

第 43 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭 和 43 年 5 月 25 日 ~ 28 日

於 東京大学地震研究所および農学部

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第43回総会並びに講演会プログラム

期日 昭和43年 5月25日(土)・26日(日)・27日(月)・28日(火)

日	時	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
5月25日 (土)		宇宙圏 I (宇宙線)		運営委員会 I	宇宙圏 II (太陽風)			磁気圏 I (構造)		評議員会 (17時より)			
								電離圏 I (電波・空電)					
5月26日 (日)		磁気圏 II (波動現象)						磁気圏 III (極地域現象)			運営委員会 II		
		磁気測量・地球内部電磁現象						古地磁気					
5月27日 (月)		電離圏 II (測定法)				特別講演		総会	懇親会				
		岩石磁気											
5月28日 (火)		電離圏 III (構造)				電離圏 IV (運動)							

講演会場：東京大学農学部3号館 (第1会場)  
 東京大学地震研究所会議室 (第2会場)

懇親会場：東京大学内

第1日 5月25日(土)

宇宙圏 I (宇宙線) (9.00~12.00) 於 第1会場

開会の辞

1. 本沢忠夫 (名大プラズマ研) 高速中性粒子の測定器 (10分)
2. 近藤一郎, 境 孝祐, 中島 弘 (名大理) 気球による一次宇宙線 $\alpha$ 粒子の測定—II (15分)
3. 近藤一郎, 長瀬文昭 (名大理) 気球による太陽中性子の測定 (15分)
4. 長島一男, 近藤一郎, 上野裕幸, 藤本和彦 (名大理), 藤井善次郎, 一ノ瀬匡興 (信州大教養) 乗鞍における宇宙線中間子強度の観測 (10分)
5. 石田喜雄, 菅野常吉 (福島大教育), 加藤静子 (福島医大物理) IGY-IQSY における宇宙線日変化の変動について (III) (15分)
6. 千葉敏躬, 小玉正弘 (理 研) 低緯度における地上および山上の宇宙線日変化の比較 (15分)
7. 北村正彦, 宮内正厚 (気象研) 宇宙線日変化の長期変動 (II) (10分)
- ~~8. 村上昭 (理 研) Solar wind と宇宙線強度の異方性 (15分)~~
9. 奥谷晶子, 和田雅美 (理 研) 宇宙線強度変化に対する黒点の緯度効果 (15分)

宇宙圏 II (太陽, 太陽風) (13.00~14.30) 於 第1会場

10. 渡辺成昭 (東北大理) 太陽風温度異方性に及ぼす Quasilinear Instability の効果 (15分)
11. 三浦輝夫 (京大理) 太陽風の C·G·L 流体モデルとその温度異方性について (20分)
12. 森 洋介 (東北大理) 27日周期性磁場変動と Active region との関連 (10分)
13. 小川忠彦, 桜井邦朋 (京大工) シンクロトン放射に対する磁化プラズマの影響 (15分)
14. 桜井邦朋 (京大工) 太陽宇宙線フレアにともなう電磁放射の特性 (20分)
15. 等松隆夫 (東大理) 惑星間紫外グロー生成論について (10分)

磁気圏 I (構造) (15.00~18.00) 於 第1会場

16. 伊藤富造, 久保治也 (東大宇宙研) プラズマ流と磁場との相互作用 (15分)
17. 坂口 英, 津田孝夫 (京大工), 大林辰蔵 (東大宇宙研) マグネトポーズを横切る熱伝導の計算機シミュレーション (20分)
18. 田中 穰 (東北大理) Magnetosphere の温度分布について (20分)
19. 西田篤弘 (東大宇宙研) 磁気圏の電場 (2) (15分)
20. 広瀬 徹, 村山 喬 (名大理) 放射線帯外縁の電子強度分布とその変動 (15分)
21. 村山 喬 (名大理) Islands と Pi-pulsation (15分)
22. 津田孝夫 (京大工) Magnetic Field Annihilation with Nonlinear Mode-Coupling (20分)
23. 加藤愛雄 (東北大理), 渋谷仙吉 (山形大理) 磁気圏尾部における高エネルギー粒子加速 (15分)
24. 玉尾 孜 (東大宇宙研) 磁気圏尾プラズマと極磁気擾乱 (20分)
25. 高橋八郎, 矢作直弘 (岩手大) 地磁気嵐時における宇宙線強度増加現象の説明について (15分)

電離圏 I (電波, 空電) (15.00~18.00) 於 第2会場

26. 早川正士, 大津仁助, 岩井章 (名大空電研) プラズマ中の円柱状不規則性による電波散乱 (15分)
27. 荒木 徹, 来山征士 (京大工電離層研施) 水平電気双極子励起による地球—電離層間電波伝播 (20分)
28. 小川俊雄, 田中良和, 安原通博 (京大理) シューマン・レゾナンスの日変化 (15分)
29. 小川俊雄, 田中良和, 安原通博 (京大理) シューマン・レゾナンス周波数帯の日出効果 (15分)
- ~~30. 柳原一夫 (地磁気観測所) ELFシューマン領域の非シューマン変化 (15分)~~
31. 山下享子 (名大空電研) イオンを考慮した ELF 帯電磁波の電離層反射係数 (10分)
32. 佐尾和夫, 山下享子, 神藤英彦 (名大空電所) 雷放電の ELF 帯輻射 (10分)
33. 岩田 晃 (名大空電研) 帰還雷撃による空電スペクトルの計算 (20分)

第2日 5月26日(日)

磁気圏 II (波動現象) (9.00~13.00) 於 第1会場

34. 並川富一 (阪市大理) 高エネルギー粒子を含むプラズマ中の波 (20分)
- ~~35. 武井恵雄 (東北大理) 磁気圏の Drift Instabilities (20分)~~
36. 玉尾 孜, 奥沢降志 (東大宇宙研) 有限温度プラズマ中のドリフト電流に依る不安定波動 (15分)
37. 早川正士, 大津仁助, 岩井 章 (名大空電研) アルフヴェン波の磁気圏内ダクト伝播 (15分)

- ~~38. 北村泰 (同志社大) Pc 1 wave のダクト伝播 (磁気圏) (15分)~~
- ~~39. 北村泰 (同志社大) Triggered hm emissions — decay instability (15分)~~
40. 加藤愛雄 (東北大理), 田村和士 (木更津高専) Pc 1 micropulsation の高緯度地方から低緯度地方への電離層内伝播 (20分)
41. 玉尾 孜 (東大宇宙研) 電磁流体振動の固有周期 (torsional oscillations) (10分)
42. 山口又新 (地磁気観所) 女満別及び鹿屋における地磁気脈動 (15分)
43. 斉藤尚生 (東北大理), 松下禎見 (HAO,NCAR,USA) Pc 4 の solar cycle 変化及び非季節年変化について (15分)
44. 加藤愛雄, 桜井 享, 斉藤尚生 (東北大理) College と Onagawa における地磁気脈動の同時観測結果 (15分)
45. 仲野 黄 (京大理), 木村磐根 (京大工) POGO 衛星で観測されたホイッスラーの二, 三の特性について (15分)

### 磁気圏 III (極地域現象) (14.00~18.00) 於 第1会場

46. 福島 直 (東大理・地物研施) 高緯度における地磁気鉛直分力変動 (15分)
47. 岩崎 昇 (東大理) 極地域磁気変動 (IV)—Power Spectrum, 及び汎世界的に現われる脈動 (T~300 sec) (15分)
48. 上出洋介, 飯島 健, 福島 直 (東大理) 極磁気嵐の微細構造 (15分)
49. 国分 征, 小口 高 (東大理) 極地域地磁気脈動のスペクトル構造 (15分)
50. 国分 征, 小口 高 (東大理) Pc — 1 領域地磁気脈動のスペクトル型の分類について (15分)
51. 飯島 健 (東大理・地物研施) 極地域における地磁気雑音の特性 (15分)
52. 平沢威男 (東大理・地物研施) 昭和基地に於ける地磁気, 極光, 自然電波の観測 (I) (15分)
53. 藤高和信, 金田栄祐, 国分 征 (東大理) 極地域擾乱についての昭和基地のデータ解析 (15分)
54. 川喜多光子, 金田栄祐 (東大理) 極光 H $\alpha$  線の空間分布 (15分)
55. 金田栄祐 (東大理) Polar cap に於けるオーロラの出現特性 (15分)
56. 斉藤文一 (新潟大理) 極光スペクトルと極光粒子 (15分)
57. 林 幹治, 国分 征, 小口 高 (東大理) Polar chorus における地磁気変動の効果 (20分)

### 磁気測量, 地球内部電磁現象 (9.00~13.00) 於 第2会場

58. 平山 操 (地磁気観測所) 標準磁気儀と成分核磁気儀の比較について (15分)
59. 坪川家恒 (東大震研), 田島 稔, 水野浩雄 (国土地理院) プロトンアースインダクター磁気儀の製作と比較観測結果について (12分)
60. 水野浩雄 (国土地理院) 複数の観測所の資料による地磁気測量成果の化成 (15分)
61. 田島 稔, 関口昌雄 (国土地理院) 航空測量から得られた伊豆, 東海南方海域の磁気異常の特性 (15分)
62. 松崎卓一, 歌代慎吉, 大島章一, 近藤 忠, 堀井良一 (水路部) 伊豆半島, 伊豆諸島に於ける航空磁気測量について (20分)
63. 柿沼清一, 田島 稔 (国土地理院) 南極地域における航空磁気測量 (10分)
64. 友田好文 (東大海洋研) 太平洋における磁気異常 (15分)
65. 久保木忠夫 (地磁気観測所) 日本における地磁気変化ベクトルの異常 (II)

- (水平分力, 偏角, 鉛直分力の変化比) (8分)
66. 加藤愛雄, 有賀 規 (東北大理) 「東北日本異常」地域に於ける地磁気脈動の観測 (10分)
67. 沢田宗久 (東大震研) 地磁気 Dst 場の解析 (III) (8分)
68. 笹井洋一 (東大震研) 紀伊半島における地磁気変化の異常 (2) (8分)
69. 鍋谷祐夫 (秋田大鉱山), D.Rankin (Univ. of Alberta) Inverse method による magnetotelluric 解析 (20分)
70. 山下嘉弘, 前田 坦 (京大理) Sq 変化の datum-line について (12分)
71. 力武常次 (東大震研) 不均質薄層の共鳴的電磁応答 (15分)
72. 行武 毅 (東大震研) 地球磁場経年変化の西方移動 (15分)
73. 萩原幸男 (東大震研) 電磁流体運動に伴う磁力線の変化 (II) (15分)
64. 並川富一 (阪市大理) 地球主磁場ダイナモ理論 (20分)

### 古 地 磁 気 (14.00~18.00) 於 第 2 会場

75. 川井直人, 広岡公夫 (大阪大基工), 安川克己 (福井大教養) 南米チリーの中世代の古地磁気 (10分)
76. 清水吉雄 (明大工) 三浦層群の逆帯磁岩について (15分)
77. 浅海英三, 伊藤晴明 (島根大文理) 川尻岬の古地磁気の再吟味 (10分)
78. 笹島貞雄, 西田潤一 (京大理) 新第三紀中新世における地磁場の逆転について (15分)
79. 前中一晃 (京大理) 近畿地方に於ける鮮新, 更新統火山灰層の古地磁気編年 (その2) (20分)
80. 真鍋健一, 鈴木敬治 (福島大教育) 福島県に分布する鮮新一洪積統の古地磁気 (I) (10分)
81. 堂面春雄 (山口大教育) 山口県下における第4紀火山灰層の磁化 (10分)
82. 永田 武, B.G.カールトン (ピッツバーグ大) "Piezomagnetization of Igneous Rocks, II." (15分)
83. 川井直人, 広岡公夫, 時技克安 (大阪大基礎工) 西南日本における考古古地磁気 (10分)
84. 伊藤晴明 (島根大文理), M.Fuller (Univ. of Pittsburgh) Intrusive rocks の古地磁気学的研究 (20分)
85. 安井 正 (舞鶴海洋气象台), 上田誠也, 伊勢崎修弘 (東大理) 地磁気異常と島弧形成について (10分)
86. 小島美都子, 小島 稔, 兼岡一郎 (東大理) 海底玄武岩の磁氣的性質及び K-Ar 年代 (20分)
87. 小島 稔, 兼岡一郎 (東大理), E.E.Larson (Univ. of Colorado) K-Ar ages and paleomagnetism of some basalts from North - Eastern Colorado. (15分)
88. 上野直子, 小島 稔, 久野 久 (東大理) 本邦酸性岩類のRb-Sr, K-Ar 年代 (20分)

### 第 3 日 5 月 27 日 (月)

#### 電離層 II (測定法) (9.00~12.30) 於 第 1 会場

89. 等松隆夫, 鈴木勝久 (東大理) 大気光観測スペクトルアナライザー (10分)
90. 堤 捨男, 高木 亨 (京都工芸織大) 姿勢制御用広角度センサ (15分)
91. 松本治弥 (神戸大工) 試作増倍管のイオン, 軟X線に対する特性 (15分)
92. 小川 徹, 藪崎 努 (京大工) オプティカル・ポンピングによる磁力計 VIII (15分)

93. 竹屋芳夫, 奥本隆昭 (大阪市大工), 鈴木 裕, 竹内宗昭 (三菱電機株) グリッドを持つプラズマプローブの基本的特性 (15分)
94. 大家 寛, 麻生武彦 (京大工) ジャイロプラズマプローブによる電子温度測定 (1) (15分)
95. 大家 寛, 梶原和夫 (京大工) 磁化プラズマ中に放射される電子音波 (2) 短円筒形プローブの場合 (20分)
96. 宮崎 茂, 森 弘隆 (電波研) 電離層測定プローブ (III) (15分)
97. 平尾邦雄, 小山孝一郎 (東大宇宙研) 高周波プローブがプラズマに与える影響 (15分)
98. 平尾邦雄, 伊藤富造, 小島 学 (東大宇宙研) 宇宙研スペースチェンバーにおけるプラズマ生成 (20分)
99. 伊藤富造, 山田弘善 (東大宇宙研), 跡部正明 (東工大) 低電離プラズマ中での電子衝突周波数の測定法 (15分)
100. 土手敏彦 (理 研) RFプローブによるプラズマ電位測定の精度 (10分)
101. 江尻全機, 大林辰蔵 (東大宇宙研) スペースチェンバによるインピーダンスプローブ特性 (15分)

岩 石 磁 気 (9.00~12.30) 於 第2会場

102. David J. Dunlop (東大理) The Paleomagnetic Significance of Single Domain Grains: Evidence from Hysteresis Measurements at Various Temperatures (15分)
103. 島田昌彦 (大阪大教養), 久米昭一, 小泉光恵 (大阪大彦科研) 強磁性を示すザクロ石置換体の合成 (15分)
104. 大中康誉 (東大理) 火山岩の残留磁化 (特にIRM) の強さ及び方向の圧力による安定性 (10分)
105. 大中康誉, 木下 肇 (東大理) 火山岩の残留磁化 (特にTRM) の加圧一減圧過程での可逆及び非可逆変化 (15分)
106. R.S.Carmichael (大阪大基礎工) 岩石の磁化に於ける応力効果 (10分)
107. 百瀬寛一 (信大理) ローム層パミス中の強磁性鉱物の磁性 II (15分)
108. ~~坂本信彦 (電試田無) 酸化した  $(\text{Fe}_2\text{T}_2\text{O}_4)_{0.8}$  -  $(\text{Fe}_3\text{O}_4)_{0.2}$  の磁氣的性質 (15分)~~
109. 小林和男, 北沢一宏 (東大海洋研) 赤道太平洋の海底堆積物と岩石の磁性 (20分)
110. 北沢一宏, 小林和男 (東大海洋研) 海洋底堆積物中の球状物質の磁性 (10分)
111. 上田誠也 (東大理) 堆積残留磁気の伏角誤差について (10分)
112. 上野宏共, 根建心具 (東北大理) 北上山地の各種岩石の帯磁率および残留磁気 (20分)
113. 乗富一雄, 佐藤昭一 (秋田大鉱山) 秋田県内火山岩の磁性 (続報) (15分)

---

特 別 講 演 (13.30—15.30) 於 第1会場

---



---

総 会 (15.30—17.00) 於 第1会場

---

第4日 5月28日(火)

電 離 層 III (構造) (9.00~12.00) 於 第1会場

114. 小川利紘 (東大理) 酸素原子大気光 (10分)

115. 中村正年, 柏木忠夫, 森岡弓男 (教育大光学研) O I  $\lambda$  5577線の化学発光 (10分)
116. 大塩光夫 (電波研) SID's とそれに対応する太陽X線輻射 (15分)
117. 米沢利之 (電波研) E領域内における有効再結合係数の一考察 (II)  
——日食時及び太陽フレージャー時の有効再結合係数 (15分)
118. 小川利紘, 等松隆夫 (東大理) 中間圏オゾン分布と地球中間紫外アルベド (10分)
119. 早川幸男, 山下広順 (名大理) 星の紫外線吸収法による酸素分子密度の観測 (15分)
- ~~120. 岩坂泰信 (東大理) 中間圏の熱拡散係数について (10分)~~
121. 江尻全機, 大林辰蔵 (東大宇宙研) インピーダンス・プローブによるロケット観測の解析 (10分)
122. 田尾一彦 (電波研) 中緯度の電離層上部における電子密度変動について (20分)
123. 丸橋克英 (東大理) 高緯度電離層の構造 (15分)
124. 上山 弘 (東北大大理) プラズマフラックスのある電離層上部の構造 (20分)

#### 電 離 層 IV (運動) (13.00~16.00) 於 第 1 会場

125. 村田宏雄 (岐阜大工) 地表面における気圧1日変動 (20分)
126. 藤原玄夫 (九大理), 前田 坦 (京大理) 電離層における太陰大気潮汐振動の減衰 (II) (10分)
127. 松浦延夫 (電波研) 電離層におけるプラズマの運動と上層大気の運動 (15分)
128. 前田 坦 (京大理) 超高層における中性電離大気運動 (15分)
- ~~129. 前川紘一郎, 前田 坦 (京大理) 極地電離層電流に対する数値実験 (II) (15分)~~
130. 前田憲一, 津田孝夫, 深尾昌一郎 (京大工) Gyromagnetic effect on the mobility of charged particles in a weakly ionized gas. (15分)
131. 佐藤哲也 (京大理), 津田孝夫 (京大工) 電離層における二次元のクロスフィールド不安定性 (20分)
132. 柳原一夫 (地磁気観測所) 等価電流系中心附近の地磁気日変化 (15分)
133. 安原通博 (京大理) 地磁気日変化磁場の逐年変化 (15分)

#### 追 加 講 演

- 57a. 岩井 章, 大津仁助, 田中義人, 西野正徳 (名大空電研) 昭和基地における VLF エミッションの扁波現象 (10分)
- 113a. 永田 武 (ピッツバーグ大) A multi-axial model theory of piezomagnetization of rocks. (15分)
- 113b. P.J. Wasilewski (ピッツバーグ大) Aspects of the  $Fe_3O_4 \rightarrow \gamma Fe_2O_3 \rightarrow Fe_2O_3$  Transformation (15分)
- 113c. P.J. Wasilewski (ピッツバーグ大) Thermomagnetic behavior of synthetic titanomagnetites and natural equivalents and the magnetization history of basaltic rocks.

#### 閉 会 の 辞

本 沢 忠 夫

名古屋大学 プラズマ研究所

夜側の  $L\alpha$  線の観測などから 惑星間空間に中性水素が存在しているらしいことが知られてきたが、それをもっと直接的に検出してみようというのが我々の実験のねらいである。それは solar wind がその空間を伝播してくる時に発生するであろう高速の中性水素を検出することによって行おうとするものである。

そのために、我々は、これまでに実験室内でその測定法を確立すべく研究を進めてきた。その結果について、ここで簡単に述べてみる。

高速中性粒子の測定は、まず (1) それを何らかの方法で電離 (electron stripping) すること、次いで (2) そうして生じたイオンのエネルギー分析と検出を行うことになされる。我々の研究もこの 2 点の研究に焦点がしぼられている。

#### 電離 (electron stripping) の方法:

電離方法としては、装置が軽量化できることをオーの理由として、金属板を用いてその表面で電離させる方法を選んだ。その場合明らかにされねばならない事は

(i) 電離(反射)の効率

(ii) 電離に伴っておこるエネルギー損失の割合に關する定量的なことからである。(i) についてはこれまでの予備的実験によると、300 eV 程度の中性粒子 ( $N_2$ ) に対して

電離(反射)効率  $\sim 0.02\%$

という値をえた。その実験のための装置、実験方法については講演の際に述べる。(ii) のエネルギー損失については、既に、高温プラズマ診断のために割によく調べられている "gas cell 法" と比較検討しながら研究を進めることを考え、目下その準備中である。

#### イオンのエネルギー分析と検出:

この測定技術はよく確立されているので、改めて開発を進めることもないが、イオンの検出にあたっては多少の研究が必要である。それは、我々の観測の対象となる粒子の flux が非常に小さいためである。そのため、我々は、(静電場型)分析器でエネルギー分析されたイオンを 2~3 KeV まで加速し、それを 2次電子増倍管のオー電極に於て 2次電子増幅をはかり、然る後にそれからの出カパルスを計数する方式をとっている。この実験は現在進行中であるが、見通しは明るい。



近藤 一郎\* 境 孝祐\*\* 中島 弘\*

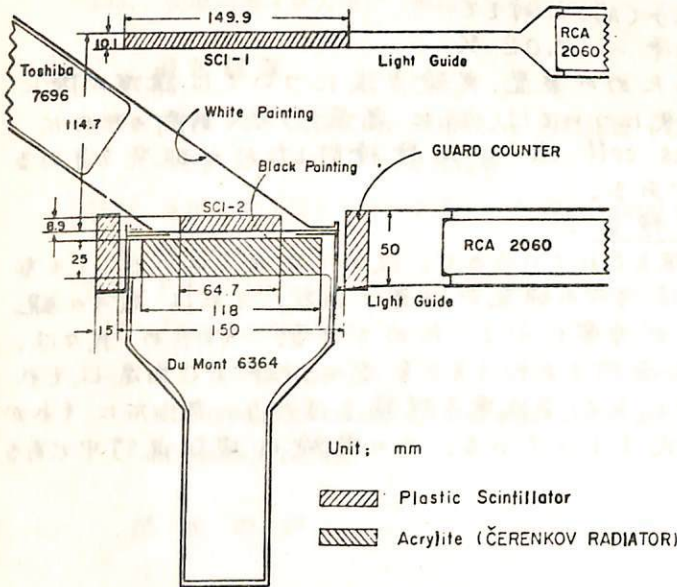
\* 名古屋大学理学部, \*\* 日大生産工学部

我々の実験は、一次宇宙線の粒子の rigidity spectrum の11年変化を観測することを目的として計画されたものである。α粒子を除外するためには、高エネルギーのアルベータ、二次粒子のバックグラウンドが少なく、絶対値が測定しやうなものである。このため本年度は、11.0 GV 以上の積合量を、~2% の統計精度で測定しようとした。

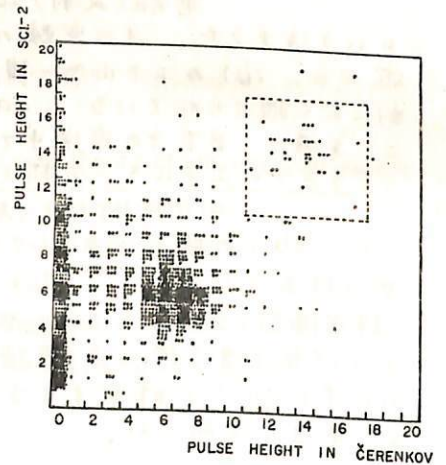
一次α粒子の検出器を設計した際、前回(1966年9月)の予備実験の結果[1]を参考にして、シンワーカーウンターをつけたこと、チエレンコフ・カウンタを使用すること、Geometric factor を前回の検出器の~4倍(35 cm<sup>2</sup>ster)にすること、等に考慮を払った。エレクトロニクス系については、前回とほとんど同じで、各 event に対して、Sci-1, 2 と Čerenkov counter からのパルス高をデジタル化して送信し、同時に Guard counter からの on, off のチェック信号を送信するようにした。

気球は、昨年9月8日、午前4時52分、東大・宇宙航空研究所の大気球観測計画の一環として飛揚された。気球の滞在時間は、~10時間に滞ったが、受信状態が不良で途中一時の探れがあった部分もあって、必要なα粒子の統計精度を得るには到らなかったが、~4% の精度で、一次α粒子の Flux が求まったため報告する。

参考文献; [1] 近藤一郎, 境孝祐, 中島弘; 宇宙研報告 才3巻 才2号(B)



才1図 測定器断面図



才2図 Sci-2 と Čerenkov のパルス高の相関図。  
点線内……α粒子によるパルス

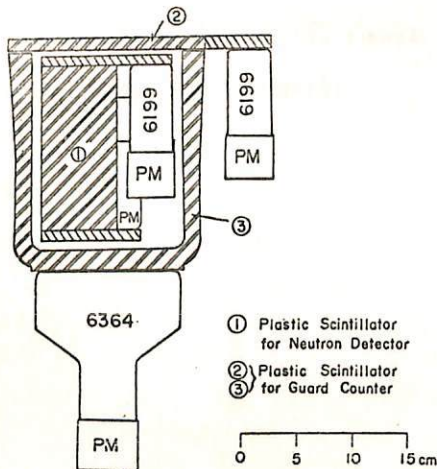
近藤一郎・長瀬文昭  
名古屋大学理学部

今回は昨年9月19日に宇宙研の大気球事業の一環として行った、太陽中性子観測のための気球飛揚の結果について報告する。この気球は同日午前7時55分に放球され、約2時間後に高度7.3 mbに達し、4時間水平飛行した後、徐々に降下し、放球後11時間30分飛行した後落下せしめた。

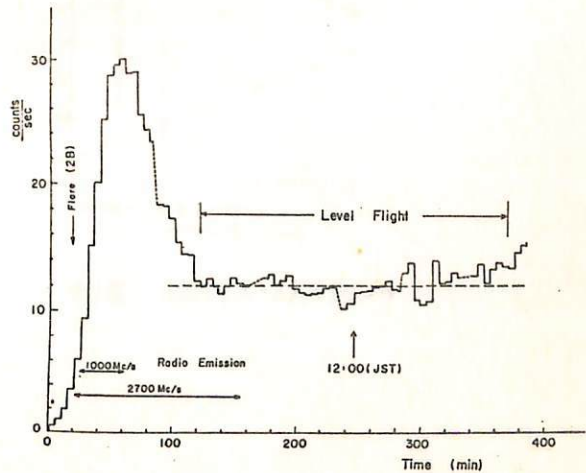
使用した中性子検出器は、直径7 cm、長さ15 cmのプラスチックシンチレーターであり、これを荷電粒子を除去するために別のシンチレーターで被っている。測定器の断面図は第1図に示す通りである。この検出器の検出効率は10 MeV中性子に対して25%、30 MeVに対して10%、50 MeVに対して6%である。

気球の水平飛行中には太陽フレアはなかったが、上昇中(1967年9月18日23時14分U.T.)に重要度2Bのフレアがあり、これに伴って太陽電波放射が豊川1000 Mc/s、2000 Mc/s Pentiction 2700 Mc/sに観測された。一方測定器は気球飛揚中正常に動作し、水平飛行(7.3mb)におけるバックグラウンドのCounting Rateは $11.8 \pm 0.2$  counts/secであった。その高度変化曲線よりみて、これは全て大気中の2次中性子(3 MeV以上)の線(1 MeV以上)と考えられる。これを全て大気中性子と考え、その微分エネルギースペクトルが $E^{-1}$ に比例するとして、検出効率を考慮してエネルギースペクトルを求めると、 $0.6 E^{-1}$  neutrons.  $cm^{-2} sec^{-1} Mev^{-1}$  となり、3~100 MeVの大気中性子のtotal fluxは $1.4$  neutrons.  $cm^{-2} sec^{-1}$ となる。またこのcounting rateの時間変化曲線は第2図に示す通りで、水平飛行中に有意な増加はなかった。実際の測定値の平均値よりのばらつきは、counting rate(5分値)の統計的誤差( $\pm 0.2$  counts/sec)から予想されるよりはやや大きかったが、このcounting rateの時間変化で1.0 counts/sec以上の増加はなかった。これより検出器の大きさと検出効率を考慮して、太陽中性子強度の上限を求めると、 $0.1$  neutron  $cm^{-2} sec^{-1}$  (10 MeV中性子に対して)となる。

第 1 図



第 2 図



東鞍山に於ける宇宙線中子線の検出、観測

長島一男 近藤一郎 上野裕幸 藤本弘彦 藤井善次郎 \* 之瀬匡興  
名大理 \* 佐大数表

東鞍山に建設中の高林床中子線の検出装置。幅2' (14m x 2) の電算回路の一部を、昭和42年度に作成し、12月より観測を開始し現在も継続中である。観測目的は、装置の安定性、死時間管理効果等について検討し、特に137Cs、短寿命変質、両者は、記録計未定取りを除外した。

5~7種数 (Single, Vertical-coin, N, E, S, W-Coin) 出力を、7 x 12" 記録計の各道に記録した。

結果

記録装置不備の爲、3分値の記録をしない。前掲は171時間他2行、1分値の必要に於て、本日のEventは5分、1分。

電算装置と装置の温度変化係数

室温 0.1%/day 0.5%/week 装置の温度係数は、シンチレータ、光電子増倍管、前置増幅器系  $-0.06\%/^{\circ}\text{C}$  主増幅器、検出器系  $+0.05\%/^{\circ}\text{C}$  但し暗電流の散乱は小さい。

大気塵埃係数

管死、上層管理の修正を正確には、90日間の日平均値を便宜した場合  $<0.1\%$  に近い。

宇宙線の変動

日変化、半日変化、27日変化について、両方、検出中

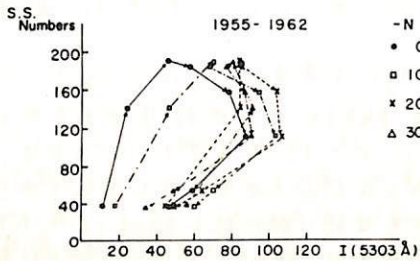
日平均値について、各方向の検出率から、N-S方向の宇宙線の流れに於ける前掲の通りである。

以上の如く中に報告する。

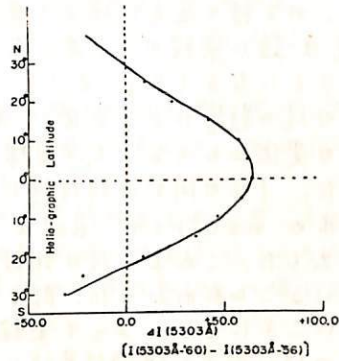
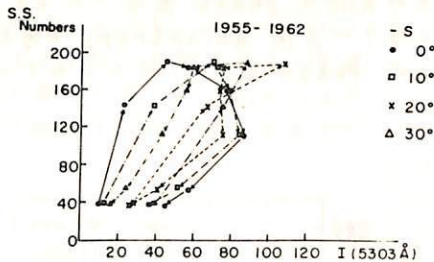
石田喜雄、菅野常吉、加藤静子  
 (福島大教育) (福島医大物理)

IGY-IQSY間の宇宙線中性子強度日変化の $T_{mn2}$ [日変化調和解析項 $R_2$ の極大時刻(地方時)]の変動と $I(5303\text{\AA})$ [太陽コロナ緑線の強度]との相関および太陽黒点数と $I(5303\text{\AA})$ との間の位相のずれについて報告する。 $R_2$ のベクトル和の変動の様子より各観測地を(a) Normal Phase (Deep River 他), (b) Inverse Phase (Uppsala 他), (c) Random Phase の3グループに分けられることは前回までに報告したが、各地別の $T_{mn2}$ と太陽低緯度の $I(5303\text{\AA})$ との関連および世界分布その他について報告する。

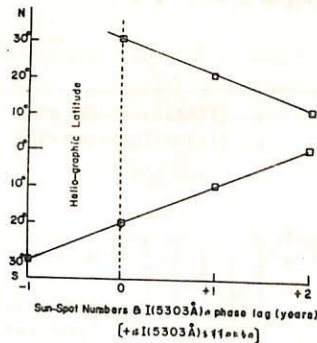
また、太陽黒点数と $I(5303\text{\AA})$ との間には位相のずれがあり(才1図)、この位相のずれは太陽面緯度とはっきりした相関があることがわかった(才2図、才3図)。また位相を合わせた場合の太陽黒点数と $I(5303\text{\AA})$ との関係が、また太陽面緯度によって異なる傾向があるようである。これらについての研究について報告する。



才1図 太陽黒点数と $I(5303\text{\AA})$



才2図  $I(5303\text{\AA})$ の太陽面緯度分布



才3図 位相のずれ可太陽面緯度分布

## 6 低緯度における地上および山上の宇宙線日変化の比較

千葉敏躬, 小玉正弘  
理化学研究所

宇宙線日変化—平均状態としての—の anisotropy が一方向か多方向かを論ずる一つの手がかりとして, 1966年12月から1968年2月までの乗鞍と東京(板橋)とで同時に観測された neutron の日変化を解析した。その結果, 日変化の phase は平均で東京の方が乗鞍より 1.44 h 早くなった。(Fig. 1)。

一方宇宙線日変化—方向 anisotropy の理論計算式

$$\left\{ \begin{array}{l} C(m, n, P_i) \\ S(m, n, P_i) \end{array} \right\} = I^{-1} \int_{P_c}^{\infty} \left\{ dI(P, \chi) / dP \right\} (P_0/P)^m (\cos \lambda_N)^n \left\{ \begin{array}{l} \cos \psi_E \\ \sin \psi_E \end{array} \right\} dP$$

でパラメーター  $m, n$  を種々変えた場合の乗鞍と東京とについて計算してみた。これより両者の phase 差は逆に乗鞍の方が早くなり ( $m=0, n=1$  で 0.34 h), 観測の結果と一致しないことになる (Fig. 2)。

以上は乗鞍岳での風の影響による気圧の ambiguity を考慮しない場合である。風速が大きい時の気圧の変化にもなって, 宇宙線日変化の phase がどの程度かわるかということも調べてみた。1日の間平均風速を  $v < 5, v > 5$  の2グループに分け, 1964, 1965年の neutron data をそれらに対応させて区別しそれぞれの harmonics を出した。これより風の比較的強いときは弱い時に比して 1.16 h だけ phase が遅れていることがわかった。即ち上記観測結果の phase 差にこの分だけ補正しなければならぬことになる。よって乗鞍と東京との実際の phase 差は -0.28 h となり, 大きな  $m$  の値に対する理論計算値にほぼ近くなり一方向 anisotropy と考えることが可能であるが,  $m$  を小さくすると乗鞍と東京との phase 差が開いてくるので一方向のみで日変化は説明出来なくなる。

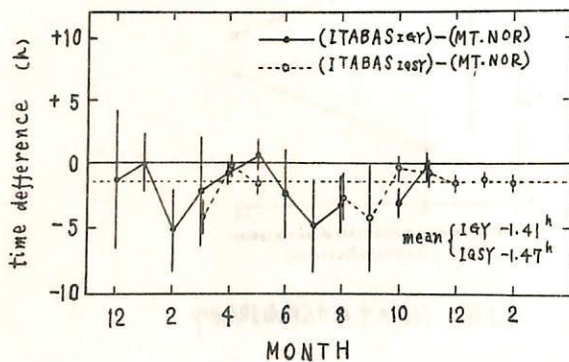


Fig. 1

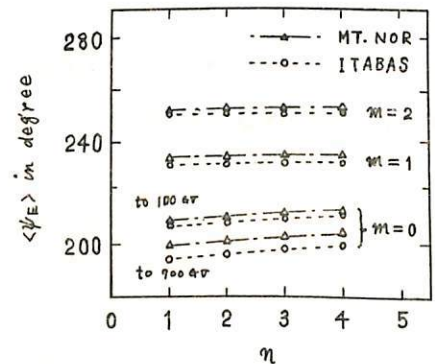


Fig. 2

北村正亜, 宮内正厚  
気象研究所

我々はこれまで、宇宙線の日変化の原因と惑星間空間における二方向の宇宙線非等方性  
にあるとして考察を進めて来た。ここでは極端における宇宙線中陽子成分及び乗数に  
あける中性子成分について、1947年以後10年間の日変化の変動を解析し、それより二方向の  
宇宙線非等方性の時間的变化を求めた。

今、20h (L. T) 方向の非等方性を  $\Delta j_1$ 、8h (L. T) 方向のそれを  $\Delta j_2$  とし、

$$\Delta j_1 = k_1 j_0(E) (E_0/E)^{m_1} \cos \psi \quad E \geq E_1$$

$$= 0 \quad E < E_1$$

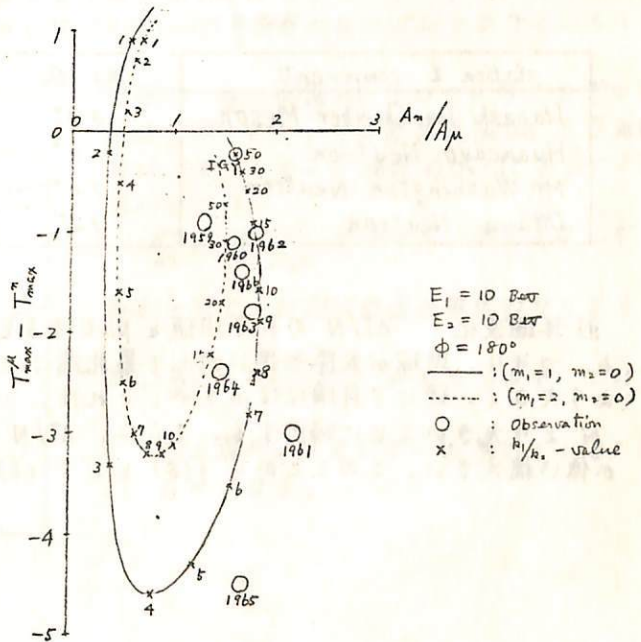
$$\Delta j_2 = k_2 j_0(E) (E_0/E)^{m_2} \cos(\psi - \phi) \quad E \geq E_2$$

$$= 0 \quad E < E_2$$

として計算を行った。但し、 $j_0(E)$  は宇宙線の平均エネルギー・スペクトルで、20  
h L. T. 方向を  $\psi = 0$  とした。尚、 $E_1 \sim E_2 \sim 10 \text{ Bev}$ 、 $m_1 = 1 \sim 2$ 、 $m_2 = 0$  であ  
ることからこれまでの解析が示明されたに依っている。

中陽子成分及び中性子成分の日変化振動の最大時刻をそれぞれ  $A_\mu$ 、 $A_n$  及び  $T_{max}^\mu$ 、  
 $T_{max}^n$  とし、 $A_n/A_\mu$  及び  $T_{max}^n - T_{max}^\mu$  の観測値 (○ 実) と、二方向モデルから求めた  
計算値 (実線) とを下图に示す。図中、x 印の数字は  $k_1/k_2$  の値である。

又、 $k_1$  は Relative  
Sumspot Number  
とほぼ平行に変動する11年週  
期の変化が見られ、 $k_2$  は22  
年週期で変化した傾向が見られ  
る。



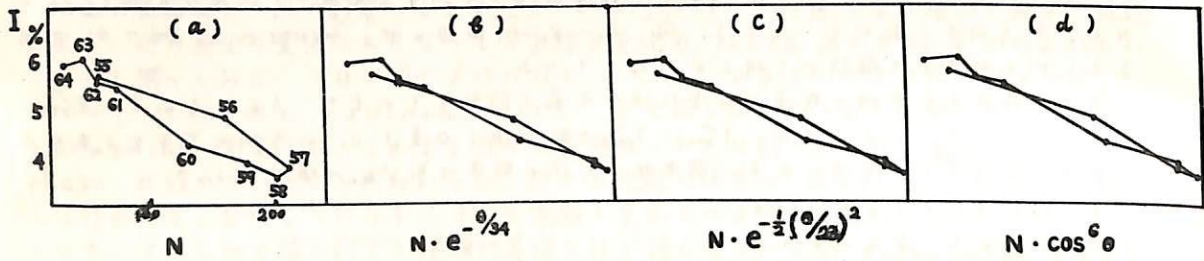
理研 奥谷晶子, 和田雅美

宇宙線強度変化に対する太陽黒点の緯度効果を, 11年変化と年週変化とを用いて調べた。

i) 11年変化 太陽黒点相対数  $N$  (横軸) と宇宙線強度  $I$  (縦軸) の graph が hysteresis を画く理由については, time lag その他で説明されているが, これはまた黒点緯度  $\theta$  の効果として説明することも可能である。1955年から1964年までの1週期について, 板橋の電離室で測定された中間子強度は Fig. (a) の様な hysteresis を画く。ところで, 横軸に  $N$  の代りに  $N$  と  $\theta$  の函数  $f(\theta)$  との積 —

(b)  $N e^{-\theta/\theta_0}$ , (c)  $N e^{-\frac{1}{2}(\theta/\theta_0)^2}$ , (d)  $N \cos^n \theta$

等をとリ,  $\theta_0, n$  を適当に選べば, hysteresis はつぶれて年平均値は直線上に並ぶ。即ち,  $\Delta I = I_0 - I = N f(\theta)$ 。函数  $f(\theta)$  としてどの形を選ぶべきかは, 年週変化からわかる。Table にある通り,  $\theta_0, n$  の最適値は平均 rigidity と共に変る。



station & component	(b) $\theta_0$	(c) $\theta_0$	(d) $n$
Itabashi Ion-Chamber Meson	$34^\circ$	$23^\circ$	6
Huancayo Neutron	$20^\circ$	$18^\circ$	10
Mt. Washington Neutron	$12^\circ$	$13^\circ$	17
Ottawa Neutron	$12^\circ$	$13^\circ$	18

ii) 年週変化  $\Delta I/N$  の月平均値を plot すると, 11年変化と共に年週変化が観察される。つまり, 地球が太陽赤道に対して最北端に位置する 2, 3月頃に  $\Delta I/N$  は年平均値より大きく, 逆に9月頃には小さい。これは, この cycle では北半球の  $N$  の方が南の  $N$  より大きいことに帰因する。さらに,  $\Delta I/N$  の年週変化の振幅は年平均黒点緯度  $\theta$  が低い程大きい。このことから  $f(\theta)$  として (b) の形をとるべきことが示唆される。

# 10 太陽風に及ぼすマイクロ不安定の効果

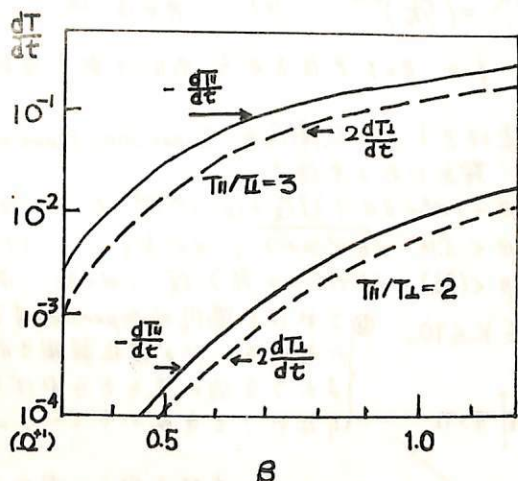
渡辺 茂 昭  
東北 大 理

太陽風の陽子温度異方性は Pioneer 6, Vella 3 等の観測によつて  $10^\circ$  程度あることがわかりました。first Invariant が保存されて生ずる温度異方性の程度を示す特性時間 ( $e$  倍になるまでの時間) は Hundhausen et al が示したように

$$\tau = \left( v_0 \left| \frac{d}{dt} \ln B(r) \right| \right)^{-1}$$

と与えられ、 $v_0$ : 太陽風の速度を  $350 \text{ Km/Sec}$  とし、 $\tau = 3 \times 10^5$  の程度であり、再分布機構を陽子-陽子の Self-collision を考えるならば、 $T = 2 \times 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$  で  $\tau_{\text{collision}} = 6 \times 10^6 \text{ sec}$  であるから、再分布機構と、first Invariant によつて異方性が増すかとの平衡状態は、 $T_{\parallel}/T_{\perp} \approx 20$  程度、すなわち大体  $10^1 \sim 10^2$  の程度となり、実際の観測と合致しないわけでありませう。

前項までは、再分布機構として Self collision を代るものとして、Garden Hase Inst. Cyclotron Inst. を linear に解いて論じたわけですが、今回は、Quasi-linear theory で解いて、 $dT_{\parallel}/dt$ ,  $dT_{\perp}/dt$  の時間と、種々のパラメータを含む形で求め、 $\tau$  と比べてみます。尚、Cyclotron Instability は Convective Instability であり、波が増やすわけですが、今まで cold plasma 近似で扱っていましたが、太陽風の特徴である  $\beta \approx 1$  の所の記述は正確に出ないわけですね。そこで、 $\beta$  マイクロ半径の 2 乗の項をさら詳しくとり下展開を用いて近似した結果、以外に大きな増やす率が得られました。しかし、完全にいける  $Z$  function を使って解く必要があり、向くあえば報告します。波が増やさない (減衰もしない) 中立の所では、ほとんど近似しないもので、波の様子は調べられます。こういう風に、Quasi linear で解きますと、種々の問題は残るにしても、どれくらいの Energy の波が存在すれば、適当な温度異方性におさえられるかが分り、 $T \sim 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$  の程度では、波の Energy は定常磁場の  $H_0$  と比べ  $10^1 \sim 10^2$  程度であれば何とかなるだろうと考えられます。↑ 最大磁場  $H_{\text{MAX}}$ 。



