

第 44 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭和 43 年 10 月 30 日 ~ 11 月 2 日

於 東 北 大 学 教 養 部 内

東 北 大 学 川 内 記 念 講 堂 松 下 会 館

日 本 地 球 電 氣 磁 気 学 会

日本地球電気磁気学会

第44回総会並びに講演会プログラム

期日 昭和43年10月30日(水)・31日(木)・11月1日(金)・2日(土)

時 日	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
10月30日 (水)	電離圏 I (測定)			電離圏 II (構造)			運営委員会					
	岩石磁気			古地磁気								
10月31日 (木)	磁気圏 I (極域現象)				磁気圏 II (波動)				評議員会			
11月1日 (金)	宇宙圏 I (太陽・太陽風)				特別講演 (山本, 羽倉)		総会		懇親会			
	磁気測量・地球内部											
11月2日 (土)	磁気圏 III (構造)		電離圏 III (運動)		電離圏 IV (電波空電)							
	宇宙圏 II (宇宙線)											

講演会場：東北大学教養部内

東北大学川内記念講堂 松下会館 電 仙台(25)0663

懇親会場：仙台市内

第1日 10月30日(水)

電離圏 I (測定) (9.30~12.30) 於 第1会場

開会の辞

1. 大家寛 (京大工) Space Electric Field 直接測定装置の開発 (I) (12分)
2. 大家寛 (京大工) Space Electric Field 直接測定の問題点とその解決 (12分)
3. 麻生武彦・大家寛 (京大工) 不均一プラズマ境界での Acoustic Wave 放射 (12分)
4. 河島信樹 (原研) ロケットによる電離層内低周波測定の問題点 (12分)
5. 宮崎茂・森弘隆 (電波研) 電離層測定プローブ (IV) (12分)
6. 江尻全機・大林辰藏 (東大宇宙研) スペースチェンバによるインピーダンスプローブ特性 (II) (12分)
7. 畚野信義・相京和弘 (電波研) 周期的静電磁界による質量分析器 (II) (12分)



8. 畚野信義, 相京和弘, 宇田川諒悦, 水津武 (電波研) 衛星搭載用質量分析器の較正 (I) (12分)
9. 伊藤富造, 山田弘善 (東大宇宙研) イオンサイクロトロン共鳴型質量分析器 (15分)
10. 中田美明, 荒木一則, 吉田忠彦, 阪上肇 (電波研) Differential Doppler 解析装置の試作 (8分)
11. 竹屋芳夫, 奥本隆昭, 鈴木裕 (阪市大工) 極域異常現象研究用超低周波音波観測装置 (8分)

岩 石 磁 気 (10.00~12.00) 於 第2会場

12. 青木豊, 木下筆, 永田武 (東大理) 大島 ash-fall tuff の帯磁機構—その予備的考察 (7分)
13. 上野宏共, 山岡一雄 (東北大理) 黒鉄々床を貫く dyke 周辺の岩石・鉄石の磁性 (12分)
14. 小嶋稔, D.Dunlop, 木下肇 (東大理) Néel ダイアグラムによる Piezo-magnetization についての一考察 (12分)
15. T. Nagata, B.J. Carleton (Univ. Pittsburgh) Notes on Piezo-remanent Magnetization of Igneous Rocks (III) (15分)
16. T. Nagata and B. J. Carleton (Univ. Pittsburgh) Notes on Piezo-remanent Magnetization of Igneous Rocks (IV) (15分)
17. 百瀬寛一 (信州大理) 浮石中の強磁性鉄物の磁性とその応用 (8分)
18. 坂本信彦, 小島美都子, 桜庭俊昭 (電気試田無, 東大理, 電気試田無) 人工チタノマグヘマイトの磁性 (15分)

電 離 圏 II (構造) (13.30~17.00) 於 第1会場

19. 中田美明, 有馬安春, 阪上肇 (電波研) エクスプローラー-22および27の電波によって得られた日本近傍の全電子数の変化 (8分)
20. 中田美明, 阪上肇, 加藤仲夏 (電波研) エクスプローラー-27の電波によって得られた全電子数の中緯度附近の緯度変化 (8分)
21. 丸橋克英 (東大理) 高緯度電離層 (Topside) の構造 (12分)
22. 松浦延夫 (電波研) 水平方向の温度勾配がある場合の熱圏・外気圏の密度分布 (15分)
23. 鈴木茂彦, 飯田孝夫, 中島敬行, 川野実 (名大工) 気球による大気電離の測定 (12分)
24. 新野賢爾, 東村政市 (電波研) 電波吸収冬期異常と成層圏突然昇温の解析 (15分)
25. 岩坂泰信 (東大理) オゾン分布に対する力学的影響 (12分)
26. 小川利紘, 等松隆夫 (東大理) 中間圏オゾンの定量法の検討——太陽中間紫外線のレーラー後方散乱と中間紫外大気光 (8分)
27. 中村正年, 柏木忠夫, 森岡弓男 (教育大, 光研) 化学発光による絶対強度測定について (12分)
28. 大塩光夫 (電波研) SID'S とそれに対応する太陽X線輻射 (II) (12分)
29. 鷹尾和昭 (京大工) Solar X-ray Occultation Technique の諸問題 (15分)
30. 鈴木勝久, 等松隆夫 (東大理) 熱圏における酸素原子基底状態の微細構造によるエネルギー輸送 (12分)
31. 奥田光直, 三沢清敏 (弘前大教育, 東北大理) 酸素赤線大気光の Pre-dawn 増光現象について (12分)

古 地 磁 気 (13.00~17.00) 於 第2会場

32. 河野長 (東大理) Thellier 法による過去の地球磁場の強度の決定 (12分)
33. 安川克巳, S. A. Vincenz (福井大教育, St. Louis Unive) オクラホマ産原生



- 代花崗岩の岩石磁気 (12分)
34. 野村哲, 松井浄, 清水孝子, 新井文夫, 田島順子, 吉田武雄 (群馬大・教養) (群馬大・教育) 群馬県下仁田町の「市野萱岩体」の磁化について (その1) (12分)
35. 新妻信明, 中川久夫, 早坂功 (東大理) 房総の堆積物による中新世—更新世の地磁気層位 (15分)
36. 清水吉雄, 内尾高保, 三梨昂 (明大工) (東大工) (地質調) 関東南部の新世代堆積岩による古地磁気学研究 I (12分)
37. 青木豊, 賀勢秀史, 石橋克彦, 木下筆, 永田武 (東大理) 第四紀北関東熔岩の古地磁気 (12分)
38. 清水吉雄, 今道周一 (明大工・理科大) イランの岩石による古地磁気の研究 (8分)
39. 乗富一雄, 林克彦 (秋田大鉱山) 秋田県内火成岩の磁気 (続) (12分)
40. 伊藤晴明, M. Fuller (島根大文理, Univ. Pittsburgh) Intrusive Rocks の古地磁気学的研究 (II) (12分)
41. 藤原嘉樹 (北大理) 古緯度変化より求めた日本列島の漂移 (15分)
42. 小林和男, 北沢一宏 (東大海洋研) 北西太平洋底の岩石と堆積物の磁性 (12分)
43. 北沢一宏 (東大海洋研) 日本における過去 10,000年間の地球磁場強度 (15分)
44. 兼岡一郎, 小嶋稔 (東大理) 太平洋海底試料による K-Ar 年代 (12分)

第2日 10月31日(木)

磁気圏 I (極域現象) (9.00~12.30) 於 第1会場

45. 福島直 (東大理)  $S_q$  および AEJ にともなう電離層中のトロイダル磁場 (12分)
46. 飯島健, 上出洋介, 平沢威男, 福島直 (東大理) AEJ の微細構造と地磁氣的共役性 (12分)
47. 飯島健, 上出洋介, 福島直 (東大理) AEJ-発生前の地磁気変動 (AEJ-Precursor) (12分)
48. 飯島健 (東大理) 磁気圏および惑星間空間における観測結果と極磁気擾乱 (12分)
49. 加藤愛雄, 田部井隆 (東大理) 極地域地磁気擾乱の解析 (12分)
50. 国分征 (東大理) 地磁気短周期脈動と CNA (12分)
51. 羽倉幸雄 (電波研) 1966年7月7日の PCA (12分)
52. 西牟田一三, 大瀬正美, 新野賢爾 (電波研) 昭和基地における空電雑音観測と他現象との関連 (8分)
53. 平沢威男, 等松隆夫, 小口高 (東大理) 極域諸現象の相関図表 (12分)
54. 平沢威男, 上出洋介 (東大理) 極光から見た極磁気嵐 (8分)
55. 平沢威男, 小川利紘 (東大理) 極光脈動 (12分)
56. 国分征, 平沢威男 (東大理) VLF ヒスと極光との関係 (12分)
57. 藤高和信, 金田栄祐 (東大理) 極光輝度変化の特性 (8分)
58. 金田栄祐 (東大理) 極地域擾乱と Polar cap オーロラとの関係 (12分)

磁気圏 II (波動) (13.30~17.00) 於 第1会場

59. 山口又新 (地磁気観) 1966年7月8日の SSC について (8分)
60. 久保木忠夫 (地磁気観) 柿岡における SSC や Si の立上り時間について (8分)
61. 加藤愛雄, 有賀規 (東大理) 「東北日本異常」地域に於ける地磁気脈動の観測, 其のII (12分)
62. 加藤愛雄, 桜井彰, 青山巖, 遠山文雄 (東大理・東海大工) SSC 及び Pi2 の周波数解析とその発生機構 (15分)
63. 小口高, 国分征 (東大理) SSC に伴う Pc-1, Pi-1 脈動の励起 (12分)



64. 加藤愛雄, 桜井亨, 斎藤尚生 (東北大理) Pc 2, 3 周期日変化のSolar cycle variation (12分)
65. 斎藤尚生 (東北大理) Pc 4 の非季節年変化について (8分)
66. 福西浩, 平沢威男, 国分征 (東大理) 低緯度地磁気脈動の特性 (12分)
67. 河村謙 (地磁気観) 磁気嵐時の地磁気脈動 (12分)
68. 樋口喜啓 (東北大理) Bernstein モードのパラメトリック励起 (8分)
69. 武井恵雄 (東北大理) 磁気圏尾部プラズマ内の波動の吸収 (15分)
70. 北村泰一 (同志社大工) 磁気圏における ion duct について (12分)
71. 林幹治, 国分征, 小口高 (東大理) VLF エミッションに対する solar flare 効果 (8分)
72. 早川正士, 大津仁助, 岩井章 (名大空電研) アルヴェン波の磁気圏内ダクト伝播 (12分)
73. 間宮馨, 木村磐根, 松本紘 (京大工) Laboratory Experiments of Triggered Emissions due to Cyclotron Instabilities (12分)
74. 木村磐根, 松本紘, 松本壮夫 (京大工) VLF 放射に関するサイクロトロン・イオン安定性の非線形理論 (15分)
75. 木村磐根, 松本紘, 宮武貞夫 (京大工) VLF 放射の周波数変化とビーム・イオン安定性 (8分)

第3日 11月1日(金)

宇宙圏 I (太陽・太陽風) (9.00~12.30) 第1会場

76. 前田力雄 (電波研平磯) 太陽活動度とウオルフ・ナンバー (12分)
77. 鷹尾和昭, 中段和宏 (京大工) 1967 年中の太陽 X 線の観測結果 (15分)
78. 等松隆夫, 十市勉 (東大理) 惑星間グロー, II. 星間ヘリウム成分 (12分)
79. 久保治也, 河島信樹 (東大宇宙研) (原研) Comet のモデル実験 (12分)
80. 本沢忠夫 (名大プラ研) 高速中性粒子の測定器 II (12分)
81. 河島信樹 (原研) Interplanetary Magnetic Field Fluctuation (IMP-II) (12分)
82. 渡辺成昭 (東北大理) 太陽風に及ぼすマイクロ不安定の効果 (12分)
83. 前沢列, 西田篤弘, 大林辰蔵 (東大宇宙研) 惑星間磁場の Dynamic Spectrum (序報) (12分)
84. 大林辰蔵, 西田篤弘 (東大宇宙研) DP-2 Field と惑星間磁場の関する問題点 (15分)

磁気測量, 地球内部 (10.00~12.00) 於 第2会場

85. 柳原一夫 (地磁気観) 静穏時の地磁気変化とレベル (12分)
86. 田島稔, 水野浩雄, 北田一雄 (国土地理院) 紀伊半島南部 (とくに下里) における地磁気長周期変動の異常 (12分)
87. 久保木忠夫 (地磁気観) 硫黄島における地磁気, 地電流観測結果について (8分)
88. 荒木健 (地磁気観) 地磁気3成分の地点差について (8分)
89. 水野浩雄, 関口昌雄 (国土地理院) 最近の一等磁気測量による地磁気永年変化の考察 (12分)
90. 藤田尚美, 北田一雄 (国土地理院) 日平均値の変動比について (12分)
91. 松崎卓一, 歌代慎吉, 大島章一, 堀井良一, 有川徳治, 上原昭治, 佐藤任弘 (水路部) 十勝沖, 日向灘, 相模湾に於ける海上磁気測量結果と地震について (15分)

特別講演 (13.00~15.00) 於 第1会場

- GARP について 山本義一 (東北大理)
- 太陽高エネルギー粒子と PCA 羽倉幸雄 (電波研)

第4日 11月2日(土)

磁気圏 III (構造) (9.00~10.30) 於 第1会場

92. 南部充宏, 玉尾孜(東大理, 東大宇宙研) 磁気圏内の compression flow によるプラズマ不安定性 (15分)
93. 奥沢隆志(東大宇宙研) 磁気圏内の Velocity Shear を伴う drift instability (15分)
94. 玉尾孜, 足原修(東大宇宙研) 磁気圏内の粒子加速の数値実験 (I. フェルミ加速) (12分)
95. 広野求和(九大理) 磁気中性面の考察 (8分)
96. 山下喜弘(京大理) 再起性地磁気嵐時の磁気圏環電流 (8分)
97. 田中稯(東北大理) 磁気圏の温度勾配について (2) (12分)
98. 丸橋克英(東大理) 極地電離層粒子の磁気圏尾部への Escape (8分)

電離圏(運動) III (10.30~12.30) 於 第1会場

99. 太田征次郎(京大教養) 地磁気 Sq 磁場の季節変化 (10分)
100. 鈴木亮, 前田坦(京大理) 地磁気日変化の一解析法と若干の結果について (8分)
101. 加藤進(京大工) Possible hydromagnetic coupling between the Perturbations of the neutral and ionized atmosphere. (15分)
102. 前田憲一(京大工) 不完全電離気体内の粒子の運動とダイナモ作用の吟味 (12分)

宇宙圏 II (宇宙線) (9.30~12.00) 於 第2会場

103. 長島一男(名大理) Trajectory of high energy cosmic rays in helio-magneto-sphere (12分)
104. 長島一男(名大理) Spurious two-way sidereal anisotropy produced by modulation of cosmic rays in interplanetary space (12分)
105. 関戸弥太郎, 長島一男, 近藤一郎, 村山喬, 榊原志津子(名大理) 太陽磁気圏と高エネルギー宇宙線の非等方性 (12分)
106. 石田喜雄, 菅野常吉, 加藤静子(福島大教育) (福島医大物理) 1964年における宇宙線中性子強度日変化の世界分布 (12分)
107. 上野裕幸, 藤木和彦, 藤井善次郎, 長島一男, 近藤一郎, 一之瀬匡典(名大理) (信大教) The semi-diurnal anisotropy of the cosmic radiation (12分)
108. 近藤一郎, 境孝祐, 中島弘(名大理) (日大生産工) 気球による一次宇宙線  $\alpha$  成分の測定 III (12分)
109. 井上葵, 小玉正弘(理研) Neutron multiplicity の緯度効果 II (12分)
110. 石田喜雄, 小玉正弘(福島大教育) (理研) 昭和基地における宇宙線強度の連続観測 I 測定装置および neutron multiplicity effect (12分)
111. 北村正丞, 宮内正厚(気象研) 低気圧時における宇宙線大気効果 (12分)

電離圏 IV (電波空電) (13:30~16:30) 於 第1会場

112. 倉橋克典(名大空電研) 電離層プラズマ内での人工的なイオン EK 波及び電磁波の発生 (12分)
113. 荒木徹, 来山征士(京大工) 赤道越え VLF 標準電波の観測結果 (12分)
114. 鶴田浩一郎(東大宇宙研) ホイツスラー波の電離層通過 (12分)
115. 山下亨子(名大空電研) VLF 電波の SEA 現象からみた低域電離層の導電率 (8分)



116. 岩田晃, 石川晴治, 高木増美 (名大空電研) ELF 帯空電の発生について (15分)
117. 荒木徹, 来山征士 (京大工) SPA と太陽フレアとの対応性について (8分)
118. 若井登, 大内長七, 根本長四郎 (電波研平磯) IQSY 期間中のロラン電波による電離吸収の観測 (12分)
119. 竹之下裕五郎 (電波研平磯) 極冠からの短波伝播とトラフ (12分)
120. 橋詰庄一郎, 徳田八郎衛, 田中敬史 (防衛技研) Back Scatter による電離層観測 (2) (12分)
121. 小川徹, 筒井稔 (京大工) HF ドップラーによる電離層擾乱の観測 (12分)

## 閉 会 の 辞

# Space 電界直接測定装置の開発 (I)

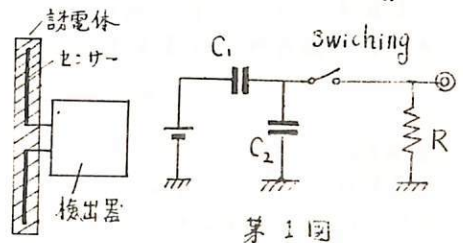
大谷 愈  
(京都大学工学部)

## 1. 序

宇宙空間の電界測定には、VXIB。効果の消去と、プラズマ中での接触電位差を軽減する二つの問題と解決しなくてはならない。すでに VXIB。電界の消去に関しては、誘電体を使用する方式を提出しているが、ここでは実測を可能にする装置の具体的な開発に関しての方針の考察と一部の試作結果と検討する。

## 2. Switching による誘電体中の電界測定方式。

理想誘電体を通して直流回路を形成することはできない。これも一つは誘電体中の電界測定が不可能とする要素であった<sup>1)</sup>が、この解決は全く技術的な処理になる。第1図に誘電体中の電界測定回路を schematic 的に表示するが入力が高抵抗であることは、DC 電界をそのままの形で検出することを不可能にし、ここで Switching 方式を採用する。この場合、第2図に示すように Switching 時間  $T$  を現象の Time Constant に近づけることによりその高さが電界と比例関係にある明確なパルスが得られる。

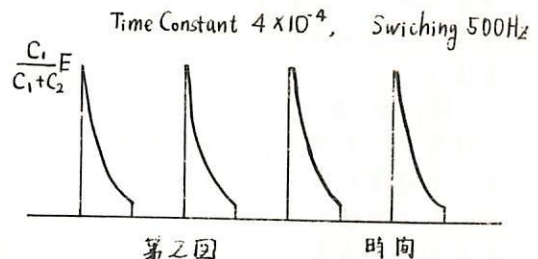


第1図

## 3. 試作回路。

a) 入力インピーダンス。—— 入力インピーダンスとして、抵抗  $10^{11} \Omega$ 、容量  $3 \times 10^{-12} F$  といた極めてすぐれた IC をプリアンプとして選んだ。しかしこの IC を生の状態で使用すると IC 側から発生流す電子流の荷重が、センター側からの誘起電荷も凌駕して際限なく電位を変動させる。入力インピーダンスはこの電子流バイパス用として  $4 \times 10^7 \Omega$  にとびついている。

b) Switching と Time Constant との関係 —  
—— 理想 Switching では Cut off 時のインピーダンスは無敵であることが要請されるが、これに近似的なものとして機械的リレーを選んだ。一方機械的リレーは Switching 時間に制限がきびしく現在最高 1kHz である。本試作装置では 500Hz を用いた。一方 Time Constant は センサー容量 5~10 PF, 入力抵抗  $4 \times 10^7 \Omega$ 、 $\therefore 2 \times 10^{-4} \sim 4 \times 10^{-4}$  がえられるが 第2図に示すように ます十分なパルス変換が可能である。



第2図

時間

## 4. 結び

以上、誘電体中の電界測定に関する装置開発の基本部分はほぼ完成し、ひまつぶのこのフロアにより誘電体中の VXIB。電界検出の基礎実験を計画中である。

(1) Mozar (Private Communication)



## 大 家 寛

京都大学工学部

## ① 序

宇宙空間電場の測定に関する困難の一つは、宇宙空間磁場中を速度  $v$  による媒質体において観測される  $v \times B$  電場が、対象空間に固定された系  $S$  の電場  $E$  に対して大きくなることである。この問題と解決するものとして "Quadruprobe"<sup>(1)</sup> 計画とすでに発表しているが、近ごろこの計画に対して多くの議論がよせられた<sup>(2)(3)</sup> これに関し問題点を再検討する。

## ② 物質中の電界に関するパラドックス

真空中磁場に固定された座標系  $S$  とこれに対して  $v$  が動く系  $S'$  で測定した電界をそれぞれ  $E, E'$  とするときここに  $S'$  系に固定された物質をもちこみ、物質中の電界  $E_m, E'_m$  を測定したものを  $E_m$  および  $E'_m$  とするが、これらの電界を記述するに ついてパラドックスがある。

【記述 1】  $S$  系で測定した誘電率比  $K$  を使って  $E'_m = E'/K$  である。したがって相対論的時空の歪を無視できるような低い  $v/c$  ( $low \beta$  条件) に対しては

$$E'_m = \frac{1}{K} (E + v \times B_0) \quad (1)$$

となる。

【記述 2】 Quadruprobe の開発に際して検討したものであるが、 $S'$  系の電束の連続から  $\epsilon_0 E' = \epsilon_0 E'_m + P'$  となるたゞし  $P'$  は  $S'$  系で物質内の電気分極と表わす。これは、相対論では共変ベクトルの成分になり  $S$  系でも全く同じ法則として成立する。すなわち、 $\epsilon_0 E = \epsilon_0 E_m + P$  であり  $low \beta$  条件では  $S'$  系における関係式は  $P = P'$  から、

$$E'_m = E/K + v \times B_0 \quad (2)$$

となる。記述 1 は  $v \times B_0$  電界の不可分性と物質の存在するときにのみ拡張するものに反対する。

## ③ 検討

記述 2 は、基本的物理法則をすべて踏襲した結果であるとしても現象論的矛盾も一致する。すなわち誘電体中に極めて細長い孔をあけ  $v$  で電界測定した場合  $S$  系で  $E_m$  と測定されたものは孔の中では真空中と同じ Lorentz 変換と受け  $E'_m = E_m + v \times B_0$  と  $S'$  系にて観測される。これに対して記述 1 は同じ細孔中で束束密度が  $B_0/K$  になることを要請していることになるが、 $B_0$  の連続性から全く矛盾した記述となる。

## ④ 結論

媒質中の電界、真空中の電界ともに  $S$  系と  $S'$  系との差は  $v \times B_0$  でありしたがって、 $S'$  系にて媒質中の電界と真空中の電界の差を求めることにより  $v \times B_0$  を構造的に消去できる。なお物質の誘電率比  $K$  は本質的な物理法則に直結した係数ではなく、電界の強度比と見做す定義量であることが強調される。

(1) Oya, H., Quadruprobe for DC Electric Field Measurement in Space, Rep. Ionos. Space Res. Japan, 21, 193-202 (1967)

(2) Fálthammar, C-G, (Private Communications)

(3) Aggson, T.L., (Private Communications)

### 3 不均一プラズマ境界での Acoustic Wave の放射

麻生武彦・大家 寛  
京都大学 工学部

#### 1. 序

電離層プラズマ中に浸された高周波プローブのインピーダンスには、周囲のプラズマを cold 近似にもとづく単なる誘電媒質と考へた場合の電磁波の輻射抵抗に比して大きな抵抗成分が観測され、これが電子音波の放射によるものであることは既に多くの人々によって指摘されシースの存在を無視した簡単な解析が行なわれている。(1), (2) 我々はここで、プローブ表面から周囲プラズマに亘って電子密度が連続的に変化する不均一プラズマモデルに対して電子音波の励起とプローブインピーダンスの解析を試みた。これには、プローブを取りまくデバイ長のオーダーのシースが考慮されているのである。

#### 2. 解析

先ず流体近似で球対称を仮定し、基本式は

$$\text{流体の式} \quad m_e n_e \frac{\partial v_e}{\partial t} + (v_e \cdot \nabla) v_e = n_e e \nabla \phi - kT_e \nabla n_e$$

$$\text{連続の式} \quad \nabla \cdot (n_e v_e) + \frac{\partial n_e}{\partial t} = 0$$

$$\text{ポアソン式} \quad \nabla^2 \phi = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i)$$

である。但し電子の動きのみが問題となるような周波数範囲を考へ、イオンの分布はプローブ周辺で一様に  $n_i = N$  とする。ポテンシャル  $\phi$  と密度  $n_e$  の 0 次及び 1 次の量を夫々  $\phi_0, \phi_1, n_0, n_1$  とし上式を線型化すると以下の式を得る。

$$0 \text{ 次} \quad 0 = n_e \nabla \phi_0 - kT_e \nabla n_0, \quad \nabla^2 \phi_0 = \frac{e}{\epsilon_0} (n_0 - N)$$

$$1 \text{ 次} \quad m_e n_0 \frac{\partial v_1}{\partial t} = n_e \nabla \phi_1 + n_1 e \nabla \phi_0 - kT_e \nabla n_1, \quad \nabla \cdot (n_1 v_1) + \frac{\partial n_1}{\partial t} = 0, \quad \nabla^2 \phi_1 = \frac{e}{\epsilon_0} n_1$$

物理的考察から floating または quasi-floating の状態に対して以下の電子密度 0 次分布を仮定する。

$$n_0 = N \left( 1 - e^{-\frac{r-R}{s}} \right)$$

ここで  $R$  は球プローブの半径、 $s$  はシースの厚みを表わす。これを上式に代入し擾動量に時間因子  $e^{i\omega t}$  を仮定して  $v_e$  を消去すると次の連立微分方程式が得られる。

$$\begin{cases} \frac{d^2 n_1}{dr^2} + \left\{ \frac{2}{r} - \frac{\omega^2}{v_{te}^2} \left( s + \frac{2s^2}{r} + \frac{3s^3}{r^2} \right) \right\} e^{-\frac{r-R}{s}} \frac{dn_1}{dr} + \frac{\omega^2}{v_{te}^2} \left\{ \frac{\omega^2}{\omega_p^2} - 1 + ze^{-\frac{r-R}{s}} \right\} n_1 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{s} \frac{e_0}{\epsilon_0} e^{-\frac{r-R}{s}} \frac{d\phi_1}{dr} \\ \frac{d^2 \phi_1}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\phi_1}{dr} = \frac{e_0}{\epsilon_0} n_1 \end{cases}$$

$r \rightarrow \infty$  の解として Fejer の近似解を用い電子計算機により数値的に解いた

#### 3. 結果

プローブ面上の一次ポテンシャル  $\phi_1$  を規格化して各周波数について求めた擾動電子密度  $n_1$  擾動ポテンシャル  $\phi_1$  のプロファイルの一例を図に示す。

種々のパラメーターに対する計算結果から

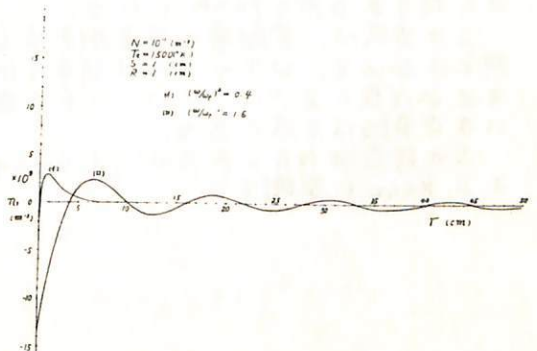
(i)  $\omega > \omega_p$  なる  $\omega$  に対しては擾乱は伝播し、 $\omega < \omega_p$  では evanescent になる。

(ii) シース内では擾動量は急激に変化するとともに  $\omega < \omega_p$  なる場合もこの領域内で振動的となる。

ことなどがあがる。

#### 4. 文献

- (1) J. A. Fejer, Radio Sci., Vol. 68 D, No. 11, Nov '64 1171-1176  
(2) H. A. Whale, J. Geophys. Res. 68, 415-422





4 ロケットによる電離層内低周波測定の問題点

河島 信樹  
原研 核融合研究室

最近のロケットや satellite の観測で電離層内で低周波測定器で低周波ノイズを測定しているが、所望の低周波ノイズよりも近くの放送局からのニュースや音楽が大きい信号として受信されている。(Ungstrup, 1967; Maynard, 1967) 更にこれは高度に依存して、いろいろな高度で違った放送局の電波が受信されている。放送電波は、高周波の電波 ( $\omega_1$ ) が低周波の電波 ( $\omega_2$ ) を振幅変調されたものである。自由空間では、 $\omega_1$  と  $\omega_2$  及び  $\omega_1$  の三つの周波数成分しか存在しないので低周波測定器で放送電波が測定されるには何らかの non-linear な mechanism が必要となり、これを調べるモデル実験を行った。第一図でプラズマ ( $10^6 \sim 10^7/cc$ ) は RF 放電で作られ、電極  $P_1$  から AM (振幅変調) のかかった RF を入れ電極  $P_2$  で検出した。第二図に示した様に  $P_2$  から低周波の信号が検出され、その大きさは搬送波 RF の周波数に大きく依存し、第三図に示した様な peak をもった特性が得られる。変調波の周波数を増すと検出される低周波の振幅は減少し、変調された入力波の低周波振幅に対して位相差が大きくなる。又出力の負荷の抵抗と容量にも依存し、抵抗値を小さくすると振幅位相差は減少し、容量に対しては振幅は減少し位相差は増加する。これらの実験事実から、この現象は、いわゆるレゾナンス・フローアと同じ原理で、検出アンテナのまわりに出来た sheath の non-linear 特性によって RF は検波され、そのインピーダンスと stray capacitance が積分されて低周波部分だけが検出される。この時、sheath は同時に capacitor として働き、プラズマが誘電率  $\epsilon = 1 - (\frac{\omega_p}{\omega})^2 < 0$  となり inductive となった時に直列共振を起して第二図の様になりプラズマ周波数より小さい周波数の所で peak が得られるのである。この  $P_2$  から検出される低周波信号は、 $P_2$  のプラズマに対する電位に依存し、電位が低い時は、入力変調波と出力低周波は位相が  $180^\circ$  ずれて信号も小さいが電位が上ると位相が反転し、それと同時に信号は大きくなりある所で peak になる。

この方法は、電離層の密度測定法として発振器を地上において、ロケットには簡単な低周波検出器をのせれば良く又フローアの電位差にも密度測定に対してはあまり影響がないので有効な方法である。

この研究は NASA Goddard Space Flight Center で行われた。Drs. S. J. Bauer, J. S. Kane に感謝する。

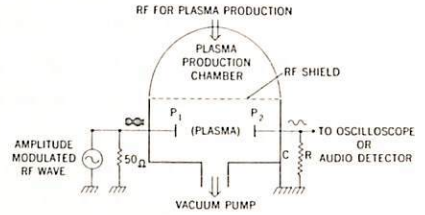


FIGURE 1. Schematic layout of experiment.

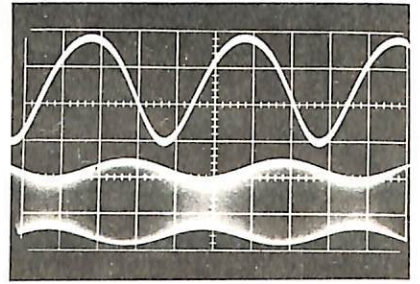


FIGURE 2. Upper: audio output from the receiving electrode  $P_2$  at resonance (0.005 V/div). Lower: amplitude-modulated input RF (5 V/div). Resonance frequency = 13.8 MHz. Modulation frequency = 5 kHz (50  $\mu$ s/div).

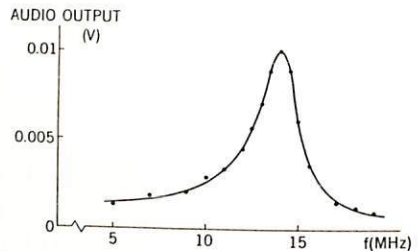


FIGURE 3. Dependence of audio output on the carrier frequency. Modulation frequency = 5 kHz, and 20-percent modulation.

電波研 宮崎 茂, 森 弘隆

これまで電離層測定プローブとして、プローブとプラズマとの間に相対速度が存在する場合、減速電界領域におけるイオン電流電圧特性すなわち Retarding Potential Trap としての特性を考へてきたが、今回は加速電界におけるイオン電流電圧特性を考察した。さてイオン電流捕集領域において浸透電界を考慮した厳密な解析はよく近似的な解析も一ししかない。ここでは Medicus の方法を用いて球型 Langmuir プローブのイオン電流電圧特性を求めた。

まず次の三つの仮定をする。(1) シースの中で衝突がない。(2) プローブ表面において荷電粒子の反射、二次電子の放射等がない。(3) シースは球形である。すなわち零電位の境界を球形とする。さて Medicus によれば加速電界におけるイオン電流式および分布函数は次の如く表わされる。

$$J(\eta) = \pi e n v_p \left\{ r_s^2 \int_0^{\xi_R} \xi F(\xi) d\xi + r_p^2 \int_{\xi_R}^{\infty} \xi \left(1 + \frac{\eta}{\xi^2}\right) F(\xi) d\xi \right\}$$

ここで  $r_s$ : シース半径,  $r_p$ : プローブ半径,  $v_p = (2kT_i/M)^{1/2}$ ,  $\xi = v/v_p$ ,  $\xi_R = v_R/v_p$ ,  $v$ : イオンの速度,  $Mv_R^2/2e = V / \{ (r_s/r_p)^2 - 1 \}$ ,  $\eta = eV/kT_i$ ,  $-V = \text{プローブ電圧}$ .

$$F(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\xi}{\xi_0} \xi^{-\xi^2 - \xi_0^2} \sinh(2\xi\xi_0)$$

ここで  $\xi_0 = v_0/v_p$ ,  $v_0$ : ドリフト速度  
いま Pre-sheath の浸透電界によって加速される量を  $v_{ps}$  とすると、 $\delta = v_{ps}/v_p$  としてシース端における分布函数は、

$$F(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\xi - \delta}{\xi} \xi^{-(\xi - \delta)^2 - \xi_0^2} \sinh\{2(\xi - \delta)\xi_0\}$$

ここでシース間の電位差が十分大きいときは  $v_{ps} = (kT_e/M)^{1/2}$  とはり、 $\delta = (T_e/2T_i)^{1/2}$  である。以上の分布函数を用いてイオン電流を計算した結果は、

$$\begin{aligned} J(\eta) = & \sqrt{\pi} e n v_p r_s^2 \int \xi^{-\xi_0^2} \left[ 1 - \frac{\xi^{-(\xi_R - r)^2}}{1 + \rho^2} \left\{ \frac{\xi_R}{\xi_0} \sinh 2\xi_0(\xi_R - \delta) \right. \right. \\ & \left. \left. + \cosh 2\xi_0(\xi_R - r) \right\} + \left( \frac{1}{\xi_0} + 2\xi_0 \right) E(0, \xi_0) \right. \\ & \left. - \frac{2\xi_0^2 - 2\xi_R^2 + 1}{2\xi_0(1 + \rho^2)} E(\xi_R - \delta - \xi_0, \xi_R - r + \xi_0) \right. \\ & \left. + \delta \left[ \frac{1}{1 + \rho^2} \left\{ E(0, \xi_R - r - \xi_0) + E(0, \xi_R - r + \xi_0) \right\} + \frac{\rho^2 \sqrt{\pi}}{1 + \rho^2} \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\eta}{\xi_0} \frac{\rho^2}{1 + \rho^2} \left\{ F(\xi_R, -\delta - \xi_0) - F(\xi_R, -\delta + \xi_0) \right\} \right] \right] d\xi \end{aligned}$$

ここで  $\rho^2 = 1 / (r_s^2/r_p^2 - 1)$ ,  $\xi_R^2 = \rho^2 \eta$ ,  $E(a, b) = \int_a^b \xi^{-x^2} dx$ ,  
 $F(c, d) = \int_c^d \xi^{-(x+d)^2} / x dx$ .



6 スペースシェンバによるインピーダンス  
 プロブの特性 (II)

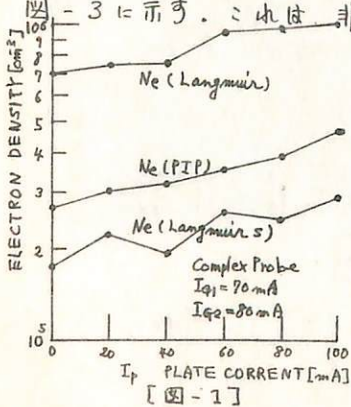
江尻全蔵, 大林辰蔵  
 東京大学宇宙航空研究所

プラズマ探針による測定法に、直流法とRF法があり、Langmuir法では、電子温度測定は精度は良くRF法の中、Impedance Probeによる電子密度測定は非常に高い精度を有する。今回の実験では、Langmuir曲線より電子密度を求める方法、Impedance Probeで電子温度を求める方法について考察し、プラズマ探針法での直流法と高周波法の比較実験を行った。さしに、Impedance Probe本体に磁石を付けて、非一様な磁界中でのImpedance Probeの共鳴特性を調べ、高域ハイブリッド共鳴が、シャープに起る事より、電子密度との関係を調べた。実験装置は、東大宇宙研のスペースシェンバ装置を使い、プラズマ源は、後方拡散型プラズマガンで、電子密度約 $10^5 \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度約数千度、ガス圧 $1.5 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ のArプラズマを発生させて実験を行った。Langmuir Probeは50mm径の金メッキ球、Impedance Probeは12mm径 $\times$ 600mm長の円筒管で、これに50mm径の球をつけた複合プローブを使用した。

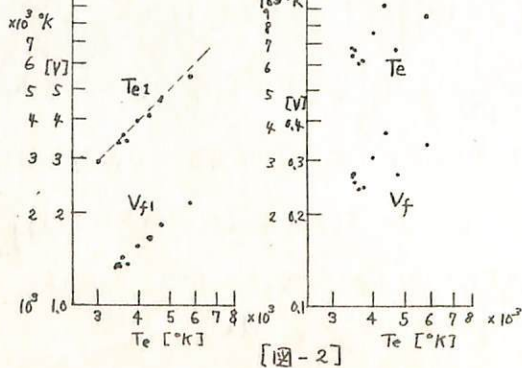
(1) ラングミュア曲線より電子密度を求める方法。 前回従来のLangmuir法で接続より電子密度を求める方法が大きな誤差を含む事を述べた。Impedance Probeで電子の高域ハイブリッド共鳴周波数より電子密度を求める(Ne(PIP))と数%の誤差の範囲で求まる。これを基準にして差える。直流法では、プローブがプラズマの空間電位と同電位の時、RF二次高周波成分が極小になる事を利用し、プラズマの空間電位を決め、この時、プローブに流入する電子電流値で電子密度を求める(Ne(Langmuir's))と図-1のようになる。即ち、電子電流の20~40%の不足を補正しなければならぬ。原因の考察をする。

(2) インピーダンスプローブによる電子温度の求め方。 Langmuir曲線からは、電子温度はかなり高い精度で求まる。これを基準にする。Impedance Probeで電子温度を求める方法は、前回大会発表により示された、同じ方法で、プローブの低周インピーダンスより、シースの厚さ、Floating Potentialを算出し、電子温度を求めると、かなり大きな違いを見せた。原因はシース端の電位を0としている所にある。即ち、シース内の電位分布を、イオンの転移プラズマ内での加速と集束、シース内での電子密度の減少を考慮に入れ、ポアソンの方程式を解かねばならぬ。本実験ではLangmuir曲線よりFloating電位を求め、これより電子温度を求めたもの( $V_{f1}, T_{e1}$ )と、Impedance Probeにより求めたFloating電位と電子温度を、Langmuir曲線より直接求めた電子温度を横軸にして図-2に示す。

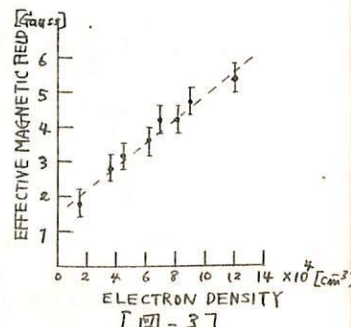
(3) 非一様な磁界でのインピーダンスプローブの共鳴特性。 高域ハイブリッド共鳴周波数が1つある事より、有効に効いている磁界の強さを求め、電子密度の関数として、図-3に示す。これは非一様な磁界での共鳴特性より、電子密度を求め得る事を示す。



【図-1】



【図-2】

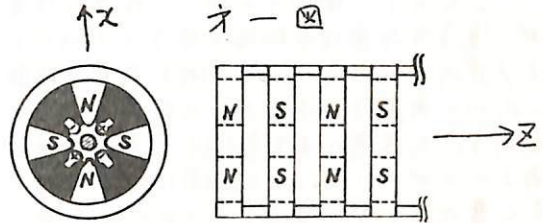


【図-3】

周期的静電磁界による質量分析器 (II)

倉野 信義 相京 和弘  
電波研究所

才一図の講義演会において述べたように才一図のような4極静電界と4極周期磁界との組合せにより、マグネットの位置でのx-y平面の電磁場を双曲線に、z軸方向の磁場の变化はcosineに近似すれば、この電磁場中をz方向へ通るイオンの運動方程式は



$$\ddot{x} + (a + 2\beta \cos 2\tau)x = 0$$

$$\ddot{y} - (a + 2\beta \cos 2\tau)y = 0$$

但し、 $\tau \propto z$      $a \propto V_0/V_A$

$$\beta \propto B_0 / \sqrt{V_A M}$$

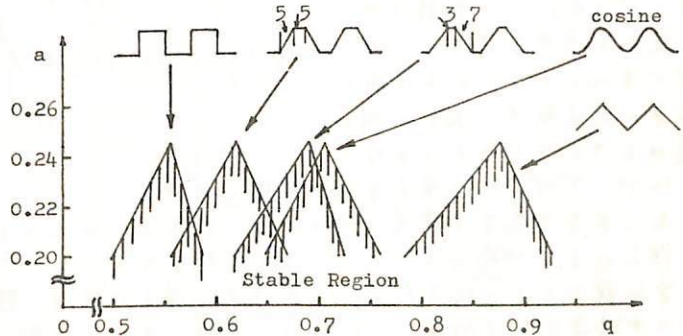
- $V_0$ : 4極電極の電圧.
- $V_A$ : イオンの加速電圧
- $B_0$ : 磁場の強さ.
- $M$ : イオンの質量数

