ログペリアンテナを用い20MHz~40MHz 帯の電波バーストの wide band 信号を受ける。アンテナから供給された信号を high-pass filter および pre-Amp を通し Spectrum analyzer で掃引受信し、最終的に dynamic spectrum の形で Data を得ている。



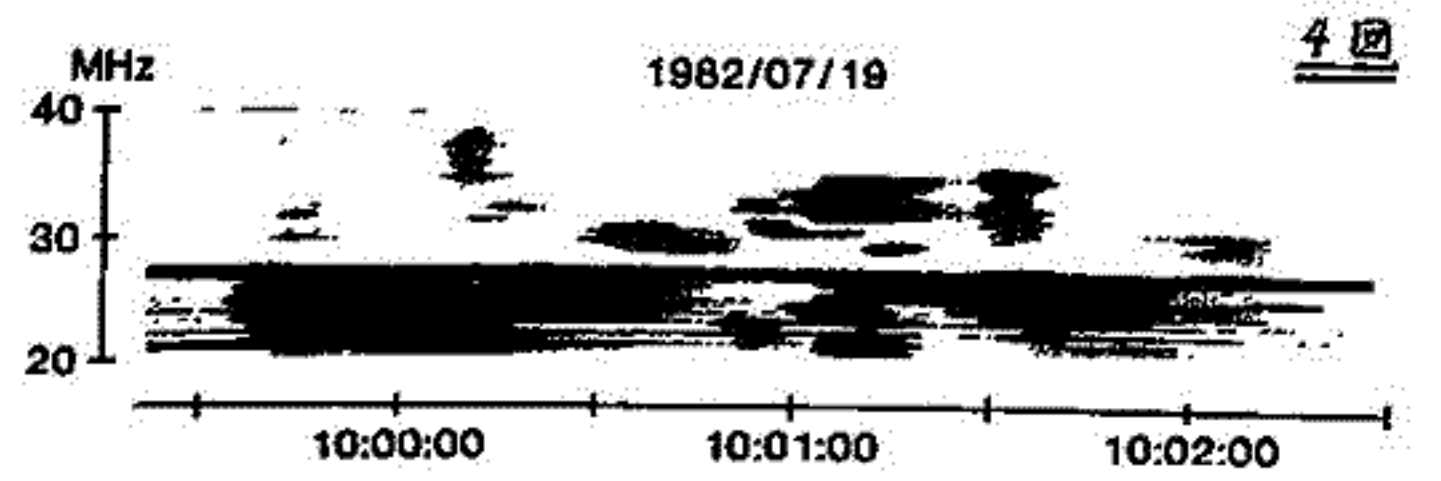
3. 観測結果 木星電波は、現在観測条件の悪い時期に当たっており、7月8日0時0分~0時37分の一例だけ得られている。一方太陽電波は、6月6日の大フレアにみられるように非常に active で、その回帰性バーストと思われる Data が多数得られている。現在までに得られたData を発生頻度順に分類する。



(i) Type III; 単発性のものおよび集団をなすもの, (ii) Type II; ゆっくりした drift をする flare shock にともなうもの, (iii) Type I; 2時間以上続いた Impulsive burst の嵐。2回, 3回 および 4回に太陽電波の観測例を示す。



(2回) 典型的な Type III.
(3回) Impulsive なバーストが群発した例。



下のパネルは厳正の干渉パターン(21.86MHz)
(4回) Sprit 構造が明確にみられる例。

リオメータデータ中に 見られる木星デカメータ波放射

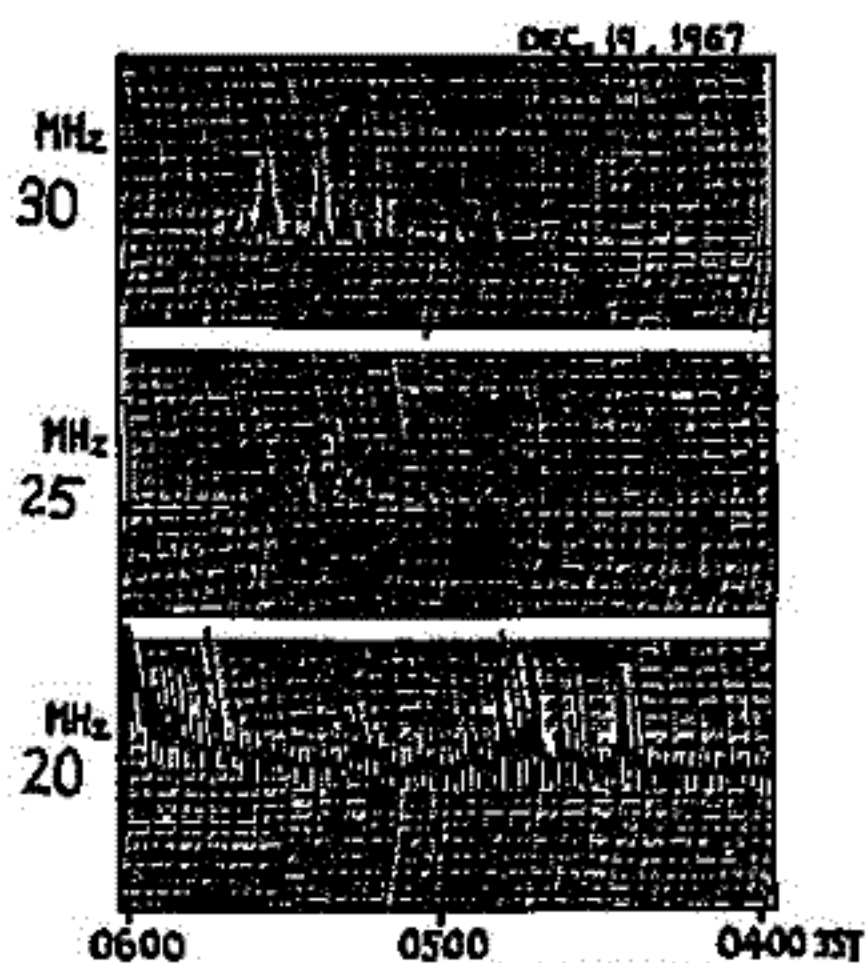
近藤哲朗, 磯崎進, 大内栄治
(電波研鹿島) (電波研犬吠) (電波研平磯)

はじめに 木星デカメータ波放射の長年月に亘る出現特性が太陽活動(約11年周期)に
関係があるのか木星の公転周期(約12年)に
関係があるのかは興味深い問題である。長
周期の出現特性を明らかにするには長期間のデータが必要となる。ところで電波研究所
平磯支所では、リオメータを用いた銀河電波の電離層による吸収測定を20, 25, 30, 40
および50MHz帯において、1965年より行なっている。このリオメータデータを木星デ
カメータ波放射という観点より解析した結果、数多くの木星デカメータ波放射の受信が確
認できた。このリオメータデータ中に見られた木星デカメータ波放射の出現特性について
報告する。

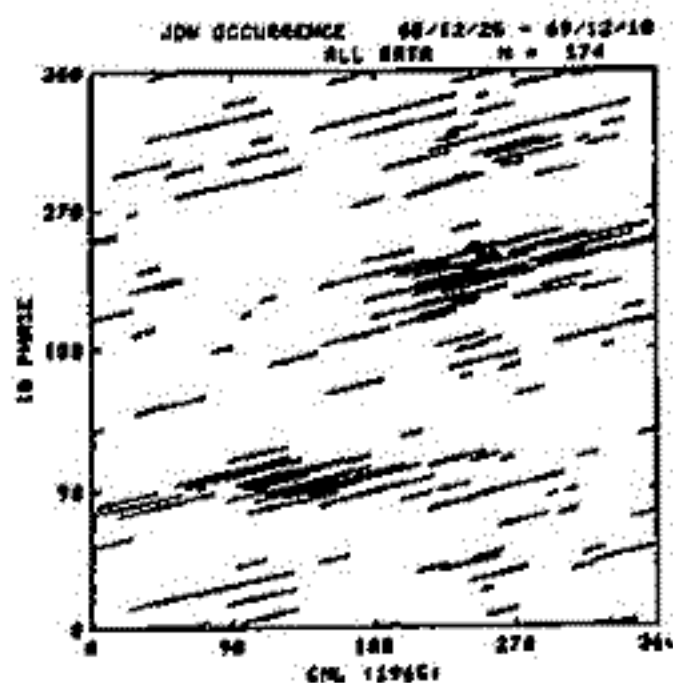
木星電波判定方法 リオメータデータから木星デカメータ波放射であるかどうかの判
定には次の方法を用いた。データは木星が地平線に出現しかつ夜間のデータに限定した。
これは、太陽電波および混信をさける為である。そして、リオメータデータ中、20, 25
および30MHz帯の少なくとも2周波数帯で受信され、
40および50MHz帯では現象がないもので、継続
時間が10分以上の現象を木星デカメータ波放射と
した。これは木星デカメータ波放射の高域カットオ
フ周波数が約38MHzであり、30MHz以下の周波
数では5MHz以上の広帯域に出現することによっ
ている。才1図にリオメータデータ中に見られる木星
デカメータ波放射例を示す。

出現特性 上述した方法により、リオメータデ
ータ中から得られた木星デカメータ波放射の出現を、
イオ衛星の位相角対木星中央子午線経度(CML)
図上にプロットした結果を才2図に示す。1969年
までのデータの解析結果であるが、イオ衛星の位置
および木星中央子午線経度に同期した現象が出現し
ており、木星デカメータ波放射が受信されている事
が確認できた。そのほとんどがイオ依存性電波源か
らの放射となっているが、これはリオメータの受信
アンテナが天頂方向を向いており、強度の弱い非イ
オ依存性電波源からの放射は受信が困難であったた
めと思われる。

まとめ 今回の解析はリオメータデータを利用
した木星デカメータ波放射の長周期の出現特性を
目的としている。1969年からのデータは、木星デ
カメータ波放射周波数帯では30MHzのみとなり、さ
らに木星電波の同定が困難となっている。したがっ
て長年月に亘る出現特性を議論する為には、受信周
波数の違い、さらにアンテナが天頂方向に固定であ
るという事を考慮に入れる必要があり、現在、検討
中である。



才1図. 木星電波受信例



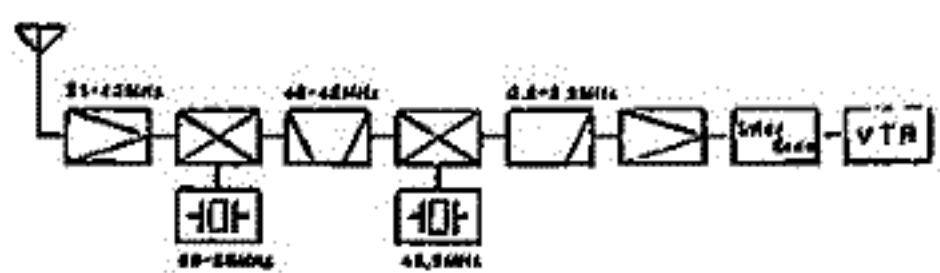
才2図. 出現特性

S-バーストの観測

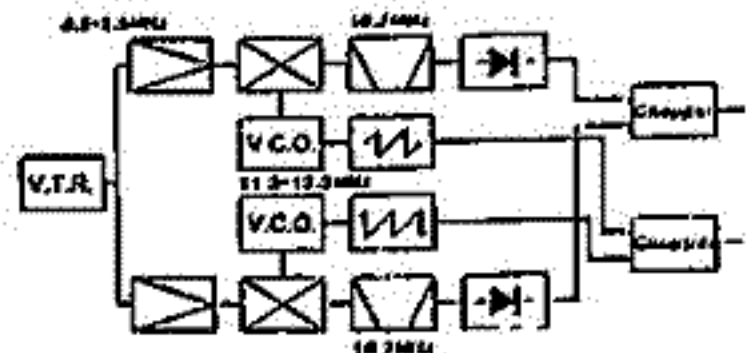
大塚 寛, 永井 智広, 森田 昭 (東北大・理)

序 木星デカメータ波には、数ms~数10ms程度の時間スケールで激しく変動する、S-バーストと呼ばれる現象がある。この現象は、比較的長い継続時間を持つL-バーストと共に、木星デカメータ波の発生機構を考える上で欠くべからざる存在である。当グループではこの現象を捕えるため、V.T.R.を利用した広帯域記録装置及び高分解能の周波数解析装置を開発し、1982年3月13日より観測を開始し、受信に成功したので報告する。

観測 記録装置及び解析装置のブロック図を、第1図、第2図に示す。観測帯域幅は2MHz、時間、周波数の分解能はそれぞれ1ms、30kHzである。観測された結果の一例を第3図に示す。この結果は同時に観測された他のシステム(干渉計、ガイナミックスペクトラム)の結果と比較し、木星起源であることが確認された。また、従来報告されてくる現象(Ellis, G.R.A., Rabinna, J.J., Leblanc, Y., 等)と同じ性質のものであることが示されたが、今回、自ら直接データを得ることができ、S-バーストの発生原因の謎の解明の手がかりがつかめるようになった。



第1図 記録装置

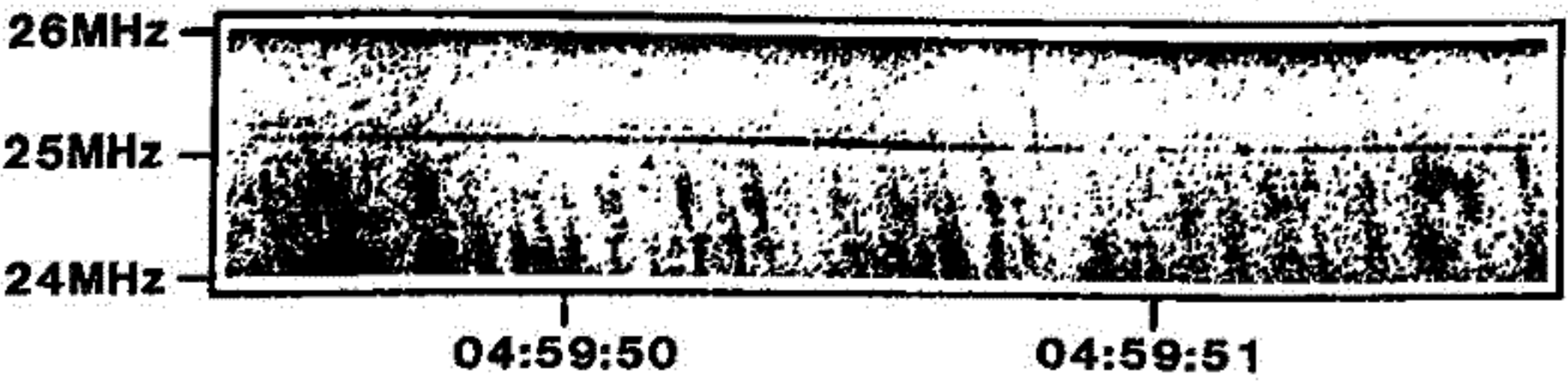


第2図 周波数解析機

解析結果 観測を行った、24~26MHzの典型的な例を解析した結果、(i)バーストの継続時間は、数ms~100ms(単一周波数)、(ii)繰り返し周期は、40~70ms、(iii)周波数ドリフトは、-25MHz/s前後、という結果が得られた。このうち周波数ドリフトはほぼ一定の値をとり、また繰り返し周期も割合一定した値をとるが、継続時間はたゞへんばらつきが大きい。以上、バースト群の特徴は、バーストの継続時間、繰り返し周期、周波数ドリフト等に顕著に表われる。また、個々のバーストは全く独立して出現するばかりでなく、前後のバーストと相互に作用し合うような形状に見えることもある。

S-バーストにかかわる放射が、Io Flux Tube (IFT) 内で生じ、電波源ではマイクロトロンの周波数で変動が励起されると仮定すると、 $V_0 \approx 0.1c$ でIFTを上昇する電波源を考えると説明し得る。これはその速度を考えると、上昇する電子ビームによる、と考えるのが妥当である。また、繰り返し周期は、これらの電波源がIFTに沿って上昇する領域の発生頻度と反映すると考えられる。

1982 4/5



第3図 S-バーストのダイナミックスペクトラム

長基線による木星デカメートル波 シンチレーションの多地点観測

今井一雅 · 富沢一郎
高知高専電気工学科 電気通信大学

筆者らは、木星デカメートル波を地上で観測した場合、 0.1 Hzから 1 Hzの強度変動成分は、木星から地球に伝搬する際太陽風によりシンチレーションを受けたものであることを観測的に明らかにしてきた。観測は、今まで 150 Kmから 220 Km離れた多地点で同時に木星電波を受信する形で行われており、多地点の強度変動に対して相関解析を行い相関の高い部分の時間差から惑星間空間シンチレーション(IPS)による成分を分離している。今回図1のように、基線長を約 600 Kmに伸ばして同様の多地点観測を行った結果、 I_0-A に属する2例を観測し解析することおできた。2地点の解析結果については、前回の学会で報告したが、その後3地点のデータ解析を行い次のようなことがわかった。

- 1) 200 Km程度の基線においては、今までの観測と同様に高い相関値(~ 0.5)と太陽風の投影速度に対したする時間差(~ 300 msec)が認められる。
- 2) 600 Km程度の基線では様相が異なり、それぞれの地点の介オーダの強度変動(図2)はよく対応しているが、 $0.1 \sim 1$ Hzの成分は思った程相関が良くなく、しかも時間的に大きく変動している。これは、2例について共通に言えることである(図3, 4)。以上の結果は、Elongation Angleが 110° 前後のデータについて言えたことであり、今後この範囲を広げてElongation Angleとの依存性を調べていく必要がある。



図1 観測点の位置

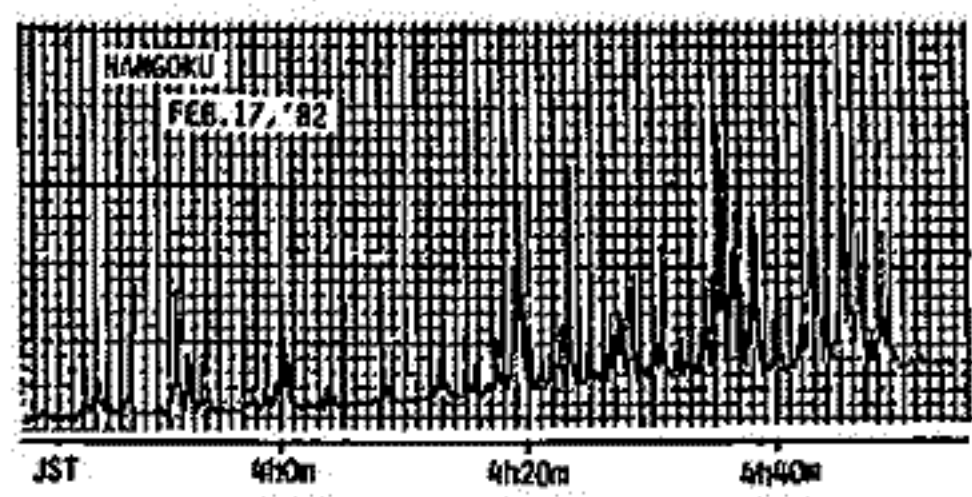


図2 南国で受信した強度変動

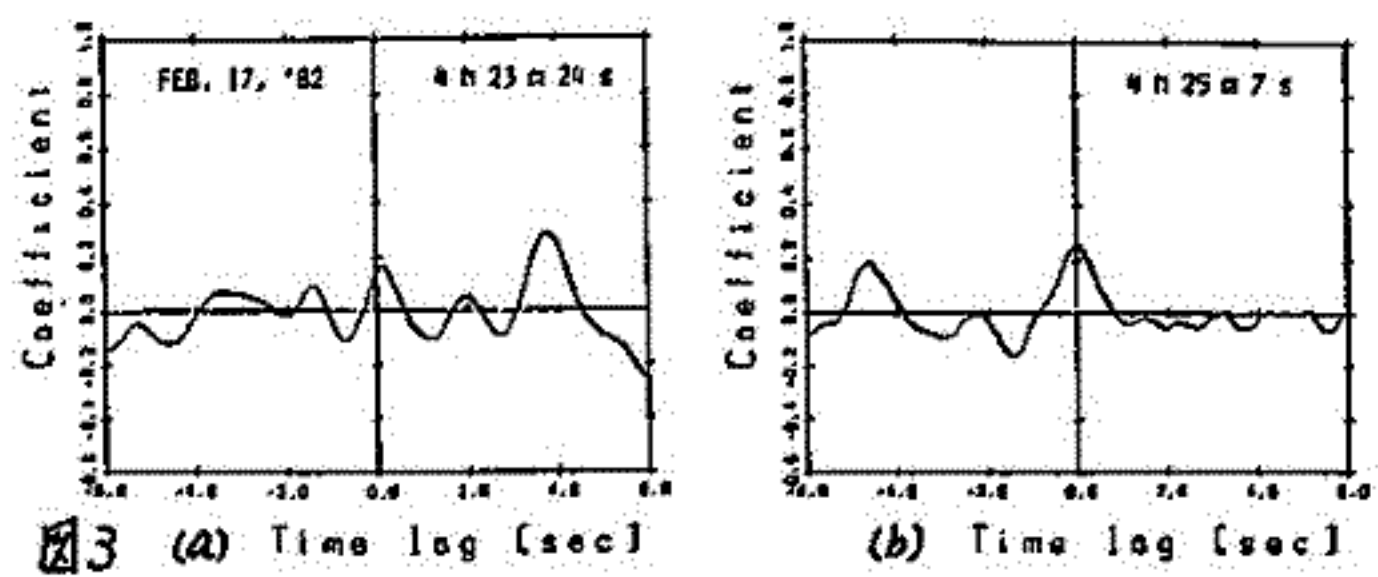


図3
(a) 82年2月17日のデータ(I_0-A)の相互相関(南国-菅平基線)
(b) 同日の違う時間の相互相関

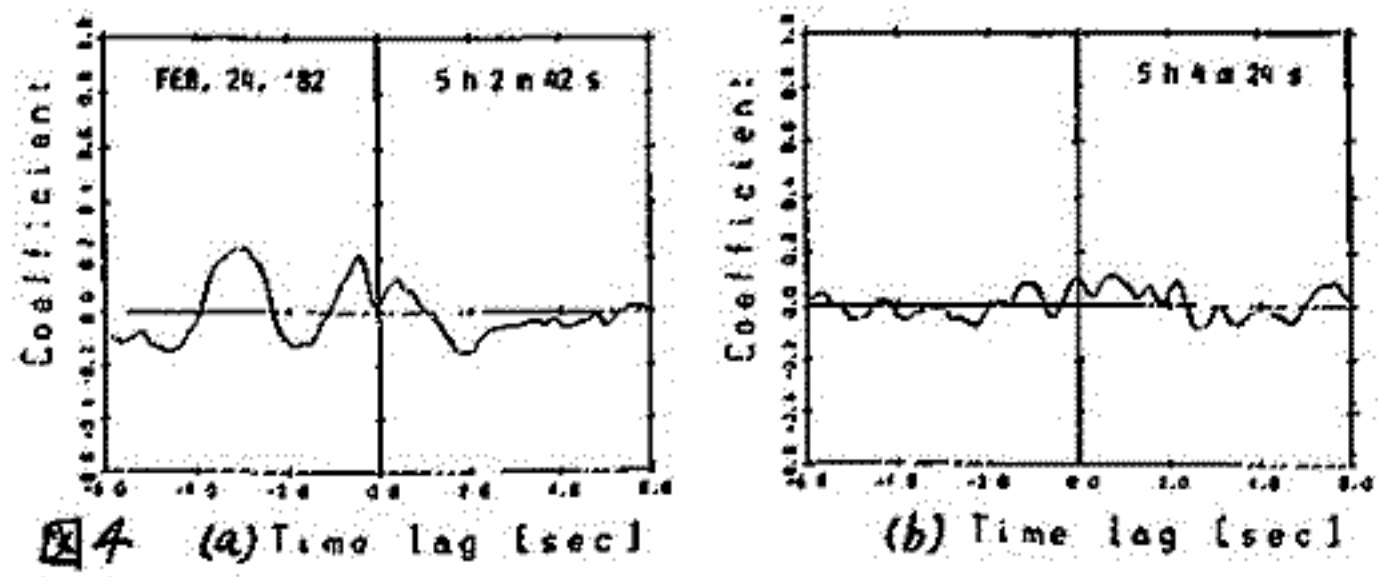


図4
(a) 82年2月24日のデータ(I_0-A)の相互相関(南国-菅平基線)
(b) 同日の違う時間の相互相関

4.08 GHz における木星電波観測 I

渡辺 勉、近藤啓朗※ 国森裕生※

名古屋電研、※電波研鹿児島支所

木星放射線帯の中の高エネルギー電子 (~20 MeV) によるシンクロトロン放射は主にデシメータ波帯やマイクロ波帯における電波放射として観測されており、地上より木星の内部磁気圏を観測する有力な手段となっている。電波の強度や偏波成分は木星経度 (λ_J) におけるダブルサイン的な変動に始まり、数日程度の短いタイムスケールの変動や / 0 数年のオーダーの長期変動があることが知られているが、木星の電波放射を定常的に行って太陽・惑星間空間の諸現象と比較することにより、高エネルギー電子の木星磁気圏内での振舞いを調べる事が可能であろう。

以上のような観測のもとに、電波研鹿児島支所 26メートル電波望遠鏡を用いて、4.08 GHz における木星電波観測を開始した。RF増幅器は雑音温度約 45度の常温パラメトリックアンプで、右回り円偏波にて観測を行った。これは木星電波の円偏波率が約 1%と低い為、電波強度を簡便に測定出来ることによる。帯域幅は 25 MHz、積分数は 10秒とした。観測は木星とその前後、赤経 ± / ~2分のオフセットを与えた場所とのスイッチングに加えて、ドリフトスキヤンも併用して行った。受信方式は total power modeであった。flux density の較正は 3C273 (36.8 ± 2 J_y) 3C286 (8.3 ± 0.4 J_y) 3C348 (14.7 ± 0.7 J_y) 等の電波源を用いて行った。これらの電波源の 4.08 GHz における flux density は他の周波数におけるカタログ値より推定するのであるが、カタログ値にも 5%内外の誤差がある。上記の電波源のうち 3C273 は時間変化するので、他の2つの電波源によって校正した。観測は 1982年7月23日と8月5~6日とに行なった。この観測によって得られた、木星電波の 4.08 GHz における flux density を第1表に示す。各々の値は 20~30分間における観測値の平均である。校正の精度は約 1%である。校正には大気による吸収を考慮した。この時期における木星-地球間の距離は 5.3~5.5 AU であったため、観測した flux density (S_{obs}) は木星-地球の標準距離 4.04 AU での値に直した (S_{4.08})。今回の観測により得られた flux density をすべて平均すると 7.5 ± 0.8 J_y となる。このあたりの周波数では木星経度による電波強度の変動は少ないので、この値を 4.08 GHz における木星の flux density と考えても大した差は無い。そこで第1図に示すような木星の電波スペクトルの上に重ねて見ると、ここで得られた値は平均的な木星電波スペクトルによく対応している。この図から分るように、我々の周波数は木星電波の非熱的成分と熱的成分とが等強度になる周波数に近い。従って観測された flux density の約半分が木星放射線帯から来ていることになる。



鹿児島26m電波望遠鏡

Y/M/D/UT	λ _J	S _{obs}	S _{4.08}	Calib. Source	Obs. Mode
82/7/23/5	300°	4.4 ± 1	7.5 ± 1	3C273	ON-OFF
82/8/6/4	215°	3.7 ± 0.4	6.9 ± 0.4	3C286	ON-OFF
		3.9 ± 0.4	7.2 ± 0.4	3C348	ON-OFF
82/8/6/5	250°	4.1 ± 0.6	7.6 ± 0.6	3C286	DRIFT
		4.3 ± 0.6	8.0 ± 0.6	3C348	DRIFT

S_{obs}: Observed Flux Density, J_y.
 S_{4.08}: Corrected Flux Density at 4.08 GHz, J_y.
 1 J_y = 10⁻²⁶ W m⁻² Hz⁻¹

Table 1

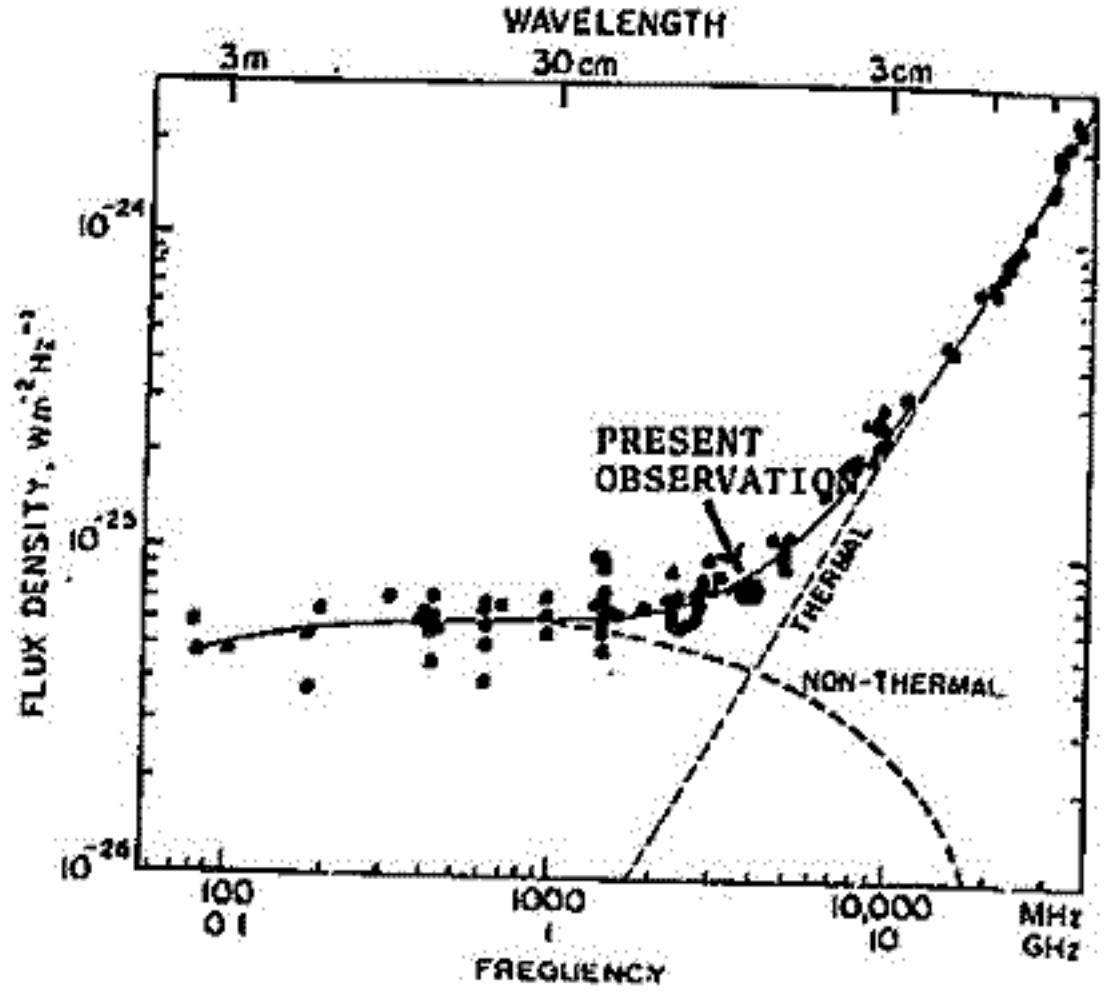


Figure 1

Hiroshi OYA and Akira MORIOKA
(Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai 980, Japan)

By natural plasma wave detector (NPW) onboard Jikiken (EXOS-B) that has the frequency resolution of 1 kHz, a new type of the radiation with continuous dynamic spectra with constant frequency in a range from 100 kHz and 200 kHz associated with multi-banded fine structure has been discovered. The frequency gaps of the multi-banded radiation are in a range from 4kHz to 9 kHz suggesting the coincidence with the local ion cyclotron frequency; an example of this radiations are given in Figure 1.

This new type of the radiation is called here "Multi-Banded Kilometric Radiation" (MBKR). The generation mechanism of MBKR is basically same with the continuum radiation (Jones, 1976) and $(n+1/2)f_c$ emissions (Kurth, et. al. 1979) that are interpreted by the mode conversion mechanism based on the original linear conversion theory (Oya, 1971) for the hybrid mode and the Bernstein mode waves. The multi-banded kilometric radiation is, however, generated including nonlinear effects. Due to the effects of the intense ion cyclotron waves, the $(n+1/2)f_c$ emissions are modulated by the ion cyclotron waves generating multiple-splitting spectra as the results of three waves interaction processes, as

$$f = (n+1/2)f_c + mf_{ic} \tag{1}$$

where f_{ic} is the ion cyclotron frequency; m and n are arbitrary integers. these waves can be converted in to the electromagnetic waves when the conditions

$$f_{UHR} = (n+1/2)f_c + mf_{ic} \tag{2}$$

is satisfied. where f_{UHR} is the upper hybrid resonance frequency.

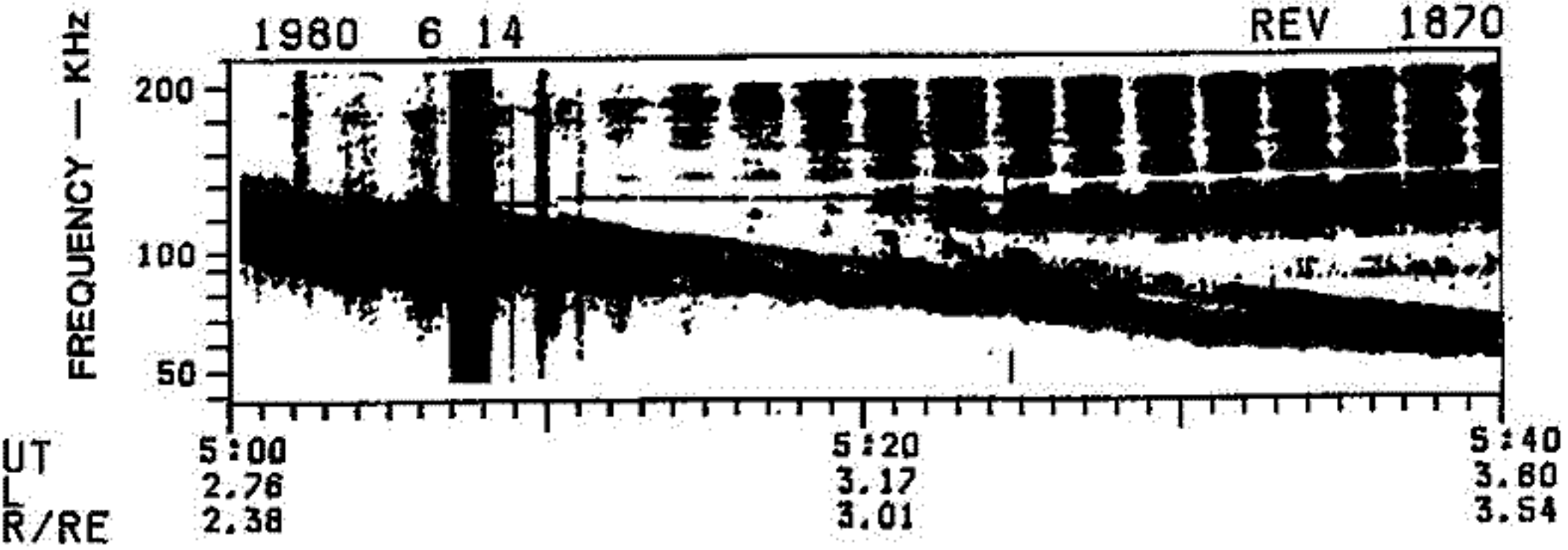


Figure 1. An example of the multi-banded kilometric radiations

Jones, D., Source of Terrestrial nonthermal radiation, Nature, 260, 686-689, 1976
 Kurth, W.S., J.D. Craven, L.A. Frank and D.A. Gurnett, Intense electrostatic waves near the upper hybrid resonance frequency, J. Geophys. Res., 84, 4145-4164, 1979
 Oya, H., Conversion of electrostatic plasma waves into the electromagnetic waves : Numerical calculation of the dispersion relation for all wavelengths, Radio Sci., 6, 1131, 1971

Multiple Sources of AKR

— EXOS-B 観測

森岡 昭, 大塚 寛 (東北大・理)

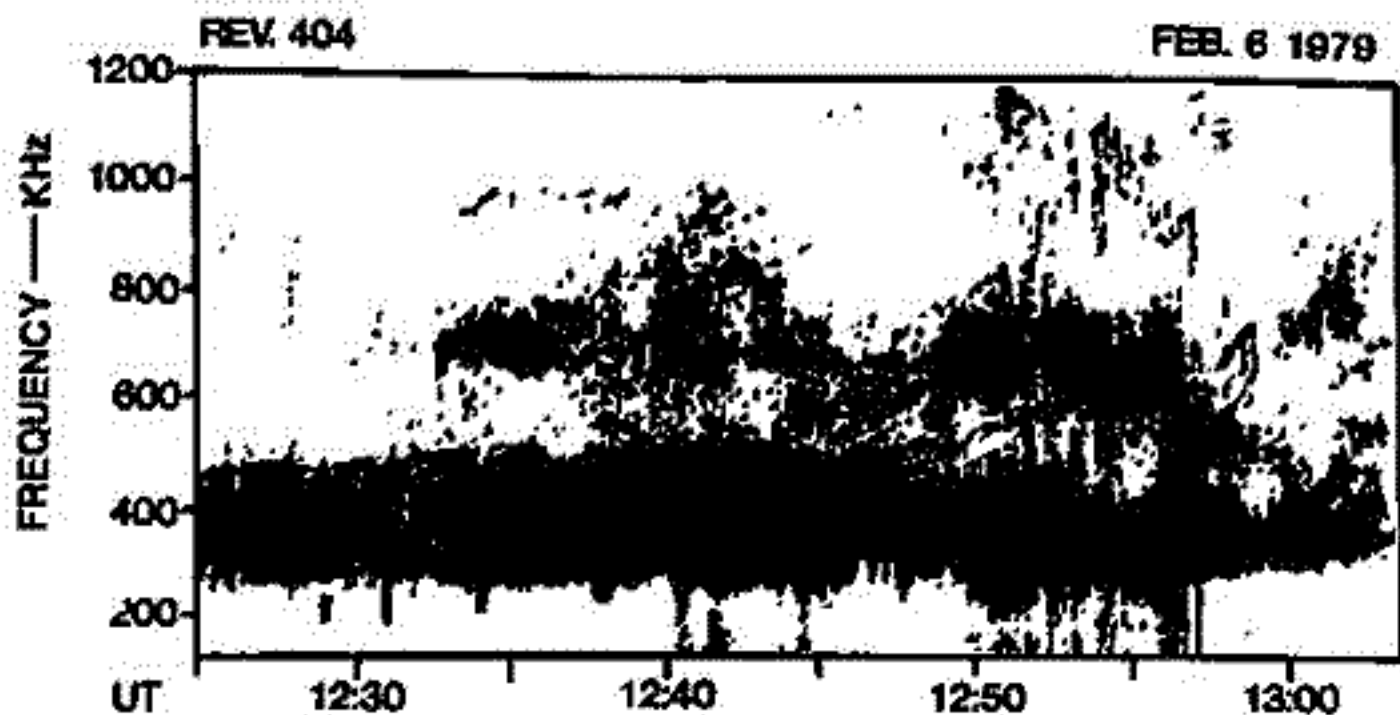
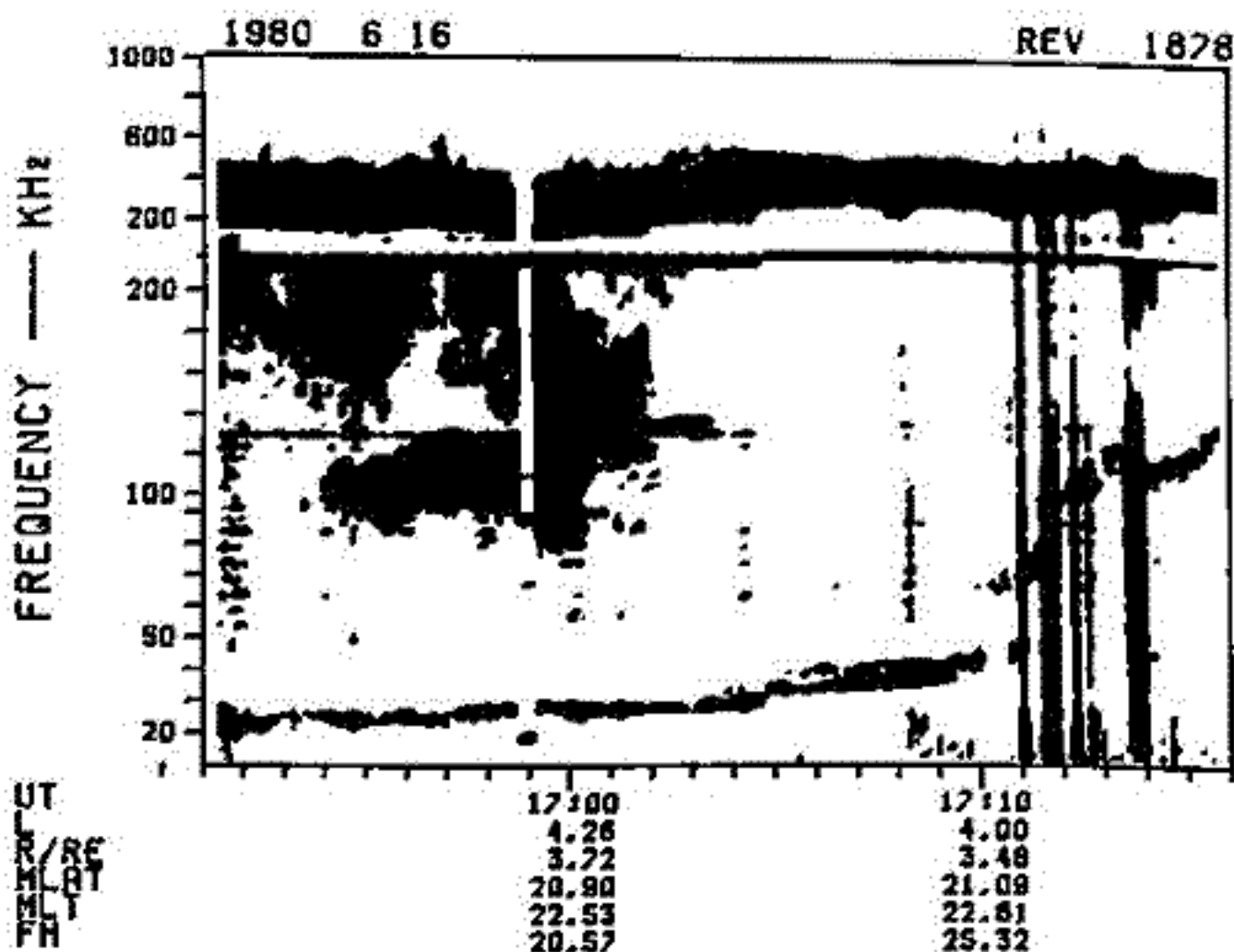
EXOS-B衛星によって観測されるAKRのダイナミックスペクトラムから、AKRの発生域の高度・構造および運動を知ることが出来る。筆者等はこれまでにAKRの発生域は比較的一様にひろがる広い発生域と、この領域の中に微細な構造をもつ発生域(discrete AKR)とがあることを示してきた。今回は更に多くの観測別の解析からAKRの発生域の多層構造および動特性について報告する。解析結果の概要は以下のとおりである。

(1) AKRの発生域は時に多層構造をもち、それぞれの発生域は独立に高度変化、強度変動を示す。このことはオーロラの多層アーチに対応してAKR発生域が存在していることを示唆している。

(2) AKRの活動が活発になり、これまでに出現していたAKRの強度の増大とsource broadeningがおこるとき、これとは別に新たなAKR sourceが出現することがある。このsourceは前触れなく出現する様相を示し、AKRの発生域が派生する場合、短かい時間内に大きく成長することを示している。(第1回参照)

(3) 大きなサブストーム中にはAKRのMainな発生域に加えて低高度域にfine structureで構成されるsource群が派生する。このときのsourceのドリフト速度は15~20 km/secであり平均的なdiscrete AKRのsourceより2~3倍の速い運動を示す。(第2回)

(4) 磁気圏内で観測されるdiscreteなスペクトルをもつ電波(UHRエミッションがL-Oモードに変換された電磁波)はAKRと同じ周波数帯域で出現するが、AKRとは異なる領域で発生している。

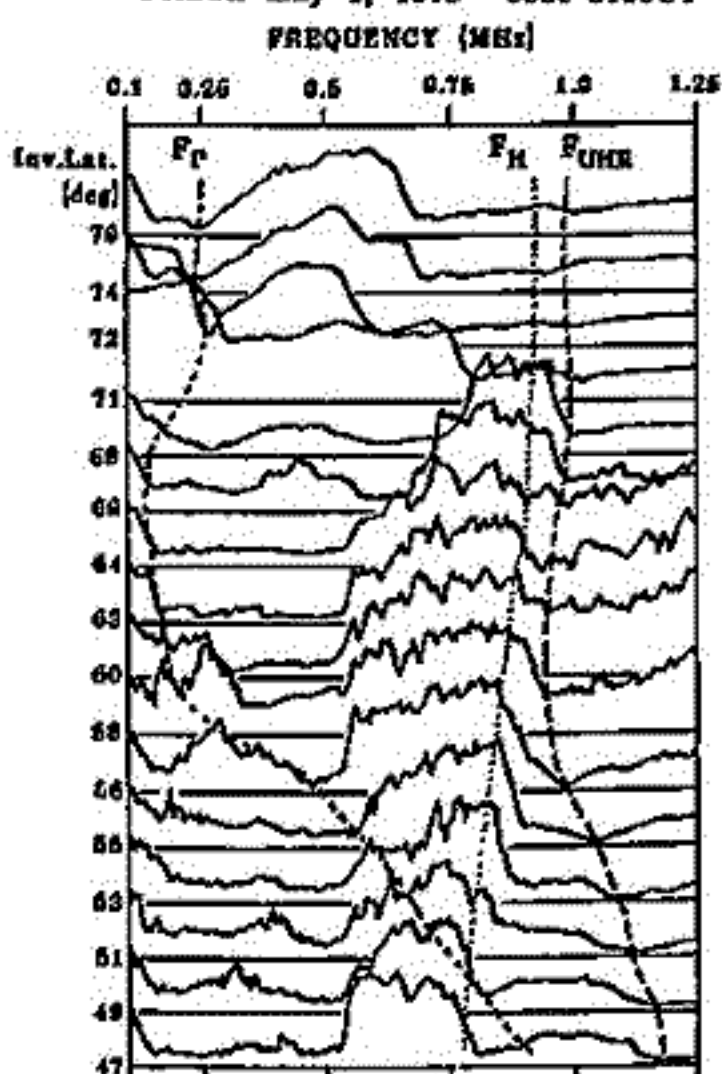


宮岡 宏, 小野高幸
(国立極地研究所)

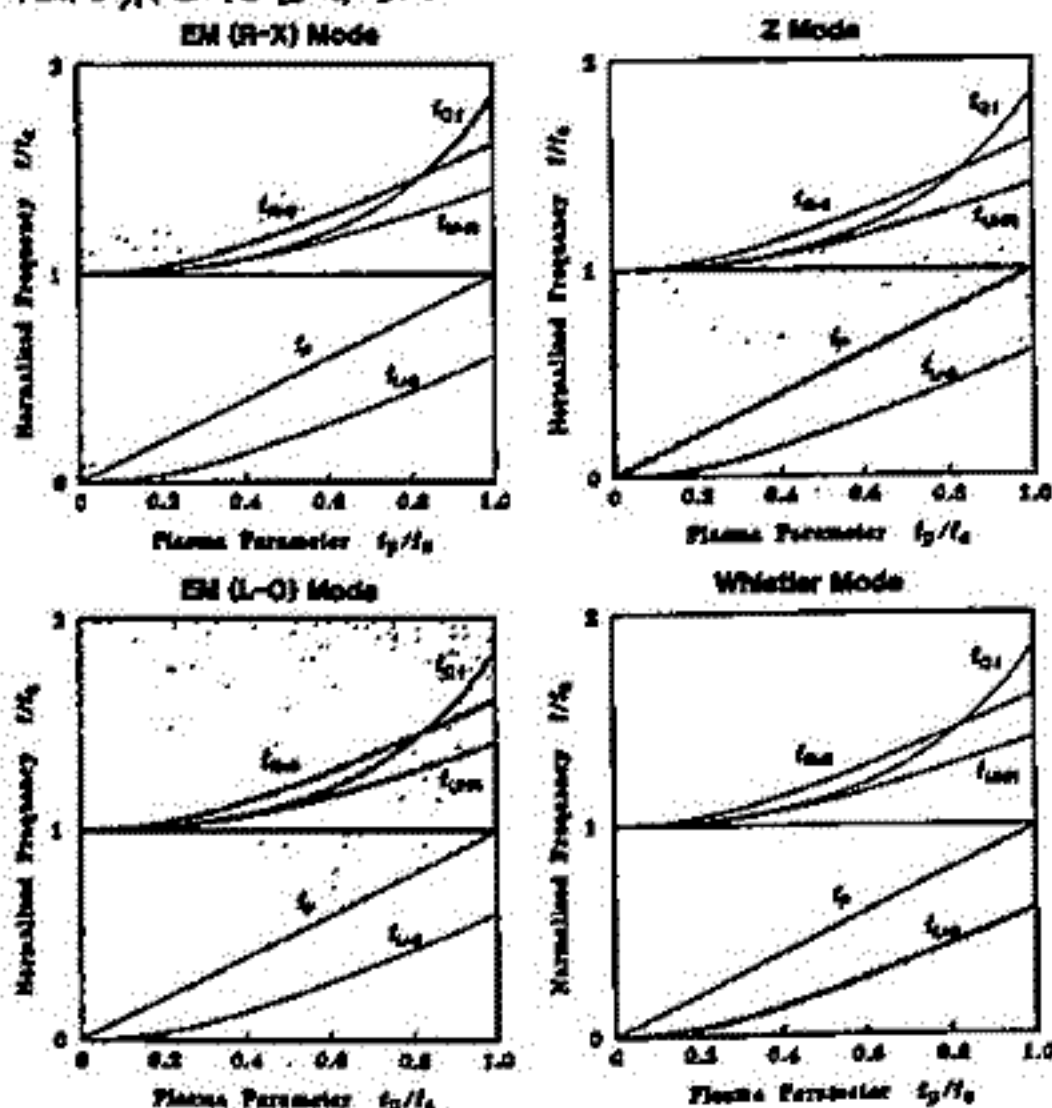
極域上部電離圏(1000~3000 km 高度)におけるプラズマ波動現象のうち, コーラス, ヒス並みはソーナーホビ VLF 波動に関してはすでに多くの詳細な研究が行われていいるが, LF 帯以上の高周波プラズマ波動については, LF 帯ヒス (James, 1973 ; Kisabeth and Rostoker, 1979) や AKR (Benson and Calvert, 1979 他) を除いてこれまでほとんど解析がなされていいない。しかしながら, この領域では, 以上2つの他にも前回報告した足モード波を始めとして, オーロラ降下粒子による active な高周波プラズマ波動の励起が行われている。ここでは, 北極 (Resolute Bay, College, Ottawa) 並みに南極域 (Syowa) において受信した ISIS-1, 2 衛星によるサウンダーデータから明らかとなった極域電離圏領域における高周波プラズマ波動の基本的な発生・伝播特性について報告する。

今回, 解析に用いた ISIS 衛星サウンダーデータは, 前回報告した Ottawa 局受信のものに加え, Resolute Bay および College 局受信の計 329 pass (1975 年), 並みに南極昭和基地において受信した約 600 pass 分 (1976~1979 年) のデータである。第1図に観測された高周波プラズマ波動スペクトルの典型例を示す。これらは Transmitter Off 時のサウンダー AGC レベルであるが, 同時にサウンダーモードによる観測から衛星高度のプラズマ特性周波数を知ることが出来る。高周波プラズマ波動の各モードは, 第2図に示す周波数範囲にのみ存在するので遮断周波数の情報から観測されたプラズマ波動のモードを規定することが可能となる。第1図では, オーロラ粒子降下域とみられる Inv. Lat. 70° 近傍に強い足モード波 ($f \approx f_{UHR}, f_H$) の励起があり, その高緯度側で $f \approx f_p$ の Whistler モード波並みに $f \approx f_p$ の O モード電磁波が観測され, 逆に低緯度側では足モード波が顕著である。本講演では, こうした高周波プラズマ波動スペクトルの基本的様相を明確にした上で, これらの発生・伝播プロセスに関し理論的検討を行なった結果を報告する。

Ottawa May 1, 1976 0650-0700UT



第1図 高周波プラズマ波動スペクトルの一例 (ISIS-2 衛星)



第2図 各プラズマ波動モードの存在領域 (縦軸: 規格化周波数 f/f_p , 横軸: プラズマパラメータ f_p/f_p)

静電イオンサイクロトロン波の特性

福西 浩 (極地研)

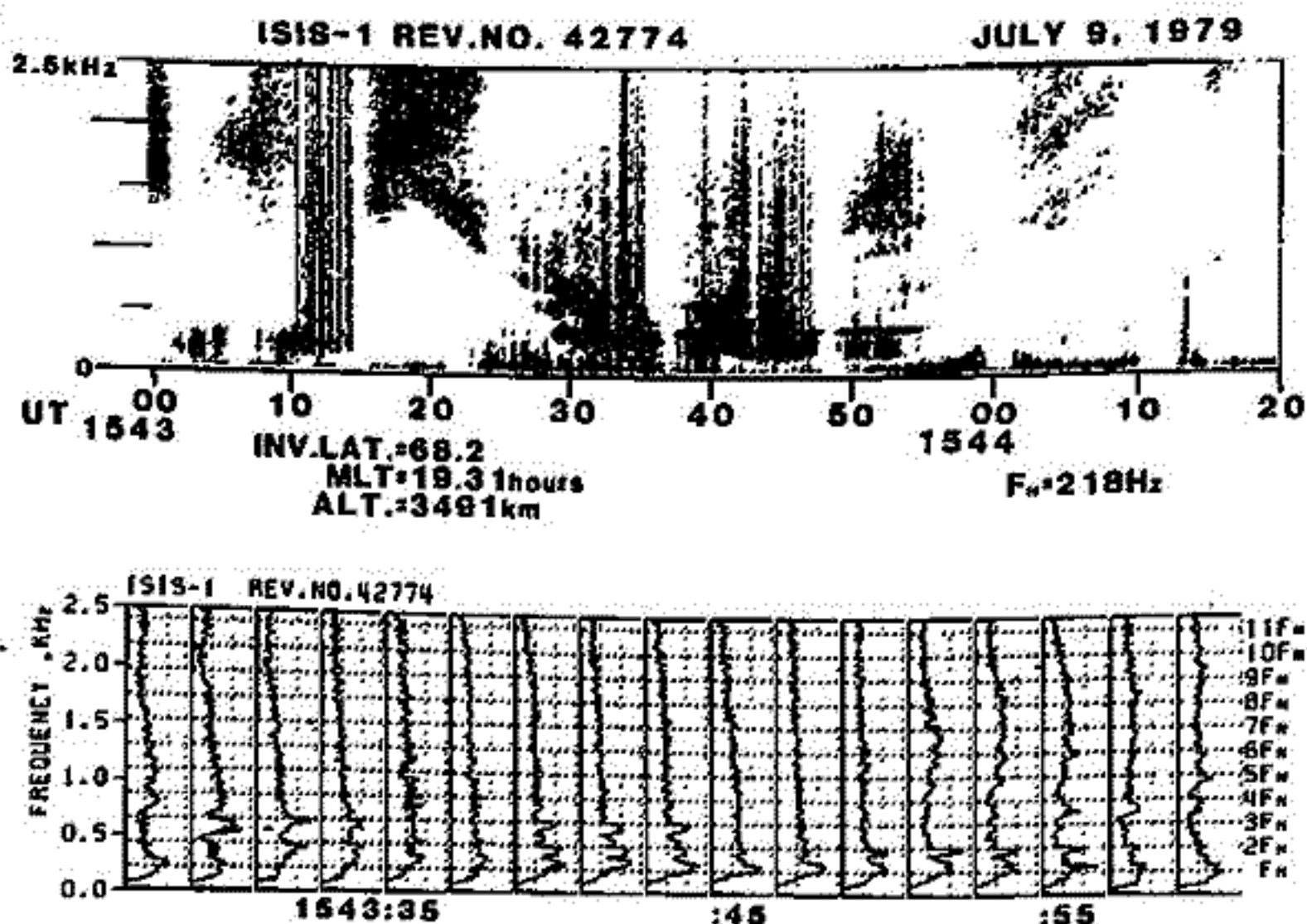
鈴木光義・芳野勉夫 (電通大)

S3-3衛星により静電イオンサイクロトロン波 (Electrostatic Ion Cyclotron Harmonic Wave) が観測され、Double LayerやAnomalous Resistivityの生成機構と関連して注目されている。S3-3衛星の観測結果 (Kintner et al., 1978, 1979) によれば、EIC波は強いDC電場領域 (Electrostatic Shock) 又は、35% Turbulent Electric Fieldの領域で、0.074-5.4 keVの電子フラックスの増加とよい相関をもって観測された。更に、EIC波が観測される時は大部分の場合上向きイオン流が観測された。これらの相関関係からEIC波の生成機構として、

- 1) 電子ビームとの Landau Resonance
- 2) イオンビームとの Cyclotron Resonance

の2つの機構が考えられているが、まだ結論は得られていない。更に注目すべき点は、S3-3衛星では、EIC波は高度4500 km以上の領域でしか観測されていない。この理由として、高度が低くなるにつれて波の位相速度が遅くなり衛星の移動速度に近づくので、ドップラー効果が大きくなり、たとえEIC波が起っていても観測できないと考えられていた。しかし、昭和基地で受信しているISIS-1, 2号衛星のVLFデータの中にプロトンジャイロ周波数の Harmonics構造をもつ波が観測された。図1はその例であり、V型ヒスの底の部分にEIC波と思われる波が観測されている。このことから、オーロラヒスを起す電子ビームが存在する領域内でEIC波も励起されていることがわかる。また、オーロラヒスが電子ビーム領域の外側にWhistler Modeで伝搬できるのに対し、EIC波は領域内に閉じ込められていることがわかる。

EIC波と思われる波は高度1400 kmのISIS-2でも観測された。またVLFソーサ-の底の部分にもプロトンのジャイロ周波数の Harmonics構造が頻繁に観測された。これらの観測結果から、EIC波が、数keVのエネルギーを持つ電子ビームの存在する Upward Current Region と数eVの Drifting Thermal Electron の存在する Downward Current Region の両方の領域で励起される可能性について検討する。



高橋那明 佐々木進 河島信樹
(宇宙科学研究所)

飛翔体を用いた宇宙空間での電子ビーム放出実験がおこなわれるようになった。以来、飛翔体の帯電中和、ビームの安定という二点から、Beam Plasma Discharge の研究が重要視されるようになった。

W. Bernstein は大型スペースシャトルにおける一連の実験により、Beam Plasma Discharge 発生のためのビーム電流のしきり値 I_c が、加速電圧、磁場等、他のパラメータにどのように依存するかを示す経験式を得た。

$$I_c \propto \frac{V_0^{3/2}}{PB^2L} \quad (1)$$

$$\left(\begin{array}{ll} V_0: & \text{ビームの加速電圧} \\ P: & \text{圧力} \end{array} \quad \begin{array}{ll} B: & \text{磁場} \\ L: & \text{ビームとプラズマの相互作用領域の長さ} \end{array} \right)$$

一方、H.L. Rowland, K. Papadopoulos (1971) は簡単なモデルを用いて、プラズマ密度の時間変化を示す式

$$\frac{dN_e}{dt} = Q - DN_e \quad (2)$$

$$\left(\begin{array}{ll} Q: & \text{プラズマの生成項} \\ DN_e: & \text{プラズマの損失項} \end{array} \right)$$

から、(1)式と類似の式を得ている。

$$I_c \propto \frac{V_0^{3/2}}{PBL} \quad (3)$$

Beam Plasma Discharge 発生メカニズムとしては、

1. ビームと中性ガスの衝突により、薄いプラズマが発生する。
2. ビーム・プラズマ不安定性により、波が生じ、その電場でプラズマ電子が中性ガスの ionization energy を高められる。
3. ionization energy を高められた電子が、周囲の中性ガスを電離する。
(Beam Plasma Discharge の発生)

という3段階が考えられており、プラズマ密度の変化は、Beam Plasma Discharge と密接な関係がある。実際、Beam Plasma Discharge 発生の条件は、 $\omega_p \sim \omega_{ce}$ と考えられており、このことはプラズマ密度のしきり値 N_c を越えたときに Beam Plasma Discharge が発生することを示している。

プラズマ密度にしきり値 N_c が存在するとすれば、(2)式より得られる

$$t_0 = -\frac{1}{D} \log \left(1 - \frac{D}{Q} N_c \right) \quad (4)$$

より、ビーム・スタートから Beam Plasma Discharge 発生までの time delay t_0 を決定することにより、プラズマ密度のしきり値 N_c と他のパラメータの関係が得られるはずである。

今回の実験では、この time delay t_0 のパラメータ依存を調べることにし、プラズマ密度と Beam Plasma Discharge 発生の関連について調べることを目的とした。

じさけん (EXOS-B) 電子ビーム実験に おける波動励起

赤井和憲 河島信樹 村里幸男
宇宙研

科学衛星「じさけん」(EXOS-B)における電子ビーム放射実験(CBE)は、電子ビームにより励起される plasma wave との interaction の解明及び衛星電位の制御等を目的としたものである。電子ビーム放出に伴い f_{UHR} や n_{fce} をはじめとする wave が強く励起されることが前回までに報告された。今回は、特に低高度(≒3,000 km)に於てしばしばみられる HF 帯の特徴的な dynamic spectrum (図1)について報告する。

図1は、低高度における電子ビーム放射時の HF 帯 dynamic spectrum の一例である。時刻とともに衛星が遠ざかっているので f_{UHR} が次第に低くなっているが、特徴的なことは、 f_{UHR} の上下の side band に 100~400 kHz の時間的に変動する周波数差をもつ subsidiary なピークが現われていることである。さらに詳しい解析によると、この周波数差に著しい波も観測された。また、このときの粒子エネルギー分布(ESP)のデータを図2に示す。

この side band が、 f_{UHR} と他の波との非線型的 couple によるものか、あるいは instrumental な影響か、また、ビーム放射に伴う衛星電位の上昇とも合わせて考察してゆくこととする。

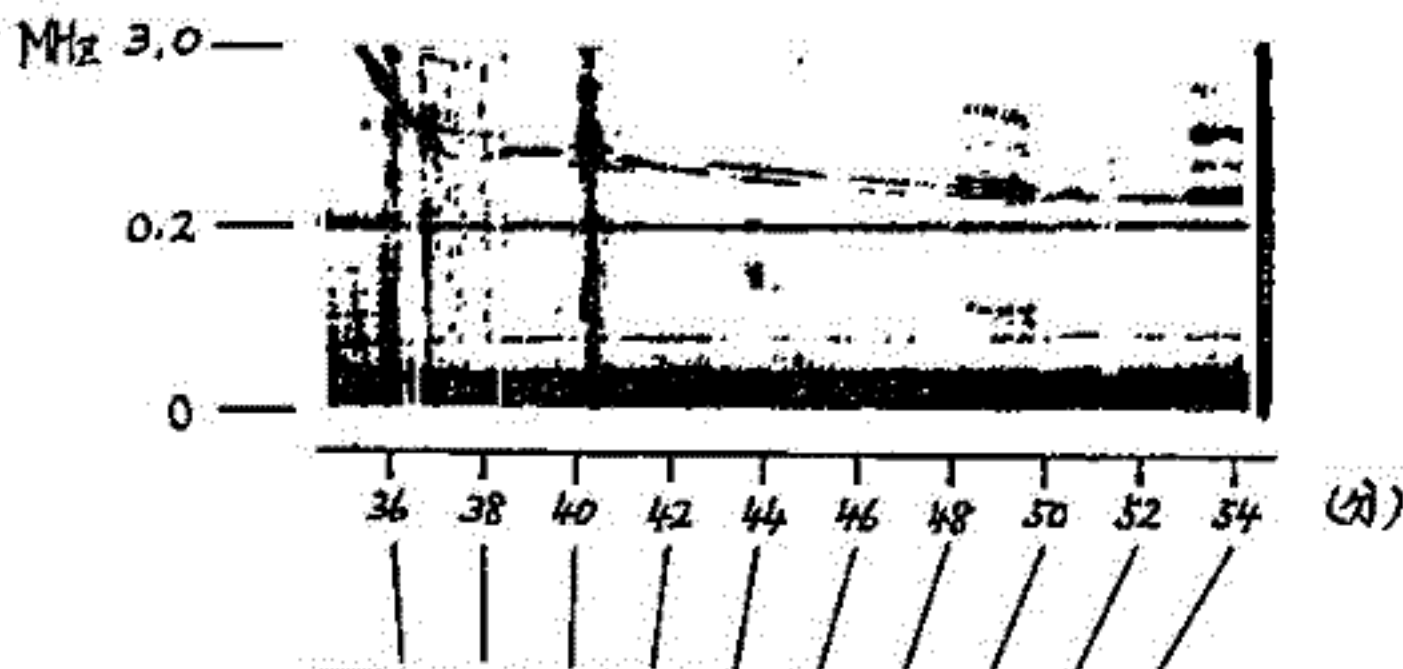


図1

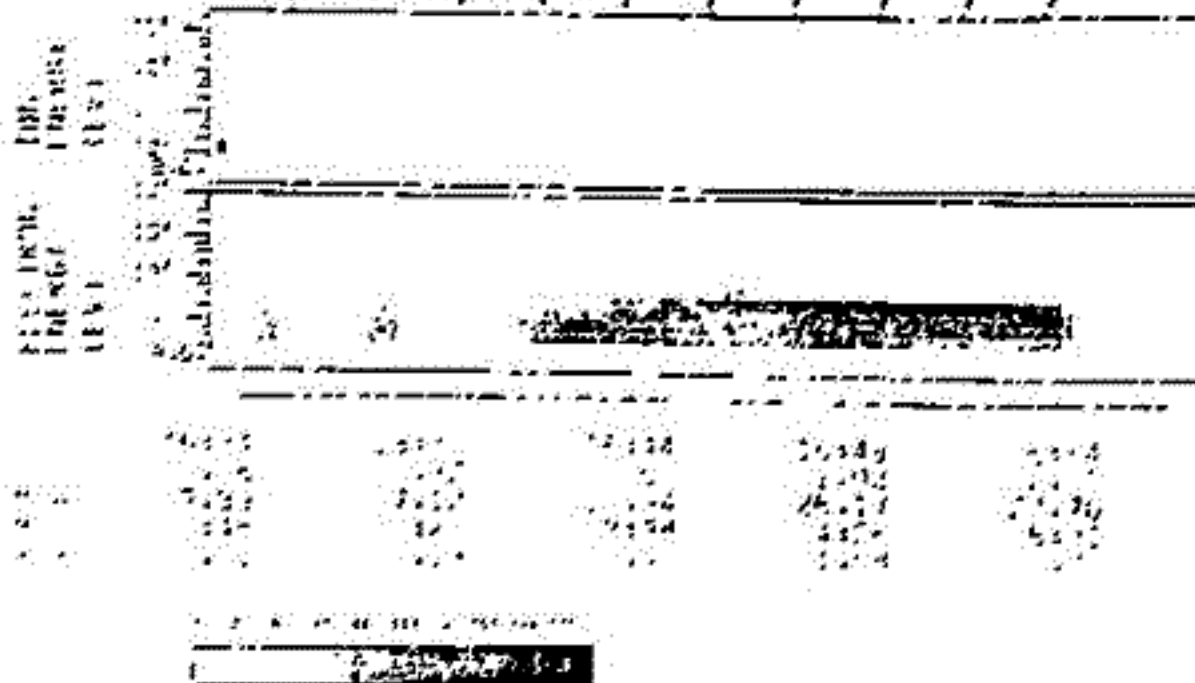


図2

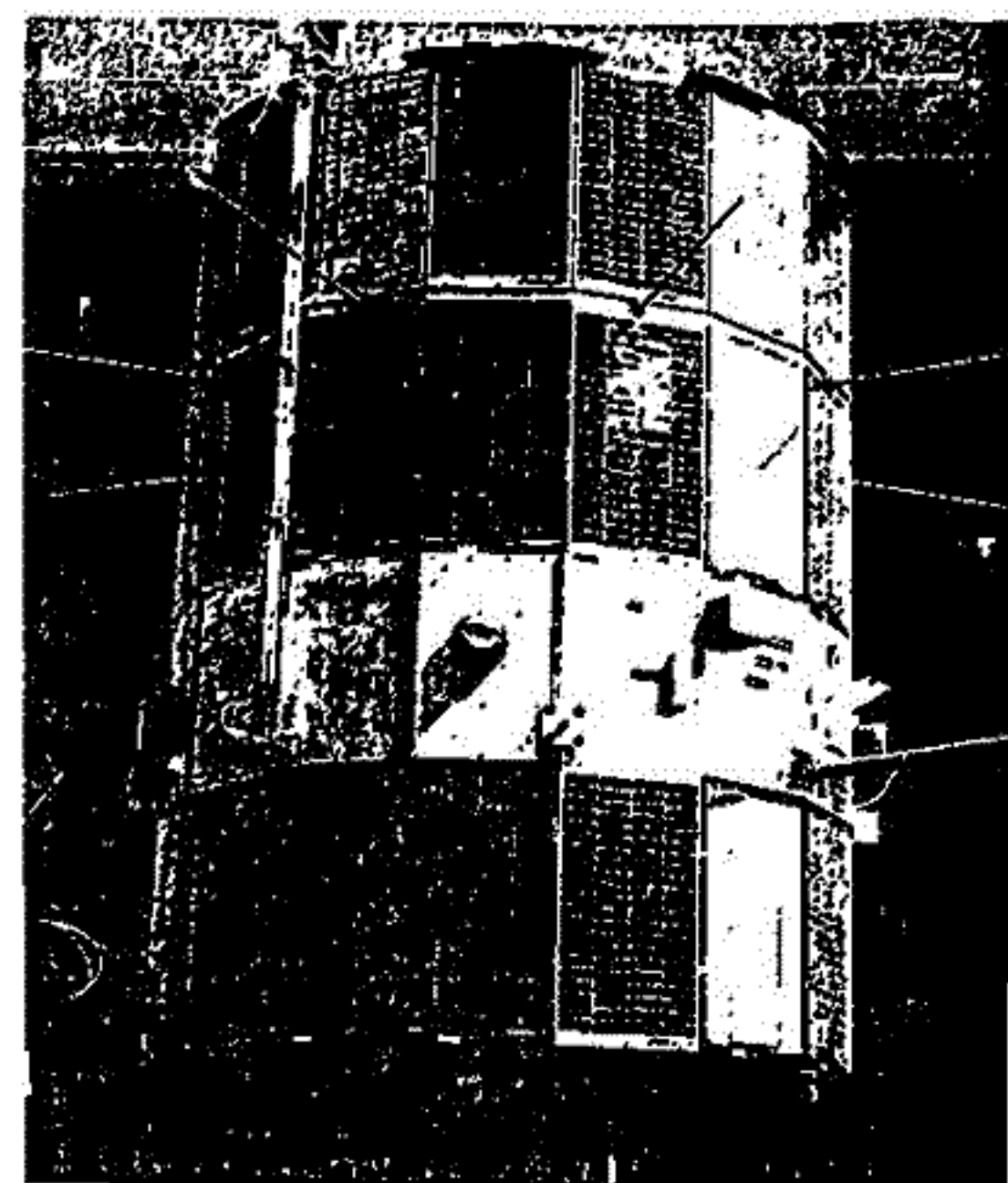
人工衛星の帯電による広帯域静電ノイズの発生の可能性

早川 基・鶴田浩一郎・西田篤弘(宇宙科学研)

宇宙空間に浮かんでいる人工衛星は、周辺プラズマの変化や太陽紫外線の照射の変化等により、その帯電の様子が変化する。この衛星の帯電の様子を調べる事は電場等の観測データを解析する上で重要な事である。

最近、Imp 6、ISEE等の衛星により数十Hzから数十kHzにおよぶバースト状の静電ノイズが磁気圏尾部で観測される事が報告されている。この広帯域の静電ノイズはその周波数の上限がローカルなプラズマ周波数よりも高い周波数にまで発生しており、分散関係を持たない事から、自然発生した波も観測しているのでは無く、人工衛星と周辺プラズマとの相互作用による人工的なノイズではないかと言われている。その発生機構の一つとしても衛星の帯電が考えられる。

ここでは衛星周辺の電位を計算するプログラムを用いて、Imp 6状の形態の衛星の帯電が磁気圏尾部で考えられる様々な条件下でどのように変化するかを調べ、広帯域の静電ノイズの発生源として考えうるかを考察する予定である。



左図は実際のImp 6の写真
黒く見える所は太陽電池で不良導体であり、白く見える所は金属の良導体。今回の計算にはこれに近い形を用いる。

中村正人、町田忍、鶴田拾一郎

宇宙科学研究所

1. 序

地上からの V L F 放射実験にともなう電子降下は帯層による観測が若干あるものの地上での観測には成功していない。これは地上局からの放射電流強度が弱いのではないかと考えられ、この欠点を補う為に、スペースシャトルを使った宇宙空間からの放射実験が検討されている。スペースシャトル高度では V L F の波長が地上に比べ数十分の一となり、1/4 波長のアンテナの建設が容易となる。この為、電流強度も磁場にして数 pT ~ 数十 pT とすることができる。我々は、これらの実験の結果どれだけの電子降下が起こるか、計算機を使って数値計算を行なった。

2. 方程式

$$\dot{V}_L = -\frac{Wb}{2} \left[\frac{W}{k} (P+1) - V_{||} (\cos \theta + 1) \right] \sin(\int \delta_{-1} dt - \phi_0) + \frac{1}{2B_0} V_L V_{||} \frac{\partial B_0}{\partial Z} \quad \dots (1)$$

$$V_L \dot{\phi}_0 = \frac{Wb}{2} \left[\frac{W}{k} (P+1) - V_{||} (\cos \theta + 1) - \epsilon V_L \sin \theta \right] \cos(\int \delta_{-1} dt - \phi_0) \quad \dots (2)$$

$$\dot{V}_{||} = \frac{Wb}{2} \left[(1 + \cos \theta) + \frac{\omega}{k} Q \right] \sin(\int \delta_{-1} dt - \phi_0) - \frac{1}{2B_0} V_{||}^2 \frac{\partial B_0}{\partial Z} \quad \dots (3)$$

where $P = \frac{\Omega - \omega \cos \theta}{\Omega \cos \theta - \omega}$, $Q = \frac{\omega \sin \theta}{\Omega \cos \theta - \omega}$, $Wb = \frac{eB_0 W}{m}$, $\delta_{-1} = \omega - kV_L \cos \theta - \Omega$

$$\epsilon = V_L k \sin \theta / \Omega$$

以上が電子の運動方程式である。V_Lは地球磁場と垂直な速度成分、V_{||}は平行な速度成分、φ₀はV_LとX座標軸のなす角を表わす。B₀はその場における地球磁場、B_ωは波の磁場成分、θは波の進行方向と地球磁場のなす角とする。ψはV_LとB_ωのなす角の補角を表わす。(図1) 我々は、この方程式を電子とV L F 波がサイクロトロン共振を起こしている間、つまりω - kV_Lcosθ + Ω = 0を満たし、V_Lが計算開始時のV_{L0}から5%の差を生ずるまで数値積分した。計算のステップは電子の1 gyration、計算開始地点は赤道で、ここでω - kV_Lcosθ + Ω = 0となるようにωとV_{L0}の関係を決めた。

3. 結果

我々はまず100kmの高度まで電子が落ちてくると、その電子は地上に降下すると仮定し、その loss cone上の電子に対して計算を行なった。さらにψの初期値を-180°~180°まで変化させてピッチ角変化を計算し、その内で元のピッチ角からもっともピッチ角が小さくなった時の差をΔα_{max}として、これが降下する電子の数に比例すると仮定した。その上で電子のエネルギーを決めΔα_{max}を計算した。これより次の2つの事がわかった。

- i) 降下電子の数は波と電子の相互作用の起こる場所のL値により、L値が小さいほど多く電子の降下がある。
- ii) 降下電子の数はB_ωに比例しない。さらに、そのピークを示すB_ωの値は、相互作用する電子のエネルギーにより異なる。(図2)

我々は、これをさらに進め、対象を loss cone上の電子に限らず、また降下電子の数の見積もりを定量的にする方法を持ちいて、計算を行なっている。この結果については講演で述べる予定である。

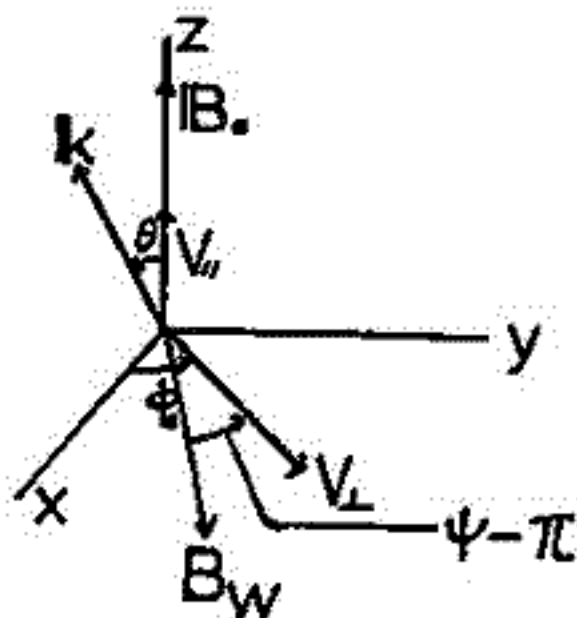


図1

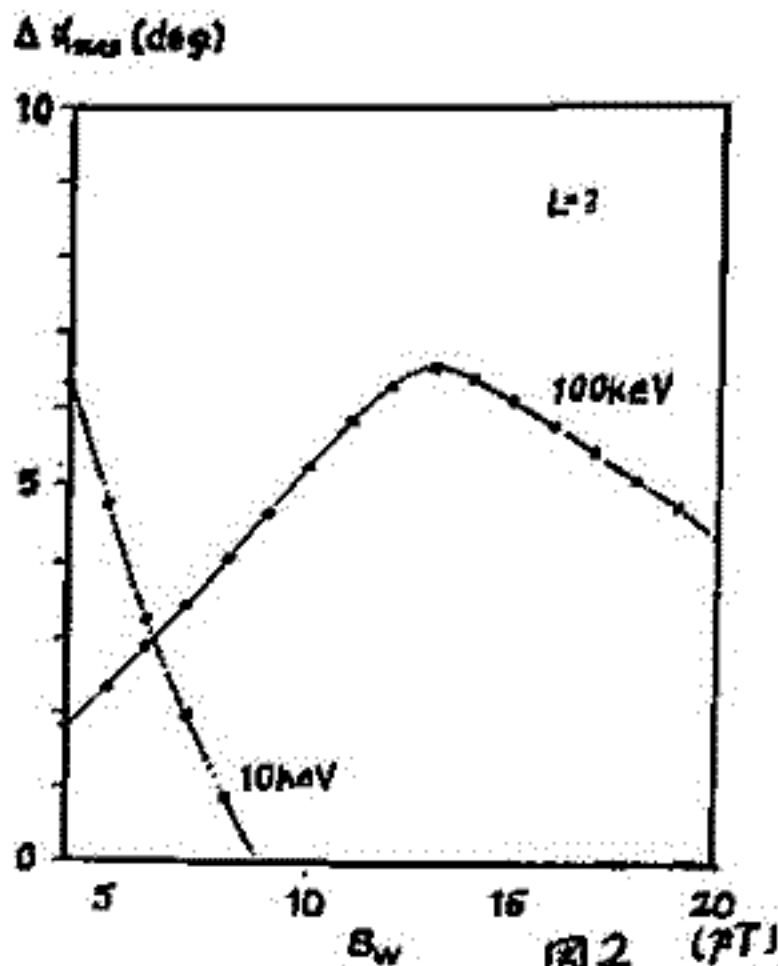
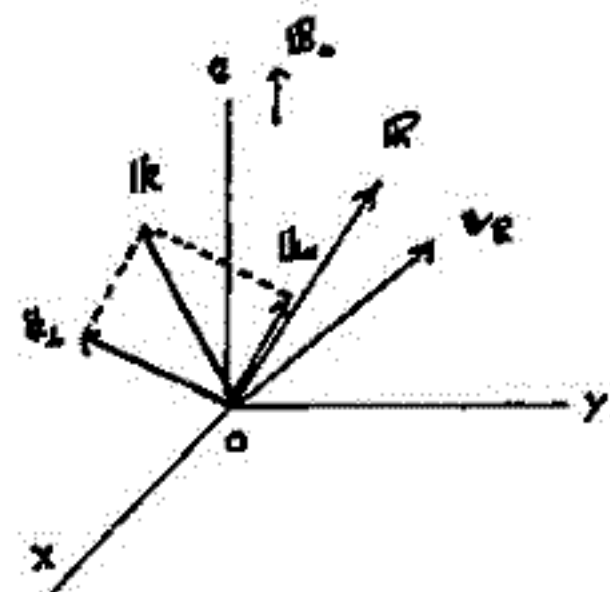


図2 (PT)

極域電離層中における、イオンモードの波動の k ベクトルを求めた観測を考察した。ロケットの胴体から、等間隔にセンサー（700- μ ）をとり付け、ワイヤを、4本直交させて出し、センサー間の電位差を測定することにより、1. 波動の強度分布を求め k ベクトルを計算することを目指す。この様に測定を行う、場合には、原理的に4本のワイヤを含むロケット本体と直交する平面上に射影した k ベクトルを求めることができるとする。

後、2図の様な座標系をとると（ただし、 R はロケット胴体方向の単位ベクトル； v_R はロケットの速度ベクトル； k_x, k_y はロケットの胴体に射して、平行、垂直な k ベクトル成分である。）



$k_{obs} = k_z = k - k_x = k - (k \cdot R)R = (I - RR) \cdot k$
 k_{obs} , R は既知であるが、 $I - RR$ は正則行列であるから単純に上式を解いて k を求めることは可能である。

そこで、極域電離層中に存在すると考えられる2つのモード： $k = (0, 0, k_z)$ のイオン音波と $k = (k_x, k_y, 0)$ の超低イオンハイブリッド波に射影した場合を分析する。

① $k = (0, 0, k_z)$... イオン音波の場合。

①式を成分で書くと $(k_{obsx}, k_{obsy}, k_{obsz}) = (-R_x R_z k_z, -R_y R_z k_z, (1 - R_z^2) k_z)$ となるが、この式から求まる k_z が予備なく同一の値をとることを確認してから（すなわち、ロケットの軌道に沿ったドップラーシフトを除いた、真の波動の周波数 ω を求め、これが分散式 $F(\omega, k) = 0$ を満たすか否かにより、2. さらに別のロケットの軌道を行なうことが出来る。これにより、イオン音波であるか否かを判定することが出来る。

$k = (k_x, k_y, 0)$ の超低イオンハイブリッド波の場合も、同様のことを行ない、電離層中に於けるイオン音波のモードを同定することが出来るが、分散式を用いるに際して、特に周波数の誤差及びイオンの密度を正確に測ることが必要となる。以上、議論を終ると、さらに詳しく、 k ベクトルの決定の可能性、モード同定の可能性について述べる。

Hiss 状信号にうもれている信号を 取り出す試み、及びその解析

渡辺 成昭, 恩蔵 忠典
電波研究所

VLF 電波の解析方法にダイナミックスペクトルがある。全周波数の入っているスペクトルを扱う事は基本であるが、フィルターを用いて、注目している現象を取り出す事は広く行われている。しかしフィルターは周波数の上下方を消し去る事であり、同じ周波数内で選別したVLFの処理は行われない。イオンサイクロトロン波等はELFヒストグラムにうもれて、きれいに見えぬ場合も多い。この様にヒス(ランダム信号に並い)のカーテンにかくれた、もしくは見えにくいイオンホイスター等を、ダイナミックスペクトル上で線状のパターンのものを取り出す事は、解析上重要である。

電波研究所音声研究室で開発された(鈴木 1975)(吉谷, 鈴木 1978)自己相関関数を利用した音声処理方式(SPAC: Speech Processing System by Use of Autocorrelation Function)を用いてランダム状のELFヒス(2kHz~300Hz からイオンホイスターを取り出す事を試みた。下右図はSPACの処理過程のプロック図である。ランダム状の信号は自己相関をとると、タイムラグ0の付近に強い値を持つので、この付近を検査する事がSPACの重要な原理となる。尚SPACは実時間で動作する。下左図はその処理状況である。その特性と解析を進める。



ELFヒスにイオンホイスターが混在している例



謝辞
電波研究所音声研究室の皆様のご協力に感謝致します。

参考文献
1) 鈴木誠史: "自己相関関数を利用した音声処理方式-SPAC-", 信学論(A), J53-A, 5, P426 (昭51-05)

2) 吉谷清澄, 鈴木誠史: "自己相関関数を利用した音声処理方式(SPAC)のSN比改善特性", 信学論, J61-A, 3, P217 (昭53-98)

電子通信学会論文誌 '79/3 Vol. J62-A No.3

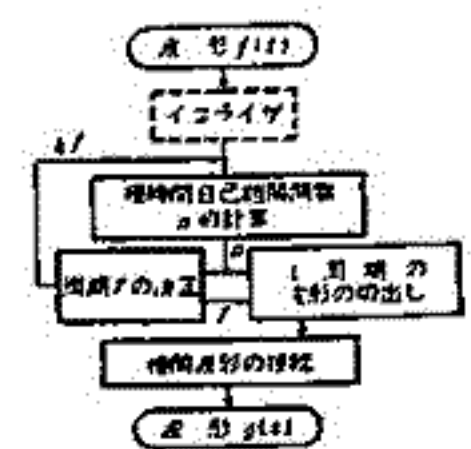


図1 SPACの処理過程 Fig.1 - Process of SPAC.

OF THE COUPLING FACTOR AND THE THRESHOLD LEVEL

Shin YOSHIKADO

Radio Research Laboratories, Ministry of Posts and Telecommunications

Ion acoustic waves of a continuous spectrum and Bernstein waves of a symmetrically similar spectrum are excited by the parametric instability of a large-amplitude Bernstein wave. In order to explain the experimental results which were previously reported I have computed the coupling factor of the nonlinear three-wave interaction and the threshold level of the externally-excited large-amplitude Bernstein wave to cause such instability.

According to the theory on the wave-wave coupling in Vlasov plasma models, the slow time evolution of the amplitude of the electrostatic potential oscillation, $\hat{\phi}_k(\tau_1)$ on the τ_1 time scale can be expressed as

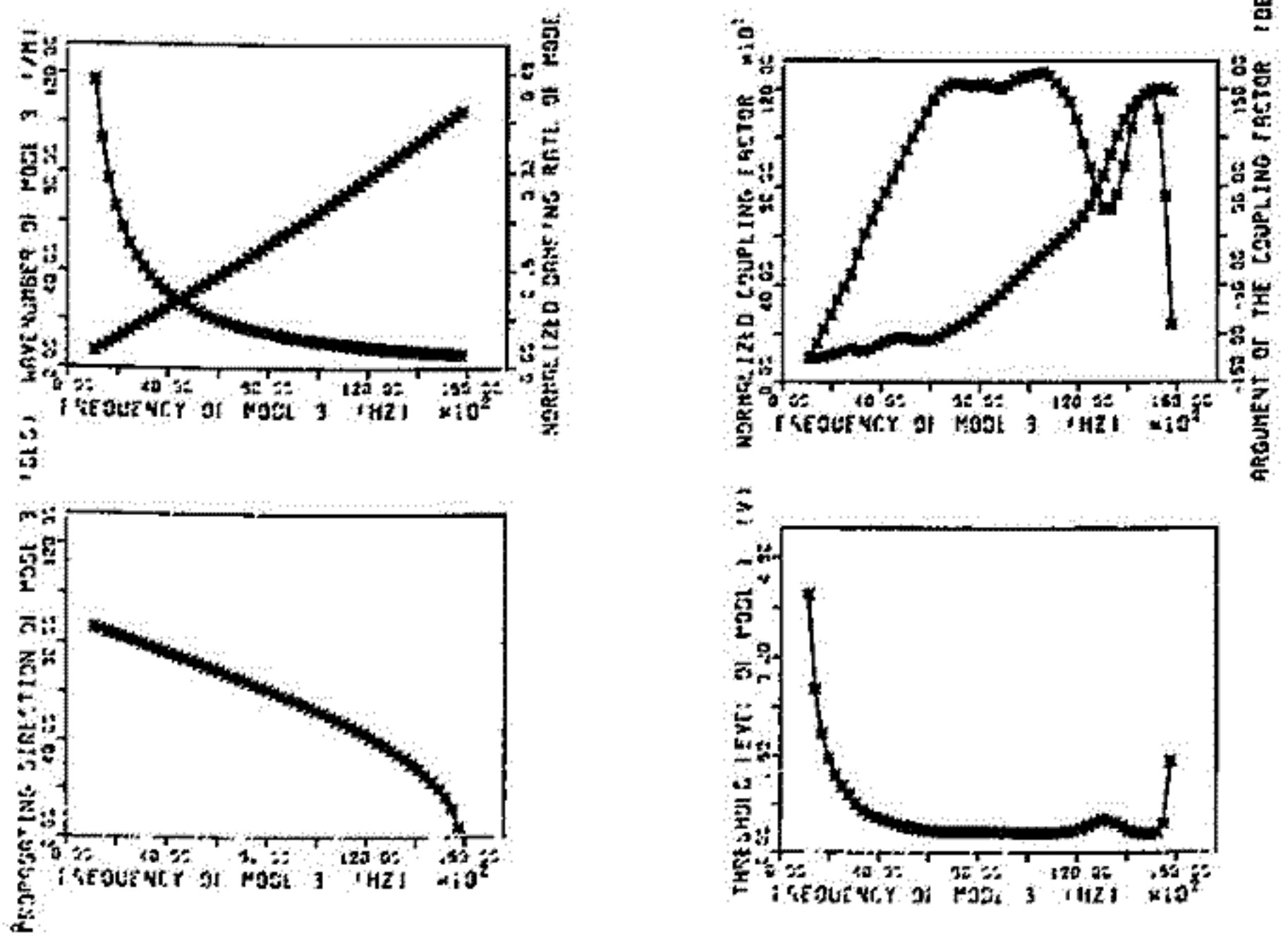
$$\frac{\partial}{\partial \tau_1} \hat{\phi}_k(\tau_1) = \sum_{\substack{k', k'' \\ \Delta k=0, \Delta \omega=0}} \frac{M(k', \omega_{k'}; k'', \omega_{k''}; k, \omega_k) \hat{\phi}_{k'}(\tau_1) \hat{\phi}_{k''}(\tau_1)}{2k^2 \left. \frac{\partial \epsilon(k', s)}{\partial s} \right|_{s=-i\omega_{k'}+\delta}} \quad \delta \rightarrow 0, \begin{cases} \Delta \omega \equiv \omega_{k'} + \omega_{k''} - \omega_k \\ \Delta k \equiv k' + k'' - k \end{cases}$$

where

$$\frac{\partial \epsilon(k', s)}{\partial s} = -1 \sum_j \frac{e_j^2}{\epsilon_0 m_j k'^2} \int dv \sum_n \frac{J_n^2(k_\perp v_\perp / \Omega_j)}{n} \frac{[(n\Omega_j / v_\perp) (\partial / \partial v_\perp) + k'_\parallel (\partial / \partial v_\parallel)] f_{j0}}{(\omega_{k'} - k'_\perp v - n\Omega_j + i\delta)^2} \quad \delta \rightarrow 0$$

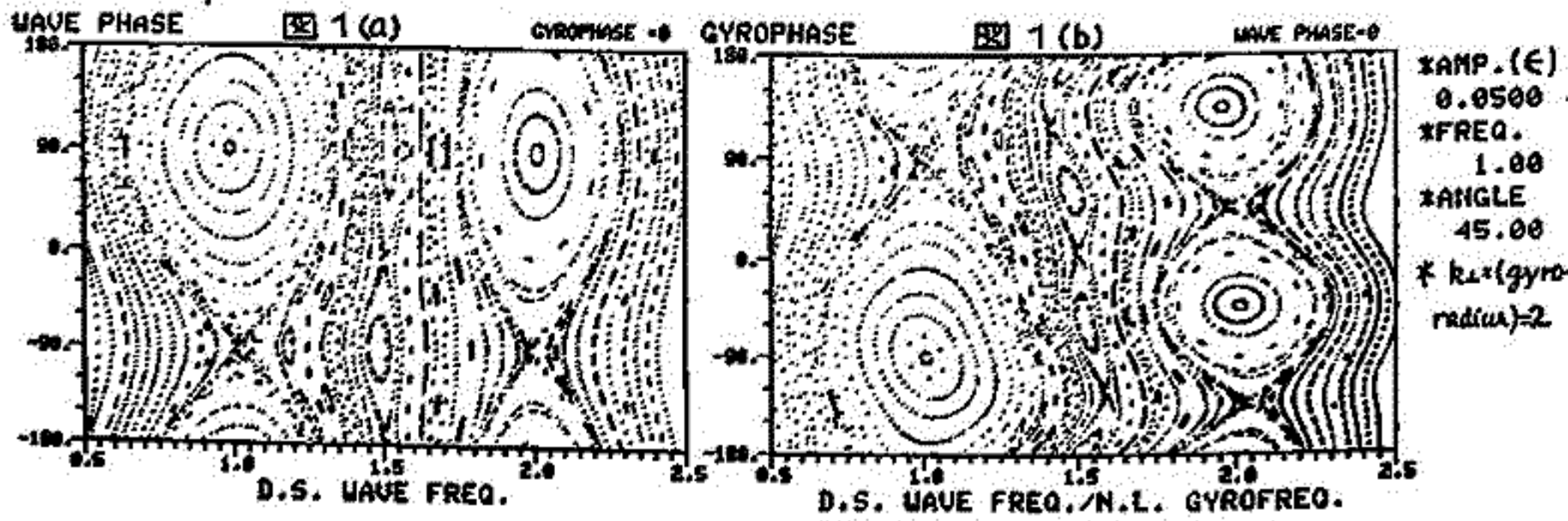
and M is the coupling factor.

Some results of the computation are graphically shown below. These are fully consistent with the experimental results.



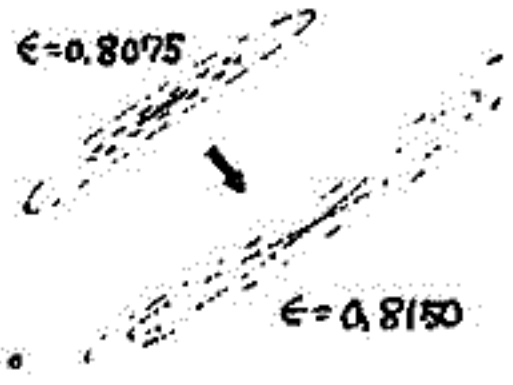
磁化プラズマ中の静電波による試験粒子の、振動非線型軌道と大振幅波の場合の chaos の様相を示す軌道について調べた。今回は、分散調波共鳴の存在と、軌道が chaos 化していく理由について、Poincaré 横断面の方法で調べた結果を報告する。

振動論的枠組の中でえられた最も重要な結果は、半奇数 cyclotron 高調波共鳴の軌道であった。しかし、一般の分散共鳴 m/n (既約) も、 $0(\epsilon^n)$ の振動計算で求められるはずである (ϵ は規格化振幅)。図 1 には、2つの横断面図を示している。図 1(a) は、粒子の位相 $t + \phi \pmod{2\pi} = 0$ での $(\omega - k_z v_{||}, \omega t - k_z z)$ 面、図 1(b) は、波の位相 $\omega t - k_z z \pmod{2\pi} = 0$ での $(\omega - k_z v_{||}) / (1 + \phi), t + \phi$ 面、を与えている。所与の分散共鳴条件は、粒子の位相が $2\pi n$ 回転する間に、波の位相が $2\pi m$ 進むことを示す。従って、図 1(a) では、 n 次の (楕円型不動点のまわりに共鳴捕捉される) islands, 図 1(b) では、 m 次の islands が位相空間を分割する様子が見られる。図には $m/n = 1, 2, 3/2, 4/3, 5/3, 7/3, 5/4, 7/4, 4/5, 6/5$ の分散共鳴が認められる。 $k_z = 0$ の場合も、工夫された表現法で、同様のことを確認できる。つまり、位相空間は、通常の線型 cyclotron 高調波共鳴のみならず、無限の分散共鳴で満ちている。共鳴捕捉の中は、 $0(\epsilon^n)$ である。



$\epsilon = 0(1)$ では、冷い粒子から chaotic な軌道が顕著になり、chaos 生ずる機構および 1 つの共鳴 island が完全に chaos 化してしまう臨界値 ϵ_* を求めることが重要となる。この点では、Smith & Kaufman (1975, Phys. Rev. Lett. 34, 1613) 以来、Chirikov の resonance overlap の考えが広く通用しているようである。しかし、cyclotron (整数共鳴) の islands が $\epsilon = 0(1)$ になると重なり合ひ、粒子の位相軌道が 1 つの共鳴から他の共鳴へと行き交うようになるという指摘は、正しくない。つまり、分散共鳴は知られておらず全く考慮されていないし、 $k_z = 0$ の場合は ϵ を小さくしても islands は成長せず resonance overlap 説の適用もできなかった。すでに知られている様に、1 つの large scale island の中に subisland chain が生まれ、その subisland の中に又 sub-subisland ... といった無限の階層構造が生じる。それらの任意の island は他と overlap することなく、それ自体で崩壊していく。island 中心の不動点は、周期倍化分岐を無限に繰り返し、その極限としてその island の onset of chaos を定義できるだろう。chaos 化は、このような楕円点の分岐と、双曲点に出入りする separatrix の分岐に本質的に起因する。この点では、 $k_z = 0 \cdot k_z \neq 0$ の本質的差異はない。

図 2. 周期倍化分岐



定磁場中の3次元伝搬の縦波の Nonlinear Landau Damping

谷口 治 幸 (東大・理・地物研)

弱い乱れの理論は、非線形3体相互作用 (nonlinear Landau damping, mode-mode coupling) を記述する。理論は、wave kinetic equation と平均分布関数の時間発展の式に現われる行列要素を求め、その性質を調べることを、中心的構成部分とする。磁化 plasma 中の縦波の3波過程については、すでに解決されている (Aamodt 1965, Gratzl 1971) としても、2波-粒子相互作用については、最良の場合 (Porkolab & Chang 1972) でも $k = (0, k_1, k_2)$ ($k_1 \ll k_2$) のような波までしか扱えてない。これは勿論、計算が極めて複雑になるためである。しかし、いかなる制限もなければ完全3次元伝搬の場合に、行列要素を求めその対称性などの性質を知ることが、次の意味で重要である。真空中の Compton 散乱の場合、我々はその微分散乱の面積の角分布を知っている。しかし、磁化 plasma 中の縦波の場合、磁場垂直面内の角分布は計算されていない。更に、試験粒子問題で明らかにしてきた半奇数 cyclotron 高調波共鳴は、弱い乱れの理論で扱われるべきであるが、この共鳴条件は前記の角分布も考え併せてどのような位置を占めているか。

解析は、Davidson の教科書 (1972) と同じく、Vlasov Cumulants の階層方程式を multiple scales 法により解くことにより行なわれた。その結果;

1. 行列要素は、以前の結果を特殊の場合として含む簡潔な表式として得られる。ここでは簡単のため、Compton 散乱行列 $U_{k_1, -k_2}^{\alpha, \beta}$ と非線形散乱行列 $V_{k_1, -k_2}^{\alpha, \beta}$ の共鳴散乱部分を書く。

$$(1) U_{k_1, -k_2}^{\alpha, \beta} |_{res} = \frac{4\pi \omega_{pe}^4}{n_0 n_e |\epsilon_{k_1}^{\alpha} \epsilon_{-k_2}^{\beta}| k_1^2 k_2^2} \sum_n \int d^3U \delta(\omega_{k_1}^{\alpha} - \omega_{k_2}^{\beta} - (k_{1\parallel} - k_{2\parallel})U_{\parallel} - n\Omega_e) \\ \times \left\{ \sum_m J_m\left(\frac{k_{1\perp} U_{\perp}}{v_{te}}\right) J_{-m-n}\left(\frac{k_{2\perp} U_{\perp}}{v_{te}}\right) \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}^m \begin{pmatrix} X_{k_1, -k_2}^{\alpha, \beta}(m) \\ Y_{k_1, -k_2}^{\alpha, \beta}(m) \end{pmatrix} \right\}^2 \left[(k_{1\parallel} - k_{2\parallel}) \frac{\partial}{\partial U_{\parallel}} - \frac{n\Omega_e}{v_{te}} \frac{\partial}{\partial U_{\perp}} \right] F_0(v_{\perp}^2, U_{\parallel}, t),$$

$$(2) V_{k_1, -k_2}^{\alpha, \beta} |_{res} = \frac{4\pi^2 \omega_{pe}^6}{n_0 n_e |\epsilon_{k_1}^{\alpha} \epsilon_{-k_2}^{\beta}| k_1^2 k_2^2 (k_1 - k_2)^2} \int_{\Omega} \frac{1}{\epsilon_{k_1 - k_2} (-i\omega_{k_1}^{\alpha} + i\omega_{k_2}^{\beta})} \left| \sum_{m, n} e^{i m \psi_{k_1} - i(n+m)\psi_{-k_2}} \right. \\ \times e^{i n \psi_{k_1 - k_2}} \int d^3U \delta(\omega_{k_1}^{\alpha} - \omega_{k_2}^{\beta} - (k_{1\parallel} - k_{2\parallel})U_{\parallel} - n\Omega_e) J_m\left(\frac{k_{1\perp} U_{\perp}}{v_{te}}\right) J_{-m-n}\left(\frac{k_{2\perp} U_{\perp}}{v_{te}}\right) J_n\left(\frac{|(k_{1\perp} - k_{2\perp}) U_{\perp}|}{v_{te}}\right) \\ \left. \times \left(X_{k_1, k_2}^{\alpha, \beta}(m) + i Y_{k_1, k_2}^{\alpha, \beta}(m) \right) \left[(k_{1\parallel} - k_{2\parallel}) \frac{\partial}{\partial U_{\parallel}} - \frac{n\Omega_e}{v_{te}} \frac{\partial}{\partial U_{\perp}} \right] F_0(v_{\perp}^2, U_{\parallel}, t) \right|^2$$

但しここでは、 $\epsilon_{k_1}^{\alpha} \equiv \text{Re} \epsilon / \partial \omega |_{\omega_{k_1}^{\alpha}}$, $\varphi \equiv \psi_{k_1} - \psi_{-k_2}$ (ψ_{k_1} は k_1 の偏角), X と Y は試験粒子問題で現われる非線形軌道を特徴づける因子。これらの式は $\psi_{k_1} = \psi_{k_2} = 0$ とすると直ちに、Porkolab & Chang (1972) の式に一致する。

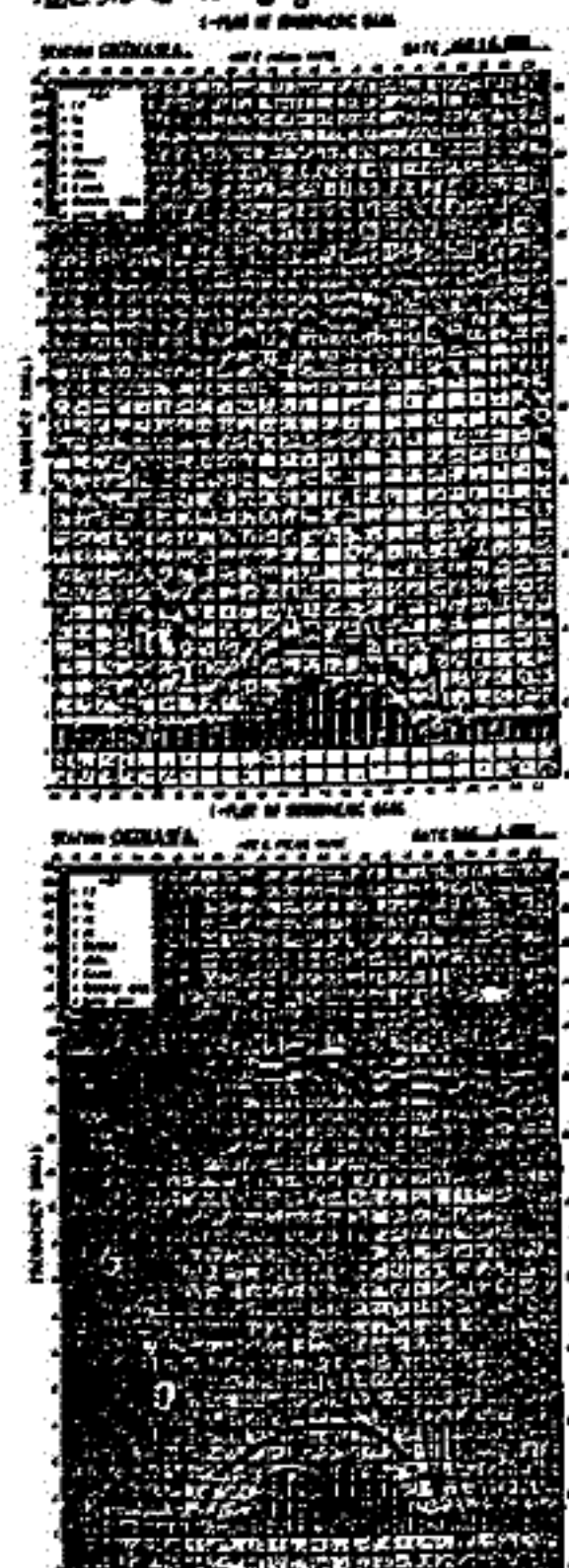
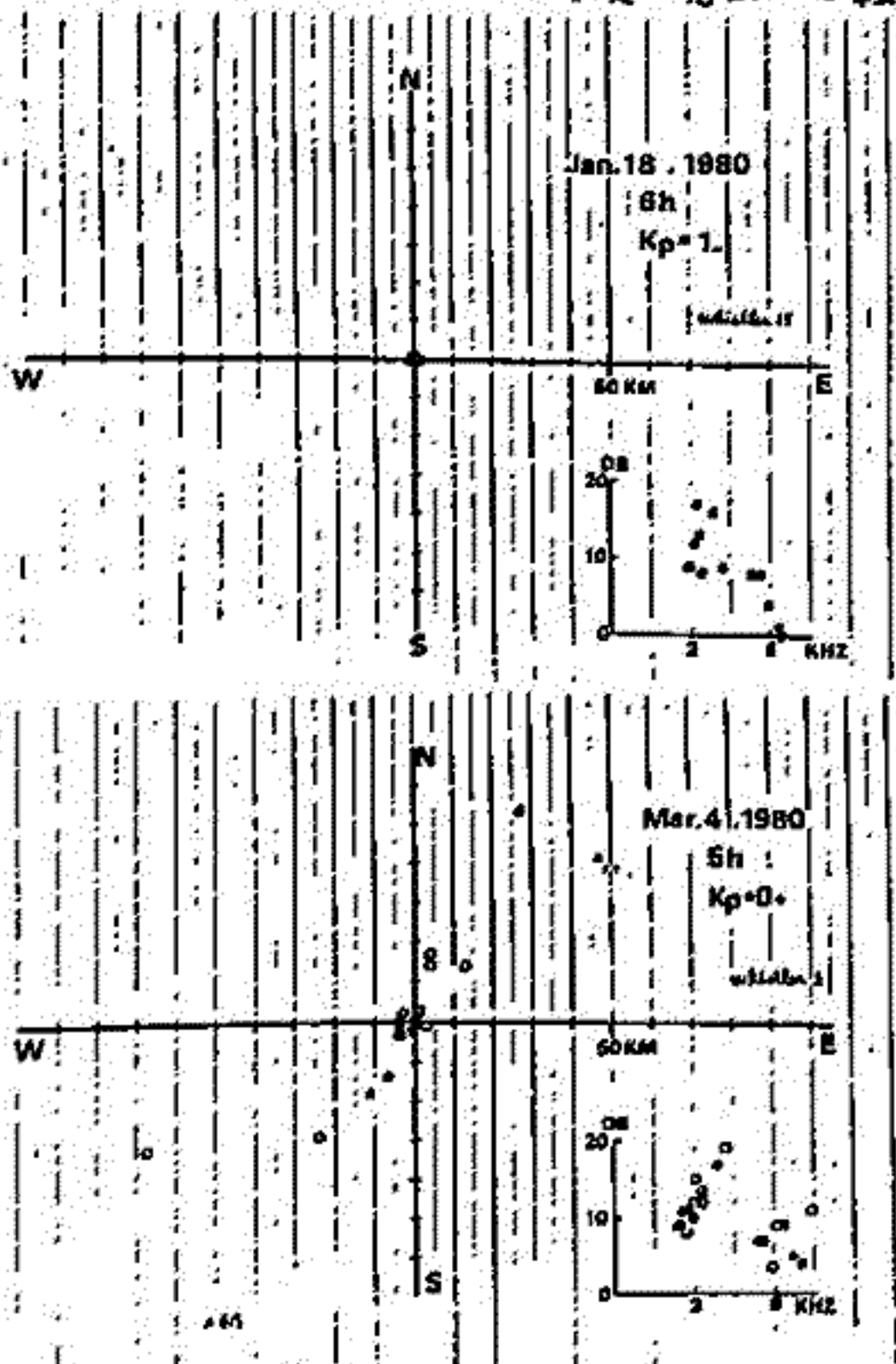
2. 一般化したこれらの式は次の有用な対称性をもつことと証明される。

$$(3) U_{k_1, -k_2}^{\alpha, \beta} |_{res} = U_{-k_2, k_1}^{\beta, \alpha} |_{res} = -U_{k_2, -k_1}^{\beta, \alpha} |_{res}, \quad V_{k_1, -k_2}^{\alpha, \beta} \text{ (非共鳴部も含めて) も同様.}$$

3. cyclotron 半奇数高調波共鳴の条件は、Rosenbluth et al. (1969) がすでに扱った self-interaction, つまり $(\omega_{k_1}^{\alpha}, k_1) = (\omega_{k_2}^{\beta}, -k_2)$ の場合であり、試験粒子問題の解析結果はここに居場所を見出す。これは又、前方散乱の場合と見換えることもできる。もし、真空中の Compton 散乱との類似 (例えば (1) 式は $k_1 \perp k_2$ のとき 0 となる) があるならば、この前方散乱の行列要素は (分布 F_0 に依らず) (k_1, k_2) 空間の中で最大 (11) となる可能性がある。そうならば、磁気圏 $(n \pm \frac{1}{2}) \Omega_e$ 帯電波の非線形不安定化機構の 1 つの好材料である。

中村義勝 恩藤忠典 渡辺成昭 村上利光
電波研究所

1980年1月から3月にかけて電波研究所沖縄観測所で行ったホイスラー方探観測において四つのホイスラーバーストが観測されている。そのうち、二つのバースト(3月9日, 15日)についての解析結果は前回の講演会で発表した。今回は残りの二つのバースト(1月18日, 3月4日)について解析した結果とともに今迄の方探観測で得られた結果についてまとめて述べる。結果の一部及び対応する電離層fプロットを下図に示す。電離層fプロット中の矢印は各時間帯の5分間観測で観測されたホイスラーの数を示す。到来方位は高度100kmの平面に投影したものであり●印は右廻り偏波、○印は左廻り偏波、▲印は直線偏波を示す。今迄の沖縄におけるホイスラー到来方位の観測において次のような結果が観測された。(1)ホイスラーは主に天頂附近から到来するが、到来方位を高度100kmの平面に投影した時、直径5km以下の天頂のごく狭い領域から到来する場合と天頂を中心に100kmほどの範囲にまで広がる場合とがある。(2)到来方位が広がる場合多くは北東から南西に細長く広がる。南北に広がる場合もある。(3)到来方位の拡がりを経時変化が観測される。(4)ホイスラーの周波数成分に左廻り偏波がよく観測される。これは通常の低緯度では考えにくいがいまままでの検討ではシステム上の誤りとは考えにくい。(5)左廻り偏波の発生にも経時変化が観測される。



ISIS-1号, -2号衛星と地上同時観測の ホイスラ解析 その1: 電離層反射ホイスラ

岡田 敏美
名大空電研

M. Tixier
Laboratoire de Physique de la Haute Atmosphere
Poitiers University, France

要約 ISIS-1号, 2号衛星と欧州地上多点同時観測の VLF データを解析したところ
地上と衛星でうまく対応するホイスラ群が見つかった。これらのホイスラ群の
発生緯度帯, 分散の緯度依存性, 衛星と地上でのホイスラ受信時間差, 更に電
離層 f_oF_2 との相関を調べた。その結果, 観測されたホイスラ群が下図
の様なモデルで説明し得ることを示した。

すなわち, 図1中の付番3のホイスラ・トレースは図2中に示される如く,
電離層下端で反射し, 上昇伝搬するホイスラであることを示している。

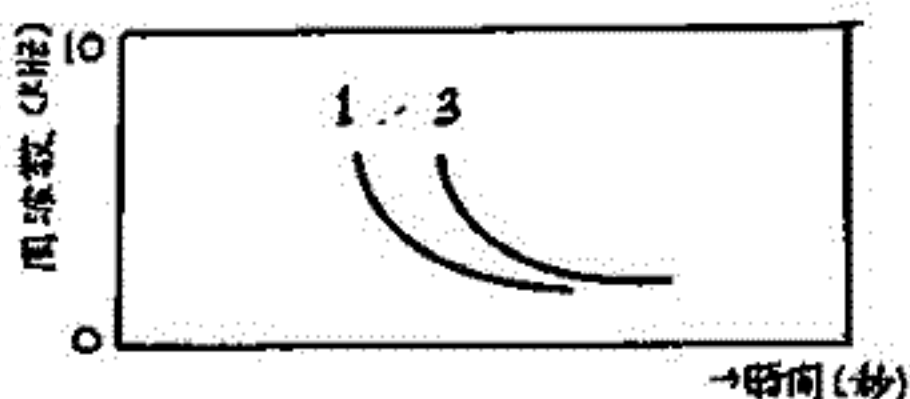
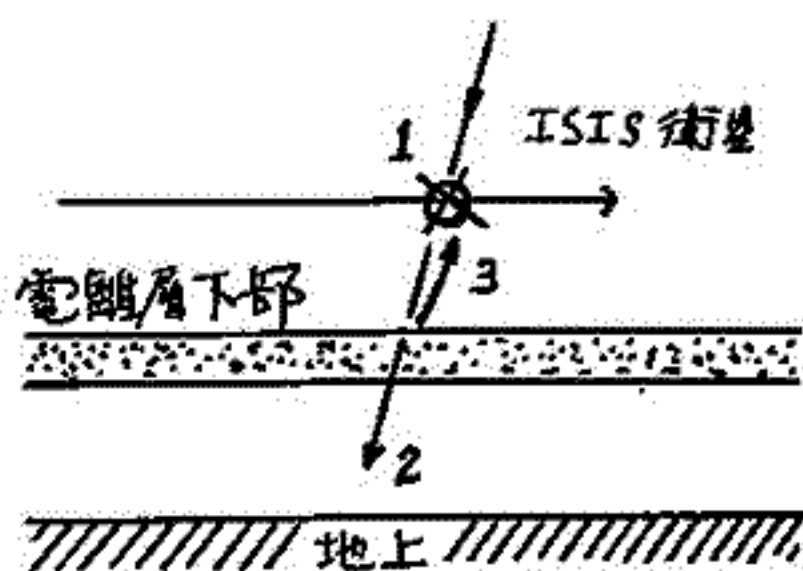


図1. ダイナミック・スペクトル



- 1: 下降ホイスラ
- 2: 地上ホイスラ
- 3: 電離層反射ホイスラ

磁気圏中のVLF電波の3次元ray tracing

木村 磐 根, 山内 一 詩, 松尾 敏 郎
(京大工学部)

磁気圏プラズマ中のVLF電波の3次元ray tracingは特に新しい問題ではないが、最近Jikiken衛星で観測された現象を理解するため、(1)電離層上側での初期のwave normalが磁気子午面からずれている効果、(2)電離層電子密度が東西方向に傾斜をもつ効果、(3)地球磁場のダイポールからずれている効果について調べたので報告する。

上記の(1)はダクト伝搬した信号が電離層上部で散乱された結果、経度的に広範囲に広がり、同じ現象が衛星で長時間観測される場合を想定している。又(2)はVLF地上局信号が電離層を突き抜けて衛星で受信される際、伝搬ベクトルが磁気子午面からかなりずれていると思われる場合が日出時に観測されたので、この現象を説明する目的である。又(3)は地磁気が一般にダイポールモデルからずれているが、そのずれは経度により異なるのでその経度効果を調べるのが目的で、Jikikenによるサイポル実験や、南極昭和基地におけるVLF現象の観測結果の解釈の上で重要である。

方法及び結果

(1)ダクト伝搬した電波が反対半球の電離層上側で散乱されたとするとwave normal方向がある範囲に広がると考えられるので、散乱波は磁気子午面からずれることになる。従ってこれを模擬するために単純に電離層上側での出発点のwave normalの子午面からのずれ角 ϵ を種々変化させ、ダイポールモデルでray tracingを行った。この結果初期 ϵ があってもray pathは最終的には磁気子午面に沿った伝搬となるが、通路の初期子午面からのずれの最大は $\epsilon = 10 \sim 20^\circ$ 付近で起こる。(第1図参照)

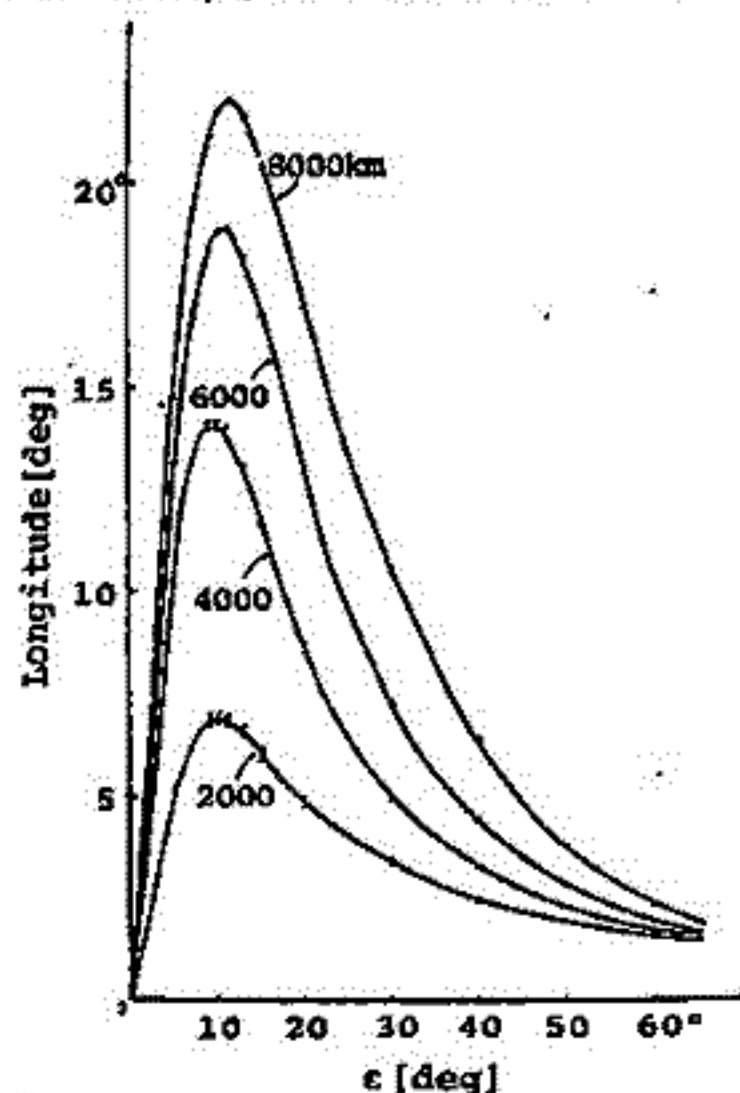
(2)電離層の東西傾斜として、基準高度の電子密度に経度関数もかけることにより実現した。wave normalが子午面からずれる様に傾斜を強く入れてもray pathはかえって磁気子午面に近い伝搬となる。

(3)地磁気モデルとしてIGRFモデルを用いた。この結果まず、磁力線そのものが磁気経度によりダイポールとのずれが異なり、 0° 方向ではダイポールとの差が最も小さく、 90° 方向ではずれが大きい。

次にray pathでは磁気経度 180° 付近ではダイポールモデルより外側にずれ、 90° の付近では内側にずれる。

尚上記の場合電子密度はいずれも拡散平衡モデルを用いたが、特に(3)では基準レベルでの密度は緯度方向に変化しないとしている。何故ならば、緯度変化を入れるとray tracingの計算時間が莫大となるからで、この問題については良い方法を検討中である。

謝辞 上記(3)では極地研藤井氏の磁力線tracingのプログラムを利用させて頂いた。ここに感謝の意を表す。



第1図 ϵ に対するray pathの経度方向変化

極域電離層中のVLF電流の伝搬及び透過

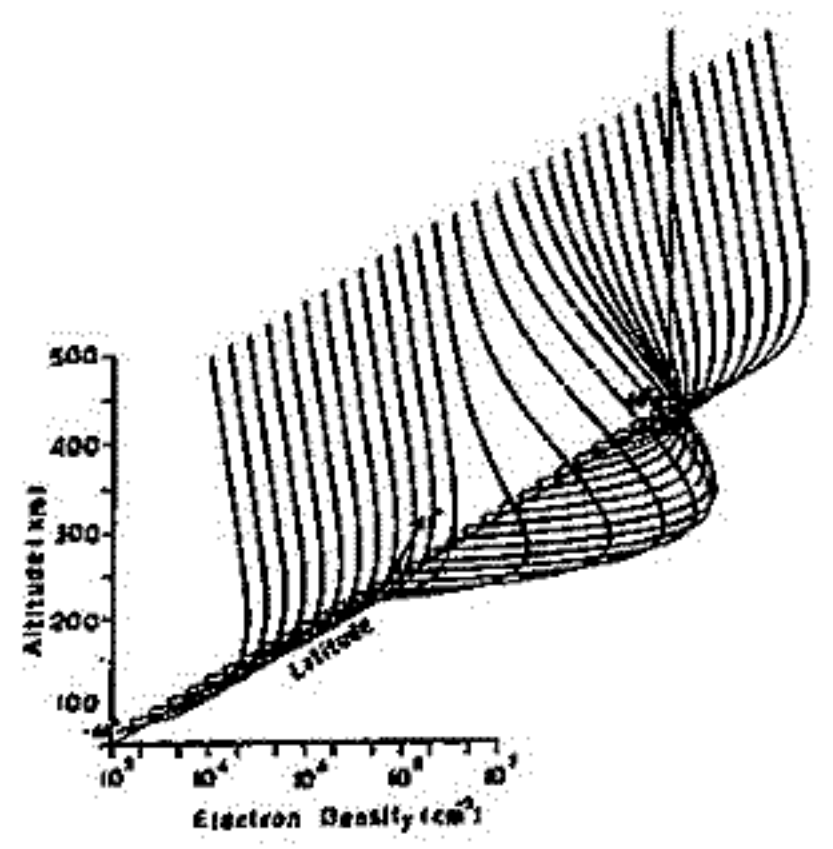
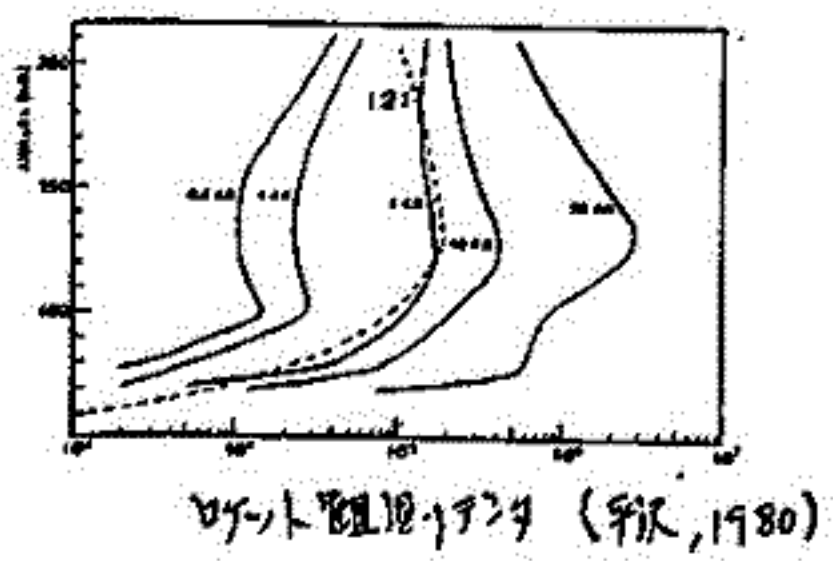
田中義人, 西野正徳
石大空電研究所

我々の昭和基地において、オーロラルVLF電波の目下観測、強度観測、及び
昭和、北緯10度の強度同時観測を行った。

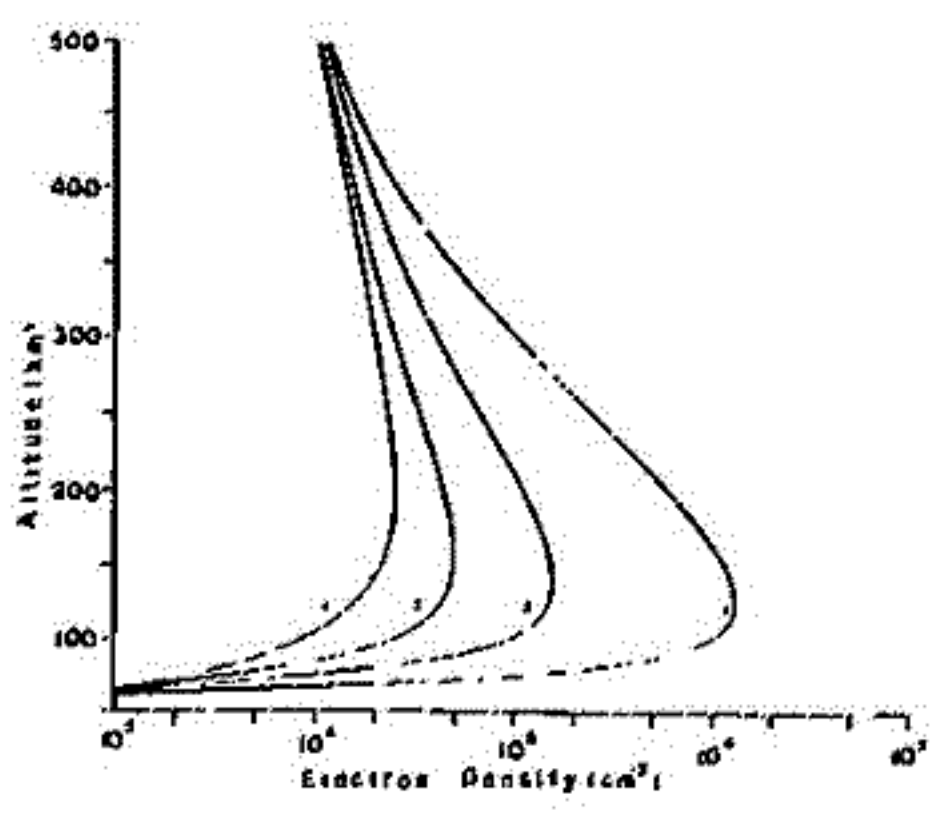
地上での受信強度、特に同時観測の強度データを比較する場合、オーロラル電離
層中の波の減衰、空間的に広がりをもつオーロラル電離層(電離層増大領域の
広がり)を考慮に入れた、波の伝搬及び減衰の議論(以下に述べる)。

今回の以下の項目について報告する。

- 1) オーロラル電離層のモデル化
- 2) 電子密度データの欠し70~80km以下の高度のモデル化 - ソフトウェア記録の参照
- 3) 緯度方向に広がる enhanced ionization 分布のモデル化、その中の伝搬及び波の減衰
- 4) Full wave method, homogeneous plane wave, inhomogeneous plane wave の減衰の比較 (水平或層電離層)
- 5) 緯度分布モデルの減衰



緯度分布モデル



オーロラル電離層モデル

磁気圏波動・粒子相互作用能動実験計画 (母子星-バーズビル共役実験)

早川 正士 田中 義人 大津 仁助 岩井 章
(名大 空電研究所)

磁気圏内での波動・粒子相互作用の研究は、長い歴史を持つ受動的観測により行われてきた。受動的観測は、地上のみならず、飛翔体により、貴重な情報をもたらしてきた。この受動的観測は今後は、その観測の高精度化、例えば方位測定への、多角観測、他項目実験との有機的比較検討とい、その方向に進むであろう。他方、近年、能動実験が世界的に始まりつつある。この能動実験は受動実験とは相補的な関係にあり、これからの有力な研究手段となろう。VLF放射発生に關する波動・粒子相互作用を解明するためのサイプル実験(L~4)は、近年極めて興味ある成果をあげている。又、Dowden等も、同じL値ではあるが、電波位相反転とい、に新しい着想の実験を、非定常ではあるが行ない、成果を得ている。

そこで、我々は低L値での波動粒子相互作用実験の可能性や将来性について検討した。母子星の如き低緯度(L~1.6)では、 $f = f_{UH}/2$ の最適周波数だとすると、打ち上げ周波数は100kHz程度のLFに上り、電波発射の莫大の可能性は出て来る。又、母子星の共役莫バーズビルという町で、定常実験も不可能ではない。母子星の実験は、従来のサイプルの結果を充分に考慮し、 $\omega = -\gamma$ の実験テーマと考えねばならない。以下に記す意義・目的から考え、母子星での能動実験はかなりの問題点もはらんでいるが、充分やってみる価値があると信ずる。最近、Ball, Inan (1981)も、低Lでの実験の重要性を示唆している。

- (1) サンプル実験では、波動励起に關しては幾多の成果が得られているが、それに伴う粒子降下に関する研究は不完全である。波動励起とともに、それに同期して粒子降下にも注目した、波動粒子相互作用の総合的理解を得たい。
- (2) サンプルの固定周波数実験により、媒質の不均衡性や相互作用において重要な役割を果している事も理解されている。L~1.6では媒質の不均衡性はL~4に比し、1桁ほど強く、上記の本質的問題の理解には、低Lでの実験は重要である。(サンプルの追試的実験)
- (3) サンプルでは、可変周波数の実験を行なっているが、その物理的意義は、はっきりしていない。我々は、打ち上げ電波の強度や、舌鳴電圧(210kV)フラックス等の問題から、可変周波数により、波動粒子相互作用と若くはエンハンスさせる様な実験を意義的に行ないたい。可変周波数(unperturbed resonance 波, second-order resonance 波)の使用は、波動粒子相互作用の本質を知る上で不可欠のものがある。又、これにより粒子降下をエンハンスする事が出来、粒子降下制御も可能となり、更には、電波位相反転、振巾変動波とい、に新しい実験を行ないたい。

最後に、本計画の準備状況及び今後について簡単にのべてよう。

- (1) LF電波ホイスラ・粒子相互作用(可変周波数による)の基礎研究
- (2) LF電波の電離層・磁気圏伝播特性の研究
- (3) 高出力LF電波送信器、高効率アンテナ系の研究
- (4) 共役莫の観測装置の設定及びその交渉(進行中)
- (5) 共役莫の電波環境の調査(Loran(受信)、共役性の調査(近々実施予定))
- (6) 粒子降下(母子星)の検出法の開発

励起波の必要強度の
評価、アンテナ、送信系
電波監理局の交渉
(進行中)

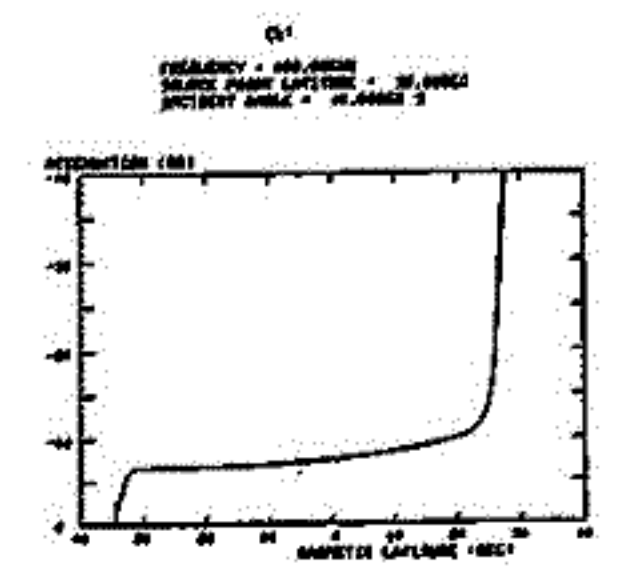
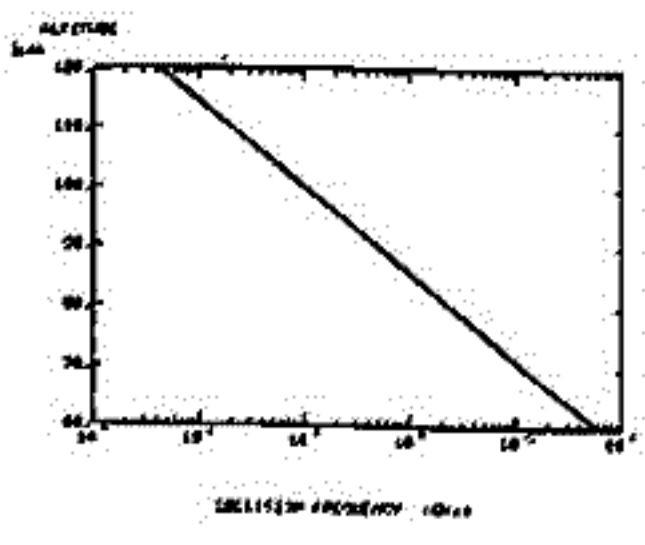
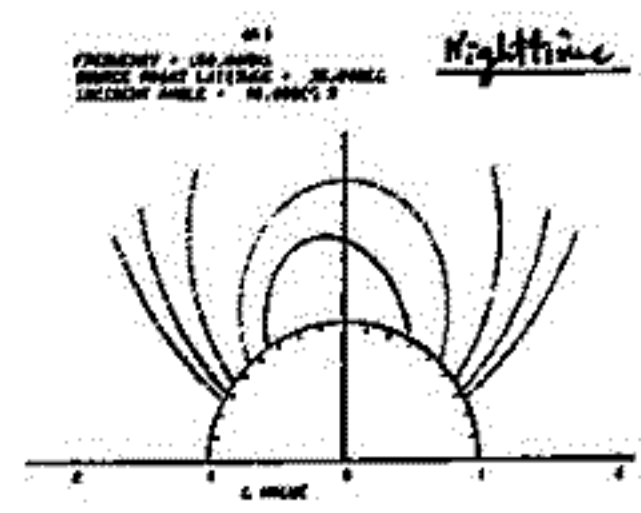
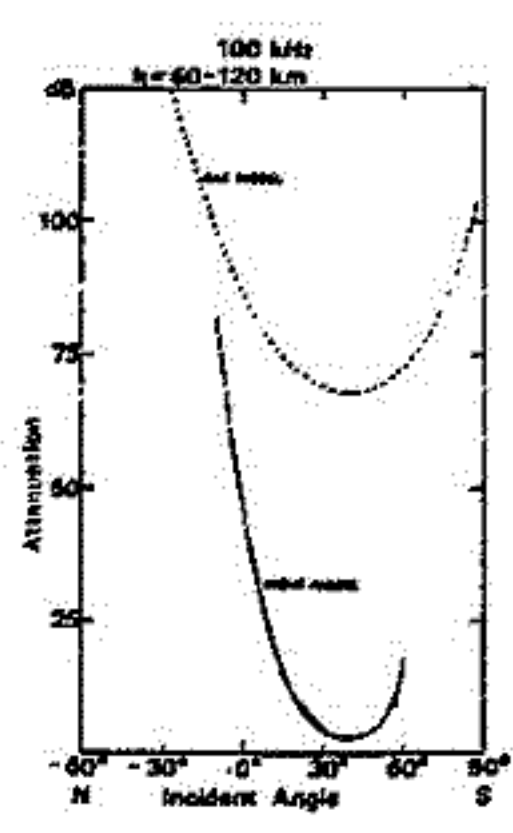
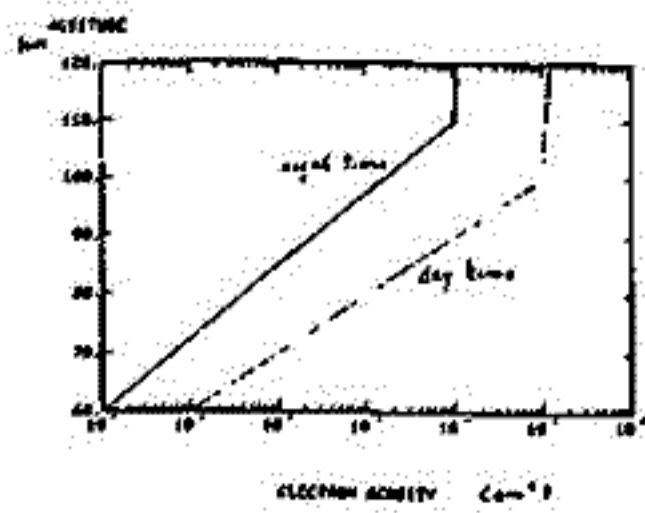
LF (100 kHz) の磁気圏，電離層内伝搬

田中克昌，大津仁助，早川正士，田中義人
名古屋大学電研研究所

母子星（北海道 L=1.6）- オーストラリア・バードビル（アデレード 北方，約 1000 km）間の磁気圏伝播実験を行う，波動-粒子相互作用実験 (ASE) による母子星を通る磁気圏の Apex の f_{He} (~ 253 kHz) と考慮して，LF帯 (~ 100 kHz) 電波の放射する計画である。ASE と併行して先ず LF帯電波の電離層透過，磁気圏内伝播特性を，理論的 (数値計算) 及び実験的 (十勝太から放射する小波ラン C (100 kHz) の反対半球へ放射する電波) に検証する必要がある。

此処では，100 kHz 波の電離層透過特性，磁気圏内伝播特性に関する数値計算の結果について，報告する。

- 1) A-H 式を用いて Homogeneous plane wave の電離層透過特性を計算して，異なる電離層に，磁気圏に沿って入射した場合，減衰の極大値を求めた。
- 2) Full wave method による減衰，Inhomogeneous plane wave の減衰を計算するに
より，①の結果の妥当性を確認した。



ISIS衛星で観測された Omega ASE 及び信号伝搬特性

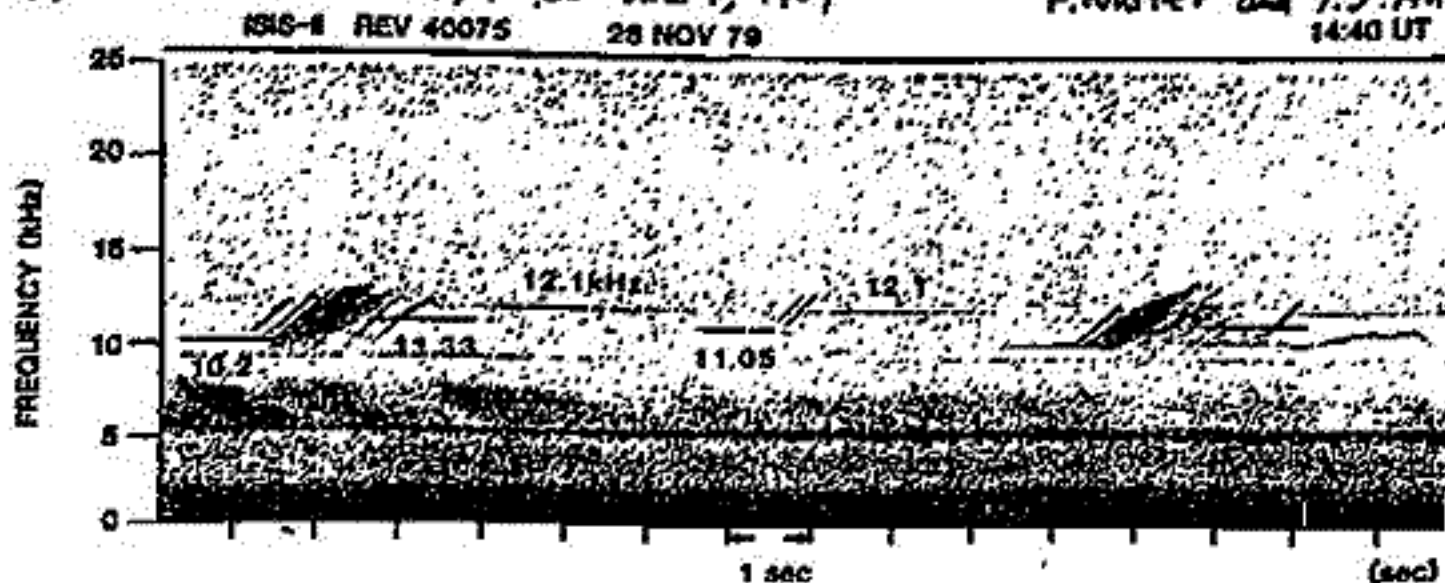
松尾敏郎*, 木村智根*, 山岸久雄**
* 京大工学部, ** 国立極地研究所

1976年に17次隊により人工衛星テレメータ-受信装置が昭和基地に設置されて以来、極域に於けるVLF波動データも多数蓄積された。今回は1976年5月~1980年2月までにISIS-I,IIで観測された642 pass分のVLFデータの中からノルウェーのAldra (66°25'N, 13°09'E)からのオメガ信号が観測された42 pass分のデータを集めた。この42 pass分のデータのうち10 passについてはAldraからのオメガ信号によってトリガーされたASE (Artificially Stimulated Emission) と呼ばれるエミッションが観測された。

ノルウェー局のオメガ信号は常時きまつた Format で電波を発射しているVLF局としては最も高精度に位置し、又、その送信周波数もサイフル信号等と比べて高い (10.2~13.6 KHz) ので反対半球の電磁層まで伝搬しにくく Aldra からのオメガ信号による ASE は従来一例だけ報告⁽¹⁾ されているにすぎない。そこで今回は、この Omega-ASE 及び ASE をともなわぬ Omega 信号の伝搬特性を明らかにする。すなわち Omega-ASE については ① Omega と Omega-ASE はともに南半球の夏に多く、且つ Kp index が小さいほど観測されやすかった。② 衛星のローカルタイムの昼中側に多く ASE に限っては昼側にだけ観測された。③ Aldra の conjugate point の北側で観測されやすく、Aldra の磁気子午面の ±15° 以内で観測された。④ 送信局が高精度に位置するわりには delay time が短いなどの特性が得られた⁽²⁾。代表的なスเปクトラムを下図に示した。

この地の特徴的な現象として下記のことがある。ISISで観測された Omega 信号の周波数軸を拡大してみると送信周波数よりも数10 Hz 低い方にもう一つのスペクトルがある例がある。これはホイスラーモードで磁気圏内を伝搬したオメガ信号がノンダクト伝搬で反対半球へ伝搬し、その伝搬ベクトルの向きが磁力線と大きな角をなして屈折率がダクト伝搬と比べて非常に大きくなる事から Omega 信号がドップラースhift したと考えられる。送信周波数よりも低い方には doppler shift するのは衛星が poleward に動くときで、反対に高い方には Equator ward に動くときである⁽³⁾。ドップラースhift 周波数は屈折率に比例する⁽³⁾から、逆に衛星近傍の電子密度及び電子のシイロ周波数を決定すると磁力線に対する伝搬方向を知る事が可能である。

- 参考文献 (1) J.G.R. VOL 96, No. 44, P 4441-4470, 1981. T.F. Bell, U.S. JNAN and R.A. Holliselt
(2) 本誌, 極域に於ける電離圏磁気圏統合観測シンポジウム p.14. 松尾, 木村, 山岸
(3) J.G.R. VOL 74, No. 26 DEC 1, 1969 F.Walter and J.J. Angerami



岡田敏美, 早川正士, 田中義人, Y. CORCUFF

名大空電研究所

Laboratoire de Physique de la Haute
Atmosphère, Poitiers University

要旨 ホイスラ・トリガート VLF 放射はプラズマホース近傍の波動-粒子相互作用の研究において、特に off-equatorial での波動-粒子相互作用という点において重要な現象である。トリガート開始周波数、その後の周波数変化、及び強度の時間変化等は詳しく調べなくてはならない問題である。今後調べていく予定である。今回の発表ではホイスラ・トリガート放射の磁気圏内伝搬路の推定に関する問題を扱う。

伝搬路推定の方法: ホイスラ空電の周波数-時間トレースを多成分サニフォルリニブルホイスラのホース周波数、群遅延時間を測る。またプラズマホース内外の磁気圏電子密度プロファイルは multi-component whistlers と knee whistlers を解析して得る。磁気圏モデルとしては Diffusive equilibrium model あるいは Hybrid model を用いる。

今までに解析した中緯度帯で地上受信されたいくつかの現象例では、ホイスラ空電によってトリガートした VLF 放射はプラズマホースの内側のみならず、プラズマホースのちやうど外側でも発生することがある。

電子スロット領域での PLHR-コーラスと
VLF放射
早川 正士, 田中 義人
(名大 / 空電研)

PLHR-stimulated chorus and VLF emissions in the Electron Slot region

The formation mechanism of the electron slot region between the outer and outer radiation belts is not thoroughly understood. However, recently it seems generally accepted that the plasmaspheric ELF hiss emissions generated just inside the plasmapause propagate towards lower L shells by taking complicated non-ducted propagation, and then they scatter energetic electrons ($E > 100 \text{keV}$) into the loss cone by the Cyclotron resonance. Other possible candidates for precipitating electrons have been proposed, such as power line harmonic radiations (PLHR), VLF transmissions and natural VLF emissions. However, the relative contribution between the plasmaspheric ELF hiss and other candidates are to be studied in details.

In this paper we present some examples of PLHR-stimulated chorus emissions in the electron slot region, as observed from the Moshiri station and other natural VLF emissions as deduced from the DF measurement of our European campaign. As a conclusion, we feel that PLHR has an influence and such a triggering by PLHR may indeed occur, but its overall effect on trapped particles should consequently be insignificant. Rather than PLHR, natural VLF emissions seem to be complementary to the plasmaspheric ELF hiss in the pitch angle scattering in the sense that VLF emissions are effective in resonantly scattering electrons at larger pitch angles.

磁気嵐時のプラズマボーズ近傍のVLF/ELF放射の 特性(欧州観測結果)

早川 正士 田中 義人 岡田 敏美
名古屋大学 空電研究所

1976/77, 1977/78, 1978/79 の三冬期にわたり, 欧州の二観測点(デンマーク・Broorfelde, $L=3$; フランス・Chambon-la-Foret, $L\sim 2$)及び日本・母子里の同時方位測定観測を行った。同時方位測定には, 近くの電離層を透過したVLF波に対して有効な「電磁界解析法」と, 遠くの電離層を透過したものに有効な「ジオメータ法」とを用いた。両者の併用により, 広い L 値にわたる方位測定が可能となった。方位測定結果から, 受信されたVLF/ELF放射は数個のカテゴリーに分類できることがわかった。(1) プラズマボーズ近傍に生じるVLF放射, (2) 電子スロウト領域のVLF放射, (3) プラズマ圏内の周期的VLF/ELF放射, (4) とにより励起された周期的放射, (5) ノイズラトリゴード放射等がある。本論文では, (1)のプラズマボーズ近傍VLF放射に関し, 少し解析が進んだものを, その結果について報告する。その特性を列記する。

- (1) すべてのVLF/ELF放射は, 磁気擾乱と強い相関をもつと発生している。
- (2) このも, 発生時刻としては, dawn-side が多い。
- (3) スペクトルの詳細な解析から, 二つの周波数バンドがあり, ~ 2 kHz 程度のELFとVLFバンドとから成っている。
- (4) ELFバンドのもものは, 周波数は L にほぼほとんど変化しない。また, スペクトルとしては, 孤立型, ラザール・コーラスが主である。PLHRによりトリガーされたとおぼしきコーラスもある。
- (5) VLFバンドのもものは, L とともに周波数が変化するという特徴を持つ。大部分の場合は, $0\sim 6$ Hz と L の増加に伴って, 周波数が上昇する。

References:

- (1) Hayakawa, Tanaka et al. : Simultaneous spaced direction finding measurements of medium-latitude VLF/ELF emissions, Planet. Space Sci., 29, p.505, 1981.
- (2) Hayakawa, Tanaka, et al. : Medium-latitude VLF/ELF emissions as deduced from the multi-stationed direction finding measurements, Mem. Nat'l Inst. Polar Res., Special Issue No.18, p.23, 1981.

