

第 4 6 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭和 44 年 10 月 24 日 ~ 10 月 27 日

於 愛 知 県 産 業 貿 易 館
第 1 会 議 室 , 第 2 教 室

日 本 地 球 電 氣 磁 氣 学 会

日本地球電気磁気学会

第46回総会並びに講演会プログラム

期日 昭和44年10月24日(金)・25日(土)・26日(日)・27日(月)

日	時 9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
10月24日 (金)			電離圏Ⅰ 大気電気 大気光			電離圏Ⅱ (観測方法)		磁気測量 地球内部電磁気		運営委員会	
10月25日 (土)		電離圏Ⅲ (構造, 運動)				電離圏Ⅳ (電波伝播, ロケット観測)			評議員会		
		岩石磁気, 古地磁気				宇宙圏Ⅰ (太陽, 太陽風)					
10月26日 (日)		磁気圏Ⅰ (構造)				特別講演	総会		懇親会		
10月27日 (月)		磁気圏Ⅱ (プラズマ波動)				磁気圏Ⅲ (極域現象)					
		宇宙圏Ⅱ (宇宙線)									

講演会場：愛知県産業貿易館 第1会議室(4階), 第2教室(地下1階)

名古屋市中区丸の内3-1-6 電話 052(231)6351

懇親会場：名古屋市内

連絡先：名古屋大学理学部宇宙線研究施設 電 052(781)5111 内線2553

第1日 10月24日(金)

電離圏Ⅰ(大気電気・大気光)(11.00~12.30) 於 第2教室

開会の辞

1. 竹内利雄 仲野 實(名大空電研) 雷放電からのVHF放射 (15分)
2. 岩田晃 石川晴治, 高木増美(名大空電研) スローテール空電の発生について(2) (15分)
3. 飯田孝夫, 池辺幸正, 中島敬行, 川野実(名大工) 気球による大気電離の測定Ⅱ (10分)
4. 小川利紘(東大理) 大気中における酸素原子の生成源および熱源としての酸素分子とオゾンの光解離 (20分)

5. 中村正年, 柏木忠夫 (東教大・光研) ロケット観測によるOH及びO₂ 大気光発
光層の高度分布 (15分)

電離圏Ⅱ (観測方法) (13.30~15.45) 於:第2教室

6. 小林喬郎, 稲葉文男 (東北大・通研), 有賀規, 上山弘 (東北大・理) レーザー
ラマンレーダーによる分子密度の選択的測定法Ⅱ (10分)
7. 巻野信義, 相京和弘 (電波研) 周期的静電磁界による質量分析器Ⅲ (10分)
8. 向井利典, 平尾邦雄 (東大宇宙研) Spherical Electrostatic Energy
Analyzer の電子透過特性について (15分)
9. 雨宮宏, 土手敏彦 (理研) 磁場中円筒プローブにおける飽和電流の計算 (10分)
10. 土手敏彦 (理研) RFプローブ測定法に関する二三の実験 (15分)
11. 宮崎茂, 森弘隆 (電波研) 大型プラズマチャンパーにおけるR.P.T.の実験(I) (15分)
12. 倉橋克典 (名大空電研) 電離層プラズマ内での人工的なイオンEK波及びEM波
の発生(Ⅲ) - EM波(Ⅱ) (15分)
13. 巻野信義, 宇田川諒悦 (電波研), 伊藤富三, 林友直, 作道訓之 (東大宇宙研)
下部電離層イオン組成の観測計画 (20分)

磁気測量, 地球内部電磁気 (15.45~17.40) 於:第2教室

14. 久保木忠夫, 森俊雄 (地磁気観測所) 父島における地磁気観測 (8分)
15. 歌代慎吉 (海上保安庁水路部) 日本列島大陸棚の精密海上磁気測量について (10分)
16. 藤田尚美, 井内登 (国土地理院) 全磁力異常から求めた地磁気三成分の異常について (12分)
16. 藤田尚美, 関口昌雄, 田島稔, (国土地理院) 日本における地磁気経年変化の異常
17. 森俊雄 (地磁気観測所), 吉野登志男 (東大震研) 日本における地磁気全磁力変
化の地域差 (15分)
18. 加藤愛雄, 青山巖, 遠山文雄 (東海大工) バルーンによる地球磁場の測定 (15分)
19. 前田力雄 (電波研平磯) 地磁気変動特性のスペクトル解析 (15分)
20. 行武毅 (東大震研) 17 - 18世紀の地球磁場の球函数解析 (15分)

第2日 10月25日(土)

電離圏Ⅲ (構造, 運動) (9.00~12.30) 於:第1会議室

21. 早川幸男, 加藤隆子 (名大理) 宇宙X線による電離層の生成 (10分)
22. 高木秀男, 上山弘 (東北大理) Topside ionosphere の構造 (12分)
23. 松浦延夫 (電波研) 上部電離層の構造 (12分)
- ~~24. 田尾一彦, 北条尚志 (電波研) 極東地域における上部電離層の構造 (16分)~~
25. 竹之下裕五郎 (電波研平磯) 地上観測に現れるF領域トラフの経度効果 (10分)
26. 大塩光夫, 犬木久夫 (電波研) 異種類の電離源の同時到来のSID'sへの寄与
(1966年8月28日のHIL α 異常増加現象) (I) (12分)
27. 荒木徹, 加藤進 (京大工) SPA, SES から下部電離層の電子密度とその勾配を
推定する一方法 (12分)

- 28. 森洋介 (東北大理) 全電子数変化の解析 I (10分)
29. 上山弘 (東北大理) 惑星間空間磁場と極地電離層の関係 (12分)
30. 丸橋克英 (東大理) 極地電離層粒子の磁気圏尾部へのEscape II (16分)
31. 藤原玄夫 (九大理) 電離層の静電場に対する考察 (10分)
32. 深尾昌一郎, 津田孝夫, 前田憲一 (京大工) 電離層の電気力学 I (16分)
33. 桜井秀時, 加藤進, 森田典子 (京大工) Gravity Wave in Viscous Atmosphere (16分)
34. 村田宏雄 (岐大工), 森田典子 (京大工) Gravity Wave in Viscous Atmosphere Part 2 (10分)
35. 村田宏雄 (岐大工) 電離層ダイナモ理論 I Non-rotating Earth (12分)
35. 堀内剛二 (気象庁) 熱圏上部の N^+ について
岩石磁気, 古地磁気 (9.00~12.30) 於 第2教室
36. 兼岡一郎, 小嶋稔 (東大理) 伊豆・宇佐美火山のK-Ar年代 (15分)
37. 北沢一宏 (東大海洋研) 海底マンガン鉱物の物性 (序報) (10分)
38. 青木淳 (九州農試環二部) 岩石磁気学的方法による赤色土壌母材の生成条件の推定 (15分)
39. 伊藤晴明 (島根大文理) M.D.Fuller (Univ. of Pittsburgh) Intrusive Rocksの古地磁気学的研究(III) (15分)
40. 堂面春雄 (山口大教育) 山口県須佐焼唐津窯の考古地磁気学 (10分)
41. 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(II) (10分)
42. 小林和男, 北沢一宏 (東大海洋研) 赤道太平洋コアの磁性(I) (15分)
43. 小林和男, 北沢一宏 (東大海洋研) 赤道太平洋コアの磁性(II) (15分)
44. 永田武 (東大理) 岩石の磁気に対する歪力の影響 (汎論) (20分)
45. 河野長 (東大理) 0-10 M.y. の地球磁場強度と磁場発生モデル (20分)
46. 新妻信明 (東北大・理・地質) 地磁気逆転時の細部様相 (20分)
47. 永田武 (東大理) 地球磁場逆転の機構について (15分)
- 電離圏IV (電波伝播, ロケット観測) (13.30~17.00) 於 第1会議室
48. 小川俊雄, 田中良和 (京大理) シューマン・レゾナンスのQ (12分)
49. 佐尾和夫, 神藤英彦 (名大空電研) 2KHZ-附近の空電の伝播について (12分)
50. 佐尾和夫, 棚橋秀伍 (名大空電研) スローテール帯における空電スペクトル (12分)
51. 荒木喬, 森洋介 (東北大理) Whistler waveの電離層・地上伝播 (10分)
52. 筒井稔, 小川徹 (京大工) HF ドップラーによる電離層観測 (12分)
53. 中島敏夫, 石井隆広雄, 土屋清実 (電波研犬吠) 桜沢晃, 羽倉幸雄 (電波研) VLFの位相にあらわれたPolar Cap Disturbance (16分)
54. 佐尾和夫, 山下享子, 棚橋秀伍, 神藤英彦, 太田幸一 (名大空電研) ELF帯~VLF帯空電のSEA現象 (12分)
55. 満保正喜, 島倉信 (金沢大工) 2乗分布電離層の反射及び透過 (TMモードの場合) (12分)
56. 新野賢爾, 東村政市 (電波研) 電離層吸収および成層圏昇温の地磁気嵐との関係 (12分)

57. 荒木徹, 加藤進 (京大工) 不均一上層大気中での波動伝播 (12分)
58. 早川正士, 大津仁助, 岩井章 (名大空電研) 多成分磁化プラズマ中の電波伝播 (10分)
59. 鎌田哲夫 (名大空電研) スペースシャッターで観測されたVLF波動 (10分)
60. 早川正士, 岩井章 (名大空電研) K-9M-26号機によるVLF電波観測 (10分)
61. 麻生武彦, 深尾昌一郎, 加藤進 (京大工) K-8-15によって観測された電離層擾乱 (12分)
62. 鎌田哲夫, 岩井章, 早川正士 (名大空電研) K-9M-26観測ロケットによる電波雑音観測結果 (12分)

宇宙圏 I (太陽, 太陽風) (13.30~15.30) 於 第2教室

63. 羽倉幸雄, 西崎良, 田尾一彦 (電波研), 山下不二夫, 磯崎進, 水戸部温 (電波研平磯) ヘクト・デカメートル波帯太陽電波のPFP強化観測結果 (20分)
64. 十市勉 (東大理) 太陽風の熱的性質 (特にイオン温度) について (15分)
65. 渡辺成昭 (東大理) 電子温度異方性の太陽風中波動に及ぼす効果 (15分)
66. 等松隆夫 (東大理) 水素・ヘリウムグローの偏光 (15分)
67. 伊藤富造 (東大宇宙研), 畚野信義 (電波研), 久保治也, 小嶋学, 山田弘善 (東大宇宙研) Solar Wind Simulatorによる高速プラズマ流の発生 (15分)
68. 久保治也, 河島信樹, 伊藤富造 (東大宇宙研) CometのModel Experiment II (15分)

第3日 10月26日(日)

磁気圏 I (構造) (9.00~12.30) 於 第1会議室

69. 鷹尾和昭 (京大工) 太陽X線観測衛星のリアルタイムテレメトリーについて (17分)
70. 前沢烈, 西田篤弘 (東大宇宙研) 惑星間空間磁場と磁気圏 (13分)
71. 奥沢隆志 (電通大) 太陽風, 電磁流体衝撃波の磁気圏近傍及びその内部での減衰 (17分)
72. 奥沢隆志 (電通大) 二流性不安定の散逸を伴う衝撃波 (17分)
73. 村山喬 (名大理) 磁気圏昼側境界附近の放射線強度分布 (17分)
74. 石原丈実, 玉尾孔 (東大理) Diffusion of high-energy particles in the magnetosphere (13分)
75. 亘理宣夫, 上山弘 (東大理) ピッチ角分布のエネルギー依存性について (13分)
76. 渋谷仙吉 (山形大理) 磁束線の運動について(I) (10分)
77. A.Nishida (東大理) J.H.Binsack (MIT) N.F.Ness (NASA) Plasma sheet at lunar distance(II) (13分)
78. 広野求和 (九大理) 磁気中性面の考察III (17分)
79. 武井恵雄 (東大理) 磁気圏尾部擾乱について (13分)
80. 河島信樹 (東大宇宙研) Neutral SheetのModel実験 (13分)

特別講演 (13.30~15.30) 於 第1会議室

Electric Fields in the Magnetosphere Measured
with Barium Plasma Clouds

G. Haerendel (Max Plank Inst.)

地球電磁気学の展望

永田 武 (東大理)

夜光雲の観測 (映画)

B. Fogle, B. Haurwitz (NCAR) 提供

解説: 加藤 進 (京大工)

総 会 (15.30~17.00) 於 第1会議室

第4日 10月27日 (月)

磁気圏 II (プラズマ波動) (9.00~12.30) 於 第1会議室

81. 米栖喜久男 (地磁気観測所) 地磁気 SSC の Quality について (13分)
82. 柳原一夫 (地磁気観測所) 磁気嵐と地磁気日変化 (13分)
83. 福西浩, 平沢威男 (東大理) 極磁気嵐からみた地磁気脈動 Pi 2 (17分)
84. 佐野幸三, 河村 諒 (地磁気観測所) Pc 1 の観測結果について (13分)
85. 桜井享, 斎藤尚生, 森岡昭 (東北大) Pc の周期微細構造について (10分)
86. 平沢威男 (東大理) 地磁気脈動 (Pc 4, Pc 3) の緯度効果 (17分)
87. 平沢威男 (東大理) 地磁気脈動 Pc 5 の生起機構 (13分)
88. 玉尾孔 (東大理) High-frequency plasma instability associated with low-frequency Oscillations (13分)
89. 北村泰一 (九大) He⁺ の Pc 1 脈動の磁気圏伝播に及ぼす効果 (13分)
90. 木村磐根, 松尾俊郎 (京大工) 衛星で観測されるホイスラーの striation (17分)
91. 平沢威男 (東大理) 地磁気脈動と極光 (13分)
92. 森岡昭 (東北大) 極光帯地磁気脈動の解析 (10分)
93. 加藤愛雄 (東海大航空宇宙) Magnetospheric substorm と hydromagnetic substorm (13分)

宇宙圏 II (宇宙線) (9.00~12.00) 於 第2教室

94. 藤井善次郎, 藤本和彦, 上野裕幸, 近藤一郎, 長島一男 (名大理) Semi-Diurnal Anisotropy of the Cosmic Radiation (15分)
95. 安江新一, 森覚, 鷺坂修二 (信大理), 一之瀬匡興 (信大教養) 宇宙線強度の「半日変化」の解析 (15分)
96. 和田雅美, 奥谷晶子 (理研) 1967年8月13, 14日の宇宙線半日変化 (15分)

97. 石田喜雄, 菅野常吉 (福島大教育) 斎藤俊子 (福島医大物理) 宇宙線日変化と太陽活動度について (15分)
98. 北村正丞 (気象研) 宇宙線日変化の緯度効果の長期変動 (15分)
99. 須田友重 (気象研) 小玉正弘 (理研) 昭和基地における宇宙線強度の解析 (15分)
100. 長島一男, 藤井善次郎, 藤本和彦, 上野裕幸, 近藤一郎 (名大理) 宇宙線南北非対称変動量としてのF,Gについて (20分)
101. 藤本和彦, 藤井善次郎, 上野裕幸, 近藤一郎, 長島一男 (名大理) Mechanics of Semi-diurnal Anisotropy inspected from seasonal variation of diurnal Anisotropy (20分)

磁気圏 III (極域現象) (13.30~17.00) 於 第1会議室

102. 岩崎昇 (相模工大工) 地磁気異常変動 (非DP-1-2) =極点附近に局所的に現れるもの (17分)
103. 岩崎昇 (相模工大工) 地磁気異常変動と関連する電離層及び惑星間空間における変動 (10分)
104. 国分征 (東大理) 極磁気嵐に伴うVLF エミッション (13分)
105. 永田武, 飯島健 (東大理) AEJ Precursorについて (13分)
106. 上出洋介, 福島直 (東大理) Auroral Electrojet の勢力範囲(2) (13分)
107. 飯島健 (東大理) 磁気嵐の三次元的構造 (DP-formation と asymmetric DR-formation) (13分)
108. 小口高 (東大理) 極磁気擾乱の発達と伝播 (13分)
109. 大林辰蔵 (東大宇宙研) 極域嵐DP電流系の成因について (13分)
110. 長谷川貞雄 (電波研) 昭和基地におけるRADAR AURORAの出現特性 (17分)
111. 市川敏明 (岐阜大教養) T.E.Cld, J.S.Kim (State Univ. of New York at Albany) Observations of Monochromatic Mid-Latitude Auroral Arcs of 6300Å (OI) at Whiteface Mt., New York (13分)
112. 金田栄祐 (東大理) 昭和基地で観測された極光の分光解析 (13分)
113. 福西浩, 林幹治, 平沢威男, 国分征, 等松隆夫 (東大理) 昭和基地の極光観測 - 現況と計画の報告 (13分)
114. 小倉紘一 (日大習志野) 林幹治 (東大理) 須田友重 (気象研) 小玉正弘 (理研) オーロラX線のバルーン観測1, 昭和基地における観測 (13分)
115. 小玉正弘 (理研) R.R.Brown (カルフォルニア大) オーロラX線のバルーン観測2, 地磁気共軛性について (13分)

閉会の辞

おことわり：電離圏および磁気圏の講演申し込み多数のため、プログラム編成の都合により講演時間を2~4分短縮いたしましたことを御諒承下さい。

1. 雷放電からのVHF放射

竹内利雄 仲野黄
名古屋大学空電研究所

近年電子工学の進歩によって、雷放電から放射される電波の観測も次第に周波数の高い方にまで拡大されて来た。高い周波数領域では、放電路が波長に比べて長くなつて来るので、放電路をいくつかに分けて調べる事が容易になり、その結果放電のより細かい研究をすることが可能になる。空電研究所においても、すでに長い間VHF電波の観測を行なつてゐるが、今迄は無指向性アンテナで行なつてゐた。今夏二つの指向性アンテナを異なる方向に向けて同時観測を行なつた。今年最初の年で解析に必要な他の観測を同時に行なわなかつたので、多くの仮定を導入したがとにかく一応多少の結果を得ることが出来た。

測定装置は次の通りである。

○受信周波数: 86 MHz

○アンテナ : 七素子八木, 方位設定リモートコントロール

○アンテナ向: ①ニッパも仰角0, 方位角45異なる

②ニッパも同方位, 仰角0°と40°及び0°と80°の組合せ

○記録 : 檢波して(時定数1ms)ニ映像シンクロ스코ープに出す。

掃引 1ms/cm ~ 50ms/cm

結果をまとめてみると次の事が云える。

VHF電波を輻射する放電は放電路全体に発生してゐる小放電であり、大体全放電路にわたって同時に強くなつたり弱くなつたりする。しかし細かくみると位置によつて強弱の変化の様子が多少異なる。

4 大気中における酸素原子の生成源および熱源
としての酸素分子とオゾンの光解離

東大理・地球物理研究施設 小川 利紘

酸素分子は波長 2424\AA 以下の紫外線によって光解離される。また、オゾンは波長 11800\AA 以下の近赤外・可視域および紫外線によって解離を受ける（近赤外・可視域に比べてはるかに紫外線による解離率の方が大きい）。

太陽の紫外線輻射（波長 3000\AA 以下）は地球大気中で殆ど吸収されてしまい地上に到達してこない。特に、波長 $2,000\sim 3,000\text{\AA}$ の領域はオゾンによって、波長 $1,000\sim 2,000\text{\AA}$ の領域は酸素分子によって吸収される。これらの吸収の起る高度は約 20 km から約 150 km 、すなわち成層圏から中間圏を経て下部熱圏まで広がっている。これは波長 $1,000\sim 3,000\text{\AA}$ の領域で酸素分子とオゾン（主として酸素分子）の光吸収係数が大中に（ 10 桁程度も）変っているからである。

これらの吸収過程は、(I) の過程によって酸素分子・オゾンが分解し、酸素原子を生じ、これら原子分子の肉子すす化学反応を通じて、酸素原子・オゾン等の密度分布を決定する重要な要因になっているだけでなく、(II) 解離の際の余分のエネルギー（紫外線の量子エネルギーから解離に必要なエネルギーを引いたもの）や、(II) 解離生成物が準安定状態にある場合はその励起エネルギーを他の分子に移動させ、(III) また酸素原子が再結合する際に放出されるエネルギーなどいくつかの変換過程を経て、大気の熱源として重要な役割を演じている。酸素分子の太陽紫外線の吸収による加熱は熱圏底部の熱源として重要なことはよく指摘されていり、オゾンの太陽紫外線吸収による加熱が成層圏の温度上昇をもたらししていることはよく知られていることである。

酸素分子およびオゾンの解離過程を解離生成物の内部状態（電子状態）まで考慮して分けてみると表のようになる。(I.1), (I.2), (I.3) は各々、Herzberg 連続, Schuman-Runge 前期解離, Schuman-

$O_2+h\nu \rightarrow$	吸収域	解離エネルギー J_0	J_0
(I.1) $O(^3P) + O(^3P)$	$< 2424\text{\AA}$	5.12 eV	$1.1 \times 10^9\text{ sec}^{-1}$
(I.2) $O(^3P) + O(^3P)$	$1750\text{--}1973$	5.12	1.5×10^7
(I.3) $O(^3P) + O(^1D)$	< 1748	7.09	5.6×10^6
(I.4) $O(^1D) + O(^1D)$	< 1367	9.07	6.9×10^8
(I.5) $O(^3P) + O(^1S)$	< 1332	9.70	8.6×10^8
(I.6) $O(^1D) + O(^1S)$	< 1099	11.28	6.3×10^8
(I.7) $O(^1S) + O(^1S)$	< 919	13.50	
etc.			
$O_3+h\nu \rightarrow$			
(II.1) $O_2(X^3\Sigma_g^-) + O(^3P)$	< 11800	1.051	
(II.2) $O_2(a^1\Delta_g) + O(^3P)$	< 6113	2.028	
(II.3) $O_2(b^1\Sigma_g^+) + O(^3P)$	< 4630	2.678	
(II.4) $O_2(X^3\Sigma_g^-) + O(^1D)$	< 4108	3.018	
(II.5) $O_2(a^1\Delta_g) + O(^1D)$	< 3103	3.945	
(II.6) $O_2(b^1\Sigma_g^+) + O(^1D)$	< 2669	4.645	4.4×10^3
(II.7) $O_2(X^3\Sigma_g^-) + O(^1S)$	< 2366	5.241	5.5×10^4
(II.8) $O_2(a^1\Delta_g) + O(^1S)$	< 1994	6.218	
(II.9) $O_2(b^1\Sigma_g^+) + O(^1S)$	< 1805	6.868	
etc.			

