

第 47 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭和 45 年 6 月 3 日 ~ 6 月 6 日

於 府 中 市 市 民 会 館

日 本 地 球 電 氣 磁 氣 学 会

日本地球電気磁気学会

第47回総会並びに講演会プログラム

期日 昭和45年 6月3日(水)・4日(木)・5日(金)・6日(土)

日	時	9:15	10	11	12	13:15	14	15	16	17	
6月3日 (水)		太陽風惑星間磁場-I					太陽風惑星間 磁場-II	磁気圏-I			
		太陽輻射	電離圏構造-I				電離圏構造-II				
6月4日 (木)		電離圏構造 -III	電離圏運動-I				磁気圏-II				
		岩石磁気-I					岩石磁気-II	地球内部-I			
6月5日 (金)		地球内部-II					特別講演	総会	見学会	懇親会	
		電離圏 運動-II	大気光								
6月6日 (土)		磁気圏-III					磁気圏-IV				
		機器開発	電離圏伝播-I				電離圏 伝播-II	大気電気			

講演会場：府中市市民会館

府中市 8174番地 電話0423(61)4111

懇親会場：都政省電波研究所内

第1日 6月3日(水)

太陽風惑星間磁場(9:15~12:15) 於 第1会場

開会の辞

1. 森 覚・安江新一・鷺坂修二(信大理) 一之瀬匡興(信大教養) 宇宙線異方性の解析 (15分)
2. 長島一男(名大理) 藤井善次郎(理研) A loss cone model for the cosmic ray pitch angle distribution along interplanetary magnetic field. (15分)
3. 上野裕幸・藤本和彦・藤井善次郎・近藤一郎・長島一男(名大理) 多方向宇宙線中間子計 (15分)
4. 北村正函(気象研) 宇宙線非寿方性の時間的変動(II) (15分)
5. 千葉敏躬(岩手大) 小玉正弘(理研) 地上および山上の宇宙線日変化の比較 (15分)

6. 小玉正弘・井上葵（理研）Neutron monitorのmean multiplicityと一次宇宙線スペクトル (15分)
7. 須田友重（気象研）宇宙線日変化の解析 (10分)
8. 石田喜雄・菅野常吉（福島大教育）斎藤俊子（福島医大物理）宇宙線日変化と太陽活動度について（I） (15分)
9. 和田雅美（理研）調和解析誤差と宇宙線日変化 (15分)
10. 奥谷晶子・和田雅美（理研）宇宙線強度の逐日解析— $\frac{1}{2}$ 日及び $\frac{1}{3}$ 日変化— (15分)
11. 一之瀬匡興（信州大教養）森 覚・安江新一・鷺坂修二（信州大理）地下30m. w. eにおける宇宙線の強度変化 (15分)

太陽輻射（9：15～10：20）於 第2会場

12. 鷹尾和昭（京大工）IASY期間中のSR-9衛星による太陽X線の観測結果 (20分)
13. 小玉正弘（理研）小倉紘一（日大習志野）楠瀬昌彦（高知大理）田中春夫・鯉目信三（名大空電研）塩見靖彦（東京天文台）1970年2月11日の太陽X線バーストと太陽電波バーストとの関係 (20分)
14. 近藤一郎・長瀬文昭・安江洋志（名大理）気球による太陽中性子及び γ 線の測定結果 (15分)

電離圏構造—I（10：20～12：15）於 第2会場

15. 新野賢爾・東村政市（電波研）電離層吸収および成層圏昇温の関係（II） (15分)
16. 広野求和・内野修（九大理）レーザ・レーダによる上層大気成分観測に対する下部エアロゾル層変動の影響 (15分)
17. 佐藤哲也（京大理）Nonlinear Theory of the Cross-Field Instability-Explosive Mode-Coupling- (20分)
18. 藤高和信（東大理）Wind shearによるE-F1中間層の生成 (20分)
19. 大林辰蔵（東大宇宙研）松浦延夫（電波研）電離層嵐のモデル (20分)

太陽風惑星間磁場—II（13：15～14：30）於 第1会場

20. 渡辺成昭（東北大大理）太陽風熱的異方性 (15分)
21. 十市勉（東大理）太陽風プラズマの熱的性質 (20分)
22. 武井恵雄（東北大大理）Kinetic properties of an Olbertian plasma (15分)
23. 久保治也・矢守章・伊藤富造（東大宇宙研）太陽風—惑星相互作用における電場生成のモデル実験 (15分)

磁気圏—I（14：30～17：15）於 第1会場

24. 鶴田浩一郎（東大宇宙研）磁気圏尾部の力学的考察（I） (15分)
25. 前沢冽（東大宇宙研）磁気圏境界面におけるField Reconnection (15分)
26. 渋谷仙吉（山形大理）磁気圏尾部における粒子加速 (10分)
27. 鶴田治雄（東大理）静穏時における極光の分光特性（その1） (15分)
28. 鶴田光子・飯島健（東大理）極光H α 線の出現と磁場変動 (10分)
29. 金田栄祐（東大理）極光の分光特性の時間変化 (15分)
30. 金田栄祐（東大理）極冠に於ける極光の出現と磁気圏磁場変動 (20分)
31. 小川忠彦（京大工）佐藤哲也（京大理）多重オーロラ・アークの生成 (15分)
32. 竹屋芳夫・奥本隆昭・鈴木裕・松村政美（阪市大工）超低周波音波の観測—第10次南極観測— (5分)

電離圏構造—II (13:15~17:15) 於 第2会場

33. 竹之下裕五郎 (電波研平磯) プロトンフレア強化観測期間中の太陽活動度 (15分)
34. 大塩光夫 (電波研) 土屋清実・石井隆広雄 (電波研犬吠) 観測期間中のSPA'S (15分)
35. 桜沢晃・石井隆広雄・土屋清実・羽倉幸雄 (電波研) プロトンフレア強化観測結果 3. VLF位相にあらわれた極冠擾乱 (15分)
36. 羽倉幸雄 (電波研) プロトンフレア強化観測結果 4. June1969プロトン現象のまとめ (20分)
37. 森洋介 (東北大理) ハワイにおける全電子数の変化について (I) (15分)
38. 上山弘 (東北大理) D層の負イオン分布 (15分)
39. 米沢利之 (電波研) F2層電子密度季節変化, 非季節変化および半年変化の太陽活動ならびに緯度特性 (20分)
40. 大塩光夫 (電波研) 石井隆広雄・寺島良子 (電波研犬吠) SPA負効果 (15分)
41. 江尻全機 (東大宇宙研) プラズマ中インピーダンスプローブ特性 (I) L-3H-6による観測 (20分)
42. 伊藤富造・中村良治・向井利典 (東大宇宙研) スペースチェンバープラズマ中のイオンのエネルギー分析 (15分)
43. 伊藤富造・山田弘善 (東大宇宙研) 前田浩五郎 (電気試験所) 畚野信義 (電波研) ミニQ型質量分析計 (15分)
44. 畚野信義 (電波研) 前田浩五郎 (電試) 伊藤富造 (宇宙研) 上層大気中性分子測定用質量分析器 (15分)

第2日 6月4日(木)

電離圏構造—III (9:15~10:30) 於 第1会場

45. 梶川実・竜宮寺修 (電波研) 電波研のISISプロジェクト I. Alouette/ISIS 衛星のData Acquisition System (20分)
46. 西崎良・永山幹敏 (電波研) 電波研のISISプロジェクト II. Alouette/ISIS 衛星のデータ処理 (20分)
47. 松浦延夫・北条尚志・犬木久夫 (電波研) 電波研のISISプロジェクト III. Alouette データの解析 (20分)

電離圏運動—I (10:30~12:15) 於 第1会場

48. 丸橋克英 (電波研) 極地電離層粒子の磁気圏尾部へのEscape III (15分)
49. 村田宏雄 (岐阜大工) 大気潮汐振動・伝播におよぼす摩擦の効果 (15分)
50. 加藤進 (京大工) 電離雲の運動と電場・風 (20分)
51. 藤原玄夫 (九大理) 電離層の大気潮汐振動による鉛直電流の効果について (10分)
52. 中村純二 (東大教養) L・4Sによる発光雲実験 (15分)
53. 津田孝夫・深尾昌一郎 (京大工) Reexamination of the Magnetoionic Electrical Conductivity or Mobility (15分)

岩石磁気—I (9:15~12:15) 於 第2会場

54. 河野長・木下肇 (東大理) 岩石磁気用の方位絶対測定及び磁化測定用スピナーの回路の改良 (15分)
55. 青木豊 (東大理) 降下火山灰の帯磁機構 (15分)
56. 堂面春雄 (山口大教育) 第四紀火山灰層の磁化 (III) (5分)

57. 永田武 (東大理) B.J.CARLETON (ピッツバーグ大理) アポロ11号月岩石
残留磁気と粘性磁気 (15分)
58. 永田武 (東大理) R.M.FISHER (USスチール中央研) アポロ11号月岩石の磁
氣的性質と含有磁性鉱物 (15分)
59. D.Dunlop (東大理・トロント大) Intrinsic and structure sensitive ferro-
magnetism in fine-particle hematites and some red sediments. (15分)
60. Y.B.オンポツ (モスクワ大) 木下肇 (東大理) Magnetism of Some mono-
mineralic days. (10分)
61. 青木豊・木下肇 (東大理) 熱磁気分析の異常を示す岩石群に関する考察 (10分)
62. 小嶋美都子・(東大理) 坂本信彦 (電気試験所) Magnetic Properties of
Synthetic Titanomaghemite (20分)
63. 小嶋稔 (東大地物) 小嶋美都子 (東大地質) “海山玄武岩の磁氣的性質” (15分)

磁気圏-III (13:15~17:15) 於 第1会場

64. 荒木徹・内藤悠史・加藤進 (京大工) ホイッスラーモードVLF標準電波観測 (15分)
65. 田中義人・西野正徳 (名大空電研) VLFヒスの偏波, 入射角について (15分)
66. 鎌田哲夫 (名大空電研) ロケットによるVLF帯雑音スペクトル観測結果につ
いて (15分)
67. 松本紘・宮武貞夫 (京大工) Plasma Wave Experiments in Space Chamber (20分)
68. 松本紘・橋本弘蔵・木村磐根 (京大工) Nonlinear Bunching Process in the
Cyclotron Resonance -Generation Mechanism of VLF Emissions-
(Part I) (20分)
69. 松本紘・松本壮夫 (京大工) Nonlinear Evolution of Cyclotron Instability
-(Generation Mechanism of VLF Emissions)- (20分)
70. 木村磐根・松尾敏郎 (京大・工) Resonance Striations of Whistlers (15分)
71. 斎藤尚生・森岡昭・桑島正幸 (東北大大理) Pc型地磁気動と降下粒子 (10分)
72. 森岡昭・斎藤尚生 (東北大大理) 極光帯地磁気脈動PidとMagnetospheric sub-
storm (17分)
73. 加藤愛雄 (東海大航空宇宙) SSCに伴うPulsation並びにpi2及pc Pulsation (15分)
74. 並川富一 (阪市大理) Sc時の地磁気脈動 (20分)

岩石磁気-II (13:15~14:40) 於 第2会場

75. 島田昌彦・久米昭一 (阪大教養) 小泉光恵 (阪大産研) 花崗岩の磁性とその地
質温度圧力計への応用 (15分)
76. 安川克己・広岡公夫 (阪大基礎工) 過去における地球磁場の強さを推定する新
しい方法の可能性について (20分)
77. 安川克己 (阪大基礎工) S.A.VINCENZ (St.Louis University) オクラホマ
産先カンブリア紀花崗岩の磁性について (15分)
78. 今田正 (山形大) 倉沢一 (地質調査所) 荒牧重雄・清水妥道・山川稔・河野長
兼岡一郎・木下肇 (東大) インド・デカン高原の総合調査とPaleomagnetism (15分)

地球内部-I (14:40~17:15) 於 第2会場

79. 田中稔 (地理院) Energy transfer by Cross Current Instability in the
Earth (15分)
80. 行武毅 (東大震研) 地球主磁場の変動によって期待される地球自転速度の変化 (15分)
81. 並川富一 (阪大市理) ダイナモ理論 (20分)

82. 西田泰典（北大理）北海道における地磁気短周期変化（I）（15分）
83. 加藤愛雄（東海大航空宇宙）CAより見た「東北日本異常」と地殻変動（15分）
84. 瀬戸孝夫・田中稜・田島稔（地理院）水沢周辺のCA観測について（10分）
85. 本蔵義守（東大震研）三宅島に於ける地磁気変化異常（10分）
86. 笹井洋一（東大震研）伊豆大島に於ける地磁気変化異常（3）（10分）
87. 地磁気移動観測班（東大震研）房総半島南部全磁力測量（10分）

特別講演（13：15～14：45）於 電波研

「未定」 赤祖父俊一（アラスカ大）
 「The New Global Tectonics」 上田誠也（東大震研）

総 会（14：45～16：15）於 電波研

第3日 6月5日（金）

地球内部-II（9：15～12：15）於 第一会場

88. 井内登・関口昌雄・藤田尚美（地理院）西南日本における航空磁気測量（12分）
89. 歌代慎吉・近藤忠（水路部）日本周辺の海上磁気測量について（15分）
90. 水野浩雄（地理院）一等磁気測量の資料による地磁気年変化量の分布について（15分）
91. 行武毅（東大震研）日本における全磁力月平均値の変動（15分）
92. 柳原一夫・白木正規（地磁気観）地球内部地磁気変化検出に影響する外部磁場変化（15分）
93. 藤田尚美（地理院）地磁気経年変化異常から求めた日本における地下応力分布（10分）
94. 力武常次・山崎良雄（東大震研）比抵抗変化計で観測したStrain step（15分）

電離圏運動-II（9：15～10：15）於 第2会場

95. 福島直（東大理）地磁気Sq三次元ダイナモ理論における地球磁場水平成分の影響（15分）
96. 鈴木亮・前田坦（京大理）Sqの一解析法とその結果について（II）（15分）
97. 太田柁次郎（京大教養）夜間の地磁気Sq変化について（15分）

大気光（10：15～12：15）於 第2会場

98. 矢野教（新潟大）高橋久夫（新潟大理）中緯度域夜間大気光におけるOH分子（9,4），（5,1）帯スペクトル強度比の日変化の観測（15分）
99. 小川利紘（東大理）極紫外大気光の励起（OI1300Å, OII833Å）（15分）
100. 鈴木勝久・小川利紘・等松隆夫（東大理）藪原における大気光分光測光（15分）
101. 斎藤文一（新潟大理）低緯度オーロラ（15分）
102. 牧野行雄・広野求和（九大理）下部電離圏における流星金属元素の可視近赤外光共鳴散乱断面積（15分）
103. 永田武・等松隆夫・小川利紘（東大理）中間圏オゾンの観測（K-9M-28号機）（15分）
104. 松岡猛・中村純二（東大教養）低圧における炭化水素と酸素原子の反応（15分）

第4日 6月6日（土）

磁気圏-III（9：15～12：15）於 第1会場

105. 山口又新（地磁気観）SSC storm諸量間の統計的關係（10分）

106. 山下喜弘 (地磁気観) 再起性磁気擾乱とAE-Indexの関連について (15分)
107. 前田力雄 (電波研平磯) 地磁気の27日周期成分について (15分)
108. 上出洋介・福島直 (東大理) Auroral Electrojetの勢力範囲 (3) (10分)
109. 上出洋介 (東大理) DR-field解析のための一つの試み (20分)
110. 小口高 (東大理) Iono-magnetosphereの電流系とAuroral Breakup及び極磁気擾乱 (20分)
111. 亙理宣夫・上山弘 (東北大理) A mechanism for generating a large scale electric field in the magnetosphere (20分)
112. 玉尾孜 (東大理) Induced electric field, particle precipitation, and plasma instability associated with large scale magnetospheric plasmamotion (20分)
113. 玉尾孜 (東大理) Radial diffusion of particles by the large scale electric field in the magnetosphere (15分)
114. 宮崎友喜雄・竹内一・今井喬 (理研) Quasi-trapped electronのpitch angle distribution (15分)

機器開発 (9:15~10:10) 於 第2会場

115. 等松隆夫 (東大理) 赤外水平線検出器の開発測定結果 (15分)
116. 塚田紀昭・藪崎努・小川徹 (京大工) 微小磁場測定の一方法 (10分)
117. 北村泰一・大道寓男 (九大理) 超伝導物性の磁力計への利用予備実験 (その1) (15分)

電離圏伝播-I (10:10~12:15) 於 第2会場

118. 荒木喬・森洋介 (東北大理) Whistler waveの電離層突抜け (20分)
119. 早川正士 (名大空電研) ホイッスラの電離層突き抜け特性I (15分)
120. 早川正士 (名大空電研) ホイッスラの電離層透過特性II (15分)
121. 橋詰庄一郎・徳田八郎衛・田中敬史 (防衛技研) Multi-frequency Backscatterによる電離層の観測 (15分)
122. 藤井周・大内長七・若井登 (電波研平磯) Loran-C(100kHz)電波強度測定 (速報) (10分)
123. 大内長七・根本長四郎・若井登 (電波研平磯) IASY中のLoran-A(1850kHz)電波吸収 (20分)
124. 筒井稔 (京大工) 電離層の日出時におけるHFドップラー観測 (15分)

磁気圏-IV (13:15~16:00) 於 第1会場

125. 村山喬 (名大理) 昼側高緯度のRADIATION TRAPPING ZONEの構造 (15分)
126. 恩藤忠典 (電波研) 磁気圏で観測されたSIについて (15分)
127. 田辺弘道・桜井亨・武井恵雄 (東北大理) 惑星間空間磁場変化と極域磁場擾乱 (20分)
128. 国分征 (東大理) S.S.C SiとSolar wind discontinuity (15分)
129. 国分征 (東大理) 極磁気嵐の発達と惑星間磁場変動 (20分)
130. 西田篤弘 (東大宇宙研) DP2と極磁気嵐 (15分)
131. 北村泰一・光行博志 (九大理) IMP-3によるInterplanetary Fieldの観察 (15分)
132. 桜井亨 (東北大理) 地球磁気圏近傍における惑星間空間磁場変動 (15分)
133. 飯島健 (東大理) 磁気嵐と磁気圏尾部の磁場構造 (18分)
134. 山下喜弘 (地磁気観) 前田坦 (京大理) Magnetosheath磁場構造朝方側と夕方側の非対称性について (15分)

電離圏伝播-II (13:15~14:00) 於 第2会場

135. 松本紘・橋本弘蔵・木村磐根 (京大工) K-9M-29 親子ロケットによるVLF電
波伝播実験報告 (10分)
136. 木村磐根・平石謙治 (京大工) K-9M-29-VLF Doppler実験報告 (15分)

大気電気 (14:00~16:20) 於 第2会場

137. 田中良和 (京大理) 阿蘇に於けるELF帯電磁波の日変化 (15分)
138. 小川俊雄・田中良和 (京大理) 本州を横断して測定した成層圏での電場変動に
ついて (10分)
139. 石川晴治・高木増美・森田恭弘 (名大空電研) 大気の電気伝導度・小イオン密
度の気球観測結果 (20分)
140. 久保木忠夫 (地磁気観) 洋上における電位傾度観測結果 (8分)
141. 久保木忠夫 (地磁気観) フィールドミルについて (8分)
142. 小川俊雄・半田駿・田中良和 (京大理) 地球電離層空洞共振追跡装置による観測 (10分)

閉会の辞

宇宙線異方性の解析

安江新一, 森 覚, 鷲坂修二, 一之瀬匡興

(信大理)

(信大教養)

最近, 長島等¹⁾により宇宙線の異方性に関する総合的な解析がなされた。我々は中性子モニターデータの解析のため長島の表式に従い各観測所における各「日変化成分」の理論計算を行った。長島の一般表式によれば、空間の軸対称な異方性によりつくられた地上の日変化は次式で表わされる。

$$D(t) = \sum_{m=0}^{\infty} D_m^m(t) = \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \sum_{n=m}^{\infty} D_n^m(t) \right\},$$

$$D_n^m(t) = \left\{ \gamma_m P_n^m(\theta_R) \right\} \cdot d_n^m \cdot \cos \left\{ \frac{2m\pi}{24} (t - t_n^m) \right\}$$

こゝで

$$d_n^m = \sqrt{(C_n^m)^2 + (S_n^m)^2}, \quad t_n^m = t_R - \frac{24}{2m\pi} \delta\psi_n^m, \quad \delta\psi_n^m = \tan^{-1} \left(\frac{S_n^m}{C_n^m} \right)$$

$$\begin{pmatrix} C_n^m \\ S_n^m \end{pmatrix} = \frac{1}{I} \int_{R_c}^{R_0} Y(R) \cdot G(R) \cdot L_n^m(\theta_{OR}(R)) \begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} \left[m \{ \psi_{OR}(R) - \psi_{st} \} \right] dR$$

地球磁場における粒子の曲がり、エネルギースペクトル等は上式の $d_n^m, t_n^m, \delta\psi_n^m$ に等約されている。我々は各「日変化成分」 $D_n^m(t)$ に対する $d_n^m, \delta\psi_n^m$ の計算を各観測所に対しておこなった。長島の理論によれば、例えはいわゆる「半日変化」を起す異方性が空間に存在すれば、その異方性はいわゆる半日変化のほか更に通常の「1日変化」成分とは異なり「特殊な1日変化」 D_2^1 を生ずるはずであり、これは季節変化を示し年平均値と比べ消えた量である。又、「1/2日変化」異方性があればいわゆる1/2日変化のほか D_3^1 を生ずる。すなわち観測された「1日変化」は次式で表わされる。

$$D^1(t) = D_1^1(t) + D_2^1(t) + D_3^1(t) + \dots$$

したがって1日変化について調べたためには、 D_2^1, D_3^1 等の寄与を考慮に入れなければならない。我々はいわゆる1日変化 D_1^1 、半日変化 D_2^1 のほか D_2^1, D_3^1, D_3^1 等を計算し、その特徴を比較する。理論計算は従来の我々のやり方に従い、スペクトルとして中間型及び指数型の2つを仮定した。一つの解析例として「1日変化」を仮定する2方向の異方性、 P_1^1 (D_1^1 に対応する異方性) 及び P_2^1 (D_2^1 に対応する異方性) を空間に仮定し (D_2^1 は年平均値と比べ消えた)、低緯度の観測所を含む現実世界的な中性子モニターデータの解析し、1方向の異方性を仮定した場合との比較を試みる予定である。

1) NAGASHIMA AND NAGASHIMA ET AL., THREE DIMENSIONAL COSMIC RAY ANISOTROPY IN INTERPLANETARY SPACE, PART I ~ IV (TO BE PUBLISHED)

A Loss Cone Model for the Cosmic Ray Pitch Angle Distribution along the Interplanetary Magnetic Field

藤开善次郎 長島一男
理化学研究所 名古屋大学理

宇宙線強度半日変化の成因として、次の二つの仮説が提唱されていた。これらはそれぞれ異なる空間分布を持つ。

- 1) pitch angle distribution hypothesis 空間分布 $f(x) \propto \sin^2 x$
 x ; 宇宙線の方向と惑星間空間の magnetic line of force のなす角。
- 2) density gradient hypothesis 空間分布 $f(x') \propto \cos^2 x'$
 x' ; 宇宙線の方向と ecliptic plane 内の line of force と 直交軸との間のなす角。

二つの仮説の空間分布のうち前者が日変化の年周変化にあらわれることが Nagashima et al. により指摘され⁽¹⁾ Cheltenham & Christchurch の ion chamber 及び乗鞍高精度中同子計のデータ解析により⁽²⁾ 半日変化の空間分布は pitch angle distribution によるものであることが明らかになり、去年の秋の学会で報告した。

以下、この $\sin^2 x$ -type の pitch angle distribution が太陽方向から line of force (9hr L.T.) に沿って来る宇宙線の強度が少なくなる、といえは存在することを示す。これを loss cone model と云う。これを loss cone model の空間分布を以下の ideal な分布で表わす。

$$F(x) = \begin{cases} 0 & \text{for } 0 < x < x_c \\ 1 & \text{for } x_c < x < \pi \end{cases} \quad (\text{Fig. 1})$$

この軸対称の分布 $F(x)$ を Legendre function で展開する

$$F(x) = \sum_{n=0}^{\infty} F_n(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \eta_n P_n(\cos x)$$

$$\eta_n = \frac{1}{2} \int_0^\pi F(x) P_n(\cos x) \sin x \, dx$$

展開係数 η_n を x_c の関数として $n=4$ まで Fig. 2 に示す。Fig. 2 より $x_c < \pi/2$ の時には $\eta_2 < 0$ であることがわかる。この時の空間分布 $F_2(x)$ は $F_2(x) \propto -\eta_2 P_2(\cos x) = 3 \sin^2 x - 2$

となり $\sin^2 x$ -type の空間分布が存在することをわかる。実際このような loss cone が存在する以上、一般に $F_1(x), F_2(x)$ 等の空間分布が存在するはずであり、これらから期待される daily variation の関係について述べられる。

(1), (2); 論文発行予定
才 46 号 予福集 参照

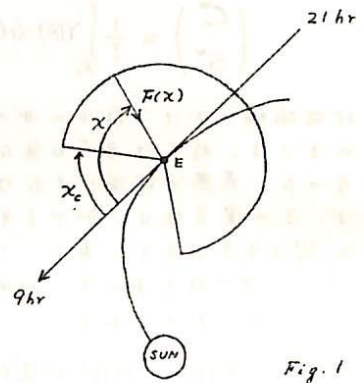


Fig. 1

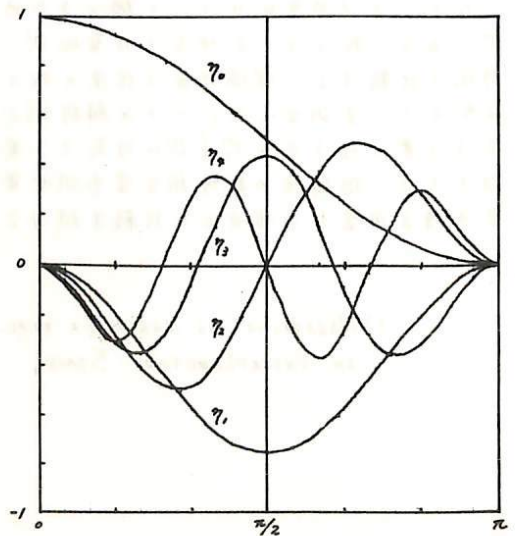


Fig. 2

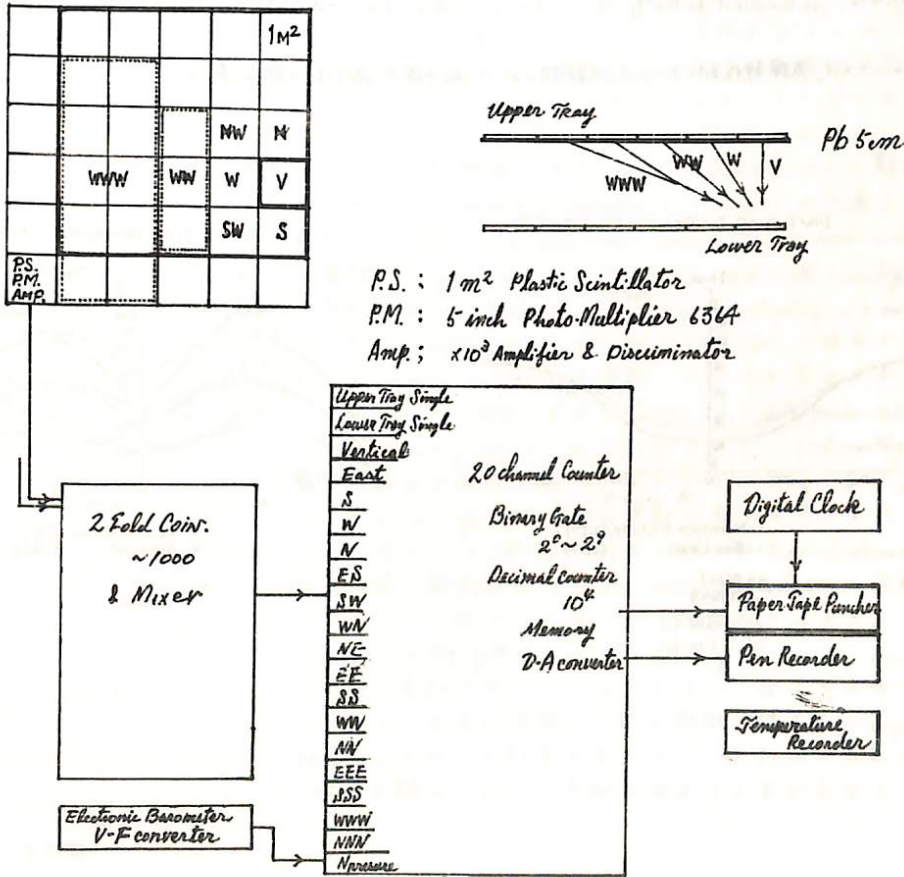
多方向宇宙線中間子計

上野裕孝 藤本和彦 藤井善次郎 近藤一郎 長島一男
 名古屋大学 理学部 宇宙線研究室

1968年より乗鞍岳で高精度宇宙線中間子強度測定を行って来たが、それと並行して地上の名古屋に於ても、ほぼ同型の中間子計の製作を続けて来た。昨年11月より、Detectorの面積 $4m^2 \times 2$ で測定を始め、本年5月に $25m^2 \times 2$ で予備観測に入るこゝが出来、乗鞍とのDuplicate Systemが完成した。尚近日中に当初の目標である $36m^2 \times 2$ の測定面積で完成の予定である。

乗鞍の装置と比べて、Detectorの面積では全く同じであるが、(1)電子成分を除くため鉛の吸収層が5cm入っている。(2)更に深い天頂角で入射するComponentが測定出来る。これらは、Counting Rateが少ないので、他のものと同列の議論はむづかしいが、より高いエネルギーでの情報が得られるものと期待している。(3)乗鞍に比べて気象条件が簡便で、しかも冬期に積雪の影響がないので、より安定なDataが得られるものと思つている。

装置の安定性を上げるために、電源変動の影響に注意しており、又数時間の停電にもたえられるものを製作した。又気温については、エアコンによりDetector Systemは大凡 $0.2^\circ C/day$ 記録装置では $1^\circ C/day$ にして、その効率変動を少なくしている。以下に装置の概略図を示す。



宇宙線非等方性の時間的変動(II)

北村 正 昭
気象研究所

IGY及び1964年における宇宙線中性子成分日変化の緯度効果と解析し、その時間的変動を調べる。宇宙線太陽日変化の最大時刻(T_{max})及び振幅(Amp)の緯度効果について、IGY期間中の観測結果をFig. 1. 及びFig. 2に示す。1964年については略々同じ傾向を示す。後述する様に若干の变化が見られる。

この観測結果を、こゝで検討する感度空間における宇宙線のbidirectional anisotropy modelを用いて解析を進める。Δj₁, Δj₂を感度空間における'antigarden-haze' direction 及び 'garden-haze' direction の非等方性とし、そのenergy spectrumを

$$\begin{aligned} \Delta j_1(E, \psi) &= k_1 j_0(E) (E/E_1)^{m_1} \cos \psi & (E \geq E_1) \\ &= 0 & (E < E_1) \\ \Delta j_2(E, \psi) &= k_2 j_0(E) (E/E_2)^{m_2} \cos(\psi - \phi) & (E \geq E_2) \\ &= 0 & (E < E_2) \end{aligned}$$

で表わす。ここでψは中～180°とす。Fig. 1. においては、実線は'garden-haze' direction 19^{hr}-7^{hr} L.M.T., k₁/k₂=10 とした地上中性子成分に対するT_{max}の等値線であり、実線は山(6800' a.s.l.)に対するものである。Fig. 2. においてはk₁=1, 2, 3, 4を対する振幅の計算結果を示す。実線と点線との別はFig. 1. と同じ。

1964年については anisotropy の方向は 20^{hr}-8^{hr} L.M.T. と異なる観測結果が得られた。これは太陽活動期と静穏期の感度空間における平均的磁場の方向の变化に起因すると思われる。今、磁場の方向を solar wind velocity によって決定したところでは、1964年においては、solar wind velocity は ~ 2 × 10⁷ cm/sec とあり、これは IMP 1 (MIT) Solar Wind Data と一致する。

尚、振幅については、太陽静穏期においては、活動期に比べて k₁ の値が減少する傾向が見られる。

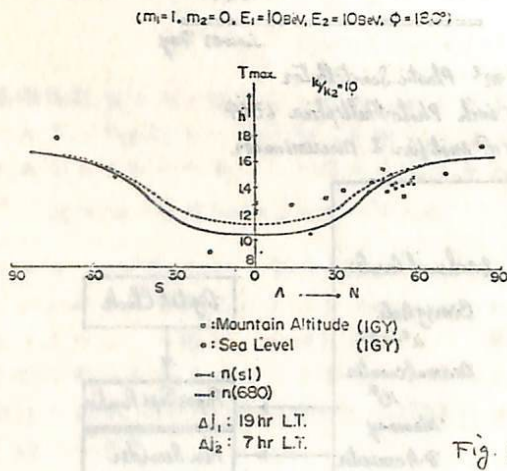


Fig. 1

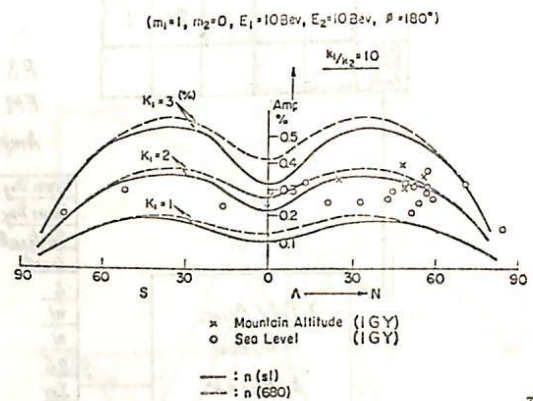


Fig. 2

小玉正弘, 井上葵
理化学研究所

中性子計に入ってきた宇宙線はその相互作用で evaporation neutron の multiple production を起す。入射宇宙線のエネルギーが高ければ高い程 multiplicity は大きいので、multiplicity 別の宇宙線強度を測定することによって、エネルギー別の一次宇宙線の modulation を知る事が出来る。60年代後半になって、世界各地で multiplicity の測定が開始され、日本でも乗鞍、昭和基地、3C 船上で観測が行なわれ、定量的に multiplicity 観測の有効性が検討されていく段階である。ここでは、主に昭和基地で測られた平均の multiplicity の変動と primary スペクトルとの関係が、solar proton event 及び Forbush decrease の際の観測結果が検討される。

現 solar cycle 中、地上で観測される宇宙線強度に 10% 程度の増加をみせた solar flare が三度

起っている。1967年1月28日、1968年11月18日、1969年2月25日の各 event である。このうち1967年1月 event は diffusion type の increase であって、地球に入射する粒子の local time dependence を考慮して解析する事が出来た。世界各地にある中性子計の増大量と観測された multiplicity 別の増大量と比較して、各 multiplicity に対応する cut-off rigidity を知る事が出来た。結果は凡そ1番に示される様なものである。Multiplicity スペクトルが primary スペクトルを推定するには、もっと大きい multiplicity 迄別けて測りたいと云う事があるが、multiplicity が大きくなれば頻度が小さく統計精度が落ちるので、multiplicity による観測は、宇宙線の低エネルギー部分の modulation を測るのにより適していると思われ。一般的に solar flare に伴う solar proton のエネルギーは銀河宇宙線より soft であるから solar proton event の際の multiplicity の観測は有効であると云える。N(m) は multiplicity m の counting rate とすると平均の multiplicity は $\bar{m} = \sum m \cdot N(m) / \sum N(m)$ で現わす。これも又、primary のスペクトルを反映していると考えられる。

表 1

m	1	2	3	4	5	≥6
R	~1	~1	~1	~1.5	~2	~6.5

1, 2 回は、1967年1月及び1969年2月の solar proton event の際の total counting rate と、両の動きをみる。Total counting rate に異常増加があった時に \bar{m} に減少がみられる。つまり primary のスペクトルが soft になる様に変動があったと考えられる。3, 4 回は、1967年6月、10月に起った Forbush decrease の際の同様な観測結果をみる。mean multiplicity の変動は、10月 event には認められぬが、強度減少の大きかった6月 event には増大がみられる。primary スペクトルが hard になる方向の変動があったとみられる。両の変動量と primary の変動との定量的関係は、船上観測で得られた response function を使って計算出来るので、上記両の変動例の一次宇宙線スペクトルの変動を推定する事が出来る。

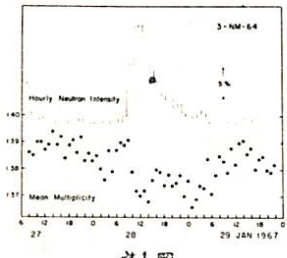


図 1

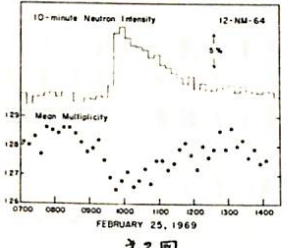


図 2

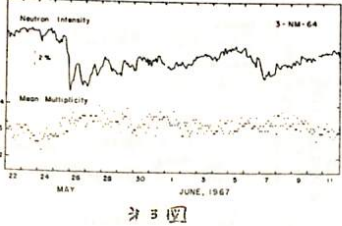


図 3

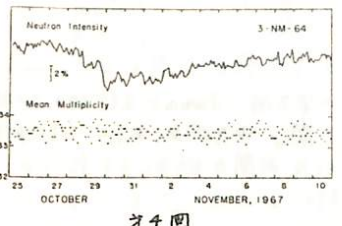


図 4

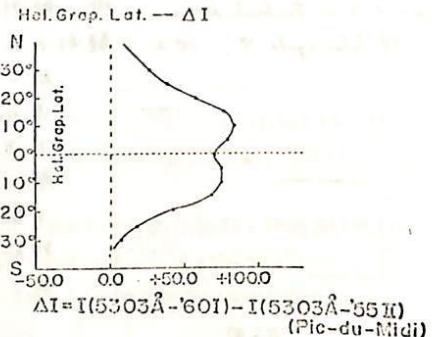
8 宇宙線日変化と太陽活動について (I)

石田 喜雄, 菅野 常吉, 斎藤 俊子
 福島大・教育 福島大・物理

I. 太陽黒点数と太陽コロナ緑線(5303Å)強度について

19th Solar Cycleにおける太陽黒点数(R)と太陽コロナ緑線(5303Å)強度(I(5303))との関係について前に報告したが、使用したI(5303)の観測が不明であり、年平均しか使えなかったため、もっときめ細かな結論を求めするために半年平均値で直試する予定を述べた。今回は、Pic-du-Midiの半年平均値を用いて求めたR-I(5303)の関係を報告する。

結論としては、大体は年平均値について求めたものと同じような結果が得られたが、 $4I = I(5303-'60) - I(5303-'56)$ の太陽緯度分布は、異なる結果が得られた。即ち、年平均値の場合は0°附近に1つだけの山が現われたが、Fig. 1に示すように、半年平均値では0°附近に谷と持つ2つの山が存在するようである。やはり、低い太陽面緯度ではI(5303)はRに比べて遅れていることがわかる。



II. T_{mn2} と I(5303) の関係について

T_{mn2} (宇宙線中性子強度日変化極大時刻(地方時)) が太陽黒点数(R) と相関があり $T_{mn} = a_0 + b_0 \times 10^{-2} R \dots (1)$ の関係が承まり、 b_0 の世界分布が或る特徴をもっていること等はこれまで度々報告してきた。

最近宇宙線強度の半日変化が多くの人々によって取り上げられてきたが、著者達はこれか太陽コロナ緑線(5303Å)強度と関係があるのではないかと研究した結果について報告する。

T_{mn2} と I(5303) (これをIと示す)との間には、略、次の式が成り立つ

$$T_{mn2} = a_2' + b_2' \times 10^{-2} I \dots (2)$$

ここで、 T_{mn2} は宇宙線中性子強度半日変化極大時刻(地方時)を示す。

T_{mn2} と太陽面緯度5°毎に定められたI(5303)との相関をみると、次のことがわかった。(Fig. 2)

- (1) 正相関の地点と負相関の地点にわけられる。
- (2) 太陽面赤道附近のI(5303)と良い相関をもつ地点と、30°附近のI(5303)と良い相関をもつ地点とにわかれる。

観測地点の数が少ないので明確なことはいえないが、中性子成分についていえば、一日変化は主に太陽黒点に原因をもちような modulation を受け、半日変化は黒点より高い位置にあるコロナに原因をもちような modulation を受けると考えることも出来るようである。

		Heliographic Latitude	
		LOW	HIGH
CORRELATION	POSITIVE	Ottawa Resolute Bay Deep River	Rio de Janeiro Leeds Sulphur Mt.
	NEGATIVE	NERA	London Chicago Rome Mawson Churchill Hermanus Uppsala

Fig. 2 T_{mn2} と I(5303) の相関。中央線より上下にはなれるほど相関がよいことを示す。

1) Fig. 43 講演会(1968)

和田雅美

理研

日変化の誤差を扱うとき、2次元量なので、変化の有る場合と無い場合の分布の異なることに注意しなければならぬ。とくに高エネルギー宇宙線の日変化のように、測定誤差が大きく、その存在の有無に問題があるとき、この誤差はつきりさせねばならぬ。つまり、母集団としては周期性を持たないにもかかわらず、調和解析した結果の振巾は、どれほど実験をくりかえしても、ゼロにならず、その平均値は或る値に成る。この誤差につき、K. GREISEN (Prog. C.R. Phys. Vol. III p.1 (1956) op. 122) は下記のように云っている。

"The usual method of analysis for the amplitude of a small periodic variation leads to a standard error about equal to $\sqrt{2/N}$, where N is the total number of events included in the analysis; but with data exhibiting only normal random fluctuations, the expectancy of the most probable amplitude that will appear in such an analysis is $2/\sqrt{N}$, 1.4 times the standard error."