S-310JA-6号機によって観測された

オーロラヒスの伝搬方向とポインティング電力

西野正徳, 田中義人, 岩井章, 鎌田哲夫

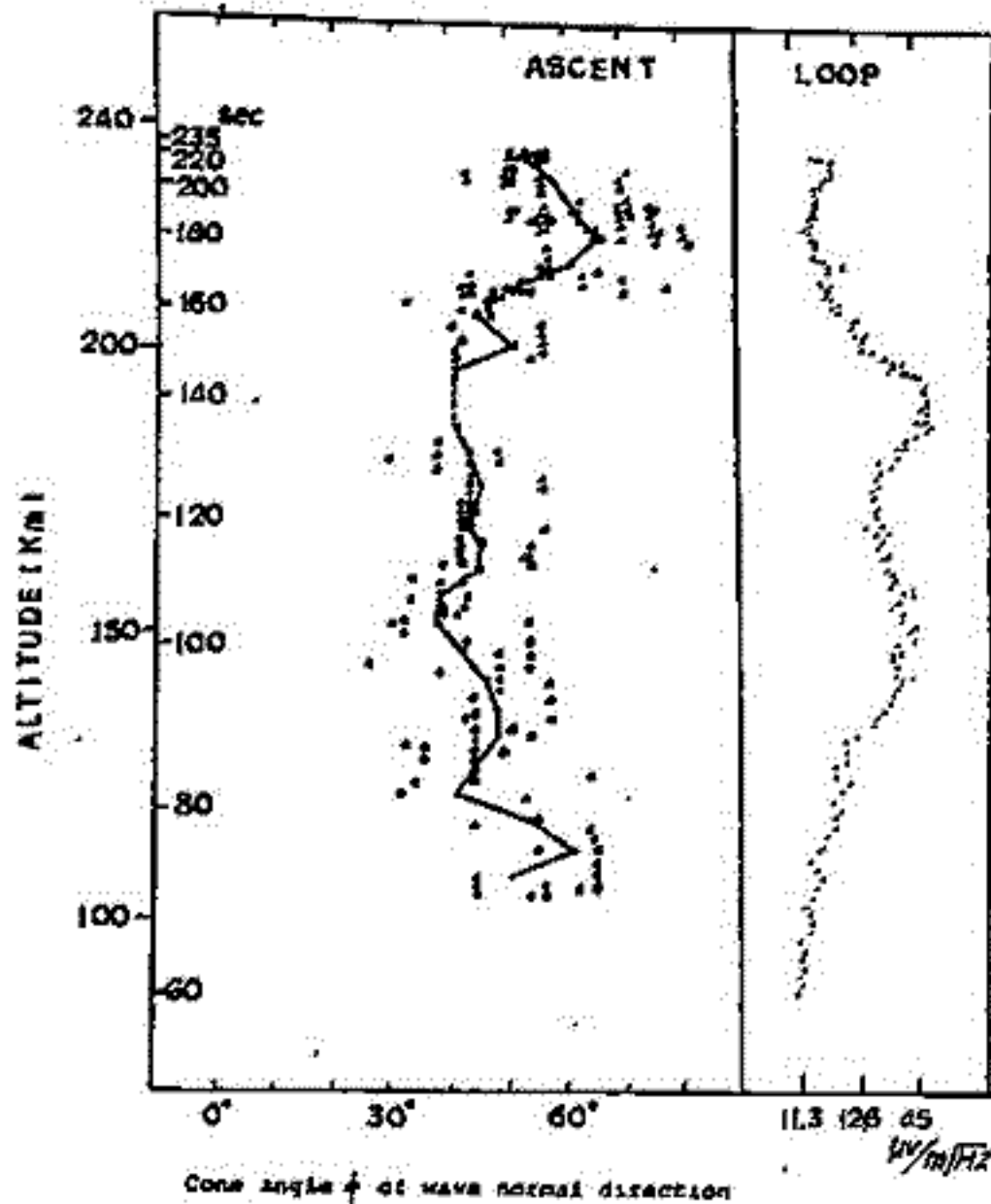
名古屋大学, 空電研究所

1978年8月28日, 00時56分00秒(LT), S-310JA-6号機は, 南極
観測基地で磁力線方向に発射され, オーロラアークに突入した。搭載計器PWL-PFX
によって観測された電離層中のVLF電波の特性は既に報告された(Kamada T. et al 1981),
本講演では, このPWL-PFXによって観測されたオーロラヒスの伝搬方向およびポイン
ティング電力について報告する。

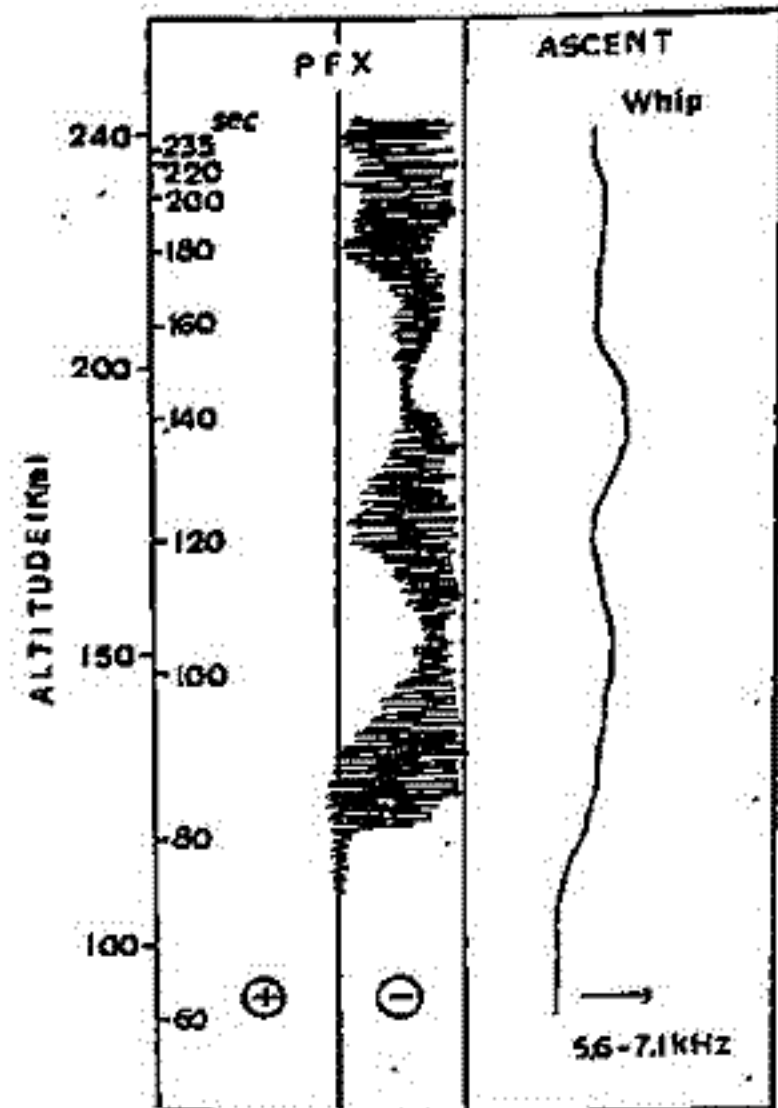
電離層中のオーロラヒスのwave normal方向の測定法として, 波の偏波測定法(Tanaka
et al 1978)を試みたが, 十分な受信強度が得られなかった。そこで, ロケット軌道に
直角方向の磁界強度変化のspin modulationの式, $E_{min}/E_{max} = \cos \phi$ (Cartwright, 1964)
の式に従って, wave normal方向のスピン軸に対するcone angle ϕ を求めた(第1回)。
上昇時 ヒス強度が強い高度100~130kmでは, ϕ は40度前後を示す。同時搭載計器GA
の姿勢ゲージ(東海大, 青山)を参照すると, wave normal方向は垂直方向よりかなり
大きな角度を成す。

オーロラヒスのポインティング電力は, ロケット軌道成分に関して $P_z = E_x B_y - E_y B_x$ を
求められる。観測用波数7MHzにおける P_z はカットオフ100HzのLPFを通して伝送さ
れる。上昇時, オーロラヒスのポインティング電力は, ほとんどの下向きを示し(第2回)。
5.6~7.1kHz成分の強い高度130~160kmでは, その特性が明白に現れる。

文献 Kamada T et al; Mem. Natl. Inst. Polar Res. Special Issue No.18. Cartwright (1964);
Tanaka Y. et al; Mem. Natl. Inst. Polar Res. Special Issue No.9. PSS Vol 12



第1回



第2回

Auroral Roar Emission

佐藤 夏雄
(極地研)

林 幹治
(東大理)

夜間オーロラ活動の増加にともなって、野獣の吠声に似た emission が時々地上で観測される。我々はこの emission を 'auroral roar' と名付けた。この emission の特性について報告する。

f- ν スペクトルの特徴

- 中心周波数 150 ~ 400 Hz
- Power $10^{-15} \sim 10^{-13}$ watt/m²·Hz
- スペクトル構造 主に falling tone
- バンド巾 20 ~ 150 Hz
- 継続時間 数秒 ~ 数百秒
- 発生時刻 20 ~ 23 MLT

発生条件

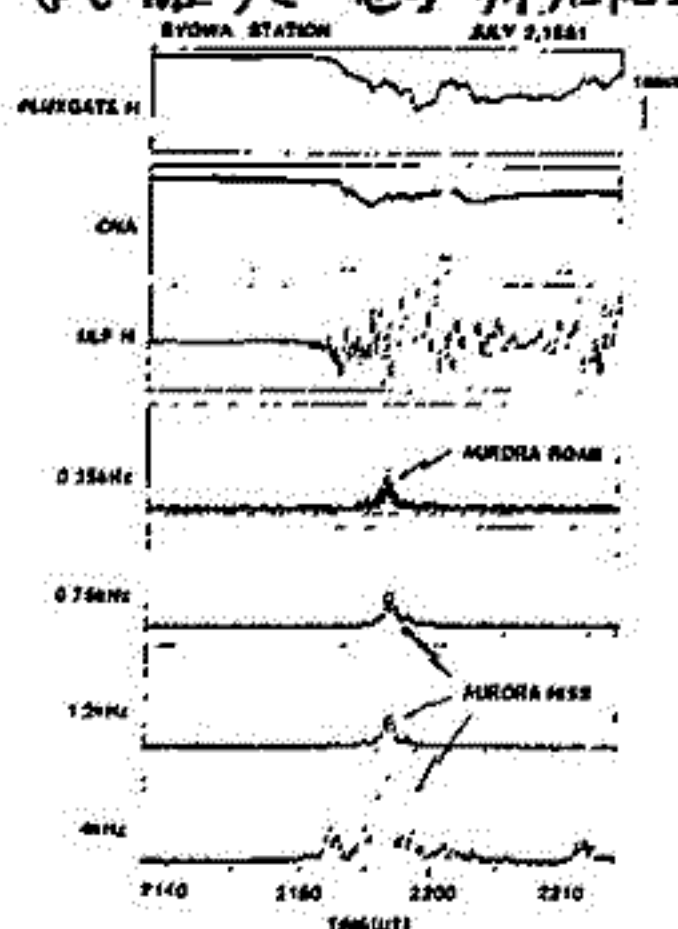
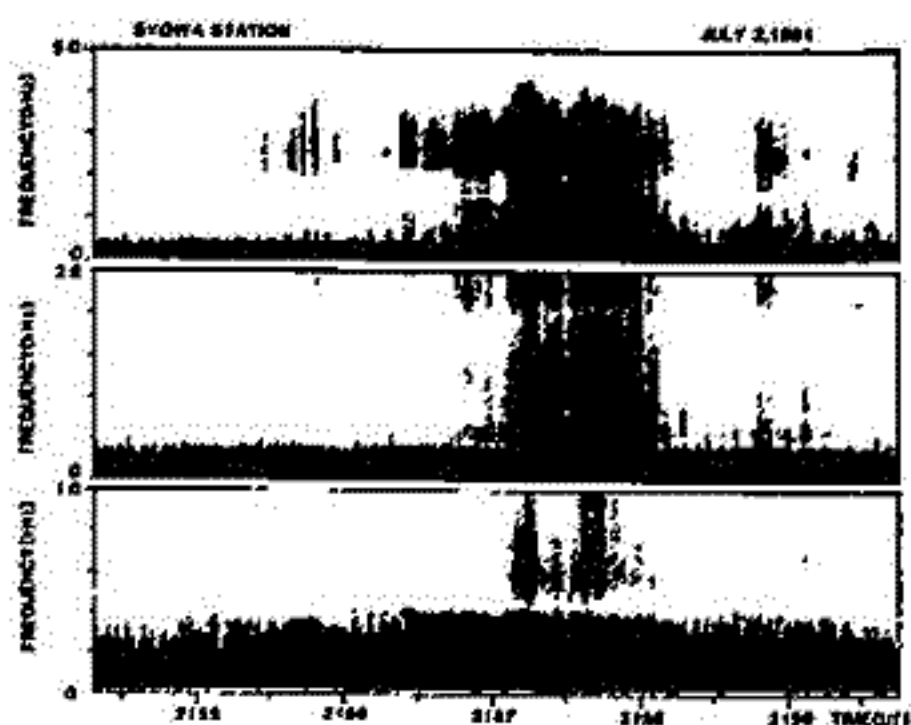
図1の典型例のように、主に auroral breakup の開始時に発生する。そして、数百ガンマの negative bay が続き、CNA も増加する。しかし、数十ガンマ程度の磁場変動にともなって発生することもある。ただし emission が発生する時には必ず irregular な magnetic pulsation も発生している。

Auroral hiss との関係

図1のフーリエ紙上では impulsive なオーロラヒスが 0.35 ~ 4 kHz まで連続的に発生しているように見える。しかし、図2の f- ν スペクトルから明らかのように $f > 500$ Hz のオーロラヒスバンドと、 $200 \text{ Hz} < f < 400 \text{ Hz}$ の auroral roar バンドとは区別される。パワーも 10 dB 以上大きく、新たな emission が excite されたものと見なせる。

発生メカニズム

発生領域を電離層上部であるとする。周波数的にはイオンサイクロトロン波、LHR 波等が考えられる。また、遠くプラズマシートまで離すと電子サイクロトロン波も考えられる。今後詳しく解析する。



GEOS 2 衛星の観測されたコーラスの
伝播方向の決定
山中 幸大雄 早川 正士
(名大 空電研究所)

Abstract --- Chorus emissions tend to take place mainly outside the plasma-pause, while hiss-type emissions inside the plasma-pause. Chorus emissions often show a two-banded structure; that is, the upper band above the $f_H/2$, and the lower band below that frequency. A few generation mechanisms for the upper and also lower frequency bands have been proposed (Curtis, Hashimoto and Kimura), but no experimental supports have been given to those theories, because there have been no reports on the measurements of wave normal directions for those chorus emissions.

In this paper we will present some results on the propagation directions of those chorus emissions whose center frequencies are located above the $f_H/2$ and also below the $f_H/2$. The emissions are observed on board the GEOS 2 satellite at L= 6.6. The method of direction findings is the maximum likelihood estimation for the measured spectral matrix. Firstly we distinguish the model of propagation; or one- or two-direction models by means of the relative values of the eigenvalues of the spectral matrix.

地上VLF放射、地磁気脈動との相関

山岸久雄, 小野高幸, 福西浩(極地研), 小玉正弘(山梨医大),
山上隆正, 西村純(宇宙研), 村上浩一, 平島洋(立教大), Jan Holzer(オーストリア)

国立極地研究所は、一昨年のエスレンジにおける気球実験に引き続き、57年3月、ノルウェー国スタムスンド(北緯68度9分, 東経13度46分)において、国際共同気球実験を行った。その内のB₁₅-3N気球に搭載された、X線観測器により、顕著なマイクロバースト現象及び、周期20~30秒のcount値の脈動が観測された。

一方、地上、Andoya(北緯69度19分, 東経16度8分, L=6.3)においては地磁気脈動とVLF放射の同時観測が実施され、前者については、周期20~25秒のP₃脈動が、後者については、ポーラーコーラスを含む、周期、約20秒の準周期的VLF放射(QPエミッション)が観測された。これら、X線バースト、地磁気脈動、VLF放射は、別図に示すように、相互に密接な相関をもつことが明らかとなった。

その特徴的な点を挙げると、X線マイクロバーストに関連しては、

- (1) マイクロバーストの周期は0.1秒~1秒である。
- (2) マイクロバーストと同時に地上でポーラーコーラスが観測され、コーラスの個々のライナーとX線マイクロバーストは概ね良い一致を示す。しかし、両者の厳密な一対一対応の同定は困難である。
- (3) コーラスとマイクロバーストの相互相関を求めると、前者は後者に対し、1~2秒遅れる。

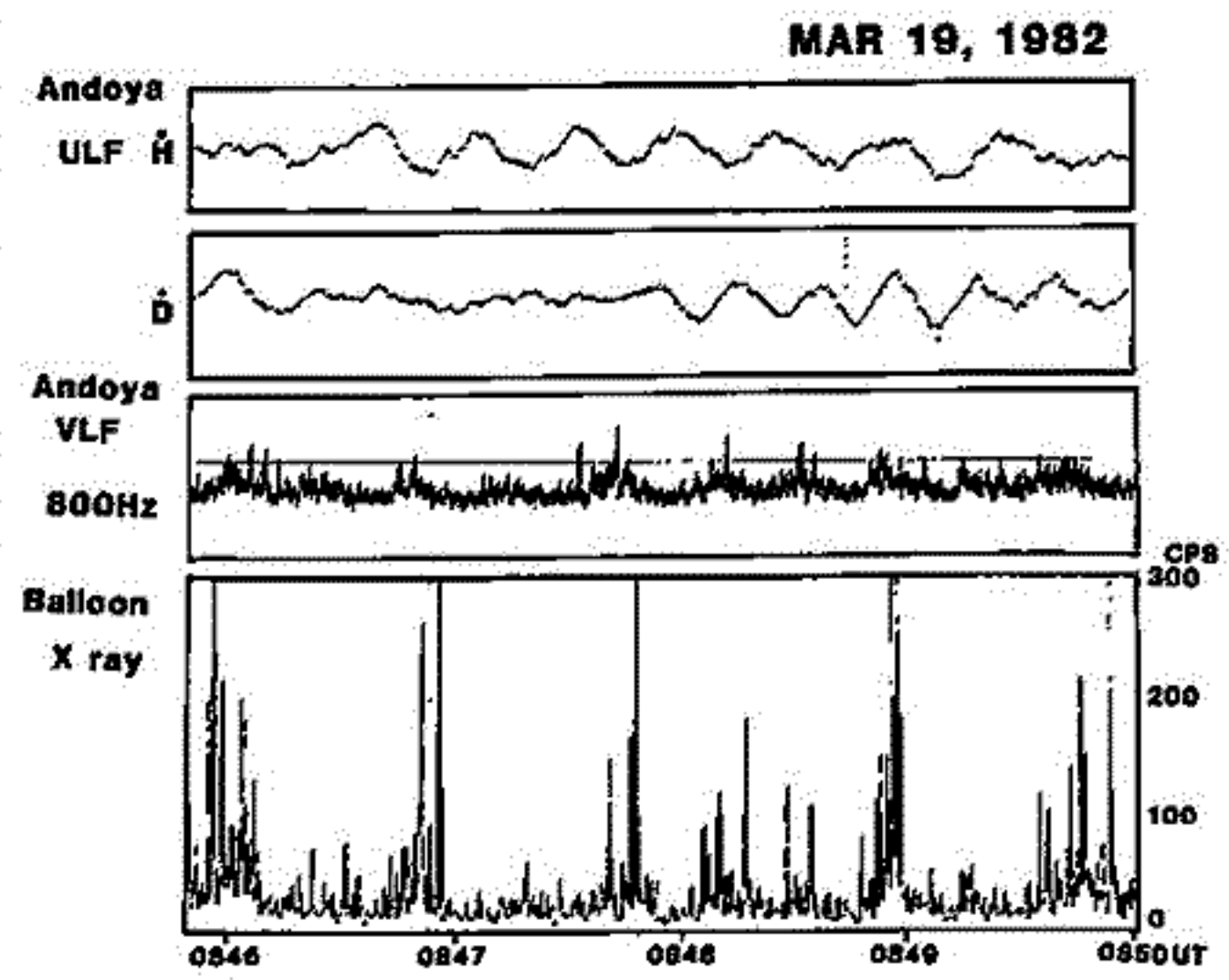
一方、周期20~25秒のX線count値の脈動に関連しては、

- (4) VLF放射の周期的強度変動と極めて良い相関を示す。
- (5) 上記の相関が見られる空間的拡がりは、L=6~5.3と広範囲にわたる。
- (6) 地磁気脈動と概ね良い相関を示すが、位相値は変化する。

(1)~(3)より、X線マイクロバーストは、ポーラーコーラスによりピッチ角散乱され、電

離層へ降り込む高エネルギー粒子を観測したものであり、コーラスとマイクロバーストの時間差は、磁気赤道付近の散乱域より、極域上空までの粒子と波動の到達時間差と考えられる。

(4)~(6)は、磁気圏内に発生した磁気流体波が、VLF放射の成長率を変調し、VLF放射は更にそれと共鳴する高エネルギー電子のピッチ角散乱の度合を変化させ、電離層へ降り込む電子束の同期変動をもたらす、という一連のプロセスを示すものと考えられる。



山岸久雄, 小野高幸, 福西浩, (極地研) 長野勇, (金沢大, エ)

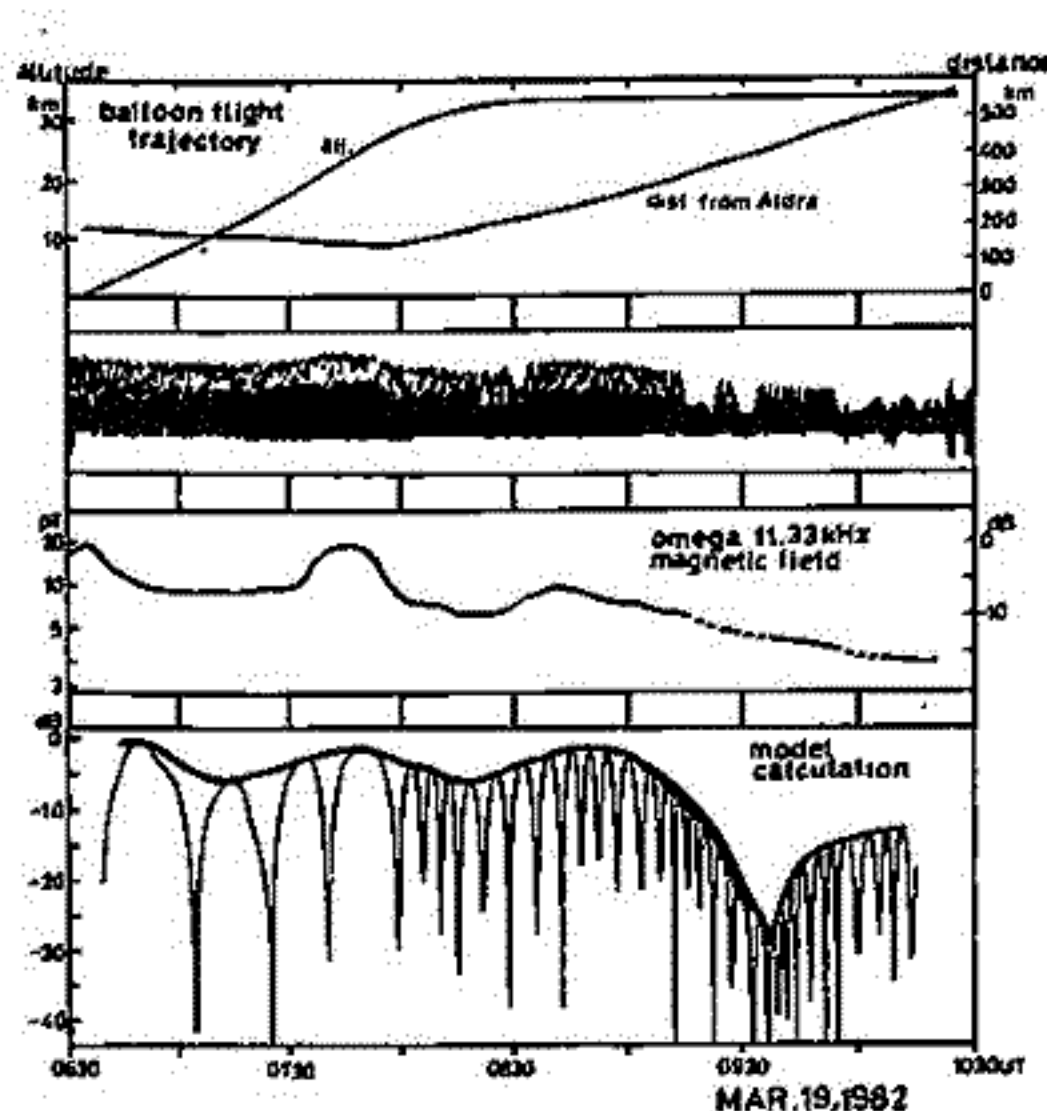
国立極地研究所は, ノルウェーとの国際共同実験として, 59年3月, ノルウェー国スタムスンより, オーロラ粒子降り込みとそれに伴う関連現象を観測する目的で, ニ基の観測気球(B15-3N, B15-1N)を, それぞれ3月19日0632UT, 3月20日1909UT, 放球した。

観測項目の一つに, オメガA局信号の電磁界の空間的変化の観測があり, これは, 送信局近傍でのVLF波の電離層, 大地多重反射の干渉効果を実測し, VLF波に対する電離層反射点高度, 反射率を推定し, またそれらの日変化, オーロラ出現時の変化の様相について調べることを目的とする。

B15-3Nでは, 11.33 kHzの磁界強度を, A局からの距離150~580 km, 高度0~33 kmの範囲について観測し, B15-1Nでは10.2, 11.33, 13.6 kHzの電磁界三成分(E_x, B_x, B_y)の強度と位相をA局からの距離190~600 km, 高度0~31 kmの範囲について観測を行った。また, スタムスン(A局からの距離190 km)にて, 11.3 kHzの磁界強度を同時に観測した。

気球の飛跡と, それに沿って観測されたオメガ波信号強度の観測結果を下图に示す。图中第2パネルの観測結果に見られる周期1分~10分の強度変化は, 気球吊下げ紐の揺れによる, ルーファアンテナの回転周期と, オメガ波信号繰り返し周期(10秒)とのビートによるものである。上記変化の包絡線から求めた磁界強度変化を第3パネルに示す。この強度変動を, 多重波干渉効果による空間的強度変化であると見為し, その様な変化特性をもたらす電離層反射点高度, 反射率を求めべく, モデル計算を行った。图中第4パネルはその一例であり, 直達波, 電離層1回反射波, 電離層大地2回反射波の三波を重ね合せ, 電離層反射点高度を75 km, 電離層反射率を0.6とした場合の結果であり, 包絡線が磁界強度変化を示す。

B15-1Nについても同様にオメガ波信号強度の空間的変動が観測されており, B15-3N, 1N, 両者を比較することにより, 昼と夜の電離層状態の差が, VLF波伝播に及ぼす影響を知ることが出来る。また, B15-1Nについては飛行中2回にわたりサバーストームが起こった。オーロラ粒子降り込みに伴う, 電離層の擾乱がVLF波伝播に及ぼす影響についても考察する。



CNA Pulsation と QP Emission, Magnetic Pulsation との関係

佐藤夏雄
(極地研)

渋谷仙吉
(山形大理)

序

CNAが周期的に変動するCNA pulsationに注目し、QP emission, magnetic pulsation, (pulsating aurora) との位相、相関関係を明らかにする。この解析により、磁気圏内での波動-粒子相互作用の結果がどのような形で地上に現れるかというイメージが明らかになるものと期待される。

データ

1981年、昭和基地に新たに設置した超高層現象モニタリングシステムで収録した、デジタルデータ、アナログデータを用いた。

解析結果

(i) CNA pulsationの発生時刻

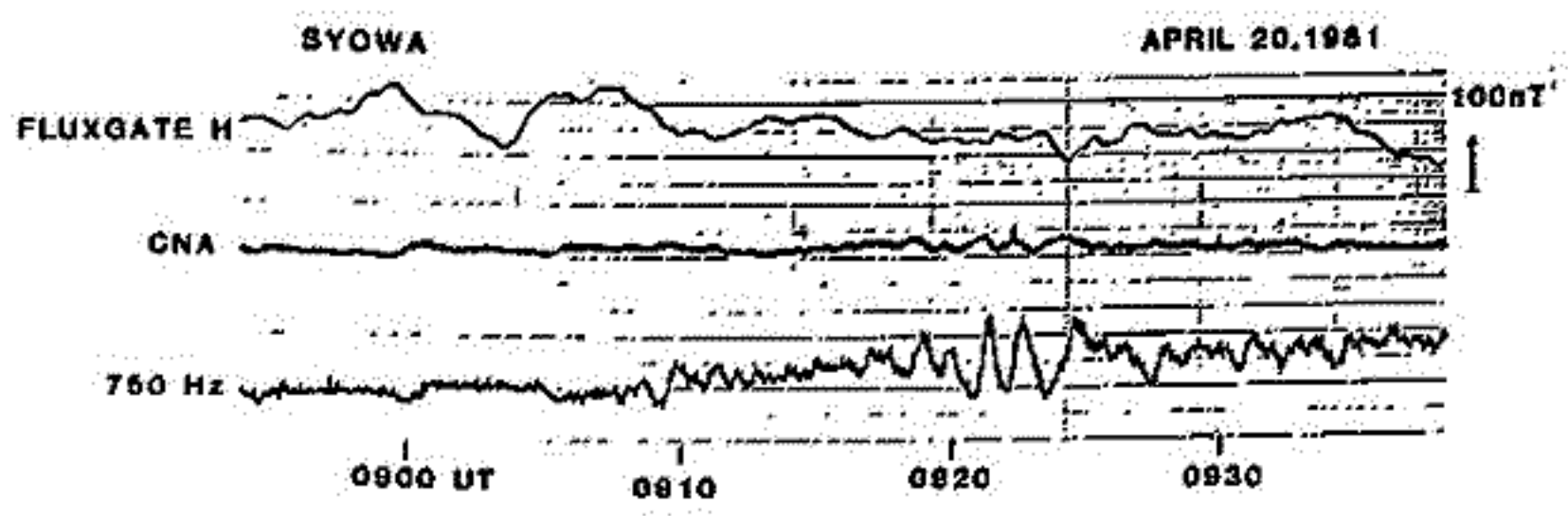
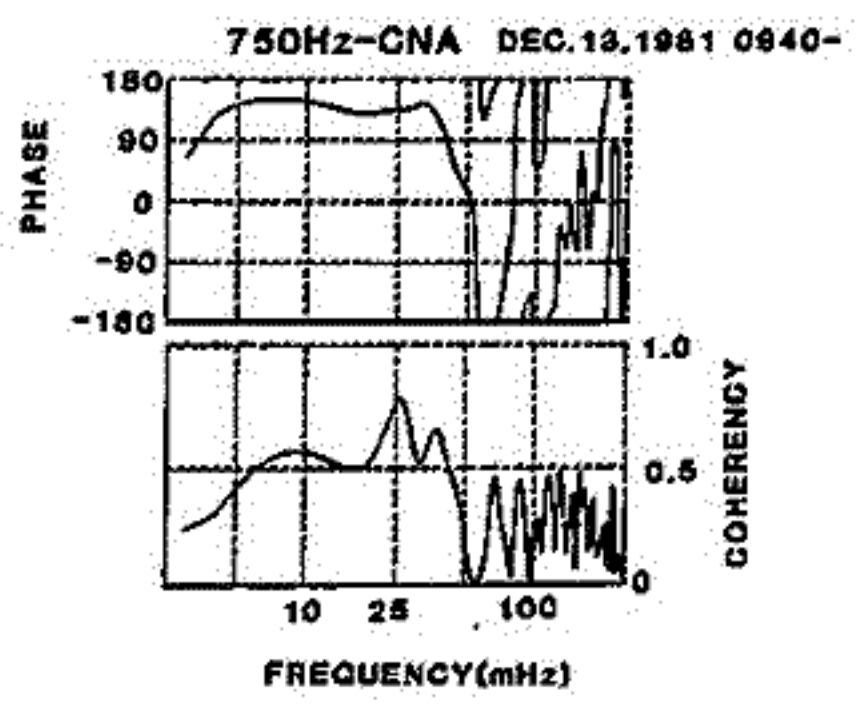
pulsationの周期に関係なく発生頻度を単純に統計すると、朝の5~6 MLT, と8~9 MLTに大きな2つのピークがある。また、21~02 MLTにブロードなピークも存在する。最も発生頻度の少ない時刻は13~19 MLTである。

(ii) CNA pulsation と QP emission

QP emissionの頻度が高い昼間はCNA pulsationの頻度が小さいため、同時に発生した例は1年間で数十例程度であった。図2に位相、相関解析結果の例を示めた。統計的にはCNAの位相が90~150°進んでいる。この例では位相差に周波数依存性が認められず、両者の伝搬時間差、電離のTime constantは小さいと考えられる。

(iii) CNA pulsation と magnetic pulsation

CNA pulsationのすべてが Pc3~Pc5, Pi2等のmagnetic pulsationと相関があると言っても過言でない。



サブクレフト帯の PC1, pi1 の特性 (3)

— PC1 ドット群とサブストームの関連

杯 幹 治 AUV観測グループ
(東大・理 九大・理, 宇宙研, UBC, U.Vic)

オーロラ帯とクレフト帯に挟まれた緯度 $\sim 10^{\circ} - 75^{\circ}$ サブクレフト帯の PC1, pi1 に関して前々回, 前回の講演によって次のような諸特性が明らかになった。

PC1 B	Enhancement Band とその偏波	発生の極大	考えられる発生域
・夜側発生源より遠いもの	0.2 Hz (型) \sim 0.4 Hz (冬) 左	23 \sim 24 MLT	} オーロラ活動帯
・夜側発生源に近いもの	顕著でない	19 \sim 21, 0 \sim 1	
・昼側の PC1 B	顕著でない	7 \sim 12	クレフト帯

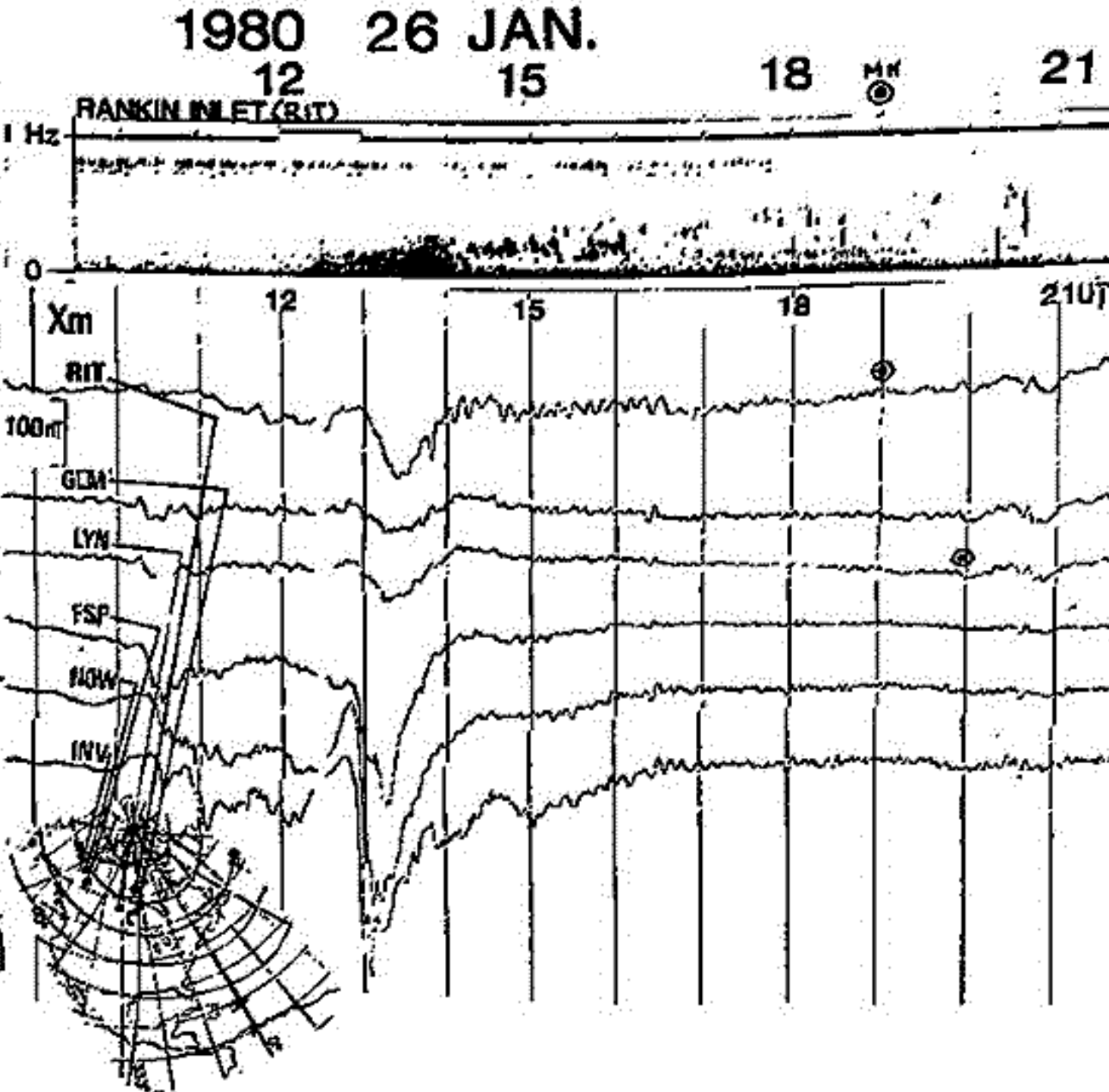
Multi-dot pc1	発生	時間帯	f-c 空間での dot	dot 群
	2日に1回程度	7 MLT \pm 3時間	$\Delta T_d \sim 1 - 5 \text{ min}$ $\Delta f \sim 0.05 - 0.1 \text{ Hz}$ 数: 1 \sim 数10ヶ	$\Delta T_g \sim \Delta T_d \sim 3 \text{ 時間}$ freq. 0.1 \sim 0.5 Hz 全体としてゆるやかに同位数が上昇する傾向あり

PC5 との関係	Substorm との関係	Kp
PC1 が観測される中心域でドット構造とほぼ対応する間期 10 分程度の PC5 を伴う	夜側で緯度 70 度付近に Jet の中心がある場合, Recovery phase の終了近く	1 \sim 3

- ① IPRP: 9 \sim 15 MLT に急激な周波数低下 (0.3 Hz/smin) の孤立または群をなすエミッション multi-dot pc1 の後に出現することもあり。出現頻は multi-dot pc1 の約 1/5。
- ② PC1-2 band, HM chorus: 9 \sim 18 MLT に夏期特に強く出現する。出現時の Kp は 3 程度。

以上のうち右図に示される PC1 dot 群は高精度サブストームの発達過程の中の特徴的様相を示すものとなり得ることができると以下の諸点が更に興味のある点であるが①を除いて観測点の深度, 統計母集団の大きさという点で確定的な結論を導く上で困難が大きいことが予想される。

- PC1 dot 群のスペクトル構造に関して
- ① Jet current の中心緯度との関連。
 - ② local time による dot 群の発達の様相の違い。
 - ③ PC1 ドット群と密接に関連して発生する PC5 現象の広がりや PC1 強度の空間分布。



河村 謙、桑島 正幸 (地磁気観測所)

福西 浩 (極地研究所)

Periodic emission は、plasmopause に源をもつ、入水が電離層 F2 層を 90° 外伝播することにより、低緯度側および高緯度側に伝ていくと考えられる。

Periodic emission (PE) の出現特性の一つとして、中低緯度においては、出現が、真夜中から朝方にかけて多くなることが知られている。又、出現が夏に少く冬に多いという季節変化を示すことも知られている。これは、夜側あるいは冬においては、日射の効果が少ないので、F2 層の電子密度が低いために、 $Pc1$ wave の吸収がこれにくく、従って減衰が小さいことによるとされている。事実、 $Pc1$ の出現頻度と F2 の間には顕著な相関関係のあることが明らかになった。

一方、伝播機構と同時に重要なことは、 $Pc1$ の発生機構の解明の問題である。この発生機構に関連するものとして我々がこれまで強調してきたことの一つに、PE の発生と Storm-time ring current の消長との関連がある。PE は、大きな storm の recovery phase に多く出現し、しかも main phase との時間的なズレについては、中低緯度と高緯度との間に系統的な差の出てくることも明らかになった。この差は、ring current を形成するプロトンが、storm に伴って圧縮された plasmopause が徐々に回復してくるのに伴って、plasma sphere を形成する thermal plasma と wave-particle interaction を起し、粒子エネルギーを $Pc1$ wave に変換していく物理過程により説明できる。

PE の出現特性のうち、もう一つの特筆すべきものとしては、「long term variation」と呼ばれるものがある。すなわち、PE の出現特性として、日変化、季節変化に加えて、さらに長周期の変動が存在することが明らかになった。この「long term variation」は太陽活動と関連するらしい。すなわち、最近の傾向をみると PE の出現は、1975~1977 にかけて最大を平し、以後減少を続けている。太陽活動の極小期には、PE の出現が多く、太陽活動が活発になると、PE の出現が少くなる。前回の論文においてはこの傾向を、伝播状態が太陽活動に依存することで説明することを試みた。太陽活動が活発になると、電離層 F2 層の電子密度も増加して、従って F2 層における $Pc1$ wave の減衰が大きくなり、このことにより、太陽活動の活発な時には、PE の出現が少くなるという model である。しかし、「long term variation」は、PE ばかりでなく、HM chorus や $Pc1-2$ とよばれる現象についても存在することが明らかになった。ほたして「long term variation」は、伝播機構の太陽活動依存性のみで説明できるものなのか、あるいはさらに他の原因を考えなければならぬのかは、 $Pc1$ の特性を明らかにする上で大きな問題である。

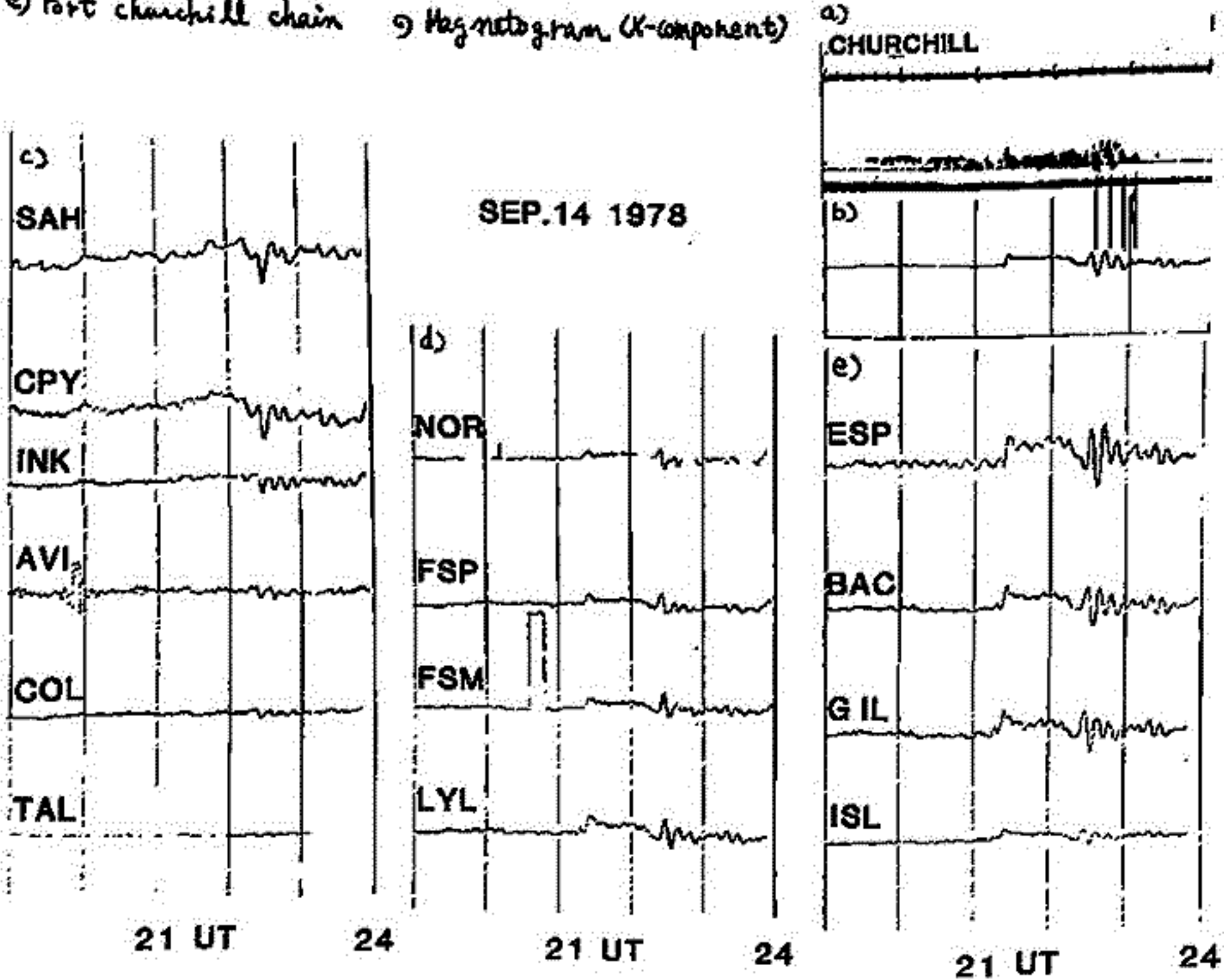
長周期地磁気脈動(Pc 4-5)を伴なう Pc 1 現象

石田 十郎・國分 征
(東大・理)

Pc 1 地磁気脈動現象は、Local time, 地磁気活動度などによって様々な形態を示す。特に午後側においては、HM-chorus と呼ばれるものや、irregular な構造を持った現象が多く観測される。この午後側の現象の中に、下図に示すような、Pc 5 程度の周期を持つ地磁気脈動によって、Pc 1 の強度が変動をうけていられると思われる例が、1978年9月、カナダにおいて行われた観測で得られた。このような Pc 1 現象の Pc 4-5 による変動については、静止衛星の観測では、いくつかの例が示されている^{#1}が、地上での観測例は、ほとんど知られていない。

図に示したように、この Pc 5 現象は広範囲にわたって観測されており、この Pc 5 と Pc 1 の特徴をさらに詳しく解析し報告する。併せて、静止衛星によって得られたデータについても解析を行ない、Pc 1 現象と長周期地磁気脈動(Pc 4-5)との関連について検討を行なう。

図 a) Churchill で観測された Pc 1 の Spectrum
b) CHURCHILL c) Alaska chain, d) east-west chain
e) Fort Churchill chain の Magnetogram (K-component)



#1 Barfield and McPherron, J. Geophys. Res. 97, 4707-4719, 1972

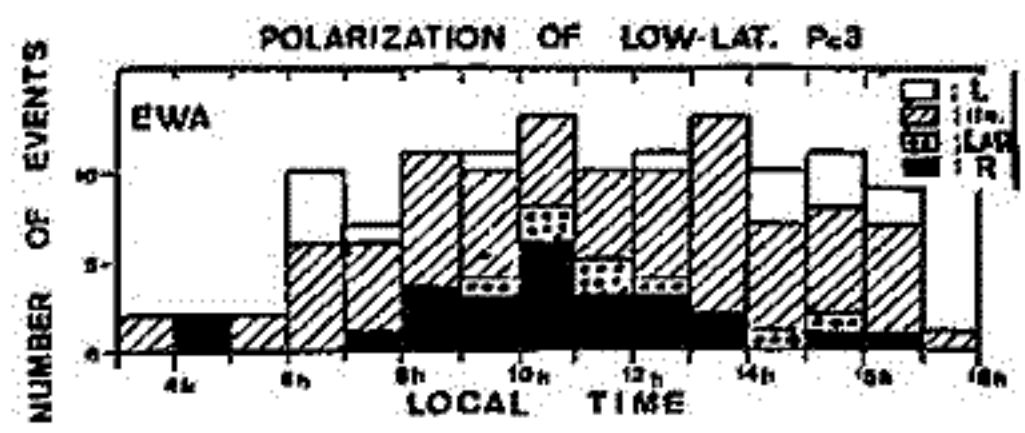
低緯度 Pc3 の偏波特性とその解釈

湯元清文・斎藤尚生
(東北大・理)

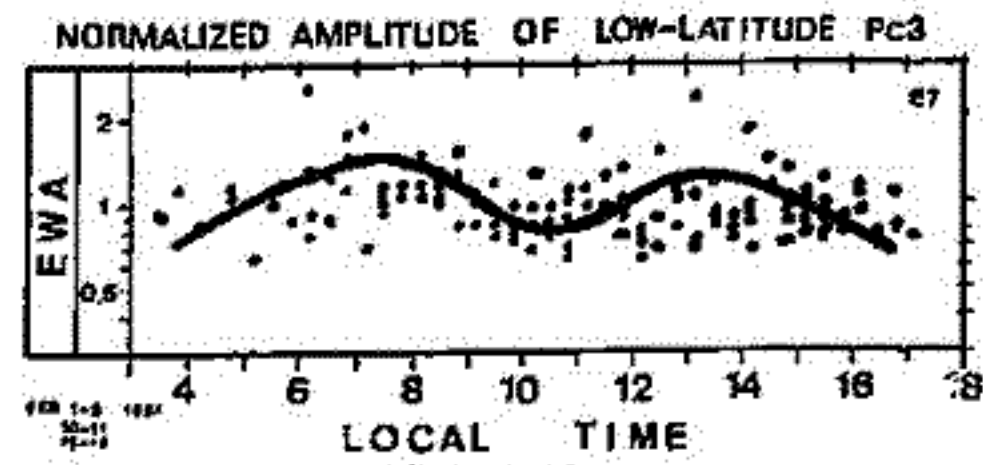
地球磁気圏で観測される Pc3 帯 (10-45秒) の ULF 磁波については、今まで数多くの研究者によって解析され、現在ではその発生が太陽風パラメータの中で、特に、太陽風速度 (v_{sw}) と惑星間空間磁場のコーン角度 [$\theta_{XB} = \cos^{-1}(B_{XM}/B_{IMR})$] に支配されていることが明らかにされてきた。前回の学会において、太陽風パラメータの変化と同期して発生する Pc3 が、地球磁気圏深部の低緯度 (EWA: $L = 1.2$, 女川: $L = 1.3$) においても観測されることから、太陽風から磁気圏内部への大規模エネルギー移入の重要な問題に Pc3 も係わり合っていることを報告した。従って、Pc3 の磁気圏内部における、外部磁気圏から低緯度までの伝播機構の解明は、太陽風からの磁気圏内部へのエネルギー移入の過程の一端の究明に繋がる。今回は、Pc3 の伝播機構と深く関係する偏波特性に主眼を置いた、低緯度 2 観測点 (EWA, ONW) での地磁気のデータ解析を行い、新しい事実を見出したので、その解析結果を報告する。

先づ、地上で観測される ULF 磁波に及ぼす地下の電気伝導度異常の影響を明らかにした後、Pc3 の波動特性について論議する必要性があることから、2 観測点における Pc3 帯の磁場変化ベクトル特性について解析を行った。その結果、(1) ONW における Pc3 帯の磁場変化ベクトルは $\Delta Z = 1.15\Delta H + 0.45\Delta D$ の Parkinson 面に拘束されて変化する。(2) EWA における Pc3 帯の磁場変化ベクトルに規則性は見られず、周期 ~50 秒以上の長周期磁場変化に現われる様な離島効果も見出されない。概して、変化ベクトルの水平成分と鉛直成分間の相関性はそれ程良くなく、 $\theta = \tan^{-1}(\sqrt{\Delta H^2 + \Delta D^2}/\Delta Z) - 60^\circ$ 付近に大きく離散して分布している。これらの Pc3 帯の磁気変化ベクトルの解析の結果、Pc3 に及ぼす電氣的地下構造の影響は、ONW 観測点に比べて EWA 観測点の方が少なく、比較的電離層上空の Pc3 に伴う磁気変化をそのまま EWA で観測しているものと思われる。

次に、変化ベクトルの解析結果を考慮し、2 観測点における Pc3 の偏波及び発生特性の解析を行った結果以下のことが明らかにされた。(1) 低緯度 Pc3 は -60% のものが直線偏波を示すが、残りの -40% のものは明け方で左旋、午前中右旋、そして午後 14 時頃から左旋になる規則的な偏波特性を示す。(2) 上記の偏波逆転の起る地方時 (~8 時と、~14 時) に対応してその時間帯に観測される低緯度 Pc3 の振巾が最大になる。以上の解析結果から、低緯度において観測される Pc3 は、低緯度における磁力線の定在振動やアラズマポーズでの表面波などの局在化モードの他に、太陽風領域から磁気圏の中の磁気赤道面を経て低緯度まで達する様な伝播モードも存在しているものと結論づけられる。



第 1 図



第 2 図

静止衛星高度における Pc 4~5 脈動出現の緯度特性

國分 征
(東大理)

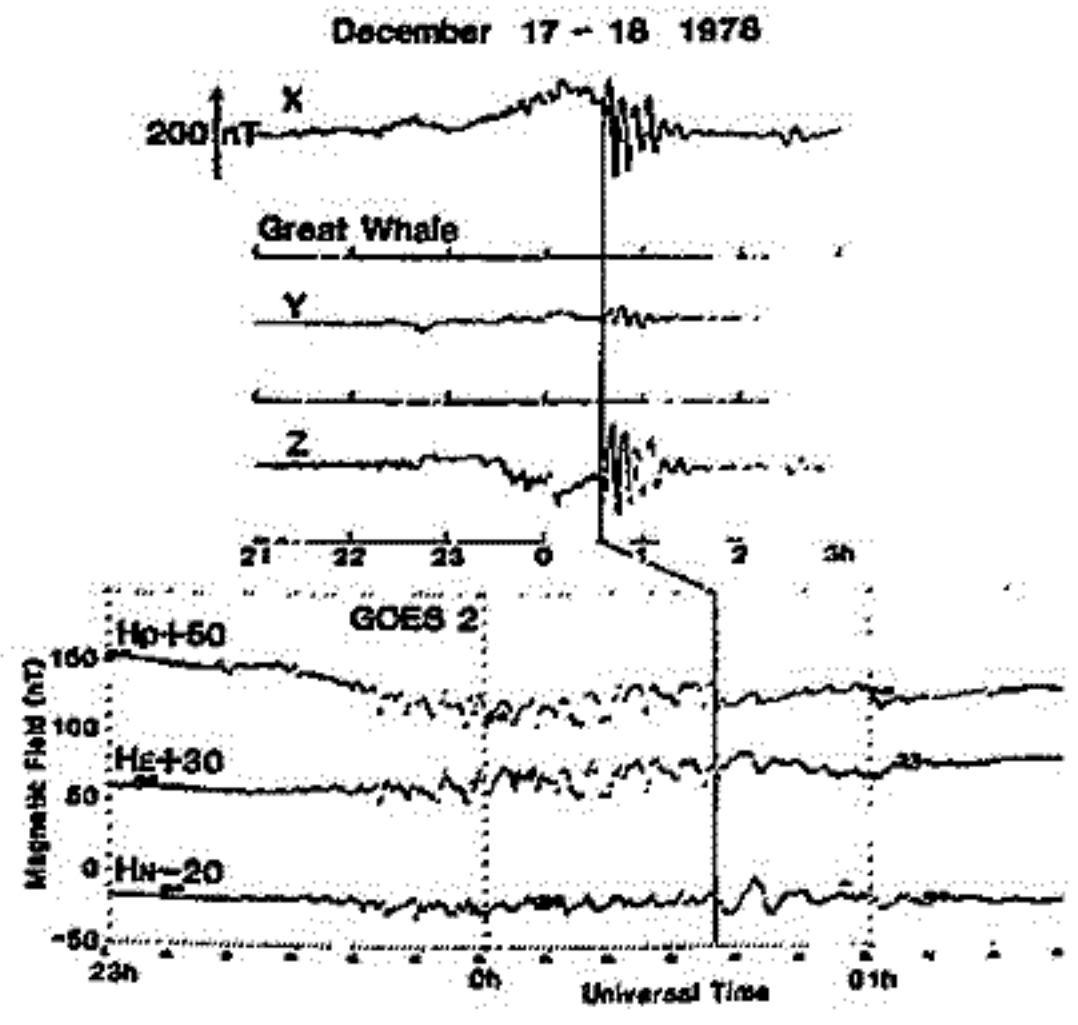
NOAA の SMS / GOES シリーズ衛星のデータを用いて、静止衛星高度 ($L \approx 6.6$) における、Pc 4~5 脈動の出現特性を調べた結果を報告する。このシリーズの衛星は、1974 年から始められ、常時少くとも 2 つの衛星のデータが取得されてきた。観測車の経度は、 $135^\circ W$ 、 $\sim 105^\circ W$ と $75^\circ W$ であり、それぞれの地磁気緯度は、 4.7° 、 $\sim 9.3^\circ$ と 11.4° である。このデータから $L \approx 6.6$ 附近の緯度 11.5° 以下の領域で Pc 4~5 脈動がどのように変化しているかを調べるのがこの解析の目的である。

Baker, et al (1980) は、これらとほぼ同じ緯度におかれた衛星のデータを用いて、電子フラックス ($30 \text{ keV} \leq E \leq 300 \text{ keV}$) の周期変動 ($T = 1 \sim 10 \text{ min}$) の特性を調べ、出現の日変化や季節変化が、大きく観測車の緯度に依ることも見だしている。彼等は、 $1 \sim 10$ 分の周期をもつ変動を全て同じようにして検討しており、周期によるちがいはわからず、しかしながら、周期が 1 分程度の Pc 4 脈動と、5 分程度の Storm time Pc 5 では脈動の性質は全く異なっており、もし電子フラックス変動が、このような脈動と関係があるならば、周期とちがいをもちり入れた解析がゆ要である。この解析では、Pc 4~5 帯の脈動のうち、経度方向に偏波しているもの (A-class) と圧縮性の Storm time Pc 5 に着目し、これらの出現特性が観測車の緯度にどのように依存するかを調べた。

結果

- 1) A-class の Pc 4~5 は、 $\phi_m \sim 11.4^\circ$ では、地上と良く対応して観測されるが、 $\phi_m \sim 4.7^\circ$ では、殆んど検出できない ($\delta B_L < 5 \text{ nT}$)。出現のピークは、 $6 \sim 7 \text{ h LT}$ で、 $15 \sim 16 \text{ h}$ に小さいピークをもつ。
- 2) 圧縮性の Pc 5 は、 $\phi_m \sim 4.7^\circ$ の方が、他の 2 つの緯度にくらべて 2 倍以上の頻度で出現する。
- 3) この圧縮性 Pc 5 は、地上では殆んど検出できない (normal-run magnetogram の分解能の範囲)。右の図は、圧縮性のもので、A class の流の地と上における大きさを示すもので、前者は殆んど認められないことがわかる。

これらの結果は、A-class Pc 4~5 は基本モードの磁力線変動とちがって異なる考え方が必要であることを示している。また、圧縮性 Pc 5 は、赤道附近に局在するモードの振動と考えられる。

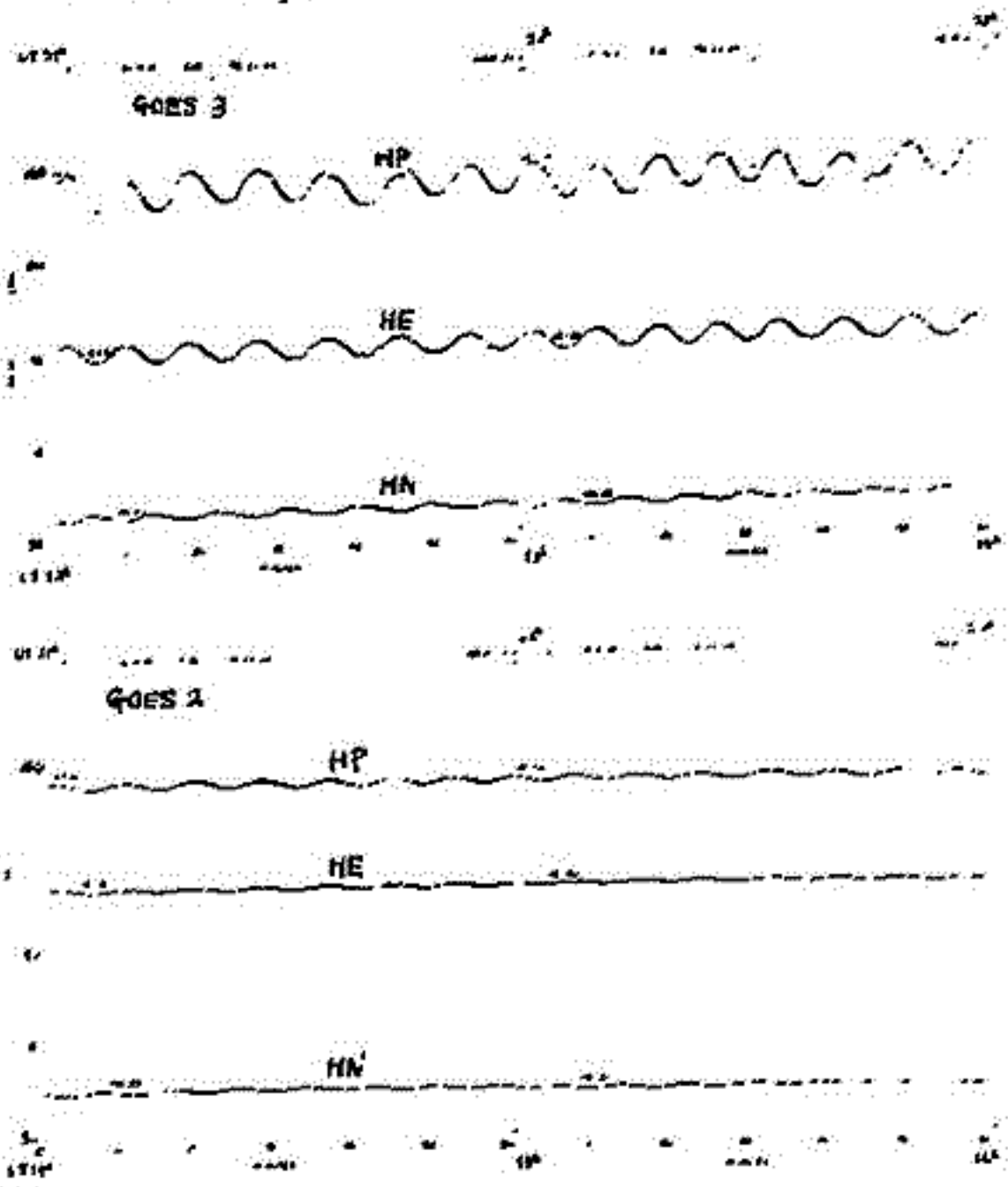


静止衛星で長時間観測されたPc5地磁気脈動について

永野 宏, 荒木 徹
(岐阜大) (京大理)

1979年11月14日 UT 15時から15日 UT 3時にかけて静止衛星 GOES 3 (経度 134.9° W) により、非常に clear な Pc5 pulsation が観測された。これは LT では 6時~18時に相当し、12時間も長時間にわたって Pc5 が続いていた例である。この data の一部 (UT 21時~23時の2時間分) が下図の上の部分に示してあるが、HP成分 (地球の自転軸方向) が大きく (peak-to-peak 約 18γ)、次に HE 成分 (地球方向) が大きく (約 11γ)、HN 成分 (azimuthal の westward 方向) は小さい (約 4γ)。これは云々中3 compressional 型振動である。一般に磁気圏内の Pc5 脈動は午前側では transverse 型、午後側では compressional 型である場合が多いのであるが、この場合には午前から午後にかけてずっと compressional 型脈動が起こっている。脈動の周期の LT 依存性を調べると、日中は 7~9分であるのに対し、朝方側、夕方側では 9~15分程度と同期が長くなっている。これは、静止衛星の位置 $L = 6.6 RE$ の磁力線の長さか LT により違っている。即ち、朝方、夕方側の方が日中よりも長いためであると思われる。

静止衛星 GOES 2 (経度 106.6° W) では 11月14日 UT 14時より UT 23時頃まで、即ち、LT 7時~16時で同様な Pc5 pulsation が見られるが、この場合には GOES 3 の場合に較べて振幅が小さい。(下図の下部分より、peak-to-peak の HP 成分 約 4γ、HE 成分 2~3γ、HN 成分 約 2γ) この振幅の違いは GOES 3, 2 の位置の地磁気緯度がそれぞれ 約 5°, 10°N であること、この違いにより、それぞれ satellite で観測された Pc5 の振幅の違いが生じていると思われる。静止衛星高度で観測されたこの Pc5 event については、既に最近 Higbie et al. (1982, JGR) により報告されているが、彼等は主に粒子についての Pc5 modulation を調べており、GOES 2, 3 の Pc5 脈動の違いには言及していない。よって、このような差違から、この長時間にわたって起こっている Pc5 脈動の特性について調べることは価値があると思われる。我々は FFT による周波数解析や、wave vector の rotational sense 等を調べ、この長時間起こっている Pc5 脈動の特性を報告する。



高緯度多点観測に基づくPc3-5

脈動の伝播, 共鳴特性

利根川豊^{1,2)}, 福西浩¹⁾, 早坂威男¹⁾, 桜井亨²⁾, 加藤愛雄²⁾

1) 国立極地研究所 2) 東海大学工学部

ULF波動の伝播, 共鳴機構を調べる為には1980年1月29日から3月8日の期間に南極の昭和, みすほ, マラジュージナヤ基地で同時観測された磁気脈動記録の解析を行った。各基地でアナログテープに記録されたデータは0.5秒サンプリングでA/D変換し, 時刻, 感度調整後デジタルテープに編集され, 各基地各成分(H, D)毎のクロススペクトルを赤池法を用いて全期間(40日間)計算した。さらに波動の位相, 偏波情報を処理し, カラーグラフィック上にダイナミック表示するシステムを開発した。その結果以下の事が明らかになった。

1. ダイナミックスペクトル上にはPc3帯とPc4-5帯の2つのパワーバンドが存在する。Pc4-5帯は主に05-18hMLTに表われパワーは午前側が強い。Pc3帯は一般に06-15hMLTに表われるが03-06hMLTの早朝に出現する場合もある。
2. Pc4-5帯の偏波は午前側で左回り(磁場方向に向って), 午後側では右回りの傾向が強い。一方Pc3帯は周波数, 時刻に対し偏波特性が複雑に変化する。
3. 南北方向の位相差はPc3帯, Pc4-5帯共にD成分よりH成分の位相差が大きく, 特にPc4-5帯のH成分は昭和のオがみすほに対し45°~90°進んでいる。
4. 昭和-マラジュージナヤ間の位相差から経度方向の波数を推定すると, 一般にPc4-5帯は $m=8-15$, 日本のPc3帯は $m<8$ である。またPc4-5帯の波数ベクトルの向きは~12hMLTを境いに逆転し, 午前側では西向き, 午後側では東向きの傾向を示す。しかしこの傾向はPc3帯では明瞭でない。

以上の様に, Pc3~Pc5脈動の東西, 南北, 西方向の波数ベクトル, 偏波等の情報が得られるようになったので, 前回発表した昭和-アイスランド共役点観測の結果と合せて, ULF波動の伝播, 共鳴機構を総合的に検討する。

Station Name	Invariant Latitude	L	Magnetic Longitude	Magnetic Local Time
KIZUNO	68.0°	7.13	70.6°	00:13
SYOYA	66.2°	6.12	70.5°	00:12
NOLODEZHAYA	66.6°	6.25	76.7°	00:37

表1 地磁気多点観測網の位置

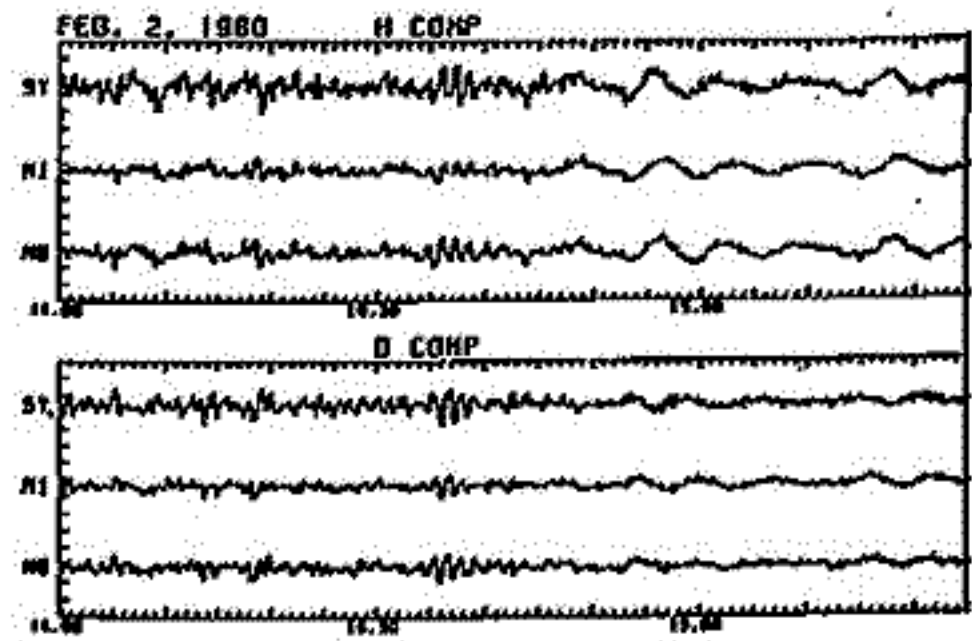


図1 Pc3, Pc4-5脈動の同時観測例

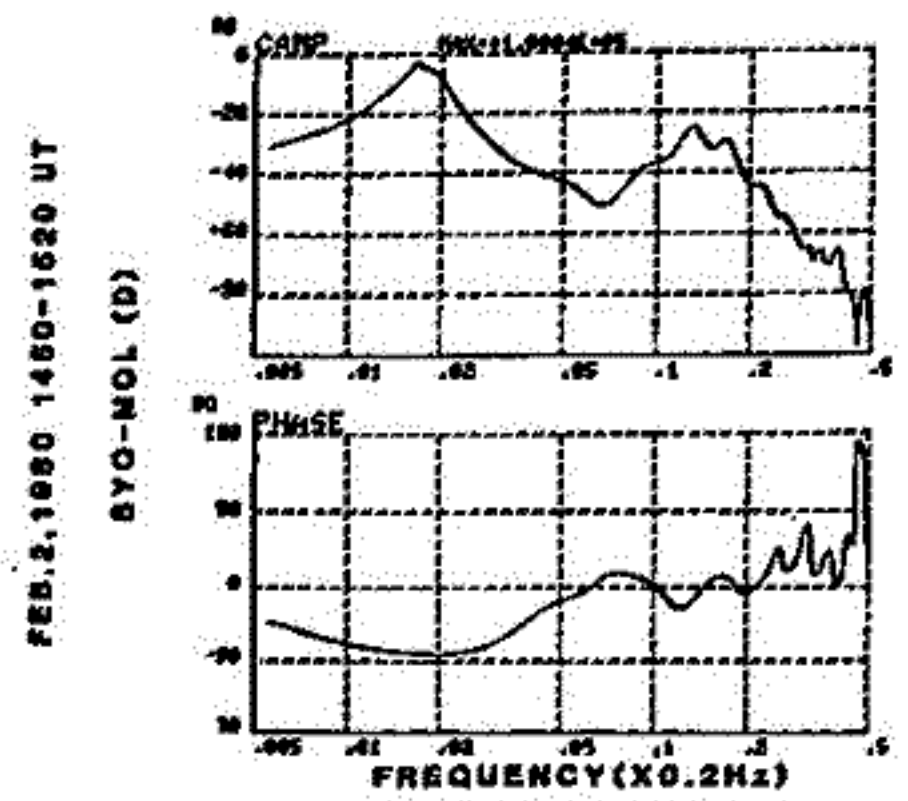
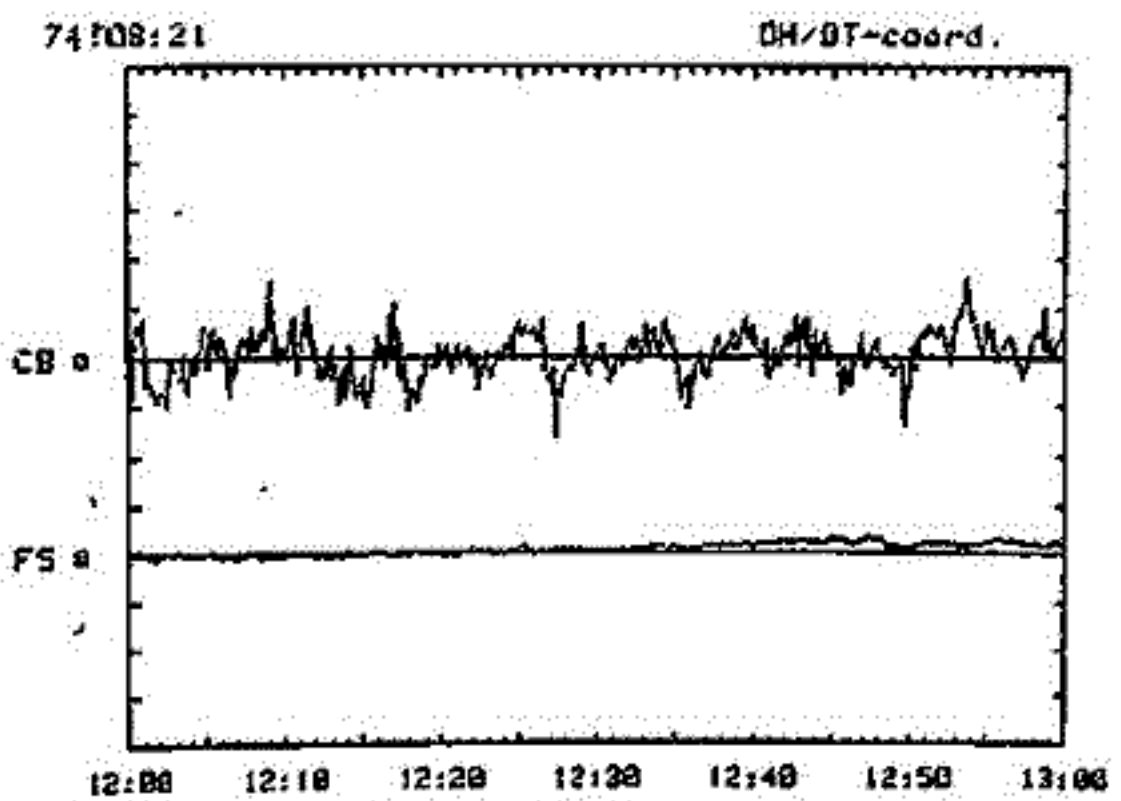
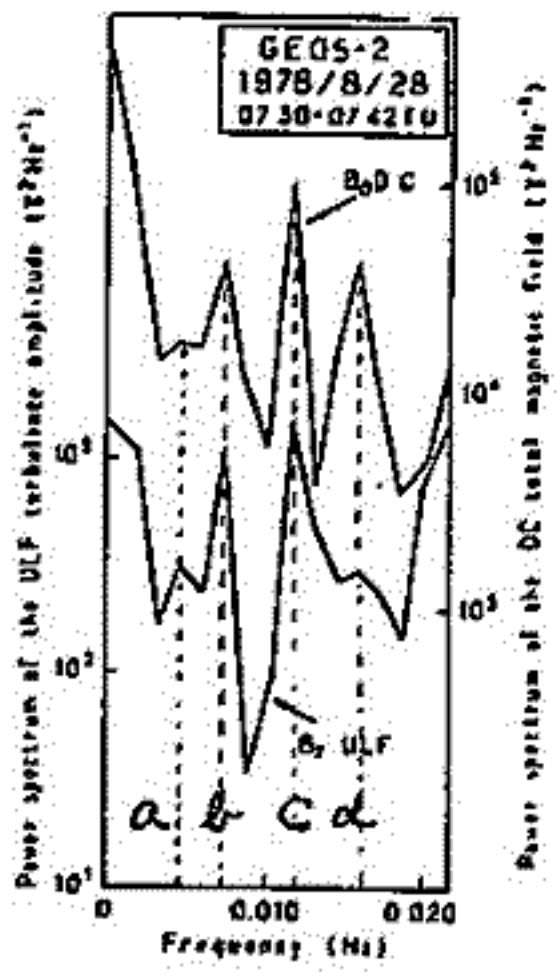


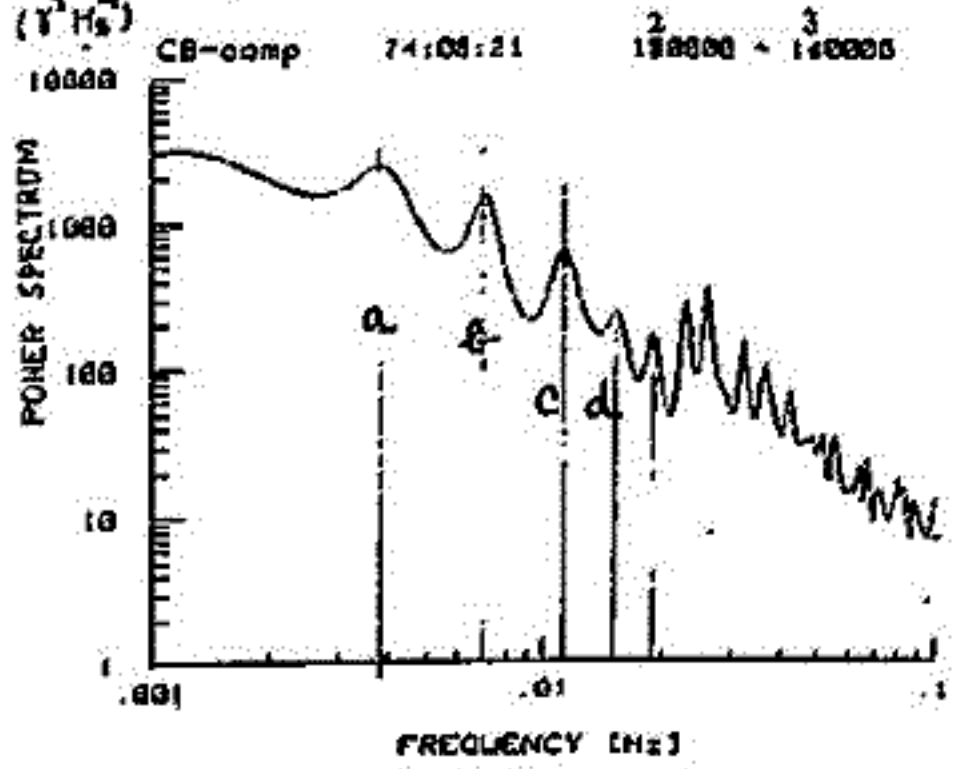
図2 昭和-マラジュージナヤ間の位相解析例
負の位相差は昭和の位相進みと意味する。

磁気圏境界戸のULF波動に伴うCUSP領域下のCambridge Bayで観測されたULF波動

加藤 愛雄 高橋 隆男 反村 清
 (東北大. 東海大工) (東海大計算室) (東海大工)



CB - Cambridge Bay ($\phi = 76.8^\circ$)
 FS - Fort Smith ($\phi = 67.3^\circ$)
 Unit: 20(nT)



つきに著者等が1974年にカナダの北極圏のCambridge Bay ($\phi = 76.8^\circ$) および Fort Smith (67.3°) において、誘導磁力計による地磁気変動の同時観測を行った結果について、特に短同期変動(同期8秒以下)の活動が空間Cusp領域にあるCambridge Bayにおいて、著ろしく盛んになることを認め、Cusp領域を通過してEntry layerからの粒子侵入のあることを論じた。

一方最近GEOS-2等の観測により磁気圏境界戸でpc5~pc4のULF波動の卓越する事お明らかになり、また多くの著者によりその発生機構の理論的説明も行なわれた。

著者等は上記のCambridge Bayにおける観測結果について、今回は特に長同期の波動に着目して解析した結果、磁気圏境界戸でのULF波動のpower spectrumの特性と、殆んど一致したULF波動(pc5~pc4)が、空間時Cusp領域下にある時のみ卓越していることが明らかになった。

北米IMSチエンデータを使った朝側Pc5脈動のクロススペクトル解析

坂 翁 介 (九大理), J.S. Kim (ニユ-ヨ-ク州女大), M. Sugiura (GSFC, NASA)

北米IMSチエンデータ(10sec値)を使ってPc5脈動の時間,空間的な位相振幅の構造を統計的に調べた。解析は午前側の59例の現象を対象としている。次の結果が得られた。

- (1) 磁気圏からの磁場信号はほぼ電離層でしゃべり, 地上の脈動は南北に180°の位相差を持ち且, 東面に流れるホール電流によって作り出される。しかしながら, 局所的な大地の誘導電流が地上での位相・振幅分布に大きな影響を与えている。この電流は Beaufort Sea (北極海), Fort Yukon の沖合, Gulf of Boothia から Hudson Bay に沿って, 各領域で顕著に表れる。(図1, 図2参照)
- (2) 南北に180°の位相差を持つ電流は必ず "Field Aligned Currents" を作り出す。Upward と Downward は交互に南に現れ北に消えてゆく。その様子を図3に示す。

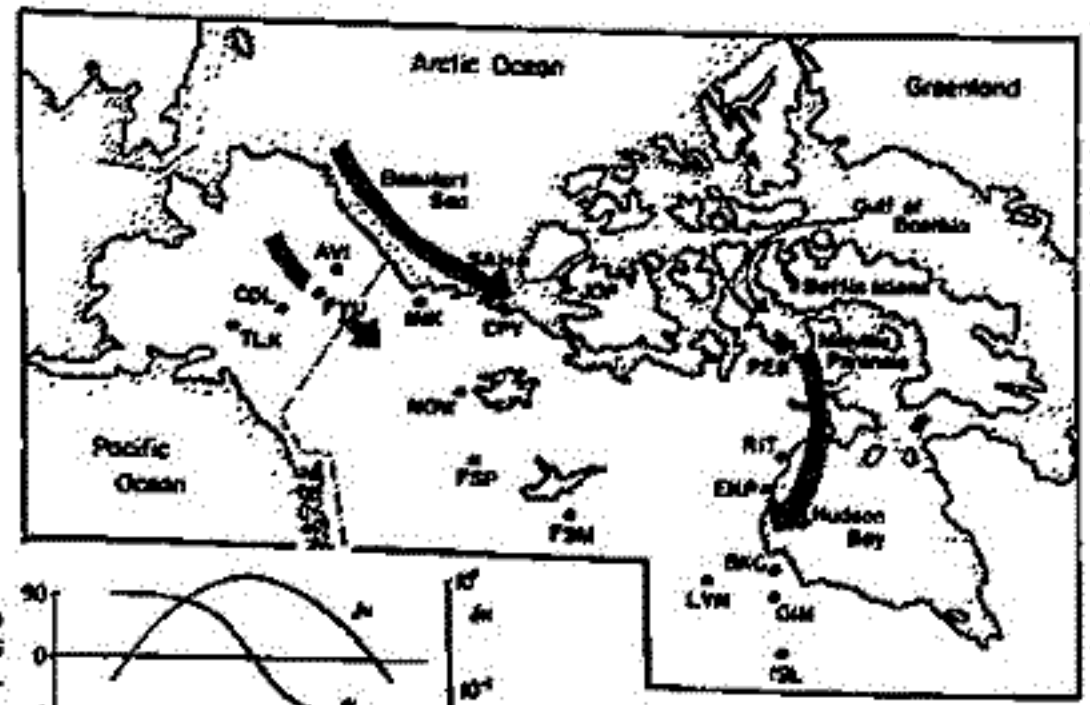


Fig. 1

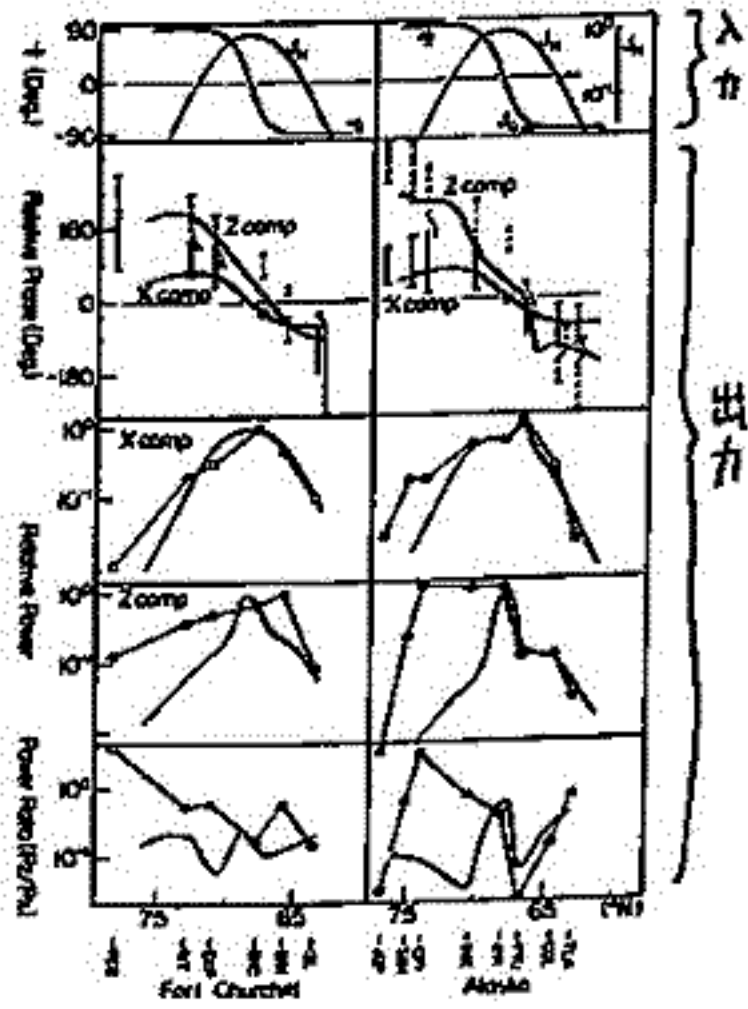


Fig. 2

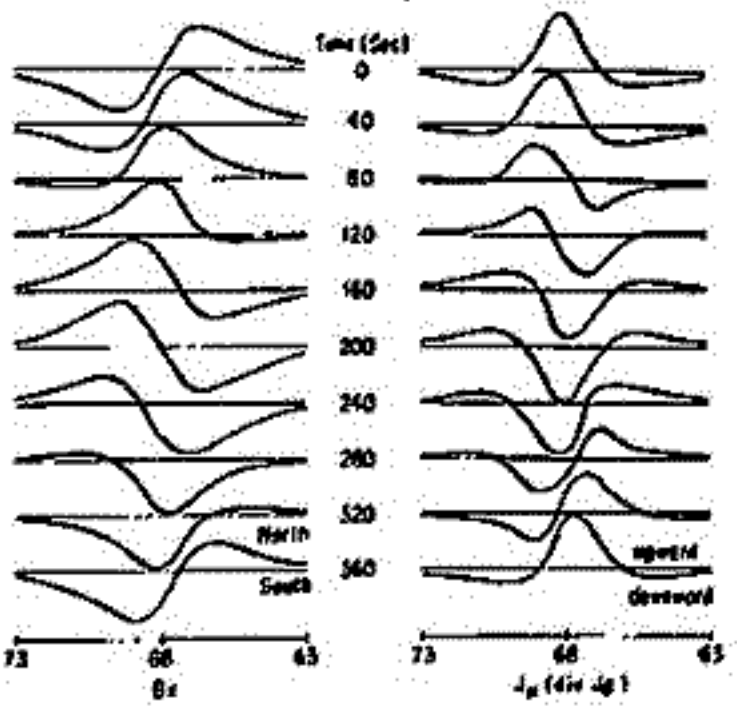
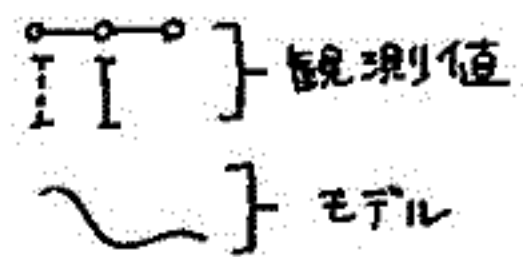


Fig. 3



Pc5 脈動の空間的な位相・振幅構造の Dawn-Dusk Asymmetry

坂 翁介 (九大理), J.S. Kim (二二一七世大), M. Sugiura (GSFC, NASA)

北米 IMS キーデータを用的 Pc5 脈動の位相・振幅構造の Dawn-Dusk Asymmetry を調べた。現象は午前側は 59 例、午後側は 37 例である。以下の事が出た。

- (1) 空間的な位相構造は午前と午後で東西の伝ぱん方向が逆転している事を除きその差はない (図 1)。
- (2) X と Y の位相差から得られる L 平面内の R から L 又は L から R への緯度変化は特に午後側ではしばしば起きない (図 2)。
- (3) 振幅の緯度変化の Dawn-Dusk Asymmetry は顕著である。

午前側の現象は従来の Field Resonance Theory で良く理解出来るが、午後側に関してはそのまま適用出来ないう。その原因はおそらく磁気圏の構造の差 (磁場・プラズマ密度分布) によるものだがはっきりした理由は不明である。

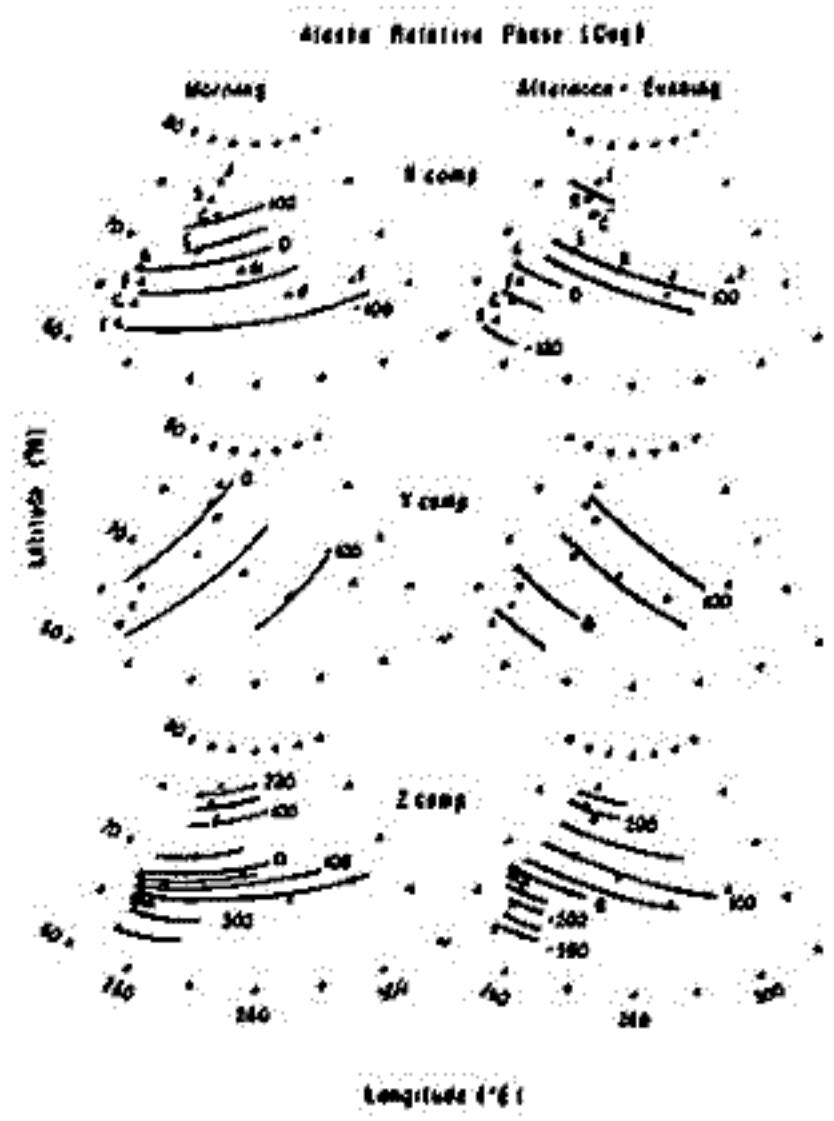


図 1

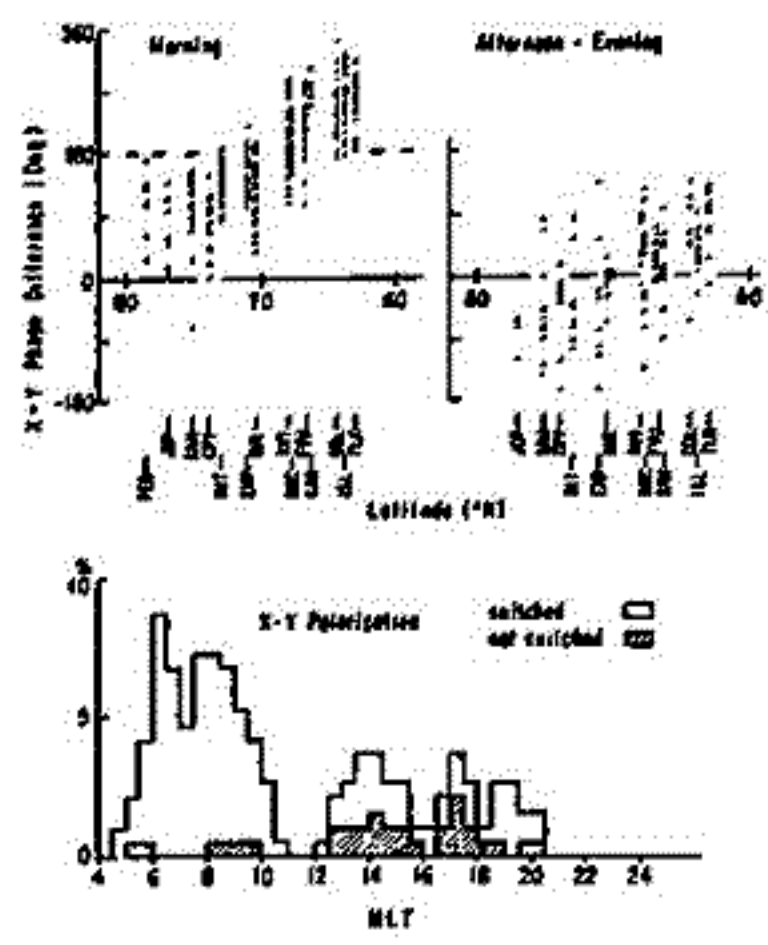


図 2

昼側 Pc3 と夜側 Pc3 どちら X-Z 面内の偏波が
逆転するのか？

坂 翁 司 (九大理), J.S. Kim (ニミヨ-フセ立大), M. Sugiura (GSFC, NASA)

高緯度 Pc3 脈動の偏波特性は Suzuki et al (1981), Nagano et al (1981) に F22 IMS
センサーを使い詳しく調べられている。その結果昼側 Pc3 は Pc5 と同類であることが
わかったが夜側 Pc3 に使えばそれは電離層電流のゆらぎであろうとし、そのもとの原因
については不明のままであった。昼側 Pc3 と夜側 Pc3 のちがいは X-Z 面内の偏波
特性が L から R へと明りょうに逆転することである (Suzuki et al: 1981)。

昼側 Pc3 (もしくは Pc5) と夜側 Pc3 共に電離層ホール電流のゆらぎであるが、我々は
その電場の空間的位相構造の差が上記の X-Z 面内の偏波特性の差を作り出したのだら
うと考えた。図 1 と図 2 にその根拠を示す。昼側 Pc3 のかわりに Pc5 を使った。Pc5
の位相は南より北へ依りあがるが夜側 Pc3 は位相が北より南へ逆に依りあがっている。こ
れはホール電流の南北の位相が逆転していることを意味する。この位相の依りあがるの差が X-Z
面内の偏波を L から R へと逆転させる (図 3)。

夜側 Pc3 は 磁気圏内での地球方向へ依りあがる電場によって引起されるのであろう。

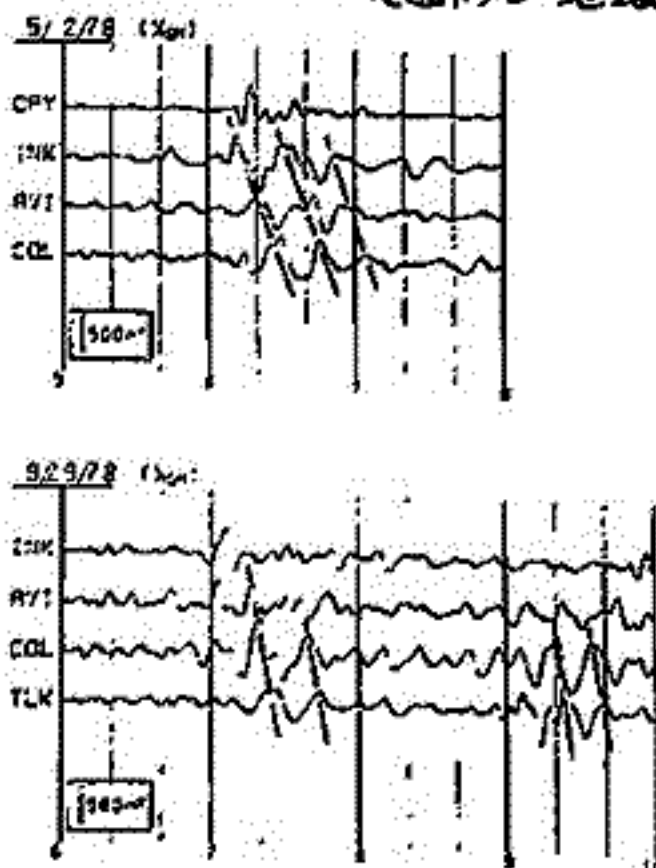


図 1. (夜側 Pc3)

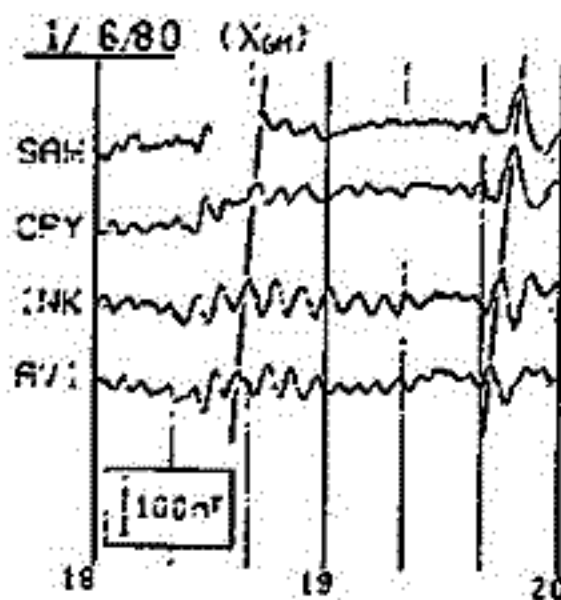
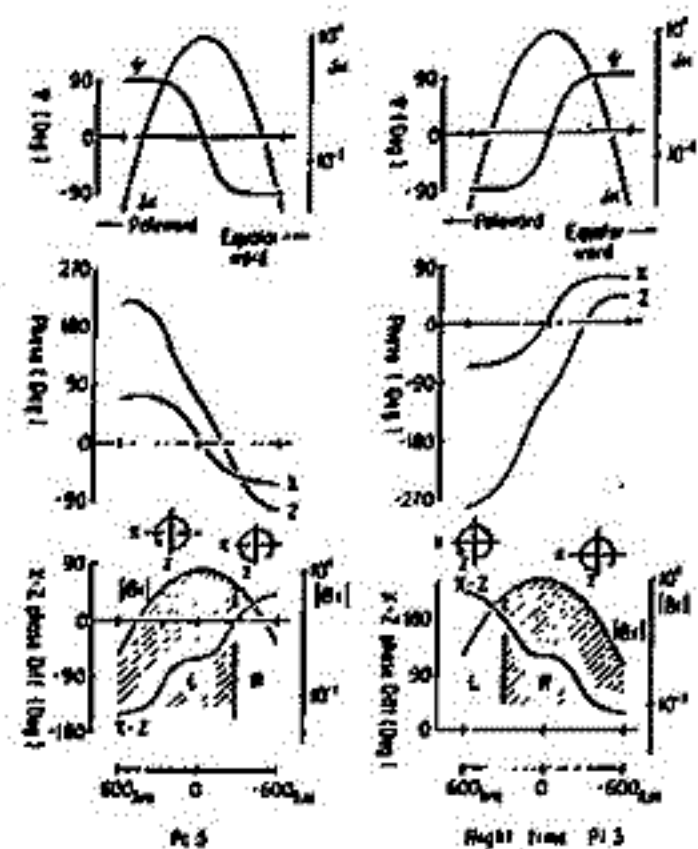


図 2. (Pc5)

図 3.

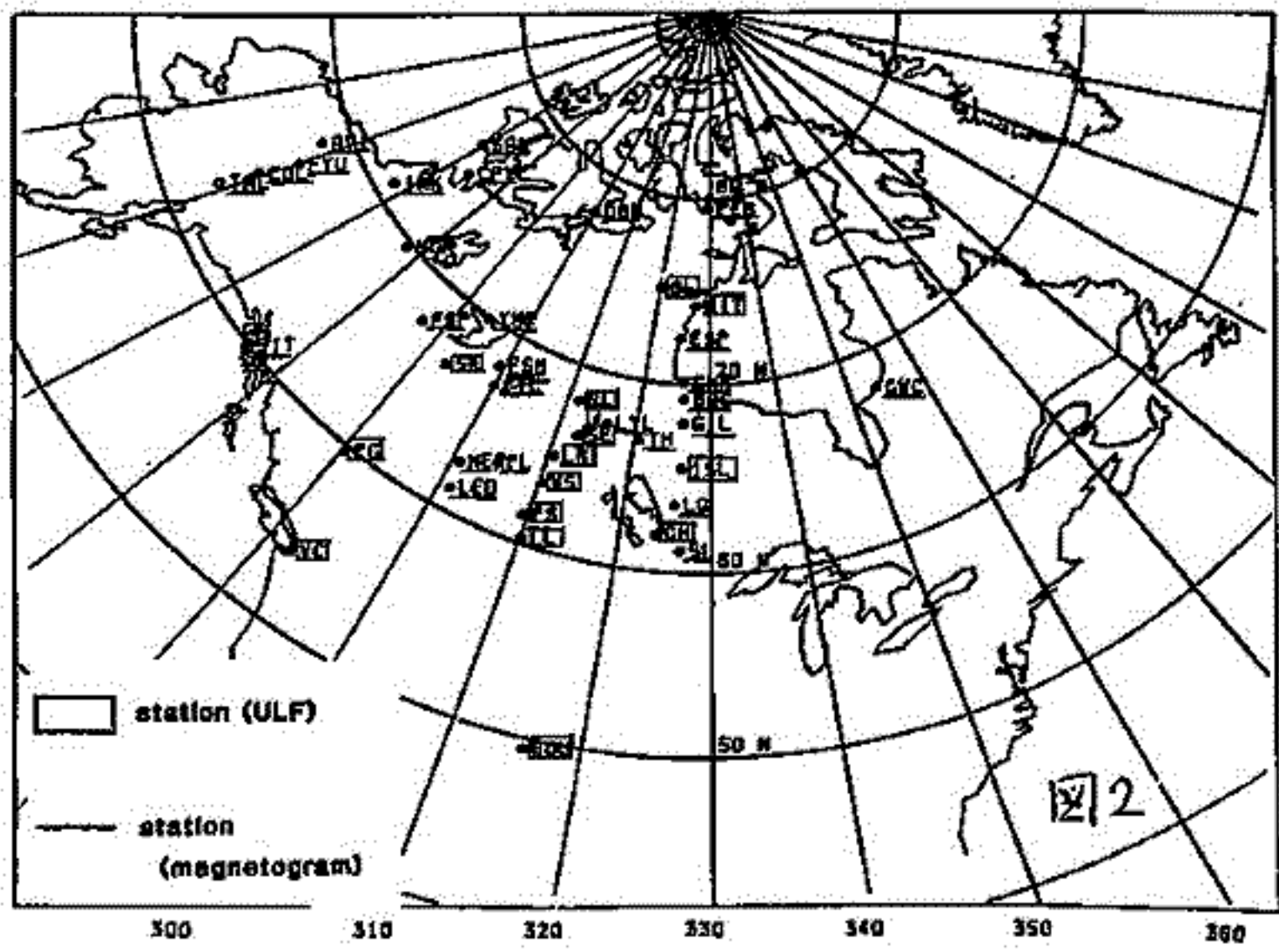
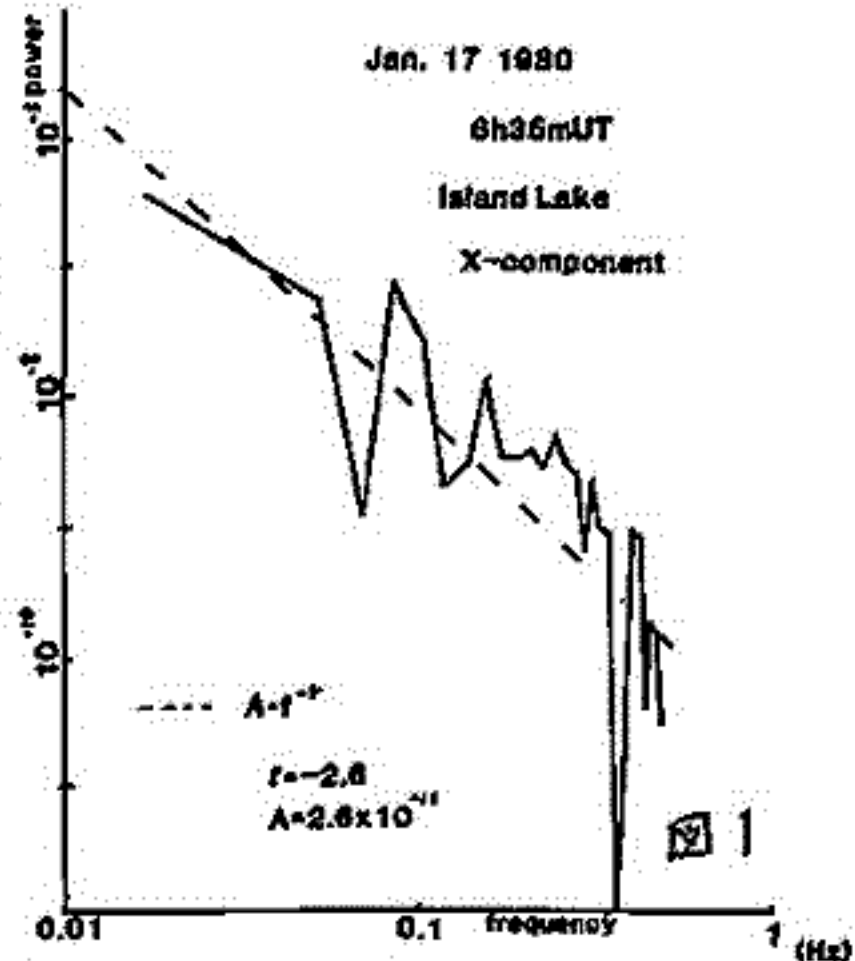


國武 学
(東大・理)

Pi burst (P.B) は, irregularな短周期成分を持つ, durationが数分の脈動現象で sub-storm の onset付近に極域で起こる。すでに Pi B & aurora の関係については以前の学会で報告してきた。すなわち, Pi B の発生領域の位置及び推移と local auroral expansion との良好対応 ('80.春の学会) 及び Pi B と auroral oval の関係 ('81.秋の学会) 等である。

今回は, Pi B と auroral electrojet との関係について報告する。解析には図2に示した station の magnetogram を使用した。具体的には, magnetic perturbation の latitude profile から jet の幅, 及び位置を推定し, Pi B の発生領域との関係を調べる。特に, 断続して起こった Pi B に関しては, その発生領域の推移と, electrojet の変化について調べる。また, 図2に示したように, 北米に広く分布している station の data を用いて, ある程度広い領域での等価電流のパターンを求め, それと Pi B との関係についても報告する。

ところで Pi B の特徴の一つとして, 波形が irregular でありその周波数成分が wide band であることがあげられる。Pi B のパワースペクトルは, 周波数とともにパワーが下がっていく形を示し, その中に卓越周波数が見える場合もあるが, 卓越周波数がはっきりしない場合も多い。そこでスペクトルのトレンドを $P(f) = A \cdot f^{-\alpha}$ で近似し (最小二乗法で fitting), その α を, Pi B (のスペクトル) の一つの特徴的なパラメータとする。この α と, 他のパラメータ (M.L.T., Kp など) との関係について, 多数の例を用いて解析した結果を報告する。



P1 3の2~3の性質について

九州大学 理学部 北村泰一、糸長雅弘

最近、IMS地上チェーンのデータがアヴェイラブルになってきて、長周期のULFの性質を知る上に大変有用な役割を果たしている。ここでは1979年9月より、約半年のデータを用い、いくつかの例について解析を行った。現象の種類も数も多いので、今回はPs 6について、次の諸点について報告する。

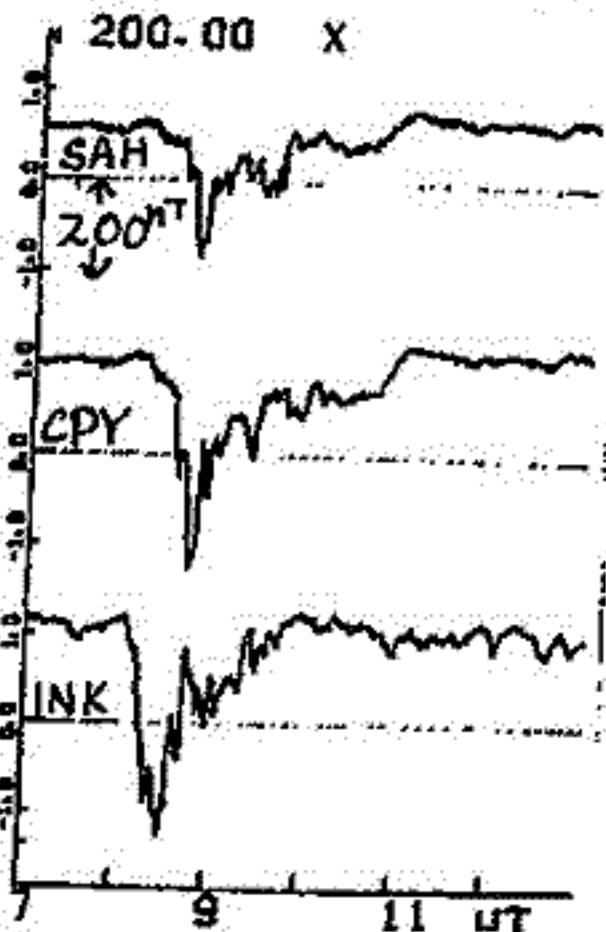
(1) 南北非対称性について

ULFの南北非対称性とは、低緯度ではULFの開始時刻が殆ど同時であるのに、高緯度では、高緯度になる程開始時刻が遅れる現象をいう。ULFが地球磁気圏からどのような経路を経て、どのような姿態で、地上のわれわれの目にみれるのかを理解するために、オーロラ帯やプラズマシート帯など、ULFの一次発生領域帯を中心としてみられる南北非対称性を明らかにすることは、大変重要なことと思われる。

調べた数例については、短周期のULF程この南北非対称性が強い。右図でこれを示す。周期50~100秒のものでは、はっきり高緯度での開始時間のおくれがあるのに、長周期のものでは、そのおくれは明らかではない。しかし、同じような長周期である、Psc 6についてはNagano等が、またPc 5についてはSaka等がすでに南北非対称性の存在を確認しているので、Ps 6もくわしく診断すると南北非対称性がでてくるかも知れない。

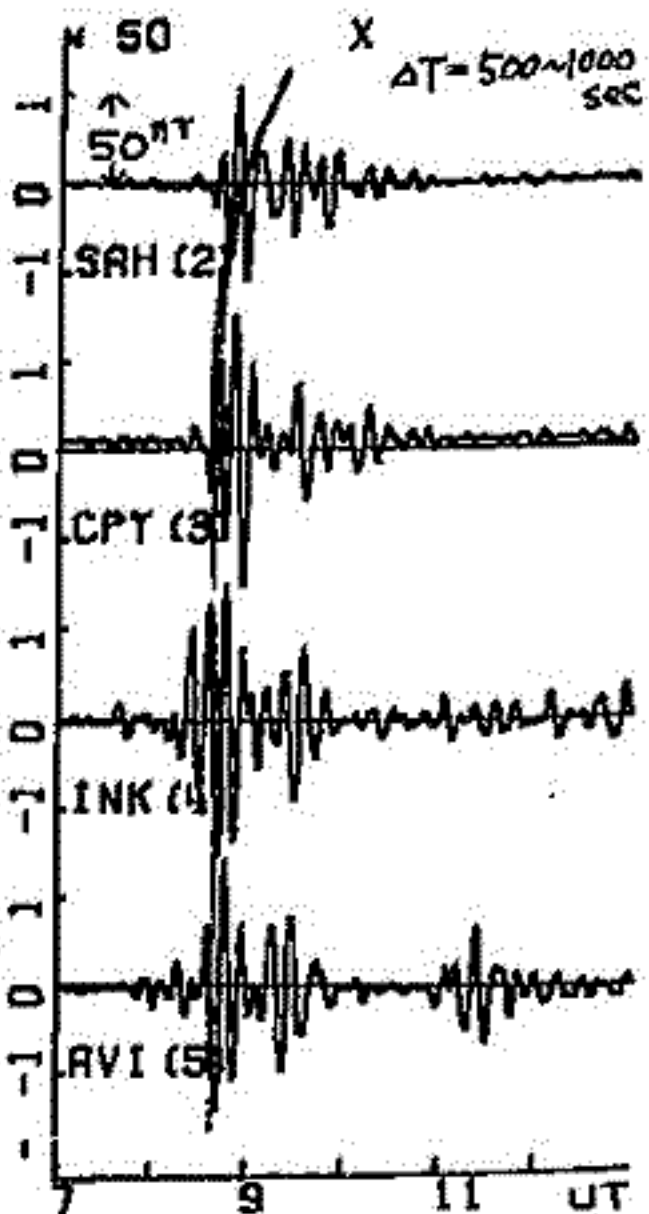
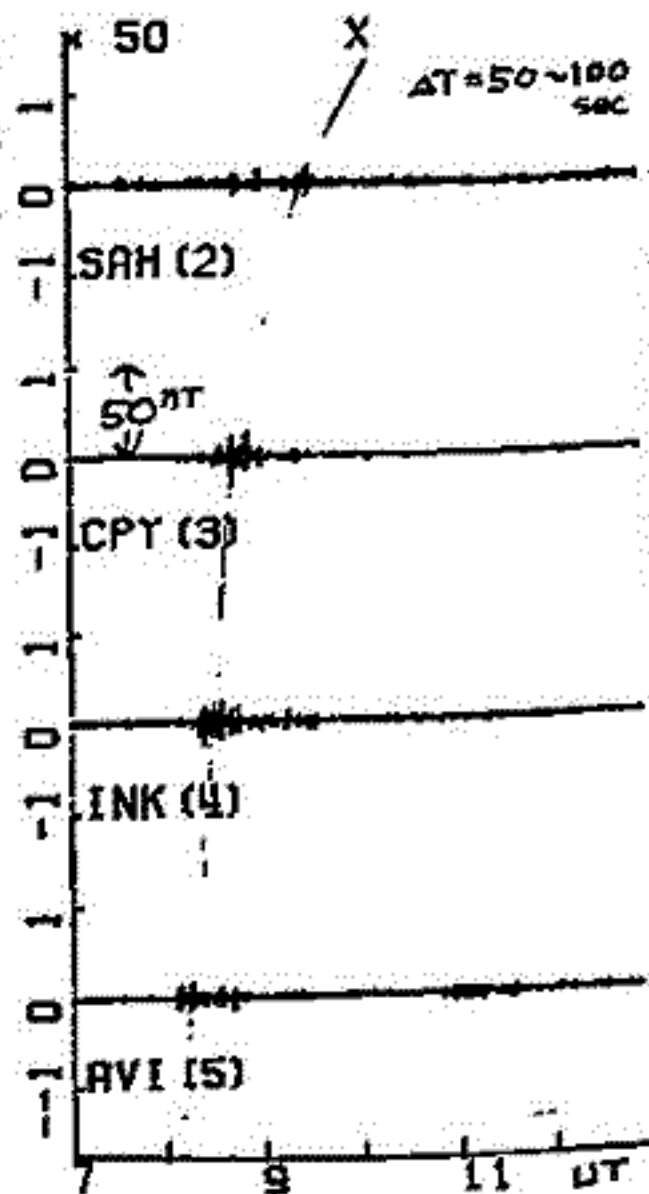
(2) "見掛け上"の分散がある。

サブストームに伴うULFには、ダイナミック・スペクトラムでみて下降トーンのパターンを示すものが多い。これは低緯度のPi 2の中にも見られるものだが、これが"見かけのもの"か、それとも"真の分散"かは、もうすこし吟味する必要がある



1980年2月2日の例
南北非対称性は短周期(右図)ほど"いちぢるしい。周期2000秒のULFでは必ずしも明らかでない。

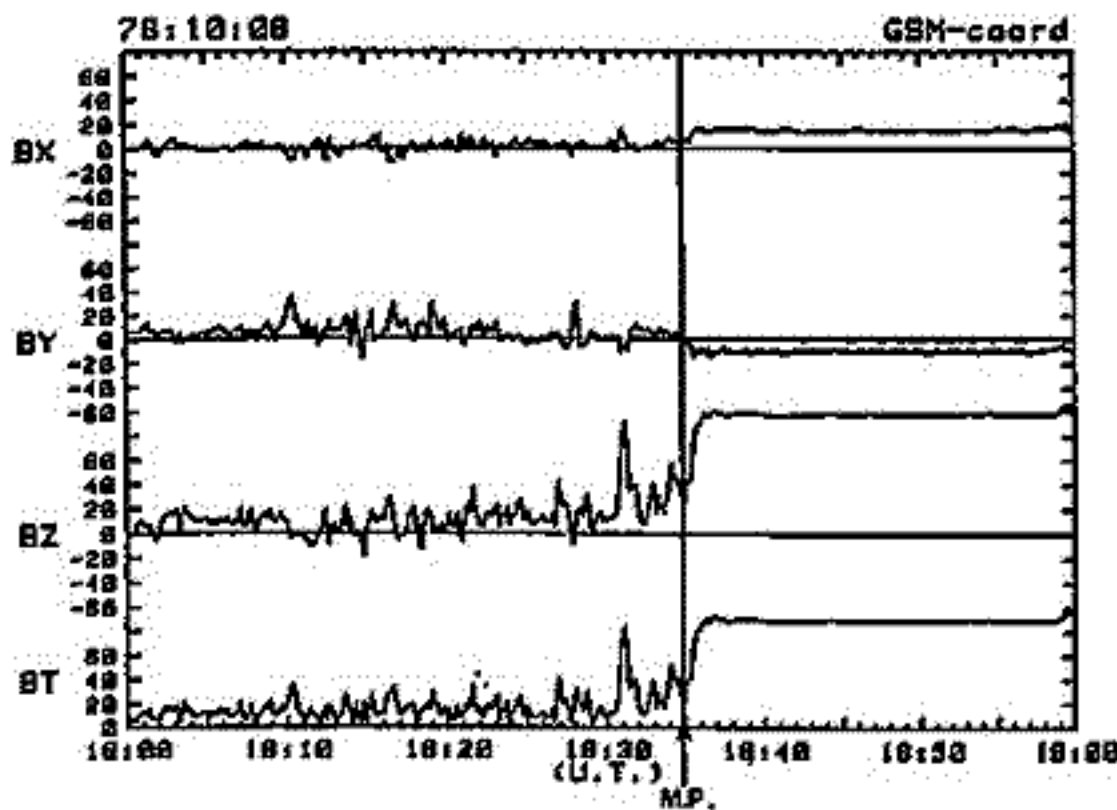
1980 2 2 時(39)



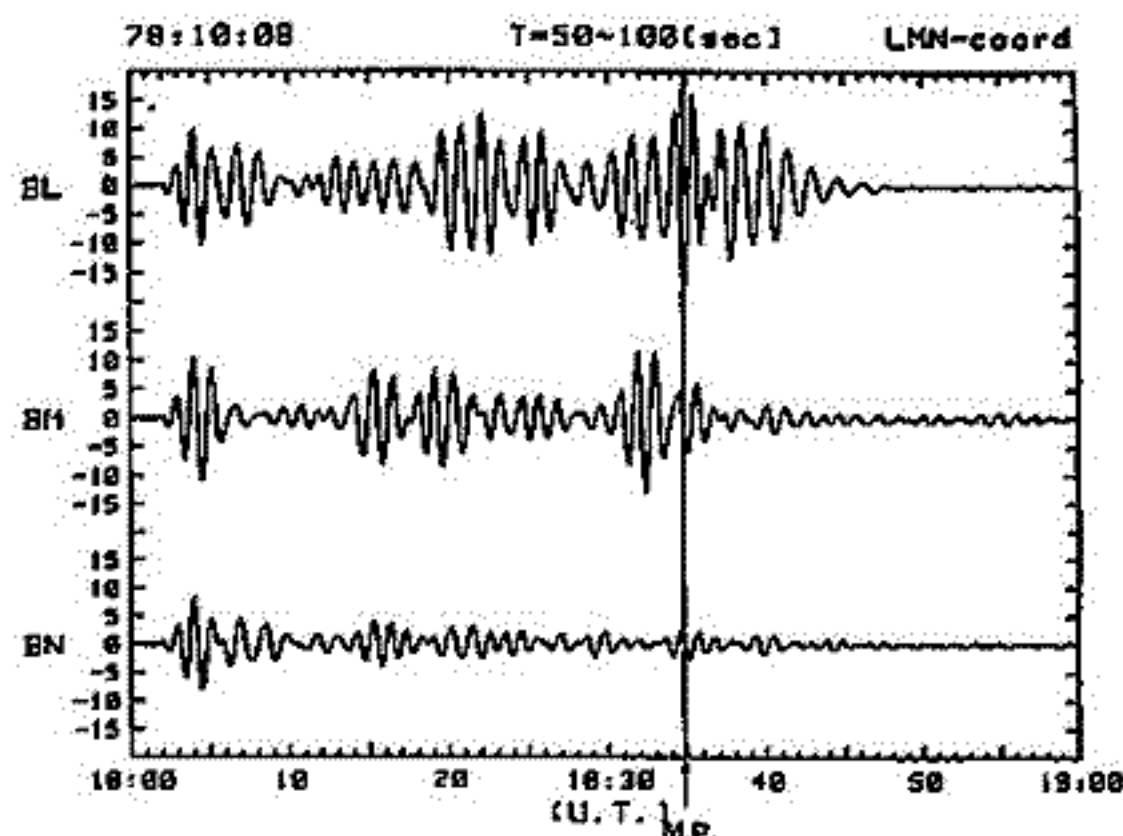
友村 清, 加藤 豊雄, 桜井 亨
(東海大工)

Magnetic fluctuations observed in the magnetosheath and the outer magnetosphere with the ISEE-1 and 2 satellites during 5 months from July to December, 1978 are analyzed in order to clarify a relation on an intrusion of magnetic energy from the magnetosheath to the magnetosphere.

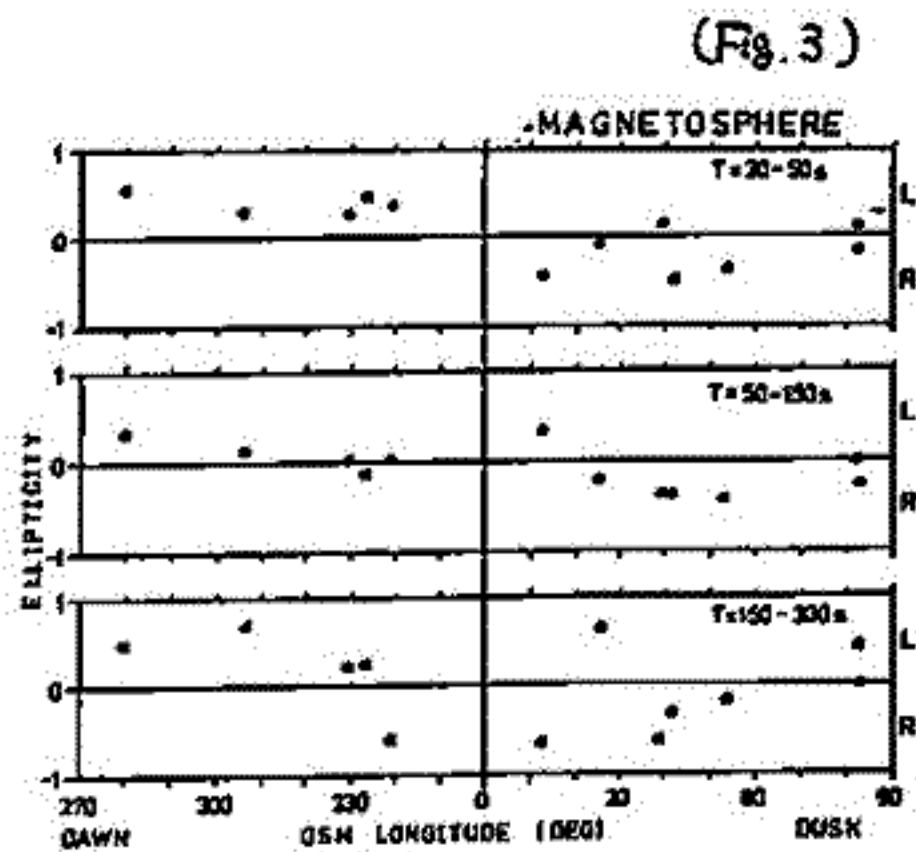
Observed results on the wave characteristics of the fluctuations including spectrum, integrated power, ellipticity and their longitudinal dependences in the period range from 30 to 300 seconds in the satellite frame are obtained. Figures 1 and 2 show a typical example of magnetic fluctuations observed with the satellite during the inbound pass and a filtered out wave form using a band-pass filter of the period range from 50 to 100 seconds, respectively. The integrated power indicates one order larger in the magnetosheath covering over the dayside longitude than in the magnetosphere. The ellipticity of the waves in the plane perpendicular to the magnetic field gives a clear longitudinal dependence; i.e. lefthanded polarization in the forenoon side and right-handed polarization in the afternoon side, respectively.



(Fig.1)



(Fig.2)



(Fig.3)

静止衛星で観測されたSSCに伴う長周期地磁気脈動の特性について

永野 虫、荒木 徹、福西 浩、佐藤 夏雄
 (阪大歯大) (京大理) (極地研) (極地研)

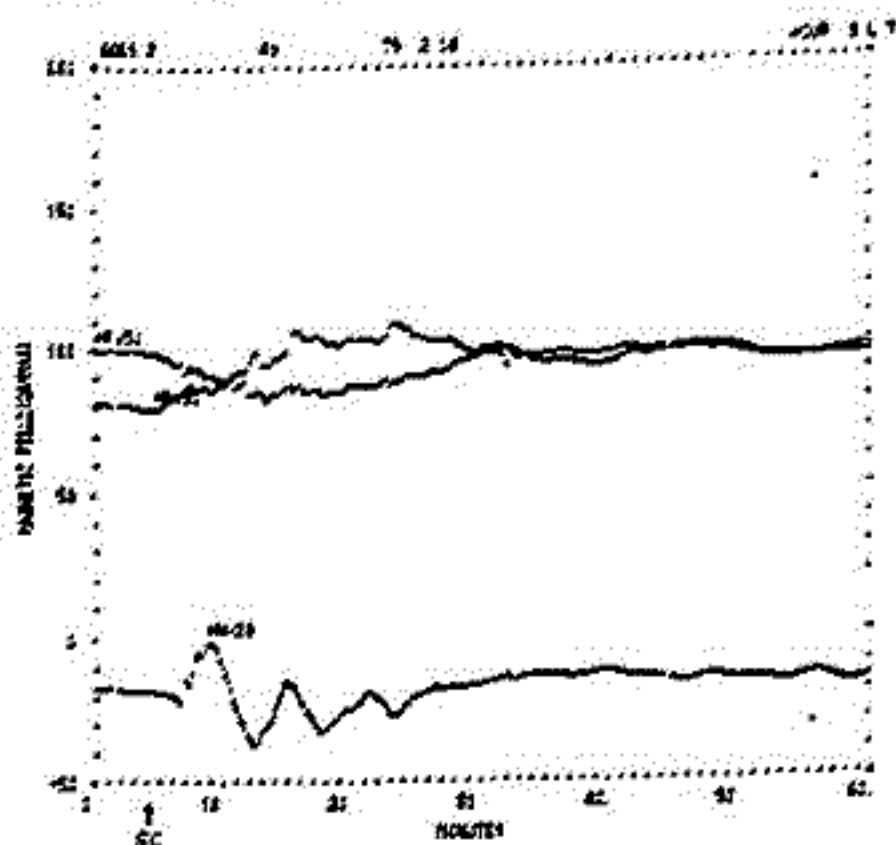
SSCに伴う地磁気脈動は、その energy source が broad band な spectrum を持っているにもかかわらず、どのようにして、ある特徴的な周期をもつ、いくつかのものに選択されて出現するのか、磁気圏内の脈動と地上のものとはどのような関係にあるのか、また、その緯度、経度に対する依存性、並に、惑星間空間の物理状態に対する依存性はどのようなものであるのか等、我々に多くの興味をもたらし問題である。最近、利用できる静止衛星のデータが豊富になつてきており、これらの統計的な研究も徐々に行なわれるようになってきている。

我々は、1974年から1979年までの、ATS-6、SMS/GOES シリーズの静止衛星により観測された磁場変動の one-hour frame film data を調べ、SSCに伴う地磁気脈動の特性について統計的な研究を行った。磁場 data が利用できる期間の中には約140個のSSCが存在しており、同時にいくつかの衛星で観測している場合もあるので、合計として衛星で観測されたSSCの数は約220個であった。調べた脈動の周期については、film dataからはおおよそ1分以上についてはしか明確には判断できないので、Psc4, Psc5 rangeの脈動について調べたことになる。一例を下図に示してあるが、これはGOES 2の磁場 dataで、1979年2月18日 UT 0204に起こったSCの後に、約6分のPsc5脈動が、HN成分 (azimuthal な westward 方向) に見られる例である。

今迄に Local time 依存性について調べた点については、

- (1) SSCに伴うPsc型脈動は全2のLTで起こつてはいるが、夜側では起こっていない場合が割合99%。
- (2) Psc型脈動は transverse oscillation ($S_{b1} < S_{b2}$) の場合が非常に99%で、compressional oscillation ($S_{b1} > S_{b2}$) の場合も、日中から dusk side にかつて割合99%。

ということである。また、地球から太陽の方向に200 Reの所に人工衛星ISEE3により観測された磁場 data より IMF との関係を探った結果では、 B_z が北向きの時の方がPsc型脈動の出現する確率が高いこともわかった。講義の時には、静止衛星の位置の地磁気緯度に対する依存性などを合わせて報告する予定である。



桑島正幸, 河村謙, 角村悟 (地磁気観測所)
福西浩 (極地研究所)

Psc 型 磁気脈動は、SC に伴って出現する磁気流体波動であり、磁気圏および地上の広い領域にわたって出現するので、その出現特性を知ることには磁気圏の diagnostics に関連して重要である。特に Psc が shock の到来する昼側ばかりでなく、夜側にも見られることは、他の脈動では見られない特性といえる。これまでの我々の解析では、SC に伴って 周期 5~10 秒の Psc 2 から 周期 600 秒程度の Psc 5 の広い周期帯の現象が同時に地上で出現していることが確認された。これは、Psc の source が単一ではなく、いくつかの磁気流体波動を励起する機構が SC において同時に trigger されることを意味する。1979 March 22 0826 の SC に伴う Psc は、低緯度の Hermanus ($L \sim 1.9$) では 周期 40 秒の Psc 3 成分が卓越して見られるが、予午線がほぼ等しい IGS の station network ($L = 4 \sim 5$) では卓越周期が 160 秒になり、さらに予午線を同じくして高緯度側に位置する昭和基地 ($L \sim 6.1$) では Psc の周期は 320 秒となり Psc 5 成分の出現を示している。Psc と同じように Impulsive disturbance に伴って出現する P2 が同じ予午線にあって高緯度から中低緯度までほぼ同じ卓越周期をもって出現するのは、きわめて対照的な特性である。又統計的に見れば、中低緯度では Psc 2~3 が卓越し、高緯度では Psc 5 が卓越する傾向が明らかなるが、中低緯度においても数は少いのけれども Psc 5 の出現が確認されているし、高緯度において Psc 2~3 が観測されることも確認されている。このように Psc は他の現象に比較して、多くの情報を含んでいるものの、得られる出現特性ゆえに十分に解明されているとはいえない。

以上の期間においては、地上における観測網が整備され、一対人工衛星の観測データも入手できるような状態にあり、これらの資料による解析の途中結果を報告する。解析期間は 1976 年 1 月から 1980 年 12 月までの 5 年間で、この期間に出現した 165 event の SC を伴う現象を対象とする。主なデータは中低緯度の 2 点、予午線 ($L \sim 1.5$) と Hermanus および Hermanus とほぼ予午線を同じくして高緯度に位置する昭和基地である。今回は地上データに限定して、静止軌道衛星 GOES 1~3, SMS 1~2 のデータも解析した。解析はまだ始まったばかりであるが、このオーストラリアにて、Psc の出現特性について報告する。

石井 亨
(東海大工)

It has been well known that the period of oscillation of Pc's observed on the ground changes to shorter period in association with SSC. However, another important phenomenon of a drastic change of oscillation character associated with SSC has not ever been reported in the observations of magnetic pulsations in space. Figure 1 shows a typical example for illustrating such characteristics of Psc; i.e. shortening in the period and changing in the oscillation character in association with SSC. A very clear quasi-sinusoidal oscillation of Pc 4 range magnetic pulsations is well recognized in the radial (V) component of the magnetic field during the interval before the occurrence of SSC. While, the Psc changes in the character of oscillation to the pure azimuthal oscillation. The power spectra clearly reveal the characteristics mentioned above. The azimuthal oscillations of Psc contain always some spectral components including the period range of Psc 3, Psc 4 and Psc 5. These spectral components show each different oscillation mode, an odd or even mode. The examination of polarization also gives a clear indication about such an oscillation mode.

In conclusion, Psc oscillations occurring with a pure azimuthal oscillation in space may be due to a shear Alfvén wave, which seems to be most easily excited with SSC and propagates along the magnetic field-lines in the magnetosphere.

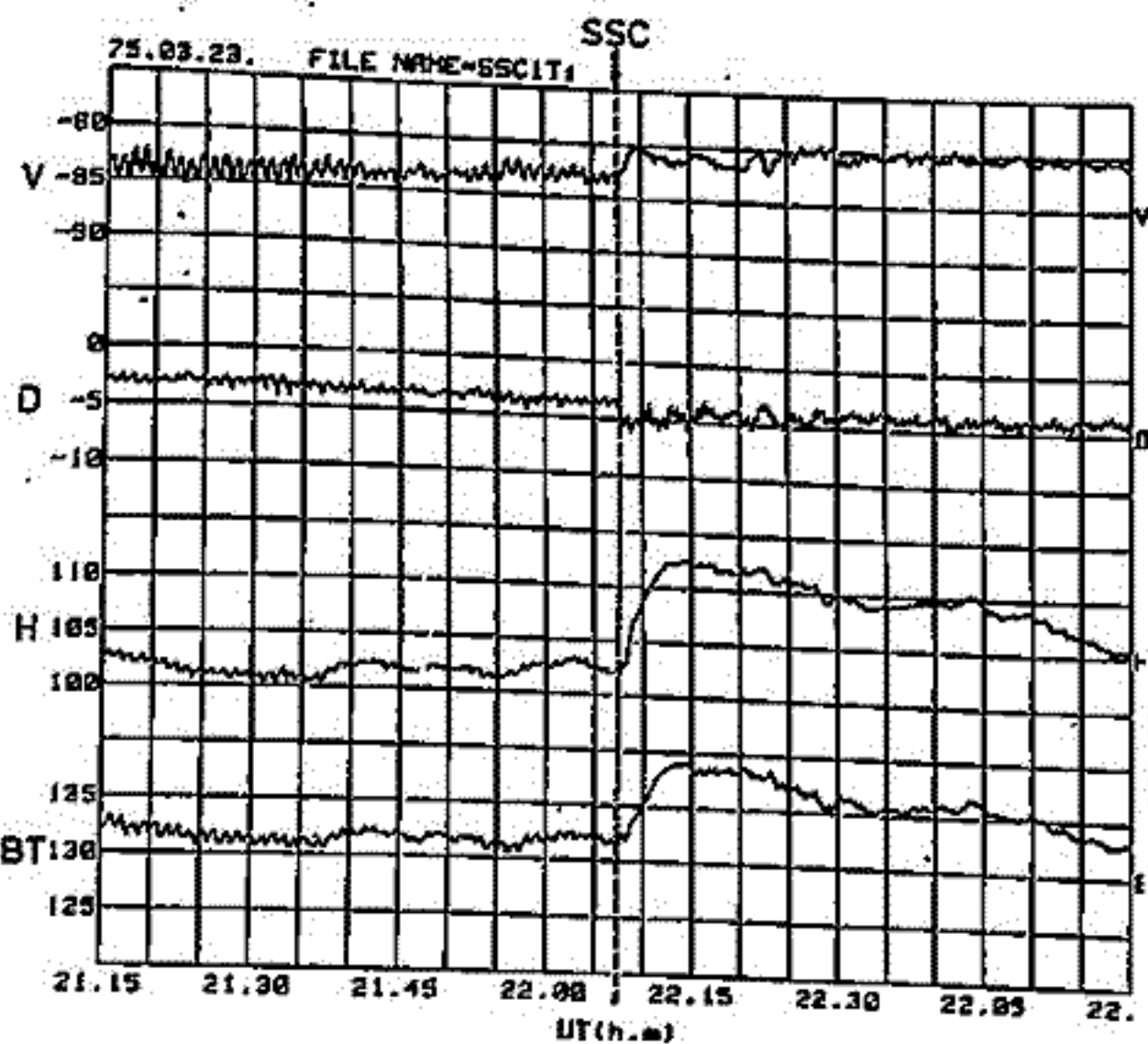


Fig. 1

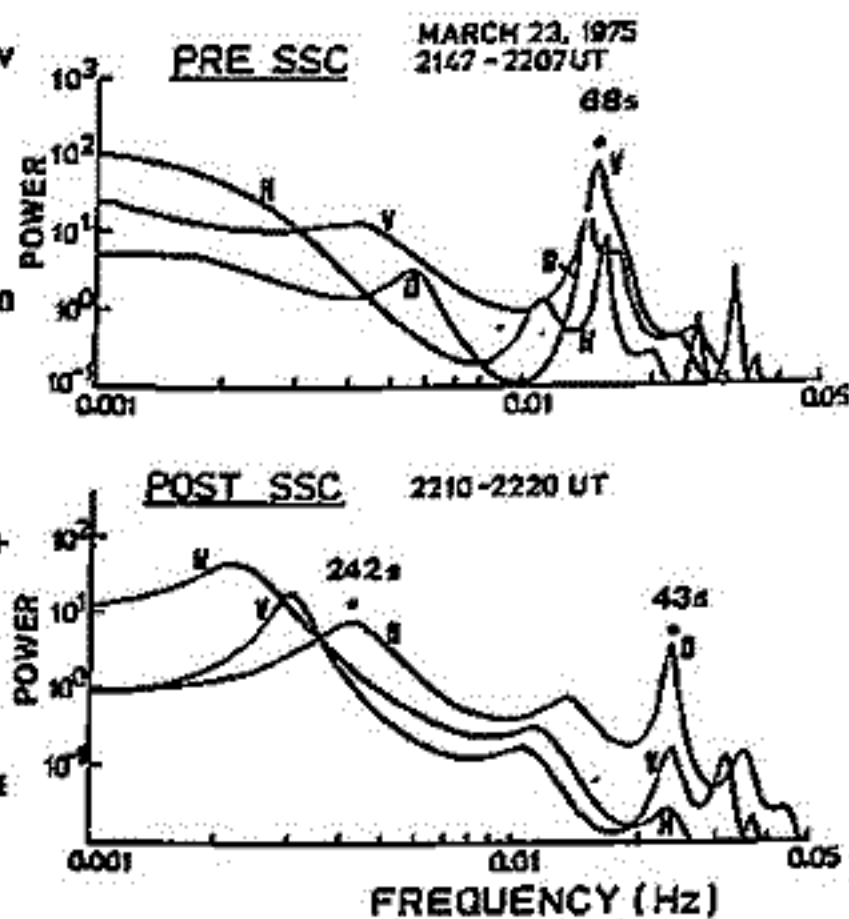


Fig. 2

300-500 km 高度での SC

荒木 徹, 家森 俊彦, 島井 豊永 (京大理), 角村 信 (地磁気観)

SC (急始磁場変化) は, 惑星間空間衝撃波に起因することから, 磁気圏の単純圧縮と考へられがちであるが, 今までの地上磁場観測の解析から電離層電流が大きく寄与することが見出される。電離層電流の作る磁場は高度と共に急速に減少するので, SCへの電離層電流の寄与を見積るには電離層のすぐ上でSCを捉え地上データと比較することが必要となるが, SC時の変化(数10 nT)が静磁場(数万nT)にくらべて小さいので, 今までの衛星観測ではこれは不可能であった。

1979年11月-1980年5月の間, MAGSAT衛星は, 地上300-500kmの dawn-dusk meridian 内の円軌道上で, 磁場ベクトル成分を数nTの精度で連続観測した。

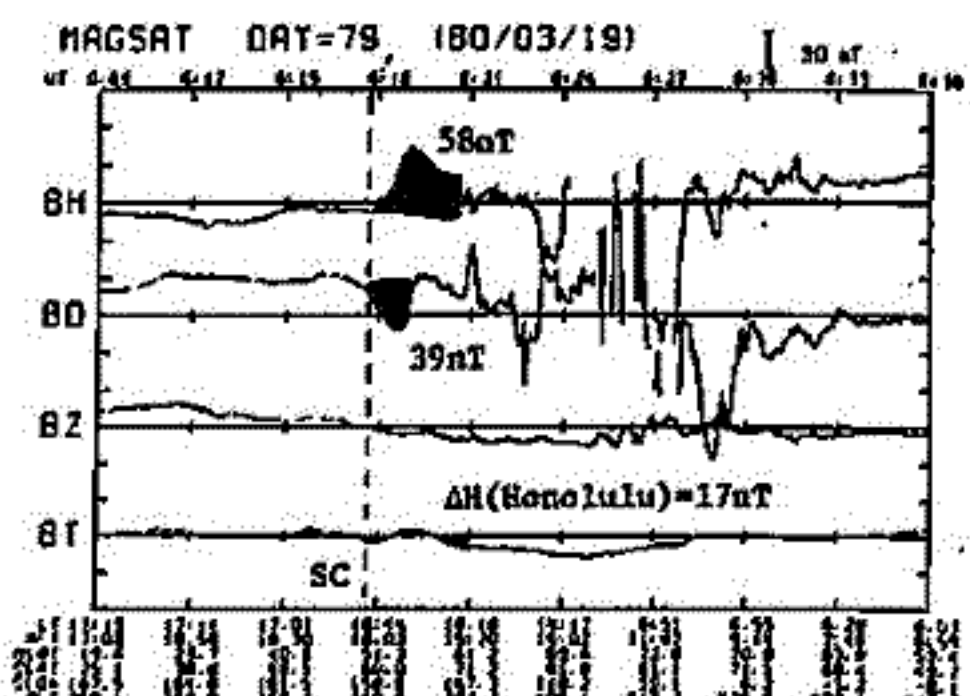
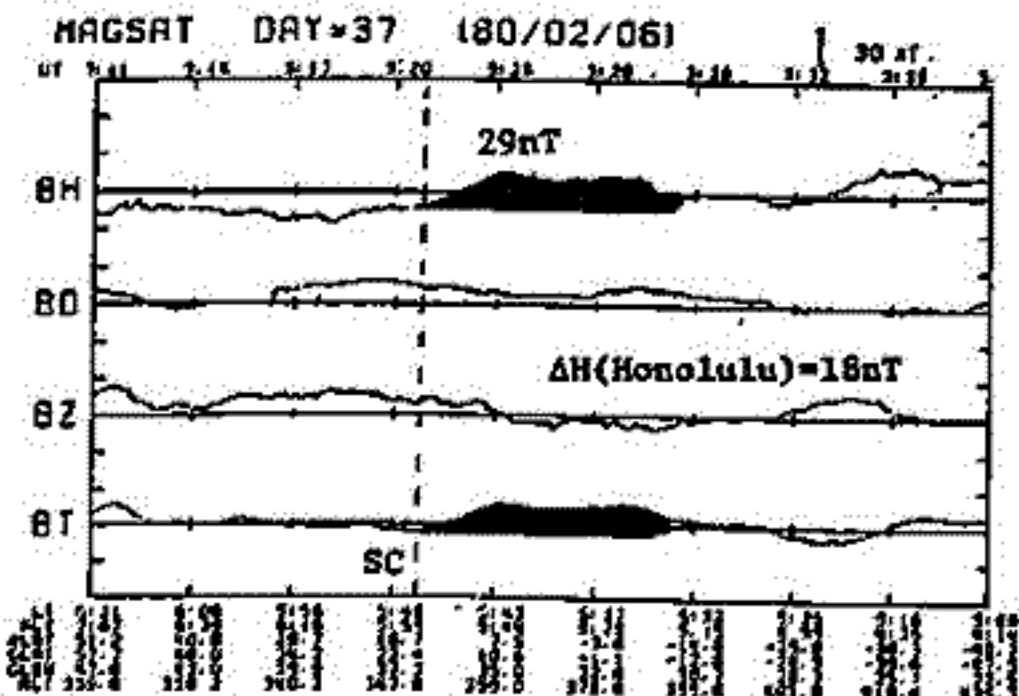
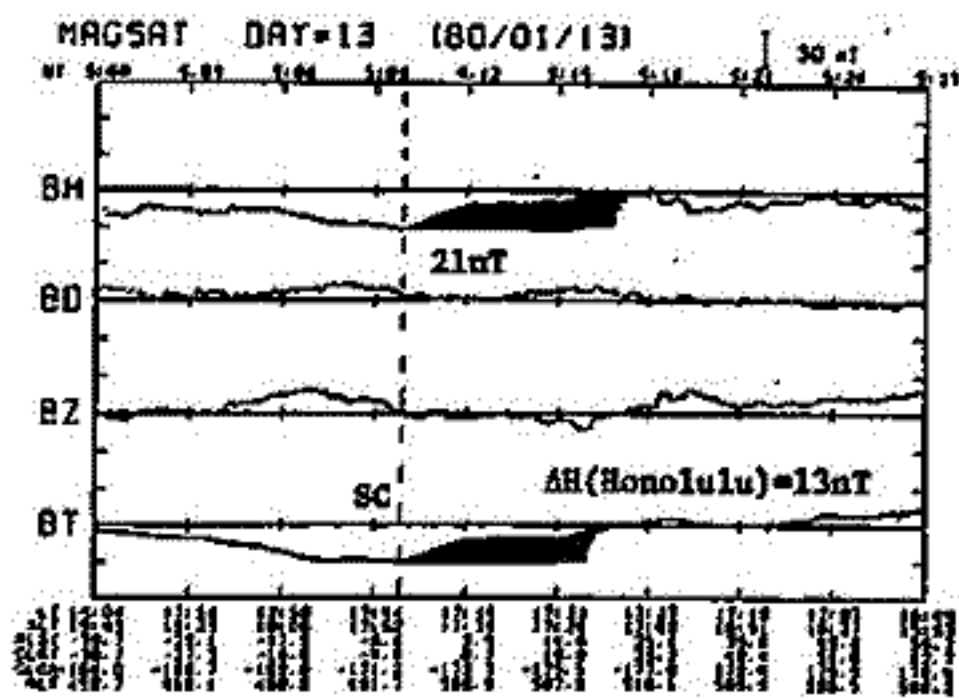
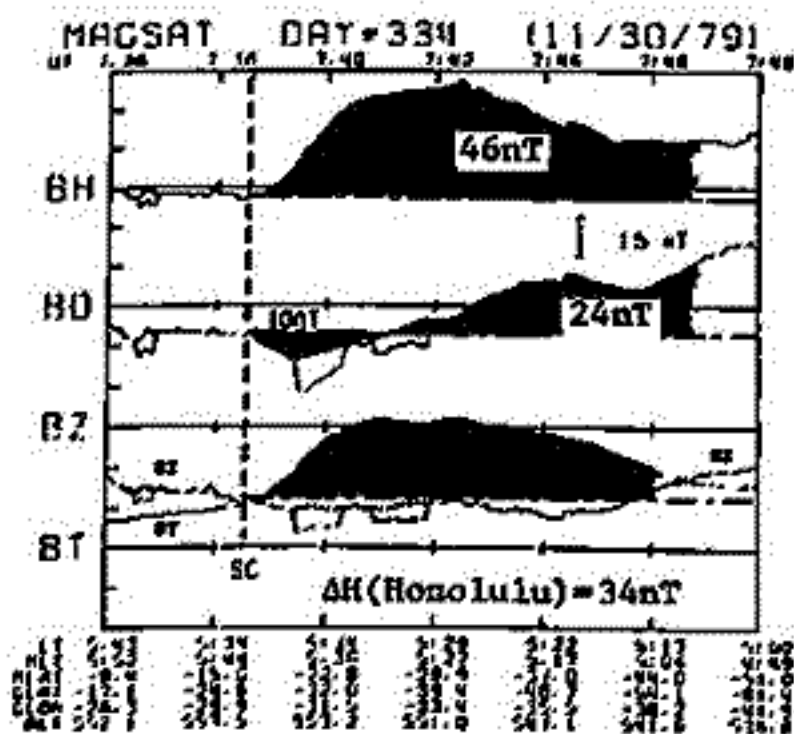
すなわち, この期間に観測されたSC (Solar Geophysical Data に2つ以上の観測がSCと報告した event は24ある) について, 地上, MAGSAT, 静止衛星(GOES) のデータと比較解析して報告する。

MAGSATにより

下に, dawn, dusk のそれぞれで観測されたSCを2例ずつ示す。MAGSATの精度が異なり, また時間的に変化しているのを単純に比較して見ると, 地上での変化(Honoluluで代表される)より大きく変化を示しているのが特徴的である。これは電離層電流による擾乱効果によると考へられる。

DAWN(5h-7hLT)

DUSK(17h-19hLT)



系長 雅弘, 北村 泰一 (九大理工)

電離層を非等方的な導体層とみなし、その非一様性が地磁気脈動に及ぼす効果を調べた。非一様性のモデルとして簡単のため

$$\Sigma_p(y) = \Sigma_H(y) = \Sigma_0 (1 + \epsilon \cos \frac{2\pi y}{L})$$

を仮定し、slow (Alfvén) modeの波が入射する場合(図1)と fast (isotropic) modeの波が入射する場合(図2)を調べた。図1,2には磁気圏からの入射波によって誘導される電離層電流 $J(y)$ と地上で観測される磁場 $B(y)$ (これらの量は入射磁場によって規格化されている)の振幅と位相が示されている。詳しい議論は講演の際に行なうが、次の点は注目に値する。一般に、slow wave入射の方が非一様性の効果は大きい(B_y を比較せよ)。この磁場成分は、今考えている入射波の場合、電離層が一様ならば現れない成分である)。また fast wave入射の場合、 $y = \pm L/4$ (Zの変化が最も激しい場所)の付近に J_x が集中し、この電流が地上の磁場 B_y を作る。

さらに、非一様性の効果の種々のパラメータ(入射波の周期 T , 波長 λ , 電気伝導度のコントラスト ϵ)に対する依存性が調べられた。結果を列記すると次の通りである。

- 1) slow wave入射の場合、 $T > 10s$ に対して効果は特に大きい(B_y は B_x に匹敵)。
- fast wave入射の場合、効果が有効なのは $T < 10s$ に限られる。
- 2) λ の場合、効果は重要になる。
- 3) 一般に ϵ が大きいほど効果は重要になる。特に slow wave入射の場合、比較的小さな ϵ (例えば2:1のコントラスト)に対しても効果は有効である。

これらのことから、電離層の非一様性は高緯度脈動(slow modeで磁気圏から入射すると考えられている)に重要な影響を与えることは明らかである。低緯度脈動(例えば $Pc3-4$)の場合、それらが fast modeで磁気圏からやって来ることを考えるならば、一見非一様の効果は重要でないように見える(図2及び上の結果1)。しかしながら、電気伝導度の不連続領域に電流の集中が起き、それによって新たな磁場成分が作られることを考えると、日出時のような急速な変化を考えると、fast wave入射であっても十分に大きな効果が期待される(1)。

文献
[1] 系長他, 第71回講演予稿集

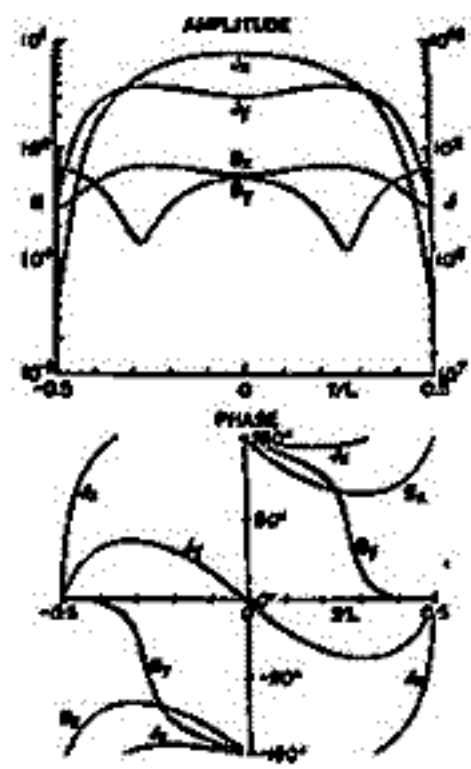


図1

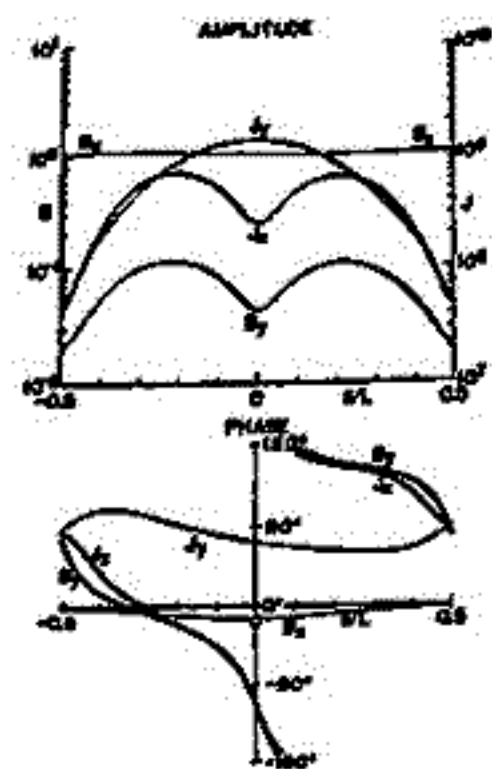


図2

藤田 茂, 玉尾 敦

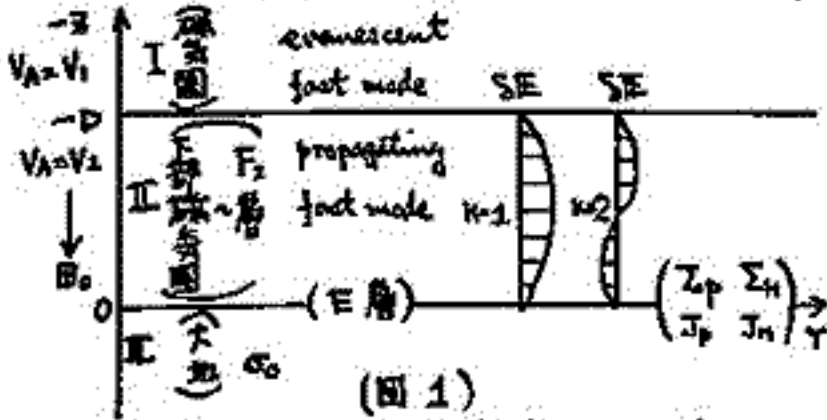
(地磁気観測所), (東大. 理)

前回に引き続き、我々は地磁気脈動の位緯度伝播について考えたいが、今回は主に電離層ダクト中を進行する波動の伝播特性について報告する。

現在考えたいモデルは、前回と同様に傾斜を3つに区別し(図1)、振幅が空間的に有限な広がりを持つ局所化アルベニ波が磁気圏から電離層へ入射し、誘起された磁気圏波が領域II中の位緯度へダクト伝播するというものである。

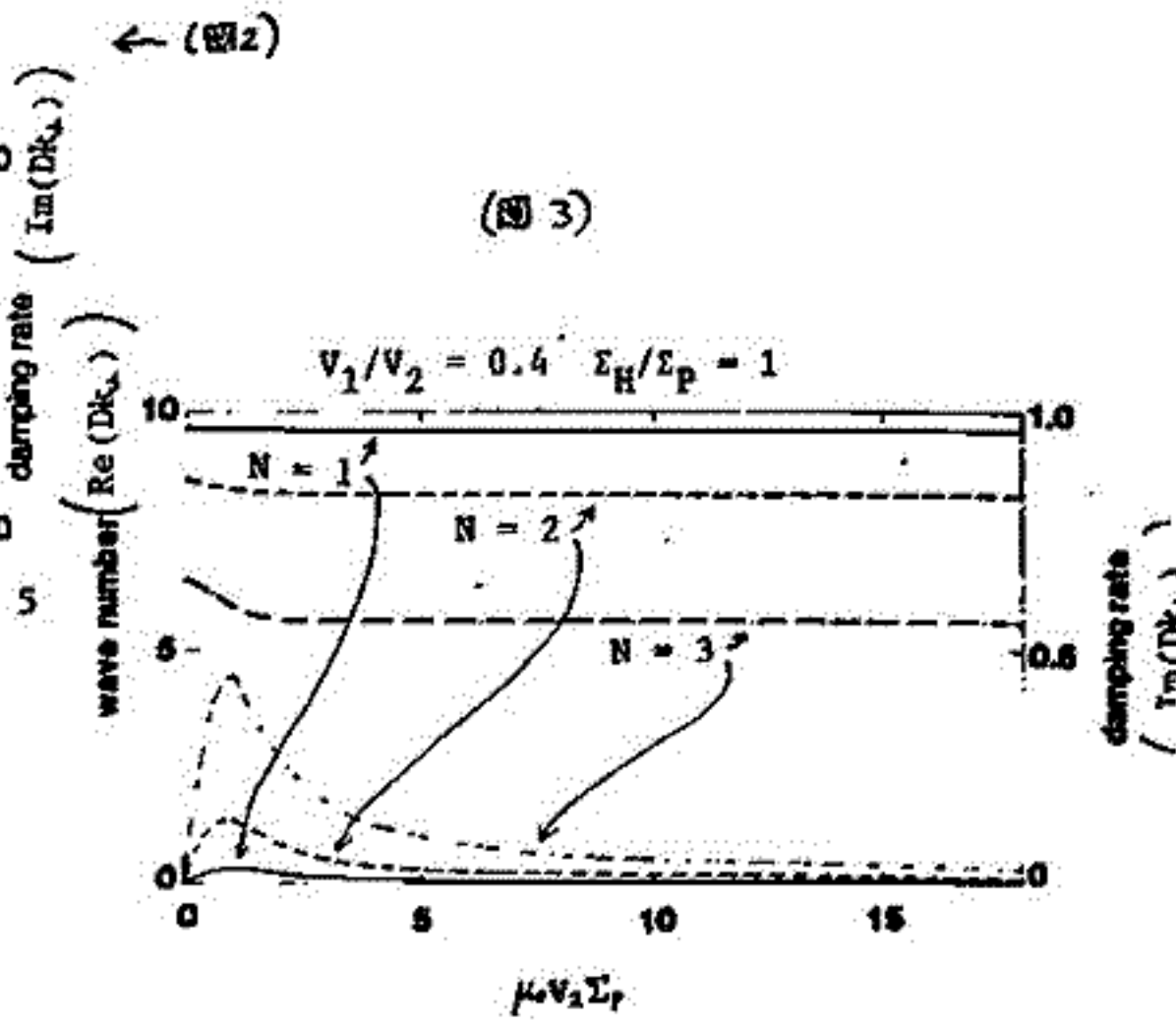
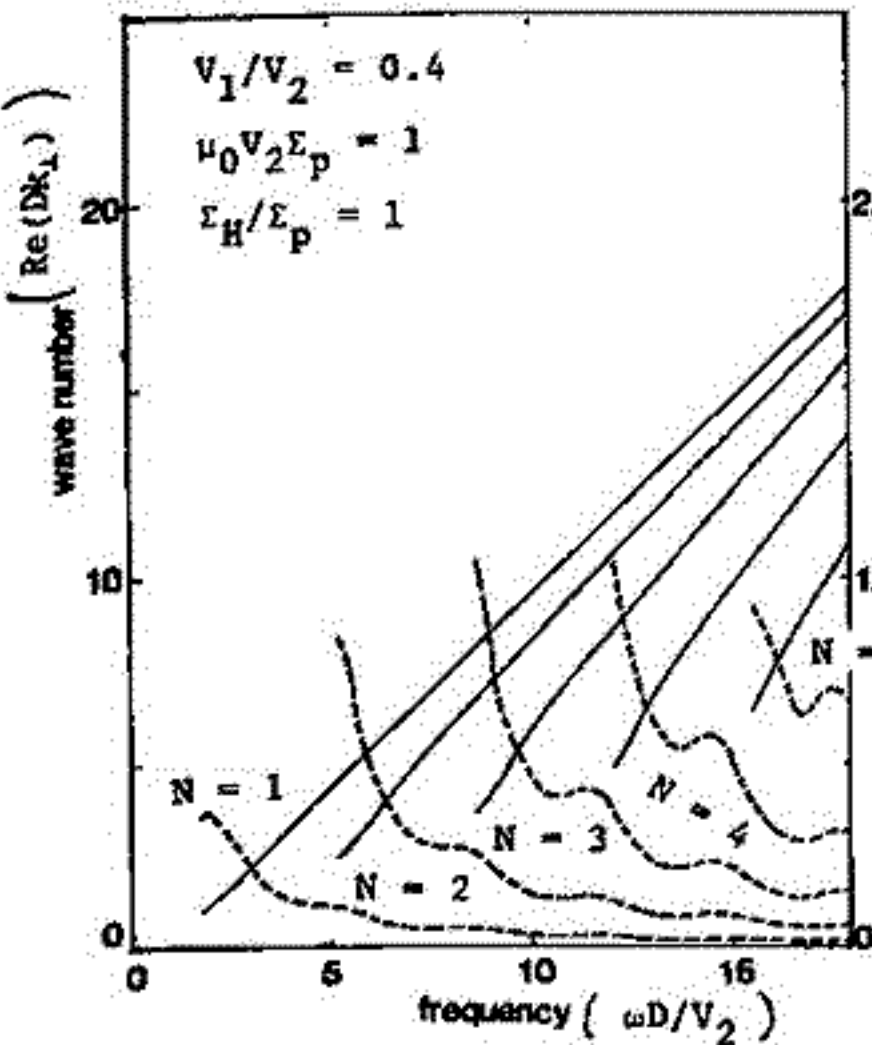
ダクト波の位緯度伝播の際に波動の減衰を引き起こすものとして、①電離層中でのオーム損失、②二次的に誘起されたアルベニ波の磁気圏への逃散、③地面による吸収、の3つ存在する。図2に地面による波動の吸収を無視した時のダクト波の分散関係を示す。Nはharmonic numberを示し、図1に電離層と、領域IとIIの境界で電場が節になる時の電場分布をN=1と2の場合について示した。図2より、減衰率は波数の約10分の1以下であり、Nが小さい程、減衰率も小さく遠方へ伝播する事になる。さらに図3には、波数と減衰率が電離層電気伝導度によってどう変化するかを示す。この場合も地面による波動の吸収は無視してある。図3で用いられた図表数は $\omega = 10 \cdot (V_2/\rho)$ の場合であり、3つの高周波が存在する。図3から、波数と電離層電気伝導度の増加に対し、ほとんど一定であるのに対し、減衰率は電気伝導度が増加するにつれて最大値を持ち、さらに伝導度が増加すると次第に小さくなる事になる。電気伝導度が大きくなった時に減衰率が小さくなる事は、電離層による2波動が完全反射されるようになり、電離層によるオーム損失や、二次的に誘起されるアルベニ波が小さくなるためであると考えられる。

誘起時には、脈動の電磁場や電離層電流の緯度変化等も加えて示す予定である。



(図1)

誘起時には、脈動の電磁場や電離層電流の緯度変化等も加えて示す予定である。



(図2)

(図3)

小野高幸, 平沢威男
(国立極地研究所)

I. 序

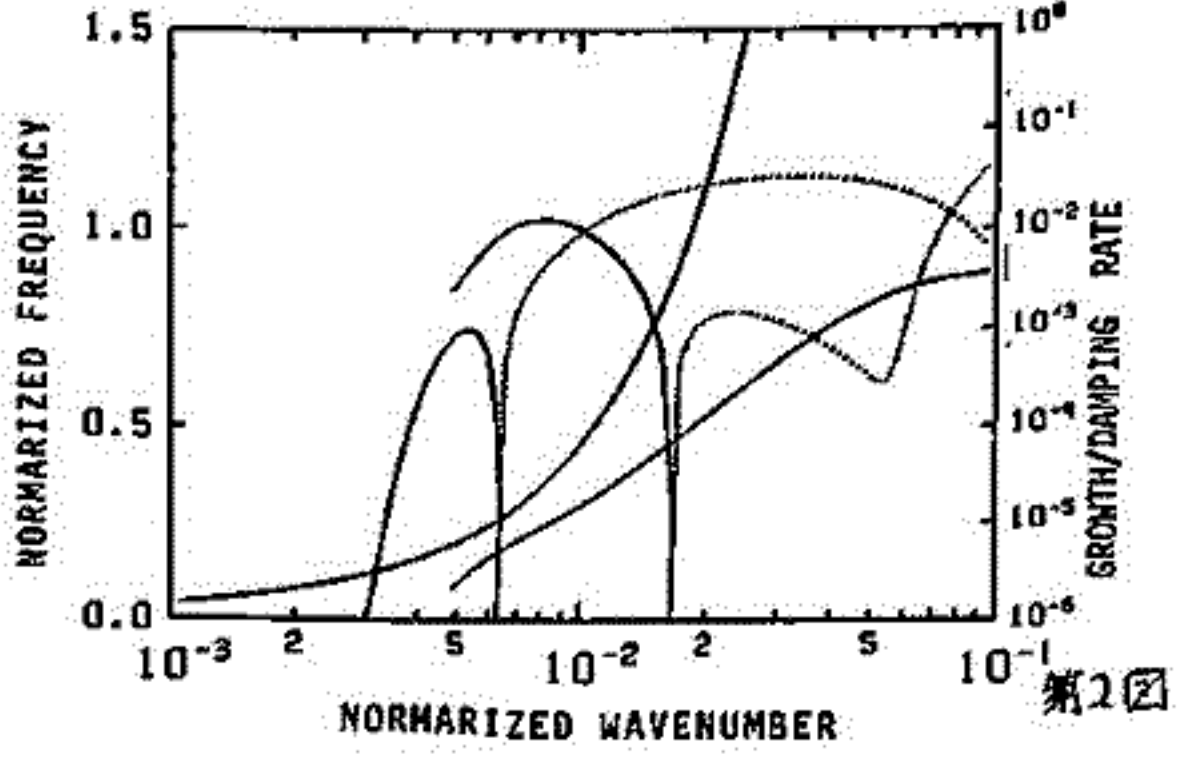
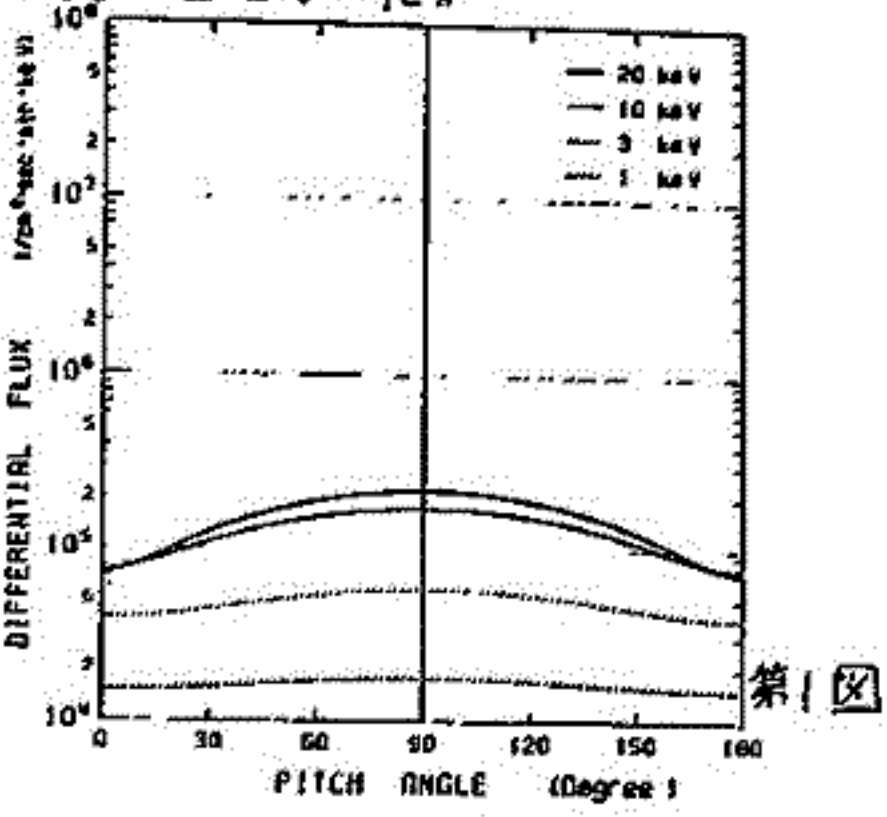
地上で観測されるPc1波動は、磁気圏プラズマ中においてイオンサイクロトロン波として励起されたものと考えられており、理論ならびに観測の両面からの研究が進められている。イオンサイクロトロン波不安定の研究はこれまで温度異方性をもつ高エネルギーイオンプラズマとして扱ったものが多い。しかしながら、近年イオンの組成、エネルギーならびにビッチ角分布について人工衛星を用いた精密な観測が行なわれており、地上あるいは人工衛星上で観測されるULF波動を詳しく説明するためには、これらの精密な観測データを基にしたイオンサイクロトロン不安定のより詳細な検討が必要とされている。特に観測される高エネルギーイオンの性質は、従来の数値計算のモデルで扱われてきたものと次の3点において大きく異なっている。すなわち、(1)イオンサイクロトロン波と直接相互作用する数10 keVのイオンの他に数keVのイオンが多量に存在する。(2)プロトン以外にもヘリウム、酸素等の重いイオンが多量に存在する。及び(3)高エネルギーイオンのビッチ角分布は、Bi-Maxwell型ではなくLoss Cone型をしている。ここではこれらの性質に関し、イオンサイクロトロン波不安定への寄与を検討したい。

II. 速度分布函数の評価

数値計算に使用するプラズマの速度分布函数のモデルは、衛星による高エネルギーイオンの観測量と直接比較できる様、フラックス量へと変換される。プラズマ波動の分散は、Stixの方法により求めるため、実際の分布函数はいくつかのBi-Maxwell型分布を持つコンポーネントに分解される。各コンポーネントに対して密度並びに磁力線に垂直及び平行方向の温度をうまく定めることにより、観測データと一致するプラズマパラメータについてイオンサイクロトロン波の分散が得られることとなる。この様にして得られたイオンのエネルギーフラックスの例を第1図に示す。

III. ロスコーン型プラズマ分散の性質

第1図のプラズマパラメータに対応する、磁気圏プラズマ中ULF帯イオンサイクロトロン波の分散を第2図に示す。極く弱いLoss Cone型分布を呈するプラズマ中において、イオンサイクロトロン波の励起が示される。この様なLoss Cone型プラズマはBi-Maxwell型プラズマに対し、成長率の増大、不安定を起す中心周波数の上昇といった特性を持つことが明らかにされつつあり、磁気圏プラズマ中波動粒子相互作用の実体がより詳しく調べられることとなった。



第1図

第2図

山本 隆, 玉尾 敦 (東大理)

前回の講演のつづきとして, 長周期 ($P_c \sim 5$) 共鳴結合振動 (fundamental mode) の固有値問題の数値解法について報告する. 問題は, アルフヴェン波の MHD 波動方程式

$$\frac{\partial}{\partial s} \left((r^2 B_0) \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{E_\parallel}{r B_0} \right) \right) + r \left(\frac{\omega}{V_A} \right)^2 E_\parallel = L_\parallel E_\parallel = R_\parallel (E_\parallel, E_\perp)$$

$$\frac{\partial}{\partial s} \left((r^2 B_0) \frac{\partial}{\partial s} (r E_\perp) \right) + (r^2 B_0)^{-1} \left(\frac{\omega}{V_A} \right)^2 r E_\perp = L_\perp E_\perp = R_\perp (E_\parallel, E_\perp)$$

を電離層での境界条件 $\Sigma_p E_\parallel = \mu_0^{-1} B_0^2$
 $\Sigma_p E_\perp = -\mu_0^{-1} B_0 \omega$ $\Sigma_p = 2 \text{ mho}$

の下に解くことである.