Runge 連続に対応する。波長 1027\AA 以下は O_2 の電離が起るので解離率は下がる。また (II.1), (II.2) は Chappius, (II.4) は Huggins, (II.5), (II.6) は Hartley 連続に対応する。なお (I.1), (I.2), (I.4), (I.6), (I.7), (II.2), (II.3), (II.4), (II.7) は禁制遷移であって、解離率は小さいことが予想される。

解離過程を細分して考える理由は、(1) 解離過程で解放される原子分子のエネルギーは生成物が励起状態であればそのエネルギーだけ減る。(2) 励起原子分子は基底状態のものに比べて反応係数が 1 桁以上も大きくなる。(3) 励起状態の原子分子は非熱的な輻射（大気光）を放出し、熱的な loss の過程となる。などに于る。

酸素原子・分子の励起状態を考慮した化学反応、熱エネルギーの変換過程を議論したい。

5. ロケット観測による OH 及び O₂ 大気光発光層の高分布

中村正年, 柏木忠夫

東京教育大, 光学研究所

去る9月6日午後8時35分に打上げられたK-10-5号ロケットに搭載された大気光用光度計によって, 夜間大気光の中, OH Meinel bands と O₂ Atmospheric bands の発光層の高分布を測定することができたので, その結果について報告する。

搭載計器は4個の光度計から成り, その中の2個1組は OH Meinel bands を, 他の2個1組は O₂ Atmospheric bands をそれぞれ測定するためのものである。その1組の概略図は, 図1図に示されるようなもので, もう1組は, これに直角な方向に配置されこの光を観測するようになつていて, ロケットの側壁に取付けられた窓蓋は, ロケット発射後49秒でアッペラーによって開けられるようになつていて, もう一つの光度計はロケット軸方向からの光を観測するようになつていて, これはロケットのノーズコーンの開口後, モーターの作動によって, ロケット側壁より斜めに張り出されるようになつていて, これらの光度計と観測方向及び方向を表にすると次のようになる。

スペクトル	光度計番号	波長領域	P.M.	ロケット軸と光度計の角
O ₂ { (0-0), (0-1) }	#1	7500~8800 Å	R-374	30°
	#2	7620 ± 20 Å	PM-55 (S-20)	0°
OH { (6-1), (7-2) }	#3	6400~7400 Å	"	30°
	#4	6860 ± 40 Å	"	0°

これらの光度計に付属した増巾器系統のブロックダイヤグラムは図2図に示される通りである。光電子増倍管用の高圧電源は, トランジスターを使った発振器からの出力を整流する方法が採られた。

4個の光度計共, ロケット飛行中順調に働いてそれぞれデータが得られた。また充分な解析はなされていないが, 極く荒い解析によると, OH Meinel bands は我々が従来予期していたよりも, 少し高さが高く, 主な発光層は 75 km から 95 km の間に分布し, O₂ Atmospheric bands の発光層は, 70 km から 100 km の間に分布していることが判つた。特に O₂ の (0-0) band に因っては上層大気中の O₂ 分子による自己吸収の影響を考慮に入れて解析しなければならぬので, この値は多少変更されるかも知れない。

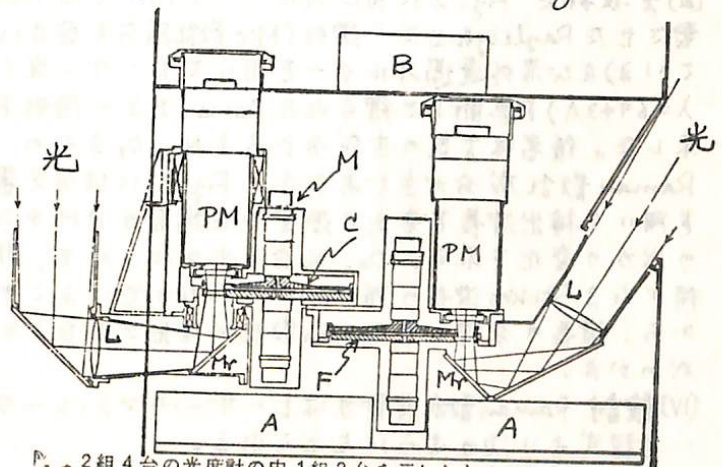


図1 2組4台の光度計の中1組2台を示したものである。

- A: 増巾器
- B: 電源用バッテリー
- C: チョッパー
- F: フィルター
- M: モーター
- Mr: 反射鏡
- L: レンズ
- PM: 光電管

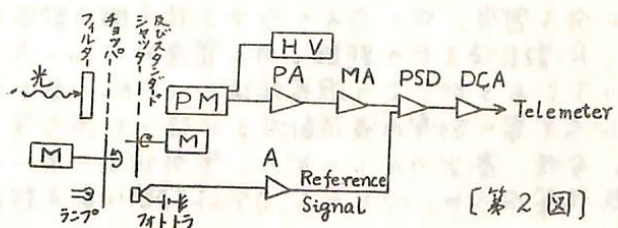


図2

6. レーザー・ラマンレーダーによる分子密度の
選別的測定法 II

小林喬郎, 有賀規, 稲場文男, 上山弘
* 東北大通研, ** 東北大理

(I) まえがき レーザー光等の強力な光を用いた大気中の測定が最近種々行われて来た。特に分子の検出には、Rayleigh 散乱を用いる代わりに、Raman 散乱を用いて、夫々の分子に固有な振動・回転による波長変移成分を測定すれば分子の種類を知るこゝができる。従つて高出力、単色性に優れたレーザー光を光源として、大気分子の密度を実時間で選別的に測定できる。我々は、固体レーザーによるツダイヤモンドパルス光を用いたレーザー・ラマンレーダーの可能性を前回検討し、その予備的実験を行つて来たので、その装置及び結果を報告する。現在迄に、近距離の大気中の O_2 , N_2 分子の Raman 散乱(振動・回転準位によるもの)が検出されてゐる。

(II) 実験装置 Fig. 1 にレーザー・ラマンレーダー実験装置の概略を示した。出力約 2~3 MW, パルス巾 ~20 nsec のツダイヤモンドパルスレーザー光 ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$) を光源として用いた。レーザー光よりも長波長側に変移した Stokes 成分をフィルタ、又は F/8.5 の分光器で選択し、光電子増倍管(P.M.) RCA 7265 で検出して、シンクロスコープ上に A スコープ表示を行った。

(III) 実験結果 Fig. 2 に ND フィルターを用いて 10^4 に減衰させた Rayleigh エコー波形 (Mie 散乱成分も含まれてゐる) 及び赤外透過フィルターを用いてレーザー光 ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$) を遮断して得られた Raman エコー波形を示した。後者は大気中の主成分である N_2 , O_2 分子の Raman 散乱成分が主である。Fig. 3 には分光器を用いて検出波長を変えて測定した場合の P.M. からの出力の変化を示す。 O_2 , N_2 分子それぞれ、期待される Stokes 波長の所でピークに達してゐることから、波長の変移した Raman 散乱が検出されたことがわかる。

(IV) 検討 Raman 散乱波電力はレーザー・ラマンレーダー方程式より次のように与えられる。

$$P_r = P_0 K L T_L T_R A_r N \sigma / R^2$$

ここで、 P_0 : 送信レーザー電力, K : 送受信光学系の効率, L : レーザーパルス長の $1/2$, T_L, T_R : レーザー及びラマン波長での大気透過率, A_r : 受信開口面積, N : 分子密度, σ : 分子のラマン後方微分散乱断面積, R : 散乱体までの距離。分子密度 N は N_2 の方が O_2 より大であるが、この波長領域では P.M. の量子効率及び分光器の効率が長波長になるに従つて減少するので、出力電流 $(I_R)_{N_2}$ は $(I_R)_{O_2}$ より小さくなる。今後、高出力のレーザー、紫外域レーザーの開発 ($\sigma_{Raman} \propto \frac{1}{\lambda^8}$ 短波長有利) 等により、 SO_2 等の大気汚染分子や、バルーン、ジェット搭載による超高層の微小大気成分の検出が期待される。

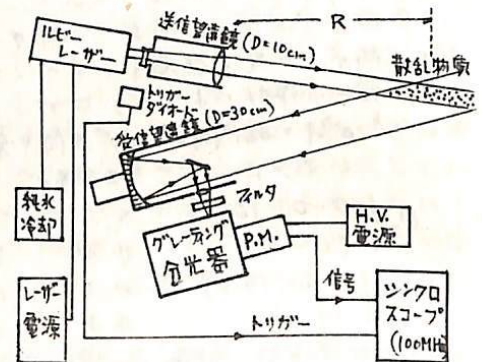


Fig. 1 レーザー・ラマンレーダー装置

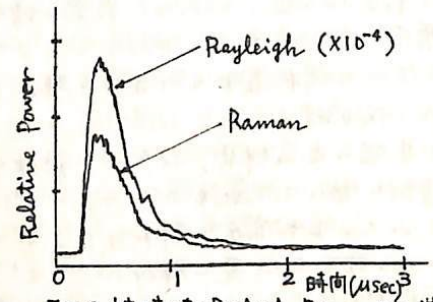


Fig. 2 小束暗時の Rayleigh, Raman エコー波形

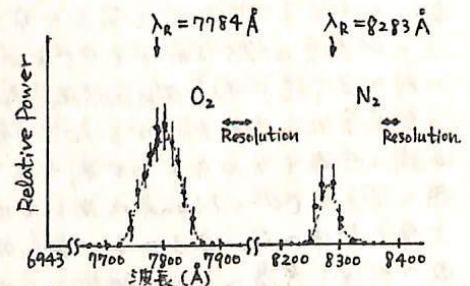


Fig. 3 O_2 , N_2 の Raman スペクトル

7.

周期的静電磁界による質量分析器. III

菅野信義 相京和弘
電波研 "

多極型周期磁界と多極型電界の重畳した中正通過する荷電粒子の運動の経復から、これを利用した質量分析器の可能性について計算を行ない、それにもとずいて分析器を試作実験した。その実験結果について報告する。

この方法の特長は、階層回路を含まず全体が簡単にまとめられることであり、飛翔体用として軽いイオンの分析に適当であることである。



8 Spherical Electrostatic Energy Analyzer

の電子透過特性について

向井利典・平尾邦雄

東京大学宇宙航空研究所

従来、低エネルギー電子のエネルギー分析器として非常に分解能の高い Electrostatic Analyzer が、原子或いは分子の気体による電子散乱の実験に使われている。また、太陽風や磁気圏に存在する keV ~ 10 keV の order の電子及びプロトンの観測用に Electrostatic Analyzer が搭載化されている。電離層の photoelectron のエネルギー分布及びその flux を測定する事も電離層の種々の物理現象を説明する上で重要な事ではあるが、今まで行われていない。この場合、或る程度高い分解能で、その flux の絶対量を測定する事が重要である。この為には、エネルギー分析器を通りぬけて detector に入る flux (particles/sec) と ambient particle flux (particles/sec · cm² · ster · eV) との関係、すなわち、エネルギー分析器の geometrical factor (cm² · ster · eV) をあらかじめ求めておく事が必要である。

Electrostatic Analyzer として比較的好く用いられている型としては同軸円筒型と同心半球型があって一長一短あるが、ここでは同心半球型について考察する。この場合、エネルギー分析器の中での静電ポテンシャル $\phi(r)$ は

$$\phi(r) = -K/r + \phi_0$$

$$\therefore K = eV R_o R_i / (R_o - R_i) \quad V: \text{外側と内側の電極にかかる電位差}$$

$R_o: \text{外球の半径} \quad R_i: \text{内球の半径}$

ϵ_0 : gauge constant

r : 球の中心からの距離

今、遠方における電子の kinetic energy を T_∞ とし、 $E \equiv T_\infty - \phi_0$ とすると、エネルギー分析器の中の電子の軌道は $E < 0$ のとき通りぬける可能性があって、この時、楕円軌道となる。非常によく collimation された beam に対して、エネルギー分解能 $\Delta E/E_0$ は、入口と出口のスリットの幅 w 、電子の軌道の平均半径 r_0 をとすると、

$$\Delta E/E_0 \approx w/r_0$$

となる。ところが、電離層の photoelectron のような 10 eV 程度のエネルギーの電子を飛翔体にエネルギー分析器を搭載して測定する場合は、飛翔体と space plasma との間に存在するシース、及び電位差が、問題で、測定エネルギーと space でのエネルギーの差を補正する必要がある事は勿論、入射電子の入射角度も違ってくるので、これらも考慮に入れて geometrical factor を求める。

9. 磁場中円筒プローブにおける飽和電流の計算

雨宮宏 土平敏彦
理化学研究所

電離層でプローブ測定を行う場合、プローブ自体の寸法がプラズマに与える影響を考慮しなければならない。E, F層では $\omega \approx 10^4$ となりプローブはCollisionlessの取扱いを必要とする円筒プローブについて磁場中の飽和電流値の計算方法及び結果を示す。

- [仮定] (1) プローブの軸を磁力線に平行に置く。(2) 電子はマックスウェル分布に従う。
(3) プローブは空間電位にあるとし、シースのない場合を考える。
(4) Collisionlessであるから軸方向から来る電子のみを考慮する。

下の投影図から明らか様様にプローブの中心軸から r にあるguiding centerを持ち、ラマ半径 r_L 、磁場方向及びそれに直角方向の速度 v_1, v_2 を持つ電子がプローブ面に達する条件は、(i) $r \geq a$ の時 $r-a \leq r_L \leq r+a$ かつ $-\alpha < \theta < \alpha$ (断面に達する条件) 又は $l/v_1 \geq (2\pi - \theta - \alpha)/\omega$ (側面に達する条件)

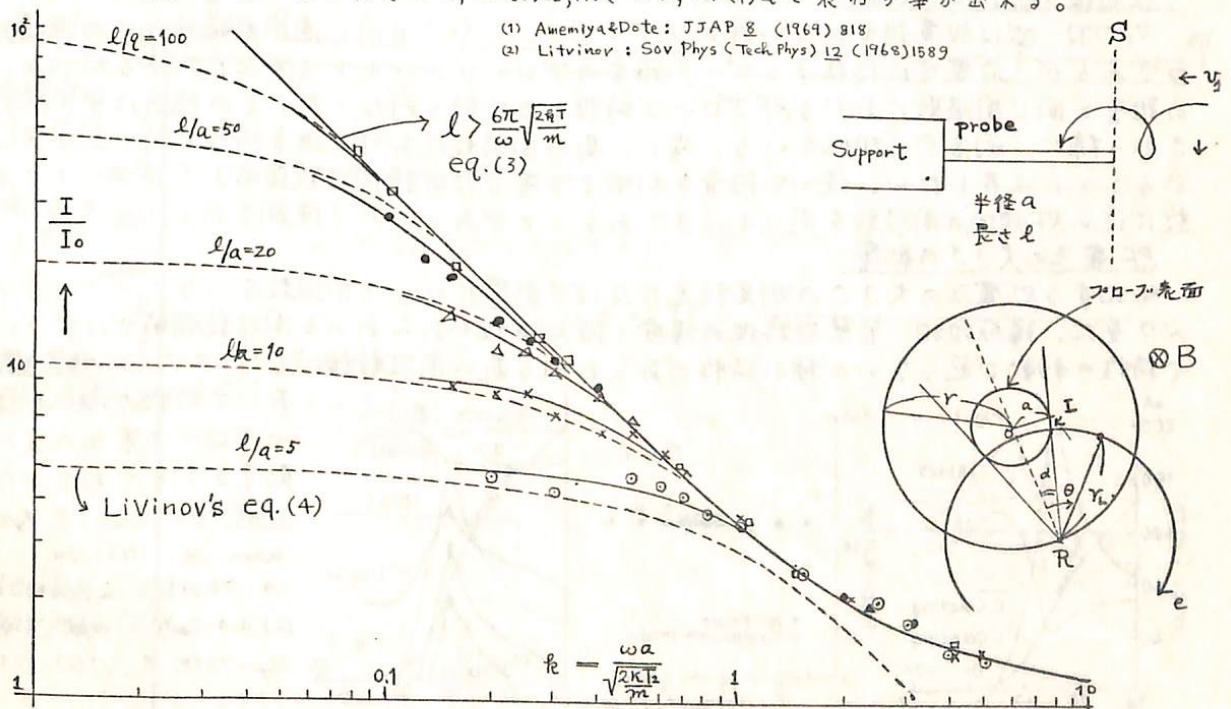
(ii) $r < a$ の時 $r_L \leq a-r$ (断面に達する条件) 又は $a-r \leq r_L \leq a+r$ かつ $l/v_1 \geq (2\pi - \theta - \alpha)/\omega$ (側面に達する条件)

∴ プローブ電流は $I = Ne \iiint_D 2\pi r dr d\alpha d\theta n(v_1) v_1 d n(v_2)$; D は上の条件を充つ範囲。 ωa

l が充分長く、 $\omega l > 6\pi \left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$ の時は積分出来て、 $I = I_0 \left[1 + (1 - e^{-\frac{r^2}{a^2}})/\frac{r^2}{a^2} + (1 + \text{erfc}(x))\sqrt{\pi}x \right]$ -----
 $I_0 = \pi a^2 Ne v \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}$, $r_L = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$

任意の長さのプローブに対してはモンテカルロ法により一様乱数 (r, θ) と正規乱数 (v_1, v_2) を発生し条件(1)(2)の判定からプローブ電流を計算した。計算データを下図に示す。 $l \ll a$ の時はLitvinovの式⁽¹⁾が成立つ。i.e. $I = I_0 \frac{2l}{a} \left[1 - \text{erfc}(x) + (1 - e^{-x^2})/\sqrt{\pi}x \right]$; $x = \frac{r_L l}{2a}$ -----
 $l/a \leq 10$ の時は計算データは(4)式よりも小さい値を与えるが、これは(4)では円筒の断面を考慮していないからである。 $l/a \geq 20$ では有限長に対し(4)式の正しい事が分った。結論として、プローブの飽和電流は l の大きい時は(3)式、小さい時は(4)式で表わす事が出来る。

(1) Amemiya & Dote: JJAP 8 (1969) 818
(2) Litvinov: Sov Phys (Tech Phys) 12 (1968) 1589



RFプローブ測定法に関する二三の実験

土手 敏彦 (理化学研究所)

プラズマの空間電位を測定し得るRFプローブ⁽¹⁾についてその後さらにこのプローブの性質に関して若干の実験を重ねたので報告する。

RF電圧印加及びRF電流測定方式

これまでの実験では拡散プラズマのプラズマ源における陽極にRF電圧を印加し、絶縁管球壁に対してそこからプローブ回路に漏洩するRF電流を測定した。これに対して、(1)プローブへのRF電流の増大と外部雑音の遮蔽を目的とするアルミ箔による管壁のRF接地、(2)測定プローブの近傍に置かれた小さなプローブに対するRF電圧の印加、(3)RF電場の空間分布を対称にするためのRF印加プローブの管球中心への配置、更に(4)従来のC結合に代る電流プローブを用いたL結合によるRF電流の検出等各種の方式による測定を行なった。その結果、測定感度の差こそあれ、何れもRF特性の性質は変わらず、RF測定法の用い方の多様性を示すことができた。第1図は一例としてC結合とL結合によるRF特性の比較を示す。

レゾナンスプローブとの関係

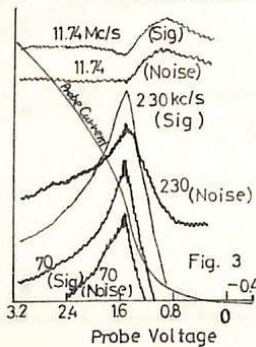
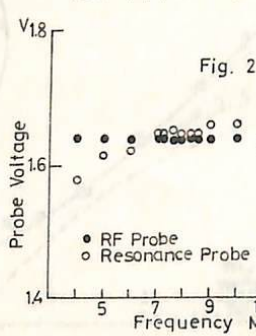
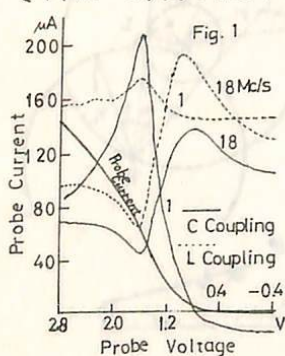
レゾナンスプローブにおいてはRF電圧印加の有無における静特性の違いが利用されるが、この場合両者の静特性の交点はプラズマの空間電位を示すであろう。従ってその点とRFプローブの最大点とは一致する筈である。実験は周波数が低い領域から高い領域に変化する時、静特性の交点は低い電圧からRFプローブの最大点を経てや、高い値に移行する結果を得た。これは低い周波数では静特性の交点は特性の変曲点に漸近し、高い周波数では、その交点はプローブ特性の歪のために空間電位よりや、高い値を持つのであろうと説明される。しかし交点が容易に観測される周波数領域では、交点とRF特性の最大点との差は高々0.02~0.06V位で、実用上は交点を空間電位と見做しても差し支えないであろう(第2図)。

放電雑音特性との比較

RFプローブは放電雑音のない静かなプラズマにおいて有用に適用し得ることが特徴の一つであるが、放電中に存在するピーク雑音のプローブのバイアス電圧に対する特性と、その雑音と同じ周波数におけるRFプローブ特性との比較を行なった。その結果は第3図に示される様に、両者全く相似している。殊に、高い周波数における雑音特性に極小点が見られることに注目したい。従って雑音を利用する場合⁽²⁾は可聴周波数領域よりもプラズマ周波数に近いRF領域の周波数を用いるべきであることがあらためて強調される。

RF電圧の大きさの影響

印加するRF電圧の大きさの測定誤差に及ぼす影響について周波数をパラメータとして調べて見た。陽極印加、管壁RF接地の場合、極大特性があらわれる周波数領域では約2.5Vまで特性の移動が起らないが極小特性があらわれる高い周波数領域では0.8V以上のRF電圧に



おいて特性の極小点は高いプローブ電圧の方に移動することがわかった。

文献 (1) T. Date: J. Phys. Soc., Japan, 24, (1968), 224

土手: 宇宙研報告 4, (1968) 564

(2) A. A. Zaitsev, et al: Soviet Phys-JETP, 9, (1959), 1130

11.

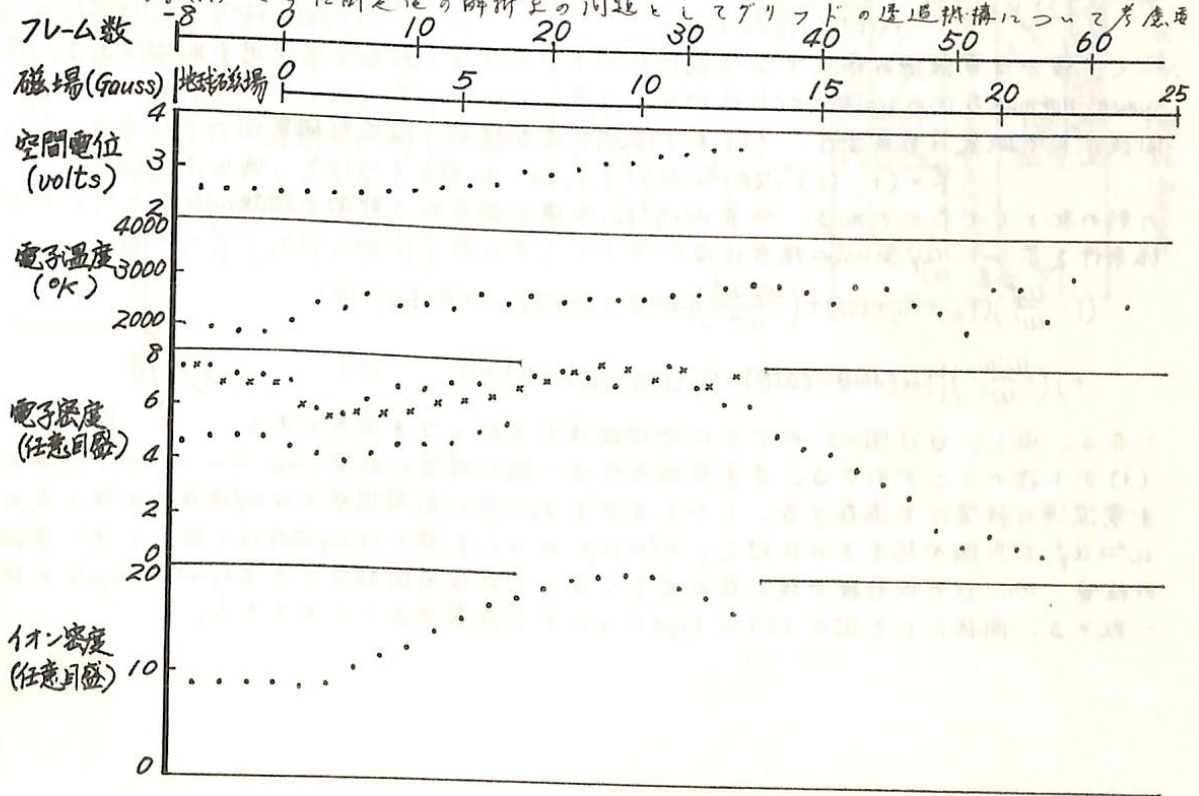
大型プラズマ・チャンバにおける

Retarding Potential Trap の実験 (I)

電波研 宮崎 茂, 森 弘隆

Retarding Potential Trap (RPT) は Faraday Cup Type の Sensor を用いてプラズマの電子およびイオンを分離して夫々の電流電圧特性を測定してイオン密度、イオン温度、電子密度、電子温度、および空間電位を求める方法である。今回用いた電極は円形平面で Guard ring, Grid 2枚, Collector の4つから成っている。Grid-1 には負から正に掃引する直流可変電圧を印加し、電極に流入する電子およびイオンの電圧を制御する。Grid-2 には Collector からの二次電子および光電子放射を防ぐために Collector に対しておおよそ同様の電圧を印加する。Collector には負の一定電圧を印加して Grids を通過したイオンのみを捕集する。Guard ring には Grid-1 と同じ電圧を印加して端効果の影響を防ぐ。

さて実験に使用した Gas は He で封入圧力は 10^{-4} Torr. 台、電子密度は $10^4 \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ で、RPT電極はタンクの中央上から約 $\frac{1}{3}$ の所に一方の放電電極と対向して取付けた。次に実験の一例として磁場を加えた場合について示す。下図は磁場に対する空間電位、電子温度、電子密度の測定結果を示す。次に得られた結果の特徴について箇条書きに記す。(i) 磁場を強くすると空間電位が小さくなる。(ii) 約 20 フレーム前後から 1 KHz の微分電子電流およびイオン電流の加速電圧領域においてノイズが現われ、約 35~40 フレームで微分電流が読み取れなくなる程ノイズが大きくなる。即ちノイズが最大になっている。以後電子密度、イオン密度共に磁場の増加に伴って減少し始め、約 50 フレームで空間電位が +6.0 volts を越し、以後電流の値は検出限界以下となった。(iii) 電子温度は磁場の増加と共に僅かに上がり始めている。(iv) 電子密度、イオン密度共に最初磁場と共に増加し、後減少して非常に小さくなる。(v) 初期の解析ではイオン温度は約 2000°K で磁場の増加に伴って僅かに上がり始めている。(vi) さらに測定値の解析上の問題としてグリッドの透過機構について考慮す