$H_{\text{MAX}} = H_0$  とした場合

左図は、波の磁場  $H_k$  スペクトラ  $\dots$  を増やす曲線と同じくし、その最高値  $H_{\text{MAX}}$  は定常磁場  $H_0$  と同じくとり下の場合の  $dT/dt$  の  $\beta$  による変化図です。

$$\frac{dT}{dt} \propto \sum_k \frac{H_k^2}{H_0^2}$$

を与えると  $dT/dt$  の真の値がわかります。

尚、 $\frac{dT_{\parallel}}{dt} + 2\frac{dT_{\perp}}{dt} < 0$  となりますが、これは

波の増やすエネルギーが流れていることを示します。



# 太陽風の C.G.L. 流体モデル とその温度異方性

三浦 輝夫  
(京大 理)

最近の太陽風プロトンのフラックスの観測により、惑星間磁場方向とそれに垂直な方向で、温度の異方性があることが明らかになった。各方向の温度を  $T_{\parallel}$ ,  $T_{\perp}$  その異方性をパラメーター  $K \equiv T_{\parallel}/T_{\perp}$  で表わせば、 $K = 1 \sim 10$  の範囲にわたり、平均的に  $2 \sim 5$  の値に居る。

いま  $r \geq r_0 \approx 0.1 \text{ AU}$  を無衝突領域とすると、軌道理論より  $K \sim B^{-1} \sim (r/r_0)^2$  となるから、 $K(\text{IAU}) \approx 10^2$  となり非常に大きな理論値を生ずる。一方、太陽風が超音速流であるゆえに、流体の方程式を満たさなければならず、軌道論的議論の中にはそれが含まれていない。  $1R_0 < r < 1 \text{ AU}$  の太陽風は衝突回数が多く、通常の流体とみなすことができる。一方、少なくとも  $r_0 < r < 1 \text{ AU}$  の領域では  $8\pi R_0/B^2 \leq 1$  であるから、C.G.L. 流体方程式(無衝突流体近似)を満す流体とみなすことができる。その運動方程式は、

$$\rho(\nabla \cdot \text{grad}) \mathbf{v} = -\text{Div} \mathbf{P} + \rho \mathbf{g}_0 \dots (1), \quad \text{ここで、} \mathbf{P} = \begin{pmatrix} P_{\parallel} & 0 \\ 0 & P_{\perp} \end{pmatrix} \text{ は圧力テンソルである。}$$

(i) いま、圧力はそれぞれ方向に、多変数化則:  $P_{\parallel} \sim \rho^{\alpha}$ ,  $1 \leq \alpha \leq 3$ ;  $P_{\perp} \sim \rho^{\beta}$ ,  $1 \leq \beta \leq 2$ ; ... (2) を満し、(ii) 流速  $\mathbf{v}$ , 磁場  $\mathbf{B}$  は共に半径方向の成分のみを持ち、球対称であるとして仮定する。

すると、(1) 式は 
$$v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial P_{\parallel}}{\partial r} + \frac{2(P_{\parallel} - P_{\perp})}{r} \right\} + \frac{\partial \Phi}{\partial r} = 0 \dots (3) \quad \text{ここで、} \Phi = -\frac{GM_0}{r}$$

あるいは、
$$\frac{d}{ds} \left[ U^2 + \frac{\alpha}{\alpha-1} \left( \frac{U_0}{s^2 U} \right)^{\alpha-1} - \frac{H}{s} \right] = -\frac{2}{s} \left[ \left( \frac{U_0}{s^2 U} \right)^{\alpha-1} - \left( \frac{U_0}{s^2 U} \right)^{\beta-1} \right] \dots (4) \quad \text{: 太陽のポテンシャルエネルギー}$$

ここで、無次元変数  $s \equiv r/r_0$ ,  $U \equiv \frac{1}{2} v^2 / \frac{P_0}{\rho_0}$ ,  $H \equiv \frac{GM_0}{r_0} / \frac{P_0}{\rho_0}$  を使用した。

(4) 式で  $\alpha = \beta$  (i.e.  $T_{\parallel} = T_{\perp}$ ) とすれば Parker Type の方程式になる。ここで  $r_0 \geq r$  の領域では  $\alpha = \beta$  にしたがって、 $r_0 \leq r$  では  $\alpha < \beta$  (i.e.  $T_{\parallel} > T_{\perp}$ ) に従って加速されると考へる。

(iii) 次に  $P_{\parallel, \perp} = \rho R T_{\parallel, \perp}$  を仮定すると、
$$K = \frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} = \frac{P_{\parallel}}{P_{\perp}} = \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\alpha-\beta} = \left( s^2 \frac{U}{U_0} \right)^{\beta-\alpha} \dots (5)$$

式(4)を解くと、 $U/U_0 \leq 2$  と居るので、
$$K \approx 5^{2R} = (r/r_0)^{2R} \dots (6) \quad ; R \equiv \beta - \alpha,$$
  $R$  を異方性指数と呼ぶことにする。

$\alpha = 1, \beta = 2$  のとき式(2)は断熱方程式となり、また  $R = 1$  と居るから、式(6)は軌道理論の式に等しくなる。

式(4)を解くことにより、異方性圧力(温度)流体としての太陽風が Super Sonic Expansion をする条件を求めらる。(i) 特異点  $(s_c, U_c)$  が鞍点である条件;

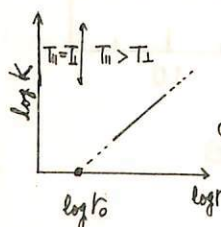
$$D/A \equiv (\alpha-1)(-6\alpha^2 + 11\alpha - 1) + 2\{(-5\alpha + 1)\beta + (\alpha^2 + 6\alpha - 1)\} C_2 + (\beta-1)^2 C_2^2 > 0 \dots (7)$$

いま、 $C_2 \equiv (U_0/s_c^2 U_c)^R \approx 1$  であるから、 $\beta < 5\alpha - \sqrt{6\alpha^2(\alpha+1)}$ ,  $\alpha < 5/3 \dots (7')$

(ii) 正の支配をもつ特異解が存在する条件;  $\beta < (3/2) + (\alpha-1)(-\alpha + 3/2) \cdot C_2^{-1}$ ,  $\alpha < 3/2 \dots (8)$

$\alpha = 1.2$  のときの値を表に示す。i.e.  $0 \leq R \leq 0.5, 1 \leq K \leq 10$ . ◎これは太陽風が Expansion をする

	$\alpha$	$\beta$	$R$	$2R$	$K$
式(7')	1.2	<1.64	<0.44	<0.88	<10.3
式(8)	1.2	<1.56	<0.36	<0.72	<6.73
	1.2	1.5	0.30	0.60	5
	1.2	1.33	0.13	0.26	2



ためには、 $K$  が現在観測されるような低い値をとらねばならないことを表わしている。

◎ また  $K$  の半径方向  $r$  の変化の観測より、 $r_0$  を決めることができる。

森 洋介

東北大理. 地球物理

この問題に関する研究は以前から多くの人達によって行われてきているが、磁場変動に用いては、殆んどは  $K_p$  index を用いている。しかし磁場変動の source region をみつける場合には、多少しも正しい方法とは思われない。そこでここでは IGY 期間中における 1963, 1964 年 ~~1964~~ Solar Geophysical Data の calcium plage, coronal line emission indexes, solar flare の data と Geomagnetic and Solar Data の magnetic storm の data を用いて解析を試みた。

この解析には  $I - \bar{I}$  とは calcium plage については (AREA)  $\times$  (INTENSITY) の量  $I$  index として用いた。また途中の段階があるが、これを  $I - \bar{I}$  に得られた結果を示すと、

- 1) Solar flare の観測される Ca plage region と coronal green line emission indexes  $I - \bar{I} > 0$  ( $\bar{I}$ ; mean disk emission in  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ ) region との相関関係。
- 2) Coronal green line の  $I - \bar{I} > 0$  となる region は 1963 年には、太陽面上に A, B の 2 つ存在するが、1964 年には A region が 2 つに分かれた A, B, C の 3 つとなる。
- 3) A, B, C はそれぞれ別の region は Ca plage region と 1 ~ 数日関係がある。
- 4) World wide の magnetic storm の Beginning day とすると、green line の  $I - \bar{I} > 0$  となる region と非常に対応がある。
- 5) Solar wind velocity を考慮して magnetic storm の Beginning day と太陽面上の位置と solar flare から観測される Ca plage region と一致すると思われ、その数 case みられるが、それ以外の殆んどは、 $(I - \bar{I})$  の maximum となる日から数日前後に起こる storm があっている。

# ジャイロ・シンクロトロン放射に対する 磁化プラズマの影響

小川忠彦 桜井邦朋  
(京大工)

ジャイロ・シンクロトロン放射への磁化プラズマの影響を考慮することは、太陽の電波バーストなどの特性を理解するのに重要である。太陽面には、かなり強い磁場が存在しているので、放射特性への磁場の影響は無視できないものと思われる。

我々は、真空中での Liénard-Wiechert のポテンシヤルから類推して、磁化プラズマ中のポテンシヤルを求め、これより  $n$  次高調波のパワーを計算した。得られた式をもとに数値計算を行ない、放射のパワースペクトルを求めた。これによると低周波側では、真空中において現われな鋭い cut-off が現われる。この結果は既に磁場のない場合について Ramaty と Lingenfelter (1967年) によって取り扱われている。

前回の学会では、ビッチ角  $\phi$  が  $90^\circ$  の場合について報告したので、今回は  $\phi \neq 90^\circ$  の場合について報告する。磁化プラズマの影響は、OモードよりもXモードに対して著しく、又狭い周波数中をもつ anomalous Xモードが現われる。これらのモードの振舞いは、磁化プラズマの分散式 (Appleton-Hartree の式) を使って説明できる。

得られた  $n$  次高調波のパワーの角度分布は以下の如くである。

$$S_n(\theta) = \frac{(n e v_0)^2}{2\pi C (1 - \mu\beta \cos\phi \cos\theta)^4 \mu} \sqrt{\frac{1}{1 + \tan^2 \alpha}}$$

$$\times \left\{ (\mu\beta \sin\phi J_n'(x))^2 + \left( \frac{\mu\beta \cos\phi - \cos\theta}{\sin\theta} J_n(x) \right)^2 \right\}^2 + \left\{ \frac{(1 - \mu^2)(\mu\beta \cos\phi - \cos\theta)}{\sin\theta} \right\}^2 J_n^2(x) \right\}^{1/2}$$

但し

$$\tan \alpha = \frac{(\mu^2 - 1)(\mu\beta \cos\phi - \cos\theta) J_n^2(x) / \sin\theta}{(\mu\beta \sin\phi J_n'(x))^2 + \left( \frac{\mu\beta \cos\phi - \cos\theta}{\sin\theta} J_n \right)^2} \quad x = \frac{n\mu\beta \sin\phi \sin\theta}{1 - \mu\beta \cos\phi \cos\theta}$$

$J_n, J_n'$  は  $n$  次 Bessel 関数とその微分

$\theta$  ; 磁場と観測方向のなす角

$v$  ; 加速電子の速度

$\mu$  ; 屈折率

$$\beta = \frac{v}{c}$$

$$\omega_0 = \frac{eH_0}{m_0 c} \sqrt{1 - \beta^2}$$

$H_0$  ; 磁場の強さ



寿松 隆夫  
東大理

夜間電離層の維持機構として微弱なXUV電離源を考へる立場がある。これは今まで考へられていたD.E層電離源である地球コロナ水素 Ly- $\alpha$  グロー以外に水素 Ly- $\beta$ , ヘリウム 584 Å, 304 Å が存在するという仮定である。夜間E層の平均状態を説明するために He 584 Å が 10 レーリー, He 304 Å 1 R, H 1026 Å が 10 R 程度の強度が予想される。これはつぎのような率定によつて裏付けられている。

- (1) NRLの最近の実測で夜間XUV源として  $4\pi I(584 \text{ \AA} \text{ and/or } 304 \text{ \AA}) = 4.6 \sim 12 \text{ R}$  と推定されたこと。
- (2) 夜間E領域が昼間の電離の free decay であるとする、Rocket 実測の  $O_2^+$ ,  $N_2^+$  の存在が説明できない。

さてこれら電離源のうち水素 Ly- $\alpha$ , Ly- $\beta$  は地球コロナ放射として説明できそうであるが、He 304 Å, 584 Å については地球近傍のグローでは強度が不足である。そこでその起源として惑星間空間に求めることにした。太陽風に小さくよれる  $\alpha$ -粒子の量は太陽風 flux の 0.5% ~ 2.5%, 平均 5% であることがわかつている。またマリナー-5号で観測された H 1216 Å の強度が太陽風より予想されるその理論値と合致するように中性水素の分布を求め、He<sup>++</sup> と中性水素の charge exchange による He 304 Å, 584 Å の強度と空間分布を計算した。

結論として NRL ロケット実測、および夜間電離層から推定されるヘリウムグローは距離 20 AU 付近での太陽風ヘリウムイオンと惑星間空間中性水素との charge exchange によることが有力であることが分った。

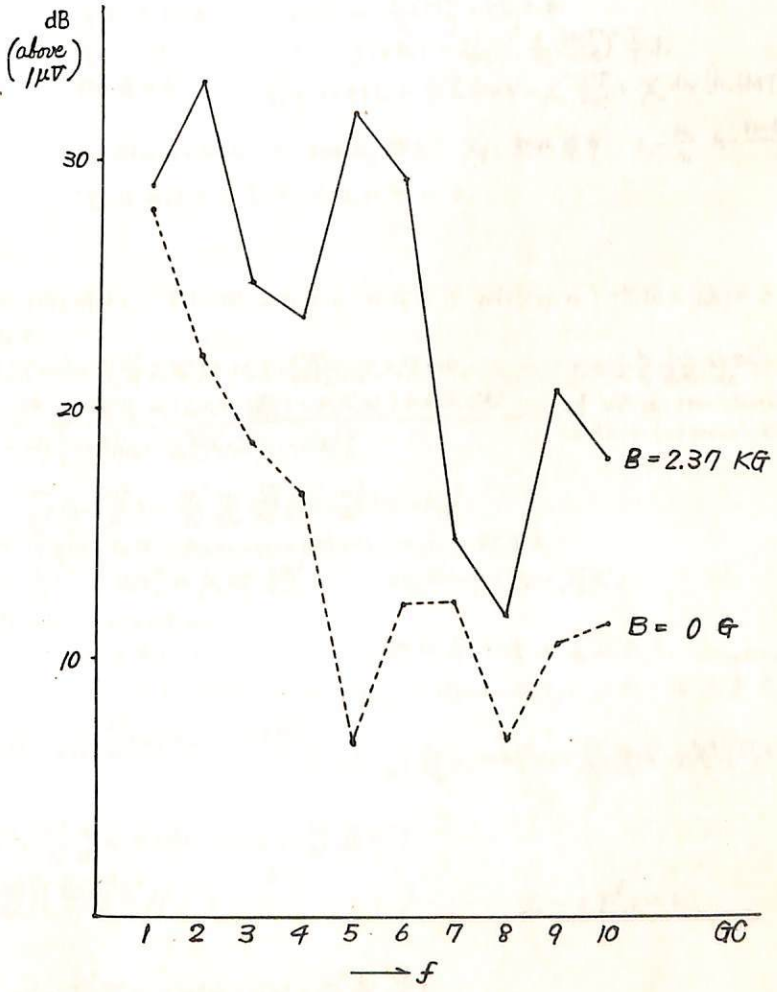
# 16 プラズマ流と磁場との相互作用

伊藤富造 久保治也  
 東京大学宇宙航空研究所

プラズマ流と磁場との相互作用は、宇宙空間に於ける地球磁場と太陽風との相互作用に関連して、非常に興味がある。Island は不安定性が起こる事によって、生成されるといふ考えがあるが、実際にはまだ実証されてはいない。我々の所では、実験室で model 的にこれを調べて見る事にした。実験は dipole 磁場ではなく、ミラー磁場を用い、そこへプラズマガンでプラズマを入射する。その際に起こる不安定性を、マイクロ波の放射と X 線を測定することによって確かめる。実験のパラメーターは; 磁場はミラー比 1.17 で、2.37 kG と 0 G。base pressure  $2 \times 10^{-6}$  mmHg, 放電電圧 15 kV, high density mode の時  $n_e \approx 10^{14}/cc$ ,  $v_p = 3 \times 10^6$  cm/sec, である。プラズマガンから出る電子のエネルギーは、不安定性がなければ 15 keV 以上にはならず、従って X 線のエネルギーも 15 keV を越える事はない筈である。磁場とプラズマが相互作用をして、不安定性が起こり、その電場で電子が加速されると、X 線のエネルギーが高くなる。磁場の有無によって X 線のエネルギーが違えば同様に、不安定性が確かめられた事になる。

予備的測定によると  $B = 2.37$  kG の時の X 線のエネルギーは 30 keV 程度である。プラズマ流が high density mode であるが、low density mode であるかによって X 線の量が大きく異なる X 線については、今後もう少し詳しく測定する予定がある。

Radiation は 1 Gc から 10 Gc 迄 1 Gc 間隔で測定した。その結果を右図に示す。これによると磁場のある場合の方が多く、電子のサイクロトロン周波数は 6.6 Gc であるから、電子サイクロトロン不安定性が起こっている様に思われる。宇宙空間に於いても同様の事が起こって、電子が加速されて Island を作っているのかもしれない。

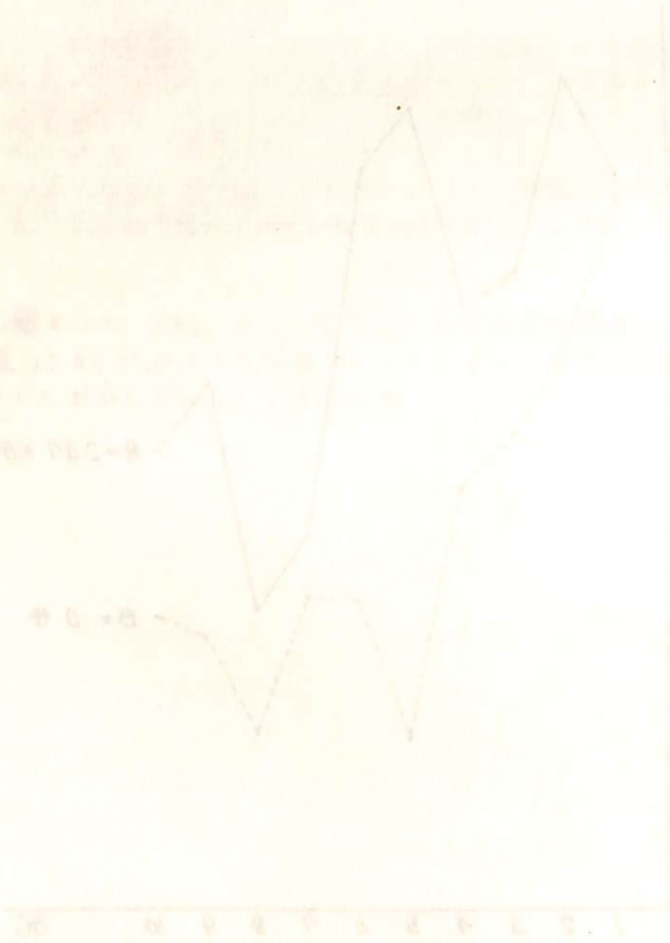


坂口 瑛 津田孝夫(京大工) 大林辰蔵(東大宇宙研)

マグネトポーズのように磁界のかかったプラズマにおいて、粒子間の衝突がほとんど無視できる場合にも熱の伝導が生ずる可能性がある。粒子は電磁界を介して相互作用しこの相互作用によって粒子運動のサーマライゼーションが起ると仮定し、実効的な熱伝導を求めることを目標に計算機シミュレーションを行っている。

はじめに設定したモデル(一次元荷電シート)の取り扱い、数値計算法にいくつかの改良すべき点がある。

今回はそれら問題点を含めて、試験的な結果を報告する。



# On the temperature distribution in the Magnetosphere

田中 穰

東北大学 理学部 地球物理

Abstract. Magnetopause 或は ring current region では地球の中へ方向に heat transfer があることが示された。例えば 磁気圏の温度勾配は距離の二乗に比例して増大してゐる等。(Sen-Serbu and Maier 1966)。この問題の理論的取り扱いは heat transfer の diffusing mechanism についてまず磁力線に沿う非常に弱い電流  $J_{||}$  の存在、即ち  $H_z \gg H_y$  なる磁場の存在を仮定することによつて current-convective 及び screw instability (非常に弱い) を調べれば、ある狭い範囲で解決されるだろう。この instability の marginal state をとれば 温度分布が理論的に定められよゝび観測と比較することができ、最後に plasma turbulence の可能性について論じられ、特に turbulence が進行していき、ion-acoustic mode がまいてくるときには、

$$T \sim r^2$$

となることが示されてゐる。

II Introduction ... 略

III Fundamental Equation.

運動方程式

$$\langle v \rangle = \frac{c}{B_0} (M_{ij}^s + M_{ij}^d) \cdot E$$

木々の式

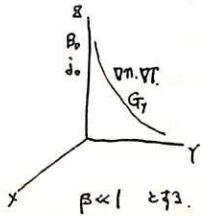
$$E = -\frac{1}{c} [v \cdot B_0] + \beta \sigma_0 - \frac{1}{\sigma_0} \left( \frac{d \ln T}{d r} \right)^2 \frac{T}{T_0} J_{||}$$

熱伝導の式

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (v \cdot \nabla) T_0 + \frac{2}{3} T_0 \operatorname{div} v = \chi_{||} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \chi_{\perp} \operatorname{div} \{ h_0 (k \cdot \nabla T) \}$$

s: Strix の mobility, d: drifting 粒子  $\chi_{||}$ : 熱伝導率  $h_0 = \frac{H_0}{H_0}$   $h_1 = \frac{H - h_0 \Delta H_0}{H_0}$

$M_{ij}^d$  は前回の号合で示されてゐる。



IV Dispersion Equation.

$\omega = \omega_r + i\omega_i$   $\omega_r \gg \omega_i$  とすれば、上の三つの式より velocity の Y-方向の偏位を

不分散式は次のごとくなる。

$$(\omega_r^2 k_{yx}^2 - c^2 k_z^2) \chi_{||} \omega_r^2 - \frac{c^2 k_z^2}{4\pi\sigma_0} \chi_{\perp} k_z^2 + \nu_0 \left( \frac{c^2 k_z^2}{4\pi\sigma_0} + \chi_{\perp} k_z^2 \right) = 0.$$

$$\nu_0 = \frac{3}{2} \frac{k_y}{k_x} \frac{j_0 c}{B_0 \sigma_0} \frac{d \ln T}{dx}$$

$$\omega_i = - \frac{(\omega_r^2 k_{yx}^2 - c^2 k_z^2) (\omega_r (\chi_{\perp} k_z^2 + \frac{c^2 k_z^2}{4\pi\sigma_0}) + \nu_0 \chi_{\perp} k_z^2) + \omega_r \nu_0 c^2 k_z^2}{2 \omega_r \left\{ 2 \omega_r^2 k_{yx}^2 - \frac{c^2 k_z^2}{4\pi\sigma_0} \chi_{\perp} k_z^2 k_{yx}^2 - c^2 k_z^2 \right\}}$$

$\omega_r^*$ ,  $\omega_i^*$  は ion-electron の drift frequencies である。

$$i k_{yx} \equiv 1 + \frac{\pi_0^2}{\Omega_c^2} \left( 1 - \frac{\omega_i^*}{\omega} \right) - \frac{\pi_0^2 m_e}{k_x^2 k_{Te}} \frac{\Omega_c}{\omega} \left( 1 - \frac{\omega_i^*}{\omega} \right) + \Delta k_{yx}$$

最も簡単な場合には次の値をとれば Kadomtsev (1962) のと一致する。

$$i k_{yx} \sim \frac{c^2}{V_A^2}, \quad V_A^2 k_z^2 \gg \chi_{\perp} k_z^2 \frac{c^2 k_z^2}{4\pi\sigma_0}, \quad \omega_i \approx \frac{1}{2} (\nu_0 - \chi_{\perp} k_z^2)$$

V Equation of the turbulent thermal conduction.

$\Omega_c \omega_i \sim 0$  とする marginal state を考えることによつて、熱伝導の式を花めよう。convection of the collision term  $\Delta k_{yx}$  は小さいと仮定すると、space inhomogeneity の effects は  $i k_{yx}$  に入つてくるので、

$$\chi_{||} = \omega_r \left\{ \nu_0 V_A^2 + \frac{c^2}{4\pi\sigma_0} \frac{k_z^2}{k_0^2} (\omega_r^2 k_{yx}^2 - c^2 k_z^2) \frac{V_A^2}{c^2} \right\} / \left( \omega_r^2 - \frac{\Omega_c^2 m_i}{k_x^2 k_{Te}} \omega_r - \omega_i^* \omega_r + \frac{\Omega_c^2 m_i}{k_x^2 k_{Te}} \omega_i^* - V_A^2 k_z^2 \right) (\omega_r + \nu_0)$$

(i)  $\Omega_c \gg \omega_r \gg \nu_0$

$$\chi_{||} = -\nu_0 V_A^2 / \left( \omega_r^2 - \frac{\Omega_c^2 m_i}{k_x^2 k_{Te}} \omega_r - \omega_i^* \omega_r - V_A^2 k_z^2 + \frac{\Omega_c^2 m_i}{k_x^2 k_{Te}} \omega_i^* \right)$$

$$D_T = \chi_{||} = \frac{1}{4} \frac{1}{\chi_{\perp}} \left( \frac{j_0 c}{B_0 \sigma_0} \right)^2 \left( \frac{d \ln T}{d r} \right)^2 V_A^4 / \left( \dots \right)$$

$\chi_{||} \sim k T^{\frac{5}{2}}$  である。

(ii)  $\omega_r \ll \nu_0 \ll \Omega_c$

$$\chi_{||} = -V_A^2 k_0^2 / \left( \omega_r^2 - \frac{\Omega_c^2 m_i}{k_x^2 k_{Te}} \omega_r - \omega_i^* \omega_r - V_A^2 k_z^2 + \frac{\Omega_c^2 m_i}{k_x^2 k_{Te}} \omega_i^* \right)$$



$$D_p \sim \chi_p \sim V_A^4 \omega_r^2 / \chi_{ii} \left( \omega_r^2 - \frac{S_0^2}{k_z^2} \frac{m_i}{RT_e} \omega_r - \omega_r^* \omega_r - V_A^2 k_z^2 + \frac{S_0^2}{k_z^2} \frac{m_i}{RT_e} \omega_r^* \right)^2$$

以上を用いて

$$q = -n \chi_p \frac{dT}{dx}$$

に代入したければ、上式は  $\frac{1}{n} \text{div} q = -\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \chi_p \frac{dT}{dr}) = Q(r)$  とおけるのである。

Case 1.  $\omega_r \gg \nu_0$

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ \frac{q}{r} \frac{1}{2T^2} \left( \frac{j \cdot c}{H_0 n} \right)^2 \left( \frac{d \ln T_e}{dy} \right)^2 \frac{V_A^4}{\left( \omega_r^2 - \frac{S_0^2}{k_z^2} \frac{m_i}{RT_e} \omega_r - \omega_r^* \omega_r - V_A^2 k_z^2 + \frac{S_0^2}{k_z^2} \frac{m_i}{RT_e} \omega_r^* \right)^2} r \frac{dT}{dr} \right\} = Q(r) \quad \text{----- (A)}$$

Case 2.  $\omega_r \ll \nu_0$

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ \frac{V_A^4 \omega_r^2}{2T^2 \left( \omega_r^2 - \frac{S_0^2}{k_z^2} \frac{m_i}{RT_e} \omega_r - \omega_r^* \omega_r - V_A^2 k_z^2 + \frac{S_0^2}{k_z^2} \frac{m_i}{RT_e} \omega_r^* \right)^2} r \frac{dT}{dr} \right\} = Q(r) \quad \text{----- (B)}$$

6) (A), (B) 両式の解。

(A), (B) の二つの式のうち  $Q$  (heat flux) = const. 即ち  $Q(r) \sim \frac{Q_0 r^2}{2\pi r}$  とすると、関数の型のみ示せば

	(A)	(B)
$\frac{S_0^2}{k_z^2} \frac{m_i}{RT_e} \omega_r^*$ or $\omega_r^* \omega_r$	$T \sim \otimes r^{-\frac{2}{3}}$	$T \sim \{ \otimes - \otimes \ln r \}^{\frac{2}{3}}$
$V_A^2 k_z^2$	$T \sim \otimes r^{-\frac{4}{3}}$	$T \sim \otimes r^{-\frac{2}{3}}$
$\frac{S_0^2}{k_z^2} \frac{m_i}{RT_e} \omega_r$	$T \sim \otimes r^6$	$T \sim \otimes r^2$

$\otimes$  は係数を示す。  $\omega_r \ll \nu_0$  のとき、  $\frac{S_0^2}{k_z^2} \frac{m_i}{RT_e} \omega_r$  が大きいとすれば  $T \sim \otimes r^2$  となることかわかる。  
 即ち turbulence が進行して  $\omega_r > \omega_r^*$  となった状態の場合である。(見かけ上 gradient が小さくなった時)  
 これについて後でもう少し詳しく報告するつもりである。

7) discussion 略

8) conclusion 略

\*  $D_p$  については後で示す。 order estimation については  $D_B$  (Bohm)  $\leq D_p$  となった。

\* heat flux についてはあとで示します。

西田篤弘  
東大宇宙研

Geomagnetic DP 2 fluctuations with a time scale of about one hour occur coherently all over the world from the pole to the equator, and these fluctuations have been considered to reflect the intensity variations of the magnetospheric electric field system associated with the general plasma convection. From the comparison of the world-wide geomagnetic data with IMP-1 magnetic records obtained in the interplanetary space, it is found that these DP 2 fluctuations are coherent with variations in the North-South component of the interplanetary magnetic field. The high degree of coherence is observed everywhere on the ground irrespective of whether this component is directed northward or southward. Average time delay between the crossing of an interplanetary magnetic structure across the nose of the bow-shock and the associated geomagnetic variation on the ground is 7 minutes at the pole and 9 minutes at the equator.

The above observation favours the view that the ecliptic component of the interplanetary electric field  $\underline{E} = \hat{\lambda} \underline{u} \times \underline{B}$  penetrates deep into the magnetosphere down to the equatorial ionosphere and drives the ionospheric current almost simultaneously all over the world. The observed delay time suggests that the penetration of the electric field occurs from somewhere around the morning-evening section of the magnetopause, not from the neutral line far away in the tail. Formation of the plasmopause and the appearance of the diffuse magnetopause would be among the consequences of such field penetration. The dependence of the DP 1 (polar substorm) activity on the interplanetary magnetic structure is statistical, being much less intimate compared with the coherence observed for DP 2.

広瀬 徹, 村山 喬  
名大理

IMP-1衛星(1963-1964)で観測した  $> 160$  keV 電子のデータのうち、夜側の 5-15 Re (地球半径) の解析結果を報告する。地磁氣的に静かな時の ORBIT と、地磁氣的に乱れた時の ORBIT に分け、それぞれの  $> 160$  keV 電子の空間分布を調べた。

(1) 地磁氣的に静かな時期の強度分布  $K_p \leq 1$

第1図に isoflux contour を示す。放射線外帯 ( $\leq 10$  Re) と、それに続く細長い "CUSP" と呼ばれる領域 (10-14 Re) が観測された。この領域は地磁気緯度  $\pm 15$  度以内に限られ、 $10^3 \sim 10^4$  electrons/cm<sup>2</sup>sec の電子 ( $> 160$  keV) 強度を持ち、変動が大きい。

(2) 地磁気嵐における強度分布の変動 (第2図)

(a) 初期あるいは main phase — ORBIT 30

放射線外帯, CUSP 領域とも大きく減少している。

(b) main phase あるいは minimum — ORBIT 32

全体として減少がみられる。

(c) recovery phase — ORBIT 33

放射線外帯が増加を示す。

(d) 地磁気嵐の終り — ORBIT 31, ORBIT 26

外帯, CUSP 領域とも大きく増加している。

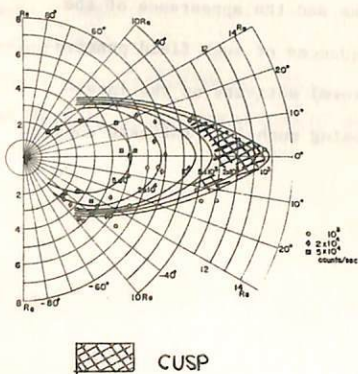
(3) 地磁気嵐には出会わなかったが、地磁氣的に乱れた時期の強度分布  $K_p \geq 2$

ORBIT 28, 34 静かな時の分布と特に差は見られない。

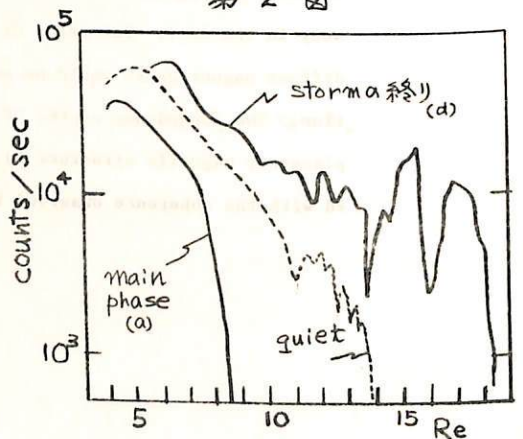
ORBIT 27 増加を示す。

ORBIT 39 peak 以外は減少している。

第1図

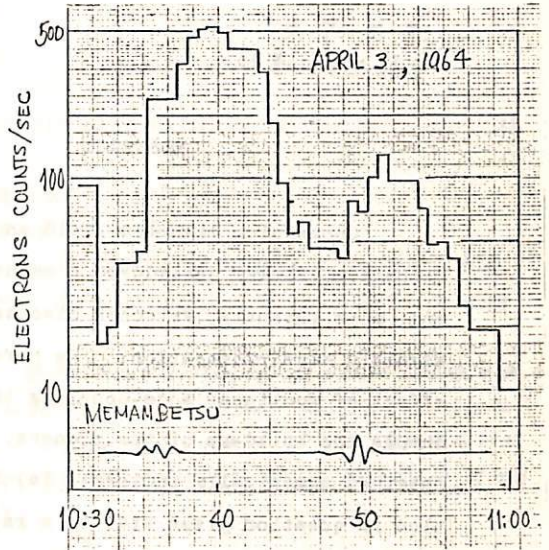


第2図



村山 喬  
石大理

- (1)  $P_i$  と tail 中の electron island との関連  
 女満別と鹿屋の rapid-run magnetogram のデータと Chicago 大による IMP-1 上での electron ( $\approx 200$  kev) 強度測定データとを解析した結果は既に昨年の学会で報告したが、現在までに知られた事実は次のようである。
- (a)  $P_i$  が観測されたときには tail に必ず island が起っている。
  - (b) その island は一般の island 同様 tail の neutral sheet に近いところからみられるがその energy spectrum は一般のものに比べて明らかに hard (高エネルギーのものが多い) である。



(c)  $P_i$  と island との時間的関連は右図に示したものがその典型である。両者はほぼ同時に始まり、 $P_i$  は数分で終るが island は 10 分程度続き、はじめから約 5 分後に強度が種大になる。

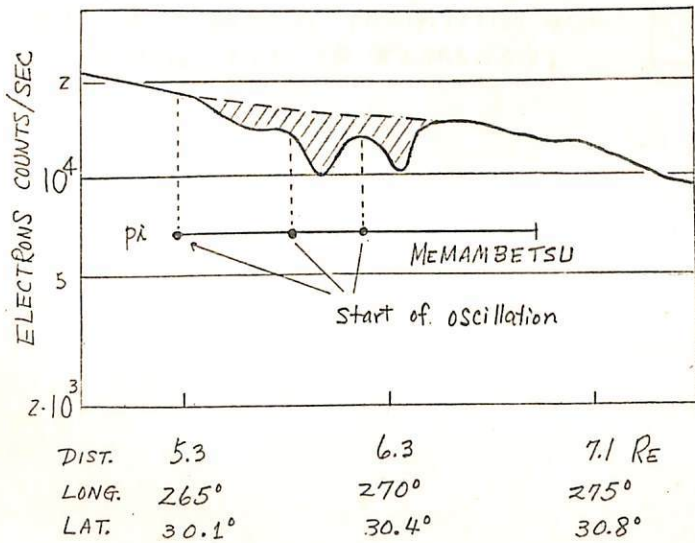
(2)  $P_i$ -associated islands の割合

全 islands 中何%が  $P_i$  に伴ったものか。アメリカ、ゾーンの Sitka, Fredericksburg, ユーロッパ、ゾーンの Dourbes などのデータを用いて検討した結果では island 総数の 1/3 位は  $P_i$  に関連して出るようである。

(3)  $P_i$ -associated islands の origin

この問題に関連して IMP-1 satellite が outer radiation belt の外縁にあつた際に  $P_i$  が

起つた例を左図に示す。図から判断された範囲では、この  $P_i$  に関連して electron 強度が減少し、その時間的関連は tail の island の場合とよく似ている。この一例のみで総てを推し測ることは危険であるが、 $P_i$  に伴う magnetic disturbance によつて outer zone 外縁に trap されていた electron が tail に放出されたという可能性が示唆されている。energy spectrum が比較的 hard であるということも、この仮説を支持している。



津田 孝夫  
京都大学工学部

## ABSTRACT

Concerning magnetic field annihilation, or Sweet's mechanism, Parker considered a magnetic-field diffusion model and, more recently, Petschek discussed the effect of hydro-magnetic wave propagation. We here study the third important effect of nonlinear mode-coupling that should significantly change the build-up of the process. Time-dependent solutions obtained numerically indicate: (a) The magnetic field configuration in question gives rise to a rapid onset of instability with a time scale much faster than has been considered in the literature; (b) Growth of this instability is quenched before reaching a turbulent state, and the quenching level is controlled by the initial conditions, unlike fully-developed turbulence; (c) Efficiency of energy conversion, from magnetic to kinetic, is as low as  $10^{-3} - 10^{-4}$ . Implications of the numerical results are discussed.

( accepted for publication in JGR )

## 23 磁気圏尾部における高エネルギー加速

加藤 俊雄 渡谷 仙吉  
(東北大・理) (山形大・理)

電離層(オーロラ zone)への粒子の precipitation は大きく分けると次の二種に分けられる。

オ一種: ほほ local midnight での高エネルギー粒子侵入

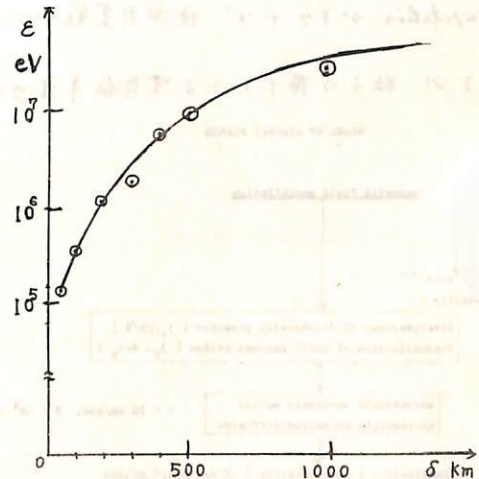
オ二種: Hydromagnetic type の低エネルギー粒子侵入

オ二種のもはさらに周期性をもつ mode と突然開始する mode の二つに分けられる。ここでは magnetic storm 又は substorm disturbance に関係の深いオ一種の粒子侵入について論ずる。

地球より 12 Re はなれた磁気圏尾部で突然 Neutral sheet がつぶれ、磁場の消滅が生じたとして、磁場  $H_0 = 50r$ , 温度  $T = 10^5$  ok,  $L = 10^9$  cm, Neutral sheet の巾 1200 km とし、太陽プラズマ流の運動量の突然の変化により  $\delta$  km 磁気圏尾部が圧縮されたとするとどれほど energy up されるか syrovatskii の Neutral point での magnetic field annihilation theory を使って計算し次の右図の結果を得た。

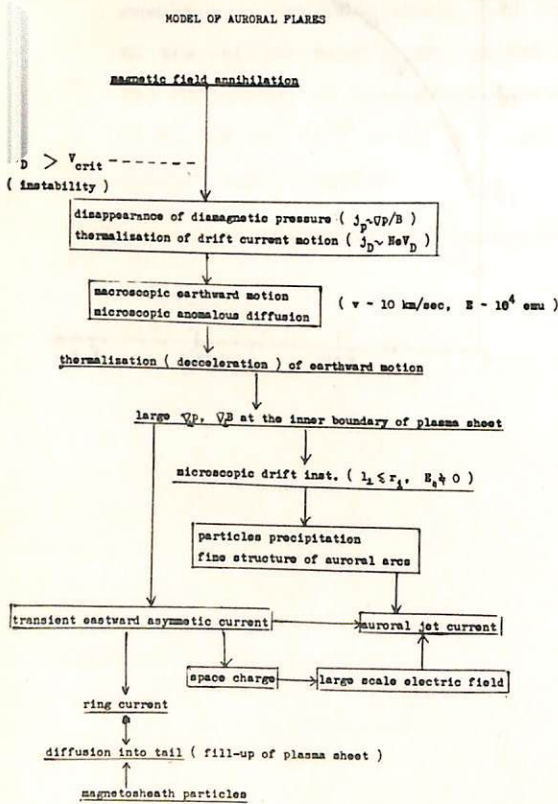
Neutral sheet の近くほど高エネルギー粒子がたまりこみや, magnetic bays にもなう X-rays が真夜中で最も強いと、とくに auroral break up の生ずる前に 50~150 keV range の X ray spectrum が典型的に強いことなどの観測事実はわれわれの理論からはなとくのいくものである。

あ、かう現象がマクロでありしたがってミクロな不安定より large scale の変動に重点をおいて論じたが precipitation の一つの stage として十分考えられるだろう。



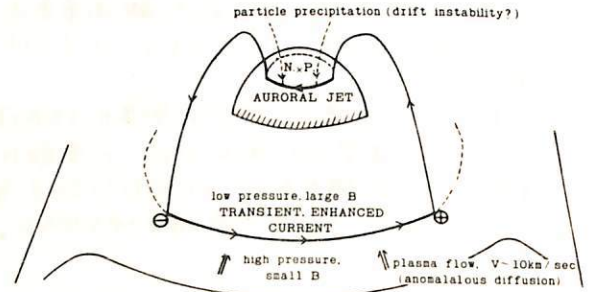
五 尾 攷  
(宇宙研)

最近の磁気圏尾プラズマの観測結果から判断すると、プラズマシートと磁気圏枝の間の遷移層内には東向き電流の定常状態は ring current として流れていると考えられる。極磁気嵐の際には、このプラズマシートが地球に接近し(10<sup>3</sup>程度迄)、そのエネルギー flux は 10<sup>7</sup> ~ 10<sup>9</sup> eV/cm<sup>2</sup> 迄強められる。この様子過程が如何なる機構によるものであるかは明らかでないが、東側の部分的東向き電流の増加は電鞘内の Pedersen current と結ぶついで閉回路を作る。遷移層内の微視的擾動の不安定性による粒子の auroral zone への precipitation がどうかは、地磁気変動として、この電流系が目玉(Hall current) として期待される。粒子の落下による電気伝導度の増加を考慮すると、Pedersen current はいわゆる



Current constriction の効果による auroral jet

Fig. 4 Transient Asymmetric Eastward Current and Auroral Jet Current



と云う得るであろう。電流の連続条件から求めると、これに關する大規模な電場(潮→夕)は 10<sup>-4</sup> e.m.u. の程度であり、プラズマシートが見がかり運動がある、しかも同一極方位で、極磁気嵐との関係は、small scale の微視的の不安定性の定常的發展は是非必要である。

地磁気嵐時における宇宙線強度増加現象の説明  
 明について

高橋八郎 矢作直弘  
 岩手大学

磁気嵐時における宇宙線強度増加現象は吉田・和田等によって見出され、この現象に対する理論的説明も、いくつか試みられているが、このうち有力なのは近藤等によるものようである。彼等は *equatorial ring current* を想定して、これらの増加は、この *current* に基因する宇宙線粒子の *geomagnetic cut-off rigidity* の変化の結果おこるとしている。しかし、彼等も指摘しているように、この理論では、極地方での観測された増加は説明できないので、何か別の原因も加わっていると考えなければならぬ。更にまた、*ring current* の外側の磁場変化が宇宙線粒子に及ぼす効果も考えて見る必要があると考えられる (I. Kondo: *Private Communication*).

