

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・中層大気・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 III Radio Burst の到来方向について
- タイプ III バーストに伴う電磁波発生機構
- ISEE-3号によって観測されたLF帯太陽電波 III 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)

- II-1 深尾昌一郎, 佐藤 亨, 山崎徳和(京大工)
加藤 進(京大超高層)
- II-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)
- II-3 伊藤 礼, 津田敏隆, 麻生武彦, 加藤 進
(京大超高層)
- II-4 麻生武彦, 加藤 進(京大超高層)
- II-5 福山 薫, 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)
- II-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

中層・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(3)

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

中層大気中の重力音波とKHI

大気波動 (10:50-12:02)

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

座長 麻生 武彦(京大起高層)

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じょう乱の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)

- Ⅲ-1 水野浩雄 (国土地理院)
- Ⅲ-2 田中 稔 (国土地理院)
- Ⅲ-3 歌代慎吉 (東京理大理)
- Ⅲ-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)

- Ⅲ-5 井口博夫, 伊勢崎修弘, 安川克己 (神戸大理)
- Ⅲ-6 中川一郎, 行武 毅 (東大震研)
- Ⅲ-7 中塚 正, 小野吉彦 (地質調)
- Ⅲ-8 柳澤正久 (宇宙研), 河野 長 (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層の影響

AKR・VLF (13:00-15:00)

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

VLF (15:10-17:22)

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

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スラー解
析その1:電離層反射ホイスラー

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・バズビル共役実験)

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)

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

- II-23 山本達人(東大理)
- II-24 鮎川 勝, 平沢威男(極地研)
- II-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)
- II-26 小口 高, 林 幹治, J. H. MEEK(東大
理)
- II-27 金田榮祐(東大理), 向井利典, 平尾邦雄
(宇宙研)
- II-28 菊池 崇(電波研)
- II-29 須田友重(気象研), 和田雅美, 河野 毅
(理研)
- II-30 江尻全機, 内田邦夫(極地研), J. K.
Olesen(TUD), F. Primdahl(DSRI),
B. Moehlum(NDRE)
- II-31 鮎川 勝, 平沢威男(極地研)
- II-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)
- II-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(IV)
- 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層の変動とプラズマ・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 と暁方側の 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層電流の安定性
- 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) II

電気伝導度・テクトノマグネティズム

(13:00-14:12)

- Ⅲ-9 田中良和(京大理), 吉野登志男(東大震研)
- Ⅲ-10 江村富男, 中埜岩男(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)
- Ⅲ-11 力武常次(日大文理), 田中秀文, 附田克晃(東工大理)
- Ⅲ-12 下泉政志, 坂翁介, 北村泰一(九大理)
- Ⅲ-13 歌田久司, 小山茂(東大震研)
- Ⅲ-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

Pc3,4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)

- Ⅲ-15 森俊雄(気象研)
- Ⅲ-16 西谷忠師, 乗富一雄, 山崎明(秋田大)
- Ⅲ-17 宮腰潤一郎(鳥取大教養)
- Ⅲ-18 歌田久司, 行武毅(東大震研)
地殻比抵抗研究グループ
- Ⅲ-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)
- Ⅲ-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)

- Ⅲ-21 半田駿, P. A. Camfield(E. M. R. Canada)
- Ⅲ-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)
- Ⅲ-23 三品正明, 浜口博之, 村上栄寿(東北大理), 田中和夫(弘前大理), N. Zana(I.R.S., Zaire)
- Ⅲ-24 大志万直人, 本蔵義守, 田中秀文(東工大理)
- Ⅲ-25 本蔵義守, 平進太郎(東工大理)
- Ⅲ-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, ニアムラギ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)

- 1-32 早川正士, 田中義人(名大空電研)
- 1-33 早川正士, 田中義人, 岡田敏美(名大空電研)
- 1-34 西野正徳, 田中義人, 岩井 章, 鎌田哲夫(名大空電研)
- 1-35 佐藤夏雄(極地研), 林 幹治(東大理)
- 1-36 山中幸雄, 早川正士(名大空電研)
- 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)
- 1-38 山岸久雄, 福西 浩, 小野高幸(極地研)
長野 勇(金沢大工)

座長 木村 磐 根(京大工)

- 電子スロット領域でのPLHR-コーラスとVLF放射
- 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)
- 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
- Auroral Roar Emission
- GEOS 2衛星で観測されたコーラスの伝搬方向の決定
- 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
- 気球によるオメガ波伝播の観測

ULF (10:35-11:59)

- 1-39 佐藤夏雄(極地研), 渋谷仙吉(山形大理)
- 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.)
- 1-41 河村 謙, 桑島正幸(地磁気観), 福西 浩(極地研)
- 1-42 石田十郎, 國分 征(東大理)
- 1-43 湯元清文, 斎藤尚生(東北大理)
- 1-44 國分 征(東大理)
- 1-45 永野 宏(岐阜歯大), 荒木 徹(京大理)

座長 桑島 正 幸(地磁気観)

- CNA PulsationとQP Emission, Magnetic Pulsationとの関係
- 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
- Periodic emissionの発生, 伝播特性
- 長周期地磁気脈動(Pc4~5)を伴うPc1現象
- 低緯度Pc3の偏波特性とその解釈
- 静止衛星高度におけるPc4~5脈動出現の緯度特性
- 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)

座長 袴田和幸(中部工大)

- II-34 飯島健(東大理), 福島直(東大理)
藤井良一(極地研)
- II-35 玉尾孜(東大理)
- II-36 鈴木亮(佐賀大教養), 亀井豊永, 熊本毅(京大理)
- II-37 柳澤正久(宇宙研), MAGSAT研究班
- II-38 A. Nishida, Y. K. Tulunav (ISAS),
F. S. Mozer (UC, Berkeley)
- II-39 三浦彰(東大理)
- II-40 八木康之, 河島信樹(宇宙研)

- 沿磁力線電流とそれに随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)

座長 飯島健(東大理)

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

- 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 - (III)
- 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)

第2日 10月3日(日)

午前

第Ⅲ会場

岩石磁気・同位体Ⅰ (09:00-09:48)

座長 河野 長(東工大理)

Ⅲ-27 小柳政彦, 河野 長(東工大理), 国分 征
(東大理)

岩石磁気用リングコア磁力計の特性測定

Ⅲ-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 -

Ⅲ-29 浜野洋三(東大理)

普通コンドライトの残留磁化の性質

Ⅲ-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)

Ⅲ-31 永田 武(極地研)

Magnetic Classification Scheme of Meteorites

Ⅲ-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

Ⅲ-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

Ⅲ-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)
齋藤尚生(東北大理), 小島正美, 北村保夫(東北工大) | 弱残留磁気測定装置(RICRESTOMETER)の製作
(続) |
| PA-2 | 船木 實, 永田 武(極地研) | 南極 マクマードサウンドの古地磁気(総括) |
| PA-3 | 河野 長(東工大理), 上野直子(東洋大理),
大貫良夫(東大教養) | 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 |
| PA-4 | 日置幸介, 浜野洋三(東大理), 河野 長
(東工大理) | 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 |
| PA-5 | 当舎利行, 浜野洋三(東大理) | 北上地方, 宮古層群の古地磁気 — 白亜紀・中期 |
| PA-6 | 綱川秀夫, 浜野洋三(東大理) | 愛鷹山岩脈群の古地磁気 |
| PA-7 | 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(II) |
| PA-8 | 島倉 信(千葉工大) | VLF による下部電離層電子密度分布の推定 |
| PA-9 | 角村 悟(地磁気観), 荒木 徹(京大理) | 電場による極電離層と赤道電離層の結びつき(III) |
| PA-10 | 荒木 徹(京大理) | 非等方一様電導媒質中の分極電荷 |
| PA-11 | 米沢利之(中部工大) | 本邦における foF ₂ の半年変化とそれの大気圧
半年変化成分との比較 |
| PA-12 | 渡辺勇三(宇宙研) | K-9M-72 号機NELの速報 |
| PA-13 | 相京和弘, 井出俊行, 西崎 良, 丸山 隆
篠馬 尚, 新野賢爾(電波研), 佐藤克久
(緯度観) | 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 |
| PA-14 | 皆越尚紀, 新野賢爾(電波研) | 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 |
| PA-15 | 熊谷 博, 小川忠彦, 堀 利浩(電波研平
磯) | 電離層シンチレーションの3点観測 |
| PA-16 | 堀 利浩, 熊谷 博, 小川忠彦(電波研平
磯) | 電離層によるQPシンチレーション |
| PA-17 | 小川忠彦, 熊谷 博, 大部弘次(電波研平
磯) | 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)

- I-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)
- I-47 加藤愛雄(東北大, 東海大), 高橋隆男(東海大), 友村 清(東海大工)
- I-48 坂 翁介(九大理), J. S. Kim(ニューヨーク州立大), M. Sugiura(GSFC, NASA)
- I-49 坂 翁介(九大理), J. S. Kim(ニューヨーク州立大), M. Sugiura CGSFC, NASA)
- I-50 坂 翁介(九大理), J. S. Kim(ニューヨーク州立大), M. Sugiura(GSFC, NASA)
- I-51 國武 学(東大理)
- I-52 北村泰一, 糸長雅弘(九大理)
- I-53 友村 清, 加藤愛雄, 桜井 亨(東海大工)

- I-54 永野 宏(岐阜歯大), 荒木 徹(京大理), 福西 浩, 佐藤夏雄(極地研)

座長 平沢威男(極地研)

- 高緯度多点観測に基づくPc3-5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Pc5脈動のクロススペクトル解析
- Pc5脈動の空間的な位相・振幅構造のDawn-Dusk Asymmetry
- 昼側Pi3と夜側Pi3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Piburst脈動の特性(V) Pi3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

地磁気脈動 (11:00-12:48)

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

- I-63 玉尾 孜(東大理)

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(Pc4~5)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)

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

座長 前 沢 冽(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(Ⅱ)
- 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)

- Ⅱ-56 西田篤弘(宇宙研)
- Ⅱ-57 奥谷晶子, 和田雅美(理研), 須田友重(気象研)
- Ⅱ-58 野坂 徹(名大理), 森 覚, 鷲坂修二(信大理)
- Ⅱ-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)
- Ⅱ-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)
- Ⅱ-61 上野裕幸, 藤本和彦(名大理), 森 覚(信大理), 長島一男(名大理)
- Ⅱ-62 高橋八郎(岩手大教育), 矢作直弘(岩手大人社), 長島一男(名大理)
- Ⅱ-63 長島一男(名大理), 森下伊三男(岐阜大), 森 覚(信大理), 石田喜雄(福島大教育)
- Ⅱ-64 村上一昭, 藤井善次郎, 山田良実, 榊原志津子, 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)

座長 上 野 裕 幸(名大理)

- 「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-Ⅱ
- 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 Ⅱ
- 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)

- Ⅲ-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
- Ⅲ-36 町田 忍, 鶴田浩一郎(宇宙研)
- Ⅲ-37 遠山文雄, 青山 巖(東海大工)
- Ⅲ-38 小川 徹, 藪崎 努, 北野正雄(京大超高層)
- Ⅲ-39 若杉耕一郎, 松尾 優(京工大工芸), 深尾昌一郎(京大工), 加藤 進(京大超高層)
- Ⅲ-40 佐藤 亨, 深尾昌一郎(京大工), 加藤 進(京大超高層)
- Ⅲ-41 富田二三彦, 岡野章一, 大沼利弘, 上山 弘(東北大理)
- Ⅲ-42 柴崎和夫(極地研), 岩上直幹, 小川利紘(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(O₃, NO₂, NO₃)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)

- Ⅲ-43 上山 弘(東北大理), 市川敏朗(岐阜歯大), 岡野章一(東北大理)
- Ⅲ-44 高木増美, 近藤 豊, 岩田 晃(名大空電研)
- Ⅲ-45 松崎章好, 中村良治, 伊藤富造(宇宙研)
- Ⅲ-46 関谷隆司, 藪崎 努, 北野正雄, 小川 徹(京大超高層)
- Ⅲ-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), 藤井良一, 宮岡 宏(極地研)
- Ⅲ-48 三沢清敏(防大), 加藤愛雄(東海大), 竹内郁夫(託問高専), 青山 巖(東海大)
- Ⅲ-49 三沢清敏(防大), 加藤愛雄(東海大), 竹内郁夫(託問高専), 青山 巖(東海大)
- Ⅲ-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)

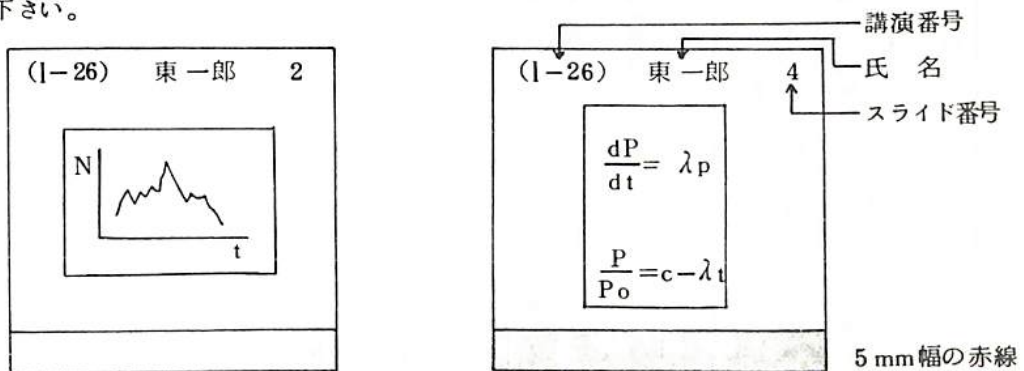
- レーザーヘテロダイン分光方式による成層圏オゾン高度分布測定について。(II)
- 気球及び航空機搭載用NOx測定器の開発
- 成層圏エアロゾルの観測(Sanriku, May 31, 1979)
- 光化学反応による有機気体からのエアロゾル生成
- 南極中層大気探査用レーザーレーダ
— 基本仕様と試験結果 —
- 酸素緑線と赤線の強度共変化の発生原因についての一考察
- 酸素赤線の強度変化の孤立波型伝播の発生の原因についての一考察
- S-210-13号機によるTMA発光雲の観測

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（後半の割当の人も）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。



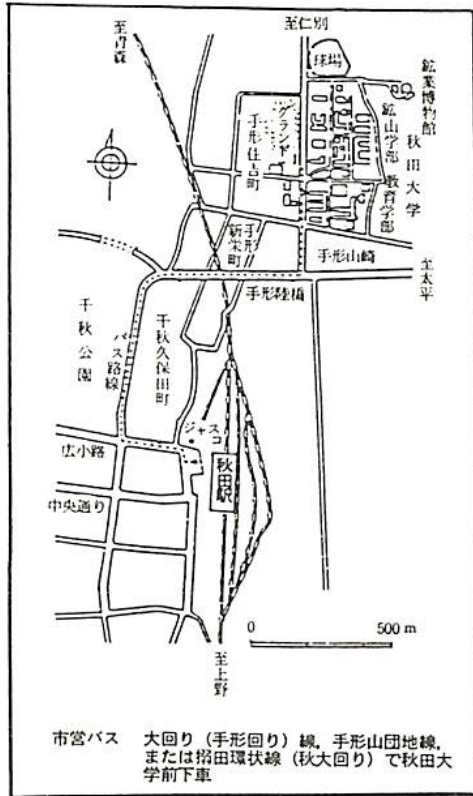
○画面（正立位置）上に講演番号（カッコ内に）、著者氏名（著者が複数の場合は筆頭著者）、スライド番号（1, 2, 3……の順に）を鉛筆・サインペン等ではっきり記入。

○スライド下端に幅5mmの赤鉛筆で記入。

宿 舎 案 内

ホテル, 旅館名	住 所	T E L	料 金 (税 込)			58.7月現在
			シングル (インバス)	シングル (アウトバス)	ツ イ ン	
秋田キャッスルホテル	秋田市中通三丁目	秋田(0188) 34-1141	6,760~7,840		13,400~16,400 (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	33-1111	4,900	3,700	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	33-1110	4,900	3,700	7,000(インバス)	
ホテルサンルート秋田	〃 大町三丁目4-18	65-2111	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	34-5211	5,800~8,200		10,400~20,000	
シテイーホテル	〃 大町二丁目6-25	63-2525	4,400, 4,850		7,480, 8,580 (インバス)	
アキタキャピタルホテル	〃 檜山登町1-31	35-9111	4,400	3,900	7,600(インバス)	
ホテルリッチ秋田	〃 大町二丁目2-2	62-0001	5,800~7,000		11,000, 14,000 (インバス)	
山王パレスホテル	〃 山王二丁目10-42	64-4421	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	62-1515	4,850, 6,000	3,700	7,800~8,800 (インバス)	
栄太楼旅館	〃 千秋矢留町6-15	33-4151				7,000~8,000
旅館美松	〃 千秋矢留町6-9	32-8541				7,000~10,000
(共 済 関 係)						
泰山荘	〃 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				5,320(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	2人で5,600 (インバス)	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	62-6193 62-6976				

日本地球電気磁気学会講演会会場案内



第 I 会 場

(I-1 ~ I-63)

大家寛, 三宅亘
(東北大・理)

序

衛星で観測される Km 波帯の Type III パーストは、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伝搬の重要性を指摘した⁽¹⁾。

電波の到来方向

図1には IMP-6 により観測された Type III パ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 パーストは $2f_p$ 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が大きくなるが、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う非対称性が明瞭である。

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10回講演会予稿集 P.34
(2) Kaiser, M.L., *Solar Phys.*,
45, 181, 1975

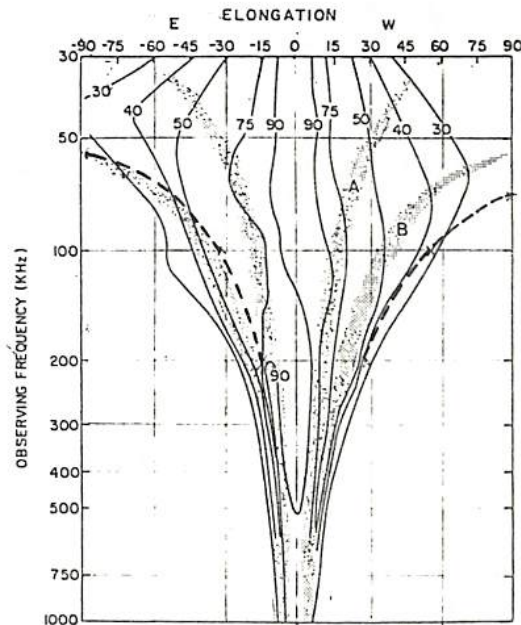


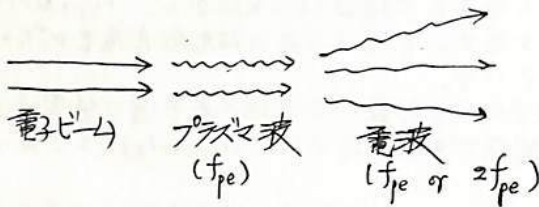
図1. The result of accumulation of 500 days of IMP-6 data in solar elongation coordinates. (Kaiser, 1975)

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バーストに伴う電磁波発生機構

新部 元 彦
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。 $f_{pe} \approx 31$ k 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]。これをうけて最近いくつかの試みがおこなわれている[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 で非常に長い電波発生が期待できる。

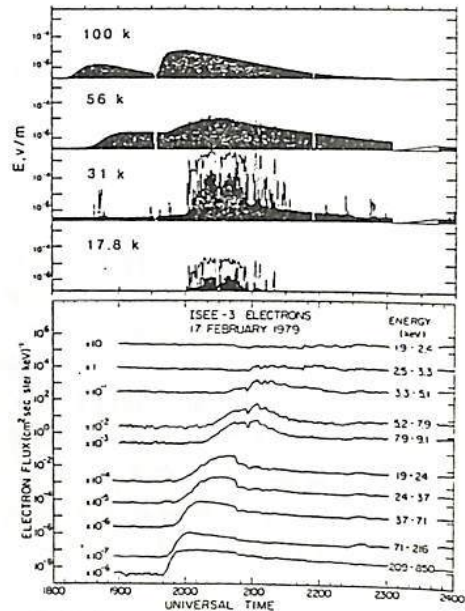
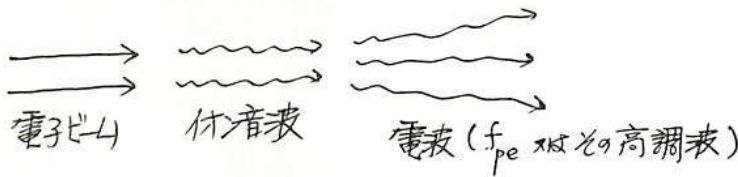


FIG. 3.—The top panel shows the electric field intensity measured from ISEE 3 on 1979 February 17 in four broad frequency bands for the event of interest. The black areas show the intensity averaged over 64 s. The solid lines give the peak intensity measured every 0.5 s. The smoothly varying profiles 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 ~2.5 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.

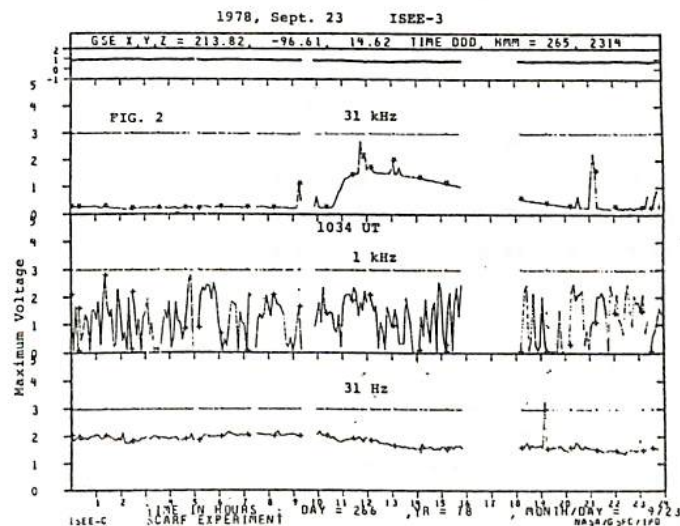
Solar Type III radio bursts were observed in the 31 kHz band by the ISEE-3 at 1034 UT on Sept. 23, 1978. Corresponding solar flare was observed by ground microwave receivers at 0941 UT on Sept. 23, 1978 in the solar active region at N 35° and W 50° on the solar disc. A geomagnetic storm sudden commencement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



波観測用干渉計システムの開発

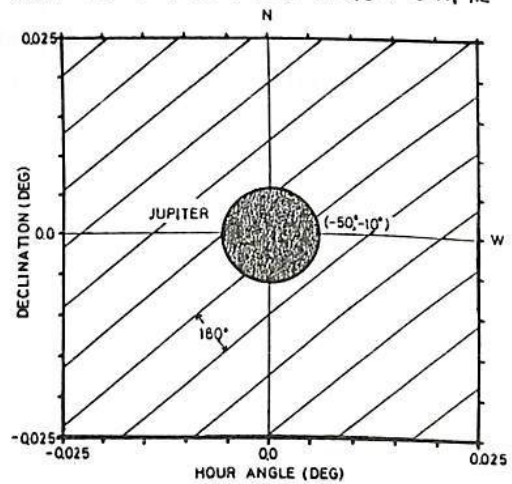
大家 寛, 森岡 昭, 徳丸宗利, 近藤 実
(東北大・理)

§. 序 木星デカメラ波は、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。デカメラ波帯では、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、木星デカメラ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ラ波の観測が行なわれてきたが、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。

§. 分解能 第1図は、75km基線干渉計によって測定される二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。

§. システム構成 干渉計システムの配置を、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時間で行なうことである。

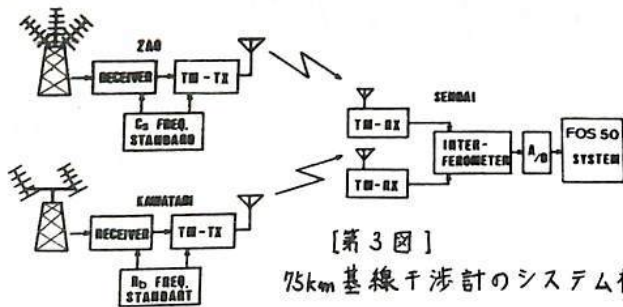
§. 開発の現状 テレメータの伝播路の位相安定性の実験を終了し、その結果、短期1°、長期2°、混信時7°の安定性を持つことが確認された。現在、受信機部の制作に入っているが、位相検出器及びPLLシンセサイザ局部発振器が完成し、C₃及びR₃周波数標準を用いた試験で、高い精度の安定性が確認されており、この冬からの観測に備えている。



[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, F. A., and J. N. Douglas, J. Geophys. Res., 81, 3387 (1976).

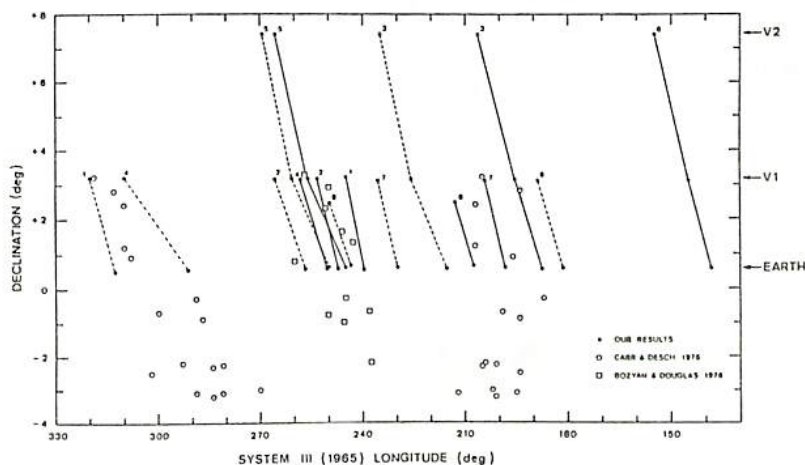
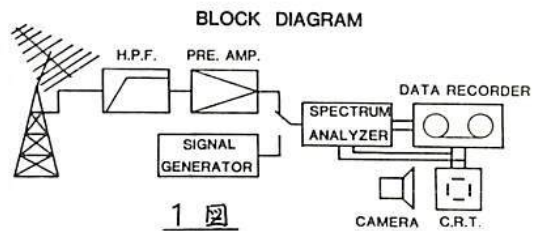


Fig. 1.

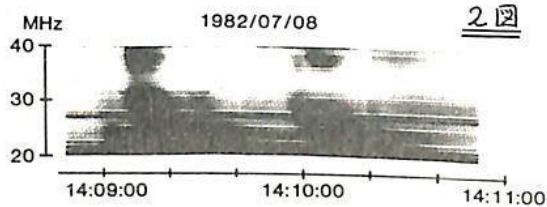
青山 隆司 大家 寛 森岡 昭
(宮城職訓短大) (東北大学 理学部)

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。

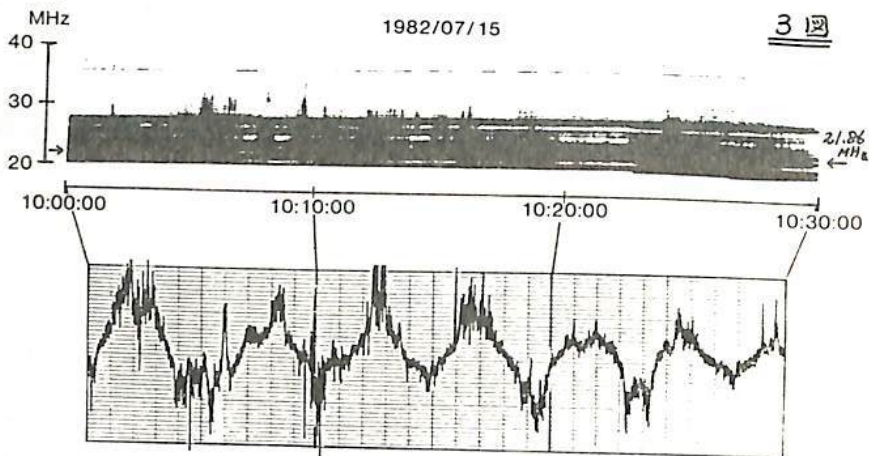
2. 観測システム 木星および太陽電波観測システムのblock diagramを1図に示す。可動式の9素子ログペリアンテナを用い20MHz~40MHz帯の電波バーストのwide band信号を受ける。アンテナから供給された信号をhigh-pass filter および pre-Ampを通しSpectrum analyzerで掃引受信し、最終的にdynamic spectrumの形でDataを得ている。



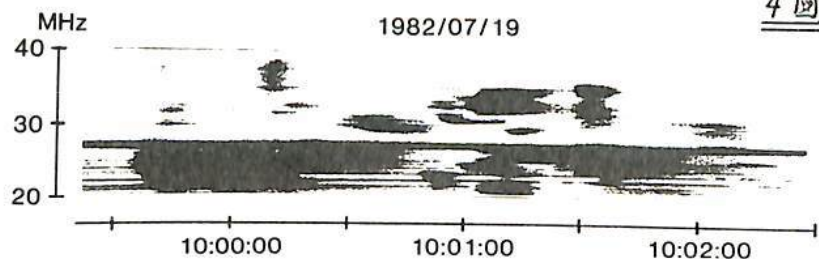
3. 観測結果 木星電波は、現在観測条件の悪い時期に当たっており、7月8日0時0分~0時37分の一例だけ得られている。一方太陽電波は、6月6日の大フレアにみられるように非常にactiveで、その回帰性バーストと思われるDataが多数得られている。現在までに得られたDataを発生頻度順に分類する。



(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。下のパネルは蔵玉の干渉パターン(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

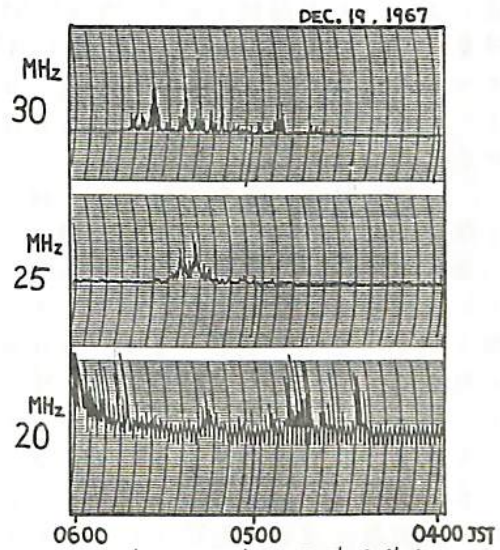
近藤哲朗, 磯崎進, 大内栄治
(電波研鹿島)(電波研犬吠)(電波研平磯)

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為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。

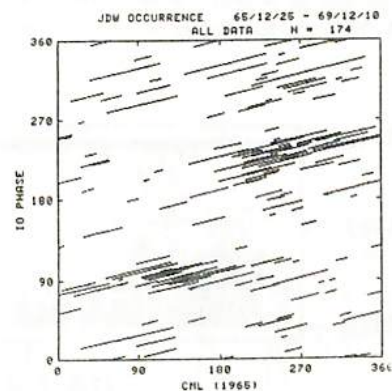
木星電波判定方法 リオメータデータから木星デカメータ波放射であるかどうかの判定には次の方法を用いた。データは木星が地平線に出現しかつ夜間のデータに限定した。これは、太陽電波および混信をさける為である。そして、リオメータデータ中、20, 25および30MHz帯の少なくとも2周波数帯で受信され、40および50MHz帯では現象がないもので、継続時間が10分以上の現象を木星デカメータ波放射とした。これは木星デカメータ波放射の高域カットオフ周波数が約38MHzであり、30MHz以下の周波数では5MHz以上の広帯域に出現することによって、才1図にリオメータデータ中に見られる木星デカメータ波放射例を示す。

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

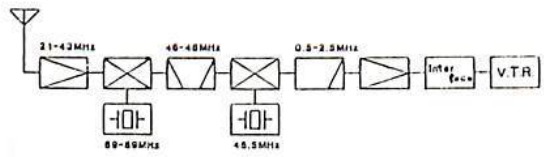
木星デカメータ波

S-バーストの観測

大家 寛, 永井 智広, 森岡 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, 互信に成功したので報告する。

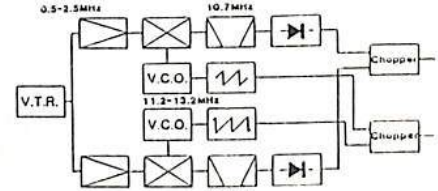
§ 観測 記録装置及び解析装置のブロック図を, 第1図, 第2図に示す。観測帯域幅は2MHz, 時間, 周波数の分解能は各々1ms, 30kHzである。観測された結果の一例を第3図に示す。この結果は同時に観測された他のシステム(干渉計, ガイナミックスペクトラム)の結果と比較し, 木星起源であることが確認された。また, 従来報告されている現象(Ellis, G.R.A., Riihimaa, J.J., Leblanc, Y., 等)と同じ性質のものであることが示されたが, 今回, 自ら直接データを得ることができ, S-バーストの発生原因の謎の解明の手がかりがつかめるようになった。



第1図 記録装置

§ 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

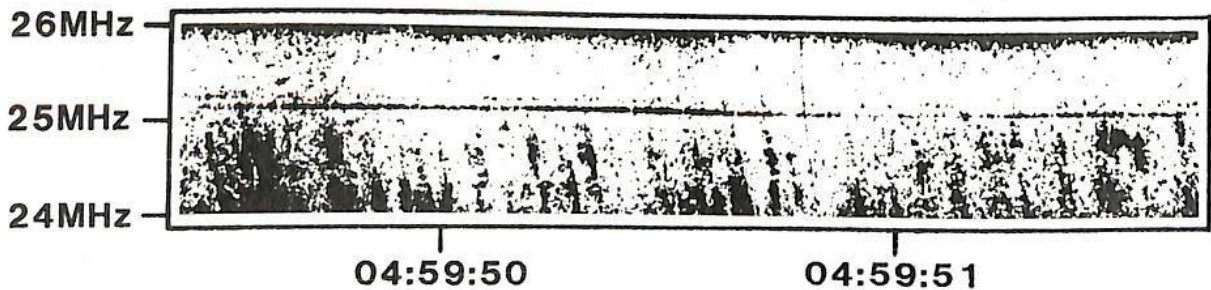
(単一周波数), (ii)繰り返し周期は, 40~70ms, (iii)周波数ドリフトは, -25MHz/s前後, という結果が得られた。このうち周波数ドリフトはほぼ一定の値をとり, また繰り返し周期も割合一定した値をとるが, 継続時間はたゞへんばらつきが大きい。以上, バースト群の特徴は, バーストの継続時間, 繰り返し周期, 周波数ドリフト等に顕著に表われる。また, 個々のバーストは全く独立して出現するばかりでなく, 前後のバーストと相互に作用し合うような形状に見えることもある。



第2図 周波数解析機

S-バーストにかかわる放射が, Io Flux Tube (IFT) 内で生じ, 電波源ではサイクロトロン周波数で波動が励起されていると仮定すると, $V_{ii} \approx 0.1c$ 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を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
高知高等電気工学科 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、Io-A に属する2例を観測し解析することになった。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地点のデータ解析も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応する時間差 (~300m sec) が認められる。2) 600 Km 程度の基線では極相が異なり、それぞれの地点の成分の強度変動 (図2) は良く対応しているが、0.1 ~ 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、今後その範囲を広げて 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

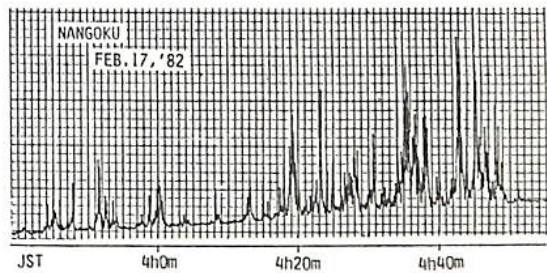


図2 南国で受信した強度変動

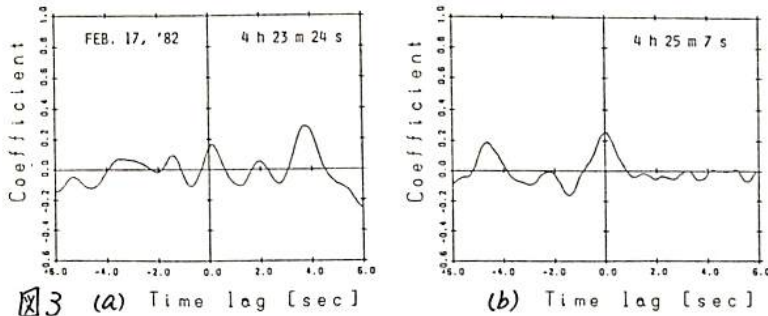


図3
(a) 82年2月17日のデータ (Io-A) の相互相関 (南国-菅平基線)
(b) 同日の違う時間の相互相関

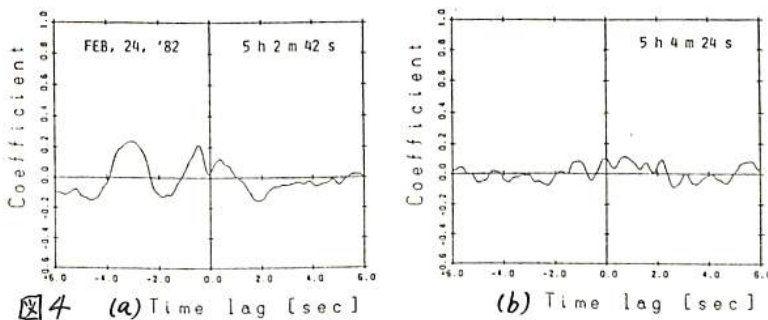


図4
(a) 82年2月24日のデータ (Io-A) の相互相関 (南国-菅平基線)
(b) 同日の違う時間の相互相関

渡辺 勉、近藤吾朗※ 国森裕生※

名大空電研、※電波研鹿島支所

木星放射線帯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_{II}) 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、木星の電波観測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。

以上のような観点のもとに、電波研鹿島支所 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 25MHz、時定数は 10秒とした。観測は木星とその前後、赤経 $\pm 1 \sim 2$ 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、ドリフトスキャ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 $3C273 (36.8 \pm 2 J_y)$ $3C286 (8.3 \pm 0.4 J_y)$ $3C348 (14.6 \pm 0.7 J_y)$ 等の電波源を用いて行った。これらの電波源の 4.08GHz 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較正した。観測は 1982年7月23日と8月5~6日に行った。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。較正の精度は約 10%である。較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_0) 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 $7.5 \pm 0.8 J_y$ 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 4.08GHz 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良く対応している。この図から分かるように、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。



鹿島 26m 中電波望遠鏡

Y/M/D/UT	λ_{II}	S_{obs}	$S_{4.08}$	Calib. Source	Obs. Mode
82/7/23/5	300°	4.4 ± 1	7.6 ± 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	DRIIFT
		4.3 ± 0.6	8.0 ± 0.6	3C348	DRIIFT

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

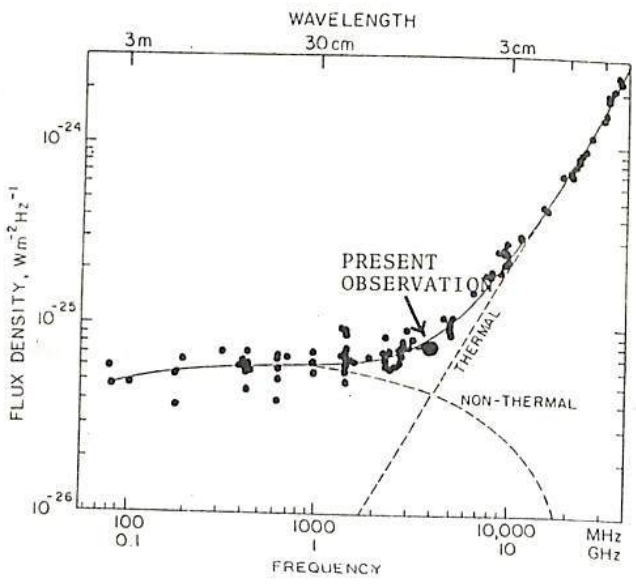


Figure 1

GENERATED AT THE PLASMA PAUSE - The results of JIKIKEN (EXOS-B)

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 into 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.

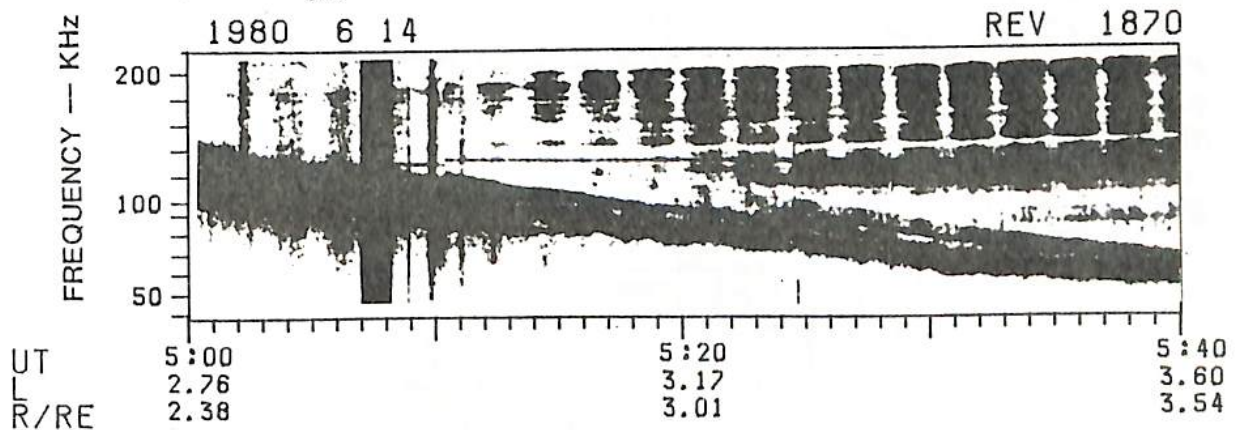


Figure 1. An example of the multi-banded kilometric radiations

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, 大冢 寛 (東北大・理)

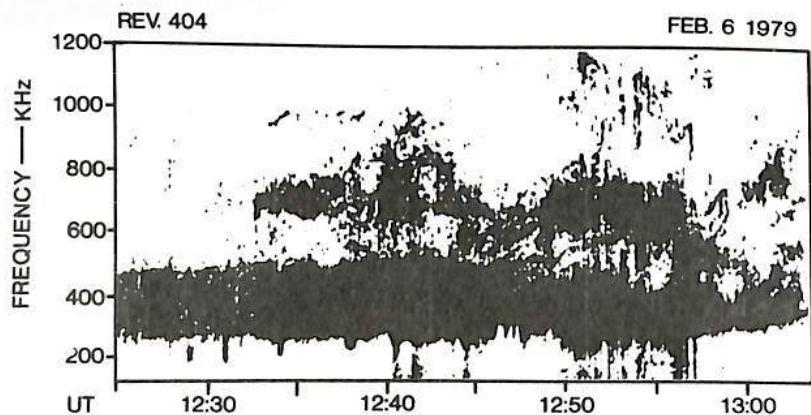
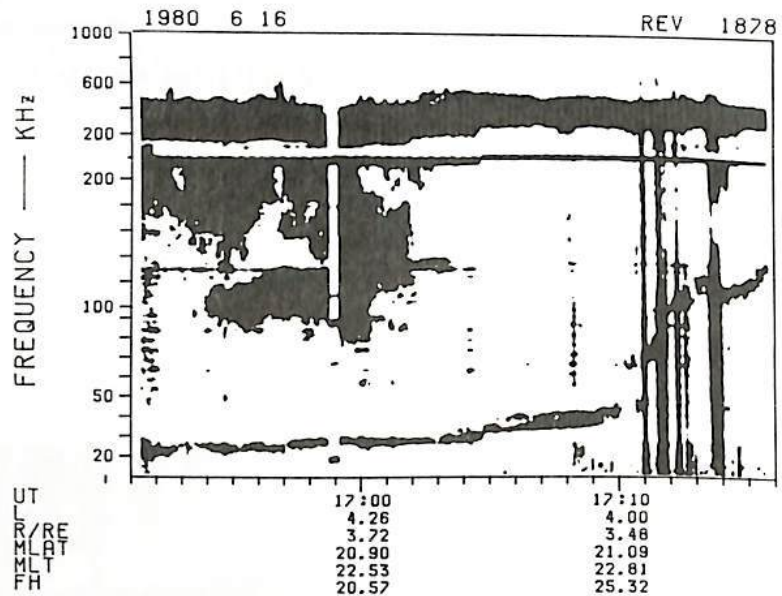
EXOS-B衛星によって観測されるAKRのダイナミックスペクトラムから、AKRの発生域の高度・構造および運動を知ることができる。筆者等はこれまでにAKRの発生域は比較的一様にひろがる広い発生域と、この領域の中に微細な構造をもつ発生域(discrete AKR)とがあることを示してきた。今回は更に多くの観測例の解析からAKRの発生域の多層構造および動特性について報告する。解析結果の概要は以下のとおりである。

(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が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、それぞれで出現していたAKRの強度の増大と source broadening がおこるとき、これとは別に新たに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、短い時間間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の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 drift 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 なサブトルをもつ電波(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。

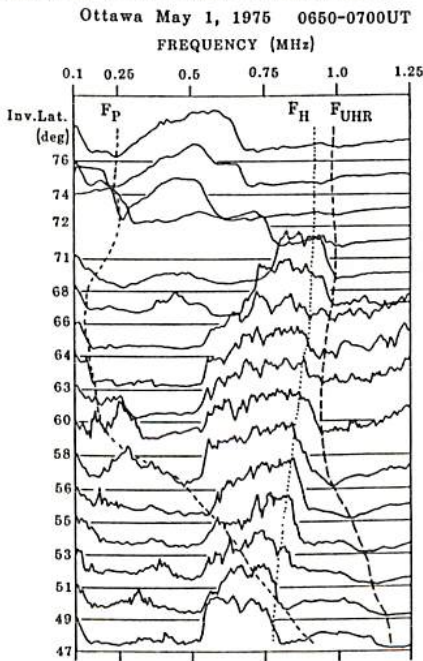


ISIS 衛星により観測された極域高周波 プラズマ波動

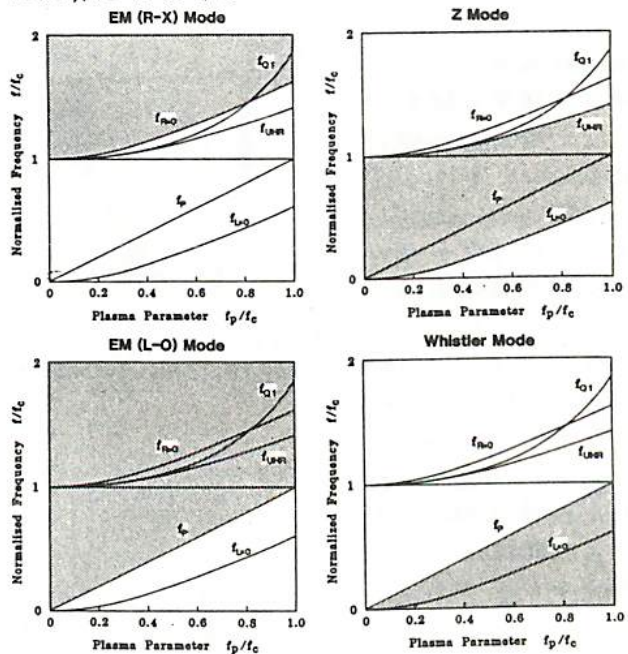
宮岡 宏, 小野高幸
(国立極地研究所)

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、ヒス並みにソーサー本位 VLF 波動に関してはすでに多くの詳細な研究が行なわれていいるが、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Z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なわれていいる。ここでは、北極(Resolute Bay, College, Ottawa)並に南極域(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この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 Zモード波($f \approx f_{UHR}$, f_H)の励起があり、その高緯度側では $f \leq f_p$ の Whistler モード波並に $f \geq f_p$ の Oモード電磁波が観測され、逆に低緯度側では Z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。



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_H , 横軸:プラズマパラメータ f_p/f_c)

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

福西 浩 (極地研)

鈴木光義・芳野起夫 (電通大)

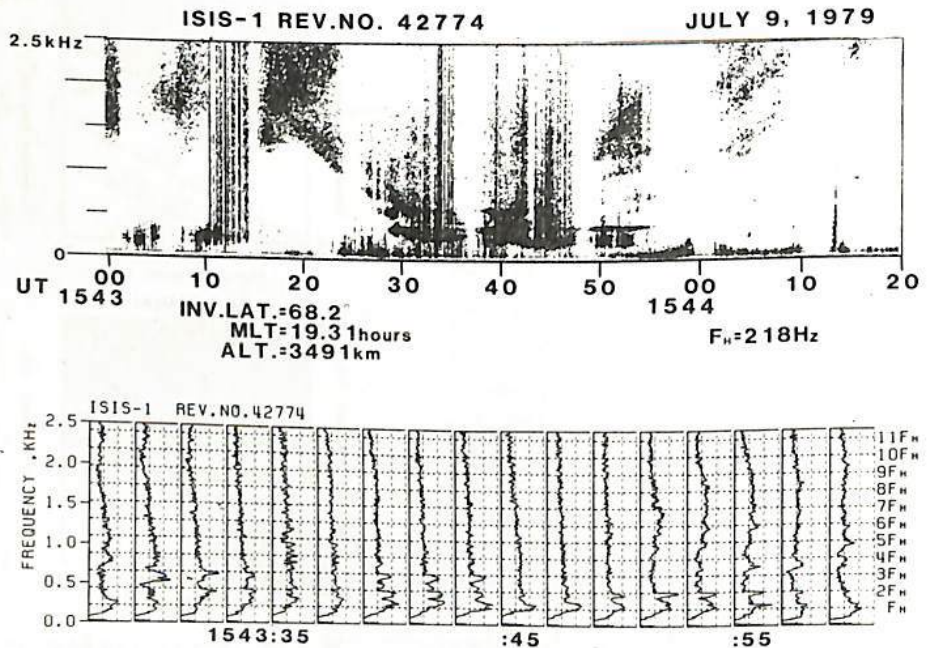
S3-3衛星により静電イオンサイクロトロン波 (Electrostatic Ion Cyclotron Harmonic Wave) が観測され、Double LayerやAnomalous Resistivityの生成機構と関連して注目されている。S3-3衛星の観測結果 (Kintner et al., 1978, 1979) によれば、EIC波は強いDC電場領域 (Electrostatic Shock) 又は、35% Turbulent Electric Fieldの領域で、0.074-5.4 keVの電子フラックスの増加とよい相関をもって観測された。更に、EIC波が観測される時は大部分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、また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以上の領域下1が観測されていない。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のジャイロ周波数の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。この図から、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構造が頻りに観測された。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。



高橋邦明 佐々木道 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なされるようになって以来、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ープンバー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。

$$I_c \propto \frac{V_b^{3/2}}{PB^{2.7}L} \quad (1)$$

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

一方、H.L. Rowland, K. Papadopoulos (1981) 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

$$\frac{dN_c}{dt} = Q - DN_c \quad (2)$$

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

から、(1)式と類似の式を得ている。

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

Beam Plasma Discharge 発生の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 まで高められる。
3. ionization energy まで高められた電子が、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があるしきり値 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

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

より、ビーム・スタートから Beam Plasma Discharge 発生までの time delay t_D を測定することにより、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_D 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 $n f_{ce}$ 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 ($\approx 3,000$ 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。

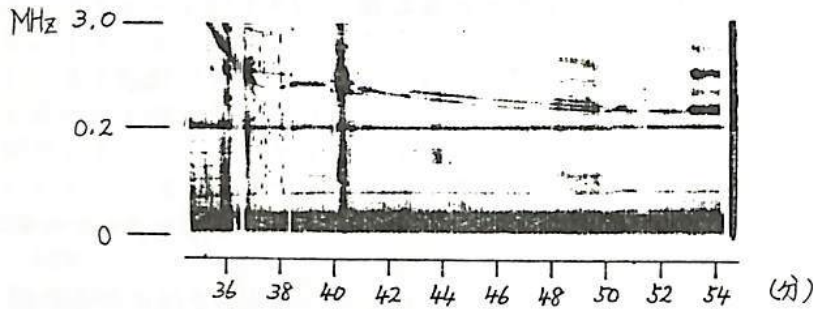


図1

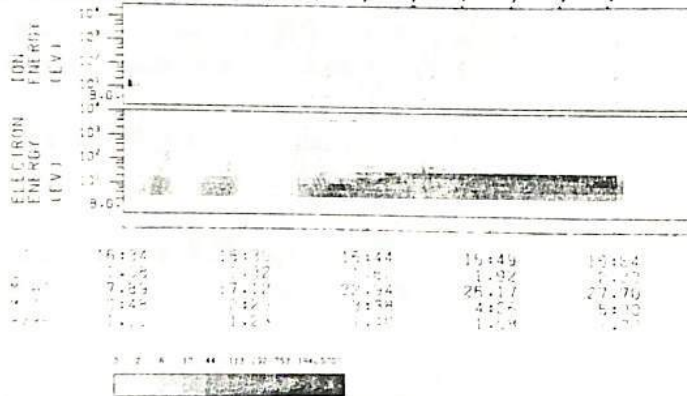


図2

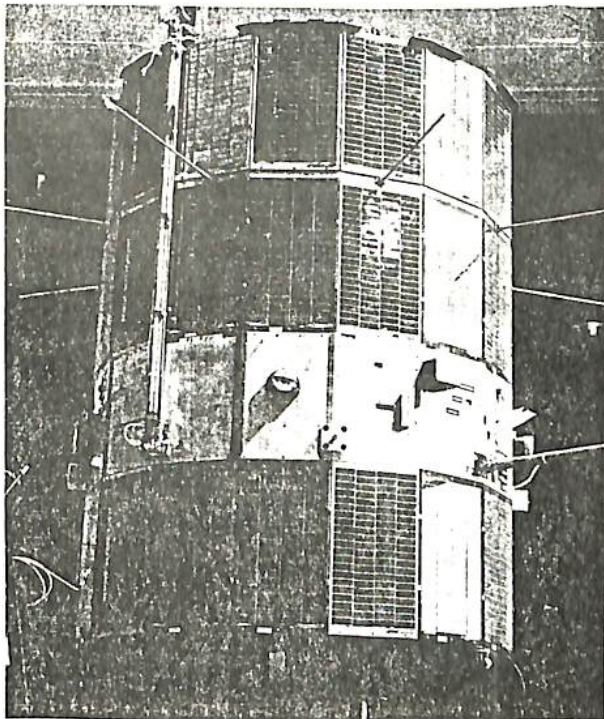
人工衛星の帯電による広帯域静電ノイズの発生の可能性

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、自然発生した波を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、鶴田浩一郎

宇宙科学研究所

1.序

地上からのVLF放射実験にともなう電子降下は衛星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波強度が弱い為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VLF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、電波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

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

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

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

where $P = \frac{\Omega - \omega \cos\theta}{\Omega \cos\theta - \omega}$, $Q = \frac{\omega \sin\theta}{\Omega \cos\theta - \omega}$, $Wb = \frac{eBw}{m}$, $\delta_{-1} = \omega - kV_{||} \cos\theta - \Omega$
 $\epsilon = V_\perp k \sin\theta / \Omega$

以上が電子の運動方程式である。V_⊥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_⊥とX座標軸のなす角を表す。B₀はその場における地球磁場、B_w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_⊥とB_wのなす角の補角を表す。(図1)我々は、この方程式を電子とVLF波がサイクロトロン共鳴を起こしている間、つまりω - kV_{||}cosθ + Ω ~ 0を満たし、V_{||}が計算開始時のV_{||}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1gyration、計算開始地点は赤道で、ここでω - kV_{||}cosθ + Ω = 0となるようにωとV_{||}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_wに比例しない。さらに、そのピークを示すB_w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もちいて、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。

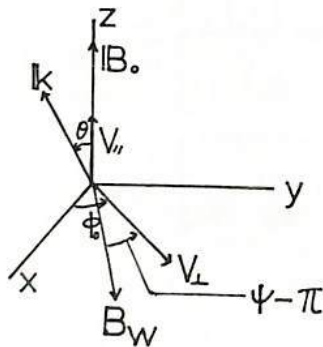


図1

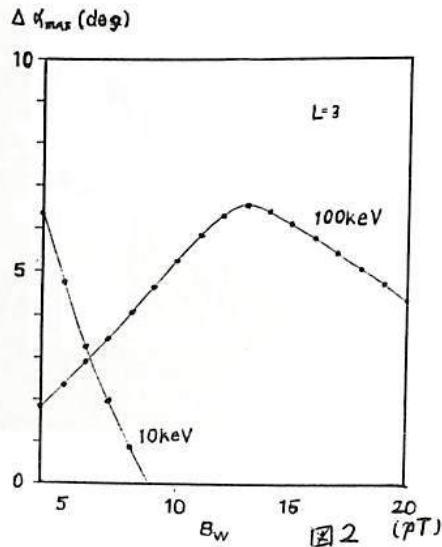


図2

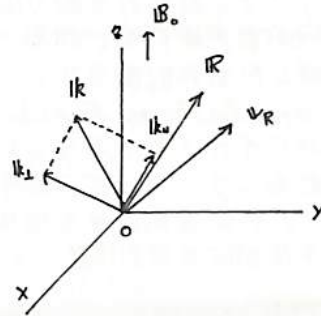
ワイヤ型 センサーによる k ベクトルの測定

町田 忍・鶴田 洋一郎
宇宙科学研

1-19

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（プローブ）をとり付けたワイヤを、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、2. 波動の強度分布を求めて k ベクトルを計算することを考えている。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。

従って、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； $k_{||}, k_{\perp}$ はロケットの胴体に對して、平行、垂直な k ベクトルの成分である。）



$k_{obs} = k_{\perp} = k - k_{||} = k - (k \cdot R)R = (I - RR) \cdot k$
 k_{obs} , R は既知であるが、 $I - RR$ は正則行列ではないために単純に上式を解いて k を求めるわけにはいかない。

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 $k = (k_x, k_y, 0)$ の超低イオンサイクロトロン波に対応した場合と分けよう。

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 が矛盾なく同一の値をとることを確認してから（第1のチェックポイント） k の値を $\omega_{obs} = \omega - k \cdot v_R$ という式に代入して、ロケットの飛行に付随し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 $F(\omega, k) = 0$ を満たすかどうかにより、2. さらに第2のチェックを行うことができる。これにより、イオン音波であるか否かを判定することができる。

$k = (k_x, k_y, 0)$ の超低イオンサイクロトロン波の場合も、同様なことを行ない、電離層中におけるイオン波のモードを特定することができるが、分散式を用いるに際して、特に周辺の電子およびイオンの温度を正確に押さえる必要がある。以上、減衰に於ては、さらに詳しく、 k ベクトルの決定の可能性、モード特定の可能性を同じく述べておく。

HisS 状信号にも入っている信号を 取り出す試み, 及びその解析

渡辺 成昭, 恩藤 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ヒストにも入って, きれいに見える場合も多い。この様にヒス(ランダム信号に近い)のカーテックかくれた, 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の処理過程のブロック図である。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, この付近を捨てる事がSPACの重要な原理となる。尚SPACは実時間で作動する。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を感謝致します。

参考文献

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), J59-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

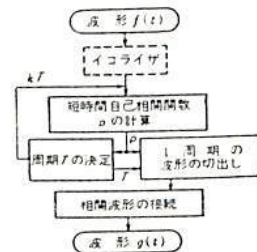


図1 SPACの処理過程
Fig.1 - Process of SPAC.

PARAMETRIC DECAY INSTABILITY OF A BERNSTEIN WAVE — COMPUTATION
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

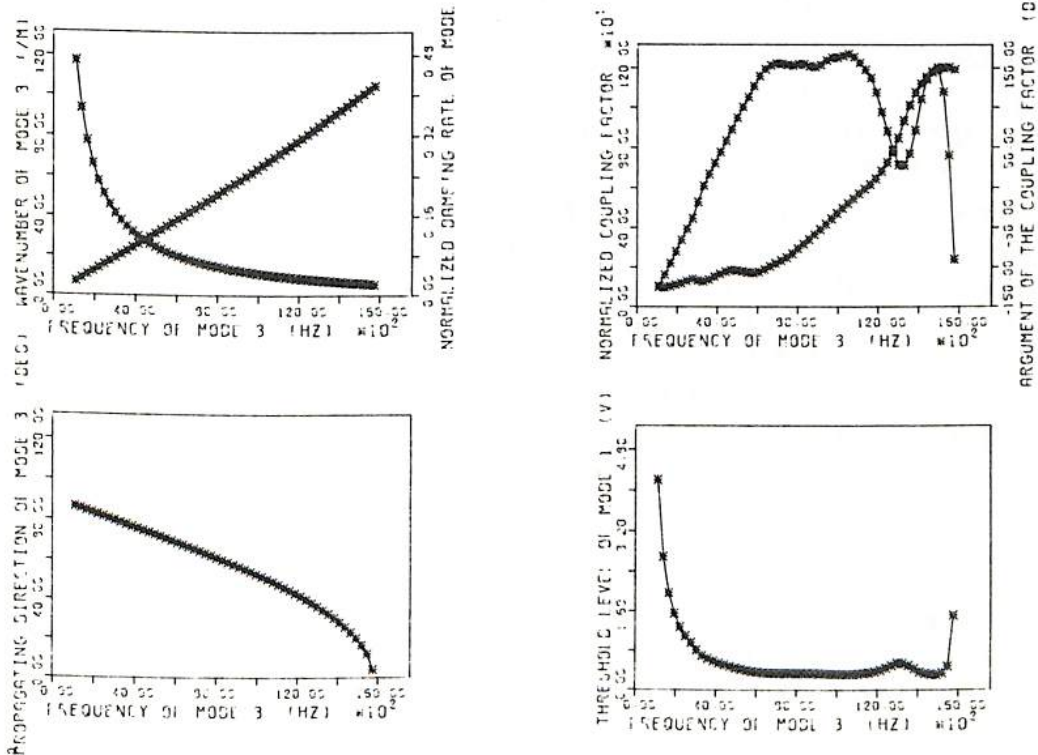
$$\frac{\partial}{\partial \tau_1} \hat{\phi}_k(\tau_1) = \sum_{k'', k'''} \frac{M(k', \omega_k; k'', \omega_{k''}; k''', \omega_{k'''}) \hat{\phi}_{k''}(\tau_1) \hat{\phi}_{k'''}(\tau_1)}{2k'^2 \partial \epsilon(k', s) / \partial s |_{s=-i\omega_k + \delta}} \quad \delta \rightarrow 0 ; \begin{cases}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

where

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

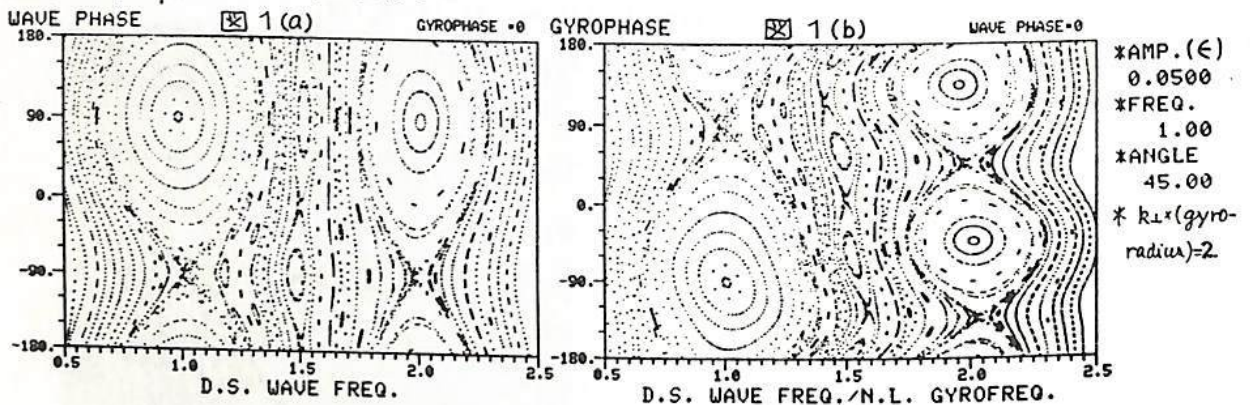
and M is the coupling factor.