ここで (S.L.C) は L shell coordinate, θ, ϕ は磁力線と赤道方向, 方位角方向のベクトル成分. V_A はアルフヴェン波の速度, B_0 は地球磁場, ω, sE は波動の角周波数, 電場である. L_\parallel, L_\perp はそれぞれの式の左辺を定義される Operator, R_\parallel, R_\perp については前回予稿集 P.33 を参照されたい. Σ_p は height-integrated Pedersen conductivity.

数値解法の要点は磁力線方向に積分して固有周波数 $\omega(L)$ を求めること (0th, 2nd, 4th procedure), $\omega(L)$ で表わされる Operator L を使って L 方向に積分し, 物理量の L 方向分布を決めること (1st, 3rd, 5th procedure), この二つの procedure を交互にくりかえし行なうことである. 一回がくりかえしの後, R_\parallel, δ (減衰率) が共に L によらない値に収束する. 二つの連続する積分-procedure により得られる物理量が近似的に等しくなることが期待される. 計算結果は, 0th, 2nd, 4th procedure における L 方向分布を 図 1 に, 1st, 3rd, 5th における電場成分 E_\parallel, E_\perp の振幅, 位相の L 方向分布を 図 2 に示した. 収束性に関しては, E_\perp の固有値としての ω が, L -dependence をわきまなからずとも (奇数番 procedure と偶数番で E_\perp の比が 1 からずれる) を除けば十分である. (R_\parallel については, L によらない極限値も得た.) この問題については, さらに考察を必要とするようである.

なお, 講演では磁場ポインティングフラックスの分布等についても報告する予定である.

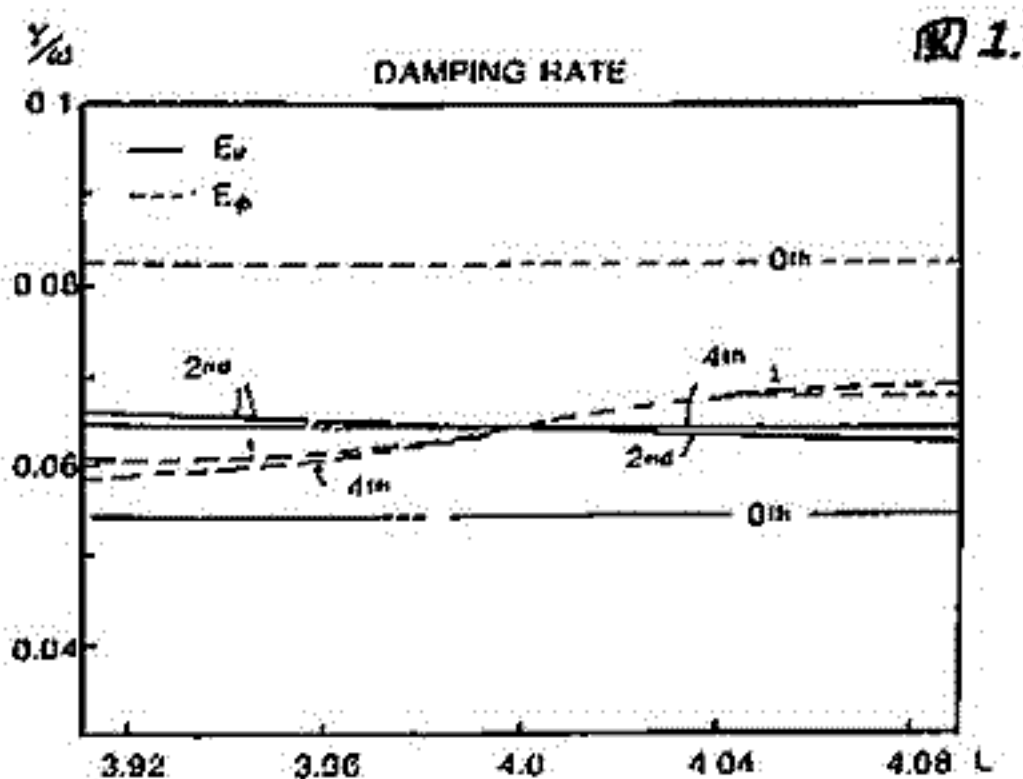


図 1.

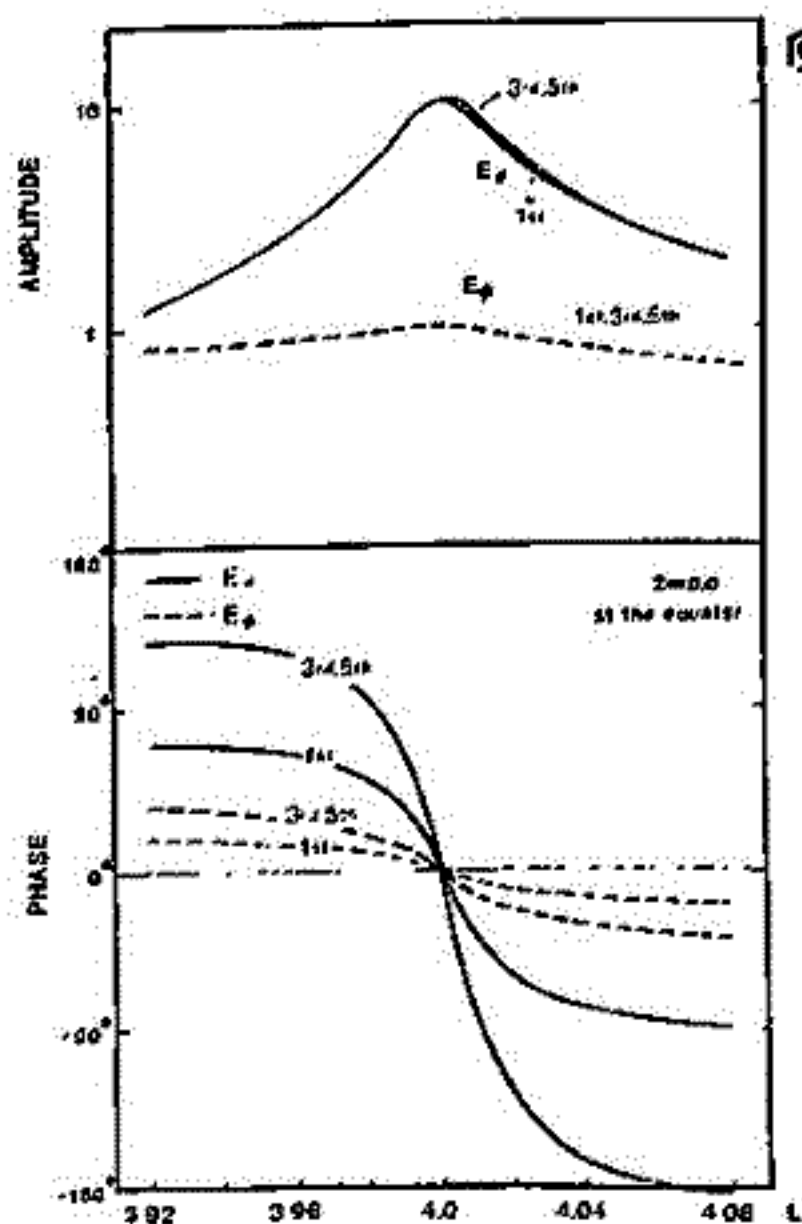


図 2.

電磁気体振動に対する磁気圏内共鳴結合と電離層による結合

玉尾 敦, 山本 隆 (東大理)

冷い非-様磁化プラズマとしての磁気圏内の局所化 Alfvén 波と磁気音波との共鳴結合振動は地磁気振動の起源を調べる際の重要な方々の一つであつ多くの研究者によつてその特性が論ぜられて来た。(例へば Tamoto (1965) は此の結合振動による磁場変動の空間分布を求め、結合磁カ線上升の振幅極大を求め、位相が内外で 180° 異なることを示した)。一方、電離層ホール電位による結合の磁気圏内の共鳴結合の化に重要であることもよく知られており、特に地上磁場擾乱を解釈する際に重要となる。此の報告では、双極型磁場の下での局所化結合振動を上記二つの効果を同時に導入した場合を考察する。此の目的の爲には、結合振動の方程式を電場の二成分 (E_x, E_y) として取り、次のスカラー関数を導入する方が便利である。

$$\begin{aligned} \delta E_{\perp} &= \left[-\nabla_{\perp} \Phi + \frac{ic\omega}{\Omega} \nabla \Phi \times \hat{e} \right] \\ \delta B &= \left[\frac{ic\omega}{\Omega} \nabla \Phi / \Omega \times \hat{e} + \frac{1}{\Omega} \text{rot} (\nabla \Phi \times \hat{e}) \right] \end{aligned}$$

\hat{e} は磁カ線方向の単位ベクトルを示す。

(a) magnetospheric coupling:

結合共鳴領域の Alfvén 振動の電場ポテンシャルを結合共鳴型微分方程式を解く。その結果、電場成分の L-節は (i) 外部起源 と (ii) 内部起源 と著しく異なる。($\Phi \propto \delta \Phi / \Omega$)

(b) Ionospheric Coupling

局所化 Alfvén 波による電場 ($\nabla_{\perp} \Phi$) は電離層中のホール電位を通して磁気音波を励起する。結合振動では、高々に対して減衰型となり、電離層上部にのみ存在する Φ による電離層付近の電場の E_{\perp} 成分として卓越し、磁気圏内の励起は外部型であり、内部型のみは電離層付近の電場の南北方向の分布は同一傾向を示す。(下図参照)

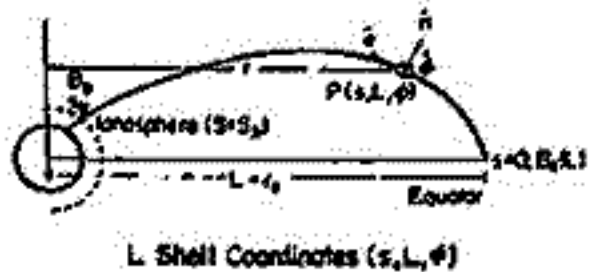
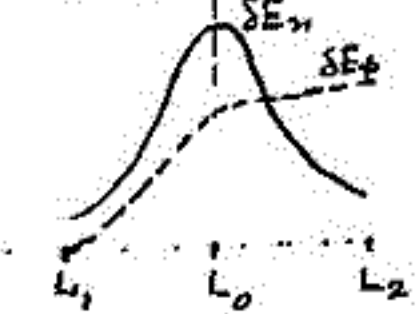


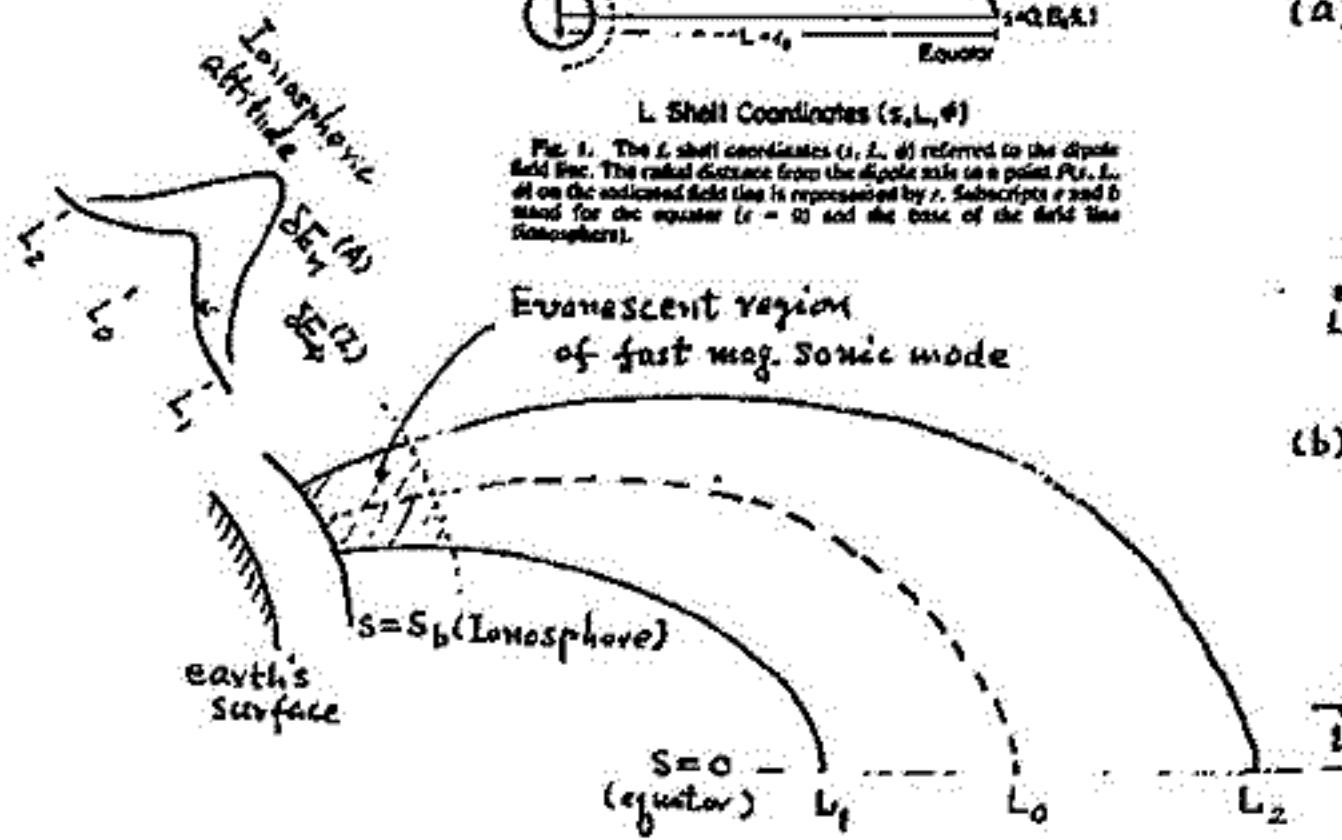
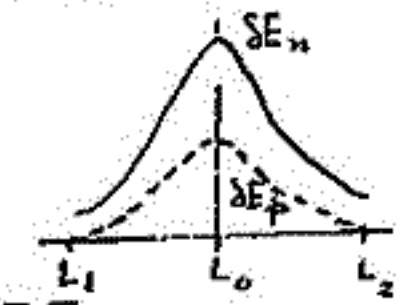
Fig. 1. The L shell coordinates (s, L, ϕ) referred to the dipole field line. The radial distance from the dipole axis to a point P (s, L, ϕ) on the indicated field line is represented by s . Subscripts r and b stand for the equator ($s = 0$) and the base of the field line (ionosphere).

Amplitude distribution (Equator)

(a) External origin



(b) Internal origin



$L_1 = L_0$: resonant field line with $\text{freq. } \omega_0$

玉 尾 茂 (東大 理)

地球磁気圏内のMHD周波数帯の波動励起機構を調べるとは、個々の波動モードの分散関係を固有値問題として解く。その周波数帯性、成長率等を決定する事が必要となる。しかし、一般には、MHD波の物理的振動の固有値問題は、必然的にその境界条件として、磁気圏-太陽風相互作用、磁気圏-電離層相互作用等に対応するエネルギーの流束の問題と結びつて来る。更に、磁場内に捕捉されている高エネルギー粒子の反磁性による局所的な双極磁場からの差も重要となる。

今回は、巨視的に対流電場が存在する場合、非一様、有限プラズマとしての地球磁気圏内のMHD波をMHD不安定としてエネルギー則から一般論を展開する。その際、流体近似で記述される局所的関係の他に、粒子のドリフト、バウンス運動や他、他の領域を通過する際に粒子が通過する際に受ける影響の効果も考慮する。個々の粒子の磁気エネルギーの保存と変動に対しては、巨視的運動エネルギーと内部エネルギーの和、 $\mathcal{E}_i = n m_i (u_{\parallel i}^2 + v_{Ei}^2) / 2 + p_{\perp i} + p_{\parallel i} / 2$, の保存関係は次式で与えられる。

$$\partial \mathcal{E}_i / \partial t = q_i n_i \mathbf{E} \cdot \mathbf{u}_i - \text{div} (p_{\parallel i} u_{\parallel i} \hat{e} + p_{\perp i} \mathbf{v}_E) - \text{div} [(u_{\parallel i} \hat{e} + v_E) \mathcal{E}_i] - \text{div} [\hat{e} (S_{\perp i} + S_{\parallel i} / 2)]$$

右辺の最後の項は磁気線沿いの電位差によるエネルギー束に対応する。上式を出発点として、波のエネルギーの時間変化に対する保存式を導くこととなる。その結果、MHD不安定の要因として以下の項目に分類することができる。

- (1) j_{\parallel}^0 : 沿磁気線電流, ピンチ, キンク不安定
- (2) $\mathbf{E}_0 \neq 0$: (a) $\text{div} \mathbf{v}_E \neq 0$; 圧縮性対流; (波のエネルギーの局所化集中)
- (b) $\text{rot} \mathbf{v}_E \neq 0$; 速度エラー. KH不安定
- (c) 電離層中の負のホムロ損失: 磁気圏内の局所化モードの電離層との結合不安定
- (3) $p_{\parallel} - p_{\perp} \neq 0$: (a) $p_{\parallel} > p_{\perp}$: firehose 不安定
- (反力非等価性) (b) $p_{\perp} > p_{\parallel}$: mirror 不安定
- (4) $\nabla_{\perp} p^0 \neq 0$: プラズマ圧力の非一様分布: 特に磁気線の曲率を有する場合の局所化ドリフト波不安定。

一例として、高エネルギー捕捉イオンの反磁性イオンドリフト波の不安定性について、その分散関係、成長率等を求めると、

$$\gamma \approx \frac{k_{\parallel}}{\beta} \frac{\hat{u} \cdot (\hat{e} \cdot \nabla \hat{e})}{(k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2) V_A} \omega_{di}, \quad \omega_{di} \text{ はイオンの平均ドリフト周波数。}$$

第 II 会 場

(II - 1 ~ II - 64)

Winds measured by a UHF Doppler radar and rawinsondes:
Comparisons made on twenty-six days (August-September 1977)
at Arecibo, Puerto Rico¹

Shoichiro FUKAO, Toru SATO, Norikazu YAMASAKI²
Department of Electrical Engineering, Kyoto University, Kyoto 606
and
Susumu KATO
Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University, Uji 611

The upper tropospheric and the lower stratospheric winds measured by the UHF Doppler radar at Arecibo, Puerto Rico, on 26 days in August and September 1977 are compared with those deduced by the routine rawinsondes at San Juan, some 80 km east of Arecibo.

A fairly good agreement is obtained between the two overall wind profiles. The standard deviation between the two measurements is 4.9 m s^{-1} in the upper troposphere, and 3.3 m s^{-1} in the lower stratosphere. It is shown that most of the difference in the lower stratosphere can be explained by experimental errors, especially those of the rawinsonde. The spatial and/or temporal variations in the wind field seem to dominate the difference in the upper troposphere. These comparisons augment the growing evidence that UHF and VHF Doppler radar measurements of winds provide greater frequency and accuracy than the use of conventional rawinsondes.

¹ To appear in *Journal of Applied Meteorology*

² Now at Ibaraki Satellite Communication Center, Kokusai Denshin Denwa Co. Ltd., Takahagi, Ibaraki 318.

アレシボレーダーによる 成層圏大気波動の観測

前川 義之⁽¹⁾・深尾 昌一郎⁽²⁾・佐藤 亨⁽³⁾・加藤 進⁽³⁾・R. F. Woodman⁽³⁾

(1)京大工 (2)京大超電局 (3)アレシボ観測所

1977年と1979年に、京都大学とアレシボ観測所のグループにより、アレシボレーダー (18.3°N, 66.75°W; 送信周波数430 MHz; 先端送信電力~2 MW) を用いた下部成層圏及び上部対流圏 (高度5~25 km) の大気波動の観測が数回行われた。特に、周期が1日及び半日の大気潮汐波については、1~2日間の連続観測から得た東西風及び南北風のデータを最小二乗近似法により解析し、次の様な結果を得ている。

即ち、1日及び半日周期成分と、位相が南向きに位相し、平均の鉛直波長は5 km以下と大変短く、振幅は1~5 ms⁻¹程度と大きい。これらの値は、古典大気潮汐理論から導かれるモードとは著しく異なっている。従って、観測された潮汐波には、基本モードよりも励起源が不均一 (地面の陸海の分布などが原因) なる為に生じる高次のモードが卓越するものと考えられた。

ところが、今回、1981年3月に行われた約40時間にあたる連続観測のデータを、風速の鉛直構造に着目して解析した結果、潮汐波の他に、鉛直波長の非常に短い波動が存在することが明らかになった。図1は、約2時間毎に得られた東西風の観定値から、各高度の時間平均値を引き取り、さらに高度方向にフィルターをかけ、鉛直波長が5 km以下の成分を抽出した結果である。ただし、陰影を施した部分の風向は東向きで、等速度線間隔は1 ms⁻¹である。同図から、高度15~20 kmの対流圏界面付近に、周期36~48時間、鉛直波長2 km程度の波動がはっきり認められる。この波動は、潮汐波よりも周期が長いことから、横性重力波あるいは混合ロスビー重力波などの赤道アラネタリー波の一種と予想される。

講演では、これらの赤道アラネタリー波の特性について、詳しく論じる。また、過去の観測例との比較を行ない、従来報告されている鉛直波長の非常に短い潮汐波についても、改めて検討を加える予定である。

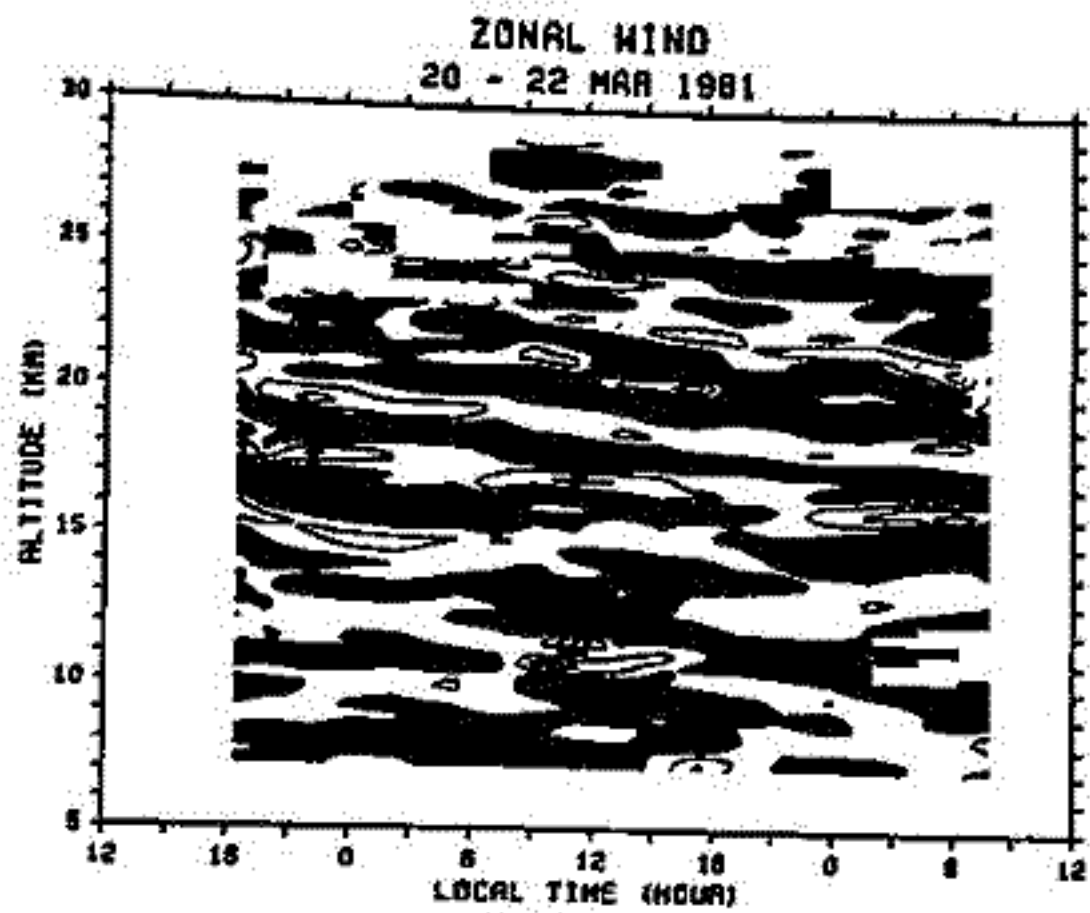


図1. 1981年3月に観測された東西風に見られる、鉛直波長が5 km以下の大気波動。陰影を施した部分の風向は東向きで、等速度線間隔は1 ms⁻¹。

Rei Ito, Toshitaka Tsuda, Takehiko Aso, and Susumu Kato

Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University

Long period wind oscillations in the upper atmosphere have attracted our attentions for these years. One of the most remarkable phenomena is a two-day wave, on which we have reported more than once at the meeting. There also exist other long period waves in the meteor zone which play important roles in the upper atmosphere dynamics. Some of them are identified to be planetary waves with periods of several days, and others are due to annual or semi-annual general circulation.

To analyze these long period oscillations, a long-term observation is required whose period is longer than those of the waves we consider. At Kyoto Meteor Radar, routines (2 - 4 days of observations) and long runs (10 days - 2 weeks) including CTOP campaigns have been carried out. Table 1 lists the dates of these observations which enable the analyses of the waves with period of ~10 days. Groves' algorithm which is useful for tidal analyses can as well be applied to investigate these oscillations.

Also we can see annual scale oscillations in the monthly mean wind field as illustrated in Fig.1 (Aso and Vincent, 1980). In the figure a semi-annual and annual oscillations can be recognized in the meridional and zonal wind, respectively.

REFERENCE

Aso T. and R. A. Vincent 1980 *J.atmos.terr.Phys.* **44**,267

Year	Date	Note
1978	Jul 20 - Aug 7	CTOP
1979	Mar 13 - Mar 29	CTOP
	Jul 30 - Aug 15	
1980	Jan 9 - Jan 19	CTOP
	Mar 13 - Mar 26	CTOP
	Jun 5 - Jun 17	CTOP
	Jul 21 - Jul 28	
	Sep 3 - Sep 11	CTOP
1981	Mar 14 - Mar 29	
	Jul 29 - Aug 5	
	Aug 24 - Sep 4	
	Nov 18 - Nov 23	
1982	Mar 3 - Mar 18	
	May 3 - May 9	

Table 1 Dates of long-term observations.

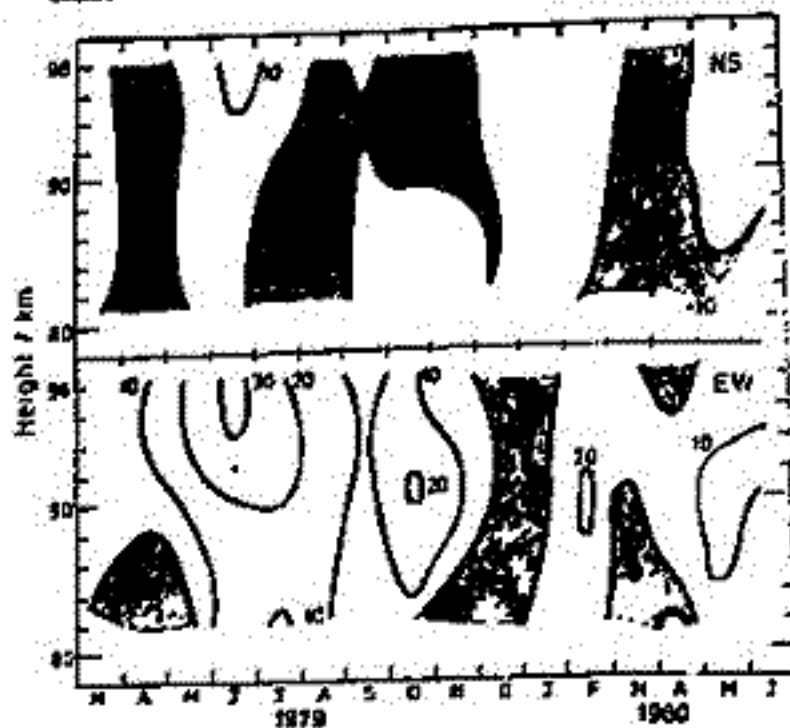


Fig.1 Time-height cross sections of the monthly averaged wind at Kyoto. The shaded areas indicate regions of westward and southward winds (Aso and Vincent, 1980).

中層・超高層大気における潮汐波・プラネタリー波
の数值モデリング (3)

麻生 武彦・加藤 進
(京大超高層電波研究センター)

In our previous paper (Aso et al., J. Geophys. Res., 86(A-13), 11388-11400, 1981), linear modeling of semidiurnal atmospheric tide has been carried out based on the algorithm given by Lindzen and Hong (1974) and Lindzen and Kuo (1969). The results show the sensitivity of tidal structure at meteor heights to some changes in thermal forcing and background zonal wind associated with latitudinal temperature gradient. In this, the latter quantities are relatively small, namely, $\epsilon \sim V/\omega a \sin\theta$ and also $T^{(0)}/A_e(z)$ are of the order of 10^{-1} ($T^{(0)}$: the latitudinally varying part of the temperature relative to equatorial profile $A_e(z)$, V : background wind, θ : colatitude, ω : earth rotation rate, a : earth radius), and terms of the order of ϵ^2 or higher have been neglected. These are certainly valid and efficient assumptions for tidal regime in manipulating primitive equations.

In the present work, further complication is to be taken into account by retaining all the terms relevant to V and $T^{(0)}$ in deriving a single second order partial differential equation for the geopotential perturbation Φ_1/ρ_0 from a set of primitive equations. This inevitably introduces by far more terms. Again, the new REDUCE-2 compiler version software developed by Dr. Y. Kanada has been used to treat the equation system, followed by subsequent revision of part of the original program. This work is expected to contribute to model linear and steady response of atmospheric waves of wider scope in a more rigorous way.

アレシボレーダーによるD領域物理量の観測 (Ⅲ) 太陽フレアに伴う変化

福山 薫¹⁾, 廣田 勇²⁾, 深尾 昌一郎²⁾, 前川 泰之²⁾, 加藤 進³⁾
1) 京大理 2) 京大工 3) 京大超高層電波

アレシボISレーダーによる下部電離圏(60-100 km)観測データを用いて, 中層大気上部領域の物理構造・力学現象, それらの変動と相互関連の観点から解析を進めてきた。今回は, 1980年8月の観測期間中に発生した太陽フレア前後のD領域諸物理量の変化について報告する。

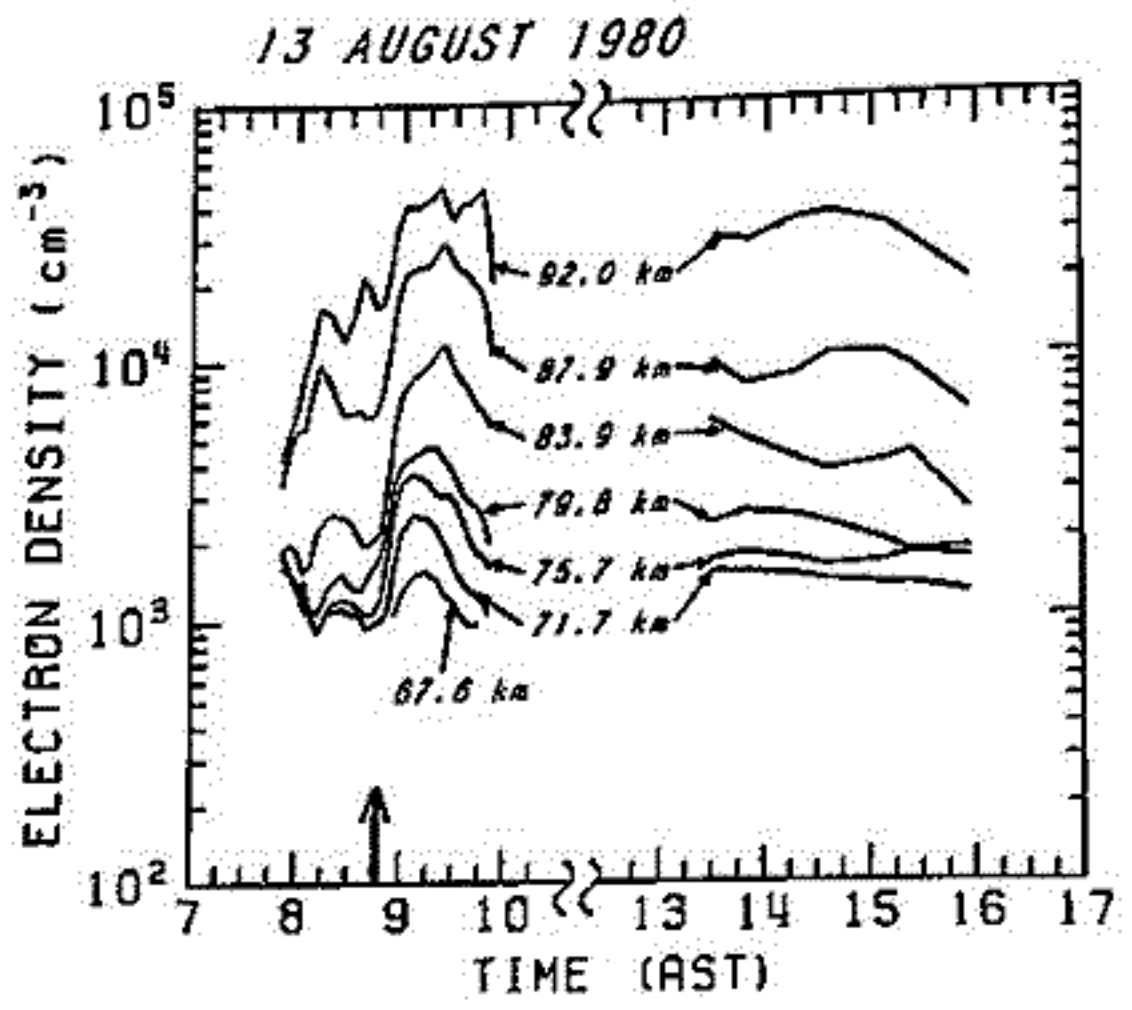
この太陽フレア時の Solar-geophysical data の一部を表1に示す。このフレアは, H_α・X線強度に肉しては中程度のものである。しかし太陽電波バーストは最大級であり, その継続時間も長かった。また, このフレアに伴うSIDも顕著であった。

表1図は, この日のアレシボISレーダー観測で得られたD領域電子密度の時間変化である。フレア発生後10~30分以内に, 各高度における電子密度は5~10倍程度増加した。残念ながら, フレア発生後1~4時間の観測データはないが, この日の午後には電子密度はほぼ静穏な状態に戻ったようである。しかし, ISスペクトルから同時推定した中性大気密度の解析結果によれば, フレア発生後から翌14日まで平均値より50%以上の密度増加が継続して認められた。また, 風系についても13・14日の両日に, 80km以上で風速が極端に小さくなるなどの異常が見い出された。このような変化は恐らくグローバルに生じていると考えられるので, エネルギー収支・運動量輸送などと関連させて解析を進めれば, 中間圏・下部熱圏の大気構造に肉して興味深い結果が得られるであろう。

表 1

Date	13 August 1980	
# Optical Importance	28	
# X-ray Classification	M3.9	
# Time of Start	1246 UT (846 AST)	
# Time of Peak	1307 UT (907 AST)	
# Duration	70 min	
# 2800 MHz Flux Events		
type	4768	30981
time of start	1248 UT	1311 UT
time of peak	1256 UT	1311 UT
duration	24 min	360 min
peak flux	1100.0	32.0
mean flux	303.0	8.1
# Sudden Ionospheric Disturbance		
importance	3	
time of start	1250 UT	
time of peak	1312 UT	
duration	90 min	
# Daily Indices for 13 August 1980		
adjusted 2800 MHz flux	193.3	
sunspot number (R _z)	172	
sum K _p	12	
A _p	6	

表 1 図



Gravity Waves and Kelvin-Helmholtz (KHI) Instability in the Middle
Atmosphere

S. Kato and T. Tsuda

Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University

Gravity waves (G.W.) are now considered to play an important role in the general circulation of the middle atmosphere. MST radars are powerful in the observation of G.W.'s, elucidating their various interesting behaviors. It has been found that the wind profile with height has sometimes such a small Richardson number as to initiate KHI, the critical situation which may result from a critical level interaction of G.W.'s with the local wind; at critical levels the wind is accelerated, steepening the vertical gradient, decreasing Richardson number beyond $1/4$. The process would be essential for producing turbulence in the middle atmosphere. The present approach, however, is linear, attempting to find possible initiation of the process, estimating the linear growth rate and frequency. We follow fairly closely Klostermeyer's approach in 1980 (J.G.R., 85, 2829).

Coupling coefficients between gravity waves and dissipative waves (2)

中山泰雄 · 前田佐知子

京大理 京産大・計算機科学研究所

熱圏高度の非一様大気中に伝播する大規模大気重力波を取り扱う際には、*dissipative waves* (粘性波) も考慮した場合、各 mode 間の *mode-coupling* が無視できなくなる。前回の学会講演で *dissipative wave* として粘性波をとりあげ、重力波 (*upgoing, downgoing*) と粘性波 (*upgoing, downgoing*) との *mode-coupling* の大きさを、固有値との比較で定量的に評価した。下図に示すように、結果は次の様になる。

- ① *critical coupling* — 熱圏下部の急激な温度増加により、下向きに伝播する重力波を上方へ反射する (*downgoing gravity wave* と *upgoing gravity wave* の *coupling*)。
- ② 粘性による部分反射 — WKB 近似の適用限界を越える。 $\mu = 0$ (非粘性) から $\mu = \mu$ に増加するにつれて、重力波 mode 間 (*upgoing gravity wave* ↔ *downgoing gravity wave*) の *mode-coupling* が増大し、熱圏上部では *coupling* の結果が固有値に比較して無視できなくなる。

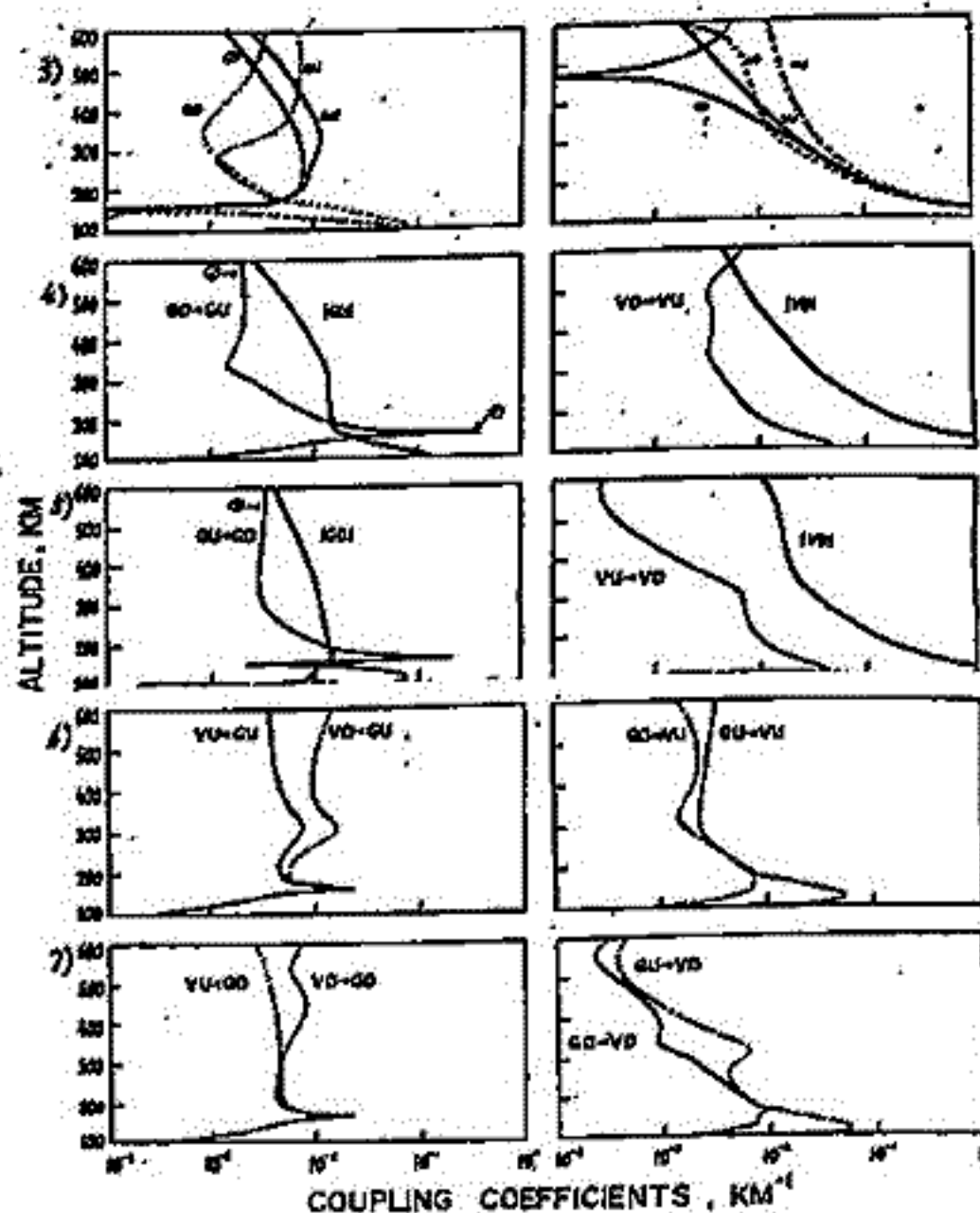
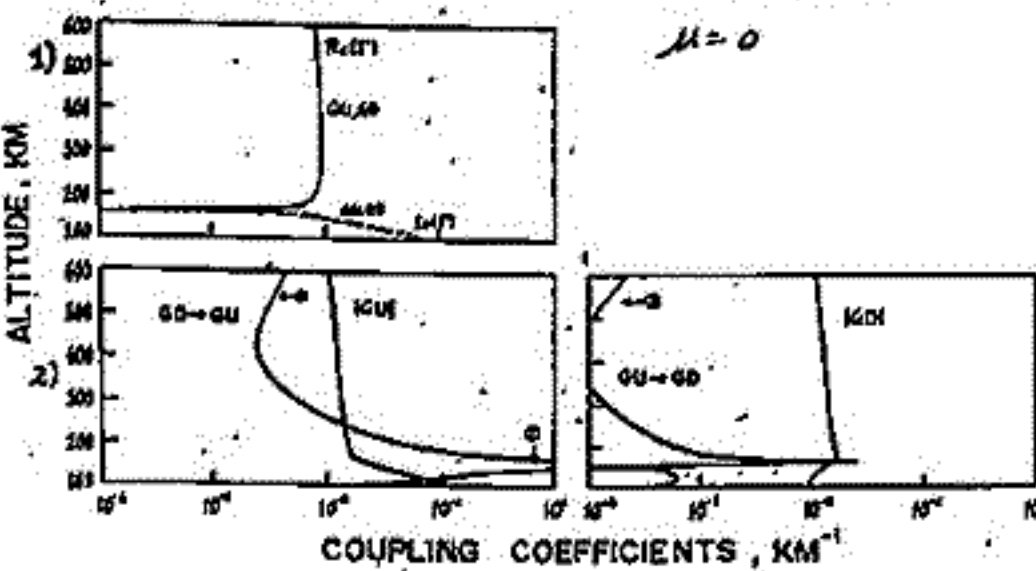
熱圏上部では、粘性と同時に熱伝導もエネルギー一般論初歩として重要な要素を占める。そこで今回、*dissipative wave* として粘性波と熱伝導波を同時に考慮した場合の、重力波 (*up-, down-*)、粘性波 (*up-, down-*)、熱伝導波 (*up-, down-*) の 6 個の *mode-coupling* を固有値との比較で議論する予定である。

$V_0 = 400 \text{ m/s}, \tau = 60 \text{ mA}, \mu = \mu$

$V_0 = 400 \text{ m/s}, \tau = 60 \text{ mA}$

WKB's equation

$\mu = 0$



1), 3) H 固有値 ($\frac{1}{2H}$ で補正, H: 密度スケールハイト) による coupling coefficients.
 G: 重力波, V: 粘性波
 U: upgoing wave, D: downgoing wave

大気モデルは CIRA 1972 $T_0 = 1000^\circ\text{K}$ を用いる。

Numerical Calculation of Gravity-Wave Equation With A Full Wave Method (1)

前田佐和子

・中山泰雄

京産大・計算機科学研究所

京大理

前回の学会講演^{(1),(2)}に於て、大規模な大気重力波の伝播に際しては熱圏上層部(高度数百km以上)に、重力波の上向きと下向き伝播波の間の coupling が無視できない程度のものである。従って ray theory や WKB 法の適用が必ずしも正当化されない事、熱圏の 250~400km 領域が大規模重力波に対して導波管構造を示すことを報告した。

上記の結果の妥当性について定量的に評価するため、今回は Full Wave 法による数値解を求めた。散逸機構として粘性のみを考慮し、4次の変数係数型微分方程式の数値解を求めた。方程式系は(2)で示して置く。使用した Full Wave 法は、電離層の電磁波伝播の計算に於て開発された Inoue and Hosowitz (1966)⁽³⁾による方法と同じである。計算方法の主な特徴を以下に挙げる。

(1)連立1階微分方程式

$$\frac{d\vec{U}}{dz} = \vec{T}(z) \cdot \vec{U}, \quad \vec{U} = \begin{pmatrix} u \\ w \\ \psi \\ \phi \end{pmatrix}$$

$$\psi = du/dz$$

$$\phi = dw/dz$$

u: horizontal velocity

w: vertical velocity

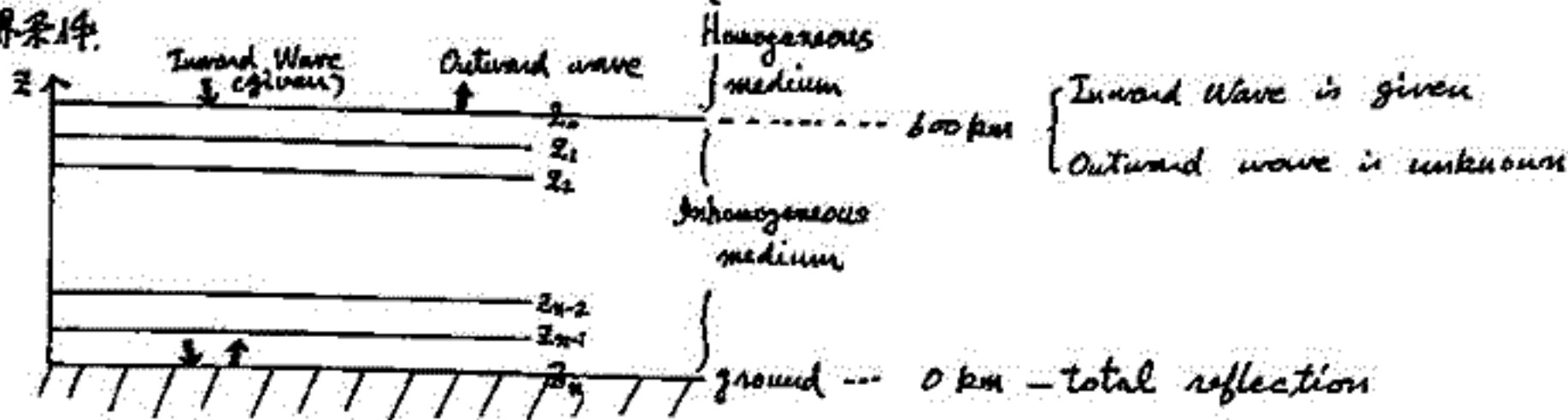
4次元伝播行列 \vec{T} の行列要素中に T (温度), H (スケルミット), ν (動粘性係数), ρ (重力加速度)の高度依存を含む。

(2)高度変化する非一様大気を多数の一樣な水平層(z_0, z_1, \dots, z_n)に分割する。さらに、1つの層内(z_k, z_{k+1})における行列 \vec{T} は、高度変化すると考え、 z の3次関数で近似する。

$$\vec{T}(z) = \vec{T}_0(z_k) + \vec{T}_1(z_k) \cdot (z - z_k) + \vec{T}_2(z_k) \cdot (z - z_k)^2 + \vec{T}_3(z_k) \cdot (z - z_k)^3 \quad \text{at } (z_k, z_{k+1})$$

(3)非一様媒質中での積分に際して4つの解の間の線型独立性を保持するため、各層毎に解の線型結合を行っていわゆる numerical swamping を避ける⁽³⁾。

(4)境界条件



(5)大気モデル

0~90km (US standard atmosphere 1976), 90~600km (CIRA1972, $T_0 = 1000^\circ\text{K}$)

参考文献

- (1) 前田・中山 日本地球電磁気学会 71 回講演予稿集
- (2) 中山・前田
- (3) Inoue and Hosowitz 1966 Radio Sci. 1 957.

PROPAGATION OF GRAVITY WAVES LAUNCHED BY AURORAL CURRENTS

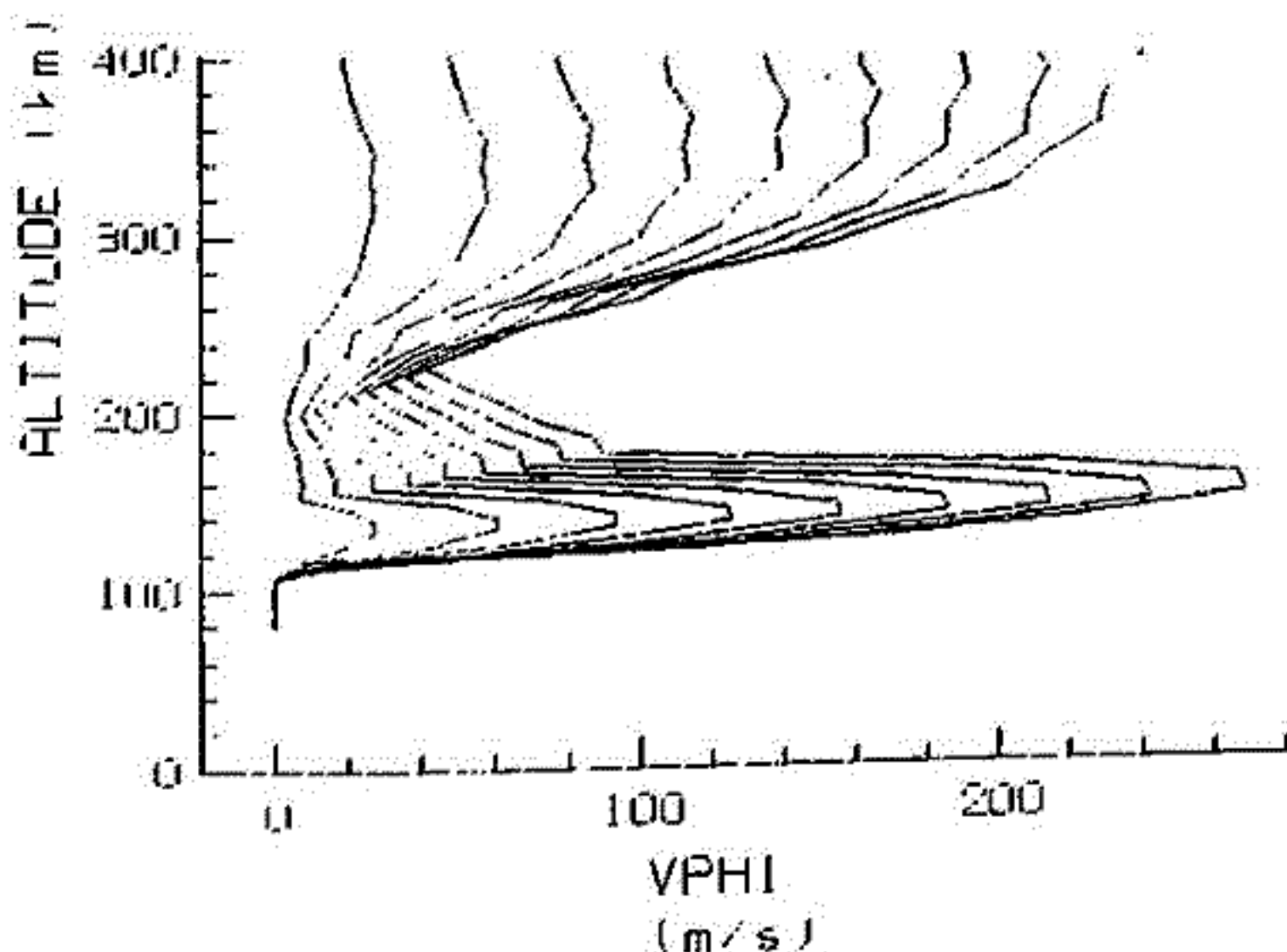
T. Teuda, H. Tahara and S. Kato

Radio Atmospheric Science Center, Kyoto University

Many authors have been examined various sources of the internal gravity waves in the middle atmosphere. Some of them below the meteor region are mean-wind shear instabilities and meteorological disturbances in the troposphere (typhoon or thunderstorm). Others above are the Joule heating and the Lorentz force in the auroral region. Meteor radar observations at Kyoto have detected the gravity waves with relatively long periods (>2 hrs) whose amplitude was enhanced in November. It seems that gravity waves observed by the Kyoto meteor radar propagated from the auroral region, according to the comparison study of their properties with those for the LS-TID observed in the ionospheric F-region. Richmond and Matsushita (1975) calculated the generation mechanism and propagation properties of gravity waves in the auroral region. It is interesting that time variation of their wind profile is analogous to our observational results, although they considered the waves in the ionospheric F-region. Because they assumed the lower boundary such that all waves vanish at 80km in altitude, so their results are not well applicable to our observations at meteor heights (80-105 km). We tried to follow the simulation done by Richmond and Matsushita, and modified it suitable to our observations. Comparison of the simulation with observations will be done by use of meteor radar data. Figure 1 shows a height profiles of the perturbed eastward wind velocity at 70 N in latitude.

Richmond, A. D. and S. Matsushita, Thermospheric Response to a Magnetic Substorm, *J. Geophys. Res.*, 80, 2839, 1975.

Fig.1 Variation of height profiles of the eastward wind velocity at 70 N in latitude. Each line is plotted every 2.5 minutes after the enhancement of the auroral current.



大気重力波のF層応答における プラズマ拡散の効果

柴田 高, 奥沢隆志
(電通大)

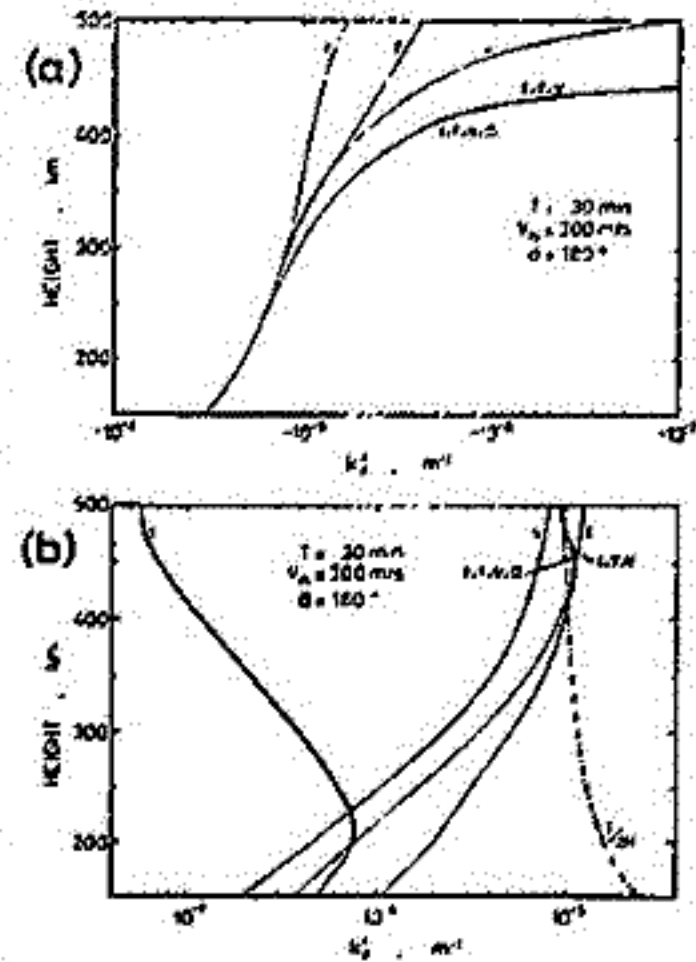
大気重力波のF層応答を評価する場合、プラズマ拡散の効果を見逃すことは、Testud and Francois⁽¹⁾, Clark et al.⁽²⁾ および Davis⁽³⁾等によってすでに指摘されている。しかし彼らの計算では、いずれも、大気重力波の波動パラメータを独立既知の解として与えて入力とし、拡散項を含んだ電離大気の連続式を解いて電子密度変動を評価するものであり、中性大気と電離大気間にフィードバックの効く統一系として処理されているわけではない。

筆者らは、大気波動を記述する式とイオンの連続式に、共にプラズマ拡散(両極性拡散)項を付加し、それらの連立解を求めることによって、自己無撞着的に、大気重力波のF層応答におけるプラズマ拡散の効果を検討した。

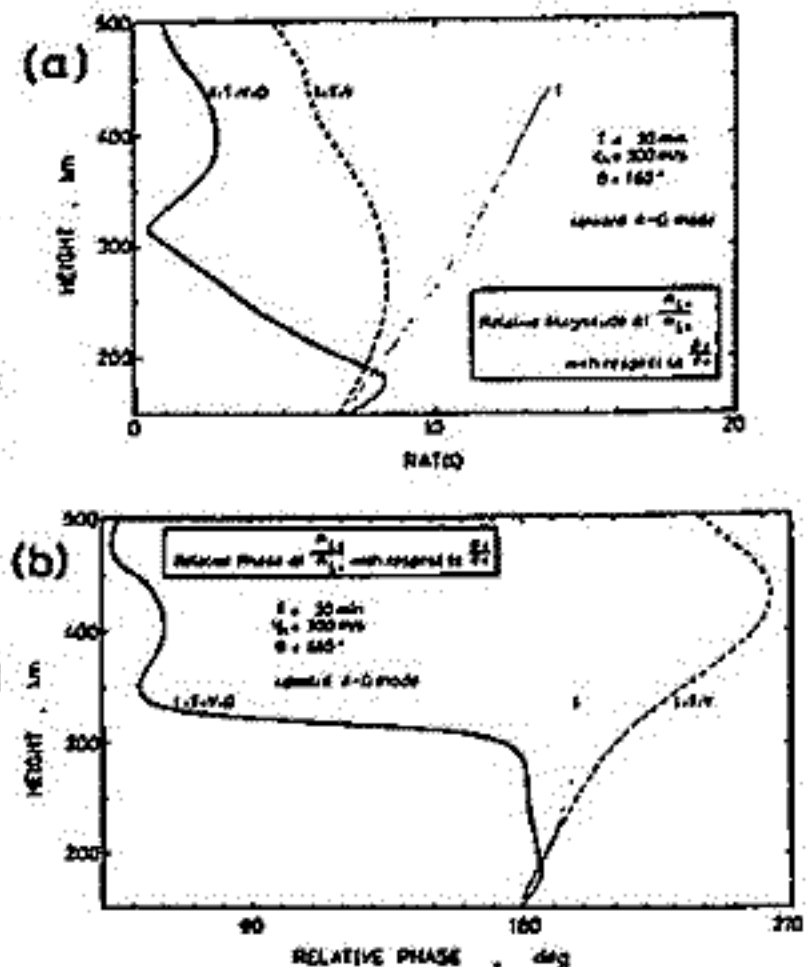
紙面の都合上、基礎方程式および解析手法の詳細は省略する。基礎方程式は、線形化操作を経た後、20個の擾動パラメータ(大気密度、温度、速度、...等)に関する連立微分方程式に変形される。各擾動パラメータが水平方向に調和型であると仮定すれば、高さ方向の微分のみが残り、平面成層の熱圏を想定すれば、固有値問題に帰着でき、10組の固有値と固有ベクトルがその特解として求められる。10組の特解は、5種類の波動モード(音波-重力波、熱伝導波、正常および異常粘性波、そして、プラズマ拡散効果によるいわば拡散波)の、それぞれ上方、下方伝搬波に対応している。得られた固有値は、各モードの高さ方向の複素波数に関連しており、固有ベクトルは、各モードに対する20個の擾動パラメータの相対複素振幅を表すベクトルである。

数値解析結果の一創を図1, 2に示す。共に上方に伝搬する音波-重力波モードに関するものであり、図1は複素波数 k_z の高度変化を、図2は、いずれも相対擾動量としてイオン数密度 n_i/n_0 および大気密度 ρ/ρ_0 の振幅比と相対位相の高度変化を、それぞれ表している。図中、効果として、Iはエアドラッグ、Dはプラズマ拡散、T、Vはそれぞれ熱伝導、大気粘性を、考慮に入れた場合を示している。

結論として、プラズマ拡散効果は、中性大気波動の波数 k_z にはほとんど影響を及ぼさないが、大気波動に対する電離大気の応答という観点からは、特にF層上部で、大きな役割を果たしていると言える。



< 図 1 >



< 図 2 >

- (1) Testud and Francois ; J. Atmosph. Terr. Phys. 33, 765, (1971)
- (2) Clark et al. ; J. Atmosph. Terr. Phys. 33, 1567, (1971)
- (3) Davis ; J. Atmosph. Terr. Phys. 35, 929, (1973)

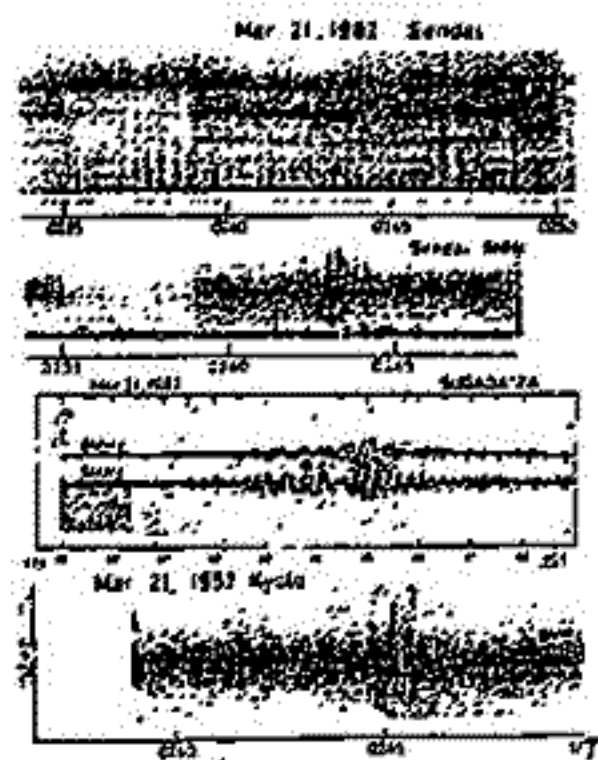
浦河沖地震に伴う電離層じょう乱のHFD観測

HFD観測網グループ

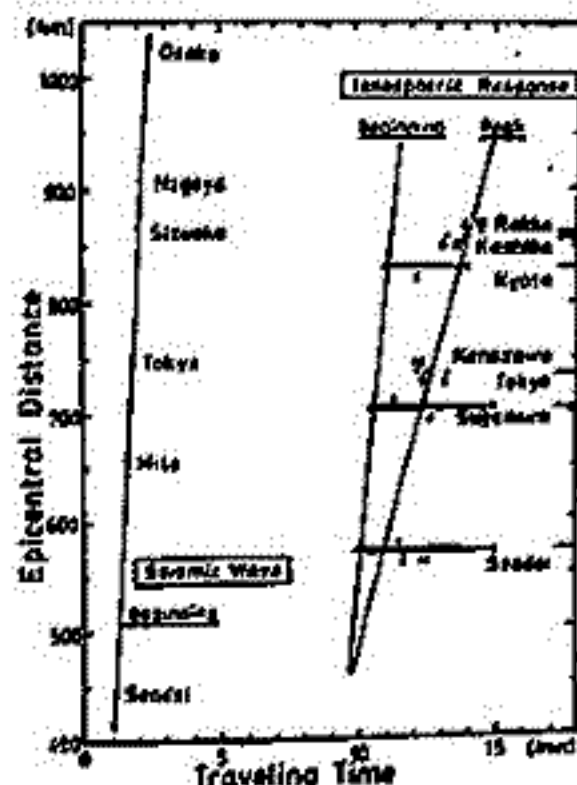
— 文責: 一ノ瀬珠美(同大工), 奥沢隆志(電通大)

浦河沖地震(82年3月21日11時32分JST: 42°04'N, 142°36'E 深さ約40km; M=7.1)に起因すると考えられる電離層じょう乱が, 我が国のHFD観測網で検出された。震央距離が数千kmに及ぶ場合のHFD観測の例は, これまで米国から報告されているが, 数百kmのオーダー(いわば近傍界)で, しかも同時多点観測されたのは, 今回が初めてである。

図1に代表的な3点の記録例, 表1に他の局も含めた関連データをまとめて示す。図1に見られるように, 変動の卓越周期は数十秒であることから, Acoustic modeの大気波動が考えられる。図2には, 地震(上下振動成分)の各地での初発時刻, 電離層じょう乱の初発時刻並びに最大振幅時刻に関する, 最小二乗法による走時曲線(それぞれの勾配は, 7.7, 7.2, 2.6 km/s)を描いてある。これらのデータから, 地震によるRayleigh waveの地表面伝搬の過程で大気Acoustic waveが励起され, これが大気中のFiltering効果を伴って電離層へ伝わりというシナリオを考えるのが筋道であろう。また, 近距離現象であるため, 震央近くでの大気Acoustic waveの直接励起も考えられる。電波の反射点下付近のSeismogramsとHFD記録とを詳しく対応させ, 大気Acoustic waveの励振と伝搬に関する機構について調べていきたい。



<図1>



<図2>

<表1>

(a) Station	(b) Coordinates of (a)	(c) Distance (km) from Haxaki	(d) Coordinates of Reflection Pt. of JJY-Signals	(e) Epicentral Distance (km) of (d)	(f) Time (min) of Maximum Amplitude			Remarks
					Beginning	Ending		
Sendai	38.27°N 140.87°E	248.5	37.22°N 140.34°E	571.6	9.9	11.0	13.8	5 MHz
					10.4	11.6	15.1	8
					10.4	11.2	15.1	10
Kanazawa	36.55°N 136.68°E	286.7	36.35°N 138.27°E	736.6		12.4		10
Sugadaira	36.52°N 138.32°E	142.2	36.35°N 139.09°E	704.3	10.5	11.8	13.0	5
					10.5	13.0	14.7	8
Tokyo	35.51°N 139.52°E	80.6	35.85°N 139.69°E	726.0		12.5		5
						13.3		8
Kyoto	35.03°N 135.76°E	390.8	35.51°N 137.81°E	830.8	11.0	13.2	14.0	8
Nokko	34.67°N 135.17°E	456.2	35.41°N 137.51°E	861.9		14.0		8
						14.5		10
Kashiba	34.51°N 135.67°E	422.2	35.33°N 137.76°E	858.5		13.3		8
						13.9		10

Note: Time in (f) means the time elapsed from earthquake generation.

浦河沖地震によるHFドップラー変動

長沢親生, 岡保真, 糟谷積

(都立大学・工学部)

今年の2月にHFドップラーの観測を始めて以来, 定常的な観測を行っており, 最近磁気テープに記録する方法に加えて, リアルタイムアナライザーの自作を行い, 平行して観測に使用している. このリアルタイムアナライザーは地震によるHFドップラーの影響などのような短周期の現象を高い精度でリアルタイムに測定することを狙ったものであり, サンプリング時間10秒で, 約0.01Hz (5MHzにおいて) の測定精度を得るものである.

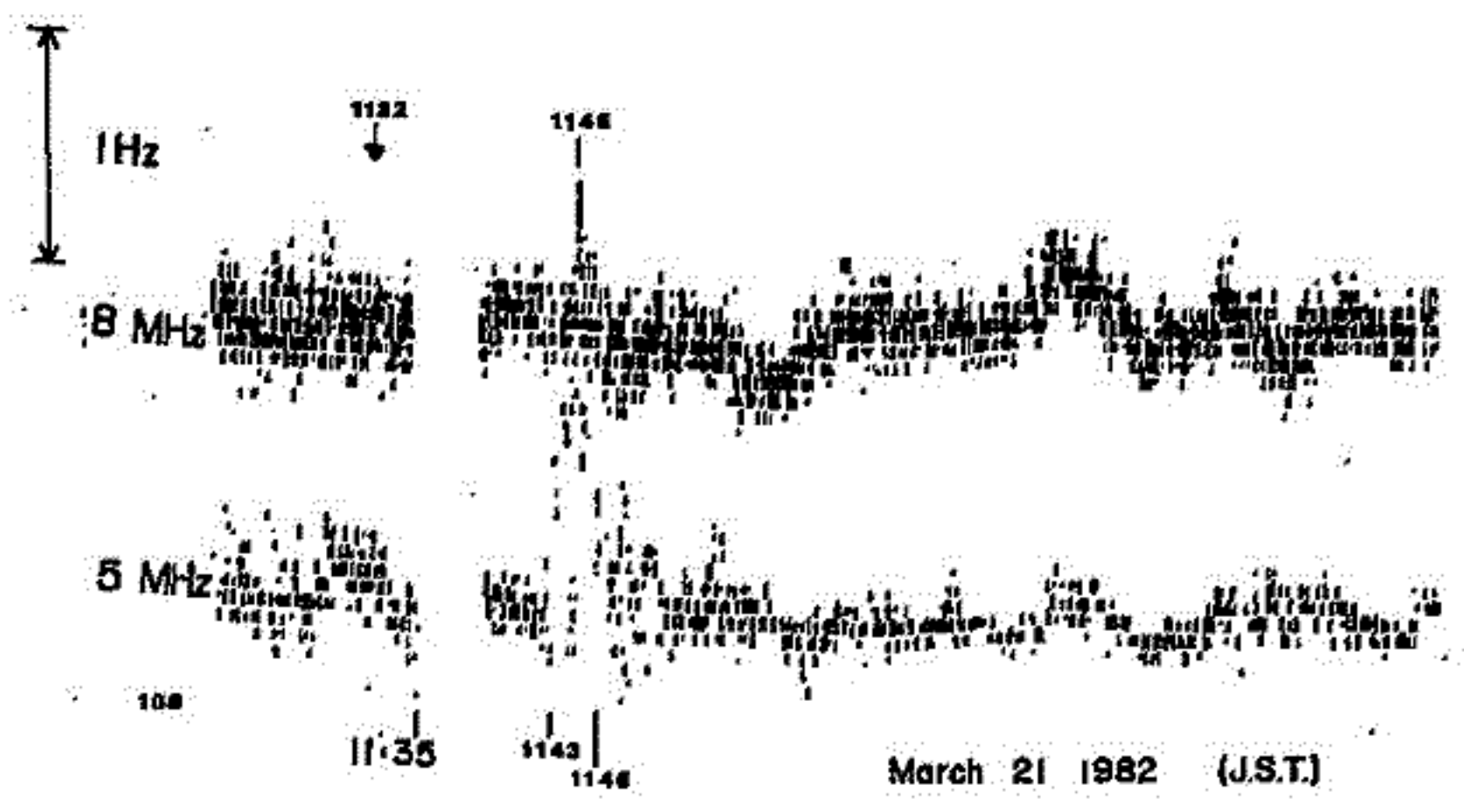
去る3月21日 AM 11時32分に発生した浦河沖地震は, M7.3と発表されたが, 我々のHFドップラーリアルタイムアナライザーには, 下図のように記録された.

測定結果をまとめると

- (1) 5MHzと8MHzに Δf の正の方に変動が現われるが, 5MHzに早く現われ, 振幅が8MHzに比べて大きい.
- (2) 5MHzではAM 11時43分ごろから大きい振幅で周期約30秒でAM 11時46分まで続く, その後振幅は振動減衰する.
- (3) 8MHzではAM 11時44分ごろに0.8Hz (P-P) くらいの高周波振動が突然現われて消える.

浦河沖地震以外の中小地震についても現在データを整理中である. これらを詳細に調べることにより, Rayleigh波とAcoustic waveの伝播機構についての解明の糸口が得られるものと思われる.

我々の受信点は, J J Yの送信点との直線距離が65kmという近さにあり, Δf の獲り経路Lが短いために Δf は局所的な電離層現象を反映するものと思われる.



前田 坦, 亀井豊永, 家森俊彦, 荒木 敏
 京都大学・理学部

赤道近くで見出した ΔD 異常(図1)についての初期の結果は Geophy. Res. Lett. Vol. 9, No. 4, pp. 337-340 (1982) に示されている。その後得られた主なことがらは次のようである:

- ① ΔD Range ($\Delta D_n + \Delta D_s$) は高度500kmで約3nT, 350kmで約30nTのように、高度減少とともに急速に増大する。
- ② ΔD_n ピークと ΔD_s ピークの緯度幅(ΔL)は ΔD Rangeとともに増大する。しかし、その高度変化はそれほど大きくはない。
- ③ 経度270-340°の子午面内での ΔD 構造(主磁場からの変動)は図2に示すように、この等 ΔD 線を等電流線とみると、電流は磁力線にほぼ直角に流れているようである。
- ④ ΔD Rangeの経度変化は、図3にみられるように、主磁場強度の逆数の経度変化によく似ており、電離層の電気伝導度の変化の反映とみられる。
- ⑤ 高度450km以上および以下での平均的な ΔD 構造の水平分布は図4に示すように、特徴的な ΔD 構造は450km以下にみられ、それ以上では ΔD_s が主とみられる。
- ⑥ 原因は別の講演でのべる。

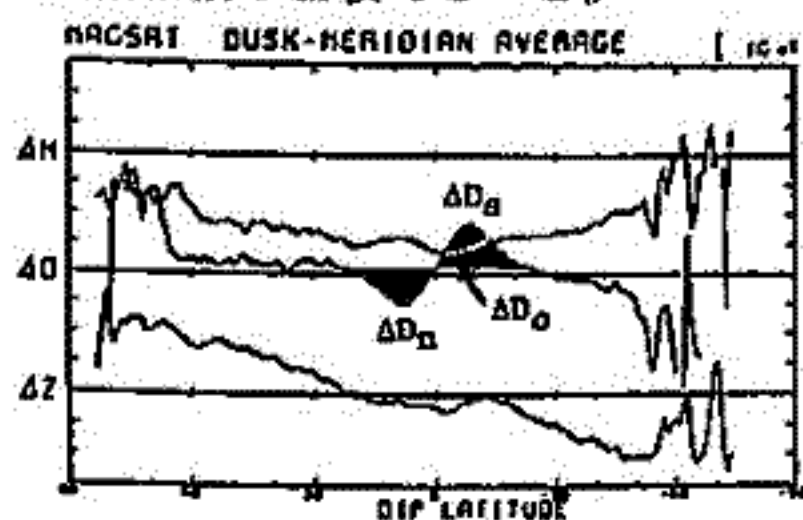


図1 赤道地帯での偏角異常
 ΔD_n は負, ΔD_s は正

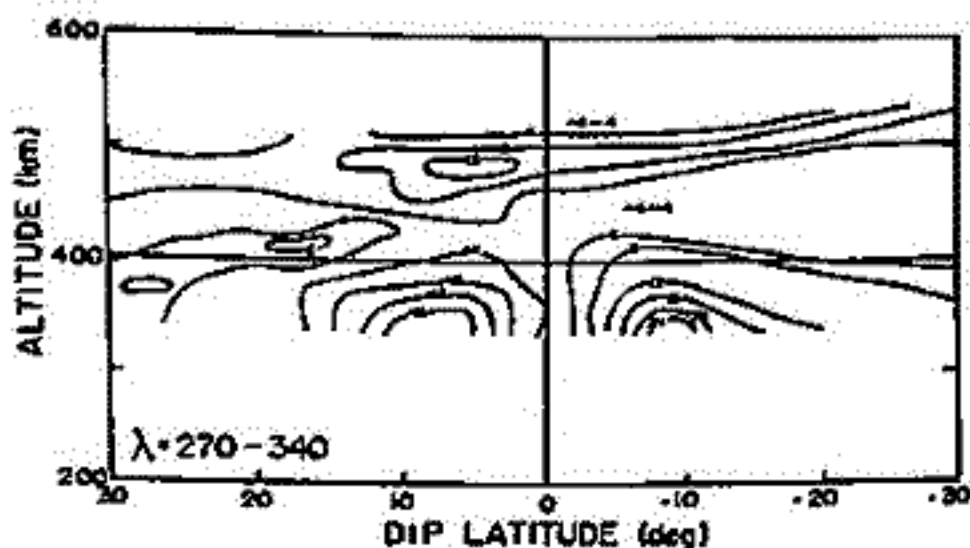


図2 ΔD の子午面内での構造 (nT)

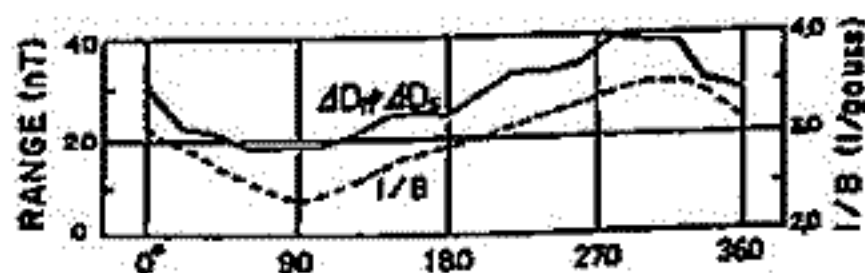


図3 ΔD と $1/B$ の経度変化。

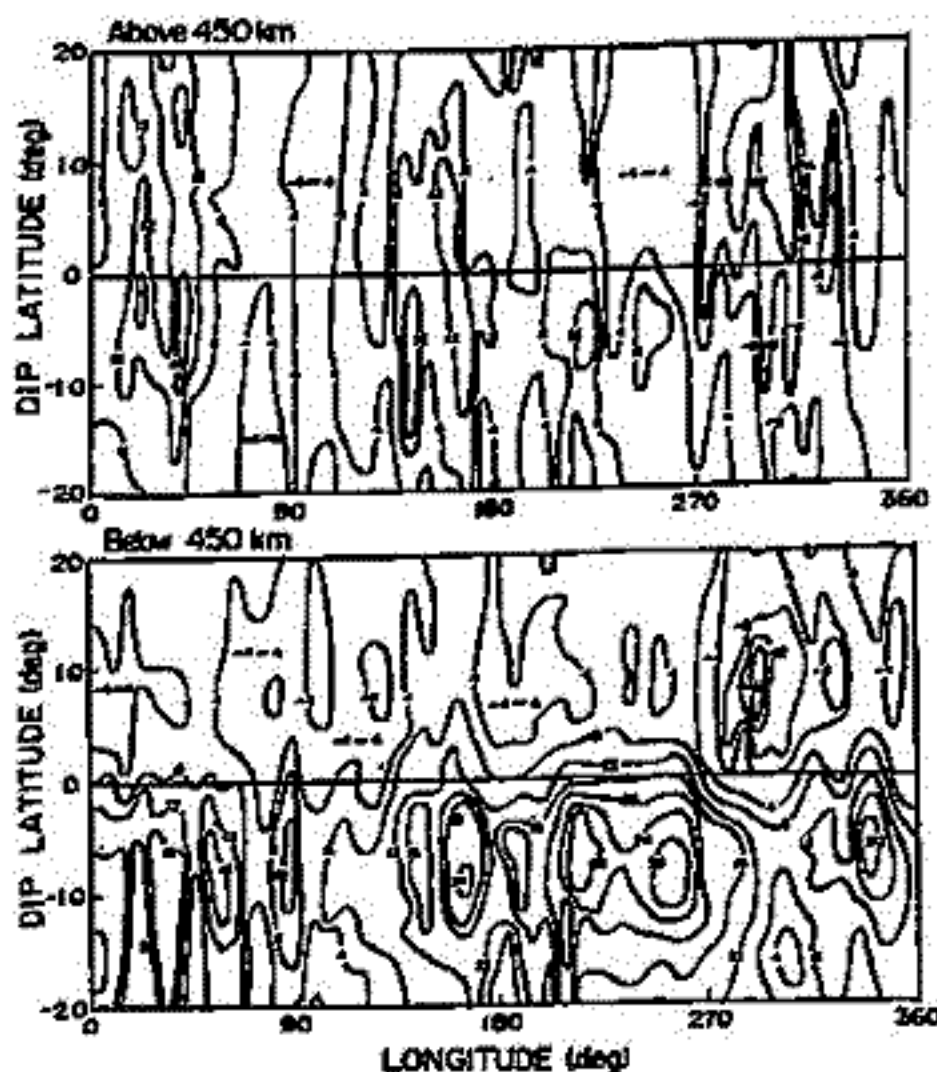


図4 ΔD の水平面内での構造 (nT)

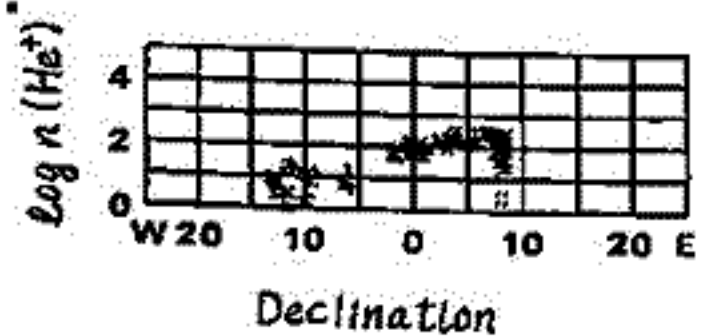
ISS-bによる He⁺ 密度の磁場偏角効果

宮崎 茂, 小川忠彦 (電波研 平磯)
巖本 巖, 森 弘隆, 佐川永一, 水津 武 (電波研)

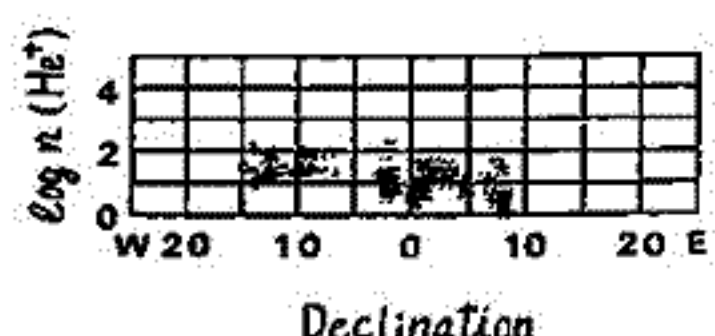
1963年 Eyfrig は F2層の臨界周波数の日変化の形が地磁気偏角の値によって変わることを発見した。その後、F2層のみならず、上部電離層の密度、電子温度さらに Irregularity の発生等についても地磁気偏角効果があることが調べられている。ここでは ISS-b の質量分析器によって得られた高度約 1100 km における He⁺ 密度の世界分布において磁気赤道付近で著しい He⁺ 密度の磁場偏角による依存性があることが見いだされたので、その季節変化、時刻変化特性を中心に述べる。

図1 (a), (b) は dip latitude ±5° 以内の He⁺ 密度観測データと6月期および12月期についてプロットしたものである。縦軸は log n (He⁺) を示し、横軸は地磁気偏角を示す。季節によって He⁺ 密度の偏角による依存性が逆になることが判る。この関係を直線で近似すればその勾配が逆転する。図2 (a), (b) は上述の直線の勾配(密度の偏角依存性)の時刻変化および月変化を示したものである。図(a)において6月期と12月期とでは位相が逆であり、夜間と昼間の勾配が逆になっていることも判る。但し昼間の勾配の大きさの絶対値は小さい。また図(b)では地方時12時と00時では位相が逆になっていることが判る。

さて偏角効果を惹き起す原因の一つとして熱圏大気温度の日変化によって生ずる中性大気風によるプラズマ流の寄与が考えられる。このプラズマ流の大きさと方向は中性大気風と磁力線との相対関係によって著しく変化する。これを適用すると、夜間における偏角効果は説明でき、その季節変化も説明できる。しかし日変化に関してはこれだけでは説明できない。

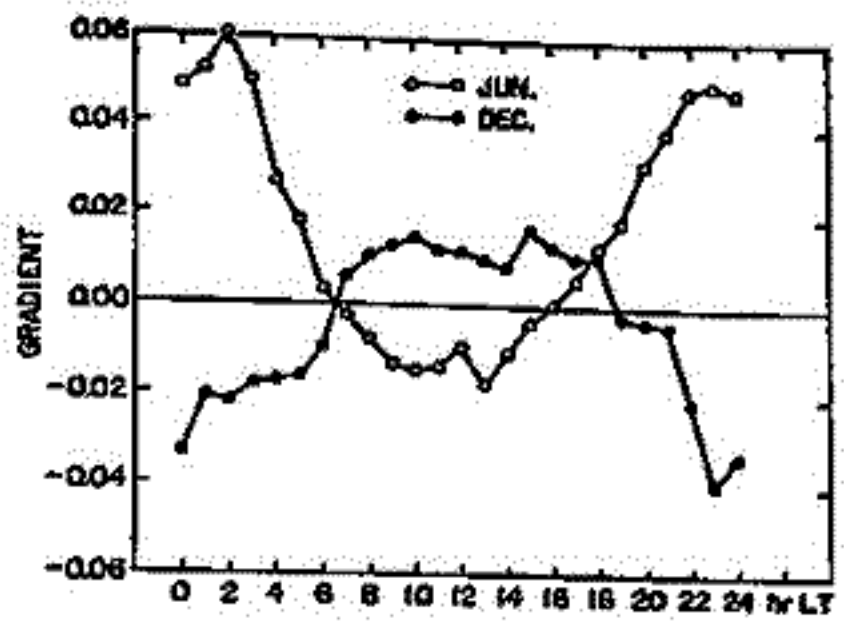


(a) 6月期

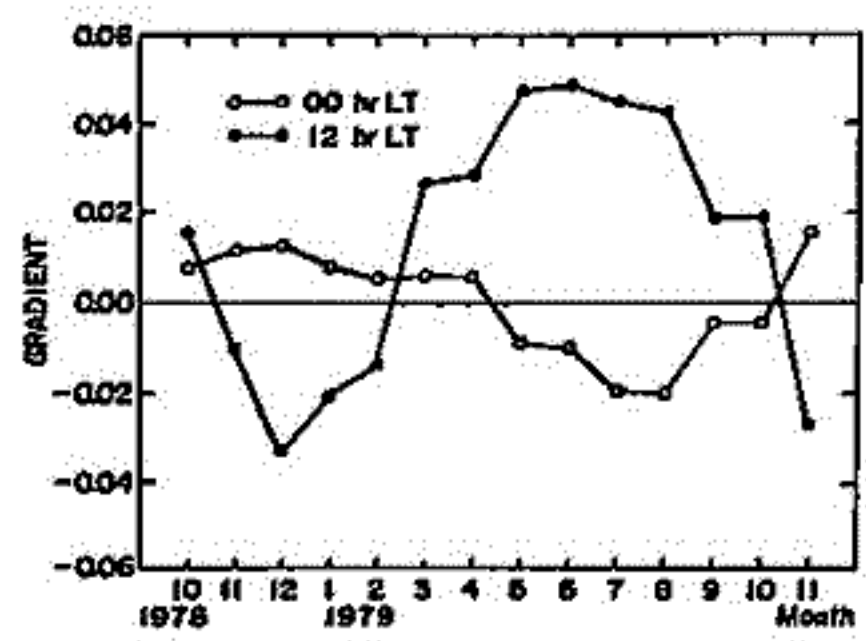


(b) 12月期

図1. He⁺ 密度の磁場偏角に対する関係 (-5° ≤ dip lat. ≤ +5°, 0 ± 1 hr LT).



(a) 時刻変化



(b) 月変化

図2. He⁺ 密度の磁場偏角特性.

高度 1100 Km における プラズマ・バブル の トップサイド・サウンダー観測

丸山 隆, 相京和弘
(電波研)

電離層観測衛星 (ISS-b) は、高度、約 1100 km、軌道傾斜角、約 70 度の円形に近い軌道を飛行している。ISS-b の各観測機器は、64 秒を 1 周期として時分割運用され、このうち、トップサイド・サウンダー (TOP)、正イオン質量分析器 (PIC) 及び プラズマ測定器 (RPT) の各観測データから、衛星高度、1100 Km まで上昇してきた赤道プラズマ・バブルの様子を知ることができる。ここでは、TOP で観測されたプラズマ・バブルについて、その特性を報告する。

In-situ スフォールド F 第 1 図は、夜間の赤道近辺でのイオノグラムの推移を示している。正常なトレースから始まり、衛星が磁気赤道に近づくにつれて、スフォールド・エコーを呈し、f_oF₂ 及び h'F₂ のイオノグラムで最も強くなる。その後、再び正常トレースへ戻っている。このとき、f_oF₂ 及び h'F₂ のイオノグラムでは、広い周波数範囲 (~4 MHz) で、パルス送信直後 (ゼロレンジ) から散乱エコーが見られる (in-situ スフォールド F)。これは、衛星が著しい電子密度の不規則構造域へ突入した事を示している。

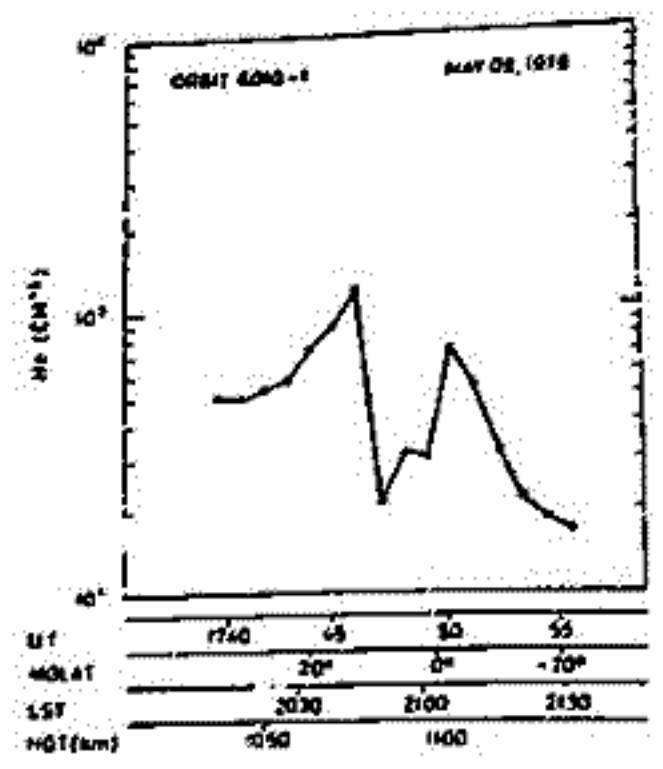
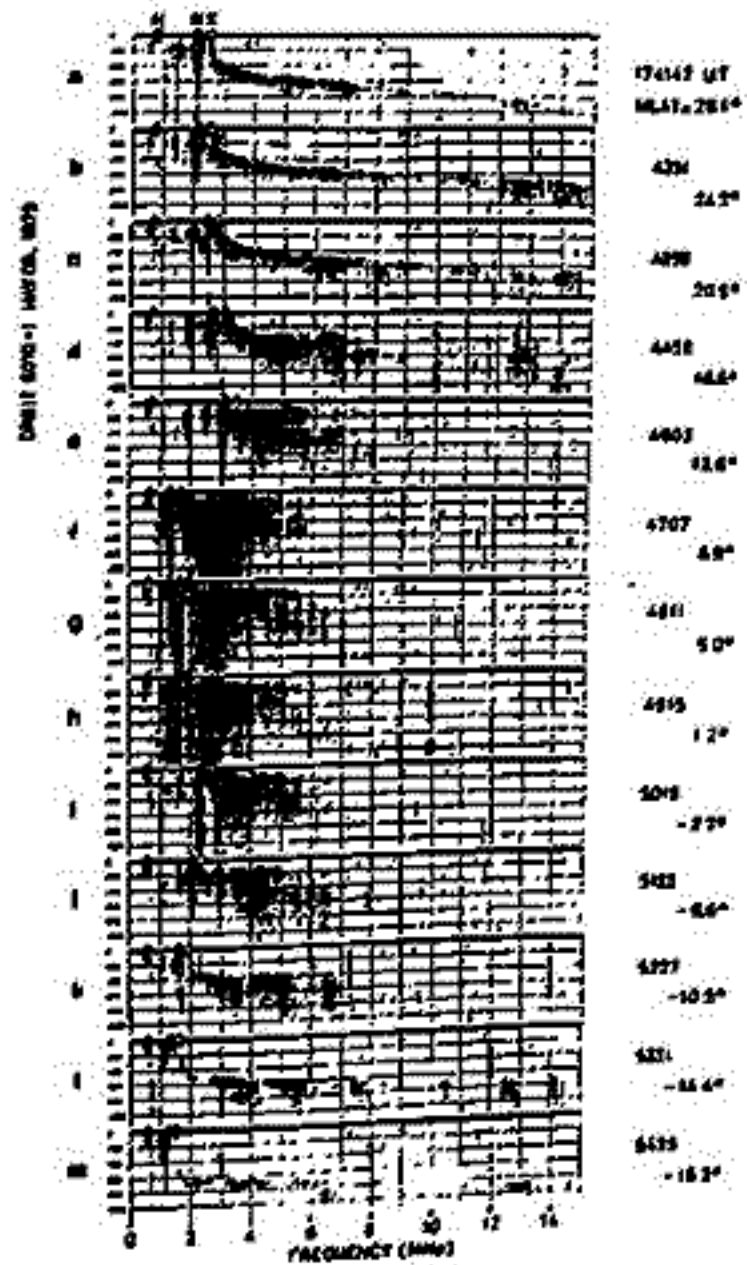
第 2 図は、同じイオノグラムから求めた衛星位置での電子密度変化で、磁気赤道付近で急激な密度の減少が見られる。その位置は、第 1 図に見た in-situ スフォールド F と対応する。即ち、f_oF₂ 及び h'F₂ で、衛星がプラズマバブルを通過した事を示している。

バブルの出現特性 観測されたバブルの中から、電子密度の減少比が 50% 以上の比較的規模の大きなものについて統計をとった。このようなバブルは、約 1,700 回回の観測から、いままでに 32 例確認されている。そのうち、約 80% は磁気緯度 10 度以内で観測されている。地帯時で見ると、真夜中前に約 80%、特に、20~22 時 LT の日没直後に約 60% のバブルが観測されている。これらバブルの季節-経度特性は、赤道スフォールド F (ESF) の発生特性と略一致し、北半球の冬季に大西洋地域で最も多く観測される。しかし、太平洋地域で、更に ESF の発生が多いにもかかわらず、バブルの観測数は少ない。

ISS-b の軌道高度、1100 Km におけるバブルの出現特性は、F 層下部でのバブル発生特性と同時に、バブルの浮上の背景となる上部電離層の電子密度の影響を強く受けていると考えられる。従って、この点を考慮して、得られた特性を解釈すべきであろう。

第 1 図 (右上) 衛星がバブルを通過した際のイオノグラムの推移。

第 2 図 (右下) バブル内外の電子密度。



高度 1,100 km でのプラズマバブル内の 電子温度と密度ゆらぎの観測

佐川 永一, 森 弘隆, 丸山 隆
(電波研究所)

電離層観測衛星(ISS-b)の Topside Sounder (TOP) は高度でプラズマバブルに穿入する電子密度の局所的な低下を観測した。この講演では TOP によってバブルが存在すると判断された周囲を中心に Retarding Potential Trap (RPT) の観測結果に基づいて報告する。バブル内の RPT の観測データは、そのプラズマが、① 周辺より低い電子温度、② 密度ゆらぎの存在、という特徴を持つことを示している。

電子温度の低下

右の図は Rev. 10067 の RPT の観測結果を横軸に時刻をとって示したもので矢印は TOP がプラズマバブルを観測した時刻を表す。そして電子密度も矢印の時刻に低下している。電子温度はやはり 215.46 V に周辺に比べて約 500 度低くなる。このように電子温度がバブル内で低下する例は TOP でバブルが検出された周囲の約 6 割であった。

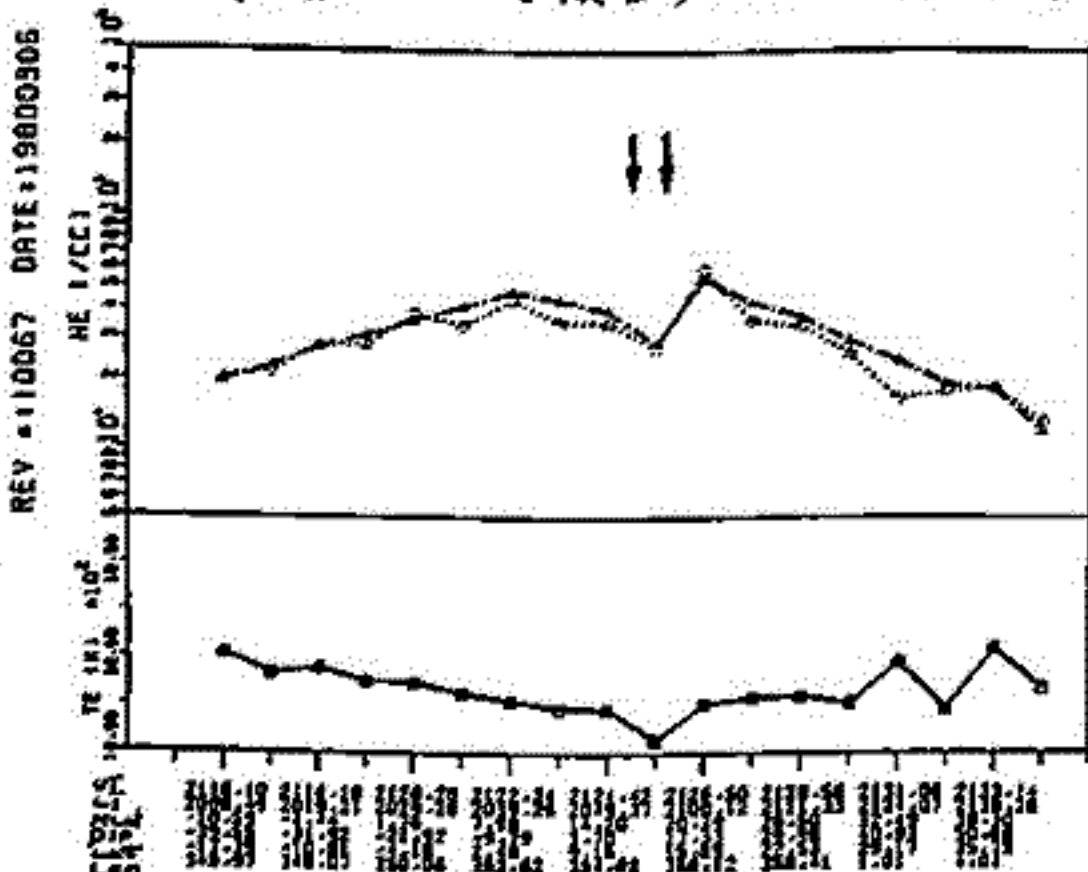


図1. 電子密度(上)と電子温度(下)

密度ゆらぎ

RPT は 1 秒間でイオンの電流-電圧特性を取得しているが、バブル内では I-V 特性に重畳して早い周期の電流のゆらぎが検出される例が多い。これは電子密度のゆらぎに対応すると考えられる。RPT のサンプリング周期は 1/28 秒なので、衛星速度が 7 km/s では 100 m 程度より長い波長の密度ゆらぎを検出できる。又、検出感度はゆらぎの相対振幅 $\Delta N_e/N_e$ の数パーセントである。そして TOP でバブルが確認された周囲の約 6 割で RPT に密度ゆらぎが観測された。下の図は Rev. 5261 で得られたバブルに伴う密度ゆらぎの例で、左側が生データを表し、その内の実線を示した部分をスペクトル解析した結果が右側の図である。この例では平均的な密度ゆらぎの振幅 ($\Delta N_e/N_e$) は約 10% であり、Power-law でスペクトルを表すと、傾きは -2.0 に近い値で、従来の観測と一致する。

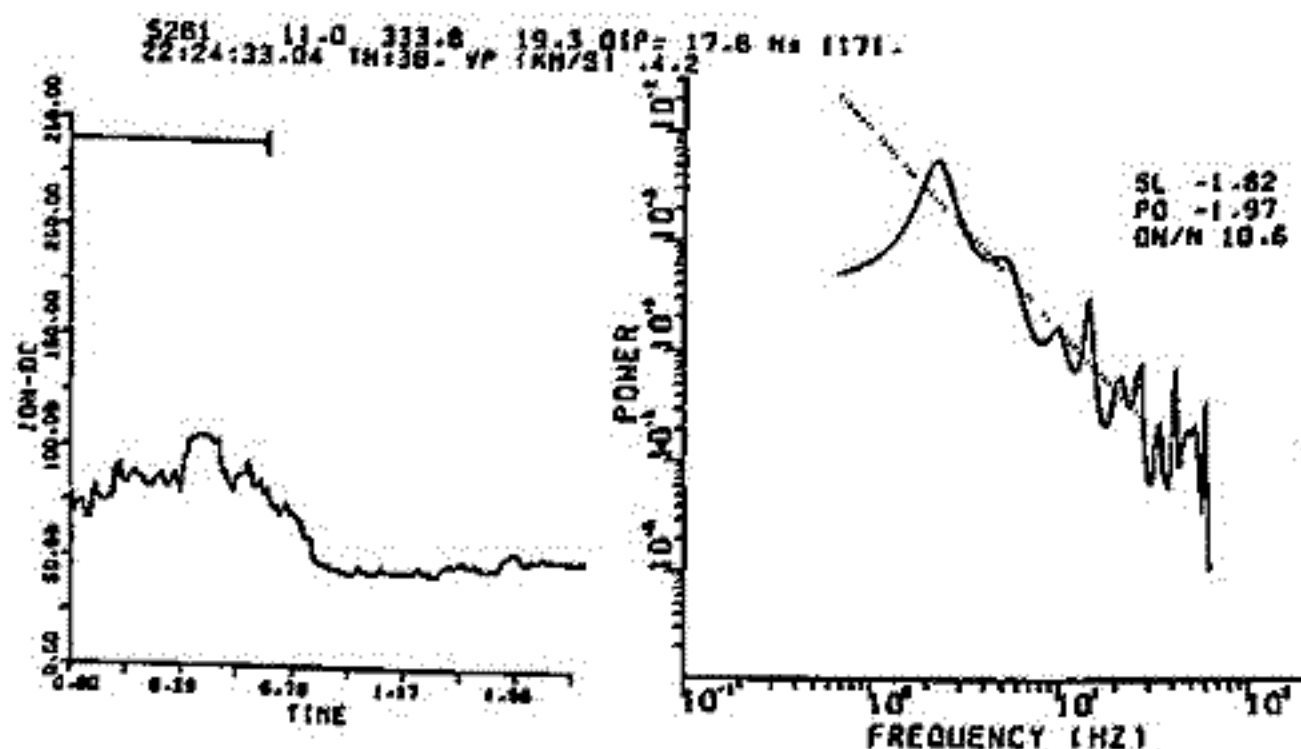


図6. 密度ゆらぎの観測データ(左図)とそのパワースペクトル(右図)

ISS-b 搭載 RPA による観測された プラズマ密度不規則構造の世界分布

森弘隆^{*}, 佐川永一^{*}, 兼本巖^{*}, 宮崎茂^{**}

^{*}電波研究所, ^{**}電波研平磯支所

電離層サウンダや衛星電波のシンチレーションの観測, あるいは人工衛星による直接観測等により, 電離層の特定の領域に数mから数kmに及ぶ空間的スケールのプラズマ密度不規則構造が生ずることが知られているが, それらの発生源に関しては未だ十分な説明がなされていない。

電離層観測衛星 (ISS-b) は高度約 900 ~ 1,200 km のほぼ円軌道と軌道傾斜角 70° で周回し, 地球のほぼ全域を均等にカバーする観測を行う。1978年4月の定常観測開始以来3年間余りの間に, 約2,000パス分の観測データが蓄積された。

搭載ミッションの一つであるプラズマ測定器 (RPA) は, ラングミュアプローブ法により衛星周辺のプラズマの密度, 温度の直接観測を行うものである。衛星に日が当たっている期間の RPA の測定波形には常に衛星表面電位変動に伴うゆらぎが存在しているが, 衛星日陰期間のデータにも折曲ゆらぎを伴, 波形が見いだされる。それらは, プラズマ密度不規則構造に起因するものと思われるので, それらのデータをもとに, 夜間の不規則構造の発生領域を明らかにした。下図は, 地磁気緯度-経度座標上に不規則構造の観測された位置をプロットしたものである。不規則構造の発生領域は次の3つの領域に大別できる。

(1) 磁気赤道を中心とする低緯度領域

特に, 地磁気偏角の大きい東経 $0^\circ \sim 60^\circ$ の間に多発する。多くはプラズマバブルの中心に見られるので, バブルの発生機構と関連が深いと推定される。

(2) 軽イオントラフの赤道側境界

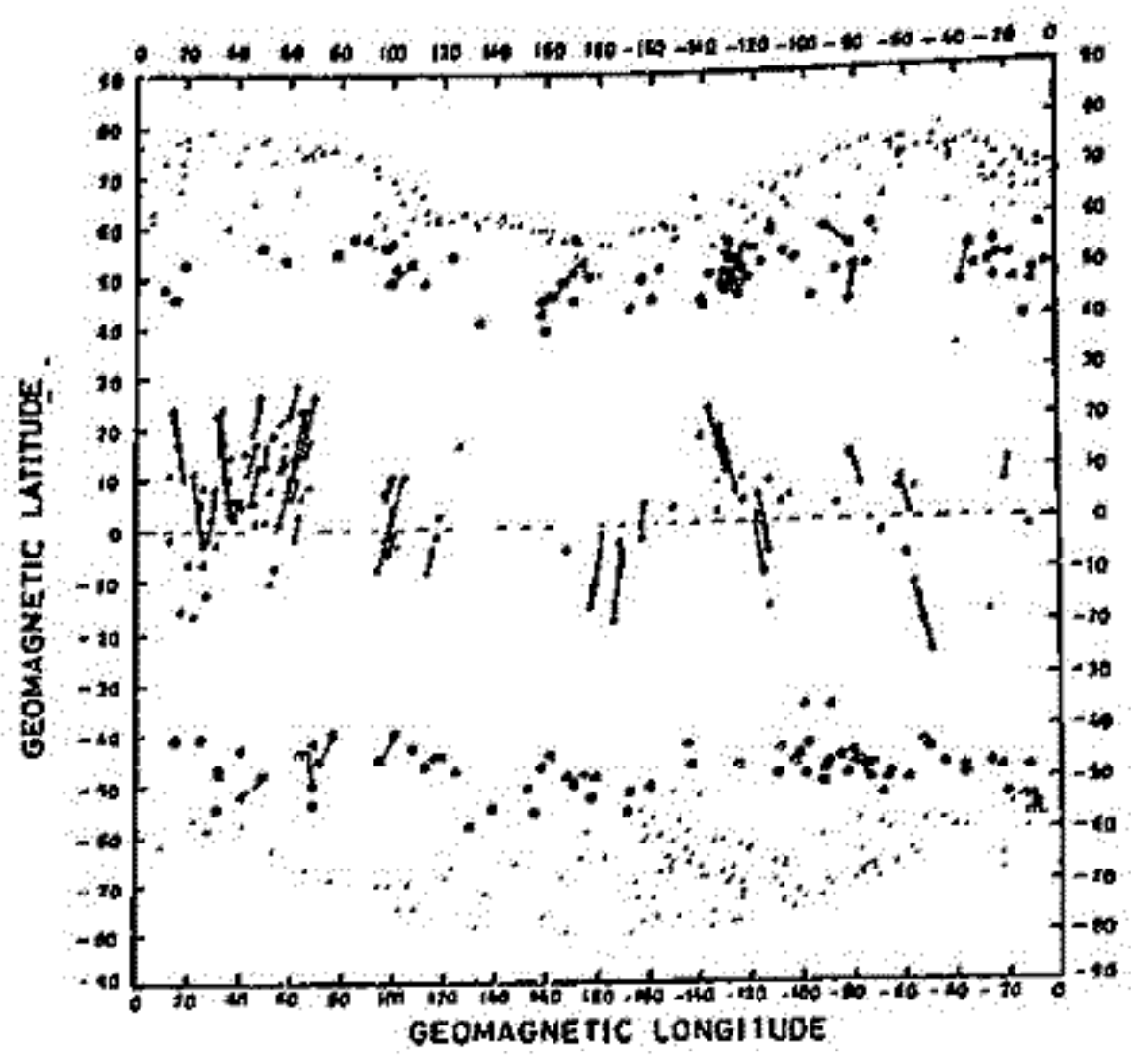
地磁気緯度 $\pm 50^\circ$ 付近から高緯度側に向かって H^+ , He^+ 等の軽いイオンの密度が急激に減少する境界領域に発生する。

(3) 高緯度降下粒子領域

他の領域に比べて発生頻度が非常に高く, 電波波長のゆらぎの振幅も大きい。

— 図の説明 —

プラズマ密度不規則構造の観測位置の分布。四中, \bullet 印は低緯度密度不規則, \circ 印はトラフ域密度不規則, \cdot 印は高緯度密度不規則を表わしている。夜間の全観測データにもとずいている。

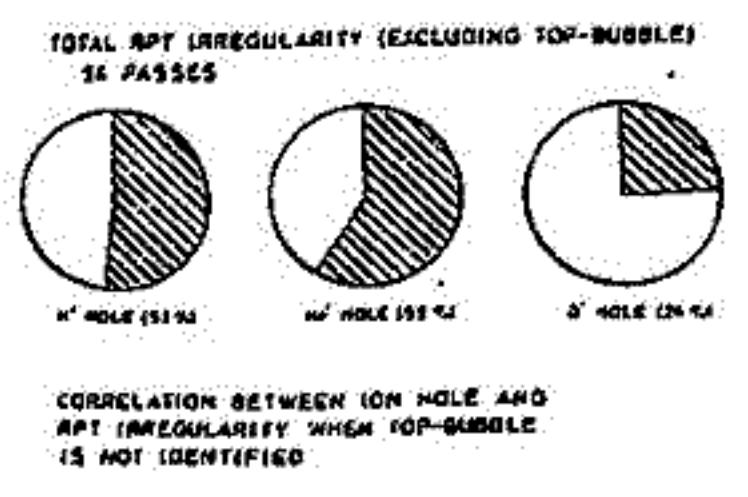
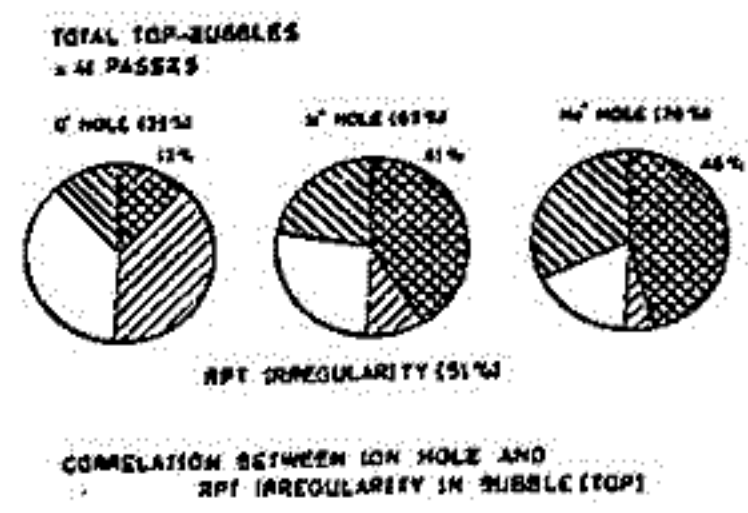
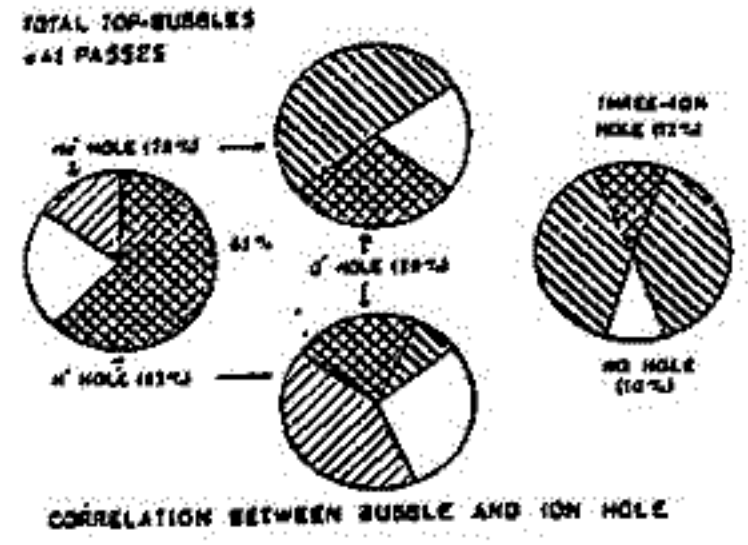
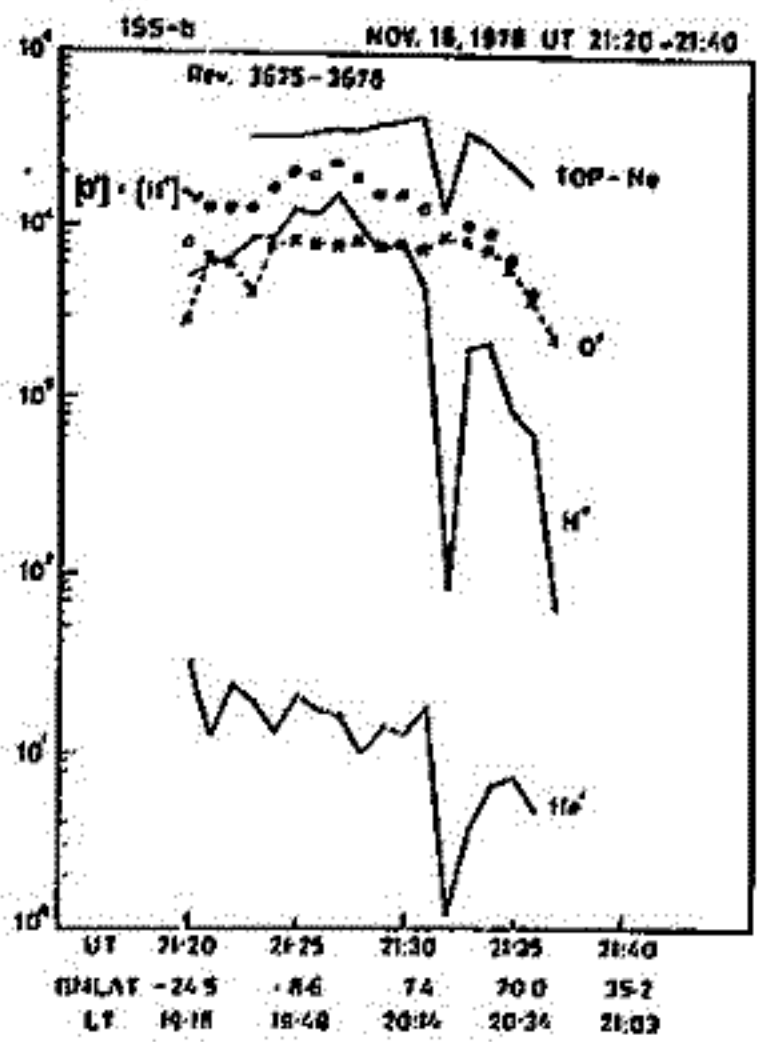


高度 1100 Km で観測されたプラズマバブル のイオン組成 (ISS-b 観測)

巖 不 巖, 水 津 武, 森 弘 隆, 佐 川 永 一, 丸 山 隆
郵 政 省 電 波 研 究 所

電離子観測衛星 (ISS-b) 搭載のトップサイドトランジスタ (TOP) により、1100 Km の高度でもプラズマバブル現象が見えられた。バブル発生時にはスプレッド下が深い。又同衛星搭載のプラズマ測定器 (RPT) によれば、この時ラングミュア曲線に特徴的な Irregularity が多くある場合に対応している。本報告では同衛星搭載のイオン質量分析器 (PIC) によるイオン組成がバブル発生時にどのような様子となるかを調べた結果を述べる。PIC によるイオン組成の観測は 1~20 AMU の範囲で、 H^+ , He^+ , O^+ を測定でき、 π のプリング間隔は 64 秒 (約 500 Km の空間分解能) で、TOP, PIC などと同様に観測は順次に行われる。左図は TOP でバブルが見えたとした場合のイオン組成分布の典型的な一例で、 H^+ が He^+ の軽いイオンが 1~2 倍程度非常に深く減少するのが見られる特徴である (ION HOLE)。右図は TOP で見えた全てのバブルについて (41 個) 求めたイオン組成分布と比較して求めた結果と強度分布の形を因元したものである。TOP, PIC は同時観測ではないうて、必ずしも正確な対応はつけられなくともバブルが見られる時には He^+ は 78%, H^+ は 63%, O^+ は 27% の場合 ION HOLE が対応している。また、バブル内では全てのイオンが減少する例は多くは無く、バブルには He^+ の ION HOLE がほとんどの場合対応していることがわかる。又 TOP でバブルが見える場合の 51% は RPT の Irregularity が多くあり、その Irregularity のほとんどの場合は He^+ の ION HOLE が対応している。

バブルが同定できないうちの場合の不規則性とは He^+ HOLE の対応は 59% の不規則性もバブルに近いものであることを相違させる。



I-19 赤道域における Plasma Bubbles と Plasma Blobs の観測

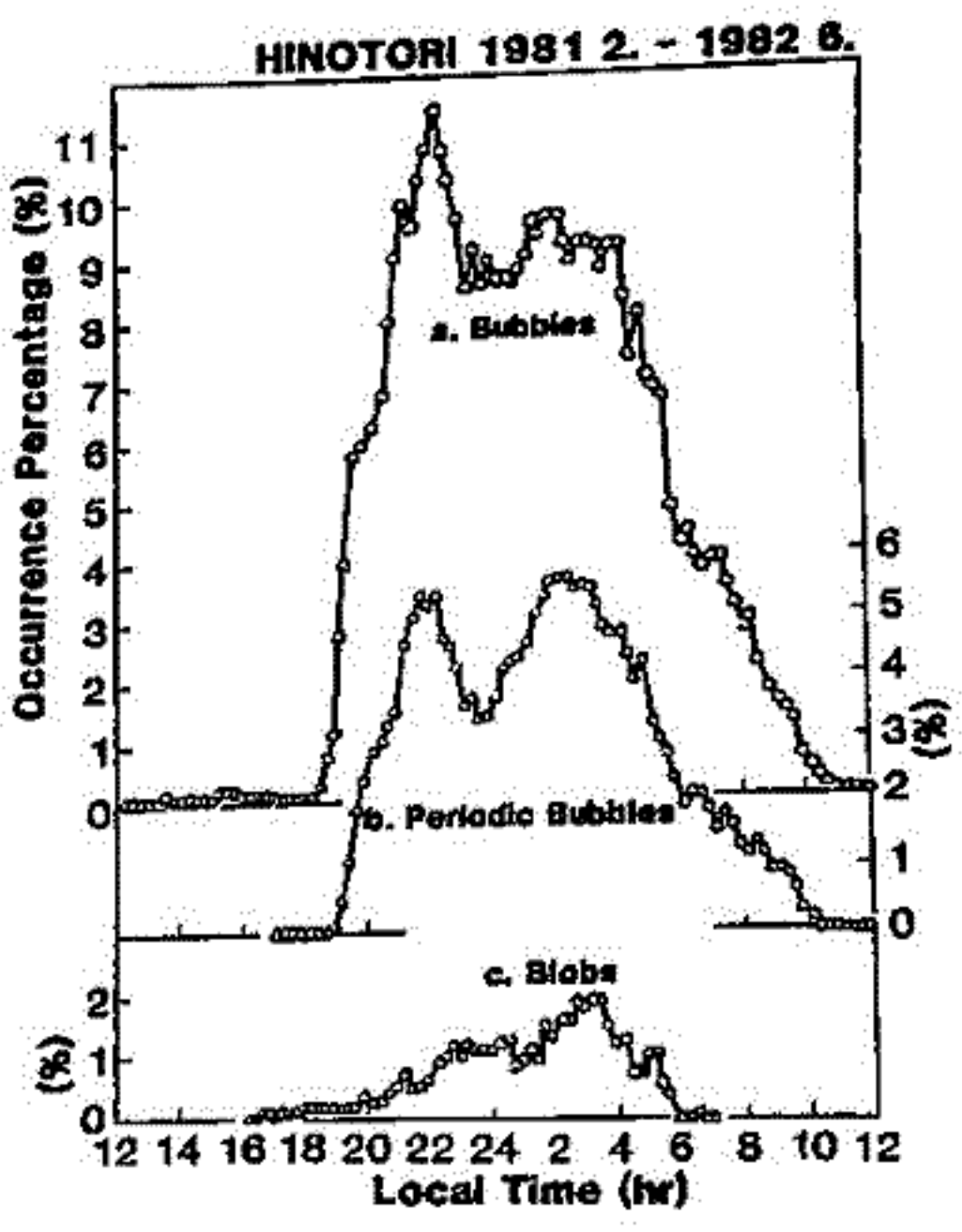
渡部重十, 大塚寛, 高橋忠利 (東北大理)

1. はじめに 第7号科学衛星「ひのとり」に搭載された IMP による F 層上部の電子密度計測によって、赤道域に特有の現象である電離層の不規則構造が見い出されている。「ひのとり」の観測によると、不規則構造には、大きく分けて二つのタイプ、つまりプラズマの減少として観測される Plasma Bubbles と、プラズマの上昇として観測される Plasma Blobs が存在することが明らかとなった。(第71回 学会予稿) さらに、これらの不規則構造は、電離層電場の変化と深く関わっていることを明らかにする。

2. Plasma Bubbles と Plasma Blobs の観測 Plasma Bubbles と Plasma Blobs は構造の大きさ相違だけでなく、それらの出現特性においても、たいへん異なっている。すなわち、まず第一に Plasma Bubbles は、Magnetic Dip Equator 上で発生頻度が高いのに対し、Plasma Blobs は、高緯度ほど発生頻度が高くなる。第2に、Plasma Bubbles および Plasma Blobs とともに夜間を中心に出現する現象であるが、それらの出現の Local Time に対する依存性は、Plasma Bubbles が、22時、3時 および 6時に発生頻度の高い三つの時間帯(図参照)をもつ一方 Plasma Blobs は 3時頃に一つのピークをもっている。

3. 赤道域電離層電場との関連 Plasma Bubbles の発生から消滅までの過程で、初期段階にみられる周期的な構造をもつ Periodic Bubbles についてみる時、図に示すように、その出現特性に三つのピークが存在する。これらのピークの出現は、E層からF層にかけて存在する電場の影響を考慮する時予想される電場変動との対応が求められる。すなわち、i) 22時のピークは、日没後のF層下部の bite-out と S_2 電場による downward drift によって、F層下部の密度勾配が、シャープになること、ii) 3時のピークは S_2 電場の変動と対応すること、iii) 6時のピークは、 S_2 電場による upward drift と対応する。このことは、Plasma Bubbles の形成が、電離層E層、F層下部において、Rayleigh-Taylor 及び $E \times B$ ドリフト不安定の結合として発生したものが、トップサイドに発達しつつ上昇してくるということを示していると考えられる。なお、これらの赤道域電離層の不安定に加え、極域擾乱の侵入が、Plasma Bubbles の種子となる現象も一部混在している可能性がある。

(右図) ひのとりによって観測された Plasma Bubbles と Plasma Blobs の出現特性
 a. Solitary Bubble と Multiple Bubbles の和
 b. 周期的に表われる Bubbles
 c. Blobs



極域擾乱に伴う赤道域電離層の変動と プラズマ・バブルの消長

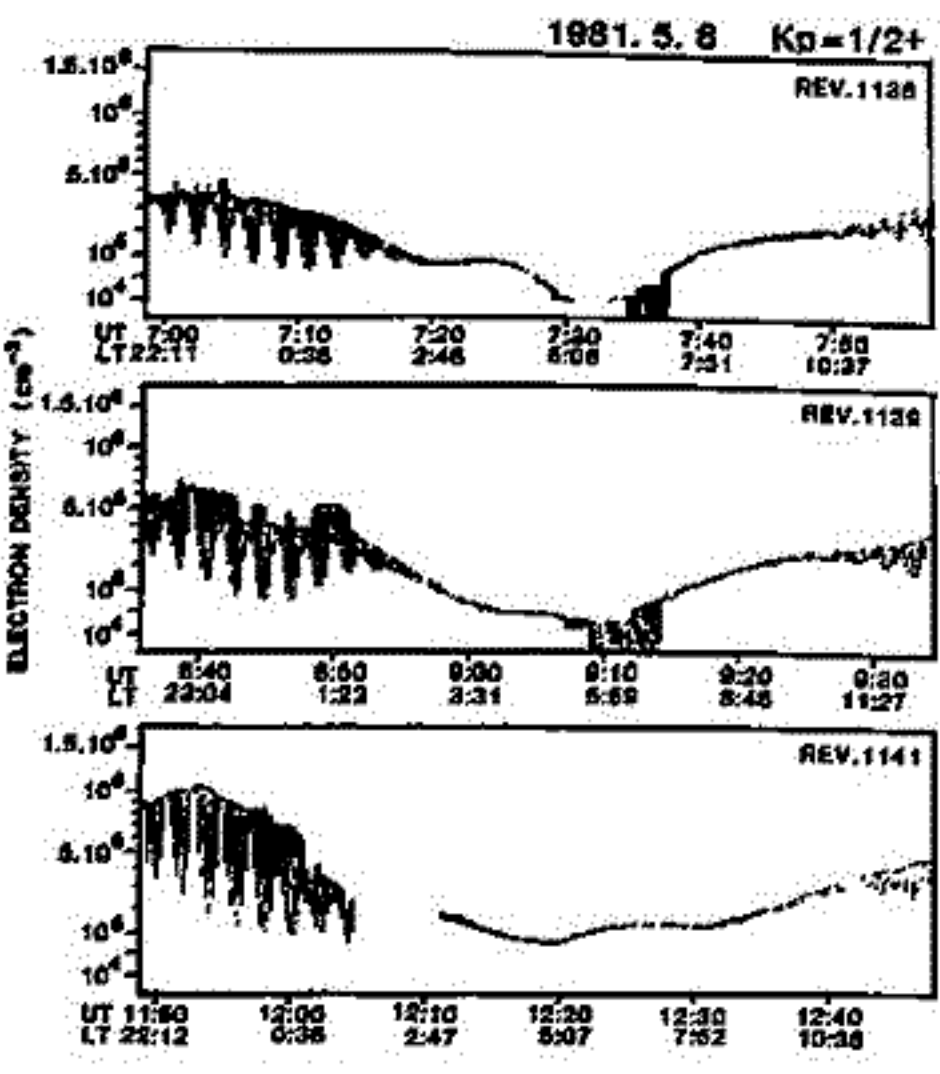
高橋忠利, 渡部重十, 大家 寛
東北大・理

我々はこれまでの報告^(*)で、昨年の2月に打ち上げられた“ひのとり”に搭載されたインピーダンスプローブにより観測された600 km 高度でのプラズマバブルの出現特性、構造の特徴等を述べてきたが、その中で *pre dawn* におけるよく発達したプラズマバブルが *Kp index* と強い相関をもつことを示した。*Kp index* との相関に見られるような極域擾乱と赤道域プラズマバブルの因果関係を律する過程は極域擾乱の全地球的な波及効果の一環として興味深い問題である。

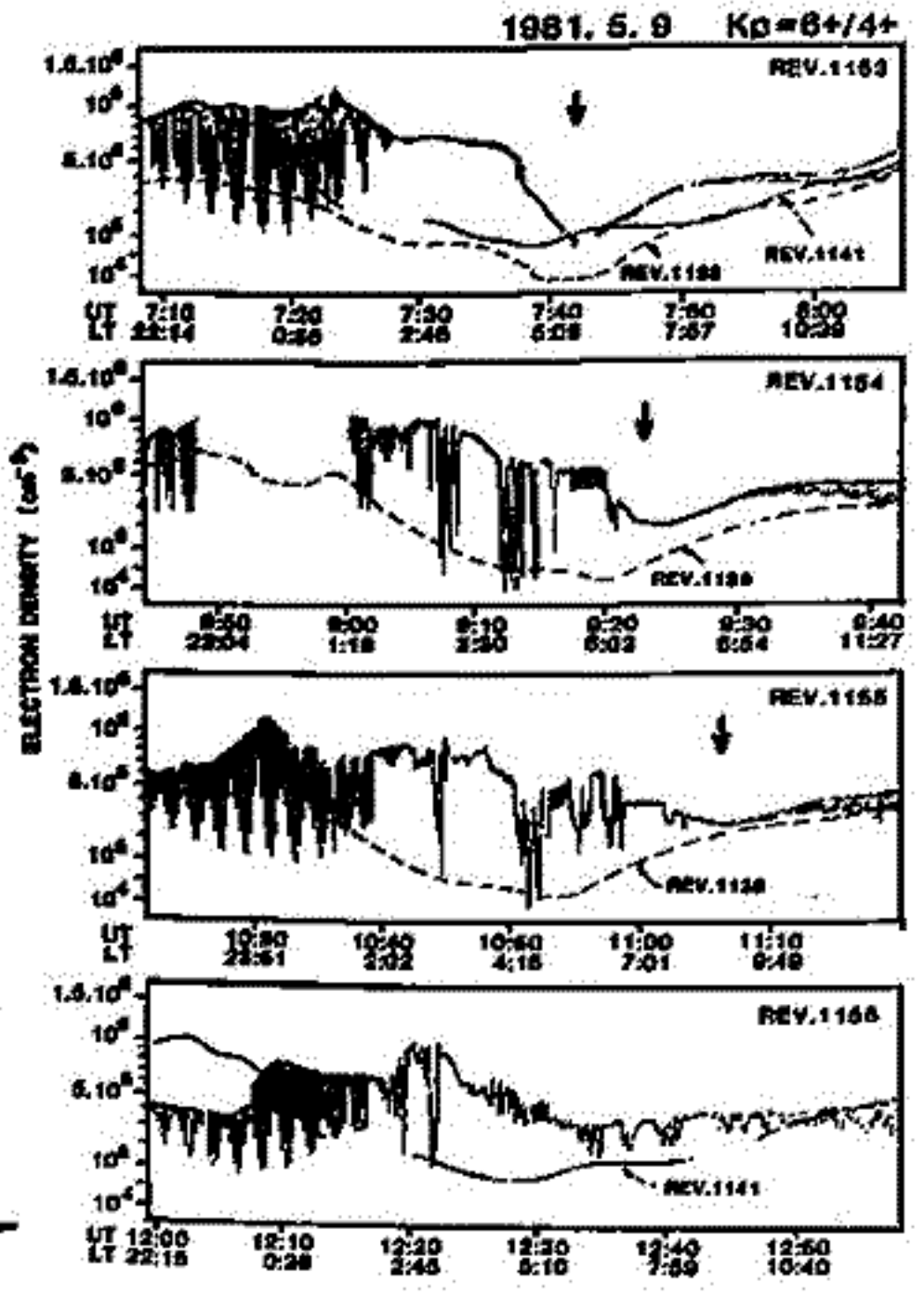
第1図及び第2図に夫々静穏時(5月8日, $K_p=1/2+$)及び擾乱時(5月9日, $K_p=6+/4+$)の電子密度の観測結果を示した。両者は相前後する観測日であり、示されたデータの *local time*、地理的条件もほぼ同じであるが、その全体的構造は顕著な違いを示している。つまり5月8日の例は *normal* な状態での電離層のなだらかな *local time* 依存性を示しているが5月9日の例では *Rev. 1153* において *evening side* から *postmidnight* にかけて電子密度の著しい増大があり、引き続き *Rev. 1154* においては *postmidnight* に顕著なバブル群の形成が見られる。このバブル群はしだいに *depletion ratio* を小さくしながら *Rev. 1156* まで観測されている。*Rev. 1153* での電子密度増大は *morning side* に急激な勾配をもち増大領域の *edge* (矢印) が明確に認められる。この *edge* は *Rev. 1154* から *Rev. 1156* にかけてさらに *morning side* へ移動するとともに構造の谷が埋められるかたちでしだいに不明確になっている。

上記に5月9日の一連の推移を示したが、この例に見るように *predawn* でのバブルの消長は衛星高度での電離層の密度レベルの変動と密接にかかわっている、講演においてはこのような極域擾乱に伴う赤道域電離層の変動とプラズマバブルの消長につき様々な観点より考察を加える。

(*) 渡部, 大家, 高橋 '82年春季講演会講演
高橋, 渡部, 大家 他



第1図
第2図



じきけん (EXOS-B) SPWにより検出された プラズマ圏ダクト

小原 隆博, 大家 竜 (東北大理学部), 小野 高幸 (国立極地研究所)

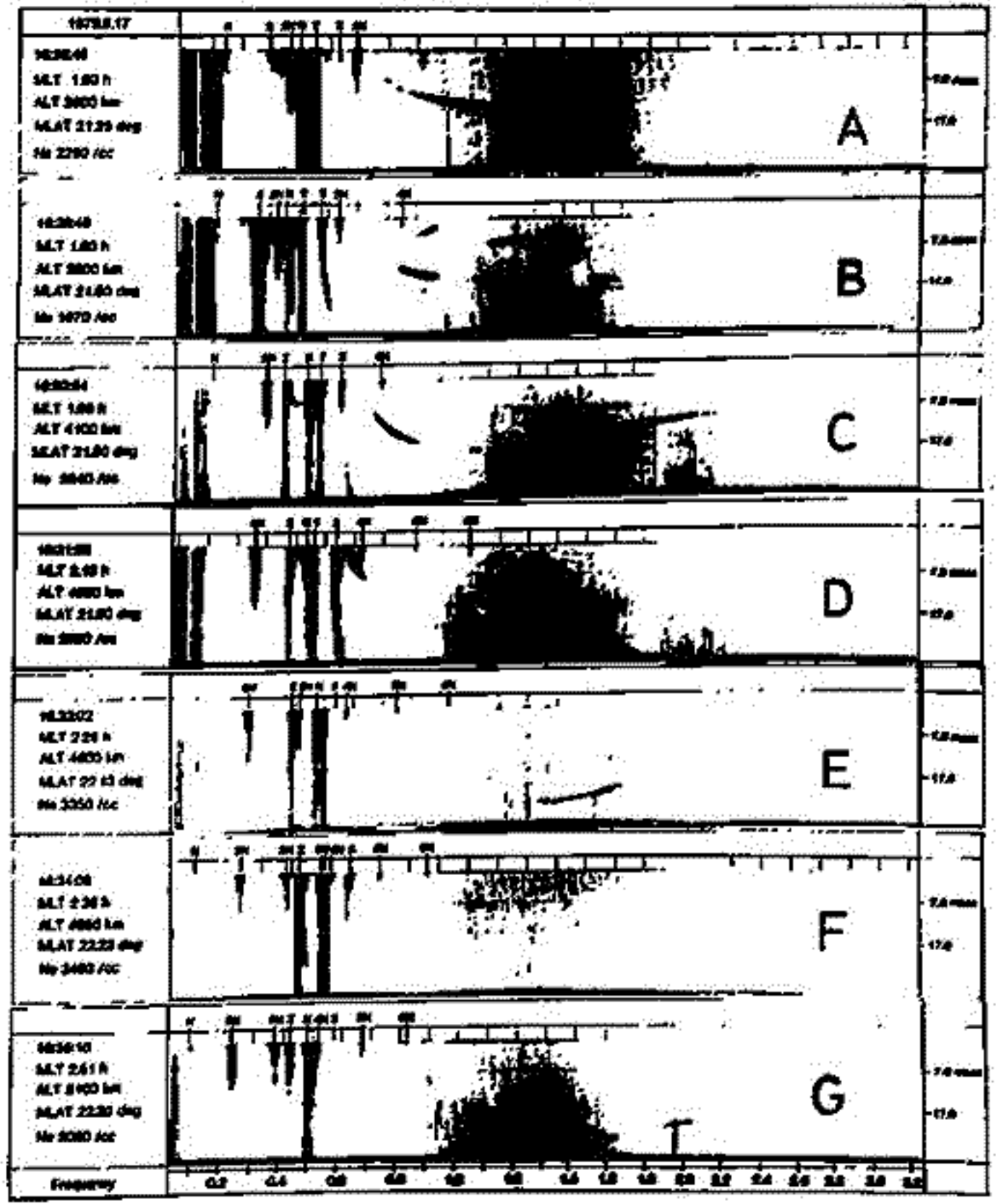
序 科学衛星じきけん搭載のSPWは、10kHzから3MHzまでの広い周波数範囲の電波を、衛星から放射し再び衛星に帰った波動を観測する事により、電離圏の電子密度がサーベイされる事になる。夜側の近地点付近の観測例の中に、軌道に沿って数百km程度の特性距離を持った密度の減少が見られたが、これと同時に共役点エコー及びスプレッドFが観測されている。解析の結果、観測が行なわれた高度(~4500km)に於て、磁力線に沿って伸びた構造をもつ、Ductが存在しているという事が明らかになって来たので報告する。

観測結果 下図に内の7観測ステーションで取得された「じきけん」の7枚の連続したイオノグラムをしめす。じきけん衛星は、長楕円軌道をとるため、地球近傍ではわずかの時間に大きく高度を変化させる事が特徴となっている。まわ7枚のイオノグラムのうち最初の(A)には、スプレッドFが明瞭に見られるが、引き続く(B)及(C)では、共役点エコーが観測されている。衛星周辺の密度の増加に伴ない(D)、(E)では共役点エコー及びスプレッドFは消え、特に(F)では完全にエコー現象は見られないが再び密度の減少を起す(G)では、共役点エコーが受信されている。以上の結果から共役点エコーは、密度の小さな領域と対応する事が判明し、従来の観測結果と一致する。(Dyson, et. al., 1978)

しかしながら「じきけん」衛星での観測は、従来の衛星観測をしのご、4500~5000km高度で実施されて、この結果は、磁力線方向に伸びたDuctが、 $L=2.1$ にまで存在している事を、はじめに示したものである。

まとめ 「じきけん」で観測された共役点エコー及びスプレッドFの出現は、周辺の密度の減少に伴なっていて、衛星がDuctに突入した結果として理解される。観測されたDuctは、領域的には、中緯度のField Aligned Irregularityに属するもので、従来の3000km高度以下での衛星観測をとりえられていたものと同じであるが、 $L \sim 2.1$ まで存在する事が確認されたにもので、ダクトの形成に関し、「じきけん」による観測は、新たな情報を提供することになった。

【参考文献】 Dyson, et. al., Geophys. Res. Lett., Vol. 5, No. 9, 795, 1978



プラズマ圏での Pressure Gradient — JIKIKEN (EXOS-B) 波動データに基づく電子温度解析結果から —

大家 寛 浦塚 清峰 森岡 昭 (東北大理)

序

前回、および前々回で述べた手法によって、JIKIKEN (EXOS-B) 衛星で得られた波動データから、電子密度および電子温度が求められるが(第70, 71回講演予稿集)、それらの積として得られる Kinetic Pressure ($P = NkT$, N : 電子密度, T : 電子温度, k : ボルツマン定数) が、 10^{10} (J/m³) 程度で、 L value に対してほぼ一定であることは、これまで述べてきた。しかし、地磁気活動度および密度変化に呼応して、プラズマ圏およびプラズマポーズ近傍で Kinetic Pressure の変化する成分があることも同時にみてきた。今回は、このプラズマ圏での Kinetic Pressure がプラズマポーズの平衡に対してどのような作用を詳細に検討した。

解析結果

次の図2から図4までの3例は、いずれも MLT=1800 前後の Bulge と呼ばれる領域での例である。図1に観測したときの Dst を掲げたが、磁気的に静穏な Rev. 1884 (図4) をとり Kinetic Pressure $P = NkT = \text{const}$ であることがよくわかる。しかし、Rev. 1859 (図2), Rev. 1881 (図3) の2例は、弱いながらも Ring Current の影響が残っている時期と考えられるが、この $P = NkT$ に対して $\frac{\partial P}{\partial L} < 0$ とはったり、 $\frac{\partial P}{\partial L} > 0$ とはったり、あるいは密度ゆらぎと相関して大きく変動している。

以上の結果は、対流による Dynamic Pressure の影響を合わせて考慮し、 $\vec{i} \times \vec{B} - \nabla P - \frac{1}{2} N m \vec{v} \vec{v} = 0$ というプラズマポーズ近傍の平衡に関する重要なデータを扱っている。なお、 $\frac{\partial P}{\partial L} > 0$ のときの平衡条件として、対流効果が弱いとすると東向き電流が卓越することになるが、この場合、

- (i) プラズマ圏からの高エネルギー粒子によってつくられる Ring Current の空間的な構造に、局所的な東向き電流が存在する。
 - (ii) Bulge 領域に、局所的に渦状の電流が生じ、それを衛星が横切った。
- などの原因も推定される。

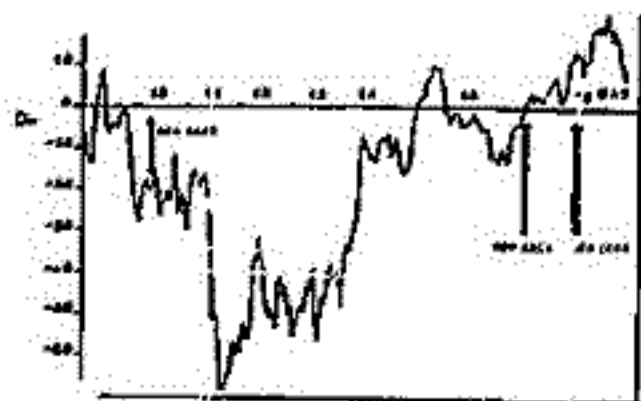


図 1

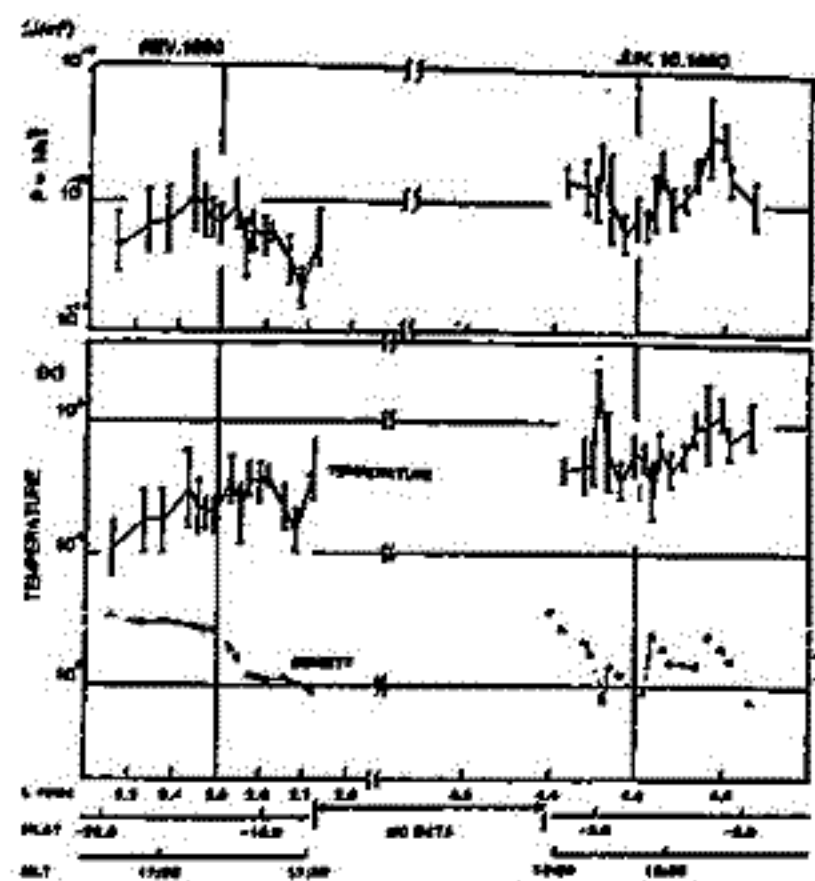


図 2

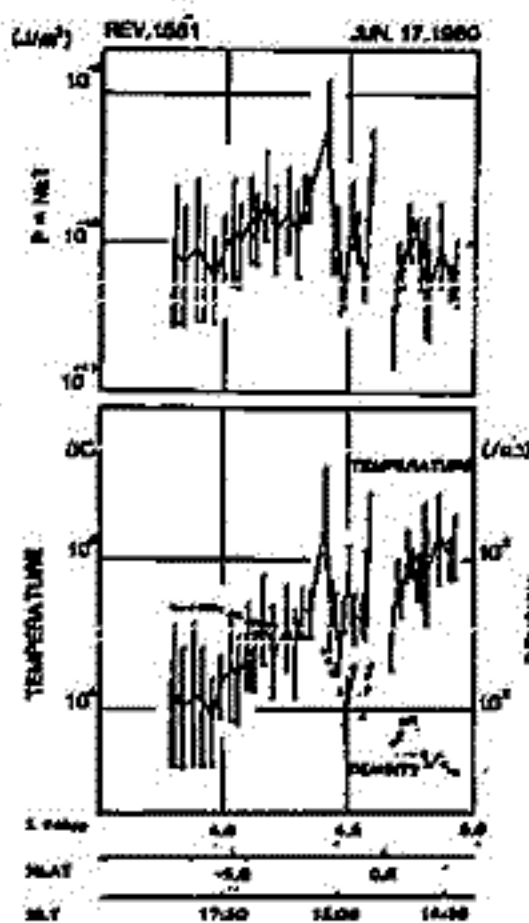


図 3

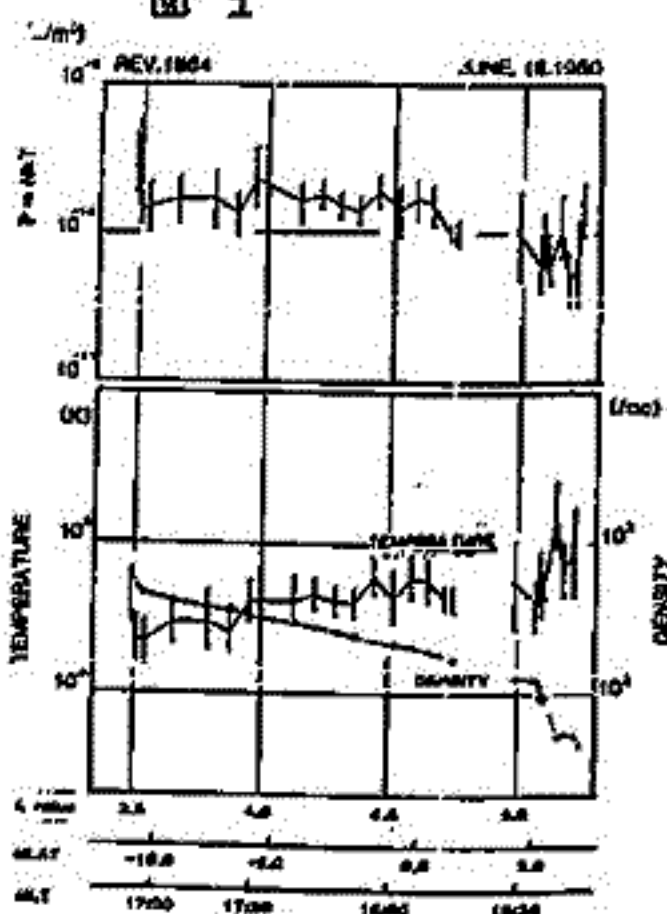
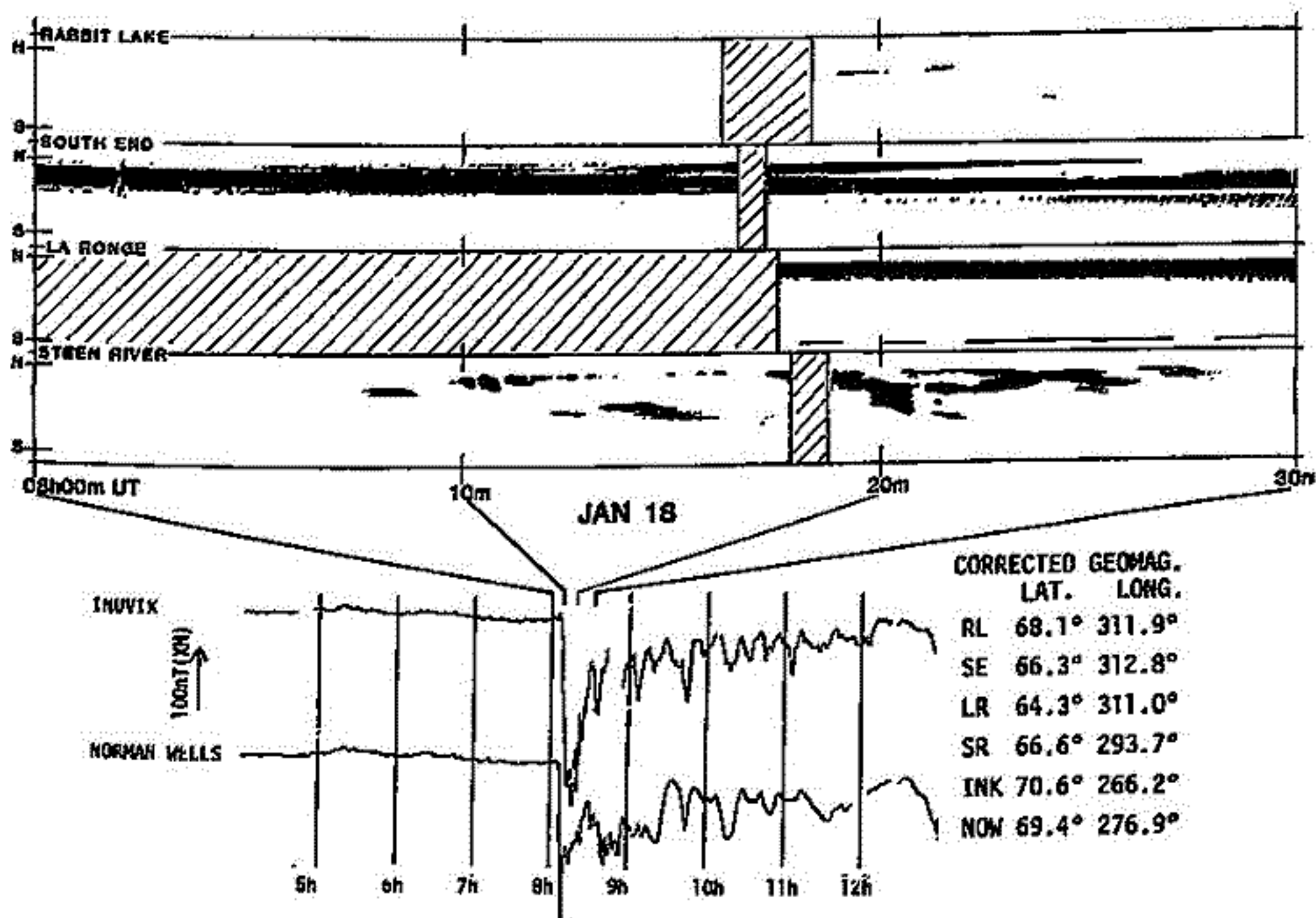


図 4

真夜中付近のnegative bayと 暁方側のpulsating aurora

山本達人 (東大理)

先行する substorm activity により形成された暁方側の pulsating aurora が後続する negative bay により modify される様子をいくつかの具体例をもとに報告する。データとしては 1980 年のものを使い、Canada Saskatchewan meridian の全天 TV で aurora を monitor し、主に Alaska chain の magnetogram との比較を行った。定性的には、negative bay の直前に irregular な様相を示すようになり、onset にやや遅れて pulsation が intensify する。周期については、短くなる場合も長くなる場合もあり、亦、全体的構造がかわる(Ω構造)等、必ずしも一様な変化ではない。下図に一例を示す。Inuvik 付近を中心とした negative bay に対応して、Steen River で expansion arc が見られる。onset にやや遅れて、South End, La Ronge で pulsating aurora の強度が強くなっている。



Aurora meridian display & magnetogram

SSCに伴う Auroral Substorm

鮎川 勝, 平沢 威男
(国立極地研究所)

Substorm が SSC や SI 型地磁気変動により trigger され 起こされること (Kawasaki et al., 1971, Kokubun et al., 1977), また SSC による SI 現象に伴って発生する ULF 波動についての地方時依存性や諸特性が報告されている。

ここでは SSC に伴って発生する Auroral substorm, 特に Auroral oval の変動の様相を South Pole Station の all-sky camera data に DMSP satellite data を support として用い 調べた結果を報告する。

Antarctic region における Auroral oval の平均的な位置は, Bond and Thomas (1971) や Feldstein et al. (1974) 等によって報告されている。これによれば South Pole Station は, 平均的な Auroral oval の下を MLT と共に Fig. 1 のように移動する。

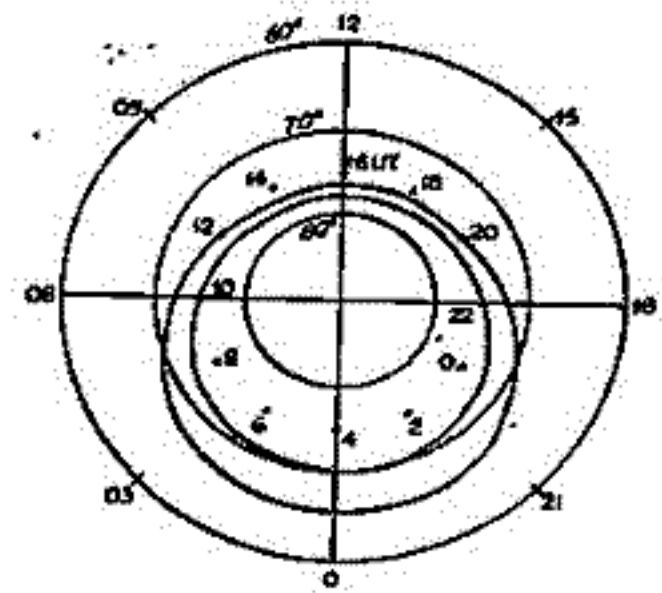
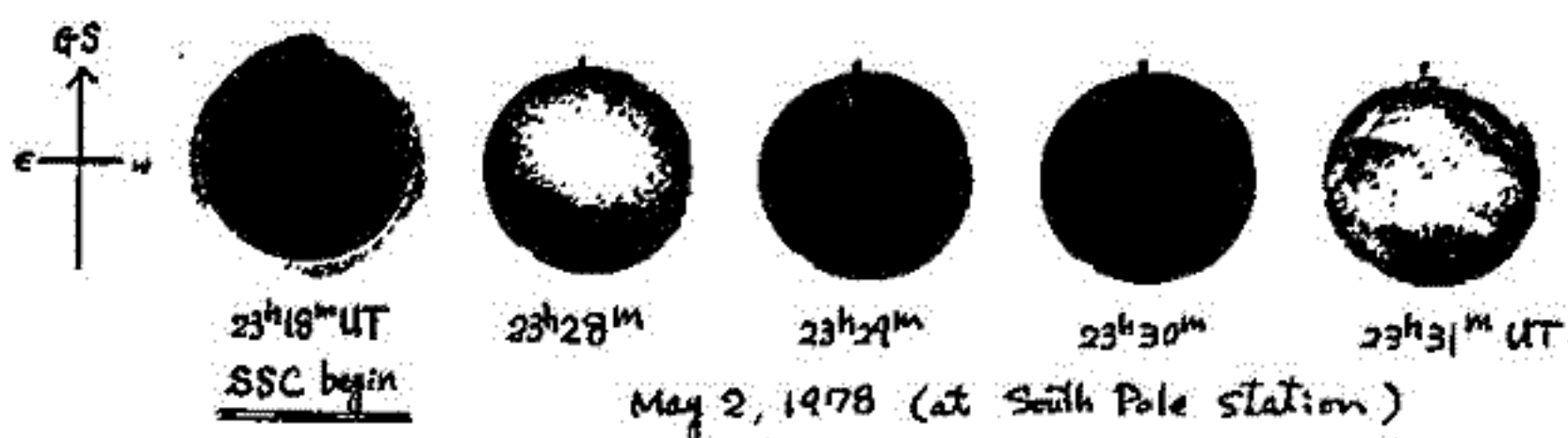


Fig. 1 Approximate locations of the south pole at different UT in invariant latitude-magnetic local time coordinates; the average size oval is also indicated.