として、Moscow Conf. (1959)において、 $2/\sqrt{N}$ の線上に真の振幅を示した。

S. SAKAKIBARA (J. Geomag. Geoelect. 17, 99 (1965)) も、真が $0 \sim 20$ に振幅を示す指摘している。以上の問題は、しかし、どの程度統計論的に扱われたかよくわからないので、ここで改めて、式を展開してみる。

宇宙線のように Random な入射粒子数をかかえる場合、全数 N が誤差の measure として使われる。その標準偏差は \sqrt{N} である。しかし、調和解析の場合は半分の自由度に成る。つまり平均 m の計数率の m の相対誤差は $1/\sqrt{2N}$ である。これを σ とし、Harmonic dial の各軸に對し、 σ を中心正現分布を成る。つまり

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1)$$

振巾は $R^2 = X^2 + Y^2$ の中で、 $dX dY$ の中の確率は

$$g(R) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{R^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2)$$

これを半径 R の円周の dR の中にはいる確率にすると

$$h(R) = \frac{R}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{R^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3)$$

R 以上の積分的累積率は

$$P(R) = \exp\left(-\frac{R^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4)$$

ここより来ると、 $R/2\sigma = K_2$ として Chapman-Bartels の "GEOMAGNETISM" p.581 (1941) と同じ結果に成る。彼らは2次元の Random walk から出している。

$P(R)$	50%	20%	10%	1%	0.1%	0.01%
R/σ	1.18	1.79	2.15	2.04	3.72	4.29

この表から、あらためて、実験データの有意性を見るべきである。まず、 σ に對し、 σ より小さい振幅を得ることも異常であることがわかる。

はじめにのべた 1.4 のあたりは peak という GREISEN の言は、(3) の分布からみて、peak はやはり $1/\sigma$ とすべきである。SAKAKIBARA の図からわかるように、上記の分布を手立て、実験と比べれば、ほとんどの真が、振巾ゼロの仮定をより得やすいのである。いえよ。この真は誤差の大きい高エネルギー日変化の他、振巾の小さい高周波を扱う場合にもいえることである。

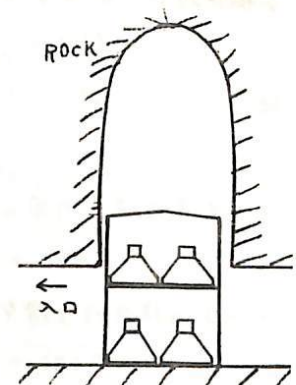
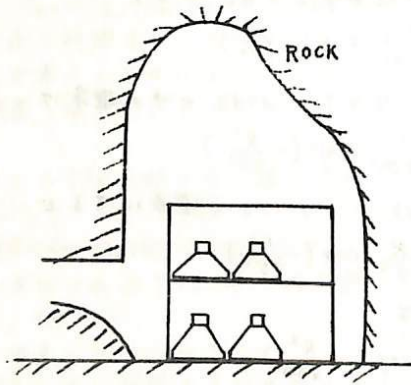
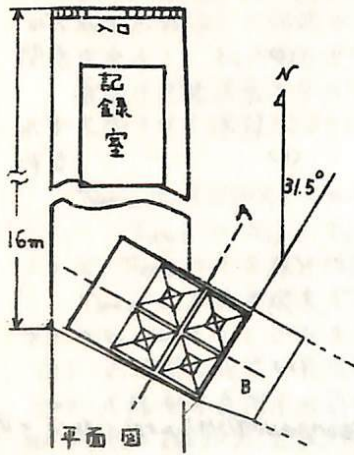
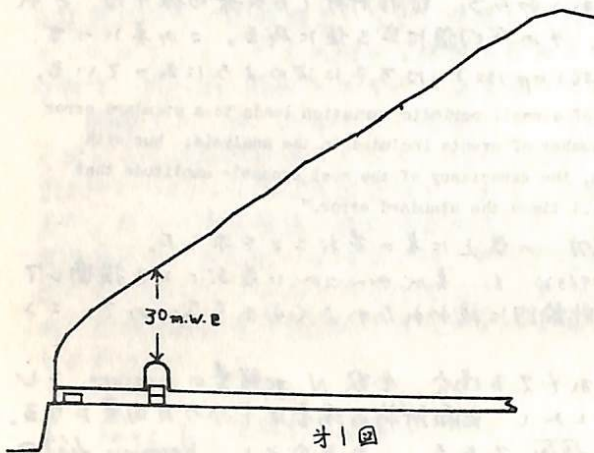
11 地下30M.W.Eにおける宇宙線強度変化

一之瀬匡興, 森 覚, 安江新一, 鷺坂修二
信大教養 信大理

面積4m²の中向き計を地下30M.W.Eのトンネル内に設置し、宇宙線強度変化の連続観測を開始した。トンネルは松本市内の既存のものである。その断面図を才1図に示す。トンネルの入口近くに記録室を、入口から約16mの地奥に観測室(2.2×3.2×3.1m)を設置した(才3図)。

中向き計は面積1m²のプラスチック、シンチレーター8個を上下二段にかさねたもので、無直方向(V)及び北、東、南、西(N, E, S, W)(軸方向の天頂角は夫々約30°)5方向の成分が同時に観測できる(才3図)。これら5方向の成分を有効に組合せることにより、すでに名古屋大で得られている結果の高エネルギー領域での解析をねらっている。

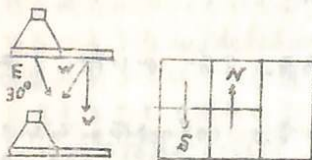
各成分の計数誤差等を表1に示す。その後の観測結果もあわせて述べる予定である。



才2図

表 1

Component	Observed counting rate N/10°/hr	Standard error σ/hr (%)	Barometric coefficient -β (%/mb)
Upper single	30.0	0.18	
Lower single	30.0	0.18	
V coin	5.2	0.44	0.11
N coin	3.6	0.53	
E coin	1.8	0.75	
S coin	1.1	0.95	
W coin	3.8	0.51	



才3図

I A S Y 期間中の SR-9 衛星による太陽 X 線の観測結果

鷹尾和昭, 辻井常男
(京都大学工学部)

米国 NRL が打上げている太陽放射線観測衛星のシリーズのオ9号 (1968-17 A) による Real Time Telemetry の受信結果について報告する。この SOLRAD-9 衛星は、1968年3月5日に打上げられ、①20-40 KeV, ②0.5-3 Å, ③1-8 Å, ④8-16 Å, ⑤1-20 Å, ⑥44-60 Å, ⑦1080-1350 Å, ⑧1225-1350 Å, の各波長帯に分かれたセンサーを持ち、衛星の1スピン当り1回の割合で太陽放射量を測定している。この衛星は、姿勢制御系が良好に動作し、太陽の Aspect Angle を常に $\pm 5.25^\circ$ 以内に保って現在に至っているほか、フレア時に飽和することの多い1-8 Å と 8-16 Å については、自動的に増中度を切換えることが出来るなどの工夫がなされている。

ところが残念なことは、これらのセンサーのうち、①が打上げ後まもなく壊れ、また⑦と⑧は感度が急激に低下して1ヶ月後には動作しなくなった。さらに⑥は徐々に感度が変化していたが、ついに1969年2月に機能を停止した。このような事情から、本報告では主として②~⑤によって測定された1968年3月から1969年6月までの期間におけるデータにもとづいて、次にあげる諸点について論ずる。

1. X-ray の値からみた太陽活動期の盛衰
2. Optical Flare と X-ray との対応
3. SID と X-ray との対応
4. X-ray Burst の微細構造
 - a. 先駆現象 (2段階バースト)
 - b. E-T Trace (スペクトラムの変化)
 - c. 回復期の時定数

なお1968年度の観測については、中根和宏氏 (現在、計量研究所勤務) の御尽力に負うところが大きかったことを附記し、謝意を表する。

13 1970年2月11日の太陽X線バーストと太陽電波

バーストとの関係

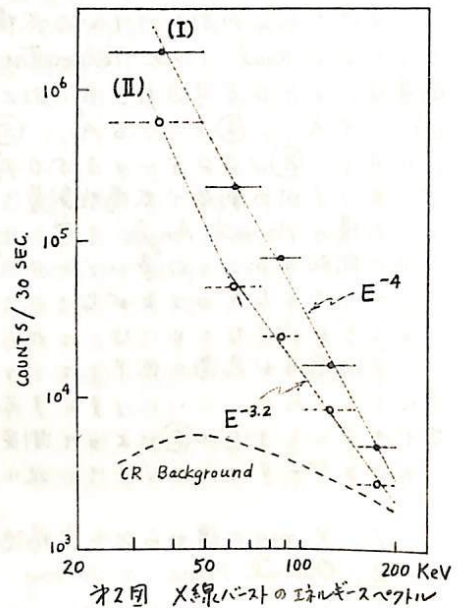
小玉正弘¹, 小倉紘一², 楠瀬昌彦³, 田中春夫⁴, 鯉田信三⁴, 塩見靖彦⁵

1. 理研 2. 日大習志野 3. 高知大理 4. 名大空電研 5. 東京天文台

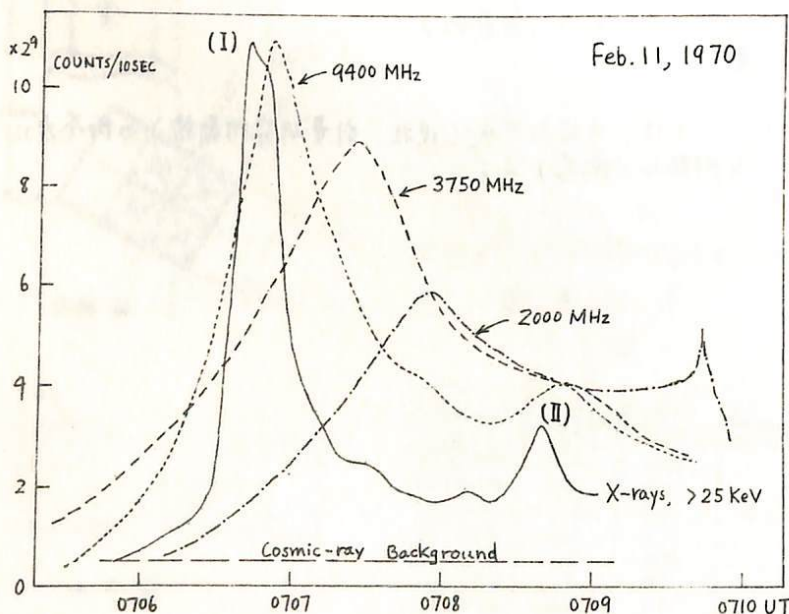
オ11次南極観測の大気球実験シリーズにおいて、オーロラX線観測用バルーン4ヶ中の1ヶが、高度7mbを浮遊中たまたま Importance 2B の太陽フレアにぶつかり、最高で約100倍 background 強度のバーストを記録した。この増加は NaI X線検出器による 25KeV 以上 6 channels の各エネルギー帯について見られた。

丁度この時刻と一致して太陽電波バースト、SID が起ったので、このX線バーストは太陽硬X線の直接入射によるものと考えられる。X線、電波の両バーストとも2つのピークを持つ極めて simple な time profile を示す(オ1図)。しかし両者の時間的關係をよく見ると、オ1ピーク(I)、オ2ピーク(II)ともX線の方が先行し、豊川の9.4GHz より約10秒早く、天文台の35GHz とほぼ一致する。とゆうことはX線の発生が太陽彩尺のかなり深部で起ったことと意味する。又、今回のX線バーストの flux は過去の例に照しても最大級に属していることは、太陽大気中でのX線の吸収効果を考慮すれば、X線の発生能率は極めて高いものであったと想像される。

X線のエネルギースペクトルはオ2図に見るようにはピーク(I)と(II)とでは明かに異なり、



オ2図 X線バーストのエネルギースペクトル



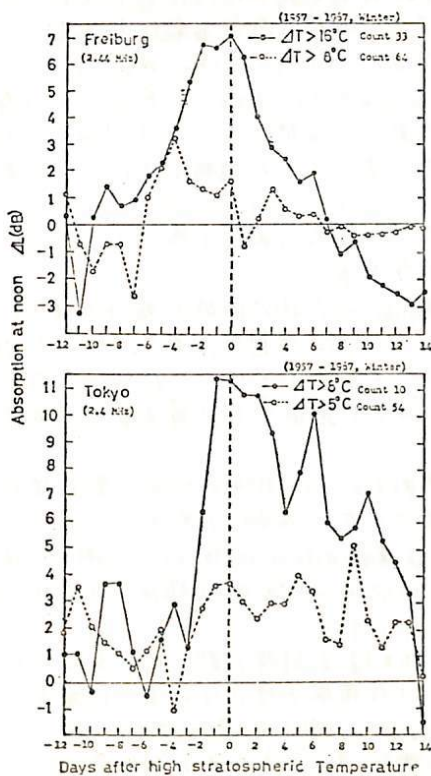
オ1図 X線バーストと電波バーストの time profile

これに対応して電波スペクトルもお互いに異なっていることが確認された。電波バーストとしては周波数によるピークの時間的ずれが極めて大きい(～2.5分)ことは異例であり、X線バーストとの比較から両者の発生機構の関連性についての考察を試みる。

尚、ピーク(I)を更に時間的に細かく調べると、X線では周期約6秒の pulsative な変化が含まれている。残念ながら電波の記録にはそれだけの時間分解能は無かった。

電離層吸収および成層圏昇温の関係(II)

新野賢爾 東村政市
電研研究所



前回に引き続いて、冬季特有の電波異常吸収と成層圏温度の関係についてヨーロッパ地域(Freiburg)と日本地域(国分寺)の観測資料を用いて統計的に調べた。

その結果図に示すように、成層圏の温度が増加すれば電波吸収(ΔL)も大きくなることが明らかである。また、地磁気擾動(ΔZkp)は温度極大の約1週間前および3日後に増加しており、すでに発表されている Shapley et al. や Manson et al. の結論と矛盾せず、しかもこの関係はより低緯度の日本地域においても保たれることが確かめられた。

レーザ・レーダによる上層大気成分観測に対する
下部エアロゾル変動の影響

内野 倫 広野 求和

九大、理

大気中の原子や分子の密度をレーザ・レーダで観測する際に、伝送路の透過率(原子や分子による吸収と Rayleigh 散乱およびエアロゾルによる Mie 散乱によってきまる)が変動することによって誤差が生じる。Rayleigh 散乱は、波長の4乗に逆比例するから比較的とり扱いやすい。エアロゾルは地表から30kmの高さ範囲に存在していて、その size distribution については、Junge は半径 r の小球の分布函数によって

$$dn(r) = 0.434 C(h) r^{-(\alpha+1)} dr \quad (r = 0.1 \sim 1 \mu)$$

として表わされ $\alpha = 2.5 \sim 4$ 典型的な場合に $\alpha = 3$ にとってよいことを示している。また Fozzick によればガウス分布になることが示されているが、ここでは Junge の分布函数において、 α の値が3のまわりで変動したとき、次の3つの観測方法について変動の影響を考察した。

(1) 共鳴散乱による方法 (2) ラマン散乱による方法

(3) 二波長をつかったの吸収による方法

(1) では、波長が $3000 \text{ \AA} \sim 8000 \text{ \AA}$ の範囲で、エアロゾルが1% (α が3から0.001だけ変わったとき) 変動したとき、ほぼ0.6~1% 透過率は変る。そこで Na の密度を観測するとき、このエアロゾルの変動を消すために、エアロゾルが存在しない30km以上の Rayleigh 散乱による受信光から、それ以下の透過率を計算する方法が考えられる。

(2) で、例えば O_2/N_2 比を求めるとき、 O_2 と N_2 に照射したレーザ光のラマン散乱波の波長が O_2 と N_2 で異なるために透過率が変ってくる。エアロゾルが1%変化したとき、2つの波長による透過率の比が 10^{-6} 程度変化する。一方 Schwiesow と Derr の論文では O_2/N_2 比が 10^{-8} まで測定可能としているが、今の結果からすると二桁ぐらい精度が落ちそうである。

(3) の場合、レーザ・レーダを二波長 $\lambda_1, \lambda_2 = \lambda_1(1+\delta)$ で同時に動作させることにし、 λ_2 は例えば O_2 の A バンドに吸収を受け、 λ_1 はそのような吸収を受けないように選ぶとき、誤差は δ に比例することが示される。dye laser を用いて $\lambda_1 = 7590 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 7600 \text{ \AA}$ ($\delta = 0.01$) とすれば、ルビー・レーザとラマン・レーザの組み合わせによる $\lambda_1 = 6943 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 7600 \text{ \AA}$ ($\delta \sim 0.1$) の場合にくらべて大略10分の1になることがわかる。したがって δ をできるだけ小さくすることによりエアロゾルによる変動を小さくすることができ精度が上がる。

Nonlinear Theory of the Cross-Field Instability

- Explosive Mode-Coupling -

佐藤 聖也

京大 理

今日お話しする内容は直接地球物理の現象に関係しているものではないが、自然界によく現れ出る爆発的現象に対する一つの片断を暗示する目的のものである。5, 6年前 スパラダイフE層を説明するために解かれた クロス・フィールド不安定性が 最近再々電離層パラメータに関しても、実験室パラメータに関しても、興味を引いてきた。前者に関しても、極地域における人工電(イオン電)の実験の際の異常性の説明に用いられ、⁽¹⁾ 後者にも Hooper⁽²⁾ によってかなり詳しく調べられている。理論的には、非線形理論の興味あり、我々の計算機解析⁽³⁾ に始まり、準線形領域の解析は Kik & Simon⁽⁴⁾ & Hooper⁽⁵⁾ によって最近行われた。

着者は準線形領域にとどまらず、更に強い非線形状態でも記述するためにモード間相互作用をも考慮した理論を作った。その結果、稀々の面白い現象が得られた。中でもある領域(中程度の非線形性)においてモード間相互作用が不安定性を更に助長するいわゆる Explosive Instability に発展する二つのみが見えた。

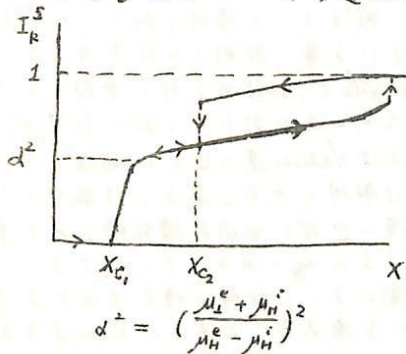
解析の結果、波の振中の時間発展を支配する方程式は12次式を得た。

$$\frac{dI_k}{dt} = 2\gamma_k(t) I_k + 2R_e \left[\sum_{k'} \frac{A(k, k') \nabla(k, k') I_{k-k'}}{\nabla(k, k') I_{k-k'}} \right] I_k \quad (1)$$

ここで右辺第一項は準線形項を表し、第二項はモード間結合に与る項を示す、 $A(k, k')$ k k' の相互作用マトリクスである。 $\gamma_k(t)$ R_e $A(k, k')$ の中には外部電場の含み出しあり、この電場の大きさで非線形性の度合いを示す量と関係している。この電場の外部臨界値を越すと系は不安定となり上式によって記述される。今、この電場に比例して外部パラメータとして X の量を定義し、この X に対する saturation amplitude I_k^s とし、(上式で $dI_k/dt = 0$ の解が I_k^s である) 適当な仮定の下で I_k^s の方程式を求めると次式となる

$$a(X)(I_k^s)^3 + b(X)(I_k^s)^2 + c(X) I_k^s + d(X) = 0 \quad (2)$$

ここで $a(X), b(X), c(X), d(X)$ は X の多項式。 (2) 式の解をプロットすると下図のようになる。即ちこの不安定性は $X = X_{c1}$ において soft type の transition をするが $X > X_{c2}$ においては \Rightarrow 根が存在しなくなり hard type の transition をする二つと暗示している。即ち X のパラメータの値を増らしていくと、最初は"軟"遷移を示し、ついに"硬"遷移を示すことになる。



$$\alpha^2 = \left(\frac{\mu_e + \mu_i}{\mu_e - \mu_i} \right)^2$$

- 1) Haerendel
- 2) Advances in Electronics, Vol. 27, 295-343 (Academic Press) ¹⁹⁶⁹
- 3) Physics Fluids 10, 1262 (1969), ibid. 11, 626 (1968), JGR, 24, 2923 (1969)
- 4) Physics Fluids, 12, 895 (1969)
- 5) Physics Fluids 13, 96 (1970)

藤高 和信
東大・理

夜間電離層の生成に関する近年の研究は、地磁気擾乱時に、通常の E 層の上側に電離の谷が形成され、その上部に E 層と Comparable な電離とした領域が存在することを示した。その現象論的記述については若井氏によってまとめられているが、今回は、その E-F1 中間層の生成を力学的に Wind shear 理論によって説明しようとするものである。

通常、Sporadic E 層の生成の説明として用いられるこの方法を E-F1 中間層に適用する際には、まずその領域に Wind shear が存在することと破れなければならぬが、一般に風の観測と電子密度の観測が同時に実行された例はその高さでは稀であった。1968年8月に Wallops Island において 0009 MST から 0602 MST までの約 6 時間にわたって 1 時間ごと 1 時間半おきに 5 発の rocket が打ち上げられ、上昇時と下降時に別々に中性の風の水平方向の速度と電子密度が測定された。(Beddinger 他) Beddinger 達はその水平方向の風から Anford 達の方法で鉛直方向の風を計算した。前者は水平方向の風の profile から分極電場による荷電粒子の運動も出して見たが、1%以下の寄与しかない為、Beddinger 達の profile をそのまま用いることにし、それから電子密度の連続方程式と Rurye-Kutta 法を解りて密度の profile を計算した。

解くべき方程式は

$$0 = \frac{dN_e}{dt} = Q - L - T$$

但し $Q = EUV$ による photoionization rate (after Tschmatsch & Gawa)

$$L = \alpha_{eff} N_e^2 \quad \text{再結合による損失}$$

$$T = \text{div}(NeW) \quad W \text{ は鉛直方向の風}$$

この様に電離源としては EUV による電子生成率の profile を用いる事にし、再結合係数としては、議論もあると思うが、一応実験室の値を用いる。(Biondi)

$$\alpha_{eff} = \alpha(N_{O^+}) \frac{N_{O^+}}{N_e} + \alpha(N_{O_2^+}) \frac{N_{O_2^+}}{N_e}$$

但し N_{O^+} , $N_{O_2^+}$ は Johnson の値、 $\alpha(N_{O^+})$, $\alpha(N_{O_2^+})$ の温度依存性は CIRA '65 の model 5 の温度分布を用いた。

又、境界条件としては高度 90 km で $W = 0$, $\frac{dN_e}{dz} = 0$ とした。

計算結果によると、少くとも E-F1 中間層の生層と、それと E 層の間の電離の谷の生成、及び若井氏が示した様に local time に伴って中間層の peak の高さが下ってくる事については同時観測による電子密度の profile とかなり良く一致する。E 領域下部での細い構造の対応まではつかないが、金属イオンの存在を無視している事、観測上の誤差等を考えれば全体として良く対応がついていると思える。一部の profile で、E 領域下部の電離が小さ過ぎる部分があるが、それは有効再結合係数が大き過ぎる為と思われる。上記の計算から出した α_{eff} は、電致観測から出した値より一桁大きい。例えば Narcisi 達が出した金属イオンの profile の値の半分程度を入れてやると電離の残り過ぎは解消された。あるいは温度として CIRA '65 の Model 5 を用いたものの、E-F1 中間層の出現が地磁気擾乱時である事を考えると実際にはもっと温度は高いかも知れず、そうすると α_{eff} の値は小さくできる。

結論として、E-F1 中間層の生成は Wind shear 理論によって説明し得るものであり、その際、電離源としては特にその領域に何か特別なものを考えなくても EUV によるものだけでも十分であると思われる。

電離層嵐のモデル

大林辰藏、松浦延夫
東大宇宙航空研究所、郵政省電波研究所

THEORETICAL MODEL OF F REGION STORMS

Large-scale F region disturbances, which are manifested by changes in the global electron density profile, are known to be accompanied by magnetic storms. The electron density in the F region is generally enhanced in low latitudes, while it is depressed in middle and high latitudes. Several mechanisms are considered to contribute to the electron density change, and it is shown that the abundance ratio of atomic oxygen to molecular oxygen or nitrogen is a dominant parameter to control the electron density change. A theoretical model of F region storms, which is compatible with the observed features, is proposed.

渡辺 茂昭
東北大理

これまで、太陽風温度異方性 (T_{\parallel}/T_{\perp})_{proton} = A_p を和らげるものとして、波の働きを考えた。又、その現象も不安定の非線型効果を利用したものであった。

しかし、

波の Damping による効果も考え合わせて論じる事も重要で、例えば、A. Barnes は、fast wave の Damping によって T_{\parallel} を増大させて、温度異方性の成因を述べている。しかし、この様にコロナの深部から放射される波だけでなく、サイクロトロン不安定、ホース不安定等による波の成長が、やがて、太陽からプラズマが遠ざかるにつれて、Damping せざるを得なくなり、それは heating として効く。図 1。

これらを、おろしませながら、太陽を出発した太陽風が、 β と A_p を変化させてゆく過程を考察する。地球近傍での β の値は、 A_p を決める重要な要素となるが、 β が高い時 A_p は小さい事を見測から読みとれるようである。

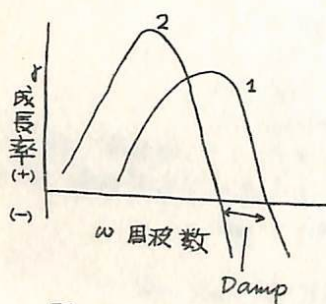


図 1

1. 不安定で成長する率。(太陽に相対的に近い)
2. 太陽から相対的に遠くなると、 ω_p が低くなり $\omega = 0$ を与える周波数が低くなり、1 で起きた波の一部は Damp する。
 この時、 T_{\parallel} 、 T_{\perp} のどちらをより heat するかは、波の進行方向にもよる。

十市 勉
東大理

太陽風中では、Forslund (J.G.R, 75, 17) が示したように、種々のプラズマ波動が
 励起される。しかし、イオン音波が励起される程、 T_e/T_p は大きくはないし、また
 magnetoacoustic wave や Electromagnetic Ion Cyclotron Wave は $\beta \approx 1$ の region でのみ
 重要だと考えられる。一方、Electrostatic Ion Cyclotron Wave は T_e/T_p が、それ程大き
 くなくても十分励起され易く、 $\beta \ll 1$ の領域で、励起される事が分っている。その
 為、太陽風中では、流束が、超音速に達する所で、Electrostatic Ion Cyclotron Wave が励起
 される条件にあり、この波は、プロトンを有効に加熱するだけでなく、プロトンの
 温度異方性を小さくする上で重要であることが示される。

この波が、温度に対して、どのような影響を及ぼすかを考え子ために、non-thermal
 proton heating rate をパラメータとして与えた $T_e, T_p^{\parallel}, T_p^{\perp}$ に対する温度方程式を
 立て、1AU から コロナまでの温度分布を求めた。そして、このモデルから求めら
 れたプロトン加熱の分布と、Electrostatic Ion Cyclotron Wave の linear growth rate の
 期待されるプロトン加熱の分布が、定数を除いて、良い一致が得られた。又、effective
 collision frequency として $\nu_{pp}^*/\nu_{pp} = 1 \sim 10, \nu_{ep}^*/\nu_{ep} = 10 \sim 100$ であ
 ることが分った。さらに、1AU での T_e が $1.5 \times 10^5 \text{ K}$ のとき typical coronal
 temperature として $T_e = 1.5 \times 10^6 \text{ K}$ が得られた。
 その他 太陽-地球の間での $T_e/T_p, T_p^{\parallel}/T_p^{\perp}$ の分布等についても言及する。

武井 恵雄

東北大学理学部

表題の Olbertian Plasma とは、速度分布関数が次の形をとる plasma の呼称である。

$$f(v) = \frac{n}{\pi^{3/2} u^3} \frac{\Gamma(\lambda+1)}{\lambda^{3/2} \Gamma(\lambda-1/2)} \frac{1}{(1 + \frac{v^2}{\lambda u^2})^{\lambda+1}} \quad (1)$$

$\lambda = 1$ の場合はその簡単な解析性の故に plasma physics では demonstration の計算によく用いられてきたが、 $\lambda \rightarrow \infty$ の極限で Maxwellian に一致する。

$v \ll u$ では Maxwellian に近く、 $v \gg u$ では power law に導びくことから、一般に isotropic で high energy tail をもつ non-equilibrium plasma を近似的に記述するのに便利である。

Solar wind の場合^[1] $\lambda \approx 2$ Plasma sheet の場合^{[2][3]} $\lambda \approx 2-3.5$ である。名称については、この種の分布関数を solar wind plasma に対する実験式として採用して仕事をしたのが MIT の S. Olbert であるので、^{[1][2]} 著者は彼に敬意を表して、Olbertian と呼ぶ事にしている^[4]。

さて、表示(1)は solar wind plasma や plasma sheet plasma の観測からその密度、平均エネルギーや flux を求める上で有効であるが、これを単なる実験式としてみるのではなく、仮に、表示(1)で記述される plasma が存在したとすると、理論的見地からするとはなはだ興味深い事が多い。^{[4][5]}

plasma 中の wave-particle interaction は、stop-band におけるそれであるところの Coulomb interaction とともに、一般に Maxwellian distribution について調べられており、high energy tail の部分が、ambient plasma に superpose された shifted Maxwellian であるか、それとも一つの分布関数で記述される Olbertian であるかは、その interaction によって及ぼされる効果と進行の過程が非常に異なってくる。

そこで Olbertian Plasma に対する基本的特性を wave-particle interaction や Coulomb interaction について調べ、relaxation process について報告する。又 energy exchange time, momentum exchange time についても述べる。

[1] 和田, IPPJ-44(J), 73-74, 1965.

[2] Vasyliunas, JGR, 73, 2839-2884, 1968.

[3] Montgomery, JGR, 73, 871-889, 1968.

[4] 武井, 44回講演予稿集 p.65, 1968.

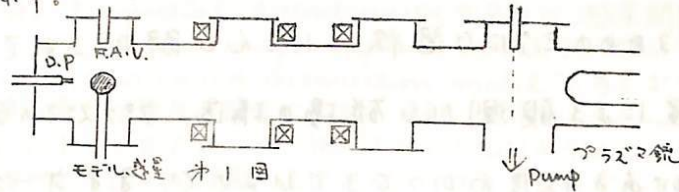
[5] 武井, 外周大気内のプラズマ波理論研究会予稿, 1969.

太陽風 - 惑星 向相互作用に於ける電場生成
のモデル実験

久保治也 矢野章 伊藤信造
東大宇宙推進研

太陽風と惑星との相互作用は、磁場に因りて種々のデータが得られている。地球の場合には磁気圏を作り、月の周囲の磁場は、Explorer 35 の測定に依ると、月の後側では、惑星向空向よりも磁場が増大している。Kristoferum が、太陽風と月との相互作用のモデル実験を行い、同様の磁場変化を得ている。一方、電場に関して殆んどデータが得られていない。我々の側では電場に着眼して、モデル実験を行った。

実験装置をオ1図に示す。



太陽風は同軸型プラズマ銃からのプラズマ流で simulate する。プラズマは磁場に沿って打込まれ、相互作用領域に於ける磁場の強さは95ガウスである。

モデル惑星が置かれている相互作用領域に於けるプラズマ流の性質は下記の通りである：
持続時間 $\sim 60 \mu\text{sec}$ 、電子温度 $\sim 8\text{eV}$ 、プラズマ密度 $\sim 10^{12}/\text{cm}^3$ 、流れの速度 $\sim 5 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ 、プラズマ径 $\sim 8 \text{ cm}$ 。

モデル惑星として、直径4cmのアルミニウム及びテリニンの球、直径3.5cmの空気の円柱を使用した。

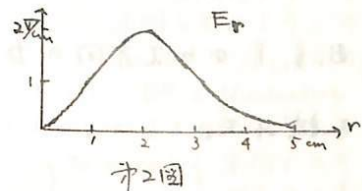
プラズマ密度が低い時に、モデル惑星の後側に電場が生成される。これは荷電分離によって説明される。測定した電場の径方向分布をオ2図に示す。

この実験の場合 $r_{pi} \sim 4 \text{ cm}$ $r_{pe} \sim 0.9 \text{ mm}$ である。

$r_{pi} \sim R$ の条件を満たしている様な惑星は、小惑星であろう。月の場合は、 $r_{pi} \sim 80 \text{ km}$ 、 $R \sim 1738 \text{ km}$ であるから月の後側はプラズマのポイド領域が出来る。しかし、

$r_{pi} > r_{pe}$ であるから、境界領域には荷電分離による電場が生成されているであろう。地球の磁気圏尾部に於ても、荷電分離による電場が生成され、それが拡散に利用されているのであろうと思われる。

詳細は講演の際に報告する。



オ2図

磁気圏尾部の力学的考察(I)

鶴田 浩一郎

(東大宇宙研)

磁気圏尾の成因、およびその内部でのプラズマの運動を解明することは、磁気圏物理の重要課題の一つと考えられる。磁気圏尾部プラズマは $\beta \ll 1$ で特徴づけられる状態にあり、粒子、運動量、エネルギーの輸送を決定するためのミクロな過程はほとんど解明されていない。しかし、人工衛星による観測から磁場の構造、プラズマの分布、圧力、平均エネルギーの分布がある程度わかってきているので、まず一歩として、このようなマクロな諸量の関係から、磁気圏尾に外部から働いている力、磁気圏内部のプラズマの運動を評価してみることと試みた。

観測された諸量の中で磁場の測定が一番豊富でまた信頼性が高いので、まず観測による磁場のモデルを作り、これから電流密度を求め、更に、 x 方向の力をバランスさせるプラズマ圧の分布を定め、次にこのようにして求めた B, ρ, p から x 方向の力の不足分を $\int (\nabla \cdot \nabla) V$ と未知の力 F に分配することを試みた。

前沢 洲, 西田篤弘
東大 宇宙航空研

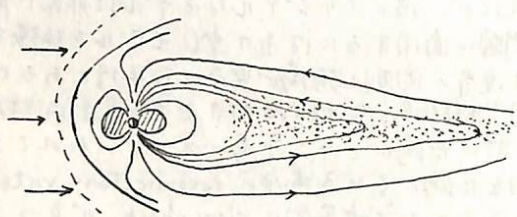
磁気圏内の large-scale な電場は、磁気圏及び電離層内の物理現象に非常に大きな影響を持つと思われ、その有力な source として惑星間空間の電場がある。つまり、今太陽風の惑星間空間磁場 B を中に凍結しながら磁気圏の同図を速度 v で流れているとすると、磁気圏に fix した系の観測者は $E = -v \times B$ という電場を感じることにになり、これは磁気圏内の large-scale な電場の source として十分は大きさを持っている。従ってこの電場のいかに磁気圏内に侵入するかを知ることが重要である、それは磁気圏境界面の構造に支配される。今 MHD 的に話を進めると、もし境界面 $(B \cdot n) = 0$ (n は境界面に垂直な単位ベクトル) を適当 tangential discontinuity であると、惑星間空間の電場は完全に shield されてしまう (closed magnetosphere model)。従って電場の侵入の可能性を追求するには $(B \cdot n) \neq 0$ の reconnection model を考えるを得ない。今考えている様は非常に高い電気伝導度を持つプラズマでも、reconnection が効率よく起りうることは Petschek によって示された。彼のオリジナルモデルは非常に簡単な situation を仮定している、現実の問題に適用するにはもう少しモデルを拡張することが必要である。例えば、彼のモデルでは境界の両側の磁場が完全に反平行である、これは磁気圏境界面にあってはいると、惑星間空間磁場が純粋に南向きであることに対応する。それが故に、惑星間空間磁場が南向きの時に電場のみこみ易い云々といわれてきたであろうが、磁気圏外の磁場が一般に相互に傾いている場合の reconnection rate は計算されている。もともと Petschek のモデルでは境界面に slow shock が立つこととポイントであった。この様な場合にはさらにその前面に磁場を回転させる不連続面である Alfvén shock が形成されるであろう。ここでは、境界面の構造として slow shock と Alfvén shock の組み合わせを採用し、境界両側の物理状態が対称な場合につき reconnection rate を計算して $E \propto B^2 \sin \frac{\theta}{2}$ を得た。(ここに B は境界両側の磁場の大きさ、 θ は両側の磁場が相互に作る角とする)。磁気圏境界面の場合については、もちろん対称の条件を落さなければならぬ。試みにこの結果をそのまま適用してみよう。その際、磁気圏の nose で reconnection が起るものとし、 $B^2 \propto B_y^2 + B_z^2$ $\tan \theta = B_z/B_y$ (B_y, B_z は惑星間空間磁場の solar ecliptic 座標における Y, Z 成分) とすると、DP-2 fluctuation の惑星間空間磁場 B に対する dependence を説明することができると示される。また、このモデルにおいては、磁気圏内に侵入する電場は常に morning to evening 方向でありこれも観測と consistent である。また、このモデルで reconnection rate の上限を出す場合、Petschek の考え方をそのまま用いている。最近 Yeh & Axford, や Sonnerup 等によって異論が出されてあり、今後の問題点であろう。さらに今までのモデルにおいても流は incompressible とし、エネルギー方程式がつかれておらず、これらの問題点に関する discussion もできればしてみたい。

磁気圏尾部における粒子加速

渋谷 仙吉
(山形 大理)

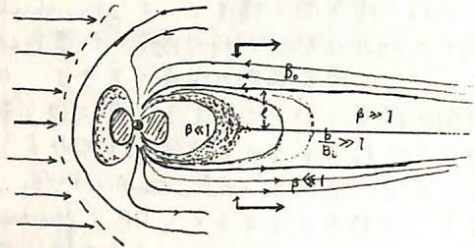
磁気圏嵐のエネルギー源はいったん、太陽風によって磁気圏尾部にエネルギーが蓄えられそれがなんらかの機構で爆発的に放出するものと考えられている。しかし、 $10^{22} \sim 10^{23}$ erg にもおよぶ巨大なエネルギーが放射されずに蓄積されるということは、エネルギーが蓄えられつつあるときは不安定現象によってエネルギーが流失するのを押えるような作用があり、蓄積がある限界以上の値に達したときにはじめて不安定現象が急速に成長して、エネルギーの爆発的な放出を起るような機構を磁気圏尾部に考えなくてはならないという必要にせまられている。今回はこのような機構に対して一つのモデルを考えてみました。

① Initial State



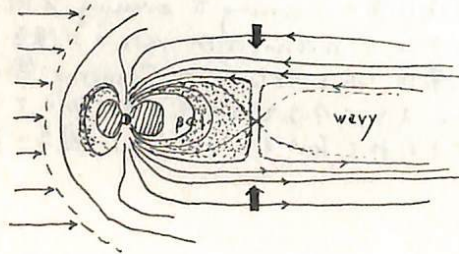
磁力線は安定なダイポール場。
 B_z 小, 高温プラズマシート長く
伸びている。

② Meta-stable State



太陽風が強くなり、磁力線は引き
伸ばされエネルギーが蓄積される。
対流が強くなり、高温プラズマシ
ートの内側の限界が地球側へ移動。
 B_z 大きくなるにつれ sheet の幅も大
きくなり、 B_z 大, 密度 ρ は小さくなる。

③ Marginal State



高温プラズマシートの内側の限界
が $\beta \sim 1$ で、 $b/B \sim 1$ の領域に
入ったときは爆発的に磁場エネ
ルギーの運動エネルギーへの変換が起
る。(b: MH-wave の振幅
B: 地球磁場)

$\beta \sim 1$ すなわち $NkT \sim \frac{B_z^2}{8\pi}$ の領域では
プラズマ運動が支配的になり、プラズ
マ運動によって、たやすく磁場が変型される。 β の変化はなめらかでも b/B は地球から
距離 R の 4 乗に比例して増加し、 $b/B \sim 1$ の領域は限られた狭い領域であると考える。

鶴田治雄

東大理学部地球物理学教室

1968年3月より1968年10月までの南極・昭和基地における極光観測の報告。

[そのI]

1. 観測結果・内容の概略

本 photometer による観測の解析。用いた filter の中心波長は、6300 Å, 5577 Å, 5199 Å, 4561 Å, 4709 Å の5種類。

また解析をはじめたばかりで、詳しいことは次回にゆづるが、種々の興味ある結果がえられた。

ここでは、pre-break up stage から breakup 以降における極光の分光特性と地磁気のデータとを合わせ、auroral zone への入射粒子との関係より magnetosphere の構造の解明への一考を論ずる。

さらに、pre-break up stage 以前の静穏時の極光の諸特性を述べ、auroral oval との関係も述べてたい。

鶴田光子 飯島健*

* 東大理

南極 Syowa Station での H α emission の出現と磁場変動の関係について、特に substorm 時における H α emission の振動を中心に分る及び地磁気観測 data の解析結果を報告する。

Hydrogen emission と auroral break up に関しては、従来、研究者によって auroral break up 以後 Hydrogen emission は急速に減少するという結果と、break up 以後も出現する、あるいは強まるという結果があり、一致をみていない。Syowa Station での観測結果を見てみると、この二つの Case は両方ともあることがわかった。一方 auroral break up と Bay type の disturbance の間には Bay の onset と break up がよく対応することが知られている。そこで地磁気観測の data から H α emission の出現がどのような状況と対応するのかわかると調べた。その結果、H α emission の出現特性は、ほぼ二つの Case に分類することにより従来の結果が統一的に整理されると考えられる。

Syowa Station での H α emission, 地磁気成分の変化, 及び Auroral Electrojet 及び Ring Current field の動的変化を比較することにより、その特性は次の二つの Case に分類される。

Case (1): H α emission が出現している時、Syowa Station では比較的磁場変動が大々とならない。Syowa Station が westward AEJ (Syowa Station で見ると negative Bay) の領域に入ると、通常の目覚めが中断される形で H α emission が現れなくなる場合。

Case (2): Syowa Station が westward AEJ の領域に入っても H α emission が現れ続ける場合。

この二つの Case について、Ring Current field の変化を比較すると、Case (1) は、Syowa Station の位置する経度付近の D(H) (local deviation of H, at low latitude) が停滞状態又は回復状態にある場合に対応し、Case (2) は D(H) が発達過程にある場合に対応する。これにより、この二つの Case を分けるものは、proton の reservoir と考えられる Ring Current の変化によるものと思われる。

即ち、D(H) を Partial Ring Current の measure と考えるならば、観測点の経度付近の Partial Ring Current を構成している trapped proton が増加している時は H α emission は、AEJ が発達しても出現するが、trapped proton の量が停滞値を取ると、あるいは減少している時には westward AEJ の発達に伴い、その領域では H α emission は減少するということが言える。このことは、westward AEJ の発達、即ち polar substorm 時には proton の入射はむしろ抑制され、この抑制効果に打ち勝つ proton source の供給が Ring Current 領域にある時にのみ substorm 時にも proton の入射が続くのではないかと考えることができる。

極光の分光特性の時間変化

金田榮祐 (東大理)

1966年に昭和基地に於いて観測した極光のスペクトルの解析を前回に就いて報告する。解析に使用した資料は線分散 $300 \text{ \AA}/\text{mm}$ のマイネル型パトロールスペクトログラフに依って1時間の露光で観測したものである。

これ迄行なった解析に依れば $\text{N}_2^+ \text{NG}(0,1)$ 4278 \AA と $[\text{OI}]$ 8446 \AA の強度比は、

1. 観測の Breakup の直前直後は殆んど一定であり $J(4278)/J(8446)$ の値は大きい。
2. Breakup のある夜は Breakup の前後で $J(4278)/J(8446)$ は大きく変化する。Breakup 前に於いては Breakup の直前の値に同じであるが、Breakup 後は可成り減少し大体 $1/3$ から $1/4$ に落ちる。
3. Breakup 以後 3~4 時間経過すると $J(4278)/J(8446)$ は回復し稍々増加の傾向を示す。

これと McDiarmid 等に依る 1 KeV 以上の Electron の rocket に依る直接観測の結果と比較した場合に Breakup を境に Electron の Energy spectrum が変化する事とは一致するが McDiarmid は Energy spectrum の hardening を起るとして居るが、解析の結果は Kamiyama の計算が Exponential 型の Energy spectrum を仮定した場合には逆に softening が起る事になる。この相互矛盾の直ちに何に起因するか断定は出来ず、段階があるが、この点に関する考察を述べる。

極冠に於ける極光の出現と磁気圏磁場変動

金田 榮 祐 (東大理)

極地域の磁気擾乱と惑星間空間での磁場の変動との間の関連に就いては、これ迄多くの指摘がなされて来た。又極地域での磁気擾乱のうち *sub-storm* (DP-1) と呼ばれるものと極光帯に於ける極光の出現に就いてはその関係が明らかになって来た。

しかし極地域磁気擾乱のうち DP-2 と呼ばれるものと極光との関係は明らかにならなかつたと言ふ難い現状である。亦極冠に於ける極光の出現に就いても明らかでない所が多い。

今回の極冠の中に出現する極光の様相を明らかにする為に、IMP-C に依る惑星間磁場の観測記録と南極点 Amundzen-Scott ($\phi_{91} = -77^\circ$) に於ける極光全天カメラの記録とを比較して解析を行つた結果に就いて報告する。

Amundzen-Scott は極冠内の極光の出現と解析するには稍低緯度側に寄つて位置して居る為に所謂 *auroral-oval* に起源を有すると思われる極光も天頂に達する事がありその為の多少の不都合もあるが、冬期には24時間の極光資料が得られる利点がある。これ迄解析して得られた結果のうち三つ述べると。

1. 極冠に於ける極光の出現に最も関連があるのは磁場の正成分と思はれる。概して言へば正成分の値が小さく時は極光は余り出現しない。
2. 磁場の正成分の南向き、北向きに依る極光の出現率の違ひは余り判然としない。
3. 概して言へば北向きの場合 *uniform* の *Veil type* の極光が多い。
4. 正成分の北向きと比較的長く離れた後、南向きに変わった時に *uniform* の *Veil* の中に *Band* が出現する例が2, 3ある。この場合天空の可視りの部分での成分した極光の輝度はそれだけで余り変化はない。

現在迄の段階では早計の結論より、解析を進める必要がある。

小川 忠彦 佐藤 雅也

(京大工) (京大理)

最近、オーロラなる自然現象に大きな魅力を感じ、このテーマに力を入れている。地球上から見るオーロラは確かに人を魅惑するに足る魅力を持っており(未だ見たことは無いが)この山小屋でも十分価値ある現象であるが、物理という立場から見た場合にも、更に多くの物質の力学的・化学的過程に対する暗示を与えてくれる。化学プロセスに別して力学的測面に因りては大きく、1°高エネルギー粒子の生成、2°磁気圏と電離層の結合という二つの過程に分けようと思う。1°の問題は荷電粒子系(プラズマ)の加熱・加速あるいは磁場を横切るエネルギーの異常輸送という不同題に属し、2°の問題は非常に性質(電氣的)の異なる媒質間の荷電粒子の運動の解明へと導いてくれる。ここで特に後者に属する二つの問題に着目する。非常に大きなスケールでの磁気圏と電離層との電氣的結合に因りては、小口流の考えが非常に興味深い。我々の問題とするのもっとも合理的な結合であるが、出来るだけお話しに終らせたい点に定量的解析を行おうことを試みている。

赤祖父氏はオーロラの発光現象をテレビジョンの映像管に力からえらるという非常に面白いたとえをしてから出される。即ち磁気圏底部と電子銃電離層を蛍光面とするものがある。彼の考えの中には映像(画像)を制御するの完全な電子銃側に責任(制御)があるという立場がうかがわれる。従って我々の今問題にしようとするオーロラの多層構造(スクリーンに写し出された画面)に因りてもその原因は銃の構造(磁気圏)にあり、磁気圏の現象の写像であると考え(磁気圏中性面での tearing mode) しかしながら我々の立場は彼のものと少し違っている。彼のテレビ映像管はどちらかといえば白黒の映像管であるが我々はクロマトロプ式のカラーテレビ用の映像管を考える。即ち蛍光面側にも電子ビームを制御する回路(偏向電極)を有するものを考える。更に「」かえると写し出された画面の図柄は電子銃の性質に依りては大きく蛍光面側(電離層)の性質(電氣的)に依りて左右するものがある。具体的には電離層に何んらかの原因(この原因についてとも考察する必要がある)で電子密度にむらが生じている(従って電氣伝導度にも空間的むらが生じている) そうすると伝導度の高い端竹は磁気圏側からみられる。従って磁気圏の粒子にとりてはより流し易く伝導度の低い端竹に対しては磁気圏の端竹断線した状態に近く粒子はその端竹に落ちにくく従って伝導度の高い端竹は電子密度が増し増した伝導度がよくなり昔と異なればビームが写ったとしても電離層の状態に依りてビームを層状に作りそれによつて光るオーロラアークにも多層構造が現れることが予測される。以上のよう考察の下で現在あるモデルを想定し二次元の数値解析を行って見よう。しかしながら非常に電氣伝導度の違った媒質の粒子の運動を解析することには種々の技術的困難を克服する必要がある。今後お話しする期間と必要とするように思われる。今回その予備的段階についてお話しする。

超低周波音波の観測

第10次南極観測

竹屋芳夫 奥本隆昭 鈴木 裕 松村政美

大阪市立大学工学部

1969年南極昭和基地下行に、超低周波音波観測の概要を報告する。

1. 観測項目

超低周波音波の音圧、周波数および地上入射角

2. 観測装置

特殊なコンデンサ・マイクロホンを含む検出回路により音波信号を電気信号に変換し、この電気信号をケーブルで観測棟へ伝送して、フィルタ、直流増幅器を通してデータレコーダに記録する。

イ. 受音点

受音点は観測棟を基準にして70~210°方向に7ヶ所設けた。観測棟より受音点までの距離はケーブルの長さで100mが1ヶ所、600mが4ヶ所、800mが2ヶ所である。

ロ. フィルタ

観測記録は風による雑音成分が多く信号対雑音比が悪いため低域フィルタを用いた。周期数百秒の長波長の音圧は周期数十秒の短波長の音圧より1桁程度大きい為、越冬途中より記録系統を短波長(数10秒)の系統と長波長(数100秒)の系統に分けた。

ハ. 記録装置

記録装置はFMテープレコーダを使用した。

テープスピード 7.6 mm/s

周波数特性 0~100 Hz

記録時間 連続27時間

テープおよび各種資料がまだ手許に届いていないので、今回は2、3の受音記録例について報告する。

竹之下 裕三郎

電環研究所平磯支所

今回の太陽活動最盛期の太陽活動度は前回に比べてかなり低い。例えば太陽黒点相対数を比べると前回は月平均値が200以上に達したのに今回は138.5(1969年3月)がおそらく最高の月平均値であろう。また他の例として太陽電波2800MHzの毎日の全放射電力密度を比較すると前回は数日の間350単位(1単位 = $10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$)以上にもなったのに今回は200単位以上に達した日が数10日ありその最高値でも254単位(1968年2月1日)になつたにすぎない。しかしそれでも過去19回の太陽活動最盛期の中ではむしろ標準的な活動度を示し太陽黒点相対数はその平均値よりやや高い。

このような今回の太陽活動最盛期の中にあつて1969年6月は高原状に保たれている高活動度の中で太陽活動度がいくらか下降して、ある時期に相当している。例えば黒点相対数をみると月平均の最高が138.5(1969年3月)に対して6月の月平均値は102.1であり、また他の例として2800MHzの太陽電波全放射電力密度をみると最高月平均値183.1単位(1968年1月)に対して6月の月平均値は167.3単位となつてゐる。6月はこのような下降期に當つてゐるが太陽電波2800MHzでの全放射電力密度の日平均値をみると6月11日など246.6単位と今最盛期の中で3番目の高い値を記録してゐる。また5日-18日の2週間で重要度2以上のフレアだけでも24回発生してゐる。したがつて太陽活動度の面からみるとこの強化観測期間は今回の太陽活動最盛期の中でも特に高い活動度を示した時期の一つに當るとみとべきであろう。

この期間の太陽面には二つのフレア統覚領域が現われ重要度2以上のフレアをそれぞれ10回および11回発生させた。又これらの領域では数回デルタ・コンフィグレーションが観測された。デルタ・コンフィグレーション、太陽電波S成分の急増、3cm波と10cm波との比などフレア予報上重要な資料がこの期間について検討された。

2. 観測期間中のSPA's

大塩光夫 電波研
土屋清実 石井隆広雄 電波研 犬吠

1969年のプロトンフレア観測期間(1969年5月1日~7月31日)中の総合的な地上観測の一環として、電離層突然擾乱(SIDs)の一つである急始位相異常(SPA)が、犬吠に於いて観測されたVLF電波伝播の散回線に生じた資料を基にして調べられた。該当する3ヶ月間の中、プロトンフレア強化観測期間(1969年6月5日~18日)中に、SPA'sの生起が多く、且つその前半に於いて太陽X線(1~8Å)増加最大輻射強度も大きかった。この様相は下図に示されている。同期間の前半即ち6月10日近に生起した数多くの太陽X線フレアの中、8日に他の地上 events (Cutler-犬吠間VLF電波伝播回線の位相変化から求められた極短擾乱、及び Resolute Bay に於ける Δf_{min}) を惹起した低エネルギー太陽陽子は、5日約10時(世界時)に太陽X線フレアを発生したフレアの場合に射出されたものであろうと、観測されたSPA'sとそれらに対応する太陽X線フレアから、推察する事が出来るであろう。

参考文献

- (1) 大塩光夫, 中島敏夫, 土屋清実, 石井隆広雄, プロトンフレア強化観測結果(1969年), IV. 観測期間中のSPA's, 電波研季報, 16, No. 83, 1970.
- (2) Ohshio, M., Nakajima, T., Tsuchiya, K., and Ishii, T., Results of Special Observations for The Proton Flare Project 1969 IV. SPA's Observed During the PFP Interval, J. Radio Res. Labs., 17, 33-48, 1970.

