

第 61 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭和52年 5 月11日～5 月14日

於 板橋区立産業文化会館

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第61回総会並びに講演会プログラム

日 時 昭和52年5月11日(水)～14日(土)

講演会場 板橋区立産業文化会館

〒173 東京都板橋区栄町36-1

TEL 03(964)5811

	会場	AM		PM								
		9:30	10	11	12	1	2	3	4	5	6	7
5月11日 (水)	1	地磁気脈動		感磁時間 I		感磁時間 II	中間圏・大気光			運営委員会		
	2	電離圏 I				電離圏 II						
5月12日 (木)	1	VLF放射		極域現象 I		極域現象 II			評議員会			
	2	古地磁気				地球内部						
5月13日 (金)	1	磁気圏			特別講演	総会		極地研見学	懇親会 (極地研)			
	2	岩石磁気										
5月14日 (土)	1	観測機器・測定法				惑星						
	2	宇宙線 I				宇宙線 II						

講演は11分以内、質疑応答は3分以内を厳守のこと。

第1日 5月11日(水) 9:30~12:30

第1会場

開会の辞

地磁気脈動

- | | |
|---------------------------------------|--|
| 1- 1 湯元清文, 桜井亨(東北大理) | 磁気静穏時におけるPc5型磁気脈動の磁気圏における波動特性 |
| 2 桑島正幸(地磁気観) | 極光帯におけるP ₂ 脈動と関連現象(V) |
| 3 谷口治幸, 国分征, 玉尾孜(東大理) | 極磁気嵐回復相におけるAuroral Pulsation 関連現象の相関解析(II) |
| 4 小寺邦彦(京大理) Roger GENDRIN (CNET/CRPE) | 非定常信号の解析法—ULF波解析への応用 |
| 5 蓮尾隆一, 飯島哲二, 石津美津雄, 坂翁介, 北村泰一(九大理) | SQUIDによる微小ULFの観測(VI) |
| 6 高橋主衛, 斎藤尚生(東北大理) | 磁気圏境界領域におけるHM-Waveの特性(III) |

惑星間空間 I

- | | |
|----------------------------------|--|
| 1- 7 前沢湧(東大宇宙研) | Seasonal Variation in the Response of Polar Cap Current Systems to the IMF |
| 8 芳沢克明, 村山喬(名大理) | Westward electrojet の発達する場所のIMF B _y 依存性 |
| 9 斎藤尚生(東北大理) | TWO-HEMISPHERE 法で求めた1976年のIMF 三次元MODEL |
| 10 永井正男(地磁気観) | 惑星間空間磁場のセクター構造と地磁気嵐(II) |
| 11 坂翁介, 北村泰一(九大理)
鷲見治一(名大空電研) | 太陽風内での電流層発生の原因について |
| 12 袴田和幸(中部工大) | 地磁気活動度と太陽風の長周期変動 |

第1日 5月11日(水) 9:30~12:30

第2会場

電離圏 I

- | | |
|-----------------------------------|------------------------------------|
| II- 1 小山孝一郎(東大宇宙研)ほか | K-9M-55号機によるDynamo領域の総合観測 |
| 2 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研) | 熱的電子のエネルギー分布の測定(K-9M-55号機による結果) |
| 3 森弘隆, 小川忠彦, 宮崎茂(電波研) | K-9M-55号機による電子密度ゆらぎの観測 |
| 4 向井利典, 平尾邦雄(東大宇宙研)
近藤豊(名大空電研) | 磁気共役点光電子のエネルギースペクトル |
| 5 渡辺勇三, 大林辰蔵(東大宇宙研) | S-210-11・S-310-3とK-9M-55による電子密度の観測 |
| 6 高橋忠利, 森岡昭, 大家寛(東北大理) | “たいよう”IMPによる電子密度の計測
—観測結果のまとめ— |
| 7 巖崎努, 小川徹(京大工) | K-9M-55号機による電離層電流系の観測 |
| 8 加藤愛雄, 大西信人, 平尾邦雄(東大宇宙研) | 「たいよう」の軌道周期変化から求めた外圏大気温度 |
| 9 丸橋克英(電波研平磯) | 磁気圏対流の増強によるプラズマポーズの変形と上部電離圏構造の変化 |
| 10 佐藤輝夫(兵庫医大) | 電子降下と其中緯度地方Winter Anomalyへの関連 |
| 11 田中敬史(防衛技研飯岡) | 日本上空のスボラディックEの特性 |
| 12 恩藤忠典, 上滝実(電波研) | 沖縄におけるホイッスラーとスボラディックE層発生相互関係について |

第1日 5月11日(水) 13:30~18:00

第1会場

惑星間空間 II

- I-13 村山喬(名大理)
14 中村義勝, 恩藤忠典, 村上利光(電波研)
15 渡辺堯(名大空電研)

太陽風諸量の時間変化と地磁気活動度の半年変化
地磁気指数及び電離層パラメータ27日周期性の太陽活動度による変化
August 1972 Events における Shock 波

中間圏・大気光

- I-16 小川俊雄, 森田護(京大理)
17 小寺邦彦, 小川俊雄(京大理)
18 岩坂泰信, 磯野謙治(名大水圏科学研)
19 近藤豊, 森田恭弘, 石川晴治, 高木増美, 岩田晃(名大空電研)
20 長沢親生, 七井英司, 広野求和(九大理), 内野修, 前田三男, 宮副泰(九大工)
21 鈴木勝久, 田中基彦(東大理)
22 山本博聖, 等松隆夫(東大理)
23 等松隆夫, 山本博聖(東大理)
24 早川幸男, 伊藤浩武, 松本敏雄, 村上浩, 小野忠良, 宇山喜一郎(名大理)
25 大嶋新一, 渡辺隆, 中村正年(東教大理)
26 三沢清敏(防衛大) 竹内郁夫(詫間高専)
27 竹内郁夫(詫間高専) 三沢清敏(防衛大)
28 奥田光直, 荒木喬(弘前大教育)
29 上山弘, 岡野章一(東北大理)

成層圏下部における電気伝導度・空地電流の時間変化
静電プローブによる大気電気伝導度測定法の解析
2波長方式レーザーレーダによる成層圏エアロゾル探査(II)
対流圏NO_x, O₃, エアロゾルの同時飛行機観測(速報)
Dobson Spectrophotometer による全オゾン量におけるSO₂の影響
高度50 km 付近のオゾンのグローバルパターン
中層大気におけるCO₂ 15μm 放射のモデリング
中層大気におけるCO₂ 放射冷却の再評価
近赤外大気光の観測と上層のCO₂ 密度
OH Meinel 帯の(6, 2)帯, (8, 3)帯の強度比について
酸素緑線とO₂(0-1)8645 Å Band との相関及びOH(8-3)band 中の回転線間の相関
OH(8-3)band 中の回転線の強度の比較による温度測定
酸素緑線大気光強度の周期的変動と電離層状態
オーロラにおける酸素原子5577および6300線のドップラー温度の観測

第2会場

電離圏 II

- | | | |
|-------|--|--|
| II-13 | 前田憲一(京都産業大理) | 上部電離圏の力学における諸問題 |
| 14 | 前田垣(京大理) | Effect of V_{ei} in the momentum equations |
| 15 | 半田駿, 前田垣(京大理) | F層での電場による風の太陰変化 |
| 16 | 加藤進, 津田敏隆(京大工) | Electric field production by the dynamo |
| 17 | 福島直(東大理) | 非対称Sq電流に伴なう南北磁気共役点間電位差 |
| 18 | 荒木徹, 前田垣(京大理) 前川絃一郎
(京教大) 菊池崇(電波研大吹) | 電場による極電離圏と赤道電離圏の結びつき |
| 19 | 白木正規(地磁気観) | 西太平洋域の地磁気太陰日変化の季節変化の異常 |
| 20 | 野田彰(気象庁仙台) | 非一様プラズマにおける幾何学とその応用(III)
ードップラー効果の一般公式 |
| 21 | 鶴田浩一郎(東大宇宙研) | トリガードエミッションのメカニズムについて(作業仮説的モデル) |
| 22 | 奥沢隆志, 月尾修(電通大) | 大気重力波のF ₂ 領域電離圏応答 — HFドップラー観測による — |
| 23 | 五十嵐喜良, 古関照男, 相京和弘(電波研) | 符号化パルスサウンダによる電離圏のドリフト測定 |
| 24 | 相京和弘(電波研) | MILLSTONE HILLにおける電離圏の観測とISデータ解析 1.イオン・ドリフト速度 |
| 25 | 若杉耕一郎, 深尾昌一郎, 木村磐根(京大工) | Middle Atmosphere 観測におけるISレーダ散乱スペクトルの性質について |
| 26 | 佐藤亨, 深尾昌一郎, 木村磐根(京大工)
R. M. Harper(Arecibo Observatory, NAIC) | Arecibo ISレーダーによる夜間F領域の解析(I) 空間厚, 時間的变化 |
| 27 | 佐藤亨, 深尾昌一郎, 木村磐根(京大工)
R. M. Harper(Arecibo Observatory, NAIC) | Arecibo ISレーダーによる夜間F領域の解析(II) モデル大気との比較 |
| 28 | 深尾昌一郎, 加藤進, 麻生武彦, 横井貞明, 伊藤礼(京大工) R. M. Harper (Arecibo Observatory, NAIC)
W. E. Gordon(Rice University) | Middle Atmospheric Studies Using Jicamarca IS Radar Data (III) |
| 28a | 長野勇, 満保正喜(金沢大工) | 各種Full wave計算法の比較検討 |

第2日 5月12日(木) 9:30~12:30

第1会場

VLF 放射

- | | |
|--|---|
| 1-30 並川富一(阪市大理) | ホイスラー波の伝播に対する電子熱運動の影響 |
| 31 渡辺成昭, 恩藤忠典(電波研) | 重水素ホイスラー及びVLF電場の方向(ISIS衛星による) |
| 32 奥田光直, 荒木喬(弘前大教育) | 弘前におけるTweek観測 |
| 33 池田慎, 鶴田浩一郎(東大宇宙研) | 磁気圏プラズマ密度分布のVLFエミッションに及ぼす効果について |
| 34 橋本弘蔵, 木村磐根, 森脇久芳, 松本紘(京大工) | EncounterモデルによるVLFトリガードエミッションの計算機シミュレーション |
| 35 熊谷博, 橋本弘蔵, 木村磐根(京大工) | チェレンコフ不安定性の計算機シミュレーション |
| 36 早川正士(名大空電研) | Properties of storm-time magnetospheric VLF emissions as deduced from the Ariel 3 satellite and ground-based observations |
| K. Bullough and T. R. Kaiser
(Dept. of physics, Univ. of Sheffield) | |

極域現象 I

- | | |
|---------------------------|----------------------------------|
| 1-37 福西浩(極地研)他 | IMS初年度における南極での超高層観測 |
| 38 平沢威男, 佐藤夏雄(極地研) | ノルウェーにおける極光観測 — 地磁気共役点予備観測 — |
| 39 岩淵美代子, 佐藤夏雄, 平沢威男(極地研) | グラフィックディスプレイによる会話型波動解析システム(そのII) |
| 40 佐藤夏雄, 岩淵美代子, 平沢威男(極地研) | オーロラの画像処理 |

第2日 5月12日(木) 9:30~12:30

第2会場

古地磁気

- II-29 田中秀文(東工大理)
- 30 上野直子(東洋大)河野長(東大理)
- 31 広岡公夫, 飛田智恵子(福井大教育)
横山卓雄(同志社大工)中谷進(富士見
高教)
- 32 室井勲(大阪科教セ)安川克己(神戸大
理)
- 33 鳥居雅之(京大理)古琵琶湖団体研究グ
ループ
- 34 井口博夫(信州大理)安川克己(神戸大
理)
- 35 末石勉, 川井直人(阪大基礎工)小林和
男(東大海洋研)
- 36 佐藤高晴, 末石勉, 川井直人(阪大基礎
工)小林和男(東大海洋研)
- 37 笹嶋貞雄(京大理)
- 38 時枝克安, 伊藤晴明(島根大文理)
- 39 工藤洋一郎(京大理)広岡公夫(福井大
教育)笹嶋貞雄(京大理)
- 40 堂面春雄(山口大教育)
- 桜島, 天明溶岩・安永溶岩から求めた古地球磁場強
度
- 一回加熱式テリェ法によるハワイ島歴史溶岩の磁場強
度
- 信州ロームの古地磁気
- 大阪湾の堆積物の磁化測定(その2)
- 滋賀県甲賀郡水口町付近の古琵琶湖層群の古地磁気
層序について
- 超伝導磁力計による深海堆積物コアの磁化測定
- 大洋底堆積物のNRMと磁氣的安定性
- メラネシア海盆から採取されたコアの残留磁気
- 琉球弧の古地磁気
- 短周期地磁気反転の仮説 — Mioceneの花崗岩
の古地磁気 —
- インドネシアの古地磁気 その1;主としてスラ
ウェシ島
- 本州島西端部および九州島北部の古地磁気

第1会場

極域現象Ⅱ

- | | |
|---|--|
| 1-41 今井喬, 竹内一, 小玉正弘(理研) | 南極ロケットによるオーロラ帯降下電子の観測
Ⅰ 観測機器およびデータプロセッシング |
| 42 今井喬, 竹内一, 小玉正弘, 和田雅美
(理研) | 南極ロケットによるオーロラ帯降下電子の観測
Ⅱ 100Km 高度附近における高速電子のふるまい |
| 43 松本治弥, 賀谷信幸(神大工) | 昭和基地上空における静穏時オーロラ粒子束の高さ分布 |
| 44 平島洋, 奥平清昭, 村上浩之(立教大)
小玉正弘(理研)
西村純, 藤井正美, 山上隆正(東大宇宙研) | 極域オーロラX線と赤道面高速電子との地磁気共役性 |
| 45 大家寛, 高橋忠利, 宮岡宏(東北大理)
宮武貞夫(電通大) | S-310JA-1号機による高周波プラズマ波動の観測 |
| 46 山岸久雄, 木村磐根, 松尾敏郎(京大工)
鎌田哲夫(名大空電研) | 昭和基地, ロケットで観測されたコーラススペクトルの解析 |
| 47 佐藤夏雄(極地研) | 地磁気脈動とELF放射(Ⅱ)
-QPエミッションのスペクトル構造と脈動の偏波特性- |
| 48 小口高(東大理) | オーロラ短周期変動の分布と特性 |
| 49 小口高, 林幹治, 国分征(東大理)
鶴田浩一郎(東大宇航研)
T. Watanabe(Univ. of B. C.)
R. E. Horita(Univ. of Victoria) | 脈動型オーロラとオーロラコーラス |
| 50 小口高, 林幹治, 国分征(東大理)
T. Watanabe(Univ. of B. C.)
鶴田浩一郎(東大宇航研)
R. E. Horita(Univ. of Victoria) | 脈動型オーロラと地磁気変動 |
| 51 鶴田浩一郎(東大宇航研)
小口高, 林幹治, 国分征(東大理)
T. Watanabe(Univ. of B. C.)
R. E. Horita(Univ. of Victoria) | 昼間極光帯でのコーラス源 |
| 52 鶴田浩一郎(東大宇航研)
小口高, 林幹治, 国分征(東大理)
T. Watanabe(Univ. of B. C.)
R. E. Horita(Univ. of Victoria) | オーロラ活動とヒス |
| 53 西野正徳, 田中義人, 岩井章(名大, 空電研) | 3点時間差計測によるオーロラヒスの到来方向の測定法 |
| 54 飯島健, 藤井良一(東大理) | FIELD-ALIGNED CURRENTS AND
POLAR-CAP GEOMAGNETIC
PERTURBATIONS |
| 55 佐藤哲也(東大理) | 共役オーロラ理論 |
| 56 三浦彰, 佐藤哲也(東大理) | シア-不安定性-輸送・スペクトル |
| 57 鈴木裕(阪市大・工) | Auroral Infrasonic Wave(AIW)の
Ray Tracings |

第2日 5月12日(木) 13:30~18:00

第2会場

地球内部

- | | |
|---|---|
| II-41 渡辺秀文(北大理) | Dynamo Action of the Anisotropic Turbulence |
| 42 大島章一ほか(海上保安庁水路部) | 日本付近の航空磁気測定成果(中間報告) |
| 43 植田義夫, 大島章一(海上保安庁水路部) | 遠州灘沖海山の磁気異常解析結果, 及びオホーツク海域に於る負磁気異常について。 |
| 44 行武毅, 吉野登志男(東大震研)
河村尚, 大島汎海(地磁気観)
田中良和(京大理) | 桜島およびその周辺地域における地磁気観測 |
| 45 田中良和(京大理) | プロトン磁力計による桜島磁場観測(2) |
| 46 水野浩雄(国土地理院) | 日本北部及びその北部周辺における地磁気日変化(鉛直成分)の異常について |
| 47 西田泰典(北大理) | 東北日本における地磁気変化水平成分の異常 |
| 48 本蔵義守(東大震研) | 1970年秋田県南東部地震に伴う地磁気短周期変化水平成分の振幅の異常変化 |
| 49 宮腰潤一郎(鳥取大教養)
鈴木 亮(京大理) | 吉岡・鹿野断層(1943年・鳥取地震)周辺におけるCA観測 |
| 50 河村尚, 大地洗, 森俊雄, 室松富二男
(地磁気観)
本蔵義守, 小山茂(東大震研)
瀬戸孝夫(国土地理院) | 伊豆半島のCA |
| 50a 佐野幸三(地磁気観) | 柿岡のCA-変換函数の時間的变化の解析 |
| 51 歌田久司(東大震研) | 伊豆大島三原山周辺における比抵抗測定 |
| 52 河村尚, 大地洗, 森俊雄(地磁気観) | 吉利根断層および榑挽断層における電磁気調査 |
| 53 鈴木亮, 竹田雅彦(京大理)
宮腰潤一郎(鳥取大教養)
住友則彦(京大教養) | 三日月における地磁気観測結果について |
| 54 田中良和(京大理)
住友則彦(京大教養) | 山崎断層周辺における地磁気永年変化観測(II) |
| 55 加藤愛雄, 大西信人, 山河仁(東海大工) | (山崎断層総合観測)
誘導磁力計による磁場観測 |
| 56 宮腰潤一郎(鳥取大教養) | 山崎断層・脊における地電流変化の特性 |
| 56a 山崎断層電気探査班 | 山崎断層及びその周辺における電気探査について
(II) |

第3日 5月13日(金) 9:30~12:30

第1会場

磁気圏

1-58 西田篤弘(東大宇宙研)

59 前沢 洸(東大宇宙研)

60 前沢 洸(東大宇宙研)

61 家森俊彦, 前田坦, 亀井豊永(京大理)

62 飯島健, 藤井良一(東大理)

T. A. POTE MRA (APL/JHU)

63 藤井良一, 飯島健(東大理)

T. A. Potemra (APL/JHU)

64 鷗飼正行(愛媛大工)

津田孝夫(北大工)

65 林隆也, 佐藤哲也(東大理)

66 玉尾孜(東大理)

67 玉尾孜(東大理)

68 武井恵雄(東北大理)

68a 永野宏(岐阜歯大)

68b 永野宏(岐阜歯大)

磁気圏サブストームの開始時刻について

地磁気擾乱半年変化の原因

Recovery Rate of the Equatorial Ring Current

惑星間磁場に対する磁気圏の応答特性

FIELD-ALIGNED CURRENTS IN THE SOUTHERN DAYSIDE CUSP OBSERVED BY TRIAD

TRIAD衛星による南半球高緯度地方の field-aligned current 分布; 2) 午後部分磁力線の再結合に関する計算機実験

磁気リコネクションの数値解析

非一様磁化プラズマ内の結合ドリフト波

($T_e = T_i$ の場合)

低周波磁場変動による高エネルギー粒子束の変動 II

A Test of the Plasma Laser Process for the Terrestrial Kilometric Radiation (11)

磁気圏境界における Kelvin-Helmholtz 不安定について

MHD Kelvin-Helmholtz 不安定における非線型の効果について

第3日 5月13日(金) 13:30-

特別講演 永田 武(極地研)

やまと隕石

総 会

極地研見学

懇親会(於極地研)

第3日 5月13日(金) 9:30~12:30

第2会場

岩石磁気

- | | |
|---|---|
| 11-57 安川克己, 伊勢崎克己, 松田准一
(神戸大理) | 超伝導磁力計について |
| 58 室井勲(大阪科教セ) | 1個の試料のNRMの方向と誤差角 |
| 59 永田武(極地研)
R. M. Fisher(USスチール研)
杉浦直治(東大理) | やまと鉄隕石及び石鉄隕石の金属学的並びに磁氣的性質 |
| 60 百瀬寛一(信州大理) | ソレイアイト質玄武岩のキュリー点の測定結果 |
| 61 西谷忠師(東大理) | チタノマグネタイトの酸化実験 |
| 62 河野長(東大理) | 空気中での加熱に伴なう玄武岩の磁性の変化 |
| 63 河野長(東大理) | 交流消磁とAnhysteretic
Remanence (ARM) を用いる古地球磁場決定法の信頼性 |
| 64 浜野洋三, 浜真一(東大理) | 堆積物の持つ残留磁化に対する磁性鉱物粒子の濃度の影響 |
| 65 井口博夫(信州大理) | TRMによるDRM強度の規準化 |
| 66 永田武(極地研) | 歪磁化の履歴現象 |

第4日 5月14日(土) 9:30~12:30

第1会場

観測機器・測定法

- | | |
|---|---|
| 1-69 大林辰蔵, 河島信樹, 栗木恭一, 二宮敬虔,
長友信人, 江尻全機, 佐々木進(東大宇宙
研)
工藤勲(電総研) | SEPAC/SPACELABにおける宇宙実験計画 |
| 70 佐々木進, 河島信樹, 栗木恭一, 中丸邦男,
長友信人, 大林辰蔵(東大宇宙研) | NASA-JSC大型スペースチャンバーにおける電
子ビーム放出実験 |
| 71 金子修, 佐々木進, 河島信樹(東大宇宙研) | K-9M-58号機による電離層への大出力電子ビ
ーム放出実験 |
| 72 吉門信, 筒井稔, 橋本弘蔵, 山岸久雄
平本和夫, 木村磐根(京大工) | Bernstein Wave の Parametric
Decayによる Ion Acoustic Wave の
励動 |
| 73 平本和夫, 筒井稔, 吉門信, 橋本弘蔵,
木村磐根(京大工) | スペース・チャンバー中での電子放出に伴った波動
励起実験 |
| 74 松本治弥, 賀谷信幸, 湯浅一弘(神大工) | Plasma Wake の構造と特性 |
| 75 大家寛, 森岡昭, 小野高幸(東北大理)
鎌田哲夫(名大空電研) | 電離層プラズマ中の能動的プラズマ波動励起実験 |
| 76 津田敏隆, 麻生武彦, 加藤進(京大工) | 京都大学流星風レーダーのコンピューター・コント
ロール・サブシステム |
| 77 麻生武彦, 津田敏隆, 唐沢好男, 加藤進
(京大工) | 京都大学流星風レーダー観測システム |
| 78 金田栄祐(東大理) | “たんせい-3号”に於ける真空紫外光観測 |
| 79 荒木 喬(弘前大教育) | ダイヘドラル角による人工衛星の軌道決定 |

第4日 5月14日(土) 9:30~12:30

第2会場

宇宙線 I

- | | | |
|-------|--|---|
| II-67 | 村上一昭(理研) 鷺坂修二(信大理)
井上葵(理研) 三島靖(愛媛大理)
長島一男(名大理) | 地下宇宙線に対するレスポンス関数 II |
| 68 | 小玉正弘, 川崎信吉, 中井雄章, 和田雅美
(理研) | Measurements of Snow Water
Equivalent by Cosmic Ray
Neutron Technique |
| 69 | 川崎信吉, 小玉正弘, 和田雅美(理研) | Anomalous Atmospheric Attenua-
tion of Cosmic Ray Neutrons
near the Earth's Surface |
| 70 | 小玉正弘, 村上一昭, 和田雅美(理研)
田中春夫(東京天文台) | Possibility of Coronal Propa-
gation of Relativistic Solar
Protons |
| 71 | 桜井邦明(神奈川大工) | 太陽宇宙線の P/α と太陽ニュートリノ |
| 72 | 一之瀬匡典(信州大教養)
森覚, 安江新一(信州大理) | 宇宙線恒星時日変化の長期変動 |
| 73 | 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次
郎(名大理)
近藤一郎(東大宇宙線研) | 坂下宇宙線観測所観測開始報告 |
| 74 | 千葉敏躬, 高橋八郎(岩手大教育) | 盛岡における宇宙線中性子成分の観測 |
| 75 | 須田友重(気象研) 三島靖(愛媛大理)
村上一昭, 和田雅美(理研) | Forbush Decrease の機構 |
| 76 | 高橋八郎, 千葉敏躬(岩手大教育)
和田雅美(理研) | 地上ならびに地下宇宙線データを用いた1972
August Event の三次元解析 - II |
| 77 | 千葉敏躬, 高橋八郎(岩手大教育) | STIP INTERVAL II (15March-15May
1976) における宇宙線の強度変化について |
| 78 | 森覚, 安江新一(信州大理)
一之瀬匡典(信州大教養) | 太陽活動期極小期における宇宙線強度変化 |

第4日 5月14日(土) 13:30~17:00

第1会場

惑星

- | | | |
|------|-------------------------------|---|
| 1-80 | 清水幹夫(東大宇宙研) | 彗星核の組成およびその意義 |
| 81 | 清水幹夫(東大宇宙研) | 火星の進化 |
| 82 | 清水幹夫(東大宇宙研) | 原始地球大気の酸化還元度 比較惑星学 |
| 83 | 桜井邦朋(神奈川大工) | 太陽自転スピードの変動と地球の気候条件 |
| 84 | 西田篤弘, 町田忍(東大宇宙研) | 木星磁気圏における熱輸送 |
| 85 | 大家寛, 青山隆司(東北大理) | 木星のPlasma Disc(II)
-Aligned Rotator とした場合- |
| 86 | 大家寛, 森岡昭, 近藤実, 近藤哲朗
(東北大理) | 1.6 Km 長距離干渉計による木星電波観測システムの開発 |
| 87 | 大家寛, 森岡昭, 近藤実, 近藤哲朗
(東北大理) | 木星デカメータ波偏波の観測 |
| 88 | 森岡昭, 大家寛(東北大理) | 木星デカメータ波主波源放射と惑星間空間磁場擾乱 |
| 89 | 前田耕一郎(兵庫医大) | 木星デカメータ波の惑星間空間シンチレーション |
| 90 | 富沢一郎, 今井一雄(電通大) | 木星デカメートル波放射観測 |

第4日 5月14日(土) 13:30~15:30

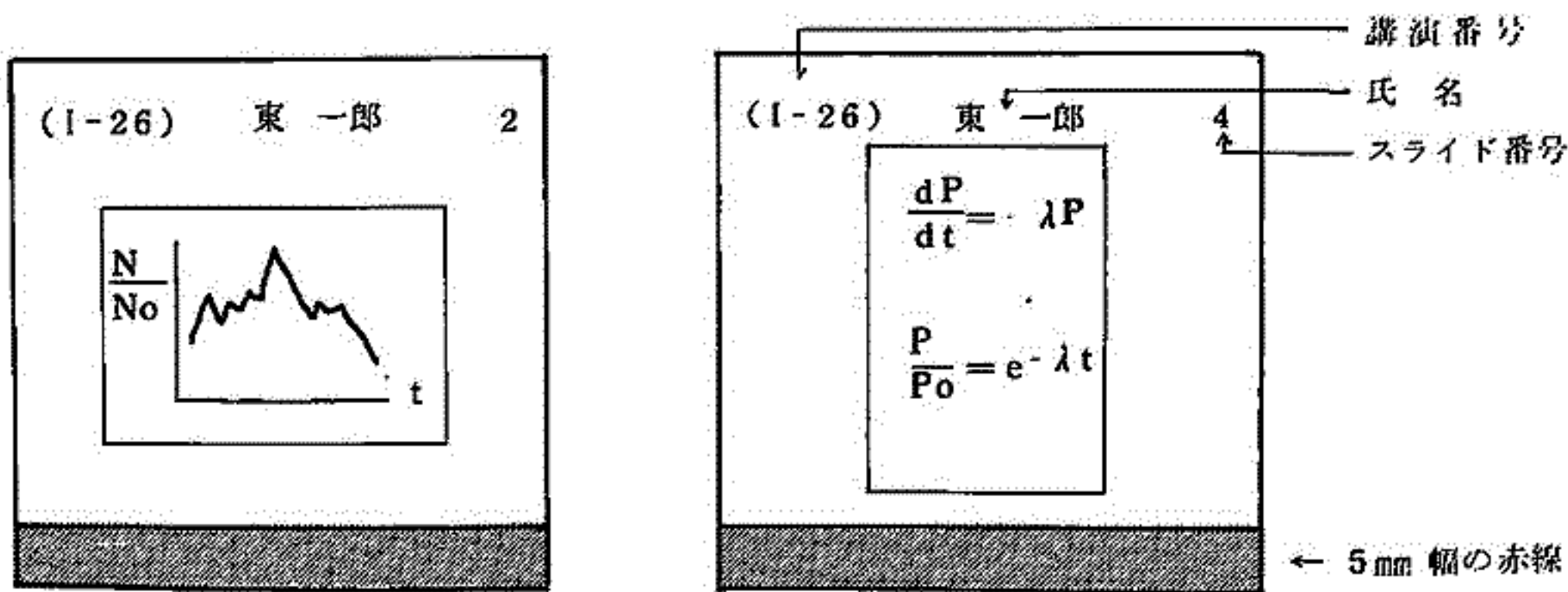
第2会場

宇宙線Ⅱ

- Ⅱ-79 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎(名大理) 近藤一郎(東大宇宙線研) 森 覚(信大理) 宇宙線太陽時半日変化, $\frac{1}{3}$ 日変化異方性
- 80 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎(名大理) 近藤一郎(東大宇宙線研) Study of Higher Harmonics in Cosmic Ray Solar Daily Variation
- 81 石田喜雄, 菅野常吉(福島大教育) 齊藤俊子(福島医大教養) 大和田恵子, 渡部明美(福島大教育) 齊藤尚生(東北大理) 宇宙線日変化の長期変動Ⅱ
- 82 奥谷晶子, 和田雅美(理研) 宇宙線南北異方性の逐月変化
- 83 北村正亜, 池上比呂志(気象研) 惑星間空間磁場内における宇宙線異方性
- 84 宗像義教(中部工大) 森 覚(信大理) 宇宙線の Density Gradient Current と IMF
- 85 高橋八郎(岩手大教育) 矢作直弘(岩手大教養) 長島一男(名大理) 惑星間空間における宇宙線の Spherical Zonal Components と惑星間空間磁場

スライドの様式について

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



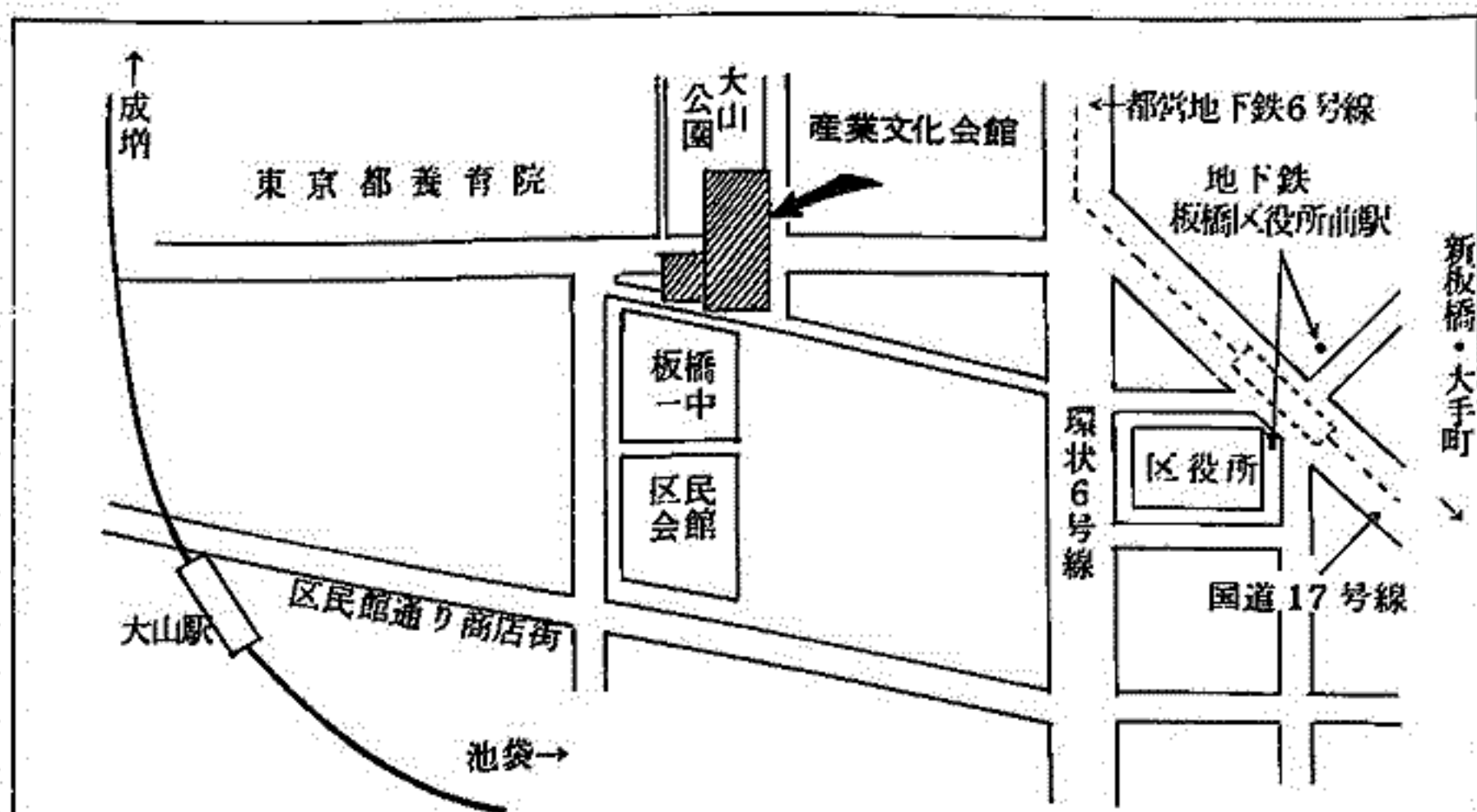
- 画面（正立位置）上に講演番号（カッコ内に）、著者氏名（著者が複数の場合は筆頭著者）、スライド番号（1, 2, 3, …… の順に）を鉛筆・サインペン等ではっきり記入。
- スライド下端に幅5mmの赤線をマジック・赤鉛筆等で記入。
- この規格は日本物理学会等と同様です。

第61回 総会・講演会の会場案内

〔会 場〕 板橋区立産業文化会館 東京都板橋区栄町36-1
電話03(964)5811

交通機関

東武東上線……………大山駅下車徒歩5分
都営地下鉄6号線……………板橋区役所前駅下車徒歩5分



第 1 会 場

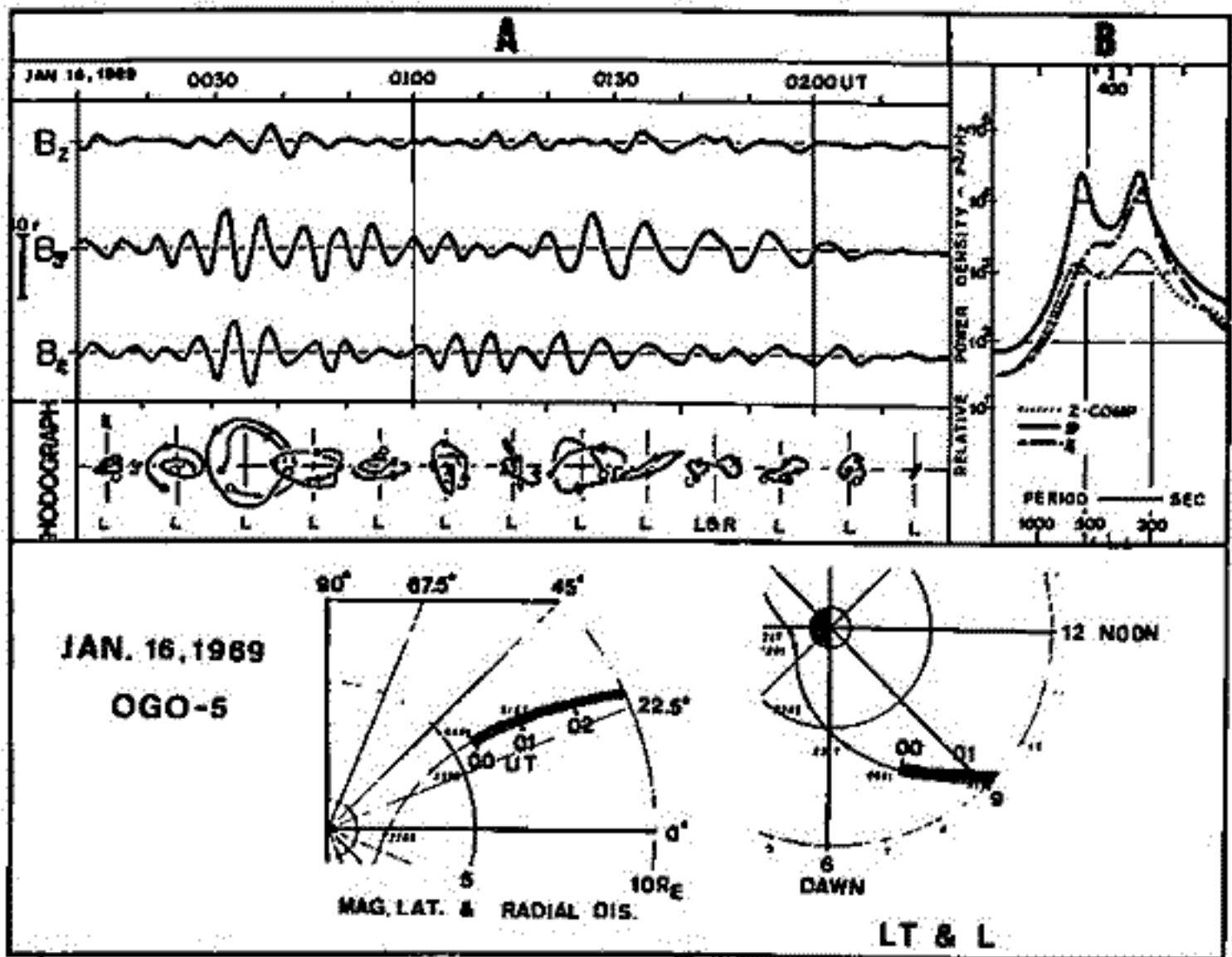
磁気静穏時における Pc5 型磁気脈動の磁気圏における波動特性

湯元清文・板井亨
(東北大・理)

磁気圏における Pc5 型磁気脈動の伝搬機構を明らかにするために、人工衛星 Ogo-5 で観測した磁場 data を基に、spectrum, mode の時間的・空間的分布を検討する。解析手段として Ogo-5 で観測表示された磁場 data を local magnetic field に refer した磁場変動成分に変換し ambient field に対する波動的特徴性を求める。

図は解析例の 1 例であるが、磁気緯度 30° 付近、L が 7~10 倍の地球半径、LT 08h~09h の morning side で、Ogo-5 の outbound trajectory で観測した Pc5 型磁場変動である。図 A に示す如く、磁場変動成分では B_0 に垂直方向の成分 (B_y, B_z) が、平行成分 (B_x) に比較して、極めて卓越している。一連の現象での周期特性は図 B に示す、power spectrum に明瞭に示されている。 B_0 に垂直面内での polarization は、図に示す如く counter clockwise である。

上記の様な Pc5 20 例を解析し、磁気圏全体での Pc5 型波動の波動特性を明らかにする。



桑島正幸
(地磁気観測所)

(1) 研究目的

substorm は磁気圏尾部に蓄積されたエネルギーが爆発的に解放される大規模な物理過程であるが、ULF 波動は其の占める空間スケールが大きいことから substorm のような大規模な energetics に果敢役割は非常に大きいと考えられる。ULF 波動の中でも P_2 は substorm onset に伴って出現し、しかも極光帯から中低緯度に至るまで又程度的にもほぼ 180° に及ぶ広範囲にわたって観測され、substorm の発生・成長の機構を明らかにする上で重要な「カギ」を握る現象の一つと言えよう。 P_2 と substorm との関連については現在も幾つかのグループにより精力的に進められている。最近の代表的なものとしては例えば Saita et al. (1976) による成果がある。一方 P_2 をはじめとする ULF 波動に対する理論的な解釈も進められており Hasegawa et al. (1974) や Sawchuk (1974) 等は P_2 型脈動について、cold plasma 近似で、K-H 不安定によって引き起こされる Alfvén resonance model によって観測事実を説明している。一方 Tamao (1976) は ULF 波動は Alfvén wave のみでなく他の mode の音子も考え合せた model で考えるべきであると提唱している。

著者は P_2 について特に其の波動的特性に注目しながら解析を進めてきた。其の結果 auroral break-up 時の極光帯における P_2 には中低緯度における P_2 の周期とほぼ一致する卓越周期をもつ成分が存在し、これに代るは Auroral break-up (AE) が高緯度側で起ると長周期に、又低緯度側で起ると短周期になる傾向が見られる。このことは P_2 が auroral oval に根をもつ line of force の oscillation によることを示唆する。又 P_2 の polarization が AE を境にして反転するという例も数例見いだされた。このように P_2 の波動特性を見きわめ、其の発生機構を明らかにしさらにサブストームとの関連に注目することによって、 P_2 という波動の概念を通して magnetospheric physics を見ていくのがこの研究のねらいである。

(2) 解析方法

資料としては Syowa station ($L=6.3$) と Mizuho ($L=7.7$) での induction magnetometer, GIT に基づく記録を中心にして、これに近隣の station 及び Syowa と子午線をほぼ等しくして中低緯度に位置する Hermanus の ULF 及び magnetogram を参照する。Syowa においては aurora, CNA 等の粒子降下の情報も得ることが可能である。Syowa, Mizuho においては ULF は磁気テープに記録されている。著者が具体的に進めている解析は次のように大別される。

- (i) analog spectrum study, (ii) digital spectrum study, (iii) polarization study, (iv) conjugacy
- (v) comparison with plasmapause P_2 and middle- and low-latitude ones, (vi) wave-particle interaction (aurora, CNA), (vii) comparison with magnetospheric informations (satellite data)
- (viii) theoretical interpretation (P_2 generation mechanism)

(3) 今回のテーマ

今回は今までの結果を簡単に振り返り、其の上で (iii) (ii) 及び (viii) についてさらに新しく出てきた結果を報告したい。digital spectrum については Maximum Entropy Method により、 $X(f)$ 成分のみでなく $Y(f)$ 成分もきめておるまじりを見ていく。Polarization study については AE を境にして其のふるまいを統計的な面からと、直接的な面から合せて検討し、これに其の interpretation を試みる。

T. Saita et al.; J. Atmos. Terr. Phys. 38, 1265-1272, 1976
etc

極磁気嵐回復相における Auroral Pulsation 関連現象の相関解析(II)

谷口右幸・国方 征・玉尾 政 (東大・理)

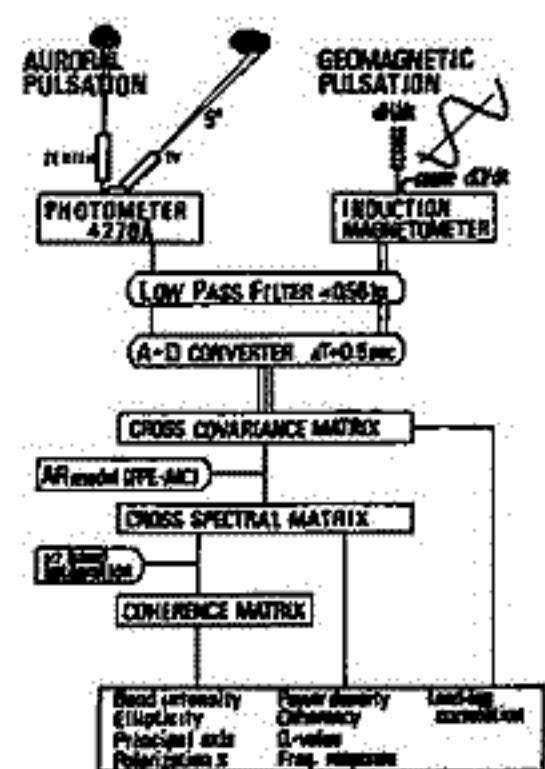
極磁気嵐回復相での Auroral Pulsation を中心とする関連現象は、強度も相対的に弱く、時間的には非定常(準周期~10sec)、空間的には非一様(電離層での scale~100km)な現象であり、現象論的にも十分把握できていない。本講演では、Auroral Pulsation (AP) と関連地磁気脈動 (Auroral Irregular Pulsation; AIP) の相関解析の結果を報告する。

解析方法 ①時間領域の解析として、相互変分関数による両現象の時間差と相関、②周波数領域の解析として、自己回帰 model による Cross spectral 解析と同波数応答 (入力 = AP, 出力 = AIP) とした電離層の線型応答) 解析、③AIP の偏波解析、を行なう(図1)。data は、1972年 Showa での AP data (N²4278A) 脈動 (H, D 成分) である。

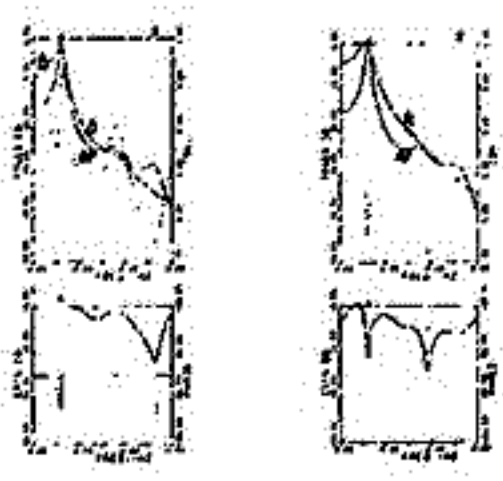
解析結果

- ① AP と D の相関係数 $C_{APD} \geq 0.5$ は全時間の 23.4%。AP に対する D の East 方向の変位の時間遅れは 1.0~1.5sec 程度である。相関の良いはあいは、spectral peak の一致、coherency の良さ、電離層の線型応答特性 (入力周波数で利得が最大、0~最大 $\pi/2$ の位相遅れ) として確認される(図2)。
- ② AP と H の相関は悪く $C_{APH} \geq 0.5$ は 7.2% であり、一般に spectral peak の分離、coherency の悪さ、「応答」特性の不規則さとして確認される(図3)。
- ③ AIP の位相(時間)遅れは AP 強度に線型依存する。又、天頂 AP 現象に対する方が、磁天頂その他の方向より AIP と相関が強い。
- ④ spectral peak 周波数の分布は、H は $\sim 0.1\text{Hz}$ を cut off として低周波型、D は $0.1 \sim 0.12\text{Hz}$ の sub-peak をもつ高周波型であり、それは AP の $0.1 \sim 0.12\text{Hz}$ の peak をもつ分布であることを示す(図4)。
- ⑤ AIP の偏波特性は概して不規則である。主軸角分布は、D の peak band では E-W 方向の peak と NWN 方向の peak をもつ。H の peak band では、D の peak band と較べて N 方向に近づいた分布となる。偏平率は 0.2~0.3、回転方向は解析した D のみより R, L, 混合型と不規則である。

結論 AIP の特に D 成分は、主として N-S 方向に流れる局所電流系の Biot-Savart 場を含む。電離層は電子密度(電圧)の時間変動に同期して線型応答を有する。AIP の H 成分は、電子の pitch 角拡散を伴った磁気圏での圧縮性 H.M 波とは異なる mode (\sim azimuthal, \sim linear) の偏波(電離層で $\sim 90^\circ$ 主軸回転)の波の伝播によりよく反映している。AP に対する AIP の位相遅れは、電離層電圧の非一様性からくる、磁気圏-電離層結合を述べ、正帰還 system の可能性の検討を必要とする。

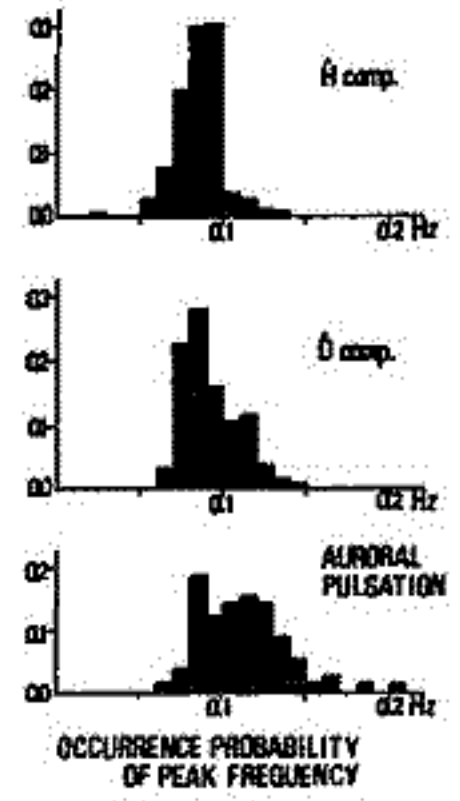


(図1)



(図2)

(図3)



(図4)

I-4 非定常信号の偏波特性の解析法—U L F 波解析への応用

小寺邦彦 (京大・理) Roger GENDRIN (CNET / CRPE)

人工衛星、ロケット等、回転座標系で測定される非定常信号の偏波特性の解析は、一般には簡単ではない。しかし、直交成分に代り Circular 成分を用いる事により問題は簡略化される。

I) 静止座標系における場合

複素信号, $A = X + jY$ を, Fourier-Helstrom 変換する事により、時間-周波数平面に展開する。

$$A(t) = \iint C(\tau, f) \psi(t; \tau, f) d\tau df$$

ここに、 C, ψ はそれぞれ展開係数及び核である。この時、 (t_0, f_0) における成分, $A(t, t_0, f_0)$, を正と負の周波数の成分の和とすれば:

$$A(t; t_0, f_0) = A^+(t_0, f_0) \psi(t; t_0, f_0) + A^-(t_0, f_0) \psi(t; t_0, -f_0)$$

$$\begin{cases} A^+(t_0, f_0) = C(t_0, f_0) & f_0 > 0 \\ A^-(t_0, f_0) = C(t_0, f_0) & f_0 < 0 \end{cases}$$

単一周波数の場合と同じく、精円率, $\epsilon(t_0, f_0)$, は:

$$\epsilon(t_0, f_0) = \frac{|A^+(t_0, f_0)| - |A^-(t_0, f_0)|}{|A^+(t_0, f_0)| + |A^-(t_0, f_0)|}$$

ところで、 $|A^+|^2, |A^-|^2$ は、パワー-密度を表わしており、 ϵ の代りにこれ等を用いれば、エネルギー-分布と同時に、偏波特性を表現できる。

$$|A^+|^2 \approx |A^-|^2 : \text{直線偏波} \quad |A^+|^2 \gg |A^-|^2 : \text{左旋円偏波} \quad |A^+|^2 \ll |A^-|^2 : \text{右旋円偏波}$$

第1図に、この方法を用いて解析した Pc1 現象を示す。濃度は、パワー-密度に比例しており、 $|B^+|^2 \gg |B^-|^2$ で、左旋円偏波(この場合、Lモードに対応)であることが容易にわかる。このように、非定常信号の偏波特性の解析が、moving window 法によって簡単にできる。

II) 回転座標系における場合

静止座標系における複素平面信号を $A \times L$ 、同平面を共有し ω_s で回転して113回転座標系から見た同信号を \tilde{A} とすると、 $\tilde{A}(t) = e^{-j\omega_s t} A(t)$ となり、両者のスペクトル S, \tilde{S} は、 $\tilde{S}(\omega - \omega_s) = S(\omega)$ となり、スピンの影響は単なる周波数の原点の移動となる。従って、上で述べた解析法は、原点の移動を考慮するだけで、座標変換することなくそのまま適用できる。

もしアナログ居機を用いて解析する場合は、複素信号, A , の代りに次の2実信号, r^+, r^- を用いればよい。

$$\begin{cases} r^+ = X - jY \\ r^- = X + jY \end{cases}$$

ここに、 X, Y は直交成分、 j は、ヒルベルト変換されたものである。

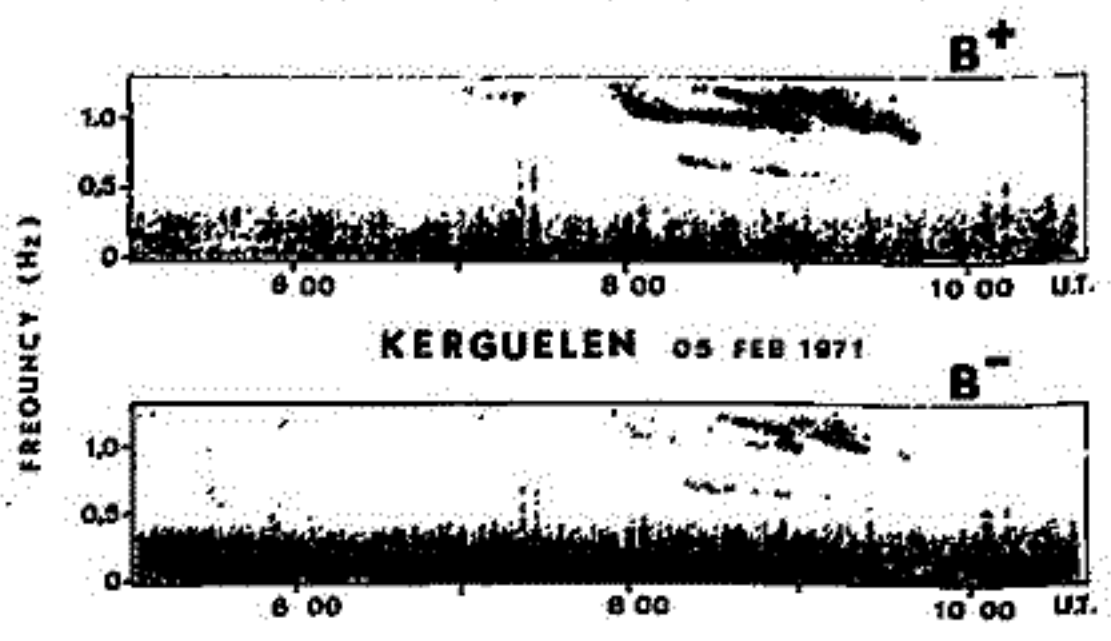


図 1

蓮尾隆一, 飯島哲二, 石津美津雄, 坂翁介, 北村泰一

九大 理学部

SQUIDによるULF観測を実施して1年が経過した。初期においては、種々の周辺ノイズ(機械的ノイズ, 回路上のノイズ)のため感度があがらなかつたが, 改良を重ね, 昨今漸く $1/100$ (10 mV, 10^{-11} T)の感度で観測できるようになった。(Fig. 1)

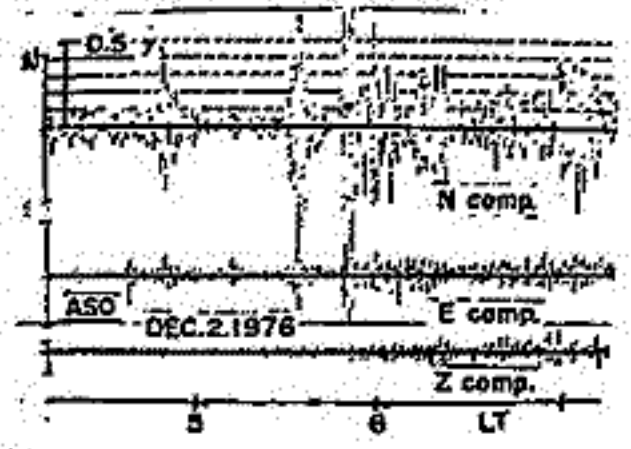
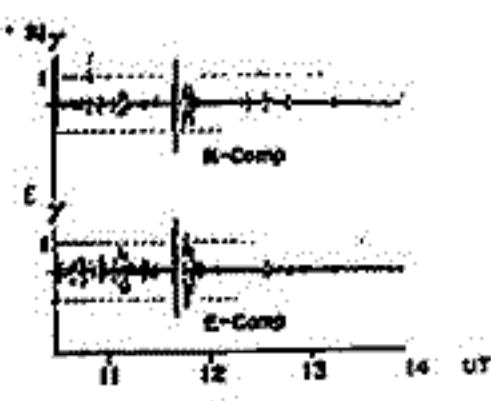


Fig. 1 感度改善の変遷 (左0.18 76年4月, 右0.018 12月)

目標値 $5/1000$ (5 mV, 5×10^{-12} T) に達するものも同じいものと考えている。(この目標値は, 観測地奥の環境ノイズレベル---夜間最も静かな時刻の---である)

1 γ またはそれ以上の夜間の地磁気変動 $Pc2, Pc3$ 型の特徴については(通常帯中ULFと称する)既に良く知られておるが, SQUIDによるULF観測とは γ が 2 mV以下の微小ULFの観測を目的とする。これは, 微小ULFは一般的に遠距離伝播によるものと考えられ, 従って伝播経路の影響をうける特性に差があることを期待するからである。

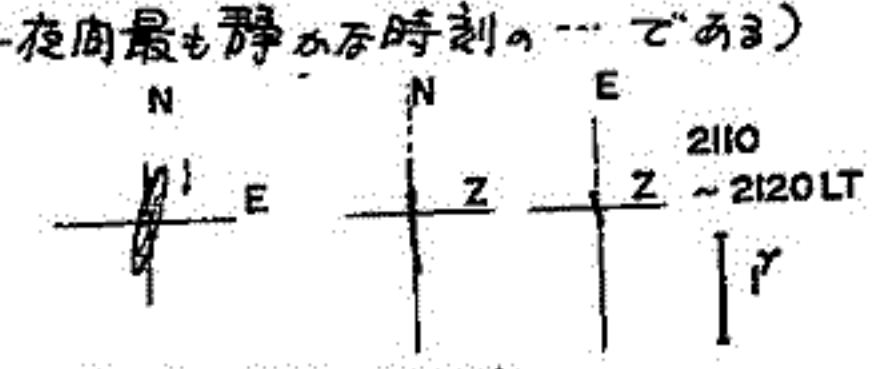


Fig. 2 通常帯中ULF ($Pc2$) の特性

Fig. 2 は通常 $Pc2$ の 0^h LT を境にして Polarization は Pre-midnight に「時計回り」, post-midnight に「反時計回り」で今迄の結果

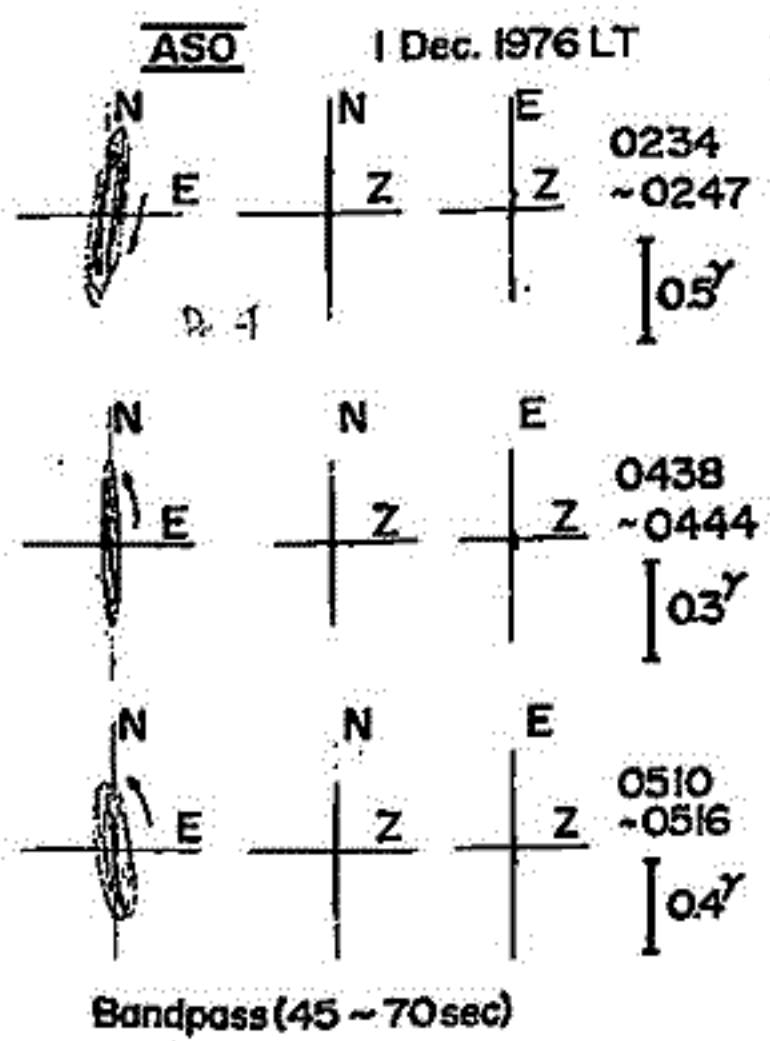


Fig. 3 型微小ULF. Polarizationの連続的変化の様子に注意

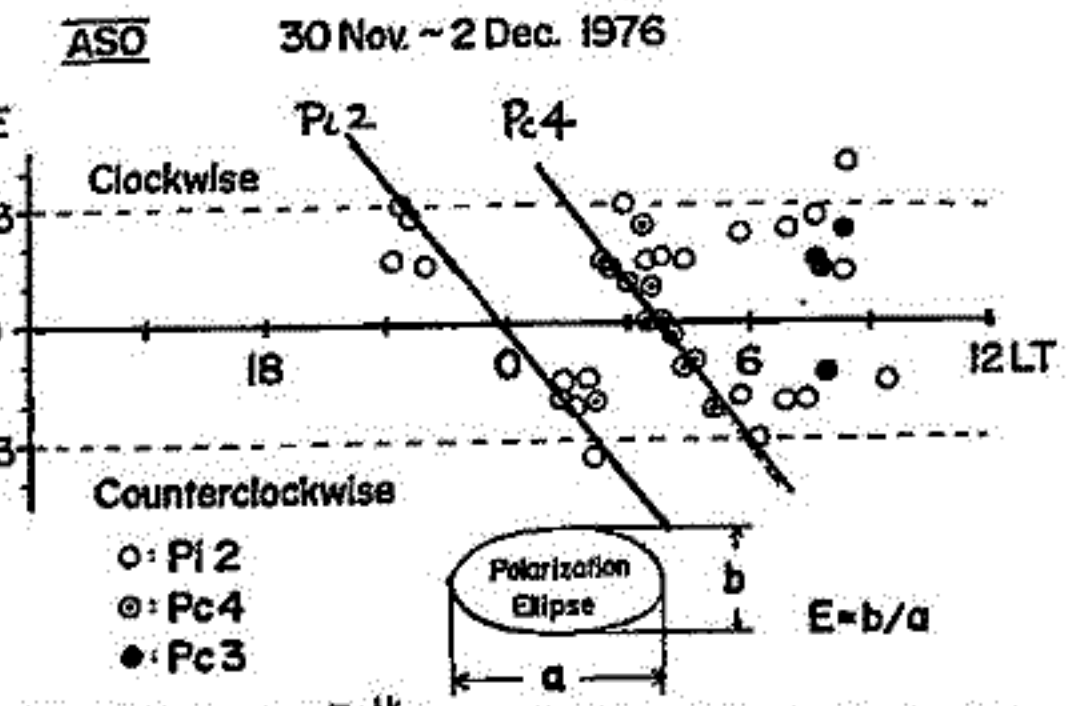


Fig. 4 $Pc2$ (通常) $Pc4$ (微小) の polarization と γ 比率の時間的変化

と一致する。微小 $Pc4$ が 4 時間程連続して観測されたが, Polarization とその偏平度及び N からの傾きが時間的に連続的に変化する様子が Fig. 4 にみられる。

高橋圭衛・斎藤尚生
(東北大・理)

序 磁気圏境界領域のHM-waveは、solar windのプラズマ、磁場に依存する。この点を定量的につかむため、前回までの統計的手法に加えて、2つの人工衛星によるデータを使い、解析を行なう。最近指摘されている、IMFの方向と地上のPc 3-4の対応性に注目し、IMFの方向と、magnetosheathのHM-waveの関連にポイントをおく。

データ解析 Explorer 33, 34が同時観測を行なっている1967年の磁場データを使い、磁気テープからの入力を計算機処理する。dynamic spectrum等の利用により種々のパラメータが波動をどのようにコントロールするかを調べる。Explorer 33, 34はそれぞれ5秒、20秒のデータサンプリング間隔をもつので、数10秒以上の周期帯が対象となる。

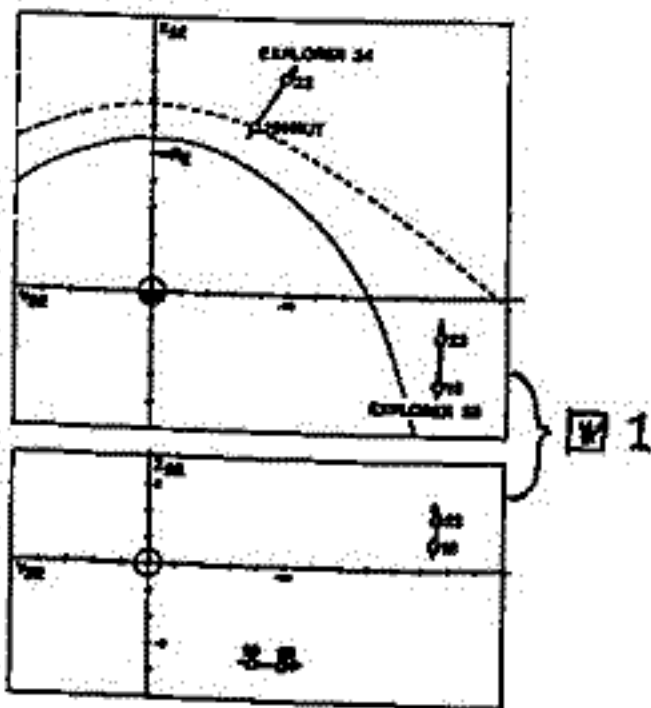


図1

結果 Explorer 33, 34がそれぞれ magnetosheath solar wind 中において同時観測を行なった例を示す。軌道を図1に示す。図2の $\angle X \sim B$ は、IMFとGSE座標系のX軸とがなす角度である。図3のmagnetosheath中の磁場の絶対値 B_{total} の変動のpower spectral densityの増大は、 $\angle X \sim B$ が小さくなると時に見られる。(この場合 solar wind の流速を考慮したデータの時間おくれは、せいぜい数分程度である。) 又、1900, 2030, 2230, UTでのpowerの増大は、それぞれが、bow shock上流でのupstream waveの観測とも対応している。(Explorer 34)

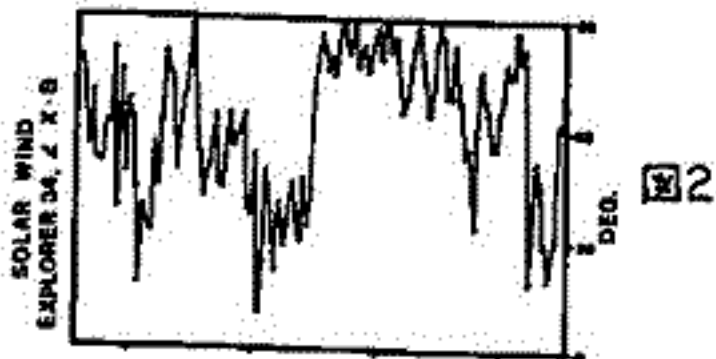


図2

このように magnetosheathのHM-waveはIMFの方向によって強く支配されるが、それがどの程度の相関をもつかは、統計的まとめを行なったうえで報告する。

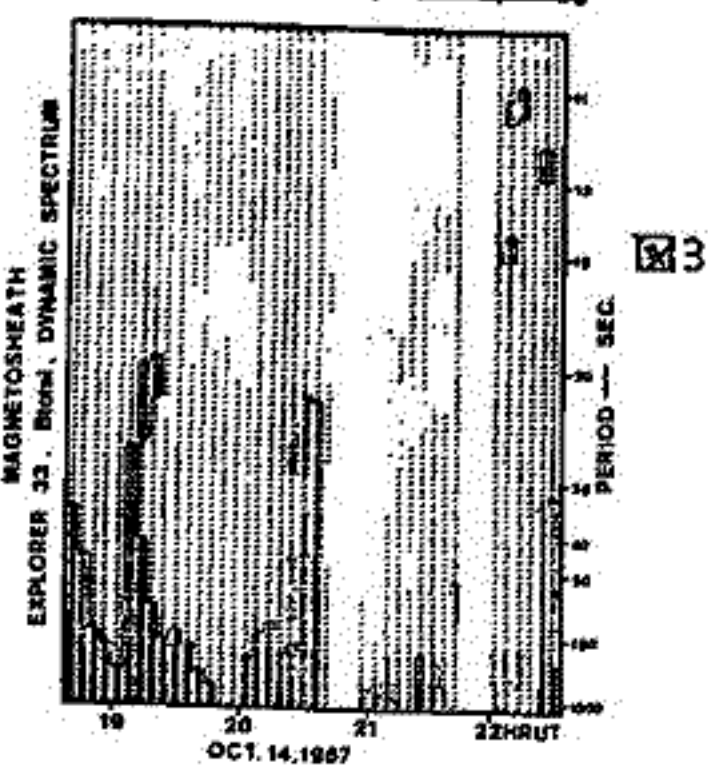


図3

謝辞 Explorer 33, 34の磁気テープを貸与され、解析については、計算機の便宜を図って下さった、東京大学宇宙航空研究所の西田篤弘助教授に感謝します。

* G. Nourry, Ph.D. thesis, Dep. of. Geophys. and Astr., Univ. of British Columbia, Vancouver, B.C., (1976)

SEASONAL VARIATION IN THE RESPONSE
OF POLAR CAP CURRENT SYSTEMS TO THE IMFKiyoshi Maezawa
Institute of Space and Aeronautical Science
University of Tokyo

There have been reported several polar cap current systems the intensity of which is controlled by the IMF (interplanetary magnetic field) direction and intensity. Among these, the zonal current investigated by Svalgaard is mainly controlled by the azimuthal component of the IMF, so-called S_Q^P current system (which seems to disappear when the magnetosphere is really quiet) is controlled by the southward component of the IMF, and the antisunward current recently analyzed by Iwasaki (1971) and Maezawa (1976) is controlled by the northward component of the IMF. All these current systems are reportedly stronger in intensity on the sunlit hemisphere. However, there has been no detailed analysis of difference in the response of polar cap current systems to various IMF components, for different seasons. In particular, little has been known on the existence, in winter, of the anti-sunward current system induced by the northward IMF.

In order to clarify these points, seasonal variation in the relative intensity of each current system is analyzed through regression analysis of about five years' IMF and polar cap magnetic data. We find that the antisunward current does exist in winter when the IMF northward component is sufficiently large; the data derived for a prolonged period (~ 1 day) of strongly northward IMF shows that the polar cap current pattern during that interval closely resembles the typical antisunward current system deduced from summer data. We also show that the magnitude of the antisunward current and the zonal current decreases in winter by a factor of five or more, while the magnitude of the S_Q^P current decreases only by a factor of two. This clearly shows that the antisunward current system is different in nature from the S_Q^P current system.

The reason why the S_Q^P current does not show but a moderate seasonal variation is yet to be known. It is suggested that the S_Q^P current is contributed to a large extent by the effect of night-side field-aligned currents, whose intensity is mainly controlled by the particle precipitation to the night-side auroral zone.

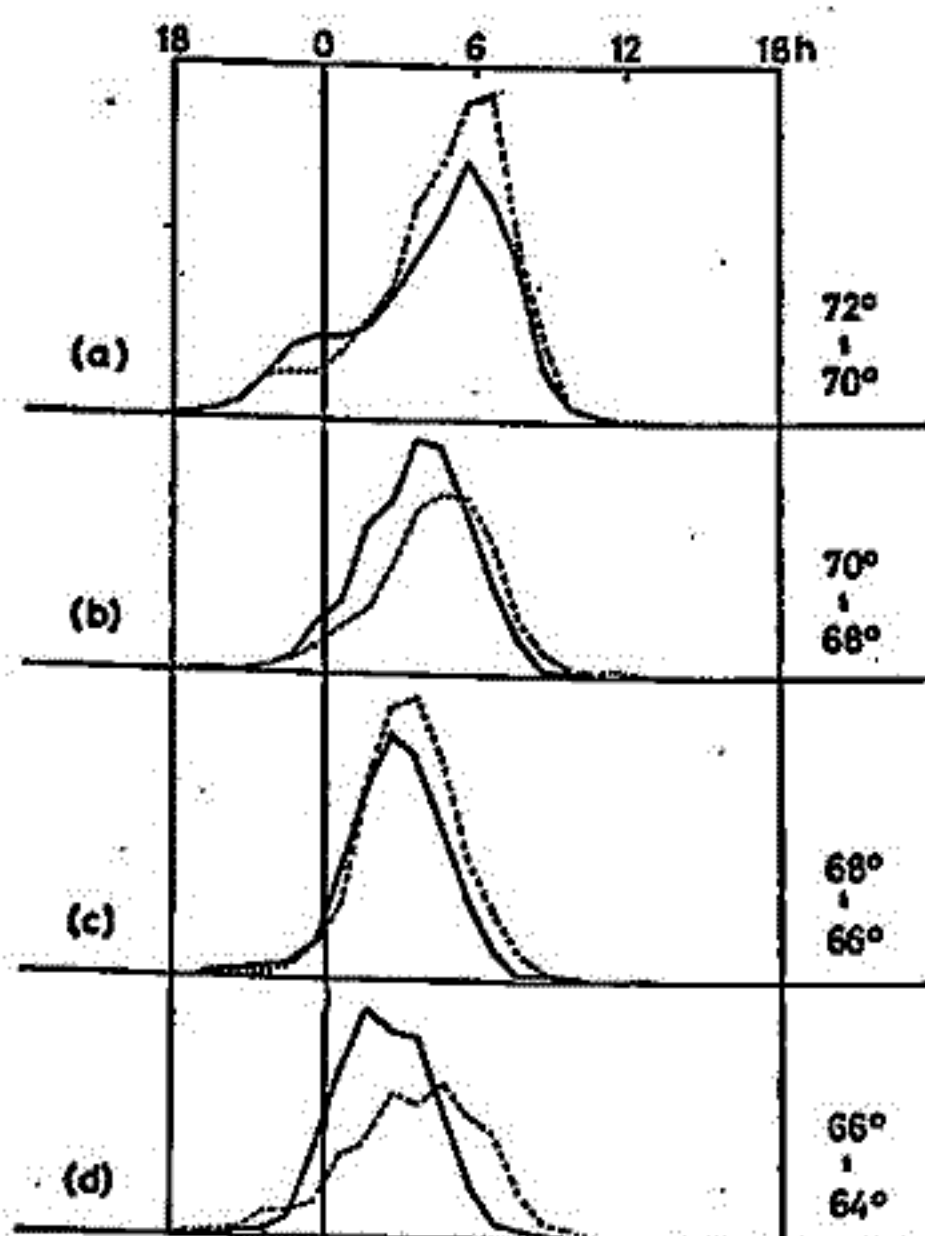
Westward electrojet の発達する場所の

IMF B_y 依存性

若沢克明, 村山 尚 (名大理)

IMF B_y 成分の地球磁気圏に対する影響は, 先日色々な側面から調べられているが, ここでは, westward electrojet の強さを示す index AL (1時間値) を用い, AL を構成する個々の station について, AL に寄与した頻度を, local time に対して, IMF の B_y 正負別に調べ, 次の様な結果を得た。

- (1) Post midnight に現れる westward electrojet は, auroral zone の, 緯度の高い所では朝側(6時頃)に, 低い所では夜側(1時頃)に最も発達する。
- (2) IMF B_y の正負別に見た場合, $B_y < 0$ の場合が, $B_y > 0$ の場合より約1時間程朝側寄りに発達する傾向が見える。
- (3) (2) の傾向を季節別に見た場合, 夏よりも冬に顕著に見えるようである。



左図はその1例で, station の分布する緯度(地磁気緯度で $64^{\circ} \sim 72^{\circ}$) を4つの領域に分け, それぞれの領域に分布する station の LT に対する頻度分布を, geomagnetic local midnight を基準に重ね合わせたものである。実線が $B_y > 0$ の場合, 点線が $B_y < 0$ の場合で, それぞれの場合の総出現頻度数が同じであるように規格化してある。

解析は, 1968-1977 の範囲で, IMF の情報が得られている時期について行なった。なお, 個々の station の地磁気緯度, 及び, geomagnetic local midnight の計算は, Hakura (1965), Montbriand (1970) に依った。

References

- Hakura, Y., Rep. Ionos. Space Res. Japan, 19, 121, 1965.
 Montbriand, L.E., J. geophys. Res. 75, 5634, 1970.

TWO-HEMISPHERE 法で求めた 1976年の IMF 三次元 MODEL

齋藤 尚生
(東北大・理)

惑星間空間磁場構造に関して Ness-Wilcox により sector model が提唱されて以来、この model は広く世に知られている。然し、この model に関する最も有名な図に基づいて惑星間空間が4個の区域に分れているのが sector model であると受取ると、次の様な種々な矛盾が生ずる。

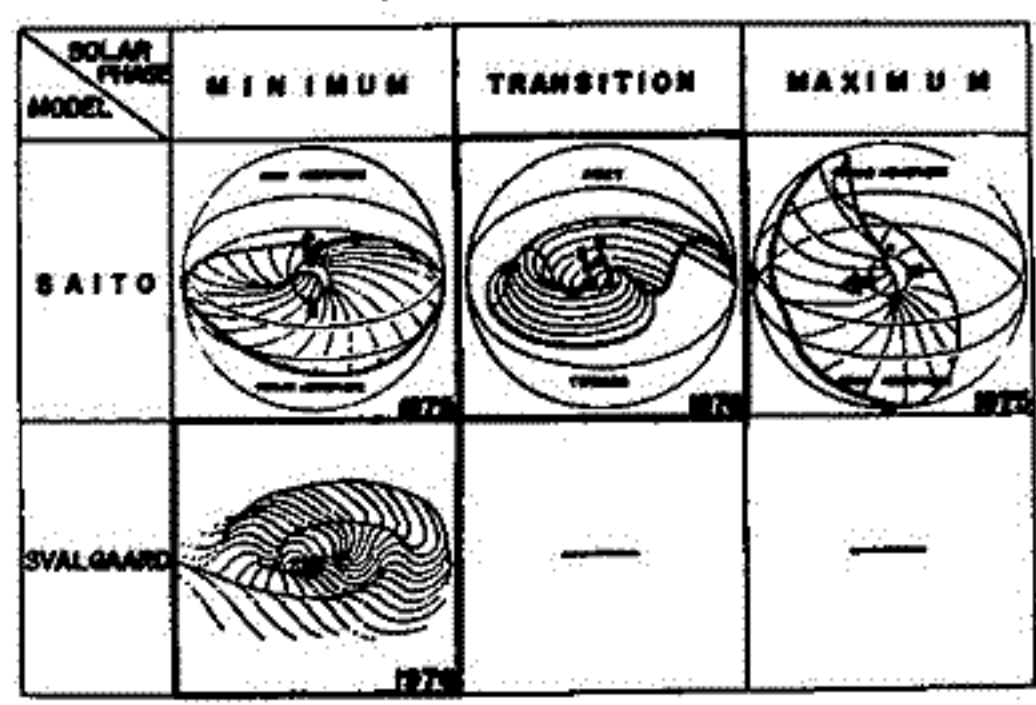
- (1) sector 数が4個である場合は寧ろ稀で、2個が最も頻度高く、次いで4, 6, 8, ...個と様々な値をとる。
- (2) 時により sector 構造が全く消滅し、数ヶ月に亘って同一極性が観測される場合がある (特に黒点極小期)。
- (3) sector 数の変化は monotonous ではなく、春→秋→春→秋という年月の経過と共に、 $2 \rightarrow 4 \rightarrow 2 \rightarrow 4$ 又は $2 \rightarrow 0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ 等、oscillative な変化をみる傾向がある。
- (4) 太陽自身の磁場構造変化とは無関係に、観測される sector 数が変化する傾向がある。

この様な矛盾を解決する為には、第1図に示す様な two-hemisphere model を考えると都合が良い。即ちこの model によれば、

- (A) 惑星間空間は褶曲した僅か一枚の main neutral sheet で away hemisphere と toward hemisphere とに分割される。
- (B) この neutral sheet は太陽自転軸のまわりに回転する。neutral sheet は一般に褶曲しているので、one solar rotation の間に偶数回地球をよぎり、それは見かけ上の0, 2, 4, ...個の sector boundary の通過として観測される。
- (C) 上記(2), (3)の性質は、地球の heliographic latitude が ± 7.5 の間を季節的に往復運動する事で解釈し得る。
- (D) この model によれば、観測される sector 数とは、単に neutral sheet をよぎる回数に過ぎないので、上記(4)の観測事実は説明し得る。

尚、第1図にも示した如く、筆者が two-hemisphere model を論文発表した翌年に、Wilcox group でも此の model を support する論文を発表している。

扱。この two-hemisphere model を実際の SMF 及び IMF にあてはめて、求めようとする時期の惑星間空間三次元 model を作成する方法を two-hemisphere 法と名付けることにする。この講演では、実測 data に two-hemisphere 法を apply する事により、Solar Cycle No. 20 の極小期付近における IMF 三次元構造 model を作図し、提唱する。例えば1976年頃には、惑星間空間は比較的単純な neutral sheet で away polarity の北半球と、toward polarity の南半球に分割され、かつ neutral sheet は太陽面経度 230° の方向に約 8° 傾いているという model が propose される。尚、neutral sheet の skewing は左程顕著ではないので、見かけ上の sector structure の消滅は、今 solar cycle では未だ観測されていない。



第1図

永井正男

(地磁気観測所)

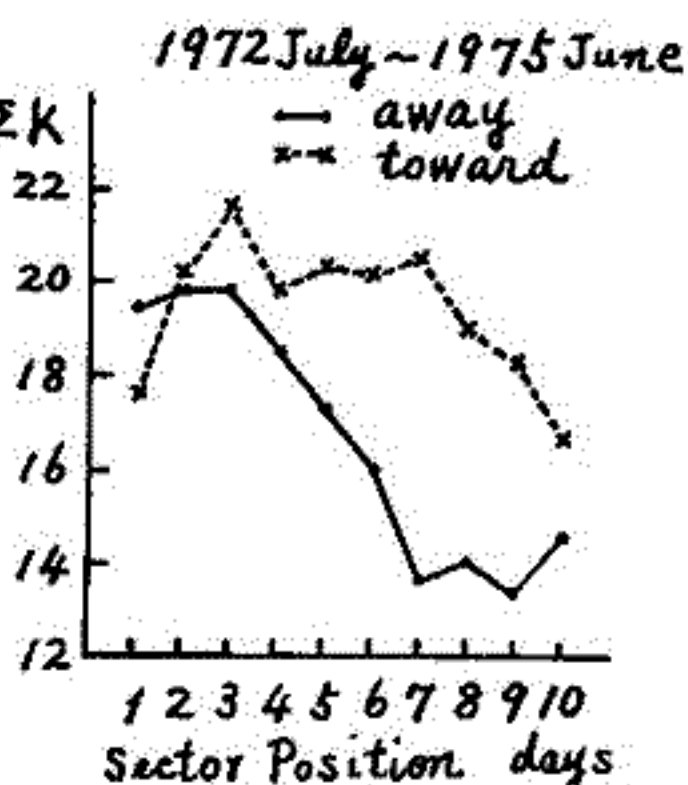
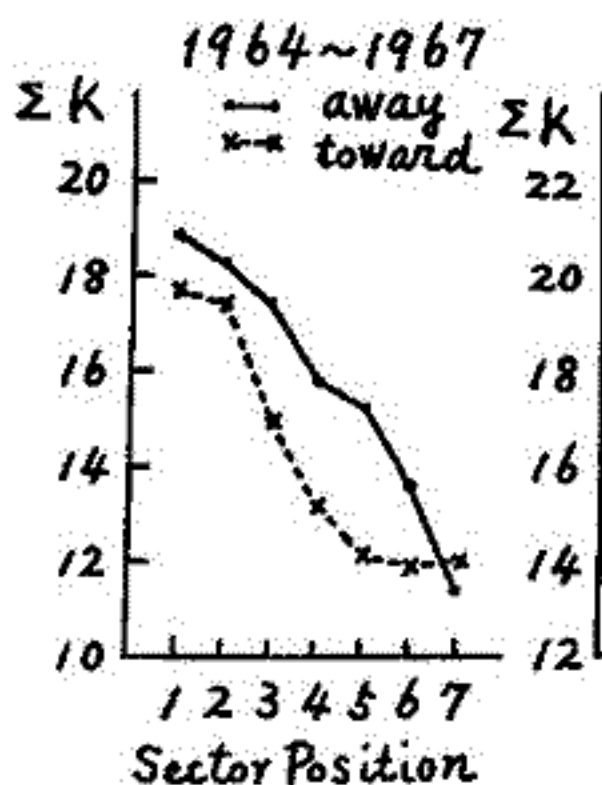
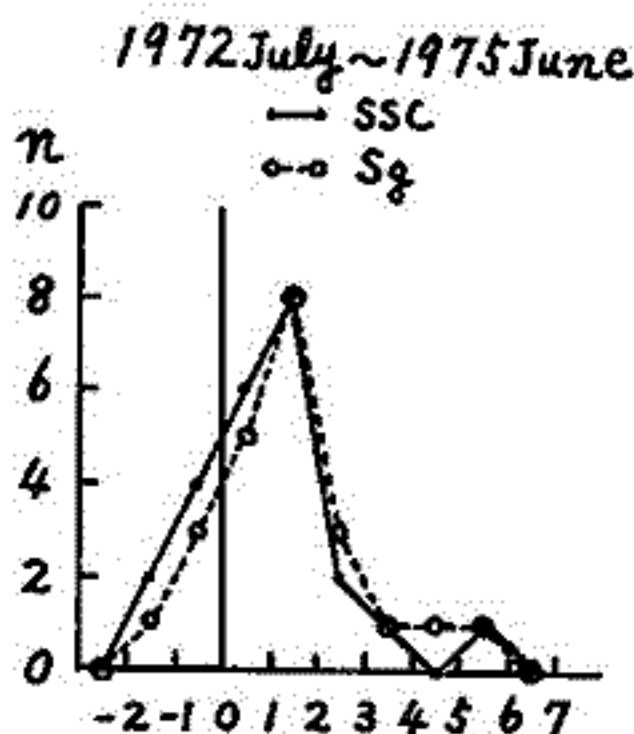
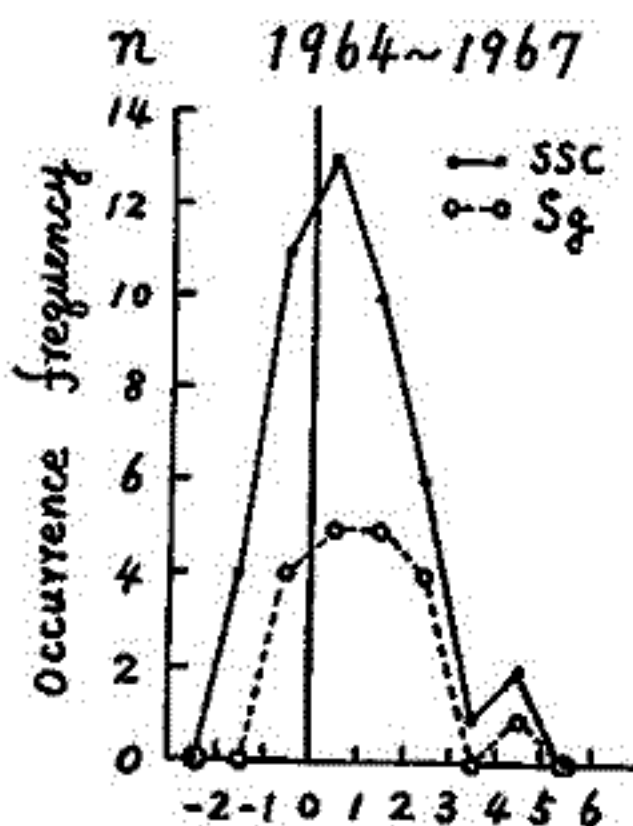
1924~76年における太陽黒点周期の5 cyclesについて, SSCおよびSgの年発生頻度を調べると, SSCでは太陽黒点数と0.87の正のよい相関がある。これに反しSgではSolar cycleの下降期で最大となり, 必ずしも太陽黒点数とは比例しない。また27日の回帰を示す地磁気嵐はSgだけでなく, SSCも含まれる。

ここでは, 1964~67年における太陽黒点周期の立上りから上昇期にかけての4年向と下降期から極少期にかけての1972 July~75 Juneの3年向について調査した。

図の上段にはセクター境界とSSC, Sgの発生頻度との関係が示される。左側の1964~67年ではセクター境界の通過後1日目にピークに達するが, 右側の1972 July~75 Juneでは2日目にピークを示している。また図の下段には, 楕円におけるΣKとの関係が示されている。左側の1964~67年では, away-towardともセクター境界の通過後1日目で最大となり, 2日目から減少している。右側の1972 July~75 Juneではtowardが3日後に極大を示し, その後7日までほぼ一定したかなり大きな活動を保っている。これに反し, awayでは3日後にピークを示すが, 1日目・2日目とあまり差はない。そして3日目から7日目にかけて急速に減少している。また1964~67年ではawayの方がより活動的であるのに反し, 1972 July~75 Juneではtowardの方が活動的であることも対稱的である。

以上の結果は, 左側に示した1964~67年では4セクターであるのに反し, 右側に示した1972 July~75 Juneでは2セクターであることに大きく起因しており, 地磁気擾乱がセクター構造の影響を明らかに受けていることを示している。

またセクターの境界付近でSSCおよびSgの発生頻度が大きいことは, セクター境界と一緒に回転しているInterplanetary ShocksおよびMagnetohydrodynamical Turbulenceが存在することを暗示している。



I-11 太陽風内での電流層発生の原因について。

坂 翁介 , 北村 泰一 (九大 理)
鷲見 治一 (名大 空電研)

我々は今までに太陽風中の接線不連続面(TD)は太陽風の高速流と低速流の衝突領域(ER)で特にひんぱんに観測されることを示し、その実体が電流層であることを明らかにした。今回は電流層形成の本質にせまるべく、どのようなプラズマ過程が作用しているのか、調べた。

電流層に関しては、今までに次の事がわかってきた。^{*}

- 1) 太陽風高速流及び低速流に一樣に分布しているが、ERではその衝突の強さに比例してひんぱんに観測される。
- 2) 磁場に平行に流れる電流によって引き起こされている。その平均的な厚さは陽子のラーマ半径の数十倍以下である。

そして、ERでひんぱんに観測される原因としては、そこでの局所的な励起と、太陽風内に存在する「安定な」電流層がERに吹き集められるといういわゆる「ごみため説」の2つの可能性があると指摘した。今回我々は今までに解析したうちから、4つのERを抽出し、そのどの部分に電流層が集中しているかを調べることにより、その発生原因を考察してみた。その結果次の事が新たにわかった。

- 1) ERでは、電流層がひんぱんに起るだけでなく電流強度も約25%増加する。
- 2) 高速プラズマ流が、低速プラズマ流に追いつくと同時に陽子の加熱が起る。そして、その陽子加熱の領域で電流層がひんぱんに観測される。

以上の事から、電流層形成と陽子加熱は不可分の関係にあることがわかった。これは又電流層が局所的に励起されることを意味する。我々は電流層が加熱の原因ではなく、その結果であるという立場で発生原因についての考察を進める。陽子と電子の速度分布を測定したIMP 6, 7, 8 (Feldman et al)の結果によると

- 1) 電子は高温と低温の2成分からなりそれぞれ熱速度は 5×10^3 km/s, 2×10^3 km/s。陽子はほぼ一成分と考えられ、その熱速度は 5×10^1 km/s。
- 2) 電子の速度分布は磁場方向に強いゆがみを持ち、それは高温部と低温部のドリフト速度が磁場方向にずれていることによる。
- 3) ERでは電子の低温部と陽子はほぼ同時に加熱されるが、電子の高温部は変化しない。

以上の事実より陽子加熱の起る領域では強いプラズマのゆらぎが発生し、電子低温部と陽子が速度空間内で再配分されていることがうかがえる。しかし電子高温部はその影響をほとんど受けない。つまりERでの電流は電子高温部がなす電流であると考えられる。その時の分布関数のひずみは磁場方向であらうから電流の方向と一致する。

このような考え方は太陽風のNIRでも適用出来、この場合電流は電子高温部と低温部ドリフト速度の磁場方向のゆらぎが原因だろう。このような考えのもとに、IMP 6, 7, 8の「ゆらぎ」の観測値から出した電流の大きさは、電流層の電流密度とよく一致する。

* Saba, O. and Kitamura, T.

Planet. Space Sci. 24, 621, 1976.

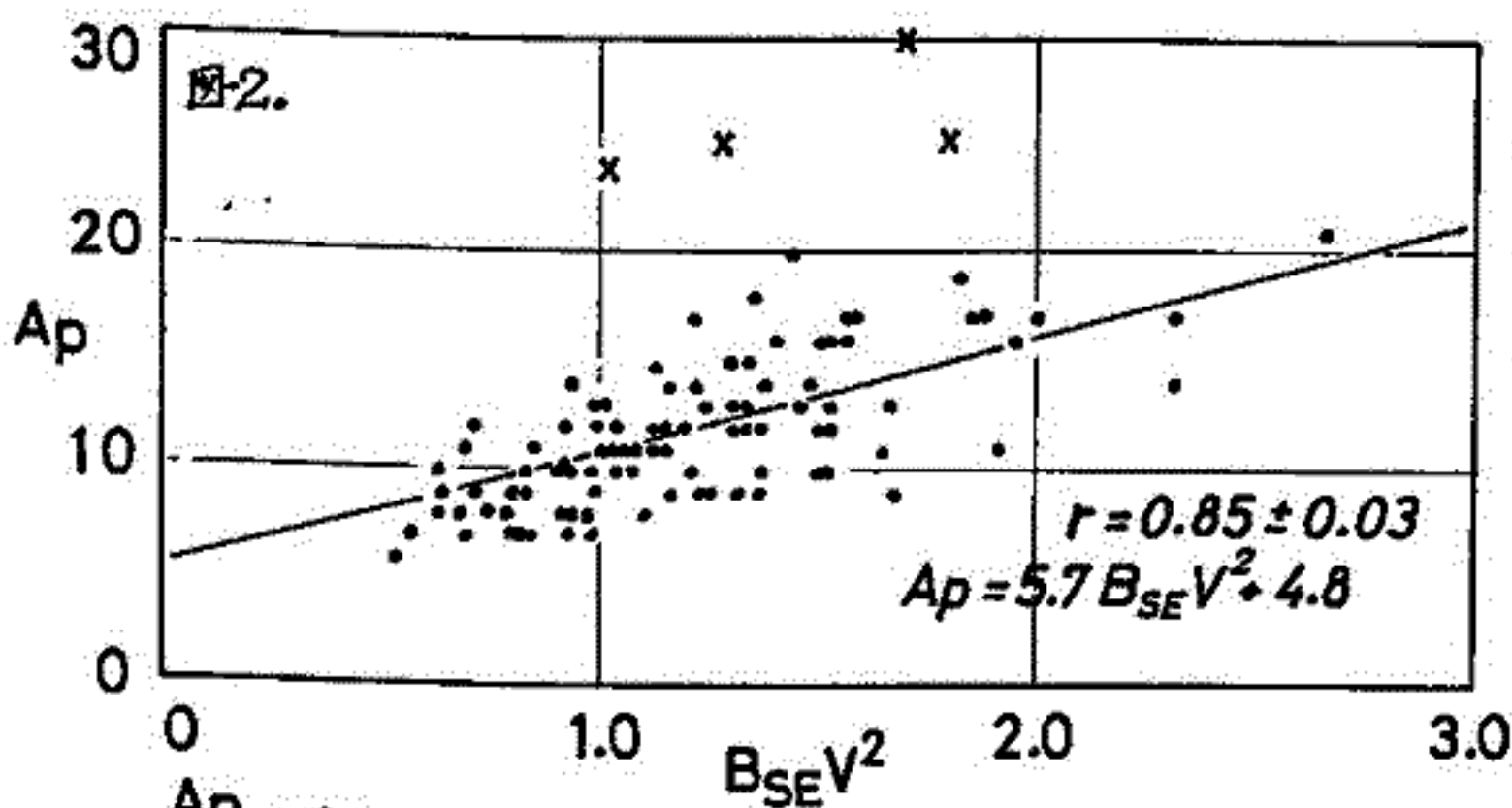
Planet. Space Sci. 24, 1043, 1976.

袴田和幸(中部工大)

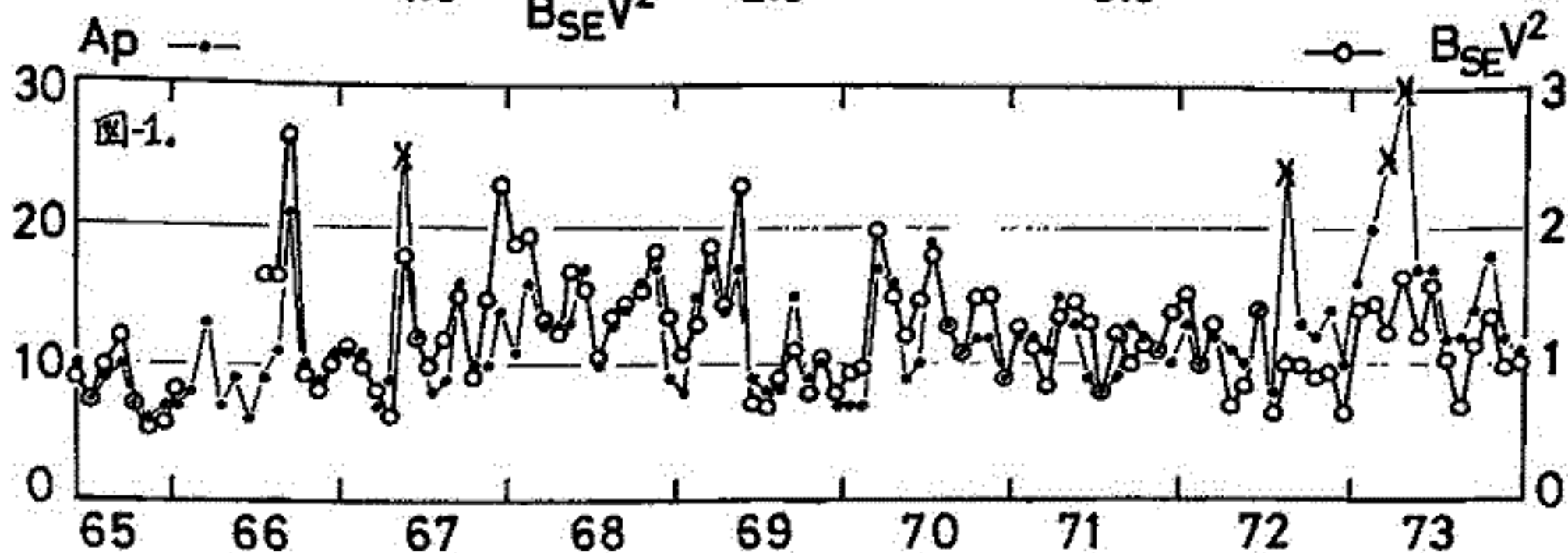
惑星間空間磁場が南向きに変化した後大きな地磁気擾乱がみられることは、何々の現象あるいは、一年程度の期間の統計的解析により確かめられているが、今回は、地磁気活動度の長周期変動と、惑星間空間磁場および太陽風の速度の長周期変動との間の関係について調べた。惑星間空間磁場の南向き成分としては、Solar ecliptic coordinate の B_z -成分の一时间平均値から計算した一月平均値 (B_{SE} ; $B_z \geq 0 \rightarrow B_{SE} = 0$, $B_z < 0 \rightarrow B_{SE} = -B_z$) を用いた。また、太陽風の速度および地磁気活動度 (A_p -index) も共に一月平均値を用いた。図1には B_{SE} と V (太陽風の速度) との月平均値から計算した $B_{SE} V^2 (= B_{SE} \times (V/400)^2)$ と A_p -index の1965年~1973年までの期間の時間変動が示されている。また、これと同じ Data を用いた、 A_p と $B_{SE} V^2$ との相関図が図2に示されている。[図中の X-印は $B_{SE} V^2$ にくらべて A_p が異常に大きな月で今回の解析では用いていない。これらの月はいずれも1か月のうちの2,3日間 A_p の一日平均値が100程度になって居りこの日を除いた月平均値を用いると、他の点と同じ集団に入るようになる。]

これらの図から明らかになるように、地磁気擾乱の何々の現象で指摘されているのと同じように、地磁気活動度の長周期変動もまた、惑星間空間磁場の南向き成分と、太陽風の速度の両者に依存して居り、それらの間には

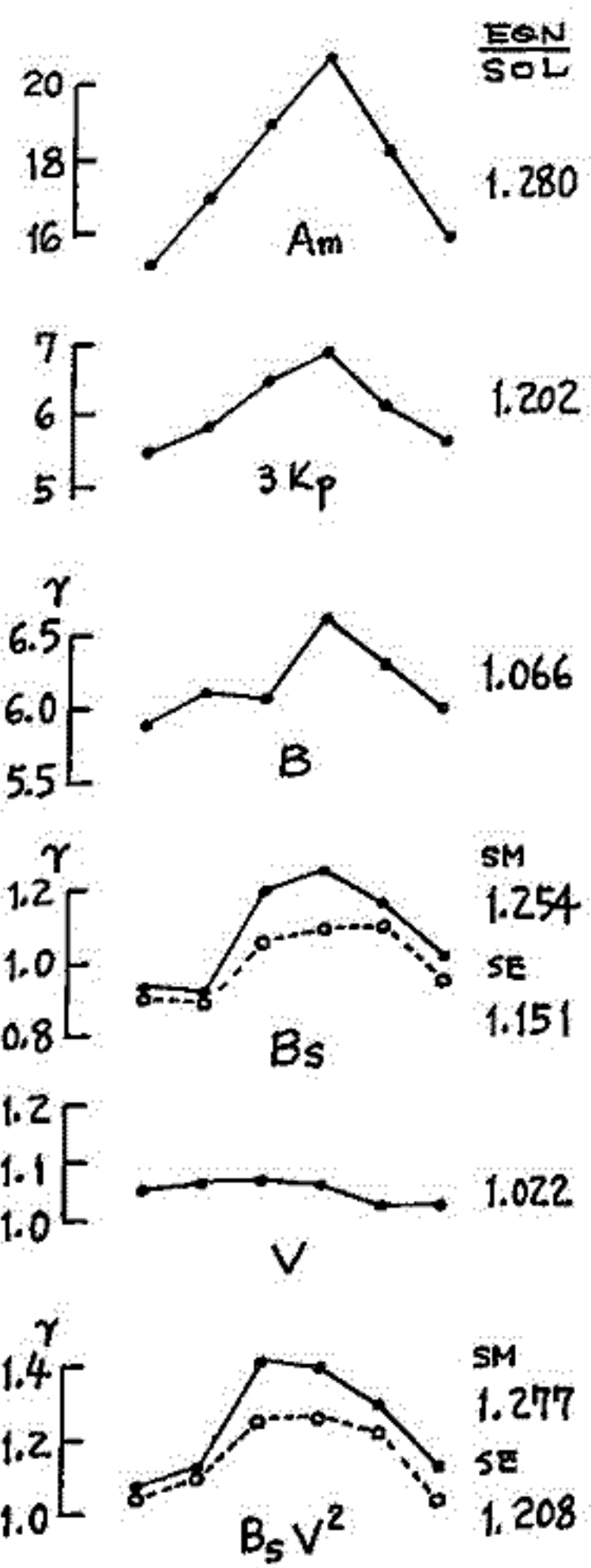
$$A_p = (5.7 \pm 0.6) B_{SE} V^2 + 4.8 \pm 0.2 \quad \text{の関係が成り立つことがわかった。}$$



また、今回は、惑星間空間磁場の大きさと相対黒点数との間にも統計的に有意な相関のあることもわかったのでこれについても報告する予定である。



村山 喬 (石大理)



S	I	E	E	I	S
L	N	N	N	N	L
1	1	1	2	2	2

(Vの単位は, 400 Km/s)

地球軌道近傍で測られた, 太陽風及び IMF 諸量の時間変化が, 地磁気活動度の半年変化と, どのような関連を持っているかを調べるために, Dec. 22, 1968 ~ Dec. 21, 1972 の4年間に亘って, 解析を行なった。

基本データは, 太陽風速度 V , IMF の強さ B , 及び南向き成分 B_s (SM 及び SE 座標による), A_m , K_p 指数, それぞれの 12 時間平均値で, 太陽風, IMF 双方の観測が揃っている期間のみを対象とした。但し, solar flare の影響をなるべく避けるために, A_m の平均値が 100 を超える期間は除いた。使用期間は, 全体の約 47% に当たる。全期間は, solstice から solstice までの半年を単位に, 両端の 27 日づつを SOL-1, SOL-2, 中央の equinox の前後それぞれ 27 日づつを EQN-1, EQN-2 と名付け, それらの中間は INT-1, INT-2 とする。上記の 6 つの期間についての諸量の平均値を左図に示した。

この4年間に於いては, 図の右端に記された, EQN/SOL の比の値にして, A_m 指数で 1.28 の半年変化があったが, 地磁気活動度とよい相関を持つことが知られている $B_s V^2$ も, 同様に 28% の増加が見られる。(但し, $B_s = 0$ でも, $A_m (K_p)$ は必ずしも 0 にならないから, この数字の一致から, $B_s V^2$ ですべてが説明出来るという訳ではない。) これを分解すると, V (~2%) B (~7%) の寄与は大きくなく, B_s が最も大きく寄与している。興味のあることは, B_s を SE 座標で測っても ~15% の増加が見られることで, Russell-McPherron (1973) が提唱した, SM 座標系への変換の効果は, 半年変化に対して negligible ではないとしても, 主要な要素ではない。結局, IMF の全方向に対する variability が, 重要な働きをしていることが判る。

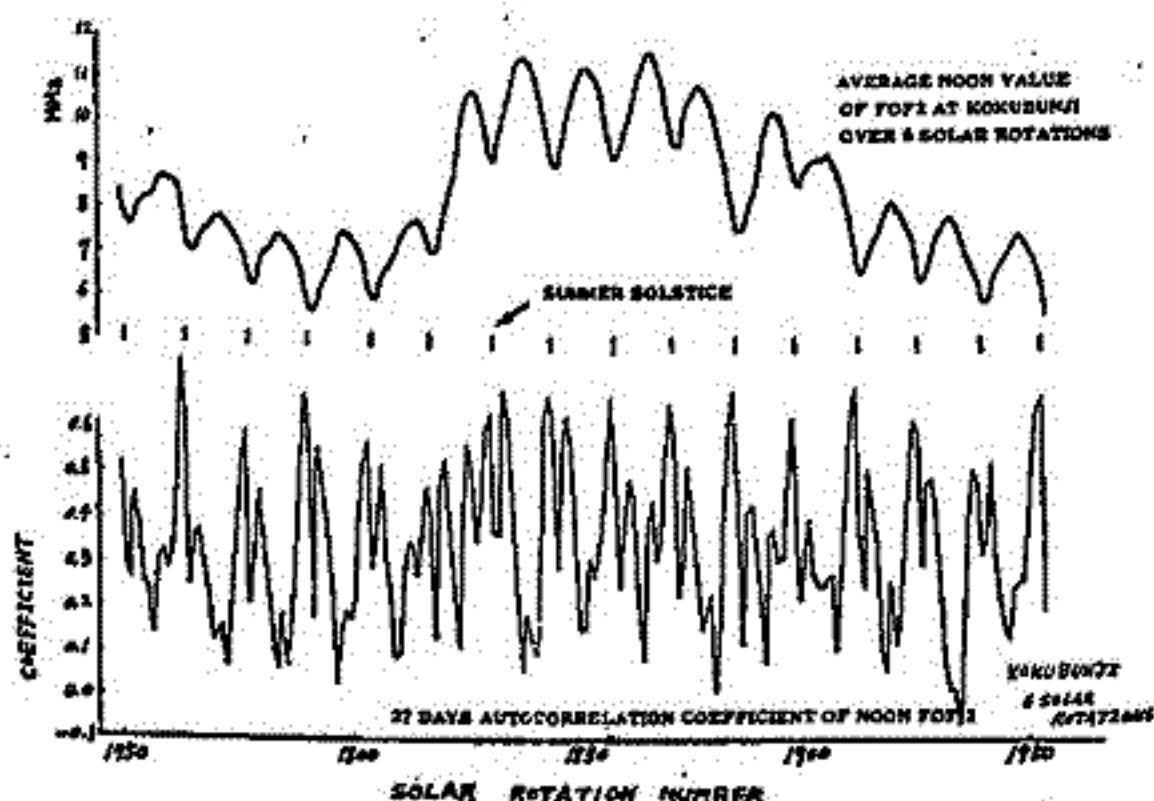
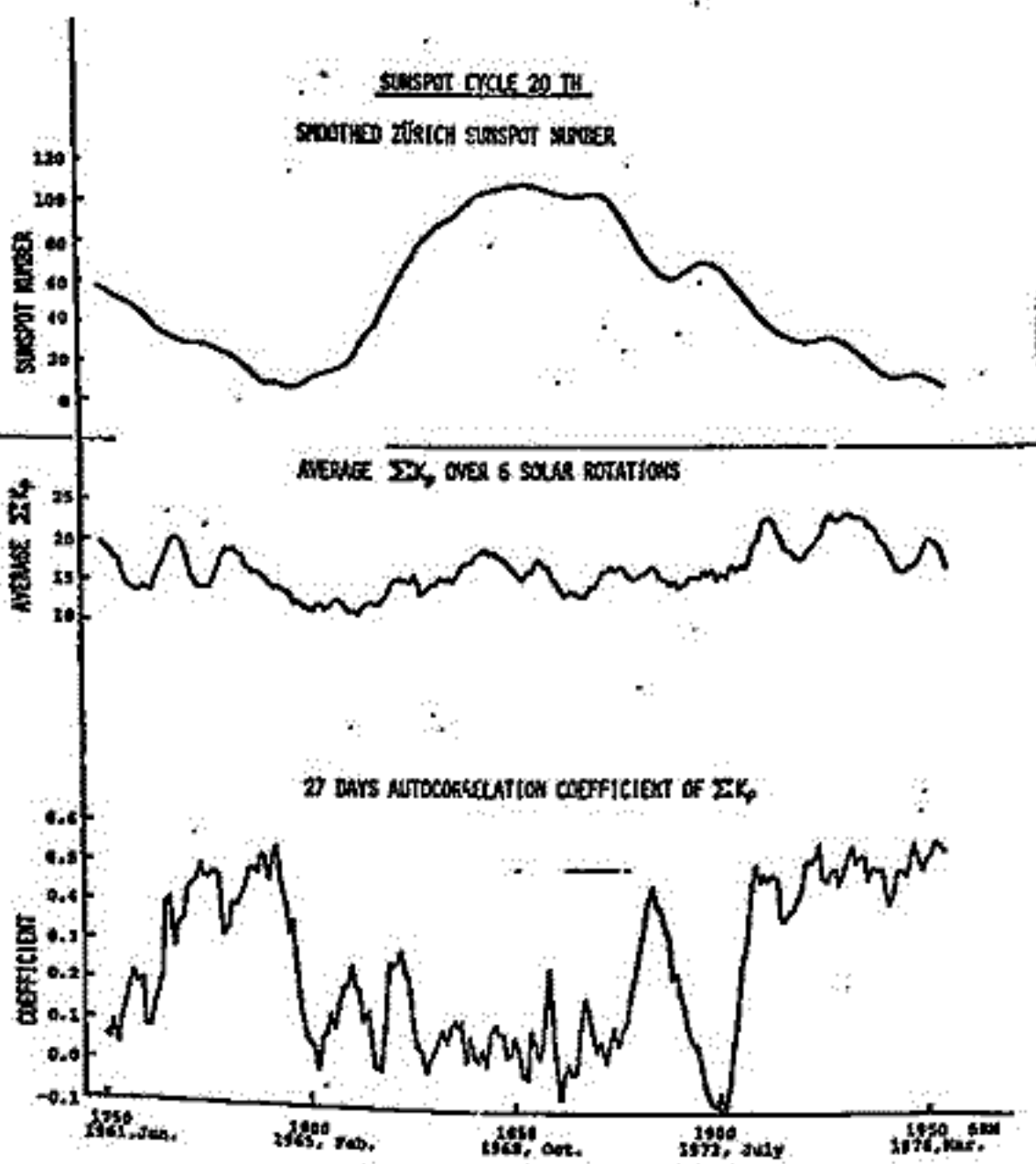
B_z の variability の EQN 時の増加は heliographic latitude dependence とすると, 極大の時期が, やい遅い方におかれているが, これは, EQN2, INT2 に solar flare の影響が大きかったためのものである。この点については, 更に検討を続けている。

・太陽活動度による変化

中村義勝 恩藤忠典 村上利光

郵政省電波研究所

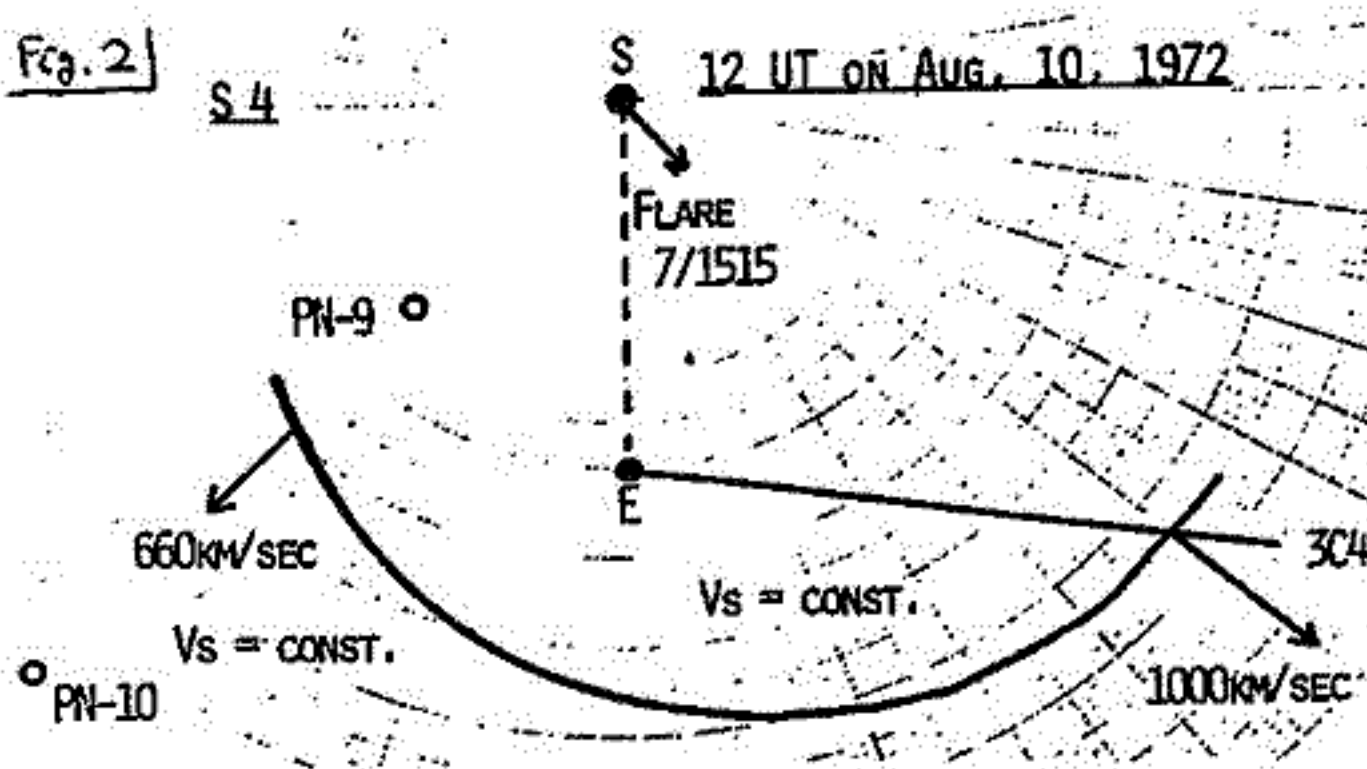
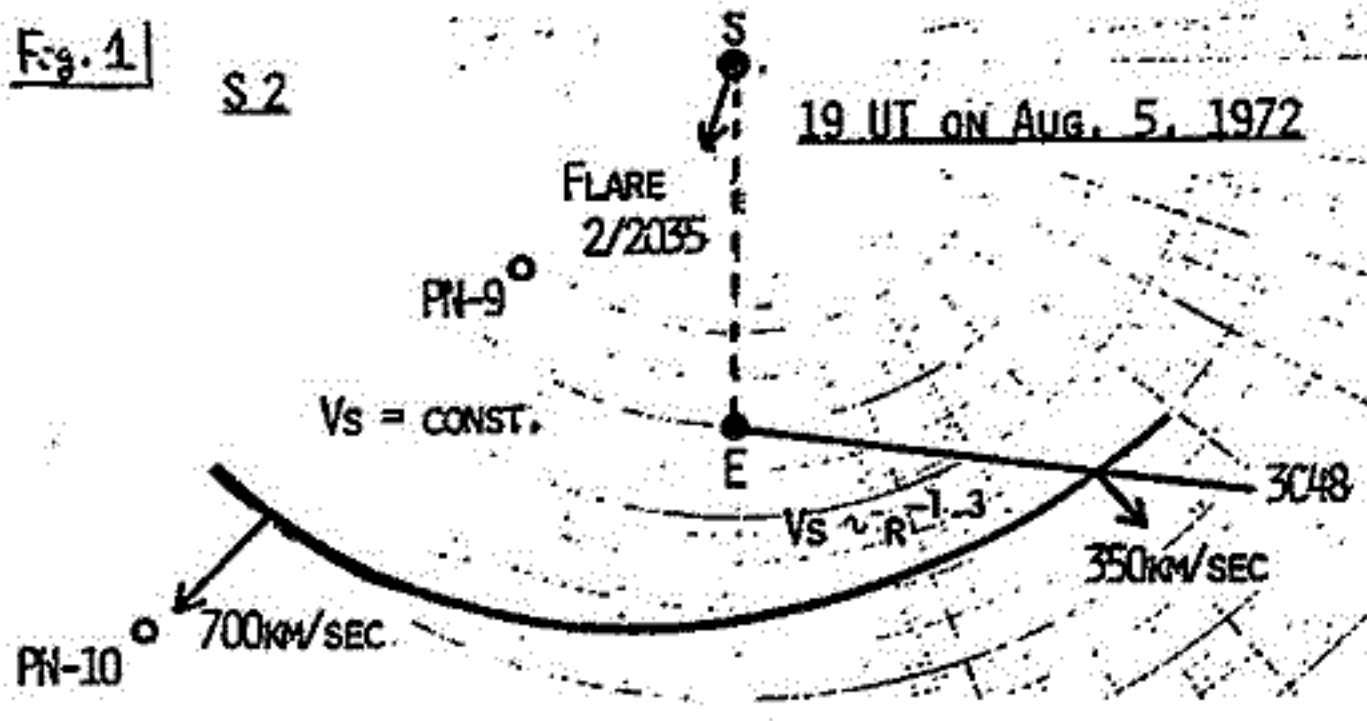
第20太陽黒点サイクル(1964年後半から1976年後半)について ΣK_p と国分寺でf0F2正午値の27日自己相関係数(平均区間6 Solar Rotation)の変化を求めた。