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



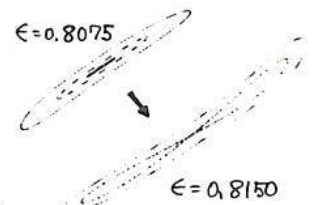
磁化プラズマ中の静電波による試験粒子の、振動非線型軌道と大振幅波の場合の chaos の様相を示す軌道について調べた。今回は、分数調波共鳴の存在と、軌道が chaos 化していく理由について、Poincaré 横断面の方法で調べた結果を報告する。

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、一般の分数共鳴 m/n (既約も、 $0 < \epsilon < \infty$) 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 $(\omega - k_{\parallel} V_{th}, \omega t - k_{\parallel} z)$ 面、図 1(b) は、波の位相 $\omega t - k_{\parallel} z \pmod{2\pi} = 0$ での $(\omega - k_{\parallel} V_{th}) / (1 + \phi), t + \phi$ 面、を与えている。所与の分数共鳴条件は、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 $m/n = 1, 2, 3/2, 4/3, 5/3, 7/3, 5/4, 7/4, 4/5, 6/5$ の分数共鳴が認められる。 $k_{\parallel} = 0$ 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、無限の分数共鳴で満ちている。共鳴捕捉の中は、 $0 < \epsilon < \infty$ 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 $\epsilon = 0(1)$ になると重なり合い、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描像は、正しくない。つまり、分数共鳴は知られておらず全く考慮されていないし、 $k_{\parallel} = 0$ の場合は ϵ を大きくしても 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 の中心の不動点は、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 の分離に本質的に起因する。この点では、 $k_{\parallel} = 0 \cdot k_{\parallel} \neq 0$ 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、非線型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 $k = (0, k_{\perp}, k_{\parallel})$ ($k_{\perp} \ll k_{\parallel}$) 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 $U_{k_1, -k_2}^{\alpha, \beta}$ と非線型散乱行列 $V_{k_1, -k_2}^{\alpha, \beta}$ の共鳴散乱部分を書く。

$$(1) U_{k_1, -k_2}^{\alpha, \beta} |_{res.} = \frac{4\pi \omega p_e^4}{N_0 m_e |\epsilon'_{k_1} \epsilon'_{-k_2}| k_1^2 k_2^2} \sum_n \int d^3V \delta(\omega_{k_1}^{\alpha} - \omega_{k_2}^{\beta} - (k_{1\parallel} - k_{2\parallel})V_{\parallel} - n\Omega_e) \\ \times \left\{ \sum_m J_m \left(\frac{k_{1\perp} V_{\perp}}{\Omega_e} \right) J_{-m-n} \left(\frac{k_{2\perp} V_{\perp}}{\Omega_e} \right) \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}^m \left(\begin{matrix} X_{k_1, -k_2}^{\alpha, \beta}(m) \\ \gamma_{k_1, -k_2}^{\alpha, \beta}(m) \end{matrix} \right) \right\}^2 \left[(k_{1\parallel} - k_{2\parallel}) \frac{\partial}{\partial V_{\parallel}} - \frac{n\Omega_e}{V_{\perp}} \frac{\partial}{\partial V_{\perp}} \right] F_0(V_{\perp}^2, V_{\parallel}, t),$$

$$(2) V_{k_1, -k_2}^{\alpha, \beta} |_{res.} = \frac{4\pi^2 \omega p_e^6}{N_0 m_e |\epsilon'_{k_1} \epsilon'_{-k_2}| k_1^2 k_2^2 |k_1 - k_2|^2} \int d^3V \frac{1}{\epsilon_{k_1, -k_2}(-\lambda \omega_{k_1}^{\alpha} + \lambda \omega_{k_2}^{\beta})} \left| \sum_{m,n} e^{i m \psi_{k_1} - i (m+n) \psi_{-k_2}} \right. \\ \times e^{i n \psi_{k_1 - k_2}} \int d^3V \delta(\omega_{k_1}^{\alpha} - \omega_{k_2}^{\beta} - (k_{1\parallel} - k_{2\parallel})V_{\parallel} - n\Omega_e) J_m \left(\frac{k_{1\perp} V_{\perp}}{\Omega_e} \right) J_{-m-n} \left(\frac{k_{2\perp} V_{\perp}}{\Omega_e} \right) J_n \left(\frac{|k_{1\perp} - k_{2\perp}| V_{\perp}}{\Omega_e} \right) \\ \left. \times \left(X_{k_1, k_2}^{\alpha, \beta}(m) + i \gamma_{k_1, k_2}^{\alpha, \beta}(m) \right) \left[(k_{1\parallel} - k_{2\parallel}) \frac{\partial}{\partial V_{\parallel}} - \frac{n\Omega_e}{V_{\perp}} \frac{\partial}{\partial V_{\perp}} \right] F_0(V_{\perp}^2, V_{\parallel}, t) \right|^2$$

但しここでは、 $\epsilon'_{k} \equiv \partial \text{Re} \epsilon / \partial \omega |_{\omega_{k_1}}$, $\varphi \equiv \psi_{k_1} - \psi_{k_2}$ (ψ_{k} は k の偏角), X と γ は試験粒子問題に現われる非線型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。

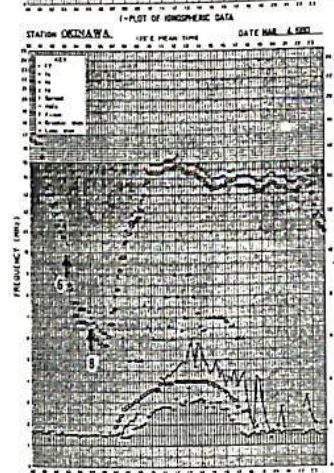
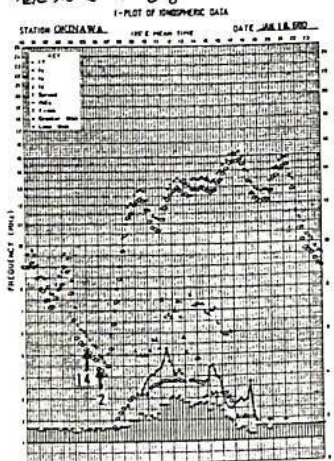
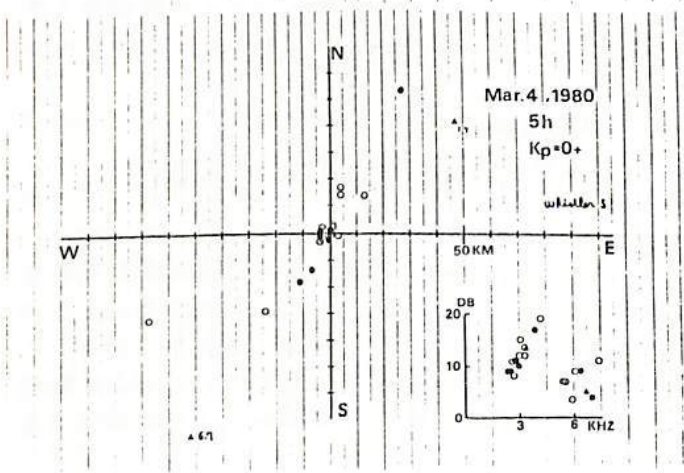
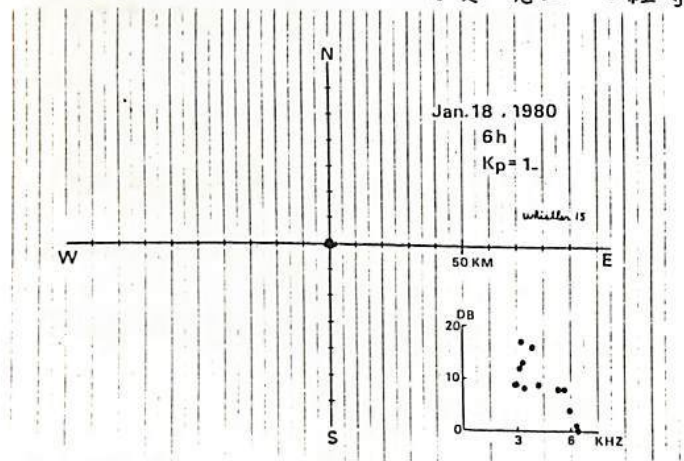
2. 一般化したこれらの式は次の有用な対称性をもつことが証明される。

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

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、前方散乱の場合と言い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 $(n + \frac{1}{2}) \Omega_e$ 静電波の非線型不安定化機構の 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7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)到来方位の拡がりに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。これは通常の伝搬では考えにくいがい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 ボイスラ解析 その1: 電離層反射ボイスラ

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ボイスラ群が見つかった。これらのボイスラ群の
発生緯度帯, 分散の緯度依存性, 衛星と地上でのボイスラ受信時間差, 更に電
離層 f_oF_2 との相関を調べた。その結果, 観測したボイスラ群が下図
の様なモデルで説明し得ることが分かった。

すなわち, 図1中の付番3のボイスラ・トレースは図2中に示される如く,
電離層下端で反射し, 上昇位搬送するボイスラでありこれが, 主りした。

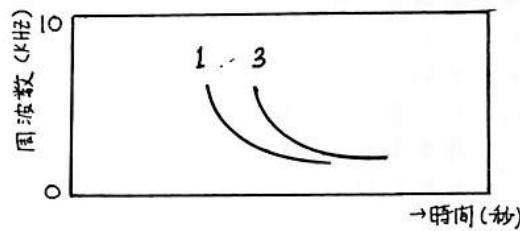
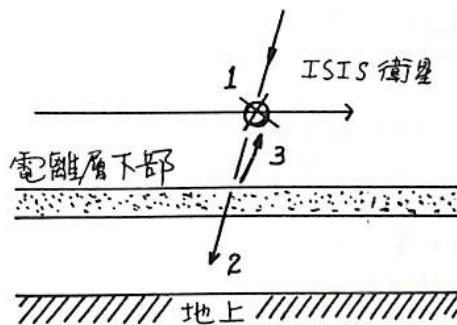


図1. ダイナミック・スペクトル



- 1: 下降ボイスラ
- 2: 地上ボイスラ
- 3: 電離層反射ボイスラ

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によるサイフル実験や、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回参照)

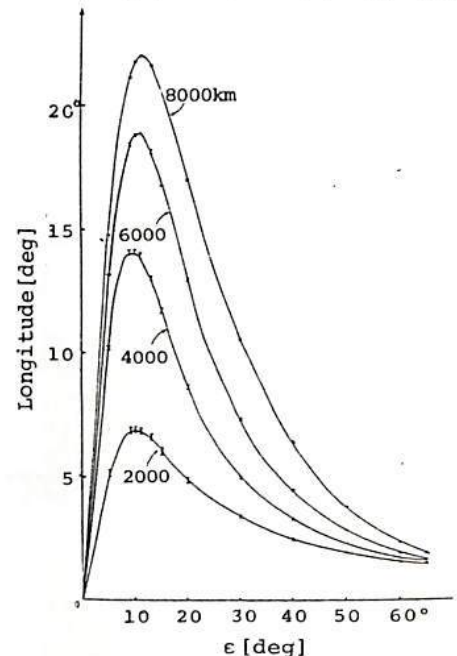
(2)電離層の東西傾斜として、基準高度の電子密度に経度関数をかけることにより実現した。wave normalが子午面からずれる様に傾斜を強く入れてもray pathはかえって磁気子午面に近い伝搬となる。

(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

極域電離層内のVLF電波の伝搬及び透過

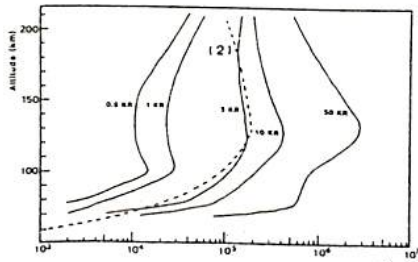
田中義人, 西野正彦
 名大空電研究所

我々は昭和基地において、オーロラVLF電波のDF観測、強度観測、及び
 昭和、オサワリにおける強度同時観測)を行ってきた。

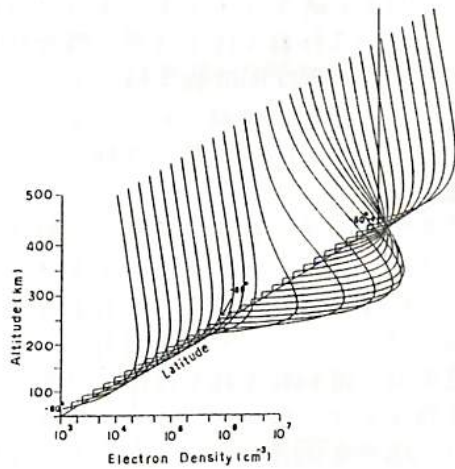
地上での受信強度、特に同時観測)の強度データと比較する場合は、オーロラ電離
 層中での波の減衰、空間的に広がりをもつオーロラ電離層(電離層最大領域の
 広がり)を考慮に入れた、波の伝搬及び減衰を議論しなくてはならない。

今回は以下の項目について報告する。

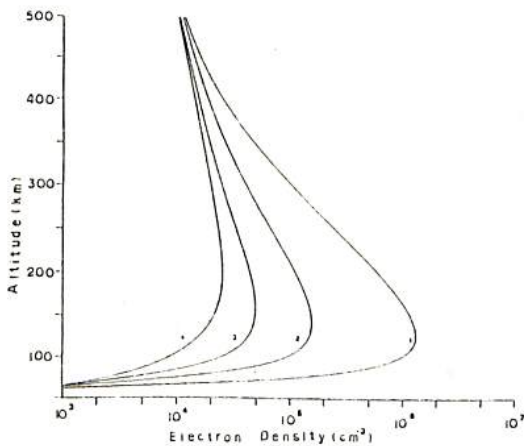
- 1) オーロラ電離層のモデル化
- 2) 電子密度データの欠しい70~80km以下の高度でのモデル化 - ソナー電離層
の参照
- 3) 緯度方向に広がる enhanced ionization 分布のモデル化、その中の伝搬
及び波の減衰
- 4) Truel wave method, homogeneous plane wave, inhomogeneous plane wave
の減衰の比較 (水平成層電離層)
- 5) 緯度分布モデル中の減衰



ロケット観測データ (平沢, 1980)



緯度分布モデル



オーロラ電離層モデル

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なわれてきた。受動的観測も、地上のみならず、飛翔体により、貴重な情報とをもたらしてきた。この受動的観測は今後は、その観測の高精度化、例えば方位測定とか、多角観測、他項目実験との有機的比較検討とい、方向へ進むであろう。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・粒子相互作用を説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値にはあるが、電波位相反転といつに新しい着想の実験と、非定常にはあるが行ない、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、 $f = f_{UH}/2$ が最適周波数だとすると、打ち上げ周波数は100kHz程度のLFに上がり、電波発射の莫から可能性は出て来る。又、母子星の共役莫も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、ユニークな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、母子星の能動実験はかなりの問題莫ははらんでいるが、充分やってみる価値があると信ずる。最近、Bill Inan (1984)も、低L値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結果が得られているが、それに伴う粒子降下に關する研究は不充分である。波動励起とともに、それに同期した粒子降下にも注目して、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、媒質の不均質性が相互作用において重要な役割を果している事が理解されている。L~1.6では媒質の不均質性は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値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うと、その物理的意義は、はっきりしていない。我々は、打ち上げ電波の強さや、共鳴する(≧10kV)フラックス等の問題から、可変周波数により、波動粒子相互作用を著しくエンハンスさせる様な実験と重要的に行ないたい。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る。更には、電波位相反転、振巾変調波といつに新しい実験も行ないたい。

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電波ノイズラ・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
- } 励起波の必要強さの
評価、アンテナ送信系
電波監理局との交渉
(進行中)
- (4) 共役莫の観測莫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

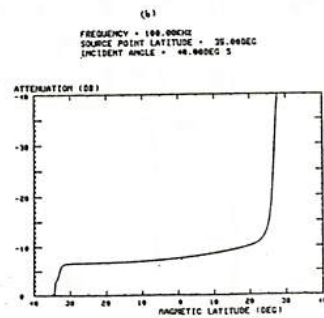
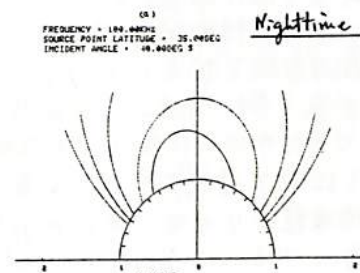
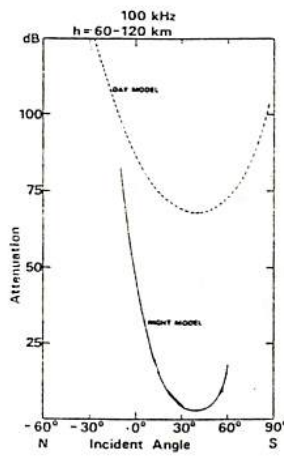
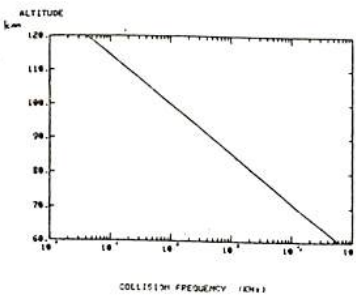
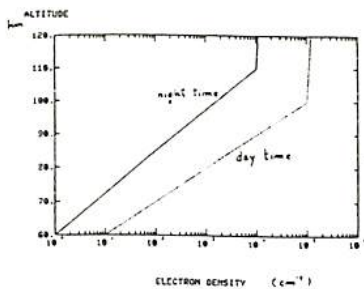
LF (100 kHz) の磁気圏, 電離層内伝搬

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・バーズビル(アデレード 北方, 約 1000 km) 間の磁気共発共回を行う, 波動-粒子相互作用実験(ASE)では, 母子星を通る磁気線の Apex の f_{He} (~ 253 kHz) を考慮して, LF帯 (~ 100 kHz) 電波を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, 磁気圏内伝搬特性を, 理論的(数値計算) 及び実験的(オランダから放射エレクトロロン C (100 kHz) の反対半球共発共回の受信) に検証する必要がある。

ここでは, 100 kHz 波の電離層透過特性, 磁気圏内伝搬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た。極向の電離層に, 磁気線に沿って入射した場合, 減衰は極めて小さい。
- 2) Full wave method に基づく減衰, Inhomogeneous plane wave の減衰を計算するに依り, 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

松尾敏部*, 木村繁根*, 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。

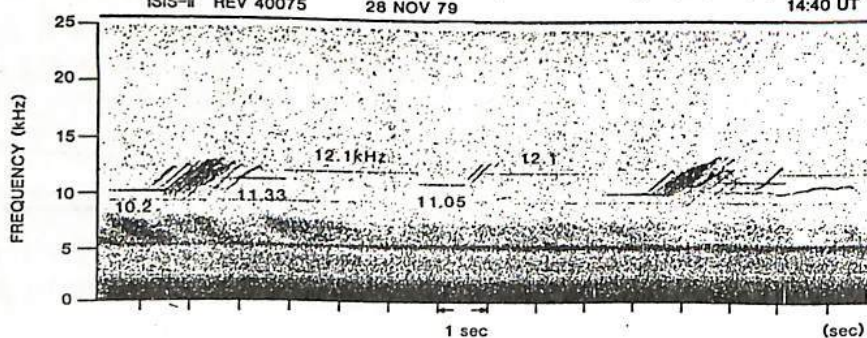
ノルウェー局のオメガ信号は常時きまったFormatで電波を発射しているVLF局としては最も高緯度に位置し、又、その送信周波数もサイフル信号等と比べて高い(10.2~13.6 kHz)ので反対半球の電離層まで伝搬しにくくAldraからのオメガ信号によるASEは過去に一例だけ報告⁽¹⁾されているにすぎない。そこで今回は、このOmega-ASE及びASEをとともなわぬOmega信号の伝搬特性を明らかにする。可能な限りOmega-ASEについては① OmegaとOmega-ASEはともに南半球の夏に多く、且つKp indexが小さいほど観測されやすかった。② 衛星のローカルタイムの日中側に多くASEに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 送信局が高緯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⁾。代表的なスペクトラムを下図に示した。

この他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。これはホイスタ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、その伝搬バ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-シフトしたと考えられる。送信周波数よりも低い方にdoppler shiftするのは衛星がpolewardに動くときで、反対に高い方にできるのはEquator wardに動くときである⁽¹⁾。ドップラ-シフト周波数は屈折率に比例する⁽¹⁾から、逆に衛星近傍の電子密度及び電子のサイロ周波数を仮定すると磁力線に対する伝搬方向を知ることが可能である。

参考文献 (1) J.G.R. VOL 26, No. 46, P 4641-4670, 1951. T.F. Bell, U.S. JNAN and R.A. Hollwell

(2) 第5回、極域に於ける電離層、磁気圏総合観測シンポジウム p.14. 松尾, 木村, 山岸

(1) J.G.R. VOL 74, No. 26 DEC. 1, 1969 F. Walter and T.J. Anzerami



ホイスラ・トリガード放射の伝搬路について

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・トリガード 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。トリガード開始周波数、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・トリガード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キャンパルリニブルホイスラのノイズ周波数、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 や 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ドを伴った 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ょ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 plasmopause 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ホース近傍の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, 欧州の観測点(デンマーク・Borfelds, $L=3$; フランス・Chambon-la-Forêt, $L\sim 2$)及び日本・母子里での同時方位測定観測を行なった。同時方位測定には, 近く電離層を透過したVLF波に対して有効な「電磁界解析法」と, 遠く電離層を透過したものに有効な「ゴメータ法」とを用いている。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) プラズマホース近傍に生起するVLF放射, (2) 電子スロート領域でのVLF放射, (3) プラズマ圏内の周期的VLF/ELF放射, (4) ヒスにより励起された周期的放射, (5) ホイスラ・トリガード放射等がある。本論文では, (1)のプラズマホース近傍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と,

- (1) すべてのVLF/ELF放射は, 磁気擾乱と強い相関をも, 生起している。
- (2) この生起時間としては, 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, $\sim 2\text{kHz}$ 程度のELFとVLFバンドとから成っている。
- (4) ELFバンドのものは, 周波数は L にほとんど変化しない。又, スペクトルとしては, 孤立型, ラザー・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バンドのものは, L とともに周波数が変化するという特徴を持っている。大部分の場合は, $0\sim 6\text{Hz}$ と L の増加に伴ない, 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

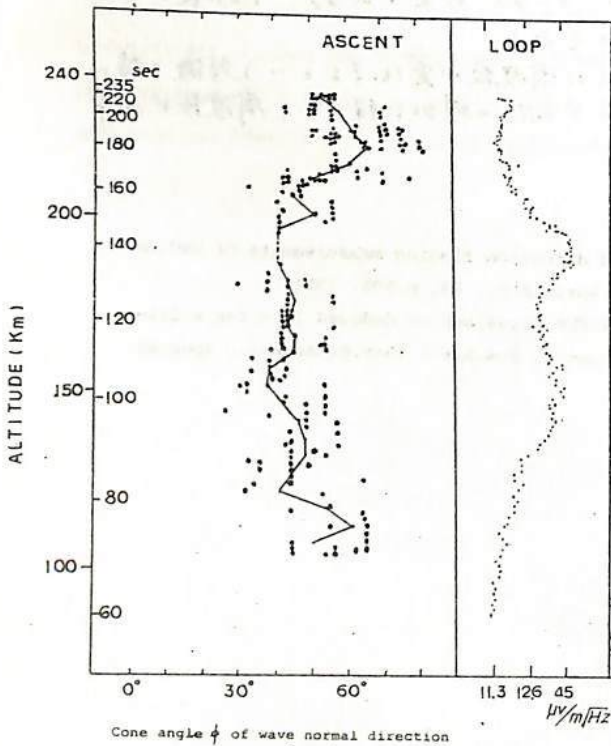
西野正徳 田中義人 岩井章 鎌田哲夫
名古屋大学、空電研究所

1978年8月28日、00時56分00秒(LT) S-310JA-6号機は、南極
昭和基地で磁力線の方に発射され、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波の特性は既に報告された(Kamada T. et al 1981)。
本稿では、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。

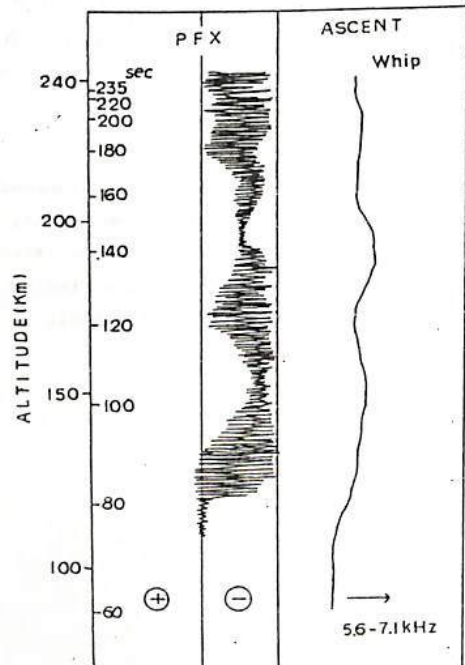
電離層中のオーロラヒスのwave normal方向の測定法として、波の偏波測定法(Tanaka Y.
et al 1978)を試みたが、十分な受信強度が得られなかった。したがって、ロケット軌道に
直角方向の磁界強度変化のspin modulationの式 $E_{min}/E_{max} = \cos \phi$ (Cartwright, 1964)
の式を用いて、wave normal方向のスピン軸に対するcone angle ϕ を求めた(第1回)。
上昇時、ヒス強度が強い高度100~130kmでは、 ϕ は40度前後を示す。同時搭載計器GA
の電勢データ(東海大、青山)を参照すると、wave normalの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 $P_z = E_x B_y - E_y B_x$ で
求められる。観測周波数7.1kHz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 林 幹治
(極地研) (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} ~ 10^{-13} watt/m²Hz
- 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

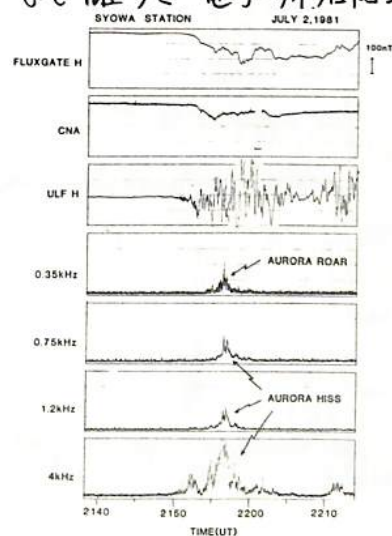
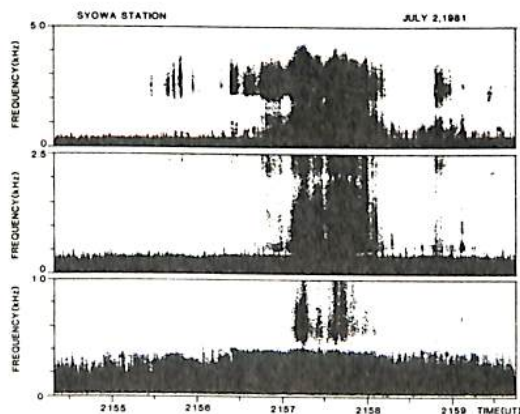
図1の典型例のように、主に auroral breakup の開始時に発生する。そして、数百ガンマの negative bay が続き、CNA も増加する。しかし、数十ガンマ程度の磁場変動にともなって発生することもある。ただし、emission が発生する時には必ず irregular な magnetic pulsation も発生している。

Auroral hiss との関係

図1の4ヤト紙上では 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なように、 $f > 500$ Hz のオーロラヒスバンドと、 200 Hz $< f < 400$ 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と、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衛星が観測されたコーラスの
伝搬方向の決定山中 幸太 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, 小野高率, 福西浩(極地研), 小玉正弘(山梨医大),
山上隆正, 西村純(宇宙研), 村上浩元, 平島洋(立教大理), Jon Holtet(オスロ大学)

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、Andøya(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PC3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、

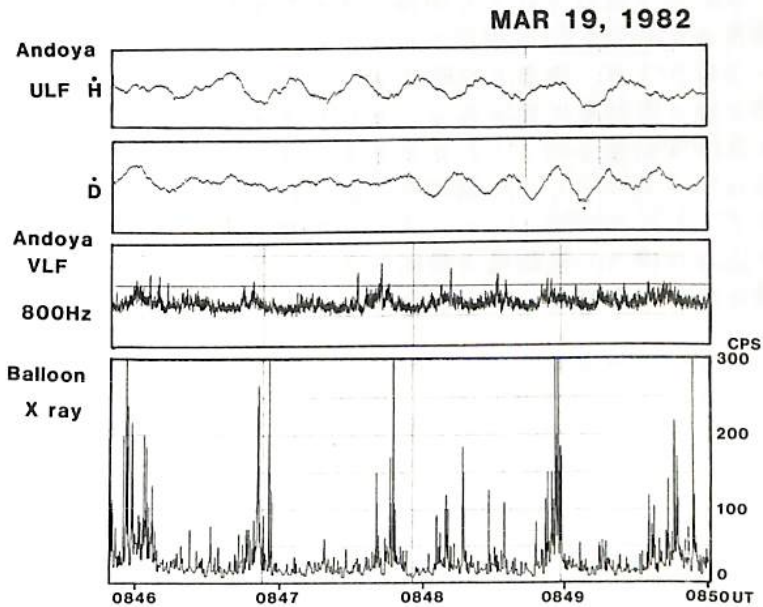
- (1) マイクロバーストの周期は0.1秒~1秒である。
- (2) マイクロバーストと同時に地上でポーラーコーラスが観測され、コーラスの個々のライザーとX線マイクロバーストは概ね良い一致を示す。しかし、両者の厳密な一対一対応の同定は困難である。
- (3) コーラスとマイクロバーストの相互相関を求めると、前者は後者に対し、1~2秒遅れる。

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周期変動をもたらす、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, 工)

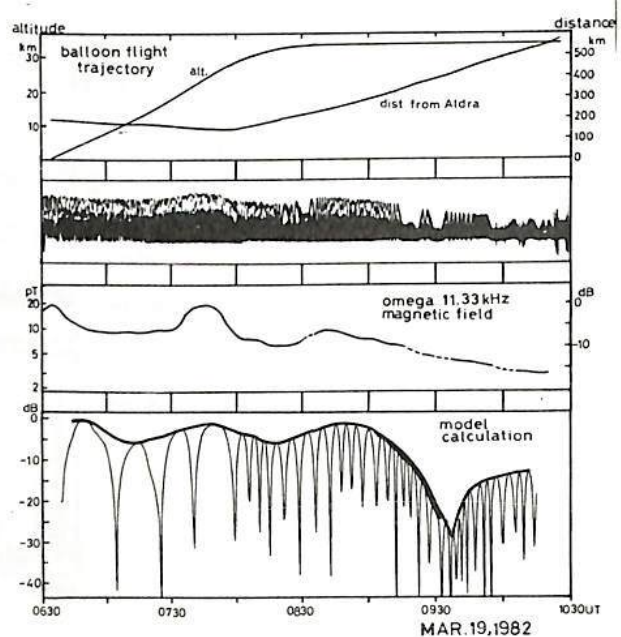
国立極地研究所は, ノルウェーとの国際共同実験として, 57年3月, ノルウェー国スタムスンより, オーロラ粒子降り込みとそれに伴う関連現象を観測する目的で, ニ基の観測気球(B15-3N, B15-1N)を, それぞれ3月19日0632UT, 3月20日1909UT, 放球した。

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_z, 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信号強度の観測結果を下図に示す。図中第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, ルーアアンテナの回転周期と, オメガ信号繰返し周期(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。図中第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できる。また, B15-1Nについては飛翔中2回にわたりサブ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

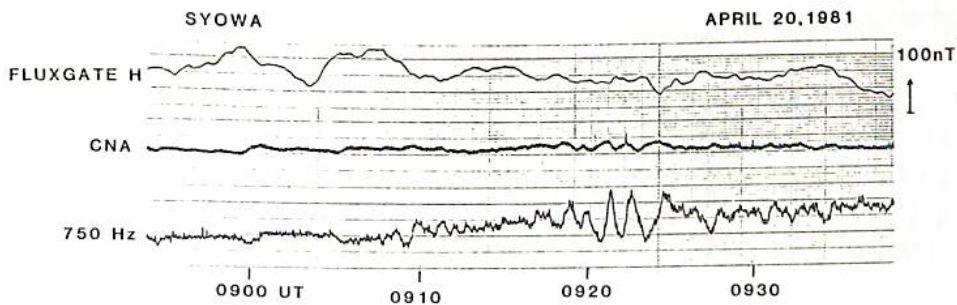
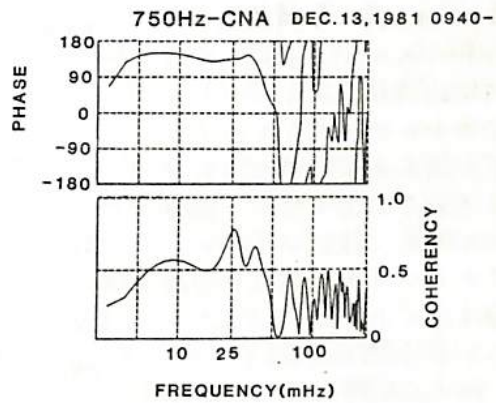
pulsation の周期に関係なく発生頻度を単純に統計すると、朝の 5~6 MLT, と 8~9 MLT に大きな 2 つのピークがある。また、21~02 MLT にプロトナピークも存在する。最も発生頻度の少ない時刻は 13~19 MLT である。

(ii) CNA pulsation と QP emission

QP emission の頻度が大きい昼間は 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 $90 \sim 150^\circ$ 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 の源が Pc 3~Pc 5, Pi 2 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

林 幹治 AUV 観測グループ
(東大・理 九大・理, 宇宙研, UBC, UVic)

オーロラ帯とクレフト帯に挟まれた緯度 (~70°-75°) 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。

① piB	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(夏)~0.4 Hz(冬) 左	23~24 MLT	} オーロラ活動帯
・夜側発生源に近いもの	顕著でない 直線に近い	19~21, 0~1	
・昼側の piB	顕著でない 直線に近い	7~12	クレフト帯

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

PC5 との関係

pc1 が観測される中心域でドット構造とほぼ対応する周期10分程度の PC5 を伴う

Substorm との関係

夜側で緯度70度付近に Jet の中心がある場合, Recovery phase の終り近く

Kp

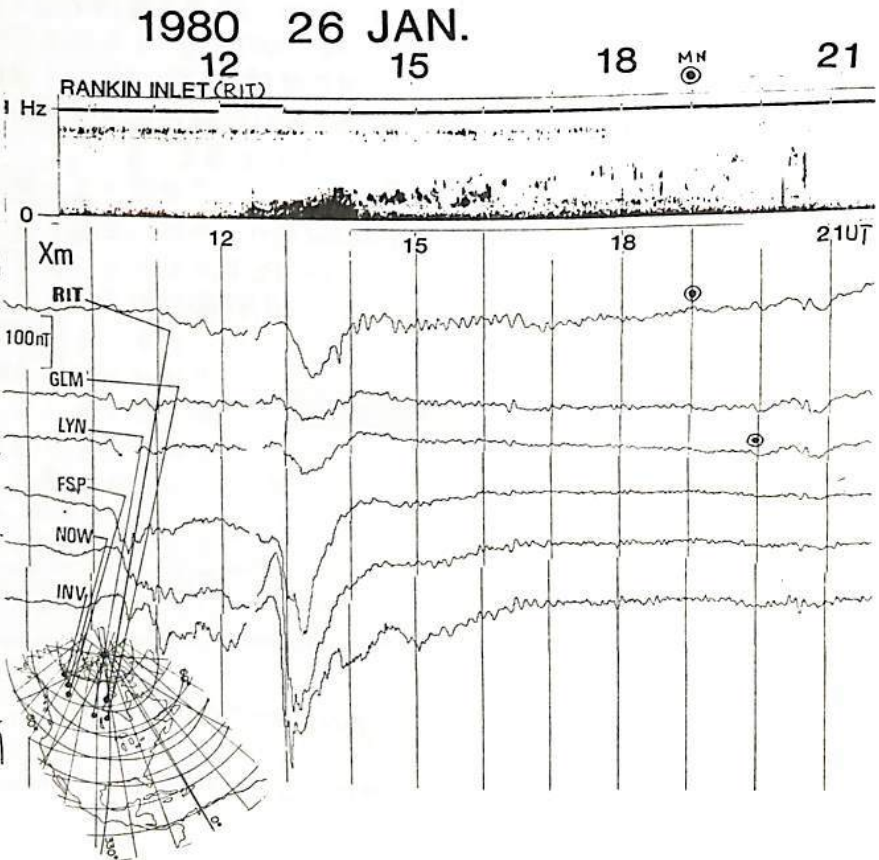
1~3

- ③ IPRP: 9~15 MLT に急激な同波降下 (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多い。出現頻は multi-dot pc1 の約 1/5。
- ④ PC1-2 band, HM chorus: 9~18 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 群は高緯度型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みなすことができるもので以下の諸点が更に興味のある点であるが①を除いて観測点の強度, 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。これが電離層 F2 層を夕側伝播することにより、低緯度側および高緯度側に伝っ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、出現が夏に多く冬に少く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 層の間には顕著な相関関係があることが明らかにされた。

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された。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 が徐々に回復していくのに伴って、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って説明できる。

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された。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 にかけて最大を示し、以後減少を続けている。太陽活動の極小期には、PE の出現が少なく、太陽活動が活発になると、PE の出現が多くなる。前回の学会においては、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れば、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 charus 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された。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

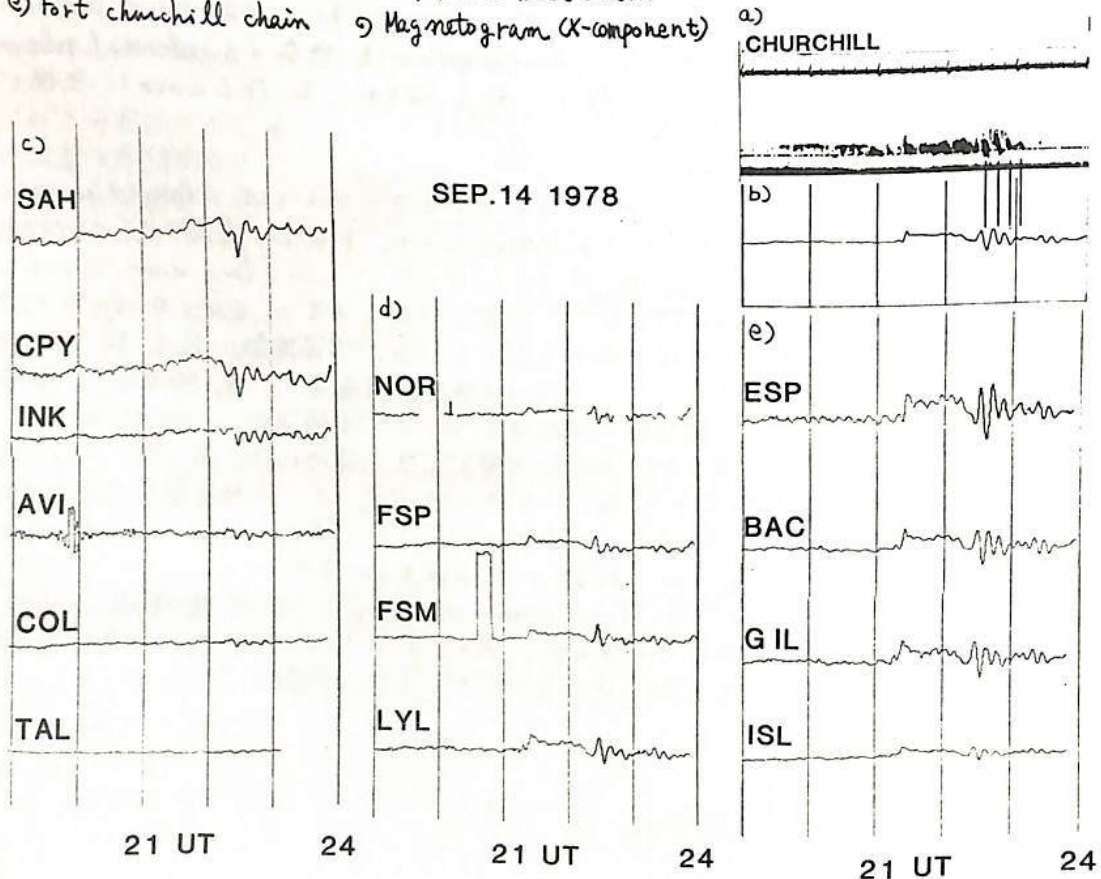
石田 十郎・國分 征
(東大・理)

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 と呼ばれるモック, 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 の強度が変調を受けていると思われる例が、1978年9月、カナダにおいて行なわれた観測で得られた。このような Pc 1 現象の Pc 4~5 による変調については、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 (X-component)



*1 Barfield and McPherron, J. Geophys. Res. 77, 4707-4719, 1972

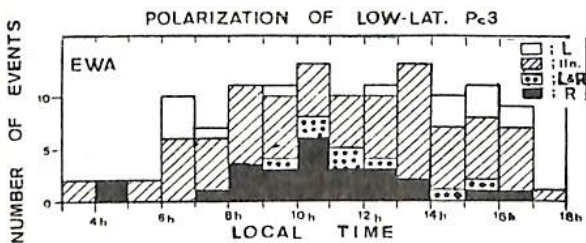
低緯度 Pc3 の偏波特性とその解釈

湯元清文・斎藤尚生
(東北大・理)

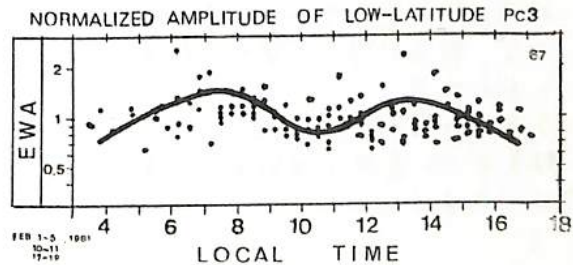
地球磁気圏で観測される Pc3 帯 (10-45秒) の ULF 磁波については、今まで数多くの研究者によって解析され、現在ではその発生が太陽風パラメータの中で、特に、太陽風速度 (v_{sw}) と惑星間空間磁場のコーン角度 [$\theta_{XB} \equiv \cos^{-1}(B_{XM}/B_{IMR})$] に支配されていることが明らかにされている。前回の学会において、太陽風パラメータの変化と同期して発生する Pc3 が、地球磁気圏深部の低緯度 (EWA; $L = 1.2$, 女川; $L = 1.3$) においても観測されることから、太陽風から磁気圏内部への大規模エネルギー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) での地磁気データの解析を行い、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ほど良くなく、 $\theta = \tan^{-1}(\sqrt{\Delta H^2 + \Delta D^2}/\Delta Z) \sim 60^\circ$ 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 の振幅が最大になる。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)

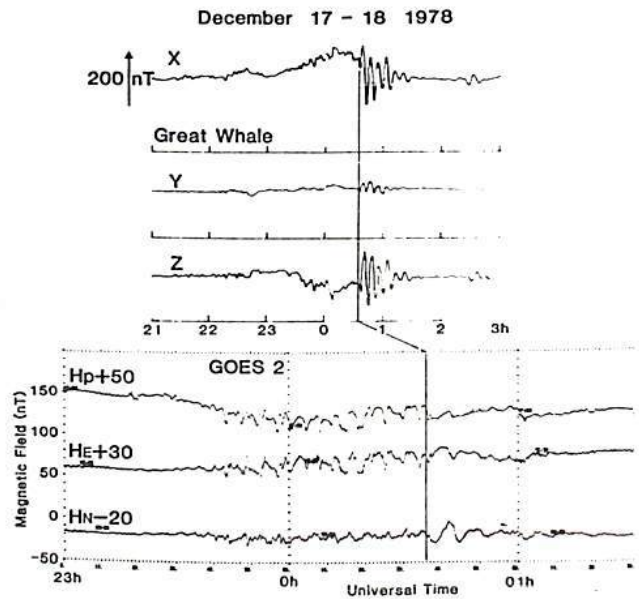
NOAA の SMS / GOES シリーズ衛星のデータを用いて、静止衛星高度 ($L \approx 6.6$) における、Pc 4~5 脈動の出現特性を調べた結果を報告する。このシリーズの衛星は、1974 年から始められ、常時少くとも 2 つの衛星のデータが取得されてきた。観測点の経度は、 $135^\circ W$ 、 $\sim 105^\circ W$ と $75^\circ W$ であり、それぞれの地磁気緯度は、 4.7° 、 $\sim 9.3^\circ$ と 11.4° である。このデータから $L \approx 6.6$ 附近の緯度 11.5° 以下の領域で Pc 4~5 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、大きく観測点の緯度に依存していることを見だしている。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統計しており、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 では変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重要である。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点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 ($\delta B \leq 5 \text{ nT}$)。出現のピークは、 $6 \sim 7 \text{ h UT}$ で、15~16h 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 つの緯度に比べて 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、圧縮性のものと、A class の波の地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共鳴振動とちがって従属の考えを一致させ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。

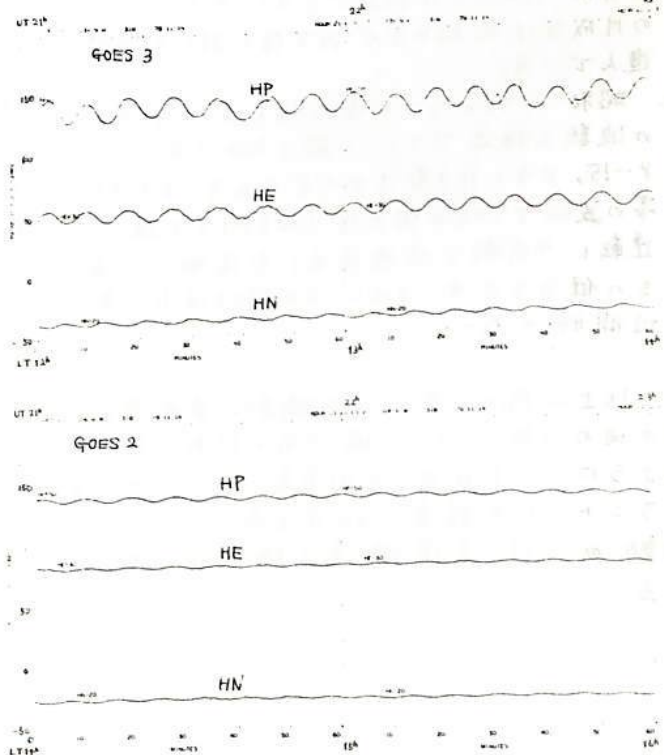


静止衛星で長時間観測されたPc5地磁気脈動について

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 (地球の回転軸方向) が大きく (peak-to-peak 約 18V)、次に HE 成分 (地球方向) が大きく (約 11V)、HN 成分 (azimuthal な westward 方向) は小さい (約 4V)。これは云々の中 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 $L = 6.6 RE$ での磁力線の長さが 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 の場合に比べて振幅が小さい。(下図の下の部分より、peak-to-peak の HP 成分約 4V、HE 成分 2~3V、HN 成分約 2V) 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、それぞれの satellite で観測される 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⁾, 平沢成男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1980年1月29日から3月8日の期間に南極の昭和, みずほ, マラジョー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)間のクロススペクトルを赤池法を用いて全期間(40日)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成分は昭和の方がみずほに対し45°~90°進んでいる.
4. 昭和-マラジョー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 $m=8-15$, 日中の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, 南北両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
MIZUHO	68.0°	7.13	70.6°	00:13
SYOWA	66.2°	6.12	70.5°	00:12
MOLODEZHNYA	66.6°	6.35	76.7°	00:37

表1 地磁気多点観測網の位置

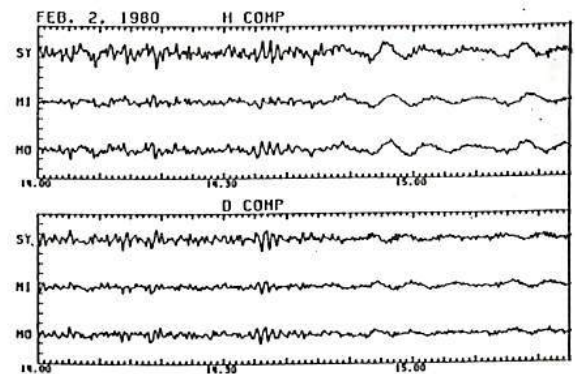


図1 Pc3, Pc4-5脈動の同時観測例

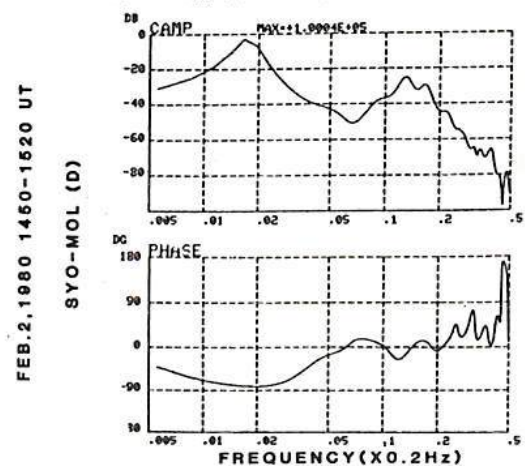
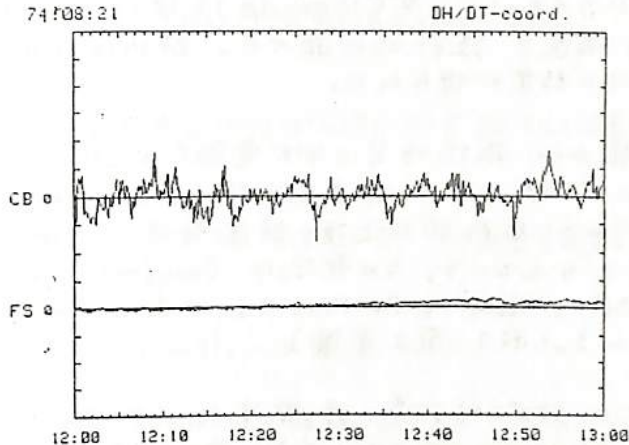
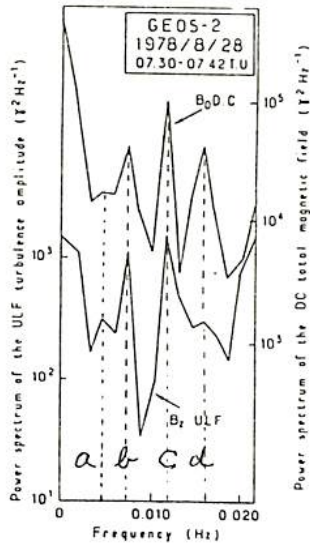


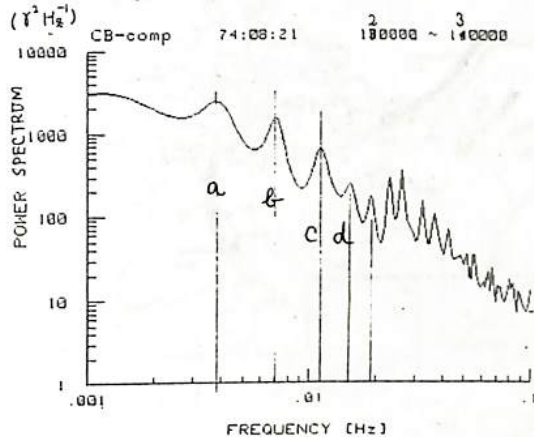
図2 昭和-マラジョーナヤ間の位相解析例
負の位相差は昭和の位相進みを意味する.

磁気圏境界の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)



さきに著者等が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脈動の同時観測を行った結果について、特に短周期変動(周期8秒以下)の活動が昼間Cusp領域にあるCambridge Bayにおいて、著ろしく盛んになることと認め、Cusp領域を過ぎて、Entry layerからの粒子侵入のあることと論じた。

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

著者等は上記のCambridge Bayにおける観測結果について、今回は特に長周期の波動に着目して解析した結果、磁気圏境界でのULF波動のpower spectrumの特性と、殆んど一致したULF波動(pc5~pc4)が、昼間時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 (大 理) , J. S. Kim (ニユ-ヨ-ク州立大) , M. Sugiura
(GSFC, NASA)

北米IMSチエンデータ(10sec値)を用いて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°の位相差を持ち且つ東西に流れるホール電流にF2を作り出される。
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 に沿っての各領域で顕著に
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 は交互に南より現れ北へ消えてゆく。その様子を
図3に示す。

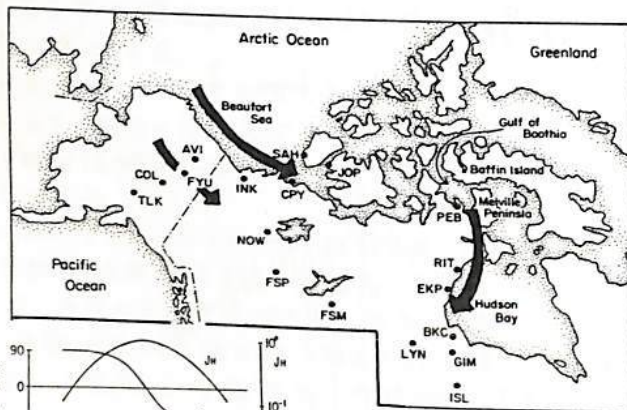


Fig. 1

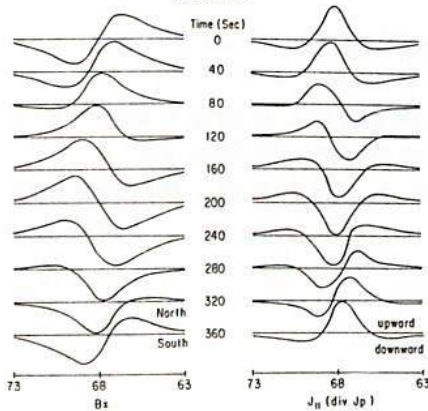


Fig. 3

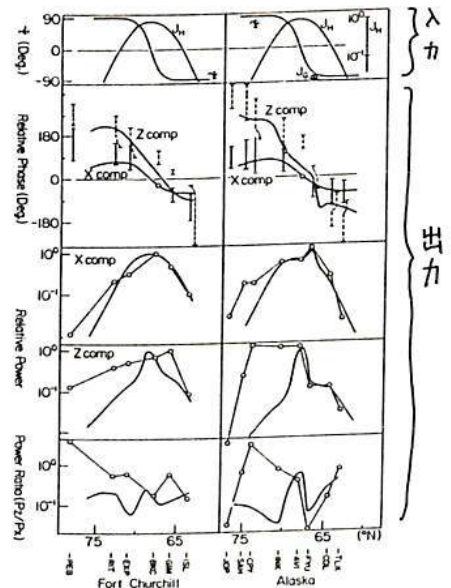
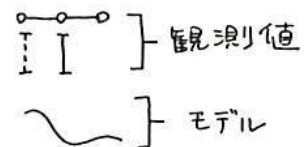


Fig. 2



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 (ユコフ研立大), M. Sugiura (GSFC, NASA)

北米 IMS チェンテータを使い 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。以下の事がわかった。

- (1) 空間的な位相構造は午前と午後で東西の伝播方向が逆転している事を除き 互の差はない (図 1)。
- (2) X と Y の位相差から得られる R 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だろう。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) によるものだろうがはっきりした理由は不明である。

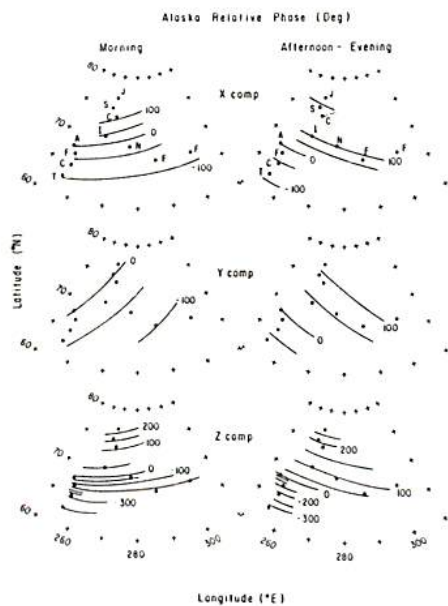


図 1

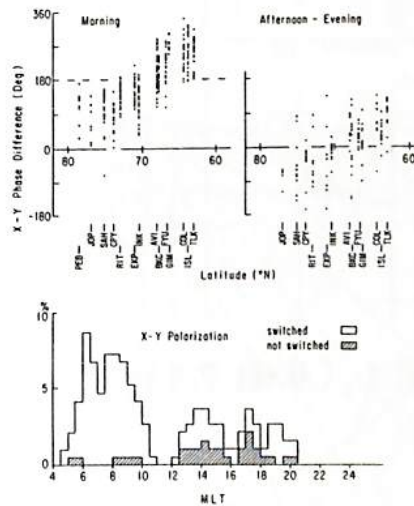


図 2

昼側 P_i3 と夜側 P_i3 がなぜ X-Z 面内の偏波が
逆転するのか？

坂 翁 (九大理), J.S. Kim (ニエークサ立大), M. Sugiura (GSFC, NASA)

高緯度 P_i3 脈動の偏波特性は Suzuki et al (1981), Nagano et al (1981) に F2 IM, S
フェンデータを使い詳しく調べられている。その結果昼側 P_i3 は P_c5 と同類であることが
わかったが夜側 P_i3 に対してはそれが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 P_i3 と夜側 P_i3 のちがいは X-Z 面内の偏波
特性が L から R へと明り方に逆転することである (Suzuki et al: 1981)。

昼側 P_i3 (もしくは P_c5) と夜側 P_i3 共に電離層ホール電流のゆらぎであるが、我々は
その電流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 及び図 2 にその根拠を示す。昼側 P_i3 のかわりに P_c5 を使った。P_c5
の位相は南より北へ伝播するが夜側 P_i3 は位相が北より南へ逆に伝播している。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。この位相の伝播の差が X-Z
面内の偏波を L から R へと逆転させる (図 3)。

夜側 P_i3 は 磁気圏内での地球方向へ伝播する電場によって引起されるであろう。

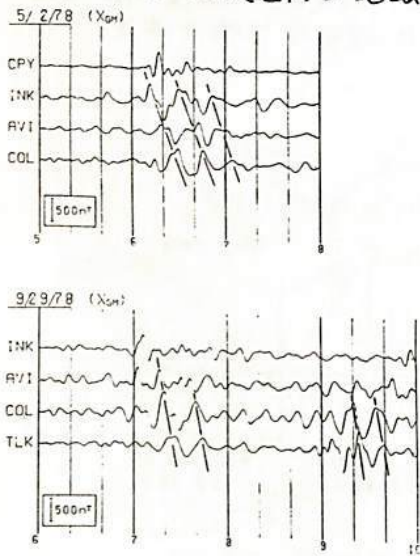


図 1. (夜側 P_i3)

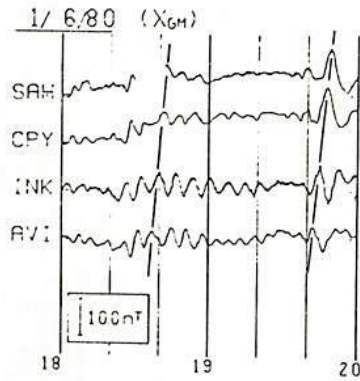
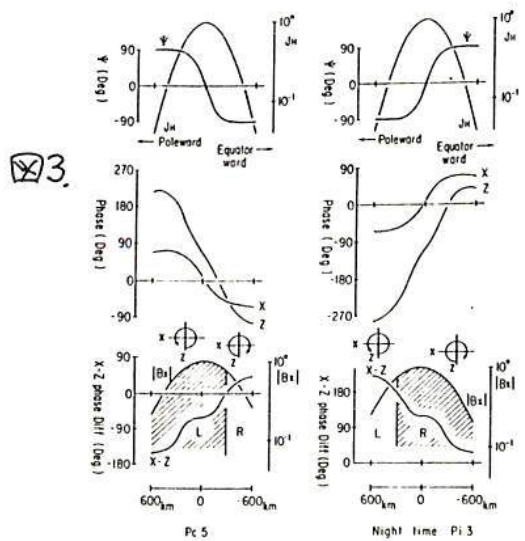


図 2. (P_c5)



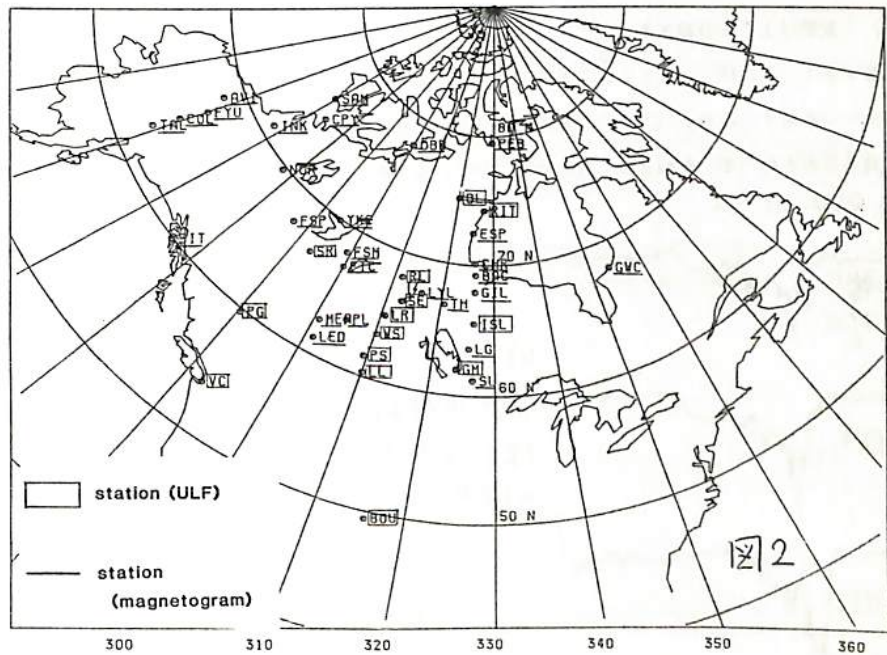
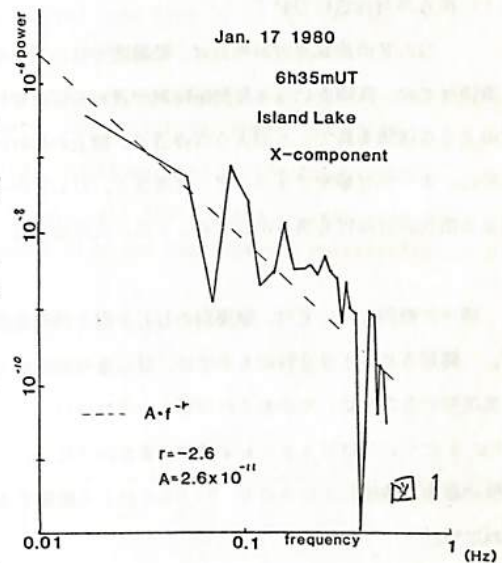
國武 学