これは Mathieu 方程式となり、これは質量分析器として用いられる。

電極やマグネットの形を適当に選ぶことにより、x-y平面のfieldはほぼ双曲線に近しい形にすることができ、z方向の磁場の变化はむしろ台形波状に変化すると考えられる。そこで、矩形波、台形波、三角波等考えられるいくつかの場合について計算を行った結果、才二図に示すように安定領域が下れることがわかった。

しかしその形はほとんど変化しないので、磁場がz方向に周期的に変化すればその形がどのようなるか、そのことも分析結果に変わりはないことがわかる。

又これを利用して磁場の強さ、加速電圧を変えずに、マグネットの形を変えずにだけ必要な質量範囲に応じた設計をすることができ、その他、この直徑を変えずることによっても安定領域を動かすことができる。



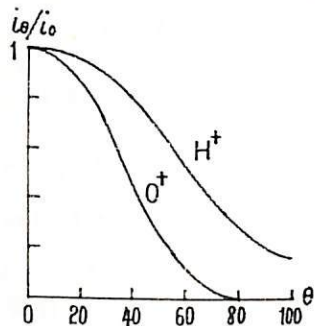
才二図



# 衛星搭載用質量分析器の校正 (I)

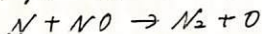
巻野 信義 相京 和弘 宇田 川 諒悦 水津 武  
電波研究所

S R A T S 衛星その他で、我々は質量分析器によるイオン組成の測定を計画しているが、質量分析器は飛翔体の速度と方向によりその測定結果に大きな影響を受ける。第一図はソ連の人工衛星に搭載された質量分析器等によるイオンの入射角に対する感度曲線である。これから角度特性はイオンの種類によっても異なることがわかる。又速度による影響も簡単な計算からかなり重大であることがわかる。人工衛星は観測ロケットより姿勢が大きく変化するので普通にあるから測定データは測定された時の進行方向に対するセンサの角度と衛星の速度を知り飛翔前に実験室内で校正された資料を用いて補正しなければならぬ。そのための校正装置として、第一図に示すような構成の装置を用いる。先づ上層に存在すると考えられるあらゆる気体により校正を行なう必要から、ガス導入系からは、 $H, H_2, He, N, O, Ne, N_2, NO, O_2, CO_2, NO_2, Ar$  などが供給される。これらは一部を除き自動圧力調整が行われる。

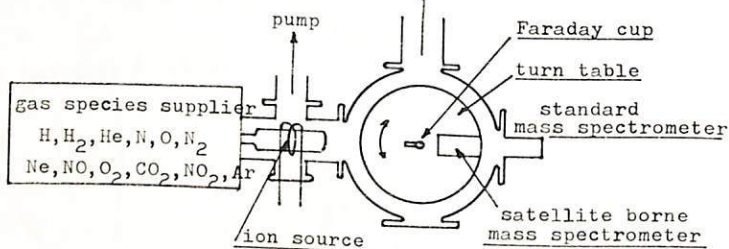


第一図

酸素原子を伴うために、 $N_2$  をマイクログラム起させ  $N$  原子を作り、これに  $NO$  を加え



で  $O$  原子を作った。できた  $O$  原子は、 $N > NO$  のとき緑色の  $N$  と反応し青色を発する。  $NO$  の方が多いときはこれと反応して黄色の光を出す。両方が同じ量ときこれらの光は出ない。



第二図

したがって  $NO$  の流量を正確に制御してやることによりできた  $O$  原子の量も正確に知ることが出来る。  $H$  原子も  $H_2$  からマイクログラムにより作られる。これらがガスは、9 インチ径のパイプがスガスのパイプ中に設けられたイオン源でイオン化される。このイオン源としては、熱電子によるものと、高周波によるものが予定されている。ここで作られたイオンには電子を加えて中性化し 60 cm 径のターミネータールを真空槽に吹き出される。飛翔体搭載用質量分析器はこのターミネータールの上にあわせて角度特性を測定する。イオンビームの速度を変えると飛翔体の速度による影響を知ることが出来る。ビームのエネルギーは数 eV から数百 eV まで変えることが出来る。イオンビームの密度、均一性、エネルギー組成等は、外部から操作された特殊なフーデーカップと標準質量分析計により校正される。

伊藤富造 ◦ 山田弘善  
東大宇宙研

イオンサイクロトロン共鳴現象と一對の平板のインピーダンス変化として検出し、質量分析あるいはイオン-分子反応課程の測定をめぐり実験を行つた。

今回はマーゼナル極波共振器を用いて得られた結果について報告する。

マーゼナル極波共振器は共振回路のQの変化に極めて敏感な共振器であり、インピーダンスの微小変化の測定に用いる事は有効な手段であると考へられる。

共振回路には低V.F. 高gm.のFETを用いた。

測定装置の系統図はFig. 1に示してある通りで、イオン源は100~150eVの電子ビームであり、測定電極は一對の平行平板である。

この平板にはイオンを捕集するために、空間電圧に比較して数10Vマイナスの電圧が与えられている。

また電子ビーム電流制御電極には低周波の電圧が加えられ、イオンの密度変動を行つた。

マーゼナル共振器の出力は密度変動周波数の狭帯域増幅器に入り120dB程度の総合利得を得ている。用いたガスはHe、圧力は $10^{-4}$ Torr領域で行なわれその結果がFig. 2に示されている。電子ビームとプラスマが磁場中で共存するため振動が生じ、イオンサイクロトロン共鳴によるインピーダンス変化だけでなく見られる現象によるインピーダンス変化も観測され解析が複雑になっている。

現在イオン源に高周波初電を試みてゐるので、これと合わせて報告する予定である。

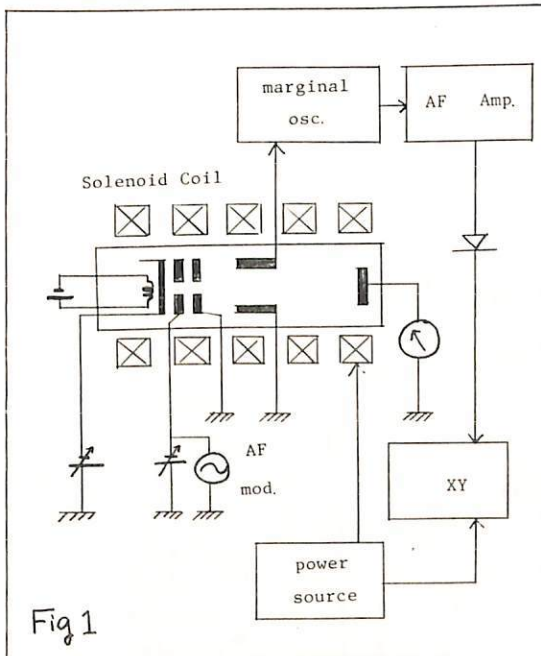


Fig. 1

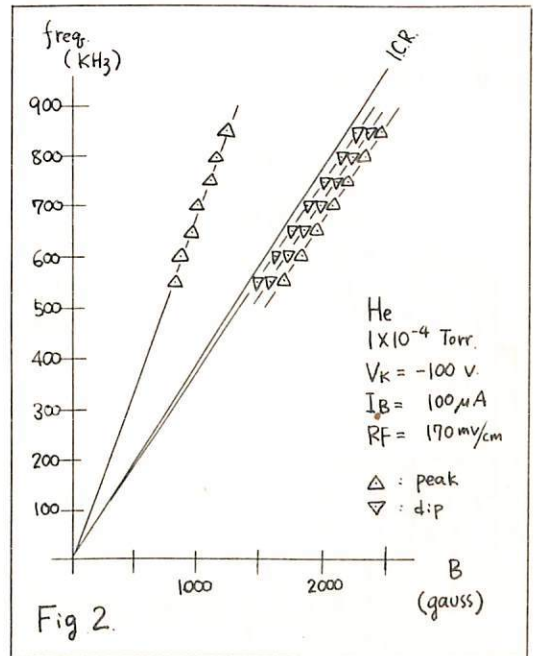


Fig. 2.

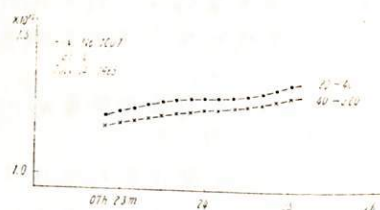


中田美明 荒不 一則 吉田忠孝 阪上肇  
電波研究所

人工衛星から発射する電波の基本波とその高調波の二波の Doppler 効果による周波数のずれを組合せて軌道に沿った  $\int N ds$  を求める Differential Doppler の解析装置を作り、観測データの解析を行った結果について報告する。受信方法には基本波を整数倍に高調波との差を高周波部分で処理する方法も二波を低周波にてそれを組み合わせる方法の二通りが装置を作って実際に観測した。高周波の方は Faraday 効果の影響によって記録がよみとり難い所が多いので、もっぱら現在は低周波の方法によって解析をしている。

Explorer 22 および 27 (BEB および BEC とよぶ) 20 MHz, 40 MHz, 41 MHz, 360 MHz などの電波が発射されている。この中 20-40 MHz および 40-360 MHz の二種類の Differential Doppler の解析を行った。図はある軌道における二つの Differential Doppler 法から求めた全電子数の結果である。

その他データ処理の方法の中に現われた誤差について論議する。



# 極域異常現象研究用超低周波音観測装置

竹屋若夫 奥本隆昭 鈴木 裕  
(大阪市立大学 工学部)

第10次南極地域観測事業(昭和53年度~54年度)で実施される超低周波音観測用装置が完成したので以下に概要を述べる。

観測の対象とする音波の成因、伝播特性の究明には第1表に示す諸量を測定する必要がある<sup>(1)</sup>。表中第1項及び第2項の測定は観測装置の系統図第1図に示すように音圧によるコンデンサ・マイクロホンの容量変化をタンク回路の共振特性曲線の变化に変換して、音響-電気変換を行ない、この出力電圧信号を増幅し、これをデータレコーダに記録して測定する。モニターにはペン・レコーダを使用している。第3項は、所以以上の地点で同一音波を受音し、その受音時間差より測定する手法をとることにした。本観測装置の製作にあたっては、製品の試験期間を充分とることができないことから可能な限り信頼できる市販のものを使用する方針をたてた。その結果、直流増幅器、データ・レコーダ及びペン・レコーダは市販の製品を使用した。

本装置の各部の特性を第2表に示す。表に示す様にコンデンサ・マイクロホンには空気が漏れ定数が200秒以上の特殊な物を使っているため、温度特性が悪く、1°Cの温度変化が約10dbの音圧に相当している。本観測装置ではマイクロホンを検出回路と共に魔法瓶内に設置し、温度変化時定数をもれ時定数以上にし、温度特性を改善している。気圧の日変化等低周波雑音成分および高周波側の雑音成分は音響フィルタ、マイクロホンもれ定数、粘性フィルタで除去できる。検出部出力は15mV/μbで十分な感度を持ち、直流増幅器も所要増幅度50dbに対して充分余裕を持っている。データ・レコーダは0.3 ips, 3 ipsのテープ送り速度をもち10インチ半リールで連続最長27時間の記録がとれる。しかし、時間分解能が0.3 ipsでは1/100秒であるため、到来方向の測定精度を向上させるためには3 ipsで記録する必要がある。音響防護器空洞の音波導入管は雪で閉塞される危惧があるが、本装置では導入管口の高さを地上より3m以上として雪の流氷層の上に出し、さらに管口に円板を取付け管口附近の雪の流水を板に平行な層流として管口が塞がるのを防止する。

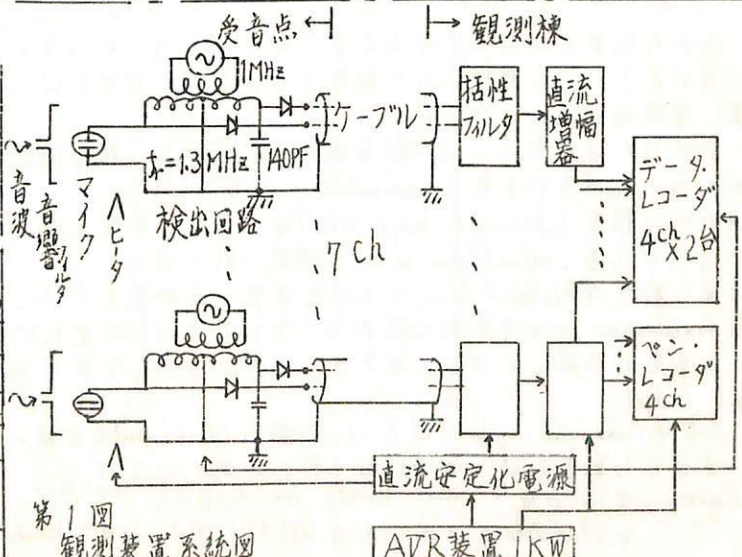
第1表

1. 音圧	数10 μb ~ 数10 db
2. 周波数分析	約1/10 ~ 1/500 Herz
3. 到来方向	

- 1) 竹屋他、IASYシンポジウム 東大宇留所 1968. 6月
- 2) Takeye Okunoto J.G.G. X No.3 pp 118-125 1959.

第2表

コンデンサ:	$\tau \geq 200$ 秒, $C_0 = 140$ PF
・マイク	感度 $\Delta\% \geq 5 \cdot 10^{-4}$ x 音圧(μb)
検出回路:	感度 3°C/C ボルト
直流増幅器:	80 db, 50 μV/cm,
音響フィルタ:	1 Herz(High) 64 1/16 Hz
粘性フィルタ:	帯域 500 秒 ~ 1/50 秒
データ・レコーダ:	0.3, 3 ips, 4 ch.
ペン・レコーダ:	SN比 -35 db
	4 ch, 16 段変速



第1図 観測装置系統図



# 大島 Ash-fall Tuff の帯磁機構一その予備的考察

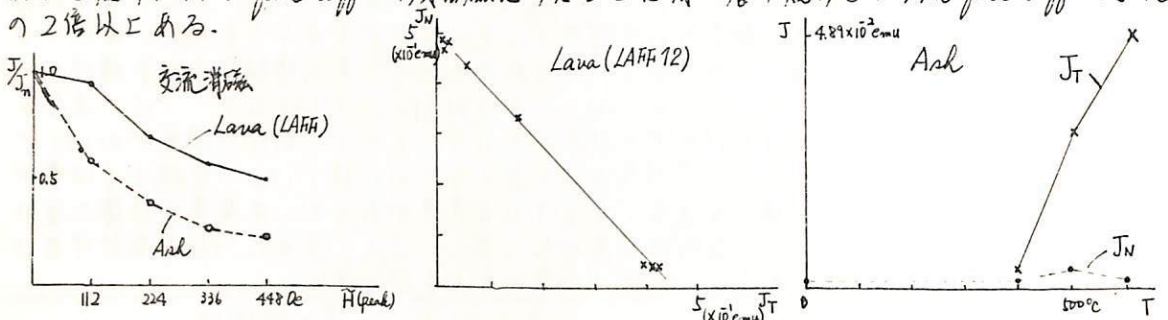
青木 豊・永田 武  
東京大学理学部

伊豆大島には Ash-fall tuff が広範囲にわたり、また数十枚以上の successive layers を以て堆積している。これら Ash-fall tuff はおりの強度 ( $\sim 10^{-3}$  e.m.u/cc) をもって帯磁していることが知られている。(行武①) Tuff と tuff 中に存在する flattened lava の自然残留磁化 (NRM) の方向の一致、storage test でみせられた lava と同じ程度の安定性の裏づけがあつて、磁場の secular variation (present  $\sim 500$  A.D) を求めるために、Ash-fall tuff の NRM が利用されてきた。(行武等②-I, ②-II)

熔岩と異なり、火山灰の噴出は比較的頻繁に行われるため、火山灰の帯磁機構、従つて帯磁した時間及び安定性が明らかとされるならば、古地磁気学に利用できる情報量が、大きく増加する可能性がある。現在はまだ実験の途中であり、結論は得られていないが、これまで得られた若干の data をもとに既知の帯磁機構で説明できるかどうが考察した。

## (I) 熱残留磁化 (TRM)

火山灰の降下の際温度が Curie point (Ash-fall tuff には  $> 500^\circ\text{C}$ ) を越えていることは火山の付近を除けば考えられぬ事である。(中村) 実際交流消磁、熱消磁に対して、火山灰と熔岩は明らかに異なったふるまいを示せるし(下図)、明らかに TRM origin と思われる焼けた Ash-fall tuff の残留磁化の大きさは同一層の焼けた Ash-fall tuff のそれの2倍以上ある。



以上の結果からは tuff の磁化が TRM であることは考えにくい。しかし比較的低温 ( $< 300^\circ\text{C}$ ) において TRM を獲得する可能性が否定されたわけではなく、今後検証する必要がある。

## (II) 堆積残留磁化 (DRM)

DRM の特徴の1つは外部磁場の inclination  $I_H$  と残留磁化の inclination  $I_0$  とが一致せず、 $\delta = I_H - I_0$  で表わされる inclination error が存在することである。Inclination error が存在しないという報告 (Irving & Major 1964) もあるが、室田実験及びスウェーデン、イギリスの wetted clay においてはいずれも inclination error が認められている。

同一時代の Flattened lava と tuff を比較した結果、今回行った lava と tuff の比較、いずれも inclination error は有意に認められることはできず、更に乱気流の中で生じることを考えられる火山巨石が帯磁していることを考え合わせると、DRM origin ということも否定される。

## (III) CRM

Tuff 中の magnetic component は  $T_c \sim 520^\circ\text{C}$  程の titanomagnetite を数  $\mu\text{m}$  の grain size である。 $2\text{Fe}_2\text{O}_3 \rightarrow \text{Fe}_3\text{O}_4$  が考えられるが詳しい検証はまだ行われていない。

References: ① Yukutake, T; Bull. Earthq. Res. Inst. 39, 467, 1961

②-I Yukutake, T. et al. J.G.G. XVII ND3, 1964 ②-II Yukutake, T. et al. J.G.G. XII ND3, 1964

黒鉄々床を貫く dyke 周辺の岩石・鉱石の磁性

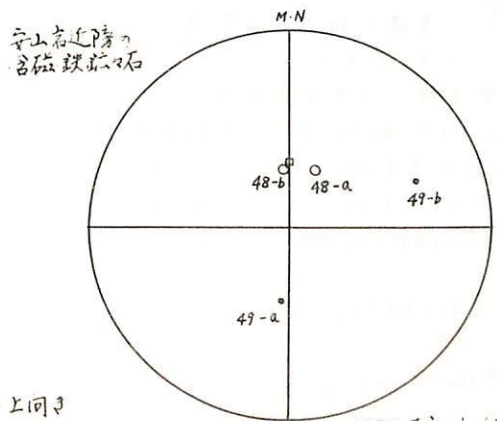
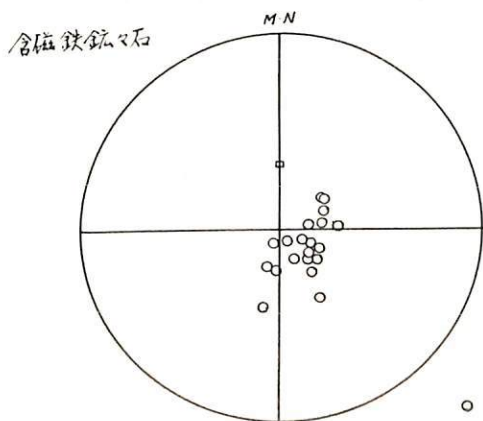
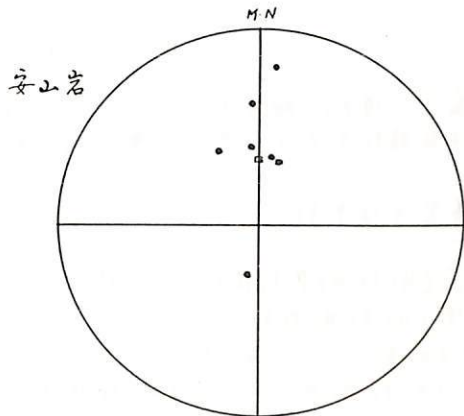
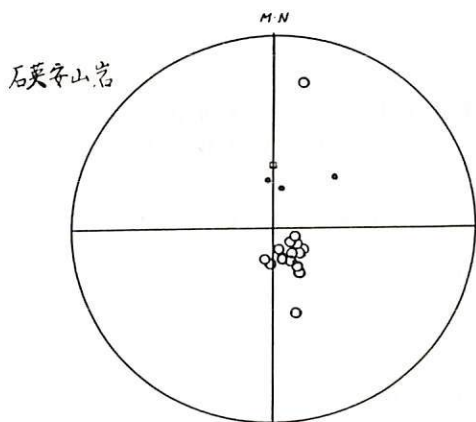
上野 宏典・山岡 一雄  
(東北大理)

才3紀中新世生成の黒鉄々床と何種類かの dyke が貫き、その周辺には磁鉄鉱・磁硫鉄鉱を含む鉱石が存在することがある。今回はその例として秋田県花輪鉄床および松峯鉄床ととりあげ、それらの鉱石の成因的考察を行う。

現在まで実験の終わっている花輪鉄床の含磁鉄鉱々石ならびに各種 dyke の残留磁気の測定結果を下図に示す。安定性その他の実験結果を含めてこれを要約すると次のとおりである。

含磁鉄鉱々石	Reverse	Stable
石英安山岩	Reverse	Stable
安山岩	Normal	Stable (?)

安山岩に関する多くの実験を待たねばならないが、関係火成岩(鉱石生成に用いた岩石)は石英安山岩であると推定しうる。尚、生成年代や安山岩に近接した含磁鉄鉱々石の磁化方位の変化等についても触れる。



○ -- 上向き  
● -- 下向き

(ステリオネット使用)



14 「Néel ガイマグネラムによる Piezo-magnetization につ

いての一考察

小嶋稔・D. Dunlop・木下肇

東大・理・地球物理.

帯磁率・残留磁化等における圧力効果, 及び圧力における残留磁化の獲得等については, すでに永田(1966, J.G.S.), 木下(1964, M.S. Thesis, 1968 unpublished)等により半定量的な説明があるといわれている。これらの理論はいずれも単磁区粒子集合体を仮定し, 静磁エネルギーと磁歪エネルギーの静的釣合より最終的な磁化を求めるものである。筆者等は Néel の TRM 理論の基礎となる熱擾乱モデルに基き, 磁化に及ぼす圧力効果の説明を試みた。ここでは, 単磁区粒子集合体を仮定している。熱擾乱モデルは, 永田・木下等の静的モデルと同様, PRM 獲得機構及び帯磁率に対する圧力効果等を説明出来る。又熱擾乱モデルの利点として, PRM の安定性についての予測が可能であり, 実験との比較を提唱した。更に圧力消磁の効果と熱消磁の効果とを比較し,

$$\Delta T \lesssim 80 \times \sigma \quad (for \sigma \parallel J_r)$$

$$\sigma \text{ in k.b}$$

$$\Delta T \text{ in } ^\circ K$$

なる理論式を得た。即ち, 1 kb の圧力は, 約 80°C の温度上昇に等しい消磁効果を示すことになる。以下熱擾乱モデルに基いた場合と, 永田・木下モデルの場合を比較し表に示す。

実験事実又は予測	この理論	永田(1966)	木下(1968)
1. $dJ_r(H+P+H_0 P_0)/dH = const. > 0$	No	No	Yes
2. $dJ_r(H+P+H_0 P_0)/d\sigma > 0$	Yes	Yes	Yes
3. $J_r(H+P+---) \cong J_r(P+H+---)$	Yes	Yes	
4. $J_r(H+P+P_0 H_0) > J_r(H+P+H_0 P_0)$	Yes	Yes	
5. $J_r(H+P+P_0 H_0) > J_r(H+H_0)$	Yes	Yes	
6. $J_r(H+P+H_0 P_0) < J_r(H+H_0)$	Yes, if $dn(H_c)/dH_c > 0$	Yes, if $dn(H_c)/dH_c > 0$	
7. A.C. 消磁に対する安定性: $J_r(H+P+H_0 P_0) > J_r(H+P+P_0 H_0) > J_r(H+H_0)$	Predicted.		
8. 熱消磁に対する安定性: $J_r(H+P+H_0 P_0) > J_r(H+P+P_0 H_0) > J_r(H+H_0)$	Predicted.		
9. $dJ(H+P)/d\sigma < 0 \quad (\sigma \parallel J_r)$	Yes	Yes	
10. $dJ(H+P)/d\sigma > 0 \quad (\sigma \perp J_r)$	Yes	Yes	
11. $(dJ_{tr}/d\sigma)_{inv} < 0 \quad \sigma \parallel J_{tr}$	Yes		
$< 0 \quad \sigma \perp J_{tr}$	No		
12. $(dJ_{tr}/d\sigma)_{rev} < 0 \quad \sigma \parallel J_{tr}$	No		
$> 0 \quad \sigma \perp J_{tr}$	Yes		
13. Pressure demagnetization: $J_{tr} > J_r(H+P+P_0 H_0) > J_r(H+H_0)$	Yes.		

T. Nagata and B. J. Carleton

Department of Earth and Planetary Sciences University of Pittsburgh

ABSTRACT

Various characteristics of piezo-remanent magnetization of igneous rocks in a weak magnetic field are experimentally demonstrated. The main characteristics observed are as follows:

(a) "After-effect" of uniaxial compression  $J_R(P + P_0H + H_0)$ .

After a rock sample is uniaxially compressed in a non-magnetic space by a pressure  $P$  larger than a certain critical value ( $P_c$ ), its IRM,  $J_R(P + P_0H + H_0)$  becomes larger than the ordinary IRM,  $J_R(H + H_0)$ , without such a pressure treatment. This after-effect of pressure takes place in both cases of  $P // H$  and  $P \perp H$ . Here  $\frac{d}{dP} J_R(P + P_0H + H_0) > 0$  for  $P > P_c$ .

(b) Pressure demagnetization effect:  $J_R(H + H_0P + P_0)$ .

After uniaxially compressing a rock sample having IRM,  $J_R(H + H_0)$ , in a non-magnetic space, the residual magnetization,  $J_R(H + H_0P + P_0)$ , becomes appreciably smaller than the original intensity of  $J_R(H + H_0)$  in both cases of  $P // H$  and  $P \perp H$ . Here  $\frac{d}{dP} J_R(H + H_0P + P_0) < 0$  and  $\frac{d^2}{dP^2} J_R(H + H_0P + P_0) > 0$ .

(c) Non-commutativity of  $P$  and  $H$ .

An inequality relationship expressed as

$J_R(H + P + P_0H_0) > J_R(P + H + P_0H_0) > J_R(H + P + H_0P_0) > J_R(P + H + H_0P_0)$  holds for all samples, where  $J_R(H + P + P_0H_0) - J_R(H + P + H_0P_0) \equiv \Delta_3 \simeq J_R(P + H + P_0H_0) - J_R(P + H + H_0P_0) \equiv \Delta_4$ ,

$$\Delta_3 \simeq \Delta_4 > J_R(H + P + P_0H_0) - J_R(P + H + P_0H_0)$$

$$\Delta_3 \simeq \Delta_4 > J_R(H + P + H_0P_0) - J_R(P + H + H_0P_0).$$

In many rocks,  $J_R(P + H + H_0P_0) > J_R(H + H_0)$ , but in some rocks  $J_R(H + H_0) > J_R(P + H + H_0P_0)$ .

(d) A linear dependence of PRM on  $H$

In a range of small magnetic fields,

$J_R(H + P + P_0H_0) \propto H$ , though  $J_R(H + H_0) \propto H^2$  in the same range.



T. Nagata and B. J. Carleton

Department of Earth and Planetary Sciences University of Pittsburgh

ABSTRACT

Various characteristics of piezo-remnant magnetization of igneous rocks have been experimentally obtained in small magnetic fields,  $H=0 \sim 10$  Oe, and under uniaxial compressions comparable to the earth's crustal stress,  $0 \sim 100$  kg/cm<sup>2</sup>. These characteristics are theoretically interpreted based on a model of the movement of 90° domain walls.

It is assumed that the 90° walls concerned are randomly oriented within the magnetic mineral grains in a rock. It is also noted that if the driving pressure working on these walls results in their reversible movement, then there should be no effect of the compression on the magnetization.

If the Reyleigh's law of irreversible magnetization is accepted for interpreting an observed fact that  $J_R(H+H_0) \propto H^2$ , then the effect of compression (P) on the remnant magnetization becomes dominant.

An approximate calculation of six types of piezo-remnant magnetizations based on this model leads to the following results, which can well explain all observed facts, at least qualitatively:

$$\begin{aligned}
 J_R(P+P_0H+H_0) &= \begin{cases} BH^2 & (H > H_c) \\ \frac{B}{2} HH_c(1+H^2/H_c^2) & (H < H_c) \end{cases} \\
 J_R(H+H_0P+P_0) &= \begin{cases} B(H^2 - \frac{1}{2} HH_c) & (H > H_c) \\ \frac{B}{2} H^2 \frac{H}{H_c} & (H < H_c) \end{cases} \\
 J_R(H+H_0P+P_0) &= \begin{cases} B(H^2 + \frac{1}{2} HH_c + \frac{1}{6} H_c^2) & (H > H_c/2) \\ B(\frac{3}{2} HH_c + 4 \frac{H^4}{H_c^2} - \frac{8}{3} \frac{H^3}{H_c}) & (H < H_c/2) \end{cases} \\
 J_R(P+H+P_0H_0) &= \begin{cases} B(H^2 + \frac{1}{2} HH_c + \frac{1}{6} H_c^2) & (H > H_c) \\ B(\frac{1}{2} H^2 + HH_c + \frac{1}{6} \frac{H^3}{H_c}) & (H < H_c) \end{cases} \\
 J_R(H+H_0P+P_0) &= \begin{cases} B(H^2 + \frac{1}{6} H_c^2) & (H > H_c) \\ B(\frac{1}{2} H^2 + \frac{1}{2} HH_c + \frac{1}{6} \frac{H^3}{H_c}) & (H < H_c) \end{cases} \\
 J_R(P+H+H_0P_0) &= \begin{cases} B(H^2 - \frac{1}{2} HH_c + \frac{2}{3} H_c^2) & (H > 2H_c) \\ B(\frac{1}{2} H^2 + \frac{1}{2} HH_c + \frac{1}{12} \frac{H^3}{H_c}) & (H < 2H_c) \end{cases}
 \end{aligned}$$

where  $J_R(H+H_0) = BH^2$ , and  $H_c = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{\lambda}{J_s} P$ .

百瀬 寛一  
信大. 理.

前日も報告したように浮石中の強磁性鉄物の Thermomagnetic curve, Curie temp. を用いて, その浮石屑相互の Identification をこころみている。

今回はこゝろ浮石屑のうち Pm-I 屑の強磁性鉄物の Curie temp. (450°C) が, Original 相のものかどうか調べたために  $1 \times 10^{-3}$  mmHg Vacuum 中で, 鉄物をパイロック管に封入し, 平均 700°C で Annealing した。そのもの Thermomagnetic ~~curve~~<sup>Curve</sup> は Anneal 以前のものとほとんど変わらず  $T_c = 450^\circ\text{C}$  であった。又 Pm-I で  $T_c = 500^\circ\text{C}$  のものも, Annealing することによつて,  $T_c$  は 450°C になった。以上の実験結果から Pm-I の Original 相の  $T_c$  は 450°C であろうと思はれる。

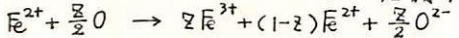
Pumice 中の強磁性鉄物の  $T_c$  とその相間は, 永田. 敏本. かつら. 山合らの行なつた Titanomagnetite の相間とかなりよく一致することは, 前回報告したが, 今回の熱処理の結果と合せて, Pm-I の化学成分は 22%  $\text{TiFe}_2\text{O}_4$  - 78%  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  程度の Titanomagnetite だと思はれる。



坂本信彦・小島美都子・桜庭俊昭  
 電気試験所 東大・理 電気試験所

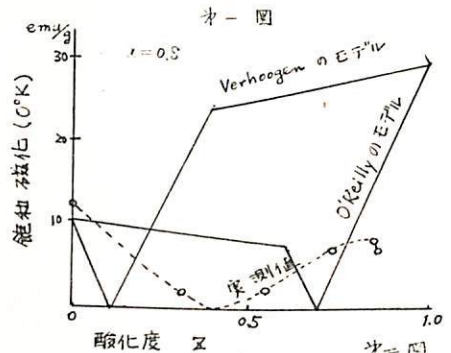
合成チタノマグネタイト ( $x\text{Fe}_2\text{TiO}_4 \cdot (1-x)\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) を酸化してチタノマグヘタイトを作った ( $x=0.7, x=0.8, x=0.9$ )。Elder に従って、焼結したチタノマグネタイトを水中で  $1\mu$  以下の粒子サイズまですりつぶし、その後空气中で加熱する方法をとった。この方法では、従来かなり困難であるとされていたチタノマグヘタイトの合成が容易になり、酸化度を制御して一相のままの酸化を進行させることができる(いわゆる低温酸化)。上記の方法で作ったチタノマグヘタイト試料約15ヶにつき飽和磁化と抗磁力の温度変化を測定した ( $H_{\text{max}} = 15 \text{ KOe}$ , ヘリウム温度まで)。いままで報告されている結果とは逆に、飽和磁化値は酸化するに従い減少し、ついには反転することがわかった。チタノマグネタイト及びそれを一相のまま酸化させたチタノマグヘタイトのイオン配置についての理論的モデルは、Verhooogen 及び O'Reilly によりそれぞれ出されているが、これらのモデルから期待される飽和磁化値はどれも実測値と合わない。しかし、理論的に予想されたように、たしかに、酸化があるところまで進行すると飽和磁化の反転が起る。下図は、 $x=0.8$  のチタノマグネタイト試料を酸化したときの飽和磁化値と酸化度  $x$  との関係を示している。

ここに酸化度  $x$  は以下のように定義する。

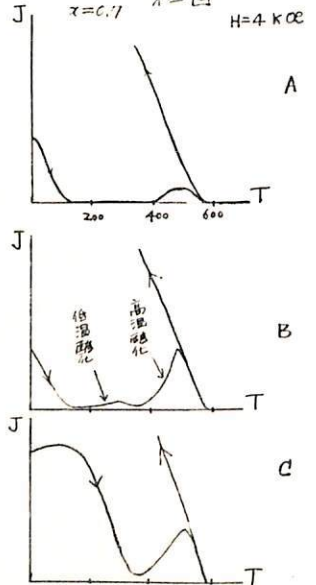


秋本らにより求められている飽和磁化値は、これらの値と比較すると一致しないが、これは、試料の酸化の仕方に問題があったためと考えられる。オ=図に  $x=0.7$  の試料の高温での熱磁化曲線を示した。A は焼結したままのもの、B は水中すりつぶしすみのもの、C は B を空气中加熱して酸化させたものである。A, B を見てわかるように、チタノマグネタイトは水中処理をすると低温酸化を経てから高温酸化をし、最終的には  $\text{Fe}_3\text{O}_4 + (\text{O})$  になるが未処理のものは低温酸化を経ずに直接高温酸化が起る。すでに報告されている海底玄武岩の異常な J-T 曲線の非可逆変化は、まさに C に相当することがいくつかの data から判明した。秋本らにより求められた三角図形上の等飽和磁化値曲線は大中に修正されなければならない。

酸化と残留磁化の自己反転機構について、いままであまり議論されてない。自然にはチタノマグヘタイトが残留磁化を担っている場合が多くあるが、それらの NRM が上に示したような酸化による飽和磁化の反転による自己反転を起したものである可能性がある。この点に関して議論する予定。



オ=図



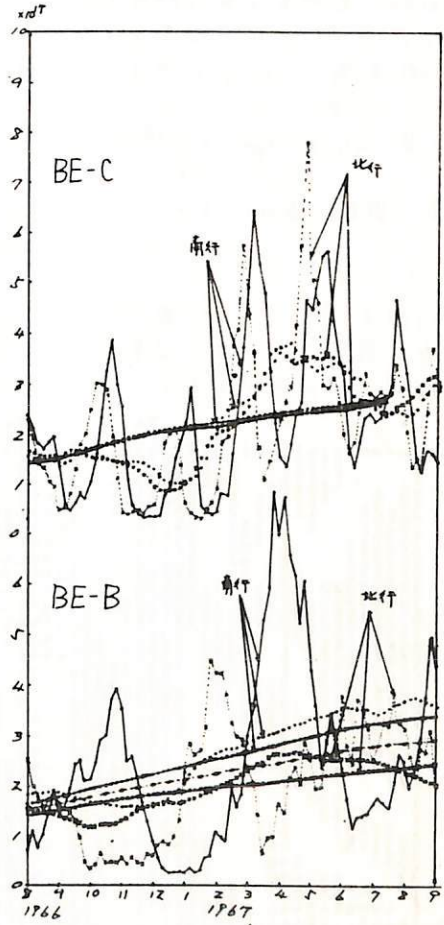
エフスプロローラ-22 および 27 の電波によつて得られた日本近傍の全電子数の変化

中田美明 有馬安春 阪上肇  
電波研究所

移動する人工衛星から電子数を求める場合 1日に数回の観測ができるが、*perturbative* による軌道面の移動に基づいて次第に観測時刻が移動することによつて、数十日以上の観測を綜合すると日変化を得ることが出来る。

人工衛星 BEB および BEC は赤道傾斜がそれぞれ約  $80^\circ$  および  $41^\circ$  であるから軌道面が赤道を一周するのに約  $1/80$  日および  $67$  日を要する。

図に示されたものは *Differential Doppler* から求められた最近接地点の得られた全電子数の 5日平均の値を示したもので、左から右へ見ると日変化を示している。実線は衛星の南行き値、破線は北行き値である。太い破線は北行きと南行きの BEB に対しては 67日の移動平均であり、BEC に対しては 180日の移動平均である。最も太い線は何れも一年の移動平均を示すもので、この BEB と BEC を比較すると同じ季節でも又 BEB に対しては北行きと南行きで値が大いに異っている。しかし BEB の二つの平均は BEC のそれと殆ど一致する。このような値の相異は季節変化が日変化の中に強く現われる結果である。





全電子数の中緯度附近の緯度変化

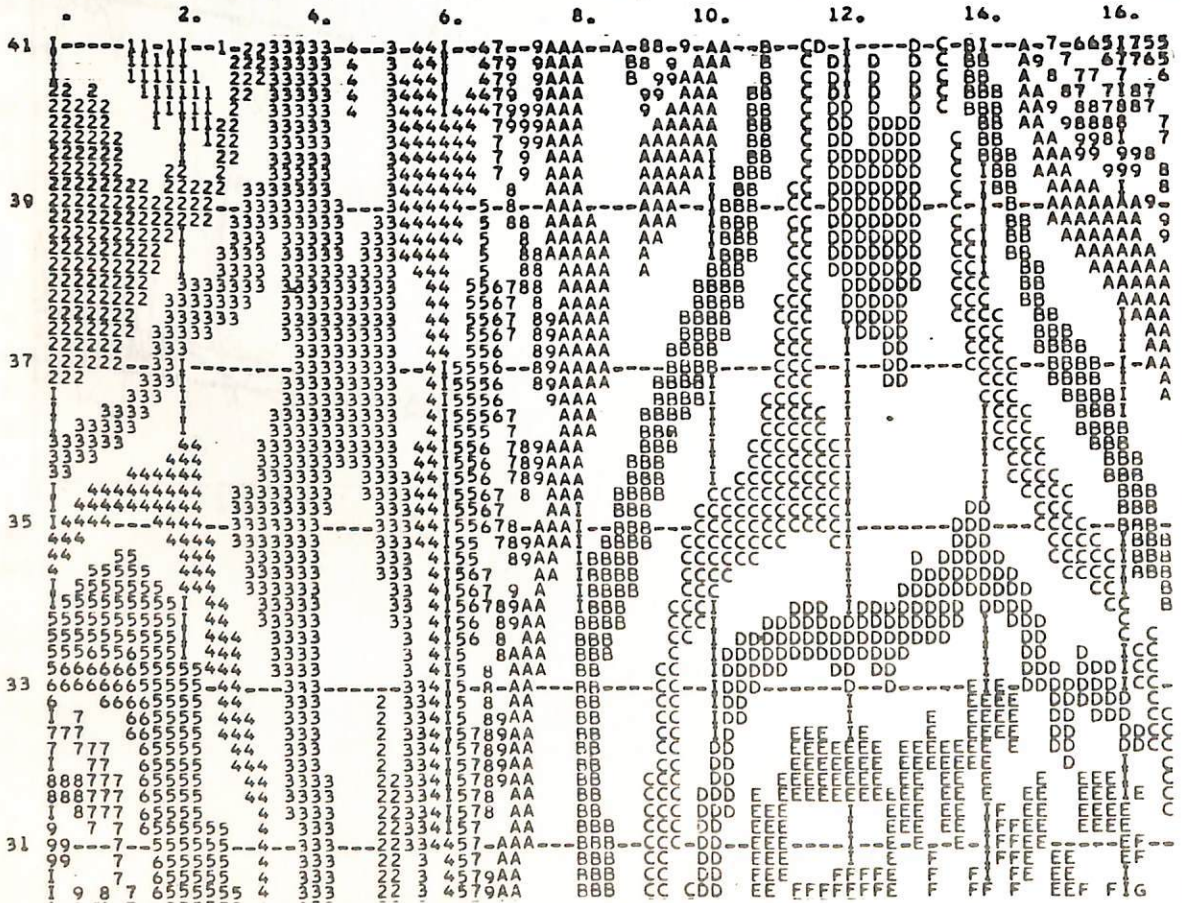
中田英明 阪上肇 加藤仲夏  
電波研究所

B E BおよびB E Cについて求められた全電子数の日変化の中には季節変化が加わつてくるが、比較的その影響が少ないB E Cについて個々のDifferential Doppler曲線から軌道に沿つた全電子数の程度的変化を求めてみた。Perturbationによつて観測時刻が次第に変わるので、日変化と程度的変化を示すような図を求めることが出来る。図はそれを示した一例で3ヶ月のデータを使用している。

図中の1, 2, 3...およびA, B, C...等は次の値を示す。

- |   |                         |   |                            |
|---|-------------------------|---|----------------------------|
| 1 | 0.1 ~ 0.2 $\times 10^7$ | A | 1.0 ~ 1.5 $\times 10^{17}$ |
| 2 | 0.2 ~ 0.3 "             | B | 2.0 ~ 2.5 "                |
| 3 | 0.3 ~ 0.4 "             | C | 3.0 ~ 3.5 "                |

図は緯度29°~41°の範囲を得ることが出来る(一部切断) B E Cの全観測期間中全電子数の最高値を示す。緯度は29°以南であつて、中緯度の一か所の観測によつてMagnetic Controlなどの影響を求めるとは不可能であつた。その他得られた結果について報告する。



丸橋 元英  
東大理

Alouette 1 の電子密度分布データを解析して、高緯度電離層の特徴的な構造について調べた。秋・冬・夏の電子密度の平均分布、西田によって定義された(1967) Variability, scale height の分布を示す。