我々はここでは、まず手はじめに、*ring current* の外側の磁場変化を考りよに入れて近藤氏等の理論を検討する。ついで最近の *space probe* による実測 *ring current* と宇宙線 *data* との比較検討を試みる。

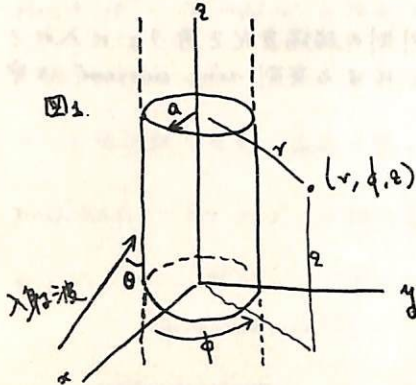


早川正士 大津仁助 岩井章  
名古屋大学 空電研究所

超高周プラズマ中には、種々の電子密度不規則性が存在することから人工衛星やロケット観測によって明らかにされて来た。

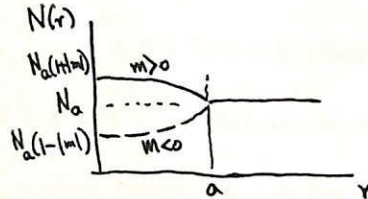
これらの不規則性は電波の伝播に重要な役割も果たすものと考えられる。ここでは特に電波散乱に重点を置いて述べる。

まず本文では静磁場(地球磁場)のない場合について考える。不規則性は円柱状で図1に示すように、円柱の軸はz軸とし、円柱状不規則性の半径をaとする。



電子密度分布はz方向に次式のように仮定する。

$$N(r) = \begin{cases} N_a \text{ (ambient density)} & ; r \geq a \\ N_a \{ 1 + m (1 - r^2/a^2) \} & ; r \leq a \end{cases}$$



$m > 0$  : crest irreg.  
 $m < 0$  : trough irreg.

すなわち誘電率は

$$\epsilon(r) = \begin{cases} 1 - \epsilon_0 (= \epsilon_a) & ; r \geq a \\ 1 - \epsilon_0 \{ 1 + m (1 - r^2/a^2) \} & ; r \leq a \end{cases} \quad \epsilon_0 = N_a e^2 / m_e \omega^2$$

ここで平面電磁入射波はz軸と $\theta$ となし、電界が $\phi=0$ 平面内にありこのような偏波波をもつと仮定すると、入射電界のz成分は

$$E_z^{inc} = E_0 \sin \theta e^{i k_z r \sin \theta \cos \phi} e^{-i k_z z \cos \theta} = E_0 \sin \theta \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(r \sin \theta) e^{-i n \phi} e^{-i k_z z \cos \theta}$$

又入射波の波長の電子密度変化の生存性長に比し小さいと仮定すると  $r \geq a, r \leq a$  の波動方程式は単純化され、解として  $r \leq a$  に

$$E_z^{int} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \frac{1}{r} M_{\chi, \frac{n}{2}}(\sqrt{m} \sqrt{\frac{r}{a}}) e^{-i n \phi} e^{-i k_z z \cos \theta}$$

$$\chi = k_0^2 [(1 - \epsilon_0) \sin^2 \theta - m \epsilon_0] / 4 \sqrt{1+m} \sqrt{\epsilon_0} \quad \zeta = k_0^2 \epsilon_0 / a^2$$

又  $H_z^{int}$  は  $A_n^{int}$  と  $B_n^{int}$  におきかえる。次に散乱波は

$$E_z^s = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n^s H_n^{(2)}(r) e^{-i n \phi} e^{-i k_z z \cos \theta}$$

$H_z^s$  は  $a_n^s$  と  $b_n^s$  になる。

散乱を論ずるのに必要な振幅係数  $a_n^s, b_n^s$  は電磁界の接線成分の連続性から決定される。詳細は散乱断面積などの話は会場にて。

References 1) M. Hayakawa, J. Ohtsu and A. Iwai; "Scattering of Electromagnetic Waves from Inhomogeneous Cylindrical Irregularity Immersed in a Plasma at Oblique Incidence" Jour. Phy. Soc. Japan Vol. 24 No. 6 1968

鬼木 徹, 栗山 征士  
(京大工)

Ogawa, Tanaka, Yamahara (J44, 19, 1967) によれば Schumann resonance の周波数帯で世界的にみられる ELF バースト の周波数は 3 成分 (NS, EW, PD) 間で異なる。この原因として次の3つを考えることができた。

(1) 波源が地面に対して傾いた電気双極子である場合

この場合は波源を 垂直, 水平電気双極子に分ければ それぞれに対して共振条件が異なり 従って共振周波数を異ってくるはずである。場の3成分への各々の割合は両双極子によって異なるから 3成分間での共振周波数が異なる可能性がある。

(2) 地球磁場による TM-TE Mode Coupling がある場合

この場合には 波源を垂直電気双極子と仮定しても Mode Coupling によって TM 波から TE 波が生じる。共振周波数が TM 波と TE 波とで異なれば成分間に差がでてくる。

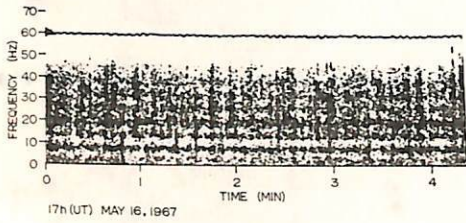
(3) 特に伝播経路が2つある場合

この時には 両経路を伝わる波からの3成分への各々が異なるから 両経路間で共振周波数が異なれば 3成分間周波数に差がでてくる。

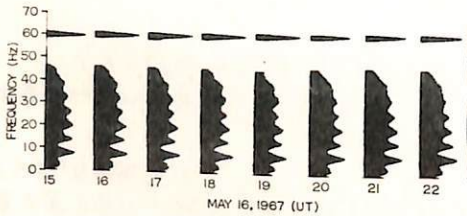
以上のうち (1) (2) の可能性は小さく (3) の可能性が大きいことを論証する。

小川俊雄・田中良和・安原温博  
京都大学理学部

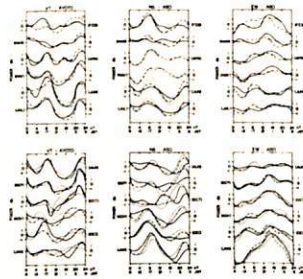
ELF(4-40 Hz)帯の自然電磁ノイズを1967年2月から1年間、各月1週間毎時6分ずつ観測し、ソナグラムを用いて地球電離層空洞共振の $\alpha 1, 2, 3$ の各モードについて解析した。 $\alpha 1$ 図はパターン、 $\alpha 2$ 図はスペクトルの例を示す。電場の $E_r$ と南北東西( $E_\theta$ )の各成分について107-ピーク値の日変化を求め、 $\alpha 3$ 図に示した。実線は $\alpha 1$ 、破線は $\alpha 2$ 、点線は $\alpha 3$ の各モードの変化を示す。一方、世界発電日数地図(Handbook of Geophysics, 1960)から雷活動中心と、各時刻に対応する雷活動度を求め( $\alpha 4$ 図)、 $E_r \propto P_n(\cos \theta)$ 、 $E_\theta \propto \frac{1}{\sin \theta} P_n(\cos \theta)$ (但し、 $P_n$ はルジャンドル多項式、 $\theta$ はノイズ源と観測点の角距離)の関係を用いて、アジア、アフリカ、アメリカの雷活動極大時刻とUT 0時の4英について計算し、各成分の $\alpha 1$ 、 $\alpha 2$ モードについて期待される日変化曲線を求めた( $\alpha 5$ 図)。 $\alpha 3$ 図の観測結果と $\alpha 5$ 図の計算結果を較べると、一般に、東西成分はかたより一致を示すが、 $E_r$ 、南北の両成分は、地方時夜間に相当する時刻に107-の減少があり、空洞上層壁としての電離層の局地条件が影響するものと思われる。



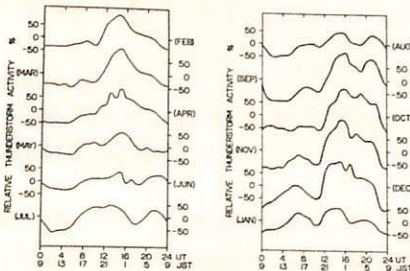
$\alpha 1$  図



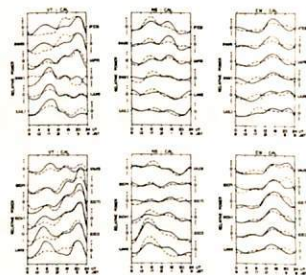
$\alpha 2$  図



$\alpha 3$  図



$\alpha 4$  図



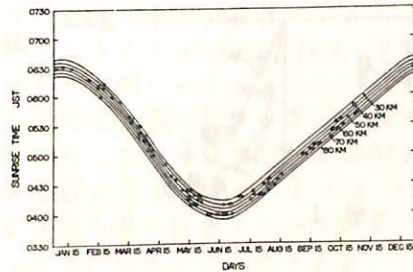
$\alpha 5$  図

小川俊雄・田中良和・安原通博  
京都大学理学部

シューマンレゾナンス周波数帯(4-40 Hz)の垂直電場成分の積分電界強度(充放電回路とも時間数は2秒)を連続観測している。記録は明らかな日変化を示し、日出日没効果が見られる。地表面での日出時刻の約40分前に電界強度が急上昇し、地表面の日没時刻頃から減少する。記録の1例(2日間)をオ1図に示す。早朝の急上昇開始時刻を1年間にわたって読みとり、オ2図にプロットした。一方、上層大気での日出時刻を30 Kmから80 Kmの高度について計算し、オ2図に記入した。結果は、平均的に50-60 Kmの高度での日出時刻と一致する。このことより、この日出効果は、オゾン層に近接する外側の大気中で、早朝、日射によって負イオンから電子を分離して電子密度があがり、電界強度が増大することによるものと推定される。今までのところ、記録の時間差は毎時1 cmで、時刻の読みとり精度は±5分程度であるが、今後もっと精度の高い観測を行ない、オゾン層の変動と、地球電離層空洞の上限壁の変動を調べるつもりである。



オ1図 1967年6月13-14日の  
ELF(4-40 Hz)積分電界  
強度の記録



オ2図 ELF積分電界強度の早朝増大  
時刻と上層大気の日出時刻

# イオンを考慮したE-LF帯電磁波の電離層反射係数

山下 亨子  
名古屋大学 空電研究所

E-LF帯とは1Hzから3MHzまでの周波数をさしている。近年、E-LF帯の研究発表が盛んになされているが、しばしばその論文には、周波数が低いためにイオンの効果を導入する方が望ましいと書き加えられている。それは電波伝播に影響を与える低域電離層内のイオンのガイロ周波数が数10Hz位に下がるからと思はれる。それにもかかわらず、イオンを考慮した論文は殆んど見あたらない。そこで、イオンを考慮した時のE-LF帯電磁波の電離層反射係数を二層の電離層モデルを使って計算した。電離層を二層化したのは、E-LF波の波長は極めて長いために電離層下端で反射するだけでなく、一部は更に奥深く侵入して再びある高高度で反射すると考えられる。

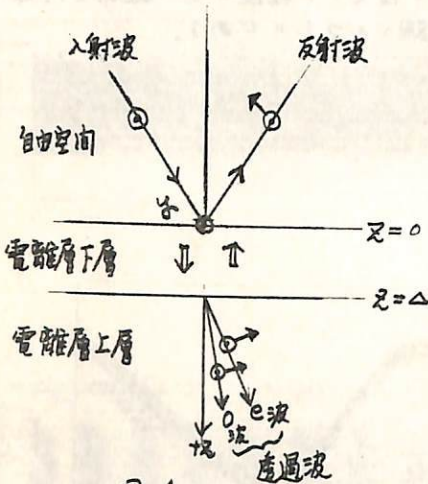


図. 1.

反射係数  $R$ ,  $R_{\perp}$  を計算するにあたり、次の仮定を設けた。

- (1). 地球磁場の垂直である。
- (2). 電離層の屈折率の式において、下層では、イオン、電子共に衝突回数  $\nu$  を考える。上層では、電子については、衝突回数を無視してガイロ周波数を、イオンについては、衝突回数とガイロ周波数を導入する。
- (3). 下層の波長に比べて小さいから、下層では波動光学が成立する。勿論、自由空間と上層は半無限空間であるから幾何光学が成立する。

① 電離層のパラメータをいろいろ変えて計算した結果、SCHUMANN 帯ではイオンを導入した方が望ましいという結論が得られた。

佐尾和夫 山下亨子 神藤英彦

名古屋大学空電研究所

VL F帯空電の発生源は落雷における雷放電がその主役を演じていることは無知の通りであるが、周波数が低くなってELF帯における雷からの放射は如何なる種類の放電の如何なる段階で行なわれるかは、実験的には未だつまびらかではない。雷放電における電気能率の時間変化の実験式に着目してELF帯のふく射に多岐した考察は興味あるものであるが実験報告例は少ない。

Slow tail 空電の発生源についてはTEPLEYの調査があり、正極性のものは大部分落雷から発生し、負極性のものは大部分雲間放電から発生するが、K changeのslow tail発生に責任があることを述べている。雷放電はそれ自体極めて複雑であるので即断して結論を出すことは困難であるが、落雷の雷放電も雲間放電も共にELF帯のslow tail空電発生に関与し、しかもVL F帯と異なりELF帯ではK change 等他の放電段階の寄与もあることは結論しても良い。PIERCEの考察は雷放電全過程の大きい変化だけに着目して、垂直電気能率の時間変化に対する実験式から放射界を求め、これを更にフーリエ変換して周波数スペクトルを誘導している。この結果400 Hz 以上はVL F帯にわたって帯内が強い放射をし、400 Hz 以下10 Hz まではcontinuing currentが、また10 Hz 以下では先駆放電とfinal stage とが夫々放射に寄与していることを推論している。

ここに述べる報告は著者等が、1967年秋、夜間にslow tail波形を観測中に得られたものであつて、数10秒継続するこの特徴あるELF帯の振動波形は、割合大きい振幅のVL F帯ふく射に比べてVL F帯の小振幅のふく射に附帯して発生しており、slow tail 波形に重畳したその高周波成分と言えらる。ところでそのslow tail 波形の最初の半波の極性から推論してこの振動は、雲間放電からふく射されたものであると考へられるし、また方位測定の結果から推定すると、その発生地帯は満州附近の寒前線であると考へて良し。一方この時に観測されたslow tail 波形の中、落雷にはこの特徴ある振動は認められていないようである。またこの振動の周波数スペクトルは、1 KHz 以下にその主要成分があると考へられ、slow tail の高い周波数成分に相当している。要するに雲間放電にはそのふく射機構はともかくして、数100 Hz 附近のふく射があることは事実であるが、この周波数帯は極めて偏狭した領域に属するので、たまたま観測地帯が発雷地帯に近く、しかも夜間偏極であつたために受信されたものと想像される。雲間放電は落雷の放電に比しやや規則性と欠けるが、雲内に散在する電荷の間において細かい放電の不規則な繰り返しが行なわれるから、これがこの特徴ある数100 Hz 帯のふく射源になつていると言えるかも知れない。

岩田晃

名古屋大学空電研究所

一般に電気能率  $M$  が変化した時生じる電界変化は次式で与えられる。

$$E_s = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{M}{r^2}, \quad E_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{cr} \frac{dM}{dt}, \quad E_r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{cr} \frac{d^2M}{dt^2}, \quad \dots \dots \dots (1)$$

$$E = E_s + E_i + E_r \quad \dots \dots \dots (2)$$

$E_s$ : 誘電率,  $r$ : 源からの距離,  $c$ : 光速,  $E_s$ : 静電界,  $E_i$ : 誘導電界  
 $E_r$ : 放射電界.

帰還雷撃の電流波形は Ishikawa (1961) により次式で与えられる。

$$I = I_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad \dots \dots \dots (3) \quad \alpha = 4 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}, \beta = 2 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}, I_0 = 30000 \text{ A},$$

一方帰還雷撃の first stroke の速度について Srivasta (1966) は Schonland (1956) の Time table より次式を得た。

$$V = V_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad \dots \dots \dots (4) \quad \alpha = 6 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}, \beta = 7 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}, V_0 = 3 \times 10^8 \text{ m/sec}$$

しかしながらこの値は非常に大きく、一般に平均として認められている他  $5 \times 10^7 \text{ m/sec}$  に比べ大きすぎる。そこでこの式で速度が表わされるとして電圧 (2 km) 迄 40  $\mu$  Sec かかる (畠山, 川野, 1955) 条件, Schonland (1956) の与えた最後に 3.7 km に在る条件, 及  $\alpha$  Bruce and Golde (1941) が与えた  $V = V_0 e^{-\gamma t}$   $V_0 = 8 \times 10^7 \text{ m/sec}, \gamma = 3 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}$  に近くなる条件を満足する  $\alpha, \beta, V_0$  の値を電子計算機で求め、 $\alpha = 2 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}, \beta = 8.9 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}, V_0 = 7.6 \times 10^7 \text{ m/sec}$  を得た。更に subsequent stroke についても一般には  $V = 5 \times 10^7 \text{ m/sec}$  で一定であるとされているが、(4) 式の形を取ると仮定し、2 km 迄 40  $\mu$  sec, 最終高度 5 km, Schonland (1956) の実測値に近い条件を満足する値として、 $\alpha = 1.37 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}, \beta = 4 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}, V_0 = 7.09 \times 10^7 \text{ m/sec}$  を得た。

さて、stroke の進んだ channel 内に於ては一様に電荷が分布すると仮定すると、(Hill, 1966) 電気能率  $M$  は次式で与えられる。

$$M = \left( \int_0^x V dt \right) \times \left( \int_0^x I dt \right) \quad \dots \dots \dots (5)$$

$$\therefore \frac{dM}{dx} = V \int_0^x I dt + I \int_0^x V dt \quad \dots \dots (6)$$

$$\frac{d^2M}{dx^2} = \frac{dV}{dx} \int_0^x I dt + 2VI + \frac{dI}{dx} \int_0^x V dt \quad \dots \dots (7)$$

(5) (6) (7) に (3) (4) を代入し、更に (1) を代入して次の式を得る。

$$E_s = \frac{V_0 I_0}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \left( \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\beta} \right) \left( \frac{1}{d} - \frac{1}{\beta} \right) + \left( \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\beta} \right) \left( \frac{1}{\beta} e^{-\beta x} - \frac{1}{\alpha} e^{-\alpha x} \right) + \left( \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\beta} \right) \left( \frac{1}{\beta} e^{-\beta x} - \frac{1}{\alpha} e^{-\alpha x} \right) + \frac{1}{\alpha d} e^{-(\alpha+\beta)x} - \frac{1}{\alpha \beta} e^{-(\alpha+\beta)x} - \frac{1}{\beta d} e^{-(\beta+\alpha)x} + \frac{1}{\beta \alpha} e^{-(\beta+\alpha)x} \right\} \dots (8)$$

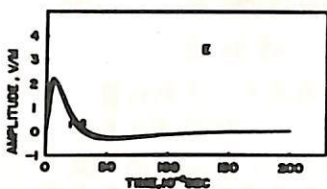
$$E_i = \frac{V_0 I_0}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \left( \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\beta} \right) (e^{-\alpha x} - e^{-\beta x}) + \left( \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\beta} \right) (e^{-\alpha x} - e^{-\beta x}) - \left( \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} \right) e^{-(\alpha+\beta)x} + \left( \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\beta} \right) e^{-(\alpha+\beta)x} + \left( \frac{1}{\beta} + \frac{1}{\alpha} \right) e^{-(\beta+\alpha)x} - \left( \frac{1}{\beta} + \frac{1}{\alpha} \right) e^{-(\beta+\alpha)x} \right\} \dots (9)$$

$$E_r = \frac{V_0 I_0}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \left( \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\beta} \right) (\beta e^{-\beta x} - \alpha e^{-\alpha x}) + \left( \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\beta} \right) (\beta e^{-\beta x} - \alpha e^{-\alpha x}) + \frac{(\alpha+\beta)^2}{\alpha d} e^{-(\alpha+\beta)x} - \frac{(\alpha+\beta)^2}{\alpha \beta} e^{-(\alpha+\beta)x} - \frac{(\beta+\alpha)^2}{\beta d} e^{-(\beta+\alpha)x} + \frac{(\beta+\alpha)^2}{\beta \alpha} e^{-(\beta+\alpha)x} \right\} \dots (10)$$

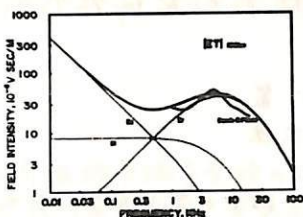
(8) (9) (10) を (2) に代入して  $E$  の時間変化を求め第 1 図に示す。距離  $d = 100 \text{ km}$  とし、1 が first stroke, 2 が subsequent stroke によるものである。更にフーリエ変換を行った。

$$E(\omega) = \int_0^\infty E(x) e^{-j\omega x} dx \quad \dots \dots (11)$$

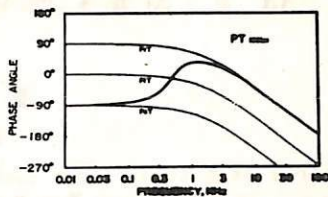
first stroke によるものを  $1/2$  倍し、subsequent stroke によるものを  $1/2$  倍して平均の周波数スペクトル  $E_T$  を得た。その振幅スペクトルを第 2 図に、位相スペクトルを第 3 図に示す。なお同図には静電界によるもの  $|E_s T|, P_s T$ , 誘導電界によるもの  $|E_i T|, P_i T$ , 放射電界によるもの  $|E_r T|, P_r T$  を各々点線で示してある。又 Dennis and Pierce の実測値を破線にて記入してある。又  $d = 100 \text{ km}$  とした時の振幅スペクトルを第 4 図に、位相スペクトルを第 5 図に示す。



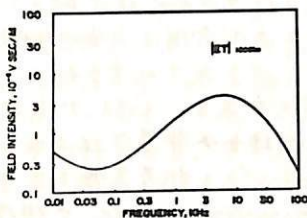
第一图



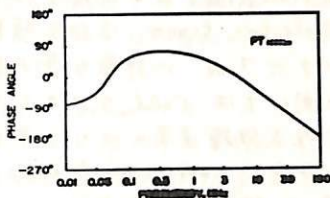
第二图



第三图



第四图



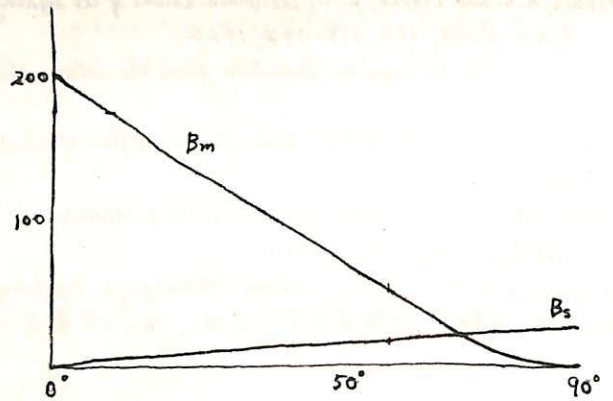
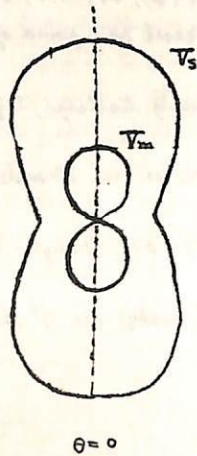
第五图

Bruce, C.E.R. and Golde, R.H., *The lightning discharge*, J. I. E. E., 88 (II), 487-505, 1941.  
 Dennis, A.S. and Pierce, E. T., *The return stroke of the lightning flash to earth as a source of VLF atmospherics*, Radio Science, 88D, 719-794, 1964.  
 Hill, R. D., *Electromagnetic radiation from the return stroke of a lightning discharge*, J. Geophys. Res., 71, 1965-1969, 1966.  
 Ishikawa, H., *Nature of lightning discharges as origins of atmospherics*, Proc. Res. Inst. Atmospherics Nagoya Univ., 8A, 148, 1961.  
 Schonland, B.F.J., *The lightning discharge*, Encyclopaedia of Physics, 22, 576-628, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1956.  
 Srivastava, K.M.L., *Return stroke velocity of a lightning discharge*, J. Geophys. Res., 71, 1283-1286, 1966.  
 畠山久尚, 川野実, 气象電気学, P.120, 岩波全書 201, 1955.



並川 富一  
 阪市大理

プラズマ内に高エネルギー粒子が含まれるとプラズマ波が変形をうける。thermal なプラズマの運動方程式と suprathermal なプラズマの運動方程式とを連立させて解いてみる。suprathermal なプラズマを流体として扱えば Larmor radius が系の scale より非常に小さいので磁気圏で地球半径の数倍の  $\Omega$  の 10 keV 程度の粒子ではこの条件が満足されている。Dielectric tensor は相当複雑になるがここでは hydromagnetic range の周りに限って Cold プラズマ内に稀薄な高エネルギープラズマが含まれている場合を扱った。Alfvén wave に関しては Cold のときと全く同じである。Cold プラズマでは magnetosonic mode は等方向に伝播速度  $u$  によって示す。この場合は非等方向性を示し磁場に直角方向に伝播速度は 0 になる。Suprathermal mode が存在し、これは非等方向性を示す。この mode の磁場依存性は、磁場に直角方向以外では magnetosonic mode の磁場の suprathermal mode のそれより大きい。磁場に直角方向では suprathermal mode の方が大きい。

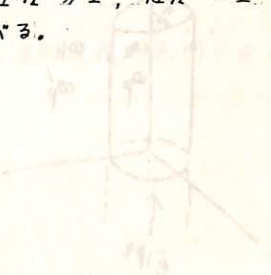


s: suprathermal. m: magnetosonic  
 V: phase velocity B: magnetic field

奥平隆志・玉尻政  
東大宇宙研

磁気圏 low  $\beta$  プラズマ内の有限振幅磁気音波  $u_i$  shock の熱化には大別して二つのモデルが出されてくる。(1) 巨視的波動に伴う電子のドリフト・ビームに依り電子振動、イオン音波が励起され、これとの turbulent scattering で電子が熱化され、 $T_e > T_i$  を通じてイオン音波も更に補強されイオンの加熱に向う。(2) 磁気音波の短波長領域に属する whistler mode が origin とし、この decay instability ( $\rightarrow$  whistler + 磁気音波) に依り turbulent noise が増強し最終的に熱化に向う。(1) のことは Sagdeev et al, (2) のことは Fishman, patchek and Kentrowitz などが論じている。

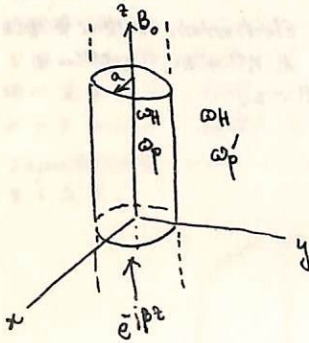
(ii) の場合 ( $\omega/\pi e < \omega_{ci}$  (ion の Larmor 半径) になると) Electrostatic 波動が重要となる可能性がある。この観点から、 $\epsilon = \epsilon_i < \text{Im}(\omega) < \epsilon_e$ ,  $k_e \cdot v_{te} \gg 1$ ,  $k_e \cdot v_{ti} \ll 1$  にある Electrostatic mode の不安定性を beam-instability を通じて調べる。



早川 正士 大津 仁助 岩井 章  
名古屋大学 空電研究所

従来 Hydromagnetic Whistlers の伝播はすべて地球磁場に完全に沿っているものと考えられていた。しかし今回北極夜の Hydromagnetic Whistlers の伝播を cold plasma にて、磁場は dipole field, 密度分布として  $N=N_0 B$  分布と仮定して ray-tracing を行なう。結果によると、赤道面を発生した波は地上には受からない。そこで磁場に沿った irregularity によるダクト伝播の重要性になる。

そこで本文では波動論をもちいて論ずる。



左図のようにダクトを仮定するとこの電磁界は  $(e^{i \omega t})$

$$\begin{cases} \nabla \times E = -j \omega \mu_0 H \\ \nabla \times H = j \omega \epsilon(\omega) E \end{cases} \quad \begin{matrix} \Pi_i \gg \Omega_i, \Pi_i \gg \omega, m_i \gg m_e \\ \epsilon_1 \approx \frac{\Pi_i^2}{\Omega_i^2 - \omega^2}, \quad \epsilon_2 \approx \frac{j \Pi_i^2 \omega}{\Omega_i (\Omega_i^2 - \omega^2)} \\ \epsilon_3 \approx -\frac{\Pi_e^2}{\omega^2} \end{matrix}$$

$$\epsilon(\omega) = \begin{bmatrix} \epsilon_1 & -\epsilon_2 & 0 \\ \epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{bmatrix}$$

ダクト内外のプラズマ周波数(電子密度)を  $\omega_p, \omega_p'$  とする。すると磁場  $B_0$  の存在により電磁界は混成波となる

$$\begin{cases} \nabla_r^2 E_z + a E_z = b H_z \\ \nabla_r^2 H_z + c H_z = d E_z \end{cases} \quad \left( a_i = \frac{j}{\rho r^2} + \frac{j}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{j}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho^2} \right)$$

$$\left[ \nabla_r^4 + (a+r)c \nabla_r^2 + (ac-bd) \right] \frac{E_z}{H_z} = 0$$

新しい変数を導入して  $E_z = u_1 + u_2, H_z = c_1 u_1 + c_2 u_2 (c_1 \neq c_2)$   
 $(\nabla_r^2 + s_i^2) u_i = 0 \quad (i=1,2)$

$$\begin{matrix} r \leq a & u_1 = A J_n(s_1 r) e^{in\phi}, & u_2 = B J_n(s_2 r) e^{in\phi} \\ r \geq a & u_1 = C H_n^{(2)}(s_1 r) e^{in\phi}, & u_2 = D H_n^{(2)}(s_2 r) e^{in\phi} \end{matrix}$$

電磁界の境界条件より

非常に複雑な分散式が得られる。これをを用いてダクト伝播を議論するとおこ出来る。

Reference 1) R.F. Seshoo; "Theory and application of Ferrites", Prentice-Hall. Chapt.9 1960

加藤愛雄  
東北大・理

田村和士  
木更津工業高専

電離層 model を考えてみると、F層に H.M.-wave がよく伝播される duct が存在する。  
この duct の減衰は夜間は大きい、夜間は小さくて、Pc1 Micropulsation が夜間に中緯度や  
低緯度で観測がしばしばなされることを説明しよう。  
今回は電離層 model を与えられたとき、Pc1 が伝播するのはF層の中心での波の位相の進行方  
向がどの範囲であれば許されるのか、またF層での波の減衰  $\ln(\pi \cos \theta)$  の周波数に対する  
変化を求めよう。

電離層は cold plasma で、水平成層で、磁場は垂直上向きであると仮定する。  
今は extraordinary mode の波だけを考慮とする。  
Maxwell の電磁方程式 と中性粒子との衝突を含む電子及びイオンの運動方程式を用いる。

$$\left. \begin{aligned} \pi \sin \theta &= -\text{一定} (\equiv S) \\ \pi^2 &= \frac{B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \end{aligned} \right\} \text{とすると.}$$

屈折率  $\langle \pi \rangle$  は

$$\langle \pi \rangle = \sqrt{\pi_r^2 \cosh^2 \theta_i + \pi_i^2 \sinh^2 \theta_i}$$

位相の進行方向と磁場のなす角度を  $\Theta$  とすると

$$\Theta = \theta_r - \varphi \quad \left( \tan \varphi = \frac{\pi_i}{\pi_r} \tanh \theta_i \right)$$

位相速度と群速度のなす角  $\alpha$  は

$$\tan \alpha = -\frac{\sin^2 \theta}{2S^2} \frac{\partial \pi^2}{\partial \Theta}$$

以上の数値計算を行うなら、あまり低周波では夜間でも伝播しにくい、 $10^\circ$ 以上なら Pc1  
は duct に guide されることは明らかだ。

玉 尾 孜  
(宇宙研)

磁気圏内の軸対称電磁流体振動は cold plasma のモデルでは toroidal 及び poloidal 両 mode に分離され、前者は個々の磁力線の独立な torsional Oscillation であり、従って、この共鳴振動が地磁気振動の枠構であるとするとき、この振動周期は高緯度程長く（観測結果と傾向は一致した）。しかし、このモードが固有振動の基本モードである事は間違いないとしても、半径方向のプラズマ及び磁場の非一様性を考慮すると、個々の磁力線の独立な振動し得るという事は問題がある。非軸対称振動の場合には、toroidal 及び poloidal 両 mode の間に結合がある。固有振動が可能なのは、半径方向に有限領域内にエネルギーの trapping の必要がある。軸対称の torsional Oscillation ( $\delta B_{\parallel} = 0$ ) の場合でも、電子の慣性効果を考慮すると、次第に固有振動が可能なのは、半径方向に有限領域内に波のエネルギーが trapped され、従って固有振動の周期は、この領域を通る磁力線群の振動の平均周期に近くなる。  $\beta \geq m_e/m_i$  となる。電子の慣性に代って、イオンのラーマン半径の有限の効果の重要性に言及する。この場合には、軸対称でも、torsional Oscillation は単独に存在し得ず、poloidal mode と couple する事になる。電子の慣性及び、鉛運動のみを考慮した場合、磁力線方向を z 軸、非一様性が x 軸方向に存在する様の場合の torsional oscillation に対応する電場は次式で記述される。（電場の component は  $E_x, 0, E_z$ ）

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + P(x, \omega, k) E = 0, \quad (1)$$

$$P(x, \omega, k) = - \frac{2(\omega_p/c)^2 (V_A/\omega)^2 [\gamma(1+\gamma_+ Z_+) \gamma_-^2 - (1+\gamma_e Z_e) \gamma_e^2] [k^2 - (\omega/V_A)^2]}{1 - [1 + \gamma_+ Z_+ + \gamma(1 + \gamma_e Z_e)]}, \quad (2)$$

$k$  は磁力線方向の波数、 $\gamma_{\pm} = \omega/kv_{\pm}$ 、 $v_{\pm}$  は熱速度、 $Z_{\pm}(\gamma_{\pm})$  はプラズマ分散関数。

$|\gamma_{\pm}| \gg 1$  かつ  $\gamma_e \gg 1$ 、或いは  $\gamma_e \ll 1$  の場合にこの式で Plasmapause 附近の緯度に対応して固有周期を求めた。

山口又新  
地磁気観測所

女満別及び鹿屋においては、IGY以降 induction loopによる地磁気脈動の観測を継続している。更に1964年からは、high  $\mu$  metal 有心コイルによる0.2~5sec. 周期域の脈動観測も行われるようになった。  
測器の種類及び観測対象は、次表の通りである。

測器種類	Paper speed	観測対象	成分
有心コイル	ultra-rapid-run	Pc1, Pc1	X, Y, Z
induction loop	rapid-run	Pc1, Pc2, Pc2, Pc3, Pc4	"
変化計	normal-run	Pc5	H, D, Z.

各測器の特性、観測地点の電磁気的環境等については、地磁気観測所発行の次の報告に詳述してある。

- 1) Report of the Geomagnetic and Geoelectric Observations, IGY 1957-58, Kakioka Mag. Obs.
- 2) Report of Observation on Geomagnetism, Earth-Current and Night Airglow during the International Years of the Quiet Sun 1964-1965, Kakioka Mag. Obs.

この報告には、IAGA Commission No. 4 Magnetic Variations and Disturbances で分類した脈動の各種類に対し、起時、継続時間、振中、Quality等を決められた様式に従い、報告してある。

今回これらの資料を整理して、各脈動について、整理頻度、振中、継続時間、ベクトル方向等の日変化、季節変化、年変化等の gross characters を調べた。但し Pc5 は、1回も観測されておらず、Pc2, Pc4 の観測回数は少ないので、主に Pc1, Pc1, Pc3 について述べる。両観測所における結果を比較検討した。

pc 4 の solar cycle 変化  
および非季節年変化について

齋藤尚生 松下楨見  
(東北大理) (HAO-NCAR)

近年人工衛星に依って磁気圏内の plasma の直接測定が成されて来にが、solar cycle effect 迄求める迄の資料を得るには至っていない。一方、7種類ある地磁気脈動の中でも pc 4 型地磁気脈動は、明瞭な波型を示すにも拘らず研究は比較的少い。此処では pc 4 の地上に於ける長期間のデータを解析することに依って、磁気圏構造の積年変化及び年変化を求めようとするものである。

資料としては、最も sinusoidal な pc 4 が現われる緯度附近にある Fredericksburg の早廻し磁力計記録が用いられた。日変化を消す為、同期変化が比較的少く、且つ振中が最大値を示す 12<sup>h</sup> から 13<sup>h</sup> (LT) 迄の 1 時間を採り、此の間に現われた sinusoidal な pc 4 の周期を毎日読取った。期間は 1957 年 7 月から 1966 年 6 月迄であり、此の間に読取った pc 4 は 2,316 個であった。逐日変化を消す為、月平均値が計算された。更に 11 $\frac{2}{3}$  月移動平均をすることに依って積年変化と年変化とに分離した。

[積年変化]

周期は 1950 年頃の 65 秒から 1963 年頃の 44 秒迄ほぼ単調に減少し、更に 1965 年の 40 秒迄若干増加した。今 Fredericksburg を通る磁力線 ( $L=2.4$ ) に沿う even mode の torsional oscillation (Kitamura and Jacobs, 1960) を仮定すると、Apex に於ける plasma density は上記期間に於て、夫々  $1.5 \times 10^4$ ,  $6 \times 10^3$ , 及び  $7 \times 10^3$  個/cc に相当する。

[非季節年変化]

解析期間全体を通じて明瞭な同期の年変化が現われ、その振中は太陽活動最大期で約 30 秒、最小期で約 24 秒に亘った。年変化の最小値は解析期間全体を通じて常に 6 月下旬附近に現われた。電磁流体波の伝播が磁力線に沿うという仮定、及び南北両半球で年変化が同位相と思われる観測事実に基づくと、此の年変化は非季節変化であると思われる。此の様に大きな非季節変化を起す原因に就いて discuss される。

加藤愛雄・梅井亨・齋藤尚生  
東北大学理学部

誘導磁力計及び FM テープレコーダーを使用して、アラスカ・カレッジと女川の二地点で地磁気脈動の同時観測を行った。期間は 1967 年の 10 月から 11 月にかけての約 10 日間であった。磁気テープ上の記録をカレッジ、女川共に同じ倍率 1,600 倍で再生し、ミシライザーを使用して解析した。特に地磁気脈動の長周期部分の解析にはソナグラムの 10 倍の分解能を有するミシライザー・マグニファイアを使用した。

この報告では、SSC に伴う減衰型地磁気脈動の解析に重点を置いた。

その結果

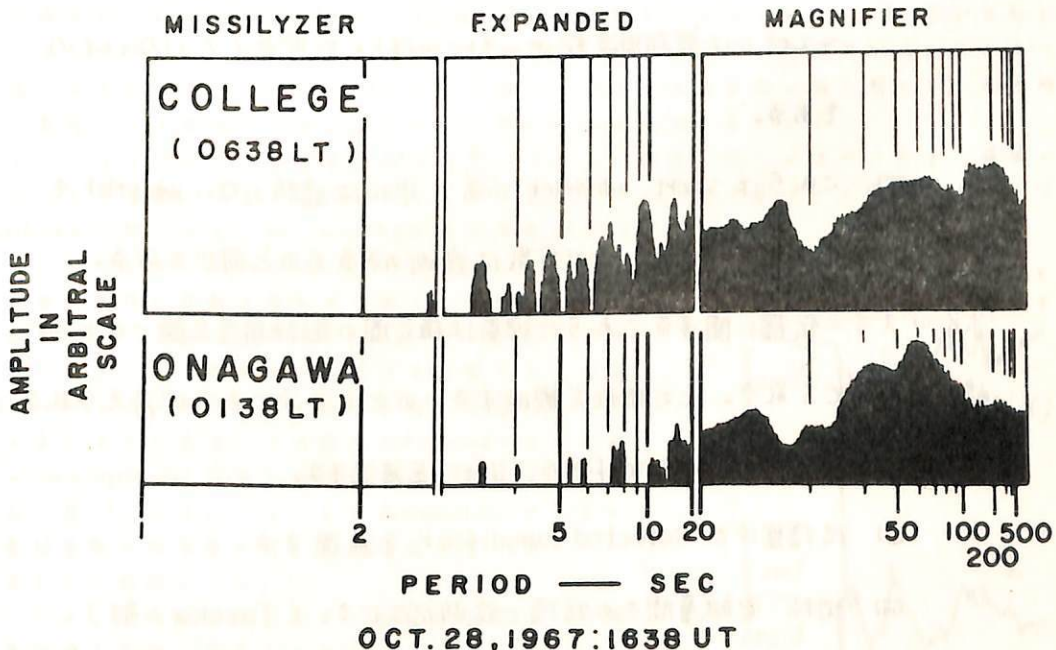
(i) SSC に伴っては、pc3, pc4, pc5 の周期帯に夫々ピークを有している。そしてこれはカレッジと女川との二地点で同時に観測された。(図参照) この事実は SSC に伴う地磁気脈動が電磁流体波であるとする説を裏付けるものである。

(ii) カレッジでは pc4 帯より pc5 帯がより大きな振巾であったが、女川では pc4 帯の振巾が pc5 帯より大であった。(図参照)

このことは pc4, pc5 の緯度効果による相違が SSC に現われていると説明出来るであろう。

更に磁気嵐中の SI に伴う地磁気脈動の解析結果について議論する。

## SSC



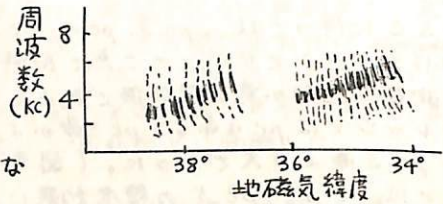


POGO衛星で観測されたホイッスラー  
の二、三の特性について。

仲野 蒼 ・ 木村 磐根  
(京大理) (京大工)

1967年11月～1968年1月のPOGO衛星によるVLF観測  
で顕著な遮断周波数をもつ特徴的なホイッスラー群が観測されたので、それ  
らの解析結果について報告する。

左の図はその一例を模式的に示し  
たものである。



約10例について整理すると次のような  
特性をもっている。

- (i) 観測された地磁気緯度は  $10^{\circ} \sim 20^{\circ}$  と  $30^{\circ} \sim 40^{\circ}$  で、高度は  
500 km ～ 850 km である。
- (ii) 遮断周波数は 2 kc ～ 6 kc で変化しているものが多いが、 $10^{\circ}$  ～  $20^{\circ}$  では遮断周波数が  $\sim 3$  kc でほとんど変化していないもの  
もある。
- (iii) これらは short whistler であり、中には遮断のない whistler も  
含まれているが、この分散は遮断のあるものと同じである。

ホイッスラー伝播に関するこれらの現象は磁気圏の微細構造を調べる上での  
情報を与えてくれる。上の特性を説明するものとして次のものが考えられる。

- (i) 伝播途中で band-pass filter を通過する。
- (ii) 伝播途中で selected amplifier を通過する。
- (iii) 地球・電離層間での伝播で遮断が生じる。(Tweekの入射)

これらの可能性について検討する。

福島 直

東京大学理学部地球物理研究施設

地球磁場擾乱現象を取扱う際に、地磁気鉛直分力変動は地下における電気伝導度異常分布の影響をこのために一般には複雑な世界的分布を示す。そのために、地球磁場擾乱の様相を汎世界的等価電流系によって表現するときは、鉛直分力の変動は定性的に考慮される程度であり、定量的には殆んど利用されていない。しかし

- (i) 地磁気鉛直分力の日変化振中は高緯度において水平分力日変化振中とはほぼ同程度であること、
- (ii) Mould Bay のように鉛直分力では短周期変動がほとんど現われないうような場所においても、長周期変動においては鉛直分力と水平分力の変動振中が同程度である。
- (iii) Bay に際して鉛直分力変動が水平分力変動よりもかなり早く始まる例が少くない。
- (iv) Bay に際して鉛直分力変動の振中が水平分力変動振中よりも著しく大きい例もある。
- (v) 極地域においては、鉛直分力絶対値の季節変化が著しく、夏季において鉛直分力がめだつて減少すること

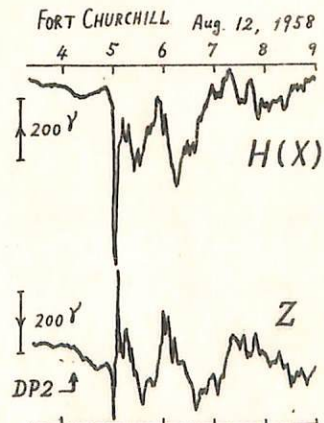
などの理由からしても、鉛直分力変動を重要視して解析する必要がある。特に外部から電離層に電場がかかっているという考えを採用する立場では、鉛直分力の変動は外部から与えられた電位の変動と直接対応させうるので、鉛直分力変動を扱う意味づけがしやすい。