(東大・理)

Pi burst (Pi 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 と 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 electro jet 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 $P(f) = A \cdot f^{-r}$ で近似し(最小二乗法で fitting), その "r" 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 "r" と他のパラメータ (M.L.T., Kp など) との関連について, 多数の例を用いて解析した結果を報告する。



Pi 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。

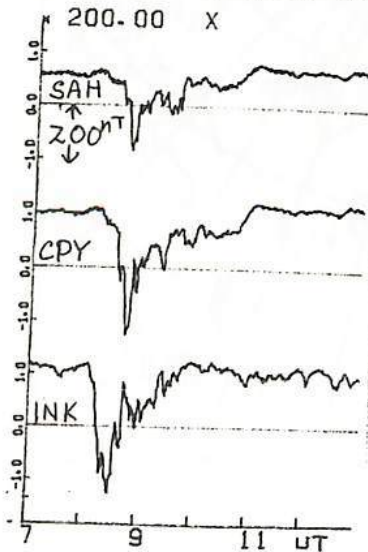
(1) 南北非対称性について

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ふ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。

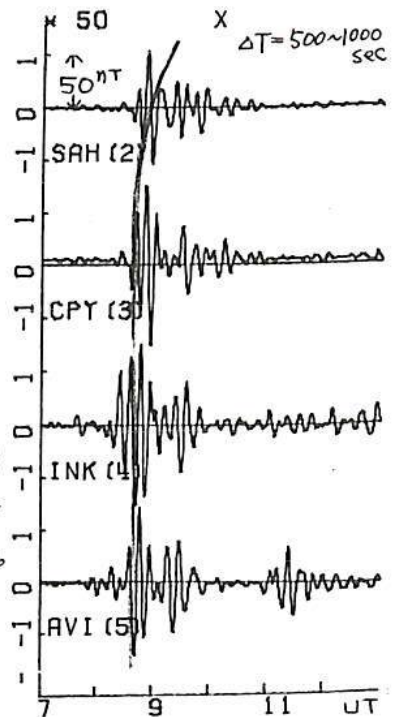
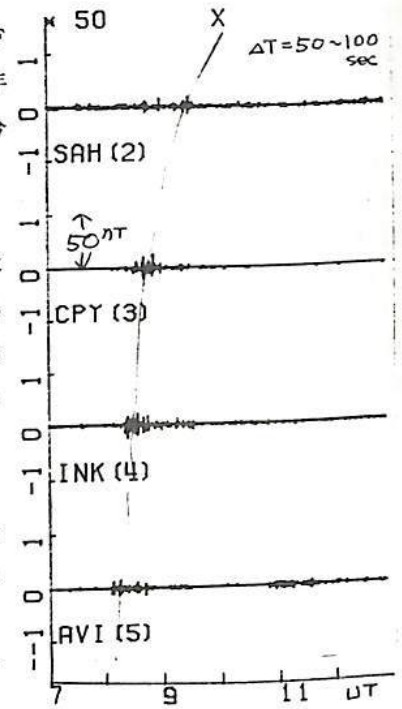
(2) “見掛け上”の分散がある。

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)ほどいちぢい。周期2000秒のULFでは必ずしも明らかでない。

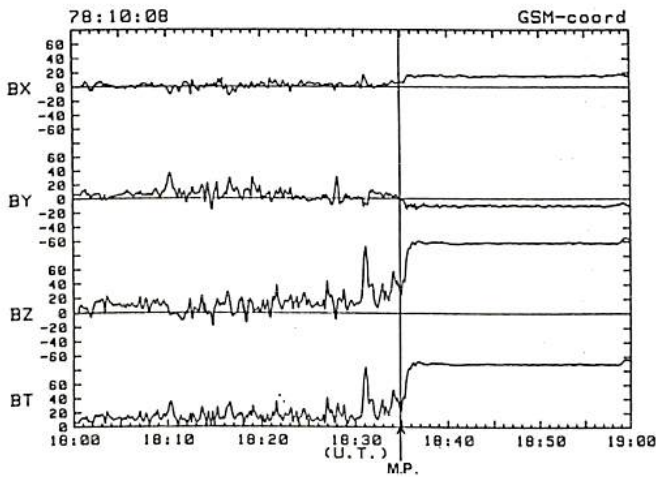
1980 2 2日 (33)



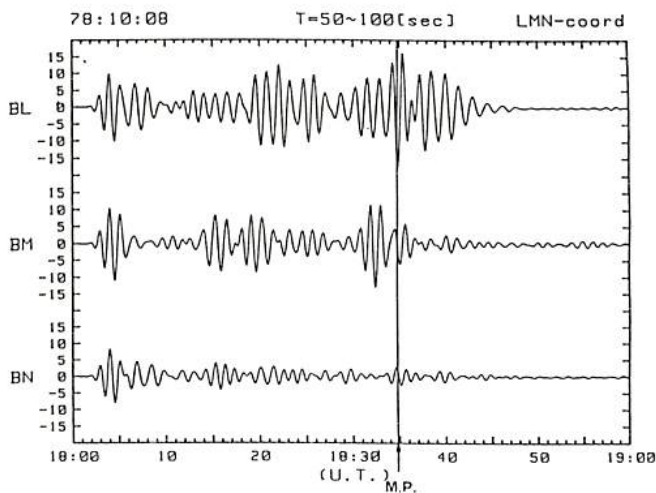
Magnetic fluctuations in the magnetosheath and the magnetosphere
observed with the ISEE - 1 and 2 satellites

友村 清、加藤愛雄、桜井 亨
(東海大工)

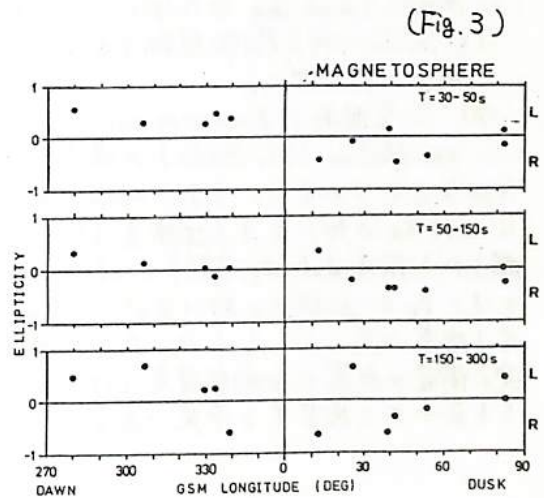
Magnetic fluctuations observed in the magnetosheath and the outer magnetosphere with the ISEE-1 and 2 satellites during 5 months from July to December, 1978 are analyzed in order to clarify a relation on an intrusion of magnetic energy from the magnetosheath to the magnetosphere. Observed results on 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 宏、荒木 徹、福西 浩、佐藤 夏雄
(岐阜大) (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、並びに、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ちたうす問題がある。最近、利用できる静止衛星のデータが豊富になってきており、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。

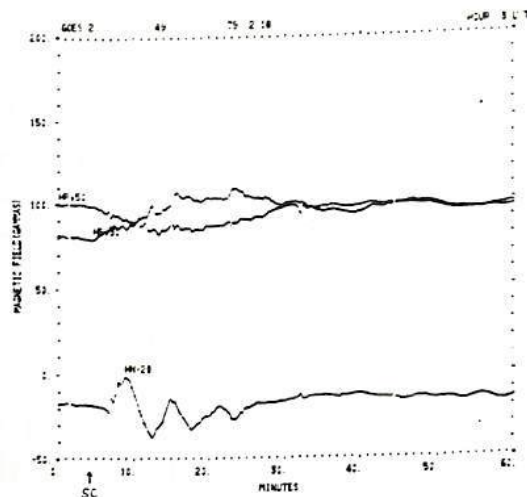
我々は、1974年から1979年までの、ATS-6、SMS/GOES シリーズの静止衛星により観測された磁場変動の one-hour frame film data を調べ、SSCに伴う地磁気脈動の特性について統計的な研究を行った。磁場 data が利用できる期間の中には約140個のSSCが存在しており、同時にいくつかの衛星で観測している場合もあるので、合計として衛星で観測されたSSCの数は約220個であった。調べた脈動の周期については、film data からはおおよそ1分以上については明確には判断できないので、Psc4, Psc5 rangeの脈動について調べたことになる。1例を下図に示してあるが、これはGOES 2の磁場 data で、1979年2月18日 UT0304に起こったSCの後に、約6分のPsc5脈動が、HN成分 (azimuthal には 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型脈動は全てのLTで起こってはいないが、夜側では起こっていない場合が割合多い。

(2) Psc型脈動は transverse oscillation ($Sb_{||} < Sb_{\perp}$) の場合が非常に多いが、compressional oscillation ($Sb_{||} \geq Sb_{\perp}$) の場合も、日中から dusk side にかけて割合多い。

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との関係を調べた結果では、 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。講究の時には、静止衛星の位置の地磁気緯度に対する依存性なども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 の到来する直前ばかりでなく、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 秒近くの 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たが、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 4 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 P12 が、同じ予午線に沿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に存在するが、中低緯度においても数は少ないけれども 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 は他の現象に比べて、多くの情報を含んでいるものの、複雑な出現特性ゆえに十分に解明されているとはいえない。

EM 5 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になる。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 に伴う現象を対象とする。主なデータは中低緯度の 2 点、共済別 ($L \sim 1.5$) と Hermanus および Hermanus とほぼ予午線を等し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加えて、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、次のオプスラップとして、Psc の出現特性について報告する。

桜井 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.

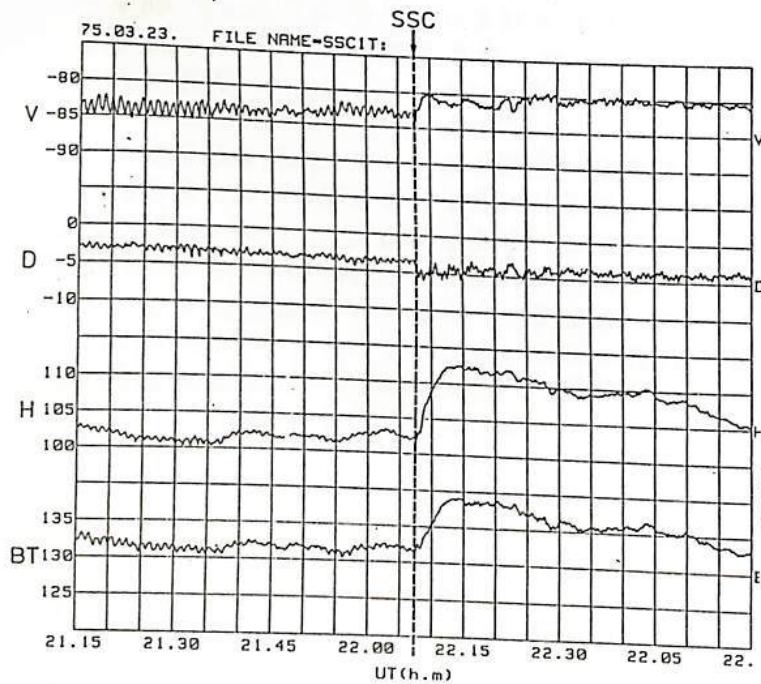


Fig. 1

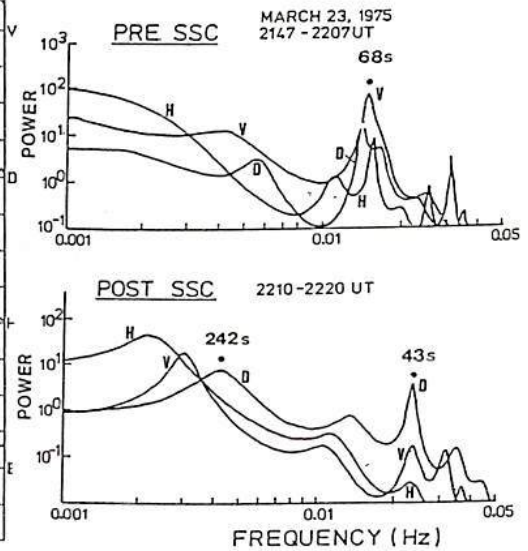


Fig. 2

荒木 徹, 家森 俊彦, 亀井 豊永 (京大理), 角村 悟 (地磁気観)

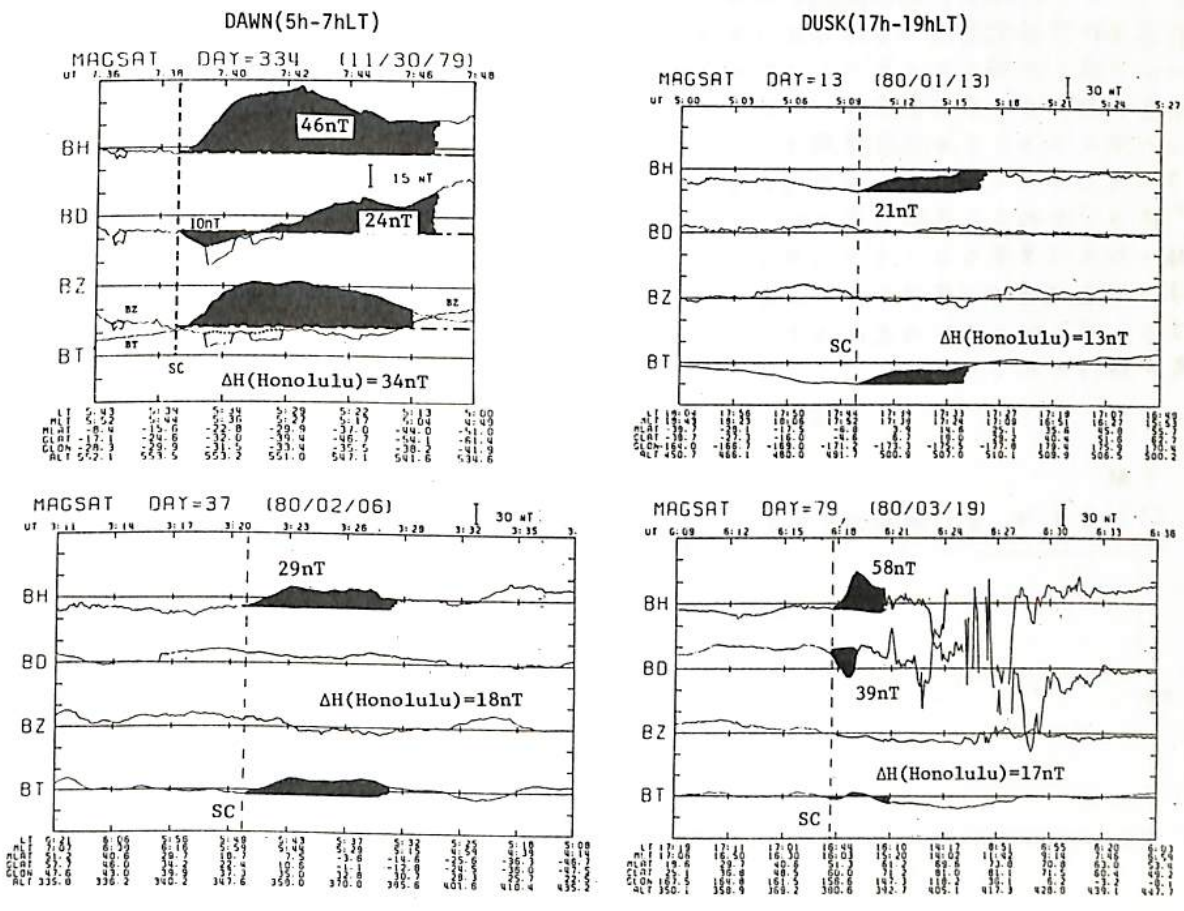
SC (急始磁場変化) は, 惑星間空間衝撃波に起因することから, 磁気圏の単純圧縮と看做されがちであるが, 今までの地上磁場観測の解析から電離層電流が大きく急変することを示唆される。電離層電流の作る磁場は高度と共に急激に減少するので, SCへの電離層電流の急変と見慣るには電離層のすぐ上でSCを捉え地上データと比較することが必要となるが, SC時の変化(数10nT)が静磁場(数万nT)にくらべて小さいので, 今までの衛星観測ではこれは不可能であった。

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。

つまり, この期間に観測されたSC (Solar Geophysical Data に2つ以上の観測所が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, まるき時間的に変化しているの単純な比較はできないが, 地上での変化(Honoluluで代表される)より大きな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遮蔽効果によると考えられる。



糸長 雅弘, 北村 泰一 (九大理)

電離層を非等方的な導体薄層とみなし、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

$$\sum \rho(y) = \sum H(y) = \sum_0 (1 + \epsilon \cos \frac{2\pi y}{L})$$

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 $B(y)$ (こゝ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、 $y = \pm L/4$ (Σ の変化が最も激しい場所)のところに 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) 入射角の場合に効果は重要になる。

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、比較的小さい 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と考えるならば、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れば、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] 糸長他, 第71回講演予稿集

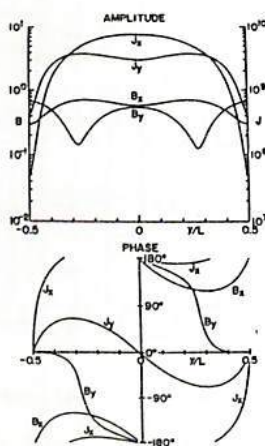


図1

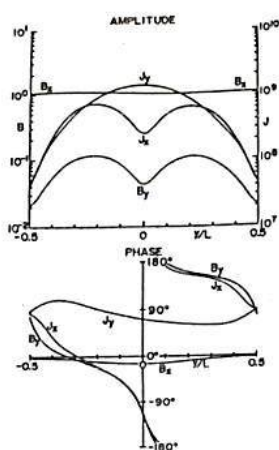


図2

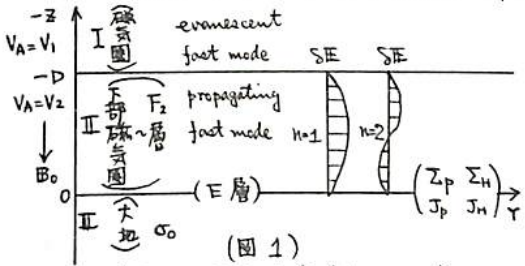
藤田 茂, 玉尾 孜

(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ているが、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。

現在考えているモデルは、前回と同様に領域を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ン波が磁気圏から電離層へ入射し、誘起された磁気音波が領域II中を位緯度ダクト伝播するというものである。

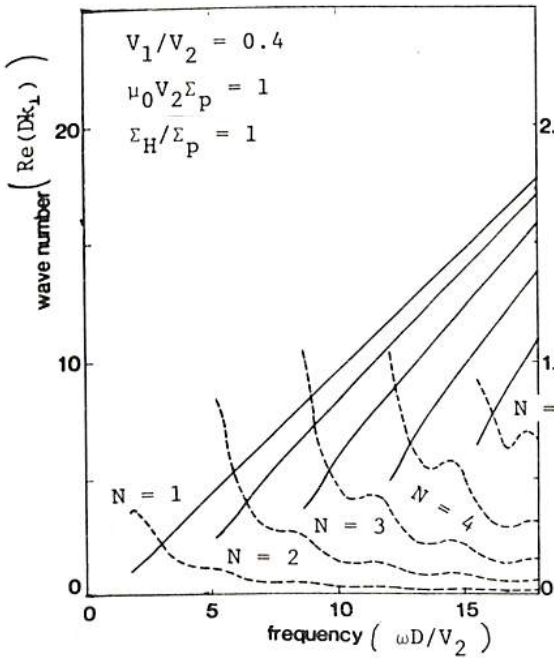
ダクト波の位緯度伝播の際に波動の減衰を引き起こすものとして、①電離層中でのオーム損失、②二次的に誘起されたアルベン波の磁気圏への逃散、③地面による吸収、の3つ存在する。図2に地面による



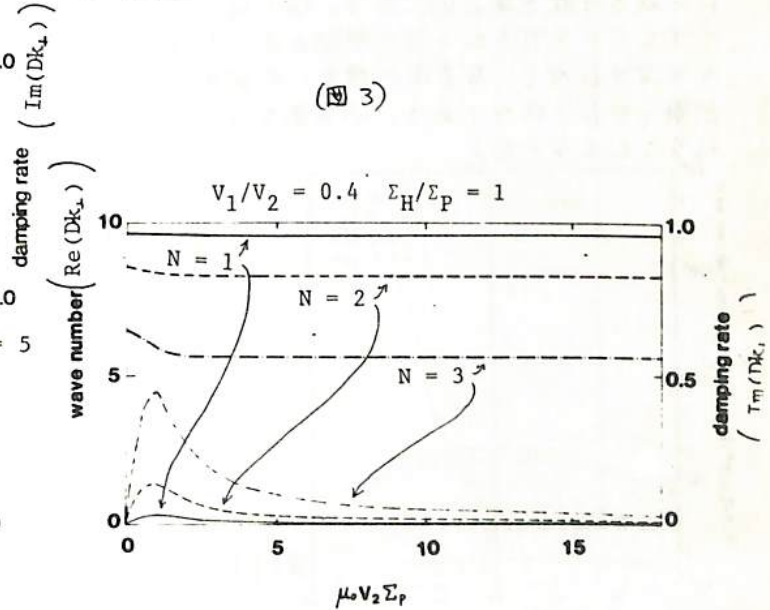
(図1)

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がわかる。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 $\omega = 10 \cdot (V_2/D)$ の場合であり、3つの高調波が存在する。図3から、波数は電離層電気伝導度の変化に対し、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がわかる。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、電離層によるオーム損失や、二次的に誘起されるアルベン波が小さくなるためであると考えられる。

講演時には、脈動の電磁場や電離層電流の緯度変化等も加えて発表する予定である。



← (図2)



(図3)

小野高幸, 平沢威男
(国立極地研究所)

I. 序

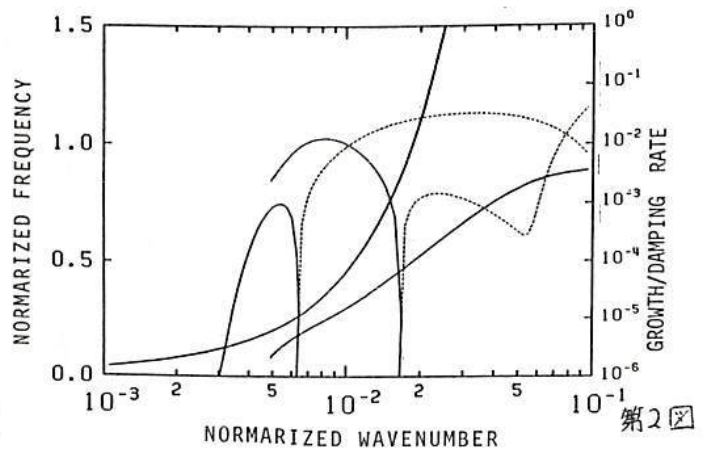
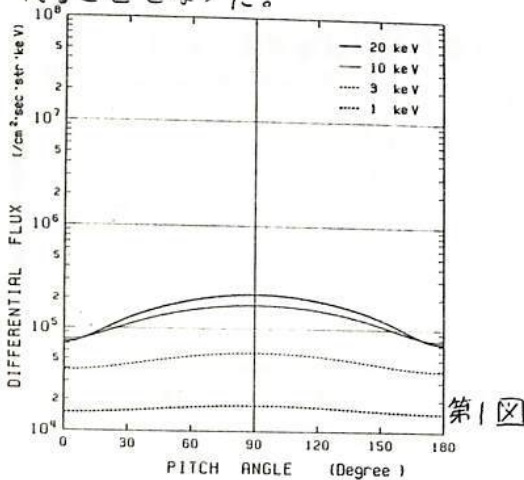
地上で観測される Pc1 波動は、磁気圏プラズマ中においてイオンサイクロトロン波として励起されたものと考えられており、理論ならびに観測の両面からの研究が進められている。イオンサイクロトロン波不安定の研究はこれまで温度異方性をもつ高エネルギーイオンプラズマとして扱ったものが多い。しかしながら近年イオンの組成、エネルギーならびにピッチ角分布について人工衛星を用いた精密な観測が行なわれており、地上あるいは人工衛星上で観測される U L F 波動を詳しく解明するためには、これらの精密な観測データを基にしたイオンサイクロトロン不安定のより詳細な検討が必要とされている。特に観測される高エネルギーイオンの性質は、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ピッチ角分布は、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 U L F 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。



長周期(4~5)脈動における共鳴結合振動(II)

山本 隆, 玉尾 敦 (東大理)

前回の講演のつづきとして、長周期(4~5)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1. アルフヴェン波のMHD波動方程式

$$\frac{\partial}{\partial s} \left((r^2 B_0)^{-1} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{E_n}{r B_0} \right) \right) + r \left(\frac{\omega}{V_A} \right)^2 E_n = L_n E_n = R_n(E_n, E_\phi)$$

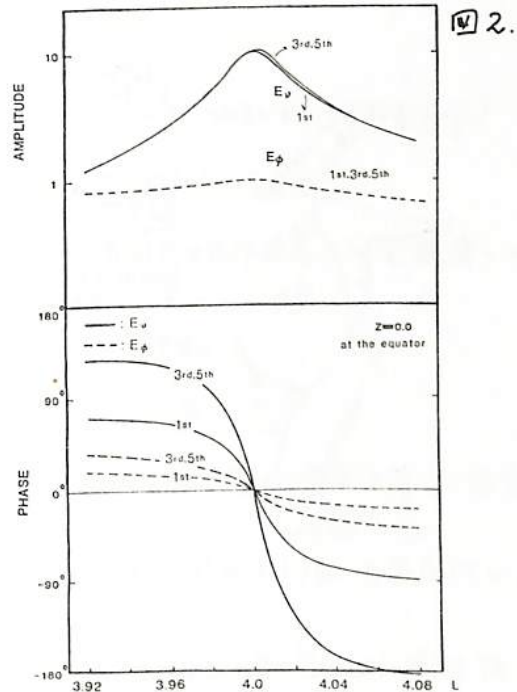
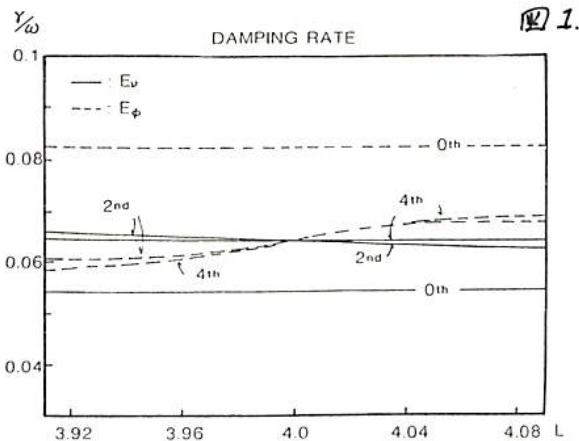
$$\frac{\partial}{\partial s} \left((r^2 B_0)^{-1} \frac{\partial}{\partial s} (r E_\phi) \right) + (r^2 B_0)^{-1} \left(\frac{\omega}{V_A} \right)^2 r E_\phi = L_\phi E_\phi = R_\phi(E_n, E_\phi)$$

を電離層での境界条件 $\sum_p E_n = \mu_0^{-1} B_n$ の下に解くことである。
 $\sum_p E_\phi = -\mu_0^{-1} B_n$ $\Sigma_p = 2 \text{ mho}$

ここで、(S, L, ϕ) は L shell coordinate, n, ϕ は磁力線に垂直方向, 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_n, L_ϕ はそれぞれの式の左辺で定義される Operator, R_n, R_ϕ 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。何回かくりかえしの後、 R_n, δ (減衰率) が共に、 L によらない値に近づく。二つの連続する積分-procedure によって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_n, E_ϕ 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_ϕ の固有値としての ω が、 L -dependence をわずかながらもつこと (奇数番 procedure と偶数番で E_ϕ の比が1からずれる) を除けば十分である。(R_n については、 L によらない極限值を得た。) 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、講演では極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。



電磁流体力学に対する磁気圏内共鳴結合と電離層による結合

玉尾 孜, 山本 隆 (東大理)

冷い非一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論ずる際の重要な考案の一つであつた多くの研究者によつてその特性が論ぜられた。 (例へば Tamao (1965) は此の結合振動による磁場変動の空間分布を求め、結合磁力線上下の振幅極大を求め、位相が内外で 180° 異なることを示した)。一方、電離層ホール電流による結合の磁気圏内の共鳴結合の化に重要な事柄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_n, E_ϕ) の書によりは、次のスカラー関数を導入する方が便利である。

$$\begin{aligned} \Delta E_\perp &= -\nabla_\perp \Phi + i\omega \nabla \Psi \times \hat{e} \\ \Delta B &= (i\omega)^2 \nabla \Phi / \alpha s \times \hat{e} + \text{rot}(\nabla \Psi \times \hat{e}) \end{aligned}$$

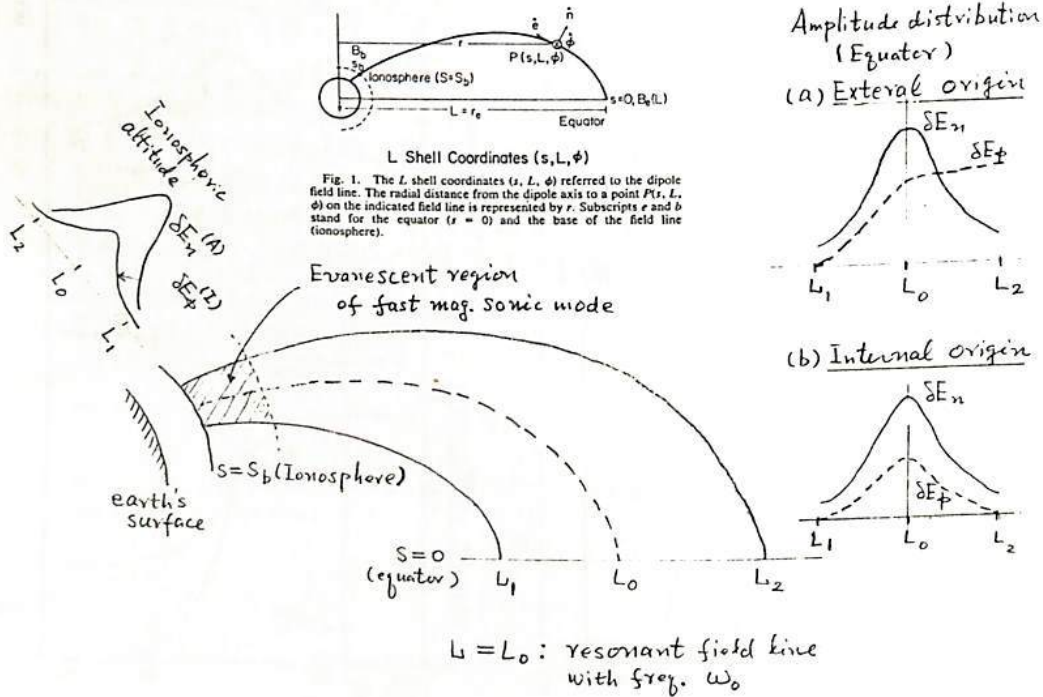
\hat{e} は磁力線方向の単位ベクトルを示す。

(a) magnetospheric coupling:

結合共鳴領域の Alfvén 振動の電場ポテンシャル Ψ の結合共鳴型微分方程式を述べ、その結果、電場成分の L-分布は (i) 外部起源と (ii) 内部起源の著しく異なる。($\Psi \propto \Psi/\alpha$)

(b) Ionospheric Coupling

局所化 Alfvén 波による電場 (Ψ) は電離層中のホール電流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 Ψ による電離層付近の電場の E_ϕ 成分として卓越し、磁気圏内の励起が外部型であれ、内部型であれ、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)



玉 尾 孜 (東大理)

地球磁気圏内のULF周波数帯の波動励起機構を調べるには、個々の波動モードの分散関係と固有値問題を解いて、その周波数特性、成長率等を決定する事が必要となる。しかし、一般には、ULF波の如き長波長の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中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気による局所的な双極磁場からの差異も重要となる。

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ULF波をMHD不安定としてエネルギー則からの一般論を適用する。この際、流体近似で記述される局所的関係の他に、粒子ドリフト、バウンス運動の如き、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は考慮しなくてはならない。個々の粒子の磁気エネルギーの保存と変動に対しては、多巨視的運動エネルギーと内部エネルギーの和、 $\Sigma_j = n_j m_j (u_{j\parallel}^2 + v_{Ej}^2) / 2 + p_{j\parallel} + p_{j\perp} / 2$ の保存関係は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \Sigma_j}{\partial t} = q_j n_j \mathbf{E} \cdot \mathbf{u}_j - \text{div}(p_{j\parallel} \mathbf{u}_j \hat{e} + p_{j\perp} \mathbf{v}_E) - \text{div}[(u_{j\parallel} \hat{e} + v_E) \Sigma_j] - \text{div}[\hat{e} (S_{j\parallel} + S_{j\perp} / 2)]$$

右辺の最後の項は磁気線沿いの熱伝導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となる。

- (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) $\text{rot} \mathbf{v}_E \neq 0$; 速度シアー. KH不安定
- (c) 電離層中の頁のホム損失: 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
(圧力非等値性) (b) $p_{\perp} > p_{\parallel}$: mirror 不安定
- (4) $\nabla_{\perp} p \neq 0$: プラズマ圧力の非一様分布: 特に磁気線が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気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、

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

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 泰之⁽¹⁾・深尾 昌一郎⁽¹⁾・佐藤 亨⁽¹⁾・加藤 道⁽²⁾・R. F. Woodman⁽³⁾

(1)京大工 (2)京大超高度 (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430MHz; 尖頭送信電力~2MW)を用いた下部成層圏及び上部対流圏(高度5~25km)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も、位相が南向きに位相し、平均の鉛直波長は5km以下と大変短く、振幅は1~5ms⁻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)な為に見え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柱定値から、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5km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1ms⁻¹である。同図から、高度15~20kmの対流圏界面付近に、周期36~48時間、鉛直波長2km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、慣性重力波或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。

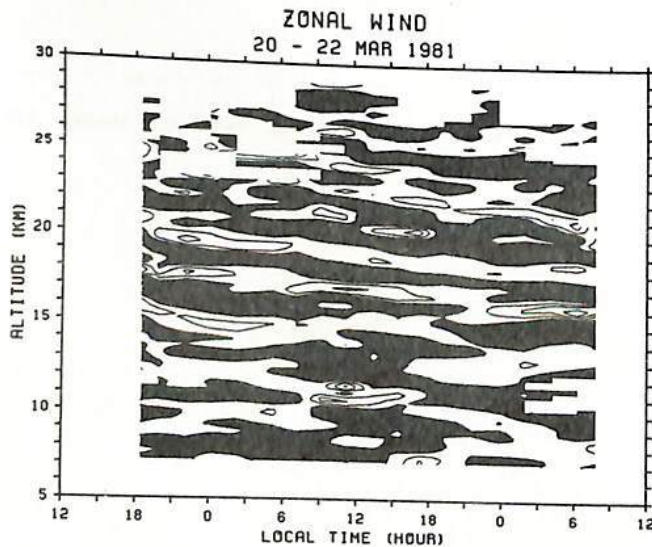


図1. 1981年3月に観測された東西風に見られる、鉛直波長が5km以下の大気波動。陰影を施した部分の風向は東向きで、等速度線間隔は1ms⁻¹。

Long Period Wind Oscillation in the Meteor Region

II - 3

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.

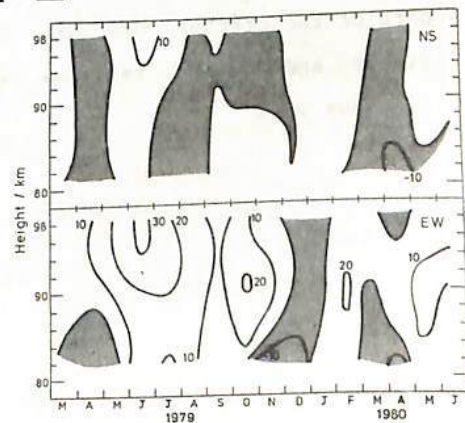


Fig.1 Time-height cross sections of t monthly averaged wind at Kyoto. The shaded areas indicate regions of westward and southward winds (Aso and Vincent, 1980).

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 $T^{(l)}/A_0(z)$ are of the order of 10^{-1} ($T^{(l)}$: the latitudinally varying part of the temperature relative to equatorial profile $A_0(z)$, 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 $T^{(l)}$ in deriving a single second order partial differential equation for the geopotential perturbation Φ/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¹⁾, 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測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 の一部をオ1表に示す。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。

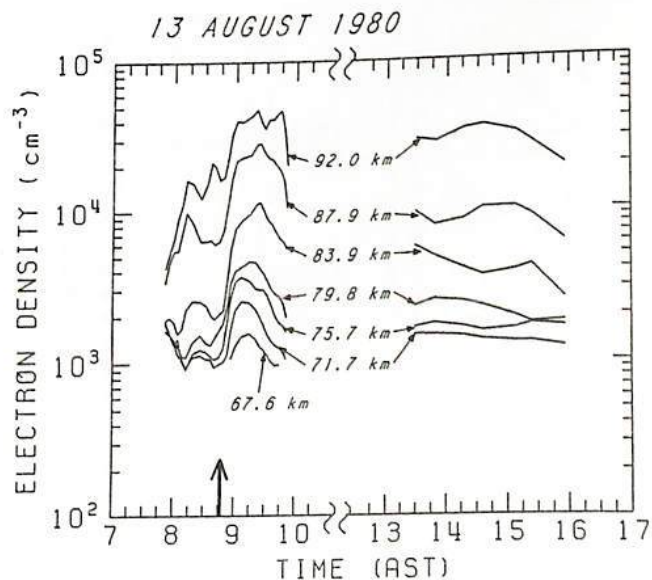
オ1図は, この日のアレシボISレーダー観測で得られたD領域電子密度の時間変化である。フレア発生後10~30分以内に, 各高度における電子密度は5~10倍程度増加した。残念ながら, フレア発生後1~4時間の観測データはないが, この日の午後には電子密度はほぼ静穏な状態に戻ったようである。しかし, ISスペクトルから同時推定した中性大気密度の解析結果によれば, フレア発生後から翌14日まで平均値より50%以上の密度増加が継続して認められた。また, 風系についても73・14日の両日に, 80km以上で風速が極端に小さくなるなどの異常が見い出された。このような変化は恐らくグローバルに生じていると考えられるので, 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。

オ 1 表

Date	13 August 1980	
# Optical Importance	2B	
# 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	47GB	30PBI
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	

オ 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)

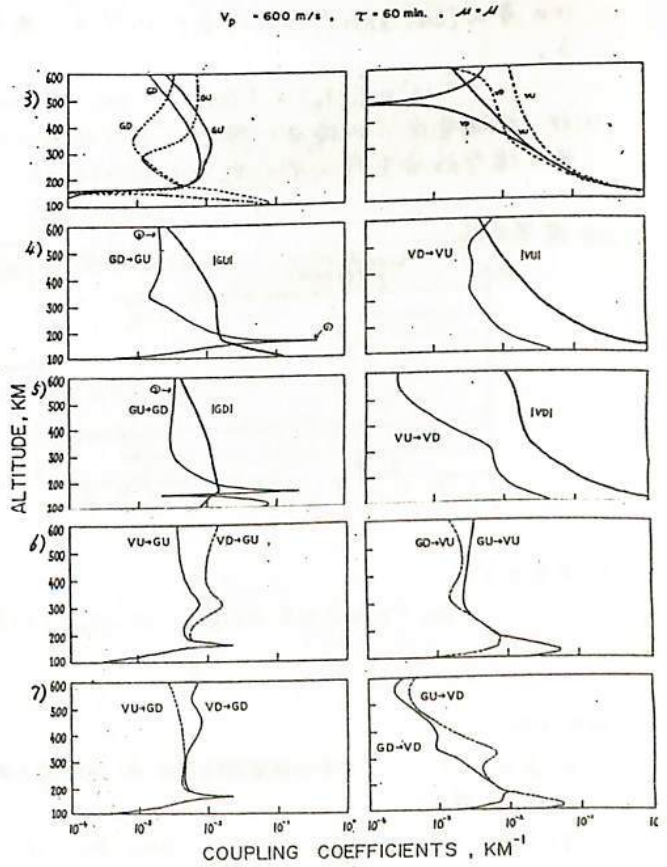
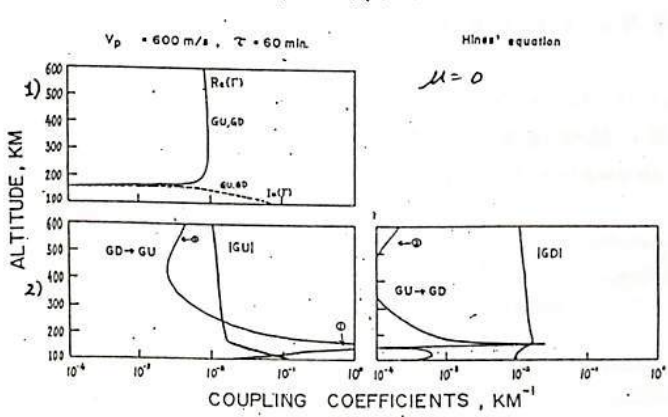
中山泰雄 · 前田佐和子

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を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) を考慮した場合、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、結果は次の様になった。

- 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* \leftrightarrow *downgoing gravity wave*) の *mode-coupling* が増大し、熱圏上部では *coupling* の効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散逸効果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。



1), 3) の固有値 ($\frac{1}{2H}$ で補正, H : 密度スケールハイト)
他の coupling coefficients.
G: 重力波, V: 粘性波
U: *upgoing wave*, D: *downgoing wave*.
大気モデルは CIRA 1972 $T_{\infty} = 1000^{\circ}\text{K}$ 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)で、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、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 200~400km 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)で示している。使用した Full Wave 法は、電離層の電磁波伝播の計算に対して開発された Inoue and Honowitz (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

$$\frac{d\vec{\xi}}{dz} = \vec{T}(z) \cdot \vec{\xi}$$

$$\vec{\xi} = \begin{pmatrix} u \\ w \\ \psi \\ \phi \end{pmatrix}$$

$$\psi = u/dz$$

$$\phi = dw/dz$$

u: horizontal velocity

w: vertical velocity

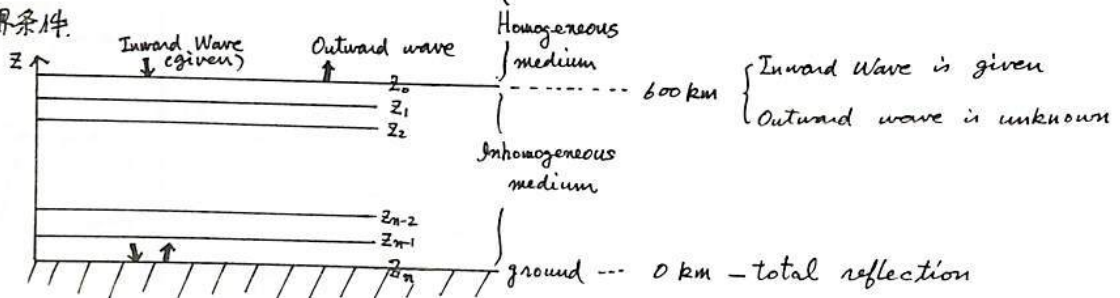
4次元伝播行列 \vec{T} の行列要素中に T (温度), H (ヘルムホルツ), ν (動粘性係数), g (重力加速度) の高度微分を含む。

(2)高度変化する非一様大気を多数の一様な水平層 (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。

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

(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 をさける。⁽²⁾

(4)境界条件



(5)大気モデル

0~90km (US standard atmosphere 1976), 90~600km (CIRA 1972, $T_{\infty} = 1000^{\circ}K$)

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 Honowitz 1966 Radio Sci. 1 957.

PROPAGATION OF GRAVITY WAVES LAUNCHED BY AURORAL CURRENTS

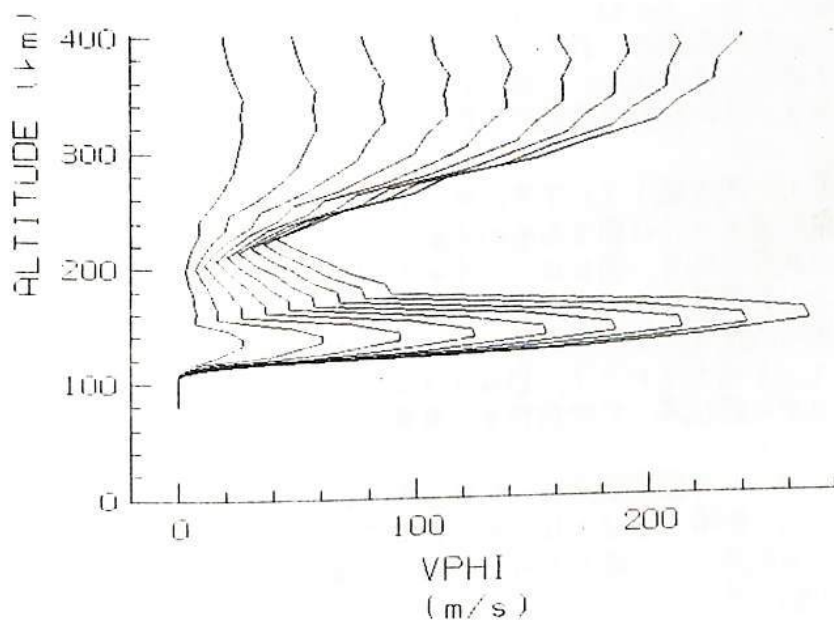
T. Tsuda, H. Tahara and S. Kato

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 be 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 喬, 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。

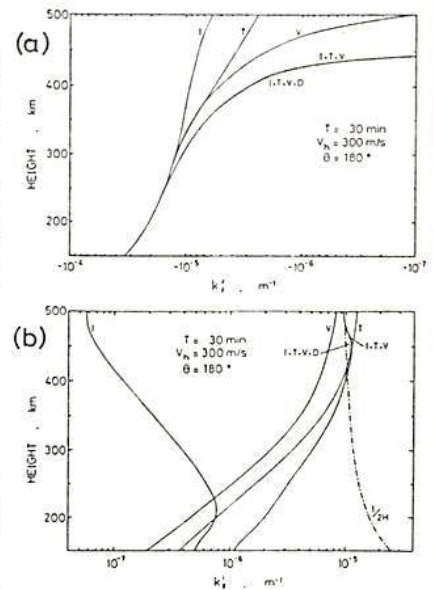
筆者らは、大気波動を記述する式とイオンの連続式に、共にプラズマ拡散(両極性拡散)項を付加し、それらの連立解を求めることによって、自己無撞着的に、大気重力波のF層応答におけるプラズマ拡散の効果を検討した。

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)に關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關連しており、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。

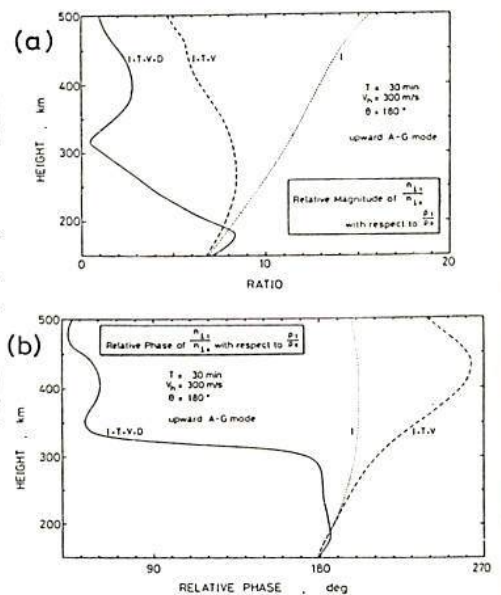
数値解析結果の一例を図1,2に示す。共に上方に伝搬する音波-重力波モードに關するものであり、図1は複素波数 k_z の高度変化を、図2は、いずれも相対擾動量としてイオン数密度 n_i/n_0 および大気密度 ρ/ρ_0 の振幅比と相対位相の高度変化を、それぞれ表している。図中、効果として、Iはエアドラッグ、Dはプラズマ拡散、T、Vはそれぞれ熱伝導、大気粘性を、考慮に入れた場合を示している。

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。

- (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)



< 図 1 >



< 図 2 >

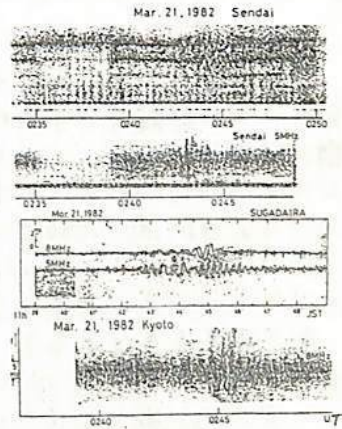
浦河沖地震に伴う電離層じょう乱のHFD観測

HFD観測網グループ

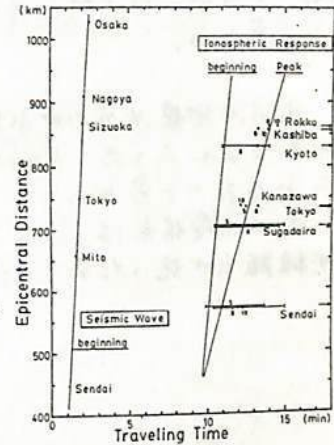
— 文責: 一ノ瀬珠美(同大工), 奥沢隆夫(電通大)

浦河沖地震(82年3月21日11時32分JST: $42^{\circ}04'N$, $142^{\circ}36'E$, 深度 約40 km; $M=7.1$)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点での記録例, 表1に他の局も含めた連続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の大气波動が考えられる。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, 4.2, 1.6 km/s)を描いてある。これらのデータから, 地震によるRayleigh waveの地表面伝播の過程で大气Acoustic waveが励起され, これが大气のFiltering効果を伴って電離層へ伝わる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, 震央近くでの大气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, 大气Acoustic waveの励振と伝播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 Nazaki	(d) Coordinates of Reflection Pt. of JFY-Signals	(e) Epicentral Distance of (d) (km)	(f) Time (min) of Maximum Amplitude			Remarks
					Beginning	Ending	of	
Sendai	38.27°N 140.87°E	248.5	37.22°N 140.36°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	15.0	5
					10.5	13.0	14.7	8
Tokyo	35.51°N 139.52°E	80.6	35.85°N 139.69°E	736.0		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
Rokko	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

長次親生, 阿保真, 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0.01 Hz (5 MHzにおいて) の測定精度を得るものである。

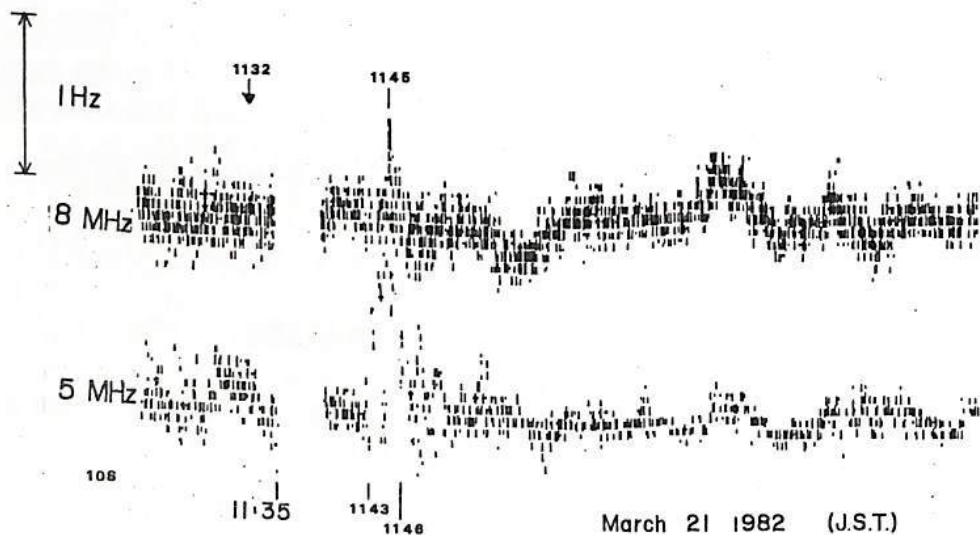
去る3月21日 AM 11時32分に発生した浦河沖地震は, M7.3と発表されたが, 我々のHFドップラーリアルタイムアナライザーには, 下図のように記録された。

測定結果をまとめると

- (1) 5 MHzと8 MHzに Δf の正の方に変動が現われるが, 5 MHzに早く現われ, 振幅が8 MHzに比べて大きい。
- (2) 5 MHz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) 8 MHzでは AM 11時44分ごろに0.8 Hz (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って, 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, 丁丁丫の送信点との直線距離が65 kmという近さにあり, Δf の観測経路Lが短いため Δf は局所的な電離層現象を反映するものと期待される。



前田 坦, 亀井豊永, 家森俊彦, 荒木 徹
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に示すようで, 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に示すようで, 特徴的な ΔD 構造は450km以下にみられ, それ以上では ΔD_n が主とみられる。
- ⑥ 原因は別の講演でのべる。

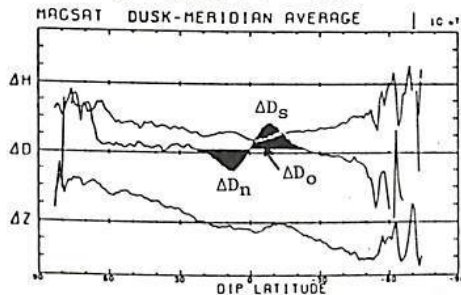


図1 赤道地帯での偏角異常
 ΔD_n は負, ΔD_s は正

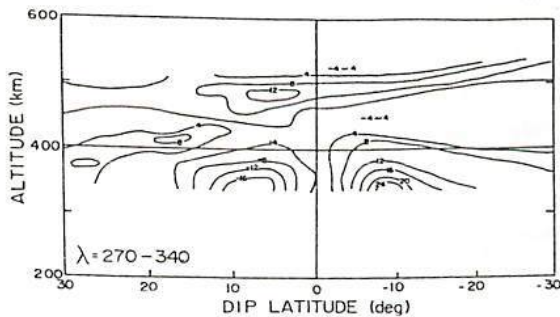


図2 ΔD の子午面内での構造 (nT)

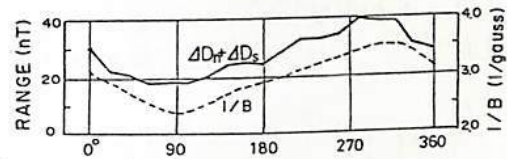


図3 ΔD と $1/B$ の経度変化。

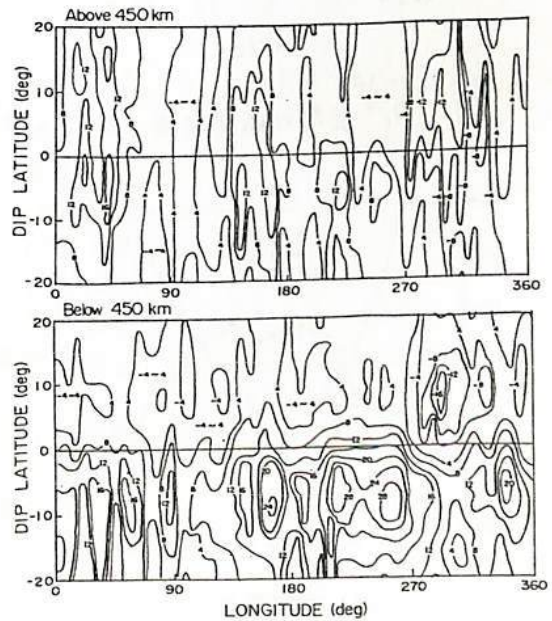


図4 ΔD の水平面内での構造 (nT)

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出されたので, その季節変化, 時刻変化特性を中心にして述べる。

図 1 (a), (b) は dip latitude ±5° 以内の He⁺ 密度観測データを 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。

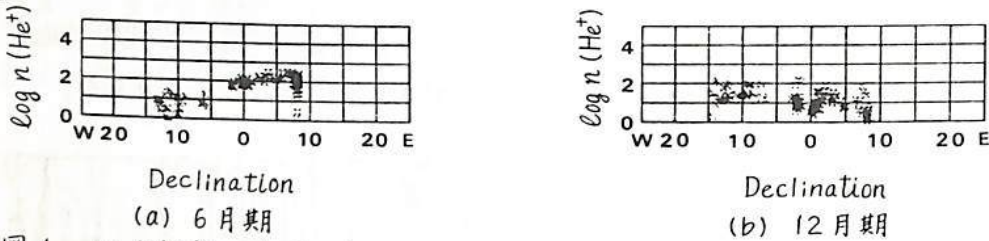


図 1. He⁺ 密度の磁場偏角に対する関係 (-5° ≤ dip lat. ≤ +5°, 0 ± 1 hr LT).