SSC の Magnetosphere の compression があるならば, SSC 発生時に, Auroral oval は, その平均的な位置より高緯度側へ移動するものと考えられる。そして SSC の起こる直前に magnetosphere が substorm の発生しやすい物理的状態にあった場合 (例として IMF の southward direction; Kokubun, 1972) に Aurora の Break up 現象 (Pole ward expansion) が MLT の midnight 付近で発生するであろう。

ここでは今回その一例として SSC 現象が見られた時の South Pole Station における Aurora image の様相を調べ, SSC に伴う Aurora が果して magnetosphere の compression として解釈できるかどうかを報告する。Fig. 2 にその例を示す。



May 2, 1978 (at South Pole station)

オーロラ電場の大気球観測

小川俊雄 牧野雅彦 山岸久雄 福西 浩 小野高幸
 (京 大 理) (極 地 研)

オーロラ発生時の上層大気の総合的観測を目的として、1982年3月20日19時09分 UT に、ノルウェーの Stamsund ($68^{\circ}08'N$, $13^{\circ}50'E$; $L \approx 6.0$) から大気球 (B15-IN) を飛ばし、VLF, オメガ電波, 電力線放射, X線とともに静電場のベクトル成分を観測した。気球はスエーデンを極印って東南東方向に飛翔し、フィンランドの Rovaniemi 付近に落下させた。この間高度 32 km において、MLT 0 時を中心として約 2 時間観測を行った。この間サブストームが 2 回発生した。

主な観測結果は

(1) 水平電場の値は $40 - 20$ mV/m で、そのベクトルの方向は西南西から北に変化した (図 1)。

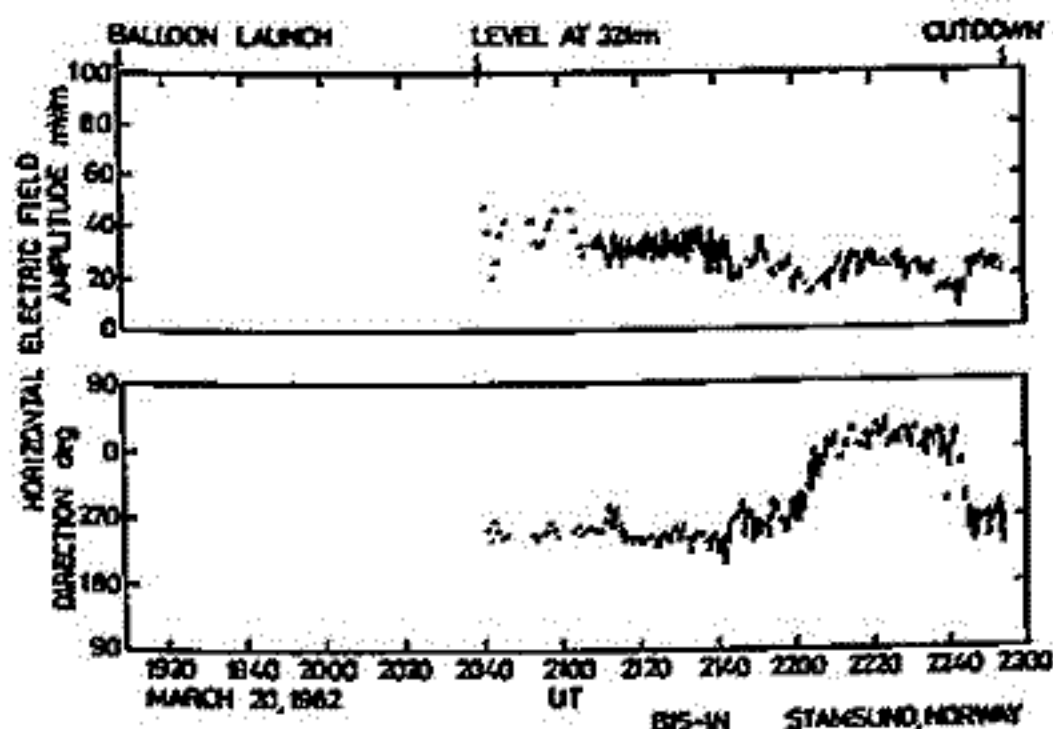


図 1. 水平電場

- (2) 垂直電場は 150 mV/m から 40 mV/m まで減少した (図 2)。
 (3) 垂直電流は 3×10^{-12} A/m² から 6×10^{-13} A/m² まで減少した (図 2)。
 (4) 大気導電率は 1.8×10^{-11} S/m から 2×10^{-11} S/m まで約 10% 増加した (図 3)。
 以上の観測結果とサブストームの発達との関係について報告する。

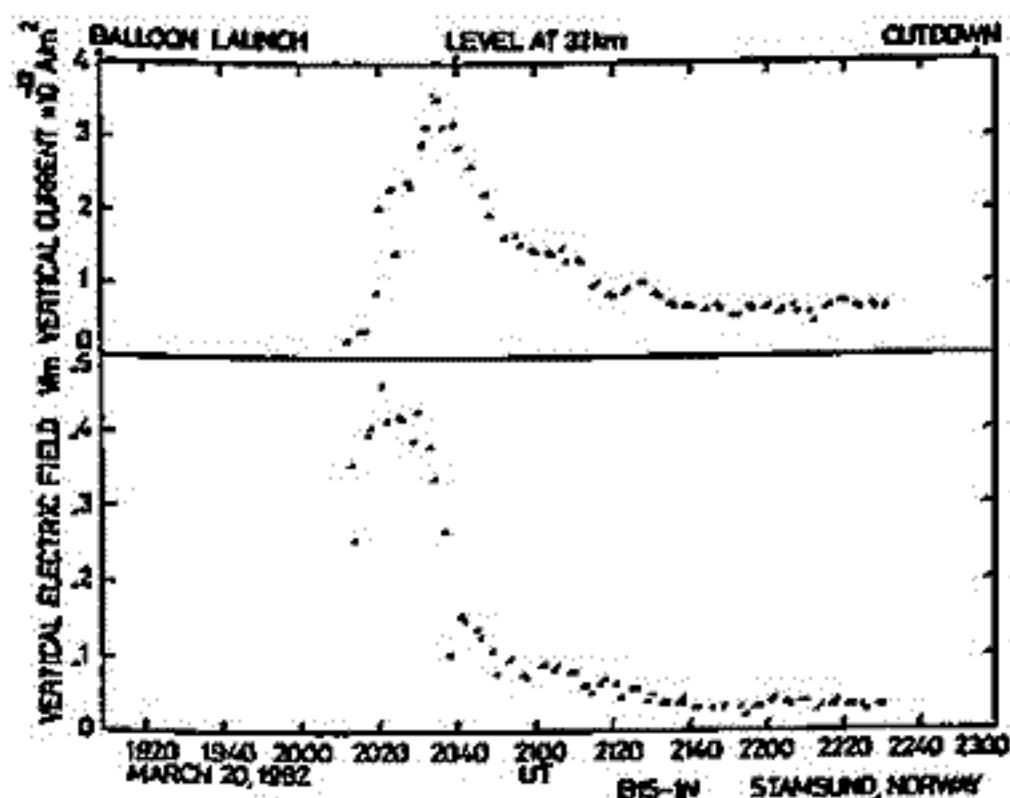


図 2. 垂直電場と垂直電流

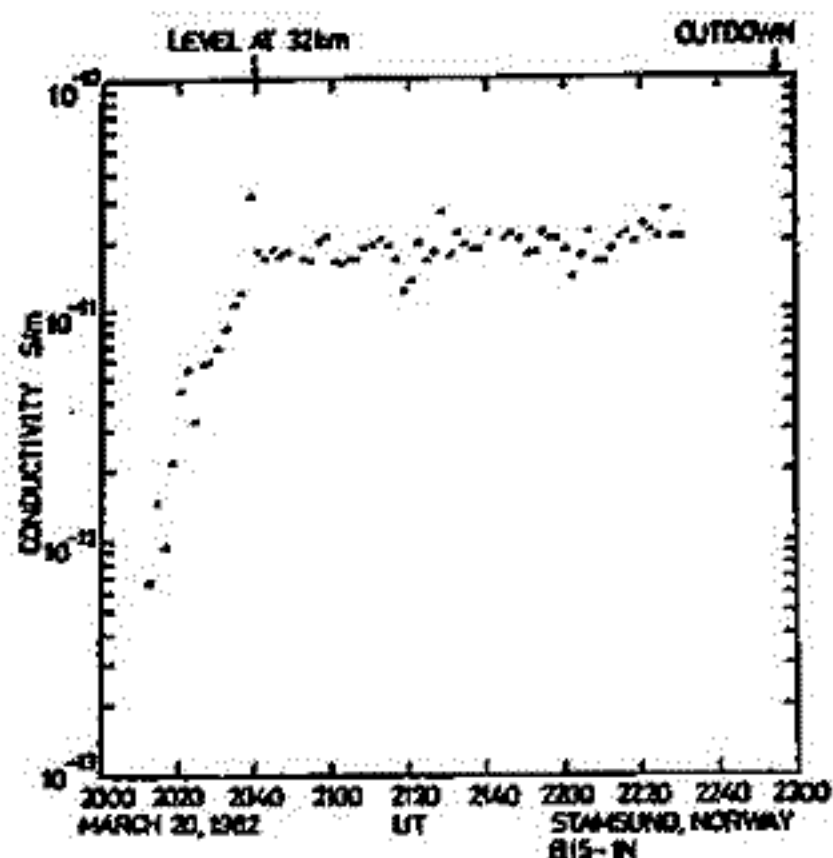


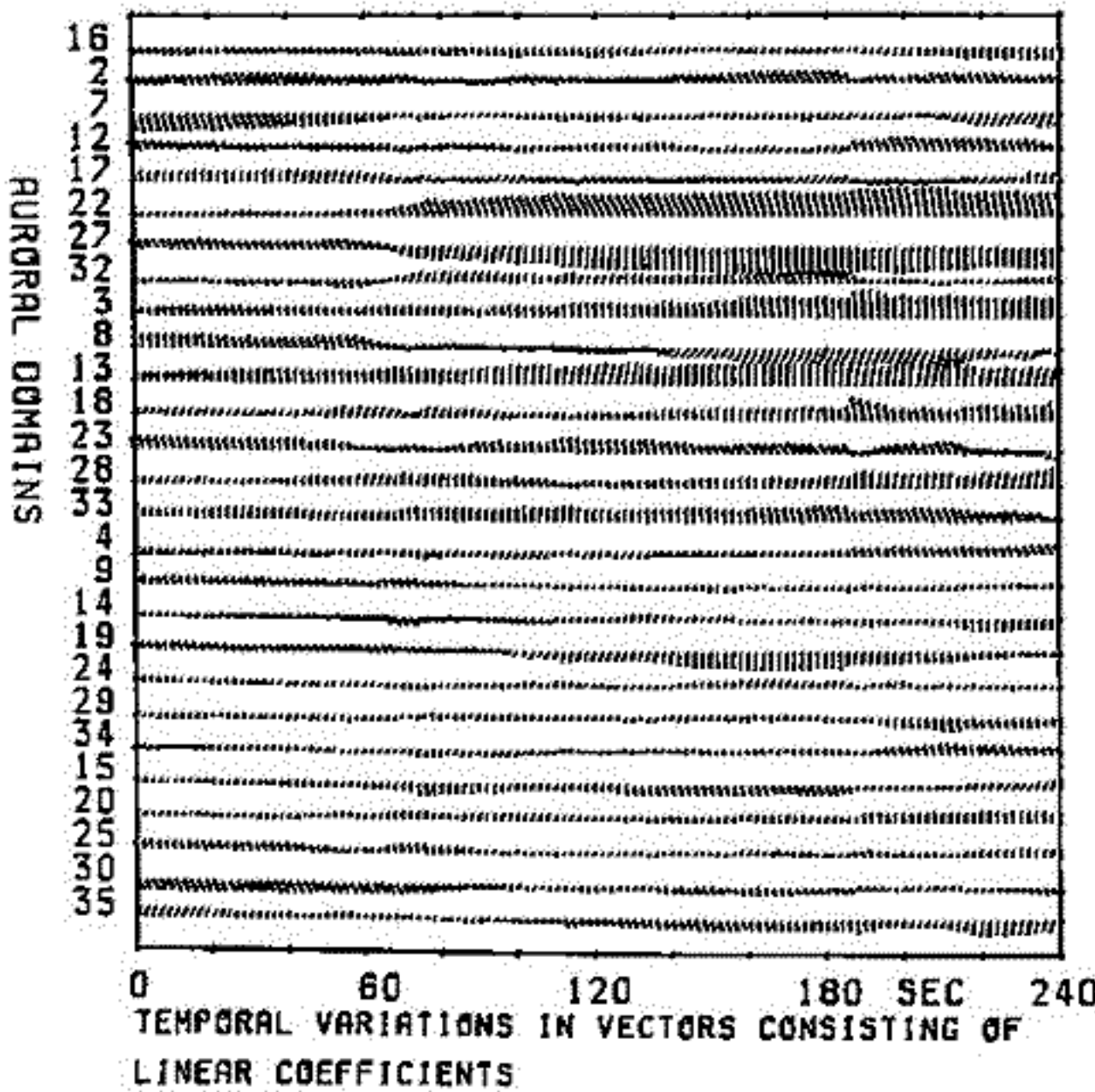
図 3. 大気導電率

小口 高, 林 幹治, J. H. MEEK
東大 理

従来の研究によつて, オーロラ脈動に伴う地磁気脈動は, 大部分が, 電流伝導度変動を介して電離層内に誘起される電流のゆらぎによることが確かめられた。

もしこのことがいつでも成立しているならば, 電離層の手法によって求められる変動ベクトルの期待値は, オーロラパッチのドリフトから期待される一般電場依存方式であり, もしも, 電場に大きな変動が起れば, 期待される磁場変動ベクトルは長時間保存されるべきである。同様に示すものは 1980年2月15日の例で, それを次のドメインに示すオーロラ脈動から期待される磁場変動ベクトルと時間と進んで調べた結果である。

111700-112100 UT FEB 15 '80 LR



図から判るように各ドメインのオーロラの減衰に伴つて, 全体の領域の中矢部, ドメイン18の下で測定される地磁気変動の期待値は, かなりよく保存されるべきである, この事実は, 電場の保存とよく相和している。

しかし, 各ドメインのオーロラの領域の電流に及ぼす効果は互に独立とは云えないので, そのために期待値の中からいくつかを除外して考える。

長時間と互って同様な手法で解析を行つた結果,

- (1) 磁場変動ベクトルの期待値の長時間変動は主として全体の電場変動による。
- (2) 同じく期待値の長時間のゆらぎは, 主としてオーロラ脈動のモードが変化する

ことによる。ことが確かめられた。

これからいふことは, 一般電場の下に示すオーロラ脈動の効果が, 主として電流伝導度変動に伴う電離層電流の変動を介して現われ, 主として結論を裏付けるものである。

入射電子“逆V型構造”とオーロラとの対応

金田景祐(東京理). 向井利典. 平尾伸理(宇宙科学研)

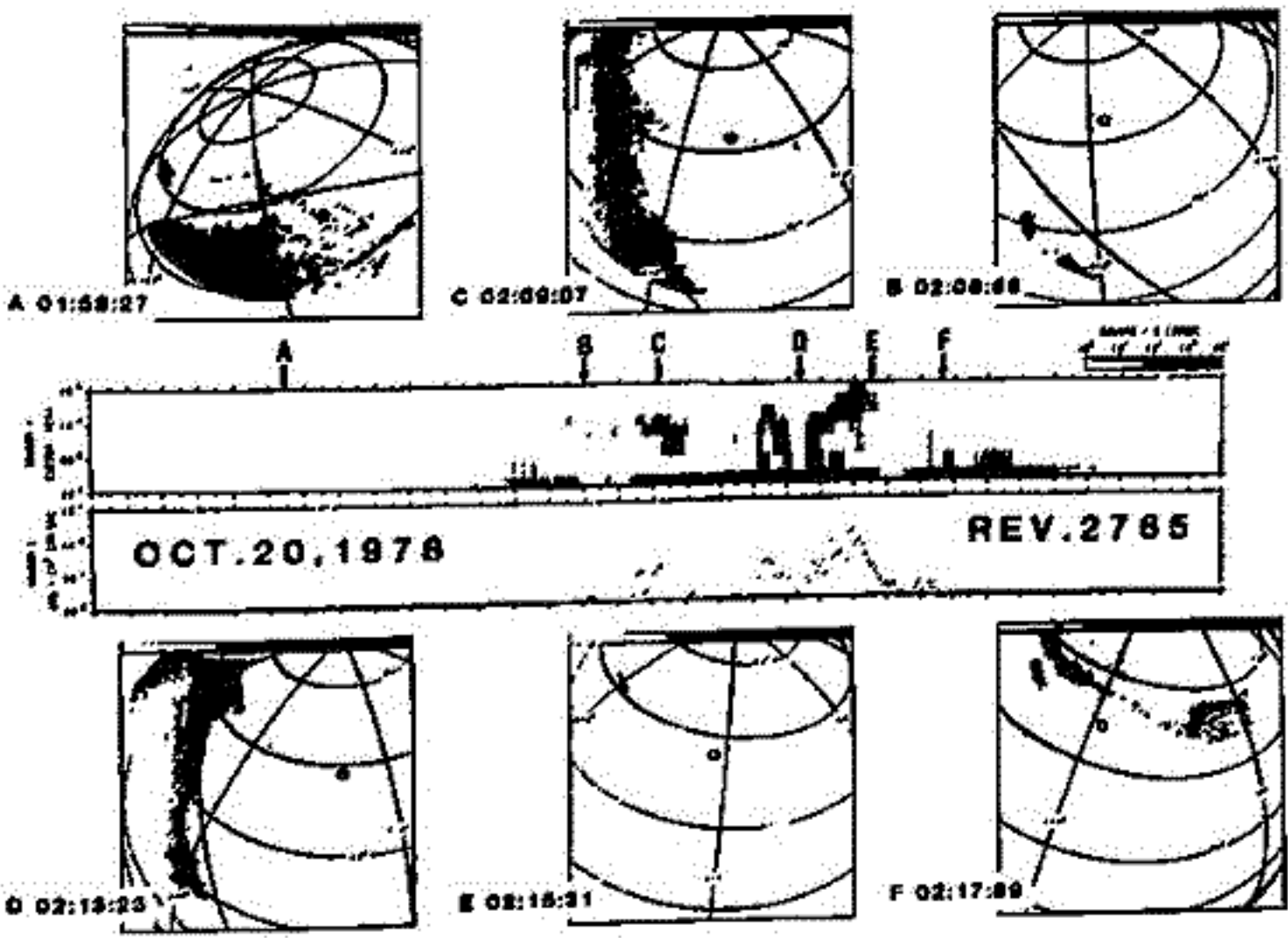
1970年代初頭に衛星観測によって、赤道側の aurora oval 領域に所謂“inverted-V”現象が発見された後、この入射電子に対応するオーロラとの関係が求められてきたが、70年代後半に ISIS-2 の観測グループによって、inverted-V構造を示すビーム型加速を受けたと見られる入射電子には“discrete” aurora が対応する事が示された。

単軌道衛星である KYOKKO は、その軌道特性から、aurora oval を様々な角度で横切る為、inverted-V が見掛け上、逆V型であったり、逆U型或いはテーブル状等の形で観測されるが、全体の統計的傾向は、その発生位置分布、最高エネルギー-地方時依存性等と見て、従来の報告と同様である。従って、見掛け上、逆V字形とは異なる様相を呈して居ても、これは、時/空間での inverted-V の構造的特性を示して居るものと考えられる。

然し乍ら、inverted-V が常に、auroral oval に沿って安定に存在する訳ではない。下に示した例は、KYOKKO が午後側から oval の中を近づくにつれて travelling surge に向かって、その地磁氣的直下点を移動させて居る時に観測した入射電子のエネルギー・スペクトルと対応して示した各時刻に対応するオーロラのイメージである。この例に見られる如く、激しい変化を示して居るオーロラの場合には、inverted-V は、無欠陥形で観測される事が多い。

この他、明方に観測される diffuse なオーロラの中に、或る程度の形を有する部分がある認められる所を衛星の地磁氣的直下点が通過する場合、入射電子のエネルギー・スペクトルはパターンとして E- ϵ 図を見ても、逆V字型と数keV程度の直線状のものとは共存して居る等の興味ある現象が観測されて居る。

今回は、この様な例を中心に発表を行う。



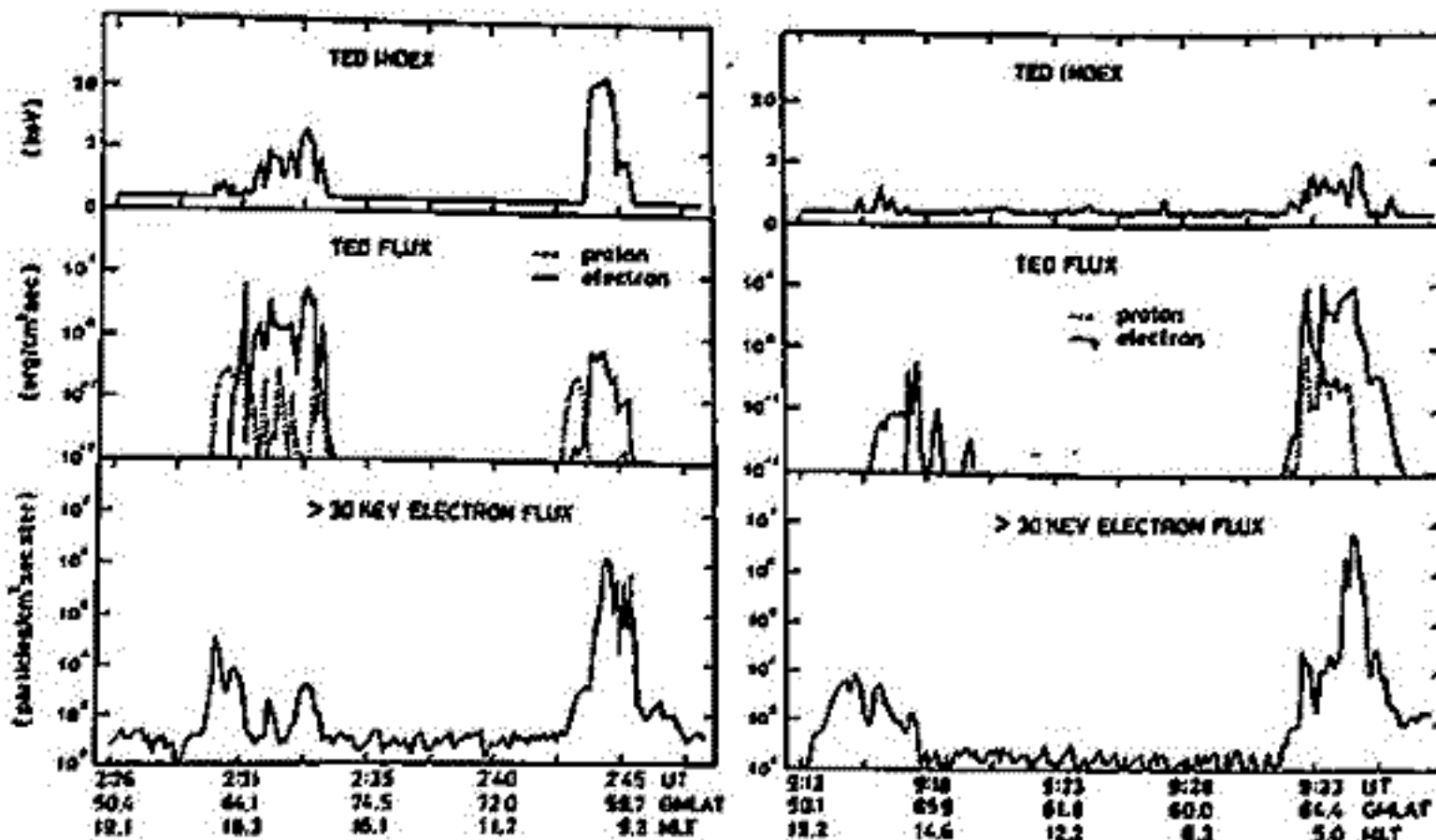
各イメージ内の衛星の地磁氣的直下点は白丸で示してある。

菊池 崇
(電波研究所)

Local time and latitudinal characteristics of auroral proton and electron ($E = 300 - 20,000$ eV) precipitation are studied by making use of total energy input data detected onboard the polar orbiting TIROS-N and NOAA-6 satellites on a moderately disturbed ($K_p = 4 - 5$) day, November 13th, 1979. The energy input due to auroral particles occurs in a circular belt surrounding the geomagnetic pole of latitude between 55° and 75° GML. The energy flux on the nightside is more than one order greater than that on the dayside. Generally, electrons play a major role in the energy deposit in the auroral atmosphere. However, energy input by protons is sometimes comparable to that by electron on the dayside. Moreover, protons are a major component around the noon. Three kinds of latitudinal structures are observed in the auroral zone except for the pure proton precipitation in the noon sector. In the evening and afternoon sectors, the equatorward portion of the auroral precipitation region consists of only protons and both protons and electrons are precipitated in the poleward region. In the midnight and early morning sectors, pure electrons are precipitated equatorward of a region of both proton and electron precipitation. These two distinct features are separated at 19 MLT meridian. It is suggested that protons and electrons are injected from the near earth plasma sheet in overall the nightside and partly the dayside auroral zone, but protons and electrons injected in the evening sector (19 MLT) drift westward and eastward respectively to be precipitated in the equatorward region. Another feature in the nightside auroral zone is that inverted-V type electrons are precipitated in the poleward region of the evening sector with accompanying decreases of proton precipitation. In the late morning sector, pure proton precipitation takes place exclusively poleward of an electron precipitation region. Auroral electrons in this sector is more energetic than the plasma sheet electrons and the region coincides with a precipitation region of energetic electrons with $E > 30$ keV from the quasi-trapped radiation belt. Observations of proton precipitation at all local times with nearly uniform intensity suggest that trapped protons are drifting around the earth. Moreover, protons could be accelerated by field-aligned electric fields in a narrow isolated region poleward of late morning auroral zone.

The figure shows the total energy flux (TED FLUX) of auroral protons (dashed curve) and electrons (solid curve), along with the electron TED index which indicates the energy of major component of precipitating electrons (upper column) and the flux of energetic electrons with $E > 30$ keV (lower column). In the evening (18h MLT) and afternoon (15h MLT) sector, pure protons are precipitated

in the equatorward portion of the precipitation region, while pure electrons in the equatorward region of the early morning sector (5h MLT). Inverted V type electron precipitation occurs in the evening sector, which is characterized by an anti-correlation between the electrons and protons. It is remarkable that pure proton precipitation is observed in a narrow isolated region poleward of electron precipitation region in the late morning sector (10h MLT).



地磁気SCに伴う静止衛星に於ける 粒子線増加

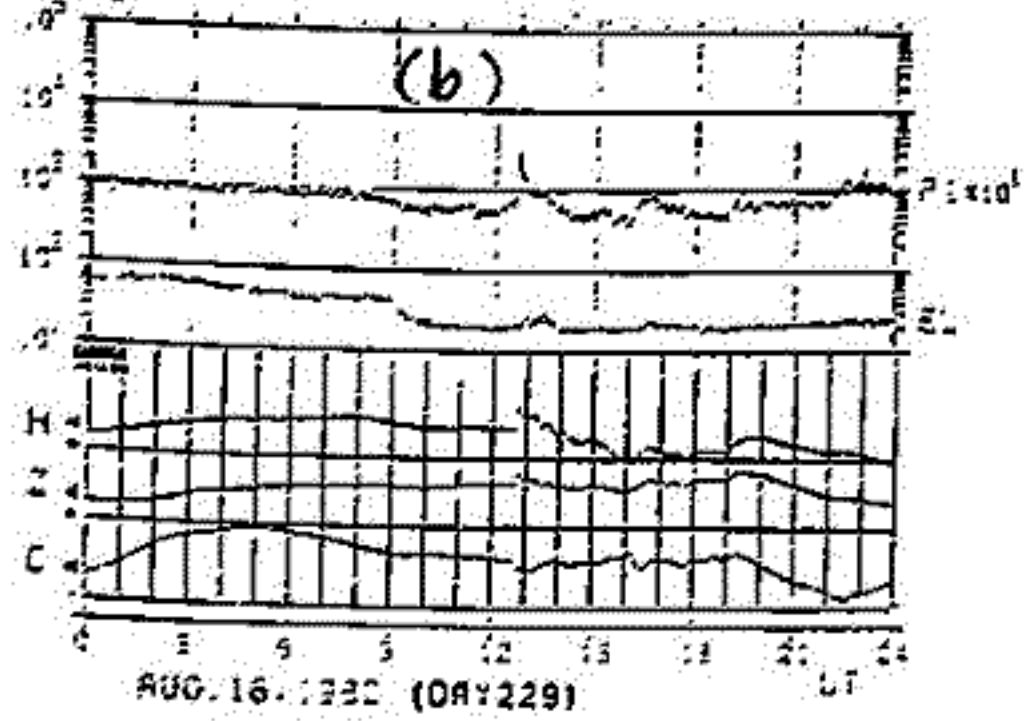
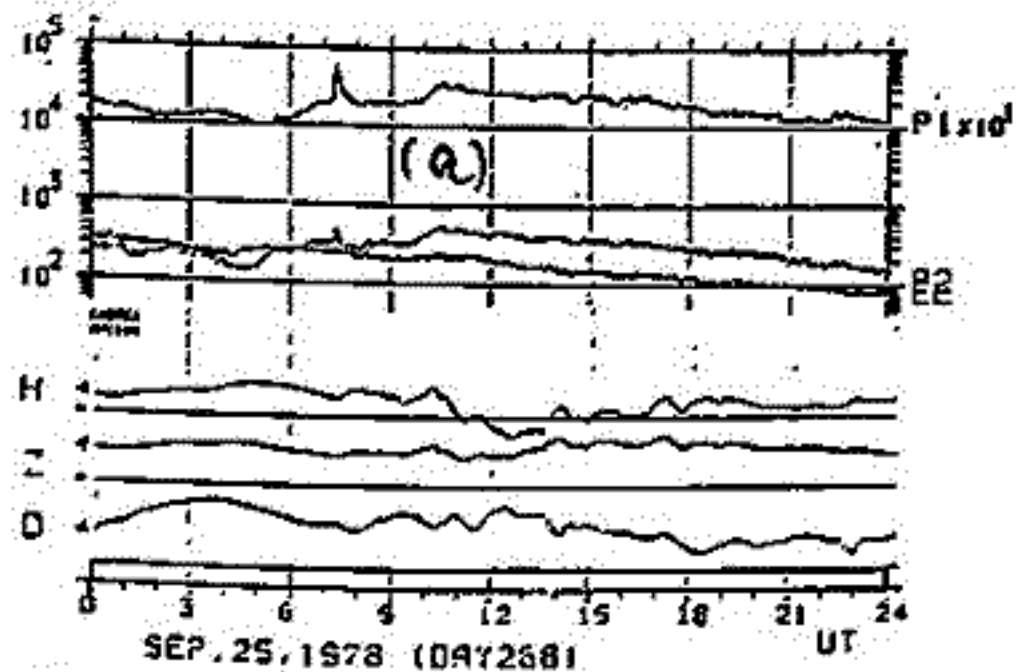
須田 友彦, 和田 雅美, 河野 毅
気象研 理研 理研

気象衛星「ひまわり」は6.6 Reの高さにあつて、磁気圏内の静止軌道に於ける粒子線強度(表一)を観測している。衛星で観測される粒子線増加現象は次のように大別される。

- I Proton flare { 1. Scatter free
2. not scatter free
- II Proton event { 1. Energetic Storm Particle (ESP) 2. Recurrent event
3. Corotating long lived stream 4. Low Energy Storm Particle (LESP)

この中、ESP及びLESPはいづれも地磁気SCをおこすような、ショック波にともなわれる現象であるが、ESPは(>10 MeV) 数時間のタイムスケール(Bryant et al. 1962)であり、LESP(~1 MeV)は数10分のタイムスケール(Palmeira et al. 1971)である。ここでは、LESPについて「ひまわり-1号」で得られた1978年2月から1981年12月の資料について解析を行う。表一図a, bはPI, EI 4チャンネルにみられる典型的な例で、KakiokaのSCとのよい相関がみられる。この図のSCの数は、173ヶありその中84例にLESPとみられる場があった。表二図にこれらの時間に対する分布を示す。1層LT付近ではSCの少かつた事を考えると、大きな時間変化と云えなく1夜の割合がいくらか多いとみられる。

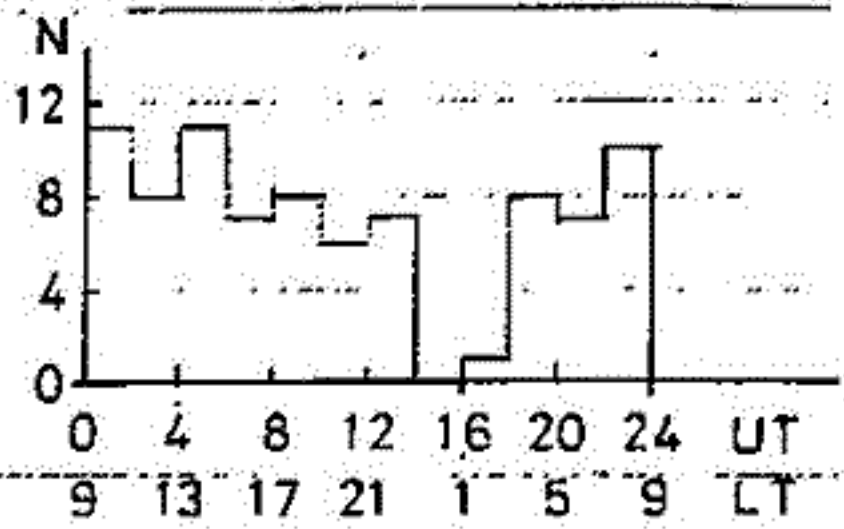
表一 図



SEM 観測項目。各チャンネルの観測時間約1秒。読み出し時間約16秒。□は無意味的測定。

チャンネル名	粒子種類	エネルギー (MeV)	G (cm ² -sr)
P 1	陽子	1.2-4	0.0421
P 2	"	4-8	0.0421
P 3	"	8-16	0.0421
P 4	"	16-34	0.389
P 5	"	24-80	0.389
P 6	"	80-200	0.389
P 7	"	200-500	0.389
A 1	アルファ粒子	9-70	0.0421
A 2	"	30-70	0.0421
A 3	"	65-170	0.389
A 4	"	130-250	0.389
A 5	"	320-370	0.389
E	電子	>2	0.389

表二 図



Particle precipitations, field-aligned currents, and electron density and temperature increases observed in the high-latitude cusp region.

M. Ejiri, K. Uchida, J.K. Olesen, F. Primdahl and B. Moehlum
 NIPR NIPR TUD DSRI NDRE

The cusp structure, revealed by 1976 rocket campaign (CUSP II) at Sondre Strøm-fjord, shows field-aligned downward and upward currents together with electron density increases and extremely high electron temperature, the detailed observational results of which were presented in the previous meeting, characteristic electron density irregularities associated with the phenomena " Slant E Condition " being also identified as caused by the two-stream instability.

Energetic particles play a prime role to study the high-latitude ionosphere coupled with the magnetosphere. Followings are observational summary of experimental results, comparing the previously revealed cusp structure with the simultaneously measured energetic particles. A time " T " indicated is an elapsed time from the rocket take-off, " X " the horizontal distance almost towards north (358 to 359 degrees east from the geographic north), and " Z " the altitude.

(1) Region A

(T = 213 sec to 255 sec, X = 203 km to 247 km, Z = 209 km to 207 km through the apex of 210 km)

In this narrow region A with its latitudinal width of about 45 km, the differential low energy (200 eV) electron fluxes varied between 10^9 and 10^{10} electrons/cm³ ster keV sec with the highest flux values near the boundaries, characteristic energy of the distribution function varying in an erratic way between 0.6 and 1 keV, and highly field-aligned pitch angle distribution (flux(0)/flux(90) being about 8). Outside of the region there are no precipitating electrons more than 10^8 electrons/cm³ ster keV sec. Upward field aligned current of 160 mA/m was deduced from observed 200 nT change of B_y. These precipitating particles enabled an electron density to increase up to 3.1×10^5 electrons/cm³ (cf. about 1.7×10^5 electrons/cm³ outside of the region). An extremely high electron temperature more than 4000 K was observed in the exactly same region.

(2) Region B

(T = 288 sec to 308 sec, X = 281 km to 302 km, Z = 196 km to 184 km)

A classical inverted V structure with a peak value of 2 keV was observed, with the flux varying between 10^9 and 10^{10} electrons/cm³ ster keV sec. A significant increases in electron density with a peak value of 4.2×10^5 electrons/cm³ and extremely high electron temperature more than 4000 K were also observed in the same region. Within the region both electron density and temperature increase as the precipitating electron flux increases, whereas within the region A no remarkable change in electron density was observed. Upward field-aligned current was about 100 mA/m.

Detailed structure and particle energy distributions will be discussed.

船川 勝, 平沢 威男
(国立極地研究所)

IMS 期間 (1976-1978) に南極昭和基地近辺およびその共役域である Iceland において多量同時観測を実施した。船川, 平沢, 巻田等は, 当学会において地磁気変動およびオーロラ多量観測結果として以下のことを報告してきた。

1. 地磁気子午線上に沿う観測長において観測される地磁気変動は ~ 300 km 範囲内において概ね似ている。
2. しかし H-comp. のスパイク状の変動は, 各観測長を必ずしも一致しない。^(時間的に)
また同様に Z-comp. の up-down 反転も必ずしも一致しない。
3. 2項はオーロラ発光域との相関が良く, オーロラ発光域に西向き線電流を仮定すると良く理解できる。このことは ~ 120 km の近距離においても, 地上地磁気変動より Aurora の最も強く輝いている部分が推定できると同時に, その空間的変動についてもある程度推定可能であることを示唆する。
4. H-comp. の最大変化場所, Z-comp. の zero line 及びオーロラ緯度を南北で対比することにより共役性を調べ, その結果共役域は時間的・空間的に固定され, MLT に依存する特性をもつことを観測事実として示した。

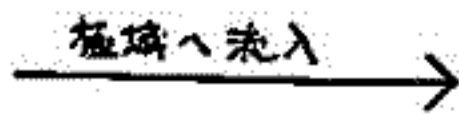
今回は, これらの特性を翻案し, さらに substorm の南北共役性の時間・空間変動について報告する。

高速プラズマ流による磁気圏極域における大ポテンシャル生成

菅見治一 片沼伊佐夫 佐藤哲也
名大空電研 筑波大物理 北大核融合

オーロラにおける電子加速の問題を討論する。磁気圏極域において、電気的二重層が磁力線に沿って作られている可能性が高く、観測的にも又理論シミュレーションによっても研究が進んでいる。しかし、磁気圏尾部の磁気中性面における現象と結びつけた統一的な解析はまだなされていない。我々は、

磁気圏尾部での磁気再結合に伴う高速プラズマ流の生成



大ポテンシャル生成
電子加速

という筋書きで電子加速が説明出来なかがと考えている。前半については佐藤・林により $V \sim V_A$ (アルヴェン速度) の高速プラズマ流の生成が示されている。従って、本研究では

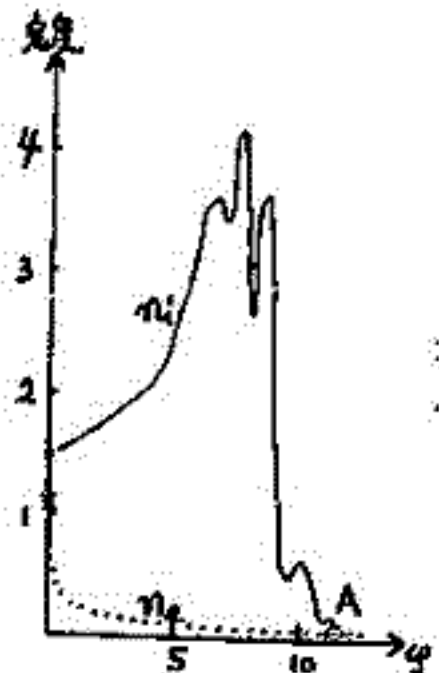
高速プラズマ流が磁力線に沿って、磁場の強い領域に流入した時大ポテンシャルが生成されるか否かを問題にする。

このため、我々は、高速プラズマ流が磁場の弱い (B_2) 領域 (I) から強い (B_1) 領域 (II) に定常的に流入している場合の密度とポテンシャル, ϕ , との関係を数値的に解析した。領域 (I) において, $n_i = n_e = 1$ とした時, 高速流 ($V_{i1} < V_i = V_e < V_{e1}$) によりイオンと電子のホルツマン分布からの shift の程度が異なるため、領域 (II) では n_i と n_e の依存性が異なる。しかし、電荷中性の条件より, $n_i(\phi) = n_e(\phi)$ でなければならぬため、これを満たすように ϕ が定まる。例として, $B_1/B_2 = 1.5$ の場合について以下に述べる。

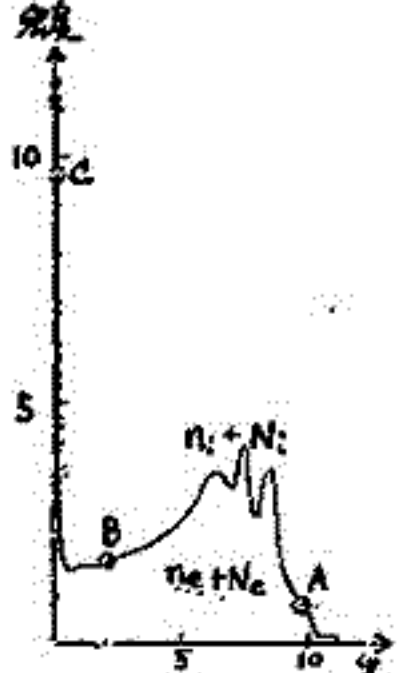
(1) Background のプラズマが低い場合 (第1図)。 $\phi = 0$ の時は $n_i > n_e$ 。 ϕ が小の時はイオンは減速、電子は加速を受けるため、 ϕ の増加と共に n_i は大、 n_e は小となる。 ϕ が流れのエネルギー程度になると反射イオンが生じて n_i は急激に減少し、はじめて $n_i = n_e$ となる。従って、 B_1/B_2 が小さくても大ポテンシャルが出来る。

(2) Background のプラズマ (N) がある場合 (第2図)。例として, $N_i = N_e = 10$ とする。この時、解は3点 (A, B, C) がある。まず Background イオンが反射されて C 点、次に流れイオンが減速されて B 点、更に流れイオンが反射されて A 点が生ずる。安定な点は A 点と B 点である。

以上定常解について解析したが、非定常の場合には C 点 (ϕ 小) から A 点 (ϕ 大) への飛びにより大ポテンシャルが生成されることが期待される。



第1図



第2図

井上雄二

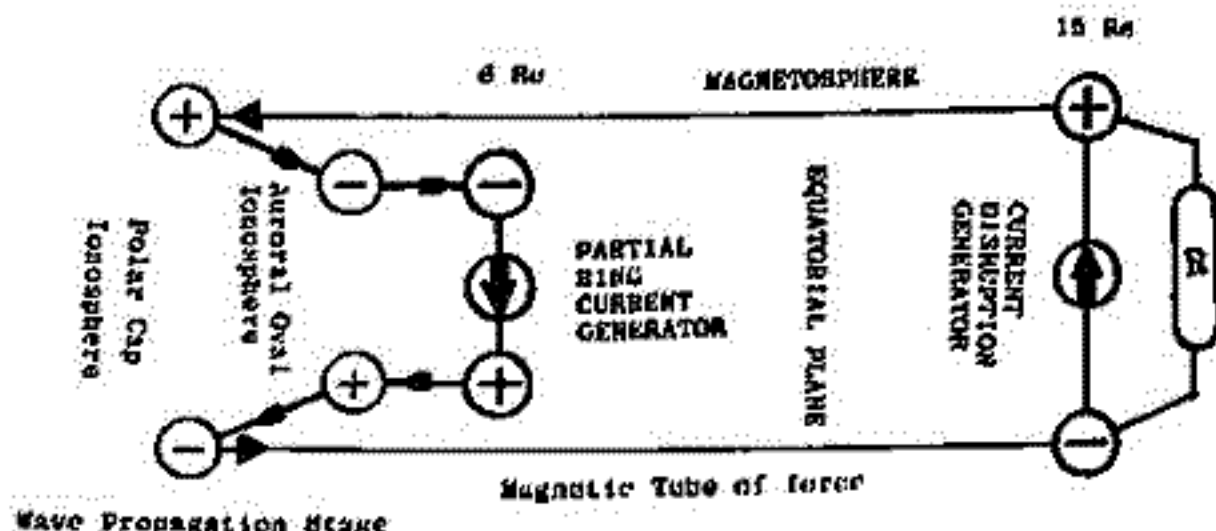
京都産業大学 計算機科学研究所

前回の学会で、Substormの非定常過程のモデルとして、二重構造の伝送線上の

波動がsubstormの諸現象を忠実に表現できる可能性のあることを提案した。Substormの発達は四段階に分類された。第一、第二段階は準定常的に進行し、充電過程であり、growth phaseに対応する。第三段階はOnset phaseに対応し、電離層のPedersen放電と磁気圏赤道面付近のpartial Ring Currentの急激な励起が、殆ど同時に発生する。第四段階はExpansion phaseに対応し、第三段階で発生した過渡的擾乱が波動の形で二重構造の伝送線系を伝搬する。伝送線のモデルの概略を図示する。伝送線系を構成する四本の磁力管は波動伝搬開始時には図示されているように帯電分極しているが、波動の電流・電圧によって空間的に時間的に大きく修正される。四本の伝送線はFACを運ぶ主要な磁力管を代表している。

伝送線方程式のLとCの計算には磁力管断面積の空間的变化およびプラズマの分極電流を考慮に入れた。波動の電流はFACであり、電圧は伝送線対向の電圧差である。波動の位相速度はAlfven速度と同程度であるが、僅かに大きい。Cの値は地球付近で $3 \times 10^{-2} \mu\text{F/m}$ から磁気圏近尾部(15Re)で $3 \times 10^4 \mu\text{F/m}$ と全伝送路に亘って約 10^6 程度の変化を示す、一方Lの値は各々1500 nH/mから500 nH/mの小範囲の変化を示す、その結果、長い伝送路に沿って、位相速度は電離層内で3000 km/sから、磁気圏近尾部で10 km/sと広範囲な変化を示す、特性impedanceも地球近傍で6Ωから距離とともに減少し、近尾部で4 mΩとなる。このように、空間的に不均質性の大きい伝送路上の伝搬の問題となる。

各々の伝送路の両端における不整合による反射が、Aurora Arcの多重構造、Substormの多重開始等の複雑性の要因になる。媒体の不均質による部分反射、伝送路の始終端における不整合による反射を考慮に入れて、波動方程式の数値解の結果を示す。短い伝送路の波動伝搬時間は約140 sec.で、長い伝送路の伝搬時間は約1400 sec.で往復で約2800 sec.である。この事柄から、単一のSubstormの持続時間が約1時間であることが言及される。磁力管の分極帯電、電離層内のPedersen-Joule損失、伝送路終端電流源を考慮して、Substormの非定常現象のエネルギー論を展開し、Substorm諸現象、さらに、post-substormの現象を議論する。



Transmission-line model for the Expansion Phase of Magnetospheric Substorms

沿磁力線電流とそれに随伴する電離層電流の構造

飯島 健 (東大・理) 福島 道 (東大・理)
藤井 良一 (極地研)

MAGSAT 衛星 (NASA) が地上 250~560 km で計測した γ 光子磁気場データの主要磁場 (MGS 4/81) を差引く、残った変化磁場 ΔB を地球主要磁場 (双極子項のみを用いた) に垂直な成分 (南北成分 ΔB_⊥^{YM}, 東西成分 ΔB_⊥^{YM}) と主要磁場に平行な成分 ΔB_{||} に分解し、沿磁力線電流とそれに随伴して起こる電離層電流の構造を解析した。1979年11月, 12月, 1980年1月, 2月の期間中に発生した Substorm 時のデータ (AE > 300 mT の部分のみ) を用いて統計的処理を行った。その結果を要約した。

① (rot ΔB)_{||} の関係 (γ 光子磁気場) : 沿磁力線電流の密度 J_{||} (amp/m²) は最も重要な $\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \Delta B_{\perp}^{YM}}{\partial x}$ の項で、 $\ominus \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \Delta B_{\perp}^{YM}}{\partial y}$ の項の寄与は高々 20% の位である。この二次の寄与は Region 2 と Region 1 沿磁力線電流の境界付近で最も大きく、従って人が用いた互に東西方向に無限に及ぶ電流モデルに似た近似に比べて、Region 2 の電流密度は強し、Region 1 の電流密度は少し弱くなる傾向がある。この傾向は結果的に電流の向きも変化する可能性がある。

② div B_⊥ の関係 (スカラー場) : これは電離層に流れる電流の1つであり、水平電流の人工衛星の高経度でのスカラー場の2階微分の沿磁力線に垂直な成分を表わす。これは最も重要な $\frac{\partial \Delta B_{\perp}^{YM}}{\partial x}$ の項で、 $\frac{\partial \Delta B_{\perp}^{YM}}{\partial y}$ は無視できる。この沿磁力線 ΔB_⊥^{YM} の latitude profile を表す $\ominus \frac{\partial \Delta V}{\partial x}$ (スカラー場) ~ $\ominus \frac{\partial \Delta V}{\partial x}$ (電流密度) ~ J_y (電離層電流の東西方向電流密度) が知られている。この沿磁力線に寄与しているのは Region 2 + Region 1 の領域にわたる eastward auroral current が存在し、これは Region 2 と Region 1 沿磁力線電流の境界付近に集中している (electrojet)。今前項のように Region 2 + Region 1 の領域にわたる westward auroral current は見られず、電流の集積が Region 2 と Region 1 の境界付近に集中していることが 30%、他は Region 2, Region 1 の各領域内には見られず、統計的に見ても見えない。div B_⊥ は ΔB_⊥ と併用してスカラー場と電離層電流の重要な役割を果たすことが示された。

双極磁場内の磁気圏-電離圏相互作用：斜め磁力線に沿う電流の地上磁場効果

玉尾 孜
(東大理)

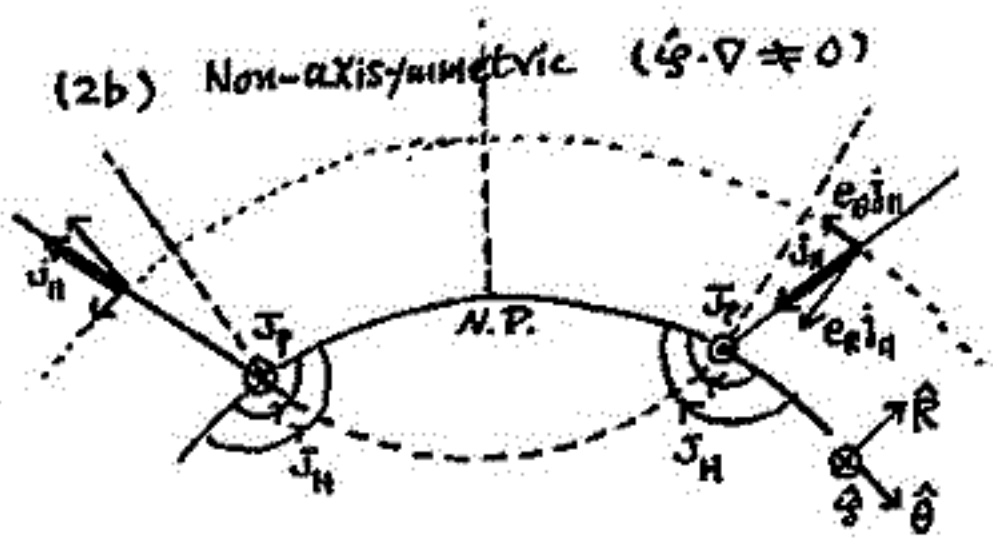
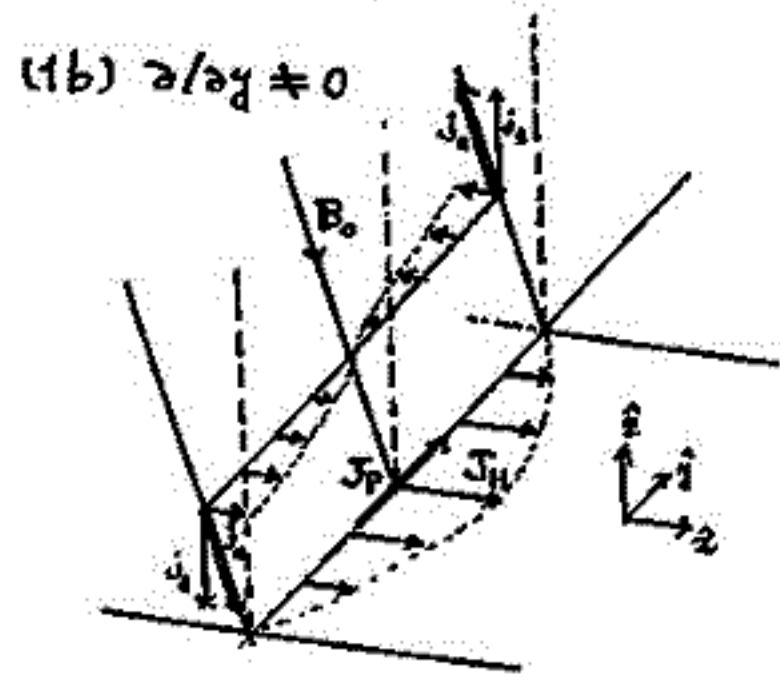
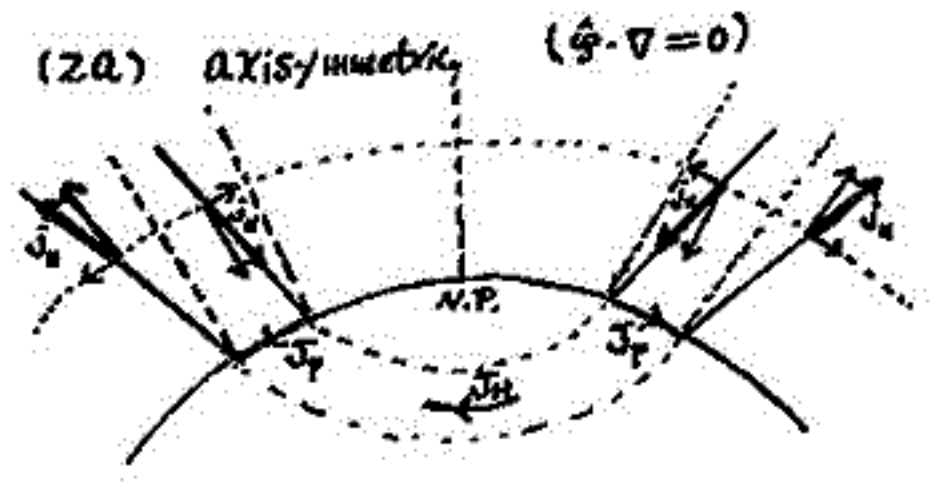
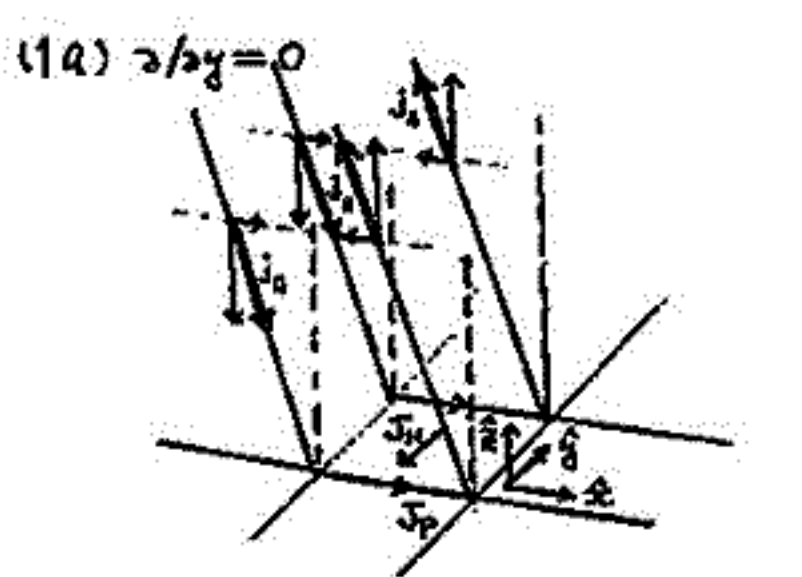
稿

沿磁力線電流の地上磁場擾乱に対する考察は1969年以来、Fukushima による等方的に研究されてきた。磁力線の電離層面に垂直な場合には、沿磁力線電流は電離層ペグ-セル電流と結びついて三次元閉回路を作り、その擾乱は磁気圏内に限られる。此の場合の地上磁場擾乱は電離層中のホール電流に等せられた。(Tamao, 1964, Fukushima, 1969) 斜め磁力線の場合の沿磁力線電流の地上磁場への考察は Fukushima (1975) による直流擾乱として行われた。今回は、沿磁力線電流を局所化マルビンモードに対する電流として(交流、何れの場合も含む)として立場をとり、その地上磁場擾乱に対する考察を行った。電離層ペグ-セル電流と結びついて三次元電流系を形成するのは、斜め沿磁力線電流の垂直成分のみであり、従って水平成分は地上磁場に等し得ることになる。結果は、地上磁場の磁場ポテンシャルを ψ とし、局所化マルビン擾乱の入射電場ポテンシャルを ψ_0 とする。直流の極限では

$$\psi = \left[\frac{4\pi \Sigma_H}{1 + 4\pi \Sigma_P V_A} \Phi_0 + 2 \frac{B_0}{B} \frac{4\pi \Sigma_P}{1 + 4\pi \Sigma_P V_A} \frac{1}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \frac{\partial \Phi_0}{\partial y} \right] e^{-\sqrt{k_x^2 + k_y^2} z}$$

(Hall電流効果) (沿磁力線電流の水平成分効果)

となる。 Σ_P, Σ_H はペグ-セル、ホール電気伝導度、 V_A は Alfvén 速度、 k_x, k_y は南北、東西方向のスケールの逆数、 B_0 は双極磁場の南北成分である。従って、 $k_y/k_x \gg 1$ 程度効果が大なり。 $\Sigma_H/\Sigma_P \approx 2$ 、磁気緯度 60° では、ホール電流による磁場擾乱に対して沿磁力線電流の水平成分によるものは $1/2 \sim 1/4$ 程度である。交流の場合には ω が ω_c 並りである。



$$\text{div } \mathbf{J}_P = (B_R/B_0) j_{||}$$

$$j_{||} \hat{e} = (e_R \hat{R} + e_\theta \hat{\theta}) j_{||}$$

MAGSAT 衛星データによる磁気圏電流の算出 (4)

鈴木 亮, 亀井豊永, 熊本 毅
(佐賀大教養) (京大理)

アンペールの定理 $J = 4\pi \oint H r ds$ (emu) により、MAGSAT 衛星データを用いて衛星軌道を横切る電流の強さを算出する。

MAGSAT 衛星の軌道面はほぼ $06^h - 18^h$ 子午面に沿う。ごく大雑把には軌道面と、太陽-地球を結ぶ線は直交している。したがって、地球を止めて考えるとき、軌道面は太陽とともに地球を一日一周する(左図1,2...)。

一周積分 $\oint H r ds$ を行うとき、2種類の積分路が考えられる(左下図a, b)。図(a)は回転する地球上に軌道を描いたもので、軌道は静止している。太陽-地球系に座標系をとると軌道はその中で静止している。この積分路に沿って観測磁場を積分して得た電流を $J(I)$ とする。観測値には主磁場を含む。同じ積分路に沿って主磁場のみを積分することもできる。MAGSAT 4/81 を主磁場とするが、それを電流で表示したものを $J(II)$ とする。

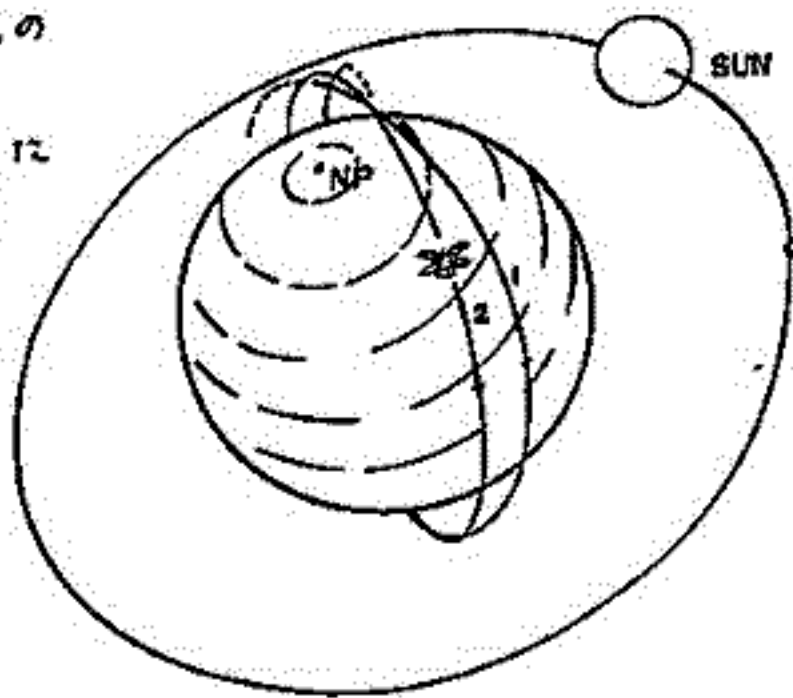
衛星の地球一周には約94分を要するので、一周が完了したときその軌跡を地上にプロットすると、(a)のカーブとはずれるが生ずる。すなわち一周の始めの部分で大きく終りで小さい。この軌跡に沿って積分路をとることが出来る。図(b)はそのように、地球上に座標系をとって軌道を見た場合に相当する。図では2つの軌道(1と2)を描いてある。この軌道に沿って観測値を積分した結果を $J(III)$ 、MAGSAT 4/81 を積分して得た電流を $J(IV)$ とする。

図(a)のT、図(b)のT₁, T₂ は積分の端点(上限, 下限)に付するが、3点は一様でない。T₁-T₂ の奇分は(III), (IV)の積分には決して含まれないが、T₁ から一周してT₁ までの積分を(a)図に移してみるとT点の前後にすぎ間が残る。すぎ間は35.0 Km 足らず(時間にして45秒以下)であるが、積分(III), (IV)は空間的に閉じていない。

上記4種の他に積分路(5)がありそうに思う。主磁場に関する上記(II), (IV)の折衷で、積分の端点は(a)図Tでありながら、経路は(b)とするものである。主磁場の影響は(b)で計算するのが正しいので、 $J(I) - J(V)$ を計算すると真に求めようとする電流が出そうに思うのだが、今の段階では計算を実行していない。

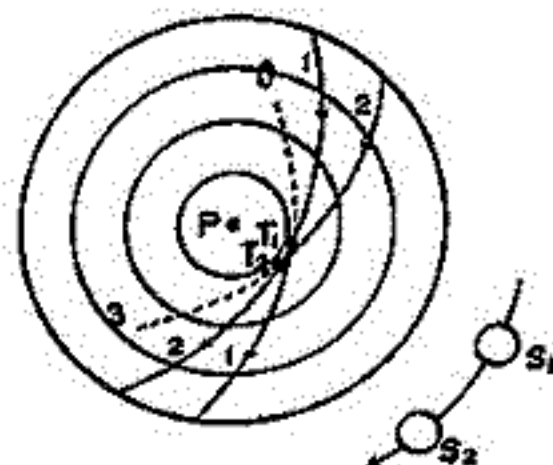
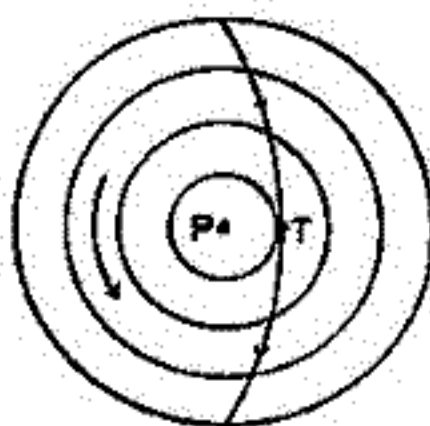
現在までに得られた結果を未整理ながら列挙すると次の如くになる。

- (i) $J(I), J(II)$ は半日(LT)変化をし、大きさは 10^6 Amp のオーダーである。
- (ii) $J(III)$ は $J(I)$ より大きい。
- (iii) $J(III)$ は静穏時 10^5 Amp のオーダーだが、 K_p の大になると 10^6 Amp のオーダーになる。
- (iv) $J(IV)$ は 10^5 Amp のオーダーである。
- (v) $J(III)$ と $J(IV)$ は半日変化と1日変化を含むが、後者の方がやや大きい。
- (vi) K_p が大きいとき J はマイナス(太陽→東夜中向)になる傾向がある。



(a)

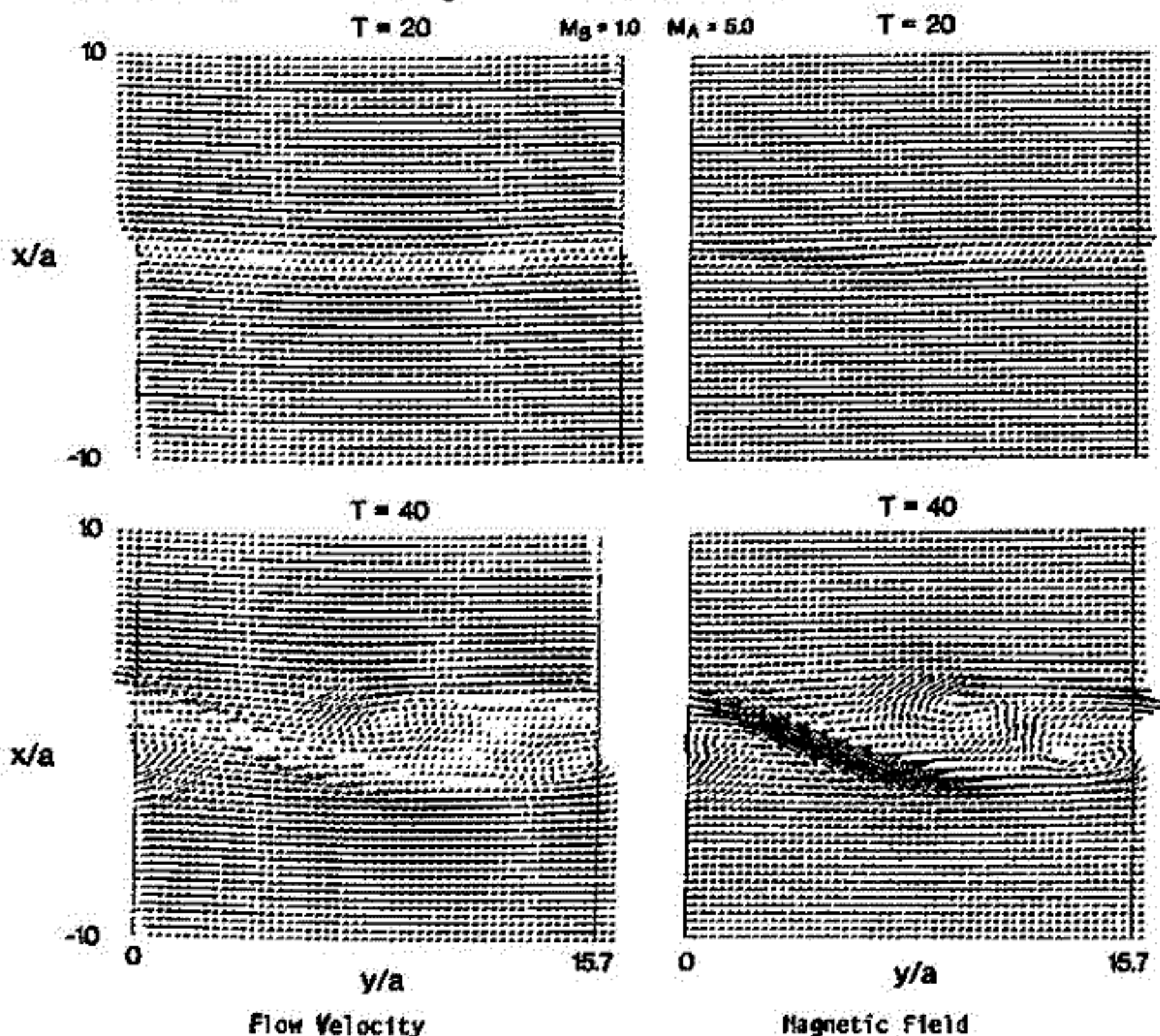
(b)



三浦 彰 (東大理)

The Kelvin-Helmholtz instability has long been suggested as one of the important processes to transfer momentum and energy of the solar wind into the magnetosphere. In order to evaluate the transfer process by this instability, an MHD simulation of the instability in a compressible plasma has been performed for parallel ($V_0 \parallel B_0$) and transverse ($V_0 \perp B_0$) configurations, which model the high latitude (or downstream flanks) and dayside low latitude magnetospheric boundaries. In the parallel configuration, a super-Alfvénic shear flow with $M_A = V_0/v_A > 2$, $M_S = V_0/c_s < 2$ (the plasma $\beta > 1$), where V_0 is the total jump of the velocity across the velocity shear (boundary) layer, develops into small eddies (bottom left panel), which strongly twist, compress, and hence amplify the magnetic field (bottom right panel). The plasma is squeezed out of the flux tube compressed on both sides by the incoming plasma flow to form a slow rarefaction layer. In the transverse configuration, the instability leads to the formation of a fast shock discontinuity from an initially sub-fast shear flow. The anomalous tangential stresses (Reynolds and Maxwell) become $> 0.005\rho_0 V_0^2$ for both configurations, and the energy flux across the boundary reaches as large as 1% of the magnetosheath flow kinetic energy flux $1/2\rho_0 V_0^2$. The anomalous (eddy and magnetic) viscosity ν_{ano} becomes $> 10^{-2}\Delta V_0$, where Δ is the initial velocity shear scale length. These results suggest that the large anomalous tangential stress (drag) is imposed on the magnetospheric boundary, in particular, at the region far from the subsolar region, and the instability gives an efficient "viscous-like" interaction at the magnetospheric boundary.

*Work supported by NASA under STTP grant NAGW-78 at U.C.L.A.



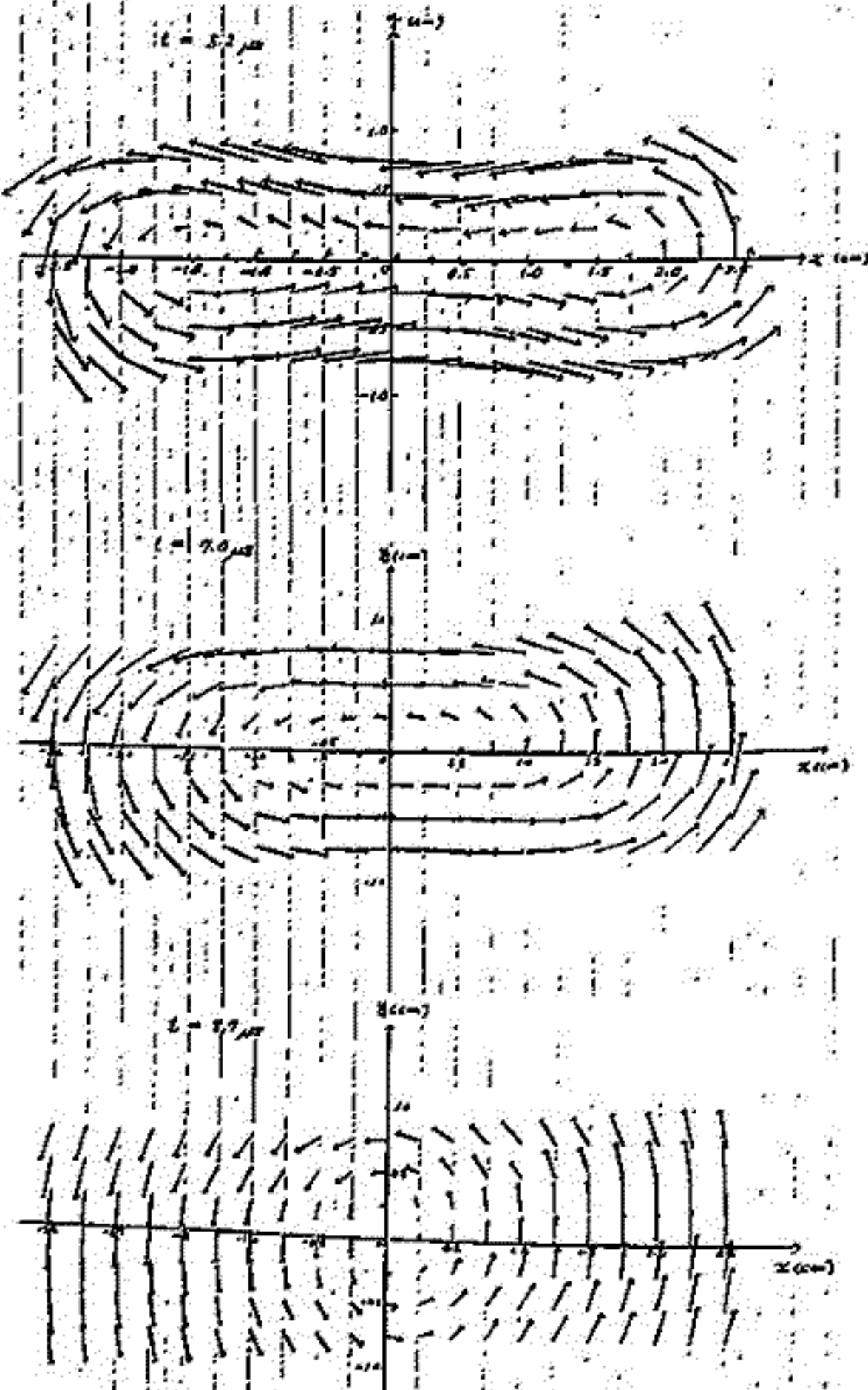
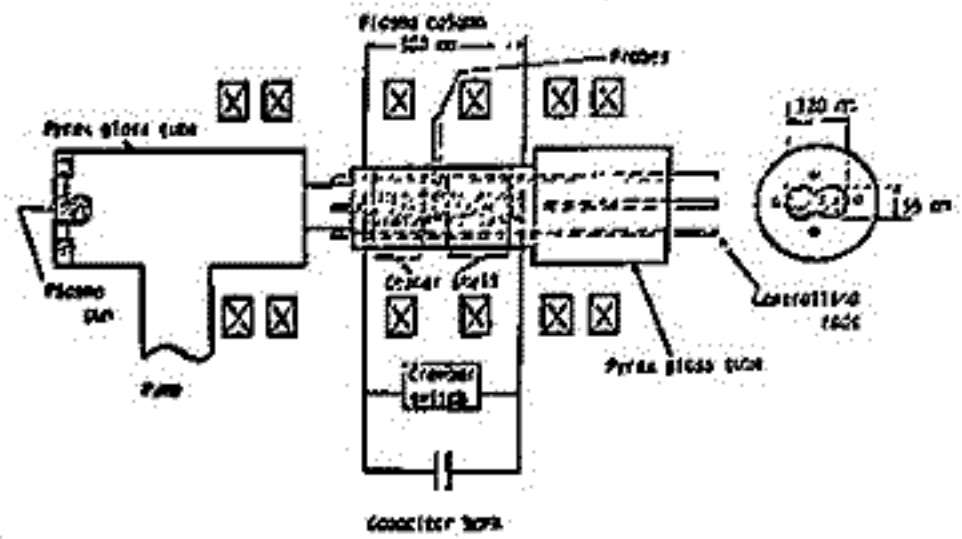
二本の平行プラズマ電流による field line reconnection

八木康之 河島信樹
宇宙研

二本の平行プラズマ電流が互いに引き合う過程における磁場分布を詳細に測定し、コラム形成時にX型の中性点ができ、コラムが運動していくにつれO型のトポロジに変化する様子がとらえられた。

実験は、30 cm 離れたメッシュ間のガスがめ放電で行ない、2つの平行プラズマ電流を生成するために棒型の断面を持つ銅シエル中に放電電流を通す。コンデンサーバンクは容量10 μF で以下の測定では充電電圧10 kV に固定した。使用ガスはArでガス圧は65 mTorrで行なった。

前回報告された磁場分布では測定点が粗く、コラム形成時のX型中性点は明確でなかったが、その後、磁気プローブを小型化し、且つ、先をL字型に曲げて完全に銅シエル内で測定できるように改良して測定を行なった。その結果、コラム形成時に $x \approx \pm 1.5 \text{ cm}$ に中心を持つ各電流コラムを囲む磁力線 (private cell) と、2つの電流コラムを囲む磁力線 (public cell) とが存在し、従って、原点で交差するX型 separatrix ができていることがわかった。その後 private cell の中心は次第に原点に向かって近づき、約2 μs で原点に中心を持つO型の中性点に変わる。この時磁気フラックス面は横長であるのが、次の約2 μs で縦長に変化する。以上の変化は、コラムの揺動で輝度の高い部分が電流強度の高い部分と考えると大体対応している。又、ダブルプローブによる測定から、後半の2 μs の間に、y軸上で原点から離れた方向にプラズマが射出される ($v \sim 1 \times 10^6 \text{ cm/sec}$) ことがわかり、現在その機構について調べている。



MAGSATの観測からみた Ring Currentの構造

柳澤 正久, MAGSAT研究班
(宇宙研)

地球磁気圏の荷電粒子は grad B ドリフトにより地球を中心とした円軌道運動をしている。この運動による電流は ring current と呼ばれ、地球近傍では北から南に向かうほぼ一様な磁場をつくる(図1)。しかし、この磁場は実際には一様でなく、朝側と夕方側で非対称であることが知られている。その説明として、ring current が地球中心でない(Langel and Sweeney 1971)、partial ring current (Akasofu) などと考えられているが、MAGSATの観測からは図2のようなモデル(Fukushima and Kamide 1973)がよいようである。その根拠として次のような解析結果をあげる。

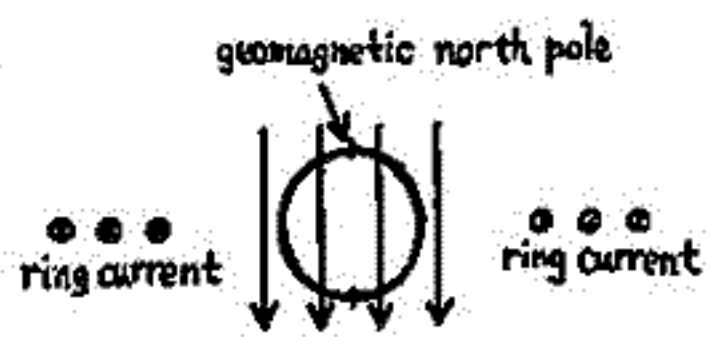


図1 ring current とそのつくる磁場。

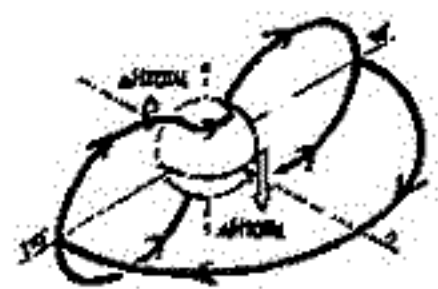


図2 partial ring current system.

図3 (a), (b) は MAGSAT の観測から得られた北から南に一様にかかる磁場 E_1 と induction によって生じた地球中心、北向きの dipole による赤道上的の磁場 I_1 の和(赤道上的の水平成分の減少に対応する)を Dst を横軸にとりプロットしたものであり、朝側(a)と夕方側(b)で大きな非対称性が見られる。このような大きな非対称性は、ring current の中心に地球がないことでは説明できない。

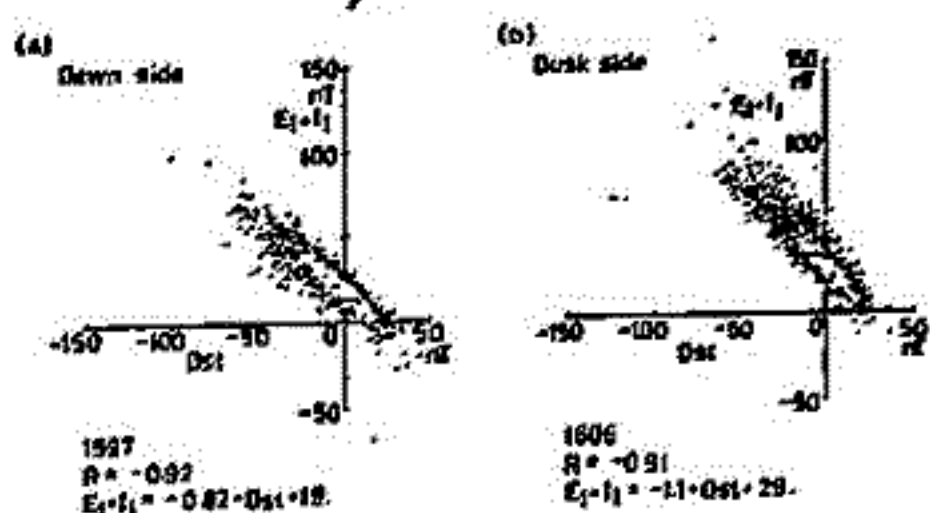


図3 縦軸 $E_1 + I_1$ は、北から南に一様にかかる磁場 E_1 と induction によって生じた地球中心、北向きの dipole による赤道上的の磁場 I_1 の和であり、赤道上的の磁場の減少に対応する。

図4 (a), (b) では、地上のデータを用いて非対称性を補正した D を横軸にとり同じようなプロットをしたが、朝夕の非対称性はまた残っている。これは地上には影響を及ぼさないが、人工衛星の観測には影響を及ぼす電離層に出入りする電流があるためであろうと思われる。

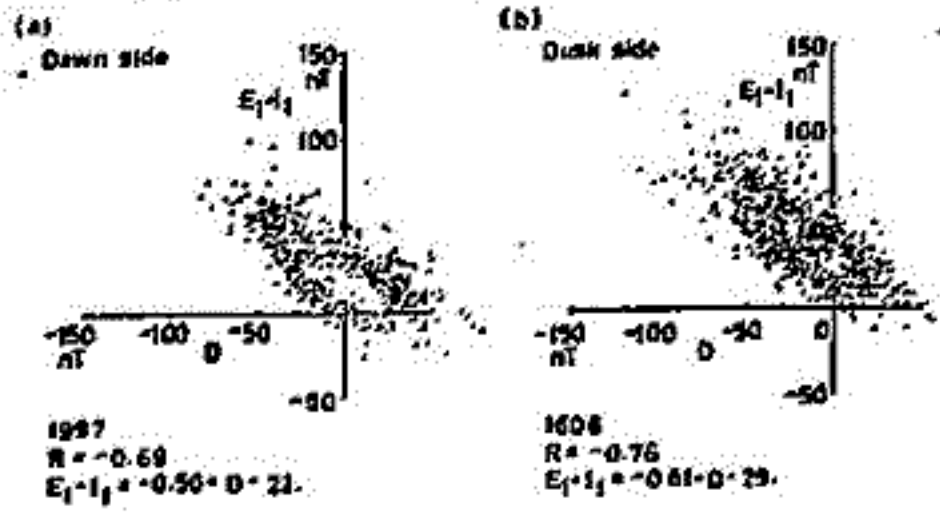


図4 D は朝夕の非対称性を地上のデータを用いて補正したものである。

以上のことから、図2のように、朝夕の非対称をつくりだす電流は、電離層に流れていると考えられる。

OBSERVATIONS OF ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS
IN THE EARTH'S MAGNETIC TAIL

A. Nishida, Y. K. Tulumay*

Institute of Space and Astronautical Science
Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153, Japan

F. S. Mozer

Space Science Laboratory,
University of California, Berkeley
California 94720, U.S.A.

The electric field data from the University of California, Berkeley double probe experiment and the magnetic field data from the UCLA fluxgate magnetometers on the ISEE-1 Satellite have been employed in a qualitative analysis. The comparison of the E_y component and the B_z component of the electric and magnetic data respectively in the nightside of the earth's magnetic tail exhibits that during the substorm activity the motion of the plasma is enhanced. This manifests itself in the form of positively (or negatively) correlated E_y , B_z field components when, mostly, the flow was earthward (or tailward). The comparison of the satellite data with the ground magnetograms have also been conducted in order to investigate the effects of the substorm activity on the electric and magnetic field components.

(* On leave from the Middle East Technical University, Ankara, Turkey)

昼間側の磁気圏境界面における磁気線再結合の計算機実験
西田篤弘・星野真弘(宇宙科学研)

昼間側の磁気圏境界面とは、磁気圏の磁気線が太陽風プラズマとこたえてい
る。このために、昼間側の磁気圏の磁気線再結合は、磁気圏尾部での磁気線再結
合 (Fig 2) のような対称な形状ではなく、Fig 1 のように非対称な形状を示す。

さらに実際とは、昼間側の磁気圏境界面付近では、磁気シースの磁場が磁
気圏の磁場とある角度をなしてあり、また磁気シースには太陽風プラズマの流れ
が存在する。このために、これまでのように2次元モデルではなく、3次元的考
察が必要である。そこで、我々は磁気圏境界面と赤道面に平行な方向に一様性
($\partial_z = 0$) を仮定して、磁気線再結合の現象の2.5次元シミュレーションをおこ
なしている。

Fig 3, Fig 4 は磁気線再結合の進行過程を示す計算結果であり、Fig 3 は磁
場、Fig 4 はプラズマの速度ベクトルを示している。それぞれの図の左側が磁気圏
右側が磁気シースに対応する。座標軸は、横軸が X 座標、縦軸が Z 座標で、左図
は X-Z 成分、右図は X-Y 成分を示している。このシミュレーションの初
期条件は磁気圏境界面での全磁力が 0 になり、どのようなものがある。

磁気圏境界面の一部分の抵抗が異状と高くなると、そこで磁気
線再結合がおき、プラズマは Z 軸方向に加速はじめるが、同時に Y 軸方向にも少
し加速される。(Time=60) それと共に磁場の Y 成分は徐々に弱められていく。磁場
の Y 成分が消えると (Time=90) プラズマの Y 方向の流れもな
くなる。また速いプラズマの流れは、磁気圏境界面を覆切
り、磁気圏の中に形成される。

Magnetopause Reconnection

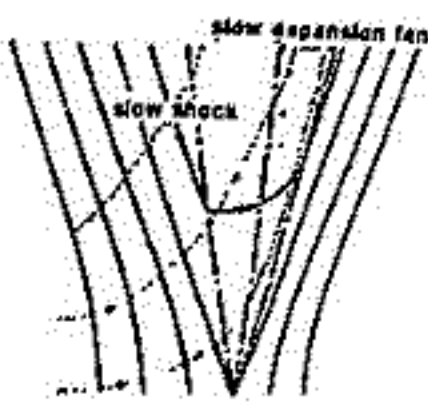


Fig-1

Magnetotail Reconnection

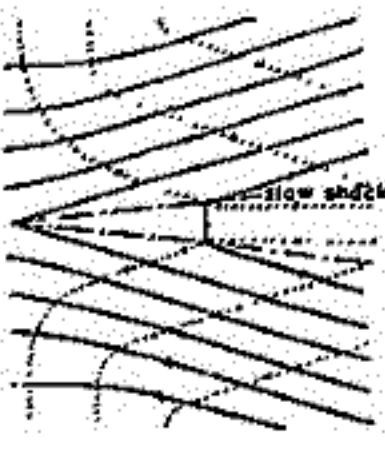


Fig-2

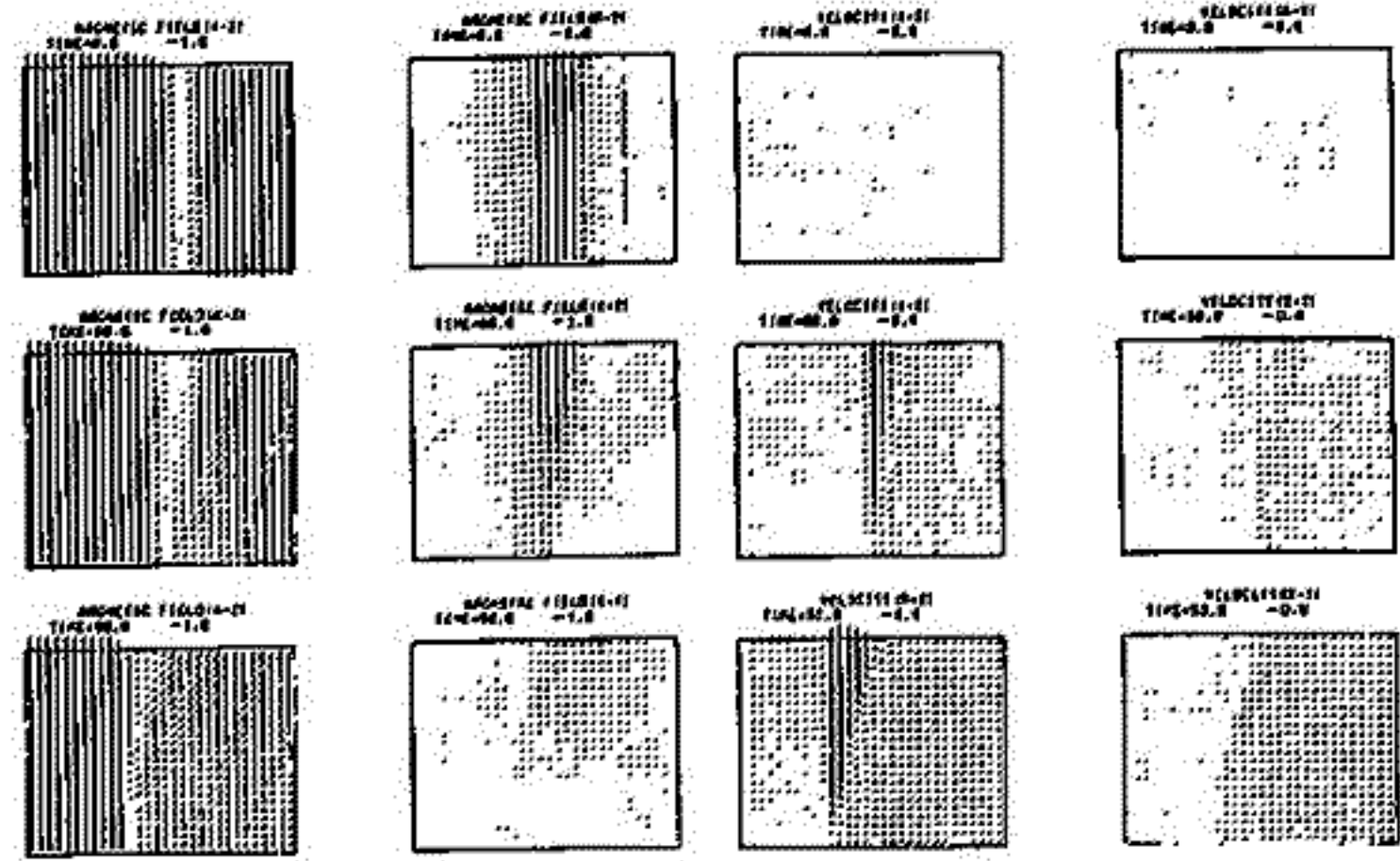


Fig-3

Fig-4

二次元MHDモデルによる太陽風と地球磁気圏相互作用のシミュレーション(Ⅲ)

萩野竜樹, 鷲見治一, 鎌田哲夫 (名大空電研)

二次元MHDモデルを用いて子午面内における地球磁気圏形成の計算機シミュレーションを進めてきたが, 今回は子午面内と赤道面内における二種類のMHDシミュレーションを行なって磁気圏の形成過程を調べた。その結果, 惑星間空間磁場の南北の向きに対応して, 子午面内と赤道面内における定常に近い地球磁気圏の構造を再現でき, 更に観測から知られている磁気圏の三次元電流系と矛盾の無い二つの面内の二次元電流系を示すことができた。

計算にはデカルト座標系(x, y, z)を用い, x-y平面とx-z平面をそれぞれ赤道面と子午面に対応させる。地球中心即ち二次元ダイポール磁場の中心を(x_p, 0, 0) x_p=203に位置させ, x=0の境界からV_{sw}=0.044の速度で太陽風が流入するモデルを考える。ここに距離と時間の単位は地球半径と地球半径をAlfven速度で横切る時間 t_s=a/v_A≒0.945である。

惑星間空間磁場無しの場合, 太陽風と地球磁気圏相互作用の結果得られた赤道面内と子午面内の準定常な地球磁気圏の構造をそれぞれ図1と図2に示す。磁場強度|B|, 磁束関数ψ, プラズマ圧力P, 密度ρは等高線で, 流速Vはベクトル表示で, 更にy方向の電流J_yは正を○印で負を△印で示す。磁気圏前面にChapman-Ferraro電流が, 尾部のプラズマシートに負, 磁気圏境界に正の電流が流れている。後者は磁気圏を循環する所謂8の字電流に相当するものである。

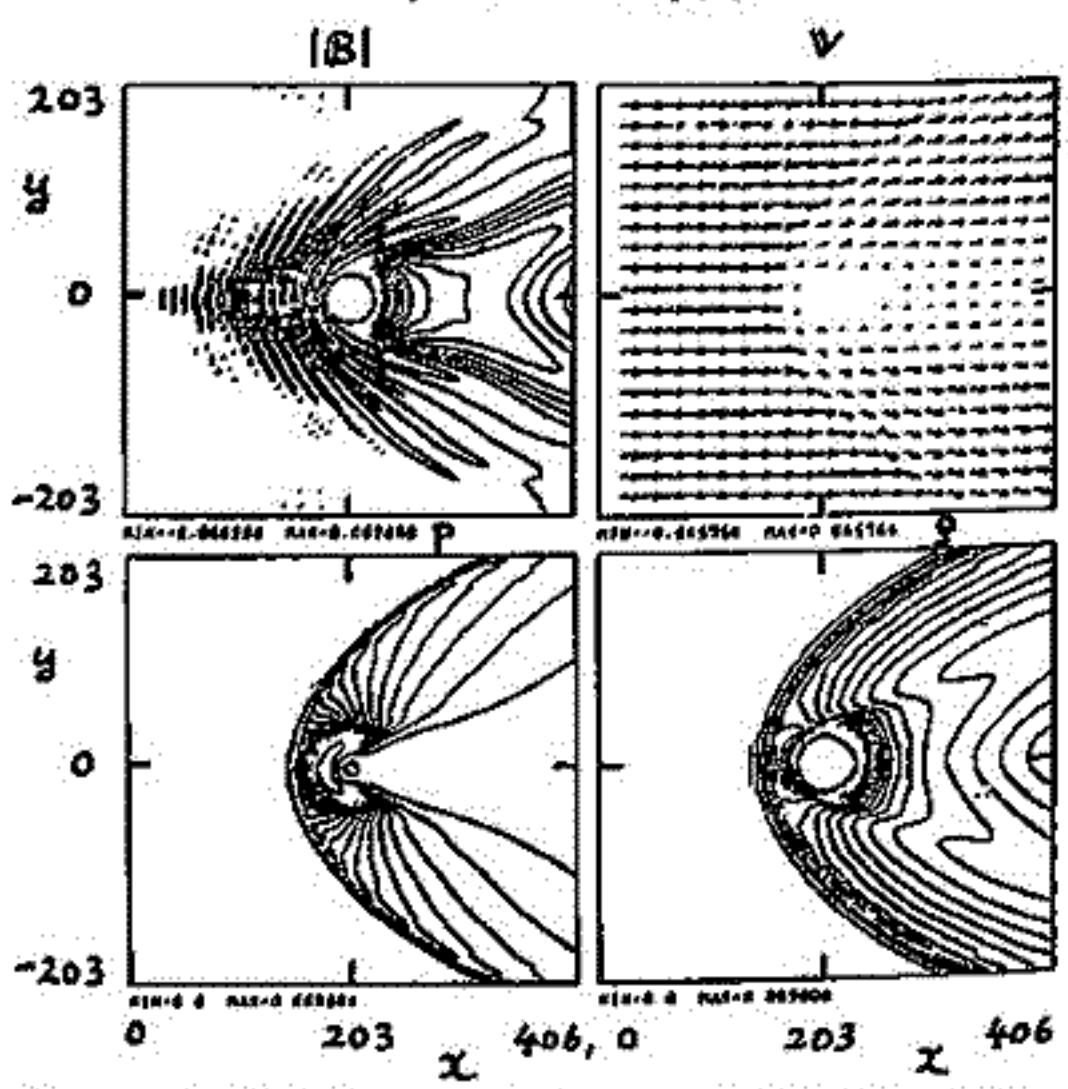


図1. 赤道面内の太陽風と地球磁気圏の相互作用, 惑星間空間磁場無し, V_{sw} = 0.044 (300 km/s)に相当, t = 9600.

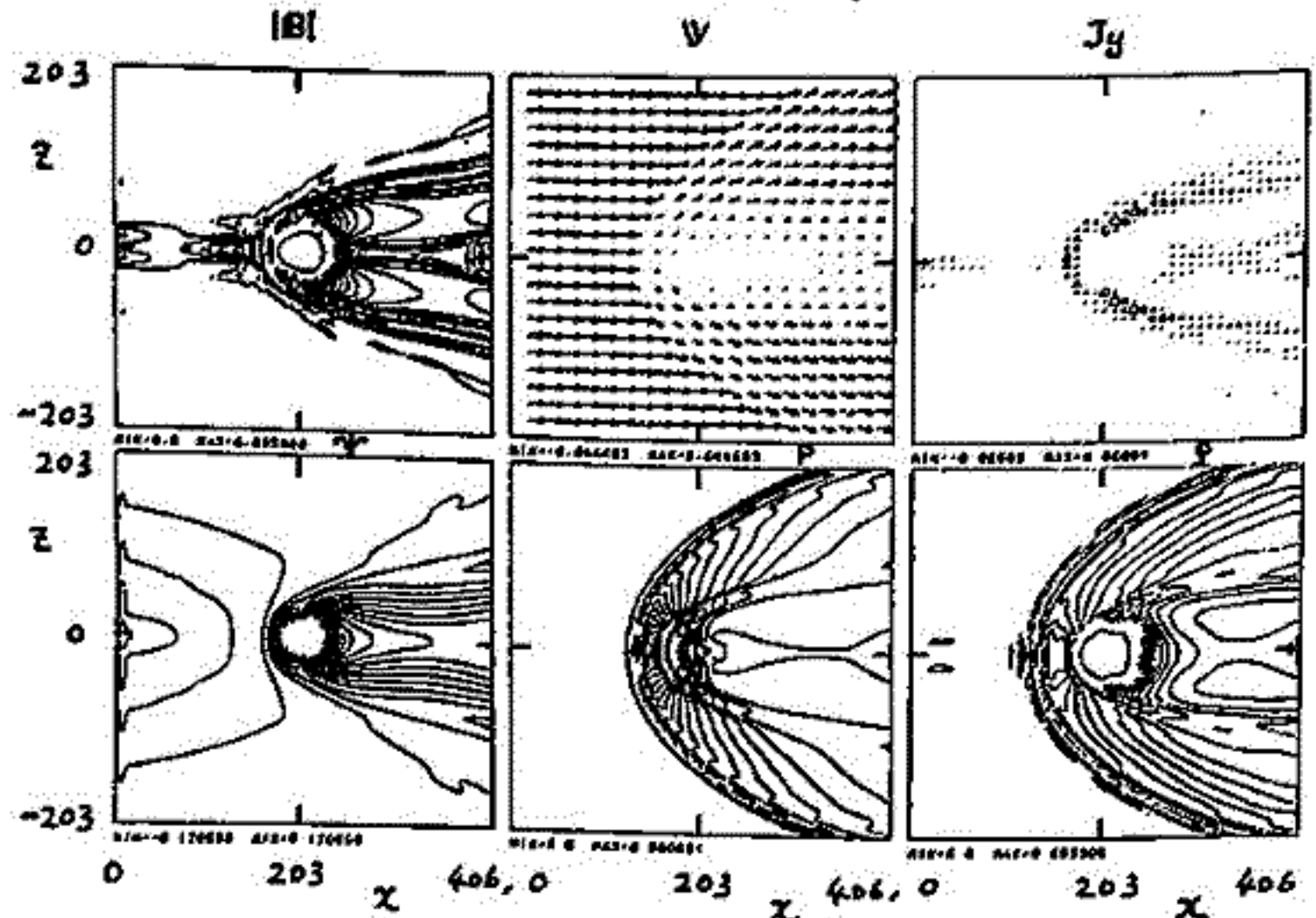


図2. 子午面内の太陽風と地球磁気圏の相互作用, 惑星間空間磁場無し, V_{sw} = 0.044, t = 9600.

三次元MHDモデルによる太陽風と地球磁気圏相互作用のシミュレーション (I)

萩野竜樹, 鷲見治一, 鎌田哲夫 (名大空電研)

三次元MHDモデルを用いて太陽風と地球磁気圏相互作用のグローバルな計算機シミュレーションを行ない, 比較的静かな時の地球磁気圏の三次元構造を示すことができた。

基礎方程式には一液体のMHD方程式を用い, 三次元のデカルト座標系(x, y, z)において初期値と境界条件を与え, 2 step Lax-Wendroff法で時間発展を解く。初期値としては(x, y, z) = (x_p, 0, 0), x_p = 41に地球中心があるとして, 三次元のダイポール磁場 B_d = { -3(x-x_p)z/3⁵, -3yz/3⁵, (z²-2z²)/3⁵ }, 磁場強度に比例した密度 ρ = 3⁻³, プラズマ圧力 P = P₀ 3⁻² を与える。ここに, 3 = [(x-x_p)² + y²]^{1/2}, 3 = [(x-x_p)² + y² + z²]^{1/2}, P₀ = 2.68 × 10⁻⁷ である。一方, 太陽風は密度 ρ_{sw} = 5 × 10⁻⁴ (5 × 10⁶ m⁻³ の数密度に相当), 圧力 P_{sw} = 1.78 × 10⁻⁸ 及び速度 V_{sw} = 0.044 (300 km/s) をもって x = 0 の境界から流入し, 地球磁気圏に吹土つける様なモデルを考える。

境界条件は x = 0 で固定端, y = z = 0 でミラー反射条件, y = z = 41 で太陽と地球中心を結ぶ軸に対して 45° の角度をなす自由端の条件を課し, さらに 3 ≤ 3_a (≒ 5) では物理量は変化しないと仮定する。シミュレーションでは規格化した量を用い, 距離は地球半径 r_s = a = 6.37 × 10⁶ m, 磁場は地球半径赤道上の磁場 B_s = 3.12 × 10⁻⁵ T, 密度は電離圏から外挿された地球半径の密度 ρ_s = m_e n_s (n_s = 10¹⁰ m⁻³), 速度は Alfvén 速度 V_A = B_s / √(μ₀ ρ_s) = 6.80 × 10⁶ m/s, 時間は t_s = r_s / V_A = 0.943 を単位とする。又計算のメッシュ数は境界を含めずに (N_x, N_y, N_z) = (40, 20, 20) であり, 又差分の空間と時間の幅はそれぞれ Δx = 2 と Δt = 3 である。

惑星間空間磁場が無い場合, 太陽風と地球磁気圏の相互作用の結果から得られた比較的静かな時の準定常な地球磁気圏の構造を図1に, プラズマ圧力 P, プラズマ密度 ρ 及び電流強度 |J| は等高線で, 流速 V は

矢印のベクトル表示で示す。図で上半面 (xz 平面) が子午面に, 下半面 (xy 平面) が赤道面に対応した二次元の断面図である。対称性を仮定しているのので, 全体の半の領域を解けば良く, そのための計算している領域は 0 ≤ x ≤ 82, -41 ≤ y ≤ 0, 0 ≤ z ≤ 41 である。圧力と密度分布から磁気圏の構造, 即ち bow shock, plasma sheet の形成が, 流速 V から磁気圏のグローバルな対流がみられる。

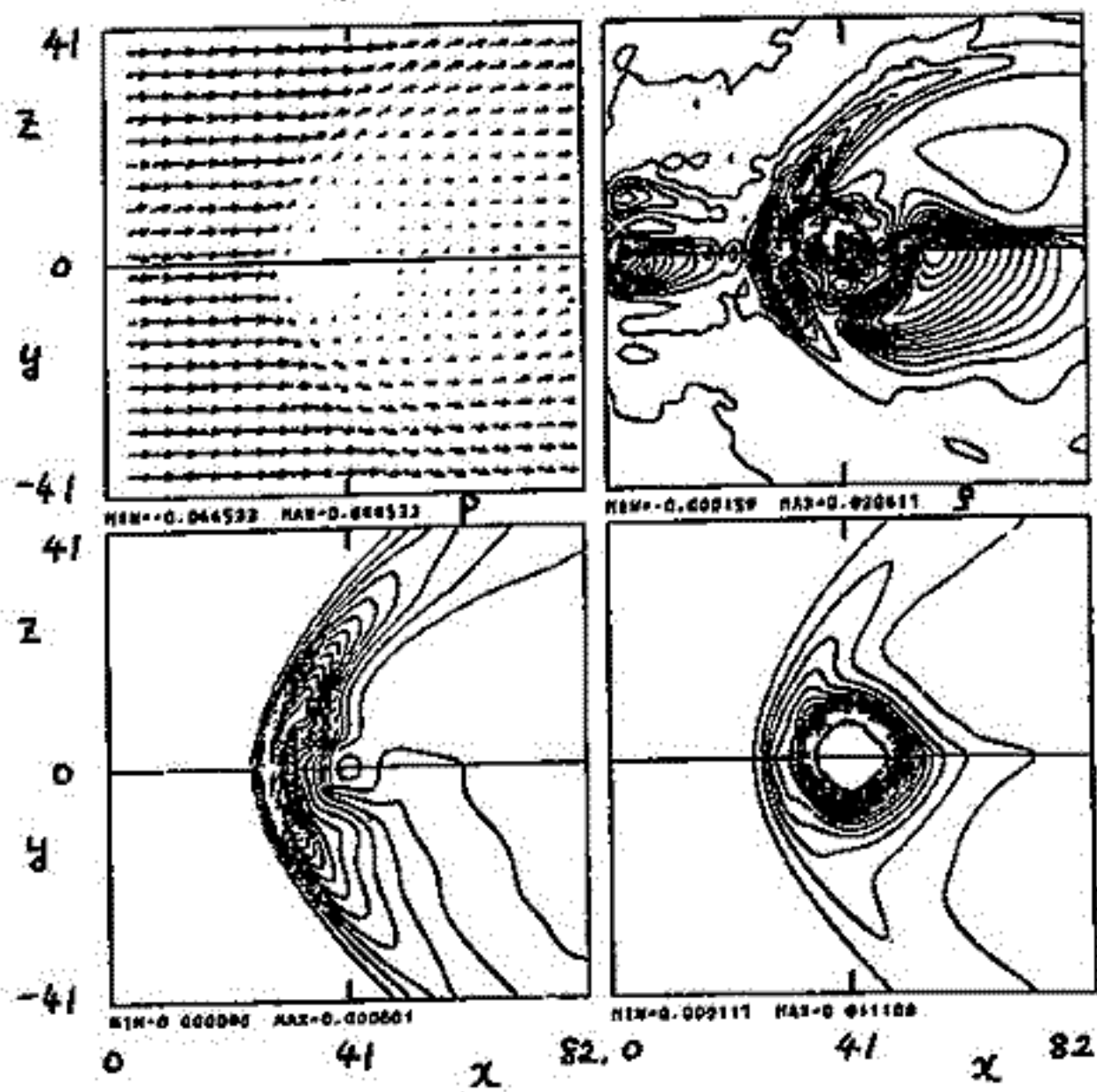


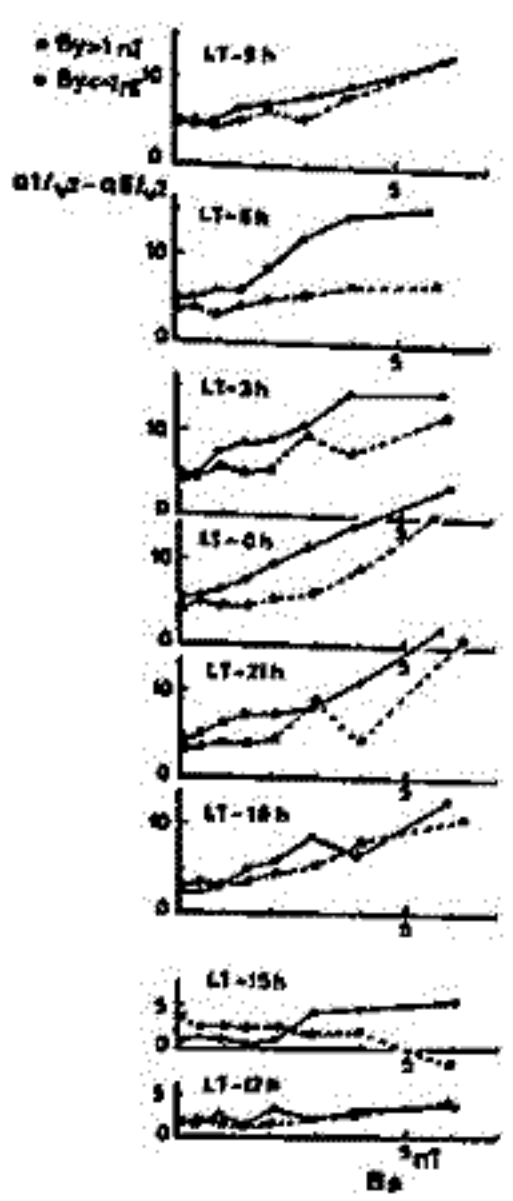
図1. 太陽風と地球磁気圏の相互作用の三次元MHDシミュレーション, 上半面が子午面, 下半面が赤道面に対応する, 惑星間空間磁場無し, V_{sw} = 0.044 (300 km/s) に対応, t = 1920.

IMF-By成分による地磁気活動度の 南北半球非対称性 — Local Time 依存性 — (Ⅲ)

芳沢克明, 前沢潤, 村山喬 (名古屋大)

地球の南北半球で、同時に観測された geomagnetic activity の間には、系統的な差があり、それは IMF の By 成分に依存する。即ち、By 正の時は北半球で、負の時は南半球で、それぞれ相対的に activity が高い。過去 2 回の学会報告では、南北半球の中緯度帯に於ける地磁気活動度を示す an, as index を用いて、南北非対称性を起こす IMF-By 成分の効果が、Substorm の発達と強く関連していることを示した。

an, as 係数は、もともと南北の sub auroral 帯(地磁気緯度約 ±50°) に分布する station 群(北で 5 つ、南で 3 つの group) で観測された地磁気活動度(個々の group に於ける平均の K を a に変換したもの (Mayaud (1967)) を、南北別に平均した係数であり、hemispherical な activity を示す。今回の解析は、an, as に寄与する各 station 群に於ける activity ai (i=1~8) を用いて、南北非対称性の Local Time 依存性を調べた。下図は、ほぼ conjugate な 2 つの group (平均地磁気緯度経度で、1: (46°, 219°), 2: (-47°, 220°)) の a を用い、北と南の activity の差を各 LT ごとに、Bs (IMF の南向き成分) に対して plot したものであり、黒丸と白丸はそれぞれ By 正負の場合である。その際、activity が太陽風速度 V に依存することを考慮に入れて、その影響は補正してある。図から解する様に、昼間側(LT~12h)を除く、殆んどの Local Time で、南北の差は、By 正の場合が、負の場合より大きく、更にその差は Bs の増大と共に大きくなる。



この効果は真夜中付近から朝方にかけて顕著に見えるが、一方、夕方側(LT~15, 18h)では、Bs の小さい値で、傾向が逆転しており、By 負の場合が、正の場合より大きい。この朝方と夕方の相違は、一種の dawn-dusk asymmetry と考えられ、ある意味では期待されることである。即ち、高緯度帯での電離層レベルでは、種々の IMF-By 成分に伴った dawn-dusk asymmetry を起こす現象が知られており、その効果がある程度中緯度帯にまで及ぶことは予想される。しかしながら、図に於て、夕方側の By 効果が逆転しているのは、Bs が小さい時のみであり、Bs の増大と共に他の LT 同様、By 正の方が優勢となり、結局、殆んどの Local Time で常に By 正では北半球で、By 負では南半球で、activity が高くなることを示す。そして、このことが、global な scale (an, as) で見た南北非対称性 主に寄与しているものと考えられる。

以上の様に、LT 別に見た南北非対称性は、Bs の大小によって性質が異なっている様であり、中緯度帯で見た activity は、Bs の小さい時と大きい時で、違う電流系の容子を反映している様である。

太陽風 Corotating Structure の大規模構造

前次 測, 袴田和幸
(名大理) (中部工大)

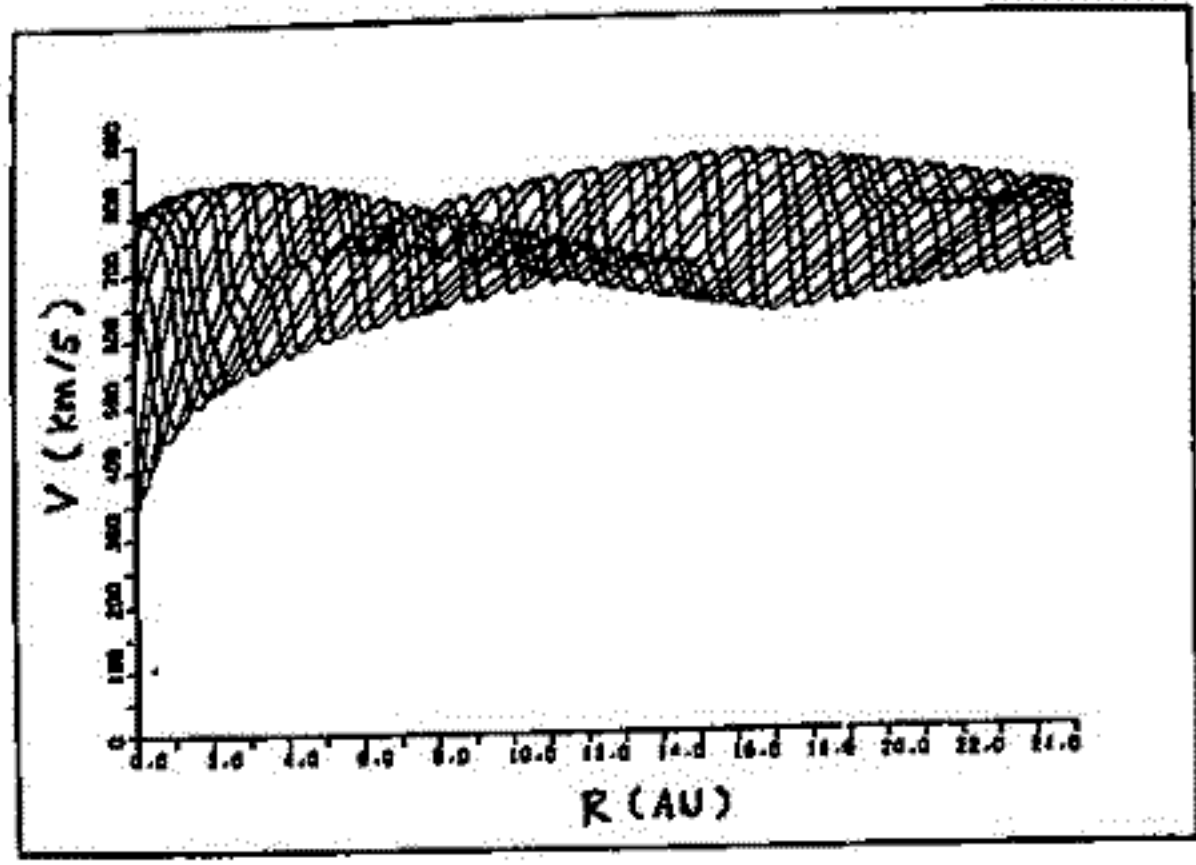
太陽風中の Corotating Structure が, 木星の軌道を越えてさらに遠くに行く時, どのような構造に発展するかを, Simulation の方法を用いて調べた。Fluid in Cell の方法を用いて流体方程式を解き, 回転系での空間微分と, 静止系での時間微分が等価になることを用いて, 2次元の問題を1次元の問題に直して解いた。(太陽風の速度ベクトルは, ほとんど radial と仮定する。) 境界条件としては, $r_0 = 0.05 \text{ AU}$ に Inner Boundary をおき, ω で時間的に変化する速度を与える。例えば, 1 Solar Rotation に2つの High Speed Stream が交わってくるような Situation を考える。(境界条件の例は, $V_{\text{max}} = 775 \text{ km/s}$, $V_{\text{min}} = 300 \text{ km/s}$, $T_0 = 100 \text{ eV}$, $n_0 = 2000 / \text{cm}^3$) Outer Boundary ($r = 25 \text{ AU}$) は Free Boundary とする。

<結果>

よく知られているように, Interaction Region をはさんで Forward Shock と Reverse Shock の Pair が $r \approx 2 \text{ AU}$ で形成されるのが観測されるが, 面白いのは, さらに遠くまで Simulation を進めると, Interaction Region が発達してなかり, ついに Interaction Region と Interaction Region の Merging が $r \sim 15 \text{ AU}$ (この数字はもう少し下の境界条件に依存する) で起こることである。(これは, Interaction Region が, プラズマをかき集めながら生長するため, $r \sim 15 \text{ AU}$ に致ると, すべてがプラズマが Interaction Region に食いつくされるためである。) この付近では, Density Profile をみるとほぼ Flat になり, Interaction Region が消滅しのように見えるが, Velocity Profile には大きな山谷が残っているため, さらに $r \sim 20 \text{ AU}$ に致ると, Merge した Interaction Region の中から, 新たな Shock Pair の形成が始まる。このように, 太陽風の Shock Pair は, 太陽圏の内部において, 数回, 消滅 (Merging) と生成の過程をくり返して, 太陽圏外壁に致ると考えられる。この構造は, 銀河宇宙線の太陽圏への侵入経路を考えると, 重要なポイントになると考えられる。ここでは述べられなかったが, 講義では3次元構造にもふれるつもりである。

<図の説明>

V (太陽風速度) vs. R (軌径距離) のプロファイルを時間をおいて重ねた図 (1本1本の線が異なる時刻の Snapshot)。上に見える領域が, Forward Shock と Reverse Shock の Pair の存在する領域。 $14 \text{ AU} \leq r \leq 19 \text{ AU}$ の領域で Shock Pair が消え, $r \geq 20 \text{ AU}$ で新たな形成が始まることかわかる。



橋田和幸, 京像教
中部工大

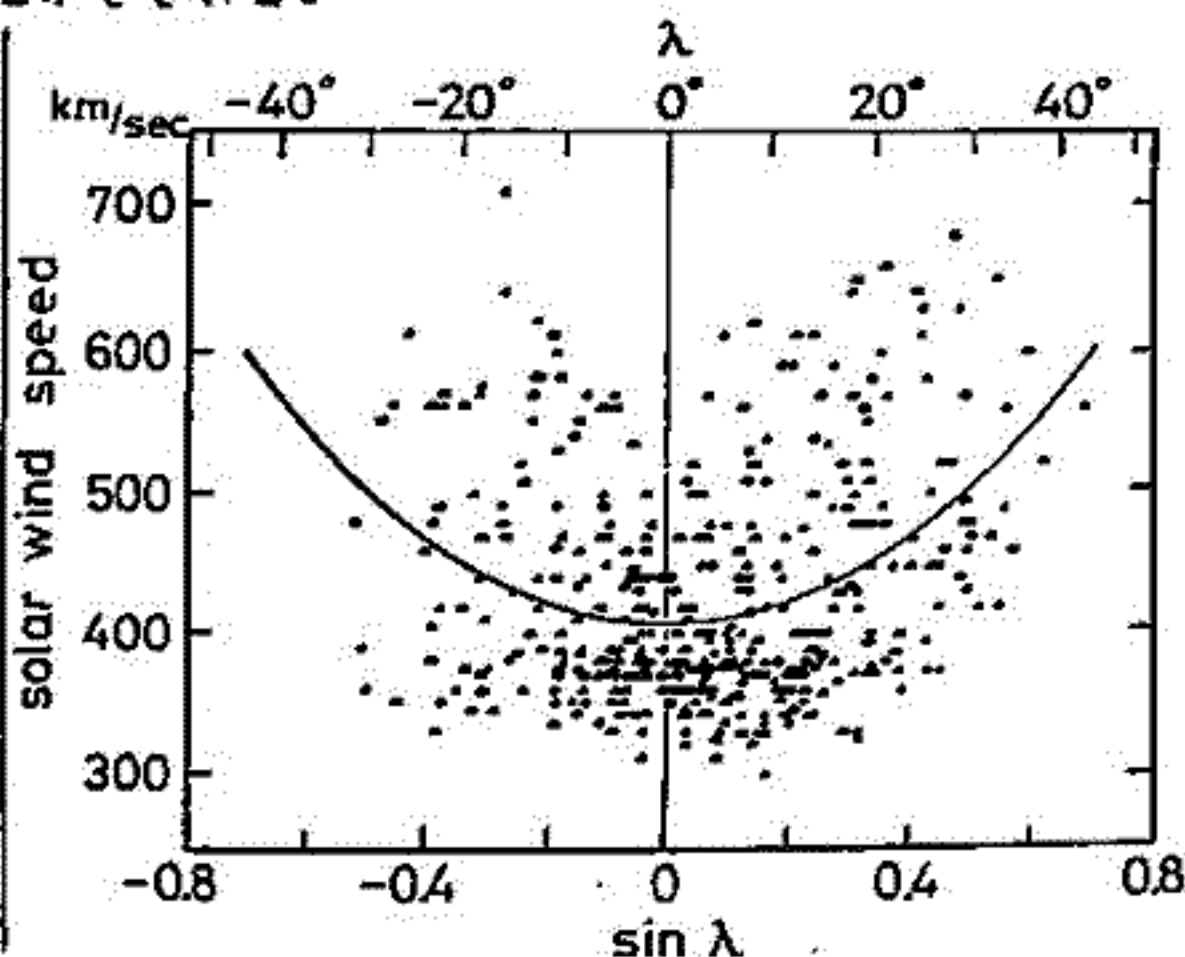
1973年に行われたSkylabの実験により、コロナ中に太陽の極域から赤道へ伸びた、コロナホールと呼ばれる暗い領域が発見され、これが高速太陽風の源因となっていることが示された(Zirker, 1977)。また惑星間磁場と太陽磁場との関係を表すために、太陽電流曲面という概念が導入されてきている(Alfvén, 1977)。これら太陽風速度と惑星間磁場極性との関係をさらに追及し、Hakamada and Akasofu (1981)は、太陽電流曲面の振幅の時間変動と太陽風速度の太陽磁気緯度依存性の仮定により、太陽風速度と惑星間磁場極性、両者の時間変動のかなりの部分が説明できることを示した。その後、Zhao and Hundhausen (1981)は顕著な回帰性を示す1974年の太陽風データを用いて、太陽電流面が純粋な正弦曲線で表される構造を持つという仮定のもとに太陽風速度の時間変化が速度の磁気緯度依存性という空間的变化によりかなりよく説明できることを示している。

今回我々は、Hoeksema, Wilcox, and Scherrer (1982)により、ポテンシャル磁場の仮定のもとに太陽光球磁場から計算されたコロナ磁場を用いて推定された、1976年5月から1977年8月までの18 Carrington rotationsの間の、太陽電流曲面の構造と、同じ時期に人工衛星により観測された太陽風速度との関係を直接比較した。この期間、太陽電流曲面は、1 Carrington Rot.の間に2つの山と2つの谷を持つ構造をして居り、これに対応して惑星間磁場は4セクター構造をして居た。このとき平均的には、Sawyer (1976)が統計的に示し、

Hakamada and Akasofu (1981)が太陽風速度の時間変動の原因の1つと仮定したように、1つのセクター、従って太陽電流面の1つの山あるいは谷、に対して1つの太陽風の山が対応していることがわかった。太陽風速度が一定と仮定して、地球近傍で観測した太陽風速度の値を太陽近傍にまでもとらし、それに対応するCarrington Longitudeにおける地球の太陽電流面からの角距離(λ)との関係を調べた(上図)。上の($V - \sin \lambda$)相関図中の曲線で示されるように、太陽風速度, V , は λ により

$$V \text{ (km/s)} = 409 + 385 \sin^2 \lambda$$

と表わされる。こうして我々は太陽風速度と太陽電流曲面の構造とを直接比較することにより、太陽風速度が太陽電流面からの角距離と共に増加していることを確かめた。



佐野幸三・斎藤龍雄
気象庁地磁気観測所

最近、斎藤(東北大)らにより太陽磁気圏の顕著な太陽周期変化が研究され、多くの関連する地磁気・宇宙線現象等が、太陽磁気圏の Two-hemisphere model により統一的に説明されようとしている。一方、丸橋(電研)らは太陽面現象と磁気嵐の関連について1対1の対応づけを行ない、磁気嵐の原因となる太陽面現象の解明と回帰性磁気嵐と太陽磁気圏、IMF構造の関連性等について研究している。

このような最近の太陽面現象、太陽磁気圏の研究結果と関連させて、地磁気嵐現象の特性の太陽周期依存性を調べ直してみることは興味あることである。この観点から今回は地磁気嵐現象のうちで最も顕著なものである磁気嵐についてこの解析結果を報告する。

解析に用いた磁気嵐資料は1924~1981年間の極限、1958年以降はサブ別・強度も加えたもので、主体は地磁気観測所が報告している磁気嵐リストによるものである。解析は各種の磁気嵐(SSC, S_g, SC*)の出現および規模(SC, storm-range 等の大きさ)と太陽活動度(黒点数)の相関性を概観し、それらの季節変化、日変化の太陽周期依存性に重点を置いたもので、特に今回はその出現特性を中心にして報告する。

解析結果の概要は次の通りである。

1) SC-嵐の平均的な出現季節変化は夏期に多く、冬期に少ないという年周変化と春・秋期に多い半年周期があるが、この特性は太陽周期により大きく違いがある。(S_gはあまり太陽周期依存性はなく、春・秋期に多く出現するといふ半年周変化が卓越している)これは季節変化が比較的顕著な回帰性のもつと偶然性の強いフラクショナル型非回帰性のもつとが、冬期によりいろいろの比率で混在するものと考えられる。

2) 磁気嵐発生数と太陽活動度(黒点数)の経年変化には高い相関があるが、両者の月平均値間(短周期変化を意味する)にはそれほど高い相関がないことはよく知られているが、サイクル19以降の極大期には1~2ヶ月の位相差を考慮すると、かなり高い相関があることがわかった。これはこの期間黒点-フラクショナル-磁気嵐という一連の現象があがったためではないかと思われる。

3) 磁気嵐の出現日変化については、1日周期と半日周期変化があることはよく知られているが、これも太陽周期および季節により大きく違っており、冬期毎に様々な年周変化と半日変化よりも場合により1/4日変化が卓越している。

4) SC*の出現季節変化、日変化にも太陽周期依存性が顕著に見られた。また、SC*の発生率(SC-嵐のSC*である比率)は年々の不規則な変動がある一方で、やや平均増加傾向にあるという経年変化が見られる。しかし、SC*発生率の経年変化には顕著な太陽周期変化は見られない。

5) 巨大磁気嵐の発生には22年周期性があることが知られているが、最近の大きな磁気嵐はその発生時期に当たっている。

太陽の磁場構造と地球近傍の太陽風

渡辺 茂昭, 丸橋 克英
層 波 研 究 所

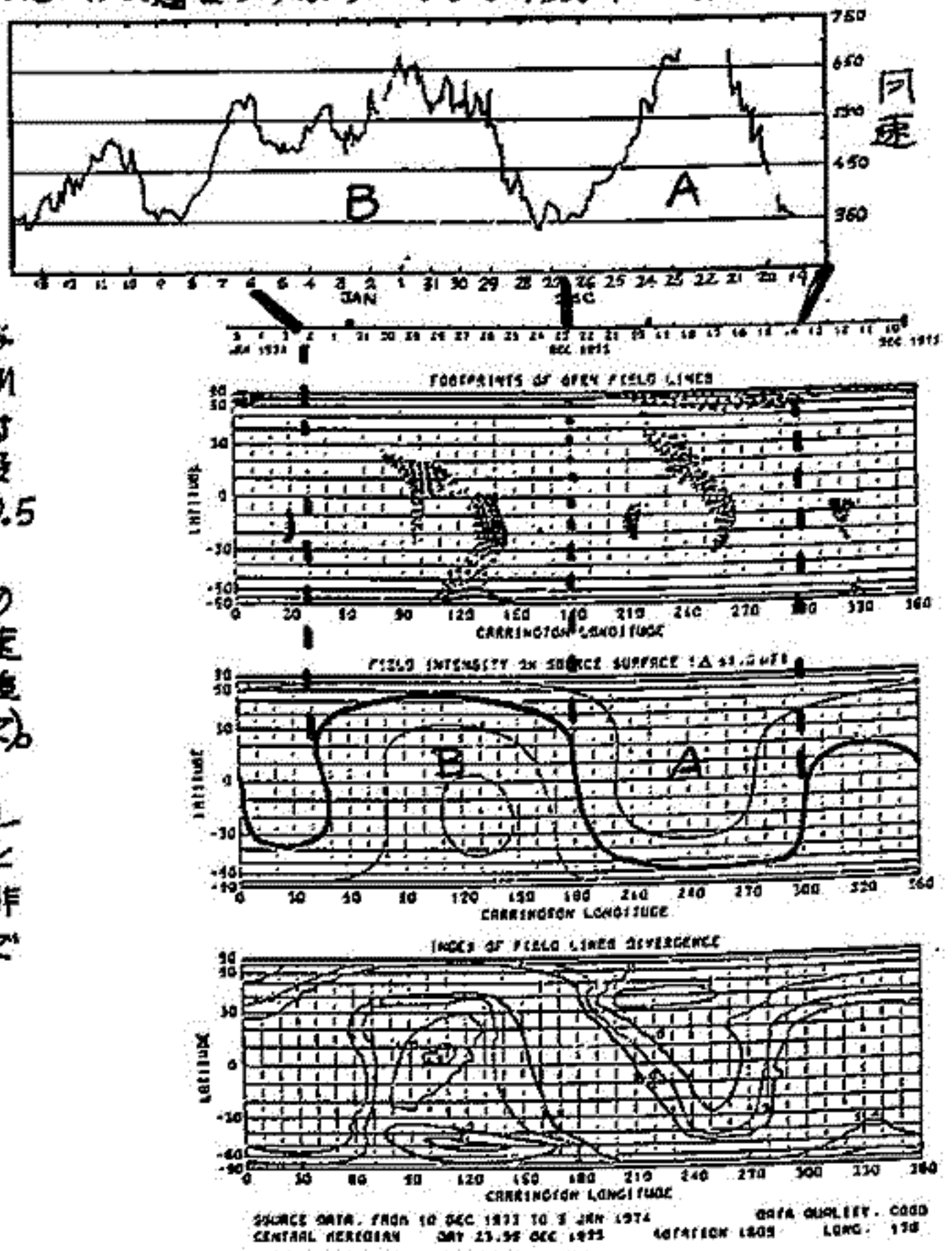
Burlaga et al (1978) は太陽磁場と太陽風を比べ, コロナルホールよりも, 太陽表面で, 磁力線が集中する所に太陽風の吹き出し口があるのではないかと述べた。もちろん, コロナルホールが太陽風吹き出し口である事は確かと思われる。我々は同様に実測データによる球面函数展開 ($m=9$) を用いて, 太陽の磁場構造と地球近傍太陽風を比較した。太陽活動の静かな時を大雑把に述べると

- * $2.5 R_{\odot}$ の所で磁力線が放射状になるが, ここでセクターを定める Neutral line が, $r=1AU$ のセクターに伴う流速分布をほぼ決めていると思われる。
- * $r=2.5 R_{\odot}$ の磁場と磁力線の根元の磁場を比較し, $B(2.5R_{\odot}) = B(R_{\odot}) \times (R_{\odot}/2.5R_{\odot})^m$ と置いた時の m の値が小さい領域が赤値近くに来た時, 太陽風速度は早く, かつ長期にわたる場合が多い。
- * 磁場は基本的に $2.5 R_{\odot}$ の状態をすりがちであるが, 散在に保存するわけではないようである。

これ等から, 大雑把に次の事が考えられる。

$2.5 R_{\odot}$ でセクター構造が決まる。太陽から離れるにしたがい磁場エネルギーは, 流出の粒子の運動エネルギーに比べ圧倒的に小さくなる。その後は粒子の運動(流出)が主役となる。すなわち流速は $2.5 R_{\odot}$ で一たん決まると, Parker 流の考えでそのまゝ $1AU$ に運する(高速太陽風が遅い太陽風に追いつくと云う効果は別として)。

反面, 磁力線は「引き投」となり, 特に, 熱エネルギーが, 磁場エネルギーと同程度になると, 種々の非線型効果により, ゆがんで来る事が考えられる。

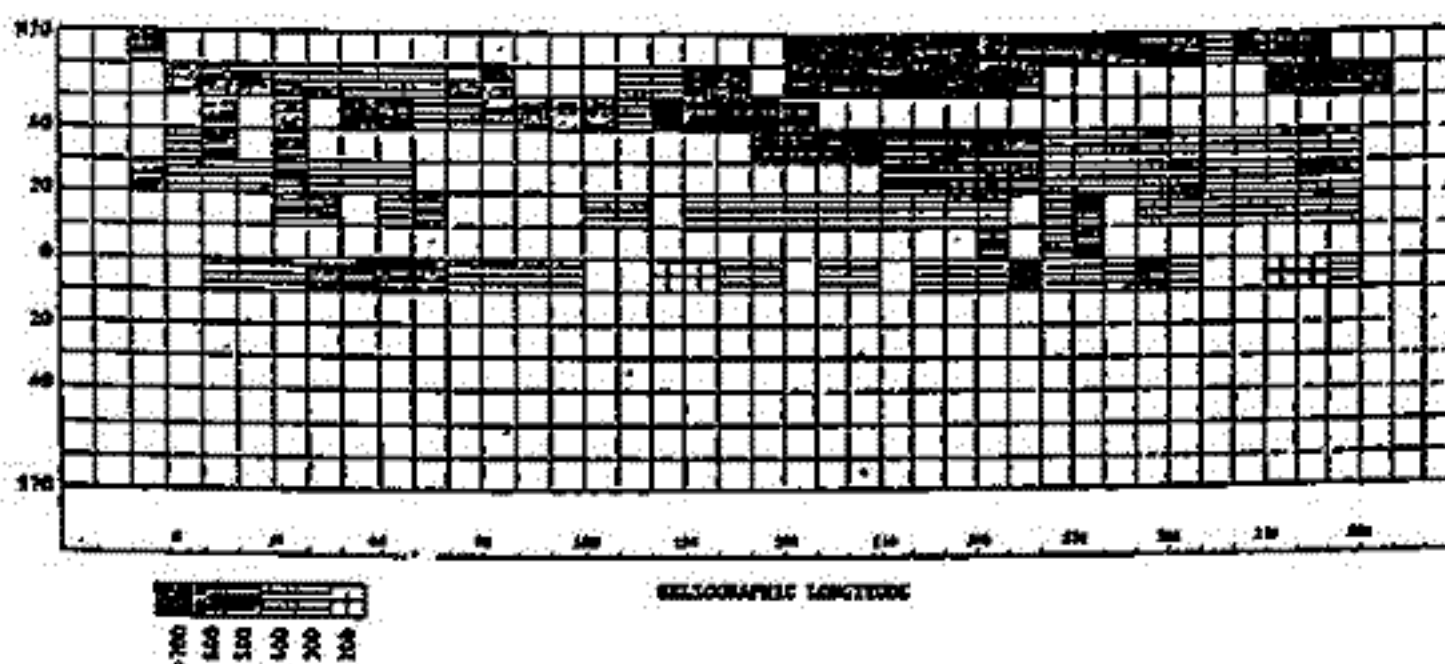


柿沼陸清，小島正宣
(名大空電研)

UHF帯の電波(327MHz)の惑星向空間シンチレーションを利用する太陽風観測の特色の一つは、高緯度帯や太陽近傍(0.1AU近く)の太陽風が観測できることである。この特色を生かして今年の4月～6月に行なう。この観測結果を報告する。

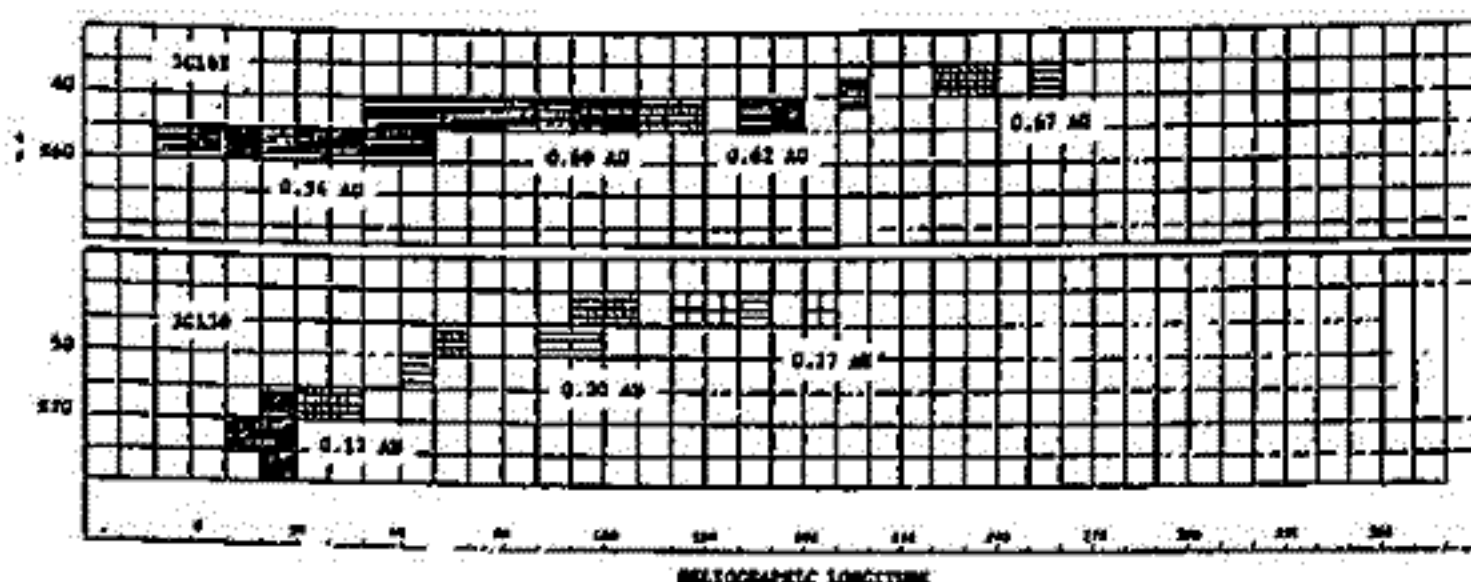
(1) 高緯度高速太陽風

下図はシンチレーションで観測された太陽風の速度を太陽表面上に表わしたものである。経度210度、緯度60度以上の高緯度帯には700km/s以上の高速太陽風の源があり、これはコロナホールに対応している。さらに、この高緯度高速太陽風源から斜めに低緯度帯にまがって500km/s以上の高速太陽風の領域がのびている。



(2) 太陽近傍での太陽風

5月末から6月初めにかけて電波源3C138と3C161のシンチレーションで観測される太陽風は、太陽面上の同一領域から流れ出したものである。しかし3C161は、太陽から0.54～0.6AUの距離での太陽風を観測しているのに対し3C138は太陽に近く0.12～0.3AUの所の太陽風を観測している。両者の観測の比較より0.1～0.6AUの肉す太陽風の速さが200～300km/s程度速くなっていることが判る。しかし極域コロナホール(緯度60度以南)からの太陽風は0.1AUの距離にありてす下に600km/s以上になっており0.5AUでの速さと大差はない。



SOLAR SOURCE SURFACEにおける 太陽風速度の経度および緯度分布

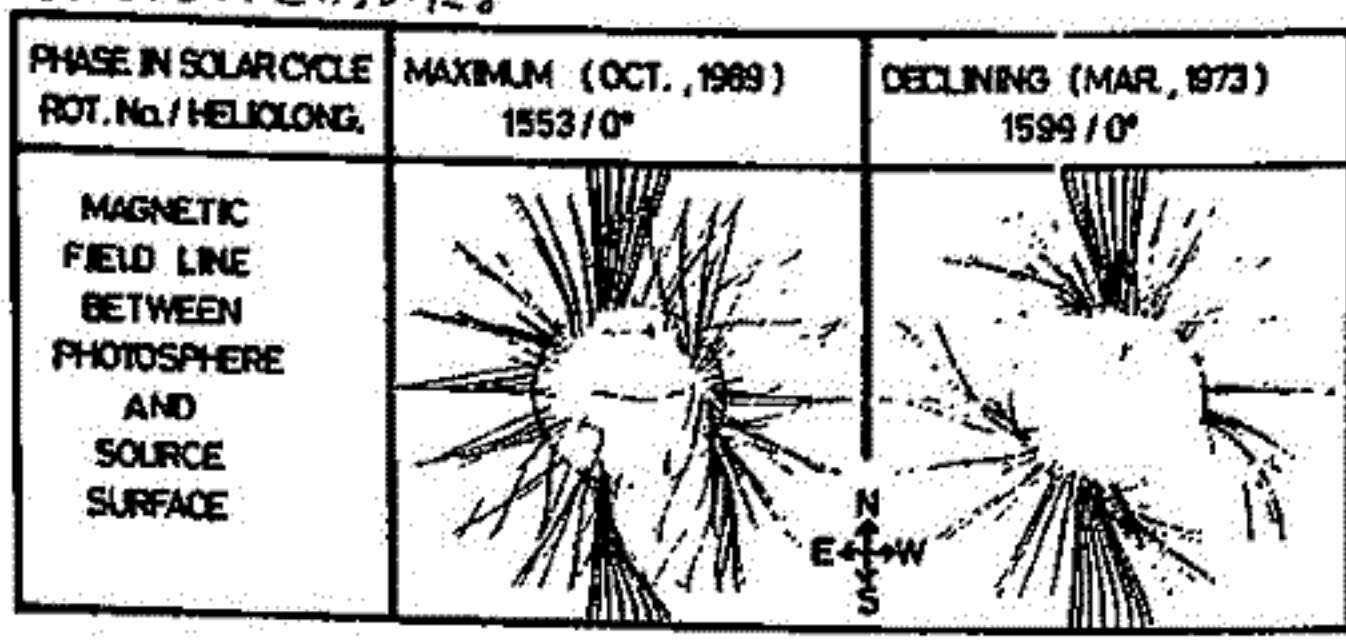
村上広史・斎藤尚生
(東北大・理)

序 高速太陽風の源として、コロナ・ホールや磁力線の開いた領域が議論されている。太陽風が高速になる領域は、コロナ中の開いた磁力線のうち、開き方が少ない所であることが、Durney and Pneuman (1975), Levine, et al. (1977) 等によって報告されている。この原理に基づき、太陽風パラメータの、特に速度分布について、緯度経度の2次元面内の構造変化を数値解析的に求め、IPS (Interplanetary Scintillation) の観測及び人工衛星による観測との比較検討を行った。また、IPSの観測資料のない極大期についても数値解析を行い、極大期には磁気中性面がheliographic equatorial planeに対してほとんど直交するという前回の学会の結果とも比較する。

数値解析 数値解析に用いた基本方程式は、Durney and Pneuman (1975) により展開された式である。Solar source surface ($2.5R_{\odot}$) の内側では、ポテンシャル理論から求めた磁場に沿って、MHD方程式を展開し、外側では、無磁場の太陽風の方程式を用いた。いずれの領域においても、熱伝導のエネルギーの流束を考慮し、運動量保存とエネルギー保存を満たす解を求めた。Solar source surfaceを境とする内外の領域の境界では、温度と密度が一致するように、エネルギーと粒子の流束を定める。本講演では、磁力線に沿った方向の方程式による数値解析だけが述べられ、磁力線に垂直な成分の平衡条件は議論されていない。即ち、ポテンシャル理論による磁場の妥当性を前提としている。この妥当性が正当か否かを検証する為には圧力平衡などの程度成立しているかについて、数値解析的な吟味を行った。通常の太陽風の理論では、たとえば、太陽風速度は地球近傍での観測値より値が小さく、観測値と計算値を直接比較するには困難があるので、今回の数値解析においては、2次元面内での相対的分布にのみ注目して比較研究を行った。

データ 数値解析に用いた磁場のデータは、Newkirk et al. (1973) によって求められた、ルジャンドル展開の係数を用い、第1図のような開いた磁力線に沿って、数値解析を行った。一方、コロナ下部での温度と密度のデータが必要となるが、適当な観測データがないので、本講演においては平均的な値を用いた。IPSのデータとして、Sime and Rickett (1978) のものを用いた。

第1図



References

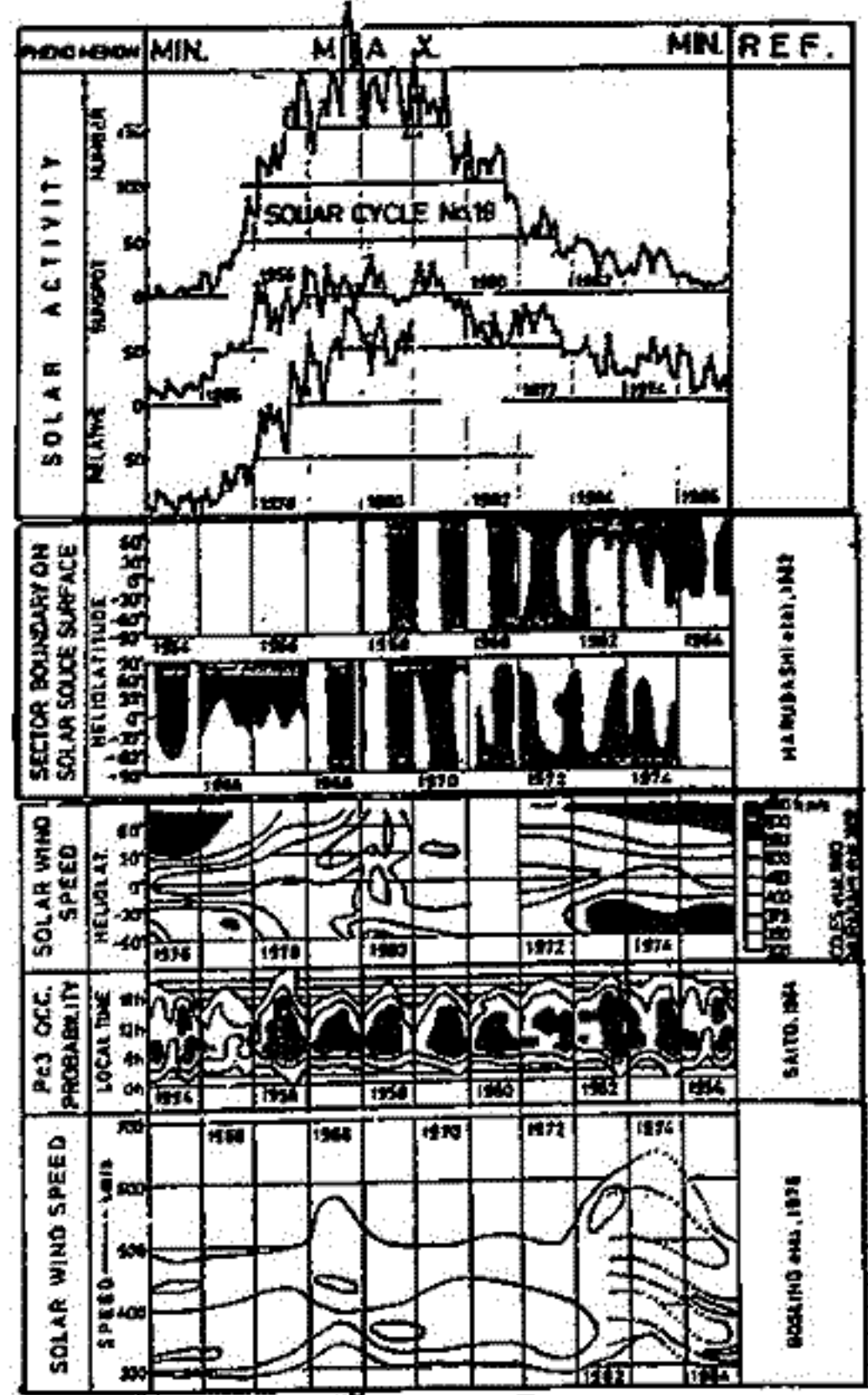
Durney and Pneuman (1975) Solar Phys., 40, 461.
 Levine et al. (1977) Ap.J., 215, 636.
 Newkirk et al. (1973) NCAR Technical Note.
 Sime and Rickett (1978) J.G.R., 83, 5757.