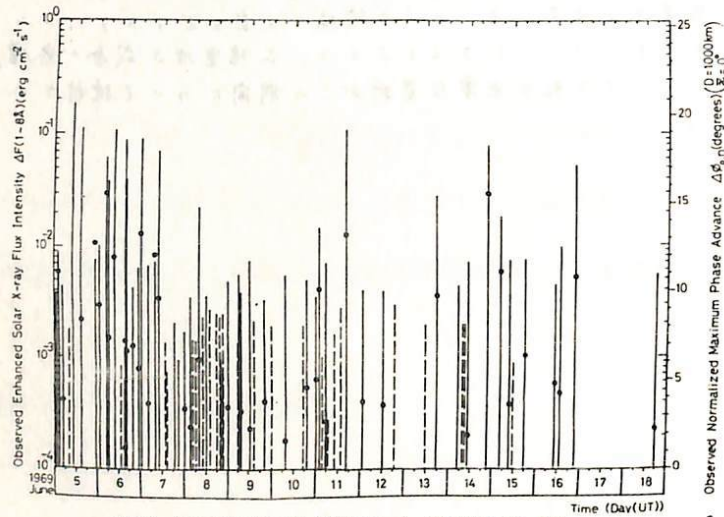


Fig. 9. Time variations in $JF(t)$ and $J\phi_{0,n}(t)$ during the PFP Retrospective Interval 1969 (June 5-18).

松沢 晃* 土屋清美** 石井隆広雄** 羽倉幸雄*
 *郵政省電波研究所 **郵政省電波研究所大吠電波観測所

大吠電波観測所で受信しているVLF信号の位相に、1969年6月7日または8日に極冠擾乱現象が観測された。

アメリカのMAINE州CUTLERからのNAA/7.8kHz信号は、補正地磁気緯度 $\phi = 79^\circ$ を通過するが、その位相は6月7日の2030UT頃に進み始め、8日0508UTに発生したSSCの後位相の進みは急激になつて、1400UT頃に最大に達した。その後半日位急速に回復し、次いで緩慢に回復して、11日までには正常なレベルにもどつた。

ノルウェーのALDRAからのOMEGA/2.3kHz信号およびイギリスのRUGBYからのGBR/6.0kHz信号は、それぞれ $\phi = 68^\circ$ および 67° を通過するが、同じような位相擾乱をうけた。しかし、NAA信号に比べると、擾乱の開始は8日で、終了もNAA信号より早く、時間的に短かく、また擾乱の程度も小さかつた。

アメリカのCOLORADO州FT. COLLINSからのWWVL20.0kHz信号は、 $\phi = 56^\circ$ を通過するが、この期間に擾乱現象は全く見られなかつた。

4. June 1969 プロトン現象のまとめ

羽倉幸雄
電波研究所

工口S T P の P F P 作業の探定したプロトンフレア観測期間(1969年5-7月)とくに強化観測期間に指定された6月5-18日中の太陽活動とフレア現象、太陽X線バーストとSPA、太陽プロトンとPCDについての総合結果のまとめ(4として、観測されたSolar-Terrestrial Events (STE's)の因果関係を述べた。

強化観測期間中多くの巨大フレアが発生したが、その大部分は6月3日頃東経に出現したフレア活動領域に発生した。このフレアは3つの地球帯に発生したが、X線バースト効果の異なるID活動の激しさに較べて、粒子効果ではPCD、AZD、地球気候現象の中心最大(500)の(Fig.1)の3つのSTEsの群、そのうち最大のものが、活動領域が太陽東経にあり、即ちプロトン、プラズマ風が地球に到達し難い条件下で巨大フレアが相次いで発生したため、このEventの原因は「プロトンフレア」を決定するに足るに至った。しかし領域[1034]は5日10時頃UTに観測されたフレアは多くの高エネルギーフレアを核としており、おおよそ4つのプロトンフレアで成ったと考えられる。このフレアプロトン現象はフレア発生から58.4時間遅れ大遅延(slow-onset)型である。その説明としてこのフレアによる地球帯のSCを発生させたという仮説の後半部はエネルギープロトンが貯蔵され、約2.5日後に地球帯に注ぎ、2ヶ月間わたるに及ぶと見られると考へた。事実ATS-1はエネルギープロトンの増を観測した。

高エネルギープロトンはスパイラル状の分布に注いで傾斜した64°E±50°Eの人工衛星で観測された。Pioneer-7は64°Eを通過した2日後にこのフレアを通過した位置にあり、高エネルギー粒子を観測した。4日23時にはCalmのレベルにあり、13-72, 72-175, >175 Mpfプロトン強度は5日9時頃より増加した。また6-13 MpfのエネルギープロトンはSC帯に増加し、地球帯での観測と同様な事態が発生したといえる。

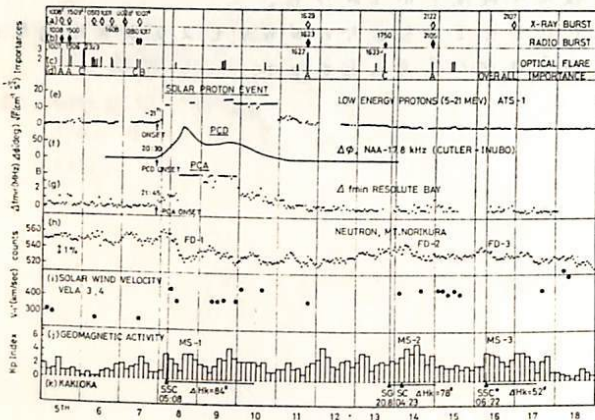


Fig. 1. Solar-terrestrial events observed during the PFP Retrospective Interval 1969 (June 5-18). (a) Solar X-ray bursts with enhanced flux (I-8A) exceeding $5 \times 10^{-2} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. (b) Solar radio bursts. (c) Optical flares. (d) Overall importances of the flares. (e) 5.21 MeV protons as observed by the earth-stationary satellite ATS-1. (f) Phase deviations observed on NAA-17.8 kHz (Cutler-Inubo). (g) J_{\min} of vertical ionosphere sounder at Resolute Bay (When no data were available at Resolute Bay, the data at Churchill were used). (h) Neutron counts at Mt. Norikura (supplied by M. Wada). (i) Solar wind velocity observed by the satellites VELA-3 and -4. (j) Planetary magnetic three-hour-range indices, K_p . (k) Kakioka report of geomagnetic storms.

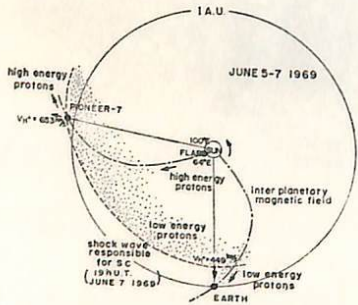


Fig. 2 STEのスケッチ(6A5-7D, 1969)

森 洋介

東北大. 理. 地球物理

磁気嵐にともなう電離層域の擾乱に関しては、これまでに数多くの研究があり、擾乱の形態について、多くの事実が明らかにされている。更に、最近の人工衛星による上部電離層域の観測により、擾乱の立体的形態も明らかにされてきている。その結果、特に中低緯度において特徴的な変動を示すことが指摘されている。

現在、この中低緯度における擾乱の形態という点に着眼し、ハワイにおいて観測された全電子数の変化について解析を進めている。この data は、人工衛星 Syncom II からの電波の Faraday Rotation の観測から求めたものであり、"ionospheric point" (ray path が高度 400 km を切る位置) が $19.7^{\circ}N$, $159.8^{\circ}W$ に位置し、約 1000 km 以下の ray path に沿った電子密度の積分量の変動を示すものである。

今回は、その第一報として 1965 年 1 月から 11 月までの全電子数の変化量と、地磁気の変動とについて解析した結果を報告する。

この解析では、全電子数、地磁気とも hourly value を用い、全電子数の変化量としては、

$$100 \times \frac{(\text{27日 running median}) - \text{観測値}}{(\text{27日 running median})}$$

を定義した。地磁気の変化量についても reference level からの差の合について同様の操作を行った値を定義した。

上山 弘
東北大理

In equilibrium,

$$[e] \{ \beta_1 [O] + \beta_3 [O_3] \} + k_3 [O_2^-] [O] \tag{1}$$

$$= [O^-] \{ \gamma_1 [O] + \gamma_2 [N] + \gamma_3 [NO] + k_9 [O_3] + k_{10} [NO_2] + \mu_1 + \alpha_1 [X^+] \}$$

$$[e] [O_2] \{ k_1 [O_2] + k_2 [N_2] + \beta_2 \} + [O] \{ k_6 [O_3] + k_7 [CO_3] + k_8 [NO_3] \} \tag{2}$$

$$= [O_2^-] \{ \gamma_4 [N] + \gamma_5 [O] + k_3 [O] + k_4 [O_3] + k_5 [NO_2] + \mu_2 + \alpha_2 [X^+] \}$$

$$[O_3] \{ k_9 [O_2^-] + k_9 [O^-] \} \tag{3}$$

$$= [O_3^-] \{ k_6 [O] + k_{11} [NO] + k_{12} [NO_2] + k_{13} [CO_2] + \mu_3 + \alpha_3 [X^+] \}$$

$$k_{13} [O_3^-] [CO_2] = [CO_3^-] \{ k_7 [O] + k_{14} [NO] + \mu_4 + \alpha_4 [X^+] \} \tag{4}$$

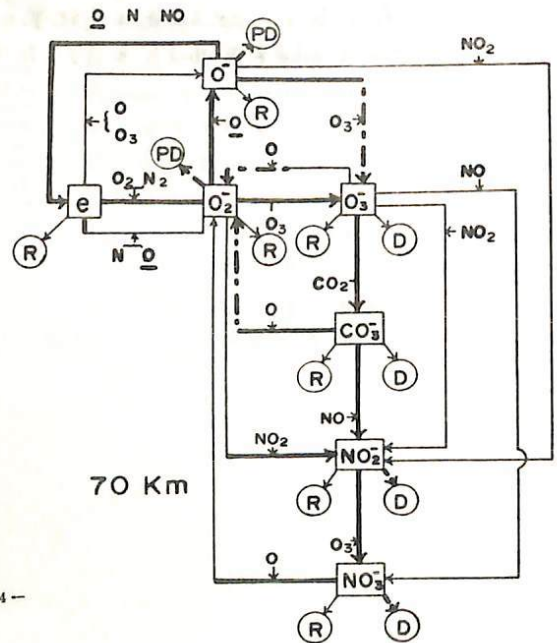
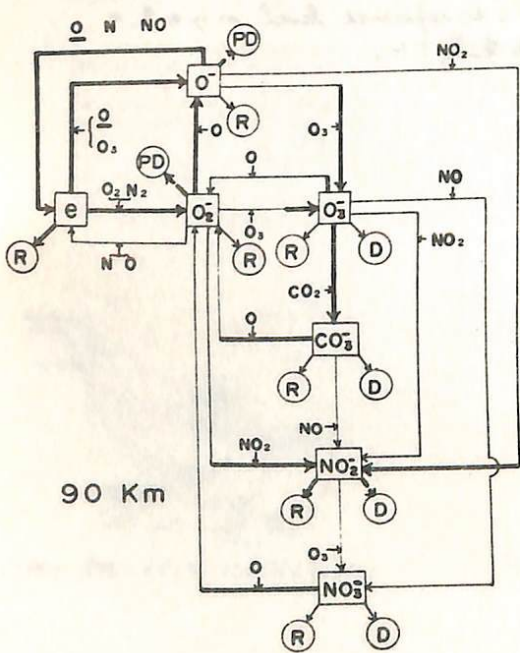
$$[NO_2] \{ k_{10} [O^-] + k_5 [O_2^-] + k_{12} [O_3^-] \} + k_{14} [CO_3^-] [NO] \tag{5}$$

$$= [NO_2^-] \{ k_{15} [O_3] + \mu_5 + \alpha_5 [X^+] \}$$

$$k_{11} [O_3^-] [NO] + k_{15} [NO_2^-] [O_3] = [NO_3^-] \{ k_8 [O] + \mu_6 + \alpha_6 [X^+] \} \tag{6}$$

The electrical neutrality implies

$$[X^+] = [e] + [O^-] + [O_2^-] + [O_3^-] + [CO_3^-] + [NO_2^-] + [NO_3^-] \tag{7}$$



F2層電子密度季節変化，非季節変化および年々
変化の太陽活動ならびに緯度特性

米沢 利之
(電報研究所)

F2層の正午および正午の最大電子密度の1年間にわたる変化を，次式のように季節変化，非季節変化および年々変化の重ね合わせ（プラス年平均値）として表現することにより解析を行ない，各成分の太陽活動特性および緯度特性を明らかにした。

$$N = \left\{ a + b \cos \frac{\pi}{3} (t - \beta) \right\} \cos \frac{\pi}{3} (t - \alpha) \quad (\text{非季節変化成分}) \\ + \left\{ c + d \cos \frac{\pi}{3} (t - \delta) \right\} \cos \frac{\pi}{3} (t - \gamma) \quad (\text{季節変化成分}) \\ + e \quad (\text{年平均値}) \\ + f \cos \frac{\pi}{3} (t - \varepsilon) \quad (\text{年々変化成分})$$

こゝに N は F2層最大電子密度， t は12月の年ばかり月を単位として測つた時間， $a, b, c, d, e, f, \alpha, \beta, \gamma, \delta$ および ε は定数であり，非季節および季節変化成分というのは，1年周期の変化成分で南北両半球でそれぞれ同位相または逆位相を持つものを意味し，それぞれの振幅は年々周期の振幅変動を受けているものと假定されている。

正午の電子密度の季節変化成分は，更に2つの成分から成っていて，1つは夏季に極大を有する普通のものであり，他は異常な成分であつて12月中まは1月はじめに極大を取り，緯度が高くなるほどなる程，また太陽活動が増大するほど，その振幅は顕著に増大する。この異常成分は，太陽活動が中程度以上であれば地磁気緯度約40°より高緯度で他の変化成分と圧倒し，いわゆるF2層の季節異常を引き起す。しかし正午の電子密度では，その季節変化において正午の異常成分に対応するものは見当らず，その極大は夏至の付近で起り，季節変化成分は一般に他の成分と圧倒する。しかし赤道地方では何時でも年々成分が卓越し，また低緯度においては特に太陽活動が盛な時期には年々成分が卓越することもあり，太陽活動静穏時には例外的に比較的緯度が高い所で他の成分の方が大きいこともある。

正午および正午の非季節変化成分は12月の終りと1月の終りの間に極大を取り，位相は太陽活動が増大するにつれて漸次後れて行く。太陽活動が低い場合のその極大を起す時期は，超高層大気温度変化の1年周期成分が極大を起す時期と大体一致しているが，これは注目し得る事象であると思われ。非季節変化成分の振幅の緯度分布におけるピークは地磁気緯度15°~20°に存在しており，夜間の方が赤道に近い。振幅は太陽活動に伴つて小さくなるが，その小さ方は電子密度の年平均値の場合程には顕著でない。かくて非季節変化成分は，正午においては太陽活動が（極めて）低い時期には中低緯度のほとんど全域で最も重要な成分であり，また赤道地方，および低緯度の一部では太陽活動の如何に拘わらずである。正午においても，赤道および低緯度地方，または太陽活動静穏期においては，かなり重要な役割を演ずることが多い。

年々変化成分は，正午の場合には4月（10月）の年ばかり終りの間に極大値を取り，正午の場合には4月（10月）の初めと5月（11月）の終りの間に極大値を取る。これらの時間範囲が，超高層大気温度変化の年々成分が極大値を取る時期とそつ中に合入していることは注目すべきであろう。年々変化の位相は太陽活動の増加と共に前進し，正午の場合の方が前進は著しい。年々変化の振幅は非季節変化の場合と同様な緯度依存性を示すが，ピークは何時も地磁気緯度または地磁気緯度の15°付近に現われる。正午の振幅は，少なくとも個々の観測所によつて平均では，太陽活動と共に大気電子密度年平均値に比例して増加するが，正午では緯度によりその特性が異なり，もっと複雑である。赤道地方の正午の年々変化は他の場合と異なる動きを示し，その場合の年々変化の助起機構が他の場合と異なることを暗示する。

大塩光夫

電波研

石井隆彦 寺島良子

電波研大

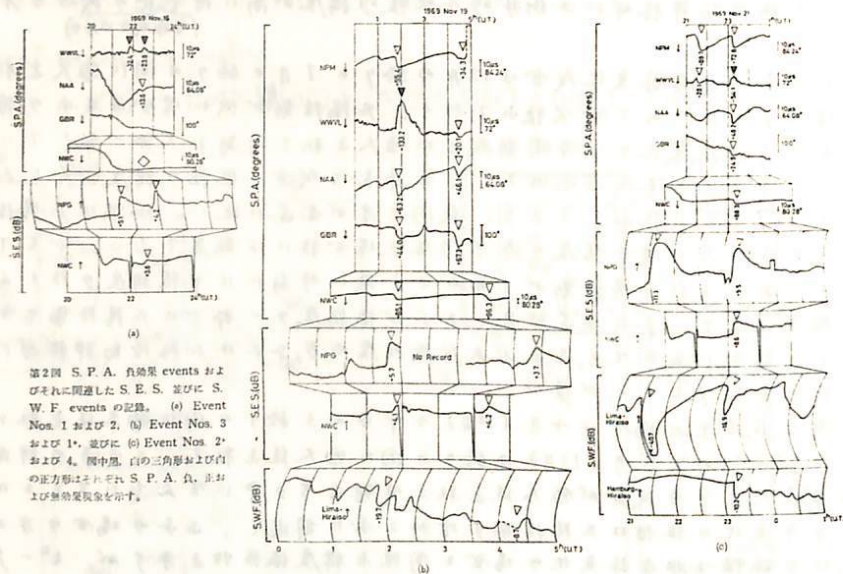
著者の一人大塩によって見出されたSPA無効果が実現する電離層内の物理学的状態が更にその傾向を強める場合には、即ち $\Delta\alpha$ がより小さいか又は $\Delta\beta$ がより大きい場合には、SPA負効果が存在する可能性がある事は同著者により予言されていた。茲に $\Delta\alpha$ が α の静穏時の α の差、 Z は反射高度、 β は電気伝導度因子 $\omega(z) = e^2 N(z) / m \epsilon_0 \nu(z)$ が $\alpha e^{\beta(z-Z)}$ の形に書かれる時、現われる量である。 α は定数、 Z_r は $\omega(z) = \alpha e^{\beta(z-Z)}$ が満足する高度 Z を表わす。

1969年11月16, 19, 及び21日に引き続き4個のSPA負効果がいずれもFort Collins一大州向のVLF電波伝播回線(20.0kHz)の位相記録中に、著者の中、石井及び寺島によって発見された。これら4個のSPA負効果は、同時に観測された他回線のSPA正効果及び無効果、SES及びSWF(下図参照)、更に太陽地球間物理学的関連諸現象と対比・照合され、確認された。

SPA負効果は、太陽X線(1~数 μ)増加放射強度が小規模で、伝播回線の代表的太陽天頂角が大きく、回線が全体として高緯度に位置する場合に生起する様に思われる。

参考文献

- (1) 大塩光夫、石井隆彦、寺島良子、S.P.A.負効果の存在の可能性の予言と発見、電波研季報、16, 1-9, 1970.
- (2) Ohshio, M., Ishii, T., and Terajima, Y., Negative Sudden Phase Anomaly — Its Prediction and Discovery —, J. Radio Res. Labs., 17, 69-82, 1970.



第2図 S.P.A. 負効果 events およびそれに関連した S.E.S. 並びに S.W.F. events の記録。(a) Event Nos. 1 および 2, (b) Event Nos. 3 および 1, 並びに (c) Event Nos. 2 および 4. 図中黒、白の三角形および白の正方形はそれぞれ S.P.A. 負、正および無効果現象を示す。

江尻全機
東大宇宙航空研究所

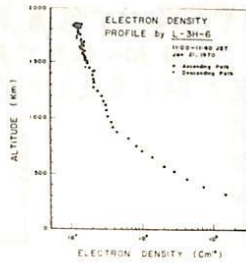
電離層プラズマ密度測定用として開発された、ツァイロプラズマ・プローブは、電子密度・温度測定のために、実験プラズマ中では見出しなかった、高周波プローブ特性の種々の現象を観測した。本年、1月21日、午前11時に打上げられた、L-3H-6観測ロケットに搭載したツァイロプラズマ・プローブは、プローブ・インピーダンス測定のために、電波送受信の実験を行い、2本のプローブのカップリングを調べ、高域ハイブリッド共振周波数(f_{UHR})及び、電子ツァイロ共振の第2高調波($2f_H$)での変化が得られた。

I. 電子密度分布。 図-1に、ロケット上昇時及び下降時に測定された、300km~1850kmの電子密度分布を示す。上昇時、下降時の差はほとんどなく、ロケット航跡による乱れが大き。約800kmを境に、Scale Heightが200kmより950kmに変化して来る。これは大気組成の変化を示し、未素イオン温度を 1200°K とすれば、 $O^+ \rightarrow H^+$ の変化と見做す。Angerami & Thomasの拡散平衡の理論で説明出来る。

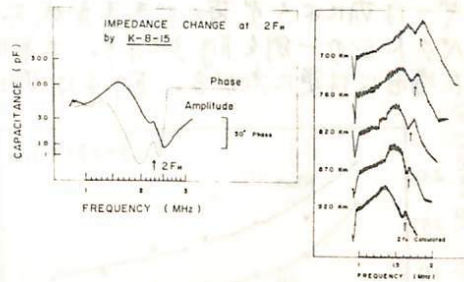
II. $2f_H$ でのプローブ・インピーダンスの変化。 K-8-15号機による初めての観測された、 $2f_H$ でのプローブ・インピーダンスの変化が、今回も確認された。図-2に、K-8-15で観測された1例、及び、今回の実験で得られたものを示す。矢印は、計算で予想される $2f_H$ の周波数を示している。3 f_H 以上での変化は検出されなかった。

III. プローブのカップリング。 ロケットより本機のプローブ(アンテナ)を出し、掃引周波数0.2-14MHzの送信をし、受信機でカップリングの強さを測定した。図-3に上昇時のデータを示す。高度により電子密度の変化に伴って変化するdipは、アンテナ・インピーダンスと比較すると、 f_{UHR} で大きな吸収を示している事がわかる。

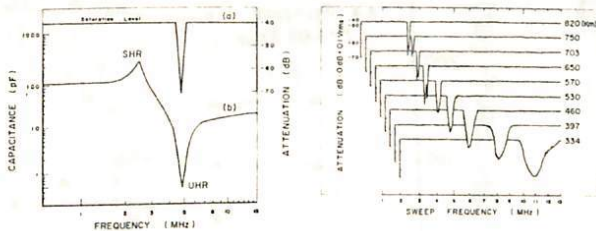
1500km以上では、さらに $2f_H$ でも吸収のspikeが現われて来る。これを図-4に示す。周波数は、地球磁場の強さより計算される $2f_H$ と非常に良く一致している事がわかる。理論的な説明はまだなされていない。



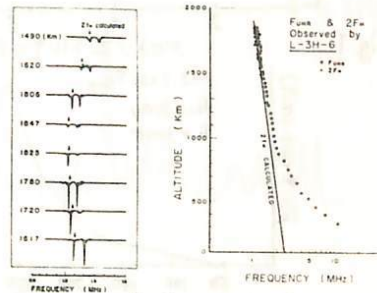
[図-1]



[図-2]



[図-3]



[図-4]

スペースチャンバープラズマ中の
イオンのエネルギー分布

伊藤富造, 中村良治, 向井利典
東大宇宙研

東大宇宙研に設置されているスペースチャンバーには現在プラズマ源として後方拡散型プラズマ源とリーラーウインドシミュレーターの二種のもが使用されている。これらのプラズマ源によって生成されたプラズマビーム中のイオンのエネルギー分布を測定したので報告する。

使用したイオンエネルギー分析器は Spherical Electrostatic Analyzer でエネルギー分解能を $\Delta E/E$ (ΔE : FWHM, E : エネルギー) とすれば $\Delta E/E \approx w/2R_0 = 1/100$ である。ここで w : 入口と出口の aperture の直径 = 1.0mm, R_0 : 同心半径の平均半径 = 50.0mm。測定は Analyzer の出口の後にチャンネルトロンを置き counter により pulse counting を行った。なお、本測定器の collimator-Analyzer 系の Geometrical Factor は計算機の計算によると 10^{-6} E (cm² sr. eV) である。Flux の Directional intensity を F (cm² sec. sr. eV), 出力の count を F_c (sec), チャンネルトロンの効率を α とすると $F_c = F \cdot \alpha \cdot \Omega$ である。

Analyzer をチャンバーの中心に置いて測定した。Solar Wind Simulator は 前回報告したように Bennett 型質量分析器を用いてプロトンのみをえらんでいる。プロトンエネルギーは simulator の最終段の加速電圧に等しくエネルギー中は 1% である。これは分析器の分解能でおさえられている可能性がある。エネルギー中はチャンバー内圧力によるが Flux はガス圧に敏感でガス圧とともに急激に減少し 1×10^{-5} Torr より大きいガス圧ではイオンビームはでてこない。Fig. 1 は 水素のチャンバー内圧力一定, 放電 Power 一定 ($0.8 \text{ kV} \times 100 \text{ mA}$) で加速電圧を変化した時のエネルギー中と Flux の変化を示した。

後方拡散型プラズマ源の電極電圧を Fig. 2 に示す。ガスはアルゴンを用いた。イオンのエネルギーは V_{A1} によらず V_{A2} で決まるがエネルギーは 40V 程度 V_{A2} より小さい。エネルギースペクトルの一例を Fig. 3 に示す。エネルギー中は 30~40% であるがガス圧が高くなり放電した場合には更に広がる。Fig. 4 は V_{A2} 一定で V_{A1} を変化した時の E と $\Delta E/E$ を示す。

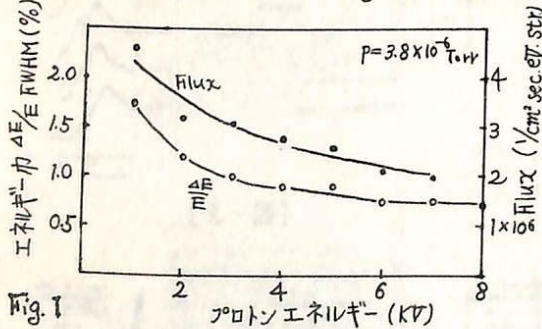


Fig. 1

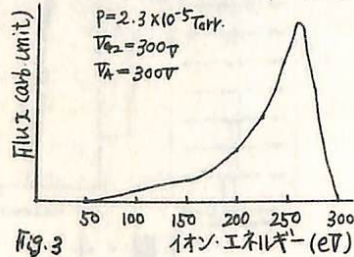


Fig. 3

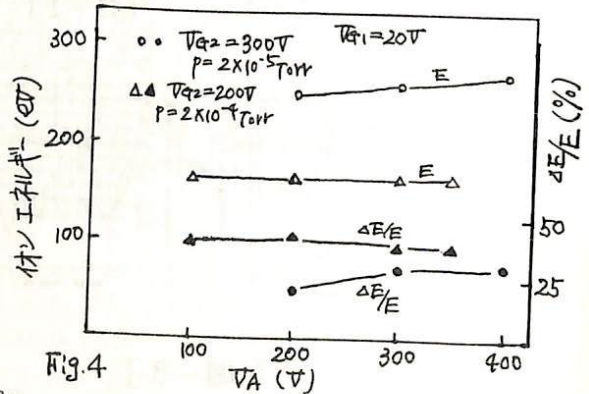
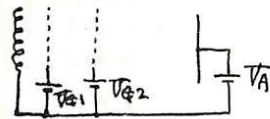


Fig. 4

ミ=Q型質量分析計

伊藤富造 山田弘暁 前田浩五郎 倉野信義
 東大宇宙研 電気試験所 電波研究所

従来ロケット、紅星搭載用中性分子組成分析計としては碰撞偏向型、マスフィルター、オメガトロンの等が使用されているが、最近開発されたミ=Q型分析計はこれらのものより小型、軽量化が可能であり、しかも高感度、無指向性など搭載用機器として多くの利便が期待できるので試作研究を進めている。

ミ=Qの電極はFig. 1 にその断面が示されているように 回転1葉双曲面と回転2葉双曲面の組合せでできている。この電極間に高周波電界を印加するとイオンはMathieuの微分方程式に従うような運動をする。

$$\frac{d^2R}{dt^2} + (a - 2q \cos 2\xi)R = 0$$

$$a = \frac{8eU}{m r_0^2 \omega^2}$$

$$q = \frac{4eV}{m r_0^2 \omega^2}$$

$$2\xi = \omega t$$

この方程式の解はa, qの値により安定又は不安定となる。a, qの値を適当にとれば電極間空間内にある特定のイオンを閉じ込めておくことが可能である。しかしその検出は容易でなくいままで試みられたのは共振法、パルス法であるが共に電子回路がかなり複雑になる。われわれはa=0とし高周波電圧の振動のみを掃引し安定領域から不安定領域に移ったイオンをチャンネルで検出する方法を試み、Fig. 2に示すようなスペクトラムを得た。この方法は回路的に簡単でありしかも分解能もよい。

今後 high mass range の分析, S/N の改善等を行なう予定である。

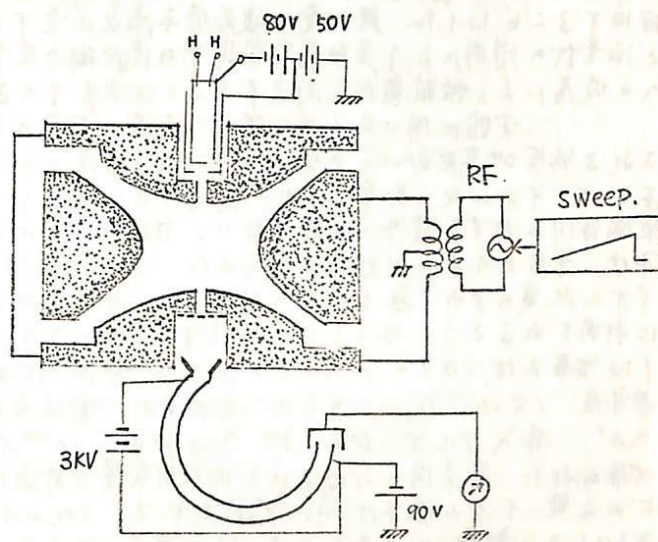
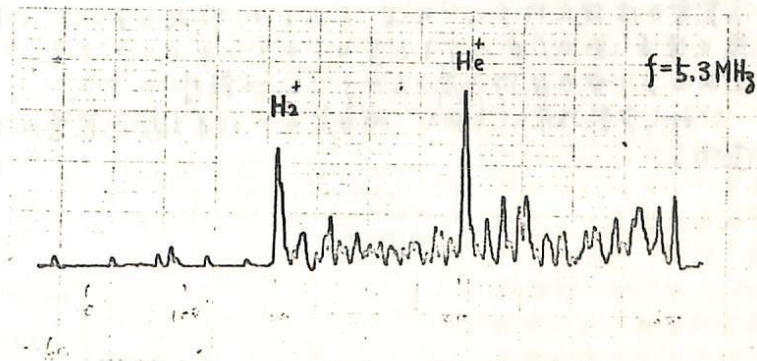


Fig. 1



-39- Fig. 2.

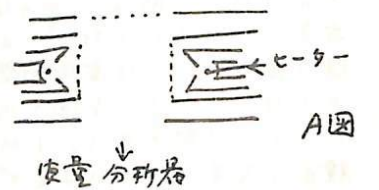
中性大気組成測定用質量分析器

巻野信義 前田浩五郎 伊藤高造
電研 電試 甲南研.

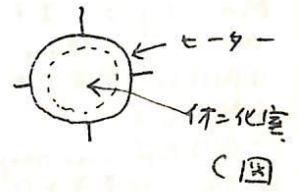
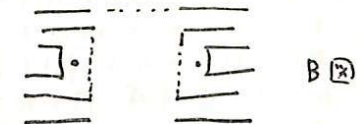
上層大気の組成を測定するため、ロケット搭載実験可能な中性大気測定用質量分析器の開発を行った。

測定器として、イオン源に *Quadrupole* 型質量分析器を組合せたものを用いるが、質量分析器についてはすでに開発が終了、下部電極層のイオン組成の測定を行うのと同一のものを用いる。中性大気組成の測定に關して、最も問題となるのは、イオン源の酸素原子に対する特性である。これについてはイオン源中の酸素原子の損失を極度に他の組成と同じ程度にするとは非常にむづかしく、その定量的測定は不可能であるので、損失を正すに十分な構造を工夫することとした。既知量の酸素原子流を作ることによって、これによる質量分析器出力特性について正確に校正する手法を採用することにした。既知量の酸素原子流を定量するには、既知容量のタンクの圧力変化と流量計の併用により差動真空装置中の高圧側の流量を正すと共に、低圧側は金属薄膜面への吸着による抵抗変化を測定することにより、その正確さを高めることができない。

実験に用いたイオン源は、A図とB図の二種であるが、A図の方は、イオン化される物質が高圧部から完全に切離される構造となっており、イオン化の効率は下り、送電率というも一つの飛翔体用に関する条件に合格した。B図のものをよる実験では、十分なイオン化効率が得られた。A、B両型共、イオン化室のまわりをヒーターがとりかこみ、熱電子が有効に利用されるようになった。質量分析器については、実験の結果は、カソードのエミツション電流 $50 \mu A$ 、真空度 1×10^{-5} Torr のとき、出力イオン電流として、残留ガス H_2O^+ 、導入アルゴンガスがそれぞれ $10^{-10} A$ 程度、が得られた。従来用いられていた地上用質量分析器用クロスヒーム型イオン源では同一雰囲気中で、 $500 \mu A$ のエミツション電流のとき出力は、約 $10^{-10} A$ であり、エミツション電流に対する出力イオン電流の効率では約100倍の感度を有することを知った。イオン源本体の消費電力は現在約6~8Wattであるが、現在のトリウムステン線のはずを 0.1ϕ にすると共に、トリウムステン線の使用により電力は約半減できることを期待できる。これら実験結果の詳細と、酸素原子に対する校正装置について述べる。



質量分析器



I. Alouette/ISIS 衛星の Data Acquisition System

梶川 実・竜宮寺 修
電波研 鹿島支所

電波研究所では、ALOUETTE/ISIS 衛星からのテレメータ信号を鹿島支所において受信している。ここではその Data Acquisition System についてのべる。図は受信システムブロックを示す。ALOUETTE/ISIS 衛星のテレメータ信号は 136 MHz 帯 (ISIS は 400 MHz 帯も含む) で地上に送られてくる。表はその諸元である。

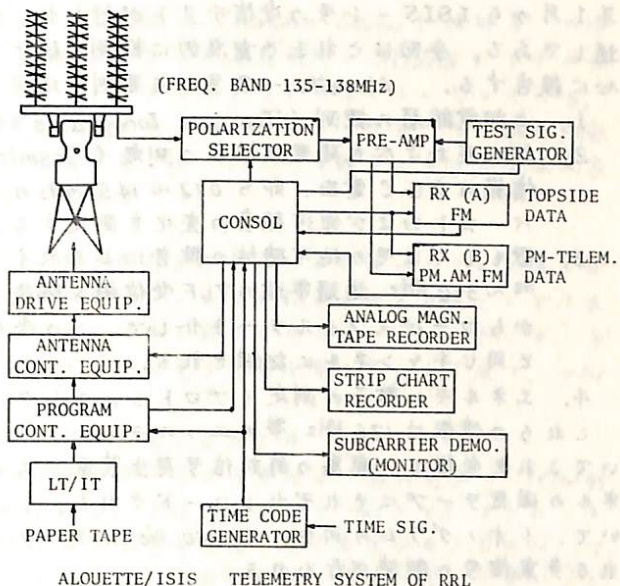
受信アンテナは、9素子直交八木アレー8スタック、利得 20 dB、マウント形式 X-Y 型、電気油圧駆動方式、最大角速度 (X 軸、Y 軸共) 5°/sec、角加速度 5°/sec² である。追尾方式はプログラムトラッキング方式で、予報値により衛星を捕捉する。アンテナの受信偏波は、X (Y) 軸平行直線偏波および左 (右) 旋円偏波の 4 種類を選択できる。

このシステムでは、プログラム制御により通常のオペレーションを自動化している。制御項目は、偏波の選択、受信周波数の選択、受信機 AGC 校正、テープレコード駆動制御、ストリップチャートレコード駆動制御。

ALOUETTE-II	
Launch Date	29 Nov. 1965
Orbit Apogee	2982 km
Perigee	502 km
Inclination	79.8 deg.
Period	121.4 min.
Spin Rate	2.25 rpm.
Telemetry	
TX No.1	
Freq. & Power	136.080MHz, 4 W
Modulation	FM Sounder
Subcarrier modu.	
FM/FM (a)	Langmuir probe
PAM/FM/FM (b)	S/C operation or freq. markers
TX No.2	
Freq. & Power	136.590MHz, 1 W
Subcarrier modu.	
PAM/FM/FM (a)	22kHz S/C operation
(b)	5.4kHz Particle counters
(c)	14.5kHz scintillation counters
(d)	3.9kHz cosmic noise
Beacon (CW)	
Freq. & Power	136.980MHz, 100 mW

ISIS-I	
Launch Date	30 Jan. 1969
Orbit Apogee	3522 km
Perigee	574 km
Inclination	88.42 deg.
Period	128.3 min.
Spin Rate	2.939 rpm.
TX No.1	
Freq. & Power	136.080MHz (BW=100kHz), 4 W
Modu.	FM Sounder
TX No.3 (TX No.2 = 401.75MHz)	
Freq. & Power	136.590MHz (BW=50kHz), 2 W
Modu.	PCM/PM (Experimental data & housekeeping)
Beacon (CW)	
Freq. & Power	136.410MHz 100 mW

アンテナ油圧電源 ON/OFF 制御、アンテナブレイキ ON/OFF の各項目である。この制御とトラッキングのための角度情報を電子計算機によりあらかじめ計算し、プログラムテープを作成しこれを読み込みオペレーションを実行する。受信されたテレメータデータは、計測用テープレコードに記録され、電波研究所本所に送りそこでデータ処理をおこなう。



ALOUETTE/ISIS TELEMETRY SYSTEM OF RRL

電波研の ISIS プロジェクト

II. Alouette/ISIS 衛星のデータ処理

西崎 良・永山 繁 敬

電波研

電波研究所では1966年8月以降Alouette-1, 2号の受信を続けており、更に本年1月からISIS-1号の受信テストが行われ、近い将来これの受信も本決まりになる見通しである。今回はこれまで重点的に観測を続けて来たAlouette-2号のデータ処理を中心に報告する。Alouette-2号の主要測定項目を下記する。

- 1, 上部電離層の観測 (Top side Ionograms を得る)
- 2, 銀河系および太陽電波雑音の測定 (Cosmic Noise の観測と云われ、電離層観測受信機のAGC電圧、即ち0.12~14.5 MHzのバックグラウンドノイズの記録から太陽バーストおよび銀河雑音の変化を測定する。
- 3, 雷もしくはその他可聴域の雑音によるホイスラーの観測 (VLF観測とも云われ50 Hz~30 KHz 通過帯域のVLF受信機を塔載しており、73 mのダイポールアンテナからローパスフィルターを介して、この受信機につながれ出力は電離層観測の信号と同じチャンネルに記録される。
- 4, エネルギー粒子の測定 (プロトン, エレクトロン, アルファ粒子の測定)

これらの情報は136 MHz帯の二つのテレメトリ-送信機で地上に送られ、鹿島支所においてこれを受信し、鹿島の時刻信号発生装置からのその時の時刻信号を加えて、7チャンネルの磁気テープにそれぞれレコードされる。レコードされた磁気テープから研究所において、イオノグラムの再生、Cosmic Noiseデータの作成、ハウスキーピングデータと呼ばれる多重信号の解読が行われる。

トップサイドイオノグラムの作成はサウンダーのビデオ信号からフレーム同期信号、ライン同期信号を検出して、フレーム同期によって1コマ毎のデータの区切りをつけ、又定められた個所に時刻信号を打ち出す。ライン同期信号は一本毎の走査線を発生させ、又高度目盛を発生するためのもので毎秒30本の走査線で、1コマのイオノグラムは約32秒、即ち960本の走査線で出来上がっている。周波数目盛は通常22 KHzのサブキャリアで送られて来るが、時としてビデオ信号と合成されて送られて来ることもある。その周波数は0.2, 0.5, 0.55, 0.9, 1.25, 1.5, 1.6, 2.0 MHz, 2.5 MHz以上は13.5 MHzまで1 MHzおきに入っており、その外に7 MHzの目盛が入っている。周波数スイープレートは、2 MHz以下は300 KHz/s, 2 MHz以上では1 MHz/sである。フィルムデータを作成するとき時刻信号も同時に復調し、1秒信号、5秒信号と1コマ毎に15個の数字が記録される。恒星番号、地上局番号、年、日(Number day)、時、分、秒の順で日(Number day)が3桁の外はすべて2桁の数字で表示されている。

トップサイドイオノグラムの整理方法として現在二つの方法、プラズマレゾナンス読み取り法と、N(h)プロファイル法が行われており、前者はイオノグラムから恒星高度における電子密度を直接求めるもので、 fN を求めることにより電子密度 $N_e = 1.24 \times 10^4 fN^2 (\text{MHz}) / \text{cc}$ で簡単に求めることが出来る。後者はZ, O, X, のエコー・トレースを読み取り、電子計算機で計算することにより、恒星高度からF層最大電子密度の高さまでの各高さにおける電子密度を求めるもので1966年10月から12月までの分は既に印刷出版され、1967年の分も本年度中に出版の予定である。この外多重信号として送られて来るSolar aspect sensor, Magneto meterからは恒星の姿勢計算が(情報処理部、奥田氏ほかにより)報告されており、又Cosmic Noiseの記録から、(電波部、羽倉氏ほかにより)いくつかのSolar burstが報告されている。今後パーテクルデータ、VLFデータの解析も進めたい。

電波研の ISIS プロジェクト

III. Alouette データの解析

松浦延夫・北条尚志・犬木久夫
電波研

電波研究所における ISIS (International Satellites for Ionospheric Studies) 活動は、1965年の ISIS Working Group への参加に始まり、1966年8月以降鹿児島支所で Alouette I および II のデータを受信し、さらに間もなく ISIS-I のデータ受信もはじめることになっている。

電波研究所におけるデータの解析は主に Alouette II について行ってきた。その解析内容を大別すると、(1) 上部電離層における電子密度分布と (2) 上部電離層における電波現象ということになる。これら解析結果について報告する。

(1) 上部電離層における電子密度分布

トッポサイド・サウンダーデータから電子密度分布を求めよるために二つの方法を用いてきた。一つは、イオノグラムからプラズマ・レゾナンス周波数から衛星位置の電子密度を求め、統計処理によって上部電離層の平均的な電子密度分布を知ることにできた。もう一つは、 $N(h)$ 解析によって衛星と F2 ピークとの電子密度分布を求めよる方法で、 $N(h)$ 解析のシステムは昨年よりスタートした。

(1-a) プラズマ・レゾナンス周波数から求めた電子密度分布

プラズマ・レゾナンス周波数から電子密度分布を求めよる方法は比較的簡単で、 $N(h)$ 解析がや、難かしくなる高緯度について有効である。1966年10月から1968年9月までの2年間のデータを用いて、夏季および冬季の半年毎に上部電離層の電子密度分布を求めた。その結果によると、不変地磁気緯度 55° 附近に境を以て上部電離層の構造が著しく異なっている。高緯度側では電子密度は可成り低くなっており、特に冬季の12月、1月、2月の期間には、不変地磁気緯度 $65^\circ \sim 70^\circ$ 附近で電子密度が $10 \sim 100 \text{ elec/cm}^3$ 程度に低くなる領域がみられる。

(1-b) $N(h)$ 解析から求めた電子密度分布

1966年10~12月の3ヶ月間の Alouette II のデータから $N(h)$ プロファイルを求めよるデータの出版を行った。トッポサイドの $N(h)$ 解析には若干の問題が残されており、人工衛星が高くなると、 $N(h)$ 解析の収斂が悪くなるたり、エコー・トレースが不明瞭、誤差が大きくなり、得られた $N(h)$ プロファイルの振度が必ずしも正確である。電波研では、イオノグラムから O, X, Z の各モードのトレースを用いて相互に予備がたいかどうかを調べよる方法をとっている。 $N(h)$ 解析の方法を改良すべく努力している。

(2) 上部電離層における電波現象

トッポサイド・イオノグラムから“ f_oF_2 ・サイクロトロン・エコー”が観出されたが、これは電子と f_oF_2 の両者が関係したプラズマ・エコー現象と推定されるが、その機構についてはまだ明らかではない。

イオノグラムに現れる Ducted echoes の研究や Ray Tracing による echoes の研究等も進められている。

一方サウンダーからの AGC 電圧を用いた Cosmic radio noise のデータ解析も行われている。

丸橋 克英
電波研究所

下層から上昇してくるH粒子が電離層において、 $H + O^+ \rightarrow H^+ + O$ の反応を通して H^+ になり、磁力線に沿って磁気圏尾部へ逃げ出す過程について検討した。 H^+ の流れを記述する基礎方程式は

$$\left\{ \begin{array}{l} m_1 n_1 v_1 \frac{\partial v_1}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial s} (n_1 kT) + m_1 n_1 g_s = R_1 + n_1 e E_s \quad : H^+ \text{運動方程式} \\ \frac{\partial}{\partial s} (n_2 kT) + m_2 n_2 g_s = R_2 + n_2 e E_s \quad : O^+ \text{ } \\ \frac{\partial}{\partial s} (n_e kT) = -n_e e E_s \quad : \text{電子} \\ \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial s} (n_1 v_1 A) = q_1 - l_1 \quad : H^+ \text{連続方程式} \end{array} \right.$$

とし、定常状態を扱う。

この方程式を解くのに必要な3つの境界条件は、(i) 下層での O^+ の密度 (ii) 下層での H^+ の密度 ($H + O^+ \rightleftharpoons H^+ + O$ の平衡状態で与える。) (iii) 遠方での H^+ の流速であり、(iii) は、遠方での H^+ の密度を与えることに対応する。これによって、supersonic、subsonic の2通りの解が得られる。ここで得た解を検討し、 H^+ の運動に対して、次の様な点を明らかにした。

- (1) 磁気圏尾部への H^+ の流れは、supersonic になる。
- (2) 下層での H^+ の運動は、本質的には拡散現象である。
- (3) 定常状態になるのに要する時間は、主として、下層で拡散平衡が達成される時間によって決定される。
- (4) F領域の電子密度増加によって、(i) H^+ の Escape Flux 増加 (ii) イオン組成中の H^+ の割合の増加が期待される。

最後に、上記の扱いは、完全に連続体としてのものであり、これがどこまでゆるされるかは、大きな問題であるが、この段階までの問題点として、

- (1) O^+ の運動を無視してよいか。
 - (2) 下層での H^+ の速度に何らかの制限をつけるべきではないか。
- 等があげられる。しかし、これらの影響は、結果を本質的に変えるものではないことが、予想される。

村田 宏 雄 岐阜大・工

電離層領域,特にE層附近における大気潮汐振動ならびにその伝播に及ぶ摩擦は主に中性粒子同志の間に及ぶ粘性・熱伝導によるものと,荷電粒子と中性粒子との相互作用によるアンペア力 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}_0$ とに分けられる. アンペア力によるものは電離層ダイナモ理論と密接に関係するものであってコリオリ力が無視できるところではほぼ解決されている. すなわち,この場合の大気振動は正の固有値を持つ故に高さ方向へ伝播するモードであり,それが電磁気的な意味において一日程度の固有周期を持つ電離層では吸収されたり反射がおこなわれる. アンペア力によって大気の運動が減衰を受けると同時に大気の運動に回転も与え,その周期が振動の周期と一致するところで共鳴が起り強力な波のエネルギーの吸収がある. 荷電粒子の運動が衝突を通して中性粒子に伝える現象である.