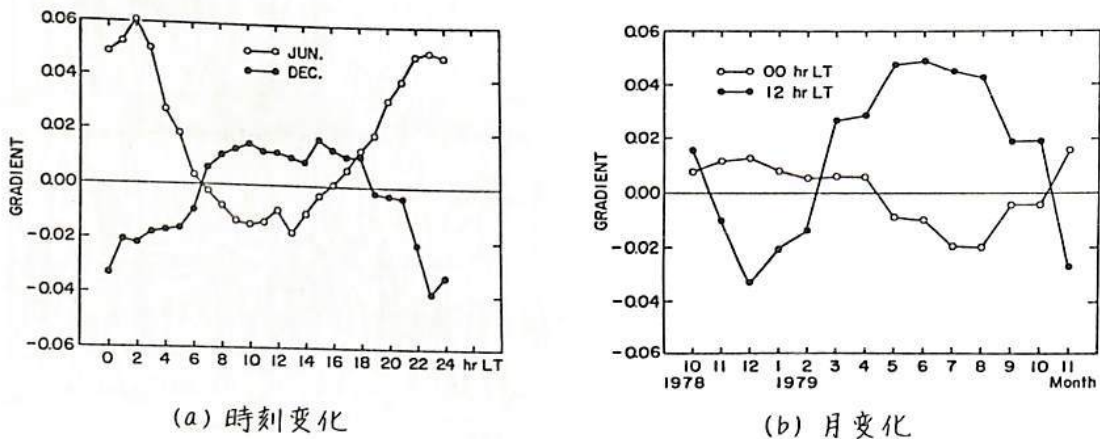


図 2. He⁺ 密度の磁場偏角特性。

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出来る。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。

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、スフレッド・エコーを呈し、 f_oF_2 及び $h'F_2$ のイオノグラムで最も強くなった後、再び正常トレースへ戻っている。このとき、 f_oF_2 及び $h'F_2$ のイオノグラムでは、広い周波数範囲 (約 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 スフレッド 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。

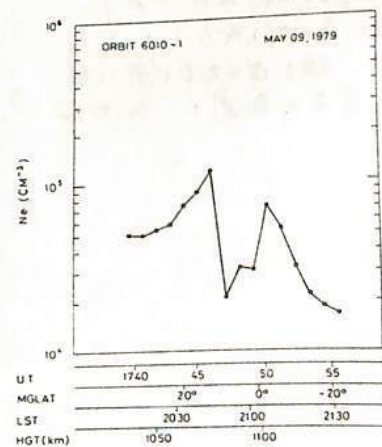
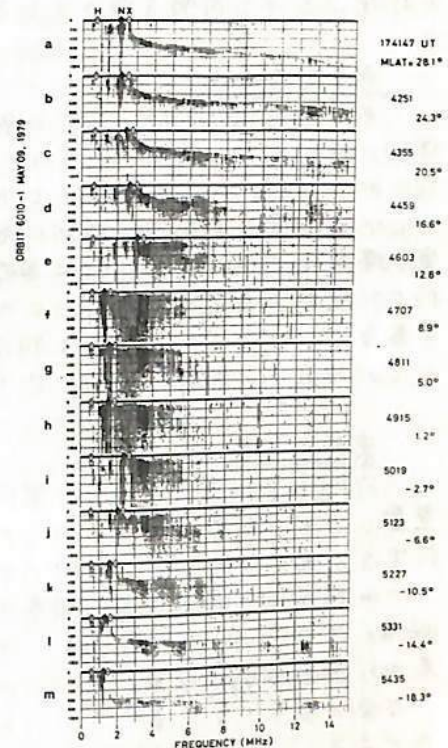
第 2 図は、同じイオノグラムから求めた衛星位置での電子密度変化で、磁気赤道付近で急激な密度の減少が見られる。その位置は、第 1 図に見た in-situ スフレッド F と対応する。即ち、 f_oF_2 及び $h'F_2$ で、衛星がプラズマバブルを通過した事を示している。

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 周回の観測から、11 月までに 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。地方時で見ると、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、赤道スフレッド 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、真に 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圏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) は低緯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回を中心に Retarding Potential Trap (RPT) の観測結果について報告する。バブル内での RPT の観測データはそこでプラズマが、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 25.46 UT に周辺に比べて約 500 度低くなっている。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回の約 6 割であった。

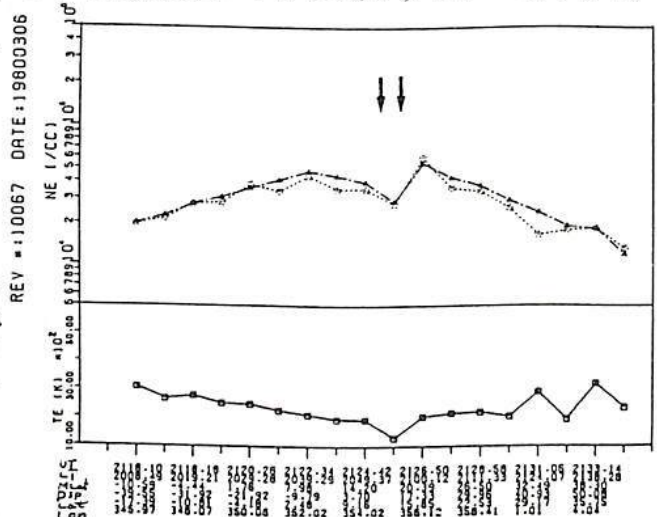


図1. 電子密度(上)と電子温度(下)

密度ゆらぎ

RPT は 1 秒周でイオンの電流-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回の約 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、その内の実線で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。

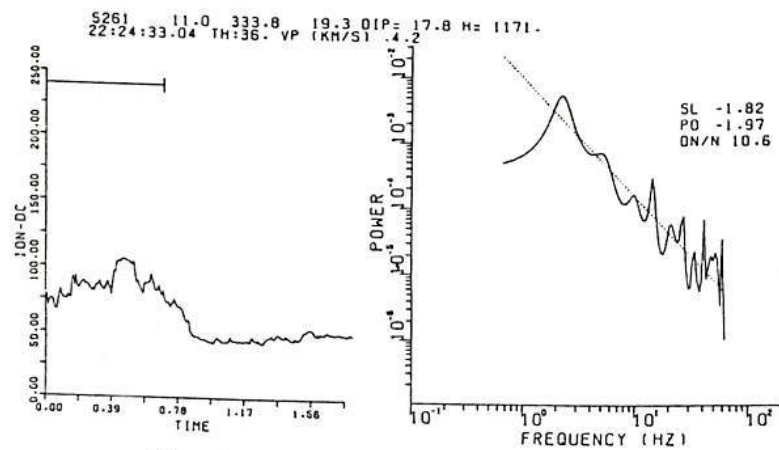


図6. 密度ゆらぎの観測データ(左図)とそのパワー・スペクトル(右図)

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

森弘隆*, 佐川永一*, 巖本巖*, 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, それらの発生源因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900~1,200kmのほぼ円軌道に軌道傾斜角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時折ゆらぎを伴った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しらべた。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) 磁気赤道と中心とする低緯度領域。

特に, 地磁気偏角の大きい東経0°~50°の間に多発する。多くはプラズマバブルの中心で見られるので, バブルの発生機構と関連が深いと推定される。

(2) 軽いオントラフの赤道創境界。

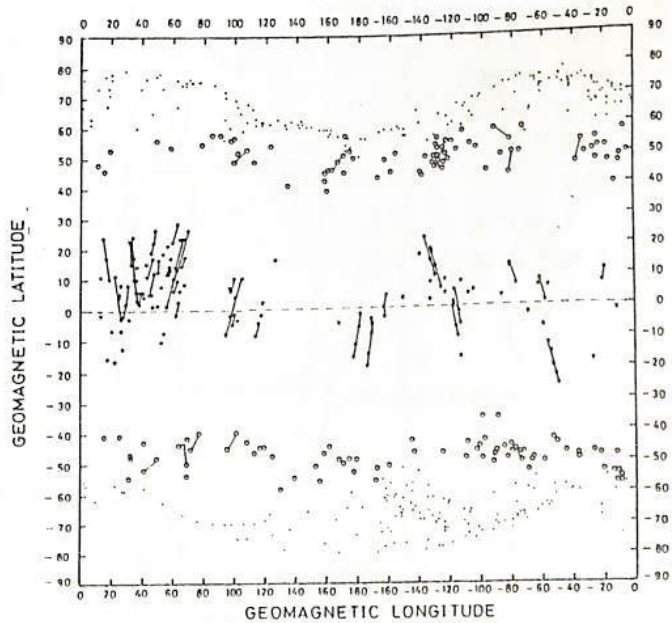
地磁気緯度±50°付近から高緯度側に向かってH⁺, He⁺等の軽いイオンの密度が急激に減少する境界領域に発生する。

(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, 電波波形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。図中, ●印は低緯度密度不規則, ○印はトラフ域密度不規則, △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づいている。

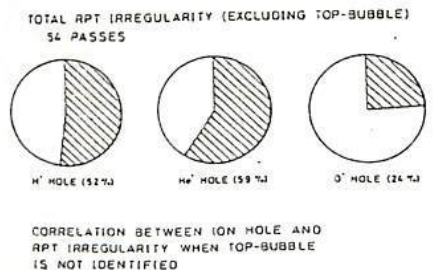
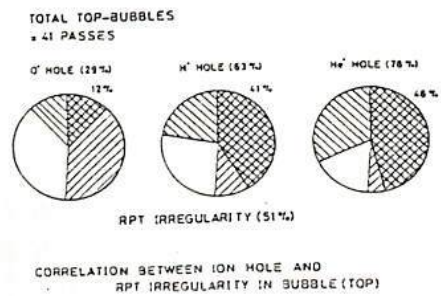
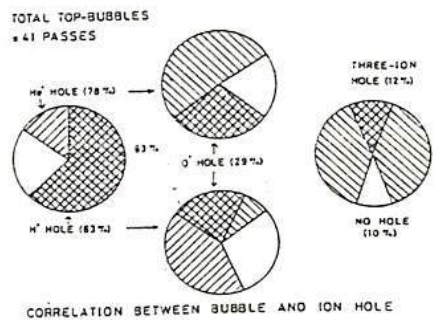
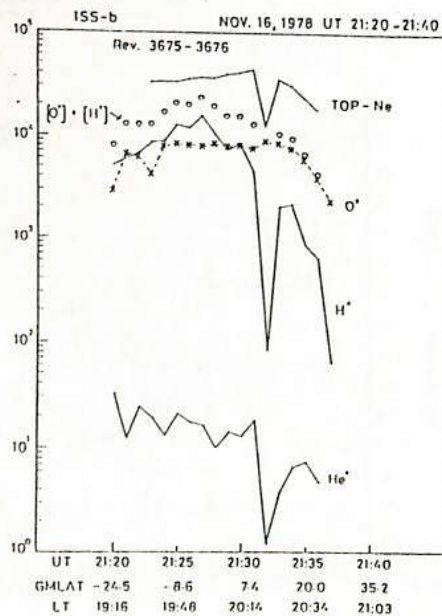


高度1100Kmで観測されたプラズマバブルのイオン組成 (ISS-b観測)

巖下 巖, 水津武, 森弘隆, 佐川 永一, 丸山 隆
郵政省電波研究所

電離圏観測衛星 (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 F が半い、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 が多く見られ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^+ 及び O^+ と測定でき、サンプリング間隔は 64 秒 (約 500 Km の空間分解能) で、TOP, PIC などの観測は順次に行われる。左図は TOP でバブルが見え出している場合のイオン組成分布の典型的な一例で、 H^+ 及び He^+ の軽いイオンが 1~2 ケタ程度非常に深く減少する特徴を示す (ION HOLE)。右図は TOP で見えた全バブルについて (41 パス) 対応するイオン組成分布と比較して得られた結果と組成分布の形を図示したものである。TOP, PIC は同時観測ではないので必ずしも正確な対応はつけられなく、バブルが見つかるときには He^+ では 78%, H^+ では 63%, O^+ では 29% の場合 ION HOLE に対応している。すなわち、バブル内では全イオンが減少する例は多くは無く、バブル内には 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 が起るため、その Irregularity のほとんどの場合は He^+ の ION HOLE に対応している。

バブルが同じで
ある場合の不規則構造と ION HOLE
の対応は 59% の
不規則構造もバブル
に近いものである
ことを推定させる。



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

渡部重十, 大冢寛, 高橋忠利 (東北大理)

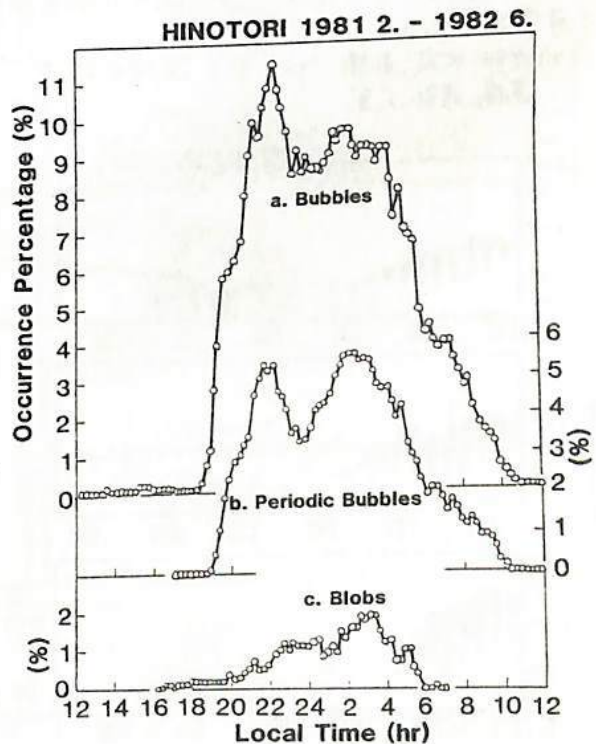
1. はじめに 第7号科学衛星“ひのとり”に搭載された IMP による F 層上部の電子密度計測によって、赤道域に特有の現象である電離層の不規則構造が見い出されている。“ひのとり”の観測によると、不規則構造には、大きく分けて二つのタイプ、つまりプラズマの減少として観測される Plasma Bubbles と、プラズマの上昇として観測される Plasma Blobs が存在することが明らかとなった。(第71回 学会予稿) さらに、これらの不規則構造は、電離圏電場の変化と深く関わっていることを明らかにする。

2. Plasma Bubbles と Plasma Blobs の観測 Plasma Bubbles と Plasma Blobs は構造の大きな相違だけでなく、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. 赤道域電離圏電場との関連 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、トップサイドに到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て、極域擾乱の侵入が、Plasma Bubbles の種子となる現象も一部存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



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

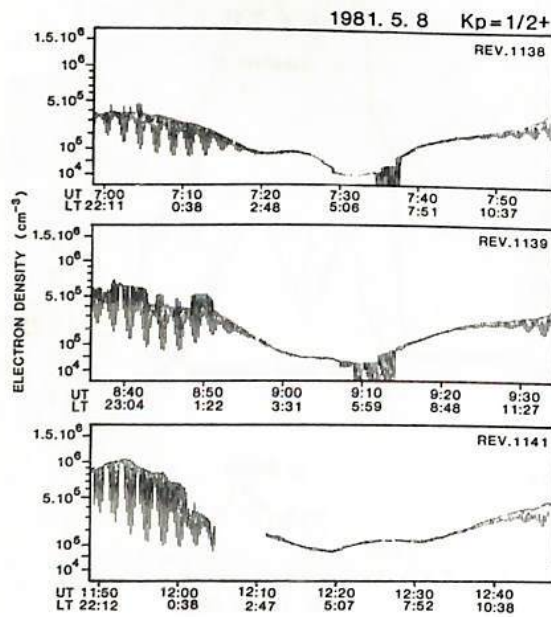
高橋忠利、渡部重十、大家 寛
東北大・理

我々はこれまでの報告^(*)で、昨年(1981)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, Kp=1/2+)及び擾乱時(5月9日, Kp=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 へかけて電子密度の著しい増大があり、引き続く 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 へかけてさらに 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。

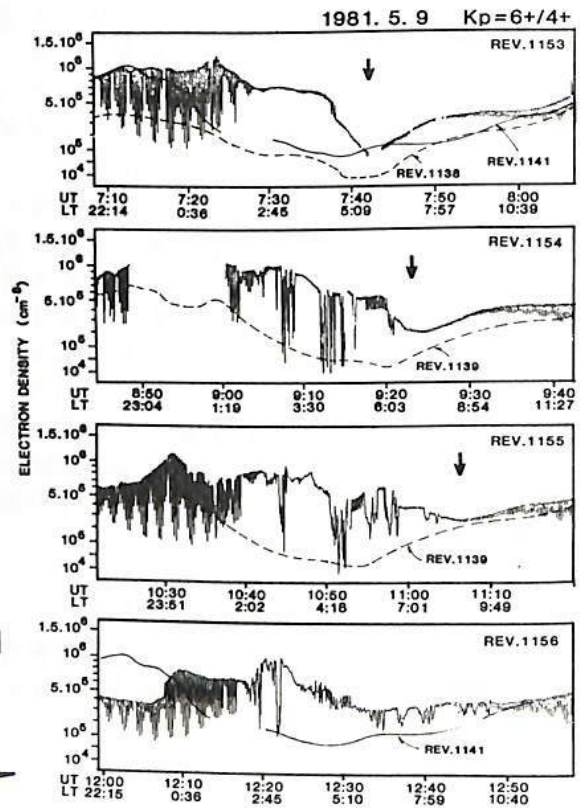
上記に5月9日の一連の推移を示したが、この例に見るように predawn でのバブルの消長は衛星高度での電離層の密度レベルの変動と密接にかかわっている。講演においてはこのような極域擾乱に伴う赤道域電離層の変動とプラズマバブルの消長につき様々な観点より考察を加える。

(*)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 みろすま圏ダクト

小原 隆博, 大家 寛 (東北大理学部), 小野 高幸 (国立極地研究所)

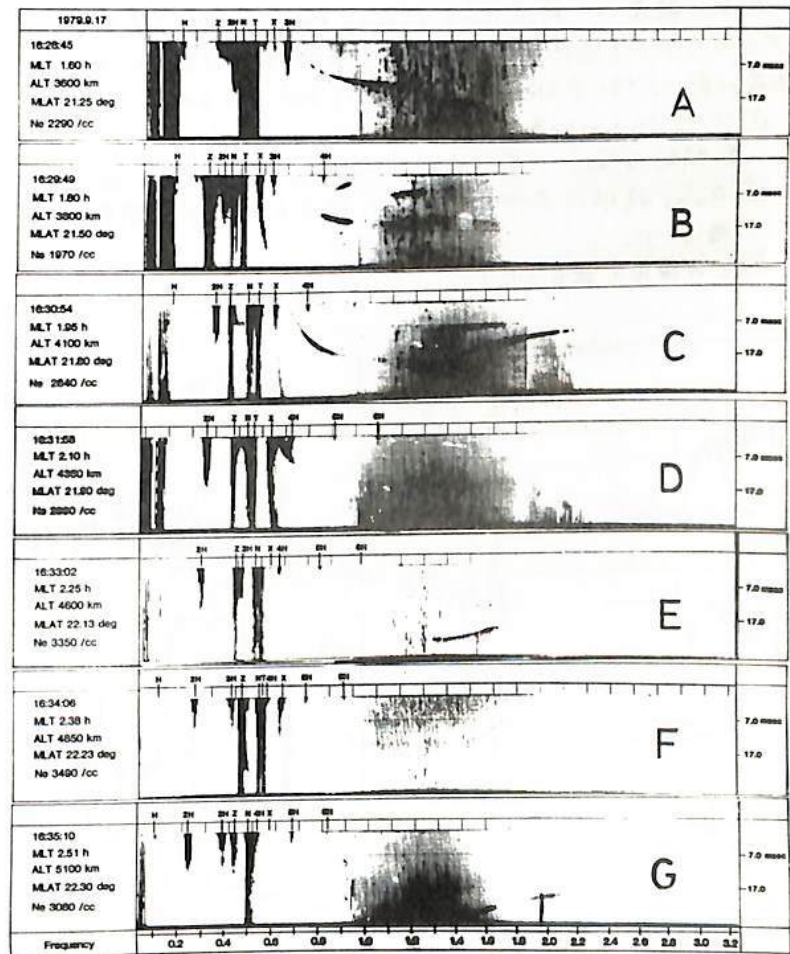
序 科学衛星じきけん搭載のSPWは、10 KHzから3 MHzまでの広い周波数範囲の電波を、衛星から放射し再び衛星に帰った波動を観測する事により、電離圏の電子密度がサーベイされる事になる。夜側の近地点付近の観測例の中に、軌道に沿って数百km程度の特性距離を持った密度の減少が見られたが、これと同時に共役点エコー及びスフレッドFが観測されている。解析の結果、観測が行なわれた高度 (~4500 km) に於て、磁力線に沿って伸びた構造をもつ、Ductが存在しているという事が明らかになって来たので報告する。

観測結果 下図に内の渾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。まづ7枚のイオノグラムのうち最初の(A)には、スフレッドFが明瞭に見られるが、引き続き(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フレッド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ぐ、4500~5000 km 高度で実施されて、この結果は、磁力線方向に伸びたDuctが、 $L=2.1$ にまでも存在している事を、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フレッドFの出現は、周辺の密度の減少に伴ない、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高度以下の衛星観測でとらえられていたものと同じであるが、 $L \sim 2.1$ にまでも存在する事が確認されたもので、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 —

大冢寛 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 ($P = Nk_B T$, N : 電子密度, T : 電子温度, k_B : 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えた。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もつ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、磁氣的に静穏な Rev. 1884 (図4) をみると Kinetic Pressure $P = Nk_B T = \text{const}$ 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 $P = Nk_B T$ 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 の影響を合わせ考慮し、 $\vec{i} \times \vec{B} - \nabla P - \frac{1}{2} N m \nabla v^2 = 0$ といったプラズマポーズ近傍の平衡に関する重要なデータを与えている。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) プラズマシート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、それを衛星が構切った。
- などの原因も推定される。

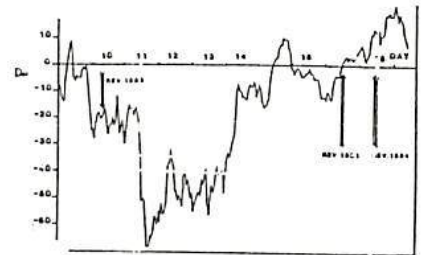


図1

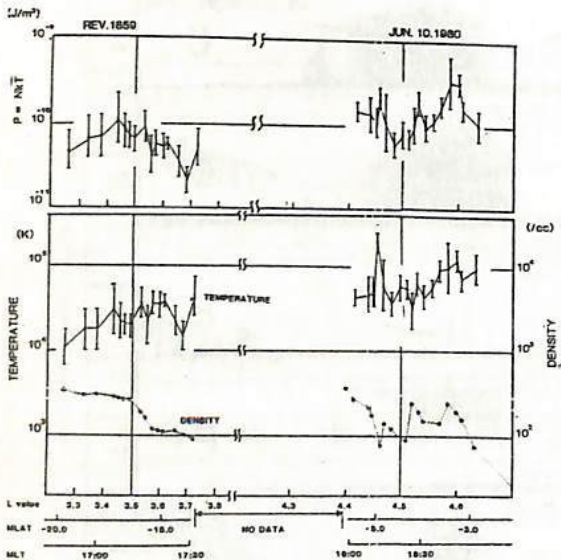


図2

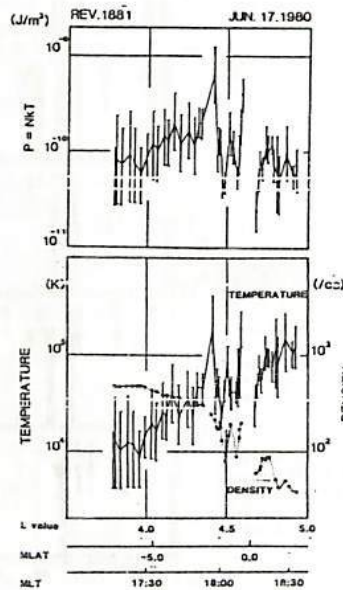


図3

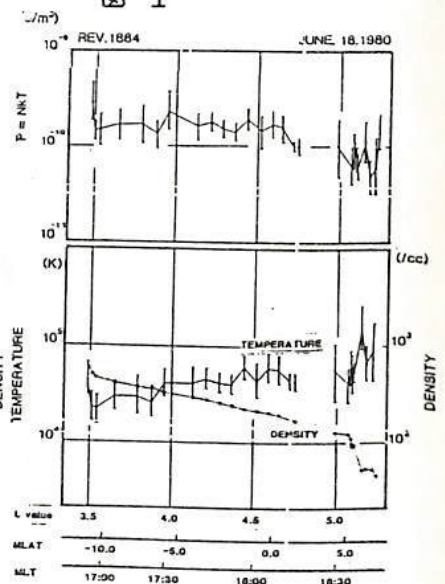
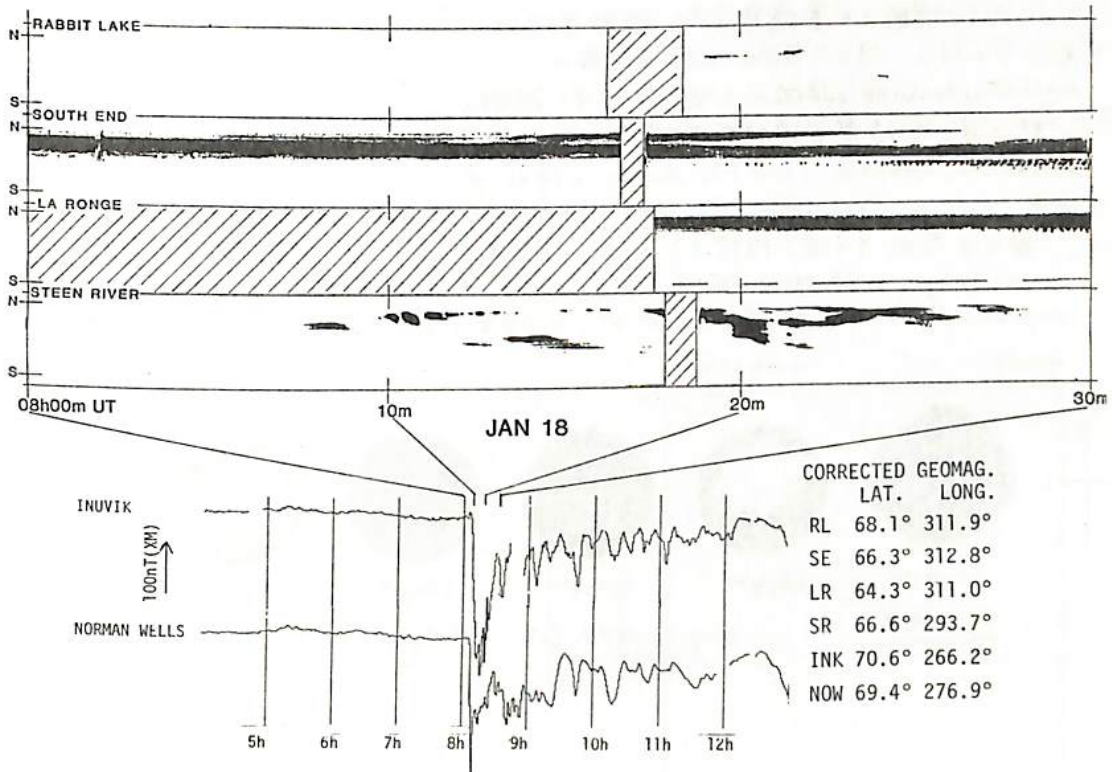


図4

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、全体的構造が変わる(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のmeridian displayと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 され励起されること (Kuwasaki et al., 1971, Kokubun et al., 1977), また SSC および 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及び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。それによれば 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。

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と考えられる。そして SSC の起る直前に Magnetosphere の substorm の発生しや物理的状態にあった場合 (例えば IMF の southward direction; Kokubun, 1972) に Aurora の Break up 現象 (Pole ward expansion) が MLT の midnight 近辺で発生するであろう。

我々は今回その第一段階として, 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。

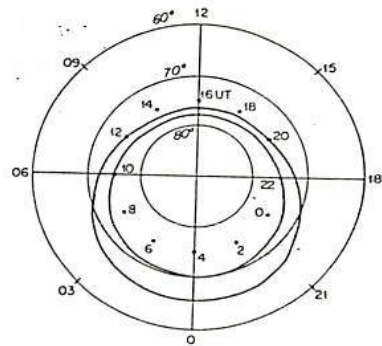


Fig. 1 Approximate locations of the south pole at different UT in invariant latitude-magnetic local time coordinates; the average size oval is also indicated.



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 小野高年
 (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横切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。この間サバーストームが 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)。

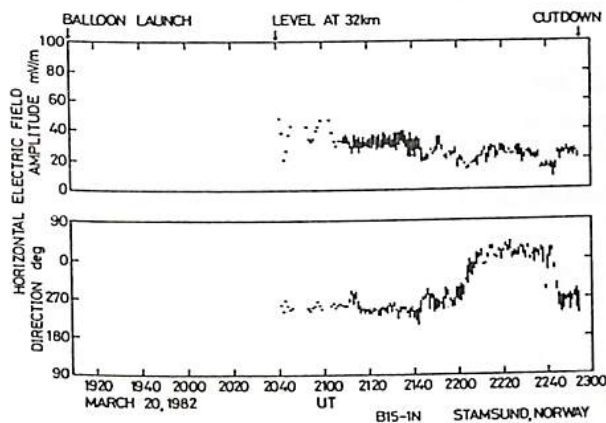


図1. 水平電場

- (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バーストームの発生との関係について報告する。

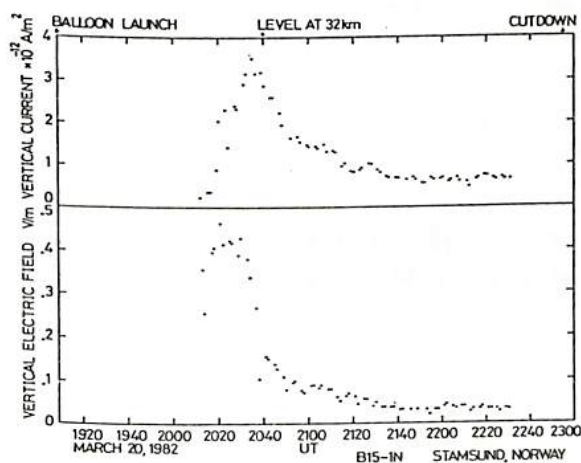


図2. 垂直電場と垂直電流

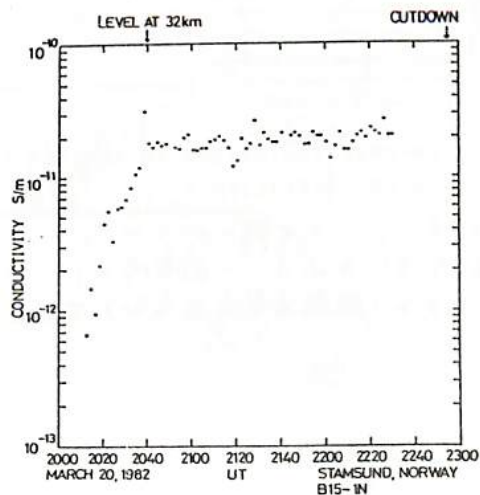


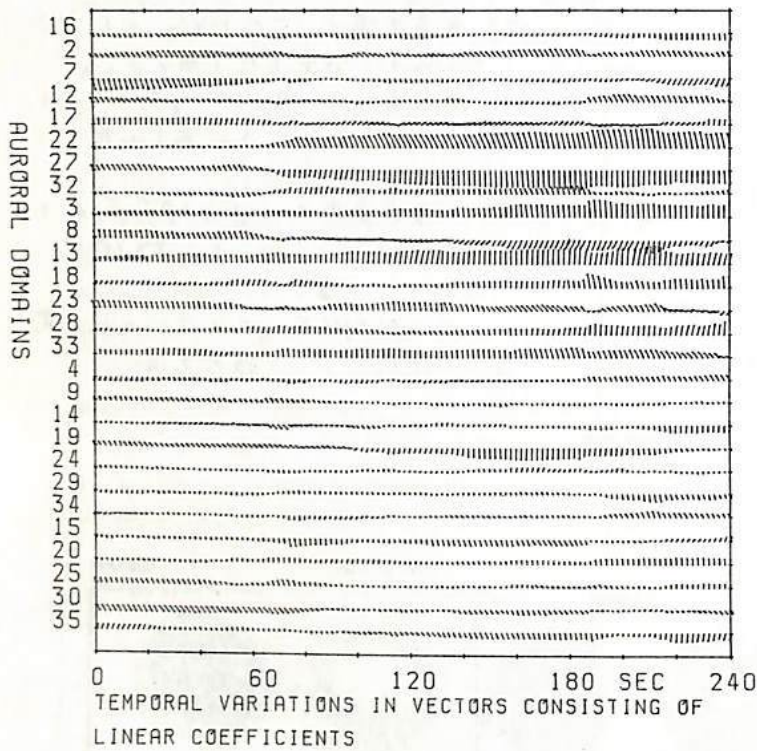
図3. 大気導電率

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, 電気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。

もしこのことがいっでも成立しているならば, 重相関の手法に依つ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に依存する筈であり, 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するべきが予想される。同に示すものは 1980年 2月 15日の例で, それぞれのドメインに於けるオーロラ脈動から期待される磁場変動ベクトルを時間と近一して相対結果である。

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長減に伴つて, 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, かなりよく保存するべきが知られ, この事実も, 電場の保存とよく調和している。

しかし, 各ドメインのオーロラの長減が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ゆらぎが生じているものと考えられる。

長時間に亘つ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) 同じく期待値の短時間のゆらぎは, 主としてオーロラ脈動のモードが変化による。

ことによる。ことが確かめられた。

これらはいずれも, 一般電場の下に於けるオーロラ脈動の効果が, 主として電気伝導度変動に伴う電離層電流の変動を介して現われようとした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

金田稔祐(東大理), 向井利典, 平尾伸雄(宇宙科学研)

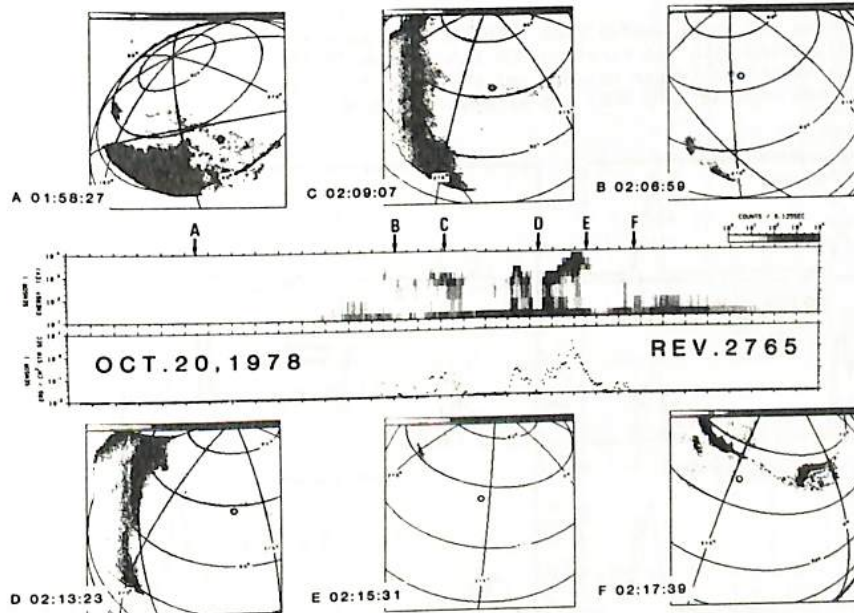
1970年代初頭に衛星観測によって、夜側の aurora oval 領域に所謂“inverted-V”現象が発見された後、この入射電子に対応するオーロラとの関係が求められて来たが、70年代後半に ISIS-2 の観測グループによって、inverted-V構造を示すビーム型加速を受けたと見られる入射電子には“discrete” aurora が対応する事が示された。

準極軌道衛星である KYOKKO は、その軌道特性から、aurora oval に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-地方時依存性等をとって見ても、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 の構造的な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-スペクトルと矢印で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たい事が多い。

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か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- γ 図を見ると、逆V字型と数keV程度の直線状のものとか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。

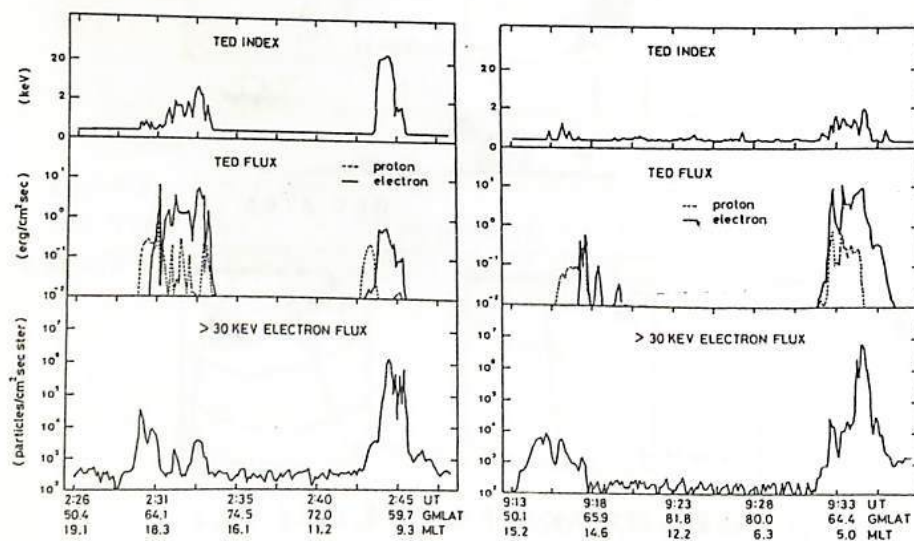


各イメージ内の衛星の地磁氣的直下点は白丸で示してある。

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に伴う静止恒星に於ける
粒子線増加

須田 友彦, 和田 雅美, 河野 毅
気象研 理研 理研

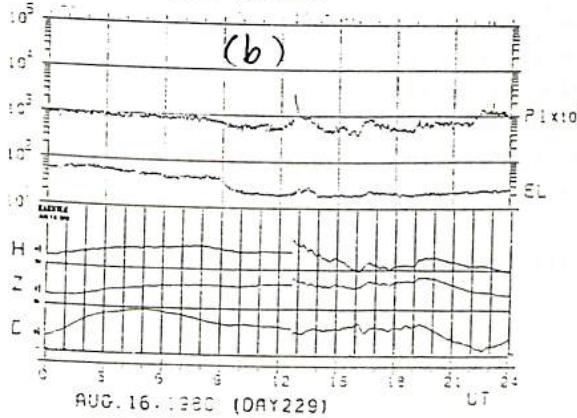
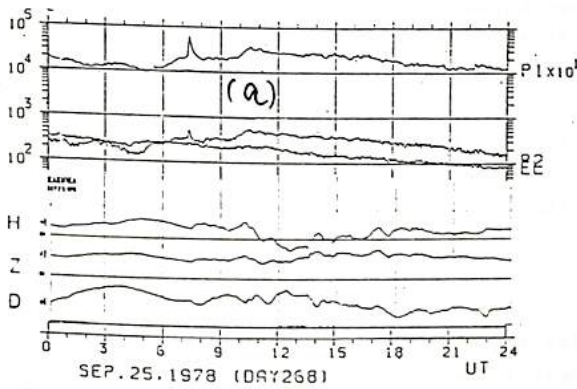
気象衛星「ひまわり」は6.6 Reの高度にあって、磁気圏内の静止軌道に於ける粒子線強度(オー表)を観測している。恒星で観測される粒子線増加現象は次のように大別される。

- 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をふくむような、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。オー図a, bはP1, E1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とみられる増加があった。オ二図にそれらの時間に対する分布を示す。1時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夜の側がいくらか多いとみられる。

オ一図

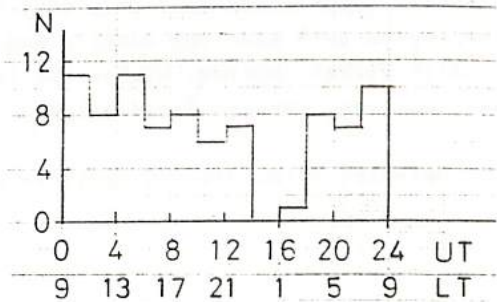


オ一表

SEM 観測項目。各チャンネルの観測時間
間は約1秒。読み返し時間は約16秒。
Gは幾何学的要素。

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	"	34-80	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

オ二図



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 Strømfjord, 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 By. 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 において多角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の多角観測結果として次下のことを報告してきた。

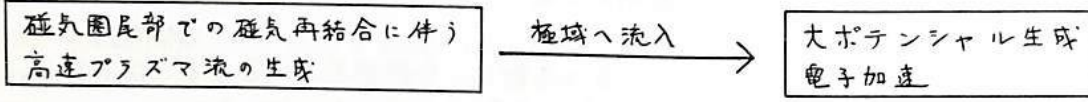
1. 地磁気子午線上に沿う観測点において観測される地磁気変動は ~ 300 km 範囲内において概ね似ている。
2. しかし H-comp. のスパイク状の変動は, 各観測点必ずしも一致しない。
また同様に Z-comp. の up-down 反転も必ずしも一致しない。
(時間的に)
3. 2項はオーロラ発光域との相関が良く, オーロラ発光域に西向き線電流を仮定すると良く理解できる。このことは ~ 120 km の近距離においても, 地上地磁気変動より Aurora の最も強く輝いている部分が推定できると同時に, その空間的変動についてもある程度推定可能であることを示唆する。
4. H-comp. の最大変化場前, Z-comp. の zero line 及びオーロラ輝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, これらの特性を勘案し, 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

齋見治一 片沼伊佐夫 佐藤哲也
 名大空電研 筑波大物理 京大核融合

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、



という筋書きで電子加速が説明出来ないかと考えている。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

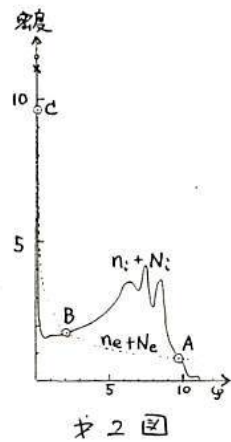
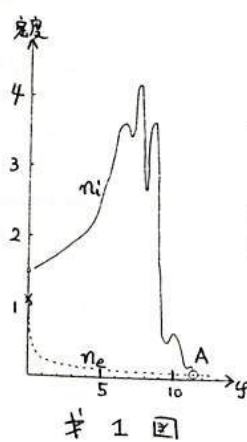
を問題にする。

このため、我々は、高速プラズマ流が磁場の弱い (B_z) 領域 (I) から強い (B_z) 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 ($V_{Ti} < V_i = V_e < V_{Te}$) によりイオンと電子のボ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 ϕ 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, $B_{II}/B_I = 1.5$ の場合について以下に述べる。

(1) Background のプラズマがない場合 (図 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_{II}/B_I 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 (図 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 及び C 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。

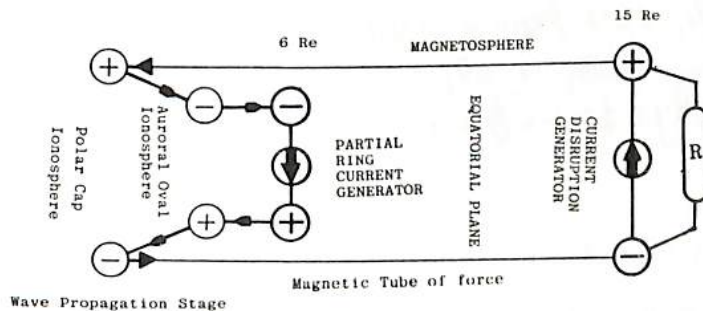


井上雄二
京都産業大学 計算機科学研究所

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。オ一、オニ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。オ三段階は 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。オ四段階は Expansion phase に対応し、オ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 Alfvén 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 3×10^{-2} MF/m から磁気圏近尾部 (15 Re) で 3×10^4 MF/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 mH/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 $4 \text{ m}\Omega$ 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、伝送路の始末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

流磁カ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 通 (東大・理)
 藤井 良一 (極地研)

MAGSAT 衛星 (NASA) が地上 250~560 km で計測したゲオメトリック磁場データの主磁場 (MGST 4/81) を差引く、残った変化磁場 ΔB を地球主磁場 (双極子項のみ用いた) に垂直な成分 (南北成分 ΔB_{\perp}^{NM} , 東西成分 $\Delta B_{\parallel}^{EM}$) と主磁場に平行な成分 ΔB_{\parallel} に分解し、流磁カ線電流とそれに随伴して起こると考えられ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月の期間中に観測した Substorm 時のデータ ($A_E > 300$ mT の部分のみ) を用いて統計的処理を行った。その結果を報告した。

① $(\text{rot } \Delta B)_{\parallel}$ の時間変化 (ゲオメトリック磁場) : 流磁カ線電流の密度 J_{\parallel} (amp/m²) に最も等しいのは $\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_{\perp}^{NM}}{\partial x}$ の項で、 $\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_{\parallel}^{EM}}{\partial y}$ の項の寄りは約 20% 程度である。この2つの項は Region 2 と Region 1 流磁カ線電流の境界付近で最も大きく、従来人が用いていた東西方向の無関係に及ぼした。流磁カ線電流密度 J_{\parallel} に対しては、Region 2 の電流密度 J_{\parallel} が Region 1 の電流密度 J_{\parallel} の約 2倍程度と認められる。この2つの結果が示すように、電流密度は異なる。

② $\text{div } B_{\perp}$ の時間変化 (スカラーポテンシャル) : これは電離層に流れる電流の1つであり、水平電流が人工衛星の高高度に作るスカラーポテンシャルの2階微分のうち、流磁カ線電流の通過部分を示す。これは最も等しいのは $\frac{\partial B_{\perp}^{NM}}{\partial x}$ の項で、 $\frac{\partial B_{\perp}^{EM}}{\partial y}$ は無関係に及ぼすことが判った。この2つの ΔB_{\perp}^{NM} の latitude profile を差引く $\frac{\partial W}{\partial x}$ (スカラーポテンシャル) $\sim \frac{\partial \Psi}{\partial x}$ (電流密度) $\sim J_y$ (電離層電流の東西方向電流の密度) が知られる。この2つは、電離層電流の Region 2 + Region 1 の領域にわたって westward auroral current が存在し、これは Region 2 と Region 1 流磁カ線電流の境界付近に集中している (electrojet)。この領域は Region 2 + Region 1 の領域にわたって westward auroral current は見られるが、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 の領域内には見られることが約 70% の割合で見られる。 $\text{div } B_{\perp}$ は ΔB_{\parallel} と併用してこのスカラーポテンシャルを計算するのに重要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)

精

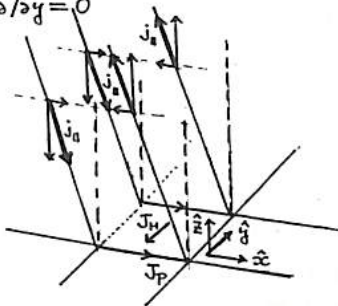
沿磁力線電流の地上磁場擾乱に対する考察は1969年以来、Fukushimaにより勢力的に研究されて来た。磁力線の電離層面に垂直な場合には、沿磁力線電流は電離層ベターセン電流と結びついて三次元閉回路を作つ、その擾乱は磁気圏内に限られる。此の場合の地上磁場擾乱は電離層中のホール電流に等せられる。(Tamaso, 1964, Fukushima, 1969) 斜め磁力線の場合の沿磁力線電流の地上磁場への考察はFukushima (1975) による直流擾乱として評価された。今回は、沿磁力線電流を局所化アルビンモードに対する電流として(交流、何れの場合も含む)としての立場から、その地上磁場擾乱に対する考察を考察した。電離層ベターセン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、従つ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 Φ とし、局所化アルビン擾乱の入射電場ポテンシャルを Φ_i とすると、直線の極限では

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

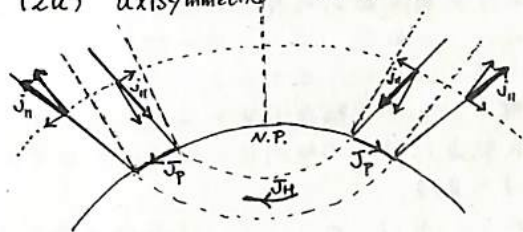
(Hall電流効果) (沿磁力線電流の水平成分効果)

となる。 Σ_P, Σ_H はベターセン、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_θ は双極磁場の南北成分である。従つて、 $k_y/k_x \gg 1$ 程度効果が大きい。 $\Sigma_H/\Sigma_P \approx 2$, 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 によつて異なる。

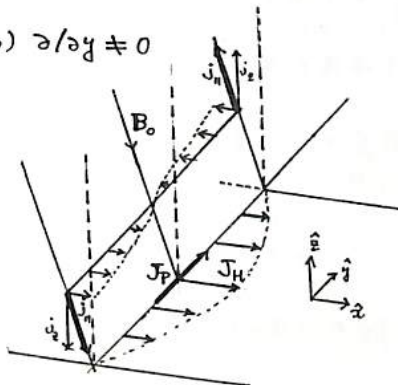
(1a) $\partial/\partial y = 0$



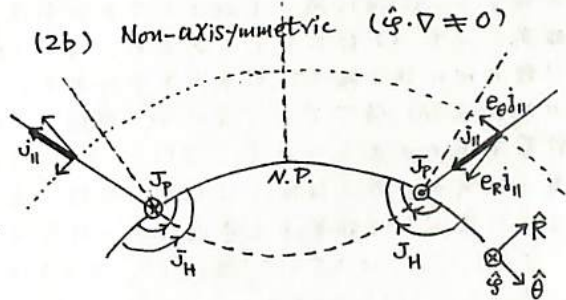
(2a) axisymmetric ($\hat{\phi} \cdot \nabla = 0$)



(1b) $\partial/\partial y \neq 0$



(2b) Non-axisymmetric ($\hat{\phi} \cdot \nabla \neq 0$)



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

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

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 $J = 4\pi \oint H_t ds$ (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出す。

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 $\oint H_t ds$ 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ができ、MGST 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。

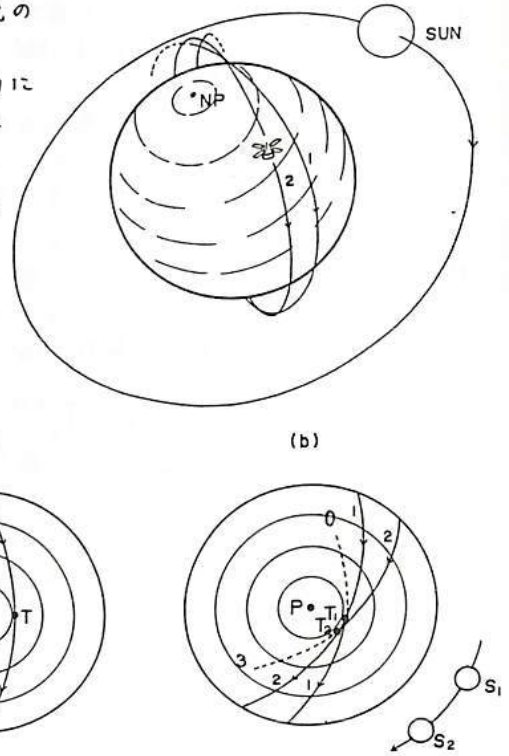
衛星の地球一周には約94分を要するので、一周が完了したときその軌跡を地表にプロットすると、(a)のカーブとはずれが生ずる。ずれは一周の始めの部分で大きく、終りで小さい。この軌跡に沿って積分路をとることができる。図(b)はそのように、地球上に座標系をとって軌道を見た場合に相当する。図では2つの軌道(1と2)を描いてある。この軌道に沿って観測値を積分した結果を $J(III)$ 、MGST 4/81 を積分して得た電流を $J(IV)$ とする。

図(a)のT、図(b)の T_1, T_2 は積分の端点(上限, 下限)に付するが、3点は一致しない。 $T_1 \sim T_2$ の部分は(III)、(IV)の積分には決して含まれないから、 T_1 から一周して T_1 までの積分を(a)図に移してみるとT点の前後にすき間が残る。すき間は 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日から列挙すると次の如くなる。

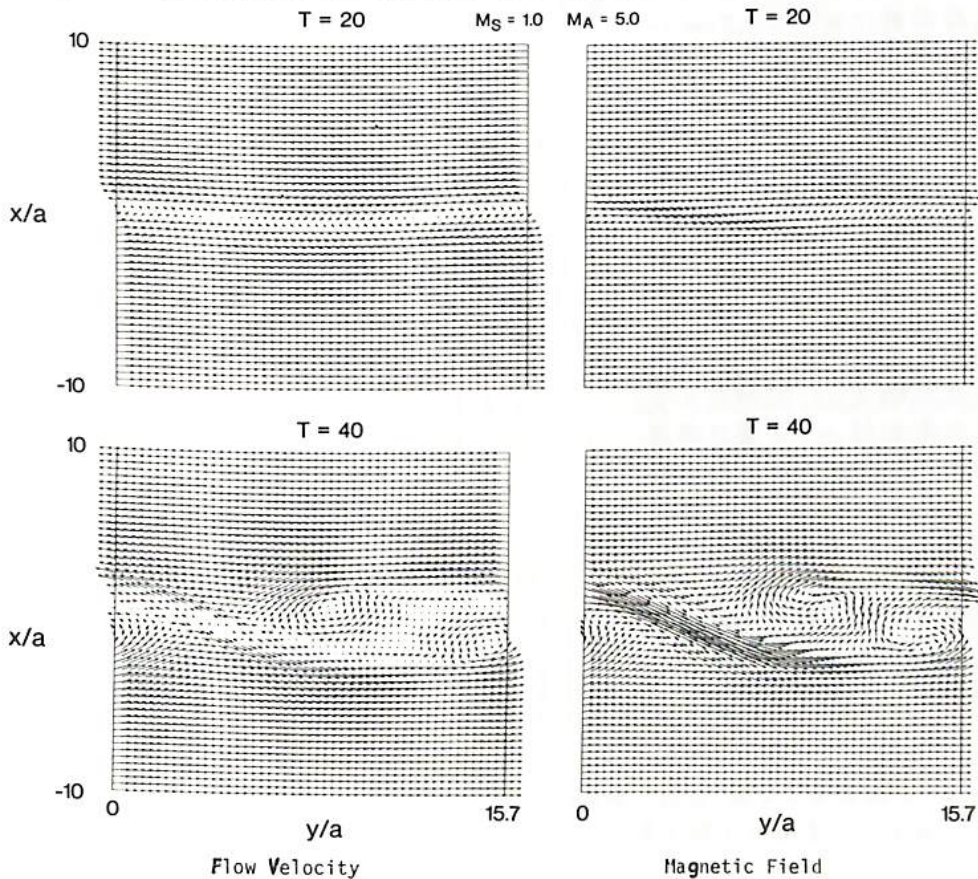
- (i) $J(I), J(II)$ は半日(UT)変化をし、大きさは 10^6 Amp のオーダーである。
- (ii) $J(II)$ は $J(I)$ より大きい。
- (iii) $J(III)$ は静穏時 10^5 Amp のオーダーだが、 K_p の大なるとき 10^6 Amp のオーダーになる。
- (iv) $J(IV)$ は 10^5 Amp のオーダーである。
- (v) $J(III)$ と $J(IV)$ は半日変化と1日変化を含むが、後者の方がやや大きい。
- (vi) K_p が大きいとき J はマイナス(太陽→真夜中向)になる傾向がある。



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 $1/2\rho V_0^3$. 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.



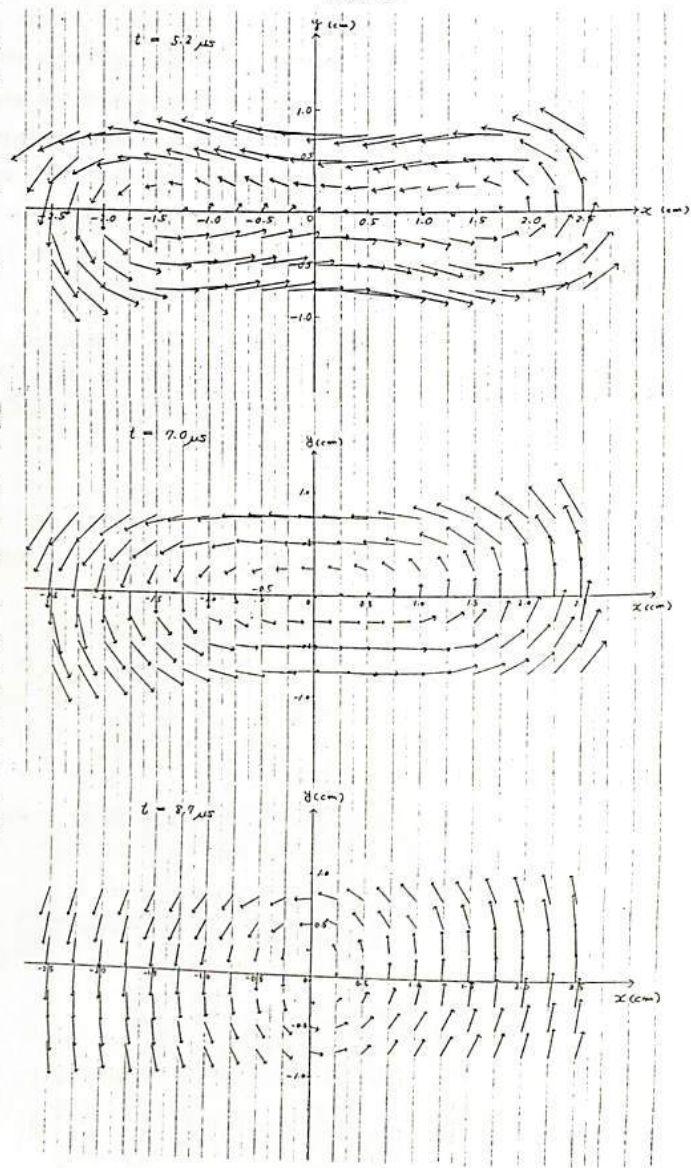
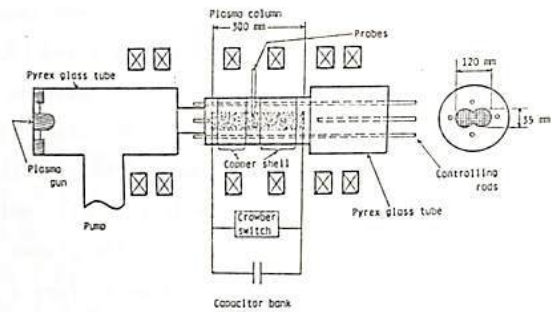
二本の平行プラズマ電流による field line reconnection

八木康之 河島信樹
宇宙研

2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型のトポロジー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まゆ型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、磁気アローブを小型化し、且つ、先をシ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 $\pm 1.5\text{ cm}$ 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、コマ撮り写真撮動で輝度の高い部分が電流密度の高い部分と考えると大体対応している。又、ダブルア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る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回転運動をしている。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を知られている。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。

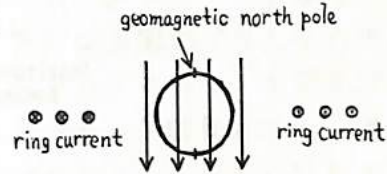


図1 ring current とそのつくる磁場。

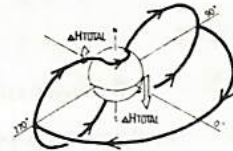


図2 partial ring current system.

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)で大きな非対称がみられる。このような大きな非対称は、ring current の中心に地球がないことでは説明できない。

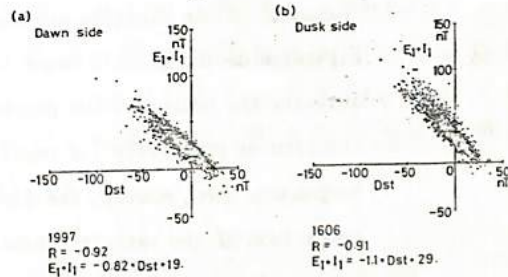


図3 縦軸 $E_1 + I_1$ は、北から南に一様にかかる磁場 E_1 と induction によって生じた地球中心、北向きの dipole による赤道上的の磁場 I_1 の和であり、赤道上的の磁場の減少に対応する。

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ると思われる。

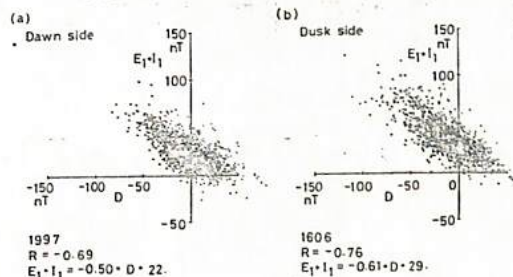


図4 D は朝夕の非対称を地上のデータを用いて補正したものである。

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

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

A. Nishida, Y. K. Tulunay*

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では、磁気圏の磁場が太陽風プラズマをかきこえている。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。

さらに実際には、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おり、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次元式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っている。

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 にならないようにしたものである。

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、磁気圏境界面を横切って磁気圏の中に形成される。

Magnetopause Reconnection

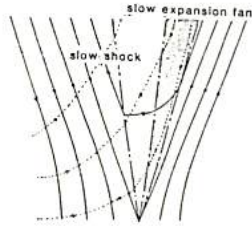


Fig-1

Magnetotail Reconnection

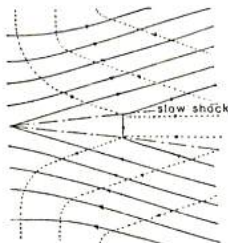


Fig-2

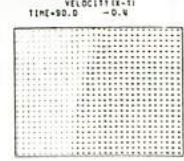
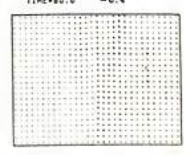
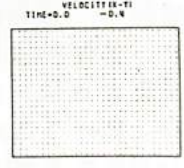
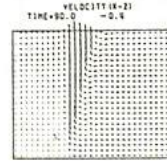
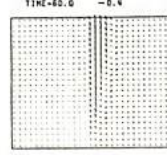
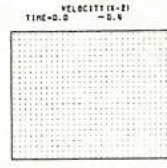
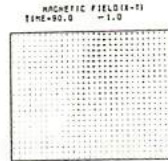
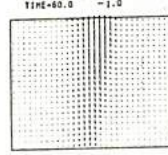
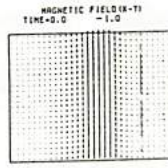
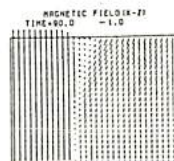
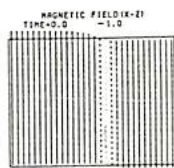


Fig-3

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)
荻野竜樹, 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, xy平面とxz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≒0.94s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.

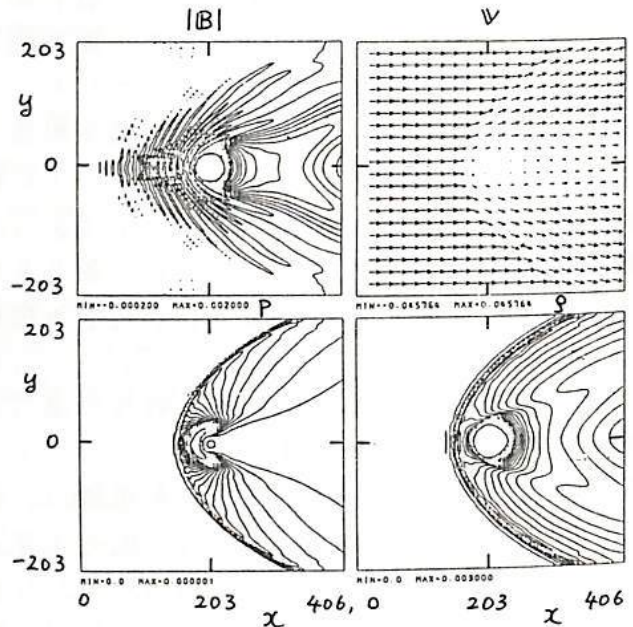


図1. 赤道面内の太陽風と地球磁気圏の相互作用, 惑星間空間磁場無し, V_{sw} = 0.044 (300 km/s)に相当, t = 9600.

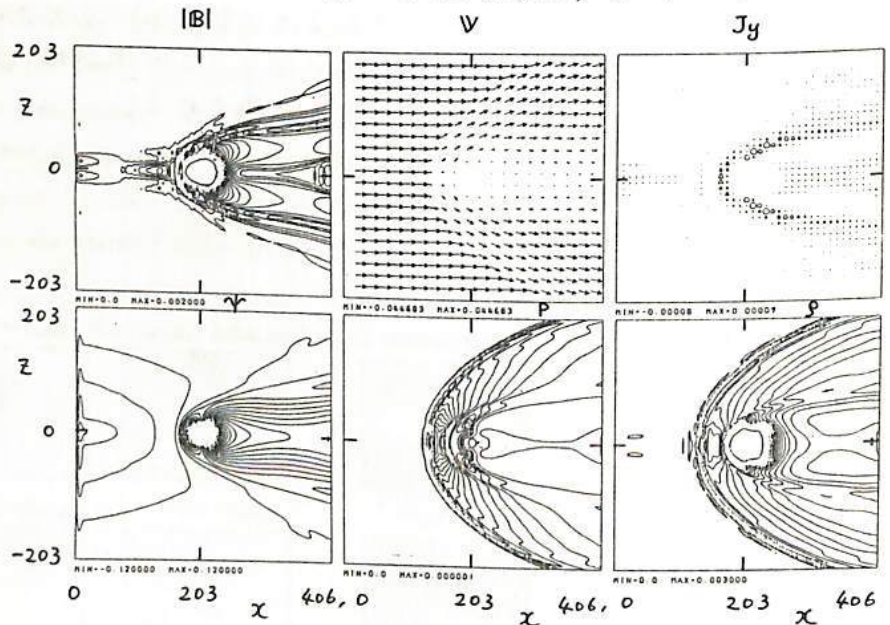


図2. 子午面内の太陽風と地球磁気圏の相互作用, 惑星間空間磁場無し, V_{sw} = 0.044, t = 9600.

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)

荻野竜樹, 鷲見治一, 鎌田哲夫 (名大空電研)

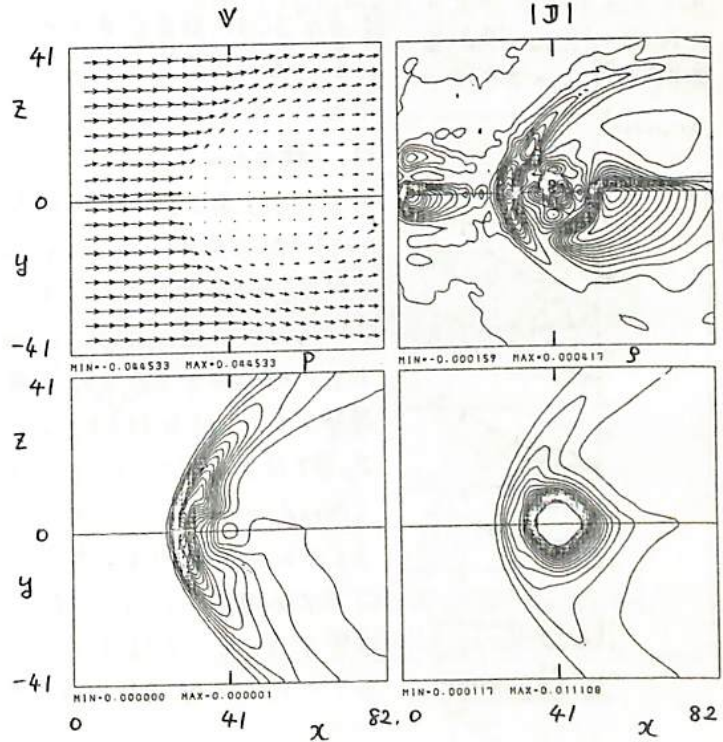
三次元MHDモデルを用いて太陽風と地球磁気圏相互作用のグローバルな計算機シミュレーションを行ない, 比較的静かな時の地球磁気圏の三次元構造を示すことができた。

基礎方程式には一流体の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 $B_d = \{-3(x-x_p)z/3^5, -3yz/3^5, (z^2-2z^2)/3^5\}$, 磁場強度に比例した密度 $\rho = 3^{-3}$, プラズマ圧力 $P = P_0 3^{-2}$ を与える。ここに, $3 = [(x-x_p)^2 + y^2]^{1/2}$, $z = [(x-x_p)^2 + y^2 + z^2]^{1/2}$, $P_0 = 2.68 \times 10^{-7}$ である。一方, 太陽風は密度 $\rho_{sw} = 5 \times 10^{-4}$ ($5 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ の数密度に相当), 圧力 $P_{sw} = 1.78 \times 10^{-8}$ 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, 地球磁気圏に吹っ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, 更に $3 \leq 3_a (\approx 5)$ 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 $r_s = a = 6.37 \times 10^6 \text{ m}$, 磁場は地球半径赤道上の磁場 $B_s = 3.12 \times 10^{-5} \text{ T}$, 密度は電離圏から外挿された地球半径の密度 $\rho_s = m_i n_s$ ($n_s = 10^{10} \text{ m}^{-3}$), 速度はAlfvén速度 $V_A = B_s / \sqrt{\mu_0 \rho_s} = 6.80 \times 10^6 \text{ m/s}$, 時間は $t_s = r_s / V_A = 0.94 \text{ s}$ を単位とする。又計算のメッシュ数は境界を含めなくて $(N_x, N_y, N_z) = (40, 20, 20)$ であり, 又差分の空間と時間の幅はそれぞれ $\Delta x = 2$ と $\Delta t = 3$ 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 $0 \leq x \leq 82$, $-41 \leq y \leq 0$, $0 \leq z \leq 41$ 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, $t = 1920$.