斎藤尚生・村上広史
(東北大・理)

太陽磁気圏が一枚の warped neutral sheet によってそれぞれ away, toward の極性を
持つふたつの半球に分けられることはほぼ定説化されたとみなしてよい。又、太陽赤道
面に対して current sheet が時に数十度傾くことも一部に異論を残したまま広く支持さ
れるようになってきた。然しこのような傾きに関する観測事実は必ずしも普遍的な solar
cycle variation のうちの 1 phase としては一般的に捉えられていない。まして solar
cycle の maximum phase に太陽極冠磁場極性の反転に伴って heliomagnetosphere の磁気
中性面がどのような進化を遂げるかについては、未だに議論が大きく分かれるところである。
これら極大期における heliosphere についての考え方を整理すると主に三つの model に大
別される。

そのうち第1の model は、極小期の二半球構造が、極大期には一旦 random に破壊され
た後、次の極小期までに次第に逆転した二半球構造が現われるという model であり、これ
を支持する研究者は非常に多い。第2の model は、極大期には 4-sector の boundary が
高緯度まで伸びるという説であるが、反転
の詳しい process については random である
という表現のみで必ずしも明確な提言はな
されていない。第3の model は maximum
phase に時々中性面が2枚になる等 random
fluctuation が大きくなるが、基本的には二
半球構造を保ったまま「回転反転」をする
という考え方である。

本講演では先づいろいろな solar,
interplanetary、及び terrestrial phe-
nomena の時間変化を第1図の形式で solar
cycle variation として整理した。そ
れぞれの現象間の関係を二半球構造との関
連において説明し、特に maximum phase に
焦点を置いて、上記のうちの第3の model
が最も妥当であることを明らかにする。



第1図

堀 幸久 鷲見 治一 萩野 竜樹
(名大工) (名大 空電研)

太陽風プラズマと星間ガスとの境界に定在衝撃波が存在する可能性についての解析を行っている。

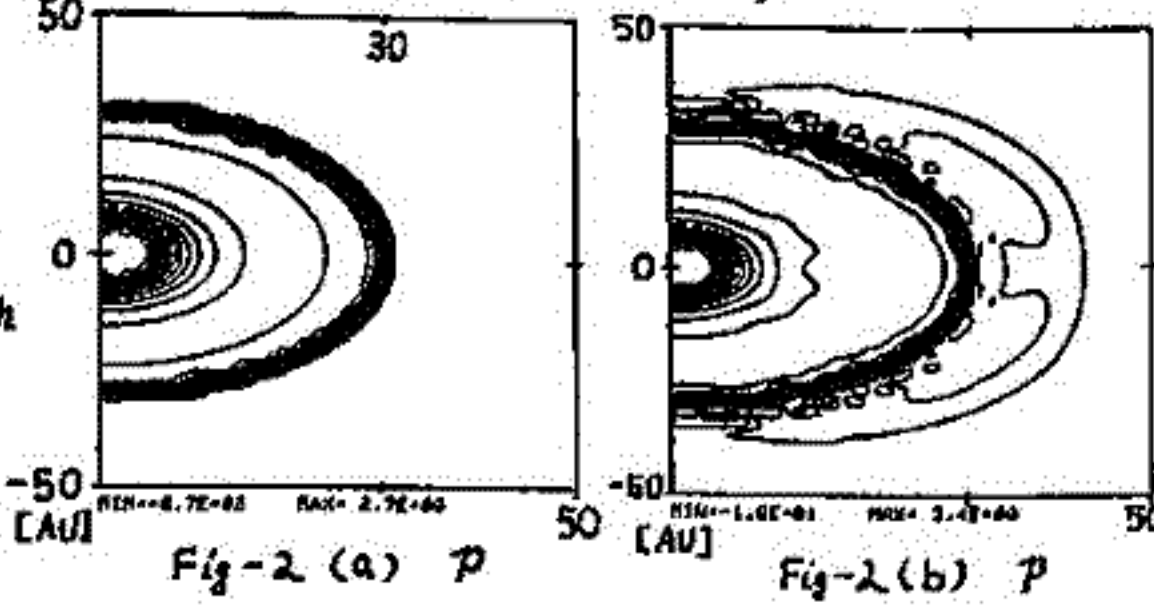
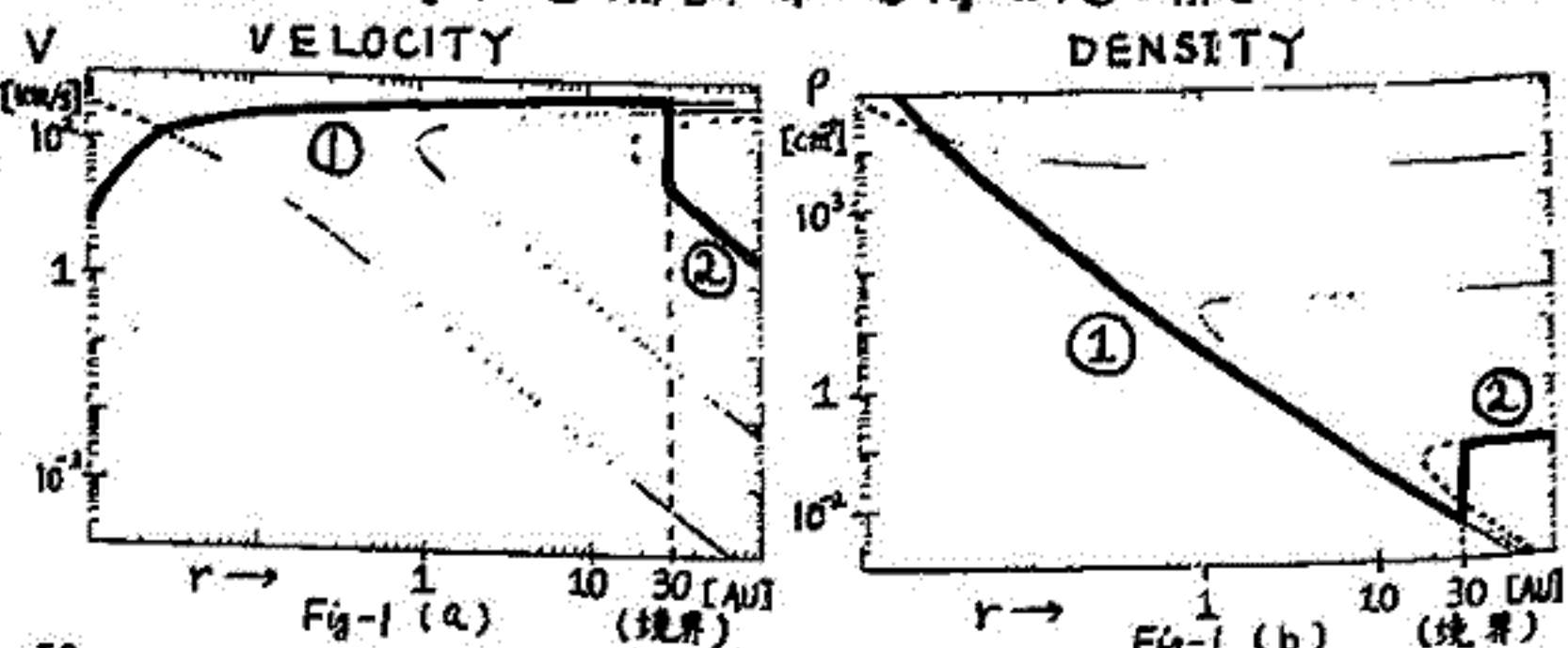
最近、Soft X-rayの観測から、太陽系は hot plasma の中に存在しているであろうという事が言われている。そこで我々は、太陽系周辺の Interstellar gas を希薄な完全電離プラズマと考え、それと太陽風との相互作用を取り入れ、太陽圏の境界について考察する。

太陽風の動圧と、今考えている星間プラズマの静圧とがバランスする所があり、そこを先ず、太陽圏の境界と仮定する。そして理論的にみて、距離の遠い所では、速度はほぼ一定で密度が距離の二乗に比例して減少し、無限遠方では逆に、密度がほぼ一定で速度が距離の二乗に比例して減少するような状況が考えられる。従って境界よりも内では前者の条件を満足する Parker's Supersonic の Sol. (Fig-1の①) が、外では後者の条件を満足する星間プラズマの解 (Fig-1の②) が存在するはずである。さらにこれらの両媒質の間は jump を満足させる条件が Rankine-Hugoniot の関係であり、この関係によってその境界がただ1カ所、ある位置に決ることが予想される。

以上より、Supersonic の太陽風が静止していると思われる境界付近で、Subsonic にまで減速され、星間プラズマの中へと入るが、て行くことを考えると、その境界付近では、定在性の衝撃波が存在するものと思われる。

次に解析方法としては、太陽風プラズマも星間プラズマも、等方的であると考える1流体の球対称 model を仮定する。但し、簡単のため磁場の影響は無視する。初期条件としては、先に述べたように、境界より内では Fig-1の①の解を、外では Fig-2の②の解を入れる。そしてその時間発展を

求め、境界において定在衝撃波が存在し得るか、又存在すれば、それが静止しているか否かを調べる。Fig-2には、二次元の解析結果を圧力についてのみ示した。ここでは mesh の荒さのために境界付近で少しガタガタしているがほぼ安定な解が得られた。この mesh の荒さによる影響を小さくする事に詳しい計算を現在進めている。



- Fig-1
 - ① at $r=1$ AU
 $V=410$ km/s $\rho=5.13$ cm⁻³
 - ② at $r=30$ AU
 $V=26.6$ km/s $\rho=0.029$ cm⁻³
- Fig-2 (a) 初期条件
Fig-2 (b) 160 ステップ後
- ③ 1 ステップ ≈ 1 day

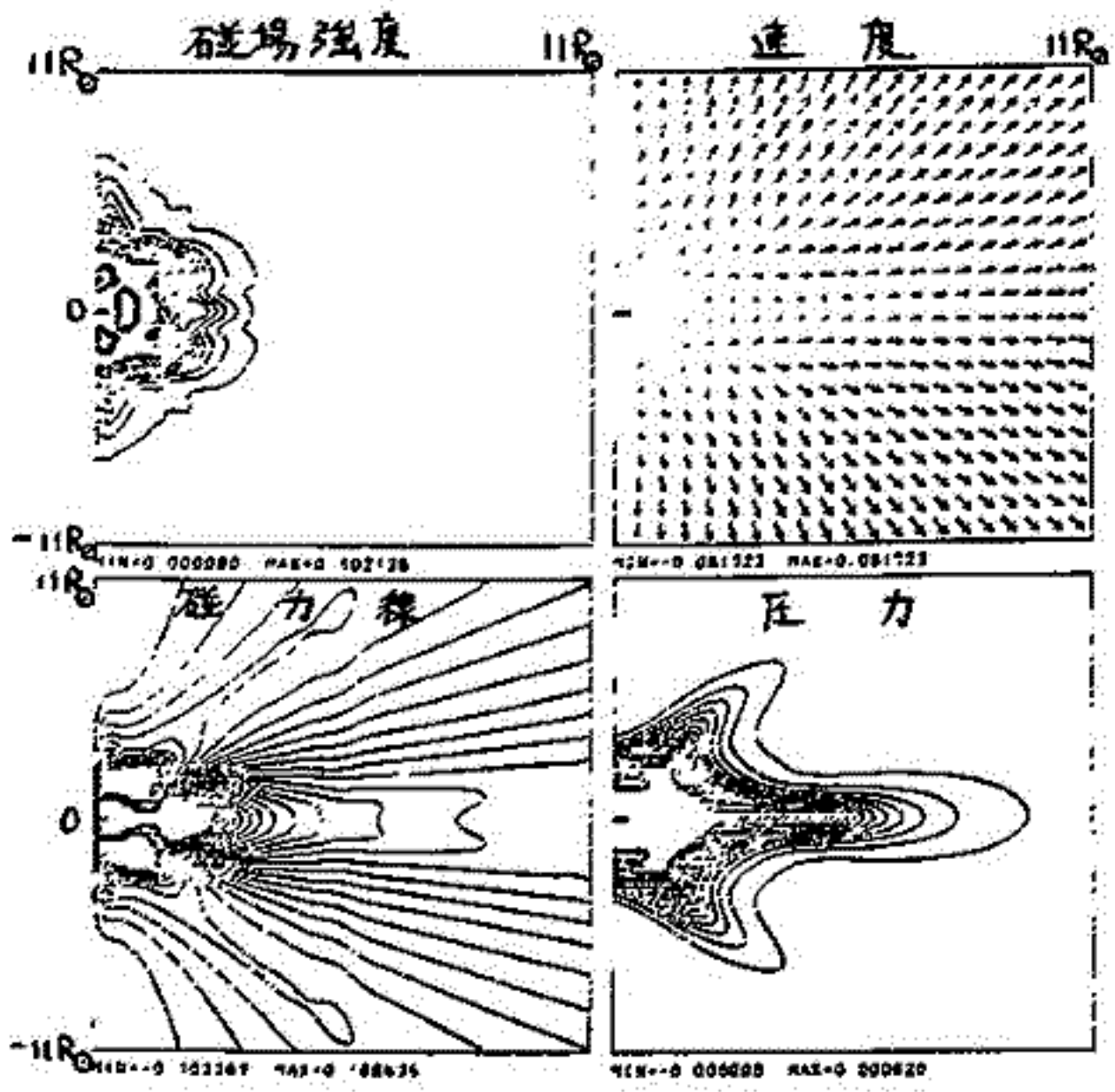
藤見治一 萩野竜樹 小島正宣 柿沼隆清
名大空電研

我々は2次元MHDモデルによる太陽風プラズマの計算機シミュレーション解析を進めている。前回(第1回)は太陽表面の磁場を双極子配位とした時の定常解を示した。これを出発点として、太陽表面の磁場配位が複雑な場合についての定常解も求め得る可能性が出て来た。一方、計算の途中で、Kelvin-Helmholtz不安定性らしき不安定性が表れ、定常解を得るに至らない場合もある。従って、不安定性の固定及びその発生条件を調べておく必要がある。

又、双極子磁場配位とした時の定常解では、太陽風速度が観測値よりもはるかに小さい。例えば、観測では、極域で $\sim 800 \text{ km/s}$ であるが、我々の計算では、断熱膨張を等温に近い値(1.05)としているにもかかわらず、 $\sim 400 \text{ km/s}$ の値しか得られない。従って、何らかの加速機構を計算に組み入れて定常解を求めて行く必要がある。

- 以上の考察より、当面の目標として、
- (1) 太陽表面の複雑な磁場配位に対応した定常解の解析
 - (2) 波動不安定性のスペクトル解析
 - (3) Alfvén波による加速効果を組み入れた定常解の解析
- を考えている。

例として、(1)で、6重極子磁場配位の場合の計算を下図に示す。これは、中緯度帯にコロナホールがある場合の解に対応する。



米邦雄, 和田雅美
理研

太陽粒子現象(SPE)として宇宙線中性子計強度突増(GLE)と, PCAを用いた。[Duggal, 1979]。一方CFI [Dodson et al., 1971, 1975, 1981]は ionizing radiation, H α flare, ~ 10 cm. flux, dynamic spectrum, ~ 200 MHz flux の5要素からつくったものである。SPEに対応するCFIを拾った。GLEは, 時刻 [Kodama et al., 1977] で合せたが, PCAは時刻不明なので, CFI ≥ 7 のある例のみ用いた。

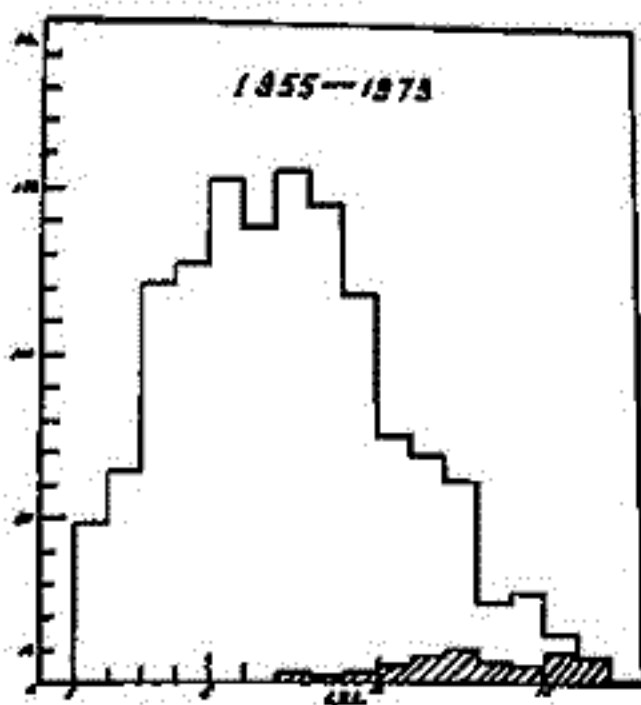
第1図はCFIの頻度を示す。そのうちのSPEはハッチをした。明かにCFIの大きい方で対応がよくある。

第2図はCFIとSPEの経度分布である。SPEの東西効果が明かである。以上のうちでCFIが大きい方が対応の無いものについては, 1) PCAはおこなえなかったが, 空間で数 \sim 数10 MeV 粒子を検出されたもの, 2) 経度効果で検出不能のもの, 3) 粒子放出の無いもの等にわかれる。であろう。さらに3)はCFIの5要素に別けてみると, 発生機構の物理と存する。

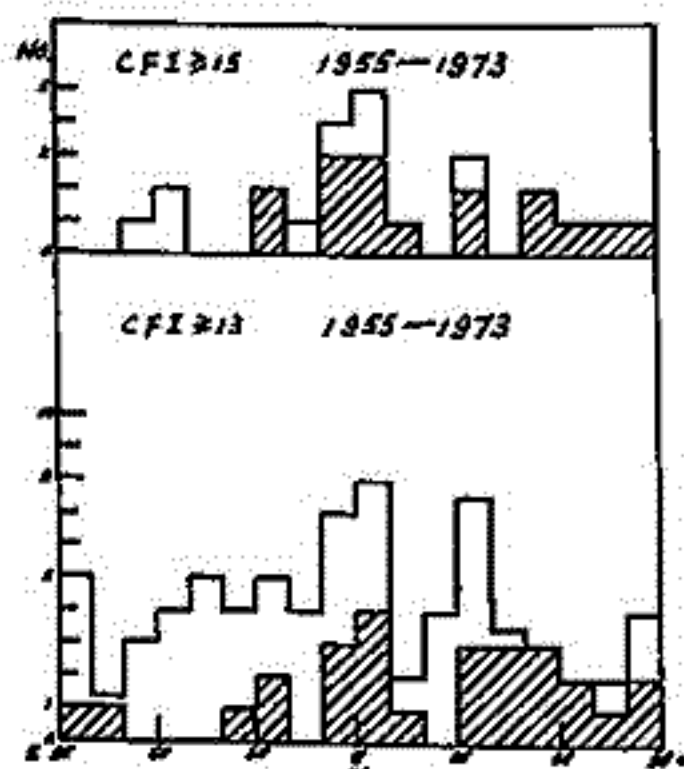
第2図からCFIそのものは経度効果の存在が暗示される。第3図はCFI $\geq n$, $n = 7, 10, 13$ を示す。1955-1977をまとめた。このうち $n \geq 7$ は統計した。経度80度以上は緑の効果があるのでのとき, 視線方向に投影した面積が効く項と, 経度に関係ない項とを合わせた。10度ごとにまとめたのであるので,

$$y = a \{ [\sin(\theta + 10^\circ) - \sin \theta] + c \}$$

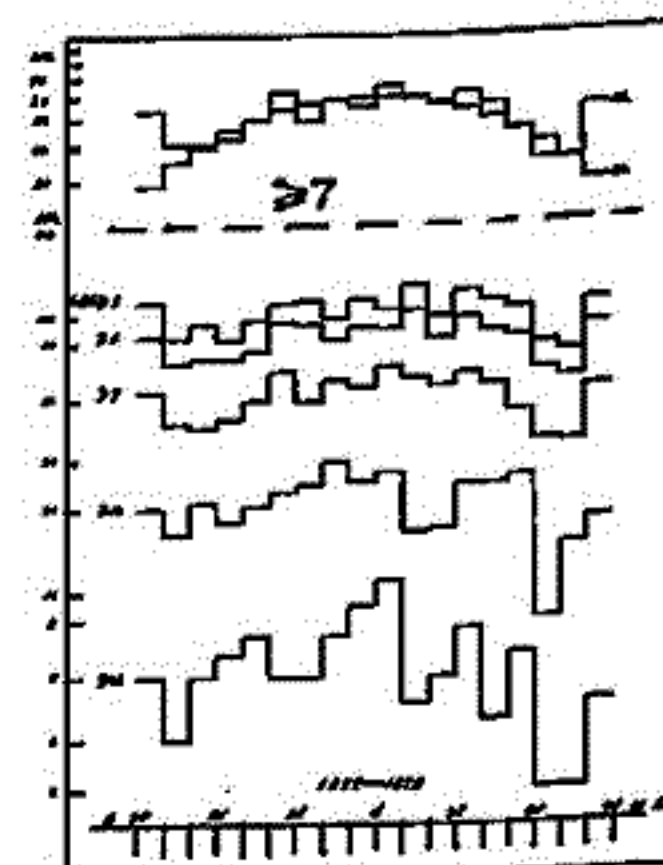
として, 最小二乗法でといた。aは標本数に関係するが, cは物理的な意味がある。c = 0.13 \pm 0.03 となった。Ca(推定)とOb(測定)を同に示した。この結論は, 1) CFIには経度効果がある, 2) 経度に関係しない項を含む, 3) 東西効果は存, 4) 緑で頻度が増加する。



第1図



第2図



第3図

H.W.Dodson and E.R.Hedeman: Report UAG-14(1971); -52(1975); -80(1981), WDC-A STP. [5, 94 (1977).
S.P.Duggal: Rev. Geophys. Space Phys. 17, 1021 (1979). M.Kodama, K.Murakami, M.Wada & H.Tanaka: 15. ICRC

藤本和秀, *小野浩司 村上昭一, 長島一男
 名大理 *名大産保衛大

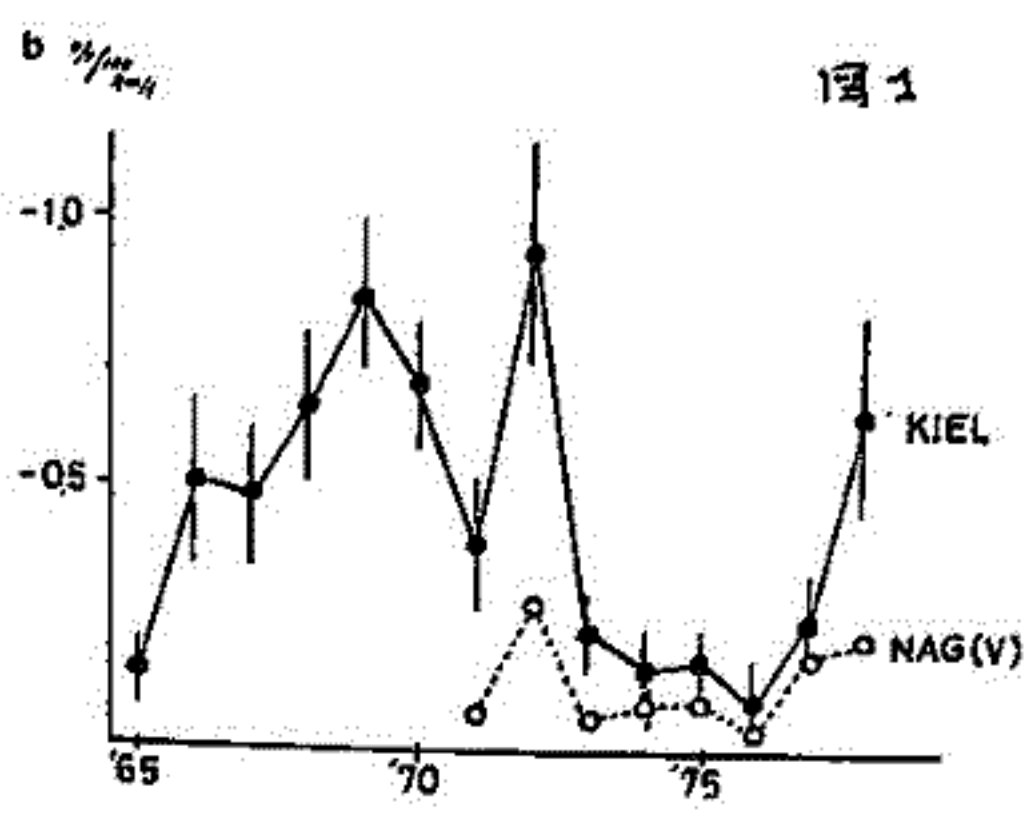


図1

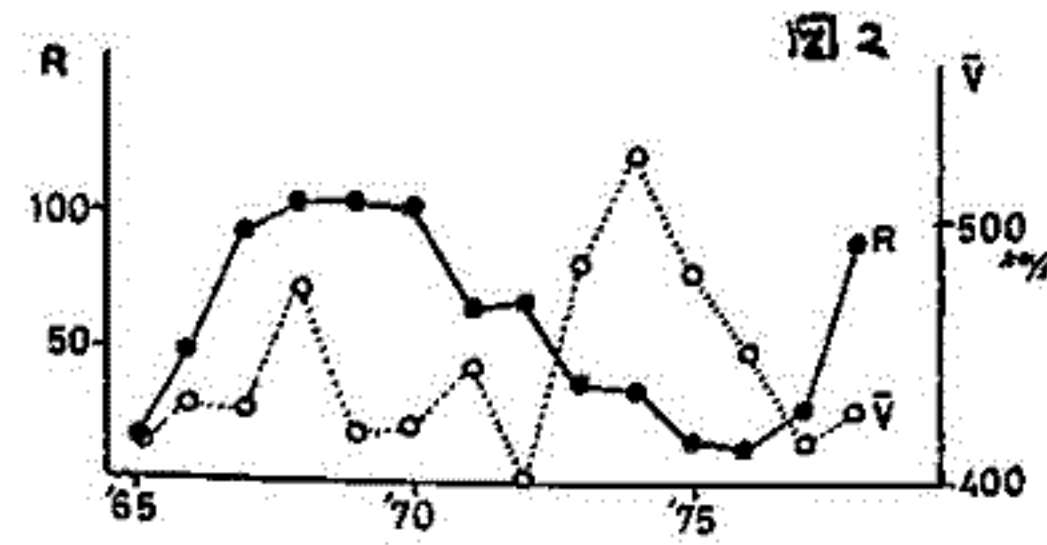


図2

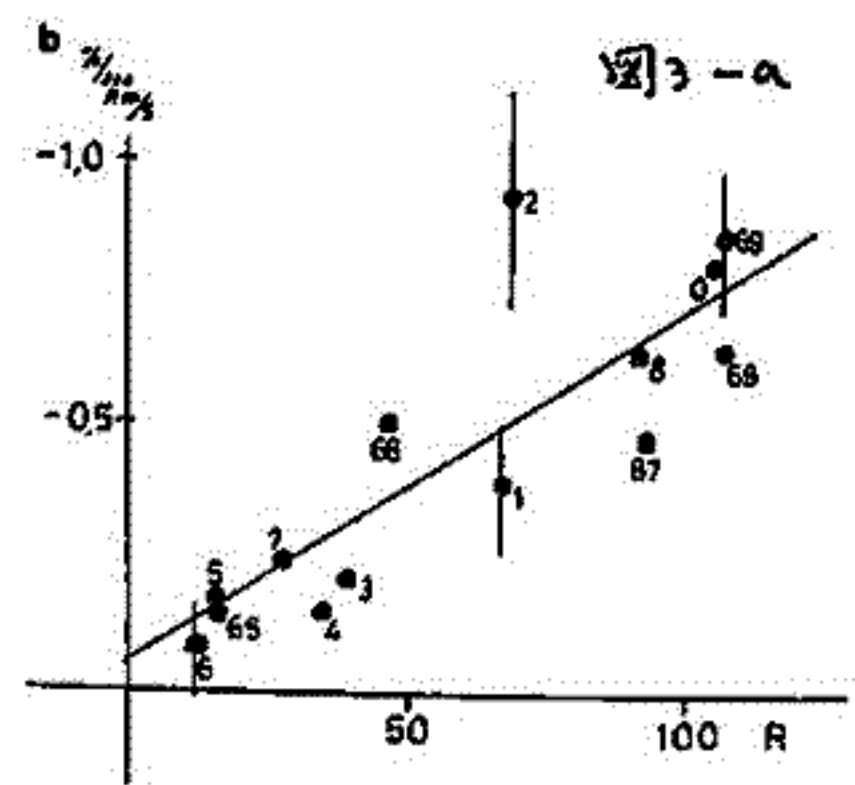


図3-a

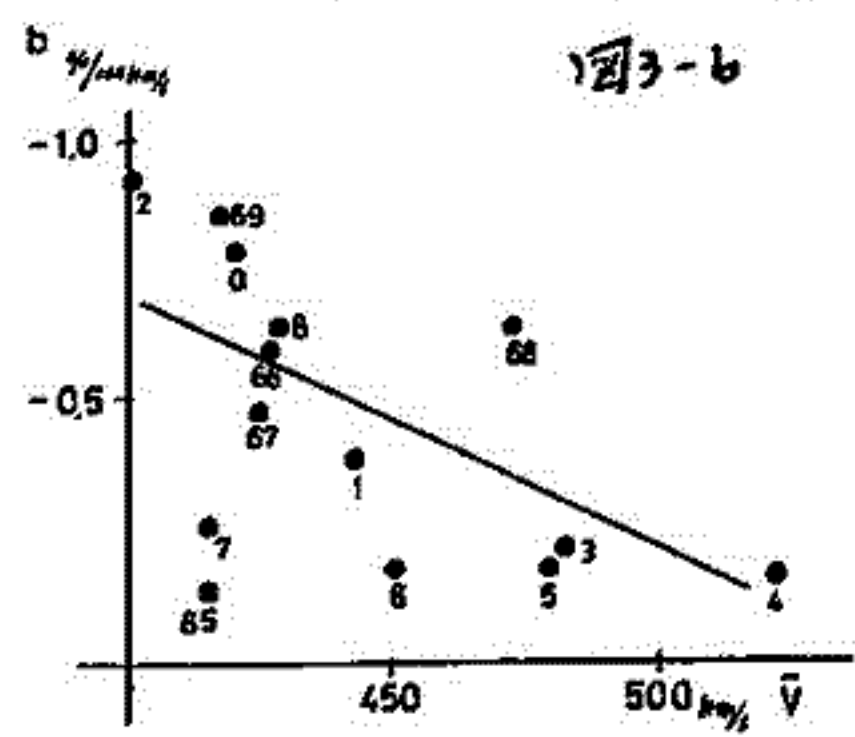


図3-b

宇宙線強度 (Day to Day) の太陽風の影響を度
 計した。負の相関があることは、多くの
 研究者によ、2 研究士に、没行入の計した。
 (Duggal et al 1977, Munakata et al 1979,
 Jucci et al 1979)

しかし Deep River の 1965-1974 の Data
 を使、2. 太陽風の速度と強度は相関を
 取、2 見ると、相関係数(r)は 0.3
 程度 (Munakata et al) であり、非常
 明確な事実ではない。

Neutron (Kiel) と Nagoya Masan
 の Data を使、2. 宇宙線強度と太陽風の
 関係を詳しく調べた。

宇宙線強度 (I) と太陽風速度 (V) の長期的
 変動を取り、そのために 27 Day の running
 average の差 (I-I₂₇) と (V-V₂₇)
 を用いた。

図1は年毎に回歸係数 b (%/100km/h)
 を示す。回歸係数は年毎に大きく変化
 を示す (factor 5) であることは、
 このことより、全期間の Data を用いた
 宇宙線強度と太陽風の相関をとると、
 相関は示さない。これは期待結果で、
 次は何故宇宙線強度と太陽風は正

負 Response
 が年毎に変化
 を示すのか
 原因を調べる
 ために、年毎の
 Sun-spot num-
 ber (R) と
 太陽風速度の
 年平均値(V)
 を示す(図2)
 回歸係数
 の変動は(R)

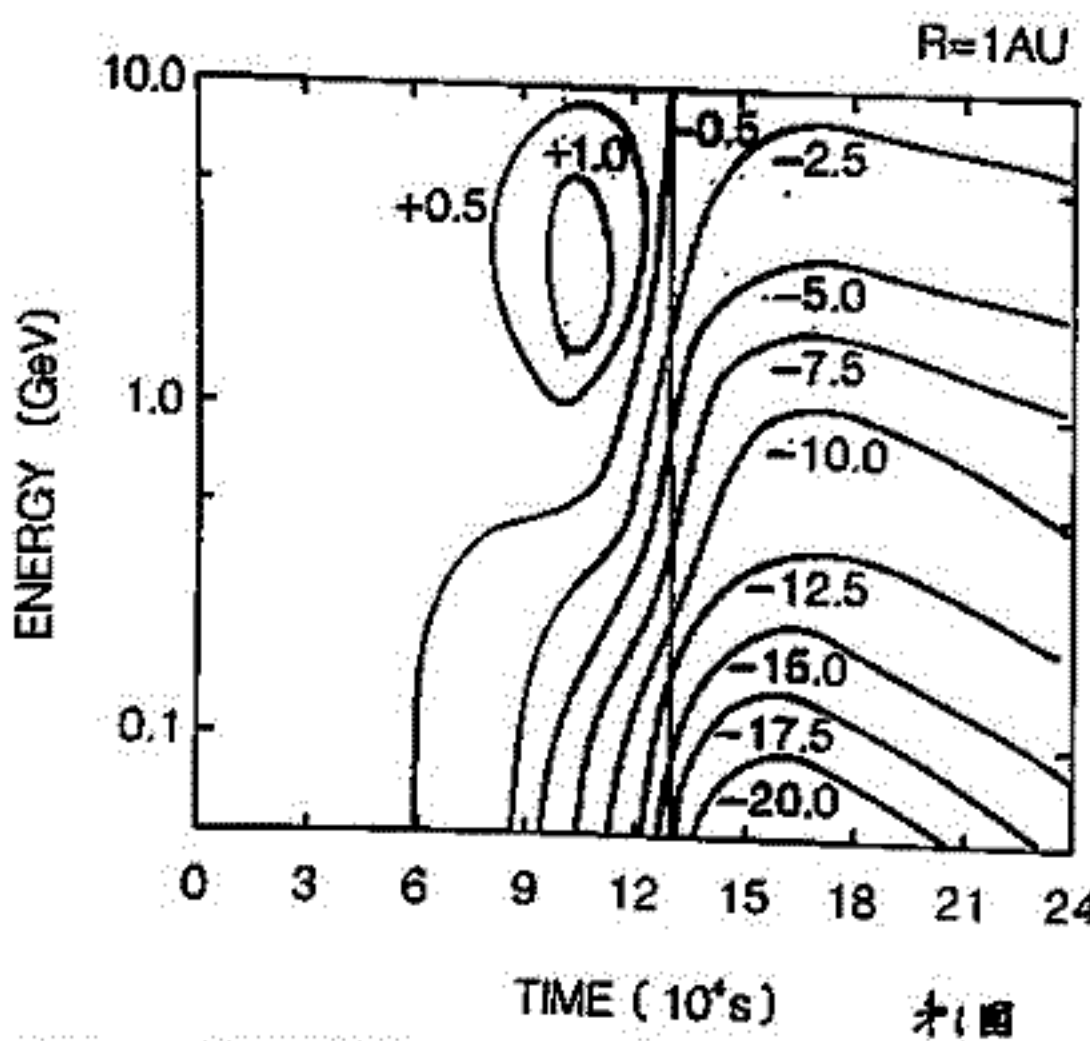
は正の正相関、(V) は正の正相関があることは見られる(図3-a, b)
 したがって事実を踏まえて、現象間関係(主として抗電位)を言及する。

西田篤弘
宇宙科学研究所

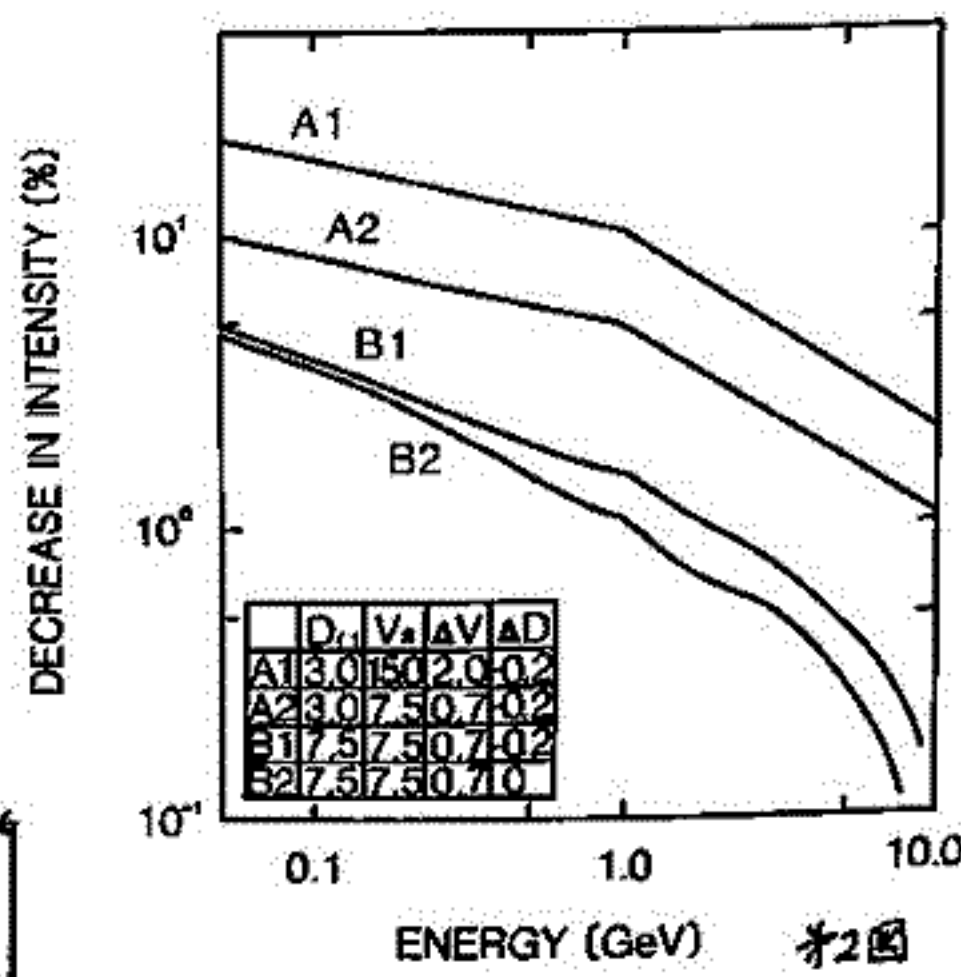
前回 (82年春) の学会では 太陽から発生した擾乱により、太陽風速が上昇し拡散係数が減少した時に生ずる宇宙線密度変化を Diffusion-Convection 方程式の数値解によって調べた。今回は 断熱的エネルギー変化の項を含む方程式

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V U) - \frac{1}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V) \frac{\partial}{\partial T} (\alpha T U) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 D \frac{\partial U}{\partial r}) = 0$$

を解いた。Uは粒子密度, Vは太陽風速, Tは粒子エネルギー, Dは拡散係数で $\alpha = (T + 2mc^2) / (T + mc^2)$ である。拡散係数の形は $D = D_0 (r/r_0)^{\alpha} \beta P$ ($T > 1 \text{ GeV}$), $D_0 (r/r_0)^{\alpha} \beta P_1$ ($T \leq 1 \text{ GeV}$) [但, $r_0 = 1 \text{ AU}$, P_1 は1 GeVでのrigidity]とした。擾乱は速度 $V_s (> V)$ で伝播し, 0.7 AUの幅をもちとした。定常状態の密度分布は10 AUでのスペクトルが $T(T + mc^2)^{-3.5}$ の形であると求めた。*1図に示すのは $V_s = 1500 \text{ km/s}$, $V_0 = 400 \text{ km/s}$, $\Delta V = 200\%$, $\Delta D = -20\%$, $D_0 = 2 \times 10^{21} \text{ cm}^2/\text{s}$ の時の1 AUにおける宇宙線密度変化 (%) である。*2図は密度減少最大の時点におけるエネルギースペクトルである。 $5 > T \geq 1 \text{ GeV}$ ではほぼ $T^{-4.5}$ 型である。それぞれ Run に対するパラメータは図の中に与えられている。(D_0 : 1 GeV, 1 AU での D ; ΔV 及び ΔD は変動分の定常状態での値に対するもの)。



*1図



*2図

ハッチをほこした部分に太陽風の擾乱がある。

- 結論
- (1) 太陽風速の一時的増加によって生ずる宇宙線のエネルギー変化は加熱である。
 - (2) 擾乱の到着に先立っておこる密度変化は高エネルギー (≧ 600 MeV) では上昇であり、低エネルギーでは減少である。後者は太陽風速の上昇域において加熱のために失われた低エネルギーを補給すべく downstream 域に内向きの流れが生ずるためにおこる。
 - (3) 宇宙線密度減少のエネルギースペクトルは $T^{-4.5}$ ないし $T^{-4.0}$ の型である。

奥谷晶子, 和田雅英, 須田友重
理研 理研 気象研

前回のものを改善したものを報告する。IMFと宇宙線勾配から出る異方性Aは

$$A = \frac{-(\omega\tau)^2}{(\omega\tau)^2 + 1} \cdot \rho \nabla U \times B / B$$

$$A_z = -\rho(G_x \cdot B_y - G_y \cdot B_x) / B$$

$$= -\rho G_x \cdot B_y / B \quad \text{for } G_y = 0$$

$$\langle P \rangle = \int_{P_c}^{P_u} P f_0(P) R(P) dP / \int_{P_c}^{P_u} f_0(P) R(P) dP$$

直成分異方性 A_B は, FD時に $G_x = (dI/dt)/V$ のみ存在するとし、左のようになる。ラーマー半径 $\rho = \langle P \rangle / (45B)$ AU, GV, nT を求めるには, 変化スベクトル $f = (P/10 \text{ GV})^\gamma P \leq P_u$ を用い, 左のようにした。 $P_u = 100 \text{ GV}$, $\gamma = -1$ としたとき分母はその coupling coefficient, 分子は $\gamma = 0$ のものである。一方, 測定された等方成分 $I_0 = [J(\text{Thule}) + J(\text{McMurdo})]/2$ を用い, 空間での変化量は $dI/dt = [(dI_0/dt)/C_0] \times [f_0(\langle P \rangle)/f_0(100 \text{ GV})]$ となる。

黄道面垂直成分異方性を南北非対称性にするには $A_c = -A_z \cdot \cos \epsilon \cdot \sin \delta$ ϵ : 地軸の傾き

$$\langle \sin \delta \rangle = \int_{P_c}^{P_u} \sin \delta(P) f_1(P) R(P) dP / \int_{P_c}^{P_u} f_1(P) R(P) dP$$

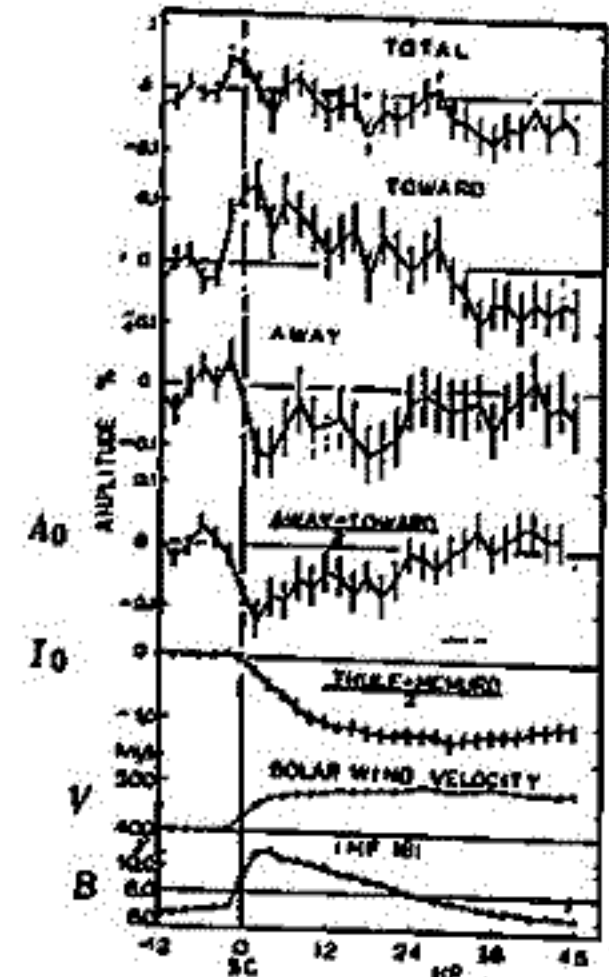
$$= \{ [C_1(\text{Thule}) - C_1(\text{McMurdo})] / 2 \} / C_0$$

測定された南北非対称性は次式で求めた。 $A_0 = [A_0(\text{away}) - A_0(\text{toward})] / 2$

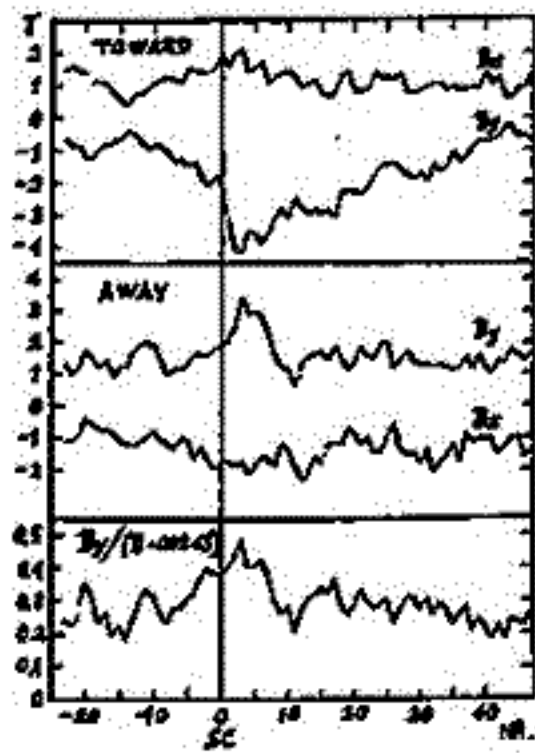
$$A_0 = [J(\text{Thule}) - J(\text{McMurdo})] / 2$$

すべての値はラーマー半径から求められる空間の大きさを基準にした時間の平均とした。すなわち $T = (2\rho/V)(B_y/\sqrt{B_x^2+B_y^2})$ である。第2図はセクターごとに採用したSCで求めた B_x, B_y である。統計した期間内でセクターの象限に入っている。第1図BのSC後の増加は B_y によるものであることがわかる。

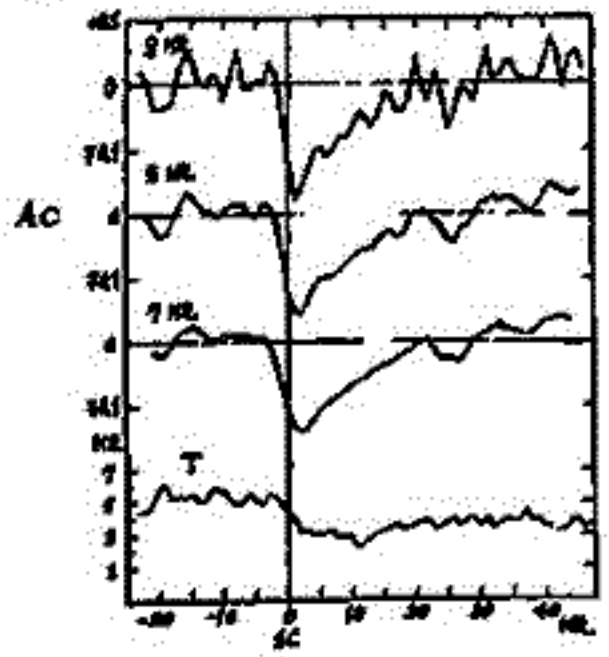
第3図は計算した南北非対称 A_c である。TをT図の一番下にしたが, 大体3割である。ただし, こゝで示した A_c は A_z の式 B_y/B の代りに平均のIMF角から $\cos 45^\circ$ を入れたものなので, B_y/B に変えた場合の減少の程度を示すため, 第2図下部に示した。



第1図



第2図



第3図

Yasue, S., S. Mori, S. Sakakibara, and K. Nagashima, Coupling Coefficients of Cosmic Ray Daily Variations for Neutron Monitor Stations, Rep. Cosmic-Ray Res. Lab., Nagoya Univ. No.7 (1982).

太陽赤道面に垂直な方向の宇宙線強度分布

野坂 徹 森 寛* 鷲坂 修二*
 名大理 信大理*

宇宙線中性子強度の年間変化および半年間変化の経年変化を、1955年から1979年までの25年間について調べた結果、次の二つの特徴を持つことがわかった。

- 1) 年間変化の位相は、Solar magnetic cycle ごとに比較的安定している。
 Summation dial 上の年間変化ベクトルの経年変化 (図1(a)) は平均的に、1955-1958年では9月、1959-1968年では3月、1969年-1979年では1月の方向を それを示している。
- 2) 半年間変化ベクトルは、ひとつの Solar magnetic cycle 内で周期的に変化する。
 1959-1968年での半年間変化について、その経年変化を summation dial 上で見ると (7 MAR, 7 SEP) - (7 JUN, 7 DEC.) の方向に沿って 1 往復していることがわかる。また、1958年以前についても これに類似した経年変化が見られる。(図1(b))

これらの特徴が どの程度の再現性を持つかは今後の観測に待たねばならないが、年間変化および半年間変化が 地球近傍での太陽赤道面に垂直な方向の宇宙線強度分布を反映しているとして、上記1), 2) で見られる経年変化の特徴の相違が 何を意味するかについて議論したい。

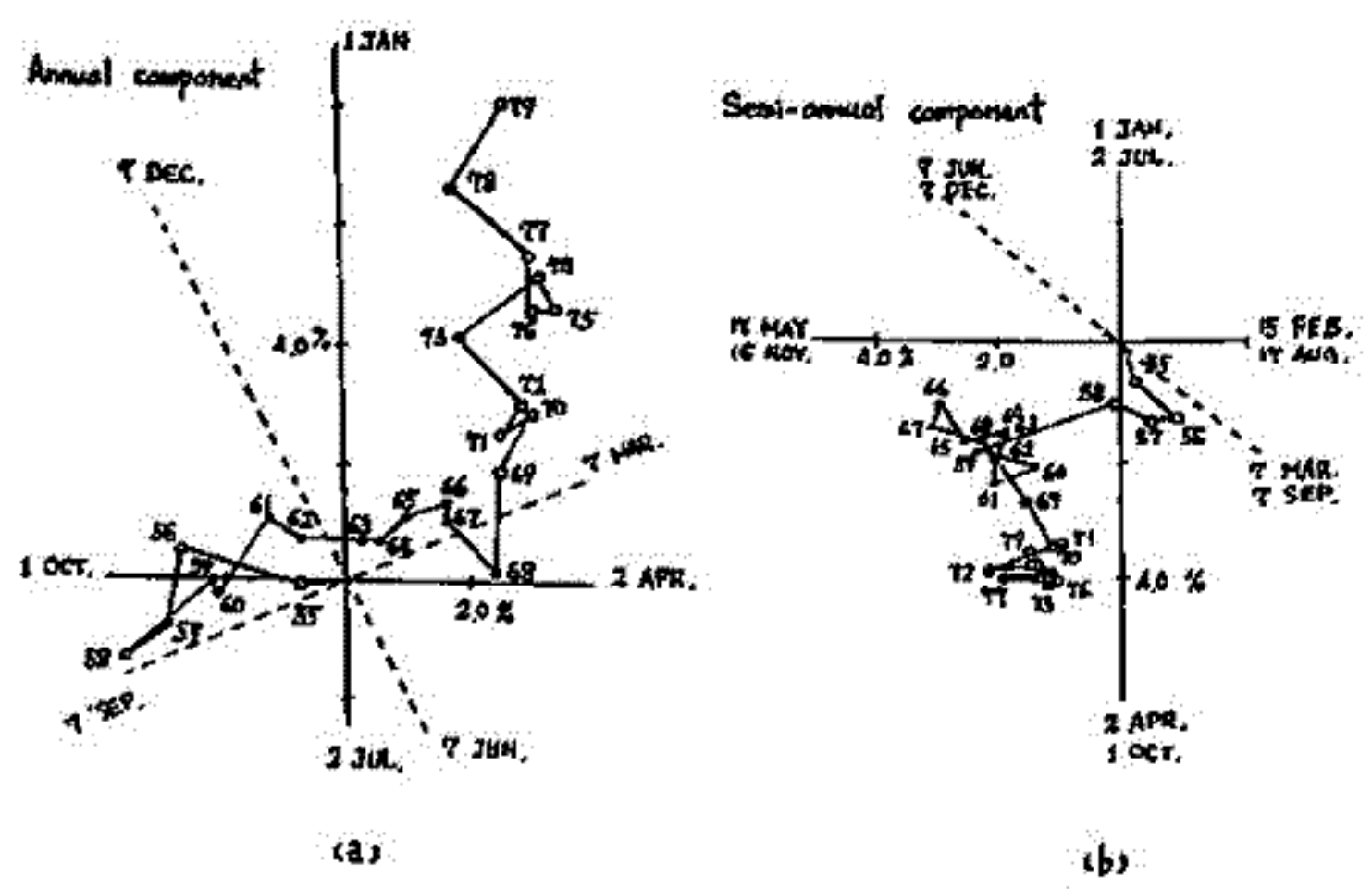


図 1

宇宙線の南北非対称性と太陽電流面

宗像義教, 袴田和幸, 森 覚, 長島一男
(中 部 エ ス) (信 大 理) (名 大 理)

宇宙線の南北非対称性 (N-S Asymmetry) は、惑星間空間磁場 (IMF) の極性によつておこることは良く知られて来ている。その大きさとについては、太陽風の速度に関係していることも明らかになつた。しかし、N-S Asymmetry と太陽風の速度との相関係数は 0.3 の程度であり、大ききも日平均値を用いて 0.05% per 100 km/s の程度であり、太陽風だけで、N-S Asymmetry の大ききとすべて説明する訳にはいかなかつた。

今日はこれを説明する一つの可能性として、いわゆる Current Sheets から地球がどの位はなれておるか、その離れ方と南北非対称性は関連があるのか、について調べたので、報告する。解析の期間は、1976年5月から1977年8月まで、Carrington Rotation では (1641~1658)、Bartels Rotation では 1952~1970、IMF のセクター構造では 4セクター構造で (時々な1>のセクターで地球では見えず2セクター) である。太陽電流面の動きも Hoeksema, Wilcox and Scherrer (1982) によれば、あまり激しい動きはしてない。この期間では Current Sheet の南側に地球がある時 IMF の Toward (ネガティブ) の極性になつておる。

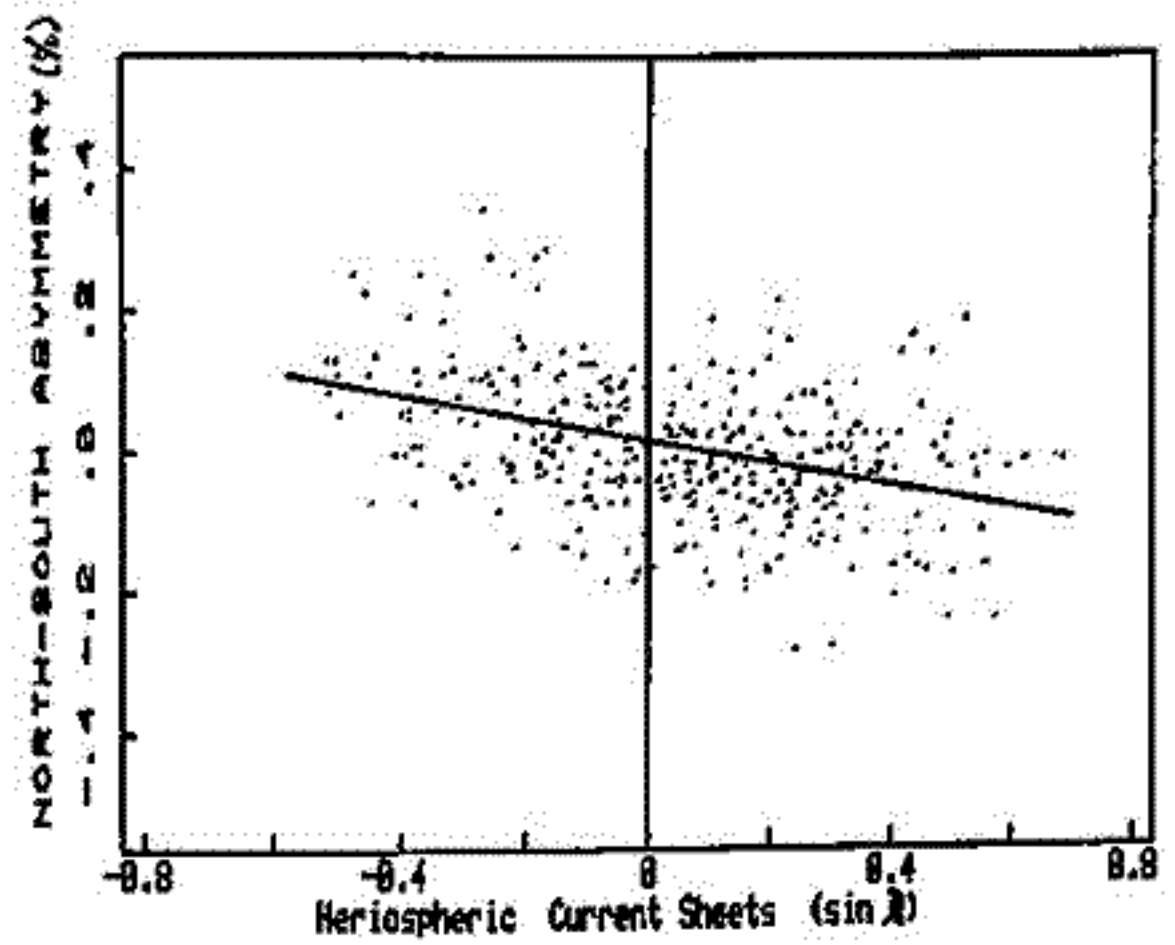
右図は N-S Asymmetry (Nagoya-GG term) と太陽電流面からの角距離 $\sin \lambda$ との相関図である。又前述の Wilcox 等の論文より適当読み、その時の太陽風の速度で地球にそのまゝ運ばれよとして GG と比較した。

GG と $\sin \lambda$ の相関係数は 0.42 と十分に大きき。又これによる GG と $\sin \lambda$ の関係は、

$$GG(\%) = 0.013 - 0.329 \sin \lambda$$

と表わされる。このことは、いわゆる Current Sheet から地球が離れるに従つて有意に、南北非対称性が大きくなる、と示しておる。さらに $(\sin \lambda > 0)$ は Away ⊕; $(\sin \lambda < 0)$ は Toward ⊙) である。

原因は Current Sheet から離れるにしたが、と宇宙線の Radial Density Gradient が増しておるか、その他の理由なのかは、この解析だけでは判からない。これらについては講義時に議論する予定である。



長島一男	森 覺	奥谷品子	高橋八郎	矢作直弘
名大理	佐大理	理 研	名大 数	名大 人文

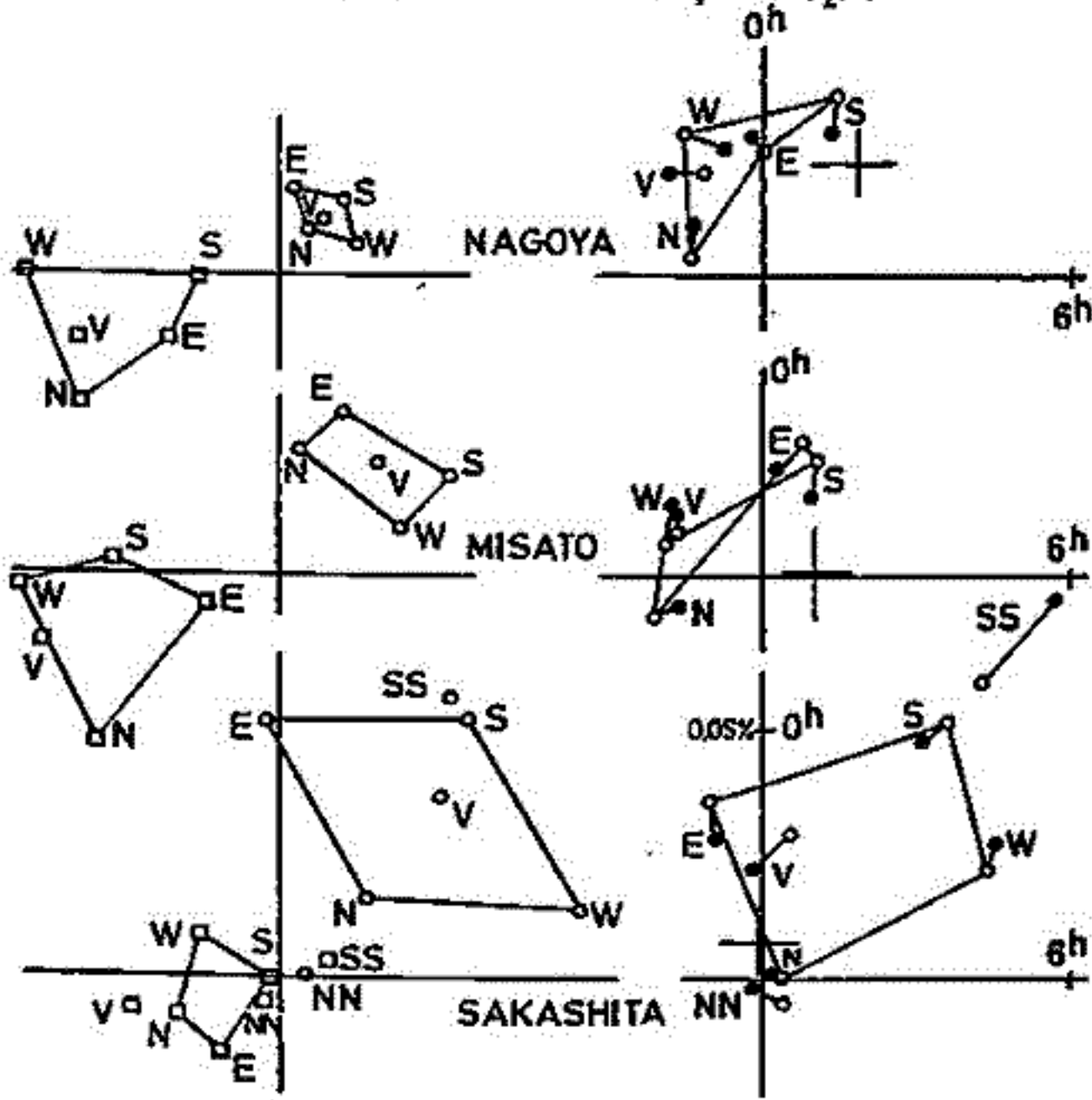
宇宙線半日変化の研究は、宇宙線モニタリング研究の中でも長い歴史を持っており、そのモニタリング機構の解析から、惑星間空間の物理について貴重な情報が得られている。特に長島は *al.* による解析と Fujii の loss-cone モデルは、宇宙線空間分布の「三次元的様相」を与えるものとして後目を述べた。一方、宇宙ロケット、人工衛星による惑星間空間の磁場、太陽風等の直接観測データもかなりの年数にわたって蓄積され整備されている。今回は、これらの背景を踏まえ、理研(WDC-2)で整理まとめられた世界各地宇宙線ステーションよりの中粒子成分をフーリエ解析、その 2nd を取り出し、先づ上述の惑星間空間データとの関係も調べる。

NAMS Sideral Anisotropy 1978-80

上野裕孝 藤本和彦, 森寛* 長島一男 名大理 信大理*

NMS 1978-80 SIDEREAL 1st

- Observed
- Calculated from $S_1^1(\alpha)$ and $S_2^1(\alpha)$



1978-80年の3年間(太陽活動極大期)、名古屋、三郷及坂下地下中間子計で観測した、エネルギー領域 60GV~600GVでの、恒星時日変化について、太陽時半日変化に基因するものを分離し、太陽系外起源と考えている、異方位の大きさ、方向、スペクトルを調べ、3つの観測所で、コンシスタントかどうか調べてみた。

太陽系外異方位については、深い地下観測(UTAH, POATINA ~ 10¹²V)、空気シャワー観測(糸峰, BAKSAN ~ 10¹³V)で、その大きさが0.05~0.07%とあることを考慮し、これと同じものを低エネルギー側と考え、そのスペクトルは、POWER型で、 $\delta=0$, P_L (Low Rigidity Cut-off) とした。

太陽系内起源異方位については、太陽時半日変化のスペクトルである POWER-EXPONENTIAL型にした。又各観測所毎に、各成分共通の日変化(図中+印)を挿入した。これは、各成分間の差バクトルを使用したことになる。

Sideral 1st: 上図は、最小自乗法で決定した S_1^1, S_2^1 の各成分値(左側)で、右側は、観測値との比較である。

$$S_1^1: (0.078 \pm 0.010\%) (P/10GV)^{2.0} \cos \delta \cos [2\pi(t-3.0hr)/24], P_L = 150GV$$

$$S_2^1: (0.142 \pm 0.022\%) (P/10GV)^{2.0} \text{Exp}(-P/50GV)^{\sqrt{3}/4} \sin 2\delta \cos [2\pi(t-18.2hr)/24]$$

Anti-Sideral 1st

$$S_2^1: (0.119 \pm 0.020\%) (P/10GV)^{2.0} \text{Exp}(-P/50GV)^{\sqrt{3}/4} \sin 2\delta \cos [2\pi(t-22.6hr)/24]$$

Solar 2nd:

$$S_2^2: (0.226 \pm 0.011\%) (P/10GV)^{2.0} \text{Exp}(-P/50GV)^{\sqrt{3}/4} \cos^2 \delta \cos [2\pi(t-2.9hr)/12]$$

Solar 1st:

$$S_1^1: (0.386 \pm 0.017\%) (P/10GV)^{0.0} \cos \delta \cos [2\pi(t-16.0hr)/24], P_L = 150GV$$

宇宙線 Zonal Harmonic Components (1st & 2nd) の Best-fit Rigidity Spectra

高橋 八郎 矢作直弘 長島 一男
 岩手大 教育 岩手大 人社 名大理

現在観測網の宇宙線観測所より宇宙線中粒子成分データを用いて、長島の方法による三次元宇宙線異方性の解析を行い、惑星間空間における宇宙線の Spherical Zonal Harmonic Components (a_0, a_1, a_2) 並びにこれらの Best-fit Rigidity Spectrum (p_0, p_1, p_2) を求め、今更には、特に、 a_0, a_2 と惑星間空間磁場、太陽風等との関係を探究してきた。用いたデータの期間は 1967 年 1 月 1 日 0 時 00 分 00 秒から 1967 年 12 月 31 日 23 時 59 分 59 秒まで、解析は日平均化データを用いて、各 Solar Rotation 毎に行っている。

前回は、これらの解析結果のうち、 a_0 と p_0, p_1 の諸特徴を調べた結果を報告した。今回は、 a_2 と p_2 の諸特徴を調べた結果を併せて、両者の諸特徴を総合的にみた結果を報告する。既に何回か説明を行っているが、ここでは a_0, p_0 及び a_2, p_2 はそれぞれ宇宙線の南北異方性、その Best-fit Rigidity Spectrum 及び宇宙線極-赤道異方性、その Best-fit Rigidity Spectrum をあらわす。なお、上述の解析では、次のような Differential Rigidity Spectrum を用いている。

Power type: $G(p) = (P/p_0)^\gamma$ $P_L \leq P \leq P_H$ (1)

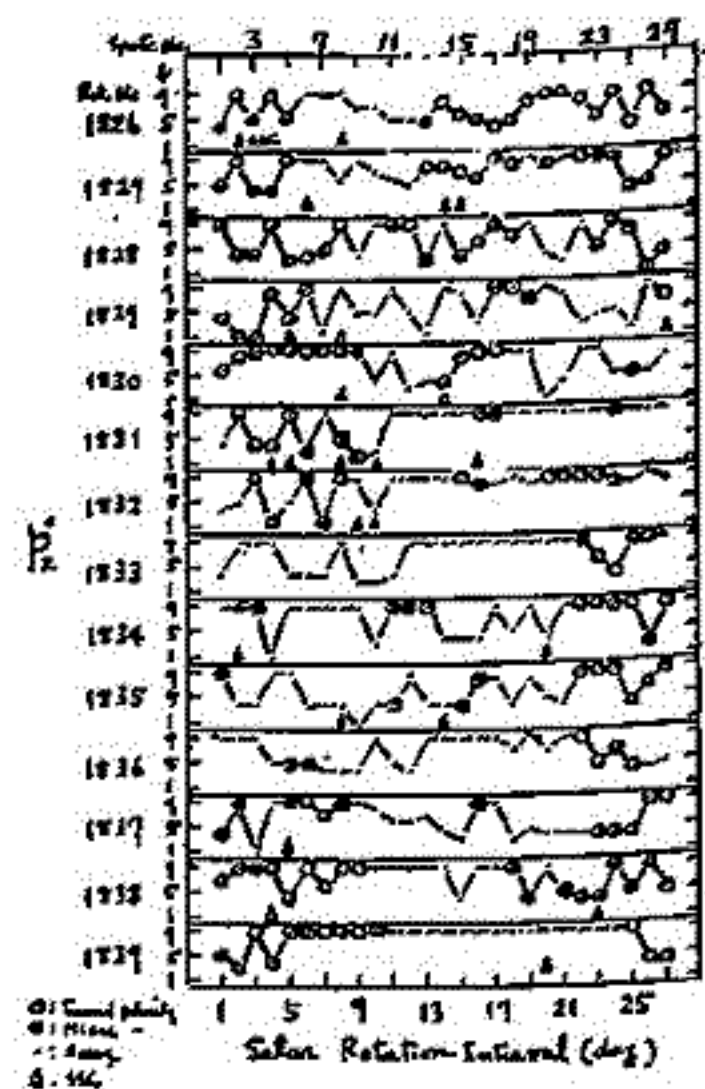
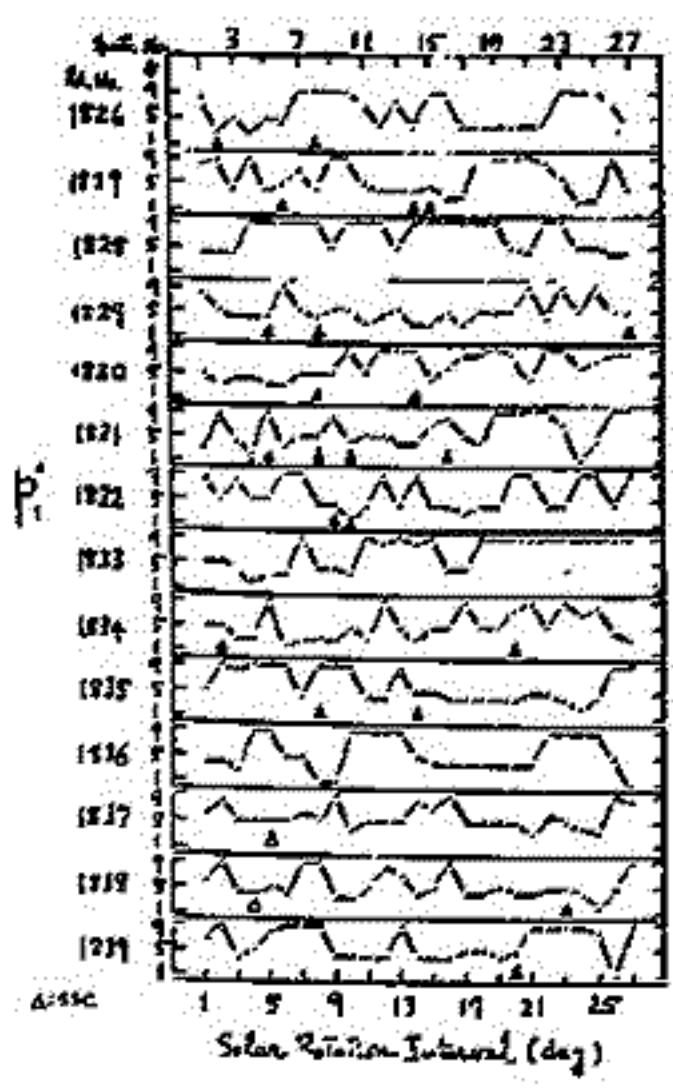
Power exponential type: $G(p) = (P/p_0)^\gamma \exp(\gamma - P/p_0)$ (2)

また、(1) 式の γ の値、(2) 式の γ と P_0 の組み合わせに対し便宜上次のような Spectrum Number をつけた。Power-type spectr. No. Power exp. type spectr. No.

1	$\gamma = 0$	5	$\gamma = 2.0$	$P_0 = 15 \text{ GeV}$
2	$\gamma = -0.2$	6	$\gamma = 2.0$	$P_0 = 20 \text{ GeV}$
3	$\gamma = -0.5$	7	$\gamma = 2.0$	$P_0 = 30 \text{ GeV}$
4	$\gamma = -1.0$	8	$\gamma = 2.0$	$P_0 = 50 \text{ GeV}$
		9	$\gamma = 2.0$	$P_0 = 100 \text{ GeV}$

解析結果の p_0, p_1, p_2 の全体を各 Solar Rotation 毎に示した右の図のようにする。図中、 Δ は p_1 と \square は p_2 と \circ は p_0 と \oplus は p_0 の Toward Polarity の日、Mixed Polarity の日、Away Polarity の日を示し、 \oplus と \ominus は Svalgaard の Table 2451 用 1, 2 である。

図中、 \llcorner のような記号は spectrum の両極性があることを示している。



宇宙線中性子強度の恒星時日変化(II)

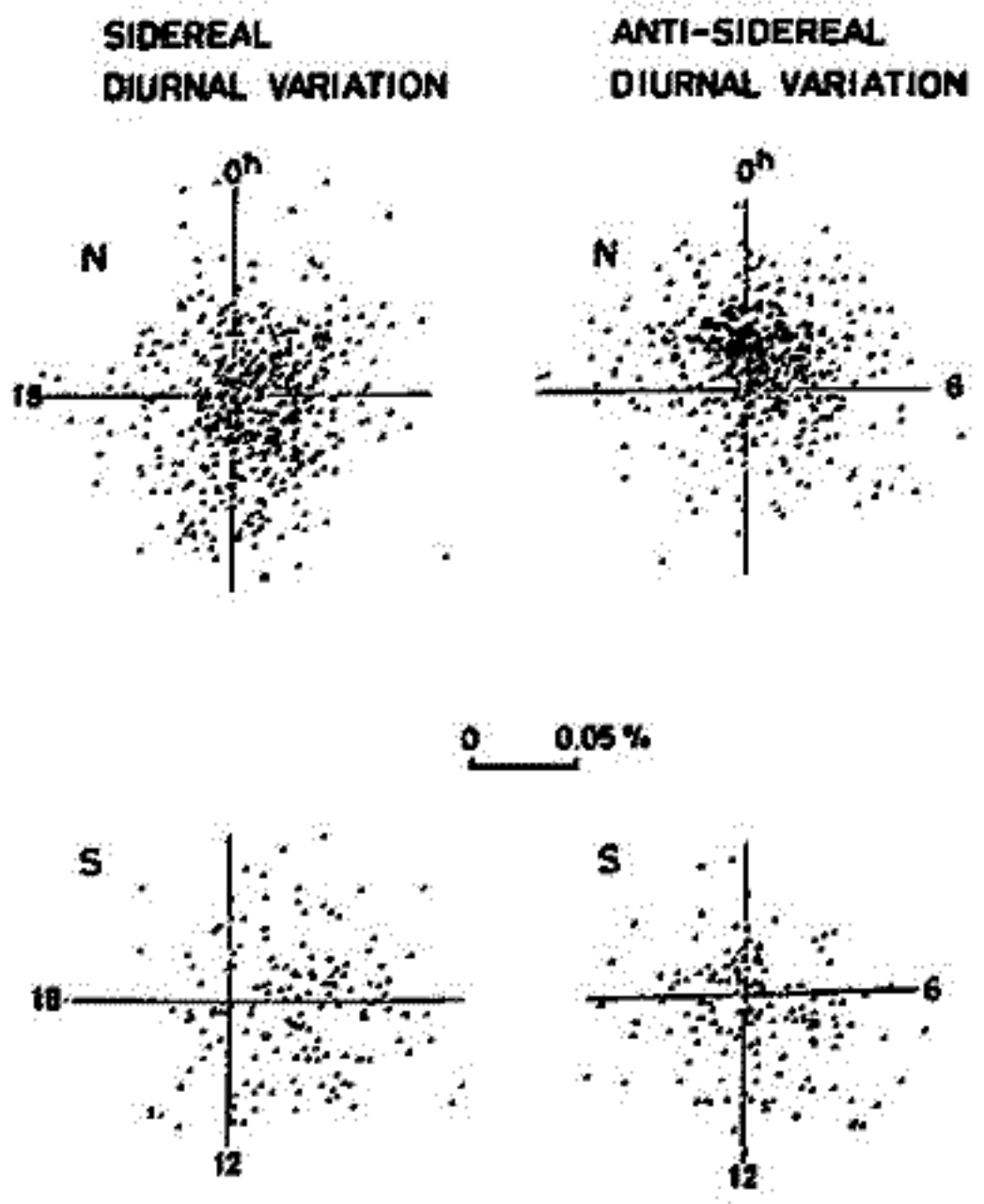
長島一男 森下伊三男 新 覚 石田嘉雄
 名大理 政阜齒科大 信大理 福島大教育

1958~1979年の期間で、620 station-year の中子 $\pi = \gamma - \gamma$ data を用いて、宇宙線の恒星時日変化の解析を行いました。

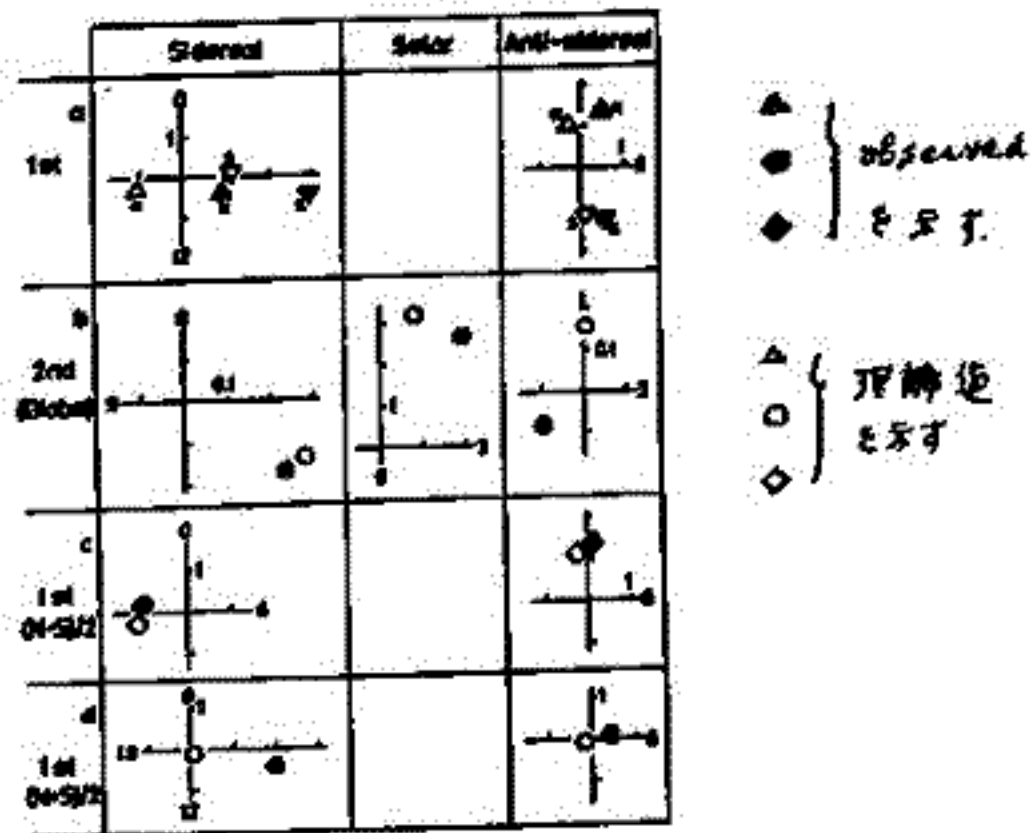
北半球の station と南半球の station とは、この期間の恒星時変化に統計的に有意な差が見られる。第1図に示す4つの恒星時、反恒星時日変化の扇形別にプロットしたものを示した。平均の恒星時日変化を求めると $amp. \approx 0.021 \pm 0.002\%$, $phase \approx 6.8 \pm 0.8 hr$ とは、high rigidity region のそれと異なり、大抵 ≈ 0.1 と知られた。

- 第2図では
- a: 扇形別毎の恒星時、反恒星時 (1st)
 - b: Global を恒星時、太陽時、反恒星時 (2nd)
 - c: $(N-S)/2$ 両半球の差 (扇形別非対称性) $\approx 7.1 hr$
 - d: $(N+S)/2$ 両半球での共通の変化

らを示した。これらの解析結果をもとに、太陽系外起源恒星時異方性について議論する。



第1図



第2図

村上昭, 藤井善次郎, 山田良実, 柳原志津子, 藤本和彦, 霜永稔章, 長島一男, 近藤一郎,

A.G. Fenton, R.M. Jacklyn 他

名大理, A東大留線研, Bタスマニア大

1981年12月よりスタートしたオーストラリア・タスマニアにおける空気シャワー連続観測のその後の経緯について報告する。昨年の観測開始時点においては、観測機器室内温度コントロール系に問題が残り観測が室内温度変化による影響を受けていた。この温度効果のメインは気圧補正をかいしてうける気圧計($\sim 0.1^{\text{mb}}/^{\circ}\text{C}$)の温度効果である(図1.2)。このため、帰国後オーストラリア側と連絡をとりこの点の改善をすすめてきていたが、最終的にはこの6月こちら側から出張し、この温度コントロール系の問題を解決した。これらの経緯及びその後の観測結果について報告する。又、これまでのデータに対しては、現在進めている解析について報告する。

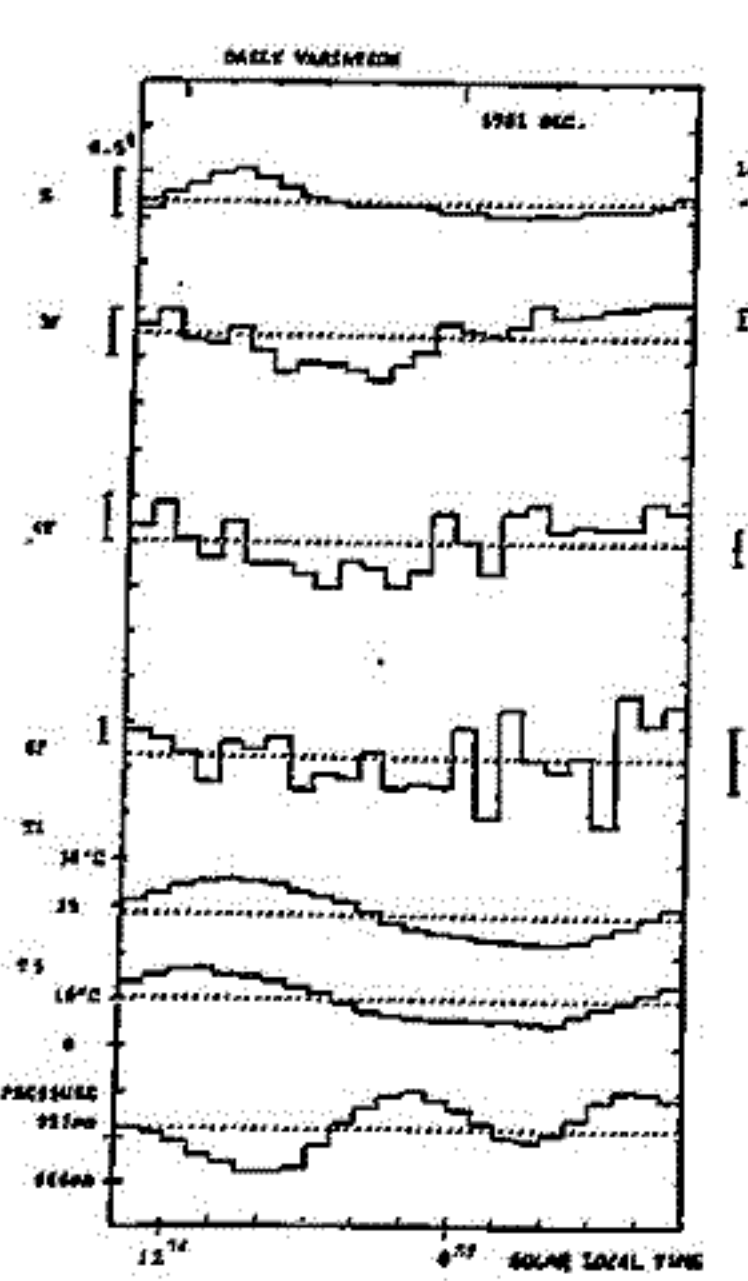


図1. 平均日変化

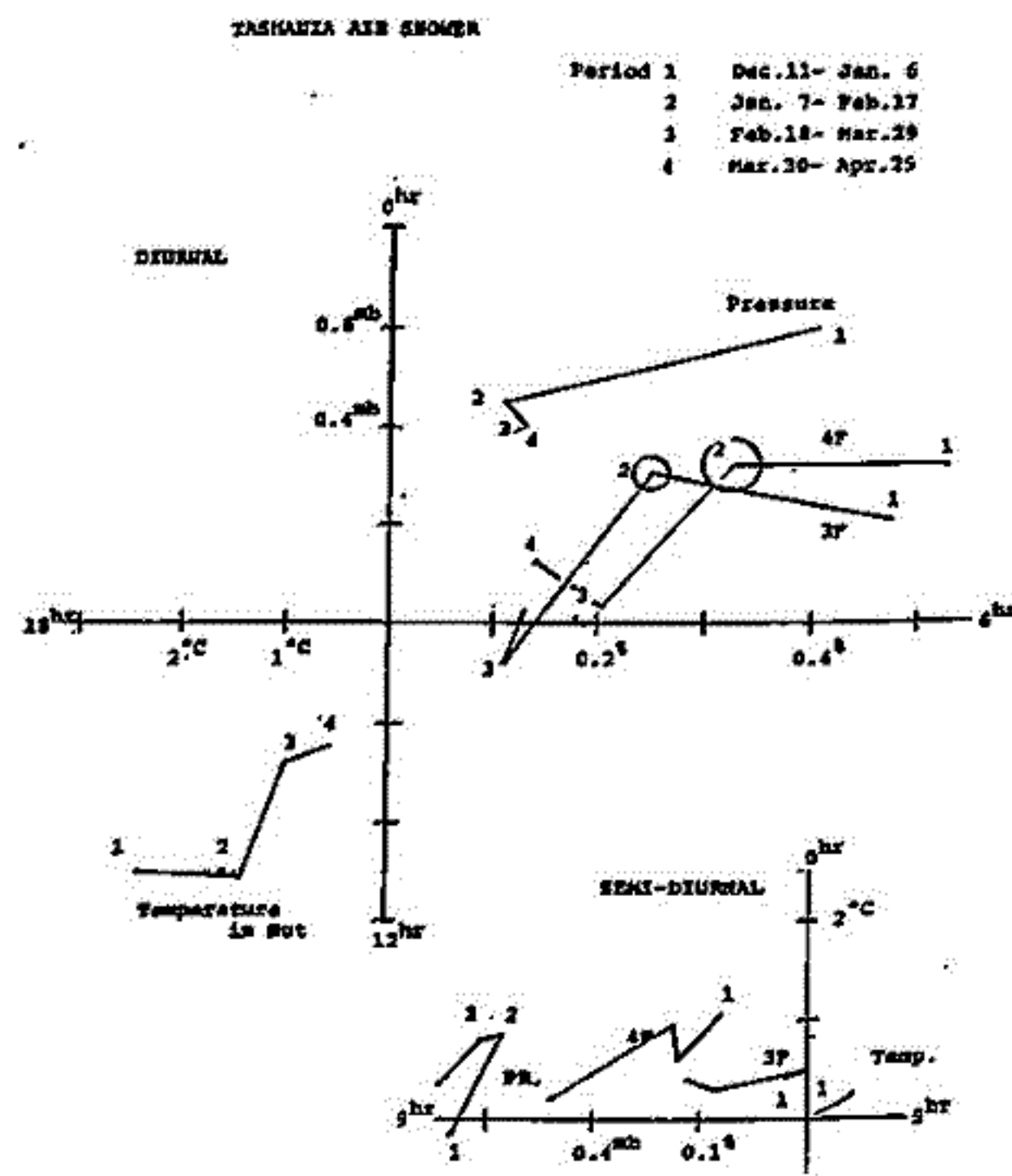


図2. 太陽時一日変化及び半日変化

第 Ⅲ 会 場

(Ⅲ-1 ~ Ⅲ-50)

II-1 地磁気年変化量分布と表現する core 面上 dipole の分布とその変動 (II)

水野浩雄
国土地理院

IGRF 1965, IGRF 1975 による secular variation field と core 面上の radial dipole により表現する問題については、前々回の学会で報告した。今回は dipole の数を増やし、強さと位置を adjust して更に良好な representation と得た。結果は別表に示す。なお、用いた dipole の数 N の root mean square difference は下表のとおりである。

	dipole 数	X	Y	Z	$mT/year$
IGRF 1965	38 10	3.3	3.2	5.1	
IGRF 1975	34	3.3	3.3	5.0	

別表 M は $nT (km)^2/year$ である。

1970 年代に入り、東半球の secular variation field に大きな変動が生じた。日本における観測事実として指摘するのは、まずには 1972.5 年と境に静岡その他の観測所 (南は Luning と含む) の Y 成分の secular variation の trend に急激な変化が生じ Y は algebraic に急減したことである。これは、これ迄存在していたシベリアの東西に長い \ominus の negative focus が急に減衰し、同時に南オーストラリア、中国、朝鮮、沿海州、日本海へと \oplus の positive region が進出したためである。一等磁気測量により得られたこの水平勾配の急速で大きな変化は、この分布の regional な変動を反映したものとして説明できる。

またには、1974~75 年と境とする X の secular variation の trend の急激な変化である。(J.G.G. 32, 413-420, 1980)。この変化は \ominus であり、オーストラリア及び周辺に於ける \ominus の negative focus の急激な強化によりもたらされたものである。

(注) 1964~65 年と境に確立された相対的安定状態は 1972.5, $N=10$ 1974~75 年の変動により急激な状態に移行した。この新しい状態を代表する場として観測所の年平均値により画いた 1976 年の年変化量分布を採用する。IGRF 1980 が用いられるのはこのためである。これは必ずしもこの当時の年変化量分布と良好に表現して用いられるべきではない。

1976 年の年変化量分布を表現する dipole model も別表に示してある。ただしこの場合、 χ^2 と χ^2_{min} は IGRF 1975 と IGRF 1980 から推定した値を採用した。Y. m. s. d. と求めたことではさきより、図の比較により、良好な fitness と実現して用いられる。(32 dipoles)

1950 年代から今日に至る向、東半球の secular variation field の pattern は急速で著しい変動を示した。これは IGRF 1965 と代表的な場とする state 1, IGRF 1975 と代表的な場とする state 2, 1976 年の年変化量分布と代表的な場とする state 3 の、三つの state に区別され、これらの state から他の state への移行は短時間 scale により遷移的に行われたと考えられる。これらの変動ともたらした dipole の成生、消滅は別表の Siberia, Indian Ocean, New Guinean and Australia の地域区分の中で、明瞭にみとめられるところである。

Siberia の negative dipole は state 1 に比べて state 2 では明らかに強くなった。同時に Indian Ocean の positive も強化した。その結果、中国から東北日本に至る地域で Y が negative に急変した (1964~65 年)。State 3 では Indian Ocean の positive の強化とその東北方面への expansion が明瞭である。Siberia の negative は弱くなった。その結果、日本 (及び南オーストラリア Luning と含む) の観測所の Y が algebraic に急減し、一等磁気測量から得られたこの水平勾配の急変ともたらした。また New Guinean and Australia の negative の強化は日本及びその南方の観測所での Y の急増ともたらした。

IGRF 1965		IGRF 1975		1976		IGRF 1965		IGRF 1975		1976		IGRF 1975		1976					
Lat	Lon	M	Lat	Lon	M	Lat	Lon	M	Lat	Lon	M	Lat	Lon	M	Lat	Lon	M		
Siberia																			
60	80	1.22	60	170	-2.44	60	170	-1.83	20	-60	-1.22	20	-60	-12.19	20	-60	-12.80		
60	160	-4.27	60	120	-4.27	60	120	-3.05	20	-40	-12.19	30	-40	-1.83	10	-35	-9.15		
Indian Ocean																			
-5	70	-3.66	45	75	-4.88	40	75	-1.22	0	-50	-4.27	0	-20	-3.66	-5	0	-3.66		
10	80	-3.66	65	25	2.44	60	170	-2.44	-20	-20	-6.10	-20	-20	-6.10	-20	-30	-10.98		
-65	15	1.83	-40	20	8.54	40	75	-4.88	-40	-45	-4.27	-50	-35	-5.49	-40	-45	-2.44		
-40	20	8.54	-10	50	7.32	40	75	-1.22	South Pacific Ocean								30	-170	2.44
-25	40	1.83	-10	50	7.32	40	75	-1.22	0	180	3.05	20	170	2.44	30	-170	2.44		
10	50	1.83	10	70	9.76	40	75	-1.22	0	-150	5.49	10	-110	1.83	5	-110	2.44		
-10	95	5.49	0	100	3.05	40	75	-1.22	-10	-120	6.71	0	-150	3.66	5	-135	1.22		
New Guinea and Australia																			
0	140	-2.44	0	145	-1.83	0	140	-4.27	-15	-100	1.22	-10	-120	3.66	0	-160	4.88		
-30	120	-1.22	-30	120	-1.22	-15	140	-1.22	30	30	5.49	-10	-120	3.66	-10	-120	3.05		
-50	60	-4.27	-40	80	-2.44	-30	120	-4.88	50	-50	1.22	-10	-90	3.66	-10	-90	3.05		
-70	145	-5.49	-60	145	-5.49	-60	150	-4.27	50	-130	-3.66	-40	-110	3.05	30	30	4.27		
-30	90	-5.49	-75	-160	-2.44	-60	150	-4.27	Others			30	30	4.27	30	30	4.27		
-40	140	-2.44	35	-70	-1.83	-40	80	-2.44	30	30	5.49	60	-40	4.88	30	30	4.27		
-50	90	-7.93	20	-80	-4.98	-40	80	-2.44	50	-50	1.22	60	-80	3.05	30	30	4.27		
Atlantic Ocean																			
20	-75	-7.32	20	-80	-4.98	30	-90	-4.88	75	-120	-2.44	75	-120	-2.44	55	20	3.05		
			40	-80	-6.71	40	-90	-4.88	30	-120	-2.44	75	-120	-2.44	85	-20	1.22		

水沢，鹿野山 - 柿岡の地磁気全磁力地域差の 経年変化

田中 徳

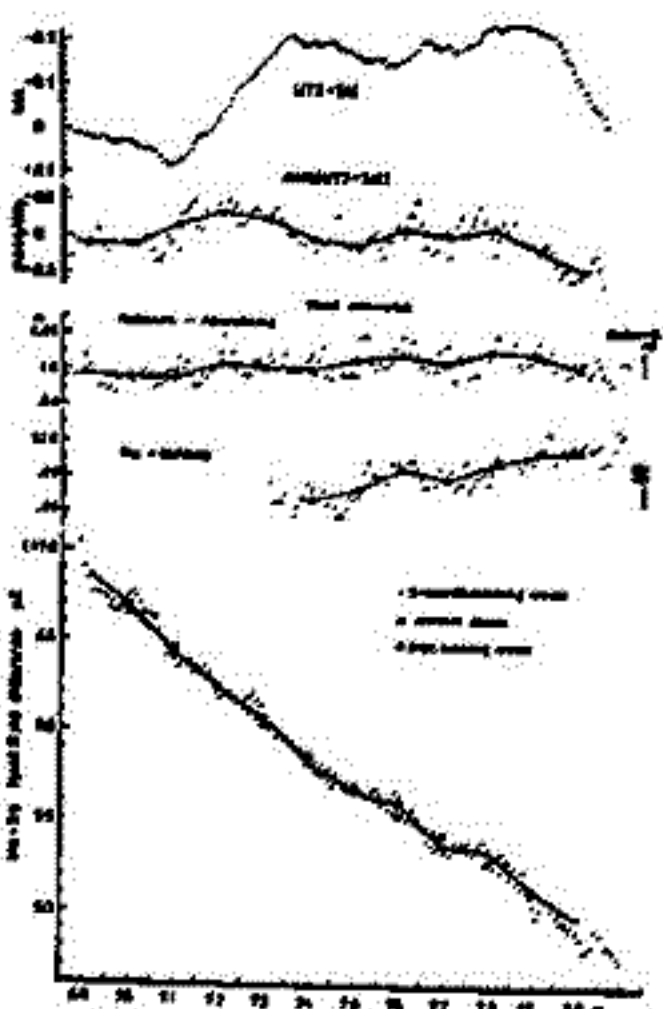
国土地理院

1969年以来，約13年間にわたる水沢-柿岡の全磁力地域差から第一近似の外部磁場の影響を除去し，地域差の経年変動を抽出した (TANAKA, (1980))。この中で大局的に一様に減少する地域差は，地球内部で発生した主磁場の地域差のものではないが，この主磁場の地域差の上に乗った短周期経年変動は，

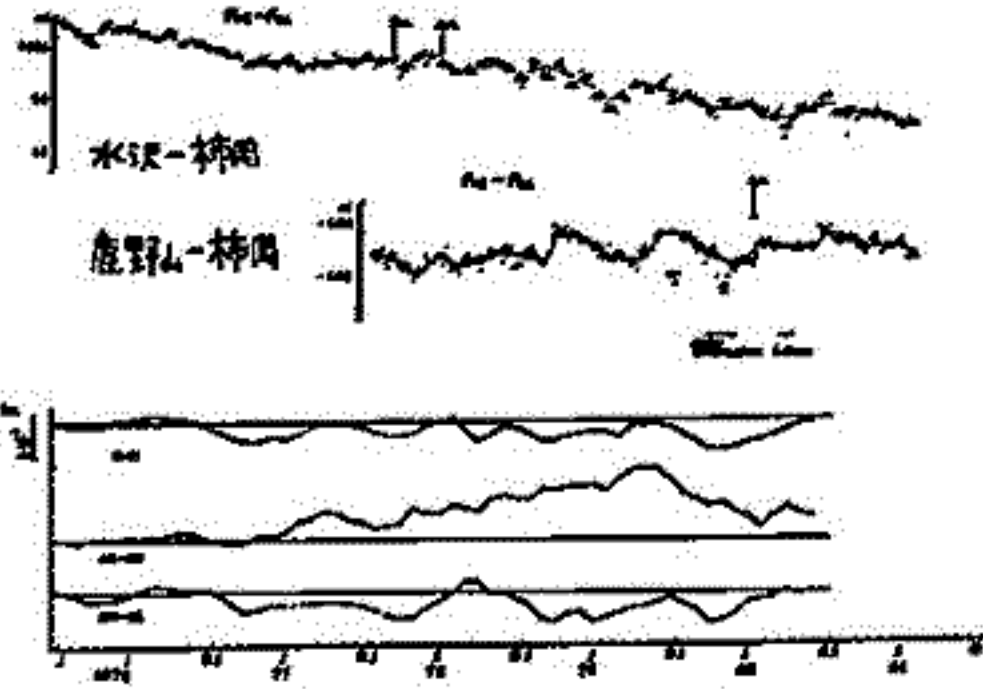
- (1) semi- or annual changes (河村・小池 (1980), Campbell (1980)) --- 春分，秋分或は冬至，夏至の向で磁軸の $\frac{1}{\text{日}}$ による電流変化によると思われる。
- (2) biennial change (Sugiura (1976)) --- 太陽活動による
- (3) these coupling changes
- (4) quasi-3 yr. change --- 水沢-柿岡の地域差から抽出されたもの
- (5) solar cycle 11 yr. change --- ΔH による
- (6) 22 yr. change --- ΔZ による
- (7) ~60 yr. change --- $\Delta D(?)$ によるらしい

の如く分類される。

これらの変動のうち水沢-柿岡，鹿野山-柿岡の地域差にみられる(4)の準3年周期変動の原因について他のデータと比較しながら調査したところ下図の如き結果を得た。



地磁気経年変化 (UT2-TAI) と
地域差と地磁気地域差 (H2-H1)



(A) 地磁気経年変化 (GTFD) の経年変化
 ・ 5年平均値
 ・ 月
 ・ 日

(B) 地磁気経年変動の時間-伸縮計-地磁気変化

$F_{22} - F_{11} = \frac{1}{2} (\overline{H_2 - H_1} + \overline{H_1 - H_2})$ とは 1980.10.1
 - 数字は 5年に見え
 3. $F_{22} = (44.2)$
 $F_{11} = (44.4)$ (柿岡)

日本列島弧を形成するようなプレート境界では，広域的地殻変動 (田中 (1972)) の仮定のもとに，世界的気候変動の擾動から生ずる地球回転の加速 (減速) 的変動を過して，プレート境界の直内陸側では，地殻変動として潮位差が求められ (沈降 (収縮) と伸縮計が求められ (伸縮 (伸縮)) が生ずる。この圧縮場により生じた同様のペリ効果により地磁気地域差が変動する (2) とする総合的統一モデルが得られるか否か上記の図のデータを用いて周期解析，相関係数を求めて報告する予定である。

日本近海における地磁気の Secular Variation について

歌代 慎吉

東京理科大学理学部物理学教室

日本周辺の地磁気観測所16ヶ所における地磁気成分の年平均値を用いて、日本近海の地磁気 Secular Variation を調べた。16ヶ所の観測所はシベリア地域のマクーツク、イルクーツク、マガダン、ウラジストツク、サハリンのユズノサハリンスク。日本の女満別、水沢、柿岡、鹿野山、鹿屋、父島。フィリピンのモンテニルパ、南太平洋のグアム、アピア、ホノルル、ポートモレスビー である。又期間 は 1960年 から 1981年迄である。

先づ Declination はシベリア地域のマクーツク、イルクーツク、マガダン、ユズノサハリンスクでは1972年頃に西偏の値が減少していったものが増加になり1974年以降は急激に増加している。日本の6観測所では西偏の値が更に増加している。H-Component はシベリア地域では1976年〜77年頃に増加から減少になり柿岡、鹿屋等の日本近海では1965年と1981年にmax を有する sine curve を示している。Apia 等の南太平洋では一方的に減少している。Total Intensity は日本近海で1975年に減少から増加へ変じている。

以上の様に我々近海での Secular Variation は各地異なり地磁気成分について夫々周期的に変っていることが解った。そこでこれ等の Secular Variation の性質を調べるために X, Y, Z component について1960年より1981年迄の22年間の Secular Variation $(\frac{dX}{dt}, \frac{dY}{dt}, \frac{dZ}{dt})$ の Secular Variation の水平成分の大きさと方向 $(\sqrt{(\frac{dX}{dt})^2 + (\frac{dY}{dt})^2}, \theta = \tan^{-1} \frac{\frac{dY}{dt}}{\frac{dX}{dt}})$ 及び Secular Variation の垂直成分 $(\frac{dZ}{dt})$ の各年の Secular Variation の電流系を求め、そしてこの電流系の移動により日本近海における各地磁気観測所の Secular Variation を説明出来ることになった。

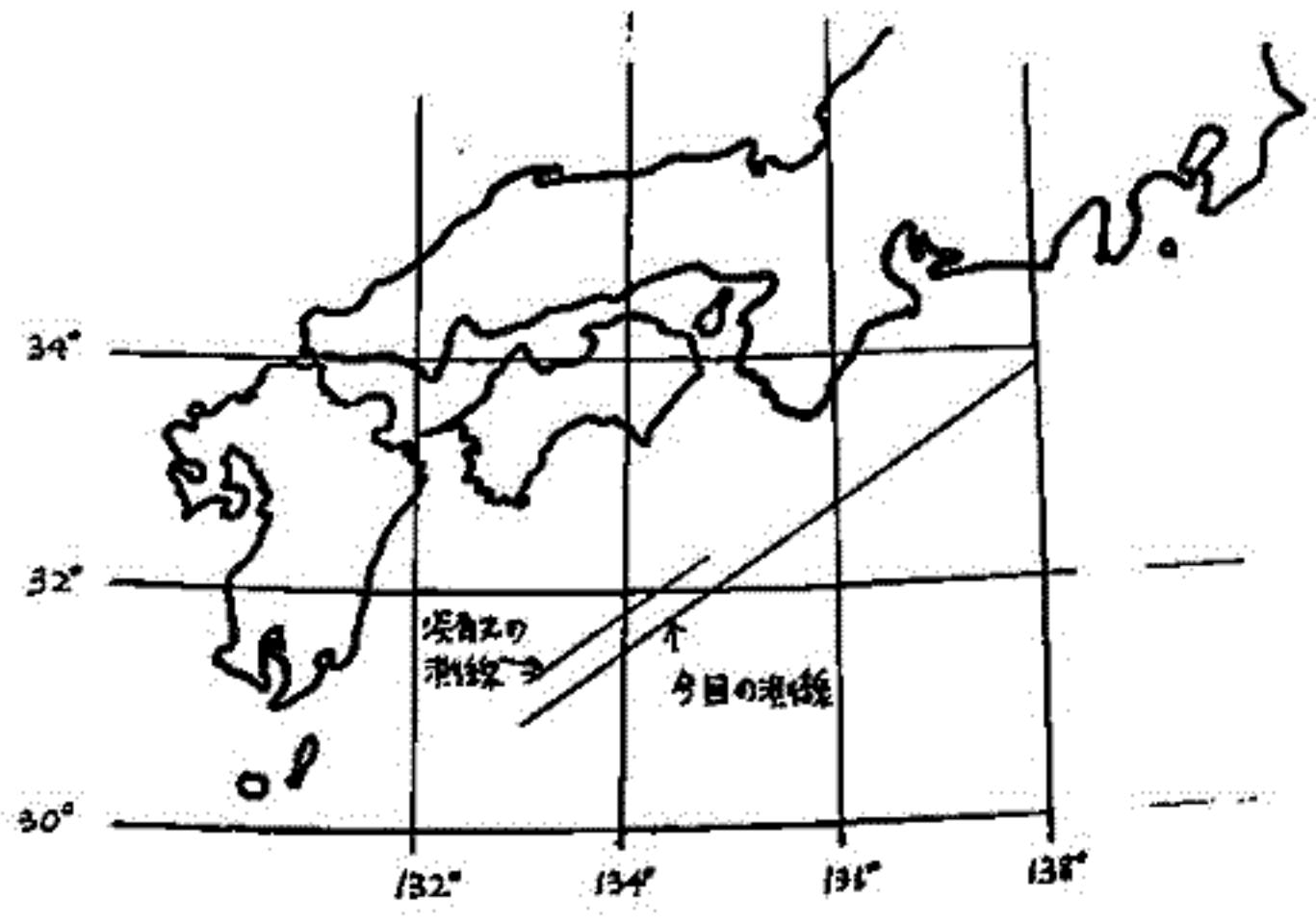
南海トラフにおける地磁気3成分測定

伊勢崎修弘 (神大理) 萩原由和 (神大自然科学研究科)

白鳳丸 R/H-82 - 4次研究航海 (1982年 7月23日 ~ 8月21日) で、3成分磁カ計及びプロトン磁カ計により磁気測量を行った。3成分磁カ計は3軸直交のリングコアフロックスゲート磁カ計であり、白鳳丸のアンケローリングタンク上に設置した。またプロトン磁カ計は船の後方約200mに曳航した。

測定した地磁気3成分は、地球磁場により船体に誘導される磁場、あるいは船体の持つ永久磁石による磁場などの影響で実際の地球磁場を示していない。しかしながら、船体に誘導される磁場は、地球磁場の強度及び船首方向の傾斜であると考えられるし、永久磁石による磁場は絶えず一定であるので、これらの傾斜及び定数を求めることにより測定磁場の補正を行うことができる。

今回は、下図に示したように南海トラフ南方の航線で得られた地磁気3成分のプロファイルを示し、1980年12月に横濱で測定した南海トラフ軸上での地磁気3成分のプロファイルと比較を行う。

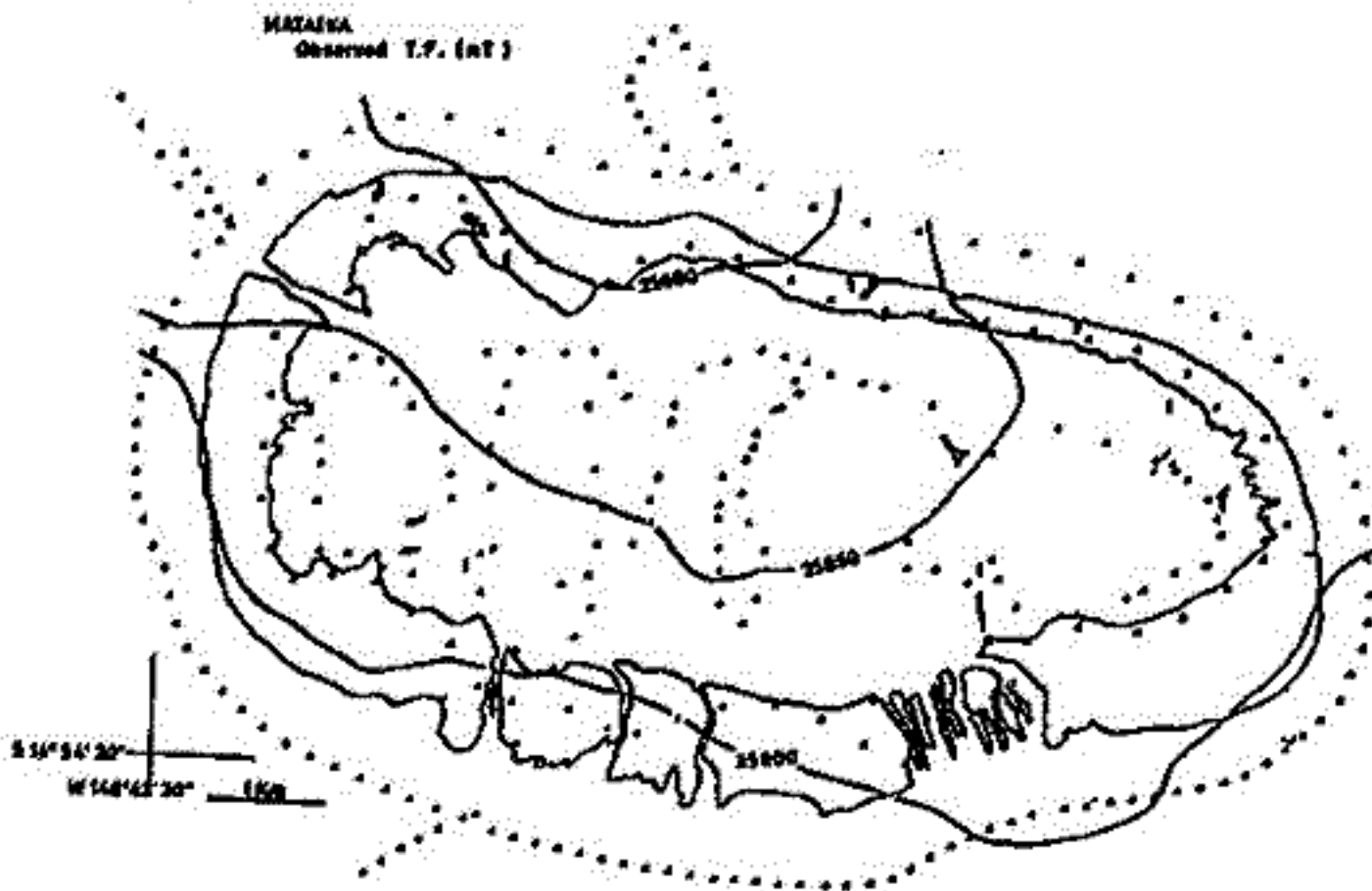
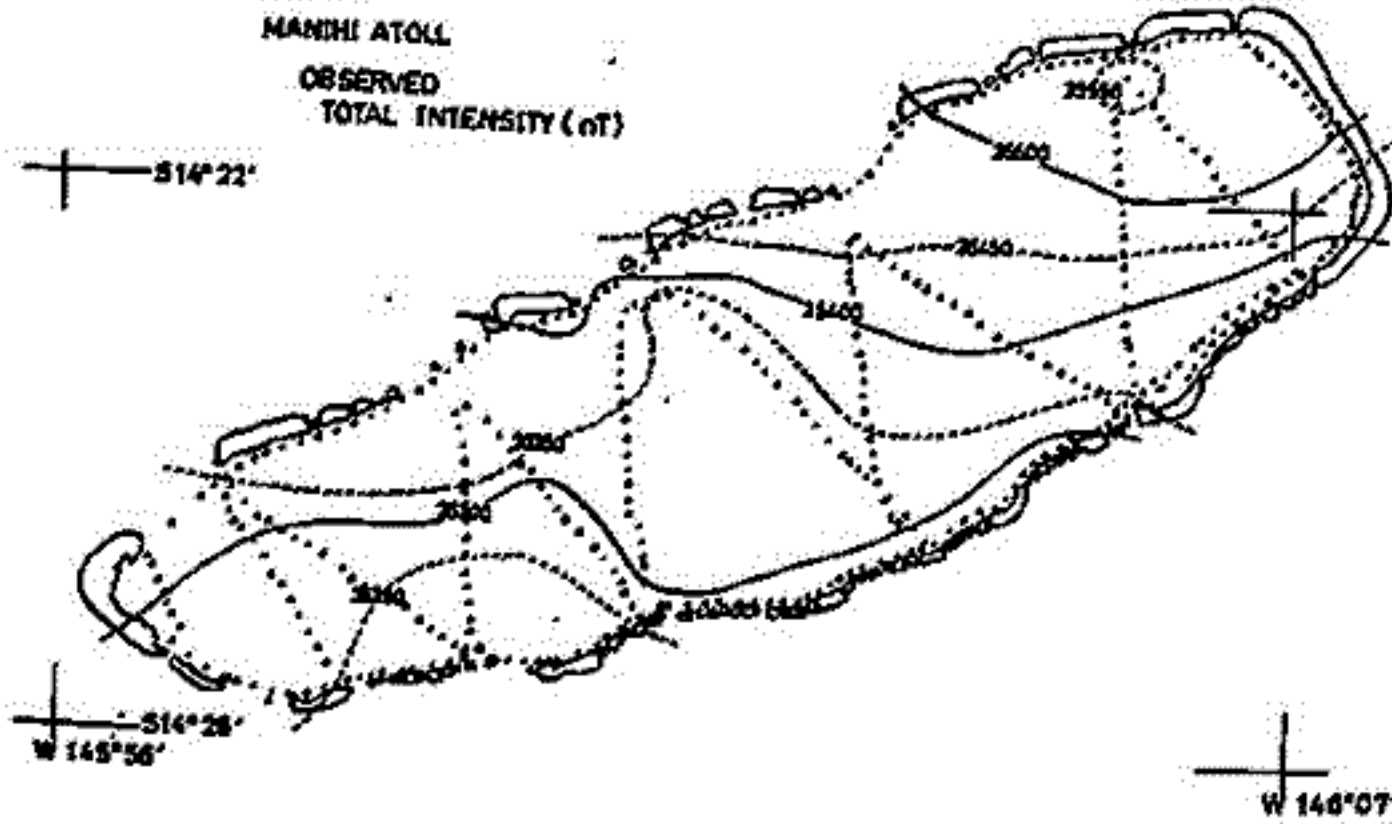


仏領ポリネシア・マニヒ島・マタイバ島の地磁気測量(2)

井口博夫・伊勢崎修弘・安川克己
神戸大学 理学部

マニヒ島及びマタイバ島は、ツアモツ諸島の西端に位置し、ホットスポット説のライン・ツアモツ系列の折れ曲がり帯付近にある環礁である。島上及び環礁内にてプロトン磁力計による地磁気全磁力を測定した結果はすでに発表した。

観測した全磁力から求めらるる地磁気異常はサンゴ礁下にある火山体起因すると考えられる。地磁気異常をもたらし原因物体を多角錐台の積み重ねと多角柱の積み重ねと近似し、最小二乗法で磁化を計算した。多角柱モデルの計算はTalwani(1965)の方法によらず重積分を完全にこなす。

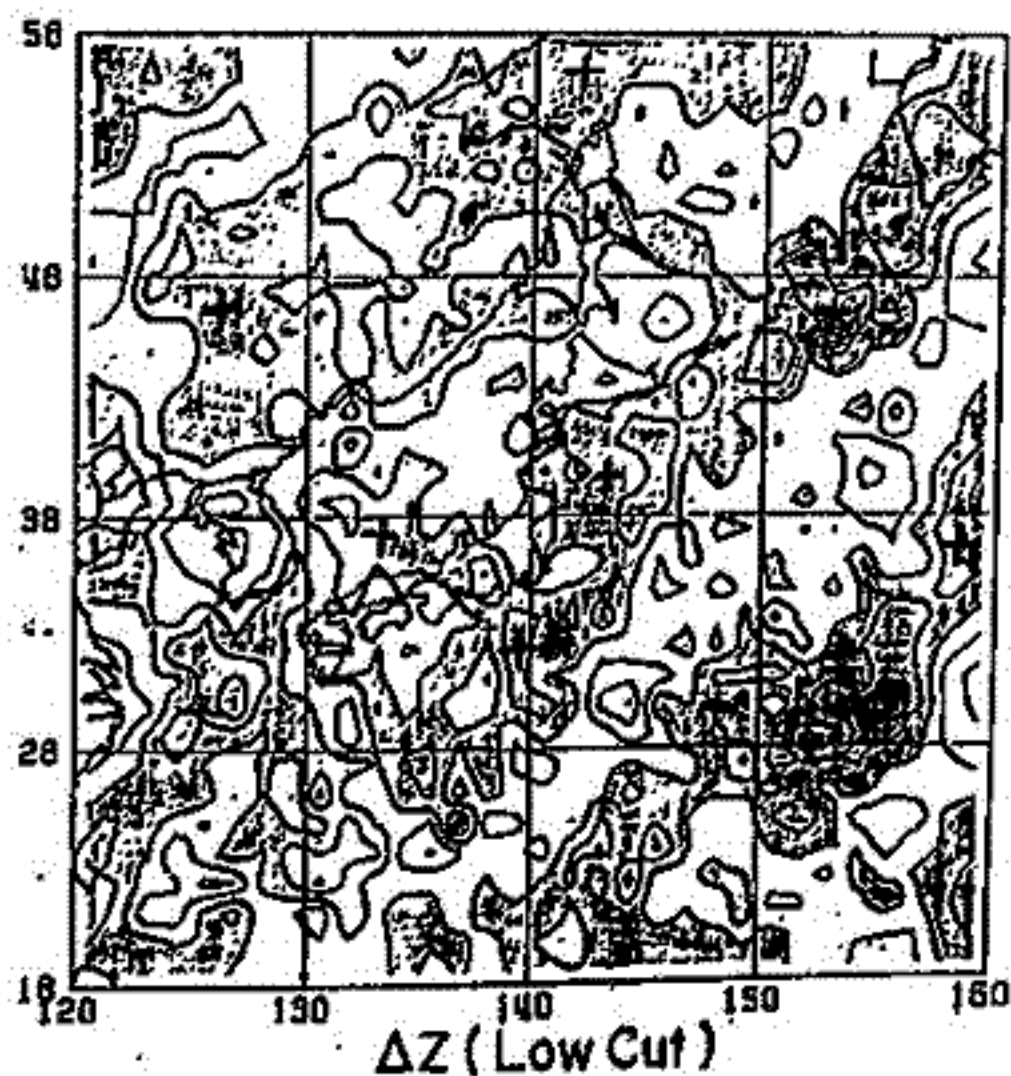


MAGSAT衛星による日本周辺の3成分地磁気異常

中川 一郎・伊武 毅
(東京大学地震研究所)

1. 日本周辺の地磁気異常図

日本周辺(85°N, 110°E~170°E)を通る軌道のうち、Kp Index が2以下のものを選り出し、軌道に沿って5次式を近似して地磁気異常を抽出した。軌道の向きである南北方向には長波長成分は取り除かれているが、東西方向には残っているため、高度を無視して、東西南北にフーリエ変換(FFT)をほこした。15°N~58°N, 120°E~160°Eに對して、 $m=0$ の長波長成分を取り除き、比較的短い波長(緯度、経度に対して40°より短いもの)成分から、地磁気異常を合成した。(才1図)

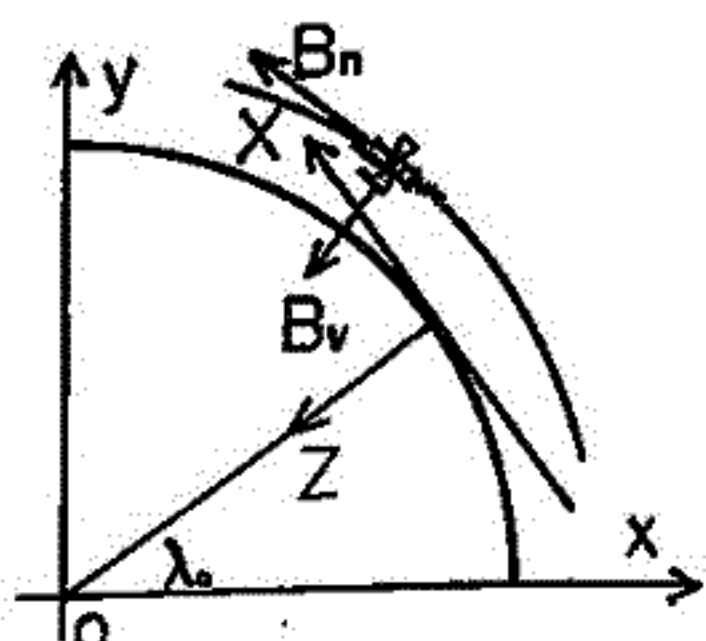


2. 地磁気異常の表現法

(Double Fourierによる方法)

球面展開による表現は、短波長の地磁気異常を表現するには頂数が非常に多くなり、あまり現実的ではない。局地的な表現としては、Equivalent Source法がよく使われる。この方法は物理的意味がはつきりしており、有効な手段のひとつであるが、bird-eye現象と呼ばれる発散が問題になってくる。Double Fourier展開する方法は、頂数も少なくすむし、さらに局地的な展開と連続が可能である。また、高度を含めた Inversion を行うことにより、任意の高度での地磁気異常図を作成可能であり、地殻の帯磁率を求めるときにも便利である。具体的な表現は境界条件を($x \rightarrow \pm \infty, y \rightarrow \pm \infty, z \rightarrow -\infty$ で $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$)考慮に入れると $\nabla^2 \psi = 0$ より、 x, y 方向に波動解として

才1図 鉛直成分異常図
2mm - 間隔は 1mT



$$\psi = -X_0 x - Y_0 y - Z_0 z - \sum \sum A_{nm} e^{i2\pi n x / \lambda_0} e^{i2\pi m y / \lambda_0} e^{i2\pi n z / \lambda_0}$$
 となる。この式での各係数(X_0, Y_0, A_{nm})により、地磁気異常を表現すればよい。

与えられた子午線位置については緯度経度高度、成分については、北向を東向を鉛直下方であるので、位置、成分ともに座標変換を行う必要がある。 $\lambda_0 = 35^\circ, \phi_0 = 140^\circ$ を原点とした緯度平面を(x-y)とし、北向をx軸、東向をy軸、鉛直下方をz軸にすればよい。(才2図)

位置 $x = (y \sin \lambda_0) (z - \phi_0) (\pi - \alpha_0)$
成分 $B_x = (y \sin \lambda_0) (z - \phi_0) (y - \pi/2 - \lambda_0) B$
となる。

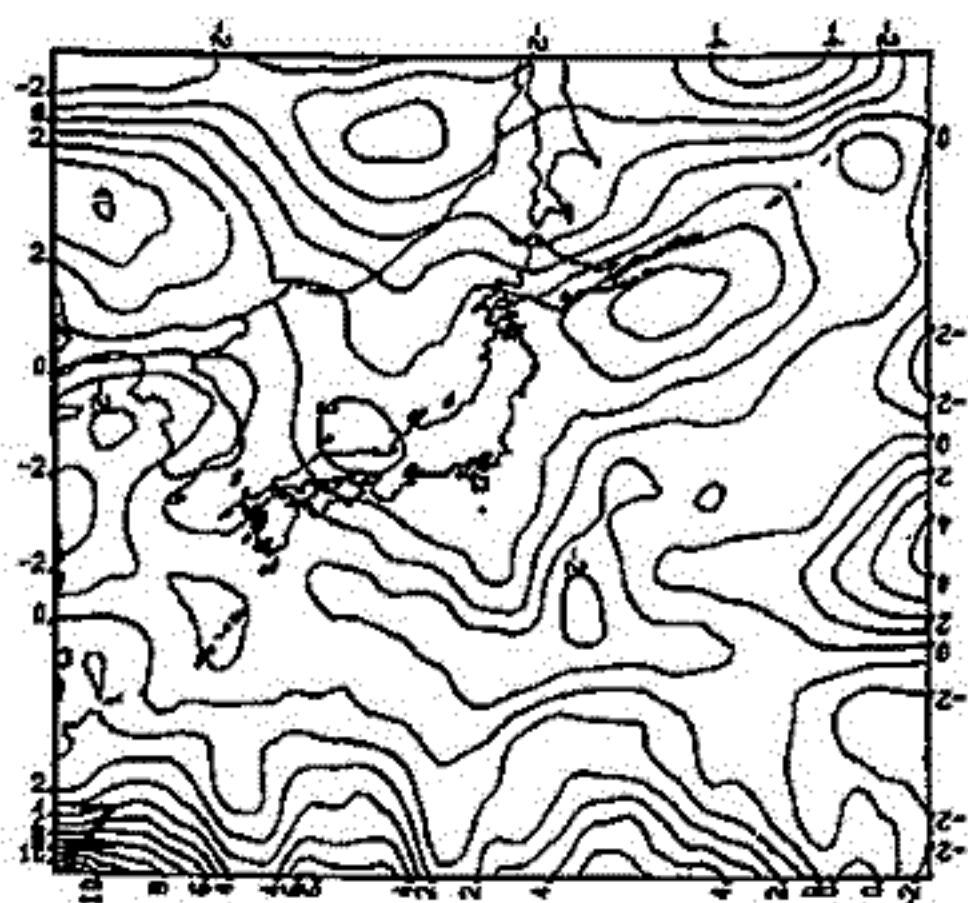
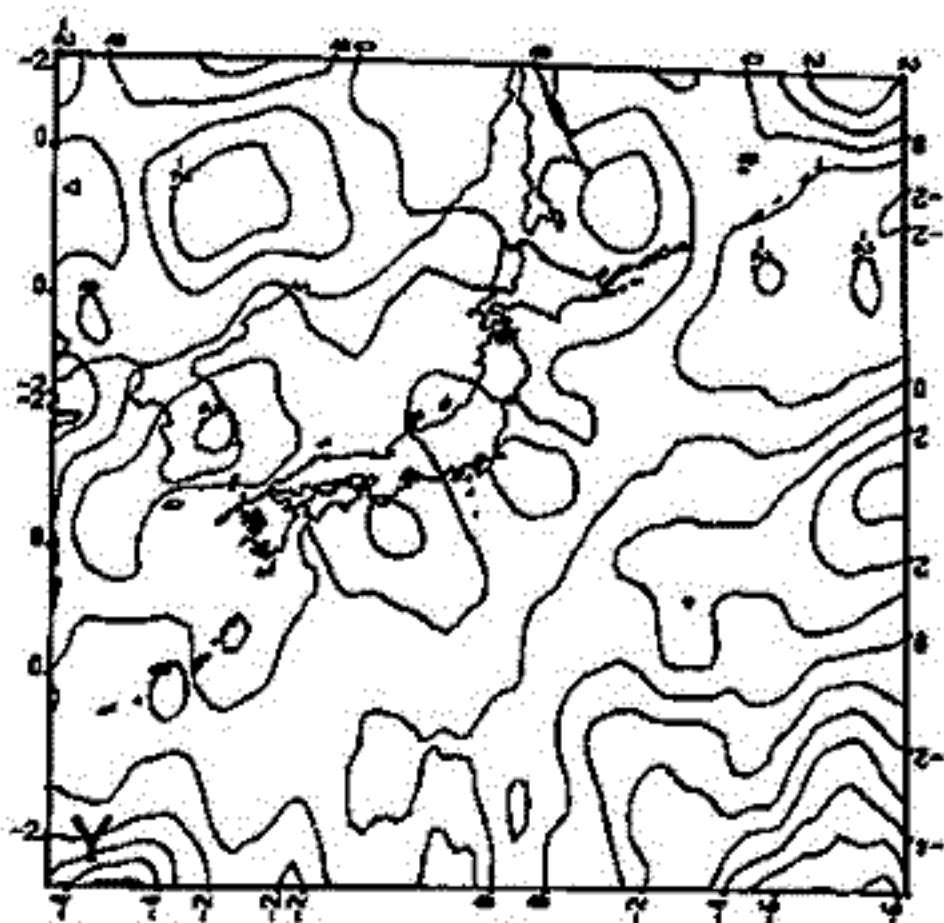
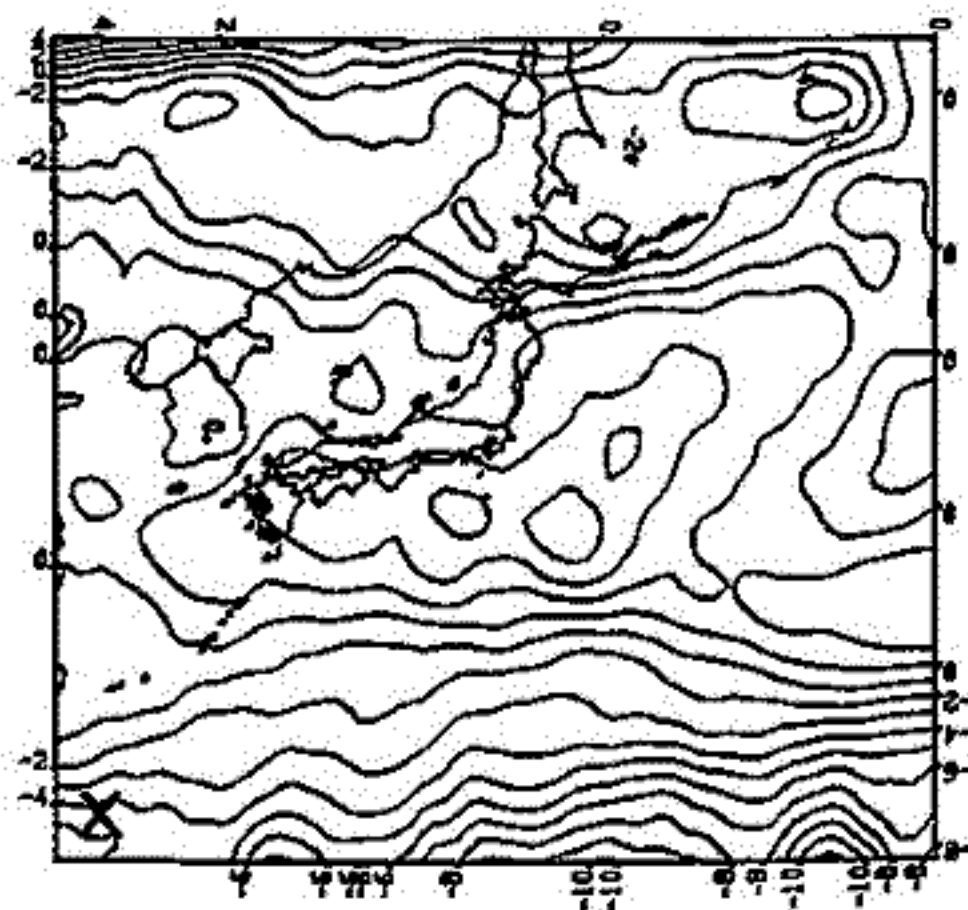
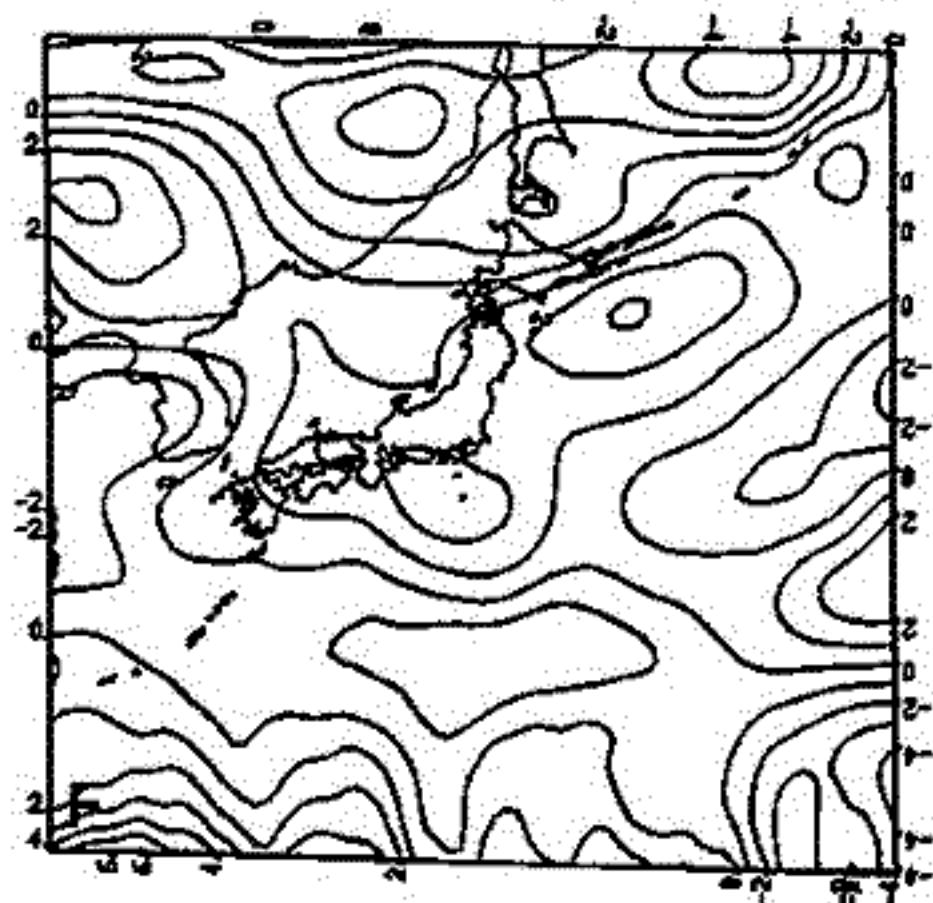
才2図 座標変換