Variability と scale height の分布は、オーロラル・オバールに沿って特異性を示しここに構造的な特徴があることがわかる。

また、個々の orbit について調べることにより、いくつかの Trough, peak 等の性質を明らかにする。

最後に、平均として得られた scale height の分布から、イオン組成、温度、運動量などについて、どれだけの事が結論できるかを述べる。



水平方向の温度勾配がある場合の熱圏・外気  
 圏の密度分布

松浦延夫

電波研究所

上部電離層のイオン組成を研究したり、外気圏での水素・ヘリウム分布を知るためには、熱圏での密度分布を調べるこゝが大切である。熱圏の密度分布モデルについては、Harris and Preister (1962) の日変化に因する研究や、Kockarts and Nicolet (1963) の水素・ヘリウム原子の密度分布に関する研究があり、それらを基として現在よく用いられている標準大気モデル (CIRA, 1965) がつくられている。このモデルでは、水素・ヘリウム原子の escape 成分による沿直流が密度分布に及ぼす効果は考慮されているが、水平方向の温度不均一による re-entry 弾道成分の沿直流の効果は考慮されていない。他方水平方向の温度不均一による re-entry 弾道成分の粒子流に関しては、Hanson and Patterson (1963), Donahue and McAfee (1964), Joseph and Venkateswaran (1966) 等による研究があるが、これらの議論では外気圏の底での密度は与えられたものとしており、re-entry 弾道成分による粒子流が圧力圏での密度分布に及ぼす影響は考慮されておらず、またその取扱も外気圏の底を平面及至は円柱面と近似が用いられている。

こゝでは、外気圏の底を球面とした場合の、escape 成分および re-entry 弾道成分による沿直粒子流が圧力圏での水素・ヘリウム密度分布に及ぼす効果を調べた結果について報告する。熱圏温度の不均一は太陽 EUV 照射の不均一に基づく日変化や季節変化として知られており、その他太陽風の効果によるものと考えられている地磁気圏効果 (高緯度で温度上昇が大きい) 等が知られている。これらの温度不均一は略軸対称の温度分布とみなせるので、こゝでの計算結果は軸対称の温度分布の場合についてのみ得られている。

この問題を解く道筋を大別すると次のようになる。

- (i) 外気圏の底での上向き沿直粒子流 ( $F_c$ ) と熱圏での密度分布  $n(r)$  との内係。この内係は熱拡散を含めた拡散平衡の状態にあるとして、密度分布は次の形に与えられる。

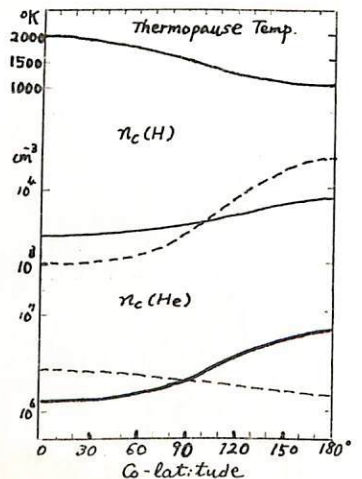
$$n(r) = n(r_0) \cdot W(r) [1 - E \cdot J(r)], \dots (1)$$

こゝで、 $W(r)$ ,  $J(r)$  は温度の沿直分布および熱圏の主要大気成分 ( $N_2, O_2, O$ ) の密度分布によって決まる量であり、 $E = F_c/F_0$  で  $F_0$  は定数である。粒子流  $F_c$  は三つの成分よりなる。つまり、escaping 成分による粒子流、re-entry 弾道成分の上向きの粒子流、および re-entry 弾道成分が外気圏の底に向かって入ってくる粒子流の三つである。こゝで三つの粒子流は外気圏の底全面についての積分で与えられるので、外気圏の底での密度は積分方程式で与えられる。

- (ii) 外気圏の底での re-entry 弾道成分の下向きの粒子流は、外気圏の底で Maxwell 分布を持つものとして、次の形に与えられる。

$$F_c^{re-down}(\theta) = \int_0^\pi n_c(\theta_1) K(X_1, \theta, \theta_1) d\theta_1, \left( X_1^2 = \frac{m g_c r_c}{R T_\infty(\theta)} \right) \dots (2)$$

右図に、外気圏の底の密度分布の計算例を示す。実線は re-entry 成分の効果は考慮しない場合の密度分布で、実線はそれを考慮した場合の密度分布である。



川野 実, 中島 敬行, 鈴木 茂彦, 飯田 考夫  
名古屋大学工学部

地球表面の大気中に存在する電場の強さをほぼ定常状態に保っている機構についてはいわゆる *Global Circuit* 説があるが、その当否に関する直接の検証はなく、その解明が緊急の課題である。この仮説を確かめるためには地表から電離層に到るまでの大気の電氣的状態、即ち電気伝導度、電位傾度を同時に精密に測定する必要がある。それと同時に電気伝導度を維持している機構、即ち電気現象の最も基本的な過程としてのイオン対生成率と凝結核濃度とを同時に測定することによって大気イオンの生成・消滅の収支の状態を明らかにする必要がある。本研究は最も基本的な量であると同時に他の諸量の測定精度に比べて遙かに高い精度で測定可能と考之られ、諸電気量測定結果に対する検討の基準となり得るとみられる全イオン対生成率を測定することを目的とする。

Fig. 1 に、この測定に用いられた電離箱の構造を示す。この電離箱は直径 380 mm の球型で、容積は 28.7 l、壁の厚さ 0.6 mm ( $162 \text{ mg/cm}^2$ ) のアルミニウムである。集電極は直径 8 mm のアルミニウムで直流増幅器に接続されている。電離箱の封入気体には 1 気圧の乾燥空気を使用し、印加電圧は約 300 V である。

観測はこれ迄に 2 回行われた。第 1 回は 1967 年 10 月 21 日 18 時 05 分、茨城県大洋村の東大宇宙研大気球実験場 (地磁気緯度:  $26.0^\circ \text{N}$ ) に於て放球され、東北東約 150 km の海上に流されながら約 19.5 km の高度に達した。第 2 回は 1968 年 9 月 6 日 18 時 20 分、福島県原町市の東大宇宙研大気球実験場 (地磁気緯度:  $27.7^\circ \text{N}$ ) に於て放球され、東北約 50 km の海上に流されながら約 26.7 km の高度に到達した。

Fig. 2 に、これら 2 回の測定で得られたイオン対生成率の高度分布を示す。それぞれの測定結果を比較するために、H. V. Neher (1965) が測定した各緯度に於るイオン対生成率の高度分布から宇宙線緯度などと考慮して推定した茨城県大洋村及び福島県原町市でのイオン対生成率の高度分布を点線で示してある。Fig. 2 を見ると、両回とも地表から 1.5 km 位まで減少し、その後 15~16 km 位まで増加し、それ以上では再び減少している。第 1 回の測定結果についてみると、約 6 km から 15 km 迄は Neher の測定結果から推定したものと良い一致を示しているが、第 2 回の測定結果では第 1 回の結果に比べて少し大きな値が得られている。また第 1 回の測定では高度 10 km 前後に約 10% のイオン対生成率の異常な増加が見られるが、これは核爆発によって生じた長寿命の放射性物質がその高度に滞留していたためではないかと考之られる。これらの原因については、目下検討中である。

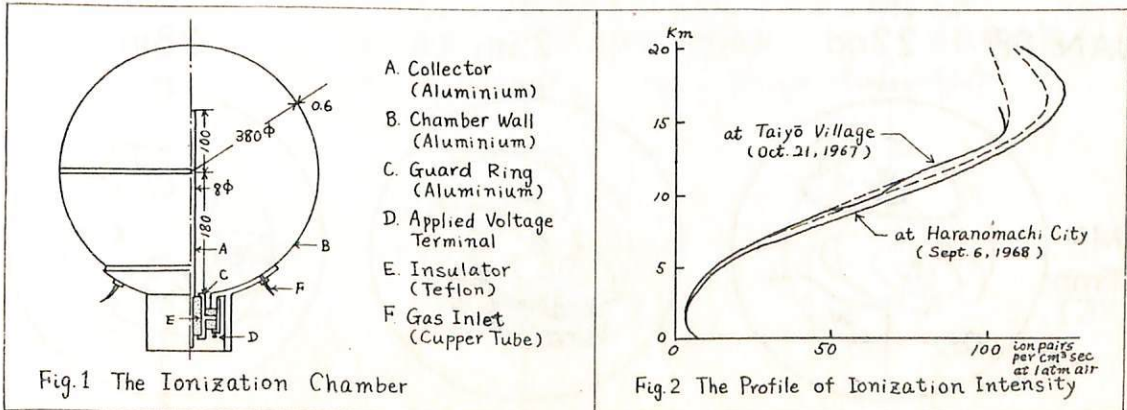


Fig. 1 The Ionization Chamber

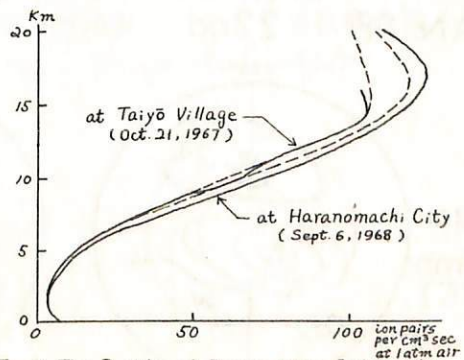


Fig. 2 The Profile of Ionization Intensity

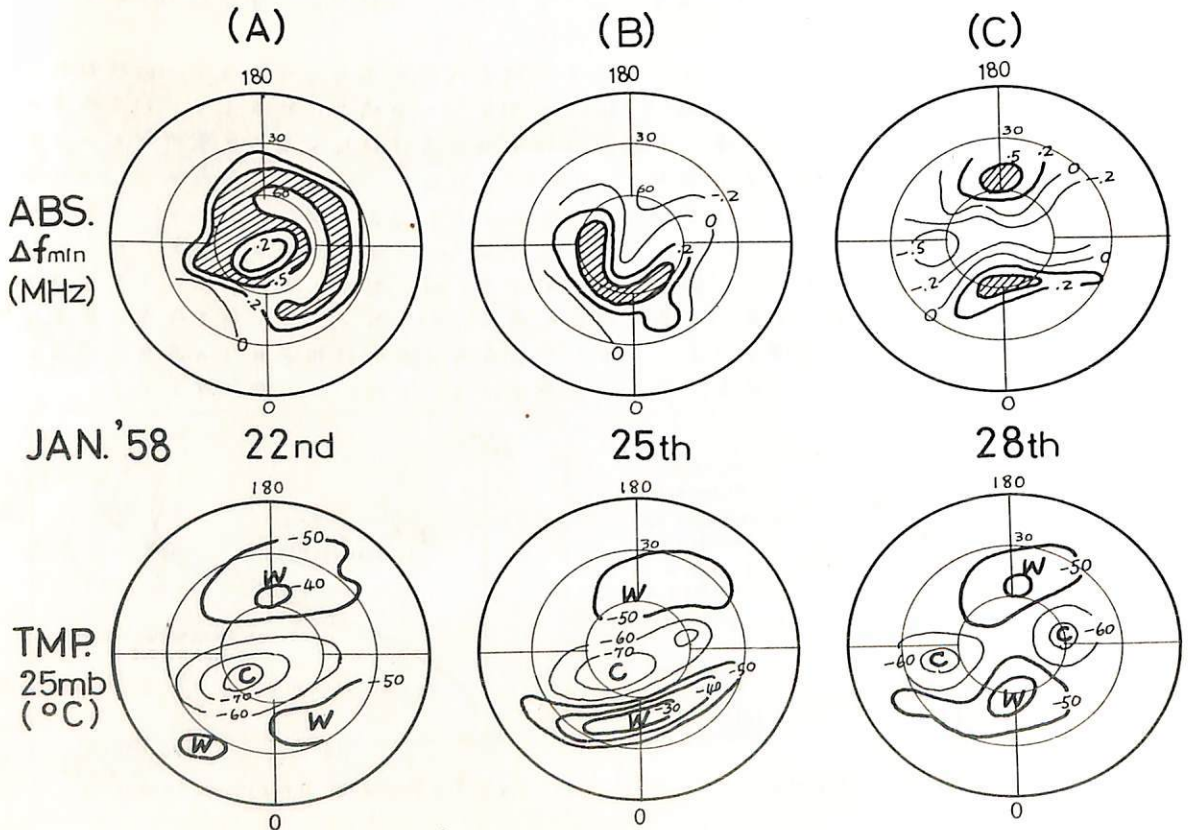


新野賢爾 東村政市  
電波研究所

かなり以前から冬季において電離層に吸収の異常増加現象が存在することが知られていたが、近年これが極域成層圏の冬季突然昇温と関連することが見出され、これに注目して集めるようになった。しかしながら現在のことと両者の関連は統計的に認められたといふ小域を出す、物理的もしくは化学的機構を考へるあたり困難がある。

こゝでは、これまでに発生した大きな突然昇温 1958年1月と1963年1月に示す電離層観測  $f_{min}$  正午値の経緯分布を作成して次のことが明らかにされた。

1. Initial Stage 磁気圏終相にあつたわけ、いろいろしく拡大した極光帯吸収域の一部に成層圏昇温と対応する小領域が発生する (図A)
  2. Intermediate Stage 極光帯吸収域が消え、Final Stageのはいさすまでの数日間、温度は上昇を続け、その吸収領域は不安定であつて両者のはつちが対応はみられない (図B)
  3. Final Stage 昇温域と吸収域共に極域をへさんで回極子状となり、高温と吸収域が対応する。その後数日間はわりとそれと約  $15^\circ/\text{day}$ ,  $30^\circ/\text{day}$  の速さで回転をほいめつて消滅する。(図C)
- また日本附近の吸収観測と成層圏昇温について述べる。



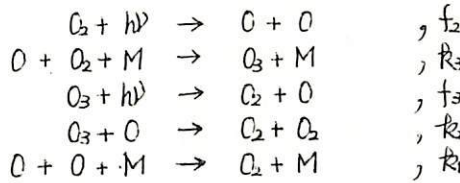
オゾン分布に対する力学的影響

岩坂泰信  
東大・理・地球物理

最近ロケットによるオゾン観測がさかんに行われてゐるが、日本においては永田、等松、鶴田によるオゾンのロケット観測が行われた(1965~1966)。この一連の観測によつて、60 Km 近くで酸素のピークともみられるオゾン濃度の高い部分が存在することか示めされた(*Space Research III*, p. 639, 1968)。化学平衡を主体とした理論も、*Oxygen Atmosphere* を考えるのではなく *Hydrogen-Oxygen Atmosphere* あるいは *Hydrogen-Nitrogen-Oxygen Atmosphere* を考え、さらに温度分布も考えに入れる方向で精密化されてゐる。しかし一方では、いまだ定量的な議論はされてゐないが、大気の運動がオゾン分布に影響してゐることか種々の事実によつて示されてゐる。

ここでは *Oxygen Atmosphere* を考え、eddy diffusion を導入することによつて、オゾン分布を計算する。

基礎的な化学反応式は



拡散方程式及び連続の式は

$$\frac{dn_i}{dz} = -\frac{n_i}{D_i + K} \left\{ \frac{D_i}{H_i} + \frac{K}{H_{ave}} \right\} - \frac{n_i}{T} \frac{dT}{dz} - \frac{\phi_i}{D_i + K}$$

$$\frac{d\phi_i}{dz} = X_i$$

$$X_1 = 2f_2 n_2 + f_3 n_3 - 2R_1 N n_1^2 - R_3 n_1 n_2$$

$$X_2 = -f_2 n_2 - R_3 N n_1 n_2 + f_3 n_3 + 2R_2 n_2 n_1 + R_4 n_1^2 N$$

$$X_3 = -f_3 n_3 - R_4 n_1 n_2 + R_3 n_2 n_1 N$$

$i = 1, 2, 3$  は酸素原子、分子、オゾンに対応する

$n_i$ : 濃度  $D$ : 有効拡散係数  $K$ : 洞拡散係数

$H$ : Scale Height  $H_{ave}$ : Average Scale Height

$\phi$ : Flux



## 中間圏オゾンの定量法の検討

— 太陽中間紫外線のレーリー後方散乱と中間紫外大気光

小川利紘・岸松隆夫  
(東大理・地球物理研究施設)

太陽中間紫外線(波長 2,000 ~ 3,000 Å) の吸収を用いて大気のオゾン定量することは多くのグループによって試みられ、その方式が確立されようとしている。この方式は、ロケットに紫外線測光器(又は分光器)を搭載し、上昇又は下降中の太陽輻射強度の変化を測定し、その変化をオゾンによる吸収によるものとみなして、オゾン密度を求めようとしている。直接的な分光分析法として、単純直截な原理に基づくものである。

これに対し、衛星に中間紫外測光器を搭載し、大気の上層部から地球大気のレーリー後方散乱を測定し(このレーリー後方散乱はオゾンの吸収を受けているので)、これによってオゾン定量方式も考えられ、2,3 試みがなされている。この方式では、原理は前の場合に比べ複雑であるが、衛星を用いるので、時間的、空間的に情報量が大幅に増すという利点がある。

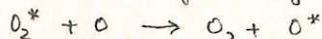
この方式の原理的な分析は前回の<sup>講</sup>演習会で示した。大気が平行成層であるとモデル計算を行った結果、中間紫外線のレーリー後方散乱量に対して中間圏のオゾンにのみ吸収は著しく影響することから、後方散乱量の測定から中間圏オゾン量に対する有力な情報が得られることが判明した。

また原理的には、一つの観測方向に対する後方散乱量のスペクトラム、或は観測方位に対する後方散乱量の変化が得られれば、積分方程式を数値的に解くことによって、オゾン高度分布を得ることが出来る。

今回の報告は、先に行った平行成層の大気モデルを球面成層に改めて行った計算結果を紹介する。測光器が地平線近くを見ているときは、~~後方散乱量の計算~~地球の曲率が問題となるので、この場合に適合するモデル計算として行ったものである。

次に、中間紫外大気光が、どの程度この方式の精度に影響を与えるかを検討する。中間紫外域の大気光としては、 $O_2$  の Herzberg bands と Schumann-Runge bands が問題となるであろう。輻射輸送の式から強度を推算すると(これらの大気光は太陽輻射の共鳴散乱として起る)、測光器のバンド幅が 100 Å 程度のとき、大気光の flux とレーリー散乱量とは同程度となる。若しこれが正しいとすればレーリー後方散乱からオゾン量を出す試みは原理的に不可能となる。しかし、今迄観測された中間紫外の地球輻射スペクトラムには、明確に大気光であると特定される bands は見出されていないので、この事実に基づけばわれわれのオゾン定量方式は有望であるという結論になる。

但しこの場合、大気光のオゾン観測値が理論値より大中小さいという問題が残る。この解釈として、励起分子の collisional quenching が考えられる。すなわち



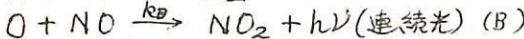
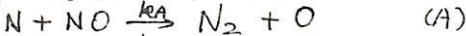
などの反応が効くことが予測される。

中村正年, 松木忠夫, 森岡三男  
東京教育大学, 光研

我々は1958年頃, 大気光絶対強度測定のための輝度標準を作り<sup>1)</sup> 国内及び国際的な比較検定を行った。最近, 化学発光を伴う気体反応実験において, 酸素原子とNO分子との反応による生じるNO<sub>2</sub>の連続光を使うて絶対強度を検定する方法が, カナダのA. Fontijn 等によつて提唱され<sup>2)</sup> その方面では次第に広く使われ始めている。我々は上記輝度標準とNO<sub>2</sub>の化学発光を利用した絶対強度とを比較し, 両者の実験誤差の範囲内で一致する値を得たので, それについて報告する。

大気光用輝度標準は第1図に示されるようなもので, このオペール硝子の面輝度は, 別に用意された1次標準光源(色温が, 光度の検定されたもの)と, MgO反射板を使うて比較検定され, 輝度の波長分布が測定されている。

NO<sub>2</sub>の化学発光は次の反応によるものである



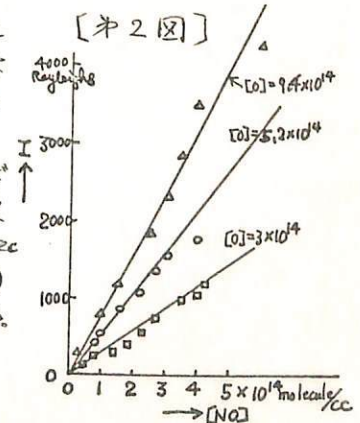
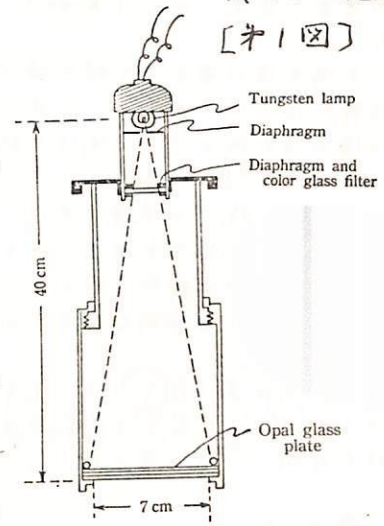
実験としては, 窒素ガスの流れの中で放電によつてN原子を発生させ, その下流でNO分子を注入し(2)すると, (A)の速い反応が起き, NOの量がNの量より多いときは, 流れの中にあつたN原子はすべてO原子に置換され, 更にそのO原子は余分のNO分子と(B)の反応によつてNO<sub>2</sub>連続光を出す。従つて注入したNO分子で先づN原子の量を測定し, 次に注入するNOの量を変化させることによつて連続光の強さを変えることが出来る。このときの連続光の強さは  $I(\lambda) = k_B(\lambda) [NO][O]$  の形であらわされる。これを分光器を通して観測するときの記録計の振れを  $D(\lambda)$  とすれば  $D(\lambda) = G(\lambda) \cdot l \cdot I(\lambda)$  である。こゝに  $G(\lambda)$  は分光器, 光電子増倍管, 増中器, 光学系の幾何的効率などの係数であり,  $l$  は発光部分の長さである。一方, 大気光用輝度標準の強さを  $Q(\lambda)$  (Rayleigh 単位) とすれば, それによる振れは  $D_s(\lambda) = G(\lambda) Q(\lambda)$  であらわされ, これから

$$I(\lambda) = (D(\lambda) / D_s(\lambda)) Q(\lambda)$$

の関係で  $I(\lambda)$  が求められる。[NO]に対する  $I(\lambda)$  の変化の測定例を右図に示す。3本の直線は [O] の異なる値に対応するもので, この変化が直線になることから, この勾配を [O] で割つたものが  $k_B(\lambda)$  である。これから得られた  $k_B(\lambda = 5800 \text{ \AA})$  の値は  $(9 \pm 1) \times 10^{-21} \text{ photon} \cdot \text{cc} / \text{particle}^2 \cdot \text{sec}$  全波長に亘つての値で, NO<sub>2</sub> のスペクトルの波長分布を使うて求められ  $k_B(\text{Total}) = (4.5 \pm 0.5) \times 10^{-17} \text{ photon} \cdot \text{cc} / \text{particle}^2 \cdot \text{sec}$  が得られる。これは Fontijn 等によつて得られた値  $(6.4 \pm 2) \times 10^{-17} \text{ photon} \cdot \text{cc} / \text{particle}^2 \cdot \text{sec}$  の値と誤差の範囲で一致している。

1) D. Onaka and Nakamura; Science of Light, 7, 28, (1958)

2) A. Fontijn et al; J. Chem. Phys. 40, 64, (1963).





大 塩 光 夫  
電波研究所

人工衛星VELAによって観測された太陽軟X線0.5乃至15 Åの輻射強度の時間的変化を使って、1966年3月及び4月に生じたSPA現象の定量的吟味を、利用し得る16回線、26 eventsに就いて行なった。

電子密度の算定には、同一期間中のSCNAの説明に適合する低い高度に於いて比較的大きな有効再結合係数(例 60線にて  $3.23 \times 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ )を用いた。SPAの位相差及び高度差の算定には、J. R. Wait 及び K. P. Spies の指数函数型電離層模型の取り扱いも用いた。

太陽天頂角零度、伝播距離を許しに規格化された個々の回線の位相差を、その時刻の太陽輻射強度と比べてみると、算定値は輻射強度の測定誤差を考慮しても、尚実測値の2乃至3倍の値を得るが、実測値と輻射強度との対応の様相と系統的に並行している。太陽輻射強度が  $10^{-9}$  代  $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (0.5~5 Å) では実測位相差は数度、 $10^{-3}$  代では十度前後であるが、 $10^{-2}$  代では急激に増加して二十度或るいはそれ以上に達している。

理論的算定値と実測値との系統的差異は、平常時の電子密度の太陽天頂角別の高度分布の設定、有効再結合係数並びに衝突回数高度分布の設定採用等に基因するかもしれないが、それらの全体的な考察は同一eventの他のSID'sをも更に吟味する事によって、なされよう。

一方高度差に関しては、平常時の約72線の反射高度が、SPA時の太陽輻射強度  $10^{-4}$  代  $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (0.5~5 Å) では3~4線、 $10^{-3}$  代では7~8線、 $10^{-2}$  代では10~12線だけ低下すると示される。

### 参考文献

- 1) Ohshio, M., R. Maeda, and H. Sakagami, Height Distribution of Local Photo-ionization Efficiency, J. Radio Res. Labs., 13, 245-577, 1966.
- 2) Wait, J. R., and K. P. Spies, Characteristics of the Earth-Ionosphere Waveguide for VLF Radio Waves, NBS Technical Note No. 300, 1964.

## Solar X-ray Occultation Technique の諸問題

鷹尾 和昭

(京都大学工学部)

地球の近傍をまわる人工衛星が日陰に出入りする際の現象を利用して, Atmosphere を研究する一つの試みとして, 太陽X線観測衛星SR-8号, SR-9号において測定されるX線強度が, 大気の吸収によって時間的に変化する場合を考える。

以下のような諸問題についての考慮と対策が必要になる。

1. 人工衛星の位置
2. X線源の太陽面上の分布
3. 地球の扁平
4. 太陽X線発生の定常性
5. 太陽X線のスペクトラム
6. センサーの波長特性
7. 吸収係数
8. 大気の組成
9. 屈折, 散乱
10. センサーのダイナミック・レンジ

これらの諸項目について, 仮説, モデル, 測定精度などについて, 全体としての観測結果において占める重要度の割合に關して論ずる。以上のような因子は互いにかみ合っており, 何を未知のものとして求める対象とするかの立場も複雑なものとなるであろう。



よるエネルギー輸送

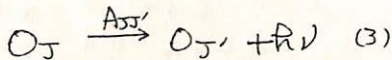
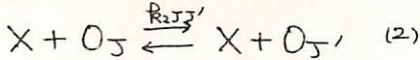
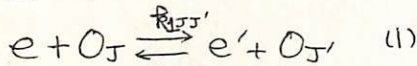
鈴木 勝久, 等松 隆夫  
東大理学部

酸素原子の基底状態の三重項間の遷移によって放出される赤外線による中性大気  
の冷却が有効であるという指摘はD.R. Batesによってなされていたが、(Proc. Phys.  
Soc. B64, 805, 1951) 酸素原子三重項と電子や中性分子との衝突断面積の正確な値  
がわからず、order estimate 程度の指摘にとどまっていた。

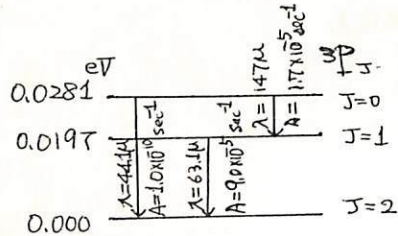
最近Breig & Linによって酸素原子三重項と電子との衝突断面積についての計算  
があり、(Phys. Rev., 151, 67, 1966) それを使ってDalgarnoらが電子の冷却  
にも有効であるという結果を出している。(Planet. Space Sci., 16, 125, 1968)

今回は中性大気、酸素原子、電子の三首間の衝突によるエネルギー収支について計  
算し、酸素原子の赤外輻射によるエネルギーロスがどのくらいあるか計算した結果  
を報告する。

反応式としては



の三つを考える。(X: 中性分子)



酸素原子エネルギー準位

仮定として (1)各高度で平衡状態が成り立っているとする。(2)反応中は $T_e, T_g$   
は一定とする。(3)中性分子、原子として $N_2, O_2, O$ だけを考える。

ここで $R_{2JJ'}$ については実験、計算ともに正確な値がないのでParameterとして

$$R_{2JJ'} = \beta \cdot A_{JJ'} \exp(-\Delta E_{JJ'}/T_g) \text{ と仮定した。}$$

総エネルギー電子による $N_2, O_2$ の回転励起によるエネルギーの移動も無視できな  
いと思われるが今回は無視し方程式(1)(2)(3)だけで $O_J$ の高度分布を計算した。

計算の結果赤外輻射で逃げるエネルギーフローはorderとして $10^3 \sim 10^4 \text{ eV cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$   
となった。

## 31 酸素赤線大気光の Predawn 増光現象について

奥田光直 三沢清敏  
弘前大教育 東北大理

遠州田における OI 6300 Å 大気光は、冬期白夜明け前に顕著な増光現象を示す。

遠州田の Magnetic Conjugate Point (C.P.) は、137°E, 23°S (geographic) の地点であり、兩地英での日出時刻の差は約2時間、遠州田に於ける天又薄明 ( $\chi=108^\circ$ ) と C.P. の日出時刻の差は約1時間に達するので、F領域における電子温度と同様、この増光現象も、C.P. 電離層に於いて生成された photo electron による効果であると考えられる。

Predawn hour における OI 6300 Å 大気光には、通常の夜光の成分が含まれてゐるので、Barbier 形 formula によつてそれを estimate して除去し、C.P. の photo-electron による効果と思われる成分のみを抽出して解析した。

Predawn 増光は C.P. における太陽の天頂距離  $\chi=105^\circ$  前後に始まり、 $\chi$  の減少と共に急激に増大する。一考 Optical depth を考慮し、ray の grazing height が 180 km 以上の場合のみ effective とすれば、C.P. の高度約 420 km の大気にこの様な ray が入射した頃が、増光の onset time であることがわかる。又増光量と、C.P. における sunlit (前述の意味で) 高度との関係から、sunlit 高度 300 km 附近に effet の barrier がある様に見える。これは photo electron が磁力線に沿つて上方へ escape 出来る、境界高度を示すものであらう。Predawn 増光現象の原因を、C.P. 電離層の photo-electron に求めるならば、現象は magnetic activity の影さようを受ける筈である。

解析の結果  $K_p$  の大きい時に増光量が多いことがわかった。Haute Provence (France) における増光現象についても解析を行ない、同様の結果を得た。



## Thellier 法による過去の地球磁場の強度の決定

河野 長

果大理学部地球物理学教室

現在までかなり多くの地球磁場強度のデータが地質年代について求められており、それらの多くは Thellier の方法によって火山岩（溶岩、dyke 等）を用いて決められたものである。今回は噴出年代の非常に若い溶岩と火砕流のサンプルを用い、Thellier 法がこれらの岩石ほどの程度うまく適合しているかを調べた。

用いた岩石は以下のものである。

Locality・名称	岩石	火山	噴出年代
三島溶岩(下土狩)	andesite	富士山	~10 <sup>4</sup> year
古滝火砕流(婦恋)	pumice	浅間山	<del>1400-1300</del> <sup>4000</sup> B.P. (C <sup>14</sup> )
吾妻火砕流(〃)	pumice	〃	1783 A.D.
追分火砕流(〃)	pumice	〃	1281 A.D.
三原山麓ヤバク	basalt	三原山	1951 A.D.
新赤場曉溶岩流	basalt	三宅島	1962 A.D.

三島溶岩は厚い溶岩の上部約 10m が地上に露出しているもので、厚さとともに岩石の磁性が変る様子が大中・木下により詳しく測定されている。この溶岩の横断の高さから 5 個のサンプルをとり、Thellier 法を適用したが、高さによる有意な差はなかった。ただし、 $J_n - J_c$  の関係はあまり直線性がよくないためこまかいことはわからない。

浅間山の 3 つの火砕流はいずれも熱雲として噴出したもので、堆積した時に Curie 点より高い温度をもっていた可能性が強い。2 つづつサンプルを用いて実験をした結果はいずれも  $J_n - J_c$  による直線関係もあり、また同じ火砕流内では  $F/F_0$  の値が極めて良く一致しており、また 1283 年と 1783 年の値はこれまでの多くの archeomagnetism のデータと合っている。

	$F/F_0$	$F_0 = 0.461 \text{ oe (柿岡)}$
吾妻火砕流	1.21, 1.27	
追分火砕流	1.15, 1.16	
古滝火砕流	1.80, 1.85	

大島と三宅島の溶岩は噴出したのが最近であり、かつ当時の磁場強度がくわしく測量されているのでゼロ点キエックの意味で調べたものである。それぞれ 6 個のサンプルについて Thellier 法実験を行ったが結果の予備的計算によると  $F/F_0$  として 1 附近の値が得られている。大島のものは 2 つについては  $J_n - J_c$  はかなり直線的であるが、三宅島のものはあまりよくのらないようである。詳しい結果は現在計算中である。

群馬県下仁田町の市野萱岩体の磁化について  
(その1)

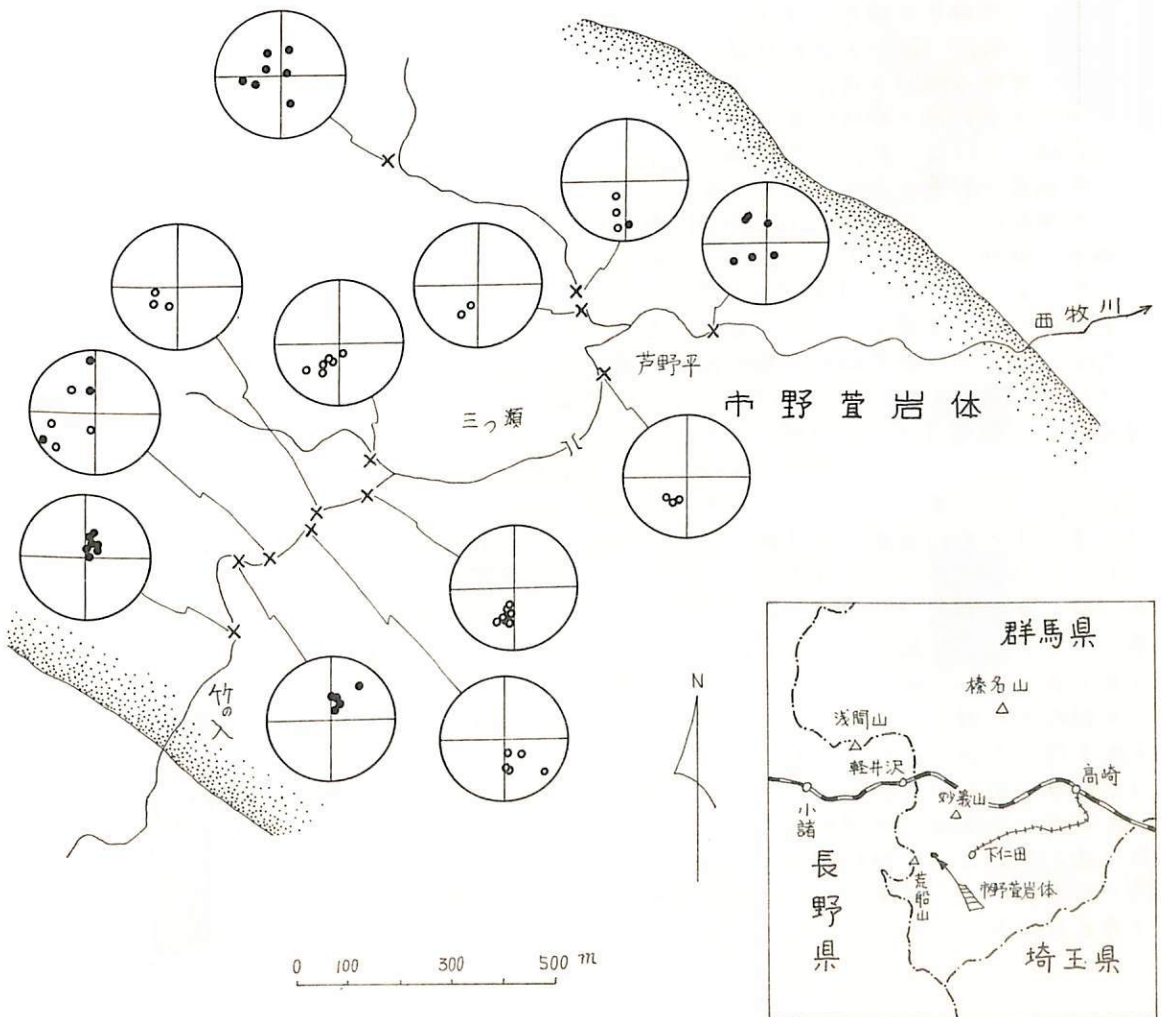
野村哲\* 松井浄\*\* 清水孝子\*\* 新井文夫\*\* 田島順子\*\* 吉田武男\*\*

\*群馬大学教養部, \*\*同教育学部

群馬県本宿地域の岩石磁気のあらましについては、昨年の秋の学会で報告した。今回は、もう少し、くわしく報告したい。

本宿層は、植物化石により、上部中新世に形成されたもの、と考えられるようになってきた。本宿層研究グループの層序にもとづくと、この地域には、数回の逆転磁化した岩石があることになる。

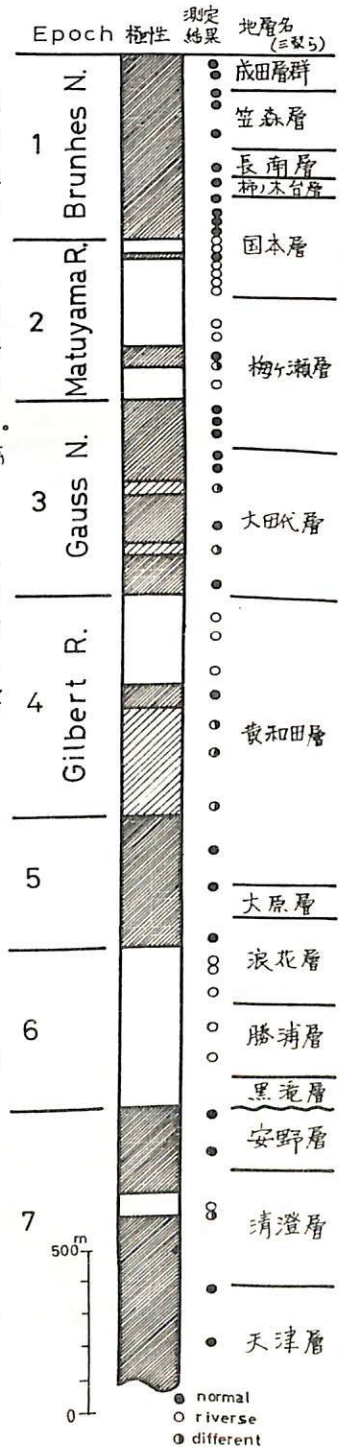
このうち、いわゆる市野萱岩体は、本宿層の中でも、もっともおそく形成されているが、この岩体の中心部は、下図に示すごとく、逆転磁化している。これに対して、周辺部は、正常磁化しており、両者の境界部は、ばうつく傾向を示す。





新妻信明・中川久夫・早坂 功  
 東北大理学部地質学古生物学教室

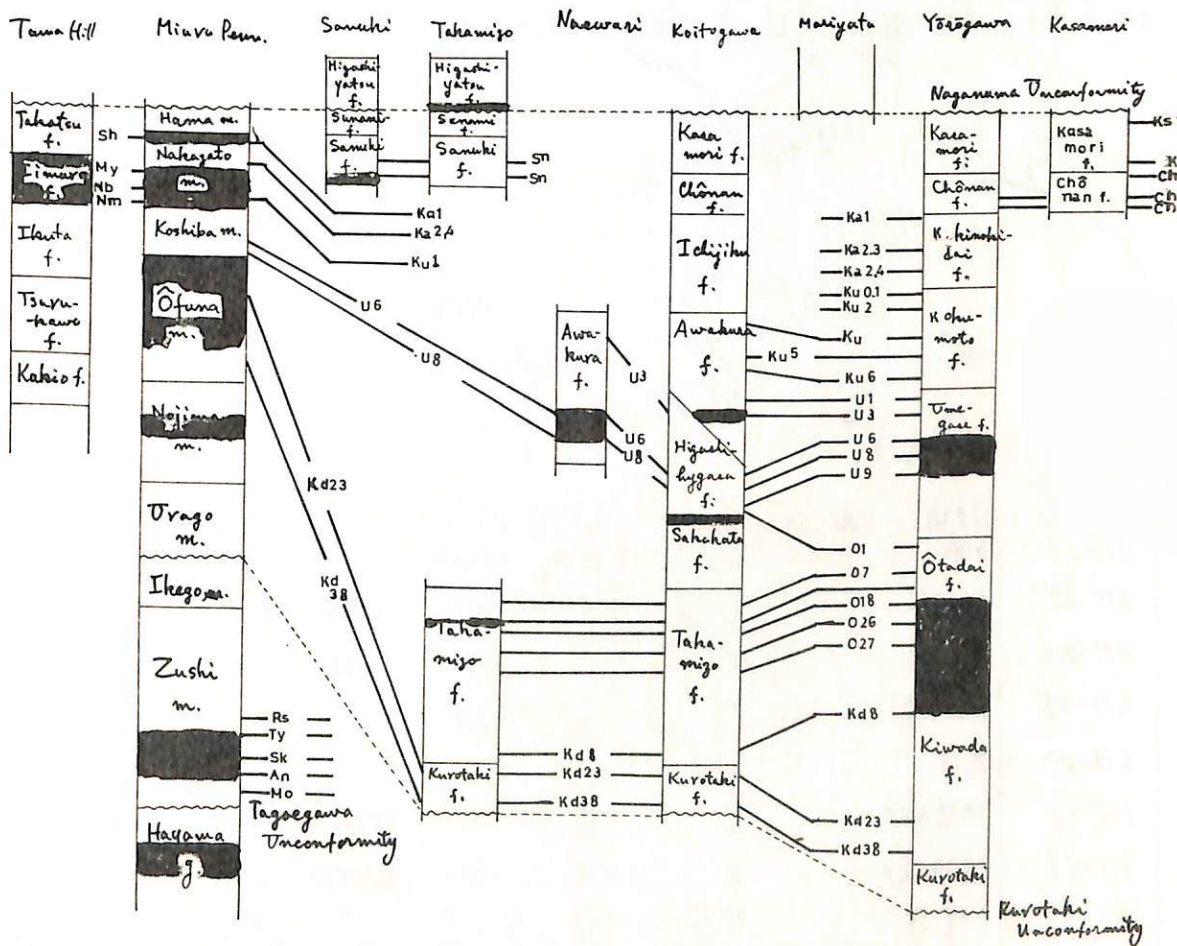
近年、古地磁気の極性が火山岩および深海底のコアーにより測定され、編年も行なわれている。しかし火山岩を使用する場合は時間的に連続して試料が得られず、深海底のコアーの場合は技術的に長さが限定されるため、扱える時代の範囲が狭く、堆積速度が遅いため、短時間の変化—たとえば極性の変化時の様相など—も知ることができない。これら問題を解決するには、堆積速度が速く、しかも連続的に堆積物が堆積した地層を使用して測定を行なう必要がある。地層を扱う場合、断層・しゅう曲等で地層がくりがえしたり、欠除したりする場合が多いため、層位学的に充分研究のなされている地域を選ばねばならない。房総の堆積物は現在、世界で最もその条件に合った地層と言え、筆者らは古地磁気の編年の標準を作るため房総の堆積物の残留磁気を測定した。試料の採取は携帯用ボーリング機械を使用し、定方向、定形の試料を得た。測定は無定磁カ計を使用した。残留磁気の安定性の吟味は無磁場中での軸方向に回転させながら交流消磁して行なった。残留磁気が逆転している場合でも現在の地球磁場の影響で方向が著しく変化している。房総の堆積物の残留磁気については既に Kawai (1951) が報告しており、すべて現在の磁場の極性を示すとしているが、これは現在の地球磁場の影響のためである。60~90 α (ピーク) 程度の交流消磁を行なうと、この不安定な成分を除くことが可能である。それゆえ試料はすべて 90 α で 1 分間交流消磁後、残留磁気の測定を行ない右図の結果を得た。地層の傾斜が 50~60° 程度でも残留磁気より考えられる堆積当時の磁場は現在の磁場の方向およびその逆方向に可成り良一致を示す。しかし極性の変り目に当る試料は異なった方向を示す。この異なった方向は当時の磁場の方向であるかどうかは、変り目の試料を細かく採取し、測定してみなければはつきりしたことは言えない。右図には示さなかったが最下位の天津層の一部の残留磁気は地層の傾斜が 50~60° にも関わらず現在の磁場の方向に良く一致し、交流消磁に対して他の試料よりも非常に安定であり 500 α 程度でも方向の大きな変化は認められない。この試料中の磁性鉱物につき熱磁気天秤で真空中において熱磁気曲線を得ると他の試料とは異なった曲線を示す。天津層の試料は地質構造的には背斜部に相当する地域より採取されている。残留磁気の強度は堆積岩の粒徑に關係があり、粗粒なものは強い傾向がある。試料の採集あるいは堆積当時の流体力学的状態から考えると、砂質シルト岩が残留磁気測定に最も適していると考えられる。