左図は上段から平均Zürich黒点数、平均 ΣK_p 、 ΣK_p の27日自己相関係数、平均f0F2、f0F2の27日自己相関係数を示す。地磁気活動の27日回帰性は1971年に一度良くなり1972年7月に最も悪くなる。その後自己相関係数は急速に増加し1976年3月まで0.5程度の値が続いている。このように27日回帰性が長く続くことは他の黒点サイクルにも無い事である。このような長い期間27日回帰性が卓越したという事は長い寿命のコロナルホールがしばしば起ったことを示すものと想像される。F2の自己相関係数はf0F2平均値が極小の夏至の近くには0.5~0.7程度の大きなピーク値をとる。太陽黒点数が増加すると自己相関係数の大きなピークの位置が乱れその個数が増加する傾向が見られる。27日以外の自己相関係数についても調べた結果、 ΣK_p の場合自己相関係数値が大さう時は従来言われて通り27日に極大値があるがf0F2の場合、27日係数値が大さう時には他の成分も一律に増大する傾向があり27日成分は特に顕著とは言えない。

渡辺 堯
名古屋電研

最近 Space Sci. Rev. 誌の特別号として August 1972 Events の特集が出た (Vol. 19, No. 9/5, 1976)。この中には人工天体による shock 波の観測結果がまとめられているので、シングル-ション (IPS) 観測との比較検討を再度試みた。PN-9 と PN-10 とは radial alignment にあったため、太陽から 0.8 ~ 2.2 AU の間のショック波の力学的性質が良く観測されている。8月2日 2035 UT のフレア (2B) に伴うショック波 (S2) は PN-9 と PN-10 との間ではほとんど減速していない。ところが 50 年の学会で発表したように 3C 48 の観測によると地球の西側では、S2 の piston と思われる領域の bulk speed は $r^{-1.3}$ という強い減速を示している。人工天体、IPS による観測と総合すると、8月5日 19^h UT における S2 の形状は Fig. 1 に示したようなものとなる。Flare Normal の西側における強い減速に注意。一方 8月7日 1515 UT のフレア (3B) に伴うショック波の場合には、人工天体、IPS 観測のどちらでも一定速度で伝わっていた事⁽⁵⁹⁾を示している。3C 48 により観測していた領域は Flare Normal 方向にあったため、80°以上東に存在する PN-9, PN-10 の方向に代わらず、急速に piston が観測されている。人工天体、IPS 観測による結果を総合して得られた、8月10日 12^h UT における S4 の形状を Fig. 2 に示す。



以上2つのショック波は、Flare Normal 方向における減速が極めて小さい事や、shock front の通過後数時間のうちに高速かつ高密度の post-shock plasma が観測されている事等からして、piston-driven 型のショック波と考^えられる。piston の出現時に発生する α/p ratio の上昇も存在するようである。シングル-ション観測によると、最も density fluctuation の大きい領域は shock front の直後にあるのではなく、piston 自身が piston と shocked gas との境界 (contact surface) 付近にあるものと考^えられる。

時間変化

小川俊雄・森田護

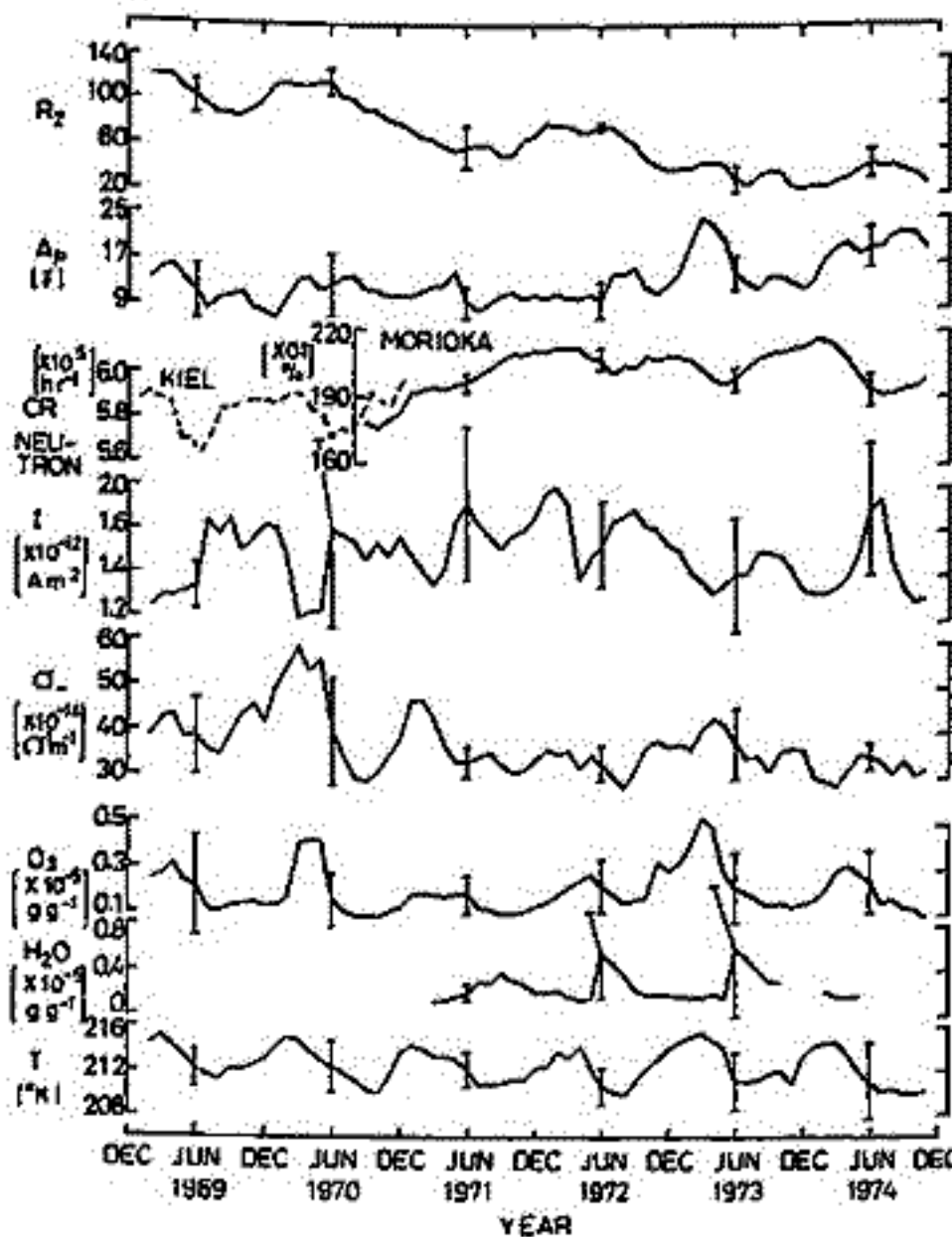
京大理学部

1969年-1974年の6年間における鹿児島での成層圏下部における電気伝導度(σ)・空地電流(I)の観測結果(気象庁)を、太陽相対黒点数(R_z)、宇宙線ニュートロン強度(CR) (Chiba et al., 1975)、地磁気活動指数(A_p)、オゾン混合比(O_3)、水蒸気混合比(H_2O)、気温(T)の観測値と比較した。150 mb(約14 km)レベルにおけるそれぞれの要素の3ヶ月間の観測値の移動平均値を1図にプロットした。これらの各要素の間には以下のような複雑な相互関係が存在するが、成層圏イオンの生成過程を解明するための幾つかの示唆を含んでいる。(1) R_z と A_p は短周期では正の相関にあるが、全期間を通じては R_z は減少し A_p は逆に増大している。(2) CR と R_z の相関は必ずしもよくない。(3) σ は R_z と正の相関にある。Hirono et al., (1974)はL-ガーレーダーで観測した成層圏エーロゾル層の振る舞いを議論する際、1972年10月-1973年3月の期間における電気伝導度から求めたイオン密度が R_z と負の相関(相関係数-0.5)にあることを示したが、1969-1974の全期間を通じてみると σ と R_z はむしろ正の相関にある。(4) σ と CR の相関はあまりよくない。このことは成層圏における大気の電離作用が CR によるとしても、最終イオンになるまでに初期イオンから複雑なイオン分子反応を経てcluster growth することを示している。(5) σ は O_3 と正の相関にあり、 O_3 がイオン分子反応を促進する重要な役割を果たしていることを示す。この結果はMorita and Ishikawa (1970)の計算に反する。(6) σ と H_2O は逆相関にある。 H_2O の増加はイオンのhydrationの次数を増大させることにより移動度を減少させ、結果的に σ を減少させる。(7) σ と T は正の相関にある。 T の増大は電離を減少させるが、逆に移動度と再結合係数を増大させ、また種々のイオン化学反応を促進することにより σ も増加させる。(8)

σ と I は逆相関にある。(9) σ の地域的変動が大きいことが、札幌・八丈島における同時期の観測結果との比較からわかった。このことは σ に寄与する小イオンが CR による電離作用の後種々のイオン分子反応を経て生ずるものであることを示す。(10) I の地域的変動が小さいことが同様の比較からわかった。このことは I が気柱抵抗よりも電離層電位に依存することを示す。(11) 1969-1971の I の上昇傾向は、Mühleisen (1971)が気球による電場の垂直分布から求めた電離層電位の年変化と一致する。また R_z と逆比例するという結果とも一致する。

20 mb(約26 km)、50 mb(約20 km)、350 mb(約8 km)の各レベルにおける値について、また各レベル間の関係についても述べる。

第1図. 150 mb(約14 km)レベルにおける電気伝導度(σ)・空地電流(I)と他の種々の要素との比較(記号については本文参照)



I-17 静電プローブによる大気電気伝導度測定法の解析

小寺邦彦 小川俊雄
(京大. 理)

気球、ロケット、電波法などによ、測定困難な高度領域(約30~70 km)における電気伝導度の測定法として静電プローブを用いる。以下に述べるような定常及びせん移状態における測定の二つの方法が考えられる。すなわち、電気伝導度、 σ 、はそれぞれプローブ電流、 I_p 、と電圧、 V_p 、の測定、及び、プローブ電圧の時間変化の時定数、 τ 、の測定より求められる。

- i) 定常状態における測定: $\sigma = I_p \epsilon_0 / V_p C$ — ①
- ii) せん移状態における測定: $\sigma = \epsilon_0 / \tau$ — ②

ここに、 ϵ_0 : 真空の誘電率; C : プローブの静電容量である。
この二つの方法はどちらも、プローブをそれぞれ同等なRC電気回路に置き換えるモデルを用いる理論に基づいている。それ故この二つの方法では同一の結果が得られるはずだが、成層圏での実際の測定では異った値が得られており、ii)の方法による方が値が小さい(小川他, 1969; Seubert et al., 1976)。この違いはプローブを単なる電気回路として取扱うモデルによると考えられるので、ここではプローブ周囲のイオン密度分布を考慮して、連続の方程式を解くことにより電流電圧特性を意味した。

大気中における静電プローブの特性は、以下の式より与えられる (Chang et al., 1976)

$$\left. \begin{aligned} J_+ &= -D_+ \nabla N_+ - \mu_+ N_+ \nabla V, & \nabla \cdot J_+ + \frac{\partial N_+}{\partial t} &= 0 \\ J_- &= -D_- \nabla N_- + \mu_- N_- \nabla V, & \nabla \cdot J_- + \frac{\partial N_-}{\partial t} &= 0 \\ \nabla^2 V &= 0 \\ I_{net} &= -e \oint (J_+ - J_-) \cdot dS \end{aligned} \right\} \text{③}$$

ここで、 N : イオン数密度; J : イオン数密度流; D : 拡散係数; μ : 移動度; V : プローブ周囲の電位; e : 電荷素量; I_{net} : プローブに流入する総電流。なお+及び-の suffix はそれぞれ正及び負イオンに関する量を示し、面積分はプローブ表面で行うものとする。

さらに、プローブが浮遊状態にある時にはプローブ電圧の変動は以下の式により表わされる。 $\frac{dV_p}{dt} = \frac{I_{net}}{C} = \frac{e V_p}{\epsilon_0} \frac{\oint (J_+ - J_-) \cdot dS}{\oint \nabla V \cdot dS}$ — ④

以上の式の組(1),(4)より、以下の事が言える。(ただし、正負両イオンの移動度、拡散係数及び無限遠における数密度は等しいとして)

- a) 定常状態においては、電気回路モデル(1)式、と同一の結果が得られる。
- b) 非定常状態においては、 $K = \frac{e^2 R_p^2 N_{\infty}}{\epsilon_0 A T} = 0$ 、或いは $\beta = \frac{e R_p^2 N_{\infty}}{\epsilon_0 V_p} = 0$ の時のみ、(2)式と同一の結果が得られる。(ここで R_p : プローブ特性長、 N_{∞} : 無限遠における数密度; k : ボルツマン定数; T : 温度、) その他の場合には、時定数は、初期イオン分布、プローブ電圧、湿度、プローブサイズ等により複雑に変化し、(2)式を用いて電気伝導度の決定は困難である。

なお、球プローブに関して、(3),(4)式の組を数値的に解き、プローブ電圧の変化の様子が、種々のパラメータにどのように依存しているかを具体的に示す。

岩坂泰信・磯野謙治

名古屋大学 水圏科学研究所

昨年の春学会にのみつづき、名古屋大学で観測した成層圏エアロゾルのレーザーレーダ観測結果について述べる。又データの解析について(昨年発表した方法による)得られた結果について述べる。

I. 観測方法と解析方法: 観測は、ルビ- ($0.694 \mu\text{m}$) と YAG ($1.06 \mu\text{m}$) の波長を用いて行われた。パルス長は 20 nsec で観測時のパルスの電力は平均してルビ-は 0.5 J/pulse , YAG は 0.4 J/pulse 程度のものであり、それぞれの波長でのパルスのくり返しは $1/5 \text{ sec}$, 波長を切りかえる時間として3分~20分程度である。言い換えるなら30分以上の現象については、ほぼ2波長で同時に観測していると考えられる。解析方法は、2波長観測で得られた back scattering function $\beta(z, 1.06 \mu\text{m})$, $\beta(z, 0.694 \mu\text{m})$ を用い、粒径分布関数は $A r^{-\gamma}$ (r はエアロゾル半径) を仮定して次のように行う。

$$\left\{ \frac{\beta(z, 0.694 \mu\text{m})}{\beta(z, 1.06 \mu\text{m})} - \frac{\beta'(z, 0.694 \mu\text{m})}{\beta'(z, 1.06 \mu\text{m})} \right\}^2 = \text{最小値}$$

$$\left\{ \beta(z, 0.694 \mu\text{m}) - \beta'(z, 0.694 \mu\text{m}) \right\}^2 + \left\{ \beta(z, 1.06 \mu\text{m}) - \beta'(z, 1.06 \mu\text{m}) \right\}^2 = \text{最小値}$$

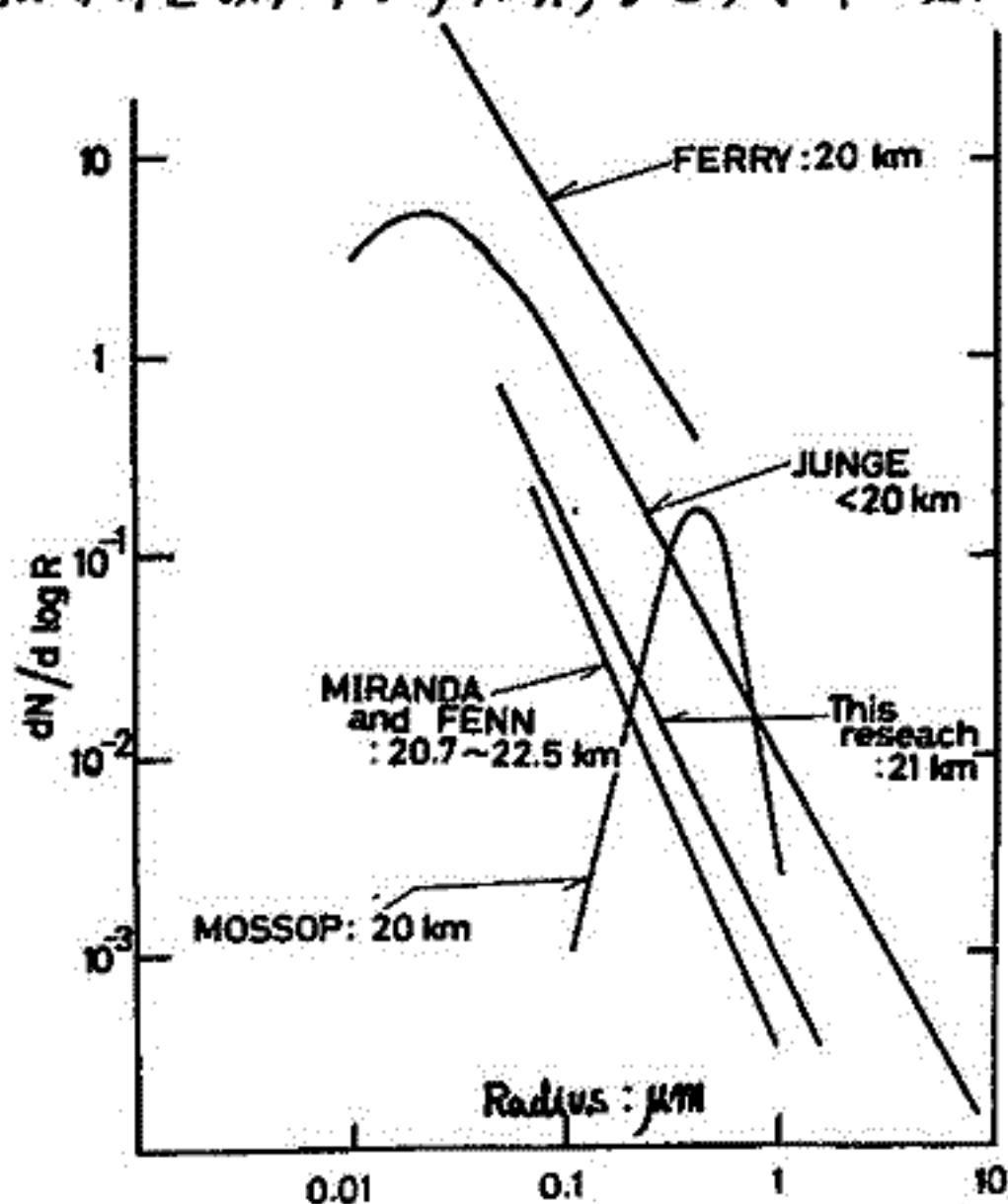
β' は、エアロゾルの後方微分散乱断面積を計算で出してあげれば、*toy and error* 的の A, γ を与えてやることで決められる理論値。上記の条件をみたすように A, γ を少しずつ変化させて、最も合うように A, γ を決める。

II. 結果

得られた結果の1例を図に示す。右に時間的変化、他の観測との関係等については全場にて発表する。

参考文献

- 1) Y. Iwasaka, K. Isono: Lidar observation of the stratospheric aerosols at two different wavelength, $0.694 \mu\text{m}$ and $1.06 \mu\text{m}$
J. Atmos. Terr. Phys., 22, 117~120, 1977.
- 2) Y. Iwasaka: The determination of the size distribution function of stratospheric aerosols by two-color lidar
J. Met. Soc. Japan (to be published)

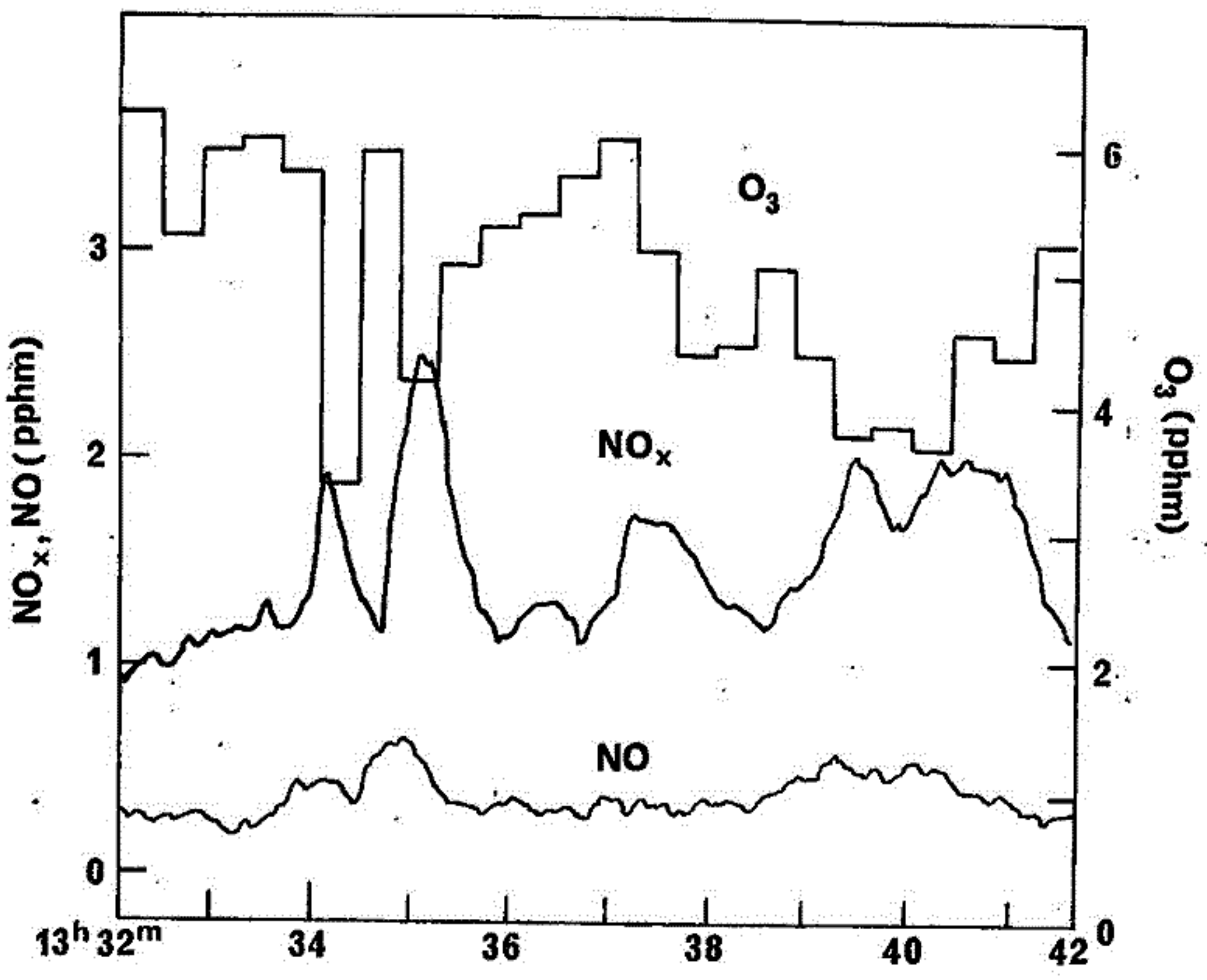


I-19 対流圏 NO_x , O_3 , エーロゾルの同時飛行機観測(速報)

近藤豊・森田恭弘・石川晴治・高木増美・岩田晃
名古屋大学空電研究所

1977年3月21・26日の両日に日本の陸・海上において飛行機により対流圏での NO_x (NO , NO_2), O_3 , エーロゾル, 及び Condensation Nuclei (CN) の濃度の同時観測を行った。この観測はYS11型機を用いて, 主として東海地方を中心に, 地上から高度9500 feet までのこれらの成分の垂直分布と, 高度3500 feet における水平分布を測定することを目的としている。 NO_x はオゾン発生器により発生させた O_3 との反応に伴うラミルミネッセンスを利用して測定し, O_3 は紫外吸収法による。エーロゾルはエーロゾルによる光散乱を利用し, CNはCNを生成させた後に光散乱法により測定を行った。データの詳しい解析は未だ行なっていないが, 図のように飛行機の下降中に得られた NO_x , O_3 の測定値の一部に, それぞれ特徴のあるものが見出された。 NO_x が空間的に濃い所で O_3 濃度が著しく減少している。これは $\text{NO}-\text{NO}_2$ の O_3 との catalytic な反応が起っていることを示しているように思え, 興味深い。

本観測には川崎重工業(株)の多大な助けに深く感謝します。



Dobson Spectrophotometer による全オゾン量 における SO₂ の影響

長沢親生, 土井英司, 広野赤和 (九大 理)
内野修, 前田三男, 宮副泰 (九大 工)

世界各地において、太陽を光源とするドブソン分光光度計によって、大気中の垂直コラムに含まれる全オゾン量が、ルーチンに観測されている。観測に使われる波長は、一般に、A (3055 Å, 3254 Å), D (3176 Å, 3398 Å) 波長 pair と呼ばれる紫外領域の4波長である。この波長領域には、従来から SO₂ の強い吸収帯が存在することによるオゾン測定値に対する影響が考えられていた。

しかし SO₂ の大気中の垂直分布の成層圏内の測定値が、なかつたのと地表面における測定値から推定された分布は、この様な吸収測定には無視できると考えられて、精密な計算は行われていなかった。

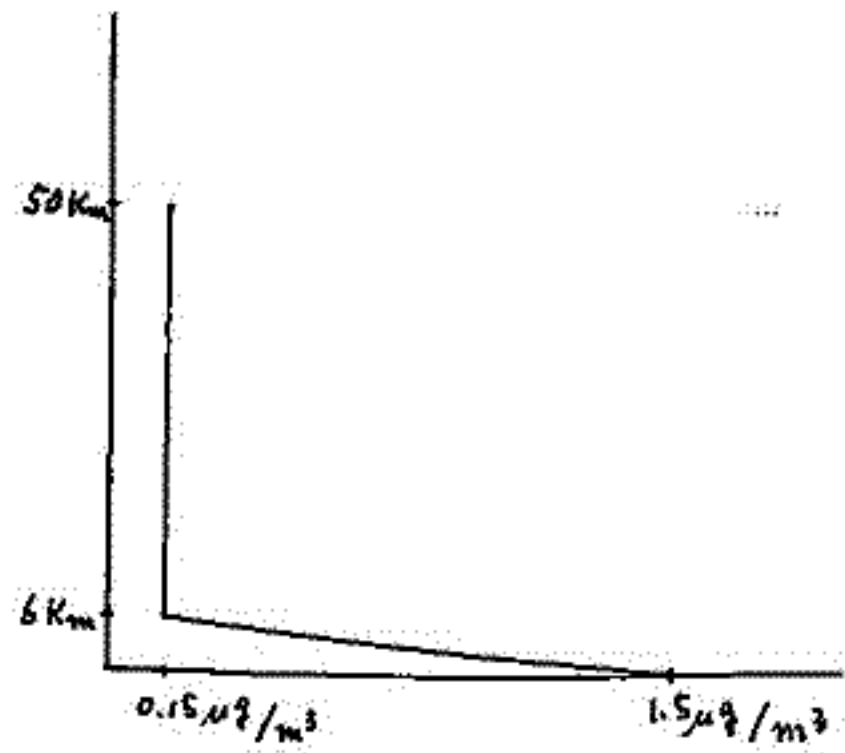
最近、下部成層圏の SO₂ 分布が、予備実験ではあるが、Jaeschke et al⁽¹⁾ によって報告された。我々は、この測定値を参考にして、SO₂ の垂直分布の標準的で、簡単な SO₂ 垂直分布モデル(オ1図)をつくり、全オゾン量測定値に対する SO₂ の影響を推定することを試みた。その結果、TATENO のオゾンデータによると、全オゾン量の約0.2%は SO₂ の影響によるものと考えられる。

計算の過程で必要となる SO₂ の吸収係数は、ダイレーザを光源とする実験によって、従来の光源ではえられない高度のスペクトル分解能 $\leq 1 \text{ \AA}$ を利用して得ることができた。(オ2図)

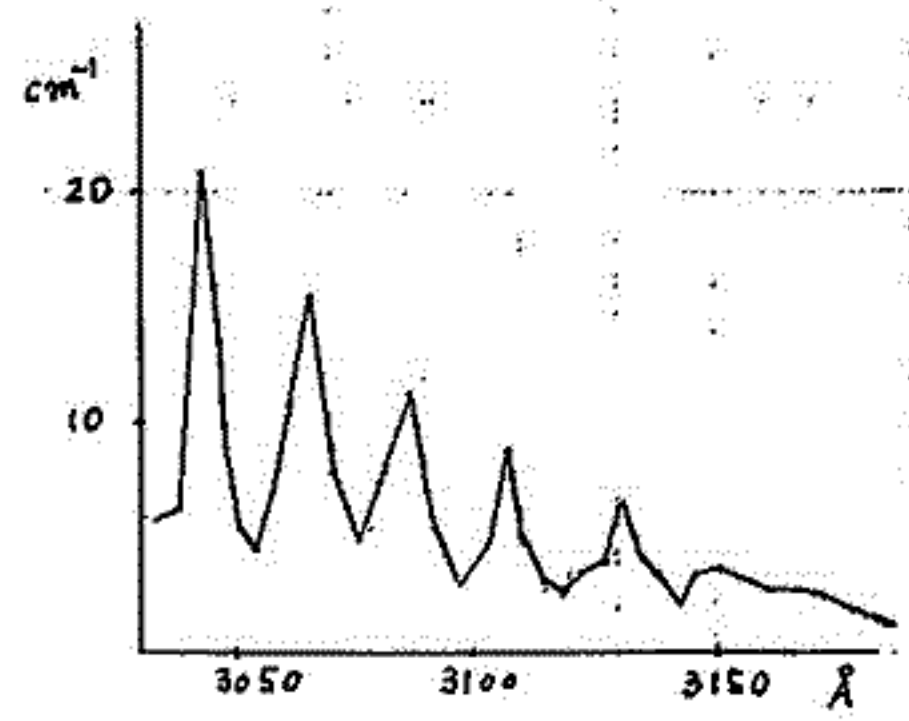
また Sagawa and Itoh⁽²⁾ によって最近日本上空の成層圏における SO₂ の分布が、測定されているので、その値と最近のエアロゾル生成論から推定される SO₂ の分布ほどについて行われた "SO₂ の影響" に対する数値計算の結果を報告することにする。

参考文献

- (1) W. Jaeschke et al. *Geophys. Res. Lett.* 3 517 (1976)
- (2) E. Sagawa and T. Itoh *Geophys. Res. Lett.* 4 29 (1977)



オ1図 SO₂ の垂直分布モデル



オ2図. SO₂ の吸収係数

パターン

鈴木勝久 田中基彦

東大理地球物理研究施設

オゾンにはほぼ 2500Å にピークをもつ吸収帯が存在する。(Hartley Band, 吸収断面積 $\sim 10^{-17} \text{cm}^2$) 従ってこの領域の太陽紫外線は地球大気中のオゾン層により吸収を受ける。人工衛星高度からこの領域の紫外線を観測することにより、グローバルな大気中のオゾンの密度分布が推定される。この目的のための科学衛星「たいよう」でほぼ 1 年半に渡って 2550Å と 2900Å の 2 波長による地球大気の散乱紫外線の観測をおこなった。

人工衛星で観測される地球大気で Backscatter される紫外線の強度は次式で表わせる。

$$dI = \int d\lambda \int_0^{\infty} dl E(\lambda) P(\theta) \sigma_R(\lambda) n_m(r) \Phi_m(\lambda) e^{-\tau_r(\lambda) - \tau_a(\lambda)} \cdot d\theta$$

$E(\lambda)$: 観測器の効率, $P(\theta)$: 散乱の角分布 $\Phi_m(\lambda)$: 太陽のフラックス, $\sigma_R(\lambda)$: 大気の散乱断面積, τ_r : optical depth, n_m : 中性大気密度

τ_a はオゾン密度を n_{O_3} とすると $\tau_a = \int \sigma_{O_3}(\lambda) n_{O_3} ds$ とかける。添字 3 はオゾンを表わす。散乱強度は $n_m e^{-\tau}$ に比例すると考えられる 2550Å では 50km 付近にピークができる。

解析にあたって 40 ~ 70 km 付近においてオゾン, 中性大気のスケールハイト一定としてとりあつかい plane parallel の近似を用いた。太陽天頂角 α , および ψ が大きくないとき

$I \propto n_m^{(0)} [\sigma_{O_3} n_{O_3}^{(0)}]^{-H_3/H_m}$ と表わせる。添字の (0) はそのそれぞれの reference 高度の値。

このようにして求めたオゾン密度の空間的・時間的変比を図に示す。

観測された領域が限られているが時間的にも空間的にも ψ が 2 程度の非動的変動があるようにみえる。

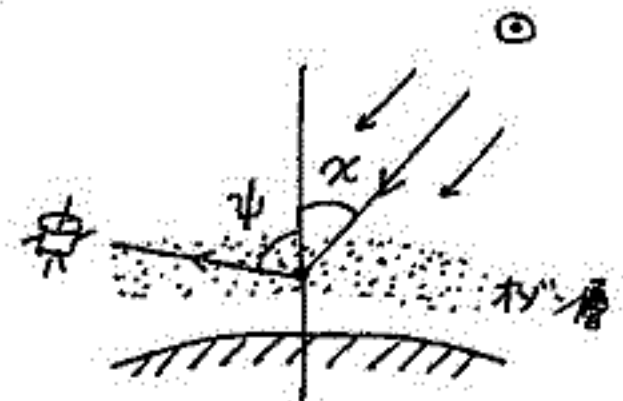


FIG 1

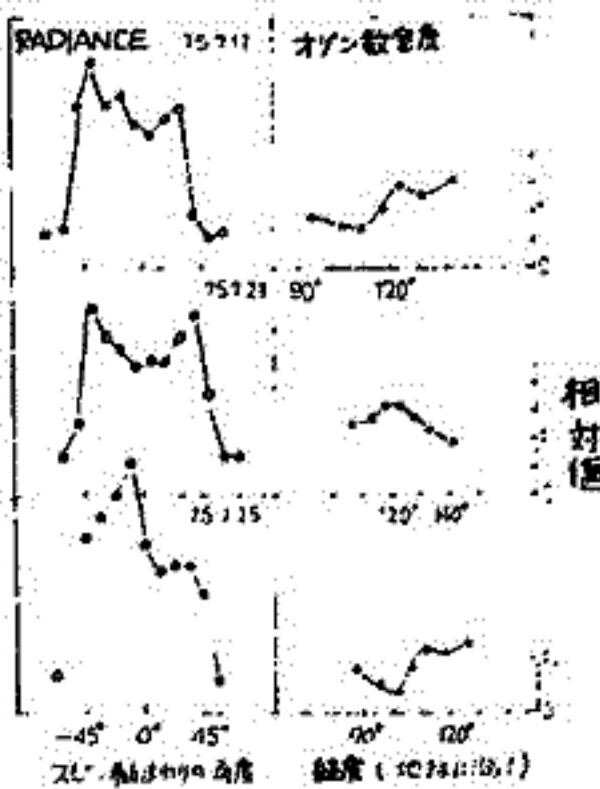
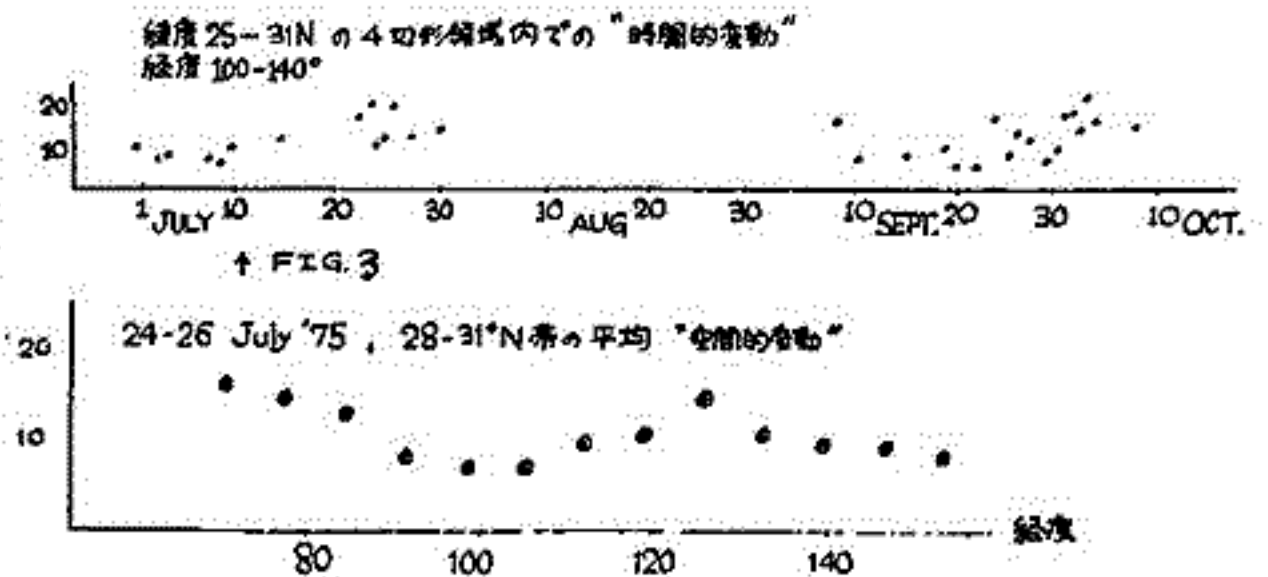


FIG. 2



↑ FIG 4

山本 博聖*, 冨松 隆夫 (専攻: 理)

CO₂(010)の励起過程は(1) Thermal excitation, (2) Resonance fluorescence of solar radiation, (3) Resonance fluorescence of earth's albedo と考えらる。

(1) CO₂(000) + M \xrightleftharpoons{k} CO₂(010) + M ; k = 2 * 669 * 10¹⁰ exp(-84.07/T^{3/2}) exp(-960/T) [cm³sec⁻¹] (Taylor, '74)

(2),(3) CO₂(000) + hν (λ ~ 15μm) = CO₂(010) ; 遷移確率 A = 1.38 [sec⁻¹] (McClatchey et al., 1973)

吸収と Doppler で近似できる大気中の赤外放射輸送の理論 (Tohmatsu and Yamamoto, '76) によると H*(t*, s*) 関数を用いて, Band source function S*(t*) [photons/cm²/sec/sterad/unit opt depth] と Band primary source function S₀*(t*) の間には次の関係が存在することになる。

S*(t*) = S₀*(t*) + π*(t*) ∫₀^{t*} S*(s*) H*(t*, s*) ds*

但し, 高度は optical depth τ 割り, 上限は t* = 0, 下限は t* = t* とする。*印は全て Band 全体を意味する。π*(t*) は Band albedo τ ある。S₀*(t*) は各高度での Volume excitation rate Q(s) との関係

S₀*(t*) = π*(t*) Q(z) / (4πσ₀(t*) n(z))

但し, σ₀ は線中心での Doppler cross section [cm²], n(z) はここは CO₂ density [cm⁻³] である。

また, 放射強度 I*(t*, μ) は I*(t*, μ) = | ∫_{t*}^{boundary} S*(s*) T*(t*, s*, μ) ds* / μ |

で得らる。

上記の各過程の Band primary source fn. (1) S₀*TH, (2) S₀*^{SR}, (3) S₀*^{EA} と Band Source fn. S*(t*) を Fig. 1 に示す。

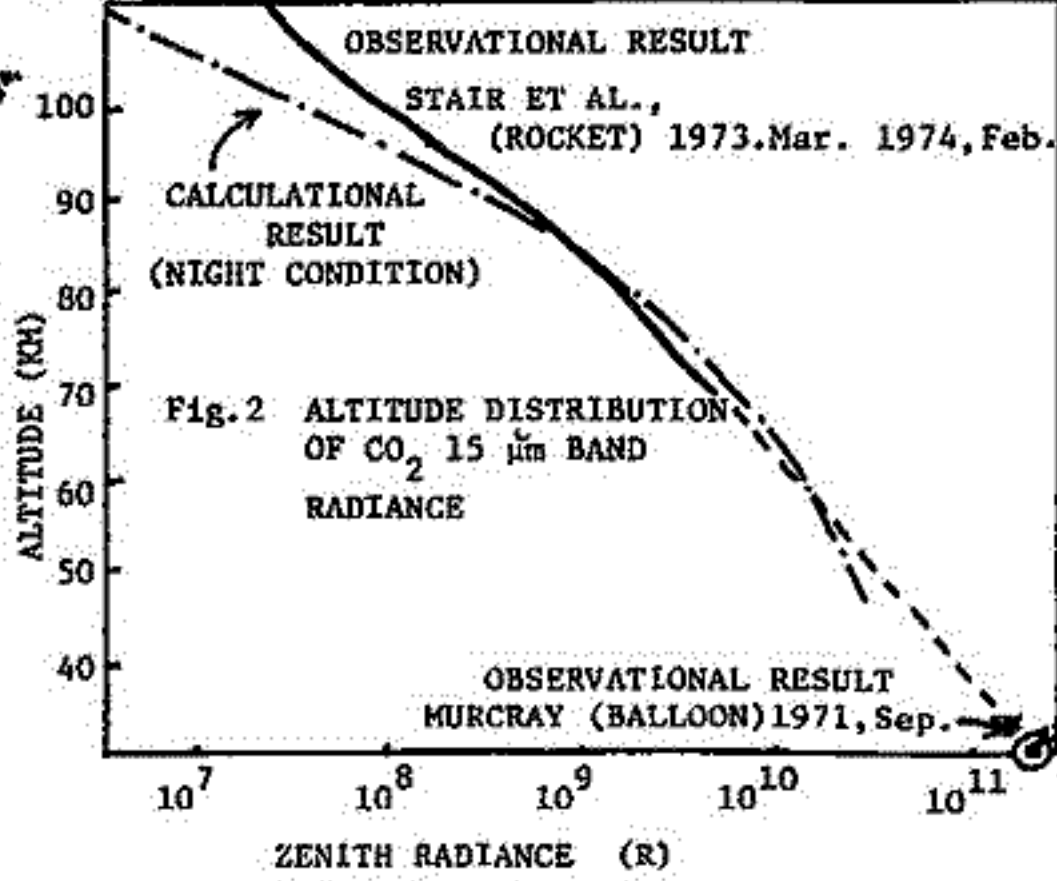
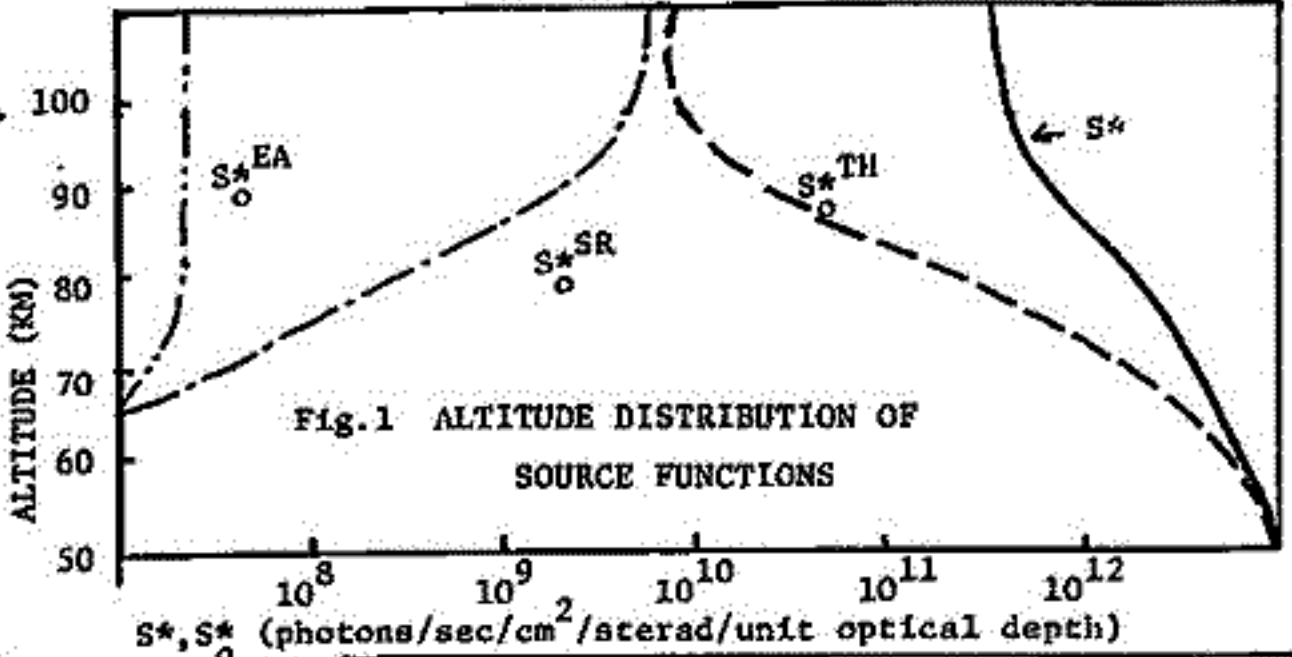
放射強度の結果と観測結果 (Stair et al., '74, '75, Murcay et al., '72) を Fig. 2 に示す。これにより 次のことが得らる。

- (1) CO₂(010)の励起は Thermal process が支配的である。
- (2) 太陽放射の影響は 100km 近傍でのみ大きくて放射強度は Day & Night はほぼ一致する。
- (3) 観測との比較では高度 90km 以下でよく一致するが、これ以上では高くはなるといまいち大きくなる。(CO₂ 分布モデルの修正が必要である。)

また, CO₂ 15μm 放射は大気の冷却効果があることが知られていて, Kuhn and London ('69) は他の赤外放射の効果とともにその様相を報告しているが、我々の結果とはかなり異なる。

REFERENCES

(1) Taylor, R. L., 1974, Can. J. Chem. 52, 1436-1451.
 (2) McClatchey, R. A., et al., 1973, AFCRL-TR-73-0096.
 (3) Tohmatsu and Yamamoto, 1976, J.G.C. 28, 437-460
 (4) Stair et al., 1974, Geophys. Res. L. 1, 117-118.
 (5) Stair et al., 1975, Preprint.
 (6) Murcay et al., 1972, F19628-71-C-0171, Denver,
 (7) Kuhn and London, 1969, J. A. S. 26, 189-204.

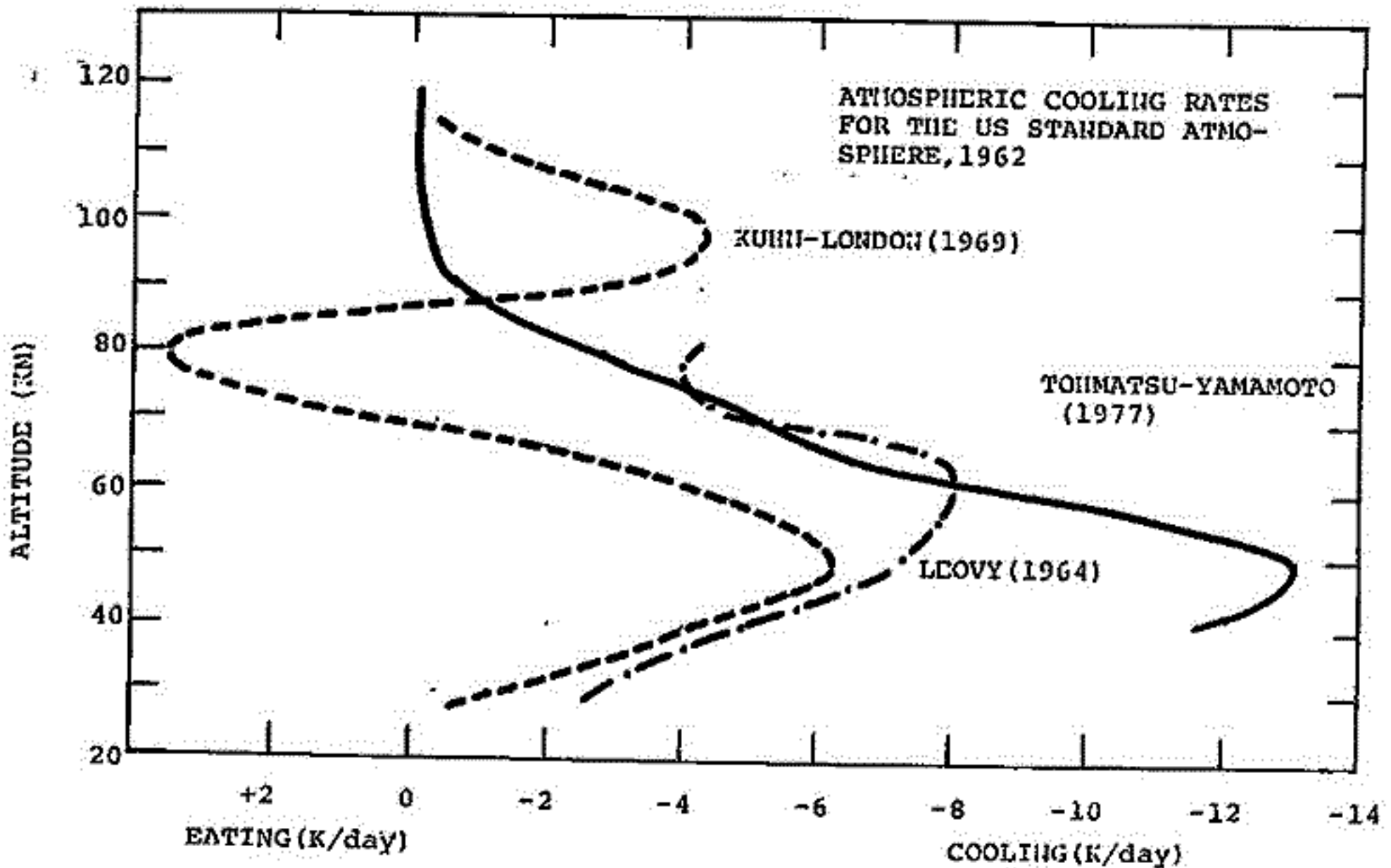


等松隆夫*, 山本博聖 (東大理)

前の講演で述べた結果によれば, CO₂ 15μm 放射による大気の温度変化率は次式であらわされる:

$$\begin{aligned} (dT/dt)_{\text{day}} &= [8.64 \times 10^4 \text{ hcv}_0 \cdot 4\pi n(\text{CO}_2) \sigma^* / C_p n(M)] [(1-\pi^*) \pi^{*1} (S^* - S_0^{*TH}) - S_0^{*TH}] \\ &= [2.4 \times 10^7 / n(M)] [(1-\pi^*) (Q - Q_0^{TH}) - \pi^* Q_0^{TH}] \end{aligned}$$

ここに $\nu_0 = 680 \text{ cm}^{-1}$, $n(\text{CO}_2)$, $n(M)$ は二酸化炭素および全大気粒子密度, $C_p = (7/2)k$, S^* は源関数, S_0^{*TH} は衝突による源関数一次成分, π^* は分子アルベド, Q は体積励起率, Q_0^{TH} はその衝突一次成分である. 新しい 15μm バンドモデルに従って S_0^{*TH} , S^* を計算し, 温度変化率を計算した. 下図に示すごとく, その結果は 1969 年に Kuhn-London によって求められたものと, 中間圏界面付近ではおおよそ違っている. 新しいモデルによれば, 成層圏~中間圏全領域にわたって大気冷却がおこり, KL モデルで予見されたような加熱はあらわれない. このような結果のくい違いの原因について調べた結果, 少なくとも, 仮定した大気湿度分布, 励起断面積(反応係数)を採った点では解決しない問題であることが分かった. われわれの計算結果は, 観測ロケットによる放射の高層分布を良く説明していることから, S^* , S_0^{*TH} の分布は実態を良く反映していると推測される. 二つの計算結果の基本となっている輸送方程式の取扱いに何か問題があるらしい. 新しい結果の持つ大気物理学の意義についても考察する.



I-24 近赤外大気光の観測と上層のCO₂密度

早川平男、伊藤浩式、松本敏雄、村上浩、小野忠良、宇山春一郎

名大理

K-9M-58号機を用いて近赤外銀河光の観測を行った際、120~200 kmの高度で大気光が観測された。

測定装置。 用いた液体窒素冷却望遠鏡の諸元は次の通りである。集光系：口径8cmのSiレンズ。Chopping：矩形波7Hz。受光素子：PbS。フィルター帯域：2.0~2.7 μm (図1に透過率及び波長感度を図示した。)視野の大きさ：4°×4°。バッフル：光軸から15°離れた所での感度10⁻¹⁰。全重量：11 kg

観測。 望遠鏡の光軸をロケット軸に平行にして、プリセクションによるスキャンを試みた。飛翔経路は次の通り。発射時刻：1977年1月16日21時45分JST。到達高度：320 km。ロケット軸の天頂角：上昇時9°、下降時8°。プリセクション錐の半角：3°。プリセクション周期：80秒。スピン周期：0.43秒。なおブームの突き出し等のために飛翔中に姿勢が少し変化したので、姿勢に関する上記のデータは平均値である。

観測結果。 姿勢が安定した高度120 kmにおいて、銀河光の予想値よりかなり強い放射が観測され、その強度は上昇と共に減少した。同様な放射が下降時にも観測された。放射強度の絶対値を実験データによって決め、銀河光の平均バックグラウンド $4 \times 10^{-11} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ を差し引いた大気光強度の高度変化を図2に示す。上昇時と下降時で高度変化に少し差があり、それぞれ異なる指数関数で近似した線を図2に示した。

観測帯域2.0~2.7 μmにおいてCO₂の2.7 μm及び2.77 μmの放射が強い。観測された光の強度とその高度変化からCO₂の発光メカニズム、Mixing ratio 等について検討した結果を報告する。

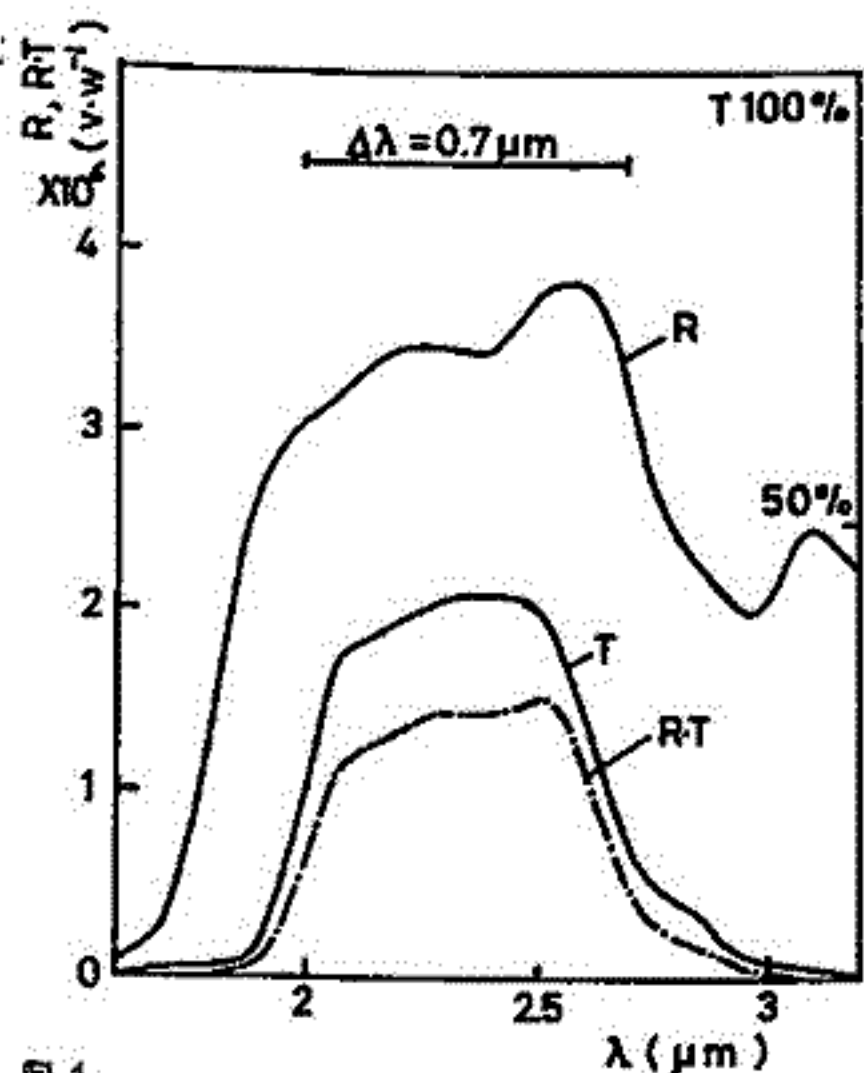


図1. 波長感度 R_λ と Filter (レンズを含む) の透過率 T_λ
 $\int R_\lambda T_\lambda d\lambda = 9.9 \times 10^5 \text{ V W}^{-1} \mu\text{m}$

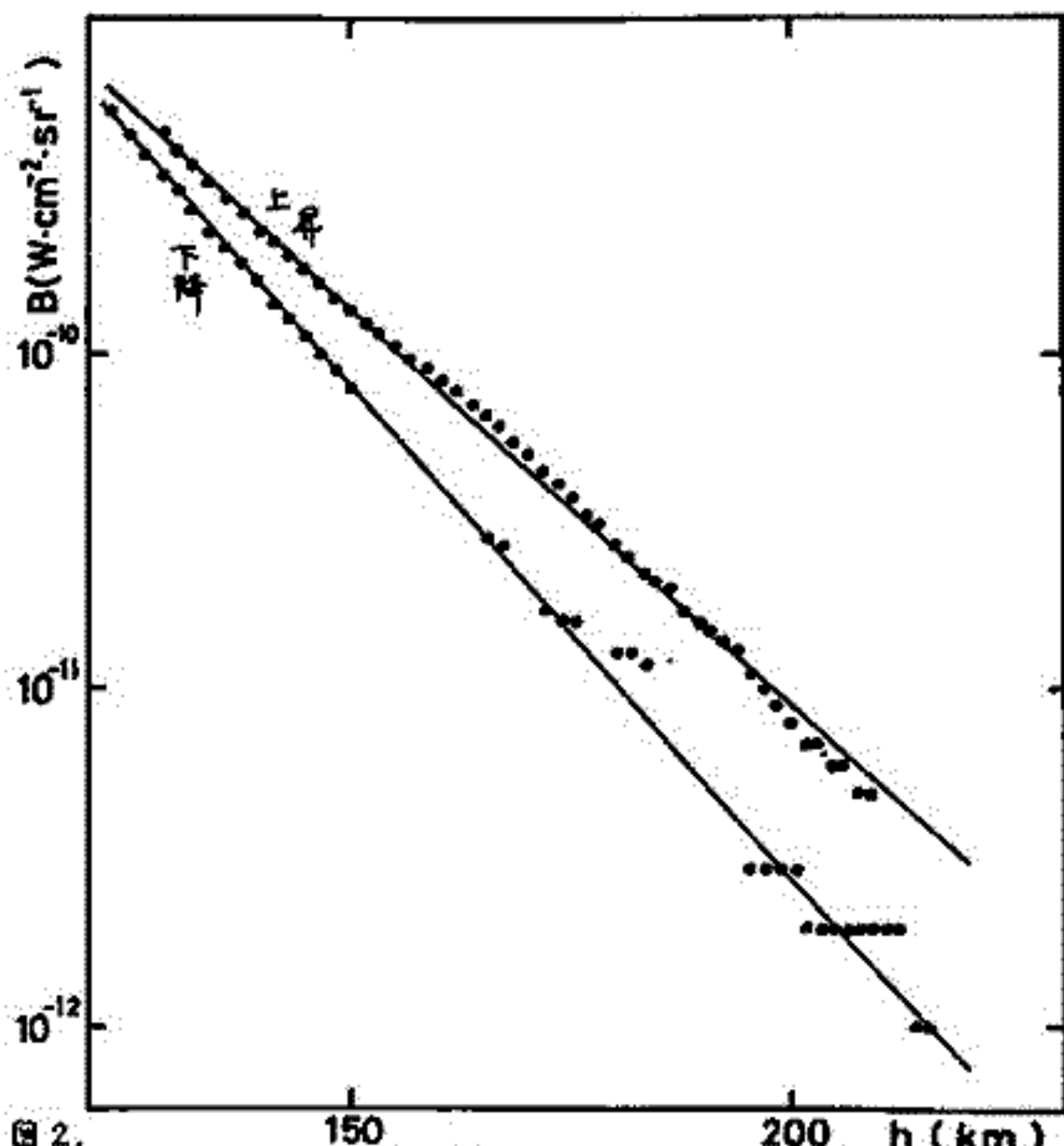


図2. 波長域 2.0~2.7 μm での大気光の表面輝度の高度変化
 $\langle R_\lambda T_\lambda \rangle = 1.4 \times 10^6 \text{ V W}^{-1}$

OH Meinel 帯の (6,2) 帯, (8,3) 帯の強度比について

大島新一, 渡辺 隆, 中村正年
東京大理

OH(X²Π)の振動状態間の遷移確率 A_{uv} について種々の実験で計算による結果が各々、¹⁾ についての表として報告されており、これを以て特級のある表を準備している。これらの表のうち夜間大気光中に観測される OH の発光と矛盾のないものがないか否かを考えてみた。

取り扱った A_{uv} の表は以下のものである。

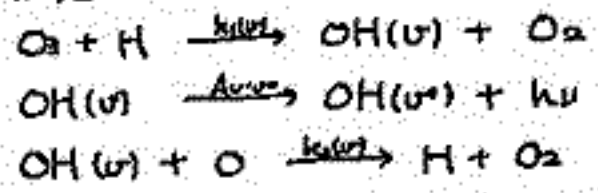
表 A: Cashion による relative 遷移確率の計算値を Potter 等¹⁾ による OH(X²Π, v=9) の life time の測定結果を用いて absolute 値に変換したものである¹⁾。特徴は Fundamental かつ 1st Overtone よりも大きい遷移確率を持っていること。

表 B: Murphy が Fundamental と 1st Overtone の強度比についての実験値から求めた relative 遷移確率²⁾、上と同様に absolute 値に変換したものである。特徴は Fundamental よりも 1st Overtone の方が大きい遷移確率を持っていること。

表 C: Mies による理論計算³⁾。特徴は、relative には表 B に類似しているが absolute には表 B の 20 倍ほどの大きさであること。

OH 大気光の観測値としては、1975 年 6 月のバル - ニによる (6,2) 帯と (8,3) 帯の観測結果を用いた。これによれば、(6,2) 帯と (8,3) 帯の強度比 I(6,2)/I(8,3) は 22 が得られる。

OH の発光に関連する反応としては



を考える。N₂ や O₂ による消光の効果は比較的小さいので無視した。従って

$$[OH(v)] = \frac{k_1(v)[O_2][H] + \sum_{u>v} A_{uv}[OH(u)]}{k_2(v)[O] + \sum_{u>v} A_{uv}}$$

が得られるが、[OH(9)] = k₁(9)[O₂][H] / (k₂[O] + ∑_{u>9} A_{uv}) であるからこれを分子の第 2 項に代入して [OH(8)] を求め、同様にして以下順次 [OH(v)] を求めれば、(6,2) 帯と (8,3) 帯の強度比

$$\frac{I(6,2)}{I(8,3)} = \frac{A_{12}[OH(6)]}{A_{83}[OH(8)]}$$

は微量成分 [O], [H] に依存しない形で表わされることにある。k₁(v) としは Phillips and Shift⁴⁾ と Charters et al.⁵⁾ に依存し (表 A, 表 B については、k₁(9) = 1.0 × 10⁻¹¹, k₁(8) = 0.8 × 10⁻¹¹, k₁(7) = 0.4 × 10⁻¹¹, k₁(6) = 0.9 × 10⁻¹¹, k₁(v<5) = 0, 表 C については k₁(9) = 1.40 × 10⁻¹¹, k₁(8) = 0.75 × 10⁻¹¹, k₁(7) = 0.26 × 10⁻¹¹, k₁(6) = 0.19 × 10⁻¹¹, k₁(v<5) = 0), k₂(v) は v に依存しないと仮定して Wilson⁶⁾ による値 (4.2 × 10⁻¹¹) を用いた。[O] としは種々の観測値をもとにして、OH の発光層高度 90km 付近では 2.0 × 10¹¹ cm⁻³ であるとしたが、これは観測当夜の OI 5577 Å の絶対強度と矛盾しないものである。

これらの結果、(6,2) 帯と (8,3) 帯の強度比について以下のような値が算出された。

	表 A	表 B	表 C
I(6,2) / I(8,3)	22.0	2.5	30.1

従って表 B が最も観測結果を良く説明していることが結論される。

1) Potter, A.E. et al., J. Chem. Phys., 54, 992, (1971)
 2) Murphy, R.E., J. Chem. Phys., 54, 4852, (1971)
 3) Mies, F.H., J. Molec. Spectrosc., 53, 150, (1974)

4) Phillips, L.F. and H.I. Shift, J. Chem. Phys., 37, 1233, (1962)
 5) Charters, P.E. et al., Appl. Opt., 10, 1747, (1971)
 6) Wilson, W.E., J. Phys. Chem. Ref. Data, I, 575, (1972)

酸素緑線と $O_2(0-1)$ 8645 A Band との相関及び OH(8-3) band
 中の回転線間の相関

三沢清敬 竹内郁夫

防衛大・物理 詫間高専・数学

前回の学会では、 $O_2(0-1)$ Atmospheric Band と [OI] 5577 A line とはその強度の時間変化が非常にいい相関を示すことを報告した (see Fig. 1). それ以後、観測データが沢山とれた。5577 A 線の強度と $O_2(0-1)$ band の強度との相関図を作ってみた (see Fig. 2). 図に書いてある r は相関係数を示している。Fig. 2 は $O_2(0-1)$ と 5577 A とは長期間にあたっては相対的にいい相関を示すことを意味するものであろう。

次に OH(8-3) band の観測を行った。使用したフィルターは IR. 社のもので、中心波長 7085 \AA 、半値幅 4.8 \AA 、使用したホトニ・カウンタは PAR 社のものである。その raw data は Fig. 3 に示してある。相関研究には $P_1(3) - 7041 \text{ \AA}$ と $P_1(4) - 7069 \text{ \AA}$ を使用した。その発光機構から考えれば、当然予想されることであるが、Fig. 4 のようにほぼ完全な相関を示す。又月の全データについての相関図は Fig. 5 に示してある。これから、長期間にあたっては相関はほぼ完全なものになると予想される。尚、全データは天頂でとられたものである。Fig. 6 はホトン・カウンタでとられた $O_2(0-1)$ と 5577 A の raw data である。

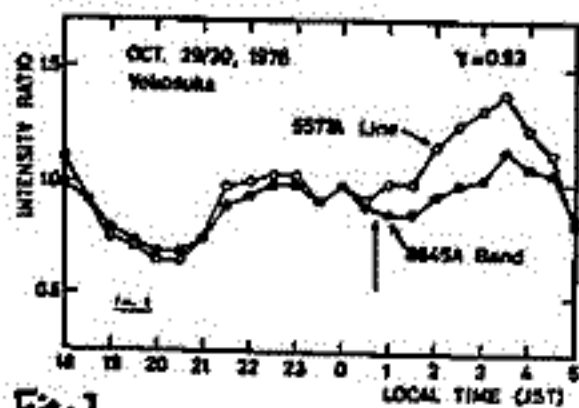


Fig. 1



Fig. 3

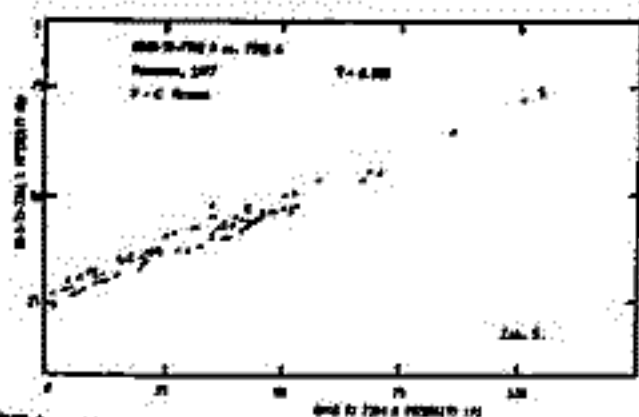


Fig. 5

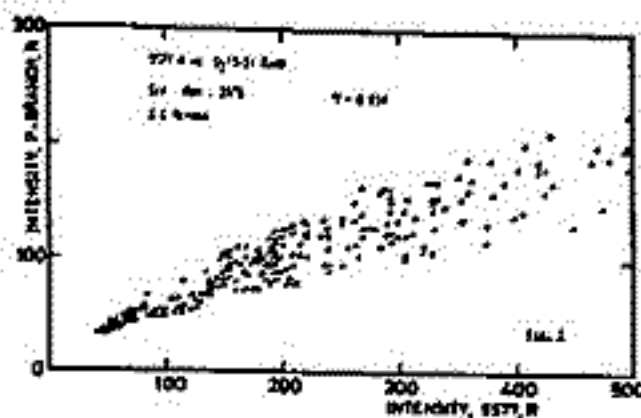


Fig. 2

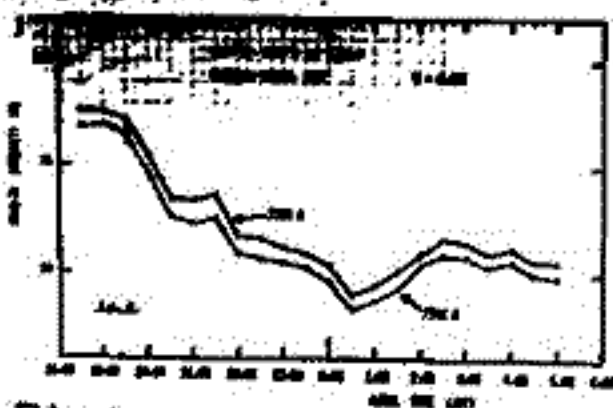


Fig. 4

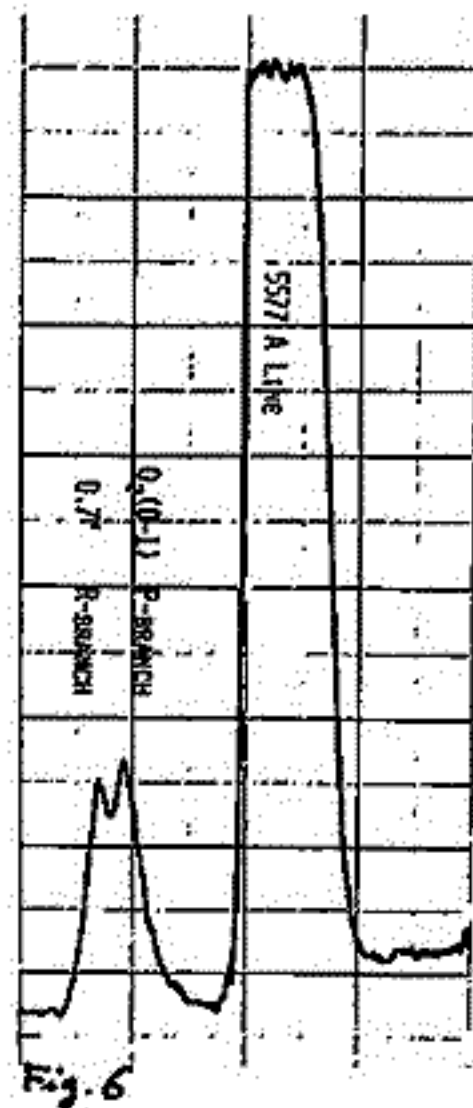


Fig. 6

OH(8-3) band中の回転線の強度の比較による温度測定

竹内郁夫 三沢清敏
 読南高専・数学 防衛大・物理

OH(8-3) band中の回転線の強度の比較によってOHの励起温度が求められる。

基本式: $I_{\nu\nu'}(J) = \text{const} \cdot \nu^0 S(J) \exp\left(-\frac{F(J)hc}{kT}\right) \dots (1)$

ν : 振動数, $S(J)$: line strength, $\frac{hc}{k} = \frac{1}{0.695} \text{ cm} \cdot \text{K}$
 回転エネルギーは Hill and van Vleck の式

$2\pi J/2$: $F_1(J) = B_v \left[(J + \frac{1}{2})^2 - 1 - \frac{1}{2} \sqrt{4(J + \frac{1}{2}) + Y_v(Y_v - 4)} \right] - D_v J^4$

$2\pi J/2$: $F_2(J) = B_v \left[(J + \frac{1}{2})^2 - 1 + \frac{1}{2} \sqrt{4(J + \frac{1}{2}) + Y_v(Y_v - 4)} \right] - D_v J^4$

今はOH(8-3) bandで $\nu = 8$ とはり $B_8 = 12.91 \text{ cm}^{-1}$, $Y_8 = -10.95$, $D_8 = 0.0018 \text{ cm}^{-1}$

(1)式より $\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^3 \frac{S_1}{S_2} \exp\left(\frac{F_2(J) - F_1(J)}{0.695T}\right)$ とはり T で,

7341 Å 線と 7369 Å 線に対しては

$\frac{I_{7341}}{I_{7369}} = 0.72607 \exp\left(\frac{120.72}{T}\right)$ ゆえに
 $T = 120.72 / \log\left(1.377 \frac{I_{7341}}{I_{7369}}\right) \dots (2)$

(2)式によってOHの励起温度が求められる。この際、温度測定に如何なるデータを使うかが、温度を求める上で極めて重大とらる。我々の使用した raw data は Fig. 1 に示してある。それらの data から求められた温度が Fig. 2 (秋) Fig. 3 (冬) に示してある。明らかに冬の方が温度が高い。次にOHの励起温度とOH-7369 Å 線の強度及びO₂(0-1)のP branchの強度との相関図を作つて Fig. 4 と Fig. 5 とに示した。



Fig. 1

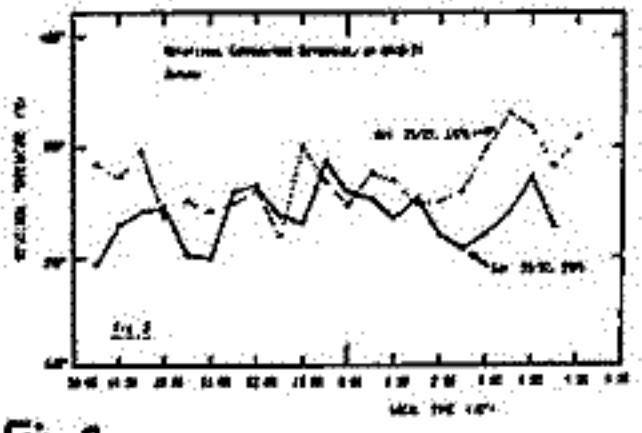


Fig. 2

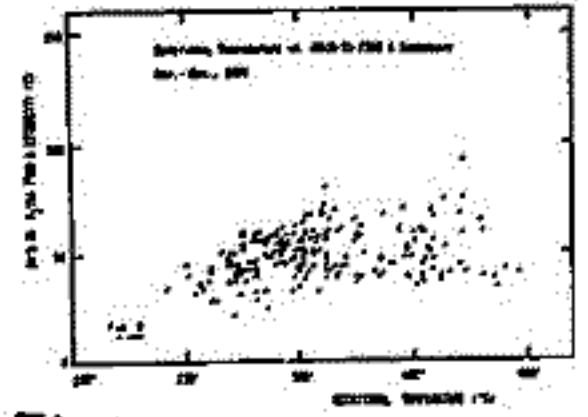


Fig. 4

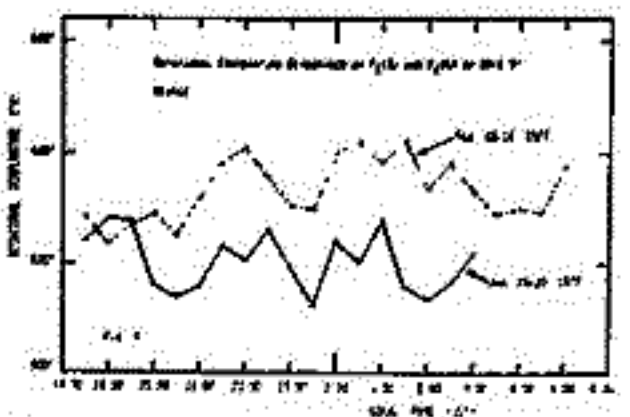


Fig. 3

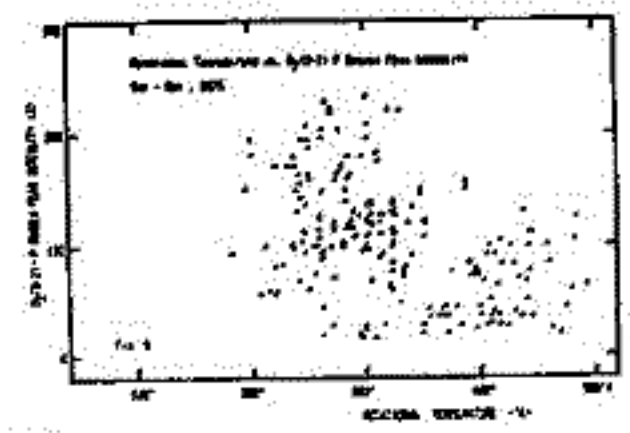


Fig. 5

奥田光直・荒木 喬
弘前大 教育

酸素緑線大気光強度の周期的変動は、 f_oE_s や $h'F$ など電離層特性量の変動と厚々よい相関を示すことは既に報告したが今回は、大気光の毎分値と電離層特性量の毎15分値を用いて周期30分程度の短周期変動についても調べたので、その結果を報告する。大気光は遠州用(140°33'E, 38°06'N)電離層は秋田(140°08'E, 39°44'N)と岡分寺(139°29'E, 35°42'N)の観測 data を用いた。

Fig.1は大気光短周期変動の例で周期は約30分、秋田の f_oE_s 変動より多少小時間的に遅れているが、両者の間にはよい相関がある。

図2は長周期変動の例で、周期は約120分、逆相関がある。これに重畳する短周期変動の間にも相関性がみられる。

一般に大気光強度変動の半振幅中は平均強度の20%以下であり、図の短周期変動は平均的なもので4%位である。この程度の変動は鉛直風速の shear (入~10km $v_{max} \approx 10cm/sec$) で説明可能であるが、観測資料の上で、これらの現象が伝播性のものである(波動)か否かを判断するのはむずかしいようである。

F領域特性量との比較についても報告する。

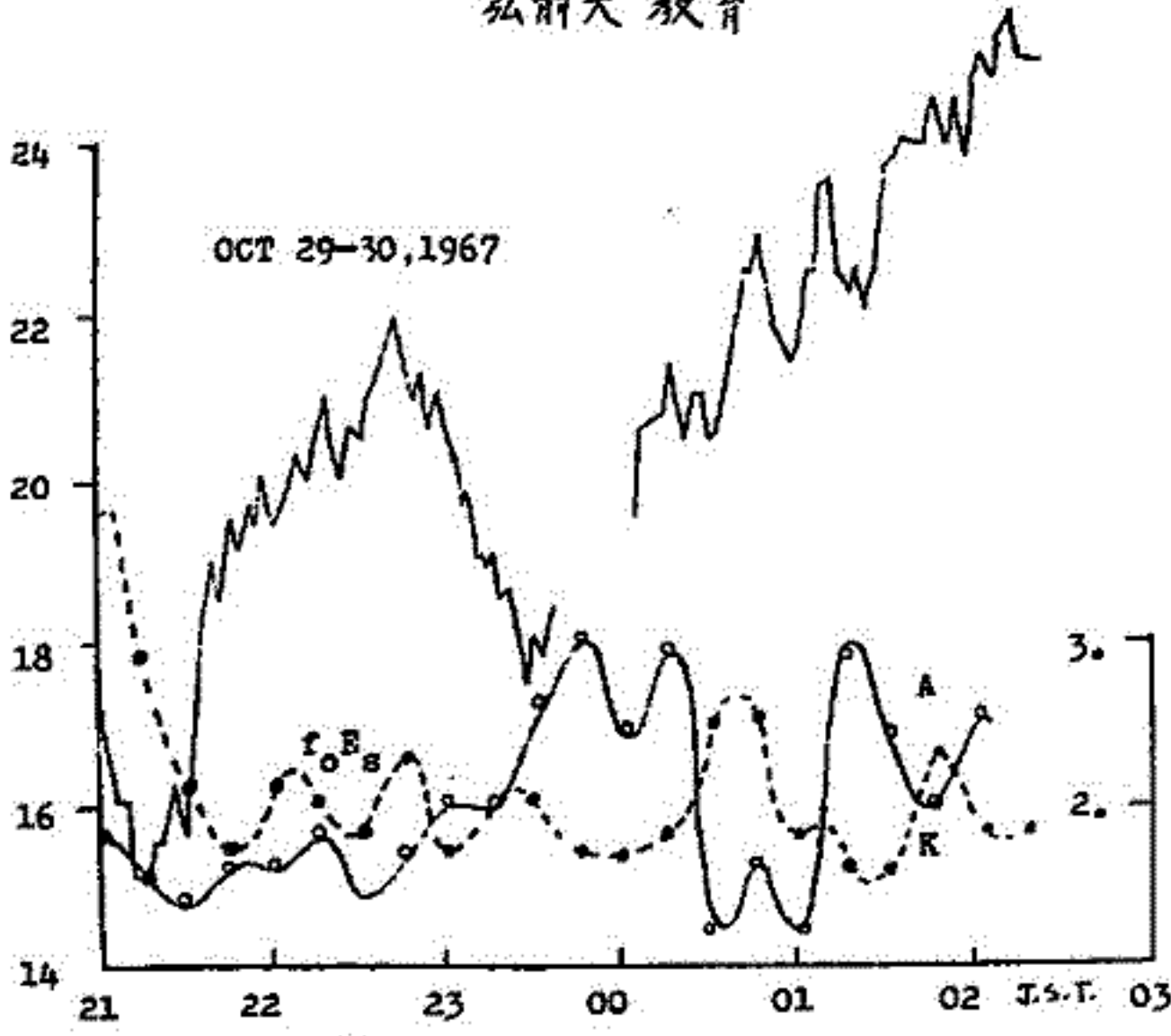


Fig 1. Example of short period Oscillation in I_{5577} and f_oE_s

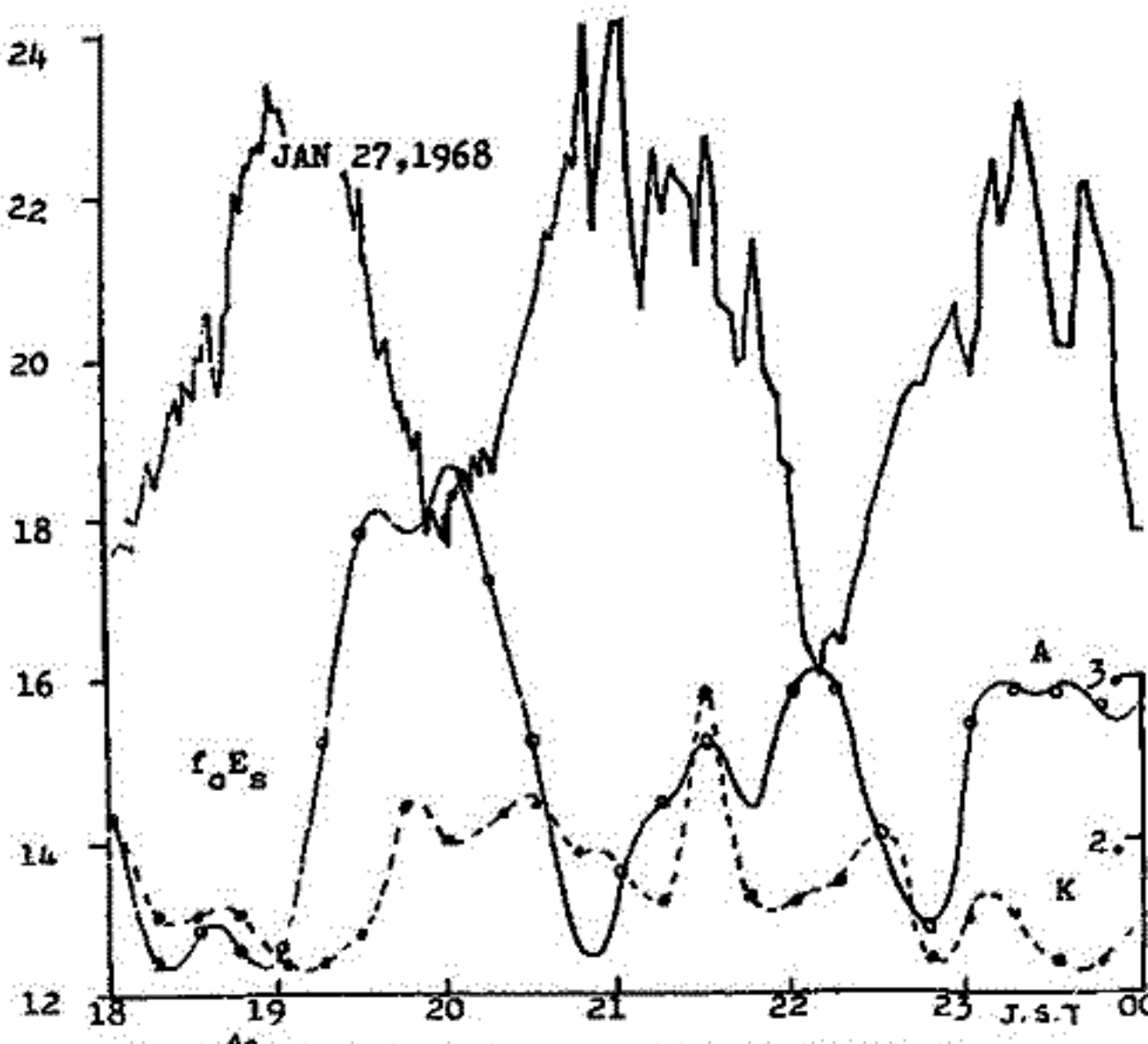


Fig 2. Example of long period Oscillation in I_{5577} and f_oE_s

奥田 Oscillatory Phenomena
in the Airglow 57回捕波予稿集
奥田 大気光強度変化と電離層
状態変動 60回捕波予稿集

オーロラにおける酸素原子 5577 および 6300 線の ドップラー温度の観測

上山 弘, 岡野 章一
東北大学理学部超高度研

1977年1月、アラスカ大学附属の Poker Flat 観測基地において、オーロラ中の酸素原子 5577Å および 6300Å 線の Doppler broadening の観測を行った。この観測結果を報告する。

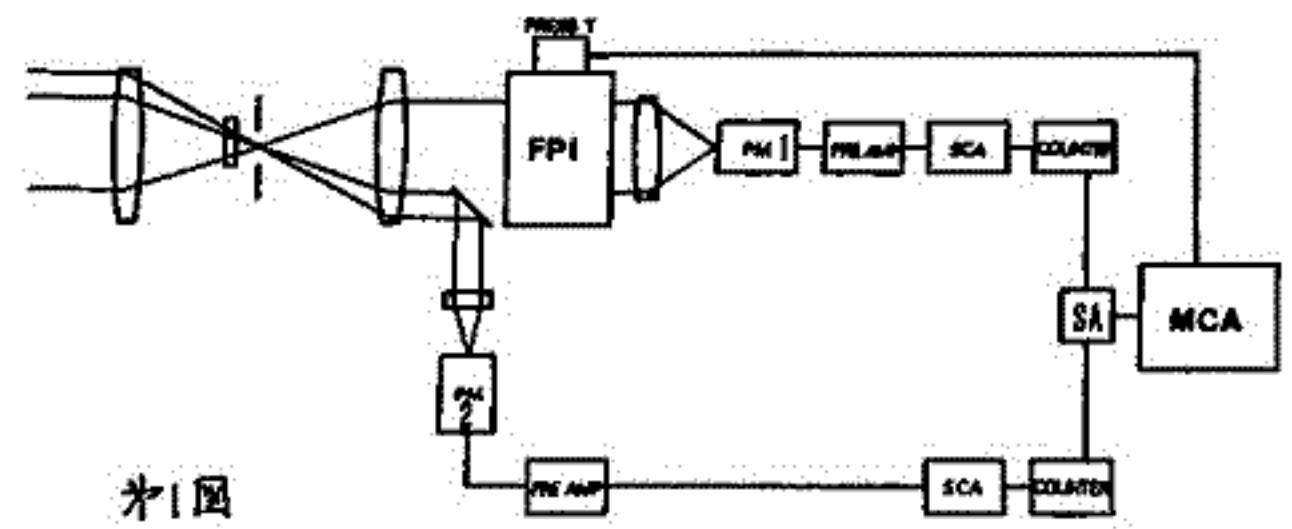
この観測の目的は勿論、降下高エネルギー粒子による超高度大気の加熱効果を実験的に把握しようとするものであるが、一つにはオーロラの如く、時間的・空間的に変動の激しい対象に対して Fabry-Perot 干渉計をうまく使うためのあれこれの工夫を試みたためであった。

現地に運んだ Fabry-Perot 干渉計は、有効径 6cm、スペーシング 2cm のものであるが、光の検出段階で光量をかせぐために、通常のピンホールスリットの代わりに、干渉縞と全く同じパターンをもつ 12~16重の同心円形のスリットを用い、その結果極めて速やかな波長走査を可能にしたことが特徴の第一である。第二点は、オーロラの変動に起因する歪みを補正するために、オシロ示すように、Fabry-Perot 干渉計 (FPI) に導かれるべき入力の極く一部をミラーを置つて光电光度計に導き、波長走査中も常にオーロラ輝線の強度を測定し、その出力を以て、干渉計の出力を補正するためのダブルアナライザ (SA) を設けたことである。即ち、干渉計および光度計の信号出力を夫々 S_1, S_2 、雑音レベルを夫々 N_1, N_2 とすれば、補正解析を施した出力 A は

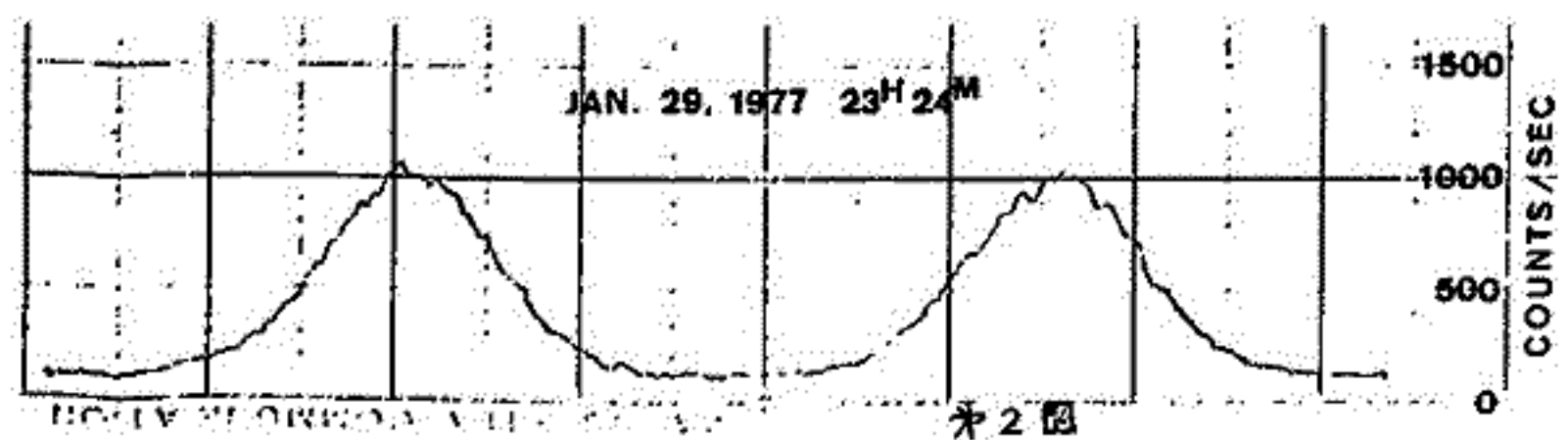
$$A = C(S_1 - N_1) / (S_2 - N_2)$$

となる。マルチチャンネルアナライザには A のほか、念の爲に S_1, S_2 を記憶させ、測定中トラブルのたかたかものを紙テープに output した。このようにした約3週間の測定中、6夜に亘りオーロラの活動と晴天に恵まれ、合計 152 回の測定を行った。紙テープの資料処理が未だ軌道にのらないので、今日まで僅かに 4 例だけの解析に済んだところであるが、弱い diffuse aurora において、5577Å が 380~490°K の比較的高い温度を示しているのに対し、6300Å は 700~950°K であり、熱圏としてはさ程の異常が現れていないようである。オシロ示すモニター用ペ

ニレコーダーによる 1月29日 23^h24^m の 5577Å の記録で、2フリニガの走査を2分半位で済ませたもので、これから $T=380^{\circ}\text{K}$ と計算されている。



オシロ



オシロ

ホイスラー波の伝播に対する電子熱運動の影響

並川 富一
阪市大 理

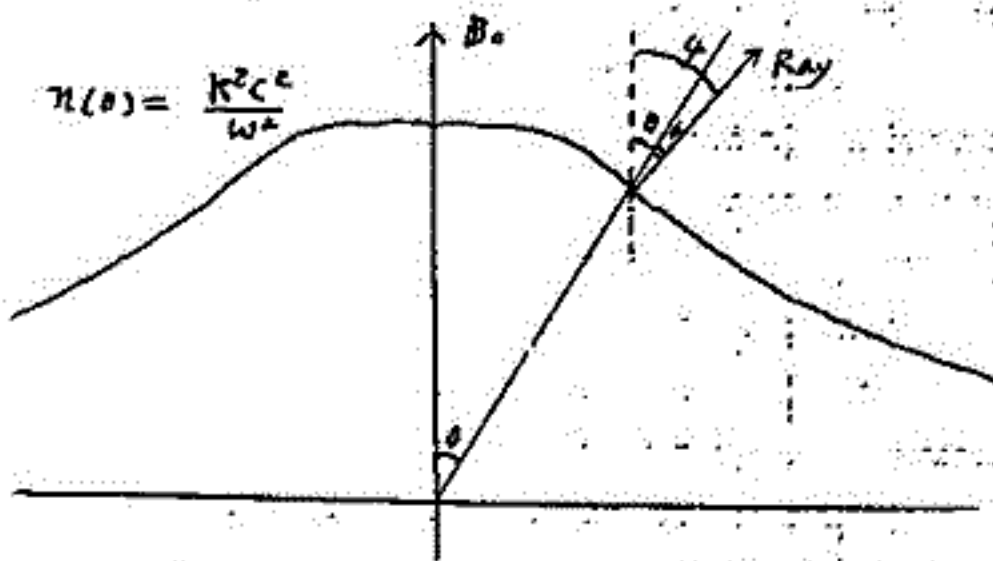
ホイスラー波の伝播性の温度による変化を C.G.L 近似 (MacMahon) で調べた。

之までこの近似は波の周波数がイオンのラーモア周波数より非常に小さい波にしか使われていないが波の周波数がイオンのラーモア周波数より充分大で電子のそれよりは充分小さいホイスラー波では使える。その理由は此の附近の周波数ではイオンは静止して居るとみなしてよいし、電子に対する C.G.L 近似が満足されるからである。磁場 B_0 を z 軸方向にとり波数ベクトル k となす角を θ とすると

分散式は
$$\omega^2 = \frac{c^2 \Omega^2 k^2 \cos^2 \theta}{\omega_p^2} \left\{ 1 - \left(\frac{\beta_{||}}{2} - \beta_{\perp} \right)^2 - (\beta_{||} + \beta_{\perp}) \sin^2 \theta \right\} \quad (1)$$

c : 光速, Ω : 電子のラーモア周波数, ω_p : プラズマ周波数

$$\beta_{||} = \frac{p_{||}}{\frac{B_0^2}{8\pi}}, \quad \beta_{\perp} = \frac{p_{\perp}}{\frac{B_0^2}{8\pi}}, \quad \frac{\omega^2}{v_{th}^2} = k^2 \ll \frac{\omega_p^2}{c^2} = \frac{\Omega^2}{v_A^2} \frac{m_e}{m_i} \quad (2)$$



$$\tan \phi_{max} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{1 - f(\beta_{||}, \beta_{\perp})} \quad (3)$$

$$f(\beta_{||}, \beta_{\perp}) = \frac{\beta_{||} + \beta_{\perp}}{1 - \left(\frac{\beta_{||}}{2} - \beta_{\perp} \right)^2} \quad (4)$$

$1 \geq \beta_{\perp}, \beta_{||} \quad (5)$ で $\phi_{max} < \phi_{coll, max}$ で電子の温度は常にホイスラー波の

エネルギーを磁場に沿って伝え易くする。この条件は磁気圏では hot plasma (2/k₀) を考慮に入れても満たされているので電子の熱運動は duct の役割をするといえる。非等方性プラズマでは

$f(\beta_{||}, \beta_{\perp}) = 1$ の時又等方 $\beta_{||} = \beta_{\perp} = 0.77$ で θ の如何に抱らすエネルギーは B_0 に沿って

伝わる。この物理的意味は電磁力 $\rho \frac{B^2}{8\pi}$ と ρp の項が相殺し ($B \cdot \nabla$) B の項が残る事に依る。

I-31 重水素ホイスラ及び VLF 電場の方角
(ISIS 衛星観測による)

渡辺 茂昭, 恩藤 忠典
電波研究所

人工衛星による波動解析を行う場合, 縦波, 横波の識別は重要な事となる。

E , B の各三成分が欲しいが実際には不十分な Data を扱う場合が少なくない。
ISIS 衛星は長大なダイポールアンテナで VLF 電場を取得するが, B に関しては取得せず, 姿勢制御用の Magnetometer があるのみである。しかし, アンテナの null point (アンテナ軸方向) より, スピン衛星では, 上記 Magnetometer と組合せると, 地球磁場に対する振動電場の方角が推定出来る。これは, 古来用いられている方法で, 現在も Radio Astronomy で広く用いられている極めて有用な手段であり, 特に, セスの様に継続性の強いものには適している。

ISIS-2 のスピンは, *Cart wheel* 型で軌道バクトルとスピンバクトルが同じ方向であるため, アンテナの回転面は, ほぼ B_0 に平行であるため, アンテナは B_0 に平行な場合と直角な場合も一スピンの 2 回づつ出現出来る。従って, 受信電場のスピン変調により, E_{\parallel} 方向と E_{radial} (地心より) の方向が推定出来る。又 ISIS-1 をも用いて, 縦波, 横波の目安を見つける。

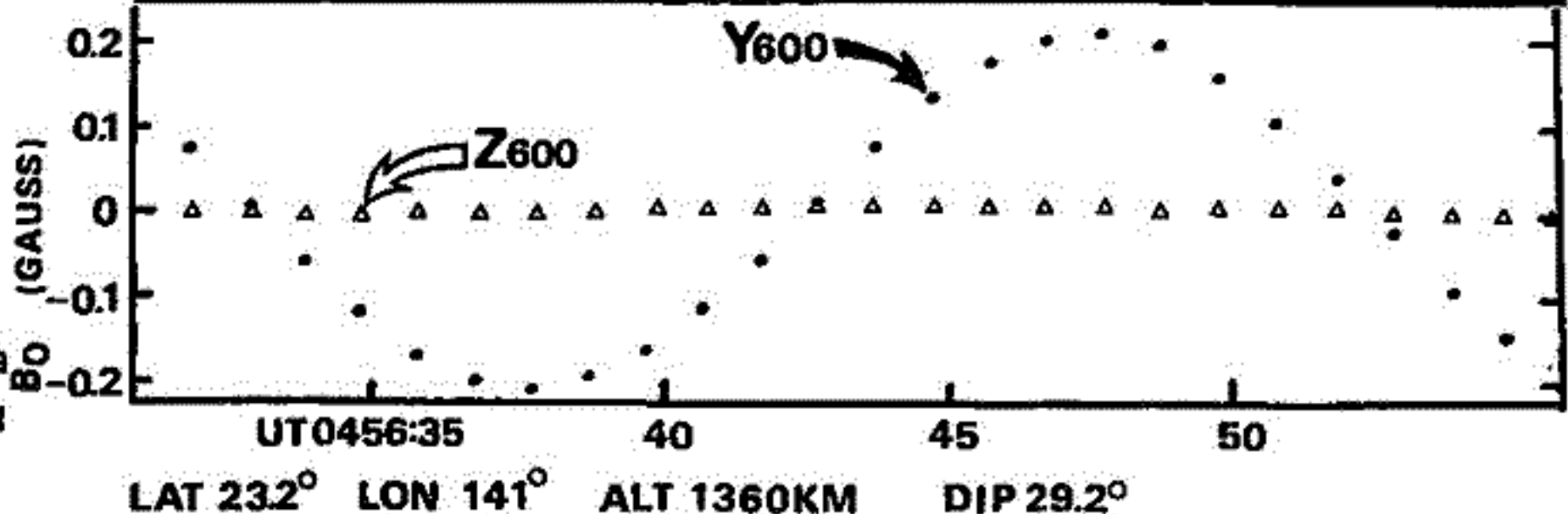
下図は, 上記重水素ホイスラの電場のダイナミックスペクトルで, B_0 に右に静電波は 500Hz 以下になく, 重水素ホイスラも, 横波もしくは $1 \perp B_0$ で静電波的になる。たものと解される。

さらに 20KHz 以上に顕著に, 頻繁に現われる静電波 E_{\parallel} についても解析を進める。

↓ アンテナが B_0 に平行 → ↓



スピンの
よって変
化する。
従って
見た地球
磁場。
Z-スピン軸
Y-アンテナ軸



奥田光直, 荒木 喬
弘前大学教育学部

Tweek は地表-電離層間を wave guide mode で伝播し, その伝播特性は電離層反射面の状態に支配されることは周知のことであるが, 我々はこの Tweek から下部電離層の研究を行なうために, 弘前大学(北緯40度35分, 東経140度28分)で毎時50分から2分間の観測を開始したのでその概要とデータの一部について報告する。また, 弘前の地磁気緯度は $30.1^{\circ}N$ であることから, 現在国内で稼働している, 母子里 ($34.0^{\circ}N$), 菅平 ($25.5^{\circ}N$) 佐久島 ($24.1^{\circ}N$), 沖縄 ($15.3^{\circ}N$) のなかで2番目に緯度が高く, 上記ネットワークを埋める上でも極めて重要な位置にあると確信する。図1には観測装置の簡単なブロック図を示した。アンテナは1TURNの水平な中空線状で直流全抵抗は 0.9Ω , 空中線の面積は $A = 29.9 \times 28.0 \text{ m}^2$ であることからアンテナの実効高 H_{eff} は 5 kHz で $H_{eff} = 2\pi NA/\lambda = 2.08767 \text{ m}$ である。また観測は名古屋大学空電研究所に任せて毎時50分から2分間行なっているが, タイマーのセットで観測時間の変更は可能である。図2は弘前で毎時2分間ずつ観測している Tweek の data のうち, Dispersive Tweek の受信個数について, 1977年2月28日から3月27日までの期間について示したものである。この結果は次のことを示している。

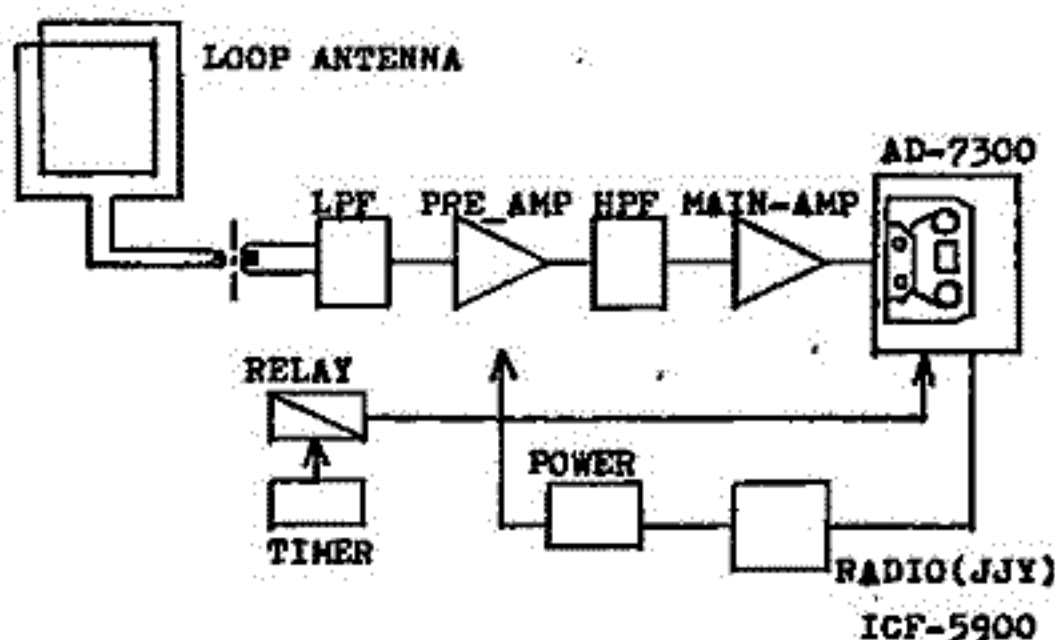


Fig 1. VLF OBSERVATION APPARATUS

- 1) Tweek は日没頃から受信され始めその後朝方の4時頃まで受信される。
- 2) 3月19日頃から23日頃まで受信個数が急減し, ほどんど受信されない場合もあった。以上をまとめると, Tweek の日変化については, 今まで他の観測所での結果と一致すると言える。また3月19日頃からの受信個数の急減については, 原因不明であるが, 今後関連現象データの解析, Tweek の微細構造の解析さらには他のデータとの対応から検討したり。また観測装置の感度向上をなかり whistler の観測も行なうことにより, Tweek と Whistler による電離圏の研究を行なう予定である。

参考文献

- 1) 上山, 森, 荒木, "Tweek の伝播特性から推定した地磁気擾乱時の下部電離層の乱れ" 電離圏研究会, P74-77 (1970)
- 2) 森岡, 荒木, 森, "VLF 電波による擾乱時電離圏の探測" IASYシ: イジウム (第5回), P405-414. (1972)

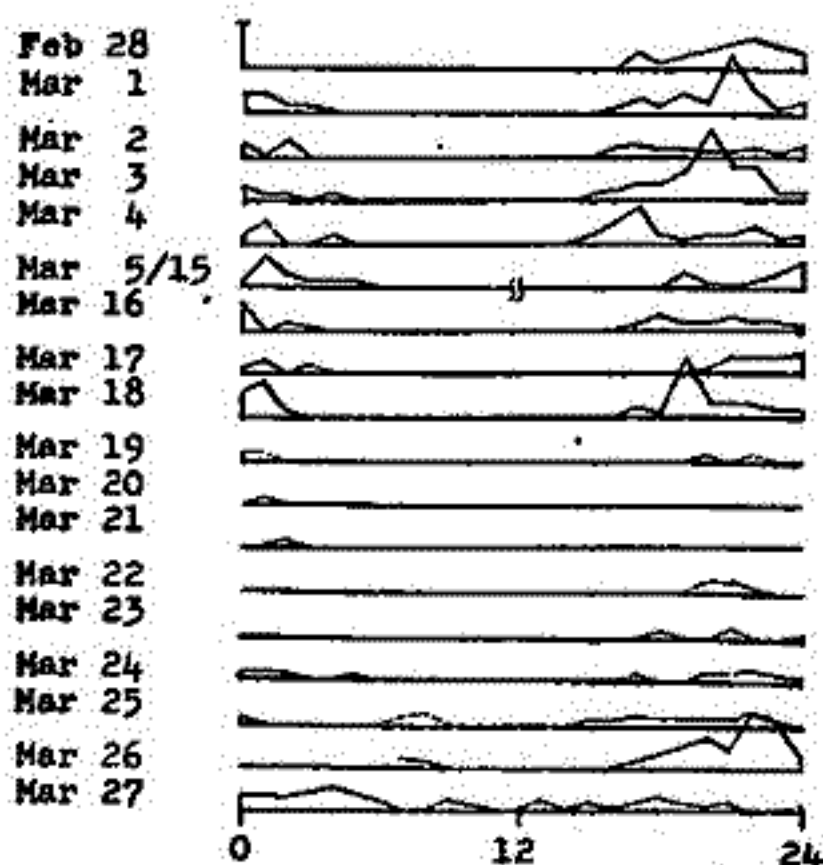


Fig 2. Occurrence of Tweeks (JST)

磁気圏 プラズマ密度分布の

VLFエミッションに及ぼす効果について

池田 慎・ 齋田 浩一郎 (東大宇宙研)

1975年の7月に、カナダのケベック州ロバート(L-102)で観測したVLFエミッションの解析結果を報告する。

この解析は、エミッションの到来方向の測定から推論されたそのエミッションの発生領域と、ノースホイスラーから見続められたプラズマ密度分布の間の関係に注目して行なわれた。

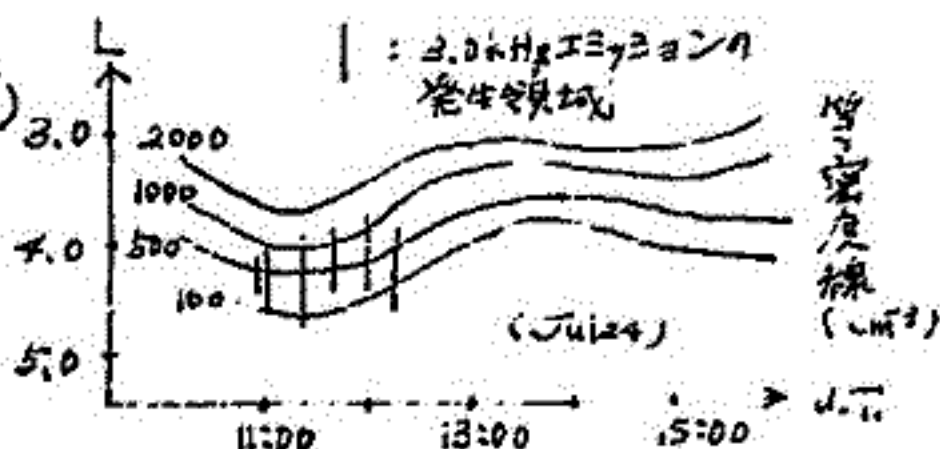
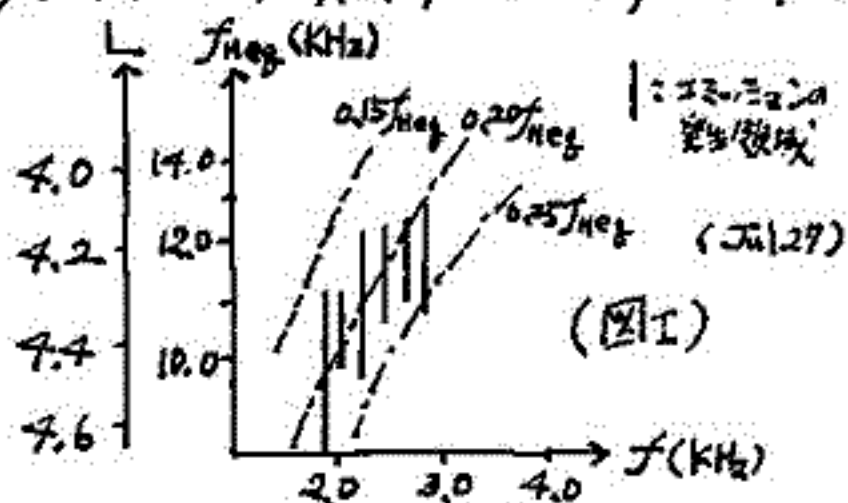
解析したVLFエミッションは、バンド内の連続的な雑音スペクトルをシラ、時々、discreteエミッションが重なるというもので、一般にコーラスと呼ばれている。さらにこの解析は、磁気嵐(Dst=-50)前後の比較的静穏日に観測されたVLFエミッションに対して行なわれた。

このVLFエミッションの周波数(f)は、磁気圏赤道面での電子サイクロトロン周波数(f_{ce})のほぼ0.1から0.4倍の間にあり、周波数が低い程よりLの大きい領域で発生している傾向があった。(図I)

又、このエミッション(周波数は1.8 kHz ~ 4 kHz)は、プラズマポーズから外側の領域に広がっており、プラズマ圏の密度分布によく対応した変動を示した。つまり、プラズマ密度の100 cm³から1500 cm³の領域(プラズマポーズのすぐ外側の領域と考えられる)が、Lの大きい位置に移動するとエミッションが発生し、Lの小さい領域に移動するとエミッションが消滅するという変動を示した。(図II)

さらに磁気嵐の前後で、VLFエミッションの発生の仕方に違いがみられ、熱的プラズマの密度がほぼ等しいにもかかわらず、磁気嵐後の方が磁気嵐前よりエミッションが発生しやすい傾向があった。

これらのVLFエミッションは、磁気圏赤道面上でのサイクロトロン不安定によって発生したと考えられ、エミッションの出現の仕方は、高エネルギー電子と熱的プラズマの時間的・空間的な分布の仕方によると考えられる。



ホイスラーモード波とそれに対して反対向きに進む電子ビームとの相互作用による不安定性の計算機シミュレーションを周期モデルを用いて行ってきた。今回このモデルをなるべく周期条件を除くように改良し、波とビームがその一端から順次相互作用を行ってゆくという、より現実に近いものとした。モデルとしては波と粒子は磁場に沿って動く一次元モデルとし、Maxwellの方程式をMorse & NielsonのPIC法²⁾による中心差分で解く。モデルは1024セルから成り、入力波である ω/Ω_e の波に対して16波長分にとる。

まず、粒子に対してのみ周期条件を除いたシミュレーションを行った。各セルには1個の熱的な超粒子と、互に絶対値が同じで互に逆向きの共鳴粒子2対を置く。共鳴粒子は $t=0$ の瞬間から共鳴速度で1セルを通過するのに要する時間である $1/32 T_H$ (サイクロトロン周期) 毎に4個(2対)ずつ注入される。この粒子がモデル長分を通過するには $32 T_H$ を要し、それより短い時間のシミュレーションを行う場合には反対側から出てゆく粒子の端による効果を考えなくてもよい。共鳴粒子は $T_H = 10^6 \text{ s}$, $T_e = 10^6 \text{ s}$, indexが16のロスコーン分布で密度は熱粒子の8%, $T_e/\Omega_e = 10$, 初期磁場強度 B_w は静磁場の 10^3 である。

$3 T_H$ までのシミュレーションを行った結果について述べる。共鳴粒子の入っている部分は入射波の1.5波長分である。この部分では相互作用を始めた最初から波は成長し始める。 $3 T_H$ における共鳴粒子のある部分の磁界の波形を図1に示す。たて軸は初期振幅 B_w で規格化されており、横軸は入射波の波長で目盛りされていて、 $3\lambda/2$ のところより右側に粒子が入っている。同図より波は入射波の7倍まで成長していることがわかる。粒子の入射点側(右側)において振幅が B_w にまで減っているのは、波に対して周期境界条件を適用しているため、相互作用を起こしていない波の影響を受けてしまっているからである。これは不自然であり、現在のモデルの欠陥である。端における差分の方法を工夫し、周期条件を除いたモデルとする必要がある。

以上を要約すると、背景にある波と共鳴粒子ビームが、その一端から相互作用してゆくモデルについてシミュレーションを行い、十分波が成長するという興味ある結果を得た。同時に、上述の様な問題点も明らかとなったので、さらに改良を行っている。

参考文献

- 1) H. Matsumoto and Y. Yasuda, Phys. Fluids, 19, 1513, 1976.
- 2) R. L. Morse and C. W. Nielson, Phys. Fluids, 14, 830, 1971.