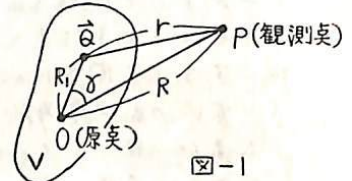
倉橋克典

名古屋大学 空電研究所

飛翔体により電離層内のVLF電波を観測する場合、妨害電波となるものにはイオンEK波のbranchに属する波とEM波が考えられるが、今回は後者の一般的考察としてプラズマ内に低周波電波源が存在する場合のその近傍の電磁界について述べる。これは前回の結果を拡張した考察である。

電波源 \vec{Q} (電流源 \vec{J} , 磁流源 $-\vec{K}$) が存在する場合の電磁界は一般にKirchhoffの積分方法を用いて求められるが、電波源の近傍ではこの解は媒質に $(\epsilon)^{n-1}$, $(\epsilon)^{n+\frac{1}{2}}$ ($n=0, 1, 2, \dots$) の形で依存する。しかしながら同時に k_0^{2n+1} (k_0 は自由空間の波数) がこれらの (ϵ) にかかって来るので一般に n の大きい高次の (ϵ) に起因するfieldは弱くなり低次の $(\epsilon)^{-1}$, $(\epsilon)^{\frac{1}{2}}$ の項のfieldのみがきいて来る。この場合、図-1の座標系で電界を示すと次の様になる。

$$\begin{aligned} \vec{E} \approx & \sum_{n=0}^{\infty} C(n) \left(\frac{1}{\bar{u}R}\right)^{n+1} \cdot \left\{ 2j\omega\mu \int_V \vec{J} \cdot (\vec{u}R_i)^n P_n(\cos\delta) dv \right\} \\ & - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2}{j\omega\epsilon_0} \left\{ \int_V \nabla \frac{\nabla \cdot \vec{J}}{(\epsilon)} (\vec{u}R_i)^n P_n(\cos\delta) dv \right\} C(n) \left(\frac{1}{\bar{u}R}\right)^{n+1} \\ & + (\epsilon)^{\frac{1}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} C(n) \left(\frac{1}{\bar{u}R}\right)^{n+1} \left\{ \left(\frac{2n+1}{2n}\right) k_0^{-1} \int_V \vec{K} \times (\vec{u}R_i)^{n-1} P_n(\cos\delta) dv \right\} \\ & - (\epsilon)^{\frac{1}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} C(n) \left(\frac{1}{\bar{u}R}\right)^{n+1} \left\{ \left(\frac{2n+2}{2n+3}\right) k_0 \int_V \vec{K} \times (\vec{u}R_i)^{n+1} P_n(\cos\delta) dv \right\} + \sum_{n=0}^{\infty} C(n) \left(\frac{1}{\bar{u}R}\right)^{n+1} \\ & \cdot \left\{ 2 \int_V \vec{K} \times (\vec{u}R_i)^n \frac{P_n'(\cos\delta)}{P_n(\cos\delta)} dv \right\} \quad \text{---(1)} \quad \text{但し } C(n) = \frac{(-1)^n 2^{2n} n!}{8\sqrt{\pi} (2n)! \Gamma(-n+\frac{1}{2})} \end{aligned}$$



又、積分は電波源の存在する領域にわたりこれは \vec{J} , $-\vec{K}$ の分布が定まれば決まる。 \vec{u} はwave normal方向のunit vectorである。

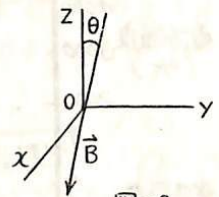
同様にして磁界 \vec{H} も求まる。(1)から推測される様に一般に電磁界は

$$\vec{F} = (1, (\epsilon)^{-1}, (\epsilon)^{\frac{1}{2}}, (\epsilon)^{\frac{1}{2}}) \vec{F}_0(r, \omega, \vec{Q}) \quad \text{---(2)} \quad \text{但し } F = E, H.$$

の形の和として表わされる。今 $\vec{F} = (\epsilon)^{\frac{1}{2}} \vec{F}_0$ の項を例に取り観測上問題になると思われる共振条件を示すと $\omega_p^2 \gg \omega_H^2$ の場合には

$$\begin{aligned} & \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) (F_{0x} + F_{0y} + F_{0z}) + \left(\frac{\omega_p^2 \omega_H^2}{\omega^4}\right) (\sin\theta - \cos\theta) (F_{0y} \sin\theta - F_{0z} \cos\theta) \\ & + j \left(\frac{\omega_p^2 \omega_H}{\omega^3}\right) \{ F_{0x} (\sin\theta - \cos\theta) - F_{0y} \cos\theta - F_{0z} \sin\theta \} = 0 \quad \text{---(3)} \end{aligned}$$

となる。但し、 θ は図-2のように地球磁場がZ軸となす角度である。



(3)から次のことがわかる。まず共振条件は一般に媒質の性質 $(\omega_p, \omega_H, \omega, \theta)$ のみならず電波源の性質にも依存する。しかしながら ω_p に近い高周波帯では ω_p^2 依存性が強く表われ $\omega^2 \approx \omega_p^2$ で共振が起きるのに対し、 $\omega^2 \ll \omega_p^2$ のVLF帯では ω_p 依存性が消えて逆に電波源の性質、 ω_H, θ の依存性が強く表われて来る。これは前回報告したmagnetic dipoleの例と一致する。同様にして他の (ϵ) のtypeについても考察することができる。

下部電離層イオン組成の測定計画

菅野信義, 宇田川諒悦, 伊藤富造, 林友直, 作道訓之
 電波研 " 宇宙研 "

小型の Quadrupole 型質量分析器とライオポンプを用いて、下部電離層のイオン組成の測定が Nancisi (AFCL) により、2行なわれつつあるが、この目的にはこのような方法が最適と思われるので、我々もこれと類似の方法で観測を行なうことを計画している。

Quadrupole 型質量分析器は、4本の pole が Z 軸、ヨシエ等がなく機械的に正確に組立て保持されなければならないが、これは非常に困難で特に12ヶ月前後用としてはずむ不具合がある。特別な方法を用いることにした。先ずアルミ棒の外側に銅を電気鍍して析出の厚さにつけ、これに4本の pole を置き、外側をセウミツク又はガウスコリニウムに接着し、アルミ棒を酸などで4本の pole を作るという方法を用いることにした。この方法で作った電極は、普通のものに比べて逆の曲率をもつており、分析器内の電場の歪みは少なく、実用上全くさしつかえなく、我々の目的には充分である。

Quadrupole 型質量分析器を飛翔体用に用いるときのひとつの難点は、回路が複雑で、調整がむづかしい、動作不安定になりやすい点があるが、これをできるだけ簡素化したものを製作し、満足できる結果を得た。

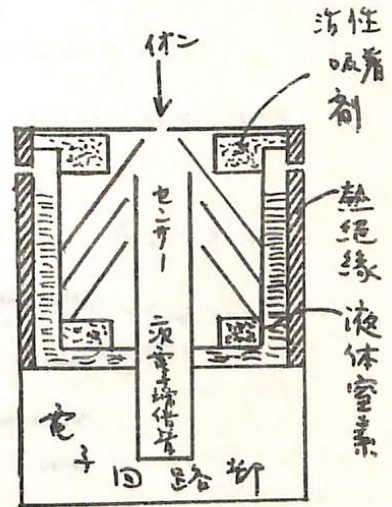
現在得られている性能は、

分解能 40~50 感度 $10^{-16} A$.
 質量範囲 1~100 センサ-長 10cm.
 質量 約 2kg (センサ-と電気回路)

一方ライオポンプは、冷却された金属面の吸着効率を向上させるため一次材作は定着してあり、その不足を補填することも可能なモデルの試作品は、11月上旬に完成する。

排気は、液体窒素により冷却された金属面の吸着の他に、多量の活性吸着剤を用い排気効率を高めている。

大体の概念図は右のようである。S-210 又は S-300 に搭載を目的として、直径は約 18cm である。液体窒素は、計算上は約 1 時間半保圧できることがわかった。



父島における地磁気観測

久保木 忠夫 , 森 俊雄

明後年から開始の予定になつてゐる小笠原列島の父島において、地磁気観測に対する現地視察を加へて、移動用プロトン磁力計(精度精度 $\pm 1 \sim \pm 2 \gamma$)により、約半日間の10分間隔の連続測定と、島内の磁気測量を行った。

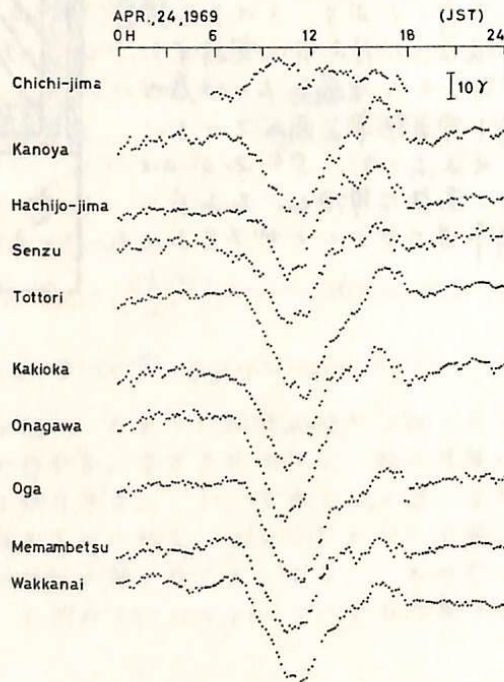
この結果、父島の全磁力の大きさは約40500 γ であり、その日変化は下の図に示すように、日本列島の各観測所のそれとは甚しく異なり、いわゆる赤道型を示してゐる。これは著者の一人、久保木が1968年8月に硫黄島で行つた結果とよく類似してゐる。

また磁気測量の結果では、地形的に高低が非常に大きいに拘らず、磁気異常が少なく、火山島にみられるような異常はない。

また用弁が通んでゐないため人工授電も少なく、生活条件に難点はあつても地磁気観測の測点としては、いろいろ条件にめぐまれており、意義が深いものと信じてゐる。

正式な観測が開始されるのは、地球内部電磁気現象からも興味ある月震が見出されるものと考へられる。

各観測所における全磁力日変化曲線



15. 日本列島大陸棚の精密海上磁気測量について
(其の一)

歌代 慎吉
(水路部)

水路部では昭和42年より9年間の計画で日本列島周辺の大陸棚の海底地形、地磁気、重力、地質構造の調査を始めた。今回は昭和42年の秋田沖測量、昭和43年の新潟沖から能登半島とわたる測量結果の内海上磁気測量成果について報告する。測量は海上用プロトン磁力計と水路部所屬の測量船「明洋」に搭載した2理周隔のコースで地磁気全磁力を測定した。尚同時に音響測深儀による水深、エアージェットによる海底地質構造調査、海上重力測定も併せて行われた。船の位置はロランAと陸の物標による測定方法を用いた。測量結果は次の事(解)に。

- (1) 男鹿半島周辺10 kmの海上に $\pm 200^{\gamma}$ ~ 300^{γ} の顯著なshort waveの magnetic anomalyがある。
- (2) 男鹿半島西方140 kmに $+350^{\gamma}$ の大きな magnetic anomalyがある。
- (3) 佐渡北方にある多数の堆に伴って $\pm 200^{\gamma}$ の magnetic anomalyがある。
- (4) 能登半島東側に $\pm 800^{\gamma}$ の強い anomalyが多数ある。これは岩石採取の結果 andesite によるものであること(解)に。
- (5) 富山湾内には強い anomalyは少ないので Sediment が厚いと考へられる。
- (6) エアージェットの記録と対比した結果秋田、新潟、富山沖沿岸海域で Sediment が厚い地域では magnetic anomaly は小さいこと(解)に。又構造線と見ると magnetic anomaly が存在するところ(解)に判明した。

16. 全磁力異常から求めた地磁気成分の異常

藤田尚美・井内登
 □土地理院

プロトン磁力計による全磁力測定は極めて容易であること、精度は高く安定であること等の極めて有利な特長を有している。従つてもし全磁力異常から地磁気成分の異常が計算を要し精度内を求めることが出来れば、測定困難な成分測定のために、測定容易な全磁力測定を用いることが出来る。

高度一定の航空磁気測量区域における地磁気成分の概略値を假定して、全磁力異常からその磁気ポテンシャルを求め、そのポテンシャルから地磁気成分を算出した方法について筆者の一人がすでに提案している。すなわち、⁴

$$X = X_0 + \Delta X, \quad Y = Y_0 + \Delta Y, \quad Z = Z_0 + \Delta Z$$

と仮定して

$$F_0 \Delta F = X_0 \Delta X + Y_0 \Delta Y + Z_0 \Delta Z$$

$$\Delta X(i, j) = -\frac{1}{25} \{ w(i+1, j) - w(i-1, j) \}, \quad \Delta Y(i, j) = -\frac{1}{25} \{ w(i, j+1) - w(i, j-1) \}$$

$$\Delta Z(i, j) = \frac{1}{2\pi S} \sum_{\mu, \nu} W(i+\mu, j+\nu) \phi(\mu, \nu)$$

$$\therefore 2\pi S \frac{F_0}{Z_0} \Delta F(i, j) = \sum_{\mu, \nu} \phi(\mu, \nu) w(i+\mu, j+\nu)$$

を用いて、 $\Delta F(i, j)$ から $w(i, j)$ を求める inversion の問題である。

$$\begin{aligned} \phi(\mu, \nu) &= \phi(\mu, \nu) = -\frac{\sqrt{(\mu+\frac{1}{2})^2 + (\nu+\frac{1}{2})^2}}{(\mu+\frac{1}{2})(\nu+\frac{1}{2})} + \frac{\sqrt{(\mu+\frac{1}{2})^2 + (\nu-\frac{1}{2})^2}}{(\mu+\frac{1}{2})(\nu-\frac{1}{2})} - \frac{\sqrt{(\mu-\frac{1}{2})^2 + (\nu+\frac{1}{2})^2}}{(\mu-\frac{1}{2})(\nu+\frac{1}{2})} - \frac{\sqrt{(\mu-\frac{1}{2})^2 + (\nu-\frac{1}{2})^2}}{(\mu-\frac{1}{2})(\nu-\frac{1}{2})} \\ \phi(0, 0) &= -8\sqrt{2} \\ \phi(1, 0) &= \phi(1, 0) - \frac{\pi X_0}{Z_0}, \quad \phi(1, 0) = \phi(1, 0) + \frac{\pi X_0}{Z_0} \\ \phi(0, 1) &= \phi(1, 0) - \frac{\pi Y_0}{Z_0}, \quad \phi(0, -1) = \phi(1, 0) - \frac{\pi Y_0}{Z_0} \end{aligned}$$

上述の方法で、地下に存在する 2 つのダイポールによる地磁気成分の異常の理論値を求め、 X_0, Y_0, Z_0 を適当に假定して理論値 ΔF を求めた。上述の方法を用いて ΔF から成分の計算値を求め、この比較から成分の異常が $\pm 50\%$ 以内を求めることが出来る。これは実際の WMS による精度 $\pm 100\%$ に比してこの方法が有効であることを示す。

16' 日本における地磁気経年変化の異常

(1960年～'65年)

藤田尚美, 関口昌雄, 田島 稔.

国土地理院

1960年から'65年にかけての、日本における地磁気の経年変化の異常について述べる。

これは先の'55年～'60年の経年変化異常にみきつぐものである。現在解析中であるが、今述に判明したことを列挙すると、

- (1) H のパターンは'65年に逆転したように見える。しかし北海道の南部, 中部地方の北部, 四国地方の中部に *local* な異常がみられる。
- (2) i の *local* な異常は北海道南部, 日本中央部と連続する帯状地域にみられる。
- (3) D の *local* な異常は北海道, 中部近畿地方の一部にみられる。

また、これらの地磁気経年変化の異常は必ずしも地震発生と結びつくとは思われない。'55年～'60年と'60年～'65年の経年変化の差を議論するには、特に H の場合 *regional* な逆転を考慮することが必要であり、今後検討したい。

経年変化	1960	1961	1962	1963	1964	1965
H
i
D

森 俊 雄

地磁気観測所

吉 野 登 志 男

東京大学地震研究所

1968年11月の鳥取, 1969年3月の鹿野山で行われた両CAシンポジウム及び今年春の学会で, 日本各地の全磁力値の日変化, 短周期変化等について講演して来た。今回も前回までのものと継続した調査で, 資料は1968年7月1ヶ月間に全国9地点で得られた全磁力値である。

春の学会で, 日変化変動の1番少ない時間帯の1つである $0^{\text{h}} \sim 1^{\text{h}}$ (JST) についての1時間平均値と, 変動の多い時間帯である $9^{\text{h}} \sim 10^{\text{h}}$ の1時間平均値について36組の単純地点差の標準偏差についても示した。

今回は1時間平均値について地点間でweightをかけた場合の σ , および10分平均, 日平均値の σ を計算した。

その結果, $0 \sim 1^{\text{h}}$ の1時間平均値にweightをかけると, σ も最大30%程度小さくすることができる。 $9 \sim 10^{\text{h}}$ の1時間平均値については, weightをかけた σ も小さくすることはできるが, 地点間で直線性が成立しない地点も少なくある。 $0^{\text{h}} 30^{\text{m}} \sim 40^{\text{m}}$ の10分平均値の σ は, $0 \sim 1^{\text{h}}$ のものより多少大きくなる。 日平均値については, 4地点のみについて行ったのであるが, $0 \sim 1^{\text{h}}$ の σ も小さくなる地点間と大きくなる地点間とがある。 これらの値には, conductivity anomalyや緯度の相異が関係して来ると考えられるところがある。 下記に各標準偏差の一部を示す。

	日平均値	$0 \sim 1^{\text{h}}$		$0^{\text{h}} 30^{\text{m}} \sim 40^{\text{m}}$	$9 \sim 10^{\text{h}}$	
		単純差	重畳差		単純差	重畳差
Oga-Kakioka	1.3%	1.7	1.5	1.7	6.2	5.3
Oga-Tottori	1.4	1.0	0.9	1.1	5.7	5.2
Kakioka-Tottori	0.9	1.7	1.7	1.8	6.4	5.7
Kakioka-Nomashi	1.5	2.7	2.5	3.0	3.3	3.2

前田力雄

電波研究所 平磯支所

地磁気変動のベクトル分布には世界的規模のもの、と地域的規模のものがある。いかにして、他の地球物理現象（たとえば重力、地震、地殻、地形など）との間にいくらかの関連が見出されたか。すなわち、地域的分布について、日本列島における地磁気変動ベクトルの異常に関する研究（Kuboki & Oshima, 1966）がある。ここでは、地磁気短周期変動ベクトルの世界的分布について、そのフーリエ・スペクトル（Maeda, 1969）と他現象のスペクトル（Toksöz, 1969）と比較した。相関はあまり良好とはいえない。地磁気変動のベクトル特性は地殻構造ともつと直接の関係にあるといえる。

Kuboki, T., & H. Oshima, The anomaly of geomagnetic variation in Japan,
Mem. Kakioka Mag. Obs. Suppl. 2, 1, 1966.

Maeda, R., Underground electric structure inferred from rapid geomagnetic variations,
J. Radio Res. Labs., to be published.

Toksöz, M. N. et al., Geophysical data and long-wave heterogeneities of the earth's mantle,
J. Geophys. Res. 74, 3751, 1969.

高木秀男 上山 弘
東北大学理学部

ALOUETTE 1 によって観測された topside ionosphere の data (1962年12月~1964年1月) を使って, $50^{\circ} \sim 70^{\circ}$ latitude の topside ionosphere の構造を解析してみた, 次の事がわかった。

1. 昼側 電子の scale height は $350 \sim 1000$ km の高さで約 $150 \sim 400$ km くらいでこの高さにおける ion の主成分は O^+ であることを示す。
2. 夜側
 1. 高緯度と低緯度では topside ionosphere の構造が異なる。
(以下この高緯度と低緯度の境界を transient latitude と呼ぶ)
 2. 高緯度での scale height は $200 \sim 400$ km で高さと共に僅かずつ増加し, 主イオンが O^+ であることを示す。
 3. 低緯度での scale height は高さ 600 km 以下では $200 \sim 400$ km であるが, 600 km 以上では急速に増加し 1000 km 以上の値を示す。これは主イオンが O^+ から H^+ への transition を 600 km 付近の高度で起していることを示す。
 4. transient latitude は k_p と相関があり, k_p が大きい時は低緯度へ移動し, k_p が小さい時は高緯度へ移る様に見える。

日中及び夜間につき, 夫々適当な大気モデルに基づいて, 今回は拡散平衡にある O^+ と H^+ の理論的分布を charge transfer を考慮した次式から求めてみた。

$$\sum_j n_i n_j (V_i - V_j) / D_{ij} = n d_i$$

$$d_i = \frac{1}{kT} \left\{ p_i F_i - \frac{\partial p_i}{\partial r} - \frac{p_i}{\rho} \sum_j (p_j F_j - \frac{\partial p_j}{\partial r}) \right\}$$

$$\frac{\partial (n_i w_i)}{\partial z} = K [n(H) n_2 - \frac{\rho}{\rho} n(O) n_1]$$

$$n_1 = \text{hydrogen ions} \quad n_2 = \text{oxygen ions} \quad n_3 = \text{neutral molecules}$$

結果は夜側では 1000 km より低い所で O^+ から H^+ へ main ion が変わるのが普通である。従って夜側の高緯度で scale height が小さく, 1000 km に於いても O^+ が main ion である事実は, H^+ の outflow を考慮してのみ説明することは可能である。

適当な outflow がある場合の ion density の理論的分布と比較して out flow の下限値を推定される。

transient latitude が平穏時には 58° 付近にあり, k_p index の大きい時には数度低緯度へ移ることは plasma pause の位置が k_p と共に内側へ移ることに対応し; plasma trough と電離層からの H^+ の outflow とは関連していることを示すものと考へられる。

Alouette II のトップサイド・アイオノグラムに現われるレゾナンス・スパイクを引用して、上部電離層の平均的な電子密度分布を求めた結果について前回の学会で報告した。その結果によると高緯度での電子密度は12月、7月、2月の3ヶ月間に集中して、特に低くなっている場合がある。アイオノグラムの掃引周波数の下限は1.5 MHz であるので、プラズマ・レゾナンス・スパイクから読み取れる最低電子密度は 280 cm^{-3} である。更に低電子密度の場合には、電子のサイクロトロン周波数 f_H と upper hybrid resonance の周波数 f_H とが接近するために beat が生ずるので、beat の周波数から電子密度を求めることが出来る。

Beat の掃引を調べるために、Alouette II のビデオ信号の強度から読み取られるような三次元アイオノグラムを再生して、それから beat の周波数を読みとった。相接近している f_H および f_H のレゾナンス・スパイクの周波数の差は約 60 kHz 程度あり、その周波数中を掃引するのにかかる時間は約 0.7 秒で、Alouette II の速度を 7 km/sec とすると約 5 km の距離範囲での電子密度の微細構造がわかることになる。送信パルスが掃引した周波数は 30 Hz であるので、一回の掃引戻しの間に約 200 m の距離を衛星が進むことになる。従って各走査線から beat 周波数を読みとることによって、約 200 m 毎の点での電子密度が得られる。上で述べた三次元アイオノグラムで読みとった結果、10% 程度の電子密度のバラツキを除いて、各々のレゾナンス・スパイクの中では（つまり約 5 km の距離範囲内では）電子密度は殆んど一定であることがわかった。

Beat 周波数を読みとることによって、約 10 cm^{-3} 程度の低い電子密度が得られている。

特に高緯度での上部電離層の構造について若干の考察を行った。高緯度で大気密度が高くなっている場合の氷雪・ヘリウム等の lateral flow の効果を計算によって推察しまた上部電離層の物理的構造についての考察を試みる。

竹之下 裕五郎

電波研究所 平磯支所

従来行なわれて来た地上からのインパルス電波投射観測結果により冬期夜間におけるF層電子密度の緯度分布をアメリカ、ヨーロッパ、アジア・ゾーンで太陽活動極大期と極小期において比較した。極光帯以下に現われる電子密度の低い領域についての結果を列記すると

I) 極大期

- 1) 全般的に密度減少領域は現われ難い。
- 2) ヨーロッパとアジア・ゾーンでは同程度の密度減少領域がやや現われるが、アメリカ・ゾーンでは更に不明瞭である。
- 3) アメリカ・ゾーンでは $55^{\circ}N$ 付近に明瞭な密度極大領域が現われる。この傾向はヨーロッパ・ゾーンにもやや現われるが、アジア・ゾーンでは不明瞭である。

II) 極小期

- 1) 全般的に明瞭な密度低下領域が現われる。
- 2) ゾーン毎の変化は明瞭でない。
- 3) Iの3)に述べた傾向はアメリカ・ゾーンにも現われな

大塩光夫 犬木久夫
電波研究所

1966年8月28日世界時15時代に起きたSID'sの記録を比較すると、SPAでは開始から最大単調な位相の増加を示しているが、SCNAと地磁気(G.s.f.e.)では急始の直後に一つの小さな極値を見出す事が出来る。これら三種類の起こる有効な高度は異なるから、G.s.f.e.とSCNAが有効に起こる100~80kmでは二段構えの時間的変化の電離源が、SPAを有効に起こす70~60kmでは単調な単一極値を持つ時間的変化の電離源が、地球大気に到来したと考えられる。然るに上述の三種類のSID'sを有効に起こす全高度範囲60~100kmを十分に蔽う太陽軟X線(例えば1~60Å)では、その波長が大きくなれば輻射強度増加量が減少する一般的傾向を持つとはいえ、それらの波長群の輻射強度増加量の時間的変化の形態は酷似しているのが一般的傾向である。故にこれらのSID'sを統一的に解釈するには、異種類の電離源がその輻射強度増加量の時間的変化を異にして、時間的には相重なって、地球大気に到来したと解釈する方が無理がない様に思われる事は、既に筆者によって気付かれていた。

最近電離源の時間的変化の記録を入手したが、それによるこのeventは、HIL α (1215.7Å)が最大値に於いて、静穏値の約24%も増加するという特異なものであった。而も>80keV(<0.15Å)の硬X線と1216Åはその輻射強度の時間的変化を殆ど一にし、持続時間は10分間位の短時間であるが、一方2~12Åの輻射強度の最大値は前二者の終末期に起こり、持続時間は4時間にも亘る。

この様な異種類の、時間的変動の異なる電離源の地球大気到来によって、諸種のSID'sの時間的変動の解釈の可能性が生まれる。又一種類のSID'sの時間的変動に対する、異種類の電離源の寄與という結果に対する原因の分離がなされ、SID'sと太陽電離源の因果関係が益々強固に確立されて行くであろう。この様な精密科学への段階の一領域に、太陽電離輻射線輻射強度の広帯域観測が多分に貢献している事は大いに評価されるべきであろう。

27.