清水吉雄、 内尾高保、 三梨 昂  
 明大工 東大工 地質調

関東南部の新生代層について、古地磁気学および古生物学の研究を並行して行う計画を立てた。現在までに調査した、三浦、房総両半島の古地磁気学的研究の結果を、各地域ごとの層群対比表として示すと、下表のようになる。表中の太い線は鍵層を示す。黒く染めた部分は Reversed Polarity である。得られた結果によると、三浦、房総両半島の Reversed polarity のあるわけの層準は、鍵層で示される層準と部分的には食い違う部分がある。

三浦・房総両半島の層群対比表





第四紀北関東熔岩の古地磁気

賀勢秀史・石橋克彦・有木 豊・木下 肇・水田 武  
東京大学理学部

群馬県北部及び栃木県北西部における第四紀火山噴出物(熔岩)を用いて古地磁気を測定した他、若干の鉱物学的観察を行った。当初の目的は磁場の反転時に噴出した successive の lava flow によって、反転の時の磁場の変化を知ることであったが、目的にあった lava flow を見つけることはできなかった。

Reverse の polarity を示す lava は、上州武尊山西侵沢において採集されたものだけであったが、同沢の lava は、2km (水平距離) 程の露出すべてが同一のものであることが後に確認され、上記の目的には使用できないことがわかった。

安定な自然残留磁化を示すものについて Thellier の方法を用いて古地磁場の強度を求めたところ、reversal を示す西侵沢の lava の噴出した時代の磁場強度が著しく弱いという結果が得られた。

以下に各サンプルの採集地点図、及び測定の結果を示す。



Identification	採集地	岩石	Polarity	$F_a^{(1)}$	A.C.D. <sup>(2)</sup>	Tc	Lattice const. <sup>(3)</sup>	Grain
AK-01	赤城山		N(?)	0.36 Oe	~170 Oe		8.200 Å	ironite lamella
KM-02	鏡子池		N	0.24	~230	523±14°C	8.393 Å	il. lame 片
KM-03	鏡子池		N		~170	523±14	8.388	il. lame 片
KM-04	子持山北麓		?		~130			il. lame 片
KM-07	湯宿		R(?)		~170			il. lame 片
HT-08	上州武尊西侵沢		R	0.08	~470	552±12	8.379	il. lame 片
HT-09	上州武尊西侵沢		R	0.16	~300	520±14	8.379	il. lame 片
RY-11	竜頭の滝		N(?)	0.43	~220		8.391	il. lame 片 以下の Vermaut 例

(1) 古地磁場の Field intensity

(2) N.R.M が 1/2 になる交流消磁磁場の Peak intensity

(3) Cubic

清水吉雄. 今道周一  
明大工 理大

テヘラン (35°44'N, 51°23'E) の西 40 Km の火山地帯から採取した古第三紀の Diorite-porphyrite の試料を 25 個に割り、NRM を測定した。結果は下記の通りである。

Intensity  $(3.32 \pm 0.38) \times 10^{-4}$  emu/g, Decl. 11°56'E, Incl. 33°36'

Radius of circle of confidence: 5% 3°41', 10% 3°13', 50% 1°44'

Estimate of  $k$ : 1538

Virtual pole position:  $\lambda = 156^\circ W$ ,  $\phi = 70.5^\circ N$

Virtual moment of earth's field:  $2 \times 10^{25}$  emv

以上の結果から、イラン地域が最近の 5000 万年に約 20° 北上したと考へられ、これはインドなどとはほぼ同一の移動量である。

伊藤晴明 M. Fuller  
島大文理 Univ. of Pittsburgh

アメリカの西海岸 Cascade 山脈 (Oregon, Washington 州) には新生代の小さな花崗岩質貫入岩体あちこち分布している。この貫入岩体の中で約 3 million years と小さいものに地球磁場逆転を示す事実を見出した。これは Contact 付近が Reverse に帯磁し、内部は Normal に帯磁していた。このことは花崗岩体の Cooling Rate を考慮し入ると、この岩体の Reverse から Normal への地球磁場逆転の時期に形成されたことを意味するものと思はれる。この岩体の NRM の分布から地球磁場の逆転は非常に短い期間に行はれたと予想される。その変化の方向は少し複雑である。しかし大きくみると一定のコースを通って変化した様に見える。

次に地球磁場の逆転機構を時代の異なるものと比較するため、我が国 Washington 州 Rainier 山麓に分布する花崗岩質岩体 (14.7 ± 1 million years) を調査研究した。この岩体は見かけ上、巾約 10 Km であり、Contact 付近は Normal に、内部は Reverse に帯磁していた。内部から放射状に Sampling することにより、この岩体上で Normal, Reverse 又は Intermediate に帯磁した点の分布を求めたことにより、得られた NRM の方向の Isotherms と一致すると仮定すれば、その方向から岩体の形、大きさを推定し得る。次に求められた大きさからその岩体の Thermal History を知り、その時の地球磁場の逆転に要した時間を推測してみた。

この様に貫入岩体を用いて地球磁場逆転の機構を調べ得る可能性は十分に述べらる。



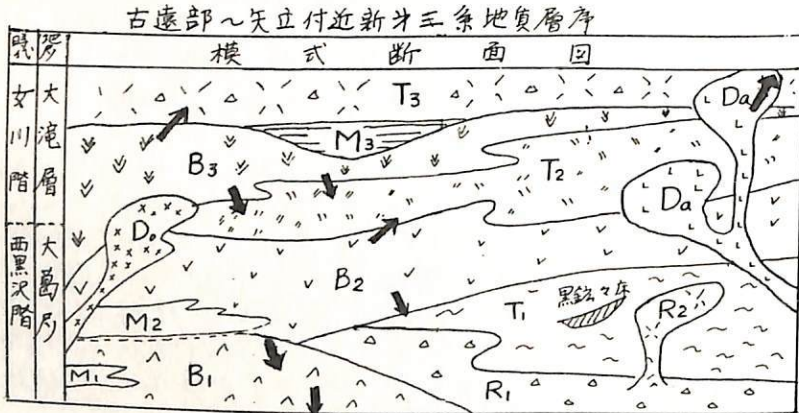
乗富一雄 林 克彦  
秋田大学鉱山学部

秋田県内における新第三系の火成岩の磁性を、地表または、試錐コアによって測定した結果につき、前回までに明らかにした事柄は次の通りである。

- 1) 西黒沢階は正帯磁で、伏角は60°内外、偏角はバラツキが多く、現在の磁北より±30°の東西向に分布する。
- 2) 女川階では、前期あるいは中期までは正帯磁である。しかし、中期から後期においては逆帯磁で、伏角は-35°位、偏角はS20°W位の平均値を示す。
- 3) 船川階は正帯磁で、伏角は約60°、偏角は東方と向くものが多い。

その後、北鹿地区の広域調査の終了に当り、数多くの試錐コアおよび地表地質との相関が、地質学および岩石学的に検討されて、各地区における詳細な地質断面図が発表された。これに伴い、従来測定してきた磁性の資料や、その後における測定結果などをも、これらの地質断面に対して再検討を行なった。その一例として、古遠部-矢立地区の地質層序と、帯磁の方向を模式的に示したものが下図である。

これより再検討の結果を総合すれば、前回述べたものの中、上記(1)の西黒沢階においてはその後期の一部に逆帯磁の時期があることが明らかになった。



- B<sub>1</sub>: 玄武岩熔岩 (Y-2, 400m以下, Y-8の玄武岩)
- M<sub>1</sub>: 泥岩 (Y-8 344m以下)
- R<sub>1</sub>: 石英安山岩 (Y-13 128.40m以下)
- R<sub>2</sub>: 白色化石英安山岩 (Y-13 216.80m付近, Y-9, 207.70m以下)
- T<sub>1</sub>: 軽石凝灰岩
- B<sub>2</sub>: 玄武岩熔岩 (Y-2 400m以上, Y-1 241m以下, Y-6 80m以下 の玄武岩)
- T<sub>2</sub>: 軽石凝灰岩

- B<sub>3</sub>: 玄武岩熔岩 (Y-6 80.90mより上の玄武岩), B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub>より安山岩質
- M<sub>3</sub>: 泥岩
- T<sub>3</sub>: 石英安山岩質軽石凝灰岩
- Da: 石英安山岩(貫入岩) (Y-8, 46.00以下, Y-11, 3.40~33.65m)
- Do: 粗粒玄武岩(貫入岩) (Y-9 236m以下)

註.  
(地質断面図は三菱金属鉱業東北探査所による)

藤原 嘉樹

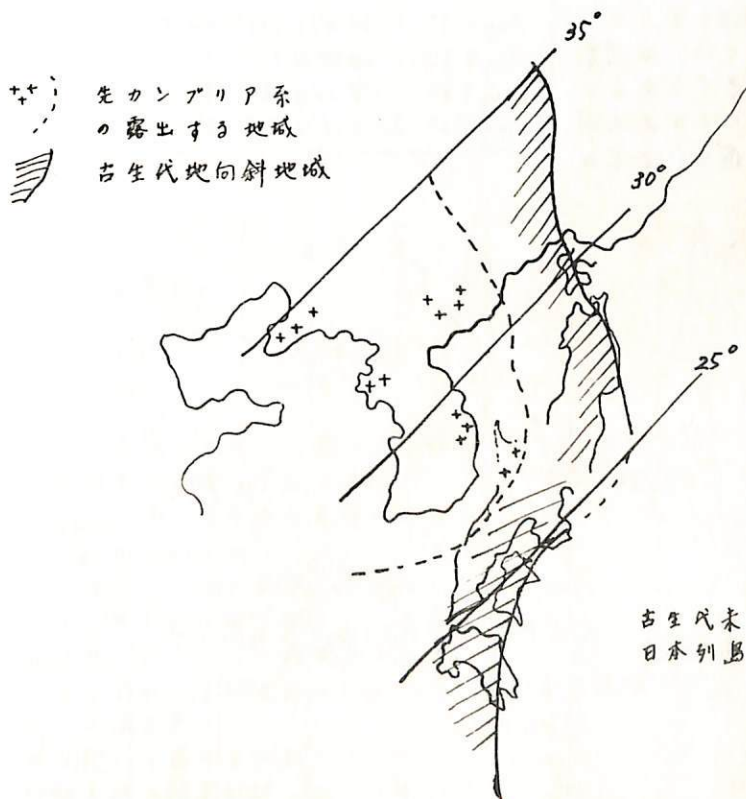
北海道大学理学部地質学鉱物学教室

日本各地に発達する古生界～中生界火山岩類の古地磁気学的測定により、日本列島の古緯度変遷を求めた。

各試料から求めたそれぞれの地質時代における磁極の位置は、白亜紀以前ではかなりバラバラで、各々の向に規則性も長くないように見える。これは、岩石が残留磁気を獲得してから現在に至るまでに何らかの局所的な構造運動が加えられた結果と考えられる。したがってここでは、構造運動を受けなくても復元可能である残留磁気の垂直成分、すなわち求められた伏角に関して吟味を行ってみた。つまり、伏角  $I$  より  $\tan \lambda_p = \frac{1}{2} \tan I$  で求められる古緯度  $\lambda_p$  の時代的変遷を求めてみた。

古生代下部石炭紀から中生代下部白亜紀まで、日本列島は、東京の位置に換算して  $20^\circ \sim 10^\circ N$  というところをめぐって低緯度のところに位置している。又、下部白亜紀からは、次第に緯度が高くなってゆく。このことを説明するためには、日本列島の地質時代における乗移を考慮しなければならぬと考える。

日本列島と大陸東縁部の地質構造的背景と古地磁気学的測定結果を考へあわせて、日本列島の古地理的位置を復元してみた。



古生代末～中生代初期における  
日本列島の古地理的位置

Fujiwara (1968)



## 北西太平洋の海底堆積物と岩石の磁性

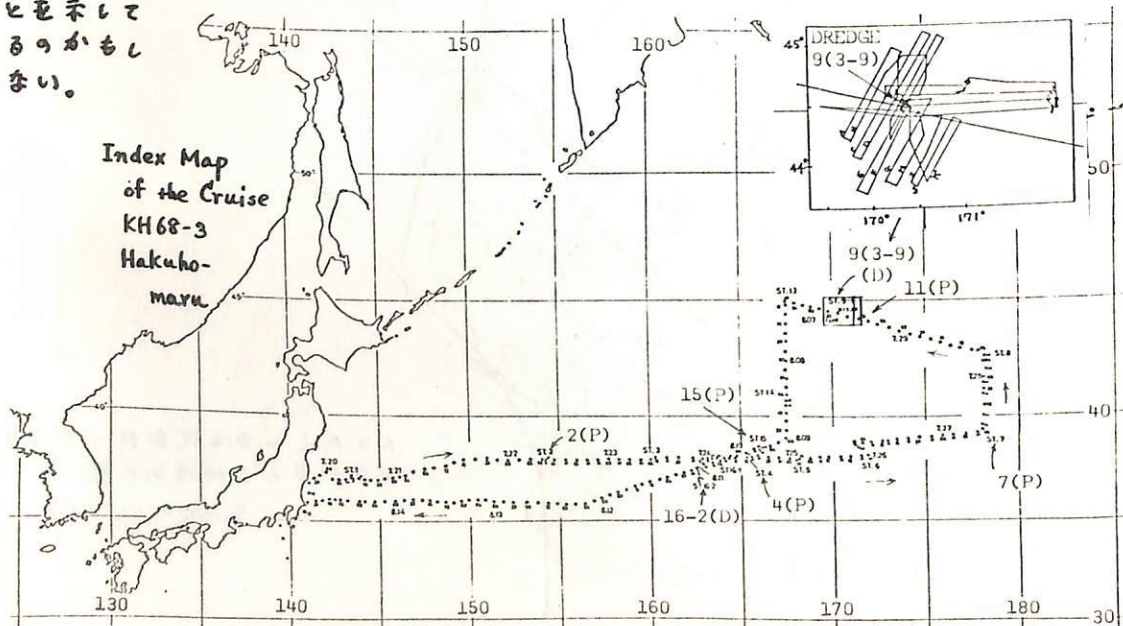
小林和男 北沢一宏  
東大海洋研究所

白鳳丸KH68-3研究航海(1968. July 18-Aug. 16)において下図に示す各地点で、ピストンコーラーによって堆積物を採集し、Malwalk型Chain-bag Dredgeを用いて数多くの岩石片を集めた。堆積物については、ほぼ10mにおよぶ長いコア(15-2)を含めていずれの試料にも、消磁前の状態では逆向きNRMはみられないうちであるが、著しい色の変化や火山灰屑の存在によって試料相互の対比を行うことは可能である。それぞれの自然残留磁化の方向と強さ、含まれている強磁性鉱物の磁性などについて研究中である。

また、Shatsky Rise(North-west Pacific Rise)に属する海山(37°07'N, 162°39'E)の上で行われたドレッジ曳き(16-2)によって計23個(122kg)のかなり変質したbasaltと思われる火山岩と2.7kgの軽石、4kgのMn-団塊(nodule)が得られた。火山岩のNRMの強さはわずかの例外をのぞいては $10^{-3}$ emu/cc程度、Jsは $10^{11}$ emu/gのオーダーである。Curie点は $400^{\circ}\text{C}\sim 500^{\circ}\text{C}$ の間にバラつき、低温型酸化度のちがいを示しているように見える。一方、天皇海山群(Emperor Seamounts Range)に属する推古海山の上では計7回のドレッジ曳き(9-3~9-9)によって、約100個、数百kg

kgの岩石が採集された。この中には、granite や andesite, tuff, mudstone, sandstone, conglomerate 等各種の岩石が含まれ、それらの磁性も全くまちまちのようである。とくに、氷河削痕(striation)とみられるすざをもつものも1~2あり、かなりのもが氷河が氷山に乗って大陸から運ばれて来たことを示しているのかもしれない。

採集日	地点	位置	水深	コア-長さ
July 24	4	38°07'N 165°30'E	5420 m	266 cm
July 27	7	39°20'N 178°01'E	5560 m	242 cm
Aug. 4	11-1	44°27'N 171°59'E	5925 m	565 cm
Aug. 9	15-1	38°28'N 165°58'E	5505 m	459 cm
Aug. 9	15-2	38°26'N 165°59'E	5492 m	970 cm
Aug. 9	15-3	38°26'N 165°59'E	5492 m	550 cm



北 沢 一 彦

東大・海洋研究所

関東地方各地（茨城県および千葉県）において発掘された土器片の熱残留磁化の測定から過去の地球磁場強度の経年変化の推定を行った。用いた試料は熱変化に対しては、極めて安定なものが多く、飽和磁化の温度変化を確かめた上でテリ工法による段階的な熱処理を行い、過去の地球磁場強度の現在の地球磁場強度に対する比 ( $F/F_0$ ) を求めた。

i) 試料 今回の測定に用いた土器片は、明治大学 杉原荘介教授、早稲田大学 西村正衛教授により発掘されたもので、うち半数近くのものは C-14 法による年代決定がなされている。年代が決定されていないものについては暫定的に考古学による文化区分を採用した。

ii) 測定及結果 テリ工法による  $F/F_0$  の値は 9 段階の熱処理の結果得られた各温度に対する自然残留磁化の残留分 ( $J_N$ ) と現在の地球磁場中での熱残留磁化の獲得分 ( $J_T$ ) との比 ( $J_N/J_T$ ) により決定した。結果は表 1 の通りである。

出土地	年代	$F/F_0$
1 夏島・神奈川	{ 9240 ± 500 BP 9450 ± 400	0.795, 0.854, (0.602)
2 西城・千葉	{ 8240 ± 190 8150 ± 180	0.642, 0.746, 0.712, 0.814, 0.664 0.646, 1.338, 1.000, (0.391)
3 美濃輪台・千葉	7200 ± 110	0.734, 0.642, (0.876)
4 潮来狭間・茨城	縄文早期 (7000BP)?	0.648, 0.626
5 植房・千葉	{ 5520 ± 140 5340 ± 150	0.731, 0.559, 0.539, 0.436, 0.515
6 向台・千葉	縄文中期 (5000BP)?	0.557, 0.702, 0.670,
7 阿玉台・千葉	"	0.644, 0.651, 0.663, 0.877,
8 武田・千葉	縄文後期 (3500BP)?	0.422, 0.683, 0.823, 0.736,
9 古原・千葉	"	0.884, 1.009, 1.189
10 荒海・千葉	{ 2260 ± 130 2490 ± 120 2780 ± 110	1.448, 1.157, 1.000

表 1

iii) 信頼性 今回の測定では自然残留磁化の方向の温度変化の少ない部分の  $J_N, J_T$  の測定値を用いて  $J_N/J_T$  を求めた。この自然残留磁化の方向の変化と、 $J_N/J_T$  diagram 上での測定点の直線からのズレを考慮合せることにより、より信頼性の高い結果が得られることになると考えている。

また、今回の測定では数個の土器片から各 2 個の試料を切り出し、これを用いて  $F/F_0$  を決定した。この結果は表 2 に示してある。これから解るように  $F/F_0$  の値は殆んど同一の値を示す。このことは Archaeomagnetism の測定に土器片を試料として用いてもかなり信頼し得る結果が得られることを示していると考えられる。

表 2

sample no.	$F/F_0$
NAT 2	0.854, 0.842
NIS 5	0.814, 0.807
ITA 2	0.626, 0.658
MUK 4	0.670, 0.721
ATA 1	0.644, 0.674
ARA 1	1.448, 1.430



兼岡 一郎・下嶋 稔

東京大学理学部地球物理学教室

大洋底試料の絶対年代は、その地球科学的的重要性に比し、わが国試料の入手が陸上のものに比べてかなり困難なため、dataは非常に少ない。

我々は今年に Scripps 海洋研究所、その地から入手した試料について K-Ar 年代を求めたところ、今回、海洋研究所の人員より日本海溝及び Marcus-Necker Rise より採集された試料についてその K-Ar 年代を求めた。

結果は表の通りで、日本海溝の試料については同一地点より dredge されたものである。G205-219 の特定の年代を示すものは、試料自体がかなり変質しているため、そのためと推定される。他の試料については比較的変質が少なく、年代の 2 つのグループを分けるのは、試料自体の年代差があるから、その地の理由に非ざることは確かである。この結果は、以前この地域より採集された化石より推定された白亜紀との年代と一致する。

Marcus-Necker Rise の試料のうち NT34003 は変質がひどく、僅かに試料の minimum age と推定されるべきである。NT40003 は試料自体には殆んど変質がないため、試料の年代としては表にあるものから極端に異なることはない。

大洋底の試料は殆んどは dredge により採集されたものであるが、その大部分はかなりの変質しているため、それらの試料より得られた年代はそのまゝにこの地域の大洋底の年代と推定することはかなり危険である。

しかし、dredge された試料より K-Ar 年代を求めるとは、現在大洋底の年代を測定する最も直接的な方法にあるため、大洋底の地質の年代ともあわせて、より多くの data の集積の上で、次の見地から判断を望む。

表

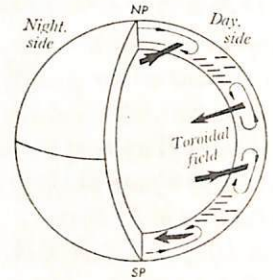
Locality	Sample Name	Depth (m)	(Ar <sup>40</sup> )* mole/gr	(Ar <sup>40</sup> )at. (%)	K (%)	(Ar <sup>40</sup> )* K <sup>40</sup>	Age x 10 <sup>6</sup> yrs
日本海溝 稔蔵山 (41°N/145°E)	G205 -1-202	~4,000	$\times 10^{-10}$ 2.850	23.9	1.260 ±0.008	$\times 10^{-3}$ 6.49	11.4
	G205 -101	"	0.9526	45.1	0.708 ±0.002	4.43	74.3
	G205 -1-11	"	1.182	36.1	0.868 ±0.012	4.48	75.1
	G205 -2-19	"	0.9137	49.5	0.959 ±0.025	3.13	52.8
Marcus-Necker Rise (9°N/179°W)	NT34 003	5,940	$\times 10^{-10}$ 1.545	67.4	1.71 ±0.04	$\times 10^{-3}$ 2.97	50.1
	NT40 003	4,400	$\times 10^{-12}$ 4.957	95.8	0.916 ±0.021	$\times 10^{-4}$ 1.78	3.0

$$\lambda = 5.205 \times 10^{-10} \text{ yr}^{-1}, R = 0.124 \quad K^{40}/K = 1.19 \times 10^{-4} \text{ mole/mole}$$

福 島 直

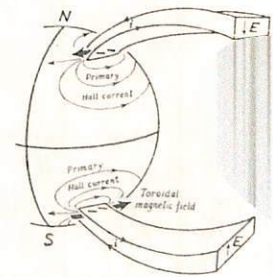
東京大学理学部地球物理研究施設

電離層中では  $\sigma_2/\sigma_1$  の比が高さによつて異なつてゐるので、電離層中で生じるダイナモ作用による起電力がたとへば高さに無関係に一定である場合でも、Hall currentによつて運ばれる電荷によつて生じる excess-charge は  $\sigma_2$  が大きい所に多く集積する。この excess-charge は地球磁力線に沿つて拡散するであろうから、電離層中で鉛直面内での対流電流が流れ toroidal 磁場が發生してゐる(第1図参照)。Toroidal 磁場の向きは、北半球では S<sub>q</sub> 電流と反対方向であり、南半球では同方向である。地磁気 S<sub>q</sub> に伴う toroidal 磁場は地上 130-140 km で最も大きく、その強さは地上での S<sub>q</sub> 磁場変動の 1/2 よりやゝ大きい。Equatorial electrojet に伴つても強さ約 100% の toroidal 磁場が存在すると考えられてゐる。

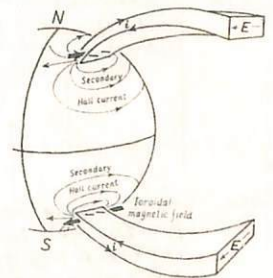


第1図

Auroral electrojet にも toroidal 磁場が伴う。電離層電気伝導度が局部的に増大した場合には、生ずる toroidal 磁場の大きさは数十% にすぎない。電離層に磁気圏から磁力線によつて電位が伝えられてゐると考えるならば、auroral electrojet に伴つて 200% 程度の東西方向への toroidal 磁場が電離層上部に存在する。西向き auroral electrojet の起因として赤道向き電場が与えられてゐれば toroidal 磁場は西向きとなり(第2a図)、西向き電場がかつてゐれば東向き toroidal 磁場が發生する(第2b図)。従つて auroral electrojet に伴う toroidal 磁場を實際に測定しうれば、polar substorm の解釋に極めて有用である。



第2a図



第2b図

電離層中の toroidal magnetic field が地上にまで洩れてくることもありうるであろうが、そのことを地上観測データから示すことは本質的に困難であり、toroidal 磁場存在の実証はロケットや人工衛星に頼る他なきやうである。



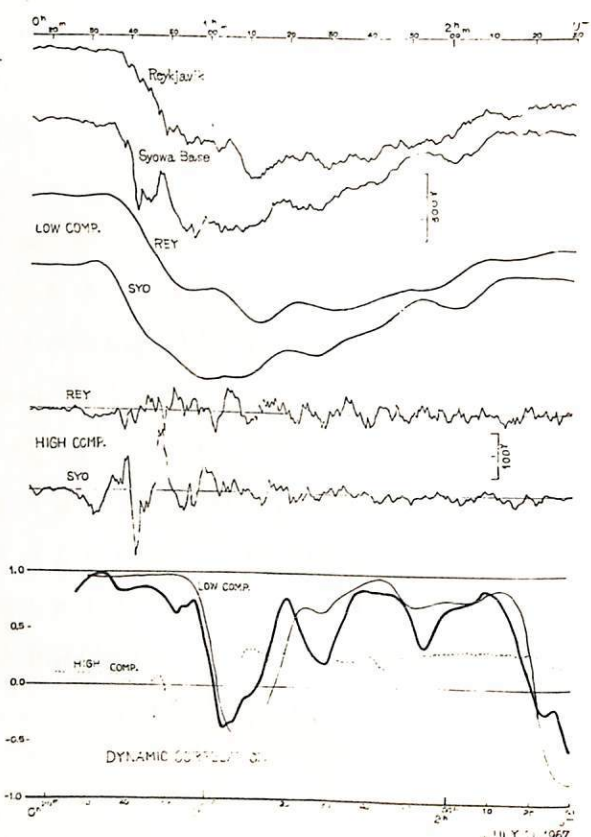
飯島健, 上出洋介, 平沢野男, 福島直

東京大学理学部地球物理

極磁気擾乱の構造要素の一つとして Auroral Electrojet (AEJ) の微細構造を定量的に検討するために、遙遠しきくろの発生機構を追求する目的を以て前に Alaskara net-work を用いて impulsively negative bay の dynamic coherence (共役性) を AEJ は本質的に断片的に成る。 filamental and patchy 構造を有する random noise の現象であることがわかった。 polar magnetic disturbances の地磁気共役性の研究に conjugacy 及 temporal parameters に関して比較的成立する energy-dependent parameter に関し、1971 年 12 月 17 日の場合、大向的には磁気圏の発生原理は同様である。極光粒子の侵入が、極北の極域に進行した。この詳細には、この加速機構、ビッチ角の分布、その他の詳細は、1971 年 12 月 17 日の同等下、磁気圏深部における物理的機構、不均一性をも含めて、さらに詳細に追求する必要がある。 (Nagata, Kokubun 1960; Nagata-Kokubun-Iijima 1971, Westcott and Mother 1974)。

この結果より問題点をより明確に追求することを目指して、前記の論文と同様に Reykjavik-Syowa Base polar sub-storm の詳細 dynamic coherence について Syowa Base における同時の auroral display とを合わせて示した結果を、1例を付図により、本報に発表する。

	Pre-bay	Developing stage	Recovery stage
<u>Dynamic coherence</u>	AEJ-precursor	Polar	Substorm
• impulsive comp.	—	extremely low $ r  < 0.5$	low $ r  \leq 0.5$
• longer period comp. (Tc $\geq 15$ min)	high $r \geq 0.8$	high $r \geq 0.8$	low and increase $ r  \leq 0.5$
• Seasonal dependence		non-definite dependence	"
<u>Aurora</u>	equatorward shift of activated arc	break up of visible arc and poleward development	
<u>Cause</u>	inhomogeneous development and random excitation of plasma instabilities near and in the plasma sheet and asymmetric acceleration and diffusion of pitch angle distribution		







磁気圏および惑星間空間における観測結果と  
極磁気擾乱

鎌 島 健

東京大学理学部地球物理研究施設

最近報告された人工衛星による磁気圏および惑星間空間における磁場およびプラズマの観測結果と地上における同時の地磁気擾乱の dynamical structure について検討した結果、次表の如き結論に達した。

Characteristics	GEOMAGNETIC DISTURBANCE (D)			
	Calm period	Pre-bay stage	Developing stage	Recovery stage
Event	Polar Nucleus Disturbance	AEJ-precursor	Polar Elementary Storm (or polar Sub-storm)	"
Constitution	SP	SP-like	SP + AEJ + (DR)	SP + Tail-Jet + DR
Type of variation (noise)	quasi-periodic or continuous	"	continuous ↓ impulsive	continuous ↓ impulsive
Magnitude ( $\delta$ )	a few tens	"	a few hundreds or more	a few hundreds (or more)
polar region				
Temperate and low lat.	several ten	5 ~ 15	—	—
lat. dependence	proportional to $\cos^2 \theta_m$ ( $\theta_m \leq 60^\circ$ )	proportional to $\cos \theta_m$	—	—
long. dependence	weak	non-definite dependence	strong-dependence	strong-dependence
equatorial enhancement		without	—	—
Rise time (min.)	several or a few tens	5 ~ 15	within a few	within a few
Time-lag over the world		earliest around midnight to early morning hours latest around noon		
Current system (without zonal part)	Twin-polar-electro-ventricities	"	filamental current of dipole-type	
Noteworthy $S_2$ satellite observation				
Solar wind's mag. field polarity variante	mostly southward (sometimes northward)	mostly southward and duskward	non-strong directionality	"
Solar wind's pressure (distant tail)	a few gammas or more increase or decrease with a time scale of a few tens of minutes	" increase with a duration of a few tens of minutes	" (decrease of total pressure)	" (recovery and increase)
mag. field and plasma at 6.5 Re	small variation of H-comp. and low energy plasma density (<50 eV) with a time scale of a few tens of min.	H-comp. and plasma density increase around midnight hours	H-comp. and high energy plasma ( $\geq 50$ keV) density increase around midnight hours	gradual decrease of H and low-energy plasma and sudden decrease of high energy plasma density
High-energy plasma in the distant tail ( $\sim 17$ Re)			Decrease of electron ( $\geq 45$ keV) flux	abrupt increase of electron flux with a time scale of a few tens of min.

Possible cause	Convection of low energy plasma due to HM-interaction of solar wind's mag. field and geomagneticosphere and also due to the pressure change (of solar wind) → fundamental SP	Inward surging of low energy plasma from magnetotail and development of compression (or equivalent eastward ring-like current & perhaps near the boundary of plasma sheet) → AEJ precursor	Enhancement of low energy plasma convection and excitation of micro-instabilities. & in and near the plasma sheet → AEJ and SP	Development of unstable active region, laterally and tailward in and the plasma sheet and also energization of inward convective plasma and perhaps formation of (asymmetric) DR → Tail-Jet, DR and (modified) SP
----------------	---	---	---	--

49

## 極地域地磁気擾乱の解析

加藤愛雄, 田部井隆  
東北大学理学部

極地域の地磁気擾乱で、一時間 order の変動は、A.E.J.によるものと、地球磁気圏内の convection flow の乱れによるものとに大別されている。前者は particle の precipitation に伴う電離度の増加が第一の原因であり、後者は地球磁気圏から電離層にかけられる、convection の変動に伴った電場の変動が原因と考えられている。

この両者の関係を明らかにし、Bayの発生と、convection が関係あるかどうかを、調べようという目的で、主に ordinary magnetogram を用い解析を進めている。

こゝでは I.Q.S.Y. の夏のデータを用い、特に静かな状態から次第に乱れの大きくなってゆくような、event に注目してみた。

その結果は

(i) 周知の如く polar cap region では、A.E.J. の無い時でも、かなり乱れているが、これが次第に大きくなって始めて、sharp negative bay を発生する。それまでは、polar cap region 及び、day side の auroral oval に於いて、乱れの振幅が大きく、立ちあがり早い。だからこの乱れの driving force は、こゝにあると考えられる。これは sharp な変動でない事から、convection の乱れによるものではないかと考えられる。

(ii) prebay stage に於ける電場の方向は、convection が強まった状態になっているものが多い。但し一度大きな bay があつた後では、現象が複雑になり例外が多くなる。bay の前に A.E.J. を発生させる為の別の電離層に付け加わっているかどうかは、も

電場が、  
う少し解析を進めてみないとわからない。



## 国分征

東京大学理学部地球物理研究施設

昭和基地における観測資料を用いて、短周期地磁気脈動 ( $0.1 \sim 0.5 \text{ Hz}$ ) と cosmic noise absorption ( $30 \text{ MHz}$ ) の関係を調べた。良く知られているように極光帯においては CNA event の出現のピークは午前中であり、PC-1 から PC-2 脈動の出現のピークは正午過ぎであって、両者の間には統計的相関は見出されないう。しかしながら夕刻 16 時前後 (geomagnetic local time) に発生するある種の脈動 ( $0.1 \sim 0.5 \text{ Hz}$ ) は CNA event と時間的によく一致して出現するニヶがわかった。1966 年 4 月から 12 月の 8 ヶ月内のうちこのような現象が 20 数例見出された。

現象の出現時刻	16 時を中心に数時間以内
脈動のスペクトル	中心周波数は $0.1 \sim 0.2 \text{ Hz}$ であるが、Sweeper (IPDP) type の 30 分位の間に中心周波数が $0.1 \text{ Hz}$ から $0.5 \text{ Hz}$ まで上昇するものも多い。波形はいわゆる HM 放射型と見られる。
持続時間	30 分 ~ 2 時間
地磁後活動度	$K_p \geq 3$ で比較的あれている場合であり、SSC の後や positive bay になる場合が多い。

もしこの脈動が proton cyclotron instability に起因するとすれば、周波数変動の原因は proton の energy spectrum の softening 又は発生位置が地球に近づくことによる local gyrofrequency の増加などが考えられるがはっきりしたことはいえない。発生時刻が plasma pause のあつぽりの時刻とほぼ対応することは興味深い。





## 昭和基地に於ける空電雑音観測及び他現象との相関

西条田一三, 大瀬正美, 新野賢爾  
郵政省 電波研究所

1967年3月より1968年1月までの1年間 南極昭和基地に於いて空電雑音観測(10MHz, 15MHz, 20MHz)及びリオメータ観測(30MHz)を行った。その経過及び結果について報告する。

### (1) 観測装置

垂直方向に指向性を有する空中線を使用し、受信機は衝撃性雑音を観測する目的で時定数を短かくした装置である。

### (2) 観測経過

10MHz はほぼ100%良好なデータが得られたが15MHz, 20MHz については人工雑音のため良いデータを得ることができなかった。

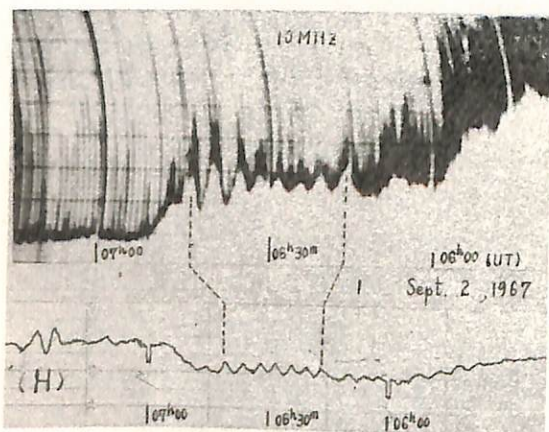
### (3) 観測結果

(i) この期間の空電雑音強度の日変化及び季節変化特性が得られた。

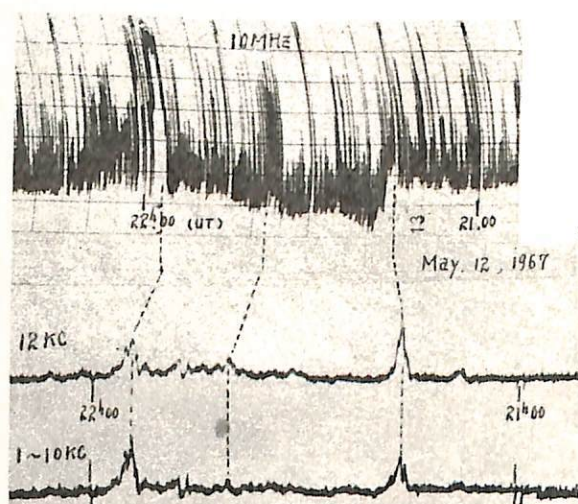
(ii) 地磁気変動PC-5との相関(図1)

(iii) 極磁気嵐時における短波帯自然雑音のバースト現象及びVLFエミッションとの相関(図2)

以上の結果は序報的なものであるが今後更に解析を進め地磁気変動, VLFエミッションとの相関以外例えばVisible Aurora又はRadar Auroraと短波帯自然雑音との相関なども調べらるつもりである。



(図1) 10 MHz 空電観測記録(上)と地磁気記録(下)のPC5との相関



(図2) 10 MHz 空電観測記録(上)とVLFエミッション観測記録(下)との相関

平沢成男 宇松隆夫 山口高  
東大理

1947年2月～1948年1月 南緯40°～50° 次は北緯30° 極光、地磁気  
自然電波関係の観測を行った。

## (I) 極域観測

- (A) Auroral Camera (30秒=1回)
- (B) Aurora 目視観測 (Aurora の位置, 形態, 臨時)
- (C) Aurora 形態撮影 (5sec 間隔, ニコン オートドライブ使用)
- (D) 極域地磁気観測装置 (Auroral Magnetometer) (天頂, aspect angle 5°)
- (E) 極域掃天観測装置 (Meridian Scanning Photometer)  
(地磁気記録 掃引, 掃引時間12sec)

## (II) 地磁気関係

- (A) 地磁気3成分連続観測 (H. D. S.)
- (B) 地磁気絶対測定
- (C) 地磁気脈動 (ULF) 観測 (DC ~ 2Hz)

## (III) 自然電波関係

- (A) VLF 観測 (300 Hz ~ 100 kHz)
- (B) RF 観測 (700 kHz ~ 7 MHz)
- (C) ノイズ - 10 MHz, 15 MHz, 20 MHz, 30 MHz (以て電務部門)  
70 MHz (極域部門)

以上の観測を通じて得られた極域諸現象に関する資料を整理し、相互の相関関係を  
わかりやすい図にまとめることに努めた。この試案の段からいって、今  
後更に検討を加え、より正確な ~~相関図表~~ dynamical な相関図表を作ること  
を考えた。以下

今回の学会では観測の経過 ~~図~~ 相関図表の試案を示す。

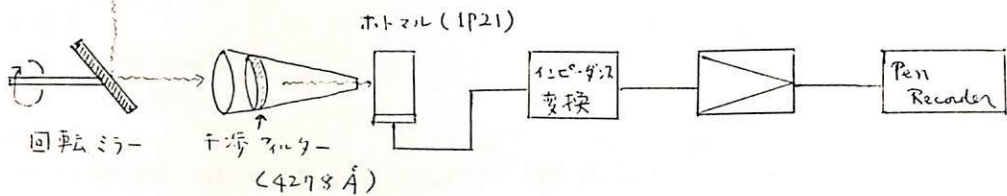


平沢威男

上出洋介

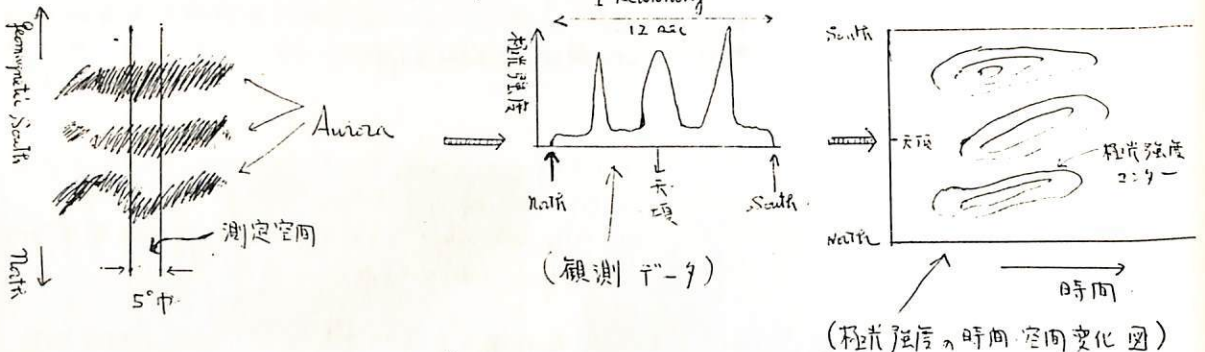
東京大学理学部地球物理研設 東京大学理学部地球物理教室

(1) meridian scanning photo. meter



上図に示す如く、回転ミラーを用い、地磁気子午線に沿って極光強度の空間分布を測定する装置である。1 Scanning (North → South) は 12 sec. (sweep angle は、地磁気子午線に沿って 5° 中である。