中塚 正・小野 吉彦 (地質調査所)

MAGSATデータ ($K_p \leq 2$) を用いて日本周辺地域の磁気異常図 (3成分 X, Y, Z および全磁力 F) を作成した。こうした磁気異常図の作成にあたり、外部磁場 (主に Ring Current) の影響をいかに除くかが重要である。これまで、Pathごとに多項式で近似しその残差を磁気異常とする方法がとられているが、その物理的意味は明瞭ではない。

ここでは、Dip Latitude (ϕ) が $15^\circ \sim 55^\circ$ の範囲内で $\sin \phi, \cos \phi$ の1次式を Pathごとにあてはめその残差を磁気異常とした。それ以外の Data Reduction 法の詳細は、'81年秋の MAGSAT 磁気計シンポジウムの Proceeding を参照されたい。結果は、下図に示す通りで、シンポジウムにおける Preliminary な結果と本質的差異はない。

本講演ではさらに、朝方側の Path のみの結果と夕方側の Path のみの結果との比較、高高度の Path と低高度の Path の比較などを行い、磁気異常の再現性の吟味を行いたい。



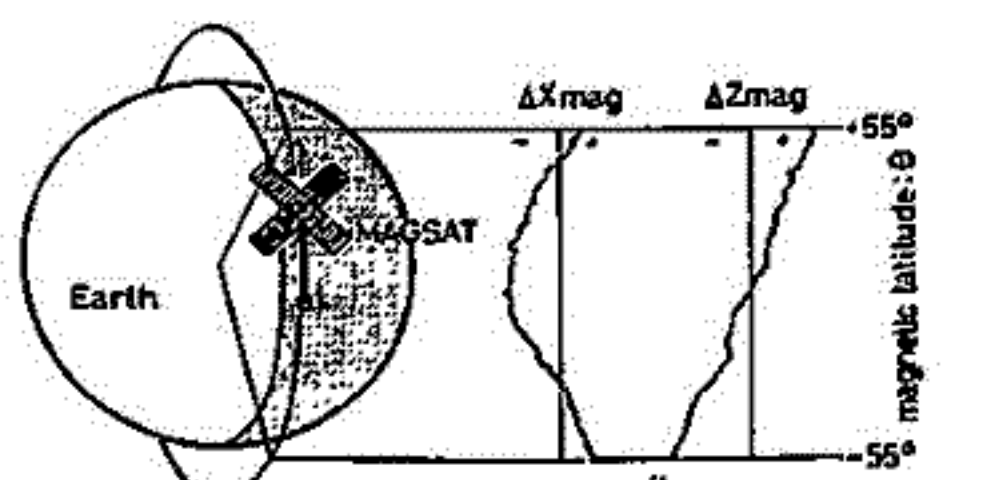
柳澤正久, 河野 長, MAGSAT研究班
(宇宙研) (東工大)

人工衛星の磁場データから crust/upper mantle 起源の磁気異常を調べる場合, 船舶や航空機の場合と違って, その高度が大きいだけに観測される異常が小さくなる (1~20 nT)。そのために磁気圏と電離層を流れる電流の影響を注意深く補正する必要があるのである。

これまでは一番大きな影響を及ぼす ring current による磁場を一次の球関数を使って補正し, それより波長の短いものは多項式を使って補正していた (Mayhew 1979, Langel et al. 1982, Yanagisawa et al. 1982)。我々はこれと外部磁場の影響をもっとはつきりとつかみ, 補正することを試みた。

図1のように 朝側および夕方側の MAGSAT の磁場データを球関数で展開したときの係数を, 横軸を次数にとってプロットしたのが 図2 (a), (b) である。MAGSAT の軌道より外側, 即ち, 磁気圏の影響を表わす係数 E_n は 1次 (E_1) を除いて非常に小さく, 1次~4次までの球関数を使えば容易に補正することができることわかる。

一方, 電離層と地球内部に原因をとり I_n にはかなりのばらつきがあり, 多くのデータを平均しないと正しい結果が得られないことを示している。さらに 3次の係数 I_3 は朝側と夕方側で明らかに差があり, 3次以上の球関数まで使った補正をしないと, 朝側のデータで作った磁気異常図と夕方側のデータで作った図に違いが出てきたことを考えられた。



$$W = a \sum_{n=1}^6 (E_n \left(\frac{r}{a}\right)^n + I_n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}) P_n(\cos \theta)$$

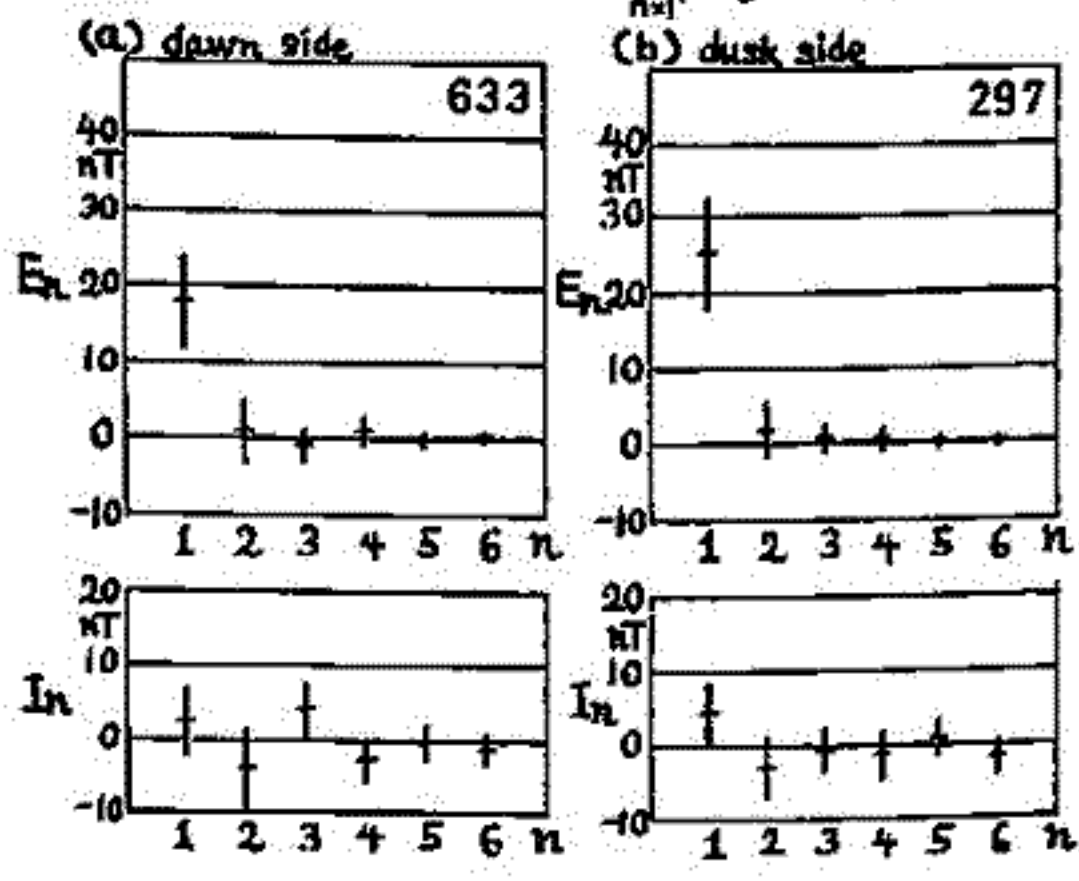


図1 MAGSAT の朝側または夕方側の $-55^\circ \leq \text{magnetic latitude} \leq +55^\circ$ の範囲を通過したときの磁場データ (ベクトル) を球関数を使って表わす。ただし, 経度方向には一様であると仮定している。各軌道ごとに得られた係数 E_n, I_n ($n=1 \sim 6$) の平均値と標準偏差を計算しプロットすると 図2 になる。

図2 図1の方法により得られた係数の全軌道 ($-10 \leq \text{Dst} < 10 \text{ nT}$) についての平均, 標準偏差のプロット。(a) 朝側, (b) 夕方側, 磁気圏電流の影響 (E_n) は 4次までの関数で充分に表わせる。電離層, 地球内部の影響 (I_n) は 高い次数まで及んでおり, 6次の係数 I_6 も $1 \sim 2 \text{ nT}$ の擾乱があることを示している。3次の係数 I_3 は朝側と夕方側で違うことも注目な値である。このような違いは磁気異常図にも影響を考えた方がよい。

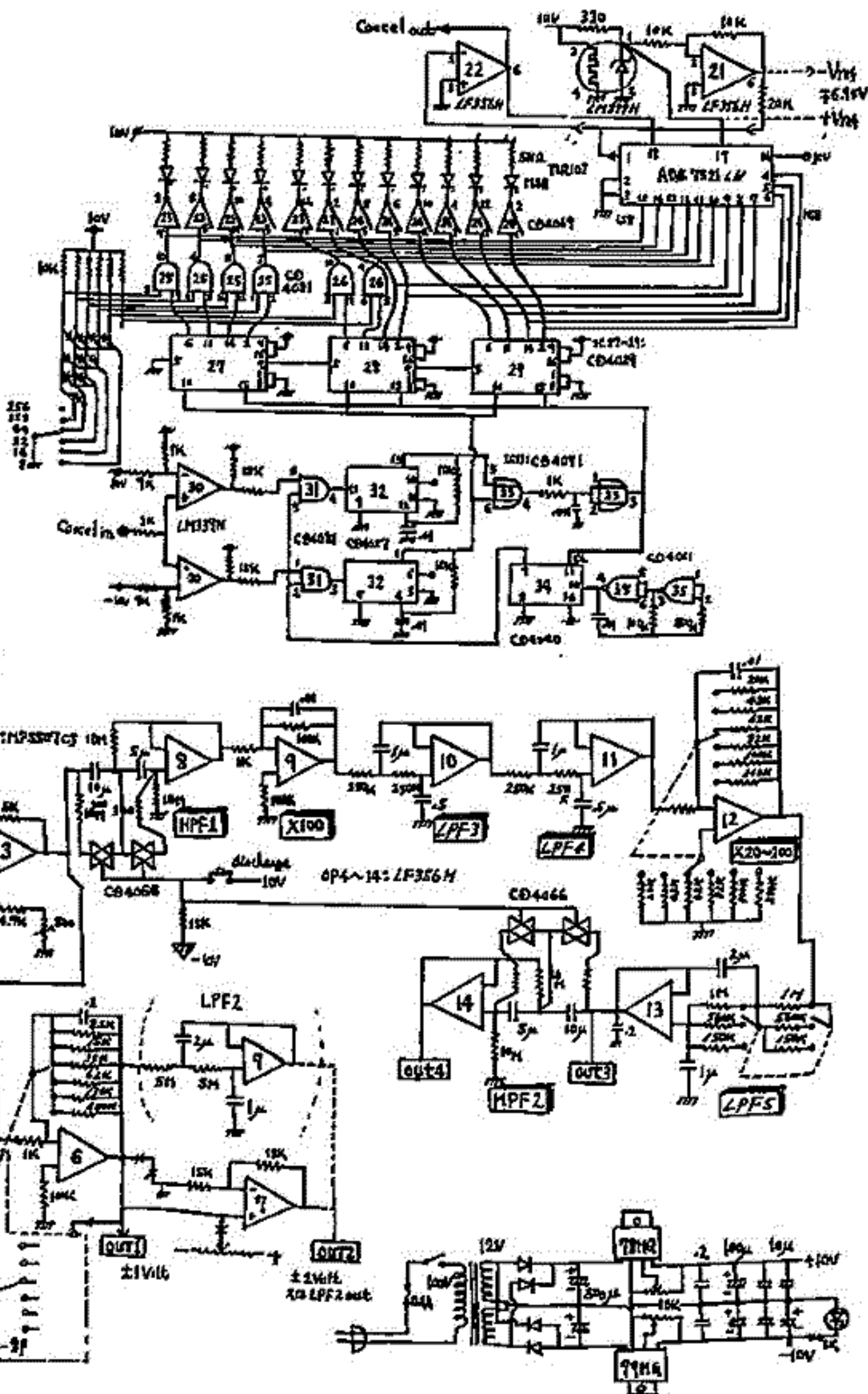
オフセット打消し地電流計測アンプの開発

田中良知(京大・理) 吉野登志男(東大震研)

長期間の地電流測定では電極近傍の直流接触電位差を打消す必要がある。通常外部電池により手動で打消すか、降雨や経時変化に追従できない。この装置は増巾後の信号が±1Vをこえた場合、±1Vに相当する信号を入力に戻して広いゲインミックスレンジを達成した。

図はTC82型の回路である。0C~100桁部と500桁~1HzのAC部よりなり、目的に応じて使いわける。0C部に差題のオフセット打消し回路が含まれる(図上部)。出力OUT1が±1VをこえるとD/Aコンバータのdigitを上下してポンズする。これにより±1Vのレコーダが±2048V相当のリニアレコーダ等価となる。分解能も20bit等価となり直接A/D変換による計測法より優れる。類似の方法はすでにいくつかの記録システムに見受けられるが、磁場計測や他の計測の記録中拡大法として利用価値が大

きいと思われるので公表しておく。本装置は82年8月の中部地域での電磁気計測に使用する予定で運用結果についても書及した。



江村 留男, 中埜 岩男, 堀田 隆俊, 友田 好文, 永野 弘

(海洋科学技術センター)(島津製作所)(東大海洋研)(東大物性研)

地震予知に役立つ地磁気観測を海底で行う場合には、海底地殻の圧縮に伴う磁気の染出しを測定する地磁気全磁力観測と、海底地殻の構造変化の測定を目的とする地磁気変化3成分観測とに分れる。前者については、既に実用システムが開発されている。後者については、フラックスゲート磁力計を用いた自己浮上式海底磁力計が東大海洋研究所を中心に開発され、海域試験が盛んに行われようとしている。

ところが、海溝付近の深海底での地磁気変化の観測を行う場合、海水の磁気シールド効果により、信号源である地磁気の短周期成分が著しく減衰されることが予想される。そのため、フラックスゲート磁力計では感度不足が懸念されるので、これを上回る高安定高感度の磁力計の開発が必要である。

本研究では、このような高安定高感度磁力計の1つと考えられる、原理的には 10^{-4} nTという微弱磁場の測定が可能なrf-SQUID磁力計を特に取上げ、地球磁場測定用の磁力計としてどのように纏めればその秀れた特性を充分に発揮できるかを検討するため、rf-SQUID 3軸磁力計を試作し、陸上及び浅海底で総合特性試験を行った。

試作したSQUID磁力計は、円柱状の溶融石英に巻いた3対のコイルより成る直交3軸ピックアップコイル、3軸のSQUID素子ASSAY, 3個のRFヘッド、3本の信号ケーブル(各200m)、3組の制御ユニット、液体ヘリウム冷却槽(FRP, 25ℓ)と外筐体(Al, 耐圧240/cm²)及び排気ホース(内径4.6φ, 200m)とから構成され、外部出力として±10V rms (±10%, ±100%, ±1000%の3段切換)のアナログ信号が得られる。

このSQUID磁力計の電気的特性試験は京都市内で行い、3軸ともほぼ同程度の電気的特性を有すること、分解能は0.002%程度であることを確認した。

SQUID磁力計の陸上試験は、柿岡にある東大理学部附属地球物理研究施設を借用して実施し、その際、比較用としてフラックスゲート磁力計を併置し同時測定を行った。この結果、SQUID磁力計は、地磁気変化3成分観測ではフラックスゲート磁力計と同様の日変化等を記録し、途中で行った高感度測定ではフラックスゲート磁力計よりも1桁以上高感度であることを確認した。また、SQUID磁力計は、温度変化に対して極めて安定であることを確認した。

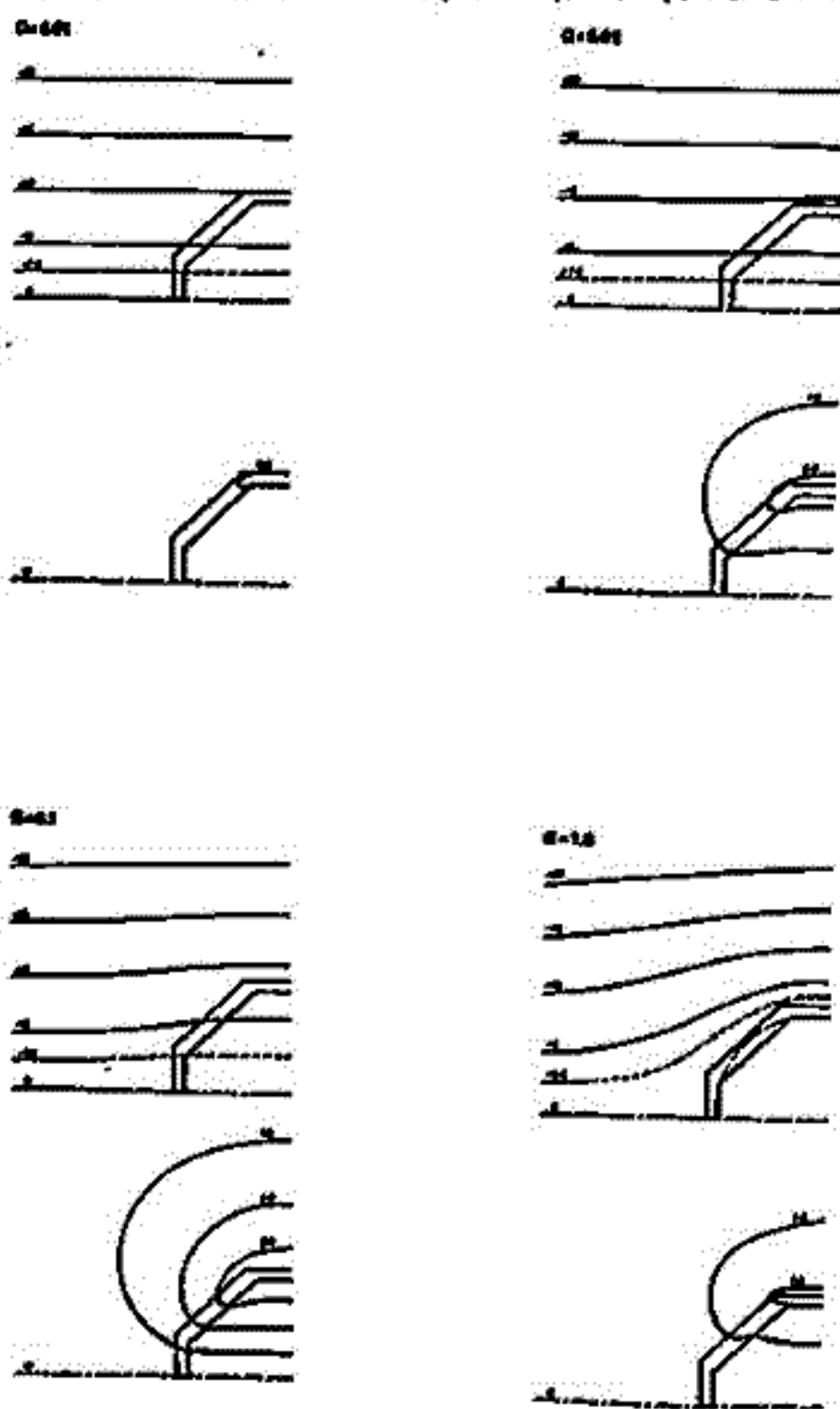
次に行った浅海試験では、淡路島北東部の海浜から約120m沖の水深約3mの海底に外筐体を埋設し、そこから信号ケーブルと排気ホースを陸上の計測小屋まで引いた。この時は陸上試験の結果の再確認、蒸発ヘリウムの排気状況および海特有の波浪や潮汐の影響を中心に調べた。この結果、海水中でもきれいな日変化を描き、海底磁力計としても十分に機能することを確認できた。また、波浪の影響については高感度計測および周波数分析を行い、周期約3秒以上の長周期変動が卓越していること、これは海浜に打寄せる波の周期変動とほぼ一致することなどを確認した。この測定期間中、1度だけ磁気嵐を観測し、また潮汐等の影響も記録に認められるが、詳しくは現在解析整理中である。

以上のように、rf-SQUID磁力計は海底磁力計として充分に実用に供せることが確認できたので、現在次のステップとして、水深100mの海底で1ヶ月間の連続測定が可能な強制排気方式による海底超伝導磁力計の開発を進めている。

なお、本研究は、科学技術庁の地震予知に関連する機器開発の一環として実施しているものである。

加藤常次(日大文理), 田中芳文, 阿田克晃(東工大理)

種々の形状をもつ二次元導体角柱(中空のものを含む)を考へ, インダクション・パラメータ Ω ($= 4\pi\sigma\omega D$, σ : 電気伝導度, ω : 角周波数, D : 格子間隔) のいろいろな値について, 交直磁場の角柱内および周辺における様相を調べた。透磁率 μ が 1 の場合のほか, $\mu = 100, 1000$ などの場合についても調べた。一例として, 断面が準八角形の場合 ($\mu = 1$) について異なった Ω について磁力線分布の変化する様子を因に示す。



断面が四角な場合よりも, 八角の場合の方が中空角柱内部の磁力線は一様な分布に近く, その様子は中空円筒に通づく。つまり形状が滑らかなほど, 円筒近似が成り立ちやすくなる。 Ω が大きくなると磁力線は導体内に侵入しにくくなり, シールド率は急増し, $\Omega = 1$ とすれば 90% 以上となる。また Ω の中間の値で *out-of-phase* 成分の磁場が最大となることは円筒の場合と同じである。

μ が大きくなれば, 中心部のシールド率が大きくなることは当然であるが, 壁付近の磁力線のふるまいは複雑で, シールド率を一概に議論しがたい。

Pe 3, 4帯 地磁気脈動の source 効果と電磁誘導

下泉 政志, 坂 龜介, 北村 泰一 (九大理)

誘導型磁カ計により偶々収めた地磁気脈動(周期 10sec ~ 100sec)を用い, その source 効果(日食効果)及び大地の電磁誘導による影響を調べた。

[予-9]

女満別 (HMB), 鹿屋 (KNY), 阿蘇 (Aso) の3地点については, 同時観測予-9を用い, Aso の近傍の久住 (KUJ) は異なる期間のものを用いた。

[予-9解析]

サンプリング時間 (3.0 sec for HMB, KNY ; 2.4 sec for Aso, KUJ) 故に, / 解析区間は, ほぼ / 夜束を含む ~ 25 min (312.4 sec) とし, 256個単位で FFT 処理し, 各々ずら overlap させて, 移動平均をとることにし, 基本量 (Power, Cross-spectrum) を求めた。

[結果]

日食に伴う水平面内偏波軸の歪みは, 4地点において確認された。

KNY, KUJ は, Aso と殆んど同様は, 日食前の N-S 軸, NW へ歪みするが, HMB は, 歪み方向に異なる, これは, 主に東西成分 (E) 振幅の差に大きいことに依る。

一方, 位相差 ($\phi_H - \phi_0$) は, HMB, KNY, Aso 共に, 同一 (Source field の変化に依らず) と見做せる。

この事から, HMB の水平成分は (その anomalous part は), resistive を電流により生じたものと考えられ, 定性的には, 大洋の sheet current の pattern によって説明おこせられる。

鉛直成分に関しては, local の電流により強く左右される為, 月間の予-9からその原因を推定おこすは困難で, 各地点における夜束の同時観測が必要となる。

Schumann 共振周波数におけるインピーダンス推定の信頼性について

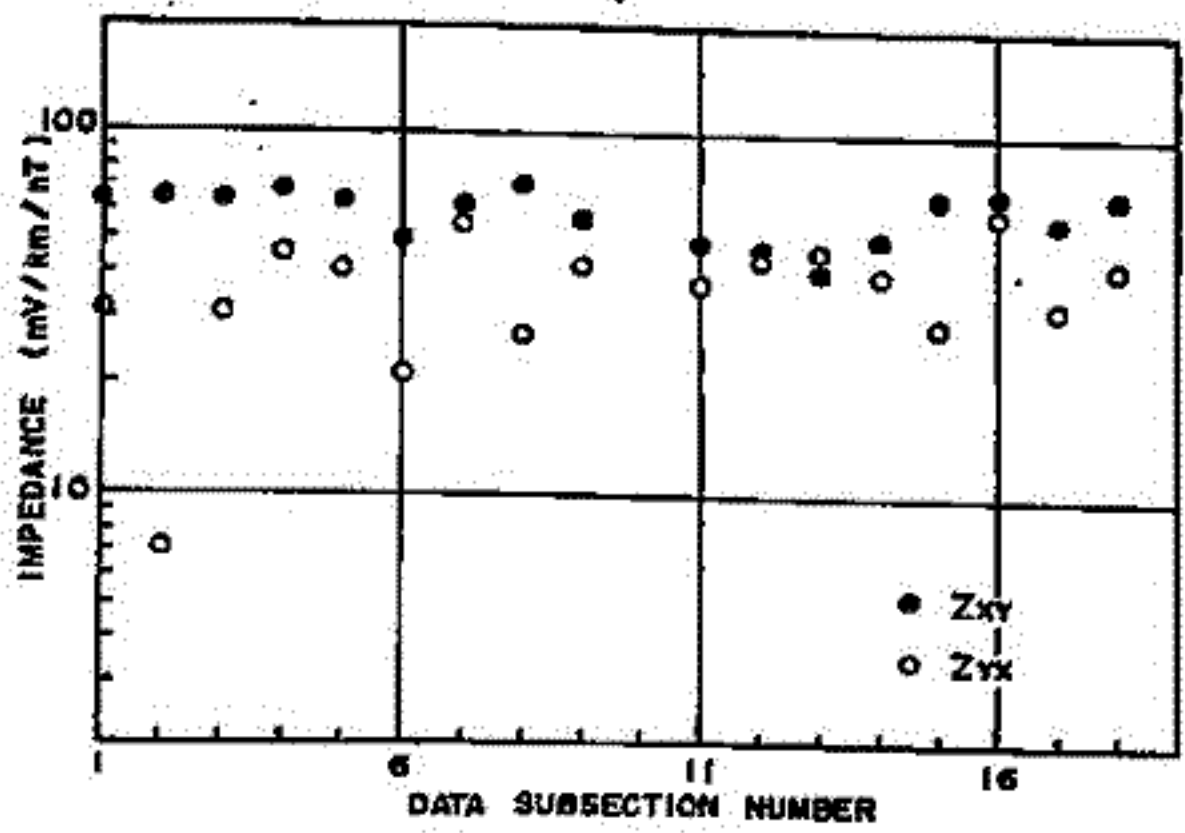
栗田久司 小山 茂
(東京大学地震研究所)

Schumann 共振現象は、MT (マグネト・テラフ) 法に適用した場合、ほとんど常時観測可能であること、地下探査深度の目安となる Skin depth が数100m~数kmであることなどの特徴を有する。従って、地震予知・火山噴火予知の目的で地下の地価構造を監視する上で、充てん行なわれている。電気探査の手法に替わり得る可能性を持っている。我々は、実際にこの手法をインピーダンスの時間変化観測に適用した場合に、どの程度の信頼性が得られるのか、言いかえれば、どの程度の変化があれば観測にかかり得るのかを調べた。

i) Data 用いた Data は、1981年10月17日11時30分から約10分間、同日12時00分以降10月18日16時00分まで、毎正時から約5分間、八ヶ岳地磁気観測所構内で測定したものである。測定は磁場および電場各2成分を行った。使用した磁場センサーはインダクションコイル、電場測定は電極間隔は、NSが43.2m、EWが37.7mである。

ii) 解析 FFT法によるスペクトル解析を行った。各測定における全 Data長は、11時30分のもので18×25.6(sec)、その他では10×25.6(sec)、Sampling intervalは各5msecである。各25.6secの長さの Data に対し、自由度40のインピーダンスを求め、各時刻の推定値としては、それらの Weight をつけた平均値をとり、時間依存性の有無を調べた。さらに、11時30分の Data に対しては、各25.6secの Data についての信頼性についてをも検討を行った。

iii) 結果 八ヶ岳観測所では、16時30分ごろから翌朝の7時30分頃まで、地電流の Noise level が100~1000倍程度単に高くなるので、この間の Data を用いることができなかった。しかし、それ以外の時間帯では、オ1~オ3モードのピークを持つスペクトルがほとんどの Data から得られ、良好な結果が得られた。図は、11時30分の測定時間帯内の推定値のバラツキを示したものであるが、各時刻の推定値としては、1点の推定値の誤差の逆数を 標準 とした平均をとることににより、10%~5~10%の信頼性が得られた。



結論としては、地域性の Noise の特性をよく調べ、測定時刻と場所と選ぶことにより、数%程度の信頼性及び日平均値を得ることは、充分可能であると言えよう。

Horizontal Spatial Gradient法による電気伝導度構造解析

小川 康雄, 行武 毅, 歌田 久司
(東北地震研究所)

Horizontal Spatial Gradient (HSG)法とは、地磁気水平成分の空間傾角と鉛直成分との比から、一次元的な地下電気伝導度構造を求めする方法である。これは Magneto-Telluric (MT)法と同等な情報を与える。この方法を1981年夏の東北日本での地磁気観測データに適用し、MT法の結果と比較した。

(i) HSG法のあらまし: 磁場各成分の持つ水平方向の傾角と利用する方法である。Gradient (Grad) 及び inductive scale length と呼ばれる応答関数 (C) を次のように定義する。

$$\text{Grad} = \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y}, \quad C = \frac{H_z}{\text{Grad}}$$

CはMT法の Λ をベクトル・テンソルを結びつけられて

$$Z_{xy} = -Z_{yx} = i\omega\mu C$$

となる。これはHSG法がMT法と同等であることを示している。

(ii) 東北日本のデータへの適用: 1981年に地殻比地電流研究グループにより、東北日本で地磁気地電流共同観測が行われた。このデータのうち、1981年7月25日の磁気擾乱に対し、仁別 (NBT), 尹沢 (TZW), 鳴子 (NRG) の3観測点で得られた地磁気3成分の記録を利用した。

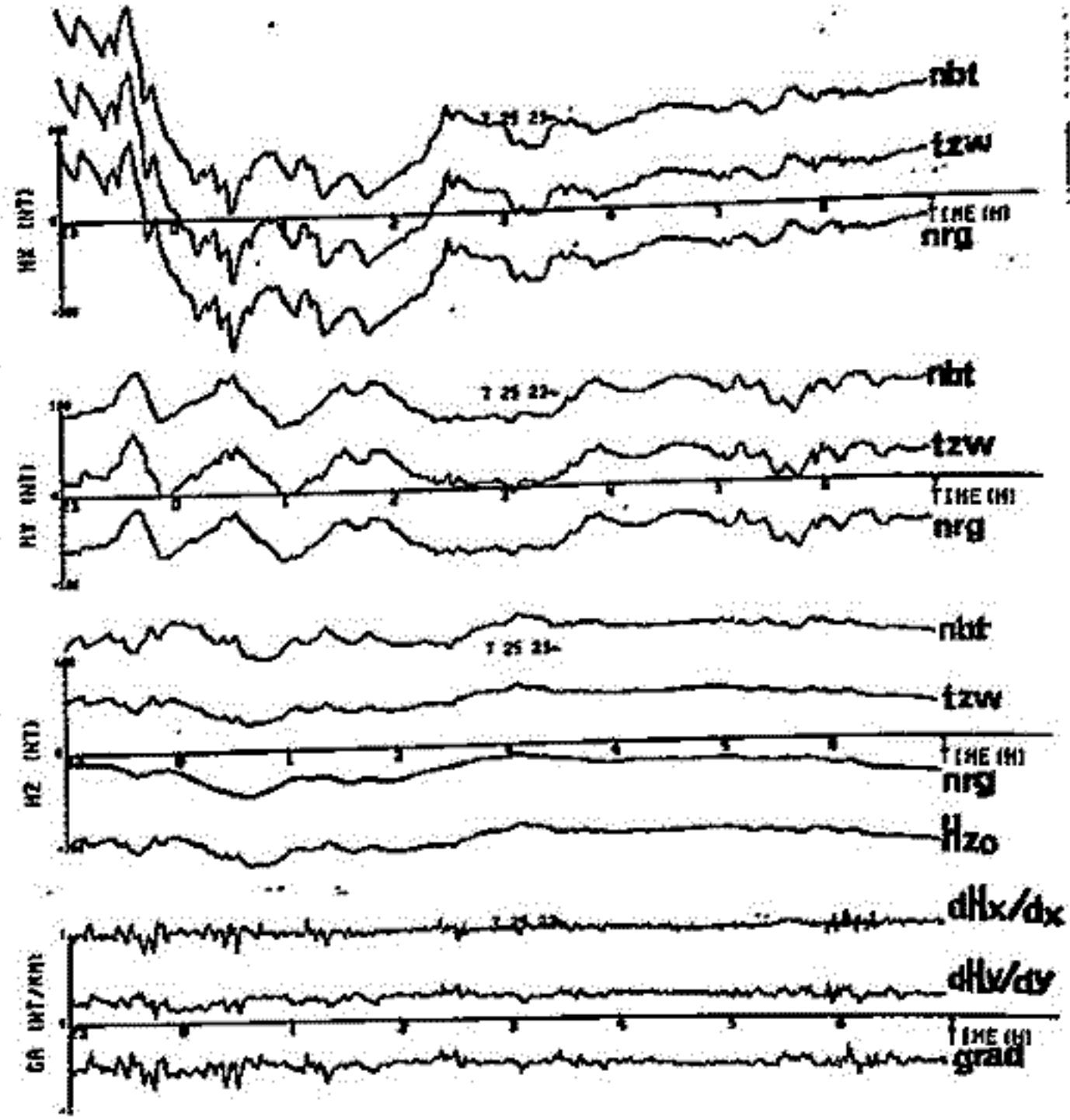


Grad及び地域平均的なZ成分の求め方を以下に示す。地磁気座標に準拠した各観測点の座標 (x_i, y_i) と、この点での (H_{xi}, H_{yi}, H_{zi}) がわかっているのだ。

$$\begin{aligned} H_x &= H_{x0} + \alpha_x x + \beta_x y \\ H_y &= H_{y0} + \alpha_y x + \beta_y y \\ H_z &= H_{z0} + \alpha_z x + \beta_z y \end{aligned}$$

とすれば、 $H_{x0}, \alpha_x, \beta_x, H_{y0}, \alpha_y, \beta_y, H_{z0}, \alpha_z, \beta_z$ が求まる。ここで $\text{Grad} = \alpha_x + \beta_y$ が求まる。 H_{z0} は地域平均的なZ成分と考えられる、Grad及び H_{z0} を同数式解析し、Cを求めます。

(iii) 結果: こうして求めたCから見かけ電気伝導度 $\sigma_{app} = \frac{1}{\omega\mu} \frac{1}{|C|^2}$ を求めた。下にその結果と尹沢のMT法の結果を示す。2つの方法で同じorderの結果が得られた。



周期	HSG法	MT法
64分	1.3×10^2	1.8×10^2
32分	1.9×10^2	1.2×10^2

(単位 S/m)

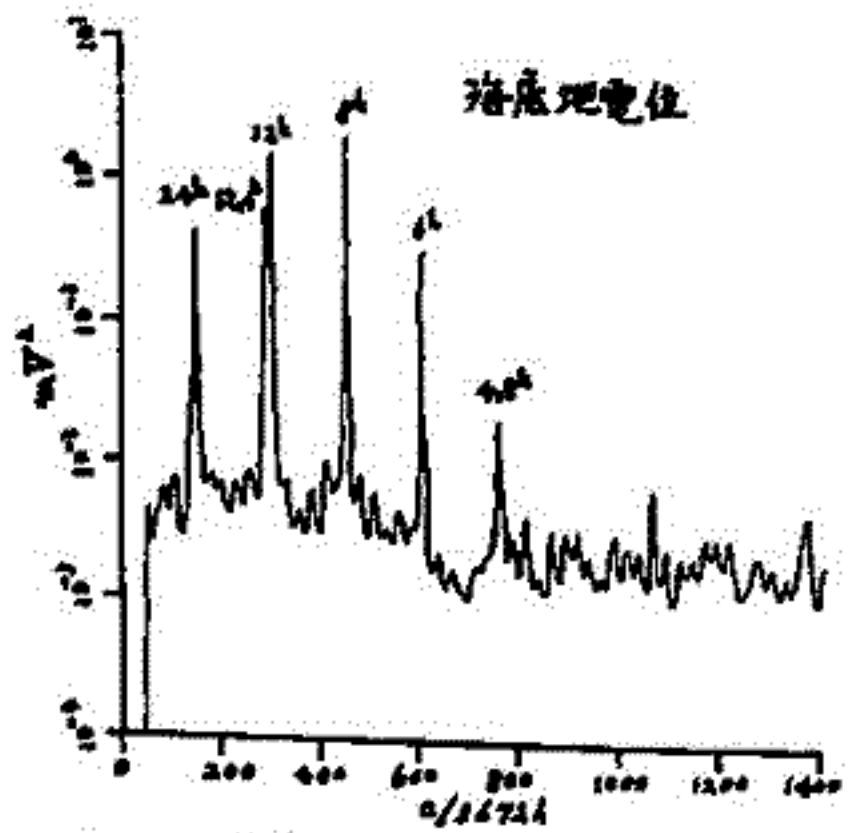
東海沖海底地電位のスペクトル解析

森 俊 雄
気象研究所

東海沖に設置されてゐる海底地電計常時観測システムの給電圧を利用して、御前崎海岸から沖合110kmまでのスパンの海底地電位観測を行つてゐる。

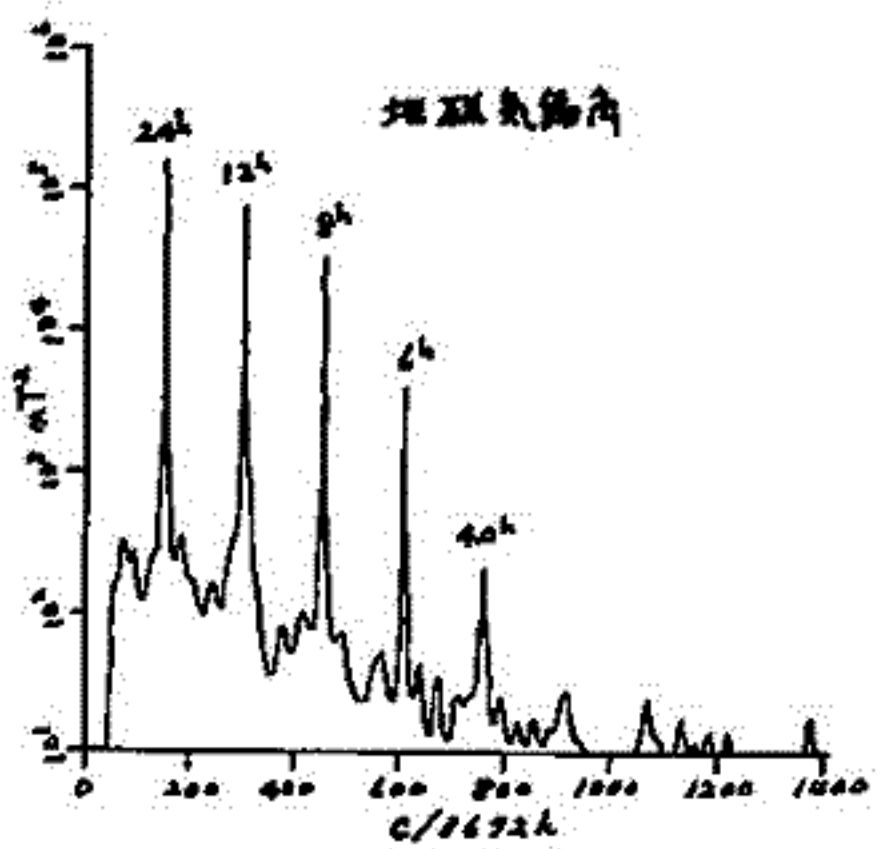
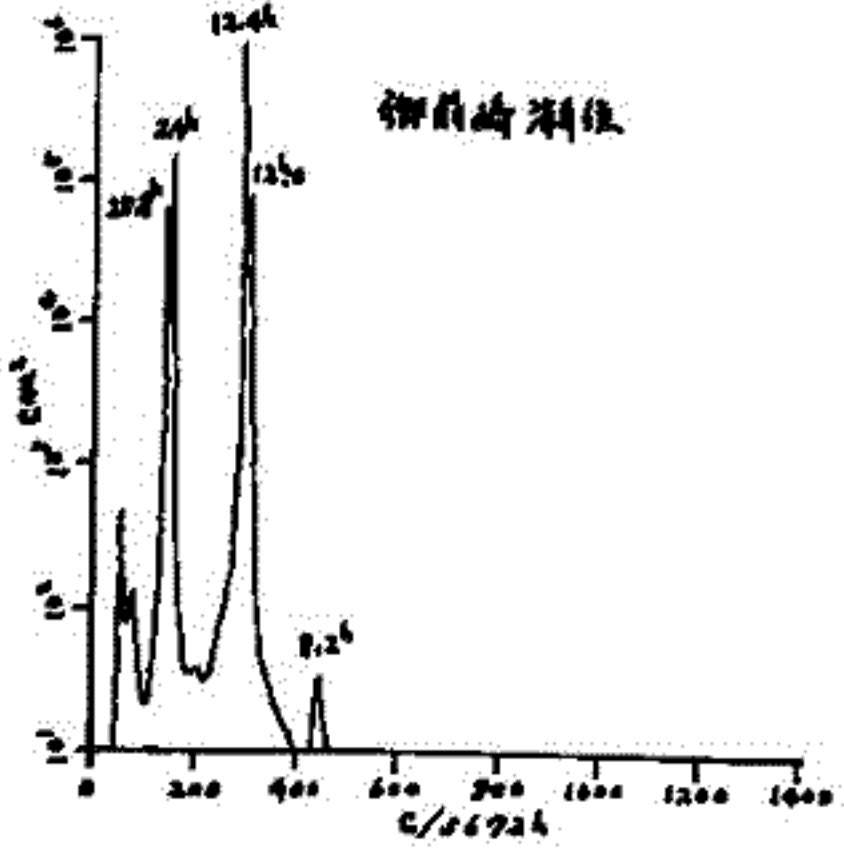
東海沖の海底地電位変化が、地磁気変化や陸上の地電流変化、潮位変化等とどのような関係にあるかを調べるため、周期数10秒から数日のパワースペクトルを求めた。

下図は1980年8月から12月までの5ヶ月間の毎時値に60時間のハイパスフィルターをかけた場合のパワースペクトラム(ARモデルによる)である。図に見られるように、海底地電位のスペクトル構造は、半日周期より短い周期については地磁気変化(特に偏角の変化)とよく類似しており、半日周期より長いM2項やS1項になると潮位ともよく対応してくる。



O1項(25.8...h)は御前崎の潮位変化や海底地電計先端部の水位(海面水位)変化にみられるが、海底地電位には現われない。

磁気擾乱や地磁気変動、あるいはノイズと思われる短周期変化については、特にその他の地磁気変化や御前崎白羽小学校の地電流変化等のスペクトルと比較した。現段階ではまだはっきりとしたことは言えないが、1分程度の変化までは地磁気変化と対応する。ノイズについても数分程度まで白羽小学校の地電流ノイズと対応する。



男鹿半島における地電流観測

西谷 忠 師, 栗 富 一 雄, 山 崎 明
(秋 田 大 学 鉱 山 学 部)

以前 秋田県男鹿半島で地電流観測を行なったが、残念な程満足できる記録を得ることはできなかった。レコーダーに直接入力して観測したのであるが、オーバースケールが大部分であった。感度を下げればスケールを下げることができるが、微小変化は得られない。感度を上げて自動的にオフセットを調整するレコーダーより観測は可能であるが、オフセットにも限度がある。入力を増幅した場合にも同様の問題はあつた。今回の観測では、微小変化を得ることを目的としたためにより操作の簡単な地電流観測器を自作して観測に用いた。地磁気変化も同時に観測した。入力は炭素棒電極からテリタルポルトナー（シンキ-SC-53、フルスケール 2.8000V）に導き、下3桁のBCD出力をD/A変換してアナログレコーダーに記録できるようにした。下はブロックダイアグラムを示す。こうすることによって 0.0 ~ 99.9mV の変化がレコーダーに記録できる。急激な変化は再現可能な絶対値を再現することも可能である。上記テリタルは入力抵抗も高く、普通の地電流観測には十分である。男鹿半島での地電流観測は硫酸銅電極による入力を増幅する方法も同時に行なった。両者のりかいを比較すると同時に地磁気変化との対応を検討する。また、地電流観測における問題点も考えてみた。



地電流観測器

ブロックダイアグラム (上出のみ)

宮腰潤一郎
鳥取大学 教養部

兵庫県南西部をほぼ東西に延びる山崎断層は一致して著るしい低比抵抗帯が存在するニ
とは、人工電流・ELF-MT法・地磁気脈動観測等の各種の手段によって明らかになれ
ている。しかしながらこの低比抵抗帯の存在は変化周期数10分のサブストームの帯域
における観測では認められないうことから、このものは狭いチャンネル構造を有しかつその
下限の深さはせいぜい10km程度であらうと推定される。だがしかしこれらのことは関
する観測データは未だ充分とは言えない。この場合、断層帯電気伝導度に関する情報
を得るためには地磁気脈動周期帯における観測が適当であると考えられるが、この度断層
の直上もしくはその南縁に位置すると思はれる春(USZ)と、中国自動車を通りかつ地形
面にあらわれている構造線上に位置する安志峠の北側の地塊、安志(ANJ)のそれぞれの
地塊において三成分地磁気脈動変化の観測を行い、さらには両地塊において地磁気脈動水平
成分の同時比較観測を実施した。結果は以下の通りである。

1. 地磁気脈動周期帯における地磁気パーキンソンベクトルの方向は、春(USZ)
では明らかに北向でありこの地塊の北側は良導体が存在することを示す。一方
安志(ANJ)におけるベクトルの大きさは殆んどゼロでありこの地塊が良導体の
直上にあることを表わしている。
2. 両地塊における水平成分の振中は、南北成分に関しては明らかに安志(ANJ)
の方が大きく、かつその比は周期特性を示し周期10secでは約3割ほど安志
(ANJ)の方が大きい。このことは1の結果と矛盾しない。

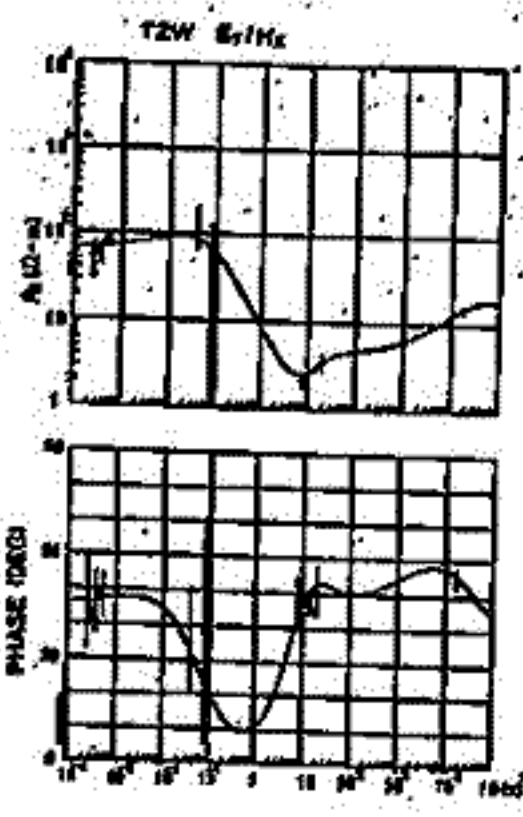
Magneto-Telluric 法にもとづく東北日本の地殻の電気抵抗構造

桑田又司, 行武 毅, 地殻電気抵抗研究グループ
(東京大学地震研究所)

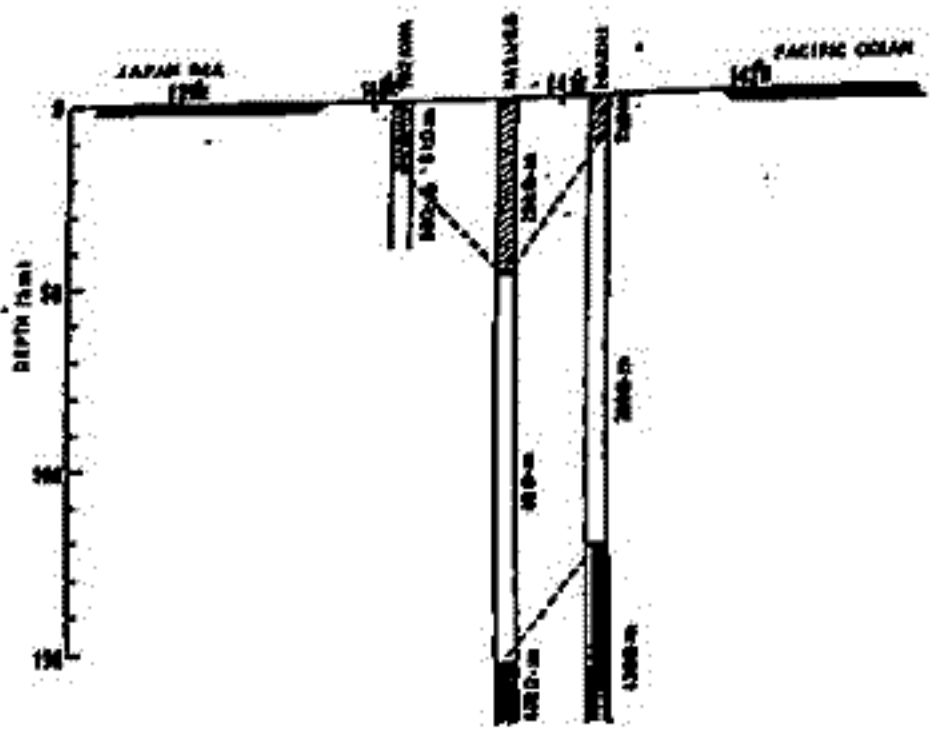
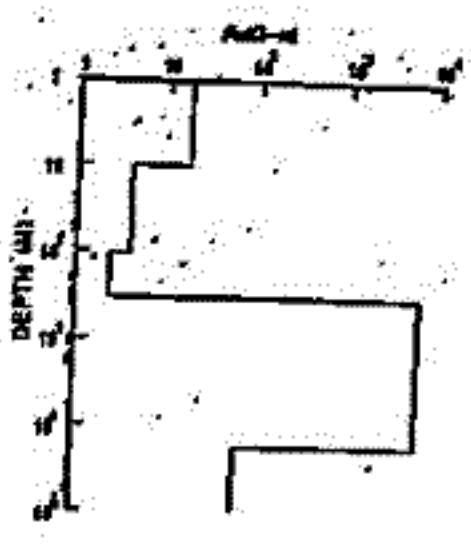
1981年6~8月, 東北日本の太平洋側から日本海岸にかけて, フラックステート型磁気力計や誘導型磁気力計を用いて, 地磁気・地電位差の連続観測を12研究機関の協力のもとに実施した。観測の対象とした現象は, (1)磁気嵐等の長周期(数分~数100分)変化, (2)地磁気脈動, (3)ELF・Schumann共振帯(8~20Hz)の電磁場変化, (4)VLF(17.4kHz)による探査である。ここでは, 主として地磁気・地電位差変化観測にもとづく, Magneto-telluric法の解析結果について報告する。

ELF VLF探査については, 上記の連続観測点である戸沢と鳴子を通り, 東西に東北日本を横断するような測線と, 行動観測を行なった。この結果は, すでに今年の学会で報告したように, 太平洋側の北上山地で高抵抗帯, 日本海側で低抵抗帯という傾向が得られている。

長周期帯と地磁気脈動の観測については, 江刺・鳴子・戸沢の3点を得られたDataを中心に解析した。山形県新庄市近くの戸沢では, 電位差変化の異方性のみならず, 良好なDataが得られた。今年報告した後, さらに解析をするため, 最終的に計1回りのデータを得た。下部地殻の約18km以深に良導層が存在するとの特徴的である。一方, 鳴子では南北向・江刺では東西方向の電位差変化に強い異方性が見られ, 一次元近似とするとよいとはいえないが, 異方性の少ない成分を用いて, それぞれ1次元モデルを求めた。計2回は3点のDataから Inversion を行った構造を合わせて図示したものである。地震波速度構造に於ける Conrad面に対応すると思われる深さ(鳴子では深めにある)以深に, 良導層が見られることは注目すべき結果である。



(計1図)



(計2図)

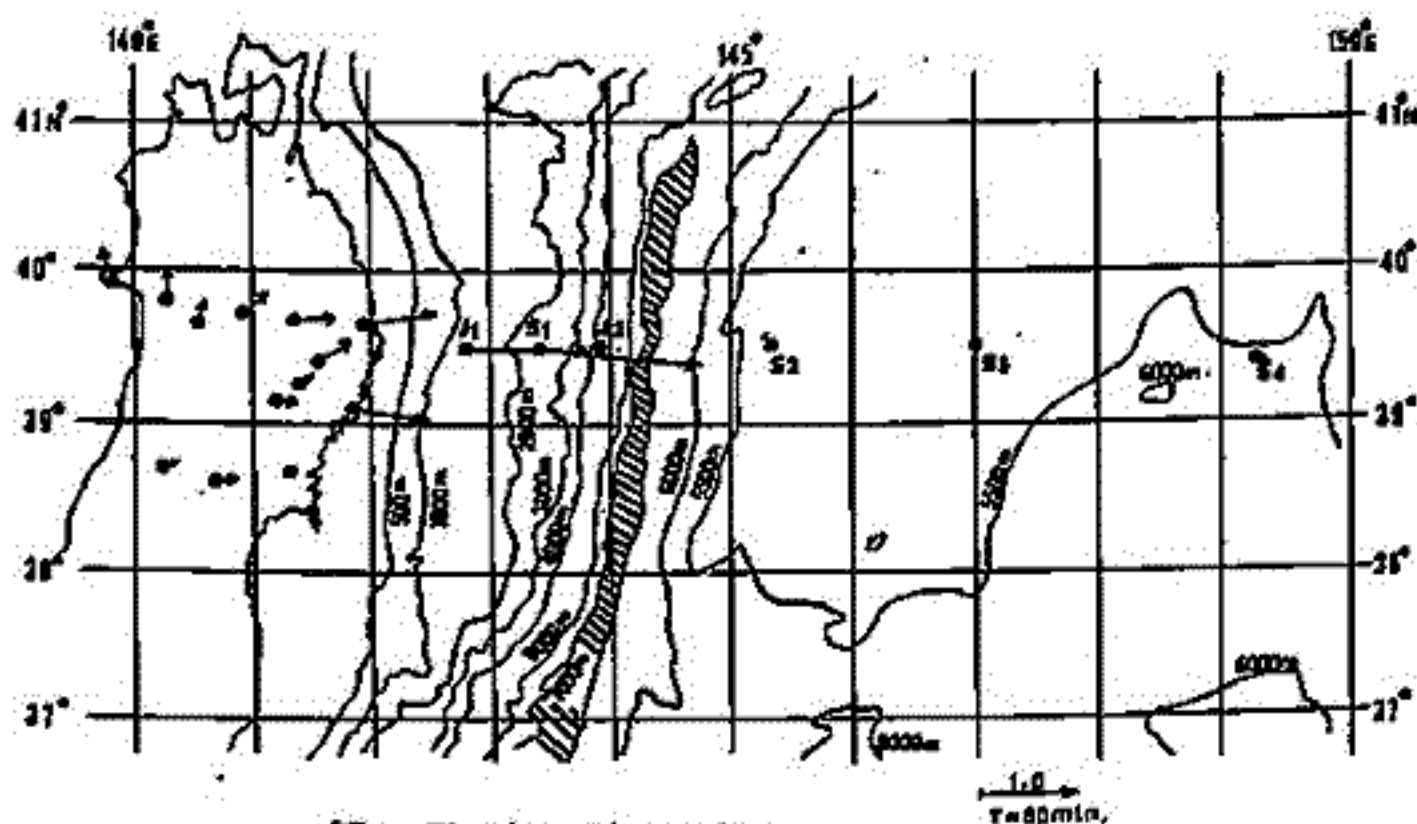
行武毅 (東大震研)・J. H. Filloux (カリフォルニア大)・瀬川爾朗 (東大海洋研)・
 波野洋三 (東大理)・歌田久司 (東大震研)・小林和男 (東大海洋研)

1981年6-8月, 日米科学協力事業により第1図に示したJ1, J2, S1~S4の各点で地磁気地電位差変化の連続観測を行なった。J1, J2にはFluxgate型磁力計を, S1~S4には吊り磁石型磁力計とSalt bridge chopper方式の電位差計を設置した。

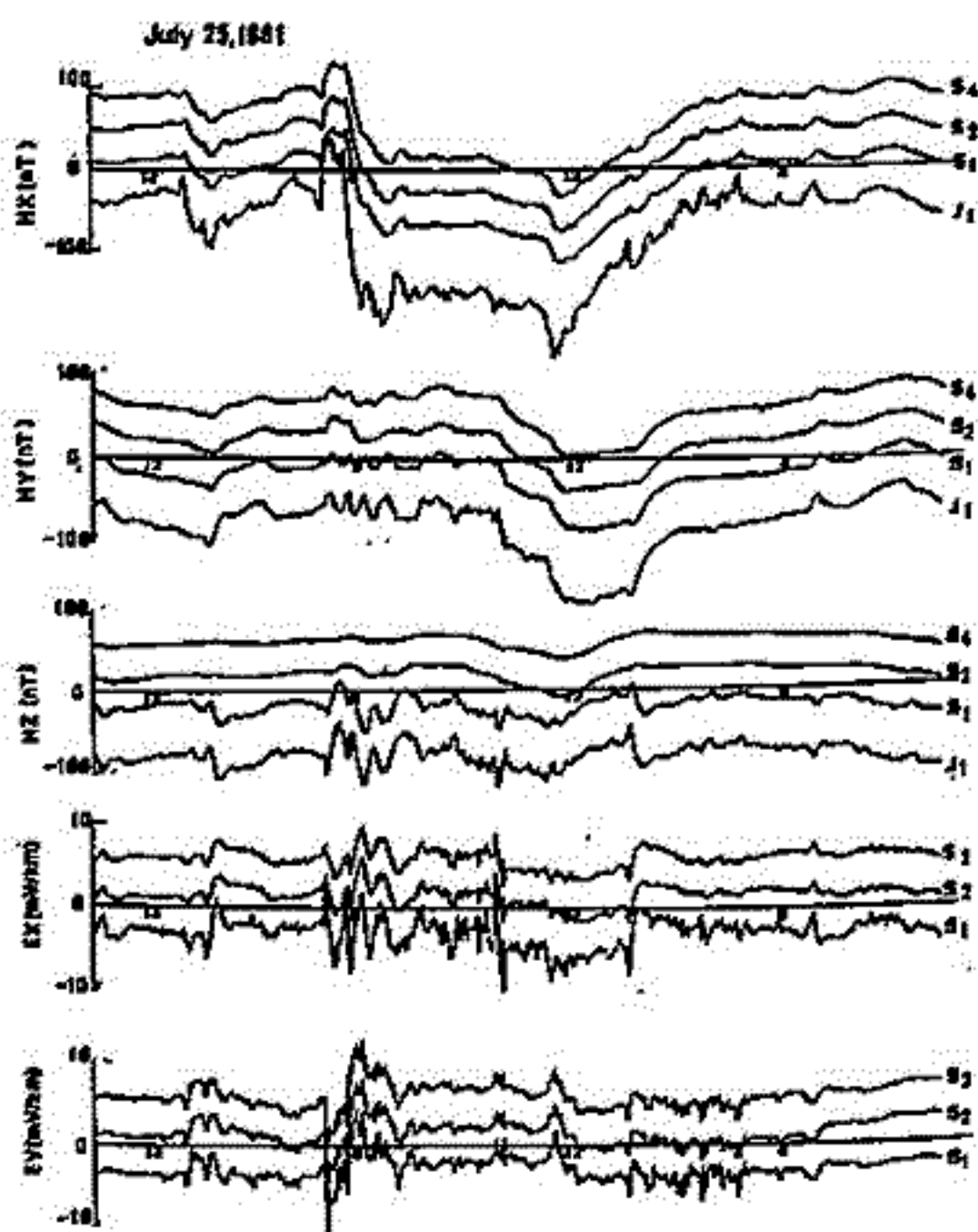
得られた記録の一例を第2図に示す。先ず目につくのは, 深海底の観測点S2, S4で, 地磁気3成分(H_x, H_y, H_z)の振幅が小さいことである。海水によるshielding効果が深海ほど顕著であることを示している。次に顕著なのは, 大陸棚上の観測点特にJ1点において地磁気鉛直成分変化が大きいことである。一方電場変化には, 深海底と大陸棚上とで, 地磁気変化に見られるようなけつりした違いは認められぬ。

地磁気変化の交換間数を求め, 周期60分の成分についての電磁誘導ベクトルを第1図に示した。陸上で得られた結果ともあわせて記入してある。大陸棚の観測点では, ベクトルが海岸線より海溝軸にほぼ直交している。海溝の東の深海底では, ベクトルはほぼ垂直に小さい。海岸線効果が陸地内部から日本海溝までの大陸棚全域に及んでいられる。

Magneto telluric法による地磁気地電位差変化の解析を行なった。深さ100~170 kmに約0.1 mho/mの高電気伝導層が現れる。これを海洋底観測で得られた結果とよく調和する。



第1図 観測点配置と
 周期60分についての誘導ベクトル



第2図 海底に及ぼした地磁気(H_x, H_y, H_z)
 電場(E_x, E_y)観測例。

- CA解析 -

徳本世男

地殻比抵抗研究グループ

(地磁気観測所)

1981年6~8月に於いて、東北日本の太平洋側から日本海にかけ、7フラックスゲイト型磁力計と誘導型磁力計を用いた地磁気地電圧差連続観測を、12研究機関の協力のもとで実施し、その後CA変換関数の解析を地磁気観測所で行った。

地磁気擾乱種乱の大半は期間のデータを選び、Everett and Hyndman (1967) の "least square method" を用いたCA変換関数を求めた。Fourier変換は短周期地磁気脈動(誘導型磁力計)については1秒値の分間、地磁気擾乱等の長周期擾乱(7フラックスゲイト型磁力計)については1分値3時間分を単位として計算した。

解析結果の一例として、各地点でのCA変換関数(Au --- 図1 Bv 図2)と周期32分程度のPerkinson Vector (図3)を示す。前フラックスゲイト型磁力計のデータのD成分は西向き正である。図からわかるように男鹿~宮古の東西測線では、周期30分程度ではAu < 0 であり、東北日本異常が明瞭である。又Bvは東へ行くに従って大きくなる。

このことはPerkinson Vector で見れば、日本海側は北を向いており、太平洋側は東を向くことに相当する。これは津軽海峡の影響が予想される。

地磁気脈動を含むF. 文に詳しく解析結果については雑誌等に譲る。

ref. Everett, J.F and R.D. Hyndman, 1, 24, 1967, Phys. Earth Planet Interiors

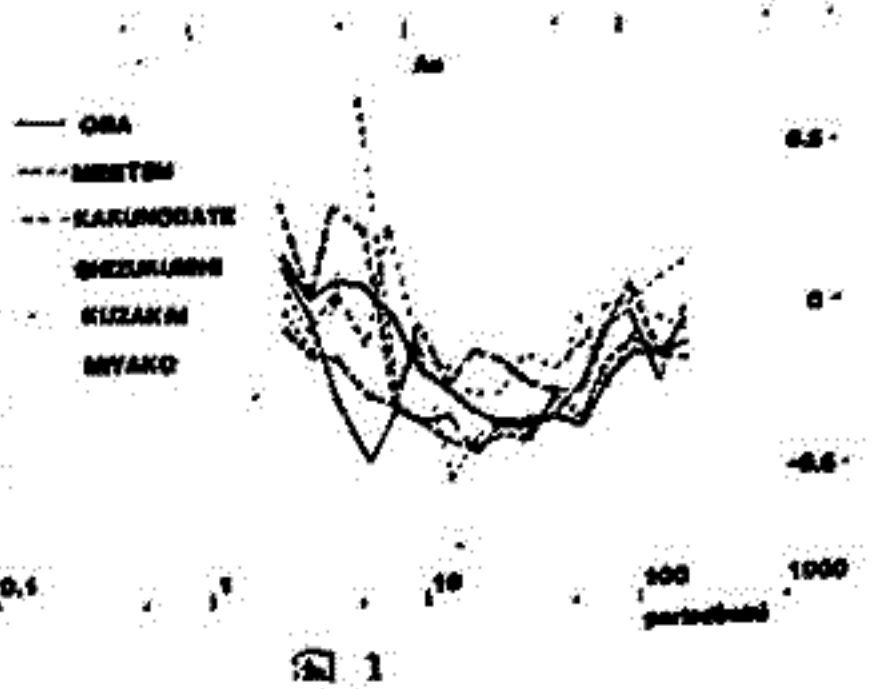


図 1

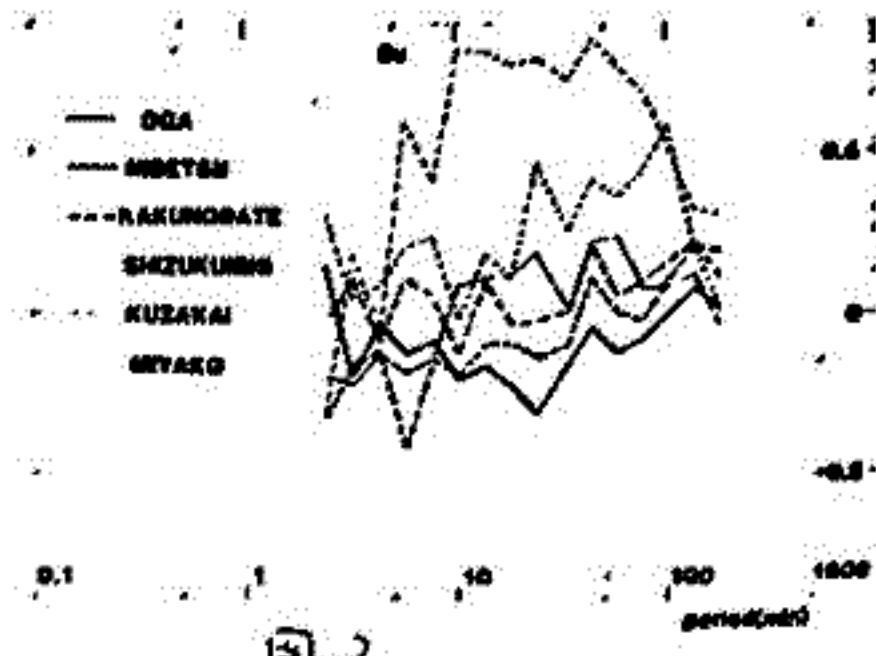


図 2

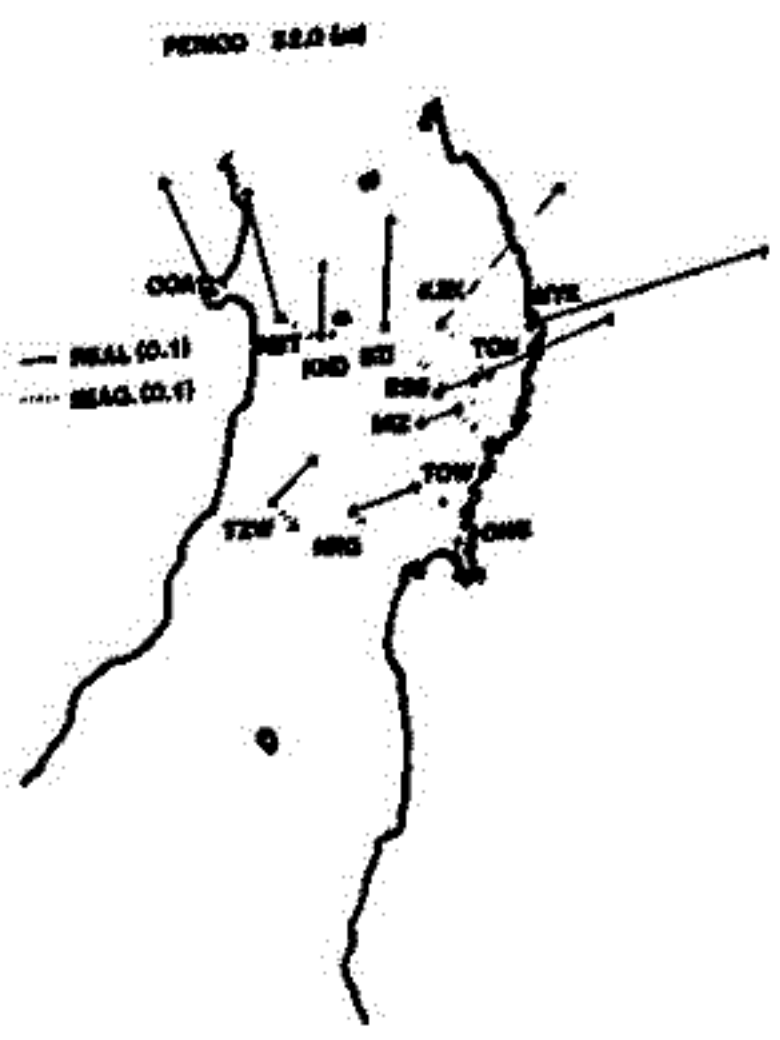


図 3

Magnetic Variation Study in North Central Saskatchewan, Canada

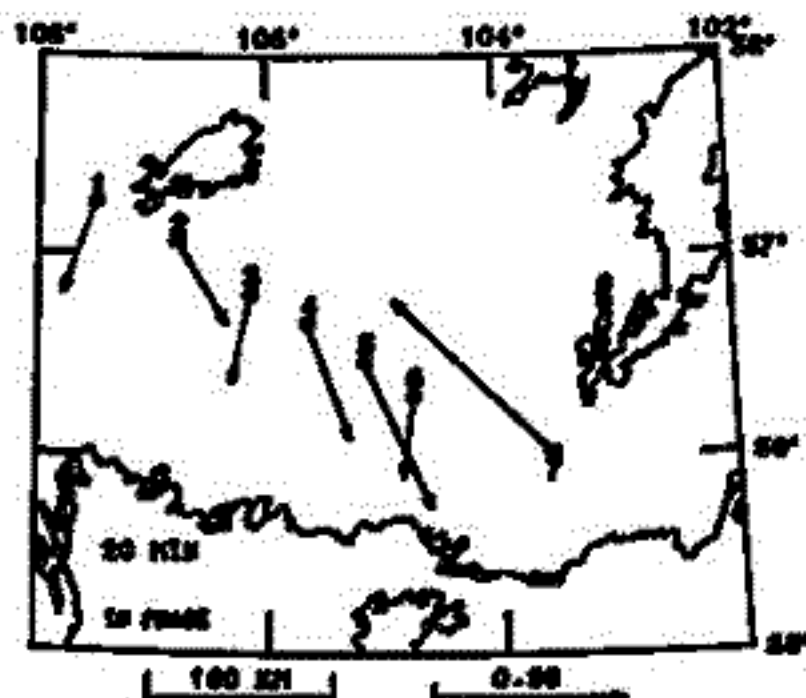
S. HANDA

P.A. CAMFIELD (both at: Earth Physics Branch, Energy, Mines and Resources Canada; Ottawa, Canada, K1A 0Y3)

Seven recording magnetometers monitored time-varying fields at points on a nw-se line 300 km long in north central Saskatchewan during July 1981. We wished to test the hypothesis advanced by Alabi, Camfield and Gough (1975) that the conductivity anomaly in the North American Central Plains links with the Wollaston Domain in the exposed Precambrian of Saskatchewan. We were surprised to discover from clear reversals in the phase of vertical variations that the conductor passes between two stations straddling the Rottenstone-La Ronge Magmatic Belt, to the immediate east of the Wollaston. Enhanced horizontal variations transverse to the Belt at a third, intermediate, station reinforce this interpretation. Vertical-field response arrows in the period range 39-2440 sec from daytime events clearly indicate the existence of a major conductor which extends to considerable depth along the Belt. To the northwest across the Cree Lake zone, reversals in the direction of response arrows at short periods (up to 244 sec) imply complex electrical structures in the shallow part of the crust only.

Lewry (1981) terms the Rottenstone-La Ronge Belt a Hudsonian "Cordillera-type" arc massif, and describes strong geological evidence for collisional suturing and microplate interaction in this part of the Churchill Province. Thus there appears to be a stronger relation between the conductor and a possible Proterozoic plate boundary extending 1500 km from central Saskatchewan to Wyoming.

Alabi *et al.* 1975, *Geophys. J.R. astr. Soc.* 43, 815-833
 Lewry, 1981, *Nature* 294, 69-72.



北アナトリア断層帯西部域における電磁気異常

本蔵義守・大志万直人
(東工大理)

松田時彦
(東大電研)

A.H. Isikara
(イスタンブール大理)

昨年同様、今年も6月に北アナトリア断層帯西部域において、全磁力・自然電位・比抵抗・ELFMTの観測を行った。今回は、昨年遂に観測地を踏襲し継続したほか、断層がクリープしていると考えられている ISMETPAŞA (イスメトパシャ) において新たに観測を行った。本講演では、ISMETPAŞA での結果の概要を報告する。

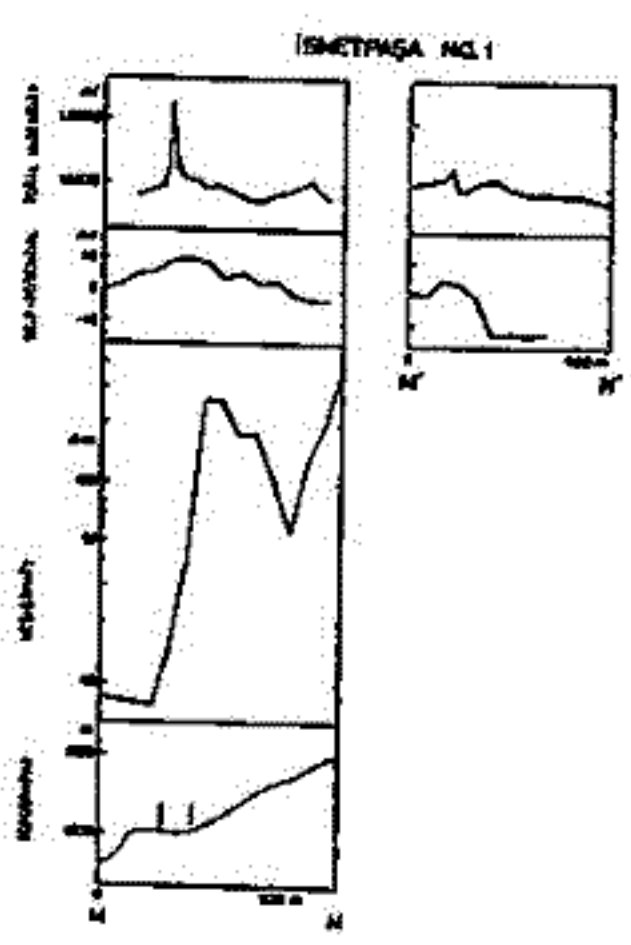
ISMETPAŞA 第1測線の結果

この測線は、クリープ運動が地表に現われている地点から西約500mの所に達した。もちろん、断層線にほぼ直交する方向に測線をとった。第1図の最下部に示している通り、地形条件は限らずともよくなるが、できるだけクリープ地点に近いという点を最優先とした。地形断面図の矢印は、左側がクリープの延長線、右が地形からなる断層線を示している。比抵抗 (Wenner 法: 電極間隔30m) は、この断層線を境に大きく異なる。自然電位は断層線付近で10mV程度の正の異常が見られる。全磁力には極めてローカルな異常が、クリープ線上で見られる。

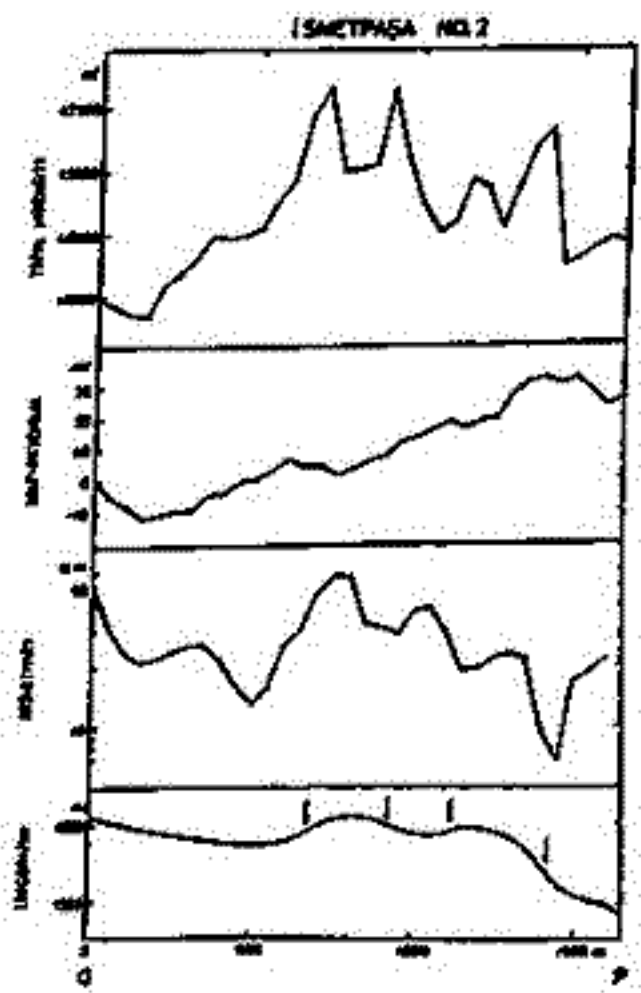
ISMETPAŞA 第2測線の結果

この測線は、第1測線から数km西に離れた所であるが、典型的な断層地形が見られるという好条件を備えている。第2図の最下部に示したように、断層地形から4本の断層線が同定できる。意味深いことには、この4本の断層線それぞれに対し、全磁力の正のピークが対応する。さらには比抵抗層もよく対応する。この4本のうち、一番右のもののみが主断層であることが、比抵抗のデータおよび自然電位の30mVにも及ぶ正の異常から推定できる。これは地質・地形の面からも支持される。

第1図



第2図



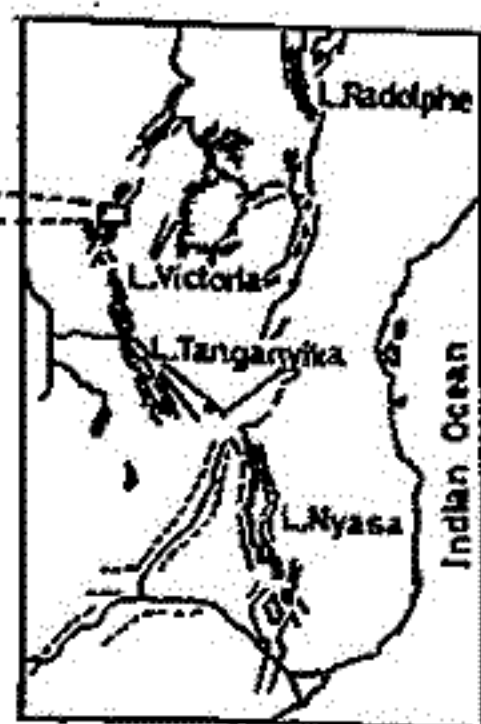
ニイラゴンゴ・ニアムラギラ火山地域の 磁気異常と比抵抗分布

三品正明, 浜口博之, 村上栄寿 田中和夫 N. Zana
(東北大・理) (弘前大・理) (I.R.S., Zaïre)

東アフリカ地溝帯中部は、ビクトリア湖をかこむように東部地溝と西部地溝とに分かれている。西部地溝のほぼ中央部に非常に活発な活動を続けている活火山、ニイラゴンゴとニアムラギラとがある(オ1図)。我々は文部省科学研究費(海外学術調査)の交付を受け、「ニイラゴンゴ・ニアムラギラ火山の地球物理学的調査研究」を実施してきた。調査は昭和52, 54, 56年度の3回実施された。この調査の一環として行われた磁気測量及び比抵抗調査の結果を報告する。

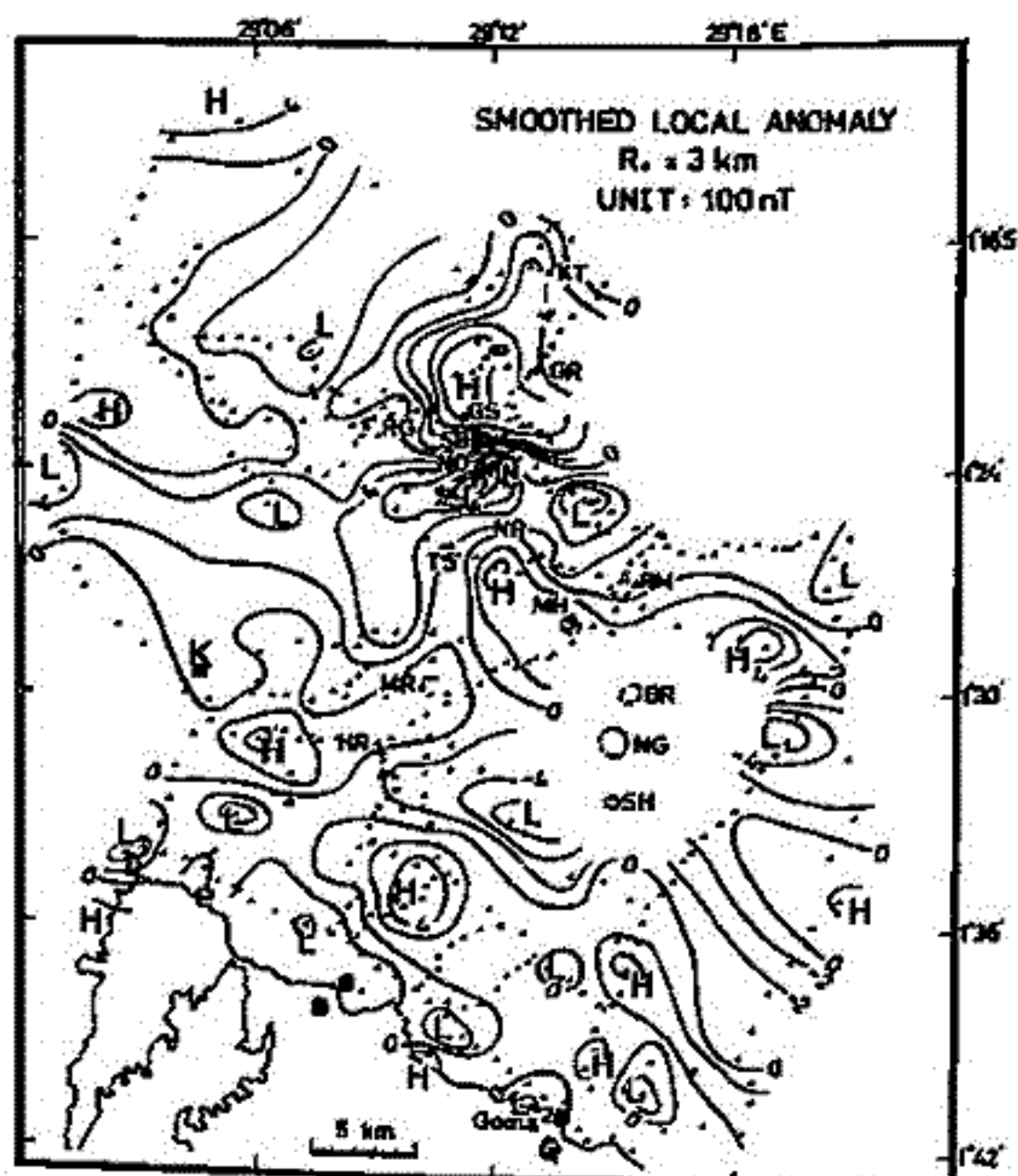
磁気測量にはプロトン磁力計が用いられた。玄武岩質の火山地域であることから、地表付近は非常にノイズが多いので、センサーの高度は地上約5mとした。観測点数は420点である。LGRFを基準として磁気異常をもとめた。地上5mではまだ地表面付近の岩石の影響が強く、短波長の磁気異常が多いので、ハニング型の荷重をかけた移動平均により平滑化した。比較的浅い部分の影響を反映していると思われる磁気異常をとり出すため、3kmの範囲の移動平均値から、地域要術として15kmの範囲の移動平均値を差引いた。結果をオ2図に示す。この図で▲印は1938年以後の噴火による側火口の位置を示している。これらの他にニアムラギラ、ニイラゴンゴ両火山の山頂火口での火山活動も活発であった。磁気異常の分布はこれらの火口の分布と調和的であり、マケマヅリなどの地下構造を示唆しているものと考えられる。

比抵抗観測は、周期15~30秒の脈動を用いたマアネトテリリク法によって行われた。磁場観測は誘導磁力計による。地溝西縁(K), 東縁(G), 中央部(N, B)の4点(オ2図■印)で測定が行われた。K点を100~400Ω・m, G点を20~100Ω・m, N, B点を1~3Ω・mの比抵抗値が得られた。この分布は地溝の構造、火山活動などと調和的である。



オ1図: 東アフリカ地溝帯中央部

オ2図: 地磁気異常分布図 ▲は近年の噴火地点, ■印は比抵抗観測地点



伊豆半島西部地域における全磁力変化

大志万直人・本蔵義守・田中秀文
(東工大・理)

80年のCAニニプログラムにおいてすでに講演を行なったように 海岸に近い測点において は、潮汐によるダイナモ作用の影響をうけている。図1はその例を示している。その効果は3~4nT にもおぼれている。従って 当然ながら、くりかえし磁気測量を行なう場合にかつては そのことを考慮する必要があると思われる。測量を行なう場合、行なう地域に中継点をもちいて その中継点での連続観測のデータを利用して基準点とすべき観測所との差をたずねるのが 一般であるが、潮汐の効果も考慮するならば、ただ単に各測点と距離の近い中継点を選 ぶのみでは 不十分となる。海岸から離れるに従って 潮汐の効果は小さくなるはずである である。従って 西部地域の測点を3つの部分(地域)に分けて3つの連続観測点のデータ を利用することにしている。しかたから我々が行なっている 戸田(HED)のデータは不幸にも測 量期間中次測りになることが多かったため 充分には機能し ている。また観測開始は1981年3月のためそれ以前のデータ は利用できない。(図2) 菅引(SGH)を中継点として選ん だ地域の決定は 図3のT21の IRY(山谷)の結果を参考 にして行なった。

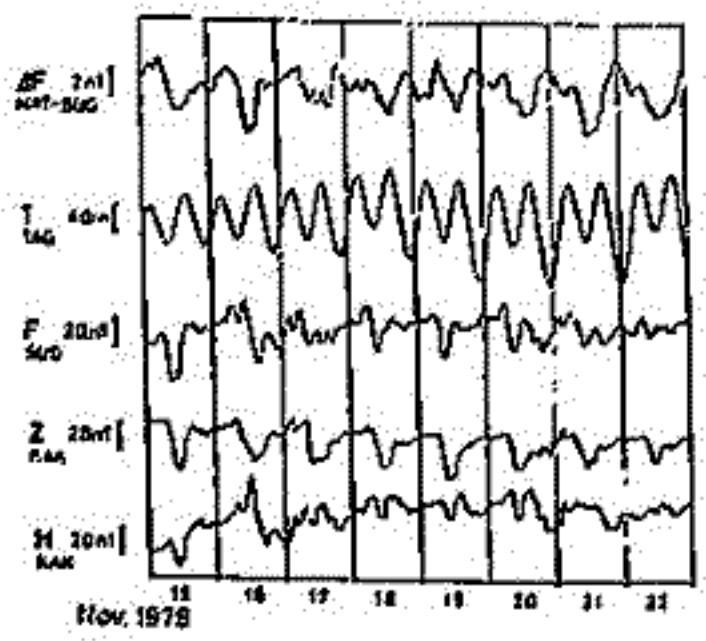


図1

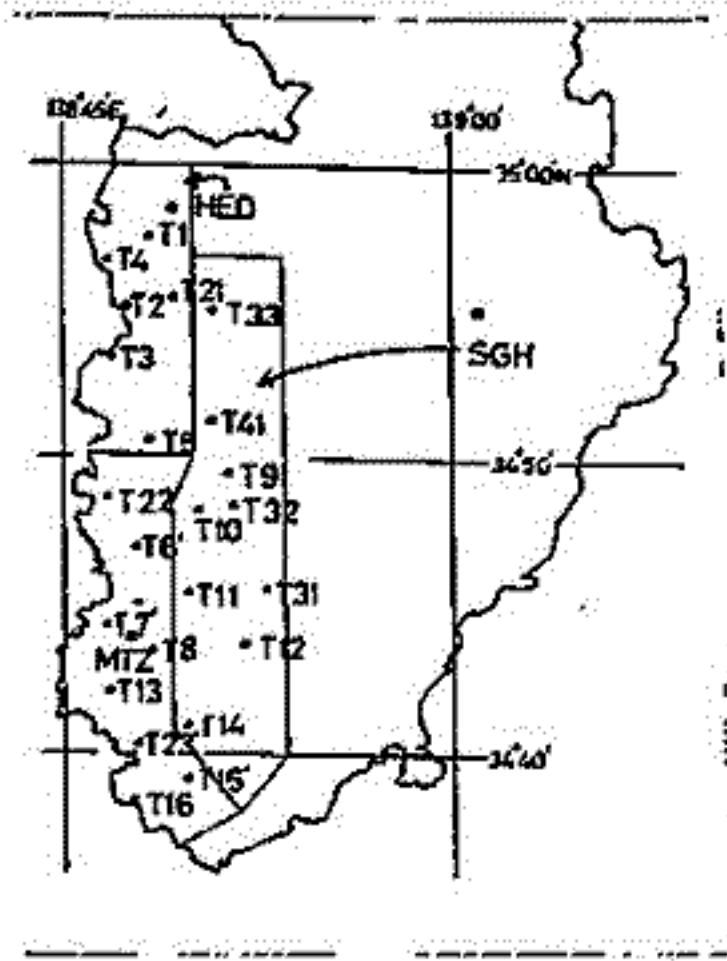


図2

量期間中次測りになることが多かったため 充分には機能し ている。また観測開始は1981年3月のためそれ以前のデータ は利用できない。(図2) 菅引(SGH)を中継点として選ん だ地域の決定は 図3のT21の IRY(山谷)の結果を参考 にして行なった。

測点における変化の様子を 図4に 一部、80年2月の結果 として示すが、中継点の再考慮による 改善はさほどいっ



図3

いるしくはない。 なお、T10とT11の 測点は伊豆大島 近海地震の時の 最大余震M5.7 の震央にかなり 近い測点で、そ の際もっとも大きな 変化を示した測点 である。

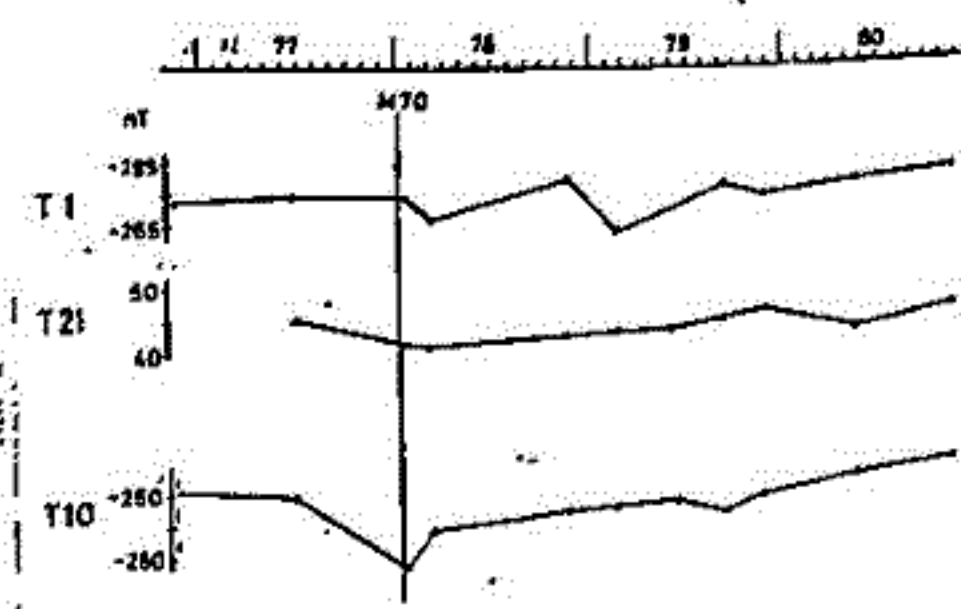


図4

伊豆半島における地殻隆起および地震に 関連する比抵抗変化について

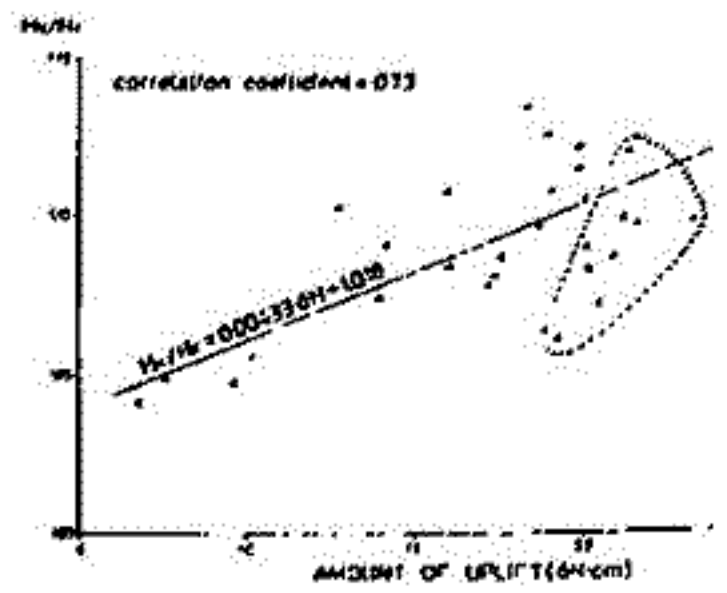
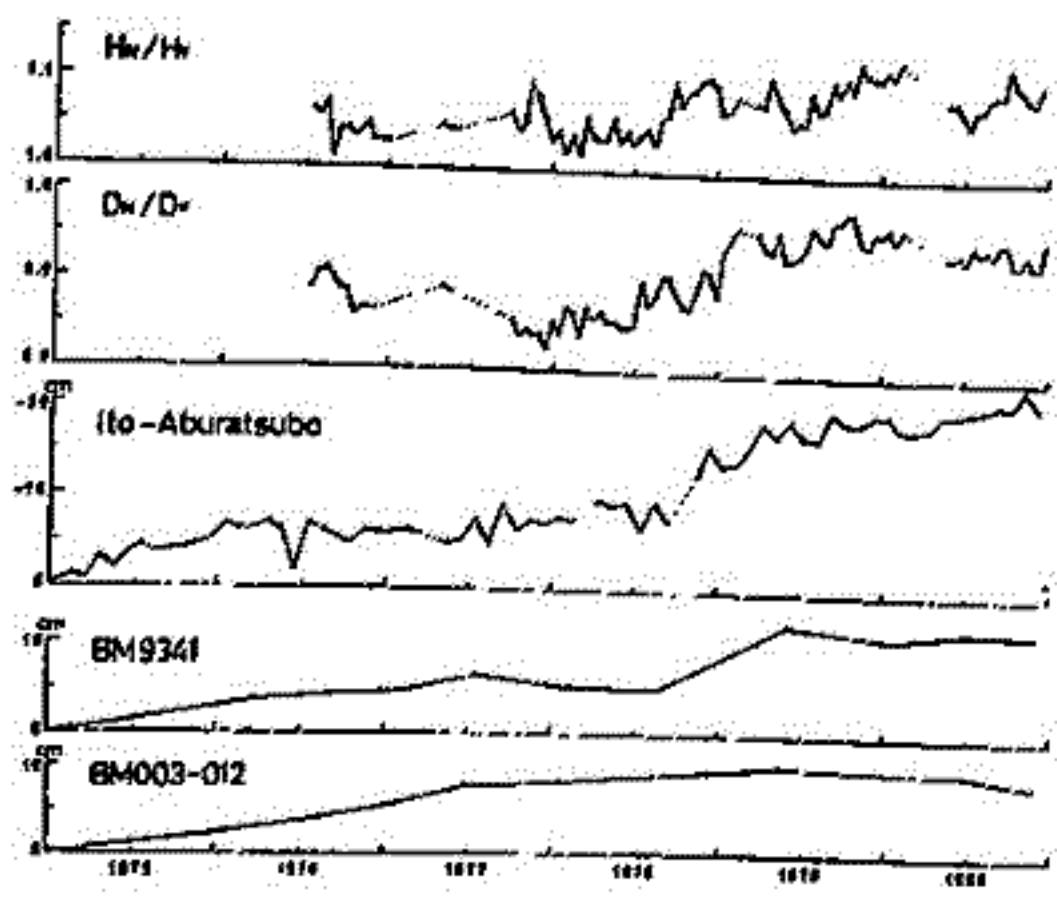
本蔵義幸・早進太郎
(東工大理)

地磁気短周期変化の水平成分を利用して、地球内部の電気伝導度変化を検出する方法およびその中伊豆観測点への適用については、すでに前回報告してきた。中伊豆における観測は1976年より始まり、ところが、観測システム変更のため、1980年末を以て一連のデータ解析を終了した。そこで今回はまとめとして、成果を報告する。

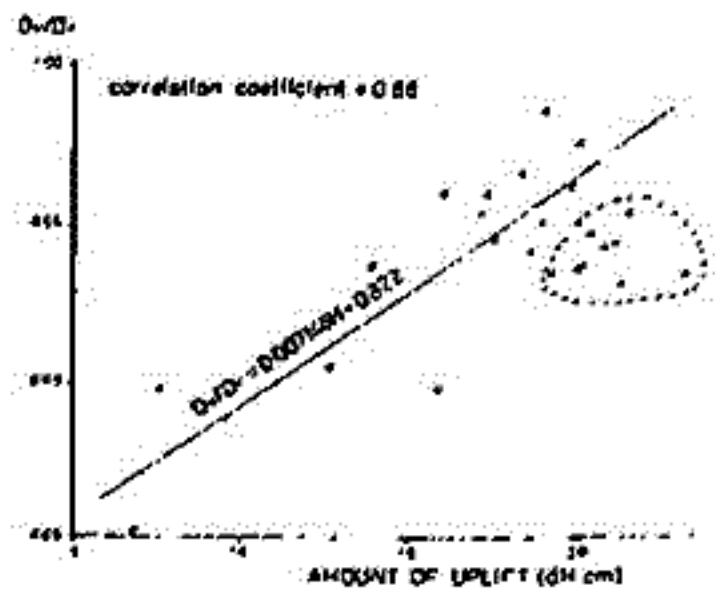
本研究の目的はもともと地震予知の基礎的研究にあるので、地磁気短周期変化の振幅比の経年変化を、地震および地殻変動との関連において考えたい。第1図にHおよびD成分に対する振幅比の経年変化のまとめを示した。また、伊東・油壺間の潮位差によるベンチマーク BM9341, BM003-12における隆起を示してある。地磁気短周期変化の振幅比の変化は地球内部の比抵抗変化を反映していると考えられるので、地殻隆起に関連して比抵抗が変化していると考えよう。

この関連をもう少し定量的に調べるため、顕著な地震が発生していない1978年7月～1979年12月の期間のデータを、HおよびDとトシホの振幅比と地殻隆起(潮位差のデータを用いる)の関係を示したものが第2図および第3図である。Dに関しては、0.86という高い相関係数が得られ、Hについては0.73という結果になった。また、それぞれの成分に対して図に示したような関係式が得られた。これら2つの関係式と地殻隆起のデータから1980年5月以降の振幅比を予測できるが、実際値は予測値よりH・D成分とも小さく、1980年6月のM6.7の地震に関連する変化がある。これは何かと考えられる。したがって、伊豆半島東部の地殻隆起に伴って地下水が中伊豆付近に流れ込み、伊豆半島東方沖地震前後の一部が流れ出たと解釈できる。

第1図



第2図
第3図 点線と図1の部分は1980年5月以降のデータ



笹井洋一
東大震研

火山噴火に伴う地殻変動を理解する上で、茂木モデル (MOGI 1958) は重要な役割を果たしている。茂木モデルによる重力変化は萩原 (1977) によって詳しく調べられた。重力変化は次の4項の和で表わされる:

G1: 地球重力場の鉛直勾配中を隆起又は沈降によって測点が移動することによる、フリー・エア変化。

G2: 地表の隆起部分を作る重力。

G3: マグマ溜りの膨張による質量欠損。

G4: 地殻全体の密度変化による重力。

これに対応して、茂木モデルに伴う地磁気変化も、次の4項の和で与えられる:

M1: 地球主磁場中を測点が移動することによる変化。

M2: 地表の隆起地形全体が作る磁気異常。

M3: マグマ溜りの膨張部分 (球殻で近似) は帯磁地殻の消失に相当し、その奇子。

M4: 応力による帯磁変化 (ピエゾ磁気変化)。

筆者 (SASAI 1979) は M4 を求め、噴火に先立つ隆起に伴って全磁力が減少することを示した。ところで M1 は M4 より3桁小さく、M3 も M4 より1桁小さいことが分っていたが、M2 の評価が難しかった。今回 M2 を厳密に求めておいて、M3 と同様に M4 に比べて1桁以上小さいことが分った。即ち M1 < M2 ~ M3 < M4 である。これは重力変化が G1 > G2 ~ G3 > G4 であることと極めて対照的で、地磁気観測は才一義的には応力変化を測っていることを示している。

茂木モデルの隆起地形が作る磁場は、RIKITAKE (1951) が円錐台状火山の作る磁気異常を求めた式と、全く同じ式で表現できる。

$$\left. \begin{aligned} \Delta X &= 2\pi J_0 \cos I_0 \left(\frac{F}{r} \cos 2\phi - G \cos \phi \right) - H \sin I_0 \cos \phi \\ \Delta Y &= 2\pi J_0 \cos I_0 \sin 2\phi \left(\frac{F}{r} - \frac{G}{2} \right) - H \sin I_0 \sin \phi \\ \Delta Z &= 2\pi J_0 \left(G \sin I_0 - H \cos I_0 \cos \phi \right) \end{aligned} \right\} (1)$$

ここで J_0 : 平均帯磁, I_0 : 伏角, ϕ : 磁気の北方向からの方位角で、 F, G, H は次の式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} 2\pi F/r &= 2r^{-3/2} \int_0^{z_1} a^{1/2} \left(\frac{2-k^2}{k} K - \frac{2}{k} E \right) dz_1 \\ 2\pi G &= r^{-3/2} \int_0^{z_1} k a^{3/2} \left\{ K + \frac{k^2(4-a-k^2)}{2(1-k^2)} E \right\} dz_1 \\ 2\pi H &= r^{-3/2} \int_0^{z_1} k a^{1/2} \left\{ -k + \frac{2-k^2}{2(1-k^2)} E \right\} dz_1 \end{aligned} \right\} (2)$$

ここで、 k と E は完全楕円積分で $k^2 = 4ar / \{ (a+r)^2 + (z-r)^2 \}$ (3)

RIKITAKE の式は、任意の軸対称な一様帯磁物体の作る磁場を与える一般的公式である。この場合には $a = a(z_1)$ として、茂木モデルの隆起量を与える式

$$z_1 = R_0 \frac{D^2}{(a+D)^2} (4)$$

を用いればよい。 R_0 は最大隆起量であり、 D は火山の深さを表わす。 $z_1 \rightarrow a$ の変換で (0 to ∞) についての積分 k かえ、= 重指数関数型数値積分公式 (森正武 1974) を適用すると、極めて精度の高い数値積分ができる。

Z 軸上 ($r=0$) の値は、(2) 式で求められない。この時は

$$G_0 = \left(\frac{2E}{r} \right)_{r=0} = G_{r=0} = \frac{3h_0}{D} \int_0^{\infty} \frac{a^3 da}{\{ a^2 + (d+th_0-z_1) \}^{3/2} (a^2 + h_0^2)^{3/2}} (5)$$

$H=0$ で与えられる。 d はセンサーの地上高。 G_0 の値は

$$\left. \begin{aligned} h_0/D(1+\delta_1)^3 < G_0 < h_0/D(1+\delta_2)^3 \\ \delta_1 &= (d+th_0)/D, \delta_2 = (d/D) \end{aligned} \right\} (6)$$

と押さえることが出来、 δ_1 と δ_2 が小さいので、

$$G_0 \approx \frac{h_0}{D} \left(1 - 3(d+\frac{1}{2}h_0)/D \right) (7)$$

である。これを置いて $\Delta X = -\pi J_0 G_0 \cos I_0, \Delta Y = 0, \Delta Z = 2\pi J_0 G_0 \sin I_0$ (8)

一方、ピエゾ磁気変化 M4 は $G_3 = 2\pi J_0 \frac{\beta}{\mu} \left(\mu \frac{\Delta \mu}{\Delta \rho} \right)$ (9)

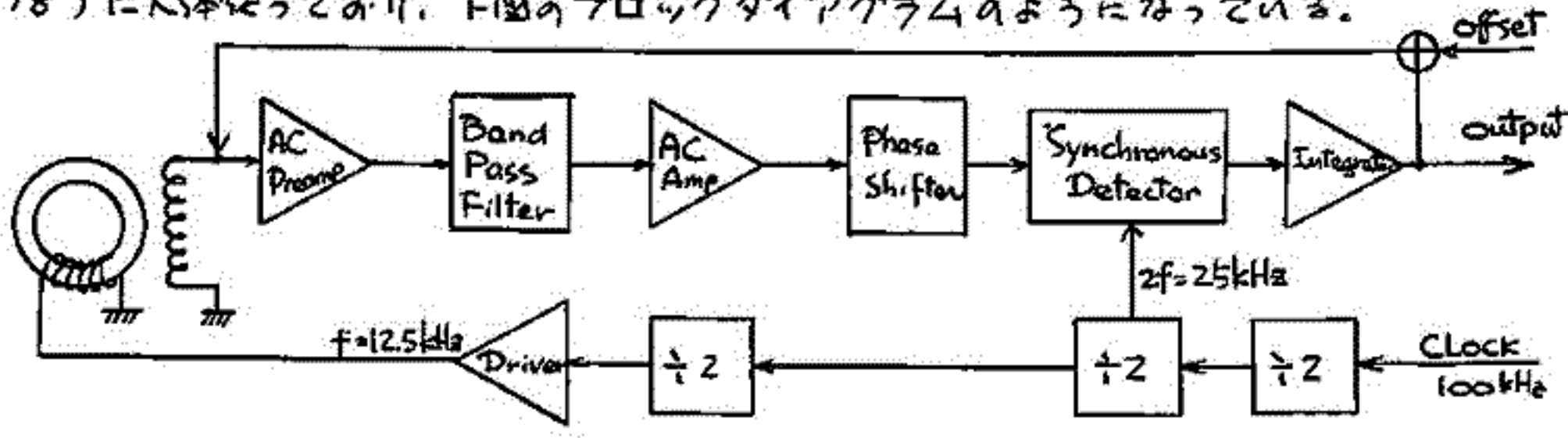
に比例するので、 $\beta = 1.0 \times 10^{-4} \text{ bar}^{-1}, \lambda = \mu = 3.5 \times 10^5 \text{ bar}$ を採用すると、M4 の方が M2 よりも1桁以上大きいことになる。しかし火山体がかさがりで、見掛け剛性率が通常の岩石より1桁も低い場合 k は、M2, M3, M4 が同程度のこともあり得る。

萩原幸男 (1977) B.E.R.I., 23, 301-309.
森正武 (1974) 曲線と曲面. 共立出版.
MOGI, K. (1958) B.E.R.I., 26, 99-134.
RIKITAKE, T. (1951) B.E.R.I., 24, 161-181.
SASAI, Y. (1979) B.E.R.I., 25, 1-29.

岩石磁気用リングコア磁カ計の特性測定

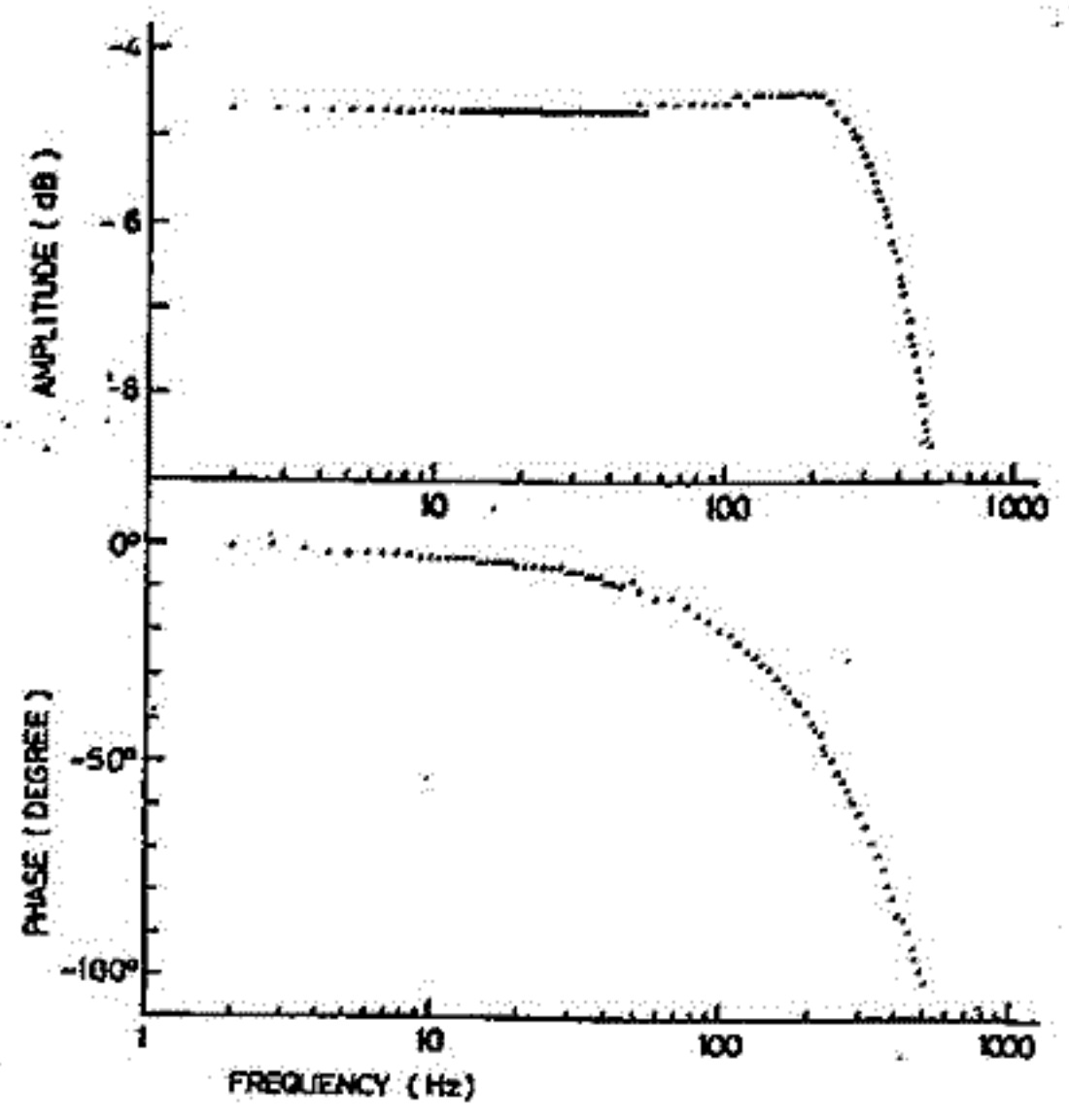
小柳政彦, 河野長, 園分 征
(東工大理) (東大理)

これまで我が国の岩石磁気測定装置のセンサとして用いていた Schonstedt 型の Null detector は余り高感度でなく、また周波特性が悪く特に 50Hz のノイズをひらきやすいなどの欠点があった。そこで今回、リングコアを用いた磁カ計を製作し、岩石磁気用として十分の特性をもたすことができた。回路は MAGSAT 用磁カ計 (Acuna et al., 1978) に大體従っており、下図のブロックダイアグラムのようになっている。



磁化測定用の磁カ計は磁場測定用にくらべて (1) 絶対精度はそれほど要しない、(2) ガイタミックレンズがたぬ必要がある、(3) ドリフトに余り神経質でない変りに周波数特性が高域まで十分のびている必要がある、などの点が異なり、どちらかというところ作りやすい。ここでは、測定器全体のレスポンスが Butterworth 特性に近い形を持つように調整した。全体の特性を主に支配しているのは交流アンプのゲインと積分器の時定数である。下に調整後の振幅および位相特性を示す。カットオフ周波数は約 500Hz で、特に約 50Hz までの振幅は完全にフラットになっている。50Hz のノイズがわずかにのっているが特別問題にはならない。全体のゲインは出力 1V が 100nT になるように調整した。更に高感度が必要になる場合には、出力を計算機コントロールのプログラマブル・ゲイン・アンプにより 1~1024 倍まで変化させることができる。50Hz 以下のノイズレベルは 0.03 nT 程度であるため、このような大幅な増幅が可能である。

位相変化は 0~200Hz の間で完全に直線的である。このため、データサンプリングを一定時間おこなえば、全く波形のゆがみなしのデータが得られる。この特性のために、このセンサを用いるスピナ-磁カ計では回転数を 0~50 Hz の範囲で任意に変えることができるはずである。Paleomagnetic Processor では、双極子リングコアの半径を考慮すればよい場合は 50~12 回転/秒で回転させることが可能である。



桂 郁雄・笹嶋真雄

吉大・理

人工堆積物を用いて、残留磁化 (post-DRM) に含まれる、圧密程度の異なった段階で獲得された磁化成分 (partial post-DRM) の分離の可能性について検討する。

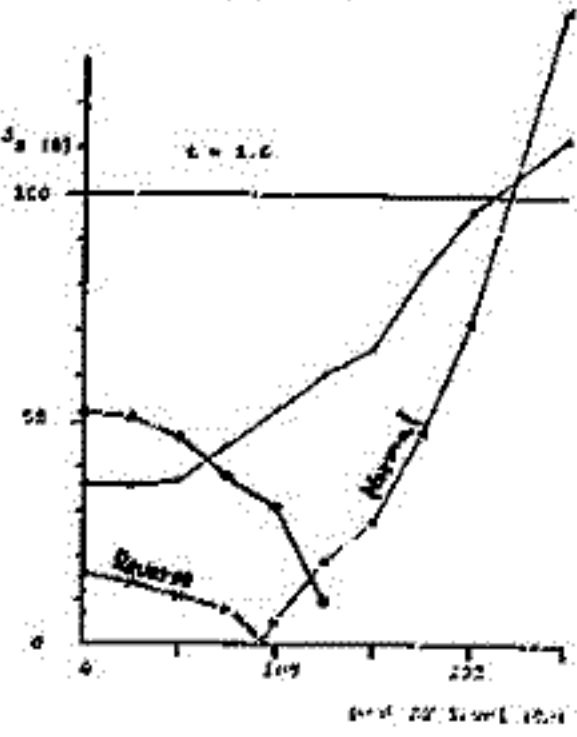
post-DRM は堆積物が圧密されるに従ってしだいに獲得されてゆくが、各圧密段階で獲得された partial post-DRM の磁化量は、圧密が進むに従って急激に減少してゆく (オカ田等, 1981)。このように partial post-DRM の獲得率の圧密に伴う減少は、堆積物の構造の変化と密の内に含まれる磁性粒子の動きやすさの減少により説明できる。堆積物粒子が沈積したとき、最初に粗い粒子による堆積物の骨格形成があり、その後、空隙を埋めるようにより細粒の粒子の沈積があり (この時点では粗粒子の骨格は動かないが細粒のものは動きうる)、次に微細粒子の凝集・結合があり、さらに骨格組織に組込まれてゆき、磁性粒子もしだいに動けなくなった。堆積物の乾燥程度差による、交流磁場を作用させたときの磁性粒子の反応をみれば、磁場により動き得る粒子の量は乾燥が進むにつれ減少することがおおきくあり (Otafuji et al. 1982)、同様の反応は圧密作用の途中でもみられるだろう。partial post-DRM の獲得率は、動きうる磁性粒子の量に大きく依存する。

この圧密の進み方を考えるならば、圧密の段階によって partial post-DRM の担い手の磁性粒子の大きさや堆積構造への組込まれ方、固着の程度に当然強弱がつくと考えられる。partial post-DRM を担う磁性粒子には、それが獲得された圧密段階によりエネルギー的に安定性に差があると予想される (Tucker, 1980)。

そこで、圧密過程の一部で磁場を作用させ、他の時間は無磁場として partial post-DRM を獲得させた堆積物をつくり、その磁化の交流磁場消磁に好む反応をみることにした。出発物質として 74 μm 以下の深海産 reddish brown clay を密度 1.14 g/cm^3 の状態で用意し、これを遠心機で圧密させ約 1.4 g/cm^3 の密度の堆積物試料をつくる。圧密の際、次のように磁場を作用させた。① 0 \rightarrow 7 Gs まで 0.30 Oe (Normal: 下向き)、その後無磁場 (得られた post-DRM を J_{46} とす); ② 0 \rightarrow 7 Gs まで無磁場、その後 0.30 Oe (Reverse) (J_{92}); ③ 0 \rightarrow 7 Gs : Normal, その後 Reverse: 60.30 Oe (J_{46}); ④ 始めから最後まで Normal 0.30 Oe (J_N)。さらに①~④をいろいろこなすにつれて繰返す。でき上がった試料をそれぞれ段階交流磁場消磁してみる。

● : J_{46}
○ : J_{92}
▲ : J_{46}
(M = 0.30 Oe, 603 cpm, 125 min)

図 1.



その結果、圧密の初期のここの partial post-DRM (J_{46}) は、より後の段階で獲得された partial post-DRM (J_{92}) より交流磁場消磁に対して安定であった。これは J_{46} と J_{92} の消磁結果からだけでなく、 J_{92} を消磁してみると始めの Reverse だった磁化がしだいに反転し Normal に変わった例からも示される。post-DRM は partial post-DRM の和算で表わされるが (Otafuji & Sasajima, 1981)、今回の実験では和算則 ($J_{46} + J_{92} = J_N$; $25(J_{46} - J_{92})$) が誤差 2~13% で成立した。そこで和算則を念頭に置いて post-DRM (J_N) に占める partial post-DRM の各成分 (J_{46} と J_{92}) の割合を各交流消磁段階について取ったのが図 1 である。明らかに J_{92} の方が J_{46} より先に選択的に消磁されているのがわかる。従って、この partial post-DRM の安定性の差を利用して、post-DRM に含まれる成分の分離、とくに正逆反転期での両極成分の分離の可能性が見出された。さらに partial post-DRM の獲得率の推移がわかれば、反転のパターンを詳しく知ることもできるようになる。

普通コンドライトの残留磁化の性質

浜野 洋三
(東大理)

隕石の持つ自然残留磁化は、太陽系初期の磁場を調べる手段として重要であり、今までに数多くの研究が行なわれてきている。地球上の岩石を使った古地磁気学と比べて、隕石古地磁気学の困難さは、隕石が方向づけられていないことにある。このことは、磁場強度に肉する議論しか行なえないという以外にも、残留磁化の起源を調べる上でも大きな問題となる。前回の学会では、隕石の持つ磁気異方性から隕石母天体内での隕石の方向を推定する試みを述べた。今回はこの異方性座標系に対するNRM強度及び方向の性質、ARM、IRM、VRM等の残留磁化の性質を調べた結果について報告する。使用した隕石は、表1に示すように、H及びLグループに属する普通コンドライトの試料である。表1にはNRMに肉する測定結果をまとめてある。ここでは、NRM強度(J_n)、MDF、20 oeで交流消磁した時の磁化強度(J_{20})、伏角(I_{20})、偏角(D_{20})、及び平均初期帯磁率(K)を示す。この表からわかることは、(1)初期帯磁率がHとLグループでは比較的まとまった値を各々示すのに対して、NRM強度が $10^{-1} \sim 10^{-3}$ emu/ccの広い範囲を持つ。(2)MDFは炭素質コンドライトに比べると小さく、50 oeをこえるものは22個の試料中4個にすぎない。(3)磁気的に50 oeな成分を取り除いた20 oeの消磁後の偏角は、 $0^\circ \sim 30^\circ$ 、 $30^\circ \sim 60^\circ$ 、 $60^\circ \sim 90^\circ$ の範囲にあるものが、それぞれ8個、7個、7個と一様分布を示す。これに対して伏角は、上記の範囲にあるものが、それぞれ13個、7個、2個と、著しく低伏角の試料が多い。以上のような結果は、隕石の残留磁化の起源を論ずる上で、新しい情報を提供する可能性を示す。

TABLE 1

SAMPLE	TYPE	J_n	MDF	J_{20}	I_{20}	D_{20}	K
Y74156	H4	12.54	4	1.61	12.43	60.53	46.09
MONROE	H4	3.61	16	1.33	27.52	39.67	59.85
Y74647	H45	37.34	8	7.31	6.66	85.85	69.23
ALH77294	H5	1.63	19	0.807	53.70	23.50	44.18
WELLMAN	H5	36.8	21	19.12	31.33	15.63	53.84
GILGOIN ST.	H5	27.14	9	4.91	58.45	65.88	62.59
ALH77288	H6	2.45	56	1.77	66.54	25.05	46.02
GLADSTONE	H6	10.15	30	6.11	23.43	87.01	33.56
Y74191	L3	1.65	22	0.879	61.18	19.53	14.12
Y75097	L4	0.965	21	0.495	37.97	63.95	19.22
FARMINGTON	L5	32.42	55	29.25	16.77	23.90	17.83
ARAPAHOE	L5	10.21	14	3.60	0.29	28.60	27.40
MET78003	L6	2.04	18	0.959	4.96	38.83	18.95
ALH78251	L6	2.34	19	1.14	31.88	60.27	14.12
ALH78103	L6	2.76	17	1.15	9.78	68.90	14.30
ALH769	L6	6.25	25	3.29	25.79	45.53	12.78
ALH77231	L6	3.06	24	1.71	54.66	48.48	17.34
KUNASHAK	L6	3.56	14	1.20	7.94	22.55	21.76
BRUDERHEIM	L6	6.08	7	0.791	19.19	57.99	24.07
NEW CONCORD	L6	1.53	12	0.426	43.51	30.62	22.15
LEEDEY, 1	L6	88.5	108	85.1	15.92	13.25	24.98
LEEDEY, 2	L6	99.7	88	93.8	14.09	36.35	20.32

(10^{-3} emu/cc) (oe) (10^{-3} emu/cc) ($^\circ$) ($^\circ$) (10^{-3} G/oe)

百瀬寛一 永井寛之
信州大. 理学部

Ym 7 4 6 4 6 隕石の Thermomagnetic curve を Fig.1~2 に示す (Fig.1 の実線と Fig.2 は船木氏による)。Fig.2 は同一隕石の 2nd & 3rd run の Curve を示してある。3rd run は 2nd run のあと約 2 年後に再測定されたものである。これらの Curve は Fig.1 の実線と示す cooling curve の上に重なる。このように一度高温まで加熱された試料は本来的な状態には、この程度の時間では戻らない。Fig.1 の実線と示す Curve は同一の隕石によって測定された結果であるが、実線の Curve と完全に重ならない。理由は試料が heterogeneity であること、粒子ごとに Ni content が異なることと加熱速度の相違によるものと考えられる。Fig.3 には 29 at% Ni-Fe Alloy の Original & (800°C 3hr) で熱処理したものの HÖSSBAUER の測定 & Thermomagnetic curve を示してある。この Alloy は約 56% の FCC 相を含むのである (Js の測定値と計算値の比較による)。Fig.3 など Alloy の Thermomagnetic Curve の示す性質から Ym 7 4 6 4 6 隕石の Ni content の中央値は 26~29% のものであることを推定した。実際には Fig.1 の実線と示した試料を EPMA によって測定した結果、A 粒子の 8 Point の中央値は 28.504% で 27.272~31.104 の範囲、B 粒子 9 Point の中央値は 27.676% で 18.811~31.976 の heterogeneity があつた。上述の実験結果から、Ym 7 4 6 4 6 隕石の熱史を推定すると、母天体として、

- 1, 500°C 以上の熱を受けたこと。
- 2, これを加熱された後 Melting point 以上に上昇した。
- 3, これを 500°C~1400°C まで上昇したことがあつた後母天体の環境はかなりの低温であつた。

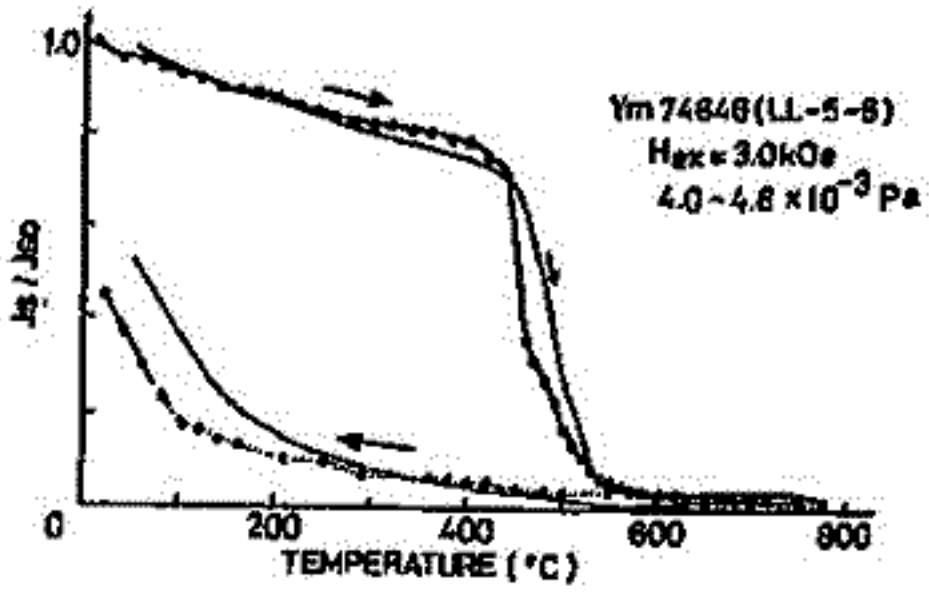


Fig. 1

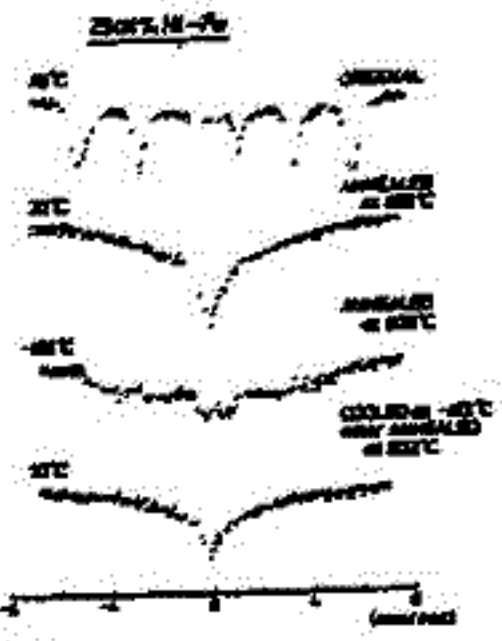


Fig. 3

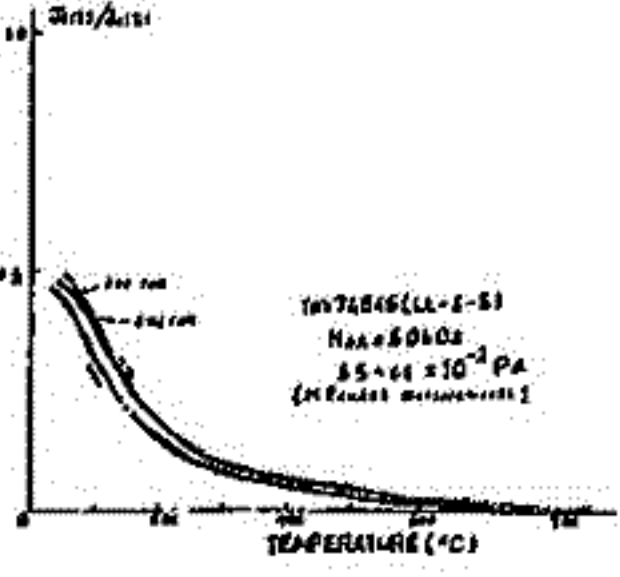


Fig. 2

References

J. Crangle and G.C. Hallam (1963) Proc. Roy. Soc. A. 272, 119-132.
 _____ and G.H. Goodman (1971) " " 321, 497-491.

(隕石の磁気的 분류方式)

Takesi NAGATA

National Institute of Polar Research

(I) A magnetic classification scheme of chondrites proposed by the author (Nagata 1978) has been reasonably widely accepted at present. The classification scheme is based on two parameters, i.e.

(a) content of ferromagnetic metals represented by saturation magnetization (I_s) of bulk specimen of a chondrite and (b) poorness of relative content of nickel in metallic components represented by ratio of saturation magnetization of kamacite phase (I_s(α)) to total saturation magnetization (I_s). Fig. 1 shows the I_s(α)/I_s versus I_s diagram where all data obtained to date of 5 chemical groups of chondrites E-, H-, L-, LL- and C-chondrites, and ureilite group of achondrites and a group of achondrites except ureilites are identified to well separated respective domains.

(II) The same diagram having the two parameters, I_s and I_s(α)/I_s, can be applied on a magnetic classification of 3 major groups of achondrites too, as shown in Fig. 2. It is because the ureilite group contains exceptional large amount of Fe-Ni metals compared with any other group of achondrite, while metallic components in the eucrite and howardite group contain much less Ni in comparison with those of the diogenite group so that the metallic component in eucrites and howardites is mostly kamacite whereas that in diogenites comprises mostly plessite and less amount of kamacite. In the I_s(α)/I_s versus I_s diagram for achondrites (Fig. 2), the 3 chemical groups of achondrites are well designated to separated domains.

(III) It may be hardly possible to apply the same diagram on classifying iron meteorites. Iron meteorites can be chemically classified into 3 major groups, namely, a group of hexahedrites and Ni-poor ataxite, both of which contain about 5 wt% Ni, octahedrite group of 7~12 wt% Ni and Ni-rich ataxite of more than 15 wt% Ni. Hence, the f → α transition temperature of kamacite phase (Θ^{*}_{f→α}) in the cooling thermomagnetic curve is adopted to separate octahedrites from a group of hexahedrites plus Ni-poor ataxite, while I_s(α)/I_s is still useful to separate a group of Ni-rich ataxites from the other two groups.

Fig. 3 shows the I_s(α)/I_s versus Θ^{*}_{f→α} diagram for a magnetic classification scheme for iron meteorites. In the I_s(α)/I_s versus Θ^{*}_{f→α} diagram, the 3 major groups of iron meteorites can be well designated to respective separated domains.

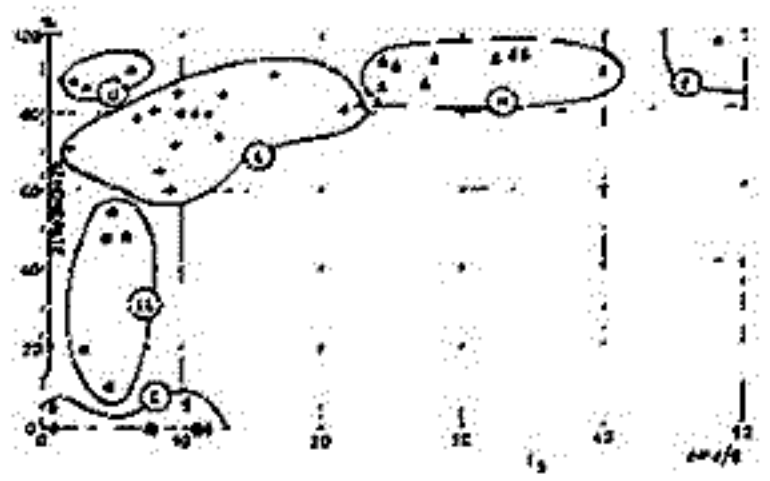


Fig. 1

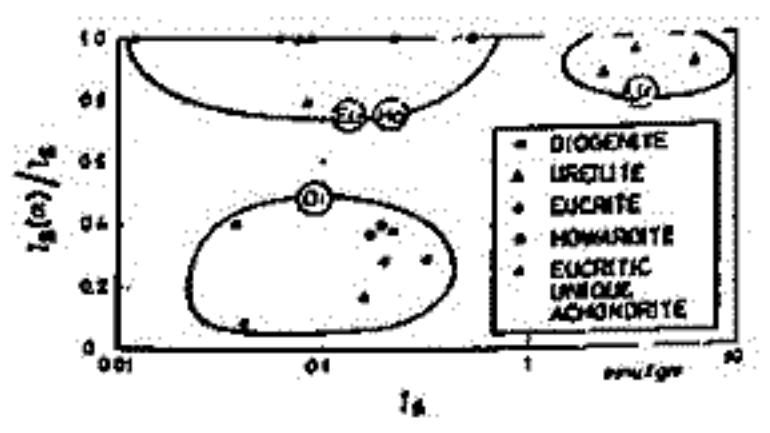


Fig. 2

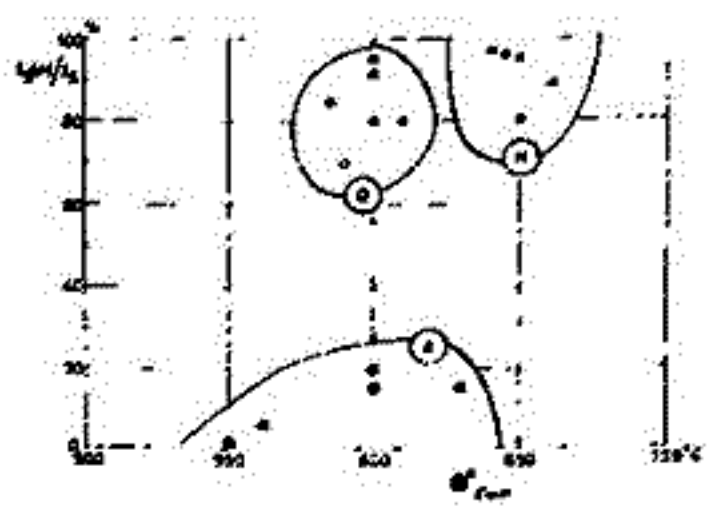


Fig. 3

ダイヤモンド中に見出されたきわめて始源的He

小嶋 稔・庄主繁男
(東京大学理学部)

南ア連邦内のいろいろな鉱山から採集された13ヶのダイヤモンド(各々約1カラット)を用い、これらに含まれるHe-同位体比($^3\text{He}/^4\text{He}$)およびHe存在度を測定した。この結果、2ヶのダイヤモンドにつき、 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比が $(2.35 \pm 0.53) \times 10^{-4}$ 、 $(3.16 \pm 0.25) \times 10^{-4}$ という異常に高い同位体比が見出された。この値は、大気中のHe同位体比の100倍以上、又、太陽系内で最も始源的と考えられている隕石中のHe-A($^3\text{He}/^4\text{He} = 1.4 \times 10^{-4}$)に比べても2倍以上大きい。

こうした異常に高い $^3\text{He}/^4\text{He}$ 同位体比の起源として、(a)このダイヤモンドが地球誕生時とほぼ同時に形成し、太陽系形成直後のきわめて始源的なHe同位体比を獲得した。又このダイヤモンドは、ほとんどU、Thを含んでいない。(b)地球のどこかに、U、Thをほとんど含まない領域があり、このダイヤモンドは、こうした未知の領域で形成された、の二つの解釈が可能であろう。

更にダイヤモンドに、 $^3\text{He}/^4\text{He}$ 比が、He-A(隕石中の値: Planetary He)より更に始源的な値を示すという事実は、地球・隕石の母天体の形成過程および時期が異なっていたことを示すものであろう。因みにHe-Aより大きい $^3\text{He}/^4\text{He}$ を獲得するためには、地球形成初期は太陽がD-burningを終了した時点で太陽風の照射を受け、この後に地球を形成した、と考えざるを得ない。

以上の実験結果にあわせ、De-Beer社から提供を受けた4個のプレミア鉱山産ダイヤモンドについてのK-Ar年代測定結果について報告する。

宇宙物質中の Os, Ir の同位体比異常

山越和雄 (東京大学宇宙線研究所-次線部)

宇宙物質中の各種元素の同位体比異常を調べ、pre-solar か、extra-solar event の解釈に役立つ手法は広く行われて、著しい成果を挙げている。この研究では、宇宙塵の extra-solar origin のものを含む可能性と、産成度の少ないコンドライト中の金属相に的を絞って、Os の三つの放射性アイソトプ、Ir の二つの放射性アイソトプ (いずれも中性子放射化によるもの) を、非破壊の形で分析を行っている。また、放射化したアイソトプの、母量数の 1 億分の 1 程度のアイソトプの原子数に換算するとき、

osmium		
184	0.018%	$\sigma_c < 200$ b
*185	93.6 d	$\sigma_c = 646$ keV (81%)
186	1.59%	
187	1.64%	
188	13.3%	
189	16.1%	
190	26.4%	
*191	15.4 d	$\sigma_c = 125,41$ b 129 keV (26.2%)
192	41.0%	
*193	30.0 h	$\sigma_c = 1,6,202$ b 460 keV (395%)
iridium		
191	37.4%	
*192	74.02 d	$\sigma_c = 100,3,5408,750$ b 316.5 keV (82.8%)
193	62.6%	
*194	19.15 h	$\sigma_c = 110$ b 328 keV (130%)

中性子捕獲断面積が未だ確定しておらず、原子炉中での濃中性子による (n, 2n) の奇与の評価など、実験上の課題も少なくない。宇宙塵として、NASA で配布している Brownlee's particle は、量が少なくて、洋海底堆積物より採取し、鉄質スピンを用いた。熱形成の結果、Os, Ir の濃縮度が著しく高い。

¹⁸⁴Os は s-process only, ¹⁹²Os は r-process only, ¹⁹⁰Os は、r-process の奇与の s-process の奇与の約 7 倍に近い。 ¹⁹¹Ir, ¹⁹³Ir は共に、r-process が圧倒的に大きい。超新星での元素合成の有様を反映している様子。アイソトプによって色々と異なり、結果の解析が続けられる。

同位体比異常を比べる過程は、(i) radiogenic (ex ¹⁸⁷Re → ¹⁸⁷Os) などの、(ii) 元素合成を反映しているもの、(iii) 熱形成などの化学分別過程の回りを考えられる。宇宙塵については、大気中の熱形成による化学分別の効果の評価が、当面最大の課題となるだろう。室内実験によるシミュレーションも今後の課題として行われる。

深海底堆積物コア試料中のイリジウム濃度

山越和雄(東大宇宙線研), 井上照夫(東大核研)

カリフォルニア大のアルバレスらが, 白亜紀と第三紀の境界層に, 異常に高いIrの濃縮を報告して以来, 世界中の各地の試料を用いて, 同じ境界層に調べられ, いずれもIrの高い含有率が報告されている。このIrは, 宇宙物質の地球への衝突と, その細片が全地球的規模に拡散したことを物語っている。Kyle, Wassonらは, 230万年前の南極海の地層に, 同じ様なIrの濃縮をみつけている。しかし, この地層の他の海域では, 発見されていないことから, 現象は local なものであったと考えられる⁽¹⁾。我々は, 海洋研白鳳丸の

Table 1. Specific activities of ¹⁰Be, ¹⁰Be ages, magnetic ages, differential sedimentation rates and concentration of chemical elements in core KH68-4-1B

Depth interval (cm)	Dry weight of sample (g)	In situ density* (g cm ⁻³)	Specific activity of ¹⁰ Be (10 ⁻³ d.p.m. cm ⁻²)	¹⁰ Be age (Myr)	Magnetic age† (Myr)	Differential sedimentation rate (mm kyr ⁻¹)	Chemical elements	
							Be (p.p.m.)	Mn (%)
0-35	9.7	0.24	1.77±0.23	0.11		3.2	1.83	0.53
35-75	14.2	0.24	1.57±0.20	0.22		3.6	1.78	0.53
75-110	12.4	0.25	1.20±0.17	0.30		4.4	1.65	0.52
110-155	13.7	0.24	1.25±0.15	0.41		4.1	1.66	0.53
155-190	12.1	0.25	1.25±0.18	0.50		3.9	2.24	0.56
190-230	13.8	0.24	0.97±0.13	0.59		4.4	1.49	0.54
230-265	11.6	0.24	1.37±0.20	0.69	0.69	3.5	1.88	0.56
265-300	10.0	0.24	1.09±0.15	0.78		3.9	1.79	0.60
300-335	11.7	0.23	1.05±0.15	0.87	0.89	3.9	2.15	0.46
335-365	9.6	0.23	1.19±0.20	0.97	0.95	3.0	1.52	0.44
365-415	18.8	0.25	1.21±0.17	1.13		3.1	1.72	0.56
415-465	18.9	0.26	0.62±0.09	1.23		5.0	1.70	0.66
465-515	17.9	0.24	1.34±0.18	1.43		2.5	1.82	0.64
515-570	18.3	0.24	1.01±0.13	1.61	1.65	3.1	1.76	0.61
570-625	12.0	0.23	1.14±0.16	1.85	1.85	2.3	1.64	0.51
625-675	16.7	0.22	0.76±0.10	2.00		3.3	1.79	0.52
675-730	17.2	0.22	0.75±0.12	2.19		2.9	1.87	0.50
730-790	22.5	0.24	0.69±0.13	2.39		3.0	1.70	0.44
790-850	20.1	0.23	0.14±0.08	2.43	2.43	15.0	1.56	0.37
850-905	18.6	0.23	0.34±0.06	2.53		3.3	1.59	0.53
905-968	18.5	0.23	0.86±0.16	2.84		2.0	1.53	0.46

KH-68-4(南十字星航海)で採取したコア試料の内, paleomagnetic 法で年代決定され, しかも, ¹⁰Be で詳しく調べられたものを用いて, 深さ別に Ir, Co, Fe を非破壊分析 (中性子放射線) (2)

* In situ density is defined as the ratio of the dry weight of sediment to the in situ volume occupied by the sediment.
† The depth is measured from the top of clay sediment filled in core pipe, whereas the depth presented in ref. 5 where the magnetic age has been determined is measured from the top of core pipe; the difference is 15 cm. The magnetic age tabulated here is normalized to the present depth.

で求めた。今回用いたコア試料は, KH-68-4, st.18 (01°59'N, 170°05'W) のもので, 南緯 170°W 線に沿って採取された一連のコア試料を次々と分析する予定である。230万年前の異常地層からは, 「Kyle particle」と呼ばれる Ir を異常に高く含有する粒子がみつかっており, 突入した隕石の破片と考えられるので, 今後, Ir の多い地層が発見された場合は, Ir を担う成分を固定し, 宇宙物質そのものの研究を行いたいと考えている。

文献

- (1) 山越和雄, Isotope News (4), 1982 「地層中に残された宇宙物質降下の痕跡」
- (2) T. Inoue & S. Tanaka; Nature 277 (1979) 209.