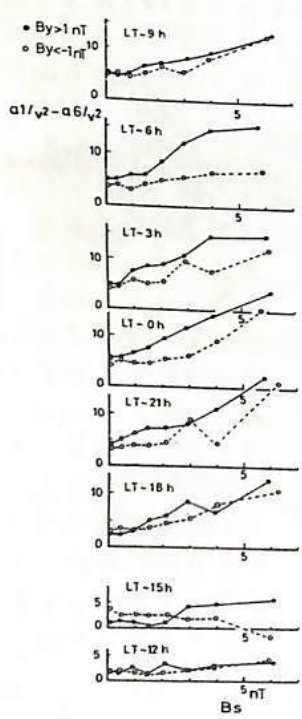


IMF-By 成分による地磁気活動度の 南北半球非対称性 — Local Time 依存性 — (四)

芳沢克明, 前沢冽, 村山喬 (名古屋)

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 B_y 成分に依存する。即ち、 B_y 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 a_n, a_s index を用いて、南北非対称性を起こす IMF- B_y 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。

a_n, a_s 示数は、もともと南北の sub auroral 帯(地磁気緯度約 $\pm 50^\circ$) 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、南北別に平均した示数であり、hemispherical な activity を示す。今回の解析は、 a_n, a_s に寄与する各 station 群に於ける activity a_i ($i=1\sim 8$) 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: ($46^\circ, 219^\circ$), 6: ($-47^\circ, 220^\circ$)) の a を用い、北と南の activity の差を各 LT ごとに、 B_s (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 B_y 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 \sim 12h)を除く、殆どどの Local Time で、南北の差は、 B_y 正の場合が、負の場合より大きく、更にその差は B_s 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 \sim 15, 18h)では、 B_s の小さい値で、傾向が逆転しており、 B_y 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、高緯度帯での電離レベルでは、種々の IMF- B_y 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 B_y 効果が逆転しているのは、 B_s が小さい時のみであり、 B_s の増大と共に他の LT 同様に、 B_y 正の方が優勢となり、結局、殆どどの Local Time で常に B_y 正では北半球で、 B_y 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 (a_n, a_s) で見た南北非対称性を生じ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、 B_s の大きさ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、 B_s 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。

前沢 洸, 袴田和幸
(名大理) (中部工大)

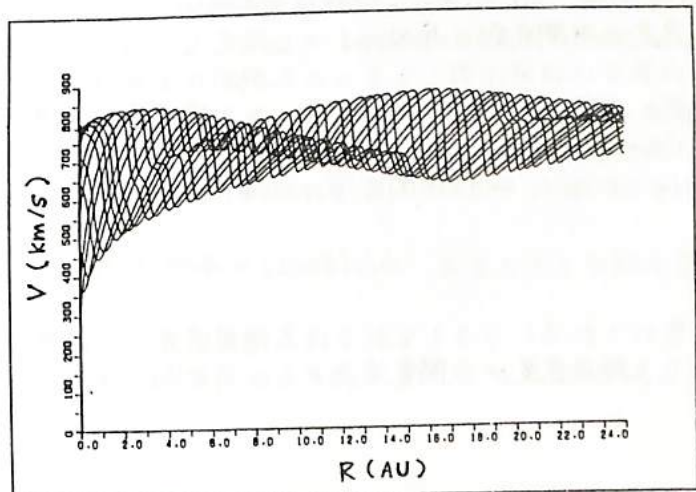
太陽風中の Corotating Structure が, 木星の軌道を越えてさらに遠くに広がる時, どのような構造に発展するかを, Simulation の方法を用いて調べた。Fluid in Cell の方法を用いて流体方程式を解き, 回転系での空間微分と, 静止系での時間微分が等価になることを用いて, 2次元の問題を1次元の時間発展の問題に直して解いた。(太陽風の速度ベクトルは, ほとんど radial と仮定する。) 境界条件としては, $r_0 = 0.05 \text{ AU}$ に Inner Boundary をおき, ここで時間的に変化する速度を与える。例えば, 1 Solar 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。面白いのは, さらに遠くまで Simulation を進めると, Interaction Region が発達して広がり, 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プロット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, すべてがプラス2か Interaction Region に食いつくされるためである。) この付近では, Density Profile でみるとほぼ Flat になり, Interaction Region が消滅したように見えるが, 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上でも, 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, 講演では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 (軌経距離) のプロファイルを時間をおいて重ねた図 (1本1本の線がある時刻の Snapshot)。しわになっているように見える領域が, 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。



太陽風速度の時間変動の原因

橋田和幸, 宗像義教
中部工大

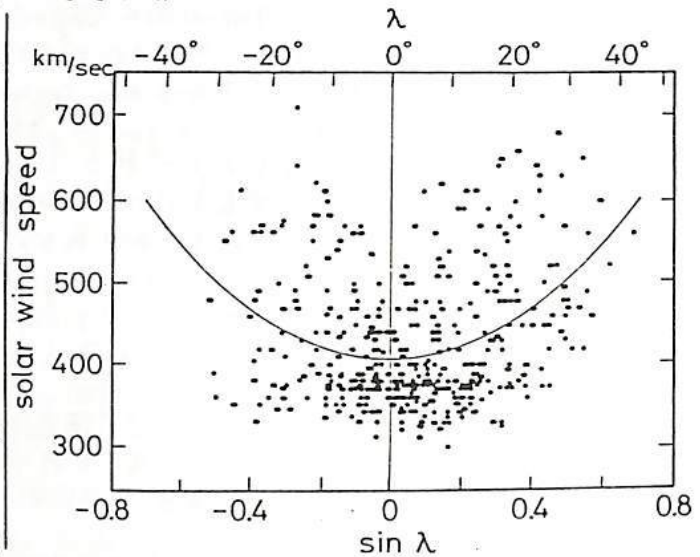
1973年に行われたSkylabの実験により、コロナ中に太陽の極域から赤道へ伸びた、コロナルホールと呼ばれる暗い領域が発見され、これが高速太陽風の源因となっていることが示された(Zirker, 1977)。また惑星間磁場と太陽磁場との関係を表すために、太陽電流曲面という概念が導入されてきている(Alfvén, 1977)。これら太陽風速度と惑星間磁場極性との関係をさらに追及し、Hakamada and Akasofu (1981)は、太陽電流曲面の振幅の時間変動と太陽風速度の太陽磁気緯度依存性の仮定により、太陽風速度と惑星間磁場極性、両者の時間変動のかなりの部分が説明できることを示した。その後、Zhae 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。



磁気嵐諸特性の太陽周期依存性(I)

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(電波研)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、地磁気諸現象の特性の太陽周期依存性を調べ直して見ることには興味あることである。この観点から今回は地磁気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年期の柿岡、1958年以降は女満別・鹿屋も加えたもので、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)の相関性を検討し、それぞれの季節変化、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な違いがある。(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う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のと偶発性の強いフレア型非回帰性のものとが、各期によりいろいろの比率で混在するためと考えられる。

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たいてい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・フレア・磁気嵐という一連の現象が重な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、各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る。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のだが、やがて年々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。

渡辺 成昭, 丸橋 克英
電 磁 研 究 所

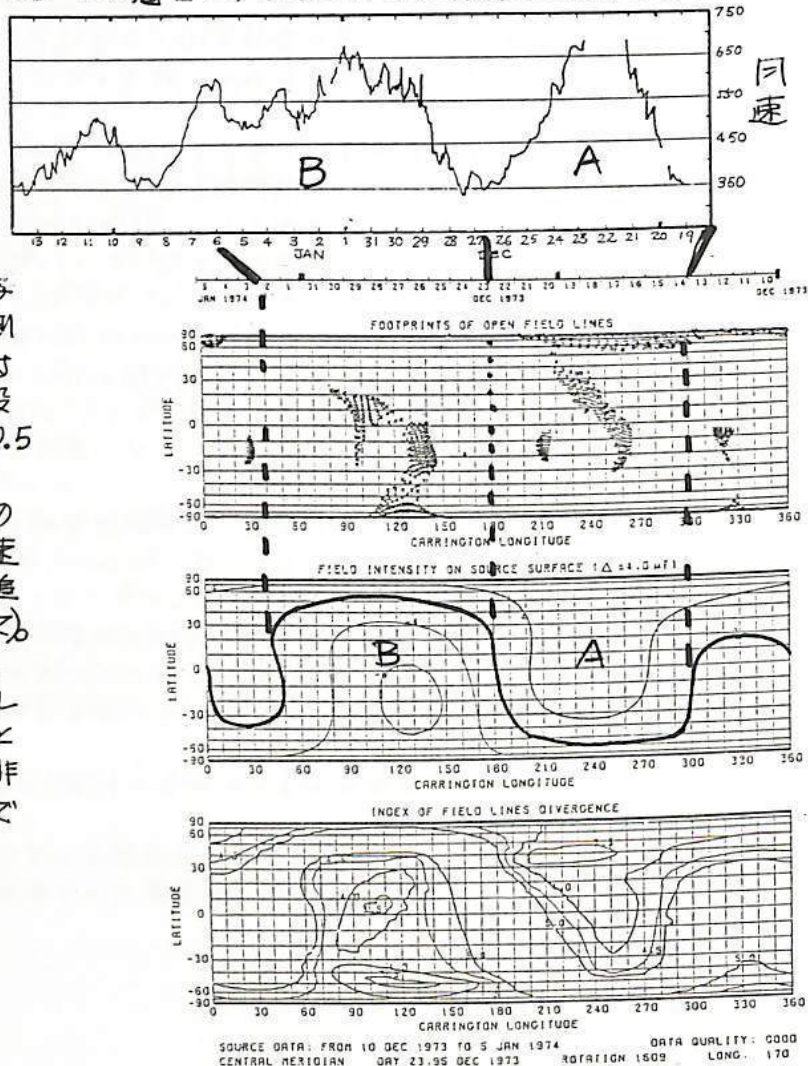
Burlaga et al (1978) は太陽磁場と太陽風を比べ、コロナルホールよりも、太陽表面で、磁力線が集中する所に太陽風の吹き出し口があるのではないかと述べた。もちろん、コロナルホールが太陽風吹き出し口である事は確かと思われる。我々は同様に実測データによる球面函数展開 ($m=9$) を用いて、太陽の磁場構造と地球近傍太陽風を比較した。太陽活動の静かな時を大雑把に述べると

- * $2.5 R_{\odot}$ の所で磁力線が放射状になるが、そこでセクターを決める Neutral line が、 $r=1 \text{ AU}$ 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、 $B(2.5 R_{\odot}) = B(R_{\odot}) \times (R_{\odot}/2.5 R_{\odot})^m$ と置いた時の m の値が小さい領域が赤道近くに未だ時、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 $2.5 R_{\odot}$ の状態を守りがちであるが、散発的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 1 AU に達する(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「働き役」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。

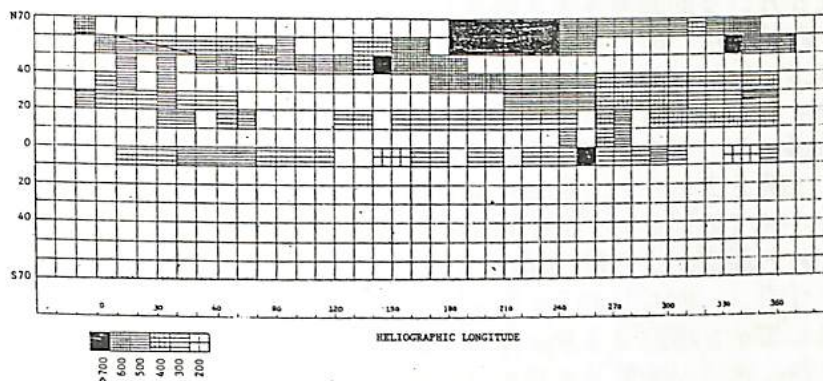


柿沼隆清, 小島正宜
(名大空電研)

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(1970年)の4月~6月に行なつた観測結果を報告する。

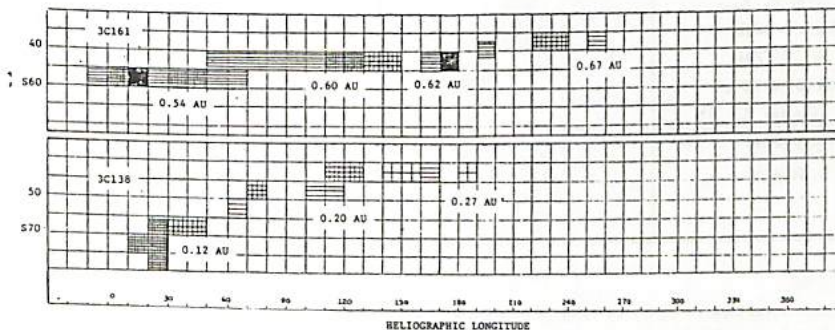
(1) 高緯度高速太陽風

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の向太陽風の速さが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の距離においてすでに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

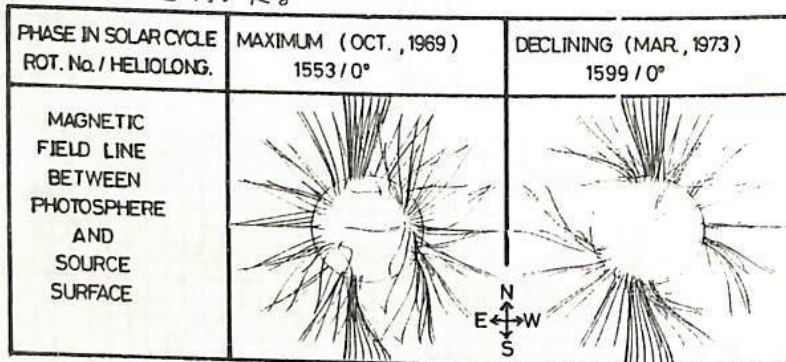
村と広史・斎藤尚生
(東北大・理)

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をはさむ、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圧力平衡が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、太陽風速度は地球付近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、 $\theta=1$ 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。

図1



References

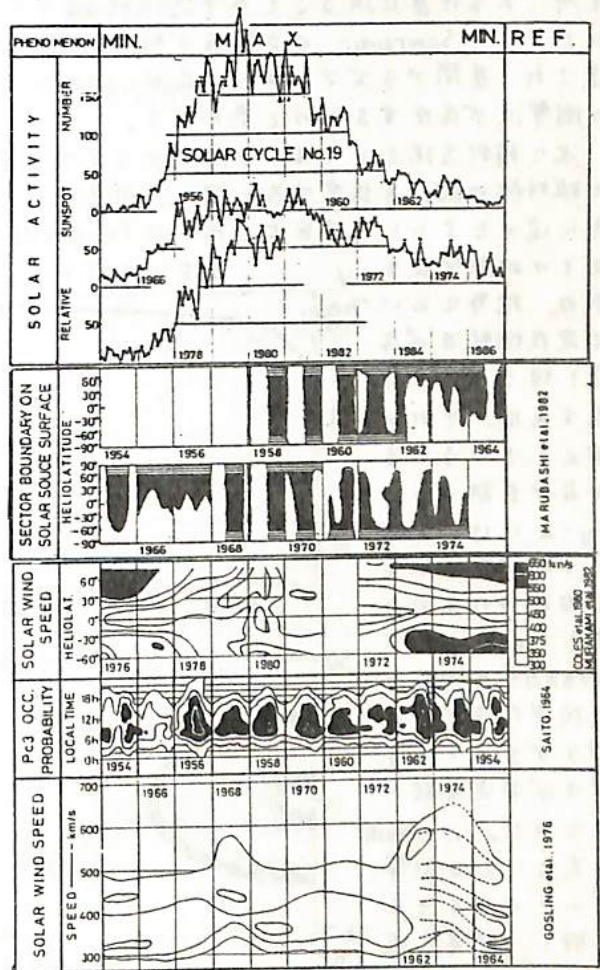
Durney and Pneuman (1975) Solar Phys., 40, 461.
 Levine et al. (1977) Ap.J., 215, 636.
 Newkirk et al. (1973) NCAR Technical Note.
 Sime and Rickett (1978) J.G.R., 83, 5757.

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。これから極大期における 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。

そのうちオ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。オ2の model は、極大期には 4-sector の boundary が高緯度まで伸びるといふ説であるが、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。オ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 phenomena の時間変化をオ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、上記のうちのオ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なっている。

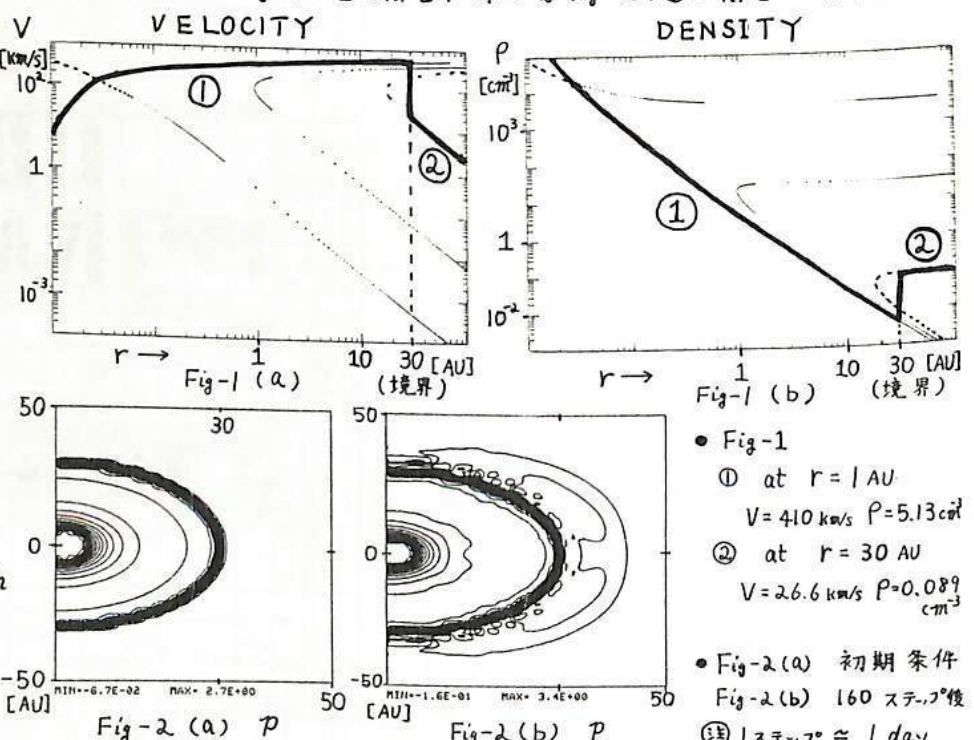
最近、Soft X-rayの観測から、太陽系は hot plasma の中に存在しているだろうという事が言われている。そこで我々は、太陽系周辺の Interstellar gas を希薄な完全電離プラズマと考え、それと太陽風との相互作用を取り入れ、太陽圏の境界について考察する。

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の 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広がっ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、2次元で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がたがた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ために詳しい計算を現在進めている。



藤見治一 萩野竜樹 小島正宜 柿沼隆清
 名古屋大電研

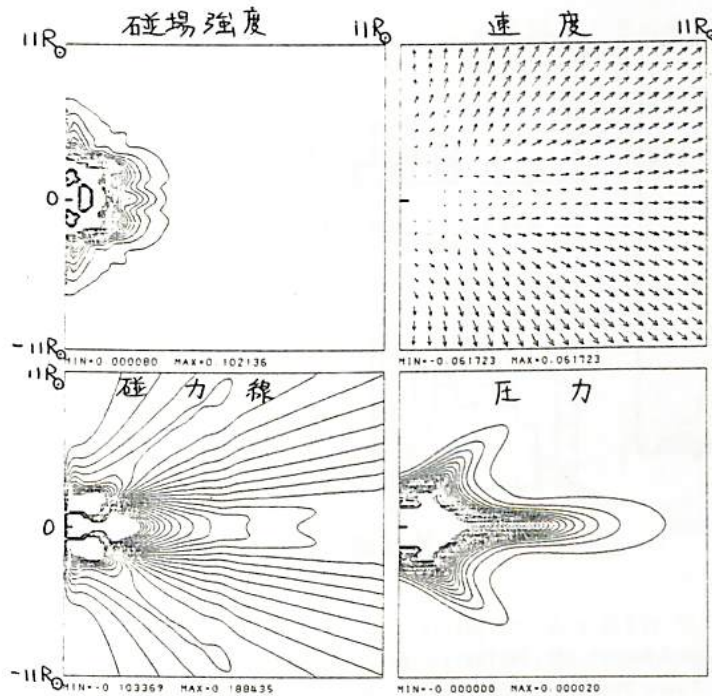
我々は2次元MHDモデルによる太陽風プラズマの計算機シミュレーション解析を進めている。前回(第1回)は太陽表面の磁場を双極子配位とした時の定常解を示した。これを出発点として、太陽表面の磁場配位が複雑な場合についての定常解も求め得る可能性が出て来た。一方、計算の途中で、Kelvin-Helmholtz不安定性らしき不安定性が表れ、定常解を得るに至らない場合もある。従って、不安定性の同定及びその発生条件を調べておく必要がある。

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、断熱定数を等温に近い値(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面に示す。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。



米邦耀, 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。

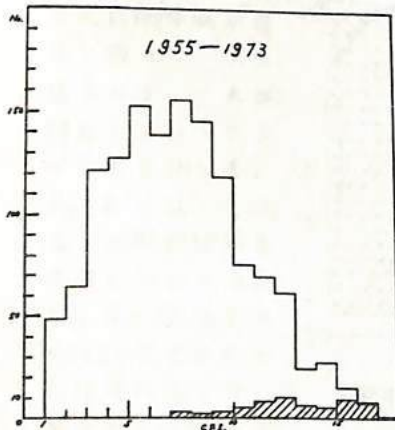
第1図はCFIの頻度を示す。そのうちのSPEはハッチをした。明かにCFIの大き〜方で対応がよく存る。

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〜が対応の無いものについては, 1) PCAはおこさ存〜が, 空間で数〜数10 MeV 粒子で検出されたもの, 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。である。さらには3)はCFIの5要素に別けてみたとき, 発生機構の物理と存る。

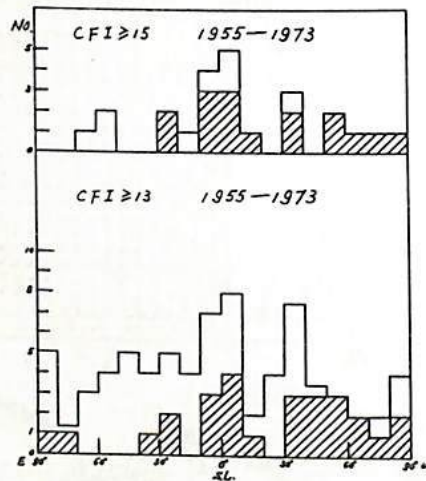
第2図からCFIそのものに経度効果の存在が暗示される。第3図はCFI $\geq n$, $n = 7, 10, 13$ を示す。1955-1979をまとめた。このうち $n \geq 7$ について統計した。経度80度以上は緑の効果があるのでとき, 視線方向に投影した面積が効く項と, 経度に関係存〜項とを含また。10度ごとにとまとめたので,

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

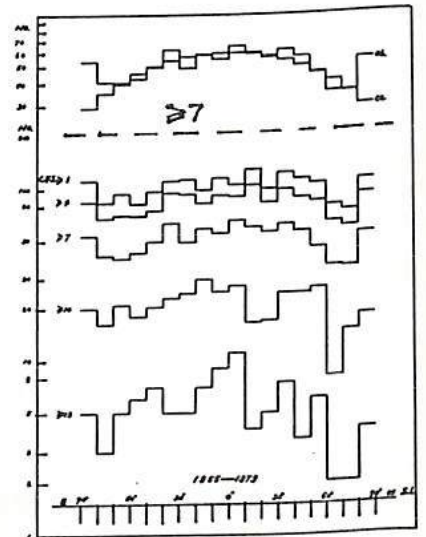
として, 最小二乗法でといた。aは標本数に関係するが, cは物理的存意味がある, $c = 0.13 \pm 0.03$ となった。Ca(推定)とOb(測定)を図に示した。この結論は, 1) CFIには経度効果がある, 2) 経度に関係存〜項を含ま, 3) 東西効果は存〜, 4) 緑で頻度が増加する。



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.
S.P.Duggal: Rev. Geophys. Space Phys. 17, 1021 (1979). M.Kodama, K.Murakami, M.Wada & H.Tanaka: 15. ICRC

5, 94 (1977).

宇宙線強度と太陽風

藤本和夫, *小崎浩司 村上一昭, 長島一男
 名大理 * 石尾保衛大

宇宙線強度 (Day to Day) が太陽風の影響を受けている。負の相関があることは、多くの研究者によって研究され、受け入れられている。(Duggal et al 1977, Munakata et al 1979, Jucci et al 1979)

しかし Deep River の 1965-1974 の Data を使って、太陽風の強弱と相関を取ると、相関係数 (r) は 0.3 程度 (Munakata et al) であり、非常に明確な事実ではない。

Neutron (Kiel) 及び μ Nagoya Meson の Data を使って、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) 及び太陽風速度 (V) の長期間変動を取り上げるために 27 Day の running average からの差 (I-I₂₇) 及び (V-V₂₇) を用いた。

図1は年毎に回帰係数 b (%/100km/s) を示す。回帰係数は年毎に大きく変化せず (factor 5) であることがわかる。このことから、全期間の Data を用いて宇宙線強度と太陽風の相関をとると、相関の上昇が期待される。

次に何故宇宙線強度と太陽風は対

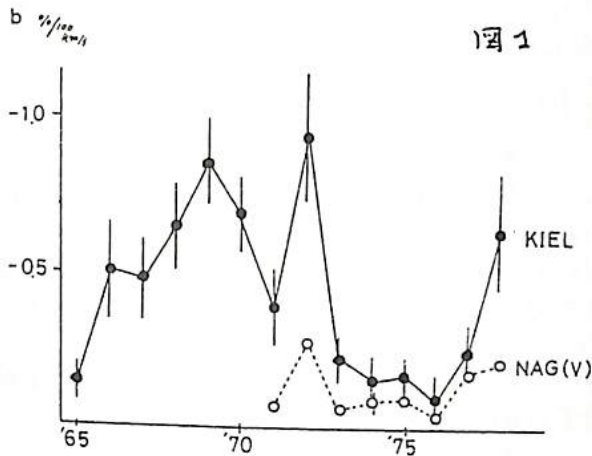


図1

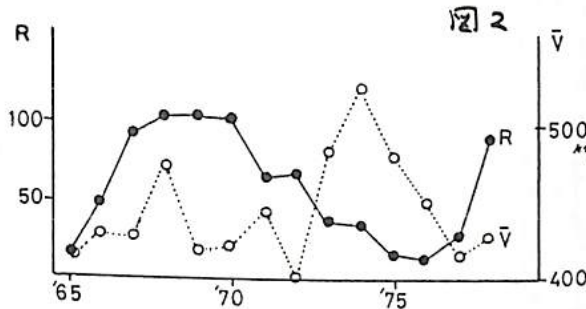


図2

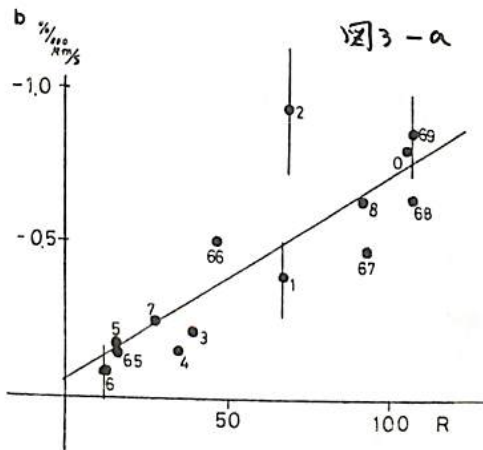


図3-a

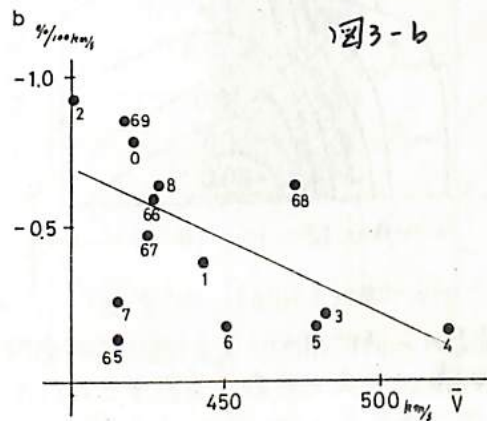


図3-b

応 Response が年毎に変化せずの相関をよりよくするために、年毎の Sun-spot number (R) 及び太陽風速度の平均値 (V) を示す (図2) 回帰係数の変動 (R)

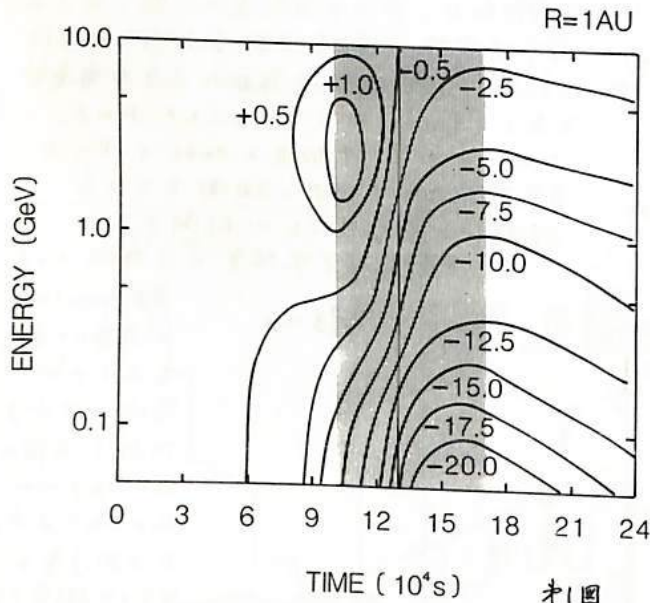
に対して正相関、(V) に対しては負の相関があるように見える (図3-a, b) ことからの事実を基として、現象間作用の電磁状態 (主として磁場係数) を言及する。

西田篤弘
宇宙科学研究所

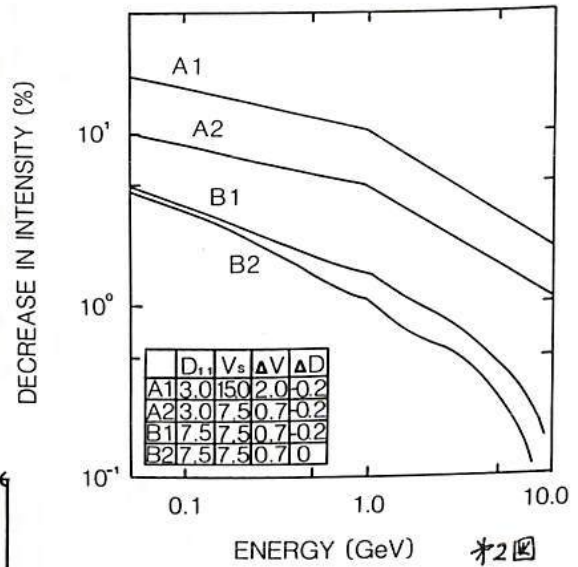
前回(82年春)の学会では太陽から発生した擾乱によって太陽風速が上昇し拡散係数が減少した時に生ずる宇宙線強度変化をDiffusion-Convection方程式の数値解によって調べた。今回は断熱的エネルギー変化の項を含む方程式

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

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 $D = D_0 (r/r_0)^{\beta} P$ ($T > 1 \text{ GeV}$), $D_0 (r/r_0)^{\beta} P_1$ ($T \leq 1 \text{ GeV}$) [但, $r_0 = 1 \text{ AU}$, P_1 は1 GeVでのrigidity]とした。擾乱は速度 $V_s (> V)$ で伝搬し, 0.7 AUの幅をもつとした。定常状態の密度分布は10AUでのスペクトルが $T(T + mc^2)^{-3.5}$ の形であるとして求めた。*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1AUにおける宇宙線強度変化(%)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 $T^{-0.5}$ 型である。それぞれの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, 1AU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きる密度変化は高エネルギー ($\geq 600 \text{ MeV}$) 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きる。
 - (3) 宇宙線密度減少のエネルギースペクトルは $T^{-0.5}$ ないし $T^{-1.0}$ の型である。

宇宙線フォーフシュ 減少時の南北異方性 - II

奥谷晶子, 和田雅美, 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

$$A = \frac{-(\omega\tau)^2}{(\omega\tau)^2 + 1} \cdot \rho \nabla U \times B / B$$
 であらわせる。散乱による項 $\omega\tau \gg 1$ として考える。黄道面に垂直成分異方性 A_z は, FD時に $G_x = (dI/dt)/V$ のみ存在するとし

$$A_z = -\rho(G_x \cdot B_y - G_y \cdot B_x) / B$$
 として左のようになる。ラーマー半径 $\rho = \langle P \rangle / (45B)$ AU, GV, nT

$$= -\rho G_x \cdot B_y / B \quad \text{for } G_y = 0$$
 を求めるには, 変化スペクトル $f = (P/10 \text{ GV})^\gamma$ $P \leq P_u$ を

$$\langle P \rangle = \frac{\int_{P_c}^{P_u} P f_0(P) R(P) dP}{\int_{P_c}^{P_u} f_0(P) R(P) dP}$$
 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 $dI/dt = [(dI_0/dt)/C_0] \times [f_0(\langle P \rangle) / f_0(10 \text{ GV})]$ とする。

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

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

$$= \{ [C_1(\text{Thule}) - C_1(\text{McMurdo})] / 2 \} / C_0$$
 として f_1 は $\gamma = 0$ を用いた。なお coupling
 coeff. はすべて [Yasue et al. 1982] の
 solar max. と min. の平均を用いた。

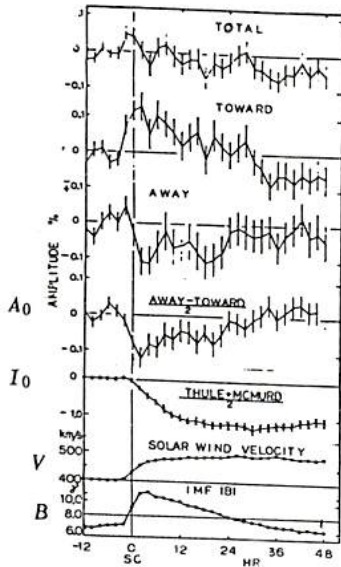
$$A_0 = [A_0(\text{away}) - A_0(\text{toward})] / 2$$

測定された南北非対称性は次式で求めた。

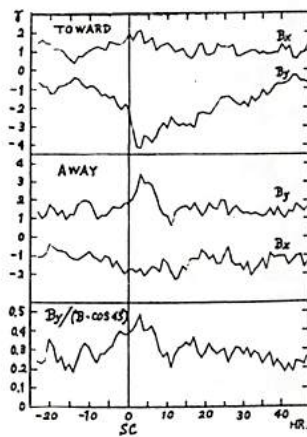
$$A_0 = [J(\text{Thule}) - J(\text{McMurdo})] / 2$$

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でおとめた
 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。

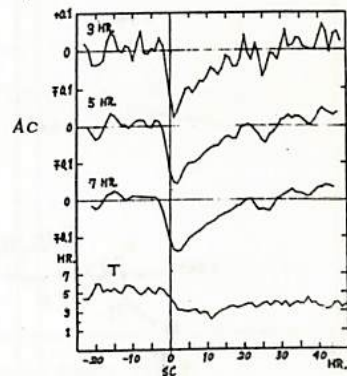
第3図は計算した南北非対称 A_c である。Tを図の一番下に示したが, 大体3倍である。
 たゞし, こゝで示した A_c は A_z の式 B_y/B の代りに平均のIMF角から $\cos 45^\circ$ を入れた
 ものであるので, B_y/B に変えた場合の減少の程度を示すため, 第2図下部に示した。



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* 鹽坂 修二*
 名大理 信大理*

宇宙線中性子強度の年周変化および半年周変化の経年変化と、1955年から1979年までの25年間にわたって調べた結果、次の2つの特徴を持つことがわかった。

1) 年周変化の位相は、Solar magnetic cycleごとに比較的安定している。

Summation dial上の年周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月の方向をそれぞれ示している。

2) 半年周変化ベクトルは、ひとつのSolar magnetic cycle内で周期的に変化する。

1959-1968年での半年周期変化について、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、年周変化および半年周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。

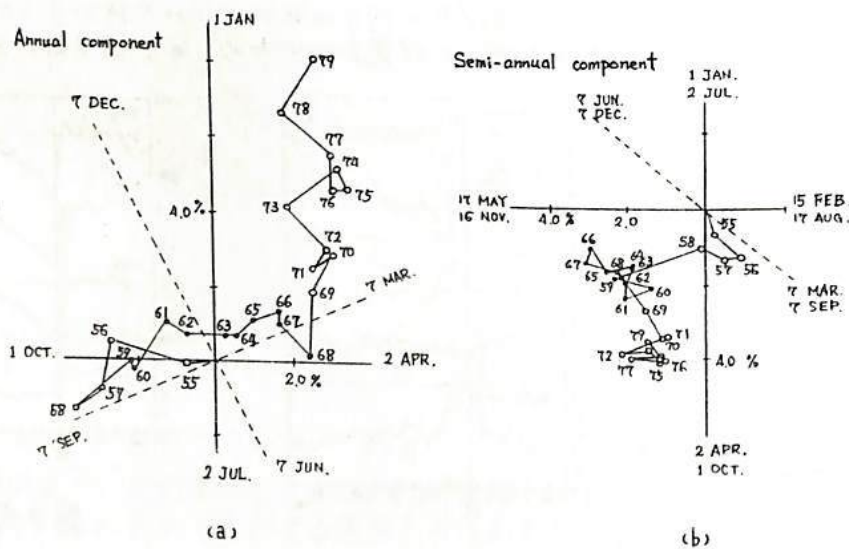


図 1

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) の極性によっていることは良く知られて来ている。その大きさにについては、太陽風の速度に関係していることも明らかになった。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、大きさ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 の大きさをすべて説明するにはいかなかった。

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 から地球までの位はなれているか、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1つのセクターが地球では見えず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いない。この期間では Current Sheet の前側に地球がある時が IMF の Toward (ネガティブ) の極性になっっている。

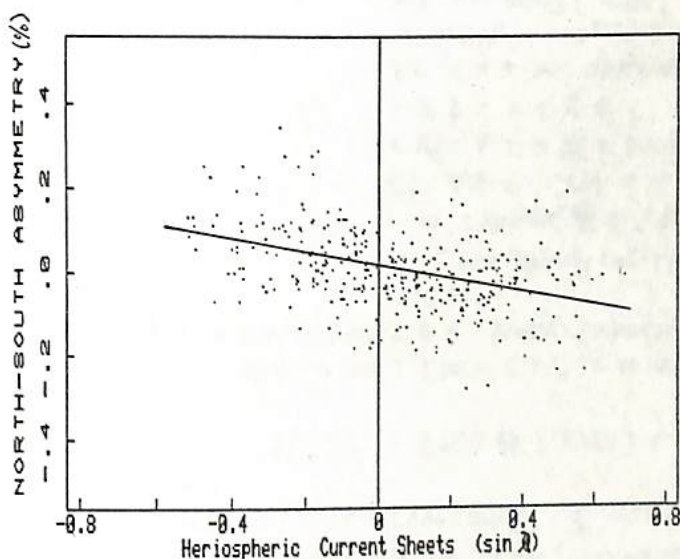
右図は N-S Asymmetry (Nagoya-GG term) と太陽電流面からの角距離 $\sin \lambda$ との相関図である。λ は前述の Wilcox 等の論文より直接読み、その時の太陽風の速度で地球にそのまゝ運ばれりとして GG と比較した。

GG と $\sin \lambda$ の相関係数は 0.42 と十分に大きい。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って有定に、南北非対称性が大きくなることを示している。ちなみに ($\sin \lambda > 0$ は Away ⊕; $\sin \lambda < 0$ は Toward ⊖) である。

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



宇宙線太陽時半日変化

長島一男 森 覺 奥谷晶子 高橋八郎 矢作直弘
 名大理 信大理 理 研 岩手大 教授 岩手大 人文

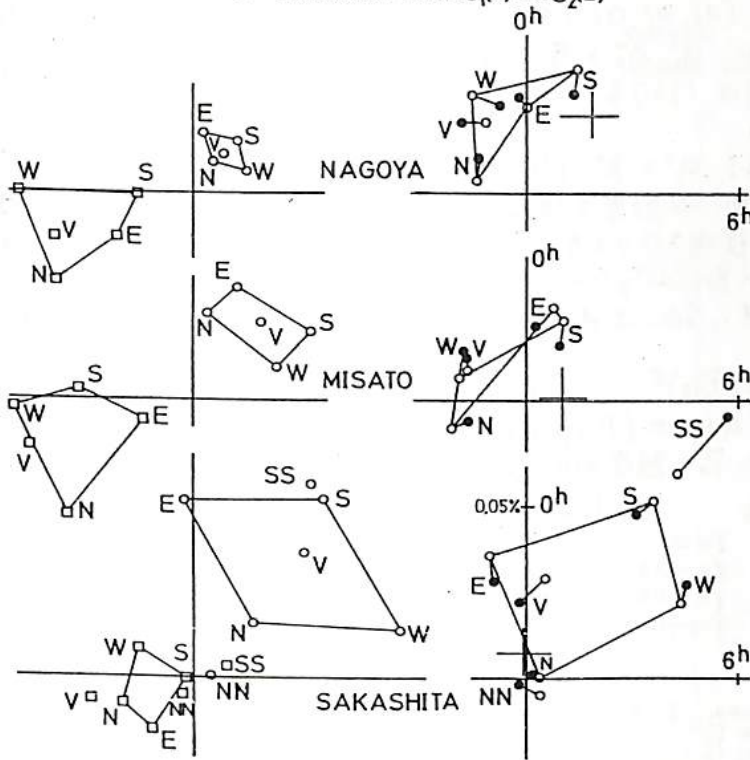
宇宙線半日変化の研究は、宇宙線モジュレーション研究の中でも長い歴史を持っており、そのモジュレーション機構の解析から、惑星間空間の物理について貴重な情報が得られて居る。特に長島 et al. による解析と Fujii の loss-cone モデルは、宇宙線空間分布の「三次元的様相」を与えるものとして注目された。一方、宇宙ロケット、人工衛星による惑星間空間の磁場、太陽風等の直接観測データもかなりの年数にわたって蓄積され整備されている。今回は、これらの背景を踏まえ、理研(WDC-2)で整理まとめられた世界各宇宙線ステーションよりの中性子成分をまず解析、その 2nd を取り出し、先づ上述の惑星間空間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

NAMS Sidereal Anisotropy 1978-80

上野裕孝 藤本和彦 森覚* 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、異方性の大きさ、方向、スペクトルを調べ、3つの観測所で、コンシステントかどうか調べてみた。

太陽系外異方性については、深い地下観測(UTAH, POATINA ~ 10^{12} V)、空気シャワー観測(乗鞍, BAKSAN ~ 10^{13} V)で、その大きさが 0.05~0.07% であることを考慮し、これと同じものの低エネルギー側と考えて、そのスペクトルは、POWER型で、 $\delta=0$, P_L (Low Rigidity Cut-off) とした。

太陽系内起源異方性については、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、各成分間の差ベクトルを使用したことになる。

Sidereal 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。

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

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

Anti-Sidereal 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:

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

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
 岩大 教育 岩大 人社 名大理

況在昇観測網の宇宙線観測所よりの宇宙線中成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、今までの、特に、 a_1, 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 年間で、解析は日平均値データを用いて、各 Solar Rotation 毎に行つてゐる。

前回はこれらの解析結果のうち、 a_1 と p_1, p_2 の諸特徴を調べた結果を報告した。今回は、更に、 a_2 と p_2 の諸特徴を調べた結果を併せ、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つてきた通り、ここでは a_1, p_1 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 とあらわす。なお、上述の解析では、次のような Differential Rigidity Spectrum を用いてゐる。

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

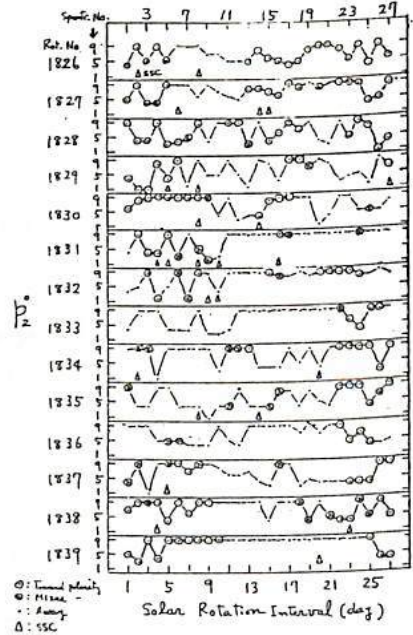
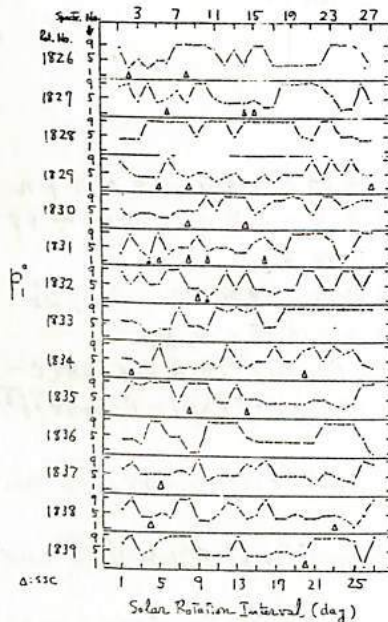
Power-exponential type: $G(p) = (P/p_0)^\gamma \exp(\gamma - P/p_0)$ (2)

また、(1) 式の γ の値、(2) 式の γ と P_0 の組み合わせに於て便宜上次のような Spectrum Number とつけた。Power type Spectr. No. Power exp. type Spectr. No.

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

解析結果の p_1 及び 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 は丁度 R₁ と交わった Music Diagram よりの SSC の発生日を示す。 p_2 の図中、 \odot, \ominus, \bullet はそれぞれ Toward Polarity の日、Mixed Polarity の日、Away Polarity の日を示し、これは Svalgaard の Table を引用してゐる。

図中、11 及び 12 等は p_1 の再帰性をあらわすものである。



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 石田喜雄
 名大理 岐阜歯科大 信大理 福島大教育

1958~1979年の期間で、520 station-year の中性子 $\pi = \gamma$ の data を
 用いて、宇宙線の恒星時日変化の解析を行いました。

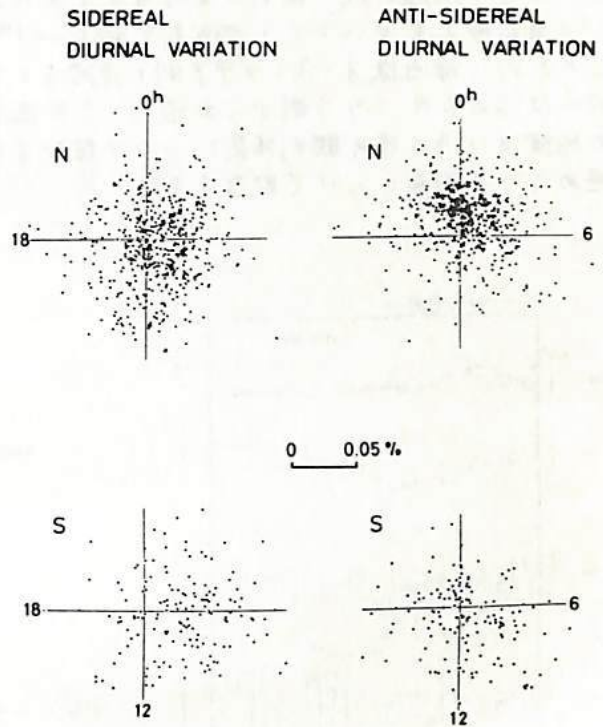
北半球の station と南半球の station とは
 この期間の恒星時変化に統計的に有意な差
 が見られなかった。第1図にすべての恒星時
 反恒星時日変化の南北別にプロットしたも
 のを示した。平均の恒星時日変化と求め
 る見分と $amp. \mu = 0.02 \pm 0.002 \%$, $phase$
 $\mu = 6.8 \pm 0.4 hr$ とは $high rigidity$
 $region$ のそれとほぼ等しいことが
 知られた。

第2図では

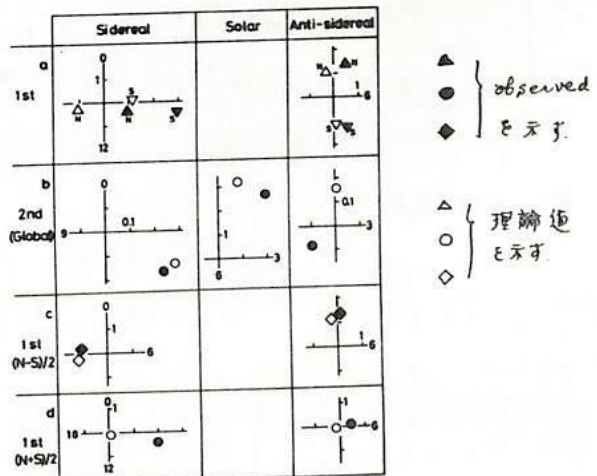
- a: 南北別毎の恒星時, 反恒星時 (1st)
- b: Global な恒星時, 太陽時, 反恒星
 時 (2nd)
- c: $(N-S)/2$ 両半球の差 (南-北
 非対称性) のプロット
- d: $(N+S)/2$ 両半球での共通の
 変化

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, 近藤一朗.
 A.G. Fenton, R.M. Jacklyn 他.

名大理, A東大宇宙線研, 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マワ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(〜0.1mb/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。

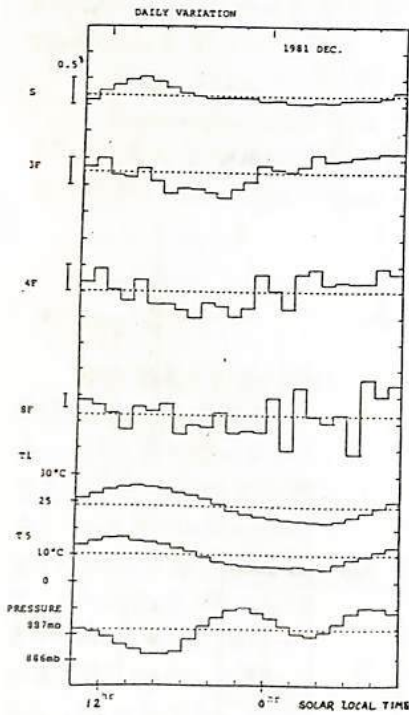


図1. 平均日変化

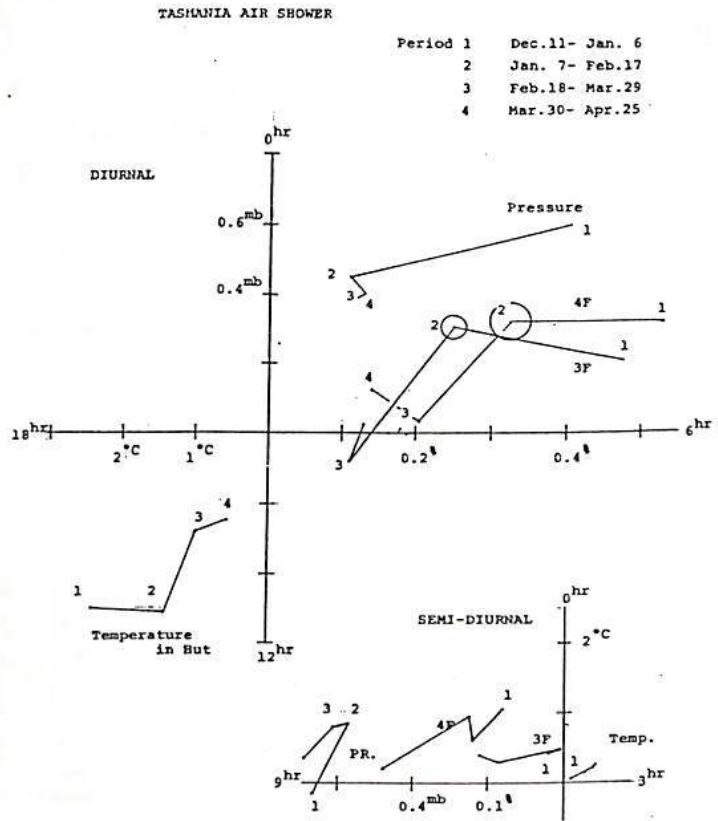


図2. 太陽時一日変化及び半日変化

第 Ⅲ 会 場

(Ⅲ-1 ~ Ⅲ-50)

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 の数と増やし、強さと位置と 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 M root mean square difference は下表のとおりである。

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

別表 M は $\pi T (km)^2/year$ である。

1970 年代に入り、東半球の secular variation field には二つの大きな変動が生じた。日本における観測事実と主軸指すこと、すなわち 1972.5 年と境に掃南と他の観測所 (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この negative focus が急に減衰し、同時に南方から、中国、朝鮮、沿海州、日本海へとこの 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 な変動と反映したものと説明できる。

すなわち 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 $\Sigma u - \Sigma v = T$, オーストラリア及び周辺にひろがるこの negative focus の急激な強化によりもたらされたものである。

(その) 1964~65 年と境に確立された相対的安定状態は 1972.5 年と 1974~75 年の変動により失われ状態に移行した。この新しい状態と代表する場として観測所の年平均値により画いた 1976 年の年変化量分布と採用する。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はいるが、用いられた。1976 年の年変化量分布と表現する dipole model も別表に示してある。ただしこの場合、 ρ_1 と ρ_2 は IGRF 1975 と IGRF 1980 から推定した値と採用した。Y. m. s. d. と求めたことはできないが、図の比較により、良好な fitness と実現していることが判明した。(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、互いの state から他の state への移行は短い time scale により遷移的に行な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 Guinea 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 では明らかに弱まった。同時に Indian Ocean の positive も強化した。その結果、中国から東は日本に至る地域で又別 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への expansion が明瞭である。Siberia の negative は弱まった。その結果、日本 (及び南方では Luning と含む) の観測所の Y の 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 Guinea 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。

水沢，鹿野山 - 柿岡の地磁気全磁力地域差の
経年変化

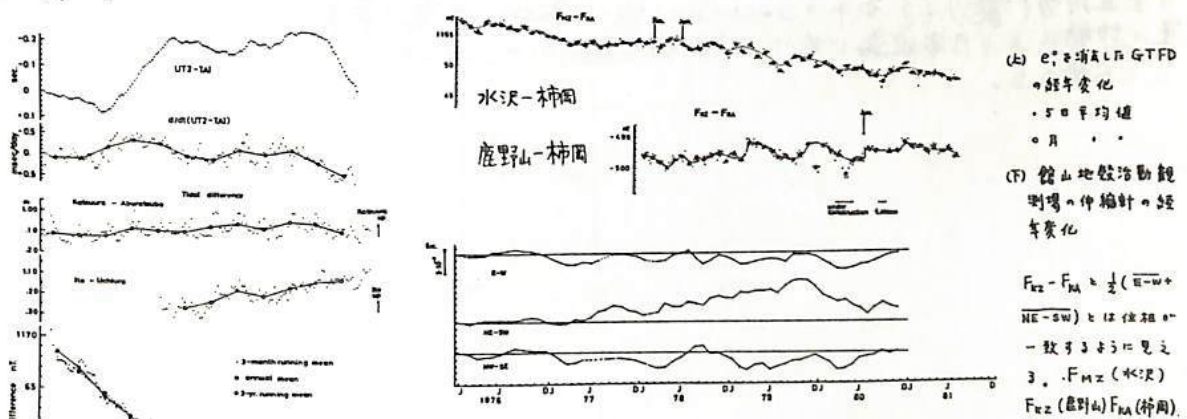
田 中 穰
国 土 地 理 院

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1近似の外部磁場の影響を除去し，地域差の経年変動を検出した(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すが，この主磁場の地域差の上に重な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(太陽方向中角度の値)によって生じた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-柿岡の地域差から検出されている。
- (5) solar cycle 11 yr. change ---- $\Delta \dot{H}$ による
- (6) 22 yr. change ---- $\Delta \dot{Z}$ による
- (7) ~60 yr. change ---- $\Delta \dot{D}^{(?)}$ 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。(種類の異なる)



日本列島弧を形成するようなプレート境界では，広域的な地殻変動(田中(1972))の仮定のもとで，世界的気候変動の擾動から生ずる地球回転の加速(減速)の変動区画(2, 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(又は隆起)と伸縮計算による圧縮(又は伸び)が生ずる。この圧縮場により生じた同様のヒュー効果によって地磁気地域差が変動する(2)と)という総合的統一モデルが得られたか否か上記の図の2-2区画にて周期解析，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ヶ所に於ける地磁気成分の年平均値を用いて、日本近海の地磁気の 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、ウラジオストク、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たものが増加に変わり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変わり柿岡、鹿屋等の日本付近では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 は日本付近で1975年に減少から増加に変わっている。

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つた。そこでこれらの 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於ける各地磁気観測所の Secular Variation を説明出来ることが解つた。

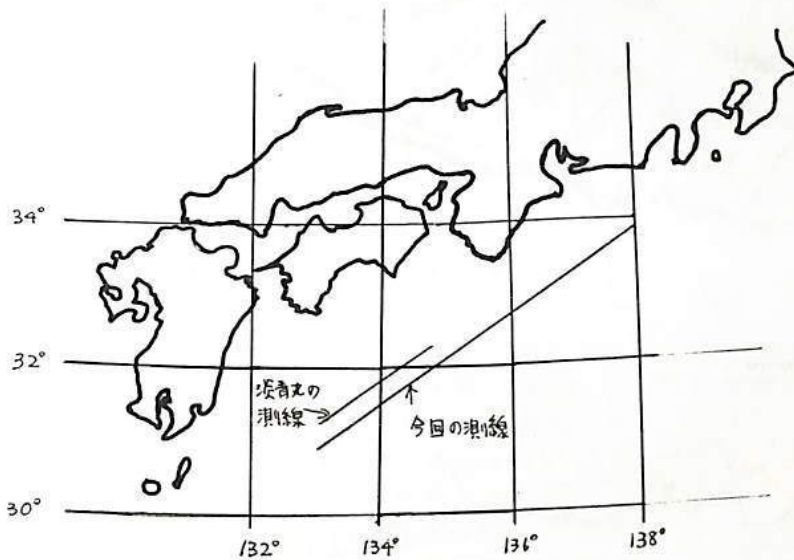
南海トラフにおける地磁気3成分測定

伊勢崎修弘 松原由和
 (神大理) (神大自然科学研究科)

白鳳丸 KH-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なった。3成分磁カ計は3軸直交のリングコアフラックスゲート磁カ計であり、白鳳丸のアンチ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。

測定された磁気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角度であると考えるべし。永久磁石による磁場は絶えず一定であるので、これらの角度及び定数を求めることにより測定磁場の補正を行なうことができる。

今回は、下図に示したように南海トラフ南方の測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月に茨青丸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なう。

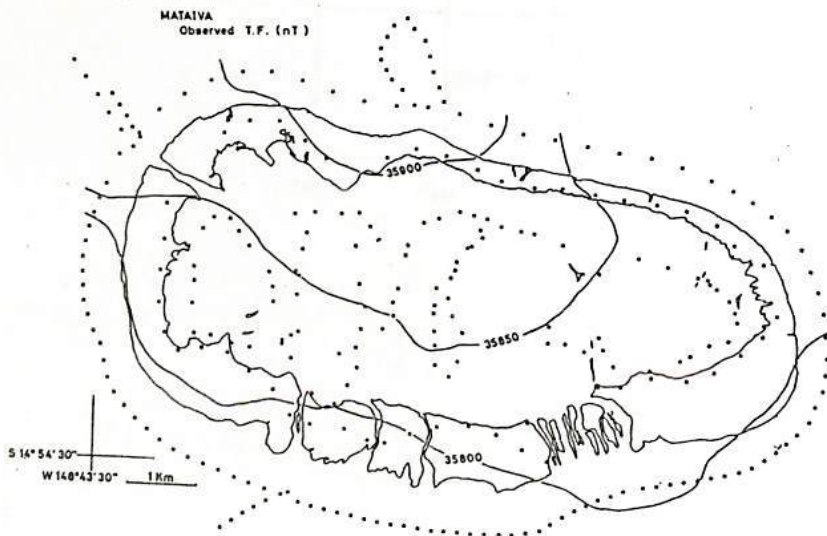
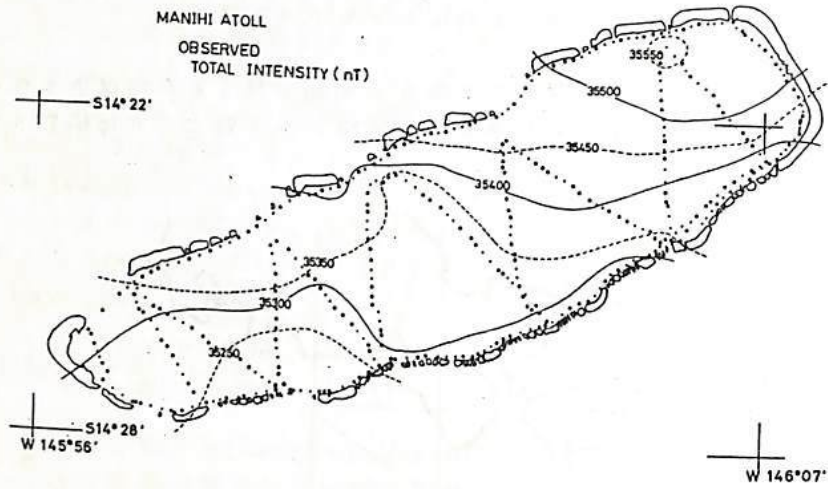


仏領ポリネシア・マニヒ島・マタイバ島の
地磁気測量(2)

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点付近にある環礁である。島上及び礁湖内各プロットで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に起因すると考えられる。地磁気異常をもたらす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)の方法による重積分を完全に行な、こいる。

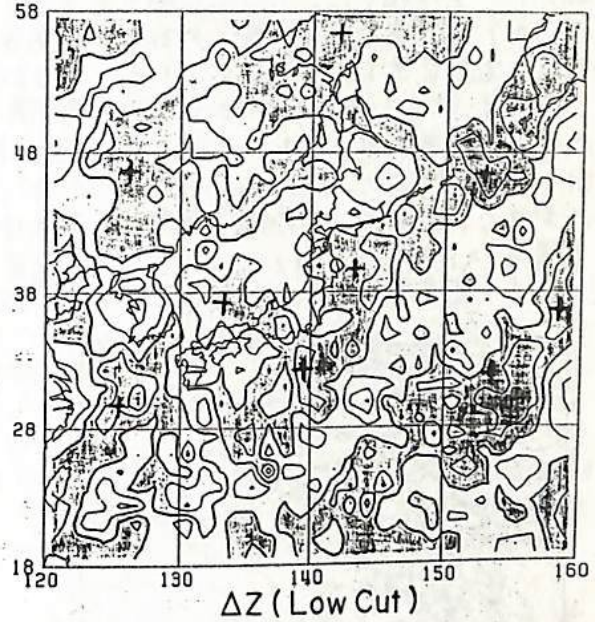


MAGSAT衛星による日本周辺の3成分地磁気異常

中川一郎・行武毅
(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 (8°N~68°N, 110°E~170°E) を通る軌道のうち、Kp Index が2.0以下のものを選び出し、軌道に沿って5次式を近似させ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。高度差を無視して、東西南北にフーリエ変換 (FFT) を行った。18°N~58°N, 120°E~160°E に対して、 $m=n=0$ 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)