(2) 観測データと解析方法



(3) 上回の方法で得られた極光強度の時間空間変化図を解析することにより、極磁気嵐時の極光のふるまいを調べた。観測は1961年昭和基地で行った。その結果、

- (i) 極磁気嵐開始前 1時間-20分前から Aurora が Equator-ward へ動くことが始まる。
- (ii) 極磁気嵐開始前 5分-10分前までは Aurora は 昭和基地の Equator-ward 300-500km まで到達する。
- (iii) 極磁気嵐開始と同時に Equator ward にある Aurora が突然 2-3倍の明るさになる。
- (iv) 開始後数分からはほぼ全天の Aurora の明るさが増し (4-6倍)、その中に特に明るさが強くなる (ARC) (10-20倍) が出現する。
- (v) ARC は観測的には pole ward に動き、その速さは毎秒 200-300m/sec 位である。ARC は pole ward に動く時には長さが増え、Equator ward に動くと長さは減る。
- (vi) 極磁気嵐が終ると Aurora は 再び pole ward に退く。





国分 征, 平 沢 威 男  
 東京大学理学部地球物理研究施設

極光帯附近において約 2 KHz 以上の周波数帯に出現する VLF hiss はアーチやバンド状の極光と良い相関をもつことが知られており, auroral hiss とも呼ばれているが極光の強度変動と hiss の強度変動との関係等については詳しいことはわかっていない。ここでは, 1966 年 12 月 19(17 年)の 2 局南極昭和基地において得られた観測資料を用いて (meridian scanning photometer, LF band sweep frequency analyser, 13 $\mu$  narrow band hiss recorder の資料) hiss の出現スペクトルと極光の強度変動との関係を調べた結果について報告する。

1. hiss の出現のピークは 22 時 (geomagnetic local time) であり, 季節変動が著しい。即ち, 夏季は hiss が殆んど観測されない。hiss のスペクトルは 20 KHz 付近でピークをもつようである。
2. pre breakup phase においては hiss と極光特に南方又は北方に現われる極光とはかなりよい 1:1 の対応を示すが, 逆は必ずしも成り立たない。即ち極光が現われていてもそれが静かな場合は hiss が殆んど観測されない場合がある。2 KHz から 100 KHz にわたるような広帯域 hiss は強度変動の著しい極光とよい対応を示す。このような極光は auroral breakup の直前によく現われる。広帯域 hiss は経緯時間数分程度のものが多い。
3. 天頂附近に極光が出現する場合は hiss は弱い。極光が南方又は北方にあって天頂に移動してくるような場合は hiss の強度は著しく弱くなる。特に若い周波数帯でこの傾向は著しい。
4. post breakup phase では hiss と極光との相関は殆んどない。

藤高和信 金田常祐

東大理・地球物理

極光線スペクトルの相対強度について、従来多くの議論がなされてきたが、例えば Tomatsu and Nagata によると、5577 Å emission と 4278 Å emission, 3914 Å emission 等の平均強度比は一定であることが示されている。

一方、スペクトルの相対強度は入射電子のエネルギースペクトルの変化に対して敏感に変化する事が言われている。例えば Kamiyama によると、入射電子に  $dI = I_0 e^{-\alpha p(-E/\beta)} dE$  という形のエネルギースペクトルを仮定すると、この水素より soft なスペクトルを持つとき、O I lines の  $N_2^+$  first negative bands に対する相対強度は増大する事が示されている。

今回は、Syowa Base の多色式分光観測による Data を解析し、5577 Å emission, 4278 Å emission, 6100 Å emission, 6300 Å emission の各相対強度がどのような変化をするかという事を、地磁気変動、特に Bay onset との関連において調べてみた。

それによって得られた結果としては、5577 Å emission の強度は 4278 Å emission の強度と比べて、Bay onset のかなり前 (1~2 時間以上) からかなり増大し、Bay onset と共に ratio は減少して、maximum stage において ratio はほぼ一定となる。Bay が回復すると再び ratio は増大する。

一方 6300 Å emission と 5577 Å emission の強度比は Bay の途中はかなり大きくなり、回復期には十分小さくなる。

又、6100 Å emission と 5577 Å emission の強度比は Bay onset と共に急に大きくなる事がみられた。

この様に極光スペクトルの相対強度は地磁気変化の element の中で一意してある平均値のまわりの値になるというのではなく、maximum stage 以外ではかなり大きな変動がある事がわかった。

これらの結果の物理的意味については検討中であるが、Kamiyama が  $dI = I_0 e^{-\alpha p(-E/\beta)} dE$  というスペクトルを仮定して計算した結果にあてはめると、入射電子のエネルギースペクトルの変化をある程度予想する事ができる。



金田宗板 (東京理. 地物研施設)

polar cap の aurora に関してはこれまで可成り多くの研究がなされて来た。しかしその出現特性の dynamic 的側面に関しては余り明瞭では無い点が多い。これ迄に中低緯度で観測される Si と discrete type の polar cap aurora の出現との間に良い相関のある事、polar region 全体の aurora の活動度と polar cap aurora の極相との間に関連のある事等について報告して来た。

今回はこれ迄の polar cap aurora に関する解析が all-sky camera film の肉眼に依る inspection のみであったのに加えて、microphotometer に依る濃度測定を行って、non-discrete type の aurora の出現についても解析が可能になった。今回は 1957 年 Dec. 22/23 12<sup>h</sup>00 (UT) - 12<sup>h</sup>00 (UT), Dec. 24/25 12<sup>h</sup>00 (UT) - 12<sup>h</sup>00 (UT) の二つの期間を用いて、前者に関しては地磁気活動度の極小 ( $K_p = 0.0$ ) とした場合、後者では稍荒れた場合の polar region 全体の極光の活動と polar cap aurora との関連について述べる。

これ迄に次の点が新たに明らかになった。

1. AEJ-precursor と polar cap aurora の出現との間に関連がある。
2. DP-2 或いは SP と自される地磁気の変動と対応して polar cap aurora の出現が認められる。
3. polar cap には比較的大きな non-discrete type の aurora が存在する。この type のものは discrete type のものと共に polar cap aurora の重要な構成要素である。

この二つの地磁気現象には中低緯度での zonal 的变化が共通して認められる。更に Si と polar cap aurora との間の相関から考へて、中低緯度における地磁気の zonal 的变化と polar cap aurora の或る種のものには密接な関係と作業仮説として建てた事が出来る。

今回はこれ等の事実とそれに基づいた polar region 全体での aurora の display と地磁気の擾乱との関連について述べる。

山口又新  
地磁気観測所

このSSCは、7月8日21時02分做起り、柿岡駅における大きさは次の通りである。

	$\Delta H$	$\Delta D$
Mb	-9 <sup>γ</sup>	+30 <sup>γ</sup>
Ka	+5	+26
Ky	+9	+26

マゲネットグラムを一見して、Mbの $\Delta H < 0$ なること及びKa, KyにおけるDの変化がHの変化に比し、異常に大きいことがわかる。

筆者は、先に佐賀産地帯に於けるInverted SCを調査し、柿岡位低緯度になると、Inverted SCは起らないだろうと述べた。これに関連して、こゝにとりあげたSSCは、興味ある現象である。この現象を中心とし、主に女満別のInverted SCを解析した。



久保木 忠夫  
地磁気観測所

柿岡における磁気嵐の統計的研究の一部である SSC や  $S_i$  の立上り時間について調査したことを報告する。これは前回總會のとき一部報告したが、今回は資料を別な面から統計しなおした。

SSC や  $S_i$  の立上り時間は、日中短く夜間長いといわれている。(思齊 1966)。しかし著者の結果は、第1図にその一部を示すように、早朝3~4時内だけ短くなるだけである。これは季節別・Sunspotの消長などに分けて統計してもほぼ同じである。むしろ sunspot Min の時は Max の時よりも最小値が小さい。(第2図)

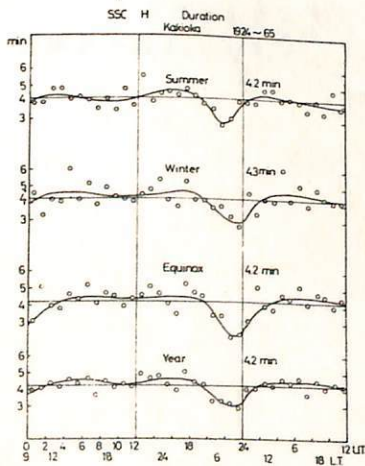
また時間と発生頻度を4時内毎に分けて統計すると、一帯は5分、一帯2~3分ものに分れる。そして5分の値を中心とする帯は日変化しない。早朝の発生頻度が極めて小さくなる。2~3分の帯を中心とするものは日中小さく、夜間大きくなり、思齊の求めた日変率(経度変化)と一致する。この2群の合成は第3図に示すような点線の値となり第1図に一致する。

この結果は、1958-65年の値について、柿岡・女満別・鹿屋の SSC,  $S_i$  についても同じである。

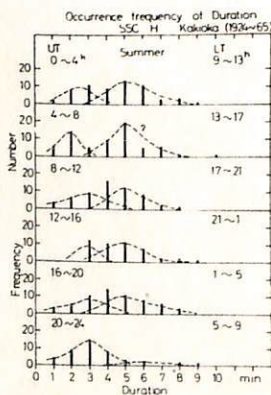
このことは嵐の初相の解析に何らかの示唆を与えると思ふ。

この報告は 1924~65年の柿岡、1958-65年の柿岡・鹿屋・女満別に於いて SSC,  $S_i$  の立上り時間の各種の統計結果をまとめた。

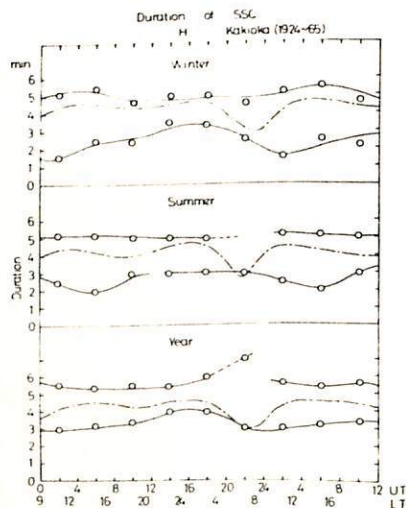
第1図



第2図



第3図



加藤愛雄, 有賀 規  
東北大学理学部

前回に続いて八月に「東北日本異常地域を三陸水沢, 盛岡, 八戸, 浅井, 男鹿, 新庄と地磁気脈動の観測を行った。記録は周期1秒~100秒程度の地磁気の異常がわかるように準備し、新型の誘導磁カ計のセンサーからの出力を直流増幅器で増中した後、スクラッチレコーダーで書かせると同時に平行して磁気テープへ記録した。

三月, 八月の二回の観測による主な結果は, 周期が約5秒より大きい地磁気脈動において,

1. Bayと同じように変化磁場の方向に關する異常が見られる。

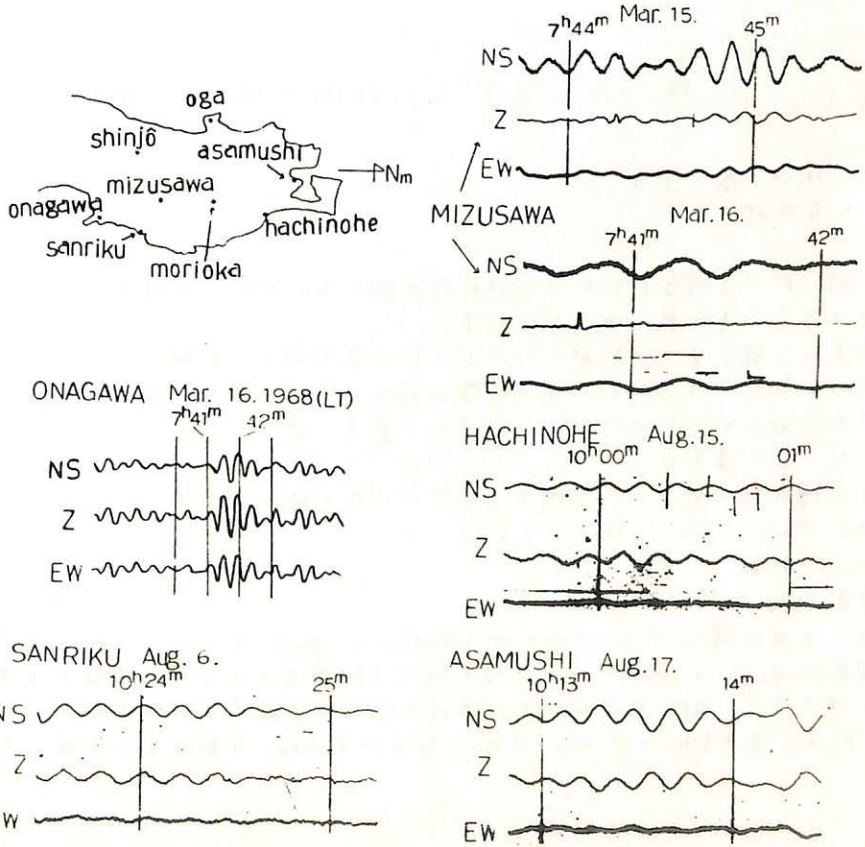
水沢附近を境としてZ成分が逆転しており、南では  $\frac{\Delta Z}{\Delta H} > 0$ , 北では  $\frac{\Delta Z}{\Delta H} < 0$  で水沢附近では  $\frac{\Delta Z}{\Delta H}$  は非常に小さい。

2. 周期Tによる  $\frac{\Delta Z}{\Delta H}$  の値の変化は、場所によつて様々である。

特に水沢では  $T \leq 20$  秒;  $\frac{\Delta Z}{\Delta H} \leq 0$ ,  $20 \text{ 秒} \leq T \leq 30$  秒;  $\frac{\Delta Z}{\Delta H} \approx 0$ ,  $T \geq 30$  秒;  $\frac{\Delta Z}{\Delta H} \geq 0$  と

顕著であるのに対して八戸では  $\left[ \begin{array}{l} \text{水沢 (T-数時間の Bay: } \frac{\Delta Z}{\Delta H} \approx 0) \\ \text{八戸 ( } \frac{\Delta Z}{\Delta H} = -1.4) \end{array} \right]$

$\frac{\Delta Z}{\Delta H} = -1.35$  で周期による変化は見られない。5秒以下の周期の脈動については観測中良い信号が出なかつたので何とも言えない。磁気テープの記録は現在解析中である。下図にスクラッチレコーダー (200Hz) の記録の一部を示した。





加藤愛雄 \* 青山巖 \* 蓮山文雄 櫻井彰  
東北大学理学部 \* 東海大学航空宇宙学科

SSC 及び  $\pi$  について 1967年10月アラスカ及び女川で行った同時観測及び 1965年6月ハワイに於ける観測 更に 1968年1月及2月に行なった女川に於ける観測から、数多くの例について ミセライガー による ダイナミック スペクトラム と更なるマルチバンド、パスフィルターによる 各周波数域の波形と解析して SSC 及び  $\pi$  の特性について調べた。

SSC については 磁気圏の晝側の境界 (magnetopause) に対する衝撃波の衝突による衝撃波と同時に生じた外側磁力線の長周期の (周期 200 秒又はそれ以上の) 湧き型振動であつて夜側にも同時観測される。従来日中側と夜側で SSC に伴う地磁気脈動の型が異なつて居ると云われて居たが、解析の結果は本質的には差異はない。

$\pi$  の周波数解析によると最も振幅の大きいのは周期 100 秒迄の波で SSC に伴つたものと本質的に異なつて居る。解析の結果  $\pi$  の発生は磁気圏尾部の中  $\pi$  の Burst によつて生じた衝撃波が magnetic cavity の外側の磁力線を走ったためと云ふ説は訂正を要し、むしろ  $\pi$  magnetic cavity (夜側) 内部に何等かの不安定によつて生じた衝撃波によるものと考へる。

小口 高, 国分 征  
東大理

SSC 時に於ける短周期脈動の励起状態を調べるために、高緯度のいくつかの観測点に於けるソナグラムを比較した。その結果

- 1) 従来の1観測点での統計で知られて居る晝側側の脈動の励起を確認するとともに
- 2) 同時に励起される脈動の周波数帯の場所によつて著しく異なること
- 3) 脈動の励起時間が場所によつて著しく異なること

を見出した。この事実から

- 1) この種脈動が波として伝播する範囲がかなり狭いこと
- 2) 波が Duct に閉じこめられていること
- 3) Duct の移動

等が推定出来る。

このことは同時に、Polar chorus や Whistler の Duct と  $\pi$  の irregularity の移動と同じ様に、脈動の Origin の Tracer とし地上観測を利用することの可能性を示すことである。この様な例として 1966年8月29日 13h 15m GHT の SSC に於ける脈動の発生領域の移動を見ると Byrd  $\rightarrow$  South Pole  $\rightarrow$  Plateau 又は、Byrd  $\rightarrow$  Plateau と動いている様に見える。

加藤愛雄・斎藤尚生・桜井 亨  
 東北大学理学部地球物理学教室

IGY 期間の女川の *induction magnetogram* を用いて Pc 2, 3 型地磁気脈動を解析した結果、その周期は夜間の短周期から昼間の長周期に連続的に変化する傾向を示した。この傾向は同期対地方時の座標上に現われる *pattern* の形から *inverted U* 型同期日変化と呼ばれた (Kato et al., 1959)。その後の Campbell et al., Duncan 等の解析結果も *inverted U* 型変化を裏付けるものがあった。

然し、これ等の解析とは逆に Pc 2, 3 *range* 同期日変化が夜長く昼短い、即ち *U* 型日変化をするということが Christoffel, McNicol 等によっても報告されており、一体 Pc 2, 3 同期日変化は、*inverted U* 型であるのか *U* 型であるのかについては必ずしも明確な結論は出ていない現状である。

ところが今いろいろな人達に依って報告されている日変化の型を解析された年の順に配列してみると太陽活動極大期には *inverted U* 型、極小期には *U* 型の傾向が見られ、Pc 2, 3 同期日変化には *solar cycle variation* があることが推定される。現在太陽活動極大期にあるので女川の磁気テープに依る資料を使って極大期における日変化を検討した。女川観測所において  $0.22 \text{ mm/s}$  の超低速で磁気録音されている地磁気脈動の記録の中、1960年9月の磁気テープを3,600倍のスピードで再生し *Missilyzer* を用いて Pc 2, 3 の *daily dynamic spectrum* を得た。その結果  $\Sigma Kp$  が小さい日には *U* 型日変化の傾向が現われるが  $\Sigma Kp$  が増大すると *inverted U* 型が現れた。このことは、最近の *Relative sunspot number* が IGY の頃のその半分に過ぎないことと併せて考えるならば、前記 Pc 2, 3 同期日変化の *solar cycle variation* に関する推論を裏付けるであろう。



福西 浩, 国分 征, 平沢 威男

東大 理

太陽活動静穏時における低緯度(杓岡)の地磁気脈動のスペクトル解析は、T. Hirasawa and T. Nagata (1966)によつてなされ、周波数範囲  $0.01 \sim 1 \text{ Hz}$  の dynamic spectrum の統計的パターンが求められた。今回は、これらのパターンが太陽活動擾乱時にどのように変化するかを調り、更に auroral zone の脈動 (Polar Pc) の dynamic spectrum との比較を試みた。また最近 substorm の機構を説明する上で注目された P<sub>2</sub> 脈動の、auroral zone と低緯度との比較を試みた。

結果は、

1. 杓岡における P<sub>3</sub> 脈動の周波数日変化の統計的パターンは顕著な solar cycle dependence をもつ。P<sub>3</sub> の平均的周波数は、1959 年の  $0.06 \text{ Hz}$  から solar cycle と共に低くなり、1964 年に最小(約  $0.03 \text{ Hz}$ ) となりその後再び高くなる。また周波数のほらつきも、太陽活動度が低くなるにつれて大きくなる。P<sub>4</sub> の周波数日変化も solar cycle dependence を示し、太陽活動度が高い時は周波数は高くなるが、P<sub>3</sub>ほど顕著ではない。
2. 太陽活動擾乱時における低緯度脈動の dynamic spectrum は、静穏時と同じく、P<sub>3</sub>・P<sub>4</sub> と思われらる 2 つの band をもつ。しかしこの周波数は静穏時に比べかなり高い。P<sub>3</sub> band は一般に K<sub>p</sub> が高いとき、LT 3h ~ 18h の範囲に出現する。周波数は早朝(6h ~ 9h 頃) max. にあり、約  $0.05 \sim 0.1 \text{ Hz}$  である。P<sub>4</sub> band はすべこの Local Time に出現するが、activity は、0h ~ 12h に高く、周波数は 9h max. ( $0.03 \sim 0.05 \text{ Hz}$ )、21h min. ( $0.02 \sim 0.03 \text{ Hz}$ ) の正弦波的变化をする。
3. P<sub>3</sub>・P<sub>4</sub> の周波数日変化は、はっきりした K<sub>p</sub> dependence を示し、K<sub>p</sub> が高くなると共に周波数は上昇する。
4. auroral zone にある P<sub>c</sub> (Polar P<sub>c</sub>, 周期約 30 sec) の周波数日変化は、低緯度 P<sub>c</sub> とかなり異なり、LT 13h 頃 max. になる。Polar P<sub>c</sub> の周波数も K<sub>p</sub> と共に上昇する。
5. 低緯度にある P<sub>2</sub> は、2 ~ 3 個の wave train から成ることが多い。各 wave train 間の delay time は 10 ~ 30 min である。これらの wave train は一般に非常に類似している。
6. auroral zone の P<sub>2</sub> は bay の onset と共に始まり、aurora との相関がよい。特に P<sub>2</sub> の初期において顕著である。
7. 低緯度 P<sub>2</sub> は必ずしも bay の onset と同時には起らない。

河村 謙

## 地磁気観測所

中低緯度地域に於ける地磁気脈動のダイナミックスpekトルの解析が=三の人々によつて行われている。

この報告では1967年5月から1968年6月までの期間に観測された代表的な磁気嵐に伴う脈動を扱う。即ち磁気嵐時及びそれに続く日について、釜淵別及び底屋で観測された0.01 Hz - 0.2 Hzの周波数帯域に属する地磁気脈動のスペクトル特性について解析し、結果について報告する。

解析に用いられた周波数変換倍率は2500倍で、0.002 Hz - 0.2 Hz帯の脈動の12時間の記録が1枚のソナグラムで示されている。

解析結果の概要は次の通りである。

- (i) 一般に0.04 Hz - 0.05 Hzのpc 3の帯域に比較的'sharp'なスペクトルピークをもつ脈動が通常存在する。
- (ii) 代表的な磁気嵐では磁気嵐の開始に伴って'irregular-burst' typeの脈動が繰返し出現し、それに'continuous beating' typeの脈動が重畳する。後者はpc 2,3,4帯にわたる非常に'bread'なスペクトル特性を示すが、特に0.1 Hz附近に著しいピークを持つ。
- (iii) これらの'bread'な特性は磁気嵐の経過と共になくなり、周波数上限は次第で低くなって、通常の昼間のpc 3に移行する。同時にpc 4帯域のパワーも弱まる。



樋口 喜啓

東北大学 理学部 地球物理学教室

1) まえがき

パラメトリック励起の研究は、非線形振動論[1]において、以前から多くの人達によって、おこなわれてきた。このパラメトリック励起の問題をプラズマに初めて適用したのは、Silin[2]であると考えられている。その後有限温度プラズマに対して DuBois-Goldman[3] がプラズマ振動とイオン音波とのパラメトリック結合を論じてきた。又 Lee-Su[4] Jackson[5] 等も、プラズマ振動のパラメトリック励起について理論的に考察をおこなっている。さらに Nishikawa[6] は Coupled waves のパラメトリック励起について最近 精確しい研究をおこなった。定常外部磁場が存在するプラズマ中における Upper hybrid mode と Lower hybrid mode とのパラメトリック結合については、Amano-Okamoto[7] その他の人達等により研究がなされてきた。しかし、Bernstein mode についてのパラメトリック励起の理論的考察は、著者が知る限りでは、あまり現在おこなわれていないように思われる。

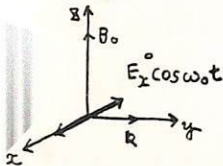
2) 基礎方程式

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + v \frac{\partial f_j}{\partial v} + \frac{Ze}{m_j} (\underline{E}^0 + \underline{E} + \frac{1}{c} v \times B) \cdot \frac{\partial f_j}{\partial v} = 0$$

↓ 外部電場

$$\frac{\partial}{\partial v} \cdot \underline{E} = 4\pi \rho \quad \text{ここで } \rho = Ze \sum_j f_j dv, \quad \underline{E}^0 = E_x \cos \omega_0 t$$

3) 粒子軌道



$$x' = -\frac{v_x}{\Omega_j} \sin \{ \Omega_j (t-t') \} - \frac{v_x}{\Omega_j} [1 - \cos \{ \Omega_j (t-t') \}] + \frac{e E_x^0 \sin \omega_0 t}{m_j (\Omega_j^2 - \omega_0^2)} \left( \frac{\omega_0}{\Omega_j} \right) \sin \{ \Omega_j (t-t') \} + \frac{e E_x^0 \cos \omega_0 t}{m_j (\Omega_j^2 - \omega_0^2)} \cdot \cos \{ \Omega_j (t-t') \} - \frac{e E_x^0 \cos \omega_0 t}{m_j (\Omega_j^2 - \omega_0^2)} + x$$

$$y' = \frac{v_x}{\Omega_j} [1 - \cos \{ \Omega_j (t-t') \}] - \frac{v_x}{\Omega_j} \sin \{ \Omega_j (t-t') \} + \frac{e E_x^0 \sin \omega_0 t}{m_j (\Omega_j^2 - \omega_0^2)} \left( \frac{\omega_0}{\Omega_j} \right) \cos \{ \Omega_j (t-t') \} - \frac{e E_x^0 \cos \omega_0 t}{m_j (\Omega_j^2 - \omega_0^2)} \sin \{ \Omega_j (t-t') \} - \frac{e E_x^0 \sin \omega_0 t'}{m_j (\Omega_j^2 - \omega_0^2)} \left( \frac{\Omega_j}{\omega_0} \right) + \frac{e E_x^0 \sin \omega_0 t}{m_j \omega_0 \Omega_j} + y$$

$$z' = -v_z (t-t') + z$$

4) 振動解

$$f_j^{(\omega)} = - \sum_j \frac{Ze}{m_j} e^{i\lambda} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{i^{-n-1} J_n(\lambda) J_n(\mu) J_n^2(\nu) J_n^2(k) J_n(\delta) J_n(\pi)}{n(2\Omega_j - \omega_0) - \omega} (E \cdot \frac{\partial f_j^0}{\partial v})$$

$$\text{ここで } \lambda = \frac{k_y v_x}{\Omega_j}, \quad \mu = \frac{k_x v_x}{\Omega_j}, \quad \nu = \frac{k_y e \omega_0 E_x^0}{2m_j \Omega_j (\Omega_j^2 - \omega_0^2)}, \quad k = \frac{k_x e E_x^0}{2m_j (\Omega_j^2 - \omega_0^2)}$$

$$\delta = \frac{k_x e \Omega_j E_x^0}{m_j \omega_0 (\Omega_j^2 - \omega_0^2)}, \quad \pi = \frac{k_x e E_x^0}{m_j \omega_0 \Omega_j}$$

5) 分散式とその解

以下 紙面不足につき省略

武井恵雄

東北大学理学部地球物理学教室

これまでに行われた OGO, IMP, VELA 等の Satellite Observation の結果, Magneto-spheric tail plasma の性質が次第にはっきりとして来た。特に数10 eV ~ 数 KeV 位の energy range の electron の distribution function がわかった事により以前から判明していた数10 KeV 以上の distribution function とあわせ考える事により plasma sheet を構成する plasma の特性を定量的に調べる事が可能になった。簡単に要約すると, plasma sheet electron は 数100 eV ~ 数 KeV の範囲に energy peak を持ち,  $\lambda = 2 \sim 10$  程度の power index を持て higher energy に単調につながっており比較的 isotropic であると考えられる事, 及び high  $\beta$ -ratio の plasma である事, 又, その dusk side には sharp な inner boundary が存在し, かなり大きな temperature gradient を持てている事等があげられる。

この事は当然 MHD-approximation の dynamics を考える事を拒否するような wave-particle interaction の存在も予想され, boundary 附近を除くとその interaction は強い吸収としてのみならず, 結果として plasma heating に等しく事が期待される訳である。問題はこのような interaction を正しく評価して, tail region の dynamics を考える事だてを提出する事にある。

すでに A. Barnes は, 具体的な対象を指定してのものではないが, Maxwell distribution を持つ high- $\beta$  plasma 中の HM waves の吸収の解析を行い, かなり強い吸収が期待される事を示している。その場合の interaction は Landau damping と transit time damping であるが, plasma sheet plasma の場合は Maxwell distribution に比べるとより変速粒子が higher energy tail に含まれており, さきの二の interaction に比べて cyclotron damping も有効に働いて (同じ "温度" 及び同じ  $\beta$ -ratio を与えるとき) さらに強い吸収となる事が期待出来る。

この報告に於いては, Vasylunas に従って仮に Olbert distribution と呼ぶ次のような形の distribution function を採用し, Vlasov equation にもとづく interaction の解析について述べる。 $f(E, \lambda) = n(\lambda) a_\lambda (1 + E/\lambda E_0)^{-(\lambda+1)}$   $E$ : energy  $E_0$ : peak energy  $\lambda$ : power index  
この関数は  $E/E_0 \gg 1$  では power law に, 又  $\lambda \rightarrow \infty$  は Maxwellian に対応する性質をもつ  $E, \lambda$  に対する連続関数で,  $\lambda = 1$  という仮想的な場合の一次元問題は今迄にも扱われていり,  $\lambda > 2$  で  $\lambda \neq 0$  の場合には数学的に複雑になり, Maxwellian に比べて不利であるが, 今現実的な分布関数であるという意味で敢えて採用した。 $n(\lambda)$   $E_0(\lambda)$  はそれぞれ密度, peak energy の spatial distribution であるが, plasma sheet の内部では一様ととる事が出来, 重要なのは方々に述べたその型の相互作用である。一オ dusk side の inner boundary に於ては  $E_0$  はかなりの gradient を持ち, drift interaction, drift cyclotron interaction がさらに付け加わってくる。現在のところ取扱いは HM-Ion Cyclotron waves 及び Whistler Waves に限って解析を行っており, 吸収の決定に主力を置いていり。

相互作用の弱いときにいわゆる Quasilinear stage で扱われてきた boundary に於ける拡散のような, wave-energy の吸収の結果として起る分布関数の変形による nonlinear interaction については, この解析の結果を踏って正しい記述を示したいと考えていり。



北村 泰一  
(同志社大学 工学部)

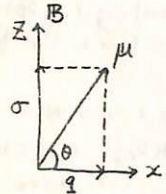
周波数約1/3程度の所謂  $hm$  emissions は従来磁力線に多かれ少なかれ沿って伝播するものと考えられていた。しかし筆者等による Ray Path の計算結果によると、磁気圏に発生した  $hm$  emission は、その initial wave normal がどの方向をむいていても、それが電磁層に到着する迄に所謂 transverse resonance をおこし伝播不能となる。この困難を解決する1つの道は、Whistler の場合と同じく磁場に沿ったイオンダクトの存在を仮定することである。

電波の場合のダクト伝播は、古くは Storey, Helliswell, Smith 等により提唱、研究され、Booker, Gopal Rao, Walker 等により、より詳細に論じられてきた。 $hm$  emission の周波数領域では媒質の非等方性が重要な役割を果たすので、これらの効果を考えに含む Walker の方法が今の場合最も有効な手段となるのでそれを利用する。

紙面の都合上詳細な事は述べられぬが、考えの大体の流れは次のようなものである。

(1) 考えられている波は周波数約1/3程度のイオンサイクロトロン波 (Fc/waves) で、磁気圏媒質はこの波には12、ゆるやかに変化する。

(2) 磁場の方向を  $z$  軸にとり  $\sigma = \mu \sin \theta$ ,  $\rho = \mu \cos \theta$  とする。

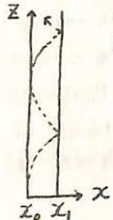


(3)  $q$  はいわゆる Booker's quartic equation を満たす。この quartic equation は  $z$  軸を常に磁場に平行にとると quadratic equation となり、ion cyclotron waves の場合のそれと異なる。

$$\alpha q^4 + \gamma q^2 + \epsilon = 0 \quad (1)$$

$$\text{但し } \alpha = Y^2(Y^2 - 1)/X^2, \quad \gamma = Y^2(Y^2 - 1)\sigma^2/X^2, \quad \epsilon = (-Y^2/X^2 + 1) \\ X^2 = f_p^2/f^2, \quad Y^2 = f_H^2/f^2$$

(4) 今 zero order mode の波を考え、 $Z = X_1$  で全反射するものとする。 $X_0$  における反射の際の位相の変化は  $\pm \pi/2$  であるので、ダクトを横切ったとき  $q$  レベルに戻る時の  $X$  方向の位相の変化は  $-k \int q dx \pm \frac{\pi}{2} = 2n\pi = 0$  (2) となる。



(5)  $q^2$  は  $X_0$  の周りで展開すると  $q^2 = (q^2)_{X_0} + \left[\frac{\partial q^2}{\partial X}\right]_{X_0} (X - X_0) + \dots$  となるが  $(q^2)_{X_0} = 0$  であり且媒質がゆるやかに変化する  $q$  の  $(X - X_0)$  の高次の項の係数は無視出来て  $q^2 = \left(\frac{\partial q^2}{\partial X}\right)_{X_0} (X - X_0)$  となる。これを (2) に代入し

$$2k \int_{X_0}^{X_1} \left(\frac{\partial q^2}{\partial X}\right)_{X_0} (X - X_0)^{1/2} dx = \mp \frac{\pi}{2} \quad (3)$$

$\left(\frac{\partial q^2}{\partial X}\right)_{X_0}$  は (1) から求めて場所によって変化するが、 $X_0$  が定まれば確定するから、ダクトの幅  $(X_1 - X_0)$  は (3) から求められる。

このようにしてダクトの幅を場所の函数として求めてみると大体  $100 \text{ km} \sim 1000 \text{ km}$  という値になる。Whistler から求められたエレクトロニダクトの幅は  $1 \text{ km} \sim 50 \text{ km}$  であることと比較すると面白い。

林 幹 治, 岡 分 登, 小 口 高  
東 大 理

極光帯で観測される polar chorus に対する地磁気変動の効果について先回の学会では磁気圏の compression に対応するような world wide な変動により enhance され, 周波数上昇が引き起され, 磁気圏の expansion に対応するような変動により現象は弱められしばしば消滅し, 周波数も減少するようであると報告した。しかし, world wide に一様でない地磁気変動 (polar bay, s.f.e.) は上述の結論とは異った効果を示す。今回は s.f.e. による効果について報告する。s.f.e. は solar flare に伴う 10A 以下の X 線による D 層の急激な電離度の増加 (SID) の結果引き起される電気伝導度の上昇として説明されている。SID は短波長帯では SWF, CNA に対しては SCNA, LF あるいは VLF 波帯では SPA, SEA という形でそれぞれの波長帯の電磁波に D 層での吸収の増加, D 層の下降などを通して現われる。ELF 帯電波に属し外部磁気圏に発生源があると考えられる polar chorus に対しては減衰の形で現われる事が明らかになった。これは D 層による吸収と考えれば自然であり, 昭和基地のような高緯度での SID の存在を確かめる一つの法として使えるが, 特に電離層地上間の導波管伝播をしないような長波の波の電離層通過時の減衰率に関する情報を与える。減衰率の絶対量に関しては SID そのものに対する定量的議論を必要とし容易でないので, 今回は減衰率の周波特性について報告する。結果は減衰率  $\propto \sqrt{\text{周波数}}$  を支持するものとなった。



## 磁気圏内のアルフヴェン波のダクト伝播

早川 正士 大津 仁助 岩井 章  
 名大 空電研

磁気圏内の hydromagnetic whistlers の磁力線に沿った irregularity (duct) による捕捉伝播と波動論を用いて議論する。

即ち Field-aligned duct は磁力線に垂直方向に Gauss 形の電圧密度分布をもつと仮定し, crest duct 及び trough duct に対して捕捉=なる周波数領域及び捕捉に必要な  $\omega/\Omega$  の中の評価を詳細に検討する。

## 非線形位相バンチングについて

間宮 馨・木村 磐根・松本 紘  
京都大学工学部

ある種の不連続VLF放射の発生機構の説明のため、横方向共鳴インスタビリティ (Transverse —) が Brice (1963) により提案された。これはホイッスラーモード波によりそれに逆行する粒子が、位相バンチングを受けコヒーレント輻射をする。それがフィードバックされて一種の発振器を構成するというものである。Bell, Buneman (1964) は、この生長条件を示して、結果をVLF放射に適用した。更に Helliwell (1967) によりこの思想は実際のスペクトルの形を説明するため用いられた。ところが、大前提としての位相バンチング自体については、ランダム位相の粒子群中で実際に起るものかどうか、起るとすればどのような形をとるか…は全くと言ってよい程調べられていない。

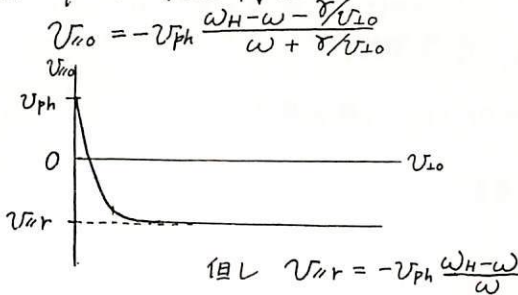
今回は、B<sub>w</sub>方向に進むホイッスラーモード波中のテスト粒子に対する完全に非線形な式を出発点にして得られた結果について報告する。粒子が電子の場合にその運動を厳密に記述する式は  $v_{\perp}$  と  $(-B_w)$  のなす角を  $\phi$  とすると、以下の如く与えられる。

$$\begin{cases} \dot{v}_{\parallel} \equiv \frac{dv_{\parallel}}{dt} = \gamma \left( \frac{v_{\perp}}{v_{ph}} \right) \sin \phi \\ \dot{v}_{\perp} \equiv \frac{dv_{\perp}}{dt} = \gamma \left( 1 - \frac{v_{\parallel}}{v_{ph}} \right) \sin \phi \\ \dot{\phi} \equiv \frac{d\phi}{dt} = \omega_H - \omega \left( 1 - \frac{v_{\parallel}}{v_{ph}} \right) + \gamma \left( 1 - \frac{v_{\parallel}}{v_{ph}} \right) v_{\perp}^{-1} \cos \phi \end{cases} \quad \text{但し } \gamma = -\frac{eE_w}{me}$$

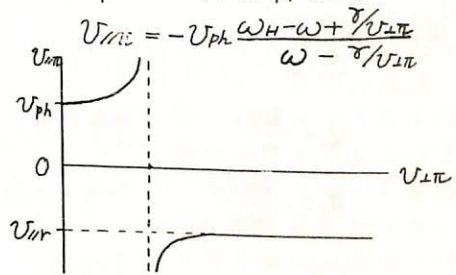
(1) 平衡点 (共鳴点) について

上の3式の右辺を共に0と置く ( $\dot{v}_{\parallel} = \dot{v}_{\perp} = \dot{\phi} = 0$ ) と平衡点が求まる。これは一般に2つあり、夫々次の関係式と図で示される。

(i)  $\phi = 0$  ( $B_w \uparrow \downarrow v_{\perp}$ )



(ii)  $\phi = \pi$  ( $B_w \uparrow \uparrow v_{\perp}$ )



(i), (ii) 共従来の共鳴速度  $v_{\parallel r}$  と異なり  $\gamma v_{\perp}$  の項が入り、こきえている事に注目されたい。従来の縦方向、横方向の共鳴条件  $v_{\parallel} = v_{ph}$ ,  $v_{\parallel} = v_{\parallel r}$  は  $v_{\perp} = 0$ ,  $\infty$  の両極限を示す。それ故、今まで未知であった有限の  $v_{\perp}$  に対する共鳴は検討に値する。

(2) 各平衡点に対する安定判別

上の2つの共鳴曲線上の各点について Poincaré の安定判別法を適用してみると  $\phi = 0$  の方は全域にわたり安定であるが、 $\phi = \pi$  の方は不安定部も存在するこきが分った。このこきから位相バンチングの結果生じる  $J_{\perp}$  への寄与も  $v_{\parallel} = v_{\parallel r}$  近傍の粒子だけだけでなく、 $v_{\perp}$ ,  $v_{\parallel}$  の絶対値が小さく粒子密度大なるこきの影響が入りこくる。この効果を考慮したモデルから  $J_{\perp}$  を計算し、Helliwell 等との比較検討を試みる。



松本 紘・木村 肇根・松本 壮夫  
京都大学工学部

VLF放射の発生メカニズムの1つに、ホイッスラー・モードにおけるサイクロトロンインスタビリティーが提案されてきた。これにはビームの存在するときに生起する「ビームサイクロトロン・インスタビリティー」とビームが存在しなくとも背景のプラズマ温度に異方性があれば発生する「サイクロトロン・オーバースタビリティー(又はインスタビリティー)」の二種類が考えられるが、ここでは後者の場合を取り上げる。線型理論では説明できない非線型領域での波のクエンチ過程や周波数変化を説明するために、ホイッスラー・モードでのサイクロトロン・インスタビリティーの準線型理論を試みる。発生電磁波の分布関数への「はねかえり」が、波動現象に比べて遅いときには、プラズマの熱効果の修正も入れると、分散関係式・生長率および分布関数の時間変化の一組の式は、プラズマに対する静止系で次のように与えられることが解った。