一方粘性・熱伝導の効果はこれもコリオリ力が無視できるところでは,昨年秋の学会でも述べたように重力波として一般に取り扱った. 今回は大気潮汐振動に関して熱伝導のおよぼす効果についてもう少し詳しく調べてみた結果について報告する. 数学的にはコリオリ力を考慮したままで熱伝導の効果を検討することが可能である. 一方の大気振動の水平構造はHough Functionで与えられ,垂直構造のみに熱伝導の効果が入った形を成している. この場合熱伝導波のモードが新たに加わるのである. 粘性の効果はコリオリ力を考慮した形で数学的に展開することが困難である. それは水平面上の各方向への粘性の影響がコリオリ力を通して互いに他の方向に作用することになり,摩擦のない場合の振動の水平構造を変形することに成りHough Functionで与えられぬ. この意味で大気潮汐振動におよぼす粘性の効果と熱伝導の効果は異なっている.

加藤 進

京都大学 工学部

(1) Irregularity の運動

Ionization, Irregularity の動きから電場や風を推定する方法は、流星レーダー、人工電離層実験の基礎になっている。この Irregularity の動きに関する従来の理論の discrete モデルは余りにも unrealistic であり、中心から外に向ってガウス分布を有する continuous モデルを用いて従来の理論の修正をした。その結果、修正はきわめてわずかであり、実際には従来の discrete モデルでよい事がわかった。

(2) 電場・風

地磁気 S_q 変化から求めた風は、主として diurnal tide の first negative mode であり事を著者は発見した。最近の Jarpley と Stenning の研究によってこれが確かめられた。では風の観測の現状はどうか。著者はフランスの Spizzichino の流星レーダーの最近の観測結果を紹介したい。夏に negative mode が大きくなっている事は注目すべきことである。更に positive mode については上下に伝播するものが発見されており、これは meteor height より上に反射層がある事を示している。この事実は tidal theory の発展に多大な information である。しかし以上の観測も信頼性については未だ疑問も多い。その数々の原因は、一臆での測定結果という事である。現在、アメリカ、ヨーロッパには各々夏の観測隊があり、これ等が皆、Spizzichino と同様の結果と表しても信頼性はあまり高くはなれない。何故なら、アジア地域のデータが欠けているためであり事は簡単な考察から明らかである。日本での流星レーダーの観測が望ましいと IUCSTP で勧告されているゆえである。

電離層の大気潮汐振動による鉛直電流の効果

藤原玄夫

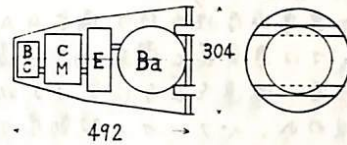
九大・理

電離層内の大気潮汐振動、電離層の電気伝導度は高さと共に顕著な変化を示すため、鉛直方向にもポテンシャル差を生じて、定常電流を流す。(N. Fukushima 1968) 電離層はその厚さが小さいから、鉛直電流は水平電流と比較すれば小さいが、水平電流の発散を 0 とすることはできない。(A.C. Coles and A.T. Price 1969) 従って大気潮汐振動による、水平方向の電離層電流、静電場の分布も、従来の電離層ダイナモ理論では無視していた鉛直電流を考慮することによってその様相を変える。南北両半球の磁気共役点間にポテンシャル差があれば、これによる磁気圏電流も加わることになるが、ここでは両半球間のポテンシャル差がなるときでも大気潮汐、伝導度の高度変化によって鉛直方向にも定常電流が流れることを想定して、従来の 2 次元の取り扱いを簡単な 3 次元モデルに拡張し、前回に引き続き、特に電気伝導度の高度変化による鉛直電流とその効果について考察し、計算した結果を報告する。

L-4S による発光雲実験

中村純二* 石谷 久** 大林辰蔵**
 *東大教養 **東大宇宙研

L-4S-5号機により人工衛星「おおすみ」が打上げられたが、この型の衛星は図1に示すように重量が厳しく制限される上、電池の寿命も短かく、観測を行なおうとしても、テレメーターに重量の半分を食われ、極めて能率が悪い。そこでテレメーターを必要としないバリウム弾による発光雲実験を行なうことを提案する。これによればその時刻の人工衛星の位置と高度を、100~200mの精度で正確に決めることも可能である。



L-4S-n		kg	L-4S-5		kg
ビコンBC (136MC)	0.20		TM (テレメータビコン)	4.91	
コマンド受信機CM	1.80		MX (精密加速度計)	0.38	
バッテリー-E (YAI)	0.30		TX (温度計)	1.12	
同上ケース	0.40		TMアンテナ	0.12	
アンテナ	1.00		ビコンアンテナ	0.75	
ビスナット	0.30		その他	0.11	
Ba弾 { 薬(Ba,CuO他)	2.10		構造	1.50	
{ 管体	1.00		計	8.89	
{ 氷銀電池	0.29				
構造	1.50				
計	8.89				

図1

nominalなL-4S-nとして、L-4S-5と大きな重量の全く等しい図1のような4段目を方位角95°で水平に発射した場合を想定すると、発射後2時間5分20秒で地球を一周し、高度547kmの図2のA点に達する。このとき直距離836kmの内之浦からコマンドによりBa弾を点火すれば、図2の大線の円内にある各点からは、仰角30°以上でBaイオン発光雲とCs中性発光雲を観測することができる。

内之浦などの発光雲観測点の他、名瀬・那覇・宮古島・南大東島などの測候所にファインダーつき35mmカメラを設置し、これら測候所ではJYにより1秒以内の精度であれさせた時計にしたがい、

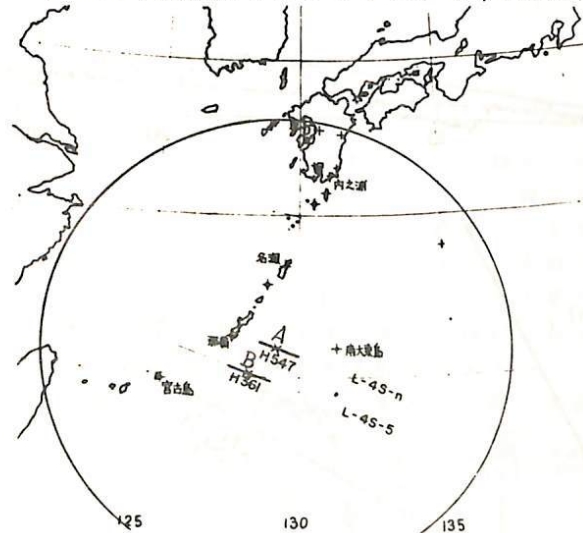


図2

より5秒まで、15秒より20秒までなどの1分間4駒撮影を繰返せば、十分観測結果を解析することができる。大気の状態が良好ならば、九州全域及び四国から、肉眼で発光雲を認めることもできるはずである。

L-4S-nの周期には数分の不確定さが予想されるが、宮古島で太陽高度が-9°になる時刻の2時間5分前にロケットを発射すれば、この時刻にはすべての観測点が観測可能な薄明状態におかれ、且A点での日照下限は高度200kmとなるので、人工雲は十分に輝く。万一「おおすみ」のように発射後2時間35分を要して高度361kmのB点に達した場合でも、B点の日照下

限は約350kmであるから発光可能であり、またその際の仰角30°以上の観測地帯は、図2の細い円で表わされるが、内之浦からのコマンド指令や発光雲の観測は十分可能であって、低緯度における大気力学の観測を行なうことができる。

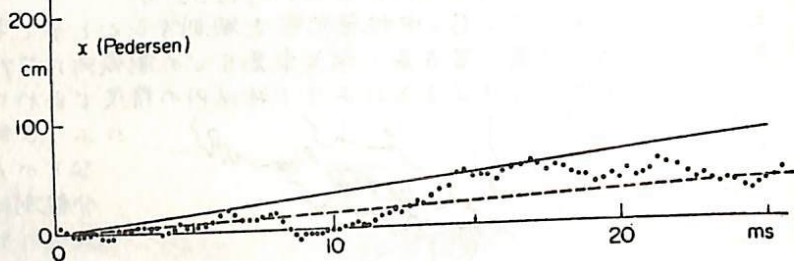
深尾昌一郎・津田孝夫
京都大学工学部

Sen and Wyller [1960]は、弱電離磁化プラズマ中で、電子対中性粒子衝突周波数が速度依存性を持つ場合のAppleton-Hartreeの公式について議論をした。一方、先に、我々は直交した電磁場が透過した弱電離プラズマについて論じ、荷電粒子が電場によって加速・減速を交互に受けた効果は荷電粒子から見た中性粒子の衝突断面積の変化によって現われ、 ω_p - ω_c 二移動度が従来のChapman-Cowlingの式で与えられた値より大きく与えられた場合のありこも示した [Tsuda et al., 1969]。この効果 (Gyromagnetic effect) は荷電粒子の回旋軌道上での加速・減速に起因するものであり、上述の Boltzman eq. から得られた解には含まれない。その理由は、 ω_c には、Sen and Wyller の Schweitzer and Mitchell [1967] 等によって得られている Chapman-Emskov 型の解では、collision-dominant 平衡状態の解から出発するに、荷電粒子の軌道に関する情報は消えてしまうことによる。

図1、2は ω_p - ω_c 二方向の電子の時間的変位を示すものであり、その傾きは、 ω_p - ω_c 二移動度を与える。電場はXの負方向、磁場はZの正方向に印加されている。実線は Boltzman eq. から得られた値を、破線は粒子の回旋をも考慮した計算機・シミュレーションから得られた値を示すが両者の差は、Boltzman eq. の解に、粒子の回旋軌道に関する情報が入っていないことを示すものである。

parameter

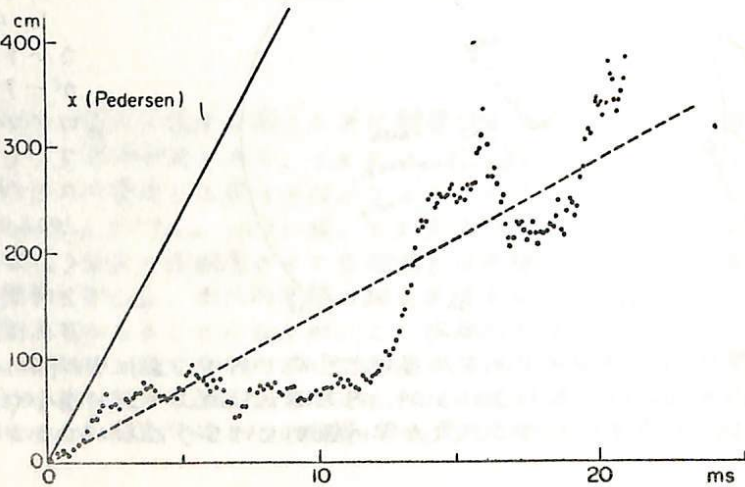
Figure	$\frac{V_0}{\lambda_0} \frac{dx}{dv}$
1	1.88
2	0.12



references

Sen, H. K., and A. A. Wyller,
J. Geophys. Res. 65, 1960.

Tsuda, T., S. Fukao, and
K.-I. Maeda, J. Appl.
Phys. 40, 1969.

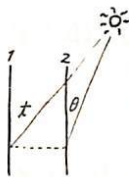
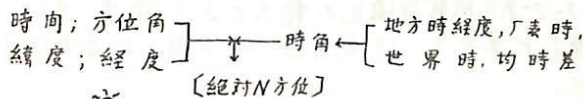


岩石磁気用の方位絶対測定, 及び 磁化測定用スピナー回路の改良

東京大学理学部 河野長, 木下肇

1. ポトラル (方位測器)

本報は野外調査時の方位決定及び簡易測地の目的で作られた小型トランジスタを多少改良して, 古地磁気学的な作業にも使えるようにしたものである。野外で方位づけの為に測るべき量としては, 時間(地方時, 実用上±30秒で充分), ドリルコアの定真に対する太陽の方位角(傾角不要)及びコア中心軸の鉛直からの偏角である。前二者から地方時・緯度経度及び時間軸の日々の歪み(教表により)補正して, コアの定真と, 地理的北との間の角度を求めることができる。従って観測された方位が, 地磁気異常等の影響を受けない利便がある反面, 太陽がない時には使えない等が難点である。これを補う目的でポトラルは単純なコンパスとしても使用でき, 精度を要せず, 早く知る時にはクリノメーター代りにもなる。ポトラル自身の測定精度は±0.05°, 且時間日人力で±1秒まで行くが, ドリルコアとポトラル脚台の遊びを考へて, 角度で±1°, 時間にして±30秒までで充分であろう。実際の場合下の如く右枠内の各量は教表により与えられ



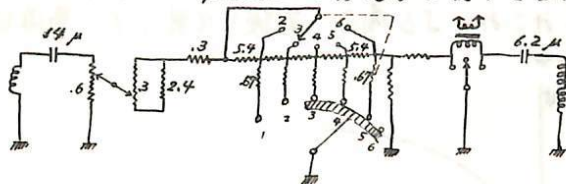
1: 地方時標準子午線
2: 観測点 0: 観測方位
(この概念図)

り, 左枠内の諸量を観測すればよい。南中を0°とし, 西方向を正方位に与えた場合, 正時角, δを視赤緯, Bを緯度として次の式で与えられる。

$$\text{真方位} = \cot^{-1} \{ \cot \delta \sin B - \operatorname{cosec} \delta \cos B \cdot \tan \delta \} - \text{観測値}$$

2. スピナー

著者等はスピナー回路を用いて磁化の絶対値を定める場合, すべてのシグナルを増中する以前にその値を定める, USGS型が, 種々の意味で有利であると判断してその作製を進めて来た。この回路は増中器の感度のゆらぎに左右される利便があるが, 前段階での比較回路の設計はかなり面徹であり, 市販のユニットをゴッソ足しただけでは構成できない。この回端子回路の難点は少なくとも最近のUSGS型のスピナーでは克服されているが, 我々はその改良を進め, 設計を改めて来たが, 尙ほ最終結論に達したと思われないのでその問題点と改良点を述べてみたい。我々の考へは, 極く一般的に Impedance の整合と, 見かけの Impedance の考へから従って回路を接続したもので別後新方式では無い。



シグナル及びスタンダードコイルは出力のみを重畳に置いて内部抵抗は二の次にして下為に回路は一見複雑になるが, 本質的には左下のライオグラムに従ったものである。



降下火山灰の帯磁機構

青木 豊
東 天 理

火山灰堆積物を用いた古地磁気学は、現在よびにいくつも行われてきているが、これらの多くは水中堆積物と見られており、残留磁化の起源は、堆積域留磁化であると見られる。一方陸上の火山灰堆積物については、行武らによって伊豆大島の火山灰を用いて地球磁場の偏角、伏角の永年変化を求める試みが行われてきた。しかし一般に、火山灰は帯磁機構がはっきりしなかったため、帯磁年代等に不確実性が残り、古地磁気学の普通の試料である熔岩程、重要視されてこなかったのが実状である。火山灰の帯磁機構、帯磁年代及び安定性が確認されるならば、噴出頻度が熔岩に比べ高い火山灰を古地磁気学のデータとして利用できることにより、比較的短同期の磁場変動が求められる可能性が大きい。特に火山灰の保存の状態のよい比較的若い年代については、その意義が大きいであろう。ここでは降下後の移動を至る一次堆積物にすぎず、伊豆大島において一般に認められる火山灰について調べた。

火山灰の磁的性質は以下の通りである。

- i) 一般に帯磁し、磁化方向は磁場に平行である。
- ii) 自然残留磁化は 10^{-4} emu/g のオーダーであり熱残留磁化の数%である(磁場一定)
- iii) 磁化の安定性は熔岩(TRM起源)に準ずる。(交流消磁、熱消磁、低温消磁)
- iv) 残留磁化は堆積後獲得された。
- v) 堆積時の温度は 300°C 以下である。一方 NRM は 300°C では完全に消磁される。
- vi) TRM は自然残留磁化の約 20% (数十年前噴出物の場合)
- vii) 強磁性鉱物は、熔岩の場合よりも酸化されている。

以上のすべてを説明しうるものとしては、火山灰の堆積後の降雨等による、水の影響が考えられる。(但し i) については除く)。この場合火山灰に対する水の相対的運動が重要になり、いわゆる“しみこみ”によって帯磁が起こる。しみこみによる帯磁の様子には、

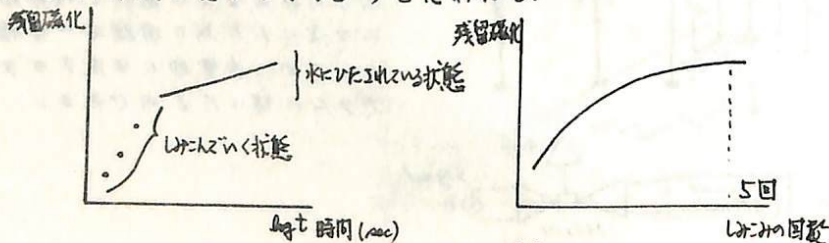
- 1) 強度は、同じ火山灰の NRM にほとんど等しい。
- 2) 数回のしみこみで、磁化強度は飽和する

という性質をもつが、(下図) また

- 3) 磁場方向に比べ、伏角が残る。

という結果も得られた。

自然界において、水の影響は受けられるものであり、その結果として“しみこみ”による磁化獲得は、かなりの大きさになると考えられる。i) と 3) の相違は、今後解明されればよいが、すべての磁化が水のしみこみによる場合、実験と比較して、帯磁は、降灰後数年以内で完了してしまうと思われる。



堂面春雄

山口大学教育学部物理学教室

前回までに(68年5月, 69年10月), 山口県中南部全域および北九州地区の一部に分布する第四紀火山灰層の磁化方位について主に報告してきたが, 今回はこれらの磁化の担い手としての含有強磁性鉱物について行っている熱磁気分析・X線解析の結果の一部を報告する。

これらの強磁性物質は, 主として, ケタノ・マグネタイト・シリーズのものと考えられるが, これらに化学消磁の手法を応用して, 熱磁気曲線と対照しながら, 物質を同定する。

すなわち, conc HCl に浸す時間をしだいにまして行き, 熱磁気曲線にみられる, いくつかの Curie点 の存在を示すクニックを明瞭にして, 次々におさえていく試みである。

永田 武 · B. J. CARLETON

東京大学(理) ピッツバーグ大学(理)

アポロ11号の採集した月岩石試料3種類について、それ等の残留磁気とその安定性を測定した。試料は(1)結晶質火成岩(NASA番号#10024.22)、(2)強凝固角礫岩(#10085.13)、(3)弱凝固角礫岩(#10021.32)の3種類である。既に報告されている如く、これらの月岩石試料中には、重量比にして12~16%のFeをふくんでいるが、その大部分は Fe^{2+} の形で、常磁性又は反強磁性の鉱物を形成して、月岩石試料の強磁性は金属鉄微粒(Ni及びCoの少量を含む)に由来している。

金属鉄の含有量重量比は、火成岩中には約0.1%、角礫岩及び細砂中には0.5~1.0%の程度である。金属鉄粒には極めて微粒のものも含まれて居り、特に細砂及び弱凝固角礫岩中には100°C以上にて、ほとんど完全な超常磁性の性質を示すものがある。従って、常温においては無視出来ない大きさの磁気粘性を示すものがある。

この研究に於いては、3種の試料について、磁気粘性を先づ調べ、粘性残留磁気を除いたと考えられる安定残留磁気を測定し、更に安定残留磁気の交流消磁に対する安定性を調べた。地球磁場内における粘性残留磁気(ΔI_r)の安定自然残留磁気(I_0)に対する比、 $\Delta I_r/I_0$ ；交流消磁によって自然残留磁気方向が($\pm 5^\circ$)の範囲のちろぼりより大きく外れ始める磁場と定義した交流消磁臨界磁場(\tilde{H}^*)、及び交流消磁により自然残留磁気強度が初期値の $1/e$ になる磁場と定義した交流消磁有効磁場(\tilde{H}_0)を用いて自然残留磁気の信頼度及び安定度の目安とする。測定結果は次の如くである。

	火成岩 (10024.22)	強角礫岩 (10085.13)	弱角礫岩 (10021.32)	単位
I_0	8.9×10^{-6}	1.53×10^{-4}	1.5×10^{-5}	emu/g
$\Delta I_r/I_0$	0.093	0.22	8.3	
\tilde{H}^*	~30	>500	~40	Oersteds
\tilde{H}_0	27	~800	35	Oersteds
初帯磁率(χ_0)	2.6×10^{-4}	4.3×10^{-3}	8.6×10^{-3}	emu/g
飽和磁気	0.155	0.44	0.74	emu/g

試料10085.13の自然残留磁気は強度もつよく、又きわめて安定である。この様に安定な残留磁気の発生機構について、種々の見地から可能性を論じてみたい。然し試料10021.32のように粘性磁気が著しく大きい角礫岩の残留磁気については、地球到着後の地球磁場の影響が完全に消されているかどうか疑が残ると思われる。

含有磁性鉱物

永田 武 R. M. FISHER
東京大学(理) U. S. スペース中央研究所

すでに報告した如く(永田, その他, SCIENCE, 167, 703-704, 1970), アポロ11号採集の月岩石試料中, 結晶質火成岩と細砂は重量比(2~16%のFeを含んでいるが, その大部分は PYROXENE(常磁性), 純粋な Fe-PYROXENE (FERROSILITE, 反強磁性), ILMENITE(反強磁性), TROILITE(反強磁性)等の中の Fe^{2+} であって, 残りは金属鉄粒となっている。この論文に於いては, (1)結晶質火成岩(#10021.32), (2)強凝固角礫岩(10085.13), (3)弱凝固角礫岩(10021.32)及び(4)細砂(10084.89)の4種類の試料について, 磁氣的諸性質とその造岩磁性鉱物に対する関係についてさらに詳しく実験した結果を報告する。測定は磁気諸量の測定のみでなく, 高圧電子顕微鏡, X線マイクロアナライザー, Xスプアー効果測定装置等を用いて, 微粒の磁性鉱物の組成をも出来る限りくわしく調べた。

- (i) Mössbauer 分析によると, 月岩石のFeは, PYROXENE, ILMENITEの鋭い RESONANCE PEAKの他に, 少量のFe, FeS 及び OLIVINEの PEAKが検知出来る。Fe³⁺はFe²⁺に比べて無視出来る程度に少い。
- (ii) X線マイクロアナライザーによつて, 月火成岩中の金属鉄の多くはFeSから晶出していること, およびその金属鉄はCo & Niの少量を含んだ合金であることが判る。
- (iii) 磁化-温度曲線から, 火成岩は FERROSILITE 及 ILMENITE の反強磁性ネール点を示すが, 細砂には, FERROSILITEのネール点は見出せない。X線マイクロアナライザー(分解能約 1μ)では FERROSILITE の单相を火成岩中に見出せないが 800KV の透過電子顕微鏡写真によれば, PYROXENE結晶の周縁部において 500Å ぐらいの縞状構造が見られ $FeSiO_3$ と $(Mg, Ca)SiO_3$ とが交互に縞状構造を形成していると考えられる。
- (iv) 火成岩以外の3試料については, 磁気履歴曲線をかなり正確に測定することが出来た。常温において, 4試料とも磁化曲線は強磁性成分と常磁性成分(反強磁性成分をもふくむ)との重なりである。
- (v) 4種類試料の磁氣的性質は次表の如くである。

	火成岩 (10024.22)	強角礫岩 (10085.13)	弱角礫岩 (10021.32)	細砂 10084.89	単位
初帯磁率	2.6×10^{-4}	4.3×10^{-3}	8.6×10^{-3}	8.8×10^{-3}	emu/g
帯磁性帯磁率	3.4×10^{-5}	4.4×10^{-5}	2.7×10^{-4}	3.5×10^{-5}	emu/g
飽和磁化	0.155	0.44	0.74	1.17	emu/g
飽和残留磁化	1.5×10^{-3}	6.7×10^{-2}	5.0×10^{-2}	8.4×10^{-2}	emu/g
抗磁率	~	125	19	36	Oersteds
残留抗磁率	~	670	~	460	Oersteds

FINE-PARTICLE HEMATITES AND SOME RED SEDIMENTS

D. J. Dunlop

University of Tokyo (now at University of Toronto)

Magnetization curves of a synthetic fine-grained ($0.2-0.7 \mu$) hematite measured between -196 and 710°C showed hysteresis only in the spin-canting range, -20 to 680°C . In contrast to single-crystal results (Smith and Fuller, 1967), the spin-canted ferromagnetism of these fine grains was very hard, with coercivities extending up to 20 KOe at least. The sample had been preannealed several hours above 900°C ; the absence of isotropic or "defect" ferromagnetism below -20°C could therefore be a result of the relaxation of internal stress during annealing.

Annealing experiments support this interpretation. Hysteresis and isothermal remanence curves of 7 synthetic powders (including the original material) having average grain sizes ranging from 0.5 to 5μ were measured at 20°C before and after successive anneals at 700 , 800 , 880 and 950°C . The amount by which the magnetic properties changed varied from sample to sample and was not clearly correlated with grain size. In all cases, however, there was a progressive decrease in saturation magnetization σ_s and saturation remanence σ_{rs} and an unexpected increase in remanent coercive force H_{cr} , from $2.3-6.0 \text{ KOe}$ in the unannealed state to $4.8-8.8 \text{ KOe}$ terminally (after 1 hr at 950°C). If the part of σ_s that anneals out is a defect moment, it evidently has lower magnetic stability than the spin-canted moment.

Similar, generally small, coercivity increases were found in the remanence curves of 8 red sandstones and 3 argillites, but only if annealing was carried out between 600 and 850°C . Production of secondary magnetite and hematite masked changes in the primary hematite for coercivities below 3 KOe and for annealing above 850°C .

Sample	Grain Size (μ)	Initial σ_s (emu/g)	Initial σ_{rs} (emu/g)	Initial H_{cr} (KOe)	Final σ_s (emu/g)	Final σ_{rs} (emu/g)	Final H_{cr} (KOe)
1	0.5	2.3	1.5	2.3	1.8	1.2	4.8
2	1.0	3.5	2.2	3.5	2.8	1.8	5.5
3	2.0	4.5	3.0	4.5	3.5	2.5	6.0
4	3.0	5.0	3.5	5.0	4.0	3.0	6.5
5	4.0	5.5	4.0	5.5	4.5	3.5	7.0
6	5.0	6.0	4.5	6.0	5.0	4.0	7.5
7	5.0	6.0	4.5	6.0	5.0	4.0	8.8

Magnetism of Some Monomineralic Clays

早稲田大学工学部 Ю. Б. Осилов*
 東京大学理学部 木下 肇

“粘土”という用語の定義は仲々の難向題であるが、ここではそれについては考えない。我々がここで用いた試料は、非常に強い風化脱色作用を受け、その結果試料の殆んど全体が、非晶質並かに所謂粘土鉱物のみにより占められて居り、当然脱鉄作用も進んだものと考えられた。使用したものは、Kaolinite, Halloysite, Bentonite, Illite (Hydromica) 及び Sepiolite などである。

著者は従来より、粘土・粘土鉱物の磁化・磁気異方性を測定し、或は風化作用の進みつつある火山岩・火成岩などの磁性を研究して来たが、オシボフカモスクフ大学から早稲田大学に約1年向(1969.2~)研究員として来日して居る間に共同で行った実験の内の一部の結果について紹介する。測定は J_s -T, E.P.M.A, X-ray diffraction, X-ray fluorescence, Microscope, NRM, IRM などにあたり、行なわれたが、粘土特有の難しい事が多く、結局多少論じ得る結果が出たのは J_s -T の結果程度である。しかも全部の試料に含水量(15~18%)が多く J_s -T 測定中の S/N の劣化を招いた。例えば Kaolinite などの場合には R.T. での J_s (4000 G) に対し 100~150°C での重量変化は 5~7 倍にもなる状態である。この重量変化(99%脱水による)のピークは更に高温になり、これは現われ 400~500°C の辺にも小さなピーク(重量の減少、量的には不明)が現われこの温度附近での J_s -T の異常に関係があるものと思われる。ここでは、99%のものに J_s の異常な増大が認められる。この変化は周囲の大気圧(1.0~10⁻³ Torr)に99%影響されるが、本質的には皆同じものである。これは海底から採集した玄武岩などの J_s -T に見られるものと見同じものに見えるが、変化の内容は更に複雑である。今までに考えられて来た原因論によると

- ① γ -Ti.Mnt の熱変態 ② Goethite の分解 ③ 鉄等原子の結晶化
 ④ FeO 方向からの酸化 ⑤ 全く未知の結晶磁気的作用

等が考えられる。著者等も原因解明の爲、粘土中の強磁性鉱物を抽出する試みは行なつて見たが、今までの所不成功に終つて居る。

熱磁気分析の異常を示す岩石群に関する考察

青木 聖・木下 肇
東大 理

熱磁気分析の際、加熱過程と冷却過程に下げる飽和自発磁化(J_s)の相違は、加熱による磁性鉱物の変化を示すものと考えられている。これらの変化は、多少は一般に認められるものであるが、特に顕著なものとして、玄武洞の岩石(空気中)、また最近ではがりの割合で、海洋底の玄武岩が異常な熱磁化曲線を示すことが知られてきた。この場合、加熱とともに J_s の急増をもつ特徴とされるが、同様のパターンは、程度の差はあれ比較的多くの場合にも見い出されることがわかった。それらを区別すると、

- ①ある種の粘土鉱物
- ②ある種の海底堆積物
- ③Island Basalt

とみる。

現在までに、 J_s - T の異常の irreversibility を示すサンプル

- ④海洋底 Basalt
- ⑤玄武洞 他
- ⑥マンガンノジュール

は、それぞれ④の phase の熱分解 ⑤ Titanomagnetite の高温酸化 ⑥ Mn-Fe の化合物から Ferromagnetic 相 (Jacobinite) の析出と解釈されているが、①②の場合には、Fe の水酸化物 (Limonite) の脱水に対応して J_s が変化して下り、脱水とともに、強磁性鉱物の析出が考えられる。また③は⑤と同様に Titanomagnetite の高温酸化と考えられるが、この型を示す岩石の分布は、伊豆諸島—伊豆半島—本州内부를考えた場合、伊豆諸島の異常な J_s - T 曲線を示す岩石群から、本州内部の Magnetite に近い、比較的 reversible な J_s - T 曲線を示す岩石群とはほぼ漸移して下り、陸上の岩石に比べ、海洋地域の玄武岩は較長角圧の低い状態で生成され、結晶していることが推定される。

Mituko Ozima
Geological Institute, Univ. of Tokyo

and

Nobuhiko Sakamoto
Electrotechnical Laboratory, Tanashi

Three titanomagnetite samples, of composition $x=0.7, 0.9, \text{ and } 1.0$ (x =ulvöspinel molecular fraction), were oxidized according to the method of Sakamoto et al: wet-grinding followed by heating to $200 - 300^\circ\text{C}$. Like those of Sakamoto et al our samples showed reversal of saturation magnetization during alteration of titanomagnetite to titanomaghemite. Our experimental results seem to be compatible neither with the ionic model of Verhoogen nor with that of O'Reilly and Banerjee.

The Curie point gradually increased and the lattice parameter decreased during low-temperature oxidation(titanomaghemitization). On heating above 300°C , the γ' -titanomaghemites underwent high-temperature oxidation(unmixing into magnetite, pseudobrookite(only formed during heating to 600°C), rutile phases). The unmixing results in a sudden increase in Curie point and decrease in lattice parameter and saturation magnetization. On further heating, the saturation magnetization reverses for a second time. Therefore, double self-reversal of remanent magnetization in naturally oxidized rocks is considered a real possibility.

小嶋 稔・小嶋 美都子
東大・地物 東大・地質

Temperature variation of magnetization at high magnetic field ($H = 3,000$ Oe) were measured in vacuo of 10^{-3} mmHg for 26 submarine basalts from 17 sites in the Pacific ocean.

All samples which were questioned to be in situ have reversible change of the magnetization on heating and cooling, showing a typical thermomagnetic curve for titanomagnetite with $\theta = 530 - 560^\circ\text{C}$. Other samples which are believed to be in situ from petrological examination show irreversible change of the magnetization on heating, in which both the Curie point and magnetization increase markedly.

The irreversible change of the magnetization can be explained that Ti rich titanomagemite which appears to be a major ferromagnetic constituents in the 'in situ' submarine basalts decomposes to α and β phases on heating in vacuo. The extremely fine grain size of the ferromagnetic minerals (generally less than 1μ) and suboceanic environment (existence of H_2O) may accelerate the oxidation of the primary Ti rich titanomagnetite to titanomagemite. The whole processes may be very much similar to those visualized in the 'wet-grinding method' which is employed to produce titanomagemite in a laboratory.

Preliminary X-ray microprobe analyses confirmed that the major ferromagnetic constituents in the submarine rocks are titanomagemite.

It is suggested that thermo-magnetic analysis may be useful to identify 'in situ' submarine basalt.

黒木徹 収藤悠史 加藤進
京大工

ホイッスラー電波は Storey による理論的裏付けは未だプラズマ中の波動伝播の理解と、磁気圏の診断に大なる貢献をなして来た。人工衛星の進歩により、その重要度は相対的に減ったが、安価に同一地点で定常的に観測できる利点がありその観測の意義はまた失われな
い。今までのホイッスラー観測の弱点の一つは、波源の位置、パワー、発生頻度とその時間変化が確定しきいことである。この弱点を補うため、オーストラリア北西端から遠航的に発射されることとを試みているので、その経過を報告する。

ホイッスラーモードの NWC 電波が日本上空にまで来ていることは Kimura のロケット観測 (1970年1月) により確かめられているが、地上では左側に強い導波管モード (地表-電離層間を伝播する波) にマスクされ通常の手続きでは観測できない。しかし、克服すべき困難の第一は導波管モードの強度をいかに下げるかであり、第二は S (ホイッスラーモード) / N 比をいかにして上げるかという点にある。この第二の困難は、受信する電波が伝播を定度の極めより単一屈折の波であって受信機のパンド中に極度に狭くともるので、ある程度まで解決可能である。第一の困難を克服するには種々の工夫が必要となるが、最初の段階として位相追尾受信機のループアンテナと導波管モードの強度が①最大になる向き (オーストラリア-夕張の平面コースに平行) と②最小になる向き (直角) の二通りに置き換え、それぞれの位相と電界強度記録がどのように変化するかを比較した。(②の向きは NWC の magnetically conjugate pt. と夕張を結ぶ線にほぼ平行にあり conjugate pt. から伝播してくる電波の検出に好適である) その結果次のことがわかった。

- (1) ①の場合の位相記録は日出没時を除く全夜間共にほぼ湯気な直線となるのに対して、②では昼間は①と同じであるが夜間は月期 5~10分程度で変動し電界強度もこれにたいして変化する。
- (2) 変動の中心は上法波に近しい直線的な形のものがあり、電界強度と位相の変動波形的に約 $\sqrt{2}$ だけずれている。

以上のことは、夜間には導波管モードの他にわずかに屈折数のずれたもう一つの電波(これをホイッスラーモードとみる)が存在して、この波の干渉により、変動が生じているとの考えを采唆する。今 $E_1 = E_{10} \sin \omega t$, $E_2 = E_{20} \sin[(\omega \pm \Delta\omega)t + \theta]$ とする二つの波があるとするとき、合成した電場の式は次のようになる。

$$E = E_1 + E_2 = E_0(t) \sin[\omega t + \phi(t)] \quad \left\{ \begin{aligned} E_0(t) &= [E_{10}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos(\pm\Delta\omega t + \theta) + E_{20}^2]^{\frac{1}{2}} \\ \phi(t) &= \tan^{-1} \frac{E_{20} \sin(\pm\Delta\omega t + \theta)}{E_{10} + E_{20} \cos(\pm\Delta\omega t + \theta)} \end{aligned} \right.$$

$|\phi| \ll 1$ とすると、中の変動の周期から $\Delta\omega$ が、中の振幅から E_{20}/E_{10} がわかる。又 ϕ と E_0 とは $\sqrt{2}$ だけずれて変動し、そのずれ方から E_2 の屈折数のずれの向きが決定できる。中の変動の周期を 5分とすると $\Delta f = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{1}{300} \text{ Hz}$, 中の振幅を 5dB とすると $E_{20}/E_{10} = 0.088 \approx -21 \text{ dB}$ とする。この程度の Δf はホイッスラーモードの伝播路上の媒質が時間変化する事によるドップラーシフトと見えて不自然である。また、 E_{10} がループアンテナを直角に向けた事によってすでに 20dB の減衰を受けていることを考えると、ホイッスラーモードと導波管モードの電界強度差は約 40dB となり、これは十分に許容できる値となる。

ロケットによるVLF帯雑音スペクトル観測結果について.

鎌田 哲夫

名古屋大学 空電研究所.

こゝで報告するのは、1969年8月24日17時03分に九州内之浦の東大宇宙空間観測所から打ち上げられた電波観測専用ロケットK-9M-26号機による3~18kHzの周波数帯における電高層内での雑音電波スペクトルの観測結果に関するものである。当日内之浦地域は朝から可成りほげしい雷活動があり、雷放電よりの空電がホイスラーモードで電高層内に侵入し、フラクショナルホイスラーとしてロケットの飛翔中数多く観測された。スペクトル観測では之等のフラクショナルホイスラーのスペクトルを観測した。之に関して学会で詳細を報告するが、概略をのべると、可成り強い空電に源を察したと考えられるものは、高度90kmから346kmにわたって3~18kHzの成分が観測されている。この雑音電波に対して受信空中線として、ループとホイップと球アンテナを使用し、受信される雑音電波の性質の判別をこゝろみた。この結果電界が強く磁界が極めて弱い静電的な雑音電波が存在するらしいことが、数は少ないが観測された。これがいわゆる静電波であると思われるが確たる決め手はない。このような振動は特にホイップ空中線による観測出力に層々あらわれており、球アンテナの出力では少くない。またホイップ空中線の出力で時々3~18kHz全域に亘って振動波形が観測された。この振動がどのようなものかについては広帯域受信機の出力和比較検討を試みるつもりでいるが現時点では不明である。

之迄に行つて来た電高層内での雑音スペクトル観測にくらべて、3~18kHz帯での雑音電波強度は極めて低く、従つて今迄は相乗り他様器からの雑音を受信していたことが判明したと思はれる。学会では雑音スペクトルの変化様相、強度等について報告する。

京都大学工学部

松本 詠 宮武 貞夫

宇宙空間プラズマ、特に電離層、磁気圏、太陽風中には千差万別の波動が存在するが、プラズマ音波のように未ロケット実験で十分確認されていないものや VLF・ULF エミッションのように発生機構の不明なものなど未解決の問題が多い。この種の問題は理論と実験の相補によって解決されるべきものであるが、従来、実験面は実験回数の少ない、再現性の困難なロケットや衛星実験に依存してきた。しかし最近、宇宙空間プラズマ就中電離層プラズマを模擬できるスペース・チェンバーが東大宇宙研で共同利用に用かれ、いわゆる Laboratory Space Science の一分野として、これらの問題も実験的に研究できるようになった。

我々はこれらの問題を地上実験面でも追いたいと考えているが、昨年度は初年度でもあったため、スペース・チェンバー内でどの程度の波動実験が可能であるか、プラズマ自身の波動特性は如何などを調べることに重点を置き、できるだけ多くの実験項目を広く浅く試みた。

実験項目は大別してチェンバー内の自然ノイズを測定する Passive Exp. と能動的に波動を励起する Active Exp. の二つに別れる。実験項目を表1に掲げる。各実験については紙面の都合上説明を省き、講演のときに申し上げる。

実験結果を簡単に述べると Passive Exp. においては、チェンバー内の VLF 領域の波はほぼ、イオン音波であることが理論との対比(図1)で判明。……モード解析より。

Active Exp. としてはいろいろ興味ある現象、例えば、イオン音波のラングミュアプローブによるモデレーション、電子音波(?)によるイオン音波の励起などが見つかっている。後者はプラズマの微細情報を担っている様子が大へん興味深い。

終りに東大宇宙研、平尾教授、大林教授、伊藤助教授及びチェンバー室の方々に感謝します。

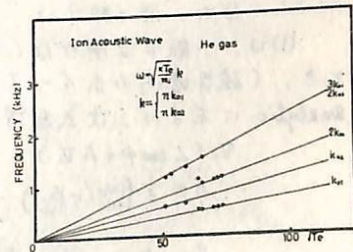


図1 イオン音波の実験値と理論値の比較

図2

EXCITED WAVE SPECTRA in VLF RANGE by WAVE-WAVE INTERACTION

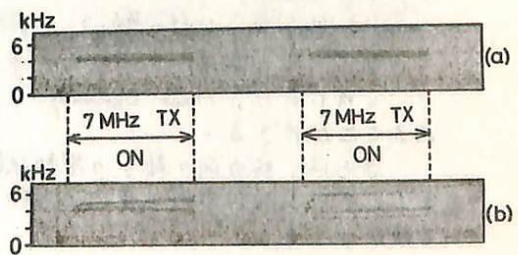


表1 Wave Experiments in Space Chamber --- 1969

PASSIVE EXPERIMENTS	ACTIVE EXPERIMENTS
⊙) Dependence of Natural Waves on N_e , T_e and B_0 (JUL.; He ⁺ ; AUG.; Ar ⁺)	⊙) Transmission of Continuous and Pulsed Waves (JUN.; He ⁺)
⊙) Modulation of Natural Waves by Langmuir Oscillator (JUL.; He ⁺)	⊙) Transmission Characteristics when B_0 sweeping (JUN.; He ⁺ ; AUG.; Ar ⁺)
⊙) Dependence of Natural Wave Spectrum on Position of Receiving Antenna (JUL.; He ⁺)	⊙) Triggered Emission Experiments (AUG.; Ar ⁺)
	⊙) Wave-Wave Interaction Experiments (AUG.; Ar ⁺)
	⊙) Beam Instability or Modulation Experiments (AUG.; Ar ⁺)

Nonlinear Bunching Process in Cyclotron Resonance

- Generation Mechanism of VLF Emission - (Part 1)

松本 紘, 橋本弘蔵, 木村磐根
京都大学 工学部

磁気圏を Whistler mode で伝搬する電磁波によって trigger される VLF Emission について、種々の解析が行なわれているが、いわゆる triggering プロセスの物理機構を明らかにするために、我々は単粒子モデルを出发点として、解析を行なった。

磁場に沿って進行する粒子（ここでは、電子ビーム）の並進速度 v_z で動く系での、電磁場中の粒子の運動を記述する非線形方程式は、

$$\left. \begin{aligned} \dot{v}_z &= \gamma (v_z/v_{ph}) \sin \phi \\ \dot{v}_\perp &= \gamma (1 - v_z/v_{ph}) \sin \phi \\ \dot{\phi} &= \omega_H - \omega (1 - v_z/v_{ph}) + \gamma (1 - v_z/v_{ph}) \cos \phi / v_z \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

と表わされる。ここで

v_z, v_\perp : 粒子の定常磁場 B_0 方向, およびそれに垂直方向の速度 ($v_z < 0$)

v_{ph}, ω : 電磁波の phase velocity, 周波数 (B_0 方向に進む。)

$\omega_H = \frac{eB_0}{m}$; cyclotron freq.