地磁気鉛直分力変動は、擾乱時においては地磁気緯度約70度のところで最大の変動を示し、午前側が positive、午後側が negative となる分布を示すが、80度よりも極に近いところでは  $\Delta Z$  の最大は特に夏季において 10h LT あたりを示す傾向を示す。極近傍を除けば、 $\Delta Z$  の contour line は  $S_q^p$  電流系パターンと酷似している。 $\Delta Z > 0$  の領域をみると clockwise に、 $\Delta Z < 0$  の領域をみると counter-clockwise に Hall current が電離層中に流れている。 $\Delta Z$  の値が外部から与えられた電位をあらわすと考える場合、電離層の電気伝導度が高緯度地域全体にわたって一様であるならば、Pedersen current によって地上に生ずる磁場変動は磁気圏からの電荷補給による電流による磁場と相殺されるので、Pedersen current は考えなくてよい。

しかしもし地域的に電離層電気伝導度がまわりの領域に比べて過剰に大きい領域が生じれば、その領域では集中電流が流れ、DP1型またはAEJ型とよばれる電流系が発生する。

Substorm の一例として、Fort Churchill (地磁気緯度 68.7度) において H 成分で sharp negative bay が始まるに先立って Z 成分では既に変動が現われており、Z 成分の変動と時を同じくして他観測所でも bay 状の変動が記録されている。この場合汎世界的に DP-2 型もしくは  $S_q^p$  enhancement とよばれる種類の磁場変動が齊達したと考えてよいようである。この時に Fort Churchill では H 成分での sharp negative bay 開始と同時に Z 成分変動は DP-1 型変動に変っている。このことは Fort Churchill のすぐ近くで電離層電気伝導度が特に高い領域が急に発生したと考へれば解釈がつく。

このように地磁気鉛直分力の変動も重視して極磁気嵐解析を有効に推進してゆくことができた。



47 極地域磁気変動(IV) — Power Spectrum, 及び,  
汎世界的に現われる振動 ( $T \sim 300 \text{ sec}$ )

岩崎 昇

東京大学理学部地球物理学教室

地上観測による magnetic micro-fluctuation は auroral zone において特徴的に現われる (Pc-5) が, magnetosphere や interplanetary の変動を地上観測から調べるためには, pole 付近での観測結果が非常に有効である。というのは pole (Thule) では, auroral zone に主因を持つ Pc-5 pulsation の影響が一般的には十分に小さいからである。

(i) まず, Thule での power spectrum を求め, これと satellite 観測から求められている, interplanetary, magnetosheath などにおける power spectrum とを比較する。

(ii) 次に, pole には, auroral zone のように定常的に, または, 頻発的に現われるわけではないが, ある種の pulsation ( $T \sim 300 \text{ sec}$ ) が現われる。これは普通にいう Pc-5 とは別のものようである:

Pc-5 は auroral zone では極めて強く, 他の地点では十分に弱い。たとえば, pole 付近では Pc-5 は必ずしも現われず, また, 現われても十分に弱い。ところが, pole に現われる pulsation は, auroral zone ではそれほど強くはないのにも拘らず, ほとんど world-wide に現われていることが解かった。

この pulsation は pole において  $5^{\circ} - 17^{\circ}$  meridian (equivalent current に変換して) 上にほぼ linear polarize している。

equivalent-current vector の world-wide の分布からみると, DP-2 Type の fluctuation ではないようである。

また, SC に伴う pulsation (Pc-5) でもない。

発生の原因としては, magnetosheath から強制されて magnetosphere 全体が振動しているのではないかと考える。

上出 洋介, 飯島 健, 福島 直  
東大理・地球物理学教室

極磁気嵐  $D_p$ -field の構成要素の一つと考えられている Auroral Electro Jet の空間的不均一性、およびその時間的特性を、主として IGY 期間中の、ほぼ同一地磁気経度上に並んだ Alaska 地域の観測網 (Bater Island, Fort Yukon, College, Big Delta, Healy, Anchorage) を用いて細かく解析し、次の結果を得た。

- (1) 地磁気地方時の時近傍に発生する sharp negative bay は 5~10 分程度の pulse 変動により特色づけられ、bay の initial phase では、Alaska の観測網 (間かく  $4\phi_m \sim 200$  km) の互いの観測点間の相関係数は極端に低く、かつその値の分布は時間的に急変する。また、この傾向は、recovery phase において次第に減衰する。すなわち、AEJ の構造は、空間的に小規模 ( $< 200$  km) な急変するたとえばフィラメント状の element を有していると推定される。
- (2) 地磁気地方時の早朝および夕方に発生する broad negative および positive bay は sharp negative bay の発達期以後に出現し、その中に含まれる pulse 変動の振巾、極光帯域での不均一性は sharp bay に比して小さい。

さらに、IGY 期間中の sharp bay および最近発表されつつある ATS-1 satellite による磁気圏内の磁場変動 (1966, 67年) と地上における  $D_p$  とを比較検討し、極磁気嵐の発達過程を追求した結果、次が結論される。

- (3) AEJ の onset の約 1~2 時間前に、時間間かく  $\sim 30$  分の H 成分の増加現象が中低緯度で顕著に現われ、ほぼ zonal pattern を示す。この現象は ATS-1 の観測結果においても出現し、かつ地上における同時記録に対し、ほぼ +1 の相関がある。これらは、AEJ を誘発するものが磁気圏内に存在していることを推定させる。
- (4) AEJ の発生とともに中低緯度では H 成分の汎世界的なほぼ zonal な正変化があり、このとき ATS-1 においても同形の正変化が認められる。すなわち、sharp bay の発達のエネルギー源が磁気圏内にあることがわかる。

國分 征, 小口 高

東京大学理学部 地球物理研究施設

昭和基地の観測資料を用いて、周波数範囲  $0.125 \sim 0.005$  Hz の地磁気脈動のスペクトル解析を行った。解析方法は自己相関函数のフーリエ変換としてパワースペクトルを求める方法を用い、 $0.5 \text{ mV/sec}$  のペン書き記録を4秒おきに読みとり、スペクトルを計算した。

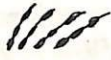





極光帯における夜間観測における Pc のスペクトルは  $0.08$  Hz 付近を境として、高い方と低い方では特性が異なっている。平均パワーで normalize したスペクトルを、いさな event と比較してみると、 $0.01 \sim 0.08$  Hz の間ではかなり良く似ていることがわかった。この範囲のスペクトルは周波数の中央、 $f^{-2}$  に比例しており、 $f < 0.02$  Hz 付近にある。又、この範囲で  $f^{-2}$  の勾配があらぬスペクトルに重なって現われる小さなピークは引続いて出現する Pc Type の脈動のスペクトルピークと対応するものが多い。

PC-1 領域地磁気脈動のスペクトル型の分類について

岡分 征, 小口 高  
 東京大学理学部 地球物理研究施設

PC-1 の観測に属する地磁気脈動については、すでに Troitskaya, Topley, Yanagihara, Heacock 等によって pp. IPPP, Sweeper, CPsp, CPlp 等. いろいろと分類され、議論されている。ここでは南極昭和基地で得られたデータを用いて、スペクトル型の分類を試みた。用いたデータは 1966 年 4 月から 12 月までの 9 ヶ月間のデータである。

スペクトル型を大きく分けると、periodic なものと non periodic なものにわけられるが、各々更に 3 乃至 4 種の型に分けられる。

Periodic emission			
		frequency	Occurrence
1	Fan 	0.4 ~ 1 Hz	Morning and evening
2	dot 	0.4 ~ 1 Hz	Morning and evening
3	non dispersive 	0.4 ~ 1 Hz	Morning and evening
Non periodic emission			
1	risers (hydromagnetic chorus) 	frequency 0.2 ~ 0.4 Hz	13 ~ 14 <sup>h</sup> LT
2	irregularly spaced dots 	0.2 ~ 0.4 Hz	13 ~ 14 <sup>h</sup> LT
3	isolated 	0.1 ~ 0.5 Hz	evening

現在、PC-1 の観測に属する脈動の発生機構として、magnetosphere における ion cyclotron instability が考えられているが、electron cyclotron instability によっても発生するとの VLF emission と対比してこれらの発生機構を考へることも重要であると思われる。この際、このより広範囲の分類も一助となると思われる。PC-1 と VLF emission の性質の対比については SSC に伴う電離層の emission について三の考察を行う。

銀島 健

東京大学理学部 地球物理研究施設

IGYおよびIQSと期間中の汎世界的地磁気観測網を用いて極磁気擾乱の解析を行い、 $D_p$  場 (=  $SP + AEJ$ )、 $DR$  場 および  $S_p$  場の相互関係とこれらの時間的特性を追究し、かつ  $ATD-1$  および  $IMD-1$  による磁気圏内外の磁場およびプラズマの観測結果と地上における同時の地磁気変動との比較を行って極磁気嵐の発生源および発達過程を考察した結果、次の結論に達した。パルスの雑音特性を有する  $AEJ$  の発生直前の 1~数時間において  $S_p$  上の形態を有する変動が発生し、可成り  $S_p$  から  $AEJ$  の発生時および発達期へと連綿的雑音の如く継続して出現して行くこと、同時に、継続時間が 10~60 分位の汎世界的な  $H$  成分の変動が伴って如何に強いことが知られた。これらの事実と既に前回で発表した  $S_p$  に関する新しい考え方（可成り、太陽風からの運動量の輸送の欠乏は不十分であり、太陽風磁場と地球磁場の相互作用が有力な原因と可成り）とを合せて、擾乱場  $D$  の生成過程として、太陽風および  $S_p$  の磁場と磁気圏の電流流の相互作用が原因とされ、磁気圏内のプラズマ運動の強化により、磁気圏尾部領域に活性化した不安定状態が蓄積されて種々のプラズマ不安定性を誘発し、粒子群および高所の電場による  $H$  成分の変動の発生を伴って  $AEJ$  の主因が作られると同時に  $SP$  の強化を遂げ、かつ  $DR$  が生長して行くことととも磁気圏および電離層間の電磁氣的相互作用を介して  $D_p$ ,  $DR$  および  $S_p$  の時間的・空間的特性の変化が生じて行くことと推定される。

昭和基地に於ける地磁気，極光，自然電波の観測 (I)

平沢威男

東京大学理学部地球物理研究施設

才次南極地域観測に参加し，昭和基地に於ける観測は

(1) 地磁気部門

- (1) Flux-gate magnetometer による地磁気3成分の観測。
- (2) 地磁気変動 (ULF) の観測。X<sub>m</sub>, Y<sub>m</sub>, Z<sub>m</sub> の3成分，チャート及ウレコダに記録。
- (3) ELF の観測，周波数 0.1 ~ 30 Hz，チャート及ウレコダに記録。
- (4) VLF の観測。Hiss-アライナー，6チャンネル (750 Hz, 1 kHz, 2 kHz, 4 kHz, 8 kHz, 12 kHz, 1 ~ 10 kHz) 強度記録。ウレコダに記録。
- (5) LF の観測。周波数 10 kHz ~ 100 kHz，掃引受信器。掃引強度記録。
- (6) RF の観測。周波数 0.7 MHz ~ 7 MHz，掃引受信器。掃引強度記録。
- (7) リオメーター。周波数 70 MHz。

(2) 極光部門

- (1) 全天カメラ 30秒毎。
- (2) 極光連続写真，極光形態観測。= コン・オートドライブ。
- (3) 極光バリオメーター。極光光度短周期変動観測 (極光変動)。4278 Å。
- (4) 極光オートメーター。地磁気子午線に沿う極光光度変化の観測。掃引時間 12秒。4278 Å。

今回は観測序報として

以上の観測の経過及結果の概略を報告する。



藤高和信、金田栗枝、岡介征  
 東京理大

1966年に昭和基地に於いて行われた極高層物理の観測のうち、極光・地磁気・地磁気擾乱変化の際の変動に関する解析の最初として、周期数秒以上の変動に関して両者の関係に就いて述べる。特に周期10秒~20秒の範囲の変動に就いては、 $Om\alpha/t$ 等に基づいて両者の関係は明らかであることとされている。問題は複雑であり、双方の変動が全く一致する場合もあり、極光には刻々する変動が全く認められない場合もある。

今回は極光の空間分布の影響も成る程度考慮に入れて行った。両者の関係に関する解析に就いて述べる。

川喜多光子、金田榮祐  
東大理・地球物理

前回到引続いて1966年昭和基地における極光活動について分光フィルムおよび全天カメラのデータの解析結果を報告する。

今回は特に水素原子の発光によるH $\alpha$ 線(6563Å)の出現する領域、強度、および可視オーロラとの関係について、比較的データのそろっている7月を中心に1ヶ月半に範囲を絞って詳しく調べてみた。

分光フィルムは露出が1時間であるが、磁気子午線に沿って180°のスペクトルが焼込まれているので、天頂角によってH $\alpha$ 線の出現する領域、強度について平均的な型を出してみた。前回は全天を粗く3方向に分けて、大雑把な出現頻度を出してみたわけであるが、比較すると、強度の強い領域がかなりはっきり現れてきている。これについては継続して更にデータの範囲を広げ、磁気活動度による強度分布の変化についても詳しく調べてゆきたいと思っている。

次に可視オーロラとの関係については、分光スペクトルと全天カメラのデータを比べることによって位置関係を調べてみた。分光フィルムが1時間露出であるので、それと比較するために全天カメラのデータ(30秒に1回15秒露出)を磁気子午線に沿って5分毎に1コマづつマイクロフotメーターで読み取り、これを1時間分は枚重ね書きして、オーロラの1時間の動き、強度を見、同時にH $\alpha$ 線がどの領域に表れているかを調べた。これによるとH $\alpha$ 線は今迄にある程度確められてきているように弱い動きや構造のないオーロラに表れる。更に位置については、真夜中以前には可視オーロラより赤道側に表れるが、真夜中過ぎについてははっきりしないので、もう少し例を増してみたいところである。

金田榮次

東大理

極光帯に於けるオーロラの出現特性に関して、すでに Oguri; Nagata and Kaneda; Kaneda et al 等の研究に依って、極地域擾乱のうしろ地磁気擾乱型変化、地磁気脈動 Pc-5 等との対応に就いて研究がなされ、又国外に於いても Akasofu 等の研究に依り、亦にその微相が明らかにされている。しかしながら polar cap に於けるオーロラの出現特性に関しては、Lassen 等に依って観測結果に関しての統計等が出て来て居るが、その出現に就いて本件の研究は殆んどなされて居ない。

今回は IGY 期間中の比較的静穏な時期を選んで、北半球の極光全天カメラの観測網に依るデータを中心として行った解析に就いて述べる。

斎藤文一  
新潟大理

極光粒子の定義には種々あるであろうが、ここでは普通の意味で、大気原子分子と衝突してこれに励起・発光せしめる energetic particles 一般をさすことにする。極光スペクトルの解讀は、 $eV \sim 100 eV$  エネルギー域の極光粒子の種類、エネルギースペクトル等を理解するのには特に有利である。

現在普通に論じられる極光スペクトルは、

- 中程度分散分光器による長時間露光のもの --- 種類の異なる極光が重なるという欠点にも拘らず、1枚の精巧なステール写真の如き貴重価値がある。利用する人は少ない。
- 低分散分光器で短時間に相次いで露光するもの --- ダイナミック・スペクトルが得られるので現代人の好みに合うが、1枚の精巧さに於て a に及ばない。小型サイズムービー。
- フィルター・光電系による極光の部分的測定 --- 流行している。スポットライト・クロスアップ等であることに気がつく。

そこで a, b, c の結果を合衆して、夫々単独では決して得られないモニター・ジュ・スペクトルを作ってみよう。それはモニター・ジュでしかないとしても、あらゆる実験事実を積み上げ、恐らく極光スペクトルとして現在の到達点に在るのではなからうか。ここからは全く新しい発見が期待できるというやうなものではないとしても、全体として総合的に極光理論に実験的基礎を与え、ひまつづき極光粒子の解明の出発点となると思われる。

研究は手間のかかるもので、今は緒をついたばかりである。手はじめとして、

- 1) 大気原子 OI, OII, NI, NII 等の許容多重線 Permitted Multiplets の強度の推定。
  - 2) 典型的な極光のタイプに在るモデル・スペクトル。
- と目指している。

1) では、例えば OI  $\lambda 8446$   $3p^3P \rightarrow 3s^3S^0$  と、OI  $\lambda 7774$   $3p^3P \rightarrow 3s^3S^0$  を取上げる。観測結果は通常の Homogen. Arcs & Bands で、両線強度比  $\sim 1$ 。両線は励起ポテンシャル、遷移確率が殆ど等しいにも拘らず、観測事実をむしろ驚くべきことである。それは OI 基底状態が  $3P$  (triplet) であることから来る。両線は、 $3P$  からの例えば電子直接励起によるのではなく、OII  $2p^3^4S^0$  の電子再結合によることを示しているように思われる。一方 OI  $\lambda 6046$   $6s^3S^0 \rightarrow 3p^3P$  と、OI  $\lambda 5436$   $6s^3S^0 \rightarrow 3p^3P$  の場合は、強度比はかぎり  $< 1$  であり、この方は  $3P$  からの直接励起の可能性を許しているように思われる。これらの多重線は何れも  $70 eV$  以上の励起ポテンシャルを有し、その強度は極光粒子のエネルギー・スペクトルの推定に有効である。

2) では例えば、極光のタイプと大体、Homogeneous Arc & Band 型、Rayed Forms 型、Diffused Forms 型に分けてモデル・スペクトルを作る。その際 1) における許容多重線の強度を是非取り入れるべきであるか、これはかなり難しい。例えば I(6046)/I(5436) についていえば、これは極光の種類によってかなり変動する。

何れにしてもこれらの多重線強度は、極光スペクトルの完全な理解のために見落してはならないものであり、極光理論の中で落してはならない重要性を持つていえると思われる。

林 幹治, 国分 征, 小口 高  
東京大学理学部

先回の学会では太陽活動が静かであった1966年の昭和基地のデータに関する限り Polar chorus と地磁気活動 ( $K_p$ ) との間に関係が存在すること, Polar chorus の発生頻度は, 地磁気時局の10時頃に最大となること, SC, positive SI のとき polar chorus の中心周波数が上昇し電界強度も上昇すること, 逆に negative SI のとき電界強度は減少 (多くの場合消滅) し周波数も減少して居るようであることなどを報告した。その後判明したこととして, polar chorus の活動度を地磁気活動度 ( $K_p$ ) と因果関係のある時系列とみなした場合約7時間の遅れがあること, polar chorus の中心周波数は統計的には朝, 夕に高く発生頻度の大きい時間のまわりで低くなるような日変化を呈し, 日変化のしきりには地磁気活動による差が認められることなどもあるが, 今回は主に polar chorus に対する SC, (Nishida & Jacobs (1963) の world wide change の意味での) SI が polar chorus にも及ぼす効果に注目してその発生機構を考察する。

① world wide change と思われる低緯度地方に現われる地磁気水平成分の変動 ( $\Delta H$ ) の際 polar chorus の中心周波数は  $\Delta H$  にほぼ比例して変化してその変化率  $\Delta f/f$  は  $100 \times \Delta f/f \approx (5/3) \Delta H$  となる。(風側の磁気圏では SI による磁場変動 ( $\Delta H$ ) は地上の低緯度での  $\Delta H$  の倍程度になることが報告して居る (Nishida & Chahill (1964)) ので磁気圏では上式は  $\Delta f/f \times 100 \approx (5/6) \Delta H$  程度になる。)

② 昭和基地での SC, SI の開始時間を polar chorus と induction magnetometer の記録とを比べると前者でながめた場合が約30秒~1分早く始まる。

③ SC, positive SI で polar chorus の強度は増加し, negative SI で強度は著しく減少し, その増加, 減少の割合は  $\partial B/\partial t$  に強く依存する。

①により地磁気変化 ( $\approx 100\%$ ) が polar chorus に顕著な影響を与えるという点で発生源での地球磁場が弱い, すなわち発生源が遠いことが期待された②でも SC, SI が polar chorus の発生環境に影響を与えた後の時間差を考えると, polar chorus の発生源は昭和基地から相当に離れていて, しかも SC, SI が磁気圏の外側から内側に伝わって来るようなものがあることを考慮すると polar chorus の発生源は地球から相当離れて居ることが必要になる (赤道面内にあるとして①より推定すれば  $L \approx 8$  くらいとなり, polar chorus が whistler mode SC, SI が Alfvén velocity で伝播するとすれば②の値はもっとも小さい値と言えよう)。

以上より polar chorus の発生機構としては, 磁場の変化を強く反映して居ること及び②を考慮するとき, 波が whistler mode であることを認めれば electron cyclotron instability が適当と結論できる。またこの結果は Traktengerty et al. (1963, 1964, 1966), Kennel & Petchick (1966) などによる, 高エネルギー電子と whistler mode 波との間の cyclotron resonance の過程での電子の loss cone 内への拡散とそれに伴う誘導放射的意味での電磁波の発生という形で(適当な粒子源を考慮して) outer radiation belt の定常状態を説明しようとする試みを支持するものである。逆に考えれば polar chorus から radiation belt に関する情報が得られるはずであるが, この周波数帯 (200 Hz ~ 2 kHz) の電離層中の電播にはイオンの効果が本質的に重要となり(発生頻度の季節変化は電離層の温度変化によるプロトン層の高度変化による可能性が大きい)非常に複雑な問題になりそうである。SC, SI の効果は積極的に利用すればあるていどのことはいえるであろうが適当なデータと理論(数値実験)とを必要とするこれからの問題である。

平山 操  
地磁気観測所

標準磁気儀(A-56 および H-56)と核磁気儀(MO-P)の比較は之れ自身じきわりの重要  
であるが、却て一般に地球磁場と比較に非常な大きい人工磁場内で測定されること、  
二小磁気儀の比較は自然磁場内であり、却て誤差を減らすことによる意味深い問題と考へらる。  
このためには標準磁気儀の標準コイルの寸法を再測定することが必要で、1966年の  
同窓の分解修理の際にコイル寸法および底盤の目盛を再測定し行われ、このときの平  
均寸法(真正4方向および長さ8方向)を次に示す。

	直 径 (mm)	長 さ (mm)
A-56	299.9009 ± 0.00005	149.9905 ± 0.0002
H-56	299.7177 ± 0.00005	150.0051 ± 0.0002

この値は製作時(1956)と比較、直径は0.3および0.4mm増と過ぎないが、長さは9.1  
および6.9mm減で、きわめて大きい変化を示している。長さの測定は3種類の方法で  
今回、測定を正しくしたと確める。なお前回の寸法と検討した結果標準コイル(取付具と  
込み約60kg)の移動による測長器の地行(傾斜の変化)補正に誤りがあったと思われ、この  
新寸法によるコイル常数は次のように、角分1'誤り、この器械の精度は約0.1'となる。

- A-56 : 14.38916 ± 0.00005 / A
- H-56 : 13.19256 ± 0.00004

各器械台間の地点差は成分核磁気儀(MO-P)で測定し、各器械台ごとの小磁気儀に  
よって同時測定と行い、地点差を補正し器差を求めると次のようになる。

	H (γ)	Z (γ)	Z(I) (γ)
[A-56] - [MO-P]	-0.6 ± 0.07	-0.4 ± 0.05	3.1 ± 0.18
[H-56] - [MO-P]	-0.2 ± 0.10		
[A-56] - [H-56]	-0.3 ± 0.12		

このMO-Pの計算に用いた  $\gamma_p$  は 2.67513 ~~rad~~ であり、この値は採用された値である。  
Z(I) (Hと傾角より計算)はZ(直接測定)と大きく異なるが、これは回転軸の両端のボ  
ールベアリング(マグネット型ラジアル玉軸受SP級)が軸の傾きによってこの小磁気儀の  
異なり(軸のズレを消去不能)であり、外輪と回転不能の直前までしめ上げ前後と極力小  
くして測定した結果は次のように(回転の内輪や変化計の基準値の伸縮によるバラツ  
きは大きい)と近づき、これが合った。このように、傾角の精度は0.1'程度と考へらる。

	H (γ)	Z (γ) <small>inductorによる</small>	Z(I) (γ)
[A-56] - [MO-P]	-0.1 ± 0.17	-0.3 ± 0.23	0.6 ± 0.10

この結果を綜合すると標準磁気儀と成分核磁気儀の差は H: -0.4 ± 0.09, Z: -0.4  
± 0.05 となり、 $\gamma_p$  を求めると 2.67517 となる。

に つ いて。

坪川家恒

(東大震研)

田島 稔

(国土地理院)

水野浩雄

(同左)

G. S. I. 型磁気儀は、その多くの長所により国土地理院の磁気測量の発展に寄与した。だが、磁場の強さの測定は、コイル常数  $\log f_0$  を介した間接測定であり、コイルの寸法、標準電池の起電力、標準抵抗の抵抗値により生じた  $\log f_0$  の誤差、長期にわたる野外測量作業中、一定に保つておくことは必ずしも容易なことではなかつた。1958年以降プロトン磁気計と比較して  $\log f_0$  を決定するようになり信頼度は明らかに向上したと言ふことができ、野外測量に直接プロトン磁気計を使用できることが一層望ましいことである。今回 G. S. I. 型磁気儀のアースインダクター部分と携帯用プロトン磁気計とを結合してプロトンアースインダクターを製作し、種々比較測定を行ったので、その概要を報告する。

プロトン磁気計のセンサーは経緯儀水平軸の一方の端に位置し、他方には望遠鏡、垂直目録盤、パーニヤがまとめられていた。サークルを左右でそれぞれ全磁力の測定を行えば、その平均をとってデテクターコイルの位置における平均観測時刻の値が得られる。全磁力は連続的に測定できる。アースインダクターの増中器はトランジスターにより製作した。ところが他の G. S. I. 型磁気儀(真空管増中器)と、偏角、伏角の比較観測をしてみると、共に 0.2 程度の系統的な誤差が発生する。アースインダクターの真空管増中器と接続して同様の測定をするとも誤差が大きいことが判明したので、トランジスター増中器との結合に固有な誤差があることを見せるとしる。現在この原因について考察中である。

この誤差の問題を解決し、かつプロトン磁気計のカウンターの動作が長期にわたる野外測量と同一条件の下にも充分安定性を確保できる保証が得られるならば、実作業に使用するものである。(2)





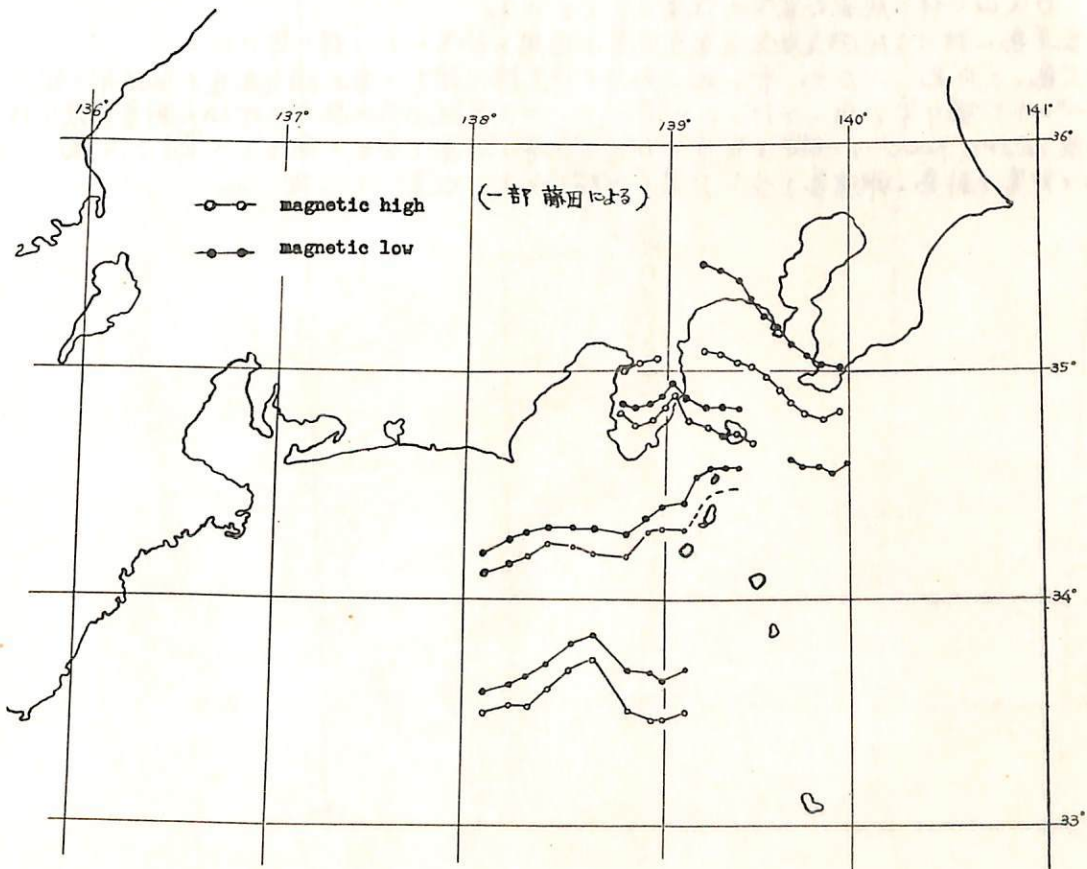
d. 我国の観測所の分布はほぼ直線上に並み、補向には必ずしも有利ではない。たゞ之は 静態日であるは Price & Wilkin 氏が与えた 図の general distribution の図を参考にして補正して可い。

c. 補正の方法では 測量地域が遠くほど 精度が低下し、地域により reference observatory とおれば 不統一をまぬがれないが、この方法では 適当な観測所の分布さえあれば 与へての観測点とほぼ同精度の下に 統一した全体として扱ふことができる。

# 航空測量から得られた伊豆、東海南方海域の 磁気異常の特性

田島 稔 関口昌雄  
建設省国土地理院

1968年2月に実施された伊豆東海地方の航空磁気測量ではコース間隔10km、コース上では約500m(6秒周期)でプロトン磁力計による全磁力の測定が行われた。飛行総航数は約7000kmである。その結果、伊豆半島およびその南方海域に数本の線状磁気異常が発見された。その一部は先に藤田が報告したものと連続する。これ等の異常構造はほぼ東西方向に走り、西端は御前崎南方で消滅し、それ以西では異常はまったく見られない。即ち駿河湾より南西に走る海溝の東側と西側では明瞭な磁気倒性質が異なる。又一部の線状構造は南北にずれた切れ目のあるものもあり、此等の異常は正負それぞれ150γ程度の振幅であり負の線の北側約15kmに位置して走っている。地理院のデータ以外に水戸部の海上磁気、オ9次衛星観測中のデータも参考にしてみた。以上の線状異常の成因については調査範囲が小範囲に限定されておりデータ不充足なので断定的なことは言えないが、日本海溝東側の線状異常に連がるものとは言い難いと思われる。海底に生じた *fracture zone* に對する様にも見られ、又それの説明できる様にも思われる。図は今回の測量によって得られた異常の位置を示したものである。



伊豆半島、伊豆諸島に於ける航空磁気測量に

ついで

飯沢慎吉、大島章一、近藤忠、塩井良一。

海上保安庁 水路部。

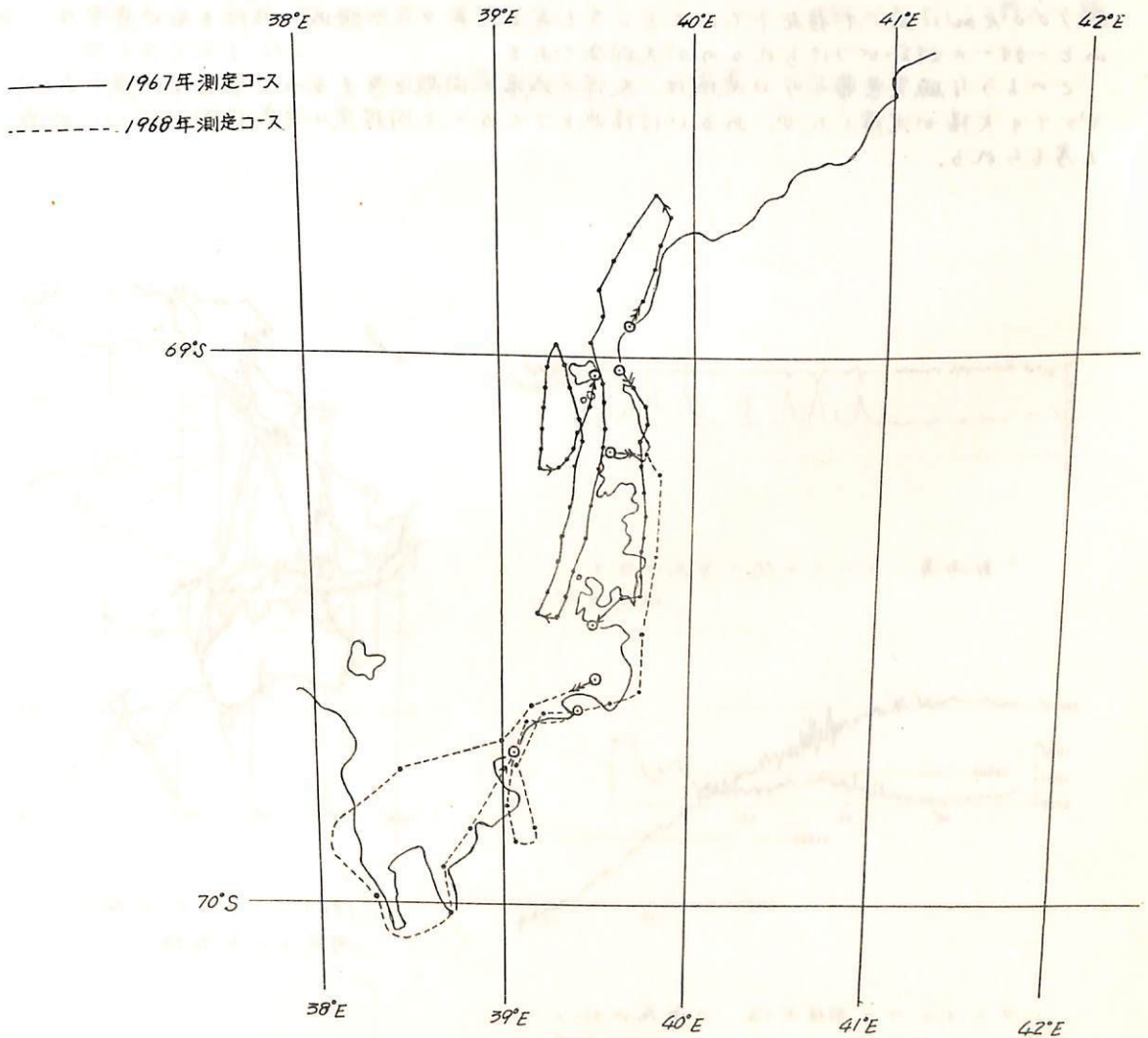
海上保安庁水路部はUMPの一環として伊豆半島、新島、神津島、三宅島、大島並びに其の周辺に航空磁気測量を実施し、その結果をこの報告とする。航空磁気測量は1967年10月及び11月にプロット磁気針をハリコプターS62型機に搭載して実施された。測定は地磁気全磁力を直線の測線に沿って10秒毎に行われ位置は写真により決定され、測定値は鹿野山の地磁気観測値を用いて日変化の補正が行われている。飛行高度は伊豆半島南部と大島及び其の周辺の海上並びに三宅島では4,000 feet、新島、神津島は2,000 feet である。測定結果が以下のことが解った。

- 1). 大島西方50 kmの海上(大島と伊豆半島の間)に+560 $\gamma$ の異常、伊豆半島箱取東方20 kmの海上に-270 $\gamma$ の異常あり。
- 2). 伊豆半島の天城山中の夏丸山付近に+290 $\gamma$ 、箱取付近に+140 $\gamma$ 、下田付近に+220 $\gamma$ 、松崎付近に-200 $\gamma$ の異常あり。
- 3). 新島では北部の宮家山付近に+200 $\gamma$ 、南部海岸付近に-200 $\gamma$ の異常あり。
- 4). 神津島では天上山の火口付近に+200 $\gamma$ 、その北側の海岸に-200 $\gamma$ の異常あり、南部の高處山付近には異常は見当らない。
- 5). 三宅島では雄山(火山)の南側に+900 $\gamma$ 、北側に-200 $\gamma$ の大きな異常があり典型的な火山に伴う地磁気異常の性質を示している。

伊豆半島に於ける地磁気異常と重力異常は相関が非常に高い様に見える。尚大島、三宅島、八丈島、青ヶ島、鳥島、伊豆諸島周辺の海上磁気測量は水路部の観測船でプロット磁気針を用いて行ったが同一コースを米國海軍水路部の地磁気測量用航空機が高度10,000 feet で測定を実施した。その結果も合せ報告し大島、三宅島、八丈島の異常と新島、神津島を結ぶ異常の地磁気異常の相連について述べる。

柿沼清一，田島 稔  
建設省国土地理院

第8次は引続ぎ第9次において北昭和基地着岸中，ヘリコプターによる航空磁気測量(全磁力)を1968年1月30日と2月10日の両日行った。測量地域は穿谷海岸に沿ってスカーレン，台頭氷河に亘る地域をプロット磁力計12秒6秒周期で実施した。1回目は柿沼が主として清野副隊長，2回目は柿沼が主として藤原健蔵隊員が観測を行った。下図は第8次，第9次の観測コース図である。



友田 好文

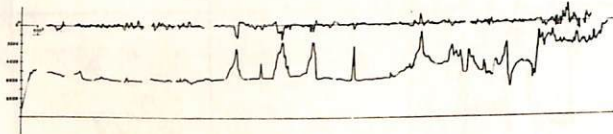
東京大学海洋研究所

1963~1968の間に、太平洋、南極海、印度洋西部海域の地磁気の局地異常を測定した。これ等の結果から、太平洋中央部における地磁気の異常は、その中心に中央海嶺をもつ海底の様子とは大變に異なっていることがわかる。

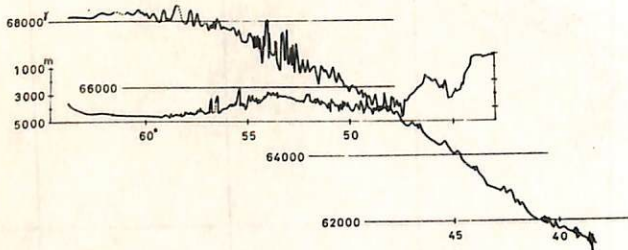
海上における地磁気の異常が安定に大陸の近傍において、又海溝において極めて少ない(50γ以下)ということは一般的な現象である。水深4000~6000mの海底において500γ以上の磁気異常が、数100kmに亘り観測される場合もしばしばであり、局地異常の一つ一つは海底地形的の一つ一つと対応がつかないのが普通である。

しかし太平洋中央部(1.0°N-25°N, 130°E-150°W)の海域においては、磁気異常の大きさは100γ以下であるのが普通であり、その大きさが50γ以下の地域が数100kmに亘って存在しているところもある。且つこの海域における局地異常は、海山と一対一の対応がつけられるのが大部分である。

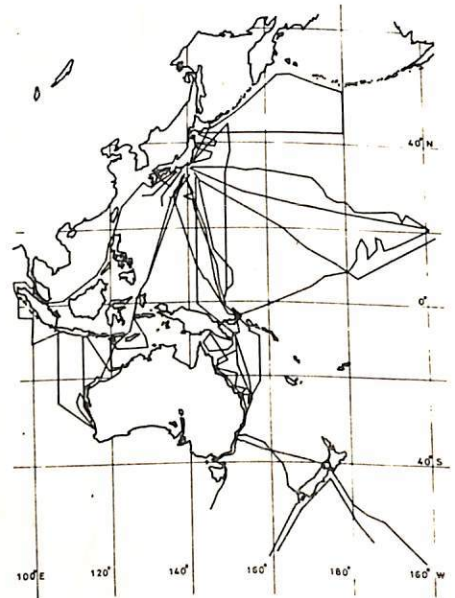
このような磁気異常の少ない地域は、大洋の成長の問題と考えるのに重要な地域であつて、かつ大陸が沈降したか、あるいは陸地をつくると同程度の変成作用が効いた地域と考えられる。



ナガ海溝 - ラバウル間の海底地形と磁気異常



タスマニア - 南極大陸の海底地形と磁気異常



1963 - 1968の間に測定された軌跡

日本における地磁気変化ベクトルの異常  
(水平分力・偏角・鉛直分力の変化比)(II)

久保木 忠夫  
(地磁気観測所)

前々回の学会のとき、女満別・柳岡・鹿屋の1958～65年の遅回し資料の SSC・SI・bay について、その変化比  $\frac{M}{K_a}$ ,  $\frac{K_a}{K_a}$  の日変化について報告した。今回は更に経年変化・周期特性について報告する。

1.  $\frac{M}{K_a}$ ・ $\frac{K_a}{K_a}$  の周期特性では、Duration 4分以下の短周期になると変化比が急に大きくなる(たり・小さくなる)たりして大きな特徴をもつ。
2.  $\frac{M}{K_a}$ ・ $\frac{K_a}{K_a}$  の年変化や経年変化を論ずるのは困難である。これは数が少ないこと、 $\frac{M}{K_a}$ ・ $\frac{K_a}{K_a}$  の分散が大きく誤差に入ってしまうことである。また自然現象自身の特性に左右されて変化比そのものの特徴を押しにくい。
3.  $\frac{M}{K_a}$  は女満別が、極地方の特性を多くもっているため、分散が大きく誤差の議論はむづかしい。  
 $\frac{K_a}{K_a}$  は分散も小さくかなりの減衰をみるこゝが出来ると思われる。

## 「東北日本異常」地域に於ける地磁気脈動の観測

加藤愛雄・有賀 規

東北大学理学部地球物理学教室

従来、地磁気脈動の観測に用いられて来た誘導磁力計は感度の同波数特性の直線性が保証されているのは、直流部分から 0.4 Hz までであったが、これを改良し 10 Hz まで同波数特性の直線性を延ばすことによつて 0.1 Hz ~ 10 Hz 領域の感度を上げる誘導磁力計を製作した。更に、この磁力計は長さを大中に短縮して移動観測に便利な利点を持っている。この改良型磁力計を用いて、数年來の観測によつて明らかにされている「東北日本異常」地域について、3月中旬に南から北へ、水沢、盛岡、八戸、浅虫の地磁気脈動を観測した。過去に於いてこの地域ではフラックゲート磁力計を用いて数10分~数時間の同期の地磁気湾型変化に異常が見られたが、今回は従来よりずっと短周期の1秒~60秒程度の地磁気脈動を観測した。

その結果は、

- 1) 同期を  $T$  とすると、 $T \approx 20$  秒の脈動については湾型変化と同じような異常（水沢以南： $\Delta Z/\Delta H > 0$ ，水沢： $\Delta Z/\Delta H = 0$ ，水沢以北： $\Delta Z/\Delta H < 0$ ）が見られる。
  - 2)  $T \sim 10$  秒の脈動については、 $T \approx 20$  秒のものとは異つた異常（水沢： $\Delta Z/\Delta H < 0$ ，盛岡： $\Delta Z/\Delta H \approx 0$ ，浅虫： $\Delta Z/\Delta H > 0$ ）が見られる。
  - 3) 同期が数秒のものについては  $\Delta Z/\Delta H$  のばらつきが大きく、 $\Delta Z/\Delta H$  の平均的な値を決められない。
  - 4) 各場所において  $\Delta Z/\Delta H$  の値は同期によつて異つている。
- 等である。これらの結果を常時観測を行っている女川の記録と比較しながら詳細を報告する。

沢田 宗久  
東大 地震研

電磁誘導の理論を応用して地球表面で観測される地磁気変化を用いて、地球内の電気伝導度の分布を推定した例として Lakin & Price (1939), おまび Rikitake (1950), (1951), (1957) の解析結果等があり、深さ1500 km 以下の分布については Rikitake (1950, 51) によるものがこれまで標準的であった。その後、IGY 期間中の Maeda et al (1965) による磁気嵐急始の解析, Matsuzita & Maeda (1965) による地磁気D変化の解析等が蓄積されるに至っている。筆者はIGY期間中の磁気嵐を解析し、上記の2つの資料を参照して、これまで提出されてくる地球内の電気伝導度の分布を再検討することをおもっている。

- (1) 磁気嵐急始の資料については、地球を1様な電気伝導度をもつ等電球と仮定して、Maeda et al のDcの観測資料より出された $|\%|$ を説明できるような電気伝導度を求めると $10^{-5}$  emu というのは考えにくく、 $10^{12} \sim 10^{14}$  emu と考えたほうが妥当であるように思われる。これは深さか大体400 km より浅い部分を反映しているものと思っておく。
- (2) Matsuzita & Maeda (1965) のD変化の解析結果と Chapman (1949) の地磁気日変化の解析結果とはかなりよく一致する。Matsuzita and Maeda の  $P_2', P_3'$  についてのは、ある程度までは表面に少くコントラストの強いハーフ円を置くことにより、説明できるであろう。そこでこの場合にも、Rikitake が提ほうした400 km での電気伝導度の不連続があることは持つ確からしい。
- (3) 磁気嵐主相のデータをを用いて、地球の周囲が絶縁層で包まれている電気伝導度をもつモデルを仮定して、観測値より出される $\%e$ の比を説明できるような電気伝導度を求めると $10^{11} \sim 10^{10}$  emu となって従来出されてくる結果に比べると1桁以上は良くなるであろう。そこで、これはLower Mantleの電気伝導度か $10^9$  emu のオーダーであるということうまく符合する。