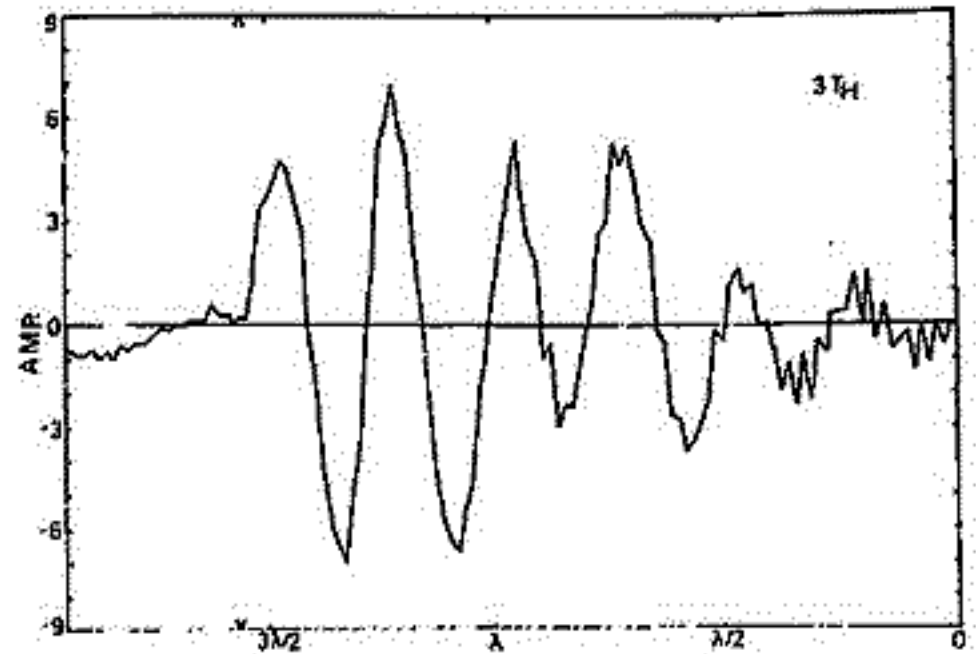


図1. 相互作用領域での磁界波形

熊谷 博, 橋本弘哉, 木村繁根
京都大学 工学部

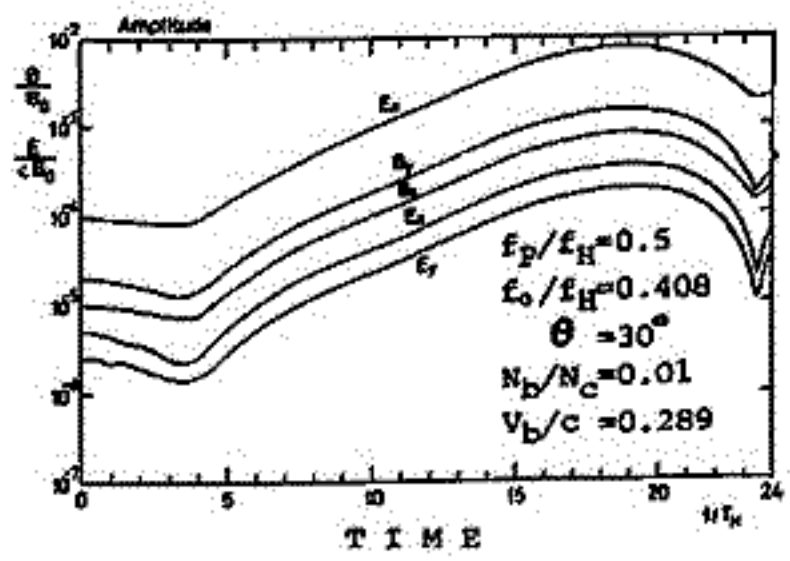
磁気圏内に存在するVLFエミッションの発生機構として、とくにヒスに対してはチェレンコフ放射による説明が有力である。しかし、この場合電力は単粒子からのインコヒーレントな放射のたし合わせでは、どうしても観測値を下まわることが問題であり、何らかの増幅機構、又はコヒーレントなチェレンコフ放射を考える必要がある。

そこで、発生した波と粒子の相互作用による波の増幅や、粒子が波のポテンシャルにトラップされバンキングを起こすことにより、コヒーレントな放射となる可能性を調べるために、プラズマの計算機シミュレーションの手法を用いて計算を行なった。今回はその第1段階として、磁力線に対し斜め伝搬しているホイスラー波とチェレンコフ共鳴条件を満たす電子ビームとの相互作用について調べた。

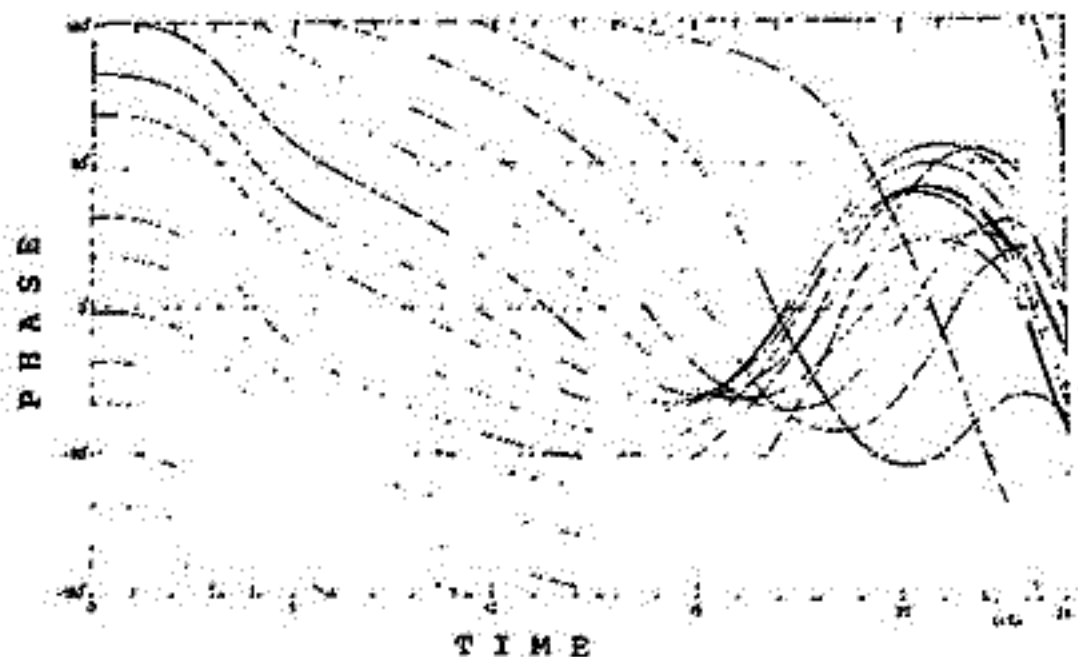
シミュレーションでは、各物理量はkベクトル方向にのみ変化する1次元モデルを仮定し、初期電磁界は、ビームの存在しないコールドプラズマ中の斜め伝搬の分散式を解いて与える。またビームは、波とチェレンコフ共鳴条件を満たすように、初期速度分布として磁力線方向にのみ速度成分を持つコールドビーム、又はshifted-Maxwellianを仮定し、モデル内に等間隔に配置した。

計算結果をコールドビームの場合について示す。第1図は波の偏波成分の振幅の時間変化を示す。 $f_H = 1 \text{ KHz}$ の場合に、kベクトル方向の電界が 1 mV/m に相当する波を初期値として与えた場合、波はほぼ100倍程度増幅されて飽和に達した。この間偏波成分の比はほとんど不変である。なお、増加する時の成長率は線形理論とほぼ一致する。第2図は、はじめ一様に分布している粒子の中から12個の代表粒子を選び、粒子の存在する点での波の位相の時間変化を示したものであり、波が飽和に達する領域で粒子は強くバンキングされる。

以上から、斜め伝搬するホイスラー波が、チェレンコフ共鳴粒子との相互作用により増幅され、また成長した波により粒子がバンキングを起こすことがわかった。ビーム温度が 10^4 K の場合も計算したが、線形領域ではコールドビームの場合と同様の結果を得た。今後さらに高温のビームについて計算する必要があり、その場合にはランダウ減衰により、成長率が下がることが予想される。また磁力線に垂直な速度成分をもつヘリカルビームの場合も計算する必要があり、種々のパラメータに対する飽和レベル等を調べる。また、このシミュレーションとチェレンコフ放射自体との関係も検討する必要がある。



第1図 各偏波成分の振幅の時間変化
z方向はkベクトル方向をさし
磁力線方向と角度θをなす。



第2図 代表粒子の位相角の時間変化

Properties of storm-time magnetospheric VLF emissions
as deduced from the Ariel 3 satellite and ground-based
observations

M. Hayakawa

(Research Institute of Atmospheric Physics, Nagoya University)

K. Bullough and T. R. Kaiser

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

The characteristics of VLF emissions during the two magnetic storms on 5-7 June and 19-21 September, 1967 are investigated based on the Ariel 3 satellite data and ground observation at a low-latitude station of Moshiri. During the study of the June event, the satellite lay in the dawn-dusk plane. Soon after the onset of the storm main phase there appeared VLF emissions on the morning side of the magnetosphere on the ground as well as on the satellite, but the emissions were at a very low level in the evening. It was not until the recovery phase that we could recognize the stationary occurrence of intense emissions in the evening. Furthermore, it is found that the chorus-type morning emissions are observed outside the plasmapause, while the narrow-banded hiss-type evening emissions lay within the plasmasphere. It is shown that cyclotron instability of ring current electrons can, on the whole, account for the many properties of the storm-time emissions. Similarly, we discuss the characteristics of the September event.

福西 浩(極地研), 芳野 利夫, 仁本 国雄(慶大), 巻田 和男(東大理),
 松尾 敏郎(京大工), 山腰 明久, 佐々木 勉(電研), 小井 沼良雄(日産自動車),
 中井 康二(日本電気), 真利 子修(明星電気)

I MSにおける南極での超高層観測計画は、Nagata et al. (Memoirs of National Institute of Polar Research Special Issue No.6, 1976) で明らかにされたように以下の4点からなる。

1. ロケット・大気球による電離圏でのプラスミダ粒子、波動、電場、磁場の直接観測
2. 人工衛星による磁気圏観測データのテレメトリー受信
3. 観測気球によるオーロラ、地磁気、電波、電離層の同時観測
4. 昭和基地-静止衛星GEOS-レイキャビッドと結ぶ双役電観測

即ち、ロケット、人工衛星、地上多基地という立体的同時観測網をつくり上げるニヒカ、南極でのI MS計画の骨子である。I MS初年度の1976年における観測は、17隊南極観測隊により以下の通り行われた。

1. 昭和基地における超高層観測器の整備、増設

昭和基地の地上観測は、オーロラとそれに伴って発生するULF, VLF波動の、空間的・時間的相互関係と明らかにするため、1)オーロラ観測にはエレトロニオーロラとプロトニオーロラの動きをとらえる掃天型ホトメーターと、オーロラを早く動きをとらえるTVカメラを設置した。2)ULF波動観測では、従来のインダクション磁カ計に加え、フラックスゲート磁カ計出力をデジタルレコーダーで記録する方式を用いた。3)VLF波動観測には、到来方向観測器を設置した。これらの観測器は5月よりフルに観測に入った。

2. みずほ観測拠点における超高層観測器の新設

昭和基地と同じ地磁気子午線上で、高緯度側に約270km離れたみずほ観測拠点と角用し、ここに各種の超高層観測器を設置した。設置した観測器は、1)フラックスゲート磁カ計、2)インダクション磁カ計、3)VLF自然電波観測器、4)オーロラTVカメラ、5)30MHzソノメーターである。これらの観測器は、6月より観測に入ったが、改良を加え、10月より質のよいデータが得られるようになった。

3. I S I S人工衛星受信

1976年2月に設置を終り、4月よりフルに観測に入った。1976年4月5日より1977年1月31日までの期間における受信回数、I S I S 1、121軌道(VLF 77、サウンダー 44)、I S I S 2、237軌道(VLF 97、サウンダー 140)合計358軌道である。

4. ロケット・大気球実験

夏期向は、2年間休止したロケット基地と角用し、1月26日にS210JA22、2月13日にS310JA1の2機のロケット実験に成功した。冬期実験は、人工衛星受信体制と、地上多基地観測網の確立した6月より開始し、立体的同時観測を目指した。波動-粒子の相互作用の解明を目的とするS210JA20, 21及びオーロラ中の電場、磁場観測を目的とする24, 25の4機のロケットは、オーロラ出現時に発射、オーロラ中に打ち止めに成功した。NOと入射粒子の観測を目的とした23号機は、弱いサブストームの回復期、日の出直後に発射した。大気球は、上層の風の弱まり、12月12日に放球、約12時間のデータ取得に成功した。

予備観測

平沢威男 佐藤夏雄
国立極地研究所

本観測は、本年(1977)の6月~8月、に予定されている アイスランド—昭和基地との地磁気共役現象観測にそなえ、国際協同観測の実をあげるべく、その準備と実施方法の具体案検討のためにおこなわれたものである。なほ、この期間、人工衛星 GEOS が アイスランド—昭和の磁気子午線上に静止する予定である。

1. 観測地 ; Skibotn (Norway, Tromsø 郊外) $\Phi_m \approx 66.4^\circ$
2. 観測期間 ; 1976. 11. 21 ~ 12. 20 30日間
3. 参加機関 ; National Institute of Polar Research, Japan (HIRASAWA, SATO).
Centre de Recherches en Physique de L'environnement Terrestre et Planetaire, France (Gondrin, Perraut).
Aurora and Astrophysics Group, University of Tromsø, Norway (Harang, Solheim).
4. 観測項目 ; Japan (Auroral TV Camera; Meridian scanning photometer, 5577Å H α -line; Auroral photometer for rapid auroral variations; VLF direction finder)
France (Fluxgate magnetometer, Induction magnetometer, VLF receiver, Riometer, Auroral zenith photometer)
Norway (Fluxgate magnetometer, All-sky camera)
5. 観測経過 ; 観測日数 30日間のうち 晴天 16日間 ; のべ約 150時間の極光観測データを取得した。
6. 観測成果 ;
 - (1) この観測地 ($\Phi_m \approx 66.4$, cf. Syowa 69.6°) における 5577Å, H α の時間・空間変化 (LT-dependence, Substorm dependence など) に関する一応の data を取得した。
 - (2) Auroral TV と photometer により, aurora pulsation の type と aurora の形態; 時間空間的变化との相関 ; 殆んど全ての type の auroral pulsations に関する example を取得した。
 - (3) フランス・ノールウェー側との Co-operation, 特には問題はなくスムーズに運び、今回の全実験を生かせば、本年度のアイスランドにおける本格観測は支障なく実施できると考える。

会話型波動解析システム(そのII)

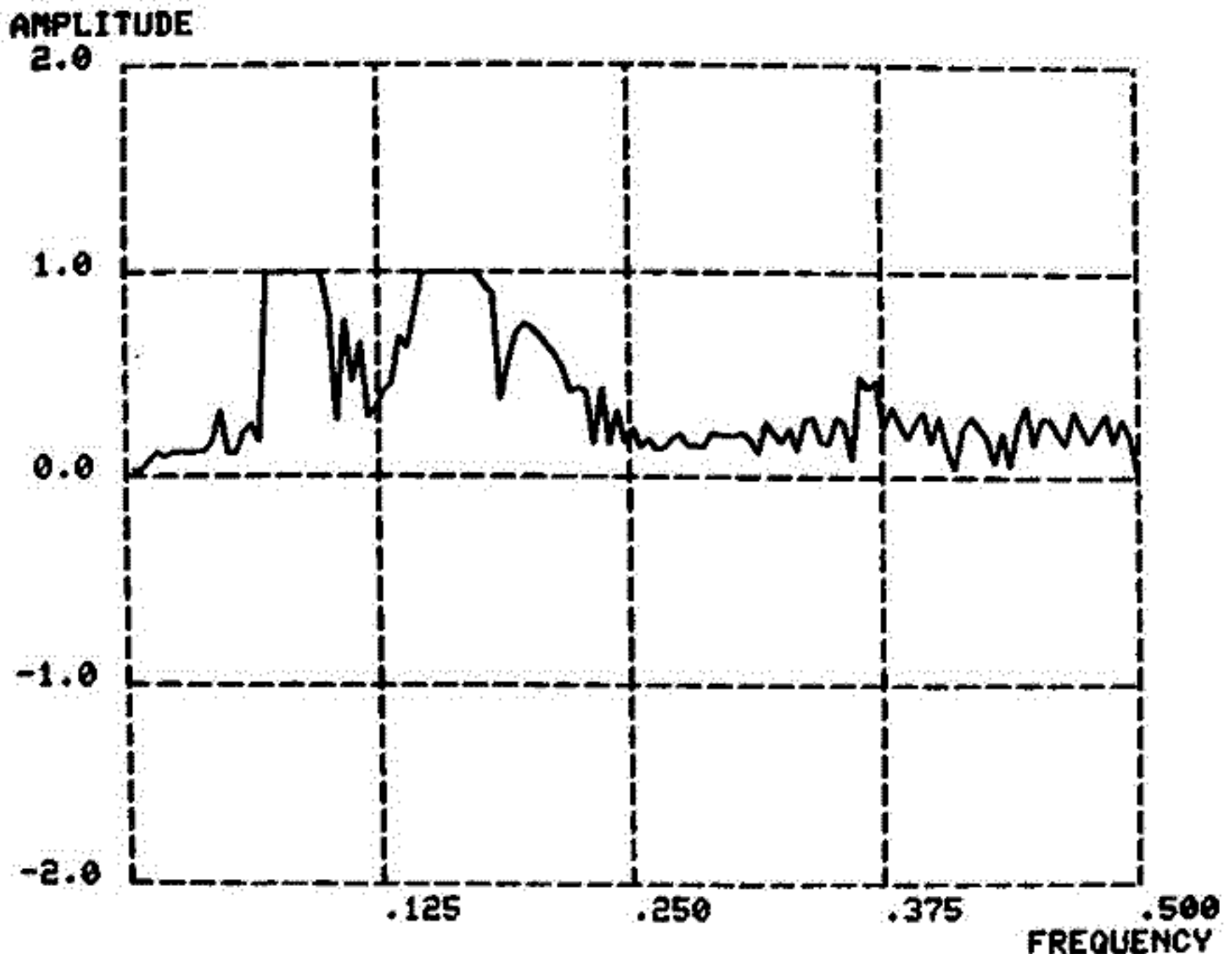
名刺美代子 佐藤立碁 平沢良秀
国立地理研究所

前回の学会で、当研究所に導入される予定の計算機システム(HITAC M-100E)を用いた会話型波動解析システムの紹介を行った。今回は、実際に計算機の導入これ、システムの開発も進められているので、次の4点を中心に、その報告を行う。

1. 解析方法として、FFT法、Blackman-Tukey法、自己回帰法(Akaike法)が、選取できる。
2. グラフ、ワード、ディスプレイによる会話処理ができる。
3. ダイナミックワークスパクトルの3次元表示として、
 - i) グラフ、ワード、ディスプレイによる複素表示(64階調)
 - ii) ラインポリニワの重ねうちによる複素表示
 - iii) カラーワードディスプレイによる表示(15色)
4. 実際の観測データ($P_c1 \sim P_c5$)に対し解析を行い、FFTマイクロプロセッサ等との比較検討を行う。

なお今回は、2成分テストデータ($x(t) = \sin t + 2 \sin(0.5t) + 5 \sin(0.2t)$, $y(t) = 5 \sin t + 2 \sin(0.5t + 1.57) + \sin(0.125t)$)に対し、FFT法を用いた Coherency を、グラフ、ワード、ディスプレイに表示し、そのハードコピーをとったものである。

COHERENCY

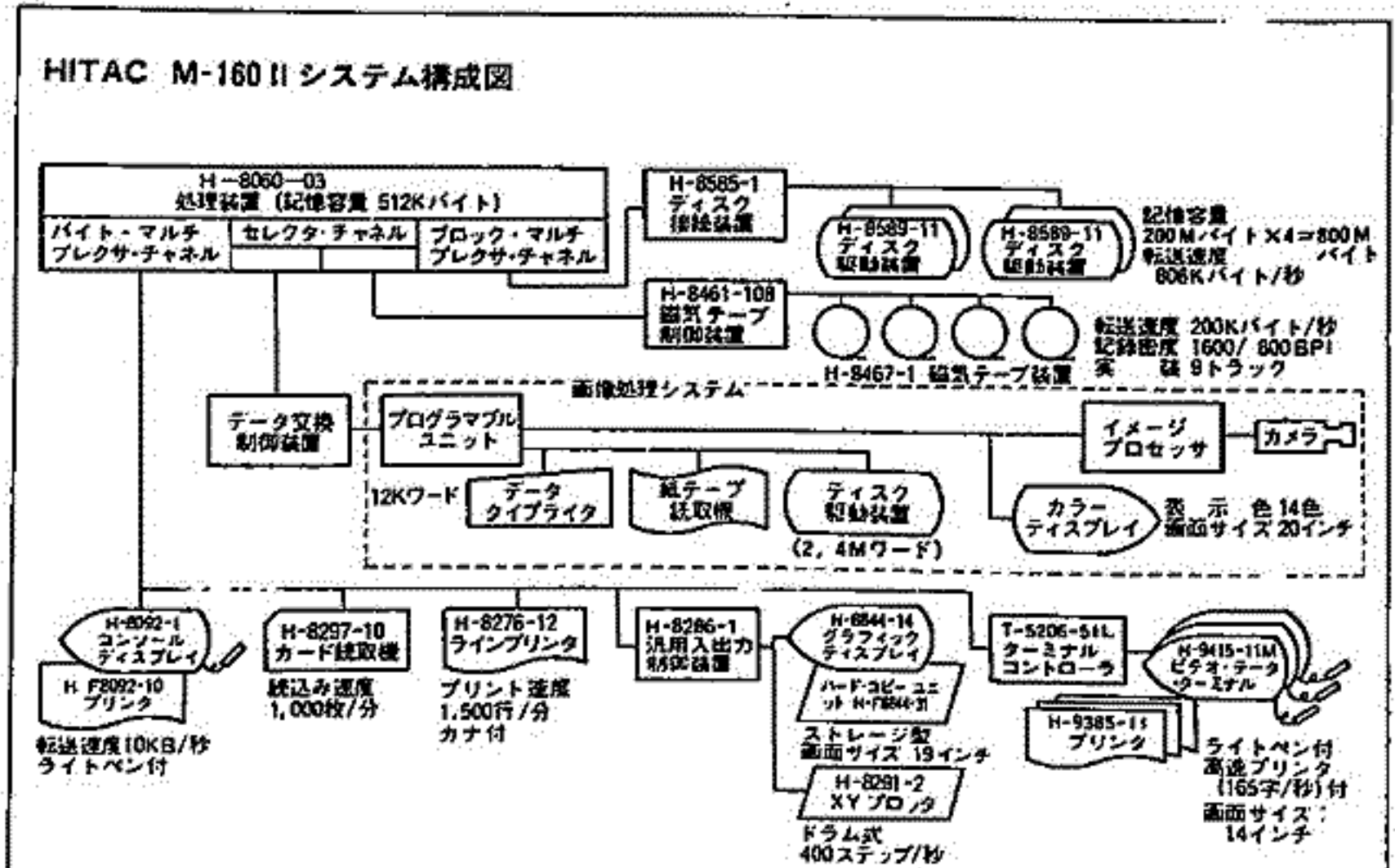


佐藤 夏雄, 岩瀬美代子, 平沢威男
 国立極地研究所

極地研究所に新設された画像処理システムの概要と、オーロラ等を用いた初歩的画像解析の結果を報告する。この装置は写真などのパターンの濃淡情報をTVカメラにより入力する。入力された座標と濃淡情報は、プログラマブルユニットやM-160 IIと連結することにより各種の科学計算が実行できる。また計算結果は、カラーディスプレイ、グラフィックディスプレイ、XYプロッター、ラインプリンターにより見やすい形で表示することができる。

このシステムを用いることにより、動きの解析、パターン認識、濃度分布等の処理が可能である。今回はこの装置を用いて以下の解析を行なう。

- 全天写真を用いた
 - * オーロラアークの強度分布
 - * " " 強度変化
 - * " " 速度分布
- オーロラTV画面の写真を用いた
 - * 脈動オーロラの空間的周期性
 - * " " 時間的周期性
 - * " " 発達速度
- ELF・DLF
 - * ダイナミック・スペクトルのカラー表示
 - * 強度分布



南極ロケットによるオーロラ帯降下電子の観測

I. 観測装置およびデータプロセッシング

今井 喬, 竹内 一, 小玉正弘 (理研)

オーロラ帯への降下粒子の中, 比較的高いエネルギー範囲 (40-200 keV) の電子の観測は, サブストームに伴なうオーロラ粒子の加速機構に解明に不可欠な基本情報の一つを与える。われわれは, 昭和基地において表1表に示すように, S-210, S-310 ロケットによるこれら高速電子の観測を行ってきた。

表1 高速電子観測ロケット

号機	打上げ日	到達高度	検出器	オーロラ有無
S-210JA-22	Jan. 26, 1976	119 km	PSx1, PCx2	no
S-210JA-21	Jul. 25, 1976	116	PSx1, PCx1	yes
S-210JA-23	Sept. 13, 1976	120	PSx1, PCx2	yes
S-310JA-2	Feb. 10, 1977	212	PSx2, PCx2	yes

各号機に搭載された検出器は, 1.5 mg/cm² マイカ窓比例計数管 (内圧 2 atm.) PC と, 1.7 mg/cm² アルミ箔窓プラスチックシンチレータ PS の2種類である。S-310 には, 電子成分の検出をより厳密に行なうため, これら検出器の直前に ~ 1200 カウスの永久磁石をとりつけ, 磁界の有無によってガンマ線, X線などの非荷電成分と選別した。

各検出器はコリメータによって $\sim 20^\circ$ の視野角を持ち, スピンによって入射粒子の方向分布を知ることができる。しかしそのためにはデータの時間分解能が高くなければならず, 一方, エネルギー分布も同時に観測するため, そのままではテレメータ伝送能力を超えてしまう。そこでデータプロセッサとして10進4桁の計数回路を7~14組備え, 各検出器の各エネルギー別出力を常時計数しておき, 内蔵時計によって50ms毎にその積算値を同時にラッチに移し, 計数回路をリセットする動作を行っている。

移されたデータはマルチアプレクサーによってシリアルに変換されたのち, A/Dコンバータによってテレメータに適した波形として出力される。従って各データの50ms値が得られるので, ロケットが2rpmのスピンをすると約36°の角度分解能が得られることになる。しかし実際には, データの重ね合せにより20~5°の分解能が得られた。

号機別の各検出器の配置を表1図に示す。

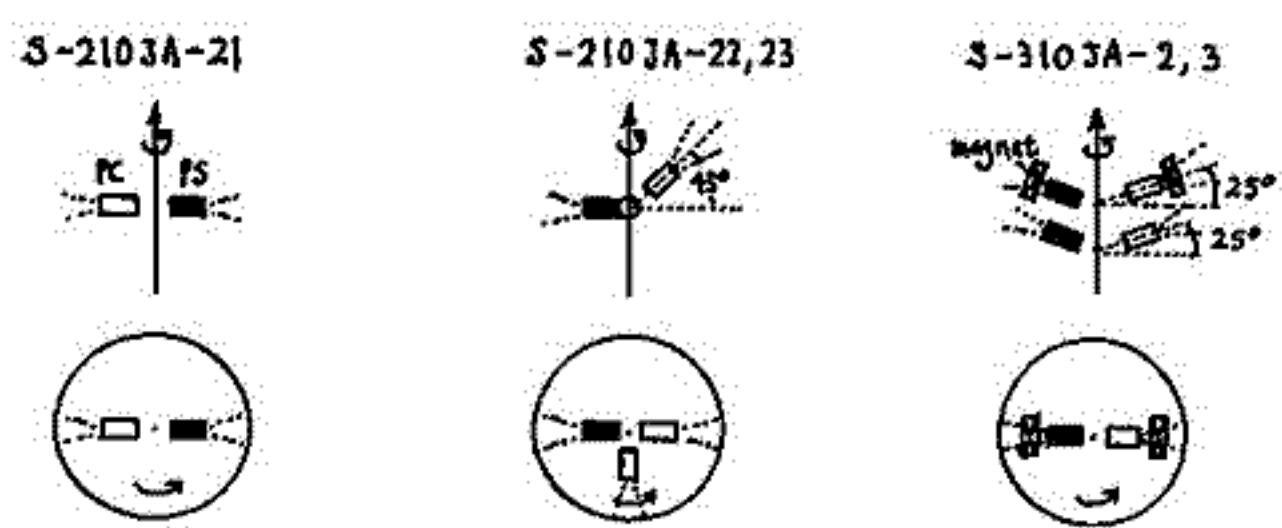


表1図 電子検出器の配置

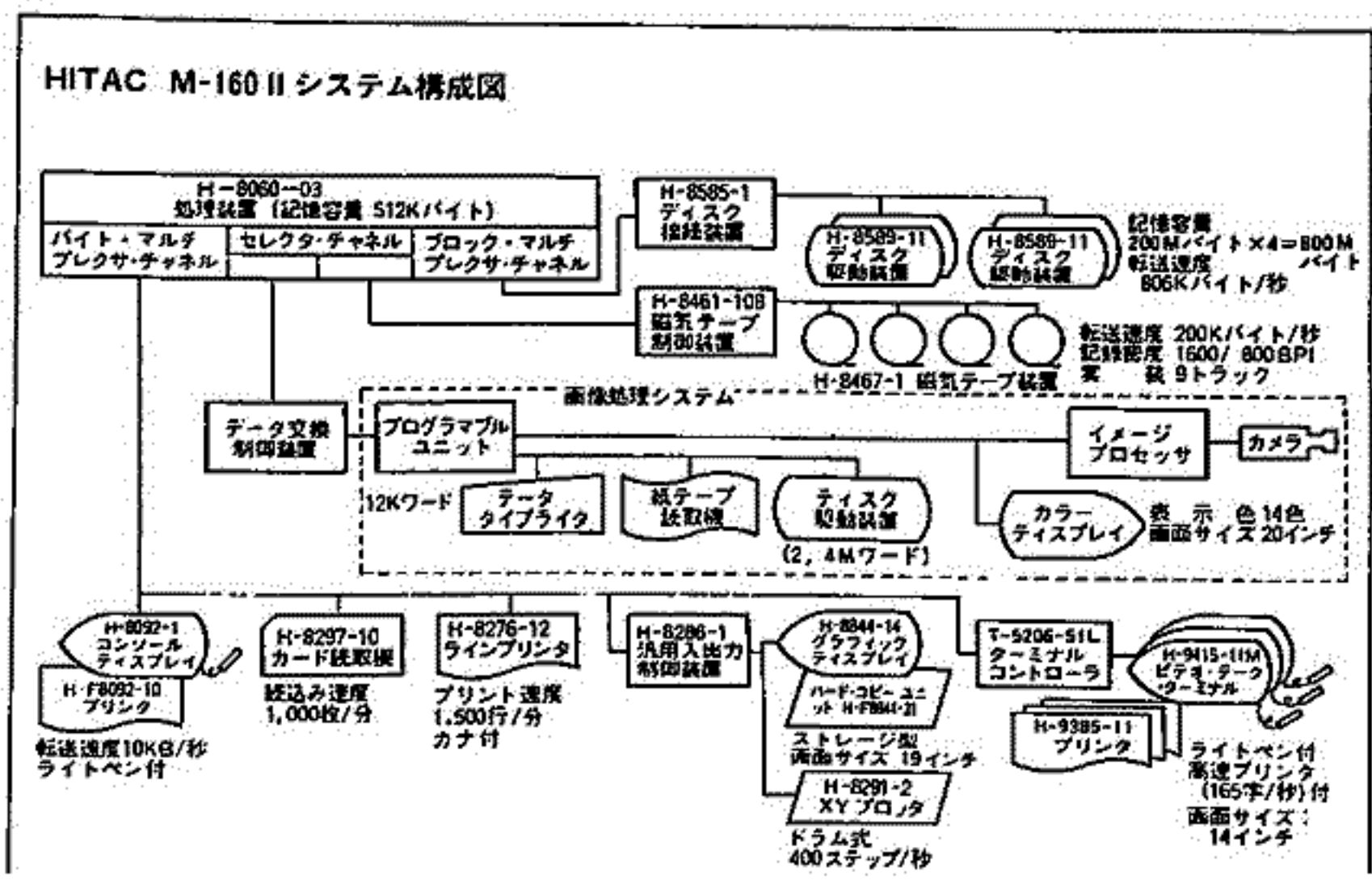
なお, まだ打上げられていないが, S-310JA-3号機にも2号機と同様のPIが搭載されている。

佐藤 夏雄, 岩瀬美代子, 平沢威男
 国立極地研究所

極地研究所に新設された画像処理システムの概要と、オーロラ等を用いた初歩的画像解析の結果を報告する。この装置は写真などのパターンの濃淡情報をTVカメラにより入力する。入力された座標と濃淡情報は、プログラマブルユニットやM-160 IIと連結することにより各種の科学計算が実行できる。また計算結果は、カラーディスプレイ、グラフィックディスプレイ、XYプロッター、ラインプリンターにより見やすい形で表示することができる。

このシステムを用いることにより、動きの解析、パターン認識、濃度分布等の処理が可能である。今回はこの装置を用いて以下の解析を行なう。

- 全天写真を用いた
 - * オーロラアークの強度分布
 - * " " 強度変化
 - * " " 速度分布
- オーロラTV画面の写真を用いた
 - * 脈動オーロラの空間的周期性
 - * " " 時間的周期性
 - * " " 発達速度
- ELF・DLF
 - * ダイナミック・スペクトルのカラー表示
 - * 強度分布



南極ロケットによるオーロラ帯降下電子の観測

I. 観測装置およびデータプロセッシング

今井 喬, 竹内 一, 小玉正弘 (理研)

オーロラ帯への降下粒子の中, 比較的高いエネルギー範囲 (40-200 keV) の電子の観測は, サブストームに伴うオーロラ粒子の加速機構に解明に不可欠な基本情報の1つを与える。われわれは, 昭和基地において表1に示すように, S-210, S-310 ロケットによるこれら高速電子の観測を行ってきた。

表1 高速電子観測ロケット

号機	打上げ日	到達高度	検出器	オーロラ有無
S-210JA-22	Jan. 26, 1976	119 km	PSx1, PCx2	no
S-210JA-21	Jul. 25, 1976	116	PSx1, PCx1	yes
S-210JA-23	Sept. 13, 1976	120	PSx1, PCx2	yes
S-310JA-2	Feb. 10, 1977	212	PSx2, PCx2	yes

各号機に搭載された検出器は, 1.5 mg/cm² マイカ窓比例計数管 (内圧 2 atm.) PC と, 1.7 mg/cm² アルミ箔窓プラスチックシンチレータ PS の2種類である。S-310 には, 電子成分の検出をより厳密に行なうため, これら検出器の直前に ~ 1200 カウスの永久磁石をとりつけ, 磁界の有無によってガンマ線, X線などの非荷電成分と選別した。

各検出器はコリメータによって $\sim 20^\circ$ の視野角を持ち, スピンによって入射粒子の方向分布を知ることができ。しかしそのためにはデータの時間分解能が高くなければならず, 一方, エネルギー分布も同時に観測するため, そのままではテレメータ伝送能力を超えてしまう。そこでデータプロセッサとして10進4桁の計数回路を7~14組備え, 各検出器の各エネルギー別出力を常時計数しておき, 内蔵時計によって50ms毎にその積算値を同時にラッチに移し, 計数回路をリセットする動作を行っている。

移されたデータはマルチアプレクサーによってシリアルに変換されたのち, A/Dコンバータによってテレメータに適した波形として出力される。従って各データの50ms値が得られるので, ロケットが2rpmのスピンをすると約36°の角度分解能が得られることになる。しかし実際には, データの重ね合せにより20~5°の分解能が得られた。

号機別の各検出器の配置を表1図に示す。

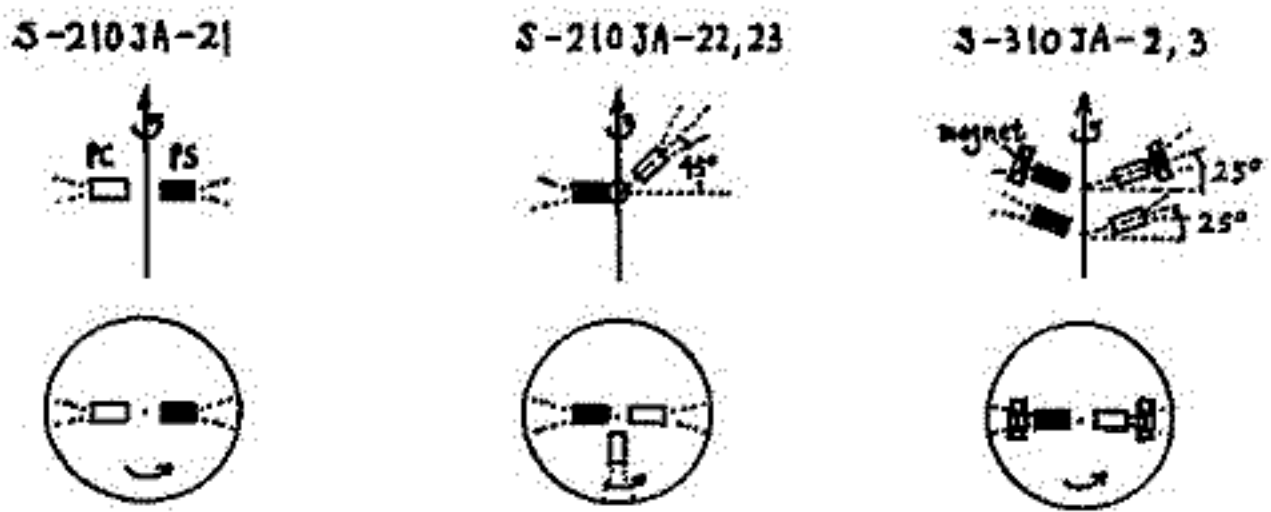


表1図 電子検出器の配置

なお, まだ打上げられていないが, S-310JA-3号機にも2号機と同様のPIが搭載されている。

II. 100 Km 高度附近における高速電子のふるまい

今井 喬, 竹内 一, 小玉正弘, 和田雅美 (理研)

表1に示した4回のロケット実験中, 23号機は Quiet time に打上げられたので, オーロラが出現していない場合におけるオーロラ帯約100 Km 上空でのバックグラウンド電子の基本的性質が捉えられた。

このロケットは磁力線からほぼ 25° ~ 50° の範囲内でプロセッション運動をしたので, スピン軸に対し 45° および 90° 方向にとりつけられた検出器は, 磁力線から 10° ~ 130° の範囲を scan することになった。これにより得られたピッチ角分布の1例を表1図に示す。磁力線に上方と//方向とではフラックスに1桁以上の差があり, この傾向は高度, エネルギーが高いほど顕著になる。ということは降下電子の殆んどが trapped 型であることを意味するが, ピッチ角が 90° 方向よりやや小さいところに現れるのは, 左右必ずしも対稱でないことともに注目すべきことと思われる。

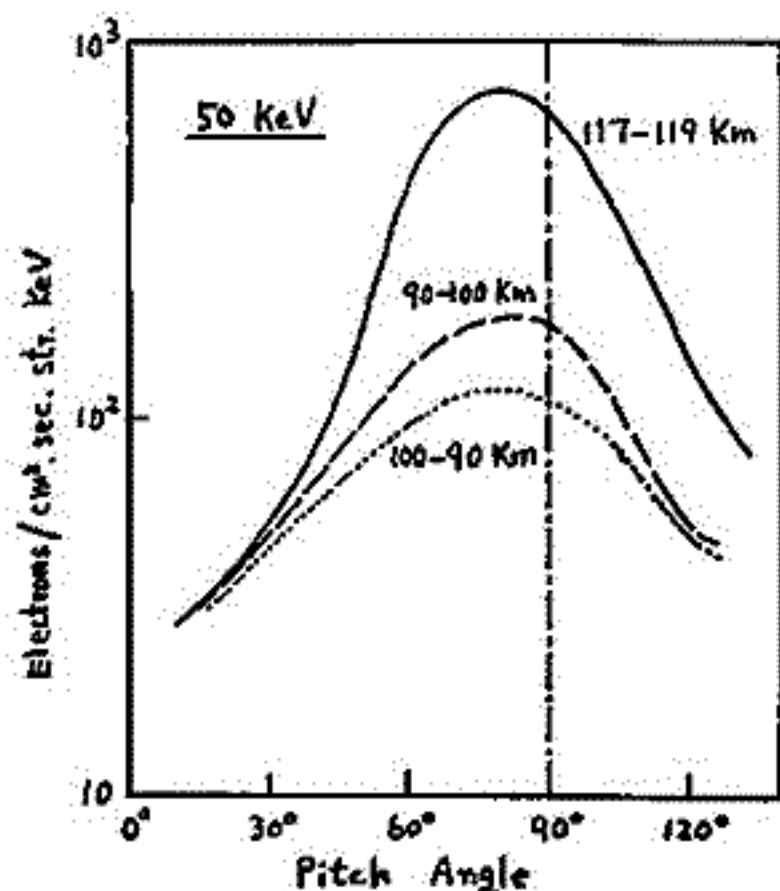


表1図

表2図はピッチ角 $\theta = 90^{\circ}$ 電子の高度分布で, 高度とともに増加する。しかし $\theta = 10^{\circ}$ になると90 Km以上で逆のセンスになる。即ち磁力線に沿って侵入する電子は100 Km 高度あたりで極大になる。

エネルギースペクトル(表3図)は θ が大きいくれゆるい傾斜となる。これは大気中での散乱電子の影響が効いてくるためと考えられる。

全く同じ仕様のPIを搭載した23号機は active オーロラ出現中に打上げられたので, 上記結果との比較によりオーロラ電子のふるまいが明かになるであろう。これについても報告する予定である。

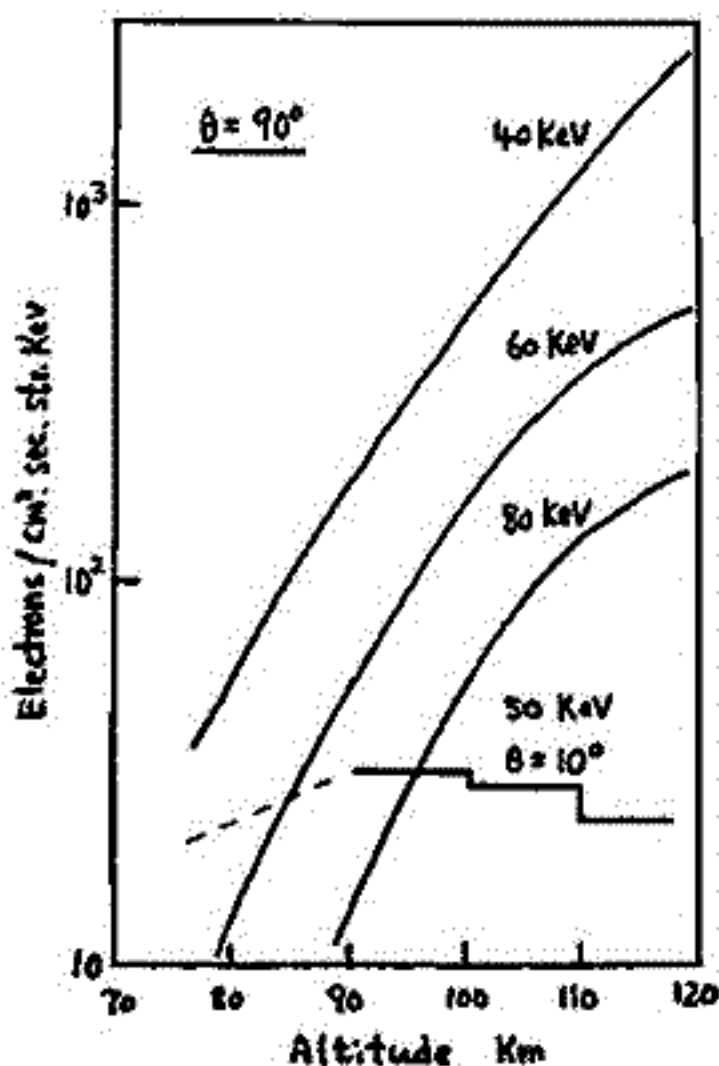


表2図

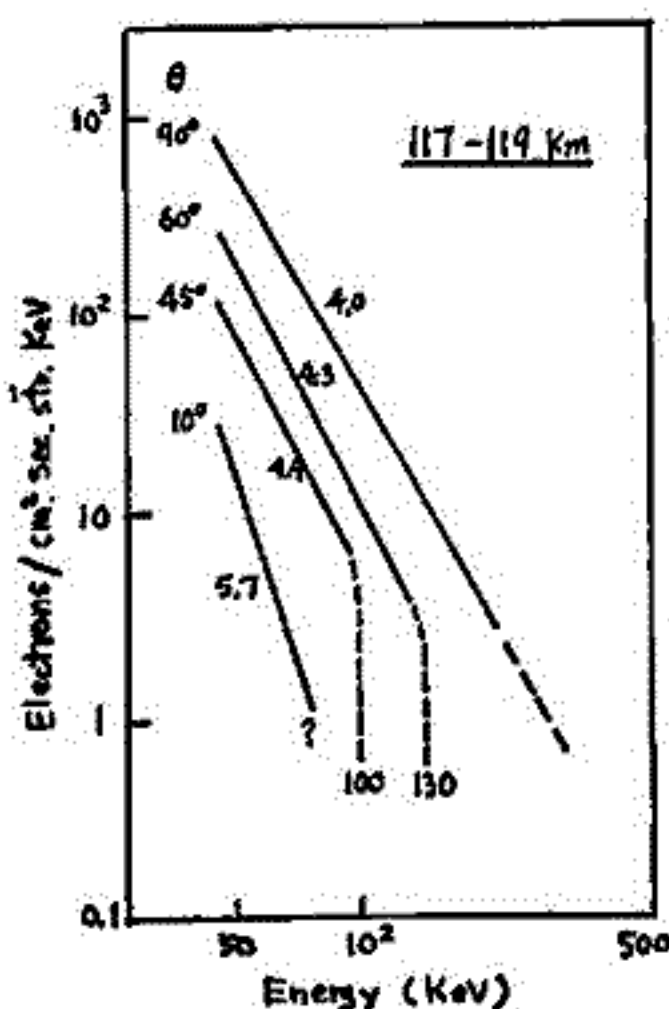


表3図

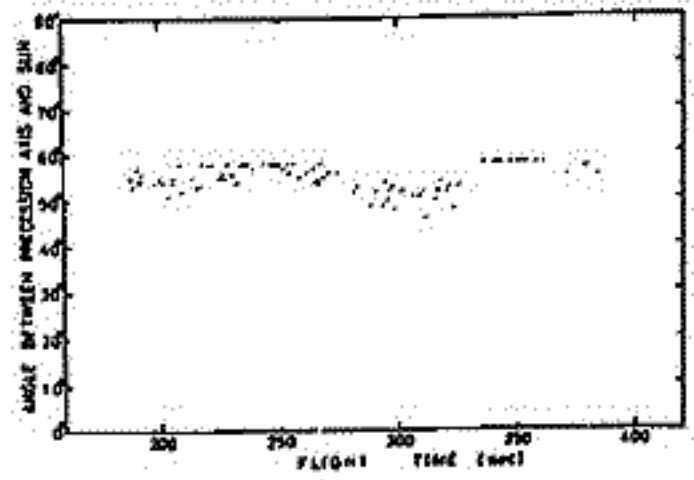
昭和基地上空における静穏時

オーロラ電子束の高さ分布

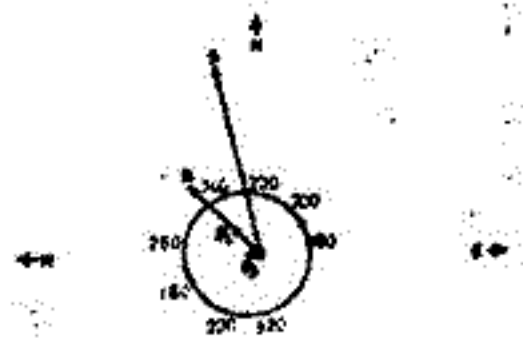
根本 治弥 ・ 須谷 信幸
(神大工)

17次南極観測で静穏時に打上げられたS-310-JA-1号機による降下電子観測(EPM)の結果を示す。得られたデータに Spin Modulation がみられた。これは追実験により、太陽光が漏れて計数されたものと確認を得た。そこでEPMの精度の悪い Sun Sensor と考え、逆にロケットの絶対姿勢を求めることが可能となる。θA とEPMの Spin Modulation の位相差、及び種々の位相遅れを考慮して、ロケットの Precession 軸と太陽方向のなす角を求めると第1図に示すよう全 Flight 中はほぼ一定方向になる。ロケット姿勢を方位角及び天頂角正弦(仰角余弦)で示すと、第2図のほぼ円となる。第2図に示す数字は打上げ後の時間、θは磁力線方向、θsは太陽方向、Rzはロケット打上げ方向である。

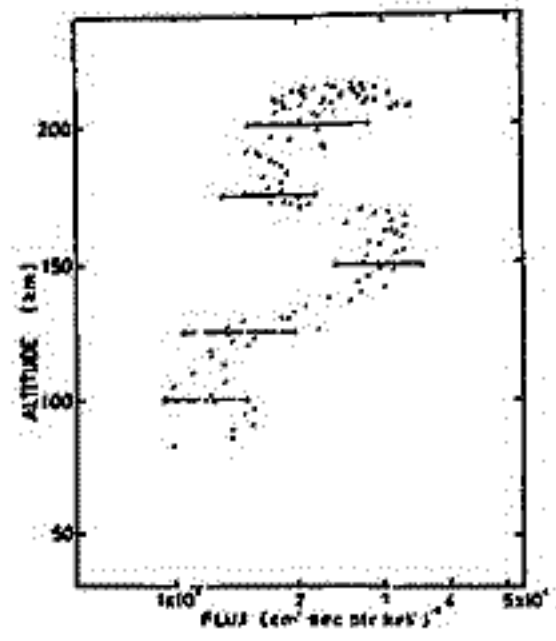
以上より実際の電子束のデータは Sensor がロケットの陰に入った時に得られる。第3図に電子束と高度との関係を示す。電子束の高さ分布において、高度約150kmあたりピークの Peak がみられた。第4図に示すロケットの飛行高度及びロケットと磁力線のなす角(EPM の コリメーターはロケット軸方向であるので、ロケットと磁力線のなす角は Pitch 角とする。)を考察すると、150km あたりは Pitch 角も Peak となる。すなわち第4図は高度分布と Pitch 角分布を重ねたものと考えられる。



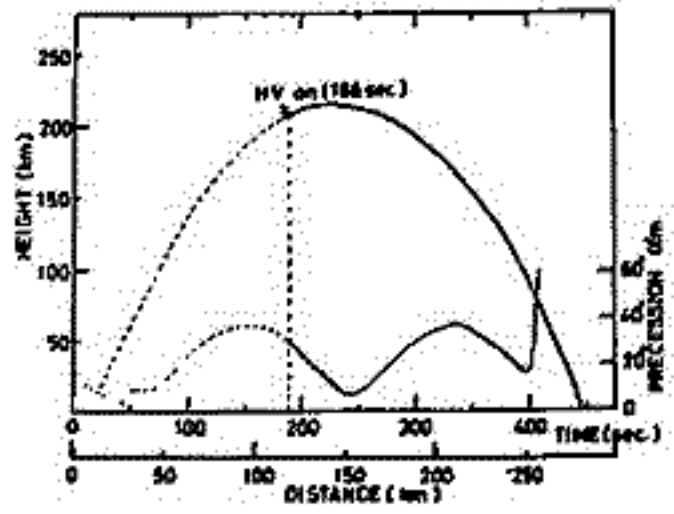
第1図 プレセッション中心軸と太陽とのなす角



第2図 ロケット姿勢



第3図 電子束の高さ分布

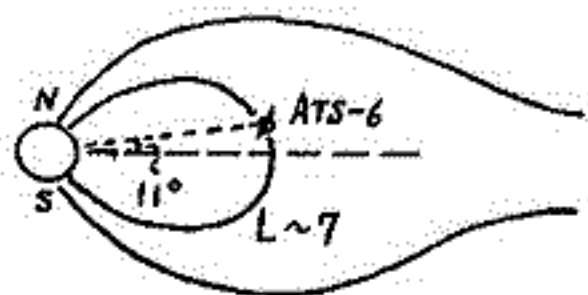


第4図 ロケット飛行高度及び磁力線とのなす角

極域オーロラX線と赤道面高速電子との地磁気共役性

平島 洋, 奥平清昭, 村上浩之 (立教大理)
 小玉正弘 (理研), 面村 純, 藤井正美, 山上隆正 (東大宇宙研)

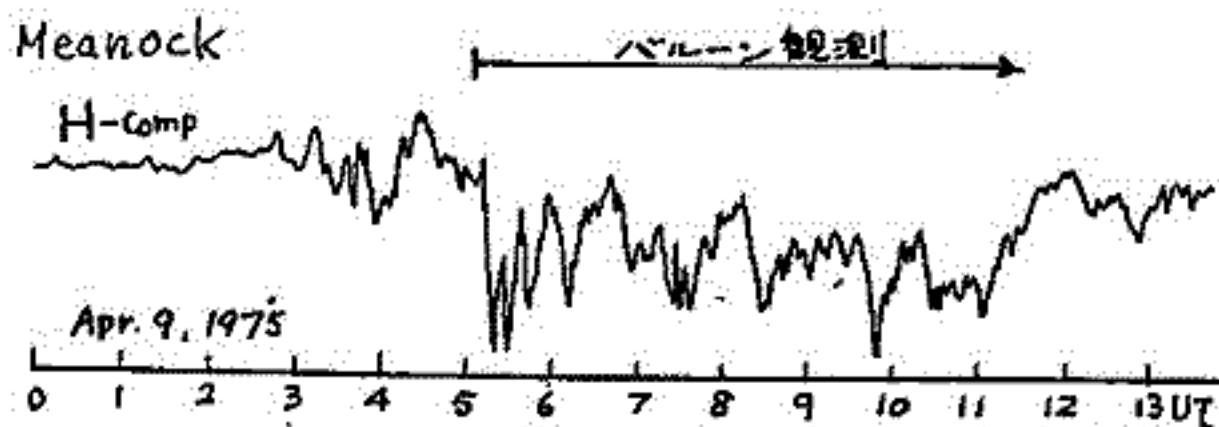
1975年4月8日, 9日に我々はカナダのThompsonにおいてオーロラX線の気球観測を行った。2, 3の特徴的なX線バースト現象について, オーロラX線源の大きさ, 方向, 移動などを既に調べてきた。Thompsonと地磁気共役な位置に近く静止衛星ATS-6があり, 真夜中にはほぼオ1図に示すような位置にある。ATS-6では電子, 陽子および磁場の観測が行われており (Table 1), 今回, 我々が観測を行った4月8日, 9日のデータが得られたので, オーロラX線とATS-6データとの相互関係を調べた。



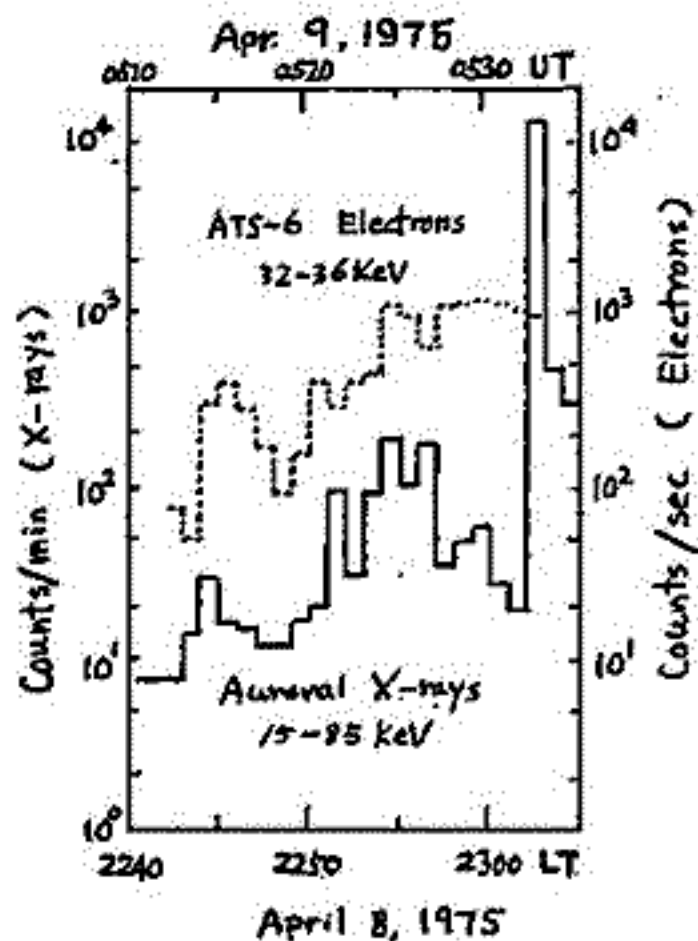
オ1図

オ2図にその一例を示す。0512-0527 UT 間では, オーロラX線と赤道面上高エネルギー電子との計数変化の相関は良いが, 0532 UTではX線の顕著な増加にもかかわらず, 電子の方には大きな変化は無い。このような共役性, 非共役性が, 磁気圏モデルとの関連において論

ぜられる。又, 同時に電子のピッチ角分布とのかかわりについて考察される。4月9日の例は, オ3図に見るような Substorm 中の event である。



オ3図



オ2図

Table 1 Available Data of ATS-6

Object	Lab.	Detector	Energy	Pitch Angle
Electron	UCSD	Ele. Sta. Anal.	1 eV - 81 KeV	30°
Electron & Proton	UM	Semicond. Detector	30 - 50 KeV 30 - 1000 KeV	1. 75°-90° 2. Scann
Mag. F.	UCLA	Fluxgate	-	-

S-310JA-1号機による高周波プラズマ波動の観測

大家 寛, 高橋忠利, 宮岡 宏 (東北大・理)
宮武貞夫 (電通大)

序 極域電離層における波動粒子相互作用の解明を目指して第17次隊の手に引打ち上げられた。S-310JA-1号機は、種々の興味ある観測結果をもたらした。

ここでは、我々の担当したPWH (HF帯プラズマ波動受信装置)により観測された電子サイクロトロン周波数以下の周波数帯における、強い静電波動の発生とその伝播について、報告する。

機器概要 観測機器 (PWH) は、100 kHz ~ 10MHz の周波数領域を、100 kHz ~ 1MHz 及び 1MHz ~ 10MHz の2周波数帯に分離し、それぞれ 250 msec で掃引計測する。

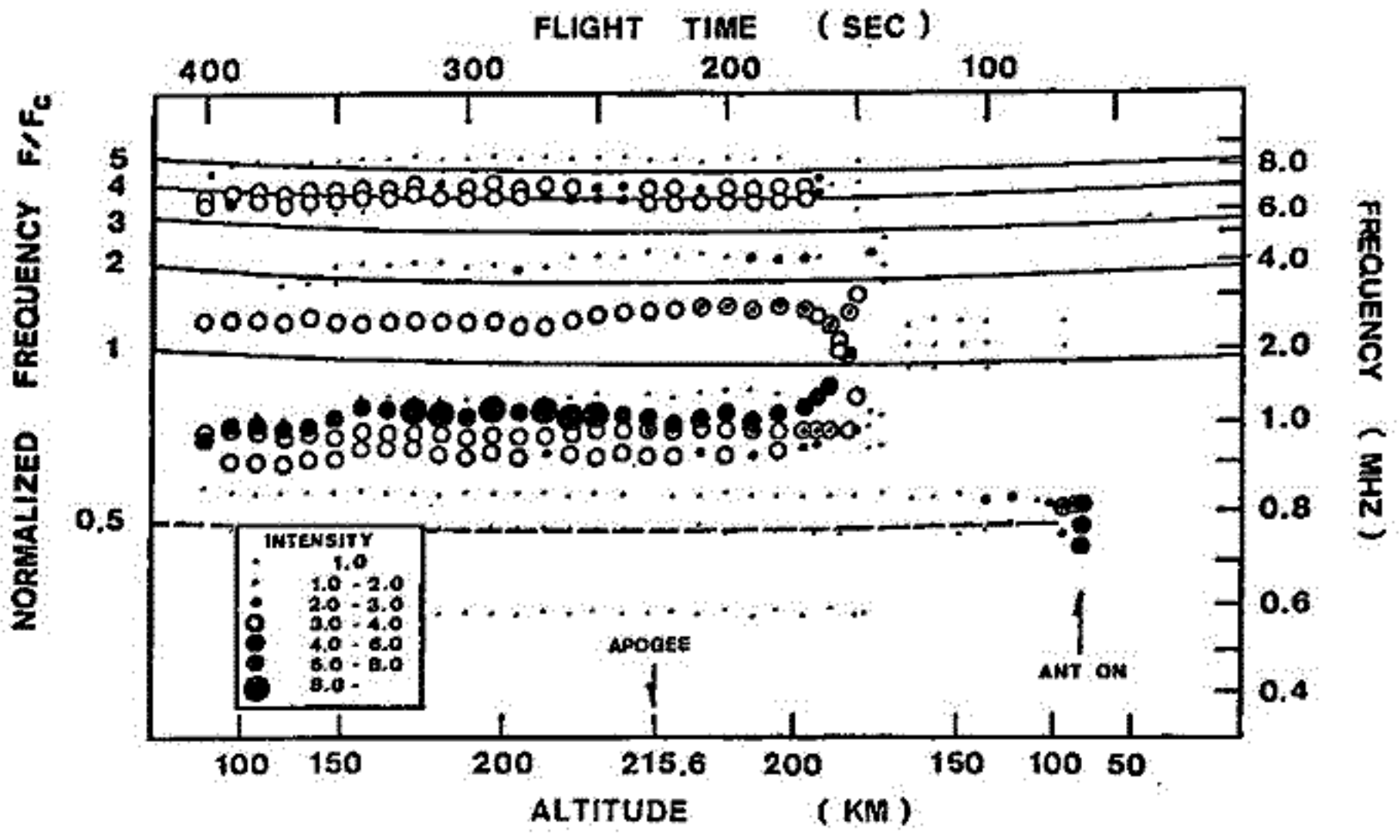
入力感度 2 μ V である。ダイミックスレンジ 60 dB、帯域は、 ± 2.5 kHz (低い周波数領域に対して) 及び ± 25 kHz (高い周波数領域に対して) の受信機が、1.2 m x 2 のダイポールアンテナに接続されている。

観測結果 PWHで観測された高周波プラズマ波動のスペクトラムを下図に示す。電子サイクロトロン周波数以下 (およそ $0.6 \sim 0.7 f_c$) の周波数領域の高周波側に、その強度の peak をもつ強い静電的波動が、ロケット飛行区間の大部分にわたって、受信されている。

結果の解析 比較的弱い温度異方性をもったプラズマ (温度 $\sim 2000^\circ K$) 中で、電子サイクロトロン波に関する分散関係と観測時のプラズマパラメータに対して計算した結果、静電波の領域で、 $0.6 \sim 0.7 f_c$ にわたる周波数帯に強い不安定領域が存在することが判明した。

また、最大の growth rate をもつ波長の波に注目した場合、その growth rate は、高周波側に peak をもつことが明らかとなり、観測事実と良く一致している。

さらに、ロケット姿勢の変動に伴うアンテナの受信特性の変化、及び波の伝播特性を考慮したスペクトラム解析の結果、この現象は、極域電離層プラズマ中に生じた、温度異方性 (あるいは、Loss cone 分布の変形) で、 $T_\perp/T_\parallel > 2$ となったときに生ずる、静電的電子サイクロトロン波の不安定現象として生じていることが、結論された。



スペクトルの解析

山岸久雄* 木村磐根* 松尾敏郎* 鎌田哲夫**

*京大工学部 **名大空電研

実験概要

S310JA-1号機は51年2月13日12:45LTに南極昭和基地から打上げられた。ロケットには主として数KeVの粒子エネルギー測定器とともにHF、VLF帯の波動測定器が搭載され、波動と粒子の相互作用を調べるのが目的であった。VLF測定器の測定帯域は0.2~10kHzであり、受信全帯域にわたる総合信号強度、受信スペクトルを地上へテレメータ伝送した。測定はコアループアンテナで8秒、片側1.2mのダイポールアンテナで16秒(内8秒はアンテナに+3VDCバイアスを印加)の時分割で行なわれた。ロケット打上げが現地の夏の昼間であったため、オーロラ粒子による波動粒子相互作用として顕著なものは無かったが、VLF、ELF帯に興味ある現象が受信された。一つは地上と同時に観測されたコーラスであり(図参照)もう一つはロケットのスピンに強く依存して周波数の変化する静電的波動であった。本報告では特に前者について調べた結果を報告する。

ELFコーラスの高度変化

地上のループアンテナで受信されたコーラスは200~750Hzで、ロケット飛翔中、周波数の大きな変化は見られなかった。一方ロケットで受信されたコーラスはスピンにより変調を受け、次のような特性をもっていた。

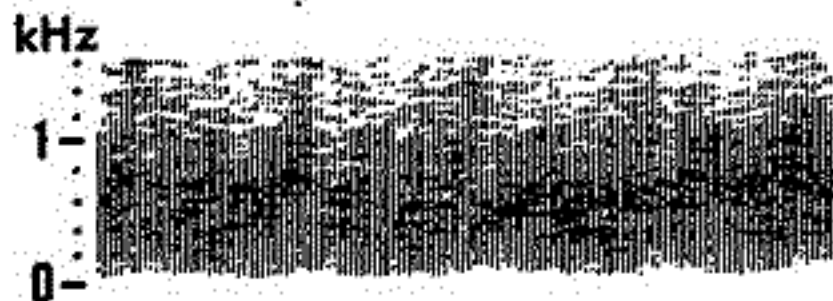
- (i) スペクトル幅は0.2~1.3kHzで、地上より広く、高度により若干変化する。
- (ii) 受信強度については、磁界成分は高度による変化は少ないが、電界成分は高度によりかなり変動し、特にアンテナバイアスを印加しない時は高度が上ると受信強度が著しく低下する。アンテナバイアス印加時に測った電界の絶対強度は $5 \mu V/m(Hz)^{1/2}$ 前後であった。
- (iii) の上限周波数がロケットと地上とで異なるのは、電離層透過係数の周波数特性により説明できると思われ、Full Wave法による計算を準備中である。また下限周波数の一致はコーラスの源が磁気圏内で遠方にあることを意味していると思われ、即ち、コーラスの周波数帯は上部電離圏~下部磁気圏のイオンの特性周波数に一致しているため、コーラスがこの領域を通過する際、イオンの効果で低周波成分がカットオフされることが予想される。

定量的検討を行うには、右回り波から左回り波へクロスオーバーする際のモードカップリング係数をFull Wave法で求める必要がある。スペクトル幅の高度変化は、信号強度の変化と良い相関があるので、周波数分析する際の表示装置の特性による見かけ上の変化の可能性が強い。(ii)の電界成分の強度変化は

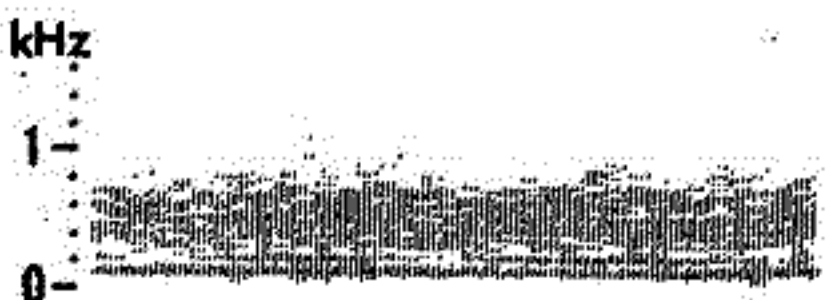
- ① ロケットのグリセーションにより電界の偏波面とアンテナのなす角が変化すること。
- ② 屈折率が高度により変化する事。
- ③ アンテナ周囲のイオンシースの厚さが高度により変化し、アンテナのバックアップファクタが変わること 等の効果を総合することにより説明できると思われる。

結言 以上コーラスのみについて定性的検討を加えたが、今後定量的検討と他の南極ロケットのデータとの比較検討が必要である。終りにこの実験について若野越冬隊長はじめ関係の方々の御苦勞に厚く感謝いたします。

CHORUS - SPECTRUM



ROCKET ALT. 110 km



GROUND 12:46 LT sec

I-47 地磁気脈動と E L F 放射 (Ⅲ)

— Q P エミッションのスペクトル構造と脈動の偏波特性 —

佐藤 夏雄
(国立極地研究所)

Q P エミッションには、地磁気脈動と相関のある Type 1 Q P と、相関のない Type 2 Q P とがあり、両者のスペクトル構造を持つことがすでに明らかになっている。

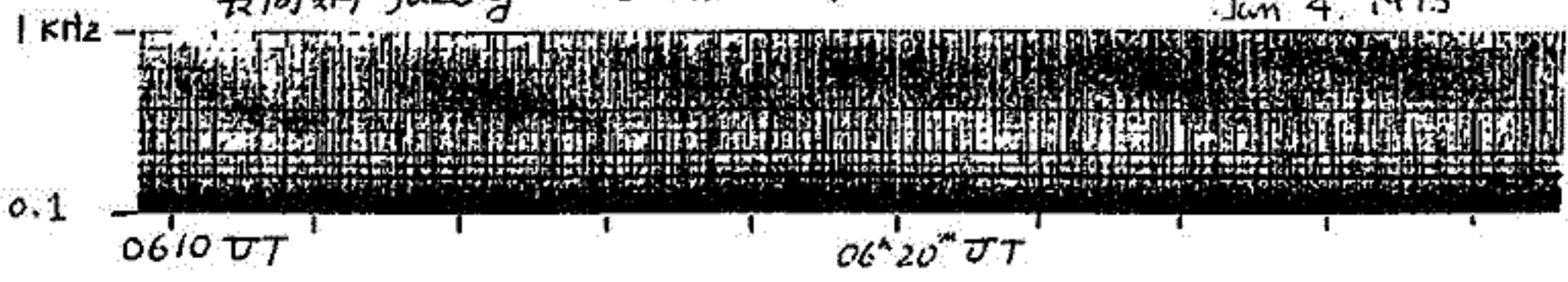
今回は複雑なスペクトル形をしている Type 1 Q P のスペクトル構造、特に dispersion に注目し、地磁気脈動との関係と詳しく調べる。

目新しいスペクトル形として、下図に示したように長周期の falling tone の dispersion を持つ Q P エミッションが見つかった。大部分の Type 1 Q P エミッションのスペクトルは rising tone の no dispersion であることから興味深い例である。この例の発生時刻が、地磁気活動度の大い真方であり、振幅の大い長周期 (~150 オリ) と相関があることから、可視脈動オーロラやオーロラレーダでしばしば観測される poleward expansion タイプの現象に密接な関係があるものと考えられる。別の例として、異なる場所で発生していると考えられる、周波数バンドの分かれた E L F エミッションは、異なる modulation 周期を持つという現象も数例得られた。

地磁気脈動の諸特性は 2 チャンネル FFT スペクトルアナライザーを用いて詳しく調べる。

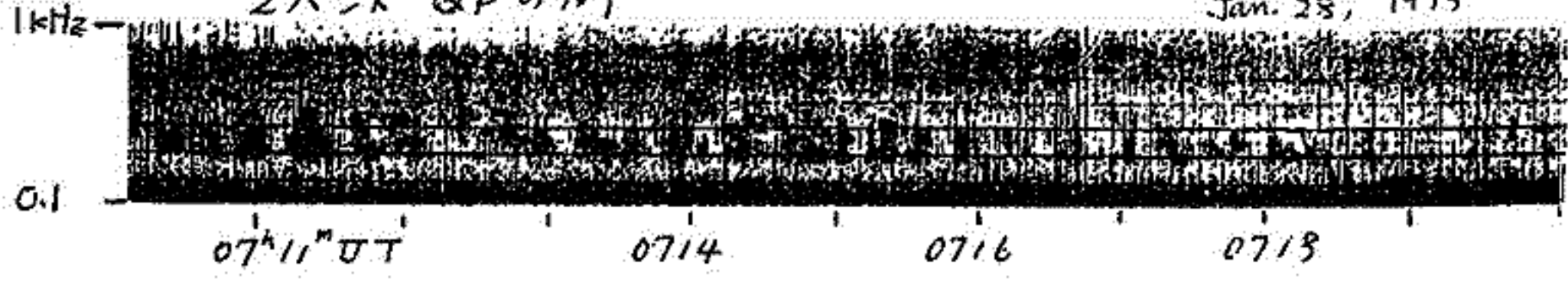
長周期 falling tone Q P の例

Jun 4, 1975



2 バンド Q P の例

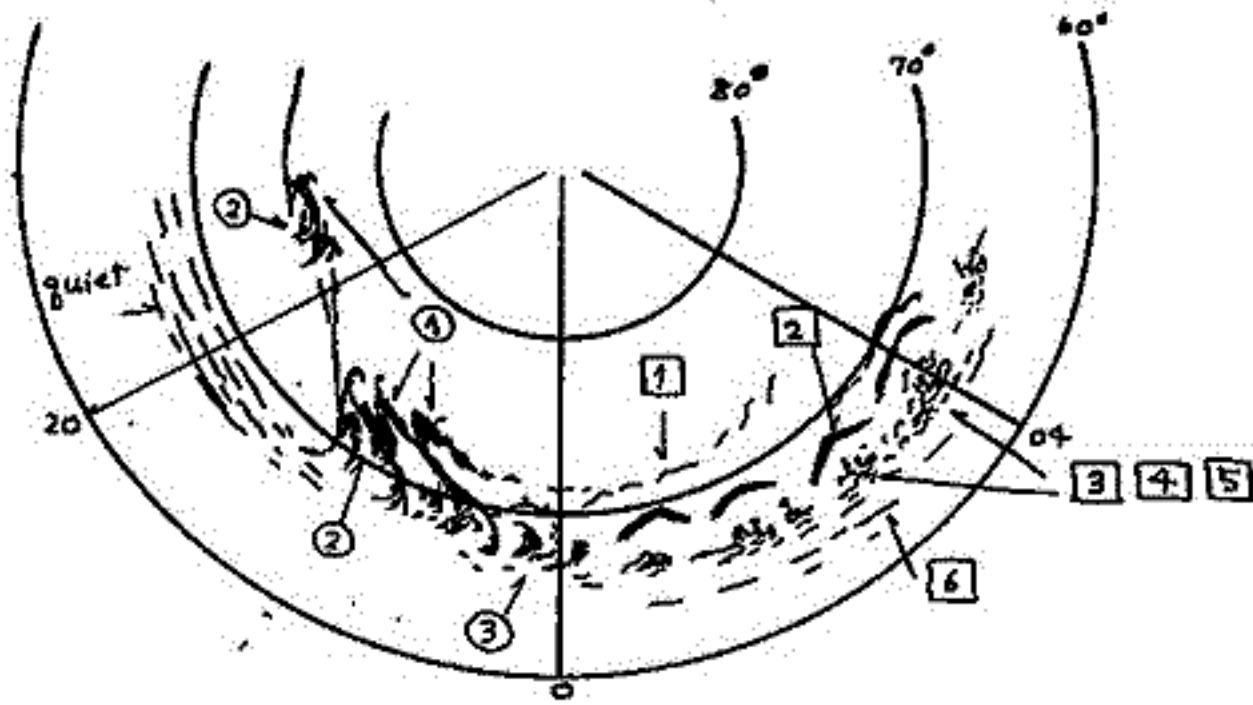
Jan. 28, 1975



小口 高
(東大理)

高感度TVカメラがオーロラ観測に使用されるようになって以来、暗いオーロラについてもその時間変動が知られるようになった。flickering Aurora, pulsating aurora, auroral wave等いくつかの新しい発見、或いは従来知られていた現象の書きかえが行われて来た。しかし、TVカメラの特徴を生かしたこれらの早いオーロラ変動が、オーロラ全体のどの部分に、どのような時期に現われるか、については、まだ余りまとまらないう。以下、従来各地で行われて来た光電観測、TV観測の結果をまとめ、昭和基地でのTV観測、チャール、トンプソンでのTV観測及びコールドレイクでのTV観測の結果を中心としてオーロラ短周期変動の種類とそれらの分布を集成する。

時間帯	緯度	特性	変動の種類	場所	周期	伝播方向	伝播速度	
DUSK ↓ MIDNIGHT	HIGH LAT	discrete (sheet)	① Splitting or folding over	poleward front	0.1 ~ 100 sec	along arc	1 ~ 100 km/s	
			② rotational ripple (flickering)	remnants of expansion	0.05 ~ 0.5 sec	rotational	30 ~ 100 km/s	
			③ curl etc	remnants of expansion	1 ~ 10 sec	roughly along arc	1 ~ 20 km/s	
	LOW LAT	Striation diffuse	No rapid variation					
DAWN ↓	HIGH LAT	discrete	① Splitting or folding over (fragmentation)	poleward front	0.1 ~ 100 sec	rotational	1 ~ 100 km/s	
	MIDDLE	diffuse	② poleward propagation of arc	higher than patch	5 ~ 100 sec	poleward	1 ~ 50 km/s	
	LOW LAT	diffuse	③ pulsating patch	Near low lat border	0.1 ~ 1 & 5 ~ 100 sec	non propagating		
			④ expanding patch	"	"	expansion	10 ~ 50 km/s	
	LOWER	faint	⑤ flash	"	"	"	expansion?	≥ 100 km/s
		faint	⑥ equatorward propagating arc (auroral wave)	Lower lat. than diffuse border	"	"	equatorward	≥ 100 km/s



図はオーロラの各種短周期変動の分布。

脈動型オーロラとオーロラコーラス

小口 高, 村 幹治, 鶴田浩一郎, 岡分 征, T. Watanabe, R. E. Horita
(東大理) (東大理, UBC) (東大宇航研) (東大理) (Univ. of B.C.) (Univ. of Victoria)

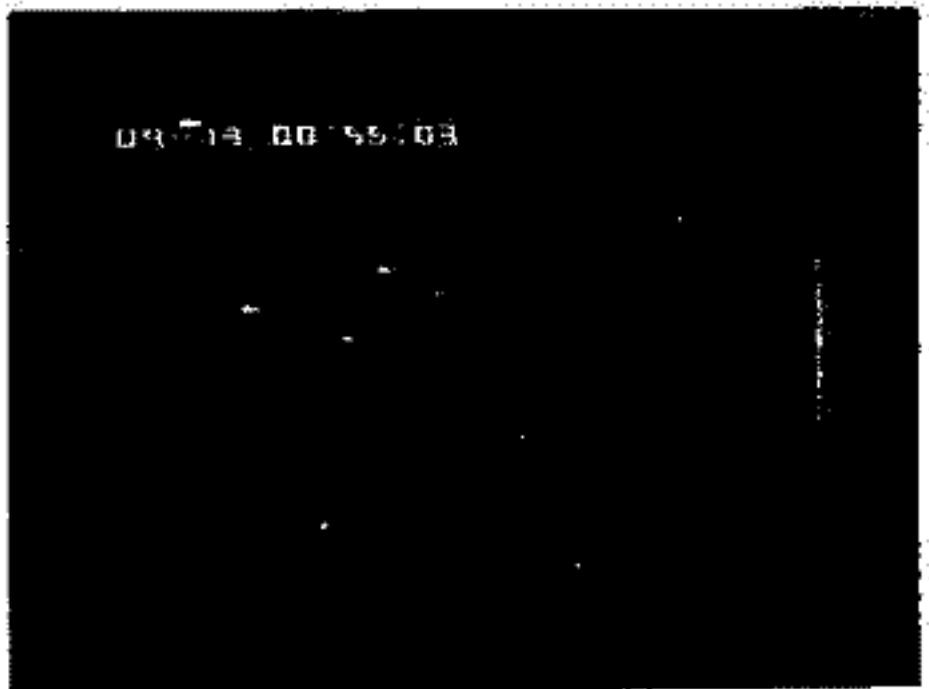
I M S 観測の一環として 1975年9月, 1976年9月, 及び 1977年2月に実施した Churchill, Thompson の 2 隻におけるオーロラ TV 観測, VLF 方探観測の結果, 晩方に現われるオーロラコーラスと脈動型オーロラの関係について次の事柄が知られた。

1) 脈動型オーロラは多くの場合, 晩方の Oval I に沿ったいくつかのブロックに分れて存在し, (Core of Pulsating Aurora), その領域で脈動現象が顕著である。

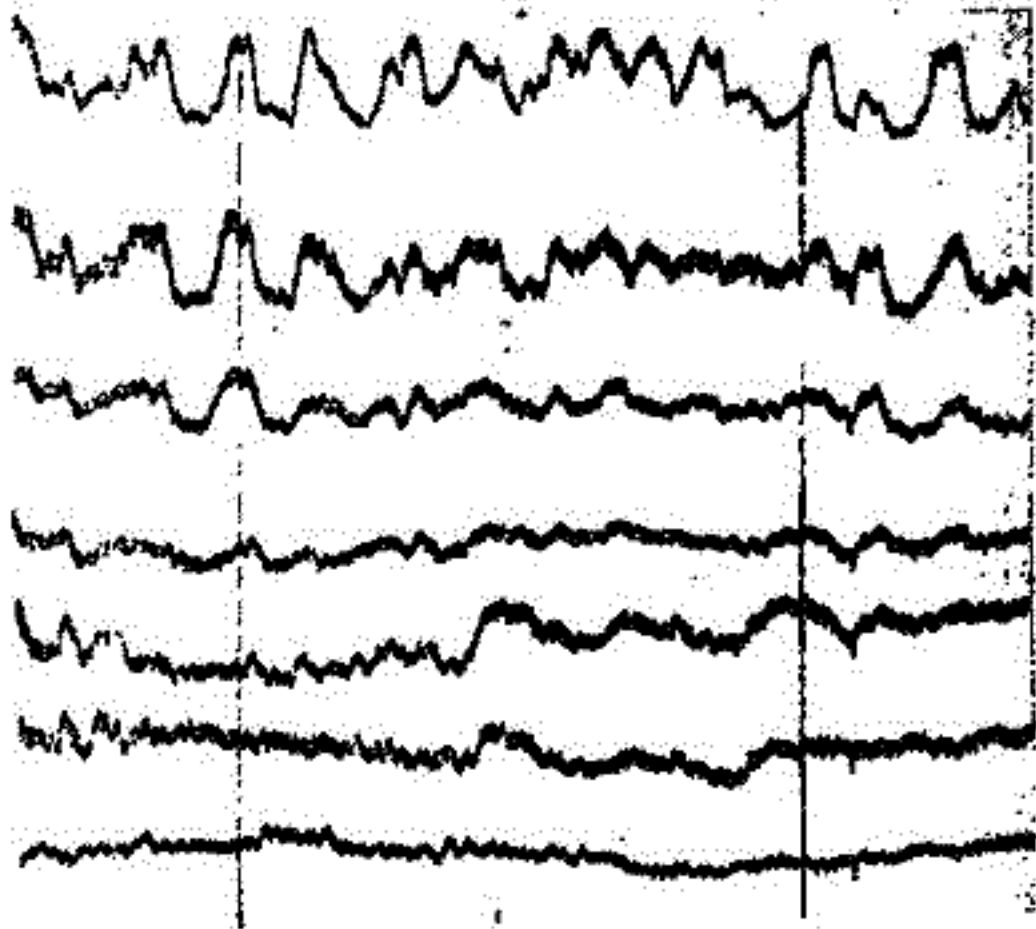
2) オーロラコーラスは一般に到来方向のまともリが強いが, 全体としてはそれらの脈動中心領域の方を向く。

3) しかし, 脈動中心領域及びその近傍には, 多くとも4種類の互に異なる脈動型或いは伝播型オーロラが存在し, 又, その中心をなす脈動型 patch の場所によって著しく異なる振舞をする(下図参照)ので, 個々のコーラスとオーロラ変動との対応を見出すのは著しく困難である。

4) 発生 mode から推定すれば対応関係は fast auroral wave 又は flash type のオーロラに於けるのが妥当と考えられる。



脈動型オーロラ中心領域の例, 中央部の明るく部分が Core。



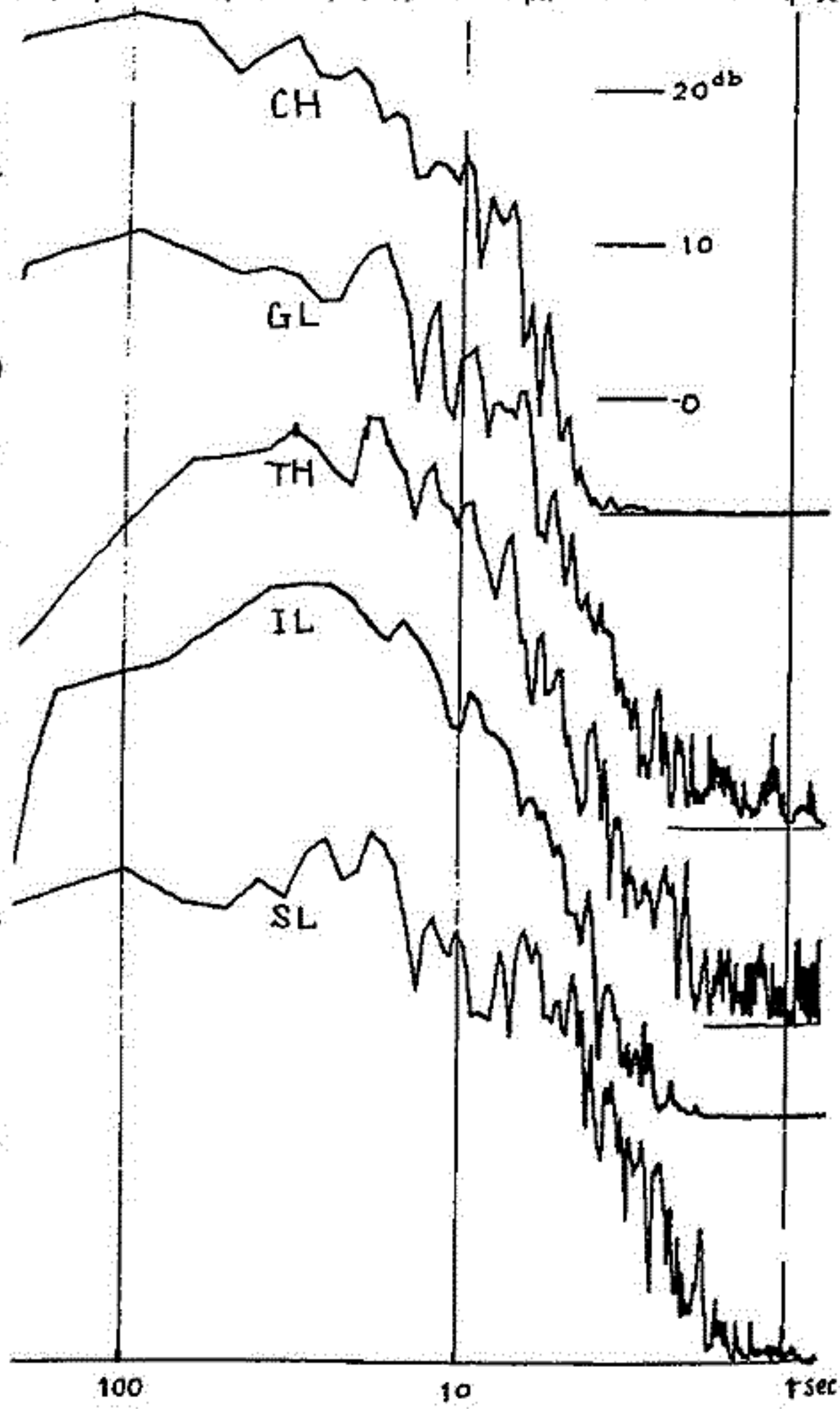
0855 SEPT 23, 1976. 0856 UT

上図に示すオーロラ脈動中心領域内の patch の明さの時間変動, 同一の脈動中心領域内にあるそれぞれの patch の脈動は著しく異なる。

小口 高, T Watanabe, 鶴田浩一郎, 林 幹治, 岡分 征, R E Horita
 (東大理) (Univ. of BC) (東大宇航研) (東大理, UBC) (東大理) (Univ. of Victoria)

I M S 観測の一環として 1976 年 9 月 および 1977 年 2 月に実施した, Churchill, Thompson 2 隻におけるオーロラ TV 観測, Churchill, Thompson, Grillam, Island Lake, Star Lake 5 隻における ULF 観測の結果, 暁方の地磁気脈動 (Pi-C) とオーロラ脈動との関係について次の事実が明らかになった。

- 1) オーロラ脈動, 地磁気脈動とも同時記録について同相の顕著な相関性があり, 低緯度側で短周期変動が卓越する。
 - 2) オーロラ脈動は時間的にも空間的にも一様ではなく, 暁方の Oval に沿っていくつかの pulsation の中心領域が存在する。(Core of Pulsating aurora)
 - 3) これに伴って, 地磁気脈動も又局所的であって, オーロラ脈動の著しい領域でその振幅も大きい。
 - 4) 一般にオーロラの pulsating patch のおろろりは数十 km ~ 100 km と小さいものが多く, 従って個々の patch の pulsation と地磁気変動のスペクトルとは, 全体的によく対応するとは限らない。但し, 対応成分は含まれていることが多い。
- これらの事実から知られるようにこの種の変動は Correlation length が短かく, 地上観測に因する限りは電離層電流の変動の影響を大きく受けているものと考えられる。



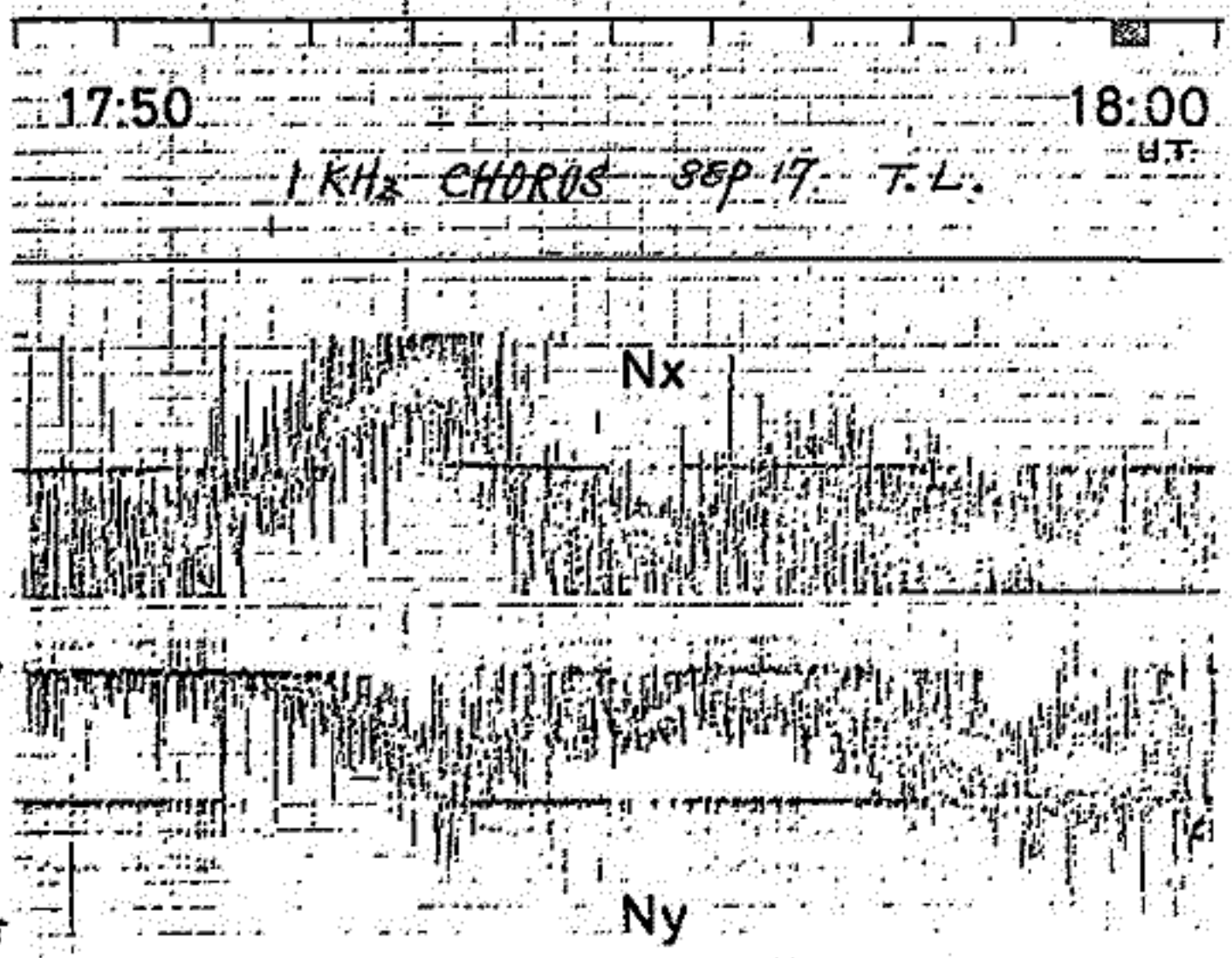
図は CH から SL に至る間の地磁気脈動スペクトルの比較, SEPT 18, 1976, 0600 - 0615 UT, 緯度が下るにつれ, 高い周波数成分が急速に増加する: と知られる。H 成分, INPUT 3.16 V RMS

昼間極光帯でのコーラス源

鶴田浩一郎 (東大宇宙研), 小口高 (東大理), 林 幹治 (東理, UBC)
国分 征 (東大理), T. Watanabe (Univ of B.C), R. E. Horita (Univ. of Victoria)

IMS観測の一環として1976年9月および(1977年2月に Churchill, Thompson) の実験したVLF探観測の結果、昼間側極光帯におけるコーラス源領域の変動について次の事実が知られた。

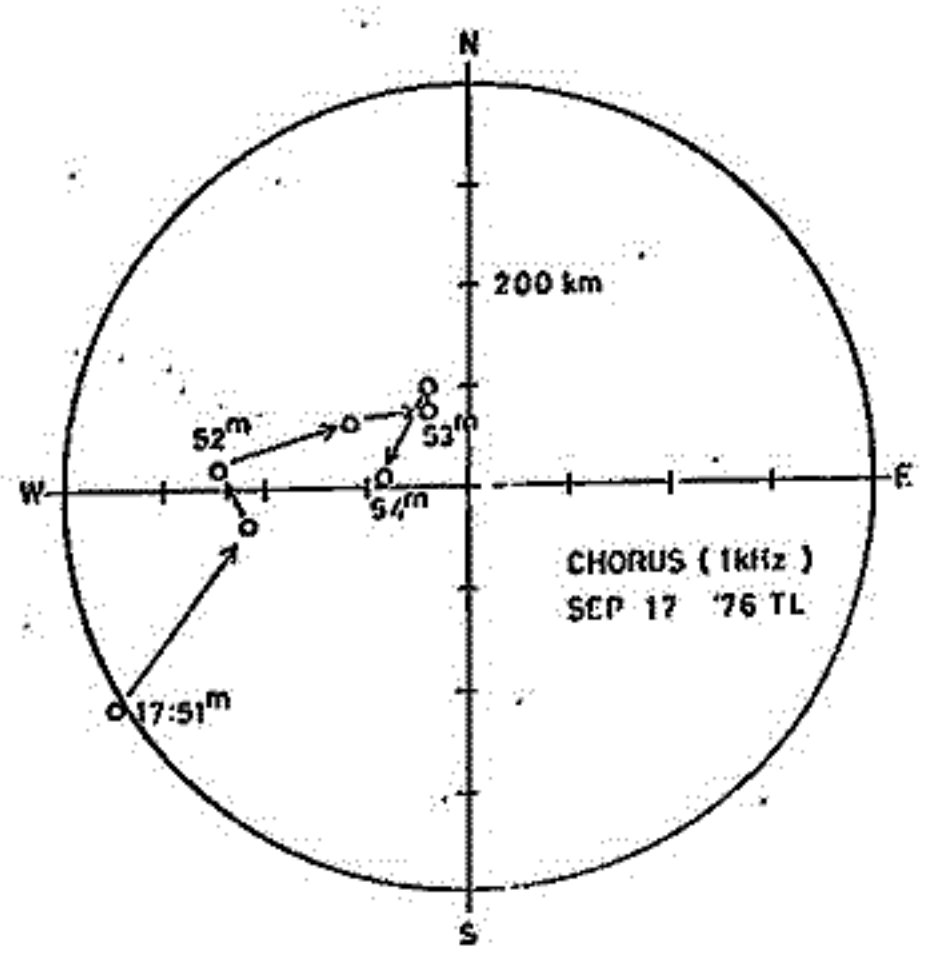
- 1) 一般的傾向としてコーラス源は magnetic noon を、前には南東側から現われ、次第に西に移動し午後、南西に消える。
- 2) その強度変化は、従来知られている結果と同じく、Si 的日地磁気変動によるように見える。
- 3) コーラス源の移動は、小さな磁場変動を伴っているらしい。



才1図 コーラス源の早い時間的変動の一例

- 4) 強度の Q-P 的日変化、および Periodic 日変化に伴って到来方向も変動するように見えるものもある。

このようなコーラス源の早い時間変動に付随する地磁気変動としては、汎世界的に Si 的変動、夜間側での local expansion, IMF 変化に基づく Cusp 領域での変動などが考えられる。



才2図、才1図1751UT-1754UTの間のコーラス源の移動

鶴田浩一郎(東大宇宙研), 小口 高(東大.理), 林 幹治(東大.理, U.B.C)
 園分 征(東大.理), T. Watanabe (Univ. of B.C), R.E. Horita (Univ of Victoria)

IMS観測の一環として1976年9月および1977年2月に、カナダのマニトバ州北部、Churchill及びThompsonにおいて実施したオーロラTV観測とVLF探観測の結果、極光帯近傍でのヒス型エミッションについて次の事実が明らかになった。

1). 極光帯におけるヒスには最低二種類の異なったタイプのものであり、一つ(Type-1)は、局地的オーロラ活動と時間的にも空間的にも極めてよい対応を示すが、他の一つ(Type-2)は近傍におけるオーロラ活動との対応が余り認められず、むしろ、東側(真夜中に近い方)でのオーロラ活動(local break up, Travelling surge等)に伴って、活動域の西側の、まだオーロラ活動が盛にない前の領域で発生するよう見えるものである。

2). Type-1 hissの特徴は

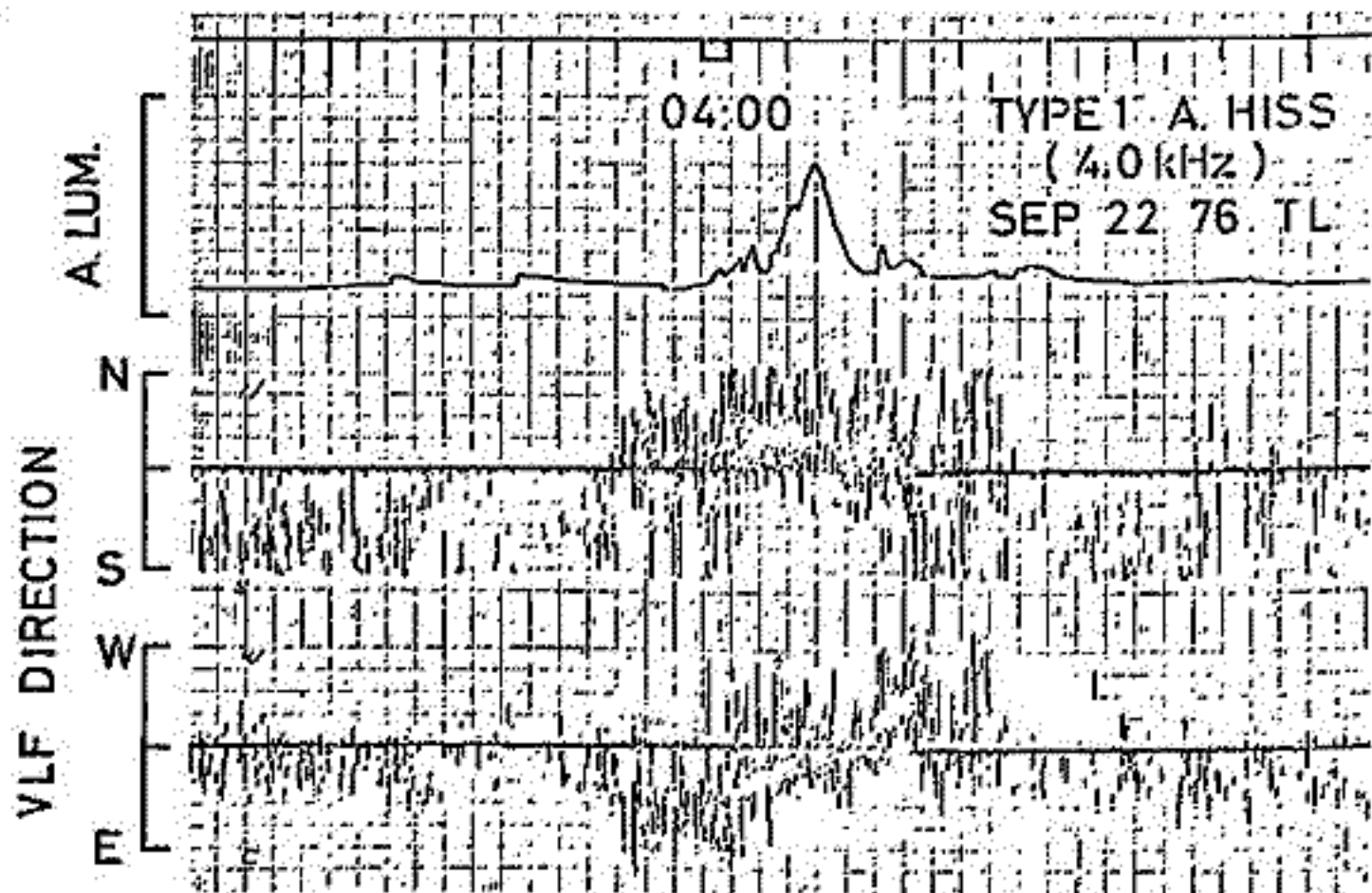
- 2-1. 局地的オーロラ活動と同時に現われ、オーロラ活動の移動に伴って到来方向もほぼ同じように移動する。
- 2-2. 到来方向は周波数によらずほぼ一定で、オーロラ活動の方向を向く。
- 2-3. そのスペクトルは極めて特徴的で、2kHzから上ではflatであることが多く、2kHzあたりにはpeakをもつこともある。

3). Type-2 hissの特徴は

3-1. 局地的オーロラ活動とは対応せず、東側(真夜中に近い方)でのオーロラ活動に伴って、その西側の領域で発生するよう見える。

3-2. そのスペクトル構造は従来云われていたように5kHz~20kHz辺に中広いピークを持つが、スペクトル型は一定ではなく時間的に大きく変動する。

3-3. この種のヒスの到来方向は強い周波数依存性を示し、低い周波数では(~2kHz)多くの場合天頂近傍から到来するとの



オ1図. オーロラ強度と Type-1 hiss 到来方向の変動。ヒス到来方向が 0400-0402の間に、天頂や、北側を東から西に動いていすが、これはこの時間のオーロラ活動域の移動と一致している。

3点時間差計測によるオーロラビースの到来方向の測定法

西野正徳, 田中義人, 岩井 章
 (名古屋大学, 空電研究所)

極光帯で発生するオーロラビースの到来方向の測定は, 筆者等が1967年117-頁, 及び南極昭和基地で, 電磁波のTM波成分とTE波成分とを分離するR-T法を用いた。この方式は波の方向が *monochromatic wave* と仮定し, 時に有効である。この測定等は垂直電場成分と水平磁場成分のアナログ演算によるエネルギー流の方向を測定する方式と間接し, 直接等はE-F放射の到来方向の観測結果を報告している。しかしVLF帯において強度の強いオーロラビースは, その入射角には白色雑音に近く, 主として向かう到来方向が多岐にわたる。これを克服する為の角の相関を測定する。波の性質を知り, 尤も上記, 3点間の相互相関から波の到来時間を計測することによりオーロラビースの到来方向を測定する新しいDFシステムの開発を南極観測, 計画している。その原理は, 図1の座標系において直交平面波と仮定すると, M-S1間とM-S2間の到来時間差は, $t_1 = \frac{d}{c} \cos \theta \sin i$, $t_2 = \frac{d}{c} \sin \theta \sin i$, (c は光速) 故に, 方位角 θ 及び入射角は, $\tan \theta = t_2/t_1$, $\sin i = \frac{c}{d} \sqrt{t_1^2 + t_2^2}$ になる。

時間差法DFシステムの構成が及び観測点の位置を図2に示す。VLF・LF帯のオーロラビースの信号を3点で受信し, 時間差を計測するために, S1, S2に受信した信号をM局まで広帯域テレメータに送る。搬送周波数は24Hz 近辺を用い, 約1MHzの伝送帯域を有する。観測点間の距離は約20kmとすると, この距離は長い程, 時間差計測の分解能は良くなる。したがって到来方向の測定精度は向上するが, 干渉波, 条件が悪い場合, テレメータの伝導が困難になる。詳細なシステム構成及び測定の精度については後述の報告する。

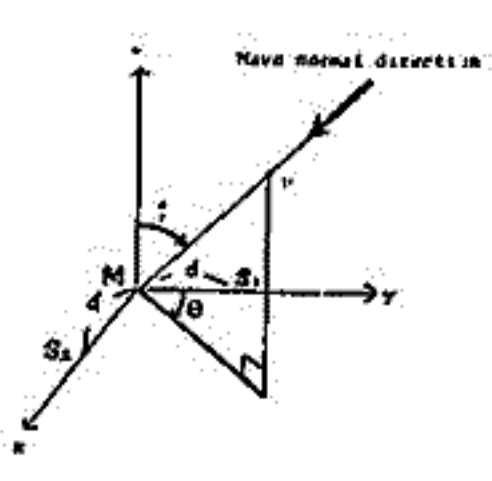


図1. 座標系

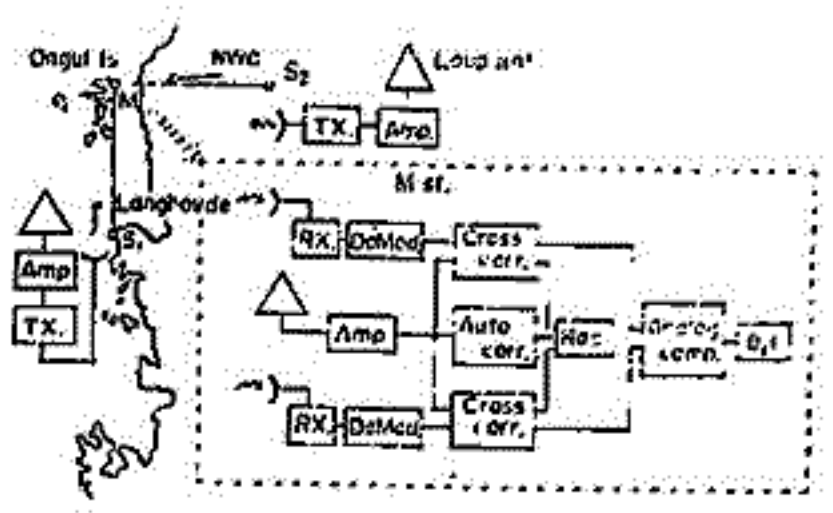


図2. DFシステムの構成及び観測点の位置

FIELD-ALIGNED CURRENTS AND POLAR-CAP GEOMAGNETIC PERTURBATIONS

飯島 健 (東京大学理学部)
藤井 表

著者は Triad 衛星の磁場計測データから field-aligned currents 固有特性を明らかにした。この際 field-aligned currents は大きく 2つの部分から成ると判明した。一つは region 1 currents と呼ぶところ、dayside に磁場の中心を以て静穏域に存在し、substorm activity の general intensity level に依存して強度が変化する。他は region 2 currents と呼ぶところ、night side に磁場の中心を以て、local substorm activity 時に local intensity level に依存しては大きく変化する。この結果、高緯度地域の昼間領域にはほぼ net field-aligned currents が存在し、その中心は ~0700-0800 MLT (電流は電離層に流入) と ~1500-1600 MLT (電流は電離層より流出) にある。著者はこの polar cap geomagnetic perturbations の生成機構は重粒子降線と結びつけられていると推定した。これは、いくつかの events における region 1 currents の下で Thule 観測所では極域中心部にある地磁気変動と比較し、特に季節による違いを調査した結果、net field-aligned currents が自身から作る磁場変動 (すなわち dusk to dawn 間の電離層電流の地上に生ずる磁場変動と等価) の polar-cap geomagnetic perturbations の一成分と推定されている。polar-cap の地磁気変動を即ち電離層電流 (特に午前側に流入し、午後電流は field-aligned currents となり Hall 電流) に全部還元できるという問題があるように思われる。field-aligned currents が自身から磁場変動を地上に生ずらせた。これは dusk-to-dawn 電流と等価の表現と一致する。これは、この地磁気変動は、測定された電場データ、polar-cap 地磁気変動の季節変化等と一致している。consistent に解釈されている。この解決に役立つことを願う。

佐藤 哲也
東 大 理

全てのオーロラが、E₀E₁の機構によって支配されているとは考えにくい。その形状・運動から見て、少なくとも、次の3つのタイプに分けて取組むことがオーロラ理論を築く上で近道であると考えられる。

- (I) Pre-break up auroras (Quiet auroras), (II) Break-up auroras (Discrete auroras)
- (III) Post-break up auroras (Diffuse auroras)。

(II)のタイプは恐らく磁気圏尾部での磁気リコネクションのよう形状カチストロフィに起因しているものと考えられる。この点については、現在、林・佐藤により研究中で、他の精進に中ずる。(III)のタイプに関しては、恐らく磁気圏尾部でMHD波が原因に因縁しているものと考えられ、玉尾により研究が行われていた。この論文では、(I) 即ち Quiet arcs の主要理論を提唱する。

観測で得られた growth phase におけるオーロラは、その周辺の状態の主なものを以下に挙げる。

- (1) Mozer等のバルーン観測によると growth phase におけるオーロラ領域には西向きの電場が飛達する。
- (2) Alaska大学グループのジェット機による観測(英役)によると Quiet arcs は南北両半球に非常に多い英役(村)を反して出現する。
- (3) Rice大学グループのロケット観測によると、(i) Quiet arc には一對の上下 field-aligned 電流 (~10 μA/m² 程度) が伴う。上向き電流(降下電子流)の位置は、先オーロラと一致し、下向き電流はアークの赤道側に隣接している。(ii) 上向き電流の主な組成は 500 eV 以下の電子であるが、数10%の keV 電子の寄与がある。下向き電流には keV 電子の寄与は認められず。(iii) アークには数1000 A のエレフトジェットが伴う。その向きは、西向きであることも東向きであることもある。(iv) アークは大体 100 m/s 程度の速さで赤道側に動く。(v) アークの中は大体 20 km 程度である。

(4) アーク内では電場が外部に比べて急激に減少するとの観測結果も報告されている。本論文の目的はこのよう観測と矛盾なく説明しうる理論を作ることである。磁気圏-電離圏結合系を記述する方程式と1次元式を導く(磁気圏と電離圏の接合部を境とする)。

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\gamma}{eh} j_a - \frac{1}{eh} j_{||} - \alpha(n^2 - n_0^2)$$

$$\frac{\partial j_x}{\partial x} = \frac{j_{||}}{e}$$

$$j_x = -M_H e n E_{y0} + M_P e n (E_{x0} - \frac{\partial \phi}{\partial x})$$

$$\phi = -\gamma j_{||}$$

j_h : field-aligned current $j_{||}$ の hot electron current 成分
 γ : ion pair production rate
 E_{y0}, E_{x0} : 東西, 南北方向の電場成分 (地球半径10⁴ km)
 α : 磁気圏-電離圏結合係数 (磁気圏200 km; 電離圏)

この結合方程式から、磁気圏-電離圏結合の東西に長く延び、南北方向の中心数10 km 程度(電離層レベル)の擾動に対して不安定であることが結論される。以下上の非線形方程式系を時間発展を解くことにより、前述の観測結果と全くと矛盾なく満たす解に十分の速さ(10秒程度)で飛達することから結論される。精進では理論の概算と得られた結果は一致する。

三浦 彰・佐藤 哲也
東大理

さまざまな不均一性によ、2種類の不安定性が存在する磁気圏プラズマ中では、速度シア-によ、2起る流体的不安定性も存在する。この不安定性については過去において特に磁気圏境界域で太陽風プラズマ運動量の磁気圏内への輸送という問題に関連して数多く論じられた。また既に報告してきたようにオーロラの小規模な運動形態の中には明らかにシア-不安定性が原因と思われるような渦運動が存在する。

磁気圏境界域でのシア-不安定性による運動量輸送は、現在では磁気圏全体を考えた上で重要な役割を果たすとは考えられないが、その大きさを見積も、おくことは無駄ではない。また最近、衛星観測によ、2コンベクション速度のシア-によ、2生ずる静電流乱流について、その速度シア-との相関及びその波数スペクトル等の情報も得られるようになり (Kintner 1976)、より詳細な検討が可能になった。

このような点からシア-不安定性について、それによ、2不可避的に生ずる輸送現象及び不安定性が十分に発達した段階での波数スペクトル等について知、おくことが必要となる。そこで以前にオーロラの渦運動に関連して報告した2次元静電シア-不安定性についてモード数をふやし (10個のモード) 数値解析を行ない準線型的な輸送現象及び非線形段階での波数スペクトル等について得られた結果を報告する。最大振幅は1個のモードの場合とほとんど変わらず波の安定化に高調波はほとんど効かないことがわかった。またエネルギーの波数スペクトルは k^{-4} の形で表わされ $k \sim 4$ となることが判明した。

AURORAL INFRASONIC WAVE (AIW) の RAY TRACINGS

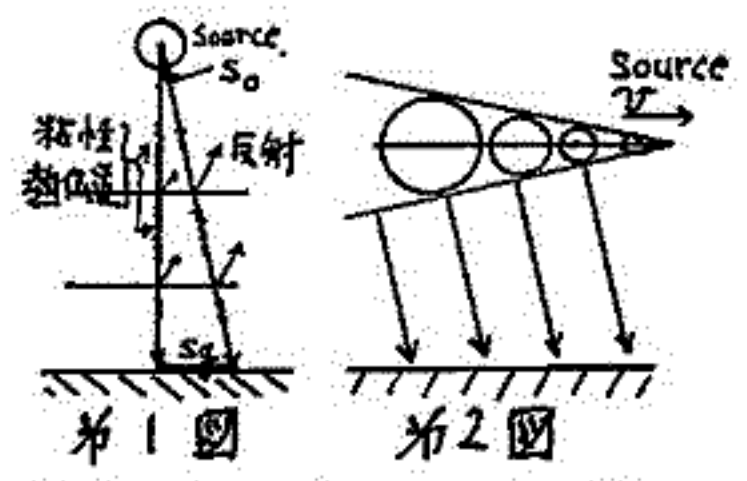
鈴木 裕
(大阪市大・工)

大気を高さ5kmの水平層の重なりと考え、AIWのRay Tracingを行なった。CIRA 1972をモデルとした。

1. 音波の減衰

音波の減衰の原因は、図1図のようには、

- ① 層境界での反射、
- ② 粘性、熱伝導による減衰、
- ③ Rayが拡散しenergy密度が減少する(S_0/S_g になる)。



があるが、無限長電流が音波を飛ばしながら全天を極から赤道に掃く時は、図2図の様に、全天に音源が存在するのと等価であり③による減衰はない。①、②に因っては、たかたか1/10ぐさいに減衰するのみである。(第55回講演会要稿P.46. Mem. Fac. Eng. Osaka City Univ. 74 P.33)

2. 低緯度地方への伝播

緯度70°における冬の音の伝播路を、図3図に示す。図に示される様に直接波では音源直下よりせいぜい160kmぐさい離れた所までしか到達しない。反射波では上方から発射した波が350km離れた所まで到達している。しかし観測例で見ると反射波は直接波の半分以下の音圧になり、ノイズレベルに近くなる。また低緯度への伝播の場合Rayの拡散(前述1の③)による減衰がある。したがって、低緯度でAIWが観測できるのは、50~130km高度に形成されるダクトがたまたま観測点で地上に降りている場合である。

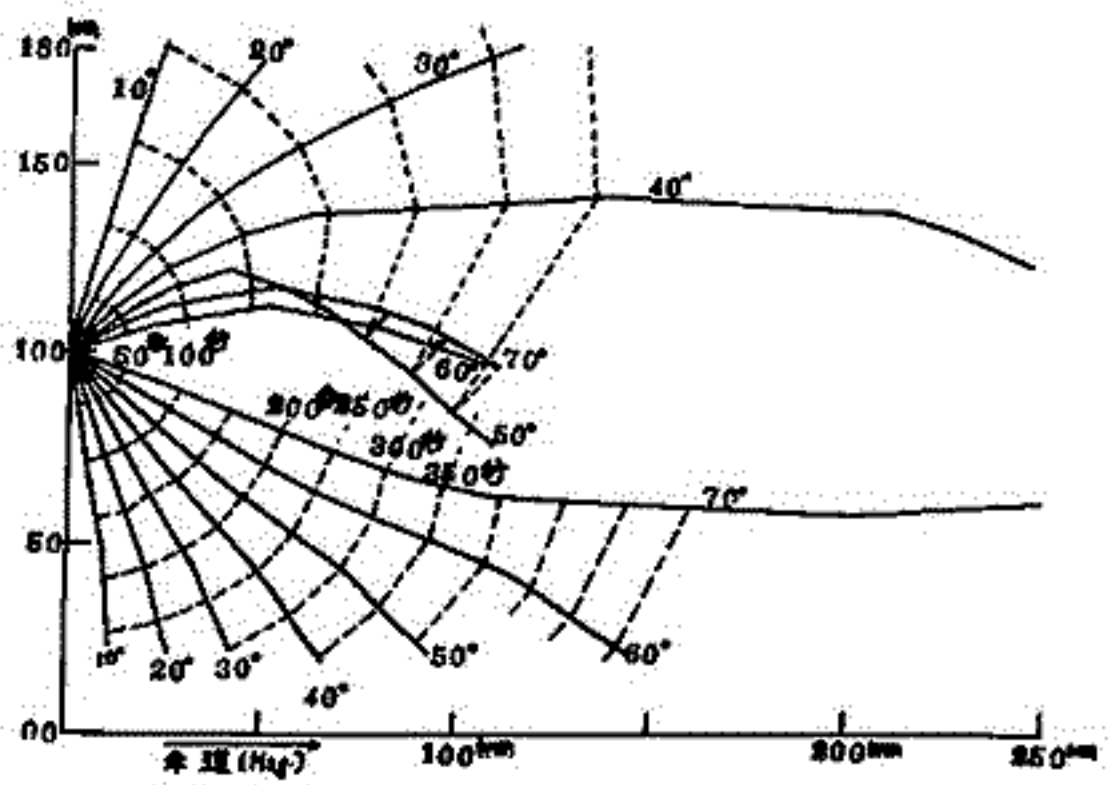


図3 音の伝播路(冬 緯度70°)

3. 音の伝播時間

図3図に460m/s(マッ1.56)で動く音源による波面とRayを50sec毎に示す。観測点Oにおいて受音する波は①音源がB点において発した音波を音源がC点に達した時に形成する波面として受音する直接波と、②音源がA点において発した音波を音源がD点に達した時受音する反射波である。①の直接波は約80km極側の点で発した波を音源がzenith通過後4分30秒後に音源が120km極側に達した時に受音する。また②の反射波は約360km極側の点で発射された波である。受音はzenith通過後6分30秒、音源が180km赤道側に達した時である。

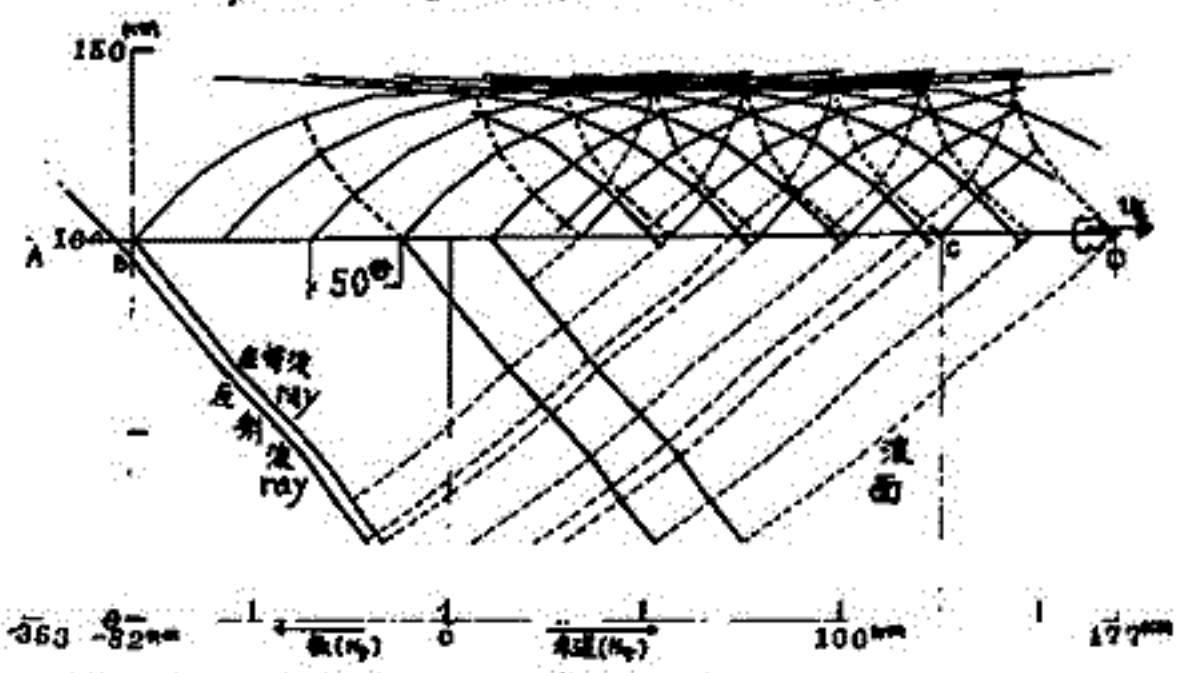


図4 マッ1.56で動く音源による波面と直線(ray)点線(波面) 冬, 70°

4. 反射点境界におけるenergyの累積

磁気圏サブストームの開始時刻について

西田 篤弘 (東大宇宙研)

The advent of scientific satellites has made an invaluable contribution to the clarification of the substorm physics. The basic advantage that satellites have on ground-based observers lies in the closer access to the dynamical magnetotail regions where the substorm energy is stored and liberated. Substorm features observed in the magnetotail, however, is dependent on the observing site and it is quite essential to classify the data according to the coordinates of satellites, the distance from the earth in particular. In this paper it is shown that substorm observations in the magnetotail can be organized systematically by adopting the onset times of the low-latitude positive bay and the low-latitude $\pi/2$ burst as a basic time mark that signifies the beginning of the substorm expansion phase. Interestingly substorm phases defined in this way do not always agree with that defined by auroral observations, suggesting that auroral phenomena are subject to additional processes that operate at lower altitudes.