SPA, SES から下部電離層の電子密度とその
勾配を推定する一方法

荒木 徹, 加藤 進
京大工

人工衛星による直接測定が可能な下部電離層の連続観測には地上からの電波による方法が依然として重要な役割を果たしている。10年ほど前から周波数と安定化した送信される VLF 標準電波の相対位相変化の精密測定が可能になり下部電離層の物理的性質の研究に貢献して来た。最近では利用される VLF 送信局の数も多くなり場所によらずほぼ一地点から発射される異なる周波数の電波を二つ以上同時観測できるようになった。

ここでは同一経路を伝播する二つの VLF 電波の太陽フレア-時変化 (SPA, SES) からフレア-前およびフレア時の下部電離層電子密度とその勾配を推定するための一つのアイデアを紹介し実行に移す前に解決せねばならぬ問題点を整理検討する。

VLF 電波の地球-電離層間モード伝播は地球磁場を無視すれば電離層の電気伝導度パラメータ $\omega_r = \omega^2/\nu$ (ω ; プラズマ周波数, ν ; 衝突周波数) により規定される。 ω_r の応答変化の最も現実に近いものとして Wait のいわゆる *exponential model* とを採用すると $\omega_r(z) = \omega_{r0} e^{\beta(z-z_0)}$ 。送信電力, 伝播距離, 地面の電気伝導度等が与えられれば受信される電波の位相 ϕ と電界強度 A とは周波数 ω , 基準の高さ z_0 , ω_r の勾配 β の函数となるはずである。即ち

$$\phi = f(\omega, z_0, \beta), \quad A = g(\omega, z_0, \beta).$$

受信点では位相の相対変化のみが検出可能であるから ϕ そのものと知ることはできず又電界強度も受信点の局所的な条件や受信機の特徴に左右されるのでその絶対値 A を正確に定めることはむづかしい。しかしその変化量はかなりの精度で測定できる。今太陽フレア時の X 線増加によって電離層パラメータ z_0, β が z_0', β' に変わりそのため位相と電界強度が $\Delta\phi, \Delta A$ だけ変化しんとすると

$$\Delta\phi = f(\omega, z_0', \beta') - f(\omega, z_0, \beta), \quad \Delta A = g(\omega, z_0', \beta') - g(\omega, z_0, \beta).$$

二つの異なる周波数 $\omega = \omega_1, \omega_2$ に対してそれぞれ $\Delta\phi, \Delta A$ を測定すればそれに対応する z_0, β, z_0', β' の組を定め得るはずである。この方法を実行に移すためには種々の β, z_0 に対する VLF 電波の位相速度, 減衰率, excitation factor 等と Mode Theory に従ってあらかじめ計算し graphically に整理しておかねばならない。

問題点; 観測精度, exponential model の是非, ω の違いによる反射高の相違, 伝播経路に沿っての電離層の変化 etc.

惑星向空間磁場と極地電離層の関係

上山 弘
東北大・理

1963~1964の太陽活動極小期に於て、惑星向空間の磁場の sector structure を示したことは周知のことであるが、この向、極域電離層のF2層最大電子密度の観測値を解析して結果、惑星向磁場の方向による電子密度の増減を示すことが判明した。即ち、太陽から外向の磁場の向きとすれば、北半球極地F2層電子密度は減少し、磁場の太陽向の向きは電子密度は増加する。この存在変化の緯度的な特徴、local time dependence 等により、統計的解析の結果を中間報告する。

一般に、sector の境界の通過直後は地磁気擾乱が旺んであること、電離層効果も直接惑星向空間磁場によるものがあること、地磁気擾乱の二次的效果があること、結論は保留して置く。この疑問を説明する為、南半球極地電離層の解析も行つたのである。(10月4日現在結果は去る11日)

[Faint handwritten notes and mathematical formulas, including terms like (T, m) and 1/12]

丸橋 克英
東大理

電離層に巨視的な流れが存在する場合、これを流体的に扱うことが許されるならば、流れの速度・電子・イオン密度は次の方程式で記述される。

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

$$\text{運動方程式} : m_j n_j v_j \frac{\partial v_j}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial s} (n_j kT) + m_j n_j g_s = R_j + n_j e_j E$$

極地域の電離層粒子のESCAPEの問題は、下層から上昇してくるH粒子が電離層において、 $H + O^+ \rightarrow H^+ + O$ の反応により H^+ イオンになり、磁気圏尾部へ逃げ出すという描像でこの方程式を解くことによって考察できる。前年秋の学会では、 O^+ の分布を予じめ与え H^+ の運動が温度分布によってどのように変化するかについて調べたが、その際、上の反応の逆反応を無視した。その結果、上の方程式系は H^+ の運動方程式のみに帰着して簡単に解くことができた。しかし、この扱いは流れが supersonic なものと subsonic なものの Escape flux を同じにしている点で、いかにも粗雑である。

今回は、 O^+ の運動は無視するが、 n_{H^+} , n_{O^+} , v_{H^+} を未知数とした連立方程式の形でこの問題を扱う。基礎方程式は

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

この扱いは、 O^+ の分布は静的な拡散平衡と比較して、 $H^+ - O^+$ collision による friction (R_2) の効果だけの差が生ずることになる。これは、 H^+ , O^+ の密度が同程度になる領域で有効になる。

この方程式を解く際の境界条件として、(i)下層での O^+ の密度 (ii)下層での H^+ の密度 ($H + O^+ \rightleftharpoons H^+ + O$: 平衡状態) を与え、残る1つの境界条件による運動と密度分布の変化について調べ、それらが実際の状況とどのように対応するか検討する。この流れによって衝撃波が発生し、高い領域での Heating に寄与する可能性についても考察しよう。

電離層の静電場に対する考察

藤原玄夫

九州大学理学部

電離層における大気潮汐によって生ずる静電場は、ドリフトを介してF層諸変化の原因と考えられているので、この静電場がダイナモ領域においてどのように形成されているかを知ることは重要である。最近電離層ダイナモ理論の2次元的取り扱いに検討が加えられ、少くとも水平方向の電流密度の発散を0と考えることは正しくないことが指摘されている。(A.C. Cocks & A.T. Price) 1969) 電離層を3次元的に取り扱うとすれば、この外に大気の運動や電気伝導度の高さ変化等をも考慮しなければならない。ここでは水平大気運動の速度の大きさや位相の高さ変化を考慮したとき従来のダイナモ理論で求められた電場とどのようにちがうかを考察した結果を報告する。

深尾昌一郎・津田孝夫・前田憲一

京大工

電離層における中性大気の運動は主として solar radiation のエネルギーと、下層大気からの gravity wave の形で輸送されてくる力学エネルギーとで説明がつくとされている。しかし、中性大気はイオンの衝突 (ion drag) によってプラズマの運動に関係し、一方プラズマの運動は磁気、電界、中性大気との衝突の三者の影響を受ける。したがって、電離層の大域的な現象の理解を進めるためには、中性大気とプラズマを含む系全体の運動を解くことが必要になってくる。これは相当困難なことではあるが、今回はその一歩として Jacchia and Slowey (1967) による高層 300 km の中性大気の温度分布を予て、ion drag を考慮したときに生じる下領域の中性大気運動について述べる。

この問題についてはすでに何人かの人々による報告 (Geisler 1966 他) があるが、我々の立場は球面座標展開の方法を用いて含まれている物理過程を明らかにすることにあり。

Jacchia and Slowey (1967), Priester et al (1967) の予て行った F 領域の温度分布は緯度の分布は日変化成分が圧倒的に卓越しており、尤もに南北半日変化成分と緯度方向の变化成分が卓越していることが明らかである。これは heat conduction と ion drag が Coriolis force の影響を打ち消してしうためであると思われる。尤も中之予ての現象は zonal ($m=0$), diurnal ($m=1$) など、equinox 時の Jacchia の温度モデルを

$$T(r, \theta, t) = T_{00}(r) P_{00}(\theta) + T_{20}(r) P_{20}(\theta) + T_{11}(r) P_{11}(\theta) e^{j\omega t}$$

という形で近似する。($t = t + \lambda/\omega$) 他のもう $x - y$ も同様に

$$A = \sum_m \sum_n a_{nm} P_{nm}(\theta) e^{jm\omega t} \quad (r, t = 1 \quad m=0, 1, 2)$$

と展開し、中性大気の運動方程式、連続方程式に代入して

$$\sum_{n,m} B_{nm}(r) P_{nm}(\theta) e^{jm\omega t} = 0$$

を得る。函数の直交性から $B_{nm}(r) = 0$ ($n \neq m$) なる連立方程式が導かれる。このとき、 $|a_{nm}/a_{00}| \ll 1$ と仮定し、異なる n, m 間の coupling は生じないとすれば中性大気の運動を記述する式は各 m について分離した。この perturbation の立場は Jacchia の static diffusion model (1964) を用いてこれを正当づいたことにした。

今回は更に、仮定したイオンは地球磁場に完全にまよわぬ ($\omega \ll \Omega$)、中性大気に衝突されれば磁力線に沿って自由に動こうとする ($\omega \ll \nu$)、 ω molecular viscosity は acceleration force、 ω ion drag に比べて小さく (Geisler 1967) したがってイオン-中性粒子間の衝突回数は一定、として簡便化した場合の計算結果を報告する。

日頃、お世話になっておる加藤進教授に感謝します。

Gravity Wave in Viscous Atmosphere

桜井秀時・加藤 進・森田典子
京大工

粘性を考慮にいった場合, gravity wave の伝播特性はきわめて複雑になる。粘性と熱伝導性は相関連しているから、粘性を考慮するならば同時に熱伝導性も考慮するのが自然である。またこの両者の影響は高さと共に変化するため、一般にきわめて複雑な取扱いが必要となる。粘性や熱伝導性は単に gravity wave の減衰に効くだけでなく、新しいモードの波の存在を可能にする。これが粘性波, 熱伝導波と呼ばれるものである。こういった波の性格は未だ明らかでないので、今回はこの基本的な問題に主眼をおいて、大気モデルをできるだけ単純化して取扱いをすすめてみた。動粘性係数, 比熱伝導係数が高さによって変化しないとした。さらに ω 一部においては、一方のみが存在する場合を別々に取扱った。 ω 二部では両者が同居するや、現実的な場合について論じている。 ω 一部の二、三の結果は次の通りである。

- 1) 粘性は重力波の群速度の方向にそって距離と共に減衰をもたらす。熱伝導性はこのモードにあまり効かない。
- 2) 粘性は新しいモード(粘性モード)の波をつくり、これは位相速度の方向に距離と共に大きく減衰する。このモードは全周波数領域で存在する。熱伝導波は低周波領域では無減衰の波であり、高周波領域では純減衰波となる。

村田宏雄 (岐阜大工) 森田典子 (京大工)

第1部では粘性及び熱伝導性をそれぞれ別個に考慮した場合が議論されたが、第2部では両者を同時に考慮した場合について取扱う。基本的なパラメータは第1部と同じである。

一般に大気は重力の作用の下に密度成層をなしている。この大気の密度がマウリの空気の密度とちがう場合には浮力をうける。この浮力の作用によって起る運動が重力波をもって伝播される。この重力波の特徴的な振動数として Brunt-Väisälä の振動数がありこれを ω_g と表わすと

$$\omega_g = (\gamma - 1)^{1/2} g / c$$

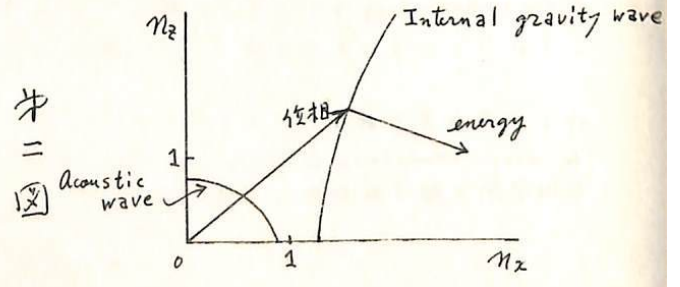
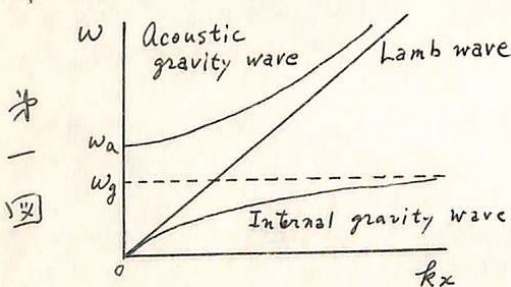
で与えられる。ここに γ は比熱比、 g は重力加速度、 c は音速である。大気ではこの周期は数分である。上下運動をする気塊はこの ω_g の振動数で共鳴すると考へてよい。

重力波の分類を水平波数 k_x と振動数 ω との関係を図に表わす (第1図) ω_a は $\gamma g / 2c$ で与えられる。一般に大気では $\omega_a > \omega_g$ である。Lamb wave は垂直速度成分が0で伝播速度が音速に等しい音波の特別なものである ($\omega = k_x c$) Acoustic gravity wave (重力音波) は重力の作用を受けた音波であり、位相速度は音波より大きい。それに対して、Internal gravity wave (内部重力波) は浮力によって生ずる波で位相速度は音波に比較して小さい。

Optical refractive index n の垂直成分を n_z 、水平成分を n_x とすると、重力音波と内部重力波との関係は第2図に示される。明らかなように、内部重力波では位相速度と群速度の各垂直成分は互いに方向が逆である。それに対し、重力音波では方向は同じである。

粘性及び熱伝導性を同時に考慮した場合、減衰を受ける内部重力波-重力音波のモードの他に全く新しい2つのモードの波が可能とされる。この新しい2つのモードの波は、第1部で扱った粘性波、熱伝導波に直接対応するのでなく、粘性及び熱伝導性の効果が互いにかさみあって始めて可能とされるモードである。この2つのモードは位相速度の方向に減衰を受け、その減衰は必ずしも重力波に比較して大きい。

内部重力波に対しては群速度の方向に減衰を受け、垂直方向の群速度は水平方向の波長が短くなるにつれて0となる。これはもし対流圏内で内部重力波が励起されたものと考えれば、波は自由に上方へ伝播し得るか(群速度の立場) 群速度0の条件にしたがってある波長の波はその高さより上方へ伝播しなくなる。つまり粘性、熱伝導性は内部重力波の伝播に対して一種のフィルターの役割を果すものと考えられる。これが第1部と全く異なる点である。重力音波は位相速度の方向に減衰を受ける。



村田 宏 雄 (岐阜大工)

電離層ダイナモ理論の行き詰まりを打開するためには その理論の最大の問題点である energy input と運動方程式を通して導入することに外ならない。

ダイナモを発生させる 1 日とか半月周期の大気の運動の励起は大別して 3 つの領域で行われる。1) は中間圏におけるもので 太陽放射線 2,000~3,000 Å のエネルギーが O_3 に吸収され その一部が 大気擾動励起のエネルギーに変換される。2) は電離層上部で例へば O 原子等により吸収されたエネルギーによるもの。残りの 1) は *thermosphere* での太陽放射エネルギー吸収によるものである。

著者は電離層内の観測統計結果で示される 1 日周期の大気の運動が O_3 層によって励起された 1 日周期の大気擾動によって説明されることを示した。しかしながら観測結果の確率誤差は十分大きくこれだけでは決定的なことは言へない。

しかしながら 一方 equatorial electrojet のロケット観測あるいは電波観測により電離層内の流れてくる電流分布とか、電場の日変化等、更に電離層上部では人工電の観測より間接的に電場等が明らかにされるより、電離層ダイナモ理論の充実に要求された。

こうした観測結果に対して上に述べた 3 つの領域で励起された大気擾動によってそれそれ如何なるところまで説明が可能であるかという大きな問題を考へなければならず、逆にこうした問題を解くことにより電離層内で生ずる 1) 3) の現象を記すエネルギーは如何なる領域で注入されるかが判明されるべきである。

今回から、中間圏内で励起された大気擾動が電離層内へ伝播した場合の電離層ダイナモ理論について扱ってみる。方程式はダイナモの方程式系と大気擾動の方程式系の連立で構成され それらは互いにアンペア力で作用し合っている。方程式は大宮穂程に与るため、必ずコリオリ力がある場合について考察してみよう。また粘性、電伝導性については無視できないが大気擾動の固有値問題において垂直方向に伝播し得る正の固有値を持つモードは本質的には Internal gravity wave に対応し、その粘性、熱伝導性については "Gravity Wave in Viscous Atmosphere Part 2" の論で十分議論されるからここでは一応無視する。

磁力線方向の electric conductivity の考慮に入ると解くべき方程式はアンペア力の影響を受ける大気擾動のモードの他に新しいモードが 1 つ可能とされる。今回はこの 2 つの基本的なモードの伝播特性について議論を行う。

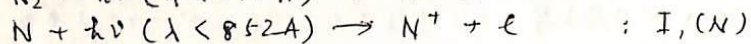
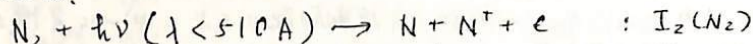
熱圏上部の N^+ について

堀内 剛

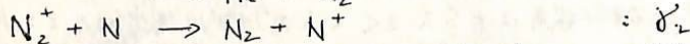
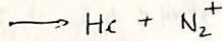
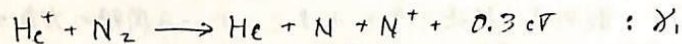
気象庁

熱圏上部で N^+ が N_2 の主要イオンとなりうることは観測から知られていゝが、最近 Explorer 32 にある粒子検出器資料 (Orinton, H. C. et al., 1969) で日中変動の粒子程度分つたので、簡単なオーダー評価を行った。

N^+ 生成には、



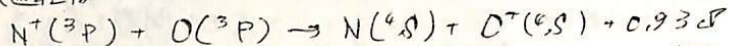
および



等とがあるが、 N 原子の直接電離によるものは 500 km 以上で卓越し、他の二者はそれ以下の高度で重要となる。 He^+ による N^+ 生成は層向 500 km で他の過程のものとコンパラブルとなる程度とあるが、夜間の N^+ 生成には主要な役割を演ずると推定される。

なお、 He^+ については便宜上実験値を用いた。

N^+ の消滅過程は



が主要と思われ、 $O_2(^3\Pi)$ による過程もあるが、熱圏上部では省ける。

上記の諸過程を考慮して、層向はほぼ観測値と合う結果を得たが、夜間値についてはあまりよくあつた。夜間の観測が少くないことの一ツの理由とあるが、夜間の電離源をどう扱うかという問題が残されていゝ。

伊豆, 宇佐美火山の K-Ar 年代

兼岡 一郎・小嶋 稔
(東大理)

以前我々の研究室で古地磁気学的研究を行なわれ、伊豆・宇佐美火山の連続した溶岩流について、K-Ar年代を求めたことを試み、その結果を報告する。

この地域の古地磁気の結果については、既に Kono (1968) によって報告されているが、試料採取地点の溶岩流は、上部5枚の reverse, 下部5枚の normal polarity を示す。別の地点でこの溶岩流の上部をくると思われる試料はすべて normal polarity を示し、reverse polarity を示すものは発見されていない。地質学的見地から、この溶岩流は Pleistocene 以降のものと考えられている。(H. Kono; 1950) の絶対年代は求められていない。

この地域の岩石は極めて低カリ含有量を示す (0.1~0.4%)。この少ないカリ含有量の試料について比較的若い K-Ar 年代を精度よく求めることは、非常に困難である。著者はこの点を考慮して、通常より高精度の試料を用いて、分析精度 10-15% 程度を範囲とし、下表の結果を得た。

表の1号岩石の試料は地層の上部に相当するものと考え、UV10の試料はそれより程度が Ar の増失を考慮される。また UV14の試料についてはカリ含有量の地層年代程度であって、信頼性は乏しい。最近の geomagnetic polarity の time scale (A. Cox; 1969) を参照すると、結局この地域の上部は reverse polarity を示す溶岩流で、Mt. Yamanaka reverse polarity の最後、下部は normal の溶岩流/即 Tsurumilla event と相当するものと考えられる。

References

Cox, A., (1969), Science, 163, 237-245
 Kono, M., (1968), J. Geomag. Geoelect., 20, 353-366
 Kono, H., (1950), J. Fac. Sci. Univ. Tokyo, Sec. II, 7, 257-279

K-Ar Ages of Successive Lava Flows from Usami Volcano

Sample No.	Rock Type	Geomagnetic Polarity	Sample Weight (gr)	$(^{40}\text{Ar})^*$ (mole/gr)	$(^{40}\text{Ar})_{\text{air}}$ ($^{39}\text{Ar}/^{39}\text{Ar} \times 10^3$)	K (1%) ¹⁾	$(^{40}\text{Ar})^*/_{40}\text{K}$	Age (m.y.) ²⁾
UV08	Olivine-Augite-Hypersthene-Andesite	R	31.431	3.762×10^{-13}	93.3	0.292 } 0.295 0.297 } ± 0.003	4.194×10^{-5}	0.72
			32.161	3.660	92.8		4.081	0.70
UV10	Augite-Hypersthene-Andesite	R	30.361	4.580	90.9	0.390 } 0.396 0.401 } ± 0.016	3.804	0.66
			31.796	3.154	89.9		2.620	0.45
			30.528	4.115	89.6		3.417	0.58
UV12	Augite-Hypersthene-Andesite	N	31.875	4.003	88.7	0.256 } 0.263 0.269 } ± 0.007	5.007	0.87
			30.547	3.612	93.1		4.518	0.77
UV14	Olivine-Augite-Basalt	N	30.404	1.950	96.4	0.146 } 0.157 0.155 } ± 0.015	4.248	0.73
			31.546	1.522×10^{-12}	100		3.316×10^{-6}	$5.15 >$