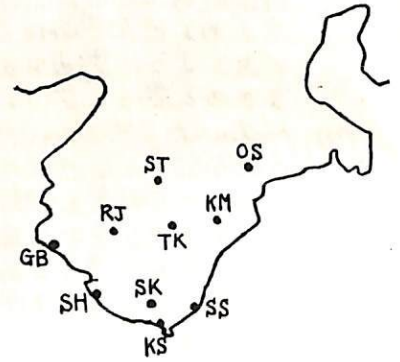
西井洋一

東大地震研究所

昨年3月より本年3月まで紀伊半島南部の9ヶ所で携帯用 Flux-Gate 磁力計4台により地磁気変化の移動観測を行なった。観測点の位置は別表および付図の通りである。

この異常に大きな振中は海岸近く、特に半島南端部で顕著であり、内陸に入るに従って減少する。S.C.について久保木、大島両氏によって指摘された下里における特異現象——即ちH成分の立ち上り事件——は、1~2分間、ΔBが鋭い立ち上りを示し、その後急速に一定の振中に戻り下る——は、海岸近くで見られ、内陸部の猿谷では認められない。おそらく海岸附近の局地的な電気伝導度のコントラストによる影響と思われる。類似の現象として西海岸の御坊において、D成分が大きく変化した時に、ΔBの逆転が見られた。

Station	Abr.	Lat.	Long.
下里	SS	33° 34.3 N	135° 56.4 E
猿谷	ST	34 10.6	135 44.8
熊野	KM	33 58.2	136 03.6
七川	SK	33 35.3	135 41.5
串本	KS	33 28.9	135 44.2
十津川	TK	33 56.3	135 47.8
白浜	SH	33 38.7	135 23.7
大杉	OS	34 16.5	136 13.2
竜神	RJ	33 53.4	135 29.6
御坊	GB	33 52.1	135 11.0



鍋谷 祐夫 (秋田大学鉱山学部鉱山地質学教室)

D. RANKIN (DEPT. of PHYS., UNIV. of ALBERTA)

マグネトテリク解析を行うのに、電気伝導度のモデル構造から、T-P 観測曲線を説明する CAGNIARD 流の DIRECT METHOD に対して、それを逆方向に進めて構造を求める

INVERSE METHOD について論じる。利点の一つは一般に観測精度内で解析出来るという事

と、プロセスが余り複雑でないという事で、計算機計算に楽である。ここでは水平に成層

する地球に平面波が入射する最も単純な場合につき論ずる。PRICE (1962) の与える多境界

条件を使った結果は、D.C RESISTIVITY METHOD における KERNEL FUNCTION に相当する式

$E_x/i\omega H_y|_{z=0} = \Gamma_n/\theta_1$ ,  $\Gamma_n = (K_n^0 + K_n^1 + K_n^2 + \dots + K_n^{n-1}) / \{K_n^0 - K_n^1 + K_n^2 - \dots - (-)^n K_n^{n-1}\}$  が得られる

。ここで  $n$  は層数、 $\theta_1$  は  $\theta$  の伝播定数、又  $K_n^0 = 1$ ,  $K_n^1 = \sum_{j=1}^n k_j \exp\{-2 \sum_{i=1}^j \theta_i h_i\}$ , ... 等と表

わされる。 $k$  は反射率である。結局  $n$  層よりなる構造の  $\Gamma_n$  を解く事により伝導度と層厚が

知られる。INVERSE METHOD にはいくつかあるが、大分して FREQUENCY DOMAIN における

解析と TIME DOMAIN におけるそれであるが、ここでは各1つづつ例を示す。FREQUENCY

DOMAIN の方法では  $\Gamma_n$  曲線が観測されるが、今各層の  $\sqrt{\sigma_j h_j}$  が一定だと仮定すれば、 $\theta_1$

層より順次に、或る特性周期  $T_j$  を支点として曲線が引き取られて行く。ある時点での残

差  $|R|$  が観測誤差  $\epsilon$  より大きい限り解析は深部の大きい  $n$  層まで及んで差支えない。しか

し一例を示せば、大部分のモデルに対してはせいぜい  $n < 5$  程度で  $\epsilon$  を下まわるのである

。第2の例として TIME DOMAIN 解析を論ずるが、現在の所、 $\theta_1$  近似の段階にある。近

似度が高まるにしたがって解析は難しくなる。その理由は、 $\theta_1$  近似では電磁波の  $\theta_1$

次反射のみ取扱うのに対して、高次ではその次数だけの多重反射を解析しなければなら

ない事による。観測された電磁場を WAIT (1954) の定義の範囲で地面に対する電磁波の

IMPULSE RESPONSE を得る事ができる。それは一次形式であって  $(b_i) = (k_i)(a_{ij})$  で、

行列はそれぞれ  $a_{ij} = \{(R_j^2 - 2t_i) / 4\sqrt{\pi} t_i^{3/2}\} \exp(-R_j^2/4t_i)$ ,  $b_i = 2\sqrt{\sigma_i} s(t_i) + 1/2\sqrt{\pi} t_i^{1/2}$ ,  $R_j = 4\sqrt{\pi} \sum_{k=1}^j \sqrt{\sigma_k} h_k$

で RESPONSE  $s(t)$  が知られば、例えば、

$\sqrt{\sigma_j} h_j = \text{const.}$  なる層を考之れば、連立一次方程式として構造が容易に解ける。右図は  $\theta_1$  連立

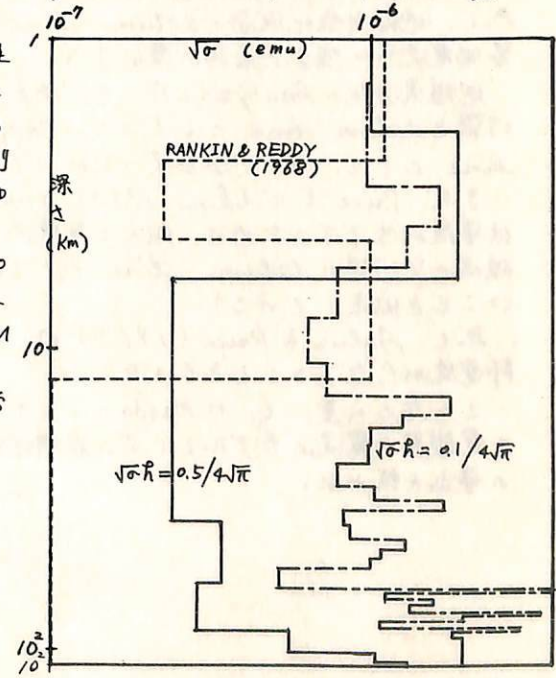
方程式の解で、カナダ、アルバート州にあるアルバート大学地球物理観測所の記録の解析例

である。ここでは CAGNIARD (1953) のいわゆる DEPTH OF PENETRATION の定義を適用すると、

30 ~ 50 km 以深の情報は、当解析範囲 (80 ~ 1200 秒周期) では余り信頼性がないこと

になるが、TIME DOMAIN 解析は GLOBAL PROBLEM に対する LAHIRI & PRICE (1939), RIKITAKE (1950) の

研究とはちがった局地的な問題に対しても非常に有用なものである。



山下 豊弘\* 前田 坦\*\*  
\*京大(理) \*\*京大(理)

地磁気静電日日変化 (S<sub>q</sub>-変化) について, Schuster (1889) 以来, 多くの研究者によって仕事が行われ, 地球上層の電離大気が地球磁力線を叩いて運動すると, そのために電流が生じる。それより, 地磁気日変化を説明できるとする, 所謂ダイナモ理論がある。そのダイナモの基本式は

$$\dot{i} = [\sigma] \{E + V \times B_0\}$$

然るに  $\dot{i}$ ; 電離層内の電流密度  
 $[\sigma]$ ; " 全電気伝導度  
 $E$ ; " 静電場  
 $V$ ; 上層電離大気風速ベクトル  
 $B_0$ ; 電離層内の地球磁場

この理論は Schuster (1889) によって提出され, Chapman によって確立された。初期の目的は, 地磁気日変化の理論的解釈にあった。その後, 発展させられて, 電気伝導度  $[\sigma]$  の異方性と考慮に入れられ取扱いがなされている。

むしろ最近では, 理論, 観測の両者から, 電離層風  $V$  の様相を知ることが問題になっている。

電離層風  $V$  が十分な程度に明らかになった場合, ダイナモ式から電離層電流系が導出される。

一方, world-wide の地磁気変化の Analysis によって導出された等価電流系, 即ち, 地磁気変化の原因の電流系が見積られている。

然し, 地磁気変化成分の datum-line (or. Base-line) を如何に仮定するかによって, 等価電流系の強さと位相が変化する。

地磁気変化の Analysis に於いて, 従来, 多くの S<sub>q</sub> 研究者は観測された変化からの日平均値を datum-line としている。Chapman は, 自身の S<sub>q</sub>-Analysis のとき datum-line として, 日平均値を使ったが, その物理的根拠がないことを指摘している。

また, Price & Wilkins (1963) の Analysis は, 夜側電離層 (ダイナモ領域) は, 電気伝導度が低下するため, 殆んど電流が存在しないことを根拠にして, 其夜中数時間の S<sub>q</sub> 磁場の平均値を datum-line として選んだ。(同時に, 夜側地球誘導電流も存在しないことを仮定している)

然し, Ashur & Price (1963) は, 夜側電離層に電流が存在しなくとも, 夜側地球内部電流が存在することと示した。

この考えに基づいて, H. Maeda の I. G. Y. 中の S<sub>q</sub>-Analysis によって導出された外部電流系を電離層内電流のモデルとして, 夜側地球内部電流の大きさと方位を求め datum-line の導出を試みた。

力武常次

東大 地震研究所

電気伝導度が周期的に変化する薄層の電磁感応に於いて、その波長が inducing 磁場の波長に近い場合に共鳴に類する現象がみられる。この研究に於いては共鳴的電磁感応の可能性を簡単な分布の場合についてしらべた。

共鳴現象がある場合、薄層の下に良導体の存在を仮定しても、induced 電流の減少は顕著ではなく、むしろ増大する場合もあることが想像される。このような事は地磁気変化異常の解釈上重要であろう。

行武 毅

東京大学 地震研究所

地球磁場の非双極子部分を調べると、地球の表面は、大陸程度の大きさの数百の磁気異常で掩われるが、その中、大多数は同一箇所に停滞し、ごく少数の異常が西方に移動している、ということも、前回報告した。これは非双極子磁場全体が西方移動しているとする、従来の考えに著しく反するものである。特に古地磁気学の結果や、古い観測結果より、地球磁場の偏角および伏角の変化が、過去数百年間、ほぼ一様に西に伝播したと推定し、明かに矛盾するようになり。今回は、地球磁場中、移動するのは、ごく限られた一部のみのが、あるいは全体として移動しているが、停滞部分の強さが強いため、一部しか移動していないのが目立たないのを探ることを調べた。

仮に停滞部分の強度が時間的に変化しないとすると、磁場の時間依存性をとった地球磁場の経年変化には、停滞部分の影響は現れず、移動部分による変化が強調されることになる。したがって経年変化の様子も、どうもだけ過去にその傾向を調べてみることにした。

経年変化の解析は、固定観測所の観測の時間依存性をとってなされ、今世紀にはいろいろの資料があるにすぎない。これは現在の目的に充分ではない。幸いに地球主磁場の解析は、古くからかなり数多くなされた。そこで、相当期間隔の主要磁場解析 ( $j_m, h_m$ ) の差をとって、1743, 1806, 1857, 1900年の経年変化 ( $j_m, h_m$ ) を推定し、非双極子部分の経年変化の時間的変動を調べた。

以上のようにして得られた経年変化 ( $j_m, h_m$ ) を合成してみると、過去200年間にわたって、その殆んどが西方移動していることがわかる。また東西成分の時間依存性が零になる ( $\gamma = 0$ ) 時期と経度を調べると、古地磁気学や古い観測より得られた偏角が極大または極小になる時期と経度の関係を表す直線に与わぬところ。これより、地球磁場の中で、時間的に変化可能な部分は、西方移動していると考えられる。

従来、非双極子部分の西方移動速度としては  $0.2 \text{ yr}^{-1}$ 、経年変化の移動速度としては約  $0.3 \text{ yr}^{-1}$  が得られ、両者の間に有意義な差のあることが指摘された。非双極子磁場の移動速度は、その計算過程で、停滞部分をも含めた平均速度を求めたことになり、実際の移動速度より遅い速度が得られる。経年変化より得られる  $0.3 \text{ yr}^{-1}$  の方が、移動部分の真の速度により近いと考えられる。

萩原幸男  
東大電研

前報では、電磁流体に一様な磁場がかかっているとき、その磁場を横切つて一定の対流が与えられる場合に、磁力線がどう変化するかを論じた。ここでは対流を一定とし、流体運動の方程式をも考慮した。磁力線は対流によって曲がり、生じた磁力線の曲がりも対流をおさえようとする。磁力線と対流とが時間と共に変化する有様をスライドによって説明する。

こゝに使用した方程式は(1)電磁流体の方程式と(2)流体運動の方程式で

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi\sigma} \nabla^2 \vec{H} + \text{curl}(\vec{v} \wedge \vec{H}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \text{grad}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \text{grad} p + \frac{1}{4\pi\rho} (\text{curl} \vec{H} \wedge \vec{H}) \quad (2)$$

と書くことができる。 $\vec{H}$ は磁場、 $\vec{v}$ は流体の速度、 $t$ は時間、 $\sigma$ は電気伝導度、 $\rho$ は流体の比重、 $p$ は圧力である。 $p$ を消去するため(2)の両辺のcurlをとる、かゝ

$$\vec{H} = \left( -\frac{\partial U}{\partial z}, \frac{\partial U}{\partial x} \right)$$

$$\vec{v} = \left( -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \frac{\partial \psi}{\partial x} \right)$$

とし、又計算上のグリッドの間隔を $s$ として、

$$u = H_0 u_1 s$$

$$\psi = V_0 \psi_1 s$$

なる $u_1, \psi_1$ をとり、(1),(2)を $u_1, \psi_1$ についての方程式とする。すなわち

$$\frac{\partial u_1}{\partial t_1} = C_1 \nabla_1^2 u_1 - C_2 \left[ \frac{\partial \psi_1}{\partial x_1} \left( \frac{\partial u_1}{\partial z_1} - 1 \right) - \frac{\partial \psi_1}{\partial z_1} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial \nabla_1^2 \psi_1}{\partial t_1} = C_2 \left[ \frac{\partial \psi_1}{\partial z_1} \frac{\partial \nabla_1^2 \psi_1}{\partial x_1} - \frac{\partial \psi_1}{\partial x_1} \frac{\partial \nabla_1^2 \psi_1}{\partial z_1} \right] - C_3 \left[ \left( \frac{\partial u_1}{\partial z_1} - 1 \right) \frac{\partial \nabla_1^2 u_1}{\partial x_1} - \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \frac{\partial \nabla_1^2 u_1}{\partial z_1} \right] \quad (4)$$

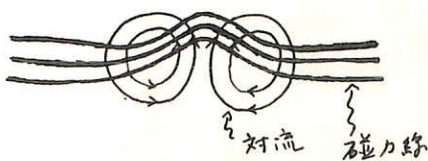
となる。こゝに $x = x_1 s, z = z_1 s, \nabla^2 = \nabla_1^2 / s^2$ , 又 $t = t_1 \Delta t$ とした。又

$$C_1 = \Delta t / (4\pi\sigma s^2), \quad C_2 = V_0 \Delta t / s, \quad C_3 = H_0^2 \Delta t / (4\pi\rho V_0 s)$$

である。実際の計算には上記(3),(4)を使用した。

結果の概略を図示すると (i) 磁力線の曲がりが見え、次いで (ii) 対流が零れる傾向があり、(iii) 最後に中央部に逆転する部分も生ずる。

(i)



(ii)



(iii)



並川 昌一  
阪市大理

free decay の磁場  $H_p e^{-\omega_p t}$  を用い  $H = \sum_p \lambda_p(t) H_p$  の展開を行

$$\frac{\partial H}{\partial t} + (v \cdot \nabla) H = (H \cdot \nabla) v - H \cdot \nabla v - \frac{1}{4\pi n} \nabla \times \nabla \times H \quad \text{と}$$

$$\frac{d\lambda_p}{dt} + M_1(p, v) \lambda_p = M_2(p, v) \lambda_p + M_3(p, v) \lambda_p - \omega_p \lambda_p \quad \text{の形に導く。}$$

$H$ : 磁場  $v$ : 速度  $n$ : 電荷体密度

$$M_1(p, v) = \int \{ (v \cdot \nabla) H_p \} \cdot H_p \, d\tau \quad M_2(p, v) = \int \{ (H_p \cdot \nabla) v \} \cdot H_p \, d\tau$$

$$M_3(p, v) = \int (H_p \cdot H_p) \nabla \cdot v \, d\tau$$

$M_3$  は明瞭に可逆対称 matrix で  $M_2$  の可逆対称性は  $\int \nabla \cdot v \cdot (H_p \times H_p) \, d\tau$  の形に導くので  $H$ : Toroidal,  $v$ : poloidal なら  $M(p, v)$  は対称 matrix となる

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial t} + (v \cdot \nabla) H \quad \text{は対称実の固有値 } \omega_p \text{ が求まる。}$$

$$M_1 \text{ の対称性は } \int \nabla \cdot (H_p \cdot H_p) \, d\tau - \int H_p \cdot H_p \nabla \cdot v \, d\tau \\ = \int H_p \cdot H_p \nabla \cdot v \, d\tau - \int H_p \cdot H_p \nabla \cdot v \, d\tau$$

境界条件  $v_n = 0$  と  $\nabla \cdot v = 0$  なら  $M_1$  は可逆対称となり固有値は虚数、 $\lambda \propto e^{i\lambda t}$  の如き sol. があることになる。  $\lambda$ : real.

故に  $\int (v \times H_T) \cdot \nabla \times H_p \, d\tau = 0$  の如き poloidal  $v$  を用いた場合は成り立たない

Toroidal  $v$  を用いることが出来る。

川井直人

大阪大学基礎工学部

宇川克己

福井大学教育学部

広岡公天

大阪大学基礎工学部

環太平洋地域の古地磁気研究の一環として行ったチリ一帯で採集した岩石の測定結果を報告する。

採集試料は下部石炭系中部白亜紀の火成岩、約 200 個で、残留磁気の測定を行った。

virtual pole position を求めた。その結果は、同時期と考えると北アメリカ大陸の岩石の測定から求められた pole position とは、相当異った位置にあることが判明した。これは、南北両アメリカ大陸の相当運動を示すものと考えられる。即ち、南アメリカ大陸は白亜中期以後に、北アメリカ大陸に対して、東への平行移動と、時計回りの回転運動を行った。現在の相對位置に戻すこととなる。逆にこの運動を用いて中生代始めの時期の位置関係を求めると Ballard et al. (1965) の結果と大略一致する。



清永吉雄

明大工

三浦半島北部の更新世、鮮新世堆積岩のうち、富田互層の下部、大塚層の下部および野島層の一部が逆帯磁していることは、これに報告した。今回新たに調査をしたところ、中里層の上部の一部に逆帯磁を見られた。また、野島層はこれに報告した層準だけでなく、別の層準にも逆帯磁があることがわかった。

最近、地復元の研究では、深沢(津野)層と池子層との間に鮮新世と中新世の境界がはかれ、中里層と小糸層との境界のあたりにも、更新世-鮮新世の境界がはかれようとしている。これらの地復元上の研究の進展と、G. B. Dalrymple *et al* による 4 m.y. 以前の Polarity Epoch の知見研究を併せ考えると、富田-中里互層の Reverse は Matuyama Epoch に、大塚層の Reverse は Gilbert Epoch に、また、野島層の Reverse は 4 m.y. 以前の Normal Epoch のうちの Reversed event と考えられるかよいようである。

これに関連して、房総半島の小糸川流域の更新世、鮮新世堆積岩についてこの調査結果を併せ述べる。

淺海英三・伊藤晴明

島根大学文理学部物理学教室

去る39年9月、米ロピッツバーグ大学の *Frederickson* 教授が来朝して川尻岬の現地調査に案内した。其の際、日米それぞれ同じ地帯から岩石試料を採取して持ち帰り色々の実験をして結果を比較することを目指し、この機会に川尻岬の再吟味をしようとした。さて正磁気地域、逆磁気地域の磁性は安定のようであるが正逆混在地域にフリとは逆磁気の方は安定であるが弱く正磁気は不安定で熱消磁により300°C以下で逆磁気に戻り、またAC消磁によるとIRM. であるように見受けられる。かくして約10年前に出した結論に多少の疑問を生じて来た。

盛山貞雄、西田新一

京都大学理学部地質鉱物学教室

鮮新世、更新世における古地磁気の極性変化の年表は4m.y. 前までさかのぼり、Cox, Mc Dougall などによつて報告されているが、それ以前に関して同位体年代決定の技術的困難も手伝い詳細は判っていない。しかし現在までの古地磁気資料から推察して古生代中生代には非常に長い地磁場の反転周期が予想されている。中新世の地磁場の反転の確子が鮮新世と比較して、どのようなものであつたかを知る事は上述の permian ~ upper carbon の逆転周期がいつ頃変化したかを知る上に、又逆転磁化による地層対比の問題とも関連して興味が深い。

この目的で既に報告した西南日本に於ける中新統の古地磁気の結果及び既に報告されている結果を総合して、中新世における地磁場の逆転について考察してみた。

作業を行うに際し現時点で大きな誤りはないと考えられるいくつかの作業仮説を設定した。その主なものは次に示す通りである。

- 1), 報告されている逆転磁化は地磁場反転によるものであり、自己反転によるものではない。
- 2), 地層の対比は累層の次元では若干の誤差はあつても全く喰い違ふ程の誤差はないものとする。
- 3), 現在の古地磁気資料では Event までを論ずる精度はないと考えられるので Epoch order の考慮にとどめる。

その結果では中新世には10回位の逆転期が充分に予想できる。従つて中新世は鮮新世更新世にはほぼ準じて1~2 m.y. 程度毎に一度の地磁場の反転があつた事が予想され、磁場反転の観点に関する限りでは地磁気の反転周期の不連続性はかりにあつたとすればさらに古第三紀、白亜系にさかのぼつて検討する必要がある。しかし古第三紀、白亜紀はこれに関して中新世程度にも資料が揃わないうる現状では更に予測が困難である。

前 中 一 晃

京都大学理学部地質学鉱物学教室

大阪層群を以てはじめとする近畿地方の鮮新・更新統の地層は、層序学的に最も詳しく調べられている点と連続した堆積物のある点で、日本の代表的な上部第三紀～第四紀の地層である。昨年来、我國に於ける標準古地磁気層序を確立する目的を以て、東は愛知県知多半島から、西は兵庫県淡路島に至る広範な地域より、これらの地層の最下部から最上部に至る各層準の火山灰試料を採集して、その自然残留磁気の方角を測定した。これらの古地磁気学的資料と、火山灰層序などの地質学的資料を総括して古地磁気層序を得、これとCoxらによつて得られた *geomagnetic time scale* との対比を行つてみた。以下にその結果を簡単にまとめてみる。

- 1). これらの層群は古磁氣的に *GAUSS Normal Epoch* までにそれぞれ対比しうる事が判明した。
- 2). 殆んど全ての火山灰層は完全に正或は逆の何れかに帯磁しており、磁場反転期を示唆する中間方向に帯磁したものはほとんどみつかつた。
- 3). *MATUYAMA Reversed Epoch* 中に三回の *Normal polarity* をもつた時期、*GAUSS Normal Epoch* 中に一回の *Reversed polarity* をもつた *event* の存在する事が確認された。
- 4). 上記の3回の *events* は夫々 *Jaramillo*, *Gilsa*, *Olduvai* に対比される。また、*GAUSS Epoch* 中の *event* は *Mammoth* に対比され、*Kaena event* に相当する *Reversed polarity* をもつた時期は現在の所、まだ確認されていない。
- 5). *Magnetic* の方法によれば、各火山灰層について、かなり精度の高い年代推定を行ふ事が出来る。大阪層群を例にとると、アズキ火山灰層は 0.8 M.Y. イエロー火山灰層は 1.5 M.Y. といふ推定年代が与えられる。
- 6). *Pliocene - Pleistocene* の平均推定磁極の位置は現在の北極の位置と誤差の範囲内で一致するが、個々の火山灰層についてみると、現在の *secular variation* の範囲をこえた方向のほらつきが認められる。

眞鍋健一, 鈴木敬治

福島大学教育学部地学教室

会津盆地西縁に分布する山都層群の各層準からは、多数の植物化石が産出してあり、組成上の特徴と層位関係から三つの植物化石群帯〈西羽賀植物化石群(中新世末期)・小柳津〜(鮮新世前期)・袋原〜(鮮新-洪積世)〉に区分された(鈴木, 1959・1964)。このうち鮮新世〜洪積世の地層について、採在される数枚の凝灰岩の残留磁気を測定した。その結果、あきらかな寒冷気候を示す植物化石群がはじめて出現する層準のすぐ下位にある凝灰岩が逆帯磁で、この層準の上位にある凝灰岩は正帯磁であることがわかった。また上述の逆帯磁の下位にも、正帯磁した凝灰岩が産出している。これらの事実から、大阪層群との比較など2・3の検討を試みたが、第四紀編年の問題とも関連して興味あることがらである。

堂 面 春 雄

山口大学教育学部物理学教室

山口市龜山町2番1号

山口県下にかなり広く分布する第4紀火山灰層の成因乃至古地磁気学的性質に関する研究の preliminary survey として、瀬戸内海周防灘沿岸近くのいわゆる《宇部火山灰層》に関する研究に着手した。

この火山灰層は北九州の八女粘土層、或いはまた関東地方の武蔵野ローム層とほぼ対比されるものであるが、この成因についてはまだ明らかでない見解はない。

この宇部火山灰層は多孔質で軽く、黄色乃至黄褐色（特に湿るとオグクヅ状の、あざざやかな黄褐色を呈する）の上層（以下 B層 とよぶ）と、白色の火山灰質粘土の下層（W層）の上下2層に分けられている。全体の厚みは場所によりかなりことなっているが、数 cm ～ 3 m 程度である。

ところで、B層とW層とでは、その成因がかなりことなるようにみうけられるが、この点についてモ亦、地質学的にはまだ解明されていない。

筆者は、これら両層より採取した試料について、それらの残留磁化の方位を測定し、B層のものに比して、W層のそれは伏角がセコあさく、磁化方向の分散度も大きいことを知った。これらのことより、W層は二次的堆積によるものと推定した。

なお、ついでながら、ここに取り上げたような、Archaeomagnetism および Palaeomagnetism の境界ともいえる時代（2～3万年 B. P. 程度）の試料に関する同種の研究分野を “Mesogeomagnetism” と呼ぶことを提案したい。

T. Nagata and B.J. Carleton  
Department of Earth and Planetary Sciences, University of Pittsburgh

Piezomagnetic characteristics of basalts and diorites are examined in a weak magnetic field of 0-5 Oe. under uniaxial compression of 40-120 kg/cm<sup>2</sup> in strength.

- (i) The intensity of piezo-remnant magnetization,  $J_R(H+P, P_0, H_0)$  acquired by applying and releasing the compression in the presence of a magnetic field is approximately proportional to the field intensity  $H$  in the weak field range. The relation is empirically expressed as  $J_R(H+P, P_0, H_0) = C(P)H$  where  $C(P)$  is a coefficient depending on the compression  $P$  and  $\partial C(P)/\partial P > 0$ . Since the ordinary IRM,  $J_R(H+H_0)$ , in this field range is expressed by  $J_R(H+H_0) = bH^2$ , the ratio PRM/IRM is given by  $J_R(H+P, P_0, H_0)/J_R(H+H_0) = C(P)/bH$ . Hence, the piezomagnetic effect becomes markedly larger in a weaker magnetic field.
- (ii) PRM of igneous rocks acquired for the condition of  $P \perp H$  is roughly equal to that in the case of  $P \parallel H$  for the same values of  $H$  and  $P$  respectively.
- (iii) By a uniaxial compression in a non-magnetic space the intensity of IRM of igneous rocks is reduced, and the rate of reduction increases with an increase in the compression strength. This mechanical demagnetization is almost equally effective in both cases of  $J_R(H+H_0) \parallel P$  and  $J_R(H+H_0) \perp P$ .
- (iv) For igneous rocks in the geomagnetic field the intensity of PRM caused by a sudden release of compression is larger than the change in reversible magnetization,  $H\Delta X$ , which takes place before the acquisition of PRM.

川井直人

大阪大学基礎工学部

広岡公天

大阪大学基礎工学部

時段克安

大阪大学基礎工学部

岡山、大阪を中心とし下畿内、東海の各地方より、約 600 個の試料を採集した。このうち、今まで、データが不足していた中世時代に属するものが、約 350 個ある。これらととて得られた資料と前の結果とを合わせた。西南日本における偏角と伏角の変化を求めた。Kawai et al. (1967) の仮説から期待されるものと、この変化の傾向は、良一致をみている。



伊藤 晴明  
島根大学文理学部

M. Fuller  
University of Pittsburgh

新生代後期の地球磁場の変動を研究するため、我々はアメリカ西部カスケード山脈（オレゴン州、ワシントン州）に分布する、或る適当な大きさの花崗岩質貫入岩体（Stock状のもの）を選び、これらの岩体の古地磁気学的研究を行った。

各々の岩体は、いずれも異なる磁性を示した。その中から我々は一つの岩体内で正逆両磁化をもつ二つの岩体を見出した。これは二つの岩体は一つの地球磁場逆転の時期に貫入したものと予想され、正逆両磁化の間にある地域から逆転を通じての或る時期に帯磁したと思はれる試料を採集することゝできた。

上田誠也  
東大理

安井正  
舞鶴海洋気象台

伊勢崎修弘  
東大理

北西太平洋、日本海、オホツク海の地磁気測量結果を報告し、これらの地域に存在する地磁気線状異常の意義と、島弧論及び、海床拡大説などの見地から検討する。北西太平洋の線状異常と、北東太平洋のそれとの連結の可能性、海山の古地磁気学、アリュウ-リアン300と線状異常との関係、グーグイン海丘や東太平洋海丘の活動史、海底堆積物の年代分布等を参照し、太平洋海床隆起史と島弧の形成史との関連を考察する。Cainの計算法による regional trend の除去がのぞきし結果を下表のとおり報告する。

小嶋 美都子・小嶋 稔・茶田 一郎  
東大・理学部

1°) 筆者等は、海洋底磁気結核の成因に、王手星りを得るため、海山等より得られた岩石(主として玄武岩)に、主として、磁気的性質及  $w$  K-Ar 年代測定を行つた。今回は、昨年 Prof. Vacquier より提供を受けた(i)南太平洋 Osborne 海山, (ii) Mid Atlantic Ridge (22°30' N, 45° E) の試料合計14ヶに、本研究を行つた。この結果、

(i) 玄武岩に、 $w$  は、可成りの場合に、 $w$ 、前回までに報告した様な加熱による  $J_s$  の異常増加現象が認められた。これより、 $J_s$  の異常増加現象は、海底に出土した玄武岩の極めて一般的の性質であることが推察される。

(ii) Mid Atlantic Ridge の岩石は、その ( $Ar^0$ ) が極めて少いため、正確な年代を求めることは不可能であるが、極めて若い年代 ( $\leq 10^6$  年) であることが推定される。一方 Osborne 海山の玄武岩は、 $3.15 \pm 0.3$  m.y.,  $3.30 \pm 0.2$  m.y. の年代を示す。

2°) 前回に報告した様に、海山玄武岩の  $w$  のつかは、残留磁気の自己反転現象を示す。この機構を理解するため、今回は、East Pacific Rise より得られた海山玄武岩(残留磁気の自己反転現象を示す)に、日本電子 JXA 5 型、X線マイクロアナライザーによる分析を行つた。このため、庄野氏より提供を受けた4種の人工  $Ti-Mn$  標準試料を用い、玄武岩中の約20種のマグネサイト粒子に、 $w$ 、 $T_i$ ,  $O$  の定量を行つた。この結果、各粒子の成分は、かなりバラバラだが、そのバラツキは、ほぼ酸化線上に分布する。又以上より求めた平均組成は、 $J_s$ ,  $T_c$  及び  $w$  の顕微鏡観察結果とよく一致している。筆者等は、この自己反転のメカニズムとして、オリゲナル  $\beta$  相が酸化により、 $\beta \rightarrow \alpha$  となり、 $\beta$ ,  $\alpha$  間の磁気的相互作用がその原因であると考へてゐる。

87 K - Ar ages and Paleomagnetism of some basalts from North - Eastern Colorado.

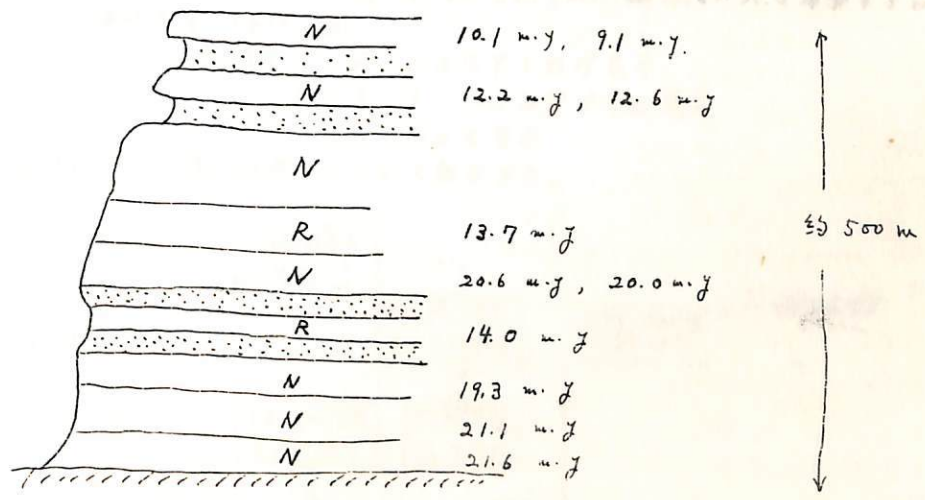
小嶋稔・兼岡一郎・(東大理) E. E. Larson (Univ. of Colorado).

米コロラド州北東部 Turret Peak には垂直方向約 500 m にわたり、10 枚以上の溶岩層があり、これら溶岩は、時々 N 及び R に帯磁している。筆者等は、これら溶岩について K - Ar 年代測定を試みた。その結果、(下図参照)

- (1) Turret Peak 溶岩層は最下部から最上部まで、約一千万年にわたり噴出した。
- (2) 約 ~~1400~~ 1400 万年前に地殻場の逆転が起こったと推定される。
- (3) Turret Peak 溶岩層は、溶岩層の中間部で R 層が逆転している可能性がある。これは断層運動によるものかも知れない。

今後更に、他の溶岩層についても K - Ar 年代測定を行い、

- (a) N 及び R 区間の時間間隔の推定。
- (b) N → R, 及び R → N への推転に要する時間の推定を試みる予定である。



Turret Peak 溶岩層概観図

上野直子, 小嶋 稔, 久野 久.  
(東大理)

領家-阿武隈の花崗岩類と変成岩について、Rb, Sr, K, Arの分析を行い、

- (1) 地質学上、新旧を区別されている花崗岩類の生成年代は

	Rb-Sr	K-Ar
領家	75 m.y.	71 m.y.
阿武隈	92 ~ 163 m.y.	67 ~ 108 m.y.

となり、領家では新旧の区別はつかないが、阿武隈では、つくように思われる。

- (2) 変成岩は

領家	67.8 m.y.	67.5 m.y.
阿武隈	102 m.y.	109 m.y.

となり、花崗岩類の新しい方と、ほとんど同じ年代を示す。

- (3) 変成岩の原岩と花崗岩の原岩は異なる。

という結果が得られた。又、変成岩の原岩の由来や、出来れば飛騨地方の試料の結果についても発表したい。

## 大気光観測スペクトルアナライザー

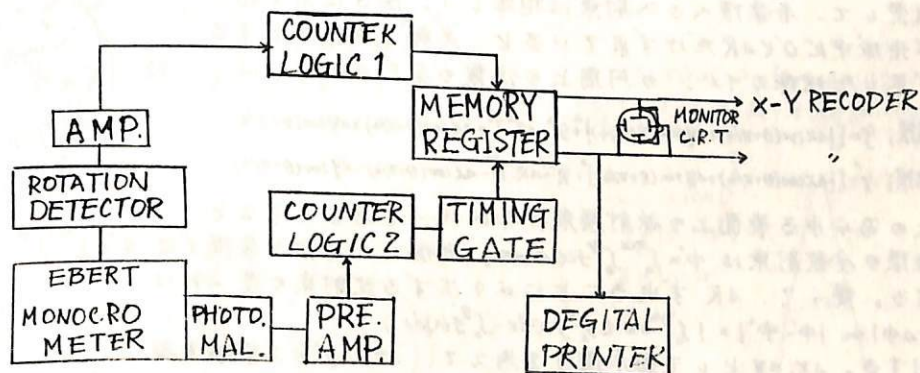
等松隆夫、鈴木勝久  
東大理

光子計数法による大気光の測光について前に報告したが、今回は特に薄明大気光のように時間変化が顕著であるようなスペクトルを解析する装置について報告する。エバート型の分光器によって分光された大気光は光量が少なく、信頼できるデータをとるためには一定の時間をかけなければならない。しかしこのようにして波長の掃引を行なうと掃引始めと終りでかなりの時間差ができて、時間的に早い変化をする場合真の波長スペクトルからずれたものが得られる。これを解決するために、この装置は波長3500Å-7000Å中の任意の波長領域について高速で掃引する。一回の掃引では感度不足になるので、一回ごとの観測値をメモリーして、数回掃引したものを加算する。これによって観測時間中の平均波長スペクトルを求めることができる。

性能 分割数 100チャンネル (標準1Å/1チャンネル)  
掃引回数 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128, ●回  
掃引速度 14sec/回

出力 X-Yレコーダーによるアナログ表示  
デジタルプリンターによるデジタル表示  
モニターC.R.T.による表示

今回は若干の予備的観測例について報告する。



スペクトルアナライザー・ブロックダイヤグラム

堤 捨 男 高 木 亨

( 京都工芸繊維大学 工学部 )

1. 序言：従来の人工衛星等の姿勢制御に用いられる IR horizon sensor は vehicle 自体の spinning を利用するの、又は可動部を有する。ここに提案するものは可動部をもたない図1に示すような地球表面の周辺を一度に視野内に含ませる広角度光学系を用いた sensor であって、 $\theta_1 - \theta_{min}$  間の環状帯域より放射される地球大気からの放射束を利用して、地球の中心からの偏差を検出しようとするものである。

2. 構成：図2に示す如く、傾き $\theta$ なる1次コーン型反射鏡と、適当な焦点距離をもつ2次球面鏡と、像面を $\theta_1 \sim \theta_4$  象限に分割し、夫々に入射する放射束を集束する4個の検出器とよりなる。最小角  $\theta_{min}$  は次式で決定される。

$$\theta_{min} = \pi - 2\theta \quad [\text{radian}] \quad (1)$$

$\theta_{max} - \theta_{min}$  間の任意の角  $\psi$  で入射した放射束の中、球面鏡に有効に投射される平行放射束の1次コーン型反射鏡の半径方向に測った幅  $b'$  は、 $b' < b$  であって、

$$\frac{b'}{b} = \frac{\sin(\psi - \theta_{min})}{\cos(\psi - \theta_{min}/2)} \bigg/ \frac{\sin(\theta_{max} - \theta_{min})}{\cos(\theta_{max} - \theta_{min}/2)} \equiv f(\psi) \quad (2)$$

$b'/b$  は像面における  $\psi$  を半径方向とする照度に比例する。

3. 原理：図2に示す如く、光軸を原点とする直角座標軸によって像面を4等分し、夫々の象限への入射束を検討する。光軸が地球の中心と一致している時は地球が球だと仮定して、各象限への入射束は相等しい。図3に示す如く、光軸が地球中心  $O'$  と  $\Delta R$  だけずれていると、光軸  $O$  を原点とする実線で示した地球のイメジの円周上の任意の点  $P$  の動径  $\rho$  は

$$\rho_1 \text{ 象限}; \rho = \left[ \{ \Delta x \cos(\theta + \pi/4) + \Delta y \sin(\theta + \pi/4) \}^2 + \rho_0^2 - \Delta R^2 \right]^{1/2} + \Delta x \cos(\theta + \pi/4) + \Delta y \sin(\theta + \pi/4),$$

$$\rho_3 \text{ 象限}; \rho' = \left[ \{ \Delta x \cos(\theta + \pi/4) + \Delta y \sin(\theta + \pi/4) \}^2 + \rho_0^2 - \Delta R^2 \right]^{1/2} - \Delta x \cos(\theta + \pi/4) - \Delta y \sin(\theta + \pi/4).$$

地球上のあらゆる表面上の放射強度分布が均一であるとする。

$\rho_1$  象限の全放射束は  $\phi = \int_0^{\pi/2} \int_0^{\rho} f(x) dx d\theta$ 、同様にして  $\rho_3$  象限では  $\phi' = \int_0^{\pi/2} \int_0^{\rho'} f(x) dx d\theta$  に比例する。従って、 $\Delta R$  ずれることにより生ずる放射束の差  $\Delta\phi$  は

$$|\Delta\phi| \propto |\phi - \phi'| = \left| \int_0^{\pi/2} d\theta \left[ \int_0^{\rho} f(x) dx - \int_0^{\rho'} f(x) dx \right] \right|$$

に比例する。 $\Delta x, \Delta y$  としして微小増分を考慮して、 $\Delta x^2, \Delta y^2$  の2乗項を省略し、且  $\cos(\alpha + h) \sim \cos\alpha - h \sin\alpha, (\alpha \gg h), \ln(1+x) \sim x - x^2/2$  なる近似式を用いて、 $y$  方向の検出感度  $|\Delta\phi|/\Delta y$  は

$$\frac{|\Delta\phi|}{\Delta y} \propto 2\sqrt{2} \left[ \cos \frac{\theta_{min}}{2} \tan(\theta_1 - \frac{\theta_{min}}{2}) - \sin \frac{\theta_{min}}{2} \right] \cdot \frac{\cos(\theta_{max} - \theta_{min}/2)}{\sin(\theta_{max} - \theta_{min})} \quad (3)$$

となり、 $\Delta x$  に無関係で  $\theta_{max}, \theta_{min}, \theta_1$  に依存する。 $\rho_2, \rho_4$  象限の差は  $\Delta y$  に無関係である。図4は  $\theta_{min} = 60^\circ, \theta_{max} = 85^\circ$  とし、 $\theta_1 = 65^\circ, 70^\circ, 75^\circ, 80^\circ$  の各値に対する検出感度を示す。誤差信号を得るには、 $\rho_1$  と  $\rho_3$  および  $\rho_2$  と  $\rho_4$  象限に属する検出器の極性が逆になるように直列接続した pair を作る。

4. 結言； $CO_2$  ガスの emission-band を利用すれば 安定な検出が行えると思われる。広角度であるから、大きくずれた場合の回復も容易である。

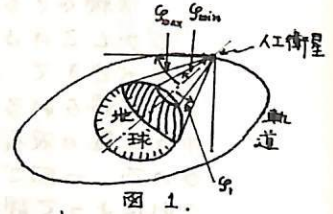


図 1.

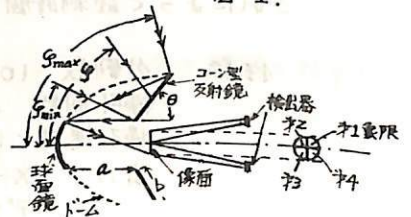


図 3.