地磁気擾乱半年変化の原因

前沢 洌
東京大学宇宙航空研究所

地磁気擾乱に、大きさにして 30% にも達する半年変化があることは昔から知られているが、その原因については、大きく分けて二つの説がある。一つは、地球でみた太陽風の状態（主として V , n , $|B|$ などのスカラー量）が半年変化をするという説で、その原因を、地球が太陽のまわりを公転するとき太陽の赤道面に近づいたり離れたりするために太陽風の Latitudinal な構造が時間的变化としてみえることに求める。もう一つの説は、地球の磁極が、太陽と地球を結ぶ線に対して首振り運動をするために、磁気圏座標系で見ると太陽風中の B や V などの方向が変化して見え、そのために太陽風と磁気圏の相互作用の強さが変化するという説である。後者の説には具体的に三つのメカニズムが提案されている。それらは、(1) 磁気圏座標系でみた V の方向が変ることにより、磁気圏境界面での Kelvin-Helmholtz instability の起り方が変わる (Boller and Stolov), (2) 磁気圏座標系でみた B の南北成分 (B_z) の変化によって起る Reconnection の強さの変化 (Russell and McPherron), (3) 磁気圏座標系でみた V の方向の変化による磁気圏の圧縮度の違い (Svalgaard) などである。これらの色々なメカニズムのうち一番具体的に、現実に起っていることも明らかで、かつ定量的にもあたることのできるのは、Russell and McPherron の説であるが、問題はこのメカニズムで地磁気擾乱半年変化のうちどれだけの部分が説明できるかということである。これを調べるのは比較的簡単で、磁気圏座標系でみた B_z の観測値と地磁気擾乱との比の半年変化をみれば良い。もし Russell and McPherron のメカニズムで地磁気半年変化が全て説明できるならば、この比は一定値で半年変化はない筈である。もちろん厳密にいうと、Reconnection Rate は太陽風速度にも依存することになっているので、その効果についても補正しておく。この解析を、約 10 年間の惑星間空間のデータを用いて行った結果、Russell-McPherron Effect で説明できる部分は、地磁気擾乱の半年変化のうち半分にも満たないことがわかった。また、Russell-McPherron Effect からは、UT Variation もでてくる筈だが、これによって期待される UT Variation の Phase は観測されたものと矛盾する。従って、Russell-McPherron Effect は地磁気擾乱の半年変化及び UT 変化の主要なメカニズムとは考えにくい。またこの解析から、太陽風速度の半年変化はあっても無視できる程度であり、地磁気擾乱の半年変化を太陽風自体の性質の変化に帰することも難しいことがわかった。従ってこれからの問題としては、Boller and Stolov の説や、Svalgaard の説をもっと良く検討する必要がある。しかしながらこれらの説にもそれぞれ弱点があり、地磁気擾乱の半年変化の原因は、今まで考えられていたとは別の未知の原因によるという可能性も十分あるということも頭に入れておく必要があるだろう。

Kiyoshi Maezawa

Institute of Space and Aeronautical Science

University of Tokyo

Recovery rate of the equatorial ring current is investigated using about 10 years' data of the D_{st} index (Sugiura and Poros) and solar wind plasma parameters. Ring current intensity is obtained by correcting the D_{st} index for the effect of the Chapman-Ferraro current flowing on the magnetopause by the formula

$$D_{st}^R = D_{st} - k\sqrt{P} + C$$

where P is the observed solar wind pressure, and C is the quiet day external field, which is a sum of the effects of the ring current and the Chapman-Ferraro current on quiet days. When we adopt an empirical value for the proportionality constant k , time variations in D_{st}^R thus derived can be thought to represent time variations in the ring current intensity, being free from the effect of the changing solar wind pressure.

Recovery rate of the ring current is then obtained through the relation

$$\frac{d}{dt} D_{st}^R = I - \alpha D_{st}^R$$

where I is the energy injection rate to the ring current, and the recovery (or decay) is expressed by the term αD_{st}^R , where exponential decay has been assumed. This relation implies that if we fix the injection rate, the decay (or recovery) rate α can be derived by plotting \dot{D}_{st}^R versus D_{st}^R and measuring the slope of the distribution. This is done in this paper under the assumption that the injection rate is proportional to $B_z V^2$, where B_z is the N-S component of the interplanetary magnetic field, and V the solar wind velocity.

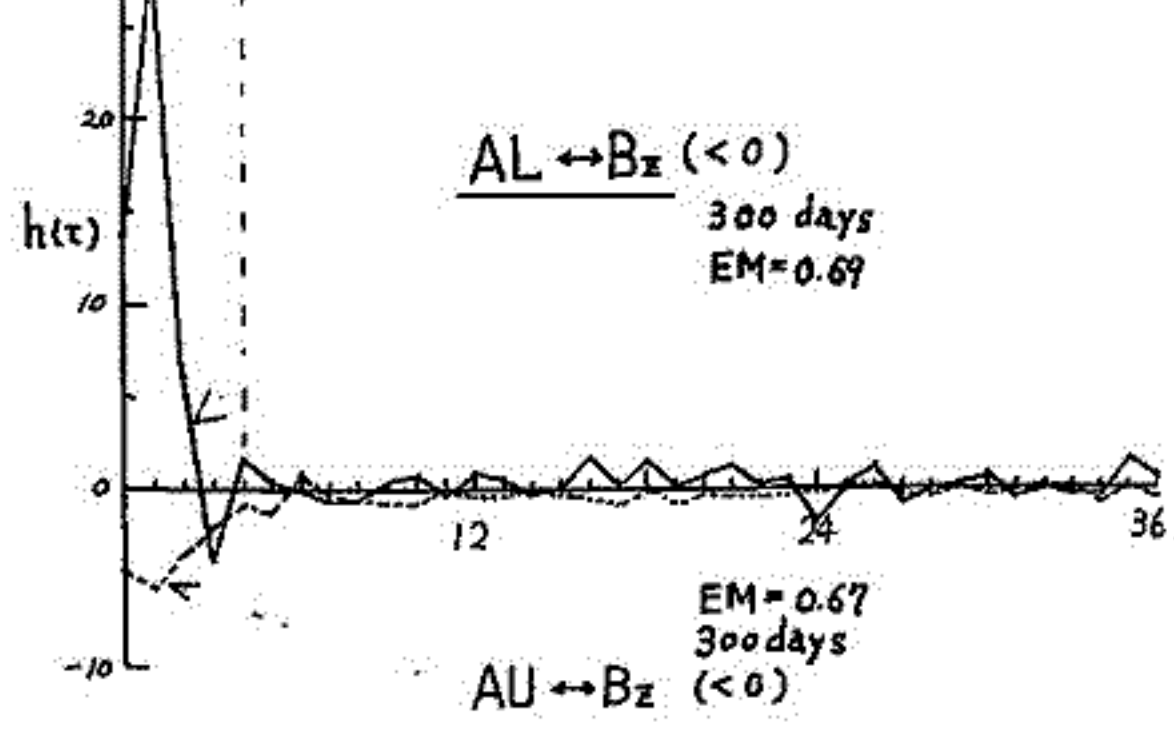
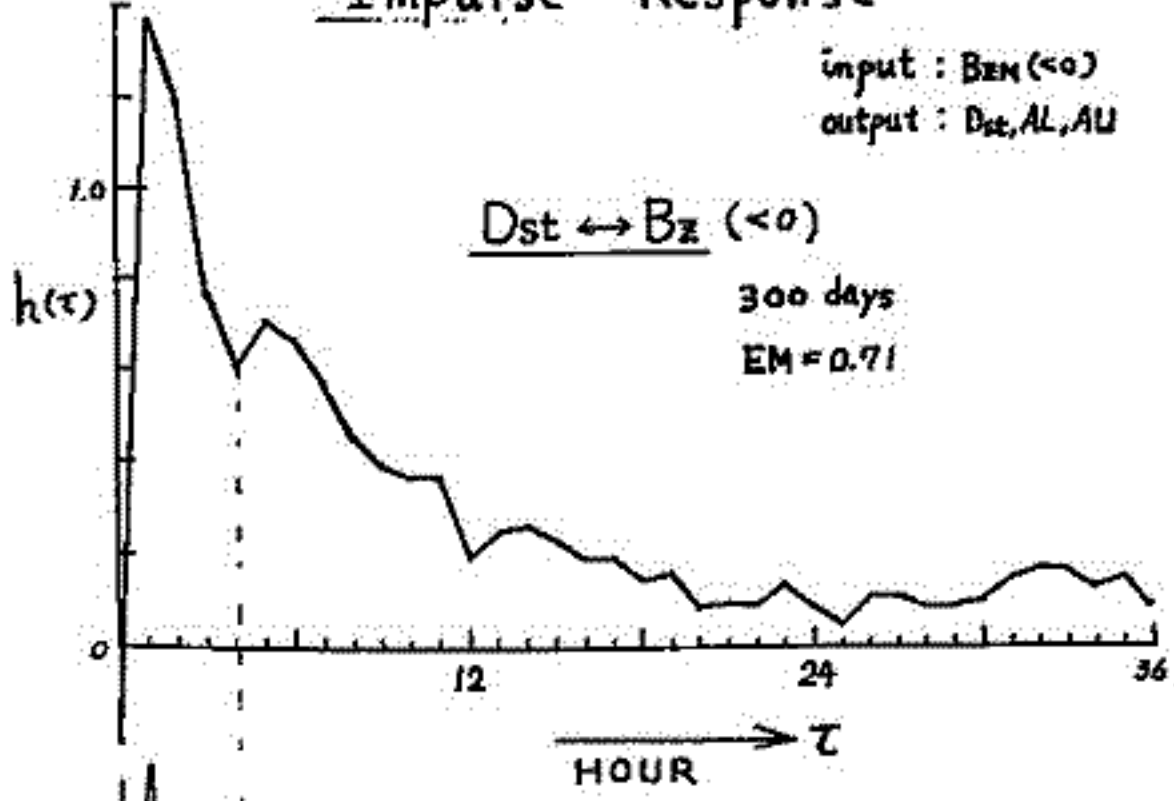
We found that the decay constant α is about 0.06/hr, i.e., the characteristic decay time of ring current is about 15 hr. This value is about twice as long as the time derived by Burton et al. (1975), who examined several individual magnetic storms. The discrepancy is attributed to an inappropriate value of C used by Burton et al., in which quiet time ring current has been totally neglected.

家森俊彦 前田坦 亀井豊永
 (京都大学 理学部)

Dst や AE 指数などで表現した地上磁場変動の大きさは、惑星間磁場南向き成分 ($B_z < 0$) 又は、惑星間電場西向き成分 (V_{sw} 、但し V は太陽風の速度) の大きさに近似的に比例する。(Arroley (1971), Burton et al. (1972), Murayama et al. (1975))。そこで我々は、磁気圏を入力カカ ($B_z < 0$) 又は V_{sw} で、出力が Dst, AL, AU, AE 各指数である定係数線型システムと見做して、入力に対する各指数のインパルス応答を求めた。データはすべて hourly value を用い、1967 年から 1969 年にかけての比較的連続した惑星間データの利用できる期間から、計 300 日を選び、それらをつなぎ合わせて連続的な時系列と見做し、計算を行った。

その結果、上のような仮定のもとで、Dst については変動の割合、AE については約 5 割が説明できることわかった。また Dst と AL (又は AE) は、入力にインパルスが入ってから約 1 時間後と 4~6 時間後の 2 段階で発達することを示す結果を得た。(下図)。これは

Impulse Response



強い減衰振動のようにも見える。また Dst と AL は、時間的によく対応した応答を示すことから、ring current と westward electrojet は、磁気圏内の同一のメカニズムに由来して発達すると思われる。

一方、AU については eastward electrojet は AL や Dst とは時間的にかなり異なる応答を示すことから、別のメカニズムまたは、複合したメカニズムに基づくのではなからかと想像される。

FIELD-ALIGNED CURRENTS IN THE SOUTHERN
DAYSIDE CUSP OBSERVED BY TRIAD

飯島 健 (東京大学・理学部)

藤井 良一

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

南極 McMurdo T 受信機にて、人工衛星 Triad の磁場成分の計測結果から高度 800 km における field-aligned currents の特性、主として南半球高緯度磁圏領域における特徴が明らかにされた。McMurdo T 受信機で得られた data は Triad の Triad T 受信機で得られた data と比較して得られた結果である。従来著者が発表していた結果を再確認することができ、いくつかの新しい事実を明らかにした。約 230 passes の data (1974年3~10月) の分析から、電流特性の主要な特徴を以下に示す。(1) 著者らにより北半球に於いて報告された 'CUSP REGION FIELD-ALIGNED CURRENTS' と呼ばれる電流 (Lijima and Potemra, J.G.R., PL, 5971, 1976) は南半球にも存在し、 $L \sim 1000 - 1400$ MLT に最も多く見られる (約 70-80% の sampling probability) 観測された。この電流は赤道側で電離層に入射し、赤道側で流出する。(2) この CUSP REGION FIELD-ALIGNED CURRENTS は REGION 1 CURRENTS (QUASI-PERMANENT LARGE-SCALE FIELD-ALIGNED CURRENTS の赤道側で電離層に流入し、赤道側で流出する方向特性を有する) の poleward に位置する。この REGION 1 電流は大変良く随伴して発生する (>90%)。

我々は、この高緯度磁圏領域 (特に CUSP 領域) に存在する field-aligned currents は magnetospheric boundary layer と '磁気圏境界層' と呼ばれるものと解釈している。

TRIAD 衛星による南半球高緯度地方の field-aligned current 分布; 2) 午後部分

藤井 良一, 飯島 健, *T.A. Potemra
東大理, * Johns Hopkins Univ. / APL

前回に引き続き, 1974年4月から8月までの TRIAD 衛星のデータを用いて, 南半球高緯度地方の field-aligned current の分布や諸特性を解析し, その結果を報告する。今回の対象は午後部分 14-21 MLT の現象である。

内容

- ① 概観; field-aligned current の位置, 電流方向 (上向きか下向きか), 形態 (単層か二重層か) と $AL \geq 100^\circ$ (荒れた時), $AL < 100^\circ$ (静穏時) について調べる。
- ② 電流強度及び電流密度; AL との相関, 同時期の南半球高緯度午前部分の値との比較, 及び北半球での値との比較。
- ③ 北半球高緯度午後部分ではオーロラ帯の高緯度部分では上向き, 低緯度部分では下向きの field-aligned current が支配的であるが, それと逆の極性をもつ観測例についての考察。
- ④ 一つの極磁気嵐中及びその前後での field-aligned current の考察。
- ⑤ field-aligned current の経度方向の拡がりについて。

結果

- ① オーロラ帯付近の高緯度地方には上向き電流 (Region 1 と名付ける), 低緯度地方には下向きの電流 (Region 2) が支配的である。但し 18-21 MLT では, 逆の極性をもつものもある。

②

	Region 1	Region 2
電流密度	1.7 MA/m ²	0.71 MA/m ²
電流強度	0.27 A/m	0.12 A/m

(14-21 MLT 全ALでの平均)

電流強度及び密度の各地方時での値及び AL との相関, 更に午前部分との差異等は講演で述べる。

- ③ 逆の極性をもつ例は 14-18 MLT では観測されず 18-21 MLT でのみ観測された。又このような例は午前部分では観測されていない。原因としては,
 - (i) Harang discontinuity
 - (ii) field-aligned current の複雑な形状と衛星軌道との関係による等々が考えられるであろう。
- ④, ⑤ については講演でその詳細を述べる。

Controlling Factor について.

鶴岡 正行 津田 孝夫
(倉橋大工) (北大工)

磁場のリコネクションの内部は地球磁気圏における磁場のトポロジー, またオーロラとか太陽磁気圏のエネルギー交換機構に於いて重要であると考えられてきた。この内部に於いては現在までに理論的に取り扱われてきたが, 主に非圧縮性流体に対する定常的モデルが提唱されている。またものとして Petasche's model, similarity model 等があり, いずれにしてもリコネクションレイトは磁気中性系より異なる境界条件のみによって定まる事を主張している。

しかしながらこのような解析的取り扱いには次の様な基本的な重要な問題が残る。

(i). fast reconnection に必要な convection region の形状が詳しく調べられてきたが diffusion region とどのように match するのか?

(ii). fast reconnection に必要な形状を定めて何によって, 更に如何にして突発的に形成されるのか?

(iii). how 突発的に進行するリコネクションの過程において, そのリコネクションレイトをコントロールする要因は何か?

以上の問題は本質的に強い非線形効果を含んでおり解析的取り扱いは実際上不可能であり定量的に調べるには計算機実験を要して他にならなければならない。そこで我々は電流シートにおける極所的な resistivity の増大による影響を初期値一境界値問題として考えてきた。その結果については 50年春の学会, 51年秋の学会で発表してきた; 即ち, resistivity が増大した所で極所的に reconnection が急激に進行し初期, 亦かて大きな範囲にわたって (Petasche の提唱する slow shock を含む) fast reconnection の準定常的状態が成立することを示した。今回は上述の箇の問題について考える。

一般に電磁エネルギー-速度レイトは $E \cdot J = \eta J^2 + \mathcal{E} \cdot (J \times \mathcal{E})$ (但し Ohm's law $\mathcal{E} + (u \times \mathcal{B}) = \eta J$ を用いた) と書ける。電流シート系においては電流が集中して居るから大規模な電場さえあれば集中的エネルギー-速度が可能であろう。問題はこのような電場が如何にして生じることがある。上述の "極所的 resistivity の増大によるプロセス" では明らかにその内部から全領域的に電場が伝わる; 即ち, 系のクロスインスタビリティによって plasma flow が大規模に生じることにより磁場を移動し, $-2E/2\pi$ による誘電電場が系全体に生じるプロセスであった。

リコネクションのプロセスに対して現象論的に重要であると考えられるのは電場が外部より増強してくる場合である。例えば磁気圏前面において太陽風中の電場によってリコネクションレイトが左右される事が観測されている。外部からの電場の物理をみるため, 境界より "persistent injection of magnetic flux" (E_b とする) が与えられた状況で定常的な様子を調べた; "local enhancement of resistivity" による "intrinsic reconnection rate" を E_0 とし, その発達の段階で突然 E_b を課し, (a) $E_b > E_0$, (b) $E_b \sim E_0$, (c) $E_b < E_0$ and (d) $E_b \sim E_0$ の "local enhancement of resistivity" の条件を排除し, の各場合について。

結果は, (a), (b), (c) における場合も E_b に応じたリコネクションレイトが得られることが示された。確立された形状の遷りは E_b が大かほどリコネクション後域にエネルギーが凝縮された形に於いて居る事である; 即ち, 外部より与えうる能力が要求される。 (d) については λ -型磁場形状は形成されず, 従って "local enhancement of resistivity" の条件は必要である。以上により現実的リコネクションの進行は, 磁気中性系近傍における effective resistivity の増大 (inertial or anomalous) と, 互方向磁場を両側から押しつける外的能力によって定まることが結論づけられる。

林 隆也, 佐藤 哲也 (東大理)

境界より侵入する磁化プラズマにより、リコネクションが誘発されるという立場から数値解析をおこなった。反平行磁場構造を初期条件とし、二次元面内で圧縮性衝撃変化、等方性圧力のMHD方程式で系の時間変化を解く。得られた主な結果は、

- (1) Separatrixの内側に顕著な slow mode shock layer が形成される [特に図1(c)を見よ]
- (2) リコネクションの過程は、外部条件 (A_0 ; 流入量) には強く、内部条件 (α ; 抵抗値; $\eta = \eta(\beta)$ における比例係数) には弱く、依存する。 [図2を見よ]
- (3) 磁気中性点付近のいわゆる diffusion region でプラズマはかなり加熱される。 slow mode shockに沿って、プラズマは Alfvén 速度近くにまで加速される。

注: オームの法則として $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j}$ を仮定し、 $\eta = \eta(\beta)$ とし、電流のある臨界値 β_c 以上の電流値に対して、 $\eta = \alpha (\beta - \beta_c)^2$ の値を与えた。

図 1
 $A_0 = 0.2, \alpha = 0.005$
[$T = 18.4$]

(対称性により、一象限のみ示している。各図右下が磁気中性点である)

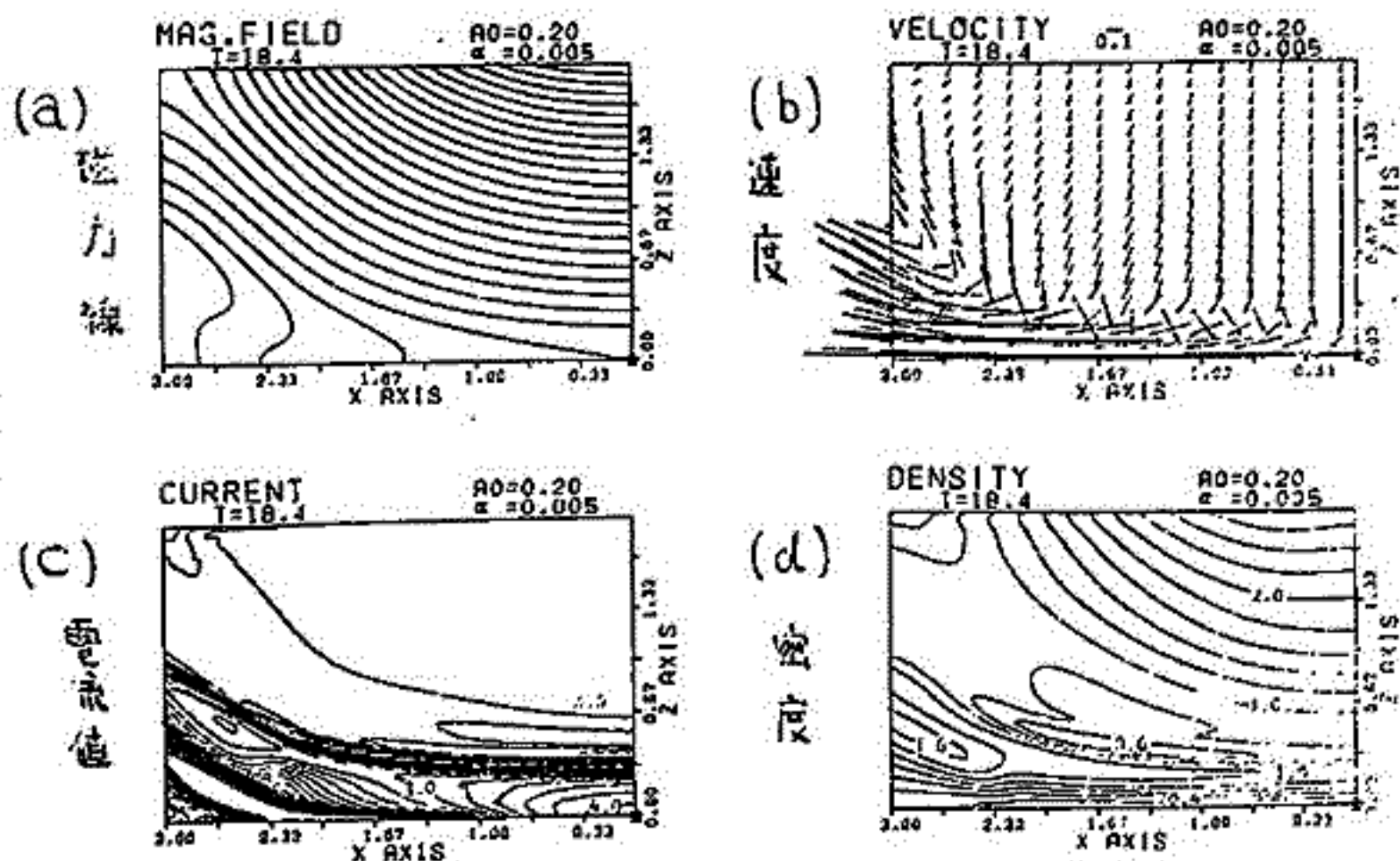
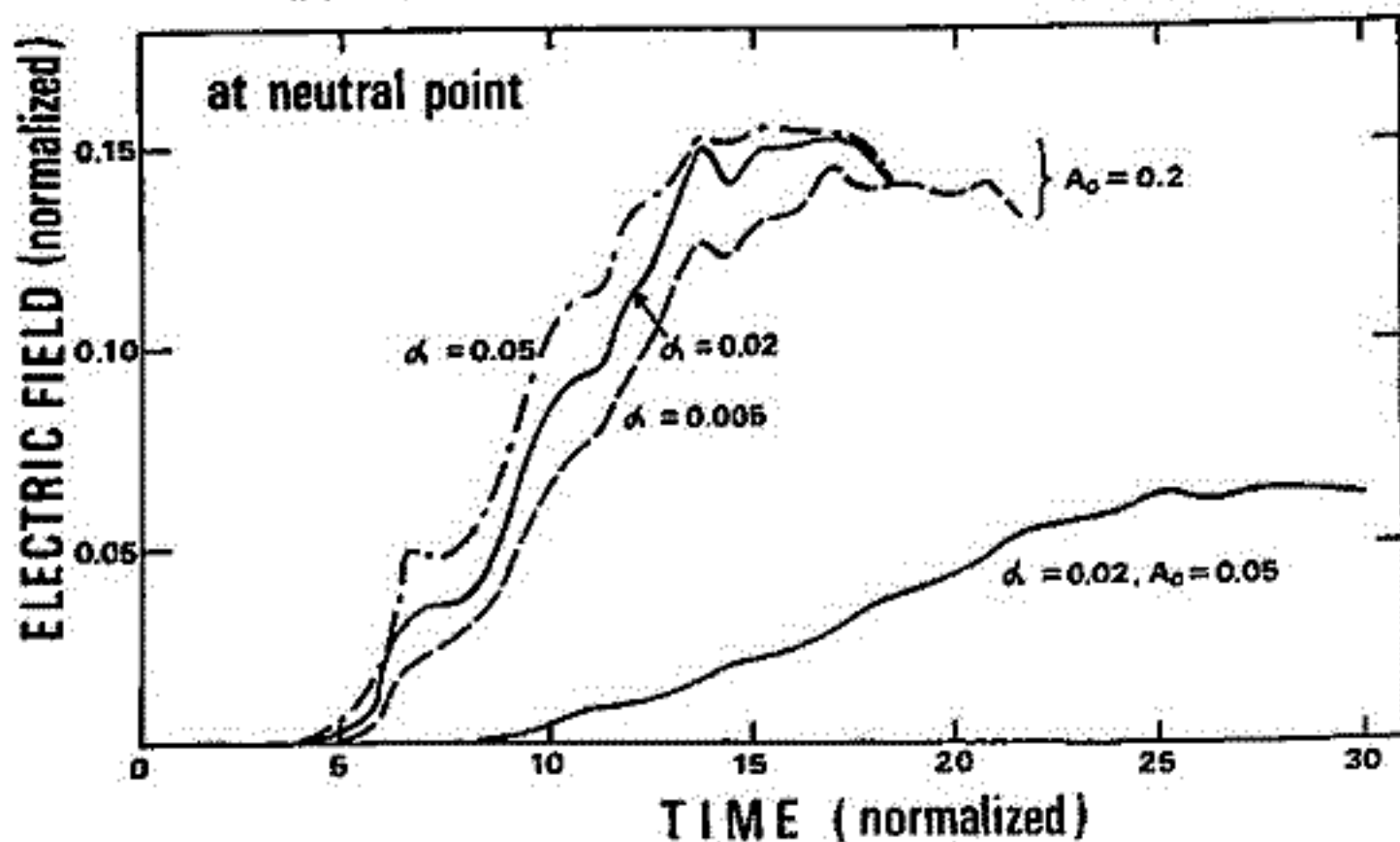


図 2
磁気中性点における電場値の、 A_0, α 依存性



非一様磁化プラズマ内の結合ドリフト波
($T_e = T_i$ の場合)

玉尾 致
東大 理

昨年春に1流体近似の下での結合ドリフト波について論じた。流体近似の成立する範囲は、この近似は $T_e \gg T_i$ の条件を満たさなくてはならない。今回は $T_e = T_i$ の場合にこの2流体近似を用い $v_{th,i} \ll \omega/k_z \ll v_{th,e}$ の条件を満たす結合振動について調べた。

磁化プラズマはz方向に磁場 B_0 があり、x方向に磁場をプラズマ圧力の非一様性が存在する場合を考へる。 $\omega/k_z \gg v_{th,i}$ であるイオンの音波は存在しない。 Slow magnetosonic mode に対応するものは現れなくなる。粒子の平均ドリフト運動があるため、 Slow drift mode が存在し得る。 $\omega/\Omega_i \ll 1$ (Ω_i はイオンの gyrofreq.) 程度の大きさを2項まで省略すると、結合振動の方程式は

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{K_A K_C}{K_B} \frac{\partial \delta E_y}{\partial x} \right) + \bar{V}_A^2 K_A \delta E_y = 0 \quad (1)$$

を得る。 \bar{V}_A は Alfvén speed, K_A, K_B, K_C は ω と $k_y, k_z, \beta = 8\pi p_0/B_0^2$ の関数である。上記の解の性質は

- (i) $K_A = 0$ 及び $K_C = 0$ である周波数は連続スペクトル (x方向に非伝播) である。一方
- (ii) $K_B = 0$ である周波数は離散スペクトル (x方向に伝播性) である。これを判る。

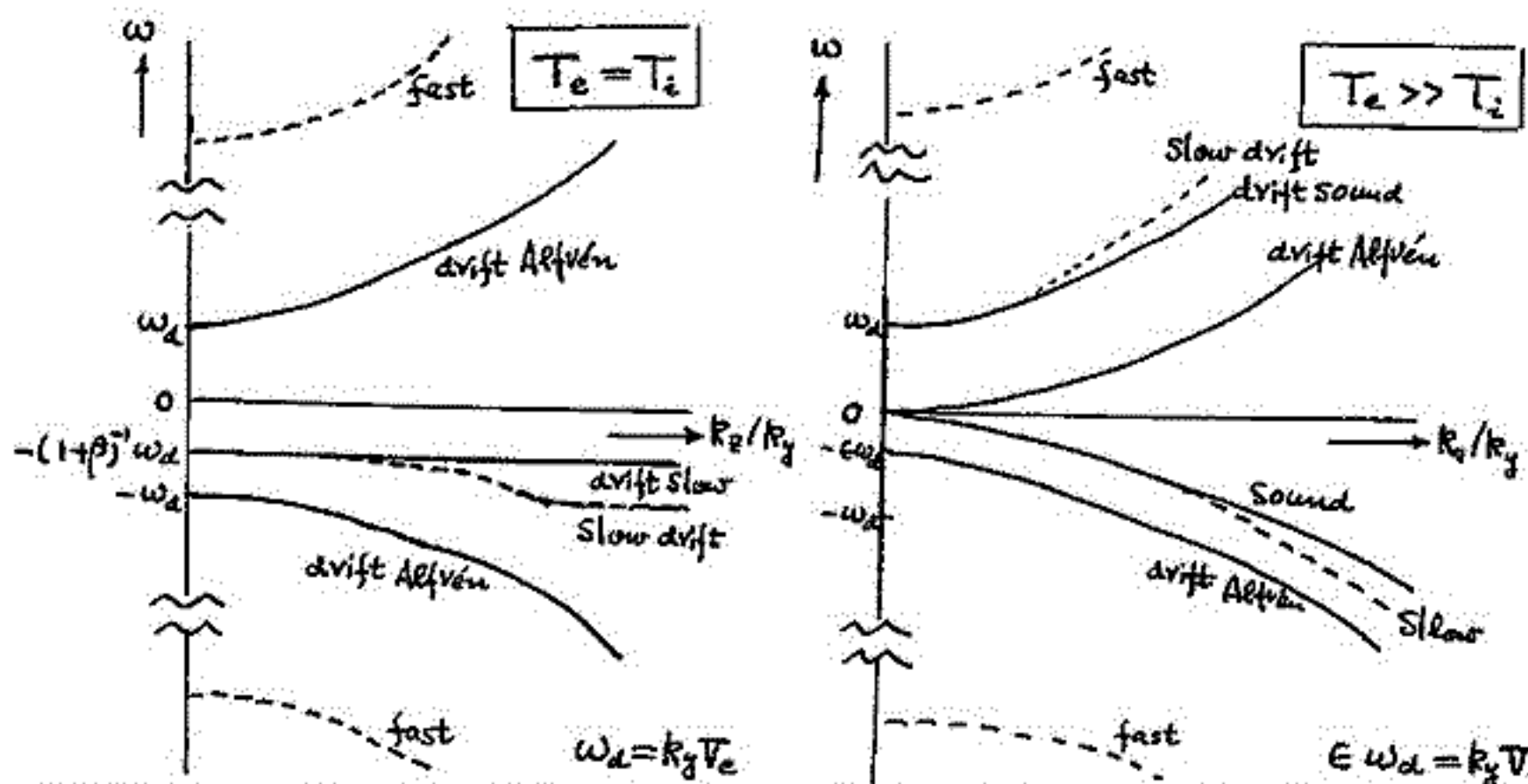
非伝播型 $\begin{cases} K_A = 0: \omega^2 = \omega_d^2 + k_z^2 \bar{V}_A^2, \text{ drift Alfvén, } |\delta B_{\perp}| \gg |\delta B_{\parallel}| \\ K_C = 0: \omega = -\omega_d(1+\beta)^{-1}, \text{ drift slow, diamagnetic, } \delta p + \frac{B_0}{4\pi} \delta B_z = 0 \end{cases}$

伝播型 $K_B = 0. \begin{cases} \text{fast, } \omega^2 \approx k_y^2 \bar{V}_A^2 [1 + \beta + (k_z/k_y)^2] \\ \text{slow drift, } \omega \approx -\omega_d [1 + \beta \frac{k_z^2}{k_y^2 + k_z^2} + \frac{\omega_d^2}{(k_y^2 + k_z^2) \bar{V}_A^2}]^{-1} \end{cases}$

total pressure $\delta P = \frac{B_0}{4\pi} \delta B_z + \delta p = \frac{B_0}{4\pi} K_C \delta B_z$ であるので $K_C = 0$ である drift slow は $\delta P = 0$ である。 δB_z と δp は負の相角を示す。磁力線に垂直な面内の磁場の polarization は

$$\delta B_y / \delta B_x = -(ik_y)^{-1} \left(1 - \frac{\omega - \omega_d}{\omega} \frac{K_A}{K_B} \right) \frac{1}{\delta E_y} \frac{\partial \delta E_y}{\partial x} \quad (2)$$

である。伝播型では δB_y と δB_x は 0 または π の phase lag, 非伝播型では $\pm \frac{\pi}{2}$ の phase lag.

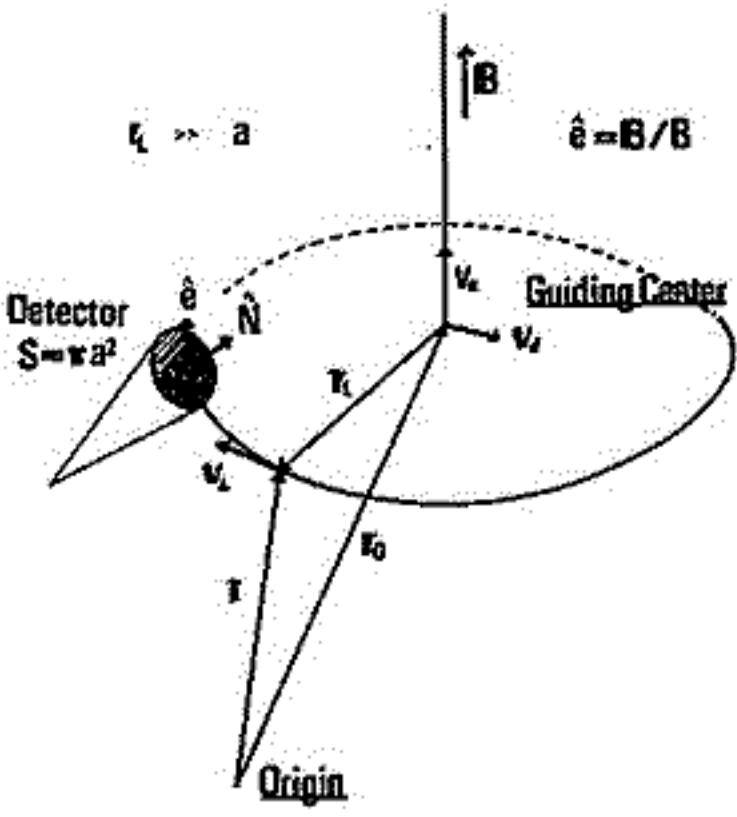


上図は4つのモードの分散関係を示す。参考のためには $T_e \gg T_i$ の場合も並べて示している。
(実線: 非伝播型, 点線: 伝播型)

低周波磁場変動による高エネルギー粒子束の変動 II

玉尾 政
東大 理

長周期 (100 ~ 300秒) 地磁気変動による energetic particle modulation の報告例として



(1) Storm time pulsations (Brown et al, Somnerup et al, Burfield et al.)
 $\delta B_{||} \gg \delta B_{\perp}$, $J_{\perp} > J_{||}$, $\delta B_{||}$ と \dot{J} は out of phase.

(2) Kokubun et al. による OGO-5 の観測.

(a) $\delta B_y \gg \delta B_x > \delta B_z$, δB_y と δB_x は in or out of phase
 $J_p > J_e$, 高エネルギー側 modulation が大きい.

(b) $\delta B_x \gg \delta B_y > \delta B_z$, δB_x と δB_y は $\pi/2$ の phase lag.
 $J_p < J_e$, 低エネルギー側 modulation が大きい.

(c) $\delta B_x \approx \delta B_y \approx \delta B_z$, $J_{||,e} = J_{\perp,e}$
 δB_x と δB_y の phase は in phase or $\pm \pi/2$.

に大別される。此の様に特性の異なる modulation が凡そ同一の波による効果と考へることは不可能である。

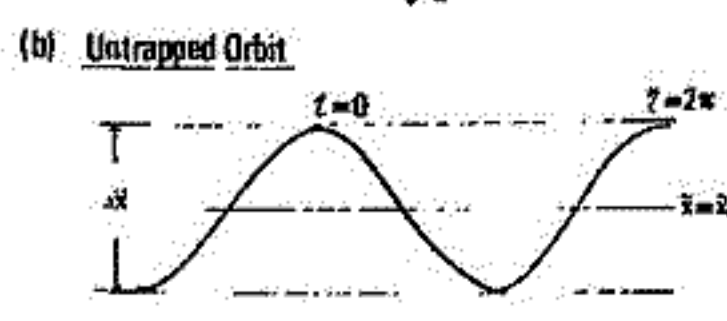
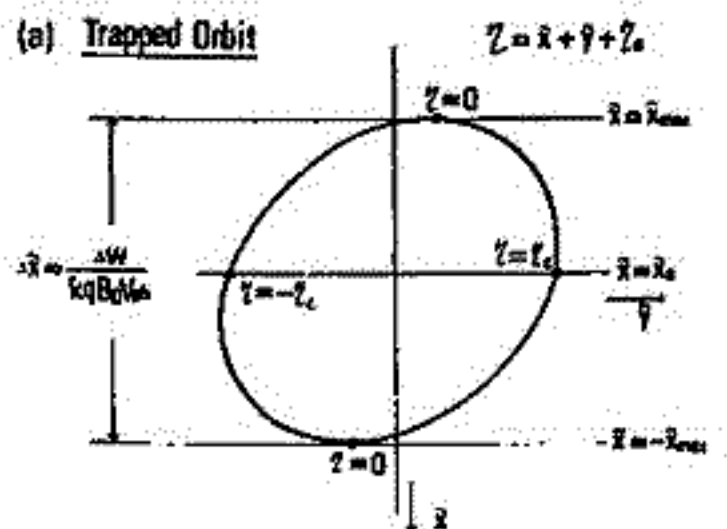
低周波磁場変動 ($\omega \ll \Omega_i$) による粒子の modulation の枠組みを考へる際は、観測と理論の著しい相違として、観測

は粒子エネルギー W , ピッチ角 α の関数として分布函数を考へていふのに対して、理論的には、粒子運動の定数を記述される様式として磁気磁率 μ , 平均エネルギー W の粒子の guiding center 分布函数を用いて波と粒子の相互作用を考へるべきである。更に多くの場合

λ (波の波長) $\gg r_L$ (粒子のラーマン半径) $\gg a$ (detector window の半径) の関係が成立している (参照)。此の場合には粒子の detector を受ける Larmor flux は λ の guiding center の detector の位置から $r_L \gg a$ だけ離れた粒子を計測してこれを注意しなくてはならない。Larmor phase を平均した unidirectional flux は

$$\dot{J}_{||} = \frac{\int J(\omega, \alpha, r_0, t)}{2\pi d\omega d\alpha d\alpha dS} = -\langle v \cdot \hat{N} f \rangle_{\text{Larmor}} = -(v_{||} \hat{e} + v_{\perp}) \cdot \hat{N} f_{\perp} - \langle v_{\perp} \cdot \hat{N} f \rangle_{\text{Larmor}}$$

$$= -[(v_{||} \hat{e} + v_{\perp}) f_{\perp} + \frac{\mu}{\delta} (\nabla f_{\perp} \times \hat{e})] \cdot \hat{N} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} W^{1/2}$$



但し \hat{N} は window の指針単位ベクトル。上の関係から flux modulation に寄与し得るものとして

- (1) 分布函数の波による modulation, δf
- (2) 粒子のドリフト速度の波による変動, $\delta v_{||}$
- (3) 磁気磁率の方向が波による変化する部分, $\delta \hat{e} = \delta B_{\perp} / B$ を考へる。 $\omega \ll \omega_b$ (bounce freq.) の場合, δf , $\delta v_{||}$ を求め, $\delta B_x, \delta B_y$ の位相差, \dot{J} と δB_{\perp} の関係等も考へておく。

- (1) Storm time pulsation は 非位相型 の drift slow による。
 - (a) の modulation は主として δB_z に起因し、そのモードは 位相型 の slow drift と考へるべき。(非共鳴 modulation).
 - (b) の modulation は drift Alfvén (非位相型) であり、低エネルギー側の電子はドリフト共鳴を伴うと結論される。粒子の非線形効果 (波による trapping) は結果に影響しない。

A Test of the Plasma Laser Process
for the Terrestrial Kilometric Radiation (II)

Shigeo Takei (Geophys. Inst., Tohoku Univ.)

In the present study we show an outline of theoretical considerations on the terrestrial kilometric radiation and propose a model in which the plasma laser process takes an important role in producing high frequency radio waves.

The recent radio wave experiments on the lunar-orbiting satellite RAE-2 (Alexander and Kaiser, 1976) have shown that the terrestrial kilometric radiation originates also in the dayside magnetosphere at geocentric distance of $8 R_E$ or more, as well as in the nightside auroral region. In addition, when the successive bursts of the radiation are observed, the sources seem to be approximately aligned along a geomagnetic field line.

This brightness distribution could not be interpreted by a simple model in which the observed kilometric radiation is brought by reflection or refraction at that region, since the RAE-2 observations were made at the fixed frequency of 250 kHz which greatly exceeds the local plasma frequency (≈ 20 kHz) at that vicinity. Then it is required to suppose an alternative model in which the terrestrial kilometric radiation can be excited also in the far distant magnetosphere.

The usual wave-particle interactions in linear regime are, however, not relevant to this case, since extremely large fluxes of super-relativistic particles are required to produce the high level of powers in the observed emissions. And also the so-called decay instability is forbidden for this mode of waves. On the contrary, high frequency radio waves can be amplified by low-energy plasma beam if the relevant electrostatic wave turbulence is present (Palmadesso et al, 1976).

This process seems hopeful, but, Palmadesso et al confined themselves to consider the linear stage of the instability, since they arrived at a conclusion that the local wave-growth is weak and so that the high gain would be yielded only in the course of field-aligned propagation in large distances. In the plasma laser process, however, the wave-growth depends nonlinearly on the intensity of postulated turbulences (Lin et al, 1973). Then there is a room left to examine further for applications of the plasma laser process to the actual earth's magnetosphere.

References

- Alexander, J.K., and M.L.Kaiser, *J.Geophys.Res.*, 81, 5948, 1976.
 Lin, A.T., P.K.Kaw, and J.M.Dawson, *Phys.Rev., Sect., A.*, 8, 2618, 1976.
 Palmadesso, F., T.P.Coffey, S.L.Ossakow, and K.Papadopoulos, *J.Geophys.Res.*, 81, 1762, 1976.

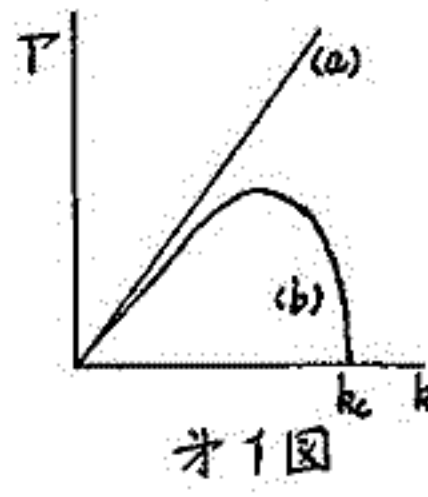
磁気圏境界における Kelvin-Helmholtz 不安定

I-68a

について

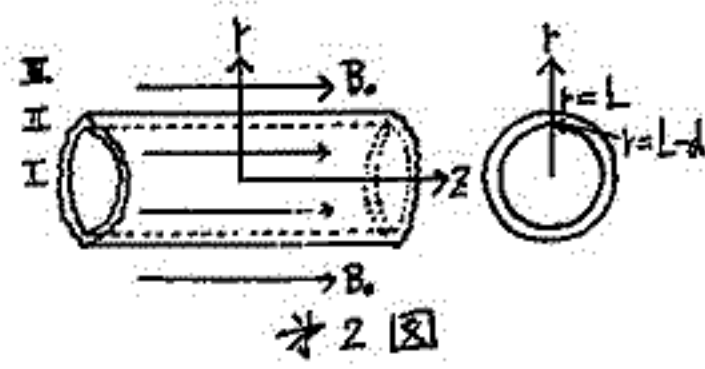
永野 宏
岐阜歯大

磁気圏境界における Kelvin-Helmholtz instability は長周期地磁気脈動の起因の一つとして考えられている。通常の MHD eq's を使った線型の平面近似では、Lerche (1966) が指摘しているように波数 k が大きくなるほど成長率 Γ は大きくなってしまい、境界層の厚さや、粒子のラーマ半径の大きさを無視している MHD の仮定は成り立たなくなる。(オ1図の(a)) 境界層の厚さや、粒子のラーマ半径の大きさを考慮すると MHD でもオ1図の(b)のように臨界波数 k_c が求まり、この大きさはイオンのラーマ半径の逆数の order となる。これにより Lerche の議論に対する解答は一応得られるが、脈動の起因として考える場合には波長領域がイオンのラーマ半径程度から無限大までと非常に広過ぎてしまうという問題が生じる。これは平面近似を使っている為であり、波長の大きい方は磁気圏の形状に関連して臨界波長が存在するだろうということが考えられる。



オ1図

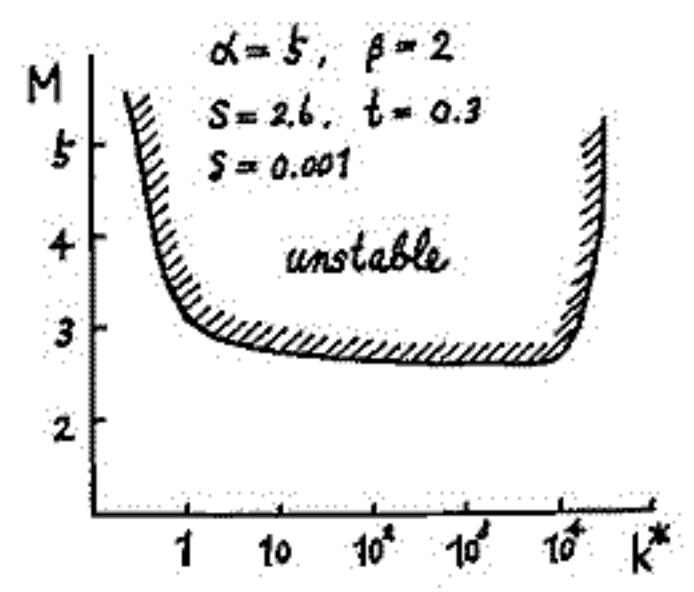
ここでは、磁気圏境界としてオ2図のように半径 L 、境界層の厚さ d の cylinder 状のものを考え、長波長側の臨界波長がどうなるかについて調べる。非圧縮性の場合の分散式を求めると、バessel関数を用いて次のように表わされる。



オ2図

$$\rho_{01} \rho_{03} (\Omega_1^2 + k^2 V_{a1}^2) (\Omega_3^2 + k^2 V_{a3}^2) \left\{ 1 - \frac{K_1(k(L-d)) I_1(kL)}{I_1(k(L-d)) K_1(kL)} \right\} - \rho_{01} \rho_{02} (\Omega_1^2 + k^2 V_{a1}^2) (\Omega_2^2 + k^2 V_{a2}^2) \left\{ 1 + \frac{K_1(k(L-d)) I_0(kL)}{I_1(k(L-d)) K_0(kL)} \right\} - \rho_{02} \rho_{03} (\Omega_2^2 + k^2 V_{a2}^2) (\Omega_3^2 + k^2 V_{a3}^2) \left\{ 1 + \frac{K_0(k(L-d)) I_1(kL)}{I_0(k(L-d)) K_1(kL)} \right\} + \rho_{02}^2 (\Omega_2^2 + k^2 V_{a2}^2)^2 \left\{ 1 - \frac{K_0(k(L-d)) I_0(kL)}{I_0(k(L-d)) K_0(kL)} \right\} = 0$$

ここで、 $\Omega_1 = \omega - ikU_0$, $\Omega_2 = \omega$, $\Omega_3 = \omega + ikU_0$ である。
 $k^* = kL$, $M = 2U_0/V_a$, $\alpha = \rho_{02}/\rho_{01}$, $\beta = \rho_{03}/\rho_{02}$, $s = V_{a1}/V_{a2}$,
 $t = V_{a3}/V_{a2}$, $\delta = d/L$ なる無次元化量を導入し、磁気圏境界における各物理量を用いると、 $M-k$ の関係における不安定な領域がオ3図のように求まる。
 長波長側の臨界波長は大体 L の程度の大きさであることが分かる。励起される波の周期 T を $T \sim \lambda/V_a$ より求めると、大体 0.5秒 ~ 1時間位である。Mach 数が大きくなると長波長側では波数領域が広がり、波の臨界周期も長い方に移行していくことが見られる。



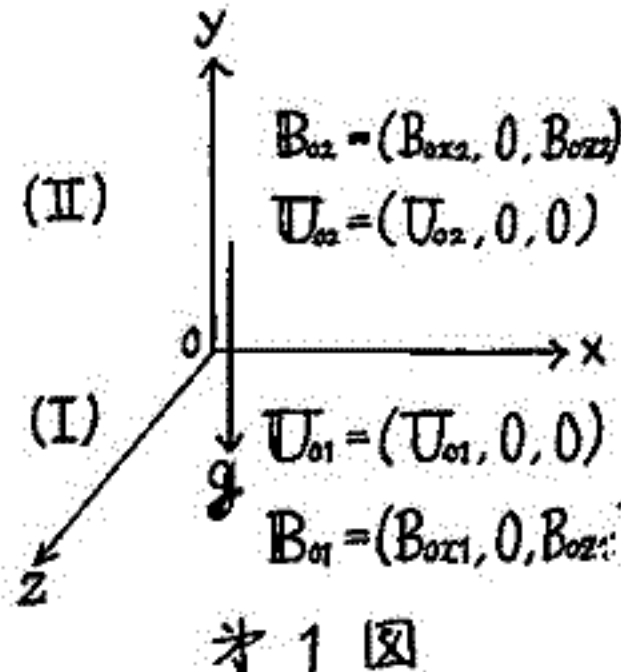
オ3図

MHD Kelvin-Helmholtz 不安定における 非線型の効果について

永野 宏
岐阜大学

線型の Kelvin-Helmholtz instability では励起される波の波数領域が非常に広くなっ
てしまい、これでは脈動の起因として考えるには不適當のように思われる。しかし、非
線型の効果を検討すれば、最初発達した擾乱は、それの高調波との相互作用により、それ
以上の発達を止められることが考えられ、それゆえ、波数領域も狭くなることが予想され
る。ここでは、MHD eq's を使って才1図のような、
 $y=0$ の境界面での不安定性に及ぼす非線型の効果について
調べる。

非圧縮性で擾乱は2次元 ($\partial/\partial z = 0$)、波数ベクトルは
 $k = (k, 0, 0)$ 、主磁場 B_0 、主速度 U_0 は const. とする。速
度、並びに磁場の first order の擾乱 $u = (u, v, w)$ 、 $b = ($
 $b_x, b_y, b_z)$ に関して、 $\nabla \cdot u = \nabla \cdot b = 0$ より $u = \partial\psi/\partial y$ 、 $v =$
 $-\partial\psi/\partial x$ 、 $b_x = \partial\psi/\partial y$ 、 $b_y = -\partial\psi/\partial x$ なる stream function
 ψ 、 ψ を導入する。増幅の初期の擾乱 ψ_1 、 ψ_2 の振幅の大
きさが適当な小さな値 a の order であると考え、これ
から次々に非線型効果により励起されるものの order は ψ_0 、
 ψ_1 、 ψ_2 、 ψ_3 が a^2 の order、 ψ_4 、 ψ_5 が a^3 の order、..... であ
ると考えられる。境界面の垂直な変位を $\eta(x, t)$ とし、これを Fourier analysis してさ
らにその各成分を時間に関する多重尺度法を用いて次のように書き表わす。



才1図

$$\eta(x, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a^{|m|-|l|+1} \sum_{m=0}^{\infty} a^{2m} \eta_{n,2m}(t, \tau) \exp(inkx)$$

ここで、 $\tau = a^2 t$ である。

ψ_n 、 ψ_m も同様に多重尺度法を用いて書き表わし、運動方程式、並びに境界条件を用いて a^3
の order まで求めると、最終的な η の解として次のものを得られる。

$$\eta(x, t) = a \cos(kx - \beta kt + \gamma kt) + a^3 \cdot \frac{1}{2} \delta k^2 \cos 2(kx - \beta kt + \gamma kt)$$

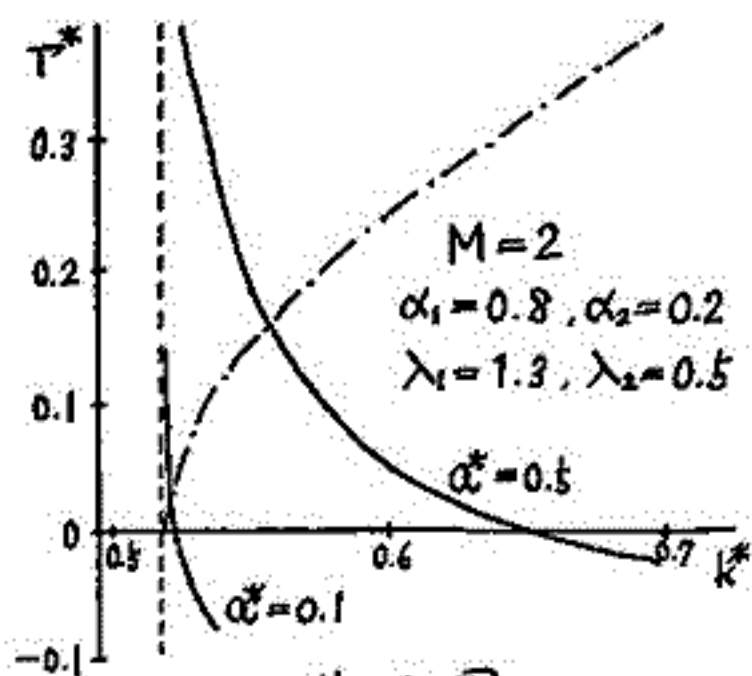
ここで $\beta = \alpha_1 U_{01} + \alpha_2 U_{02}$, $\alpha_1 = \frac{\rho_{01}}{\rho_{01} + \rho_{02}}$, $\alpha_2 = \frac{\rho_{02}}{\rho_{01} + \rho_{02}}$, $\gamma = \gamma_0 + a^2 \gamma_2$

$$\gamma_0^2 = \alpha_1 V_{ax1}^2 + \alpha_2 V_{ax2}^2 - \alpha_1 \alpha_2 (U_{01} - U_{02})^2 + \frac{1}{k} (\alpha_1 - \alpha_2) g$$

$$\gamma_2 = \frac{1}{4\gamma_0} \left\{ k^2 \delta \left[(\alpha_1 - \alpha_2) (\gamma_0 - \beta)^2 + 2(\alpha_1 U_{01} - \alpha_2 U_{02}) (\gamma_0 - \beta) + \alpha_1 (U_{01}^2 - V_{ax1}^2) - \alpha_2 (U_{02}^2 - V_{ax2}^2) \right] + k (\alpha_1 - \alpha_2) g \right\}$$

$$\delta = \frac{1}{(\alpha_1 - \alpha_2) g} \left\{ \alpha_1 \left[(\gamma_0 - \beta + U_{01})^2 - V_{ax1}^2 \right] - \alpha_2 \left[(\gamma_0 - \beta + U_{02})^2 - V_{ax2}^2 \right] \right\}$$

γ の imaginary part が波の成長、減衰に効いてくる。
ここで、 $U_{01} = -U_{02} = U_0$ とおき、 $k^* = k V_{ax} / g$ 、 $\Gamma^* = \Gamma V_{ax} / g$ 、
 $M = U_0 / V_{ax}$ 、 $\lambda_1 = V_{ax1} / V_{ax}$ 、 $\lambda_2 = V_{ax2} / V_{ax}$ なる無次元化量
を導入する。才2図は、これらの各量がある値の場合
について波数 k^* と成長率 Γ^* との関係を示したも
のである。一点鎖線は線型の場合に相当し、非線型
の効果は波数の大きい所では波の減衰に効き、それゆ
え、励起される波の波数領域は狭くなることが分かる。



才2図

- | | | | | |
|---|---|---|---|---------|
| 大 | 林 | 辰 | 蔵 | (東大宇宙研) |
| 河 | 島 | 信 | 樹 | (") |
| 栗 | 木 | 恭 | 一 | (") |
| 二 | 宮 | 敬 | 彦 | (") |
| 長 | 友 | 信 | 人 | (") |
| 江 | 尻 | 全 | 機 | (") |
| 佐 | 々 | 木 | 進 | (") |
| 工 | 藤 | | 勲 | (電総研) |

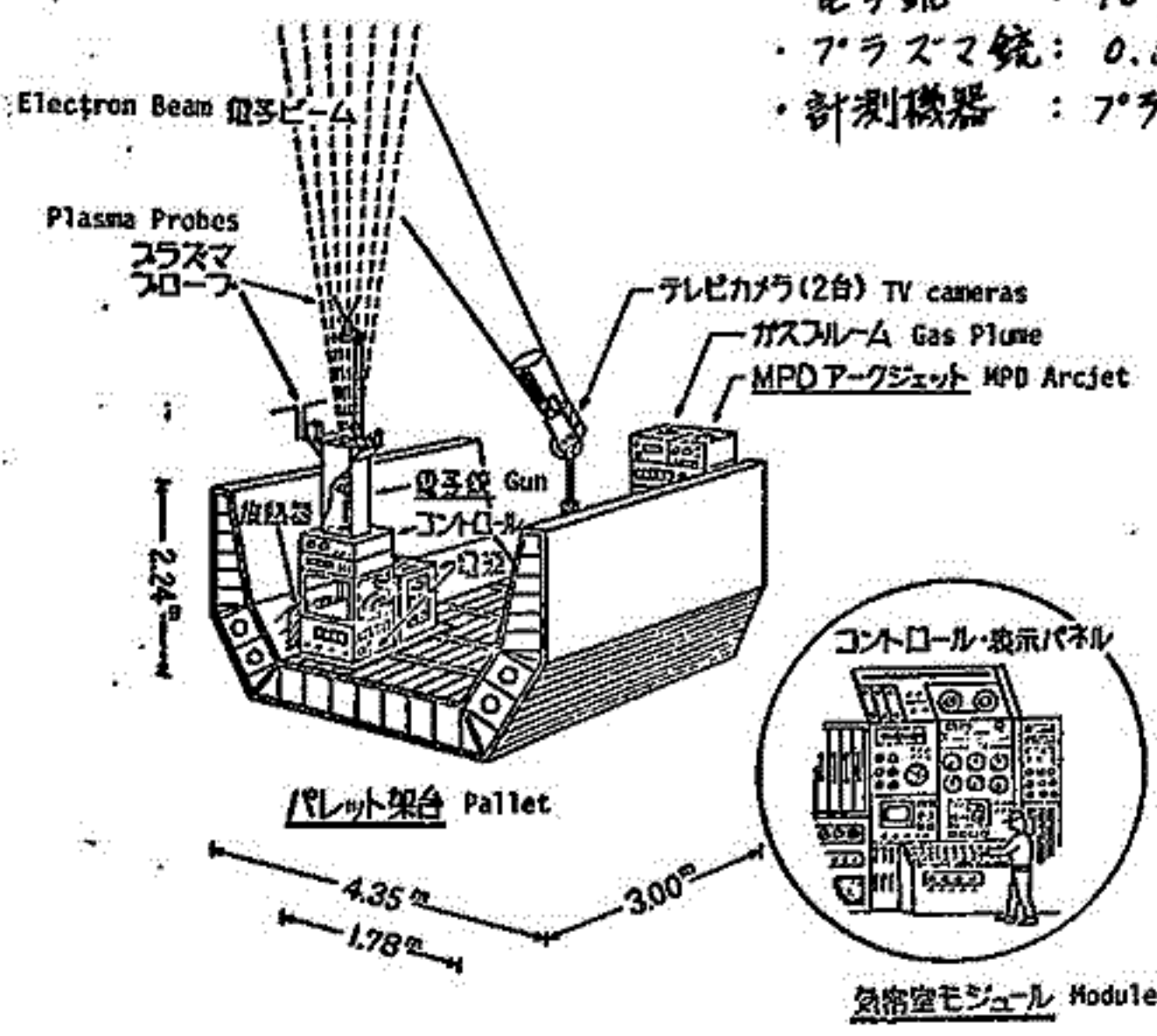
スペースシャトルを利用した宇宙実験としてオー一次スペースラブの飛翔実験が1980年夏に実施される。日本からは粒子加速器を搭載して、スペースプラズマ実験を行なうことが決定されている。これをSEPAC計画とよんでいるが、これに関するミッション計画実験機器などについて準備の状況、今後の作業予定を報告する。

科学実験項目は次のようなものである。

- ・荷電中和実験 : 帯電現象, 電流不安定
- ・プラズマビーム物理学 : ビーム伝搬, 波動励起
- ・大気光励起実験 : オーロラ, 大気光

観測機器

- ・電子銃 : 10 kV, 10 kW
- ・プラズマ銃 : 0.5 kV, 2 kJ パルス
- ・計測機器 : プラズマ粒子, 波動計測, TV



I-70 NASA-JSC大型スペースチャンバーにおける電子ビーム放出実験

佐々木進, 河島信樹, 栗木恭一, 中丸邦男, 長友信人, 大林辰蔵

東京大学宇宙航空研究所

近年宇宙空間での電子ビーム放出実験はロケット等を用いて盛んに行われ、1980年にはスペースシャトルでの大規模な実験が予定されているが、宇宙船体から放出された電子ビームが実際にどのような振舞をするかについては最も基本的な問題であるにも拘らず明確な情報が得られていない。これらの事を地上でシミュレートして研究するには壁の影響の少ない大きな真空チャンバーで実験することが望しく、スペースシャトルSL1(1980)搭載用電子加速器の技術試験を兼ねて、昨年末NASAのJSC(Texas)の大型スペースチャンバー(16.8m³, 27.4m³)内で電子ビーム放出実験を行った。各機器の配置をFig.1に示す。使用した電子銃は定格5kV 2.5Aのもので予期した通りの性能で動作した。ビーム伝播の様子は主にテレビで追跡した。電子ビームは電子銃出口ではほぼ定角で拡がり(Fig.2)、出力が小さい場合には地球磁場の影響で再収束する事が確認された。ビームの拡がり中は自己電場、地球磁場を考慮した計算値よりも小さく、これはビームによって生成されたプラズマの影響によるものと考えられる。又波動観測では、コレクターの前方メッシュに負バイアスをかけ、ビームを追いかえて二流体条件を満足させた時ハフサイクロトロンモードの静電波が高次まで観測された。フローティングモードでの電子銃動作は、電気回路的に宇宙船体での電子銃動作に対応し、電子銃システムはチャージアップする。Fig.3にフローティング電圧と真空度との関係を示した。真空度が悪い場合チャージアップ電圧が減るのは、電子ビームによって中性ガスが電離されプラズマができて、それによってチャージアップがおさえられるためと考えられる。この場合生成されたプラズマ中の電子は電子銃側にもとってきてFig.2に示すように電子銃部が明るく輝くことが観測される。このチャージアップ現象は、宇宙空間での実験では、安全上又実験上おさえる事が望しいが、スペースシャトルでの実験の場合は、ビーム放出と同時に中性ガス雲あるいはプラズマ雲を放出する事が考えられている。この事をテストする為、電子ビーム放出中、MPD-AJからプラズマ雲を放出した。Fig.4に示すようにこの時チャージアップは完全におさえられた。今回の実験は、極めて短い期間のもので大まかなサーベイしかできなかったが、今後宇宙開発事業団のスペースチャンバー等で今回得られたデータ、経験を基により精密な実験を行う予定である。

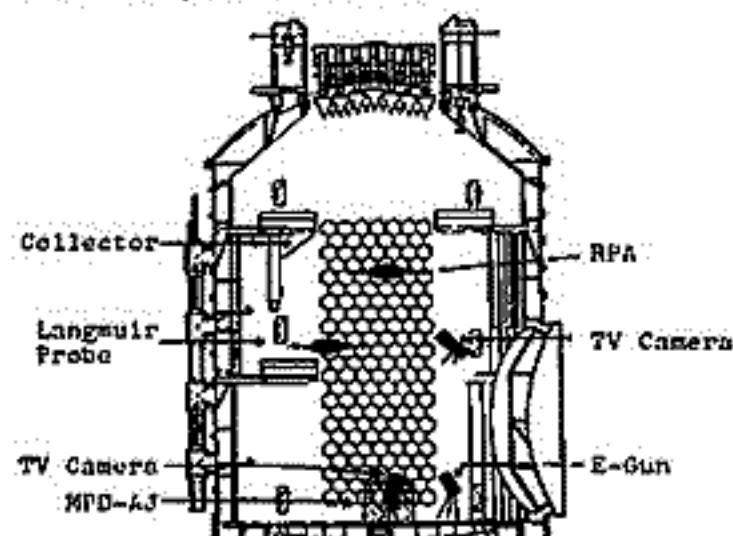


Fig. 1

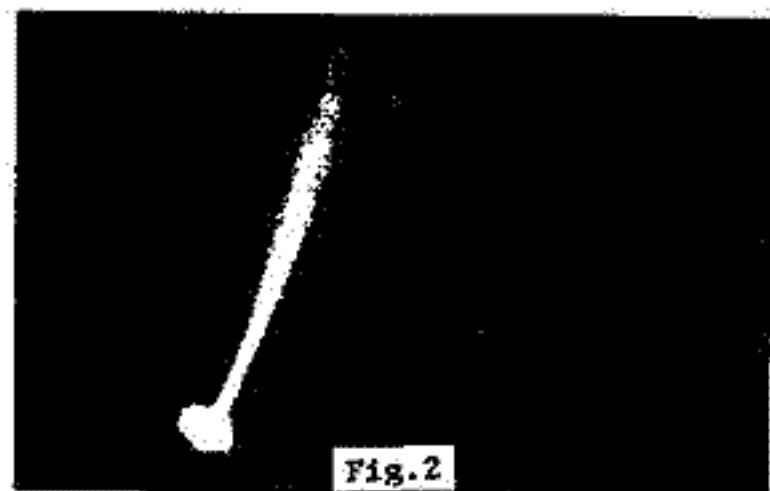


Fig. 2

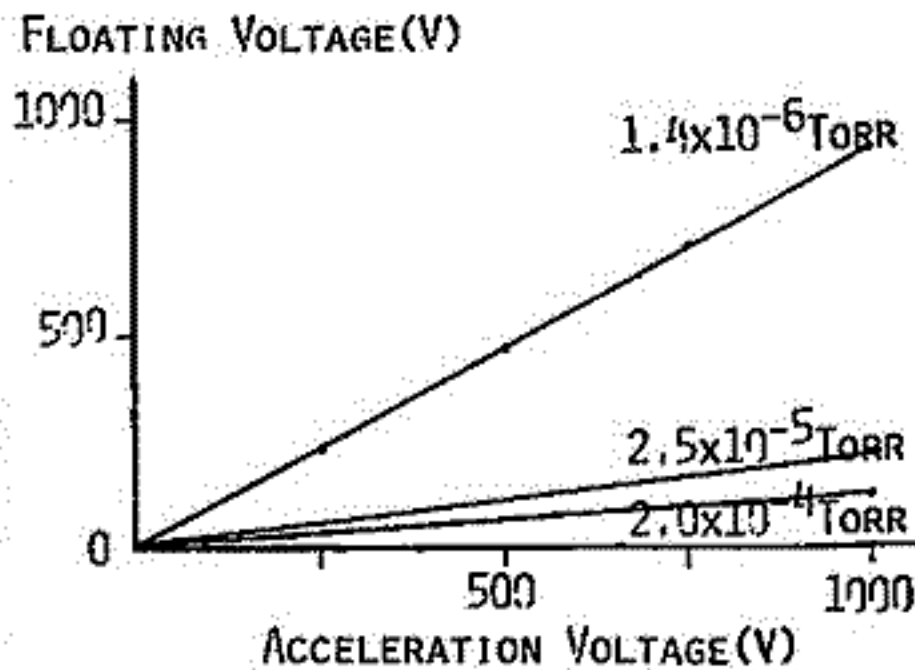


Fig. 3

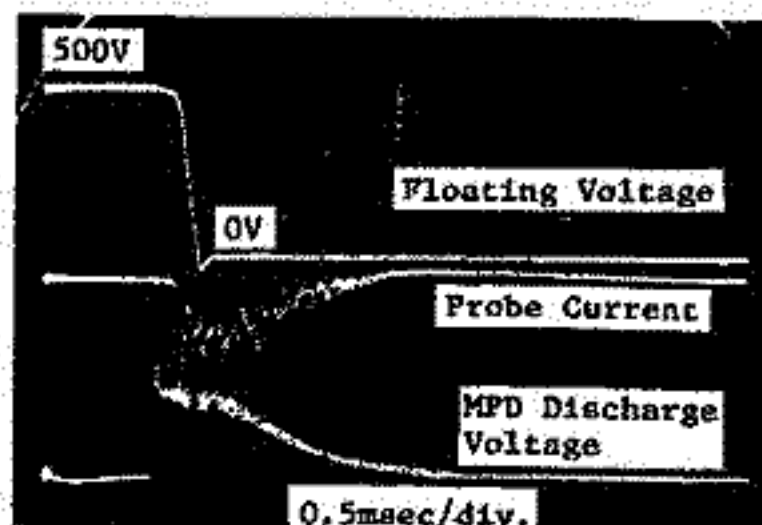


Fig. 4

I-71 K-9M-58号機による電離層への大出力電子ビーム放出実験

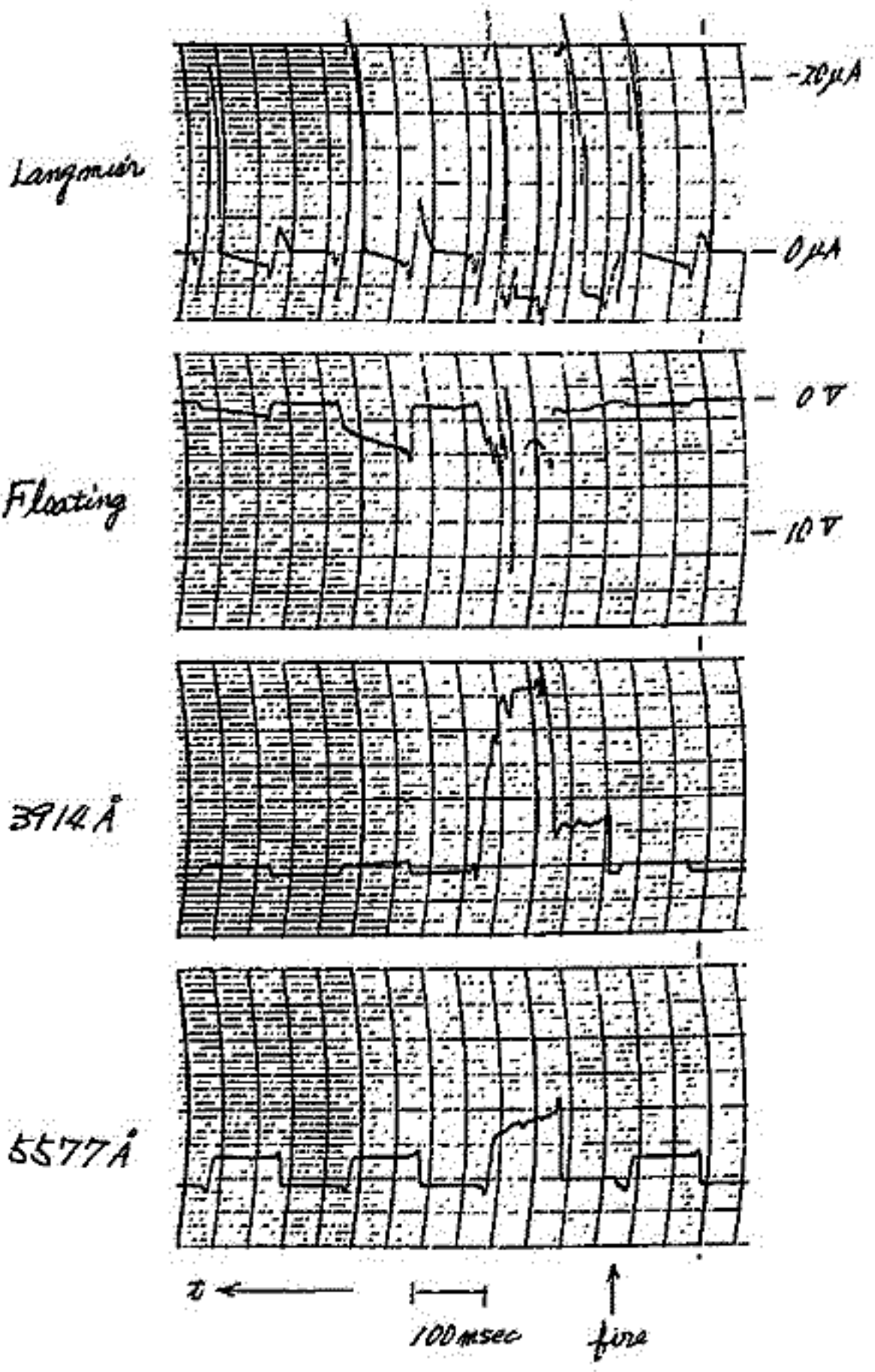
金子修, 佐々木 雄, 河島 信樹
 東大宇宙研

スペースシャトルを用いた SEPAC 計画が 1980 年の打撃を目指して本格的に走り始めた。この計画は 25 kW (10 kV, 2.5 A) の大出力電子銃を用いて、電離層での人工オーロラ、人工波動 励起 等の実験を従来の飛翔体になかった、容積と時間の自由度を活かして、これまで行なわれてきた "Active Experiments" の集大成としようというものである。この計画の準備段階として我々はロケットによる大出力電子ビーム放出実験を計画し、昨夏 K-9M-57 号機において 0.3 kW (3 kV, 0.1 A) の電子銃を用い、そしてこの 1 月 10 日、K-9M-58 号機において 1.8 kW (5 kV, 0.35 A) の電子銃による実験に成功した。本講演では主として K-9M-58 号機によって得られた結果について報告する。

電子ビーム放出に伴って観測される現象に関して、右に代表的なものを示す。

- これらの現象としては、
- (1) プラズマ密度の増大
 (10% 程度に 10-9-)
- (2) プラズマ温度の上昇
 (3~4 eV に上昇している)
- (3) ロケットポテンシャルの上昇
 10V 程度で乱れた波形が観測されているが、恐らくプローブがシース内に入っ下為と思われ。後半波形がきいくなつてからの decay は E-4 の decay に対応する。
- (4) 3914 Å 及び 5577 Å の光を観測され、これらの decay time が異なっていることが観測されている。

等があげられる。講演では、これらの点について、定量的なデータを集めて議論する予定である。



10Hz 2 GAIN 切替を行なう

Bernstein WaveのParametric Decayによる
Ion Acoustic Waveの励起吉門 信, 筒井 稔, 橋本 弘哉, 山岸 久雄, 平本 和夫, 木村 肇根
京都大学工学部

Space Chamber 内に後方拡散型 Plasma 源により作られた Plasma (密度 $\sim 10^5 - 10^6$ /cc, 電子温度 $\sim 2000 - 4000^\circ\text{K}$) 中で大振幅の電子 Bernstein 波を励振すると, 可聴周波数領域の雑音が顕著に増加するのが観測された。この現象は, 電子 Bernstein 波 (周波数 ω_0 , 波数 k_0) と磁場に対して斜めに伝搬する電子 cyclotron 波 (ω_2, k_2), および Ion 音波 (ω_1, k_1) が関係する Parametric Decay Instability によるものと考えられる。それを確認するために, まず Fig. 1 に示す測定法により, Decay の結果励起される Ion 音波の干渉波形を求めた。測定結果の代表的な一例を Fig. 2 に示してある。この干渉波形から波数を求め, ω - k diagram 上にプロットすると, 理論的に得られる分散曲線および直接励起された Ion 音波の分散とほぼ一致する。

この測定系においては, 周波数共鳴条件 ($\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$) は自動的に満足されているが, 低周波領域に何らかの原因で発生した雑音が mixing により高周波領域に上げられて同様の干渉波形が得られたと見る可能性も, この System による実験だけでは否定できない。そこで Spectrum Analyser によって電子 Bernstein 波の周波数近傍と, 可聴周波数領域の Spectrum を求めた結果が Fig. 3 である。Parametric Decay Instability の特徴として, Pump 波の周波数 $\omega_0/2\pi$ より低周波側に, $\omega_0/2\pi$ の高周波側より高レベルの周波数成分が成長しているのが認められる。他方低周波領域の Spectrum を見ると, 高周波領域の Spectrum における Pump 波との差の周波数に対応した低周波成分が成長しているのがわかる。またここに現れた低周波成分が wide band であることから, 上記の三つの波の共鳴条件は, Ion 音波の周波数 $\omega_1/2\pi$ の数 kHz までの値に対して連続的に満たされていると推論できる。分散関係式から理論的に得られる電子 Bernstein 波の波数 vector と斜め伝搬の電子 cyclotron 波の波数 vector との差が Decay による Ion 音波の波数 vector に相当するが, Parametric Decay が有効に起こるような, 斜め伝搬電子 cyclotron 波の減衰が小さい伝搬角度領域に対して, この Ion 音波の波数は数 kHz の周波数に相当する値まで連続的に存在し, 上に述べた実験結果を説明することができる。

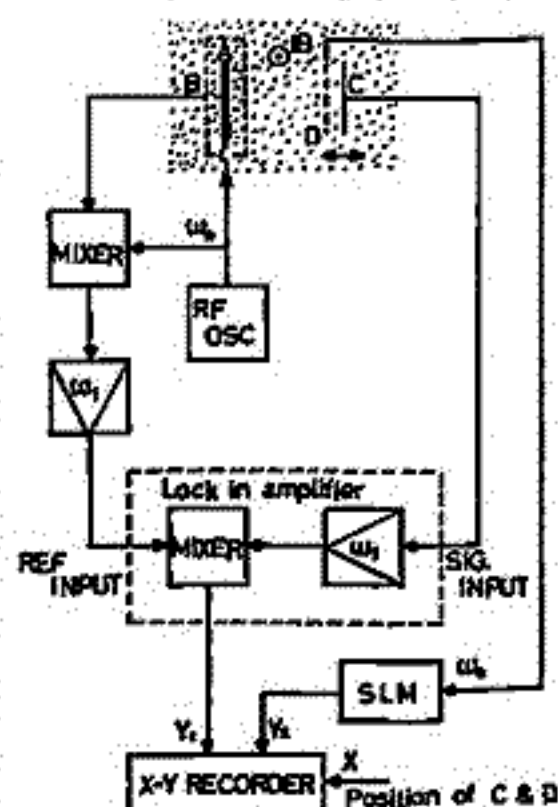


Fig. 1

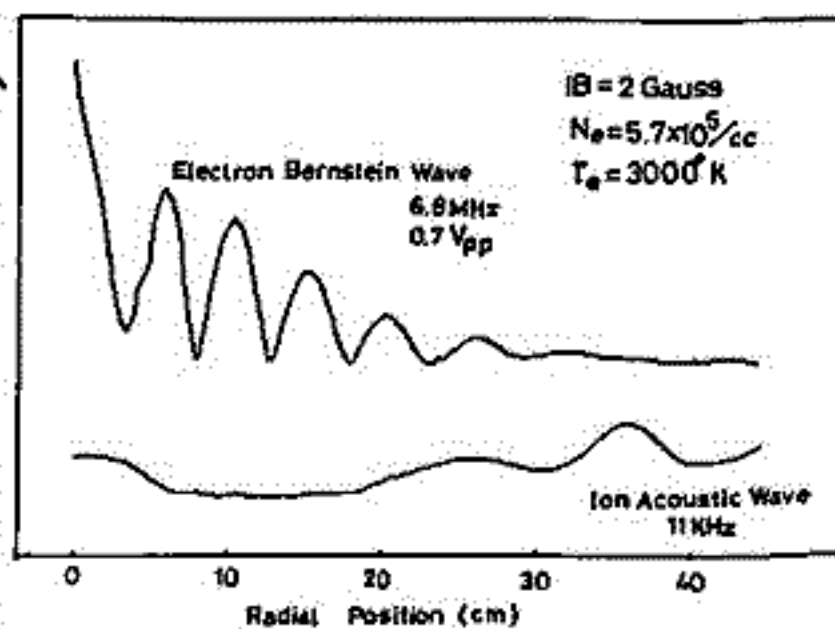


Fig. 2

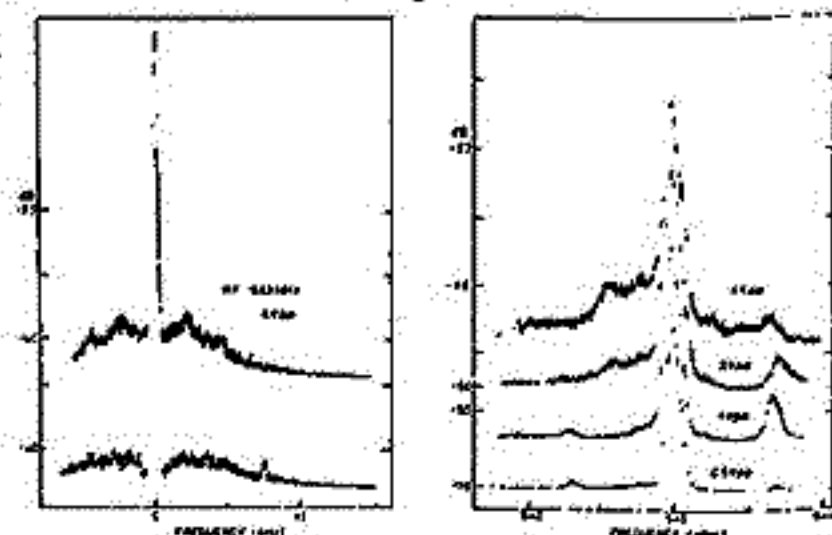


Fig. 3

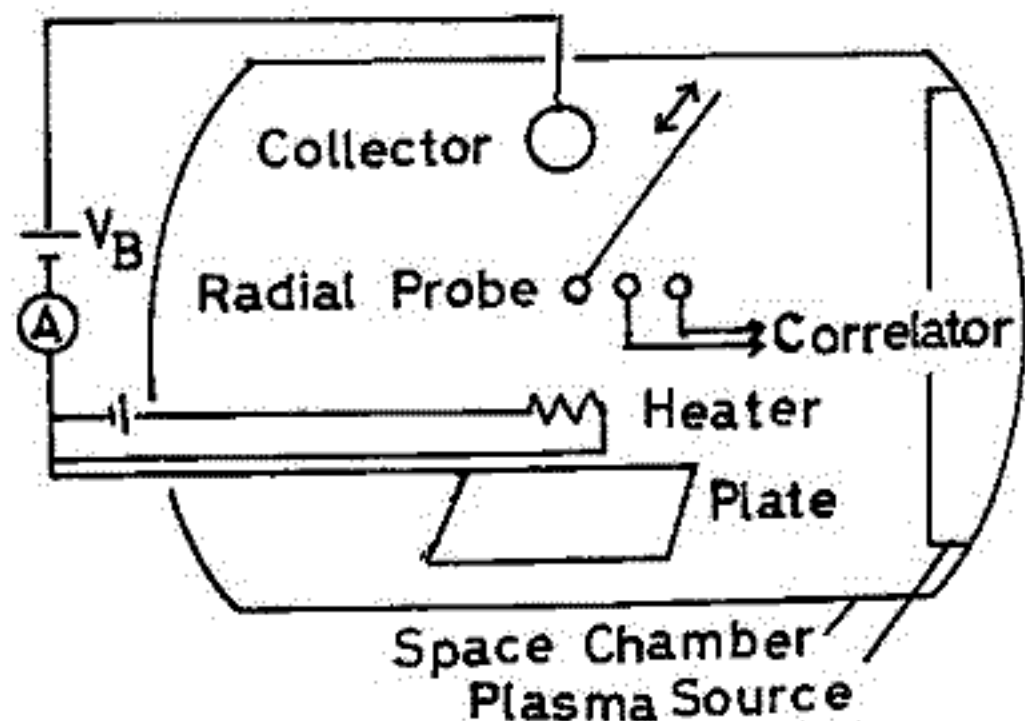
I-73 スペースチェンバー中での電子放出に伴った
波動励起実験

平本 和夫, 筒井 総, 吉門 信, 橋本 弘蔵, 木村 啓根
(京都大学 工学部)

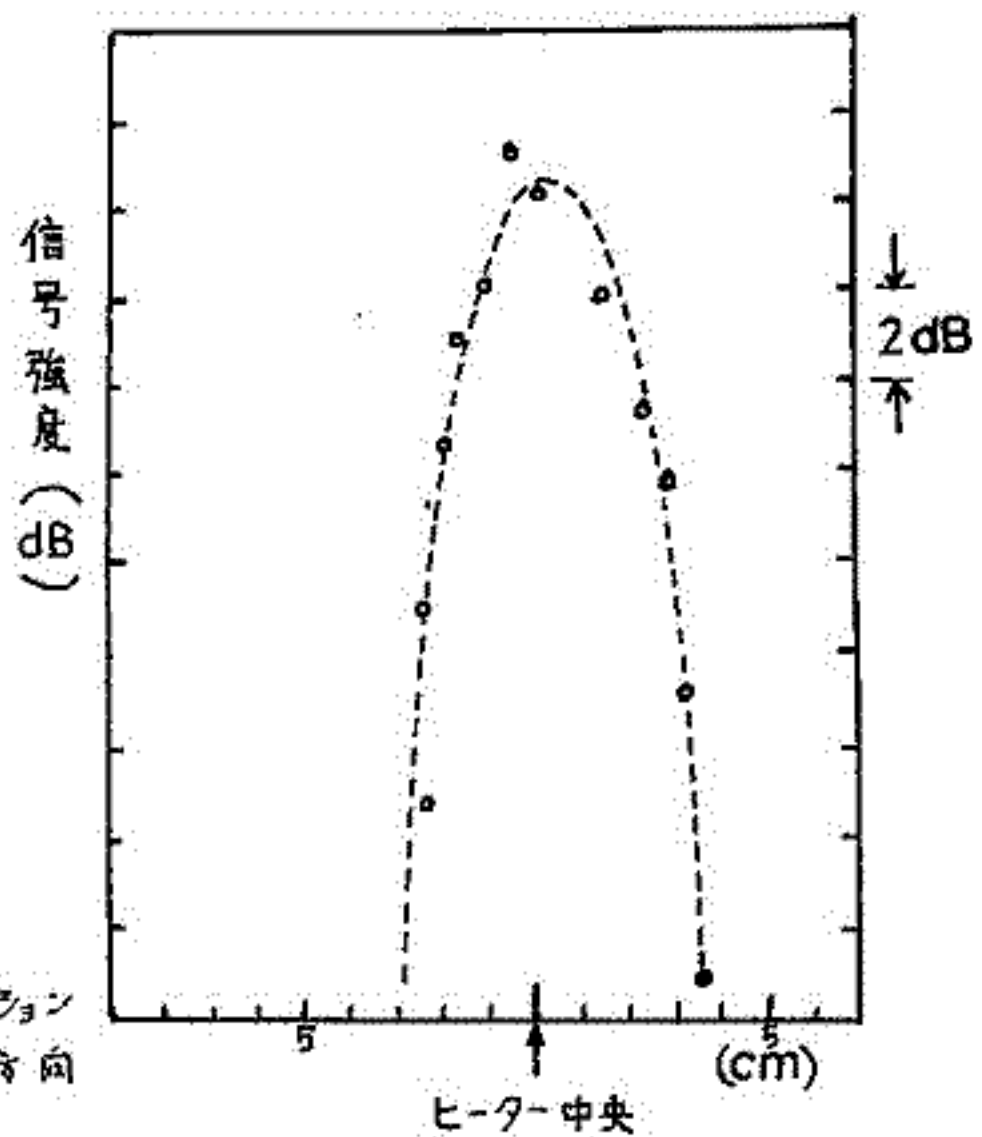
近年, K-9M-41号機, K-9M-51号機などのロケットを用いて電離層プラズマ中において, ロケットと受信アンテナ間にバイアス電圧を加え, ロケットのヒーターから電子を放出するというアクティブな実験が行われて来た。そしてヒーターから電子を放出している時に, 特徴あるエミッションが受信されたが, ロケットを用いて実験している事や, アンテナにバイアス電圧を加える事などの複雑な要素が多く, このエミッションのモード, 及び励起メカニズムなど未だ明確には分っていない。それで我々は, 地上の実験室プラズマ中においてロケット実験のシミュレーションを行ったので, その結果について報告する。

実験は地球磁場のもとで, 図1に示す様にロケットの受信アンテナに相当する電子コレクター, ロケットに相当するプレート, それにヒーターを夫々チェンバーの壁から浮かせた状態で電子コレクターとプレート間に V_B を加えて行った。この様な系のもとで V_B を変化させ, 0から徐々に高くしていくと V_B が40Vから50V程度になった時, さねめてpureなエミッションが1~2kHz付近に観測された。この時のプラズマパラメーターの1例は密度 $N = 1.5 \times 10^6/cc$, 電子温度6400°Kであり, pressureは 2.2×10^{-4} Torrであった。このエミッションの強度の空間分布(径方向)を第2図に示す。この図を見るとエミッションはヒーターと電子コレクターを結ぶ領域に集中しており距離と共に急激に減衰している事が分る。又, このエミッションの周波数はバイアス電圧に依存している事が見られた。

次にこのエミッションのモードを決める必要があるので, 発生源付近の2点で受信される信号の相互相関関数から波長を求めた。この時のプラズマパラメーター等から, このモードはイオン音波の可能性が強いと思われるが, 更に定量的実験を行い, このモードを決定し, エミッションの発生機構を明らかにして行きたい。



オ1図 実験配置



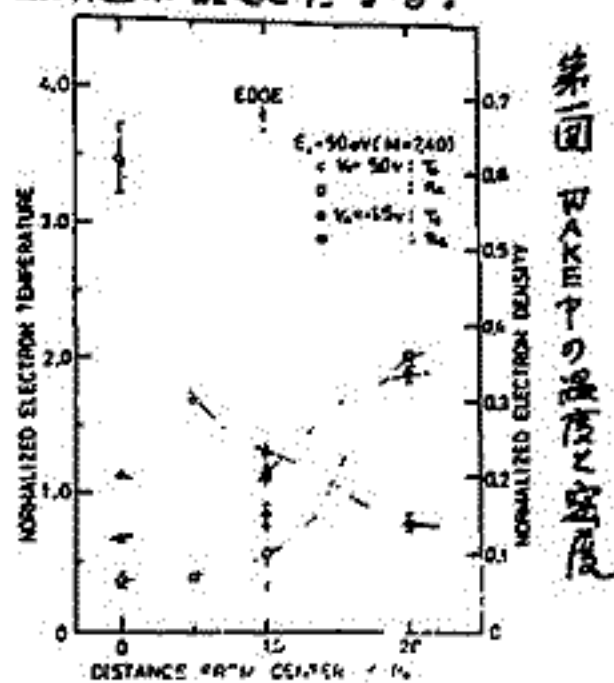
オ2図 励起エミッション強度の径方向分布

松本 治弥・賀谷 信女・湯浅一弘
(神大工)

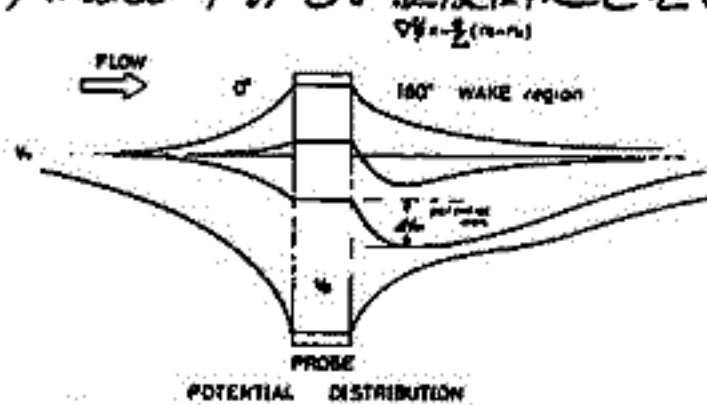
宇宙空間を飛翔するロケット，人工衛星の後方にはWakeと呼ばれるプラズマの希薄な部分が形成される。このWake中では電子温度が上昇するという報告がなされている。又今まで我々の研究室でも計数型Probeと分割型Probeを用いて障害物後方の電子温度上昇を報告している。その一例を第1図に示す。第1図は長方形平板後方の電子温度と電子密度を表わしたもので，障害物後方の電子温度上昇がみられる。この電子温度上昇の要因は現在の所，Wave-Particle Interaction等による電子温度加熱か，Wake後方に形成されるPotential Wellによる見かけ上の電子温度上昇と考えられる。プラズマ・フロー中の障害物又はProbeの電位によりWake中に着目図に示すようにPotential Wellが形成され，Probeに流入する電子束はProbe電位ではなく，Probe電位より低いPotential Wellの電位によりControlされ，見かけ上電子温度が高く測定されると考えられる。そこでFloating Emissive Probeを用いて障害物前方(第3図)，後方(第4図)を測定した。特にFloating Emissive Probeのヒーター温度を一定とし，相対的な電位差を求めた。その結果 第3図，第4図とも理論的に考えられる電位分布(第2図)とほぼ同一結果となった。特に第4図には障害物後方，約 $x=R_0$ (R_0 は障害物の幅)にPotential Wellの存在を示している。

次にWake中での固定バイアスの電子電流分布を第5図に示す。この方法は，プラズマの時間的変化も温度変化を無視しているので密度分布とは言えないが，考えられる温度変化以上の変化を示し，密度分布に近い形を示していると考えられる。すなわち，第5図は，障害物後方にWakeの存在を示している。

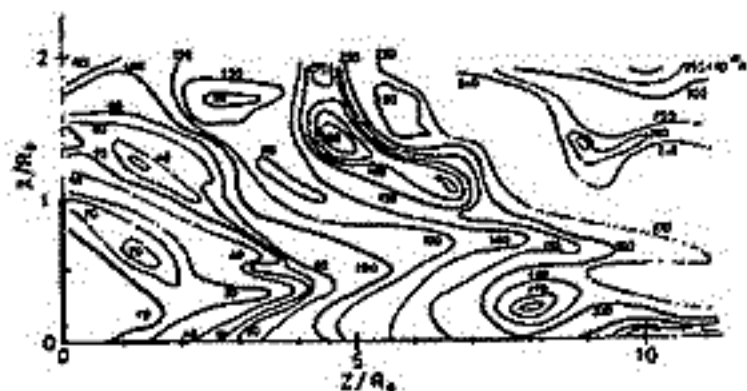
今後 ランクニ= P. フロー以外でのWake中の電子温度測定と電子密度の時間的変化測定が課題となる。



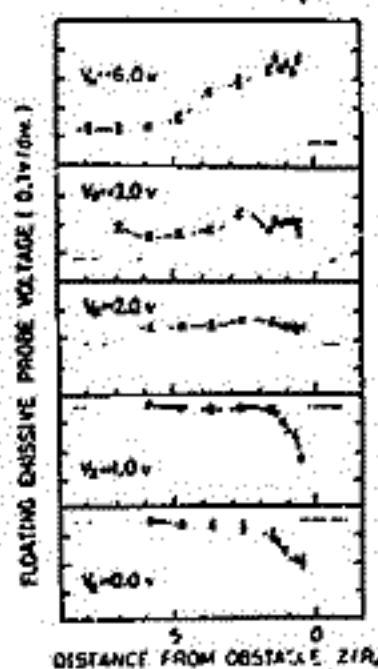
第1図 Wake中の電子温度と密度



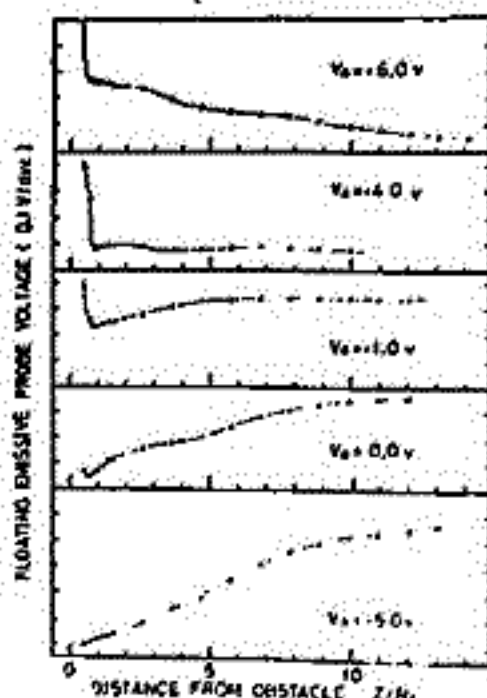
第2図 障害物周囲の電位分布



第3図 Wake中の電子電流分布



第4図 障害物前方の電位分布



第5図 障害物後方の電位分布

励起実験

大家 寛, 森岡 昭, 小野高幸 (東北大, 理)
鎌田哲夫 (名大空電研)

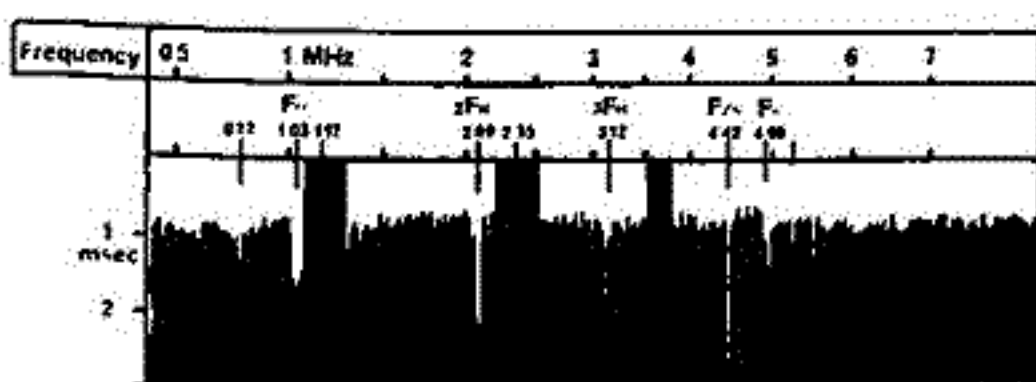
序 1973年のK-9M-41ロケット実験に始まる能動的プラズマ波動励起実験は、K-9M-49, 53にひき続き、K-9M-56ロケット実験(1976年9月)により、ひとまず電離層プラズマ中での実験段階を終了し、L-3H-9(1977年8月)、さらには科学衛星EXOS-B(1978年8月)によつて、プラズマ圏及び磁気圏プラズマ中での実験段階を迎えることになった。これらの実験は、プラズマの波動粒子相互作用を解明することによつて、プラズマの物理的性質を研究することを主眼にしている。ここでは、この一連の実験で得られた新しい知見や問題点をまとめて報告する。

システムの概要 SPW(Stimulated Plasma Waves)と呼ばれるこの能動実験システムは、次の3つの作用をプラズマに対して加える。すなわち(1)大電力(300W)高周波を、全長10mのダイポールアンテナよりパルス状に発射する。(2)ホットカソードに大電流(6A)を通電して熱電子を放射する。及び(3)1mアンテナに直流バイアス電圧(0~10V)を印加する。これらの能動作用によつて励起されたプラズマ波動を10mダイポールアンテナで受信し、高周波領域に於ては、波動の持続とスペクトルを分析するとともに、低周波領域に於ては広帯域受信を行なうことにより、励起された波動のスペクトルを詳細に分析する。

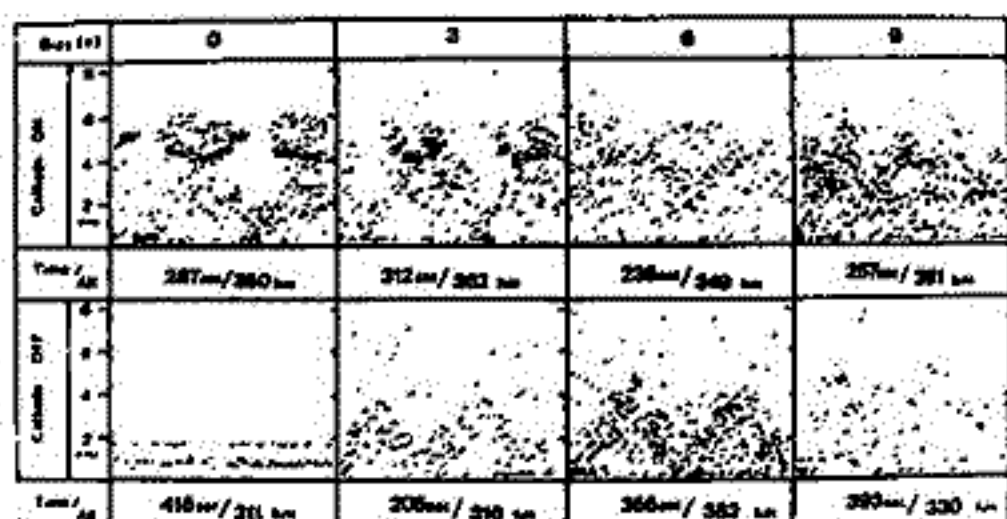
実験結果 [I]高周波現象: 第1図は、K-9M-56ロケット実験によつて得られた、高周波パルス印加実験によるアイオノグラムである。実験は高度360kmで行なわれているため、電子衝突回数が高い(200 sec⁻¹)。このため現象の持続時間は数 msec と短いが、サイクロトロンスパイク(nF_u)、電子プラズマ共鳴スパイク(F_p)、及びホイッスラーモードのスパイクが観測されている。

[II]低周波現象: 第2図は、ホットカソードの作動、及び直流バイアス電圧の各々の組合せによつて観測されるVLF現象のダイナミックスペクトルである。各々の能動作用の組合せに対応して、ここで離散性放射、及び広帯域放射と呼ぶ、プラズマ波動現象が観測されている。

検討 これらの波動現象は、その伝播特性はもとより、励起過程における荷電粒子流との相互作用が重要な役割を持つ事が判明しつつある。解析の結果、積極的に加えた能動作用に対し、プラズマからの反作用効果として荷電粒子流の形成が見出され、新たな問題として登場した。すなわち、高周波パルス発射の反作用効果としての電子流の発生、及び直流バイアス電圧印加に対する反作用効果としてのイオン流の形成があり、それぞれ、サイクロトロンスパイク、及び広帯域放射の励起原因となることがわかってきた。また離散性放射は、ホットカソードからの電子流とLHR波の相互作用及び伝播過程の検討により、理論的にも矛盾なく説明される。



第1図 Time 277 sec Altitude 358 km
Sweep Mode



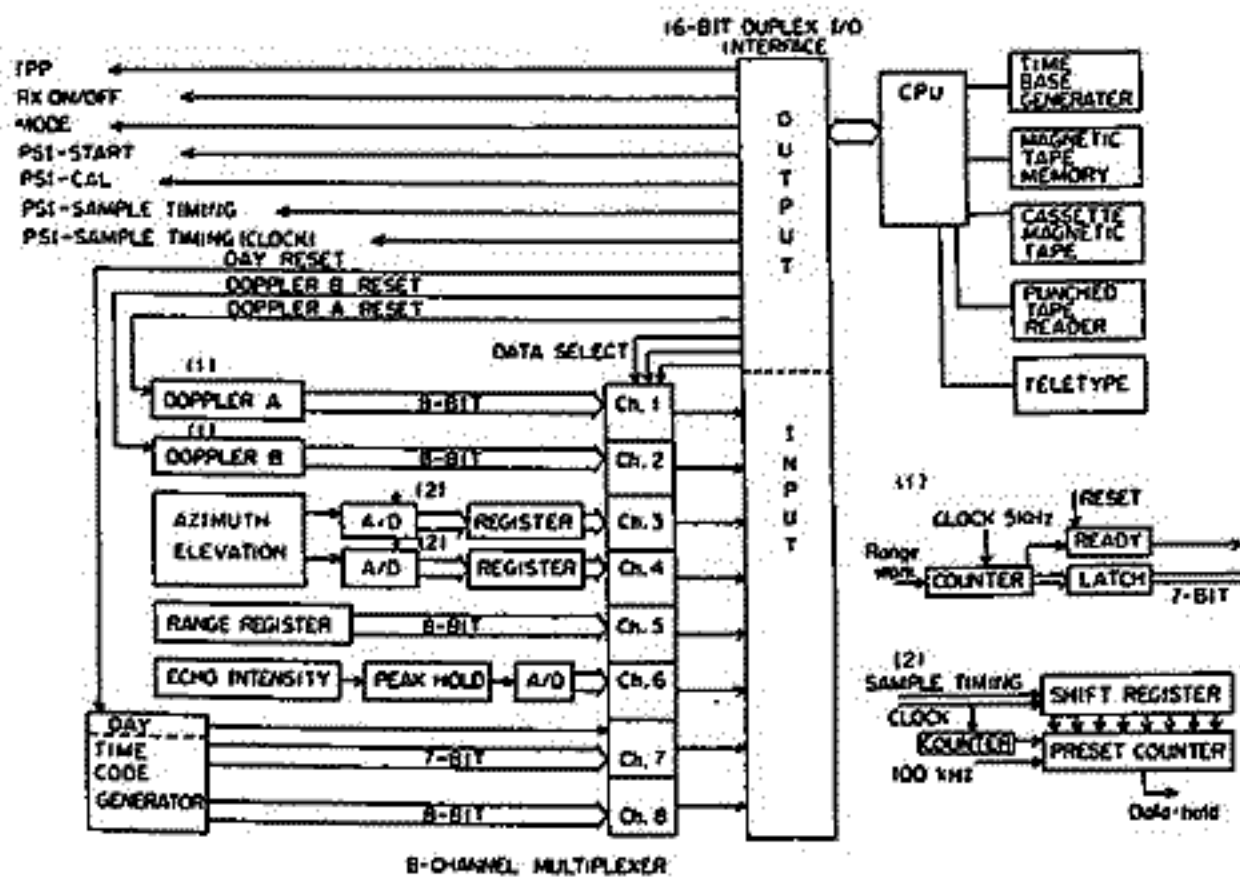
第2図

京都大学流星風レーダーのコンピューター・コントロール・サブシステム

津田 敏隆, 麻生 武彦, 加藤 進
(京大工)

80~100 kmの高度の大気運動を観測するのに有力な装置である流星風レーダーに小型コンピューターを導入し、観測の制御とリアル・タイム・データ処理をすることで観測システムを柔軟にすることができ、さらに大量のデータを統計的に二次処理することが容易になる。図1にコンピューター・コントロール・サブシステムのブロック図を掲げ、必要な制御信号、入力されるデータ及び周辺機器を示す。図2に用いられるプログラムの関係を示す。観測は流星の発生を監視するMODE1と測定を実行するMODE2に分けられ、送信間隔及び、位相変調の有無によって特徴づけられている。データは入出力制御サブルーチンによって入力され、データ処理モニターの管理下で各処理サブルーチンによって、物理量に変換され、磁気テープ上に記録される。

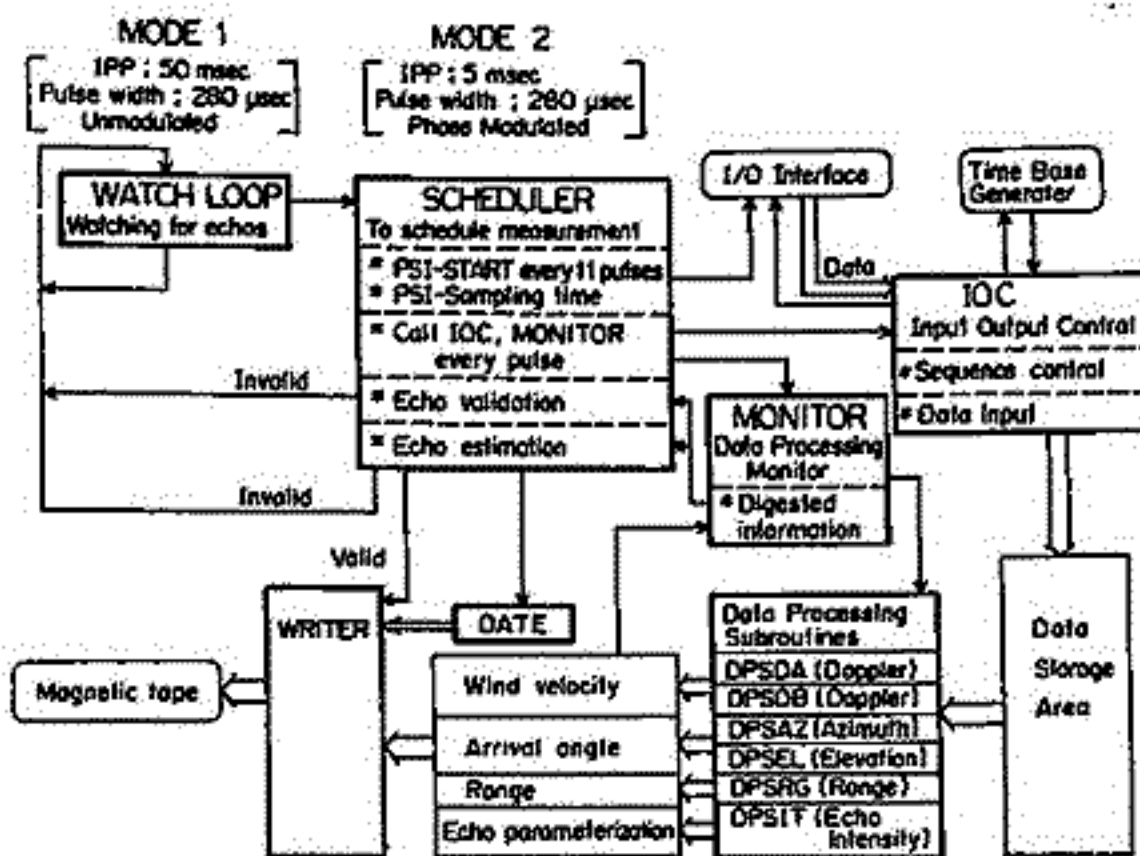
図1. コンピューター・コントロール・サブシステム.