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega^2 - \omega_r^2 - \sum_s \frac{\pi_s^2 \omega_r}{\omega_r + \Omega_s} \left\{ 1 - \frac{k^2 \Omega_s}{\omega_r (\omega_r + \Omega_s)} \left( \langle v_z^2 \rangle - \frac{\omega_r - \Omega_s}{\Omega_s} \cdot \frac{1}{2} \langle v_{\perp}^2 \rangle \right) \right\} = 0 \quad (1) \\ \gamma = - \frac{\sum_s \frac{\pi_s^2 \pi_s^2}{|k| N} \left[ 2H_1(V_k) + \frac{k}{\omega} H_2(V_k) \right]}{2 - \sum_s \frac{\Omega_s \pi_s^2}{\omega_r (\omega_r + \Omega_s)} \left\{ 1 + \frac{1}{V_k^2} \left( 3 \langle v_z^2 \rangle - \frac{\omega_r + \Omega_s}{\Omega_s} \langle v_{\perp}^2 \rangle \right) \right\}} \quad (2) \\ \frac{\partial g_s}{\partial t} = \frac{q_s^2}{4m_s^2} \sum_{k'} E_{k'} E_{-k'} \frac{\gamma_{k'}}{(\omega_r - k' v_z + \Omega_s)^2 + \gamma_{k'}^2} \left( C_1 \frac{\partial^2 g_s}{\partial v_z^2} + C_2 \frac{\partial^2 g_s}{\partial v_{\perp}^2} + C_3 \frac{\partial^2 g_s}{\partial v_z \partial v_{\perp}^2} + C_4 \frac{\partial g_s}{\partial v_z} + C_5 \frac{\partial g_s}{\partial v_{\perp}^2} \right) \quad (3) \end{array} \right.$$

但し

$C_1, C_2, \dots, C_5$  :  $v_z, v_{\perp}, k, \omega_r, \gamma_k$  の関数

$\Omega_s = \frac{q_s B_0}{m_s}$  : 符号を含むサイクロトロン角周波数

$\pi_s = \frac{N_s q_s^2}{m_s \epsilon_0}$  : プラズマ角周波数

$\langle \rangle$  : 平均値

$\sum_s$  : 粒子の種類にわたる和。

今回は、初期分布にマックスウェル分布を採用し、線型理論ベースで生長率を、各周波数について求め、温度効果を調べた結果を報告すると共に、この結果を基に準線型理論をどのように展開するかを述べ、現在進行中の数値解析が間にあえば、それも報告する。

下イ

宮武貞夫・木村第根 松本猛

京都大学工学部

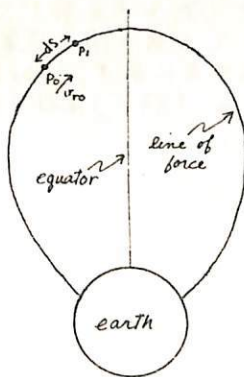
自然界に存在する discrete な V L F 放射の周波数変化を説明するために現在まで種々の機構が提案されているが、それらは必ずしも十分なものではなくここではビームインスタビリティとの関連においてこの周波数変化に対する考察を加える。

いま外部磁場  $B_0$  の中にある一様で損失のないコールドプラズマとデルタ函数分布をもつビームから成るアラスマービーム系に存在しうる電磁波のモードは、伝播方向が外部磁場と平行な場合に注目して、この系の中の振動を  $e^{j\omega t - jkz}$  とすると

$$(1) \quad Ck^2 - \omega + \frac{\pi e^2 \omega}{\omega - \Omega_e} + \frac{\pi i^2 \omega}{\omega + \Omega_i} + \pi b^2 \left[ \frac{\omega + kV_b}{\omega + kV_b - \Omega_e} + \frac{\frac{1}{2}k^2 V_b^2}{(\omega + kV_b - \Omega_e)^2} \right] = 0$$

なる分散式を得る  $\omega$ ,  $k$  によって与えられる。ここに  $C$  は真空中の光速、 $\pi e$ ,  $\pi i$ ,  $\pi b$  はそれぞれ電子、イオン及びビームのプラズマ角周波数、 $\Omega_e$ ,  $\Omega_i$  は電子、イオンの gyro 角周波数で、 $V_b$ ,  $V_b$  はビームの外部磁場に平行及び直角方向の速度である。この分散式は  $k$  を実数として解けば、良く知られてゐる様に  $\omega = \omega_r + j\omega_i$  として、 $\omega_i < 0$  なる場合のみ必ず存在する。これは何んらかの *triggering* により周波数  $\omega_r$  の波が時間的に成長する事を意味する。

さてこの様なアラスマービーム系におけるビームと波の 3 モード結合による不安定性について、この不安定領域が時間と共に成長しながら空間的に移動する *convective* のものか、それとも空間的に移動を伴わずに *nonconvective* のものかの判定には、従来 2 モード結合について適用されてきた *Sturrock* の判定法では困難で *Briggs* による判定法を採用。Briggs による分散式  $F(\omega, k) = 0$  に実数  $k$  を与えて、これを  $\omega$  について解いたとき  $\omega = \omega_r + j\omega_i$  なる複素根を求め、その負の虚数部  $|\omega_i|$  が最大となる点での  $\frac{\partial \omega_r}{\partial k}$  を調べ、これが 0 ではないければこの不安定性は *convective* であり、同時に  $v_r = \frac{\partial \omega_r}{\partial k}$  はこの不安定性の生ずる領域の移動速度を取れる。そこで今オ 1 回に示す様に磁気圏内のある磁力線上の一点  $P_0$  の近傍で、外部磁場及び粒子密度が一様であれば (1) 式が成り立ち、何んらかの *triggering* により不安定性が生じると、複素周波数  $\omega_0 = \omega_{r0} + j\omega_{i0}$  において  $|\omega_{i0}|$  が最大となるような  $\omega_{r0}$  の近傍の周波数をもった波が成長し、かつこの領域は移動速度  $v_{r0} = \frac{\partial \omega_{r0}}{\partial k}$  によって動き、ある時間  $dt$  で  $P_0$  から  $ds$



【オ 1 図】

だけ行はれた  $P_1$  に達するが  $P_1$  の近傍ではもはや外部磁場、粒子密度及びビームの速度成分が  $P_0$  の近傍とは異なり、不安定性により成長する波の周波数範囲は  $P_0$  の近傍におけるそれとは異なる。しかし  $P_0$  のごく近くに  $P_1$  を考えれば、それらの間の差異は小さく  $P_0$  で生じた不安定性により  $P_1$  の近傍でも不安定性が生じ、 $P_1$  の近傍での分散式によって与えられる周波数  $\omega_1$  の近傍の波が成長する。この様な機構である領域に生じた不安定性は、その領域の移動により次々と同じ磁力線上の異なる点に不安定性をひきおこすこととなる。そこでこの領域の移動速度と、磁力線上の各点で成長する波の周波数を分散式から求めることによりビームインスタビリティによる V L F 放射の時間的周波数変化を知ることが出来る。そこでこれに従って、実際のパラメータを分散式に与えて、電算機によりビームインスタビリティによる V L F 放射の時間的周波数変化を求める。



前田 功雄

郵政省電波研究所平磯支所

ウオルフの太陽黒点相対数は長期間の資料に富むうえ、きわめて簡便な指数であるため現在もなお使用されている。しかし、その物理的概念はほとんど不明なままである。そこで、太陽黒点相対数を演繹する理論的根拠として、黒点分布系  $(f, g)$  の蓋然さ  $S$  を導入した。

$$R = f_0 (f + 10g),$$

$$S = \alpha \ln \frac{(f-1)!}{(g-1)!(f-g)!}.$$

上記又量の意義を統計的立場から比較検討する。

鷹尾和昭 中段和宏  
(京都大学工学部)

人工衛星 Explorer 30 (SR-8) を宇治において受信することによって得られた観測総数 200 回の 1967 年度中のリアルタイムのデータをもとに、次の諸点について述べる。

- (i) 太陽フレアに伴う SID や太陽電波などとの関連現象。
- (ii) フレア時の X 線の時間的変動。
- (iii) フレア発生点の太陽面経度によるフレアと X 線バーストとの対応関係の差異。
- (iv) 地線てみたフレアの大きさ と X 線の強さとの関係。

なお、宇治での観測による 1966 年度と 1967 年度の X 線の平均値を下表に示す。1967 年度は衛星の姿勢が悪いため測定が不可能な時期が時々あった。また、 $0.5-3 \text{ \AA}$  は X 線バースト時以外は非常に弱い ( $< 10^{-5}$ ) ため読み取れないことが多かった。

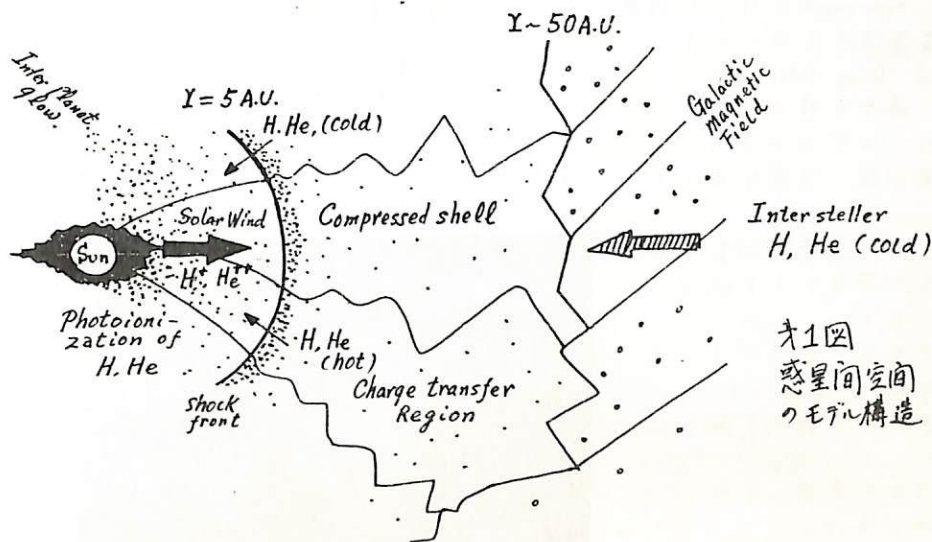
波長 $\text{\AA}$	1966年(3月~12月)平均値 $\text{erg/cm}^2\text{sec}$	1967年(1月~11月)平均値 $\text{erg/cm}^2\text{sec}$
0.5-3	$3.79 \times 10^{-5}$	$6.24 \times 10^{-5}$
1-8	$5.66 \times 10^{-4}$	$1.04 \times 10^{-3}$
8-12	$2.18 \times 10^{-3}$	$3.91 \times 10^{-3}$
0-20	$7.07 \times 10^{-3}$	$8.26 \times 10^{-3}$
44-60	$1.67 \times 10^{-1}$	$2.35 \times 10^{-1}$

惑星間グロー, II. 星間ヘリウム成分

等松 隆夫 · 十市 勉  
東大 · 理

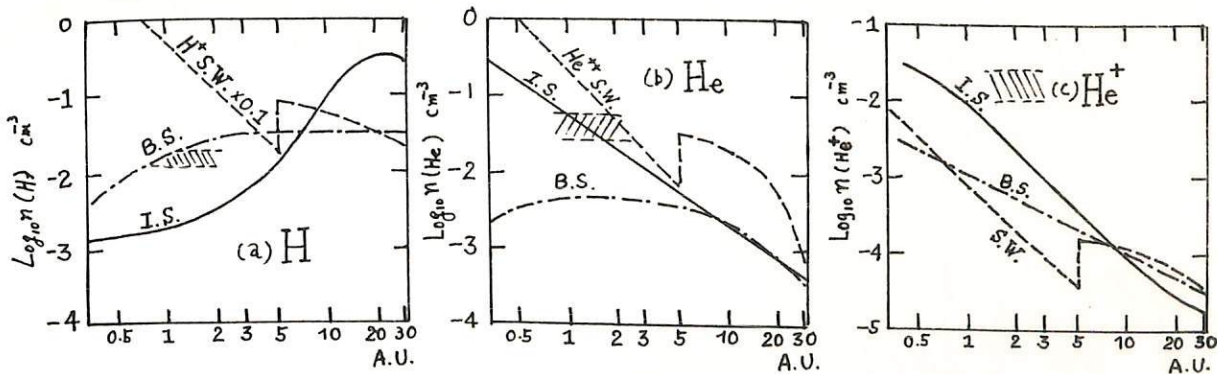
惑星間紫外グローの起源について, 前回にひきつづいて, 星間ヘリウムによる成分を計算した. 計算にもちいた太陽風モデルはオ1図に示したように,  $r=5$  A.U. に shock boundary を仮定して, そのあとに太陽風の  $H^+$ ,  $He^{++}$  は星間  $H$ ,  $He$  と charge transfer するとした. 前の計算は太陽風 (S.W)  $H^+$ ,  $He^{++}$  が charge transfer の結果中性になり地球側へ back scatter した成分, およびそれらが太陽 XUV によってイオン化したものにつき密度分布を計算した. 今回

星間ヘリウムのうち  $r > 5$  A.U. で charge transfer されずに地球側に侵入する成分, および, それが光電離してできた  $He^+$  について密度分布を計算した. 結果は前回のものとあわせてオ2図 (a)~(c) に示した.



オ1図  
惑星間空間  
のモデル構造

((主要結論)) NRL ロケット観測による  $304 \text{ \AA} + 584 \text{ \AA}$  のグローの強さは  $4.7 \sim 12.4$  L- $r$  であるが, これは S.W 中の  $He^+$ , 或いは Charge transfer region からの B.S. 成分の  $He$ , およびその光電離による  $He^+$  成分では説明できない. しかし, 星間ヘリウム密度として  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  at  $50$  A.U. を仮定すれば, 十分, 観測にかなう  $He + He^+$  密度を地球近傍に実現することができ. 星間空間における  $He/H$  比は  $0.01$  程度となる.



オ2図 惑星間空間  $H, He, He^+$  の密度分布, XUV グロー ( $1216 \text{ \AA} - Ly-\alpha, 584 \text{ \AA} - He, 304 \text{ \AA} - He II$ ) の観測結果に consistent なように, 星間成分を normalize してある.  $\text{////}$  は グロー観測にかなう密度.

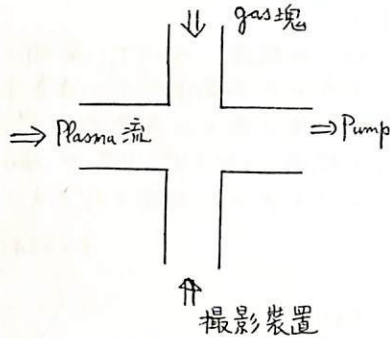


東大宇宙研 久保 治也 原研 河島 信樹

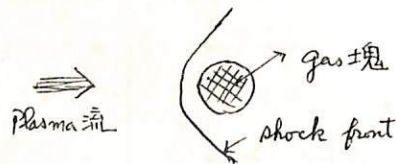
宇宙空間には Type I Comet という、反太陽方向に直線的に伸びる Molecular Ion の Tail を持つものがあり、これは solar wind と CO<sub>2</sub> の neutral gas cloud との相互作用と考えられている。実験室でこの model experiment を行った結果を報告する。実験装置をオ1回に示す。実験の手続きは、Fast Acting Valve から、空気の塊を注入し、適当な時間の後、それにプラズマ・ガンからのプラズマを当て、どのような現象が起こるかをカメラで撮影した。

gas cloud の大きさや、密度の相違によって、どのように光り方が異なるかを調べた。その一例をオ2回に示す。

又、乱れたプラズマを当てた時には、異なる結果が得られ、Comet Tail の Ray Structure らしきものが観測された。どのような条件の時に、この Ray Structure が現われるかは、今後の問題として、非常に興味のある所である。



オ1回 実験装置



オ2回

本 沢 忠 夫

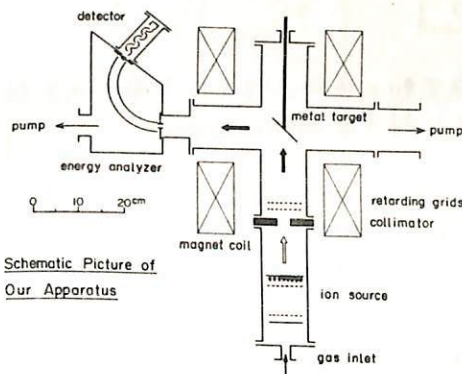
名古屋大学 プラズマ研究所

我々は、超高層空間において存在が期待される高速の中性粒子を測定することを目標に、その測定器の開発研究を進めてきたが、ここで、これまでに得られた結果について述べる。

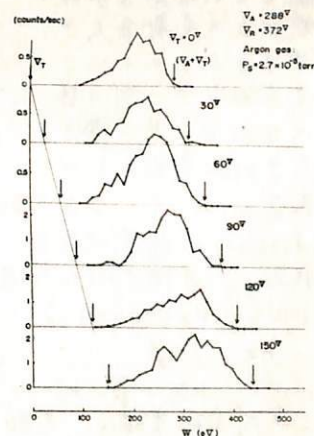
〔I〕装置：オ1図に示したように装置は次のような幾つかの部分から構成されている。(i) イオン源、(ii) 荷電粒子除去用グリッド、(iii) 金属ターゲット (Mo板) (iv) エネルギー分析器。更に、今回は、金属面上でつくられる2次イオンに対してレンズ作用をさせるために磁場を用いた。

〔II〕実験結果：イオン源でつくられる1次イオン流のエネルギー分布は単一エネルギーに近い状態で実験を行う。この状態で中性粒子流だけを金属ターゲットに衝突させ、その結果生ずる2次イオンのエネルギー分析をすることによって中性粒子が電離される際にどの程度エネルギーを失うかを調べた。その結果、2次イオンは、例えばオ2図のように、かなり幅広いエネルギー分布をもつようになることがわかった。これは、イオン流を金属面に入射させた時に得られる反射イオンのエネルギー分布と似かよっている。電離の際のこのエネルギー損失は金属面に対する入射角によって大いに変る可能性があるがあるので、この点を今後の実験で調べてみたい。

金属面上での電離の効率については、現在の装置では2次イオンのつくられ方の角度依存性を調べることができないので、今後調べて行かねばならない問題として残された。



オ1図



オ2図



# 81 Interplanetary Magnetic Field Fluctuation (IMP-II)

河島 信樹  
原研 核融合研究室

IMP-IIのMagnetometerで測定されたInterplanetary Magnetic FieldのFluctuationの解析を行った。IMP-IIのflux gate magnetometerのdataでは20.5secおきに磁場の各ベクトル成分が得られている。最近、PioneerやVela等のSatelliteでSolar Windのイオンの温度測定が精密に行われ、その温度がInterplanetary Magnetic Fieldの方向に対し非等方的で磁力線方向の温度が垂直方向のそれと比べてかなり大きい事が明らかにされた。これと関連して興味があるのは、この様なプラズマ中ではいわゆるFire hose Instabilityが励起される可能性があるという事である。このinstabilityは磁力線に平行方向のエネルギーが横方向に変わってIsotropicになる時に起るものであり、変動する磁場のモードは磁力線に垂直であり、その励起条件は  $\frac{P_{\parallel}}{B^2/2\mu_0} < 0$  で与えられる。Interplanetary spaceではこの条件は常に満たされていないが、それでもinterplanetary magnetic fieldは常に10~20%前後のfluctuationは含んでいる。まずこの磁場の

変動のモードを調べる為に

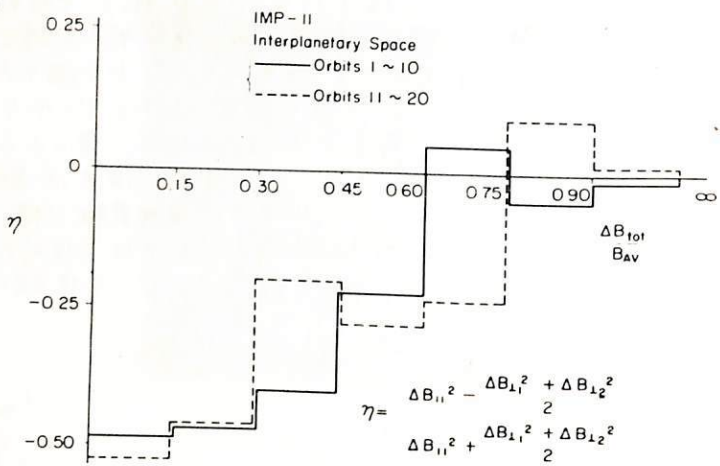
$$\eta = \frac{\frac{\Delta B_{11}^2 - \Delta B_{12}^2 + \Delta B_{21}^2}{2}}{\frac{\Delta B_{11}^2 + \Delta B_{12}^2 + \Delta B_{21}^2}{2}}$$

量を計算してみると統計的に全て自となり、磁場変動が磁力線に対してtransverseである事を示している。これは、Interplanetary spaceの磁場変動がsolar windのイオンの温度の非等方性と関連している事を示唆している。更にこの変動を大きさで区分してそれぞれについてを計算してみると第一図の様に変動のレベルが低い時は横方向の変動が大きいが変動のレベルが上がって大きくなっていくと変動はisotropicになる。これは、振動のレベルが上がっていくと、non-linearの効果が大きくなって横方向の振動が縦方向の振動に変換されていく事に着えらる。この横方向から縦方向の変換のcriterionは  $B = (B_0, 0, b_z)$ ,  $b_z < \exp(\omega t - ik_x X - ik_y Y)$  とし

$$\frac{b_z}{B_0} \frac{k_y^2}{k_x^2 + \frac{v_A^2}{c^2} k_y^2} > 1$$

第一図ではこの式の示す様に、変動が通常磁場の大きさと同じ位まで大きくなると変動がisotropicになっている。

この研究はNASA-Goddard Space Flight Centerで行われた。 Drs. N. F. Ness, D. H. Fairfield に感謝する。



【第一図】 磁場変動の非等方性を示す量ηの変動の大きさに対するdependence

渡辺 茂昭  
東北大 (理)

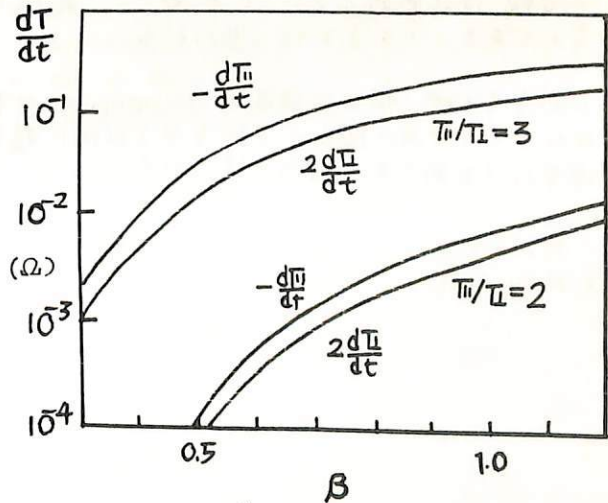
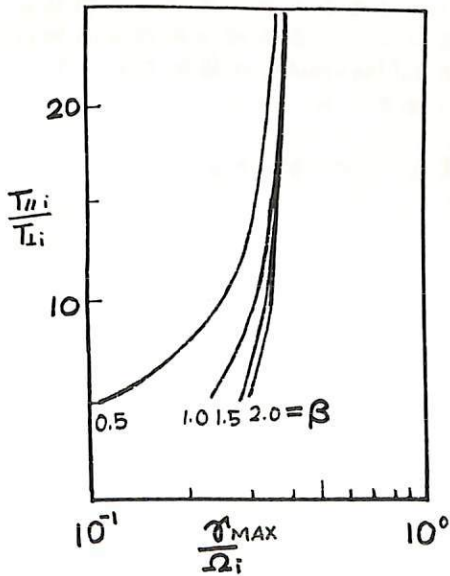
Collision free と考えられる Solar Wind で, Collision の代りに粒子の分布に ~~影響~~ 影響を与えるものとして, Wave-particle interaction がある。Solar Wind の著しい特性は 温度の異方性と  $\beta (= a^2/v_A^2)$   $a =$  熱速度  $v_A =$  Alfvén 速度) が 1 に近く plasma dispersion function の扱いが面倒なことである。温度の異方性による 波の増中  $\rightarrow$  粒子分布の変化 に留ましているもので  $\beta \sim 1$  付近では R-mode wave の増中が考えられる。

この ion cyclotron instability を考える際向題となる plasma dispersion function  $Z(\zeta) = i\sqrt{\pi} \exp(-\zeta^2) [1 + \text{erf}(i\zeta)]$

を  $Z^*(\zeta) = i\sqrt{\pi} \exp(-\zeta^2) - \zeta^{-1}$  と近似して, 前回目で, linear theory で論じた。前述の如く,  $\beta \sim 1$  付近ではこの近似式は適当ではないので, 今回は, 近似しないもので wave の growth rate を算出した。これによると cold のそれと比較して 飛躍的に増中 (F. (下図参照))

さらに, Quasi linear theory で wave particle interaction の結果として起る 温度変化率を求めた。今回段階的に,  $Z^*(\zeta)$  の近似式を用いて  $dT_i/dt$ ,  $dT_e/dt$  を算出した (下図参照)。

これによって, ion cyclotron instability (R-mode wave 増中) が Solar Wind 中で collision に代って 粒子分布変化に ~~同等~~ 大きな効果を持つことがわかった。



イオンの温度異方性,  $\beta$ , を変化させた場合の最大 Growth rate. (註,  $Z^*$  で求めると  $\gamma_{MAX}/\Omega_i$  は  $10^3 \sim 10^5$ )

$dT/dt \propto \sum_k \frac{|H_k|^2}{|H_{012}|^2}$  であるが 図は  $H_k$  の最大値を  $H_0$  に等しくし, 波の磁場  $H_k$  の Spectrum は growth rate 曲線と同じくとしたもの。



## 83 惑星間空間磁場のダイナミックスペクトル (序報)

前沢 洵, 西田篤弘, 大林辰蔵  
(東京大学宇宙航空研究所)

人工衛星 IMP-1 によって観測された惑星間空間磁場の DATA を用いて その Dynamic Power Spectrum を取った結果を報告する。用いた DATA は 1963 年 11 月末 ~ 1964 年 1 月のものであり、I Q S Y 期間中にあっている。IMP-1 の軌道周期はほぼ 4 日であり、そのうち 1 日は Magnetosphere の内部に在るので、Interplanetary Space の DATA として連続して使える長さは 3 日間であり、これを 1 sequence として 14 sequence (2 Solar Cycle 分にあたる) についてスペクトル解析を行った。DATA による制約から、解析したフーリエ成分の周期は 20 分から 12 時間までとし、磁場の 3 成分  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  及び 磁場の大きさ  $|B|$  のうち、特に地球磁場擾乱 (DP-1, DP-2 等) に対する影響を考慮して  $B_z$  成分のパワースペクトルに注目した。(座標系は earth-sun line を X 軸に、黄道面に垂直に向き方向を Z 軸に、それらと右手系をなす様に Y 軸をとってある。)

この結果次の様子がわかった。

- 1) Sector の前半に Power の大きい荒れに領域があることが多い。これは  $|B|$ ,  $V_p$ ,  $K_p$  の大きさの Sector 内での変化に関する Wilcox and Ness (1965) の結果と合っている。
- 2) そのような領域で、45 分 ~ 2 時間位の周期に Power の Peak が存在することがある。(  $B_z$  成分に特徴的)
- 3) 27 日の Recurrence Pattern が存在する。
- 4)  $|B|$  の変動は比較的小さいことが多い。これは変動が、Magnitude の変化より、方向の変化であることを示す様に思われる。
- 5) (4) に関連するが 明白な磁場の discontinuity が存在することが時々ある。その際磁場の成分は DATA の間かく (約 5 分) 以内に数%変化し、Magnitude は discontinuity の境界付近で減少する傾向が見られる。

これらの果をもとにして、discontinuity,  $B_z$  の変動等と、地球磁場変動との関連についてもふれてみたい。

柳原 一夫  
地磁気観測所

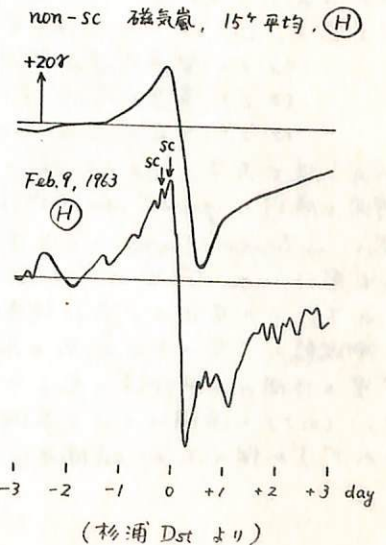
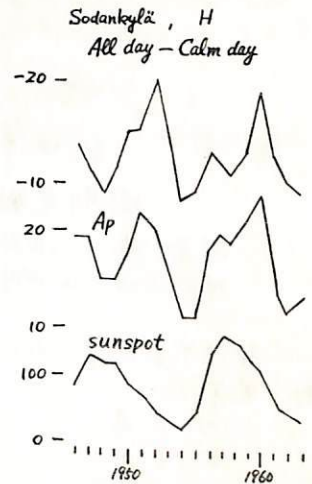
静穏時の地磁気変化としては太陽日変化 $S_d$  および太陰日変化 $L_d$ の存在することはよく知られている。これは小さいとして無視するとしても $S_d$ の零レベルが平均値と等しいとは考えにくく、これが永年変化に影響していることは十分考えられる所である。仮りに夜間の平均値を零レベルに代用すれば水平分力 $H$ の日平均値は赤道帯で太陽活動の極大極小間で10%の変化を与え太陽活動に平行して変化する。

中緯度ではは変化電流系中心に近くてこの影響は少くむしろDstの影響の方が大きい。極光帯に近い高緯度ではAEJの晝夜非対称に基づく日平均値の変化が大きく効いている。この高緯度の日平均値11年変化は太陽活動に平行でなく、太陽活動極大期の数年後に極大となる(右図)。これはApの平均値にもこの傾向がみられ、又Chernoskyのいうように黒点11年同期の各周期交替に違つた形となる。

Dstの影響の11年変化をdataから正確に出すことはそれほど簡単ではない。ある一つの磁気嵐の回復は非常に長くかかり元のレベルに戻らないうちに次の磁気嵐がおこることが普通だからである。特に黒点減少期には小さい磁気嵐状のHの減少が頻発におきてくる。従つてCalm dayはHがまだ減少しているうちに起きることになる。杉浦Dstを使いpost perturbationの外挿として零レベルを出そうと試みるうちに磁気嵐の初相のH増加の期間が割合長くなることに気が付いた。

Dstの面からnon-SC磁気嵐の開始のとり方をみるとややまちまちであるが、Hの急激な減少の始まる時刻は割合はつきりしている。その時刻を零時として1961-63年中の15ヶのnon-SC磁気嵐について杉浦Dstを重ね合わせると約1日前からHは次第に増加していき、個々のnon-SC磁気嵐についてもこの状態は割合はつきりみられる。所でSC磁気嵐のいくつかについても同様に約1日前からHの増加がみられSCはHの増加過程中の一段階とみなされる。(右図)

一般に磁気嵐は前の磁気嵐の回復中や既に擾乱のおきている中に始まることが多いのでこのHの増加は見落されがちであるが、相当長時間にわたるHの増加は磁気嵐の本質的なものでなかろうか。非常に静かな状態から(前3日間の $\Sigma K$ が10以下)開始した明瞭な磁気嵐は初相が比較的長く6時間位である。既に擾乱が始まっている所にSCがおこると初相の時間は短くなる。大きな磁気嵐の初相は短いといわれるのはその開始前に既に擾乱となつていていることが多いからである。ただしこの擾乱はPCAと関連するpre-SC擾乱とは別物である。





大 林 辰 藏、西 田 篤 弘  
 東京大学宇宙航空研究所

極域磁気擾乱をつくる電流系には DP-1 (オールラ・ジェット) と DP-2 (双極電流渦) があり、両者は独立した事象として現れる。DP-2 Field は惑星間磁場の変動とさきわめて密接に関連していて磁気圏外部の電場系が、DP-2 磁場変化に影響を及ぼしていると理解されるようになった。しかしながら、惑星間磁場と DP-2 変動の因果関係は単純な磁力線の再結合として説明されないことが明らかにされた。本報告では現在までに解析された電流系パターンと惑星間磁場変化にもとづいて、いくつかの可能な相互作用のモードについて検討する。

### 紀伊半島南部 (特に下里) における地磁気長 1

#### 周期変動の異常について

田 島 稔, 水 野 浩 雄, 荒 田 一 雄  
 建設省国土地理院

紀伊半島南部における地磁気変動は極めて複雑な異常をしている。一般的に地磁気変動の異常には

- (1) CA 取扱うべきもの  
 (2) CA 取扱えないもの

に分類できよう。即ち External field があって観測されるものと、External field が無くとも又はそれに関係なく生じる異常である。(1)については既に多くの研究者により調べられているが、(2)については一等磁気測管から得られた  $S_g$  磁場の仕組のすまにについて調べて見る。(2)については下里観測所の記録から

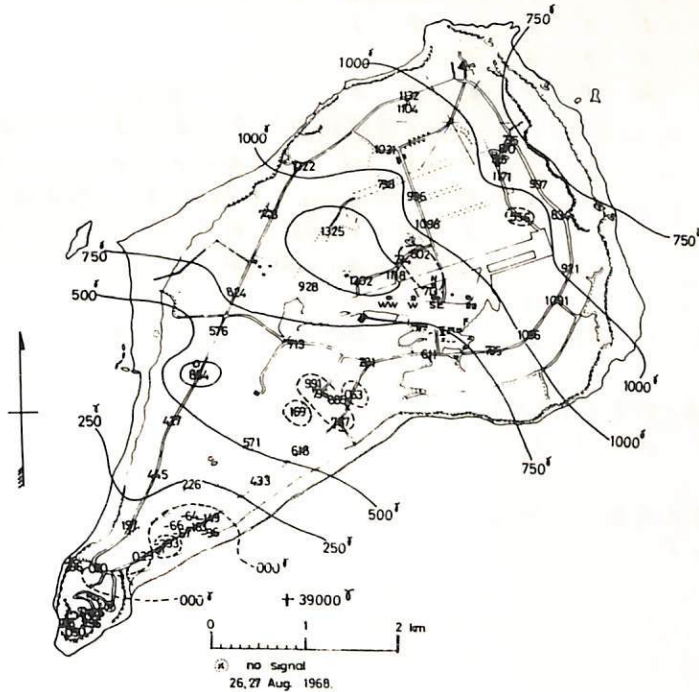
- (2.1) 垂直成分の年間変化  
 (2.2) 垂直成分の 1~2ヶ月周期の変化  
 (2.3) 垂直成分の 15~20日周期の変化

がある様である。(2.1)については数年前に報告したところである。(2.2)については梓岡と下里の quiet night value からの日平均値のすまを transient field と見做し interpolation により下里の transient field を求め、下里の日平均値からすまを差引いた下里の "期待される quiet night value" をプロットすると得られる。この変化は一般に外部変化磁場と無関係のものと考えられる。又この変化の下部の漸近線は下里におけるその永年変化と一致するものと考えられる。(2.3)の周期の変化は下里と梓岡の日平均値の差をプロットすると現われる。これは外部変化磁場と無関係である。(2.1)の源因については異相のスピード、陸からの距離などによって年周期的なものがあるかどうかが調べたが磁場変化に対応する様なものは無い様である。

久保木 忠夫  
地磁気観測所

1968年8月20日より30日まで「硫黄島の異常隆起に関する調査団」に加わる機会を得て、同地で地電流観測と地磁気測量を行った。同地は東京より東南約1100kmにある火山島で標高100mの平坦な島で、巨くた隆起が甚しく平均1年で0.5mの上昇率である。また太平洋戦争のとき日本軍が2万3千人を破した島としても有名である。観測結果の主なものは次の通りである。

- (1) プロトン磁力計で、地上で測定した全磁力図は下記の通り。これは伊豆大島などに比べて磁気傾度がゆるやかである。平均1m<sup>2</sup>4トンの磁石磁障があるといわれるが、激戦地は島の異常が大きい。もっと詳しい測量をすれば、保安上大変役立つものと思われる。
- (2) プロトン磁力計で全磁力の日変化も測定した結果完全な赤道型である。
- (3) 地電流観測の結果、日変化には余り異常はないが、短周期になると振幅が小さくなり、地下電気伝導度がよいことを示す。
- (4) 差電位差測定を行って、隆起現象との関係を調査した。
- (5) その他上記の調査結果を述べる。





荒木 健  
地磁気観測所

昨年秋の学会において、地磁気成分の日平均値の地貞差について、1964年の柿岡・女満別、柿岡・鹿屋等の組合せを調べて報告したが、今回はその才2報である。

地貞差は単純な差をとるよりも、変化比による差のほうが標準偏差が小さくなるが、年間1つの変化比を使つて補正しても、偏差はあまり小さくならない。

この原因を調べてみると、差の分布が季節変化をしていることがあげられる。

この分布の季節変化を、1962年から1964年までの3年間の各地貞の組合せにより調べると共に、この季節変化を補正した場合の標準偏差がかなり小さくなることを示す。

◇ 差の分布が季節変化をしている例。

変化比による差の分布 (1962年水平分力 柿岡・女満別)

	6	5	4	3	2	1	0	-1	-2	-3	-4	-5	-6	(偏差)	平均
Jan.					3	3	8	7	6	3	1				-0.7
Feb.				4	3	4	8	7	1	1					0.4
Mar.					3	3	6	10	6	2	1				-0.7
Apr.			5	3	4	12	5	1							1.6
May	1	5	2	9	8	4	2								2.8
Jun.	1	1	4	6	7	4	2	5							1.9
Jul.				1		3	1	5	4	7	4	3	1	2	-2.5
Aug.							3	11	13	2	1	1			-1.7
Sep.				2	7	9	8	4							0.8
Oct.						2	10	6	9	4					-1.1
Nov.							6	4	12	5	3				-1.8
Dec.					3	11	13	4							0.4
Σ	2	6	11	25	38	55	72	64	51	24	10	4	1	2	

季節変化を補正した差の分布 (年集計)

1	4	4	13	44	76	105	75	32	13	2
---	---	---	----	----	----	-----	----	----	----	---

◇ 単純差の標準偏差 ± 2.3<sup>r</sup>      変化比による差の標準偏差 ± 2.1<sup>r</sup>      季節変化補正した標準偏差 ± 1.5<sup>r</sup>

# 最近の一等磁気測量による地磁気永年変化の考察

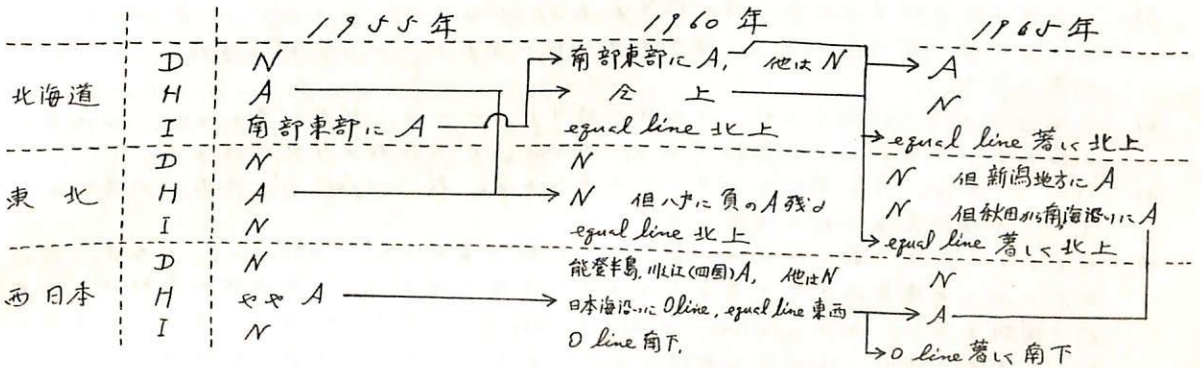
関口昌雄 水野浩雄  
国土地理院

国土地理院の一等磁気測量は1950年に本格的に開始され、20年に近い資料の蓄積が成され、永年変化の anomaly に検討できる段階に到達してゐる。

日時  $t$  における磁気点  $P$  での観測値  $M^p(t)$  には柿岡地磁気観測所の資料により  $C_1$  補正を加え、統一した epoch  $t_0$  に reduce されてゐる。  $M^p(t_0, t) = M^p(t) + C_1$  (今回はすべて  $t_0 = 1960.0$  に統一した資料を用いた。) くり返し観測の各磁気点で、この reduced value  $M^p(t_0, t)$  を観測年月日  $t$  に対してプロットすれば、その変化率は、(柿岡と磁気点間での日平均値、並に日平均値をベースとし、日変化量の平行性の範囲内で) 柿岡に相対的に永年変化率を与え、  $\partial M^p(t_0, t) / \partial t = \partial M^p(t) / \partial t - \partial M^k(t) / \partial t$ 。

数回のくり返し観測がある場合、reduced value をプロットしてその regression line を画けば、時間の経過と共に、磁気点での柿岡に相対的に永年変化率が、時間と共に変化する様子が判る。このように方法により、1955年、60年、65年の三つの時期について  $\partial M^p(t) / \partial t$  を読み取り、地図上でその分布を画き、equal line を引いて、永年変化の anomaly を考察し、その worldwide の永年変化分布から期待される日本附近の「正常永年変化」として、1950~55 (永田, 力武), 1955~60 (永田, 左野) 1955~60 (田島), 1965 (Leaton et al.) を参照した。

その結果、年度別、地方別、成分別に、永年変化の正常 (N), 異常 (A) と大まかに表示すれば次のようになる。



1955年当時、東北北海道に於ける H の大きな負異常は、1960年にはおおよそ消滅した。代って北海道南東部から発した異常は65年には北海道全域におおよそ D の異常に発達した。また西日本でも55年における H のわずかな異常から発して65年には大きな異常に発達した。上表で線で結合したコースは、決して単一の物理的過程の反映が必ずしも論証を要するところであり、また柿岡に対する相対的永年変化にもとづくものであること、(1) 制約もあり、world wide の永年変化分布図との比較の上でも充分定量的に検討にまでつたてておくこと、今後に残される問題も多いが、それにもおおよそ永年変化の異常が極めて著しい現象であり、従来考えられていたより広い範囲で進行するものであつたこと、並に、上の方法によってその生成、発達と消滅の過程を追跡することが可能で、その time scale が5年~10年程度の短い期間であること、及び明らかなものである。



藤田尚美 北田一雄  
 国土地理院

外部擾乱磁場の中には、 $S_0$ のように地方時L.T.に關係する部分と、 $D_{st}$ のように世界時U.T.に關係する部分とがある。地磁気日平均値の変動は、前者の影響を無視して差支えないと見られるので、主に後者の影響であり、赤道環電流によると考へらるゝ。

久保木(地磁気観)は、1958年1,2月の世界各観測所47ヶ所の資料を解析した結果、水平分力の日平均値の変動 $H$ は、 $\cos \varphi$ に比例する。( $\varphi$ : 磁気緯度)

鉛直分力の " "  $Z$ は、 $\sin \varphi$  "