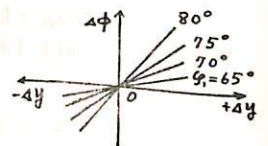


図 4

豊田 実 竹村 頼男 藤谷 国治 松本 治弥  
(神戸大学 工学部)

わらわらの試作したチャンネル形二次電子増倍管は印加電圧3000V付近で電子利得が $10^8$ 程度えられ、しかもパルス高さが揃って計数に好都合であるがこれにイオンおよび軟X線を入射させたときの特性が得られた。Fig.1は真空槽内の残留ガスをイオン化し増倍管の入力端を-2700Vとしてイオンを加速し増倍管に入射させたときの出力パルス波高分布である。この場合のイオンは種々のイオンが混ったものと考えられるがパルス波高は比較的よく揃いこの管でイオンを検出計数できることが確認された。軟X線はFig.2のような装置を用いて実験を行なった。この装置はシールド、バイアス電圧 $V_B$ 、磁石による磁界等によつて荷電粒子を増倍管に入射させないよう充分配慮されている。この場合ターゲットTより放射される軟X線はこれに加える電圧 $V_T$ によつて定まる限界波長 $\lambda = hc/eV_T$  ( $h$ : プランクの定数) 以上に広く分布しており、このうちマイラフィルタ $F_R$ を透過した波長のものが増倍管に入射する。Fig.3は $4 \sim 100 \text{ \AA}$ に波長分布をもつ軟X線に対する出力パルス波高分布である。 $V_T$ を種々に変化させたときの計数値から増倍管の軟X線に対する波長-感度特性が計算できる。長波長限界はまだ確かめるに至っていないが $1500 \text{ \AA}$ 附近と思われ。終りにイオン検出の実測を行なって頂いた神戸商船大、道島研究室の方々および軟X線測定に便宜をはかって頂いた東大宇宙研小田研究室の方々に深謝する。

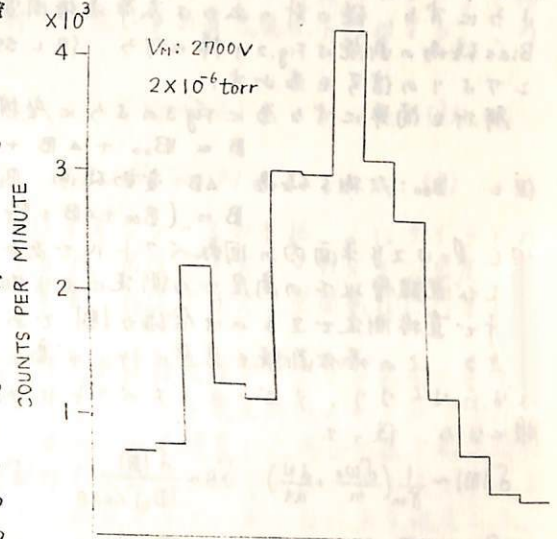


Fig.1 イオンに対する出力パルス波高分布

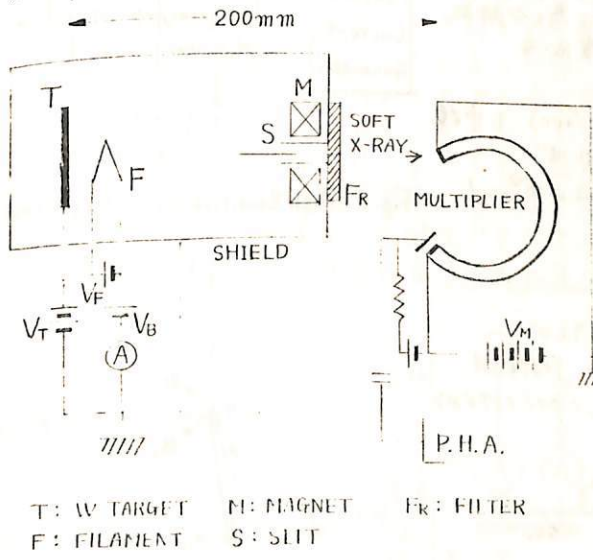


Fig.2 軟X線発生装置および測定回路

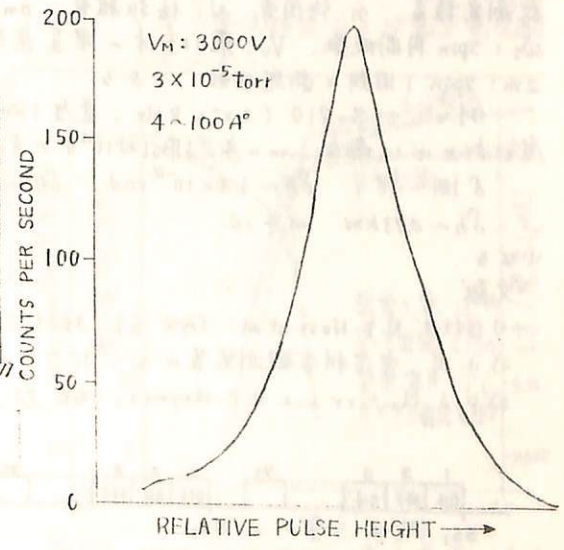


Fig.3 軟X線に対する出力パルス波高分布



小川 徹 藪崎 努  
京都大学工学部

オプティカルポンピング磁カ計を用いて比較的弱磁場 (<10<sup>8</sup>) の3成分の測定は以前より行われてきたが<sup>1)</sup> 10<sup>4</sup>程度の磁場の成分を高速の飛しょう体で測定する事は種々の困難がある。筆者等は前に提案した方法<sup>2)</sup>をより詳しく検討したので報告する。最近より簡単な方法が報告されているが<sup>3)</sup>装置の不調があったらしく最終的な精度は不明である。

装置は Fig.1 の様に Spin 軸に垂直方向に定電流源より Bias 磁場をかけ、これを断続させるようにする。磁カ計の出力は広帯域増幅器を経て後述のように適する様に変換される。Bias 磁場の断続は Fig.2 の様に行う。但し SS<sub>1</sub> 及び SS<sub>2</sub> は飛しょう体の両側に取付けられたフォトダイオードの信号を示す。

解析を簡単にする為 Fig.3 のように座標を選べば

$$B = B_{00} + \Delta B + B_r + B_b$$

但し B<sub>00</sub>: 双極子磁場 ΔB: 変動磁場 B<sub>b</sub>: Bias 磁場 (xy 平面) B<sub>r</sub>: 残留磁場

$$B = (B_{00} + \Delta B + B_r \parallel) + |B_r \perp + B_b| \hat{e}_s$$

但し  $\hat{e}_s$  は xy 平面内の回転ベクトルである。B<sub>b</sub> は既知であり、B<sub>r</sub>∥, B<sub>r</sub>⊥ は飛しょう以前の測定及び電離層以下の高度での測定により知ることが出来る。オプティカル・ポンピング磁カ計で直接測定できるのは全磁場 |B| であるから、Bias 磁場の断続により B<sub>00</sub> + ΔB を測定できる。この場合断続を急速に行えば高次の分解能はよくなるが、倍周率を高くしなければならぬ。又ゼーマンスペクトルの緩和時間も問題となる。従って

$$\delta |B| \sim \frac{1}{\delta m} \left( \frac{\delta \omega_0}{n} + \frac{\delta N}{\delta t} \right), \quad \delta \theta \sim \frac{\delta |B|}{|B_b| \cos \theta}, \quad \delta \varphi \sim \frac{\delta \theta}{\sin \theta}$$

$$\delta h \sim \frac{2\pi}{\omega_s} V_v, \quad m < \frac{\pi}{\omega_s} \frac{1}{T}$$

但し δ|B|: 全磁場測定誤差。δ<sub>m</sub>: 磁気回転比。δω<sub>0</sub>: 周波数測定誤差。n: 倍周率 N: 位相雑音。δn: 高次分解能 ω<sub>s</sub>: Spin 角周波数。V<sub>v</sub>: 飛しょう体の垂直速度成分 2m: Spin 1 周期の断続回数 である。

一例として S-210 (スピ> 8 Hz, 速度 1 Km/sec) に中緯度で打上げの場合、m = 4。|B<sub>b</sub>| ~ 10<sup>4</sup> とすれば

$$\delta |B| \sim 1\%, \quad \delta \theta \sim 1.4 \times 10^{-4} \text{ rad.}, \quad \delta \varphi \sim 2 \times 10^{-4} \text{ rad.}, \quad \delta h \sim 0.13 \text{ km} \quad n > 10$$

となる。  
文献

- 1) 例として N.F. Ness et al. JGR 69, 3531 (1960).
- 2) 小川. 宇宙科学観測装置のミニボジウム 1967年2月.
- 3) P.A. Cloutier and R.C. Haymes, JGR 73, 1771 (1968).

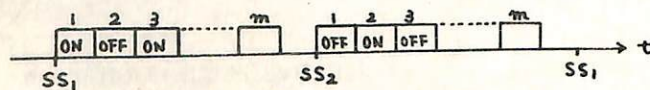


Fig. 2. Bias Field

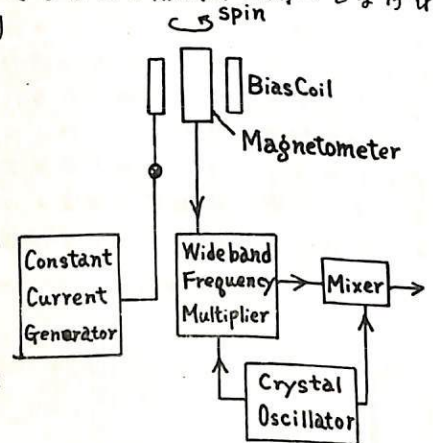


Fig. 1. High Sensitive Vector Magnetometer

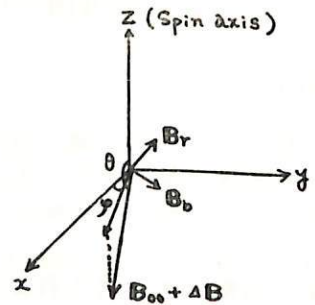


Fig. 3.

# グリッドを持つプラズマ・プローブの基本的特性

竹屋芳夫 奥本隆昭 鈴木 裕 竹内京昭  
 (大阪市立大学 工学部) (三菱電機㈱)

従来、プラズマのプローブ計測において正イオンに関する物理量を独立に測定することは困難であったが、筆者らはその容易な方法を見出すためグリッドを付加したプローブ構成による実験を行なった。

プローブ構成を第1図に示す。第1図において、グリッドには直流可変電圧を印加し1つのプローブとして動作させ、このプローブ電流のイオン成分のみを内部のコレクタで捕集する。したがって、コレクタにはグリッドに対して深い負の直流電圧を印加する。このコレクタに流れるイオン電流は

$$I_c = 4\pi r_p^2 L e N_i \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi m_i}} \exp\left(-\frac{eV_g}{kT_i}\right) \quad (V_g \geq 0) \quad (1)$$

$$I_c = 4\pi r_p^2 L e N_i \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi m_i}} \quad (V_g \leq 0) \quad (2)$$

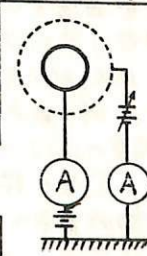
で表わされる。ここに、 $r_p$ はグリッドの半径、 $r_i$ はイオンシースの半径、 $L$ はグリッドの透過率、 $e$ は電子の電荷(イオンは1価と仮定する)、 $N_i$ はプラズマ中のイオン密度、 $k$ はボルツマン定数、 $T_i$ はイオン温度、 $m_i$ はイオン質量、 $V_g$ はプラズマ空間電位に対するグリッド電位である。

実験では直径20cmの球形放電管内に約 $10^{17}$ 個/cm<sup>3</sup>の密度の水銀拡散プラズマを発生させて測定を行なった。実験結果の1例としてコレクタ電流-グリッド電圧特性のセミログプロットを第2図に示す。第2図において、コレクタで電子のみを捕集した場合の電子電流特性およびグリッドのみで得たLangmuirプローブ特性を同時に示してある。プラズマ中のイオンおよび電子の速度分布がMaxwell分布であると仮定すると、第2図に示す結果より、グリッドの電位によってグリッドの透過率が変化しないことがわかり、コレクタで得たイオン電流特性および電子電流特性からLangmuirプローブ特性の解析と同様の手段でイオンおよび電子に関する諸量がそれぞれ独立に得られることがわかる。さらに、電子電流特性から得られる空間電位はそれぞれよく一致していることがわかる。

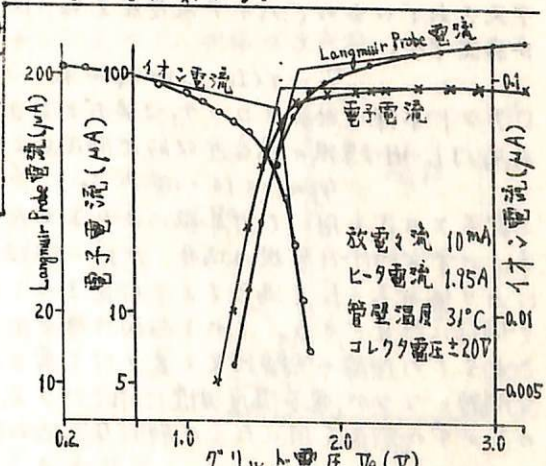
上述のようにグリッドを付加したプローブ構成でイオンに関する諸量を独立に求めることができるが、本実験によって得られたイオン温度は第1表に示したように管壁温度よりかなり高い値を示している。従来から実験室プラズマの測定においては“イオン温度は管壁温度に等しい”と仮定されてきたが、イオン温度はかなり高くなると考えられることから、今後、理論的、実験的検討をこの点に加える必要がある。

第1表 拡散プラズマによって得られたプラズマ諸量

	圧力 (mmHg)	電子密度 (cm <sup>-3</sup> )	電子温度 (K)	イオン温度 (K)	管壁温度 (K)
I	$5.0 \times 10^{-4}$	$2.4 \times 10^7$	5000	1700	280
II	$2.8 \times 10^{-3}$	$3.2 \times 10^7$	2400	900	300



第1図 プローブ構成



第2図 Langmuir Probe, 電子電流, イオン電流特性

放電電流 10mA  
 ヒータ電流 1.95A  
 管壁温度 31°C  
 コレクタ電圧 ±20V

大家 寛・麻生武彦  
京都大学工学部

1. まえがき 電離層プラズマの電子温度の測定は、従来ラングミュアプローブなどの直流プローブ或いはレゾナンスプローブによるラングミュア電流電圧特性から求められていた。ここでは、新しいアプローチとして高周波プローブの範疇に属するジヤイロプラズマプローブを用いた電子温度測定の理論を築き、L-3H-2号機並びにK-9M-21号機で得られた実際のデータから計算により電子温度の高度プロファイルを求めた。

2. 理論および原理 ジヤイロプラズマプローブによる測定で、シース共鳴周波数や高部ハイブリッド周波数に比して十分低い周波数領域では、周囲のプラズマの呈するインピーダンスは非常に低くなり、測定されたアドミタンス値Aは、ほぼシース領域のアドミタンスと考える事ができ、円筒状プローブの場合次式で近似できる。

$$A = j\omega C_s \quad (1)$$

$$C_s = 2\pi\epsilon_0 L / \ln(R_s/R)$$

ここで $R_s$ はプローブを同心状に覆うシースの縁までの半径であり、この領域内での電子密度を $N$ とした。従って測定値からシースの厚みがわかるが、一方プローブのポテンシャル $\phi_0$ はプラズマ密度を $N$ として $R_s$ と次のように関係づけられている。

$$-\phi_0 = Ne/4\epsilon_0 \cdot [R_s^2 \{2 \ln(R_s/R) - 1\} + R^2] \quad (2)$$

プラズマの密度は高部ハイブリッド共鳴周波数から正確に求められるので、(2)式を用いる事によりプローブのポテンシャルが計算できる。次にプローブがフローティングか又はそれに近いポテンシャル $\phi_0$ にある時のプローブに流れ込む電子ならびにイオン電流は、プローブの飛行速度 $W$ が電子の熱速度に比べて十分小さく、イオンのそれに比べて大きい場合、次式で与えられる。

$$I_e = 2\pi R N_e e L [kT_e / 2\pi m_e]^{1/2} \exp(e\phi_0 / kT_e) \quad (3)$$

$$I_i = \begin{cases} 2RLN_i e W \cos\theta (1 + 2e|\phi_0|/m_i W^2)^{1/2} & \text{for } W \cos\theta > v_0 \\ 2R_0 L N_i e W \cos\theta & \text{for } W \cos\theta < v_0 \end{cases} \quad (4)$$

$$v_0^2 = \{R^2/R_s^2 - R^2\} (2e|\phi_0|/m_i)$$

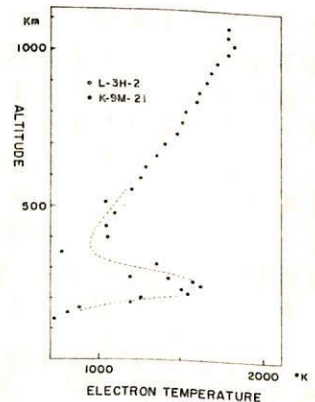
3. 観測結果 L-3H-2号機による実験では、プローブは $r = 100\text{K}\Omega$ の抵抗を通して直流バイアスされているので、バイアス電圧を $V_b$ 、ロケット本体のポテンシャルを $\phi_f$ とすれば、次式が成立する。

$$V_b - r(I_e - I_i) + \phi_f = \phi_0 \quad (5)$$

ロケット本体は略々フローティングポテンシャルにあると考えられ、 $\phi_f$ はL-3H-2号機の場合近似的に(6)式のように評価される。

$$\phi_f = -3.16 \times 10^{-4} T_e \quad [\text{volt}] \quad (6)$$

上記6つの式を用いて計算機により求めた電子温度を右図に示す。一方K-9M-21号機の場合、プローブはフローティングの状態にあり $\phi_0$ が $I_e = I_i$ を満たすように定まることから、上の式を用いて同様に計算できる。それを右図に併せ示す。得られた結果はこれまでの理論や実験結果を裏づけて居り、精度の点は今後の研究問題となるが、電子温度測定に対して、プラズマと金属の接触領域の広がり、測定の用いたこの新たな手法の有効性を示している。



—— 短円筒形プローブの場合

大塚 寛 · 梶原知夫

(京都大学工学部)

1) まえがき プラズマ中にひたされた高周波プローブからの電子音波の発生は、すでに1966年7月27日にあこなわれた、電離層内のジヤイロプラズマプローブ実験の結果、明らかにされた。(1) この現象を理論づける第一歩として平行平板条での電子音波の発生をすでに問題としていたが(2)、さらに、現実の問題として、ロケット観測に使用している短円筒形プローブからの電子音波の発生を理論的に検討し、Upper Hybrid 共鳴を中心、強い電子音波放射のあることが明確になった。

2) 理論および手法

本研究では第一目標として、円筒プローブのインピーダンスを求めるもので、円筒の周辺の電界を、電子音波の素子と等価して、流体近似で求めている。特に定常磁場の存在を重視し、非等方性媒質として問題ととりあつかうとは、従来の電子音波の研究と全く異なるユニークなところである。理論式の展開に際して、i) Quasi-static 条件  $\text{rot } E = 0$ 、ii) フラメント状、直線正数電流分布、iii) イオン振動を無視できる高周波領域、をこれらの仮定している。

数学的手法としては、円筒形プローブ周辺の Near Field を Fourier 積分を収束させることに利用し、すべて Fourier 変換により処理している。最終的に Fourier 変換空間の形式解を実空間の解にする Fourier 逆変換の積分は、解析的に逆行するのが不可能であり、コンピュータ解析を行っている。

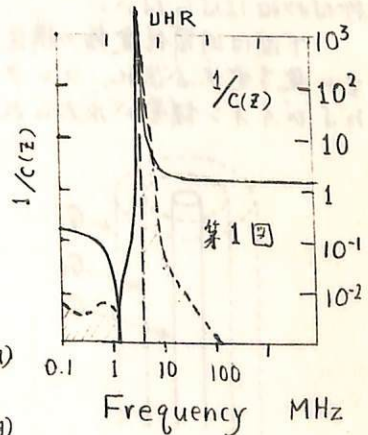
3) 結果およびおまわり

まず、円筒プローブ周辺のインピーダンス関数  $I(z)$  が求められた。このインピーダンス関数は、円筒形のプローブの先端を原点として、円筒形に平行にとられた座標系  $-z$  に因して定義され、 $z$  点での等価容量  $C(z)$  とは次の関係で結ばれる。すなわち

$$\frac{1}{C(z)} = \frac{1}{L} \{ I(L, z) + I(-L, z) - 2I(0, z) \} \quad (1)$$

ただし  $L$  は円筒プローブ要素の長さであり  $I(d, z)$  は、 $z$  軸上  $d$  の点と仮めて原点としたインピーダンス係数であり本質的に  $I(z)$  と同じである。以上  $I(z)$  はこれ自体、インピーダンス、あるいは等価容量の周波数特性を表わしている。

第1図は、その一例として、 $I(L, -0.5)$  を示したもので、実線は実数部、しながてはキャパシティブ、又はインダクティブ成分を表わし、支線は虚数部、すなわちこの場合抵抗分を表わす。粒子衝突は近似的に0であり、この抵抗分の存在は、ことごとく、電子音波の発生による。特に Upper Hybrid 共鳴では、容量成分との比率は増大し、共鳴の  $Q$  を劣化させることを明確に示している。なおこの結果は、電子密度  $10^5/\text{cc}$ 、電子温度  $1000^\circ\text{K}$ 、磁場強度  $0.4 \text{ gauss}$  の、中経度で  $700 \text{ km}$  高度のプラズマ条件に対し、プローブ軸と磁場となす角度  $0$ 、について求めた。



1) Oya, H. and T. Obayashi, Rep. Ionos. Space Res. Japan, 21, 1 (1967)

2) 大塚 寛, 地球電気磁気学会, 昭和42年度春季講演  
電気通信学会, アンテナ伝播研究会 (42年10月)

宮崎 茂, 森 弘隆  
郵政省電波研究所

従来電離層プラズマの諸量(密度, 温度, イオン質量, イオン混合比など)の測定は  
おのづかの別々の電極により行われてきたが, プラズマ諸量の精密な相互比較をする場  
合とか, 複数の種類のイオンが存在する場合などについては同時測定を行おう必要がある  
。従ってトラップ方式の複数の電極を有する単一の電極系でプラズマ諸量を同時にかつ  
Self-consistent に測定しなければならぬ。

上述の要求を満足させる測定電極として円筒形および球形電極の場合の電流-電圧特  
性については41年5月および42年10月の学会ですでに述べた。今回はそれに引き続  
き, 円筒形電極の場合のRetarding Potentialにおけるイオン電流-電圧特性および特性曲線  
からのイオン諸量の決定法について述べる。

今回述べる円筒形電極の特長として次のような点が考えられる。すなわち, その幾何  
学的形状からわかるように電極の製作が容易かつ精密に行はえること, 円筒の長さ $l$ と半  
径 $r_p$ との比 $l/r_p$ を大きくすることによって端効果および電極によるプラズマの擾乱の影響  
を十分小さくできることなどである。これらの特長により円筒形電極はやはり精度の高い  
測定が可能と考えられる。

円筒形電極のRetarding Potentialにおけるイオン電流および微分イオン電流は次式で与  
えられる。

$$i_i = 2N_i e l r_p \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi M}} \int_0^\pi \left[ \exp\{-(\alpha - \alpha_0 \cos\theta)^2\} - \sqrt{\pi} \alpha_0 \cos\theta \operatorname{erf}(\alpha - \alpha_0 \cos\theta) \right] d\theta$$

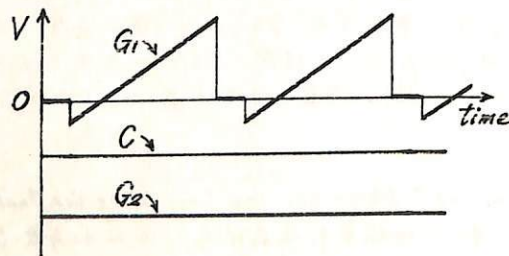
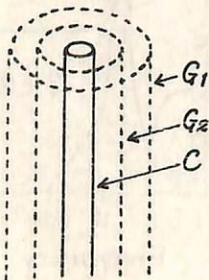
$$\frac{di_i}{dV} = -\frac{2N_i e^2 l r_p}{\sqrt{2\pi M k T_i}} \int_0^\pi \exp\{-(\alpha - \alpha_0 \cos\theta)^2\} d\theta$$

$$\text{ここで } \alpha = \sqrt{\frac{eV}{kT_i}}, \quad \alpha_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{M}{kT_i}}, \quad \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-x^2) dx$$

$N_i$ : イオン密度       $T_i$ : イオン温度       $M$ : イオン質量  
 $e$ : 電子電荷       $k$ : ボルツマン定数       $u_0$ : 飛ぼう体速度  
 $l$ : プローブの長さ       $r_p$ : プローブの半径       $V$ : プローブ電位

式中の定積分は解析的には解けないので電子計算機により数値解析を行なう。電離層プラ  
ズマ中には一般に数種類のイオンが存在しているためそれぞれのイオン電流の和の形で解析を  
行はねばならぬ。

下図は円筒形電極の構造および各電極に印加する電圧を示している。グリッド $G_1$ は  
主に電子電流が流れ, コレクター $C$ にはイオン電流が流れるのでそれぞれの電極から電子  
およびイオン諸量が求められる。



平尾 邦雄, 小山 孝一郎

東京大学 宇宙航空研究所

超高周波ガラスマニをロケットや人工衛星を用いて観測する場合に高周波を印加して、その特性からガラスマニに用いる物理量を測定する各種の高周波プローブの使用を心得てゐる。我々も以前から高周波プローブの一種であるレゾナンスプローブを用いて電子温度および電子密度の測定を行つてゐる。今回の報告において、レゾナンスプローブによる電子温度の測定法につき更に新しい検討を行つた結果、高周波プローブを用いるに当つては、プローブの形、加える高周波の電圧或は周波数によつてガラスマニの中に加熱現象が生じ、電子温度の上昇が見られることを見出し、そのことについて報告をする。最も基本的な場合として高周波を印加したプローブの直流特性を知らせて見ると、特に球形プローブに低周波の電圧を印加した場合に電子温度が与えられた高周波の電圧の2乗に比例して上昇することが見られる。しかし平尾プローブに印加した場合は、特に球形に比例して上昇することが見られる。しかし平尾プローブに印加した場合は、特に球形に比例して上昇することが見られる。しかし平尾プローブに印加した場合は、特に球形に比例して上昇することが見られる。

$$n = e S N_0 \left[ \frac{k(T_e + \Delta T_e)}{2\pi m_e} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot I_0 \left[ \frac{e d a}{k(T_e + \Delta T_e)} \right] \cdot \exp \left[ -\frac{e V}{k(T_e + \Delta T_e)} \right], \quad \frac{\Delta T}{T} = \frac{(m_e + M) e^2 a^2 E^2}{2 k T m_e^2 (v_e^2 + \omega^2)}$$

平尾邦雄, 伊藤富造, 小島 学, 三留重夫  
 東京大学宇宙航空研究所

宇宙航空研では昭和40年度よりスペースチェンバー計画, 建設両委員会が主体となつて宇宙科学実験用スペースチェンバーの建設を進め, この程完成した。この機会に装置の概要と, 特に電離層プラズマのシミュレーションのために行なつた低密度, 低温度プラズマの生成法の研究結果について報告する。

この装置は共同利用研究施設であつて, 主な用途は

- (1) ロケット, 科学紅星搭載用観測機器の基礎研究および試験
- (2) 宇宙空間プラズマの基礎研究

である。

チェンバー本体の大きさ, 形状は直径約2m, 長さ約3mの円筒形で, 非磁性ステンレス鋼で作られている。真空排気系は36インチの主拡散ポンプ2台その他で構成され, 最高到達真空度は $2 \times 10^{-7}$  Torrである。ガス導入系からは任意のガス圧で各種ガスが導入され, その中に後に述べるプラズマ源を用いてプラズマが生成される。またチェンバー内には外部からの操作で3次元的に移動できる可動探針が備えられ, 生成されたプラズマの密度, 温度分布測定に使用される。

チェンバーの外側には直径2.5mのヘルムホルツコイルが装着され, チェンバーの中心付近に最大100ガウスまでの一様磁場が発生できる。

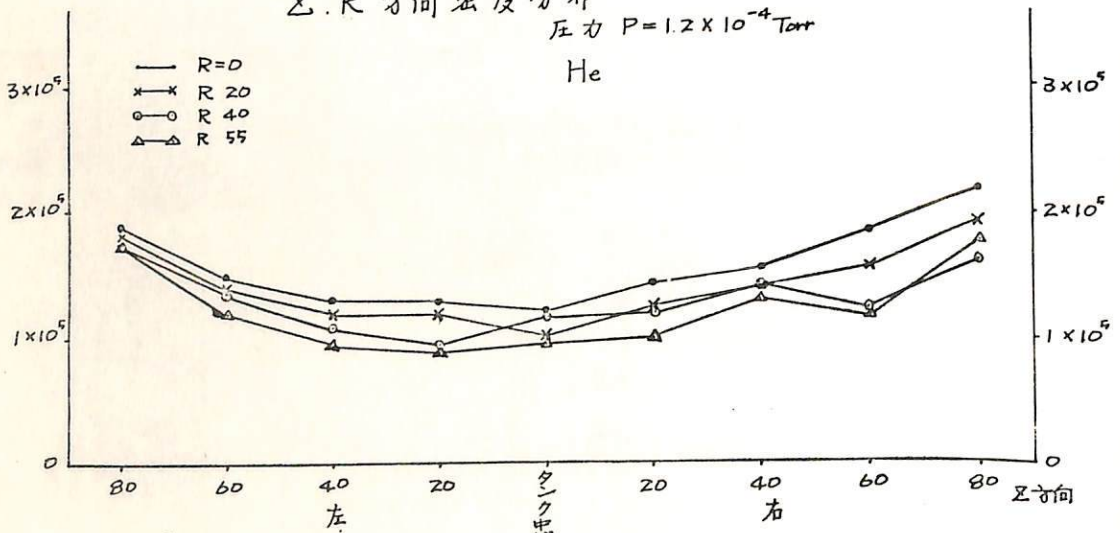
このチェンバーの中に電離層プラズマにできるだけ近い状態の一般プラズマを生成するためのプラズマ源の研究を名古屋大学プラズマ研究所と共同で行ない, 数回の予備実験を経て2種類のプラズマ源を製作した。これらのプラズマ源は何れも“後方拡散型”と稱せられるものであるが, 形状が直円筒型のもつと漏斗型のもつとあり, 前者は流れのあるプラズマを生成するに適し, 後者は静かなプラズマ生成用である。

現在までにヘリウム, アルゴン中でプラズマを生成させ, 電子密度, 温度の分布を測定した結果, かなり広い範囲にわたつて一様でしかも電子密度 $10^4 \sim 10^7/cm^3$ , 温度数千度のプラズマを生成することができた。その測定結果の1例を図に示す。最近試験的に電子温度プローブ, インピーダンスプローブ等の実験をこのプラズマ中で行なつてゐるが, 良好な結果を得てゐる。

図. R 方向密度分布

圧力  $P = 1.2 \times 10^{-4}$  Torr

He



伊藤富造, 山田弘基, 跡部正明

東大宇宙航空研, 東工大

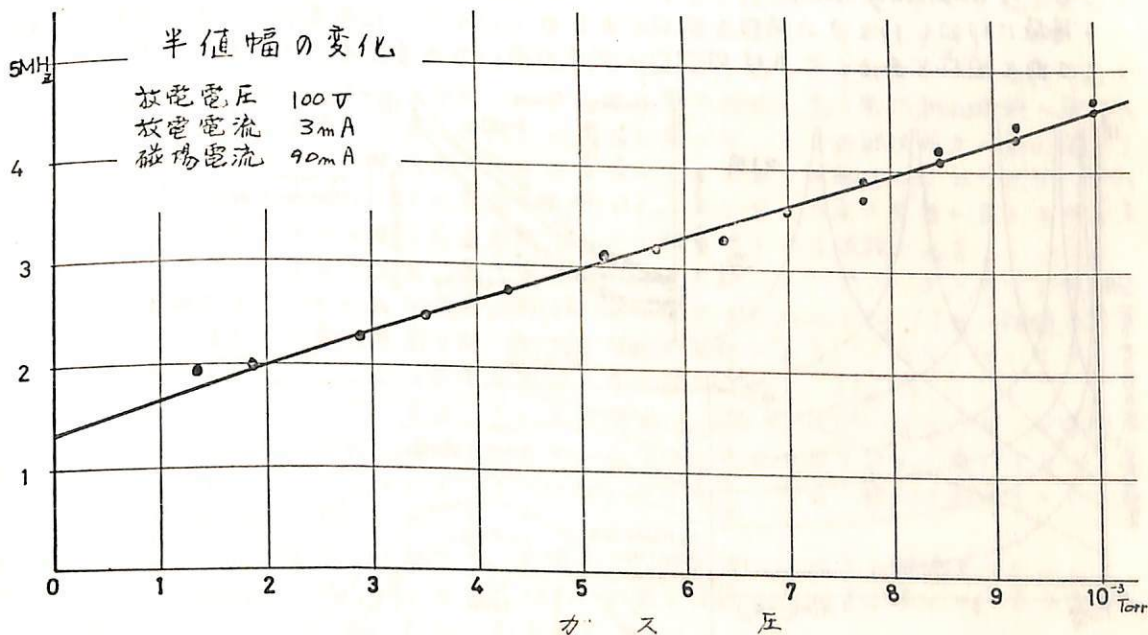
電離層中での電子-中性分子間の衝突周波数を測定するための搭載機器の基礎研究を実験室内プラズマを用いて行なった。

測定原理はよく知られている電子サイクロトロン共鳴吸収曲線の *collisional broadening* から *collision frequency* を求める方法であり, 室内実験ではキロガウス程度の磁場中でマイクロ波を用いて測定されている例がある。しかし搭載機器としてはできるだけ弱磁場で測定することが望ましいのでこの点を考慮して実験を行なった。

実験には水銀プラズマを用い, ガス圧は  $10^{-4} \sim 10^{-3}$  Torr, 電子密度は  $10^{16} \sim 10^{17}/\text{cm}^3$ , 電子温度は約  $900^\circ\text{K}$  である。共鳴吸収の検出は, プラズマ中に磁場に平行においた2枚の平行平板電極間のインピーダンスの変化を測定して行なった。共鳴吸収曲線は原理的には磁場掃引でも周波数掃引でも得られるが, 磁場掃引を用いるとプラズマの状態まで変わるおそれがあるので周波数掃引によった。

測定された半値幅の1例を図に示してある。この図でわかるように, 半値幅はガス圧にほぼ直線的に変化しているが, この直線は原点を通らない。これは電子が管壁や電極に衝突するために生ずる *instrumental broadening* であるから, これを差引いた分が正味の電子-中性原子衝突周波数である。搭載機器として用いる際にはあらかじめこの *instrumental broadening* を測定しておかねばならない。なお, この測定の際の磁場強度は約1.25ガウスであった。

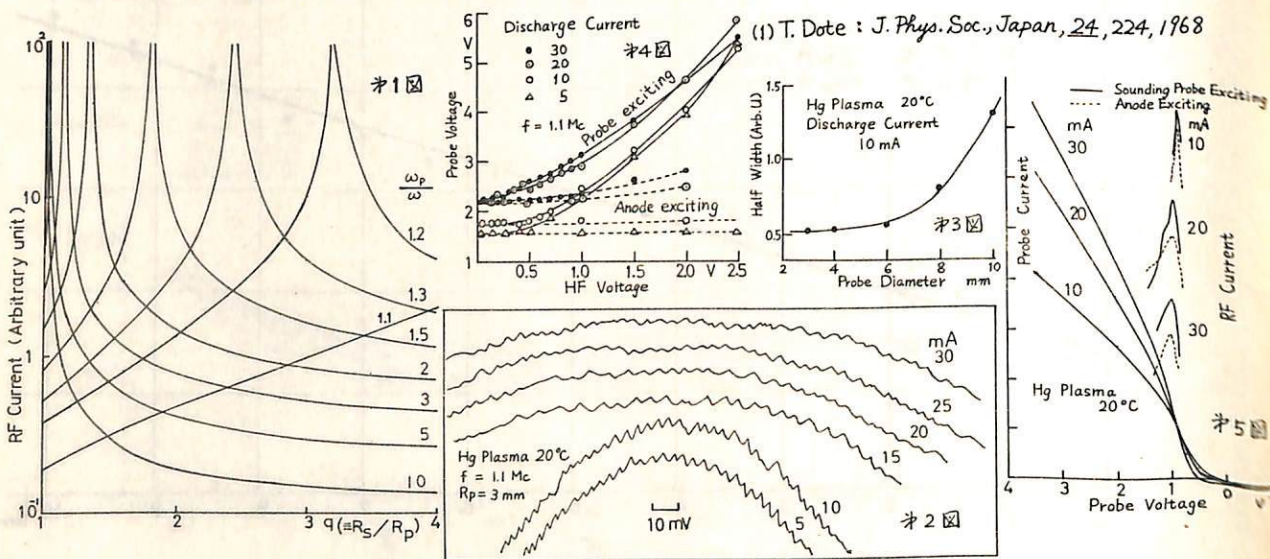
この例にして低電離プラズマ中で弱磁場を用いて電子衝突周波数の測定が可能であることが実験的に確かめられたので, 今後は搭載機器としての開発研究を進める予定である。





土手 敏彦 (理化学研究所)

プローブ-プラズマ系の高周波インピーダンスのプローブ電圧に対する特性を利用してプラズマの空間電位を測定し得るRFプローブ<sup>(1)</sup>に関して、ここでは精度の問題を主として考察する。球型プローブのシース半径( $R_s$ )のプローブ半径( $R_p$ )に対する比を横軸としてプロットしたRF電流特性の計算結果が $\#1$ 図に示されているが、プローブが空間電位にあるとき( $R_s/R_p=1$ )の顕著な特性からこの方法の測定精度は極めて高いことが予想される。 $\#2$ 図は電圧軸を拡大して示したRF特性の一例(球半径: 3mm)で、放電電流をパラメータとした。10mVの参照尺から判断される様に、放電電流が5mAの場合2mVのオーダーで空間電位を測定し得ることが分る。この精度は放電条件、プローブの幾何学的条件により異なるが、定性的な議論としては $\#1$ 図の特性が役に立つ。精度は特性の鋭さによってきめられるが、プローブ電圧に対する特性の減衰をその目安と見るならば、 $\#1$ 図に示される様にそれは $R_s/R_p$ が大きい程大きく、しかし飽和する傾向がある。一定電圧における $R_s/R_p$ はプラズマ条件を規定するDebye半径対プローブ半径で記述されるので、結論的に、測定精度はプラズマ密度、プローブ半径が共に小さい程大きいであろう。 $\#2$ 図で放電電流が小さい程特性の鋭さが大きいのはこの為である。 $\#3$ 図はRF特性の半値巾をプローブの半径を横軸としてプロットしたものでプローブの半径が小さい程半値巾が小さく、且つそれが飽和している傾向を示している。プローブに与えられる高周波電圧の大きさによりRF特性の最大を示す電圧が移動して測定誤差の原因となる。 $\#4$ 図は特性の最大を示す電圧を、印加された高周波電圧の大きさに対してプロットしたもので、高周波電圧をプローブに加える場合は0.3V以下、陽極に加える場合は1.5V以下において移動が殆んど起らないことが示されている。放電電流が大きい程誤差が大きくなるのは、Debye半径が小さい程高周波入力のプラズマに与える影響が大きい為と考えられる。この場合にはプローブ特性にも変化が見られる。終りに高周波電圧を一つのプローブ(Reference Probe)の近傍に置かれた他のプローブ(Sounding Probe)に印加したときの特性を $\#5$ 図に示しておく。同時に高周波電圧を陽極に印加したときの特性もプロットされているが、放電電流が小さい程特性が鋭いことは前と同様である。これはRFプローブ法の用い方の多様性を示すものである。

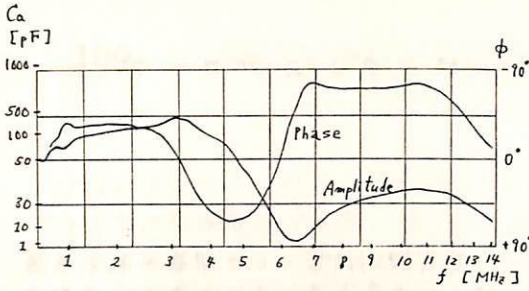


## 特性

江尻全機, 大林辰蔵  
 東京大学宇宙航空研究所

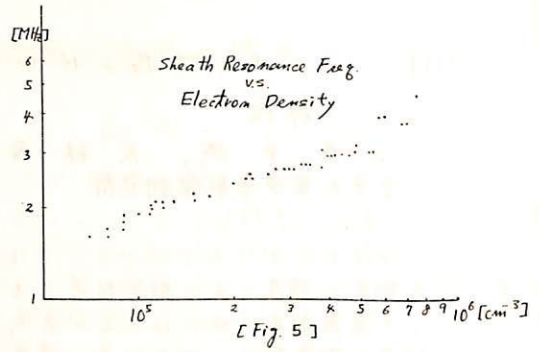
ジャイロ・プラズマ・フローは、ロケット搭載観測機器として開発され、今迄、電子密度測定に精度のよい観測結果をもたらし、種々の現象を見い出して来た。実験室内プラズマの密度測定には、ほとんど直流のラングミュア曲線を利用する方法がとられ、近年、空間電位測定法が、かなり良い精度で求まるようになったが、低密度プラズマでは、ラングミュア曲線の肩特性の為、誤差は相当大きく含まれている。ジャイロプラズマフローは、プラズマ内にフローより高周波を加え、種々の共振を励起して、その周波数特性を測定する点で、特に、高域ハイブリッド共振周波数は、フローのまわりのソースや衝突周波数を無視する限り、誤差が周波数の読み取り誤差内で求まる。本実験は、東大宇宙航空研究所に新しく設置された、スペースファンパを使って、ジャイロプラズマフローのシュミレーションを行ない、従来の方法との比較、及び、新しいロケット搭載用ジャイロプラズマフローの開発実験を行ったものである。

1. 実験装置. スペースファンパ内にHeガス及びArガスを導入、プラズマ源は、タイプIの円筒形ビーム型を用い、フローは、円筒、球、複合フローを使用した。ジャイロプラズマ装置は、掃引周波数 0.5 MHz ~ 17 MHz、外部掃引も出来、フローのインピーダンスをキャパクタンスの形で求め、位相も同時に観測出来るものを試作、プラズマの真空度とガス圧の比は、 $10^3$  位に比べてある。ほゞ、電離層と同じ電子密度を再現して実験を行った。
2. 高域ハイブリッド共振特性. Fig. 1. に、Arプラズマ中での、複合フローによる観測波形を示す。ソース共振、高域ハイブリッド共振周波数で、位相は $0^\circ$ になる。又、Fig. 2. に、 $f_{UHR} = (f_H^2 + f_p^2)^{1/2}$  の関係を示し、これより、高域ハイブリッド共振が現われる事が実証された。Fig. 3. に  $f_{UHR}$  より求めた電子密度の1例を示す。
3. ラングミュア曲線との比較. 上で求めた  $f_{UHR}$  より電子密度が求められる。これと従来のフローのV-I特性を同時にとり、電子電流領域と電子電流飽和領域の接線の交点より求めた電子密度、及び、直流に交流を重ねさせ、二次高調波成分の最小値より空間電位を求め、その時の電流値より求めたものとの三者の比較をFig. 4. に示す。これより、従来の接線の交点より求めた電子密度と  $f_{UHR}$  より求めた電子密度の差に大きな差がある。但し、他の種々の電子密度測定法との比較は残された問題である。
4. ソースレゾナンスと電子温度、電子密度. 本実験では、フローのV-I特性より電子温度が求まり、ソース共振周波数との間の関係を求めた(Fig. 6)が、相関は得られなかった。しかし、電子密度とは、約1/2乗の比例関係にあり、これは、ソースの厚さが電子密度で変化し、ソースの容量が変わる事で説明される。(Fig. 5)
5. ジャイロレゾナンス. 今迄、ソース共振が  $f_{UHR}$  と  $f_H$  の間にあり、ソース容量で  $f_H$  が観測され変わったが、磁場を加えて、 $f_H$  をソース共振周波数より高くすると、 $f_H$  が現われにくくなる。このジャイロレゾナンスは、今度新しく初めて観測されたもので、磁場と周波数の関係を、Fig. 7. に示す。
6. 新しい電子密度測定法. 上記の  $f_H$  を用いて、外部より印加する磁場を一定にして、 $f_H \gg f_p$  の状態で、 $f_{UHR} - f_H \approx f_p^2 / 2f_H$  が電子密度に比例する事より、電子密度がより精度よく求まる。Fig. 8. に一例を示す。

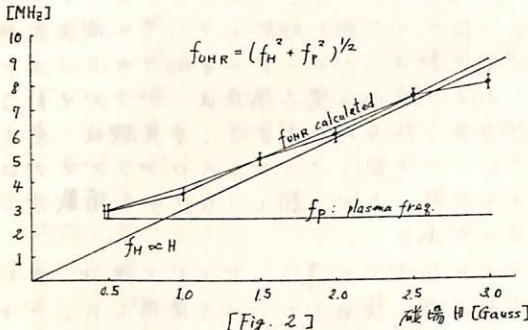


[ Fig. 1 ]

The Observed Amplitude & Phase of the Probe.