球関数展開による表現は、短波長の地磁気異常を表現するには項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っきりしており、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に展開する方法は、項数も少なくすむし、さらに局地的な展開と連続が可能である。また、高度差を含めたImversionを行うことにより、任意の高度での地磁気異常図が作成可能であり、地殻の帯磁率を求める上でも便利である。具体的な表現は境界条件を ($x \rightarrow \pm\infty, y \rightarrow \pm\infty, z \rightarrow -\infty$ で $\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$) を考慮に入れると、 $\nabla^2 V = 0$ より、 x, y 方向に波動解として、

$$V = -X_0 x - Y_0 y - Z_0 z - \sum \sum A_{mn} e^{i2\pi m x} e^{i2\pi n y} e^{i2\pi \sqrt{m^2+n^2} z}$$
 となる。この式での各係数 (X_0, Y_0, A_{mn}) によって地磁気異常を表現すればよい。

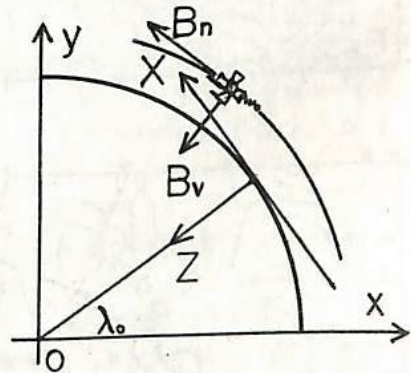
与えられた座標は、位置については緯度経度高度、成分については、北向を東向を鉛直下方であるので、位置、成分ともに座標変換を行う必要がある。 $\lambda_0 = 35^\circ, \varphi_0 = 140^\circ E$ を原点とした水平面をついて、北向を x 軸、東向を y 軸、鉛直下方を z 軸にする。(才2図)

位置
$$x = (y/\pi_2 + \lambda_0) (z - \varphi_0) (\pi - \alpha_0)$$

成分
$$B_x = (y/\pi_2 + \lambda_0) (z - \varphi_0) (y - \pi/2 - \lambda_0) B$$

となる。

才1図 鉛直成分異常図
コーナー間隔は 1 m T



才2図 座標変換

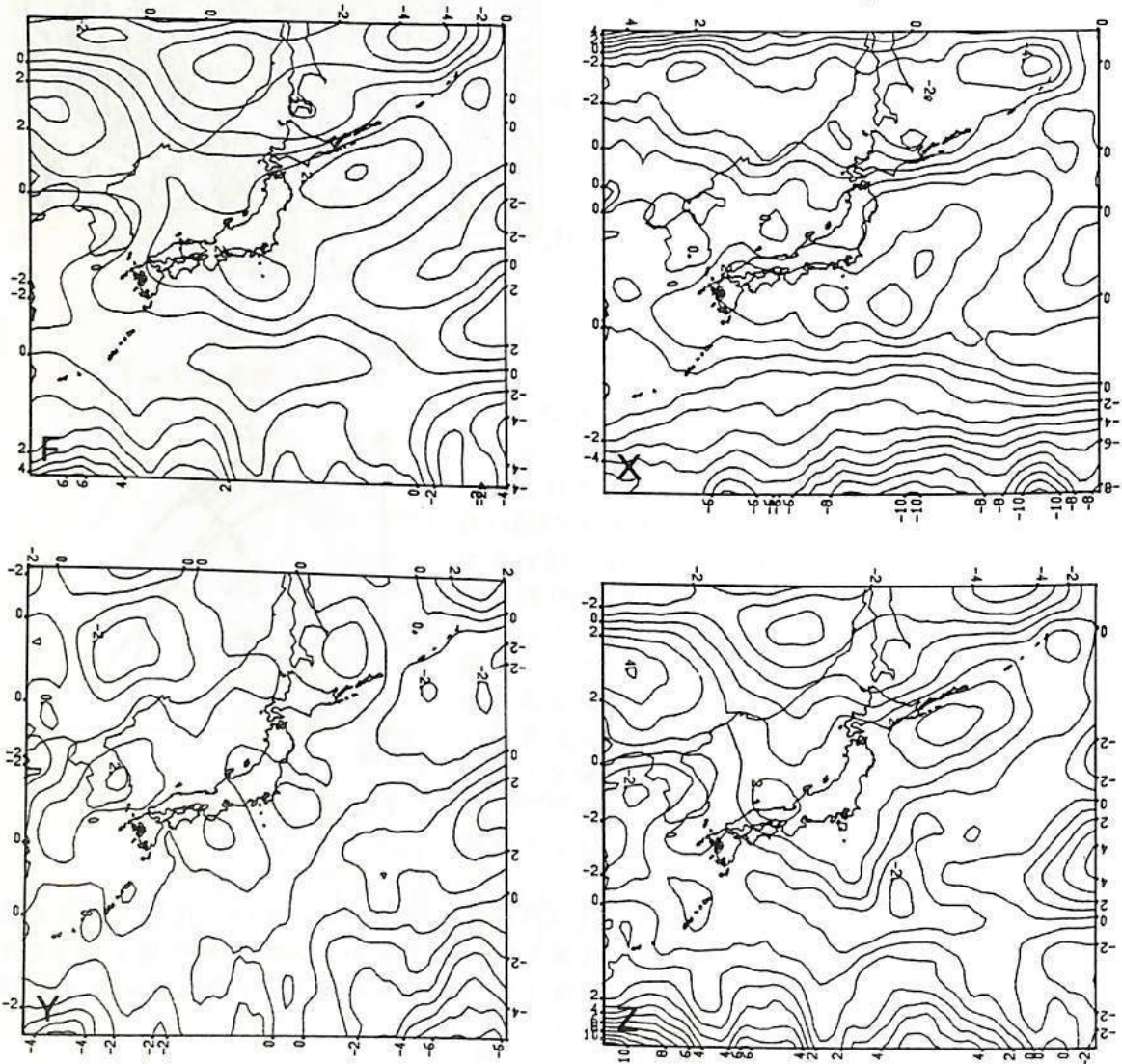
MAGSATデータによる日本周辺磁気異常図の作成

中塚 正・小野 吉彦 (地質調査所)

MAGSATデータ ($K_p \leq 2.0$) 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。



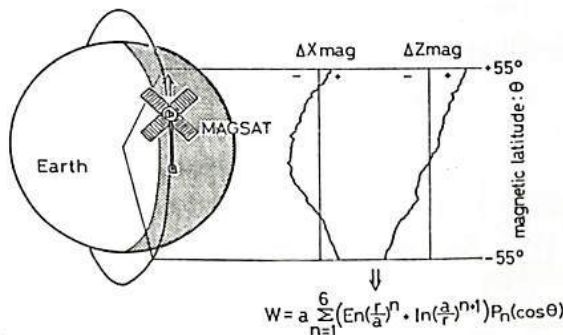
柳澤正久, 河野長, MAGSAT研究班
(宇宙研) (東工大)

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, その高度が大きいため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。

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)。我々はこれら外部磁場の影響をもっとはっきりとつかみ, 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, 電離層や地球内部に原因をもち 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な差があり, 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でること考えられる。



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

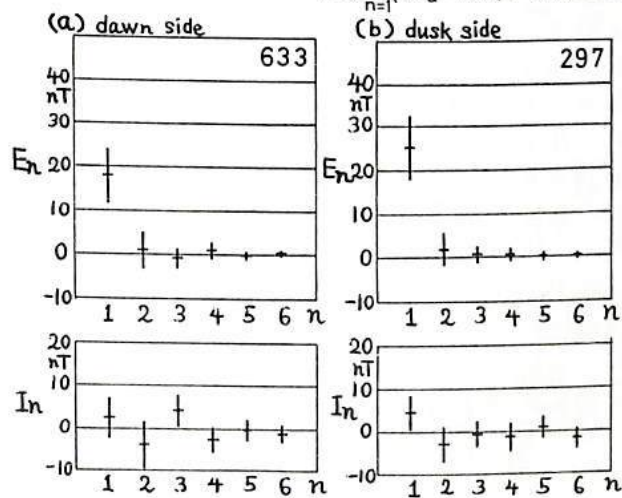


図1 MAGSAT の朝側または夕方側の $-55^\circ \leq \text{magnetic latitude} \leq +55^\circ$ の範囲を通過したときの磁場データ (ベクトル) を球関数を使って表わす。ただし, 経度方向には一様であると仮定している。各軌道ごとに得られた係数 E_n, I_n ($n=1 \sim 6$) の平均値と標準偏差を計算しプロットすると図2になる。

図2 図1の方法により得られた係数の全軌道 ($-10 \leq Dst < 10 \text{ nT}$) 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次までの関数で完璧に表わせた。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 1~2 nT の擾乱があることを示している。3次の係数 I_3 が朝側と夕方側で違うことも注目される。このような違いは磁気異常図にも影響を与えたりする。

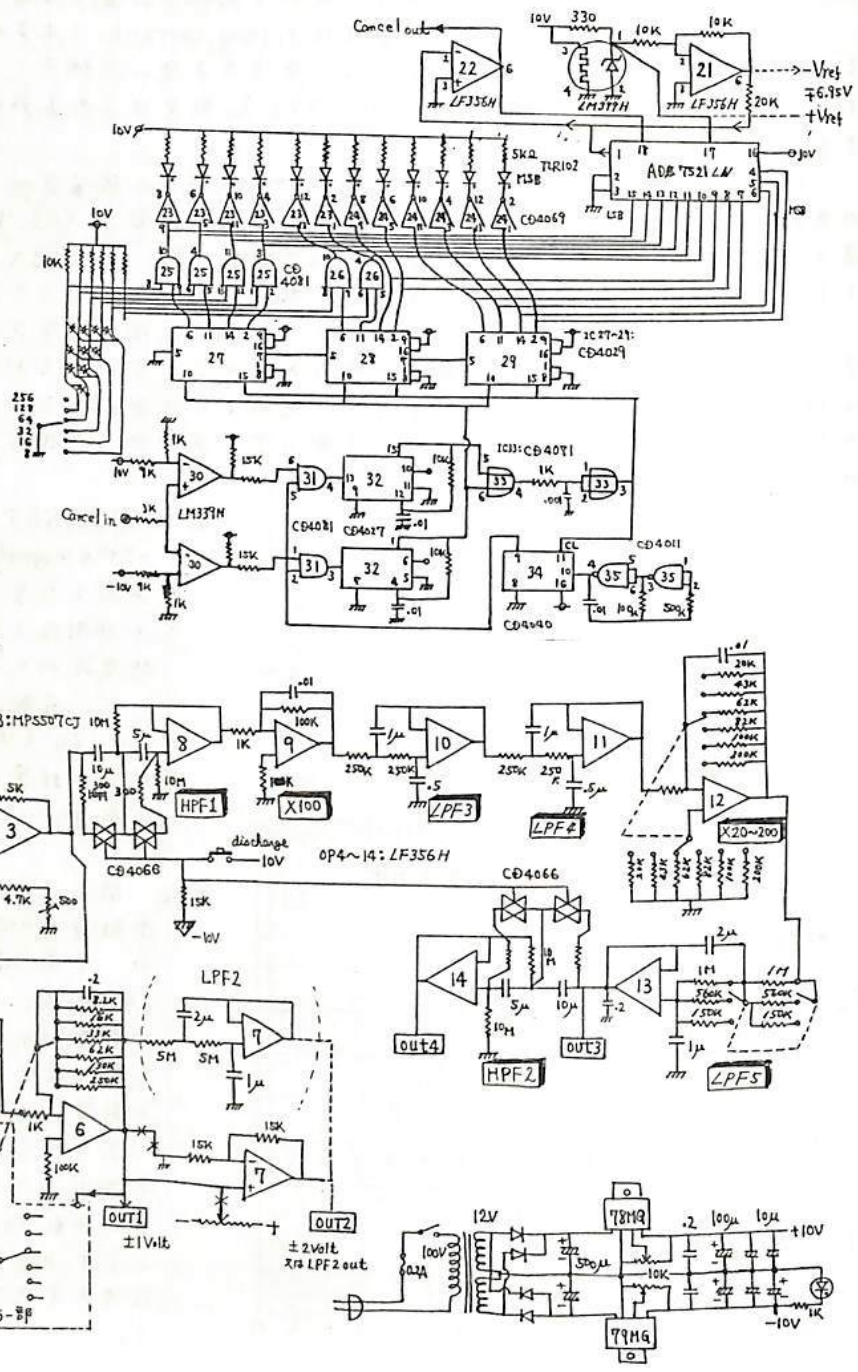
オフセット打消し地電流計測アンプの開発

田中良知(京大・理) 吉野登志男(東大震研)

長周期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が、降雨や経時変化に追従できず。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ダイナミックレンジを達成した。

図はTC82型の回路である。0C~100Hz部と500Hz~1HzのAC部よりなり、目的に応じて使いわけ。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を上下してバランスする。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20μV相当となり直接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予定で運用結果についても言及した。



海底超伝導磁力計の開発について

江村 雷男, 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磁力計を特に取り上げ、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十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242/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 FS.(±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。

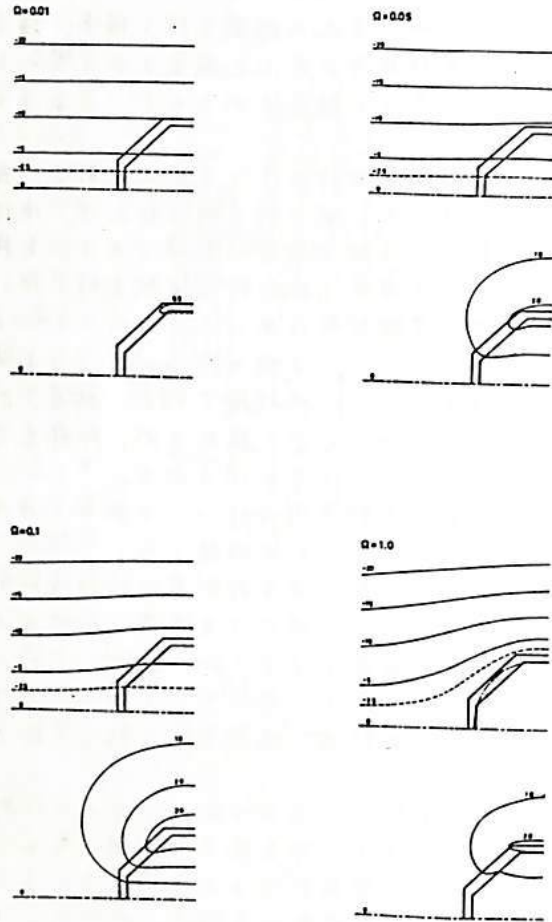
次に行った浅海試験では、淡路島北東部の海浜から約120m沖の水深約3mの海底に外筐体を埋設し、そこから信号ケーブルと排気ホースを陸上の計測小屋まで引いた。この時は陸上試験の結果の再確認、蒸発ヘリウムの排気状況および海特有の波浪や潮汐の影響を中心に調べた。この結果、海水中でもきれいな日変化を描き、海底磁力計としても十分に機能することを確認できた。また、波浪の影響については高感度計測および周波数分析を行い、周期約3秒以上の長周期変動が卓越していること、これは海浜に打寄せる波の周期変動とほぼ一致することなどを確認した。この測定期間中、1度だけ磁気嵐を観測し、また潮汐等の影響も記録に認められるが、詳し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

以上のようにより、rf-SQUID磁力計は海底磁力計として十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。

カ武常次(日大文理), 田中秀文, 附田克晃(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)を考え, インダクション・パラメータ $\Omega (= 4\pi\sigma\omega D)$ (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, 交流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 ($\mu = 1$) について異なる Ω について磁力線分布の変化する様子を図に示す。



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近づく。つまり形状が滑らかなほど、円筒近似が成立しやすくなる。 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。

Pc 3, 4 帯 地磁気脈動の source 効果と 電磁誘導

下泉 政志, 坂 勉介, 北村 泰一 (九大理)

誘導型磁カ計により得られた地磁気脈動 (周期 10 sec ~ 100 sec) を用い, その source 効果 (日出効果) 及び大地の電磁誘導による影響を調べた。

[データ]

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

[データ解析]

サンプリング時間 (3.0 sec for MMB, KNY ; 2.4 sec for Aso, KUJ) 及び / 解析区間は, ほぼ / 夜束を含む ~ 25 min (512 · Δt sec) とし, 256 個単位で FFT 処理し, 各々ずらして overlap させて, 移動平均することにより, 基本量 (Power, Cross-Spectrum) を求めた。

[結果]

日出に伴う水平面内偏角主軸の変化は, 4 地点において確認された。

KNY, KUJ は, Aso と殆んど同様に, 日出前の NW への変化するが, MMB は, 変化パターンが異なり, これは, 主に東西成分 (θ) 振幅が常に大きいことに依る。

一方, 位相差 ($\phi_H - \phi_0$) は, MMB, 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, MMB の水平成分は (その anomalous part rd), resistive を帯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 において説明することが出来る。

鉛直成分に関しては, local の電流により強く左右される為, 今回のデータからはその原因を推定することは困難で, 各地点における各々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

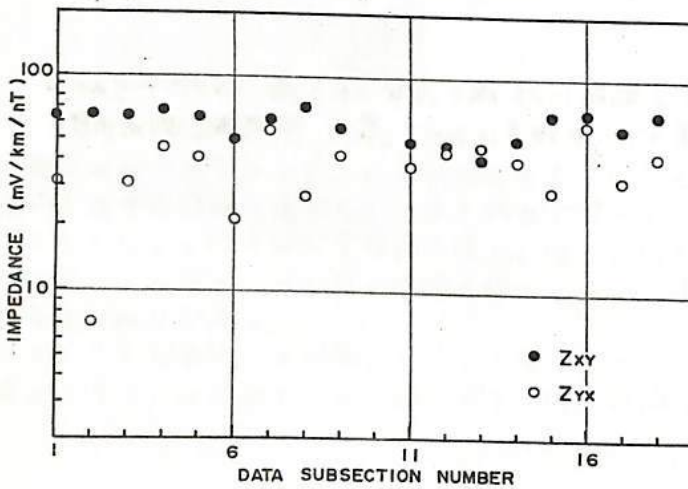
歌田久司 小山 茂
(東京大学地震研究所)

Schumann 共振現象は、MT (マグネト・テラワ) 法に適用した場合、ほとんどの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抵抗変化を監視する上で、充実に活用されている。電気探査の手法に替わり得る可能性を持っている。或るは、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、どの程度の変化がみ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、入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によった。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25.6 sec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、それぞれの Weis# 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25.6 secの Data についての信頼性についても検討を行った。

iii) 結果 入ヶ岳観測所では、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倍程度常に高く存在するので、この間の Data は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分の測定時間内の推定値のバラつき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



標準偏差と(した平均をとることに)より、1σで5~10%の信頼度を得られた。

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%程度の信頼度の日平均値を得ることは、充分可能であると言えることになった。

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度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むる方法である。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波数を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法のインピーダンス・テンソルで結びつけられて

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

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年に地殻比地抗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日の磁気嵐に対し、仁別(NBT), 戸沢(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成分の求む方を以下に示す。地磁気座標に準拠した各観測点の座標(x_i, y_i)と、その点での(H_{x_i}, H_{y_i}, H_{z_i})がわかっているのだ。

$$H_x = H_{x0} + \alpha_x x + \beta_y y$$

$$H_y = H_{y0} + \alpha_y x + \beta_x y$$

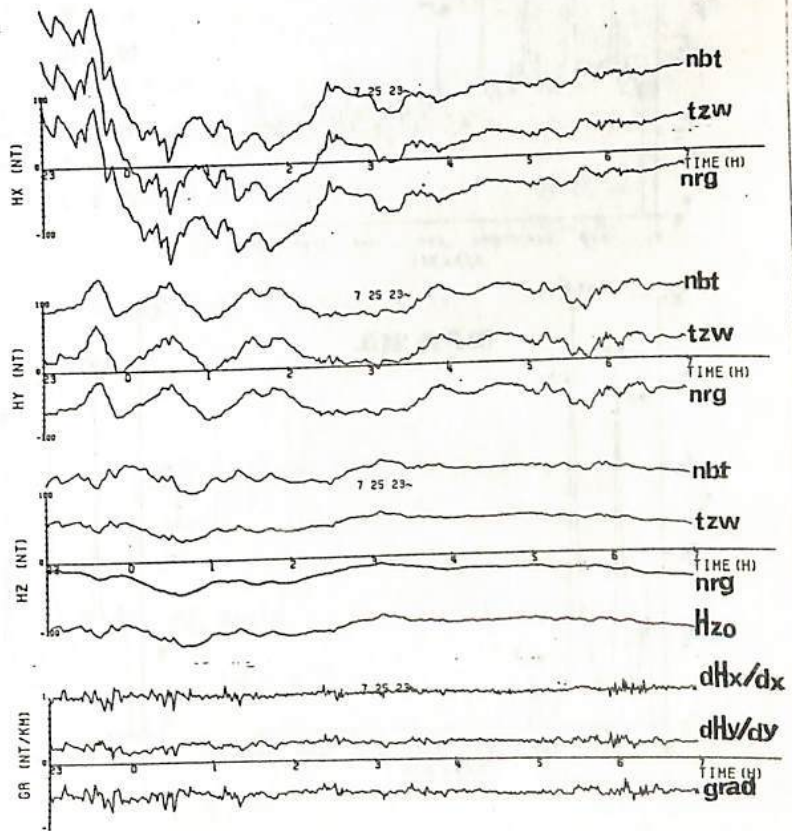
$$H_z = H_{z0} + \alpha_z x + \beta_z y$$

とすれば、H_{x0}, α_x, β_x, H_{y0}, α_y, β_y, H_{z0}, α_z, β_z が求まる。と
こゝで Grad ≡ α_x + β_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}を周波数解析し、Cを求むる。

(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、戸沢の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)



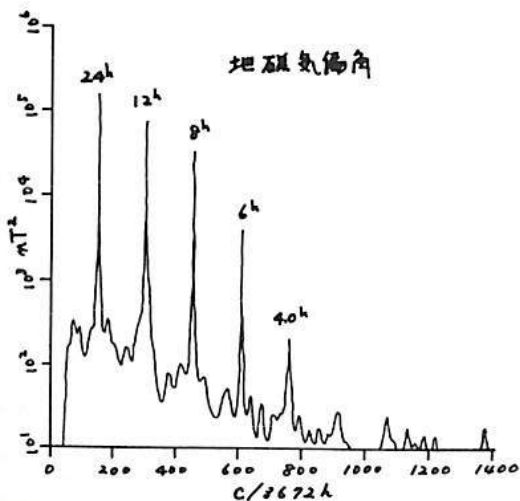
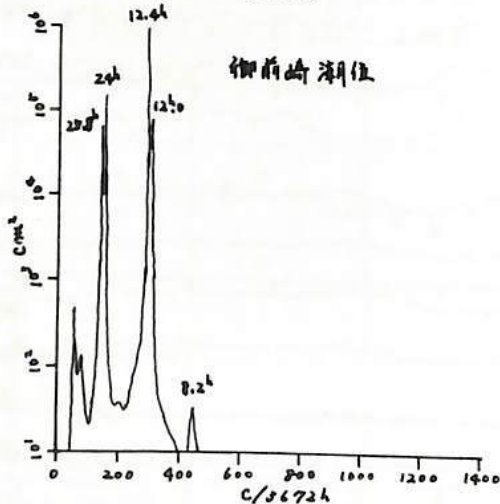
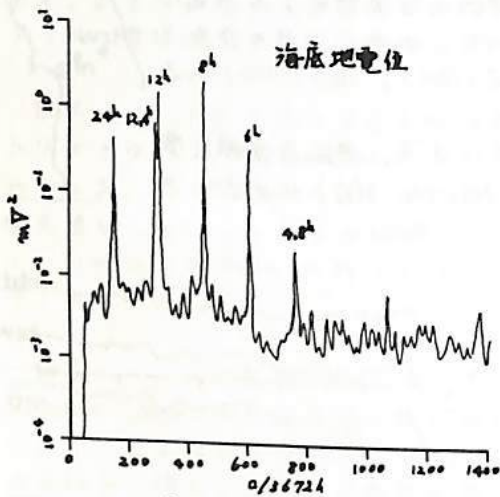
東海沖海底地電位のスペクトル解析

森 俊 雄
気 象 研 究 所

東海沖に設置されている海底地震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っている。

東海沖の海底地電位変化は、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(A.R.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)と良く類似しており、半日周期より長いM2項やS₂項になると潮位とよく対応してくる。



O₁項(25.8...h)は御前崎の潮位変化や海底地震計先端部の水圧(海面水位)変化にみられるが、海底地電位には現れなっていない。

磁気嵐や地磁気変動、あるいはノイズと思われ短い周期変化について、柿岡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。現状ではまだはっきり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 節, 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、残念ながら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オーバーすることはないが、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なら観測は可能である。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できるだけ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デジタルポルトメーター（シンキ-SC-53, フルスケール 2.8000V）に導き、下の7つの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。下にブロックダイアグラムを示す。このことにより 0.0 ~ 99.9mV の変化がレコーダーに記録される。急激な変化はやはり絶対値を再現することも可能である。上記デジ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式も同時に行なった。両者のら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 (1/4のみ)

山崎断層ごく近傍における地磁気脈動変化の
特性宮腰潤一郎
鳥取大学 教養部

兵庫県南西部とほぼ東西に延びる山崎断層に一致して著るしい低比抵抗帯が存在することは、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されている。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程度であろうと推定される。だがしかしこれらのことに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、中国自動車が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)では明らかに北向きでありこの地塊の北側に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巾は、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

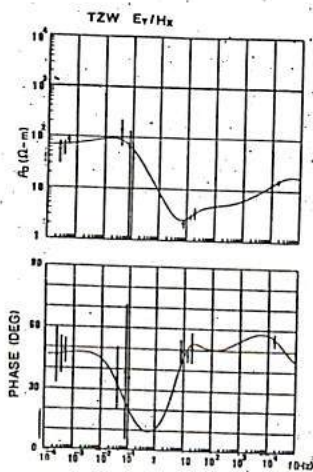
比抵抗構造

栗田久司, 行武毅, 地殻比抵抗研究グループ
(東京大学地震研究所)

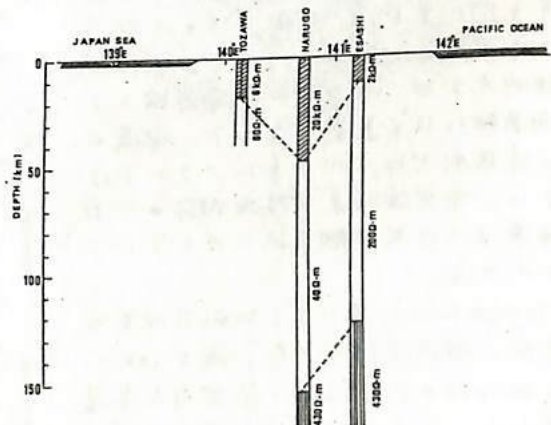
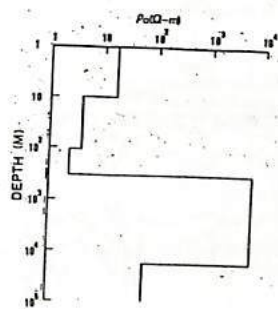
1981年6~8月, 東北日本の太平洋側から日本海岸にかけて, フラットスケート型磁カ計や誘導型磁カ計を用いて, 地磁気・地電位差の連続観測を12研究機関の協力のもとに実施した。観測の対象とした現象は, (1)磁気嵐等の長周期(数分~数100分)変化, (2)地磁気脈動, (3)ELF・Schumann 共振帯(8~20Hz)の電磁場変化, (4)VLF(17.4kHz)による探査である。ここでは, 主として地磁気・地電位差変化観測にもとづく, Magneto-telluric 法の解析結果について報告する。

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と通り, 東西に東北日本を横断するよう観測線・移動観測を行なった。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比抵抗, 日本海側で低比抵抗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点で得られた 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かまると, 異なる Data が得られた。今春報告した後, さらに解析をすすめた。最終的に才1図のような結果を得た。下部地殻の約1km 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, 一次元近似とすればはむすかしいが, 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。才2図は3点の Data から Inversion を求め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(鳴子では深めに太っている)以深に, 良導層が見られることは注目すべき結果である。



(才1図)



(才2図)

日本海溝周辺での海底地磁気地電位差観測

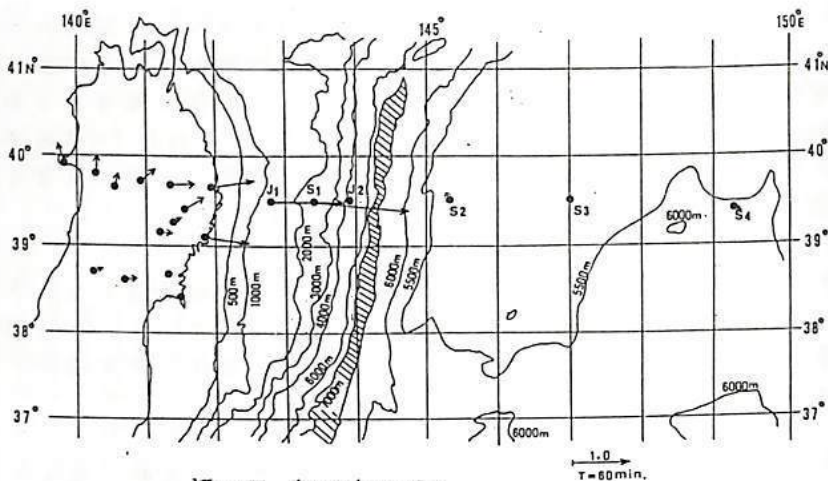
行武毅 (東大震研)・J. H. Filloux (カリフォルニア大)・瀬川爾朗 (東大海洋研)・
 浜野洋三 (東大理)・歌田久司 (東大震研)・小林和男 (東大海洋研)

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。

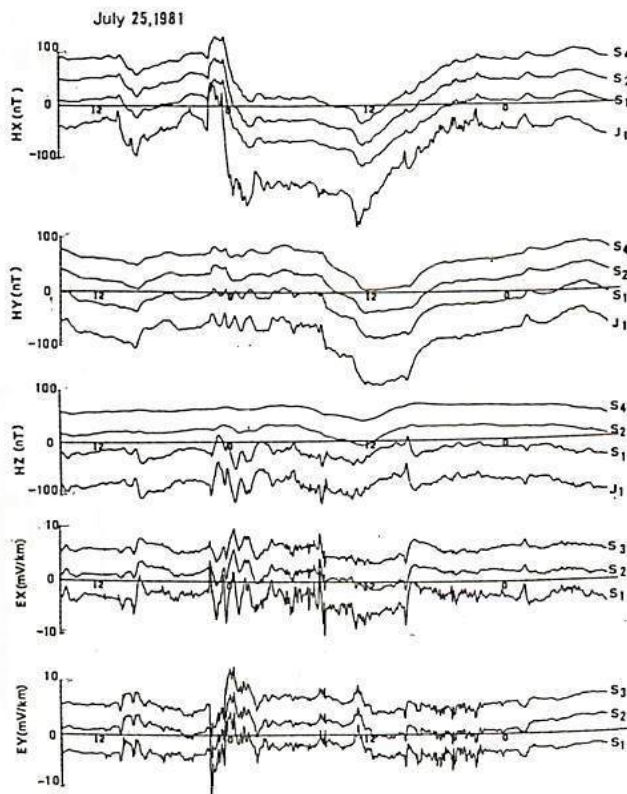
得られた記録の一例を第2図に示す。先ず目につくのは, 深海底の観測点S2, S4で, 地磁気成分(H_x, H_y, H_z)の振幅が小さいことである。海水によるshielding効果が深海ほど顕著であることを示している。次に顕著なのは, 大陸棚上の観測点特にJ1点において地磁気鉛直成分変化が大きいことである。一方電場変化には, 深海底と大陸棚上で, 地磁気変化に見られるようなはっきりした違いは認められない。

地磁気変化の変換関数を求め, 同期60分の成分について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をもあわせて記入してある。大陸棚の観測点では, ベクトルが海岸線および海溝軸にほぼ直交している。海溝の東の深海底では, ベクトルは小さく, 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るのかわかる。

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。これによって海洋底観測で得られた結果とよく調和する。



第1図 観測点配置と同期60分に対する誘導ベクトル



第2図 海底における地磁気(H_x, H_y, H_z)電場(E_x, E_y)観測例。

— c A 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月において、東北日本の太平洋側から日本海にかけて、フラックスゲイト型磁カ計や誘導型磁カ計を用いた地磁気地電化差連続観測を、12研究機関の協力のもとで実施し、その後のcA変換関数の解析を地磁気観測所で行った。

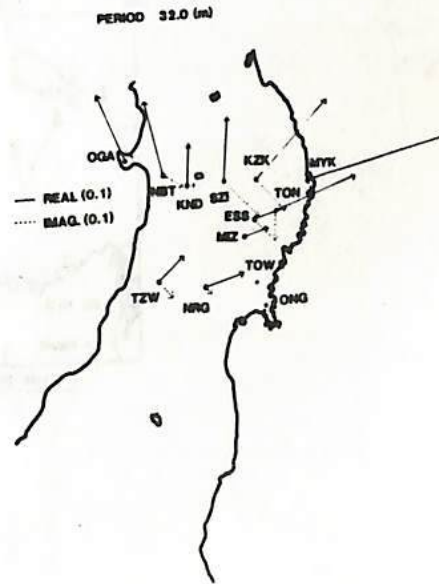
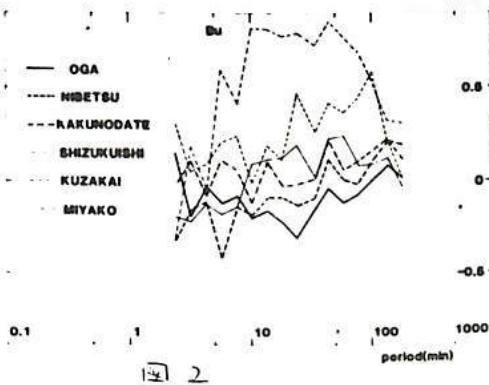
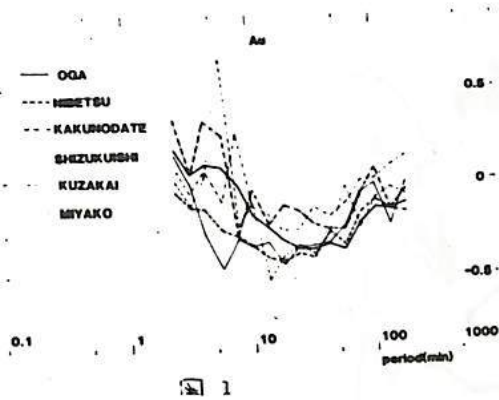
地磁気嵐等擾乱の大きな期間のデータを除き、Everett and Hyndman (1967) の "least square method" を用いたcA変換関数を求めた。Fourier変換は短周期地磁気脈動(誘導型磁カ計)については1秒値の分向、地磁気嵐等の長周期擾乱(フラックスゲイト型磁カ計)については1分値の時間分を単位として計算した。

解析結果の1例として、各地点でのcA変換関数(Au.....図1 Bu.....図2)と周期32分程度のPerkinson Vector(図3)を示す。尚フラックスゲイト型磁カ計のデータのD成分は西向が正である。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Bu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たものが、太平洋側は東を向くことに相当するが、これは津軽海峡の影響が予想される。

地磁気脈動を含め、さらに詳しい解析結果については講演時に譲る。

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



Magnetic Variation Study in North Central Saskatchewan, Canada

S. HANDA

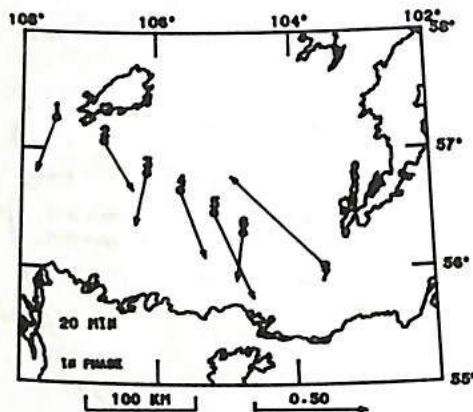
P.A. CAMFIELD (both at: Earth Physics Branch, Energy, Mines and Resources Canada; Ottawa, Canada, K1A 0Y3)

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

本蔵義彦・大志万直人
(東工大理)

松田時彦
(東大電研)

A.M. Işıkara
(イスタンブール大理)

昨年続き、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、昨年遂に観測地で諸観測を継続したほか、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 で得た結果の概要を報告する。

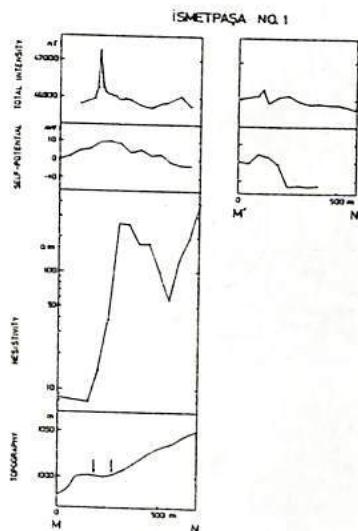
ISMETPAŞA 第1測線の結果

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方向約500mの所に送った。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いが、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、右が地形からみれば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っている。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。

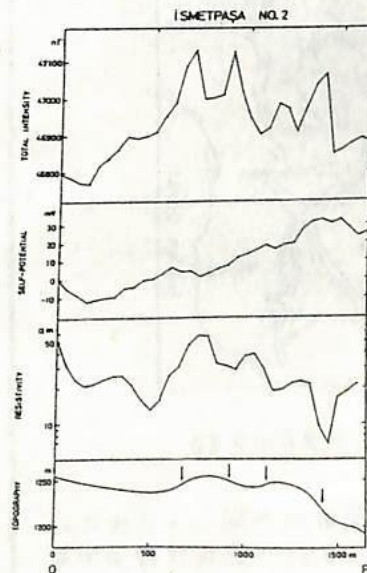
ISMETPAŞA 第2測線の結果

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。興味深いことには、この4本の断層線それぞれに訂し、全磁力の正のピークが訂せられる。さらに比抵抗層もよく訂定される。この4本のうち、一番右のもの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



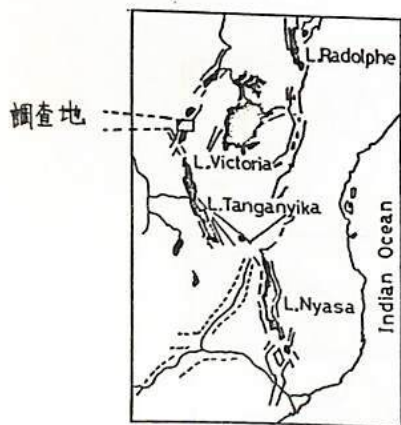
ニイラゴンゴ・ニアムラギラ火山地域の 磁気異常と比抵抗分布

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ます。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。

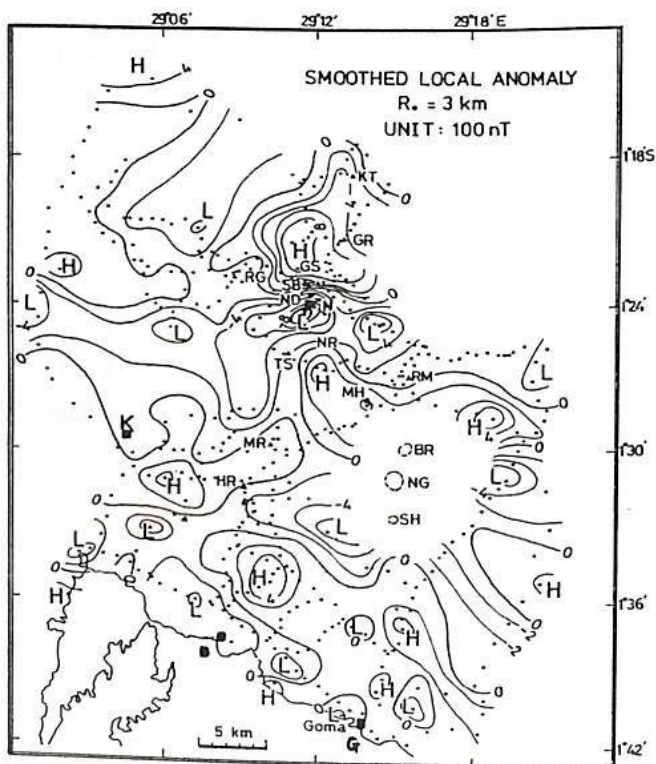
磁気測量にはプロトン磁力計が用いられた。玄武岩質の火山地域であることから、地表付近は非常にノイズが多いので、センサーの高度は地上約5mとした。総測点数は420点である。IGRFを基準として磁気異常をもとめた。地上5mではまだ地表面付近の岩石の影響が強く、短波長の磁気異常が多いので、ハニング型の荷重をかけた移動平均により平滑化した。比較的浅い部分の影響を反映していると思われる磁気異常をとり出すため、3kmの範囲の移動平均値から、地域異常として15kmの範囲の移動平均値を差引いた。結果をオ2図に示す。この図で▲印は1938年以後の噴火による側火口の位置を示している。これらの他にニアムラギラ、ニイラ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、マグマ溜り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グネトテリリフ法によって行われた。磁場観測は誘導磁力計によった。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点で100~400Ω・m, G点で20~100Ω・m, N, B点で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ミ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はそれを示している。その効果は3~4nTにきおぼれている。従って当然ながら、くりかえし磁気測量を行なう場合に於いても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まし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ばめろりが一般であるが、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ば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からである。従って 西部地域の測点を3つの部分(地域)に分け3つの連続観測点のデータを利用することにしてはいる。しかしなが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なかった。また観測開始は1981年から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(入谷)の結果を参考にしている。

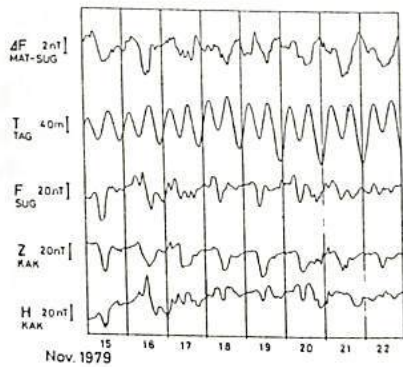


図1

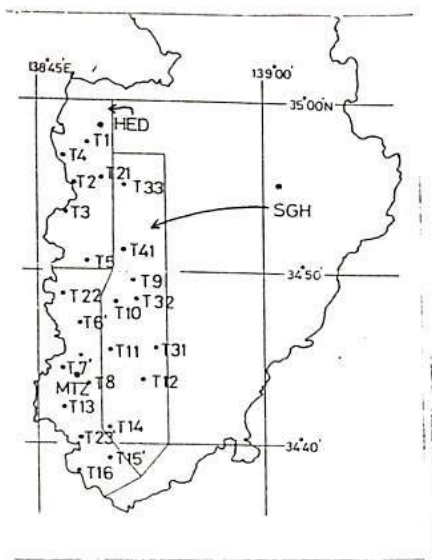


図2

測点における変化の様子を図4に一部、80年2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

ているわけではない。なお、T10という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、その際もっと大きな変化を示した測点である。

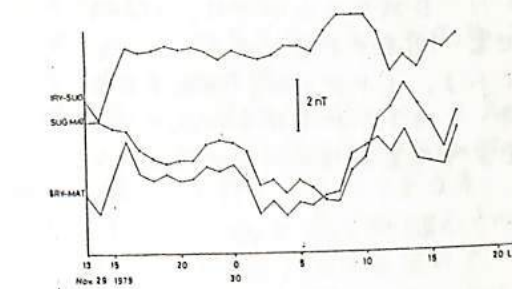


図3

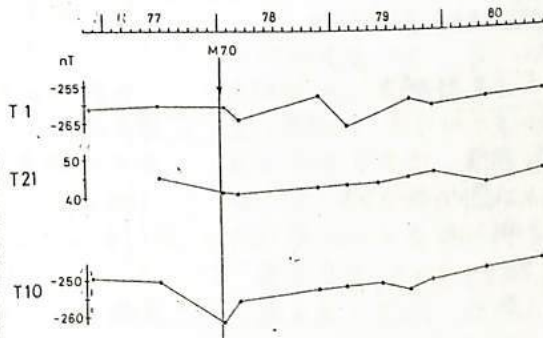


図4

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

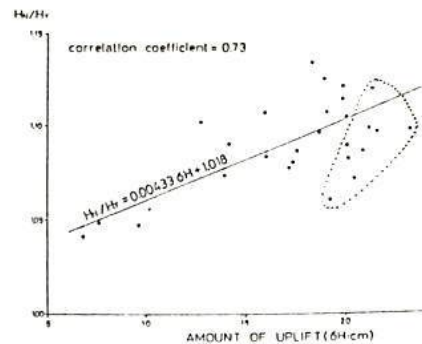
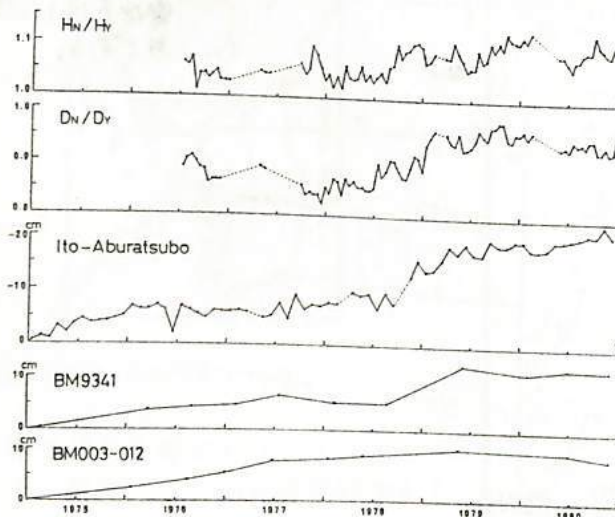
本蔵義幸・平進太郎
(東工大理)

地磁気短周期変化の水平成分を利用し、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、すでに数回報告してきた。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するにせよとした。そこで今回はまとめとして、成果を報告する。

本研究の目的はもちろんだ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てみたい。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・功壺間の潮位差およびベンチマーブ BM9341, BM003-12における隆起をも示してある。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たと考えてよい。

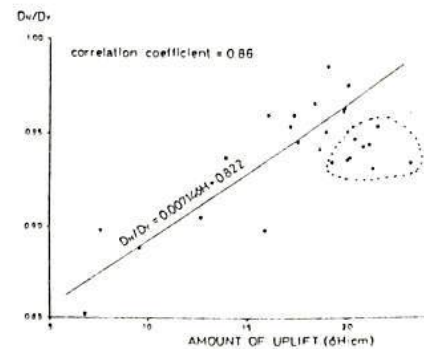
この関連をもう少し定量的に調べるため、顕著な地震の発生していない1978年7月～1979年12月の期間のデータを用い、HおよびDとそれぞれの振幅比と地殻隆起(潮位差のデータを利用)の関係を示したものが第2図および第3図である。Dに関しては、0.86という高い相関係数が得られ、Hについても0.73という結果になった。また、それぞれの成分に打ち込んで図に示したような関係式が得られた。これらの関係式と地殻隆起のデータから1980年5月以降の振幅比を予測できるが、観測値は予測値よりH・D成分とも小さく、1980年6月のM6.7の地震に関連する変化があり、その点については考えらる。したがって、伊豆半島東部の地殻隆起に伴って地下水が中伊豆付近に流入し、伊豆半島東方沖地震前後に一部が流出したと解釈できる。

第1図



第2図
第3図

点線で囲った部分は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(ピエソ磁気変化)。

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桁程小さく、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を厳密に求めてみて、M3と同様にM4と比べて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、地磁気観測は率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(1952)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。

$$\left. \begin{aligned} \Delta X &= 2\pi J_0 \{ \cos I_0 (\frac{F}{r} \cos 2\phi - G \cos^2 \phi) - H \sin I_0 \cos \phi \} \\ \Delta Y &= 2\pi J_0 \{ \cos I_0 \sin 2\phi (\frac{F}{r} - \frac{G}{2}) - H \sin I_0 \sin \phi \} \\ \Delta Z &= 2\pi J_0 \{ G \sin I_0 - H \cos I_0 \cos \phi \} \end{aligned} \right\} (4)$$

ここで J_0 : 平均帯磁、 I_0 : 伏角、 ϕ : 磁気的北方向からの方位角で、F、G、Hは次の式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} 2\pi F/r &= 2r^{-3/2} \int_0^{h_0} a^{1/2} (\frac{2-k^2}{k} K - \frac{2}{k} E) dz_1 \\ 2\pi G &= r^{-5/2} \int_0^{h_0} k a^{3/2} \{ K + \frac{k^2 a^2 (2-k^2)}{2(1-k^2)} E \} dz_1 \\ 2\pi H &= r^{-3/2} \int_0^{h_0} k a^{1/2} \{ -k + \frac{2-k^2}{2(1-k^2)} E \} dz_1 \end{aligned} \right\} (2)$$

ここで、KとEは完全楕円積分で

$$k^2 = 4ar / \{ (a+r)^2 + (z-z_1)^2 \} \quad (3)$$

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な公式である。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

$$z_1 = R_0 \frac{D^2}{(a^2 + D^2)^{1/2}} \quad (4)$$

を用いればよい。 R_0 は最大隆起量であり、Dは力線の深さを表わす。 $z_1 \rightarrow a$ の変換で $(0, \infty)$ 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

$$G_0 = (\frac{2F}{r})_{r=0} = G_{r=0} = \frac{2h_0}{D} \int_0^{\infty} \frac{\alpha^3 d\alpha}{\{ \alpha^2 + (d+h_0-z_1)^2 \}^{1/2} (1+d^2)^{3/2}} \quad (5)$$

$H=0$ で与えられる。dはセンサーの地上高。

G_0 の値は

$$\left. \begin{aligned} R_0/D(1+\delta_1)^3 < G_0 < R_0/D(1+\delta_2)^3 \\ \delta_1 &= (d+h_0)/D, \delta_2 = (d/D) \end{aligned} \right\} (6)$$

と押さえることが出来、 δ_1 と δ_2 が小さいので、

$$G_0 \approx \frac{R_0}{D} (1 - 3(d + \frac{1}{2}h_0)/D) \quad (7)$$

である。これをを用いて

$$\Delta X = -\pi J_0 G_0 \cos I_0, \Delta Y = 0, \Delta Z = 2\pi J_0 G_0 \sin I_0 \quad (8)$$

一方、ピエソ磁気変化M4は

$$C_3 = 2\pi J_0 \frac{h_0}{D} (\beta \mu \frac{\Delta T + \mu}{\lambda + 2\mu}) \quad (9)$$

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桁以上大きいこととなる。しかし火山体がかさかさと、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.

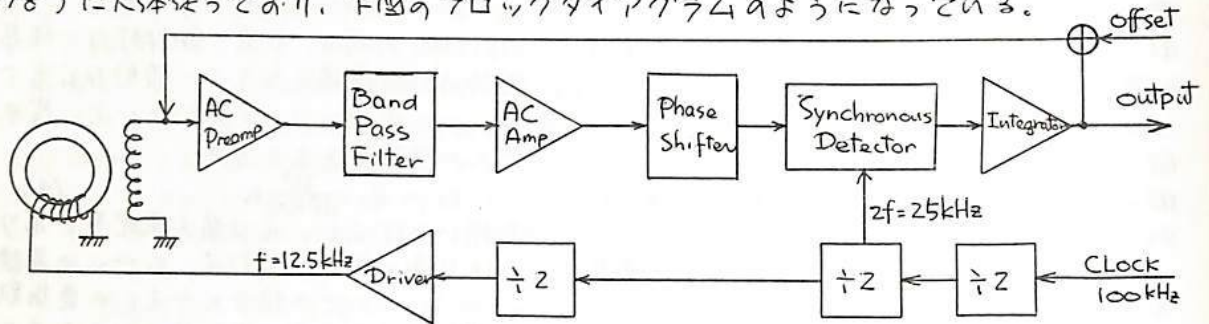
RIKITAKE, T. (1951) B.E.R.I., 24, 161-181.

SASAI, Y. (1979) B.E.R.I., 29, 1-29.

岩石磁気用リングコア磁カ計の特性測定

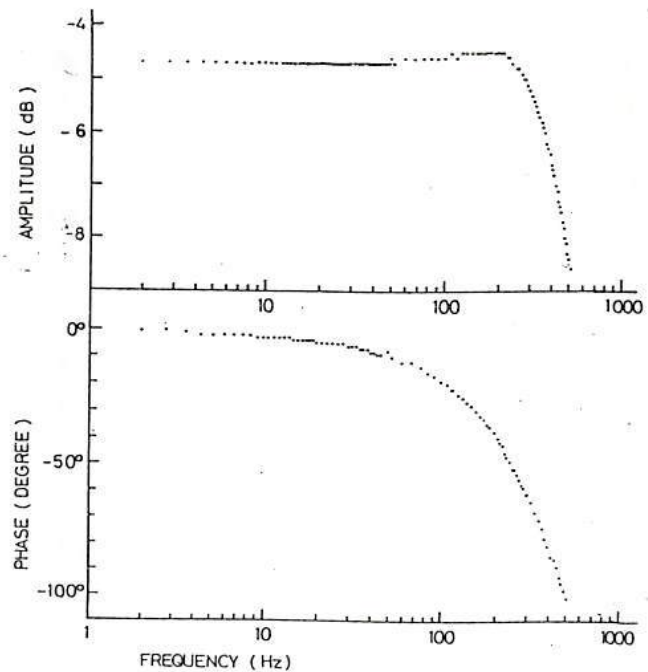
小柳政彦, 河野長, 国分 征
(東工大理) (東大理)

これまで我が国が岩石磁気測定装置のセンサとして用いていた Schonstedt 製の Null detector は余り高感度でなく、また周波特性が悪く特に 50Hz のノイズをひどい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な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) ダイナミックレンジが広い必要がある、(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では、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 100 nT 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、データの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ー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、双極子コイルのせを考へればよい場合なら 0 ~ 12 回転/秒で運転することが可能である。



桂 郁雄・笹嶋貞雄

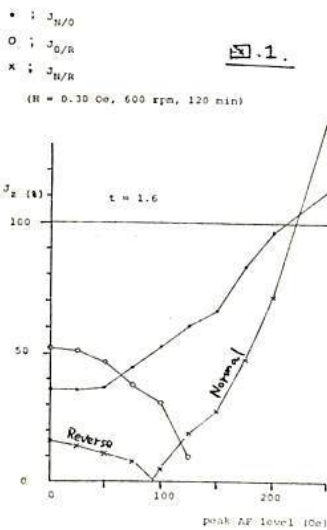
京大・理

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る 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 (オトフジ等, 1981)。このような 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そ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、間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かなくなる。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わかっており (Otofuji 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対する反応をみることにした。出発物質としては $74\mu\text{m}$ 以下の深海底 reddish brown clay を密度 1.14g/cm^3 の状態で用意し、これを遠心機で圧密させ約 14% の密度の堆積物試料をつくる。圧密の間、次のように磁場を作用させた: ① $0 \rightarrow 7$ 分まで 0.30Oe (Normal: 下向き)、その後無磁場 (得られた post-DRM を J_{N0} とする); ② $0 \rightarrow 7$ 分まで無磁場、その後 0.30Oe (Reverse) (J_{R0}); ③ $0 \rightarrow 7$ 分: Normal, その後 Reverse: 0.30Oe (J_{NR}); ④ 始めから最後まで Normal 0.30Oe (J_N)。さらに①~③をいろいろな条件について繰返す。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。



その結果、圧密の初期のこの partial post-DRM (J_{N0}) は、より後の段階で獲得される partial post-DRM (J_{R0}) より交流磁場消磁に対して安定であった。これは J_{N0} と J_{R0} の消磁結果がただでなく、 J_{NR} を消磁してみると始め Reverse だった磁化がしだいに反転し Normal になった例からも示される。post-DRM は partial post-DRM の加算で表わされるが (Otofuji & Saegusa, 1981)、今回の実験では加法則 ($J_{N0} + J_{R0} = J_N$; $t=1.6$ ($J_{N0} = -J_{R0}$)) が誤差 $2 \sim 13\%$ で成立した。そこで加法則を念頭に置いて post-DRM (J_D) に占める partial post-DRM の各成分 (J_{N0} と J_{R0}) の割合を各交流消磁段階について示したのが図 2 である。明らかに J_{R0} の方が J_{N0} 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ができるようになる。

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肉題となる。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soft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、新しい情報を持つ可能性を示す。

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 74646 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 及び 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 の実線に示す 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の状態には、この程度の時間では戻らない。Fig.1 の実線に示す curve は同一の隕石に於いて測定した結果であるが、実線の curve と完全には重ならない。理由は試料が "heterogeneity" であること、粒子ごとに Ni content が異なること及び加熱速度^{の相違}によるものと考へられる。Fig.3 には 29at% Ni-Fe Alloy の Original 及び (800°C 3hr) で熱処理したものの MOSSBAUER の測定及び Thermomagnetic curve を示してある。この Alloy は約 56% の FCC 相を含む (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 74646 隕石の Ni content, 中央値は 26~29% のものであることを推定した。実際に Fig.1 の実線に示した試料を 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 74646 隕石の熱史を推定すると、母天体として、
1, 500°C 以上の熱を受けていない。2, もしも加熱されたならば Melting point 以上に上昇してはいない。3, もしも 500°C~1400°C まで上昇したことがあつたならば母天体の環境はかなりの低温であつた。

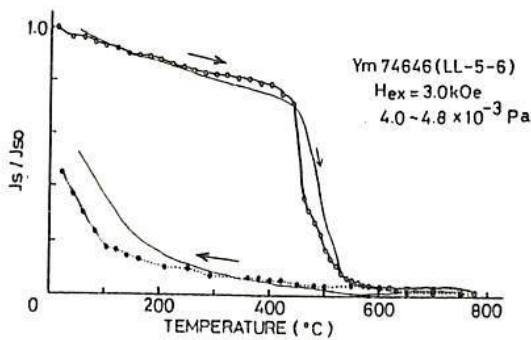


Fig. 1

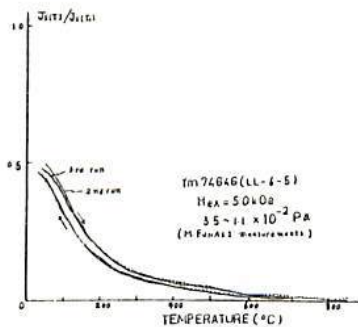


Fig. 2

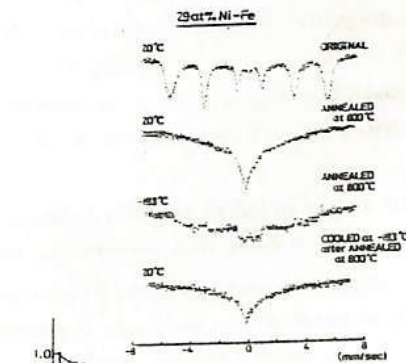


Fig. 3

References

J. Crangle and G.C. Hallam (1963) Proc. Roy. Soc. A. 272, 119~132.
 ——— and G.H. Goodman (1971) " " 321, 477~491.

(隕石の磁気的分類方式)

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 ($I_S(\alpha)$) to total saturation magnetization (I_S). Fig. 1 shows the $I_S(\alpha)/I_S$ 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 $I_S(\alpha)/I_S$, 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 $I_S(\alpha)/I_S$ 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 $\gamma \rightarrow \alpha$ transition temperature of kamacite phase ($\Theta^*_{\gamma \rightarrow \alpha}$) in the cooling thermomagnetic curve is adopted to separate octahedrites from a group of hexahedrites plus Ni-poor ataxite, while $I_S(\alpha)/I_S$ is still useful to separate a group of Ni-rich ataxites from the other two groups. Fig. 3 shows the $I_S(\alpha)/I_S$ versus $\Theta^*_{\gamma \rightarrow \alpha}$ diagram for a magnetic classification scheme for iron meteorites. In the $I_S(\alpha)/I_S$ versus $\Theta^*_{\gamma \rightarrow \alpha}$ diagram, the 3 major groups of iron meteorites can be well designated to respective separated domains.

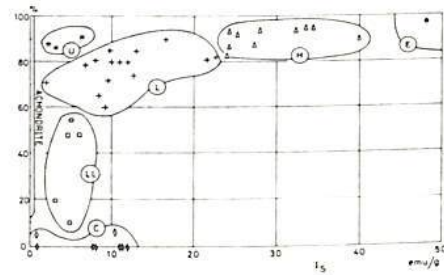


Fig. 1

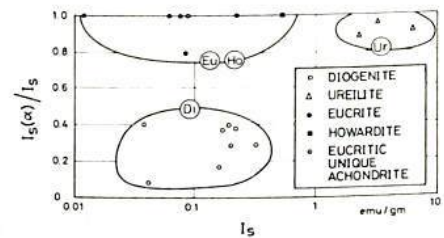


Fig. 2

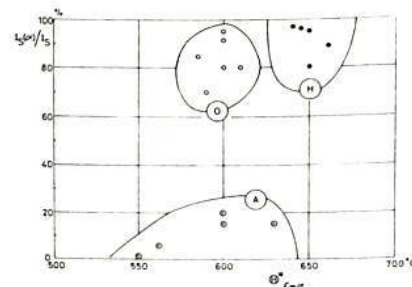


Fig. 3

ダイヤモンド中に見出されたきわめて始源的He

小嶋 稔・屋主繁男
(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、地球形成粒子は太陽が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、著る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目的を絞って、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質量数が 1 より少ない安定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	646 keV (81%)
186	1.59 %	
187	1.64 %	
188	13.3 %	
189	16.1 %	
190	26.4 %	$\sigma_c = 125, 41$ b
★191	15.4 d	129 keV (26.2%)
192	41.0 %	$\sigma_c = 1.6, 202$ b
★193	30.0 h	460 keV (3.95%)
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い。宇宙塵として、NASA の観測している Brownlee's particle は、量が少すぎない。洋海底堆積物より採取した鉄隕石などを用いた。熱産成の結果、Os, Ir の濃縮度は著るしく高い。

^{184}Os は s-process only, ^{192}Os は r-process only, ^{190}Os は、r-process の奇与の s-process の奇与の約 7 倍に近い。 ^{191}Ir , ^{193}Ir 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が反映される様子のアイソトプによって色々と異なるので、結果の解析が続けられる。

同位体比異常をとりうる過程は、(i) radiogenic (ex $^{187}\text{Re} \rightarrow ^{187}\text{Os}$) なもの、(ii)

cosmogenic なもの (破砕反応その他) (iii) 元素合成を反映しているもの (iv) 熱産成などの化学分離過程の四つが考えられる。宇宙塵については、大気中の熱産成による化学分離の効果の評価が、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フルバレスらが、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、同じ境界層が調べられ、いよいよIrの高い含有率が報告されている。これらのIrは、宇宙物質の地球への衝突と、その細片が全球的規模に拡散したことを物語っている。Kyte, 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なものであると考えられる⁽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 KH68-4-18

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 ⁻³)	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	1.85	0.55
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	0.32
110-155	13.7	0.24	1.25±0.15	0.41		4.1	1.66	0.55
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	1.75	0.60
300-335	11.7	0.23	1.05±0.15	0.87	0.89	3.9	2.15	0.46
335-365	9.8	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		5.5	1.59	0.53
905-968	18.5	0.23	0.86±0.16	2.84		2.0	1.53	0.46

* 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 normalised to the present depth.