偏向の " "  $D$ は、複雑な分布をするが、日本周辺では $\sin \varphi$ に比例する

と述べらるゝ。またその変動比は一応であり、この性質を利用して磁気測量の精度向上を図る試みが、2,3の人により試みらるゝ。磁気測量の精度向上は当つては、U.T.及びL.T.に關係する部分を合せて一帯に補正する方法も考へられる。(氷野, 1968年) いづれは、日平均値の変動比の分布を、久保木の資料を用いて調べたが、観測所の分布が少なかつたこと、分布が偏つてゐること、その精度の不揃いなこと等により、日平均値の変動比のlocalな異常を見出すには充分でなかつた。

そこで、地球磁気双極子にreferする磁気経緯度 $\varphi$ 、 $\Lambda$ に対応する変動ベクトルの成分を求め、解析した。今までに得られた結果は、次のとおりである。

- i)  $F$ の分布は、 $H$ の分布とほぼ同じである。マレーシア、印度を中心と振中最大となるが、双極子磁場の偏心から推定されるものと $\pm 2$ スが違ひあり、その原因はわからない。
- ii)  $H$ には上記の性質のほか、次の性質がある。おなめち、 $H$ はほぼ $\cos \varphi$ に比例するが、その他 $P_2^1$ 成分があり、磁気ポテンシャル $W$ 表示における $P_2^1$ の係数は、 $P_1^0$ の約10%に当る。
- iii)  $Z$ はほぼ $\sin \varphi$ に比例するが、その他の誤りはついでには、精度が悪く、地域異常が相おることも併せて複雑である。ただし、 $P_1^1$ の存在の可能性はある。
- iv)  $D$ については、 $H$ と同様なパターンが見られる。 $P_2^1$  and/or  $P_1^1$ の存在が考へられる。その方向差は $\pm 10^\circ$ の程度である。
- v)  $Z/H$ については、最小二乗法によりその係数を求めると、 $0.36 \tan \varphi$ となる。特に日本の地下の電気伝導度の異常を示すような値ではない。日平均値の変動は、結局27日周期を有し、そのeffective depthは1200 km (力武, 1951年)であることをつかふべく。また、位相差を無視すると、 $W$ 表示における内部、外部係数の比 $1/e$ は0.27となる。これは27日周期について解析した力武の結果0.25と誤差の範囲内一致してゐる。

十勝沖日向灘棚構造に於ける海上磁気測量結果

と地震のついで

七崎 巨一、西沢 徳吉、代 健任三、大島 幸一、堀井 良一、有川 徳治、上原 昭治  
水磁計

水磁計では地震予知計画の一環として海上の地殻構造の調査を実施してゐるが本年十月と十一月に日向灘地震十勝沖地震を起つて三つの地震の震央付近の海域に於て精密音波測深儀による遠在地形、エーガンによる遠在地質構造、プロトン磁力計による地磁気全磁力分布、海上重力計による重力異常の測定を行つた。其の結果を報告する又前回の同地震、宮城地震による棚構造全域の遠在地形、地質構造、地磁気分布の調査を実施したのと同様の結果を述べて述べる。

1) 日向灘の調査調査

日向灘地震は本年十月一日震央位置は23°N, 132°7'E(足摺山南側の30哩)で水深1,350mの遠在トマゴ=40-75の地震が起つた。震源の深さは約40km。此の地震の震央を中心として40哩×40哩の海域を周隔5哩で遠在地形、エーガンによる深さ約1,000m迄の音波探査、プロトン磁力計による全磁力測定、海上重力計によるブーゲーノマリ—の測定を行つた。其の結果遠在地形では震央付近に半島状の高まりがあり地質構造では此の付近は多くの断層が発見され地磁気では+100γ、-50γの異常が又重力では20ミリガールの近の異常があった。

2) 十勝沖の遠在調査

昭和十三年五月一日北緯40.6°東経143.6°トマゴ=40-75の地震が起り震央周辺22哩×102哩の範囲を5哩の周隔でSectionのコースで測定を行つた。その結果震央は海溝斜面の基盤岩が露出するBankの東側約6.5哩にある。此の付近は+50γ -150γの磁気異常が発見された。

以上の結果より震央付近の遠在の構造は遠在地形、地質構造、地磁気、重力と何れも異常が存在し三つの異常は地震の発生源構造と何等の関係も無い様と思はれる。棚構造は前回の同地震の震源の海域と考へるが此の海域と同一の様相調査は精密な精度した測線の周隔は約1哩である。測量結果からこの海域は富士火山脈の火山岩がベルト状に地殻内部より貫入した折衝つたサマガタの境界で日( ) いるので地震は同様に考へらる構造を有してゐる。推定される。

22-5



南部亮宏, 玉尾 孜  
(東大理) (東大宇宙研)

1 Introduction

磁気圏尾プラズマの観測によると bay のときには plasma sheet は  $L \sim 4$  程度にまで侵入し同時に周期4秒程度の pi- $\omega$  pulsation が伴う事等から、aurora break up とか bay にはプラズマ波動が本質的役割を演じていると考えられる。

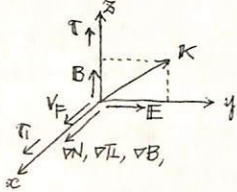
$L \sim 10$  付近から macro 電場により内側に運ばれたプラズマは、その運動エネルギーを adiabatic heating によりエネルギー変換をうけると同時に波動が励起され、その波動と粒子の相互作用を通して粒子加速が起きていると考えられる。従って定量的に扱うには、オメガには macro 電パラメータの変化、オメガに micro 電波動の励起の two step の方法によらなければならない。

波動励起の原因としては次が考えられる。

- a) velocity space での要方性の強化
  - b) compression のため  $\text{div} V \neq 0$  ( $V = \frac{cE}{B}$ )
  - c) drift current
  - d) diamagnetic current
- } の強化

以下では stationary state で plasma parameter ( $B, \Omega, N, V$ ) に inhomogeneity がある場合に一様電場が作用し、地球方向に compression flow を生じている場合のプラズマ波動の不安定性について調べる。

2 モデル



inhomogeneity は全て x 方向 (1次元) とし磁力線方向のそれは無視し、x 磁力線の曲率も無視した。

x 方向には localized mode を仮定した。

$\pi, \tau$  は夫々 x 軸, x 軸方向の unit vector

$$K = (0, k_y, k_x), \quad B = (0, 0, B(x)), \quad E = (0, E, 0)$$

3. プラズマ波動 (general)

stational state に於て  $\int V f_0 dv = V_0 + \frac{1}{2} [\tau, \frac{df_0}{dt} + \frac{1}{m} \nabla p]$  を満たすには unperturbed の分布関数は、C.G.L 近似から  $f_0 = (1 + \frac{v_x}{\omega} D_1 + \frac{v_y}{\omega} D_2) f_0$

$$\text{但し } D_1 = v_x \frac{d}{dv_x} - \frac{1}{2} \frac{d^2}{dv_x^2} \{ v_x V f_0 \} + \frac{v_y}{\omega} \frac{d}{dv_y}, \quad D_2 = -\frac{1}{2\omega} \frac{d}{dv_x} \{ v_x^2 \frac{df_0}{dv_x} \} + \frac{v_y}{\omega} \frac{d}{dv_y},$$

$$\frac{d}{dt} + v_x \frac{d}{dv_x} - \frac{1}{2} \frac{d^2}{dv_x^2} \{ v_x V f_0 \} = 0$$

unperturbed orbit 法で vlasov eq. から perturbed の分布関数を求めて電流は形式的に次で与えられる。

$$J_{\omega} = -\sum_{\alpha} \frac{e^2}{m} V(\tau) \{ E_{\omega} (1 - \frac{k \cdot V(\tau)}{\omega}) + \frac{k}{\omega} (V(\tau) \cdot E_{\omega}) \} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial V(\tau)} \exp[-i\omega\tau + ik_y(y-y') + ik_x(x-x')] d\tau dV(\tau)$$

$$1 \text{ 方 drift 近似から } \frac{df_0}{dt} = -\frac{v_x}{\omega} \frac{d}{dv_x} V f_0 \approx -\frac{v_x}{\omega} E \Rightarrow v_x(\tau) = v_x(0) e^{-\frac{E}{\omega}\tau}$$

$$\text{frozen in から } \frac{df_0}{dt} = -B \frac{d}{dv_y} V f_0 \approx -B E \Rightarrow v_y(\tau) = v_y(0) e^{-E\tau}$$

$\tau = 0$  のまわりに展開して  $E$  の 1 次まで取る。Bessel 展開を行えば積分は  $dV(\tau)$  を除き実行できて、誘電率テンソル  $\epsilon_{\alpha\beta}$  が得られる。compression の影響は、オペレーター  $D_1, D_2$  と  $V(\tau)$  に入っている。Exp is Hermitian である。

4. プラズマ波動 (limiting cases)

aurora には  $\Omega_i \ll \omega \ll \Omega_e$  の hybrid 領域が利用されていると思われるが、ここではまず check の意味で a)  $\omega \ll \Omega_i$ , cold plasma,  $k_x = 0, k_y \neq 0$   
fast mode に対応する波動が  $\omega = \pm k_y V_A + \frac{1}{2} \frac{d}{dv_x} V f_0$  が得られ  $\frac{d}{dv_x} V f_0 < 0$  (compression) の場合不安定尚、MHD 近似から求めると  $\omega = \pm k_y V_A + \frac{1}{2} \frac{d}{dv_x} V f_0$ , 他の方は計算中である。

# 磁気圏内の Velocity Shear を伴う Drift instability

奥田 隆志  
(東京宇宙研)

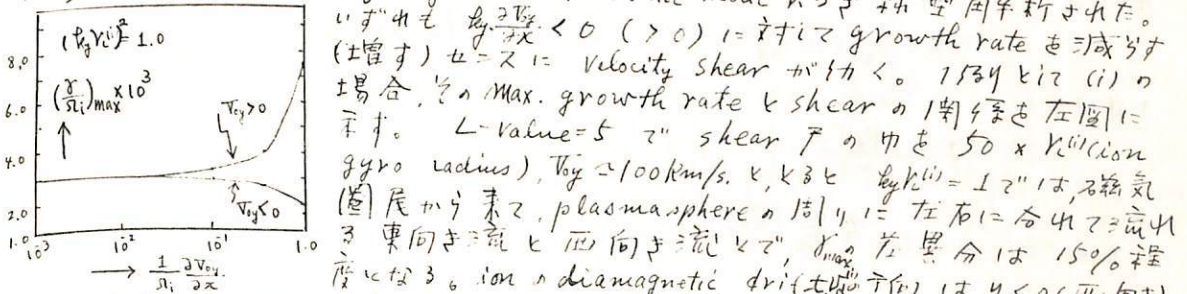
近年 Carpenter et al. により plasma-pause の形状や時間的変動が明らかにされた。その形状は磁気圏で期待される対流パターンを詳細に検討し、その形状に関する非対称性が self-consistent であることと指摘している。plasma-sphere の中心は地球自転と同方向であり (約 300 m/s), 1800 LT 付近から夜側側に向けては外側の磁気圏対流と逆向きとなり、一様な stagnation region が出来、Velocity shear の下でなされた領域に位置している。外側の対流速度は solar wind induced である。約 100 km/s であることは注目すると加えて、典型的には静止した plasma-sphere の周囲に Velocity shear を持つ流れの層を考慮する。はじめに興味を引くことは plasma-pause が厚さ 1000 km 程度の factor 10-10<sup>2</sup> の粒子数密度勾配を保持する点である。更に 3次元の field aligned 性質を具備し、top-side ionosphere の density trough の出現などに興味を引くことに留意して、はじめ electro-static wave の速度 shear の効果を検討しておくことは plasma-pause の形状維持の機構を探る上から重要である。

x 方向 (地球から外向きに正) に  $V(x)$ , y 方向 (東向きに正) に shear を持つ流れ  $V_{0y}$ , 右辺場は x 方向に一定  $V_0$  と  $\beta \ll \frac{m_e}{m_i}$  plasma を考える。  $V_0$  を持つ系での定常 Vlasov 方程式を 0-order の分布関数  $f^{(0)}$  と

$$f^{(0)}(x, v_x, v_y; V_0) = \sqrt{1 + \frac{1}{\alpha_i} \frac{\partial V_0}{\partial x}} \cdot \left\{ 1 + \left( \frac{V_0}{v_x} + \frac{V_0^2}{v_y^2} + \frac{S y \partial x}{v_y} \right) \epsilon \right\} \frac{n(x)}{\pi^{1/2} v_x} \cdot \exp \left\{ -\frac{v_x^2}{v_x^2} - \frac{1}{\alpha_i} \frac{\partial V_0}{\partial x} \right\} \times \exp \left\{ -\frac{v_y^2 + V_0^2}{v_y^2} \right\} \quad (1)$$

から求められた。

slow  $\epsilon = \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}$ ,  $j = e, i$ ,  $v$  は熱速度,  $\epsilon$  は慣用の記法を用いた。(1) は  $\omega$  分布関数の微重の部分  $\delta f$  を shear  $\frac{1}{\alpha_i} \frac{\partial V_0}{\partial x}$  の層内  $\omega = \omega_c$ ,  $\frac{1}{\alpha_i} \frac{\partial V_0}{\partial x} \ll \epsilon$  の order まで考慮し,  $\delta f$  の Vlasov 方程式の解を用いる事に  $\delta f$  (i) universal drift mode (ii) drift cyclotron resonance mode として分類された。



この  $\gamma < 0$  が grow の sense であることは、上の結果は  $f^{(0)}$  の  $\omega$  から予想される。且つ、西向き流 (東向き流) は、磁場に垂直方向の速度 (ion の)  $V_{0y}$  を見ると  $V_{0y} > 0$  (低め) であるから  $\gamma < 0$  である。(cf. Terashima, 1967, Progr. Theor. Phys. 32, 661)。1800LT 付近 midnight に向けての region は、西向き流の領域にあり、 $V_{0y}$  の方向に grow mode となり、turbulent とする考えに一致する支持は与えるが、 $\gamma < 0$  であることは、有意味な結果と見做すことは、前記の mode が他にあり得る可能性十分である。



I. フェルミ加速

玉尾 敦・足原 修 (宇宙研)

荷電粒子の電磁場による加速の問題は、電磁場のベクトルが与えられる場合には定量的な評価が原則として可能となる。一般に、粒子の特性運動(例として、ラーマ一運動、磁力線に沿う bouncing, 及び azimuthal drift 等)の time scale 程度の擾乱には、大なる効果も期待される。しかし現状では、地球周辺のプラズマ内の電磁場のベクトルを及ぼす事の方が窄く困難である。特に電場に関しては、目下の進捗と情報を持っていない。

今回は粒子加速の一つの数値実験としてドリフト近似が使える程度の擾乱による磁力線方向の加速、mirror point の移動を考へ、磁気圏内の trapped particles を考へると、磁力線に沿ったプラズマ諸量の変化が大なるか? 一様プラズマの場合に比して事情は複雑である。双極磁場  $B_0$  に沿う方向の粒子の運動は次式で決めることができる。

$$m du/dt = \{ \delta E_{\parallel} - \mu \nabla (B_0 + \delta B) \} / \delta s \tag{1}$$

ここで、 $B_0$  は双極磁場の長さ、 $\mu$  は粒子の磁気能率、 $s$  は磁力線方向の長さである。電磁流体領域では

$$\delta E_{\parallel} \approx (\beta_{\perp} / 2) \chi \omega / \Omega; \chi \omega / k_{\parallel} \delta E_{\perp} \tag{2}$$

の程度であるから、電場による項を磁気力との比は

$$\{ \delta E_{\parallel} / \mu \delta B \} / \delta s \approx T_{\perp} / W_{\perp} \ll 1, \quad \text{if } T_{\perp} \ll W_{\perp} \tag{3}$$

但し、 $T_{\perp}$  はプラズマ温度、 $W_{\perp}$  は粒子の垂直方向のエネルギーである。

波動エネルギー束が磁力線に沿って保存されることを、波の振幅はプラズマ密度の 1/4 乗に比例する。擾乱磁場として

$$\delta B = \delta B_E [S(\omega) / S_E]^{1/4} e^{-\alpha^2(t-t_0)^2}, \quad \tau = \int_0^t ds' / V_A(s') \tag{4}$$

を採用する。無次元化(5)形式の(1)式は

$$\frac{d\tilde{u}}{dt} = - \frac{B_E T \mu}{m \gamma_E u_c} \left\{ \frac{(1+\epsilon)}{\sin^2 \epsilon} \left[ 2 + \frac{2 \sin^2 \epsilon}{1+3 \cos^2 \epsilon} \right] \pm \frac{\delta B_E}{B_E} \left[ \frac{S(\omega)}{S_E} \right]^{1/4} \left[ \frac{2 \alpha^2 T \gamma_E}{V_A E} \frac{(\tilde{t} - 1 \tilde{t})}{\tilde{V}(\tilde{t})} + \frac{S^{-1} |dS/dt|}{4 \sin \epsilon (1+3 \cos^2 \epsilon)^{1/2}} \right] \right\} e^{-\alpha^2 \tilde{t}^2 (t-t_0)^2} \tag{5}$$

右辺の第1項は双極磁場による磁気力、第2項は波束の存在の効果、第3項は振幅の密度依存性による項である。(5)式の数値解は種々のピッチ角に計して求め、その結果から粒子加速、mirror point の降下を調べた。一般に粒子のピッチ角、 $\delta B_E / B_E$  等が大なる程、加速の効果は大きい。しかし、赤道を離れるにつれてその効果は減少する。第3項の密度勾配による効果は双極磁場と同じ方向に作用するから、粒子の加速には逆効果があり、高精度程その影響は大きくなる。フェルミ加速のみによる粒子の降下加速効果は殆んど望むがたいと考へておいた。

広野 求和  
九大理 物理

最近 AT S-1 の観測によれば, Tail から磁気圏昼側へ流れこんでくるプラズマの密度, 温度はそれぞれ  $10 \text{ protons/cm}^3$ ,  $10^5 \text{ K}$  程度である. Tail のプラズマもこの程度であるとするならば以下に述べるような取り扱いは可能である. まず電流を次式であらわす. 
$$\mathbf{j} = \eta^{-1} (\mathbf{E} + E_p + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1)$$
 ここに  $E_p = -\frac{1}{2} (n_e e)^{-1} \nabla p$ ,  $\mathbf{v}$  は質量速度,  $\mathbf{E}$  は電界とし, 定常状態.

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0 \quad (2)$$
 における右図のような neutral sheet を考える. たとえば  $-L < y < L$  の間で  $B_z = B_1 \sin(\frac{\pi}{2L} \cdot y)$ ,  $y > L$  では  $B_z = B_1$ ,  $y < -L$  では  $B_z = -B_1$  の如き値をとるとする.  $\mathbf{j}$  は  $x$  方向のみにあり,  $j_y = 0$  より次式がえられる.  $E_y = -E_{py} + v_x B_z \quad (3)$ . Piddington はまず  $v_x = 0$  の場合を考えている. neutral sheet の磁力線が電離層に結ばれると, その電気伝導度によって磁力線の端が短絡されるため  $E_y = 0$  となり (3) 式が成立せず,  $j_y \neq 0$  となることを示唆している. 然し電離層との電気的結合は準定常的であるので, ローレンツ力  $j_y \cdot B_z$  の加速によって  $v_x$  が生じたとしても直ちに  $0 = -E_{py} + v_x B_z \quad (4)$  となって,  $j_y = 0$  の定常状態に移行することが示される. (1) 式に時間的変化の項を含めた式

$$\mathbf{E} = \eta \mathbf{j} + (n_e e)^{-1} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \mathbf{v} \times \mathbf{B} - (n_e e)^{-1} \nabla p \quad (5)$$
 と Maxwell の方程式とから,  $\frac{\partial}{\partial t} \text{curl } \mathbf{v} = 0$  を仮定すれば 
$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{curl} [(\mathbf{v} + \frac{1}{2} \mathbf{v}') \times \mathbf{B}] + \frac{\eta}{4\pi} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (6), \quad \mathbf{v}' = -(n_e e)^{-1} \mathbf{j}$$

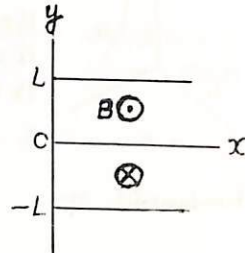
となり,  $\eta$  を含んだ項を無視すれば磁力線は  $(\mathbf{v} + \frac{1}{2} \mathbf{v}')$  の速度で動くことがわかる. 今の場合  $\mathbf{v} + \frac{1}{2} \mathbf{v}' = 0$  となる.

つぎに単位体積の磁界のエネルギーの単位時間に消失する分量を  $W$  とすると 
$$W = W_1 + W_2 + W_3$$

ここに  $W_1 = \eta j^2$ ,  $W_2 = \mathbf{v} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B})$ ,  $W_3 = -(n_e e)^{-1} \mathbf{j} \cdot \text{grad } p$  とする. ジュール熱  $W_1$  によって磁界のエネルギーが消失する時間を  $\tau$  とすれば 
$$\mathbf{j} = \frac{1}{4\pi} \text{curl } \mathbf{B}$$
 であるから  $\tau \sim 2\pi L^2 \eta^{-1}$  となる.

Compression hydromagnetic wave が  $x$  軸方向に侵入してくるとき,  $W$  の各項の大きさを比較してみると  $W_3 \gg W_1$  となりうることを具体的な例にもとずいて示すことにする. このような磁界消滅の著しい促進が磁力線の reconnection に及ぼす効果や, これらの現象が太陽風内電磁界の磁気圏侵入に対して生じる効果について考察する.

1) Piddington, J. H., Planet. Space Sci., 15, p. 733, 1967.



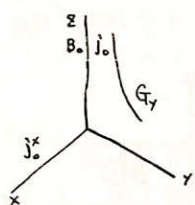


# On the Temperature distribution in the Magnetosphere (2)

田 中 稔

東 北 大 学 理 学 部 地 球 物 理 学 科

磁気圏の ring current 領域付近で磁力線に沿う非常に弱い電流  $J_0$  と  $0.6\% J_0$  の電流  $J_0^*$  が流れていると仮定することにより地球の中の方角への拡散が H.M. 近似のときと交換される。この結果 heat flux  $q = \text{const}$  のとき温度は  $T \sim r^{-2}$  になることが示されている。



Thermal conductivity  $\chi$  は再吟味 (たとえ前回は間違っていたので訂正されている)。これらの解を調べると  $J_0$  による excite される frequency  $\nu_0 = 0$  のときにも  $\chi$  を求めると  $\chi$  が  $\omega$  による acoustic wave のとき  $T \sim r^{-2}$  になることが示されている。又これから weak turbulence を厳密に解く必要性がでてきたことが示されている。

Fundamental equs.  $\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}_0 + \frac{1}{c} \mathbf{J}_0^* \times \mathbf{B}_1$  (1)

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B}_0 - \frac{1}{c} \mathbf{V}_0^* \times \mathbf{B}_1 + \frac{m_i}{2e\beta} (\mathbf{J}_0^* \times \mathbf{B}_1 + \mathbf{J} \times \mathbf{B}_0) + \eta (\mathbf{J}_0^* + \mathbf{J})$$
 (2)

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{V}_0^* + \mathbf{V}) \cdot \nabla T + \frac{2}{3} T \cdot \text{div} (\mathbf{V} + \mathbf{V}_0^*) = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \chi \text{div} [k_z (h \nabla T)]$$
 (3)

(1)(2)を用いて  $E_x, E_y, E_z$  を消去し  $\omega / \Omega_i, \gamma \nu_0^\perp, \chi \nu_0$  の coupling の項を無視すると分散式は

$$(\omega^2 - k_x^2 \nu_x^2 \omega - c_A^2 k_z^2) \left( \omega^2 + i \chi k_z^2 \omega + \chi k_z^2 \nu_0 \frac{1}{1 - \frac{\nu_x^2 k_x^2}{\omega}} - k_x^2 \nu_0^4 \left(1 - \frac{k_x^2}{k_z^2}\right) - i \nu_0^\perp \omega \right) + i \omega (\omega^2 - k_x^2 \nu_x^2 \nu_0^2 \omega - c_A^2 k_z^2 \nu_0^2) = 0$$

これは計算機で解くのは大変なものを大変なもので簡単な場合は Kadomtsev (1962) のと一致し、三次方程式となり一般解が求められないので次に簡単な場合について解く。

$|\omega_r| \gg |\omega_i|$  かつ  $\gamma \omega_i \approx 0$  のとき

$$\chi k_z^2 = \frac{\nu_0^4 (\omega_r^2 - k_x^2 \nu_x^2 \omega_r - c_A^2 k_z^2) - (\omega_r^2 - k_x^2 \nu_x^2 \nu_0^4 \omega_r - c_A^2 k_z^2 \nu_0^2)}{\omega_r^2 - k_x^2 \nu_x^2 \omega_r - c_A^2 k_z^2}$$

この解は前回の基礎方程式(2)の代わりに次の形におけるものと同じ解を示す。

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} [\mathbf{V} \times \mathbf{H}_0] + \frac{\mathbf{J}}{\sigma_0} - \frac{1}{\sigma_0} \frac{d \ln \sigma_0}{d \ln T} [\mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_0^*]$$
 (4)

(4)を用いて前回と同じにして解くと。

$$(\omega^2 k_{xx} - c^2 k_z^2) (\omega + i \chi k_z^2 - i \nu_0^\perp) - i \nu_0 c k_z^2 + \omega \nu_0 \chi k_z^2 k_{xx} = 0$$

但し  $\nu_0^* = 0, \frac{1}{\sigma_0}$  は neglect.

これを  $\gamma \omega_i$  を求めると  $\nu_0^\perp = 0$  のときは

$$\chi k_z^2 = \frac{(\omega_r^2 k_{xx} - c^2 k_z^2) \nu_0^\perp + \nu_0 c k_z^2 + i \omega_r^3 k_{xx}}{\omega_r^2 k_{xx} - c^2 k_z^2}$$
 (5)

(5)式は  $\nu_0 \neq 0$  のとき

$$\text{div } q = 0 \quad \text{のとき} \quad V_A^2 k_z^2 \text{ の項をとり} \quad T \sim r^{-2}$$

$\nu_0 = 0$

“ “

ion 音 = 限ると

$$T \sim r^{-2} \text{ となる。}$$

この最後の解は  $|\omega_r| \gg |\omega_i|$  として解くので厳密な意味では non-linear weak turbulence を解かないかもしれない。

又  $D_p$  の order estimation 及び今後の方針を示すことにする。大切なことは  $\mathbf{q}$  が  $10^{-3} \sim 10^{-4} \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$  という値をとることから可能であることである。

丸橋 克英  
東大理

Plasmapause の成因として、磁気圏尾部への plasma escape が西田によって提唱され (1966), 高緯度の電離層は単なる拡散平衡分布にはなっていないことが広く認められているが、この plasma escape が電離層レベルにどんな影響を与えるかは、まだ詳しく調べられていない。

高緯度電離層における電離維持の問題、plasmapause と電離層 trough との関連性について定量的な議論をするためには、escape そのものを調べ、escape の flux, 貯定数などを知る必要がある。

ここでは、Parker の solar wind についての理論を地球の電離層に適用してみた。基礎方程式は、

$$\text{連続の方程式} : \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial r} (n_j v_j S) = q_j - l_j$$

$$\begin{aligned} \text{運動方程式} : \quad & m_j n_j v_j \frac{\partial v_j}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} (n_j k T) + \frac{G M_E m_j n_j}{r^2} = R_j - n_j E \quad (\text{for ions}) \\ & m_e n_e v_e \frac{\partial v_e}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} (n_e k T) + \frac{G M_E m_e n_e}{r^2} = R_e - n_e E \quad (\text{for electron}) \end{aligned}$$

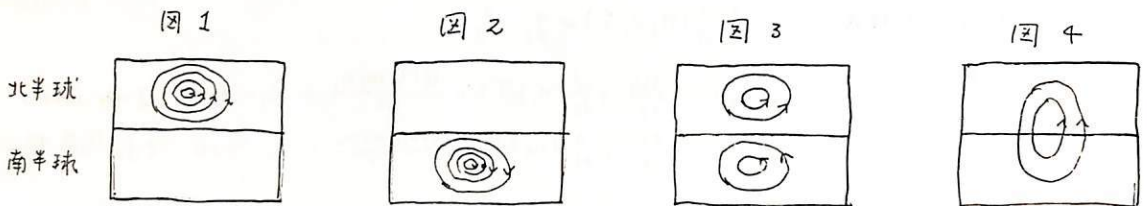
他に charge neutrality  $\sum n_j = n_e$  がある。

solar wind の場合と違うところは、電離層では温度が高さとともに増加すること、無限遠方での境界条件が必ずしも  $P_\infty = 0$  とする必要がないということである。いくつかの温度分布を仮定して、地球の電離層の場合に、どんな運動が可能であり、それによる escape flux はどうなるか、またこの運動が電離層構造、特に scale height にどんな影響を与えるのかについて考察した。



太田 征次 郎  
京都大学 教養部

地磁気  $S_g$  磁場の季節変化を検討するためには、従来から北半球夏の状態 "S" から年平均状態 (北半球夏の状態 "S" と、北半球冬の状態 "W" との平均) を差引いた状態、即ち " $\frac{1}{2}(S-W)$ " について議論されている。この表現によると、いま若し北半球 (南半球でもよい) について " $S \gg W$ " ということがあれば " $\frac{1}{2}S$ " が季節変化そのものということになる。  $S_g$  磁場 については至 (solstice) 近くではこの条件がほぼ満足されている。(例を表示) 即ち夏至 (June solstice) 近くでは、北半球だけに  $S_g$  電流系があり (図1参照)、また冬至 (December solstice) 近くでは南半球だけということが出来る (図2参照)。したがって季節変化とは (これはその差の分 即ち "因子" とおす) 異なる形のものが得られる筈である。



しかしに型式的に " $\frac{1}{2}(S-W)$ " の磁場を計算してみると "図4" で表される形のもので、南北対称ではあるが、赤道を横断する磁場型態が得られる。この論文では、赤道地帯の資料を検討してこの電流系の是非について議論する。先ず磁気赤道地帯での東西成分の日変化を調査すると、南北成分と同一位相の成分と、それと約  $90^\circ$  差のある成分とがある。前者は EJC が採用している座標軸に対して傾いていると考えられ、後者は南北向き電流系に起因すると考えられる。しかしに後者は夏季半球の  $S_g$  磁場を涵養していることが資料の点から明かである。したがって  $S_g$  電流系の南限界 (南半球については北限界) が南半球 (北半球) に深くはいり込んでいると考えなければならぬ。このような観点から  $S_g$  電流系の南北境界線に着眼すると、"北半球夏" と "南半球夏" とはその形が非常によく似ている。そこで改めてこの境界線を赤道 ( $S_g$  赤道と名付けよう) を主軸に於ける特殊の座標軸を作り "S" および "W" について表現し直し、それから " $\frac{1}{2}(S-W)$ " を計算してみるとはじめに言った "図3" の形のものでてくる。

この点問題となることは

- 1.  $S_g$  赤道の存在およびその意義
- 2.  $S_g$  変化が午前と午後とを対称とすること。

であり、またこの考えに対して、磁気圏の電流および地球南北半球の特性 (主として地球内部構造、水陸分布の差異に起因するもの) とがあると思う。前者に因しては、その存在と並ぶよりも "地上視測" ではノイズレベル程度と解釈してよい。また後者へ向しては "北半球夏" と "南半球夏" とを立場考慮を尋しくして平均したものを "差異" としたものの結果から、差異をノイズレベル以下と判定している。

したがってこれらの問題の解決には更に多くの視測所を必要とする。

尚このに用いた資料は I.P.Y. のものであり、中内緯度には固り限り、I.G.Y. とはその分命に於いて少いとは言えない。

鈴木 亮 , 前田 坦  
(京大・理) (京大・理)

静穏日地磁気日変化の解析法については、従来大別して二つの方法が行われてきた。一つは Gauss の方法とも呼ばれる球函数展開による方法であり、他は Price 等の開発した表面積分による方法である。これらに対し我々は簡便法として一つの新しい方法を考えた。それは、赤道地帯のジェット電流による影響の部分を技術的にひとまず別にして解析を行ない、後にまたいっしょにするという方法である。その意図するところは、Gauss の方法では無理であった赤道地帯の複雑な磁場の緯度変化を有限項の球函数で表わすということと、ジェットの影響を一時分離することによって逃れることができ、かつまた表面積分のよう煩雑な操作も必要でないところにある。また、赤道ジェットを分離するためのモデルとして、電流の強度分布が緯度に対し三角形をばすようなもの——たとえは高さ 1000 km で幅が  $4^{\circ}S \sim 4^{\circ}N$ 、赤道上に中心があり、地下 600 km の深さに、6 倍の強度の誘導部分を持つようなモデル——が簡単で近似的に一番あうことがわかった。これらのことについては昨年の秋の学会で大筋は発表したことである。今回は若干の結果も出ているので、それらの結果も添えて、具体的にこの簡便法について述べ、従来の方法による結果とも比較検討してみた。

Possible hydromagnetic coupling between the perturbations of  
the neutral and ionized atmosphere

S. Kato, C. A. Reddy and S. Matsushita

High Altitude Observatory, NCAR. 京都大学

電離層中の中性ガスの波動運動は電子密度の *irregularity* をつくり出すが、この *irregularity* が電磁界の影響をいかに受けるかは未だよく理解されていない。著者は本論文中で以上の問題について攻究した結果、若し媒質が一様であるならば電磁界は *irregularity* の波形に影響するが運動には影響しないことを明らかにした。すなわち、*irregularity* は中性ガスの波動と同じ速度で移動してゆくのである。併し、媒質が一様でないならば、中性ガスの波動は二種類の *irregularities* をつくり出し、そのうちの一つは中性ガスの波と共に動くが、他の一つはイオンとほぼ同速度で移動してゆく。TID や乱流による *irregularity* を理解する上に本論文は重要であろう。



不完全電離気体内の粒子の運動とダイナモ作用の吟味

前田 憲一  
京都大学工学部

1日程度の周期の、電離層、磁気圏内粒子の運動について検討し、導電率、電場、速度などについて考察する。(数値計算の結果に基づく議論は後日の機会にゆずる。)

中性粒子、電子、正イオンの3種類について Coriolis' force も考慮した運動方程式を提案とする。赤祖文氏の旧論文 (Sci. Rep. Tohoku Univ. 8, No.1, p.24, Nov. (1956)) に Coriolis' force を考えない場合の取扱があるが、筆者の今回の所論に關係ある部分については、若干の突に僅かなくいじりがある。

上記の運動方程式より次の2式が導かれる。

$$(1) \rho \partial v / \partial t = j \times B - \nabla p - 2\rho \Omega (\cos \theta k - \sin \theta \hat{e}) \times v, \quad (2) [r]j = E_1 + E_2 + v \times B.$$

ここに  $\Omega$  は1日の角周波数、 $\theta$  は余緯度、 $\hat{e}, k$  は南向き、上向き単位ベクトルである。(2)式には  $\omega, \Omega \ll \nu_n, N_n \gg N_p (=N_e = N_e), m_e/m_p \gg \nu_n/\nu_n \gg 1, m_n = m_e, \nu_n/\omega_c (=eB_0/m_e)$  が仮定してある。

(I) Conductivity

(2)式中の  $[r]$  は resistivity tensor でこれより conductivity tensor  $[\sigma]$  が導かれる。

$$(3) [r] = \begin{bmatrix} r_0 + r_1 \sin^2 \phi & r_2 \sin \phi & -r_1 \sin \phi \cos \phi \\ -r_2 \sin \phi & r_0 + r_1 & r_2 \cos \phi \\ -r_1 \sin \phi \cos \phi & -r_2 \cos \phi & r_0 + r_1 \cos^2 \phi \end{bmatrix}, \quad (4) [\sigma] = \begin{bmatrix} \sigma_2 \cos^2 \phi + \sigma_1^2 \sin^2 \phi & -\sigma_2 \sin \phi & (\sigma_0 - \sigma_1) \sin \phi \cos \phi \\ \sigma_2 \sin \phi & \sigma_1 & -\sigma_2 \cos \phi \\ (\sigma_0 - \sigma_1) \sin \phi \cos \phi & \sigma_2 \cos \phi & \sigma_0^2 \sin^2 \phi + \sigma_1^2 \cos^2 \phi \end{bmatrix}$$

$r_0, r_1, r_2$  や  $\sigma_0, \sigma_1, \sigma_2$  の内容は従来のものである *longitudinal, Pedersen, Hall resistivity* (ないし conductivity) とその構造に若干の相違がある。

(II) 電場

(2)式中の  $E_1$  は最初の運動方程式の中にある電場で、電子、正イオンの differential distribution による静電場と、このほかに外部から加えられる電場との和である。 $E_2$  は

$$(5) E_2 = \frac{\nabla p_e}{-eN_p} - \frac{\nabla p_p \times B}{\rho \nu_n}$$

で与えられるもので、 $\nabla \times E_2$  は zero とならない。尤もその order estimation をすると、 $v \times B$  (2)式) に比して 1/100 程度と推定されるが、なお吟味を要する。

また (2)式中の  $v$  は、 $v = (\beta_n v_n + \beta_p v_p + \beta_e v_e) / \rho \dots (6)$  で与えられる速度で、厳密には  $v_n$  と異なる。

(III) Velocity と Total Electric Field

(1)および(2)式より  $v$  が求められ、これより  $v_n, v_p, v_e$  が求められる。 $v$  は  $\nabla p$  によるもの  $v''$  と、それ以外をなす電場によるもの  $v'$  とに分けられる。これらは  $\omega, \Omega, \omega_1 = \frac{\sigma_1 B_0^2}{\rho}, \omega_2 = \frac{\sigma_2 B_0^2}{\rho}$  の周波数をもち、F 領域以上では、 $\omega \approx \Omega$  に対して、 $E_1 + E_2 + v \times B \approx 0$  とならない。従来式は zero となるとされてきたが、これは特別の場合に限られる。E 領域では  $E_1 + E_2 \gg v \times B$  従って

$$(7) j = [\sigma] \{ E + v \times B \}$$

となる。従ってダイナモの式で、風としては  $\nabla p$  による、いわゆる tidal wind を考えればよいことになる。しかしこの風はイオンの運動の影響を受けた風である。

Trajectories of High Energy Cosmic Rays  
in Helio-Magnetosphere.