$\gamma = -\frac{eE}{m}$; E は、波の電界強度

ϕ : $-B$ 方向と v_\perp とのなす角 (B は波の磁場, 図 2 参照)

$\cdot \equiv \frac{d}{dt}$

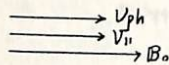


図 1

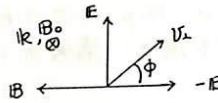


図 2

なお、波と粒子は 反対方向に進むから $v_z < 0$ 。

(1) は、一般には解けないが、 $(1 - v_z/v_{ph})$ が、時間的にほとんど変化しないと仮定できるとき、(磁気圏内のホイッスラーモード波については、仮定が許される。) (1) の解は、analytic に求まり、次式を得る。

$$v_z (2 \cos \phi + A v_z) = v_{z0} (2 \cos \phi_0 + A v_{z0}) \quad (2)$$

$$A = \frac{1}{v_z} \left\{ \omega_H / (1 - v_z/v_{ph}) - \omega \right\}$$

v_{z0}, ϕ_0 ; v_z, ϕ の初期値

この解(2)の軌跡は、 $v_z - \phi$ の極座標で表わすと、図 3 のように、 $-1/A$ を中心とする円となる。

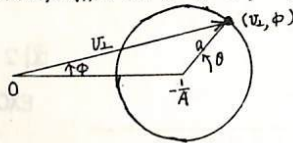


図 3

り、その上を

$$\dot{\omega}_B = \omega_H - \omega (1 - v_z/v_{ph}) = \dot{\phi} \quad (3)$$

という、一定の角速度で回転してゆくことを示される。

これにより、Phase Bunching の時間的変化の様子、Bunching 周期 ($T = 2\pi/\dot{\omega}_B$) 等を求めることができる。

さらに、 B_0 方向の粒子の運動状態の分布より、coherent な emission の条件を求め、単粒子モデルで放射電界が粒子の運動に影響を及ぼさない範囲での、VLF emission の解明の予備となる。

Nonlinear Evolution of Cyclotron Instability (Generation Mechanism of VLF Emissions)

京都大学工学部 松本 紘・松本 壮夫

地球周辺の環境の探索という意味で多くの科学衛星が、磁気圏プラズマの情報をもたらした。しかしこれらの衛星による直接測定は、電子群、イオン群のミクロナ振舞や、それらの分布、ミクロナ変化の測定には、むしろ無力で、その裏は、波動現象を通して見るべきであろう。

磁気圏内には種々の波動現象が起りうることが指摘され、事実、数多くの観測が行なわれている。これらの波動は、磁気圏プラズマとランダウ型及びサイクロトロン型の相互作用を行ない、磁気圏のエネルギー交換過程に一役を担っている。今、我々が注目するのは、これらのうち、後者のサイクロトロンタイプの相互作用で、就中、ホイッスラーモードの横波と電子群とのカップリングである。これについては、線形理論の範囲で随分研究されており、いろいろの可能性が指摘されてきた。しかし、これらの議論の多くは、インスタビリティの生長率を求め、生長率の大小の比較や増巾率の計算に留まり、点晴を欠いている。Helliwellらによって主張され、現在ほぼ確実と思われている wave-triggering に関して言えば、サイクロトロン・インスタビリティは VLF 放射の機構としては有望だが、ASE などのように何故、時間因子が励起に重要な factor かという問題にも見られるように、結局、非線形効果が、これらの定量的議論には必要不可欠な課題であり、新しい理論的研究のトリガーの役目も十分果たすと思われる。

今回は OGO-1, OGO-3, IMP-1, Vela, IMP-2 などの衛星の観測データに基づき、もっともらしいと思われる電子の分布関数の具体的モデルとして Thermal, Quasi-Thermal 及び Relatively Low High-Energy Beam から成る三重構造分布 (Loss-Cone 分布)

$$g(v_z, v_\perp) = \frac{N}{\pi} \left[\frac{1}{\Gamma(n+1)} \sqrt{\frac{m}{2\pi k T_z}} \left(\frac{m}{2k T_\perp}\right)^{n+1} v_\perp^{2n} e^{-\frac{m v_z^2}{2k T_z} - \frac{m v_\perp^2}{2k T_\perp}} \cdot \eta_T \right. \\ \left. + \frac{1}{\Gamma(n_0+1)} \sqrt{\frac{m}{2\pi k T_{0z}}} \left(\frac{m}{2k T_{0\perp}}\right)^{n_0+1} v_\perp^{2n_0} e^{-\frac{m v_{0z}^2}{2k T_{0z}} - \frac{m v_{0\perp}^2}{2k T_{0\perp}}} \eta_0 + \frac{1}{\Gamma(n_B+1)} \sqrt{\frac{m}{2\pi k T_{Bz}}} \left(\frac{m}{2k T_{B\perp}}\right)^{n_B+1} v_\perp^{2n_B} e^{-\frac{m(v_z - v_B)^2}{2k T_{Bz}} - \frac{m v_\perp^2}{2k T_{B\perp}}} \eta_B \right] \quad (1)$$

を採用して $\frac{1}{2} f_H$ 付近でトリガーされている Discrete VLF 放射についてサイクロトロン・インスタビリティの生長率の吟味を行なった。この結果から最適の分布関数を初期分布とし、ホイッスラーモード・サイクロトロンインスタビリティの非線形発展過程についてのコンピュータ・シミュレーションを Quasi-Linear Expressions を用いて行なった。

このシミュレーションの結果と観測結果とを比較検討し、今回考察した電子の分布関数の細微な変化による、いわゆる QL プロセスが、どの程度磁気圏内部の波動(ホイッスラーモード波)と電子群との相互作用に重要な役割を果たしているかを吟味する。

木村繁根・私尾敏郎
(京大工学部)

前回(オ46回講演会)に於いて報告した whistler の Striation について、その発生メカニズムをトイヌラ-電波の伝搬路の周波数依存性によって説明しようとし、そのモデルとして一部ダクト伝搬、一部 non duct 伝搬によるものと考えた。このモデルで rising striation を説明するにはダクトを去った後の wave normal angle がかなり大きく(60°以上)なければならぬという難点があった。そこで今回は南半球から全通路にわたって non duct 伝搬を考慮し、赤道近傍の低緯度地方で認められる F2 層の赤道異常を考慮に入れて ray tracing を行なってみた。電離層の電子密度の磁力線に沿った分布としては拡散平衡形の分布を用いその高さ 500 Km レベルにおけるイオンの相対密度を $H^+ 0.025$, $He^+ \sim 0$, $O^+ \sim 0.975$, $T_i = T_e = 1000^\circ K$ とし、1000 Km における電子密度を $10^{14} cm^{-3}$ とした。又赤道異常としては高さ 300 Km レベルの電子密度が相対的に緯度によって次のように変化することを simulate した。

$$N = 1 + A \exp\left\{-\left(\frac{\theta - \theta_0}{8.5^\circ}\right)^2\right\} - B \exp\left\{-\left(\frac{\theta - 90^\circ}{6.5^\circ}\right)^2\right\} \quad \begin{cases} 0 < \theta < 80^\circ \\ 100^\circ \leq \theta < 180^\circ \end{cases}$$

$$N = 1 + A - B \left\{-\left(\frac{\theta - 90^\circ}{6.5^\circ}\right)^2\right\} \quad 80^\circ < \theta < 100^\circ$$

但し θ は colatitude で $0 < \theta \leq 80^\circ$ に対しては $\theta_0 = 80^\circ$, $100^\circ < \theta < 180^\circ$ に対しては $\theta_0 = 100^\circ$ とする。F2 層以下に對しても分布を適当に仮定した。

この様なモデルでは赤道異常の程度を上式の A と B の大きさを表わすことができ $A=0, B=0$ は異常がない場合に対応する。実際 Alouette が観測された電子密度の profile からは $A=14, B=3.5$ 程度の異常が観測されている。オ1図の実際には i) $A=3.2, B=0.8$ の場合の 25°S から放射した電波 (0.7~6.0 KHz) の通路であり、実線は ii) $A=0.8, B=0.2$ に対応した通路の一部を示す。

この結果によると、"赤道異常度"が小さい場合には電波は北半球の衛星の高度 (1000 Km 以下) には達することができない。 $A=3.2, B=0.8$ に対応した Fig. 1 の通路について衛星の高度 500, 600, 700 Km において受信される電波の周波数と緯度の関係を表すとオ2図の如くなり、striation の観測結果が十分説明できることがわかる。

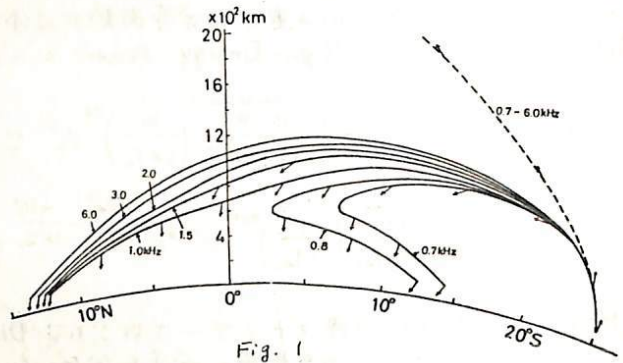


Fig. 1

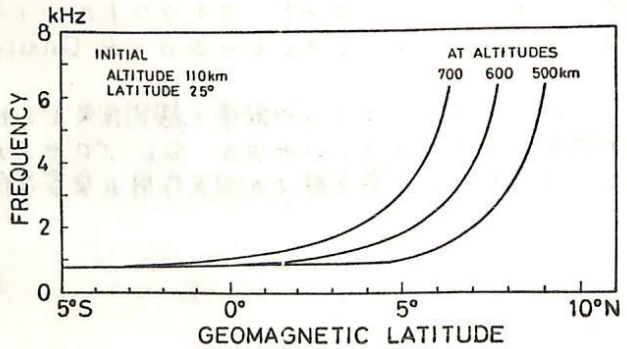


Fig. 2

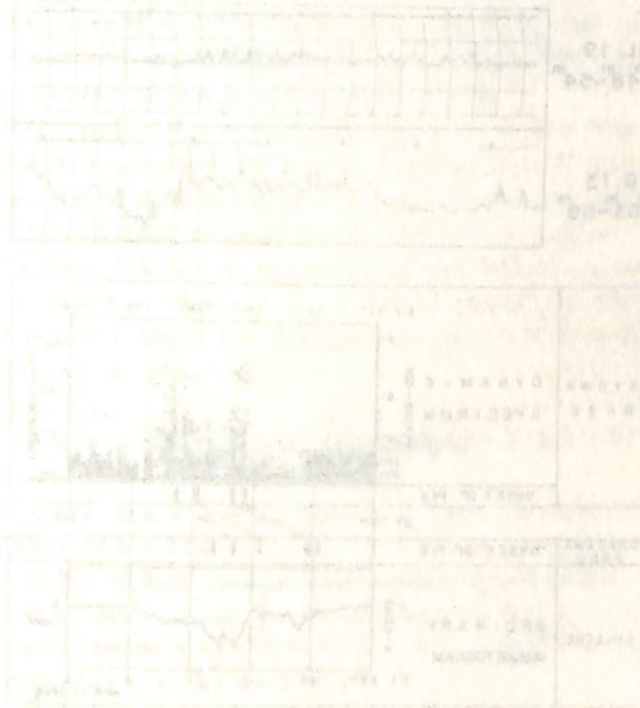
斎藤 尚生 森岡 昭 桑島 正幸
 東北大学理学部 地球物理学教室

南極昭和基地における地磁気脈動及びCNAのdataに基づいてPc型脈動に対する降下粒子の寄与の問題に着手した。この目的のために、高性能のdynamic spectrum analyzerが試作された。

即ち従来のsona-graph type spectrum analyzerでは周期軸歪みが非常に大きいという致命的な欠点を有しているために長周期領域までcoverするspectrumが事実上得られなかった。そこで此の周期軸歪みを自由に補正し、且つPcの周期帯(0.2~600秒)の殆んど全域をcoverし、しかも高速処理能力を有するanalyzerを試作してこれをHISSA (high speed spectrum analyzer) と名付けた。

HISSAを用いて上記のdataを解析したところ、Pc型の脈動の中に降下粒子が重要な役割を果している部分がある事が知られた。

又、昭和基地におけるCNAは、同じ昭和基地における磁場変動よりも、むしろ中緯度における磁場変動と極めて良い相関を示すことが明らかにされた。

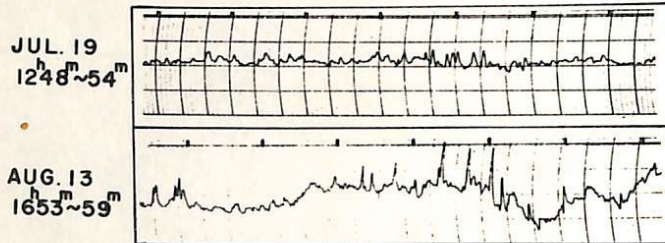


森岡 昭 斎藤 尚生
東北大学理学部 地球物理学教室

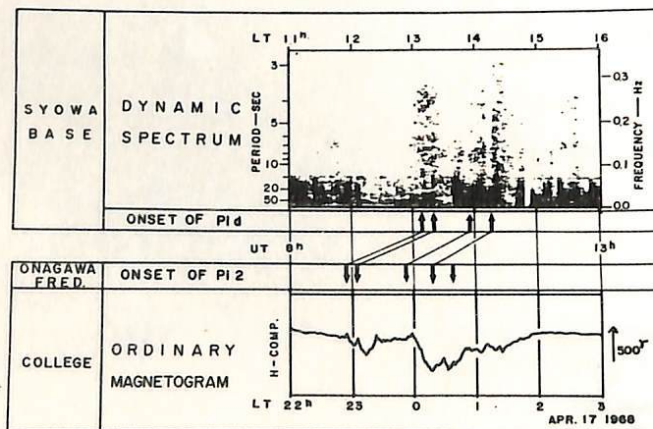
南極昭和基地に於て 1968年 に観測した資料に基づいて昼型の Pi 型地磁気脈動の解析を行う。この脈動は daytime におこる事を最も大きい特徴の一つとする Pi 型地磁気脈動の $Pi d$ と仮称され、次の事が明らかにされた。

- 1). 波形は、片振れ (impulse) で pulse 中 2~5秒、pulse 間隔は不定で数分~数十分続く。(第1図)
- 2). $Pi d$ は CNA 現象を伴い、X-ray microburst との対応もよい。
- 3). $Pi d$ は Kp が大であるほど観測されやすい。しかし観測地に於ける地磁気の変動は小さい。
- 4). $Pi d$ が昼側で観測される時、夜側では magnetic substorm が発生している。(第2図)
- 5). $Pi d$ の発生時刻と、夜半球で substorm に伴い広域にわたって観測される $Pi 2$ の発生時刻との間には systematic な time lag が存在する。即ち time lag の大きさは $Pi d$ の発生時刻の地方時にはほぼ比例する。

これ等の観測事実から $Pi d$ の発生機構に関して次の様なモデルが考えられる。即ち、磁気圏尾部で magnetospheric substorm に伴い加速された粒子のうち、一部の加速電子は磁力線に trap され東向きに drift する。この電子が昼側で通り込み dayside auroral zone に降下するとき X-ray microburst と CNA を起し、同時に電離層 E 層附近の電流を局部的 enhance しこれが $Pi d$ として観測される。



第1図



第2図

SSC 及び π 2 に伴った地磁気脈動及び π C 脈動 について。

加藤 愛雄

東海大学 航空宇宙学科

Alaska, College と宮城県女川観測所に於て同時に同じ型の誘導磁気計を用いて地磁気脈動の観測を行って得た磁気記録(加藤, 櫻井)について Band pass filters を用いて同波数解析を行なうと同時に Dynamic spectrum 及び $f-t$ Diagram (斎藤の方法) を取って両者を比較した。

そのうち SSC, 及び π 2 に伴った地磁気脈動については既に報告済みである。今回はこれ以外の π C 及び π 1 pulsation について比較して見た。今までの結果をまとめるに次の様なものになる。

A) SSC に伴った地磁気脈動

- 1) College 及び女川が緯度及び経度(local time)が異なるに拘らず, Band pass filter を通じて得た各周期(200秒~18秒)の波型は全く一致する。
- 2) $T=200$ 秒の明らかな減衰波形を示す
- 3) Dynamic spectrum の形も全く同様。
- 4) 発生機構, 周知の様子 solar flare に伴った plasma cloud の前面の shock front の solar wind pressure が magnetopause の前面に広く大規模に impact する事に依って生じた hydromagnetic oscillation である。

B) π 2 に伴った地磁気脈動

- 1) College と女川で緯度及び経度が異なるに拘らず, Band pass filters を通じて得られた各周期(200秒~18秒)の波型の中で $T=100$ 秒附近の波は波型が両者とも全く一致し且つ明らかな減衰波形を示すが, 他の周期の波は一致が見られない。又 $T=200$ 秒の波型は全く不規則である。
- 2) College では高緯度地帯で見られた短周期の π C がある事は勿論。
- 3) π 2 の初めの立ち上りの所で, 明らかな impulse 波が見出される。
- 4) 発生機構, π 2 は極側の磁気圏内で $L=5.5$ 附近に source が存在し, その内側の磁力線(Auroral zone に通ずる)を impact して起る。Impact するものは magnetotail 内の plasma の particle pressure の増加による。 $L=5.5$ 附近に (partial ring current) の存在する所) の instability による生じた hydromagnetic Burst による。

C) これ以外の π C 及び π 1

- 1) College 及び女川での同時観測による同波数解析によれば, その間に何等の共通性も認められない。
- 2) 従って両者は全く独立に存在し, hydromagnetic oscillation の波長はこの両者の距離(緯度及び経度)よりも, 甚るかに小さい。
- 3) 発生機構, これ等の脈動は magnetosheath による ~~事~~ \rightarrow bow shock に於て solar wind pressure による生じた Irregularities による ~~事~~ magnetosheath の中で ~~事~~ 増幅された micro-structure と基くものであると考えられる。

D) 高緯度地帯の π 1 及び π C 1 は ~~事~~ 全く別個に既に発生機構は各方面で明らかにされている。

並川 富一
大阪市大

外部磁場と交差運動の下で論じられた磁気流傳の安定性の充分条件が求められ、その結果がSc時の地磁気脈動に適用される。Scの初期には磁気圏は壓縮されその形状変化は係数変化より大で脈動が勵起される。初相になると磁気圏の極端な畸変となり速度の増減は正となり脈動は減衰する。このようにScは増衰型脈動と波とを交互作用の結果と考へられるを示す。

過去における地球磁場の強さを推定する新しい方法の可能性について

安川 貞己・左岡 公天
大阪大学基礎工学部

昔の地球の磁場の強さを推定する方法として、よく知られた Thellier の方法があげられるが、これは全く異なる新しい方法を開発すれば、両者による結果を比較する事により信頼度の高い値を得る事が出来る。

一般に、ある岩石試料の自然残磁磁気を測定したとき、これを分割して、その各々に同じ角の自然残磁磁気を測定し直すと、分割された各試料の自然残磁磁気は、必ずしも元の岩石試料の自然残磁磁気と同一の方向を示さず、この違いについては、測定誤差を充分考慮する必要があるが、必ずしも測定誤差だけが原因の問題では無いと思われる。

この事に関連して、われわれは目下 precision constant K と、岩石試料の入りまわりの関係について調べている。この実験結果について報告し、これを利用して岩石が磁化された時の磁場の強さを示せる事が出来るかどうか、考察を行う。

オクラホマ産原生代花崗岩の磁性について

安川 貞己 S. A. Vincenz
大阪大学基礎工学部, St. Louis 大学

米国 Oklahoma 州, Arbuckle 山地東方に露出する花崗岩は, Tilton によって、12.5億年とその年齢を決定された。この花崗岩体のほぼ全体にわたって採集された試料の磁気測定の結果は、この花崗岩の自然残磁磁気の方向が、全体としてみると、極度の分散度を示す事を見出した。しかしこの結果は、花崗岩中の鉄物の結晶の粒度別に合して考えれば、比較的小くまとまった一つのグループに別けられる様である。これらのグループ別は、それぞれ平均の磁化方向を示す一つの曲線の上に並べることが出来る。

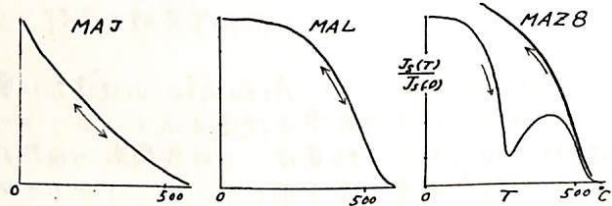
東京大学地質研究所	荒牧重雄
山形大学理学部	今田正
工業技術院地質調査所	倉沢一
東京大学理学部	小嶋稔・河野長
	清水孝道・兼田一郎
	山川稔・木下肇

この調査は文部省科挙研究・海外調査費補助金を受けて、1969年12月

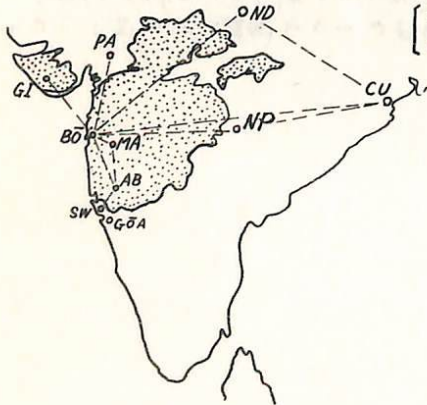
14日より1970年1月15日まで、デカン高原正含むインド半島と西インドに於て日印科学協力の下に「インド・デカン高原玄武岩の統合調査」として行なわれた。この計画は故野久(東京大学理学部)教授の指導下に進められていたが、出発手続き開始直前に不幸にして野久教授が他界されたので、実際の調査研究は荒牧重雄が主任となり、推進している。

本調査の課題は、地質・岩石・同位体・古地磁気年代決定及び補足的に微小地帯の各分野に渡っている。日本側から小嶋を除く上記8名と印度側からサハスラフ・他3名の参加により北の方からパバカド・ヒル, キルナ・ヒル, ホンベイ, マーバレシユバル, アンボリ並にスワントワティの各地帯でデカン玄武岩台地の最上部から、前カンブリア紀の基盤に至るまで幅広い採集を行なった。地質・岩石・同位体については他で詳しく述べらる予定なので、当学会では古地磁気と年代決定について経過等と述べる。この目的で、マーバレシユバルとアンボリの大絶壁(1100メートル, 200メートル)から全部で40枚程度の岩石正選出合計820枚の円筒状サンプル正採集し、同時に岩石学・地質学用岩石も並行して採集した。コアの採り方はエンジンドリルにより、その方位決定には太陽と地方標準時を参考とする新方式を採用した。これらのサンプルに対し磁気と年代の測定を行なう予定である。年代決定はK-A方式により岩石磁気についてはNRM, DRM, ACD, Th.D, L.T.D, Thellier, X-ray, E.P.M.A並に J_s-T の測定を行なう。特にデカン高原の溶岩は表層石間に散見されるRed Bedが示す如く熱帯性風化作用が強い。また J_s-T に見られる熱的弱さ, 大きいDRM, 磁化率の高さなど各種の難向をかえて居る。特にテリエ式の実験や, アスタティック磁気計には不向きな材料なので、測定にはスピナーをフル回転させる予定で、今この改良にも手をつけている。

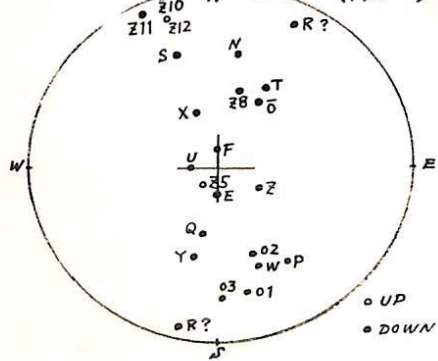
【代表的な J_s-T 曲線: 空气中で加熱】



【主な地名と西海岸の気候】



【現地での測定によるNRM方向(MA-)]

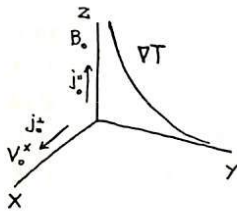


Energy transfer by Cross-Current Instability in the Earth

田中 穰
建設省 国土地理院

地球内部の dynamics で最近、重要になりつつある Mantle Convection hypothesis 及び Core-Mantle Interface の Convection について Solid Plasmas でよく使われる Cross-Current (or Field) Instability (Special Case では Current Convective (Screw) Instability) を通して、H.M. 近似で考察せられてゐる。但し、Coriolis 力は無視してゐる。

運動方程式、熱伝導の式、オームの式より y -方向の偏位 z_y と Conductivity の摂動から求められる温度 T' との向て二元連立方程式をたて、分散式を求めた。モデルは左図の如し。Density Gradient は無視してゐる。



(1) Marginal State

$$\chi k_z^2 = \nu_0^\perp + \frac{\nu_0'' c^2 k_z^2}{\omega_r^2 K_{xx} - c^2 k_z^2} + i \frac{\omega_r^3 I_m K_{xx}}{\omega_r^2 K_{xx} - c^2 k_z^2} \quad (1)$$

χ = thermal Conductivity, $\nu_0^\perp = \frac{c J_0^2}{E_0 \sigma_0} \frac{dnT}{dy} \sim \frac{c E_0^2}{E_0} \frac{dnT}{dy}$, $\nu_0'' = \frac{c J_0^2 k_x}{E_0 \sigma_0 k_z} \frac{dnT}{dy} \sim \frac{c E_0^2 k_x}{E_0 k_z} \frac{dnT}{dy}$,

K_{xx} = dielectric tensor, k_z = wave number in z -direction,

(2) Effective diffusion coefficient, $T_0 \gg T_i$ とすると

$$\chi_T \sim D_T \sim \left(\frac{\lambda_\perp}{\lambda_\parallel} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{k_z^2} \left\{ \nu_0^\perp + \frac{\nu_0'' c^2 k_z^2}{\omega_r^2 + \omega_c^* \omega_r - c^2 k_z^2} + i \frac{\omega_r^3 I_m K_{xx}}{\omega_r^2 + \omega_c^* \omega_r - c^2 k_z^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

ここで $\lambda_\parallel, \lambda_\perp$ は 磁力線に沿う、横切りの mean free path である。 $\omega_c^* = \frac{k_x k}{m_e \Omega_e} \frac{dT}{dy}$ は drift frequency である。重力 (y -方向) と釣り合ふと考へた時には、落してもよい。

(3) Heat Flow q , Energy Flux Q , Energy E は次式で与えられる。

$$q = n \chi_T x \frac{dT}{dr} \quad (3)$$

$$Q \sim \pi R^2 q \quad (4)$$

$$E \sim Q t (\text{time}) \quad (5)$$

以上の諸式を用いて、Mantle Convection, Core-Mantle Interface の Convection による Total Energy E (4.5 Gy 中とて) への Order Estimate を求めた。重力ポテンシャルによる Core-Mantle の分岐の際のエネルギーは $\sim 10^{38}$ erg, このエネルギーが Core-Mantle での Convection に使われたとすると、オーダーは Same order, このエネルギーが Mantle-Convection になると思ふれどこのエネルギーは 10^{38} erg より一桁小さいか何故小さいか不明。以上のことについて報告する。

地球主磁場の変動より期待される地球自転速度
の変化

行 武 毅

東京大学地震研究所

地球の自転速度の変動の中には、20年ないし30年の期間で、不規則に変化するものがあるが、これは大部分、地球主磁場の変化にともなう、地球核とマントルとの電磁的相互作用の変動によつて、引き起されたと考えられている。これに対し、過去2000年間の間地球の自転は次第に遅くなりつゝあり、これは主として、海水の潮汐摩擦によるとされている。

ところで最近の古地磁気学の発展によつて、地球の双極子磁場は、約8000年の周期で変動していることが明らかになった。その振幅は現在の磁場のおよそ50%にも達している。このように大きな磁場の変動が地球核内で起ると、核とマントルとの間に働く電磁的結合力も、大きく変化して、マントルの回転速度に影響を及ぼすと想像される。このような考えから、地球核としていわゆる剛体球モデルを採用し、双極子磁場が周期的に変化した場合の電磁誘導を計算し、マントルに働く電磁的力と回転速度の変化を見積った。

地球核と等しい体積の球と球殻に分け、両者が異なる速度で回転しているとする。双極子磁場が変化すると、球と球殻の境界で発生する T_2 型のトロイダル磁場も変化する。またマントルの回転速度も、核の回転速度と異なるため、その境界にも同様のトロイダル磁場が発生する。僅かではあるが、マントルが有限な電気伝導度をもっているために、これらのトロイダル磁場をつくる電流の一部が、マントル内に洩れ出し、ホロイダル型の磁場と作用し、マントルに力を及ぼすことになる。現在の双極子磁場が強められた場合、核内で発生するトロイダル磁場は、その電流がマントル内に洩れ出すと、双極子磁場と作用して、マントルを加速する力を生ずる。また核とマントルの境界で発生するトロイダル磁場は、マントルを減速する力を生ずることになる。定常状態では、この両者が釣り合つて、マントル内には電流が流れないが、双極子磁場が時間的に変化する場合には、両者の均衡が破れて、マントルを減速または加速する。

双極子磁場が、約1万年の周期で、現在の磁場の強さの50%の振幅で周期的に変化しているとあり、今から2000年前に最大値をとつたとすると、この2000年間に 10^{-22} rad/sec² の程度のマントルの減速が期待される。これは潮汐摩擦によつて起るとされる変化も、ほぼ同じ大きさの量である。このことから、観測によつて得られている、過去約2000年間の地球自転の減速の中には、地球磁場変動による影響も、かなり含まれているのではないかと推定される。

並川 富一
政市大理

地球磁場, 恒星磁場の維持に関するダイナモ方程式の性質を調べて方程式がある条件下の渦無し速度場に於いて自己発振があることが示される。即ち異常ダイナモ方程式は advection 項が零又は curl free の条件で curl free velocity に於いて固有値を有する。又振動するトロイダル磁場がダイナモの可能性を論じられる。更に一様に収縮する星では略定常なトロイダル磁場が維持されるが、ポロイダル磁場は維持不可能であることが証明される。異常ダイナモ方程式の adjoint 方程式も導かれる。

「東北日本異常」と地殻変動。

加藤 愛雄

東海大学 航空宇宙学科

地磁気短周期変動(周期約4時間以内, 湾型変化~周期約50秒, 地磁気脈動)の $\Delta B/H$ の異常分布から東北日本の地殻及びマントル上部に特異の構造を有して居る事を発見し「東北日本異常」と名付けた事は既に度々報告した通りである。東北日本に於て電氣的良導体の層が地殻に浅く, 上昇して居り, 反対に三陸の富古八戸沖から南西方向に三陸地域のマントル上部に電氣的不良導体の物質が深さ200km以上深く落ち込んで居る事が明らかになった。

このような構造は所謂プレートテクトニクスの局所的運動と見られる。且つこのような運動は地質時代(Cretaceous時代と想像される)から続き現在も尚名残が残り続いて居るよう見える。即ち東北日本で過去50年間の三角点の移動, 水準点の変動は全てこの「東北日本異常」の地下構造に関連して起って居る。

又, $\Delta B/H$ の積年変化を見ると(宮城県女川観測所の1個所であるが)30年以内で起った $\Delta B/H = 40 \pm 6.5$ の地震活動に伴って若干の衰化が認められた。此事は地震による地殻変動による電氣導率率の衰化と考えられる。

西田 泰典

北海道大学理学部

著者は北海道各地において地磁気変化観測を行っているが、現在までの観測結果を発表する。

観測点は下図の如くであるが、30分〜60分の変化に際し、北海道南部の海岸線に沿って、その観測結果をみてみると、

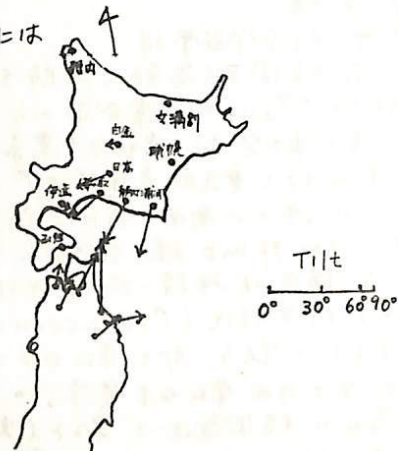
- ・函館、伊達においては、水平成分の変化に対し、Z-成分はほとんど変化しない。
- ・平取でのZ-成分の変化はほとんどD-成分の変化と長り相関にある。
- ・静内でのZ-成分の変化はH-成分とD-成分にも相関がある。
- ・浦河でのZ-成分の変化はH-成分と長り相関がある。

そして、平取から海岸線にほぼ直角に内陸部に入っていくと、

- ・日高ではパーキンソンベクトルの方向での Z/R ($R = \sqrt{H^2 + D^2}$) の値が小さくなりながら、やはり平取の場合と同様にZ-成分の変化はD-成分と長り相関がある。
- ・白糠ではZ-成分はほとんど変化しない。

という結果が得られた。なお、下図の矢印は各観測点でのパーキンソンベクトルを示す。原因として、地殻熱流量の結果から推定される等温線の凸凹によって説明が出来るようであるが、海や石狩原野での厚い堆積層によっても説明出来るようであり、今後の問題として残されている。

又現在浦幌で観測中であるが、学会の際にはその結果もあわせて発表する予定である。



瀬戸孝夫, 田中 穰, 田島 稔
建設省 国土地理院

水沢を中心にして東西約10数キロメートル離れた, 赤金, 石澗 においてCAの
三点同時観測を行なった結果, 次のことが明らかになったので報告する。
観測期向は1970年1月15日~3月7日までで, Eventは約40個観測した。
観測器はフラックスゲート磁カ計を用いた。

	A	B	パーキンソンベクトル	$\tan \theta = \frac{B}{A}$	$\theta = \sin^{-1} \frac{B}{\sqrt{A^2+B^2}}$
赤金 (A _K)	-0.03	0.33	S 84°50'E	$\theta = 18^\circ 29'$	0.32
水沢 (M _Z)	0.11	0.28	N 67°50'E	$17^\circ 0'$	0.29
石澗 (I _B)	-0.03	0.32	S 84°40'E	$17^\circ 52'$	0.31

これらのことから, 水沢のパーキンソンベクトルは西向き*といわれていたが,
我々の解析では東向き, 西向きEventは観測されなかった。解析した周期は約
30~40分のものが多い。短周期地磁気脈**についても, 目下調査中である。

このことから, 日本全体のCAのモデル***を参考にしながら, 水沢周辺のモデル
をつくる必要があると思われる。

次に三点同時観測故, 時向を三点とも指定して, 三点の振幅比, 及び, 赤金からみ
た水沢像 (M_Z-A_K) と石澗からみた水沢の像 (M_Z-I_B) を調べた。これらについて報
告する。尚, 湯沢市成沢においても目下観測中であるので, この結果についても報告
する予定である。

* 加藤・有賀 日本におけるCAの研究, 東北日本異常 p.19~33

** データは, 小口先生, 国分さん, 飯島さんより借用致しました。

*** 力武 日本におけるCAの研究, p.123~129.

Undulation of Electrically Conducting Layer beneath Japan Islands.

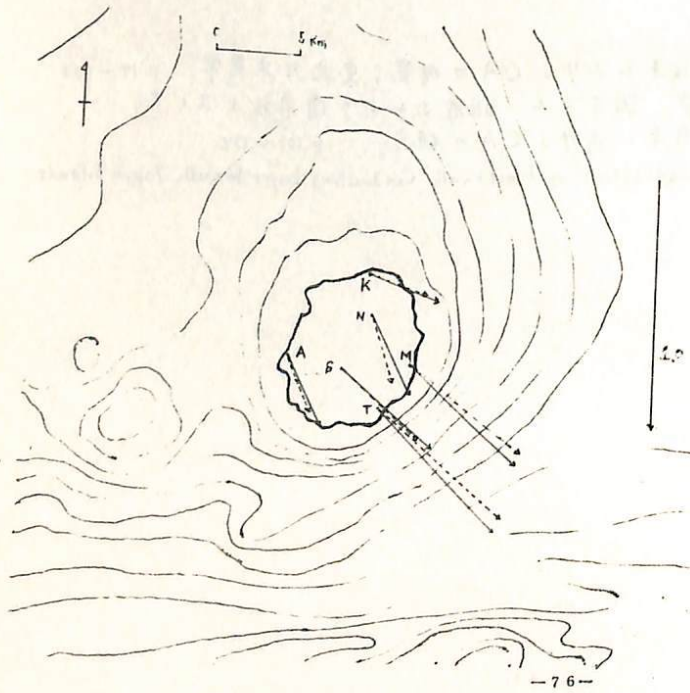
本蔵義守
 東京大学地震研究所

東大地震研究所では、昨年11月より三宅島において地磁気変化の連続観測を行っており、現在も続行している。筆者はスペクトル解析を中心にデータ解析を行っており、簡単に報告する。

伊豆諸島のうち、大島と八丈島においてはすでに観測結果は出されている。三宅島における観測の目的は二つある。一つは、すでに各地で報告されている Island Effect を三宅島において確認することであり、一つは、Central Japan Anomaly の南方への拡がりを探ることである。このうち Island Effect に関しては、笹井(東大震研)によるモデル計算がなされており、理論的には明らかになっている。(日本における Conductivity Anomaly 研究)

三宅島においては、Central Japan Anomaly 型の地磁気変化異常と Island Effect 型の異常が重なっており、これを区別するために、Island Effect と Central Japan Anomaly の拡がりを探り、これを論じるためには、両者を分離する必要がある。更に、Geomagnetic Variation Anomaly を論じる際には、周波数特性あるいは周期性ともいうべき、周期による変化をも考慮に入れる必要がある。これらの問題点を解決するものとして Transfer Function が考えられる。Transfer Function については、笹井による説明がなされており、これを引用し、三宅島の地磁気変化異常について述べているので、ここでは省略する。(日本における Conductivity Anomaly 研究)

現在までの所、5つの Magnetic Storm についてスペクトル解析を行って、Transfer Function を求めた。下図は、Transfer Function より求めた各点の Transfer Vector である。



観測点

- K: Kamituki
- N: Nanahireyama
- M: Mike
- S: Sakakiyama
- A: Ako
- T: Tabota

実線は $T = 60 \text{ min}$ の Transfer Vector
 破線は $T = 30 \text{ min}$ の Transfer Vector

佐井 孝一

東大地震研究所

伊豆大島の島内各所で地磁気短周期変化の鉛直成分が著しく異なり、南北端では逆転も起こることはすでに報告した。この現象は海洋誘導電流が不良導体である島によって反射されるための、いわゆる Island Effect であり、海陸分布を模した薄層導体の電磁感応を計算することによって、実際の観測量も説明できる。

最近水路部の歌代等によって八丈島での観測が行なわれ、大島と同様に島の南北端では鉛直成分が逆転することが確かめられた。ところが島の北部では周期が1時間程度より長い変化になると、逆転は起らず $\Delta Z/H$ は正になる。又ハワイのオアフ島でハワイ大学のクラインがホノルルの記録を解析したところ、 Z 成分は短周期では H とよく似るが長周期では D 成分と似ており、その移り変りの周期は45分位であると報告している。

この様な周期依存性は従来の Island Effect のモデル計算からは説明できない。この原因は地下良導層の異方性が最も考えやすいが、その前に我々がモデル計算を行なう時に無視している自己誘導の影響を吟味しておく必要がある。今回、大島の場合について自己誘導を考慮したモデル計算を行なったのでその結果を報告する。

基礎方程式は次の通りである。

$$\nabla \cdot \psi = -f_0(x, y) - i\omega z_i \quad (1) \quad (\psi = \Psi - \Psi_0, z_i = Z_i - Z_{i0}, \nabla \cdot \equiv \rho \nabla^2 + \text{grad} \rho \cdot \text{grad}, \\ * f_0(x, y) = (\rho - \rho_0) \nabla^2 \Psi_0 + \text{grad}(\rho - \rho_0) \cdot \text{grad} \Psi_0)$$

今までは(1)式右辺の第2項(自己誘導の項)を無視して計算を行っていた。その場合(1)式は定常電流の current function を求める式になる。海電流の強さは十分広い海の平均的構造と周期で定まるが、パターンそのものは外部磁場の周期によらず一定であって、 ΔZ の振巾は周期によって変っても符号が変ることはない。

さて第一近似として定常流の場合に得られた Z 成分を(1)式の Z_i に代入する。

$$\nabla \cdot \psi = -f_0(x, y) - i\omega z_0 \quad (2) \rightarrow \nabla \cdot \psi_0 = -f_0(x, y) \quad (\text{定常流部分}) \quad \nabla \psi = -i\omega z_0 \quad (\text{非-補正})$$

この ψ は ψ_0 を求めた時と全く同様に緩和法で数値解が得られる。 ψ より得られる Z 成分を Z_1 として次々に(1)に代入してやると

$$\psi = \psi_0 + \psi_1 + \psi_2 + \dots + \psi_n + \dots \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \psi_n = -i\omega z_{n-1} \quad (4)$$

(3)が収束するならば、自己誘導を考慮した正しい解が得られる。(3)が収束する条件は $\beta = \frac{z_0 \omega}{\rho_0} < 1$ である。ここで ρ_0 は島の周囲の平均的な海深を与える Total Resistivity, d は数値計算の際のメッシュ間隔である。 β が1より小さい程自己誘導の補正項は小さくなる。 $\beta > 1$ の時(3)は発散するので、海を完全導体とみなすモデルで計算しなくてはならない。

大島の場合は $\beta = 1$ を与える周期は5秒位で、周期30分程度では自己誘導の影響はほとんど無視できる位小さい。

八丈島の場合を考えると、島の大きさ、平均海深は大島と同程度であり、周期1時間前後の ΔZ の反転は自己誘導の影響とは考えられない。従ってこの反転はより長周期になって Island Effect そのものが小さくなり、地下の良導層の(おそらくは Central Japan Anomaly)の影響が出ているものと思われる。

島が大きいか程、又海が深い程、より長周期でも自己誘導(の效果)が出てくる。従ってオアフ島の場合は比較的長周期(数10分)の変化でも、ここにのべた方法で自己誘導の補正を行なう必要がある。

房総半島南部の地磁気全磁力調査

東大地震研究所 地磁気移動観測班

地震予知計画の一環として我々は房総半島南部における全磁力測量を2年間隔でくりかえしている。この程、2回にわたる観測を終えたのでその結果を報告する。

観測期間は下記の通りである。

Survey I 1968年1月29日-2月1日

Survey II 1970年3月11日-3月14日

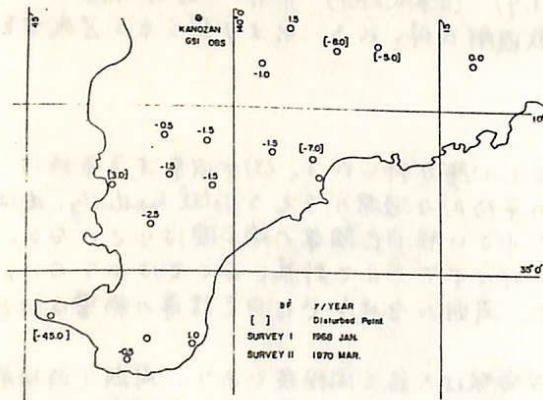
いずれも地磁気静穏日の夜間にプロトン磁力計を用いて観測した。同時刻の柿岡における全磁力値で日変化を補正し、柿岡を基準としたこの間の経年変化の異常を単一図に示した。(単位: γ/year) 観測値では、ほぼ一様にごくわずかながら全磁力が減少している。しかし半島南部の中での局地的な異常は見出されなかった。

国土地理院地殻活動調査室によって1952~53, 1962~63, 1967年の南関東磁気測量の結果がまとめられ、62年を境に鉛直分力が減少に転じたことが報告されている。地理院より資料をいただき、全磁力を求めて比べてみた。全磁力の経年変化も62年以降はわずかに減少を示す。従って今回の我々の結果は62年以降の鉛直分力減少という傾向を反映しているものかも知れない。

いずれにせよ、変化量は2年間で3 γ 程度というわずかなもので、現在の観測水準での種々の誤差と同程度である。従って地殻変動その他の観測結果と対応づけて論ずるのは、将来のデータの蓄積を行たなくてはならない。

図1

房総半島南部の全磁力異常(柿岡を基準)



井内 登, 岡口昌雄, 藤田尚天
国工地理院

W.M.S. 以後、国工地理院では5回の航空磁気測量が実施された。各回の測量結果を合わせて、西南日本の航空磁気測量結果としてまとめた。資料整理としては、等磁力分布図、I.G.F.との比較による磁気異常図の作成及び10km上空で予想される磁気異常を計算により求めた。その結果次の事が考えられる。

1. 中部地方、紀伊半島、四国及び九州東部に於いて -60γ より小さな異常地域が存在する。中部地方、九州東部は Bouguer anomaly も負であり、crust の厚いと考えられるが、全体として中央構造線に沿う変成岩帯の磁性が小さいために負の分布になり、たまたまと思われる。
2. 磁気異常値の頻度分布を調べると、九州上空を除いて $-60\gamma \sim -90\gamma$ のところに集中する。九州地方は -10γ のところで頻度が一番高いがこれは火山が多く存在する為全体として正の異常値が多くなったものと思われる。
3. 九州西北部及び四国南方の海域近くに igneous rock が上昇しているためと考えられる。

この地、各地域の磁気異常について若干の考察を試みたりしてこれを発表する。

歌代慎吾, 近藤 忠,
水路部

水路部では日本周辺の海上における磁気測量を航空機及び船舶により実施している。航空機による海上磁気測量はYS-11機にプロトン磁力計及び三成分測定用 Fluxgate 方位測定装置、水平ジャイロ、位置測定用ロラン受信機を取り付けて日本列島周辺沿岸約1,600kmの海上の磁気連続測定を行っている。飛行高度は約7,000mである。測量は昭和44年45年925年で実施しているが、その結果について一部を報告する。又船舶による海上磁気測量は水路部所属の測量船「明洋」(500トン)に電機式プロトン磁力計を搭載して地磁気の Total Intensity の測定を昭和42年より秋田沖から開始したが今回(昭和44年)実施した熊登半島の大陸棚についての測量成果を報告する。熊登半島周辺海域には非常に大きな磁気異常が local と多数存在する特々島、七ツ島の周辺には $\pm 500\gamma$ 以上の磁気異常がある。これらの磁気異常の分布は海底下の地直構造と密接な関係があることが解した。

一等磁気測量の資料による地磁気年変化量分布

水野浩雄
国土地理院

一等磁気測量の成果を用い、1955, 60, 65の三期について、柿岡に相対的な地磁気変化量の分布を考察した結果は、二度にわたり報告した。今回はそれとさらに詳しく検討した。

一等磁気点の中には、一年おきていかに数多くの観測がなされた点もあり、極めて少い観測回数のある点もある。それで、これらの資料を合理的に用いて、すべて残らず、年変化量分布図の作成に寄与せしめようため、次のようにした。

観測年月日の観測値と柿岡の資料により epoch ごとに化成して reduced value $M^r(x, t)$ と得る。 $\frac{\partial M^r(x, t)}{\partial t}$ は柿岡に相対的の磁気点での年変化量とす。

一等磁気点と A, B, C の三クラスに分ける。A クラスは 2-3 年向隔で 5 回以上の観測があり、永年変化の様子をもっともよく追跡できる点、B はほぼ 4-5 年おきに観測のある点、C はその他である。まず A のグループについて各点毎各成分毎に reduced values と観測年月日に対してプロットして、それからそれぞれに結ぶ曲線と画く。その曲線の勾配を一年毎に求めた。これを地図上に展開して equal line と画けば、各年毎、各成分毎に柿岡に相対的な年変化量分布図と得る。こうして、1951 年から 1968 年に至る D, H, I, Z の各成分の年変化量分布と作成した。これを primary charts とす。(尚、各年毎に) 次に B グループの点の reduced values と対してプロットする。今、右に観測があり、primary charts から期待される右へ左向の永年変化量と実際に観測値から求められた永年変化量と比較することにより、primary charts の信頼性の目安と得ることができる。同時に、観測値の向と結ぶ、かつ primary charts から期待される永年変化のカーブに沿うように曲線と画けば、観測回数が少ない点と primary charts で補いつつ、 $\frac{\partial M^r(x, t)}{\partial t}$ を一年毎に求めたこととができる。これを (欠) A グループから求めた (B グループについて) のに加えて等年変化量曲線と置き、secondary charts とす。C グループの点について、secondary charts から期待される永年変化量と観測から求められたとを比較して secondary charts の信頼性と評価することとができる。

以上の方法により primary charts については $\frac{\partial M^r(x, t)}{\partial t}$ の一読定の S.D. は 2.45、secondary charts については 2.35 と評価される。

これらの図面の equal lines は等年変化量線と意味するが、年変化量の絶対値は判らない。この図から判るのは年変化量図上の高部、低部の配置とその時間的変動状況である。