- ・ IPP ; 送信パルス間隔
- ・ RX ON/OFF ; 受信機ゲート
- ・ MODE ; 観測モード
- ・ PSI ; 干渉計サブシステム・コントロール

- ・ DOPPLER A, B ; ドップラー・シフト
- ・ AZIMUTH, ELEVATION ; 方位角, 仰角
- ・ RANGE ; レンジ
- ・ ECHO INTENSITY ; エコー強度

図2. プログラム相互の関係とデータの流れ

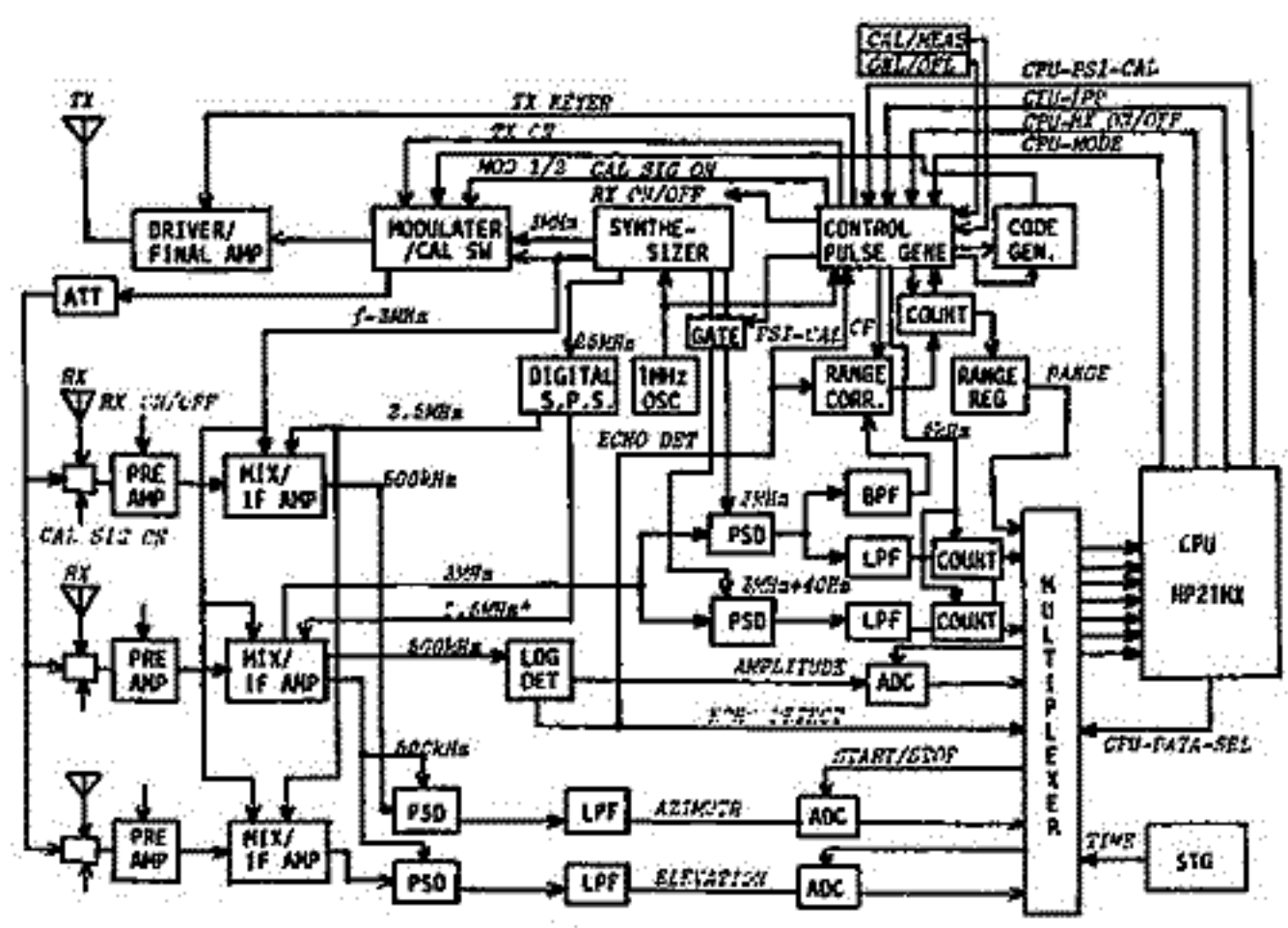


麻生武彦・津田敏隆・唐沢好男・加藤 進
京大工

Location	Shigaraki, Shiga (34N, 136E)
Type	Coherent Pulse Doppler Radar
Items	Echo Amplitude
	Slant Range
	Doppler Shift
	Azimuth & Elevation
Frequency	31.57 MHz
Pulse Width	280 μ sec (Echo Amplitude)
	10 μ sec x 28 bit Pseudo Random Code
Repetition	20 to 300 Hz (Computer-controlled)
Aerials	5-element Yagi (TX)
	5-element Yagi x 3 (RX)
Arrival Angle	Interferometer and/or Decay-Height
Range	Pulse Compression Technique
Power	10 kW (peak), 840 W (Max average)
Data Processing	On-line Small Computer
Record	Magnetic Tape (Digital)
Remarks	Mobile on board a trailer

レーダー諸元

高度 80 km から 110 km の下部電離層領域は、磁気圏・電離圏・中間圏等には更に下層の大気の力学的結合の結果として乱流や重力波、大気潮汐波、プラネタリー波など各種の波動に関連した大気運動の増幅となっている。即ちこれらのあるものはオゾン層付近で熱的に励起され又あるものは太陽風のエネルギーにより電磁力学的に極域等で励起される。これら大気波動の励起と伝播プロセスを地球スケールで実験的に明らかにすることはダイナモ理論・大気潮汐論或いは重力波による TID の議論と云った歴史的に重要な諸問題に対するより深い理解を得ることに繋がってくる。このような背景のもとに国際磁気圏観測事業 (IMS) の一環として京大工学部に流星風レーダーシステムを新たに建設することになり数年にわたる準備を経て昨年度末本格的な基礎実験並びに作業が進められてきた。本システムは所謂コヒーレントパルスドプラレーダーで超高層大気中に形成される流星飛跡を標的としてその運動を追跡した気速度を知るものである。左上表にレーダーの諸元を、又同下図にシステムのブロックダイヤグラムを掲げる。



京都大学流星風レーダーブロックダイヤグラム

特にこのシステムではレンジ測定のためのパルス圧縮法を、又エコー到来角測定の為にニューハンプシャー大で開発された PSI 方式を夫々独自の改良を加えてとり入れ SN 比 10 dB 以上でレンジ精度 1.5 km, 到来角精度 0.5° を得ることが出来る。更に観測制御と実時間処理用のオンライン小型コンピュータを導入し、最終的な速度精度は平均操作により 0.1 m/sec を達成できる。

倉田 榮三

(東京大学理学部地球物理研究施設)

"たんせい-3号"はオ号技術試験衛星 MS-73として作成され、1977年2月19日 14^h15^m (JST) に内之浦に於いて M-3H-1 に依り打上げられ軌道に入ったものである。今回実験を行った真空紫外光多点測光装置 (UVP) は、オ号科学衛星 EXOS-A に搭載される真空紫外オーロラ撮像装置 (ATV) に於いて新たに開発を行った部分の性能環境に於ける動作確認試験と、北半球高緯度地域での真空紫外領域光の緯度分布観測を主目的とするものである。

UVP と EXOS-A 用の ATV とでは、観測のモードに於いて、測光と撮像とに別れるが、これは、両衛星のミッション、性能上の相違に由来するもので、装置のハードウェア上、ATV での撮像管の電子銃・走査部を多陽極に置換し光電子増倍管とし、附随する電子回路をこれに合わせて変更したものが、本装置 UVP である。 勿、

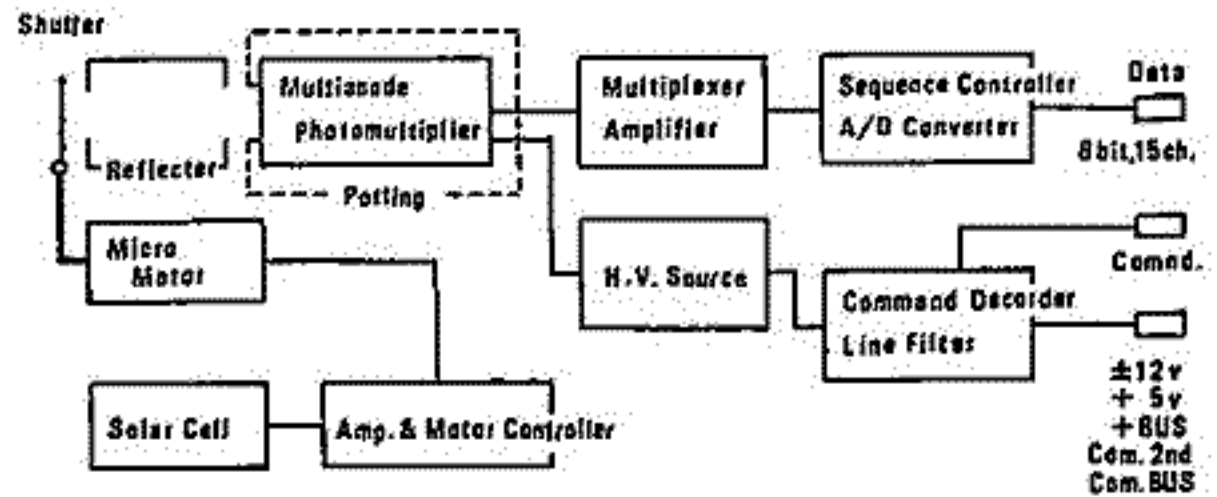
オ1図は UVP のブロック・ダイアグラムを示した。UVP に於いては、ATV のプロト・モデルに於いて開発した撮像系 (90FL20) を、カメラとして使用して居る為、オ2図に示した如き測光領域の分布と成って居る。 勿、視野の中心は衛星姿勢の方向と一致し、前述する磁気圏探測の姿勢判断に於いて北半球高緯度地域上空では downward-looking と成って居る。

観測は、毎16秒中の連続する8秒間に2回、オ2図に示した16領域に就いて同時測光を行う方式で行われた。 衛星の軌道一周中の UVP の稼働時間は、姿勢判断方式の"磁気圏モード"中の軌道上位置の地磁気緯度が45°以上の約30分間である。

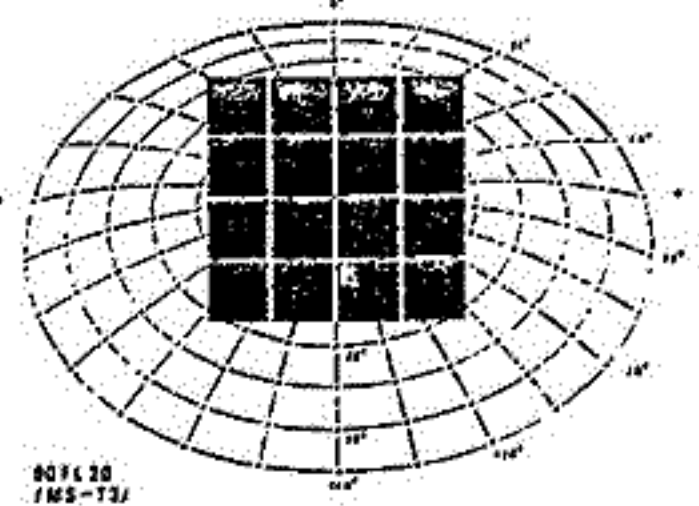
UVP は以下に記す経緯で"たんせい-3号"のミッション終了迄順調に動作し、予定の観測データ取得に成功した。 今回現在処理中のデータの解析速報と併せて報告する。

UVP 観測実験経緯

- オ42周 (Feb. 23, 10^h41^m (JST), 近地点通過) 打上げ後、完全休止状態であった UVP の中、異常電圧停止用 Shutter の閉閉を内蔵の Solar Cell の出力信号に依る自動制御に切換、以後この sub-set のみ稼働。
- オ60周 (Feb. 25, 03^h06^m (-) ...) UVP の高圧回路試験動作。
- オ61周 (Feb. 25, 05^h21^m (-) ...) この周回以降、ミッション終了迄の最終可視軌道 (オ129周 (Mar. 3, 13^h26^m (-) -))迄の間、31周の周回に於いて観測を行... データの取得。 特にオ128, 129周の周回では、全軌道に於いて観測を行... 地球周回の真空紫外光の分布の観測を併せて行った。



オ1図 UVP 構成ブロック



オ2図 UVP 視野のイノーレに測光領域

荒木 喬
弘前大学教育学部

人工衛星の軌道決定には現在、地上からの電波による測距方式 (Range & Range Rate) が主に使用されているが、これらの方式は地上局の設備や人員等に膨大な費用がかかる。さらに、将来の科学衛星の軌道として Deep Space の航行を行なう方向にある。このような一連のことばを考えると、Self Navigation System, つまり人工衛星上での姿勢および軌道の決定、制御が必要である。我が国ではこの方面の研究は、あまり行なわれていないのが現状であるが、著者は現在打上げが予定されている科学衛星の姿勢センサ系とそのテレメータ系に若干の変更を行なうことを想定して、Self Navigation System の地上シミュレーションを行なったのでその結果について報告する。まず人工衛星に搭載した2個の地球センサによる測距方式について述べる。図1は地球センサを搭載した衛星と地球との位置関係を示すものであるが、地球センサ#1と#2の地球走査角を θ^+ , θ^- とすると地球中心から人工衛星までの距離 r は以下の式で求められる。

$$r = 2r_e / \sqrt{4 - \cos^2 E \cos^2 \beta \left\{ \cos \frac{\theta^+}{2} + \cos \frac{\theta^-}{2} \right\}}$$

ここで r_e は地球の半径, β は衛星のスピン面から測ったセンサ光軸の傾き角, E は地球中心方向と衛星スピン面とのなす角である。次に距離 r をベクトル量として求めることができれば、人工衛星の軌道は慣性空間上で一義的に定められる。これについては図2に示したように、太陽センサのバルスと地球センサのバルスを組み合わせることによって求まるダイヘドラル角 ϕ_{SE} によって解決される。結局人工衛星の位置は地球センサからスカラー量として求まり、ダイヘドラル角により太陽方向を基準とすることによりベクトル量に変換されることになる。図3にはシミュレーションフローを示した。ただし以上の結果は人工衛星の姿勢が既知である場合であるが、今後姿勢が未知の場合にもこの方式を拡張する予定である。結論として言えることは、現在打上げが予定されている科学衛星の姿勢センサとTLM系に若干の変更を行なうことにより、つまりテレメータチャンネルにダイヘドラル角を1チャンネル付加するだけで上記シミュレーションをより現実的なものにする事が可能である。参考文献

1) 荒木, 喬, "衛星上での姿勢および軌道決定方式", 電子通信学会, 宇宙航行エレクトロニクス研究会, SANE 75-20 (1975)
2) 荒木, 喬, "姿勢センサによる人工衛星の軌道決定", 電子通信学会, 宇宙航行エレクトロニクス研究会, SANE 76-19 (1976)

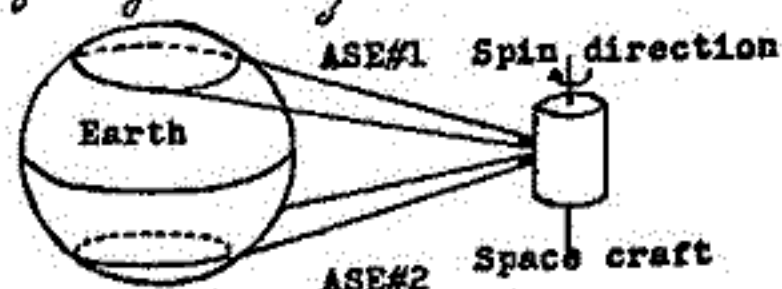


Fig 1. Ranging Method
S/C Spin-Axis

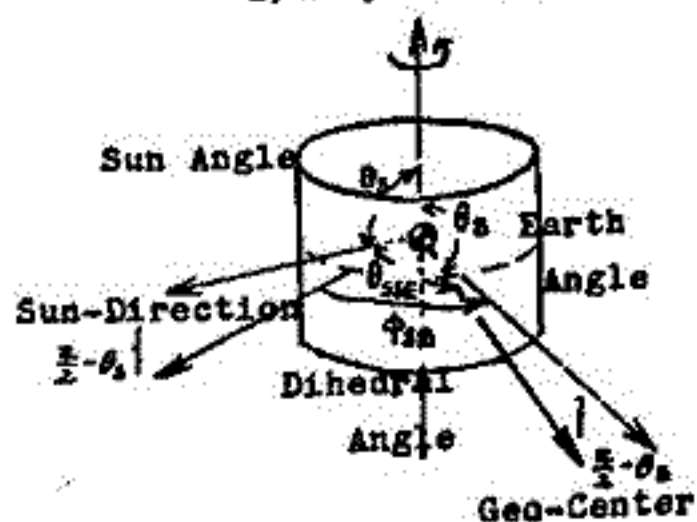


Fig 2 Dihedral Angle

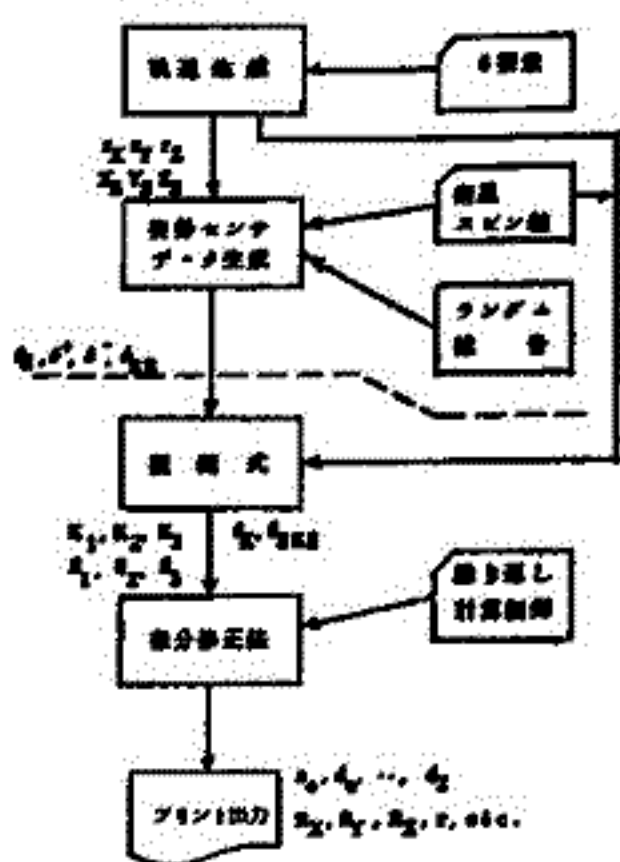


Fig 3. Simulation Flow

清水 幹夫
(東大 宇宙研)

彗星核は snow ball である。その組成には3つのモデルがある。

- (1) Low Temperature Ice $H_2O + CH_4, NH_3$
- (2) High Temperature (or Interstellar Molecule) Ice $H_2O + CO, N_2$
- (3) Dry Ice CO_2

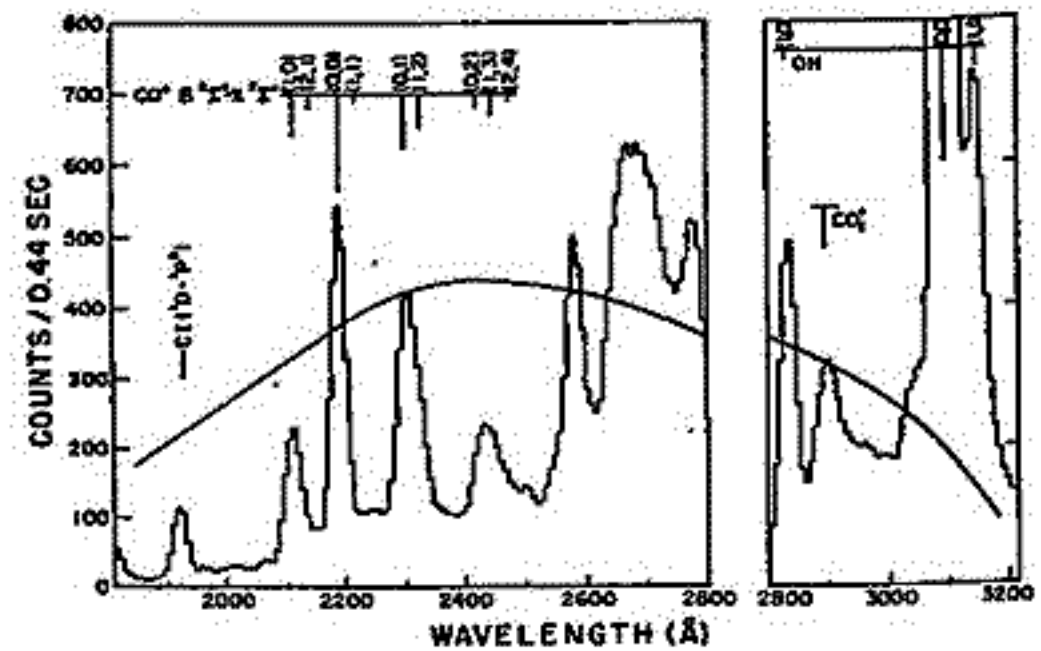
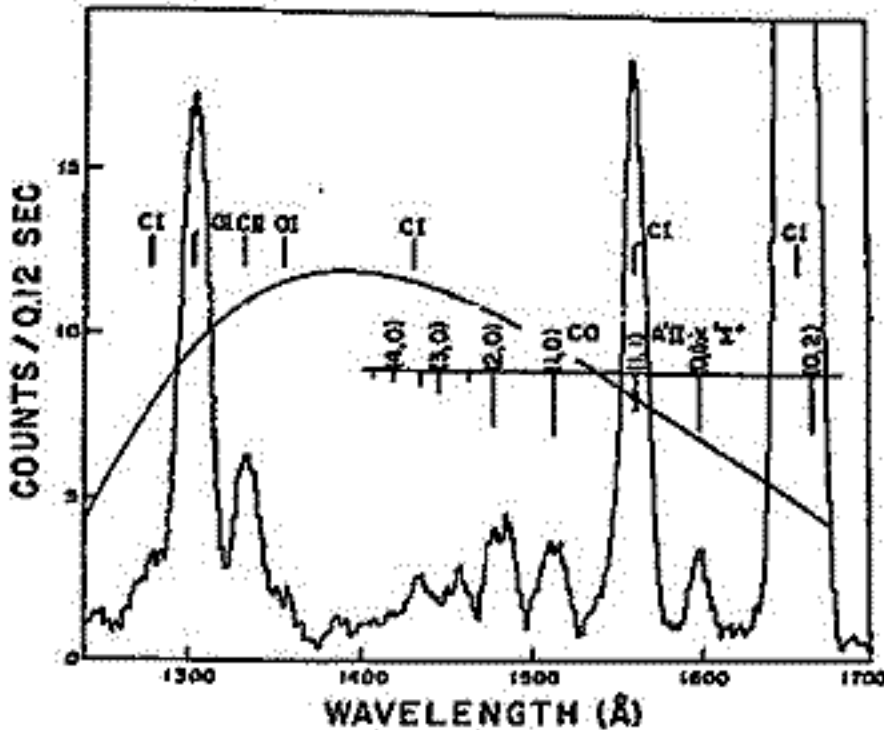
そのモデルは、汚氷説が持ち上った時代から存在した。彗星のイオン尾に CO^+ , N_2^+ が主イオンとして含まれることと矛盾は Delsemme により、 H_2O とメタン・アンモニアの反応で CO, N_2 を作るということと説明されることになった。しかし、我々が指摘したように、主成分の水の凍結効果により、低温で温度が上昇するとは確かである。

最近のロケット紫外分光で、ウエスト彗星に強い CO, CO^+ スペクトルが観測された。そのモデルに対する強い裏付けを得た。一方、 CO_2^+ の放射も CO^+ と同じくらい強い強度で見出された。そこで、Delsemme は自己の $O(^1D), H_2O^+$ の放射データを混ぜて、新たなモデルを提唱した。

$CO_2 + h\nu \rightarrow CO + O(^1D)$,
 $C(^1D) + h\nu \rightarrow C^+$, $C^+ + CO_2 \rightarrow CO^+ + CO$, $CO^+ + H_2O \rightarrow CO + H_2O^+$ (ii)
 という反応群によるデータ解釈はしかし、そのモデルの枠内では容易に説明できる。例として $CO^+ + e^- \rightarrow C(^1D) + O(^1D)$ と (ii) の最後の式。

Dry ice モデルはかなりの欠陥が指摘された。まず CO の Cameron bands が観測されるから CO_2 の量の上限は CO 量の $1/2$ 以下と押さえられる。これは CO_2 の photo-dissociation cross-section の小ささから (i) の反応は本当に起こるという仮定による。また $O(^1D)$ の放射も $O(^1P)$ の放射より $H\beta$ に比べて多分弱く、これは理論に完全な反了。一番はつまずいたのは、 CO_2^+ と CO^+ データの解析である。 CO_2^+ 帯の波長、oscillator strength, 10 倍の太陽光強度等、若 CO^+ に比べて favorable の方向から resonant scattering は CO_2^+ の方が CO^+ の面でも容易である。両者の intensity は等しいから、イオン分布の計算を合わせると、 CO_2 量は CO の面から一と分る。

CS 帯の所見も同様。質量が大きい星間分子の対比は極端に良い。彗星の solar nebula からの凝結によること、solar nebula は星間分子雲の残存物であるから当然と一致。その中で有機分子は作られるから、彗星地球への有機物供給には、その形で可能 (例として大陵石落下) があり得ることになる。



清水 邦夫
(東京大学)

- Viking 1, 2号は、火星大気中の ^{15}N の濃度が地球より約2倍高くないかと発見した。
- (1) ^{15}N は地球の比で60-75% enrichしてある。(2) ^{129}Xe の濃度は地球の2.5倍高い。
 - (3) $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ の比は3/100 (4) ^{36}Ar の絶対量は CO_2 5mbに相当する量で、これは、
- 一方、Mariner 9号、Viking 1, 2号によれば、2号の火星地表高度の解析は、火星の地質学的な特徴を示している。(cratering fluxと比べると、月の6倍程度のもので、これは定量的である。)
- (5) 火星が冷却するにつれて地殻が形成された。(6) 約10億年前に厚い大気が存在し、その間に地表に流水が流れたとされている。この時期は高地(南半球)→低地(北半球)の境界であった。
 - (7) 3-10億年前にTharsis領域の楕円火山形成、Elysium領域の火山の形成が一時的であった。

McElroyは ^{15}N enrichmentは $\text{N}_2 + e^- \rightarrow \text{N} + \text{N}$ という非熱的過程で N が散逸する際、重い N が相対的に残るという仮説を提唱した。この仮説は地球と同じ $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ の比を仮定した場合、現状の ^{15}N 濃度は、初期の1気圧以下の厚い大気が存在し、それが連続的に失われたと仮定する必要がある。この仮説は(4)の ^{40}Ar と ^{36}Ar の比を考慮すると、火星のescape rateのestimationはoverな値を示している。

(1)-(7)の仮説を統一して説明するのは、火星の地質学的な特徴、火星の材料は、 ^{15}N と ^{129}Xe の富みはRenazzo型の隕石であり、大気は初期のものである。これはアイトーブの多量である。火星の地球の比で、より太陽系外の星に多い汚染物質である。(5)と(6)の仮説は、火星大気は初期から1気圧(1-10気圧)であったと仮定し、これはsolar windにより吹き飛ばされたことによる。 ^{15}N escapeも同様である。その可視的な証拠は、火星の10億年前の火星の地殻が融解し、solar windの影響を受けること、火山(典型例としてOlympus Mons)の形成と火星の大気の冷却、大気と関係する。充分時間経過すると $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ar}$ の崩壊は完全な近く、且つ初期の ^{36}Ar を大量に逃がしたとされている。材料は、火星の隕石のようなvolatile richのものである。(3)の仮説を説明する。現在polar capの氷は、 ^{36}Ar の欠乏の程度を示し、layered structure or obliquity変化(100万年周期)の証拠を示している。これは、火星の自転軸の傾斜角(orbital inclination)の変化(eccentricity)による天文的擾動によるPaleoclimateを左右する。

これは、Hayes-Imbrie-Shuckletonの仮説の延長である。火星のgeomagnetic variation or 磁場の変化はよくfollowする事を知ることができた。磁場の生成のメカニズムはMalkinの理論が支持されることである。上記の擾動は、火星の地質学的な特徴を示している。

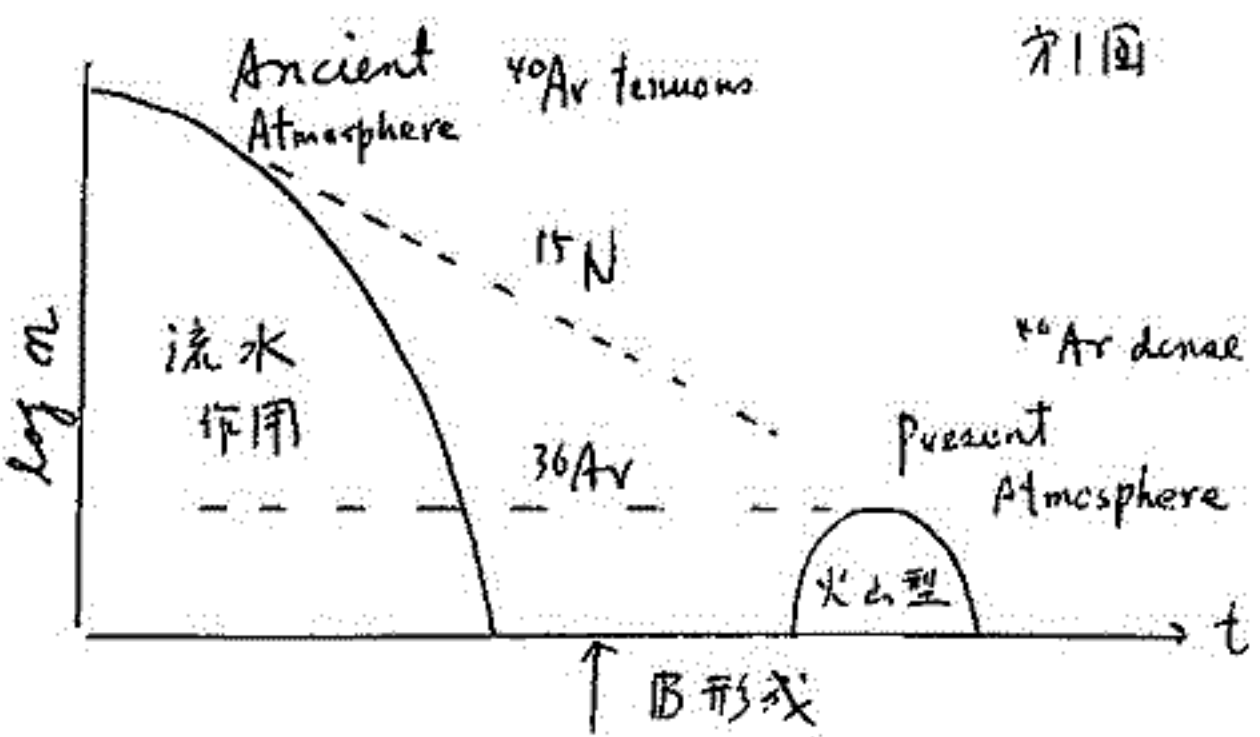


図1

清水 幹夫

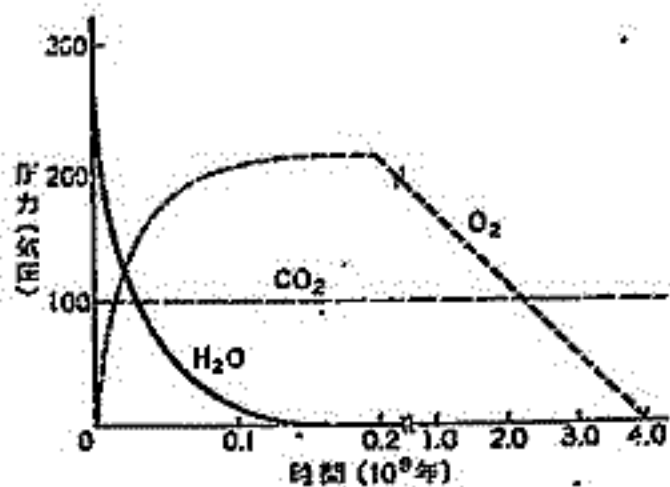
(東大 宇宙研)

Viking の質量分析によると、火星大気は CO_2 95% N_2 3% (Ar 2% 以上大気希薄のため) の構成を持つ。polar cap 中の水を加えると、下層 Rubey 型大気となる。Tharsis 領域からの火山ガスであることが裏打ちされた。一方金星大気中 水を含んだ塵状物から、catastrophic degassing まで存在の可能性がある。Venus の CO_2 97% N_2 3% が良く理解されている。このように、地球型惑星大気は、皆酸化型であることが示される。しかし、地球には生命があるから昔、還元型大気が存在したと一考が論じられた。これは本当だろうか。例として火星の消えゆく水層の大気はどうか。畢竟は酸化大気説を支持する。

太陽に近くは、惑星は還元型であった。象徴的な書として、赤鉄鉱 $FeO + C$ の高温での反応 $Fe + CO$ 化して metallic iron が生成した金星の一番大いなる特徴である。すなわち、金星のメタン大気があることは、原始地球の酸素と等しい。これは金星の熱いから水と蒸気化して (condensation theory)、メタンと酸化して O_2 が作られる。メタン大気は冷たくなって、金星の大気は CO_2 大気になった。後、2. 地球大気は還元型である、と主張する人は、金星の熱いから水と蒸気化して O_2 が作られると主張する。これは condensation theory のような惑星全体の説明は放棄すべきであるからいってよい。金星の水と蒸気、これは $runaway greenhouse$ 効果の起り、上層大気の水と蒸気は、光分解の起り、水素が逃げ出すから、上層大気は通りぬける。しかし、水は強い赤外線放射を受け、exospheric temperature は $100-200^{\circ}K$ 以下になる。これは、水素が逃げ出すから、水は流石に逃げ出す意味で、宇宙空間に逃げ出すから、すなわち酸素は後で残る。結局メタン大気は依然として存在する。

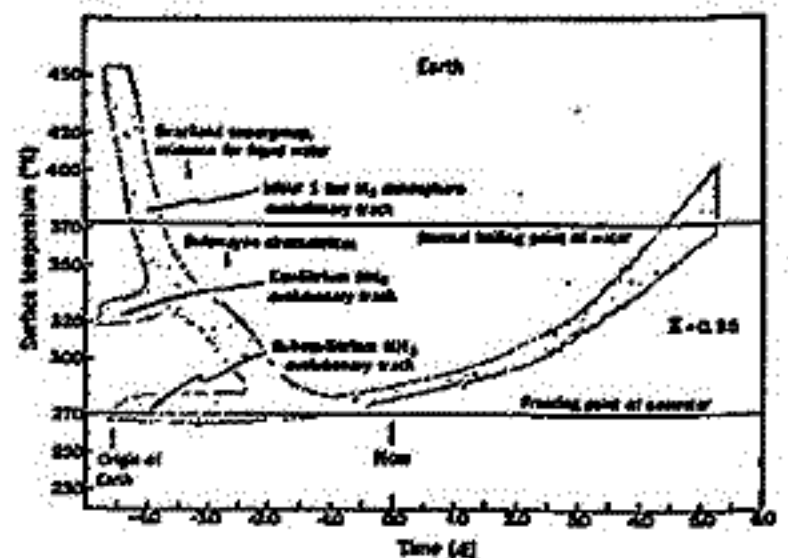
還元大気が存在したという証拠は、大気進化の組成面から示される。Sagan Mueller は、 H_2 1 気圧の大気は、greenhouse effect が働き、地球の温度は $10-20$ 気圧に達する。逆に酸化型大気の場合には状況が良くないことが示された。既述、 CO_2 10-20 気圧に達する時期には、地球の風系は Rossby 型から Hadley 型へ、と可能性がある。動物の計算から予期した。Eddington の近似を用いて、その時期の greenhouse 効果は、 ^{18}O と熱い強い生物の構造から推定された。その辺り、海、沼、湖の存在を示していることが示されている。

その外にも、還元大気存在の証拠として、我々が前記の $extremely high exospheric temperature$ がある問題がある。生命の塵状物の特徴は large size, high flux の降層落下の後給の可能性がある。強い還元大気と高温下で揮発性物質の蒸気があるから。



右側(左)
金星、水消失
経路の一例として
high H escape
と酸素の生成

右側(右)
Sagan Mueller の
地球大気進化



桜井邦朋

神奈川大学工学部

太陽の自転スピードに因る過去約10年以亘る観測データは、このスピードが徐々に増加する傾向にあることを示す。10年間で約3%の増加が認められる。相対黒点数の消長と比べると、11年周期変動の重なり、更に長周期の変動の存在ことがわかる。この変動から導かれた推論は、第19サイクルの黒点数極大期以降、太陽活動が現在、全体としては減少の傾向を有していると述べている。5年以内のこの傾向は、

この傾向は、"Maunder Minimum" と名付けられた「無黒点期」(1645-1715)開始前の、約40年間以起る太陽活動の変動のパターンに類似している。Eddy 氏(1976)によれば、太陽の自転スピードは、この無黒点期直前に約3~4%だけ増加している。

この無黒点期開始前後の太陽活動から、現在観測されている太陽活動変動のパターンは、今後の数10年以亘る太陽活動の全体的な低下を予想される。したがって、この期間中、大きなスケールの Corona Hole が太陽大気中に発達する可能性がある。この太陽活動低下による地球気候への影響は、上記「無黒点期」に似て、全体としての気候寒冷化と見られる。

今後、注意して観測すべきことは、太陽の自転スピードの変動(これは帰結する惑星間磁場構造の変動を含むこと)、太陽大気中での Corona Hole の発達の傾向である。これらの観測を通じて、現在いわれている「異常」気象と太陽活動との因果関係が、明らかになると思われる。

西田篤弘 岡田忠
東大宇宙研

木星では10時間という短い自転周期の為に2.2 R_J よりも遠方の磁気圏では重力よりも遠心力が優勢である。従って、木星磁気圏の大部分が遠心力の卓越した領域にあると考えられる。Pioneer 10号で分された Frankらの観測では、いかに inner magnetosphere と称される部分に於てエネルギーは1桁、密度では1桁低いし2桁程度、既に予想されていた値よりも高いバックグラウンドの proton plasma が見られる。

木星の速い自転の為に、粒子の drift はエネルギーの大小に拘らず共に回転する。2. はほぼ決定されよう。この事は高エネルギー粒子に対して求められる拡散係数が ω の粒子 thermal 成分の粒子にも適用できる事を示唆している。木星の電離層から光電子に伴って、磁気圏中に磁気圏 proton は磁力線に沿ってながら、遠心力による加速を受け赤道付近では local の rotation と同程度の平行速度成分を獲得する。そのような電離層起源の粒子の一部が ω の角散乱をこうむり、2. 新に bounce 運動を行おうようになる。この trap を受けた粒子は今度 radial diffusion により、2. 動径方向に輸送されるものと期待される。

高エネルギー粒子の radial diffusion は個々の粒子が強固にエネルギー断熱不変量を保持しながら外側の injection boundary から内側の領域に拡散してゆき adiabatic に加速される事が本質的である。個々の粒子が互いに相互作用する事なく、遠く遠方からエネルギーを担って内側に侵入してくるのだからと考えられる。これに対してバックグラウンドの粒子の拡散は、さらに relaxation の過程 (Coulomb 衝突等) を加えて考える必要がある。高エネルギーの粒子とは多少、状況が異なる。この場合には個々の粒子が強固に断熱不変量を保持するのではなく、大抵の場合、2. collision の mean free time 値の期間に adiabatic な加速を受けるとする。不変量はある一定の期間しか保持しきれないとして、粒子系全体としてのエネルギーは relaxation の過程で不変に保たれる為に粒子系全体が熱化されるとのことが期待される。

木星からある距離以上では plasma の free escape を決定する plasma は、2.9 外側の境界と、やはり内側に決定する境界を越えた時 loss する。これは、木星磁気圏の内部領域からは ω の角散乱等により、2.9 電離層内には loss してゆくものがある。さらに、木星を周囲する衛星は大気を有している。その大気を起源とする plasma の重要な source であり、2.9 更に同じことを言える必要がある。

木星のPlasma Disc (II)

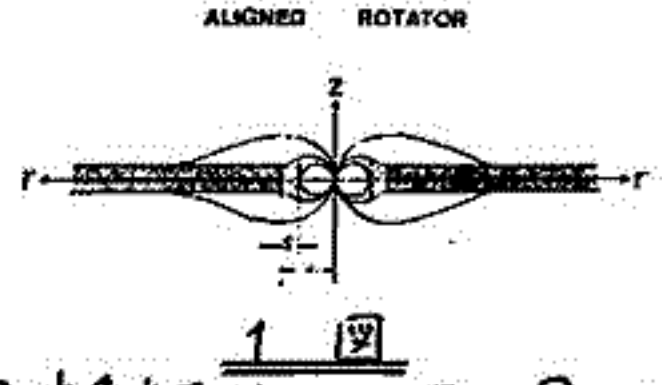
- Aligned Rotator として場合 -

大家 寛 青山 隆司
東北大学 理学部

〔序〕 Pioneer 10号および11号による木星磁気圏直接探査の結果、木星磁気圏は地球磁気圏と異なり、木星の場合に特有の構造を持っていることが明らかになった。その一つに外部磁気圏のDisc構造がある。つまり電流層が存在するために、Pioneer 10号以前に予想されていた50RJ程度の磁気圏の大きさ（木星中心からnoon magnetopauseまでの距離）より、Spin軸に垂直方向に約2倍程度にも引き伸ばされた磁気圏が観測された。そこで、このDisc領域（ $20RJ \leq r \leq 100RJ$ ）の構造を明らかにするため、磁場構造およびPlasmaのBulk Motionに着目し、モデル計算を行った。

〔モデルと基本式〕 木星磁気圏のモデルとしては、1図に示すようなAligned Rotatorモデルを採用する。ここで斜線部分をDisc領域と呼び、Plasmaがcorotationからslipしoutflowする領域であり、かつ電流層を形成する領域でもある。磁場構造は、一つのパラメータDを導入して、

$$\left. \begin{aligned} B_r &= \pm \frac{r_0^2}{r^2} B_{r0} (1 - e^{-Dz^2})^{1/2} \\ B_\theta &= \pm \frac{r_0}{r} B_{\theta 0} (1 - e^{-Dz^2})^{1/2} \\ B_z &= \frac{r_0^2}{r^3} B_{r0} \left\{ \pm \int (1 - e^{-Dz^2})^{1/2} dz + C \right\} \end{aligned} \right\} (1)$$



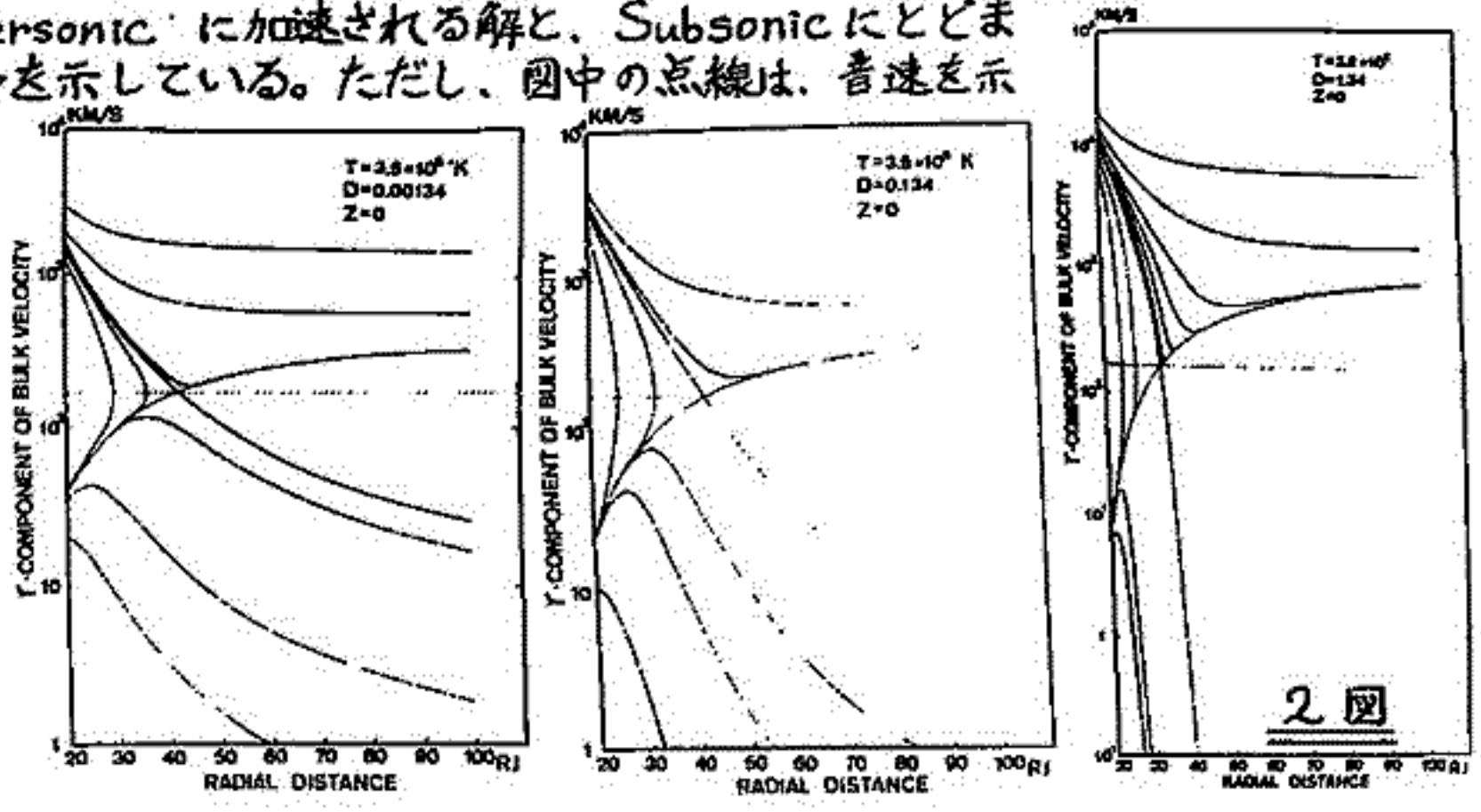
を用いる。ただし複号は、 $z \geq 0$ の時正を取り、 $z < 0$ の時負を取る。又、 B_{r0} , $B_{\theta 0}$, r_0 および C は、境界条件により決められる定数で、座標系は円筒座標 (r, θ, z) を用いた。PlasmaのBulk Motionの計算には、定常状態を考え、重力の寄与が十分小さい領域であることを考慮し、

$$\left. \begin{aligned} \rho(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} &= \vec{I} \times \vec{B} - \nabla P, \quad P = NKT \\ \text{div}(\rho \vec{V}) &= 0, \quad \text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{I}, \quad \text{div} \vec{B} = 0 \end{aligned} \right\} (2)$$

を基本方程式系として用いた。

〔結果〕 数値計算の結果を2図に示す。図からも判明するように、Bulk Velocityのradial成分は、Solar Windに類似したパターンを示し、X-typeのcritical Pointを通りSupersonicに加速される解と、Subsonicにとどまる解が存在する事を示している。ただし、図中の点線は、音速を示している。

木星磁気圏Disc領域にSupersonicなoutflowが存在する場合Daysideでは、衝撃波の存在する可能性が出て来る。この磁気圏内部衝撃波については現在解析中である。



1.6 km 長距離干渉計による 木星電波観測システムの開発

大家 寛 森岡 昭 近藤 実 近藤 哲朗 (東北大学)

[序]

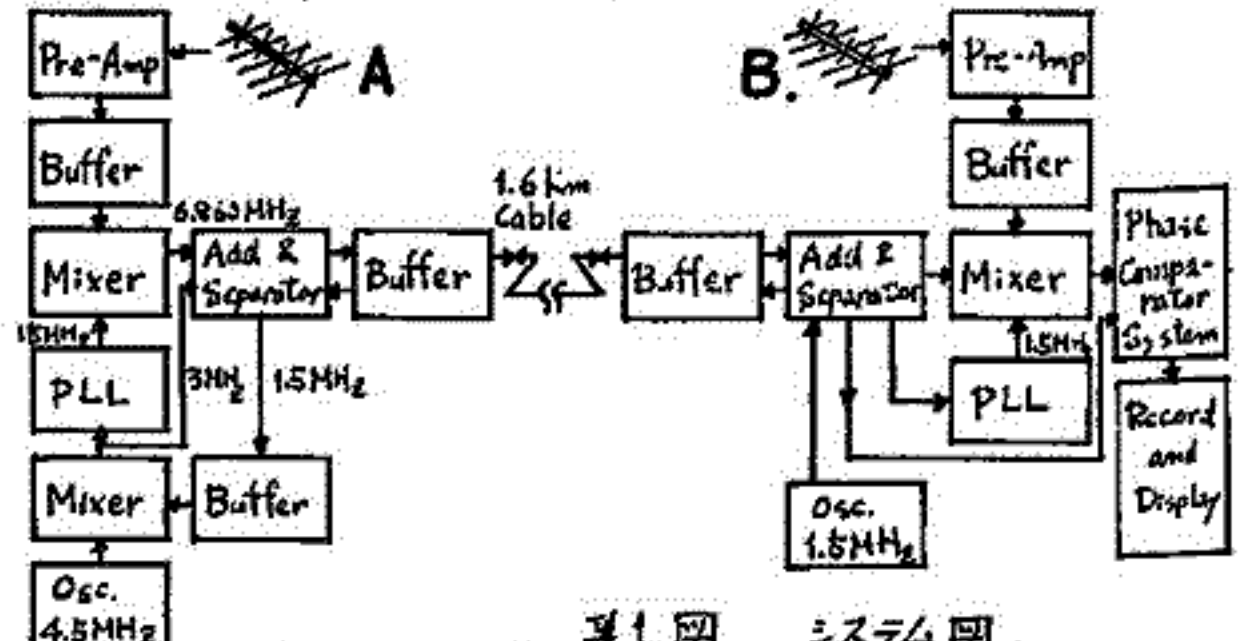
昭和51年度より、東北大学理学部では、ケーブル長、1.6 km、直線距離100波長ベースラインをもつ長距離干渉計システムを開発設置し、予備観測を開始した。ここに、その内容を報告する。

[方式]

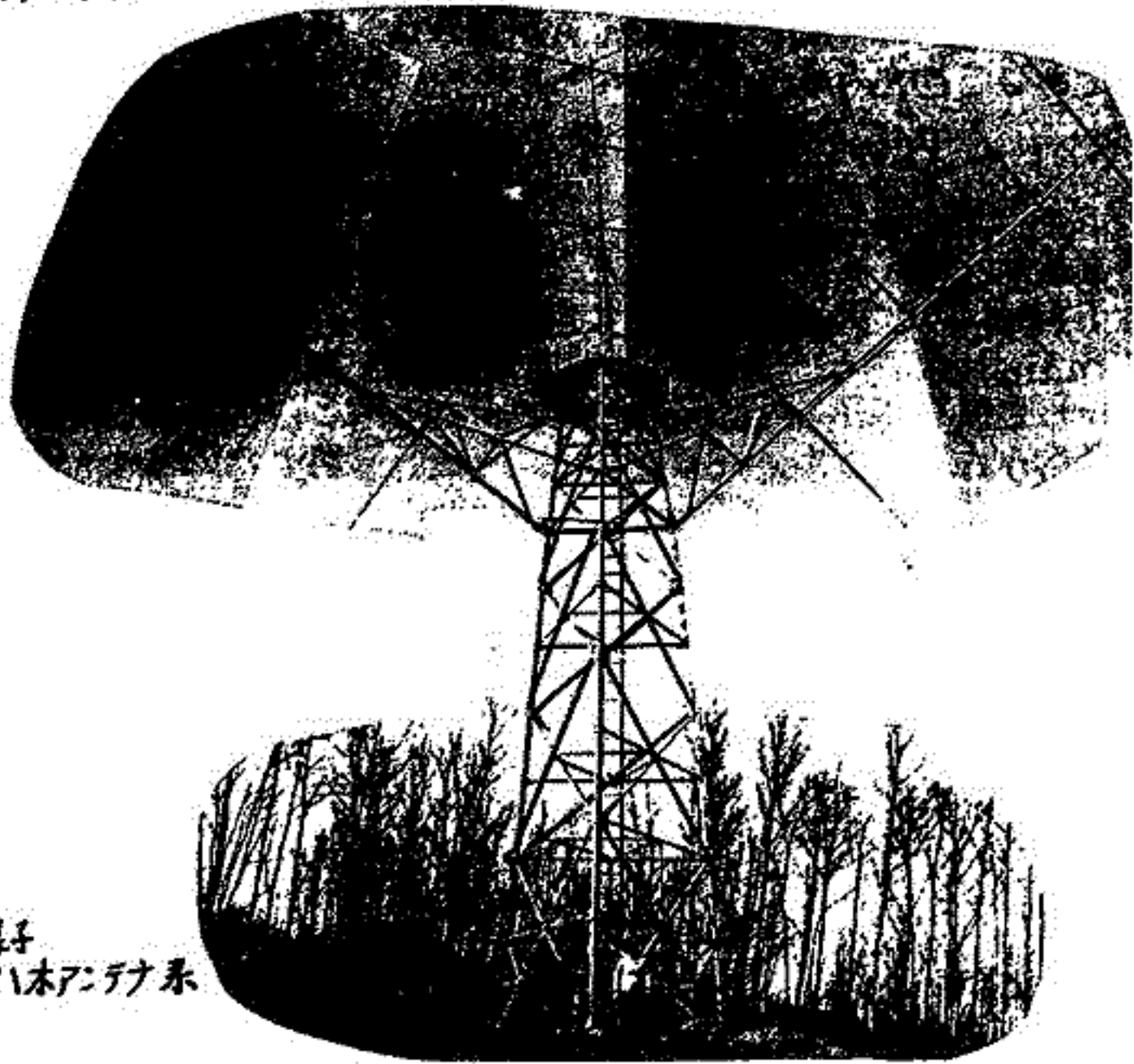
AおよびBのアンテナは、各々3つの5素子クロス入木アンテナからなる。これは、ビーム中45°で順次 *switching* することにより、巨大アンテナを駆動することなく、比較的良いS/Nをうるよう配慮している(第2図参照)。第1図に、信号伝送と位相比較のシステム図を示す。伝送ケーブルは、発泡ポリエチレン絶縁アルミシース同軸ケーブルMF-10ADを用いる。減衰率は $f=1.5\text{MHz}$ 、 3.0MHz および 20.0MHz において、それぞれ 3.6dB/km 、 5.2dB/km および 14.5dB/km となる。したがって、位相補償と減衰率低下を配慮してシステムが決定されている。

[むすび]

本システムの位相比較は、 $\pm 3^\circ$ の精度をもたせるよう各回路を検討製作している。これによれば、*ambiguity*を時間変化によって消し木星の半径の精度で電波源が決定される。なお、本研究は、科学研究費補助金一般(A)142012によって行われたものである。



第1図 システム図



第2図 大型5素子
クロス入木アンテナ系

木星デカメータ波偏波の観測

大冢 寛, 森岡 昭, 近藤 実, 近藤 哲朗
(東北大学・理)

§1. 序

木星デカメータ波は強度観測に加えて、その偏波を観測することによって、集めうる情報が豊富になり、その発生のメカニズム解明の重要な手がかりとなる。東北大学理学部では、1976年10月よりこのデカメータ波の偏波の観測を開始した。

§2. 機器

アンテナは3素子直交ハ木アンテナを、赤道儀として使用し、手動追尾を行っている。将来、これは自動追尾に切りかえるものである。まず受信された信号は図1の方法でR(右旋)およびL(左旋)の円偏波を得、図2に示すシステムでIR, RL, ILおよび位相差中を得て、ストークスパラメータを求めるよう設計されている。

§3. 観測

観測は前述のように、1976年10月より行われた。今回は1977年4月までの観測結果について報告する。観測例を図3に示す。

従来 main source はR偏波が卓越しており、early source はL偏波が卓越していることが知られていたが、今回の観測においても main source はR偏波が多いということが確認されつつある。

§4. 検討

本装置はストークスパラメータを求めることに主眼があるが、現在右旋および左旋の偏波強度の計測まで可能になった。今後さらに位相と偏波率を計測し、木星からのすべてのデカメータ波のストークスパラメータを計測する体制を作りつつある。

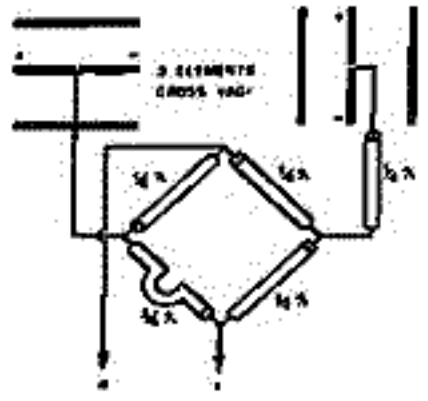


図 1

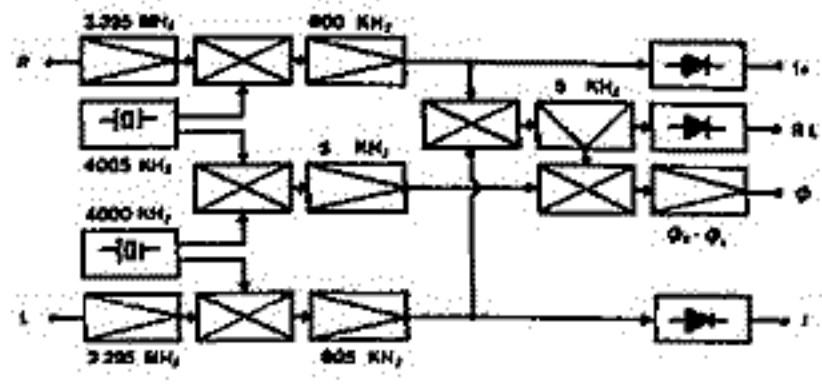


図 2

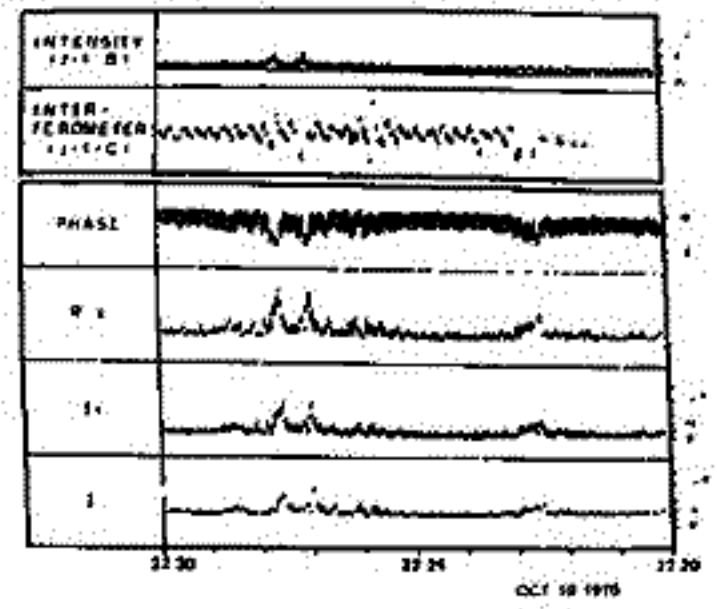


図 3

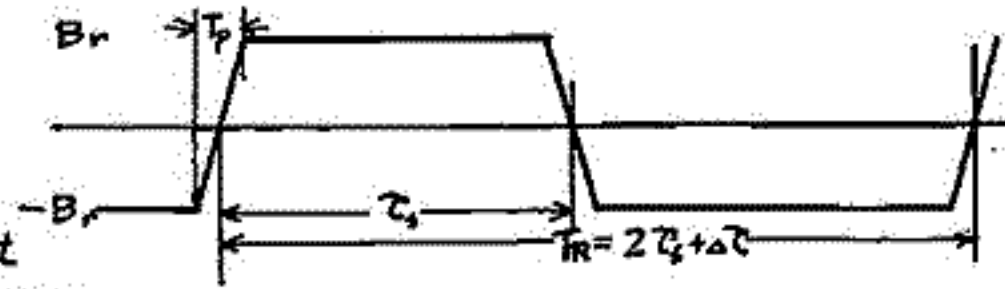
木星デカメータ波主波源放射と
惑星間空間磁場擾乱

森岡 昭 大 家 寛 (東北大・理)

§1 序 Main Source から放射される木星デカメータ波は、地球に観測される
磁場変動指数 K_p と木星デカメータ波出現のスペクトル解析による dynamic cross cor-
relation 解析を行なう結果、木星デカメータ波は太陽風擾乱の周期に同期して放射が enhance さ
れ、かつ両者の時間差は太陽風の速度と木星-地球-太陽の位置角で決定される(図1)
ことが判明してきた。今回は更に惑星間空間磁場の sector 構造と木星デカメータ波の放射
との対応をモデル解析と対応させて調べた。

§2 解析 図2(a)は威王観測所で受信された木星デカメータ波(JDW)の出現ス
ペクトルと地球磁場擾乱指数 K_p のスペクトルを示す。良く知られた K_p の 27日周期に対
応して、JDW はほぼ太陽の対木星自転周期(25日±)で放射が強まる事が明らかであ
る。

惑星間空間磁場の sector 構造を右図の換
算非対称 2 sector におき、この惑星間空間
磁場 $B_r(t)$ が惑星と相互作用するのは $B_r(t)$ の
時間微分と仮定した。すなわち $R(t) \equiv dB_r/B_r dt$
とし、この reaction function $R(t)$ のスペクトラム
を求めたのが図2(b)である。sector の非対称性の factor $U (\equiv \Delta\tau/\tau_r)$ は(a)図の解析期間の
IMF データから求めた。a, b 図を比較すると、JDW の出現スペクトラムは理論的に
求められた惑星間空間磁場スペクトラムと良く一致することがわかる。更に2次3次の
spectral peak は sector の非対称性を示すことが判明してきた。



§3 結論 以上の解析から次のことが結論される。惑星間空間磁場の sector boundary
は太陽と共に回転することによりまず地球磁気圏と相互作用し磁場変動をおこす。次にこの
sector boundary が木星に到達したとき、木星磁気圏は擾乱を受けその一部の energy は
デカメータ波のエネルギー源となりデカメータ波放射を enhance する。

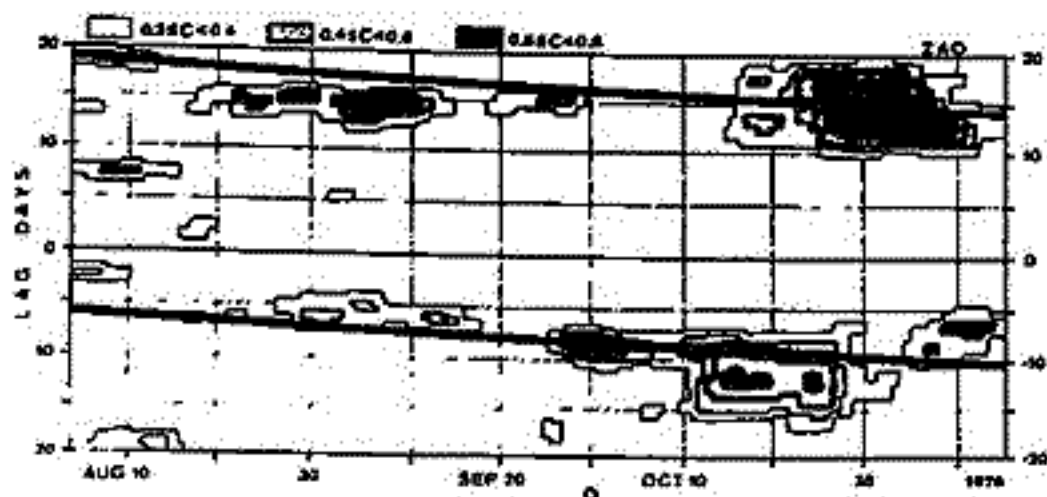


図 1

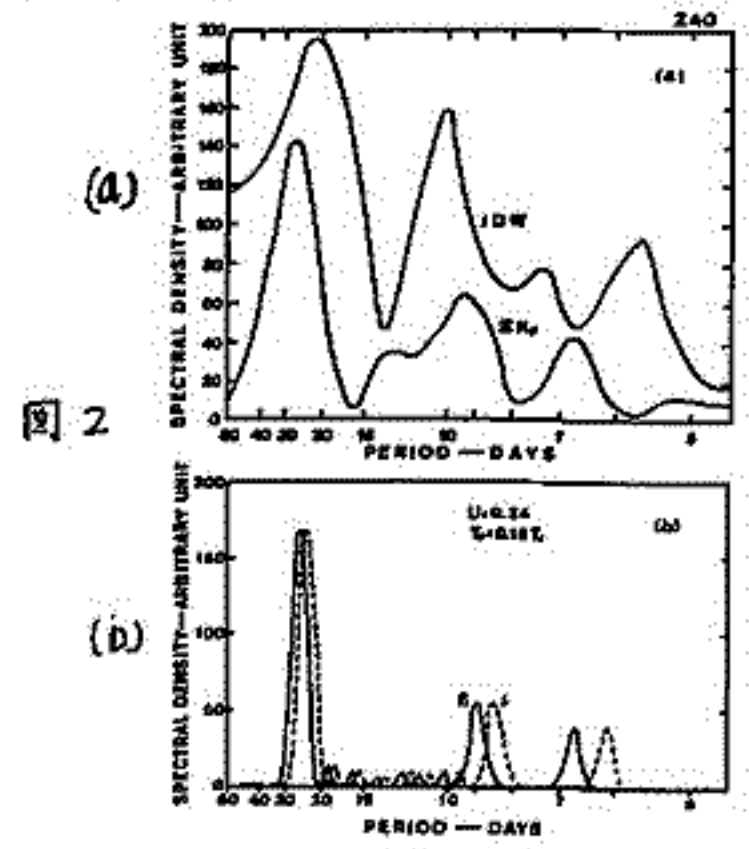


図 2

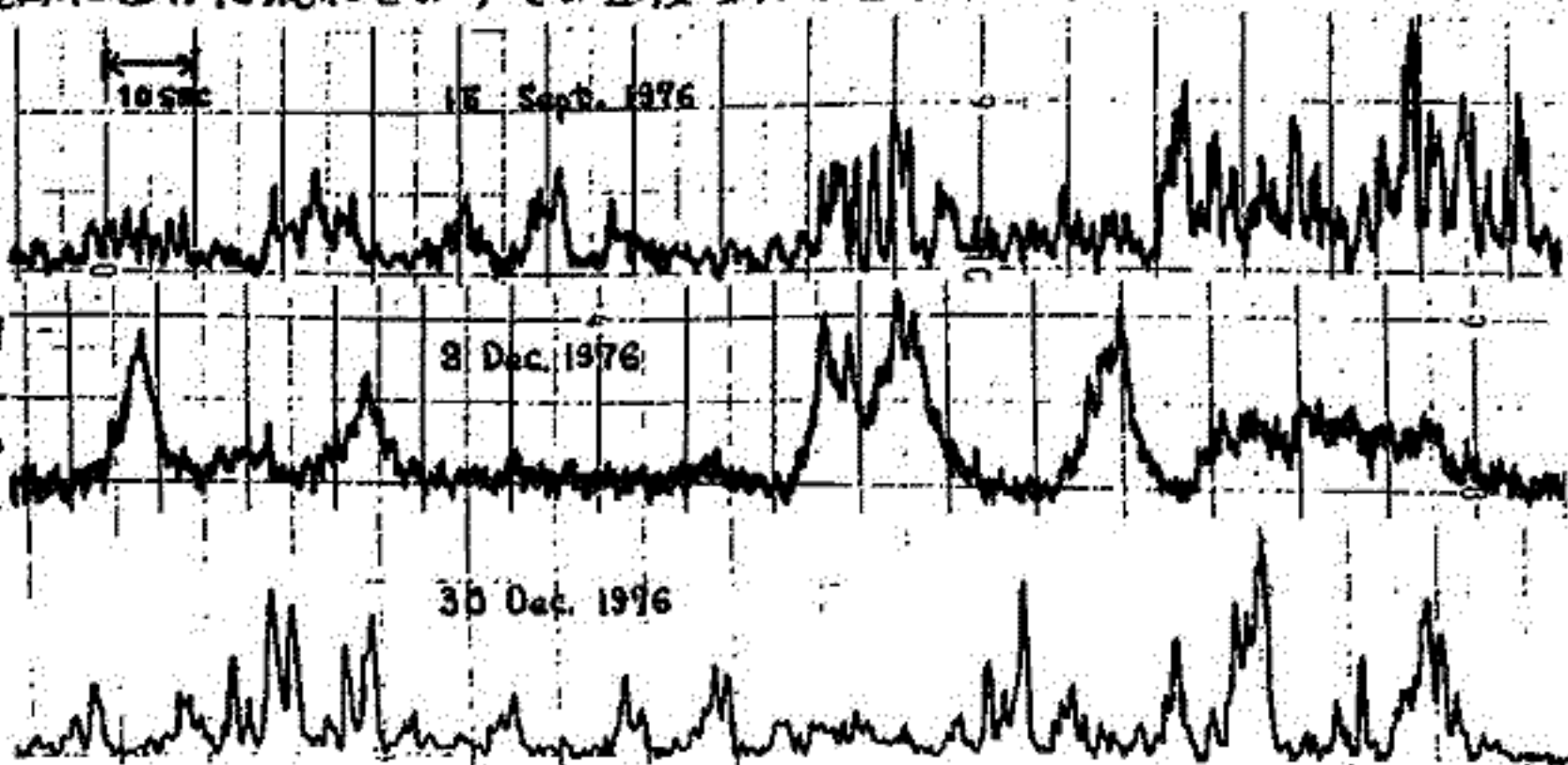
前田耕一郎
(兵庫医科大学)

1976年10月から Total Power の観測に加えて 3 エレメント直交ハルアンテナを用いた偏波の観測を始めた。偏波は右回りと左回りの差 (R-L) を観測している。現在まで偏波観測の行われた 30 余例の木星 Emission はすべて右回りに偏波していた。したがって R-L の観測は少くとも 21.86 MHz においては木星 Emission の同定に極めて有効な手段である。受信機の Time Constant は Total Power が 0.2 秒、偏波が 0.05 秒であるが木星 Emission は非常によく似た時間変化を両者において示す。

さて、強度の時間変動は観測時期により大きく異なる。下図に 3 例の木星 Emission を示す。例えば、9 月 15 日の場合、時間変動の基本的構造は (I) 10~20 秒のゆるやかな変動及びそれにのって現われる (II) 10 秒間に数個程度のスパイク状の変動の 2 つからなる。ところが Opposition に近い 12 月 3 日の記録では (I) の変動は見られるが、(II) の変動はほとんど見られない。そして Opposition を過ぎると、Elongation Angle (太陽-地球-木星のなす角) は 180° から小さな値へ戻って行くが、12 月 30 日の記録には (II) の変動が現われている。さらに多くの例 (July 1976 ~ Mar. 1977) についてくわしく調べた結果次の事が得られた。① Elongation Angle が 120° から 180° に近づくにつれて (II) の変動の Time Scale が長くなる傾向を持つ事。特に 160°~180° の間の記録では (II) の変動がほとんど見られない。② Elongation Angle が 70°~120° の間では、(II) の変動は平均して 10 秒間に 5 個程度見られる。しかし、観測日により 10 秒間に 4 個~6 個の間はかなりばらついた分布を示す。

①の結果は (II) の変動が惑星間空間 Origin つまり太陽風内の電子密度のゆらぎ (δN_e) によるシンチレーションに起因する事を示唆する。 δN_e が太陽からの距離の 2 乗に反比例する事及びゆらぎの Correlation Length が 150~300 km として計算すると、Elongation が 90° 以上では、地球から ~0.2 A.U. という比較的近い領域がシンチレーションには最もよくまく事がわかる。Solar Wind が Radial Flow だとすると、その領域における視線に連向方向の速度成分は Opposition に近づくにつれて急速に小さくなる。その事により地上にできた Diffraction Pattern のドリフト速度が小さくなり、従って強度変動の Time Scale がのびると考えると①の事実を説明できる。また Diffraction Pattern の寿命は少くとも数秒以上だと考えられる。②の結果におけるばらつきは Solar Wind の速度の変化を反映していると考えられる。Elongation が 90° 付近では、Solar Wind はほぼ視線に垂直に流れておりその速度変化は直接的に Diffraction Pattern のドリフトに反

映される。Pattern Scale の変化に帰する解釈も可能であるが当面は速度変化を反映しているという仮説の下に人工衛星等により求められた Solar Wind のデータとの比較を試みたいと考えている。



富沢一郎, 今井一雅
(愛媛通信大学)

トータルフラックスに関しては、'76年7月以来行なっている連続二地点観測、および観布において'77年1月より開始したダイナミックスペクトラム観測の現状について述べる。関心があれば、若干の解析結果にも触れたい。

A. 管平 - 観布における連続同時観測
(使用受信機の仕様)

- 中心周波数 21.87 MHz
- アンテナ 4素子八木アンテナ
- 帯域幅 10 KHz
- 時定数 数秒
- 最小検出可能フラックス密度 $\sim 10^{-22} \text{ W/m}^2 \cdot \text{Hz}$

昨年7月以来の観測により、多数の記録が得られた。図1に、管平の観測記録を整理したものを示す。early source, main source がはっきり見られる。観布のものも、ほぼ同じであるが、観測地点の妨害の差から、少し異なっている。

B. ダイナミックスペクトラム観測
(使用受信機の仕様)

- 周波数幅 1 MHz
- 掃引周波数 1 sweep/sec
- 帯域幅 12 KHz
- アンテナ 4素子八木アンテナ
- 最小検出可能フラックス密度 $\leq 10^{-21} \text{ W/m}^2 \cdot \text{Hz}$

単一周波数の観測だけでなく、木星放射と妨害とを区別することは、一般に、むずかしい。この点を改善すべく、周波数掃引受信機を製作して始めた観測である。この結果、図2の例のように、木星放射が、その広がりスペクトラムから、妨害とはっきり見分けられる。また、放射スペクトラムの時間的変化がよくわかる。この方法を用いることにより、妨害の多い昼側での観測が可能となった。

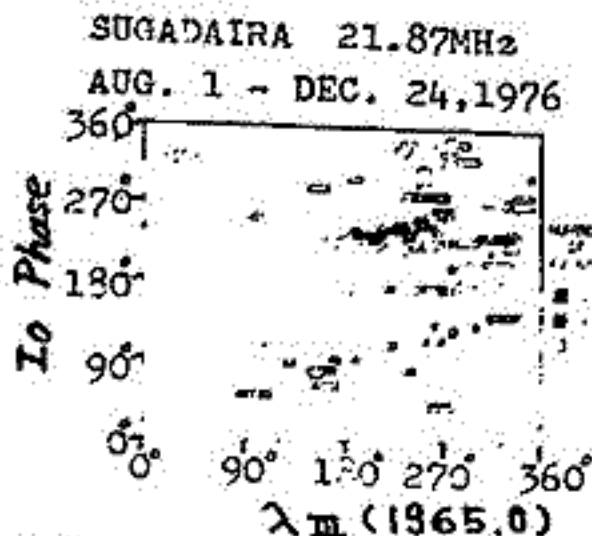


図1. Ioの位相と λ_{III} (1965.0)の相関図

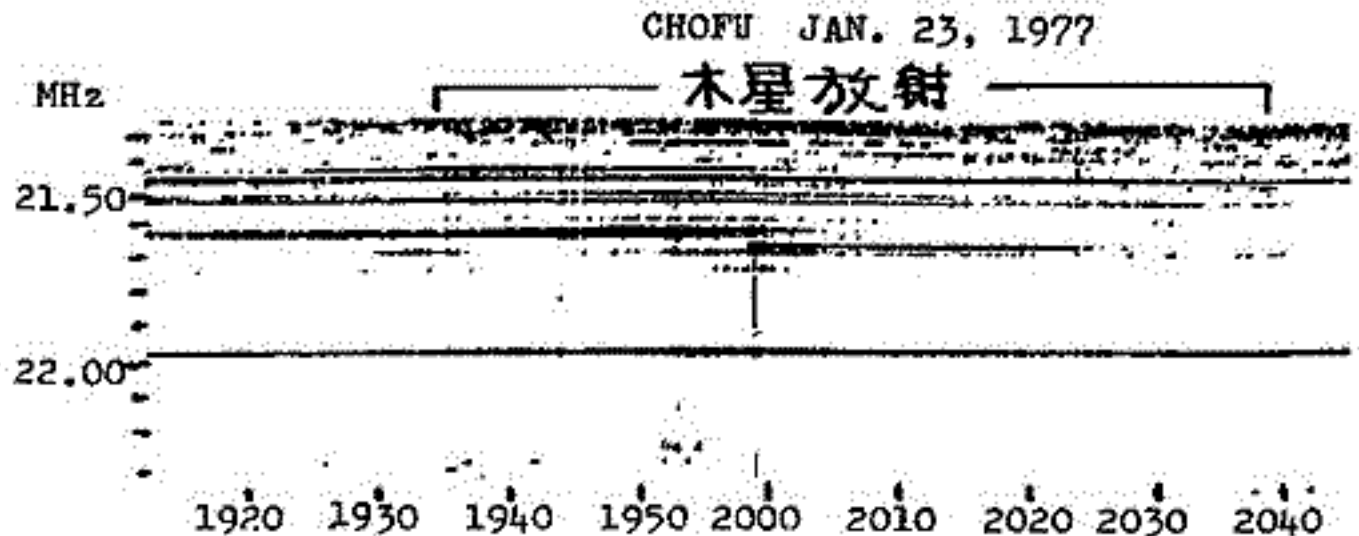


図2. ダイナミックスペクトラムの例
(縦軸が木星放射, 横軸が混信を示す)

第 2 会 場

K-9M-55号機による
Dynamo領域の総合観測

東京大学宇宙航空研究所、京都大学理学部、電離層研究施設、郵政省電波研究所、東海大学

数少ないロケット実験によって観測の成果を十分に生かすためには関連する物理量を一つでも多く同時に測定し、一つの実験としてcloseさせることが切に望まれるが、1976年9月16日に発射されたK-9M-55号機は高度100~130km付近の、いわゆるDynamo領域の電磁力学的な研究に必要と思われる電場、磁場の観測、および、これらの影響のもとに引き起されるであろうプラズマの不安定の機構の解明、および高電子温度層発生の機構の解明などを目的として計画されたものである。本講演ではこのロケットにより得られた結果の報告がある前に実験の背景などを報告し、諸賢のご叱正、ご批判を仰ぎたいと思う。ロケットに搭載された主な測定器は表1のようであるが、この他に電場、磁場のデータ解析のために地平線検出器、太陽方向検出器、地磁気姿勢計が搭載された。地上からはロケット観測をSupportする意味で内之浦においてドップラー周波数の観測を行ない、電離層の上下方向のドリフト速度が得られた。山川においては通常のionogramが取られた。

表 1

観測項目	測定結果の議論に必要な量
磁場 B_D	$E, N_e, f(E)$
プラズマ密度変化 ΔN_e	$E, B, N_e, f(E), T_e$
電子温度, T_e	$N_e, E, B, f(E)$
電子密度, N_e	T_e
電子エネルギー分布, $f(E)$	E, B, N_e, T_e
電場, E	
ドリフト速度 V_d	E, N_e, B_D, T_e

左記のようにK-9M-55号機による実験は各物理量を測定したいとする研究者と、その物理量を使って議論したいとする研究者相互間で希望がかなり満足された形でロケット実験としてまとめられたものである。

以下は測定項目とその担当者である。

測定項目	担当者
電場	鶴田, 江尻, 森田, 小川(利), 大林 (東大宇宙研, 京大理)
磁場	飯崎, 小川(徹) (京大電離層研究施設)
密度変動	森, 小川(忠) (電波研)
電子密度	渡辺, 江尻 (宇宙研)
電子温度	小山, 平尾 ()
熱的電子エネルギー分布	()
地平線検出器	鶴田, 江尻, 森田, 小川, 大林 (宇宙研, 京大, 理)
地磁気姿勢計	青山, 遠山 (東海大学)
ドリフト	五十嵐, 右岡, 相京 (電波研)
h-f プロファイル	吹留 (山川電波観測所)

実験は大林教授を主任とし、主に東大鹿児島宇宙空間観測所の取組を主体にして行われた。実験に協力された宇宙工学および関係諸機関、メーカーに、ここに記して謝意を表す。

熱的電子のエネルギー分布の測定 (K-9M-55号機による結果)

小山孝一郎、平尾邦雄
東京大学宇宙航空研究所

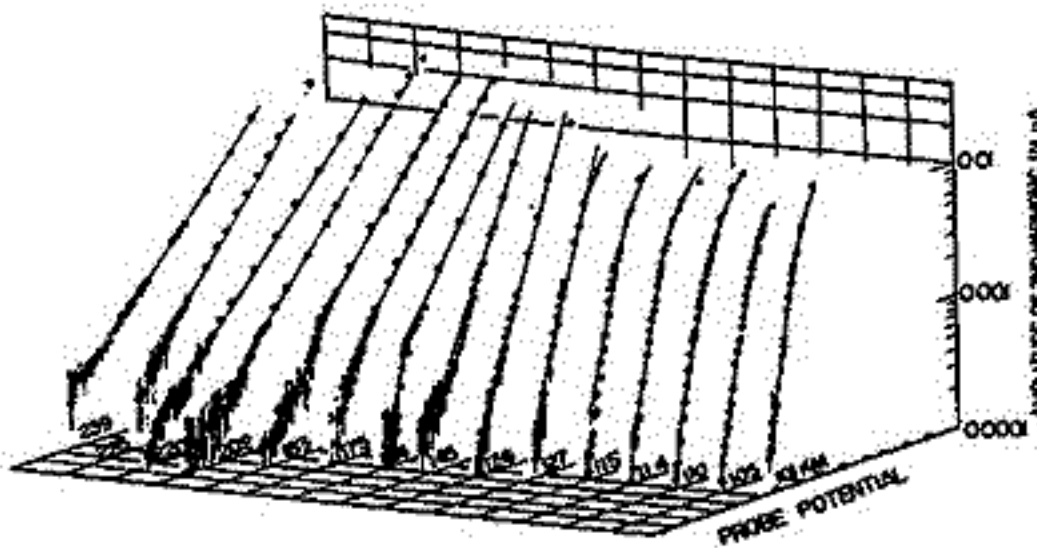
K-9M-55号機による総合実験の一環として熱的電子の energy 分布を測定した。本測定の目的は高度105 km付近に11時頃に現われる高電子温度層中の電子エネルギー分布状態を知ることによって高電子温度層の生成機構を解明するためのヒントを得ることであった。測定はDruryvesteynの原理に従ってBoydなどの提唱した2次高調波法によって行われた。即ち、プラズマ中に浸された電極に小振幅の高調波電圧を印加する事によって生じるプローブ電流の中から2次高調波成分 i_{2W} を取り出すと、energy 分布関数 F (eV) と i_{2W} との関係は

$$F(eV) \propto c\sqrt{V} i_{2W}$$

である。ここで V は同様のプラズマ電位より測定した電極の電位; c は定数である。測定は1974年1月に行なわれたK-9M-45号機の結果を補なう意味でK-9M-45号機による測定より、よりenergyの高い部分を重点的に調べた。

図1は上記の原理および方法によって得られた2次高調波成分の片対数プロットで、全高度にわたって直線である事が分かる。この事は電子がMaxwell分布状態にあることを示している。図2は図1より得られた電子温度と電子温度プローブにより得られた電子温度との比較であるが両者の一致は良い。この事は電離層中の電子がMaxwell分布していた事のもう一つの証拠である。K-9M-45号機により得られた結果を合せると以下の結論が得られる。

1. 高電子温度層中の電子は単一のMaxwell分布状態ではない。
2. 高電子温度層があらわれない時のE層の電子は測定精度内でマックスウェル分布状態にある。

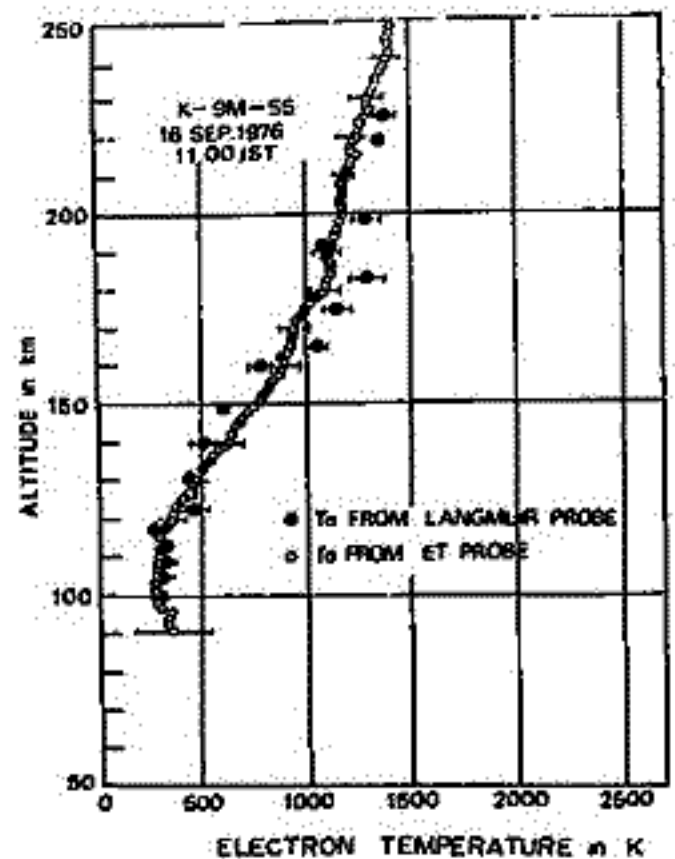


第1図 ↑

References

Oyama, K. and Hirao, K.; Evidence of a distorted energy distribution in ionospheric plasma, Planet. Space Sci., 24, 900-904, 1976.

平尾, 小山; 電子層における電子エネルギー分布の測定, 電気学会プラズマ研究会資料 EP-77-7.



第2図 →

II-3 K-9M-55号機に於ける “電子密度ゆらぎ”の観測

森 弘彦, 小川 忠彦, 宮崎 志

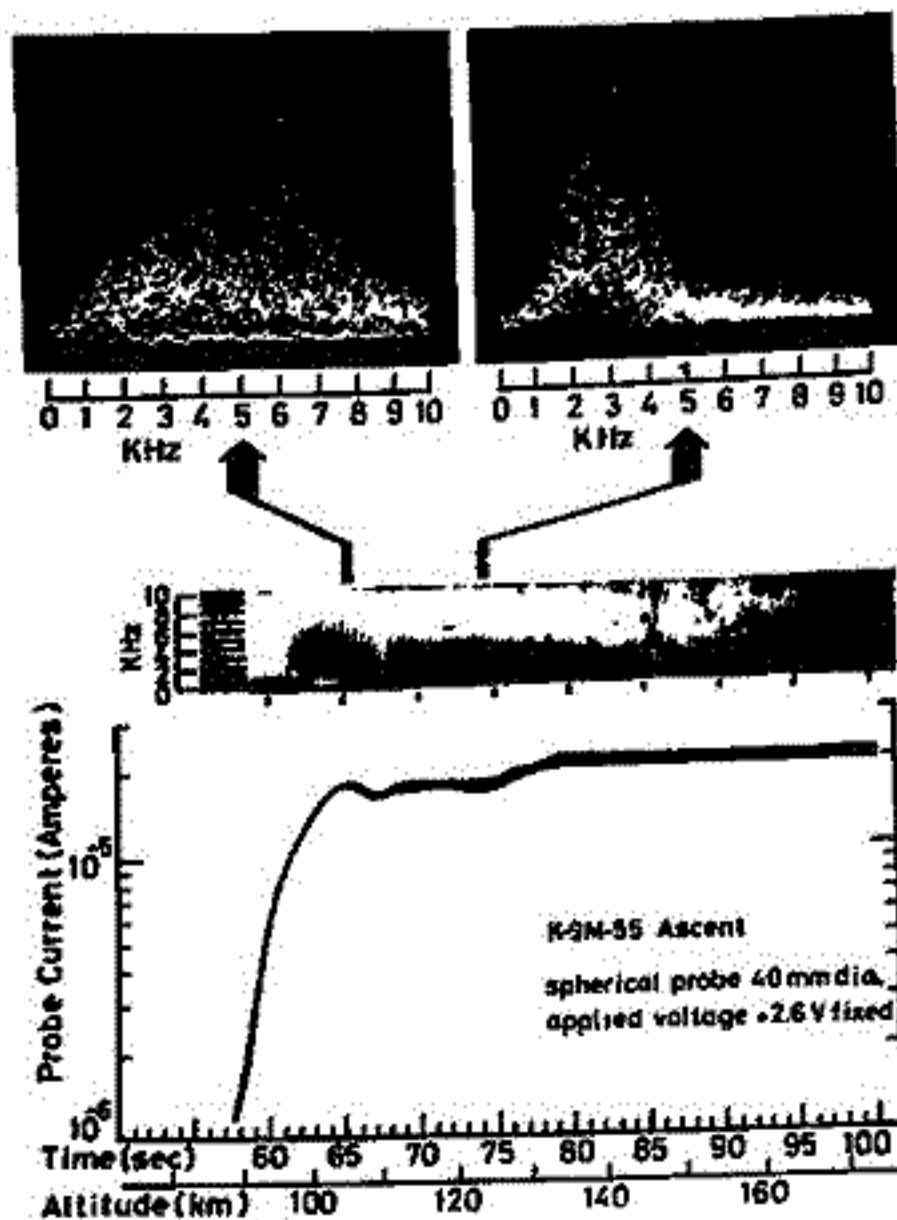
電波研究所

電離層の擾乱に起因する電波の伝播特性の微視的不安定の原因を探るために、宇宙空間の電子密度ゆらぎを観測する目的で K-9M-55 に搭載した。プローブには直径40mmの金ナックル球プローブを使用し、これに+2.6Vの固定電圧を加えて、流入する電子電流をDC ~ 8.5 kHz の広帯域で検出し、第1図に示すように同波数帯域を分割して、広帯域テレメータと I R I G, C I G を使用して直接波形を伝送した。

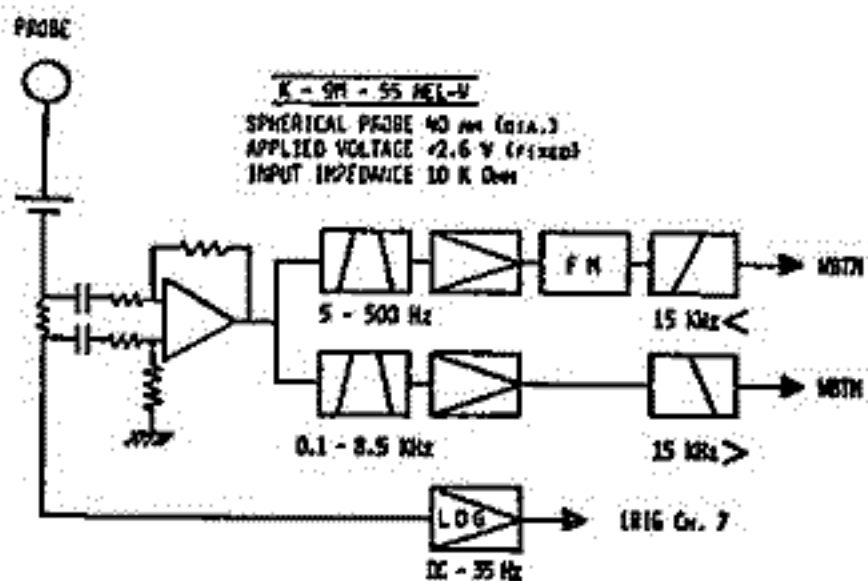
ロケットは、1964年9月16日1100時に発射され、正常に飛行した。測定器は発射後約100秒(高度約100km)までは正常に動作したが、それ以後、データの質が急変していった。測定系に異常が生じた可能性もあり、目下検討中である。今回は、ロケット上昇時高度100kmまでのデータの解析結果を報告する。

第2図の中心は、IRIG C I G, DC ~ 8.5 kHz テキストの出力を同波数分析した結果である。図の色の濃い部分が信号のスペクトルに対応しているが、数kHz帯に、高度特性を持つような振動が確認されていることがわかる。上図の2枚のスペクトル写真は、各時間1.5秒、および1.5秒における同波数分析器からの出力波形と、ロケットのスピン周期の、5秒間にわたり重ね合わせられたものである。下図は I R I G, C I G から得られたDC電流成分とその飛行時間と振動の相関を示している。中心をよく調べると、信号の強度、および同波数スペクトルがスピン周期に同期して変動していることがわかる。この特徴は、これらの擾乱信号の正体を探る上で重要な手がかりと身えるものと考えられる。同時に搭載された他の観測器の結果とも比較して、原因の解明に努めたい。今回は、電離層は比較的安定で、ロケット飛行中のスホラテックE層は存在せず、数100 Hz 以下の低い同波数帯域では、観測にかゝる電子密度ゆらぎは確認されていない。

K-9M-55 Plasma noise spectrum



第2図



第1図

向井利典 平尾邦雄
(東大 宇宙研)

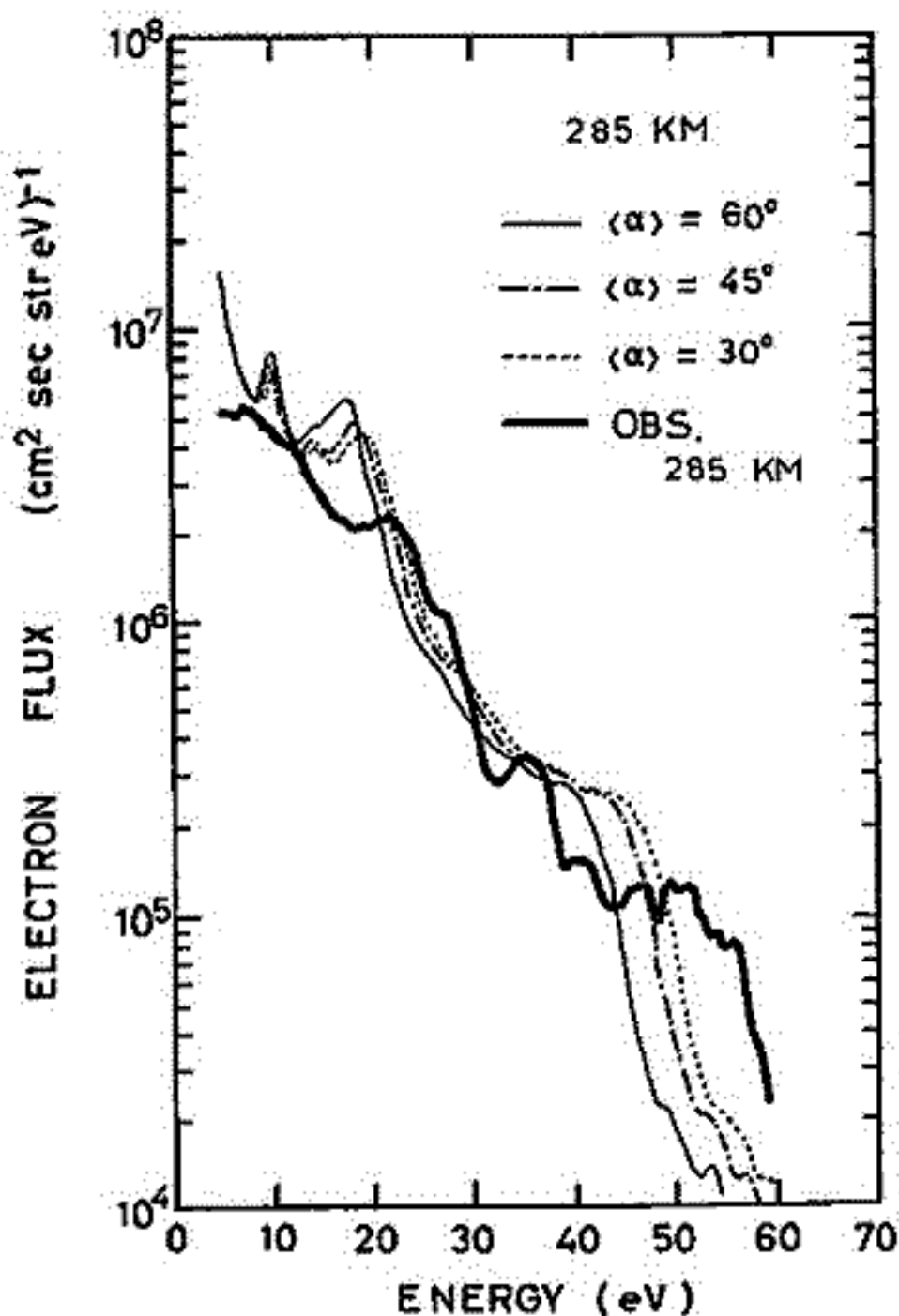
近藤豊
(名大 空電研)

1976年1月17日6時(JST)に内之浦から打ち上げられたK-9M-54号機によって観測された低エネルギー電子(6 eV ~ 70 eV)の観測結果を前々回の本学会で報告した。その電子の起源は、観測時の条件から、磁気共役点光電子であると思われる。今回報告するのは光電子のエネルギースペクトルに関する理論計算と観測との比較検討である。

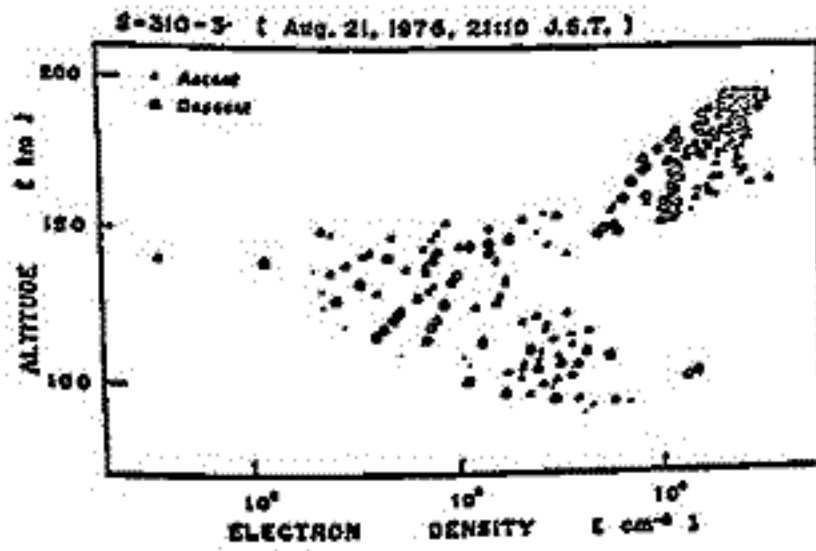
観測時には局所的な光電子はほとんど生成されないので、理論計算の方法は降下電子の計算の場合と同様である。具体的には、観測値の存在する最高高度(~350 km)での観測された光電子フラックスを *initial spectrum* として与え、それ以下の高度での電子フラックスを連続減速近似を用いて求めた(その方法の詳細は、Kondo & Ogawa, J. G. R., 22, 253-282, 1976)。電子のピッチ角はエネルギー損失の自変化がない、すなわち高度に依らず一定という条件で計算した。ピッチ角 α は 15° , 30° , 45° , 60° , 75° の場合について各高度で電子フラックスを計算した。高度中は0.5 km, エネルギー中は1 eVの精度で計算した。

1例として、285 km における計算結果を観測結果と一緒に右図に示す。計算のピッチ角は 30° , 45° , 60° の場合について示している。計算結果は大体において観測値に近いが、詳細に見ると15 eV以下および40 eV以上で違いが見られる。この傾向は他の高度でも同様である。なお、計算結果の10 eV付近の *fine structure* は、ピッチ角によって平均したフラックスを求めると、あまりなめらかになる。

観測値の高度285 km は約32 kmの高度中の平均であって、観測値の方にも多少の不確かさがある。このことを考慮すると、理論計算の結果はおおむね観測値を説明しているといえるであろう。

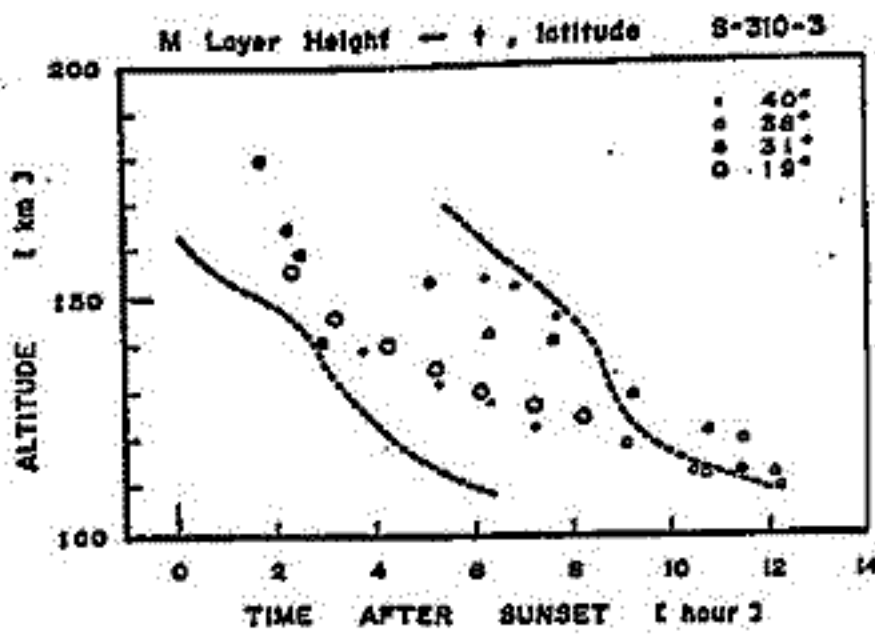
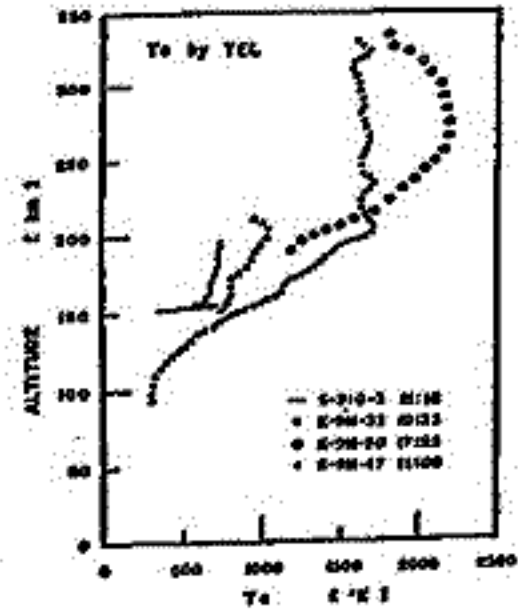
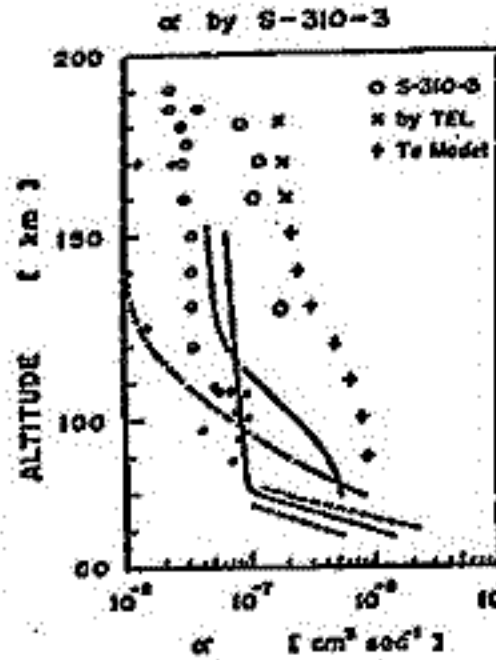


渡辺勇三 大林辰蔵
東京大学宇宙航空研究所

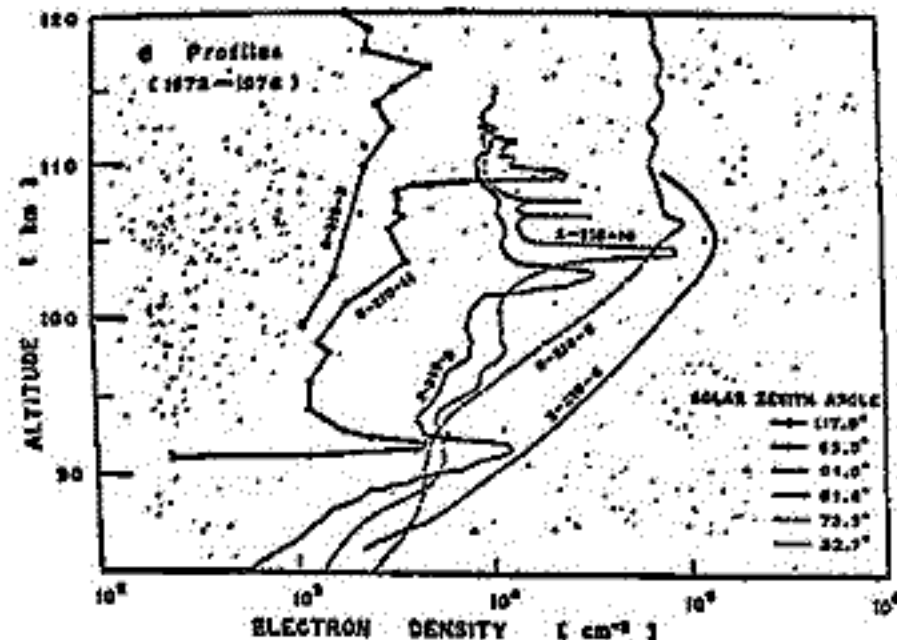
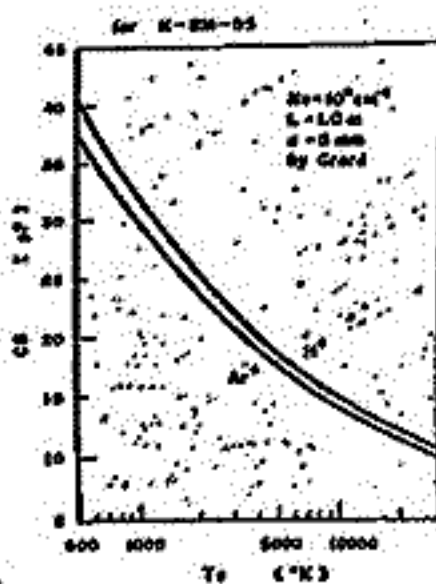
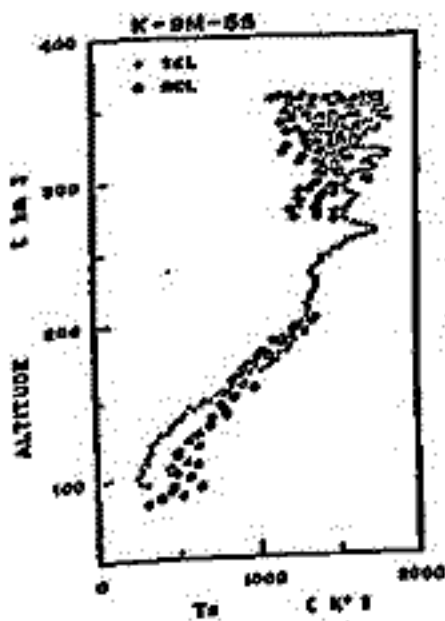


- (1) S-310-3の昇り165 kmにM層が観測された(左図)。中低緯度層高の経時及び緯度特性がThomatsuのS₂₄ Tidal theoryで説明された。
 (2) 又、M層底部高度の降下より vertical ion drift velocity = 0の位置の移動速度が約30.0 m/secと得られた。

- (3) さらに、130~180 kmの $-\Delta N_e(\Delta t, \Delta \varphi)$ より effective recombination coefficient $\alpha = 0.8 \sim 1.9 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ が得られて、電子温度(T_e)依存性が検討された。(右図)。



- (4) K-9M-55(9月16日11:00)のシースから出したTeとTELにより、約170 kmでイオンの変化に基づくシース質量の変化が見出され、簡単なモデル計算の結果、定性的な説明がされた。(左下図)。
 (5) S-210-11(8月17日19:15)の結果はこれまでの210型ロケットと一緒にX依存性が検討された。(下図)。



“たいよう” IMPによる電子密度の計測 — 観測結果のまとめ —

高橋忠利 森岡 昭 大家 寛
東北大理

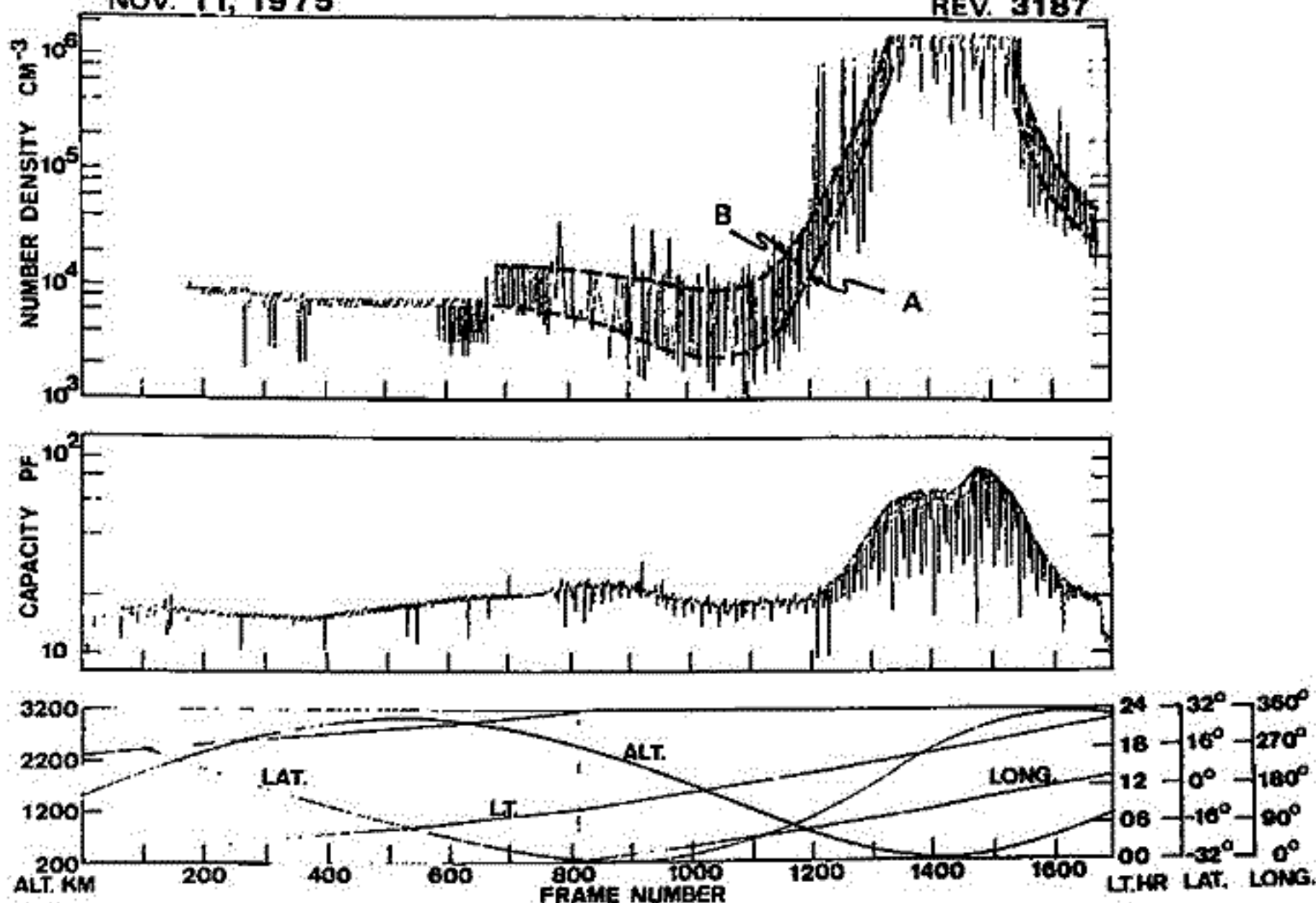
前回まで、科学衛星“たいよう”に搭載したIMP機器による観測結果を、主としてアラジル地磁気異常帯でのシース容量値、電子密度変化に現われる異常現象に重点を置いて述べてきた。今回の報告は観測によって得られた電子密度プロファイルのまとめを行い、これまでに得られた諸結果と問題点を整理する。

IMPによるデータの処理の詳細は昨年の電離圏研究会で報告したが*、プラズマと機器系の種々な情報を含む一次データから、電子密度および温度等の物理量を純化したかたちで取り出すことと、生データの情報に考察を加え、その他のプラズマ現象に関するデータを取り出すことが課題となっている。

下図は1軌道について、電子密度及びシース容量値を衛星の高度、LT、緯度、経度と共にXYプロットしたものである。これまでに得た160余の軌道について、この表示による出力を行い、電子密度の系統的まとめを行った。電子密度の計測値は図に見られるように多くの場合、A、Bの2系列となって現れる。これらは夫々、ノイズ除去のために用いたLPFの遮断周波数が40Hz、140Hzの場合に対応しており、A系列が正しい電子密度を与えるものと結論している。系列Bは2つのLPFに対する通過の特性から、シャープな周波数特性を持っていることが知られる。この系列はその変動が系統的であり、UHF周波数のほゞ1.5倍になっている。この現象はプラズマとIMP機器のinteractionの結果となり、興味ある問題を含んでいる。

NOV. 11, 1975

REV. 3187



* 51年度電離圏研究会記事、p128

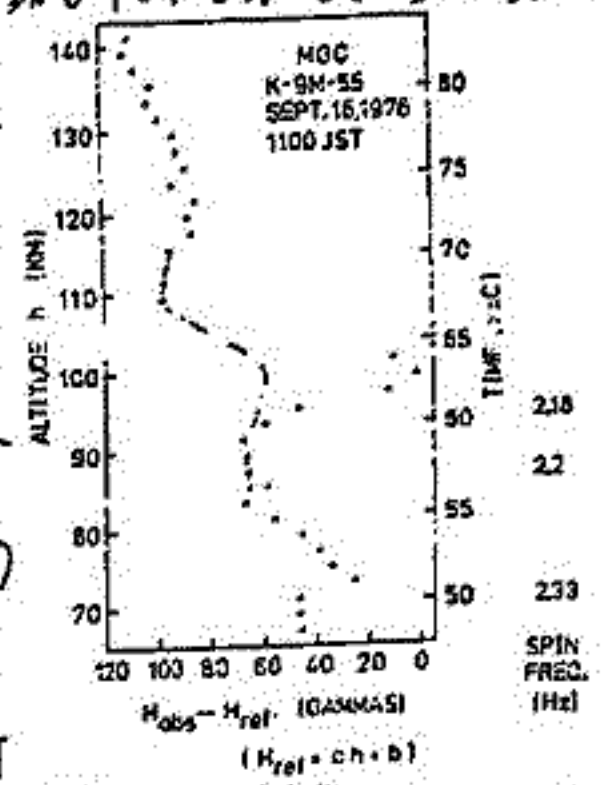
II-7 K-9M-55号機による電離層電流系の観測

藪崎 努 小川 徹
京都大学工学部

我々は既に、K-9M-32号機による観測(1970年7月27日15時25分JST)で、電流系による磁場変化を0.1ガウスの精度で測定することができ、中緯度に於ける夕方の電流系の高度分布を高精度で得ることができた。この結果と赤道近傍及び高緯度での観測結果とを結び合せると次の様な興味深い事象がわかった。

- 1) 電流層の高さ、厚さが磁気緯度とともにかなり系統的に変化していること。
 - 2) 従来、赤道近傍でのみ観測された120~130km程度の電流層が中緯度でも、かなり薄い層が存在しているらしいこと。
 - 3) 中緯度における電流層の厚さが、標準大気モデルを用いて計算した電気伝導度から予想されるものよりかなり薄いこと。
- 以上の議論をするのにも中緯度のデータがあまりにも少ないこと、従って local time により如何に変化するかわからない情報は全く無い。

K-9M-55号機では、ロケットの全飛翔時中磁力計はほぼ正常に作動した。しかし、この観測では、磁力計のセンサーがロケット開頭直後まで出しを行わなかった事、また構造上、他の観測器の一部分がセンサーの近くに設置された事等の為に、従来の観測になく大きな残留磁場の影響を受けてしまった。すなわちテレメータ復調信号はロケットスピンの周波数で大きな変調を受けている。そこで、この影響を取り除く為に、プリセットカウンタを用いてスピンの周期ごとの平均を取る事にした。ロケット上昇時における高度100km付近の磁場変化をプロットしたものが右の図である。図に示すものは、測定された磁場から適当な直線(高度とともに直線的に変化する)を差し引いたもので、いわゆる Geomagnetic reference field は用いていない。高度70~80kmは、開頭直後でもあり、ロケットのスピンの同期がかなり変化しており、その影響が出ている。また100km付近の教点も、テレメータバンドの端になっており、カウンターの読み取り誤差が出ているものと思われる。しかし、高度80~95km付近のデータと、110km以上のデータを結び合せると(図中1点鎖線)、明らかに電離層電流による30~40%の磁場変化が現れているのがわかる。



他の1つの特徴的な事は、120~130kmで若干の磁場変化が現れている。解析を更に進めないと明らかではないが、K-9M-32号機で観測された夕方の電流層とも関連があるかもしれない。以上得られた結果をまとめると、(1)電流の東西成分は西向きであること、(2)電流密度の東西成分は0.4~1.2A/km、(3)電流層の高度は夕方測定したK-9M-32号機の結果と比べて(この場合電流層は102km~110km)、2~3km下っていること、(4)高度120~130kmに夕方の電流層が存在する可能性があると磁場電流の方向が西向きであった事から、観測位置は、電流系の目玉の北側であった事が考えられる。この事は地上(内之浦)における電離層観測結果とも一致し、また高度における地磁気日変化も同様な事を示している。

[参考文献] 1) T. Yabuzaki and T. Ogawa, J. Geophys. Res. 79, 1974 (1974). 2) 藪崎・小川, 宇宙観測: > ボジウム 1974年6月. 3) T. Yabuzaki and T. Ogawa, J. Appl. Phys. 45, 1342 (1974). 4) 五十嵐・相京, 電離層研究会 1976年12月