1) K were analysed by isotope dilution method. 2) $\lambda_0 = 0.585 \times 10^{-10} \text{ yr}^{-1}$, $\lambda_\beta = 4.72 \times 10^{-11} \text{ yr}^{-1}$

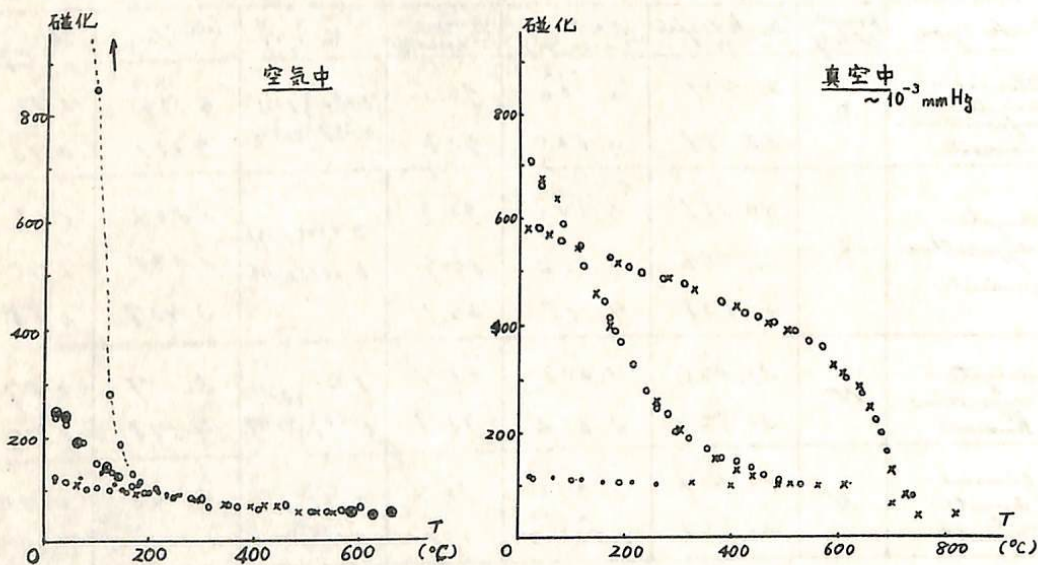
北沢一宏

東大・海洋研究所

月状の構造をした鉄・マンガン鉱物が深海底に存在することは、既に Challenger 号による航海の報告書(1891)の中に記されている。以来、世界各地でこれら鉄・マンガン鉱物は発見され、それらの化学組成に關しては、これまでに多くの報告がある。しかし、これらの鉱物の物理的性質、特に磁氣的性質について行なわれた研究は Ozima (J.G.G., 19, 253 (1971)) によるものがあるのみである。この研究では西太平洋においてドレッジにより採集された岩石に付着していた鉄・マンガンから成る鉱物の磁氣的性質、特に飽和磁化の温度変化、と X 線回折による結晶学的な研究を行、ている。

今回の研究に用いた鉄・マンガン鉱物は白鳳丸(KH 68-3 航海)により Suiko 海山においてドレッジを用いて採集された月状構造をした人頭大のものである。蛍光 X 線分析によりこの鉱物中に含まれる主要元素は Fe および Mn であり、それぞれ重量比で約 28%, 33% 程度が含まれていることが明らかになった。他に、1.5% 内外の Co と 1% 程度の Ni を含んでいる。微量元素として 0.5~0.3% 程度の Ca, Ti, Sr, Mo と約 0.1% の Zn, Pb それに 0.01% 程度の少量の Cu, Be, 更に微量(殆んど 0.005% 以下)の Nb, Ce を含んでいる。これらの他に Si がわずかに検出された。

飽和磁化の温度変化の測定例を下に示した。図の磁化は任意目盛である。これによれば、空气中で加熱することにより試料の常温における磁化は処理温度が高くなるにつれて増大するが Curie 点は 200°C 程度で変化しない。同じ試料を真空中($\sim 10^{-3}$ mmHg)で熱処理を行うと 300°C 程度までの加熱に対しては空气中で処理したときの結果と似た傾向を示すが、600°C での熱処理では Curie 点を 400°C 近くに持つような強磁性を示すようになる。更にこの試料を 800°C まで加熱すると常温での飽和磁化は 600°C で熱処理した試料よりもやや小さくなるが Curie 点が 720°C という新たなる強磁性を示す物質になる。これらの結果は熱処理により試料の結晶化が進行し、これにともな、て磁氣的变化が誘起されるものと考えられるが、今後は熱処理にともなう結晶構造の変化をも詳しく調べる予定である。



岩石磁気学的方法による赤色土壌母材の生成条件の推定

青木 稔

農林省 九州農業試験場 環境中二部

土壌は地殻の最表層を被覆し植物生育の場となる自然体であり、母材、気候、生物、地形、時間などの総合作用によって生成するものであるが、一般に最も強く作用するのは気候因子であるとされている。日本の丘陵、段丘上に散在的に分布する赤色の土壌の生成についても、現在までは過去の気候条件と分布地形についての考察から主な見解が打ち出されている。しかし日本のように火山活動の激しい地域では、その作用も有力な母岩変質因子と考えられ、土壌生成作用に支配し、母岩が変質を受けた時、特に適当な高温と酸化状態の組合わせによって赤色化が促進されることが予想される。

著者は、大阪府芝山の赤色母材を伴う安山岩質テコレット赤色土壌(以下赤色土)を中心に、土壌学的、鉱物学的諸性質を検討してきたが、本土壌は気候的土壌生成作用の産物と考えられるに特異的であり母岩から赤色母材生成の段階に火山、温泉活動に伴う熱水熱ガスによる再加熱、または熔岩固結過程中の酸化反応など特殊な変質作用を考慮に入れる必要が生じた。そこでその第一段として、赤色母材がどれ位の温度のもとに酸化変質したものを推定する為、岩石磁気学的方法の適用を試みた。

試料は前述芝山の他、香川県屋島、城山の新鮮な安山岩、変質赤色母材、褐色、赤色両土壌などを用いた。

まず熱磁気分析により各試料中の強磁性鉱物の熱安定性とキュリー温度 T_c を知り、次にX線回折によりそれぞれの格子定数 a を測定、最後にThellier法による J_u - ΔJ 図の形状から変質温度の測定を行った。

その結果熱磁気曲線は一般的に、新鮮な褐色土では不可逆、すなわち空気中での加熱によって磁性鉱物の破壊、相の変換が起こるのに対し、赤色母材、赤色土の方は、例外はあるがほぼ可逆的に戻った。このことから、新鮮な褐色土は固結後大気中では常温以上の加熱の経歴がなく、実験時の加熱により初めて空気中で熱的に不安定な成分の破壊が起こったこと、赤色母材、赤色土ではかつて高温で酸化を受けており、破壊され得る鉱物はその時点で変化している為実験時の加熱に好して安定であると思われる。

T_c 値は新鮮者と褐色土ではいづれの試料も後者が高く、新鮮者、弱変質赤色母材の内でも酸化が進む程高くなるが、赤色土の値は逆に低くなる。

a の値は新鮮者で約 8.38 \AA であるが赤色母材では強変質度のもの 8.36 \AA に減少、強変質度のものは 8.36 \AA と新鮮者よりさらにMagnetiteに近い 8.40 \AA に合っている。Spinel鉱物の a の値は酸化を受けると減少するが、その程度が非常に高い場合はSpinel単一相には滞り得ず、IlmeniteやHematiteを析出、残部からはMagnetiteに近い鉱物が生じる。上記の T_c 、 a の値の変化は、この鉱物の変化に対応するものと考えられる。

Thellier法による J_u - ΔJ 図は一般に新鮮者はrandom、弱変質赤色母材は $450 \sim 500^\circ\text{C}$ に折れ点をもつ直線、強変質母材は直線となった。新鮮者がrandomであるのは、空気中での加熱による磁気鉱物の酸化変質が著しい為と考えられる。弱変質母材は折れの温度辺りで急激に酸化を受けたもの、また強変質母材は T_c 以上の温度で酸化変質を受けたと推定出来る。

以上のように岩石磁気学的方法の適用によって、赤色土の母材が熔岩冷却後あるいは冷却途中に、気温として考えられるような高温で酸化変質したものであることが明らかとなった。本法は、今後土壌生成の研究にかなり利用価値があるものと考えられる。

伊藤 晴明
 京都大学文理学部

M. Fuller
 Univ. of Pittsburgh

アメリカのワシントン州, オレゴン州に分布する花崗岩の Stock についての古地磁気学的研究を行って来たが, ワシントン州 Rainier 山に分布する Tatoosh 花崗岩 ($14.7 \pm 1 \text{ m.y.}$) の測定結果を得たので報告する。この花崗岩体はオレゴン州の Laurel Hill 花崗岩体 (約 8 m.y.) と同様に正および逆に帯磁した岩石が存在し, その中向かう intermediate な方向をもつ試料が得られた。試料はすべて交流消磁または熱消磁により処理されたが, Intermediate な方向をもつ試料は交流消磁と熱消磁に対して異なる結果を示した。しかし正および逆に帯磁した試料はほぼ同様の結果を得た。

これらの測定結果をもとにして, Tatoosh 花崗岩体と Laurel Hill 花崗岩体を比較し, 逆転を通じての地球磁場の細かな動きについて述べ, 同時に地球磁場の変化が時代によって異っていたか, どうかを検討する。

堂面春雄

山口大学教育学部物理学教室

山口県北東部須佐町西南方犬鳴山北麓において、1966年以来同町教育委員会の手による須佐焼唐津窯の発掘がおこなわれているが、この窯跡より採取した焼土についてその自然残留磁化方位より、同窯の年代を推定した。

同窯跡は、考古学的には1600~1800 A.D. のものであると考えられているが、残存する窯床および壁面より、美しいはり状にセカれた部分をはざとり無定位磁気計による磁化の測定を行い、従来知られている紀元以降の地磁気永年変化曲線と対照して、現在までに発掘されている第1~3号窯の閉鎖年代はそれぞれ、ほぼ1700, 1760および1800 A.D. であると推定した。

41. 第四紀火山灰層の磁化 (II)

堂面春雄

山口大学教育学部物理学教室

前回(1968年5月稿)は山口県宇部地区第四紀火山灰層について、上部黄褐色～赤褐色層(B層, 群)および下部白色層(W層, 群)に二分し、それぞれの磁化方位について述べた。

今回は、その後更につけ加えられた地域の火山灰層の磁化方位について述べる。

試料採取地点はほぼ山口県の中南部全域に亘り、北九州の一部にまでおよんでいる。その形成年代はいずれも前報告における宇部地域の火山灰層と同様、現在よりさかのぼって2～3万年以前のものである。

W群試料については、各試料採取地点内での磁化の分散度がB群のものに比して大きい。地点相互間では割合に収れん度が高い。

B群では逆に、各地点内での磁化の分散度はW群に比して小さいが、地点相互間については分散度が高い。

一方、両群ともにすべてが一次堆積のものであるとはみとめがないが、この点に関しては、個々についての判別は極めて困難である。しかし、両群の磁化は主として化学残留磁気に基づくと考えられる。

B群では、含有される起源 magnetite 細粒が酸化して細粒の hematite を生ずるにあたり、地点別にその反応速度が大きいバラエティを示し、これが或る時代範囲内の地磁気永年変化を化学残留磁化として記録し、又一方、W群では比較的短期間の水中堆積であると考えられる。

更に、B群の磁化方位の地点相互間における大きい分散よりみて、当時の地球磁場永年変化における振巾は、最近2000年間にみられるそれと比して、かなり大きかったと推定する。

赤道太平洋コアの磁性 (I)

小林和男, 北沢一宏
東大・海洋研究所

中部赤道太平洋の深海底から採集された10 m近い長さの堆積物コアについて、自然磁化の方向と強さを詳しく測定したところ、地球磁界の正磁極期と逆磁極期の変転の歴史を見事に示していると思われる試料が見つかった。

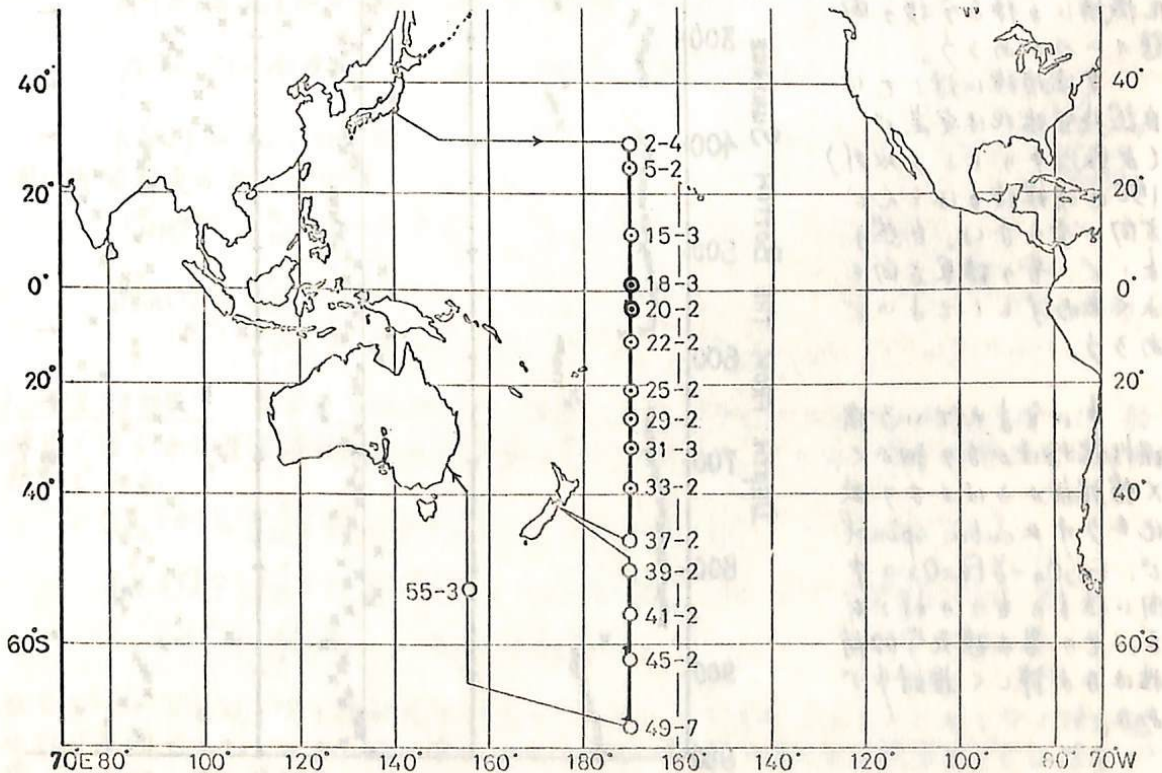
白鳳丸KH-68-4研究航海(1968. 11. 14-1969. 3. 3)において採集された十数本のコア試料(採集地点は下図参照)のうち二本(18-3, 20-2)がそれである。

コアラーの水平面内での向きは測定できなかったが、相対的な向きはコア上に注意深く記してあるので、relative Declination は数度以内の誤差で信用できると思われる。
(次ページ(四)へつづく)

表1
コアの記載

地点番号	採取日	位置	水深(m)	コア長さ(cm)
5-2	Nov. 24	26°51'N:170°01'W	4565	238
15-3-1	Nov. 30	12°00'N:169°59'W	5770	989
○ 18-3	Dec. 4	01°59'N:170°01'W	5360	983
○ 20-2	Dec. 6	02°28'S:170°00'W	5550	992
22-2	Dec. 9	10°57'S:169°59'W	5110	316
25-2	Dec. 16	19°59'S:170°02'W	5280	716
29-2	Dec. 20	25°54'S:170°20'W	5485	918
31-3	Dec. 23	32°09'S:169°56'W	5550	706

図1
コア-地点と航路を示す



赤道太平洋コアの磁性 (II)

北沢一宏、小林和男
東大、海洋研究所

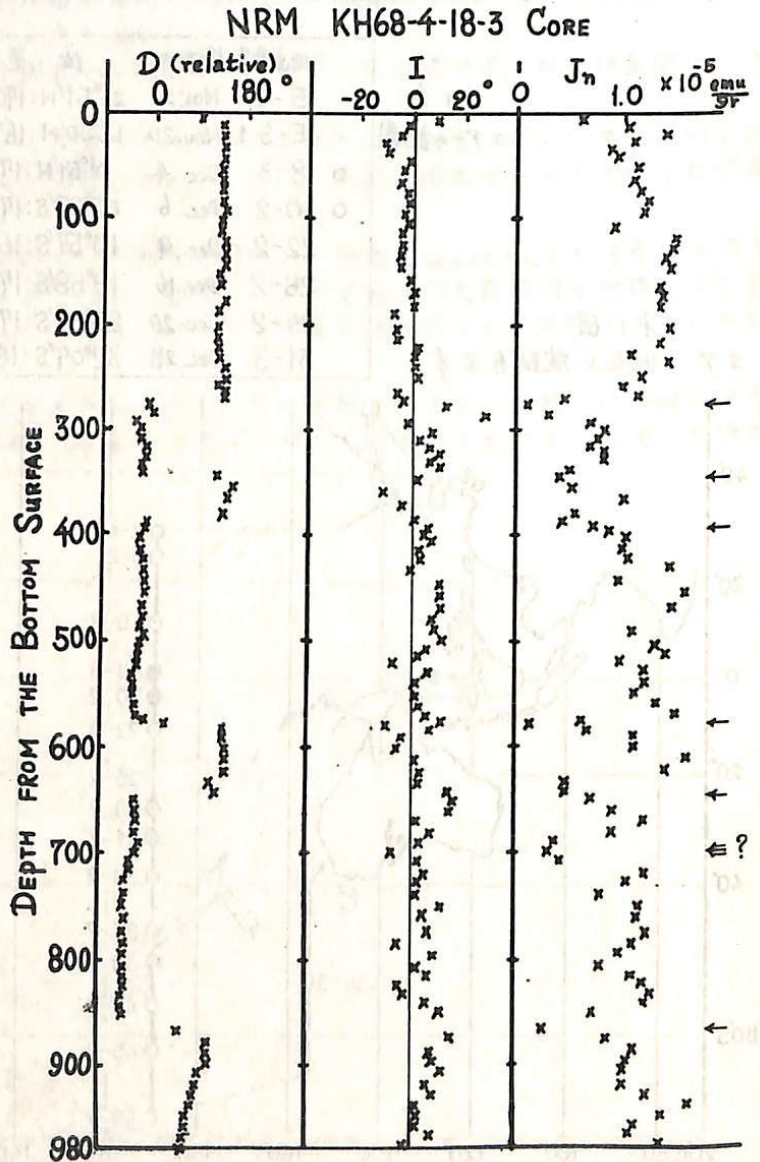
(前ページからつづく) コアの縦断面の詳しい観察から、(1)ピストンコアラーは鉛直に突きさした、(2)コアラー貫入時や、ひき抜き時に堆積層を乱した事はない、(3)堆積環境は静かで、乱泥流や深層流の影響はみとめられない、ことは、まず「確実」と思われる。

このようなコアから2cm立方の試料を上から下まで細かく採取し、自然残留磁化を測定した。結果の一例を下に示す。右に矢印で示すところで、明らかに磁界が反転していることがわかるであろう。

磁界が反転するところと丁度対応して、残磁磁化の強さが著しく減少していることもわかる。これが地球磁界そのものの減少を示すものか、それとも堆積物が固まる途中に正逆両方の影響がある期間を重ね合わせておいたような結果となつて磁化が見かけ上小さいのかは、海底堆積物の磁化機構にも俾る今後の問題の一つであろう。

交流消磁に対しては自然残留磁化は安定で、(反転途中のところ以外) 150℃消磁後もほとんど方向が変らない。自然のまゝで、昔の磁界方向をよく表わすとしてよいであろう。

中に含まれている強磁性鉱物はかなり細かく、X線解析からはかなり酸化をうけたcubic spinelで、 $Fe_3O_4 - \delta Fe_2O_3$ の中間に位置するものの様がある。その岩石磁気学的特性はなお詳しく検討中である。



岩石の磁気に対する歪力の影響・汎論

永田 武
東京大学・理学部

力学的歪は岩石の磁気的諸性質に実視出来ない程度の影響を与える。歪力は複推圧形をとり得るが、単軸圧と単軸張力とは合解して考えることが出来る。従つて、単軸圧及び単軸張力に因る岩石磁化の変化を調べることに出来る。又、地球物理学的に最も興味のあるのは、実際に地殻内に存在し得る大きさの歪力、すなわち 100 Kg/cm^2 以下の歪力による岩石磁化の変化である。

実験及び理論の結果を要約すると下記の如くになる。但し、実験はすべて単軸圧について行われたもので、張力の実験はほとんどない。然し、理論的には張力の影響をも導くことが出来る。同一の理論模型による歪力の影響の理論的結果が良く実験事実と一致するから、張力の影響についての理論的結果も信用してよいであろう。

- (A) 第1種効果： 歪力又は張力が自発磁気の回転におよぼす効果であつて、初期帯磁率、及び熱残留磁気、化学残留磁気等磁壁が強い内部歪力で固定された残留磁気を表わされる。単軸圧力又は張力の軸方向の変化は縦効果とよび、軸に直角方向の変化を横効果とよぶことにする。単軸圧力 (σ)、単軸張力 (T) が 100 Kg/cm^2 以下程度の場合には、帯磁率の変化は下の如き実験式及び理論式で示される。

$$K''(\sigma) \approx K_0(1 - \beta'\sigma) \quad , \quad K^+(\sigma) \approx K_0(1 + \frac{1}{2}\beta'\sigma)$$

$$\beta' = (1 - \alpha)\beta \quad , \quad \beta = 3\lambda_s / (N J_s^2 + 4K/3\pi)$$

$$K''(T) \approx K_0(1 + \beta'\sigma) \quad , \quad K^+(T) \approx K_0(1 - \frac{1}{2}\beta'\sigma)$$

同じ残留磁気の σ 及び T による変化は、

$$J_{HR}''(\sigma) \approx J_{HR}^0(1 - \beta''\sigma) \quad , \quad J_{HR}^+(\sigma) \approx J_{HR}^0(1 + \frac{1}{2}\beta''\sigma)$$

$$J_{HR}''(T) \approx J_{HR}^0(1 + \beta''\sigma) \quad , \quad J_{HR}^+(T) \approx J_{HR}^0(1 - \frac{1}{2}\beta''\sigma)$$

$$\beta'' = 3\lambda_s / 4K_u \quad K_u = 5 \times 10^5 \sim 2 \times 10^6 \text{ ergs/cm}^2$$

$$\beta' = (0.5 \sim 5.0) \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{kg}$$

- (B) 第2種効果： 歪力又は張力が 90° 磁壁の非可逆移動におよぼす効果であつて、弱い磁場で得られる等温残留磁気や圧残留磁気に作用する。すなわち弱い残留磁気に対する効果である。

$$J_{SR}''(\sigma) \approx J_{SR}^0(1 - \alpha'\sigma^*/H) \quad , \quad J_{SR}^+(\sigma) \approx J_{SR}^0(1 - \frac{3}{4}\alpha'\sigma^*/H)$$

$$J_{SR}''(T) \approx J_{SR}^0(1 - \alpha'T^*/H) \quad , \quad J_{SR}^+(T) \approx J_{SR}^0(1 - \frac{3}{4}\alpha'T^*/H)$$

$$\alpha' = \frac{16}{15\pi} h_c \quad , \quad h_c \equiv 3\lambda_s / \sqrt{2} J_s$$

注目すべきことは、第1種効果は σ 又は T に対して可逆的であるのに対し、第2種効果は非可逆的である。又第1種効果では σ と T との影響、又横効果と縦効果とでは符号が逆であるが、第2種効果では、 σ と T とが同様の効果を示し、横効果の符号は縦効果と同一である。

0-10 m.y. の地球磁場強度と磁場発生のモデル

河野 長
東大理学部 地球物理学教室

地球磁場の構造は、最近の古地磁気学データとK-Ar法による年代決定で、少くとも過去1000万年程度の期間については、主要な点は全てわかってきたと考えてよいであろう。これらのファクツの中で最も重要なものは、①0.2m.y. 程度のtime constantをもつ磁場の極性の逆転[Cox, J.G.R. Z3, 3247 (1968)] ②normal Bにreversedの磁場の相等性 ③過去の地球磁場の強度の3つである。極移動はこの程度の期間では十分無視できるとし、古地磁気学で世界各地から報告されている磁場の方向変化はminor effectにすぎない。