この配置はすでに前の講演のときにも述べたが、時間的に急速に、しかも地域的に全国的規模で、変動する。その急速なことを、空間的のちがひからみて、その原因は地殻の中に (根) 求めたことは無理があるのでは無いが、むしろ core の中に求めようべきでは無いかと、このことを考へる。

行 武 毅
 東京大学地震研究所

1965年以來、地震予知研究計画が実行に移され、地磁気関係でも、多くの研究機関が協力して、同一規格のプロト>磁力計を各地に設置し、全磁力の観測を実施している。今回は、これらの観測結果の一部を整理して報告する。

現在すでにプロト>磁力計の設置されている場所と、観測に当たっている研究機関を述べ、次の通りである。

女満別, 柿岡, 辰屋	気象庁地磁気観測所
男鹿, 仁別	東北大学理学部
水沢, 辰野山	国土地理院
伊豆大島(野増, 泉津)	東京大学地震研究所
八丈島, 下里	海上保安庁水路部
島取	京都大学防災研究所

これらの奥で得られた全磁力の中、夜間の値だけ ($1^{\text{h}}00^{\text{m}}$ JST を挿んで、 $0^{\text{h}}40^{\text{m}}$ から $1^{\text{h}}20^{\text{m}}$ まで 10 分毎の値) を平均して日平均値とし、さらにその月平均を計算して、各地点間の全磁力差を調べた。

当初は、月平均をとれば、外部磁場の影響を除去でき、地震に伴う地磁気の局地変化を、十分検知できるであろうという予想であった。しかしプロト>磁力計を用いて、高精度で長期間観測してみると、1968年7月から1970年初めまでの約1年半の間にも、場所によって、数%から10%に達する変動の違いがあることが判明した。このような地域差が何によって起るのかは、現在まだ明らかでないが、外部磁場の違いによるものもあるのではないかと推測される。地震現象に関連した局地変化の検出には、さらに詳しい平常時の地域差の研究が必要である。

地球内部地磁気変化検出に影響する
外部磁場変化

柳原一夫, 白木正規
地磁気観測所

地震予知研究のためプロトン磁力計による全磁力測定が各地で行われ、その差等の解析が行われ、よってなされている。その1969年についての予備的結果によると、全磁力差(各地一栞岡)に数%もしくはそれ以上の大きな変動がみられ、必ずしも永年変化の差のみとは考えられない。一見した所季節による変動とDR(Dst)の変化によるものがありはしないかとの印象を受けるので、この効果について検討した。

行武等の解析では $K \leq 1$ の夜(01h)の値を用いているので日変化とDP(DS)の影響はないものとして無視する。主要な影響はDCFとDR(Dst)から来るものと考えられる。calm状態にあっても太陽風は存在するのでDCFは存在する。そのときその太陽風によるDRの存在については明らかでないが、現実のcalm状態はpost-perturbationの影響下にあるのでDR(その時より以前に起った擾乱によるもの)は存在する。従って $K \leq 1$ の時のみをとり出してDRの影響は存在する。

全磁力差をとる地点間距離が近ければDR(DCFを含む)の影響は両地点とも同一であるから差には影響しない。DRのH成分が $\cos\theta$ (θ :磁気緯度)に比例するとすれば、栞岡(26.0)と女満別(34.0)の間でH成分の差は8%の影響を及ぼす。全磁力については、

$$\begin{aligned} \Delta F_1 - \Delta F_0 &= \Delta H_1 \frac{H_1}{F_1} - \Delta H_0 \frac{H_0}{F_0} + \Delta Z_1 \frac{Z_1}{F_1} - \Delta Z_0 \frac{Z_0}{F_0} \\ &= (k_H \frac{H_1}{F_1} - \frac{H_0}{F_0}) \Delta H_0 + (k_Z \frac{Z_1}{F_1} - \frac{Z_0}{F_0}) \Delta Z_0 \end{aligned}$$

1: 女満別
0: 栞岡

ただし $\Delta H_1/\Delta H_0 = k_H$, $\Delta Z_1/\Delta Z_0 = k_Z$ (いずれも常数と考える) となる。DRのH成分から来る栞岡女満別間全磁力差は ΔH_0 (栞岡)の-16%になる。この際 $\Delta H_1/\Delta H_0 = k_H$ の値は実測と $\cos\theta$ の比とが大体一致する。Z成分については誘導の影響(DRの急変化部ではbayなどと同様に ΔH_0 と ΔZ_0 は平行してゐるが、post-perturbationでは正負反対となる)のため単純に $\sin\theta$ に比例せず複雑であるが、実測の統計からは $\Delta Z_1/\Delta H_1 = 0.23$, $\Delta Z_0/\Delta H_0 = 0.16$ の値がえられる。これを使うとDRの影響は全体で、

$$\Delta F_1 - \Delta F_0 = -0.22 \Delta H_0$$

となる。1969年の $K \leq 1$, 01h値の月平均値の水平成分最大較差(栞岡、永年変化分は除く)は13%であるから、これが全部DRによるとするとこのために生じた全磁力差、 $\Delta F_1 - \Delta F_0$ は2.9%に達する。この年のそれぞれの年変化をみても全磁力差変動にこのDRによる部分があることは明らかである。なおDRの影響は全磁力差の方が水平成分差よりも大きく受ける(女満別-栞岡の場合 0.22:0.08)ことに注意を要する。

次に季節による変動であるがDRの年変化は従来Dm(日平均値)のdisturb-calm,あるいはall-calmの統計から実証されているが、今回calm day自身について統計しても同様かつall-calmと同程度(H成分で振巾数)の年変化がえられた。これは一面前述のcalm状態でのDRの存在を支持したことになる。また夜間値(01h)についてもほぼDmの場合と同様であった。全磁力差への影響を考える場合前述の1969年の変化についてはコミになって入っているが、しかし季節によつて太陽風の到来角が違ふことは考慮に入っていない。これを考慮に入れてDRによる全磁力差の年変化を検討した。

藤田尚美

国土地理院

1960-65年の日本における地磁気経年変化の異常と1等磁気測量結果を用いて求めた。

基準観測所として16 Stationを選定、各所の観測値に C_1 補正、すなわち、

$$C_1 = (\text{Stationの1960年値}) - (\text{観測時に示けるStationの値})$$

を加え、 $P_{obs} - K_{obs}$ を求める。

次に経年変化の世界的分布等から求めた経年変化の正常値の差、 $P_{nor} - K_{nor}$ を求め、

経年変化 $\Delta P \equiv K_{nor} = K_{obs}$ と仮定して、

$$\Delta P \equiv P_{obs} - P_{nor} = (P_{obs} - K_{obs}) - (P_{nor} - K_{nor})$$

とした。

1960-65年の日本において、 $\Delta P < -2 \gamma$ の磁気異常を3点以上全く領域が2, 3存在する。この5年間の変化量の絶対値は100以上となる。これは、地震時に予想される変化量と同程度である。この原因を、水平方向の引張りと考えた。この領域付近には1960年頃のM2.7の大地震が認められ、地震後の地磁気変化と一致する。

例えば、マグネティック効果により、日本の地下応力分布を求めると、太平洋側の存在するJapan Trench, Nankai Trenchに面した方向を示すことが興味深い。

力武常次・山崎良雄

東大地震研究所

非常に高い感度をもつ大地比抵抗変化計が山崎^{1), 2), 3), 4)}により製作され、神奈川県油壺において同変化計による観測が1968年5月以来実施されている。この変化計は電気探査の4極法と同じ原理にもとづいているが、比抵抗変化に比例する出力電圧(交流67 C/S)を増中し、サーボモーターによって出力をゼロにするように可変抵抗を自動調整する方式となっている。変化計構成の詳細は既に報告されているので、ここには省略する。油壺に分布している火山礫凝灰岩は、きわめて特異な電気的性質をもっていて、力学的変形を受けるさい、歪の数百倍に達する電気抵抗変化率を示すことが、山崎^{1), 2)}の実験によって明らかにされている。したがって、力学的歪そのものを観測する場合にくらべて、電気抵抗変化を測定することにより、遙かに高感度で地殻歪の観測を実施することができると利点がある。1968年5月以来の観測によれば⁵⁾、この変化計は、平常は海水の潮汐荷重による変化を記録していて、油壺湾の静振に伴うと思われる土地の変形に対応する変化なども観測される。特に注目すべきことは、比較的遠い大規模地震に際して、この変化計が step 状の変化を示すことである。第一回は1968年5月16日の十勝沖地震に際して得られた電気抵抗変化である。一見地震の時に急激に変化したようにみえるが、この記録は打点式記録方式で、打点間隔は30秒であるので、数分間にわたって変化したことがわかる。なお地震発生の約2時間前から異常変化があるように見えることは興味深い。この変化量を歪に換算するならば、 2×10^{-7} ということになり、地震発生のもととなった地殻内の破壊が約700 kmを距れた地点においても、いわゆる strain step とよばれる永久変形として観測されたことになる。この種類の比抵抗変化は、約1年半の観測期間中、日本およびその近海に発生した magnitude (M) 7以上の大地震の際には必ず観測された。7 > M > 6の地震については、震央距離が100 km程度の場合のみ step が観測された。第1表は観測された strain step を列記したものである。



Fig. 1. Change in the resistivity at the time of an earthquake of magnitude 8.0 on May 16, 1968 as recorded by high (H) and low (L) sensitivity channels. The epicentral distance amounts to 680 km.

Table 1. Residual strains estimated from the Wideman-Major graph and resistivity changes.

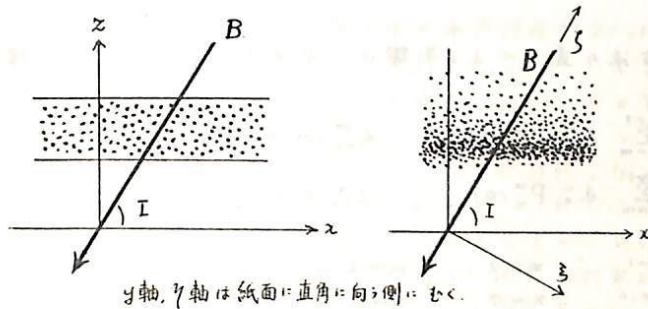
Magnitude	Epicentral distance	From W-M graph	From resistivity change
8.0	680 km	0.8×10^{-7}	2.2×10^{-7}
7.5	700	0.4×10^{-7}	0.7×10^{-7}
7.3	580	0.6×10^{-7}	1.5×10^{-7}
6.4	100	0.6×10^{-7}	3.3×10^{-7}

- 1) Yamazaki, Y.: Bull. Earthq. Res. Inst. 43 (1965), 783
- 2) Yamazaki, Y.: Bull. Earthq. Res. Inst. 44 (1966), 1553
- 3) Yamazaki, Y.: Bull. Earthq. Res. Inst. 45 (1967), 849
- 4) Yamazaki, Y.: Bull. Earthq. Res. Inst. 46 (1968), 953
- 5) Rikitake, T. and Yamazaki, Y.: Bull. Earthq. Res. Inst. 47 (1969), 99

福島直

東京大学理学部地球物理研究施設

地球磁場日変化 \$S_q\$ を説明する従来のダイナモ理論においては、大気の水平運動が地球磁場鉛直成分を切るために生ずる起電力がもとになり、電離層中の電流が生ずると考えている。この条件では induced e.m.f. は常に水平方向にあるが、電離層内で二次元的 $\text{div } \mathbf{i} = 0$ をみたすために生ずる static electric field は鉛直成分を持つ。従って電離層の上部が絶縁体でない限り、磁気圏内にも電流が流れる。最近では地球磁場の方向に特に電流が流れるべきことを考慮に入れ、また電離層の電気伝導度の高さによって著しく異なることを考慮してダイナモ理論を三次元的に拡張する試みがなされている。ここでは従来のダイナモ理論で用いられている二次元 conductivity tensor を三次元の場合にはどう利用しうるかを述べ、次いで三次元ダイナモにおける地球磁場水平成分の役割を考察する。



左図に示された場合では

$$(\sigma) = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix}$$

であらわされ、

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{\sigma_0 \sigma_1}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I} \\ \sigma_{xy} &= -\sigma_{yx} = \frac{\sigma_0 \sigma_1 \sin I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I} \\ \sigma_{yy} &= \frac{\sigma_0 \sigma_1 \sin^2 I + (\sigma_1^2 + \sigma_0^2) \cos^2 I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I} \end{aligned}$$

である。右図の場合には、ダイナモ起電力により E_z, E_y がかゝる時、 $\text{div } \mathbf{i} = 0$ をみたすように電荷分布が生ずる。すなわち、 x 及び y 方向には無限に振動している場合

$$\begin{aligned} \text{div } \mathbf{i}_x &= -\frac{\partial \sigma_1}{\partial z} \cos I \cdot E_z + \frac{\partial}{\partial z} \{ (\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I) E_1^*(z) \} = 0, & E_1^*(z) &= \left\{ \sigma_1 \cos I / (\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I) \right\} E_z \\ \text{div } \mathbf{i}_z &= -\frac{\partial \sigma_0}{\partial z} \cos I \cdot E_y + \frac{\partial}{\partial z} \{ (\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I) E_2^*(z) \} = 0, & E_2^*(z) &= \left\{ \sigma_2 \cos I / (\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I) \right\} E_y \end{aligned}$$

であらわされる電場 $E_1^*(z)$ 及び $E_2^*(z)$ が生じる。 $z \rightarrow \infty$ では $E_1^*(z) \rightarrow 0, E_2^*(z) = 0$ となるが、低いところで $\sigma_0 \rightarrow \sigma_1$ とすれば、 $E_2^*(z) \rightarrow (\sigma_2 \cos I / \sigma_1) E_y \rightarrow 0$ であるが、 $E_1^*(z) \rightarrow E_z \cos I (= -E_x)$ となる。このような電場が生じることを考慮に入れると、effective conductivity tensor の各要素は上記の $\sigma_{xx}, \sigma_{xy}, \sigma_{yy}$ と同じ値になる。

次に水平成分の磁場を無視して従来の二次元ダイナモ理論と双極子磁場中の三次元ダイナモの式を比較してみる。両者で $\text{div } \mathbf{B}, \text{rot } \mathbf{B}, \text{div } (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \text{rot } (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ の値が違っているが、結果として電流分布が地球表面に及ぼす磁場の掃相は両者極めて似ている。

また地球磁力線に沿う電流の影響が中低緯度における偏角値の季節変化に現われていると考えられる解析の結果をあわせて報告する。

鈴木 亮, 前田 坦
(京大・理)

以前学会で話した新しい方法による S_g の解析結果が出たので、そのうち特徴ある事を報告する。新しい方法は一口で言えば、赤道ジェット電流による非常に狭い領域に起る磁場変化は一時除けておいて、磁場の振幅の緯度変化を球函数で展開し、除けておいたジェットの効果はあとで再び考慮に入れようという方法である。この発想はジェットの影響が非常に局所的であるが由に、本来は非常に高次の球函数でしか表わし得ない筈のものを限られた個数の低次の球函数で表わそうとするために、それらの係数を異常に大きくしている悪影響を除こうとするためのものである。

データは Matushita, S. and Maeda, H. (On the geomagnetic solar quiet daily variation field during the IGY, *J. Geophys. Res.*, vol. 70, 2535-2558, 1965) のものをそのまゝ、つまり 1958 年の地磁気データに基づいている。そこで Matushita and Maeda と今回の結果を比べてみると次のようになっている。

○ jet current の取扱ひ方法の違いによる影響は、水平成分、鉛直成分の緯度分布をそれぞれ

$$h_{na}^m(\theta) = \sum_{n=m}^{m+9} a_n^m X_n^m(\theta) \quad h_{nb}^m(\theta) = \sum_{n=m}^{m+9} a_n^m X_n^m(\theta)$$

$$Z_{na}^m(\theta) = \sum_{n=m}^{m+9} d_n^m P_n^m(\theta) \quad Z_{nb}^m(\theta) = \sum_{n=m}^{m+9} b_n^m P_n^m(\theta)$$

と表わすとき

$$\begin{pmatrix} m=1 \\ n=6 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} m=1 \\ n=10 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} m=2 \\ n=7 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} m=2 \\ n=9 \end{pmatrix}$$

等項によくきく。

- 上記の係数によくきくというきき方は、その絶対値を小さくするというきき方である。そのため電流系の電流の量が 1~2 割減少する傾向がある。
- 極地方を流れる電流が減少した。——これは jet を除いたためと、1 日項において極における磁場変化を 0 と指定したためと両方の効果と思われる。
- jet は赤道上で最大、南北緯度 4° の地点で 0 に近いような三角形型の強さ分布を仮定している。これを電離層の電流系の図に書き加えると、赤道附近の電流線が赤道に並行にたつてくることわかる。

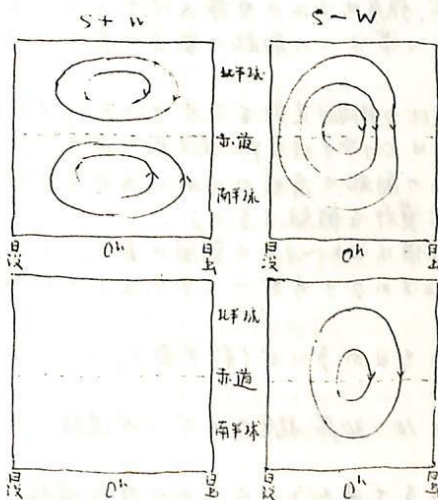
太田 桓次郎
京都大学・教養部

静かな日の夜間の地磁気変化については、ダイナモ理論の面から夜間の電離層の電圧伝導率の急変、或は地中に誘起される電流の多寡から処理されている。また、資料処理の研究手法として球面調和分解法によって得られる等価電流系 \vec{H} を表現されている。この分解法に採用される地磁気の基本値 (base value or datum line) については尚ほ定まるべきであり、この基礎決定法に立脚してこの研究が行われた。即ち夜間の地磁気変化を引出す際に、与迄慣習的に使われておった日平均値の夜間の平均値などを採用せず、特殊の方法で検討して算出した結果を報告する。このにいう特殊の方法」というのは、昼間の変化を分離するところが主眼点で、夜間といつてもほぼ日出のころは昼間の大きい日変化が大きき影響を受けているから、地方時 t^h を中心として $\frac{1}{2}$ 時間と見られる時間 (約 3 時間) は昼間の影響を受けないとし、それより日出又は日没に近い時刻の急変はこの便から分離することにした。

処理した資料は I.P.Y 期間中の中低緯度約 20 所の水準 = 成分の变化資料で、それは June Solstice (記号 S, Northern Summer) 及び December Solstice (記号 W, Northern Winter) の大 4 月 20 日の全日平均値である。全日平均値について、擾乱の影響、Non-Cyclic Change の除去などに関して予備調査を行っている。

統計の結果、S 及び W の変化形態を調査してみると、S+W、即ち年平均変化については組織的なものはみられない。これに反し、S-W、即ち季節特徴は非常に明確とみられる結果が表れている。これは著者が以前に発表された結果と比較すると図に示すように、S-W は形態的に一致しているが、S+W は全く一致がみられない。このことは一つには S-W は Non-Cyclic Change、擾乱など S と W に共通のものに相殺されるが、S+W は逆に加算されるからと推察される。また、赤点として季節変化の大きいことは指摘することが出来る。

ホラニシヤ(東南)に於ける結果(以前のもの)



夜間変化のみの処理による結果(今回のもの)

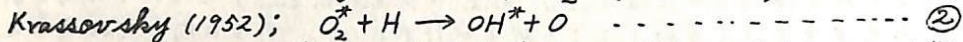
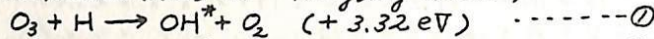
最後に地磁気基本値のことであるが、この結果からすると、共通として夜間(静穏時)をとるとして、この図から明かのように季節と「総変」との関係と分ること、また、Y 分値は比較的容易に決定出来ること(これは既に知られたことであるか)の見える。また、擾乱の影響の除去には別に考慮することになる。

中緯度域夜間大気光に於ける OH分子(9.4), (5.1)

帯スペクトル強度比の日変化の観測

矢野 敏 高橋 久夫
新潟大学農学部 新潟大学理学部

夜間大気光に於ける OH分子帯スペクトルの放射は、OH基の基底状態の振動-回転準位の遷移によるもので、その発光層の高さは最近のロケット観測等から大体地上 80~90 Kmと推定されている。この OH分子の生成および励起の機構に因りて従来主として次の化学過程が議論されている。 Bates and Nicolet (1950)および Herzberg (1951);



①によって生成された OH* は $\nu=9$ の振動準位へはほぼ選択的に励起される可能性があり、一方②の O_2^* (基底状態の励起振動準位にある O_2) の生成に種々の過程が考えられることから、この②による OH* の生成は種々の振動準位への励起が可能である。 Chamberlain and Smith (1959) は当時観測されていたいくつかの OH帯の強度から見て、各振動準位へはほぼ均等に励起されるように考えられると云っており、 Kvifte (1961) は各準位への励起における“曇り”をつけてやれば強度の観測値をかなりよく説明すると報告しているが、この“曇り”は決して $\nu=9$ の選択的励起に好意的なものではない。一方 Krassovskiy (1961) は OH発光層附近の高さ(70~80Km)に於ける H-原子の数密度のロケット観測値と上記①または②のいずれかの単一過程とによって OH発光の全強度の推定値(約4500KR)を説明するにはその高さ附近であまりにも多くの O_3 または O_2 の数密度を假定しなければならぬことを指摘し、別にいくつかの可能な反応過程を提唱している。これらのことは、地上 80~90 Km 附近の夜間大気中に於ける OH分子の生成機構は種々の過程から成立っており、従って各振動準位への励起の有様も単純ではないと云うことを示唆しているように見える。そこでもし各準位への励起の割合の時間的、空間的变化を知れば単一過程かどうかの確証をつかむことになり、またどの過程がどの程度の役割を果しているかを判断する手がかりになるだろう。具体的にはある二つの OH帯スペクトルの強度比に变化があるかどうかを観測すれば、強度比は二つの帯スペクトルの各上方振動準位に於ける俵在数の比に比例するので、これらの準位への励起の割合の変化の様子を知ることであるはずである。

今回の仕事では、OH(5.1)/(9.4)帯強度比の時間的変動を干渉フィルター、ホムマルおよび直流増幅器をもちいた簡単な装置で観測した。これは OH帯の夜光中に従来見いだされてきた最高の励起振動準位 ($\nu=9$) とより低い準位 ($\nu=5$) への励起の有様のおおむねを知る手段となりうるものである。1968年11月から1年間観測した資料を概観すると;

1. 観測された(5.1)/(9.4)帯強度比の値は1.4~2.0の範囲にある。これは $\nu=9$ への選択的励起の結果として期待される値 0.24 とはかなりちがっており、むしろ均等励起を仮定した値 1.3 に近い。

2. 一晩中強度比がほぼ一定している日が多いが(約半数)、10~20%程度の変化を示すこともある。

3. 一晩の平均的な値を比較すると10~30%程度のちがいが連続した数夜のうちにあることがある。

結論として、OH分子の生成に寄与するであろういくつかの反応過程に於いて、数時間乃至数日の characteristic time をもって各過程の果す役割の程度が変わると云う可能性を考慮する必要がある。

極紫外大気光の励起 (OI 1304Å, OII 833Å)

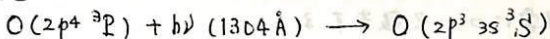
小川 利 紘

(東大・理・地球物理研究施設)

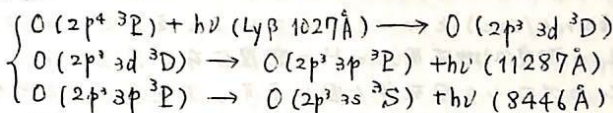
OI 1304Å ($2p^3 3s^3 S - 2p^4 3P$)

極紫外大気光としては最もよく観測されているものの1つである。励起機構としては、次のものが挙げられる。

(1) 共鳴散乱

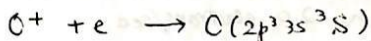


または



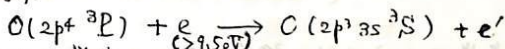
Lyβ 蛍光は 1304Å 共鳴散乱の 1/10 程度の効き方である。

(2) 再結合



これは再結合係数、および $2p^3 3s^3 S$ の有効励起率が15% くらいあり、最も大ま目に見積ると、(1)と同程度の効き方である。

(3) 光電子衝撃



(4) 光解離による蛍光

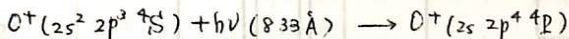


1304Å に対して超高度大気は非常に光学的に厚く ($\tau \sim 10^5$)、atomic albedo が1% ほど1に近いのと輻射の λ とこのものが非常に顕著である。励起率から輻射強度を計算する際には輻射輸送の式を用いることはもちろんである。従来(1)および(2)では高度200km以下で強度が足りないことから(3)が提案され、17% 大勢としてはこれで説明がつく。しかしまだ高度100~150km での(3)では不足している。(4)は最近 O_2 の光解離断面積が実験室で求められ、その値を用いて計算すると高度200km 以下では(3)と同程度の効き方である。(4)も励起機構として重要であることが判った。

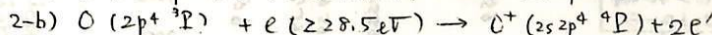
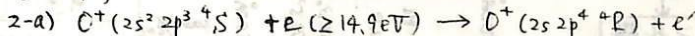
OII 833Å ($2s^2 2p^4 4P - 2s^2 2p^3 4S$)

観測が行われ出したが、wide band filter を用いるために他の lines, bands (OI 1027Å, OI 989Å, OI 878Å, OI 811Å, N_2 Birge-Hopfield 等) の混入が考えられる。従って詳細な励起機構の検討は未だされていない。励起機構としては、

(1) 共鳴散乱



(2) 光電子衝撃



(3) 光解離による励起



高度250km 以上では(1)が、高度250km 以下では(3)が効く。2-a) は300km 付近、2-b) は150km 付近に peak があるが、いずれも(1)および(3)に比べて1桁以上小さいことが判った。

2つの光線とも高度300km 以上では共鳴散乱が効くので、 O, O^+ の密度測定は比較的容易に行える。従ってこの2つの光線を測定することは電離層上部の構造を知る上で有効であろう。

藪原における大気光分光測光

鈴木勝久, 小川利純, 等松隆夫
東京大学理学部

すでに1969年のIASYシンポジウム(第2回)の中でも述べた, 地球コロナ中のH α のグローの観測計画の体制がほぼできあがり, データをとる状態になったのでこれらの概要について報告する。

通常地球周辺の水素原子によるH α エミッションの強度は $1 \sim 10 R$ ($1 \sim 10 \times 10^6$ photons/cm 2 /sterad/sec)とみられている。そしてこの強度を決定する要素として(1)太陽L β の強度(2)地球周辺のHの密度分布が考えられる。

この観測システムのブロック図を第1図に示す。大気光による光電子の生成率はこのシステムでは次のように計算される。

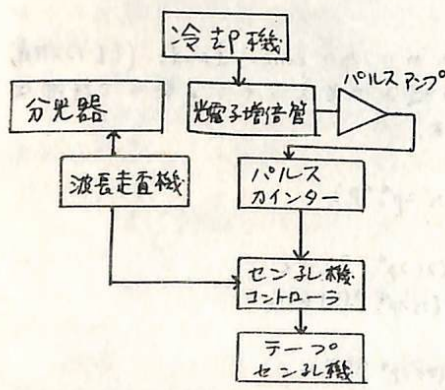
$$N_p = R \times T \times S \times \Omega \times \eta \times \Phi \sim 20 \text{ electrons/sec}$$

R : 光系の反射率 ~ 0.8 , T : フィルターの透過率 ~ 0.7 , S : スリット面積 0.2

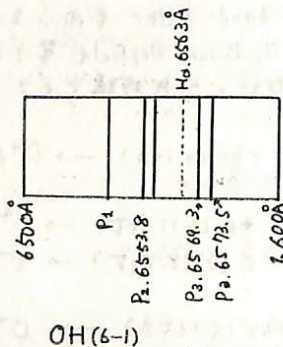
Ω : 視野の立体角 ~ 0.0086 , η : 光電面の量子効率 ~ 0.08 , Φ : 大気光の強度 $\sim 10^6$ (Hu)

OI 5877Å等の代表的大気光にくらべH α の強度は1桁以下と小さく, 観測が困難であるが, 強度の空間的变化, 時間的变化, ドップラーシフト等の観測が(1)(2)に対し重要な情報を提供してくれるものと考えられる。

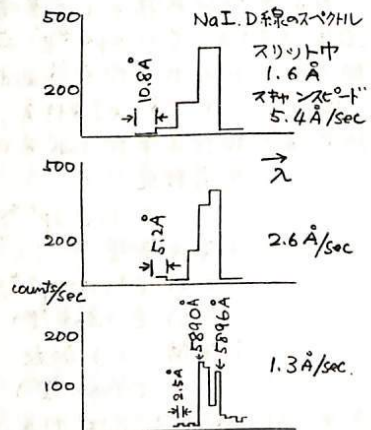
第2図にH α (6563Å)の付近の波長域のOHのバンドスペクトルを示した。これから, 少なくとも6Å間隔のラインの分離が必要となる。第3図にNa光源を観測した結果を示す。これは5回スキャンした平均値である。これによれば, 1.3Å/secのスキャンスピードでD線の分離ができることが分る。



第1図



第2図



第3図

斎藤文一
新潟大・理

大磁気嵐の際に、通常の極光帯域よりもはるかに遠方でオーロラの出現することがしばしば報告されてはいるが、その光強度、空間分布、スペクトル等の諸特性を統一的に論じたものは多くはない。

1958年2月11日～12日の大低緯度オーロラは、最近の顕著な例であり、この真に Great Red Aurora と呼ぶにふさわしい大オーロラの主要な成分である酸素赤線 OI Red Doublet $\lambda 6300, 6364$ の出現空間分布、スペクトル特性を以下について述べてい。

この時の磁気嵐主相時には、よく知られていようように4回の Large Negative Bay が発生し、この時極光帯では通常の極光活動の強化が見られたが、これとは同時にはるか低緯度でもオーロラ活動が強化された。例えば強度が増し、より低緯度にひろがり、Xマンベツ (磁緯37°4') の天頂でも影響が知られた。1回、2回目の UT/O:50 の Negative Bay の際に見られた Great Red Aurora の分布を示したもので、M: Xマンベツ, SP: サクソメントピーク, T: トナン湾トラ, L: マキルウエイン・パラメタ, KR: OI 赤線のキロ・レーリー値である。

低緯度オーロラのスペクトルの特徴としては、

- (1) OI Red Doublet $\lambda 6300, 6364$ の異常強化,
- (2) N_2^+ の 1st Negative Band ($2^2\Sigma_u^+$) の強化および higher vibrational development,
- (3) 原子線 a Nebular Line の一般的強化,
- (4) H 線の異常強化,
- (5) 禁制多重線の強化

等があげられるが、これらは単一の機構によるとは考えられず、低緯度オーロラ (Low Lat. Aurora) は、

$$LLA = M + P + E$$

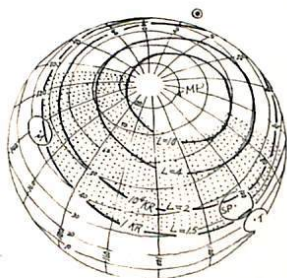
の三成分から成ると考えられる。

M: OI $\lambda 6300, 6364$ の Monochromatic 成分で、Diffuse Arc や Surface 状をとり、Eほど激しい動きは示さないが、強度、空間分布とも磁気活動にコントロールされる。

E: 電子による効果を主とする通常の OI $\lambda 5577$, N_2^+ 1st Neg. Band の強化と Ray を伴う成分。たゞしはるかに低緯度にも出現する。

P: 70ロトン効果を主とする成分。

これらの中 M, E は上記スペクトル特性中、主に (1), E により, (4), (5) は P によって説明されると考えられる。



1958年2月11日10:50 (UT) における Great Red Aurora.

下部電離圏における流星金属元素の可視、近赤外光共鳴散乱断面積

牧野行雄、広野求和
丸大理

最近 dye Laser などの利用により可視、近赤外の殆んどの波長で狭帯域で、強力なレーザ出力がえられるようになったので、これを利用して流星金属蒸気の原子やイオンを共鳴散乱法で観測しうる可能性を検討した。これらのイオンはスプラデックEの出現の時や流星雨の時などにロケットに搭載された質量分析器の観測で、下部電離圏に相当高密度でしかも広範囲に検出されている。ここでは、基底状態にある原子やイオンによる共鳴散乱を考える。

レーザ光の周波数スペクトルに關しては、幅 $\Delta\lambda_L$ の内では一定の強度をもち、それ以外の周波数では強度ゼロのものを仮定した。光共鳴吸収線の広がり原因としては、この場合ほとんどドップラー幅を考慮するだけでよいことが明らかであり、有効共鳴散乱断面積は、

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{1}{\Delta\lambda_L} \frac{\pi e^2}{m c} f_{12} = \frac{1}{\Delta\lambda_L} \frac{\pi e^2}{m c} \lambda_0^2 f_{12}$$

となる。ここで、 e と m は電子の電荷 (e.s.u) と質量、 c は光速、 f_{12} は振動子強度、 $\Delta\lambda_L$ はレーザ光の波長幅、 λ_0 はその中心波長を表わす。この数値は、NBS Monograph 53 に示された振動子強度 f_{12} の値と、 $\Delta\lambda_L = 0.1 \text{ \AA}$ という仮定を用いて求められた。

さらに、スプラデックEの出現している時の高さ 100 km 付近の、ロケット観測から得られた各種金属原子の密度の値を使って、レーザ方程式中の $(\tau^2 N \sigma_{\text{eff}})$ の値を計算し、静電日の 100 km の高さ付近にあるナトリウムの場合の値との比を求めた。但し、 τ は受信装置の光電子増倍管の光電面量子効率、 τ は大気中での光の透過率、 N は原子の密度である。計算の結果、各原子について代表的な波長は次の通りで、

Fe I (3719.94 Å), Na I (5889.95 Å), Ca I (4226.73 Å), Al I (3944.03 Å)
Cr I (4254.35 Å), K I (7698.98 Å), Ti I (3981.76 Å), Ni I (3369.57 Å)
Mn I (4030.76 Å), Ca II (3933.67 Å), Co I (3474.02 Å)

などが、略この順序で、静電日のナトリウムに比し割合に容易に観測が可能であり、Fe I (3719.94 Å) の場合、51.1 倍、その他は大体、0.1 ~ 50 倍の程度で観測が容易であることが分った。

永田 武・ 等松 隆夫・ 小川 利雄

(東大理・地球物理研究施設)

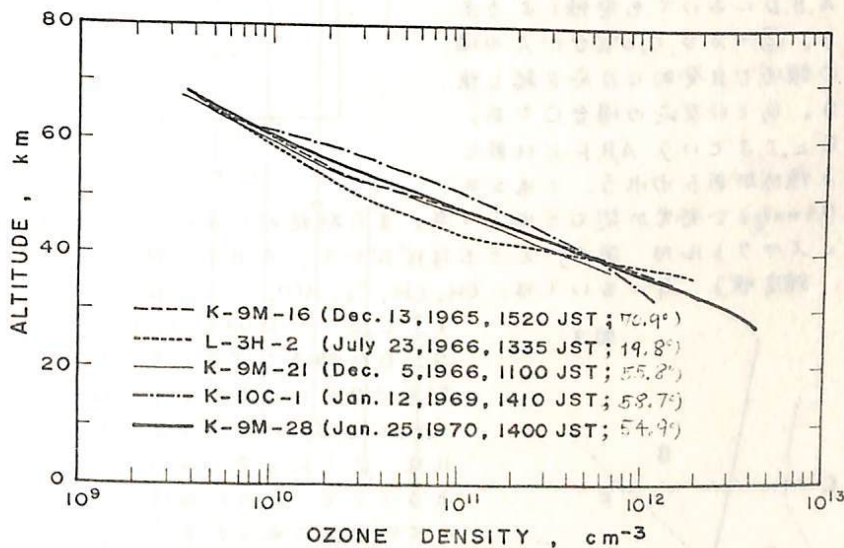
太陽紫外線の吸収を用いて、上部成層圏・中間圏のオゾン密度を測定するロケット実験は、1965年から行なってきたが、1965, 1966年の実験の結果 (K-9M-16, L-3H-2, K-9M-21) についてはすでに報告した。今回は、これに引続いて行なった、1969, 1970年の2回のロケット実験の結果、特にK-9M-28号機の結果を中心に報告する。

この2回の実験では、従来のように、ロケットがオゾン層を突破した後後に観測(他項目の観測に代換えて telemetry) することにしたので、ロケットの全飛行中データをとることができた。このデータから、ロケットの姿勢変化による見かけ上の太陽高度の変化の様子を明らかにすることができたので、この効果の補正を十分考慮してオゾン密度を求めた作業を行なった。また以前のデータも、この点を考慮しついで再解析した。

その結果、Ⅰ. 65 km 付近に存在するとされこいたオゾン密度の「ヤ2のピーク」は適が誤差の範囲に入ってしまった。その存在は疑わしい。ただし、60 km 以上では明らかに、オゾン密度の減少の仕方がゆるやかになる傾向があること (SCALE HEIGHT の増大)。

Ⅱ. 上部成層圏・中間圏では、オゾン分布は水素化合物を含めた光化学反応でほぼ説明できること。

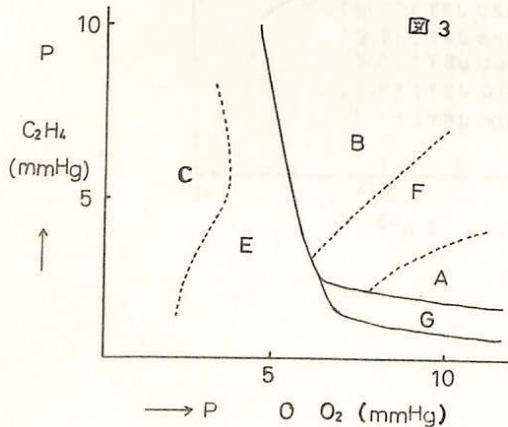
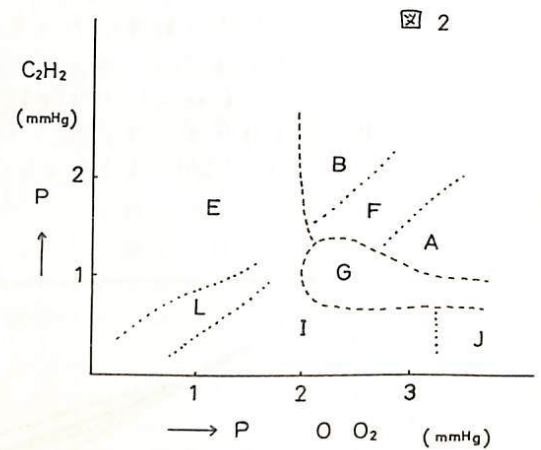
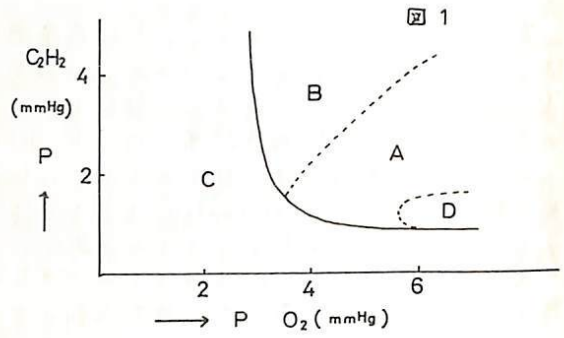
以上のことが明らかになった。



松岡 猛 中村純二
東大教養

夜間上空において、ロケットより炭化水素を放出し、酸素原子および分子と反応を起させ、その時の発光スペクトルを地上において観測し、上空の空気の組成あるいは密度を求める計画である。今回はその基礎実験として、 C_2H_2 および C_2H_4 と O , O_2 の低圧下における反応を起させ、その際の発光の様子と、発光スペクトルを調べた。

酸素原子は酸素分子を無電極放電により解離して発生させた。(解離度約4%) その混合ガスに、直径100mm, 全長600mmの反応容器内で C_2H_2 あるいは C_2H_4 を周囲から吹きつけ反応を起させた。一例として、① C_2H_2 と O_2 , および ② C_2H_2 と O , O_2 の反応の圧力依存性を図1, 2に示した。各領域に反応の様子とスペクトルにより、A~Gの区別をつけたが、領域の境界はかたはらずともはっきりしていない。① O_2 のみとの反応の場合は、領域Cでは反応は持続せず、またA, B, Dにおいても電極による点火を必要とする。② O と O_2 の混合ガスの場合は、すべての領域で自発的に反応を起し領域Cはなくなる。 O_2 との反応の場合Cであった領域には、E, L, I, Jという、A, B, Fに比較して弱く発光する領域があらわれる。これらは実験の最低圧0.4mmHgまで発光が認められている。また断続的に反応する cool flame の領域Gもあらわれる。スペクトルは、図1, 2ともほぼ同じで、A, B, Fでは、 CH , C_2 , OH が観測される。(以下、強度順) Gにおいては、 OH , CH , C_2 , HCO 。Eではほとんど OH のみ。

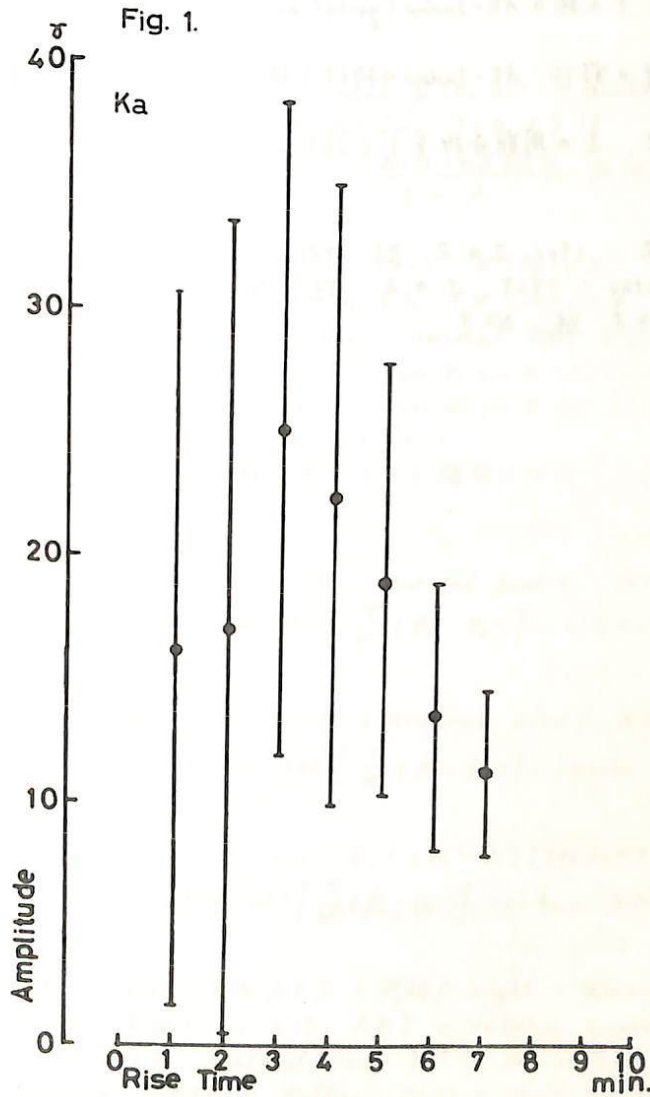


I, L, J, では OH , CH , HCO , C_2 となっている。Dの領域では赤い光が認められるが、まだスペクトルはわかっていない。比較のため C_2H_4 と O , O_2 の反応を図3に示す。スペクトルは、ほとんど変わらないが、領域Cがあらわれることと、圧力が相対的に高くなる点が違っている。これらの事から、ロケット実験には C_2H_2 の方が適している。

今後 C_2H_2 について、圧力をさらに下げた実験と、酸素原子のみとの反応実験を行う予定である。

山口又新
地磁気観測所

1958~1968年間の、柿岡、鹿屋、女満別の磁気嵐資料について、SSCの大きさ、rise time, storm range, maximal activity on K-scale 等の相互關係を調べた結果について報告する。比較的明瞭な關係の見られた量もある。3観測所間の差異は余りなかつたが、例えばSSC magnitude vs. rise time の關係は、カノ川の如くなり、P. R. Pisharoty & B. J. Srivastava が Alibag の資料から得たような簡單な inverse relation は見られた。



山下 善弘
地磁気観測所

Akasofu, S. I. に依ると, DR-磁場は異, T : life-time を持つ二つの部分 DR-1, DR-2 から成り立っている。そこで, 磁気圏に原因を有する変動と極電離層内電流に主因を有する DP-磁場との関連を調べるために, 1964年1月から約27日の間隔で連続して, 数回出現している DR-2型地磁気感と, その時の AE-Index (global auroral electrojet activity) との関係について検討してみた。その前に, AE-Index の特性を調べるために1時間2隔 300 V.T. (12日半) の時系列をとって, その周期分析をしてみた。

Reference :

- ① Davis, T. N. and Sugiura, S. : 1966, J. G. R. 71, 785
- ② Davis, T. N. and Parthasarathy : 1967, J. G. R. 72, No. 23.
- ③ Haurwitz, M. W. : 1969, J. G. R. 74, No. 9.