「たひよう」の軌道周期変化から求めた 外圍大気温度

加藤愛雄・大西信人(東海大・工), 平尾邦雄(東大宇宙研)

科学衛星「たひよう」は、現在三年目の飛翔に入っている。この衛星の近地点は約250kmであり、大気抗力による軌道周期減衰率から大気密度を求めることができる。更に大気モデルから外圍大気温度を推定することができる。これらの結果については前学会でも報告したが、今回は更に、最近の data をも含め、Jacchiaの関係式から求める外圍大気温度とを比較する。1976年5月までの結果を図1に示す。図2は、軌道周期減衰率から求めた外圍大気温度とJacchiaの関係式から求める外圍大気温度との差の周期解析と、 $F_{10.7}$ と Kp のそれと共に示したものである。この図から分かるように、 $F_{10.7}$, Kp には半年周期の成分が存在しないのに対し、外圍大気温度には明らかに半年周期変動が現われている。更に他の変動も存在しており、それらはJacchiaの関係式に入っていない他のパラメータが外圍大気温度に影響を及ぼしているという可能性を示唆していると思われる。それらも含め各種の観測値との比較についても報告する予定である。

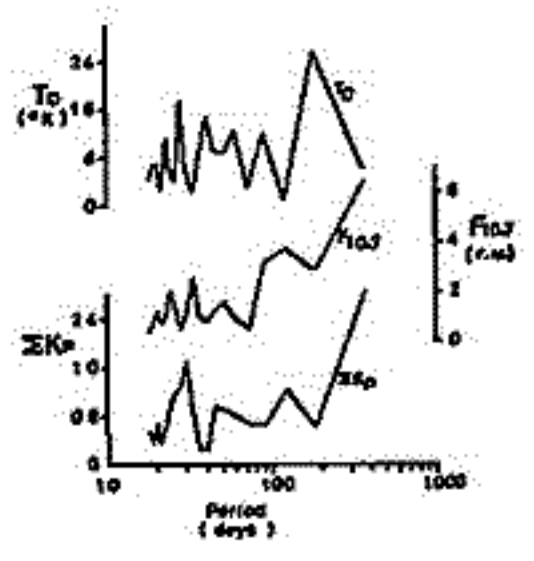
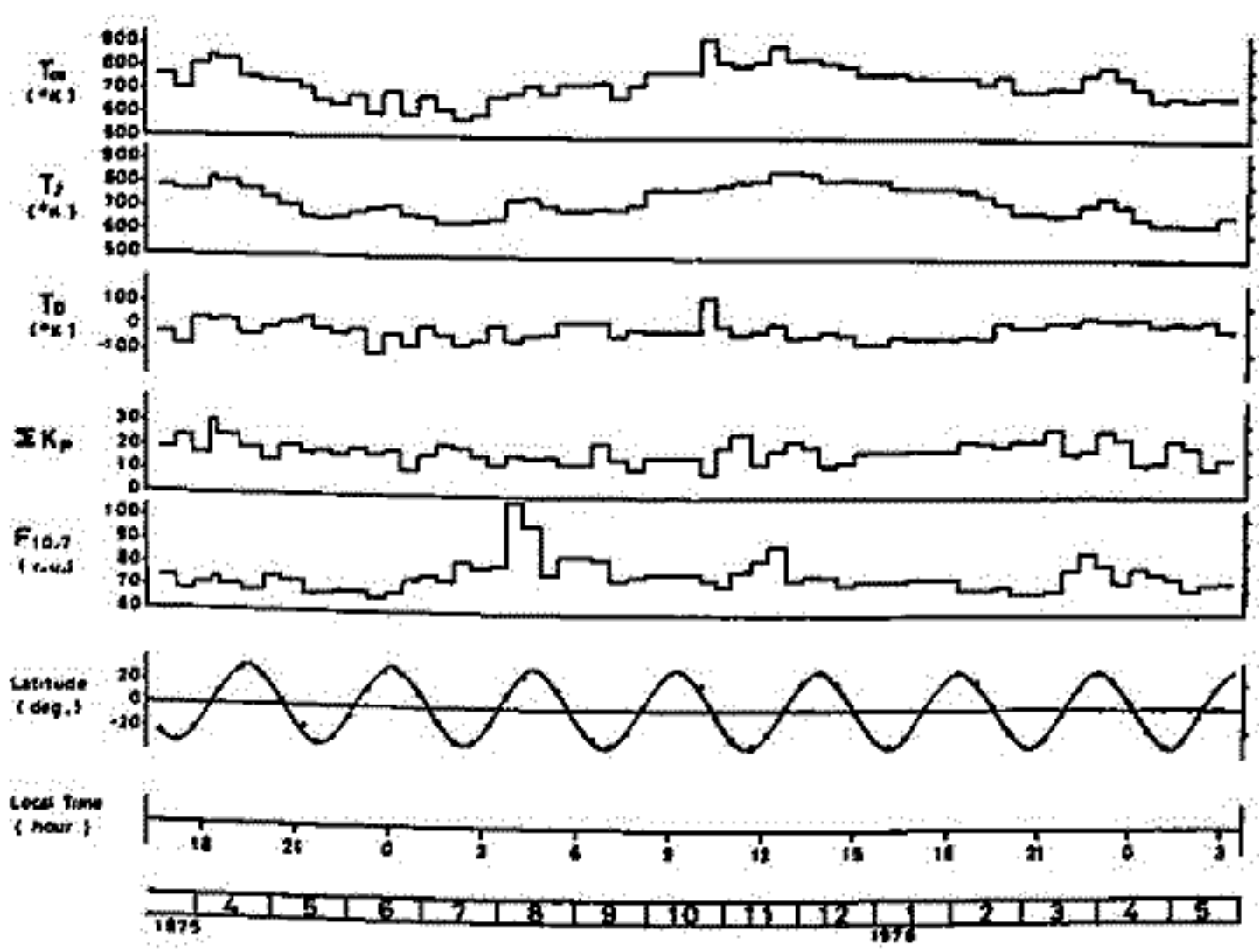


図2 T_d の周期解析の比較

図1 「たひよう」の軌道周期変化率から求めた外圍大気温度 T_m と Jacchia の関係式より求めた外圍大気温度 T_j との比較 (上より T_m , T_j , $T_d (=T_m - T_j)$, 地磁気活動度 ΣK_p , 太陽電流 $F_{10.7}$ cm 放射率 ($1 \text{ r.u.} = 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$), 近地点緯度, 近地点時刻)

磁気圏対流の増強によるプラズマポーズの変形 と上部電離圏構造の変化

丸橋克英

電波研究所平磯支所

プラズマ圏の変形と磁気圏対流の変化と結びつけて理解しようとする試みは、概ね成功している。これによれば、磁気圏対流が強まるとプラズマ圏は外側からはぎとられ、プラズマは対流にのって大凡 1500 時 LT 近辺の磁気圏境界を通過して惑星間空間へ失われる。この時プラズマ圏は午後側に細く突き出した形状をとるが、このプラズマ圏の一部が午後側の領域に突き出した部分はプラズマテールと呼ばれている。プラズマテールは対流が弱まった後も変形しながら存在し、プラズマ圏の形状と内部構造を複雑なものにする原因となっている。ここで磁気圏対流が強まってからの経過を考えてみると、初期のプラズマテールはプラズマ圏の比較的外側にあった部分が流れてきたものであり、時間とともにプラズマ圏の深い所（地球に近い部分）にあったプラズマがプラズマテールを構成するようになることに気付く。この事は、磁力管が対流によって地球から遠くへ運ばれるにつれてその体積を増加し、その結果、内部のプラズマ密度を減ずることを考慮すると非常に興味深い。即ち、磁気圏対流の増強によって生ずるプラズマテールは、時間の経過により、その形状を変えると同時に、密度の減少を伴っていることが結論される。勿論この議論には電離圏からのプラズマ補給を考慮する必要があるが、一般にこの補給量はあまり大きくない。ここでは磁気圏対流の増強後のプラズマ圏の変形と、これによる上部電離圏の構造変化を時間的に追跡し、プラズマテールがどのくらいの高緯度までまたは赤道面ではどのくらい遠方までその存在を認め得るものか、その限界の時間的推移と高度依存性について検討する。計算の手順の概略は以下の通り。

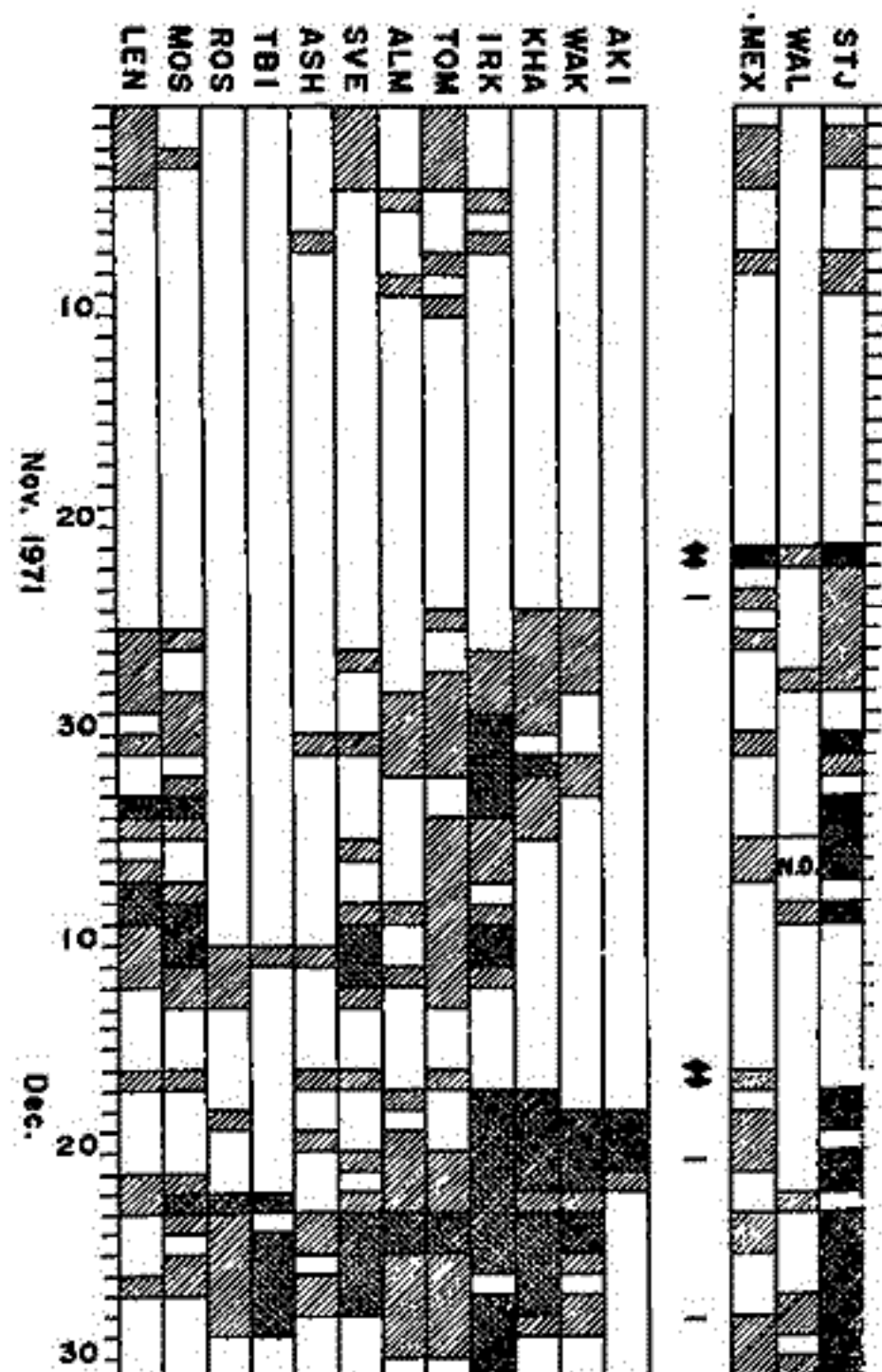
- (i) 初期状態として静穏時のプラズマ圏をとり、 $t=0$ で増強した対流電場を加え、プラズマポーズの変形を時間的に追跡する。
- (ii) 各時刻のプラズマテール領域にある磁力管が $t=0$ に初期状態のプラズマ圏のどの部分にあったかを時間を遡って求める。
- (iii) $t=0$ から出発して個々の磁力管が対流に沿って流れる時に磁場方向のプラズマ分布がどのように変化するかを計算する。
- (iv) プラズマトラフの密度は、磁気圏テールで再結合した磁力管が経過した時間から推定し、プラズマテール領域の密度と比較する。

佐藤輝夫
兵庫医大 物理

f_{min} の異常増加の地域では MF, HF 電波の吸収が増大するとの仮定のもとに、
 昼間 f_{min} (f -plot) を用いて中緯度地方の冬期電波異常吸収 (Winter Anomaly) の特性と調べた。
 用いた資料は、ソ連国 10ヶ所、日本 2ヶ所、北米 3ヶ所のもので、これら station の地理的緯度範囲
 は $62^{\circ}-19^{\circ}N$ 、経度は $30^{\circ}E-135^{\circ}E$, $45^{\circ}W-90^{\circ}W$ であり地磁気緯度は $37^{\circ}58'-25^{\circ}$ の
 範囲である。調べた期間は Oct. 1971 - Mar. 1972, Oct. 1972 - Mar. 1973 である。
 現在までに得られた結果は次の通りである。

1. 昼間 f_{min} の異常増加 (従って電波吸収増加) は多くの場合 SC (或は S₂) storm の発生後 1~3 日
 の間におこり始め、数日から十数日続く。従ってこの間に storm がなければ地磁気暴発日
 におこっていることになる。或る SC storm とたいし異常増加のおこる日 (LT 日) は各 station で
 必ずしも一致しないが、かなりの数の stations で同じである (図 1)。また、発生後はさらに多くの
 station で同じ日に増加があることが知られる。このことは従来予想されたより広範囲に Winter
 Anomaly のあることが予想される。ただし各 station を含む全地域内で一様に増加がおこっている
 かどうかは明らかでない。
2. 中緯度では比較的 高緯度の station では
 Bay 型地磁気変化に伴って f_{min} の異常
 増加が時々おこる。
3. 中緯度地方 Winter Anomaly の現象は
 Post-storm effect と考えられる。原因としては
 Radiation belt の slot region からの drizzle 的
 な電子降下による D 層電離が考えられる。
 即ち VLF に見られる post-storm effect と
 同じ原因かと思われる。

図 1
 f_{min} 異常増加の日
 片斜線 0.5 MHz
 以上
 両斜線 1.0 MHz
 以上
 ◆ SSC
 - S₂



II-11 日本上空の sporadic-E の特性 (sky-wave backscatter と vertical sounding による観測)

田中敬史

防衛庁技術研究本部第1研究所飯岡支所

1970年8月から1974年11月まで、Swept-Azimuth Fixed-Frequency Radar (25.54 MHz) を用いて、specular reflection earth backscatter の観測を実施した。第59回講演会で述べた観測データも含め、日本上空の sporadic-E の形態のいくつかが明らかになったので、それらをまとめて報告する。なお今回は、large scale の Es clouds についてのみ述べ、small scale irregularities type の Es については、ふれない。

§ Es の出現率地図：1年間の出現率地図では、長期間の平均とは異なる日、季節変化がみられる。:(Azimuth-IMT-Occurrence rate) plots をスライドで示す。

§ 個々の Es clouds の特性 (1974年1月, 6月の比較) :

(1) Es の大きさ—6月の昼間(552 km), 夜間(457 km), 1月の昼間(325 km), 夜間(281 km) の順に平均値の変化がみられ、foEs と linear な関係があるようである。

(2) Es の寿命の分布—平方根正規分布をしており、平均値は6月の昼間(5.0), 夜間(1.8), 1月の昼間(0.9), 夜間(0.4) 時間であり、これも平均値に近い値である。最長寿命の例では、発生時刻が6月の朝、昼、夜, 1月の朝、昼、夜に対し、23, 14, 11, 6, 11, 6 時間となっている。以上から、Es の活動期と非活動期の差は、大きさと寿命に関係していると考えられる。

「とがわかった。

(3) Es の運動—中程度の大きさの Es clouds の追跡により、大多数のものは動きを示す。平均速度は1月: 71 m/s, 6月: 昼間 50 m/s, 夜間 51 m/s, 進行方向は西南方向に集中(±45° 以内に1月の60%, 6月の40%が入る)している。平均進行方向の日変化(6月のみ)は、半日周期変化を示し、南北、東西成分では夫々、正午、正子に北、朝夕に南への半日周期変化と西へ 20 m/s のバイアスのかかった卓越した周期変動の不明確な変化を示す。東西成分では、きりした結果がでなかったのは、正午前後の追跡数の不足により、データの平均化が不十分であったためであろう。とはいえ sky-wave backscatter によっても Es の追跡が可能であることがわかった。

§ 約5年間の日本上空の Es の平均形態：日、季節変化—冬、春・秋、夏の3季に330日間の記録を分けて、日本上空の Es の出現率をみると、朝・夕の double-peak はその時刻の間隔が上記の季節順に長く、出現率は朝の方が大きくまた上記の季節順になっている。

方位依存性—南北及び東西方向の出現率勾配がある。東西型は非活動期にみられ、原因は地球表面の後方散乱係数の差によるもの(東>西)と南北型の副産物によるものである。南北型は60%を占め、活動期に明確な差があらわれる。夏は北高南低、他の季節には南高北低型となる。これは日本近辺の Es の最高活動領域(仮に Es focus) の季節変動によるもので、極東の9地点の Vertical Sounding のデータにより、Es focus は5月に 25°N、6月に 35°N、7~8月に 40°N に移動し、それ以外の時間には 25°N 以南にあることが確認できた。

§ まとめ：Es の運動での季節を問わず西向きバイアスは、(1) 下向きの電子移送をもたらす西向きの風を反射高でみているのが、(2) Es の発生因のひとつの重力波の西向き位相速度が加算されたためかを Es focus の南北季節移動とあわせて考えると、それが重力波の発生源のひとつのジェット気流の南北移動と同相であることから、(2) の場合もありうると思われる。これについては定量的な対応関係の検討が必要である。

参考文献：① Wright, J.W., JATP, 30 919 (1968), Pozigun, V.L., Geomag. & Aeronomy, 10 717 (1970)

② Chimonas, G., JGR, 764578 (1971), Hines, C.O., The Upper Atmosphere in Motion, Postscript 33

沖縄におけるホイッスラーとスポラディック E層発生の相互関係について

恩藤 忠典, 上 竜 庚 (電波研究所)

地磁気緯度 $15.3^{\circ}N$ の沖縄電波観測所を通る地球磁力線は、ジャマ島東部の雷活動の高い地域に入るため、位緯度でも珍しくホイッスラーが冬之夜によく観測される。位緯度では地球磁力線と鉛直とをなす角が大きいのを、磁力線に沿ったダクト内をホイッスラーが反対半球から伝搬していると思われ。事実沖縄のホイッスラーの分散値は磁力線に沿った伝搬モードで最もよく説明できる。地球磁力線の両端の電離層は一般には等電位であるため、磁力線に沿って電流が流れ、反対半球のE層に不規則電離層を作る。不規則電離層に伴う静電場のため磁力線交換不安定が起り、拡散平衡にある位緯度電離層の磁力線に沿ってダクトが形成すると考えられる。(Cole, 1971) この機構は位緯度之夜間によく起ると推測され、沖縄のホイッスラーにとって好都合なモデルである。このモデルではダクト形成にE層の不規則電離層が関連しているので、沖縄におけるホイッスラーとE_sの発生関係について調べた。

1974年10月～1975年12月の間の沖縄におけるホイッスラー発生数とf_oE_sの毎時値との比較を行った。ホイッスラーの観測回数1230回に関して、ホイッスラー発生時にE_sが共存する場合は53% (646回), E_sが発生していない場合は47% (584回)ありホイッスラーの発生は、E_sの発生と関係がある場合とない場合とがあるといえる。

ホイッスラーとE_sとが共存する場合を更にf_oE_sと1分間におけるホイッスラー発生数, Whistler Rateとについて類別すると、

f _o E _s , MHz	1.5 - 1.9	2.0 - 2.4	2.5 - 2.9	3.0 - 3.9	≥ 4.0
Whistler Rate 1, 頻度	44	160	44	25	26
Whistler Rate 2, 頻度	19	64	15	14	5
Whistler Rate 3, 頻度	10	32	12	7	5
Whistler Rate 4, 頻度	7	17	5	3	4
Whistler Rate 6, 頻度	5	10	6	1	0

Whistler Rate : Whistlers/min

以上のようにホイッスラーとE_sとが共存する場合、f_oE_s = 2.0 ~ 2.4 MHzのときホイッスラーが最もよく発生する傾向があると言える。換言すれば、E_s層は下降ホイッスラーを反射するだけでなく、Coleモデルのように、ホイッスラーダクト形成に何等かの関係を持つものと思われる。

前田 憲一

京都産業大学理学部

1. 電気伝導度について 電子とイオンの伝導度を単純加算する従来の方法に対して、電子、イオン、中性粒子の相互干渉を考慮した場合の式は既に報告した(昭50, 10新潟)。この式にはコリオリの偏向作用が重視されていた。さらにイオンと中性粒子の衝突に荷電交換の効果を考えない計算結果が示されている。

1.1 コリオリの作用 たとえばイオンが東向きに電場によって東へ運動するとき(Ω₁)、コリオリの力によって上方にも運動する。これはΩ₂の大きさを表す。一般的には、Ω₀, Ω₁, Ω₂が相互に影響しあうが、最も顕著なのはΩ₁によるΩ₂への影響である。

$$\Omega_2' = \Omega_2 \left[1 + \frac{\Omega_1}{\Omega_2} \frac{2\Omega}{V_i} \sin(\theta - I) \right]$$

Ω: 地球の自転角速度, V_i: イオン中性粒子衝突回数
θ: 余緯度, I: 地磁気傾度角

このとり方で算出するが、300KM以上で影響があらわれ、折によってΩ₂'は負値となる。

1.2 荷電交換の影響 イオンが中性粒子と荷電を交換し、見掛け上イオンの運動が変わることと衝突と見做すと、従来の式によるV_iにこの効果がプラスされてV_iは増加する。この増加の効果は150KM位からあらわれ、300~500KMではV_iは従来の10倍位になり、それ以上では20倍位になる。この倍率はΩ₁にそのまゝに、Ω₂では2乗(100倍)までいってくる。

上述1.1, 1.2を含めて、事の真偽を直接ためす手段はないが、Driftや中性風の観測が判断の材料を提供するであろう。

2. 粘性の取扱ひについて 中性風の運動方程式には、圧力傾度の力 -∇P に粘性項として ∂(μ∂V/∂z)/∂z が加わる。通常粘性項を無視するが、考慮する場合は方程式を線形化するために、∂(μ∂V/∂z)/∂z/ρ = ηV と置く。このηは、Vの垂直分布をexp(z/H₀)として、η = μ/ρH₀² と与えられる。しかしこのように線形化することは危険である。

そこで電子、イオン、中性粒子の運動方程式から中性風速を求めるとき、粘性項をそのまゝの形で保存して、風速Vの式を求めると次のようになる。

$$V = k_e E + k_n \left[-\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial(\mu \partial V / \partial z)}{\partial z} \right] / \rho$$

k_e: 電場による風の係数
k_n: -∂P/∂z 等による風の係数

Eは下のガイナマ領域からくるとして高さに殆ど無関係、k_e, k_nは200~300KMでは殆ど不変である。そこで∂P/∂z/ρが垂直分布を持つため、Vも同様となり、粘性による力があらわれてくる。上式は一級的に解くことはできないが、近似計算によってVを求めることができる。これから∂(μ∂V/∂z)/∂z/ρを求めると-ηVの形になる。ηの前は負符号がつきこれによって粘性は-∇Pに對する抵抗力となる。計算ではこのηは、従来の値(Rishbeth)よりずっと小さい。これはk_eEによる風の部分が垂直分布を持たないことと、∂P/∂z/ρの垂直分布がゆるやかなことによる。

ηの値が、中性粒子のイオンとの衝突回数ν_{ni}(=N₀/N_nν_{in})と同程度か又はこれを超える場合に粘性の影響があらわれる。これは荷電交換の影響を考慮しないときのF層とその上部を意味する。

H. Maeda (Kyoto University)

In studying the motion of ion gas in the ionosphere, the effect of v_{ei} is usually neglected. This is due to the reason that the coefficient of momentum transfer between electrons and ions (θ_{ei}) in the E region is very small as compared with that of ions and neutrals (θ_{in}), and the drift velocities of electrons and ions are almost the same in the F region. However, in regions between E and F the effect of v_{ei} may not be negligible. To make clear this point, the following momentum equations are solved simultaneously:

$$\left\{ \begin{aligned} \rho_n \frac{dv_n}{dt} &= -2\rho_n \Omega \times v_n - \theta_{ni}(v_n - v_i) - \theta_{ne}(v_n - v_e) \\ 0 &= -\theta_{in}(v_i - v_n) - \theta_{ie}(v_i - v_e) + n_i e (E + v_i \times B) \\ 0 &= -\theta_{en}(v_e - v_n) - \theta_{ei}(v_e - v_i) - n_e e (E + v_e \times B) \end{aligned} \right.$$

The result is compared with the previous result obtained by neglecting the v_{ei} terms.

Table The ratio θ_{ie}/θ_{in} at different altitudes.

100	120	140	160	200	240	280 km
5.E-6	7.E-5	2.E-4	5.E-4	2.E-3	4.E-3	5.E-3

References:

Maeda, H. Neutral winds and ion drifts in the polar ionosphere caused by convection electric fields - 1 J. atmos. terr. Phys. 38, 197 (1976).
 Maeda, H. Neutral winds and ion drifts in the polar ionosphere caused by convection electric fields - 2 J. atmos. terr. Phys. (1977).

羊田 駿・前田 坦

京大 理

前回に、中性ガスの運動方程式をも考慮した方程式系（連続の可及な運動方程式）を time dependent に解くことにより、中緯度F層での電子密度変化の太陽朝夕は Lunar + solar 静電場によって十分説明できることを報告した。この計算から、イオニ・ドリフト及び中性大気の風速の太陽変化についても得ることが出来る。

図1は、高度300kmで又（南北）成分のO⁺-イオン (V_{ix})、中性ガス (V_{nx}) の太陽変化の振幅と位相が、solar time にどのように依存するかを示したものである。図2は、(東西)成分—磁力線に直交する成分—の太陽変化の位相、振幅の日変化である。

結果は次のようになる。

- 振幅、位相共にかなり日変化する。(V_{iy} はほとんど日変化はない)
- V_{ix} , V_{nx} 共、振幅は $E/B \sin I$ (I : Dip) から求めたドリフトの値 ($I=45^\circ$ で 6.1 M/s) よりも小さな値が得られる。
- local solar time の 6~8 時に位相の急変に対応して、振幅が非常に小さくなる
- 夜間に、イオンと中性ガスの風の位相差が小さくなるのは ion-neutral 間の collision が小さくなるためと考えられる。
- 位相、振幅共 200 km 以上の高度で、高度変化はない。

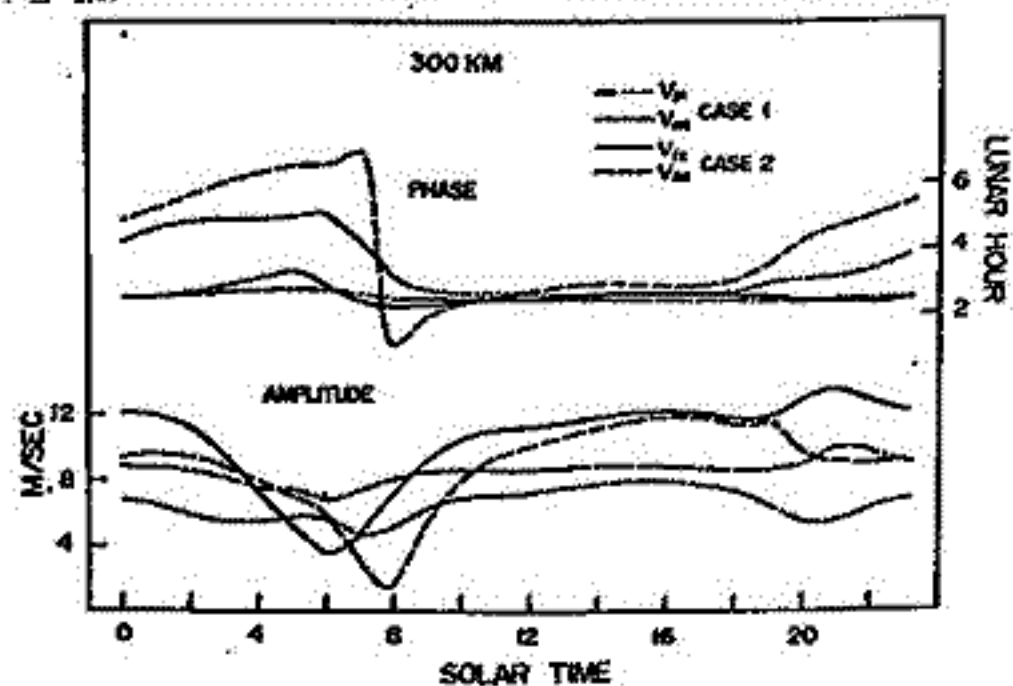


図1

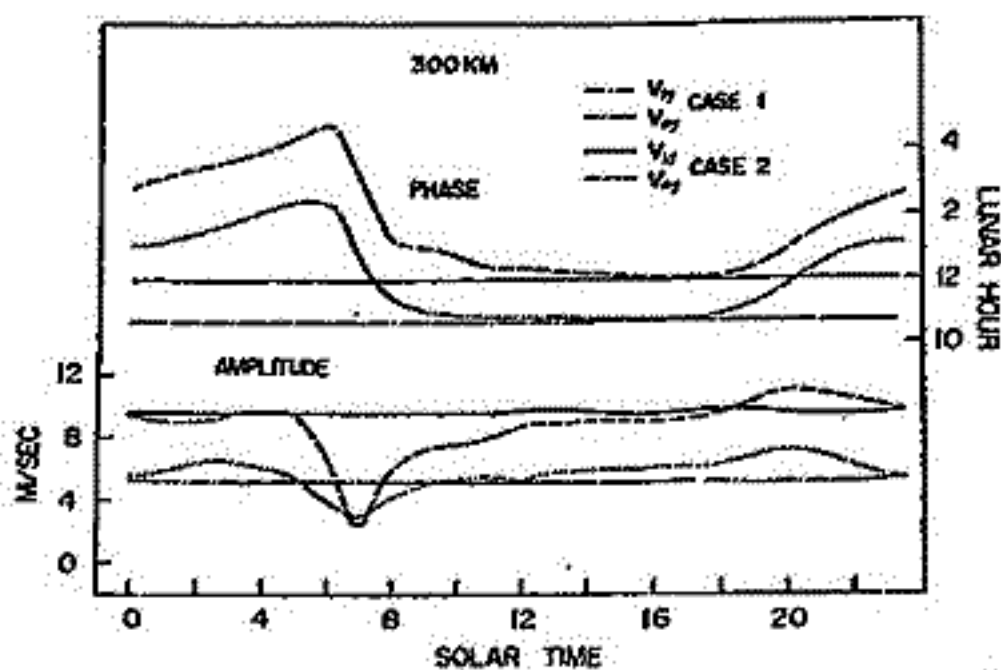


図2

Susumu Kato and T. Tsuda

Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University, Kyoto, Japan

In the Ionosphere Dynamo the vertical electric current is essential for the production of electric field. The precise process of the production is understood only by considering fully the vertical structure of the ionosphere. It is found that the field-aligned current resulting from non-uniform wind velocity along the field lines plays an important role, and the ground enhances the vertical field in middle atmosphere without any effect on the ionosphere electric field.

For conductivity with a fairly realistic vertical distribution and east-west wind with a vertical wavelength of 20 km the set-up electric field amounts to approximately 20% of the dynamo field in the ionosphere whilst the vertical field is much enhanced between the ground and the ionosphere. The enhancement depends on the earth's conductivity. The present simple plane atmosphere model and the straight geomagnetic field line model could elucidate a basic process of electric field production by the tidal dynamo.

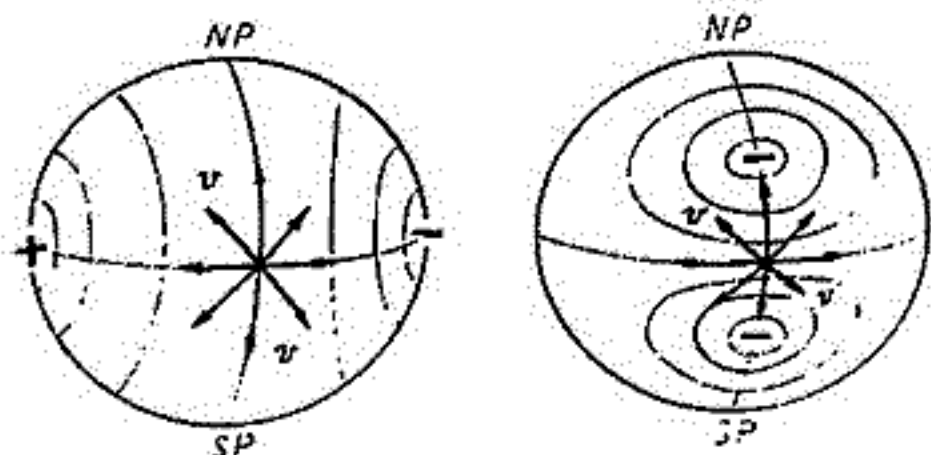
福島直
東京大学理学部

電離層中には北側のダイナモ作用によって地磁気 Sg 電流系が奔生しているとき、日照部分では電離層電位が負になっていて、Sg 電流渦中心部附近では電位は極小値を示す。Sg 電流系が南北非対称であれば、南北磁気共役点の電位は等しくはなく、南北両半球を結ぶ field-aligned current を生じる原因となる。こゝではダイナモ作用によって奔生する Sg 電流に伴う電離層電位分布を求め、一般的方法を導き、南北磁気共役点間の電位差を定量的に求める試みを示す。

下図に示すように、大気運動 v が地球磁場 B の鉛直成分と切ることにより生じる起電力 $v \times B$ に伴い、電離層に Pedersen conductivity σ_1 と Hall conductivity σ_2 があることに依り、 $-\nabla S_1$ と $-\nabla S_2$ との二種類の電場が生じている。Sg をつくる電流 $i(Sg)$ は

$$i(Sg) = \sigma_1(v \times B - \nabla S_1) + \sigma_2 \nabla S_2 \times \frac{B}{B} \quad (1)$$

と書くことができる。この式は Pedersen 電流と Hall 電流とが互いに強めあっていることを示す。一方 $(v \times B - \nabla S_1)$ 電場による Hall 電流と $-\nabla S_2$ 電場による Pedersen 電流とは互いに打消して定常状態が保たれている。すなわち



電離層中の大気水平運動に伴う S_1 電位(左図)と S_2 電位(右図)

なわち

$$\sigma_2(v \times B - \nabla S_1) \times \frac{B}{B} + \sigma_1 \nabla S_2 = 0 \quad (2)$$

が成立している。こゝで $\sigma_2(\theta, \phi) / \sigma_1(\theta, \phi) = \text{const.}$ として、(2)式の divergence をとると

$$\nabla^2 S_2(\theta, \phi) = \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right) \frac{B}{B} \cdot \text{rot}(v \times B) \quad (3)$$

という関係式を得る。S2 電位をつくらせている電荷分布を $\rho_2(\theta, \phi)$ と書けば、

$$\rho_2(\theta, \phi) = -\nabla^2 S_2 = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \frac{B}{B} \cdot \text{rot}(v \times B) \quad (4)$$

であり、 v が与えられれば ρ_2 が求まる。こゝで

$$\rho_2(\theta, \phi) = \sum_n \sum_m \rho_n^m P_n^m(\cos \theta) \frac{\cos m \phi}{\sin^m \theta} \quad (5)$$

とあらわせば、電位 $S_2(\theta, \phi)$ は

$$S_2(\theta, \phi) = r_E \sum_n \sum_m \frac{\rho_n^m}{2n+1} P_n^m(\cos \theta) \frac{\cos m \phi}{\sin^m \theta} \quad (6)$$

と求まる。こゝに r_E は地球中心から電離層までの距離である。このようにして、大気運動に伴う S2 電位分布が得られる。

地球磁場分布と大気運動が南北対称であれば、南北両半球の磁気共役点における電位は等しく、Sg 電流系も南北対称である。しかし大気運動および地球磁場分布のいずれかあるいは双方が南北非対称であるときには、南北磁気共役点間の電位は一般に等しくなく、Sg 電流渦中心部附近で数 kV の電位差が生じる。この電位差が南北両半球を結ぶ field-aligned current の原因とならう。また小山・平尾両氏により冬季内之浦上空で正午近くのロケット観測で見出された高電子温度層の存在(本学会 1976 年秋期講演 I-36)も、電離層内におけるダイナモ作用の結果として解釈される可能性もあらう。

荒木 徹, 前田 坦, 前川 紘一郎, 西池 榮
 (京大理) (京都放電) (電研研大吹)

極と赤道で同時に現われる地磁気変化として DP-2 型変化⁽¹⁾やある種の脈動⁽²⁾がよく知られており、赤道 S_z の PRC も HM 波の赤道電離層への直接入射によるものとするよりは、高緯度地方に印加される電場の⁽⁴⁾よりの⁽⁵⁾により生ずる方がよいと考へらる。赤道電離層と極地方の記録と較べると上記磁場変動の他に peak-to-peak の訂正の良⁽⁵⁾な変化⁽⁵⁾がしばしば見られ、偏角図から高緯度電離層に由来する電場が容易に赤道電離層に影響し得ることと示唆してゐる。

極電場の伝播層への影響の考察には ①. その日時性の証明, ②. 電流源 (field aligned current) の形や位置によって電離層電流の混生集約分布がどのように生ずるかを電流伝導度分布とハ³から⁽¹⁾で数値実験すること, ③. 電離層内で生ずることと前提とする二次元等価電流系にデータと合わせるの⁽²⁾は⁽³⁾なく、電離層電流は同一⁽³⁾としてデータと見直すこと等が重要と思はれる。①については、均一無限電離層では電場の変化が極から赤道まで伝わるのに約1時間かかり遅延も大きい。地球-電離層間導波管と伝播する TM₀ モード波により電場が瞬時的に伝わり⁽³⁾ことが証明された解決⁽³⁾である。

ここでは極と赤道の電場による結びつきを示すデータを整理して示し Maeda and Maekawa⁽⁴⁾の高緯度電離層電流に関する数値実験と電流伝導度の equatorial enhancement を入れて伝播層にまで拡張して電流分布を求めた結果を報告する。

図3は下記のようなモデルに⁽¹⁾の計算結果の一部である。

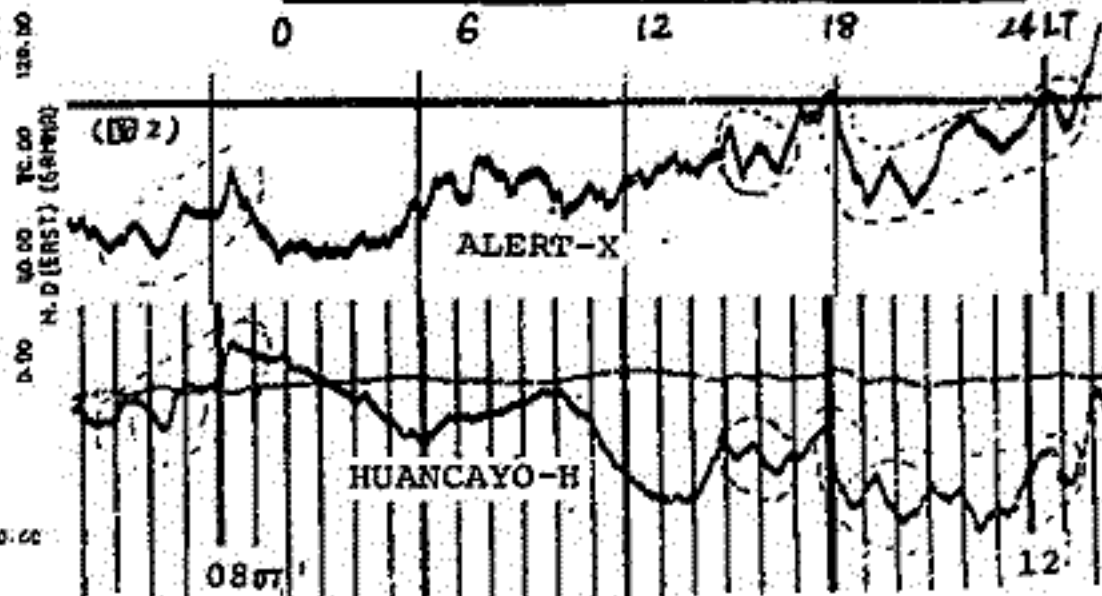
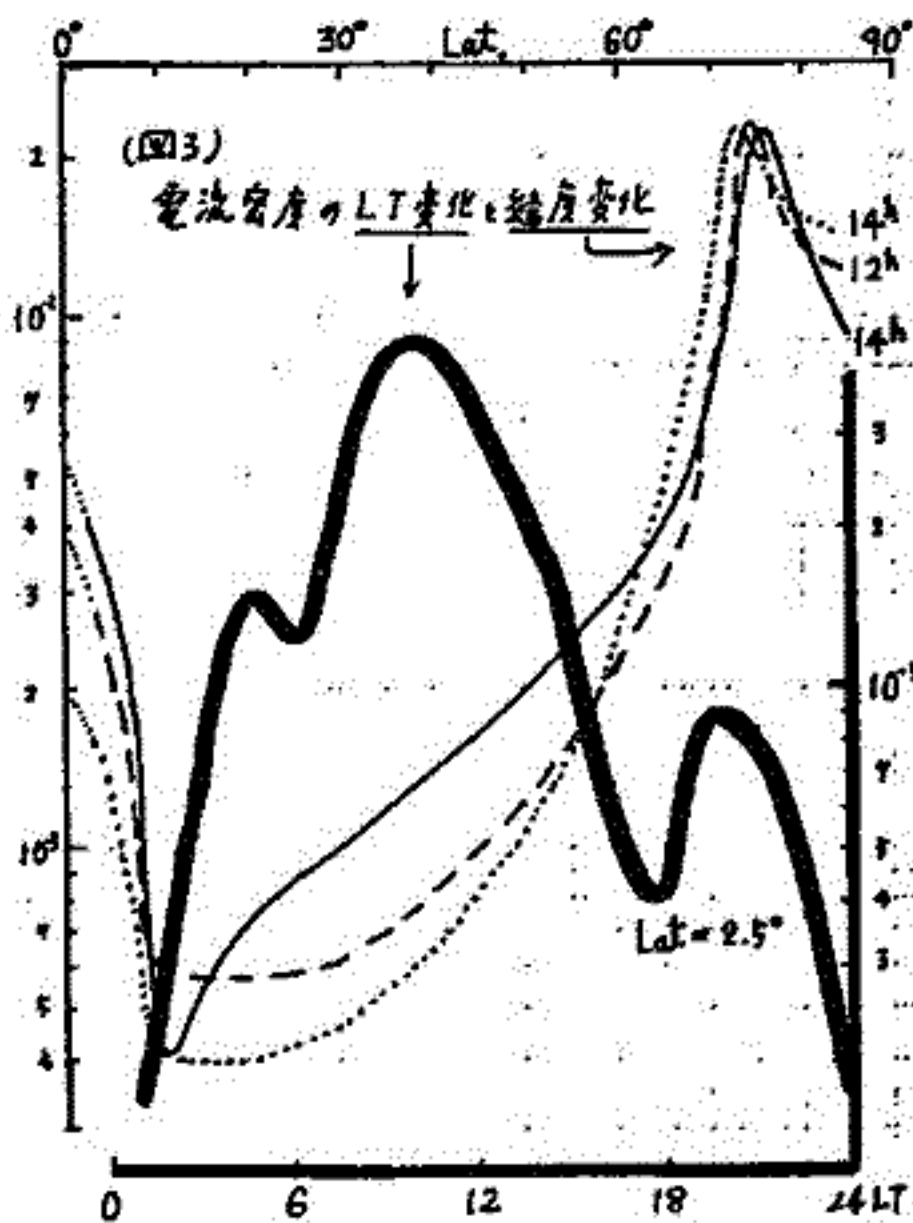
電流伝導度分布:

日変化: 6^h~18^hで正弦的に変化後は一定
 緯度変化: pole cap (90°~82.5°) と 1 と 1.2
 82.5°~70°; 2, 70°~62.5°; 1.1,
 62.5°~10°; 1.3, 0°; 10.5

電流源: 緯度 70°~75°帯に、6^h(+), 18^h(-)で最大、
 0^h, 12^hでゼロになり 経度方向には正弦的に変化するとする⁽⁵⁾。

References.

(1) Nishida et al, Annales Geophys., 22, 978, 1961
 (2) Matsuura, RISRJ, 15, 192, 1961.
 (3) Araki, PSS, 25, 373, 1997
 (4) Kitachi et al to be published
 (5) Maeda et al, PSS, 21, 1287, 1993



TIME (SECT)
 OCT. 22. 1959. 1219UT

II-19 西太平洋域の地磁気太陽日変化の季節変化の異常

白木正規
気象庁・地磁気観測所

我々の三つの観測所(林園, 女満別および鹿屋)における1958-73年の地磁気資料から太陽日変化(S)と太陽日変化(L)の解析より、Lの季節変化がSと比べて異なっていることが見出された(Shiraki 1976)。

このまでのSとLの解析結果(例えば、Matsushita 1967)によれば、SとLの季節変化は、

冬< 春秋< 夏

である。ところが、我々の観測所で見られたLの季節変化は、

春秋< 冬< 夏

である。このSとLの季節変化の違いの原因として、

- (1) 海洋ダイナモ
- (2) O_1 潮
- (3) Sの半月同期変化
- (4) 地磁気擾乱
- (5) 大気潮汐

などが考えられる。

このうち、(1)の海洋ダイナモでは、Lの季節変化の異常の一部を説明しようのみで、大部分は説明できないことを先の論文で報告した。今回は、主に、(2)の O_1 潮について考察する。また、(3)について調べた結果についても報告する。

O_1 潮

我々が普通Lの解析から求める変化は、潮汐ポテンシャルの M_2 潮に関連したものであり、変化の周期は、

$$n\tau - 2\tau = n\tau - 2S + 2h \quad (1)$$

である。ここで、 τ : 平均太陽日、 τ : 平均太陽月、 S : 太陽の平均黄経、 h : 太陽の平均黄経である。一方、太陽潮汐ポテンシャルでは M_2 潮の次に大きな成分をもった O_1 潮に関連した変化の周期は、

$$n\tau - 2\tau - h = n\tau - 2S + h \quad (2)$$

である。(1)と(2)式の同期の違いはほとんどなくあり、それぞれ季節変化(同期性)は互いに影響しあっている。しかし、2, 3の仮定により M_2 と O_1 潮の分離をすることが出来る(Winch 1971)。この論文では、 O_1 潮による変化を求め、 M_2 潮の季節変化の異常が O_1 潮に原因があるかどうか調べた結果について報告する。

Sの半月同期変化

(1)式で表したLの同期は、Sの22の同期でモジュレーションを受けた変化とみることが出来る。太陽活動の同期は約27日であるが、この同期は一定でない。もし、この第2高調波が22と同じ同期の場合、Sの太陽活動によるモジュレーションの影響がLに含まれる。この点を明らかにするには、スペクトル解析によってスペクトルのピークが(1)式の同期をもっているかどうか調べるのが一つの有効な手段と考える。これに関する予備的な解析の結果について報告する。

Shiraki, M. 1976 Geophys. Mag., 32, 31-64 (印刷中)

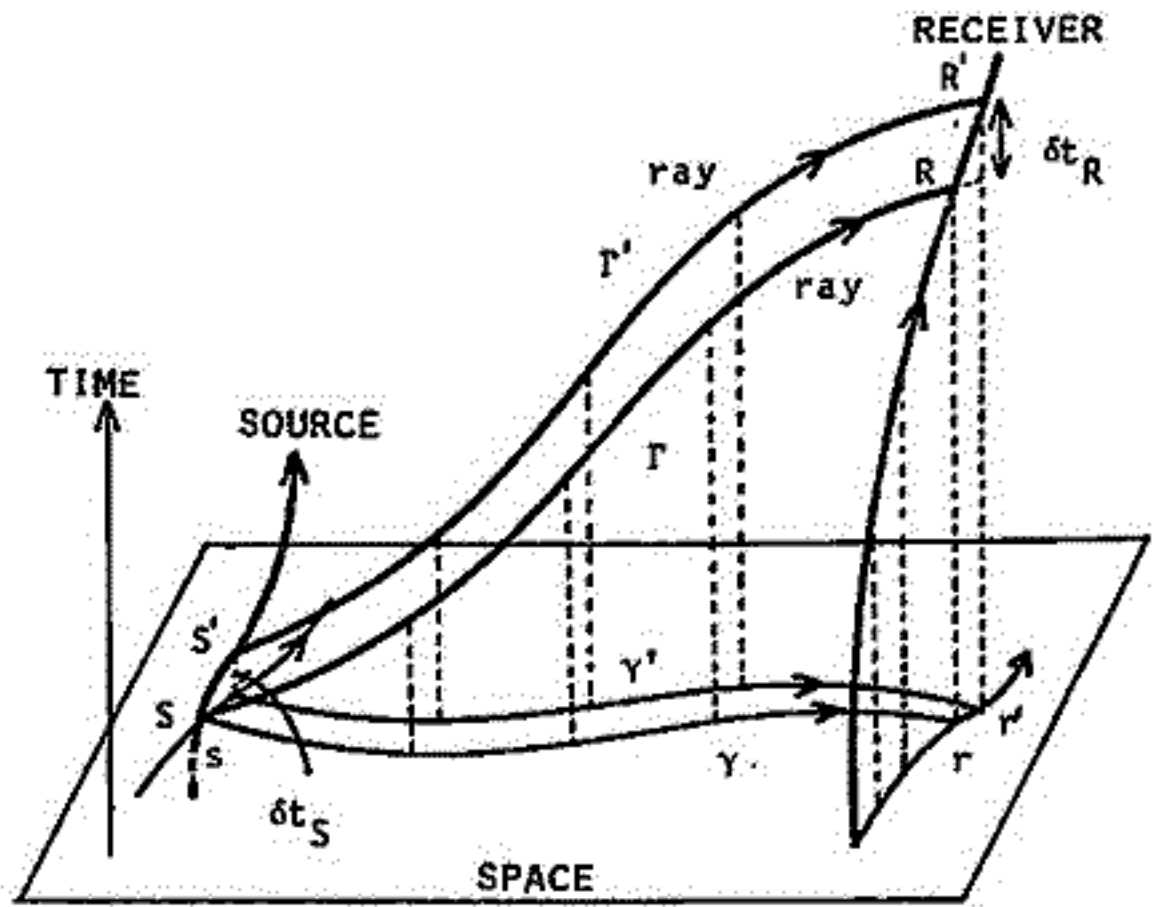
Winch, D.E. 1971 J. Geomag. Geoelect., 23, 33-45.

——ドップラー効果の一般公式——

野田 彰
東大理

電離層電波伝播の実験において、ドップラー効果による周波数シフトの測定は、基本的な測定手段の一つである。媒質が時間・空間的にゆるやかに変化する場合の周波数シフトを求める一般的な公式は数多くの人達によって研究がなされてきた。(Kelso, 1960, 1961; Alpert, 1964; Rawer, 1964; Kimura and Nishina, 1968; Holt, 1973; レビューは Alpert, 1976にある) 本講演では、今迄得られた公式は、その導き方は誤りであり、又、その最終結果も媒質が時間変化する場合には正しくないことを証明し、一般的に正しい公式の導き方とその結果を示す。

右図には、時間・空間(ここでは2次元で示してある)中に、発信者と受信者の描く世界線と光線の世界線を示してある。小文字で示した量は、大文字で示したものが空間に射影された量である。Sを出た波はRで受信され、時間 δt_s 後にS'を出た波はR'で δt_r 後に受信される。



上記の文献では、媒質が時間変化する場合には、Pの空間への射影に沿って積分した波の位相の時間変化が、観測される周波数シフトを与えると考えられている。式で書くと

$$\Omega = \omega - \frac{dt}{dt_s} \sum k_i dx^i$$

ここで、 Ω は受信者が観測する角周波数、 $(\omega, -k_i)$ は座標系 (t, x^i) に

おける波数4元ベクトルの成分である。この式で、系が非定常な場合、微分係数は定義されていない。上記の文献の考えに従った正しい定式化は、既に解析力学でよく知られており、電力場中の光の伝播問題を Schrödinger (1956) が最初に行っている。(Schrödingerは $\delta t_s / \delta t_r$ を求めた。但し δt は固有時とする)

しかし、分散関係が一般的な波のドップラー効果を計算するには、今迄の方法は、Schrödingerの方法も含めて、一般性がないことが証明される。一般公式は、ドップラー効果における周波数が幾何学的にどんな量であるかを考えれば容易に得られる。(Noda, 1977 to be published) 議論の詳細は講演に譲り結果を示す。

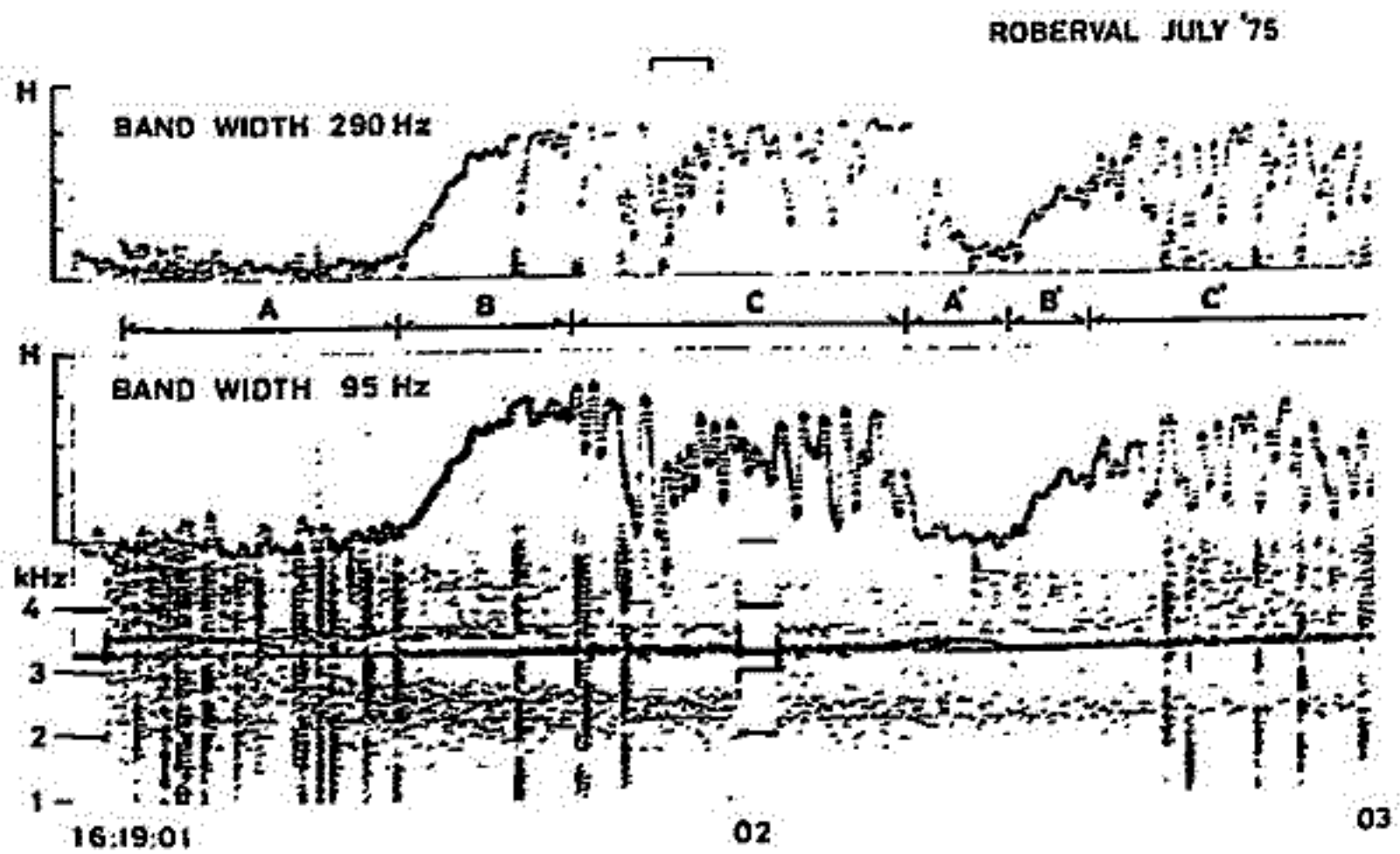
$$\Omega(R) - \Omega(S) = [\omega - \sum k_i v^i]_R - [\omega - \sum k_i v^i]_S$$

ここで $\Omega(R)$ は受信者の角周波数、 $\Omega(S)$ は発信者の角周波数である。数学的に、この式は媒質の多様体としての性質だけを用いて得られるので、相対論的な拡張は容易に出来る。(Noda 1976 to be published)

II-21 トリガート エミッションのメカニズムについて
(作業仮説的モデル)

(東大宇宙研) 鶴田 浩一郎

南極サイポル基地から送信されたRVL下電波を1ヶ月間わたり、ケルマノ州(カナダ)で受信したが、そのデータ解析の結果次のことが明らかになった。(1) サイポル電波の受信とコーラスの発生は逆相関であるらしいこと。(2) サイポル電波の振幅変動は3つの相に分けてあること。この3つの相は下図に示してあるように、比較的小さい振幅の中相、指数的に振幅が増大する中相、振幅変動の卓越する終相である。(3) トリガートエミッションの送信波と周波数-時間平面で変ると、消滅するに等である。この他に以前から調べられていたトリガートエミッションの特性と併せて説明出来る理論が必要であるが、今回はその第一段階として、定性的にトリガートエミッション(振幅変動も含めて)の諸特性を説明出来るモデルを提唱する。モデルの妥当性は今後数値計算で検証して行ければいいが、作業仮説としての意義は十分あると考える。



(図) サイポル信号の振幅変動の例。送信波は3.05 MHzであるが、その帯域は上段(フィルタ中290Hz)、中段(95Hz)で示すように初相(A)、中相(B)及び終相(C)に分けられる。

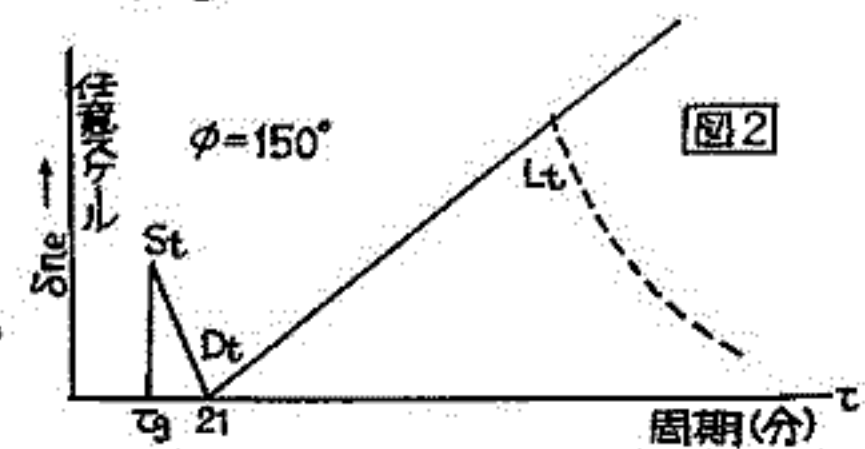
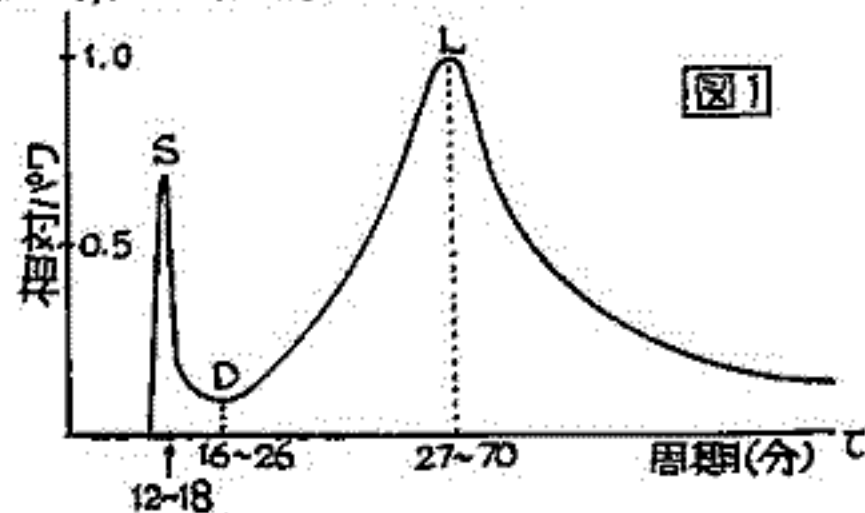
奥沢隆志・月尾修
(電気通信大学)

この論文は、観測したHFドップラ偏移の昼間・静穏時の振動成分をパワースペクトル解析し、その結果がF₂ピーク領域で理論的に予測されている大気重力波の電離層応答スペクトルと基本的に一致することを述べる。このことはHFドップラ法に関するかぎり、初めての結果と思われる。

データとスペクトル解析 HFドップラデータは、JJY-8MHz、菅平-小金井間(地表距離約160 km)伝搬に際する'76年(9月は欠測)の連続観測に基づく。1年間のレイスパン記録から、昼間時、波動構造の鮮明なものを各月毎に任意に一連(51分間)づつ選び出した。磁気活動度はいずれも静穏時(K_p ≤ 5)であった。JJYは毎時25分から34分まで9分間の停波があるので、連続時系列として正確51分間ぶんしかとれない。これと同程度のスペクトル成分を抽出するには、Blackman-Tukey法やPeriodogram法の適用は実際上困難である。そのため、ここではデータアダプティブなMEM(Maximum Entropy Method)を採用して解析した。この方法の詳細は省くが、最適フィルタ-数はコルモゴロフスミルノフテストにより予測誤差フィルタ-出力の白色性をいろいろ検証して決定した。サンプリングタイムは1.2(一部で1.5)分とした。したがって、ナイキスト周波数は0.42(0.34)サイクル毎分となる。なお、レイスパン記録の時間分解能は32秒である。

結果と検討 解析した1ケースすべてについて、基本的には図1で図解式に示すおりのスペクトルを得た。すなわち、(1)少なくとも二つのピーク(SとL)、(2)一つの凹みD、がある。なお、10分以下に才2、才3のSに付随したピークのである場合もある。同時刻帯の国分寺の垂直打ち上げデータを参照すると、使用した8MHzは臨界周波数に近く、明らかにF層反射(h'Fは200~270 km)であった。

一方、大気重力波に対するF₂ピーク付近の電離層応答として、電子密度変動 δn_e は、少なくとも作用領域の地磁気傾角 I 、大気重力波の周期 τ 、波数ベクトル k 、大気運動ベクトル U 、Brunt周期 τ_g に左右されて決まる。ここでは試みに、 $I=49.2^\circ$ (伝搬路中間点)、 $\tau_g=12.7$ 分(200km高度相当のCIRAモデル)とし、 k と U は鉛直方向を含む同一平面内において直交し、これと磁気子午面とのなす角度 ϕ を 0° (北向き)から 180° (南向き)まで変えて、無損失大気重力波に対して $\delta n_e(\omega)$ の理論値を計算してみた。その一つを図解的に描いたのが図2の実線部分である。イオンドラック、熱伝導、分子粘性等による損失を考慮すると長周期成分は削られ、点線のようになることが推測される。定性的に観測曲線(図1)は理論曲線(図2)に一致することがよくわかる。さらに、凹みDt位置の周期は ϕ の関数として変るのでこれを個々のケースにつきDの周期にあてはめたところ、従来Medium-Scale TIDの伝搬方位の季節特性として知られている結果と矛盾しないことも確かめられた。



1) Hooke, W. H., JGR 75, 5535, (1970)

2) Sterling et al., JGR 76, 3777, (1971)

3) Pitteway, M. L. V. and C. O. Mins, Can. J. Phys. 41, 1935, (1963)

4) Hines, C. O., JATP, 30, 845, (1968)

5) Clark, R. H. et al., JATP, 32, 1567, (1971)

6) Davies, K. and J. E. Jones, JATP, 39, (1971)

符号化パルスサウンダによる電離層のドリフト測定

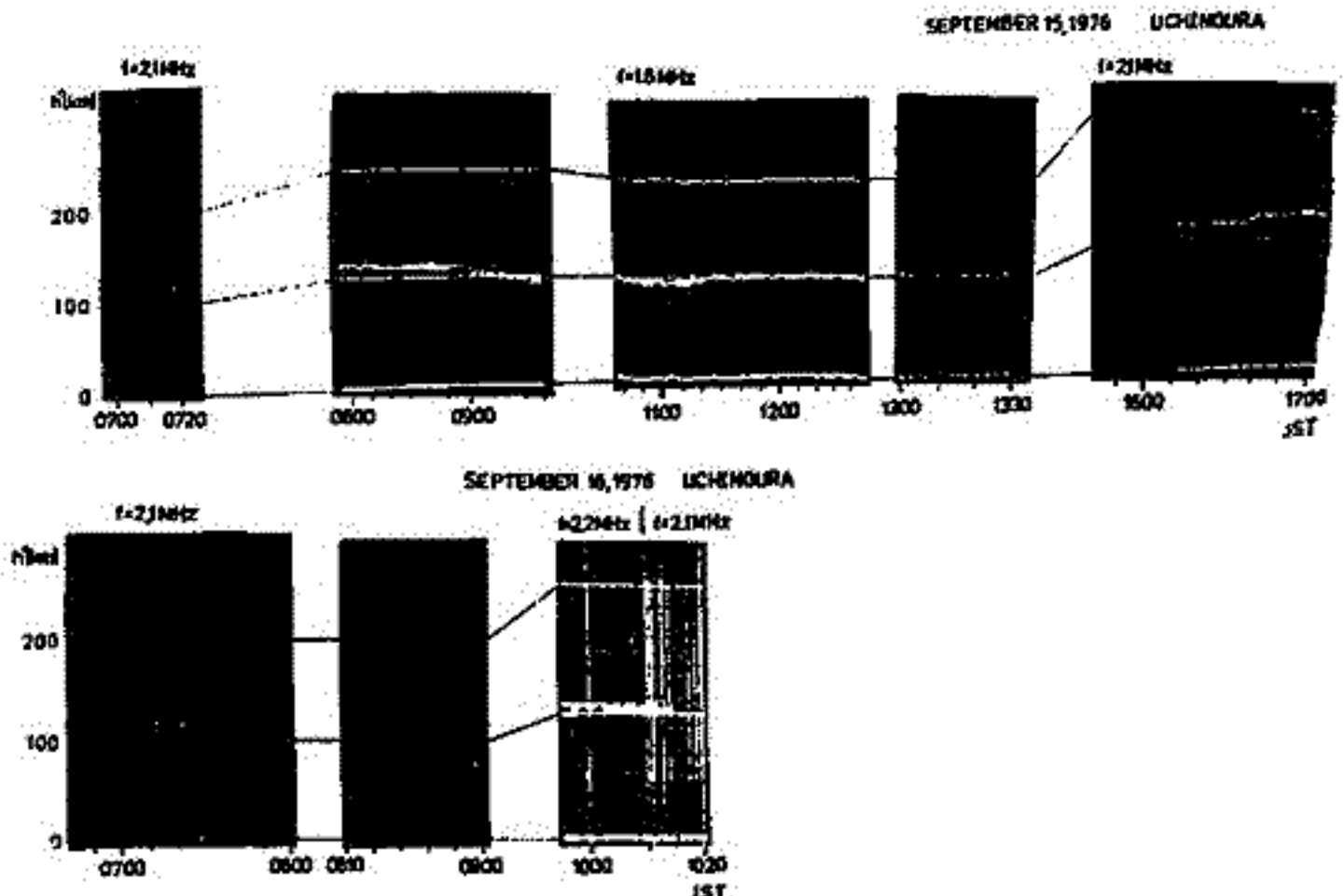
五十嵐善良 古閑照男 相宗和弘
郵政省 電波研究所

1976年9月16日の午前11時に発射されたK-9M-55号機による観測を地上から support する意味で内之浦において、符号化パルスサウンダを用いてドップラ周波数とK-10の観測を行ない電離層の上下方向のドリフト速度を得た。ロケットに搭載した磁場測定の結果から導出したドリフト速度との比較とサウンダにより測定したドリフト速度から電場の推定を行なった。9月16日のロケット打ち上げ時には受信系のトラブルのためデータが欠けてしまったので主に15日に取得したデータについて議論する。

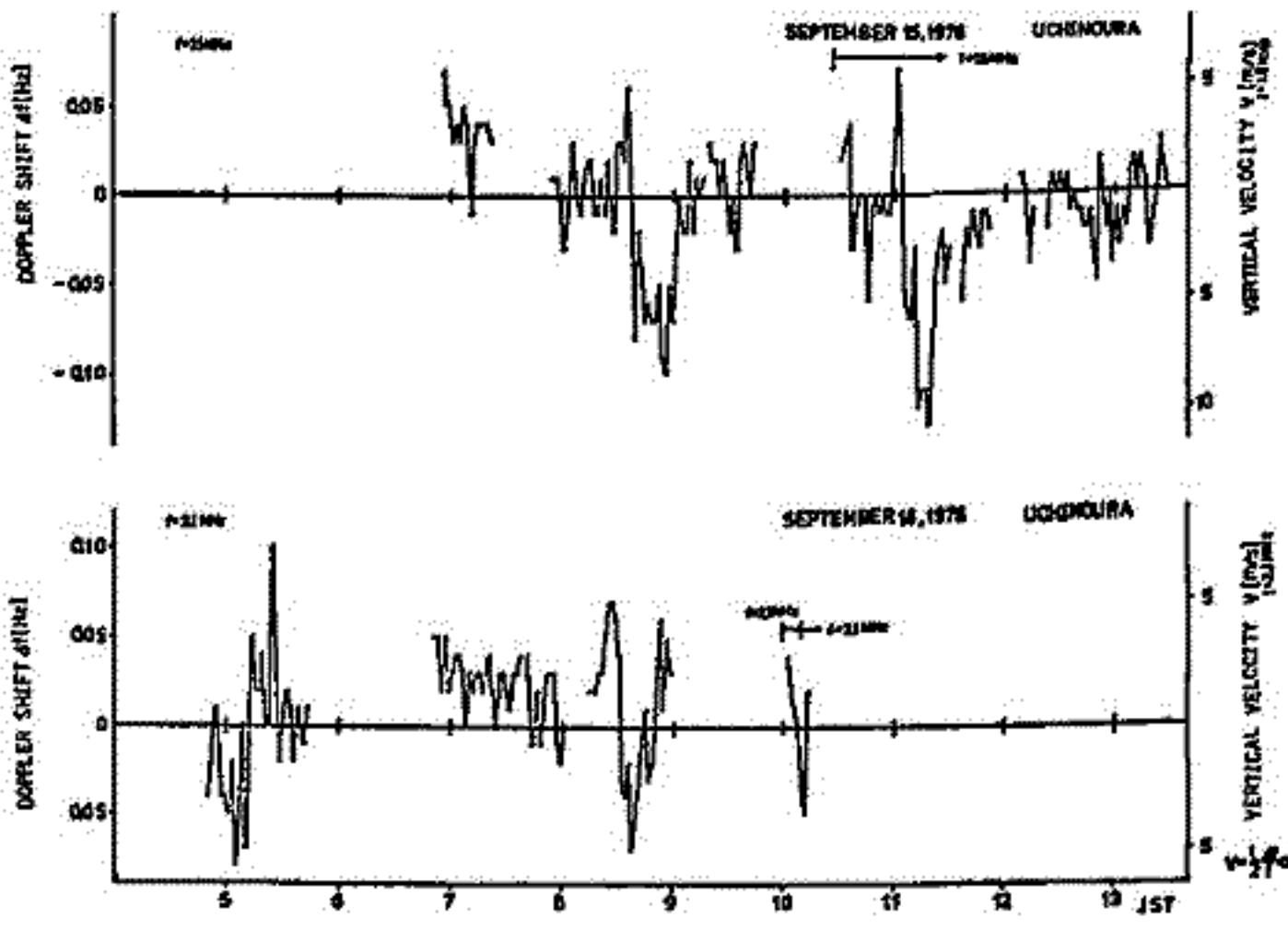
午前11時頃電離層の高度が下方に下がり、これに対応してドリフト速度に換算すると $\pm 0.1\%$ となるドップラシフト $\Delta f = 0.07 \pm 0.01$ Hz の変化が観測された。一方、ロケットによる磁場観測から導いた電流は面向きで $8.4 \sim 11.2$ A/km であり下方への運動の説明がつかず。ドリフト速度 v_d の式

$$v_d = \frac{1}{\epsilon_0} \times \frac{B}{\sum N_i m_i \omega_i}$$

を用いて v_d を推定すると $v_d = 4.6$ m/s となり、サウンダによる測定値にほぼ一致する。またサウンダで測定したドリフト速度から電場の推定を試みた。正午頃電場の南北成分 E_x と東西成分 E_y の比がいくらになるか決定できないので統計的に考えて $E_x \approx E_y$ と仮定すると、 $E_x = 0.99 \pm 0.15$ mV/m、電場 $E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} = 1.4 \pm 0.21$ mV/m という結果を得た。夜間F層のドリフト測定結果についても報告する。



第1図 E領域の電離層高度の日変化



第2図 ドップラシフトとドリフト速度の日変化

1. イオン・ドリフト速度

相 京 和 弘
郵政省電波研究所

MILLSTONE HILLにおける100km以上の電離圏のISレーダによる観測方法の概略と1976年の取得データの一部の解析結果を報告する。第1表は現在の観測モードを示す。使用周波数は440, 1295MHzで各々67mの天頂固定と25m径の可変パラボラアンテナを使用, 斜入射観測も可能である。測定方式はシングルとダブルパルスによる自己相関関数(ACF)法であり, 前者ではデータ処理速度から専用のデジタルハイブリッド相関器が用いられる。相関器出力はベースバンドのI, Q出力のA/D変換値 $Y(t), U(t)$ から遅れた正規化ACFの実数部と虚部ととして

$$P(\tau) = (1/2MK_s) \sum_{i=1}^{K_s} \sum_{j=1}^M \{ Y_{ij} Y_{ij} + U_{ij} U_{ij} \}$$

$$Q(\tau) = (1/2MK_s) \sum_{i=1}^{K_s} \sum_{j=1}^M \{ Y_{ij} U_{ij} - U_{ij} Y_{ij} \}$$

で与えられる。但し, M, K_s は各々, τ = 一定のサンプル数の数と掃引回数であり, $Y_{ij} = Y_i(t + \tau + j\epsilon), U_{ij} = \text{sgn}(Y_i(t + j\epsilon)); U_{ij} = U_i(t + \tau + j\epsilon), u_{ij} = \text{sgn}(U_i(t + j\epsilon)), \epsilon$: サンプル間隔, である。掃引のACFを得るには(掃引+雑音)領域のACFから雑音のACFを除去する必要がある。信号の非正規化, 正規化ACFの実数部は

$$A_R(\tau) = P(0)P(\tau) - P_n(0)P_n(\tau) \rightarrow \beta_R(\tau) = \pi \langle A_R(\tau) \rangle / 2\sigma_s^2$$

$$A_I(\tau) = Q(0)Q(\tau) - Q_n(0)Q_n(\tau) \rightarrow \beta_I(\tau) = \pi \langle A_I(\tau) \rangle / 2\sigma_s^2$$

となる。ここで, σ_s^2 は信号電力を示す。

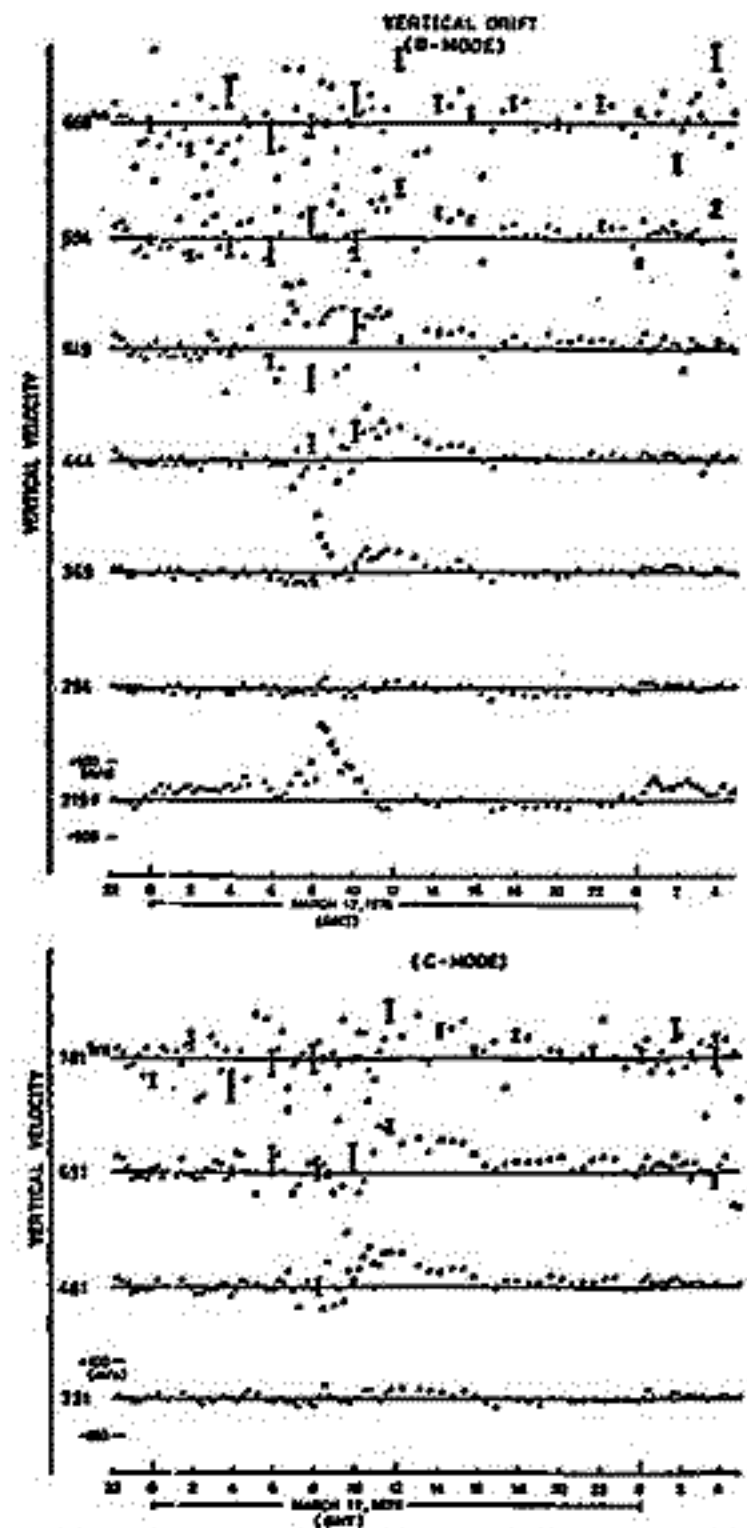
今回の報告では, 第1表中のB, CモードのACFよりドリフト速度を算出する事に限定する。速度 V_d とその分散は最小二乗法を用いて,

$$V_d = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{\sum W_i \tau_i \phi(\tau_i)}{\sum W_i \tau_i^2}, \quad \sigma_v^2 = \frac{\lambda^2}{16\pi^2} \left(\sum W_i \tau_i^2 \right)^{-1}$$

となる。但し $\phi(\tau) = \tan^{-1}(\beta_I(\tau)/\beta_R(\tau)), W_i = \sigma_\phi^{-2}(\tau_i), \sigma_\phi^2 = \sin^2 \phi \{ \sigma_{\beta_R}^2(\tau_i) / \langle A_R(\tau_i) \rangle^2 + \sigma_{\beta_I}^2(\tau_i) / \langle A_I(\tau_i) \rangle^2 - 2\sigma_{\beta_R, \beta_I}(\tau_i) / \langle A_R(\tau_i) \rangle \langle A_I(\tau_i) \rangle \}$ であり, σ_ϕ^2 は0次近似ではACFの絶対値の2乗に逆比例する。第1図はその近似で求めた, 昨年3月17日のイオン・ドリフト速度の日変化特性と測定誤差を示す。Bモードでは294~444km, Cモードでは331~631kmで日出く~4:30 EST 高度200km) 時の起熱に伴う上向き運動が高度と共に著しくなる傾向が認められる。昼間は頭首を動かさはないが日没(~19:10 EST)前後から緩やかに下向きの運動に変わり, 夜間はほとんどその傾向が続く。

MODE	B	C	D	K	E	F	G	H	N
TRANSMITTER	C/F		L-247D		D/F				
PULSE PULSE	SINGLE				CORSE				PHASE CODING
BASIC PULSE LENGTH (SEC)	500	1000	500	1000	100	40	100	200	65
HEIGHT RES. (100)	75	150	75	150	15	6	15	30	0.75
PEASUREMENT P-POWER PROFILE C-CORRELATION FUNCTION	P	P	P	P	P	C	C	C	P
SAMPLE TIME FOR ACF (SEC)	10	10	10	5	-	20	20	10	5
NO. OF ACF POINTS	32	32	16	16	-	20	20	20	-
HEIGHT RANGE (100)	100-1000	150-1500	100-1000	150-1500	0-100	0-100	0-100	0-100	70
CLUTTER SUB.	NO	NO	NO	NO	YES	YES	YES	YES	YES

第1表 MODE ALLOCATION OF MILLSTONE THOMPSON SCATTER RADAR



第1図 1976年3月17日のMillstone Hillにおける鉛直ドリフト速度の日変化 (B, Cモード) EST = GMT-5h (送信パルスのチューニングによる結果で実測値には10m/s差(引く)がある)

Middle Atmosphere 観測における ISレーダ散乱スペクトルの性質について

若杉耕一郎・深尾昌一郎・木村磐根
(京大・工)

Middle Atmosphere の有力な観測手段として IS レーダ技術が期待されている。プラズマの場合、散乱理論が確立しているため散乱スペクトルから電離圏の種々の物理量が推定できた。しかし、成層圏や中間圏からの散乱では散乱体の性質が十分には理解されていない。このため現在は散乱スペクトルの平均的なドップラシフト(一次モーメント)よりビーム方向の風速を推定することが中心となっている。

媒質の性質を表わす量でスペクトルの一次モーメントの次に簡単に扱える量として二次モーメントがある。以下では、この分散に媒質の性質とレーダシステムの影響がどのように現われるかを考える。観測された散乱スペクトルの分散 σ^2 は次のようになる。ただし、ビーム方向の真の平均風速 V_0 で正規化しておく。

$$(\sigma/V_0)^2 = \sigma_{\text{thermal}}^2 + \sigma_{\text{turb}}^2 + \sigma_{\text{sph}}^2 + \sigma_{\text{v}}^2$$

$$\sigma_{\text{thermal}} = 4.08 \sqrt{T/m_e} V_0^2$$

$$\sigma_{\text{turb}} = \alpha \quad ; \quad (\alpha = 0.1 - 0.3)$$

$$\sigma_{\text{sph}} = 0.0075 \theta_0 V_{\perp} / V_0$$

$$\sigma_{\text{v}} = 0.094 \lambda V_{\perp} / B V_0$$

σ_{thermal} はプラズマの IS (インコヒーレント散乱) に基づくスペクトルの広がりを表わす。IS 電力がレーダの検出レベルより大きい場合、 $\sigma_{\text{thermal}} \gg \sigma_{\text{turb}}, \sigma_{\text{sph}}, \sigma_{\text{v}}$ である。電離圏ではこの項よりプラズマ温度、イオン組成などが推定された。しかし、電離度の高さが高度 80 km 以下では検出されず等価的に $\sigma_{\text{thermal}} = 0$ とみなせる。 σ_{turb} は大気乱流の速度場のゆがみを表わす。通常スペクトルの広がりには、この項によると考えられる乱流の性質を知るうえで重要である。対流圏では $\sigma_{\text{turb}} \sim \alpha$ 程度と言われている。 σ_{sph} は送信波が球面波であるため球面各点で、風の radial 成分と見かけの風速とが一致しないため生じる項である。したがって、 σ_{sph} はアンテナのビーム幅 θ_0 に比例する。 σ_{v} は散乱体積が制限されることにより Bragg 波数 $2k_0$ (k_0 はレーダ波数) 以外の波数成分より散乱が起こるためのスペクトルの広がりを見わす。このため、観測高度でのビームの広がり B [m] に反比例する。さらに、 $\sigma_{\text{sph}}, \sigma_{\text{v}}$ はビーム方向の風 V_0 のみでなく、これに垂直な成分 V_{\perp} にも関係する。すなわちスペクトルの広がりには視線方向以外の風の成分も寄与する。特に IS レーダではアンテナの構造上 $V_{\perp}/V_0 \gg 1$ の状態で観測が行われるため重要である。

これらの量を推定した結果、ビーム幅 θ_0 が 10° 程度では $\sigma_{\text{sph}} \approx \sigma_{\text{turb}}, \sigma_{\text{v}}$ となる。つまり観測されたスペクトル幅は乱流の見かけの運動のみを表わしてないことがわかる。一方、 $\theta_0 = 1^\circ$ の場合、 $\sigma_{\text{turb}} \approx \sigma_{\text{sph}}$ となる。また σ_{v} は高度 10 km 程度の観測では $\sigma_{\text{v}} > \sigma_{\text{turb}}$ となるが、50 km では $\sigma_{\text{turb}} > \sigma_{\text{v}}$ となることがわかった。このように観測された σ^2 は通常考えられる σ_{turb} を表わすのみでなく、 V_{\perp} の寄与も大きいことがわかる。したがって、観測データを解析するうえで、これらの影響を十分に考慮する必要がある。

(II) モデル大気との比較

佐藤 亨, 深尾 昌一郎, 木村 磐根, R. M. Harper
(京大・工) (Arecibo Observatory, NAIC)

先に Arecibo ISレーダーによって求めた夜間の電離圏F領域の平均的な変化について報告した。その結果を基に、ここでは1, 2の物理量の妥当性のチェックや、モデル大気との比較を行なう。

まず、ISレーダーの観測においては電子密度及びイオンドリフト速度が空間的(高さ方向)、時間的に連続に求められるので、電離源のない夜間の場合、水平方向に一様な電離圏を仮定すれば電荷の連続の式から逆に電子の消滅係数 β を直接計算することができる。電子密度の連続の式は、

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \mathcal{Q} - \beta N - \text{div}(Nv) \quad , \quad \mathcal{Q} = 0$$

$$= -\beta N - \frac{\partial}{\partial z}(Nv_z)$$

ここに \mathcal{Q} は電子の生成率、 N は電子密度、 z は高度、 v_z はドリフト速度の垂直成分である。従って、

$$\beta = -\frac{1}{N} \left\{ \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(Nv_z) \right\}$$

この式の右辺に観測結果を代入すれば各高度及び時刻における β が計算できる。F領域では β は主に中性大気密度に依存するので、温度変化のほとんどない夜間は時間的にはほぼ一定と考えてよい。また、結果に個別変化を上回るほどの季節変化は見られなかつたので、季節にほぼ無関係と考え、夜間の全てのデータ(約500例)を平均して β の高さ変化を求めた。

それによれば β の値は高度200kmでは $2-4 \times 10^{-3} \text{sec}^{-1}$ で、高度が上るにつれて指数関数的に減少する。減少のスケールハイトは、800Kの等温大気のスケールハイトとほぼ一致する。しかし、F2ピークより上の高度(≧300km)では β の値は負になり、不自然である。これは電離圏が水平方向に一様であるとした仮定が成立しないことを示すと考えられる。すなわち、層が傾斜している場合に水平方向に運動があれば、傾斜と運動の方向によつては、見かけ上ピークの上で電子密度を増加させ、下で減少させる事を起り得る。その場合 β はピークより上では実際より小さく、ピークの下では大きく計算される。

次に、熱圏温度と太陽活動度との相関がよいことはよく知られている。ここでは、Jacchia-1971モデル[1]に基づいて $F_{10.7}$ と K_p の観測値から計算した外圏温度 T_{∞} と夜間に観測されるイオン温度の平均値を比較する。モデルはOLSTの値を計算し、 K_p の補正には6時間前の値を用いた。その結果、観測された温度の方が平均して約10K高かつたが、相対的な変化の様子はよく一致した。

また、500kmの高度における H^+ イオン密度(OLST前後数時間の平均値)は T_{∞} と明らかな逆相関を示した。これは温度が上昇するとスケールハイトが増加し、 O^+/H^+ 遷移高度が上昇するため、遷移高度付近では H^+ が減少するように見えるものと考えられる。

参考文献

- [1] Jacchia, L.G., SAO Special Rep. 332, Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, Mass., 1971.

II-27 Arecibo ISレーダーによる夜間F領域の解析

(I) 空間的, 時間的变化

佐藤 亨, 深尾 昌一郎, 木村 磐根, R. M. Harper
(京大・工) (Arecibo Observatory, NAIC)

前回の報告[1]では, ISレーダーのデータ(散乱電カ及び自己相関関数)を解析して電離圏の物理量を求める方法と, その方法をAreciboにおける夜間のF領域の観測データに適用して得た結果の一例を述べた。

データは1974年9月から1976年1月にわたる20日間の日没から日出にかけて観測されたものであり, 観測高度は200-500 kmである。

今回は, 解析の結果得られた各物理量(電子密度, 電子温度, イオン温度, イオン組成, イオンドリフト速度)の平均的な高さ変化, 時間変化, 季節変化について報告する。

電子密度の変化は極めて不規則であることが知られており(たとえば[2]), 季節や太陽活動度等とも単純な相関関係は見出せなかった。F2ピーク電子密度の時間変化も日によってまちまちであるが, 平穏な日には, 冬期についてはすでに指摘されているように[2] 0-3 LSTにわずかな増大が見られ, 日出直前に極小が現れる傾向が季節に無関係に見られる。またF2ピーク高度の時間変化にも, あまり顕著とは言えないが, 平穏な日には日没後上昇し0 LST頃から下降し, さらに日出頃に小さなピークを持つ, という特定のパターンが存在するようである。層の厚さにはピークの高度に比例して変化する傾向が見られる。

電子温度は日没前には高度によつてはイオン温度の1.5倍程度で高さ方向にも勾配を持つが, その後指数関数的に減少し日没後2-3時間で熱平衡に達し, その後は日出まで時間的にも高さ方向にもほぼ一定値を保ち, その値は太陽活動度とよい相関を示す。日出後, 電子温度は急激に上昇し, イオン温度の2-3倍に達する。

F領域上部では存在する主なイオンは O^+ , He^+ , H^+ の3種であると考えられる。高度400 km以下では夜間を通じて O^+ イオンが支配的であるが, それ以上の高度では H^+ , He^+ イオンが無視できなくなる。500 kmの高度では, 日によつては日出前に H^+ イオンが50%を越えることもある。 He^+ イオンはいずれの日も20%程度以下で, この時期(太陽活動極小期)に He^+ イオンがあまり検出されないのは人工衛星による観測の結果[3]とも一致する。

H^+ イオンの絶対値の時間変化は季節によつて明らかな違いを見せ, 夏には0 LST頃にゆるやかな極大を持ち, その後は単調に減少するが, 冬には日出頃に明瞭なピークが存在する。

イオンドリフト速度は夜間を通じて下向きであることが多く, 夜間の電離の維持に貢献していることが確認された。ドリフト速度の値にも季節変化が存在するようで, 夏は値が小さく上向きのドリフトが観測される時間が長い, 冬には夜間を通じて上向きのドリフトはあまり見られない傾向がある。

参考文献

- [1] 佐藤・深尾・木村, 日本地球電気磁気学会第60回講演会予稿集, I-24, 1976.
- [2] 米沢, 電波研究所季報, vol. 14, 124-139, 1968.
- [3] Goel, M. K., and B. C. N. Rao, RSD Scientific Rep. 92, National Physical Lab., New Delhi, India, 12-1-12-9, 1976.

Middle Atmospheric Studies Using Jicamarca IS Radar Data (III)

深尾昌一郎・加藤進・麻生武彦・横井貞明・伊藤礼¹⁾,
 R. M. Harper²⁾, W. E. Gordon³⁾, 1) 京大・工,
 2) Arecibo Observatory, NAIC, 3) Rice University

以前の報告[1, 2]で、Jicamarca IS レーダーによる Middle Atmosphere の観測法の概要と、散乱信号電力および自己相関関数（複素；ACFと略す）を解析して風速等を推定する方法について述べた。用いたデータは1974年5月23日午前9時55分から24日午後12時27分にかけて、成層圏については高度10 km から27.5 km, 中間圏については62.5 km から90 km まで、それぞれ2.5 km 間隔で計20レベルで観測されたものである。時間及び高さ分解能はそれぞれ1分および約4 km である。

今回は、高度12.5 km から25 km の成層圏について、主として風速の高さ変化および時間変化について報告する。ただし、風速は、最大エントロピー法によってACFからパワー・スペクトルを評価し、最大ピーク値を与える周波数をもって平均的なドップラ周波数偏移とみなして、その値から推定する。

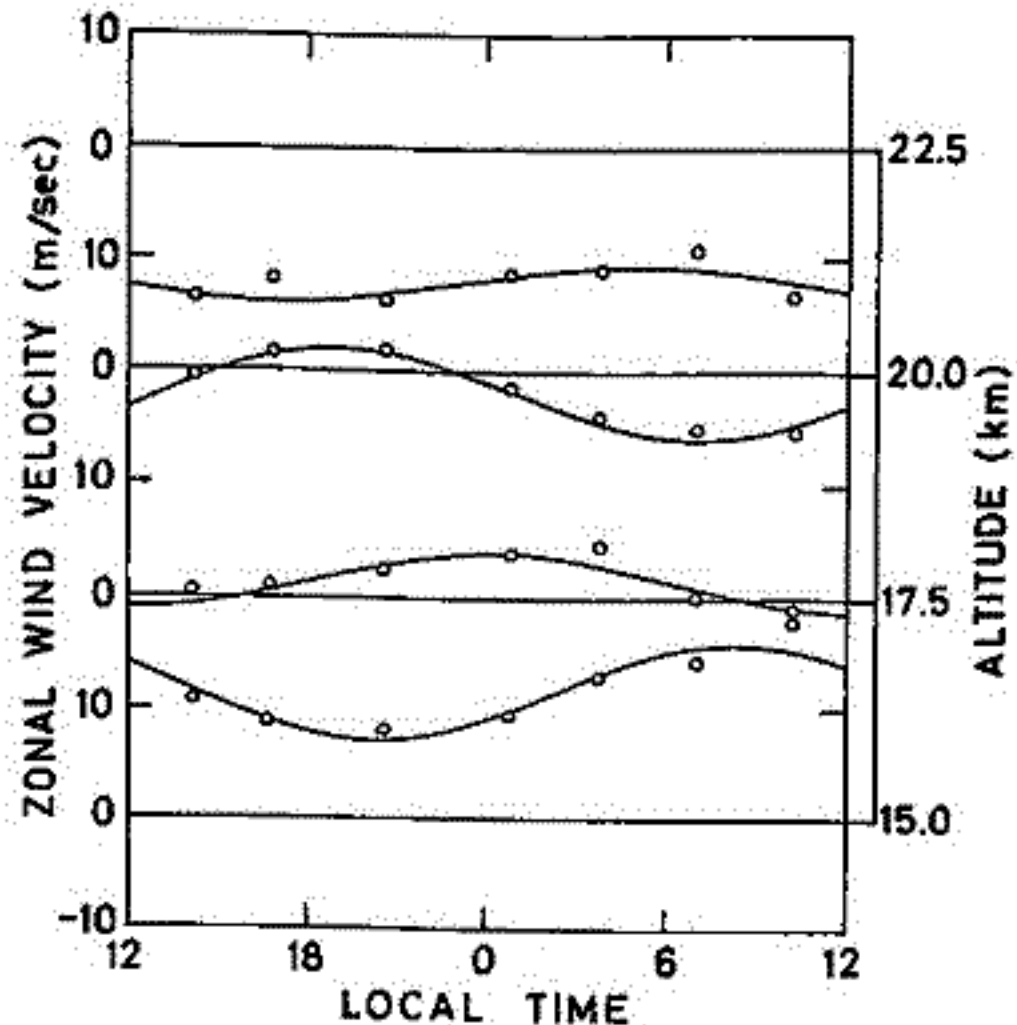
観測データはRUNと呼ばれる単位（ただし、1 RUNは1~4時間）からなり、RUN間には数分程度の余白（停波）がある。これまで明らかになった主な特徴は以下の通りである。

1. 東風には比較的大きい Shear が認められ、風向が高度と共に西向きから東向きへと変化する。高度15 km では10 m/sec 程度の西向き、22.5 km では10 m/sec 程度の東向きの風である。その垂直構造には本観測期間内で、著しい変化がない。
2. 各 RUN 毎に平均された東西および垂直風は一日乃至半日周期の変動成分を持つ。対流圏界面（~15 km）より下では半日周期成分が、上では一日周期成分が卓越する（図1参照）。
3. 風速の時間変化には重力音波に起因すると思われる短周期の変動が見られ、そのパワー・スペクトルには Brunt-Väisälä 周波数に相当する周期の近くに極小値が存在する場合が多い。

参考文献

- [1] 日本地球電気磁気学会第59回講演会予稿集, I-25, 1976.
- [2] 日本地球電気磁気学会第60回講演会予稿集, I-23, 1976; および, 信学技報 A-P 76-79, 1976.

図1 各 RUN 毎に平均した風速（東西成分）の時間変化。正の値は西向き（easterly）の風を示す。○印は実測値、実線は最小二乗近似した周期24時間の正弦波。



長野 勇 齋 保 正 喜
(金 沢 大 工)

水平層状プラズマ媒質中における電磁界，反射係数の厳密解 (full wave 法) は VLF 伝搬・電磁波モードの組合を調べる際に必要であり，古くから研究されて来た。このような不均質かつ異方性媒質中での Maxwell's eq. は 4 変数 1 階連立微分方程式になり，解析解はほとんどの場合得ることが出来ない。近年電子計算機の発達により直接微分方程式を数値的に完全に解く方法が明く報告されて来た。それらの方法は，技法により次の 4 通りに大別される。

- (I) 微分方程式を直接積分する方法^{1,2}
- (II) 微分方程式の従属変数を反射係数，あるいは，アドミッタンス行列に変換しその微分方程式を数値積分する方法³
- (III) 不均質媒質を均質多層に分割し，その薄層中の解析解を接続する方法^{4,5}
- (IV) (I), (III) を混合する方法⁶

最近では full wave 計算の応用面として，反射係数，昇分作の計算のみならず，電磁層からの反射あるいは，昇分作を観測し媒質定数を推定する問題に利用されている⁷。この full wave 法を用いた inverse problem には何回ものくり返し計算が必要であり，計算時間，誤差などに因り，これら (I), (II), (III) の三通りの full wave 計算法に対して，実際の計算機プログラムを作成して比較検討をした。アドミッタンス法に関しては，従来報告されている初期値では精度が悪くなる可能性があり，新たに初期値を決定した。図 1 は，使用周波数に対する最適ステップ長を示す。表 1 は，3 者の組合比較である。

なお，Pettaway 型 full wave 計算プログラムは，京都大木村教授から借りしたものであり，ここに感謝致します。

文献 (1) Pettaway, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A257 (1965), (2) Scarabucci, SEL-69-046 Stanford. (1969), (3) Barron et al, Proc. Roy. Soc. Lond. A249 (1958) (4) Price, J. Res. NBS, 68D (1964), (5) Nagano et al. Radio Sci. 10 (1975), (6) Inoue et al. Radio Sci. 1 (1966), (7) Smith, J. Atmos. Terr. Phys. 36. (1974)

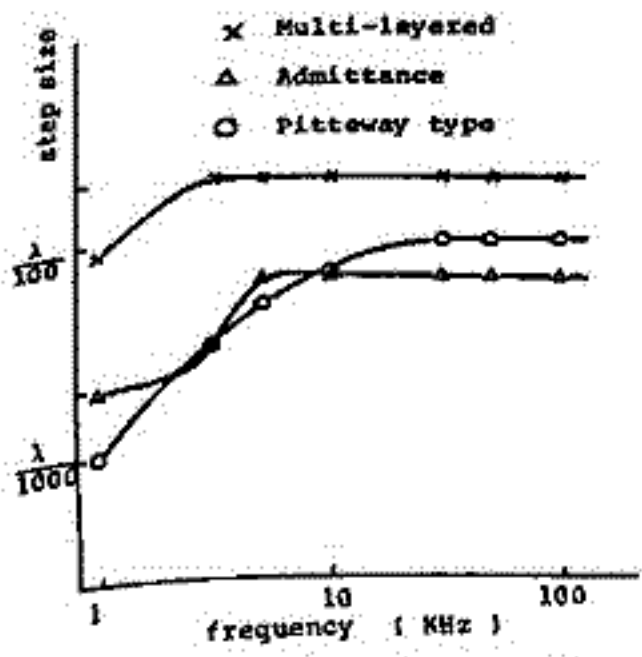


図 1 各方法の最適ステップ長

表 1 各種 full wave の比較

	直接積分法 (Pettaway 型)	閉接積分法 (Admittance method)	内層多層接合法 (Multi-layered Method)
プログラム作成のための文献	Scarabucci ⁽²⁾	Barron and Budden ⁽³⁾	Nagano et al. ⁽⁵⁾
プログラムの容量 (反射係数)	20.8 Kword	18.3 Kword	18.6 Kword
層 (50km 間の電磁界分布)	56 Kword		30 Kword
主な計算法	Runge-Kutta Gill Hamming	Runge-Kutta 5/4	7 階常微分 4 階差分法
1 ステップの CPU 時間 (FACOM-230-35)	0.37 sec	0.48 sec	0.84 sec
電磁界分布	Penetrating E-field max penetrating = 1		電磁界 E-field 上昇層 E 係数の分布
適用周波数	1 MHz 以上	0.1 MHz 以上	10 MHz 以上

桜島、文明溶岩・安永溶岩から求めた
古地球磁場強度

田中 秀文
東京工業大学 理学部

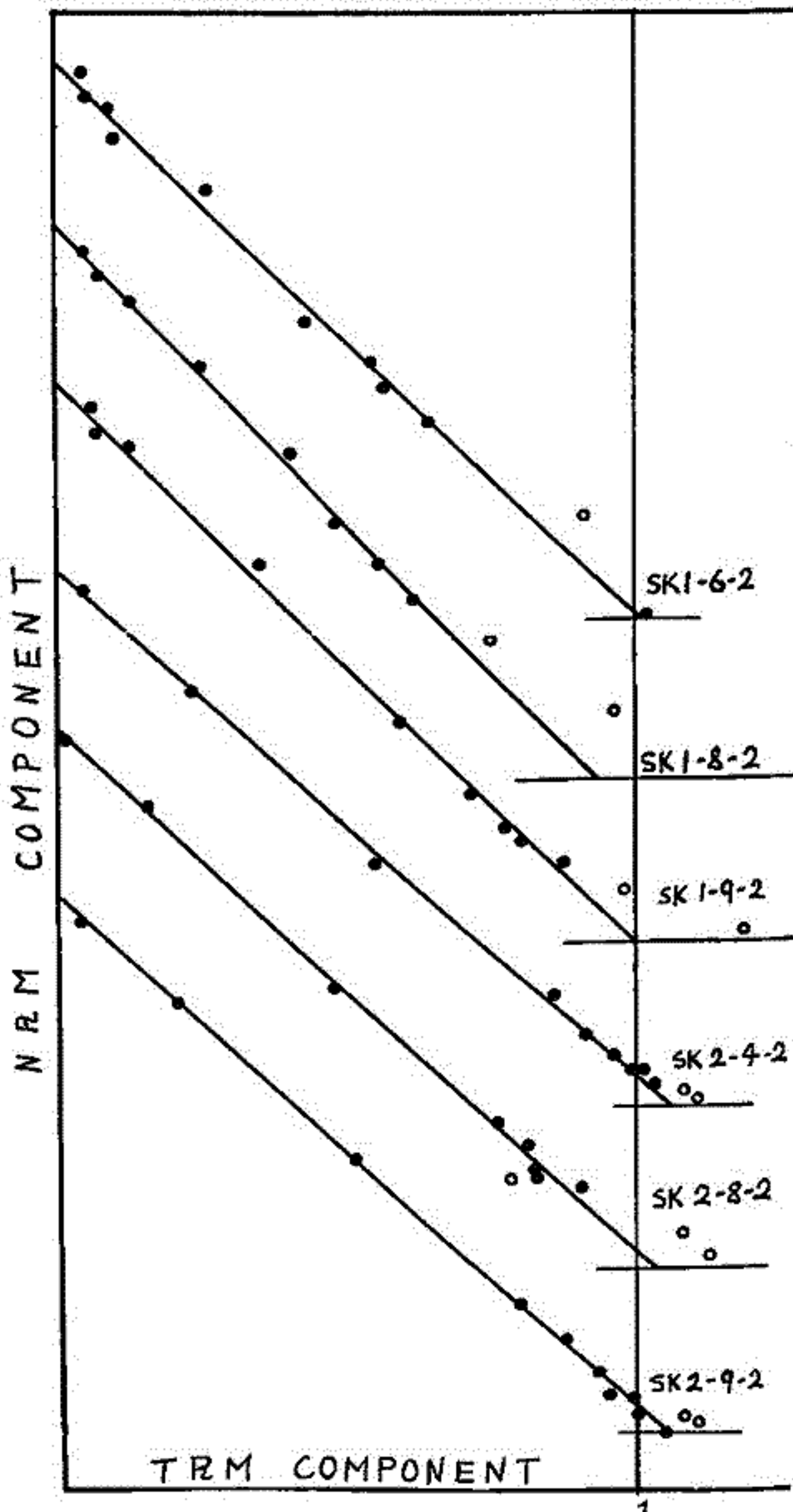
桜島安山岩のうち、文明溶岩(1471~1476)と安永溶岩(1779~1780)について、テリ工法によるPaleo intensityを求めた。

岩石試料の個数は文明溶岩(SK1)、安永溶岩(SK2)それぞれ3個である。実験は通常の2回加熱法で、窒素雰囲気中で行った。

10^{-3} emu/c.c. のオ-グ-のNRMは安定で、ほぼ良好な実験結果が得られた。

右図はArai-Coe diagramであり、Paleo intensity は下表にまとめられた。

時代	sample	paleo intensity
文明	SK1-6-2	0.493 ± 0.022
(1471)	SK1-8-2	0.539 ± 0.015
	SK1-9-2	0.507 ± 0.020
安永	SK2-4-2	0.456 ± 0.013
(1779)	SK2-8-2	0.474 ± 0.018
	SK2-9-2	0.464 ± 0.012



一回加熱式テリ工法による
ハワイ島歴史熔岩の磁場強度

上野直子 河野長
(東洋大) (東大理)

一回加熱式テリ工法により、12枚の
ハワイ島歴史熔岩の磁場強度(F)を測定
した。試料を、ある温度に一回だけ加熱
し、定磁場($F_0=0.50e$)とNRMと垂直方
向に加えながら常温に冷却し、各温度に
おける残留磁化を測定した(Fig.1, ○印)。
各点をむすぶ直線の勾配が F/F_0 と与え
る。時々、無磁場空間で加熱し(T_2)、
 T_1 ($T_1 < T_2$)までのPTRMが消えるかど
うか確かめた(Fig.1, ×印)。再び T_1 で定磁
場で加熱すると、 T_1 でのPTRM成分と
 T_2 のNRM成分をもつ残留磁化となる
(Fig.1, ●印, 破線)。 T_2 で定磁場加熱する
とNRMは無磁場加熱時のNRMと同じ
値となる(Fig.1, 実線)。Fig.2は残留磁化
方向(D, I)が、どのように変化するかを
示している(●, ○, ×印はFig.1.に対応)。
俯角は変化せず、NRMが加えた定磁場
の影響をうけていないことを示している。
伏角は加えた定磁場方向に変化していく。
Fig.1で垂直な破線と水平な実線、Fig.2で
俯角の不変性が得られた時、一回加熱式
テリ工法は理想的に行われたことになる。
なお、実験は高温による化学変化を少く
するため、 200°C 以上では N_2 ガスを炉内
に流しながら行った。12枚の熔岩のうち
10枚から磁場強度をおめた(Fig.3 ●印)。
 $0.40e$ 程度の、ほぼ一定な値が得られた。
ホルルルで観測された最近の磁場強度は
 $0.366e$ である。

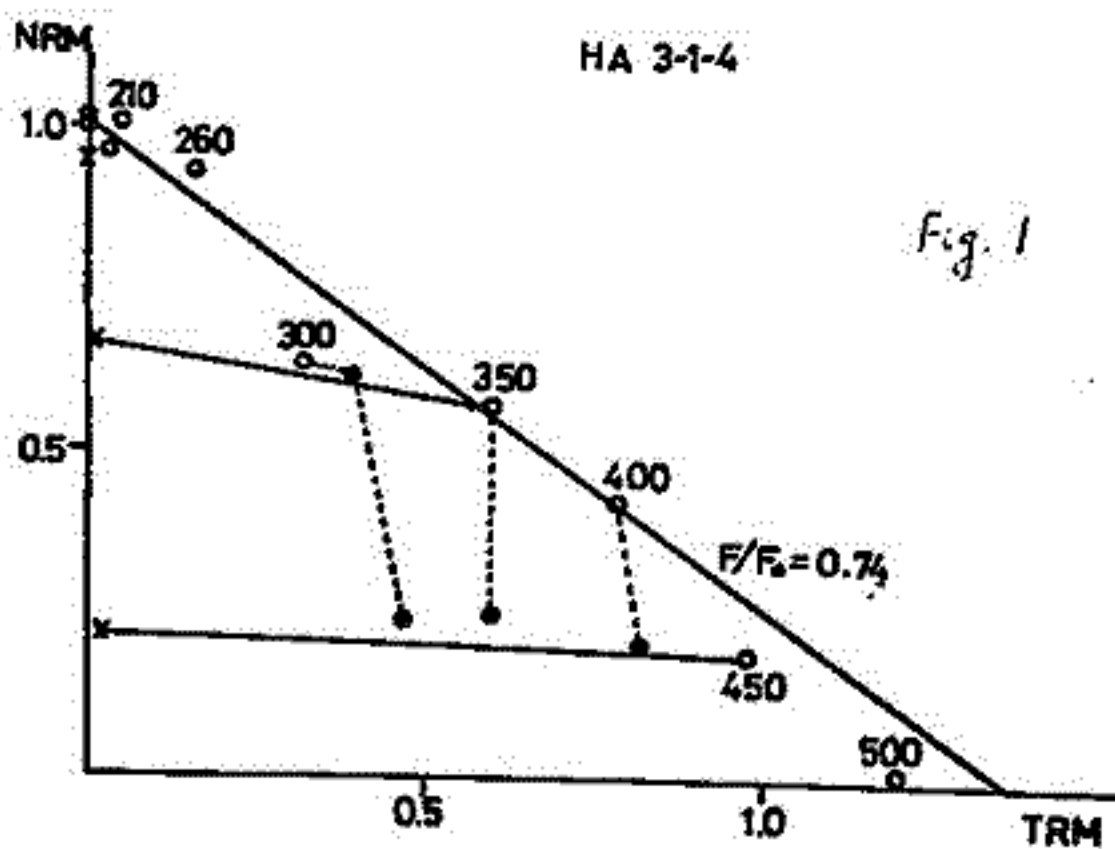


Fig. 1

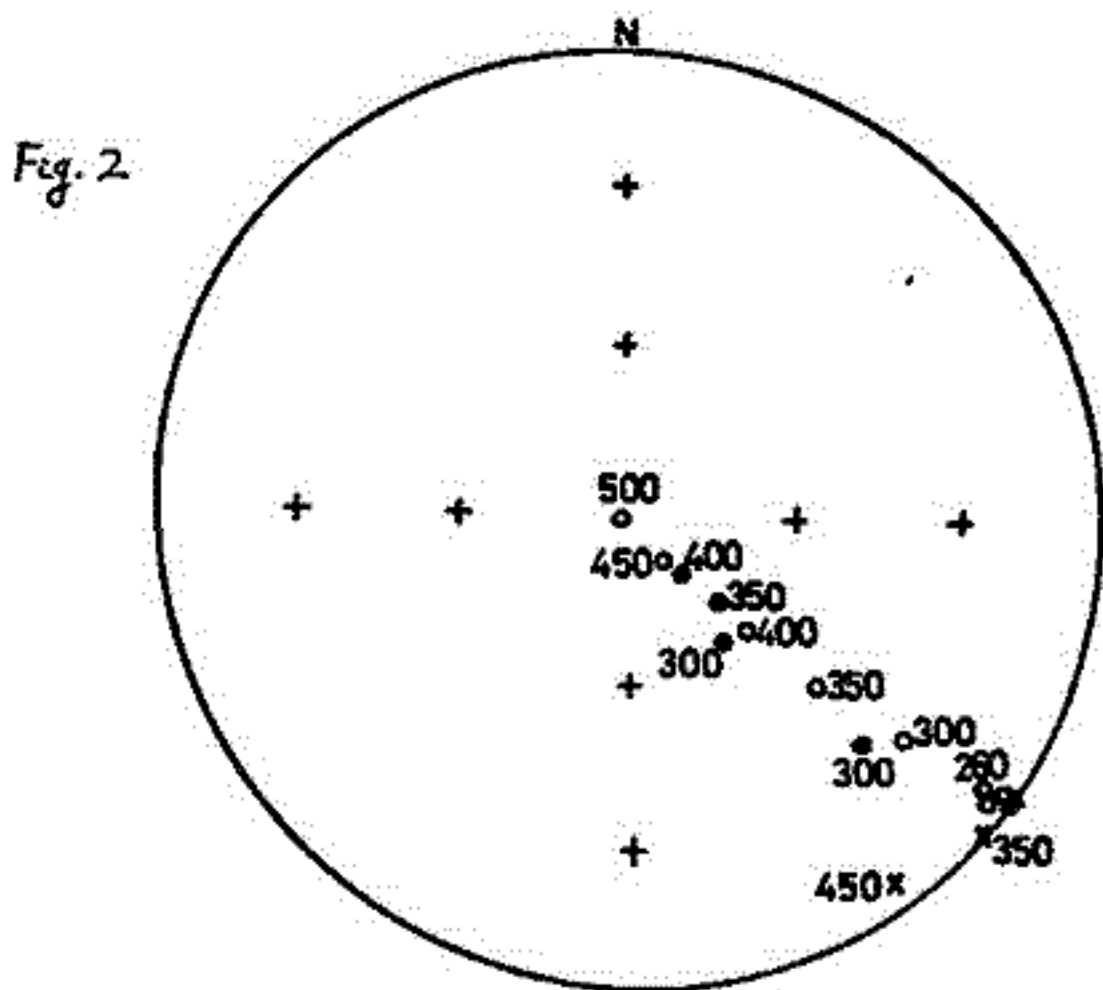
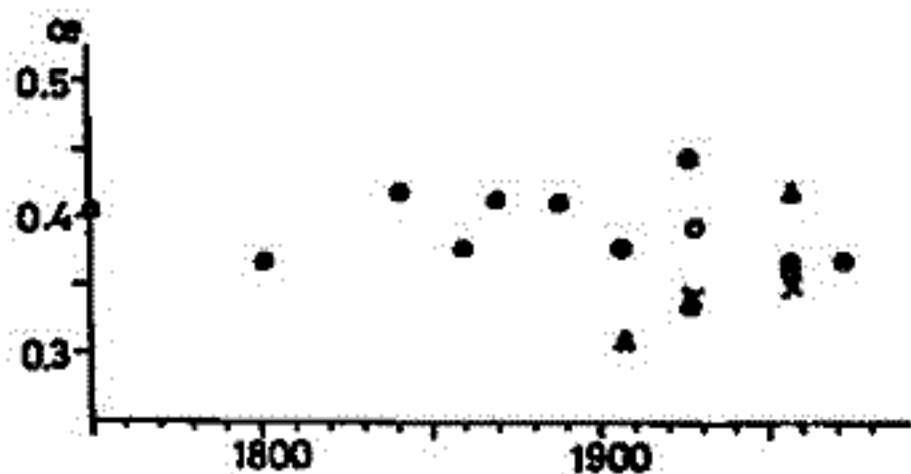


Fig. 2

Fig. 3



△ Shaw (1974) ○ Lee & Grammé (1973)
× Deell & Smith (1969)

左岡公史 飛田智恵子 横山卓雄 中谷進
 福井大学教育学部 同志社大工学部 富士見高校

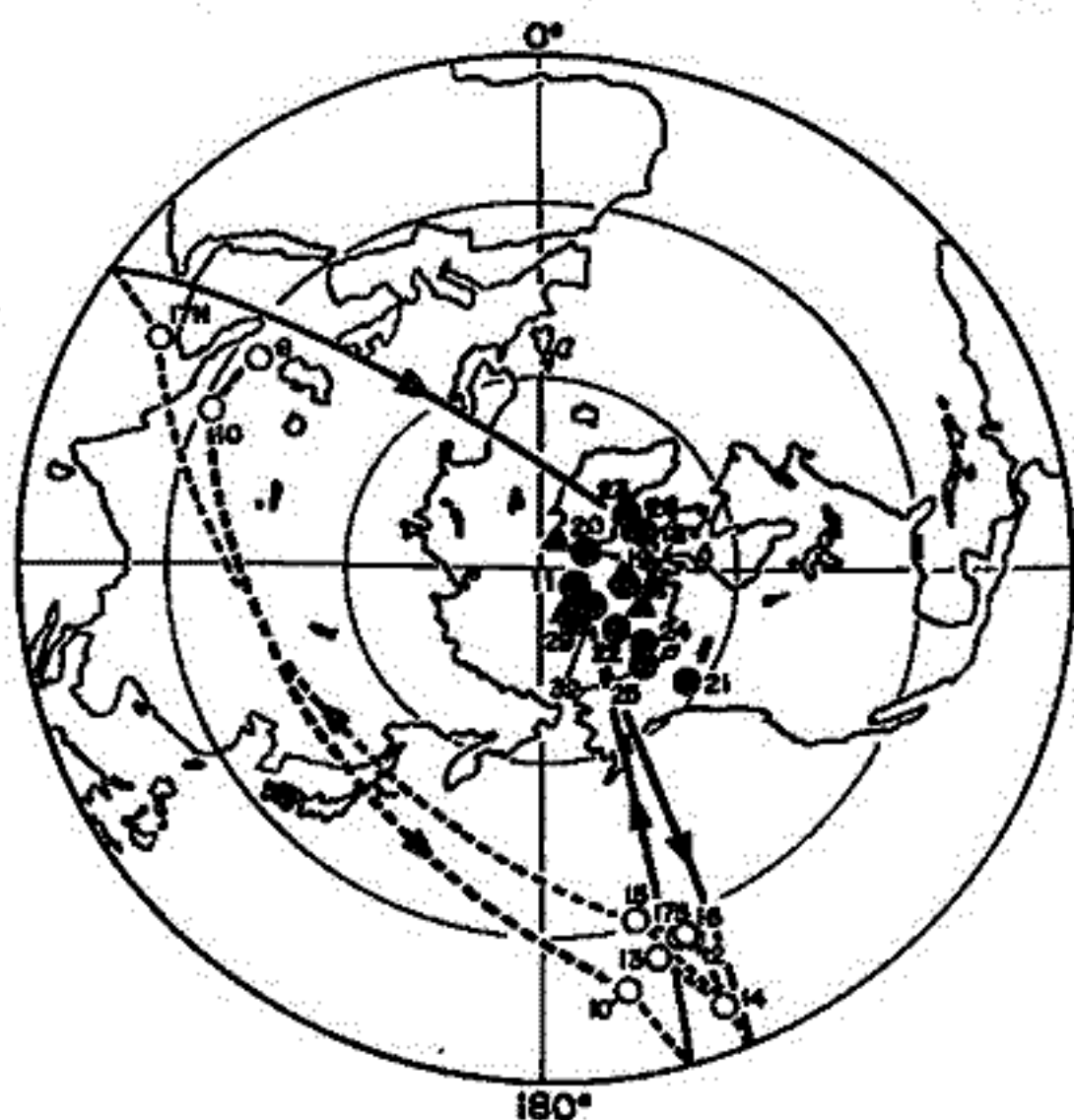
一般に信州ロームと呼ばれている火山性物質を多く含む堆積物。御岳テフラを長野県の伊那市六道原でサンプリングし、その古地磁気学的測定を行った。サンプリング地点では、PmII, PmII', PmIII, S₁, S₂ の5枚のパミスおよびスコリア層¹⁾が認められ、それ等に対比されているもののうちPmIIをのぞく4層の年代が²⁾C法で調べられている。それによると最も古いPmII'は4.2万年以前の年代を示し、S₂は約1.5万年前となっている。今回は試料の採集を行っていないがPmIIの下にPmIパミスがあり、それはフィッシュントラック法によって7~8万年前の値が出されている。したがって、六道原でのサンプリングはこれらの年代値に使うと、5~6万年頃以降1.5万年より少し若い時代までをカバーしていることになる。

測定の結果、PmIIからPmIII(3.5万年前までは一度Normalにもどる以外はすべて中間帯磁の磁化方向を示すことが判明した。V. G. P. は琵琶湖で見つかった4.9万年前の excursion³⁾とよく似た軌跡を示している。

陸上に出ている地層は、連続的に堆積した湖底や海底の堆積物のコア・サンプルとほちがって、堆積のなごった時間的なギャップが地層の間にはさまれているという弱点はあるが、サンプリングが容易で同一層準で複数個の試料を得ることができ、磁化方向のバラツキの大きさを確かめることができるという利点がある。更に、試料のオリエンテーションを正しくはかれるのを正確なV. G. P. を求めることができる。したがって、excursionにおけるV. G. P. の軌跡を詳しく求められるばかりでなく、excursion前後の secular variation についても細かい情報を得ることができる。今回の測定では、excursionが終った直後からのNormalの時期の secular variation は古地磁気研究から求められた西南日本の過去2000年間³⁾と同じ規模であったことが判明した。

参考文献

- 1) Kobayashi, K. and Shimizu, H. (1962) J. Fac. Liberal Arts and Sci., Shinshu Univ., no. 12, Part II, 20-45.
- 2) Yaskawa, K., Nakajima, T., Kawai, K., Torii, M., Natsuhara, N. and Horie, S. (1973) J. Geomag. Geoelectr., vol. 25, 447-474.
- 3) Hirooka, K. (1971) Mem. Fac. Sci., Kyoto Univ., Ser. Geol. & Mineral., vol. 38, 167-207.