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Ir, Co, Feを非破壊的分析(中性子放射線)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、今年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、「Kyte particle」と呼ばれるIrを異常に高く含有する粒子がみつかり、突入した隕石の破片と考えられるので、今年、Irの多い地層が発見された場合は、Irを担う成分を特定し、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研究会グループ

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乏しくなっているため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57年度は性能評価試験を行っている。今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 × 10mmφ, 500 μ × 20mmφ, Liドリフト型)によるテレスコープ型で電子, 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。また検知器の空気層で生じた電離電荷を測定しエネルギー損失量を積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 (根本: 電波研)
2段のベネット型質量分析計とファラデーケ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)
マイカ基板(600 μ g/cm²)の比例計数管2個と窓なし比例計数管1個, を主検出系としてこれに荷電粒子の影響を除去するためプラスチ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, 飛来した高速電子, 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気計により地表から静止衛星高度までの広い範囲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飛行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っているが宇宙空間での実用化が得られるようになれば多用途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)

70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 —

町田 忍・鶴田浩一郎
 宇宙科学研

* 実験目的 *

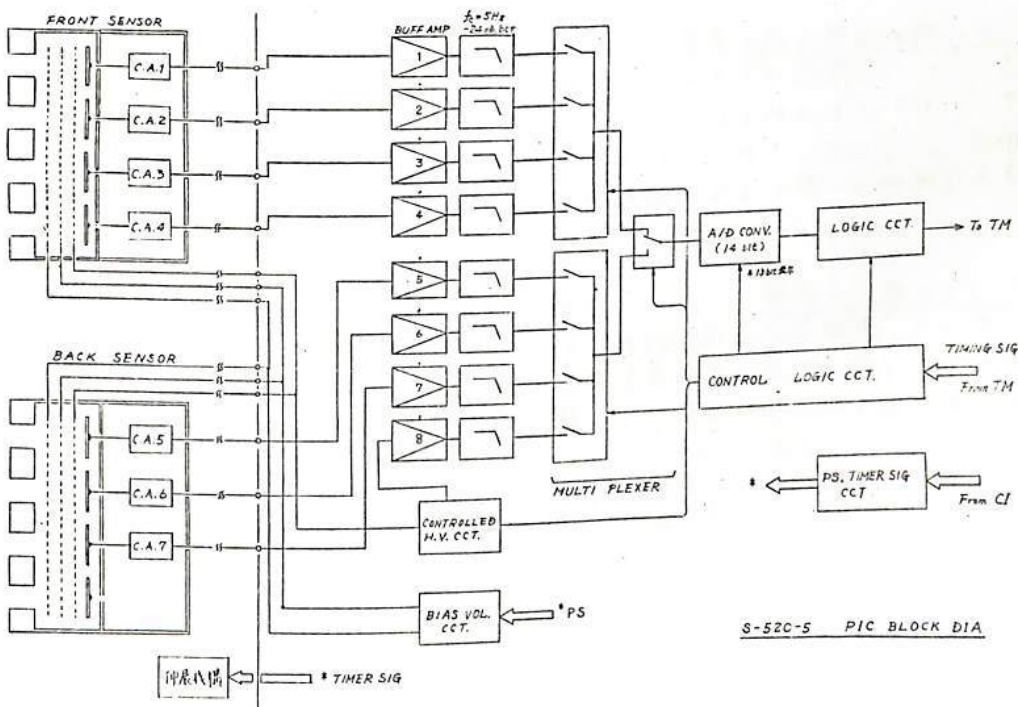
太陽から輻射される紫外線やX線の働きによって、飛翔体に搭載される70ローブの表面から周囲のプラズマ中に光電子が飛び出す。負の電位をかけたグリッドによって、70ローブ全体を包み、70ローブ表面から放出される光電子を抑えることにより、電場の測定を精度良く行う方法が考案された [Tsuruda et al., 1981 秋の学会]。本実験は、70ローブの表面材として考え得る、数種類の試料から放出される光電子が、上述のグリッドによって、いかに抑制されるかを見るために行われた。

* 装置概要 *

70ローブ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) は太陽を直視する方向に、また、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つのグリッドによって、電離中のプラズマが試料上に流入してくるのを防止し、光電子放出に伴う電流値を測定した。

S-520-5号機は、精密な姿勢制御によって太陽視角 $\leq 10^{-1}$ (度) の高精度が実現されたので、本実験には最適であった。



S-520-5 PIC BLOCK DIA

地磁気姿勢計によるロケットの再突入時の姿勢

遠山文雄・青山 巖
(東海大・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へ再突入し始める高度約70 Kmまでが観測実験範囲であつ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ると予想される。そこでこれまでは注目されてき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飛行姿勢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)スピンがあつて尾翼のあるもの、(B)スピンがあつて尾翼なし、(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が異なる。A型(K-9Mなど)は20~30 Kmまでスピン上昇し以後スピンドウンする。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)はスピン増加は無く減少する。C型(S-210-12など)は高度20~30 Kmでスピンの増減がある。D型(K-10-14など)はスピンもかわらず大きなコーニング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機軸まわりのスピンのあつた方がよいと思われる。

S-520-4号機の再突入時の姿勢 初の回収実験が行なわれ、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おいたロケットは約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飛行し、7.5 Kmでのパイロットシュートが開始まで1~1.5 Hzの回転をしている。その回転軸は一定では無く最大25°の振れをもち、機軸まわりの回転もわずかにある。

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	* 両極ロケット		
			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確度I

小川 徹, 教崎 努, 北野 正雄
(京都大学超高層電波研究センター)

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確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、確度の限界は0.1nT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0.1nT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の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²⁾安定性の報告のみで、確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での原子の選択、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³⁾。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, K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、D₁線・D₂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n個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I₀₁付近に固定されたとすれば、

$$\frac{dI(\omega)}{d\omega} = 0 \quad (1) \quad \text{ただし } I(\omega) = \sum_{i=1}^n I_{0i} \frac{\Delta\omega_i^2}{(\omega - \omega_{0i})^2 + \Delta\omega_i^2} \quad (2)$$

従って $\sum I_{0i} \frac{\omega - \omega_{0i}}{\{(\omega - \omega_{0i})^2 + \Delta\omega_i^2\}^2} = 0$ (3) 誤差δω = ω - ω₀₁であり、第

2のスペクトル以外による誤差は小さいのでΔω₁ = Δω₂ = Δω、Δω ≪ ω₁ - ω₂の場合 $\frac{\delta\omega}{\Delta\omega} \approx \frac{I_{02}}{I_{01}} \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_1 - \omega_2}\right)^3$ (4) Δω ≃ 2π · 10 (rad/sec)の場合誤差は⁸⁷Rb, ⁸⁹Kに対しそれぞれ10nT, 6 × 10⁻⁴nTとなる。4. 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、 $I = I_0 \Delta\omega \left[\frac{\omega_0 - \omega_0}{(\omega_0 - \omega)^2 + \Delta\omega^2} + \frac{\omega + \omega_0}{(\omega + \omega_0)^2 + \Delta\omega^2} \right]$ (5)

dI/dω = 0より磁力計の誤差(ω - ω₀)は2 × 10⁻⁵nTとより問題にならないことが分った。5. おまけ 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元を適当に選べばフロン磁力計と同等或はやや勝れた確度をも可能性があることが分った。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) 例えげ J. H. Allen and P. L. Bender: JGG 24, 105 (1972). 3) T. Yabuzaki and T. Ogawa: JAP 45, 1342 (1974).

表1

	⁸⁹ K	⁸⁷ Rb	¹³³ Cs	Proton
natural abundance (%)	93.1	27.2	100	
no. of lines	4	4	8	1
1/2π(Hz/nT)	7.0	7.0	3.5	2.045
ΔF(nT)	0.9	0.5		1.3
D ₁ (nm)	769.9	794.8	894.4	
D ₂ (nm)	766.5	780.0	852.1	
T(°C)	60	40	20	
F = 0.5 × 10 ⁻⁷ T				
(ω ₁ - ω ₂)/2π(Hz)	531	36	6.7	
F ₁₂₁ - F ₁₂₂ (nT)	76	5.2	1.9	

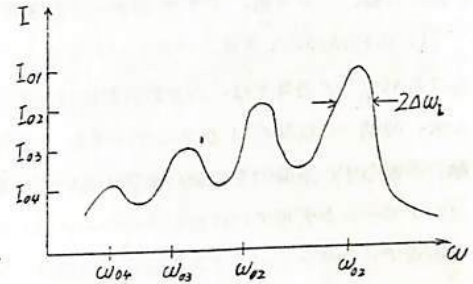


図1

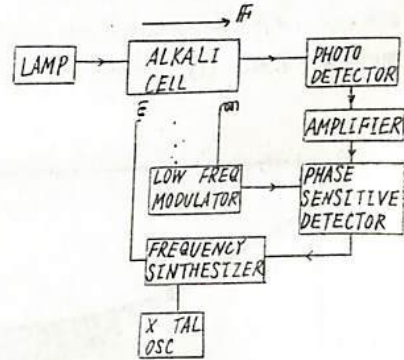


図2

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しうる。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。

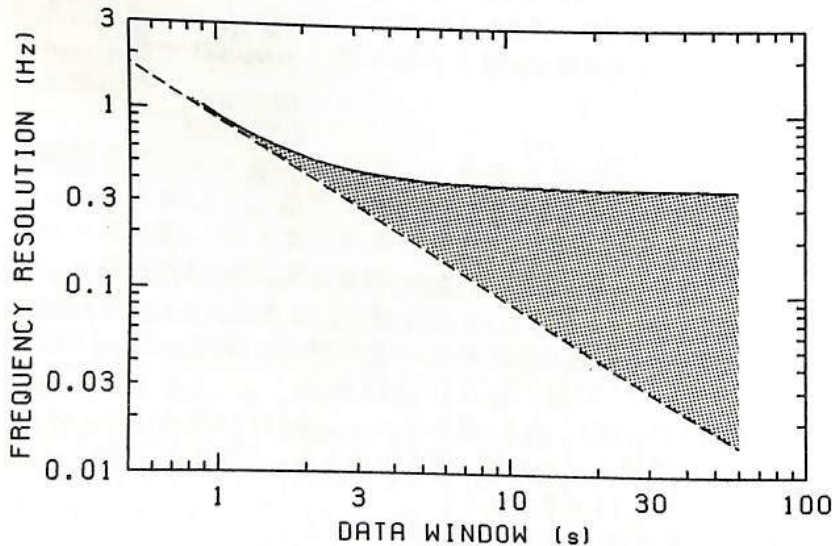


図.1 散乱スペクトルの周波数分解能とデータ長の関係。実線及び点線は散乱体のゆらぎの水平構造が各々インコヒーレント、コヒーレントな場合を示す。ただし、アンテナビームは天頂方向、水平風速 30 m/s、レーダー周波数 50 MHz、高度 20 Kmを仮定している。

MUレーダーを用いた新しい中層大気観測法(II)

佐藤 亨 ・ 深尾昌一郎 ・ 加藤 進
 (京大工) (京大超高層)

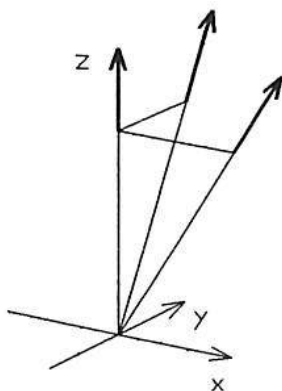
前回の報告¹⁾では、近年大型レーダーを用いた中層大気観測において試みられているVAD (Velocity-Azimuth Display) 法やSAD (Spaced Antenna Drift) 法をMUレーダー観測に適用する場合のビーム走査法やアンテナ分割法について検討し、これらの方法における風速の測定誤差を計算機シミュレーションにより評価した。その結果、VAD法ではビーム走査半径の数倍程度の水平波長を持つ重力波が存在する場合に推定誤差が大きくなり、またSAD法では水平風速が増大すると共に推定誤差が急速に増加する事が示された。

MUレーダー観測においてはビーム走査方向が自由に選べるため、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描きこれ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。

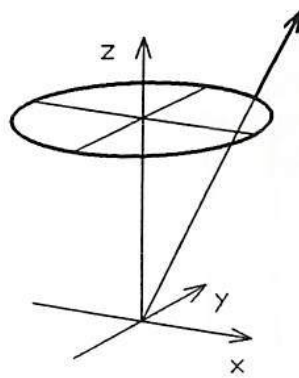
モデルとしては空間的に一様な風速場に推定誤差の原因となる短水平波長重力波を加えたものを用い、これを各観測方法に對した点でサンプルし、推定される背景風の各成分の誤差、及び誤差の推定値の妥当性を検討する。推定誤差は与える重力波の水平波長及び位相によって変化するので、位相に関して平均し、波長依存特性を調べる。さらに、重力波が非干渉性で一様な波長分布を持つ場合について、観測方向数の制約のもとでの最も誤差の影響を受けにくいアンテナビーム走査方法を議論する。

参考文献

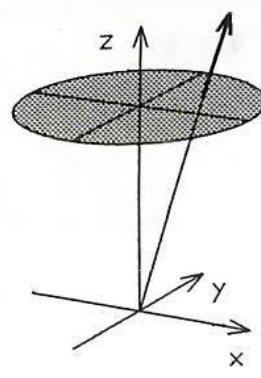
- 1) 佐藤・深尾・加藤, 日本地球電気磁気学会第71回講演会予稿集, 1982年5月。



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

富田三彦, 岡野章一, 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図に, 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。

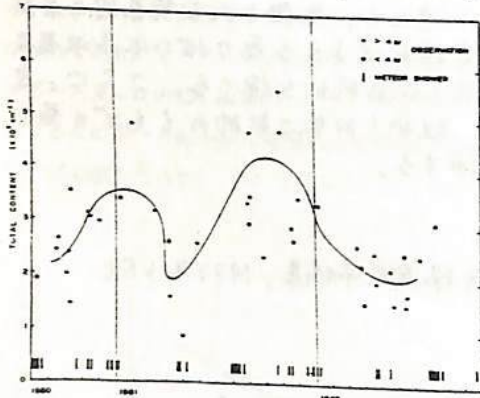
Na に関する化学反応は数多く考えられるが, その中で,



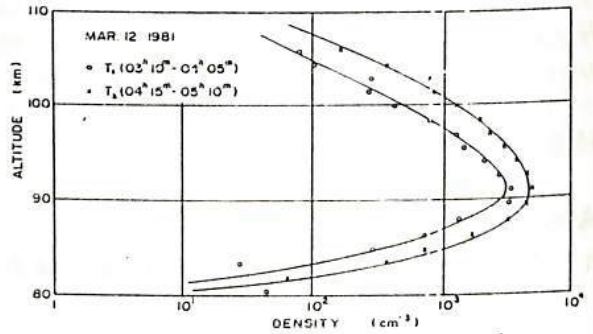
は極めて速く, Na 密度と NaO 密度は速やかに(10分程度で)化学平衡に達する。従って, 観測で得た Na 密度の変化だけでなく, NaO も含めた $n = (\text{Na}) + (\text{NaO})$ についての増減を考慮する必要がある。(第2図参照) n に関する連続の式から, Na 又は NaO の生成率 Q は,

$$Q = \frac{dn}{dt} + \text{div}(n \cdot v) + L \tag{1}$$

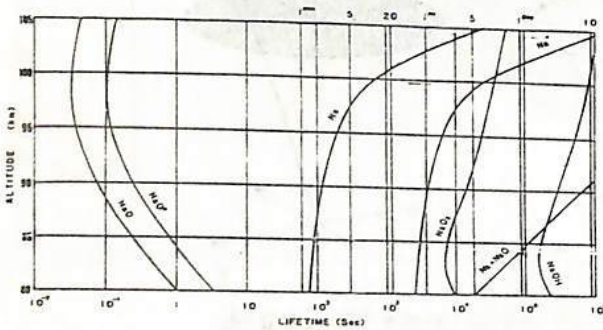
で与えられる。(L は系 n の化学的損失率) 水平方向の勾配を無視し, 観測に基づいて, (1)式右辺の各項を計算し, Q を求めることができる。一例として, 第3図に, 1981年3月12日の明け方, T_1 と T_2 の各々の時間帯の平均の Na 密度 profile を示す。 T_1 から T_2 までの65分間の変化が, 各高度とも時間的に linear と仮定して, Q を求めた結果が第4図である。(eddy diffusion coefficient を parameter として描いてある。) これにより, 約90kmの高度に peak をもつ Na 又は NaO の input があることが明白である。厚さで積分すると, $8.7 \times 10^5 \text{ atoms cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ の deposit が約1時間続いたことになる。



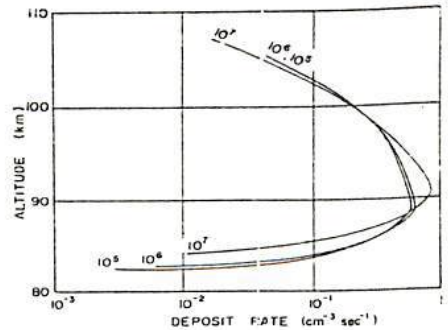
第1図



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¹⁾, 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・ゾンテ, 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, 赤外・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・ゾンテ用装置を大気球用(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図にブロック図)。

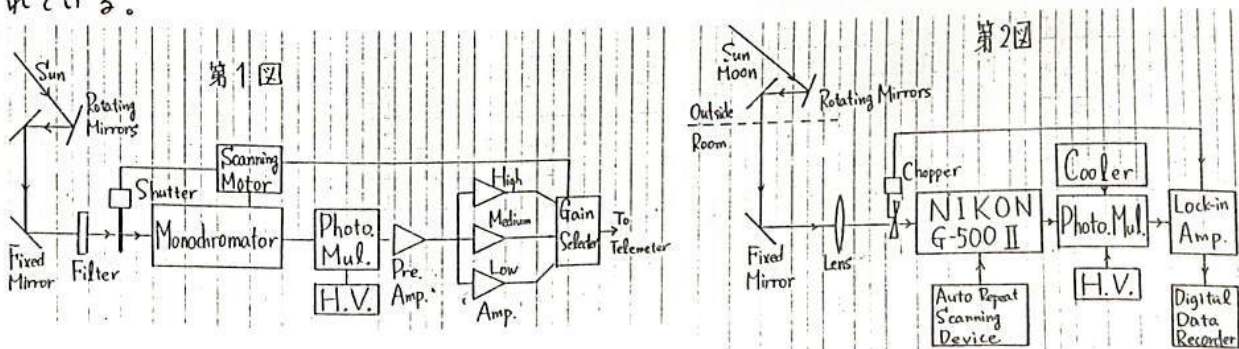
大気球観測ではゴンドラ全体を方向規正する。また南極では制振を正確に行うことができないので精度の高い絶対圧気圧計を搭載して高度を求める。なお大気球には O_3 , NO_2 測定器の他に大気電離度を測定する電離計も搭載される。

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 O_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図にブロック図を示す。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. Met. Soc. Japan, 59, 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) (岐阜歯大) (東北大理)

レーザーヘテロダイン分光方式によって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。

$$n(z_i)_{k+1} = n(z_i)_k \cdot \frac{(\ln \tau_{\nu})_{obs}}{(\ln \tau_{\nu})_k}$$

$$(\ln \tau_{\nu})_k = - \int_0^{\infty} W(z_i, \nu_i) \cdot n(z_i)_k dz_i$$

$$W(z_i, \nu_i) = S(T) \cdot b(P, T, \nu_i)$$

ここで n : オゾン密度, τ_{ν} : 波数 ν_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
 ν_i は探測しようとする高度 z_i において $W(z_i, \nu_i)$ 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_{ν} 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_{ν} 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 の波数に関する微分値 \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本の波数における 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シルミネッセンス方式のNOx測定器の開発を行なってきた。測定器の基本的な構成は既に報告済みである(オー一回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。

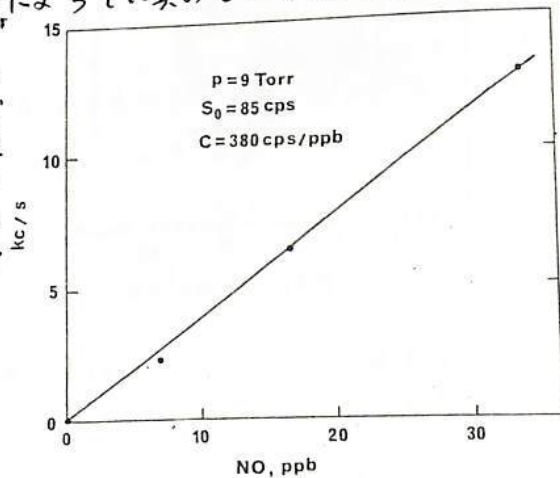
1. ケシルミネッセンス光に対する光電子増倍管の出力信号への電気的なノイズ
プロトモデルではバルブの切換器及びオゾン発生器からの電気的なノイズが光子計測用パルスアンプに大きく影響することが分った。特に後者のノイズは重大である。これらのノイズは最終的にはアンプ及びオゾン発生器のシールド、電気回路のノイズ対策など総合的な処置により、解決することができた。

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/NO₂をサンプル大気に4-20 cc/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/NO₂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0.2 ppb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に変換してしまう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。



成層圏エアロゾルの観測 (Sanriku, May 31, 1979)

松崎幸好 中村良治 伊藤宮造
(宇宙科学研究所)

1. 本研究の観測は、May 31, 1979 に三陸の気象観測所に於て行なわれた。これは、約1ヶ月前の時期に、Alaska に科学衛星を用いた SAM II 測定に関する ground-truth exercise が行なわれた。本研究は、これらの結果とを比較して検討する。また、本観測の時期に、Soufrière 火山に起因していると思われるエアロゾルの増加が、Fukuoka に観測された事と Hirono の LIDAR の観測結果は報告してある。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て Soufrière 火山の影響がどの様にあるのかという観点から報告する。
2. 本研究は、大気散乱法を利用したスファクトル測定結果に基づいており、その方法論の正当性を Mie の散乱理論に基づく計算を行なう事によって示された。
3. 結論として、本観測結果は本格的に background level のものにある。しかし、Alaska に於ける観測結果や Pinnick のモデルよりも若干多量に出ており、LIDAR で観測された Soufrière 火山の影響が多少みられる様である。Elterman のモデルは、St. Helense 火山噴火後の結果に近く、本研究の観測結果は、これらのものとは一致しない事から分かる。

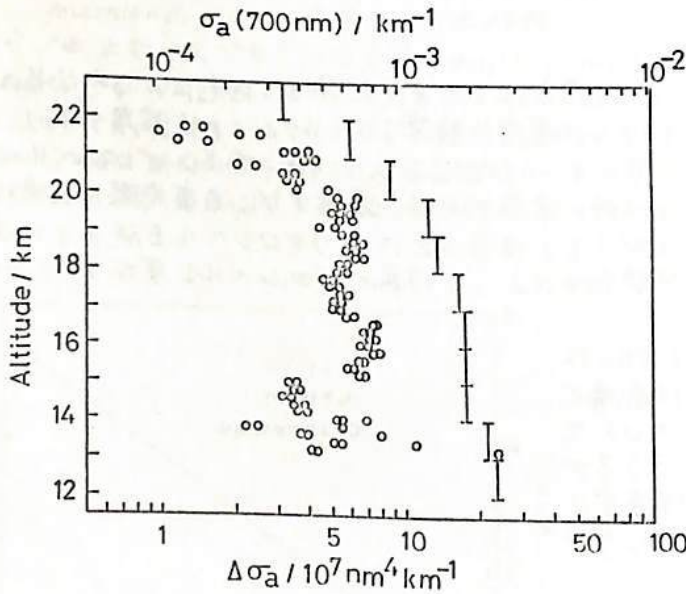


Fig. 1 成層圏エアロゾルによる extinction の高度プロファイル。
○: Present result
I: Elterman's model

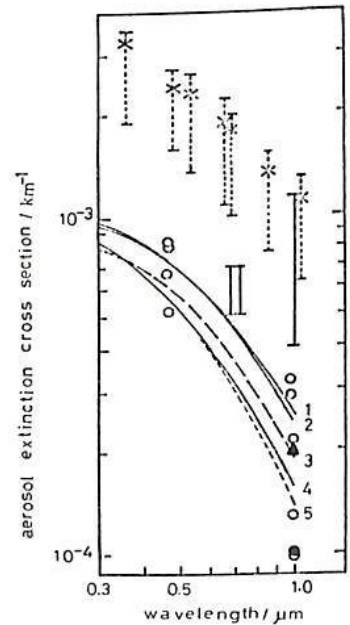


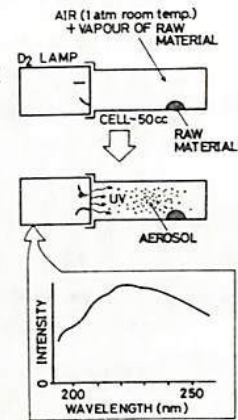
Fig. 2 II: Present result
○, △: background condition
I: St. Helense volcanic enhanced condition
curves 1-5: Pinnick's model

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 徹

京都大学超高層電波研究センター

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・ジクロルベンゼン・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、古くから森林にかか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)に関連して、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. Moe 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 Ⅲ-22
- 4) F.W. WENT, Nature, 187, 641 (1960)

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-

* 岩坂泰信, ** 宇沢威男, ** 福西浩, *** 藤原玄夫, ** 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、南極中層大気の統合観測/MAPのひとつにレーザー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・組立て作業を行った後試験観測に供さ小ている。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
Datat Display and Store	100 channels photoncounter (2 series) 8 bit A/D converter (1 series) A 32K-word storage computer is used to controle the data aquisition system. Data are stored in magnetic tape, 45 IPS, 800 CPI, 9 track.

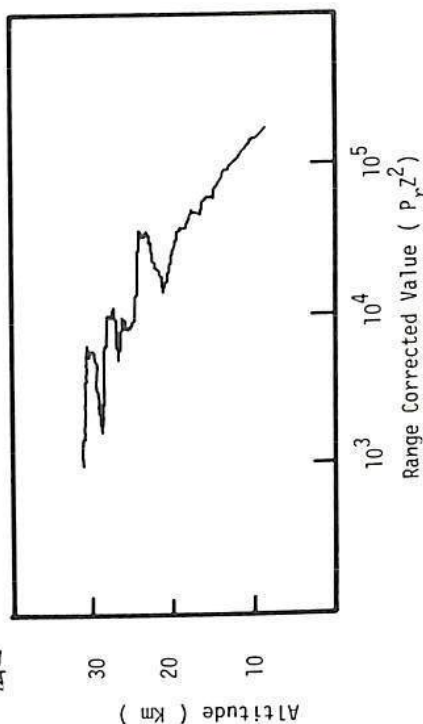


図2

図1

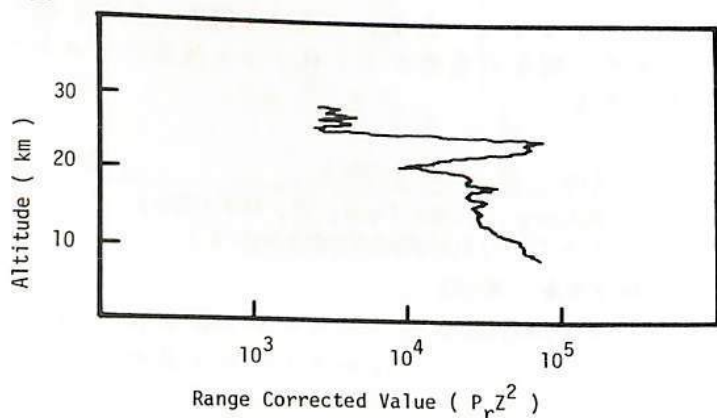
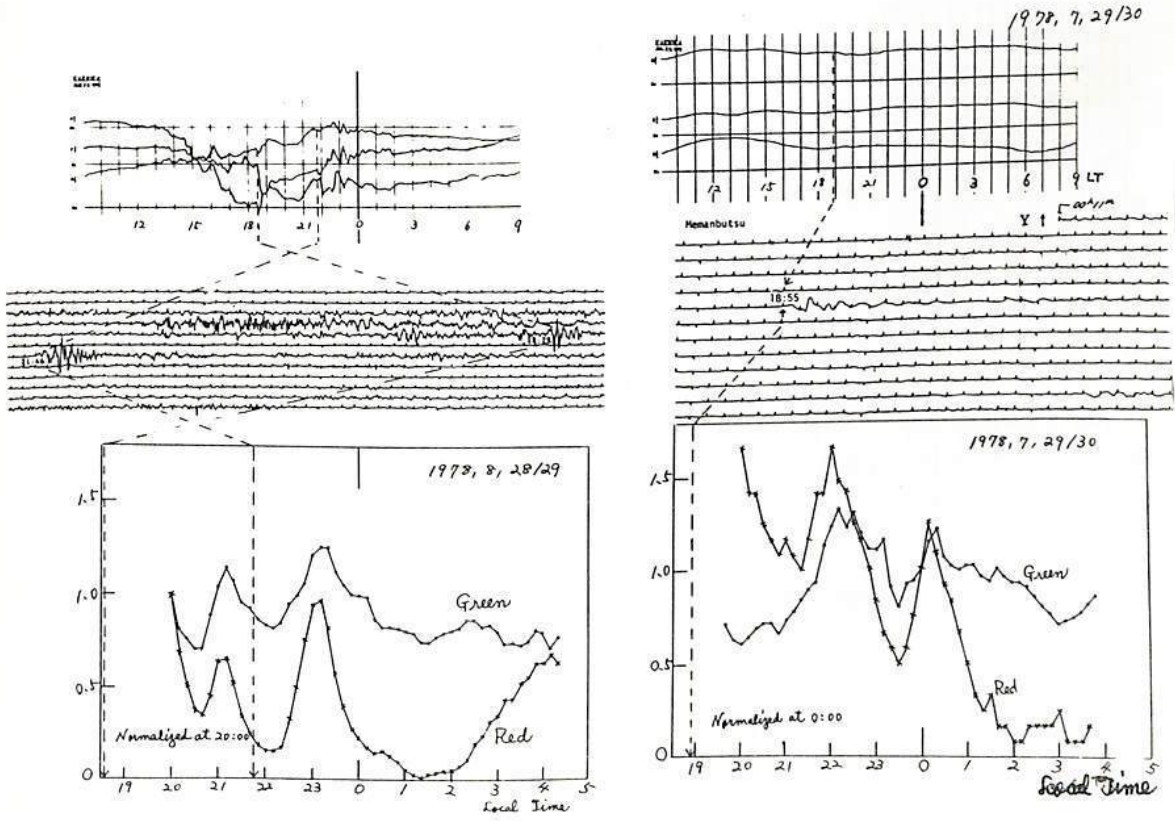


図1, 図2は 1982年7月5日の結果で、その波長 $\lambda = 0.6943 \mu m$, $0.3472 \mu m$ のものである。

酸素緑線と赤線の強度共変化の発生原因について
この一考察

三沢清敏, 加藤健雄, 竹内郁夫, 青山巖
(防大) (東海大) (記岡高専) (東海大)

green line と red line の強度が時折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の原因について考察した。下図に示したように magnetogram と地磁気脈動の data とを対比してみた。そうすると, green line 及び red line の共変化現象の山が現れぬよりも数時間前に 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 ではある特徴的な変化を認めるのがわかる。magnetogram は柿岡で記録されたものであり, P₂ は各測別で記録されたものである。P₂ は, 良く知られるように, Alfvén waves が particles と同時に polar region に到着したとき, 始まると言われる。一方, TID は density force と強められた auroral electrojet による Joule heating によって発生すると言われている。以上のことから, ある特別な場合に, 擾乱活動によって生じた伝播性の大規模な大気振動が ~ 200 km の高度の所を越え特に 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 が見つかったのは 9 件であるが, それに対応して, はつまつ P₂ の発生と magnetogram の disturbance が見つかったのは 7 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, 加藤登雄, 竹内郁夫, 青山徹.
 (阪大) (東海大) (記開高専) (東海大)

昨今の秋の学会では, red lineの強度の孤立波型を1反もの (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。初めに 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が現われ, AE indexのpeakに対応する時間magnetogramには特徴的な変化が現われることがわかった。次に, red line humpと磁気圏のdataとmagnetogramとを対比した。red line humpのpeakが現われる数時間前にP12の発生が見られ, P12の発生時間に対応する時間magnetogram上には特徴的な変化が現われていることがわかった。このことから red line humpはauroral electrojetとparticle precipitationへの根があることがわかる。太陽風によって急激に磁気圏が圧縮されて励起される広いスペクトル帯の磁気圏帯中のP12に由来し, 又, 太陽風に磁気圏が急激に圧縮されたとき, 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われるようである。そのintensity variationsはred line humpの中のある特別な場合のように思われる。

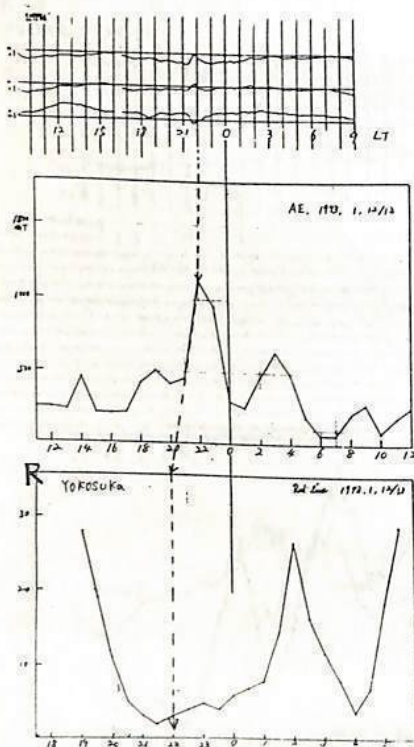


Fig. 1
AEとの対比

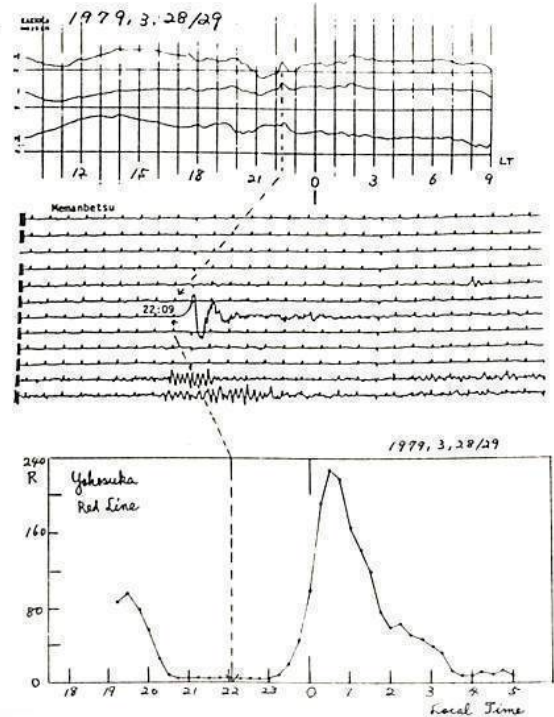


Fig. 2
P12との対比

S-210-13号機によるTMA発光雲の観測

中村純二
東大教養

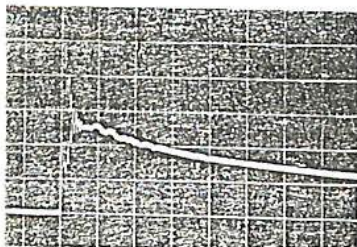
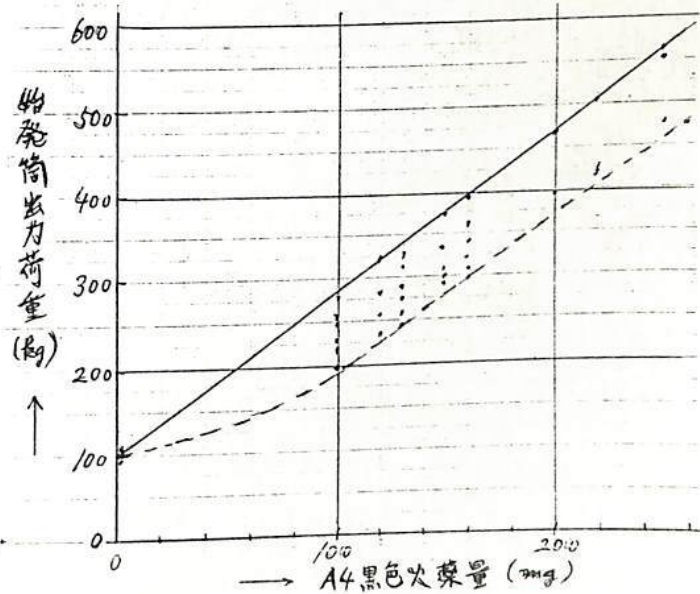
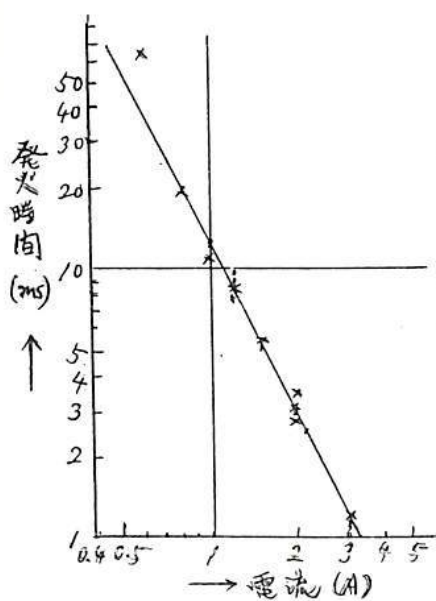
大地登
岐阜大教養

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。

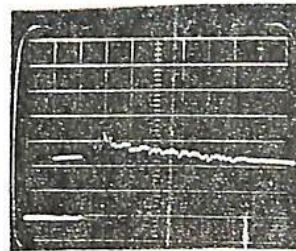
今回はロケットの上昇時並びに下降時の2回に亘りTMAを噴射し、水平距離にして数十秒離れた2地点に二つの発光雲を作り、大気の波動性を調べるのが第一の目的である。これまで高度85km~150kmの間の風速だけが求められたが、中層大気の運動に大きく寄りする高度80~85kmのもう少し低い高度における風速なり、乱流の様子なりを調べるのが第二の目的である。

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ぶ、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)

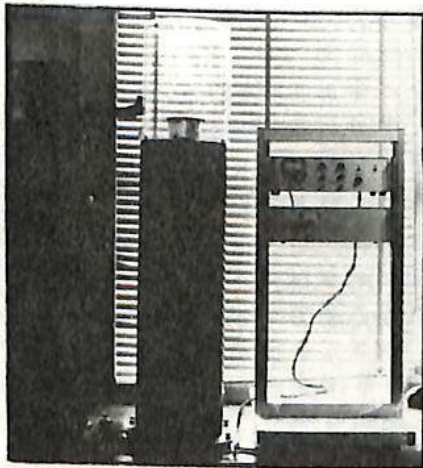
これまで継続的に行なわれてきた基礎開発の成果にもとづき、弱残留磁気測定装置(Ricrestometer)を、東北金属KK(Tekin)に本製作させ、表示部を除いて1号機(才1図)が完成したので報告する。

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)が同時に速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、任意の大きさ・形状を持つ資料を、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。

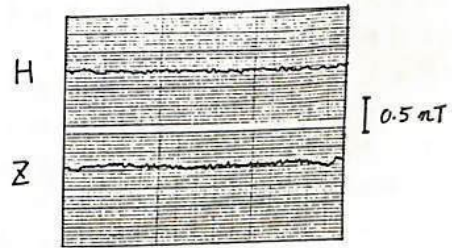
- (1) 回転装置を縦型にした為、機構が簡単になり、特に床面積が小さくなった。
- (2) 打消し回路を付することによって更に感度を高めることができるようになった。
- (3) リングコア2個を用いた差動回路のほか、資料の高速回転や更にスタッキングを加えることにより、日中、市街雑音の大きい場所でも高感度で測定できるようにした。

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るので、 10^{-6} セム/1:1以下、弱残留磁気を持つ資料も測定できることである。

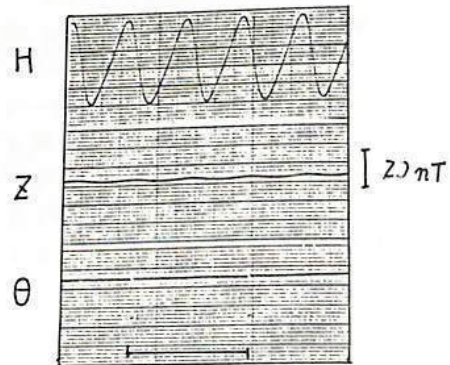
本機製作の主目的は飛しょう体構成部品の残留磁気測定を通じて飛しょう体の磁気クリーニングをおこなうことにあるが、古地磁気学、岩石磁気学、考古学などにも応用できるので実際の測定例を示し、かつ今後の課題について報告する。



才1図



才2図



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 が買入している。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 の大規模な買入があり、この sill は基盤岩と Beacon sandstone を水平に買っている。最後に Tertiary 末 ~ 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 ~ 240° 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 ~ 240° の方向に磁化している。これらの資料を熱消磁するとにより、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、現在のアフ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 のみで見ると、同年代の昭和基地の値と約 20° の差があり、ランバート氷河に断層がある可能性がある。以上のことからこの地域は Ferrar dolerite の買入により 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 それに 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, それに 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 種の溶岩から計算された VGP の値は、南極域の半径 30° の範囲内に大多数が分布し、その中心は地軸付近にくる。nondipole 成分を考えに入れた場合、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. 前にはすでに現在の南極の位置にあったと考えられる。

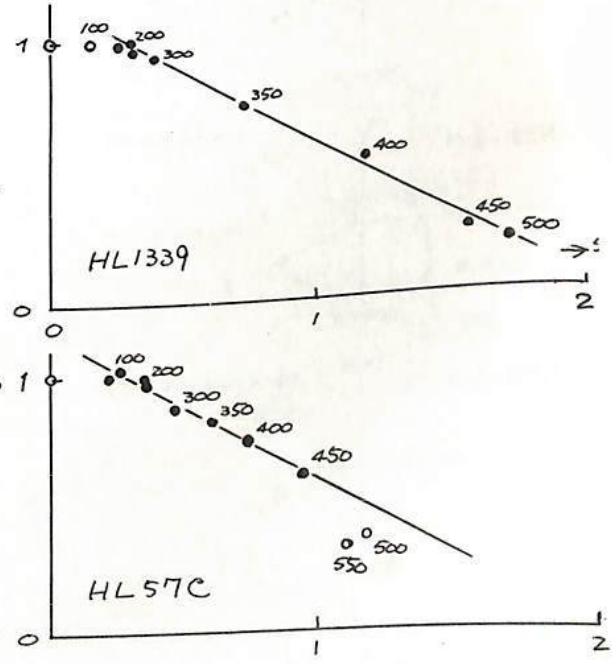
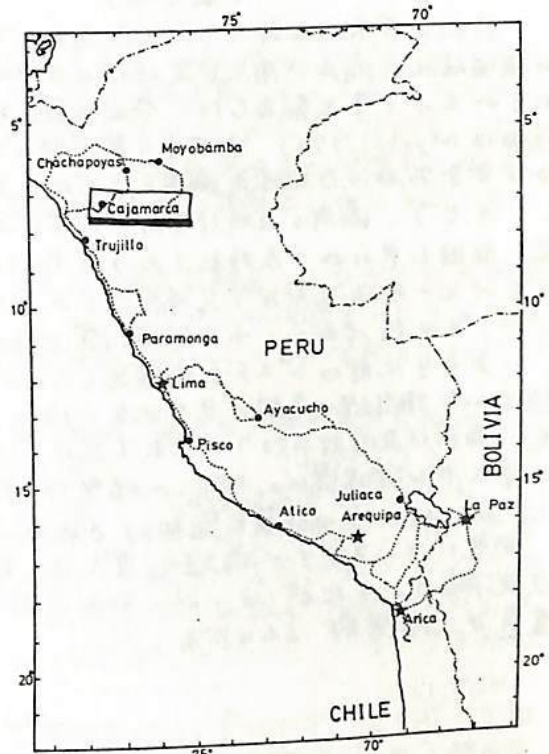
ペルーの先インカ文明時代の土器片による
古地球磁場強度

河野 長, 上野直子, 大倉良夫
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た。我々は1980-1981年の「中部アンデス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た。発掘された遺物は、灰土や土器の様式などによってかなり古い（±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 550°C 付近で一相であり、ほぼ reversible なものと J_s が直ぐ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が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。常温~ 150°C の範囲のNRM成分は直線より下へくるものが多い。経プロット温度成分が失な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できる。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

河野 長

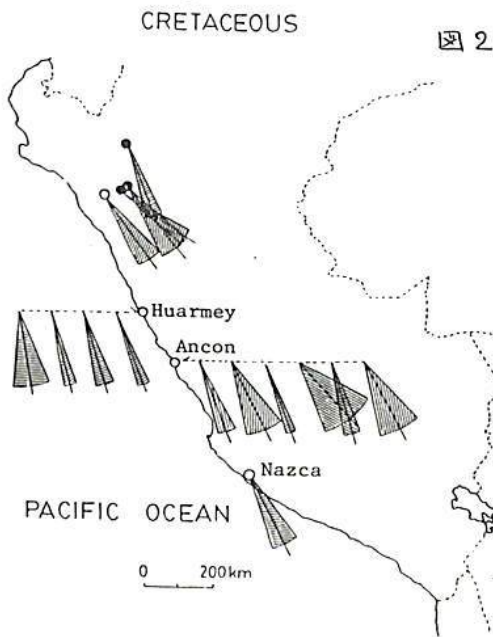
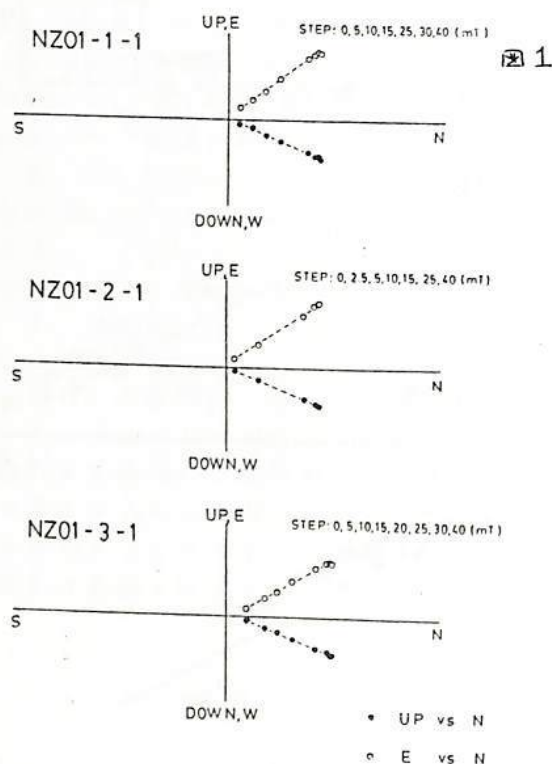
(東大理工)

(東大理工)

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塊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 Huarmey 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-地域の白亜系岩石の古地磁気偏角をまとめた結果を図2に示すが(1-マル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-全域にわたっている事がわかる。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-全体をおおう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-チリ国境付近で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交点と通観される海岸線の走向の急変地点(18°S 付近)より約100km 南にあるにもかかわらず、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(極地研)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直線的かつ理想的なものであった。



Ref. Myers, J. S., *Am. Assoc. Petroleum Geologists Bull.*, 58, 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

～ 白亜紀・中期 ～

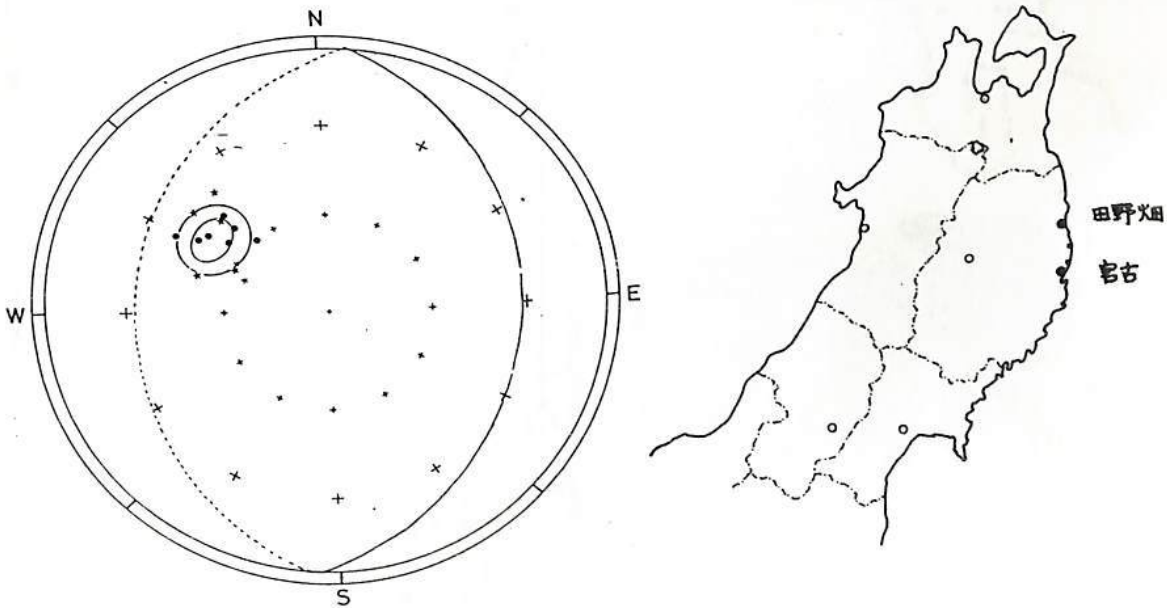
当合 利行・矢野 洋三
(東大理)

東北日本・北上地方の白亜紀の古地磁気学は、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。またその方向も北へ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亜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、白亜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。しかし白亜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、南は宮古港南西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。多くの種群は下部から羅賀層、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亜紀中期の 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、比較的良いまとまりを示す。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。



愛鷹山岩脈群の古地磁気

綱川 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($\sim 10^5$ 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。

愛鷹山は、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、愛鷹山岩脈群は、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。また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(300oe)である。残りのサンプルについても測定をし、それらをおわせて永年変化などの議論をしたいと思う。



図1. 愛鷹山の位置、及び岩脈の分布図。

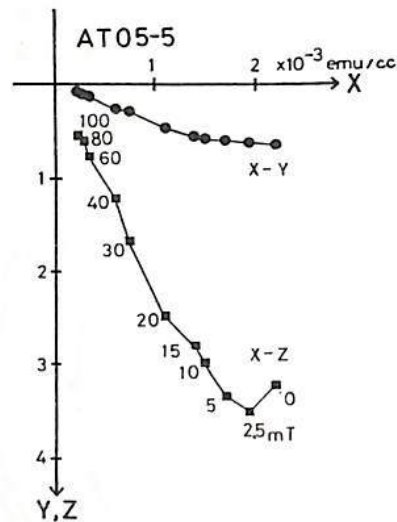


図2. 安山岩質岩脈AT05-5の交流消磁結果。

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(22.3kHz)-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 $N = 19.6 \cdot e^{0.35(h-h_0)} \text{ cm}^{-3}$ 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 $\nu = 5 \times 10^6 \cdot e^{-0.15(h-70)} \text{ sec}^{-1}$

電離層のジオトロ波数

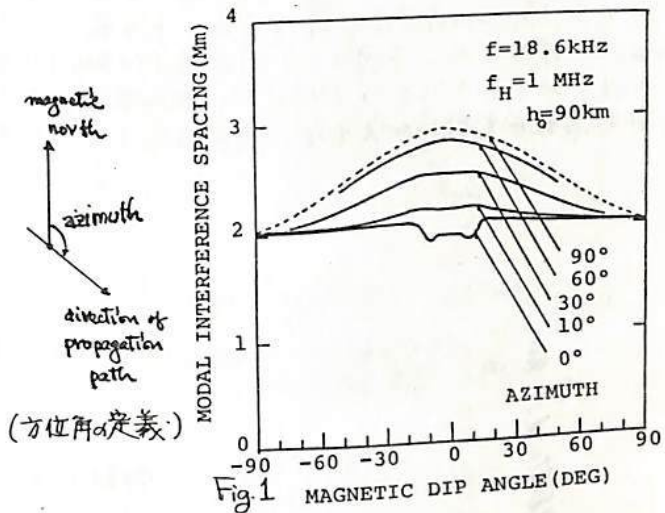
$f_H = 1000 \text{ kHz}$ (一定)

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)を求めた。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やるため、夜間の2次と3次モードの干渉距離を求めた(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付近で特に入ってくる(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)では、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。



(方位角の定義)

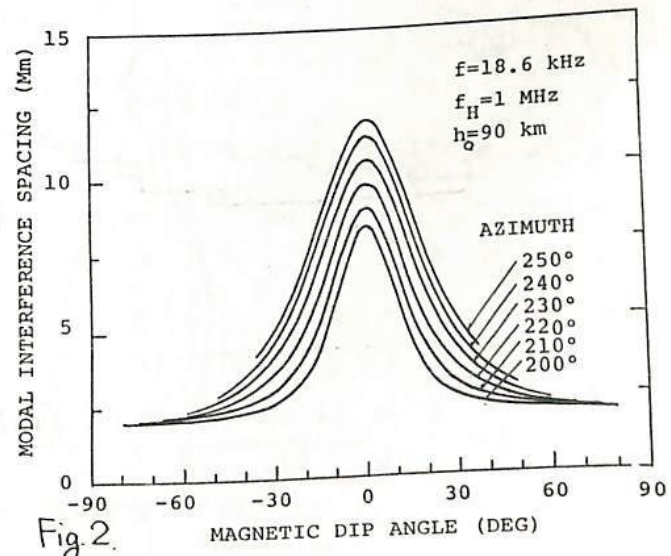


Fig.2

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)

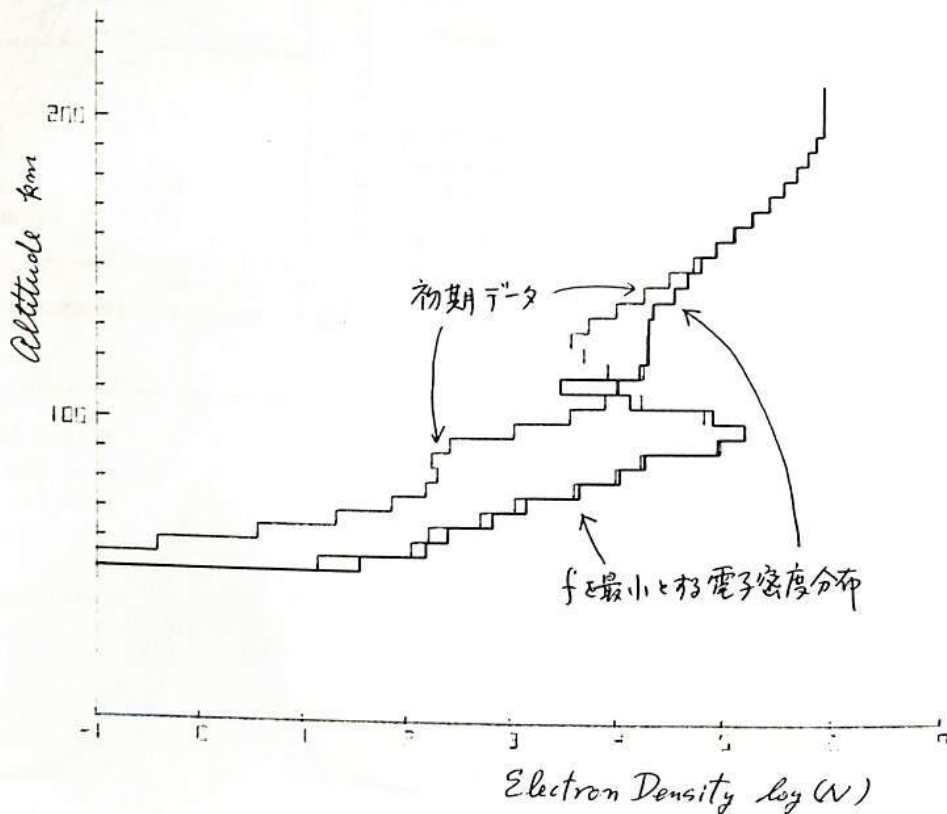
VLF帯以下の電磁波の反射には100km以下の電離域が重要な役割をもちことが知られている。そこで、VLF帯の電磁波の反射特性から下部電離域の電子密度分布を推定することを試みる。

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な層(m層)に近似した電離層モデルに対する反射係数を

$$R_i(\omega_i, \theta_i, N_1, N_2, \dots, N_m) \text{ とし、評価関数 } f(N_1, N_2, \dots, N_m) = \sum_{i=1}^p |R_i - R_{oi}|^2 \text{ を最小}$$

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(10kHz)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度分布を設定して数値的に求めた。その結果、赤道での Cowling 電気伝導度 Σ_{pp} が十分に大きい時、その shielding effect のため、赤道帯で東西電場 E_{ϕ} が減少するもの、電流 J_{ϕ} 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_{ϕ} 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度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° に正弦的に流入する。

図2は、こうやって得られた電離層電流の分布図である。

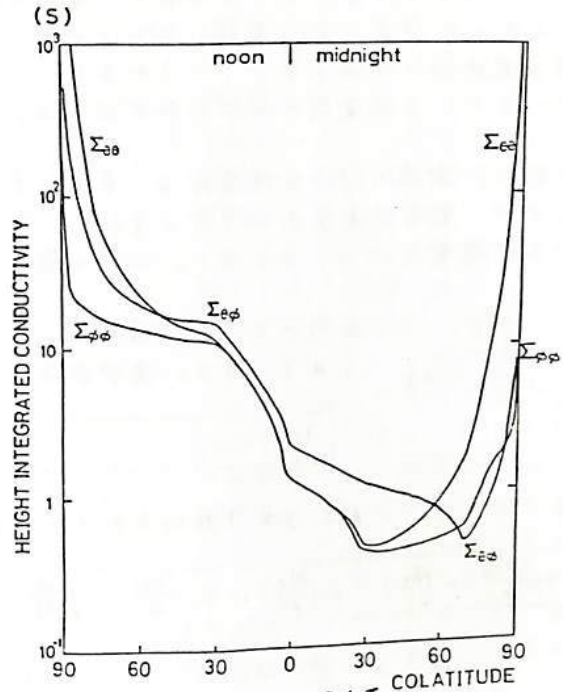


図1. noon-midnight 子午面内の二次電離層電導度の分布

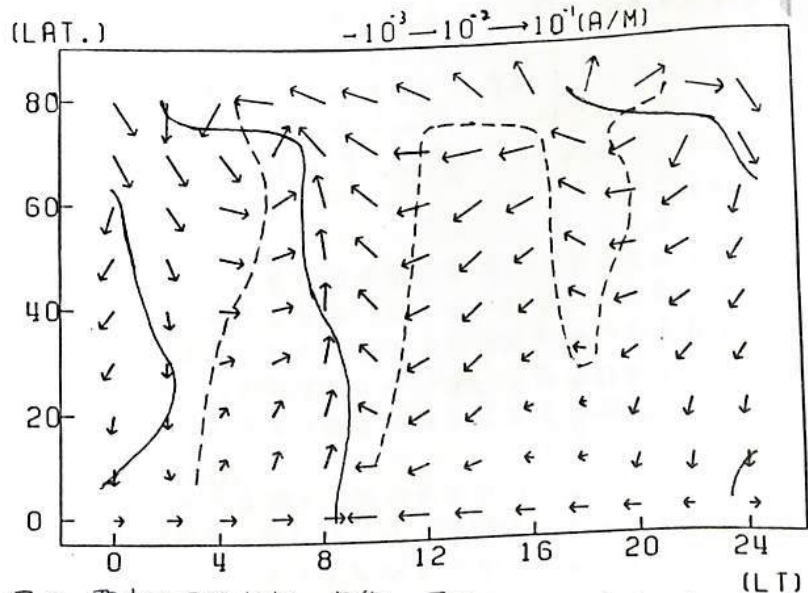


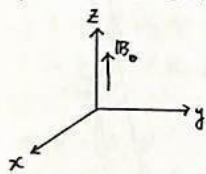
図2. 電離層電流分布 (実線... J_{EW}) の demarcation line 破線... J_{NS})

非等方一様電導媒質中の分極電荷

荒木 徹 (京大理)

等方的電気伝導度 σ をもつ媒質中に電場が存在する時、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、電流は各電気伝導度領域を逐次的に流れようと1つの方向を変え、これに1つずつ、電場の方角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、電気伝導度が非一様の際にのみ生じると考えられがちであるが、電気伝導度が非等方でそのテンソルが異方向要素をもつ場合には、一様媒質中でも分極電荷は0に等しい。以下の簡単な考察からこれを示そう。



図のように座標系をとり、電気伝導度は、 $\Sigma = \begin{pmatrix} \alpha_1 & -\alpha_2 & 0 \\ \alpha_2 & \alpha_1 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_0 \end{pmatrix}$ とおきおけるとする。定常電流は、方程式系

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0, \quad \mathbf{J} = \Sigma \cdot \mathbf{E}, \quad \mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (1)$$

によって決り、これを3式を組み合わせると次式を得る。

$$\alpha_1 \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} \right) + \alpha_0 \left(\frac{\partial E_z}{\partial z} \right) + E_x \frac{\partial \alpha_1}{\partial x} + E_y \frac{\partial \alpha_1}{\partial y} + E_z \frac{\partial \alpha_0}{\partial z} + E_x \frac{\partial \alpha_2}{\partial y} + E_y \frac{\partial \alpha_2}{\partial x} = 0. \quad (2)$$

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。

$$\alpha_1 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) + \alpha_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3)$$

誘電率 ϵ を等方一様とすると (3)式と $4\pi \rho = \nabla \cdot \mathbf{D}$, $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ とから

$$4\pi \rho = \epsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = -\epsilon \nabla^2 \phi = \left(\frac{\alpha_0}{\alpha_1} - 1 \right) \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}. \quad (4)$$

1つが、 $\alpha_0 \neq \alpha_1$, $\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \neq 0$ (ie $\frac{\partial E_x}{\partial z} \neq 0$ and $\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} \neq 0$) である限り、 ρ は0には等しくない。

(3)式からわかるように、等方電気伝導度 ($\alpha_1 = \alpha_0$) の場合は、電位分布は電気伝導度に依存せず、同じ境界条件の下では、真空中の場と同じであるが、非等方になると電位分布が電気伝導度比 α_1/α_0 に依存するようになり、真空中の場からずれてくるので、そのずれを補うために分極電荷が必要となるのである。この際、電気伝導度テンソルの非対角要素 α_2 (Hall conductivity) が何の役割も演じない ($\alpha_2 = 0$ であつてもよい) のは興味深い。

以上の考察は、直ちに超伝導物理学の現象^{の解釈}に大きな影響を及ぼさる訳ではないが、非等方性が本質的役割を果す電離層において「電気伝導度が一様だから電荷がたまらぬ、非一様だからなる」といふ言ひ方は正しくないことに留意すべきである。

本邦における f_0F_2 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)

F_2 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_0F_2 であるが、筆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(変化)に気がついたので、これらのパターンの異同を比較しながら議論を進めたい。

以下で年々変化と稱するものは、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(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_0F_2 は太陽活動度などによる(1年の尺度では)非周期的な長期変化成分を含まず、調和解析にかけたためにはこれを差し引く必要がある。それで各年ごとに長期変化は時間の1次関数であると仮定して最小二乗法によりこれを決定し、この線形変化をもとのデータから差し引いた残りについて解析をした。

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3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ることにした。従って大気圧のデータも電離層観測所の所在地をこれに近い4ヶ所(山川、名古屋、東京、秋田)を加えたものを解析した。なお f_0F_2 の方も参考のためワシントンデータの調和成分を得た結果の一部は第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当日報告する。

第1表 正午の f_0F_2 (f_{12}) と大気圧の各年の年々変化諸要素と
1959-70年にわたり平均した値

	山 川	名 古 屋	国 分 寺	秋 田	稚 内	ワシントン
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	0.53
	位 相	3.82	—	3.79	3.75	3.71
大気圧	0.144	—	0.147	0.147	0.134	0.065
	振幅(mh)	1.12	1.87	2.55	2.77	2.42
位 相	4.73	4.28	4.17	4.13	3.93	—

(位相は12月半ばから1月を単位として測った極大生起時(極大)の数値を表す。)

第2表 正午の f_0F_2 の各年の年々変化振幅と位相、観測所相互間の相関係数

	山 川	国 分 寺	秋 田	稚 内	ワシントン
山 川	—	0.90	0.88	0.77	0.54
振 幅	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
ワシントン	0.64	0.72	0.79	0.87	—

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 児 島	名 古 屋	東 京	秋 田	稚 内
鹿 児 島	—	0.47	0.19	0.12	0.11
振 幅	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_0F_2 と大気圧の各年の年々変化位相の、1対1の観測所間にとり求めた相関係数

	鹿 児 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

渡辺勇三
宇宙科学研究所

従来、複数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鋭意解析中である。

(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窓明け時)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位置が合っている。

(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以上の容量値較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のパラッキから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情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リアンプ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うので(5)の前半にあるように、CALの不備をcheckする必要がある。

(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の測定 (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

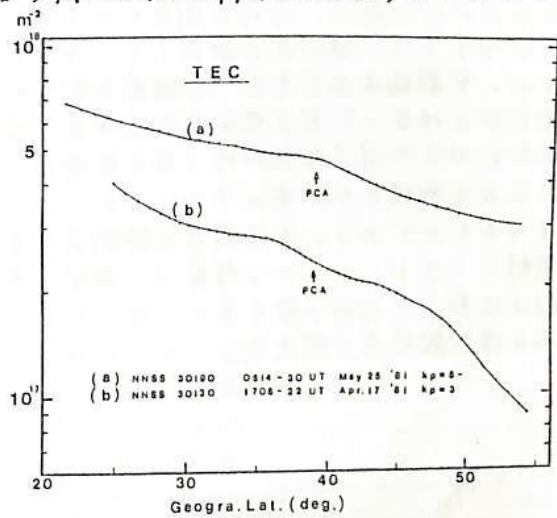
航行衛星 (NNSS) が送信する2波 (399.968 MHz, 149.988 MHz) のドップラ周波数差から衛星軌道についての全電子数を測定する試みが米国, 西独等で行われている。また, 緯度観測所では NNSS 受信機 (Magnavox MX1502) を用いて定常的にドップラ周波数を取捨し解析が行われている。今回は Hara and Sato* (1982) が開発した手法を利用して, 1981年4~5月の約2か月間のデータ (~860パス) のうち, ISIS-II, ISS-bとの同時観測データをスパース選び, 全電子数及び等価的厚み (Equivalent Slab Thickness) 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 受信波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25の4.6秒区間と1この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-地球周を結ぶ直線が電離層高度 (350km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度との仮定で最小二乗法を用いて行う。

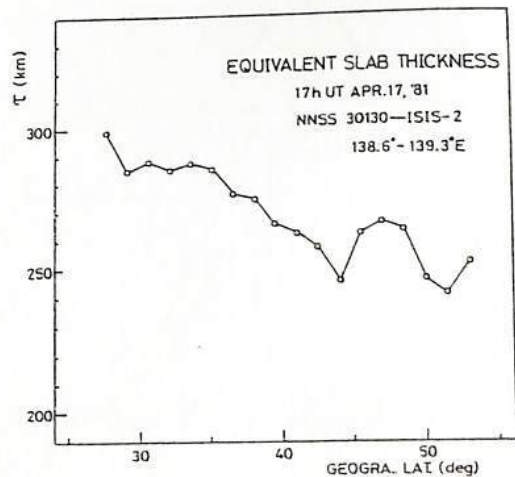
全電子数緯度分布: 第1図(a)と(b)の曲線は昼間 (~14^hJST) 及び夜間 (~02^hJST) の経度, 136~139°E における SIP に沿った全電子数の変化を示す。(a)は水沢西方で ISS-b と交差し, (b)はほぼ同経度上で ISIS-2 と反対方向からすれ違ったパスで得られた。同時刻の ETS-II Faraday 回転による測定結果と比較した結果, (a)では ~15%, (b)では ~10% の誤差で一致する。1978年10月~1979年10月までの観測結果では昼夜を問わず25°N付近に赤道異常の顕著なピークが認められたが, この結果では明確ではない。また, ~50°N以上の急激な低下も昼間では認められない。

等価的厚み: 第2図は ISIS-2 との同時観測で得られた28秒間隔のイオグラムから foF2 を読取り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 による北米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.