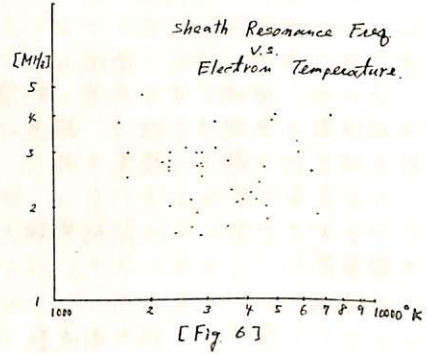


[ Fig. 5 ]

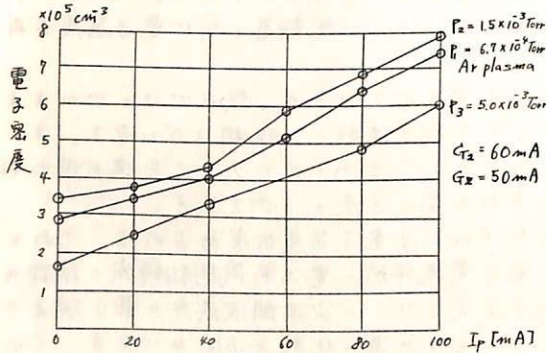


[ Fig. 2 ]

The Upper Hybrid Freq. vs. Magnetic field.

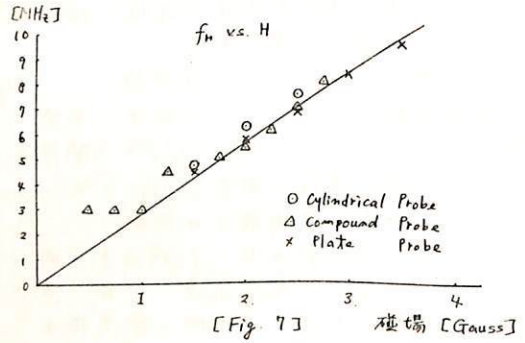


[ Fig. 6 ]

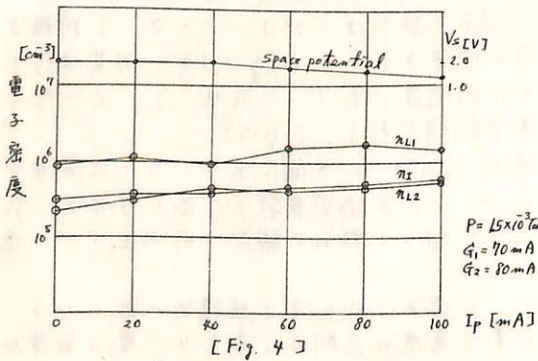


[ Fig. 3 ]

Plate Current v.s. Electron Density.

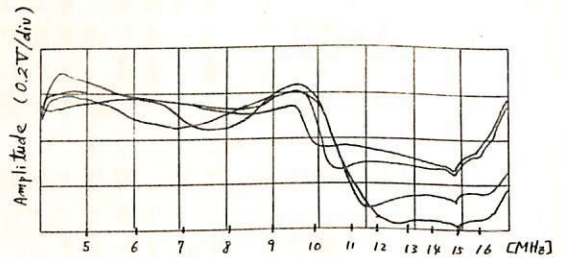


[ Fig. 7 ]



[ Fig. 4 ]

$n_I$  ... gyro plasma probe.  $n_{L1}$  ... Langmuir method.  $n_{L2}$  ... space potential determined by null of 2nd harmonic RF



[ Fig. 8 ]

Amplitude of the Cylindrical Probe in a Magneto-Active Plasma. H constant (35 Gauss)

The Paleomagnetic Significance of Single Domain Grains: Evidence from  
Hysteresis Measurements at Various Temperatures

David J. DUNLOP

Geophysical Institute, University of Tokyo

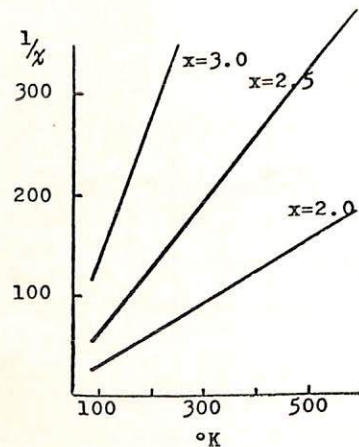
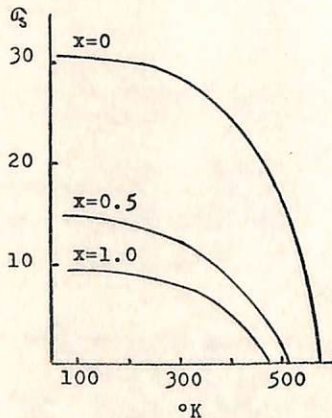
To test the hypothesis that the NRM of some paleomagnetic rocks resides in single domain grains or in single domain regions within multidomain grains, the hysteretic properties of a laterite containing maghemite, an oxidized basalt containing magnetite and an artificial dispersion of hematite grains were compared with those of two samples containing synthetic single domain particles of magnetite and of cobalt-doped maghemite. For both groups of samples, remanence coercivities were high (220 to 1450 oe) and values of the ratio of remanent to induced magnetization at saturation were 60 to 75% of those expected for exclusively monodomain samples. Experimental susceptibilities were within 30% of theoretical values calculated for coherently reversing monodomain particles. For the laterite, the basalt, and the synthetic magnetite, the temperature dependence of remanence coercivity was very similar to that of saturation magnetization, as expected for monodomain grains dominated by shape anisotropy. These results suggest that the bulk of the remanence of some baked earths, basalts and red beds is carried by magnetic material in a monodomain state.

島田昌彦\*, 久米昭一\*, 小泉光恵\*\*

\*大阪大学教養部, \*\*大阪大学産業科学研究所

ザクロ石は天然において産出頻度の高い鉱物であり、その分布は地表のみならず地下深部にまでおよんでいると考えられている。したがって、この鉱物の高压下の合成、相平衡に関する実験をおこなえばその結果は地球内部の状態を知る上で有益な情報をあたえると考えられ、この線にそった研究が多くの人によってこころみられてきた。この研究の一環として1951年にはイットリウムを含むザクロ石がはじめて合成され、ひきつづき各種希土類ザクロ石の単結晶育成、結晶構造解析、その物理的性質に関する詳細な研究がなされた。いまザクロ石の結晶構造を考へてみると、この鉱物を構成する金属イオンのうち、アルカリまたはアルカリ土類金属イオンは酸素イオンに関し配位、他のイオンは6または4配位の位置にある。一方、結晶に圧力を加えると一般に金属イオンは配位数の多い位置にはいる方が安定になる。ザクロ石の場合でも、上記の4配位位置にあるイオンは高压下で6配位位置に移ろうとする傾向を生じ、そのために結晶構造がザクロ石構造よりもうより密な構造に転移することが予想される。もしかりにこのような転移が生じた場合にそれを追跡する手段としてX線回折のみならずその他の物理化学的性質の変化の測定も総合的に用いることが好ましい。この理由により我々は磁氣的性質に特徴のあるイットリウム鉄ザクロ石(YIG)を試料として合成実験を行なった。その結果、YIGが900°C、20000気圧でいどの条件で斜方晶系に属すると思われる結晶に転移することをみとめ、昨年の学会で発表した。この結果をもとにして、天然に産するザクロ石の高温高压下での挙動をより明確に知るために、YIG組成の $Y^{3+}$ と $Fe^{3+}$ をそれぞれ $Ca^{2+}$ と $Ge^{4+}$ で置換した $Y_3Fe_2Fe_3O_{12}$ (YIG)- $Ca_3Fe_2Ge_3O_{12}$ (Ge-Andradite)系の高温高压合成実験を行っている。

この研究の予備的段階としてまずYIG-Ge-Andradite系に対応する組成をもつ出発物質を1200°C、1気圧で焼成したところ生成物はザクロ石構造をとりこの系全域にわたる固溶体を形成し、その格子定数は、 $Ca^{2+}$ と $Ge^{4+}$ の量が増加すると、減少すること、また、生成物の温度に対する飽和磁化の強さもYIG固溶量の減少につれて減少することを見出した(才1図, 才2図参照)。今回は強磁性を示すザクロ石に magnetic moment をもたない陽イオンを置換した場合に生ずるイオンの分布につき、上記の結果を主として報告する。



# 火山岩の残留磁化(特にIRM)の強さ及び方向の 圧力による安定性

犬中康馨  
東大震研

火山岩の残留磁化の圧力による安定性を調べた。試料は富士熔岩(Basalt)から切り出した  $10\text{mm}$   $\phi$   $\times$   $10\text{mm}$  の円柱で、IRM, TRM ( $H=0.5\text{Oe}$ ), NRM のそれぞれについて測定した。なおIRMは459, 172, 57 Oeの磁場を試料の面内又は軸方向に与えてつくった。加えた最大圧力は5 kbである。

さきに、残留磁化の強さの圧力依存性については報告した(1967年、第42回講演会)が、方向の変化が残されていたので以下これについて述べる。

- 結果は、
- 1) 強磁場で誘起されたIRMは安定である。例えば、459 Oeで誘起されたIRMは、圧力5 kbまで加えても何らの方向変化も認められなかった。
  - 2) IRMを誘起する外磁場が弱ければ弱いほど、IRMは不安定になる。
  - 3) 地球磁場程度の外磁場によって誘起されたTRMは安定である。
  - 4) 圧力軸方向の磁化成分と圧力軸に垂直方向の成分との間に系統的な相違は認められなかった。
  - 5) 圧力1 kb当りの残留磁化の方向変化は下の表の如くである。

Remanent Magnetization	Magnetizing Field (Oe)	Intensity (emu/gr)	Change in Direction per 1 kb (deg./kb)
IRM 1	459	$(2.87 \pm 0.24) \times 10^{-1}$	0.0
IRM 2	172	$(9.13 \pm 1.40) \times 10^{-1}$	2.4
IRM 3	57	$(2.04 \pm 0.44) \times 10^{-2}$	23.0
TRM	0.5	$(5.75 \pm 1.12) \times 10^{-3}$	1.4
NRM		$(5.43 \pm 1.63) \times 10^{-3}$	1.4

参考までに、上の方向変化に対応する残留磁化の強さの変化を下表にまとめた。

Remanent Magnetization	Magnetizing Field (Oe)	Intensity (emu/gr)	Direction of Remanence	Numerical Constant $\beta_r$ (1/kb)
IRM 1	459	$(2.87 \pm 0.24) \times 10^{-1}$	// P axis	$(3.4 \pm 0.8) \times 10^{-1}$
IRM 1	459	$(2.87 \pm 0.24) \times 10^{-1}$	$\perp$ P axis	$(2.9 \pm 0.7) \times 10^{-1}$
IRM 2	172	$(9.13 \pm 1.40) \times 10^{-2}$	// P axis	$(7.2 \pm 1.5) \times 10^{-1}$
IRM 2	172	$(9.13 \pm 1.40) \times 10^{-2}$	$\perp$ P axis	$(5.6 \pm 0.9) \times 10^{-1}$
IRM 3	57	$(2.04 \pm 0.44) \times 10^{-2}$	// P axis	$(14.3 \pm 3.4) \times 10^{-1}$
IRM 3	57	$(2.04 \pm 0.44) \times 10^{-2}$	$\perp$ P axis	$(12.4 \pm 4.0) \times 10^{-1}$
TRM	0.5	$(5.75 \pm 1.12) \times 10^{-3}$	Arbitrary	$(2 \sim 7) \times 10^{-2}$
NRM		$(5.43 \pm 1.63) \times 10^{-3}$	Arbitrary	$(2 \sim 7) \times 10^{-2}$

# 105 火山岩の残留磁化(特にTRM)の加圧—減圧過程での可逆及び非可逆変化

大中康馨\*・木下 肇\*\*

\*東大震 研 \*\*東大地球物理

純粋な一軸圧下での残留磁化の変化を調べた。試料として、一つは三原山熔岩(Basalt)、富士熔岩(Basalt)、皆神山熔岩(Dacite)等の火山岩から24mmφ×10mmの円板状に切り出したもの、他の一つは多結晶ニッケルで10mmφ×10mmの円柱状のものを用了。なおニッケルは純度99.9%で、真空中1000°Cで7日間annealしてある。試料用岩石に含まれる強磁性鉱物及びニッケルの磁氣的性質は前もって調べた。上述の試料に、岩石についてはNRM, TRM(H=0.5 Oe), IRM(H=172 Oe)を、ニッケルについてはTRM(annealしたサンプルに3kbのstress解放後、H=1.0 Oe), PRM(P=3kb, H=25 Oe), IRM(3kbのstress解放後H=25 Oe)を試料の面内又は軸方向に与えた。測定は、ステンレス・スチール及び銅ベリリウム合金の非磁性金属でつくられたプレスと無定位磁力計の近くにセットし、試料に加圧—減圧を繰返しつつ徐々に圧力を上げてゆき、加圧・減圧の都度おこなった。最大圧力は、ほぼ1kbである。地球磁場中で測定したが、その影響を無視し得ることは確かである。

結果は次のようにまとめられる。

- 1) 残留磁化の変化は、弱い圧力下(〜1kb)ではほぼ可逆的である。
- 2) 圧力の増加と共に、残留磁化の非可逆変化があらわれる。
- 3) 圧力軸に垂直方向の磁化成分は、圧力と共に増加する。しかし圧力を除去するとP=0に於ける残留磁化の値より減少する。
- 4) 圧力軸方向の磁化成分は、圧力と共に減少する。
- 5) 圧力に対して、TRMは安定であるがIRMは不安定。

ニッケル試料を使って、IRM, PRM, TRMの圧力による安定性の比較をした結果、

- 1) IRMは不安定で、非可逆変化
- 2) PRMはかなり不安定で、ほとんど非可逆変化
- 3) TRMは安定で、圧力の弱い範囲(〜1kb)では可逆変化が優勢を示める。圧力増大と共に、非可逆変化量が増す。

百瀬 寛一

信大. 理学部

才四紀の最とも新らしい地層に Loam 層と呼ばれている過去の火山降下物層がある、これら火山降下物層 (Tephra) は、時間を異にして何枚か堆積している。Loam 層間の對比は、層中に挟まれている Pumice 層と鍵層とし、これを同定することによって行はれて来た。

Pumice 中の強磁性鉱物の磁性 (Curie temperature, Thermomagnetic Curve の type) を Loam 層間の同定に利用しよう、という試みによって、前回報告した。今回はさらに、くわしい実験結果について報告する。

御岳起源 (5-6 万年 ~ 2.7 万年) の時代の異なる 5 枚のパミス中の強磁性鉱物の、Curie temperature と Lattice const. を下表に示す。

Pumice No.	Curie temp.	Lattice Const.
Pm-I'	555°C	8.405 Å
Pm-I	450~460°C	8.406 Å
Pm-II	425°C	8.408 Å
Pm-II'	400°C	—
Pm-III	400°C	8.415 Å
Pm-IV	240°C	8.432 Å

この研究について、いろいろと討論、指教指及び試料の一部を測定して下さった、秋本俊一氏及び野野安彦、小林和男、小島美都子の諸氏に厚く御礼申上げる。



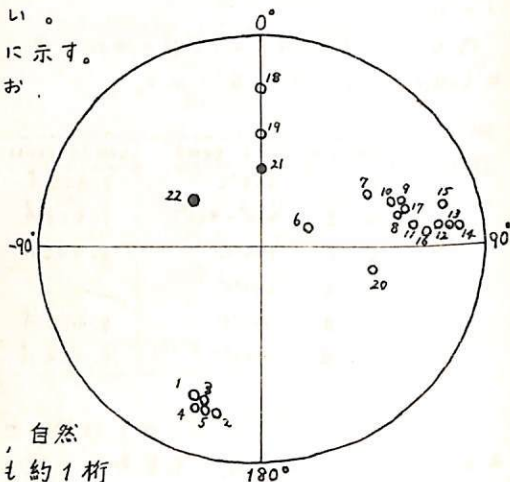
小林和男・北沢一宏  
東大海洋研

1967年12月1日から'68年2月18日までの白鳳丸研究航海 KH67-5において、次の頁の図に示す5地臭(17, 27, 29, 32, 57)においてピストンコアラにより深海性堆積物をまた4地臭(34, 40, 46, 52)において計17個の海底岩石を採集することができた。無定位磁力計を用いてその自然残留磁化を測定したところ、ST17からのコア中に逆転磁界の記録らしいものを見出した。この試料は交流消磁には、かなりの安定性を示し120 Oe程度の消磁に対してもそれほど磁化の方向は変化しない。

ST17のコアの自然残留磁化の方向の変化を右図に示す。

図中の番号はコアの上部から付してある。なお、方向は relative direction で記入してある。

採集日	採集地臭	位置	水深	コアの長さ
'67-12-27	ST 17	0°00'N, 150°05'E	5285 m	62.5 cm
'68-1-8	27	3°28'N, 170°01'E	4450	61
1-9	29	5°10'N, 173°08'E	4850	178
1-11	32	7°42'N, 177°54'E	5400	135
1-25	57	15°48'N, 168°05'W	5220	157



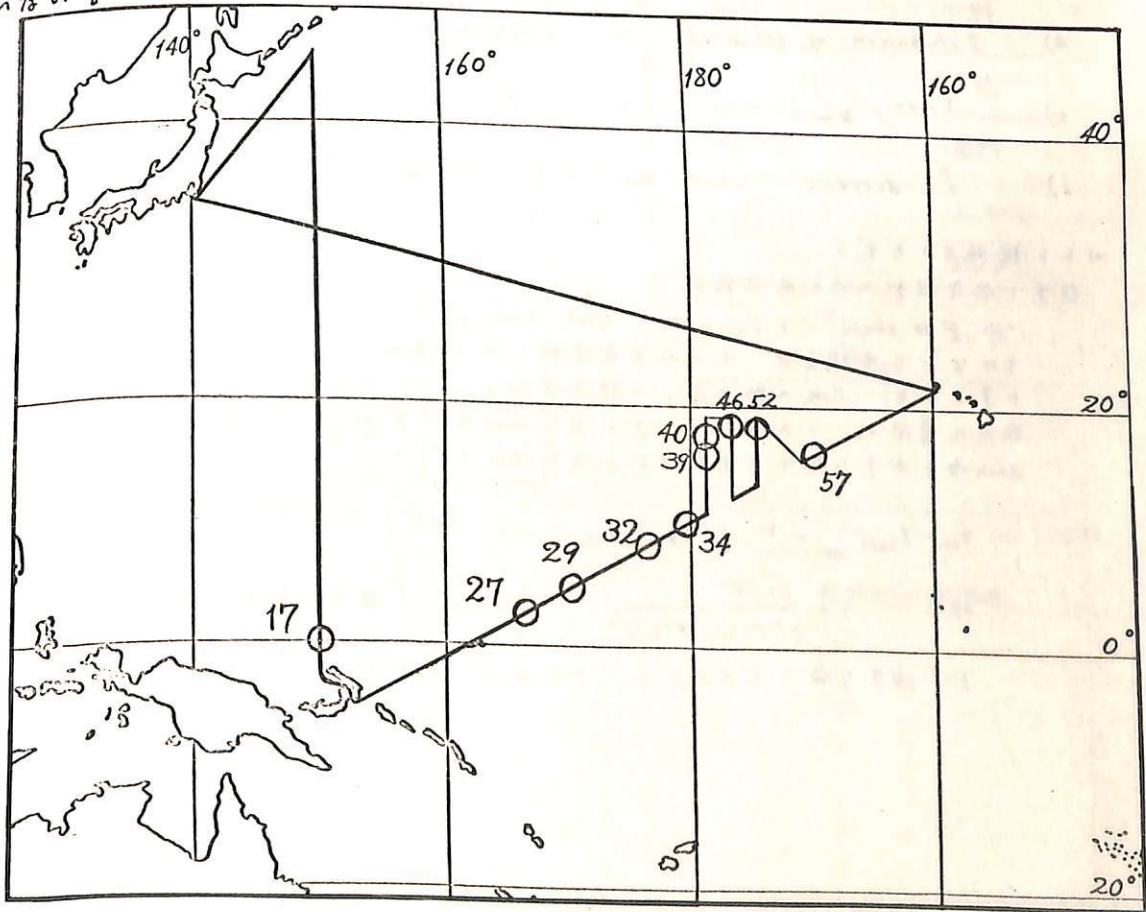
岩石は一般に、はげしい変質をうけており、自然残留磁化は弱く、日本海溝附近の海山の岩石よりも約1桁低い値を示す。このことが、この附近の磁気異常の地域的特性と関係があるものか、それとも単にこの地方の海底表面のみの現象であるのか、今後の詳しい研究が待たれる。

採集日	採集地臭	位置	水深	採集方法	自然残留磁化
'68-1-12	ST 34	9°17'N, 179°20'W	5940 m	pipe dredge	#1 ..... 3.36 x 10 <sup>-4</sup> emu/g 2 ..... 2.39 3 ..... 3.08 4 ..... 1.37 5 ..... 1.59 6 ..... 1.71 7 ..... 1.63
1-15	40	17°17'N, 176°18'W	4400	beam trawl	1.35
1-17	46	17°14'N, 174°33'W	1420	pipe dredge	#1 ..... 6.73 2 ..... 3.88 3 ..... 6.62 4 ..... 2.70 5 ..... 7.45 6 ..... 0.32 7 ..... 1.29
1-23	52	18°17'N, 172°31'W	5100	beam trawl	#1 ..... 1.33 2 ..... 0.00675

北沢一宏・小林和男  
東大海洋研

深海底に堆積している red clay 中に黒色および赤味をおびた半透明な球状物質 (spherule) が存在することは 1876 年に北大西洋において Murray により発見されて以来いくつか報告されている。これら球状物質について、その起源を隕石が地球の大気中に突入した際に偲散したものであるとする説と地球上の火山から噴出してできたものであるとする説とに分かれている。

白鳳丸の航海 (KH 67-5) において 1968 年 1 月に西赤道太平洋海域の二地臭，図中の 39 ( $16^{\circ}41'N, 176^{\circ}21'W$ ) および 40 ( $17^{\circ}17'N, 176^{\circ}18'W$ )，で類似の球状物質を採集した。直径が  $0.6 \sim 1.0 \text{ mm}$  のほど球形であるこれらの物質を用いて磁気測定および Debye-Scherrer 法による結晶解析を行った。この結果によれば、黒色のものは弱い磁界中でも十分に飽和して、かなり強い強磁性を示すが、赤味をおびた半透明のものは  $5 \text{ kOe}$  の磁界中において感量  $10^{-6} \text{ emu}$  の spring balance では検知し得ない程度の非磁性物質である。また、X線解析によれば黒色物質は magnetite らしきものと考えられる。この事実は物質全体が magnetite であることを示しているとするか、または金属的な核が magnetite によって被われている事を示していると考えざるべきかについては、現在の研究の段階では断定的な結論には到っていない。



111 堆積残留磁気の伏角誤差について

上田誠也  
東大理

堆積物における DRM は伏角誤差をもつ。  $\frac{水に飽和}{理論}$  E review すると、1) = 成分モデル と 2) = 成分に依る rolling モデル に大別される。1) の理論に基き水に飽和がみられる。非球形粒子 - 成分に依る新しいモデルを提出し、実験事実を説明することに試みる。(伏角誤差の定数:  $\delta = I_{Hex} - I_{DRM}$ )

静水中で、水平な面に堆積する場合のみに限ると、実験事実を、

- 1)  $J_{DRM} \propto H_{ex}$
- 2)  $\tan I_{DRM} = f \tan I_{Hex}$   $f \sim 0.4$ .
- 3) mean sphericity of magnetic particles  $\approx 0.9 \sim 0.7$ .  
i.e.  
" dimension ratio  $\approx 1.4 \sim 2.3 = m$ .
- 4) Distribution of sphericity  $\sim$  single peaked
- 5)  $X_{max} / X_{min} \approx 1.1 = P$
- 6)  $\delta$  decrease when  $H_{ex} \rightarrow$  大. at constant  $I_{Hex}$ .

以上を説明するモデル:

仮定: 磁気粒子 = 多磁区磁鉄鉱

$\therefore P$  は shape に依る。  $\rightarrow$  flat disk.

そのような各粒子は、もとの火成岩中では random に向いて、TRM を獲得し、  
とす。disk の形に付して磁化方向が一つの分布をもつ。この分布は  
粒子の集団が、 $\approx$  大である。  $J \times H$  に比例する alignment factor  $\epsilon$  がある。  
disk 面は水平に向いて堆積すると仮定すると、

$$\tan I_{DRM} = f \tan I_{Hex}$$

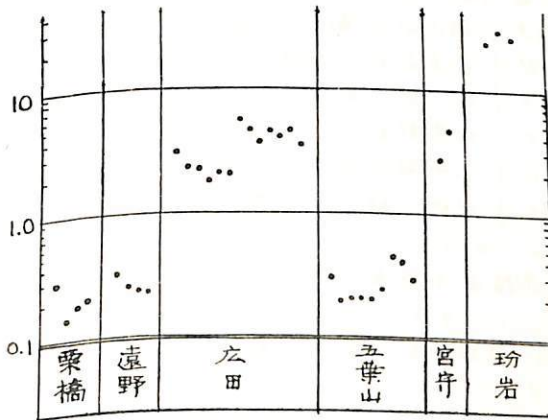
但し、  $f = \frac{1}{2(P(T_0) \cdot P(T_b))^2}$  である。(  $T_0$  は常温、  $T_b$  は blocking temp. )

$P$  は適当な値を代入すると、  $f \approx 0.3$  である。

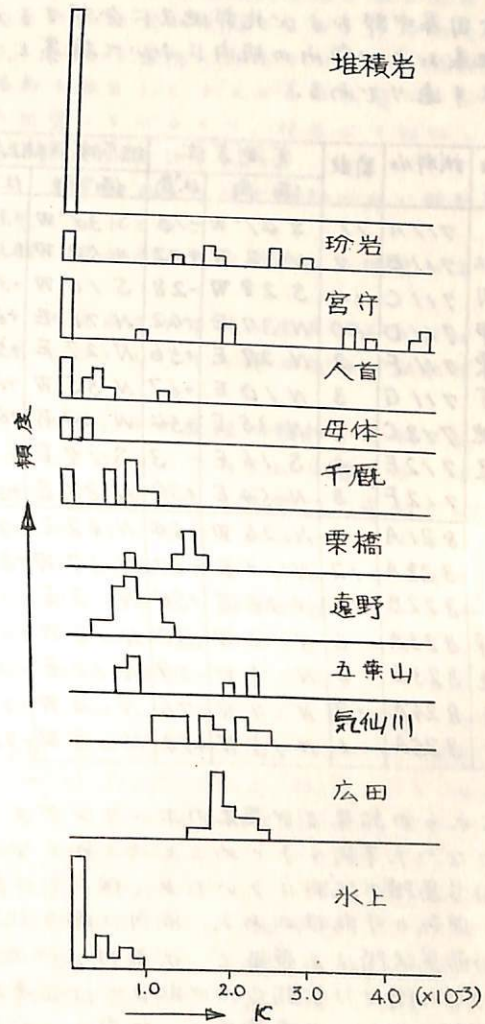
上野宏共 根建心具  
東北大学理学部

当地域の7つの花崗岩類(即ち、遠野、栗橋、五葉山、広田、気仙川、氷上、八首岩体); 2つの超塩基性岩類(即ち、宮守、田河津岩体); 母体層群となす変成岩類、古生代および中生代の堆積岩類; および釜石鉾山周辺の玢岩類をあわせて二百数十個採集し、その帯磁率、残留磁気、その他の測定を行った。帯磁率は弾動検流計法にしたがい、双極光電管増中により高感度装置を試作し、弱磁場中での値を求めた。残留磁気は主に花崗岩類について行った。測定結果の一部を第一図と第二図に示すが、帯磁率、Q値共各岩体毎に大きく異なり、花崗岩類だけに注目してもその差はいろいろしい。

さらに、各岩体の代表的な岩石のモード分析、顕微鏡観察、EPMAによる解析結果を考慮して各岩体の進入機構、冷却機構を説明しよう。



第二図 各岩体におけるQ値



第一図 各岩体の帯磁率

113 秋田県内火山岩の磁性 (続報)

乗富一雄, 佐藤昭一  
秋田大学 鉱山学部

秋田県中部および北部地区に分布する火山岩の中, 地質年代の明らかにされているものを地表および鉱山の坑内において採集し, その自然残留磁気を測定した。その結果は次表に示す通りである。

地 区	試料No	筒数	実測方位		地層傾斜補正後		磁化の強さ $10^3$ emu	採集地 岩質 地質年代等
			偏角	伏角	偏角	伏角		
秋田 市東 方地 区	711A	11	S 41°W	-15	S 31°W	-32	2.12	荷背峠~水沢中間, 安山岩, 女川階
	711B	7	N 32 W	+72	N 52 W	+31	0.41	荷背峠付近, 変巧安山岩, 女川階初期
	711C	14	S 28 W	-28	S 10 W	-39	1.61	荷背峠西方, 粗粒玄武岩, 女川階後期
	711D	10	N 37 E	+42	N 71 E	+62	2.06	杉沢東方, 玄武岩, 女川階
	711F	3	N 27 E	+56	N 27 E	+56	3.66	臼内沢, Pillow lava, 西黒沢階
	711G	3	N 10 E	+67	N 55 W	+65	1.74	烏森南方, 玄武岩, 西黒沢階
	712C	7	N 35 E	+54	N 24 W	+60	3.24	砂子淵上流 1km, bomb, 西黒沢階
712E	4	S 16 E	-3	S 17 E	-7	0.84	同上地点, 石英安山岩, 台島階	
712F	8	N 54 E	+54	N 87 E	+66	0.64	岩見三内 山谷, 安山岩, 船川階以降	
県北 部地 区	821A	4	N 25 W	+64	N 42 E	+72	8.92	小湯沢, pillow lava, 西黒沢階
	822A	12	N 19 E	+67	N 37 W	+80	0.63	相内鉱山湯沢, 玄武岩, 女川階下部
	822B	11	N 24 E	+54	N 2 E	+71	3.12	古遠部鉱山曲沢, 玄武岩, 女川階下部
	823A	6	N 3 W	+30	N 13 W	+42	0.73	相内鉱山坑内, 玄武岩, 女川階下部
	823E	8	N 5 W	-59	N 12 E	-45	1.50	古遠部鉱山, 玄武岩, 女川階
	824A	19	N 4 W	+76	N 4 W	+76	1.06	花岡鉱山北方, 玄武岩, 西黒沢階
	825A	1	N 15 W	+78	N 5 W	+78	0.36	釈迦内鉱山, 流紋岩, 西黒沢階

これらの結果及び従来のホールリングコアの測定結果も考慮に入れて, 現段階に於て明らかにした事柄をまとめると次の如くなる。

- 1) 台島階の試料は少いために現在では結論的には言えないが, 伏角は非常に小さく, かつ逆転の可能性がある。偏角は略々北方を向く。
- 2) 西黒沢階は正帯磁で, 伏角は65°内外である。
- 3) 女川階では前期或は中期までは正帯磁で, 伏角は60°内外である。しかし中期或は後期においては逆帯磁で, 伏角は-35°位, 偏角はS 20°W位の平均値を示す。
- 4) 船川階は正帯磁で, 伏角は約60°, 偏角は東方に向くものが多い。

台島階および船川階のものは試料数も少なく, また採集地も限定されているので, 今後再検討を重ねて行く予定である。

小川利純

(東大理・地球物理研究施設)

大気光は、超高層大気が太陽電磁輻射を吸収し、それを電磁輻射の形で再び放出したもので、その吸収・再放出の過程(発輝機構)はいくつかの型に分類できる。すなわち、

共振散乱あるいは蛍光散乱(R過程): ある遷移に対応する波長の輻射を吸収し、直ちにその波長の輻射を放出してもとの基底状態にもどるか、中間の励起状態を経て基底状態にもどるもの。後者は吸収した波長より長い2つ以上の波長の輻射が放出される。

電離・解離に伴った蛍光(F過程): 光電離あるいは光解離の形で輻射を吸収した際、生成物が励起状態になるもの。

光電子による励起(P過程): 光電離の際生成された光電子の衝突によって励起されるもの。

化学反応に伴った励起(C過程): 大気成分の各種の原子・分子およびそれらのIONSが化学反応(再結合など)し、その際生成物が励起状態にあるもの。

RとFの過程は、いわば直接的励起といえるものである。Fの過程は輻射を吸収するものと放出するものが異なるので、RとFの過程を区別しておく。PおよびC過程は、吸収されたENERGYが、放出される輻射に対応する励起ENERGYに変換される前に一度別のENERGY(光電子のKINETIC ENERGYとか電離・解離POTENTIAL)に変換されるので、間接的励起に属する。吸収→放出のTIME CONSTANTはR,F→P→Cの順に大きくなる。R,F,Pの過程では秒以下であるのに対し、C過程は非常に長く夜間の大気光の励起機構となっている。

酸素原子およびそのIONに起因する大気光のいくつかの輝線について、上の4つの励起過程から期待される寄与の量を定めた。その結果の概略は表のようになる。この表のうちOI 6300-64Å (5KR), 5577Å (3KR), 1356-9Å (400R), 1302-4-6Å (5KR)は既に観測されており(カッコ内は観測された強度,  $1R = 10^6$  photons/cm<sup>2</sup>-column/sec), 観測と理論は大体において一致している。①観測可能なものは、OI 1027Å, 989Å, 878Å, 811Åの各輝線が約100R, OII 833Åが約200Rである。もちろんこの波長領域は地球大気が完全に吸収されてしまうので、ROCKETか衛星を用いる。②地上で観測可能なものはOI 6300-64Å, 5577Å (6300-64Åは既に観測されている)の他OII 7319-30Åがあげられる。その強度は約1KRと推定されるので分解能の良い分光器で、大気のRAYLEIGH散乱による太陽連続光を除いてやれば可能であろう。OII 7319-30Åは大気の電離の過程で発輝される(F過程)ものが圧倒的に大きいので、地上から太陽の電離輻射や超高層大気の変化をMONITORしてやる可能性も生じてくる。③OII 833ÅはROCKET観測が計画されている。300km以上では殆どR過程で発輝されるものだけになるので、この輝線を用いて300km以上の酸素原子IONの密度を求めやることが出来る。④OIの輝線でP過程が大きく効いているものゝ強度を観測的に確かめることは光電子のENERGY LOSSの過程をCHECKする意味で重要である。光電子のENERGY LOSSの過程は電子温度の理論と密接に関連するので、これらのOIの輝線のROCKET観測は電子温度の観測と同時に進行されることが望まれる。

表：酸素原子大気光の各輝線に対する4つの過程の寄与量のまとめ

	TRANSITION ARRAYS	LINES OR MULTIPLETS	最大発輝率 (photons/cm <sup>2</sup> /sec, カッコ内はその高度)				備考
			R過程	F過程	P過程	C過程	
OI	$2p^4 \ ^1D - 2p^4 \ ^3P$	6300-64 Å	NEGLIGIBLE	270 (140KM)		50 (250KM)	*
	$2p^4 \ ^1S - 2p^4 \ ^1D$	5577 Å	"	~100 (100KM)	1,000 (130KM)	{ ~100 (150KM) ~300 (100KM)	**
	$2p^4 \ ^1S - 2p^4 \ ^3P$	2972 Å	"	~10 ( " )	100 ( " )	{ ~10 (150KM) ~30 (100KM)	**
	$2p^3 3s \ ^5S^o - 2p^4 \ ^3P$	1356-59 Å	"	NEGLIGIBLE	20 ( " )	NEGLIGIBLE	
	$2p^3 3s \ ^3S^o - 2p^4 \ ^3P$	1302-4-6 Å	1 (200KM)	"	100 ( " )	"	
	$2p^3 3d \ ^3D^o - 2p^4 \ ^3P$	1027 Å	2 ( " )	"	7 (120KM)	"	
	$2p^3 3s' \ ^3D^o - 2p^4 \ ^3P$	989 Å	$1 \times 10^{-2}$ ( " )	"	50 ( " )	"	
	$2p^3 3s' \ ^3P^o - 2p^4 \ ^3P$	878 Å	$3 \times 10^{-2}$ ( " )	"	20 ( " )	"	
	$2p^3 3d' \ ^3P^o - 2p^4 \ ^3P$	811 Å	$1 \times 10^{-2}$ ( " )	"	5 ( " )	"	
	$2p^3 2d \ ^3D^o - 2p^3 3p \ ^3P^o$	11278 Å	0.4 ( " )	"	5 ( " )	"	
	$2p^3 3p \ ^3P^o - 2p^3 3s \ ^3S^o$	8447 Å	0.4 ( " )	"	9 ( " )	"	
	$2p^3 3s' \ ^3D^o - 2p^3 3p \ ^3P^o$	7990 Å	$1 \times 10^{-3}$ ( " )	"	4 ( " )	"	
OII	$2s^2 2p^3 \ ^2P^o - 2s^2 2p^3 \ ^2D^o$	7319-30 Å	NEGLIGIBLE	500 (140KM)	70 (120KM)	NEGLIGIBLE	*
	$2s^2 2p^3 \ ^2D^o - 2s^2 2p^3 \ ^4S^o$	3726-9 Å	"	900 ( " )	20 ( " )	"	**
	$2s^2 2p^3 \ ^2P^o - 2s^2 2p^3 \ ^4S^o$	2470 Å	"	10 ( " )	2 ( " )	"	*
	$2s^2 2p^4 \ ^4P - 2s^2 2p^4 \ ^3S^o$	833 Å	3 (300KM)	10 (130KM)	0.2 (300KM)	"	

備考：\* 6300Åと6364Åの強度比は約7:2。この2つの値は6300Åについてのものである。

QUENCHの割合は200KM以下では非常に大きいが、この値はQUENCHを考慮に入れた値。

\*\* C過程の2つの値のうち、上段はDISSOCIATIVE RECOMBINATIONによるもの、下段はTHREE-BODY RECOMBINATIONによるものを示す。これも100KM付近ではQUENCHが効くが、この値は考慮していない。

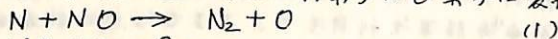
\* 6割位はQUENCHされる。この値はQUENCHを考慮しない値。

\*\* 殆どQUENCHされてしまう。この値はQUENCHを考慮に入れてない。

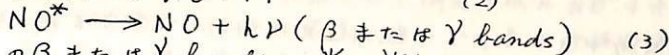
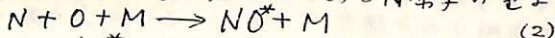
中村正年 柏木忠夫 森岡弓男  
東京教育大, 光研

大気光中の O I  $\lambda$  5577 線の発光機構は、酸素原子の 3 体衝突によるものとして説明されている。我々はこれを実験的に確かめるために、酸素原子を含む気体反応による化学発光を調べることで、酸素原子の 3 体衝突の反応素過程を研究した。

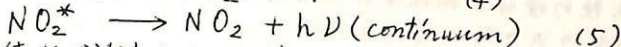
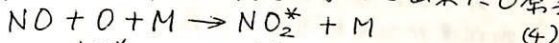
反応にあづかる酸素原子は次のようにして得られた。先づ反応管中に窒素気体の流れを作り、反応管の上流で放電を行うと、その中に窒素原子が発生する。この流れの中に NO 分子を加えこめると、次の速い反応で N 原子は O 原子に交換される。



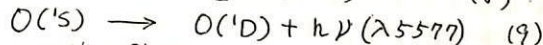
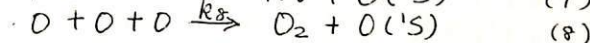
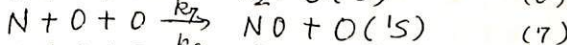
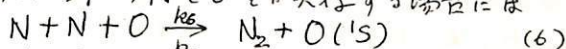
この際、加えた NO 分子の量が、そこにある N 原子の量より少いときは、残った N 原子は



の反応によって NO の  $\beta$  または  $\gamma$  bands の光を放出する。また加えた NO 分子の量が、N 原子の量より多いときは、(1) の反応によって出来た O 原子は余分の NO 分子と次の反応



によって NO<sub>2</sub> の連続光が放出される。流れの中の N 原子の量と加えた NO 分子の量が丁度量であれば、これらの光は出ないので、この化学発光を検出することで、流れの中に存在する N 原子密度を知ることができると共に、既知濃度の O 原子を得ることが出来る。これらの反応とは別に、N と O とが共存する場合には



によって O I  $\lambda$  5577 線が発光される。N 原子、O 原子の密度は上述の滴定法によって得られるので、これらの量を濃化させたときの O I  $\lambda$  5577 線の強度変化から、反応の速度係数が得られる。O I 線の強度は エバート型分光器と光電管を使って測定された。絶対強度は、大気光の観測に用いられる標準光源と光電計を使ってなされた。得られた結果は次の通りである

$$k_6 : k_7 : k_8 = 11 : 9 : 1$$

$$k_8 = 5 \times 10^{-35} \sim 8 \times 10^{-34} \text{ cc}^2/\text{sec}$$

また反応(8)の O 原子の 3 体衝突による O I 線の強度の濃度変化も測定されたが、これから直ちに  $k_8$  の濃度変化を求めることは、O(^1S) の radiationless deactivation の影響が大きいため、現在の実験の状態のままでは困難である。



大 塩 光 夫  
電波研究所

種々のSID'sがeventによって同時に惹起せしめられたり、又或る場合にはその一部のみが惹起せしめられる事実を考慮すると、SID's時に異常電離の発生する高度分布が、個々のeventによって異なる事が示唆される。これはflare時の太陽異常輻射のスペクトル構造の差異に基因するに違いない。

SID'sに対応する波長領域0.5乃至15Å又は0.5乃至20Åが2乃至3段階に分割された、太陽X線輻射強度の時間的変化に関する数個のeventsの観測結果から、光子一個の地球大気電離効率高度分布の結果を利用して、SID's時の附加的電離の太陽天頂角別高度分布の時間的変化が求められた。今回はSID'sの中のSCNAのみが比較された。

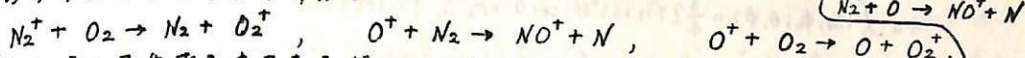
輻射強度観測の解析からSID'sの観測値を理論的に説明する間に介在する多くの物理量の仮定設定にも拘らず、もし輻射強度観測値が正当な値を示しているならば、それはSID'sの観測値を正当に説明するであろう。理論値の観測値への翻語は仮定設定の変更を要求する。この場合比較的曖昧な物理量即ち有効再結合係数の高度分布が種々提出されているが、その中でも可成り大きな値を採る事によって、SCNA'sは各eventの観測値の約1.5倍の過剰近似値を以て説明される。この採用された有効再結合係数の高度分布の正当性の可否は、数多くのevents及びSCNA以外のSID'sによる検討吟味によっておされるであろう。

- 参考文献 1) Ohshio, M., R. Maeda, and H. Sakagami, Height Distribution of Local Photoionization Efficiency, J. Radio Res. Labs., 13, 245-577, 1966.