衛星環境モニタの試作

山田弘善 和田雅美
宇宙開発事業団 理化学研究所

SEM研究会 Vol. 70

目的 人工衛星の軌道上の動作は電離層プラズマとの相互作用及び宇宙線等の高エネルギー粒子の影響に左右され不可解な現象を示すことがある。不具合解析等においては宇宙観測の蓄積がこれまでにないほど蓄積されているので宇宙環境の把握は概略的な程度にならざるを得ない。Localに発生する現象の因果関係を究明するためには直接人工衛星上のモニタ出力を利用する方が有効であることから衛星環境モニタの研究を行う。

現状 宇宙開発事業団においてはこの目的のために衛星環境モニタの研究を進めている。昭和55年より理化学研究所、SEM研究会の支援を得て調査、設計、試作を、昭和56年度は性能評価試験を行っている。手がけるモニタは当面次の4点に絞ることとした。

- (1) 高エネルギー粒子モニタ (村上, 中本 = 立教大, 道家, 菊池 = 早大, 永田 = 玉川大)
Si半導体検知器(100 μ × 10mm ϕ , 500 μ × 20mm ϕ , L α ドリフト型)によるテレスコプ型で電子, 陽子, α 粒子のエネルギースペクトル及び粒子密度を測定する。また検知器の空乏層で生じた電離電荷を測定しエネルギー損失量を補算する簡易な吸収線量計も試作している。
- (2) 低エネルギー粒子モニタ (教本 = 電波研)
2段のバネット型質量分析計とアラウディイジで構成しプラズマの密度, 組成, 電位, エネルギー分析等を行う。質量掃引は周波数切換で H^+ , He^+ , O^+ の測定を行う。エネルギーは0~100Vの範囲である。
- (3) X線モニタ (今井, 竹内, 河野, 和田 = 理研)
マイカ窓(600 μ g/cm 2)の比例計数管2個と窓なし比例計数管1個, を主検出系としこれに荷電粒子の影響を除去するためアラスタックシンチレータ及び光電子増倍管による副検出系から構成され, 感測した高速電子, X線, γ 線及び人工衛星内部で二次的に発生したX線の強度を測定する。
- (4) 磁界モニタ (恩藤 = 電波研, 岡分 = 東大, 河村 = 地磁気観測所)
リングコア型フラックスゲート磁界計により地表から静電衛星高度までの地磁気変動を連続して測定する。(±500nT ~ ±64000nT)

計画 現在は地上用の試作品による試験を行っているが機会をとらえ機体への搭載を考えている。この衛星環境モニタは衛星工学上の必要性から研究開発を行うべきで宇宙空間での実測データが得られるようになるれば多方面での有効利用も可能であろう。

参考文献

- (1) 衛星環境モニタに関する調査検討報告書 (理研, 昭和55年)
- (2) SEM研究会報告3号 (1981)
- (3) 衛星環境モニタに関する設計検討報告書 (理研, 昭和55年)
- (4) 衛星環境モニタの試作成果報告書 (理研, 昭和56年)
- (5) Space Systems & Their Interactions with Earth's Space Environment.
(ed. H.B. Carrett, Progress in A&A vol 71, 1980)

700 - 70 表面材から放出される光電子の研究 — S-520-5号機による実験 —

町田 忍・鶴田浩一郎
宇宙科学研

* 実験目的 *

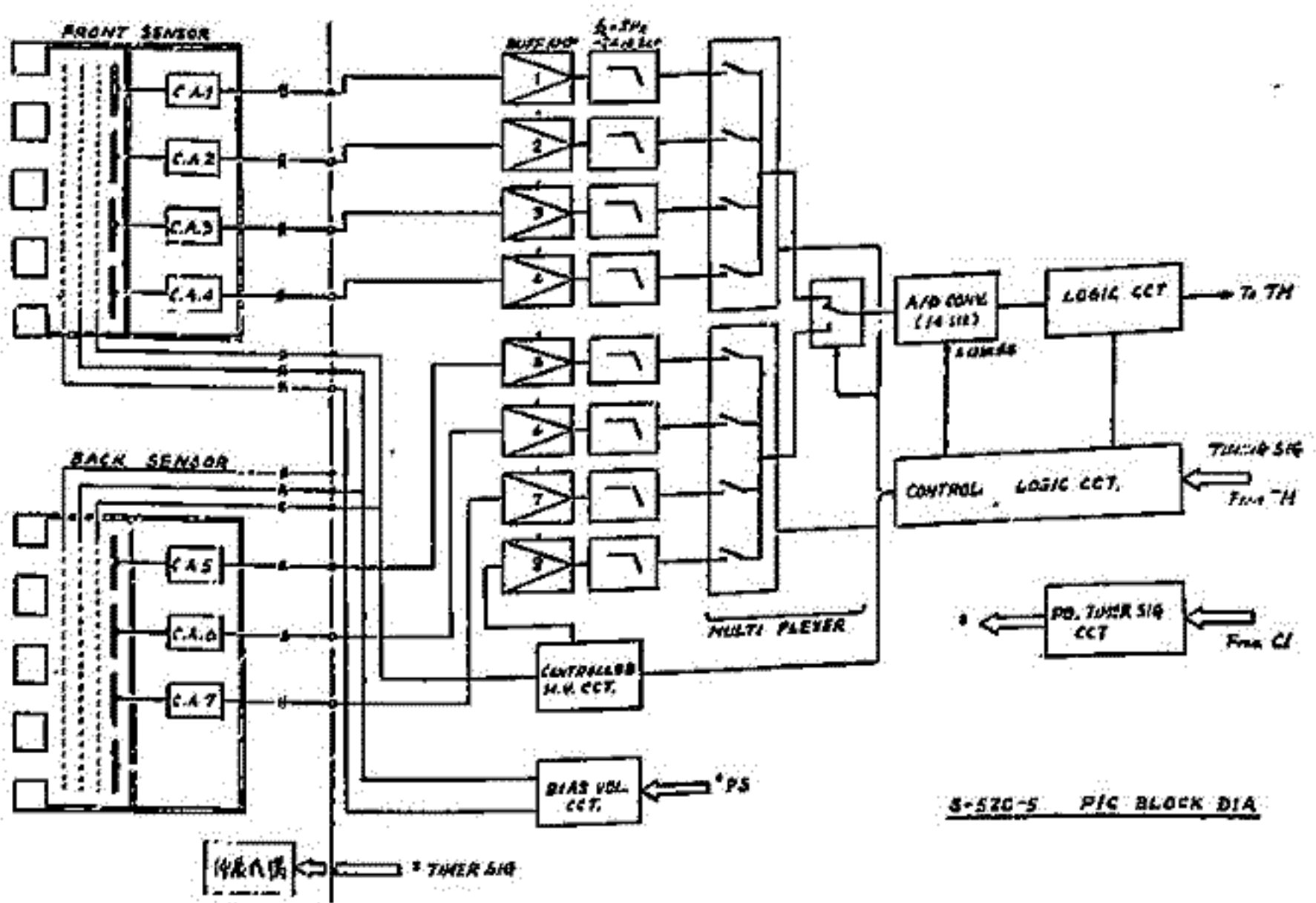
太陽から輻射される紫外線やX線の働きにより、飛翔体に搭載される700-70の表面から周囲のプラズマ中に光電子が飛び出す。負の電位をかけたグリッドにより、700-70全体を包み、700-70表面から放出される光電子を抑えることにより、電場の測定を精度良く行う方法が考案された [Tsuruda et al., 1981 秋の学会]。本実験は、700-70の表面材として考え得る、数種類の試料から放出される光電子が、上記のグリッドにより、いかに抑制されるかをみるために行われた。

* 装置概要 *

700-70表面材試料としては、金・モリブデン及び、モリブデンの表面に炭素を付着させたものを搭載した。これらの試料の1組 (図中 C.A. 1~4) は太陽を追尾する方向に、すなわち、他の1組 (図中の C.A. 5~7) は反太陽方向に向け、光電子抑制の様相を調べることを行った。

センサーに最も近い所に光電子抑制用のグリッドを置き、さらに、他の2つのグリッドにより、電離炉中のプラズマが試料上に流入してくると防止し、光電子放出に伴い、電流値を測定した。

S-520-5号機は、搭載装置制御により、太陽視角 $\leq 10^\circ$ (度) の高精度を実現したもので、本実験には最適であった。



S-520-5 PIC BLOCK DIA

遠山文雄・青山 巖
(東大工)

これまでのロケット観測は、打上げから下降時の電離層を通過して大気中に再突入し始める高度約70 Kmまでが観測実験範囲であったものがほとんどだったが、1980年から新しい観測ロケット、S-520型が使用され始め、ロケット回収実験も試みられ、今後回収ロケットによる科学観測や高度70 Km以下の低高度における観測も増えろと予想される。そこでここでは注目された大気への再突入から低高度でのロケットの姿勢変化について、地磁気姿勢計のデータによる解析を行った結果について述べる。そして1981年9月に初めて回収に成功したS-520-4号機の再突入における姿勢解析結果と最近の観測ロケットの姿勢変化についてもあわせて報告する。

再突入時の姿勢 ロケットの定常的運動が大気への再突入によってくずれるのは高度約70 Kmからで、ロケットのタイプ(形状等)や突入前の運動状態によって異なるが、ほとんどはスピンやロケット軸方向に大きな変化がみられる。大別すれば(A)スピンのあつて尾翼のあるもの、(B)スピンのあつて尾翼なし、(C)非スピンの尾翼あり、(D)非スピンの尾翼なし。の4つのタイプによって姿勢変化は異なる。A型(K-9Mなど)は20~30 Kmまでスピンの上昇し以後スピンのダウンする。ロケット軸方向は大きなコーニングからほぼ速度ベクトル方向に収束する。B型(S-520-4など)はスピンの増加はなく減少する。C型(S-210-12など)は高度20~30 Kmでスピンのあつた。D型(K-10-14など)はスピンのあつたからフラットスピンとなる傾向がある。これらの傾向から空力加熱や破壊によるトラブルを避けるには、翼のないロケットの場合は横軸まわりのスピンのあつた方がよいと思われろ。

S-520-4号機の再突入時の姿勢 初の回収実験が行われ、基本計器部の回収部の回収に成功した。高度約75 Kmで大気層に突入し、それまで約3°位の小さなコーニングをしていたロケットは約60°の大きなコーニングで落下し12 Km位からフラットスピンのあつた。7.5 Kmでのパイロットシュート以降は約1~1.5 Hzの回転をしている。その回転軸は一定ではなく最大25°の揺れをもち、横軸まわりの回転もゆるやかなあつた。

観測ロケットの最近の姿勢 最近の観測ロケットの姿勢はかなり安定しており、S-210型を除いて、姿勢変化のバラつきは少なくなった。主な観測ロケットの平均的なスピンの周波数、コーニング角(半頂角)およびコーニング同期を下表に示す。尚、ロケットの姿勢制御のあるものなどについては除いてある。

ロケット 号機	打上年	機数	* 角種ロケット		
			スピン平均(Hz)	半頂角平均(度)	周期平均(秒)
K-9M-65~74	1979~82	8	2.3	8	63
S-520-1~4	1980~82	3	0.9	10	82
S-310-1~11	1975~81	11	1.3	12	178
S-310JA-1~7*	1976~78	7	0.9	13	192
S-210JA-20~29*	1976~77	10	2.0	34	76

単一スペクトル線光ポンピング磁力計の精度I

小川 徹, 藪崎 努, 北野 正雄
(京都大学超高層電波研究センター)

表1

	⁴¹ K	⁸⁷ Rb	¹³³ Cs	Proton
natural abundance (%)	93.1	27.2	100	
no. of lines	4	4	8	1
γ/g (Hz/g)	7.0	7.0	3.5	0.045
Δf (mT)	0.9	0.5		1.3
D_1 (mm)	262.9	274.9	279.4	
D_2 (mm)	266.5	270.0	252.1	
T (%)	60	40	20	
$F = 0.5 \times 10^4$ T				
$(\omega_{e1} - \omega_{e2})/g$ (Hz)	531	36	6.7	
$F_{e1} - F_{e2}$ (mT)	76	5.2	1.9	

1. はじめに 現在地磁気の観測の標準はフロン磁力計により、その構造が簡単でしかも高精度の特長を有している。しかしその原因は必ずしも明らかでないが、精度の限界は0.1mT程度であると推定されている。一方、複合スペクトルの光ポンピング磁力計はスペクトル構造の複雑さにもかかわらず、0.1mT程度の安定性をもっていることが報告されている¹⁾。従って、次段階の標準磁力計として単一スペクトル線光ポンピング磁力計特にアルカリ金属磁力計(SLAM)が有望と考え検討を進めている。単一スペクトル磁力計は既に2,3の報告があるが、安定性の報告のみで、精度については言及されていない。今回は特に重要なアルカリ金属中の原子の選択、隣接ゼーマンスペクトルによる誤差、単一スペクトルの非対称性につき検討したので報告する。

2. 原子の選択 アルカリ金属原子の磁力計としての特性は種々あるが、複合スペクトルの場合は光源輝度、セル温度の変化に対し最も誤差の小さいのはゼーマン副準位数が多い¹³³Csである²⁾。しかし単一スペクトルではこれらの誤差は極めて小さいと推定されシステム全体の信号対雑音比の変化が重要となる。従って単一スペクトル磁力計としては核スピンの小さく副準位数が少ない⁸⁷Rb, ⁴¹Kが適していると思われる。表1はprotonも含めた特性の比較表である。RbとKではゼーマンスペクトル間隔の広い点ではKが、半値幅が狭く、 D_1 線- D_2 線間隔が広い点ではRbが勝っている。

3. 隣接スペクトルの誤差 光ポンピング磁力計はスペクトルの中心周波数を測定して磁場の絶対値を知る原理であるから、図1のように複数のスペクトルが隣接している場合は中心周波数に誤差を生じる。いま図2のような磁力計を考え、シンセサイザーの周波数 ω がAFCにより図1の最高ピーク I_{01} 附近に固定されるとすれば、

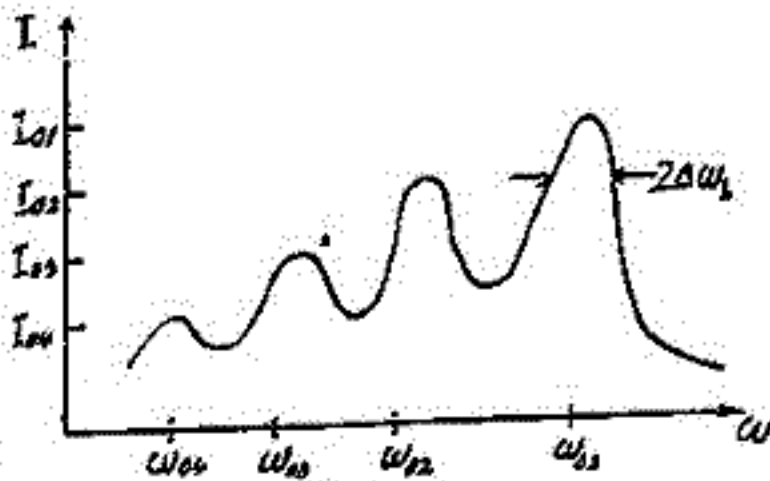


図1

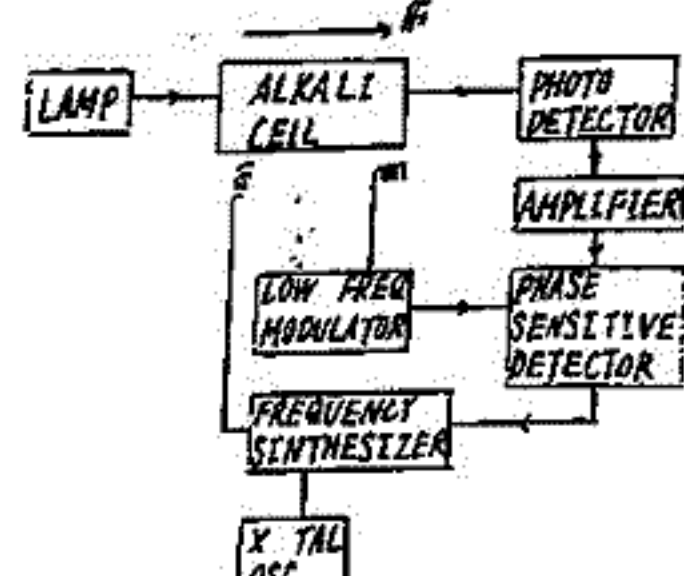


図2

$$\frac{dI(\omega)}{d\omega} = 0 \quad (1) \quad \text{ただし } I(\omega) = \sum_{i=1}^n I_{0i} \frac{\Delta\omega_i^2}{(\omega - \omega_{0i})^2 + \Delta\omega_i^2} \quad (2)$$

$$\text{従って } \sum I_{0i} \frac{\omega - \omega_{0i}}{(\omega - \omega_{0i})^2 + \Delta\omega_i^2} = 0 \quad (3) \quad \text{誤差 } \delta\omega = \omega - \omega_{01} \text{ であり、第}$$

2のスペクトル以外による誤差は小さいので $\Delta\omega_1 = \Delta\omega_2 = \Delta\omega$ 、 $\Delta\omega \ll \omega_1 - \omega_2$ の場合は $\frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \approx \frac{I_{02}}{I_{01}} \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_1 - \omega_2} \right)^3$ (4) $\Delta\omega \approx 2\pi \cdot 10$ (rad/sec) の場合は誤差は⁸⁷Rb, ⁴¹Kに対してそれぞれ10mT, 6×10^{-4} mTとなる。単一スペクトルの非対称性 単一スペクトルではスペクトル幅を生じる原因が主として原子衝突であるから、衝突幅の非対称性を考慮する必要がある。従ってスペクトルの強度は、 $I = I_0 \Delta\omega \left[\frac{1}{(\omega_0 - \omega)^2 + \Delta\omega^2} + \frac{1}{(\omega + \omega_0)^2 + \Delta\omega^2} \right]$ (5)

$dI/d\omega = 0$ より磁力計の誤差 $(\omega - \omega_0)/\delta$ は 2×10^{-4} mT となり問題にならないことが分る。5. 結論 以上の検討結果により、単一スペクトルアルカリ金属磁力計は諸点を適当に選べばフロン磁力計と同等或はやや勝れた精度を有する可能性があることが分る。今後の問題点は光回路、電子回路を含めた定量的な検討特に光強度、信号対雑音比、制御ループの構成などを考慮する必要がある。

文献 1) 河村ら：磁場精密測定、総合(A)合同研究会(1981年11月)
2) 例えは J. H. Allen and P. L. Bender: JGG 24/105(1972). 3) T. Yabuzaki and T. Ogawa: JAP 45 1342 (1974).

若杉耕一郎・松尾優・深尾昌一郎・加藤進

(京工大・工学)

(京大・工)

(京大・超高層センター)

中層大気(高度 10 - 100 Km)の観測手段として大型ドップラレーダーは大気の構造を連続的に観測できるという特長がある。大気の種類パラメータを推定するためには、各高度からのエコーを時系列データと見なしFFTにより散乱スペクトルを推定する方式が普通用いられている。このスペクトルの推定値はレーダーシステムや信号処理の影響を受け、真のスペクトルと一般には一致しない。したがって適切な散乱モデルを仮定し、これらの影響を十分検討しておく必要がある。このモデルとして Booker - Gordon の乱流散乱モデルと乱流層からの Fresnel 反射モデルがある。散乱電力が天頂角に依存するという観測結果に基づき、大気屈折率のゆらぎの非等方性を考慮し Booker - Gordon の理論を拡張したモデルを仮定する。この場合観測で得られる散乱スペクトル $S(\omega)$ は次式のようになる。

$$S(\omega) = \iint \phi(K, \omega) |H(K, \omega)|^2 dK d\omega \quad (1)$$

ここに、 ϕ は大気屈折率のゆらぎの 4 次元スペクトル、 H はレーダーシステム及び信号処理の影響を表す関数でアンテナビーム幅、パルス幅、FFT のデータ長等に依存する。

(1) 式に基づいて散乱スペクトルが推定されるが、この精度を決める上で重要な周波数分解能を考える。FFT による時系列データ処理では、周波数分解能は一般にデータ長の逆数に比例するとされている。しかし、レーダー観測では、本来、時間 - 空間の 4 次元のデータを一次元時系列データと見なし処理している。このため大気のゆらぎの時間変動のみならず、空間的な変動の性質の違いが、散乱スペクトルの推定に影響する。図. 1 は水平風速が 30 m/s、アンテナビームを天頂に向けた場合のデータ長と周波数分解能の関係を示したものである。実線は大気のゆらぎが水平方向の各点で完全にランダムである場合、点線は、逆に各点の変動がコヒーレントである場合である。後者では周波数分解能がデータ長に比例し、通常の一次元の場合と一致する。しかし、前者では、水平風により散乱体がアンテナビーム内を通過するためデータ長のみで周波数分解能が決定されないことがわかる。実際にはゆらぎの非等方性の程度により、これらの中間の値をとるが、(1) 式に基づいてこれらの関係についての議論を行う。

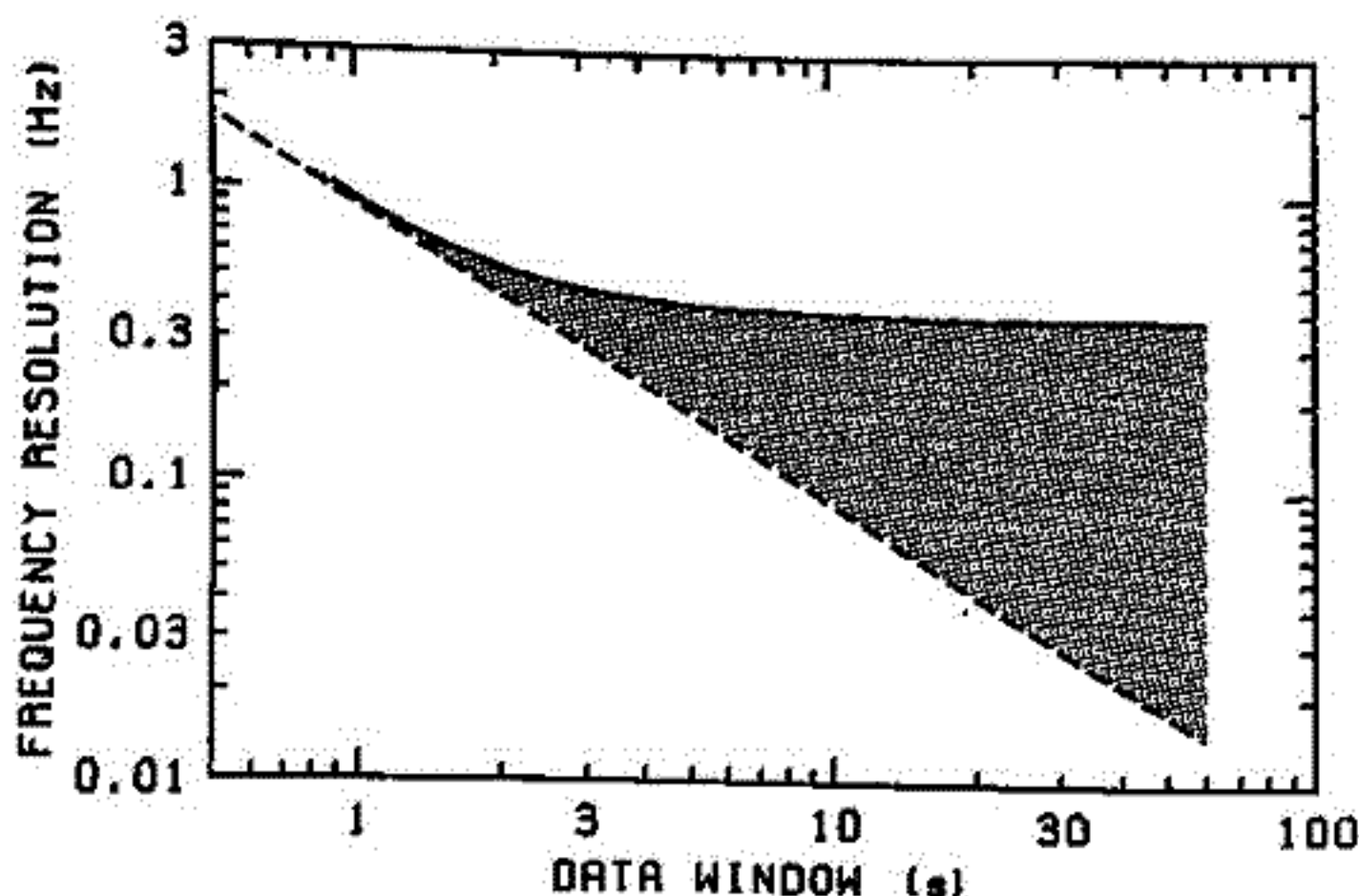


図. 1 散乱スペクトルの周波数分解能とデータ長の関係。実線及び点線は散乱体のゆらぎの水平構造が各々インコヒーレント、コヒーレントな場合を示す。ただし、アンテナビームは天頂方向、水平風速 30 m/s、レーダー周波数 50 MHz、高度 20 Kmを仮定している。

佐藤 亨 ・ 深尾昌一郎 ・ 加藤 進
(京大工) (京大超高層)

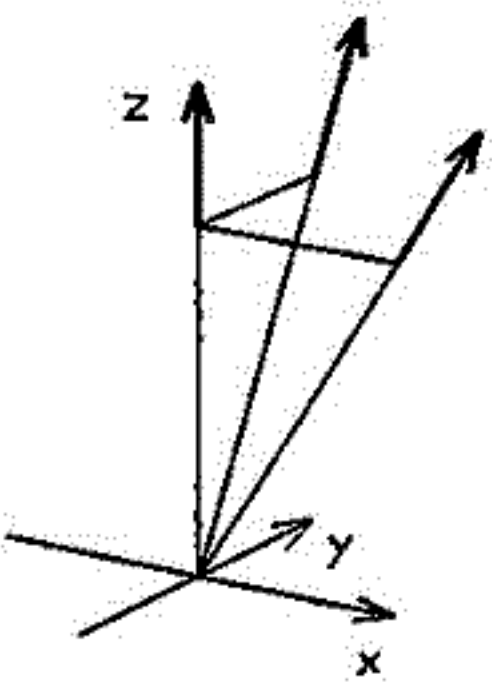
前回の報告¹⁾では、近年大型レーダーを用いた中層大気観測において試みられているVAD (Velocity-Azimuth Display) 法やSAD (Spaced Antenna Drift) 法をMULレーダー観測に適用する場合のビーム走査法やアンテナ分割法について検討し、これらの方法における風速の測定誤差を計算機シミュレーションにより評価した。その結果、VAD法ではビーム走査半径の数倍程度の水平波長を持つ重力波が存在する場合に推定誤差が大きくなり、またSAD法では水平風速が増大すると共に推定誤差が急速に増加する事が示された。

MULレーダー観測においてはビーム走査方向が自由に変わるため、アンテナビーム天頂角を一定に保って観測を行なうVAD法をさらに進めた2次元ビーム走査(下図)が可能である。この場合は観測方向をビーム走査可能範囲内に一様に配置する事により短波長重力波の影響を低減できるが、VAD法の場合に用いられる、視線速度を方位角に對して推きこみに正弦波をあてはめる事によって風速ベクトルを推定する方法は利用できない。本報告では、まず従来からの3ビーム法、VAD法、及び2次元ビーム走査法のいずれにも適用できる一般化されたDBS (Doppler Beam Swing) 法に対する風速ベクトル推定アルゴリズムについて述べる。次にこのアルゴリズムと計算機シミュレーションを用いてこれらの各観測方法の推定精度を比較、評価する。

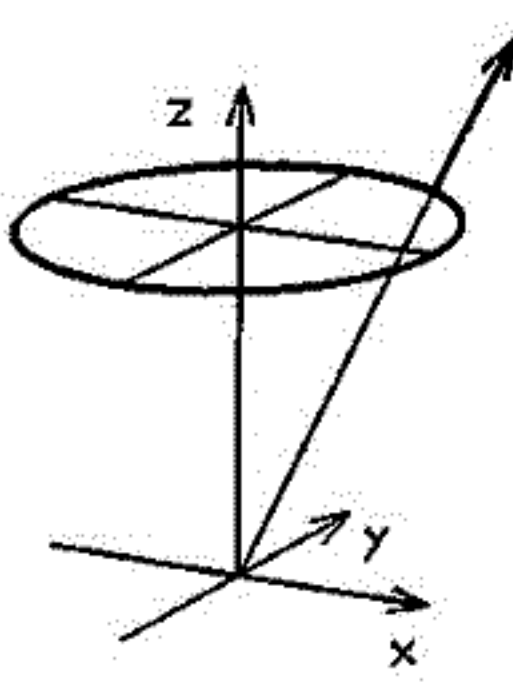
モデルとしては空間的に一様な風速場に推定誤差の原因となる短水平波長重力波を加えたものを用い、これを各観測方法に對した点でサンプルし、推定される背景風の各成分の誤差、及び誤差の推定値の妥当性を検討する。推定誤差は与える重力波の水平波長及び位相によって変化するので、位相に關して平均し、波長依存特性を調べる。さらに、重力波が非干渉性で一様な波長分布を持つ場合について、観測方向数の制約のもとでの最も誤差の影響を受けにくいアンテナビーム走査方法を導出する。

参考文献

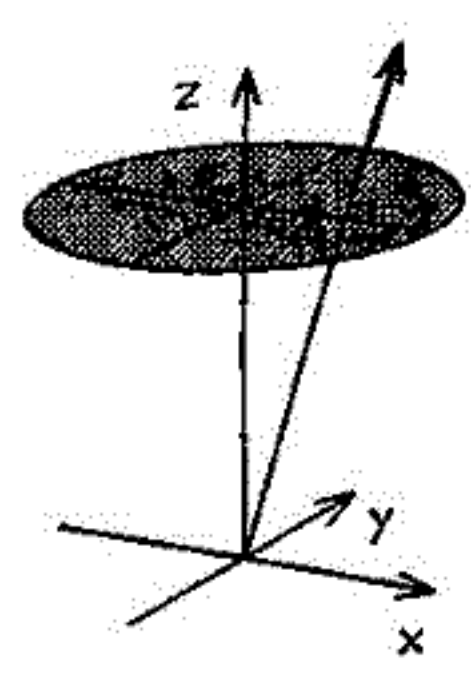
- 1) 佐藤・深尾・加藤, 日本地球電気磁気学会第71回講演会予稿集, 1982年5月。



3ビーム法



VAD法



2次元ビーム走査法

Sodium layer の成層機構について

齋田 三彦, 岡野 幸一, 大沼 利弘, 上山 弘
 東北大学理学部 超高層物理学研究施設

蔵王観測所においては, 1980年夏以来, 超高層 sodium layer の lidar 観測を続けており, sodium atom density の height profile の微細構造の日変化, 季節変化などについて, 貴重な data が累積しつつある。(第1図は, column density の季節変化を示す。) 今回は, 特に, これらの data を基に, sodium layer の成層機構についての考察を試みる。

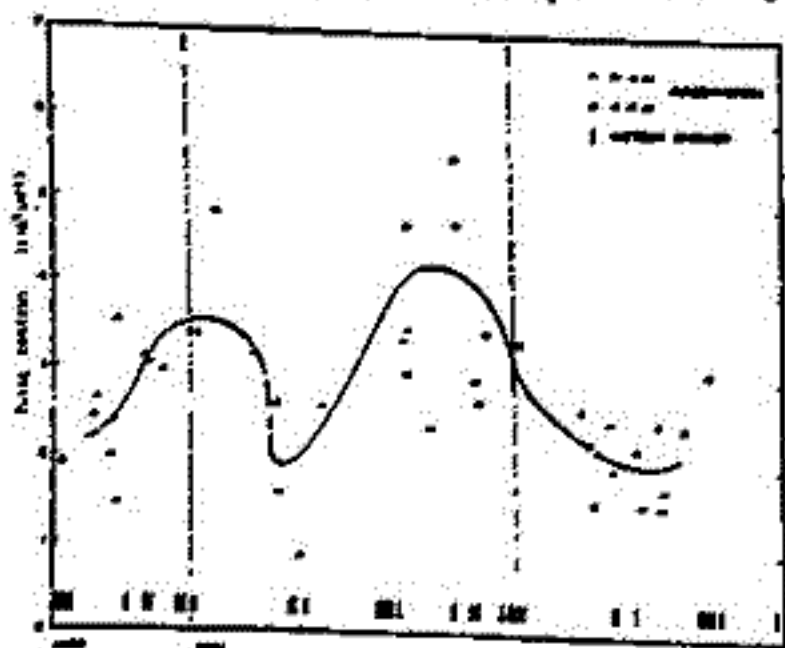
Na に関する化学反応は数多く考えられるが, その中で,



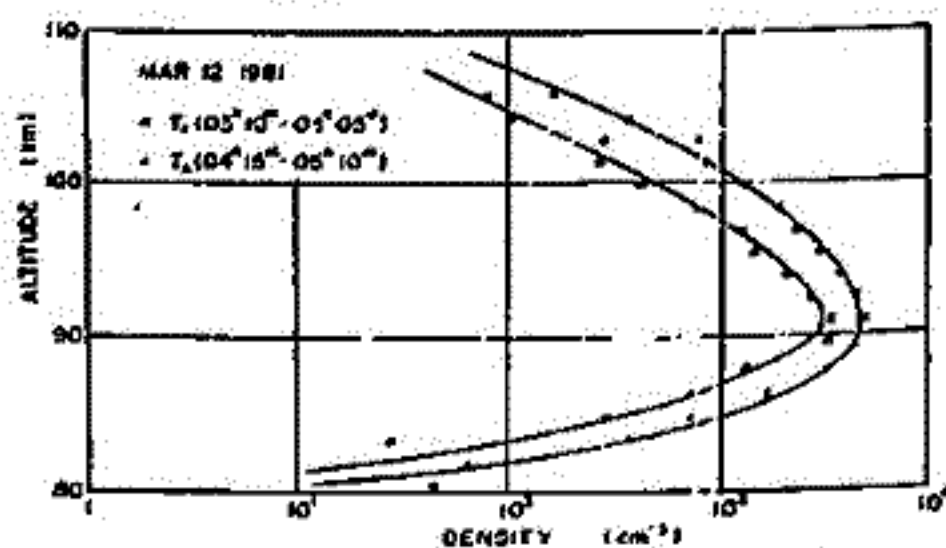
は極めて速く, Na 密度と NaO 密度は速やかに (10分程度で) 化学平衡に達する。従って, 観測で得た Na 密度の変化だけでなく, NaO を含めた $m = (\text{Na}) + (\text{NaO})$ についての増減を考慮する必要がある。(第2図参照) m に関する連続の式から, Na と NaO の生成率 Q は,

$$Q = dm/dt + \text{div}(\tau v) + L \tag{1}$$

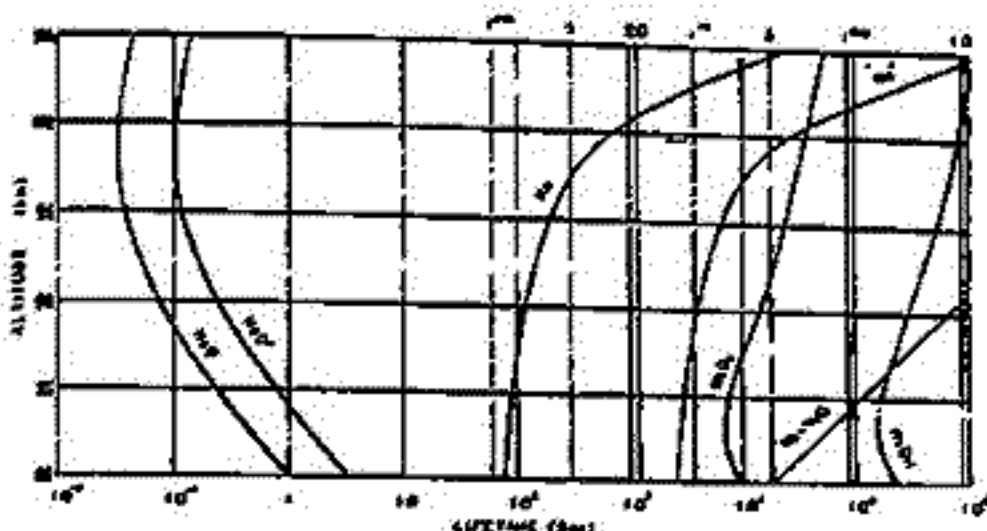
で与えられる。(L は m の化学的損失率) 水平方向の勾配を無視し, 観測に基づいて, (1) 式右辺の各項を計算し, Q を求めることができる。一例として, 第3図に, 1981年3月12日の明け方, T_1 と T_2 の各々の時間帯の平均の Na 密度 profile を示す。 T_1 から T_2 までの65分間の変化が, 各高度とも時間的に linear と仮定して, Q を求めた結果が第4図である。(eddy diffusion coefficient を parameter として描いてある。) これにより, 約90km の高度に peak をもつ Na と NaO の input があることが明白である。厚さで推定すると, $8.7 \times 10^8 \text{ atoms cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ の deposit が約1時間続いたことになる。



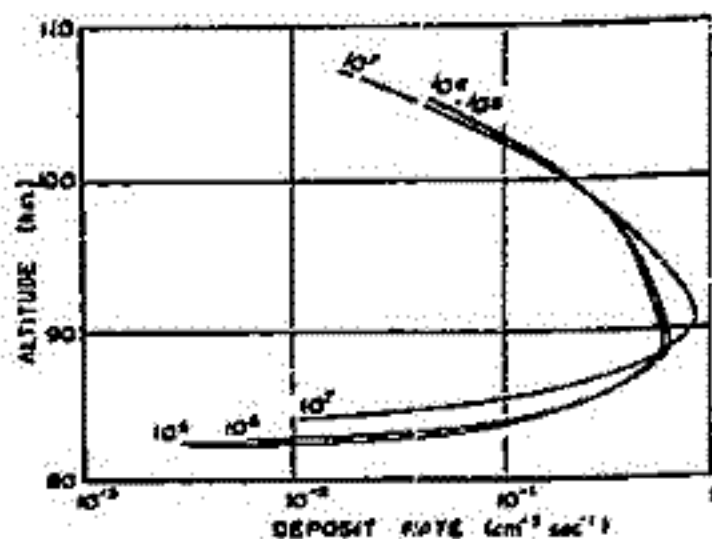
第1図



第3図



第2図



第4図

南極昭和基地における中性大気微量成分 (O_3 , NO_2 , NO_3) 観測計画 — 大気球観測, 地上観測

柴崎和夫¹⁾, 岩上直幹²⁾, 小川利紘²⁾, 福西 浩²⁾, 平沢成男²⁾
1) 極地研 2) 東大理

1. はじめに MAPの一環として昭和基地においても各種中性大気微量成分の観測が実施される。昨秋(1981年11月)出発した23次隊においては大気球による O_3 , NO_2 の観測, オゾン・ゾンデ, ドアリン分光計等による集中的なオゾン観測が計画され, 現在順調に観測が進められている。

今秋(1982年11月)出発する24次隊では大気球観測の他に, 紫外・可視分光器を用いた地上からの微量成分観測を計画している。今回は大気球による O_3 , NO_2 観測および NO_2 , NO_3 の地上観測計画について観測方法, 機器等について報告する。

2. 大気球観測

O_3 : オゾン・ゾンデ用装置を大気球用(長時間観測)に改造して使用する。

NO_2 : 波長430~450nm領域の吸収帯を利用した吸収スペクトル統計分析法¹⁾を用いる。太陽を光源とし, 日没時に観測を行って成層圏 NO_2 の高度分布を求める。観測器は太陽追尾装置をつけた分光器である。23次隊ではJ-Y社のH-20型分光器を改造して使用しており, 小型化が進んだ。24次隊で使用する装置はさらに小型化した分光器・太陽追尾装置を開発したもので, 種々の工夫をこらしている(第1図にアロック図)。

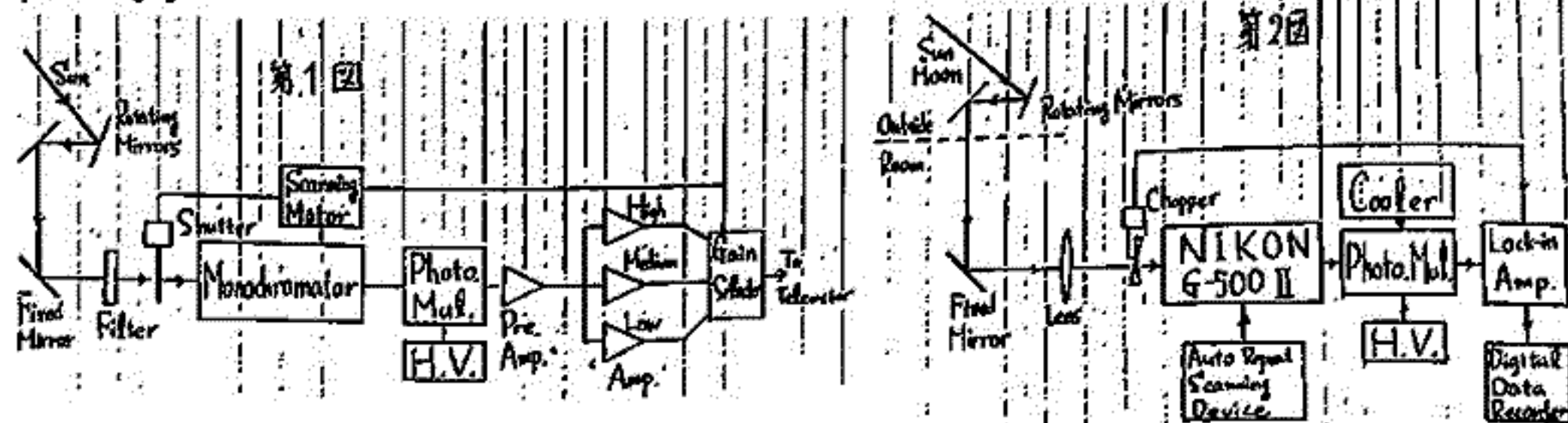
大気球観測ではゴンドラ全体を方向規正する。また南極では制振を正確に行うことができないので精度の高い絶対圧気圧計を搭載して高度を求める。なお大気球には O_3 , NO_2 測定器の他に大気電離度を測定する電離計も搭載される。

3. 地上観測

NO_2 : 昼間は太陽, 夜間は月を光源とし430~450nm領域のスペクトルを取得して大気 NO_2 全量を求める。太陽・月の自動追尾装置を屋上に設置し光を室内に導入する。分光器はNIKON G-500 IIに自動波長走査機構を取り付けて使用する。信号はA/D変換をしてデジタル・カセットレコーダーに記録する。

NO_3 : 波長650~670nm領域の吸収帯を用い, 夜間月を光源として観測を行う。使用分光器は NO_2 観測と同じであるが, 集光レンズ, 光電子増倍管の冷却器を用いS/N比を向上させる。

第2図にアロック図を示す。太陽・月追尾装置, 自動反復波長走査機構等の工夫がなされている。



参考文献 Ogawa, T., K. Shibasaki and K. Suzuki

1) Balloon observation of the stratospheric NO_2 profile by visible absorption spectroscopy, J. Med. Soc. Japan, 29, 410, 1981.

レーザーヘテロダイン分光方式による 成層圏オゾン高度分布測定について. II

上山弘, 市川敏朗, 岡野章一
(東北大理) (岐阜大) (東北大理)

レーザーヘテロダイン分光方式による測定されるオゾン回転線の吸収線型からオゾンの高度分布を求めるには, inversion法を用い次式によって計算する。

$$n(z_i)_{k+1} = n(z_i)_k \cdot \frac{(\ln \tau_{y_i})_{obs}}{(\ln \tau_{y_i})_k}$$

$$(\ln \tau_{y_i})_k = - \int_0^{\infty} W(z_i, y_i) \cdot n(z_i)_k dz_i$$

$$W(z_i, y_i) = S(T) \cdot b(P, T, y_i)$$

ここで n : オゾン密度, τ_{y_i} : 波長 y_i における透過率, k : 試行回数, z_i : 高度,
 W : Weighting function, S : 線強度, b : ラインプロファイルを与える関数, P : 圧力, T : 温度
 y_i は探測しようとする高度 z_i において $W(z_i, y_i)$ が極大となるように選ぶ。

この方法で算出されるオゾン密度の不確かさには, 観測される量 τ_{y_i} に含まれる偶然誤差に加えて各種の系統誤差が寄与する。それは温度, 圧力の高度分布およびローレンツ半値幅に含まれる誤差である。ここでは, これらの量が真の値から外れていた場合に, 算出されるオゾン高度分布がどのような誤差をもつかについて検討を加える。また τ_{y_i} に偶然誤差であるノイズが加った場合の観測値の補正のとりあつかいについても検討した結果を報告する。

inversion法でオゾン高度分布を求める際に, weighting functionの型が重要となる。前回の学会では, 上記の式で与えられる通常の weighting function, W の波長に関する微分値 \dot{W} を weighting function として用い, 通常の方法よりも良好な結果を得たことを示したが, 今回さらに別な方法による weighting function を用いて simulation を行った結果を報告する。新しい weighting function は, ある高度において4本の波長における W から2組の差をつくり, さらにこれらの差をとるものであり, 極大高度より下方での減少が W, \dot{W} に比べて急激であるという特徴をもつ。

気球及び航空機搭載用 NOx 測定器の開発

高木増美 近藤 豊 岩田 晃

名古屋大学空電研究所

我々はMAP計画に基づき、気球及び航空機搭載用のケミルミネセンス方式のNOx測定器の開発を行ってきた。測定器の基本的な構成は既に報告済みである(オ一回MAPシンポジウム報告参照)。プロトモデルを今年初めに製作し、その諸特性を実験的に調べてきた。実際の測定信頼性を確かめるために以下の事柄を重点的に調べた。

1. ケミルミネセンス光に対する光電子増倍管の出力信号への電気的なノイズ

プロトモデルではバルブの切換器及びオゾン発生器からの電気的なノイズが光子計測用パルスアンプに大きく影響する事が分った。特に後者のノイズは重大である。これらのノイズは最終的にはアンプ及びオゾン発生器のシールド、電気回路のノイズ対策など総合的な処置により、解決することができた。

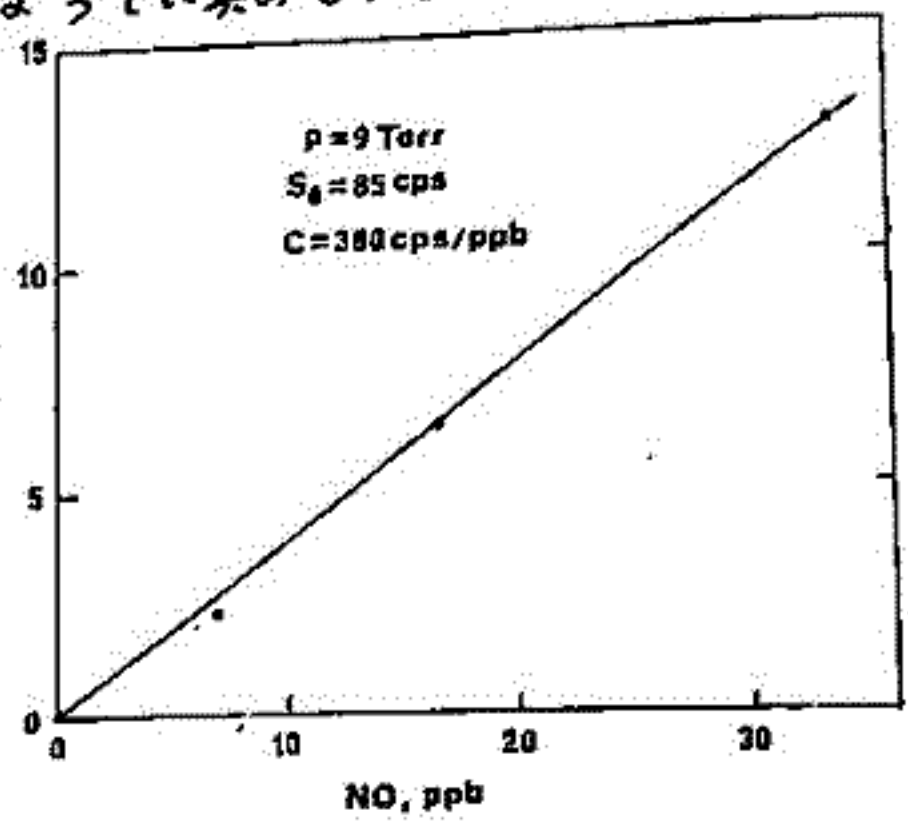
2. NOx濃度と出力信号の比例関係及び感度

一定圧力(約9 Torr)及び全体積流量約200L/分の条件でNO濃度対光子計測数の関係を調べた。NO濃度は約3 ppmのNO/N2をサンプル大気に4-20cc/分の流量で約50秒間流すことにより与えた。低濃度(つまり小流量の場合、光子計測数がやや小さくなる傾向がある。NO/N2流量は1%の精度で実験室で検定してある。従って、この原因は小流量の場合NOが50秒間ではまだ平衡濃度に達していないことを示唆している。この臭を除けばlinearityは良い。この時の感度は380 count/ppb/sec. ということである。気球測定器の場合実際の体積流量はこの実験の2倍程度であるので約2倍の感度が得られる。この感度は成層圏NOの測定には充分であるが、対流圏上部のNOxの測定用には更に感度を上げることが望ましい。現在新しい反応器を製作中であり、これにより感度を3-4倍上げることが期待される。

3. ゼロ信号

NOが全く存在しない時でも、オゾン反応器自体との反応に伴う発光による光信号の出力がある。今の実験条件で信号レベルはNO濃度に換算すると約0.2ppb程度であり、無視できないことが分った。(圧力、流量によって変化する。)従ってこのゼロレベルの信頼ある測定が、低濃度NOxの測定に決定的に重要である。通常オゾンを反応器の上流に流しNOが反応器に達する前にNO2に変換してしまふことによりゼロレベルを決めている。しかしこの方法によるゼロレベルは実験条件によっては真のゼロレベルと異なることがあるので注意が必要であることが分った。

同時にゼロレベルの時間変動についても調べた。これらの諸特性の実験結果については会場で報告する。以上の特性を考慮した上でプロトモデルに改良を加え数pptのNOxを検出できるフライトモデルの製作に入っており、57年度中に航空機測定、58年度以降に気球観測を行なう予定でいる。



松崎孝好 中村良治 伊藤宮彦
(宇宙科学研究所)

1. 本研究の観測は、May 31, 1979 に三陸の気球観測所において行われた。これは FY. 第 1 回半連年時期に、Alaska に科学衛星を用いた SAM II 測定に関する ground-truth exercise が行われた。本研究は、これらの結果と比較して検討する。本観測の時期に、Soufrière 火山に起因しているエアロゾルの増加が、Fukunaka の観測された年と Hirono の LIDAR の観測結果は報告している。Alaska に於ける共同観測では、この時期の成層圏エアロゾルの量は background level であり、これは日本上空に於いて Soufrière 火山の影響がどのような様にあるかと見ることが出来る。

2. 本研究は、大気散乱法を用いたソフトウェア測定結果に基づき、その方法論の正当性を Mie の散乱理論に基づく計算を行ってその F₁ 項を示す。

3. 結論として、本観測結果は本質的に background level のものとあり、Alaska に於ける観測結果や Pinnick のモデルよりも若干多いと出ている。LIDAR で観測された Soufrière 火山の影響が多少あると見られる。Elterman のモデルは、St. Helens 火山噴火後の結果に近く、本研究の観測結果は、これらのものと一致しない。その場合、

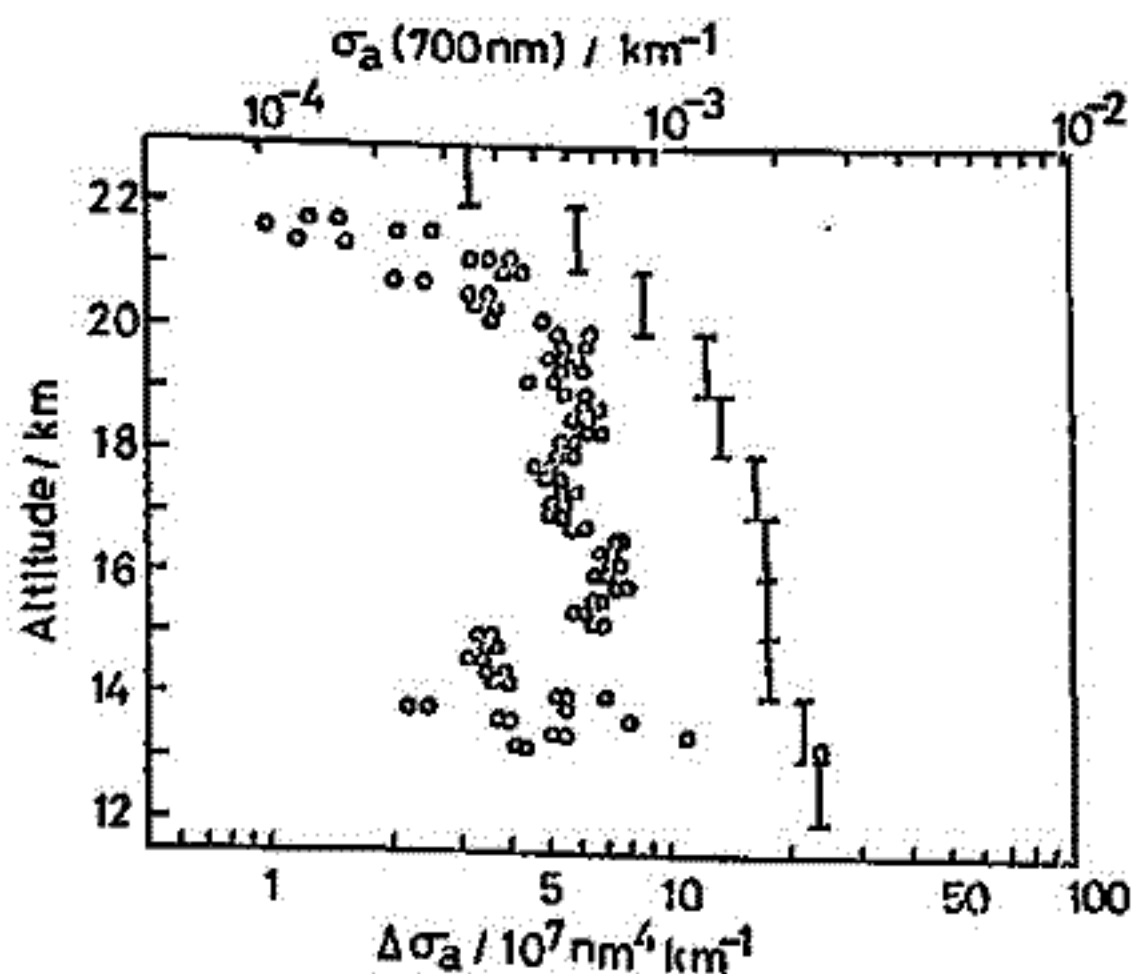


Fig. 1 成層圏エアロゾルによる extinction の高度プロファイル。
○: Present result
I: Elterman's model

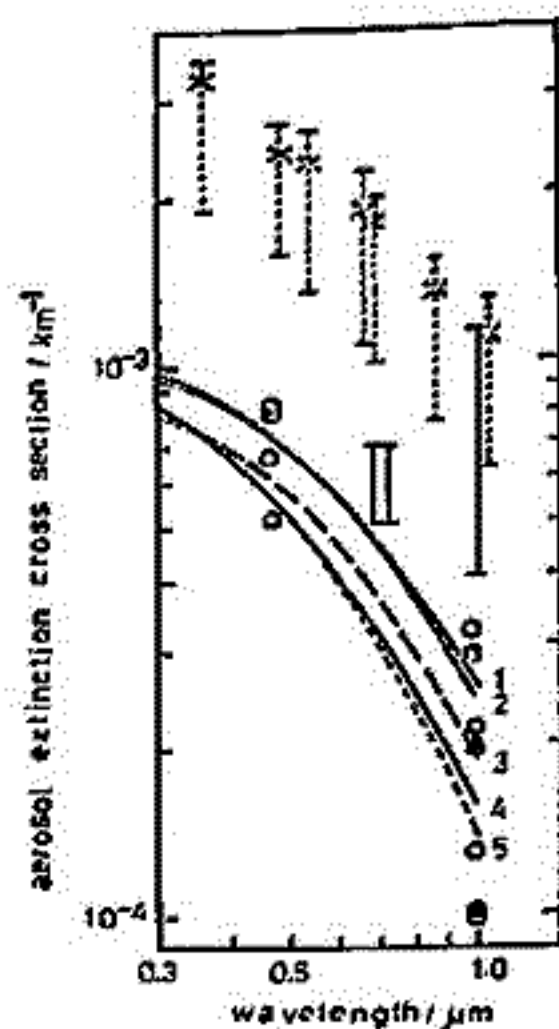
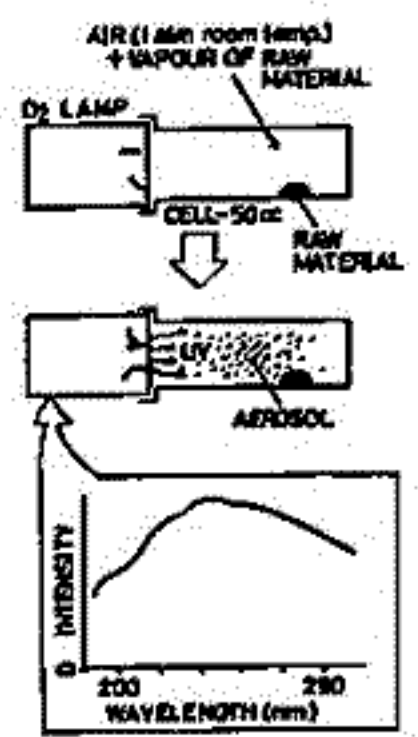


Fig. 2 II: Present result
○, Δ: background condition
I: St. Helens volcanic enhanced condition
curves 1-5: Pinnick's model

光化学反応による有機気体からのエアロゾル生成

関谷 隆司, 藪崎 努, 北野 正雄, 小川 敏
京都大学超高层電波研究センター

エアロゾルとは、気体の雰囲気(分散媒)の中に固体または液体の微粒子(分散質)が分散しているものを指す。エアロゾルの範疇に属するものは、天然・人工に豊富に存在する。なかでも光化学反応によりエアロゾルの生成する現象の研究は、古くは Tyndall (1869年「太陽光による窒化ブチル粒子の生成」)にまでさかのぼる。近年では、環境問題と結びつき光化学スモッグの研究が盛んであり、成層圏エアロゾルや地球外天体の大気圏エアロゾルも注目されている。またレーザー光化学反応による人工エアロゾル生成¹⁾²⁾は、条件の調整を任意に行えることから粒子化過程一般の有効な研究手段として期待されている。



先に我々は、有機気体からのエアロゾル生成について報告した³⁾。この現象は、ある種の有機物質のガスと空気の混合気体に、重水素ランプの発する紫外光を照射するとエアロゾルの生成する現象で(図参照)、以下のような特徴を持つ。(1)原料となる有機物質は、今までのところ芳香族(ベンゼン・ジフルロベンゼン・スチレン...)テルペン族(ピネン・リモネン・イソプレン...)など、20種以上におよび、さらに増える傾向にある。中でもテルペンは植物の分泌する揮発油で、年間 10^8 ton もが大気中に放出されていると考えられている⁴⁾。テルペンは、古くから森林にかがるもやの原因物質と考えられているが⁴⁾、未だ詳しい生成メカニズムは解明されていない。(2)エアロゾルの生成に有効な紫外光の波長は180~300 nmである。太陽光の中でもこの波長域の光は大気の吸収が強く、地表付近の光化学反応では有効と考えられない。しかしながら対流圏上部以上の大気では、原料さえ存在すればこの種の光化学反応が進行し得るであろう。(3)生成した粒子は大きなものでは0.1~1 μ mにも達し、熱的にも極めて安定で長期間大気中に滞留する。(4) (1)であげた原料物質は、2種に大別できる。すなわち a) 紫外光がなくともO₃との反応でエアロゾルを生じるもの(主にテルペン) b) O₃のみではエアロゾルを生じないもの(主に芳香族)。テルペンがO₃との反応でエアロゾルを生じることは古くから知られており⁴⁾、我々の実験はこれを確認した。(5)一部原料物質についてその生成物を赤外分光分析したところ、酸化の痕跡が認められた。光励起下における酸化が重要であると思われる。

その他、現象面でのいろいろな性質が明らかとなりつつあるので詳細を報告したい。特に(5)と関連して、真空系と赤外分光を組み合せ、酸素の有無がエアロゾルの生成にどのように影響するか調べたので、報告する予定である。

参考文献

- 1) A.C. Tam, G. Mee and W. Happer, Phys. Rev. Lett., 35, 1630 (1975)
- 2) N. Nakashima, H. Inoue, M. Sumitani and K. Yoshihara, J. Chem. Phys., 73, 4673 (1980)
(ベンゼンに関して、レーザー光化学反応($\lambda=248$ nm pulse)による粒子生成が報告されている)
- 3) 藪崎 他 日本地球電磁気学会 昭和57年春 Ⅱ-22
- 4) F.W. WENT, Nature, 187, 641 (1960)

南極中層大気探査用レーザレーダ -基本仕様と試験結果-

* 岩坂泰信, ** 幸沢威男, 福西浩, *** 藤原玄天, 藤井良一, 宮岡宏
 * 名古屋大・水圏研 / 国立極地研
 ** 国立極地研
 *** 九州大・理

前回の学会でも述べたように、南極中層大気観測/MAPの目的にレーザレーダ探査計画がある。システムは本年の6月より種々の試験を受け、7月現在名古屋大学において解体・組立て作業を行い、その後試験観測に供さ小ていゝ。ここでは、最近の運転状況と今後の見通しについて報告する。

Table 1
Main Characteristics of Lidar

Laser	1.0 J/pulse (6943 Å) 0.3 J/pulse (3472 Å) (Simultaneous oscillation mode)
	40 nsec duration
Receiver Telescope	50 cm Ø
Bandwidth of Filter	10 - 25 Å
Data Display and Store	100 channels photoncounter (2 series) 8 bit A/D converter (1 series) A 32K-word storage computer is used to control the data acquisition system. Data are stored in magnetic tape, 45 IPS, 800 CPI, 9 track.

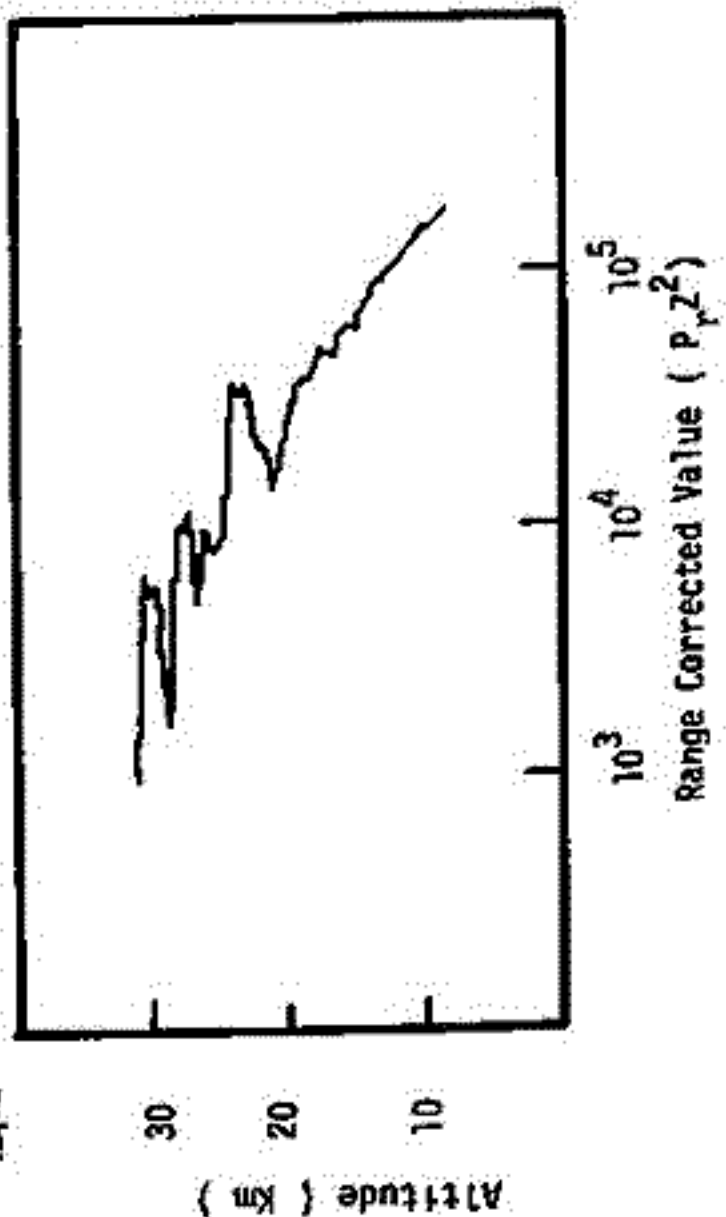


図2

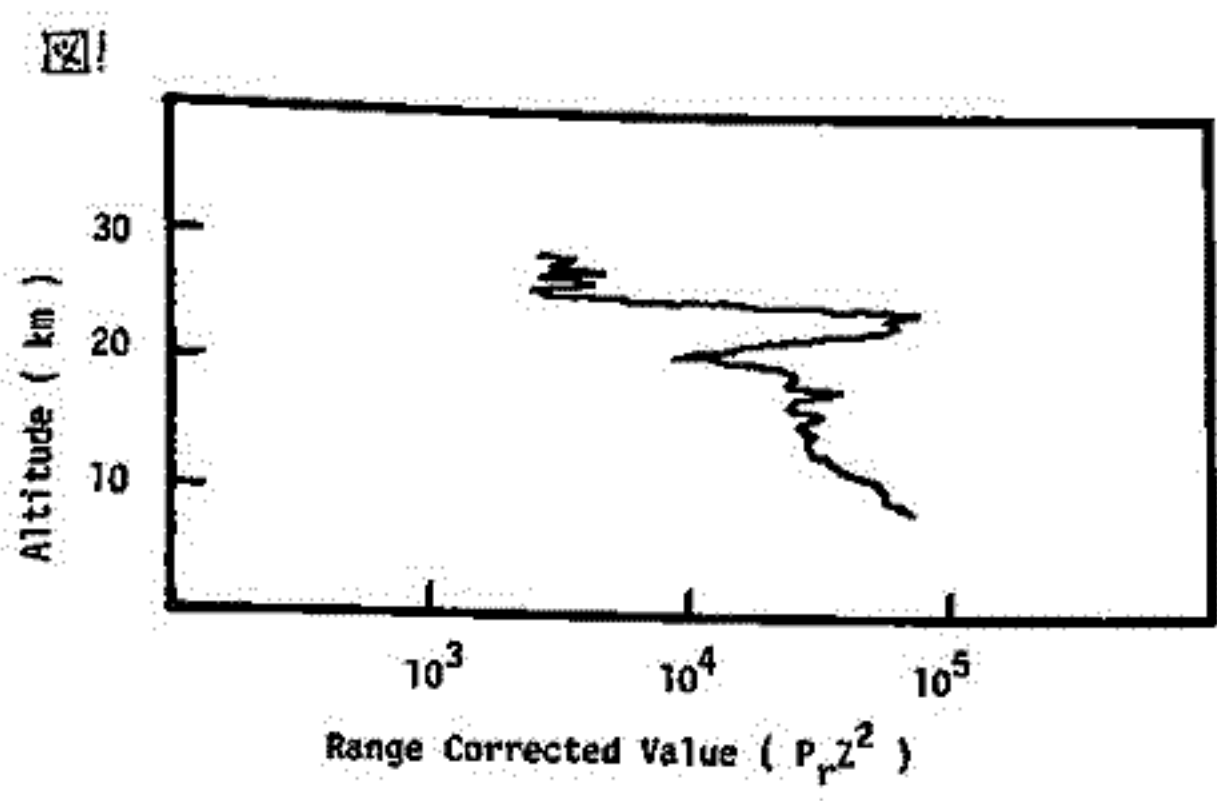


図1

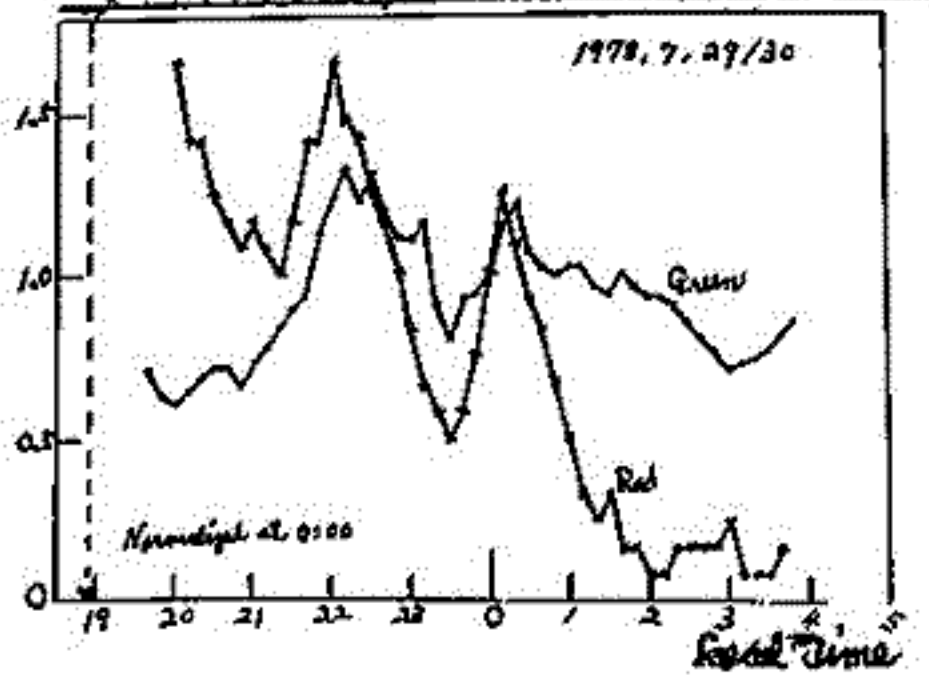
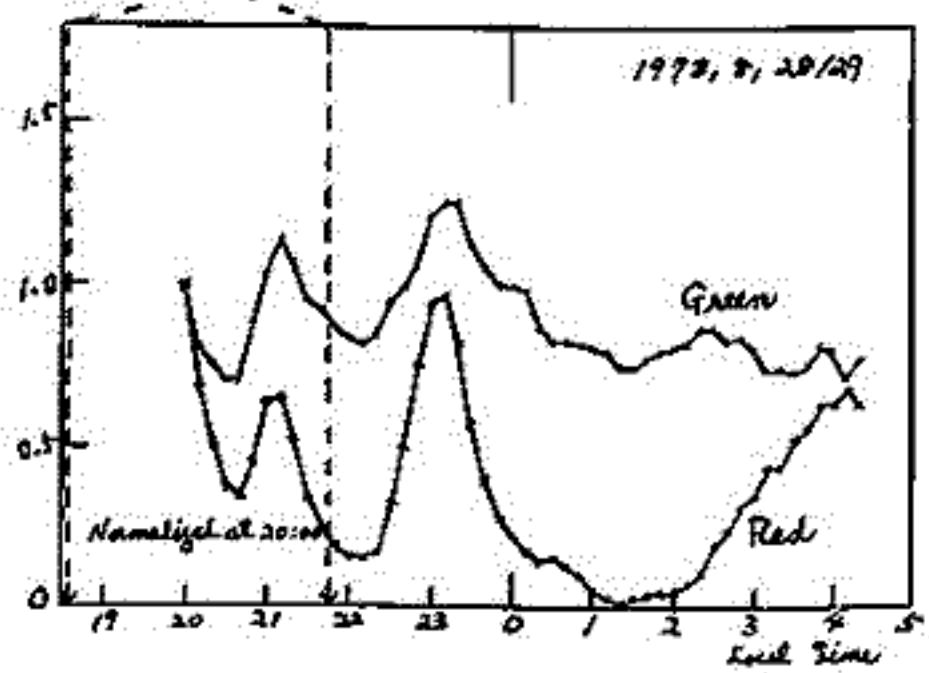
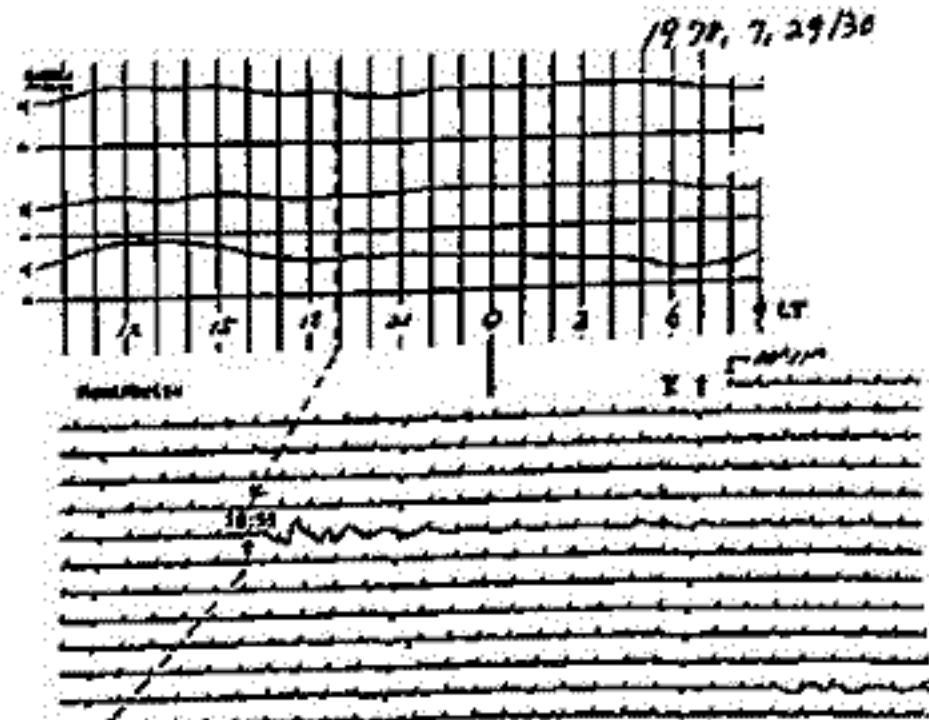
図1, 図2は 1982年7月5日の結果で、その中心波長 $\lambda = 0.6943 \mu m$, $0.3472 \mu m$ のものである。

酸素緑線と赤線の強度共変化の発生原因について

その一考察

三沢清敏, 加藤愛雄, 竹内郁夫, 青山巖
(防大) (東海大) (託南高専) (東海大)

green line と red line の強度が同時共変化することがあることは昨年の学会で報告した。これは年間に数回のことと思われ。今回は共変化の発生原因について考察した。下図に示したように magnetogram と地磁気変動の data とを対比してみた。そうすると, green line 及び red line の共変化地磁気変動の山が現れるよりも数時間前に P2 の発生があるのがわかった。又, P2 の発生に対応する時間には magnetogram にはある特徴的な変化をみているのがわかる。magnetogram は柿岡で記録されたものであり, P2 はせせり別で記録されたものである。P2 は, 良く知られているように, Alfvén wave particles と同時に polar region に到着したとき, 始まると思われ。一方, TID は gravity force と強められ auroral electrojet による joule heating によって発生すると考えられる。以上のことから, ある特別の場合に, 磁気変動によって生じた伝播性の大規模な大気変動が ~ 200 km の高度の所を走る時に E 層と F 層とを同時に上下動させたと考え, intensity variations が生ずるものと推定される。尚, これまで intensity variations が見つかっているのは 9 件であるが, それに対応して, ほつたりした P2 の発生と magnetogram の disturbance が見つかっているのは 4 件である。



酸素赤線の強度変化の孤立波型伝播の発生の原因についての一考察

三沢清敏, 加藤隆雄, 竹内郁夫, 青山巖.
(京大) (東海大) (記研研) (東海大)

昨今の秋の学会では, red lineの強度の孤立波型を1度目の (red line humpと呼ぶ) が, 極地方から赤道地方へ伝播するらしいということを発表した。今回は red line humpの発生の原因について考察した。おまけに red line hump と AE index と magnetogram (Fig. 1) とを対比した。すると, red line hump の peak が観測される数時間前に AE index の peak が現れる, AE index の peak に対応する時間に magnetogram には特徴的な変化が現れることがわかった。次に, red line hump と磁気暴動の data と magnetogram とを対比した。red line hump の peak が現れる数時間前に P2 の発生が見られ, P2 の発生時間に対応する時間に magnetogram 上には特徴的な変化が現れていることがわかった。このことから red line hump は auroral electropet と particle precipitation への根があることがわかる。太陽風による急激な磁気圏が圧縮されて励起される電離圏の P2 と関係し, 太陽風に磁気圏が急に圧縮されたとき, 大気光に於ては, red line hump の発生とその赤道方向への伝播という現象が現れるようである。その intensity covariations は red line hump の中のある特別な場合のように見られる。

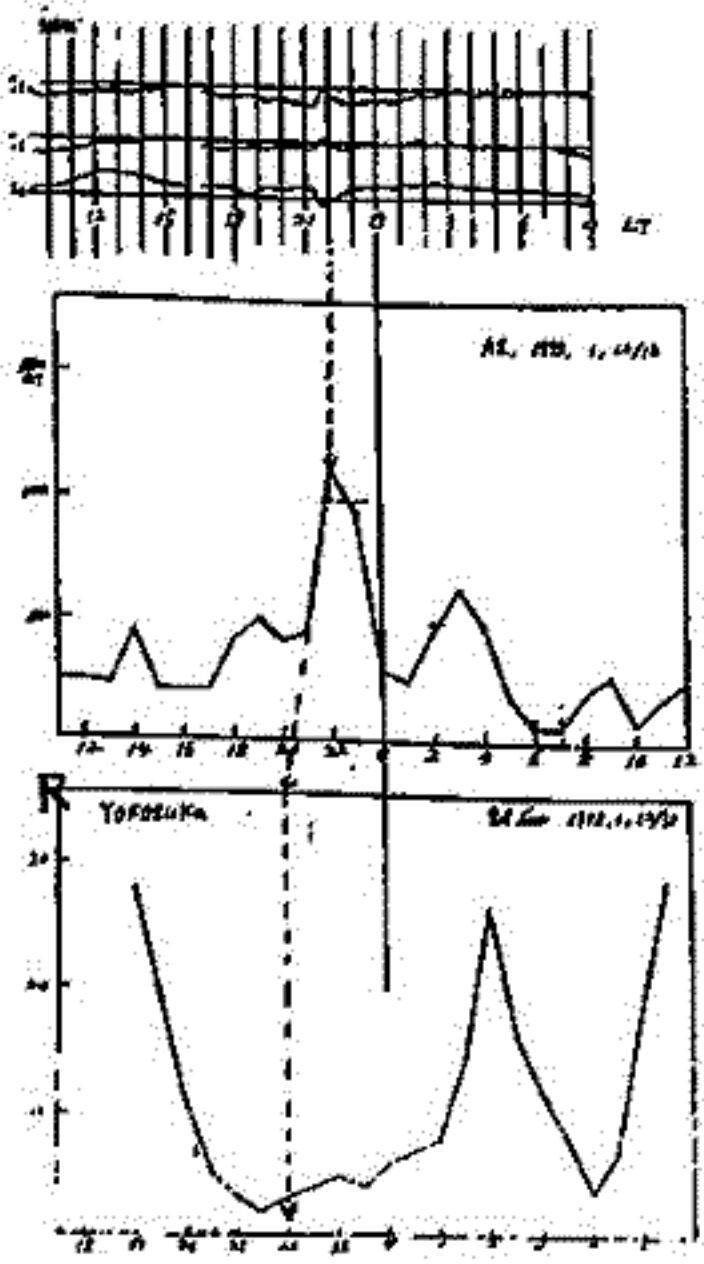


Fig. 1
AEとの対比

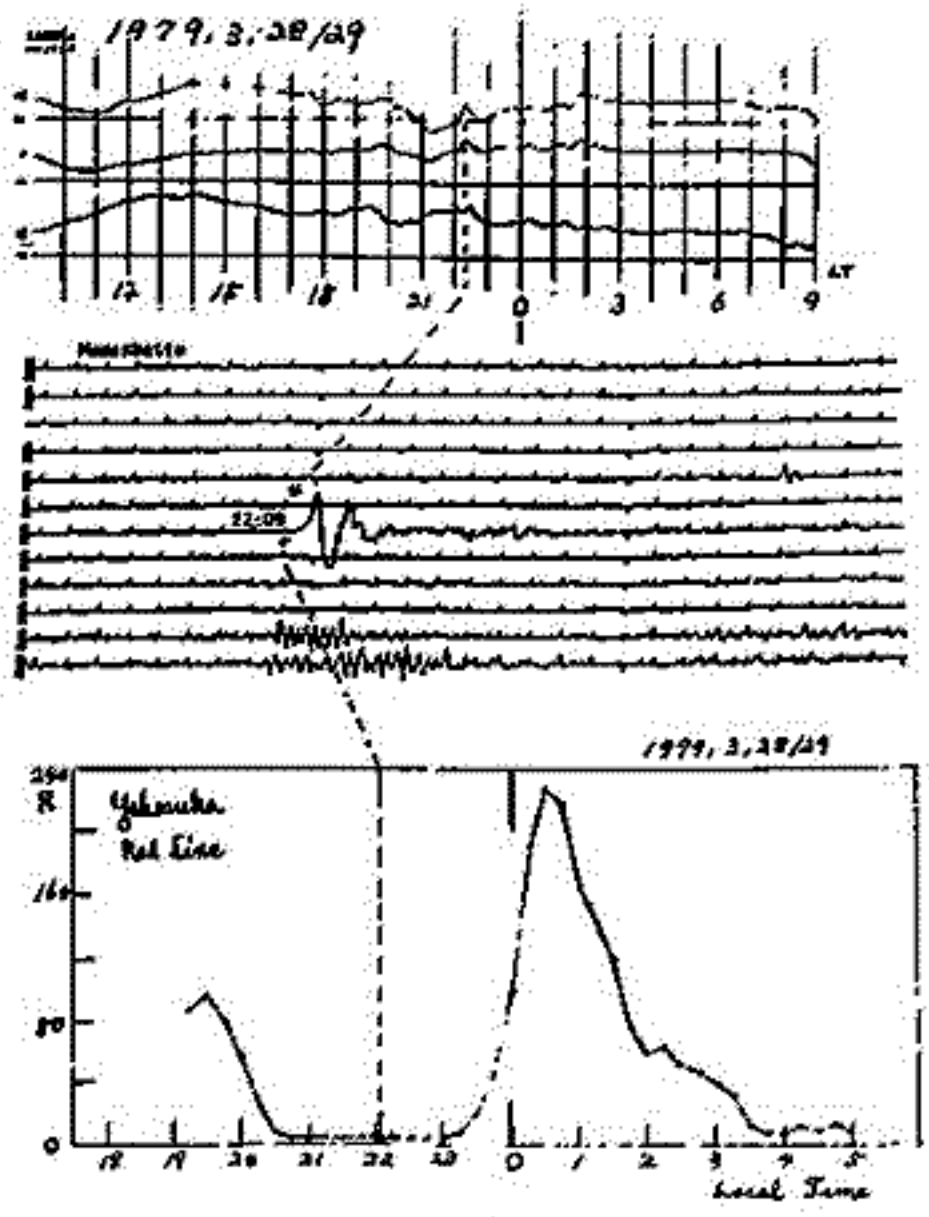


Fig. 2
P2との対比

S-210-13号機によるTMA発光雲の観測

中村純二
東大教養

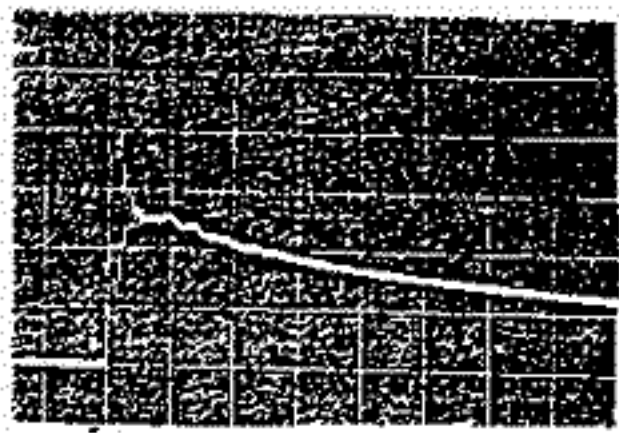
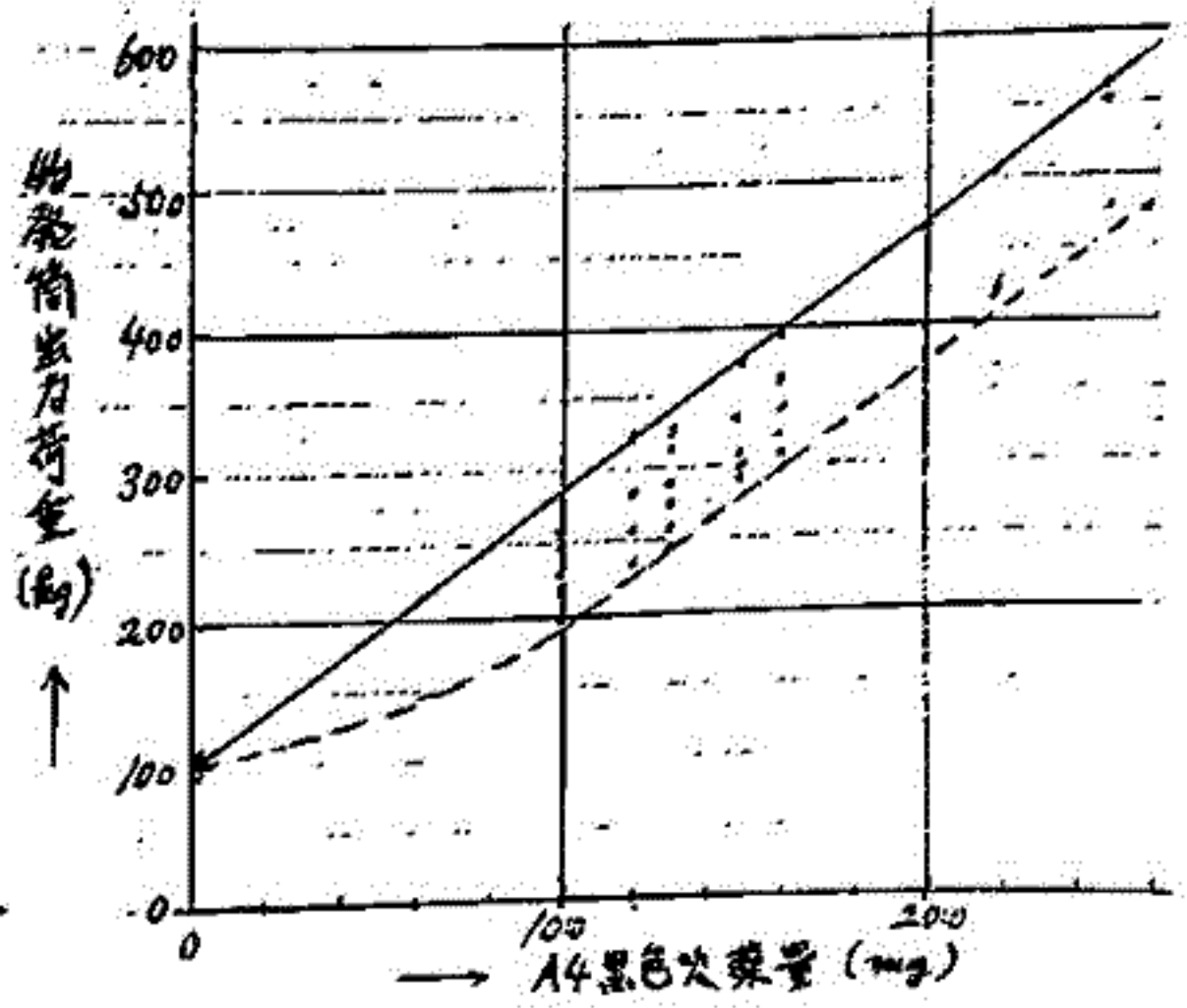
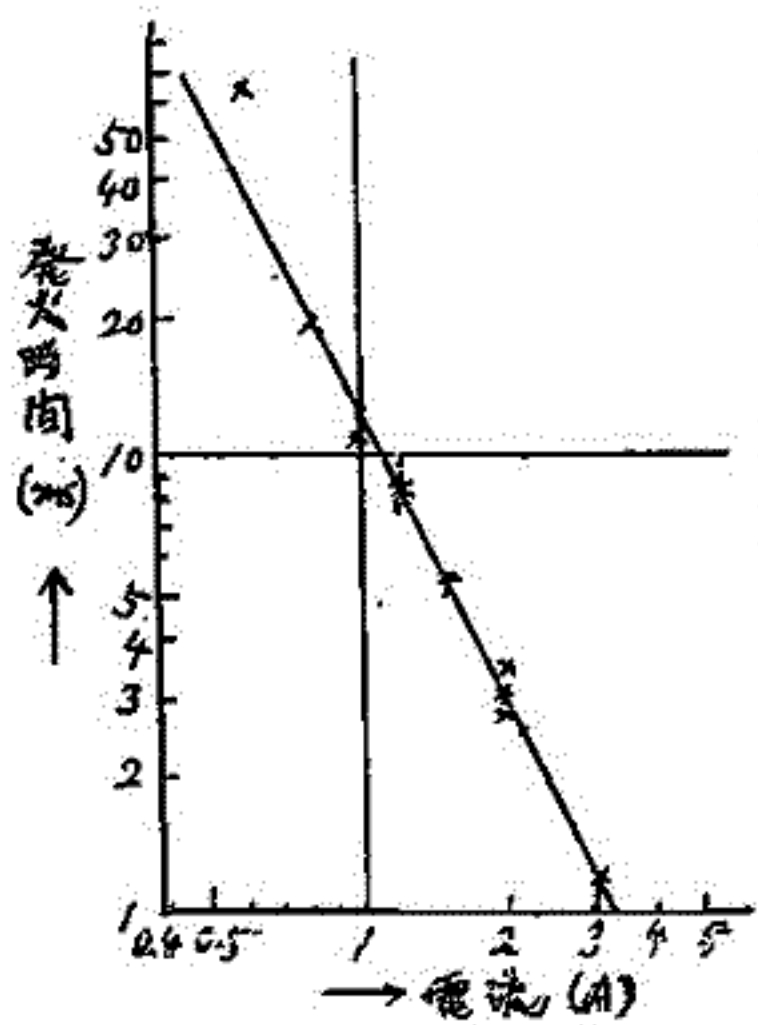
大地登
岐阜大教養

MAP期間の第2回発光雲実験として、9月10日~15日の21:00にS-210-13号機による夜間TMA発光雲の実験が行われる。

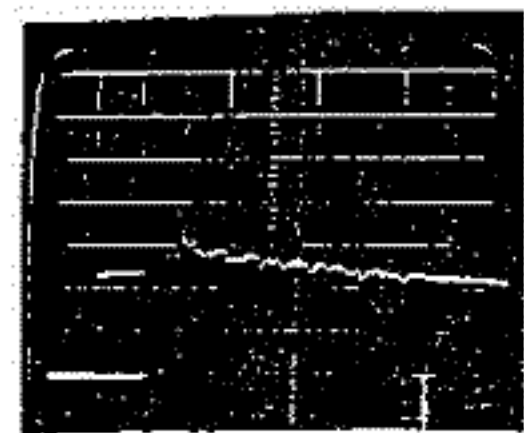
今回はロケットの上昇時並びに下降時の2回に亘りTMAを噴射し、水平距離にして数十軒離れた2地点に二つの発光雲を作り、大気の変動性を調べるのが第一の目的である。これまで高度85km~150kmの間の風速だけが求められたが、中層大気の変動に大きく寄与する高度80~85kmのもう少し低い高度における風速なり、乱流の様子なりを調べるのが第二の目的である。

第三の目的は流星レーダーと同時に観測を行うことにより、流星レーダー観測の精度を直接チェックすることである。前回は打上時刻が薄明時、すなわち入射流星数の少ない時間帯であったため、流星レーダーでは十分な観測結果が得られず、直接の比較ができなかった。今回は流星数の多い夜間を選び、初期の目的を達成する計画である。

今回の実験に当っては事前にTMAの急開バルブや急止バルブに關し、数々の地上実験を実施し、特にバルブを起動する始発筒については略満足すべき完成品が得られた。その開発状況についても報告の予定である。



A4 100mg
横軸 5mA/div
縦軸 100kg/div
出力 250kg



A4 130mg
横軸 5mA/div
縦軸 100kg/div
出力 330kg

ポスターセッション

(PA-1 ~ PA-17)
(PB-1 ~ PB-17)

弱残留磁気測定装置(RICRESTOMETER)

の製作(続)

平尾 邦雄・瀬戸 正弘^{*}・斎藤 尚生・小島 正美^{*}・北村 保夫^{*}
(宇宙研・東北工大^{*}・東北大)

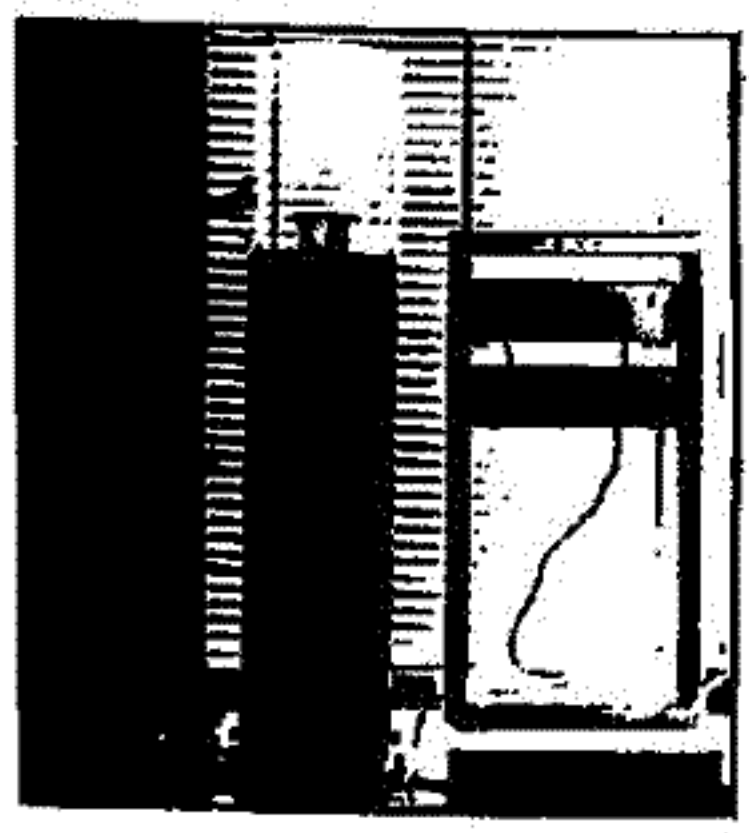
これまで継続的に行なわれてきた基礎開発の成果にもとづき、弱残留磁気測定装置(Ricrestometer)を、東北金属KK(Tekin)に本製作させ、表示部を除いて1号機(才1図)が完成したので報告する。

既に学会やシンポジウムなどで報告してきたように、リングコアセンサーを用いると直交二成分磁場(H, Z)が同時に遠い応答でしかも高感度で測定できる。そこでこれらの長所を組合わせて、人工擾乱の激しい実験室においても、性質の大きさ・形状を待つ資料を、1軸まわりに数十秒間回転させるだけで、資料の残留磁気モーメントの大きさや三次元的な方向が短時間に測定できるリクレストメーターが開発されてきた。今回本製作したリクレストメーターの特徴は次の通りである。

- (1) 回転装置を縦型にした為、機構が簡単になり、特に床面積が小さくなった。
- (2) 打消し回路を付することによって更に感度を高めることができるようになった。
- (3) リングコア2個を用いた差動回路のほか、資料の高速回転や更にスタッキングを加えることにより、日中、市街雑音の大きい場所でも高感度で測定できるようにした。

才2図に出力のノイズレベルの一例を示すが、0.1 nT以下であり、調整やスタッキングをおこなえばこれは更に小さくなるはずである。才3図は実際の測定例であるが、良好な結果が得られていたので、 10^{-6} emu/cc以下の弱残留磁気を持つ資料も測定できる予定である。

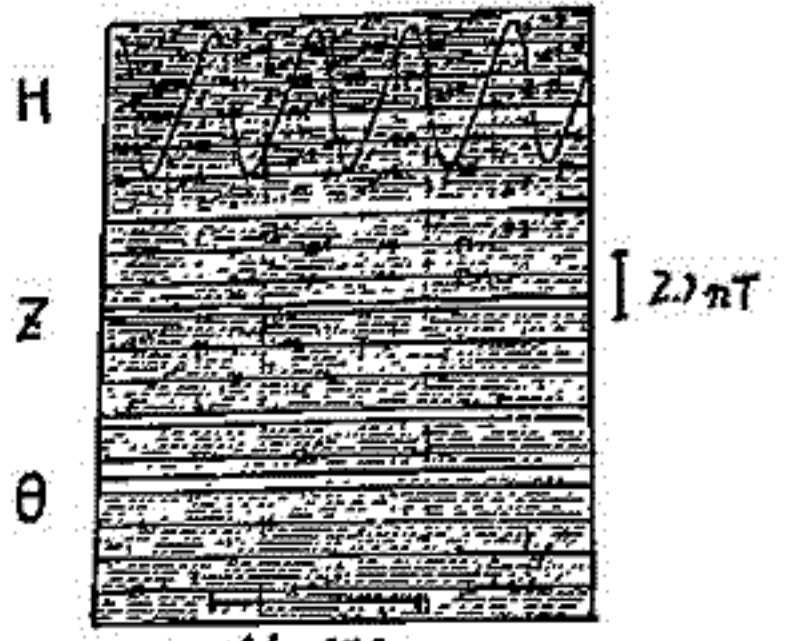
本機製作の主目的は軽しよう体構成部品の残留磁気測定を通じて軽しよう体の磁気クリーニングをおこなうことにあるが、古地磁気学、岩石磁気学、考古学などにも応用できるので実際の測定例を示し、かつ今後の課題について報告する。



才1図



才2図



1/3 SEC

才3図

船木 實 永田 武
国文極地研究所

南極マクマードサウンドの古地磁気について、今まで各時代毎に報告してきたものを、今回総括して報告する。

マクマードサウンドは、ロス海の東端に位置し、広く礫岩が分布している。この地域の地質は、Pre-cambrian の meta-sediment を 480 ~ 500 m. y. の granite と dyke が貫入している。これらの地層は、Devonian ~ Jurassic の Beacon sandstone により厚く覆われ (4,000 m 以上) ている。この Beacon sandstone の層理は、ほとんど水平で、堆積後褶曲運動などはなかったと考えられる。Jurassic には、Ferrar dolerite の sill の大規模な貫入があり、この sill は基盤岩と Beacon sandstone を水平に貫いている。最後に Tertiary 系 ~ 現在に至るまで、この地域に火山活動がみられ、ロス島などが形成された。次に各岩体毎の古地磁気学的特徴を記載する。

1. Wright 谷に分布する基盤岩の granite と Vanda Lamprophyre dyke の NRM は normal に磁化し、方向は採集地によって異なるが、 $220 \sim 240^\circ$ の経線上にすべて分布する。Thesuns granodiorite の NRM の方向は Ferrar dolerite と平行である。Vanda porphyry の NRM は水平で、 $220 \sim 240^\circ$ の方向に磁化している。これらの資料を熱消磁するにともなう、Blocking 温度が 500°C より低い資料は Ferrar dolerite の向に、高い資料は水平方向に磁化している。水平成分から計算される VGP の値は、現在のマツリカの赤道付近にあり、これは東南極大陸で得られた値とほぼ一致している。しかし Declination のみを見ると、同年代の昭和基地の値と約 20° の差があり、ロンバート氷河に断層がある可能性もある。以上のことからこの地域は Ferrar dolerite の貫入により 500°C に加熱され、その結果 Blocking 温度の違いにより、水平あるいは Ferrar dolerite、場合によっては両者の成分を同時に持つように磁化したと考えられる。

2. Mt. Circe, Mt. Fleming, Allan Hills をはじめ Carapace Nunatak から採集した Beacon sandstone の NRM は、すべて normal に磁化し、Ferrar dolerite と平行である。このことから、この地域の Beacon sandstone は Ferrar dolerite により Curie point 以上に焼かれたと推定される。

3. Wright 谷, Allan Hills, Carapace Nunatak, をはじめ Mt. Fleming から採集した Ferrar dolerite は normal に磁化し、VGP は南太平洋の中緯度に分布した。これらの値は、南極横断山脈から採集された他の Jurassic の資料の VGP と一致した。

4. Ross 島と Taylor Valley に分布する 14 種の礫岩から計算された VGP の値は、南極の半径 30° の範囲内に大部分が分布し、その中心は地軸付近にくる。nondipole 成分を考慮に入れた場合、このような VGP の分布は、現在の地球磁場とよく似ている。またこれらの VGP の中心が南極点付近にあることから、南極大陸は 3 m. y. 前には現在の南極の位置にあったと考えられる。

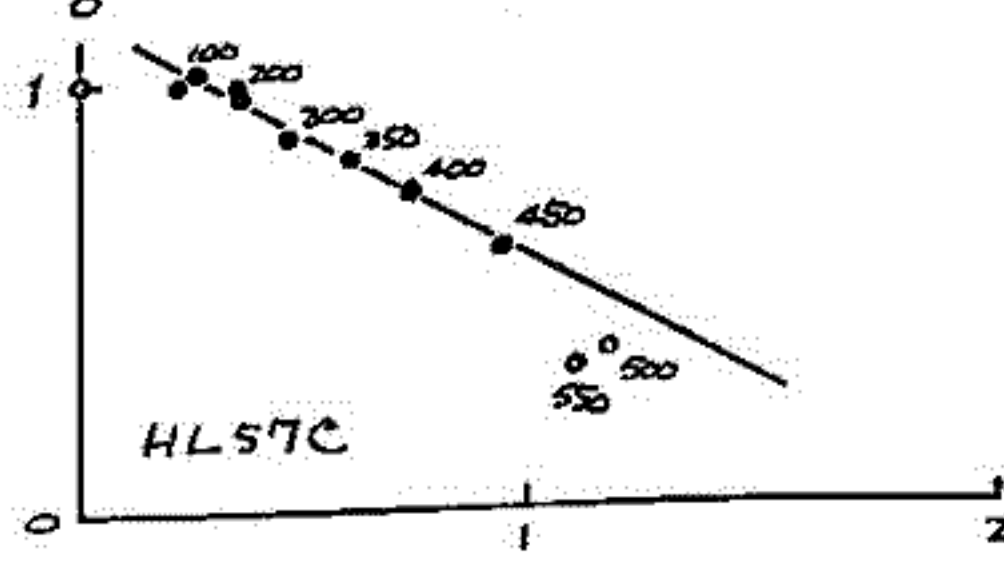
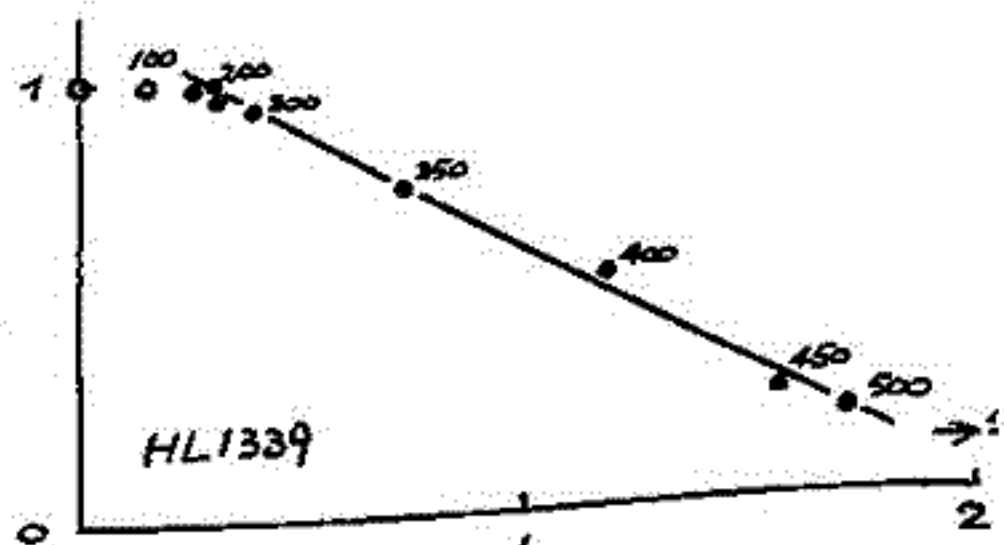
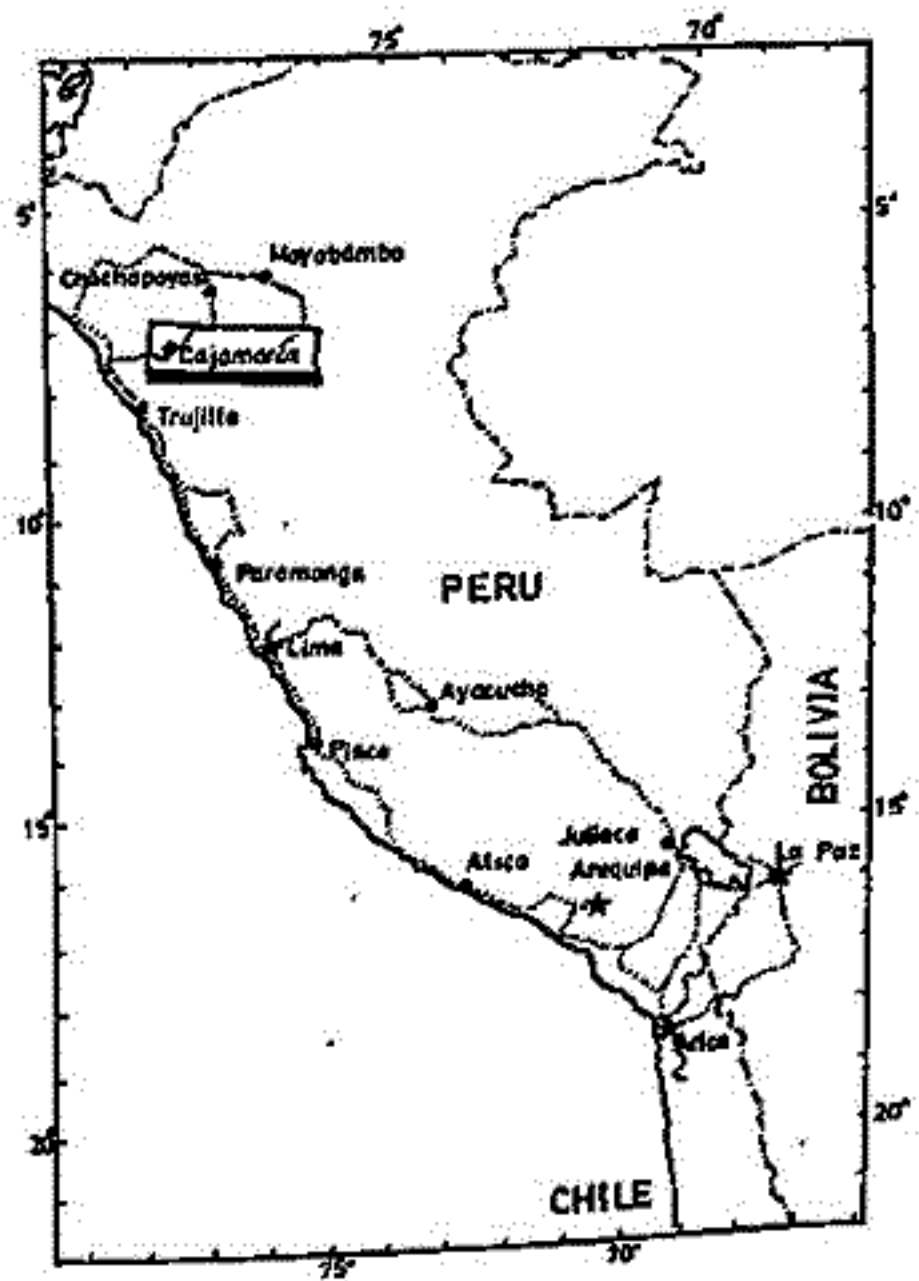
ペルーの先インカ文明時代の土器片による 古地球磁場強度

河野 長, 上野直子, 大曾良夫
東工大理 東洋大文 東大教養

ペルー北部、カハマルカ市付近には、プレインカ時代の遺跡が多数あり、東京大学文化人類学教室による「核アメリカ調査」によって、各文化の時代や内容が明らかにされつつある。我々は1980-1981年の「中部ペルーの地球物理学的調査」実施時に、東大調査団の御好意によって、カハマルカの遺跡から発掘された土器片を入手することができたので、これらの試料を用いて磁場強度変化を求めることとした。発掘された遺物は、地法や土器の様式などによってかなりくわしい(±100y)年代がつけられており、全体では1500 B.C. ~ 500 A.D にわたっている。

強度実験に先だって熱磁化測定を行って J_s -Tカーブを求めた。得られたキュリー点はほぼどれも 550°C 付近で一相であり、ほぼ reversible なものと J_s 値が少し変化するものがある。磁気鉱物はマグネタイトに近いものと考えられるが、玄武岩のように4相/マグネタイトが高温酸化をした相かどうかはわからない。また、交流消磁の結果は残留磁化は十分安定であることを示す。

強度を求める実験はThellier法とShaw法を用いて行った。今回はThellier法の結果についてのべる。右にAraiダイアグラムによって成功例を2例示す。尚温 $\sim 150^{\circ}\text{C}$ の範囲のNRM成分は直線より下へくるものが多い、低プロッキング温度成分が失われていることを示す。キュリー点の近くではやはり化学変化のため直線からはずれることもあるが、その温度は 500°C または 550°C であり、その変化の程度もあまり極端ではない。従って、これらの土器は十分高温($\geq 600^{\circ}\text{C}$)で焼かれたものと考えることができ、結果は古地球磁場強度変化を表わすと結論することが出来る。これまで、同じ地域(ペルー)から Nagata, Kobayashi & Schwarz (1965), Kitazawa & Kobayashi (1968), Gunn & Murray (1980) の結果が報告されているので、これらとの比較を行う。



中部アンデスの古地磁気 II

～ペル-海岸地域白亜系火山岩及び北部チリ
ジュラ系堆積岩～

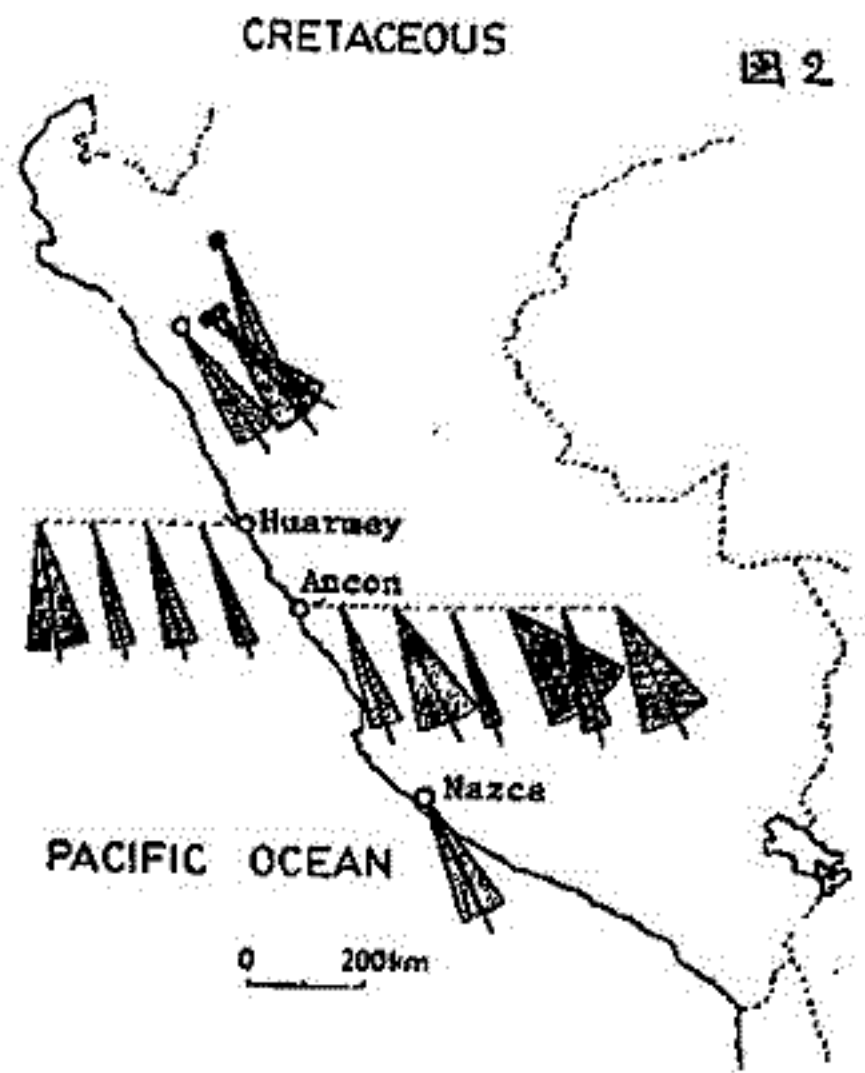
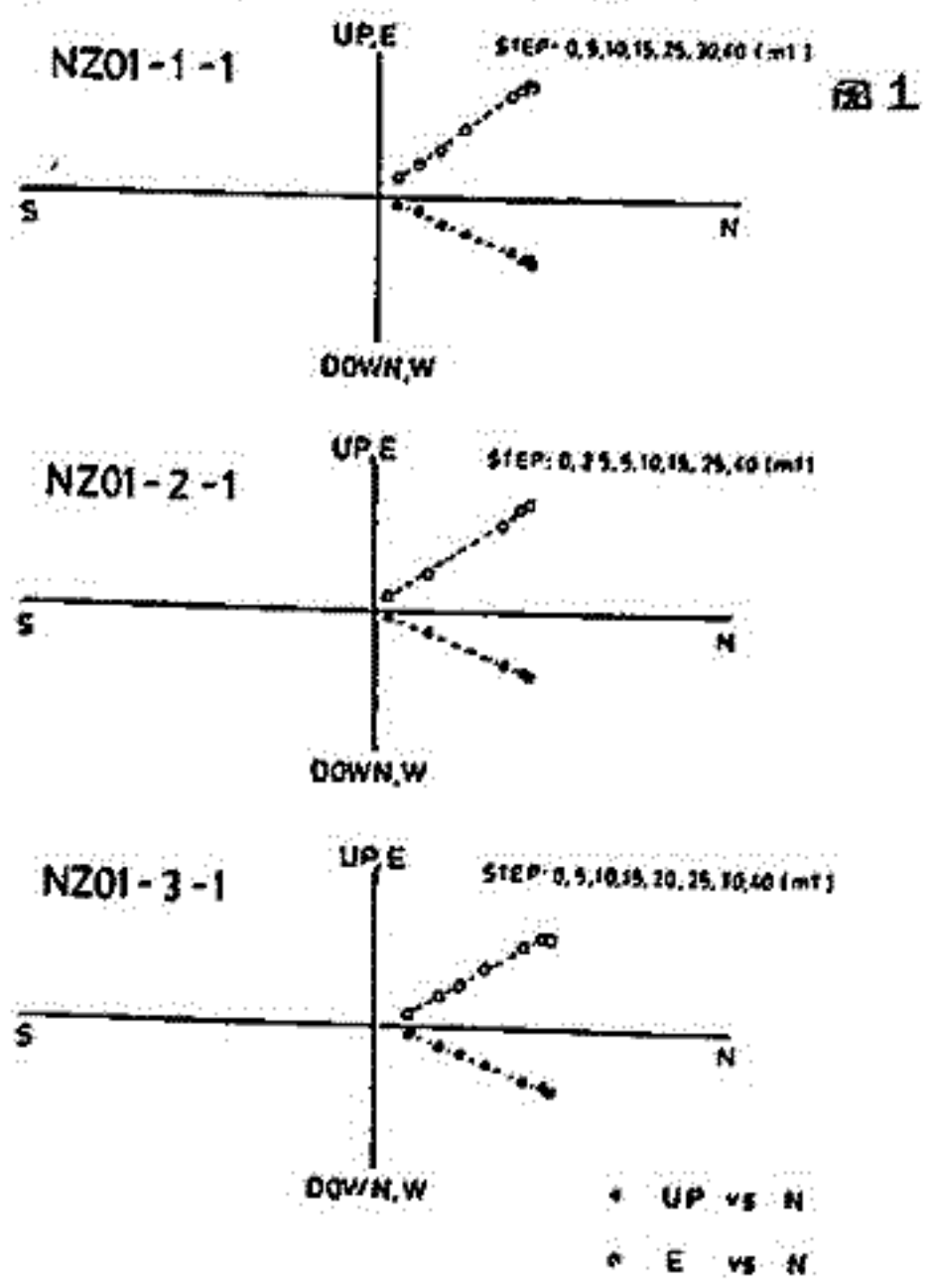
日置 幸介・坂野 洋三
(東大理)

河野 長
(東工大理)

前回の学会で北部ペル-石灰岩及び中部ペル-海岸地域の火山岩(いづれも白亜系)の残留磁化の偏角が南米安定地域の古地磁気より期待される方向から有意な反時計まわりのずれを示す事を報告した。今回は最近測定した Huarney 地域の白亜系火山岩(地質の詳細は Myers, 1974) 及びチリ最北部のジュラ系石灰岩等の結果を報告する。ペル-地域の白亜系名石の古地磁気偏角をまとめた結果を図2に示すが(1-2はリバー入に変換してある)、偏角の反時計まわりのずれがペル-全域にわたって起る事がわかる。偏角異常の原因と思われる反時計まわりの Tectonic rotation は局地的なものではなく少くともペル-全体をとおす大規模なものであったようである。これは南米西縁が元来まっすぐで、その後ペル-チリ国境付近を折れ曲ったという仮説を強く支持する。

一方チリ北部のジュラ系堆積岩(Arica Group)は、アンデスの折れ曲りの支点と連観される海岸線の走向の急変地点(18°S 近辺)より約100km 南にあるにも関わらず、その偏角は反時計まわりにずれしており、Tectonic rotation がこの地域にも波及している事を示し興味深い。なおこの結果は同じ Arica Group の古地磁気を報告した Palmer et al (1980)の結果と調和的である。

測定には、スピナー磁力計(東大)、超伝導磁力計(理地研)を用いた。消磁は段階交流消磁を行ったが、その時の挙動は図1の Zijdeveld diagram に示すように概して最適かつ理想的なものであった。



Ref. Myers, J. S., *Am. Assoc. Petroleum Geologists Bull.*, 68, 474-487, 1974.
Palmer, H. C., A. Hayatsu and W. D. MacDonald, *Geophys. J. R. astr. Soc.* 62, 155-172, 1980.

北上地方・宮古層群の古地磁気

～ 白垩紀・中期 ～

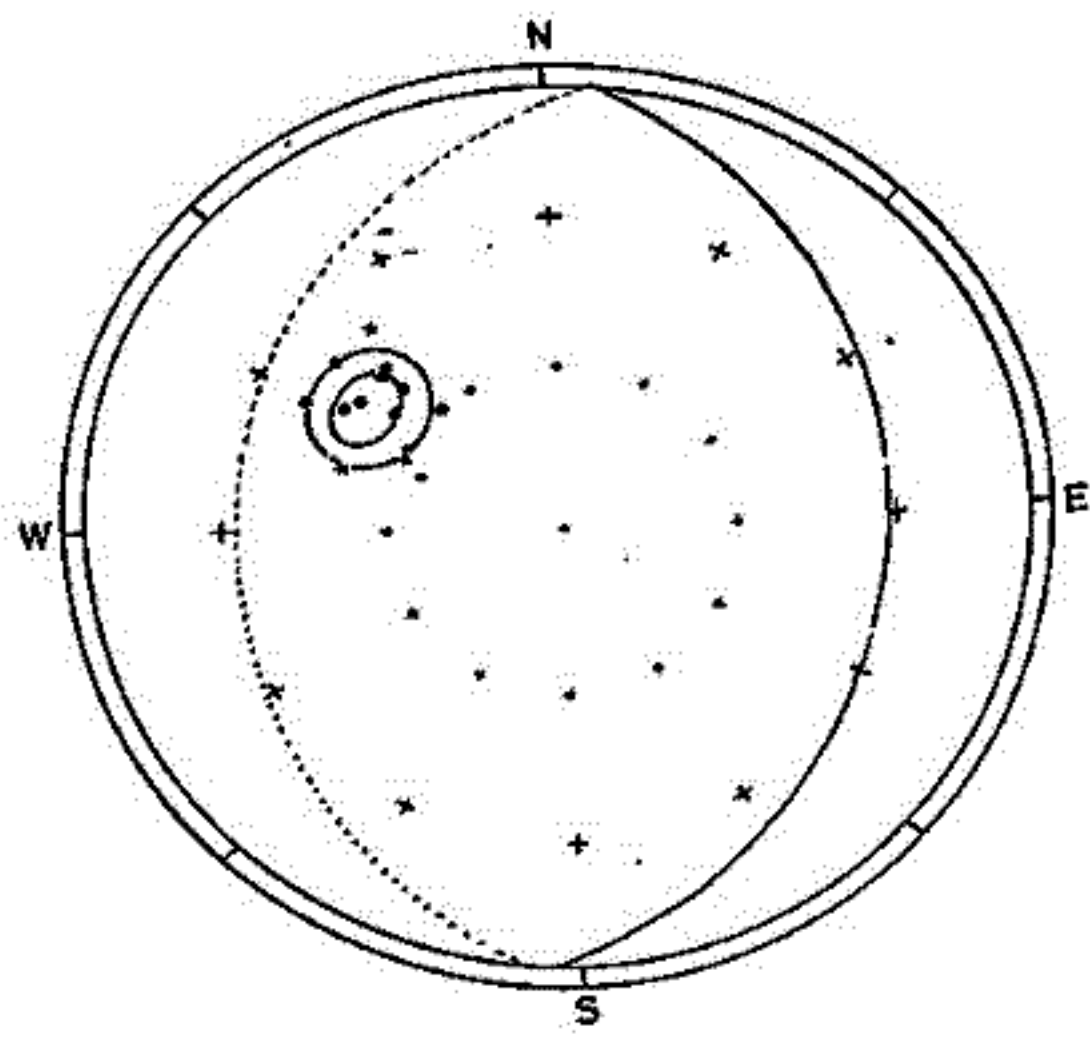
当合 利行・赤野 洋三
(東大理)

東北日本・北上地方の白垩紀の古地磁気学は、すでに Ito et al. (1980) によって詳細な研究がなされている。しかし、そのデータは深成岩類によって求められたものであり、解釈を行なう上で水平面などの仮定が必要となる。またその方向を北～西に広く分布をしているようにみうけられる。前回、下部石炭紀系の堆積岩を用いて古地磁気極を求めた報告をしたが、この時代の岩石も白垩紀の花崗岩と同じ方向を向いていた。

中生代、古生代の古地磁気を調べる上で、白垩紀の深成岩類をつくり出した大島造山運動の影響を考慮に入れなければならない。しかし白垩紀の古地磁気データは花崗岩体を用いたものしかなく、花崗岩の貫入時期に古地磁気極がどちらの方向をむいているかを調べておく必要があると思われる。

東北地方・三陸沿岸には宮古層群と呼ばれる地層が、南は宮古港南面の丘陵地から北は岩手県下閉伊郡田野畑村まで海岸沿いに点々と続いている。この地層は主に砂泥互層より成り、現在ではゆるやかに東に傾斜している。花崗岩体を不整合におおっているところもあり、地質的には大きな変動は受けていないとされている。この宮古層群は下部から羅漢層、田野畑層、早井賀層、明戸層などに区分されている。多くの種類の化石を豊富に含んでおり、この化石を用いて年代は白垩紀中期の Aptian ~ Albian と決められている。今回は、主に早井賀層内の泥質の層を中心にサンプリングを行なった。

早井賀層内の2地点から得られた古地磁気方位は下図のようになった。データはどちらも北面方向を向いており、比較的良好なまとまりを示す。前回得られた下部石炭紀系の結果は、ほぼこの方向と一致する。



駿鷹山岩脈群の古地磁気

網川 秀夫 渡野 洋三
(東大・理)

岩脈群をもちいた古地磁気は、溶岩などの噴出岩を使った場合に比べて、数多くの独立したサンプルにもとづくデータを得やすい。一般に、岩脈群の活動期間は、成層火山の活動期間(〜 10^5 yr.)と同じと考えられる。一方、岩脈の貫入枚数は、溶岩の噴出回数とは桁ちがいに多く100枚をこえるものが多い。したがって、地球磁場の永年変化や、磁場逆転期などについて、細かく記録を残していると思われる。

駿鷹山は、富士山の南東、箱根火山の西方にあり、数十万年前に活動したといわれている。Ishida(1981)によると、岩脈の露頭は200ヶ所をこえ、放射状に分布している(図1)。岩質は、olivine-basaltを主とする玄武岩や、pyroxene-andesiteなどの安山岩である。溶岩の噴出順序からすると、玄武岩質の岩脈が先に貫入し、そのあとに、安山岩質の岩脈が貫入したと推察できる。これらの露頭から、約50 site、250ヶ以上のサンプルを採取してきた。採取時には、岩脈の走向・位置を考慮して、独立な岩脈からサンプル採取をおこなうようにした。

パイロット・サンプルとして、約20ヶのサンプルを測定した。NRMは、 $10^{-3} \sim 10^{-2}$ emu/ccと比較的強い。Polarityは全てNormalであり、駿鷹山岩脈群は、Brunhes epochに活動したと思われる。下に、安山岩質岩脈より採取したAT05-5の交流消磁結果を示す。ヤムNRMをかぶっているようだが、安定した残留磁化をもち、MDFは約30mT(300ga)である。残りのサンプルについても測定をし、それらをお互に永年変化などの議論をしたいと思う。



(Ishida, 1981)

図1. 駿鷹山の位置、及び岩脈の分布図。

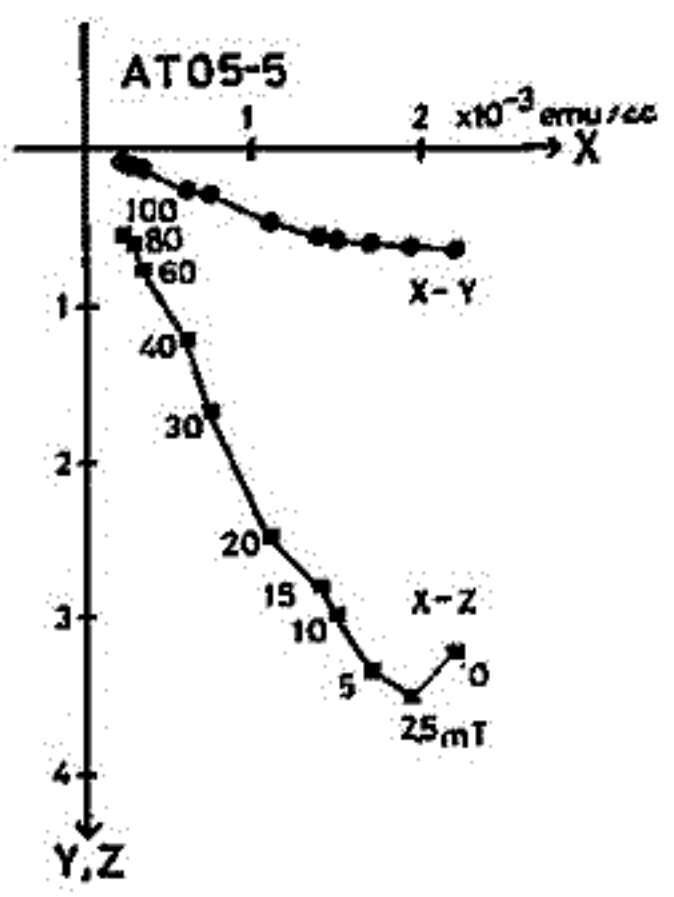


図2. 安山岩質岩脈 AT05-5 の交流消磁結果。

- X 北方向成分
- Y 東 "
- Z 鉛直下 "

VLF標準電波の赤道越え伝搬異常について(II)

— 地磁気とVLF電波伝搬への影響 —

馬場 清英
(中部工大)

VLF標準電波の赤道越え伝搬異常について以前報告した。NWC(23kHz)-Kasugai と、NLK(18.6kHz)-Australia, New Zealand の伝搬路について、夜間の地球(異方性)電離層導波管内での伝搬定数、特に位相速度に磁気赤道中心に緯度±20°以内で著しい変化がみられ、東→西方向に磁気赤道を横断する伝搬の場合、赤道越え異常を定性的に説明しようことを示した。今回は18.6kHz VLF電波の伝搬特性の、伝搬路の地磁気に対する方位角、地磁気方位角への依存性について報告する。

(夜間の電離層及び地球のモデル)

電離層電子密度分布 $N = 19.6 \cdot e^{0.35(h-h_0)} e^{-h/300}$ h : 高さ(km), h_0 : 電離層基準高(km)

電離層電子衝突周波数分布 $\nu = 5 \times 10^6 \cdot e^{-0.15(h-70)}$ sec^{-1}

電離層のジオトロピック波数

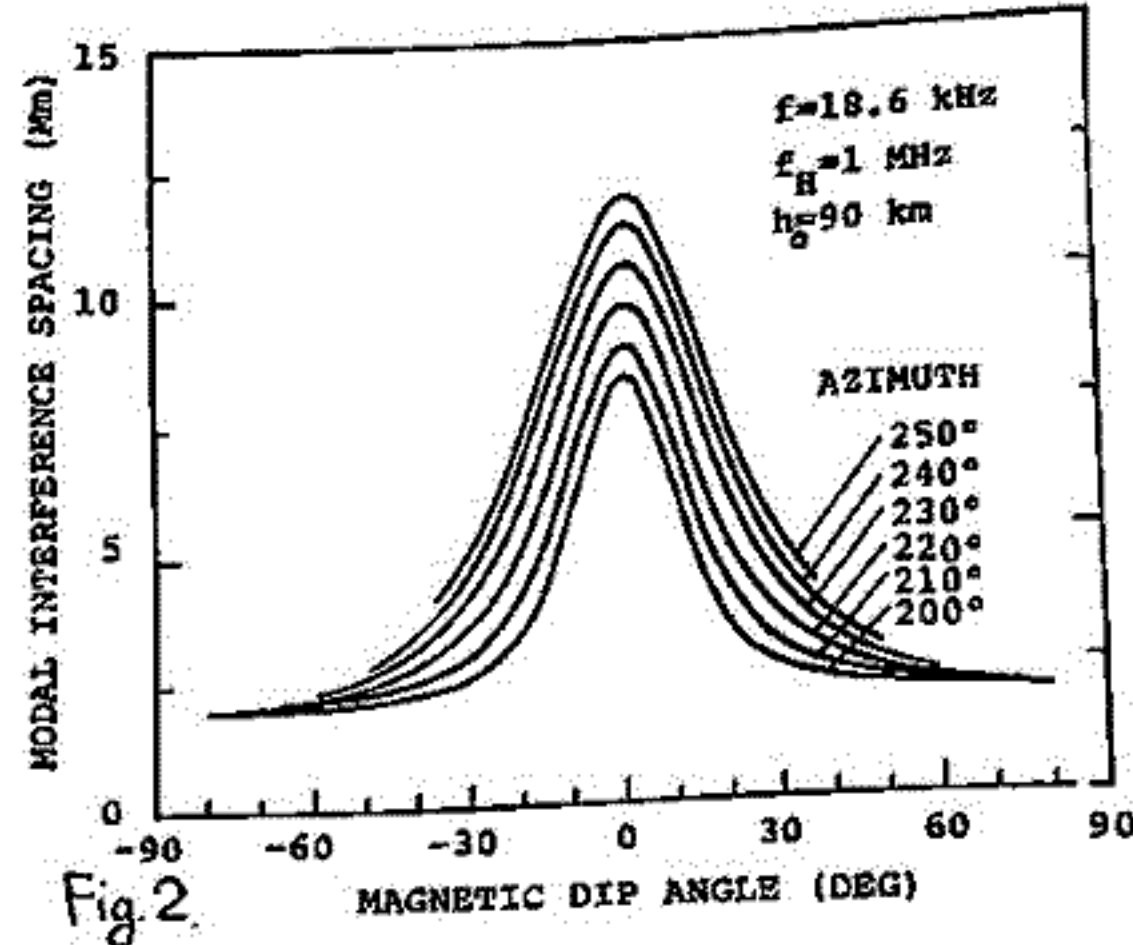
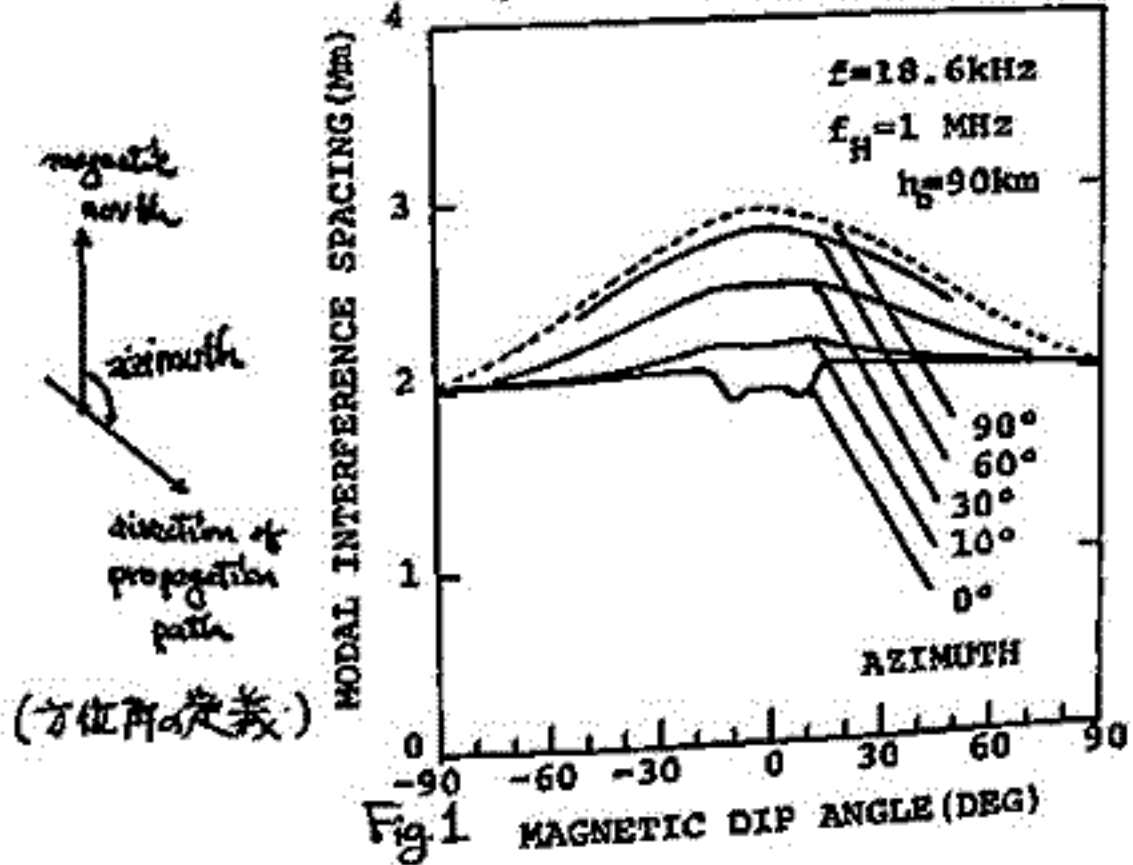
$f_H = 1000 \text{ kHz}$ (一定)

地球は完全導体であると仮定する。

(結果)

上述モデルについてモード方程式を解いて伝搬定数(位相速度, 減衰係数等)を求める。伝搬定数は2次元モデルでは、赤道に対して緯度対称となる。ここでは赤道越え異常を問題にしていくため、夜間の2次と3次モードの干渉距離を求める(Fig.1とFig.2)。方位角が0°~90°(又は180°~90°)は西→東伝搬, 180°~270°(又は360°~270°)は東→西伝搬に対応している。

- (1) 干渉距離は東→西伝搬の方が西→東伝搬よりも磁気赤道附近で特に大きくなる(赤道越え伝搬異常)。
- (2) 干渉距離の理論値は、実験値より2倍以上大きい。
- (3) 方位角が180°~195°(又は360°~345°)の間(東→西伝搬)には、干渉距離の理論値は赤道越え異常として実験的に求められている磁気緯度依存性を示さない。



VLFによる下部電離層電子密度分布の推定

島倉 信
(千葉大工)

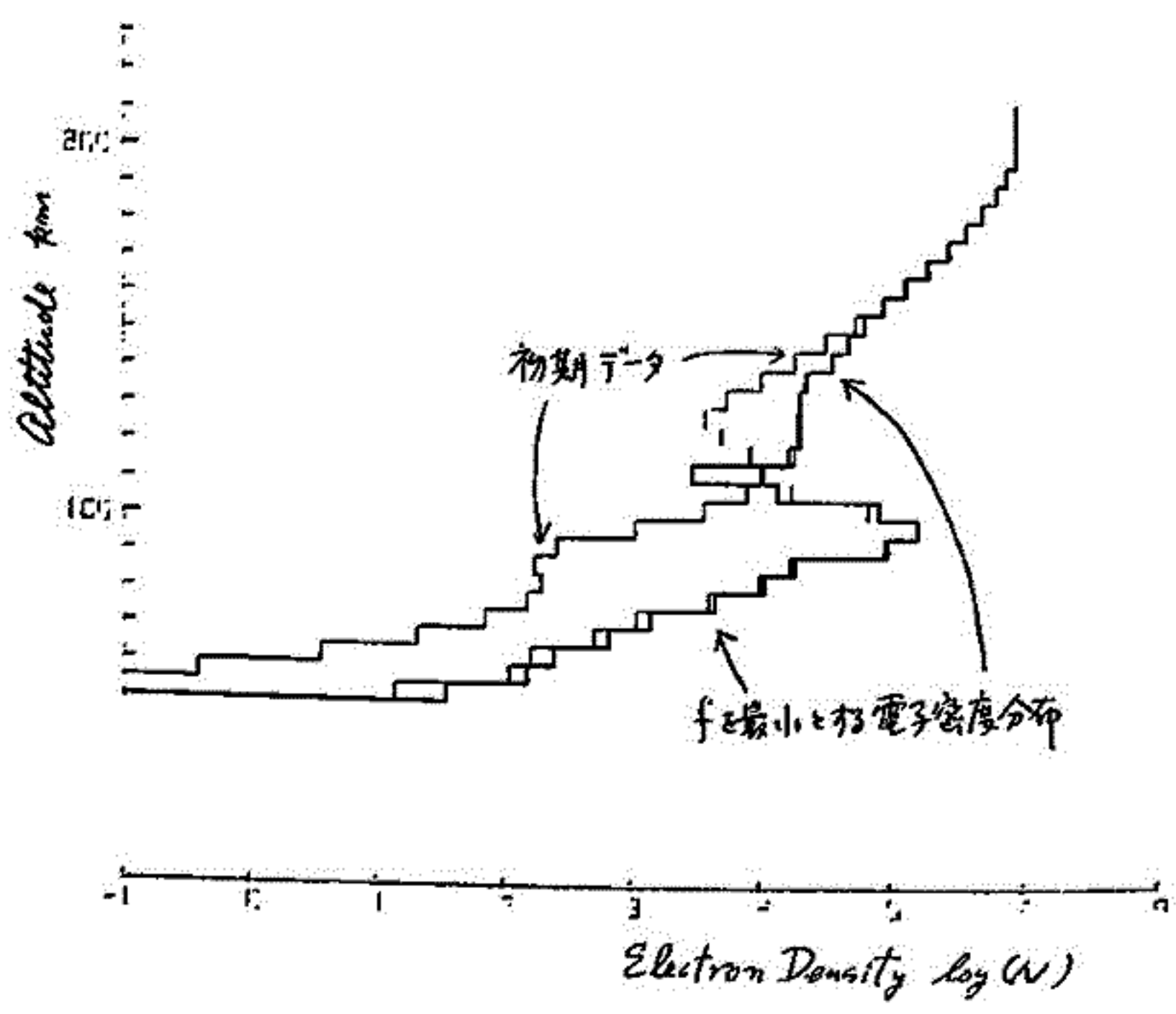
VLF帯以下の電磁波の反射には100 km以下の電離域が重要な役割をもちことが知られている。そこで、VLF帯の電磁波の反射特性から下部電離域の電子密度分布を推定することを試みる。

今、周波数 ω_i 、入射角 θ_i の波の電離層反射係数 $R_{oi}(\omega_i, \theta_i)$ を既知とし、電子密度及び平均衝突回数が均一多層(m層)に近似した電離層モデルに対する反射係数を

$$R_i(\omega_i, \theta_i, N_1, N_2, \dots, N_m) \text{ とし、評価関数 } f(N_1, N_2, \dots, N_m) = \sum_{i=1}^p |R_i - R_{oi}|^2 \text{ と最小}$$

とする最適電子密度分布を推定する。ただし、 N_1, N_2, \dots, N_m は各層の電子密度。

任意の電離層モデルに対する電離層・大地間導波管の1次モード伝はん特性から、各 ω_i に対する $R_{oi}(\omega_i, \theta_i)$ 及び θ_i を求め、 f を最小とする電子密度分布が与えられた分布に近づくか否かを検証した。下図は、1周波数(10 kHz)で推定した計算例を示している。2周波数での推定結果もこれとほぼ同じで、概ね良好な結果を得ることができた。また、各層の平均衝突回数を変数に加えれば、電子密度及び平均衝突回数を同時に推定することが出来る。



角村 悟 荒木 徹
地磁気観測所 京大理

SSCの Preliminary Impulse, Main Impulse 及び DP2型地磁気変化など、顕著な赤道異常を示す地磁気変化は、高緯度電離層に印加された電場による電離層電流によるものだと考えるのが妥当である。

以前の講演(荒木; 77年春, 秋)では、高緯度電離層に Source current を流入した際の電離層の世界的な電場電流分布を模式的な電気伝導率分布を設定して数値的に求めた。その結果、赤道での Cowling 電気伝導率 Σ_{cp} が十分に大きい時、その shielding effect のため、赤道帯で東西電場 E_p が減少するものの、電流 J_p は enhance されること示された。ただし、mesh の粗さのため、真赤道では J_p は充分大きな値を得られなかった。

今回は、計算の mesh を細かくし (θ方向に 1° きざみ、φ方向に 7.5° きざみ) 図1に示されるような、より現実的な電気伝導率分布について数値実験を行なうことにする。

Source current は θ (余緯度) = 10° ~ 20° に正法的に流入する。

図2は、こうやって得られた電離層電流の分布図である。

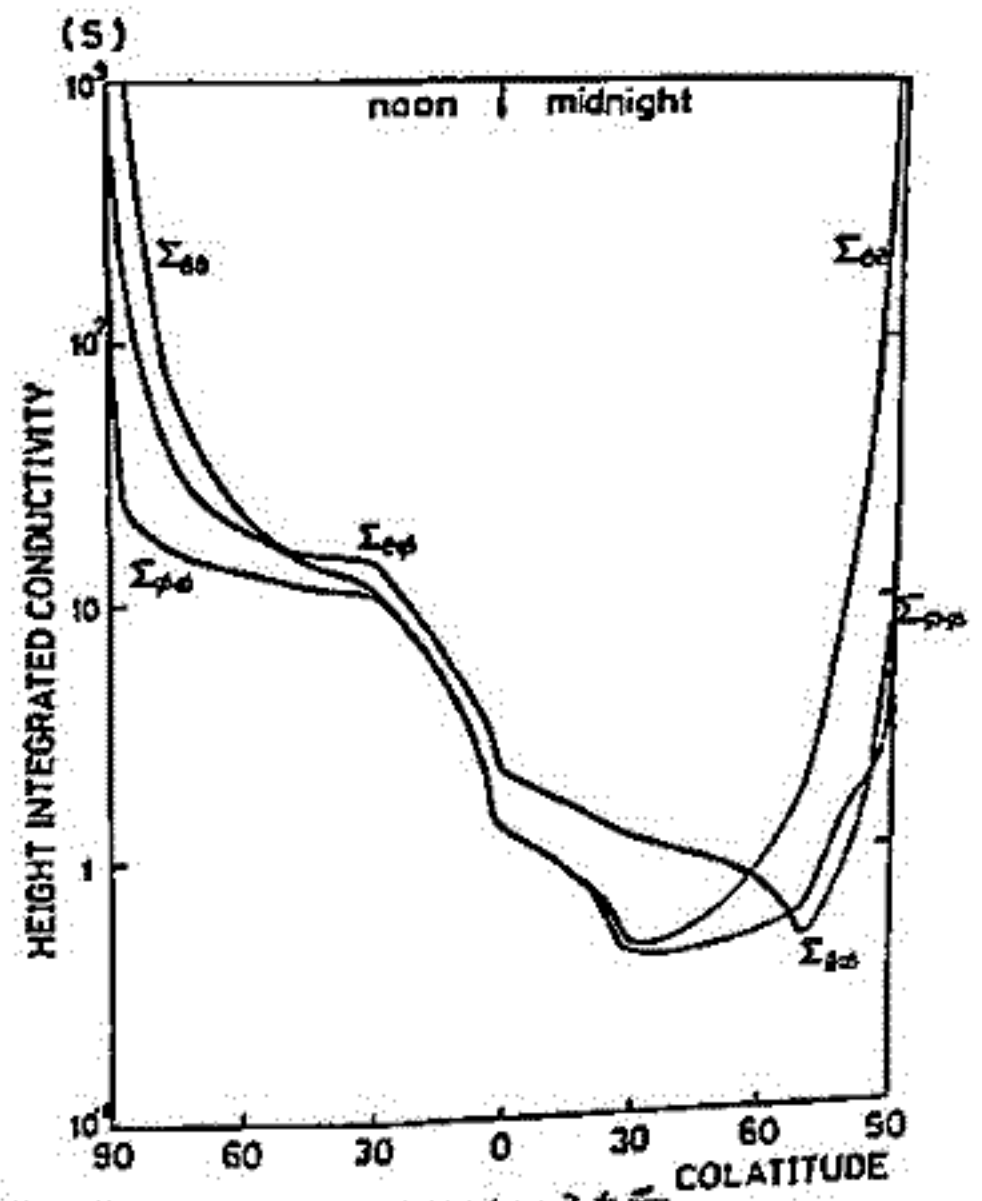


図1. noon-midnight 子午面内の二次元電気伝導率の分布

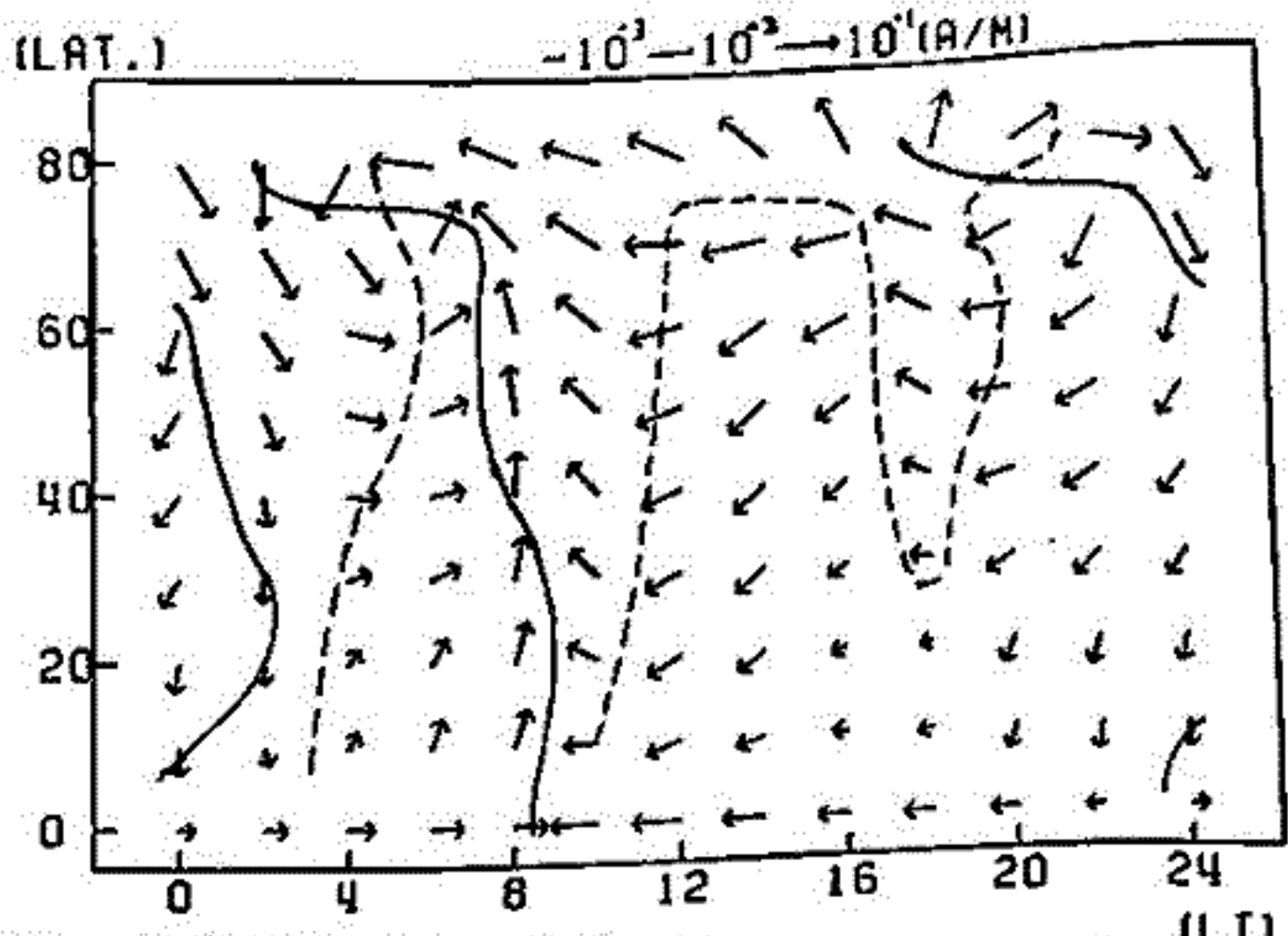


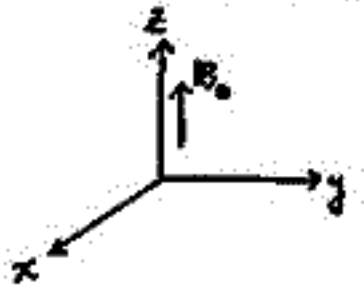
図2. 電離層電流分布 実線... J_{EW} の demarkation line 破線... J_{NS}

非等方一様電導媒質中の分極電荷

荒木 徹 (京大理)

等方的電気伝導率をもつ媒質中に電場が存在するとき、電流はオームの法則 $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ にしたがって流れ、常に電場に平行である。媒質が非一様ならば、電流は高電気伝導率領域を優先的に流れようとして方向を変え、これに「 \mathbf{E} 」が、電場の方向も変わらねばならぬので、分極電荷の空間分布が生じる。

一般に、電流に伴う分極電荷は、電気伝導率が非一様の媒質にのみ生じると考えられがちであるが、電気伝導率が非等方であるテンソルが異角要素をもつ場合には、一様媒質中でも分極電荷は 0 に等しくない。以下の簡単な考察がこれを示そう。



右図のように座標系をとり、電気伝導率は、 $\Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_1 & -\sigma_2 & 0 \\ \sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix}$ と仮定されるとする。定常電流は、方程式系

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0, \quad \mathbf{J} = \Sigma \cdot \mathbf{E}, \quad \mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (1)$$

によるため、これを 3 次元で組み立てた方程式を得る。

$$\sigma_1 \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} \right) + \sigma_0 \left(\frac{\partial E_z}{\partial z} \right) + E_x \frac{\partial \sigma_1}{\partial x} + E_y \frac{\partial \sigma_1}{\partial y} + E_z \frac{\partial \sigma_0}{\partial z} + E_x \frac{\partial \sigma_2}{\partial y} + E_y \frac{\partial \sigma_2}{\partial x} = 0. \quad (2)$$

ここで、媒質が一様と仮定し、ポテンシャル中を用いると、(2)式は、下のようになる。

$$\sigma_1 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) + \sigma_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3)$$

誘電率と一様とすると (3)式と $4\pi \rho = \nabla \cdot \mathbf{D}$, $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ とから

$$4\pi \rho = \epsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = -\epsilon \nabla^2 \phi = \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_1} - 1 \right) \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}. \quad (4)$$

したがって、 $\sigma_0 \neq \sigma_1$, $\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \neq 0$ (i.e. $\frac{\partial E_x}{\partial z} \neq 0$ and $\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} \neq 0$) である限り、 ρ は 0 に等しくない。

(3)式からわかるように、等方電気伝導率 ($\sigma_1 = \sigma_0$) の場合は、電位分布は電気伝導率に依存せず、同じ境界条件の下では、真空中の場合と同じであるが、非等方になると電位分布が電気伝導率比 $\frac{\sigma_0}{\sigma_1}$ に依存するようになる。真空中の場合からずれてくるので、そのずれを補正して作り出す分極電荷が必要となるのである。この際、電気伝導率テンソルの非対角要素 σ_2 (Hall conductivity) が何の影響も与えない ($\sigma_2 = 0$ であるとしてもよい) のは興味深い。

以上の考察は、むしろ超伝導物理学の現象^{の解釈}に大きな影響を及ぼすことは「電気伝導率が一様ならば電荷がたまらぬ、非一様ならばたまらぬ」という言ひ方は正しくないのである。

本邦におりる f_oF₂ の年々変化と それの 大気圧 年々変化成分との比較

米 沢 利 之
(中部工大)

F₂層の年々変化についてはすでに30年も前からその存在は知られているが、それが起る機構はいまだに解明されていない。従来は平均の変化がおもに研究されてきたようであり、以下では個々の年により年々変化のパターンがどのように異なるかを明らかにすることを重点をおいてデータの解析を行った。調べたのは正午と夜半の f_oF₂ であるが、筆

第1表 正午の f_oF₂ (f₁₂) と大気圧の各年の年々変化諸要素と
1959-70年の平均した値

	山 川 鹿兒島	名古屋	国分寺 東 京	秋 田	稚 内	クシント ン
f ₁₂ 年平均(MHz)	9.88	—	9.24	8.74	8.26	8.03
f ₁₂ 振幅(MHz)	1.38	—	1.34	1.28	1.13	0.55
位 相	3.82	—	3.79	3.75	3.71	3.86
振幅/年平均	0.144	—	0.147	0.147	0.134	0.065
大気圧 振幅(mb)	1.12	1.87	2.55	2.77	2.42	—
位 相	4.73	4.28	4.17	4.13	3.93	—

者は最近に地上で測定される大気圧にも年々変化成分が含まれていることを見出し、それらのパターンが果同様に一致するかどうかを確かめたい。以下で年々変化と構するものは、考察している物理量の各月の中央値または平均値を、各月の長さは等しいものとして調和解析した結果得られた年々同期の調和成分のことである。f_oF₂ は太陽活動度などによる(1年程度の)非周期的な長期変化成分を含まない、調和解析にかけるときにはこれを差し引く必要がある。そこで各年ごとに長期変化は時間的1次関数であると仮定して最小二乗法によりそれを決定し、その線形変化を元のデータから差し引くことにより、調和成分の解析を行った。

第2表 正午の f_oF₂ の各年の年々変化振幅と位相の観測所相互間の相関係数

	山 川	国分寺	秋 田	稚 内	クシント ン
山 川	—	0.90	0.88	0.77	0.54
国分寺	0.81	—	0.89	0.77	0.33
秋 田	0.69	0.96	—	0.84	0.46
稚 内	0.61	0.89	0.97	—	0.70
クシント ン	0.64	0.72	0.79	0.87	—

解析した期間は1959-70年の約1太陽サイクルで、大気圧に関する外国のデータがないので、電離層についても主として本邦の4観測所のデータに限った。従って大気圧のデータも電離層観測所の所在地に近いか否かによる。なお f_oF₂ の方も参考としてクシントンのデータも調べた。

第3表 大気圧の各年の年々変化振幅と位相の観測所相互間の相関係数

	鹿兒島	名古屋	東 京	秋 田	稚 内
鹿兒島	—	0.47	0.19	0.12	0.11
名古屋	0.64	—	0.90	0.79	0.43
東 京	0.45	0.96	—	0.97	0.63
秋 田	0.44	0.93	0.98	—	0.71
稚 内	0.43	0.64	0.67	0.72	—

第4表 正午の f_oF₂ と大気圧の各年の年々変化位相の、1対1の観測所間での相関係数

	鹿兒島	名古屋	東 京	秋 田	稚 内
稚 内	-0.25	0.49	0.60	0.64	0.41
秋 田	-0.14	0.40	0.40	0.43	0.34
国分寺	-0.42	0.07	0.14	0.19	0.27
山 川	-0.28	0.29	0.34	0.37	0.29

得られた結果の一部は第1-4表に示すが、余白がないので説明は省略する。なお夜半の場合の解析結果も毎日報告する。

渡辺勇三

宇宙科学研究所

従来、複数個の電子密度測定装置が搭載された総合実験では装置が故障しない限りは reasonable な解釈の許す範囲内で概ねの測定結果の一致を見るが多かったのであるが、今回のNELでは単体内でかなり不明な動作があり、他の機器とも一致しないという前例にない結果となっているので現在多角的に観測解析中である。

(1) プローブ展張は49.18秒に正確に行なわれシース容量値(CS)は1.8 pF から21.5 pFへ変化し、かつ、13 MHzでのプローブ容量値(C13)も1.8 pF から12.9 pF (=C_{po}=真空中プローブ容量値)に変化した。

(2) 53.08秒(MGFのセンサー伸張時)にCS=21.5 pF→9.1 pFと減少、C13=16.2 pF→12.9 pFと減少した。MGF伸張でウェイク領域が増加した場合CSは減少し、C13は増加するのが正常な動作であるのでウェイク効果と考えると矛盾点を持つことになる。一方、S-520-4号機のようにブリッジの容量ブリッジの事故と考えるとCSとC13に関しては矛盾が無いが、UHRのQ値の減少、fSHRの増加、fUHRの増加の点で疑問点が生じてくる。すなわち、foEとの一致を見るためにはfUHR、fSHRの増加は支持されるがQ値に関しては以前のデータが無いためにcheckできない状態となっている。

(3) 73.06秒(ESE説明時)C13=10.0 pF→7.4 pFに減少、fUHR=6.5→7.4 MHzに増加、CSはこの秒時でピーク構造を形成した。ESEに関連した(?)電子密度の増加現象と考えられる。ロケット降下時のpeak状増加はE層である。この場合にはUHRとSHRのpeak位置が含まれている。

(4) 75秒~150秒、420秒~500秒の期間でfUHRの単調増加、および、C13の単調減少にもかかわらず、CSのみが大きく減少して谷状時間変化を示した。これはプローブのバイアス状態あるいは電子温度の変化の現われであると思われる。

(5) 200 pF以上の容量値修正は厳密ではなかったがCSはほぼ一様な時間変化を示した。又、CSのバラツキから spin と precession (約60秒)の情報が得られた。一方、MPRから機軸と磁場の角度が約51度と求められた。

(6) ロケット降下時にUHRとSHRの観測の終了後、CSとC13が不明瞭な変化を示した。すなわち、529秒にCS=13.4 pF→9.2 pFに減少、C13=9.5 pF→8.0 pFに減少、また、534秒にCS=8.6 pF→16.1 pFに増加、C13=8.0 pF→12.5 pFに増加するという現象が現われた。NEL単体に起因するものか、データ伝送系にも関連するものか検討中である。

(7) 549.0秒にプローブの切断が確認された。C13=12.1 pF→0.3 pF、及び、CS=16.2 pF→0.3 pFの変化は正常なプローブの切断状況を示すものである。切断後の容量値が0.3 pFであるのはプローブが根元から折れてブリッジ系がバランス状態になったことを物語るものであって、そうすると、(2)の後段の解釈とは矛盾することになる。S-520-4号機の時には例外的に飛しょうの途中でブリッジ系がアンバランスになったので、プローブ切断時には反転動作を示したが、今までのNELではほとんどの場合、プローブの展張と切断はほぼ正確であったので、今回の場合も正しいと考えて良いと思われる。

(8) 内の浦、山川、沖縄のIONOGRAMによると当日の実験時間帯の電離層は非常に安定しており、かつ、高いfoF2を示していた。インピーダンスプローブの場合、前出の(2)の後段の解釈を採ってfoEへの一致を試みると、foF2に比べて小さい電子密度となってしまったので(5)の前半にあるように、CALの不備をcheckする必要が生じる。

(9) 同機に搭載されたラングミュアプローブ(LP)による観測結果でも、全般に電子密度が高く出たためfoEでnormalizeしたことが前回の学会で報告されていたが、その高度分布とNELの結果を比べて見ると電子密度の高度勾配は良く一致したが、全高度領域でNELによる方が高くなった。

(10) 同時搭載の固定バイアス電流プローブ(CP)の観測によるとE層領域では良く似たピーク状分布を示したが電子温度を一定と仮定したために電子密度値は若干ずれた。しかも、LP、CPともfoF2まで一致させることに無理があるように思われ再検討が必要となっている。

(以上)

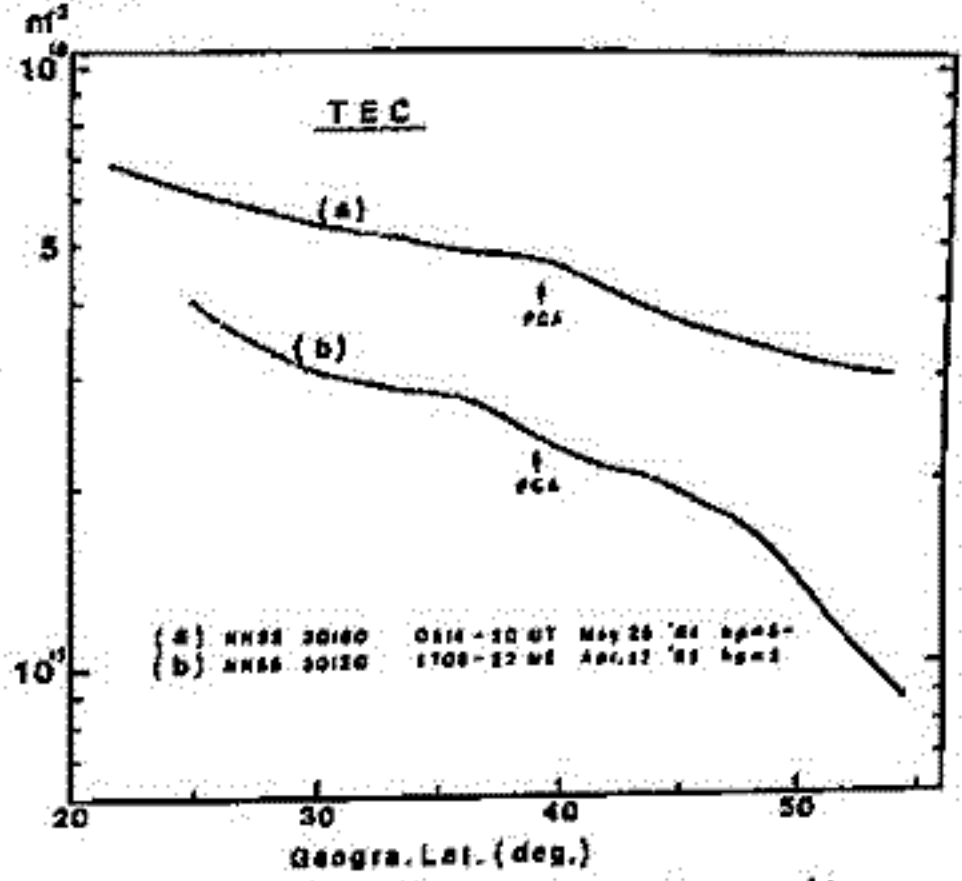
航行衛星 (NNSS) による日本上空の全電子数

測定 (I) ISIS-2, ISS-b との同時観測

相京和弘^{*}, 井出俊行^{*}, 佐藤克久^{**}, 西崎 良^{*}, 丸山 隆^{*}, 萩島 尚^{*}, 新野賢爾^{*}
^{*}郵政省電波研究所, ^{**}緯度観測所

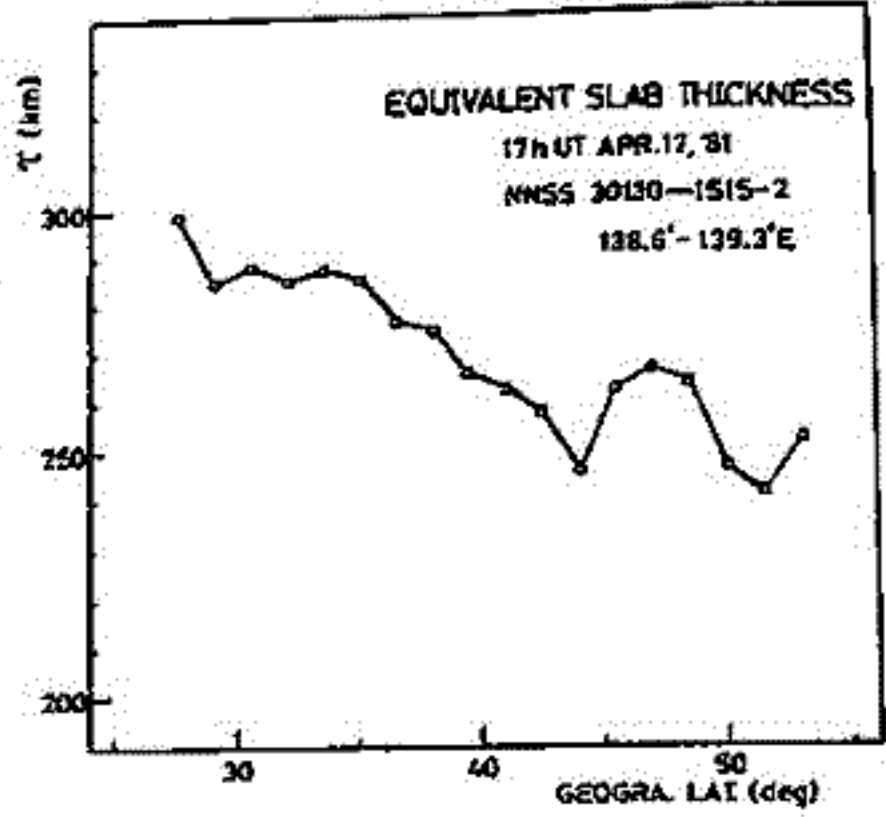
航行衛星 (NNSS) が送信する 2 波 (399.968 MHz, 149.988 MHz) のドップラ周波数差から衛星軌道についての全電子数と測定の試みが米国, 西独等で行われている。また, 緯度観測所では NNSS 受信機 (Magnavox MX1502) を用いて定常的にドップラデータを取得し解析が行われている。今回は Hara and Sato^{*} (1982) が開発した手法を利用して, 1981 年 4~5 月の約 2 の月間のデータ (~860 パス) のうち, ISIS-II, ISS-b との同時観測データをスパスを選び, 全電子数及び等価的厚み (Equivalent Slab Thickness) の緯度分布等を調べたので, その結果を報告する。

測定原理: MX1502 受信機は NNSS 受信機から衛星の軌道情報値を抽出するとともに, 2 分毎の時刻信号の間を 2 秒の 4.6 秒区間と 1 秒の 4.9 秒区間を分割し, 各区間のドップラカウント値を 2 波につき求め磁気テープに格納する。これらのデータを基に衛星軌道とドップラ周波数差, $\Delta f_{150} - (3/8)\Delta f_{400}$ の時間変化を出し, 衛星-地球局を結ぶ直線が電離層高度 (350 km を仮定) を切る点 (SIP) を含む鉛直方向の全電子数に関する微分方程式を数値的に解く。境界条件の決定は衛星の最接近時 (PCA) の全電子数の時間変化がパスにつき一発との仮定で最小二乗法を用いて行う。



第 1 図: NNSS で測定された全電子数 (TEC) の緯度変化 (a) 昼間 (b) 夜間

全電子数緯度分布: 第 1 図 (a) と (b) の曲線は昼間 (~14^h JST) 及び夜間 (~02^h JST) の経度, 136~139°E における SIP に沿った全電子数の変化を示す。(a) は木沢西方で ISS-b と交差し, (b) はほぼ同経度上で ISIS-2 と反対方向からすれ違ったパスで得られた。同時刻の ETS-II Faraday 回転による測定結果と比較した結果, (a) では ~15%, (b) では ~10% の誤差を数える。1978 年 10 月 1979 年 10 月までの観測結果では昼夜を問わず 25°N 付近に赤道異常の顕著なピークが認められたが, この結果では明確ではない。また, ~50°N 以上の急激な低下も昼間では認められない。



第 2 図: 電離層の等価的厚みの緯度変化

等価的厚み: 第 2 図は ISIS-2 との同時観測で得られた 28 秒間隔のイオノグラムから f_oF₂ を読み取り 1 図 (a) の TEC データとから求めた夜間の EST の緯度分布である。両緯度ほど一般的に EST は低下し, 中緯度域で 250~270 km で, ATS による光未中緯度のモデルとほぼ一致する。

* Hara, T. and K. Sato, Electron content distribution and variation around Mizusawa, Japan, paper presented

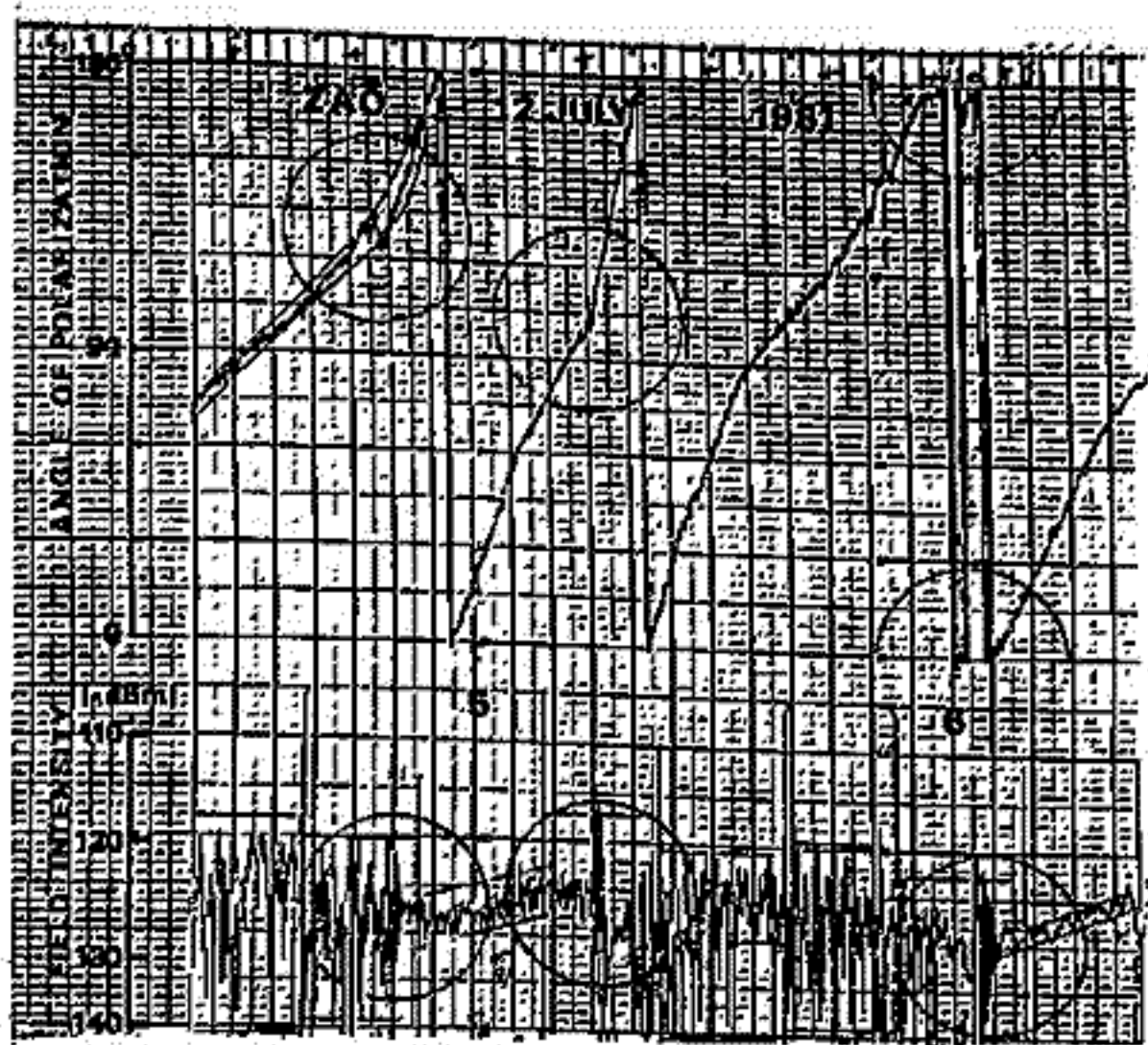
at 3rd International Geodetic Symposium on Satellite Doppler Positioning, 8-12, Feb. 1982 Las Cruces, New Mexico.