Auroral Electrojet の勢力範囲(3)

上出 洋介・福島 直 (東大理)

Auroral Electrojet (AEJ) に伴う worldwide な current 分布の研究は、magnetospheric substorm の機構を知る上に非常に重要なことである。従来、その current pattern は定性的には AEJ とその return current からなるいわゆる DP-1 field のみで説明されてきたが、本論文では前回に続き、さらに realistic な仮定のもとに AEJ の勢力 (return current) の空間的拡がりの定量的計算を行なった。

仮定 (1) AEJ を南北両半球におく。

(2) θ 方向 (θ : colatitude) にも拡がりのある auroral zone (oval) に沿って AEJ を流す。

計算 (θ_0, λ_0) に moment $\mu(\theta_0, \lambda_0)$ の doublet の分布があるとき、任意の点 (θ, λ) における current function $J(\theta, \lambda)$ は

$$J(\theta, \lambda) = \frac{\sigma_0}{2R} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{C \cos \alpha + S \sin \alpha}{1 - A} \mu(\theta_0, \lambda_0) R^2 \sin \theta d\theta_0 d\lambda_0$$

$$\theta_1 = f_1(\lambda_0) = \theta_c(\lambda_0) - w(\lambda_0)/2$$

$$\theta_2 = f_2(\lambda_0) = \theta_c(\lambda_0) + w(\lambda_0)/2$$

$w(\lambda_0)$ AEJ の lat. width

$\theta_c(\lambda_0)$: auroral oval の centre

$$A = \cos \theta_0 \cos \theta + \sin \theta_0 \sin \theta \cos(\lambda - \lambda_0)$$

$$C = \sin \theta_0 \cos \theta - \cos \theta_0 \sin \theta \cos(\lambda - \lambda_0)$$

$$S = \sin \theta \sin(\lambda - \lambda_0)$$

で与えられる。今回は次の3つの場合について、 $J \rightarrow i$ (current) $\rightarrow X_m, Z$ -成分の計算を行なった。

Model 1.

$$w = 14^\circ, \theta_c = 23^\circ \text{ (auroral zone)}, \alpha = 0$$

$$\mu(\theta_0, \lambda_0) \propto \cos \left[\frac{\pi}{w} (\theta_0 - \theta_c) \right] \cdot \cos \lambda_0$$

Model 2.

$$w = 20^\circ, \theta_c = 23^\circ \text{ (auroral zone)}, \alpha = 0$$

$$\mu(\theta_0, \lambda_0) \propto \cos \left[\frac{\pi}{w} (\theta_0 - \theta_c) \right] \cdot \cos \lambda_0$$

Model 3.

$$w = 20^\circ, \theta_c(\lambda_0) = \theta_1 + (\theta_2 - \theta_1)(\cos \lambda_0 + 1)/2, \theta_1 = 15^\circ, \theta_2 = 23^\circ \text{ (auroral oval)}$$

$$\mu(\theta_0, \lambda_0) \propto \cos \left[\frac{\pi}{w} (\theta_0 - \theta_c) \right] \cos \lambda_0, \alpha = \tan^{-1} \left(\frac{\partial \theta_c}{\partial \lambda_0} \right)$$

結果 少くとも AEJ と同時に night ~ morning hours に中低緯度で観測される $\Delta H > 0$ の変動については、AEJ の return current として十分説明できることがわかった。また、auroral zone および sub-auroral zone における X_m, Z -成分の latitudinal profile も Walker (1964) の sheet current, Bonnevier et al. (1970) の 3次元 current によるものと類似の form₉₇₋ である。

DR-field解析のための一つの試み

上出 洋介
(東大理)

Magnetic storm の main phase に磁気圏内の ring current (DR-field) が enhance することは、地上の磁場変動観測、人工衛星による荷電粒子、磁場分布の実測、モデル計算によって確かめられている。従来、DR-field の大きさを近似的に Dst (t) ($= \frac{1}{2\pi} \oint H(\varphi, t) d\varphi$, φ : 経度) で表わしてきたが、最近報告されている他の asymmetric development を含めて記述する適当な scale はまだつられていない。ここでは一つの試みとして、DR-index のつくり方を提出し、実例について議論する。

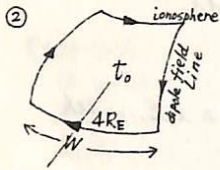
*** DR-index 作成法の概要 ***

- ① 地磁気緯度 φ_m が $20^\circ \sim 40^\circ$ の local time に広く分布する n 個の観測点のある UT における ΔH を $\varphi_m = 30^\circ$ における値に補正する。

$$H(\varphi_m = 30^\circ) = H^S(30^\circ) + H^P(30^\circ)$$

$$\text{但し、} H^S(\varphi_m) = \beta(\varphi_m) \cdot H^S(30^\circ), \beta(\varphi_m) = B(\varphi_m)/B(30^\circ), B(\theta) = \frac{I \oint r(\cos\theta - a \cos\varphi) d\varphi}{c \int (r^2 + a^2 - 2ra \cos\theta \cos\varphi)^{3/2}}$$

$$H^P(30^\circ) = H(\varphi_m) - H^S(\varphi_m) - 0.0075 \cdot |\text{DRP}| \cdot (\varphi_m - 30^\circ)$$



左のような current loop (Fejer, 1961; Cummings, 1966; and Parker, 1966) の各 W (partial ring current の longitudinal width) に対する ΔH の分布を $\varphi_m = 30^\circ$ について計算し、longitudinal dependence を求める。

$$H(\varphi_m, \lambda) = \oint dF \cdot d\mathbf{F}_0, \quad dF = \frac{I}{c} d\mathbf{s} \times \frac{\mathbf{r}}{r^3}$$

- ③ その分布と②で計算した補正值 $H(\varphi_m = 30^\circ)$ を $H = a \exp(-b \tan^2 \frac{\varphi - \varphi_0}{2}) + c$ で近似した値とを比較し、最小自乗法により未定係数 a, b, c, φ_0 を決定し、DRS, DRP, t_0 , W の最確値を求める。

- DRS — $4R_E$ を longitude に関して symmetrically に流れる電流に比例する量で、単位はそれによって生ずる ΔH の地球上赤道における値 γ で表わす
 DRP — 上の current loop に流れる電流に比例する量
 t_0 — 上の loop の中心の local time
 W — 上の loop の存在する longitudinal width (単位は degrees)

この方法で ($n=9$ について) DR-index をいろいろな type の magnetic storm について 15 分毎に計算した。主な結果は次のとおりである。

- (1) DRS をつくる energy input は AE (Auroral Electrojet) の発達と関係がある。DRS の decay const. は \sim a day である (大きな storm の main phase では \sim 数 hrs. も持続する)。
- (2) DRP と AE の相関がよい (とくに $AU = E - AE$ と)。
- (3) DRP の中心 (t_0) は evening sector にあり、DRP の発達と共に westward に動く。その speed は $0.3 \sim 1 U_E$ (U_E : 地球の自転速度)。
- (4) W は $< 180^\circ$ にあり、DRP の発達と共に狭くなる傾向がある。

Iono-magnetosphere 電流系と Auroral Break up 及び極磁気擾乱

小口 高
泉大 理

従来の極磁気擾乱の理論は主として与えられた電場の下で Conductivity の増加領域を考へることによつて説明されて来た。その電場を作る原因としては磁気圏内部では 1) ダイナモの風, 2) 磁気圏における磁気ドリフト, 3) 粘性的結合, 4) 入射粒子に伴う polarization drift 等が考えられ, 外部からの supply としては, 1) magnetic field reconnection, 2) 太陽風中の polarization drift, 3) magnetic field annihilation 等が考えられている。これらはいわば internal DC Model, 及び External DC Model と呼ばれ得るものでハッセル DC Model である。

DC Model に対してここでは AC Model を提案する。AC Model においては電場を与える起電力はほとんどが太陽風及び磁気圏の polarization drift によって与えられることになり, 電離層の Pedersen Conductivity と結合した磁気圏の等価容量がすべての現象の時定数を与えることになる。最も簡単な Dp-2 型の電流については磁気圏及び電離層における電場変動は

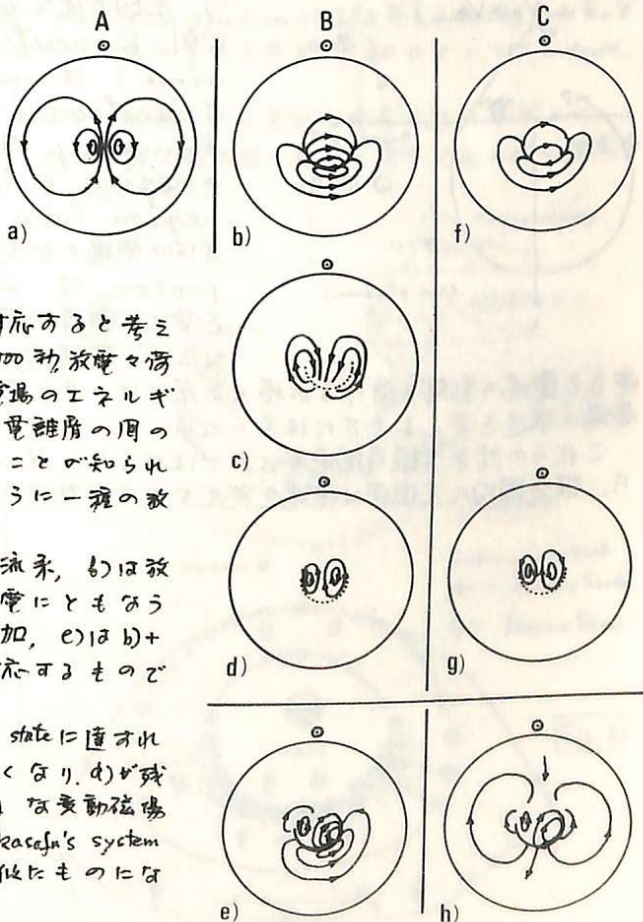
$$\frac{E}{R_1} + C_1 \frac{\partial E}{\partial t} = c \text{rot } B_{sw}$$

で与えられ, $C_1 R_1$ という時定数が大きな役割を演ずることになる。Bsw の変動に対する位相ずれは 10分~15分となり, 西田前記の結果と一致する。

Dp-2 型電流は, いわば Iono-magnetosphere の charge up に対応するもので, これに対して Dp-1 はこの電流の Iono-magnetosphere 内に生じた Short Circuit を通じて discharge することに対応すると考えることが出来る。放電の時定数は約 1000 秒, 放電電荷は 10^9 Coulomb max である。precipitation は電場のエネルギーによって惹きおこされ, Magnetosphere と電離層の間の電位差が 1KV 以上の時に不安定となること知られる。Break up ともなう Dp-1 はこのように一種の放電現象として主張する。

図 a) は charge up の状態の Dp-2 電流系, b) は放電電流と equivalent return current, c) は放電にともなう Hall current d) は shunt に伴う極域電流増加, e) は b) + c) + d) で放電中の transient current に対応するものである。

放電が進行して最後の quasi-steady state に達すれば, b) は弱まると f) になり, c) は小さくなり, d) が残る。従つて h) = f) + g) - a) は quasi-steady な変動磁場に対する current system になる。e) は Akasaka's system に似たものになり, h) は古典的な DS に似たものになる。



巨理宣夫、上山 弘
 東北大学 理学部

磁気圏内に大規模な電場が存在するという事実は各方面の観測結果から明らかになっているにも拘わらず、その発生機構については未だいろいろ問題が残っている。今までに提唱された機構としては、

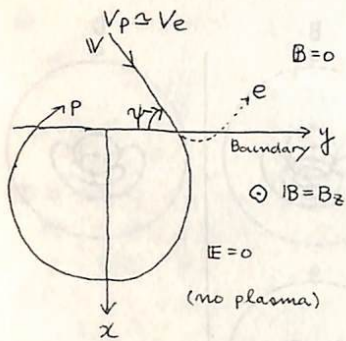
(a) Viscous-like interaction (Axford & Hines, 1961)

(b) Interplanetary electric field の磁気圏内への侵入

(Dungey, 1963 ; Alfvén 1964)

の二つに大別される。しかし、いずれも一長一短で、必ずしも観測と理論との一致を見していない。

ここでは電場の発生機構として Ferraro (1952) によって示された、magnetic field boundary 近傍における Solar wind particle の dynamics と再検討してみる。



今、左図の様な model を考へると、初め boundary に到つた neutral plasma flow (Solar wind) は mass ratio の違いにより proton は electron より非常に深く、又非常に長い間 boundary 内に留まることができ、その結果 $x > 0$ の region には proton の excess charge region (ion sheath) ができることになり、 x 方向の電場が形成される。次に来た Solar wind の proton は boundary に達すると、電場の影響を受け、軌道の修正が起るため最初の電場を弱める様になるが、最終的にはある値に落ち着くはずである。一方

電子も電場の影響を受けなが侵入の深さは、そう大きくはなれないから、boundary 内の電場の構造を変えるまでには至らない。

これらの結果を磁気圏境界にあてはめると、dawn, dusk side での非対称性から、磁気圏内に大規模な電場を発生させる可能性がある。

Induced Electric Field, Particle Precipitation, and Plasma Instability associated with Large-scale Magnetospheric Plasma Motion

玉尾 致

東大理 地球物理研究施設

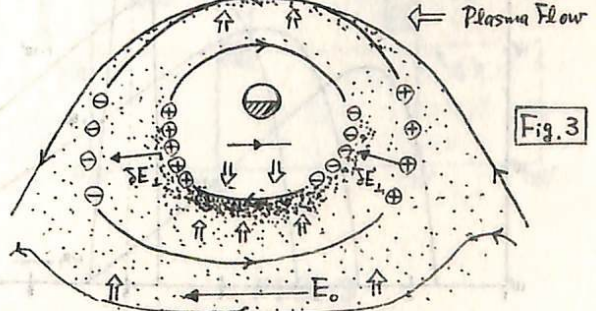
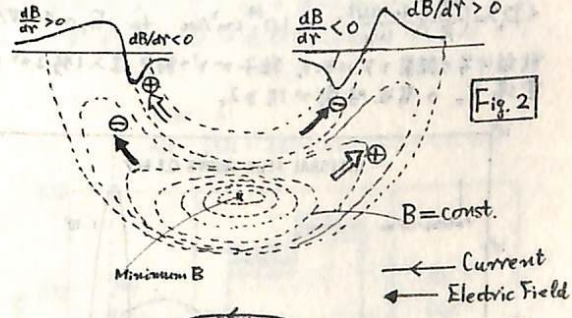
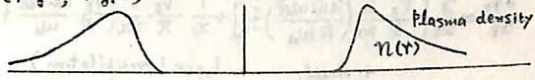
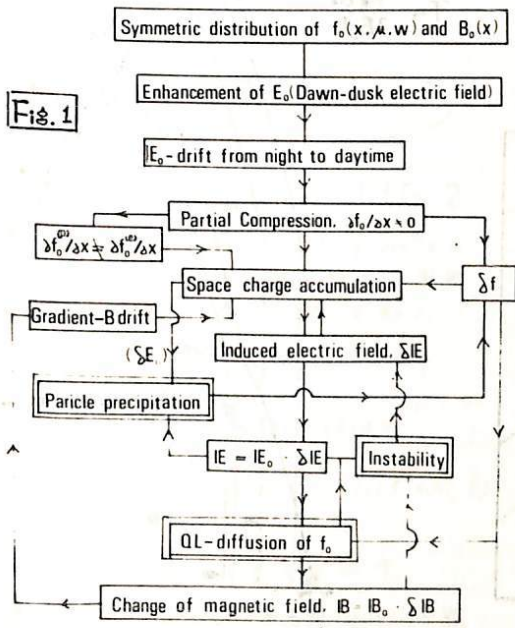
冕流磁気圏内の大規模電場の効果は主として定常プラズマ対流として理解されてきた。併し、実際には数時間以内の変動であり、KeV ~ 10 KeV の粒子に対しては grad-B による粒子のドリフト時間 ($10^4 \sim 10^5$ sec) に比して短い寿命を考慮せざるを得ない。磁気圏全域にわたる様々電場が朝方から夕方方向に数時間存在した場合、それは磁気圏及び磁気圏尾プラズマシート内の粒子の分布を著しく変えるであろう。此の様相は極磁気圏、環電流の機構を考慮する際に重要な手がかりを与えておらう。単一粒子か双極磁場及び巨視的電場の下に動く軌道の解析は Alfvén layer を予告している。併し、この考慮は避けられざる重要な要素は荷電粒子の分離運動による induced electric field の効果である。

此の電場の磁力線に沿う分系は粒子の磁力線方向に加速、落下を通して、また磁力線に垂直に分系は polarization drift を通して、grad-B-drift による空間電荷の生長を阻止する傾向を持つであろう。今回は上記の問題を二つの方法で考えてみる。

(I) 磁力線に沿う粒子の落下を考慮 (これに対応して磁力線方向の電場 ΔE_{\parallel} 、及び磁力線方向の粒子の集団運動速度 ΔV_{\parallel}) として乱体論的取り扱いに perturbation を行い、その結果生ずる粒子分布函数 f 、induced potential $\Delta \phi$ 、precipitation spectrum $\langle v_{\parallel} \delta f \rangle$ 等の inducing field E_0 の関係を探る。最初のプラズマ分布函数 f_0 、磁場の空間分布 $\partial B / \partial r > 0$ によつて induced electric field は不安定となる (Fig. 1)

(II) 上記(I)でのプラズマ粒子密度の変化による磁場分布の変形を考慮して行ってみる。この点を補うと共に、非線形効果を取り入れた為、磁力線の面角を面内の二次元非定常問題として計算機による simulation を行う (Fig. 2, Fig. 3)

Schematic Diagram Showing Various Relationships



Radial Diffusion of Particles by the Large Scale

Electric Field in the Magnetosphere

玉尾 敦

東大理 地球物理研究施設

朝方から夕方に向う磁気圏内の大規模電場の存在は粒子の inward penetration に与る重要である。電場の enhancement time が数時間以内である為に向題は Steady convection として扱える。非定常な問題として考へる必要がある。inducing electric field E_0 による擾乱が各層側に向うドリフト及び grad-B ドリフトによる Charge separation が生ずる inducing field の効果も考慮して drift kinetic equation を扱い分布函数を $f = f_0 + \delta f$ とした場合 f_0 の時間変化は拡散方程式で表わしたる事を示す。但し、向題は粒子の grad-B ドリフト time に比して短い時間と議論してゐる事の重要である。

(I) Radial displacement of a test particle

inducing field potential ψ は $\psi = (rE_0/2) \cos \psi$ と仮定するに粒子の radial 方向の drift は $dL/dt = \nabla_{\perp} \psi \sin \psi$, $L = (r/\omega_d) \int_{\psi_0}^{\psi_0 - \omega_d t} \sin \psi d\psi$ 但し ω_d は grad-B drift frequency ψ_0 は粒子の initial position

L の mean, 及び mean square derivative の ψ_0 による平均値は

$$\langle dL/dt \rangle = (E_0/B)^2 \sin \omega_d t / 2\omega_d, \quad \langle dL/dt \rangle = (E_0/B)^2 (\partial \ln B / \partial L - \partial \ln \omega_d / \partial L) \sin \omega_d t / 2\omega_d$$

従つて Fokker-Planck eq. は $D_{\perp} \propto (E_0/B)^2$ の拡散方程式となる

(II) Solution of Drift-kinetic equation

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (v_{\parallel} + \delta v_{\parallel}) \frac{\partial f}{\partial s} + \text{div}(\nabla_{\perp} f) + \left(\frac{\partial \psi}{\partial s} \frac{\partial E_{\parallel}}{\partial s} - \frac{M_s \partial B}{m_s \partial s} \right) \frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}} = 0$$

の $f = f_0 + \delta f$ とした場合 $f_0(w, \mu, \gamma, t)$ は

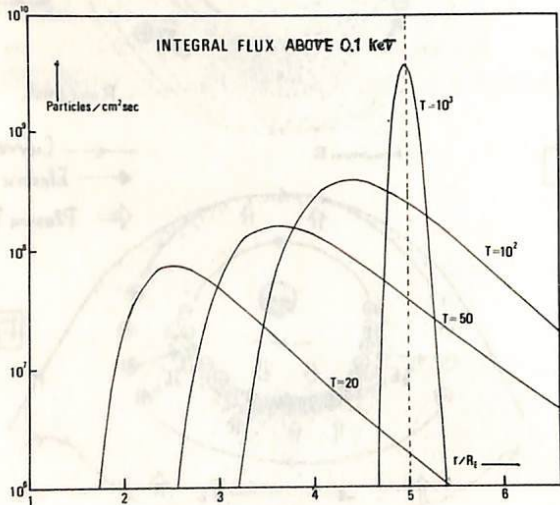
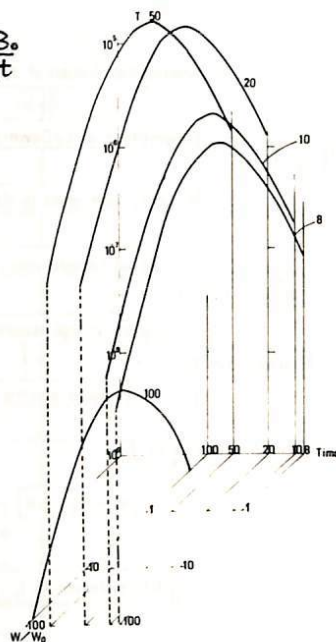
$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{v_{\perp}}{R} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_{\perp} \omega_d t}{R \omega_d} f_0 \right) \right] + \frac{1}{x} \frac{v_{\perp}}{R} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v_{\perp} \omega_d t}{R \omega_d} f_0 \right) + \text{Accel.} - \text{Loss (precipitation)}$$

$$\langle D_{\perp} \rangle = \left(\frac{v_{\perp}}{R} \right)^2 \left(\frac{v_{\perp} \omega_d t}{\omega_d} \right) \approx 10^{14} \text{ cm}^2/\text{sec} \text{ for } E_0 \sim 1 \text{ mV/m}$$

数値計算の結果を下に示す。粒子のどの程度侵入し得るか電場 E_0 の向き時間により異なる。

DIFFERENTIAL ENERGY SPECTRUM OF PROTON (L 30) $W_0 = 1 \text{ KeV}$ Particles/cm²secKeV

$$T = \frac{R E_0 B_0}{2 E_0 t}$$



宮崎友喜雄, 竹内 一, 今井 喬

理化学研究所

L-34-6 (1100 JST, 21 Jan 1970, KSC) の測定結果を速報する。

主検出器

- (1). プラスチックシンチレータ. Al 4mg/cm² (15μ) の入射窓. 約 60 KeV 以上の電子の検出. 有効面積 39.3 cm², 平均開口角 2θ = 40°, omnidirectional geometric factor G₀ = 2.94 cm².
- (2). 入射窓 Al 4mg/cm² + Be 18mg/cm² (100μ) 以外 (1) と同じプラスチックシンチレータ.

測定法

ロケットのスピンドル軸 Z に垂直な平面内には検出器の コリメータ軸 D をおき, スピンドルに伴って pitch 角 α の 電子が入射する = とを利用して角分布を測定する. スピンドル軸と磁力線のなす角を θ, コリメータ軸と磁力線のなす角を φ とする. φ, α は

$$\cos \varphi = \sin \theta \cos \psi$$

$$\cos \alpha = \cos \varphi \cos \zeta + \sin \varphi \sin \zeta \cos \gamma$$

∴ は, ψ は コリメータ軸の位相角を示し, γ は

$$\frac{\pi}{2} - \theta \sim \frac{\pi}{2} + \theta$$

の角変化する. コリメータ開口角が小さければ, α による計数率分布は直接的に知る事ができる.

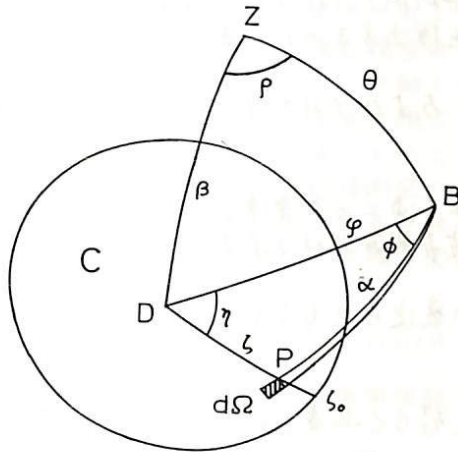


FIG. 1

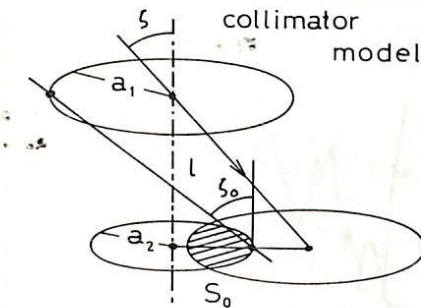


FIG. 2

無視できぬ場合は $j(\alpha) = j_0 \sin^n \alpha$ のように仮定して計数率を計算し, 実測と比較してパラメータ n を知る.

$$N(\psi, \theta, \frac{\pi}{2}) = \int_C j(\alpha) S(\psi) \sin \alpha d\alpha d\psi$$

$$= j_0 \int_0^{2\pi} \int_0^{\zeta_0} \sin^n \alpha \cdot S(\psi) \sin \zeta d\zeta d\gamma,$$

where $S(\psi) = S_0(\psi) \cos \psi$, $S_0 = S_0(\psi; a_1, a_2, l)$ Fig. 1, 2 参照.

結果の一例. Fig. 3 に示す.

高度 350 ~ 365 Km, 検出器 (1) の結果.

SSM - Al
Alt. 360 - 365 Km Δt = 68.1 sec

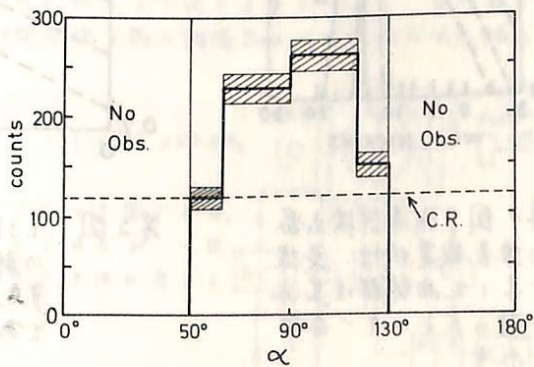


FIG. 3

赤外水平線検出器の開発 測定の結果

東大理 等松 隆夫

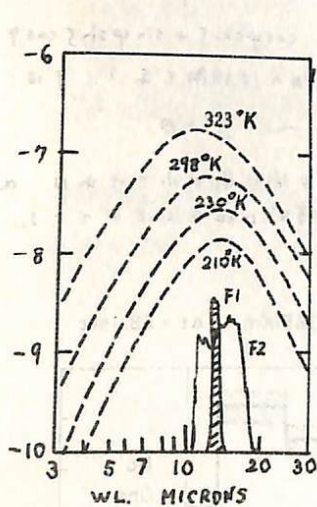
成層圏CO₂が放出する15μ遠赤外大気放射を利用して水平線を検出する方法は、
天候・気象条件の影響なく人工衛星やロケットの姿勢を検出するのに有用である。

1970年1月21日11:10 打上げられたL3HG, および1月25日14:00に打上げられた
K-9M-28の実験結果について報告する。

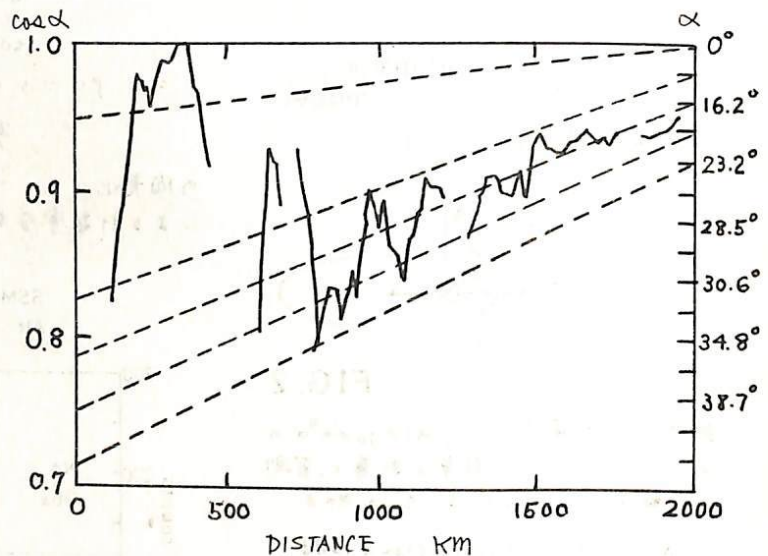
検出器としてはBarns社サーミスタボロメータ, 松下通工の集電素子のいすれについで
も良い成績が得られた。第1図に使用した光学系の波長感度特性を示す。

第2図はL3HGの実験結果であり、地心離角の変化にともなうピッチ角の立ち上り
の状況が示されている。

観測された赤外放射温度は $230 \pm 10^\circ\text{K}$ であり、恐らく高度20~30kmの成層圏に
対するものと思われる。



第1図 水平線検出器
の波長感度特性。実線
で示した曲線群は黒体
放射のエネルギー成分
を示す。



第2図 L3HG 水平線検出器によるピッチ角
の測定結果(実線), 実線は地心角の
変化による理論的ピッチ角変化曲線
である。

微小磁場測定の一方法

塚田 紀昭 藪崎 努 小川 徹

京大・工

光ポンピングを用いた比較的弱磁場(0.1~100 G)の測定は以前より行なわれている¹⁾が現在地球近傍の磁場測定に使用されている自己共振型の磁力計では数100 G以下の測定に、いわゆる Bloch-Siegert のシフトが生じ精度が悪くなるので、これ以下の弱磁場測定にはポンピング光の吸収量が磁場ベクトルと光軸とのなす角度 θ に依存することを利用した磁力計が使用されている。これらはいずれも縦ポンピングを利用したものであり磁場の大きさ H が小さくなると出力も小さくなるのがこれらの方法の測定限界を与える。そこで筆者らは横ポンピングを利用した微小磁場測定の一方法を提案する。

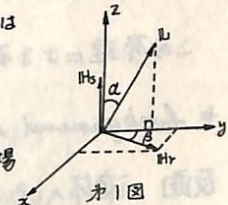
光ポンピング磁力計の透過光の強度変化の割合はセル中のアルカリ金属蒸気の磁気モーメントの光軸方向の成分 M_H に比例する。Bloch 型の式を解くことにより次式が得られる。

$$M_H \propto \frac{1}{1+(\omega\tau)^2} \sin^2\theta + \cos^2\theta$$

ここで ω は原子のラーモア角周波数、 τ はポンピング光の効果考慮した緩和時間である。 θ はポンピング光と磁場ベクトルとのなす角度である。この式で右辺第1項はいわゆる横ポンピングによる効果を表し、第2項は縦ポンピングの効果による項である。

零磁場近傍で第1図の様な方向に磁場を掃引すると透過光 I_T の変化は次の様になる。

$$I_T \propto \frac{1}{1+(\omega\tau)^2} \left\{ (\omega\tau)^2 (\sin^2\alpha \sin^2\beta - \cos^2\beta) + (\omega\tau)(\omega_s\tau) \sin\alpha \cdot \sin 2\beta + (\omega \cos\beta)^2 + 1 \right\}$$



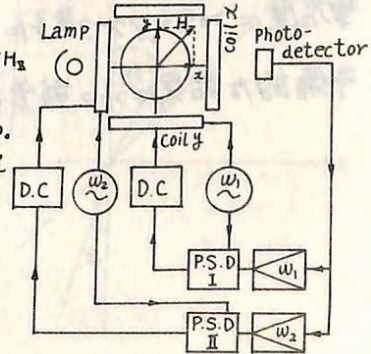
第1図で H_s は掃引磁場、 H_r はポンピング光の方向、 H は H_s に垂直な磁場成分である。 $\gamma|H_s| = \omega_s$, $\gamma|H_r| = \omega_r$, $\omega^2 = \omega_s^2 + \omega_r^2$, γ は磁気回転比。

磁場と光軸に平行に掃引する場合、透過光の変化は磁場 H が大きい場合 ($\omega\tau \gg 1$) に大きい信号が得られるが H が小さくなると信号も小さくなる。一方光軸に垂直に磁場を掃引する場合に得られる信号は H が小さくても大きな信号を得ることが出来るため出力信号は磁場の大きさに依存しなくて、測定可能な最小磁場の値は緩和時間により制限されることになる。また観測可能な透過光の最小変化は系の最大 S-N 比によって決まり、受信器のバンド巾 1 Hz で $S \sim 2 \times 10^4$ ²⁾ とすると実際に測定可能な最小磁場 B_{min} は近似的に次の様になる。

$$B_{min} \sim \frac{1}{\gamma S \tau}$$

ここで緩和時間として 0.1 秒、磁気回転比として C_{85}^{133} の 350 KHz/G を用いると $B_{min} \sim 10^{-9}$ G となる。

第2図は微小磁場の測定のための装置のブロック図である。ブロック図は上述の様に磁場を掃引するものであるが、一定の大きさの磁場を光軸に垂直な面で回転させる方法を考えられる。

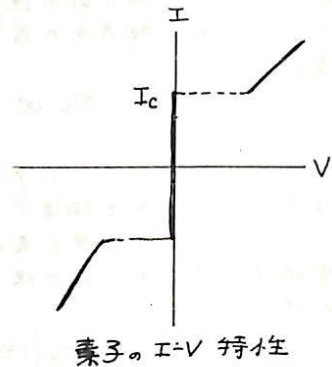


第2図

- 1) P.J. Coleman et al., Space Research VI pp.908~930
- B.V. Connor, IEEE Trans. Magnetics MAG-4 391 (1968)
- R.E. Slocum et al., IEEE Trans. Nuclear Science NS-10 165 (1963)
- 2) E.B. Aleksandrov et al., Opt. Spectry 23, 151 (1967)

北村 泰一 大道 富男
九州大学 理学部

二つの超伝導金属(例えば Nb, Pb, Sn)を厚さ $\sim 10 \text{ \AA}$ 程度の酸化被膜をへたてて互いに接触させ、超伝導状態 (4.2°K 程度) にして両金属間に電流を流すと、臨界電流値 I_c 迄は両金属間に電位差が現れない。しかし I_c 以上の電流が流れると両金属間に電圧が現れ ohmic な性質を示す。この I_c がその素子にかかる磁場の方向と強さに sensitive に関係するため、この性質を利用して高感度磁気計をつくり得る。



この原理による磁気計は、感度の広域性 ($1 \mu\text{A} \sim 10^{-9} \mu\text{A}$)、
や background の磁場が零でも動作する等の長所がある
反面 液体ヘリウム という不自然なものを使用せねばならないという短所があるが、一才
これは磁気計のみならず 高感度電位差計、遠赤外線計へと応用範囲の広いことにも
魅力がある。

素子には所謂 フラク素子、蒸膜素子、接触素子等があり夫々一長一短があるが、
筆者等にはこのうちフラク素子について実験の準備をすいめてきたので、今回はそれについての
予備的な結果について報告する。

Whistler wave の電離層突抜け

荒木 喬, 森 洋介

東北大・理学部

昨年秋の学会で, whistler wave と tweek の解析から, whistler wave の源が, conjugate point に位置している事を示した。(J. Ohtsu and A. Iwai の以前の結果と同じ)

更に, 解析に使用した whistler が全て diffuse している事から, 磁気圏内では duct 伝播と考えるのが妥当である。
従って whistler の源が conjugate point に位置している原因として, 電離層内突抜けの効果を考える必要が生じてくる。

Booker quartic eq. を基礎方程式として, Snell の公式を使い, 電離層の model を仮定して 各層ごとの transmission coefficient を求めた。
又, wave normal と磁場とのなす角の函数として refractive index n を Iteration method で計算した。

Booker quartic equation

$$F(\beta) = \alpha \beta^4 + \beta \beta^3 + \gamma \beta^2 + \delta \beta + \epsilon = 0$$

$$\alpha = U(U^2 - Y^2) + X(n^2 Y^2 - U^2)$$

$$\beta = 2 \ln S X Y^2$$

$$\gamma = -2U(U-X)(C^2 U - X) + 2Y^2(C^2 U - X) + XY^2(1 - C^2 n^2 + S^2 \ell^2)$$

$$\delta = -2C^2 \ln S X Y^2$$

$$\epsilon = (U-X)(C^2 U - X)^2 - C^2 Y^2(C^2 U - X) - \ell^2 S^2 C^2 X Y^2$$

Transmission coefficient

$$\|T_{11}^b = -2n_z \cos \theta_z (n_a \rho_a \cos \theta_a + \rho_a n_z \cos \theta_z) / D$$

$$\|T_{1z}^b = \rho_b \|T_{11}^b$$

$$\|T = \frac{n_b^* \cos \theta_b}{n_z^* \cos \theta_z} (\|T_{11} \|T_{11}^* + \|T_{1z} \|T_{1z}^*)$$

$$D = \begin{vmatrix} -\cos \theta_z & 0 & 0 & n_z \\ -iY^2(n_z^2 - 1) \sin \theta_z & 1 & -n_z \cos \theta_z & 0 \\ \left\{ \cos \theta_a + \frac{-iY^2(n_a^2 - 1)}{U-X} \rho_a \sin \theta_a \right\} & -\rho_a & -n_a \rho_a \cos \theta_a & -n_a \\ \left\{ \cos \theta_b + \frac{-iY^2(n_b^2 - 1)}{U-X} \rho_b \sin \theta_b \right\} & -\rho_b & -n_b \rho_b \cos \theta_b & -n_b \end{vmatrix}$$

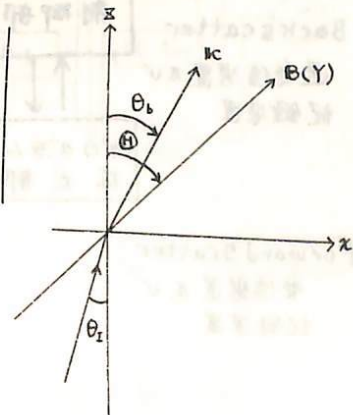
$$\rho_b = \frac{U + n_z^2 - 1}{-iY^2}$$

$$Y_L^{(b)} = Y(\ell \sin \theta_b + n \cos \theta_b)$$

$$\ell = \sin \theta, \quad n = \cos \theta$$

$$X = \omega_p^2 / \omega, \quad Y = \omega_H / \omega, \quad U = 1 - i\nu / \omega$$

$$C = \cos \theta_z, \quad S = \sin \theta_z$$



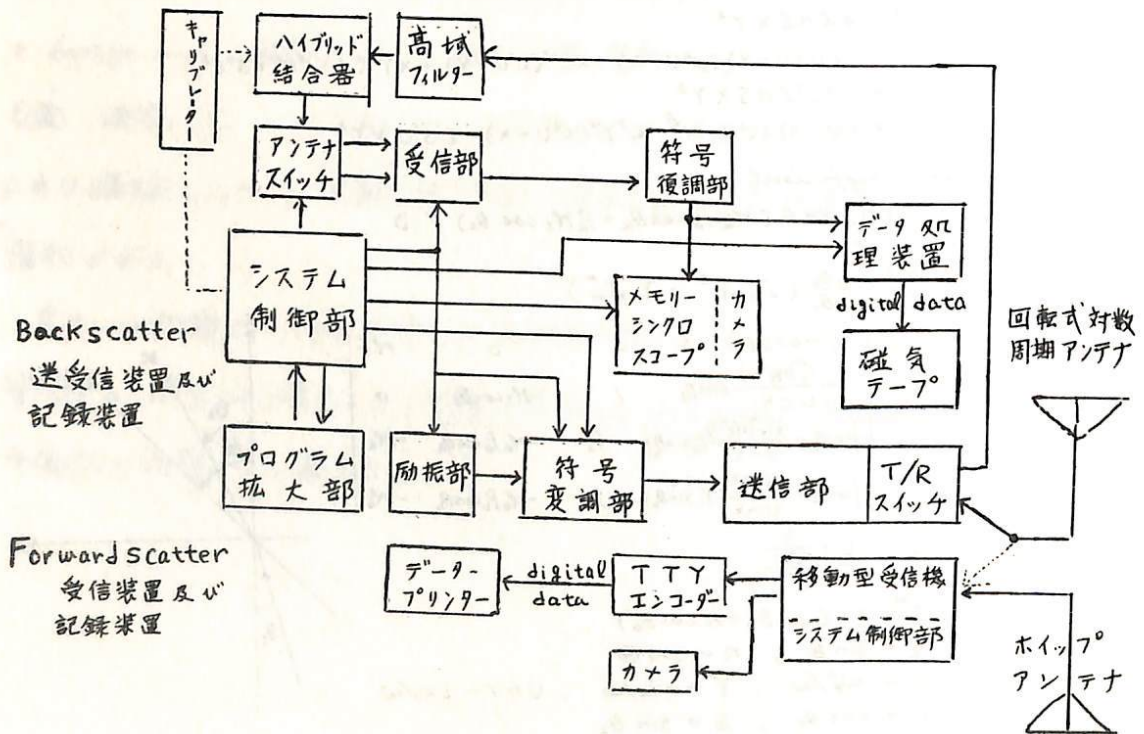
Multi-frequency backscatter による 電離層の観測

橋詰庄一郎 徳田八郎衛 石原昌幸 田中敬史
防衛庁技研本部 オー研究所 飯岡支所

4バンド 160チャンネルに分割された 4.05~63.6 MHz の multi-frequency backscatter を作成し 1970年4月より飯岡において斜め入射電波による電離層の観測を開始した。装置の主な性能は下記の通り。

送信出力	30KW	周波数安定度	$5 \times 10^{-9}/日$
パルス繰返し周波数 (PRF)	10, 20, 50 又は 100	周波数掃引	手動で周波数固定 又は自動プログラム掃引
チャンネル毎パルス数 (PPC)	1, 2, 4 又は 8	掃引周期	1, 2, 5, 10, 20, 30, 60分 間隔で選択可能
パルス幅 (PW)	100 μ sec 又は 1000 μ sec 符号化パルスなら 1100 μ sec	空中線	回転式対数同期型
受信帯域幅	4 KHz 又は 16 KHz	偏波面	水平
同調方式	全電子式		

本装置は任意の方位、距離についての MUF, LUF が判る事プログラム掃引により /msec の精度で自動送受信が可能なる事、ground clutter の強度、距離、周波数を digital 化して磁気テープにオンラインで記録できる事が特長である。今回は短時間での ionogram の変化、発射方位によるちがいを、multi-frequency での TEP 観測について報告する。



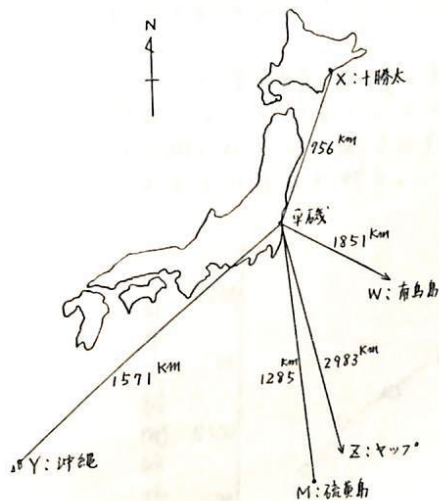
藤井 周, 大内 長七, 若井 登
電波研究所 平磯支所

LF帯電波強度のモニターが, SIDを検出する方法としての諸現象(SWF, SPA, SEA, SCNA, SFE...)の中でも, 感度および精度の高い方法であることは, S.N. Mitra (1964) によって指摘されている。またLF帯電波の強度および位相が, Polar Cap Disturbance, 磁気嵐時に呈する様相についても報告されており(Belrose, 1963), 豊富なデータを用いた実用を主とした解析は Doherty (1961, 1964, 1967) によって行なわれている。Johler et al. (1961, 1962, 1963, 1964, 1966) は理論的に充実にLF帯電波の伝搬を取扱っている。

日本近傍には電波航法の一つとしてのLoran-C (100 KHz) チェーンがあるので, 平磯と佐々島(空電研)においてIASY項目として, この電波の位相と強度を観測することを計画し(IASYシンポジウム, 1968), 平磯では1969年4月より準備を開始した。そして本年3月から電界強度のデータがとれはじめたので, 測定法の概略と, 現在までのデータの中から特長ある数例をあげて, 速報として簡単に報告する。今年度半ばには, 位相の測定も行なえるように準備を進めている。

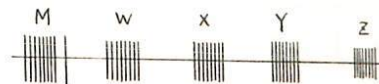
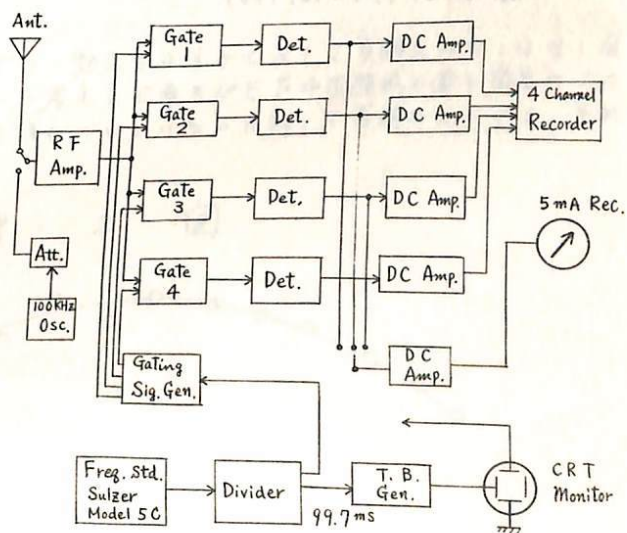
図1に, Loran-C チェーン(M主局, W, X, Y, Z従局の5局チェーン, SS3)とその所在を示す地図, 図2に強度測定器のブロックダイヤグラム(4局同時測定)を示す。スライドにより測定例を示す。

図1



文献 Mitra, S.N., 1964, J.A.T.P. 26, 376.
Belrose, J. S., 1963, AGARDograph 74, 149.
Doherty, R. H., Radio Science, 2, 645. 1967を参照
Johler, J. R., Radio Science, 1961~1966を参照
IASYシンポジウム, 1968, 石川, 鎌田, 若井, 180, 東大宇航研.

図2



大内 長七, 根本 長四郎, 若井 登
電波研究所 平磯支所

I Q S Y 以後中断していた、Loran-A (1850 KHz) 電波による電離層吸収の観測は、1968年12月に I A S Y 項目の一つとして再開された。

太陽活動期の特性を I Q S Y 時のそれと比較することが目的の一つであるから、測定波測定方法等は I Q S Y 時 (Wakai et al, 1969) とほぼ同様にした。

更に I Q S Y 時の冬季異常吸収の研究から、その緯度的みろがり重要な意味をもつことがわかったので、従来の大釜崎 (39°25'N, 142°02'E) - 平磯 (36°22'N, 140°37.5'E) (地表距離 361 km) の他に、1969年11月より、八丈島 (33°05'N, 139°49'E) - 平磯 (距離 372 km) の測定を追加して観測を行なっている。これら二つの伝搬路は、平磯を中心に南北に対称的であるので、同時観測は非常に興味あるデータを提供してくれるものと期待している。これらのデータの解析がまだ十分に進捗していない現状なので、今回は次のいくつかの点に重点をしばって報告する。

1. 太陽活動度の変化による電離層吸収の長期変動成分
2. 大釜崎-平磯, 八丈島-平磯の比較
 - a. 冬季異常吸収の継続期間
 - b. 冬季異常吸収の、太陽活動度、成層圏温度上昇との関連

文献) Wakai, N., Ouchi, C. and Nenoto, C., Kogaku, T., and Echizenya, Y., J. Rad. Res. Lab., Vol.16, No. 83/84 pp1~16, 1969.