室井 勲 安川 克己
(大阪・科教セ) (神戸大・理)

大阪湾にそそぐ左所瀬川の川底の堆積物の磁化測定について、昨年の春の学会では、採取の深さが O.P. - 8.4m から - 14.5m までの試料についての結果を報告した。

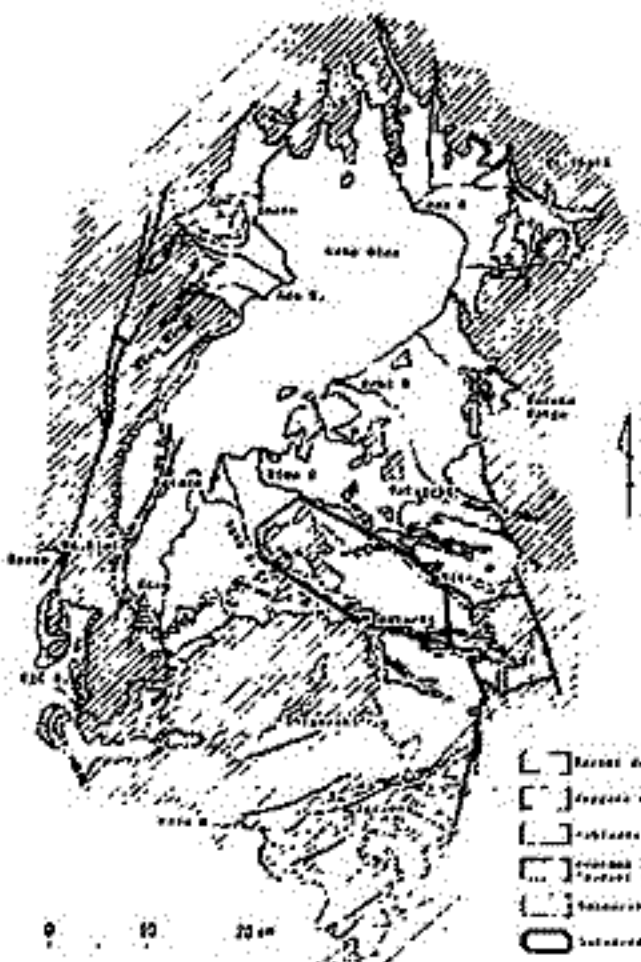
今回はさらに掘り下げた深さからの試料の測定結果とともに全埋さについての試料の年代測定が完了で行われたので、この年代との対応、すなわち地磁気編年としてのまとめを報告する。現在、測定が進行中であるが、学会までには併答が出来る予定である。

長瀬 相之 (京大理), 古琵琶湖湖体研究グループ

伊賀・近江盆地に分布する古琵琶湖層群は、粘土、シルト、砂礫及び火山灰層等よりなる淡水性の地層であり、これまでの多くの地質学的研究によれば、鮮新世から更新世にかけて、かつての琵琶湖底に堆積したものと考えられている (Takaya, 1963, 横山ほか, 1968, Yokoyama, 1969, Ishida et al., 1969, 鎌掛国研, 1972, 林, 1974, 古琵琶湖国研, 1977)。

古琵琶湖層群の分布域は、現在の琵琶湖の帯水域を中心として、湖北・湖西・湖南・湖東に広がっているが、演者らは、湖東地域、湖中水口丘陵について、1974年より調査研究を行って来た (本図)。この地域は、従来より湖東の古琵琶湖層群の最上部にあるとされているが、調査の目的は、より詳細な層序の確立と、正確な対比を行うこと等にあった。結果として明らかになったことは、地層の厚さは約380mであり、岩相によって、下位より追粘土層、清田互層、陽気ヶ丘粘土層、豊田互層、蒲生笠礫層の5部層に分けられる。又鍵層となる火山灰層は29層以上ある。一方、火山灰層の重鉱物分析、大型植物遺体の研究からは、当地域の古琵琶湖層群は、大隅層群の最下部から下部に対比されることと示された。

古地磁気層序については、今までの経験より、粘土層等に対してより安定な残留磁化を保持していると考えられる火山灰層のみを対象として、25層準の火山灰層より、1辺2cmの立方体試料をそれぞれ10ヶ前後採取し、スピーナー磁気計 (SSH-1A) により残留磁化の測定を行った。消磁前の残留磁化の強度は $10^{-5} \sim 10^{-6}$ cgse mu/gn 程度である。交流消磁は2~3ヶの pilot sample について400 宛までの段階的交流消磁を行い、各火山灰層毎に適切な消磁 level を決定し、NRH 或正帯磁の2~3の火山灰層は、300 宛までの消磁によって磁化方向を互転した。結果は、本図に示すように、豊田互層の上部の火山灰層一層を除くまで逆帯磁である。従って当地域の古琵琶湖層群は単一の逆帯磁極期に形成されたものであり、前述の大隅層群との対比、大隅層群の古地磁気層序 (Terii et al., 1974) と合わせて考えれば、Matuyama 逆帯磁極期であることにほぼ誤りはない。更に西村・笠嶋 (1990) によれば、古琵琶湖層群中の小野Ⅱ火山灰層の Fission-track 年代が 2.2my. ± 0.3 と与えられており、これは陽気ヶ丘粘土層中の火山灰層の何れに対比されるものと考えられる。つまり、豊田互層上部の正帯磁は、Olduvai event の層準に対比される可能性が強い。Ishida et al. (1969) によれば、上述の小野Ⅱ火山灰層の層準に Cox & Dalrymple (1969) の Olduvai event を報告しているが、当地域には、相当層準に正帯磁は発見されなかった。以上若干の限定も含めて考えれば、当地域の古琵琶湖層群は、Jaramillo event 以前、Matuyama-Gauss boundary 以後の層と約百万年間に400m直ぐの地層が形成されたものと考えられる。



(本図)



(本図)

井口 博夫 (信州大・理) 宇川 克己 (神戸大・理)

超伝導磁カ計による深海堆積物の残留磁化の測定について、その結果を報告し、超伝導磁カ計について2・3の考えを述べる。

測定した試料は、GDP21航海(1976年6,7月,東海大学丸工女)で、沖下東海嶺および東海嶺上の水深2,500m-4,500mの地点より採集されたコアサンプルである。ほとんどが、有孔虫軟泥、石灰質軟泥または黄褐色軟泥であり、長さは30~60cmである。

測定には、1cmまたは2cm角に切った試料を用い、消磁は施さずに行う。帯磁の方向は1本のコア(GDP21-12)を除き、上から下まで正極極を示す。試料の長さが短いため、Matsuyama R. E. に準じていると考えられ、堆積速度などについて考察できない。また、GDP21-12については、異常な帯磁を示す部分があり、詳細な研究が必要である。

—超伝導磁カ計について—

長所

- 測定時間が短い。測定そのものは数秒で終わり、試料のとりかえ時間を含めると、2分以内で3成分の測定ができる。(神戸大学の超伝導磁カ計は、一度に2成分の測定ができるので、試料を90°回転させることを一度行えば、3成分の測定ができる)
- 測定が簡単。試料をホルダーに固定し、試料とコイルの位置を下げただけで、各成分について、emuの値をデジタル表示される。故に計算も簡単である。
- 高感度である。最高感度が 10^{-8} emuのもので、 10^{-7} emuの試料(直径1mmの内筒試料を使用すれば 10^{-8} emu/cc)まで測定可能である。
- 感度調整が簡単。レンジを切り換えるだけで $10^{-2} \sim 10^{-8}$ emuの測定が可能である。
- 誘導磁化を生じない。無定位磁カ計のように、磁石による誘導磁化の影響がない。
- 試料を静止させた測定ができる。スピナー磁カ計のように、試料を回転させる必要がないので、軟弱な堆積物も乱さず測定できる。

短所

- 準備が簡単にできない。真空引き、lig. Heのトラップなどには2日単位かかり、最低4~5人必要とする。
- 経費がかかる。lig. He, lig. N₂が消耗品として必要である。lig. Heは測定中も蒸発するので補充が必要である。また、消磁等の処理をする間も当然lig. Heは蒸発する。しかし、この問題は、多量の試料を一度に消磁すること、何人かの研究者による集中利用などである程度解決できると思われる。

以上のように、超伝導磁カ計は磁化の弱い試料(堆積物や花崗岩など)を多量に短時間で測定でき、古地磁気学的に有用な磁カ計である。

末石 勉* 川井直人* 小林和男**

* 阪大基礎工 ** 東大海洋研

赤道附近の大洋底より採集した柱状試料 KH73 4-7 のうす 6 m ± 4.3 mm の厚さで 1324 個に分析し、その NRM を測定した。この部分は 100 万年 BP ~ 200 万年 BP までの 100 万年間の地球磁場変動に対応し得る。

また試料の一つ置きに Saturation IRM 及び ARM を人工的につけ試料の磁氣的安定性を調べた。主要な測定結果は

i) SIRM と ARM の強度変化は大変酷似しており、両者の本質的差異を考えると試料中の強磁性鉱物は量的変化はあるが粒度分布や固溶比、酸化度、異方性などの質的变化はなかったと云える。

ii) ARM と SIRM の比は一つのコア中では大変安定であるがコアが違えばかなり違う。KH73 4-7 は他の石灰質堆積物や Red Clay と比べてこの比は大きくこの試料が「単磁区粒子が優越」な安定した物であり (Lowrie-Fuller test も行った) その NRM は古地磁氣的に充分信用できる。

iii) NRM の測定結果として

- 106 万年 BP 附近に Intensity の激減をきたした 1 ~ 254 程度の地磁気異常期があった。(これは年代的に対応した KH73 4-7 についても確認された。)
- 194 万年 BP 附近に 1 万年程度の逆転 (Normal) があり、時期的に Réunion event に対応すると思われる。この部分の NRM Intensity は激減していた。
- 上下 Olduvai boundary には 0.5 ~ 1 万年間の Intensity の衰弱があった。
- Gilsa event は見だせなかった。
- 106 万年 BP を除いて Jaramillo - Olduvai 間に磁気異常はなかった。

iv) ARM, SIRM の比が一定な範囲では NRM/ARM (or $SIRM$) は地球磁場強度変化に対応していると云える。また ARM と SIRM の比が変化しているような質的に不安定な試料で磁場強度変化の議論は困難であって ARM と $SIRM$ のいずれが NRM の規格化因子として better であるかという考え方は無意味に近い。

v) NRM と ARM の曲線に比較的類似性があったが ARM と SIRM の違った残留磁化の相似性を考えるとこれは試料自体に問題があるとは云えない。

vi) NRM/ARM の変化の幅は palaeo intensity の結果の常識程度のものではあった。

II-36. メラネシア海盆から採取されたコアーの残留磁気

佐藤高晴, 末石勉, 川井直人,
大阪大学基礎工学部

小林和男
東京大学海洋研究所

地磁気の詳細な変動を追跡するために、深海底堆積物コアー KH73-4-7
($2^{\circ}41.3'N$, $164^{\circ}50.2'E$) から厚さ 4.3 mm の薄い試料を切り出し、その残
留磁気(水平成分)を測定する事が、川井研において、乙藤によってなされて以来、むき
続いて3年間続けられ、完了した。

今回はすでに一部が測定された深海底堆積物コアー KH73-4-8 ($1^{\circ}33.2'S$,
 $167^{\circ}38.6'E$) について同じ方法で残留磁化測定を行い、終了したので報告し、
西赤道太平洋地域から得られた二本のコアーの自然残留磁化の精密測定結果の比較
を行う。

2本のコアーとも過去約200万年間をカバーしており、これを数百年単位の精度で測
定した事になる。

笹嶋 貞雄
(京大・理)

琉球弧は沖繩本島の南方で、弧に直交して走る宮古構造帯によって構造的に二分され、八重山諸島を中心とする南西弧と、南西諸島-沖繩本島の東北弧との間には諸種の相異が地球科学的に指摘されている。又琉球弧はフィリッピン海の北西縁に位置し、本州弧、特に西日本弧との成因・構造論的な関連を明らかにする上で古地磁気データは欠かすことができない。しかし、SASAJIMA *et al* (1965) 以来全く解明の手が下されていない。

今回、GDPにおける古地磁気研究の一環として、若干の知見が得られたのでフィリッピン海プレートとの関連で結果の考察を行いたい。

現在迄に得られた資料は下表のとおりで Eocene 以降にすぎない。これらの結果からおおむね次のことが推論される。

- (1) 新第三紀・中新世以降には古地磁氣的に認めうる程の大きい漂移・回転などの運動は起こっていない。この点では西南日本の結果ともほぼ符合する。
- (2) 古第三紀・始新世と中新世の間に南西弧は約40度時計回りの回転運動を行なったのに対し、東北弧には回転運動が認められない。この南西弧の運動は西南日本に於けるもの SASAJIMA *et al* (1968) に全く類似している事は重要な意味がある。フィリッピン海の生成が始新世と推定されているが、或はこの形成の直後に起こった再調整運動に関連するものとも考えられる。

Geol. time	Locality	Rock type	No. of Sample (sites)	D	I	α_{95}	$\frac{V}{G} P_{\lambda}$	$\frac{V}{G} P_{\lambda}$
Pliocene	久米島	Andesite, basalt	32(4)	186.9	-32.1	7.9	79.1	90.6W
		Sandstone	4(1)	-14.4	35.5	17.4	75.2	13.4E
Miocene	沖繩島	Porphyrite	31(3)	-7.3	49.9	6.9	82.2	127.4E
		Qz-porphry	6(1)	155.5	-55.4	7.6	66.4	71.0E
		Alt.-andesite	74(7)	6.4	40.6	8.8	83.5	117.3W
Eocene	石垣島	Dacite	13(2)	27.1	52.4	5.1	64.7	172.9W
		Tuff	24(4)	233.3	-54.8	6.9	45.3	158.0W
	小浜島	Py.-andesite	10(2)	54.5	33.7	8.2	39.2	151.0W
	西表島	ditto	19(3)	43.0	31.0	6.1	49.2	143.3W
	沖繩島	Siltstone	14(4)	5.9	48.3	6.8	84.1	170.7W

II-38 短周期地磁気反転の仮説 - Miocene の花崗岩の 古地磁気 -

時枝克安, 伊藤晴明 (高根大, 文理)

直径10km程度の貫入花崗岩体が冷却し固結するのに要する時間はおよそ10万年程度と見積もられている。したがって花崗岩の一回の貫入で10万年間の地磁気変動の連続記録を得ることが出来る。この貫入花崗岩体の古地磁気的分解能に着目して、伊藤は、米国西海岸の Taatoush Intrusion (14.7 ± 1 m.y.) と Laurell Hill Intrusion (8.2 ± 0.5 m.y.) 他のも古地磁気調査を行い、地球磁場が連続的に反転してゆく様子を見事に明らかにした。当時は、岩体が貫入して冷却するまでの10万年間に、およそ100万年間に一回の割合でおきる地磁気反転現象が丁度実現するという、サーブタイミングのよさは非常に珍しいこととされた。ところが、その後日本において、我々が Miocene の小規模貫入花崗岩体の古地磁気的調査を行ったところ、多数の岩体が、正逆両極性と同時に有する安定な残留磁気をもつことが判明した。すなわち、地球磁場が反転する時に、丁度花崗岩が貫入するという不思議なほどのタイミングのよさは偶然にそとづくものではなくて、両現象の同時性には論理的な構造があるのである。これを現象論的にしか単純に解釈すると、(I) 地磁気が10万年程度の短い周期を以て反転振動としていた。(II) 貫入花崗岩体を包含する火成岩体と地球磁場の反転との間に何らかの相関があった。こゝの十分条件が考えられる。先ず可能性が大きいものとして (I) をあげると、この考え方の直接的な実証はなされておかない。しかし、日本における Miocene の花崗岩体の予備調査において、反転現象を二回記録していると思われる岩体をつかち取り、今後の詳細な調査により実証できると考えている。数千年程度の持続時間をもつ Polarity Change は event としてすでに報告されている。この event がひきつづいて起ると考えておよぶが、我々は、epoch の交代期に周期が10万年程度の反転振動が、過渡現象的にあらわれたのではなかと考える。このような地球磁場の振動の形態はすでに「Ito, Fuller, 1970 Paleogeophysics, P133 Academic Press, (1970)」の付録図に見ることが出来る。(II) の考え方は同じく、残念ながら、今のところいかりした論拠をもたない。

インドネシアの古地磁気

その1: 主としてスラウェシ島

乙藤 洋一郎 広岡 公史 延嶋 貞雄
京大・理 福井大・教育 京大・理

Greater Sunda Is., Lesser Sunda Is., Banda Sea をとりまく島弧, Sulawesi Is., および Sangihe Is. からなる Indonesia は Australia, Southeast Asia, Philippines と Pacific Ocean の各 Plate の boundary に位置する。このような状況を反映して, その島弧の形状は Aleutian Is., Kuril Is., Japan Is. に比べてより複雑な形態を呈している。これらの Indonesia の島弧が如何なる成因によって, 何時の時に形成されたかは極めて興味のある問題である。この目的のため, 1976年6~9月にかけて, Sulawesi, Sumatra, Jawa の各島において 82 Sites で Sampling を行った。それら試料の地質時代は古生代から現世に及んでいる。

各 site の火成岩類の生成年代は現在 Rb/Sr, K/Ar 法 および Fission track 法 で測定中である。今回はそのうち測定の既に終了した Sulawesi を中心として予報的に結果を報告する。

Geological Age	Site	Rock Type	N	AC peak field	D	I	α_{95}	Long.	Lat.
Recent	Tansealama	Tuff	7	100	-13.2	10.0	4.5	51.2E	76.3
Pliocene	Kapong kambi	Ignim- brite	9	100	-5.1	15.1	2.9	86.6E	81.8
Miocene	Megapa	Granite	9	200	-6.4	11.1	17.2	71.3W	81.5
	ID 114	Tuff	11	100	0.6	-20.2	8.1	54.8W	84.6
	ID 116	Ignim- brite	11	100	-2.1	-10.9	3.3	16.5E	87.8
	ID 118	Basalt	13	200	-43.6	-26.4	7.6	15.0E	46.2
L. Miocene ?	ID 101	Granite	9	200	127.3	-32.8	3.4	55.2E	33.2
	ID 108	"	9	200	-21.9	-13.3	6.4	24.4E	68.1
	ID 109	"	9	300	-67.3	-6.7	12.2	28.5E	22.9
	ID 110	"	8	400	-14.3	58.3	19.9	104.5E	44.1
Eocene	ID 102	Andesite	11	200	129.6	-35.4	2.7	58.0E	34.6
	ID 104	"	6	200	116.7	67.1	7.7	22.0W	20.8
	ID 105	"	11	200	-53.9	-20.7	3.8	20.4E	36.4
	ID 106	"	8	200	-13.0	63.0	6.4	108.0E	39.2
	ID 107	"	9	200	-23.0	-19.5	10.6	16.2E	66.7
U. Cretaceous	ID 113	Sand S.	11	200	-0.5	-20.2	8.1	54.8W	84.6
	Gimpu	"	8	200	164.1	36.2	6.5	21.3W	65.8

Location: Tansealama) 125°E, 1.3°N Megapa 120°E, 0°
 Kapong Kambi) Gimpu 120°E, 1.5°S
 ID = Biru 120°E, 5.0°N

堂 面 春 雄
山口大学教育学部

過去四半世紀の間に筆者が測定・研究して来た、本州島西端部（主として山口県）のほゞ全域および九州島北部の一部地域（主に大分県・佐賀県）における Carboniferous より Quaternary までの地質時代に亘る、種々の岩体についての古地磁気方位を大まかに整理した。

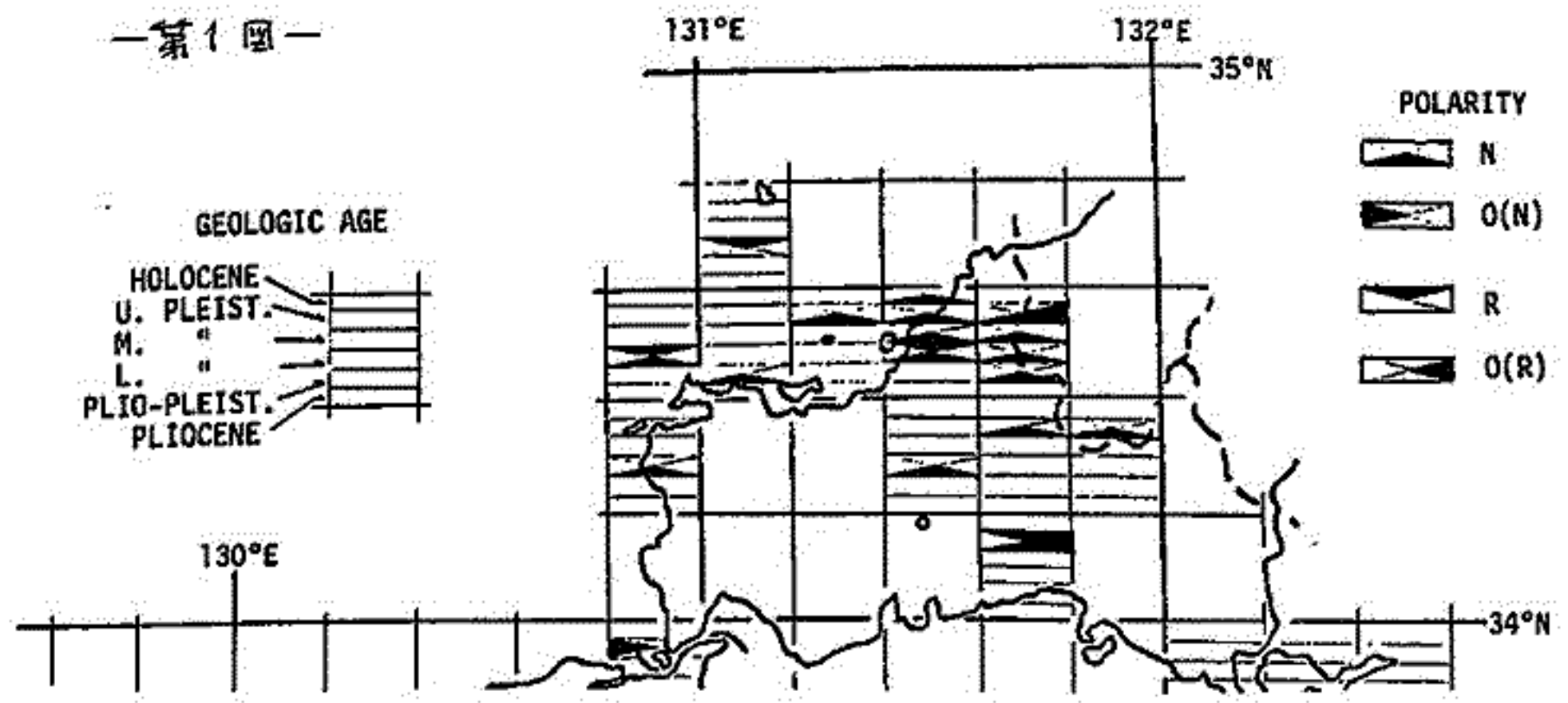
対象地域を、経度および緯度 20 度毎の net でおおい、各折目の中にある岩体について、地質時代別にそれらの Mean NRM の方位を示した。この区分それ自体には、本質的な意味はないが、この地域全般にわたる古地磁気方位変遷の概畧を容易に把握することが出来る。

第1図は、この地域の一部における Pliocene 以降の岩体についての上述の試みを示したものである。図において、Polarity を示す記号のうち、O(N) および O(R) は、それぞれ NRM 方位が北半球にあって伏角がマイナス（上向き）のもの、ならびに南半球にあってプラスのもの（下向き）を示している。

これまでにえられた測定結果によると、NRM 方位について大雑把にいえることは、当地域の古い地質時代は多く Normal で、九州島北部（佐賀県）において Miocene に至って Reversed NRM が見出されている。またほゞ全域において、Pliocene および Lower Pleistocene 更に一部において、Upper Pleistocene にそれぞれ Reversed NRM が見られる。もっとも、現在までのところ Carboniferous --- Cretaceous の間は試料が欠けている。

各折目中の詳細な吟味、両島間の Geodynamical な関連などは目下検討中である。

—第1図—



Hidehumi Watanabe

Faculty of Science, University of Hokkaido

As a process of geodynamo a hydromagnetic $\alpha(\omega)$ -dynamo model has been investigated. From these investigations it has been shown that the $\alpha(\omega)$ -dynamo can well interpret behaviors (field intensity and its reversals) of the geomagnetic field as suggested by paleomagnetic observations.

The α -effect of core turbulence has been derived, however, based on a simple (nearly homogeneous and isotropic) turbulence model. In the earth's core fluid dynamics is governed by rotation and the magnetic field. Then even if Coriolis and Lorentz forces create the helicity and α -effect of turbulence, they certainly destroy the isotropy assumed in derivation of the α -effect. The anisotropic turbulence gives rise to other mean electromotive forces such as $\Omega \times J$ (Rädler, 1969) which might dominate the α -effect. In this paper dynamo actions of the turbulence which is highly anisotropic under the influence of Coriolis and Lorentz forces, are examined.

The turbulence is taken to be driven by a random body force which is nearly homogeneous, isotropic and mirror-symmetric. Then without the effects of rotation and the magnetic field the turbulence also has the same symmetric property and produces no mean electromotive force effective for dynamo action. Rotation and the magnetic field are regarded as only the sources of producing the anisotropy and mirror-asymmetry in the structure of turbulence.

It has been found that both of the rotation and magnetic field cause the originally isotropic turbulence to become anisotropic one. In fact the intensity of the turbulent motion parallel to the rotation axis (or the line of force) becomes larger than that of the perpendicular components by a factor of $\sqrt{2}$.

The mean electromotive force of the anisotropic turbulence is evaluated separately to isolate the effects of rotation and the magnetic field. It can be seen that the α -effect has the same order of magnitude as that of the $\Omega \times J$ term. This means that in the highly rotating systems both of the α -effect and $\Omega \times J$ term are effective for the dynamo action. However, if we take a not unreasonable supposition that the turbulent intensity varies on a length scale shorter than that on which the mean field varies, the α -effect may be more significant than the $\Omega \times J$ term even in the highly rotating systems. The magnetic field results in only the effect of producing the magnetic helicity in the structure of turbulence. It is noted that the magnetic helicity is already retained in derivation of the α -effect. Then even in the case of the strong magnetic field, the expression of the α -effect derived on a nearly isotropic turbulence model, may not be seriously affected.

These considerations lead the author to a conclusion that the $\alpha(\omega)$ -dynamo model may be appropriate, to the first approximation, even in the case of the anisotropic turbulence.

日本付近の航空磁気測量成果 (中間報告)

大島章^{*}・穀田昇^{*}・近藤忠^{***}・進林一彦^{***}・植田長夫^{***}・塚本徹^{*}・大森哲雄^{*}
*海上保安庁水路部 **八丈水路観測所 ***第四管区海上保安本部水路部
****下里水路観測所

水路部では、三成分航空磁気測量の機器の一部と、データ処理の方法を改良し、1973年から日本付近で測量を行ってきたので、中間報告を行う。使用航空機はYS-11型機で測定機はフラックスゲート型磁カ計、鉛直ジャイロ(動揺角測定)、真眼カメラ(方位角測定)などで構成されている。機器改良点は、磁カ計センサーを小型化し、機体尾部に突出した強化プラスチックコックの中に固定した事で、機体磁気の影響を軽減し、動揺補正は計算処理可能とした。データ処理の改良点は、機体磁気、センサー3軸(磁カ計)の非直交性、機体の動揺などの補正を計算処理し、測量域の地球磁場各成分を経緯度3次式で近似し、さらにそれら各成分が $\text{rot } \vec{F} = 0$, $F^2 = X^2 + Y^2 + Z^2$ をできるだけ満足するものを求める事としたことである。補正計算概要は次の通り。(ただし(ABC); 機体に固定した直交座標系でそれぞれ機首、右翼、下方向, (a' b' c'); ABC各軸方向の地磁気測定値, (a b c); 磁カ計打消コイル電源電圧及びセンサー非直交性補正後の地磁気ABC軸方向の値, (X' Y' Z'); ABC座標系に動揺補正した座標系でX' Y'は水平Z'は鉛直下向, (x' y' z') X' Y' Z'方向の地磁気の値, ka kb kc; 打消電源電圧補正係数, Pa Qa Ra (i = a, b, c); センサー非直交性補正係数, RP; 機体のローリング角(右回り)及びピッチング角(機首上り))

$$\begin{aligned} X' &= \cos P \cdot a - \sin P \cdot \sin R \cdot b + \sin P \cdot \cos R \cdot c \\ Y' &= \cos R \cdot b + \sin R \cdot c \\ Z' &= -\sin P \cdot a - \sin R \cdot \cos P \cdot b + \cos P \cdot \cos R \cdot c \end{aligned}$$

こゝに
 $a = G_a / G, b = G_b / G, c = G_c / G$

ただし
 $G_a = \begin{pmatrix} a'/k_a & Q_a & R_a \\ b'/k_b & Q_b & R_b \\ c'/k_c & Q_c & R_c \end{pmatrix}, G_b = \begin{pmatrix} P_a & a'/k_a & R_a \\ P_b & b'/k_b & R_b \\ P_c & c'/k_c & R_c \end{pmatrix}, G_c = \begin{pmatrix} P_a & Q_a & a'/k_a \\ P_b & Q_b & b'/k_b \\ P_c & Q_c & c'/k_c \end{pmatrix}$

$$G = \begin{pmatrix} P_a & Q_a & R_a \\ P_b & Q_b & R_b \\ P_c & Q_c & R_c \end{pmatrix}$$

なお、 $k_i, P_i, Q_i, R_i (i = a, b, c)$ は、測量の前後に標準磁気儀(扁圓)と比較して求める。機体磁気の影響は、同一地点を各方向から飛行して測定し、求めた。一例として1974年のものは、機首方位を θ とすると次式のように、各成分共最大揺ちは約700ガンマであった。
北向成分 $X = 221 \cos \theta - 189 \sin \theta - 2 \cos 2\theta + 18 \sin 2\theta - 27 \cos 3\theta - 9 \sin 3\theta + 3 \cos 4\theta - 2 \sin 4\theta$ (ガンマ)
東向成分 $Y = 192 \cos \theta + 297 \sin \theta + 37 \cos 2\theta + 66 \sin 2\theta - 35 \cos 3\theta - 28 \sin 3\theta + 47 \cos 4\theta - 12 \sin 4\theta$ (ガンマ)
下向成分 $Z = -263 \cos \theta + 174 \sin \theta - 13 \cos 2\theta - 13 \sin 2\theta + 19 \cos 3\theta + 16 \sin 3\theta - 3 \cos 4\theta - \sin 4\theta$ (ガンマ)

これらの補正を行っても、個々の測定値は50~100ガンマのばらつきを示す。原因は、方位や動揺角の測定誤差や飛行機の揺れやたわみではないかと思われる。現有機器は、すべてアナログ出力で測定間隔は1分ないし30秒程度であり、さらに間隔を短くする事は作業量としては消化できないものである。記録がデジタル化されれば、かなり測定間隔を短くでき、測定値のフィルタリングを行って精度を上げる事ができよう。現在、全磁力の図化が一部終了し、北西太平洋側に渦状の異常、北海道東部にリージョナルな異常が見られ、日本海、四国海盆では比較的平坦な分布がみられる。

遠州灘沖海山の磁気異常解析結果、及びオホーツク海域に於る、負磁気異常について。

植田義夫 海上保安庁、下里水路観測所
大島章一 海上保安庁、水路部

i). 遠州灘沖海山の磁気異常解析結果。

1) データについて

1974年、海上保安庁水路部により実施された遠州灘沖測量成果によるものである。

遠州灘沖海山は、 $N33^{\circ}25'$, $E138^{\circ}25'$ に位置し、伊豆半島の先端から南西方向にのびる西七島海嶺と四国海盆との境界あたりにある。

磁気異常図作成において、標準磁場は、「IGRF 1965」に日本周辺の経年変化補正を行ない、たものを用いた。Fig. 1に磁気異常図を示す。

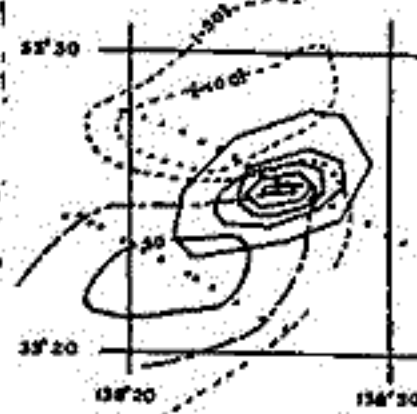


Fig. 1 Observed total magnetic force anomaly of seamount Enshu noda oki. The systematic error of anomaly is assumed to be 0.5 gamma, anomaly is plotted on the scale of 10 gamma.

ii) 解析方法

Taberini (1965)¹ が開発した任意の角形の磁気異常を求める方法を応用し、磁気異常値から最小二乗法により、磁化ベクトル (J_x, J_y, J_z) 、及び磁気異常のゼロレベルとしてのバイアス値 B を求めた。試みとして、上田誠世等 (1966)² により解析された R Yōfu 海山の磁化ベクトルを求めた。その結果を Table 1 に示す。

1) 解析結果 …… 遠州灘沖海山の角形近似による解析結果を Table 2 にまとめる。これから判断する限り磁気異常原因物体は、海面下 3.3 km にあると考えられる。又海山生成時の地磁気緯度は約 $10^{\circ}N$ となり、現在と比べ、より磁気赤道付近に存在した事を示す。

ii) オホーツク海に於る、負磁気異常について。

大島章一等 (1975)³ により、オホーツク海では、広範囲に負の磁気異常帯が存在しており、又局部的には負の独立した異常帯があることが報告されている。ここでは、その原因として、次の二つの可能性について考察を行なった。

- a) 地域的な磁気異常の存在
- b) 上向き帯磁による負のマノマリ

a) に関して、植田 (1976)⁴ により、全磁力の日本国理での地域的異常が求められた。その結果からすると、 $-100\gamma \sim -150\gamma$ 程度の負の異常帯がオホーツク海域に存在する事がわかった。しかし、この値の補正を行なっても、まだ負に卓越しており、十分でない。

b), 普通、磁気異常は、プラス、マイナスのペアで、共存する場合が多いが、マイナスのみの異常帯が存在するためには、その原因物体の帯磁方向は、「上向き」であれば、説明出来る。例として、Fig. 2 に三次元角柱による磁気異常分布を示す。

Table 1 Comparison of Results on Seamount Ryōfu

Case	Depth (m)	Dip (deg)	Intensity (gauss)	Gradient Ratio	Approximate Location	
					Latitude	Longitude
1	Top 3.3m	-16.2°	7.5°	0.75	48.5°	-131°
	Bottom 3.3m					
2	Top 4.0m	-16.2°	5.4°	1.08	50.5°	-131°
	Bottom 4.0m					
3	Top 3.6m	-16.5°	3.2°	1.44	51.2°	-131°
	Bottom 3.6m					
4	Top 4.0m	-16.5°	1.8°	1.84	52.6°	-131°
	Bottom 4.0m					
5	Top 3.0m	-18.1°	2.8°	0.60	50.5°	-131°
	Bottom 3.0m					
6	Top 3.0m	-18.8°	2.2°	0.94	50.0°	-131°
	Bottom 3.0m					

Table 2 Numerical Experiments on Seamount Enshu noda oki

Case	Depth (m)	Dip (deg)	Intensity (gauss)	Gradient Ratio	Latitude	Longitude
1	Top 3.3m	44.5°	19.2°	118 x 10 ⁻⁴	49.0°	130.0°
	Bottom 3.3m					
2	Top 3.7m	46.8°	17.0°	1.30	44.0°	130.0°
	Bottom 3.7m					
3	Top 3.0m	40.0°	18.0°	1.66	46.0°	131.0°
	Bottom 3.0m					
4	Top 4.0m	38.6°	20.1°	2.02	48.0°	130.0°
	Bottom 4.0m					
5	Top 3.0m	37.5°	22.0°	2.37	49.5°	130.0°
	Bottom 3.0m					



Fig. 2 Field vector and potential vector diagrams for a 3D rectangular prism. Parameters: Dip = 45°, Int = 0°, Depth = 100m, Top = 3.3m, Bottom = 200m, Anomaly = 10 gamma.

1. Geophysics, 30, 797-817 2 Bull Earthq. Res. Inst. 44, 179-213 3. Rep Hydrographic Res 10, 39-44
4. J. Geod. Society Japan, 22, 94-111.

II-44 桜島およびその周辺地域における地磁気観測

行武毅, 吉野登志男(東大震研), 河村隆, 大島汎海(地磁気観), 田中長和(京大理)

従来火山における地磁気観測は玄武岩頂火山に限られる傾向にあったが, 安山岩頂火山の場合も, 火山活動に起因すると思われる地磁気変化は, 数ガンマ程度に期待され, 高精度の磁力計を用いれば充分検出可能である。

しかし, このような小さな量の検出には, 外部磁場による地殻・マントル内の電磁誘導に原因する局所的な変化の差を無視しえなくなる。そのためには, この局所的差の(分布)特性を調べ, これを雑音として除去する必要がある。

著者らは1976年秋「第2回桜島集中総合観測」に地磁気班として参加し, 桜島およびその周辺域において

- i) プロトン磁力計による全磁力測量
 - ii) 島内および周辺部の数箇における全磁力連続測定
- を実施した。その結果を主として上の観測に立つて述べる。

田中良和(京都大学理学部)

火山活動に伴う地磁気変化を検出する目的で1975年1月より京都大学防災研究所・樽島火山観測所のお世話で、樽島東部黒神においてプロトン磁力計により5~10分毎に全磁力値を連続観測している。結果の一部はすでに1975年秋の学会で報告したが、1976年3月からは樽島南部、古里に測点を追加して観測している。

夜間22h~04hまでの6時間の平均値について鹿屋の資料を参照して整理を行なった結果を報告する。黒神点についての概略を述べると、

1. 鹿屋を基準とすれば、黒神の全磁力は1975年始めから1976年末まで、永年的には1%以内の変化である。
2. 2~3ヶ月の期間に視点を向けば、しばしば±2%程度の変化を示し、樽島の火山活動度と強く関係している様にも見受けられるが、より短期日の変動が重なっている事や、変化の増減状態は活動期によって異なっており突如ではある。
3. 日々の全磁力差は±2%程度で変動する事も多く見られるが、これは湾型変化等の磁気擾乱時には地下構造の違いによる誘導磁場成分の違いによって生じていると考えられる。
4. 樽島島内の近地英である古里との全磁力差を比較すると、鹿屋と比べた場合より一様な変化となる。数日程度の短期変動は消滅するため2~3ヶ月の変動が明確となり1976年5月末の活動期には黒神で2%の減磁がみられ、1976年8月末の活動期には2%程度の増磁が観測されている。現在噴火活動を行なっている南岳の南部より、むしろ東部に異常が生じている事や、活動に対して対応の速い事からして、この変化も直ちに熱的消帯磁と結びつける事はできな。

一方、夜間6時間の平均値を用いても(夜間部を用いているのはδ₀変化を避けるため)測点間の差は日毎に±1%程度で変動するので、この補正法を調べるために、阿蘇・吉松・鹿見島市・牧ノ原・黒神・古里で1976年10月~12月まで1分毎の連続同時観測を実施したのでこの解析結果についても報告する。解析に日地磁気観測所の資料をも用いたが、2時間程度の周期変化について記すと、外部磁場変化を各地点一様とみなせば、

樽島島内(引)平、白浜、有村、黒神、古里)では2%以内で同じ変化を示す。

樽島の全磁力変化を基準とすれば、阿蘇では12%小さく、吉松で2%小、樽島東北外輪の牧ノ原で6%大、鹿見島市北端の川田では0%、樽島南東25kmの鹿屋では8%大という結果が得られている。この振巾変化の違いは地理的分布を考慮すれば直ちに地下の電気伝導度構造の違いにより生じていると判断できる。長周期に対する特性は解析が遅れているが発表時には、ある程度紹介できる予定である。

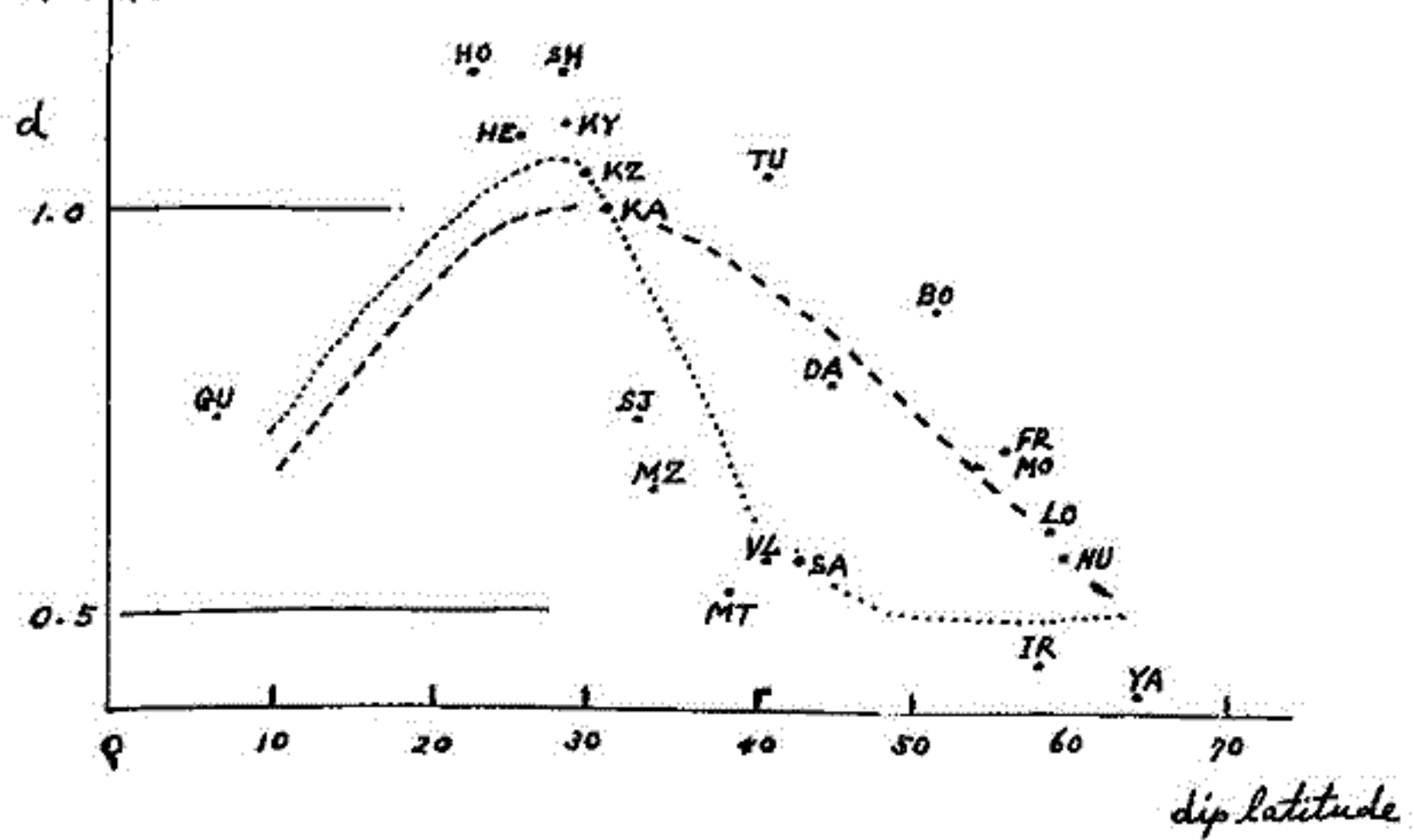
日本北部及びその北部周辺における地磁気日変化
(鉛直成分)の異常について

水野浩雄

(国土地理院)

水沢の地磁気日変化の2成分がたいへんに小さいことは、変化計の記録とみては、
のらくところである。静穏日における日変化のrangeの年間平均をとってみれば、鹿屋、
柿岡、水沢、世満別、と高緯度に行くほどrange (R)は小さくなるが、とくに柿岡から水
沢に至る間は、dip latitudeにして27度ばかりの間でrangeは30%内
外に小さくなる。下の図は、各観測所のRと柿岡のRで割って得た値dとdip lat.
に対してプロットしたものである。資料は1972年による。鹿屋、下里、鹿野山、柿岡、水
沢、世満別と、日本の観測所と順次北にたどると、日変化の振中が急減するのがある。
さらにその北側周辺のVladivostok, Sakhalinsk, Irkutsk, Yakutskでは、又減少してい
くのがある。一方、ヨーロッパ、アメリカ帯に属するTucson, Dallas, Boulder,
Fredericksburg, Moscow, Lovö, Nurmijarvi などに於いては、同じ緯度にある日本とその周
辺の観測所に比べて、いささか(振中が大きい)。

Matsushita and Maeda (おもしろい説明がある) はIGYのデータにより、世界の観測所とヨ
ーロッパ帯、アメリカ帯、アジア帯に於いて、それぞれについて S_2 の特徴と解析考察してい
く。下図の破線は同論文の図から5 monthsにおける2のdiurnal variationの振中の緯度
分布と借用(と実線)したものである。破線はヨーロッパ帯とアメリカ帯の平均で、実線は
アジア帯のものである。いずれも柿岡において1としたrelativeの振中として画いた。
アジア帯では上述した北緯30°~40°にかけての急減と反映(たか-げに)なっている。
ヨーロッパ、アメリカ帯では、上に凸な標準的のたか-げとなっており、各観測所の人の分
布は当然のことながら、もう一つの緯度依存性も示している。ここで強調したいことは、ヨ
ーロッパ、アメリカ帯の標準的の分布に比べて、明らかに下に凸の分布を示すアジア帯
(とまっても実際的には日本とその北側周辺)の異常のたか-げである。 S_2 のinducing
fieldは P_2^1, P_2^2 などのmodeが主で、induced fieldと合わせて、破線のような振中分布
と程々の通常だが、とくに日本とその北側周辺では、地下の電気伝導度が異常のため
に、同じinducing fieldがたか-げにたか-げにもかかわらず、実線のような結果と得るこ
とがある。



西田 桑典
北大・理

著者は現在迄、北海道におけるCA観測を行ってきたが、その結果を解釈する際女瑛別地磁気観測所の水平成分を北海道の基準点とみなしてきた。しかしながら女瑛別の電氣的地下構造が標準的であるという保証は無論ない。そこで今回東北日本の各観測点における地磁気変化水平成分がどのような傾向を持って分布しているかを知る目的で記録を解析した。日本における地磁気変化水平成分の異常はすでに久保木・大島(1965)およびRIKITAKE(1965)により調べられている。今回は東北日本の固定観測点(鹿野山, 女川, 水沢, 津河, 女瑛別および稚内)の異常を種々の周期につき、かつ変化方位毎により詳しく柿岡と比較した。用いた方法はインピーダンス・テンソルを求める場合と同様で、地磁気嵐のスペクトル解析より求められた $\Delta H_{obs}, \Delta D_{obs}, \Delta H_{KAK}$ および ΔD_{KAK} を用いて

$$\begin{pmatrix} \Delta H \\ \Delta D \end{pmatrix}_{obs} = \begin{pmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta H \\ \Delta D \end{pmatrix}_{KAK}$$

の関数から $\Delta R_{obs} (= \sqrt{\Delta H^2 + \Delta D^2}) / \Delta R_{KAK}$ と変化方位に対して求めた。現在計算は進行中であるが、鹿野山, 女川, 水沢として津河の水平成分は10~120分の周期範囲でかつあらゆる変化方位に対し±20%以内で柿岡のそれと一致している。それに対し女瑛別および稚内では異常に大きい水平成分が観測されている。女瑛別の例とFig.1に示すが(実曲線はスペクトル解析より、丸印は従来の読取り方法より得られた結果)、変化方位により $\Delta R_{HEB} / \Delta R_{KAK}$ は大きく異なっていることがわかる。又短周期になる程変化の振巾が大きくなっていることが特徴的である。

文献

久保木・大島, 研究時報, 17(1965), 57-86.
RIKITAKE, T., Jour. Geomag. Geoelectr., 17(1965), 95-97.

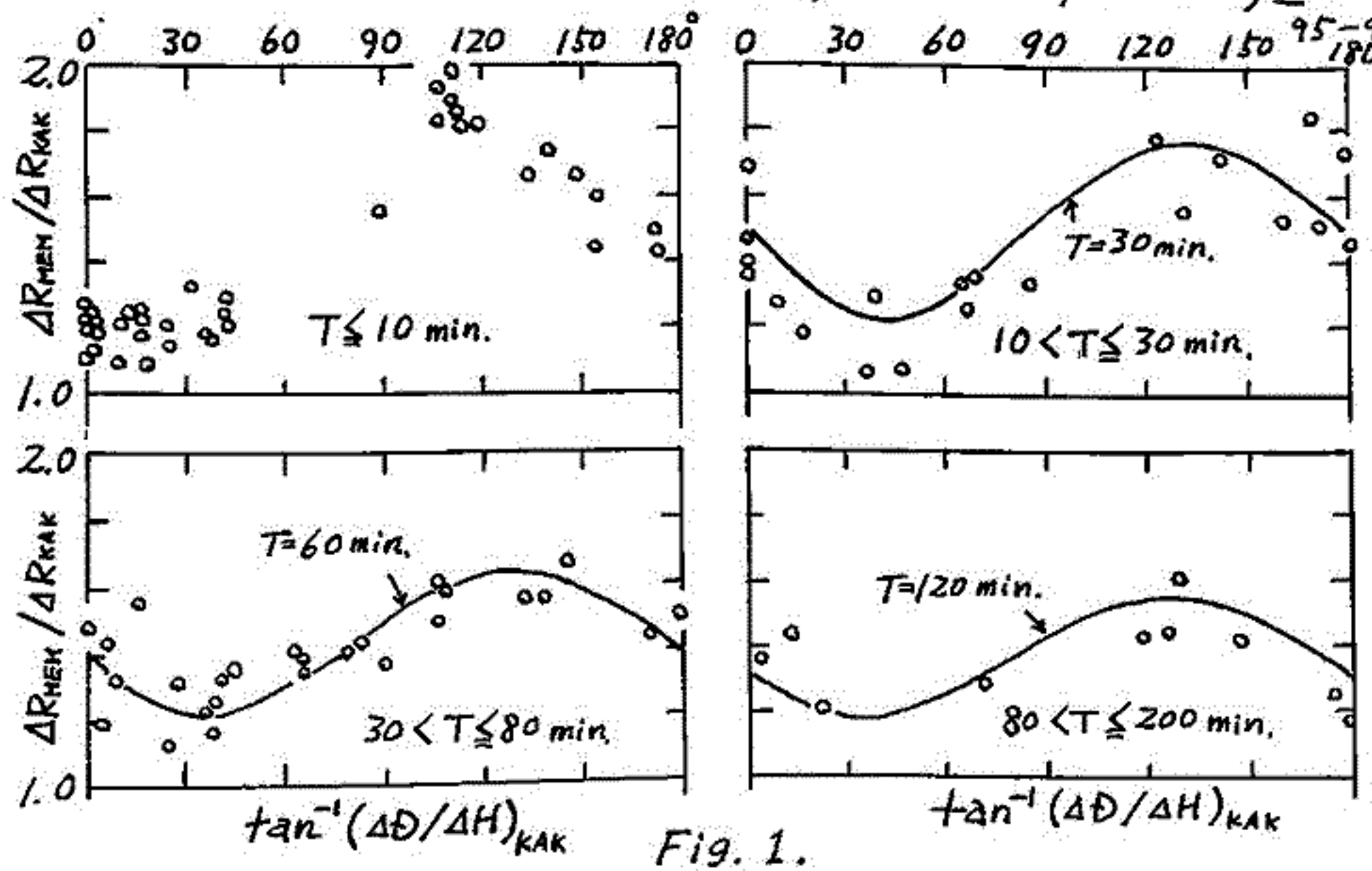


Fig. 1.

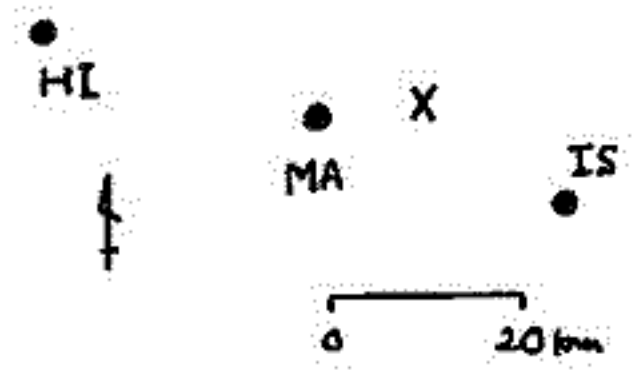
1970年秋田県南東部地震に伴う地磁気短周期変化水平成分の振幅の異常変化

本蔵義守
東京大学地震研究所

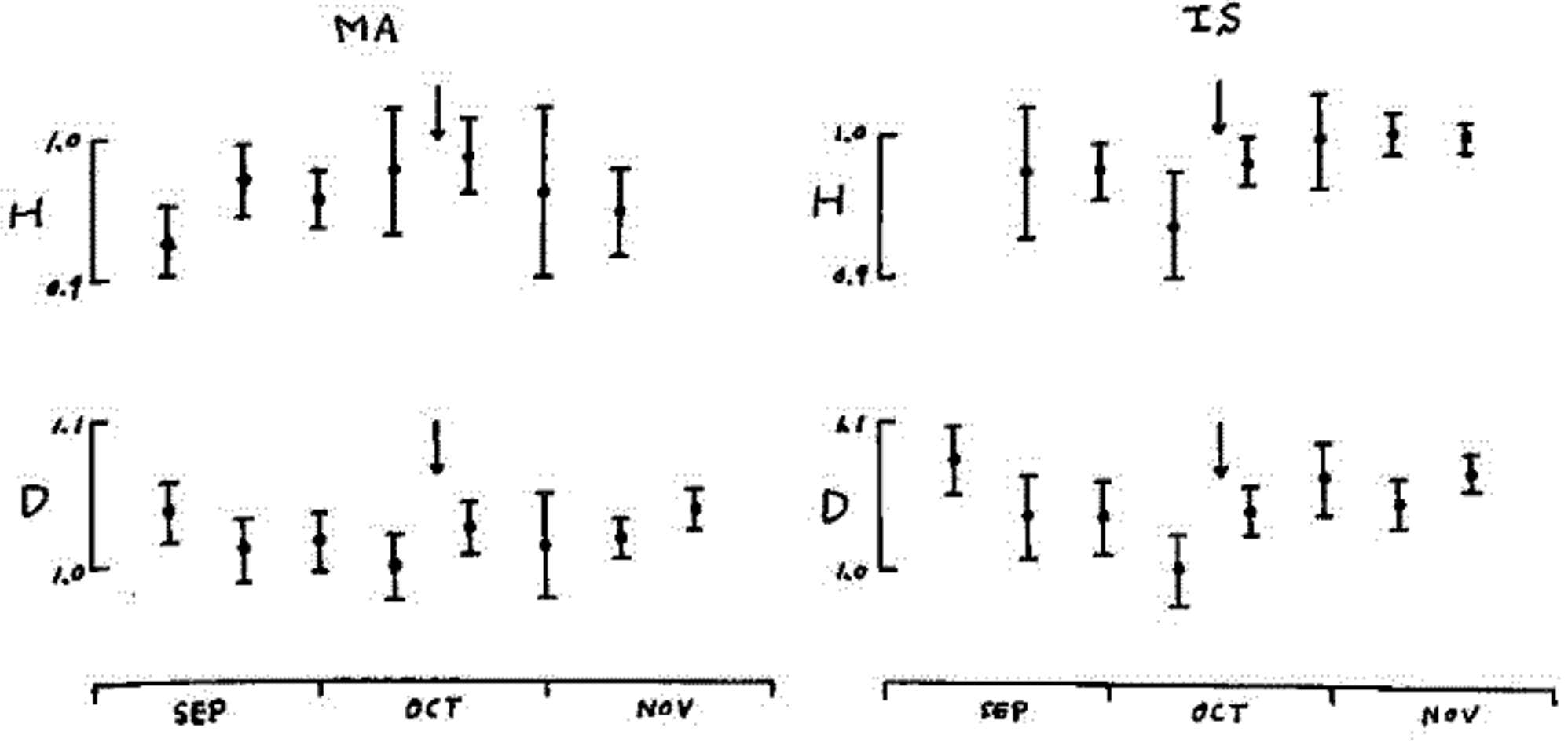
1970年10月16日、秋田県南東部にM=6.2の地震が起り、この地震の前後的3ヶ月間、第1図に示す大まかに2つの観測点(MA, IS)で地磁気短周期変化を観測した。このうちの1つの点(MA)については、地震波記録も用いてマクネットテリリウム法に基づいて解析を行った。この地震に伴って地磁気変化があり、そのことが調べられ、その結果は以前の学会で報告した通りである。地磁気変化がみれば誘導電流の擾乱が起り、その結果磁場の水平成分に異常が現われる。これも期待されたので、今回は当時の記録を用いて水平成分を解析してみた。震源域から遠く離れた観測点(HI)を基準として、MA, ISに示すH, D成分の振幅比を求めた結果を第2図に示す。10日間を1区間とし、振幅比の平均と95%の信頼区間を示した。矢印は上記の地震発生時を示す。

両観測点に示すH成分は極めて興味深い変化がみられた。MAに示すH成分は少しはさきが大まかに地震発生前に徐々に増加し、地震発生後しばらくは、そのようにみえた。一方、D成分は逆に徐々に減少し、地震発生後回復したようである。ISに示すD成分は散発的に変化が検出された。この場合、H, D両成分ともに地震発生時に減少し、発生後回復しているようである。特にISに示すD成分については、地震発生直前の10日間の振幅比は30~40日前及び30~40日後の振幅比と比べて、これに注意してある。

第1図



第2図



おける CA 観測

宮腰潤一郎*, 鈴木亮**
* 鳥取大・教養 ** 京大・理

1943年の鳥取地震 ($M=7.4$) に伴って東西ほぼ30kmにわたって生じ、その余震域となり現在も微小地震の巣となっている吉田・鹿野断層に関する地球電磁気的特性を明らかにするために、周辺一帯において地磁気・地電流観測を行った。

この地域では地下電氣的良導体面が全体的に浅いと推定されているので、地磁気観測には誘導型磁カ計を用いてPC3~4クラスのeventを観測対象とした。観測点は断層をまたぎ、これとほぼ直交して南北方向に配置した。またすべての記録の解析を終えていないが、これまでに判明した事からは以下の通りである。

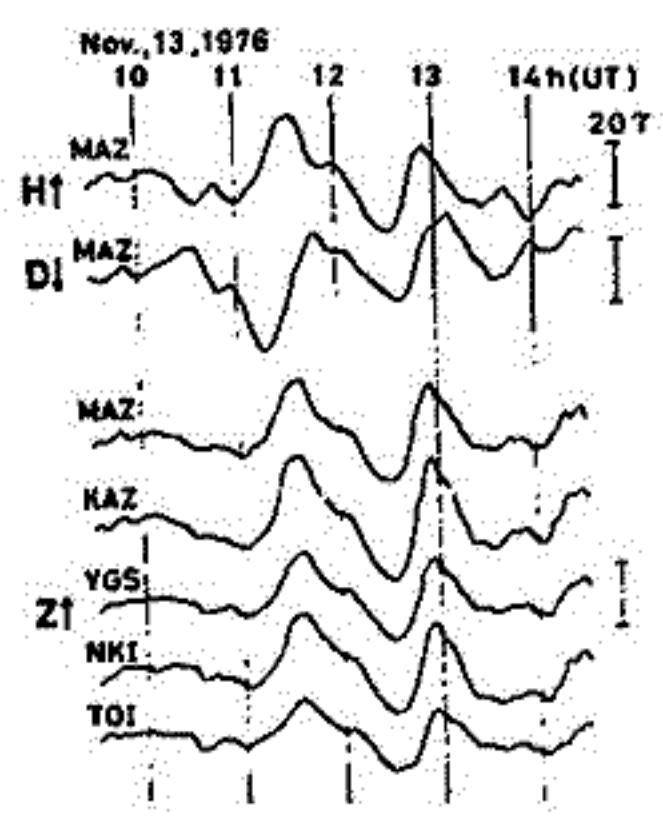
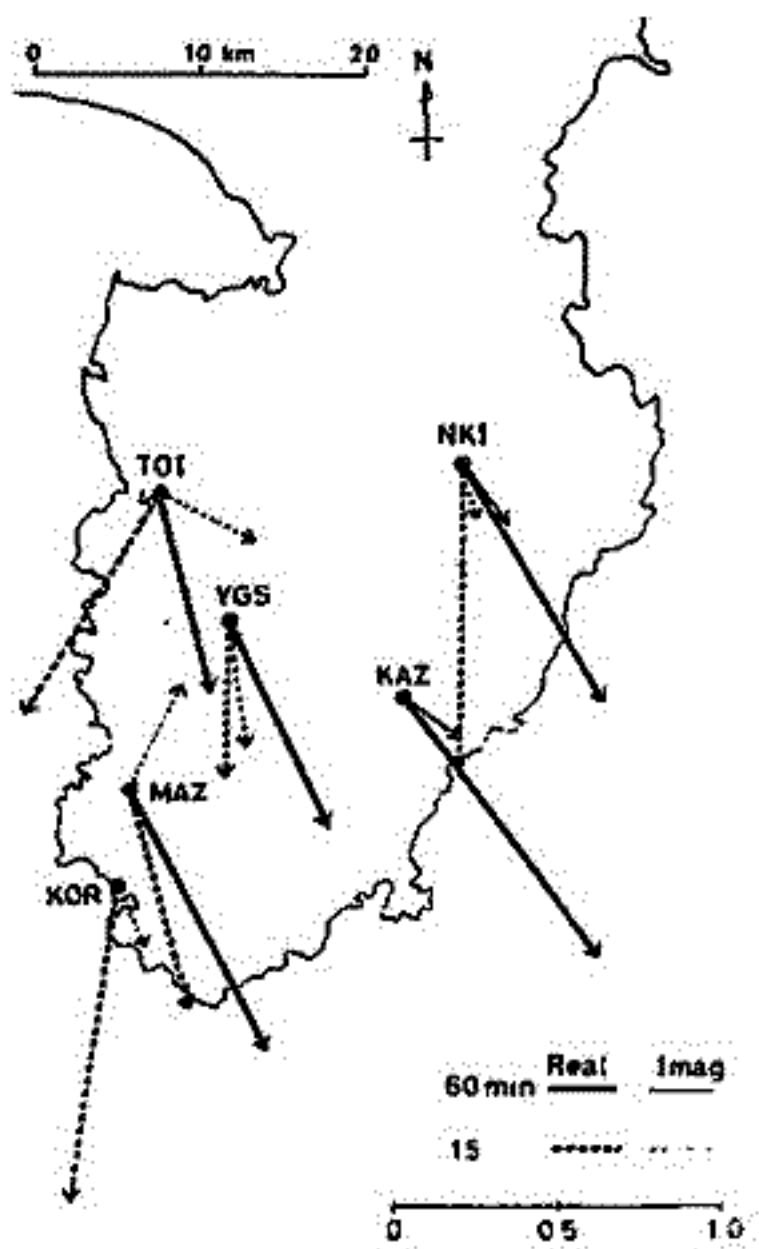
- 1) 吉田断層における水平電気探査の結果は、これまでに知られている断層の位置にほぼ一致して、低抵抗帯の存在が認められる。
- 2) 誘導型磁カ計によって得られた、地磁気変化拘束面、 $\Delta Z = A\Delta X + B\Delta Y$ における $|A|$ の値の地域分布は、全般的に見れば海岸から内陸部への減少傾向を示していることは従来の観測結果と同じである。
- 3) しかしながら、今回観測を行った断層周辺の点に関しては、 $|A|$ の値の減少傾向がこれまでの値の減少傾向と異なってその間には湾曲部分が生じている。これは断層下はこれに沿って導体面の盛り上がりがあることを示すものであると解釈される。
- 4) 鹿野断層直上における地電流の傾き方向は、鳥取地震直後、永田が得た結果と比べて異なっている。

河村謙・大地洗・森俊雄・室松富二男(地磁気観測所)
本蔵義守・小山茂(東大震研), 瀬戸貞夫(国二地理院)

地震活動域における電磁気異常現象探出を目的としてC A観測が伊豆半島で行なわれた。地磁気変化観測は、異常隆起地域の中心に近しい中伊豆、河津地震(1976年5月15日)の震源地に近い河津の地、湯ヶ島、土肥、松崎、子浦で行なわれ、中伊豆、河津、松崎と同時に地電流観測も行なわれた。

観測期間は5年5月5日であるが、1976年11月初旬から12月初旬にかけては観測データはほとんど記録が得られなかった。この期間内のある程度の磁気異常を避けて *transfer function* を求めた。

transfer function を求めるには Parkinson meter は下図のようになっており、周期が短く歪みと歪みの方向は傾向がある。周期は分のパクトル方向は本蔵(1974, 21, *Proc. J. Geophys. Soc. Japan*, 1974) に基づいて求められた中部日本のパクトル方向と一致する。値は大きく歪みには半島効果の分も含み込んでいる。また周期数は分以上のみ、Dの歪み振幅は各地ともほとんど同じである。また地電流の結果にも示す。



佐野幸三
気象庁地磁気観測所

稀岡の CA 変換函数については、柳原等によつて興味あるその時間的变化が報告されて
いる。特に CA 変換函数の時間的变化と地震発生とは相関があるといふ重要な結果が得ら
れてゐる。従つて、今後とも稀岡の CA 変換函数を定量的に解析し、こゝらの事実を更に
裏付け、CA 変換函数の時間的变化を監視していく必要がある。

幸にも稀岡地磁気観測所では光ポンピング磁力計 (KASMER) により、地磁気の連続観
測が実施されており、精度の高い地磁気 H, Z, D の 3 成分の毎分値、毎 3 秒値等を用い
て、広い帯域の CA 変換函数を簡単に解析できるようになった。筆者は変化訂記録の読取
値を用いた上には、上記の精度の高いデータを用いて、広い範囲の周期成分の CA 変換函
数の解析を始めた。CA 変換函数の訂算法は、各種の現象についてその周期的変化の各周
期のフーリエ変換を行ない、ほぼ 10 現象を単位として 1 群の CA 変換函数を求めたもので
ある。CA-変換函数はパワースペクトル解法によつても求められるが、これについては同
じデータを用いて自らによつて解析してゐる。

この解析は 1976 年 9 月より本格的に開始して来たので、まだ解析期間も短く、充分な
結果を得るまでには至っていない。今回は解析の方法、現在までの解析結果、このような
方法で求められる CA 変換函数の信頼度などについて概要を報告する。

各周期成分について連続的に求められた CA 変換函数は、不規則的にも規則的にも
大きく変動してゐる。これらの変動は統計平均的には、CA 変換函数の訂算上の誤差 (標
準偏差) から推定される分散とほぼ同程度で、すべて CA-変換函数の時間的变化とみな
すことはできない。しかし中には非常に系統的な変動を示す期間もあり、小地震の発生と
関連しように思われるものもある。いずれにしても解析を継続して、多くの事例について
これらのことを確かめていきたいと考えてゐる。予想される CA 変換函数の時間的变化
量と 10 現象程度から求められる CA 変換函数の誤差と同程度であり、CA 変換函数の変化
の時間分解能を上げることは困難性がある。何にしろの統計平均をいふと信頼のあけ
る結果は得られようである。

歌田ス司

身大地象研究所

1976年10月、伊豆大島のカルデラ底および三原山火口テラスで、Schlumberger法による比抵抗測定を行なった。その結果から、両者の比抵抗垂直分布には、かなりの違いがあることが明らかになった。1977年3月の測定では、主として三原山周辺の、水平方向の比抵抗分布の解明を目的として、いわゆる *Quadrupole Mapping* を実施した。

電流を、2ヶ所に配置した直交 Bipole Source から大地に流し、各測定点において、電場が一様とみなせる程度に短い電位電極間隔 (50 m) で、2成分 (N-S, E-W) の電位差を測定した。流した電流は、0.1 cps の交代直流で、砂漠のために接地抵抗を十分に下げることができなかつた (2~5 k Ω) ことにより、電流値は 0.2 Amp. であった。測定点数は、カルデラの南東部においた Source に対して 25 点、三原山の東側のカルデラ底においた Source に対しては 15 点で、大部分がオーバーラップしている。

この方法では、3種類のみかけの比抵抗が得られる。それらは、直交する Bipole 毎々に対して、測定された電場ベクトルの絶対値から導かれるものと、両方の電場リベクトル積から導かれるものである。前者の2者は、Bipoleの軸の方向性が見かけの比抵抗のパターンに影響を与えが、後者はその影響がかなりとり除かれる。

一方、測定量は近似的に電場ベクトルとして取り扱われるのであり、その方向からも比抵抗構造に関する *information* が得られると考えられる。

以上の3種類のみかけの比抵抗、およびそれぞれの Source に対して測定された電場の方向とに基づき、三原山周辺の比抵抗構造を推定する。

電磁気調査

河村 謙・大地 光・森 俊雄

地磁気観測所

埼玉県松伏町の古利根断層および寄居町の檜隈断層における比抵抗観測および地磁気・地電流観測を行った。今回はこのうち比抵抗観測結果を主に述べる。

古利根断層での比抵抗測定は Schlumberger 法と dipole 法による測定を行った。比抵抗測定装置電源部はソントレック社 IPC-7 の改造で、 2.5 kW 、 $\pm 10\text{ A}$ の交代直流を発生できる。Schlumberger 法の場合の電流間隔は最大 1 km 、dipole 法の場合の電流極は 100 m と 700 m で行なった。 1 km 以上の測定は電車等による noise の小さい深夜に行なったが、 $\pm 10\text{ A}$ の電流でも 3 km 以上では信号は測定できなかった。この地域の比抵抗構造は深さ数 km までにはほぼ 4 層構造で、第 2 層、第 4 層 ($7\sim 25\text{ m}$ 、 250 m 以上) では $20\sim 30\ \Omega\text{ m}$ 、その他の層では $60\sim 100\ \Omega\text{ m}$ である。古利根断層の位置は不明瞭なため、dipole 法による電圧測定は断層と見られる地域を横切りに行なわれたが、断層の位置を確認できたような結果は得られなかった。

檜隈断層は、その位置が比較的明瞭であるため、断層をほとんど 1 km 四方のせまい範囲で、比抵抗測定、電流分布および電車等の noise 分布等を調べた。比抵抗測定は、古利根断層の場合と同じ比抵抗装置による Schlumberger 法と $L-10$ による Wenner 法で行なった。このうちの測定による比抵抗構造は数 100 m の深さまでには 3~5 層構造で、 $10\sim 110\text{ m}$ 以上では $5\sim 10\ \Omega\text{ m}$ の抵抗の低い層が認められた。とくに浅く檜隈断層の特性と見られる構造が現われ、断層上以外では高々 $50\ \Omega\text{ m}$ の抵抗値が断層上では $100\ \Omega\text{ m}$ 以上になる。また断層の南側および北側に設置した電流極による電流分布および電車等による noise 測定の結果、断層附近での歪曲が認められた。

鈴木 亮, 竹田雅彦, 宮腰潤一郎, 注反則孝
 (京大理) (鳥取大教養) (京大教養)

山崎断層の活動による地磁気変化の検出のため、三日月町の地磁気観測は、しばらく継続して行おうということ、第1回の山崎の共同観測以来引き続き実施されている(但し現時点では器械の故障のため中断中)。それに加えて、第2回の共同観測期間中(7月11月)には、誘導磁カ計による観測も実施したので、両者について報告する。

継続観測しているフラックスゲート磁カ計については、目障は上述の通りである。しかし、ねらい通りに行くものかどうかは、やはり危ない。まず、断層の活動自体、本有にあるものかどうか、素人には心もとない。あつたとしても、それが地磁気に出るものかどうかと疑問である。また、断層から約10km離れている三日月という場所が適当かどうかも定かではない。観測が始まって以来約1年経過した。その間、確かに断層は動いているようである(田中巻, 私信)。しかし、だからといって、地磁気がどうであるといえる程、地磁気変化が高感度で地面の動きに反応するものではない。今回の報告では、変換函数による常用手段で、観測事実のみを報告する。

もう一方の誘導磁カ計による観測の方は、今まであまりやらないことになった。短周期の変換函数を出してみることには第1の目的を置いた。言うまでもなく、観測されるものは磁場の時間微分である。したがって、もし変換函数が磁場そのものについて定義されているのであれば、微分だけ変ってくるのではないかというところが、まず心配にたつてくる。しかし、磁場変化が、級数展開で

$$G(t) = \sum g(\omega) e^{i\omega t}$$

の型に表わされるものとするならば、

$$\dot{G} = \sum i\omega g(\omega) e^{i\omega t}$$

となり、 \dot{G} をフーリエ変換して得られた係数 $G_{\omega} (= i\omega g)$ に対して $Z_{\omega} = A_{\omega} H_{\omega} + B_{\omega} D_{\omega}$ の型の変換式が成立することがわかる。

一方、我々の使用した誘導磁カ計は、器械系の周波数特性が $T > 5$ 秒で、ほぼ $T^{-0.5}$ に比例している。前述の $G_{\omega} = i\omega g$ の関係から、完全な時間微分であれば T^{-1} に比例すべきである。今回の解析では 0.85 が 1 に近いことより、この差は無視したが、普通にはこの辺はどう解釈されているのか、疑問でもあった。

誘導磁場の観測結果自体は雑音が多くて、あまり良いものとはいえない。しかし、方法として確立されたので、今後利用できるものと考えている。H, D成分に信号がはくてもE成分が振れていたりして、信頼性は薄い。あえて結果にふれるのは、変換函数は長周期のもの(フラックスゲート)よりもやや大きめである。ベクトルは東から少し南へ振るぐらいの方向で、長周期の北方向とのずれが大きい。

変動は、一現象の中に含まれる周期成分が非常に限られたものだけであり、その点で長周期の磁場変動との差が大きい。

II-54 山崎断層周辺における地磁気永年変化観測(II)

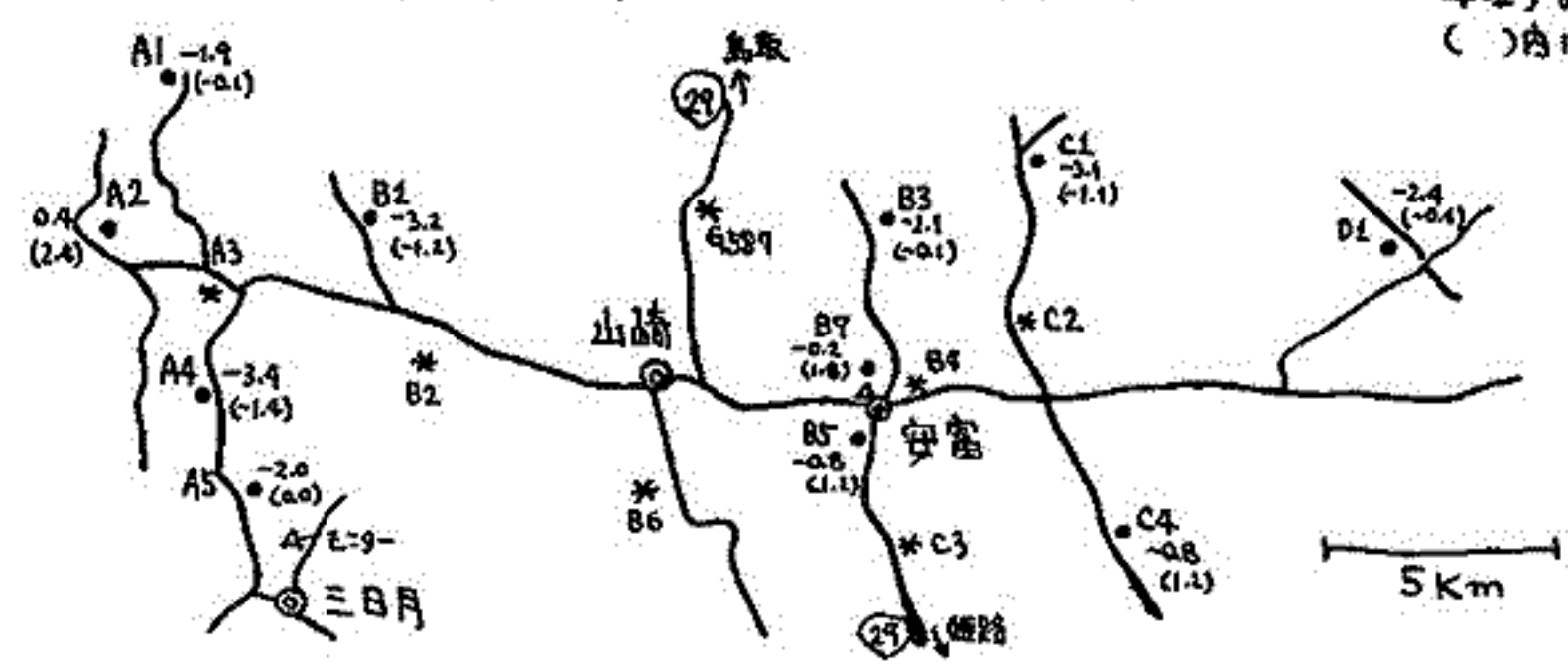
京都大学理学部 田中良和
 京都大学教養部 佐友則彦

1975年12月に山崎断層沿い11/8ヶ所に磁気点を設け全磁力精密観測を行なった。これは断層周辺に期待される応力変化をテクトノマグネティズムを応用して磁場の永年変化として検出するのが目的である。前2回目の観測を1976年11月に実施したので前1回目の観測値と比較した結果について報告する。

観測方法は前回に準じ各磁気点を毎30分に1回 BARRINGER 6244 にて10~20方向測定した。モニター観測は GEONIX 611GS 3521 を使用し、三日月町 高蔵寺で毎分1回の連続測定を行なった。今回のモニター点は前回モニターした地点とは若干異なっており21.5γの地点差がある。また前回のモニター点は鳥取にくらべて1年間に約4γ減少していた。原因は不明であるが変化量が不自然であるから各磁気点の永年変化を計算するにあたり、三日月旧点を基準とせず次の2方法をとった。方法1の方法では各磁気点と三日月新点との測定値の差の平均値を求め、これに鳥取と三日月との差(-368.1±0.1γ; これは5日間の夜間毎7時間の時間平均差から求めた)を加えて鳥取に化成したもの。前回、安富中学モニター点を經由して鳥取へ化成したものとの差を永年変化量とした。この際モニターに使用した磁力計 G805 (柿岡) と今回三日月で用いた 611GS 3521 (京大) との相違が問題になるが、BARRINGER 6244 を介して比較した限り有意な差は存在しなかった。方法2の方法として前回測定した磁気点の中より最も安定していたと見なせ、また三日月にもっとも近い点(A-5)を選びこれを不動とした場合の各磁気点の永年変化量を求めた。

結果をFig. 1に示した。永年変化量の精度は各磁気点とモニター点との磁力差の精度、モニター点と鳥取との磁力差の精度などを考慮すると、方法1、方法2の方法ともに±0.4γ程度と推定される。18観測点中2点(B-2, C-3)は磁気点付近の状況が著しく変化していたので再測はできなかった。また(A-3, B-4, B-6, C-2, G587)などは変化量が極めて大きく何らかの人工的擾乱があったものと思われるので考察の対象とはしなかった(これらは図中*印を付した)。残る11点について方法1の方法によればいずれの点も鳥取に対し減少の傾向を示している。平均値は-1.8γである。これは山崎地域と鳥取との永年変化の地域差によると思われるが、この期間の日本全体の永年変化分布の傾向とはむしろ逆である。この事は西南日本の造構造運動に関連するものかも知れぬので今後詳しく検討が必要と思われる。方法2の方法によると化成の誤差0.4γを見かけ上消すことができる変化が10点中8点で見られ、これらの平均値は+0.2γであるので不動点と仮定した(A-5)が特に異常であったと思われる。従って各点の変化は一応有意と判断されるが変化の分布には特に系統性は見られぬので現時点で例えば各点の変化が断層周辺の応力変化に関連するかどうかの判断はできない。長期にわたるくり返し観測が必要と思われる。

図1. 鳥取を基準とした1975年12月と1976年11月の全磁力変化 単位; γ
 ()内はA5を基準。



(山崎断層総合観測)
誘導磁力計による磁場観測

加藤愛雄・大西信人・山河仁(東海大・工)

山崎断層付近の比較的浅い地下の電磁氣的構造を知る目的で、誘導磁力計による地磁気脈動の観測を行なった(固定点観測)。また、電気伝導度構造と断層地質構造との関係を調べる目的で行なわれた人工電流実験において、測定点を移動し誘導磁力計による磁場の三成分測定を行なった。

1) 固定点観測

1975年の観測は、山崎町から約12km北の守積、約17km北の波賀そして約9km西の三日月において地磁気脈動の観測を行なった。1977年の観測は山崎町から東南東約7kmの三坂において観測した。これら4箇所での観測点で、周期30秒から80秒の地磁気変化が観測されたが、それらの垂直成分は水平成分の $1/10$ 以下である。この事は、地表近くの地下の電気伝導度が著しく大きいことを示して居り、山崎付近における地下の電磁氣的構造の一つの特徴と言える。

2) 人工電流実験での三成分磁場測定

人工電流実験は断層の北と南に電極をそれぞれ東西、南北に設けて行なわれたが、磁場測定は南電極の場合2箇所、北電極の場合9箇所、測定点を移動し測定した。これらの測定値の解析から、断層付近の電気伝導度が良いこと、更に本広-守志-塩野を結ぶ一帯の電気伝導度が大きいと推定される結果が得られた。

宮腰潤一郎
鳥取大・教養

我国における第一級の活断層である兵庫県・山崎断層の地球電磁気的特性が、断層領域内に発生する地震の活動度と関連して変化するのではないかとの問題を調べるため、断層破砕帯内に電極を埋設して1975年以來地電流の連続観測を行っている。

この度はインピーダンス・テンソルについて調べた。得られた結果は余りにも変化量が大い。この原因としてはノイズの混入によるものも考えられるが、一般の観測史についてもインピーダンス・テンソルの値の安定性を、解析方法の問題も含めて吟味してみる必要があると考~~えらる~~えられる。思はれる。

山崎新層及びその周辺に於ける
電気探査について (II)

電気探査班: 小野吉彦, 村上裕, 高木慎一, 駒井二計, 田中信一 (地質調査所); 行武毅, 吉野登志男, 歌田久司 (東大農研); 鍋谷祐夫 (弘前大理); 垂富一夫, 平林修 (秋田大鉱山); 櫻井直之, 脇田宏, 石戸徳雄 (東大理); 大西信人, 山河仁 (東海大工); 信友則彦, 玉田攻 (東大政経); 鈴木亮, 田中吉和, 竹田雅彦 (東大理); 宮腰潤一郎 (高取大政経); 三品正明 (東北大理)

山崎新層及びその周辺地帯の比抵抗構造を調査する為、1976年11月26日から12月2日まで双極子法電気探査とシュランベルジャー電気探査を実施した。昨年度の電気探査により山崎地域の深部構造が推定されているが、その際新層周辺でみかけ比抵抗が水平方向に複雑かつ急激に変化して注目された。そこで今回双極子法を適用するにあたって、電流双極子を新層をほぼ南北2点に設けて双極子法探査を行った。その測定範囲、1対を重複させるとか、直交する2つの電流双極子AB, AB'を設けて双極子法解析及び四極子法解析の適用を試みるなど、電極配置に配慮した。地形による制約のため電流極を十字配置が難しくL字配置とした。南電流双極子ではAB=1300m, AB'=1270m, 電流はそれぞれ24A, 20A, 北電流双極子ではAB=850m, AB'=830m, 電流はそれぞれ10A, 12Aであった。北双極子は当地で接地抵抗が高くモメントが余り大きくとれず、たまたま測定配置は限られていた。観測点は南双極子に対し47点、北双極子に対して33点でそのうち30点は重複させてある。全観測点で電位勾配ベクトルを測定した際の各種の解析法が適用可能であるが、第1段階としてベクトルの絶対値を用いた装置のみかけ比抵抗 ρ_a を用いる。各観測点に対し電流双極子AB, AB'に対応した2つの ρ_a (ρ_a, ρ_a' と記す)が求まる。そこで $\rho_a = \sqrt{\rho_a \cdot \rho_a'}$ をあらためてみかけ比抵抗と定義した。

南北電流双極子による2つの ρ_a 分布図から山崎新層沿いに低比抵抗ベルトの存在がわかる。新層の両側は1000 Ωm を越える比抵抗であるのに対し、新層は南双極子に対して350~500 Ωm , 北双極子に対して200~300 Ωm のみかけ比抵抗値を示している。新層低比抵抗帯に沿って電流が集中して流れると予想されるので実際の比抵抗はこれより小さい値となる。この低比抵抗ベルトの反対側で ρ_a が非常に小さくなるというの興味ある現象で、このような大規模な構造のある所では電流双極子の位置を複数にすることは構造解析に非常に役立つことかわかる。山崎新層はこれと平行な新層で枝分かれ新層をいくつももち、双極子法の結果これらの個所に低比抵抗帯の存在は認められるが、低比抵抗は新層として山崎新層に特徴的といえるかもしれない。

シュランベルジャー探査を新層上2点で実施した。1つは測線を新層に垂直に、もう1つは新層沿いにした。水平成層域でよいので、解析法を従来のように用いるが探査曲線から100~200 Ωm の深部が深さ1km以上続いていることが予想される。シュランベルジャー探査の後、電流双極子をAB=2kmに固定して測線上、電位勾配をMN=40mで測定する一種の水平探査法を実施した。測線の中央1/3程度、所では電流が殆ど1次元的に流れる為横方向の比抵抗変化調査に適している。測線を新層に垂直にとった場合、新層の南側で ρ_a が漸増していくのに対し、北側では新層付近で極小を示した後600m付近までは300 Ωm 以下を続いている。この場所は双極子法探査で特異現象を示しており複雑な構造を予想される。モデル計算及び新層上他の場所での比較測定が重要と認められた。

超伝導磁力計について

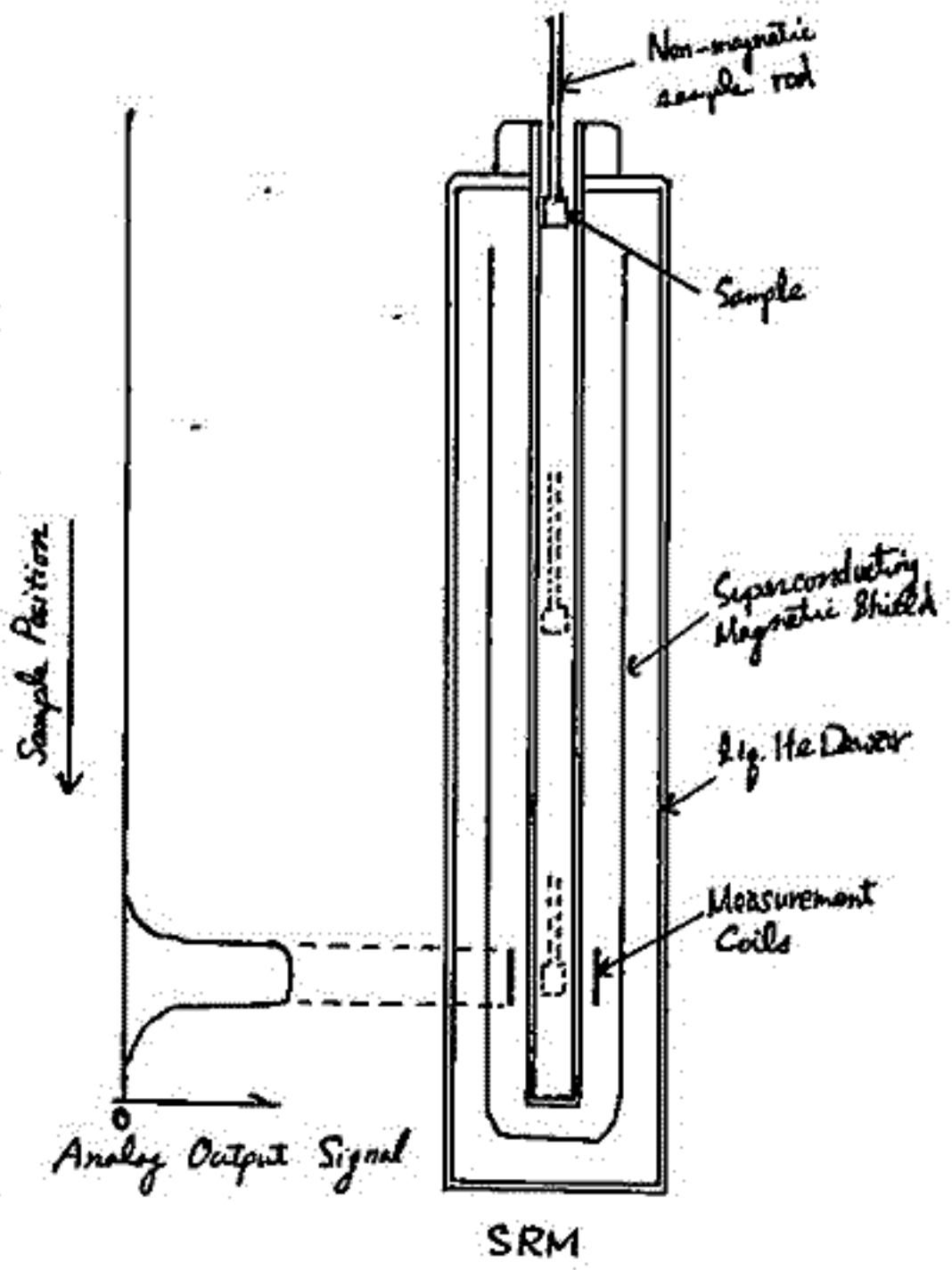
安川克己 伊勢崎修弘 松田圭一
(神戸大理)

当研究室に昨年10月 Superconducting Technology Inc. 社製の超伝導磁力計 Superconducting Rock Magnetometer (SRM) が設置された。このSRMは2成分測定用の Model C102で、Y, Z成分が同時にデジタル表示される。

岩石試料(円筒形でも立方体でも良い)は、石英管の棒に設置され、ピックアップコイルの所まで降ろされる。1秒後、Y, Z成分が表示され、そのままの状態を岩石試料を90°回転させることができ、やはり、1秒後にX, Z成分が表示され、そのにより3成分測定が可能である。最高測定感度は 10^{-8} emuで、安定性は非常に良く、測定前と測定後には、完全に0表示に戻り、磁気的ノイズはほとんど受けない。測定時間は1個の試料につき、約5秒程度で、試料交換に要する時間を考慮しても1分と要しない。

図には、SRMの概略図を掲げてある。実際には、liq. He Dewarは、liq. He注入部の外側に1重の真空層、内側に2重の真空層があり、SQUID (Superconductive Quantum Interference Detector) は、この内側の2番目の真空層にある。油圧取ボンプで 10^3 mmHgに引き上げながら、約10時間この3層を真空に引き、まずliq. He注入部をliq. N₂で予冷し、このliq. N₂を全部抽出した後liq. Heを注入する。真空層は、中には1177の活性炭と温度の低下により、最終的には、ほぼ 10^{-8} mmHgに運ぶ。次にSQUIDのはいっている真空部に微量のHe gasを注入しこの部分がliq. He層と接しているため温度が下り、SQUIDが動作しはじめ、測定可能となる。liq. Heの注入部は、満杯にして30lのliq. Heが注入できる。24時間には約2.4lのliq. Heが蒸発するので、一度満杯にすれば、約10日は一度liq. Heの補充を行えば連続的にSRMを使用できる。蒸発したHe gasは、バルーンに回収し、神戸大の低温センターへ運んで処理しており、これは1日に1回行う必要がある(なお、liq. Heの単価は回収して1,000 yen/lである)

現在、この出力のデジタル表示をプリンターでプリント出力できるように改良中であり、最終的には紙テープにパンチさせるよう改良するつもりである。これができあがれば、試料を交換し、スイッチを押すだけでデータが自動的に記録されることになり、労力と測定時間が大きく減少されるものと思われる。



SRM
(Superconducting Technology Inc. の SRM の)
2=2PIL F1)

室井 勲
(大阪・科教セ)

1 個の試料の磁気的性質の検定の一方法として、NRM の測定から、その方向 (D, I; 偏角と伏角) を求める際に得られる 3 つの角 α, β, γ から、その試料の誤差角 $\Delta\alpha\beta\gamma$ を求めることを試みた。3 つの角 α, β, γ は 1 個の試料を 3 成分に分けて測定するとき、試料の回転の方向が 3 方向 (N→E, E→D, D→N) あるので、それぞれの方角での N をあらわす角度であることはいうまでもない。実際には各成分の連続記録を 30° ごとに読み取り、フーリエ解析して、これらの角を求めている。この α, β, γ の値をステレオ (またはシュミット) ネットにプロットして、3 本の線 (直線と曲線) から、大抵は三角形がでる。NRM の方向 (D, I) はこの三角形の中で求められるが、求め方にもいくつかある。ここでは三角形をつくらせている 3 つの交点 ①, ②, ③ の座標 (D_i, I_i; i=1, 2, 3) を求めて、これに Fisher (1953) の平均値と信頼角を求める方法を使って、方向 (D₀, I₀) の他に一個の信頼角 α_{95} を計算する。がこの α_{95} はいつでも求まるとは限らない。そこで上で求めた D₀, I₀ から、この点の $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ を求め、先の α, β, γ との差を計算することにする。すなわち、(図 1 を参照)、

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} D_1, I_1 \\ D_2, I_2 \\ D_3, I_3 \end{pmatrix} \rightarrow (D_0, I_0, \alpha_{95}) \rightarrow \begin{pmatrix} \alpha_0 \\ \beta_0 \\ \gamma_0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{matrix} \Delta\alpha = |\alpha - \alpha_0| \\ \Delta\beta = |\beta - \beta_0| \\ \Delta\gamma = |\gamma - \gamma_0| \end{matrix}$$

これより誤差角 $\Delta\alpha\beta\gamma$ は

$$\Delta\alpha\beta\gamma = \Delta\alpha + \Delta\beta + \Delta\gamma \dots \dots \dots (1)$$

という表現をしておく。また $\delta = \Delta\alpha\beta\gamma / 3$ と表現すれば 1 方向の平均誤差角になる。この $\Delta\alpha\beta\gamma$ と α_{95} を比較すると

$$\Delta\alpha\beta\gamma \leq \alpha_{95} \dots \dots \dots (2)$$

現在のところ、実際の試料についてのあてはめはしてはいるが、 α, β, γ の値を変えて、数値計算を少しやっている。

この誤差角 $\Delta\alpha\beta\gamma$ の意味、内容は種々あげられるが、現在のところ、測定による誤差よりも試料の磁性鉱物の不均質な分布や磁性鉱物の形状異方性に起因する誤差が系統的に求められるものかどうかと考えている。もちろん、方向 (D₀, I₀) のほかのことも考慮してである。

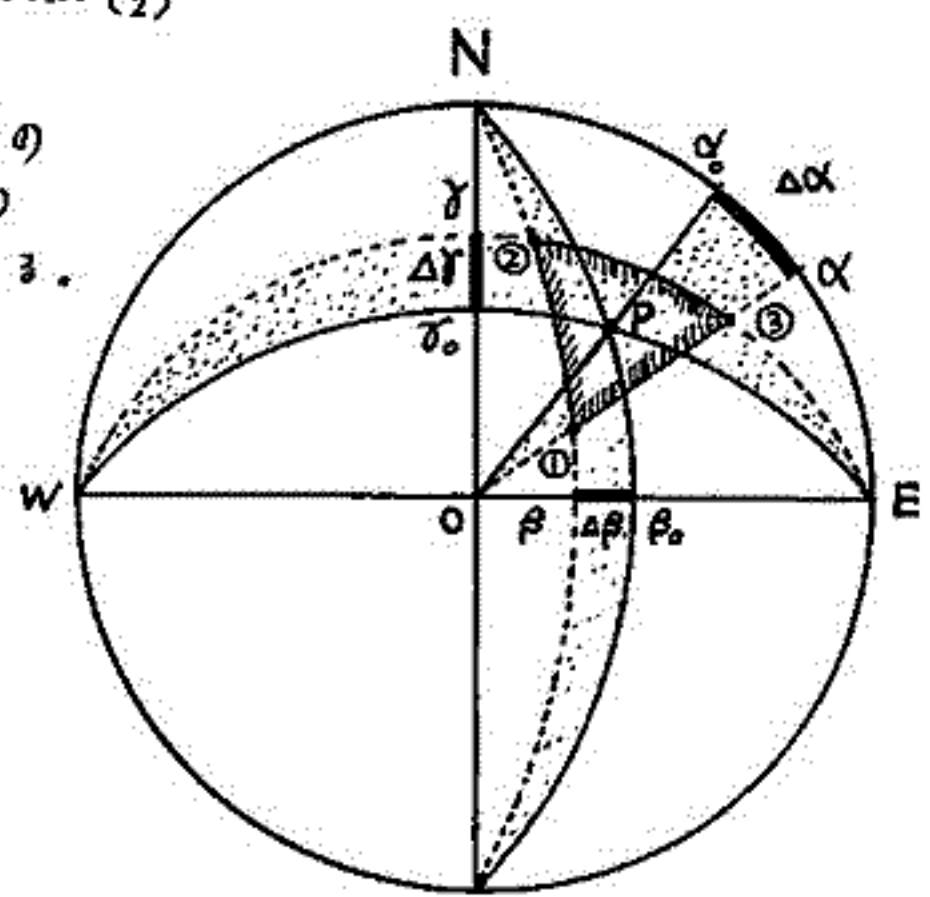


図 1: 誤差角 $\Delta\alpha\beta\gamma$ を求める方法 (ステレオネット使用)
P 点の座標は D₀, I₀。①, ②, ③ は交点。

Metallographic and Magnetic Properties of Two Yamato Iron Meteorites and

a Yamato Stony Iron Meteorite (やまは鉄隕石及び石鉄隕石の金属学的及び磁気的性質)

Takesi Nagata, R.M. Fisher, and N. Sugiura
 Nat'l Inst. Polar Res., U.S. Steel Res. Lab., Univ. Tokyo

Among a large number collection of Yamato meteorites, Yamato-75-031 (60.2 g in weight) is an octahedrite, Yamato-75-105 (18.5 gm) a Ni-poor ataxite, and Yamato-74-044(51.8 g) is a pallasite. The chemical compositions of their metallic phases are represented by

Sample	Si	Ni	Co	P	Ti	S	Al (wt %)
74-044	3.3	10.6	0.35	0.1	0.01	0.1	0.5
75-031	0.06	15.3	0.76	1.0	0.01	0.025	0.06
75-105	0.35	5.65	0.52	1.0	0.12	0.1	0.25

- (i) Yamato-74-044 This sample appears to consist of a fusion of several different kinds of Fe-Ni with a silicate phase. Very roughly, the kamacite phase contains about 5% Ni, the taenite about 20% and the plessite about 15%. The silicate contains roughly 30% Mg, 30% Si and 10% Fe. The magnetic characteristics are represented by $I_s = 124 \text{ emu/g}$, $\Theta_{\alpha \rightarrow \gamma}^* \approx 760^\circ\text{C}$ and $\Theta_{\gamma \rightarrow \alpha}^* = 615^\circ\text{C}$ which represents only 6.5% Ni kamacite as the major ferromagnetic phase.
- (ii) Yamato-75-031 Optical and SEM micrographs have indicated that phosphide grains, $(\text{Fe, Ni})_3\text{P}$, are surrounded by 5% Ni kamacite matrix in many parts and Ni-rich kamacite phases also are present in other parts. These microstructures suggest a slight reheating effect. The Magnetic parameters, $I_s = 114 \text{ emu/gm}$, $\Theta_{\alpha \rightarrow \gamma}^* = 707 \sim 762^\circ\text{C}$, $\Theta_{\gamma \rightarrow \alpha}^* = 409 \sim 548^\circ\text{C}$ indicate that Ni content in the kamacite phase ranges from 5 to 15 wt%, but 95% of the ferromagnetic phase is represented by 5% Ni kamacite. The considerably low value of I_s suggests a presence of taenite phase also.
- (iii) Yamato-75-105 The ablation zone (2 mm thick) of this sample consists of small recrystallized grains of kamacite surrounding pools of oxide. EMS analysis has shown that the oxides filling the black lines are iron-nickel phosphide oxide particles which resulted from melting of $(\text{FeNi})_3\text{P}$ particles (at $\sim 1000^\circ\text{C}$) during the reheating process. The grains of (75% Fe, 10% Ni, 15% P) are surrounded by an enveloping phase of (91% Fe, 7% Ni, 2% P) within the low Ni kamacite matrix (95% Fe, 5% Ni). These results suggest that the whole sample was reheated to the melting point of $(\text{FeNi})_3\text{P}$, namely about 1000°C .
 The magnetic parameters, such as $I_s = 190 \text{ emu/gm}$, Curie points $\Theta_1 = 770^\circ\text{C}$, $\Theta_2 = 360^\circ\text{C}$, and phase transition temperatures $\Theta_{\alpha \rightarrow \gamma}^* = 785^\circ\text{C}$ and $\Theta_{\gamma \rightarrow \alpha}^* = 661^\circ\text{C}$ are in consistent with the metallographic structures.

百瀬寛一

信州大学理学部

地殻中の酸素分圧を知らず還元状態を知らず自然鉄の研究は重要である。しかし現

在までに自然鉄の発見例が少なく、また発見されても西之島新島と Greenland の Disko の場合のようにその成因が不明の場合が多い。本研究はまず一般的に火成岩中に自然鉄が存在するが否かを明確にするために熱磁化測定用の岩石試料として典型的な Tholeiitic basalt を用いた。主な試料はハワイ島のキラウエア・マウナロア両火山の熔岩、マリアナ諸島のマウカ島・アグリハン島・バガン島及びアタリハン島の熔岩、三宅島に分布する各噴出時代の熔岩である(ソレイアイトを主眼の対象としたのは西之島新島の熔岩が Tholeiitic である点もあるが、この系列の岩石は酸素分圧の小さい還元的性質の条件下で生ずる系列の岩石であるとして一部の岩石学者によつて考へられて来たことによる)。

これらの岩石中に含まれて居る強磁性鉄物について Curie 点の測定、反射顕微鏡による鉄鉱物の観察結果は1つの自然鉄も発見されなかった。

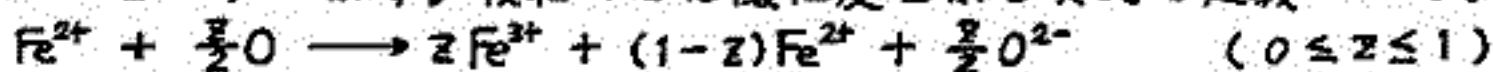
岩石試料の収集範囲がかなり広域的である点も考へると火成岩中に自然鉄が存在し得ることとが一般的であるように思われる。

西谷忠師
東大理

Fe_2TiO_4 と Fe_3O_4 の固溶体— $xFe_2TiO_4 \cdot (1-x)Fe_3O_4$ —チタノマグネタイト (β 相) の性質はよく調べられており、自然の岩石中にも存在する。自然物中には酸化された状態のもの (γ 相) もあり、磁氣的性質その他に β 相との相違がみられる。どのような変化をさるかを実験的に調べたものに主として二つある。

Ozima Sakamoto J.G.R. 76 (1971) 7035
Readman O'Reilly J.G.G. 24 (1972) 69

両者共合成したチタノマグネタイトを $300^\circ C$ 以下で加熱して酸化実験を行ない、格子定数キュリー点の変化を調べている。 $x=0.7$ のチタノマグネタイトを酸化させていた場合の格子定数の変化を (図1) に示す。横軸の z は酸化度を示し次式で定義される。



$z=0$ は酸化されない場合、 $z=1$ は完全に酸化された場合である。

(図2) はキュリー点の変化を比較している。

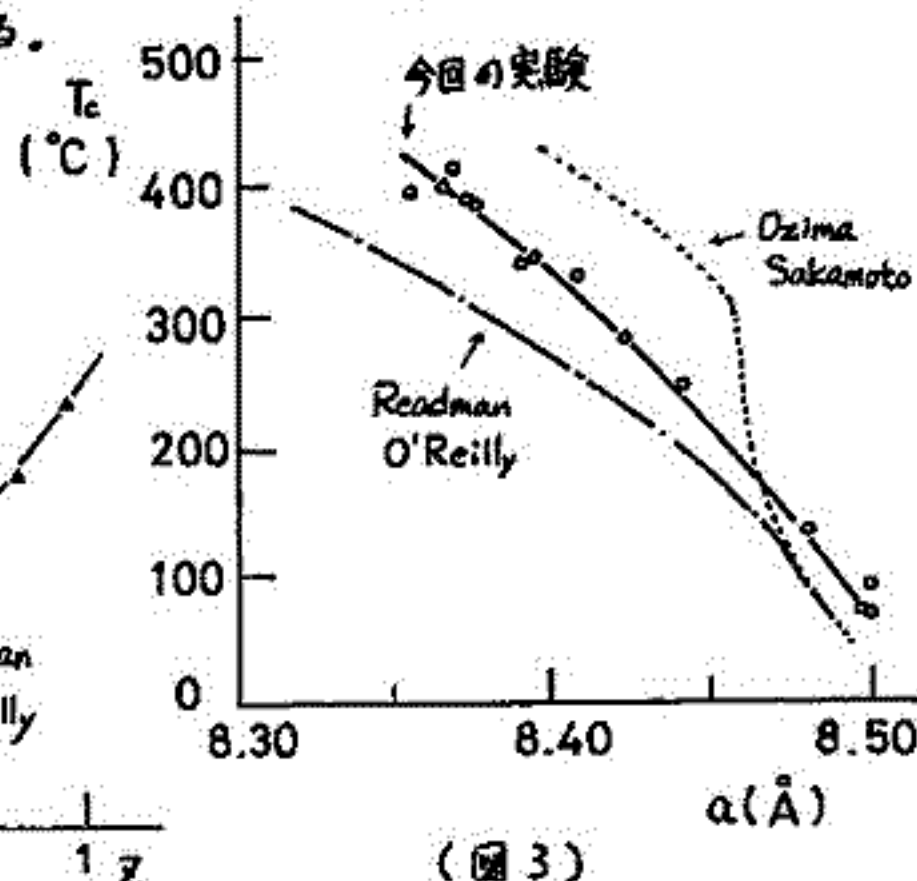
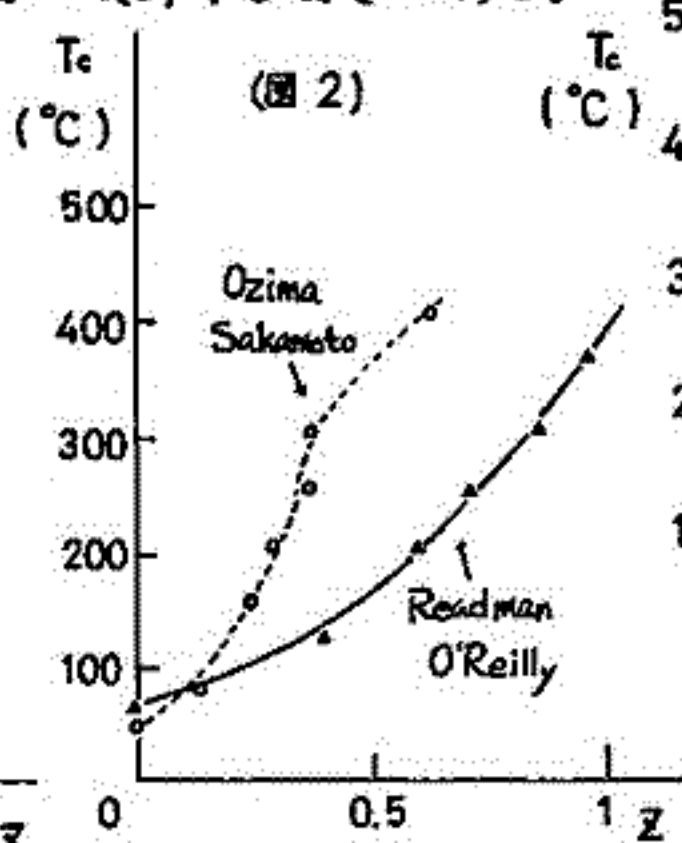
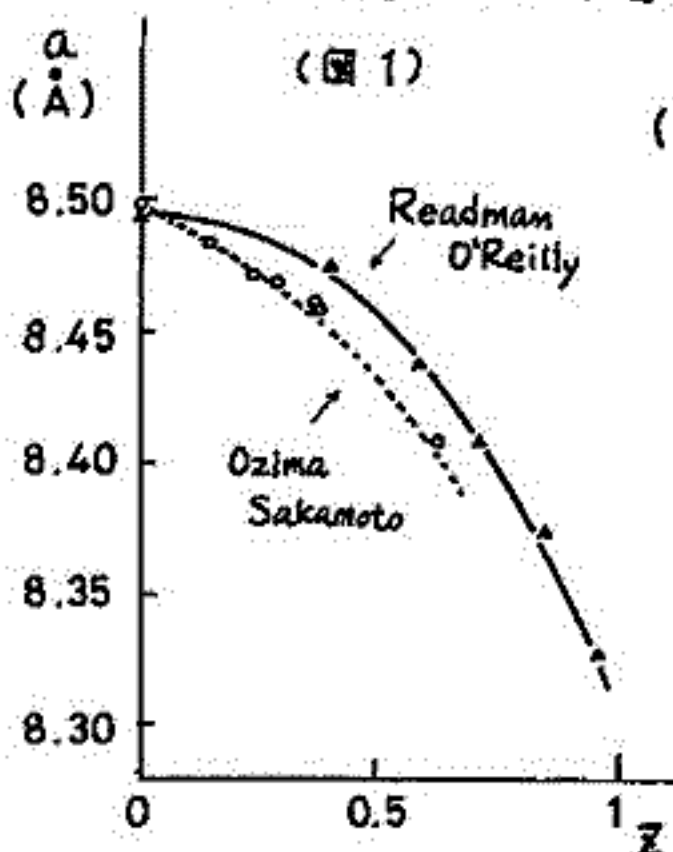
二つの図から両者の実験は一致しないことがわかる。Readman O'Reilly は $z \approx 1.0$ まで酸化し、一相であるとするのに対して、Ozima Sakamoto は $z \leq 0.3$ の時のみ一相であると主張している。

この相違はどのような理由によるものかを確かめるため、同じように合成チタノマグネタイトを酸化させて、格子定数、キュリー点の変化を調べてみた。

実験方法はまず $x=0.7$ のチタノマグネタイトを合成し、ボールミルの後、空气中で加熱するというものである。その結果を (図3) に示す。ここでは横軸に格子定数、縦軸にキュリー温度をとっている。この実験から言えることは次のことである。

1. $x=0.7$ に対する実験結果は Ozima Sakamoto, Readman O'Reilly のどちらとも完全に一致はしないが、傾向は Readman O'Reilly の方に近い。
2. 粉末X線法で調べた限りでは $z \leq 0.3$ のみ一相であるとする Ozima Sakamoto の主張は正しくないと思われる。

また、 $0 \leq z \leq 1$ において一相を存在すると Readman O'Reilly は主張しているが、この点に関しては十分に検討する必要がある。



河野 長
東京大学理学部地球物理

実験室での加熱に伴って試料の磁性が著しく変化することがしばしばあるが、これは、特に古地球磁場強度のように熱残留磁化 (TRM) の再現性が重要であるような実験にとって大なる誤差の原因となっている。玄武岩の磁性と加熱時の炉内の酸素分圧との関係についてはすでに報告したが、今回は特に実験上の興味が多い空気中での加熱の効果についてくわしく調べてみた。

試料は 1950-1951 年大島三原山溶岩で、磁性鉱物はイルボスピネル成分約 40% の 49/1 マグネタイトである。実験には直径 3 mm、長さ約 4 mm の円筒形試料を多数作製し、これを巨円筒状の直線型炉にアルミ缶に入れ、640°C に予熱した炉内に 3 分から 300 分間挿入する。この加熱前後の TRM (自然残留磁化、NRM を含む) の強度とヒステリシス諸量をスピナー磁石計と振動磁石計で測定し、また磁気天秤で J_s -T カーブを測定した。

結果の一部を Figs. 1, 2 に示す。はいめきゅ!!