地球磁場のpaleointensityを過去10 m.y. の期間内について詳しく調べると、その分布はnormalとreversedにそれぞれ平均を持つ2つの正規分布から成り立っていることがわかった。すなわち、平均 $\pm M$ 、標準偏差 $\pm \sigma$ として強度 X を得る確率は

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(\sigma/2m)} \left[\exp\left\{-\frac{(x-M/\sigma m)^2}{2(\sigma/2m)^2}\right\} + \exp\left\{-\frac{(x+M/\sigma m)^2}{2(\sigma/2m)^2}\right\} \right] \quad (a)$$

である(但し、 $2m$ は磁場強度の単位。古地磁気学によると $M = 8.9 \times 10^{25} \text{ gauss cm}^3$ 、 $\sigma = 3.3 \times 10^{25} \text{ gauss cm}^3$ が10 m.y.の期間について求められている)。この分布はCoxのモデルから期待されるものとは著しく異なっている。

Coxのモデルを改訂して、地球磁場が多数の同大の双極子から成り立っており、それらはいずれも回転軸と平行な2つの向きのみを持つと考えてみる(Axial dipoles model)。今、状態 X から X' へ移る確率を $T(x, x')$ とすると、もし $\sum_x P(x) T(x, x') = P(x')$ なる分布 ρ が不変である。Xの間隔が十分小さい場合には積分におきかえて、 $T(x, x')$ が

$$T(x, x') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(\sigma f/2m)} \exp\left[-\frac{\{(1-f)x - fx' + (2f-1)(M/2m)(2H(x)-1)\}^2}{2(2f-1)(\sigma/2m)^2}\right] \quad (b)$$

という形をもっていればよいことがわかる。ここで $H(x)$ はHeavisideのstep function、 f は前の状態などの程度に応じて影響するを示すパラメータ(recovery factor)である。同大の双極子 $2n$ 個のうち $(n+x)$ 個が正方向、 $(n-x)$ 個が負方向を向いている状態 X から X' へ変化するためには、正のものが k 個、負のものが $X'-X+k$ 個逆転すればよい。すなわち、1回のステップでの逆転確率をそれぞれ p_1 (正 \rightarrow 負)、 p_2 (負 \rightarrow 正)とすると、

$$T(x, x') = \sum_{k=\max(0, x-x')}^{M/(n+x-x')} \binom{n+x}{k} p_1^k (1-p_1)^{n+x-k} \binom{n-x}{x'-x+k} p_2^{x'-x+k} (1-p_2)^{n-x'-k} \quad (c)$$

である。 p_1, p_2 に適當な値をあてはめると、実際 $T(x, x')$ は(b)で表わされる形に近づくことが示された。

実際の地球磁場はこのAxial dipoles modelを適用すると、双極子の数 $2n = 40 \sim 100$ 、1ステップの時間 $T = 740$ 年、recovery factor $f = 0.54$ が適當なパラメータであることがわかる。これらのパラメータを用い、(c)の形の $T(x, x')$ を直接求め、これとSecular eq. $\sum_x P(x) T(x, x') = P(x')$ から出した分布は最初にあげた地球磁場の最も重要な3つの性質を満足するものであることが示された。

新妻信明

東北大理学部地質学古生物学教室

房総半島中央部に分布する国本層上部の Matuyama-Brunhes の境界が存在する (新妻・中川・早坂, 1968・1969)。この境界部において、約 3 cm 毎に DRM を測定し、地磁気逆転の細部様相を明らかにした。

i) 資料 携帯用ボーリング機械を使用して、直径 35 mm の定形・定方向資料を採取した。Matuyama-Brunhes の境界を明らかにするため、まず、45 m の範囲を 1 m 間隔に、つぎに 4 m の範囲を 10~15 cm 間隔で採取した。さらに、1 m の範囲を連続したコアとして採取した。

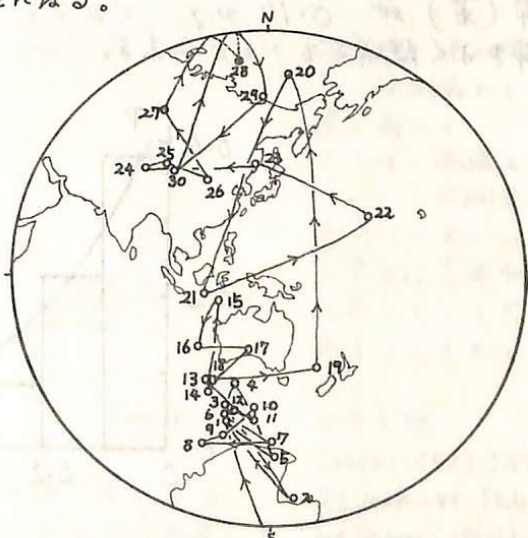
ii) 測定 無磁場中で、3 軸方向に回転させながら、交流消磁 (90 oe) を行った後、 $5 \times 10^{-3} \sim 1 \times 10^{-7}$ oe/mm の感度の無定位磁力計で 3 軸方向 30° 毎に測定した。測定値の信頼性を吟味するため、電子計算機を使って、標準偏差と誤差を計算した。標準偏差は測定値をフーリエ解析して得られた正弦曲線と測定値との差より計算し、誤差は 3 組の測定値群から算出した 3 軸方向の各々 2 組のベクトルの差から求めた。

iii) 磁場強度の推定 基礎的研究が少ない現在では、DRM より堆積当時の磁場の強度を推定することは、火成岩におけるよりも困難である。この研究においては磁場強度を推定するために、飽和磁場中 (4825 oe) での I_s RM と NRM の比率を算出した。その結果、 I_s RM と NRM/ I_s RM との向には何ら相関関係は見い出されなかった。ゆえに、NRM/ I_s RM は当時の磁場の強さに支配されていた可能性が強いのである。NRM/ I_s RM のオーダーは 10^{-4} である。

iv) 堆積速度の推定 地磁気層位学的研究により得られる絶対年代を使うと、この層準における地層の堆積速度は $57 \text{ cm}/1000 \text{ 年}$ である。しかるに、この層準の地層は砂岩とシルト岩の互層よりなっている。互層中の砂岩は浅海より乱泥流として運ばれ瞬間的に堆積したと考えられる。だから、この研究に使ったシルト岩の堆積速度は、互層中の砂岩とシルト岩の比率から $30 \text{ cm}/1000 \text{ 年}$ となる。DRM の測定を 3 cm 毎に行えば、100 年毎の変化を知ることになり、Archaeomagnetism の資料と比較検討が可能になる。

V) 結果

- ① 伏角・偏角・NRM/ I_s RM とともにバラつきが少なく、傾向性を持って変化している。
- ② 磁場強度の変化の周期は約 2 m (6700 年) である。そのうちの最大強度と最小強度の比の値は、5~6 である。
- ③ 逆転は 100~150 cm (3000~5000 年) の間に徐々に行われる。
- ④ 逆転は磁場強度が最小の時に起るが、強度は 0 とならず方向性を持っている。
- ⑤ 逆転時の Virtual Pole はほぼ東経 120° 線に沿って北上する。



図説明 Matuyama-Brunhes 境界部 1 m における Virtual Pole の移動 (1→30) 各測定長の間隔は 35 mm (120 年)

永田 武
東京大学・理学部

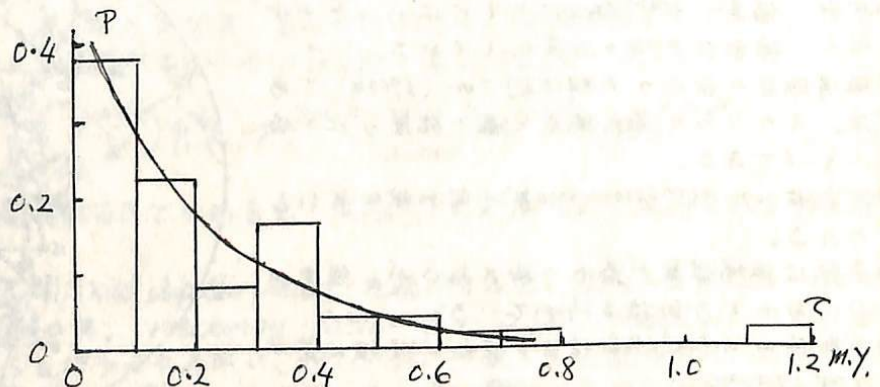
地球磁場は過去 1,000 万年間についての実測結果によると、平均 18 万年に 1 回の割合で逆転をくり返している。同一の磁極方向を保つている寿命 (τ) についての頻度分布は図に示す如くである。

A. Cox (1968, 1969) は、この寿命 τ の分布を説明するために、下記の磁場機械的模型を考えた。すなわち、主磁場は地球軸方向の双極子であつて、この双極子の能率は周期 T の単純振動をしてゐる。その他に T よりも速く、且つ不規則に変動する非双極子磁場も存在する。双極子能率 M が小さくなつてゐる時、不規則変動非双極子磁場がある大きさをこえると、それがきっかけとなって主磁場が逆転する。 T と τ 、Cox は 10^4 年を仮定した。この T の間に逆転の起きる確率を p とすると、同一磁極方向の寿命 τ である確率は

$$P(\tau) = p(1-p)^{\tau/T} \quad (1)$$

で与えられる。実測との比較から $p = 0.05 \pm 0.01$ が得られた。

然し、Cox 模型はいかにも非現実的にあつてゐると思へる。そこで、より現実的の模型を提唱した。Braginski (1965) の条件を満足する Bullard-Gellman-Liley Dynamo (1968) は、地核内の非対称対流によつて支えられてゐる。この対流の型が対称になる時、Bullard-Gellman Dynamo となつて不安定になり、双極子磁場は環滅する。対称型対流は特殊の場合であるから、対流は常に非対称になるであろう。この時再生する双極子磁場の方向性は北向きと南向きとが同等の確率で、共に確率 $1/2$ である。今、非対称対流の寿命を τ_0 とすると、 τ_0 はある平均値のまわりに分布する。その分布はガウス分布又はポアソン分布が与えられるが、そのいづれの場合も、平均寿命 (τ_0) が 0.14 m.y. であるならば、図に示す如く観測された τ の頻度分布をよく説明する事が出来る。

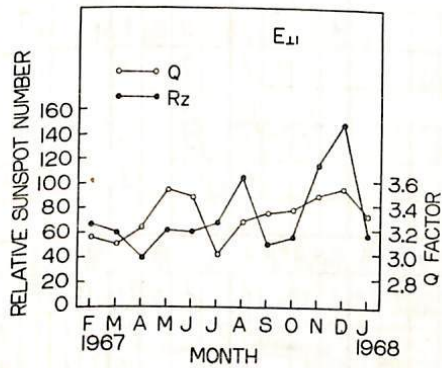


シューマンレゾナンスのQ

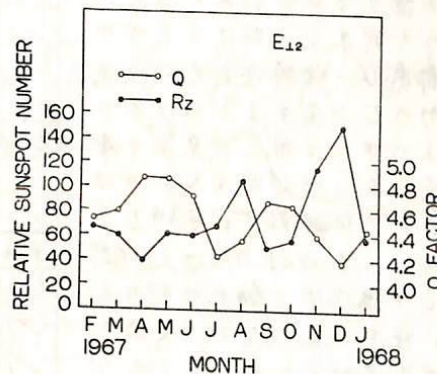
小川俊雄・田中良和
京都大学理学部

1967年2月から1968年1月までの1年間、毎月15-21日の1週間、毎時4.5分間隔のデータを用いて、5-45 HzのELF自然電磁ノイズのパワースペクトル約2,000個を求めて、シューマンレゾナンスのオ1、2、3の各モードのQ値の季節変動と年平均値も求めた。まず季節変動については、データを用いた日の平均相対太陽黒点数(Rz)と比較してオ1(オ1図とオ2図)、オ2モードのQとRzに明らかな逆相関があることが認められた。空洞共振の理論的考察から、 $Q \approx h(2\omega_0\mu\sigma)^{1/2}$ が導かれる。ここで、hは電離層上限壁の高さ、 ω_0 は共振角周波数、 μ は透磁率、 σ は電気伝導率である。これから、太陽黒点数の増大にともなうQの低下は、hの低下によるものであろうと推定される。

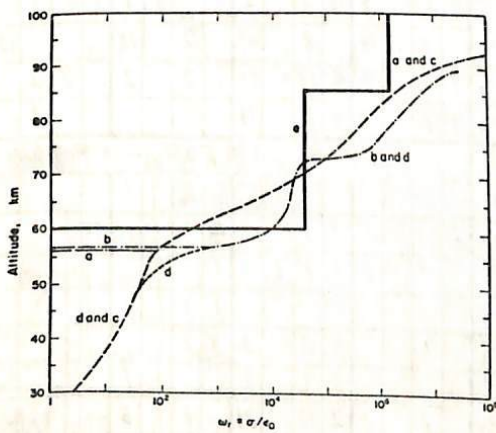
つぎに、年平均値はオ1、2、3モードについてそれぞれ、(3.30, 4.52, 4.92)を得た。これらを Jones (1967) が種々の電気伝導率分布(オ3図)について計算したQ値と比較してみると(オ4図)、dモデルから得られた値に比較的近い。オ4図のOが現在の観測結果、Bは Balser and Wagner (1960) の値、c, d, e はオ3図のc, d, e モデルに対応し、fは Cole (1965) が独自のモデルで得た値である。高度56 Km以下を無視したa, bモデルでは、Q値としてオ1、2、3モードに対応して、(12.9, 10.8, 9.7) および (9.5, 11.2, 12.1)等の大きい値が得られ、観測値からは遠く離れる。このことは、共振エネルギーの空洞壁消失が56 Km以下の電気伝導率分布に負うところ大であることも示している。



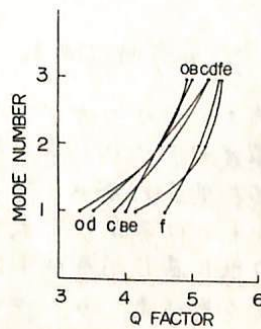
オ1図 基本モードのQとRzの季節変動



オ2図 オ2モードのQとRzの季節変動



オ3図 電気伝導率分布モデル



オ4図 オ1, 2, 3モードのQ (記号については本文)

し、fは Cole (1965) が独自のモデルで得た値である。高度56 Km以下を無視したa, bモデルでは、Q値としてオ1、2、3モードに対応して、(12.9, 10.8, 9.7) および (9.5, 11.2, 12.1)等の大きい値が得られ、観測値からは遠く離れる。このことは、共振エネルギーの空洞壁消失が56 Km以下の電気伝導率分布に負うところ大であることも示している。

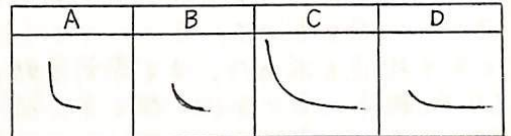
参考文献

Jones (1967) JATP 29, 1037-1044. Balser and Wagner (1960) Nature 188, 638-641. Cole (1965) Radio Sci. 69D, 1345-1349.

2 K H Z 附近の空電(Tweek)の伝播について

佐尾和夫 神藤英彦
(名大空研) (名大空研)

2 K H Z 附近の周波数で受信される T w e e k 空電について、7月4日、8月4日、9月20日の3日間、夕方、夜中、明方の3回づつ10 K H Z の方位測定と同時に観測を行い受信された T w e e k の中から任意に約1000ヶを抽出し分析を行った。ソナグラフにより T w e e k 波形を4種に大別した、その形を1表に示す。



(1 表)

又2表に T w e e k の種別、到来方位及び T w e e k の強度 10 K H Z の強度を観測時間別に示す、T w e e k の強度及び10 K H Z の強度は強い方から、3. 2. 1. とした。

受信される T w e e k は日により、頻度、波形、方位もかなり異なるが1回の観測時間内では波形の種別、及び方位は同質のものが多く受信される。我国では空電は南西方向から到来するものが圧倒的に多いのであるが、T w e e k の到来方位は南西方向からのものが何時も圧倒的に多いとはいえない。T w e e k は夕方東方から到来し始め、夜中は東からも西からも到来し、明け方東方から到来するものから漸減し、夜明けと共に受信されなくなる。波形のCに属するものは西方向より到来した T w e e k の中には殆んど見出す事は出来ず、この形の最も長い継続時間のものは150msの連続したものが観測され平均して100ms位であった。T w e e k の強さを10 K H Z の強度と比較するとその振中は1/10位のものもあり平均すれば1/30程度と思われ、又西方向より到来するものは東方向より到来するものに比べ一般的に

$$\text{東方向} \left(\frac{\text{Tweek強度}}{10 \text{ KHZ強度}} \right) > \text{西方向} \quad \text{で 又}$$

$$\text{東方向} \left(\frac{\text{継続時間}}{\text{Tweek強度}} \right) > \text{西方向} \quad \text{である。}$$

この事は東から西へ伝播するものの方が西から東へ伝播するものより減衰が少ないと考えられる。箇々の波形の強度の変化を見ると、始めに強く次第に弱くなる昇順な形のは西から到来するものに比較的多く、A, D形に属し、B形は中間のわん曲する部分が強くこの形は東からも西からも同じ位到来する。C形の中には中間の部分が弱くなるものも多数見出すことが出来る。これからの事からB形及びC形の中には又ツの物がかに異った波形の合成されたものであると考えられるものもある。

9月20日 18時30分~20時00分																
方位	北西				南西				南東				北東			
	A	B	C	D	A	B	C	D	A	B	C	D	A	B	C	D
3/1	1										9				8	1
2/1									11	14					23	
1/1									2	9					23	
3/2					1				2	5					6	
2/2							1	2	2	2					11	
1/2															4	
3/1						1	1	2	13						7	3
2/1						1	4		3						6	1
1/1																

7月4日, 8月4日, 9月20日 夜 間																
3/1								1	2	13					4	
2/1				3	5			2	5	9	16		1	1	7	
1/1	5	1		1	2	1		3	3	2	10	1	1		2	
3/2				1				2	1	1	8				3	2
2/2	3			2	7	4		5	2	2	2		4	2	2	
1/2	7	1		3	14	3		6		1	1	1	1	1		
3/3	3		15		8			47	2		12					12
2/3	7	2		9	4	13		45	1	2	2		2	2		
1/3	9	1		3	9	8		24								1

7月5日 3時50分~5時20分																
3/1						1			5	1						
2/1	1			1	3	1			4	1						
1/1				1	5	1	1		1							
3/2									1	1	1					
2/2		1			5	3		3	3	1						
1/2					5	1		2			1					
3/3		1		1	2	12		31	1		5					
2/3			1	1	23	8		23	4		1					
1/3	1				19	2		9								

スローテール帯における空電スペクトル

佐尾和夫 棚橋秀伍
(名古屋大学空電研究所)

われわれは、100 Hz, 170 Hz, 260 Hz, 400 Hz, 570 Hz, における積分
界強度の連続観測を行っている。一般に積分界強度の記録は 雷の発生位置を確定して
いない現状では 情報の少ないものである。受信積分界強度 $R(\omega)$ は、 (ω) 角周波数

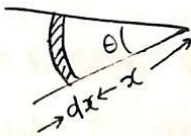
$$R(\omega) \propto \sum S(\omega) \frac{\sqrt{\omega}}{d} \exp(-\alpha(\omega)d)$$

$S(\omega)$; 発生源における強度
 $\alpha(\omega)$; 伝播路の減衰係数
 d ; 伝播距離

\sum は全ての源についての和を示す。尚この式は遠距離伝播における近似式であるがと
りあえず近距離についてもこの式を用いることにする。上式の R, S, α, d の4未知
数のうちから未知数の数を減らすために次の仮定をする。

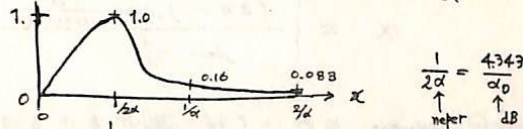
(I) 発生源は一様に分布している。—

この仮定を確かめるために受信積分界強度 $R(\omega)$ は夏の1ヶ月の平均値を用いる。
データは昼と夜とに分け、昼7時~19時、夜22時~4時、(日出4時10分、日没19時30分)
毎時1データ; 1データには積分時間3分、1/100秒毎に1個の計算すると1ヶ月に
 10^6 個のorderになる。



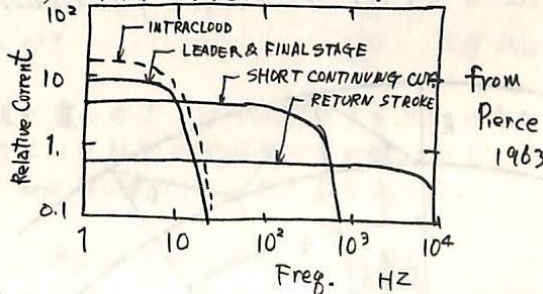
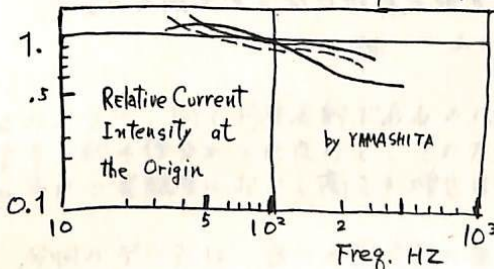
$$R(\omega) = \int_0^{\infty} S(\omega) \cdot \theta x \cdot \frac{\sqrt{\omega}}{\sqrt{x}} \exp(-\alpha x) dx = k \frac{S(\omega) \sqrt{\omega}}{\alpha^{3/2}}$$

被積分関数の形



(II) 発生源における強度(スペクトル) $S(\omega)$ は $\omega^{-1/2}$ に比例している。—

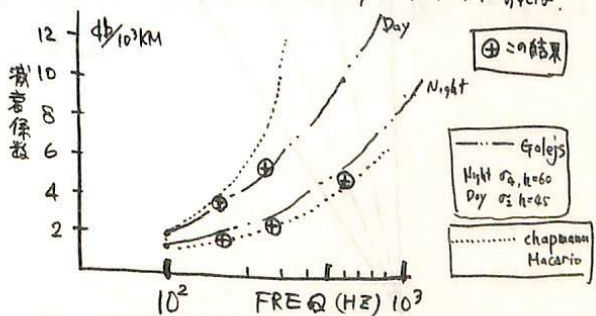
100 Hz ~ 1000 Hz の周波数帯での $S(\omega)$ の形は下図を根拠としている。



(結果) 以上によつて $R(\omega) \propto \alpha(\omega)^{-3/2}$ とする。

$(\alpha(100\text{Hz})(夜) = 1.5 \text{ dB}/10^3 \text{ KM})$ を基準
 $(\alpha(100\text{Hz})(昼) = 2. \text{ dB}/10^3 \text{ KM})$ にすれば:

		減衰係数	受信領域を示すパラメータ
FREQ.		α	$4.343/\alpha_0 = \frac{1}{2\alpha}$
Day	100	2. dB/10 ³ KM	3.44 x 10 ³ KM
	260	4.2	2.66
	570	15.	0.78
Night	100	1.5	3.65
	260	2.2	3.34
	570	4.2	2.66



Whistler wave の電離層・地上伝播

荒木 喬, 森 洋介

東北大学 理学部

最近の人工衛星による VLF, whistler の観測から whistler wave は導波管 mode と whistler mode との結合で伝播することが明らかに存ってきた。
 今回は、その導波管 mode について計算した結果を報告する。〔3 kHz〕
 model として、地上に short vertical antenna の source を仮定し、電離層での電界強度の分布を次式から求めた。(G.Mck. Allcock)

$$E_d = \sum_{n=0}^{\infty} E_{n,d}$$

$$E_{n,d} = \alpha (V_i V_g)^n E_{\Delta x}$$

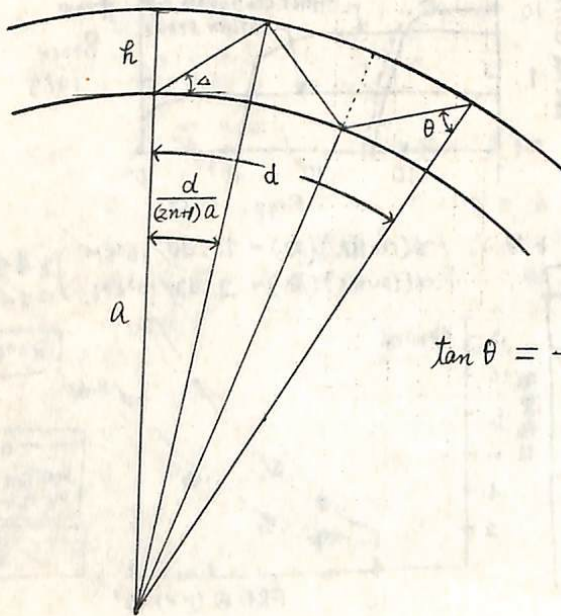
$$E_{\Delta x} = \sqrt{120\pi} S_{\Delta x}^{\frac{1}{2}} = 300 P^{\frac{1}{2}} \frac{\cos \Delta}{x}$$

$$V_i = \frac{N^2 \cos \theta - (N^2 - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}}{N^2 \cos \theta + (N^2 - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}}$$

$$N^2 = 1 - \frac{i\omega r}{\omega}$$

$$\alpha = \left\{ \frac{(2n+1) \sin \frac{d}{(2n+1)a}}{\sin \frac{d}{a}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad ; \text{Convergence coefficient}$$