米沢利之  
電波研究所

E領域内における有効再結合係数の値は、それを求めた方法によって非常に異なるものが得られることは、よく知られた事実である。すなわちE層の最大電子密度の日変化、とくに極大時刻の地方時の正午からつずれ(E層の sluggishness)や、日変化の形が正午のまわりに非対称であることから  $\alpha_{\text{eff}}$  の値を求めると  $1 \sim 2 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$  の程度の値が得られ、日食の際の最大電子密度の時間的な変化から大体同程度の値が得られる。また小川(徹)氏が太陽フレアの際の電子密度変化をドプラ効果を用いて求めた結果では、 $\alpha_{\text{eff}}$  は上の値の数倍程度になるようである。それに対してE領域内における電子の生成消滅の釣合から求められた  $\alpha_{\text{eff}}$  の値は  $1 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$  の程度になって、日変化から求めた値と一桁程度の食い違いがある。さらに実験室内で測定された  $\text{NO}^+$  イオンや  $\text{O}_2^+$  イオン(これらはE領域を形成する重要なイオンと考えられている)の再結合係数は  $2 \sim 5 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$  であって、食い違いはさらに大きくなっている。

E領域内のイオンがかなりの部分は



などの反応によって生ずるのであるが、これらの反応に際してはかなりの過剰エネルギーが放出され、これが生じたイオンの振動的励起の内部エネルギーとして吸収される可能性が大なので、E領域内のかなりのイオンは、実験室内におけるイオンとは異なって、振動的に励起された状態にあるものがかなり多いと考えられる。それではこのような励起イオンの再結合係数が非常に小さいということがあれば、上に述べた食い違いの説明がつくことはできるかも知れないと思われ。

前回の報告においてはこのような考えに基づいて計算を行ない、sluggishness または非対称から求められた  $\alpha_{\text{eff}}$  は  $1 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$  の程度であって、電子の生成消滅のバランスから求められたものは  $1 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$  の程度になることもあり得ることは、かつその場合に日没後の電子密度の減少から求められた  $\alpha_{\text{eff}}$  の値は、いろいろの外的な条件により異なるけれども、上記の兩者の中間程度の値になり、それは大塚・大屋両氏がロケットによる電子密度分布の観測結果から求めたものとかなり良く一致することも示した。

今回の報告では同じ考え方の下に、日食の間および太陽フレアの際のイオン生成率の時間的な変化が

$$q_i = q_{i0} (t - t_0) / (t_1 - t_0) (1 \pm a \operatorname{sech}(ct)) \quad (i=1, 2)$$

なる形で与えられるとして ( $i=1, 2$  はそれぞれ基底状態付近および振動的励起状態にあるイオンに対応する)、電子密度変化がどのようになるかを計算し、結果について述べる。詳しい数値は講義の時に述べつもりであるが、日食やとくに太陽フレアの際のようには、電子生成率の時間的な変化の割合が日変化のそれに比較して遙かに急激である場合には、それに応じて電子密度変化の時間的な復元が小さくなって、それに伴って  $\alpha_{\text{eff}}$  の値は大きくなるので、とくに日食の場合に、観測から得られた値と一致を得ることは、いろいろのパラメーターの値としてかなり非現実的なものを採用しない限り、かなり困難であるように思われ、上に述べた考え方も余り有望ではないようである。

小川利純・箕松隆夫  
(東大理・地球物理研究施設)

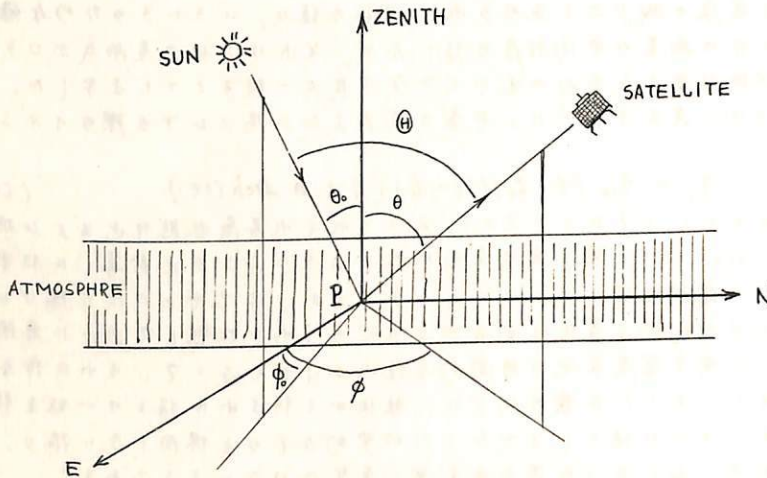
波長 2,000~3,000Å の太陽中間紫外輻射の地球大気による後方散乱を計算する。この波長領域では OZONE による吸収が大きいので、この影響を考慮しなければならない。従って後方散乱 (ALBEDO) の値は成層圏および中間圏の OZONE 密度によって変る。特に、中間圏の OZONE 分布は ALBEDO に大いに影響するので、このことを用いて ALBEDO の値から中間圏の OZONE 密度を推定することが出来る。中間紫外の地球大気 ALBEDO を測定することによって OZONE 密度を定量する計画は SRATS 科学衛星で計画されている。SRATS 衛星では、OZONE 量の地球上の GLOBAL が得られることが期待される。このことの計算はそのための基礎資料とするものである。

簡単のため地球大気を平面成層とし、これに実測された OZONE 密度に基づいた高度分布をいくつか MODEL 的に与えてやって後方散乱量を計算する。後方散乱量は次式で与えられる。

$$4\pi \int_{\lambda} (\theta_0, \phi_0; \theta, \phi) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \Theta) \sec \theta \cdot \pi F_{\lambda}^{\circ} S_{\lambda} \int_0^{\infty} n(M, z) e^{-\sigma_{\lambda} (\sec \theta_0 + \sec \theta) z} \int_z^{\infty} n(O_3, z') dz' dz$$

ALBEDO は  $\alpha_{\lambda}(\theta_0, \phi_0; \theta, \phi) = 4\pi \int_{\lambda} (\theta_0, \phi_0; \theta, \phi) / \pi F_{\lambda}^{\circ}$  と与えられる。ここで  $\theta_0, \phi_0, \theta, \phi$  は太陽と衛星と大気層の GEOMETRY に関する量であり (図参照),  $\Theta = \cos \theta_0 \cos \theta + \sin \theta_0 \sin \theta \cos(\phi - \phi_0)$ ,  $\pi F_{\lambda}^{\circ}$  は太陽輻射量 (TOUSEY の値を用いる),  $S_{\lambda}$  は大気の RAYLEIGH 散乱断面積 (DALGARNO の値を用いる),  $\sigma_{\lambda}$  は OZONE の吸収断面積 (INN & TANAKA の値を用いる),  $n(M, z)$  は大気密度 (CIRA 1965 の値を用いる),  $n(O_3, z)$  は OZONE 密度である。なお  $\lambda$  は波長,  $z$  は高度である。

$\sigma_{\lambda}$  の大きく異なる 2 つの波長  $\lambda = 2,550 \text{Å}$  と  $2,900 \text{Å}$  について、数個の MODEL OZONE 分布を与え色々の  $\theta_0, \theta, \phi$  について後方散乱量と ALBEDO を計算した。この波長領域では ALBEDO は 0.01 の ORDER になるがこの値は中間圏の OZONE 密度で FACTOR が変わってくる。



早川幸男, 山下広順  
名古屋大学理学部

上層大気の  $O_2$  密度は、太陽紫外線の吸収および質量分析器によって測られてくる。これらの方法はそれぞれ異なる補正を適用してきるので、導かれた結果に補正に伴う誤差を伴うことは見れな。各成分の密度が局所的や太陽活動によって変動するので、一定の方法によって各成分の密度を長期向うにわたって観測することが望ましい。ところが、太陽紫外線吸収法は昼間にしか適用できなもので、星の紫外線吸収法を用いて夜間の密度を測ることが望ましい。この方法が実際可能であること、K-10-3 ロケットを用いて星の紫外線スペクトルを測った実験の副産物として報告する。

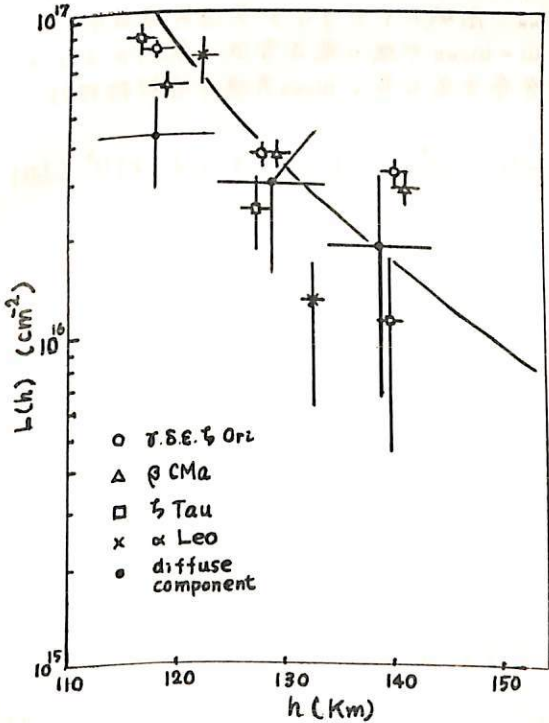
この実験には三つの帯域に感ずるカウンターを用いたが、そのうち  $1350-1480 \text{ \AA}$  領域のデータだけを用了。この領域の吸収は  $O_2$  だけによるとしてよく、有効吸収断面積  $\sigma$

$$\sigma = 1.4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2 \quad (\text{Watanabe の仕事に基く}).$$

星の天頂角を  $\theta$ , 高さ  $h$  における  $O_2$  密度を  $n(h)$  とすれば、高さ  $h$  における積分は

$$I(h) = I_0 \exp(-\sigma L(h) \sec \theta), \quad L(h) = \int_h^{\infty} n(h') dh'$$

用いた星は  $\gamma$  S E  $\gamma$  Ori (4ヶが分離しにく),  $\beta$  CMa,  $\zeta$  Tau,  $\alpha$  Leo の4ヶで、ロケットの姿勢からこれらの天頂角、およびいくつかの高度での計数率が得られる。これから求めた  $L(h)$  を図に示す。



図は CIRA 1965 (平均), 夏昼と夏夜中を以て従来得られた値を示す。実験は 1967年 3月7日 20 時に行われたので、ほぼ両者の中間に入る。それぞれの星から算出した  $L(h)$  は必ずしも必ず一致しなかつたが、本実験は大気吸収を目的として計画されたものではなかつたから、経路が長し観測時間がなく、計数も十分大きくなから、将来の可能性を見出すには十分な結果であらう。すなわち星の紫外線吸収法を用いて、夜間においても密度の観測が可能で、高度の各向均変化と同じ吸収法によって観測することができるといえる。

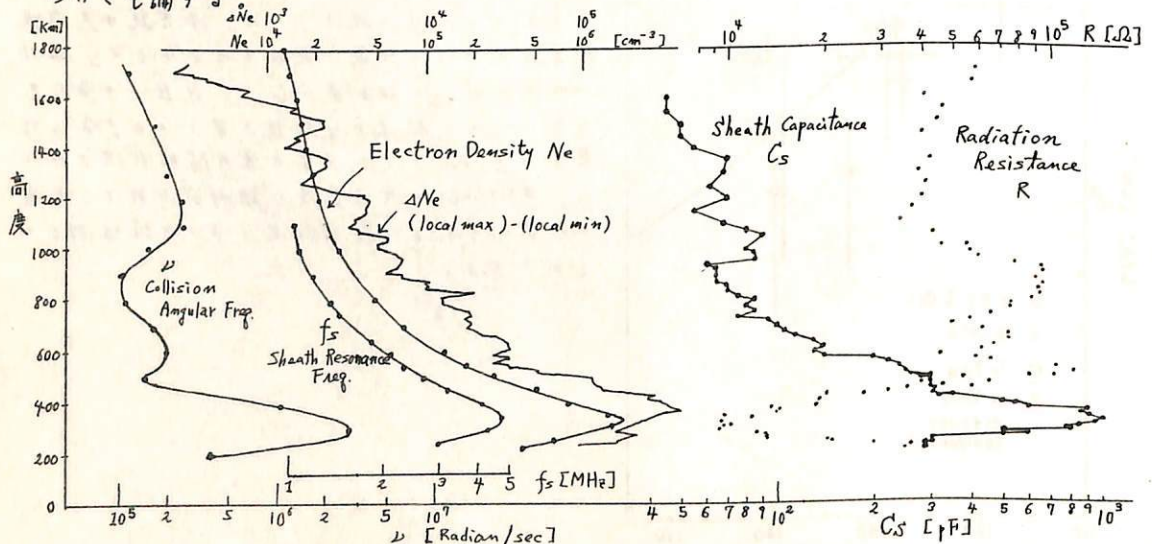
江尻全機、大林辰蔵  
東京大学宇宙観望研究所

ツヤイロ・プラズマ・プローブを用いて、電離層及び磁気圏の観測が、1966年7月、L-3H-2号機により行われ、今迄種々の結果が発表されて来た。ここでは、今迄解析されて来なかった、ツースレゾナンスの特性、プローブの放射抵抗と電子音波励起のそれに及ぼす影響、及び、上昇時のロケット軌跡による電子密度低下等の高度分布について、データ解析の結果を示す。

1. ロケット軌跡中の電子密度低下。 精細変理論及びロケットの下降時における結果が文献<sup>(1)</sup>により示されてはいるが、ここでは、高度1700km迄の高度に対する解析結果を示す。ほぼ、電子密度に比例するが、種々の影響で、可成変動が見られる。
2. ツースレゾナンス特性。 ツース共鳴周波数分布が、ほぼ電子密度分布と同じ事は、ツースの厚さが、電子密度の約1/2乗に反比例する事で説明される。これは、ツースの容量にして、同時に分布を描いてあるのを見ると、変化が約1/2乗に変わっている事も一致する。
3. 高域ハイブリッド共鳴周波数における放射抵抗。 円筒プローブのプラズマ内での放射抵抗は、プラズマの温度を無視すると、 $\omega/\omega \ll 1$ の領域で、 $\omega = \omega_{UHR}$ の時、次式で与えられる。

$$R \approx \frac{\ln(L/\rho) - 1 + \frac{1}{2} \ln \left\{ \frac{2\omega_{UHR} \omega (\omega_H^2/\omega_p^2 + 1/2)}{\omega_H^2} \right\}}{4\pi \epsilon_0 L \omega (\omega_H^2/\omega_p^2 + 1/2)}$$

ここで、L…プローブの長さ、 $\rho$ …半径、 $\omega$ …衝突角周波数、 $\epsilon_0$ …真空誘電率、 $\omega_H$ …ツヤイロ角周波数、 $\omega_p$ …プラズマ角周波数、 $\omega_{UHR}$ …高域ハイブリッド共鳴角周波数。この式より求めたRと観測結果が異なるとは、 $\omega = \omega_{UHR}$ で強い電子音波の放射があるからで、逆に、等価有効衝突周波数を求め、高度分布を示した。 $\omega_{UHR}$ 共鳴の非対称特性についても論ずる。



(1) Oya, H. Ionospheric Plasma Disturbances due to a Moving Space Vehicle. to be submitted to Planetary and Space Science.

中緯度の電離層上部における電子密度変動  
について田 尾 一 彦  
郵政省 電波研究所

Alouette I によつて観測された 1962 年 1 月より 1963 年 9 月迄の、主として南北アメリカ地域上空のトップサイドの  $N(h)$  プロファイルと詳細に調べてみると、高緯度の電子密度の大きな変動である spur 欠 trough および中緯度の所謂 main trough ( $L \approx 3.5$ ) の他に  $L \approx 1.2 \sim 2.0$  に相当する電離層上部領域において電子密度の著しい細かい変動があることが分つた。この領域はまた spread F の発生頻度の極めて多い領域であるし、また南半球においては South Atlantic magnetic anomaly の領域でもある。この期間中における Alouette I による topside spread F と  $75^\circ W$  に沿つて地上観測から得られた bottom side spread F との出現頻度を比較することによつて、中緯度の電離層上部における電子密度の変動は、降下荷電粒子と密接に関連していることについて説明する。

## 123 高緯度電離層の構造

丸橋克英  
東大理

高緯度の電離層構造が、磁気圏の構造と密接に関連していることは、よく知られた事案である。統計的には Nishida (1967) によって、上部電離層の全体的な描像が得られ polar peak, Trough, auroral peak などと、磁気圏構造との関連が示されたが、これらの現象は、従来の予想に反して、水平方向の変化が大きいということが興味深いところであり、構造そのものは、個々のデータについて解析する必要がある。

今回は、Alouette I のデータをもとに、特に polar peak に焦点を絞って解析した結果について報告する。これまでのところ、satellite level での電子密度と地上 350 km での電子密度の変化について調べ、次の点が明らかになった。

- (1) 個々の orbit に沿った電子密度変化について、密度そのものは日によって大きく変動するか、gross feature は、よい類似性を示す。
- (2) polar peak の現われる領域は local time の 09h ~ 18h までの広がりを示す。これから auroral peak と地磁気変動との関連性について調べることになっているが、少々の結果を報告したい。

上山 弘  
東北大学理学部

従来大気中に於ける minor constituent の拡散は十分に研究され、topside ionosphere の ion 分布にも応用され、~~観測~~拡散平衡に在る ion 分布は、観測の結果とも割により調和を示すことが知られる。然し、topside ionosphere の構造を、単に minor constituent とし 2 の ion の拡散平衡分布によつて特徴づけよことは、次の二つの理由によつて正しくないと考へられる。即ち

- 1). 磁気圏と何号かの形と連続する電離層圏は、イオン生成率の時間的变化によつても、又、磁気圏の状態の変化によつても、プラズマの流入又は流出の起り、プラズマのフラックスのある状態がむしろ一般にある。
- 2). 1500 km 或はそれ以上の高度に在ると、イオンの各成分の密度が comparable に在り、各イオンの分布は、単に平均イオン質量と云う意味だけなく他のイオンの影響を敏感に受けよ。従つて、このイオン成分のうちの minor constituent と考へることは許されぬ。又その何れをも中性大気に対し minor constituent とあると假定することは正しくなく。

よつて各成分の分布が互に影響し合ふ条件下で、且つ ion の流入又は流出のあるときの topside ionosphere の構造を考へよ。実際には topside ionosphere のイオン成分として  $O^+$ ,  $H^+$  の他に  $He^+$  が無視出来ない程度に存在するといふことが知られる。理論の骨子を明かにする目的を以て、今の場合  $He^+$  は取扱はぬことにする。(式(2)を多項化するに必要とされる)  $H^+$  を成分 1,  $O^+$  を成分 2, 中性粒子を成分 3 とする。各成分全体の各成分の拡散速度は次式で表される。

$$\sum_j (n_i n_j / D_{ij}) (\vec{v}_i - \vec{v}_j) = -n^2 \vec{d}_i \quad (j \neq i) \quad (1)$$

但し、 $n = n_1 + n_2 + n_3$ ,  
 $\vec{d}_i = \nabla(n_i/n) + \{n_i/n - (n_i n_i / P)\} \nabla \ln P - (n_i n_i / PP) (\vec{F}_i P / m_i - \sum_j n_j \vec{F}_j)$   
 $\vec{F}_i = -m_i g + e \vec{E}$ ,  $P = \sum_j n_j m_j$ ,  $P = n k T$ ,  $D_{ij}$  は  $j$ -th 成分に於ける  $i$ -th

成分の拡散係数である。600 km 以上の neutral exosphere に於ける  $M_3$  の分布は別の観測から知られるので、 $\vec{v}_3 = 0$  とすると、(1)式から (水平方向には互に等しいと可し)  
 $n_1 n_2 (w_1 - w_2) / D_{12} + n_1 n_3 w_1 / D_{13} = -n^2 d_1$ ,  $n_1 n_2 (w_2 - w_1) / D_{21} + n_2 n_3 w_2 / D_{23} = -n^2 d_2$   
 となる。  $H^+$ ,  $O^+$  の flux  $S_1, S_2$  を求めよ。

$$S_1 = n_1 w_1 = - \frac{n^2 \{ (n_1 + n_3) D_{12} / D_{23} \} + n_1 d_2}{n_3 \{ n_1 / D_{13} + n_2 / D_{23} + n_3 D_{12} / (D_{13} D_{23}) \}}, \quad S_2 = n_2 w_2 = - \frac{n^2 \{ (n_2 + n_3) D_{21} / D_{13} \} d_2 + n_2 d_1}{n_3 \{ n_1 / D_{13} + n_2 / D_{23} + n_3 D_{12} / (D_{13} D_{23}) \}} \quad (2)$$

若し  $e \vec{E} = \frac{1}{2} m_1 g$  (但し  $m_1$  は平均 ion 質量) とすると上式の  $d_1, d_2$  は

$$\left. \begin{aligned} d_1 &= \frac{1}{n(n_1 + 16n_2 + \bar{M}n_3)} \left\{ (16n_2 + \bar{M}n_3) \frac{dn_1}{dz} - n_1 \left( \frac{dn_2}{dz} + \frac{dn_3}{dz} \right) - \frac{A}{H(n)} n_1 (15n_2 + \bar{M}n_3) \right\} \\ d_2 &= \frac{1}{n(n_1 + 16n_2 + \bar{M}n_3)} \left\{ (n_1 + \bar{M}n_3) \frac{dn_2}{dz} - 16n_2 \left( \frac{dn_1}{dz} + \frac{dn_3}{dz} \right) - \frac{A}{H(n)} n_2 (\bar{M}n_3 - 15n_1) \right\} \end{aligned} \right\} (3)$$

但し  $H(n)$  は中性水素原子に対する scale height,  $A = \frac{1}{2} m_1 g / m_1$  である。  $\bar{M}$  は中性の平均分子量。 flux であるときは、(2)式から  $d_1 = d_2 = 0$  の必要はない。  $n_1, n_2, n_3$  が comparable であるときは、(3)式の示す様に  $n_1, n_2$  の分布は夫々他の ion の分布に強く影響を受ける。若し  $n_1, n_2 \ll n_3$  ならばよく知られた自由拡散式と等しくなる。実際には想定した  $S_1, S_2$  を与えて得られる  $n_1, n_2$  の分布をスライトで示す。



村田 宏 雄

岐大・工

地表面において観測された気圧の一日変化を調和解析すると、一日周期及び半日周期成分が主であることが確かめられた。これらの成分について理論的に説明する試みが現在存在するがまだ成功していない。

大気の振動が熱励起に起因する立場からみると一日周期成分の幅が半日周期のそれと比較して大きいと予想されるが実際は半日周期の方が2倍程度大きい。この問題とくに重要なカギとなった事実が一日周期成分が著しい局地的な振動に対して、半日周期成分はほぼ世界的に整然たる分布をなしていることである。これより一日周期成分には地表面上で励起されたものが多数に存在すると予想される。そこで先ず、比較的情報の多い一日周期振動について取扱うことからこの問題を解くことにする。

4月の超高度の会でおゾン層において励起された一日周期振動について取扱うたがその結果の一つとして、圧力変化に対して地表面上で大きく等変するものが固有値を持つ  $m=2$  の伝播し得るモードであった。地表面で

$$\delta P_{\text{theor.}} = 0.064 \cdot \Theta_{1,2}(\theta) \cdot \sin(t_L + 21^\circ 35') \quad mb \quad (1)$$

であり。ここに  $\Theta_{1,m}(\theta)$  は Hough Function,  $t_L$  は local time である。 $\theta$ ; 余緯度一方、地表面上で観測されたものは

$$\delta P_{\text{obs.}} = 0.593 \sin^3 \theta \cdot \sin(t_L + 12^\circ) \quad mb \quad (2)$$

であり。これを Hough Function,  $\Theta_{1,m}(\theta)$  で展開すると

$$\delta P_{\text{obs.}} = [0.063 \Theta_{1,2}(\theta) + 0.319 \Theta_{1,-2}(\theta) + \dots] \sin(t_L + 12^\circ) \quad mb \quad (3)$$

となる。右辺の各項は約一時間の位相のずれで(1)と一致する。第2項は負の固有値を持つ成分であり  $m=-2$  のモードが最も代表的なものである。負の固有値を持つ振動は励起領域からの距離に関して指数函数的に減衰する特徴を持っており。オゾン層において励起された成分は地表面上ではこの値の10%以下であると説明される。したがって次に対流圏内励起の可能性を調べてみる必要がある。

地表面上での温度の一日変化に関する統計結果

$$\delta T_{\text{obs}} = [1.007 P_1'(\theta) + 0.2049 P_3'(\theta)] \sin(t_L + 232^\circ) \quad ^\circ K \quad (4)$$

を Hough Function で展開すると

$$\delta T_{\text{obs}} = [0.0215 \cdot \Theta_{1,2}(\theta) + 0.9392 \Theta_{1,-2}(\theta) + \dots] \sin(t_L + 232^\circ) \quad ^\circ K \quad (5)$$

となり、負の固有値を持つ成分がほとんどとみなせる。したがって、 $m=-2$  の場合について取扱うことにする。

対流圏内においては、水蒸気が太陽輻射エネルギーを最も多く吸収するものとして、雲の生成される高さ付近までは水蒸気の量が一定と考へられるから  $0 \sim 2.5$  km の間を熱励起層と考へ、(5)を利用して地表面上での圧力を計算した結果

$$\delta P_{\text{theor.}} = 0.3241 \cdot \Theta_{1,-2}(\theta) \cdot \sin(t_L + 52^\circ) \quad mb \quad (6)$$

となり、(3)の右辺第2項とほぼ一致する。

藤原玄夫 前田坦  
(九大理) (京大理)

電離層の太陽または太陽の日変化を議論する際には、電離層における大気潮汐振動に関する詳細な情報が必要である。まずオーに、大気潮汐振動は、地磁気静穏日日変化と関連する電離層電流の原因とされているが、電離層における種々の減衰因子を考慮に入れた潮汐振動の問題は未だ解決されていない。従って、ガイナモ理論に必要な電離層の風系は減衰があまり顕著でないと考えられる、地表から電離層下部までの理論的計算からの推定と、断片的、間接的な観測結果とからうかがい知るしかない。オエに、電離層における潮汐振動の高さ変化が不明であるため、F層における電離大気の運動に下層から寄与するものとして、E層に生じた電場によるドリフトの他に、直接の潮汐振動を考える必要があるかどうかを定量的に明らかでない。

前回は、比較的簡単な太陽大気潮汐振動について、波動エネルギーが上方へ伝播されて行くとき、主として粘性によってどのような減衰<sup>を</sup>受けるか、単純化された計算によって考察した。今回は、一様磁場の仮定の下に、インタクシヨンドラグを考慮し、ガイナモ方程式を用いて修正された潮汐方程式によって、電離層電流による減衰効果を考察する。電流による効果は粘性のそれよりも大きく、潮汐風の振巾は強く減衰されて、すでにE層内で最大値に達し、それ以上の高さでは次第に減少(非増加)するであろう。また、粘性電流ともに位相を若干遅らす効果を有する。

松浦 延夫  
(電波研)

電離層におけるプラズマの運動は、拡散によるもの  $V_0$ 、電場によるドリフト  $V_E$ 、および中性大気の drag によるもの  $V_N$  の三つに分けられる。一方中性大気の運動は中性大気に作用する力とイオンとの衝突による力 (ion drag と呼ばれ、電子密度に依存する) に影響される。ここでは ion drag の効果のみを考慮して、下領域でのプラズマと中性大気の運動について述べる。

電離層におけるプラズマは拡散や電場によるドリフトで運動をとり、中性大気の運動を妨げるが、その断定数は下領域で  $\frac{1}{\tau_p} = 10^2 \sim 10^4 \text{ sec}^{-1}$  程度である。

A. 定常状態 この場合の両極端の場合として次の二つが挙げられる。

- (i) 圧力の再分布によって中性大気の運動が完全に抑制される。
- (ii) 定常的な大気循環ができる。

特に(ii)の場合で水平方向に一様であるとするとき、拡散速度  $V_0$  の鉛直成分の  $\sin^2 I$  あるいは置き換えられ (Dougherty, 1961), また電場によるドリフトの鉛直成分は常に零になる。

B. 非定常状態 Zonal の電場 (緯度の函数) が角周波数  $\omega$  ( $\omega \ll \Omega_i \ll \Omega_e$ ) で振動する場合は、プラズマおよび中性大気の運動は次の式で与えられる。但し中性大気の鉛直方向の運動速度は常に零としてある。また中性大気の水平速度を  $U$  とする。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial (V_0 \sin \theta)}{\partial \theta} \right] + \frac{[\beta + \sin^2 I] \alpha}{\sin \theta} V_0 = - \frac{\alpha}{\beta} \left( \frac{E_\theta}{B_0} \right) \sin I, \quad \dots (1)$$

ここで、 $E_\theta$  は Zonal (東向き) の電場、 $B_0$  は磁場、 $\theta$  は余緯度、 $I$  は地磁気傾角、

$$\alpha = \frac{\omega^2 F^2}{(gT/m)}, \quad \beta = \frac{\omega}{\tau_p} = 2 \times 10^9 \frac{\omega}{N} \quad (N: \text{電子数})$$

(1) 式から  $V_0$  が求まるとプラズマの速度が求まる。この二極端な例として次の二つが挙げられる。

- (i)  $\omega \gg \kappa_p$ ,  $\beta \rightarrow \alpha$ , この場合に電場によって中性大気は運動しない。
- (ii)  $\omega \ll \kappa_p$  の場合に ion drag による中性大気の運動が生じる。

特に(ii)の場合で水平方向に一様であるとするとき、(1) 式の右辺は零になる (Kohler, 1963)。この報告では、水平方向の圧力の両分布の如きと考慮した場合の電場によるドリフトの推定について述べる。高緯度側では電場によるドリフトの鉛直成分の位相は  $E \times B/B^2$  の周波数より期待されるものとは位相が逆転している。

前田 坦  
京都大学 理学部

地球の超高層は中性大気と電離大気とからできている。今これらの運動を考えるとこれら二つの成分は異なる原因の力で動かされているかもしれない；例えば中性大気はサテライトドラッグから推定されるような圧力勾配力によって主に動かされるかもしれないし、又電離大気はむしろ電磁気的力によってよく動かされるであろう。これらの二成分の最終的な動きは、お互いのしよとによって独立であり得ない。

この問題は最近注目されて来ているが、未だ完全に解かれていない。ここでは、中性大気が上述のような圧力勾配力によって動かされるとし、一方電離大気は外から伝えられた適当な電場によって動かされると仮定して、両大気の運動方程式を併立して解くことによつて、最終的な(定常的な)運動を求めよと、そのような運動が、電離大気の密度分布に、そして又中性大気の温度分布にどのような影響を与えるかをしるべしという結果について報告する予定である。

前田 憲一・津田 孝夫・深尾 昌一郎<sup>o</sup>  
京都大学工学部

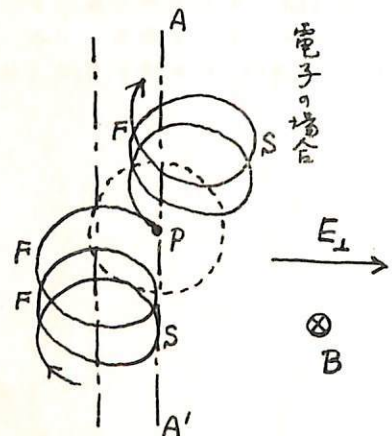
静電場と静磁場がたがいに直角方向に存在する弱電離ガスの Pedersen mobility を考える。荷電粒子は旋回中、静電場による加速と減速を交互に受け、この速度変動の影響を考慮するとガスに固有な  $\lambda$ - $v$  特性 ( $\lambda$  = 平均自由行程,  $v$  = 荷電粒子の速さ) に応じて、Pedersen mobility は従来理論公式の値 ( $(E_L/B)/(\omega_g \tau_c)$ ) より著しくずれることが示される。いま電離度は充分低く、電子またはイオンは静止した中性粒子と完全弾性衝突するものと仮定する。図は点 P で電子と中性粒子との衝突が起った場合を示すが、衝突直後の旋回中心は点 P を中心とするラーモア半径の円 (実線) 内に落ちる。したがって新しい旋回中心は AA' に飛ぶことになる。電子は多数回のこのような "ヒビ" を経て変位していく。一方、衝突の頻度を考えると、これは  $\lambda$ - $v$  特性曲線の傾きにより荷電粒子の速さに依存する。考えている  $v$  に対し特性曲線の傾き  $d\lambda/dv$  が正で充分大ならば、衝突は荷電粒子の低速 phase S でよりひんぱんに起る。したがって平均して新しい旋回中心は静電場の向きに移動する。この方向は順方向でなく、負の mobility を生じうる。また逆に  $d\lambda/dv$  が負ならば加速の現われる phase F でよりひんぱんに衝突がおこり、この衝突現象のかたよりの Pedersen mobility は従来正の値より変位はさらに大きくなる。また  $\lambda = \tau_c v$  ( $\tau_c$  = 衝突時間 = 一定値) ならば以上の mobility は従来公式通りである。着目する粒子が正イオンの場合も Pedersen mobility は同様の導出を受ける。すなわち、以上要するに、現実の弱電離気体は  $\lambda = \tau_c v$  という線型関係を示さぬことがわかってから、 $d\lambda/dv$  の値如何によって Pedersen mobility は大巾に理論公式の値とは相違しているにちがいない。

以上の予想は電子計算機でモンテカルロ法を用いて電子の運動を追跡することにより正しいことが確認された。

物理的機構は次の通りである。とくに電子が負の mobility をもつ場合には注目すると、電場にさかのぼっていくにつれ電子の運動エネルギーは静電場のポテンシャルエネルギーに変わり、したがって速さを減ずる。このため旋回半径も小となり、衝突のかたよりの効果も小さくなり、電子の静電場 ( $E_L$ ) に沿う変位は、問題の "かたより" 効果と衝突直後に受ける静電場の加速の効果釣り合うところに落ちつくことが示される。

地磁気のダイナモ理論では電気伝導度は本質的役割を演じ、しかも普通理論的 "推進値" が使用されてきた。そこで以上のように Pedersen mobility が修正されるとダイナモ理論は大巾に書きなおさなければならぬ。また負の mobility が生ずる場合については、適当な周波数をもつ波動が不安定となり増幅されることも可能になる。

以上の gyromagnetic effect は、電離層、実験室プラズマだけでなく、半導体などの固体プラズマでも起りうるはずである。



## クロスフィールド不安定性

佐藤 哲也・津田 存夫

京大 理

京大 工

これまで電離層におけるクロスフィールド不安定に関して数回にわたり報告してきた。線形理論はしきり電離層E領域がこの不安定性をひきおこすに十分な媒質であることと指摘し、この中緯度地域のスホラディックE層イ-1の説明に用いた。次にこの理論を非線形領域にまで拡張し、計算機により二次元モデルの非線形方程式を解くことにより、波と波の相互作用によって非常に強く乱れたいわゆる 'strong turbulence' と呼ばれる状態に達し得ることを見出した。

今回はこの非線形を取扱った二次元モデルに拡張した結果について報告する。波と波の相互作用の結果を調べるとこの目的に対しては一次元的取扱いで十分であり、その意味で一次元的計算は成否をたしめた。しかしながら電離層プラスマとこの現象のプラスマへの応用という立場からすると一次元計算をそのまま適用することは少し危険であり、二次元的取扱いを要求される。このため一次元的取扱いでは波の成長にも行う zeroth-order へのほのかえり即ち background profile へのほのかえりを無視しており、波と波の相互作用による quenching mechanism のみを考慮してきた。従って quasi-linear stage を無視して来た。そこで quasi-linear stage 即ち background へのほのかえりをも考慮した self-consistent な取扱いをするために二次元モデルを導入した。現在までの結果では background へのほのかえりはそのほのかえりよりもはるかに波の quenching mechanism としてはやはり波-波間相互作用が指導的役割を果たしている。

更に最近 G.C. Reid<sup>1)</sup> は電離層における small-scale の irregularities 特に Spread F との関連において我々のクロスフィールド不安定性理論を発展させた理論を発表した。この paper に対する discussion を少しのべる。

1) G.C. Reid, JGR 22 March 1627 (1968)

柳原一夫  
地磁気観測所

日本各地で観測される地磁気日変化の形状は季節的には勿論毎日毎日でも大いに变化している。これはオーには等価電流系中心が日本付近を通り、その位置が変化することによるものであろう。オニオ三には地下の状態や局所的な上層大気の状態の変化によるものであろう。もしこのオニオ三の部分を抽出しようとするればオ一の原因によるものを除去しなければならぬ。この観測から日本各地の日変化を調べた。

まず水平分力Hを日本各地で比較すると案外系統的な違いを示している。女満別、松代、栢岡、鹿野山、下里、鹿屋の水平分力日変化について栢岡を基準として単純な差をとると、いずれも夜間はほぼ一定で晝間正午ごろ（又は少し以前）に極大（南の地点）又は極小（北の地点）を示す単純な形となっている。その振中は緯度の差にほぼ比例する。そしてこの差の日変化の形は季節によらず一定し、一日一日をとってみても大体この線に沿っている。ところでこの単純な差日変化の形は日変化そのものの基本形と一致している。とすれば日本各地ではこの日変化基本形（それは緯度で振幅が変る）にある特定の日変化が加わったものと考えられる。この附加場は等価電流系中心が丁度真上を通過した地点の日変化で示される。この形は夜は一定で午前に極小、正午ごろ（又は少し以前）に零、午后に極大となる。

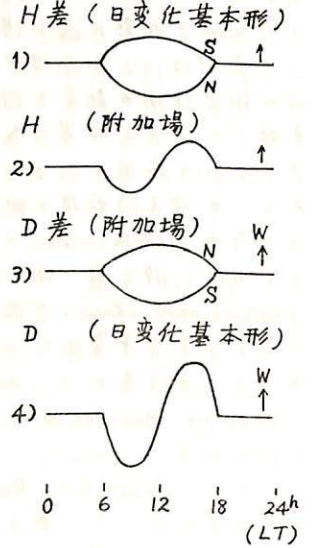
同様のことを偏角について調べると水平分力とちがって各地の日変化はほぼ日変化の基本形を示し、差が附加的な変化を示す。この附加的な変化は夜は一定で日中正午ごろ（又は少し以前）に両向き極大（北）又は極小（南）を示す。

この二つの附加的な変化を総合すると日中等価電流系中心付近から流れ出す電流系を示す。この電流系は4月から10月にかけて明らかで冬は不明瞭でありむしろ逆に近い。

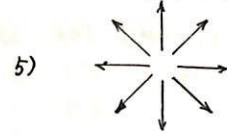
南半球オーストラリアについて同様のことを調べると対応する月特に北半球の夏に電流系中心に流れ込む電流系が認められる。アメリカ地域では北半球の冬に北半球では電流系中心に流れ込み南半球では流れ出す傾向が認められる。アジアと逆に夏ははっきりしない。ヨーロッパアフリカ地域では北半球の夏にや、その傾向が認められるがはっきりしない。

Hall conductivity を考慮した場合の静電荷分布は電流系中心を中心とする部分がある。磁力線によって南北両半球の電荷が連結するとするとこの電流系中心付近の電流の流出流入は説明できるであろう。

以上の観測を利用して日変化電流系中心の日通過位置（緯度）を簡単に求めると季節変化の他に10日程度の周期をもつ位置変化が認められこれは経度差90度位の範囲では平行しそれ以上離れると次第に平行しなくなる。又水平分力日変化の差の日々変化に時々局地的な大きな違いのみられることがある。例えば新潟地震の日がそうであるが今後この種の局地的違いを地下又は上層大気の状態と関連して調べてい。



附加場電流系



模式図

安原通博  
(京大理)

前回の報告に引続いて、主として中緯度地帯の観測資料を用いて地磁気日変化特性の逐年的变化について調べた。解析の期間は 1958-1964 の7年間で、資料はすべて全年の平均値を用いた。高緯度及び赤道附近を除外した事等によって許される適当な近似に基き球函数に於ける高次の項を省略した。これにより地磁気のX及びY成分より求めた式を連立させ、curl-freeの条件を満足させている。

解析の主な結論は 1)  $g_2'$  (cosine-term) の値の逐年変化の傾向は相対黒点数のそれと非常によい相関を示す。2)  $h_2'$  (sine-term) の場合は黒点数との直接の関聯性はうすいように思われる。一方地磁気擾乱指数  $A_p$  及び太陽フレアの頻度との関係を見ると、例えば 1960<sup>年</sup>に夫々極大値を持つ等、関聯性が認められる。3) 1958年(相対黒点数 185-年平均-) から 1964年(10)に至る間に、一日周期項の振幅  $C_2'$  は  $1/2.2$  に減少し、又位相角  $\alpha_2'$  は約2倍に増加した。尚今回是对稱項についてのみ調べた。



57a

# 昭和基地におけるVLFエミッションの 偏波現象

岩井章 大津仁助 田中義人 西野正徳  
名古屋大学 空防研究所

1967年南極昭和基地で行ったVLF帯自然電波観測の概要を報告する。

観測項目

- (1) VLF帯自然電波偏波面と入射方位測定
- (2) VLF帯自然電波スペクトル記録

アンテナ

高±20m, 底辺40mの3角形ル-7, 2turn 新観測棟より東南約350mに設置

高±10m鋼管柱垂直アンテナ

記録装置

(1) (i) グラウソ管上の方位偏波面を35mmフィルムに撮映, 周波数12 KHz

(ii) 偏波記録計, 6 channel V-L-C-7"

周波数, 750 Hz ± 10 Hz, 12 KHz ± 150 Hz, 25 KHz ± 250 Hz

カートリッジスピード: 15 cm/k, Minimum det.

(2) 掃引度儀 3 channel V-L-C-7"

周波数	100 Hz ~ 1 KHz	Δf 10 Hz
	1 KHz ~ 10 KHz	100 Hz
	10 KHz ~ 100 KHz	1000 Hz

掃引時間 1分 ~ 10分

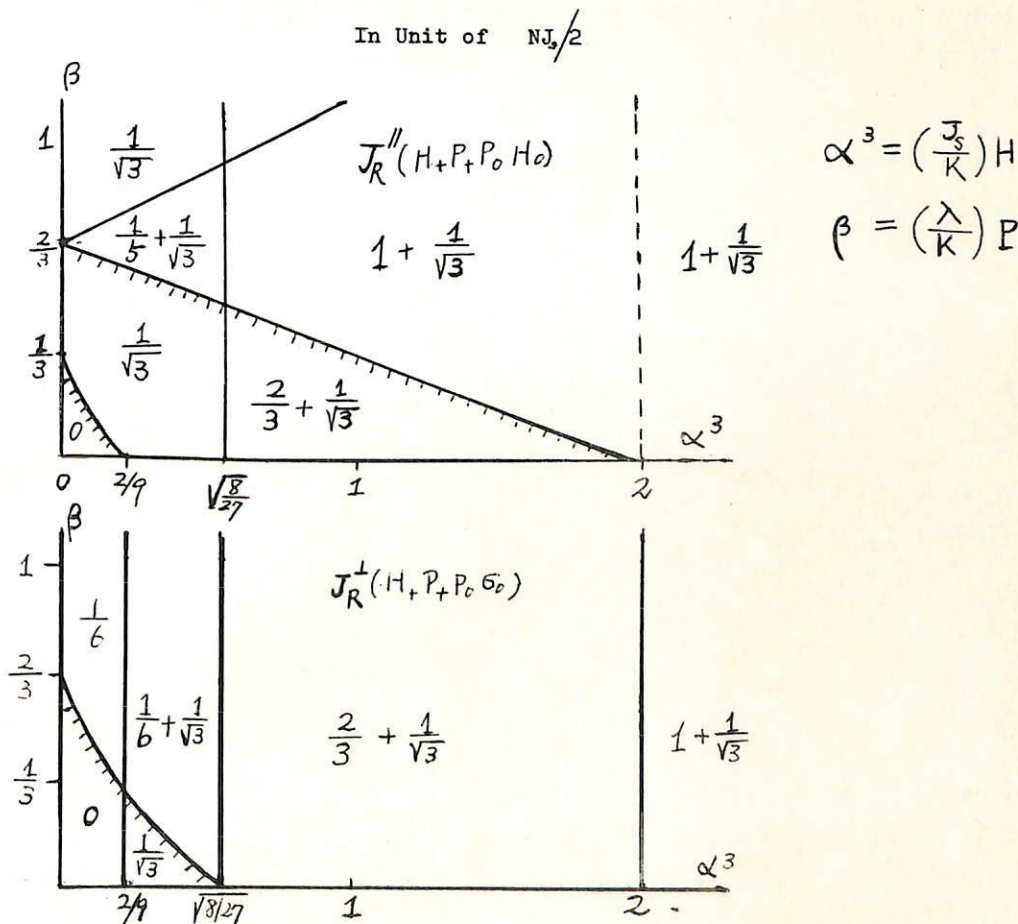
詳細の解析は行っていないので、今回はヒスの偏波現象の記録例について報告する。

Takesi Nagata

Department of Earth and Planetary Sciences, University of Pittsburgh

Piezomagnetic characteristics of rocks have been qualitatively well interpreted based on a uniaxial model for the case that the axis of applied uniaxial compression ( $P$ ) is parallel to the direction of a magnetic field ( $H$ ), i.e., the case of  $P//H$ .

However, the similar piezomagnetic phenomena have recently been observed in the case of  $P \perp H$  also. These phenomena can be explained only based on a multi-axial model of magnetic minerals. For the sake of simplicity, a model consisting of three easy axes or three difficult axes is adopted in the present work. Effects of uniaxial compression and a magnetic field on the reversible and irreversible magnetizations in this model are theoretically examined. An example of PRM acquisition characteristics is as follows.



Transformation

F. J. Wasilewski

Dept. Earth and Planetary Science Univ. of Pittsburgh

A thermomagnetic and X-Ray study of the Magnetite → Maghemite → Hematite Transformation is presented. The sample material is a fine synthetic magnetite powder. Specific thermal regimes are defined for the transformation based on the experimental data a simple model for the transformation is presented which is compatible with the experimental data and numerous studies in the literature.

*[Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page.]*



113c

THERMOMAGNETIC BEHAVIOR OF SYNTHETIC TITANOMAGNETITE ANOTHER  
NATURAL EQUIVALENTS AND THE MAGNETIZATION HISTORY OF BASALTIC  
ROCKS

P. J. Wasilewski

Dept. Earth and Planetary Science Univ. of Pittsburgh

The thermomagnetic behavior of synthetic titanomagnetite and natural equivalents is presented. The existence of the observed behavior in natural rocks defines magnetic class 1 behavior. The phase characterization and evolution of the class 1 rock is discussed. A generalized scheme of magnetization evolution in basaltic rocks in terms of the magnetic mineralogy is presented which defines three magnetic classes of basalts. Experimental evidence and evidence from the literature is presented in support of the generalized scheme of magnetization behavior.

Intrusive Rocks の古地磁気学的研究 其の二

伊藤 晴明  
島根大学文理学部

M. Fuller  
University of Pittsburgh

アメリカ オレゴン州 キロンブ川流域に露出している花崗岩貫入岩体について報告する。  
この岩体の見かけの大きさは直径 2 Km 余りで、Stock 状のものである。試料は国道  
26 号線に沿って完全に採集することゝできた。

この岩体は Contact 附近を逆磁化を示し、内部は正に帯磁している。我々は  
Contact から岩体の内部へほぼ連続的に試料を採集し得た。そして逆磁化から  
正磁化への移り変りを細かく追跡することゝできた。

この岩体の生成年代は K.A. dating によつて次の通りである。

逆帯磁した試料	8.44 ± 0.55 m.y.
正帯磁した試料	8.04 ± 0.64 m.y.