長島一男

石大. 理. 物理

中間子、中性子モニターで観測される宇宙線の平均エネルギーは $\sim 10^{10}$ 程度で、惑星間空間では $\sim 0.1$  A.U. の gyration radius で運動するので、空間内の garden hose field に巻きついていると考えてよい。しかしエネルギーが $10^{11} \sim 10^{12}$ になると、その gyration radius は $1 \sim 10$  A.U. となり、一般に推定されている helio-magnetosphere の半径と同程度になる。従ってこのエネルギー領域の宇宙線強度分布の研究は巨視的には helio-magnetosphere の性質を調べる上に重要であることは以前より強調して来たが、ここでは手始めとして、空間内に Parker type の磁場(次式参照)が存在する場合の粒子の運動を計算する。ここで強調しておくに、粒子が helio-magnetosphere の南北方向に出て行く場合、観測可能なエネルギー変化を受けることである。

$$B_r(r, \theta, \phi) = B_r(r_0, \theta, \phi - r\Omega/r_0)(r_0/r)^2$$

$$B_\theta(r, \theta, \phi) = 0$$

$$B_\phi(r, \theta, \phi) = -B_r(r_0, \theta, \phi - r\Omega/r_0) \frac{r_0\Omega}{v} \frac{r_0}{r} \sin \theta$$

$v$ : wind velocity

$\Omega$ : angular velocity of the sun





関戸弥太郎, 長島一男, 近藤一郎, 村山喬, 柳原志津子  
名古屋大理

$10^{11} \sim 10^{13}$  eV の高エネルギー宇宙線の恒星時非等方性を調べることは、太陽磁気圏の電磁的状态を知る上に有効である。 $10^{11}$  eV 領域については、Budapest, Hobart, 及び Nagoya での観測結果から、前に Jacklyn が提案した Z 方向非等方性が見られることと昨年述べた。今回は地球磁場による偏りも考へ、非等方成分の平均エネルギーを 100 GeV 及至  $\infty$  としても結果に大差がないことを知った。下図はこれを 200 GeV とした場合である。Fig. 1 は観測された 1st 及び 2nd Harmonics の  $(\alpha, \delta)$  は観測方向の赤経赤緯である。 $(\alpha, \delta)$  が非等方性の軸の方向  $(\alpha_0, \delta_0)$  とする角を  $\theta$  とし、非等方成分の強度が簡単に

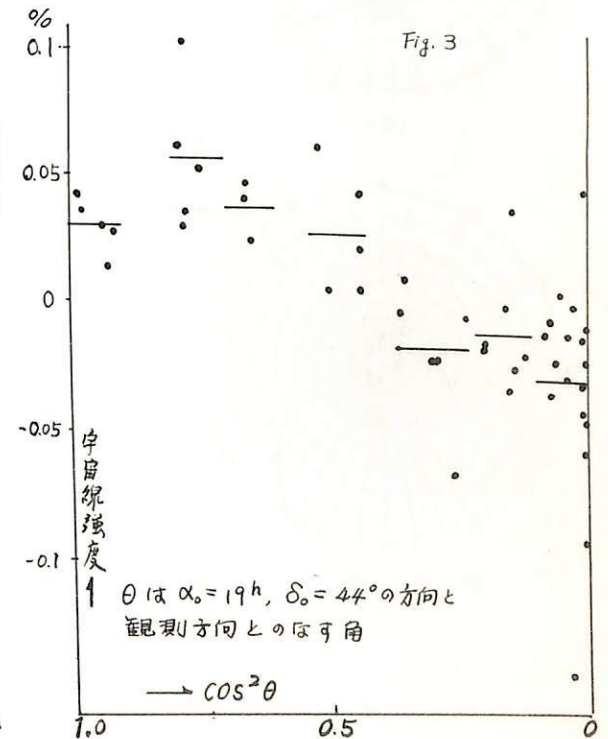
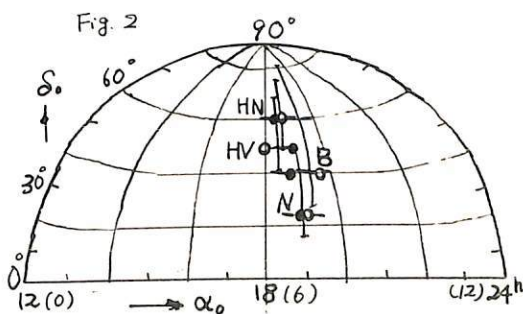
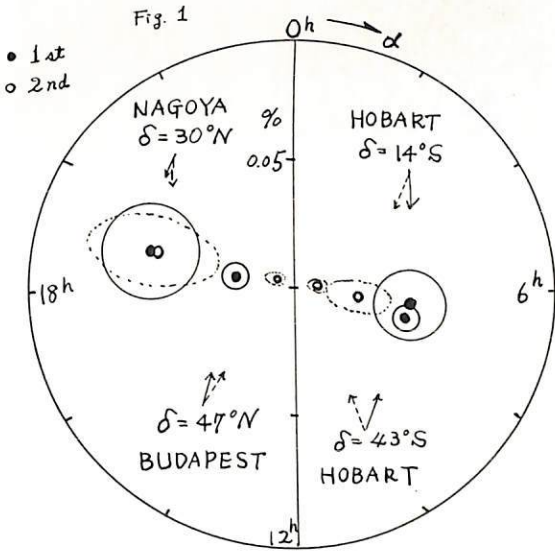
$$J = J_0 \cos^2 \theta, \quad J_0: \text{constant}$$

で表はされるものとすると、各観測所ごとに 2nd と 1st の Harmonics の振幅の比は

$$q = A_{2nd} / A_{1st} = \frac{1}{4} \cot \delta \cot \delta_0$$

となる。これで定まる軸の方向  $(\alpha_0, \delta_0)$  は Fig. 2 に示すように、4 観測所ともおよそ一致した方向となっている。我々の方法は Jacklyn の取扱に比べ、装置の形状の差から来る誤差が小さく、又非等方性に関する仮定も少ない。

以上は宇宙線の方向分布が単なる quadrupole だけで大体近似出来ることを示したものであるが、更に  $J$  と  $\cos^2 \theta$  との関係を探ると、Fig. 3 のように、軸との角  $\theta$  が小さい程強度が大きいは限らず、 $\theta \approx 30^\circ$  付近に強度の極大があるような傾向が見られる。





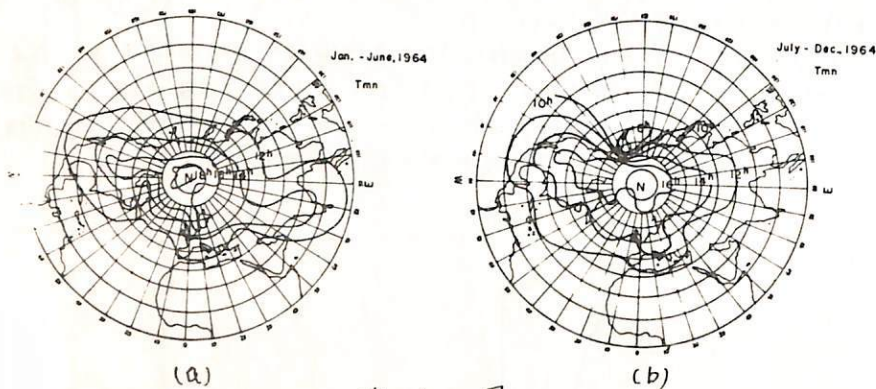
1964年における宇宙線中性子強度日変化の世界分布

石田 喜雄、菅野 常吉、加藤 静子  
 福島大・教育 福島大・物理

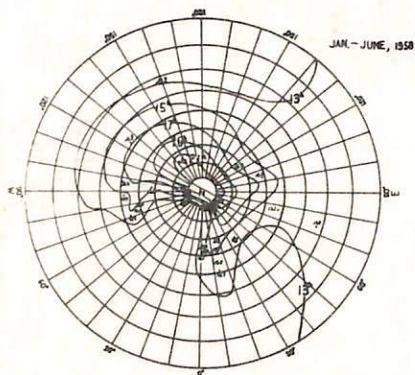
WDC-C2 より出された Data Book を用いて、1964年1月～6月と同年7月～12月の未だの平均の宇宙線中性子強度日変化の極大時刻(L.T.)( $T_{mn}$  とする)の世界分布を求めた。その方法はこれまでと同じ方法によった。使用した観測地点は、(1～6)月では40地点、(7～12)月では45地点(いずれも Sea Level Group)である。

その結果の内、北半球の  $T_{mn}$  の contours を示すと、第1図(a)及(b)のようになる。これを、第2図に示したIGY時のものと比べると、目玉が東方に戻っている様子をしてよいであろう。これはIGY時の世界分布で予想したものと違ってくるものである。即ち、太陽活動が活発なときは地磁気の磁力線が太陽プラズマによって西方に曲げられるが、太陽活動が静かになると、それかもとに戻ると言う考えに対する一つの証拠となるものと思われる。

なお、毎月の変化や、1st term, 2nd term 未だの分布や、変化についても述べる予定である。



第1図



第2図

上野裕幸\* 藤本和彦\* 藤井善次郎\* 近藤一郎\* 長島一男\* 一之瀬匡興\*\*  
 \* 名大理 \*\* 信大教

東洋高精度宇宙計測局 42年12月14日より連続観測に入り現在継続中である。  
 軌道計算は基に Vertical, North, East, South, West - Coincidence → 半日変化の  
 Amplitude - Phase difference Relation & Anisotropy の Spectrum  $P-\delta$  を  
 仮定して計算した。

図1は  $\delta$  を  $10^3 \times \delta$  -  $\gamma$  - にして  $P-E$  に normalize した結果を図示したものである。  
 天印の Vector は Rotation No 1839 - 1846 の 8 Rotation の平均の Observed  
 Vector である。

最小二乗法を用いた Best Fit の  $\delta$  は定量的に決定出来了。  
 その結果 異方性の方向は 略々 3h 異方性の大きさは Rigidity Dependent  
 と  $P^{-0.25}$  で表現出来了  
 異方性の空間分布は  $\cos \lambda$  と Better であり  $\cos^2 \lambda$  は棄却出来了。この結論である。

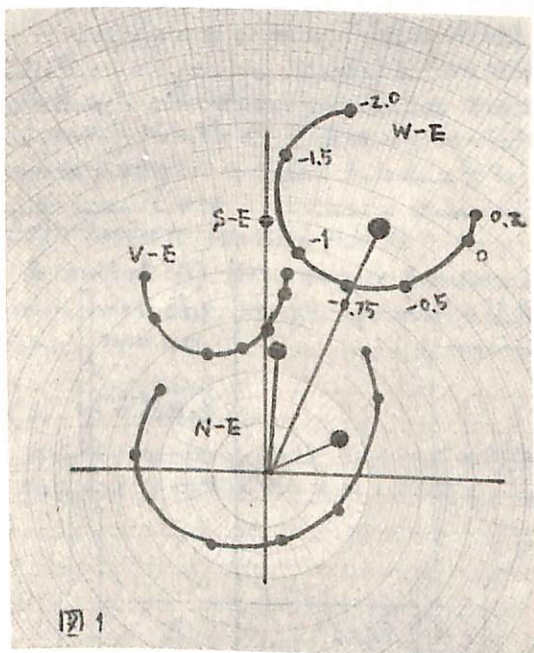


図1



近藤 一郎<sup>\*</sup>, 境 秀祐<sup>\*\*</sup>, 中島 弘<sup>\*</sup>

<sup>\*</sup> 名古屋大学, <sup>\*\*</sup> 日大生産工

一次宇宙線の年変化を観測することには、太陽系内に於ける modulation mechanism を知ることが重要である。このうち 2~3 GV 以下の rigidity 領域では、かなり豊富にデータが積まれるが、日本列島が位置している数 GV 以上の領域では、十分な精度の観測が不足しており、決定的なことはいえない状態である。

今回の実験の目標は、11 GV 以上の一次宇宙線の年変動が 3% 以内であることを考慮して、α 粒子の検分率を ±2% の統計精度で決定しようとしたことであるが、極端条件その他の都合によって、当初の統計精度には到らなかった。

検出器の検出器は scintillation - Čerenkov counter system で geometric factor は ~ 35 cm<sup>2</sup> ster である。Scintillation counter - 1, 2 と Čerenkov counter よりも右バルス及びパルスにして送信し、同時に Guard counter よりも on, off のテレック信号を送信するようにしている。

気球船場は昨年 9 月 8 日、東京大学宇宙航空研究所大気球実験場で行われたが、その高度変化は Fig. - 2 に示されているように、途中テレックの送信波に干渉現象が起ったために、データのとれた水平飛行時間 18 ± 19 / cm<sup>2</sup> の高度で 200 分余であった。

Total events のうち shower events を除いた部分より、scintillation counter - 2 と Čerenkov counter よりもバルスから α 粒子に属する events の scintillation counter - 1 の pulse height を示す Fig. - 3 のように示す。右側のピークは α 粒子に相当し、左側のピークは sci-2 と Čer. counter と相互作用した陽子のものと見られる。Fig. - 4 は同種の図で、sci-1 と Čerenkov の各 counter で α-like の events の sci-2 に於ける pulse height を示したものである。

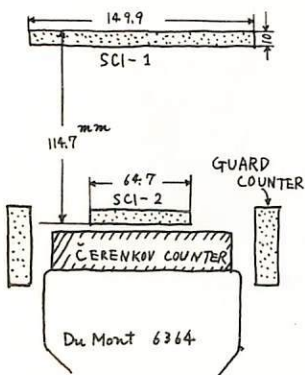


Fig. - 1 検出器の概略図

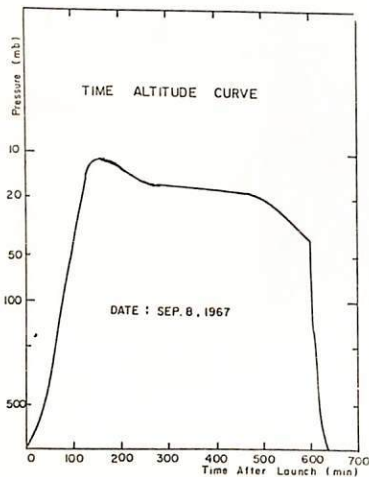
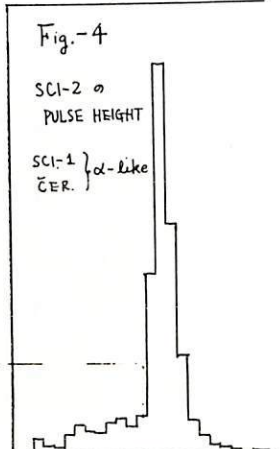
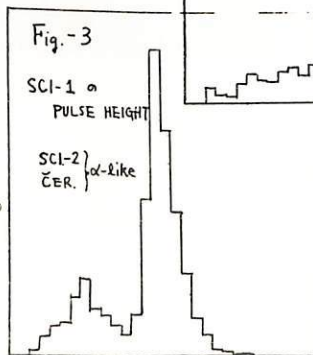


Fig. - 2 TIME ALTITUDE CURVE



井上 葵、小玉正弘  
理化学研究所

Super neutron counter 3本を用いての Latitude survey は、「ふじ」船上で1966年以來、毎年1回繼續して行われている。その第1回 survey の結果については既に報告したが、(Canadian J. Phys. 46, 1090, 1968)、第2回 survey (1967-68)の結果を新たに加え、気圧効果係数の latitude effect の再検討および Response function の Solar cycle change について述べる。

測定装置は常に同一で、neutron multiplicity が1から $\geq 6$ までの6チャンネルの event 数が自動記録され、特に復路航海では完全に無人運転となる。

### (1) 気圧効果係数 $\beta$ の決定

Response function の決定には、 $\beta$  の値がかなり essential に動くので、これは出来るだけ正確に求める必要がある。

一般に multiplicity  $N$  なる neutron event 数の気圧補正值  $I_p(N)$  は、

$$I_p(N) = I(N) \cdot \beta(N) \cdot (P - \bar{P}) \quad (1)$$

ここで  $\beta(N)$  を Rigidity  $R$  の exponential function で近似すると、

$$\beta(N) = \beta_0(N) \exp[(R-2)/\tau(N)] \quad (2)$$

この時

$$I_p(N) = A + BR + CR^2 \quad (3)$$

と仮定して、観測値と  $I_p(N, R)$  との residual が最小になるように  $\beta_0(N)$ ,  $\tau(N)$  を決定する。この方法から得られた  $\beta(N, R)$  が、昭和基地、東京などの固定点から得られた値と consistent かどうか検討する。又、異なる年の data から  $\beta_N^{(N)}$  の経年変化が議論できる。

### (2) Response function の決定

各 multiplicity 毎の response function を定め、これを用いて Jan. 28, 1967 の solar proton event 時の energy spectrum を決定することを試みる。又、経年変化についても述べる。

### (3) $\beta$ の高度変化

以上は sea-level data についての結果であるが、乗鞍岳で1968年7, 8月に得た結果を地上および他緯度でのものと比較し、neutron multiple event の origin について考察する。



昭和基地における宇宙線強度の連続観測

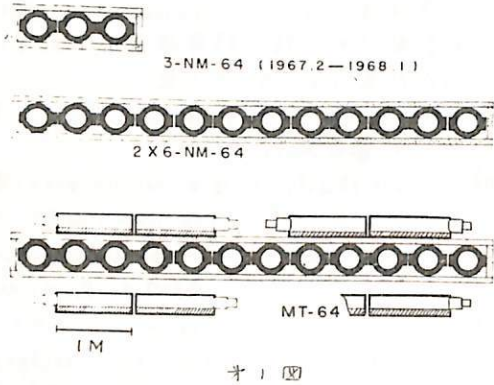
I. 測定装置とその neutron multiplicity effect

石田 喜雄 小玉 正弘  
 福島 大教育 理化学研究所

1967年2月から昭和基地(89°08'E, 67°00'S, 20M)で宇宙線中性子成分の連続観測が行われている。基地に設置した Neutron Monitor は Super counter 3本(3-NM-64)であるが、現在は10本の counter で5本(5-NM-64)ずつ duplex にしている。観測的には、2本の counter で観測する。又 Mason Monitor (effective area 2Mx2M)(MT-64)も組み付け置かれている。表1図に装置の配置を示す。

Read out は multi-meter 方式により neutron multiplicity (gate time 1μsec) ごとに各 event 数を計数している。

multiplicity が1から5までのおのおのとも以上の合計6チャンネルに分け10分毎に、紙テープ上の穿孔と digital printer で記録している。表1の counter 3本と5本の場合の各チャンネル毎の counting-rate を示す。



	3-NM-64	5-NM-64
Multiplicity	counts/hr	counts/hr
1	74500	116600
2	16700	27110
3	4800	8160
4	1600	2816
5	600	1154
≥6	660	1254
Total Event	98890	157094
Total count	135910	219858

984MB      996MB

表 1

	multiplicity						Total Event	Total Count
	1	2	3	4	5	6		
67.3	.68	.87	.91	.94	.95	.87	.72	.77
4	(.55)	(.68)	(.73)	(.77)	(.74)	(.81)	(.60)	(.63)
5	(.82)	(.94)	(.99)	(1.03)	(.99)	(.96)	(.86)	(.89)
6	.70	.82	.86	.89	.90	.84	.74	.77
7	.72	.85	.89	.91	.92	.86	.76	.79
8	.68	.81	.86	.88	.86	.87	.72	.75
9	.67	.80	.85	.84	.88	.86	.70	.74
10	.70	.82	.87	.87	.88	.87	.72	.76
11	(.62)	(.72)	(.78)	(.82)	(.82)	(.82)	(.60)	(.69)
12	.70	.82	.86	.88	.89	.88	.74	.77
68.1	.70	.82	(.83)	.82	(.97)	.88	.72	.77
Mean	.694	.829	.871	.883	.897	.866	.720	.765

表 2 月毎の気圧効果係数(%/mb)

今回は現在までの得られた日変化の multiplicity effect についての解析結果を報告する。

北村正通, 宮内正厚  
気象研究所

§ 1. 低気圧時における total pressure coefficient

低気圧時における宇宙線強度 (I) の total pressure coefficient ( $\alpha'$ ) は I-p diagram 中で必ずしも直線にはならぬので, Fig. 1. で示すように屈折現象を示す. つまり  $\alpha'$  は時間的に変化していることを示す.

1966~1967年の期間中, 東京に通過した低気圧 60 例について, 気象研究所 (東京, 高円寺) の大型電離室で測定した宇宙線強度 (I) と気圧 (p) との関係を解析した結果, I-p 曲線の变化は大体 3つの型に大別されたことが分った. その曲線の右廻り, 左廻り, 及び直線的な屈折のどの (ほぼ直線的) の 3つの型を A, B, C 型と分類すると, 21 例と 4 例の 2年間の例については, Table 1 に示すように分布する.

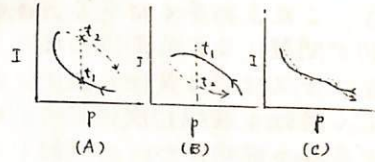


Fig. 1.

型	A	B	C	計
例数	39	5	16	60

Table 1.

§ 2. 低気圧時の気温変化と宇宙線に対する効果

Fig. 1. の曲線において気圧 (p) が急激に思われる (右, 及び左) における高層観測結果を用い,  $x_1$  及び  $x_2$  における各高度の温度差 ( $\Delta T$ ) を求めると Fig. 1. の A, B, C 型に対して, 夫々 Fig. 2. の A, B 及び C の分布が得られる. Fig. 1 と Fig. 2 の対応する曲線を比較すると, Fig. 1 に示された I-p 曲線の屈折現象は, 宇宙線の真気温効果によって起ると考えられる.

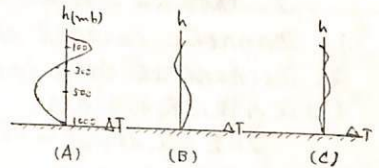


Fig. 2.

次に, Table 1 に示すように, 例の大部分は A 及び C に属し, B は極めて少く, このことは大気圏上の低気圧とは対応しない単なる低気圧部である. このことから低気圧型は A 及び C 分類とし, 低気圧の強弱或は, その通過したおいて A 又は C となると思われる. しかも, Fig. 2. の (A), (C) から分るように, 低気圧の前面と後面の温度差は高度によつて異なり, 対流圏では低気圧の後面が前面より低温となり, 成層圏ではその反対となっている.

$$\Delta I = \alpha \Delta p + \beta \Delta T(x)$$

$$\beta \Delta T(x) = \Delta I - \alpha \Delta p$$

と算出し,  $\beta \Delta T(x)$  の時間変化を plot すれば, 低気圧における気圧変化と気温変化の関係を見出す. 上述の傾向を示している. A 型においては, Fig. 3 に示すように, 低気圧の後面で温度が下り, 大体,  $p_{min}$  よりおこけて  $T_{min}$  が現れる. C 型においては,  $p_{min}$  と  $T_{min}$  (又は  $T_{max}$ ) とが時間的に連続し,  $min.$  点に同じ前後対称に近い時間変化を示す傾向がある.



Fig. 3.

§ 3. 宇宙線気温効果係数の算出.

Fig. 1 における  $x_1$  及び  $x_2$  での宇宙線強度 (I) 及び  $x_1$  高層気温 ( $T(x)$ ) を知れば, 容易に宇宙線気温効果係数 ( $\beta$ ) を求めることができる. 即ち,

$$\Delta I = I(x_2) - I(x_1)$$

$$= \Delta T I$$

$$= \int_{x_1}^{x_2} \beta(x) \Delta T(x) dx$$

100 mb 以下において  $\beta \sim const.$  とおくと

$$\Delta T I = \beta \int_{x_1}^{x_2} \Delta T(x) dx$$

と求めることができる.  $x_1$  及び  $x_2$  を求めることができる.



## 電離層プラズマ内での人工的なイオンEK波及び電磁波の発生

倉橋克典

名古屋大学 空電研究所

1. まえがき 電離層プラズマ内での飛翔体(ロケット、人工衛星)の運動、及び電磁波源の存在により生じるプラズマ波については今日広く研究されている。しかしながら、これらの多くは電子の運動だけが問題になる高周波領域に限定されておりイオンの運動が問題になる低周波領域については十分な検討がなされていない様に思われる。人工的なプラズマ波は実際の観測によりしばしばそれらしい波が受信されているが現実性にとほしく詳細な理論的検討が待たれているところである。そこでまず第1目標として次の仮定が成立つ場合について検討して見たので報告する。(i)、地球磁場による $\nabla \times B$ は飛翔体の運動又は電磁波源(source)により生じる電界に比べて小さく無視できる。(ii)、全てのsourceは等方性である。(iii)、電子の平均速度は飛翔体の速度に比べてはるかに大きく速度分布は乱されず常にマクスウェル分布が成立つ。(iv)、電子及びイオンの衝突の効果は無視できる。

2. 理論および計算方法 5つの一般的なsource (electric current source  $J$ , magnetic current source  $-\bar{K}$ , electric charge source  $\rho$ , fluid flux source  $Q$ , mechanical body force  $F$ ,)を結びつけるイオンの運動が問題になる領域での基本式は次の様に表わされる。

$$\nabla \times E + \mu_0 \partial H / \partial t = -\bar{K} \quad (1) \quad \nabla \times H - \epsilon_0 \partial E / \partial t + e n_e v_e + e n_i v_i = J \quad (2)$$

$$\epsilon_0 \nabla \cdot E + e (n_e - n_i) = \rho \quad (3) \quad \nabla \cdot n_i (-v_i) + \partial n_i / \partial t = Q \quad (4)$$

$$-m_i \partial (n_i v_i) / \partial t + n_i (-e) E + \nabla p_i = F \quad (5)$$

但し添字 $e$ ,  $i$ は各々電子, イオンを表わす。又その他の量は全て通常用いられているものである。

地球磁場の効果が無視できる場合にはEKモードとEMモードの波は分離できて相互の結合は存在しなくなる。そしてEKモードの波については $e^{-j(\omega t - \omega t)}$ の因子を持つ伝搬を考えると上式及び仮定(iii)を用いて次の分散式が得られる。

$$\omega^2 = \frac{\omega_{pe}^2 (1 + \gamma \frac{n_{oe} T_e}{n_{oi} T_e}) + \frac{\gamma K T_e}{m_i} \omega^2}{1 + \frac{n_{oe} m_i \omega_{pi}^2}{n_{oi} K T_e \omega^2}} + \frac{\gamma K T_e}{m_i n_{oi}} \left( \frac{p_{io}}{e} \right) (j \omega) + \frac{F_{io}}{m_i n_{oi}} \quad (6)$$

但し $p_{io}$ ,  $F_{io}$ は各々 $\rho$ ,  $F$ の $\omega$ に対する振動成分を表わし又 $n_{oe}$ ,  $n_{oi}$ は周囲の電子, イオン密度を表わす。その他の量は全て通常用いられているものである。

同様に基本式及び仮定(iii)により電子に対しては(4), (5)に相当する関係が

$$\nabla \cdot n_e v_e + \partial n_e / \partial t = 0 \quad (7) \quad m_e \partial (n_e v_e) / \partial t + n_e e E + \nabla p_e = 0 \quad (8)$$

となることを考慮するとEKモードの電界強度及びEMモードの電界、磁界強度が求められる。

3. 計算結果 EKモードには一般的には伝搬する波とevanescentの波の2つが存在し、その周波数はsource $p_{io}$ ,  $F_{io}$ が大きい時にはイオンのプラズマ周波数の近傍にある。又電界強度は $\omega^2 \approx \omega_{pi}^2$ の近傍で増大しこの領域から隔たると減少することが示される。次にEMモードの場合には $\omega^2 \approx (\omega_{pe})_s + \omega_{pi}^2$  ( $(\omega_{pe})_s$ はシース内の電子のプラズマ周波数とする)の近傍で電界、磁界強度が共に増大しこの領域から隔たると減少することが示される。又シースが存在するとEKモードの波の電界強度はシースが存在しない場合に比べて減少するが、EMモードの波の場合には周波数により、又どのsourceが支配的になるかにより影響の受け方が変わってくることを示される。

赤道越え V L F 標準電波の観測結果

荒木 徹, 来山 征士  
京大・工

長距離を伝播する V L F 電波の電界強度測定は古くから行われてきた。10年ほど前から位相変化の精密測定が可能となり、現在ではこの方面の観測も多くの研究者により行われている。

ここでは1968年6月から9月まで宇治で観測された結果を報告する。NWC (North West Cape, Australia) から送信される出力 1 MW, 周波数 15.5 KHz および 22.3 KHz の電波が約 6,600 km の伝播路を通して宇治観測所に到達するが、この信号の電界強度および相対位相差の観測結果である。

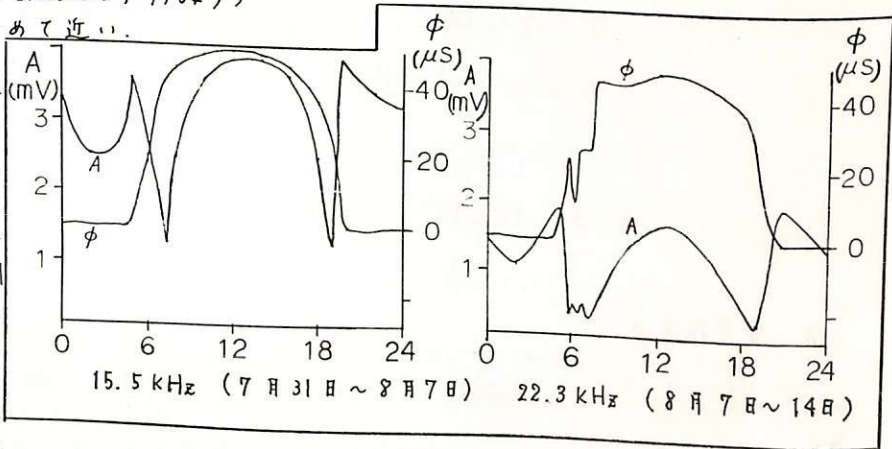
この伝播路はつぎの3つの経路とされている。

- (1) 低緯度にあるため荷電粒子降下の影響がない。
- (2) 赤道を横切っている。(赤道越え伝播には位相、電界強度の変化に異常があると報告されている。(Chilton, 1964))
- (3) 南北方向にそわめて近い。

右図は観測データの一部を示したものである。

観測データより、つぎの結果を得た。

- (1) 位相は日出時から進み始め、昼間(13時ごろ)最大になり、日没後おとに戻る。
- (2) 電界強度は日出時および日没時に



極小となり、日出直前、昼間(13時ごろ)および日没直後極大となる。

- (3) 日出時においては、15.5 KHz の場合 fading は生じないが、22.3 KHz の場合3つの minimum として fading が生じる。日没時には fading はどちらの場合にも生じない。
- (4) 電界強度は 15.5 KHz の場合の方が 22.3 KHz の場合よりも強い。
- (5) 15.5 KHz では一般に昼間の電界強度の方が夜間のそれより強いが、22.3 KHz では一般に夜間の電界強度の方が昼間のそれより強い。
- (6) Phase Slipping が数回観測された。
- (7) fading の形に季節変化がある。



# VLF電波のSEA現象からみた低域電離層の 導電率

山下 亨子  
名古屋大学 空電研究所

ここでは、VLF帯の電波を使って電離層じょう乱中に生じた強度の変化からVLF電波の反射点である低域電離層の導電率を検討するのが目的である。  
地球と電離層を形成する導波管内ではモード方程式が成立する(球面)。便宜上、地球を完全導体とみなせば

$$\frac{w_2'(t)}{w_1'(t)} \cdot \frac{w_1'(t-y_0) + \delta_i w_1(t-y_0)}{w_2'(t-y_0) + \delta_i w_2(t-y_0)} = e^{-2\pi i \pi} \quad (1)$$

として書き表わされる。

ただし、

$w_1, w_2$  : Airy function

$$t = -\left(\frac{ka}{2}\right)^{\frac{2}{3}} C^2$$

$C = \cos\theta$  : 入射角

$$C' = \sqrt{C^2 + \frac{2h}{a}}$$

$h$  : 電離層の高さ

$a$  : 地球の半径

$$y_0 - t = \left(\frac{ka}{2}\right)^{\frac{2}{3}} (C')^2$$

$$k = \frac{\omega}{c}$$

$$\omega_r = \frac{\omega_0^2}{\nu}$$

$$i\delta_i = \left(\frac{ka}{2}\right)^{\frac{1}{3}} \Delta_i$$

$\omega_0$  : フラズマ周波数

$\nu$  : 衝突回数

$$\Delta_i = \frac{\sqrt{\pi^2 - (S')^2}}{\pi^2}$$

$$\pi^2 = 1 - i\frac{\omega_r}{\omega}$$

一方、電界強度は

$$E \propto \frac{1}{r^2} e^{-\alpha d} \quad (2)$$

であらわされる。 $d$ は伝搬距離、 $\alpha$ は1000km当りの減衰量E dBであらわしたものである。

従って、観測結果を理論的に説明するには $\alpha$ を求めると、可なり(1)式から波の減衰を与える $\cos\theta$ を求めればよい。

実際に取り扱った観測結果はフラズルの Kaufmann 隊が J.A.T.P. 及び J.G.R. に発表したものである。

$\alpha$  対  $\omega_r$  のグラフから、VLF帯のSEA現象を合理的に説明するには、普通の状態における電離層の導電率パラメータ  $\omega_r$  は  $1 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}$  位が適当であることが分かった。

石川晴治, 高木増美, 岩田晃  
名古屋大学空電研究所

栃木県今市市と愛知県一色町佐久島との同時観測による結果を報告します。

今市市における測定は, VLF空電(1~100kHz), 静電場変化(0.1~1000Hz) について行い, 佐久島では Slow tail帯(90~1000Hz)及び Schumann Resonances帯(5~40Hz)の2つを観測した。又両所共JYZ標準電波の転信号に同期する水晶時計の出力を時間信号として用いる事により両観測データの同時性を Checkしました。

表1は今市に於けるVLF空電の振巾が10mm以上(未校正)の空電について佐久島の Slow tail帯空電が対応するものと対応しないものとに分けた個数を表わしている。即ち約61%のVLF空電は

VLF空電	対応するもの	対応しないもの
振巾10mm以上	77 (60.6%)	50 (39.4%)
振巾20mm以上	33 (84.6%)	6 (15.4%)

表1 VLF空電と Slow tailの対応

Slow tail帯空電と対応しており, 39%は対応する Slow tail帯空電が発生していない。更に振巾20mm以上のものについて見ると, 85%が対応しており, 15%が対応していない。又77個のVLF空電の内帰還雷撃によるものが22個あり, これ等は全て対応する Slow tail空電がある。

表2には佐久島に於て, 振巾10mm以上の Slow tail帯空電について, 今市のVLF空電が対応しているもの及び対応していないものの数である。即ち約78%が今市における雷放電から発生したものであり, 残り22%は何処か別の所で発生したものである。

Slow tail空電	対応するもの	対応しないもの
振巾10mm以上	56 (77.8%)	16 (22.2%)
振巾20mm以上	14 (73.7%)	5 (26.3%)

表2 Slow tail帯空電とVLFの対応

更に Slow tail帯空電が10mm以上のものは約80%が Schumann帯に影響を与えている。又振巾が20mm以上のものについては約95%が影響を与えている。

以上の結果より次の事が結論出来る。

- i) VLF空電を強かに発生させる放電は Slow tail帯空電をも発生させやすい。
- ii) 帰還雷撃は Slow tail帯空電を発生させやすい。
- iii) Slow tail帯空電はその振巾が距離による効果よりも発生源の効果の方がより強く表われる。
- iv) Slow tail帯空電の振巾が大ききものは Schumann Resonance帯にも影響を及ぼしやすい。



荒木 徹・栗山 征士  
京大工

SID 諸現象中 太陽フレアと最も対応のよさが SPA であることは IAS Y シンポジウムで 鷹尾氏によって指摘された。

ここでは 本年 6 月から 9 月までの 4 ヶ月間に 宇治で観測された SPA とフレアの対応性と やや定量的に述べる。SPA 観測のための位相測定に用いられたのは 1967 年 9 月から送信と開始したオーストラリア NWC 局 (1000 kW, 15.5 KHz また 22.3 KHz) の VLF 標準電波である。NWC-宇治の伝播経路は、① 低緯度にあるため平均太陽高度が高く カラ 荷電粒子降下の影響を受けなことを ② 南北方向にまわって 近く 経路が昼夜に分断される時間が短いこと、の 2 点で 太陽輻射線の変化の検出に適している。

フレアと SPA の対応度 及び SPA の大玉の平均値を 地方時とフレア Importance によって分類すると下表のようになる。

地方時 Importance	フレアと SPA の対応度			SPA の大玉 (平均値)		
	sub	1	2	sub	1	2
7 <sup>時</sup> ~9 <sup>時</sup>	$\frac{8}{101}$	$\frac{2}{9}$	$\frac{0}{1}$	5.0 <sup>45</sup>	7.5	
9~11	$\frac{17}{112}$	$\frac{9(11)}{12}$	$\frac{2}{2}$	2.7	10.0	14.0
11~13	$\frac{14}{87}$	$\frac{10(11)}{12}$	$\frac{0(2)}{2}$	2.2	10.6	
13~15	$\frac{14}{120}$	$\frac{1(4)}{6}$	$\frac{0}{0}$	3.6	2.0	
15~17	$\frac{12}{115}$	$\frac{6(8)}{10}$	$\frac{0}{1}$	2.1	6.1	
17~19	$\frac{1}{180}$	$\frac{6(7)}{13}$	$\frac{3}{4}$	1.5	1.7	9.7

分母：フレア個数 (ESSA Preliminary Report による)

分子：SPA 個数 (フレアと対応のあるもの)。  
( ) 内は 30 分以下の時間差のあるものを含めた個数。

上表からわかるように SPA と太陽フレアの対応度はまわめて高く 特に日出没時を除いた昼同時の Importance 1 以上のフレアが SPA と伴う場合は X 線輻射の増大が無かったと考えてよいと思われる。又 SPA の大玉の平均値は Importance の大きいフレア程大きい場合が多い (もちろんそうでなく特に sub フレアと Importance 1 以上のフレアが連続して起す時には 前者のみ SPA が対応するものがある)。

## I Q S Y 期間中のロラン電波による電離層吸収 の観測

若井 登, 大内 長七, 根本長四郎  
郵政省 電波研究所 平磯支所

1964~1965年のI Q S Y期間中に、大釜崎(142°02'02"E, 39°24'57"N)から発射されているロランA電波(1850 kHz)を、平磯(140°37.5'E, 36°22.0'N)において連続的に観測した。送受信直間距離は361 kmであり、反射波のほとんど全部がE領域以下の高さから来る。記録は30分毎に、Aスコープをスナップ撮影して行った。空間波だけでなく、直接波も記録されているので、受信強度の較正は精確に行なわれた。この他に標準信号発生器による較正も1日1回行なっているもので、パルス強度よみとりの誤差は約±1 dB以内、遅延時間のよみとりに含まれる誤差は約±5 $\mu$ s以内である。

空間波強度の変動を解析して電離層吸収を求め、その基本的特性を並びに異常現象を以下の各項目にわけて報告する。

### (1) 日変化特性

30分毎の測定値の月中央値を求め、太陽天頂角 $\alpha$ 、との関係式を算出する。これは電離層吸収をあらわす最も基本的な関係である。

### (2) 季節変化特性

特定の時刻、例えば正午の吸収量を全期間にわたってなすと、そこには季節による変動があらわれる。この中には、正午時の太陽天頂角の変化による吸収量変動も含まれると同時に、冬季異常吸収も含まれている。後者は別項目でのべす。

(3) I Q S Y 期間中には数は少いが、SIDがこの用波数帯域の電波吸収にどのように現われるかについて略述する。

### (4) 冬季異常吸収 (Winter Anomaly of Absorption)

古くから知られてはいるが、未だに機構の明らかになっていないこの現象は、A1吸収でみる限りI Q S Y期間中は存在しない。しかしロラン電波による本測定では明瞭に現われており、ロラン電波の方が2.4 MHz A1法(国分季)より、Winter Anomalyの検出に關して感度がよいと見える。記録にあらわれた冬季異常吸収について簡潔にのべる。詳細は別の論文で発表する予定である。



極冠からの短波伝播とトラフ

竹之下 裕五郎 木所 常一

電波研究所 平磯支所

地磁気緯度で極点に近い Thule ( $88.1^{\circ}N, 1.1^{\circ}E$ ) から放射されている  $12.03$   $65$  MHz の電波の到来方向を平磯 ( $26.0^{\circ}N, 206.0^{\circ}E$ ) において  $1966$  年  $10$  月から  $1967$  年  $7$  月迄測定した。この間特に  $2$  月  $1$  日から  $5$  日迄の  $6$  日間が調査された。この回線はほとんど南北方向にその大円コースを持つが平磯における夕方から真夜迄の間に到来方向の異常な西偏が観測された。 $f_oF_2$  の分布図を見ると  $60^{\circ}N$  付近に明瞭なトラフが現れており電波はこのトラフを避けて日昼側から低緯度へ抜け、そこから地上散乱して平磯へ到来するように推察される。到来方向の西偏は真夜前に大円方向へ返るが受信強度にはこのとき明瞭な変化は認め難かった。真夜以後電波はトラフを横切って伝播することになるが、おそらく電波の飛躍距離が変ってトラフ付近で地上反射する形の伝播り波がこの時刻の最も優勢な波であろう。逆に平磯の明方に電波到来方向の東偏が期待されるがその現象は見られなかった。ところでトラフは冬期に発達すると云われており従ってこのようにトラフを避けて電波が日昼方向を通るよう到来方向を変えることは一般的に冬期には考えられる。冬期はF層の電子密度が低下するので受信可能時間が少なくて到来方向の測定回数も少ないが夕刻電波到来方向が西偏する傾向は全般的によく現れている。

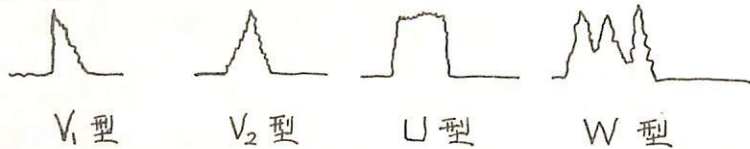
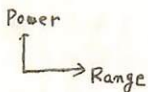
120

Back scatter による電離層観測(2)

橋詰 庄一郎 徳田 八郎衛 田中 敏史

防衛庁技研本部 オー研究所

$25.54$  MHz/s の HF 帯 back scatter の調整、電波効果の調査を終え、最小受信感度  $-120$  dBm  $\sim -115$  dBm ( $0$  dBm =  $1$  mW) の検出感度をもつて、 $-90$  dBm  $\sim -70$  dBm の強度のクラッターを観測できるようになった。5素子4基の回転式八木アンテナの水平面電力半減値は  $\pm 8^{\circ}$ 、垂直面は  $\pm 4^{\circ}$  で垂直面でのビーム中心は約  $8^{\circ}$  である。今回はクラッターの形から想像される F 層の irregularity と、TEP を伴うクラッターの形の特長について報告する。クラッターの形状は、SEA の分類に用いられたパターンを借用して 次のように分けた。



小川 徹 ・ 筒井 総  
 京都大学工学部

電離層擾乱特に太陽フレアに伴うSIDについては、持続時間が短いため飛翔体による電離層の直接観測は勿論、電波の垂直打上げによる観測も行いにくく不明の点が多く残されている。筆者等は以前よりHFドップラーによる観測を行って来たが、この観測は連続的に行い得ることが一つの特徴であるのでSIDの中で持続時間の短いフレアによるものだけに注目してSHFの電波バーストとの相関を調べて見た。

観測データは、SFD (Sudden Frequency Deviation) の頻度が大きくなった1965年12月以降1968年2月までの16 events を採用した。比較のため空電研豊川の太陽電波のデータを利用し、持続時間が5分以内で、ピーク値  $7 \sim 250 \times 10^{-22} \text{ WM}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  のものに限定した。

比較の結果は次の通りである。図1はドップラー偏移 ( $\frac{\Delta f}{f}$ ) と太陽電波ピーク値 ( $\Delta W$ , 9.4 GHz) との相関を示すもので5 MHzでは殆ど相関が認められませんが10 MHzでは、やや相関が認められる。このことはSIDにおいて斜入射の5 MHz電波が反射されるE層下部の下降速度は弱い電波バーストの場合はその大きさにほぼ無関係であることが分る。また10 MHzのドップラー効果の原因であるF<sub>2</sub>層およびE層の電子密度の増加速度はバーストの規模によっていることが分る。図2は電波バーストの全エネルギーと反射点の下降距離 (5 MHz) または電子密度増加量 (10 MHz) との相関を示すもので、弱いバーストの場合

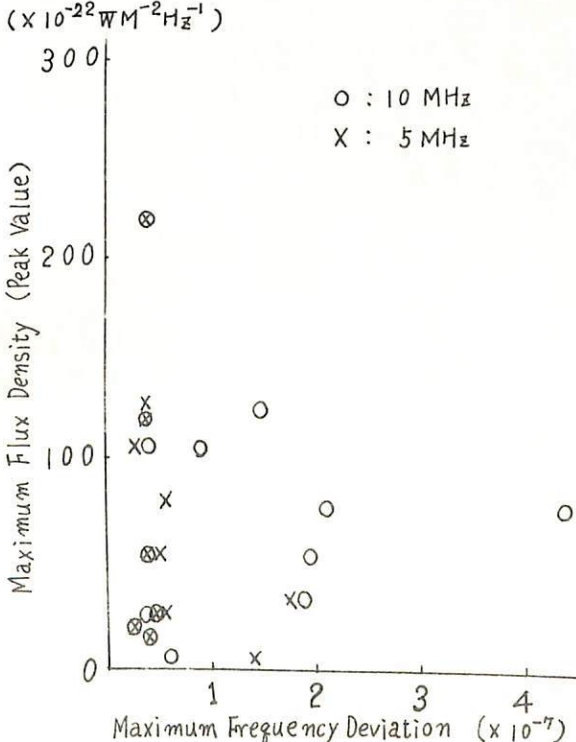


図 1

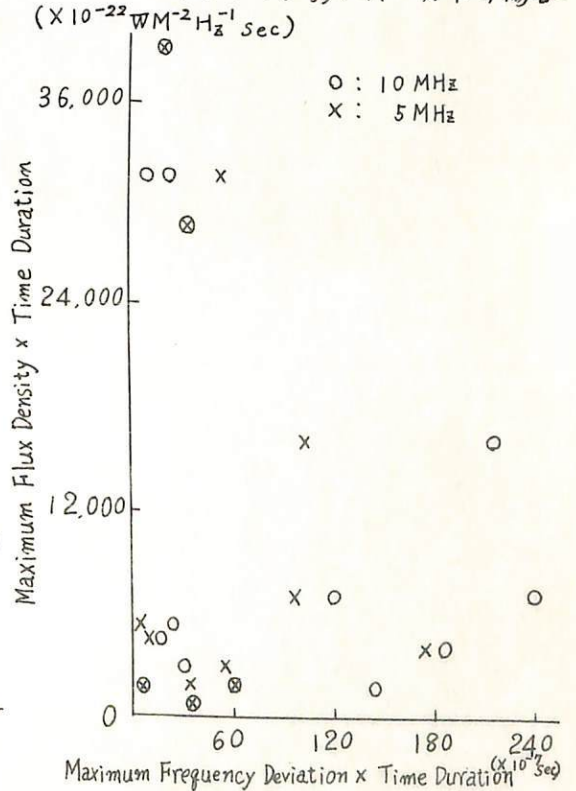


図 2