Shadow region においては、廻折をゆるす様、shadow factor F を近似として用いた。
 更に、whistler wave の電離層入射角の計算を行ない、Brewster angle を考慮して、source からどのくらいの距離で penetration が最も有効になるかを調べた。



$$\tan \theta = \frac{\frac{za}{za+h} \cot \frac{d}{z(2n+1)a}}{1 + \frac{h}{za+h} \cot^2 \frac{d}{z(2n+1)a}}$$

筒井 稔 小川 徹
(京都大学工学部)

HF ドップラーによる電離層の観測は以前から行なってきたが、そのうちの電離層内の電子とイオンの有効再結合係数を求める事は可能であり、その試みは以前にも述べられたが、それはE層における反射点の変動によるドップラー効果を利用して、E層の有効再結合係数を計算したものであった。

今回の場合は特にE層とF層の間の領域についての有効再結合係数の計算を試みたのでここで報告する。

この中間領域の有効再結合係数を計算するには条件が必要である。一つは、太陽フレアに対してE層及びそれ以下が影響を受けない事であり、今一つは、静穏時における中間領域の電子密度が高さ方向に対して一定であるという事である。

今度得られたデータは、この両方の条件を一定満足しているものと考えられるので、中間領域における有効再結合係数を計算する事が出来た。更にF層反射では周波数の異なる2つの電波が受信出来たので、高さによって異なる値をもつという事も考える事が出来る。一方この時の Solar flare の際の Radio Burst は Duration 4 min, Peak $145 \times 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ (3750 MHz について) で比較的単一パルス状であった。得られた結果は次の通りである。

July 7, 1967 0537 UT.

$$\alpha_{\text{eff}} = 4.2 \times 10^{-8} \quad (\text{cm}^3/\text{sec}) \quad \text{for} \quad 10 \text{ MHz}$$

$$\alpha_{\text{eff}} = 6.4 \times 10^{-8} \quad (\text{cm}^3/\text{sec}) \quad \text{for} \quad 15 \text{ MHz}$$

このように、同じF層反射があるのに値が違うのは、伝播距離が15 MHzの方が10 MHzよりも約4倍長かったためで、そのために10 MHzの反射点の方が高いからであった。この事から電離層において高さが増せば、 α_{eff} は相対的に小さくなる事を示している。

今回のデータは、3つの周波数の異なる電波が受信出来たのであるが、このように電離層内の有効再結合係数を電波で測定するためには、同時に多くの異なる周波数の電波を用いて、太陽フレアによる擾乱が電離層のどの部分に影響を及ぼしているかを判定する事によって明らかになる。故に今後このような方式で現象をとらえて、電離層の各高さにおける係数を求める事が期待される。

VLF の位相に与えられた Polar Cap Disturbance

中野敏夫, 石井隆広, 土屋清実 (電研研. 大田)
前倉幸雄, 櫻沢晃 (電研研究所)

Pierce が 1956年2月23日, Rugby-cambridge, Mass. 局の VLF 信号に著しい変化を観測した。これは、極圏 VLF 位相測定は PCA 振出の若干の増大と同日と一致した。このことから日本のように低緯度で、PCA 振出が最大のは北極圏極圏極圏に於て他は等しい。全通路上を流す SFD (Swedish Phase Deviation), APD (Auroral Phase Deviation) と他の因子と、太陽プロトンによる PC D (Polar Cap Disturbance) を区別する必要があり、そのためには安定な電位送信装置が必要である。電研研究所では 1967年5月以降にこの 2チャンネルに於て Rugby (9BR 16.0 KHz), Custer (NAA 17.8 KHz), ALDRA (10.2, 12.3, 13.6 KHz) による観測を行って来たが、そのうちこの 2チャンネルの観測が PCA 振出に成功した。その観測結果は次回に於て、今回は 1967年5月、6月に於て PCA 振出と EMP-F 現象による Ep 210 MeV の増加との比較、1969年6月の PFP 期間中に観測された PCA 振出を記す。

ELF帯-VLF帯空電のSEA現象

佐尾和夫, 山下享子, 棚橋秀伍, 神藤英彦, 太田幸一
名古屋大学 空電研究所

一般に, 太陽面上にフレアが生じると電離層においてはSID(突発性電離層擾乱)が起こる。その結果, 地球と電離層で形成される導波管を見かけ上狭め, その上電離層の実効的な導電率を変化させて電波伝搬に対して種々の異常現象を引き起こす。

この異常現象のうち空電の電界強度に着目して, その急激な増加をさしてSEA(減少の場合にはSDA)と呼んでいる。

先ず, 太陽バースト(ここでは3750MHzのFLUX DENSITYのデータを使う)の大きさとELF帯(100, 170, 260, 400, 570, 800Hzの6周波数)及び5kHzのSEA(SDA)RATEの関係を探った所, これらSEA(SDA)RATEは殆んどバーストの大きさと無関係のようであった。

従って, 図1と図2のように発生時刻別にSEA現象を分類して解析することにした。

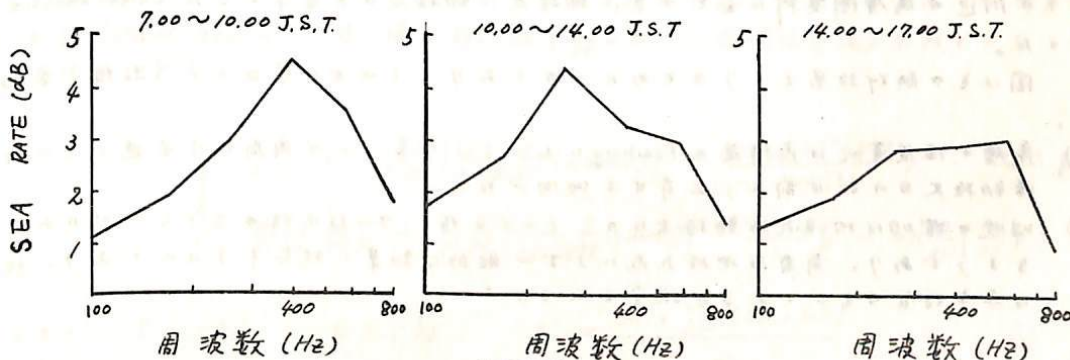


図1

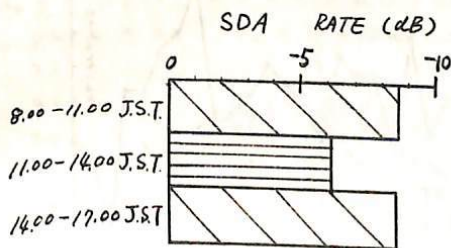


図2 5kHzのSDA RATE

解析にあたっては, 最も簡単な均質電離層模型(5kHz)と層状化電離層模型(ELF帯)及び導波管理論を用いて, SEA現象の考之方を示した。

SEA(SDA) RATE の定義

$$SEA\ RATE = 20 \cdot \log_{10} \frac{E_s}{E_N}$$

Eは電界強度, 流字のNとSは電離層が静穏, 擾乱であることを意味する。

電離層吸収および成層圏昇温 の地磁気嵐との関係

新野賢爾 東村政市
電波研究所

冬季における高緯度地方の成層圏および中間圏の温度が急激に上昇する現象は1952年に発見されて以来一般に成層圏突然昇温 (Stratospheric Sudden Warming) と呼ばれる。高層気象研究者によつて大気の構造を解明するための重要な課題として議論されている。

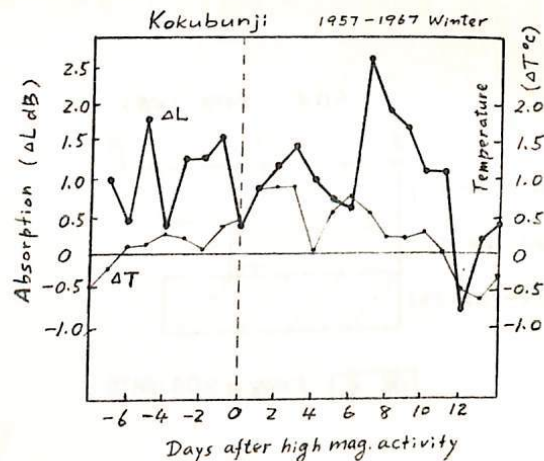
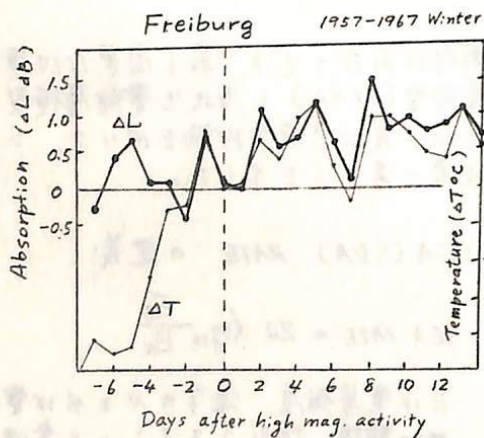
近年この現象が電離層における冬季異常吸収 (Anomalous Winter Absorption) と関連があることが示されたため、にわかには電離圏と成層圏の相互作用の見地から注目と集められているところである。

筆者等はさきに上記両現象の北半球における地域的な発達過程を調べた結果、両現象とも北極Eとリヨク4極子状の類似したパターンであることを指摘した。また、解析した1958年および1963年の大規模の昇温現象がいずれも地磁気嵐に対応していたことから、何等かの機構で両現象とも地磁気活動に関連して発生するのではないかと推定しておいた。

本報告では両現象の地磁気嵐との関連の有無、また関連有りとする場合はどのような経過をたどるか調らへるために、1957年から1967年までの約10年間の国分寺とFreiburgの吸収資料とその附近の成層圏資料をもとづき、地磁気活動極大日を基準としたChree analysisを行なった。

図はその解析結果をとりよとめられたものであり、これから導かれる結論を要約しておく。

- 1) 高層の温度変化は高緯度のFreiburgにおいてより著しいが両局とも共通して地磁気活動極大日の数日前から上昇する傾向がある。
- 2) 吸収の増加は地磁気活動極大日の1~6日後と7~13日後の2グループに分かれるようであり、前者は地磁気嵐による一般的な効果に対応するものであり、後者は冬季特有のものであると推定される。



荒木 徹, 加藤 進

京大工

磁気圏, 電離層内の波動 (主として HM 波) の伝播は 多くの 人々 によって いろいろの 角度 から 論じられて 来た が 二 の 問題 に対する 我々の 理解 は 未だ 不完全 と思われ 子。
 話と 平面波 に 限る ても 磁気圏 境界 付近 と 出発 し 完全 電離層 フォース マチ を 伝播 し て 来る 波動 が 電離層 と 通過 する 際 に どの よう に 途を 変えて 地表 に 達 する か は 必ず し も 明らか には ない。
 その 上 波長 が 長くなる と 媒質 の 境界 の geometry (磁力線 の 曲り や 地球 が 球 である こと 等) と 無視 し 得 なく なる。 例 えば 地表 - 電離層 間の wave-guide と 伝播 する VLF 電波 の 特性 は 地球 と 電離層 と と 球 と みまが 平面 と みまが で 大きく 異なる こと が わかっ て いる が 二 の 類指 から すれば P₁ の 電離層 内 ダクト 伝播 等 に対して も 平面 電離層 と 考え ざる べから ず 不 充分 だ といふ こと に なる。 以上 の 観点 から ① 媒質 の 不均一 を できる だけ 現実 の 形 に 近い 形 で みる こと ② 境界 や 媒質 の geometry, 特に 地球 の 球面 性 を 考慮 する こと ③ 二つ に 主眼 と 置いて 問題 を 展開 した い。

上層大気中での波動伝播の

二 の 問題 の 定式化 の 一例 を 以下 に 示す。 3つの conductivity ($\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2$) で 特徴 づけ られる 部分 電離層 フォース マチ を 考え 球座標 での 波動 方程式 を 導く。 簡単 の ため ① 媒質 は cold, ② 外部 磁場 は radial, ③ 場 は 軸対称 ($\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$), ④ 変位 電流 が 無視 できると 仮定 し 時間 変化 を $e^{-i\omega t}$ と すると

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (E \sin \theta) \right\} + \frac{4\pi i \omega (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)}{c \alpha_1^2} E - \frac{i \omega \alpha_2}{c \alpha_1} b = 0 \\ \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\alpha_1} \frac{\partial b}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \frac{1}{\alpha_0 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (b \sin \theta) \right\} + \frac{4\pi i \omega}{c} b - 4\pi \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} E \right) = 0 \end{aligned} \right.$$

$$= = z: \quad E = r E_\theta, \quad b = r b_\theta, \quad \alpha_1 = \frac{\alpha_1 + \frac{i B_0^2}{E \omega} (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)}{\Delta}, \quad \alpha_2 = \frac{\alpha_2}{\Delta}$$

$$\Delta = 1 - \frac{2i \alpha_1 B_0^2}{\rho_0 \omega} - \frac{B_0^4 (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)}{\rho_0 \omega^2} \text{ である。}$$

$\alpha_0 = 0$ ならば 上の 2式 の 最後 の 項 が 0 と なり poloidal な 場 と toroidal な 場 と が 独立 に 定め られる。 $\alpha_2 \neq 0$ の 時は 2式 は couple (と 簡単 に 変数 分離 が でき ない)。 二 = z

$$\frac{d}{d\theta} \left\{ \frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} (f \sin \theta) \right\} + \lambda f = 0$$

二 対する 固有値 問題 を 解き 固有 函数 展開 の 適当 な 数 の 項 と として 数値 積分 の (やり) 形 に する こと になる。

多成分磁化プラズマ中の電波伝搬

早川正士 大津仁助 岩井章
名古屋大学 空電研究所

低域外気圏 (500 km ~ 5000 km 高度) は多種イオンを含有することから種々の興味ある波の分散を期待できる。特に今回はイオンの影響が最も顕著に現われる $0 \sim 150$ Hz の周波数領域を取り上げ、右廻り、左廻り、異常波など伝搬方向とパラメータとして群速度の周波数特性や波の分散の種類を示す。同時にある高度における各種モードの特性ある周波数の分類される各周波数領域ごとに波の磁場による捕捉、即ち波のエネルギーの磁場方向よりなされる、も含めて議論する。

鎌田 哲夫

名古屋大学空電研究所

ここで報告するのは、電高層プラズマ内で、VLF領域に存在する電波雑音の性質を調査する目的でみとめられたロケットK-9M-26号機に搭載する観測機器のスペースシェンバー実験の際観測されたVLF波初らしい現象を論ずるものである。参考迄に観測機器の概要を述べると、300Hz~15kHz領域の広帯域受信機、5~15kHzのNoiseスペクトル分析受信機、740Hz及び3.5kHzでのNoise強度受信機で、センサーとしてWhip, Loop, 球アンテナを用いている。この実験では、三種のセンサーをシェンバー内に入れ、機器相互の干渉の有無、センサーによるプラズマNoise受信の相違の有無、プラズマ内のVLF電波の受信等につき、真空中及びプラズマ中で、磁場の有無によりNoiseの出力波形、強度等の変化を検出可能であるか否かをしらべ、検出された出力についての資料が今後の電高層プラズマ内での受信資料解析の役に立つ資料となりうることを期待して行ったものである。

測定結果は相当地大なるものであり、現段階では大部分が未整理であるが、ここでは現象的に見て興味ある点を述べたいと思う。使用した際のスペースシェンバーの状態は下記の如きものである。

Space Chamberの状態:	a. Back Pressure	10^{-6} Torr.
	b. 電子密度	$5 \times 10^5, 1 \times 10^6, 6.5 \times 10^6$ cm^{-3}
	c. 電子温度	3×10^3 °K
	d. 封入ガス	He
	e. 真空度	1×10^{-4} Torr.
	f. 磁場	0~20 Gauss

主な現象としては、

1. 300Hz~15kHzでのプラズマNoiseは割合に大きい。
2. 磁場を変化させることによりこのプラズマNoiseはランダム性を失いつて周期性らしいものを示すパターンを生ずる。
3. 或る電子密度のプラズマが急激に状態が変る場合に、この周波数帯で初らしいもの、VLFエミッションのようなものを発生する。

上記の現象を学会席上で披露する。これらの現象がある状態の下に作り出せるという事実は今後のこの方面の研究に大いに役立つものと考えられ、かゝる現象が全く偶然に見えたとしこの実験の大きな成果の一つと考えている。今後はプラズマの基礎層を出来る限り正確に測定して、この現象の解明に努めてゆきたい。終りに本実験の便宜を毎之れ下さった宇宙研の平尾、大林、伊原の各先生方並びに実験に際して強力な援助を下さりなかつた江底助手、小島、渡辺各技官に厚く感謝いたします。

K-9M-26号機によるVLF電波観測結果

早川正士 大津仁助 岩井章
名古屋大学 空電研究所

K-9M-26号機は今夏8月24日17時03分にKSCより打ち上げられた雑音電波受信専用機である。受信空中線は電界にセンシティブか、磁界にセンシティブかにより、ピックアップする雑音の性質が異なるので、前者に対してはホイップアンテナ及び球アンテナと、後者に対してはループアンテナを使用した。またロケットボラーの影響を避けるために親子ロケット方式が新たに採用され、子ロケットに広帯域の雑音受信機をのせ、適当な時期に本体より切り離す。今回の報告は主として親子ロケットの広帯域出力をソーナグラムにかけた結果、季節的には夏であったにもかかわらずかなりのwhistlersが観測された。これらの分散の異なる分布を示す。またその他に地上空電から発するshort-fractional whistlersがかなりの数受信された。これに付しても言及する予定がある。

麻生武彦・深尾昌一郎・加藤道

京大工

1969年1月9日16時40分に打上げられたK-8-15ロケットにより、gyroplasma probeを用いた電子密度の測定が行われた。上昇時の測定では、高さについて波長の電子密度分布が得られたが、下降時の測定ではこの様な傾向はみられなかった。この上昇時に得られた分布の波長は約20 kmで、極大値は極小値の2倍位であった。

以上の波長構造は重力波による擾乱であるとして、必要は重力波の特性(周期・振幅等)を明らかにしようというものが本研究の問題である。方法は重力波の分散式から (ω, k) の関係をもとに電子の連続方程式を数値的に解いて、刻々の電子密度分布を求めて中こうとするものである。直流電界と(長周期の)風は高さについて一定であると仮定して行くとする。過渡的状況、電子密度の擾乱の発達過程等も明らかにすることで興味深い。これは著者の一人(加藤)とC. A. Reedy氏の研究を訂正、発展せしめたものである。直流電界の影響についても重要な数値実験である。

K-9M-26観測ロケットによる電波雑音観測結果

鎌田 哲夫、 岩井 章、 早川 正士
名古屋大学空電研究所 全石 全石

K-9M-26号機は、電荷局内における電波雑音受信の専用機であり、之迄に個々に行なつて来た観測結果の疑問点を解決し、電荷局内の電波雑音の性質を総合的に調査することを目的としている。そのため特に下記のものに着目して機体の構成を行つた。即ち

1. 受信空中線が電界にセンシティブか、磁界にセンシティブかによりロケットが受ける雑音の性質が異なるので、夫々に適したセンサを設けて受信する。
2. ロケットボデーが電荷局プラズマを擾乱することの影響並びにボデーが人工雑音源と考えられる効果を調らるため、親子ロケット方式を採用して、親子で同帯域周波数帯を同時に観測して出力を比較する。
3. 電荷局プラズマ内では、受信空中線の電氣的特性が大きく変わるので、測空周波数帯での空中線インピーダンスを同時に測定する。

この結果、電波雑音に対して、雑音のパターン、電界強度、磁界強度等につき可成り豊富な資料がえられることを期待した。参照までに測定項目を列記すると、

1. 300Hz ~ 15 KHz の Noise. 2. 5 KHz ~ 15 KHz の Noise Spectra. 3. 740 Hz 並びに 3.5 KHz の Noise 強度. 4. 740 Hz 並びに 3.5 KHz における Whip アンテナインピーダンスである。

このロケットは昭和44年8月24日17時03分JSTに内之浦の東大宇宙空間観測所より上下角49°で打上げられすべての観測が成功裡に行なわれ、ロケットは最高到達高度341 kmに達しました。測定結果は極めて満足すべきものがえられました。現在は未整理の部分が多いのであるが、速報的に報告しようとする学会で報告する。

報告する主なものは、

1. 電荷局内で受信されたホイッスラーについて……これは long, short whistler をとりまぜて約40例受信された。
2. 電荷局内で受信された Whistler Mode Atmospheric について……これは特に高度による状態の変化が見事に受信された。
3. 740 Hz と 3.5 KHz とにおける Whip Antenna のインピーダンスの高度変化について……かかる VLF 帯における測定は世界でも初めてであらうと思はれる。

ヘクト・デカメートル波帯 太陽電波の P F P 強化 観測結果

柳倉幸雄・西崎良・田尾一孝 (電波研究所)

山下不二夫・磯崎進・水戸部温 (電波研・平磯)

人工衛星 Alouette 2 のトランスパンドサウンディング用受信機の A 帯 C 帯に上記
録音機をとりこみ地上観測不可能な 0.2 ~ 10 MHz の電波雑音, 太陽電波バーストの測定不
可能なことを前回示した。太陽電波バーストは 30 MHz, 50 MHz のリニアスキャン
定歩進をとりこみ, 両者を比較するにこみよりダイナミックレンジを広くする。

1969年5月1日~7月31日に行われた P F P 観測期間にはヘクト・デ
カメートル波帯太陽電波の情報は重要であることと、これをより正確に記録して、
とくに自本が置向と向きを変えて観測し、Alouette 2 とリニアスキャン強化観測を行っ
た。観測された五種、六種のバーストを捉えることはできなかったが、いくつかの
六種バーストを観測した。観測によればヘクトメートル波帯バーストとデカメ
ートル波帯の電圧は必ずしも同様に交差せず、同感電圧率は 33% であった。またヘクト
メートル波帯バーストと Flux の相関率は 44% であった。

観測日時	観測種別	観測電圧 (V)	Flux (W/m ²)	相関率 (%)
1969.5.1	六種	0.5	0.15	33
1969.5.15	六種	0.8	0.25	33
1969.6.1	六種	1.2	0.4	33
1969.6.15	六種	1.5	0.5	33
1969.7.1	六種	2.0	0.7	33
1969.7.15	六種	2.5	0.9	33
1969.7.31	六種	3.0	1.1	33

十市 勉

東京大学理学部地球物理学教室

I. Introduction

太陽風が超音速で Expand しているため、無衝突プラズマは、Thermal Nonequilibrium の状態にあると考えられる。実際に観測によると平均的には、 $T_p'' \approx 2 T_p^{\perp}$, $T_e \leq 1.2 T_e^{\perp}$, $T_e = (3 \sim 4) T_p$, $T_{\alpha} = 4 T_p$; であることが分っている。しかし、これらの熱平衡からのずれは、粒子-粒子相互作用即ち、クーロン相互作用のみを考慮して、二流体太陽風モデル (Hartle and Sturrock) から期待される値よりも小さ過ぎる。このことは、太陽風中では強い波-粒子相互作用が存在していることを示している。プロトンの温度異方性については、イオン・サイクロトロン不安定性が有力であると考えられている。(Kennel et al, Watanabe) 又、二流体モデルから計算された値 $T_e/T_p \approx \sim 50$ を観測値に近づけるために、何らかのプラズマ波動がプロトン加熱に有効に働いていると考えられ、今迄、いくつかの考えが出されてきた。下の表は、それらの考えを、プラズマ波動のエネルギー源と波のモードで分類したものである。