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



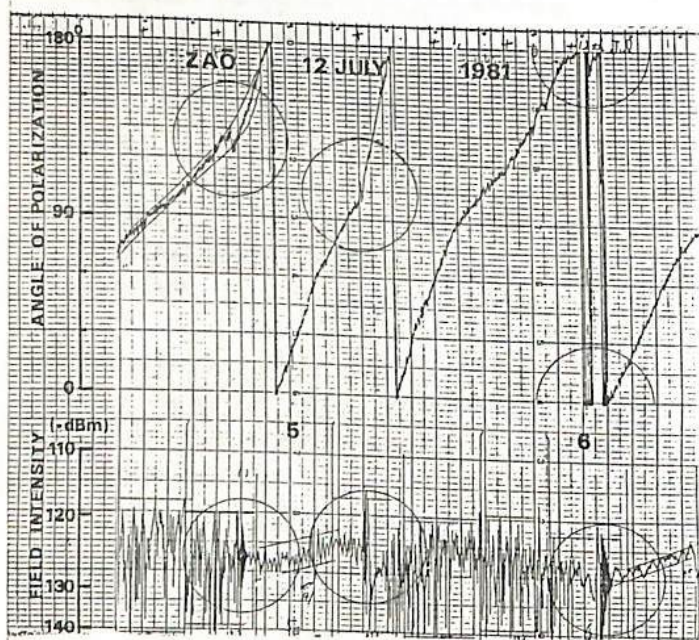
第2図: 電離層の等価的厚みの緯度変化

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

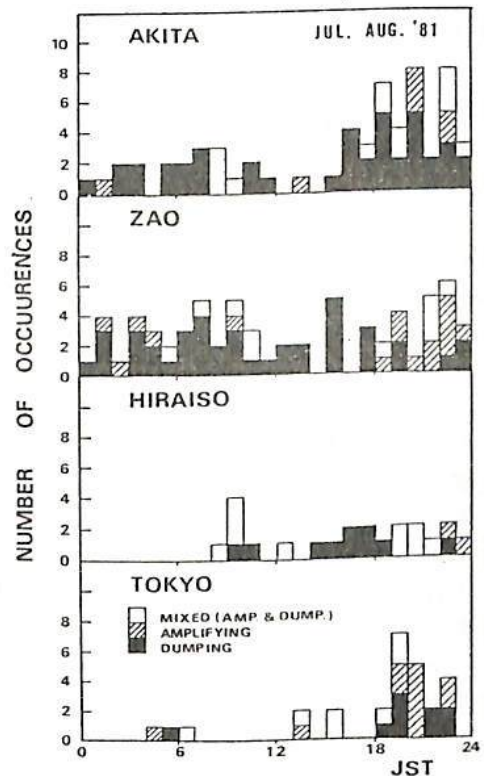
皆越南紀 新野賢爾
(電波研究所)

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、電波通路と地磁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ラデー回転(上部)の記録例を示す。この例でも明らかたように、QPSに対応して、ほとんど同時にファラデー回転にも急峻な変動が見られた。変動幅はおよそ10°(電離圏全電子数(TEC)に換算しておよそ $3 \times 10^{15} \text{ el./m}^2$)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できる。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箇所に集め、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かっている。

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。

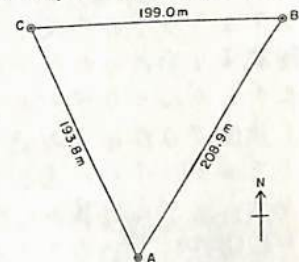


図1. アンテナ面配置

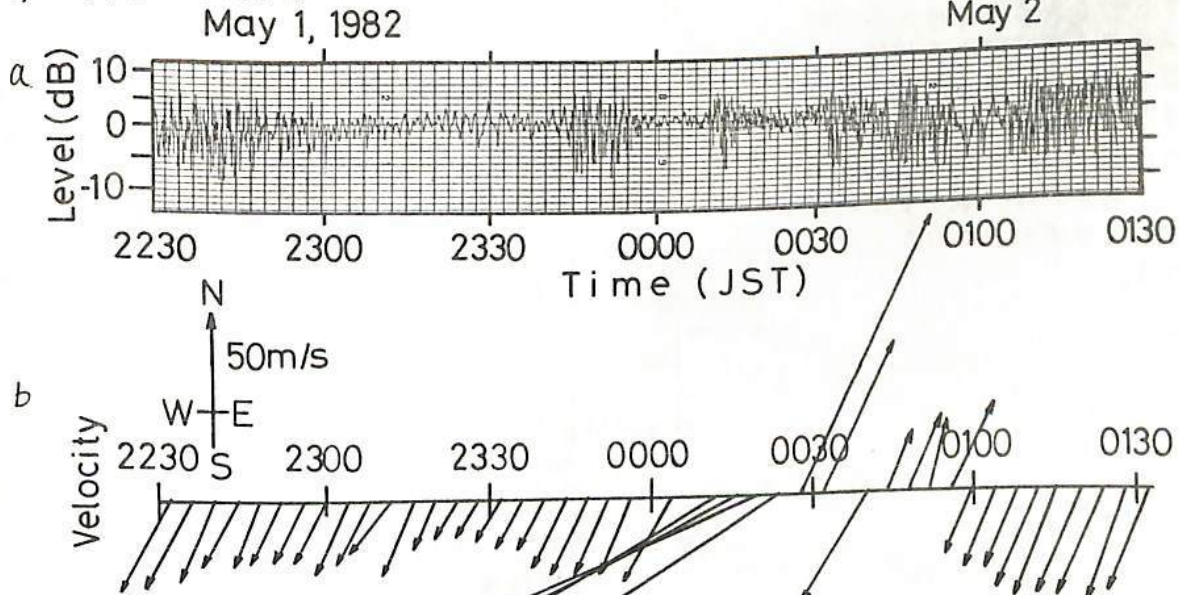


図2. a シンチレーション受信記録, b ドリフト速度

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 (リニア・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の観測結果とつぎ合わせることににより、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って報告される。

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 $37 m / \Delta$ 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700m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700m) 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。

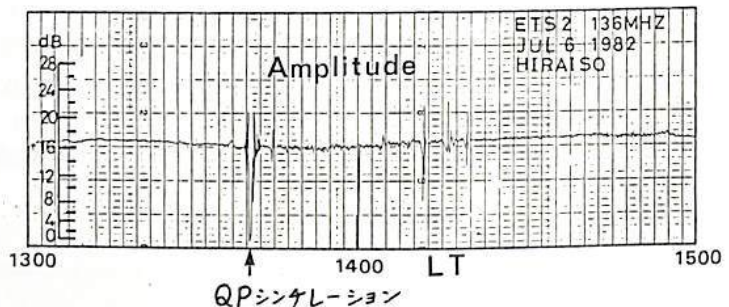


図.1 QPシンチレーションの観測例。
13時40分頃に20dB P-Pのシンチレーションが起っている。

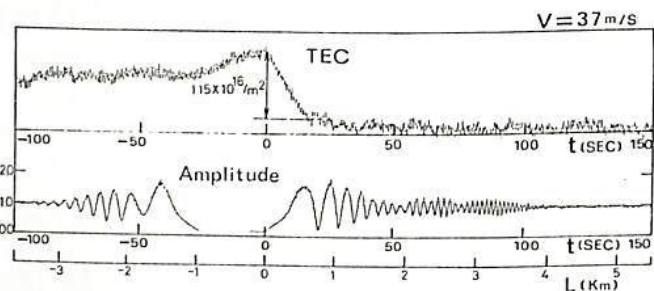


図.2 TEC, 受信強度の時間変化
受信強度は、図.1を拡大したものできれいに振動が起っている。下に書いたスケールは、速度より換算した距離である。

SITECの統計的性質

小川 忠彦, 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個のフレアを選び出し、これらによるSITECの統計的性質を述べる。

SITECの時間プロフィールや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度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はこの向で急増しピークに達する。これは、HFドップラードータからも、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_{TS})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使って ΔN_{TS} が予測できないかと考え、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_{TS} 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)が太陽縁にあると大気のEUV吸収が効くので、そうでない場合のデータが示してある。これから、 ΔN_{TS} 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線とあり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_{TS} を知ることができる。

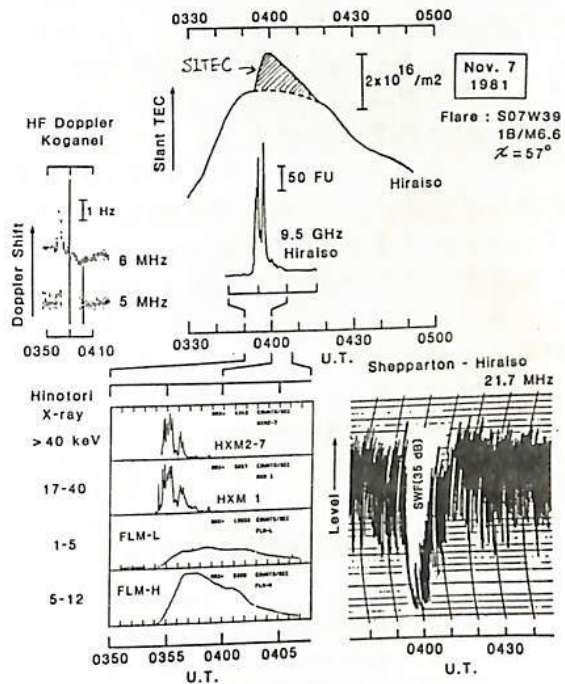


図1

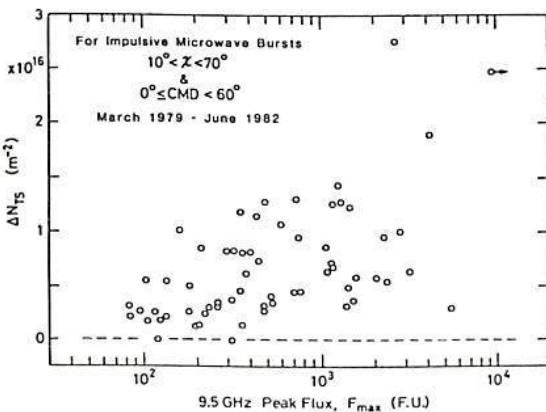


図2(a)

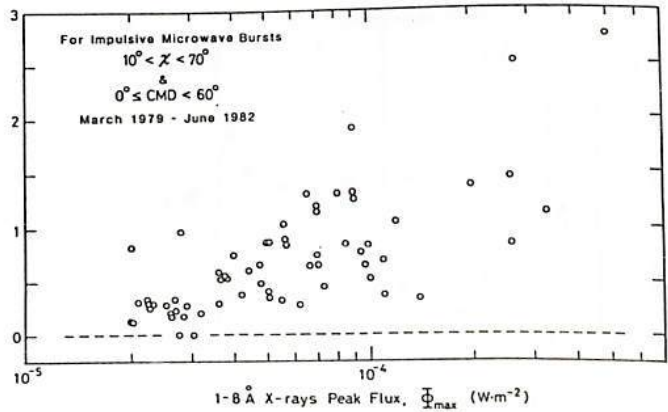


図2(b)

小山真人・新妻信明

（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・火山砕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力計（新妻・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）まで行なつた。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割合が異なる（図1，2）。さらに玄武岩の流岩および岩脈の試料にはAF消磁に対し大きく強度を減ずるものが多いのに対し，他の岩相の試料にはAF消磁に

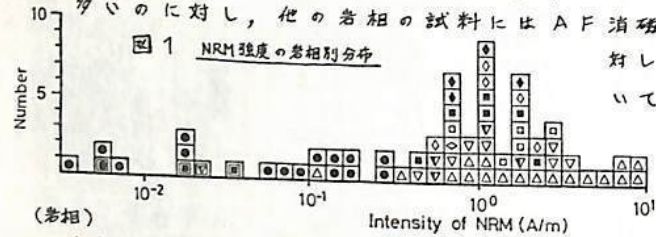


図1 NRM強度の岩相別分布
 (岩相)
 △:andesite lava ▽:andesite dike ◻:basalt lava ◊:altered andesite dike
 ○:basalt dike ○◦:dacite dike ◦◦:tuff & tuffaceous silt
 ○◦◦:altered basalt lava ○◦◦◦:samples for discussing directions of paleomagnetic vectors
 ○◦◦◦◦:open symbols: "Shirahama Group"
 solid symbols: Nishina Group ▽:horizon unknown

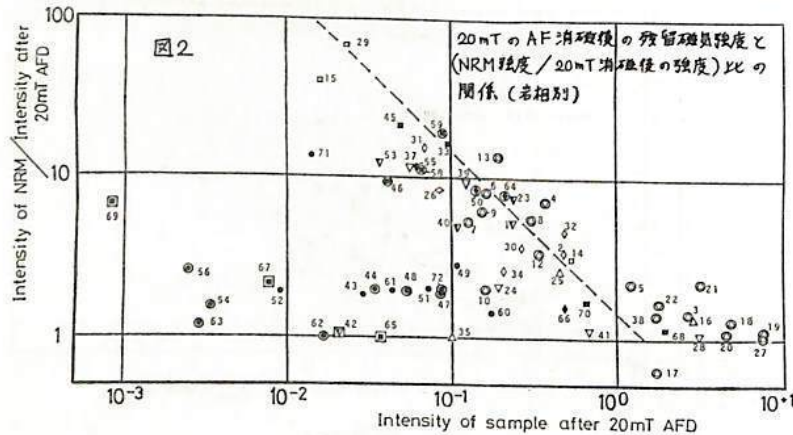


図2 20mTのAF消磁後の残留磁気強度と(NRM強度/20mT消磁後の強度)比の関係(岩相別)

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 & acidic andesitic volcanics (400m) (volcanic breccia tuff breccia basaltic lava pumice 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 pumice 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) - 3 fine tuff - 1 合 極性

対し安定なものが多い（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 修正値の不明な試料，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（ $D = 35.16 \pm 23.5$ ， $I = 50.3 \pm 8.2$ ）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。

新妻信明・中尾誠司・太田英将
(静大理) (建築技研) (明治コンサルタント)

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それにもとづく古地磁気学的判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、火山灰鍵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、それにもとづき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も確立することができたが、地層の堆積が急激であり、しかも尙欠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もよって起きた伊豆弧の本州弧への衝突によるものと考えられる。

偏角は断層周辺や褶曲軸の屈曲にともない局地的な数10度にもおよび回転を見出すことができるが、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・報告を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。

新妻信明(静大理)・Leg 87 乗船研究者一同

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。

在地磁気用試料は1~2mの間隔で採取し, 船上の Digico balanced flux-gate 型回転磁石計で測定を行なった。

AF消磁は200G (20mT) 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} G/m) の残留磁気強度を有し, AF消磁に対してまわめて安定である。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^{-5} emu/cc) より弱いものが多かった。

在地磁気の方位資料から在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 10 磁極期までの磁極期区分と対比をすることができた。

在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されていなかったが, 地層は下部で $40 \sim 70^\circ$ 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。

両地域に発達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収み込みと密接な関係も有していることがわかった。

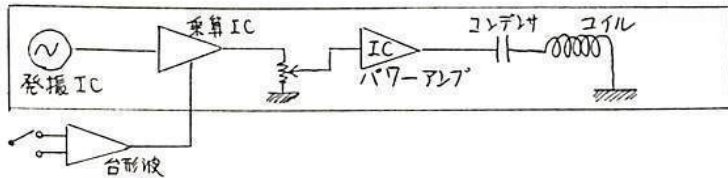
本航海については今後, 各研究者により研究が進められ報告される予定である。船上における成果は Geotime および Nature に近く印刷される予定である。

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、VRM等の軟かい磁化成分をとりぞ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要求される。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軸的に消磁の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)をかけてやり、これを電氣的に充電するに増設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、新妻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6 cm, 8 cm, 10 cm, 銅線の太さは0.5 mm, 0.6 mm, 1 mm, 巻数は600, 850, 1200, 共振用コンデンサとして20 μF, 16 μF, 7 μFを併用した。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50 W ICパワーアンプを併用した。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秒で済む。

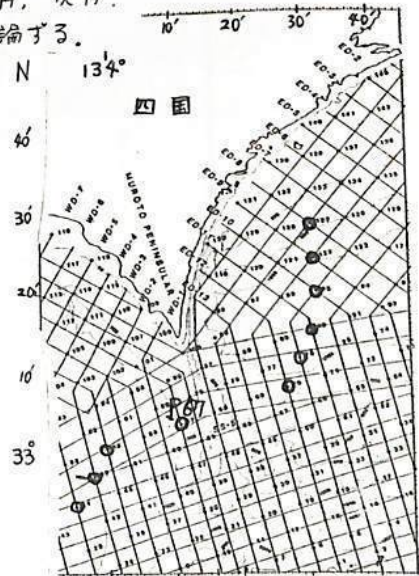
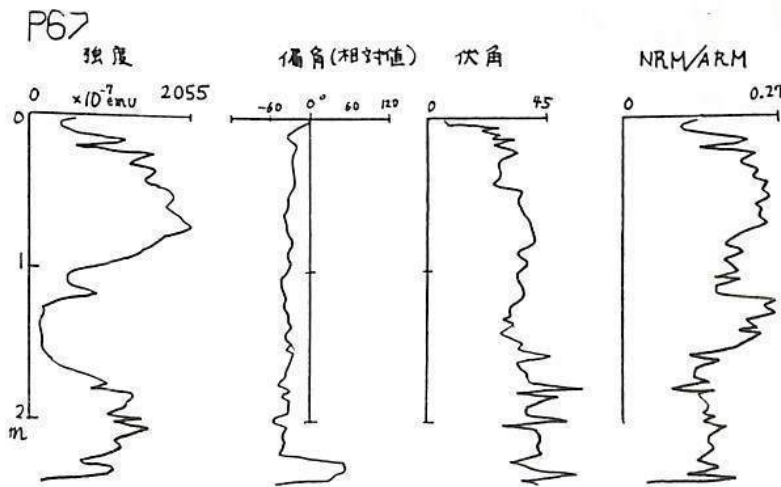


← 四角内は3成分使用する.

(2) 高知沖のグラビティコアの残留磁気.

地質調査所の白猿丸航海, GH 82-1 にありて高知沖の土佐海盆, および室戸舟状海盆から1~2 m長さの直径16 cm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石磁気計モデルC-113を併用した。右図に採掘点の位置を示す。

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NRM/ARM値である。コア相互の関連について論ずる。



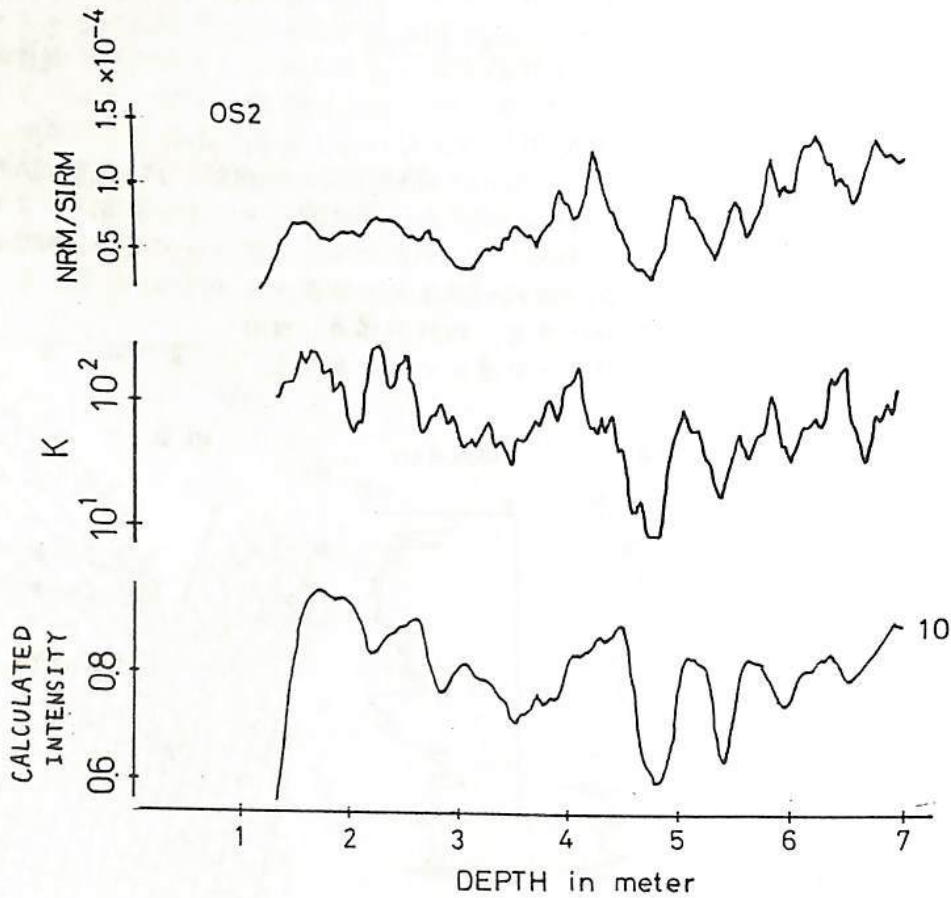
堆積物の磁化方向のバラツキと磁化強度の相関

兵頭政幸・安川克己

神戸大・理

浅海性堆積物(大阪湾・水島湾・播磨灘)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、一層俵当り数個の 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。

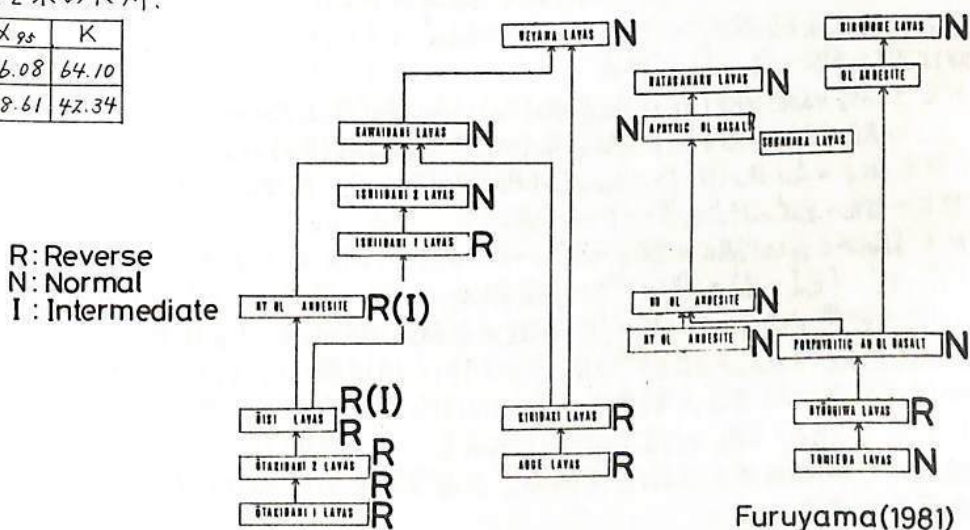
各層準の磁化方位は、パイロットサンプルについて交流消磁法により安定性を吟味したのち最低2段階の磁場(100~400 Oe)でその層準の全試料を消磁して、まとまりのよい方を採用した。 α_{95} は最大の層準で887°、平均(22層準)では390°であった。尚、現在、熱消磁による磁化の安定性の吟味およびテリエ法による実験を行ないつつある。

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畠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火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、アリュエンヌ正磁極期に、逆帯磁のものは松山逆磁極期に噴出したと考えられる。前述の畠枝溶岩の正帯磁は、ハラミヨ・イベントのもの可能性がある。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、基盤の両禰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層準について各極性における平均のD、I、 α_{95} を求めた所、

	D	I	α_{95}	K
正帯磁	-098	48.67	6.08	64.10
逆帯磁	187.77	-49.80	8.61	42.34

と求められた。



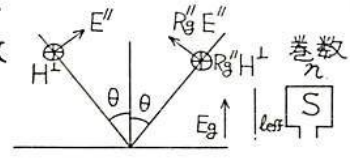
The successions of the Oginosen Volcanic Rocks. The arrows indicate the age relationships between the lavas determined in the field.

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 富山医業大

1. はしがき 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つた。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。



$$V_v = \ell_{eff} [E_g + E''_{11} \{1 + R_g''(\theta_{11})\} \sin \theta_{11} + \sum_{i=2}^{\infty} E''_{2i} \{1 + R_g''(\theta_{2i})\} \sin \theta_{2i} + \dots] \quad (1)$$

$$V_{LL} = -j\omega\mu_0 n S [H_g + H''_{11} \{1 + R_g''(\theta_{11})\} + \sum_{i=2}^{\infty} H''_{2i} \{1 + R_g''(\theta_{2i})\} + \dots]$$

$$= -j\omega\mu_0 n S \left[\frac{E_g}{\eta_g} + \frac{E''_{11}}{\eta(\theta_{11})} \{1 + R_g''(\theta)\} + \sum_{i=2}^{\infty} \frac{E''_{2i}}{\eta(\theta_{2i})} \{1 + R_g''(\theta_{2i})\} + \dots \right] \quad (2)$$

ただし $\frac{E_g}{H_g} = \eta_g, \frac{E''}{H''} = \eta'' = \eta(\theta) \quad (3)$

(1), (2) より地上波成分を除去し、 $E_v \equiv \frac{V_v}{\ell_{eff}}, E_{LL} \equiv j\eta_g V_{LL} / (\omega\mu_0 n S)$ とよくと

$$V_{LL} = E_{LL} - E_v = \{1 + R_g''(\theta_{11})\} \left(\frac{\eta_g}{\eta(\theta_{11})} - \sin \theta_{11} \right) E''_{11} + \sum_{i=2}^{\infty} \{1 + R_g''(\theta_{2i})\} \left(\frac{\eta_g}{\eta(\theta_{2i})} - \sin \theta_{2i} \right) E''_{2i} + \dots \quad (4)$$

E_{LL}, E_v は送信側の位相に比べ $e^{j\varphi_L}, e^{j(\varphi_L + \varphi_0)}$ ずれて測定しているとする。 φ_L : 未知, φ_0 : 既知。従つて $E_{LL} e^{-j\varphi_L}, E_v e^{-j(\varphi_L + \varphi_0)}$ が送信側の位相で測つた事になる。振幅ずれ分があれば、 φ の虚部になるわけで、(4) の E_{LL}, E_v を測定値にとると

$$(E_{LL} - E_v e^{-j\varphi_0}) e^{-j\varphi_L} = \left\{ 1 + R_g''(\theta_{11}) \right\} \left\{ \frac{\eta_g}{\eta(\theta_{11})} - \sin \theta_{11} \right\} E''_{11} + \sum_{i=2}^{\infty} \left\{ 1 + R_g''(\theta_{2i}) \right\} \left\{ \frac{\eta_g}{\eta(\theta_{2i})} - \sin \theta_{2i} \right\} E''_{2i} + \dots \quad (5)$$

[2] E^{\perp} 波受信の場合 E'' と同様に

$$V_L = j \frac{\eta(\theta_{12}) V_{LL}}{\omega\mu_0 n S} = E_{LL} = \{1 + R_g^{\perp}(\theta_{12})\} \cos \theta_{12} E_{12}^{\perp} + \sum_{i=2}^{\infty} \{1 + R_g^{\perp}(\theta_{2i})\} \frac{\eta(\theta_{2i})}{\eta(\theta_{2i})} \cos \theta_{2i} E_{2i}^{\perp} + \dots \quad (6)$$

[3] V_{LL} 等、 $V_{LL} = A_{11} \parallel R_{LL}(\theta_{11}) + A_{21} \parallel R_{LL}(\theta_{21}) \parallel R_{LL}(\theta_{21}) + A_{22} \parallel R_{LL}(\theta_{22}) \perp R_{LL}(\theta_{22}) + \dots$ (7)

ここで A_{11}, A_{21} 等は $A_{11} = \{1 + R_g''(\theta_{11})\} \left\{ \frac{\eta_g}{\eta(\theta_{11})} - \sin \theta_{11} \right\} e^{-j\theta_{11} n}$ (7) (11 は層中を除く通路長) (8)

$V_L = B_{12} \parallel R_{LL}(\theta_{12}) + B_{23} \parallel R_{LL}(\theta_{23}) \parallel R_{LL}(\theta_{23}) + B_{24} \parallel R_{LL}(\theta_{24}) \perp R_{LL}(\theta_{24}) + \dots$ (B_{12} 等略) (9)

[4] V_{LL}, V_L の変分 $\delta V_{LL}, \delta V_L$ (5) の測定値 E_{LL}, E_v 上に付添字 δ をつけ、仮定電子密度分布に対するものとして S をつける。 $\delta V_{LL} = (E_{LL}^s - E_v^s) - \{E_{LL}^t - E_v^t e^{-j\varphi_0}\} e^{-j\varphi_L}$ (10)

(7)(8) より $\delta V_{LL} - \delta B_{LL} = \int K_{LL} \delta N dz$ (11)

ただし $\delta V_{LL} = \delta A_{11} \parallel R_{LL}(\theta_{11}) + A_{11} \delta \parallel R_{LL}(\theta_{11}) + \delta A_{21} \parallel R_{LL}(\theta_{21}) \parallel R_{LL}(\theta_{21}) + 2 A_{21} \parallel R_{LL}(\theta_{21}) \delta \parallel R_{LL}(\theta_{21}) + \dots$ (12)

$\delta B_{LL} = \delta A_{11} \parallel R_{LL}(\theta_{11}) + \delta A_{21} \{ \parallel R_{LL}(\theta_{21}) \}^2 + \delta A_{22} \parallel R_{LL}(\theta_{22}) \perp R_{LL}(\theta_{22})$
 $K_{LL} = A_{11} \parallel K_{LL}(\theta_{11}) + 2 A_{21} \parallel R_{LL}(\theta_{21}) \parallel K_{LL}(\theta_{21}) + A_{22} \perp R_{LL}(\theta_{22}) \parallel K_{LL}(\theta_{22}) + A_{22} \parallel R_{LL}(\theta_{22}) \perp K_{LL}(\theta_{22})$ (13)

同様に $\delta V_L = E_{LL}^s - E_v^s e^{-j\varphi_0} \dots$ (14) $\delta V_L - \delta B_L = \int K_L \delta N dz \dots$ (15)

始め、 $\delta B_{LL} = 0$, i.e. $\delta A_{11} = \delta A_{21} = \delta A_{22} = 0, \delta e^{-j\theta_{11} n} = 0$ 等とおき、(10) を (11) に代入し

$E_{LL}^s - E_v^s - \{E_{LL}^t - E_v^t e^{-j\varphi_0}\} e^{-j\varphi_L} = \int K_{LL} \delta N dz \dots$ (16) 同様に $E_{LL}^s - E_{LL}^t e^{-j\varphi_L} = \int K_L \delta N dz \dots$ (17)

(16)(17) より $e^{-j\varphi_L}$ を消去し $\delta E = \int K \delta N dz \dots$ (18) $\delta E = (E_{LL}^s - E_v^s) E_{LL}^t - E_{LL}^s (E_{LL}^t - E_v^t e^{-j\varphi_0})$

$K = E_{LL}^t K_{LL} - (E_{LL}^t - E_v^t e^{-j\varphi_0}) K_L \dots$ (19) (18) を解いて δN を求めると $N(z) = N^0(z) - \delta N(z)$ (20)

(20) の N の分布に対する入射角を求め(13) の δB_{LL} 等を求める。即ち(8) より δA_{LL} 等を求める。これによつて $\delta B_{LL}, \delta B_L$ の値を(11)(12) に代入し(16)(17) 相当式より $e^{-j\varphi_L}$ を消去し、 $\delta B_{LL}, \delta B_L$ 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. おわりに 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述べる。

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变化によって生じる。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⁽¹⁾。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点、HF ドップラー観測においては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) を引き起こす。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、フジと調布のガ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なりたいと考えている。

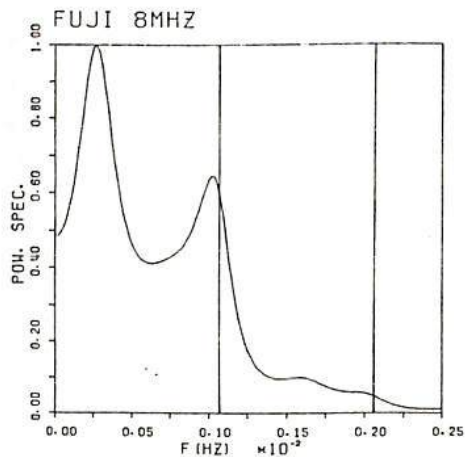
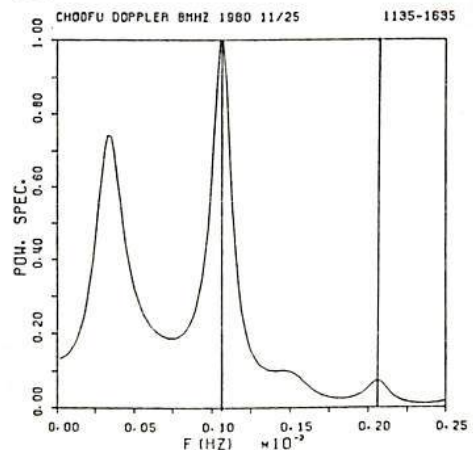
おわりに、データを供与下さった電通大 奥沢隆 金沢大 長野 勇の両氏に厚く感謝の意を表します。

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



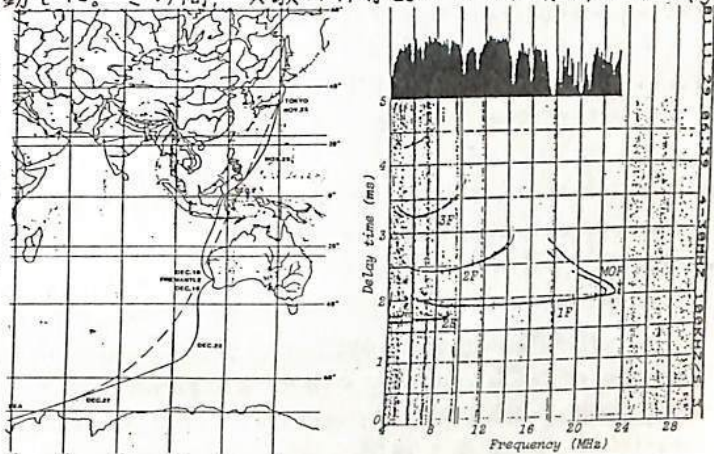
南極観測船「ふじ」によるチャープサウンダ実験

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。

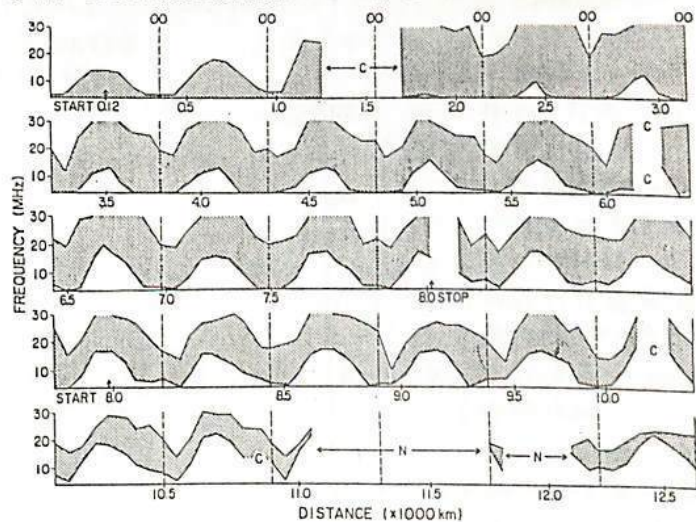
これはCW電波の周波数を一定の割合で連続的に増加させながら発射し、これに合せて受信することによって特定回線の短波全帯域の伝搬状態を調べるものである。このチャープサウンダー送信機を南極観測船に積載し毎時一回100Wの電波を4~30MHzまで連続的に変えながら発射し、これを平磯に設置したチャープサウンダ受信機で受信して斜めイオノグラムを得た。南極観測船は1981年11月25日東京港を出航し第1図の航路に従ってほぼ大円に沿って南極昭和基地まで移動した。この間、実験は11月25日から12月27日まで約1箇月間続けられた。

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と呼んでいて、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」の航路と大円通路

第2図 距離2500kmの斜イオノグラム例



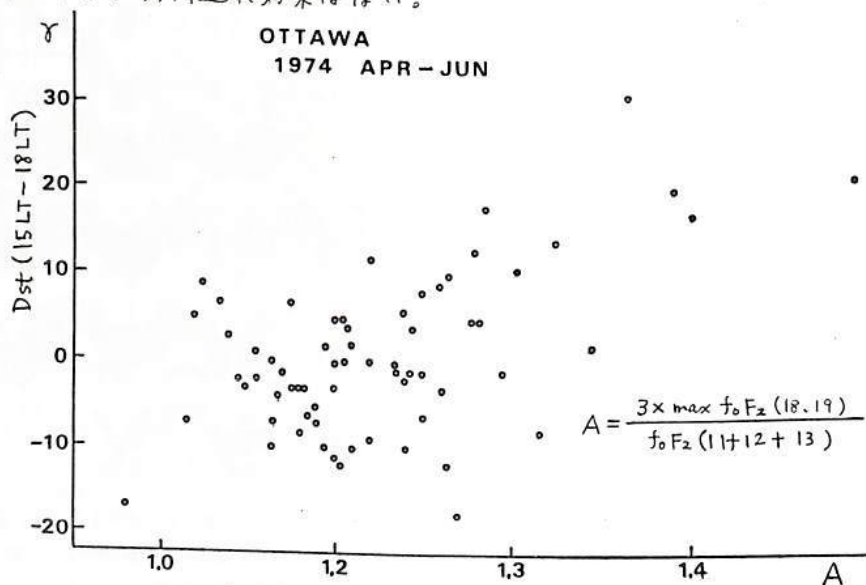
第3図 通信使用可能範囲の距離及び日変化

田中高史
(電波研究所)

1 序論 電離層嵐の一形態として、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すなわちハランケ不連続面の赤道側で起っていることがわかってきている。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。さらに汎地球的な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関し、さらに研究される余地がある。

2 観測 電離層のデータとして、4つの観測所(オタワ、ヤクーツク、ホバート、アルゼンチンアイランド)を選んで解析を行った。これらの観測所は緯度50~57度におり、evening enhancement の全地球的な分布を調べるのに適していると思われる。解析の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時の時はヤクーツク、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ツクにおいては evening enhancement はおだちにくい。これは西局での f_oF_2 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関して調べた。その結果は、(1) evening enhancement は Dst の 15 LT から 18 LT 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 12 LT から 15 LT 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 は磁気圏擾乱とはほぼ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圏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_oF2 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_oF2 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_oF2 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_oF2 をモデル化した。

その結果、 f_oF2 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。一例として図1に10月の地方時4時間ごとの f_oF2 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時で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。

$$f_oF2_{00} = 9.0 \times 10^{-3} R^2 + 9.0 \times 10^{-3} R + 3.4 \quad (\text{MHz})$$

$$f_oF2_{04} = 4.5 \times 10^{-3} R^2 + 1.0 \times 10^{-2} R + 3.1$$

$$f_oF2_{08} = 4.5 \times 10^{-3} R + 6.2$$

$$f_oF2_{12} = -1.2 \times 10^{-4} R^2 + 6.1 \times 10^{-3} R + 7.1$$

$$f_oF2_{16} = -1.5 \times 10^{-4} R^2 + 6.7 \times 10^{-3} R + 5.8$$

$$f_oF2_{20} = 1.0 \times 10^{-4} R^2 + 2.0 \times 10^{-3} R + 3.3$$

但し R は太陽黒点数(年平均値)

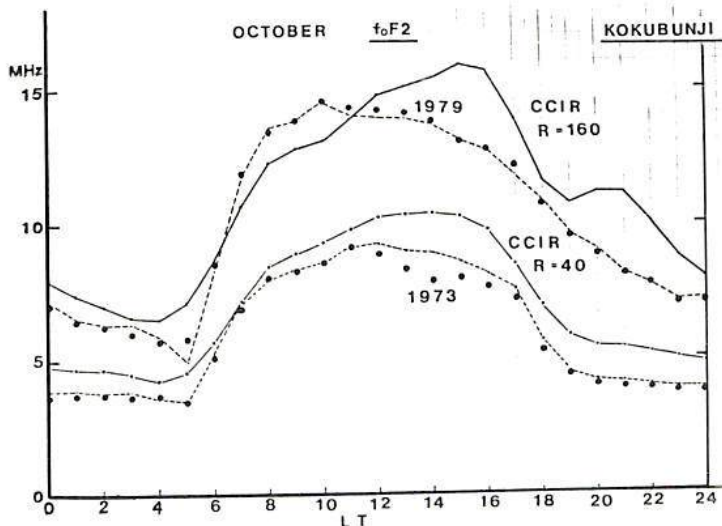
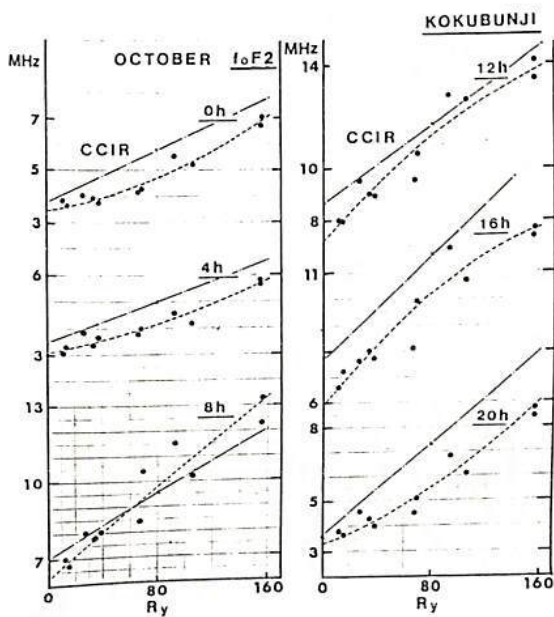
また各月および各時刻ごとにこのような係数を求め、この係数を用いて実測値との比較を行なった。図2に1973年と1979年の10月の f_oF2 を・印で示し、太陽黒点数38.2('73年)と155.4('79年)について本モデル計算式で計算した結果を破線で示す。またCCIR法による計算結果を実線で示す。

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拡げて行きたいと考えている。

また国分寺以外のデータについても適用範囲を拡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)

夕方側MAGSAT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によると考え、モデル計算を行った。

用いた式は

運動方程式;

$$\Omega \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} (\nabla P)_\phi + \frac{1}{\rho} B \dot{\theta}$$

電場の連続;

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$$

Ohmの法則

$$\mathbf{j} = \sigma (-\nabla \phi + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

で、Meridional plane内で扱い、磁力線を管状テンソルと仮定し、 $\frac{\partial \phi}{\partial t} = \alpha \dot{\theta}$, $\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = k \mathbf{v}$ 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300km以上にまで電流が流れることがわかる。

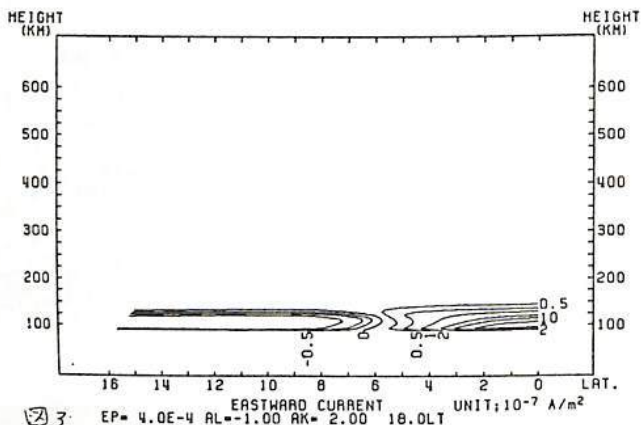
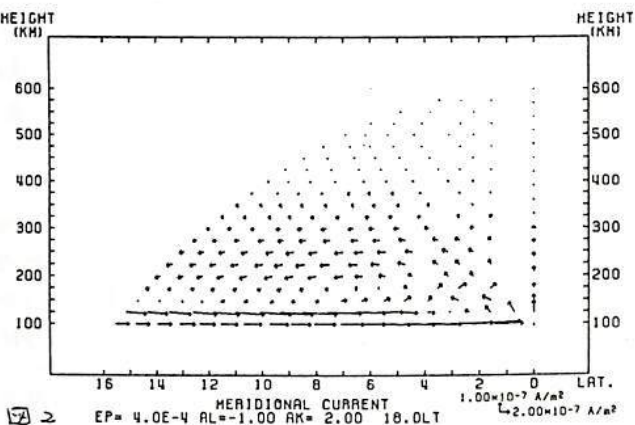
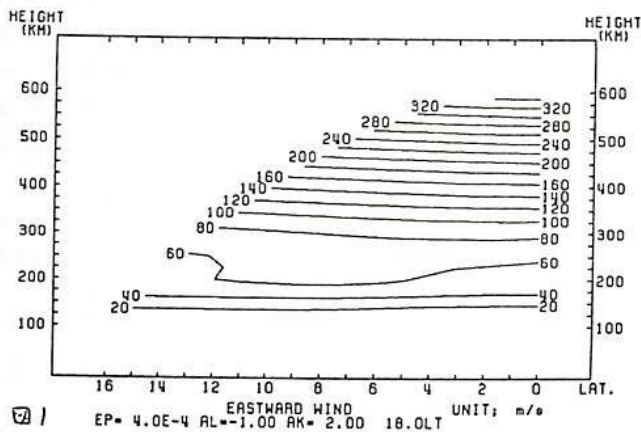
文献; Rishbeth, H., The F-layer dynamo, Planet. Space Sci., 19, 263-267, 1971.

図1; 18kLTにおける東向き風の

図2; " 子午面内電流

図3; " 東向き電流

(Eφは0.4mV/m)

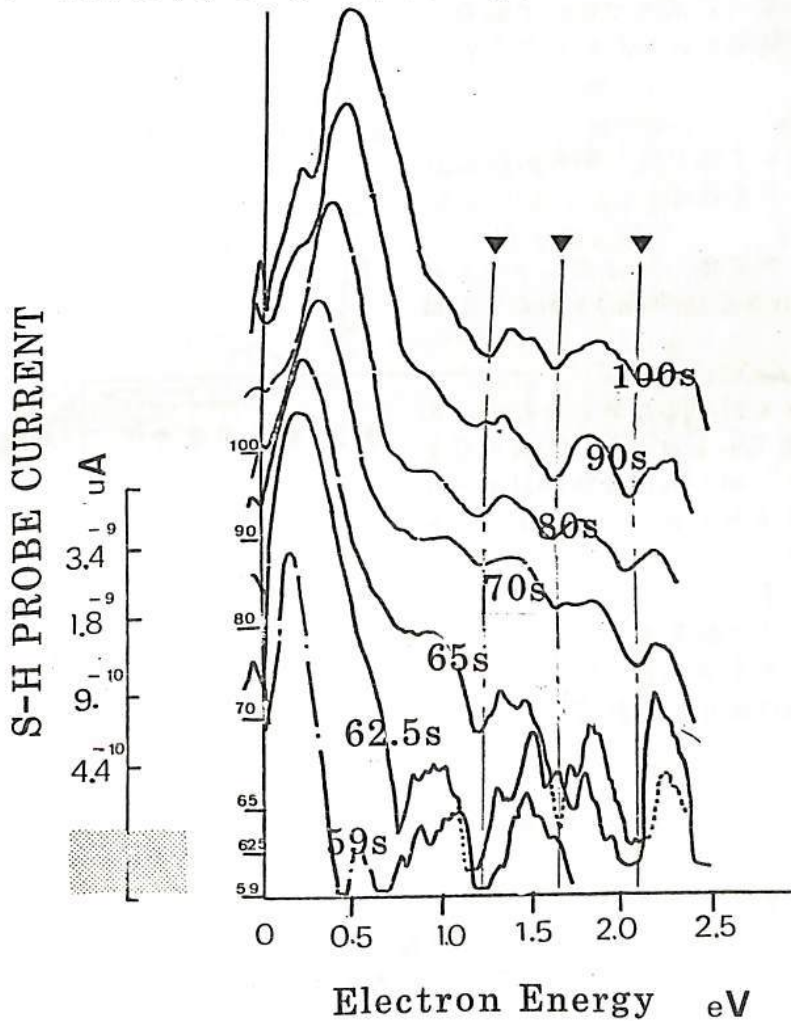


K-9M-72号機による熱的電子エネルギー領域の電子エネルギー分布の測定

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を満足に作動した。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レンジミュアプロブに70mV, 2kHzの正弦波を印加し、生じたプロブ電流の中から4kHz成分を取り出す事によって得られた。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100~120Km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示し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つのピークのうちの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よぼさ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、何故今回初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(何井, 賀谷氏担当)の結果とのつき合わせについても報告する予定である。



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パ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 f_oE で規格して求めた(図2)。

3. 衝突回数の解析

KTe のエネルギーを有する電子と中性大気の衝突回数 μ_m は、大気組成を $N_2(80\%)$, $O_2(20\%)$ とすれば

$$\mu_m = 6.3 \times 10^5 N_n k T_e \quad (1)$$

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

$$\mu_m = C \cdot 6.3 \times 10^5 P \quad (2)$$

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、 μ_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、宇宙研、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。

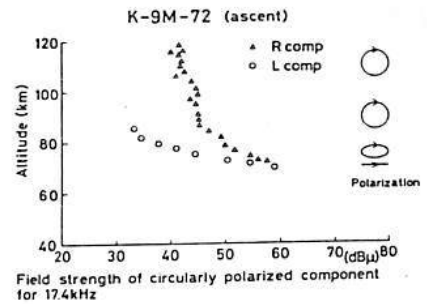


図1. 17.4 kHz 信号強度分布

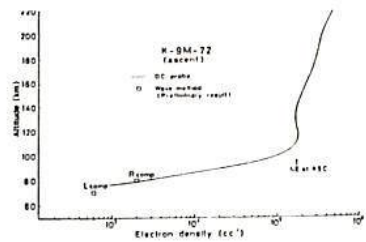


図2. 電子密度分布

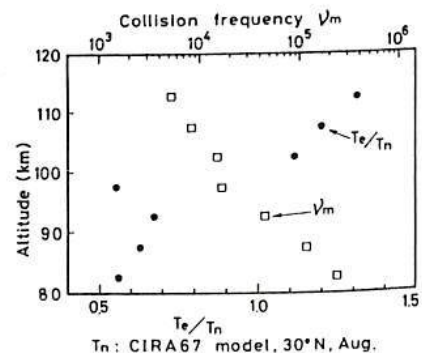


図3. 解析した衝突回数分布

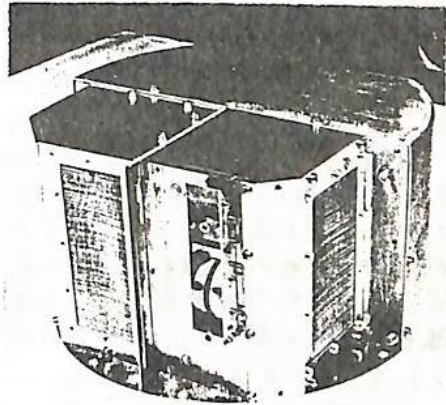
K-9M-72号機による 高エネルギー電子の観測

賀谷信幸, 松本治弥 (神大工)
向井利典, 平尾邦彦 (宇宙研)

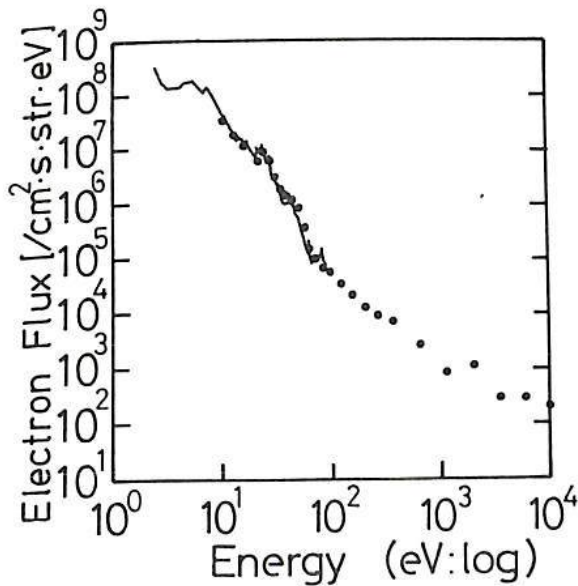
1982年2月13日11時JSTに打上げられたK-9M-72号機に、搭載された高エネルギー電子観測器ESE-Hは、以下の二項目を目的とした。

- 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行体実験
- 2) 同機の総合目的である冬期11月の高度105~110kmに現われる高電子温度層の解明のための10eV~10keVの電子束の観測

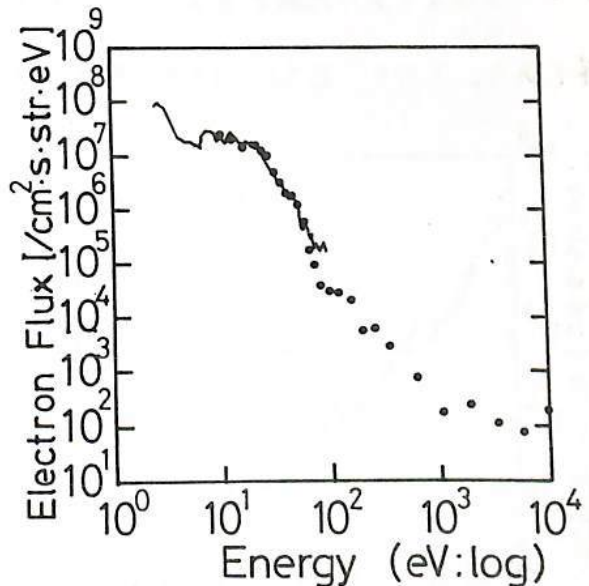
本観測器はオ1図に示す様に、新しく開発した1/4球静電型分析器に、円形コリメータと二重メッシュによる自然排気方式をとり、ロケット軸に対し30°, 60°, 84.3°の3ピッチ角を測定する。観測器は、打上げ後115秒に高圧を印加し、散乱もなく順調に下図に示す様な良好なデータを得た。オ2, 3図は予備的に処理したものであるが、1~100eVの測定におこなったESE-M(細線)と非常に良く一致を示し、90~30eVのprimary photoelectronのピークが明確である。このようにESE-Hは精度の高い観測器に完成したと言える。尚1~10keVの降下電子束が予想よりも多く、この降下電子束が高電子温度層に何れよりの寄与をしてい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 200km (t=115~130秒)
黒丸: ESE-H, 細線: ESE-M



オ3図 Apogee (327km, t=287~297秒)
黒丸: ESE-H, 細線: ESE-M

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)

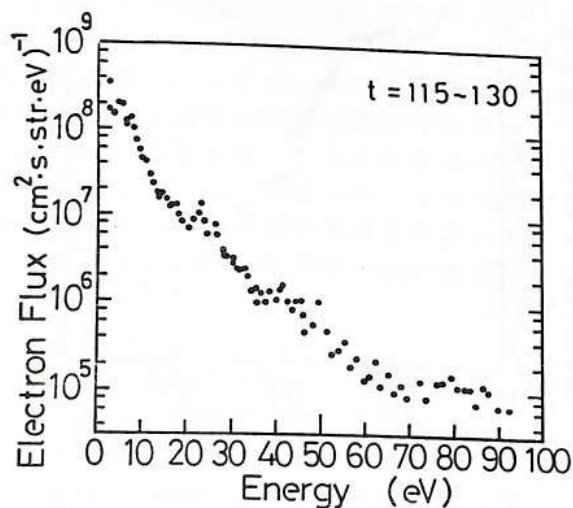
今年2月13日 11:00 JSTに打ち上げられたK-9M-72号機は、冬期11時に内之浦上空の高度105~110 kmに現われる高電子温度層の解明を主目的としたロケットである。そのために、0.1 eV ~ 10 keV の広いエネルギー範囲にわたる電子のエネルギー分布を測定するため、互に測定エネルギー範囲のオーバーラップする3つの測定器 TED (0.1~2 eV), ESE-L (1~100 eV), ESE-H (10 eV ~ 10 keV) が搭載された。これらはそれぞれ当初の予定通りに順調に作動して良好なデータが得られた。

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、筆者らが開発してロケット実験でよく用いてきたものと同じである。

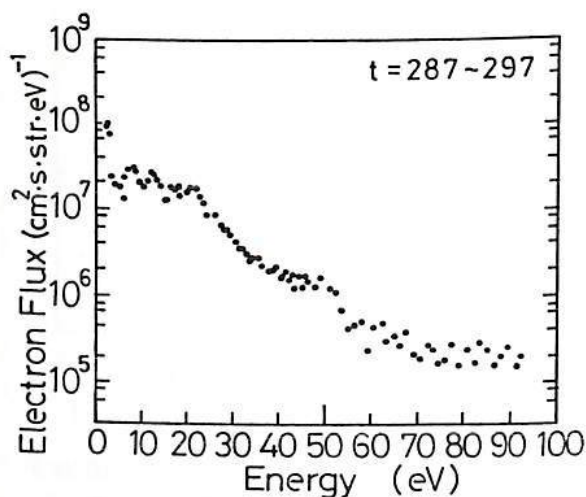
下図に得られたデータを予備的に処理した結果を示す。低エネルギー電子の観測では、測定器自体に対する種々の配慮と共に、データ処理でも ①太陽紫外線による測定器電極およびロケット表面からの光電子データの除去, ②ロケットによる shadowing effect の除去, ③その他の background の差し引き, ④ロケット電位のプラズマ電位からのずれの補正等を行う必要がある。下図は、最も影響の大きい①のみを行った結果であるが、電離層光電子の幾つかの典型的特徴を示している。すなわち、

- (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で一様になるが、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 200 km)



アポシー (327 km)