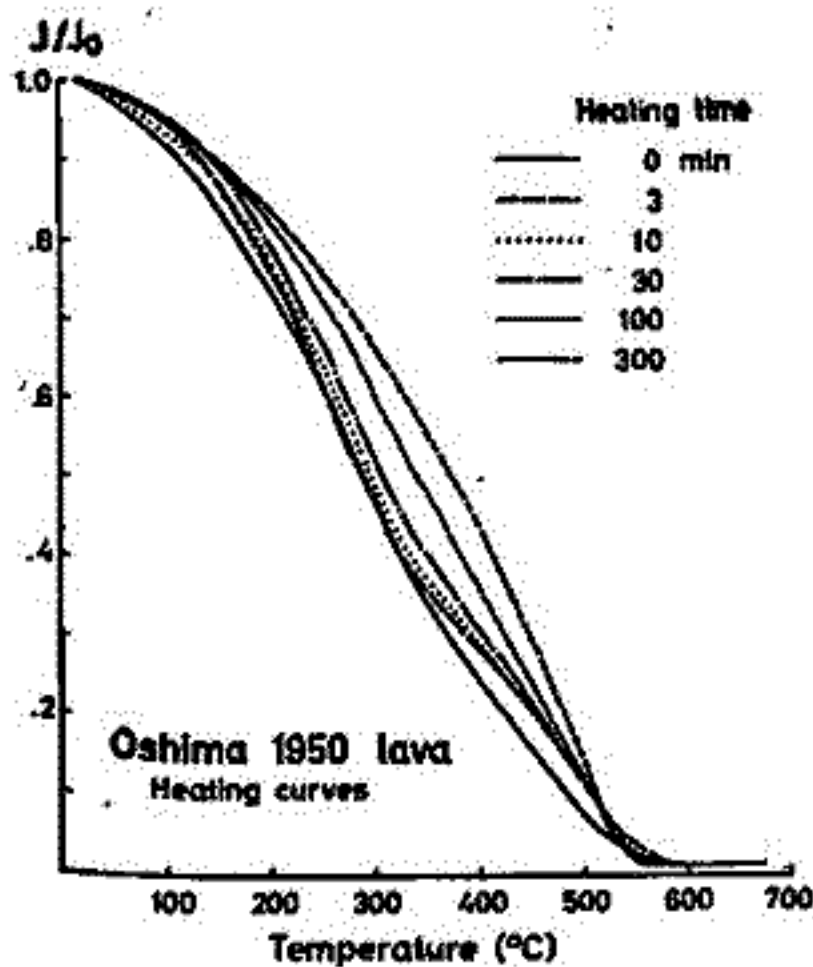


Fig. 1. J_s -T カーブの加熱に伴う変化 (5.5 kOe, 10^5 Torr)

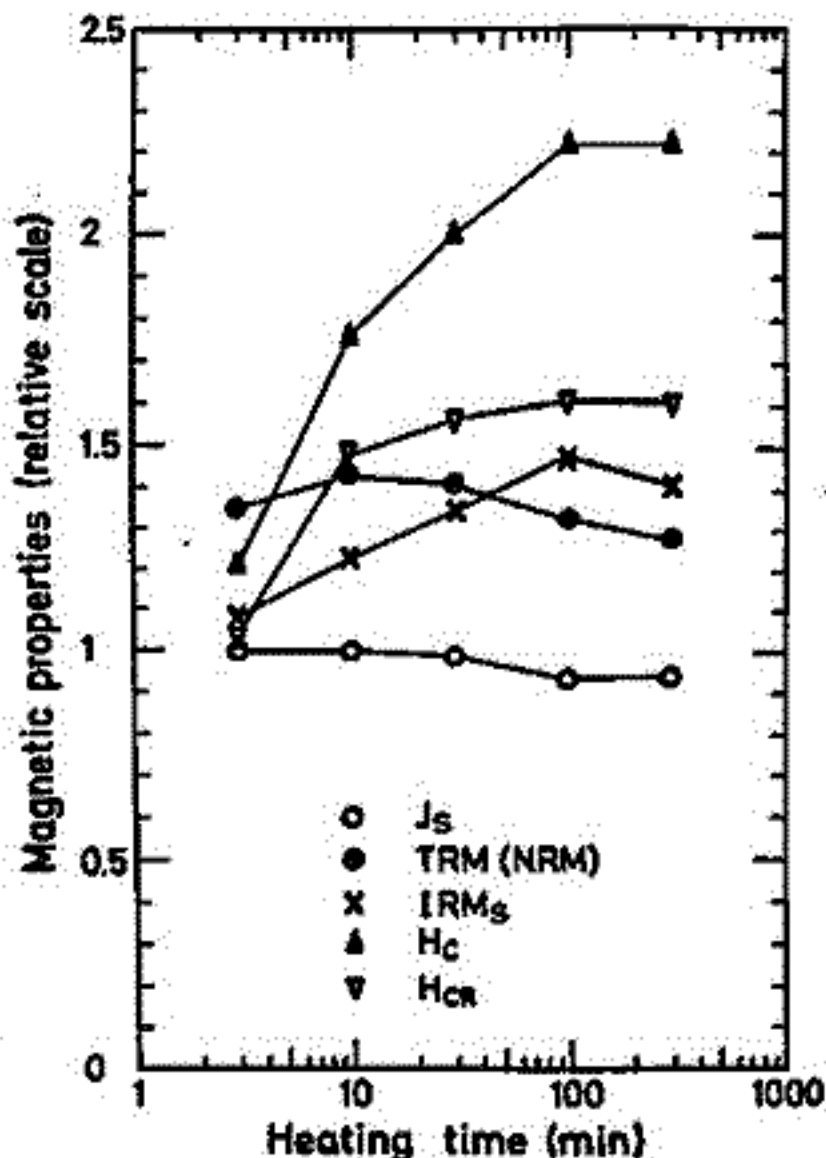


Fig. 2. 試料の磁気的性質の加熱による変化。加熱後の値を加熱前の値 (TRM については NRM) で割った値。

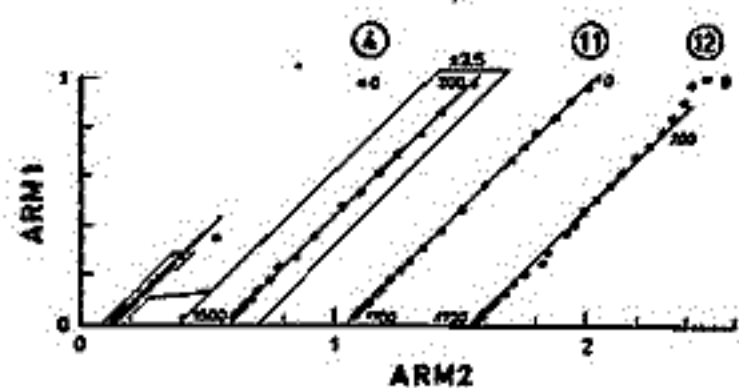
一点から 300°C 付近にあったのが、加熱時間が長くなるにつれて 530°C 付近まで上昇する。これにともなって、保持力 H_c や H_{cr} は顕著に増加し、また自然残留磁化強度 $IRMs$ も増大する。一方、 J_s の変化は顕著ではなく、また TRM 強度は 10 分程度の加熱のとき最大になり、以後減少する。

これらの結果は 49/1 マグネタイトの高温酸化によることを定性的に説明できる。つまり、49/1 マグネタイトが酸化によって Magnetite_{ss} + Ilmenite_{ss} に解離すると考えられると、 J_s には顕著な変化はなく、粒子の分割によって π イス² が小さくなるために保持力は増大する。また $IRMs/J_s$ 比は加熱によって増しており、粒子は単磁区粒子になると考えられると都合よく説明できるようである。

交流消磁と Anhyseretic Remanence (ARM)

を用いる古地球磁場強度決定法の信頼性

河野 長 (東大理)



← Fig. 1
Shawの方法
の成功例。

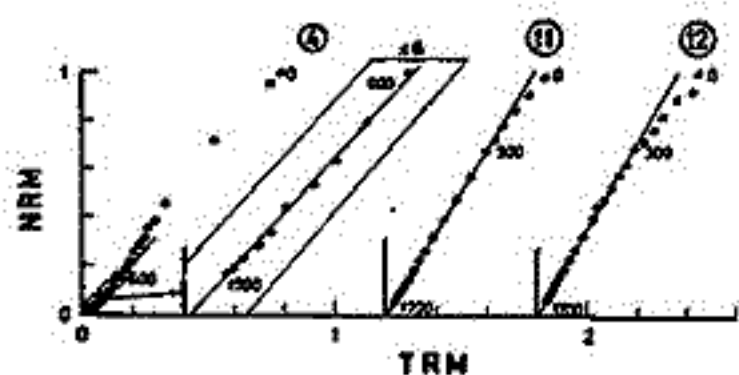
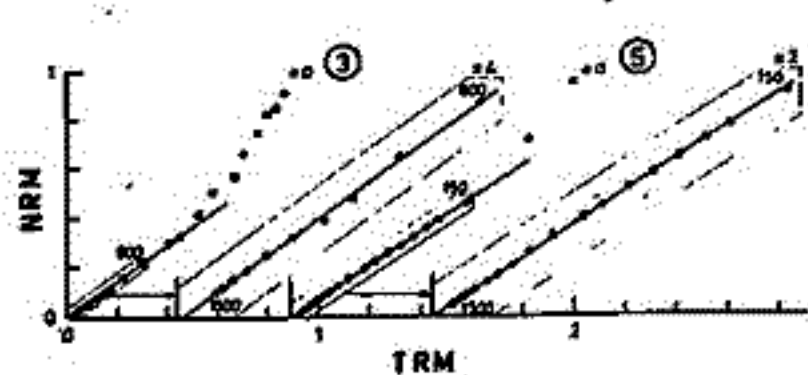
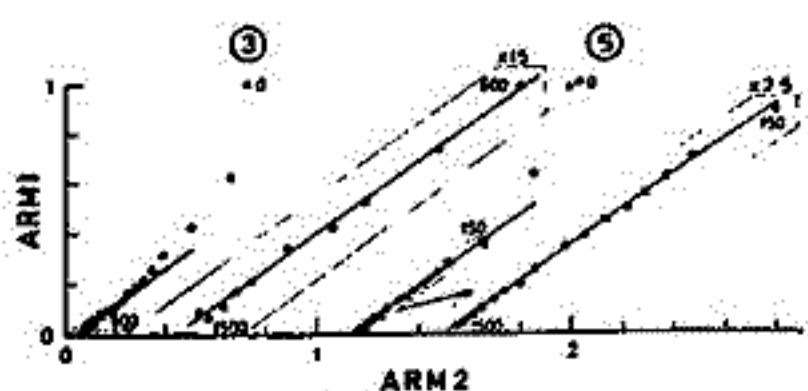


Fig. 2 →
加熱により残
留磁化獲得能
力が変化した
が、磁化の間
の線型性が保
たれている例。



交流消磁は熱消磁より手軽にでき実験の能率をあげることができる。このため、交流消磁スペクトルの比較から磁場強度を求めようとする方法がいくつか提唱されたが、これまでのものは加熱による変化が検出できない点か欠点で、Thellier法にくらべて信頼性が著しく低かった。Shaw (1974)はARMの消磁スペクトルを加熱前後で比較することにより、加熱時の変化の有無をモニターする方法を発表し、この欠点を克服することが可能になった。今回、約5ヶ月間リバプール大学に滞在した際に、11種の火山岩の試料22個にShawの方法を適用し、この方法の信頼性を確かめた。

使用した岩石は、噴火年代のわかっている大島、三宅島、1171の玄武岩5種類、および数千年~3400万年の間の年代決定がすでにわかっている安山岩一流紋岩6種類で、いずれもThellier法によって古地球磁場強度が求まっている。

Shawの方法に従って、(1)NRMを1500(又は1700)Oeまで段階的に消磁、(2)最高磁場(1500又は1700Oe)と直流磁場0.5~4Oeの組合せでARM(おつくり(1)と同様に段階消磁、(3)TRMを作り段階消磁、(4)ARM2を作り段階消磁、(5)ARM1-ARM2のグラフで磁化の変化してはいない区間を求め、その区間のNRM-TRMの勾配から磁場強度を求めた。

Fig. 1は理想的にうまくいった例を示す。このような場合にはThellier法と同様に信頼できる結果が得られる。Fig. 2はARM1-ARM2の勾配が1でない直線になる例で勾配変化を補正すると正しい結果が得られる。Fig. 3はTRMとARMの関係を示したもので、鉄粒子の場合に提唱されているようにTRM/ARMが一定になることはなく、強度は求められない。

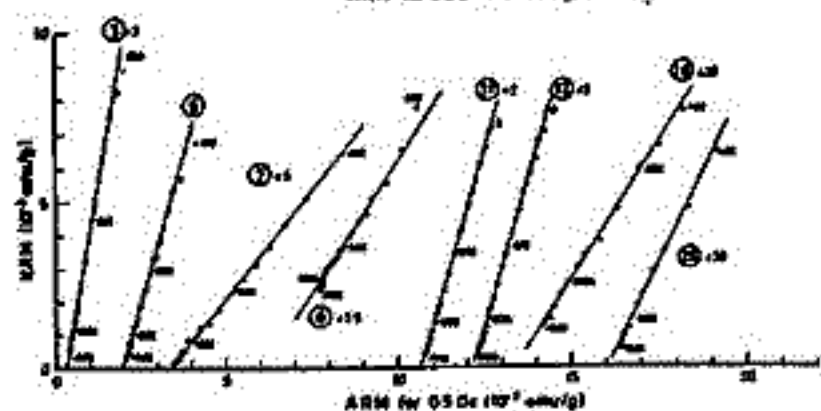
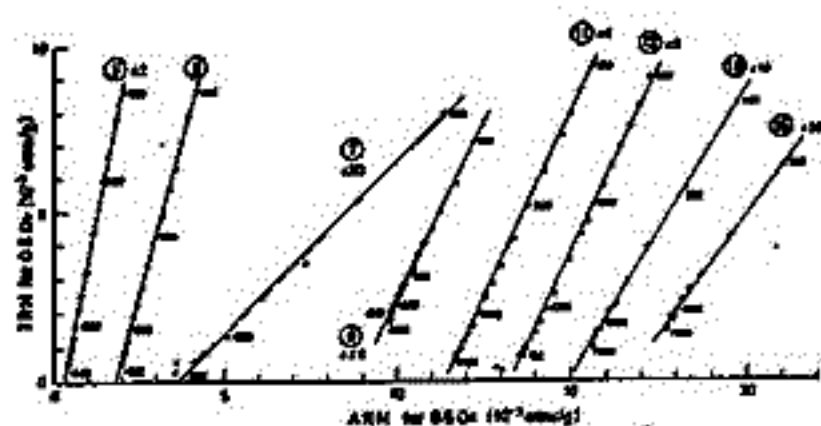


Fig. 3. TRMとARM2 (上), NRMとARM1 (下)の間に線型性のある場合

II-64 堆積物の持つ残留磁化に対する磁性鉱物粒子の濃度の影響

浜野洋三 浜 真一
東京大学理学部

堆積物の持つ残留磁化は、それらが沈降、堆積した後で獲得したものが大きな割合を占めることが実験的に確かめられている (Khramov (1968), Kent (1973) etc.)。このように堆積物中の磁性粒子が堆積後も磁気的な作用で動き得るとすれば、磁性粒子間の磁気的な相互作用を考慮する必要がある。特に人工試料を用いて残留磁化強度の依存性(温度・圧密度等)を調べて実際の堆積物に应用する場合にはこの考慮は重要である。ここでは磁性鉱物粒子濃度の残留磁化強度に対する影響を実験的に調べ、理論的な説明を加えた。

実験はタルクとマグネタイトの混合物を試料として用い、蒸留水中で沈澱した状態から地球磁場中で圧密を加え、その過程で獲得した残留磁化強度が試料中のマグネタイトの含有量によってどう変化するかを調べた。結果は第1図中の黒丸で示されているが、ここで縦軸は試料中のマグネタイト単位量あたりの残留磁化の大きさを表わし、横軸は残留磁化を測定した状態でのマグネタイト粒子の試料全体に対する体積比(P: the packing ratio)である。マグネタイト単位量あたりの残留磁化の大きさは、試料中のマグネタイトの割合が増加するに従って急激に減少し、 $P=0.15\%$ では $P=0$ の極限值の60%程度になっている。この急激な濃度依存性は海底堆積物中の磁性粒子含有量の範囲でも、その含有量の変化によって残留磁化強度がかなり影響を受けることを示している。

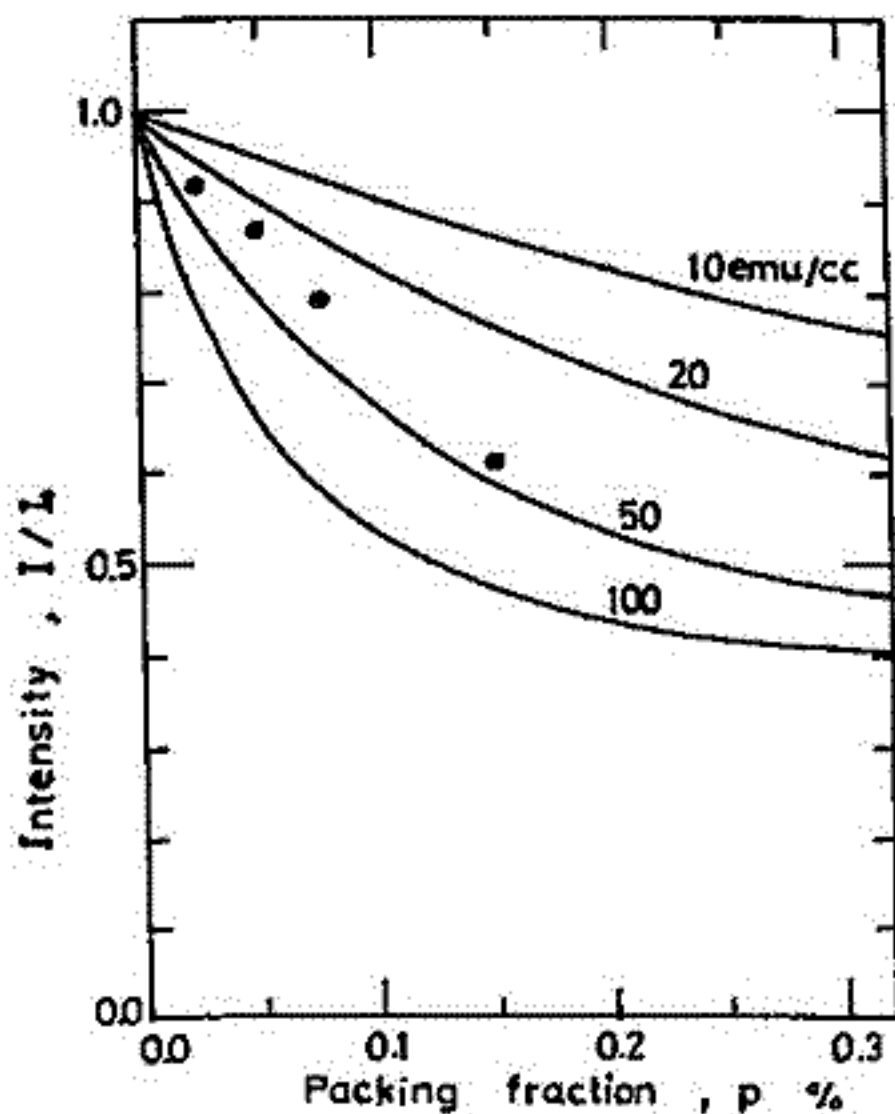
実験がかなり大きな変化を示したので、これに対する理論的な説明は必要である。非磁性の媒質中に分布した磁性粒子間の磁気的相互作用の厳密解は存在せず、また強磁性等の説明に用いられる分子場近似による取り扱いも、最近接粒子間の相互作用が重要である場合には全く正しくない結果を与えることが示されている (Kondorskii (1951, 1952))。ここでは最近接二体粒子間の相互作用だけを考慮して、磁化強度に対する粒子間の磁気相互作用の影響を調べた。試料中に磁性粒子が

random に分布しているとして、外部磁場H中の磁化の大きさIは、

$$I/I_0 = \frac{2}{3} \left[\frac{1}{x} (1 - e^{-x} (1+x)) + e^{-x} \right] + \frac{1}{3}$$

$$x = 4\pi pM/H$$

で与えられる。ここでMは磁性粒子の単位体積あたりの磁気モーメント、 I_0 は磁気相互作用がない場合の試料全体の磁化の大きさである。第1図には $H=0.40e$ として、Mをパラメータとした I/I_0 の値をプロットしてある。実験で得られた値は、マグネタイトの磁化の強さが30~40 emu/cc程度であるとすれば説明できる。実験に用いたマグネタイト粒子は平均直径が0.1 μ の程度であるので、この磁化の強さは妥当な範囲にあると考えられる。



井口 博夫

(信州大・理)

古地球磁場強度 (Paleointensity) を推定することは、地磁気の成因を論じることと重要である。火成岩を用いた Paleointensity を推定する方法 (KÖENIGSBERGER, 1938, の研究以来、種々の研究が行われてきた) は最も有効な手段である。しかし、この方法では Paleointensity の絶対値は推定できるが、火山岩を用いるため、連続変化を求めるときはできない。そのため、堆積物を用いた Paleointensity の連続変化を求める方法が試みられてきた。

実験室で得られた残留磁化の強度により、NRM強度を規準化して、相対的に Paleointensity を求めることが可能である。規準化には種々の方法が考えられており、JOHNSON *et al* (1948) は、IRM ($H=2000 \text{ Oe}$) を、NAKAZIMA & KAWAI (1973) は SIRM を、また、NESBITT (1966) は初透磁率を、それぞれ NRM の規準化に用いた。また、OPDYKE *et al* (1973) は、IRM, ARM, 初透磁率の変化と NRM の変化を比べ、地球磁場逆転時の磁場強度の減少について論じた。

今回、堆積物中の磁性鉱物はもともと TRM を持ち、と考えると、TRM と NRM の強度の比を用いた Paleointensity を推定する方法を試み、SIRM を用いる方法と比較した。

実験に用いた試料は、九州パライオ海嶺上駒橋海山南東方の海盆底 ($27^{\circ}34.5'N, 134^{\circ}24.5'E$, 水深 4575m, 地質調査所 GH74-7 航海, st. 185, P22) (水野ほか, 1975) より採取した core sample の一部である。この core sample は淡黄褐色のしだりした粘土からなり、上部から下部にわたって正常磁を示す。

実験の結果、試料を 600°C まで熱すると、真空中 (10^{-3} Torr 位) であるにもかかわらず、鉱物に変質することが明らかになった。鉱物に変質した 300°C の TRM を用いた規準化した。その結果、SIRM, TRM ($T=300^{\circ}\text{C}$) による NRM を規準化したとき、ほぼ同様の結果が得られた。

鉱物の変質の詳細は、反射顕微鏡観察、熱磁化測定により検討中である。今後の報告する。

References

- JOHNSON, E. A. *et al* (1948) *Terr. Magn. Atm. Electr.*, **53**, 349-372.
 水野篤行ほか (1975) フィリピン海域の地電学的諸問題, 105-111.
 KÖENIGSBERGER, J. G. (1938) *Terr. Mag.*, **43**, 119-130, 299-321.
 NAKAZIMA, T. and N. KAWAI (1973) *Rock Magnet. Paleogeophys.*, 34-38.
 NESBITT, J. D. (1966) *Nature*, **210**, 618.
 OPDYKE, N. D. *et al* (1973) *Earth Planet. Sci. Lett.*, **20**, 315-324.

(歪磁化の履歴現象)

Takesi NAGATA

National Institute of Polar Research

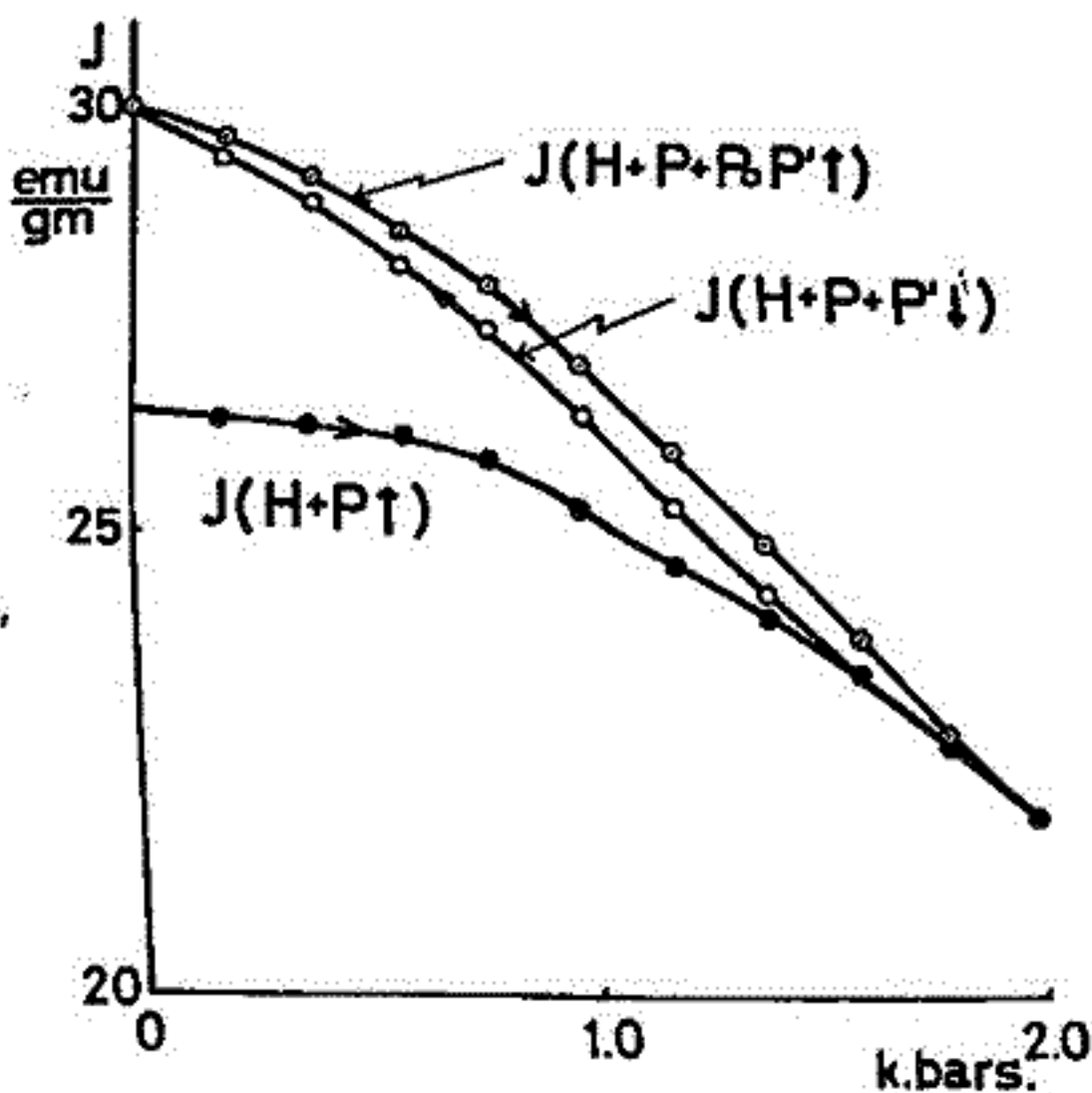
The magnetization changes of natural rocks caused by applications of mechanical stresses in various different modes have been reasonably well understood through experimental demonstrations and theoretical interpretations. Summarizing these experimental and theoretical results, it has been concluded that the piezomagnetic characteristics of the magnetic susceptibility and the stable TRM are attributable to a rotational change of the magnetic easy axes owing to an applied mechanical stress. On the other hand, the stress effect on IRM of magnetites and various igneous rocks have been experimentally studied in detail. It has been pointed out by Nagata and Carleton (1969) that all these experimental results are uniquely attributable to the effect of mechanical stress upon the movement of 90° domain walls.

However, there are still several unsolved problems in regard to the piezo-magnetization of rocks. One of the unsolved problems is the hysteresis of piezomagnetization, as shown in Fig. 1, where a change of magnetization by increasing a uniaxial compression (P) in the presence of a magnetic field (H), $J(H + P \uparrow)$, a change of magnetization by decreasing compression (P') from P in H, $J(H + P + P' \downarrow)$, and the magnetization change, $J(H + P + P_0 P' \uparrow)$, caused by a reincreasing compression P' after a completion of $J(H + P + P')$ down to $P' = 0$ in H are illustrated.

The observed fact that $J(H + P + P_0) > J(H_+)$ has been well quantitatively interpreted by the Nagata-Carleton theory, but the hysteresis loop consisting of the $J(H + P + P' \downarrow)$ and $J(H + P + P_0 P' \uparrow)$ curves (i.e. the hysteresis of piezomagnetization) can be explained by neither the 90° domain wall theory nor the axis-rotation theory. Experimental data on this piezomagnetization hysteresis have shown farther that

$$J(H + P + P_0 \dots P + P_0 P' \uparrow) = J(H + P + P_0 P' \uparrow) > J(H + P + P' \downarrow) = J(H + P + P_0 \dots P + P_0 P + P' \downarrow).$$

It is theoretically demonstrated that these observed characteristics of the piezomagnetization hysteresis can be attributed to a finite limited number of 90° domain walls. In the theory, a basic condition to result in the piezo-magnetization hysteresis phenomenon is a theoretical request that the total volume of magnetic domains, in which the effects of H and P are parallel and consequently cooperative, should be diminished more than that of other kinds of domains, in which the P-effect is antiparallel to the H-effect. Theoretical results thus obtained are at least qualitatively satisfactory in comparison with experimental data.



村上一昭, 鷺坂修二^a, 井上葵, 三島靖^b, 長島一男^c

理研, ^a信大理, ^b愛媛大理, ^c名大理

山上・海面高・地下の宇宙線観測データを用いて, 一次宇宙線強度変化スペクトラムの解析をするために, 両者の関係を与えるレスポンス関数が必要になる。本研究は, 山上から, 地下数十メートルまでについて, 一貫した考えによるレスポンス関数の計算をして, 上記解析に役立たせようとするものである。

計算方法は, 才々⁸回-S⁵の秋に述べた通り, 大筋はガイサーの方法にならいいながらも, 独自に合理性を追求している。前回の発表(才々⁹回-S⁵/春)に一応の結果を示したが, その後, 計算方法に改良を加えて繰返し, 最近データ解析に役立ち得る結果を得るに至った。

改良された点も含めて, 計算方法のあらましは次の通りである。入射粒子のエネルギーおよび入射角を初期値として与え, 空気核との衝突により派生する二次的核子と π -中間子について, それぞれの拡散方程式の解を使い, カスケードを必要な精度まで, 次代, 次次代...と反復計算する。(ガイサーの場合, 核子については近似の仮定でカスケードを *Bessel* の1次陪関数で置換えている。) こうして得られた π -中間子の強度から, *decay* による μ の発生と, そのエネルギー損失を考慮して, 与えた深さでの μ -中間子の強度を求めることができる。核子または π -中間子と空気核との相互作用のパラメータには, ISRの加速器の陽子-陽子衝突のデータを代用し, 更にこれを, Feynmanの *scaling* が保たれるとして, エネルギー的に高低何れへも拡張して用いた。K-中間子については, 核子または π -中間子と空気核との衝突で生じる一代目のK-中間子による K- μ *decay* の寄与だけを考慮に入れた。大気はU.S.A. 標準大気によっているが今後, 大気効果を検討する含みを持っている。

こうして単一入射陽子毎の運動量スペクトラムを計算したが, これをもとに, 一次粒子の組成およびエネルギースペクトラムを考慮して重ね合わせて, 大気の任意の深さでのレスポンス関数が計算できる。

その計算方法の妥当性の検討のために, μ -中間子の運動量スペクトラム, ロッシの放射線高度曲線, 宇宙線緯度効果を求めて, 実験と比較する。

N. Kodama, S. Kawasaki, K. Nakai, and M. Wada
Institute of Physical and Chemical Research

The accurate information on the water equivalent value of snowpack at remote locations is highly required, particularly in the fields of water resources development and continuous river stage forecasts during the spring melt season. Some existing techniques developed so far for this purpose, based on the use of natural gamma radiations or radioactive isotopes, involve some inevitable or unfavorable defects.

The feasibility of absorption characteristics of cosmic ray neutrons in water for determination of snowpack water equivalent has been tested since 1974. Measurements of cosmic ray neutron fluxes using the BF_3 neutron counter, with different designed moderators, have been made under the variable depth of water, in order to determine the intensity-depth curve as a function of neutron energy.

Results obtained at sea level and mountain site observations of snowpack using the IGY-sized counter, which have been performed covering three winter seasons, indicate that the determination of snow water equivalent is possible with about three percent error every several hours for the snowpack greater than 100 centimeter water equivalent.

Moisture in soil, altitude dependence and barometric pressure effects on the snow water equivalent values estimated from this technique are discussed in the course of development of the method. Several advantages inherent to the present technique superior to the other snow gauges are emphasized, that is, excellent potential in extremely deep snow, long-lived stability in remote operation, and no radioactive hazard in handling and maintenance of equipment.

The current stage of development based on the continuous operations at Arimine and Okutadami hydro-electric dams is summarized.

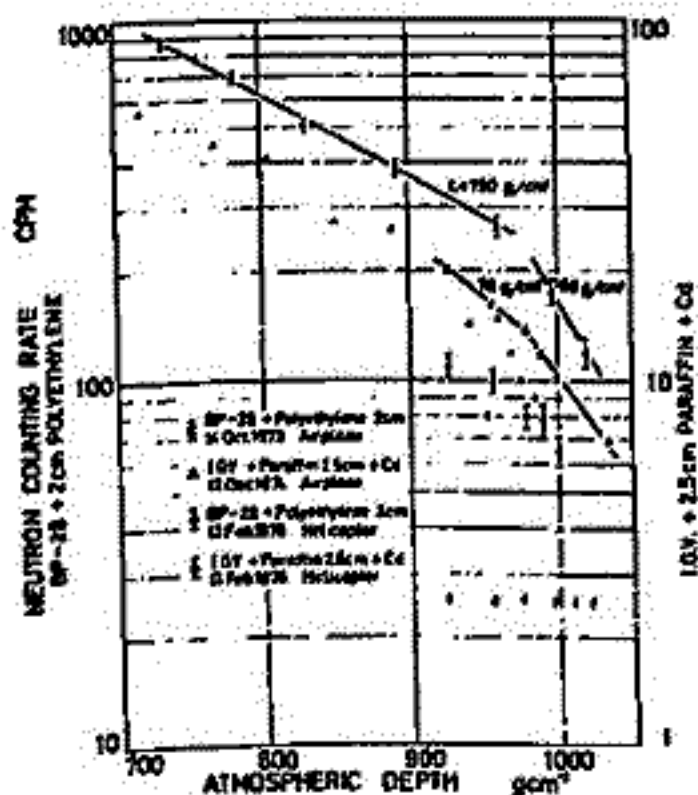
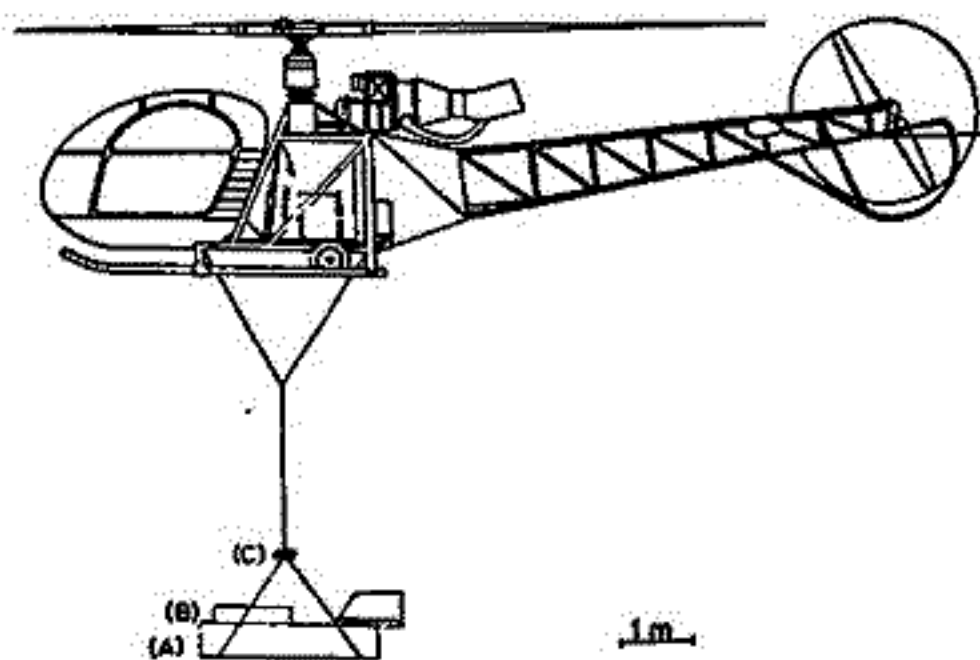
II-69 Anomalous Atmospheric Attenuation of Cosmic Ray Neutrons near the Earth's Surface

S. Kawasaki, M. Kodama, and M. Wada
 Institute of Physical and Chemical Research

The cosmic-ray-produced neutron flux in the lower atmosphere is subject to the environmental conditions, meteorological, geological and topographical. In particular, production and absorption rates of background neutrons in soil and ocean water make the altitude dependence of flux complicated near the air-land boundary. In order to search this term of problem, measurements of the atmospheric slow neutrons have been carried out, twice over the land and once over the ocean, as a function of altitude from 0 to 3000 feet. A pair of BP-28 neutron counters surrounded by the 2 cm thick polyethelen tube, with and without Cadmium shield each, were hung out of the helicopter.

Observation results from all of the flights reveal the existence of an abrupt change in the attenuation length of neutrons at around 500 meters height. The attenuation length changed from $\sim 140 \text{ gcm}^{-2}$ to $\sim 70 \text{ gcm}^{-2}$ with decreasing altitude over the land, whereas from $\sim 140 \text{ gcm}^{-2}$ to $\sim 50 \text{ gcm}^{-2}$ over the ocean. Also the neutron flux obtained over the land was somewhat higher than that over the ocean throughout the whole altitude range.

The observed anomalous attenuation change is discussed with respect to production and absorption behaviors of environmental background neutrons near the earth's surface.



II-70 Possibility of Coronal Propagation of Relativistic Solar Protons

M. Kodama, K. Murakami, M. Wada (Inst. Phys. Chem. Res.)
and H. Tanaka (Tokyo Astronomical Observatory)

As for the acceleration of high-energy electrons during the solar flare, sufficient evidence has been shown from the observations of the associated radio and X-ray emissions. These include an example of showing that it takes several minutes after the explosive flare onset to the acceleration of relativistic electrons of a few hundred KeV. However, few observations but a limited observation of associated gamma rays have shown directly the acceleration process of high-energy protons in the vicinity of the sun. No direct evidence has been found in relation to the acceleration of relativistic protons. It has been deduced only from the ground level enhancement of cosmic rays (named GLE) observed on the earth.

The explosive flare onset times of the fast-rising events selected from all the twenty-six GLEs are precisely determined from time profiles of microwave radio emissions. It is found that the time elapsed from the explosive flare onset to the GLE onset distributes around an average of twenty minutes with the standard deviation of three minutes in the case of the fast-rising events, regardless of the longitude of the parent flare position. Also it is shown that the fast-rising GLEs occurred when an active sunspot, defined by Area 2000 and Importance 3, appeared in the longitudinal region 25°W to 55°W from which the direct propagation to the earth is preferable.

Hence, the above extremely small deviation of three minutes may suggest a possibility of helio-longitudinal rapid propagation of GeV protons along the magnetic lines of force bridging between the parent flare position and the sunspot region near the root of the interplanetary magnetic field connecting to the earth.

桜井邦朋

神奈川大学工学部

太陽宇宙線の観測 ($\approx 10 \text{ MeV/n}$) から推定された水素核のヘリウム核の対する教比, P/α は $13 \sim 16$ (15.9 ± 0.67) である。この教組は, プロミネンスのスペクトル分析から求められたものと大体一致している。ところが, 太陽研究の標準モデルによると, 原始太陽雲 (Primordial Solar Nebula) の化学組成は, $P/\alpha \approx 11$ であることが要求される。

現在, 太陽中心部で起っている ${}^8\text{B}$ の β 崩壊からのニュートリノ・フラックスは, この標準モデルに採用された P/α を用いて推定されている。もし故, $P/\alpha \approx 16$ が原始太陽雲の化学組成を示すのであれば, このニュートリノ・フラックスは必然的に変化する。まず, 太陽中心部の特性についてみると, 現在の明るさ, L_0 を維持するためには, 中心部の温度は, 現在の推定値より 300 万度ほど高くしなければならない。その時, 実際には, PP II 及び PP III 両過程からの全寄与は 2% 足らずに落ちるので, ${}^8\text{B}$ の β 崩壊によるニュートリノ・フラックスは, 現在の推定値と比べて, ひと桁以上小さくなる。 $P/\alpha \approx 16$ を採用すると, 原始太陽雲から太陽が誕生する際に, 物質分離などが起るとして Hoyle (1975) や Cameron 氏 (1976) による仮定は, 不要となる。

ところで, この問題となることは, O, B 型などの高温恒星や星間物質などの観測から知られた $P/\alpha \approx 10-11$ という結果が, 原始太陽雲の原始組成を反映しているのかどうかという点である。この問題に対する解答のカギは, これらの星や星間物質の生成年代が太陽の年齢に比べて, ひと桁以上若いという事実にある。

すなわち, 星の種族に因る現在の分組は星の進化時間 t_E にも関係するので, 細分類された星の種族と化学組成との関係を考慮して, 以上反めて, 原始太陽雲から太陽及び太陽系がいつ頃, どのようにして誕生・進化を研究して行かねばならない。

宇宙線恒星時日変化の長期変動

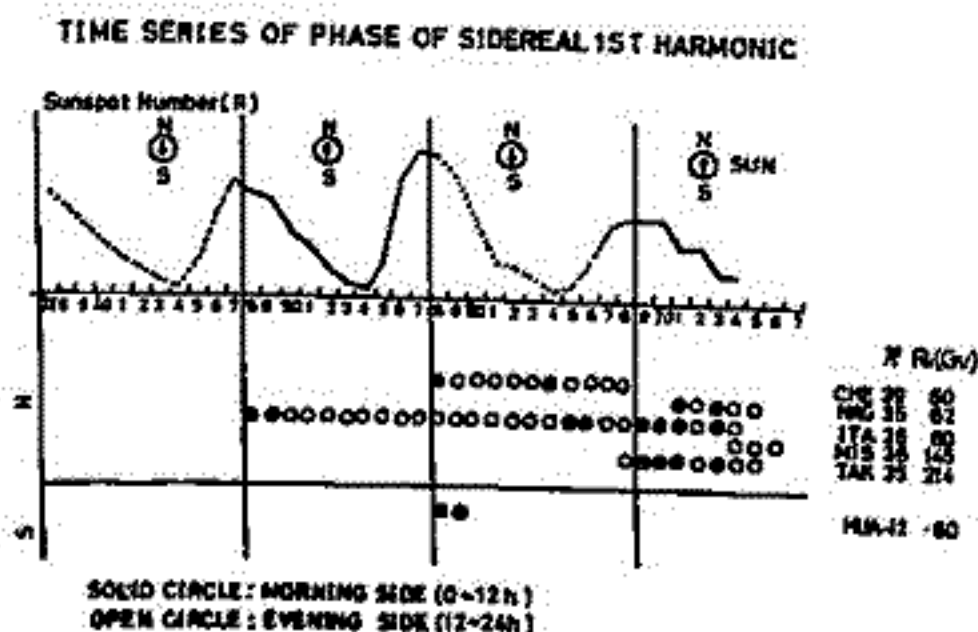
一之瀬 暎
信大 教養

森 豊, 豊江 新一
信大理

宇宙線強度の恒星時日変化の位相が、北半球において1969年に Evening Side (12~24h) から Morning Side (0~12h) に大きく変化したことが1975年の宇宙線国際会議で報告され、これが太陽磁場の極性の反転と同時期であることから、位相変化の原因を太陽磁場の極性の反転によるとした解釈がなされた。しかし図にみられるように恒星時日変化の位相は1974年に再び大きく変化し、以後はもとの Evening Side にもどつていく。このことは恒星時日変化の位相変化は太陽磁場の極性の反転によるものではないことを指摘している。

そのため最近長島等によって統一的解释が提案されている。即ち、銀河系内の宇宙線強度は銀河系の Arm に沿う Loss-cone 分布をしており、その α_1, α_2 成分が11年および12年変化を繰り返すため、このような位相変化が生ずるというものである。

今回は理研板橋における Ion Chamber (1948~1956年) 及び Cheltenham における Ion Chamber (1958~1968年) の結果を含む Loss-cone model について検討しているのだ、その結果を報告するつもりである。



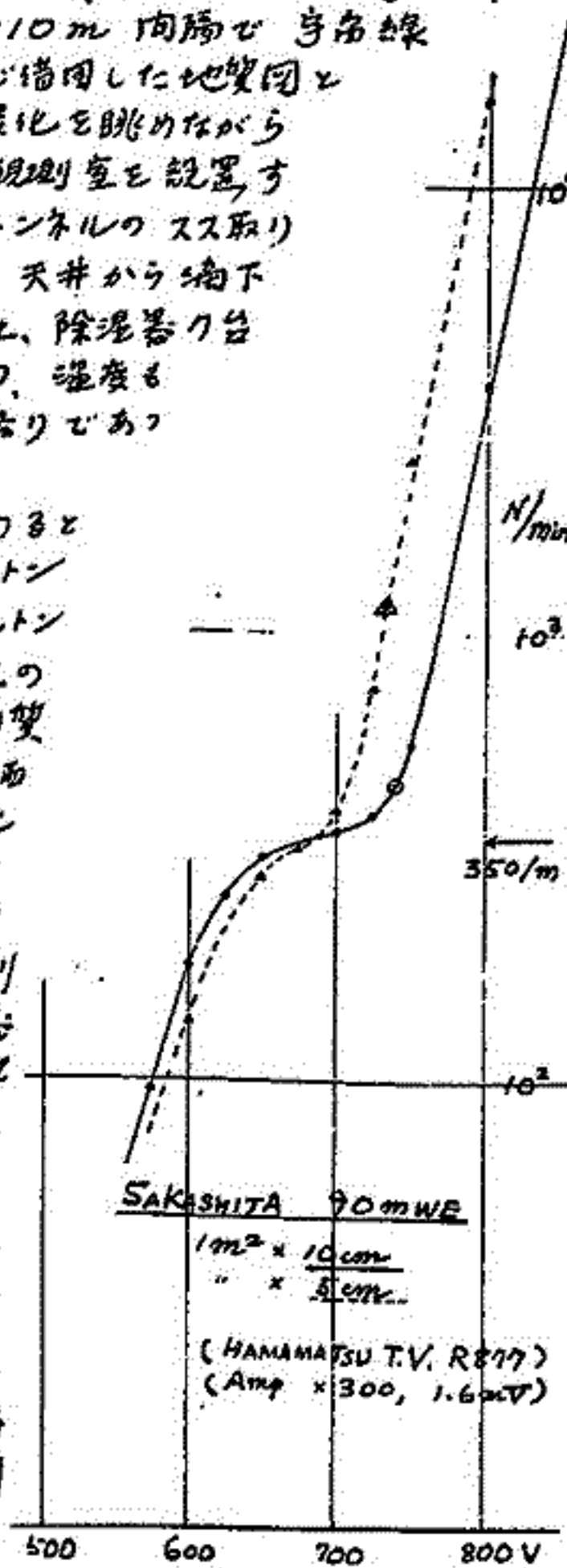
長島一男、上野裕孝、藤本和彦、藤井善次郎 (名大理)
近藤一郎 (東大守島線研)

I MS 期間に入って、既に一年半を経過したが、ここに観測を始める事が出来るようになりましたので報告します。

この準備は、1971年かう始め、先づトンネル探しから始め、現在使用中の岐阜県坂下町の旧国鉄トンネルの借用が決定したのは、中央西線複線化が完成した1974年10月であった。その間、トンネル内放射能等を測定すると共に、国鉄管理局及多治見株線区に通った。その後電力線を設置し、12月から1975年の一年間は、500mのトンネル内で守島線観測に最適の場所を探るために、移動式の小屋を作り、守島線検出器(1m²×4)を置いて、手動式で300mを5~10m間隔で守島線強度を測定した。このトンネルは地層が複雑で、国鉄に借用した地盤図と守島線の測定値を右手に持ち、トンネル内の湧水の季節変化を眺めながら結局防水工事場所を避けて、入口から300m地奥に観測室を設置することにし、30mにわたって50年以上経過したトンネルのスス取りをした。1976年に入って観測室の工事を始めたが天井から滴下する水量が予想以外に多く補修工事を行った。現在、除湿器の台を連続運転することにより85~90%の湿度になり、湿度も21.5±0.1℃になり工事が終了したのは昨年の終りであった。

1975年からI MS 経費を得て、観測室工事を進めると同時に、プラスチックシンチレーターの大量生産に入り、現在4トン(50cm×50cm×10cm, 160枚)を製作し、本年度の2トンを加えて、60m²の検出器を作る事が出来た。従来のモリマーから熱重合させる方法をやめて、ポリマーに蛍光物質を混合させる方法を開発し、これにより製品が均一化し価額も2/3近くになった。光電子増倍管は、従来輸入にたより良好なものを得られなかったが、浜松T.V. K.K. が

N/hour	U36/L24	5インチR877を開發し、この使用によって0.2μsecの同時放電測定には支障がなくなった。増倍管は中肉子モニター以来改良を加えて現在安定なIC-Ampを完成した。これらを使用してトンネル内の積分波高分布は右図のようである。検出器は本年度製作するものを加えると全体で60個となり上下に36/24と置く計数値は左表のようになる。現在同時放電回路を製作中で右表の時期には観測結果も得られるので、報告が出来るものと考えている。
22° NE	5.6 × 10 ⁴	
SE	6.6	
SW	5.2	
NW	5.8	
41° N	3.5	
E	4.9	
S	3.7	
W	4.0	
60° NN	1.5	
SS	1.5	



盛岡における宇宙線中性子成分の観測

千葉敏躬, 高橋八郎 (岩手大・教育)

盛岡(岩手大)における宇宙線中性子成分の連続観測は, IASY 期間の 1970 年 8 月から開始され, 現在に至っている。しかるに, この観測装置は, IGY 型なので計数率が低く, 以前から観測精度の向上が望まれていた。

このたび, IMB に連関して岩手大に NM64 型があらたに設置され, 種々な予備観測のうち, 1977 年 2 月から連続観測に入っている。今回は, この新装置の概要, 予備観測を含む若干の観測結果について, 他の monitor のそれと比較しながら簡単に述べてみる。

Plate 1 は, NM64 型の観測室の外観を, 又 Plate 2 は, 観測装置全体を示す。Fig. 1 は, NM64 型計数管の特性を示す。これより, 計数率は約 24000 c/hr であり, 又フラットーはおよそ 1.24 %/100V であることが知られる。Fig. 2 は, 気圧効果係数の試算のための図で, その値は -0.743 %/mb 位となっている。

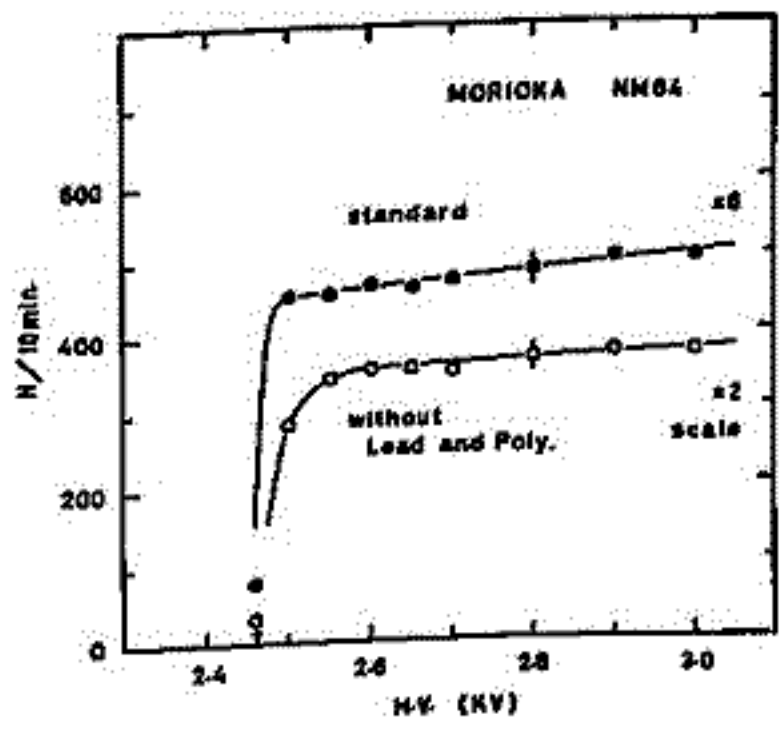


Fig. 1

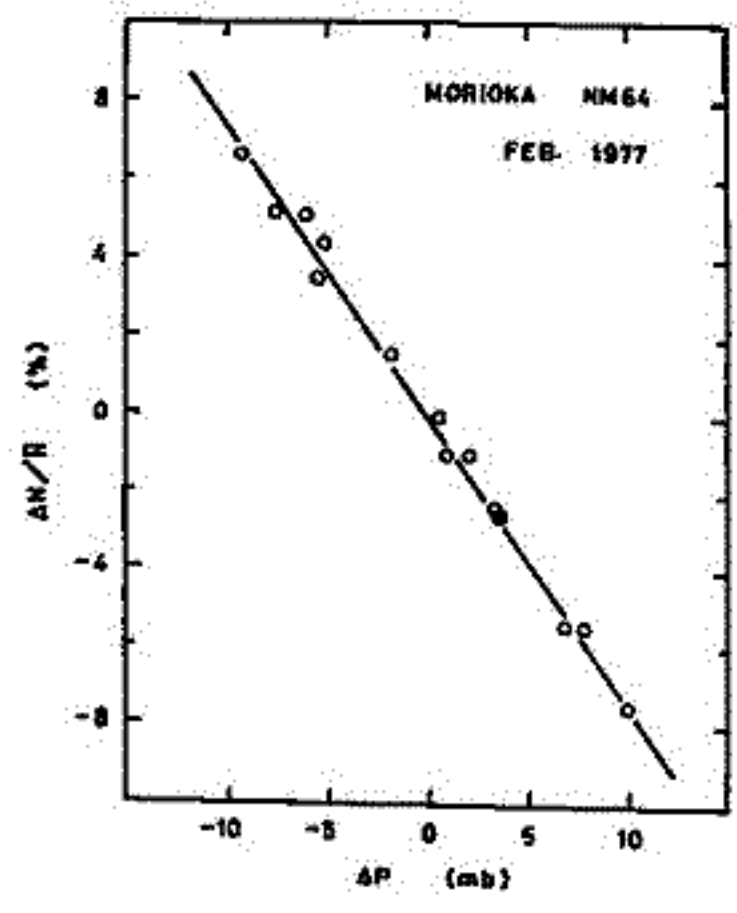


Fig. 2



Plate 1

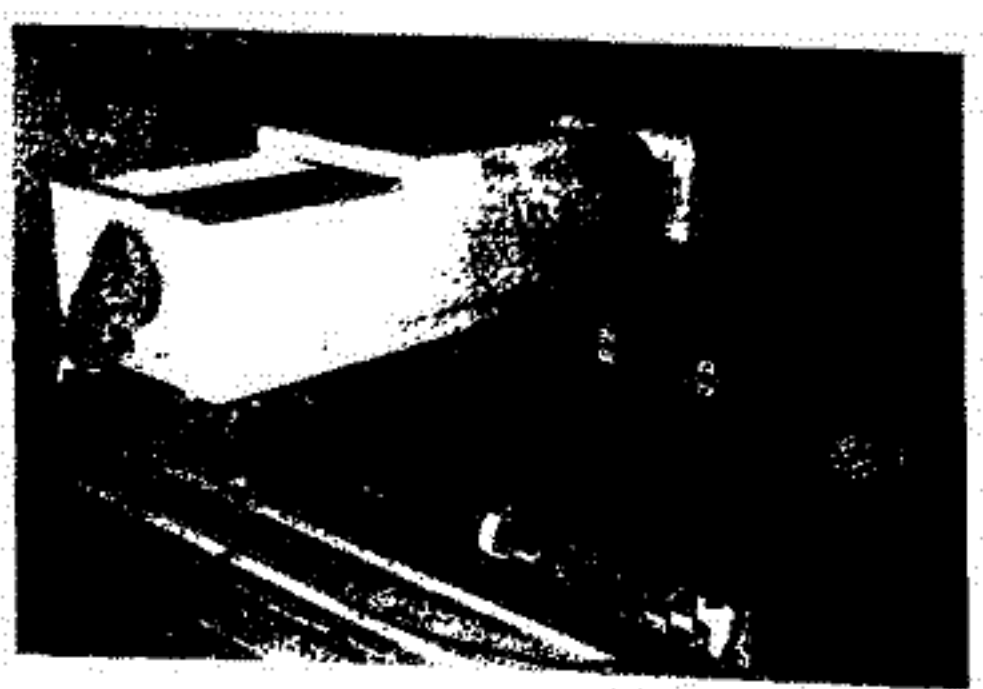


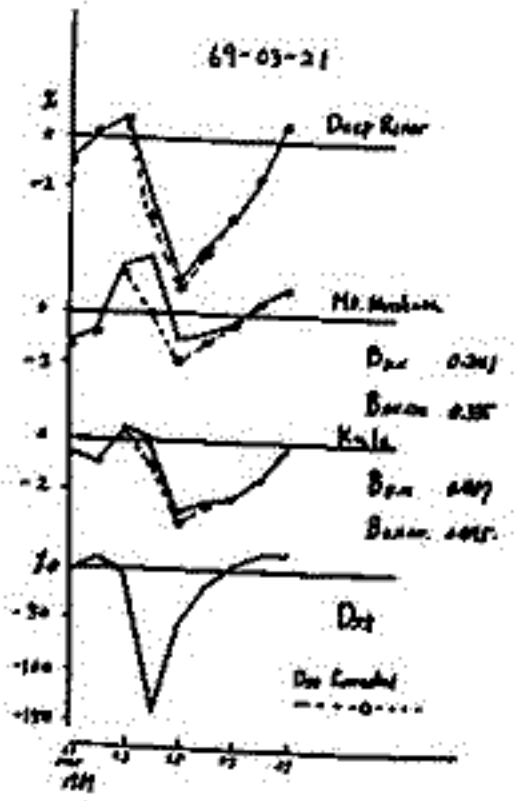
Plate 2

Forbush Decrease の機構.

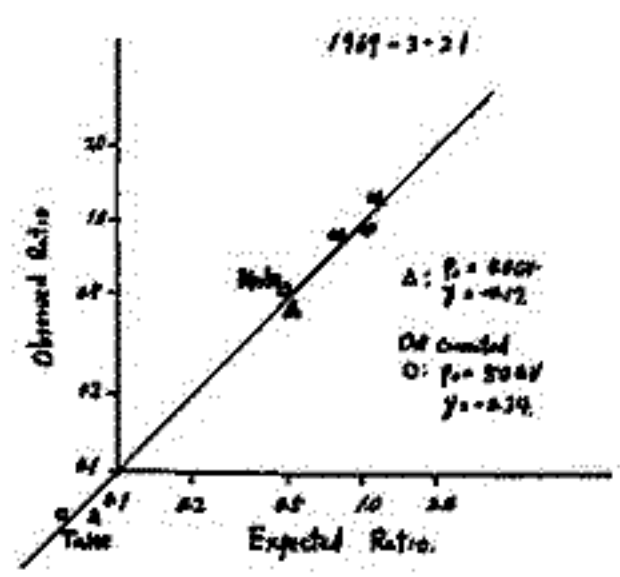
須田 友重, 三島 靖, 村上一昭, 和田 雅美
(気象研) (愛媛大理) (理研) (理研).

1969-1975 の間の 41 コの Forbush Decreases (FD) の解析を行った。前か5の
続きとして、地磁気嵐の Dst field による Cut-off Rigidity の変化から生ずる量を、Kando
の理論値を用いて補正した。第一圖の真線が補正した値である。この期間中 Dst
が 50γ をこしたものは 14 例、100γ をこしたものは 5 例、Max. は 1972-June-18 の 150γ で、
補正が結果に大きな変更をもたらさなかった。第二圖に、理論値と観測値を示してあ
る。Dst の補正をしたものがわずかによくなっているのがみられる。

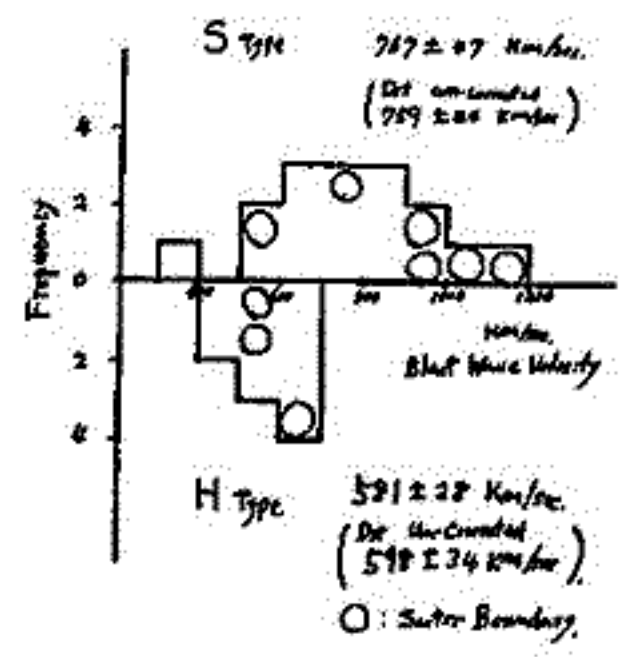
FD の変化スペクトルを、地下の宇宙線まで減るような Hard (H) なものと、地下に
はあまり変化をみえないような Soft (S) なものに分けた。第三圖に示す。Blast
Wave Velocity との関係は、S type で $767 \pm 47 \text{ km/sec}$, H type で $581 \pm 28 \text{ km/sec}$ と S type
の方が約 30% 速い。FD の減少率は、H に比し S の方が約 2 倍近く急激であり、FD
をこす領域が S Type のものが、小さいが急な境界をもつておると考えられる。
Flare との関係は、S Type のものが多く、最近 Barouch, Burlaga や G.D. Parker などが、
Flare からの shock wave で生ずる FD と、Corotation の場の変動で生ずる FD とに分けて
議論しているのに対応していると思われる。FD の shock wave 理論としては、E. Parker のも
のがあり、shock front での粒子の透過率(ψ)を parameter として、shock velocity と宇宙線の減
少量を求めてみる。観測値は、S-type のものは、合わせると $\psi \sim 0.4 \pm 0.1$, Kula で $\psi \sim 0.6 \pm 0.1$ とみられる。H Type のものは念はなく、こ
のことは、S Type のものは、比較的単純な shock で生じておるとみられる。Barouch
達は、地磁気嵐と対応しない FD のあることから、shock のものが FD をこすのでな
く、例えば shock にともなう磁場の強さが FD をこすと考えている。これらの事も
検討を加える。



第一圖



第二圖



第三圖

地上宇宙線に地下宇宙線データを用いた 1972 August Event
の三次元解析 - II

高橋八郎	千葉政躬	和田雅美
岩手大. 教育	岩手大. 教育	理研

最近 Murakami et al. により, 地上宇宙線に地下宇宙線中間子成分に対する Response Function が求められ, それにもとづき Fujimoto et al. によつて, 世界の主要地上宇宙線に地下宇宙線観測所における, これらの中間子成分に対する Coupling Coefficients が計算された。

1972 August Event は宇宙線現象としても, 今までの多くの人達によつて調べられてきたが, 世界各地に分布した多くの観測所からの地下宇宙線データを用いた研究は見当らないうちである。そこで我々は前回は, 今までの中性子成分に対する Coupling Coefficients と上述の中間子成分に対する Coupling Coefficients とを用いて, 地上 Neutron Monitor Energy から地下 60 m.w.e. の Meson Detector Energy にわたる広い Energy 範囲にわたつた August Event における宇宙線の Modulation の様子を探るため, 長島による解析方法を利用して, Preliminarily に, この三次元異方向性解析を行つた。

今回は, 次の ① ~ ③ に示すように, 前回の不備な点を補つて, 前回と同じ方法での再計算の結果を報告する。

- ① 地下中間子成分データを増した。即ち, 前回のものは Budapest, Hobart, Bolivia からのデータを追加した。
- ② データは全部, それぞれの観測所から Table にして送られた digital なものを採用した。前回は, 外国の観測所の中間子成分データは, 既に publish された文献中の Graphs から読みとられたものを採用した。
- ③ 中間子成分に対する Coupling Coefficients は, 前回以後, Fujimoto et al. によつて再計算された, より reliable なものを採用した。

得られた解析結果は, 前回のものと殆んど同じである。この August Event の期間には宇宙線と関連現象のデータ, 惑星内空間パルスデータのデータが数多く得られた。この解析結果をこれらのデータと比較検討して, 特に宇宙線の High Energy side の Modulation 機構を説明する。

STIP INTERVAL II (15 March - 15 May 1976) に おける宇宙線の強度変化について

千葉敏躬
若狭・教育

高橋八郎
若狭・教育

STIP INTERVAL II, 即ち, 15 March - 15 May 1976 の二ヶ月間には在場
中で, 多くの Solar-Terrestrial Phenomena が観測された*。この期間は
Solar Cycle 20 の minimum の直前頃に該当していることが非常に興味
深い研究対象になるといえる。

この期間の neutron monitor でも, この期間には, Fig. 1 に示したような
顕著な宇宙線強度変化が観測された。図中には Solar flares, Type
IV Radio Bursts, 地磁気嵐の amplitude (A_p), SSC 等も示したが, 宇宙線
強度変化とこれらの現象との関連は明白である。なお図中には示され
ていないが, 4月9日には Pioneer 10 2" Solar Wind Velocity Enhancements
が観測されたという報告がある。4月12日頃から始まる宇宙線強度減少
はこれと関連があると推測される。和田によると, 3月26日, 4月1日両日の
宇宙線強度増加は Storm Time Increases と見做される。

理研高橋をはじめ, WDC-C2 を通じて入手した多くの World-wide
Network Stations からの neutron monitor data も Fig. 1 と同様な時間
変化を示していることが認められる。

ここでは, 先行 preliminary に, この5全体の時間変化(強度変化)を
morphological に捉え, 関連現象との関係を吟味する。

*: Preliminary List of Significant Solar-Terrestrial Phenomena (20 March - 2 May 1976) by WDC-A
for STIP.

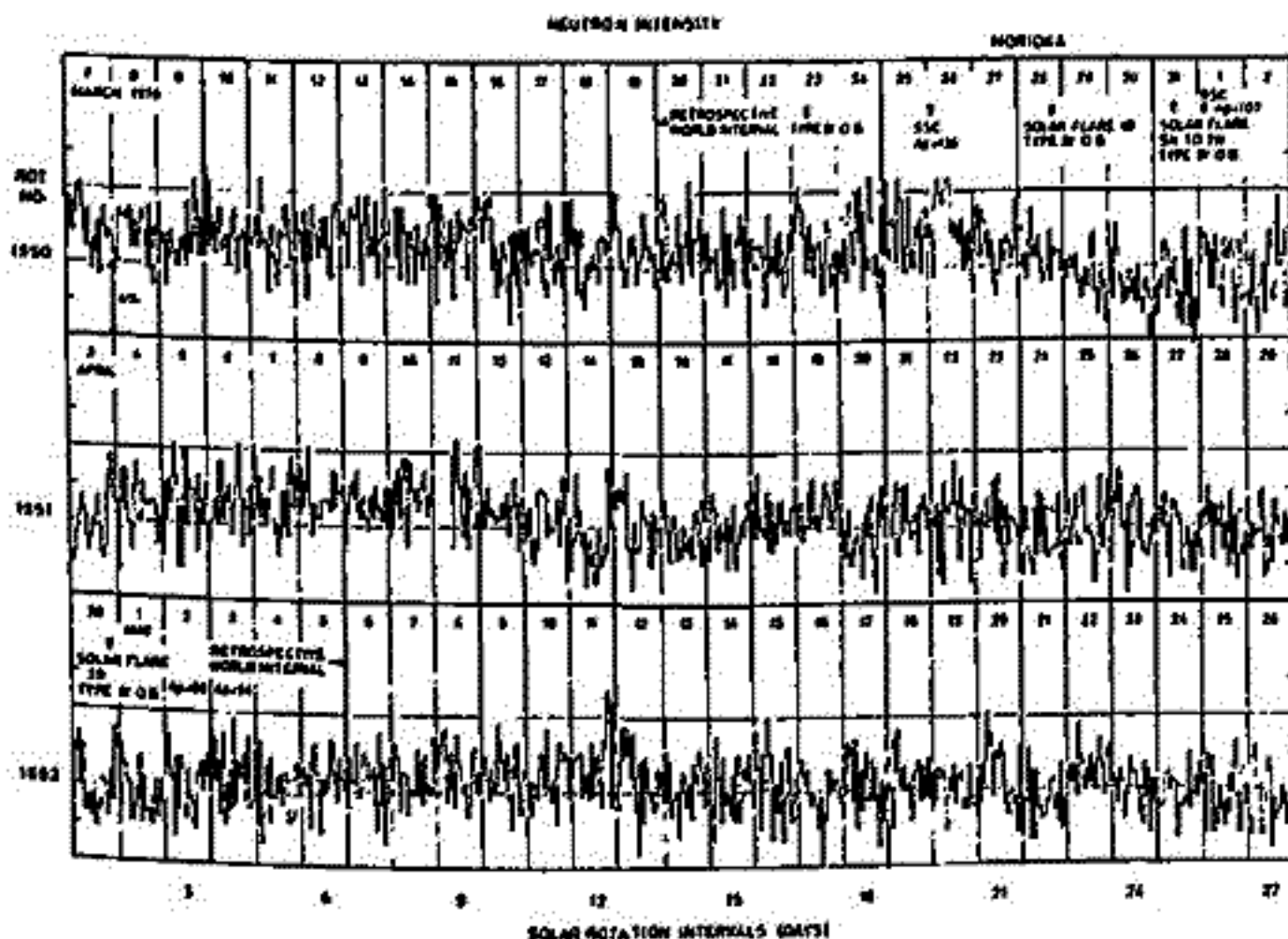


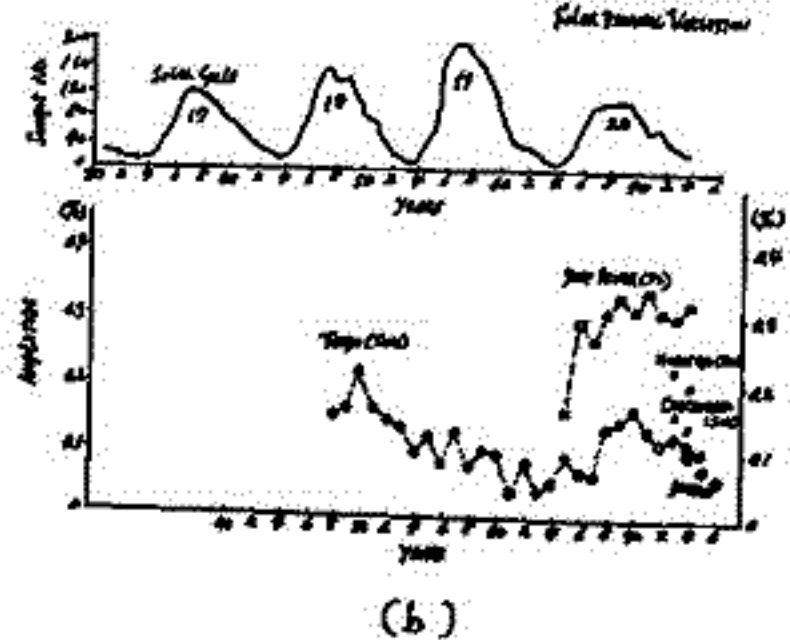
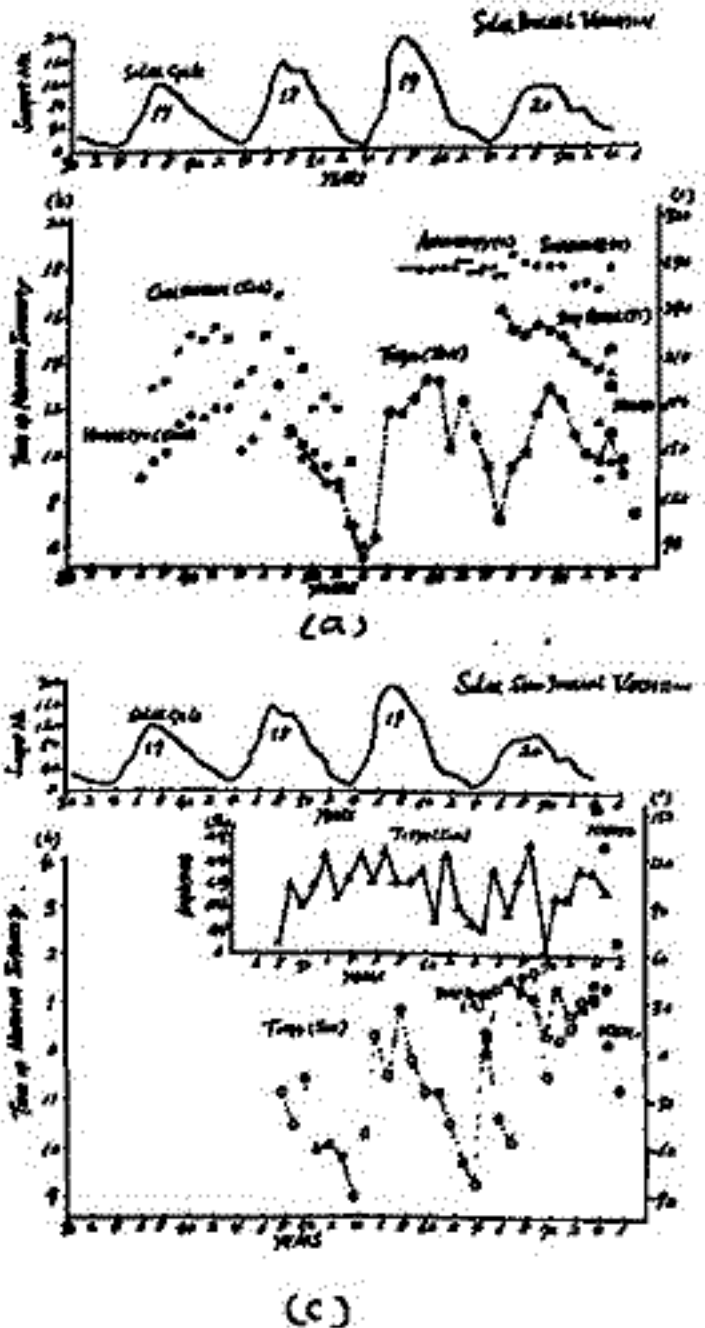
Fig. 1.

森 覚 安江 新一 (信大理)
 一之瀬 匡興 (信大教養)

宇宙線強度変化と太陽活動との関係は、よく研究され、太陽活動の消長に伴う諸量の減少が太陽から、空間磁場構造と相互作用の変動として理解される。

宇宙線強度変化中、いわゆる第1成分の11年変化は太陽活動と強い負相関を示し、これは太陽系空間での電磁的状態特に空間磁場構造の太陽活動に伴う消長によるものとされている。また宇宙線強度変化中、いわゆる第2成分(太陽降)の11年変化は、上記と同じ11年変化に重畳し、22年変化が存在する。これはThambayahpillai et al.¹⁾及びForbush²⁾により指摘された。これは一つは、11年周期で変化する太陽活動に起因する宇宙線の流れによるものと考えられ、他は元々存在する極域磁場の極性転換に起因する宇宙線の流れによるものと考えられる。図(a), (b), 及び(c)は宇宙線第1成分の逐年変化を示したものである。

今太陽活動極小期(1975~1976)は同様に1954から22年目以降あり、上記の変化を見るに好都合である。1973年の観測を基として、信大地下宇宙線ゲータを中心に、中性子成分及び以上中性子成分を用いて、変化の性質の一端を明らかにしようとする。



1) Thambayahpillai, T., & H. Elliot,
 Nature, Londn, 121, 918 (1953)
 2) Forbush, S.,
 J.G.R., 74, 3451, (1969)

図1

長島一男^A 上野裕幸^A 藤本和寿^A 藤井英次郎^A 近藤一郎^B 森屋^C

A 在大塚, B 在大塚宇宙線研究所, C 在大塚

宇宙線太陽時半日変化、及 1/2 日変化量, neutron monitor (Deep River, Itabashi) 及び多方向中子計、及 2 地下中子計 (Misato, Hobart) の Data を用いて、大塚 Rigidity 範囲は 12 GV, 2. 調査の結果、表に示す station の median rigidity を示す。

Primary Anisotropy の変化は γ 方向に Power-exponential 及び Power type を仮定して、最小二乗法により、方位性 θ の Rigidity Spectrum、及び方位角 ϕ の結果は γ 方向に報告した。次に方位性 θ の Rigidity Spectrum を仮定して、方位角 ϕ の Spectrum を求めた。新しい方法が採用された。上記の方法で求めた Spectrum と γ 方向に比較した。

この結果は γ 方向に示す半日変化量方位性 1/2 日変化量方位性 θ の方位角 ϕ の Spectrum を Loss cone model と比較して検討した。

Station		median rigidity (GV)
Deep River		~ 20
Itabashi		~ 45
Nonikupa	V	49
	E	57
	S	52
	W	51
	N	54
	2E	75
	2S	66
	2W	65
2N	69	
Misato	V	145
Hobart	V	184

Study of Higher Harmonics in Cosmic Ray Solar Daily Variation

長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎 (名大理)
近藤一郎 (東大宇宙線研)

長島による宇宙線強度異方性の三次元解析 formulation は, 宇宙線強度異方性の解析においては, 一日変化と同時に, 周期12h以下の higher harmonics 成分の情報が必要であることを指摘した。宇宙線日変化中の半日周期変化, 1/3日周期変化については乗鞍及び名古屋における高精度多方向中向き計のデータに基づいて既に多くの結果を報告してきた。今回は, さらに higher harmonics 成分である 1/4日周期以下の harmonics 成分の解析を乗鞍高精度多方向宇宙線計 (1969~) のデータに基づいておこなったのでその結果について報告する。

図1に乗鞍宇宙線計で観測した 1/4日周期変化の年平均と 1969~73年にわたり summation dial で示した。図は宇宙線日変化中には振幅 ~ 0.01% 程度の 1/4日周期変化成分が明らかに存在していることを示している。又5方向 (V, E, S, W, N) の観測 vector が一般的な phase relation を満たしていることよりその成因が extra terrestrial であることを示している。今回初めて存在が確認された宇宙線日変化中の 1/4日周期変化の特性及びその成因について報告する。又 1/4日周期日変化以上の higher harmonics 成分に対する解析結果を合わせて報告する。

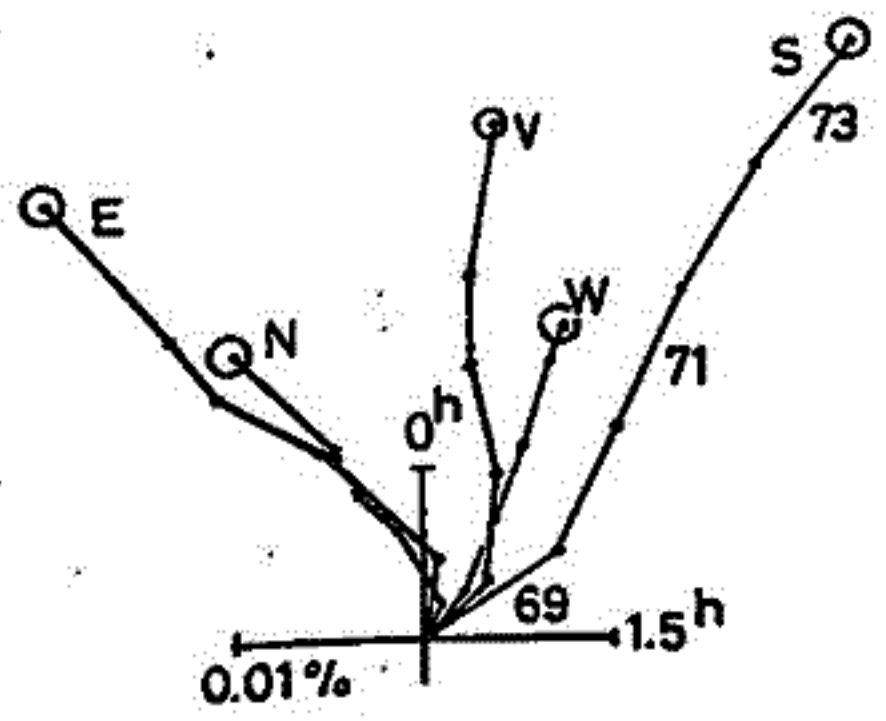


図1. 乗鞍高精度多方向宇宙線計により観測された 1/4日周期変化。
V: Vertical, E: East, S: South, W: West, N: North
Error Circle is counting rate is 1/year of 1σ.

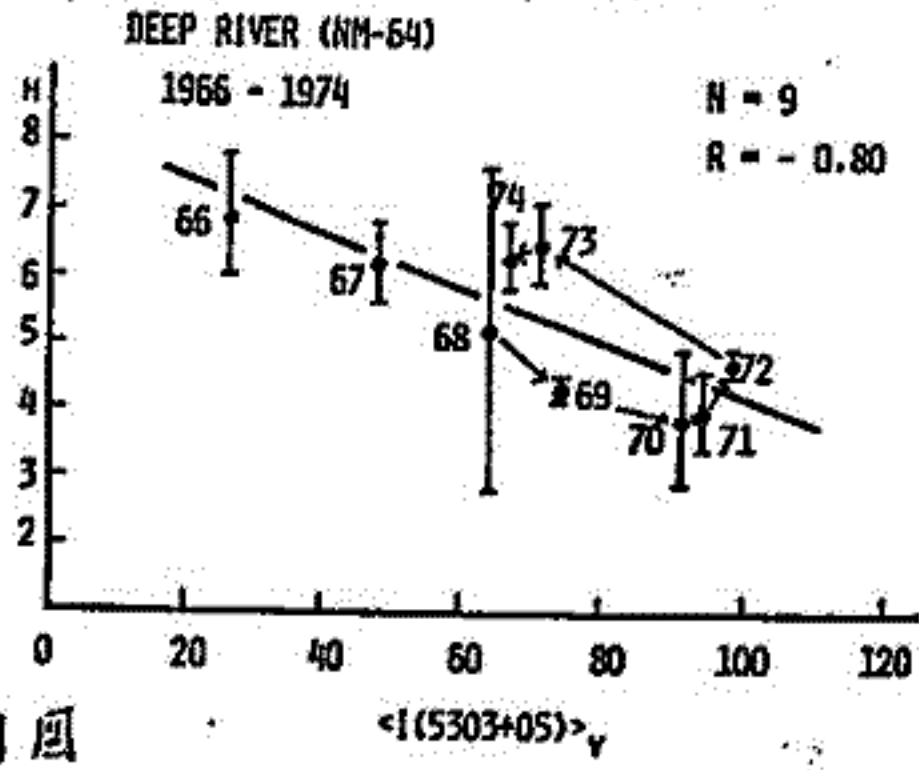
石田喜雄*, 菅野常吉*, 斎藤俊子**, 大和田恵子*, 渡部明美*, 斎藤高生***
福島大. 教育*, 福島医大. 教養**, 東北大. 理***

I. これまで、宇宙線日変化の異方性はspaceで平均として $\sim 1^h$ 又は $\sim 5^h$ 方向にあり、 $\langle Tmn3 \rangle_y$ (ベクトル年平均値)は太陽コロナ線強度(I5303)(太陽面緯度)と大変良い相関があり、半日変化と日変化のspaceでの異方性より、太陽活動期ではLoss coneの半開角(α_c)は $0^\circ < \alpha_c < 63^\circ$ 、太陽静穏期では $63^\circ < \alpha_c < 90^\circ$ になること、又、日変化の異方性(space)では、太陽活動期には $\sim 5^h$ 方向に、太陽静穏期には $\sim 1^h$ 方向にあり、1968年以降変化が生じたこと、並に、宇宙線日変化とIMFの構造より、経年変化が太陽一般磁場の回転と関連があるらしいこと $\langle Tmn3 \rangle_y$ を報告してきた。

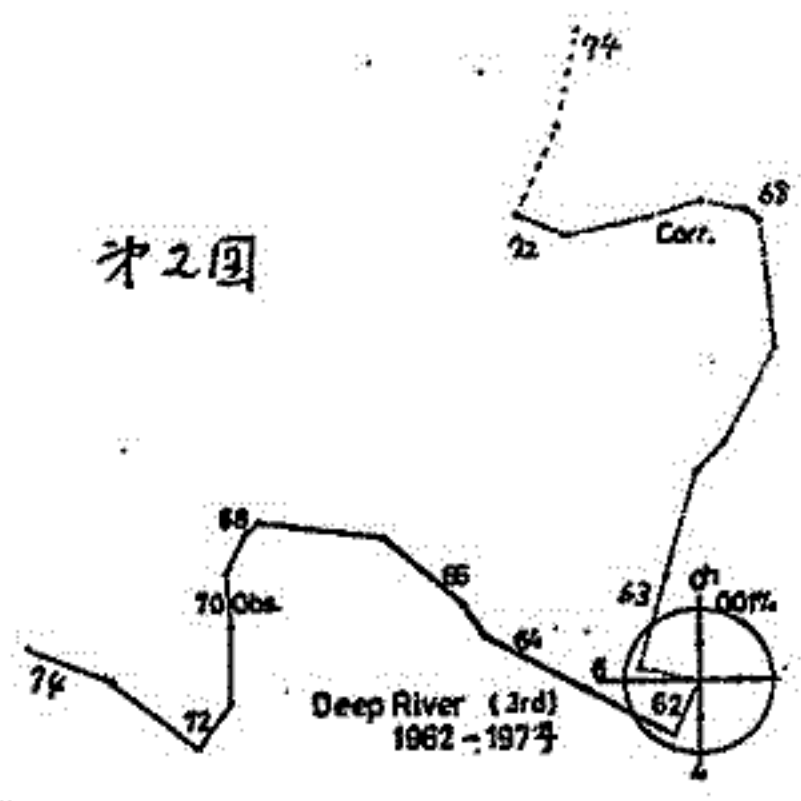
II. Deep RiverのTmn3のヒストグラムの分布が、1968以降通い方にshiftするこがわかった。又Deep Riverでは $\langle Tmn3 \rangle_y - I(5303) (+5^\circ)$ の相関は1962~1970では大変良く直線上にのる($r = -0.95$)が、1968年以降は反時計式に回転を始め(才1回)、1966~1974では $(+5^\circ)$ ($r = -0.80$)よりは $(+10^\circ)$ との相関が良い($r = -0.90$)こわかった。この傾向は東京の電離儀でもみらるこもわかった。

III. 才2回はDeep Riverの $\langle Tmn3 \rangle_y$ のベクトル粗を示したもので、点線はspaceにもとめたときの異方性の方向を示す。これかうわかるように、1963~1967と1973~1974はほぼ同じ方向に向いていこが、1968~1972の間だけ、ほぼ2時間進んでいこる。 $\langle Tmn3 \rangle_y$ は全期間ほぼ一定方向にあり、1965にはせよおく、1970年にはせよ進んでいこるこもわかった。(才3回)。

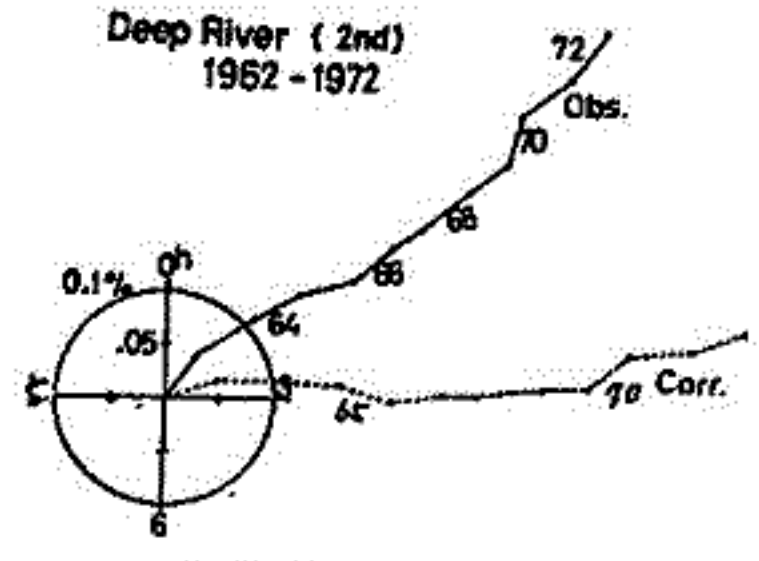
IV. IMFのセクター構造と太陽一般磁場の回転、太陽の南北非対称等より予想される宇宙線日変化の振幅の季節変化と、Deep River, Leeds B6, Romeの年通平均中性子強度より求めた一日変化の振幅の季節変化が良く合うこもわかった。



才2回



Deep River (2nd) 1962-1972



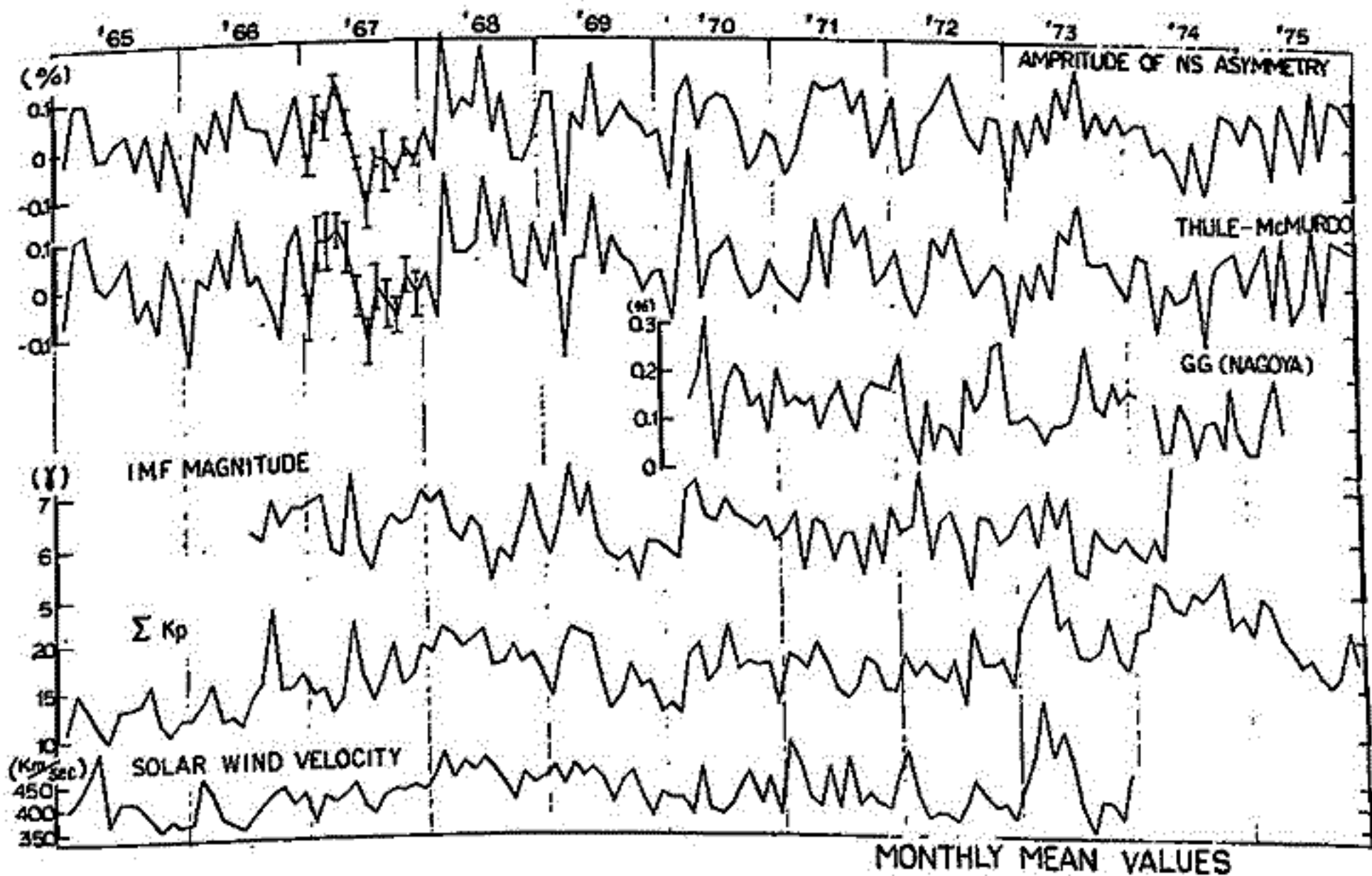
才3回

奥谷晶子 和田雅美
理 研

高緯度地域8ヶ所で観測された日平均中性子強度を用い、IMFのSector構造に関連した南北異方性の逐月変化を1965年から1975年迄の期間にわたり解析した。Effective asymptotic latitude λ^* の違う観測所間の強度差を toward, away に従って分類し、月毎に分布を取る。その分布の平均値の差の1/2を南北異方性の振幅とする。下図の二番目の線は Thule と McMurdo を使い上記方法で求めた振幅の逐月変化である。8観測所の28通りの組合せから得られた振幅は $\sin \lambda^*$ dependence を示すので最小二乗法により平均の振幅を求め中性子の振幅の逐月変化として一番上に示した。これから次の点が注目される。1. 振幅は総じて正となるが1969年3月の様に統計的に有意に負となる月がある。2. 年毎にみると '70, '71, '72年に1年周期の変化が目立つ。全体を通じ、1年変化、半年変化がみえる。3. 振幅の逐月変化は下の三本の線、すなわち IMF の大きさ、 ΣKp 、太陽風の速度等と比較される。4. 尚、三番目の線は名古屋の GG である。上の中性子と多少似た変化がみられる。この振幅の方が大きい、high energy 的現象である事が分る。

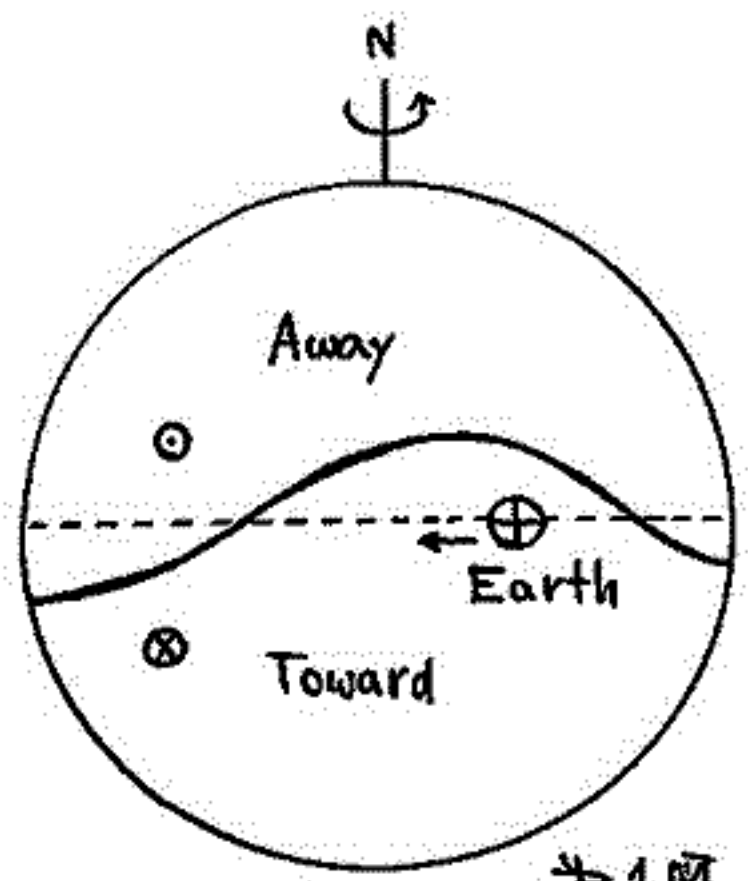
次に28通りの振幅の観測値と Coupling 係数を使用して求めた計算値 C_1^0 (Single 1), C_2^0 (Single 2), $C_1^0 + C_2^0$ (Double) との χ^2 -テストを行いスペクトルを求めた。又、以上から得られた radial gradient, 及び galactic cosmic ray の強度等の変化について報告する。

* M. Ichinose, S. Mori, Y. Munekata and Z. Fujii



北村正通, 池上比呂志
電機研究所

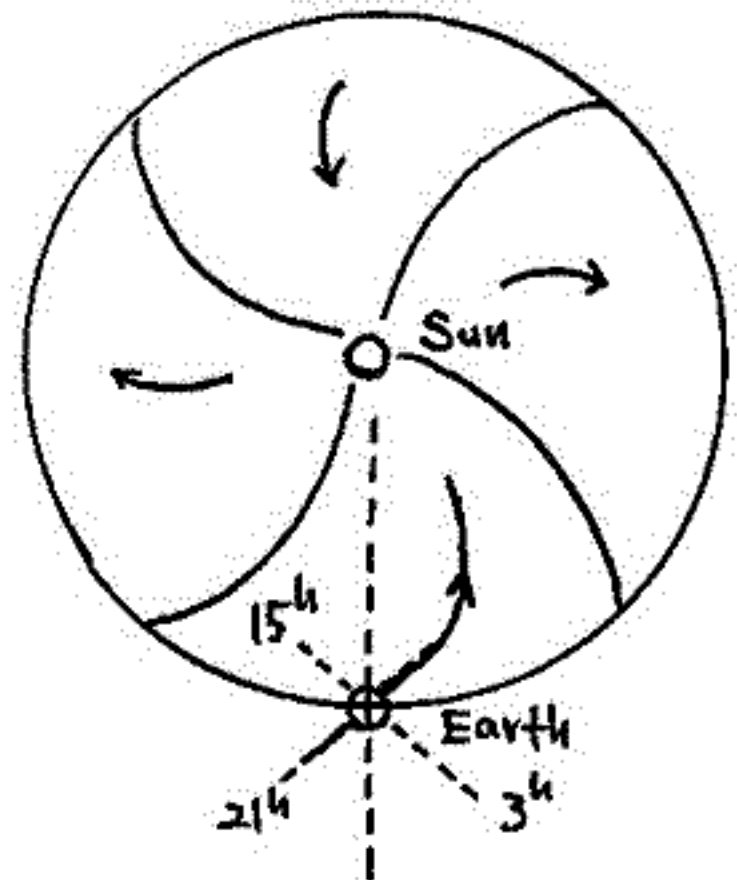
太陽を中心とする天球を考へ、その磁場の分布が第1図に示す様になつてゐるものとする。その場合、地球は相対的に---点線上を矢印の方向に移動する。地球近傍において1 solar rotationの間に Away, Toward の磁場が交互に観測されることになる。



第1図

これを赤道面内で見れば第2図の様になることはよく知られてゐることであり、その場合地球近傍における惑星間空間磁場の方向は $21^\circ - 9^\circ$ 方向となり、この磁力線に沿つて 21° 方向の宇宙線異方性の存在が示される。

次に第1図に示した磁場の境界において、宇宙線異方性の存在が示される。



第2図

その方向は第3図に示す様に $21^\circ - 9^\circ$ 方向に垂直な方向、即ち $15^\circ - 3^\circ$ 方向となり、 15° 方向異方性の存在が示される。

このほかにも、いわゆる Svanse effect を示しているが、これは年平均値において打ち消されるので、ここでは議論しない。

以上の様に、 21° 方向と 15° 方向の2方向宇宙線異方性が存在する場合、地球上でどの様な宇宙線日変化が観測されるか、各成分について検討を行う。

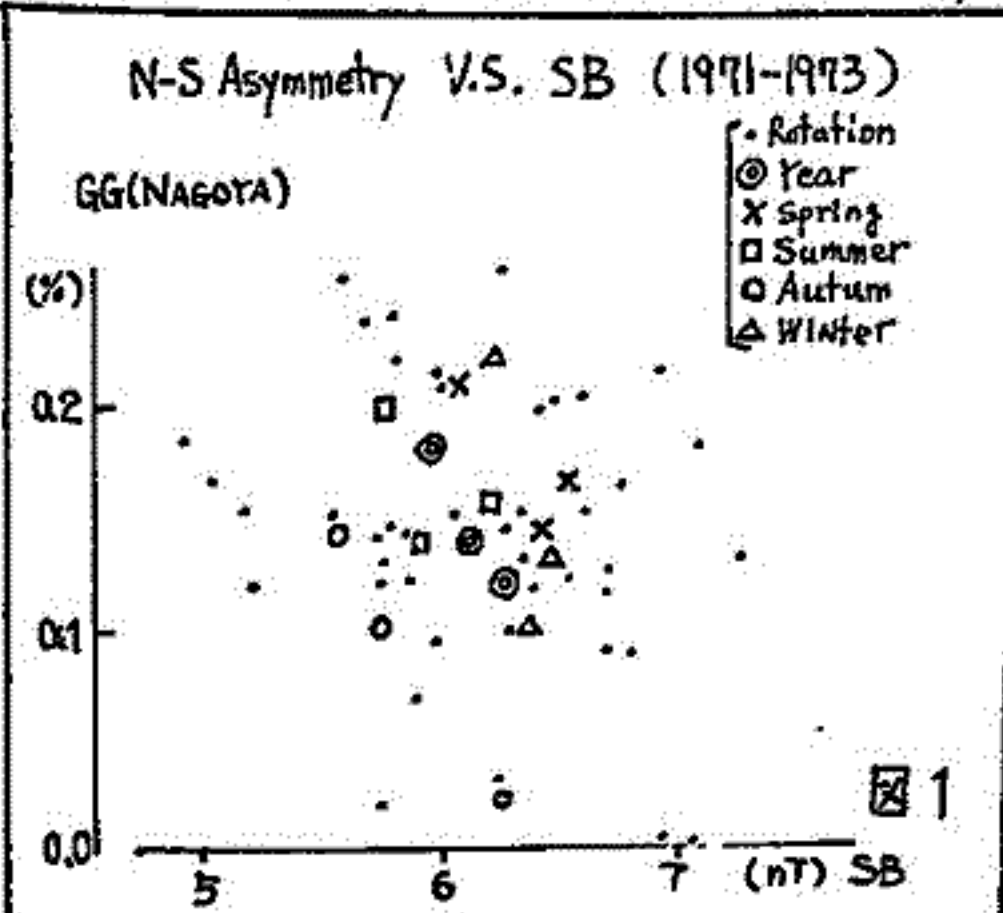
又、第1図に示す磁場の向きが11年周期で反転するとすれば、同じ周期で 15° 方向と 3° 方向異方性が交代し、宇宙線日変化の22年変化が期待される。



第3図

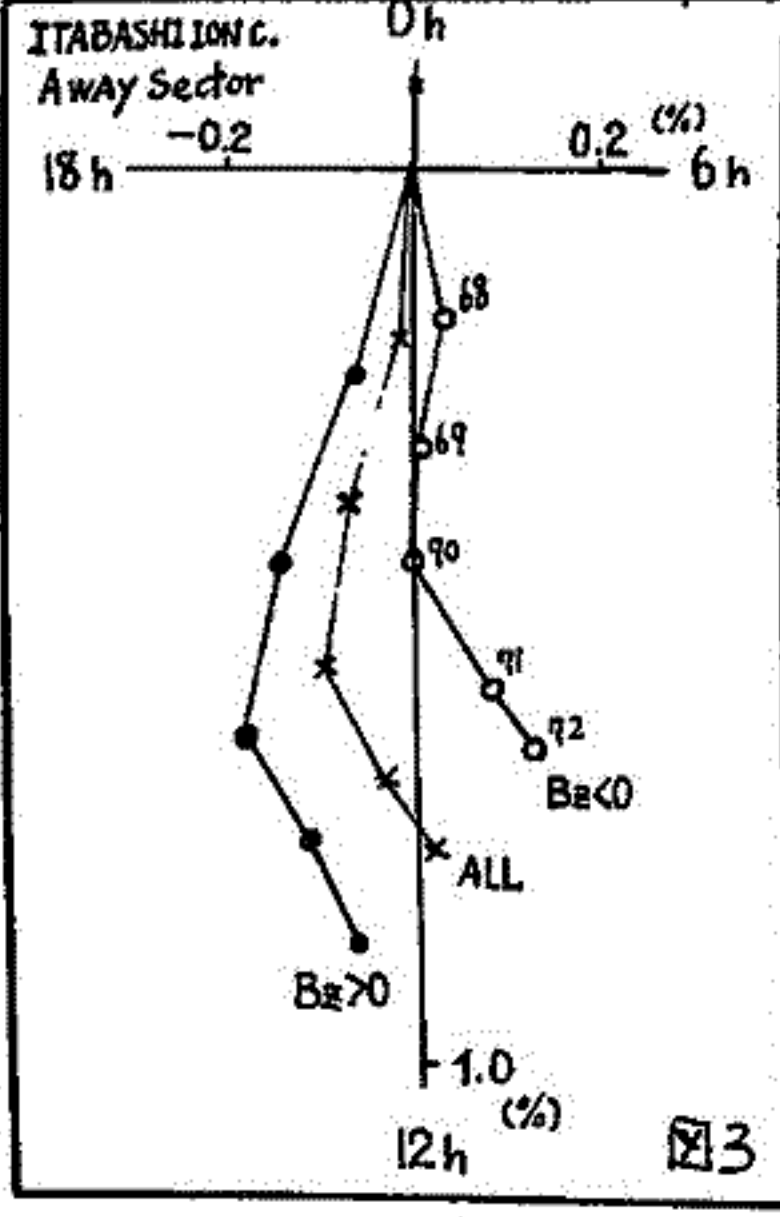
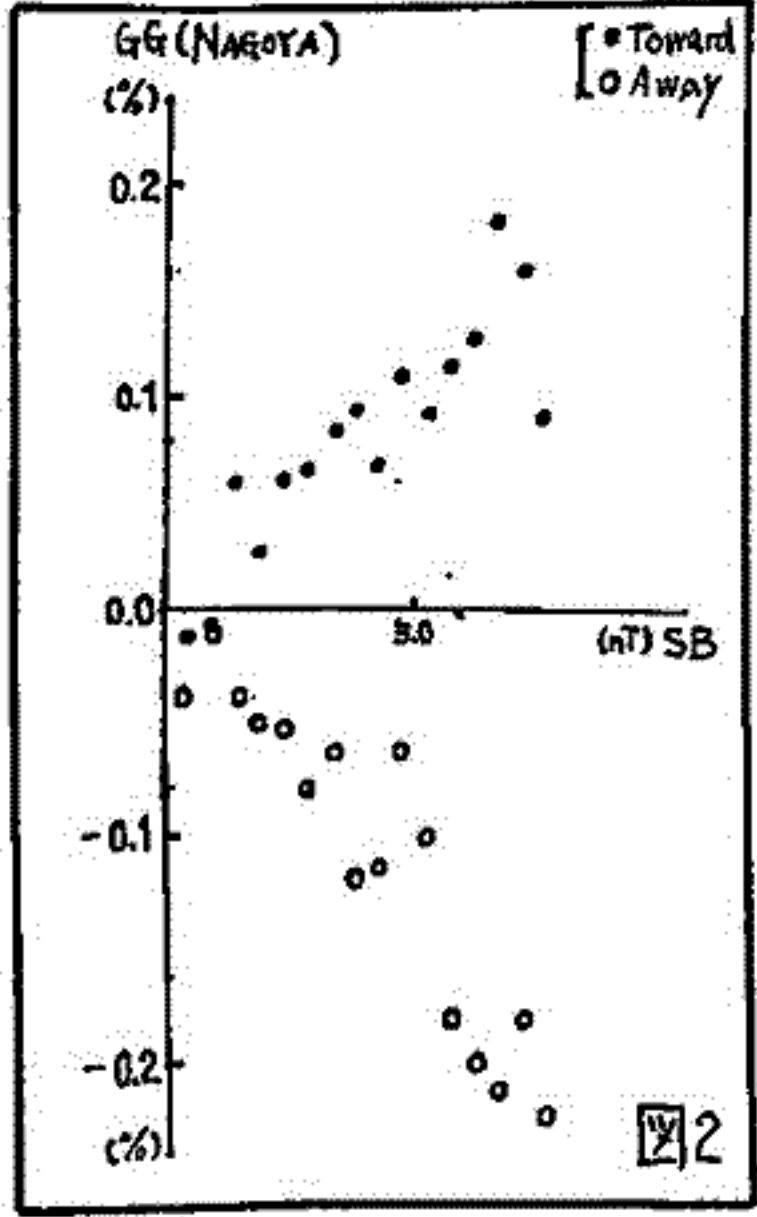
京義義教(中部工大), 森 寛(信大理)

惑星間空間磁場(IMF)の方向に、宇宙線の日変化及び南北非対称性が、依存してゐることはいくも知られて来たが、量的な考察は十分になされてゐない。これは Density gradient current による異方性の大きさは IMF の強さに逆比例するといふのでこの点を中心にして述べる。宇宙線の南北非対称成分(N-S)として NAGOYA の GG factor を選び、1971年から1973年までの3年間を解析した。図1は N-S Asymmetry と IMF のスカラー的強さ(SB)の相関図である。

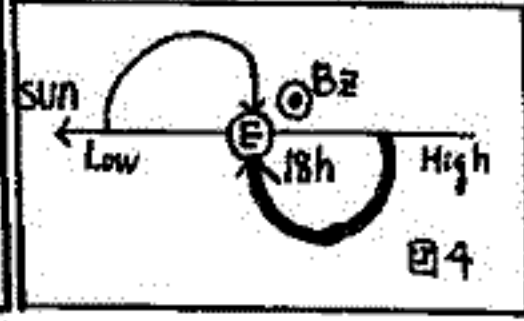


あり、年平均では逆比の関係にあり、さらに春に大きく秋に小さく季節変動が見える。しかし Rotation を基準にすれば、相関は有る。解析が3年間なので、図1だけでは不十分なので、SBの強さによって N-S の大きさを日平均値で分類して見ると(図2)、明らかに N-S の大きさと SB の強さは比例してゐる。図1、図2は self consistent であるが、N-S の大きさが IMF の θ 成分の大きさにも依存してゐる(θ が小さくなるほど N-S が大きくなる)事から、図1には他の要因が混入してゐる可能性が有る。

又、Density Gradient Current による日変化には良く知られた B_y 成分による日変化(季節-相対時変化)の他に B_z 成分による Solar D.V. が考えられる。図4は Ecliptic Plane と北から見た図で、



B_z が正(北向き)のとき 18h に、負のとき 6h に異方性が表われることを示す。これは sector には無関係である。図3は ITABASHI のデータで、70年と71年と72年の平均値の $\sin \theta$ を示してある。これによると、 $B_z > 0$ のとき 18h に $B_z < 0$ のとき 6h に、 θ が大きくなる。



惑星間空間における宇宙線の Spherical Zonal Components と惑星間空間磁場

高橋八郎 矢作直弘 長島一男
 京大・教育 京大・教育 京大・理

長島による宇宙線三次元異方性解析方法により、世界ネットワークの宇宙線観測所よりの宇宙線中性子成分データを用いて、1966年～1967年の5の6つの Solar Rotations (Rot. Nos.: 1815, 1821, 1826, 1827, 1830, 1831) の期間内の宇宙線の Spherical Zonal Harmonic Components (Q_0^0, Q_1^0, Q_2^0) を求め、今までは数回にわたって、それぞれに検討を加えた結果を報告してきた。

これらの解析した期間には Satellites 等による惑星間空間データが比較的よく揃っているので、解析で得られた宇宙線異方性 (Q_1^0 および Q_2^0) とこれらの惑星間空間データとの関連を調べることにあり、それぞれの異方性の生ずるメカニズムの手がかりを得ることにできると考えられる。

今までの検討で、 Q_2^0 が惑星間空間磁場 (IMF) の Z 成分 B_z とかなり密接な関係をもつことが確かめられた (Fig. 2 参照)。この報告では、この Q_2^0 と惑星間空間磁場の大きさ、X 成分、Y 成分、Z 成分等との関連をより詳しく調べた結果について述べる。得られた結果の一部 (Rot. Nos. 1815, 1821) については得られた結果) を Figs. 1~4 に示した。他の Rot. Nos. については同様の結果が得られている。

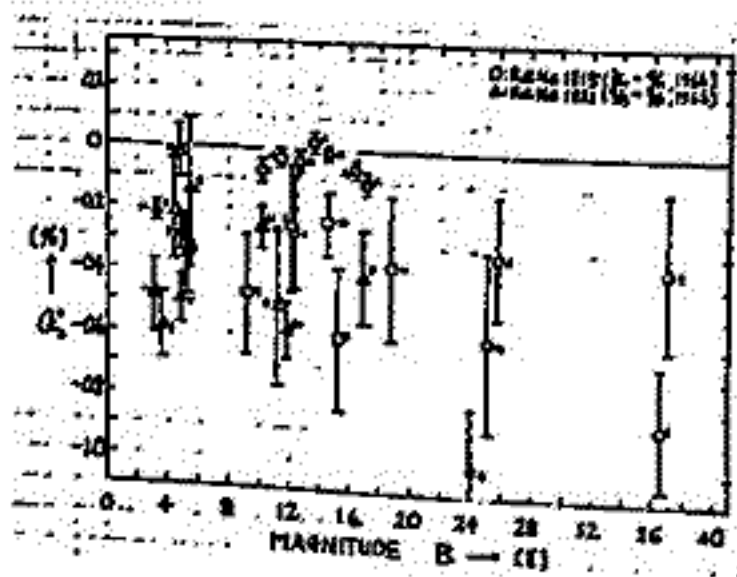


Fig. 1

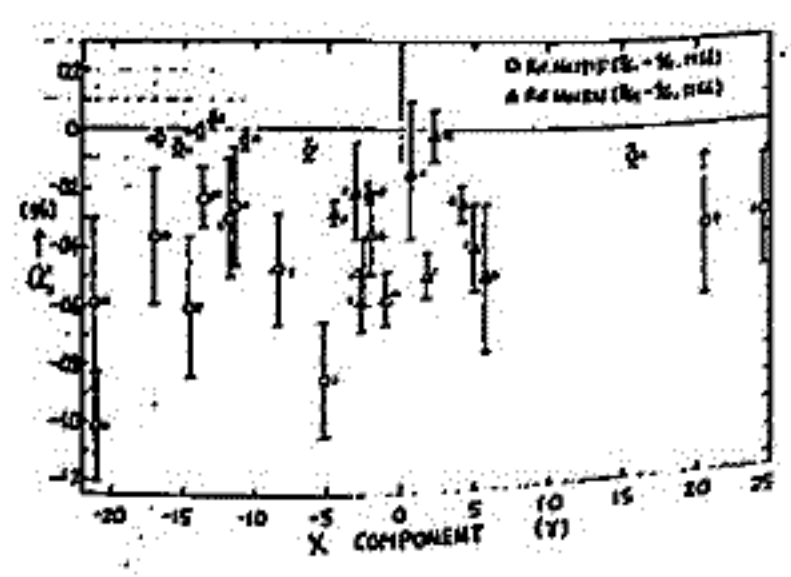


Fig. 3

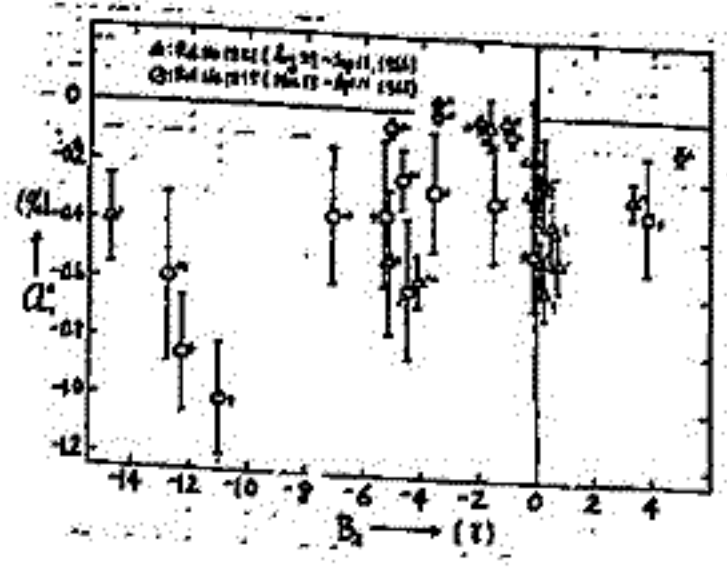


Fig. 2

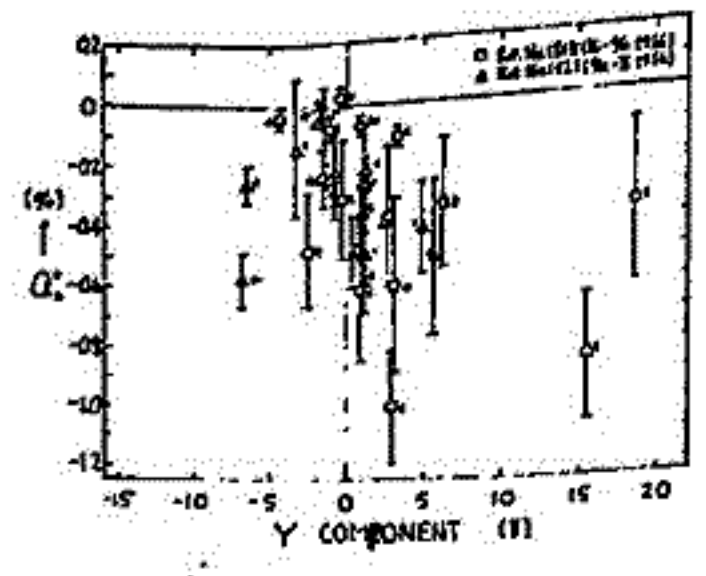


Fig. 4