筒井 稔・小川 徹
(京大工学部)

筆者らはHFドップラーによる電離層の観測を行なつて来たが、今回は日出時におけるE層反射のドップラー効果について述べる。

JJYの5MHzと宇治で受信しているが、冬期におけるその記録を見ると、日出前においては電離層の電子密度が小さいためこの電波は電離層を突き抜けてしまい受信出来ない時間がある。そして日出と共に電子密度が増加を始めそれによるE層反射と思われる極端なドップラー効果が観測される。これが図1図で示すものA点においてE層反射開始である。この反射角の見かけの高さを求めるために、A点以後の $\int df dt$ を求めそれに基づいて計算を試みた。

データは1968年12月から1969年1月までの約1ヶ月間の平均である。

反射開始の	{	見かけの高さ	約180(Km)
		必要最小電子密度	約 1.6×10^5 (cm ⁻³)
		入射角	約45°

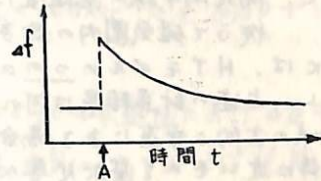
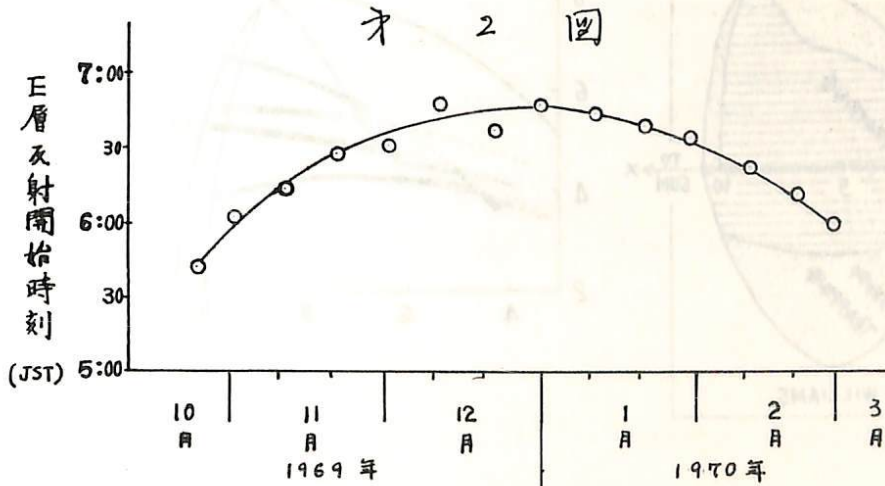


図1

更にこの観測によりE層反射開始の時刻が月によってどのような変化があるかと1969年11月から1970年2月までの4ヶ月間のデータをもとに調べてみた。その傾向は図2図に示してある。これらの反射も様々な高さにおけるのでその高さについても $\int df dt$ より計算し、又実際の電離層における日出時刻との差についても計算を試みた。

冬期においてE層反射が極端なドップラー効果を示すのに対し夏期にかかるとは図1のような現象はほとんどない。この事から考えてE層及びEF中間領域の電子密度のプロファイルは冬期において高さに対して緩がついていながらに対して夏期にかかるとはそれが滑らかであるという事が判る。

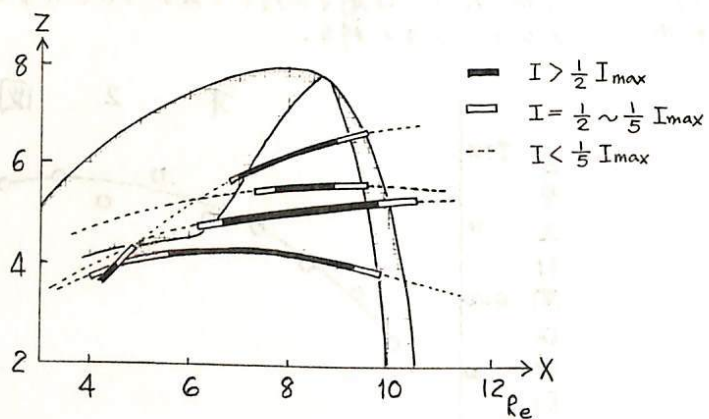
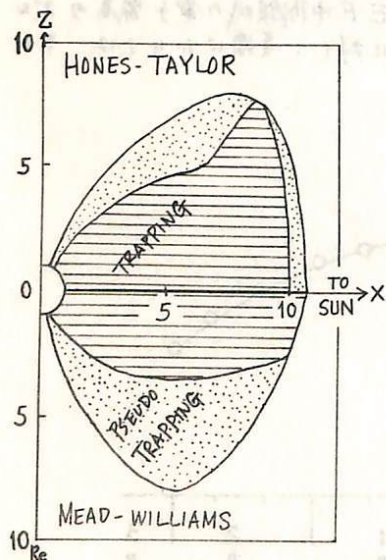


昼側高緯度の RADIATION TRAPPING ZONE の構造

村山 喬
(石大理)

磁気圏内の磁場の構造を定量的に記述するモデルとして、現在 Mead-Williams モデルと Hones-Taylor モデルの二つが一般に用いられている。この磁場の中での粒子の運動は Roederer (MW モデル) と Shabansky and Antonova (HT モデル) が計算を行ない、粒子の trapping region と pseudo-trapping region を定めた。しかし昼側磁気圏では両者に大きい差違がみとめられる。(第1図) 即ち MW モデルでは $r > 3.5 R_e$ に trapping region が無いのに、HT モデルでは高緯度まで trapping region がこの状に突き出している。HT モデルでは昼側磁気圏の磁気圏境界に近い部分では、磁力線に沿っての磁場極小の点が赤道面上になく、南北両半球の高緯度に存在し、これがこのこの部分に対応している。

従って磁気圏内の粒子の運動を記述するのにどちらのモデルが優れているかを調べるには、HT モデルのこのこの附近の粒子の分布を実験的に調べてみるのが有効である。従い、上述の計算結果は何れも noon meridian のもので、且つ地球の dipole の軸が solar wind の方向と垂直にある場合についてのものなので、比べるべき実験結果もなるべくその条件に近いものを探る必要がある。2.1 では Imp-3 にのせられエシカゴ大学の測定器によつて $\approx 300 \text{ keV}$ 電子の強度を用いてこの点の検討を行なった。同様の領域は local time $12^{\text{h}} \pm 2^{\text{h}}$ の範囲内で、比較的水平に近く横切る軌道で、しかもその領域を横切る期間内地球 dipole の傾きが 15° 以内であるようなものは4軌道見おされ、その結果を第2図に示した。この領域の電子の強度の時間変動が著しく、なまじ比べることは難かしいので、各軌道上での最大強度を基準にとり、その強度の $1/2$ 以上の部分、 $1/2 \sim 1/5$ の部分、 $1/5$ 以下の部分に区別して示してある。同様に明らかかなように HT モデルから予期される領域とよく一致して粒子強度の高いところのみならず、HT モデルの方が磁気圏内の粒子の運動を記述するに、より有効であることが結論される。



恩藤 忠典

郵政省電波研究所

OGO 3, 5 の Rb マグネトメーターによって測定された地上の SI に対応する $4 R_E$ (地球半径) 以遠における空間の磁場変化の例を解析した。赤道異常をもたない位相度の 4 観測所を起った SI 振動及び SI rise time の平均値 b_n , τ_n を使って空間の b , τ を 10γ & 200 秒をもつ地上の SI に規格化した。($b_n = b \times \frac{10}{b_g} \gamma$, $\tau_n = \tau \times \frac{200}{\tau_g} \text{ sec}$)

その結果昼側 (06-12-18 LT) における $\overline{b_n} = 16 \gamma$, $\overline{\tau_n} = 91 \text{ sec}$ 及び夜側 (18-00-06 LT) における $\overline{b_n} = 13 \gamma$, $\overline{\tau_n} = 166 \text{ sec}$ を得た。昼側では $\tau_n < 200 \text{ sec}$ だが夜側では $\tau_n > 200 \text{ sec}$ のものもみなりある。

$\frac{\overline{b_n}}{b_g} = 1.6$ は Mead (1964) の準静的圧縮モデルから推定される赤道面における正午の $\frac{b(7 R_E)}{b(1 R_E)}$ の値によくあつた。しかし夜側における $b_n > 10 \gamma$ は Mead モデルでは説明できない。昼側観測された τ_n は強化された太陽風の前面が静穏磁気圏の境界を押し、新しい圧力平衡の静止位置に達するまでの時間のオーダーと思われる。

田辺弘道・桜井亨・武井恵雄

東北大学理学部

極域磁場擾乱に関して、西田等は、AEJの発達によるいわゆるBAYとは独立な擾乱場としてDP2場を同定してそのmorphologyを明らかにした。DP2場は、電流系を描くとその電流が極冠域を流れる事、惑星間空間磁場の南北成分 B_z と深い相関をもつという少なくとも二点で、極光帯域のAEJによるDP1場と区別される。

極冠域にきわだった波形のDP2場が数時間にくたってみられるときには、ほとんど必ずその前に孤立したBAYが極光帯域乃至それより少し高緯度にみられる。その逆、極光帯域にBAYがみられるとき、つまりDP1場が出現するときに、極冠域にきわだった波形のDP2場がみられるかという必ずしもそうではないが、極冠域には何らかの擾乱がみられ、さきの特性からみるとやはりDP2場と考えることができる。

従って一般にDP2場がみられるときDP1場がみられるから、両者を一巨各々、独立な、そして各々独自性をもった擾乱場として区別した上で、両者の関連を調べる事は、磁気圏サブストームの特性とその機構とともに調べる上で、有意味なことと思う。IMP-Cによる惑星間空間磁場の記録と、1965年夏-冬の地上観測する0~35カ所の記録を対比して調べている。

解析の結果は、かなり一般的な傾向として、“惑星間空間磁場の南北成分 B_z の変化——それと共変的なDP2場の発達——その中のDP1場の出現”という、数時間にくたつ一つの時系列があり、さらにDP1場の出現にいたる過程として、“昼側磁気中性点での変動——真夜中の極光帯でのcurrent-filamentの出現”という、1時間にくたない時系列がある事を示している。

今回の報告では、この解析の報告とともに、DP1場出現の機構に対する考察を述べる。この二つの時系列があるとする見解は、DP2場がDP1場の原因であるという事は全く意味しない。磁気圏-磁気圏尾部の中で起こる大規模なフラッシュ擾乱過程を地上でも磁場の変動としてのみ見ているのであるから、エネルギー的考察だけからでもDP2場がDP1場の原因ないし唯一の要件であると考えるのは無意味であろう。それにもかかわらず、この時系列の存在は、サブストームの機構をさぐる上で有効なroot-findingの手段になりうると思われる。この立場から、この二つの時系列を矛盾なく説明するための、現象論的段階での理論的考察をおわせて行なう。

國分 征
東大 理

科学衛星による惑星間空間の探測が進むにつれて、太陽風や惑星間磁場の乱れの特徴が次第に明らかになってきた。磁気嵐の SSC は太陽からの shock wave によるものはかなり以前から推定されていたが、最近の直接測定によってそれが定まらぬ、又、他の tangential discontinuity 等の不連続面の存在も実証されている。ここでは IMP 3 の磁場のデータを用いて、地上の磁場変動と Shock 型・TD 型の惑星間磁場の不連続面との関係を調べてみた。

TD の場合は、理想的には $\delta(nk(T_e + T_i) + \frac{B^2}{8\pi}) = 0$ であるから、磁場の方向はいろいろな場合があり得る。

	ΔH (ground)	ΔB	$\Delta \theta$	$\Delta \phi$ (Interplanetary)
Shock	+	+	small	small
TD	+	-	$\begin{cases} \sim 0 \\ \pm \end{cases}$	$\begin{cases} \sim 0 \\ \pm \end{cases}$
	-	+	$\begin{cases} \sim 0 \\ \pm \end{cases}$	$\begin{cases} \sim 0 \\ \pm \end{cases}$

TD と考えられる変動に対しては s_i は $\Delta B < 0$ に対しては s_i^+ であり、 $\Delta B > 0$ に対しては s_i^- であることがいえるが、これは T_e が TD の前後で殆んど変わらないこと、 M の変動は、solar wind の kinetic pressure の変化を示すものと考えられ得る。Bip の方向の変化が考慮に入れた場合、いろいろな組合せがあり得るが、特に興味のあるのは $\Delta B < 0$, $\Delta B > 0$ により地上の磁場変動に差がみられるかどうかである。顕著なことは、 s_i^- の場合は B_{zs} が大きく、 $\Delta B > 0$ の場合は、 $B_{zs} > 0$ の場合は、大きい s_i が観測されることである。

Shock 型ではない s_i をみるに $[s_i(\Delta H, \Delta B)]$ $s_i^+(+, -)$, $s_i^-(-, +)$ になっているが、impulsive ではない worldwide に coherent な変動をみると、典型的な s_i^- の場合と同じように $\Delta H > 0$ に対しては $\Delta B < 0$, $\Delta H < 0$ に対しては $\Delta B < 0$ 即ち、惑星間磁場の全磁力と地上の H は負相関を示していることをしばしばみられる。これは solar wind 中では local にみると (時間的スケールは 1~3 時間) $\rho + \frac{B^2}{8\pi} \approx \text{const}$ が成り立っているを解釈できる。SSC を起す shock が通過する場合は shock の後 30分~1 時間位の間は $\Delta H, B$ は正の相関を示すが、その後は負になる。

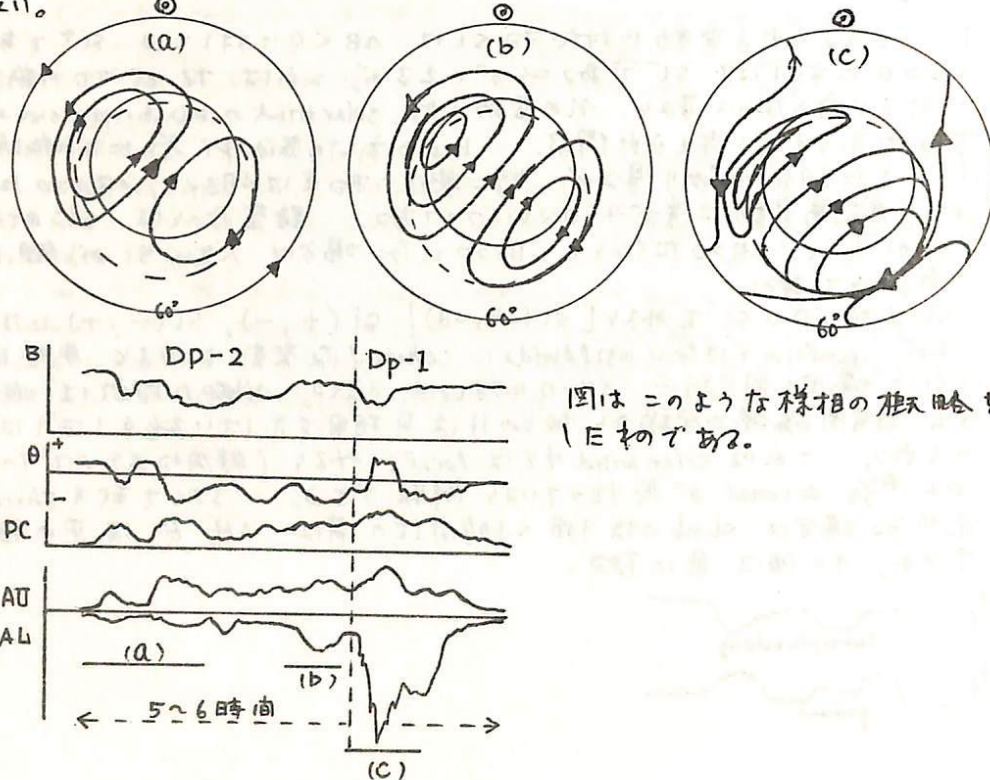


國分 征
東大理

Polar sub storm の発達過程についてはこれまでいろいろと研究されているが、最近では DP 1 と asymmetric ring current との関係、DP 1 の前段階に two vortex mode の polar part をもつた変動 SP (DP 2) の存在が議論されている。一方、DP 1 は 惑星間磁場の南向成分 B_{zs} と相関をもっているといわれており、DP 2 については B_{zs} と DP 2 の消長がきつめて密接に関連していることも示されている。ここでは IMP 3 (1966年) のデータを用いて、惑星間磁場変動と対比させつつ、polar sub storm の発達過程を調べた結果について述べる。

Electropet を表わすものとして Sugiura & Davis と同様の方法で AE (AU, AL) index を定義し、更に polar cap の電流を表わすものとしては Th, Ae, Rb の 3 station の $\sqrt{I_{04H}^2 + I_{04AD}^2}$ を AE と同様にして作成した。これらと 惑星間磁場 (B, θ, ϕ) を比較し、更に 汎世界的な地磁気データを解析した。

Polar sub storm の発達過程を 5~7 時間位の時間スケールで見ると、DP 1 の前段階にはいわゆる si 的変動で始まる DP 2 型の変動が存在し、この段階では B_{zs} とこの変動は良く対応する。DP 2 → DP 1 の段階では (B, θ, ϕ) のとびに対応する si 的変動 (pulsing) がしばしばみられる。典型的な例についてみると、DP 1 の前 30 分以内は sharp な si があられる。DP 1 の段階では B_{zs} は必ずしも南向きではなく、30 分の timescale で北向きになっていることも多い。



図はこのような様相の概観を示している。

西田 篤弘
東京大学宇宙航空研究所

The morphological distinction between DP 2 fluctuations and Polar Substorms (DP 1) is explained by showing several examples in which DP 1 and 2 are superposed in different ways, and the relation between the occurrences of these two modes of the disturbance is examined. It is found that when DP 2 fluctuations occur DP 1 exists either as sharp intensifications or as a relatively smooth background field lasting for several hours. The form of time variations of DP 1 and 2 is different, however, indicating that they are driven by different electric field systems. The distinction between DP 2 fluctuations and sudden impulses is also discussed.

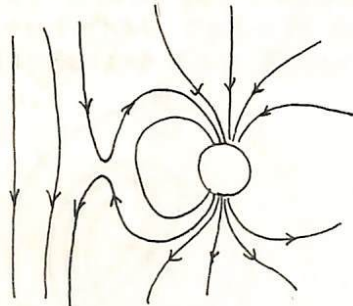
IMP-3 による Interplanetary Field

— Magnetopause における中性領域について —

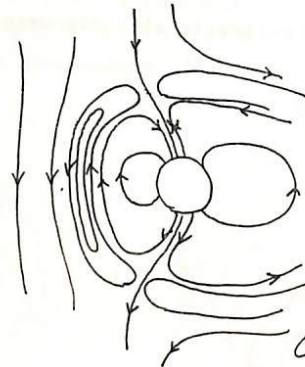
北村 泰一 光行 博志
九州大学 理学部

Dungey が磁気圏の open model を提唱して以来、磁気圏は open か closed かをめぐって論議が続けられてくる。人工衛星の観測によると、惑星間磁場は統計的に赤道面内又は、南向きの成分が卓越するが、個々の場合には、かなり右角度での南向き成分が卓越する日もある。南向き成分が卓越する場合、それが地球磁場(北向き)と作用して、直ちに Dungey のいう X タイプの中性領域を形成するかどうかは疑問である。O タイプの中性領域も形成し得るからである。(下図参照)

惑星間磁場の南向きの場合の可能な2つのタイプの中性領域。



X タイプ (Open model)



O タイプ (Closed model)

Magnetopause におけるこのいずれのタイプの中性領域が存在するかは定かでない(実際には南に傾いており、時間的に変化しているであろう) Magnetopause 付近の磁場のその周に対する normal と tangential component のいずれかが卓越しているかを知ることで、その1つの手がかりを得ることが出来る。これは Magnetopause の両側の磁場の観測から求められる。入手された IMP-3 の観測値は約5分毎でこれは Magnetopause 付近では約 500 km の距離に相当する。現在 estimate されている pause の厚さ (100~300 km) に対して距離的にかなり離れたときの観測値はあるがこれは2年間のデータの量や程度から見て4倍ほどは不明な今回の予備的な結果では、X、O 両タイプの中性領域が存在することになるが、磁気静穏日には X タイプと存している位相があるようである。

桜井亨
東北大学理学部

Interplanetary magnetic field は scale の異なるいくつかの構造を有している事は既に指摘されているが、IMP3 で観測された 5.46 分平均の data の中、期間、June 1 - August 31, 1965 について調べると、次表の 4 つの time scale の構造に分けられる。

	時間中 (T)	名称	特徴
1.	$T \geq 4 \sim 5 \text{ days}$	Sectors	磁場の成分に顕著
2.	$T \leq 3 \sim 4 \text{ hrs}$	Discontinuities	" 0 " "
3.	$T \approx 1 \sim 2 \text{ hrs}$	Waves	" 0 " "
4.	$T \leq 30 \text{ M}$	Current sheets	" 0 " "

上記、磁場構造の安定性を、Solar rotation との対応で検討すると、1. は各 rotation で比較的安定に存在している。2 は 1 に比較して不安定ではあるが 2 rotations 位は持続し得る。3 は、各 rotation で同じ phase 辺に出現するが 10 分の変動の仕方は異なる。4 の構造には殆ど対応はない。

Discontinuities の発生機構について 2 つの異なる説が唱えられている。即ち discontinuities が太陽面で発生し、これが solar wind で connect されるとする説がある他、太陽から遙るかに遠く隔れた interplanetary space で作られるとする説の 2 つがあるが、比較的静穏な期間に着目して、上記安定性を検討すると、次の可能性を指摘する事が出来る。

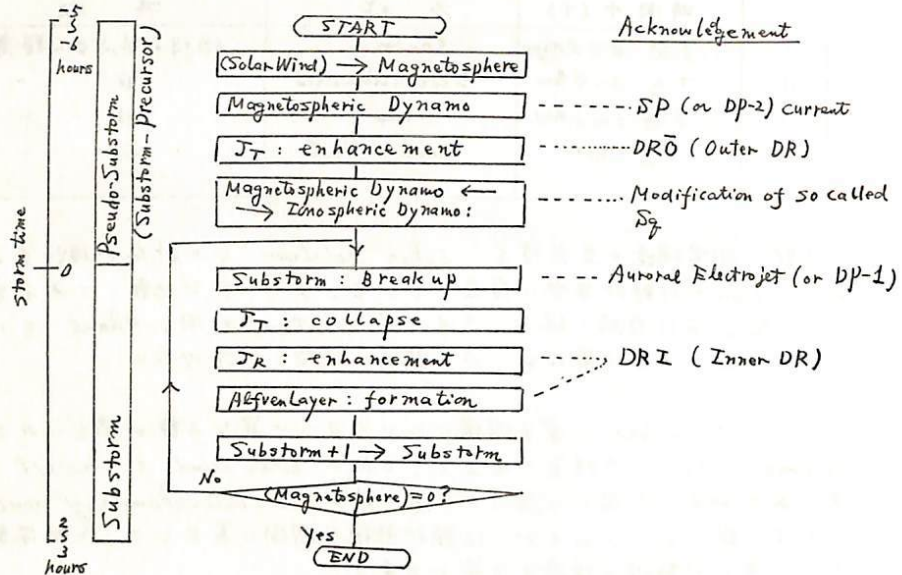
1. Discontinuities で 3~4 hrs 乃至はそれ以上の time scale のものは、太陽面上で、発生し solar wind で connect される。
2. time scale、30 m、乃至はそれ以下のものは interplanetary medium が大きな作用とする。

磁気嵐と磁気圏尾部の磁場構造

飯島 健

東京大学理学部

ZMPの magnetometer data を用いて 1966, 67 両年 3 March と April にわたって polar storm の発達に伴う磁気圏尾部 (15~30 earth radii) の磁場構造の変化を解析し次の事実が判った。
 [1] 地上で storm が発生して 1 時間 calm period には磁気圏尾部の磁場 ΔB (注1) は J_T (Tail current), J_R (ring current) および J_{SF} (Surface Current) が形成されて 11 時。 ΔB の分布は午前と午後側で非対称で grad ΔB が存在し午後側は磁場の inflated 領域に至っている。
 [2] Polar storm 時には地上と磁気圏尾部の磁場変動を前記したように示すと次の様になる。



[1] 磁気圏尾部では calm period に真夜中 meridian 付近に午後側には磁場の下向きが周囲に比べて 5~25% 減少して 11 時間的に関連した構造が発見される。これは Sugiura et al (1969) の 0900 時 and 5 時 真夜中 meridian 近傍に発見したものと一致している。これは plasma sheet と午後側には 11 時間内に発見されることより plasma sheet 内には hot-plasma の filament 状の構造が noon より午後側に比べてのびておりこれが auroral arc に関連する可能性があると想像される。
 [2] 磁気圏磁場の構造が午前と午後で非対称であることは地上で観測した種々の Substorm (magnetic, auroral, pulsation, VLF etc) の発達も午前と午後で著しく非対称であり直接関連していることと想像され、また従来より空間的に対称な modes 定常的 convection model も再検討する必要があると示された。

(注1: $\Delta B \equiv B_{measured} - B_{reference}$)

磁気圏境界領域の磁場構造 (I)

＝ 朝方側 - 夕方側の磁場の非対称性について ＝

山下喜弘

前田 坦

(地磁気観測所)

(京大・理)

磁気圏境界領域内 (Magnetosheath) の磁場は、この領域に侵入して来た惑星間磁場と、領域内で発生した電磁流体波によるものから成り立っていると考えられる。そこで、人工衛星、IMP-C の観測結果 (1965. 5. 29 ~ 1972. 4. 30) を紹介し、主に、境界領域の朝方側と夕方側の磁場の非対称性について報告する。

Reference :

- ① SPAD = 2-ス, 才1号, 才2号
- ② fairfield, D. H.: 1967, J. G. R. 72, 5865
- ③ fairfield, D. H. and Behannon, K. W.: 1969, Planet. Space Sci. 17, 1803
- ④ Hundhausen, A. J., Bame, S. J. and Asbridge, J. R.: 1969, J. G. R. 74, 2799
- ⑤ Yamashita, Y.: 1970, 惑星間空間と磁気圏の変動現象シンポジウム.

K-9M-29 親子ロケットによる VLF 帯電波伝播

実験の報告 (速報)

京都大学工学部

松本 紘
木村 第根

橋本 弘哉

K-9M-29号観測ロケットは相乗り機体の干渉を少なくし、又テレメータの利用の能率を良くし、電波関係の実験の成果を上げるための電波専用親子ロケットである。テレメータとしては従来の物の他、広帯域テレメータを搭載している。このロケットの目的は主に二つあって、一つは電波法による電子密度の測定とプローブ法による測定との比較を行なうことで、これについては、別講演で報告される。他の一つは、電波に関する Active 実験、つまり送受信実験を行なうことであつた。このロケットの搭載された実験項目を表1にまとめる。

表1. K-9M-29 搭載 P.E.

略号	項目	目的
PWC	約 500 KHz 固定周波送受信 (子→親)	連続波の位相測定, 電子密度 (ループ)
PWA	0.5~5 MHz Sweep 送受信 (子→親)	各種イオンス, リンギング, プラズマ波 (ホイスラ)
RNW	DCインパルス, VLF 掃引送受信 (子→親)	各種イオンス, VLF 放射, ホイスラ (ホイスラ)
PRW	22.3 KHz, 40 KHz ドップラー	電波の偏波, 電子密度, ダクト (ループ)
(MBC)	親子連絡	
NEL1	インピーダンス プローブ	電子密度
NEL2	ラングミュア プローブ	電子密度
TEL	ラングミュア プローブ	電子温度
GA	地磁気姿勢計	ロケットの姿勢

こゝでは上記のうち、RNW (Radio Noise and Whistler Measurement) としう VLF 帯電波の伝播、励起実験を紹介し、結果を速報する。

RNW においては、イオンも関係するような低周波領域の電波・静電気現象を対象とし、自然に存在する電離層中の電波・静電気を観測するに留まらず、積極的に子ロケットから電磁エネルギーを周囲のプラズマに与え、その伝播特性や、それによる共鳴現象、二次波動の発生などを受信・測定する Active Exp. も試みられた。子ロケットは 80 km の電離層下部で発射され、2.44 m/s の速度で親ロケットから遠ざかっていった。この子ロケットから DC インパルスと 0.3~8 KHz の掃引電波を 2.3 s 向送信し、2.3 s 向休止している。受信は親ロケットで、ループ及びホイップアンテナを切換え受信を行ない (4.6 s 毎)、アナログ量を Wide Band TM で送っている。

現在、データ処理の途中であるが、これまでに得られた種々の現象の速報を行ないたい。従って、現象の理論的解析は未決であることをお断りする。今までの結果は、

- 1) 親子間のスイープ送信 (0.3~8 KHz) は地上では 3 m も離れると受信不能であつたものが、約 50 m の距離を置いて受信されている。
- 2) 子ロケット発射後、約 10 秒間 (約 24 m)、多分、子ロケットからの電波で励起された、低周波 (~ 1 KHz) のエミッシヨンが、強く受信されている。
- 3) 22.3 KHz 付近に高度と共に特長の変化するエミッシヨンをかすつと受信されている。これはタイミング上、インピーダンスプローブ (0.7~10 MHz) の高周波と関連ありそう。
- 4) ホイスラ etc.

K-9M-29 - VLF・Doppler 実験報告

京都大学工学部

木村整根 平石謙治

1970年7月27日19時20分に打上げられたK-9M-29ロケットによりVLF・Doppler法による電子密度の観測がおこなわれ、上昇時190Km~340Km, 下降時340Km~100Kmの電子密度分布を得ることができた。今回の実験では地上標準電波としてJG2AS-40KHz(千葉県 稔見川 35°38'N, 140°4'E)及びNWC-22.3KHz(Australia 114°10'E, 21°49'S)の2波を使用し、センサーはループアンテナを使用した。またロケットに搭載する標準信号の周波数安定度が実験の精度を左右するが、超高安定度発振器をロケットに搭載するのは困難があるため、ロケット上の標準信号の周波数に関する情報とドップラー・シフトに関する情報と同時に地上に伝送する方法をとり、前回の実験よりもさらに観測精度を上げることに成功した。

さらに今回はQ-L近似をおこなわずにアップルトン・ハートレー式を用い、電離層下部の電子密度算出精度を上げている。当然のことではあるが、電子密度分布はJG2ASによる観測、NWCによる観測共にほとんど一致した結果を得ることができた。(図1)

NWC局はKSCの磁気共役点の近くに位置するため、地上伝播波と若くはホイッスラー・モード伝播波が受信され、2つのモードの電波の到来方向の相違によりドップラー・シフトが逆センスとなり、ソナグラフによる解析によりこれら2つのモードの存在を確認することができた。(図2) このデータよりホイッスラー・モード波のWave Normal Angleを計算することが可能であり、これらについても言及する予定がある。

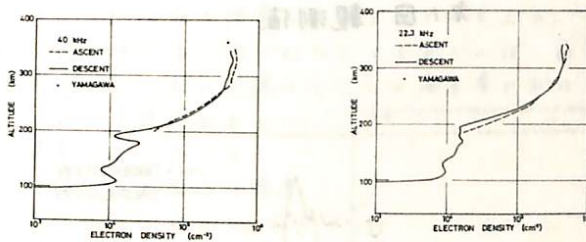


図 1 K-9M-29で観測された電子密度分布

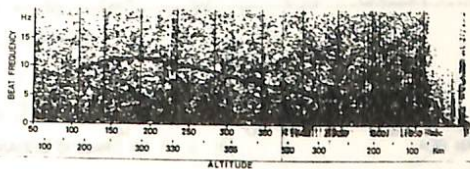
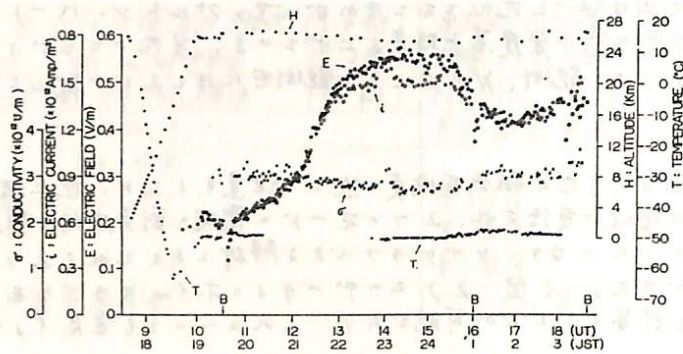


図 2 NWC局のソナグラフ
A: 管波モード
B: ホイッスラーモード

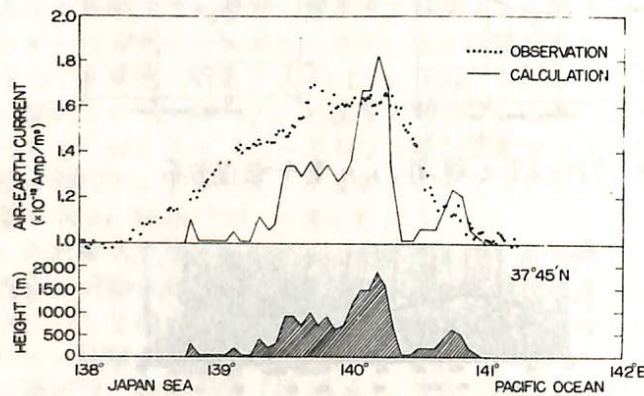
138 本州を横断して測定した成層圏での電場変動

小川俊雄・田中良和
京都大学理学部

1969年9月8日-9日に、大気球を用いて成層圏での電場・電流・伝導度の観測を行なった。気球は、太平洋から日本海に向って本州を横断し、その間、電場・電流ともに異常増大を記録した(オ1図)。この変化のBack groundの値からの差を、平均電流値 1×10^{-12} Amp/m² に normalize した変化量について検討した。気球飛翔航路の地形断面図から、最高1800mの高山地帯を含む山嶽地帯では、気柱抵抗が地形の高さに応じて減少しているものと解釈して電流密度の変化を計算したところ、近似的には観測値と一致する結果を得た(オ2図)。



オ1図 観測値



オ2図 気球航路の地形断面図と電流変化

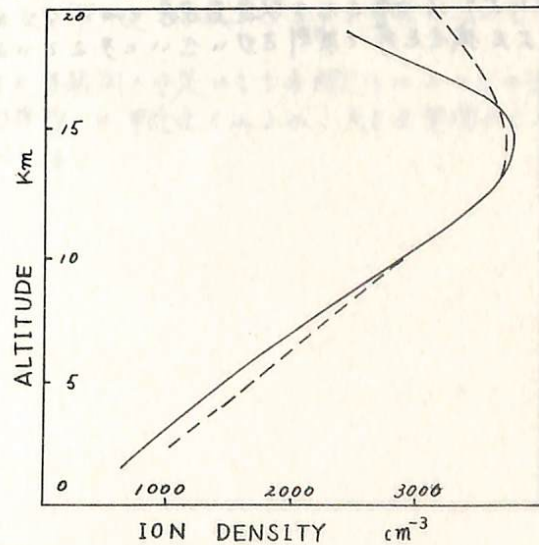
石川晴雄 西木増美 森田恭弘
名古屋大学空電研究所

われわれは昭和41年度以降3回にわたり共同利用の気球飛揚施設(東大宇宙航空研究所)を利用する機会を得成層圏における大気イオンの電離平衡の状態を調べる実験を行った。今回は昨年9月福島県原町の気球実験場で実施された小型気球による大気イオンの観測結果と報告する。このたびの気球による観測項目は正の小イオン密度、正の電気伝導度。および気球のゴンドラ内外の温度で高度15kmから19kmにわたって観測に成功した。

測定系は二種のGerdien円筒型コンデンサーより成る。一つは大気小イオン密度測定用で気球の上昇速度4m/secに対し、mobility 2.2 cm²/v.sec以上のイオンを完全に捕捉するようになっており、他の一つは電気伝導度測定用で気球の上昇速度4m/secに対し、mobility 105 cm²/v.sec以下のイオンを部分的にしか捕捉出来ないようにしてある。イオン密度、電気伝導度、およびゴンドラ内外の温度の4測定項目はtime shareによって一つのradio sonde channelに乗せられ地上に伝送される。Time shareによる1 Seriesの観測に必要な時間は20秒で、気球の上昇速度は4m/secであるから、各観測項目共高度80m毎に1回観測測定することになる。

小イオン密度測定の結果は第1図の実線を示している。点線を示している曲線は、われわれの気球観測後数日をおいて川野教授等によって同じく原町で行われた大気の電離の観測の結果を用い、大気中で小イオンの電離平衡が成り立っているものとして求めたprofileである。それ故これはエエロゾルその他複雑を含まない清浄な大気中における小イオンのprofileを示している。図から明らかのように、10km以下の高度と13km以上の高度で両者の間に不一致がある。この中10km以下の部分の不一致はこの高度領域の大気中に含まれるエエロゾルの作用に帰する事が出来る。即ちわれわれの試みた計算によるとJunge等(1961)によって観測されたのと同じ濃度のエエロゾルが下層大気中に浮遊しているとすると、この大気の小イオン密度はエエロゾルを全く含まないきれいな大気のものに対して比較する時、約10kmの高度において約10%の相違を生ずることが出来る。それ故第1図の高度10km以下における不一致はエエロゾルで汚された大気と考ればこれを説明することが出来る。又高度13km以上における不一致は同様にしてこの高度層におけるminor elementとしてのオゾンの密度の変化によって説明出来る。

とをわれわれの計算の結果は示している。今回の気球観測によって得られた電気伝導度のprofileを、第1図の点線を示されたprofile(計算値)を持つ小イオンが地上の値に引き直して平均1.3 cm²/v.secのmobilityを持つ大ささのものであると考へた時、計算から求められる電気伝導度のprofileと両者を比較してみると、小さい不一致を無視すれば両者が大体合致することがわかった。このことは間接的であるが、地上から約20kmの気球高度に及ぶ大気中に含まれる小イオンの粒径が殆ど殆んど同じであることを示している。



久保木 忠夫
(地磁気観測所)

海上における大気電位傾度の日変化が地方時によらず全世界で同相で地球上の雷雨活動域の活動度の日変化と一致するといわれている。しかし観測例は少なく(カーネギー号の行った観測にとりまじり、ごく最近では名古屋空電研究所の高木増美・金田昌広によりかなり広範囲の測定が行われている。

著者は新しい型のフィールドミルを試作し、これの長期間の連続測定を行つてきたので、更に海上で電位傾度観測を行ふことと計画し、長崎海洋気象台の赤風丸 287 トンに便乗する機会を得た。同船は東京港に3月に入港したので、3月4日に機材を積み付け、翌5日に岸壁に停泊中の甲板上のフィールドミルと、近くの陸岸の廣場にとりつけた放射能測定器と清水式電位計による同時比較観測により平面更正を行つた。

船上における感度は平面更正値を含めて、記録紙上で全尺で $\pm 2500 \text{ V/m}$, $\pm 500 \text{ V/m}$ の高低感度の2程のものとした。記録計は2台であるが、ピツアツアは1台である。

3月11日出港し、本州・四国・九州の沿岸を10~50 Km へた海上を航海し、ついで長崎沖 50~100 Km の海上を回航し観測した。3月16日に長崎港に入った。

弱い前線や雨などの異常気象を除くと、静穏日の値は 200~500 V/m といふかなり大きい値であった。静穏日の日変化の得られたのは1日だけであるが、4~5h UT に最小値となり、16~18h UT に最大値となつてゐる。これは従来の観測結果とよく一致してゐる。しかし極度のこれは甚しく異つてゐる。

また東京港内はスモッグなどで自然の状態を示してゐるとは考へられぬが、長崎港では自然の状態を示すと思われ、値は 80~100 V/m で陸上の値に近い。

著者の航海中の値が従来のものより3~4倍も大きいことは非常に注目すべきことであり、更に観測を行ふ必要がある。

また著者の行った観測期間が短く、(か)他の海洋観測の制限もあり、船体が小さいため観測は困難をせよめ、しかも3月はシケ多い航海であるため条件が悪かつた。本航海の経験により、フィールドミルの改造を考慮せねばならぬことが分り、多くの貴重経験をえたので、また機会を得て観測を行ふことを考へてゐる。

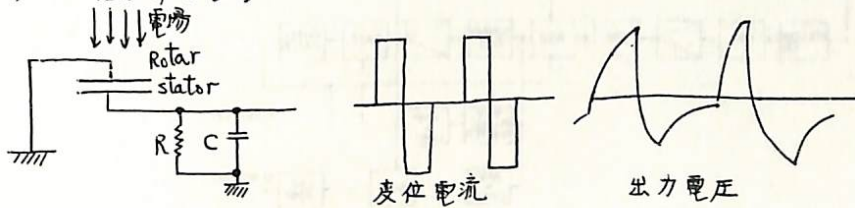
久保木 忠夫

(地磁気観測所)

フィールドミルについては、数多くの研究があるが、地磁気観測所では Lane-Smith (1967) が考案したもの加近藤五郎・中山正らにより試作されている。著者は中山正と共にこれについてさらに改良を重ね、特性の調査・長期周の試験を行ったので、これについて報告する。

従来のフィールドミルは、アースとれた Rotar が回転し、これにより電場の中で露出・遮蔽される stator が正負の交流電圧を出すので、これを回転と同期したカッターにより一方をカットして正負の電場を判別し、増中して記録するものである。

著者の試験したフィールドミルでは下図のように入力の所に抵抗 R と容量 C を入れておき出力波形を歪ませる。 RC と回転数との関係から波形の正負の量は歪められる。とくに stator の風根の中心角を適当にすると歪める量は大きくなる。この出力を整流してやれば、電場の方向と値が分かる。



Lane-Smith (1967) によれば、 RC を適当にすれば鋸歯状波が得られ、その出力の最大値は Rotar, stator の中心角が 22° のときであるといふ。

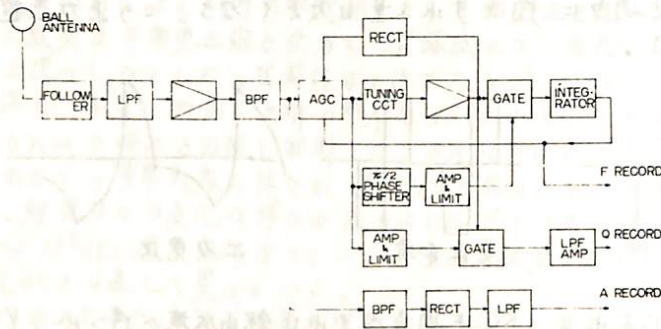
著者は R, C の値をみえ、回転数をみえ、また Rotar の中心角をいろいろみえて実験した結果、Smith のいふように単純ではな(複雑である)ことを知った。

また著者は入力抵抗が 10^2 まで許される FET トランジスタ回路を用いた増幅器を用い、いろいろな特性を求めた。とくに記録紙上で正負の感度が異なることや、零電位の時を零電位のあること、感度が正負で歪む、零付近で不感帯を生ずる現象について対策を求めた。

これらの結果特性のよいものが得られ、また長期周の安定にも十分耐えられることが分った。このフィールドミルは従来のものより回路的には単純化されるが、大きな電場のとき scale out の記録に不都合を生じ易い欠点がある。

小川俊雄・半田駿・田中良和
京都大学理学部

ELF電磁ノイズの5-23 Hz帯のシューマン共振現象を追跡することによって、太陽活動と電離層の関係をモニターしようとした。装置は、オ1図に示すように、phase sensitive な RC tuning circuit を用いて、常に到来信号のスペクトラム密度の最大値に追従するようにしてある。5-11、11-17、17-23 Hzの3つの周波数帯に分けて、それぞれの周波数帯内のピーク周波数、共振のQ値(も表わすもの)、および、振幅も自動追跡する。1970年2月から予備観測を始めたので、2月と3月のデータについて、太陽活動状況との関係について調べた結果を報告する。



オ1図 ブロック ダイアグラム

花崗岩の磁性とその地質温度圧力計への応用

島田* 昌阪 彦大* 教久 養米 昭一** 米阪 小大 泉産 光研 恵**

重が、よ、にレ 山くをよ献で度定ニ
 になりにマカ表 さい割の貢性温決る
 野レカケ磁発 ぎの役二の様はの得
 分がマ圧づ抗に ちちな。ハ多ら向を
 のレ山のフビマ 演う要る学つか才見
 学。さ物を及す らの重あ化も定の知
 理る用磁化は かママ地球の測場る
 物の磁性研磁マ 定もめり地性の気す
 球マリ磁束留の 割かわお、磁度磁関
 地山手強年残つ のしきと学、温地に
 はくある数、に 質。その理は古格
 果マは山ニマ響 性的な分衆球一Curieは性
 結えにまこし影 気くのは地のばか質。の的あニ題圧の先圧マぼのの化じ磁
 究手野合、との 磁な学との由之位異なる学較時る課たの、な種よた力変同留
 研く分にマッ圧 つく村ニ気理と方くあ料比成知つし難はう、おめ圧力た残
 の夕の中の一水 もす球る磁いたの全マ地球の生をも用しれよ之にとた圧ま然
 磁識質岩に果す のは地の石き、化、能地報石件を作出わの考カミレの。自
 石知地は響結げ 石象はマ岩大マ磁う可方情岩条連に見れこと磁を用カたと
 岩な、々影のよ。岩事かレにの、留ッが一る。カ関去をわ、か抗と作磁め化
 要ら残るぞおた たつ果う度あ残とと、 いる圧と過計、にいの二に抗じ磁

り、成る。甲が花レ
 ありあ六、引集
 下石に、布採
 能岩すみのるを
 可ばはうたあを
 がいるこつ、nolith
 とすきまな部Xe
 二合マ、ニ一る
 る総定マお、ん
 すを決いを、体ま
 定果に用定る岩含
 推結的を決すりに
 をの義法条件告ニ中
 度ら一才条報マの
 温いをの成マレシ
 のニカと生いごと
 得了庄、の二料岩
 獲了度は岩に試録
 化が過マう果が肉
 磁たのこニ稀まう。こ
 留し時ニ花のニた

エ、のこの、うり察、r、固之
 キマ、こウもは知お観、n、が考
 (セ)ロ口た代がマ鏡、の岩と
 (石570)山年と山微th緑た
 はンがはさるニま顕nolith肉山
 物セ莫ら成よる倉がXenolith
 鉱ク一山生にあげとびニ熱
 ナカリニ法マ鉱ニ及花加
 主と一、的、Str紀ツた岩は再
 るモユが次一要テし録thマ
 すンキるニRb白じ成肉ま
 成ウ、いらび部も生。Xenolith
 構口はマが及上にいた、件
 をクマ山石法マ、lith的し条
 岩、しまン山年nolith次ら致し
 う石と含セ一 10^6 Xe一め一回
 ニウ物がクKx。はとは
 花ヨ鉱力。87の部々同時、
 の4性ツはるび、一り方たるの
 の、磁テ又あ及マのよのし山ニm。
 イ強ジモマ69山にm。化ら
 り、果の之料石のり、は、振たと生ほらニす

七、維上考、試イ種よと
 した以上の条件にた
 Partialしたニクニ条度山
 を $<20^\circ\text{C}$ 、ヨす定温さ
 験もマオリ示定の熱
 不果と化一るにの上加。測計果ニ用度
 料得く磁。す因物以再いの力結る作程。演
 試獲なる在ノ磁、こが難力磁のすにばた講
 のの少度山石才の650th之磁型ニ較時ノ山のる。
 の、温らにとニ、考抗動。比成ほらニす
 以上の結果についで詳しく報

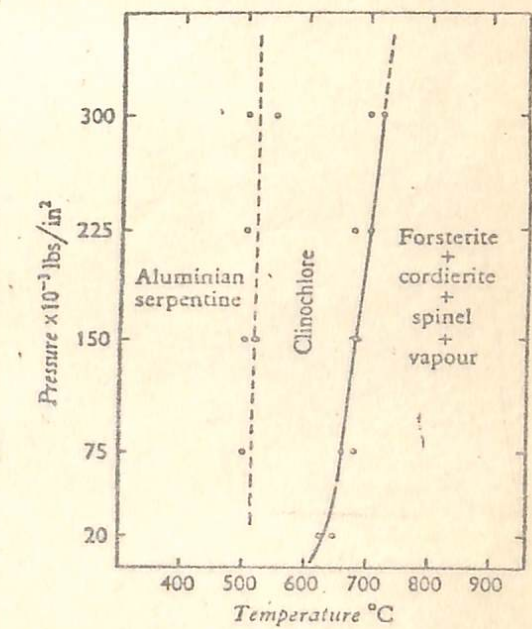


FIG. 37. Pressure-temperature curve of the transformation aluminian serpentine → clinocllore and of the reaction clinocllore ⇌ forsterite + cordierite + spinel + vapour (after Yoder, 1952).

以上の結果についで詳しく報