静止衛星VHF電波受信による沿磁力線伝搬実験(II) 準周期的シンチレーションの発生特性

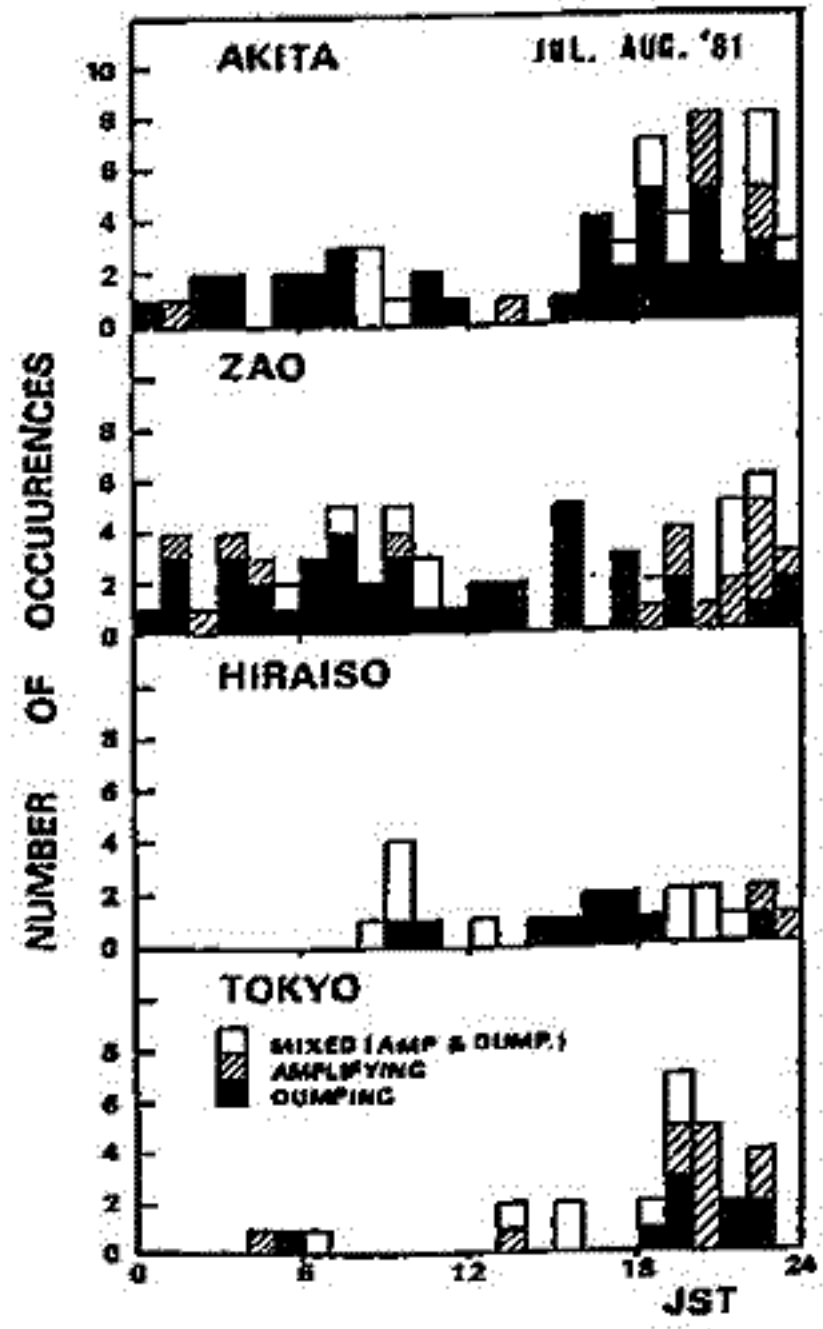
皆越尚紀 新野賢勲
(電波研究所)

衛星電波に対する沿磁力線電離構造の影響を調べるため、1981年7~8月、ETS-IIの静止位置を144°Eに変更して、電波通路と地球気磁力線の交差角が異なる秋田、蔵王、平磯、東京及び山川の各観測点で、VHF衛星電波の受信実験を実施した。シンチレーション全体の発生特性については前回報告したが、今回はこの実験期間中、しばしば観測された準周期的シンチレーション(Quasi-Periodic Scintillation; QPS)の発生特性について報告する。

観測されたQPSは振幅の時間変化の特徴から、減衰型、増幅型、増減型に分類でき、平均レベルからの最大振幅は6dB程度、継続時間が2,3分以下であった。第1図に蔵王で観測されたQPS(下部)と、同時に測定されたファイラー回転(上部)の記録例を示す。この例でも明らかのように、QPSに対応して、ほとんど同時にファイラー回転にも急峻な変動が見られた。変動幅はおおよそ 10° (電離圏全電子数(TEC)に換算しては $5.3 \times 10^{15} \text{ el./m}^2$)で平均値の約1%に相当し、減衰型QPSには負、増幅型QPSには正の向きに急変する傾向が見られた。QPSはその周期性と最大振幅値から、直接波と電離圏内の電子密度の不連続領域からの反射波との干渉によると考えられるが、QPSとTEC変動の対応はこの考えを裏付けるものである。第2図に各観測点でのQPSの発生回数を示す。日変化には通常の不規則シンチレーションと同様に、夜間と昼間にピークがあり、多くは減衰型である。地理的には蔵王で67回と最も多く、秋田61回、東京27回、平磯22回の順に減少し、QPSも沿磁力線電離構造と関連あることを示唆している。



第1図



第2図

電離圏シンチレーションの3点観測

熊谷 博 小川 忠彦 堀 利浩
電波研・平磯支所

電離圏シンチレーションを3点で観測し、互いの受信波形の時間差から、電離圏のドリフトを知ることが出来る。受信電波は、ETS-IIの136MHz波であり、観測場所は、電波研平磯支所である。この観測は、前回までに報告した2点観測を拡張したものである。地上での受信アンテナの配置を図1に示す。A、B点は八木アンテナ、C点はヘリカルアンテナを用いている。BC方向は、東西方向に一致している。3点の受信データは1箇所を集め、データレコーダに記録した。電波の散乱体である電離圏不規則構造の運動が、電波のパスに対し、垂直方向の成分をもつと、各点で受信されるシンチレーション波形には、時間差が生じる。これまでの観測から200m程度のアンテナ間隔では、受信される波形の相関は十分良いことがわがっている。

観測結果の1例を図2a、bに示す。夜間のシンチレーションの例であり、C点での受信波形を図aに、ドリフト速度の時間変化を図bにベクトル表示する。速度ベクトルは、3点の受信記録の相互相関関数のピーク位置から、平面波を仮定し決定した。この速度は、電波のパス（仰角46°、方位角（北から東方向に）198°）に垂直な面内での値である。シンチレーションの期間中、速度の大きさ、方向は、それぞれ30m/s~100m/sおよび南西方向を示しているが、0時~1時（LT）の間は、速度、方向が大きく変化している。この変化と対照し、図a上にもシンチレーションの強弱が現れている。とくにドリフト方向の変化は、シンチレーションが一時的に弱くなった時に起っている。

電離圏シンチレーションは夏の夜間は頻発し、長時間継続する。静止衛星電波を使い、定常的なドリフト観測ができるわけである。今後、観測データの処理を進め、不規則構造の形状等も明らかにしたい。

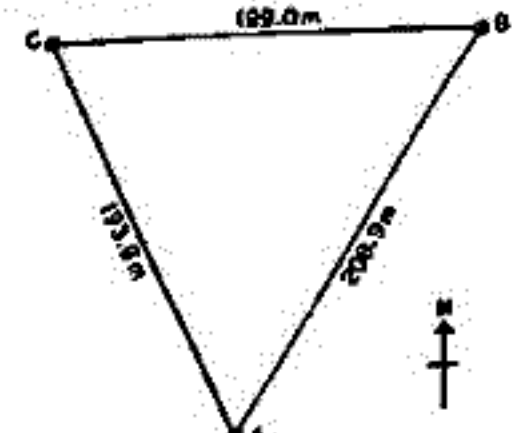


図1. アンテナ配置
May 2

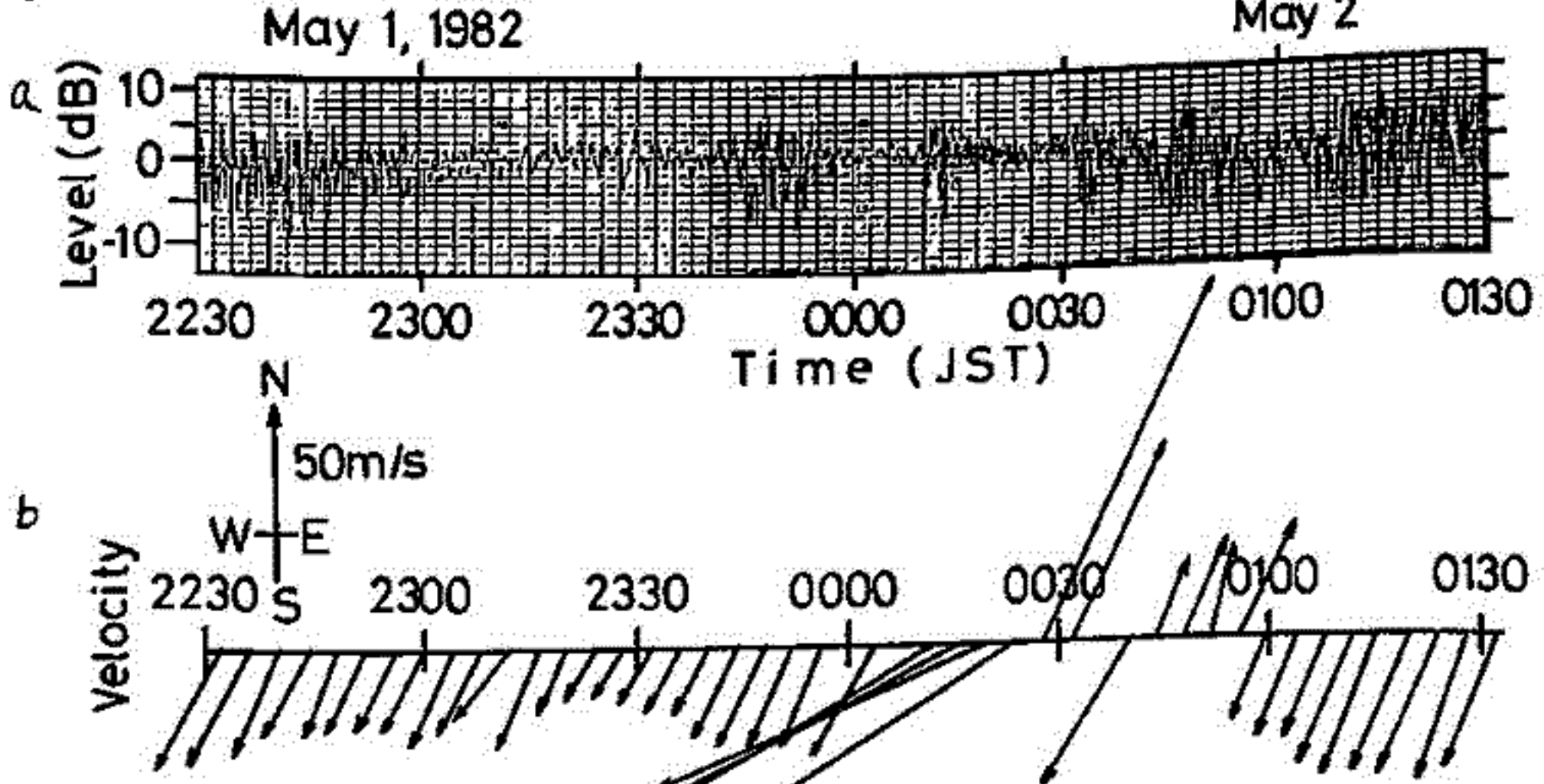


図2. aシンチレーション受信記録, bドリフト速度

電離圏によるQPシンチレーション

堀 利浩, 熊谷 博, 小川 忠彦

電波研・平磯支所

電離圏に起因する衛星電波のシンチレーションのうち、受信強度が速い準周期的変化を
 するものはQP (Quasi-Periodic) シンチレーションと呼ばれている。この様なシンチ
 レーションは独立したイレギュラリティにより発生すると思われる。QPシンチレーショ
 ンの観測例を図.1に示す。1982年7月6日13時40分頃に起ったものである。

図.2にその時の電波のファラデー回転より求めたTEC (全電子数) と受信強度 (リニ
 ヤ・スケール) の時間変化を示す。この時、同時に行われた3点観測より求めたイレギュ
 ラリティの速度をTECの観測結果とつき合わせるにより、イレギュラリティの構造
 が推定できる。3点観測の結果については本講演会で熊谷他によつて報告される。

図.2で受信強度波形は“うなり”を伴った強い振動を起している。振動波形が左右対称
 でないのはTECの変動からわかるようにイレギュラリティが運動方向に対し前後対称で
 ないためと考えられる。TECの変動は最大部分で $1.15 \times 10^{16} / m^2$ である。3点観
 測より求めたイレギュラリティの速度は $37 m/s$ であった。これを用いて図中下部に時
 間スケールを距離スケールに換算して示した。これよりTECの最大点から右側の部分の
 イレギュラリティの大きさは約 $700 m$ と推定される。

観測より求められた位相変化
 量とイレギュラリティのスケ
 ール (片側 $700 m$) の値を使い、
 イレギュラリティの高さを仮定
 すると、モデル計算から受信波
 形を数値的に求めることができ
 る。

TEC変動最大部分から対称
 に減少する密度分布を仮定して
 計算を行なうと図中右側の受信
 強度をよく説明できる。

このため、強度に現れた振動の
 うち、右半分は、電子密度の急
 勾配によりもたらされたと考え
 られる。

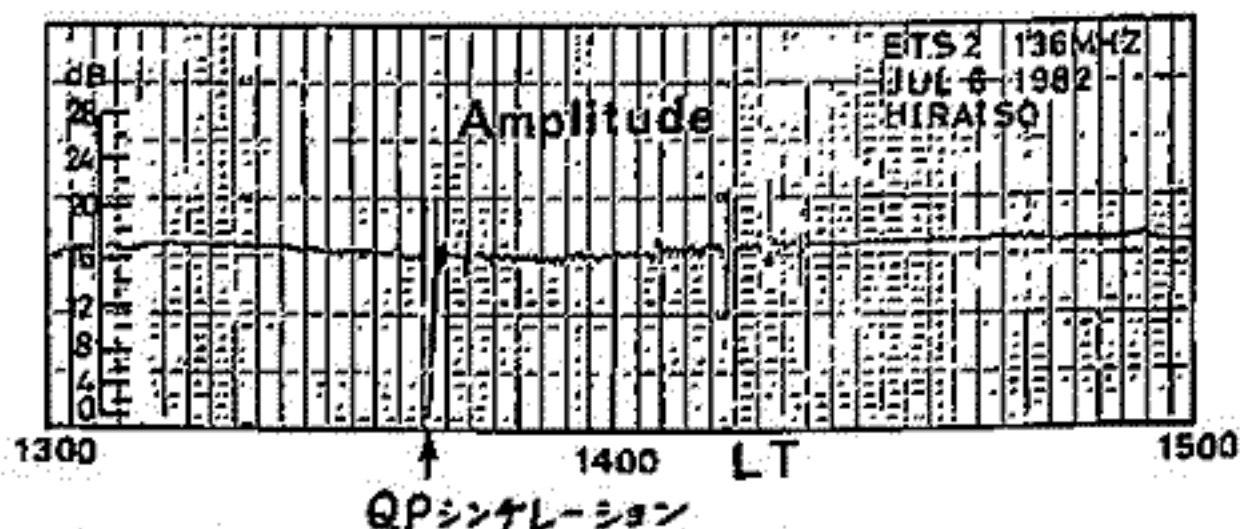


図.1 QPシンチレーションの観測例。

13時40分頃に20 dB P-Pのシンチレーションが
 起っている。

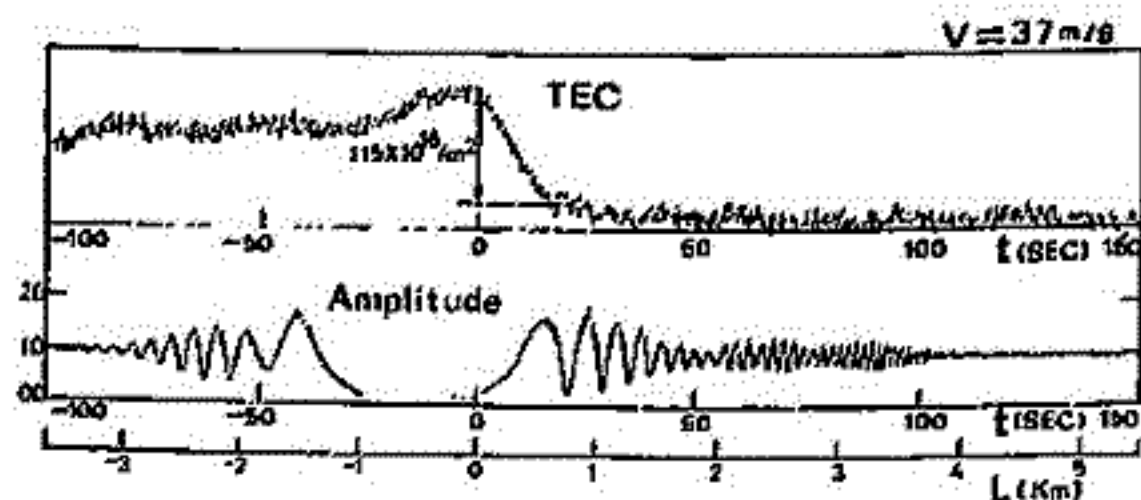


図.2 TEC, 受信強度の時間変化

受信強度は、図.1を拡大したものできれいに振動が起っている。下に書いたスケールは、速度より換算した距離である。

SITECの統計的性質

小川 忠高, 熊谷 博, 大部 弘次
電波研 平磯支所

過去2回の講演会において、太陽フレアに伴うSITEC(全電子数突然増加)現象について種々の観点から述べた。今回は1979.3-1982.6の期間に発生した昼間のフレアのうち、9.5 GHz電波バースト最大強度 ≥ 80 FU, 且つ1-8 Å X線最大強度 $\geq 2 \times 10^{-5} \text{ W/m}^2$ (M2)の両者を満たす約170個のフレアを選り出し、これらによるSITECの統計的性質を述べる。

SITECの時間プロファイルの大きさはフレア時のEUV放射特性に強く依存している。フレアのimpulsive phaseにおいて、90-1000 ÅのEUVが放射されることと電離圏全体が一層に強く電離されるためにSITECは急激に増加する。このphaseが無いフレアではSITECはゆっくりと増加する。前者の例を図1に示す。フレア開始後数分間でマイクロ波と硬X線(<1 Å)が同時に放射され、SITECはこの間急増しピークに達する。これは、HFドップラーゲートから、この期間にEUVが急激に放射されたことを表わす。EUVの強度とスペクトル形が判ればSITECの最大増加量(ΔN_{TE})は計算できるが、この種の観測は難しい。そこで、地上(μ波)や衛星(軟X線)で連続観測可能なデータを用いて ΔN_{TE} が予測できるかと考え、impulsive phaseを持つフレアを抽出し9.5 GHz電波と軟X線の最大強度 vs. ΔN_{TE} の関係を示したのが図2(a, b)である。太陽天頂角(χ)が大きく、フレア位置(CMD)が太陽縁にありと大気EUV吸収が効くので、もうでない場合のデータが示してある。これから、 ΔN_{TE} vs. μ波あるいは軟X線との関係を示す経験式が得られる。EUV放射がμ波や軟X線とある種の関係にあることを示唆しており、入手容易なデータから ΔN_{TE} を知ることができる。

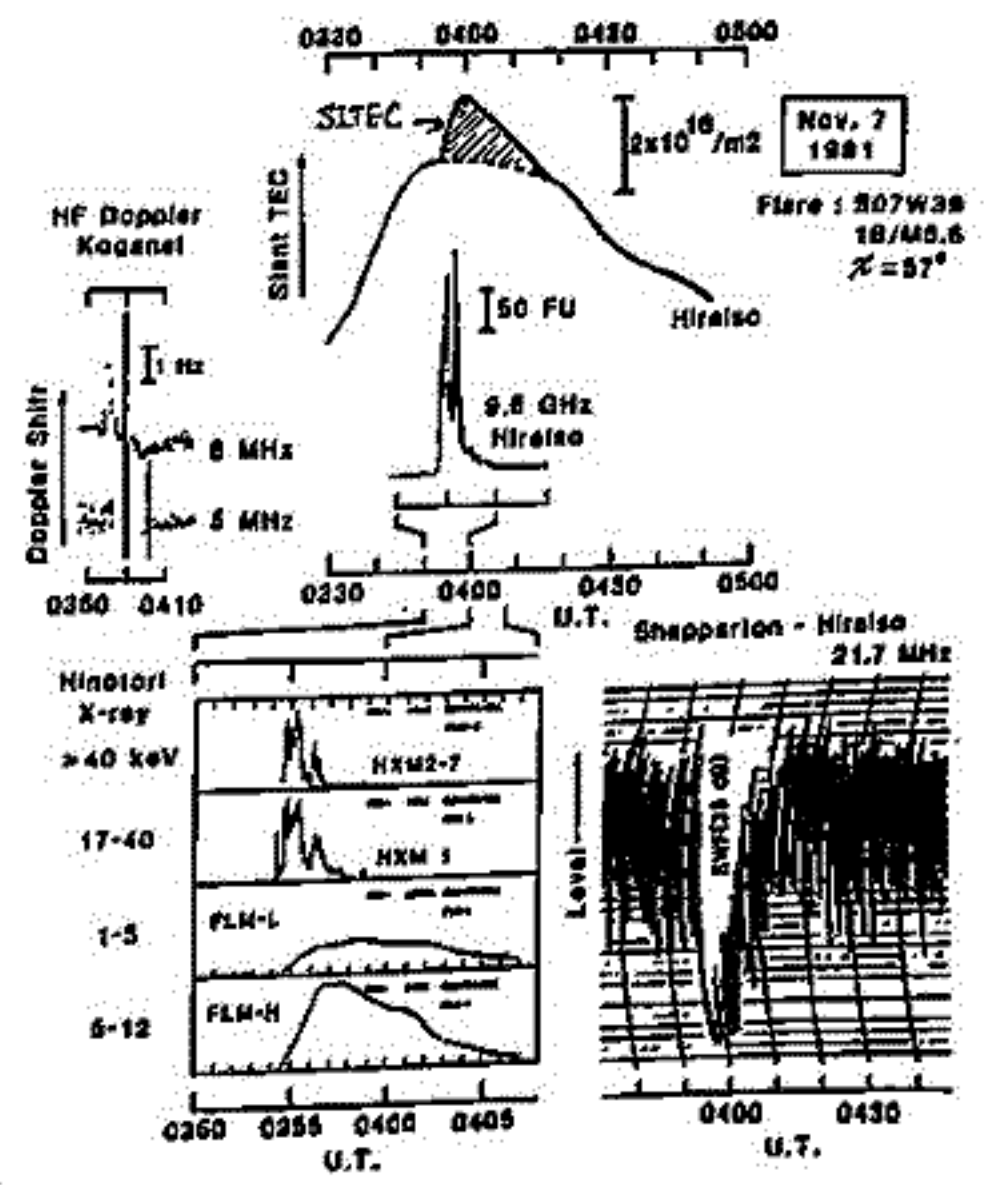


図1

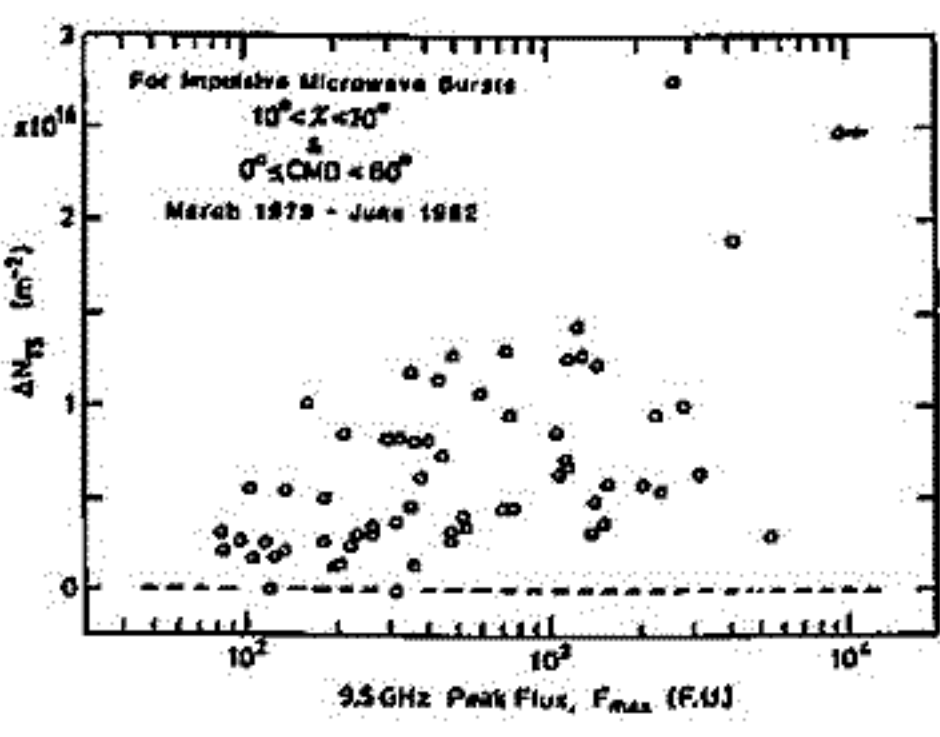


図2(a)

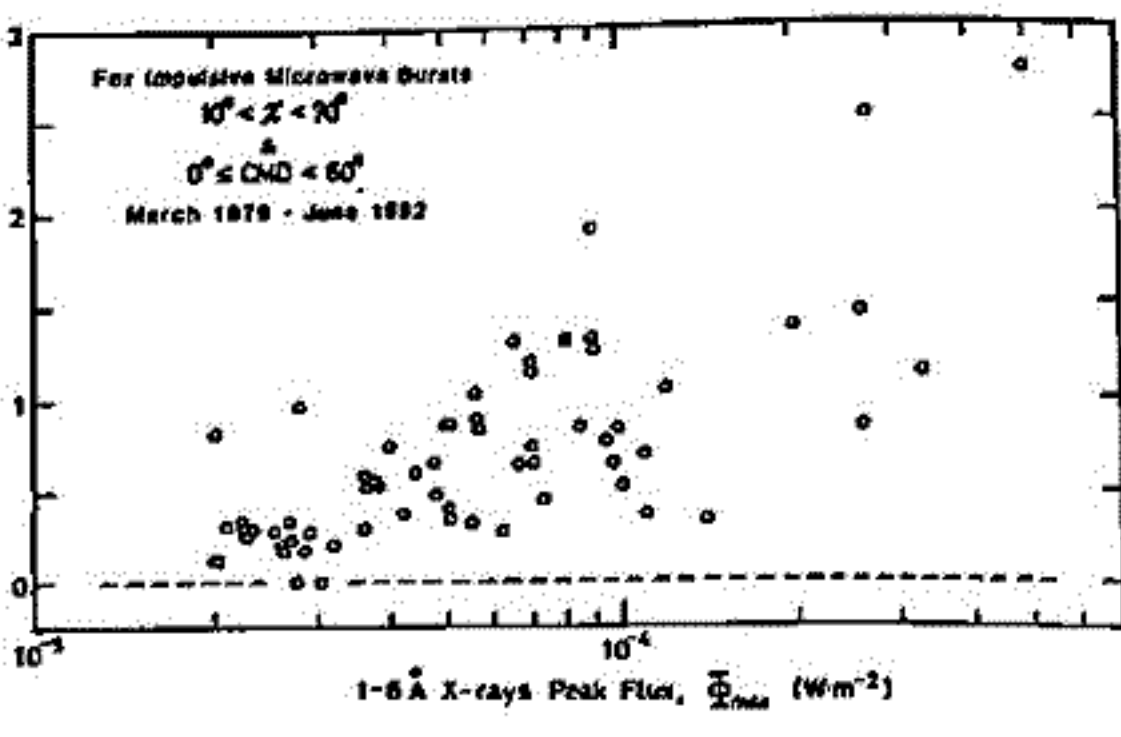


図2(b)

小山真人・新孝信明
（静岡大理地球科学）



筆者らは，伊豆半島西部の松崎町付近に分布する新生代以降に噴出・堆積した火山岩・火山碎屑岩類の層序学的調査と古地磁気学的検討を続行中である。これまでに69地点の試料の検討を行なった。測定にはリングコア回転磁気計（新孝・小山，1983 静大地球科学研報 8）を用い，AF

消磁は三軸AF消磁装置（同上）にて25mT（2500e）まで行な，た。二次的な不安定成分は，15～25mTのAF消磁で除去できることがわかった。

〔1〕試料の残留磁気強度およびAF消磁に対する残留磁気の安定性には，試料の岩相との相関が認められた。すなわち火山岩，凝灰岩および凝灰質ニルト岩，および変質した火山岩では，試料のNRM強度分布並びにAF消磁による強度の減少の度合が異なる（図1，2）。さらに玄武岩の海岩および岩脈の試料にはAF消磁に対し大きく強度を減らすものが多いために対し，他の岩相の試料にはAF消磁に

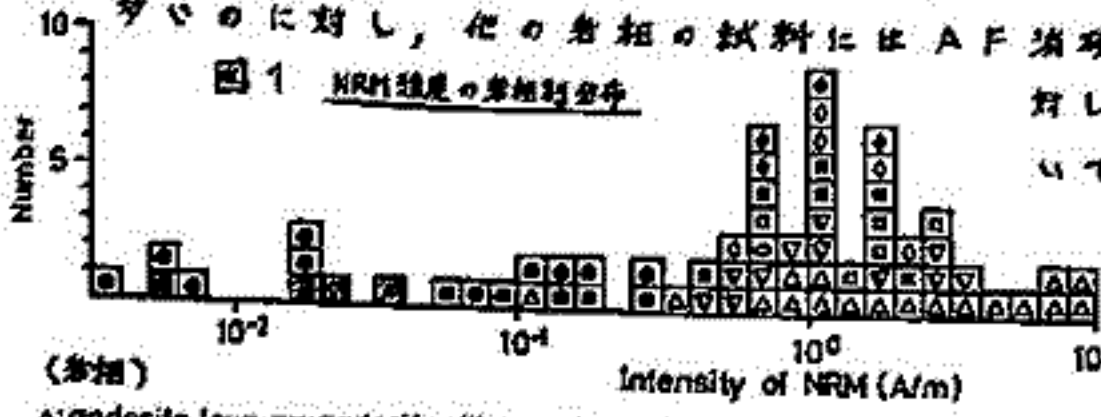


図1 NRM強度の岩相別分布

（参照）
 △: andesite lava ▽: andesite dike ●: basalt lava ■: altered andesite dike
 ○: basalt dike ◊: dacite dike *: tuff & tuffaceous silt
 □: altered basalt lava ○○○○○: samples for discussing directions of paleomagnetic vectors
 ; open symbols: "Shirahama Group" solid symbols: Nishina Group * : horizon unknown

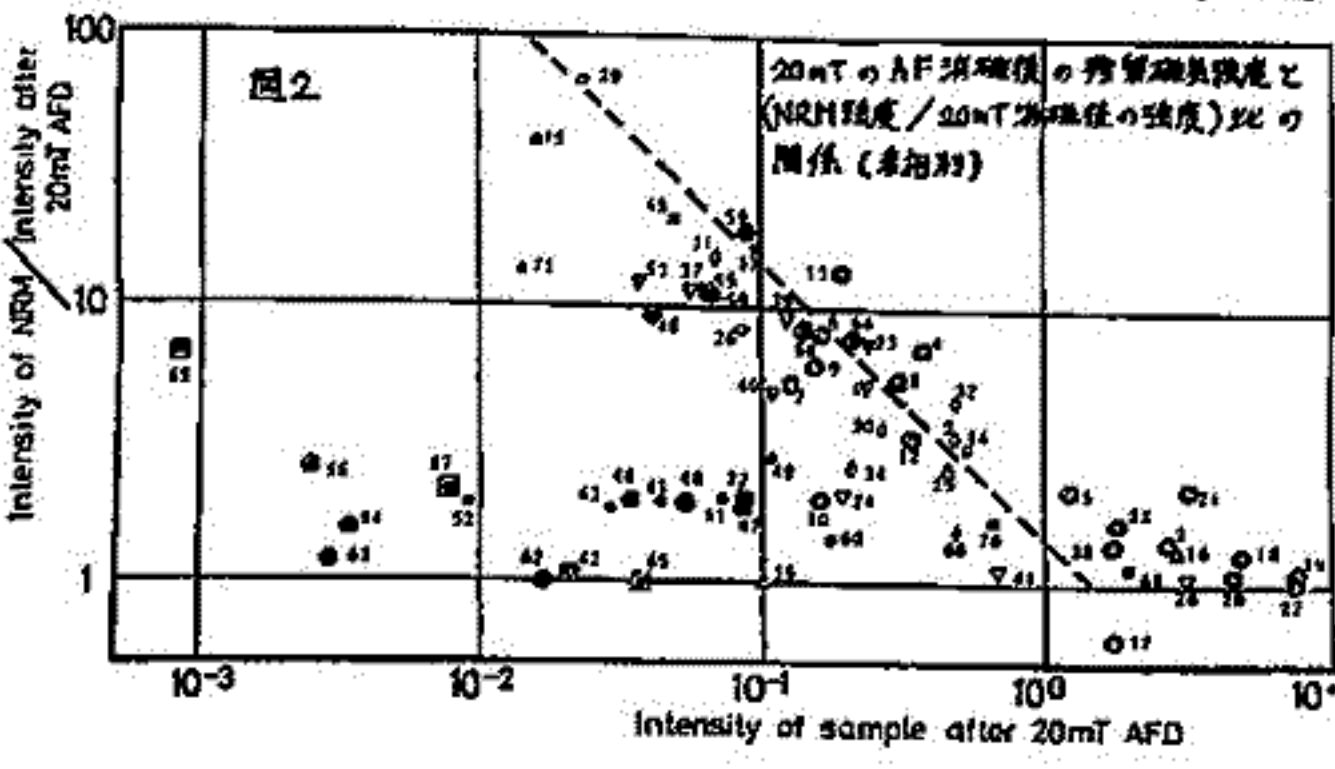


図2

20mTのAF消磁後の残留磁気強度と（NRM強度/20mT消磁後の強度）比の関係（参照）

Stratigraphy & Lithology		Lithology & Number of Paleomagnetic Samples
"Shirahama Group" (白浜層群)	upper	Andesitic lavas (150m) Dacitic volcanic breccia (100m) andesite (lava) - 6 ●
	middle	Andesitic volcanics (400m) (volcanic breccia, tuff breccia, andesitic lavas, andesitic tuff) andesite (lava) - 11 andesite (dike) - 5 ●○
	lower	Basaltic & andesitic andesitic volcanics (400m) (volcanic breccia, tuff breccia, basaltic lava, suricite tuff) basalt (lava) - 5 basalt (dike) - 5 ●○ andesite (lava) - 1 andesite (dike) - 2 dacite (dike) - 1
"Nishina Group" (仁科層群)	upper	Pyroclastics (2000m) (fine tuff, suricite tuff, andesitic tuff breccia, tuffaceous silt) fine tuff - 4 coarse tuff - 1 ●○ tuffaceous silt - 1
	middle	Basaltic volcanics (500m) (volcanic breccia, basaltic lavas, fine tuff, tuffaceous silt) basalt (lava) - 2 basalt (dike) - 1 ● fine tuff - 6 tuffaceous silt - 2
	lower	Basaltic volcanics (1500m+) (pillow basalt, massive basaltic lavas, volcanic breccia, basaltic tuff) pillow basalt - 2 massive basalt (lava) - 5 basalt (dike) - 2 ● fine tuff - 1 ●

対し安定なものが多いため（図2）。この理由について岩石薄片・研磨片の観察，熱磁気天秤による磁化温度曲線の測定を行ない，検討を試みた。

〔2〕AF消磁によって不安定成分の求められた試料のうち，変質した火山岩試料，bedding 修正後の不明な試料，bedding 修正前の磁気方向が現在の北を向く試料を除いた残りの残留磁気方向について検討した。

その結果，上位の"白浜層群"の試料（18地点）の偏角・伏角の平均（ $D = 351.6 \pm 23.5$ ， $I = 50.3 \pm 3.2$ ）および仁科層群の試料（14地点）の偏角の平均（ $D = 357.9 \pm 45.5$ ）はほぼ現在と同じ値が得られたが，仁科層群の試料の伏角の平均として，誤差範囲内であるが現在と比して小さい値（ $I = 34.1 \pm 22.8$ ）が得られた。

房総・丹沢地域の古地磁気とテクトニクス

新妻信明・中尾誠司・太田英特
(静大理) (建築技研) (明治コンサルタン)

房総半島南部の安房古川地域と丹沢山地東部の中津川・早戸川流域の層位学的調査とこれにもとづく古地磁気学的測定を行なったのでその結果を報告する。

両地域の地層は著しいテクトニクスの結果、急斜あるいは過褶曲による上下の反転しているものが多い。今回、火山灰層の野外における追跡と微化石層位学的検討により層序の確立ができたので、これにもとづく古地磁気調査を行なった。

地層急斜あるいは反転しているため、褶曲前に磁化したものか、褶曲後に磁化したものかは容易に判定することができ、古地磁気学的検討には褶曲前に磁化したもののみを使用した。この古地磁気資料により古地磁気層序を確立することができたが、地層の堆積が急激であり、しかも局部的であるので古地磁気層序のみから標準層序への対比は困難である。微化石層位学の資料をもとに用い房総半島中北部の標準層序への対比を行なった。堆積物の急激な堆積時期は両地域において四国海盆の沈み込み開始時期である6~7Maと一致しており、その地層の著しい褶曲は沈み込みにとともに起った伊豆半島の本州列への衝突によるものと考えられる。

備前断層周辺や褶曲軸の屈曲にともない局地的な数10度にもおよぶ回転を見出すことが出来るが、丹沢山地や房総半島全体というような地域全体の回転を見出すことはできなかった。今回の測定結果とともに、これまでに判定・報告も行なっている房総半島中北部・伊豆半島・静岡地域における古地磁気についても合わせて検討し、テクトニクスについて述べる予定である。

新喜信明(船大 理) · Leg 87 乗組研究者一同

国際海洋底掘削計画 IPOD の第 87 次航海では 1982 年 6 月 25 日から 8 月 18 日まで南海トラフで 2 地塊 (site 582, 583) 11 井, 日本海溝で 1 地塊 (site 584) 3 井の掘削を行ない, 深海底堆積物を採取した。

古地磁気用試料は 1~2m の間隔で採取し, 船上の Digico balanced flux-gate 型回転磁気計で測定を行なった。

AF 消磁は 200 Oe (20 mT) まで Schonstedt の消磁機で 3 軸について行ない, 安定性の吟味を行なった。

南海トラフの堆積物は 10^{-5} emu/cc (10^{-2} Oe/m) の残留磁気強度を有し, AF 消磁に対してきわめて安定である。日本海溝の堆積物は強度が弱く, 層準により 10^{-6} ~ 10^{-8} emu/cc と大きな幅を有している。その中で前期鮮新世の珪藻質泥岩試料中には測定可能強度 (2×10^{-7} emu/cc) より弱いものが多かった。

古地磁気の伏角資料から古地磁気層位学的検討を行ない, 南海トラフでは Brunhes, Matuyama 磁極期, 日本海溝では Gilbert から 第 10 磁極期までの磁極期区分と対比をすることができた。

古地磁気の偏角資料と採取コア中に見られる地層面や断層面の傾斜方向との関係から地層や断層の現地における傾斜方向を決定することができた。南海トラフでは掘削に先立って行なわれた反射波による地下構造解析結果と良く対応し, 付加テクトニクス解明への重要な資料を提供することができた。日本海溝では反射波による地下構造の推定は余り詳細とされていないが, 地層は下斜で 40 ~ 70° も東に傾斜していることが判明し, しかも多数の断層により西側が落下していることが明らかになった。

両地域に共通する断層面の方位決定による応力方向の決定も行なわれ, フィリピン海プレートおよび太平洋プレートの求め込みと密接な関係も有していることがわかった。

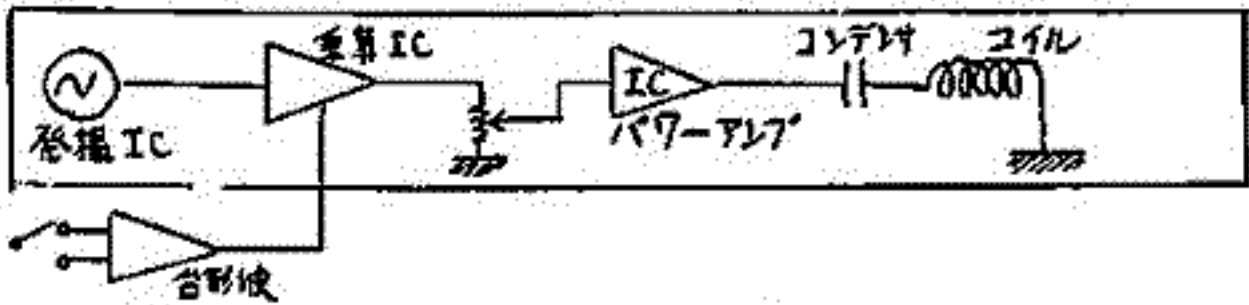
本航海については今後, 各研究者により研究が進められ報告される予定である。邦上における成果は *Geotime* および *Nature* に近く印刷される予定である。

高知沖で得られたグラビティコアの残留磁気について

上嶋 正人
地質調査所

(1) 残留磁気測定のための消磁装置の改良

残留磁気を測定する際に、VFM等の軟かり磁化成分をとり除くための消磁が不可欠であるが、従来使用していた3軸回転式消磁装置では1分近くと以外に時間と手間が多くなる。この時間と手間の主要な部分は試料のセッティングと取りはずしにあり、これを改善するために試料を回転させずに3軸的に消磁できる方式を採用した。無磁場中で試料に3軸が直交する様に磁場(交番)をかけた後、これを電流的になめる方に増強させてやるものである。この方式は、昭和55年春の本学会第67回講演会のII-27、新巻氏の三軸交番磁場消磁装置と同じである。周波数に110, 120, 130 Hz, コイル半径は6cm, 8cm, 10cm, 銅線の太さは0.5mm, 0.6mm, 1mm, 巻数は600, 850, 1200, 共振用コンデンサとして70μF, 16μF, 7μFを使用した。大出力パワーアンプの入手が困難なため、出力段には市販の50W IC パワーアンプを使用した。各軸方向には50~60 Oe程度であるが、√倍のピーク値になるため、通常の回転式交流消磁装置での磁化の減衰曲線と比較すると80~90 Oe程度に相当する。この方式ではサンプルのセッティングから取り出しまで含めて約30秒ですむ。

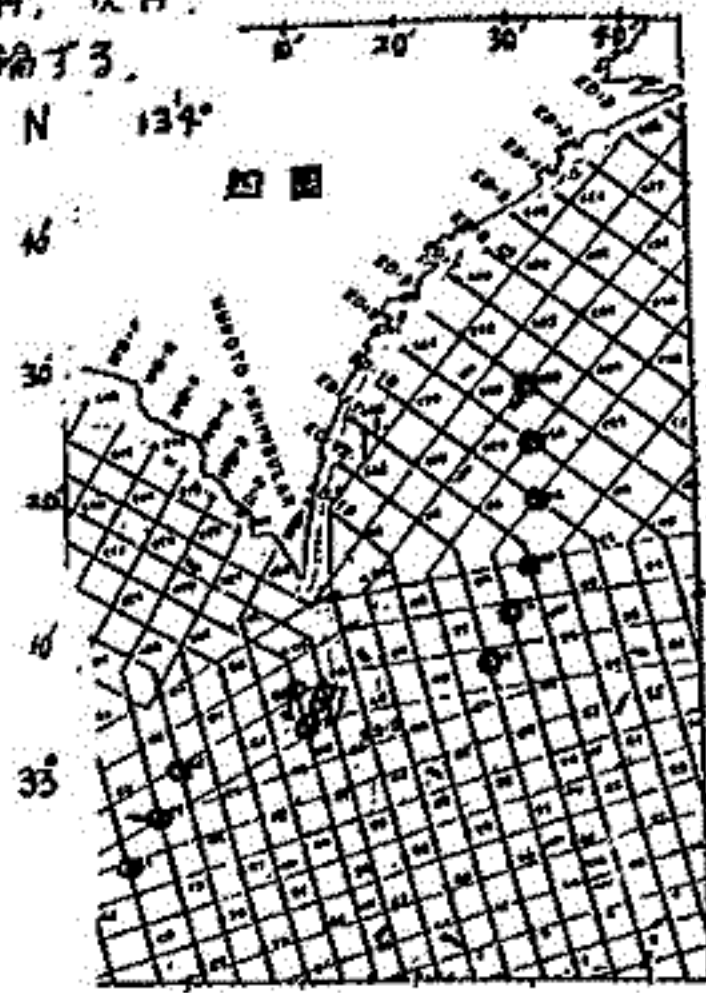
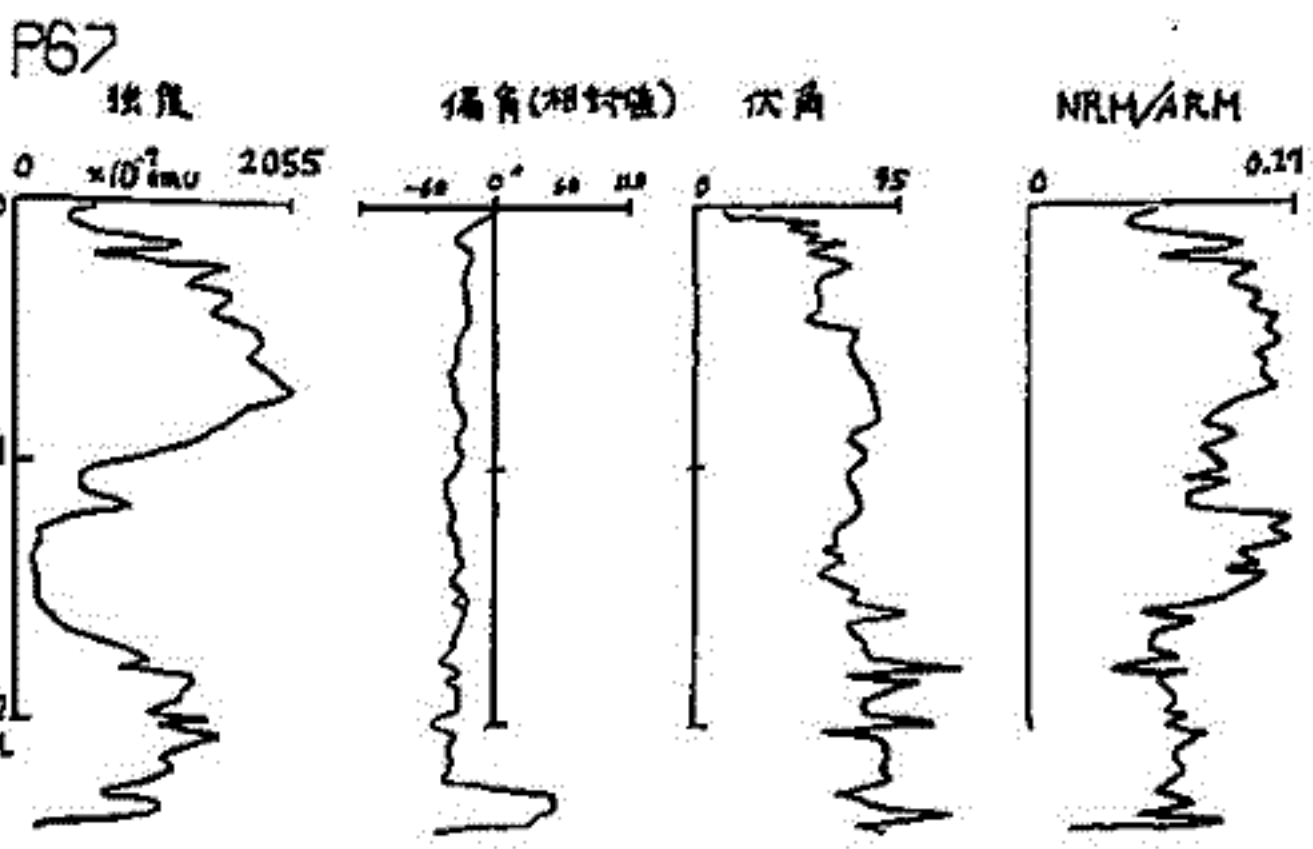


← 四角内は3成分使用する。

(2) 高知沖のグラビティコアの残留磁気

地質調査所の白根丸航路, GH 82-1 にあいて高知沖の土佐漁船、および聖戸舟状海盆から1~2m長さ口径16cmのグラビティコアが十数本得られた。その中から5本程度をえらんでサンプリングして残留磁気を測定した。測定にはSCT社の冷凍換付超伝導型岩磁石力計モデルC-113を使用した。右図は採掘船の位置を示す。

測定結果の一例を下図に示す。左から磁化強度、相対的偏角、伏角、およびNRH/ARM値である。コア相互の関連については論ずる。

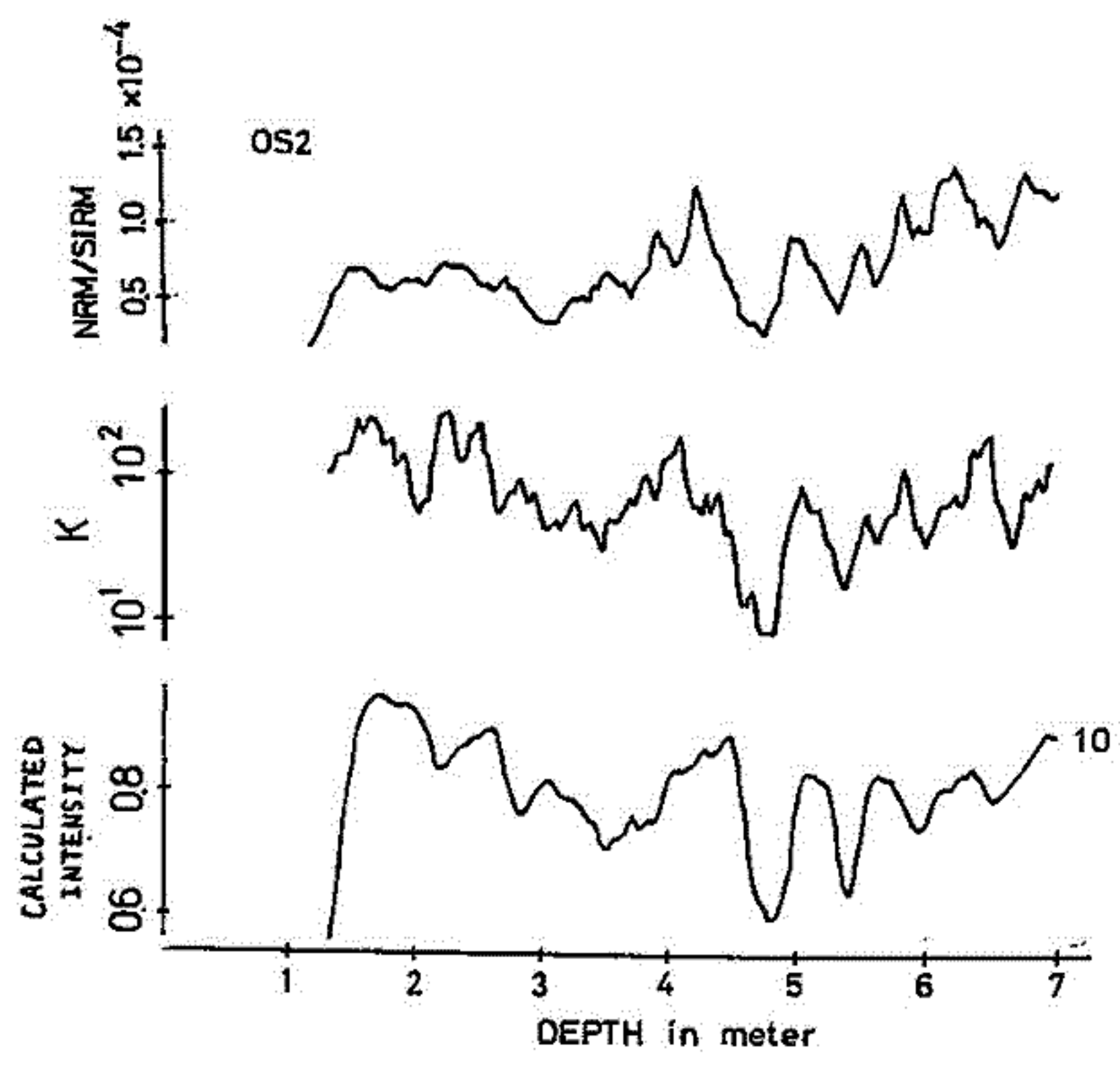


堆積物の磁化方向のバラツキと磁化強度の相関

兵頭政幸・安川克己
神戸大・理

浅海性堆積物(大阪湾・水島湾・播磨湾)には、磁化強度 $NRM/SIRM$ と磁化方向のバラツキに強い相関がある事がわかった。我々の試料は、直径20cmの大径コアで、一層ずつ数個の specimen を採取でき、層毎に磁化ベクトルの統計処理を行なった。その結果出てきた、精密度パラメータ K は、リニアではないが $NRM/SIRM$ と強い正の相関がある事がわかった。これは、堆積物の磁化は、地磁気変化に、フィルターがかかったものであるというモデル(兵頭、第71回当学会)では、十分説明のつく事である。堆積物の磁化強度には、地磁気強度と、磁場方向変化を積分するために起こる成分の2成分が考えられるが、実際の $NRM/SIRM$ 測定結果と、磁化方向データを使って計算した磁化強度を比較した結果後者の成分が、かなりの割合を占める事がわかった。つまり磁化強度は、かなり磁場方向変化に依存している事がいえる。 K の値の変動が、磁化強度変化と相関があるというのは、当然 K 値も磁場方向変化に依存しているからであろう。もっとも古磁化のバラツキには、試料作成、測定時の誤差や、堆積環境変化によるものなどいくつか考えられる。これらも含めて議論していく。

下図は、大阪湾堆積物コア OS2 の $NRM/SIRM$ 、精密度パラメータ K 、磁化方向データを使ってモデル計算した磁化強度変化を示す。



扇の山火山岩類の古地磁気

酒井英男*、広岡公夫*、古山勝彦**

* 富山大学理学部

** 大阪市立大学理学部

鳥取・兵庫県境付近に位置する扇の山は、標高1310mをもつ玄武岩質の火山である。扇の山火山岩類は主として溶岩流から構成され、介在する降下火山灰と共に単成火山群を形成しており、第四紀更新世に活動したとされている。本火山の層序は、古山(1981)により岩石学的見地から詳細に調べられている。

今回、溶岩流を主として扇の山火山岩類および降下火山灰の古地磁気学的研究を行なったので報告する。火山岩は古山(1981)によると19の flow unit に分類される。それ等を中心として22層準から火山岩試料を採取し、又、溶岩の間に介在する降下火山灰層13層準から火山灰試料を採取した。火山岩は各層準から約10個のブロック試料を採集し、それぞれから数個のコアを切り出した。1個のコアは自然残留磁化測定用に用い、残りは熱消磁・テリエ法等の試料とした。

各層準の磁化方位は、パイロットサンプルについて交流消磁法により安定性を吟味したのち最低2段階の磁場(100~400 Oe)でその層準の全試料を消磁して、まとまりのよい方を採用した。 α_{95} は最大の層準で8.87°、平均(22層準)では3.90°であった。尚、現在、熱消磁による磁化の安定性の吟味およびテリエ法による実験を行ないつつある。

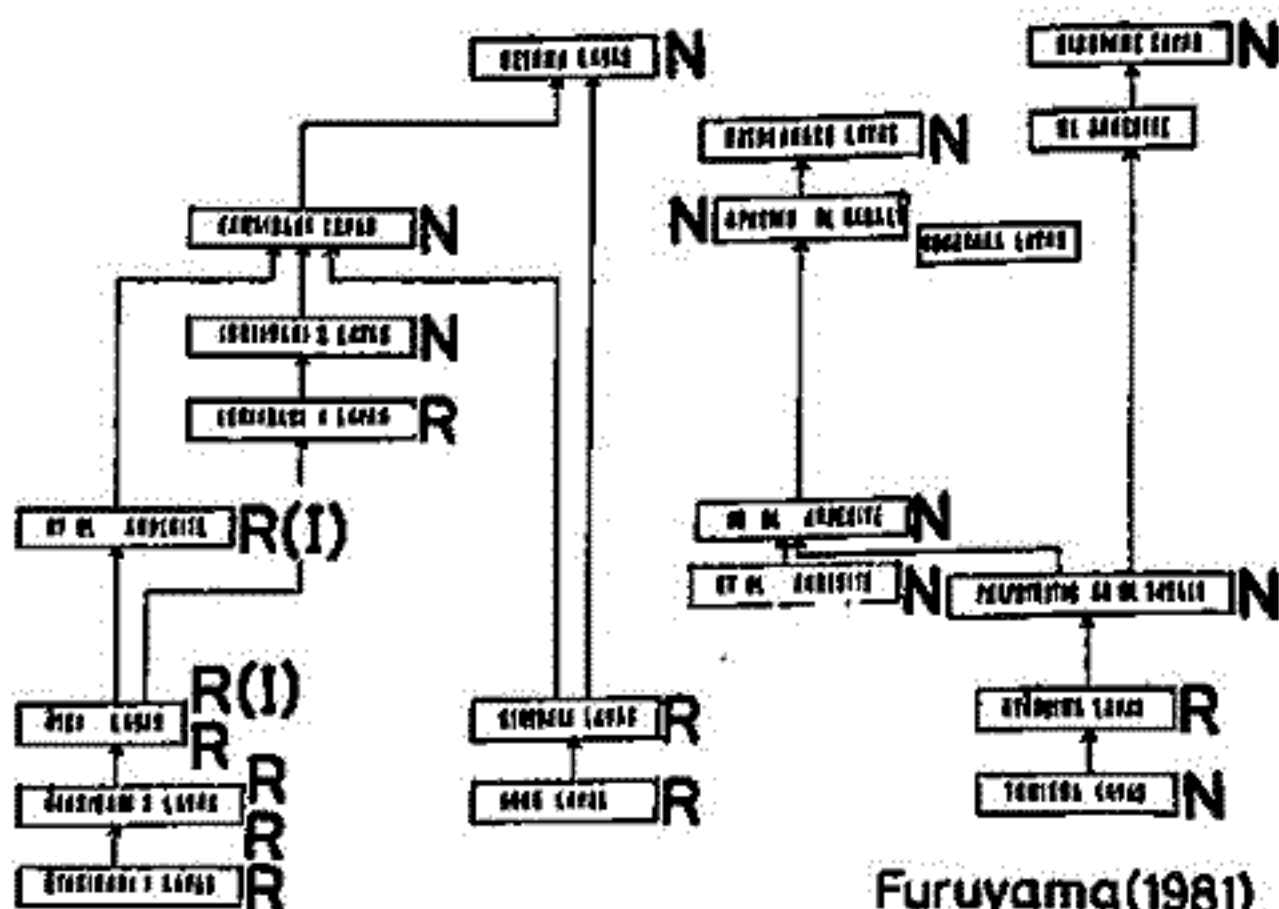
採取した火山岩類のうち下位のものは、山頂南部に露出している畷枝溶岩を除くと全て逆帯磁となり、上位のものは正帯磁を示した。山頂北西部の露頭には、逆帯磁層、正帯磁層の間の層に伏角の浅い(6.5°と0.7°)逆帯磁(中間帯磁)を示す層が2層認められた。溶岩流の間に介在する軽石層に大山の最下部火山灰層が含まれること等から正帯磁の溶岩類は、アリュニヌ正磁極期に、逆帯磁のものは松山逆磁極期に噴出したと考えられる。上述の畷枝溶岩の正帯磁は、ハラミヨ・イベントのものとの可能性もある。以上、求められた扇の山火山岩類の極性は下図にまとめてある。又、図には示していないが、基盤の両輝石安山岩は正帯磁であった。

正帯磁を示す上位のもの10層準、逆帯磁の下位のもの8層準について各種性における平均の D, I, α_{95} を求めた所、

	D	I	α_{95}	K
正帯磁	-0.98	48.67	6.08	64.10
逆帯磁	187.77	-49.80	8.61	42.34

と求められた。

R: Reverse
N: Normal
I: Intermediate



Furuyama(1981)

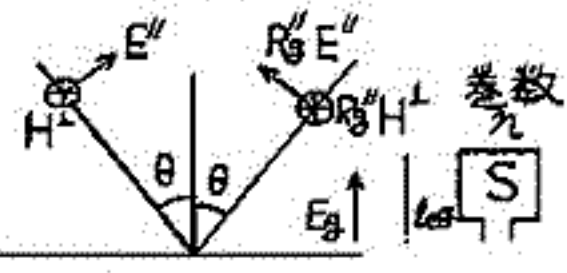
The successions of the Oginoseki Volcanic Rocks. The arrows indicate the age relationships between the lavas determined in the field.

VLF反射波による下部電離層電子密度推定のシミュレーション——相対位相による場合

満保正喜 長野勇 中村清美
金沢大学工学部 富山医薬大

1. はしおき 前回迄. VLF波の電離層の反射係数の絶対位相を用いて下部電離層の電子密度を推定するシミュレーションを行. た. 今回は受信機の発振器は相対位相を有し. 受信アンテナを垂直1本. ループ2本でシミュレーションを試みたので報告する.

2. 基本式 [1] E波受信アンテナ出力. 垂直アンテナ出力 V_v . ループアンテナ出力 V_{LL} (図参照). 電磁界等の下付添字の前や後の数字はそれぞれ反射回数. 偏波を示す.



$$V_v = \cos \theta [E_0 + E_{11}'' \{1 + R_0''(\theta_{11})\} \sin \theta_{11} + \sum_{i=2}^{\infty} E_{2i}'' \{1 + R_0''(\theta_{2i})\} \sin \theta_{2i} + \dots] \quad (1)$$
$$V_{LL} = -j\omega\mu_0 n S [H_0 + H_{11}'' \{1 + R_0''(\theta_{11})\} + \sum_{i=2}^{\infty} H_{2i}'' \{1 + R_0''(\theta_{2i})\} + \dots]$$
$$= -j\omega\mu_0 n S \left[\frac{E_0}{\eta_0} + \frac{E_{11}''}{\eta(\theta_{11})} \{1 + R_0''(\theta_{11})\} + \sum_{i=2}^{\infty} \frac{E_{2i}''}{\eta(\theta_{2i})} \{1 + R_0''(\theta_{2i})\} + \dots \right] \quad (2)$$

ただし $\frac{E_0}{H_0} = \eta_0, \frac{E''}{H''} = \frac{E''}{H''} = \eta(\theta) \quad (3)$

(1), (2)より地上波成分を除去し. $E_v \equiv \frac{V_v}{\cos \theta}, E_{LL} \equiv \frac{V_{LL}}{j\omega\mu_0 n S}$ とよくと

$$V_v = E_{LL} - E_v = [1 + R_0''(\theta_{11})] \left(\frac{\eta_0}{\eta(\theta_{11})} - \sin \theta_{11} \right) E_{11}'' + \sum_{i=2}^{\infty} [1 + R_0''(\theta_{2i})] \left(\frac{\eta_0}{\eta(\theta_{2i})} - \sin \theta_{2i} \right) E_{2i}'' + \dots \quad (4)$$

E_{LL}, E_v は送信側の位相に比べ $e^{j\psi_0}, e^{j(\psi_0 + \psi_0)}$ ずれて測定しているとする. ψ_0 : 未知, ψ_0 : 既知. 従って $E_{LL} e^{-j\psi_0}, E_v e^{-j(\psi_0 + \psi_0)}$ が送信側の位相で測った事になる. 振幅ずれ分があれば. ψ の虚部になるわけで. (4)の E_{LL}, E_v を測定値にとると

$$(E_{LL} - E_v e^{j\psi_0}) e^{-j\psi_0} = [1 + R_0''(\theta_{11})] \left(\frac{\eta_0}{\eta(\theta_{11})} - \sin \theta_{11} \right) E_{11}'' + \sum_{i=2}^{\infty} [1 + R_0''(\theta_{2i})] \left(\frac{\eta_0}{\eta(\theta_{2i})} - \sin \theta_{2i} \right) E_{2i}'' + \dots \quad (5)$$

[2] E波受信の場合 E'' と同様に

$$V_L = j \frac{\eta(\theta_{12}) V_{LL}}{\omega\mu_0 n S} = E_{LL} = [1 + R_0^-(\theta_{12})] \cos \theta_{12} E_{12}^+ + \sum_{i=2}^{\infty} [1 + R_0^-(\theta_{2i})] \frac{\eta(\theta_{2i})}{\eta(\theta_{2i})} \cos \theta_{2i} E_{2i}^+ + \dots \quad (6)$$

[3] V_v 等. $V_{11} = A_{11} R_0(\theta_{11}) + A_{21} R_0(\theta_{21}) R_0(\theta_{21}) + A_{22} R_0(\theta_{22}) R_0(\theta_{22}) + \dots$ (7)

ここで A_{11}, A_{21} 等は $A_{11} = [1 + R_0''(\theta_{11})] \left(\frac{\eta_0}{\eta(\theta_{11})} - \sin \theta_{11} \right) e^{-j\psi_0}$ (8) (τ_{11} は層中を除く通路長)

$$V_L = B_{12} R_L(\theta_{12}) + B_{23} R_L(\theta_{23}) R_L(\theta_{23}) + B_{24} R_L(\theta_{24}) R_L(\theta_{24}) + \dots$$
 (B_{12} 等略) (9)

[4] V_v, V_L の変分. $\delta V_v, \delta V_L$ (5)の測定値 E_{LL}, E_v に上付添字を付け. 仮定電子密度分布に対するものとして S をつける. $\delta V_{11} = (E_{LL}^s - E_v^s) - \{E_{LL}^t - E_v^t e^{-j\psi_0}\} e^{-j\psi_0}$ (10)

(7)(8)より $\delta V_{11} - \delta B_{11} = \int k_{11} \delta N dz$ (11)

ただし $\delta V_{11} = \delta A_{11} R_0(\theta_{11}) + A_{11} \delta R_0(\theta_{11}) + \delta A_{21} R_0(\theta_{21}) R_0(\theta_{21}) + 2A_{21} R_0(\theta_{21}) \delta R_0(\theta_{21}) + \dots$ (12)

$$\delta B_{11} = \delta A_{11} R_L(\theta_{12}) + \delta A_{21} [R_0(\theta_{21})]^2 + \delta A_{22} R_L(\theta_{22}) R_0(\theta_{22})$$
$$k_{11} = A_{11} k_0(\theta_{11}) + 2A_{21} R_0(\theta_{21}) k_0(\theta_{21}) + A_{22} R_L(\theta_{22}) k_0(\theta_{22}) + A_{22} R_L(\theta_{22}) k_0(\theta_{22})$$
 (13)

同様に $\delta V_L = E_{LL}^s - E_{LL}^t e^{-j\psi_0}$ (14) $\delta V_L - \delta B_L = \int k_L \delta N dz$ (15)

始め. $\delta B_{11} = 0, \delta A_{11} = \delta A_{21} = \delta A_{22} = 0, \delta e^{-j\psi_0} = 0$ 等とおき. (10)を(11)に代入し

$$E_{LL}^s - E_v^s - \{E_{LL}^t - E_v^t e^{-j\psi_0}\} e^{-j\psi_0} = \int k_{11} \delta N dz$$
 (16) 同様に $E_{LL}^s - E_{LL}^t e^{-j\psi_0} = \int k_L \delta N dz$ (17)

(16)(17)より $e^{-j\psi_0}$ を消去し $\delta E = \int k \delta N dz$ (18) $\delta E = (E_{LL}^s - E_v^s) E_{LL}^t - E_{LL}^s (E_{LL}^t - E_v^t e^{-j\psi_0})$

$$k = E_{LL}^t k_{11} - (E_{LL}^t - E_v^t e^{-j\psi_0}) k_L$$
 (19)

(18)を解いて δN を求めると $N(z) = N^s(z) - \delta N(z)$ (20)

(20)の N の分布に対する入射角を求め(13)の δB_{11} 等を求める. 即ち(8)より δA_{11} 等を求める. これによつて $\delta B_{11}, \delta B_L$ の値を(11)(12)に代入し (16)(17)相当式より $e^{-j\psi_0}$ を消去し. $\delta B_{11}, \delta B_L$ を繰込んだ(18)相当式より δN を求める. かようにして δE が0になる迄繰返し計算を行い. 電子密度を求める.

3. おまけ 位相測定にずれがある場合の推定法を述べた. 具体的シミュレーション例を会場でする.

HF ドップラーシフトに及ぼすイオン ドリフトの効果

竹生政資, 北村泰一 (九大理)

電離層反射波のうける HF ドップラーシフトは、媒質が等方的な場合、広い条件の下で

$$\delta f = -\frac{f_0}{c} \frac{d}{dt} \int_L \mu ds = -\frac{f_0}{c} \int_L \frac{\partial \mu}{\partial t} ds \quad (1)$$

によって与えられる。ここで μ は電離層の屈折率であるが、地球磁場 B_0 の効果を考慮しない場合には、普通、

$$\mu = 1 - \frac{f_p^2}{f^2} \quad f_p^2 = \frac{e^2 N}{4\pi^2 m e} \quad (2)$$

として扱われる。この場合 μ は電子密度 N だけの関数であり、(1)より

$$\delta f = -\frac{f_0}{c} \int_L \frac{\partial \mu}{\partial N} \frac{dN}{dt} ds \quad (3)$$

となる。つまり δf は path に沿った電子密度の時間的変化によって生じる。しかし、電離層プラズマの屈折率 μ が (2) のように N だけの関数の形に書けるのはあくまでもバックグラウンドのイオンが観測系に対して静止している場合であって、もしイオンが $u(t)$ でドリフトしている場合には、 μ は N だけでなく u にも依存し、

$$\mu = \mu(N(t), u(t)) \quad (4)$$

となる。したがって、この場合 δf は (1)より

$$\delta f = -\frac{f_0}{c} \int_L \left[\frac{\partial \mu}{\partial N} \frac{dN}{dt} + \frac{\partial \mu}{\partial u} \frac{du}{dt} \right] ds \quad (5)$$

の形に書かれなければならない。従来の HF ドップラーの取り扱いでは、右辺第2項からの δf への寄与は常に無視されてきたが、今回の講演ではまずこのことを吟味してみたいと思う。何故このような吟味をする必要があるかということ、HF ドップラー観測において中性大気波動による TID (travelling ionospheric disturbances) を検出することがその主な目的の一つであるが、この場合中性大気波動は先ず衝突によってイオンを動かし、その結果として電子密度の変動(つまり TID)をひき起こす。つまり、TID の場合電子密度の変動だけでなく、イオンのドリフトも明らかに存在しているのである。したがって、TID による δf を定量的に正しく取り扱うためには、(5)の第2項が第1項に比べて本当に無視できるかどうかは、はっきりさせておく必要がある。

その他に、時間的な余裕があれば、いろんなタイプの TID に伴う δf トレースのシミュレーション(鏡面反射を仮定せず、ray tracing を忠実に実行して (1) によって δf を計算する)の結果も報告する予定である。

HFドップラーにおける冬季波動

—フジによる移動観測—

北村 泰一 · 竹生 政資 · 古野 慎治 (九大理)
福西 浩 (極地研)

毎年11月になると活発になり、3月になるとおさまる波動活動が、HFドップラーに見られる。1980年11月25日に出航した南極観測船フジによって船上観測を行なった。この移動観測によって、次のようにして波数 k を求めることができる。

いま、地上の固定局における観測周波数を ω_g 、フジにおけるそれを ω_f とすると、固定局とフジで同一現象を観測している場合には、

$$\omega_f = \omega_g + k \cdot V$$

が成り立つ。ただし、 V は反射点の移動速度である。これから k は、

$$k = (\omega_f - \omega_g) / V$$

として求められる。ただし、 k は移動方向の波数である。

使用できるデータ日数は、出航後3日間(11/25・26・27)であり、それ以降はフジが日本から離れすぎ、解析するのに不都合である。前回、11/27日分のデータについて、福岡と比較して報告した。今回、調布・菅平・金沢のデータを使用して解した。図には、11/25の11:35~16:35の調布とフジのスペクトルを示してある。この時間の各観測点のスペクトルピークを比較して、フジと固定局で差の認められるものについて、位相速度と波長を求めて表に示してある。この表で、 $T^{(1)}$ については、フジと調布のゲイナミックスペクトルのピークに差が認められるので、位相速度と波長を求めた。この表より、 $T^{(1)}$ と $T^{(2)}$ のどちらも、波が北から南へ伝播していることを示している。また、この波動の伝播方向及び位相速度を3点観測より求めると、この波は北西から南東へ向かって約160m/sの速さで伝わっていることがわかる。両者の結果を比べると、速度の大きさが異なっているようだが、周波数の計算誤差を考えると移動観測による値は約30~200m/sとなるので、両者の間に矛盾は無いと考えられる。

今年11月に、第2回フジ船上観測と3点観測を行ない、これらの結果をより確かなものにしたいたいと考えている。

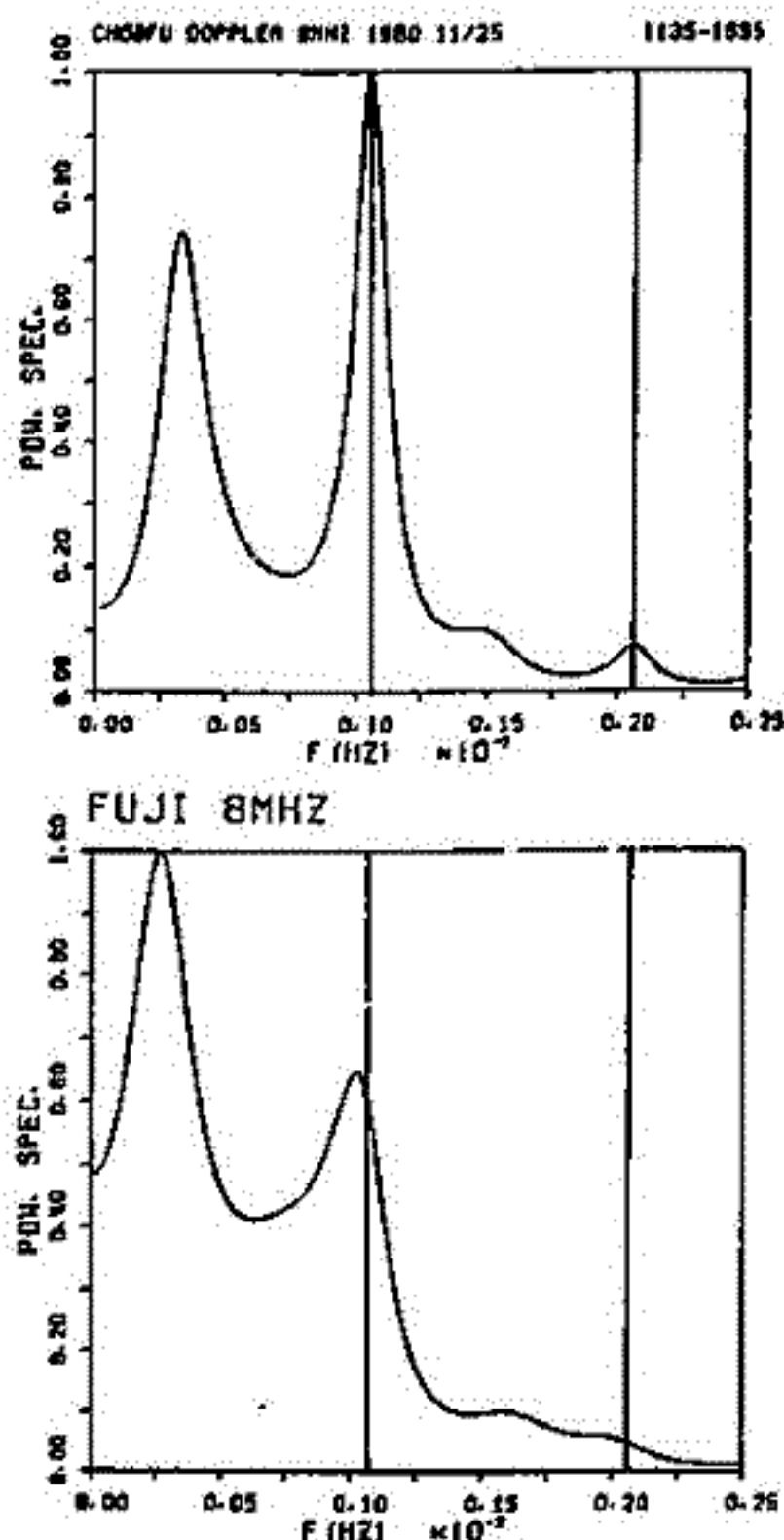
おわりに、データを供与下さった電通大 奥沢隆 金沢大 長野 勇の両氏に厚く感謝の意を表します。

表1

	フジ	調布	菅平	金沢	位相速度 (m/s)	波長 (km)
$T^{(1)}$ (min)	52.2	55.6	55.6	52.2		
$T^{(2)}$ (min)	16.5	15.9	15.6	15.7	57	53
$T^{(3)}$ (min)	9.8	*	9.4	9.9		
$T^{(4)}$ (min)	8.2	7.9	*	*	100	48

* ピークなし 位相速度は南向き

図1



一之瀬 優 小川 忠彦 大瀬 正美
 (電波研, 平磯支所) (電波研)

この報告は短波伝搬における安定した低緯度近距離伝搬から不安定な高緯度遠距離伝搬までの伝搬特性の連続的な変化を南極観測船「ふじ」及び平磯に設置したチャープサウンダーによる伝搬実験で調べたものである。チャープサウンダーは特定回線における短波の伝搬状態を即時的に調べるために開発された観測機である。

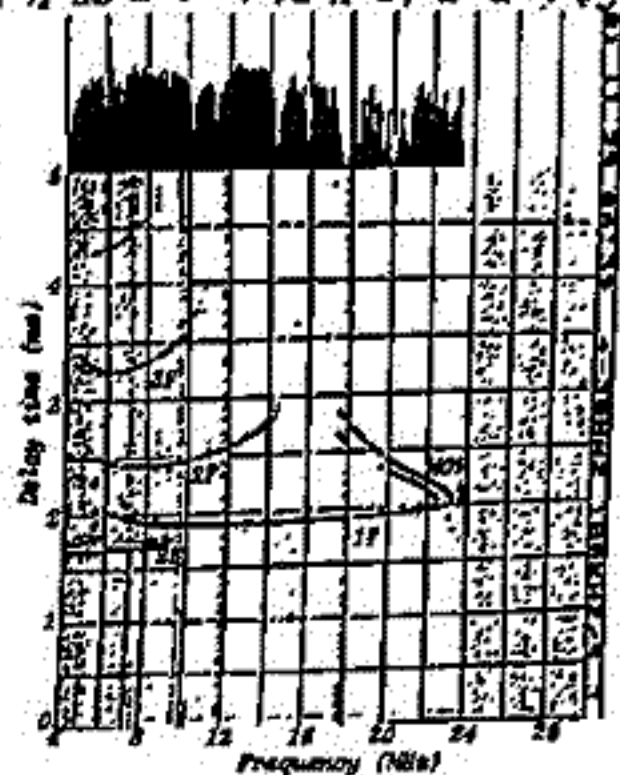
これはCW電波の周波数を一定の割合で連続的に増加させながら発射し、これに合わせて受信することによって特定回線の短波全帯域の伝搬状態を調べるものである。このチャープサウンダー送信機を南極観測船に積載し毎時一回100Wの電波を4~30MHzまで連続的に変えながら発射し、これを平磯に設置したチャープサウンダー受信機で受信して斜めイオノグラムを得た。南極観測船は1981年11月25日東京港を出航し第1回の航路に従ってほぼ大円に沿って南極昭和基地まで移動した。この間、実験は11月25日から12月27日まで約1箇月間続けられた。

第2図は航路途中における伝搬距離約2500kmでの斜イオノグラムの例である。横軸は周波数、縦軸は伝搬時間を表わして、伝搬時間の少ない方から順にE層2回、F層1回、F層2回の様に各反射波が現われている。これ等の反射波の内、最も高い周波数を最高観測周波数MOF、最も低い周波数を最低観測周波数LOFと呼んで、この周波数範囲が使用可能周波数帯である。これらの斜イオノグラムからMOFとLOFを読み取り、使用可能周波数帯を時刻と距離の関数で描いて第3図を得た。

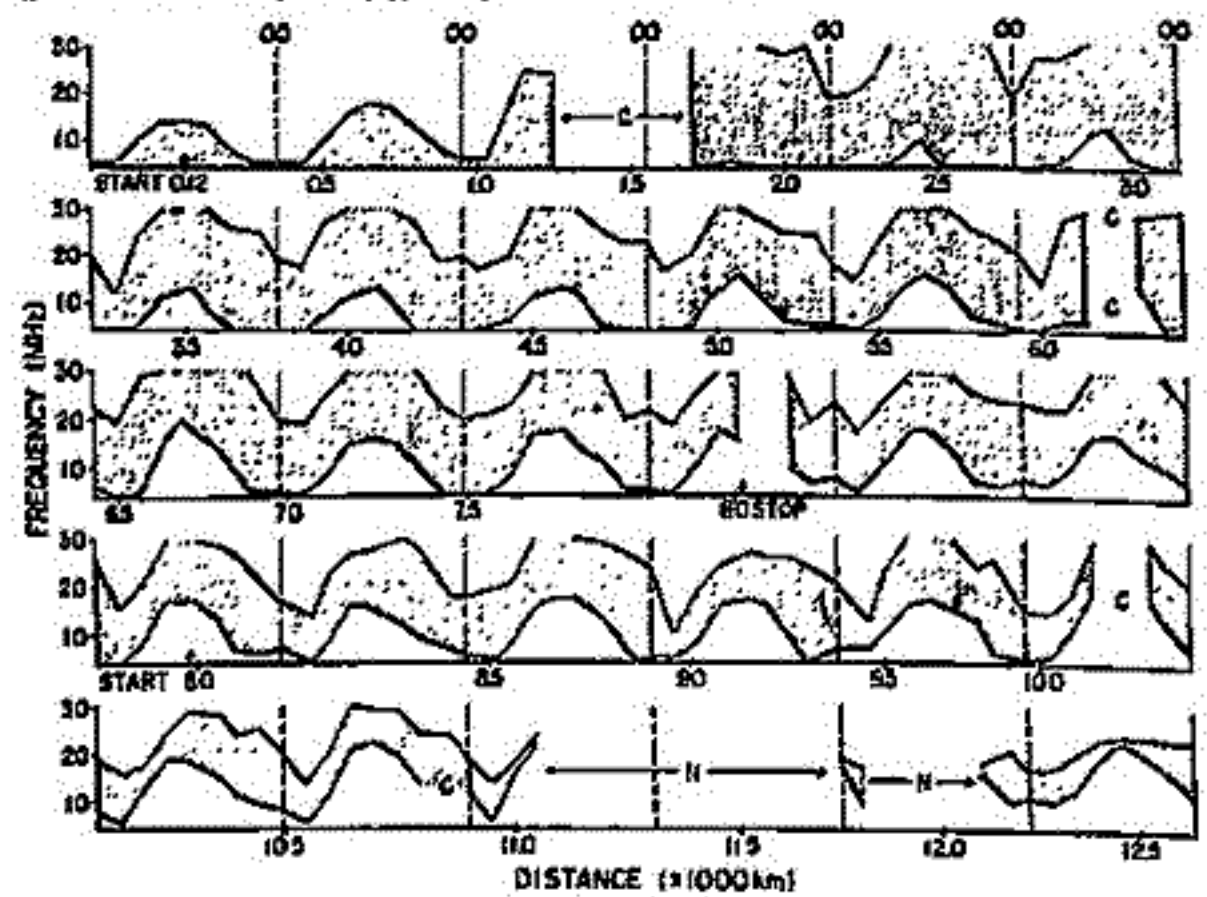
図から、伝搬距離約1,500~3,000kmにおける中緯度回線においてはF層1回反射波のMOFが最も高くLOFも比較的低いので使用可能周波数帯が広く最も安定した通信状態が得られることがわかる。しかし、伝搬距離が1,500km以下ではMOFが低下するため、また、3,000km以上ではF層による2回以上の反射波伝搬となって徐々にMOFが低下すると共に減衰の増加に伴ってLOFも上昇するので使用可能周波数帯は狭くなる。特に10,000kmを越える高緯度回線では強い減衰を受けて信号強度が低下すると共にF層多回反射伝搬による散乱によって非常に不安定な伝搬状態になる。この結果と近距離のモデル計算とは一致するが高緯度遠距離伝搬では良く合わない。



第1図 「ふじ」の航路と大円経路



第2図 距離2500kmの斜イオノグラム例



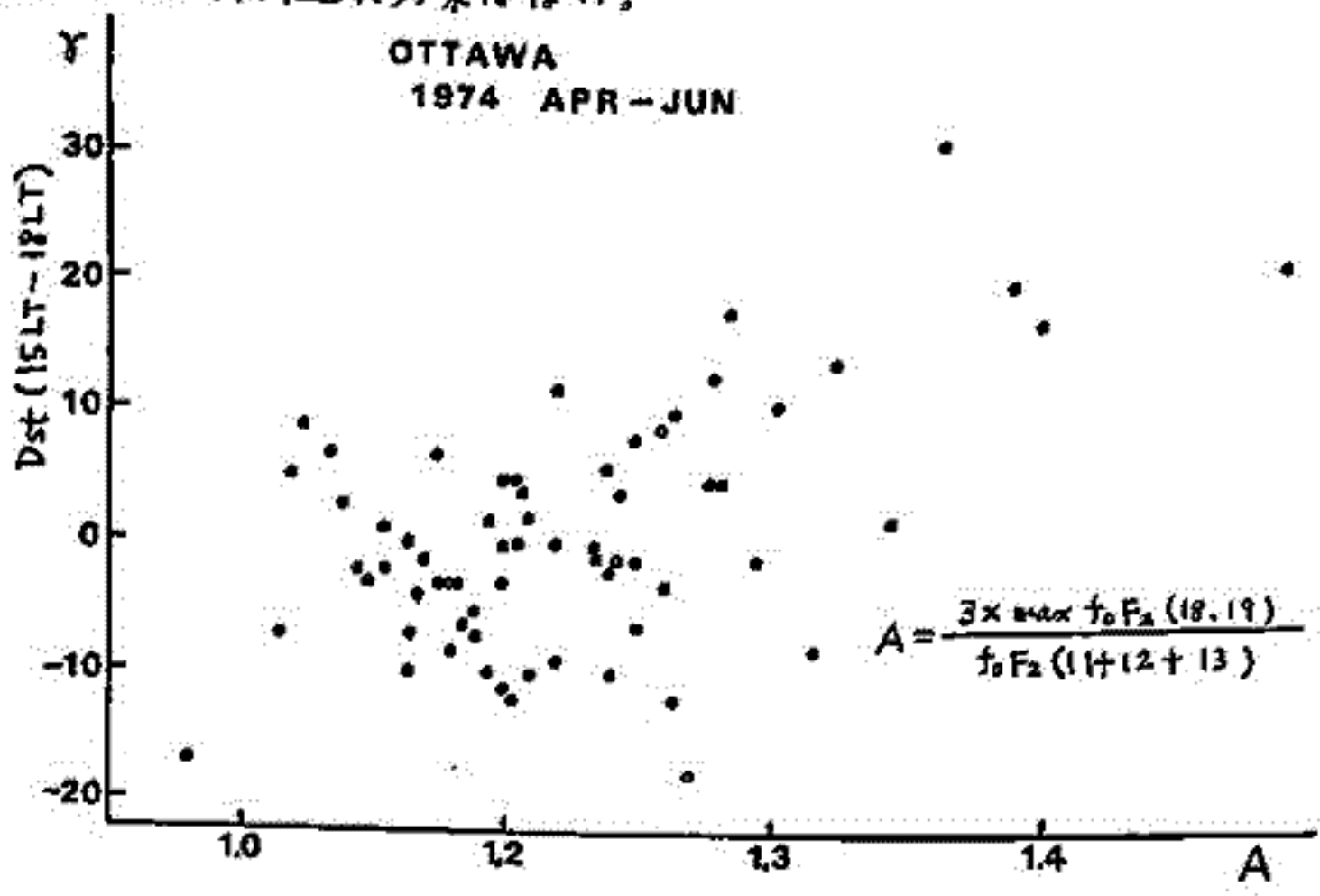
第3図 通信使用可能範囲の距離及び日変化

田中高史
(電波研究所)

1序論 電離層の一形態として、プラズマポーズ付近において夕方側に非常に大きな電子密度の増大が生じることが知られており、evening enhancement とか evening peak などと呼ばれている。この時同時に磁場の増加が生じ、この現象は東向き電流領域を反打ちルラング不連続面の赤道側で起っていることがわかっていす。またevening enhancement の理論として東向き電場による電離層のルーア応答理論がある。しかしながらevening enhancement は北アメリカで顕著であることが多く、発生のし方に経度非対称性がある。さらに況地球の磁場変動パラメータとの対応、すなわち磁気圏内のプロセスのどの段階に対応しているかに肉し、さらに研究せれる余地がある。

2観測 電離層のデータとして、4つの観測所(オタワ、ヤクーック、ホバート、アルゼンチンアイランド)を逐人解析を行った。これらの観測所は緯度50~57度にあつ、evening enhancement の全地球的分布を調べるのに適していると思われる。解析の第1段階として、Dst インデックスを用い、非常に大きな地磁気嵐が発生した場合のevening enhancement の分布を調べたところ、次のことがわかった。なおデータは1966年から1974年にかけてのものである。(1) Dst が負に減少する時間がUT 14時~22時の時はオタワ、アルゼンチンアイランドにevening enhancement が発生し、UT 4時~12時の時はヤクーック、ホバートに発生する。(2) アルゼンチンアイランドとヤクーックにおいてはevening enhancement はおぼろしく、これは両局での夜間の日変化が夏にnight time maximum を示すためである。(3) evening enhancement の発生には著しい季節非対称性があり、夏に発生する。次に第2段階として、Dst の減少の大きさに関しては考慮せず、すべての磁気擾乱レベルに対して、evening enhancement の発生を調べた。この解析では最もevening enhancement が発生する夏期間のオタワに肉して調べた。その結果は、(1) evening enhancement は Dst の15LTから18LTにかけての減少量と良く相関する。(2) $K_p(6)$ とはあまり相関しない、(3) Dst の12LTから15LTにかけての減少量とはあまり相関しない。すなわち、時間遅れ効果はない。

3結論 evening enhancement は磁気圏擾乱とは一対一に対応した現象であり、経度非対称性は磁場変動のタイミングにより説明される。しかし季節非対称性は電離層内の問題が関与していると思われる。原因として磁気圏電場の増大、特にDstの減少に伴う対流電場の増大によるドリフトが重要である。

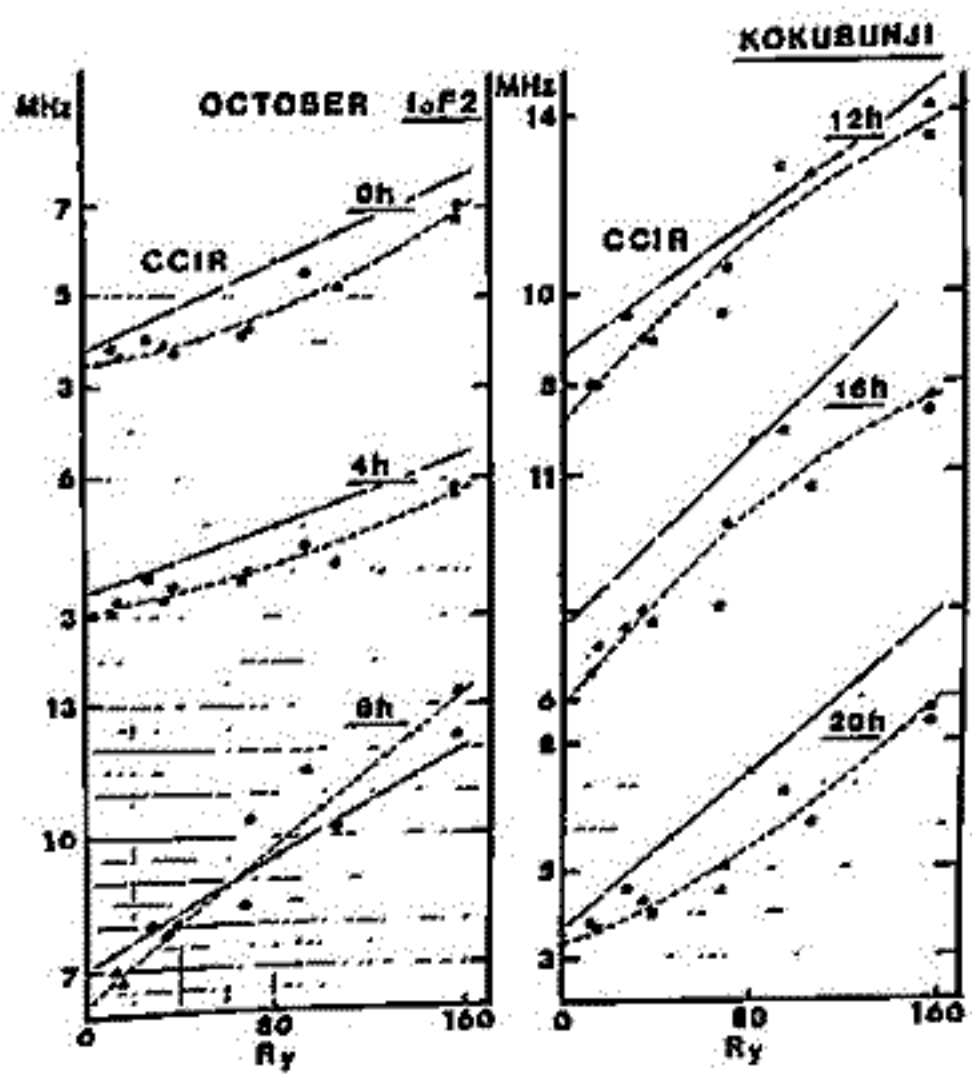


太陽黒点数と国分寺における f_oF_2 について

西崎良 竹之下裕五郎
電波研究所

太陽黒点数と f_oF_2 に正相関の関係があることは既に知られていることであるが、1970年から1980年までの11年間の東京国分寺における電離層地上観測による f_oF_2 について太陽黒点数との関係を調べ、各月、各時間ごとに f_oF_2 をモデル化した。

その結果、 f_oF_2 は季節、時刻によっては太陽黒点数の増加に従って単調に増加する場合と、太陽黒点数が増加しても飽和特性を示す場合、或いは太陽黒点数の増加以上に急激に増加する上向きの特徴を示す場合がある。一例として才1図に10月の地方時4時間ごとの f_oF_2 の月中央値と太陽黒点数(年平均値)との関係を示す。この図の0時、4時および20時では上向きの特徴を示しており、8時ではほぼ直線的、また12時および16時には飽和の傾向が見られる。それぞれの係数等次のような値が得られた。



$$f_oF_{200} = 9.0 \times 10^{-5} R^2 + 9.0 \times 10^{-3} R + 3.4 \text{ (MHz)}$$

$$f_oF_{204} = 4.5 \times 10^{-5} R^2 + 1.0 \times 10^{-3} R + 3.1$$

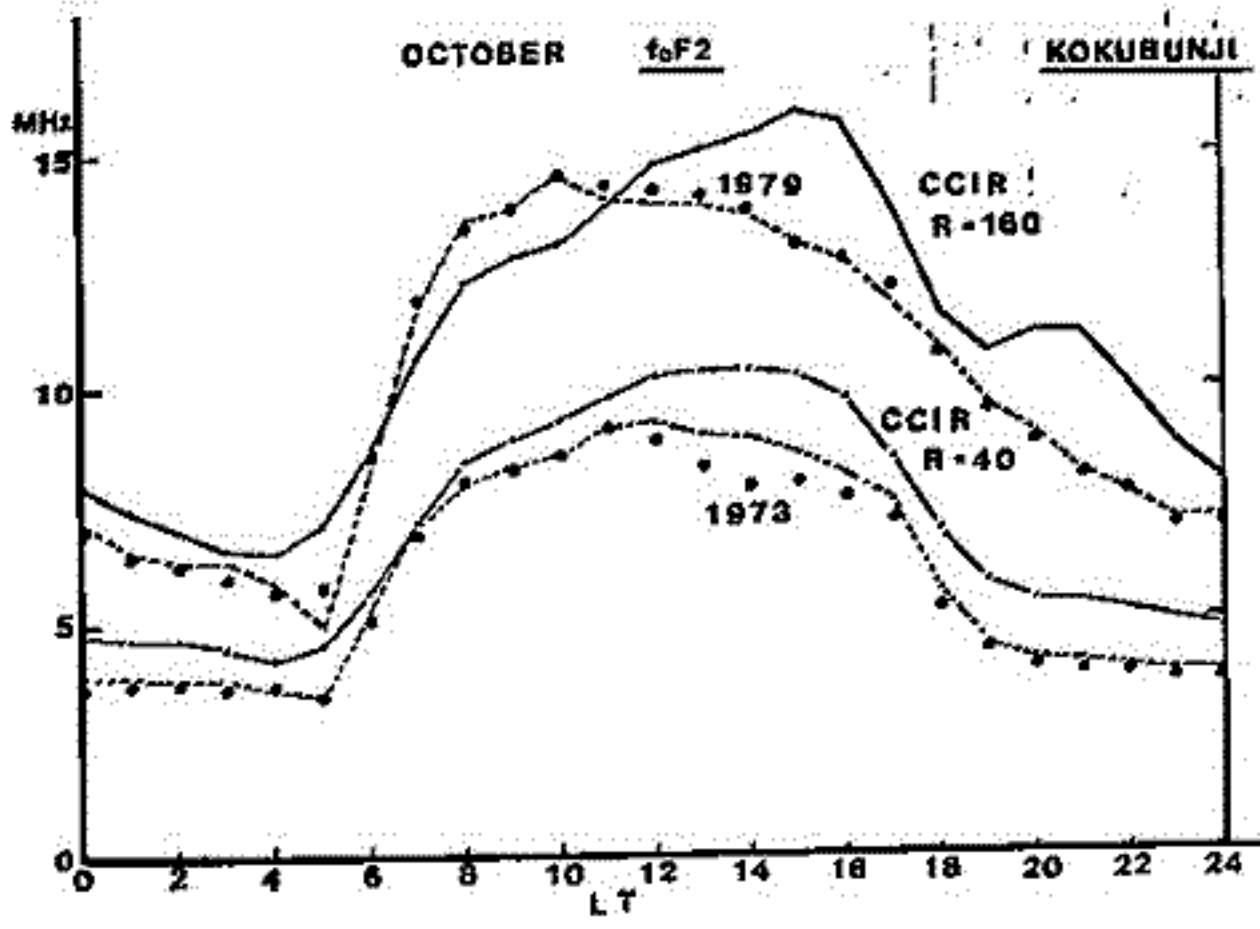
$$f_oF_{208} = 4.5 \times 10^{-5} R^2 + 6.2$$

$$f_oF_{212} = -1.2 \times 10^{-4} R^2 + 6.1 \times 10^{-3} R + 7.1$$

$$f_oF_{216} = -1.5 \times 10^{-4} R^2 + 6.7 \times 10^{-3} R + 5.8$$

$$f_oF_{220} = 1.0 \times 10^{-4} R^2 + 2.0 \times 10^{-3} R + 3.3$$

但し R は太陽黒点数(年平均値)
また各月および各時刻ごとにこのような係数を求め、この係数を用いて実測値との比較を行なった。才2図に1973年と1979年の10月の f_oF_2 を・印で示し、太陽黒点数38.2('73年)と155.4('79年)について本モデル計算式で計算した結果を破線を示す。またCCIR法による計算結果を実線を示す。



破線を示す。またCCIR法による計算結果を実線を示す。

CCIRの方法(一次式近似)では無理があり、少なくとも二次式以上の近似が必要と思われる。

今回は太陽黒点数として年平均値を用いたが、月平均値が適当か或いは移動平均値を用いた方がよいのか今後更に検討したい。

また国分寺以外のデータについても適用範囲を広げて行きたいと考えている。

竹田雅孝・前田 坦
(京都大学理学部)

夕空側 M A G S A T 軌道上で観測された磁場 D 成分の赤道異常は、その特性から F 層を流れる電流によると考えられる(別の講演)。ここではその原因を Rishbeth(1971) によって提唱された F-layer dynamo によることを、モデル計算を行った。

用いた式は
運動方程式;

$$\Omega \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} (\nabla P)_\phi + \frac{1}{\rho} \rho \omega t$$

電場の連続:

$$\nabla \cdot j = 0$$

Ohmの法則

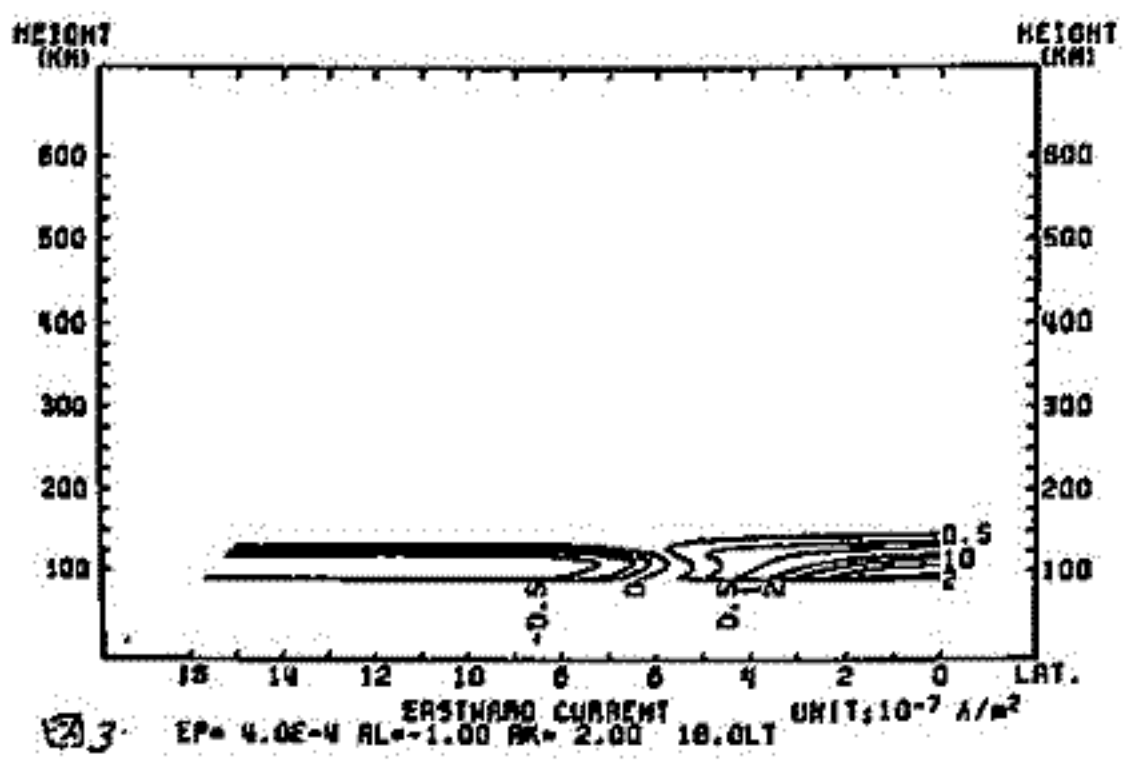
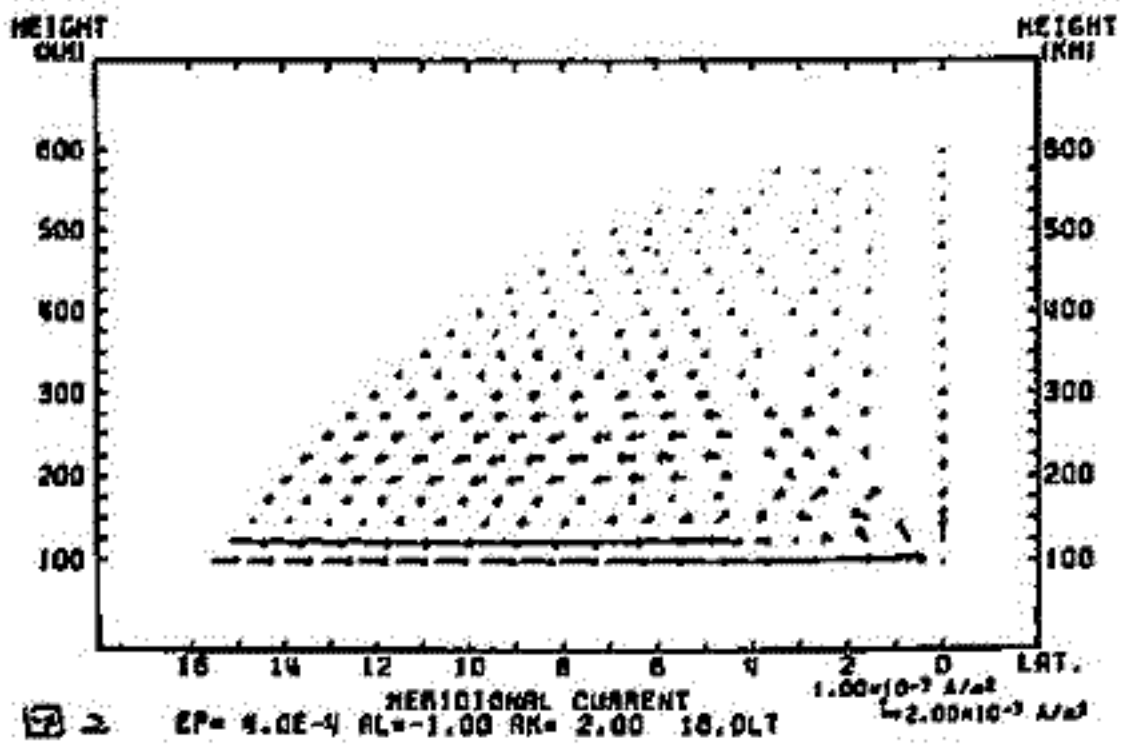
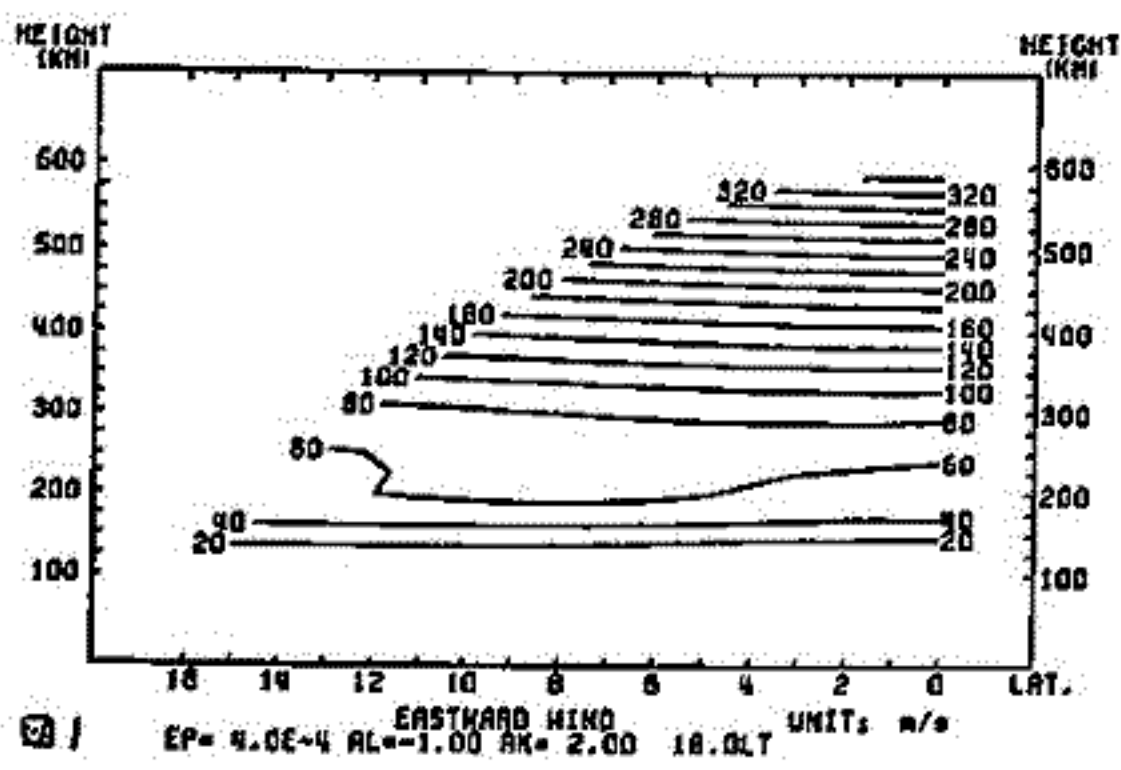
$$j = \sigma (-\nabla S + v \times B)$$

で、Meridional plane 内で扱い、磁カ線を等ポテンシャルと仮定し、 $\frac{\partial v}{\partial t} = \alpha \frac{\partial v}{\partial t}$, $\frac{\partial v}{\partial t} = k v$ がそれぞれ成立するとした。

結果の一例を右に示す。(α=-1, k=2) 比較的背の高い Meridional current が存在し 300 km 以上にまで電流が流れることがわかる。

文献: Rishbeth, H., The F-layer dynamo, Planet. Space Sci., 19, 263-267, 1971.

- 図1: 18.0LT における東向き風
- 図2: " 子午面内電流
- 図3: " 東向き電流 (E_φ = 0.40V/m)



K-9M-72号機による熱的電子エネルギー領域の電子エネルギー分布の測定

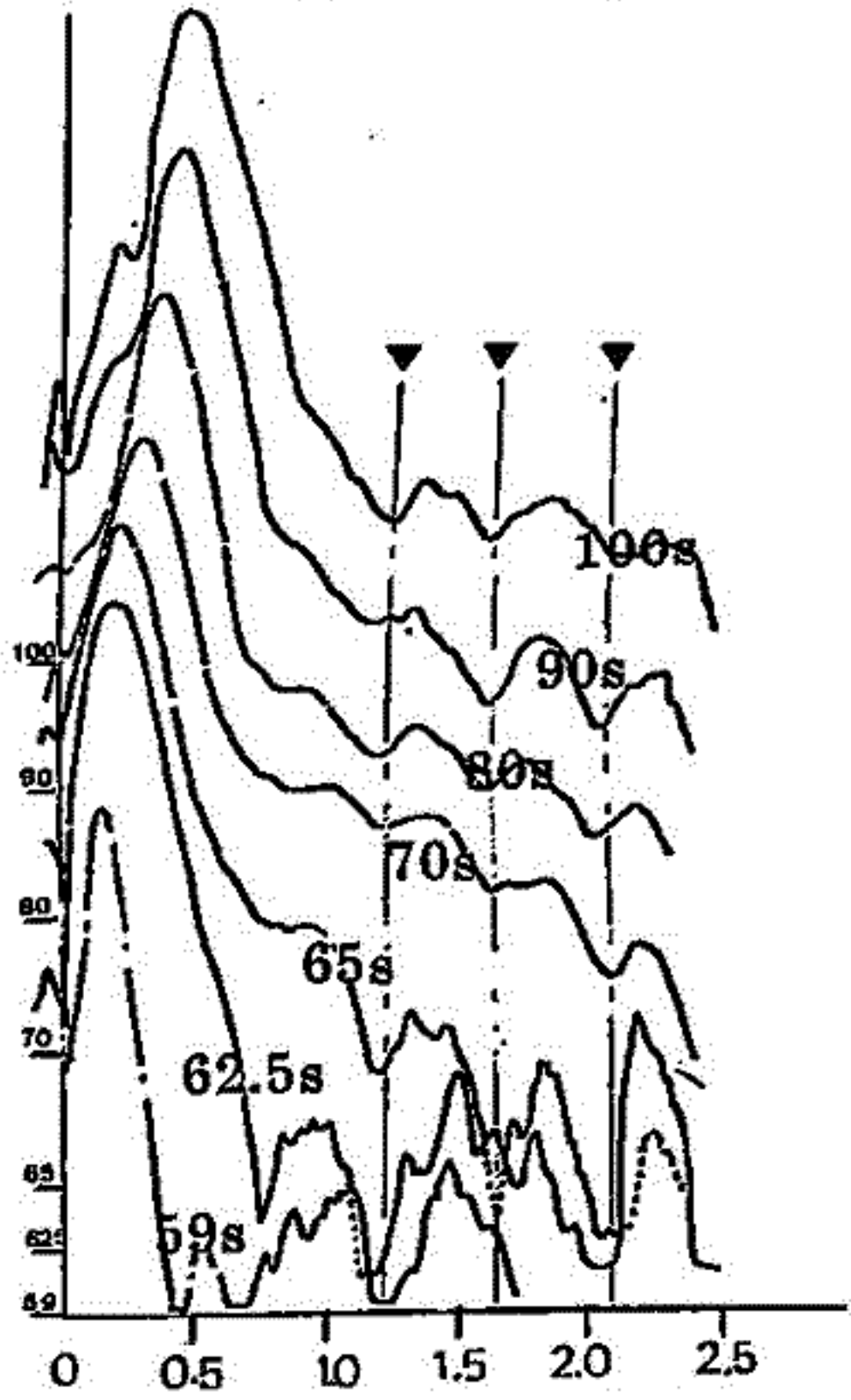
小山孝一郎, 平尾邦雄
宇宙科学研究所

ダイナモ領域のダイナミックスとエネルギーティックスに関する総合研究を目的として計画された K-9M-72号機は 1982年2月13日 日本標準時間 11:00 に鹿児島宇宙空間観測所より発射され、搭載された観測器はそれぞれ満足に作動した。ここに報告するのは搭載された測定器の一つ、熱的電子エネルギー分布測定器によって得られた結果である。

熱的電子エネルギー分布はラングミュアプローブに 70mV, 2 KHz の正弦波を印加し、生じたプローブ電流の中から 4 KHz 成分を取り出す率によって得られた。図1はこのようにして得られた二次高調波成分の生データである。本実験における初期の目的は、高度 100 ~ 120 Km 付近の熱エネルギー収支を研究する事であったが、この他に図1が示すように励起 O₂ 分子と電子の相互作用を求めていると思われるいくつかのピークが検出されている。たとえば 65秒においてみられた4つのピークのうち一番低いエネルギーに見いだされたピークは高度の上昇と共により低いエネルギーを持つ電子におかれて徐々に同定しにくくなっている。同じ測定原理によって過去に K-9M-45, K-9M-55 および K-9M-62号機によって実験を行ってきたが、何故今回、はじめて見出されたのか、不明である。Poster Session では、同時に測定された 2eV 以上の電子エネルギー分布(何冊、責任氏担当)の結果とのつき合わせについても報告する予定である。

S-H PROBE CURRENT

3.4 $\times 10^{-9}$ A
1.8 $\times 10^{-9}$ A
9. $\times 10^{-10}$ A
4.4 $\times 10^{-10}$ A



Electron Energy eV

図の説明

59秒 (88 Km), 62.5秒 (95 Km), 65秒 (100 Km), 70秒 (110 Km), 80秒 (129 Km), 90秒 (148 Km), 100秒 (165 Km) において得られた二次高調波電流成分。点線で囲まれた特徴的なピークに注目されたい。左側のスケールは 59秒のデータに対してつけられている。影を付けた部分はアンプの最大雑音レベルである。

K-9M-72号機による地上局VLF波強度測定値から下部電離層の衝突回数分布の解析

長野 勇 満保 正喜 深見 哲男
(金沢大学工学部)

1. 序

K-9M-72号機は冬期内、済に現われる高温度層の総合観測として、今年2月13日午前11時に打ち上げられた。NEL-W/L項目では、下部電離層の低電子密度及び衝突回数を推定するために、(1)地上局17.4 kHz信号の偏波及び強度、(2)JJY 8 MHz強度 (3)DCプローブによる電子密度をそれぞれ測定した。今回、高度80 km以上の(1)と(3)の同時観測データを用いて、generalized full wave計算により、電子-中性分子の衝突回数分布を推定した。更に、衝突回数値から電子密度と中性大気温度の比 T_e/T_n を算出したところ、高度100 kmで、それが1を越える興味ある結果を得た。

2. 観測結果

17.4 kHz信号の絶対強度はロケット軸に直角に突き出した直交バーアンテナによって測定された(図1)。L, R成分はそれぞれ左右両円偏波成分を示し、Rはwhistler modeに対応している。一方、電子密度は固定バイアスプローブ電流をロケット打ち上げ時にKSCで観測されたイオノグラムのfoEで規格して求めた(図2)。

3. 衝突回数の解析

kT_e のエネルギーを有する電子と中性大気の衝突回数 λ_m は、大気組成を $N_2(80\%), O_2(20\%)$ とすれば

$$\lambda_m = 6.3 \times 10^5 N_n k T_e \quad (1)$$

で表わせる。ここに N_n は中性大気密度、 k はボルツマン定数である。電子温度と中性温度の比を $C(=T_e/T_n)$ とおくと(1)は

$$\lambda_m = C \cdot 6.3 \times 10^5 P \quad (2)$$

となる。ここに P は大気圧(N/m^2)である。

本ロケット実験では、大気圧を計測しなかったため、大気圧としてCIRA67, 30°N, Aug.モデルを用いる。(2)式の C を次のような手順で求めた。まず、図1の高度80 km以上のR成分観測値において5 km毎の減衰率を読み取り、図2の電子密度分布と(2)式の衝突回数分布を用いて、generalized full wave計算を行い、その計算値と実測値が一致するように C を求め、 λ_m を決定した。その結果を図3に示す。なお、高度80 km以下の電子密度分布及び衝突回数分布がどのようなものであれ、R成分の相対強度には影響を及ぼさない。

4. まとめ

地上局VLF強度とDCプローブによる電子密度測定から高度80 km以上の衝突回数分布を推定したCIRAモデルの中性大気温度を基準にして、電子温度を算出したところ、高度100 kmを境いとして $T_e/T_n > 1$ となった。これは、波動観測から得た、高温度層出現の傍証になろう。

おわりに、DCプローブの観測には、宇留研、向井、小山両氏に大変お世話になりました。ここにお礼を申し上げます。

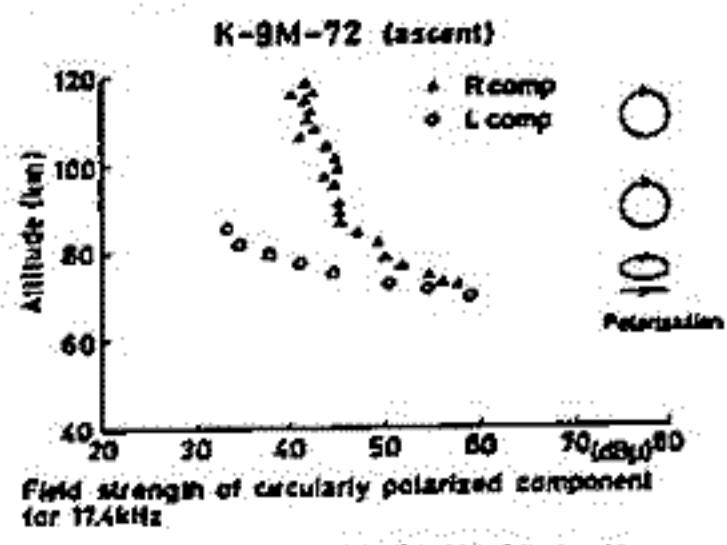


図1. 17.4 kHz 信号強度分布

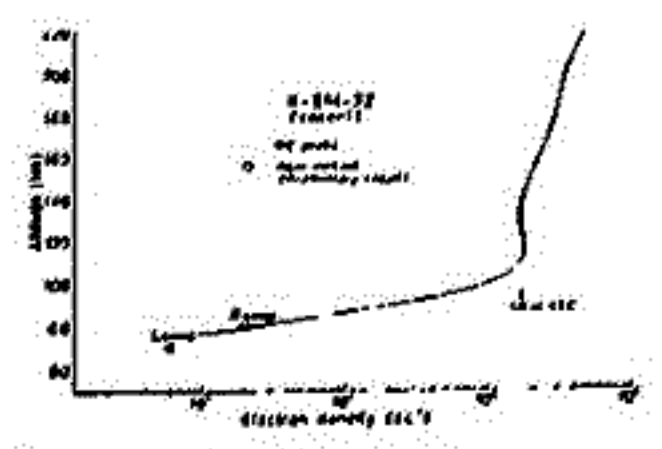


図2. 電子密度分布

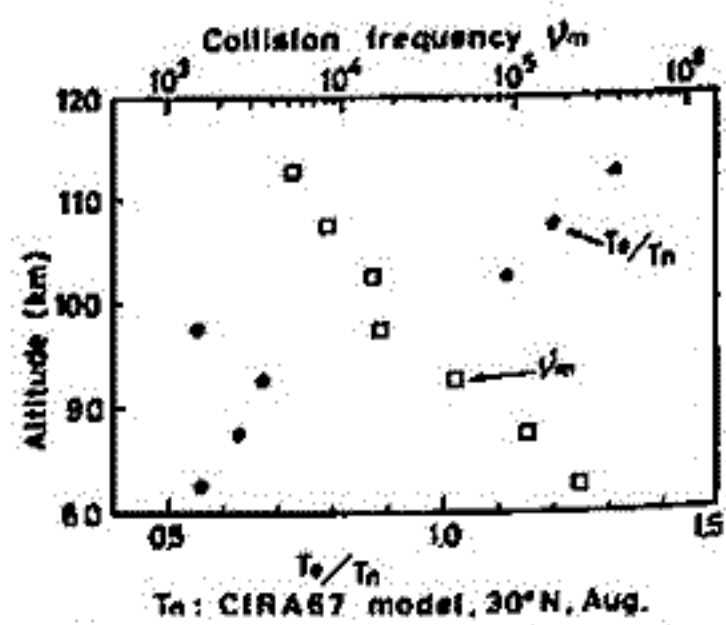


図3. 解析した衝突回数分布

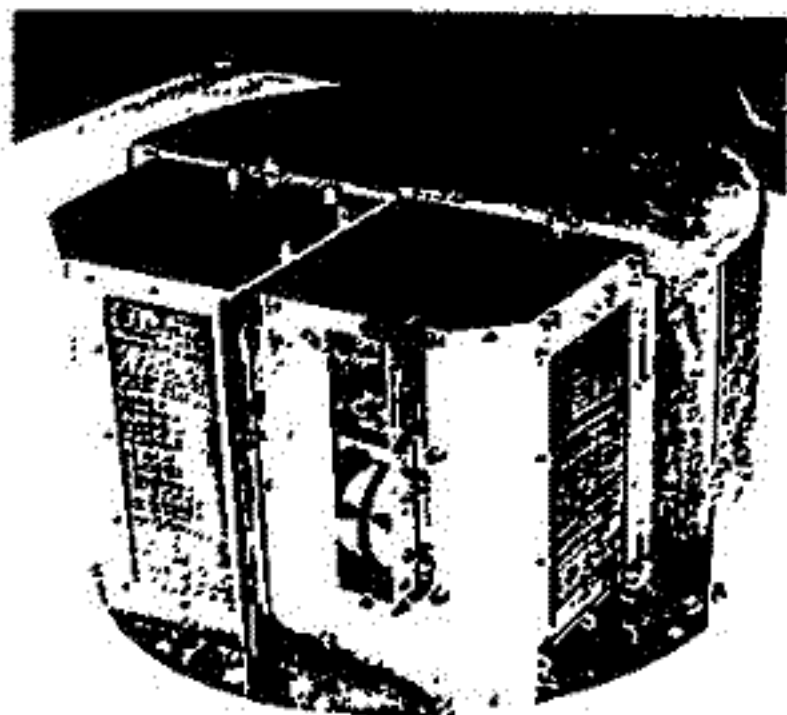
K-9M-72号機による 高エネルギー電子の観測

横谷信孝, 松本治彦 (神大工)
向井利典, 平尾邦彦 (宇宙研)

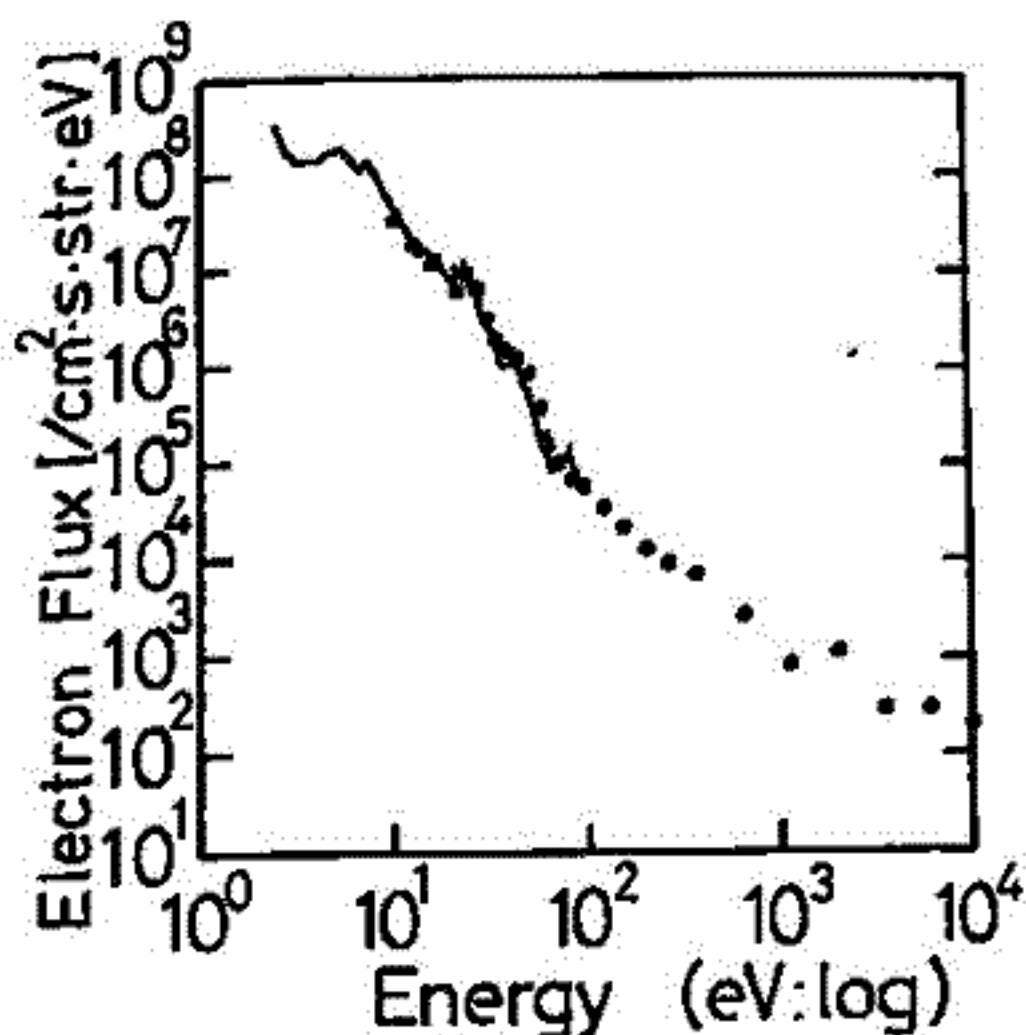
1982年2月13日11時JSTに打上げられたK-9M-72号機に、搭載された高エネルギー電子観測器ESE-Hは、以下の二項目を目的とした。

- 1) EXOS-C衛星搭載のために新しく開発した1/4球静電型分析器の飛翔体実験
- 2) 同機の実験目的である冬期11時の高度105~110kmに現われる高電子密度層の解明のための10eV~10keVの電子束の観測

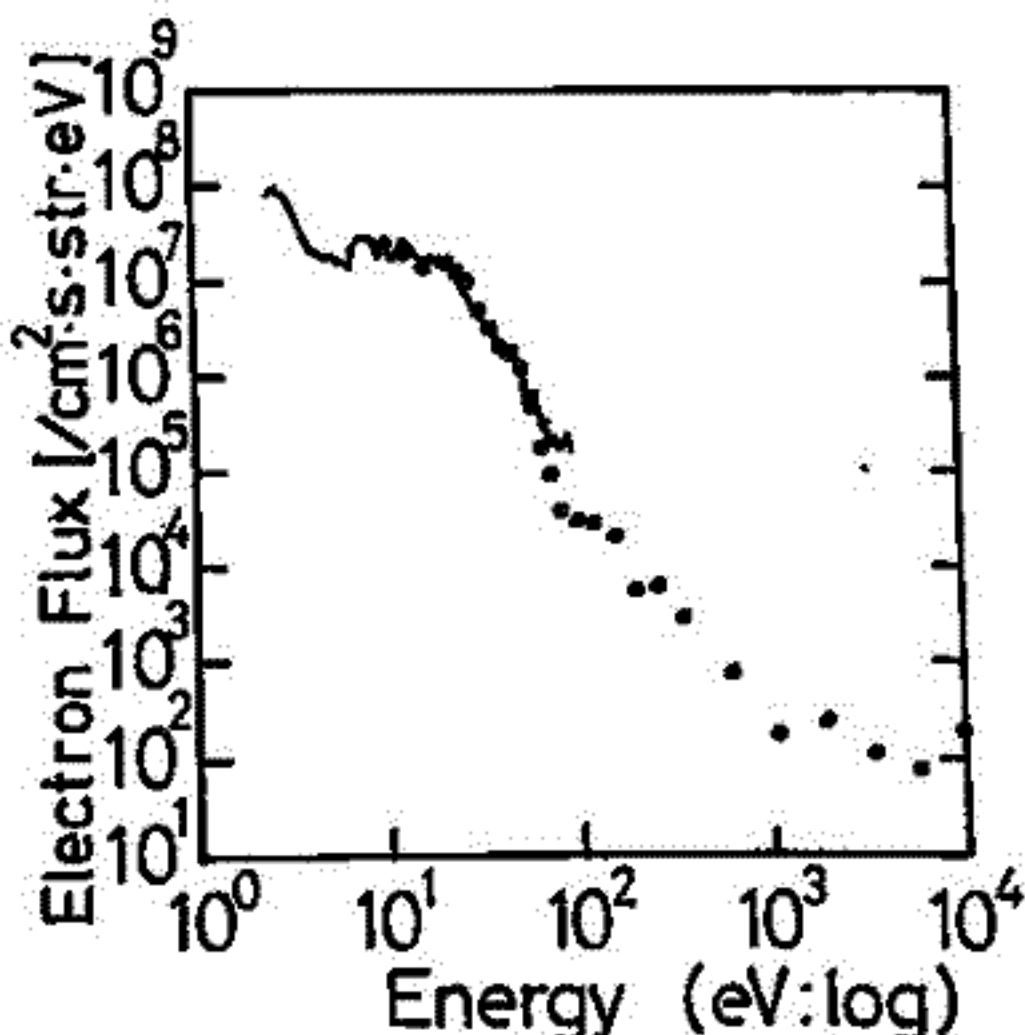
本観測器はオ1図に示す様に、新しく開発した1/4球静電型分析器に、円錐コリメータと二重メッシュによる自然排気方式をとり、ロケット軸に対し30°, 60°, 84.3°の3ビッチ角を測定する。観測器は、打上げ後115秒に高圧を印加し、数秒を待って順に下図に示す様な良好なデータを得た。オ2, 3図は予備的に処理したものであるが、1~100eVの測定におこなったESE-L(細線)と非常に良い一致を示し、90~30eVの primary photoelectron のピークが明瞭である。このようにESE-Hは精度の高い観測器に完成したと言える。尚 1~10keVの降下電子束が予想より多く、この降下電子束が高電子密度層に何人3かの電子を12...るかどうかは今後の検討課題である。



オ1図 ESE-H



オ2図 上昇時 200 km (t=115~130秒)
黒丸: ESE-H, 細線: ESE-L



オ3図 Apogee (327 km, t=287~297秒)
黒丸: ESE-H, 細線: ESE-L

K-9M-72号機による 低エネルギー電子の観測

向井利典, 平尾邦雄 (宇宙研)
賀谷信幸 (神戸大・工学部)

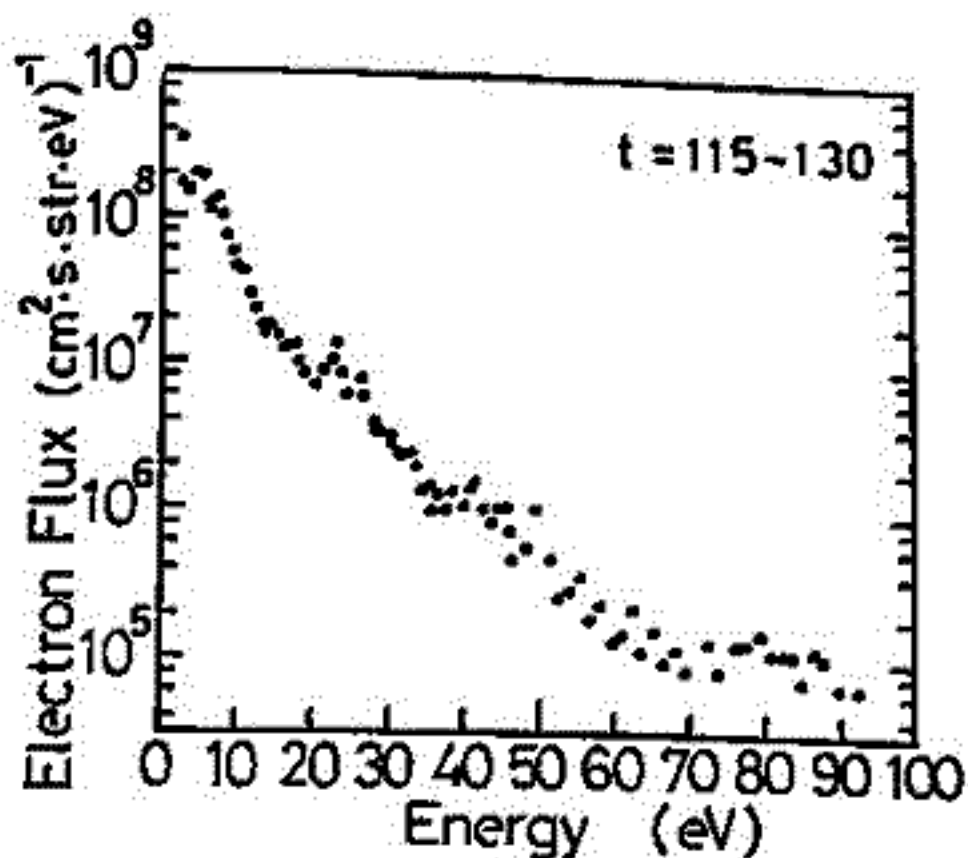
今年2月13日 11:00 JSTに打ち上げられたK-9M-72号機は、冬期11時に内之浦上空の高度105~110 kmに現われる高電子温度層の解明を主目的としたロケットである。そのために、0.1 eV ~ 10 keV の広いエネルギー範囲にわたる電子のエネルギー分布を測定するため、互に測定エネルギー範囲のオーバーラップする3つの測定器 TED (0.1~2 eV), ESE-L (1~100 eV), ESE-H (10 eV ~ 10 keV) が搭載された。これらはそれぞれ当初の予定通りに順調に作動して良好なデータが得られた。ここでは特にその中でESE-Lによる1~100 eVの電子エネルギー分布の観測結果に主眼を置いて報告する。このエネルギー領域の電子はいわゆる電離層光電子で、測定器は従来の筆者らが開発してロケット実験で広く用いてきたものとほぼ同一である。

下図に得られたデータを予備的に処理した結果を示す。低エネルギー電子の観測では、測定器自体に対する種々の配慮と並に、データ処理でも ①太陽紫外線による測定器電圧およびロケット表面からの光電子データの除去, ②ロケットによる shadowing effect の除去, ③その他の background の差し引き, ④ロケット電位のプラス電位からのずれの補正 等を行う必要がある。下図は、最も影響の大きい①のみを行った結果であるが、電離層光電子の幾つかの典型的特徴を示している。すなわち、

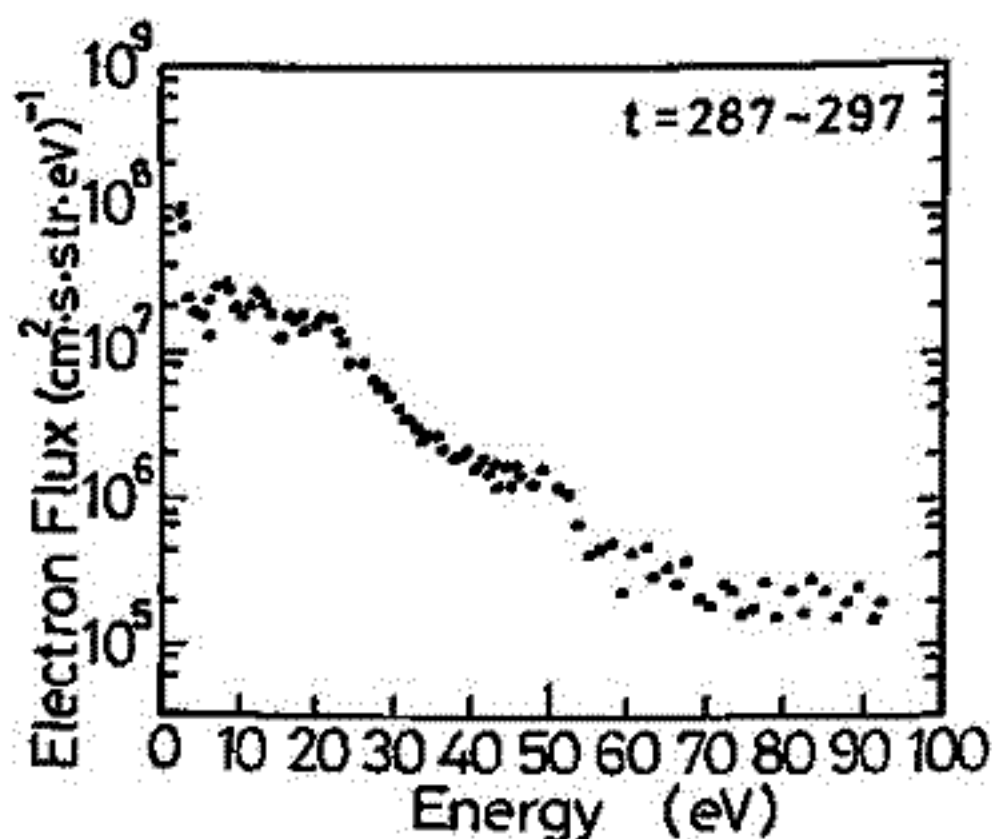
(1) 高度200 km では 20~30 eV で He II 304 Å による primary photoelectron のピーク (24 eV と 27 eV) が明らかである。また、20 eV 以下では、フラックスは低エネルギーの方に急増するが、2~3 eV に dip が見られる。この dip は N_2 の共鳴振動励起によるものである。

(2) 高度が高くなると、スペクトラムはフラットに一樣になる、といくが、50~60 eV でフラックスの急減が見られる。これも primary photoelectron のスペクトラムの反映である。

等である。TED, ESE-Hとの比較はポスターセッション会場で示す予定である。



(上昇時200km)



アポジー (327km)