II. プロトン加熱或いは、 T_e と T_p の relaxation についての考え方

	エネルギー プラズマ 波動源	太陽から 波動伝播	太陽風中で波動発生	
			Plasma beam or Plasma stream	Electron beam or 電子の熱エネルギー
Magnetic Wave (プロトン加熱)	Alfven Wave	damp (ない)	Kelvin-Helmholtz insta. (Coleman)	×
	Fast Magnetosonic Wave	$f > 10^{-5}$ は damp する。(Barnes)	Compressional insta. (Jokipii)	×
Electrostatic Wave (T_e と T_p の relaxation)	Slow mode Ion Acoustic Wave	Coronal Heating (D'Angelo)	ion-ion coupling ③	Beam insta. (Fredricks) electron-ion coupling

III. Plasma beam or Plasma stream によるプロトン加熱について。

太陽風の速度は、観測から分っているように、時間的に大きな変化を示す。実際セクター構造内でも $100 \sim 150$ km/s の速度変化がある。ある時は、もっと急激な変化を示す。その為、太陽風が地球周辺に到達する途中で、slow stream と fast stream の間で衝突が起ると考えられる。(Jokipii) その時、Alfven Wave や fast magnetosonic wave と同時に、 $T_e/T_p \gg 1$ であるからイオン音波も励起されると考えられる。Plasma beam 系に於ける hot plasma の分散式を graphically に解くことにより、イオン音波が励起される条件を求め、それが、プラズマ加熱に効くことを述べる。

電子温度異方性の太陽風中波動に及ぼす効果

渡辺茂昭
東北大理

太陽風中の波のふるまいをみる。

前回まではR-Waveの特性について述べたが、今回はL-Waveの特性も報告する。R-Waveに関しては、電子温度異方性によって著しい分散関係の特異性が出てきたので解析してみる。Fig A によれば、 k の増大にしたがってR-Wave (右回転)が左回転に変わる。

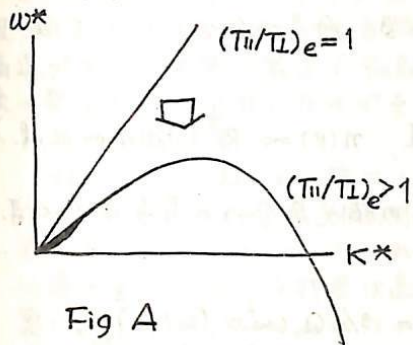


Fig A

この時図の山形の分散曲線の左では群速度、位相速度、波数ベクトル k が同方向であるが、左では異っている。

又、プロトンの異方性等によって小さくなり、 ω^* が小さい時、位相速度は V_A よりもはるかに小さくなる。これらの事より、Fig Aの形をSolar Wind中の波動伝播の際とするとすれば、Solar Windの系でみれば、 ω^* curve はFig Bに示されるようになるであろう。

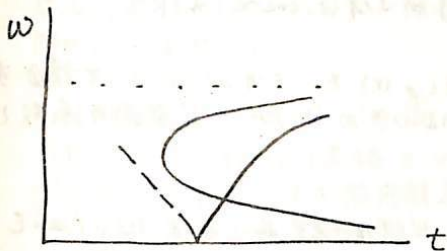


Fig B

尚 $(T_{\perp}/T_{\parallel})_e \approx 1.4$ のものが実験されているが、この程度で十分山形になりえる。

- $(T_{\perp}/T_{\parallel})_{\text{proton}} > 1$ の効果 Fig C
 ω は ω_p (プロトンのプラズマ周波数) で、 k は $\beta_{\perp L}$ (イオンラーマ半径) で dimensionless k としているので ω^*/k^* は 熱速度の \perp 成分 (a_{\perp}) に対しての位速度箱

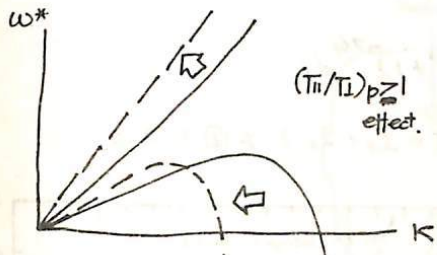


Fig C

を示す、この限りでは $(T_{\perp}/T_{\parallel})_p$ 効果は a_{\perp} に関して増大の方向であるが、 a_{\parallel} に関しては減少の効果である。又、 V_A よりも小さくする (ω^* 小で)

- β_p の効果 Fig D

β_p が増すと、一般に ω^*/k^* は減少する。

以上は $n=+1$ つまり R-Wave についてであるが、 $n=-1$ は学会の席にて。

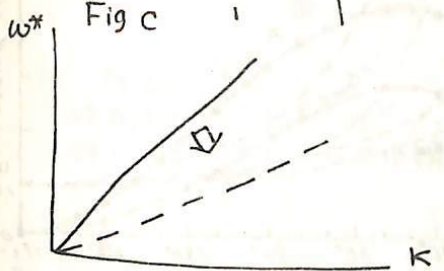


Fig D β_p effect.

66. 惑星間グローの偏光 (Ly- α の場合)

等松 隆夫
東 大理

次の二つの基本的仮定のもとでの Ly- α (S-P 遷移) 惑星間グローの偏光の計算をした。

- (1) 太陽紫外線は偏光していない。また惑星間ガスは充分稀薄であり、太陽光束は太陽中心距離 R の二乗に反比例する。
- (2) 惑星間ガスは太陽を中心として球対称分布をしている。分布の仕方についてはつぎの二つの場合を考える:

Case I, $n(r) = \text{一定}$ (一様分布); Case II, $n(r) \propto R^{-\frac{1}{2}}$ (Patterson et al.).

第1図において太陽離角 ϵ , 距離 Y における P 点からの偏光成分への寄与は Case I, II の場合について夫々

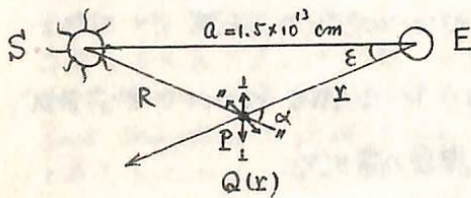
$$\begin{aligned} \text{Case I, } Q_{\perp}(Y) &= 3/4 Q_0 (a/R)^2, & Q_{\parallel}(Y) &= 3/4 Q_0 \cos^2 \alpha (a/R)^2 \\ \text{Case II, } Q_{\perp}(Y) &= 3/4 Q_0 (a/R)^{3/2}, & Q_{\parallel}(Y) &= 3/4 Q_0 \cos^2 \alpha (a/R)^{3/2}, \end{aligned}$$

ここに Q_0 は 1 A.U. における共鳴散乱函数である。 $Q_{\perp, \parallel}(r)$ を Y 方向について積分することによって偏光強度を計算することができる。結果はつぎのように太陽離角の函数として表現される。

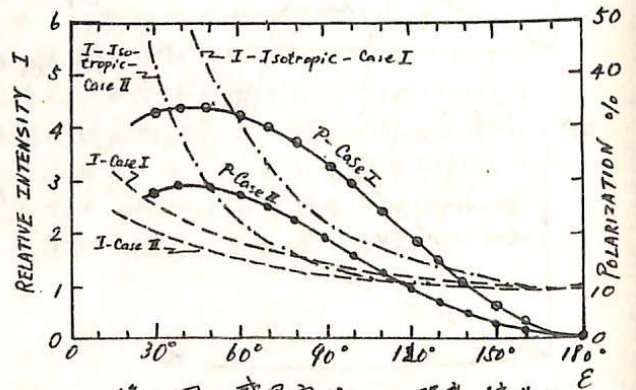
$$\begin{aligned} \text{Case I, } 4\pi I_{\perp} &= 3/4 (\pi - \epsilon) Q_0 a / \sin \epsilon, & 4\pi I_{\parallel} &= 3/8 (\pi - \epsilon - \sin \epsilon \cos \epsilon) Q_0 a / \sin \epsilon, \\ \text{Case II, } 4\pi I_{\perp} &= 3/4 Q_0 a g(\epsilon) / \sin^{\frac{1}{2}} \epsilon, & 4\pi I_{\parallel} &= 3/4 Q_0 a (g(\epsilon) - f(\epsilon)) / \sin^{\frac{1}{2}} \epsilon, \end{aligned}$$

$$g(\epsilon) = \int_{-\cot \epsilon}^{\infty} (x^2 + 1)^{-3/4} dx; \quad f(\epsilon) = \int_{-\cot \epsilon}^{\infty} (x^2 + 1)^{-7/4} dx.$$

第2図に偏光度 ($P = |I_{\parallel} - I_{\perp}| / (I_{\parallel} + I_{\perp})$) と強度 ($I = I_{\parallel} + I_{\perp}$) を図示する。



第1図 惑星間空間の Geometry



第2図 惑星間グローの強度、偏光の太陽離角分布

Solar Wind Simulator による高速プラズマ流の発生

伊藤篤造, 斎野信義*, 久保治也, 小嶋 学, 山田弘普
東大宇宙研, *郵政省電波研

現在東大宇宙研に設置されている Space Chamber は主に電離層プラズマの simulator として $N_e = 10^4 \sim 10^6 / \text{cm}^3$, $T_e = 1000 \sim 5000^\circ \text{K}$ の低温低密度プラズマ観測器の基礎研究, 試験, およびプラズマ波の伝播に関する共同研究に使用されている。

しかし近い将来ロケット, 行星による科学観測の進展に伴ない, 磁気圏プラズマ, 太陽風プラズマの simulator も当然必要となってくると考えられるので, Space Chamber 用高速プラズマ流発生装置 (Solar Wind Simulator) を試作し, 先づプロトンプラズマ流の発生実験を行なったのでその結果を報告する。

1. プラズマ源

space chamber の一端に 10 吋のフランジを用いてパイロックスガラス管を装置着し, 約 13 MHz, 400 W の高周波により水素ガスを放電させ, H^+ , H^+ , 電子よりなるプラズマを作る。このプラズマから正イオンのみを引き出し, 次段の Bennett 型質量分析器中に導入する。この分析器は直径 15 cm の円筒型で, 印加周波数は約 7 MHz である。分析器によりプロトンのみになったイオン流を所要のエネルギー (100 eV ~ 10 keV) に加速し, 最後にタングステン陰極から発生した電子で中和してプラズマ流として Chamber 内に流入させる。

2. 計測器

計測器としてはプラズマ流の断面における flux の分布を測定するための小型 Retarding Potential Analyser (直径 2 cm), エネルギー分布測定用の大型 R. P. A. (直径 8 cm), プラズマ流中のイオン組成測定用の小型四電極 Mass Filter, およびバックグラウンドプラズマ密度, 温度測定用の Langmuir Probe を用いた。

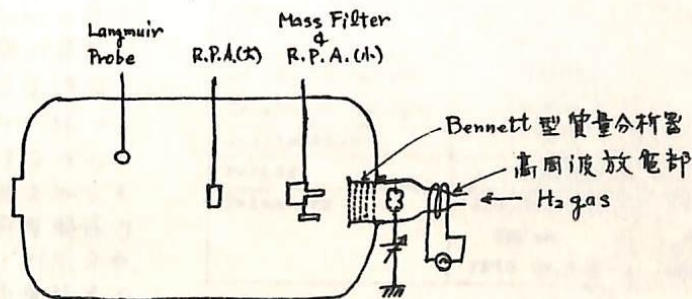


図 1. プラズマ源および計測器配置図

3. 結果

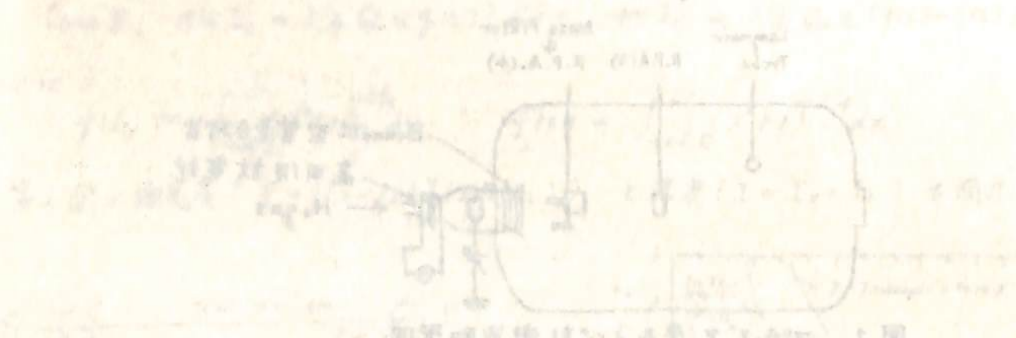
現在までに $10^8 \sim 10^{10} / \text{cm}^2 \cdot \text{sec}$ 程度の plasma flux が得られている。詳しいデータについては講演の際に述べる。

又保 治也 河島 信樹 伊藤 富造
東大宇宙研

Comet は磁場中の中性ガスとプラズマ流の相互作用として、プラズマ物理学で非常に興味ある対象であるという事が最近の観測から明らかになった。

Type-I Comet は中心にある固体の炭酸ガスの核と、それをとりまく中性の炭酸ガスから成っていると考えられている。太陽風が、この中性の炭酸ガス cloud と相互作用をし、それを電離し、加速して、Type-I comet の電離した尾を形成する。

Comet に関連する現象で、興味ある内題の一つは、太陽風の中のプロトンによる炭酸ガスの電離の割合であり、今一つの内題は comet の ionized tail の構造である。通常それは単純な尾ではなく、二本のフィラメントから成る ray structure を示す。同軸型プラズマ銃からのプラズマを用いた comet tail に関する実験結果を報告する。



太陽X線観測衛星のリアルタイムテレメトリーについて

鷹尾和昭

京都大学工学部

京都大学宇治分校において1965年秋以来、人工衛星のリアルタイムテレメトリーによる太陽放射線の観測が行われてきているが、その受信・解析システムおよび観測上の諸問題につき全般的に論ずる。対象とした衛星は米国NRLのSOLRADシリーズに属するもので、その概要は表の通りである。

受信の手順はまずNASAより送付された軌道要素に基づき軌道予測計算を行ない、受信局における衛星通過時刻と方向を求め、一方その時刻における上空の日照状態から衛星が太陽放射にさらされているかを判断し、観測の実施を決定する。受信にはサノ回に示す構成の装置を用いる。ここにアンテナの切換は偏波ダイバーシティのためには必要である。データはアナログの形式で出力されるため、現在のところは人手によって読取られ、カードにパンチされたものを電子計算機にかけて、較正、補正、換算などの処理が加えられる。データ解析に当っては、観測時の衛星の位置の情報を必要とする場合があるので、on-siteの追跡装置を別に備えてある。

次にSOLRADシリーズの衛星に関する問題点を述べる。リアルタイム方式の長所としては非常に速い変化を伴う現象の詳細な観測に適している。反面、一個所における受信時間が高々15分程度に限られるため、太陽バーストを捕捉する確率が低く、また捕えてもその全貌を明らかにするにはやむを得ず時間が不足である。この欠点は受信局を増加し全世界的に網を張れば解決するが、現在のところ利用率は甚だ低い。やはり高度を上げて、たとえは静止衛星として常時観測を可能にするのが望ましい。衛星に搭載された放射線測定器(photometer)についてもいろいろ問題がある。

photometerの波長特性がかなりbroadであるため、観測値からX線fluxの量を算出するための換算係数が単純に決定できず、種々の仮定を伴うという難点がある。また太陽フレアのメカニズムを解析するためには、X線源の位置、構造を知りたいが、現在の測定器の角度解像力は半値中が1.5~2.0°と到底不十分である。波長および角度解像力が高くなると、衛星が地球の影に出入りする際のいわゆるoccultationの測定精度が上がると思われるので、強く望まれることである。

	SOLRAD 8 Explorer 30 1965-93A	SOLRAD 9 Explorer 37 1968-17A
Life	Nov. 1965~ Nov. 1967	Mar. 1968~ to date
Height of Apogee	900 km	880 km
Height of Perigee	690 km	520 km
Inclination	60°	59°
Period	101 min	99 min
Telemetry	136.530 MHz FM/AM IRIG Ch. 3~9	136.530 MHz FM/AM IRIG Ch. 3~9

表1 太陽X線観測衛星の諸元

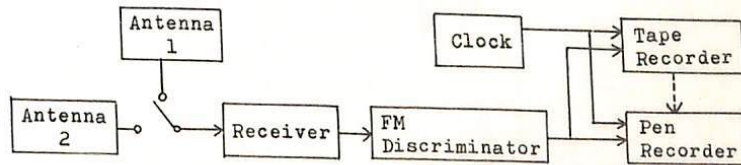


図1 テレメータ受信システム

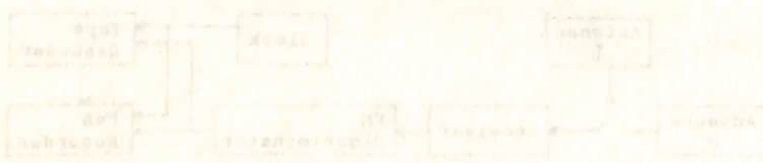
前次刊 (東大理) ・ 西田篤弘 (東大宇宙研)

太陽から磁気圏へのエネルギー流入の機構を検討する際に、太陽風の状態変動に対する地球磁場のレスポンスは有力な情報源である。

この方法によって、太陽風の二つのパラメーター、即ち動圧 P_s と磁場の南北成分 B_z が磁気圏に主要な影響を与えることが認められている。即ち、 P_s の変動は Sudden Impulse を生じさせ、 B_z の変動は DP と相関を示すが、特に DP 2 型変動と peak-to-peak の対応を示すことが報告されている。しかし、これらの結果は、 P_s 又は B_z のいずれか一方のみと地磁気資料の比較によって得られたもので、 P_s と B_z 双方の同時観測資料を用いて P_s と B_z の変動の影響を比較検討することは、これまで行われていなかった。

ここでは、AIIMP-D 及び E (Explorer 33 及び 35) による惑星間空間磁場 (M. F. Ness による) とプロクスマ (J. H. Binsack による) の同時観測資料を用いて、 P_s と B_z の変動が及ぼす効果を比較した。その結果、 P_s 変動と SI の相関、及び B_z 変動と DP 2 型の相関を確認した。DP 2 型変動が世界的に同じ位相で出現するのに対し、SI の形状は緯度や地方時によって異なり、特に P_s 変動との相関は中、低緯度では高いが極冠内では極めて低い。このことは、 B_z 変動によって生じる電場変動が磁気圏全体に及ぼすのに対し、 P_s 変動による圧縮、膨張の直接の影響は中、低緯度のみに関与していることを示している。

観測項目	観測機	観測期間
太陽風動圧 P_s <td>AIIMP-D <td>1965年10月 - 1966年10月</td> </td>	AIIMP-D <td>1965年10月 - 1966年10月</td>	1965年10月 - 1966年10月
太陽風動圧 P_s <td>AIIMP-E <td>1965年10月 - 1966年10月</td> </td>	AIIMP-E <td>1965年10月 - 1966年10月</td>	1965年10月 - 1966年10月
太陽風磁場南北成分 B_z <td>AIIMP-D <td>1965年10月 - 1966年10月</td> </td>	AIIMP-D <td>1965年10月 - 1966年10月</td>	1965年10月 - 1966年10月
太陽風磁場南北成分 B_z <td>AIIMP-E <td>1965年10月 - 1966年10月</td> </td>	AIIMP-E <td>1965年10月 - 1966年10月</td>	1965年10月 - 1966年10月
惑星間空間磁場 <td>M. F. Ness <td>1965年10月 - 1966年10月</td> </td>	M. F. Ness <td>1965年10月 - 1966年10月</td>	1965年10月 - 1966年10月
プロクスマ <td>J. H. Binsack <td>1965年10月 - 1966年10月</td> </td>	J. H. Binsack <td>1965年10月 - 1966年10月</td>	1965年10月 - 1966年10月



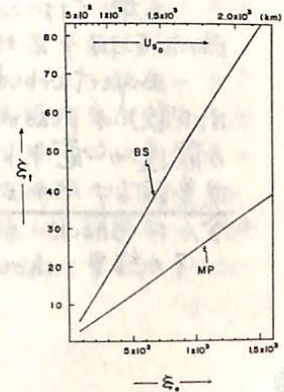
71. 太陽風電磁流体衝撃波の磁気圏近傍及び内部での減衰

奥沢隆志 (電通大)

太陽爆発に伴って放出される衝撃波は地球近辺の空間にある earth's bow shock front 及び magnetopause を通過するに際しては減衰を受ける。磁場は直角に伝わる plane shock model に基づき、この二つの不連続面を通過した時における衝撃波 (adiabatic exponent $\gamma = 2$) の shock intensity の変化を先ず計算する。入射・反射・透過衝撃波及び相互作用後に残された不連続面について、夫々 Rankine-Hugoniot 関係式を立て、連立して解くことになる。表 1 図にこの結果を示す。BS, MP は夫々 bow shock front 及び magnetopause を通過した時の shock intensity ξ_t を初期入射波の shock intensity ξ_0 (及び太陽風に相対的な shock speed U_{s0}) の函数として示す。例えば $\xi_0 = 6.48 \times 10^2$ の衝撃波が bow shock front を通過して先ず $\xi_t = 4.51$ に落ち、次いで magnetopause を通過して $\xi_t = 1.88$ になることを示す。

表 1 は表 1 図中のものを抜き出した例示である。表中最左端の列は夫々上から 9, 8, 7, 6 RE での Mead 型地球磁場の磁気圧を平衡点である 10 RE にかけたとき等しい shock intensity を表す。plasmopause の存在を考慮して、Mead の磁場 (sun-earth line 上 10 RE で太陽風圧と平衡の場合) H , 粒子数密度 $n \propto (\text{地球距離})^{-3}$ 及び温度 $T \propto (\text{地球距離})^2$ と仮定したとき、引き続き期待される磁気圏の内部を伝播するに際して受ける減衰の模範は表 2 図に示される。計算は Chisnell-Whitham の方法に拠る。(表 2 図中の ξ_0 は magnetopause の直ぐ内側での shock intensity である)。尚、準拠したデータはまとめる

表 1 図



平常の太陽風に際して { 速度 = 3×10^7 cm/s.
磁場の強さ = 5×10^5 gauss
粒子数密度 = 5 /c.c.
温度 = 10^5 K

従って Bow shock については shock intensity = 29.4, Mach Number = 4.72, compression ratio = 2.75 となる。

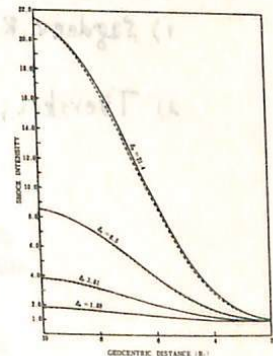
磁気圏 (10 RE 内) { 磁場の強さ = 7.76×10^4 gauss
粒子数密度 = 80 /c.c.
温度 = 10^4 K

Table 1

ξ_0	ξ_t		U_{s0} (km/s.)
	Across the magnetopause	Across the bow shock front	
1.88	4.51	6.48×10^2	4.41×10^2
3.81	8.62	1.37×10^3	6.42×10^2
8.50	19.2	3.28×10^3	9.96×10^2
21.4	48.9	8.77×10^3	1.63×10^3

表 2 図

大林が指摘しているように近年の実測による太陽風衝撃波の速度は意外に小さく、 U_{s0} は 1,000 km/s. 以下であるらしい。従って表 1 図、表 2 図を併せ参照すると ~5 RE 付近にある plasmopause に到達する以前に plausible な shock は weak (Mach Number < 2) になる可能性が強い。因みに $\xi_0 = 4$ は Mach Number ≤ 1.8 になる。取って平面波定常 shock モデルを取り上げたのは無限遠からのエネルギー供給を受け減衰し難いモデルだからである。更に magnetosheath での減衰を考慮すれば現実の shock の減衰の度合いは更に大きいであろう。



奥沢隆志 (電通大)

Collisionless shock wave に関して、この十数年来幾多の理論的解析と二・三の実験的研究が行なわれてきたことは衆知の事実である。これらの成果を目前にしてしばしば戸惑うのは、その考え方の多様さと時には互いに矛盾する意見及び結果の交叉することである。だが極く大雑把に区分けると Laminar theory と turbulent theory となる。これまで fluid-like な記述が破綻を来す場合については不幸にして十分わかっていない。結果として理論はどれも弱い衝撃波の取扱いに限定されてしまう。言いかえると effective な friction force 及び発生した熱が時空的にその場所に限定される (Laminar theory), 又 "turbulence" は種々の波数を持った平面波の集合からなる (turbulent theory) といった制約が付く。

本稿ではこの内 Laminar theory に準拠し、上記の制約下にある α は変りない場合を扱う。

unperturbed では cold ではあるが Ω_e (電子のシヤイロ周波数) $\ll \pi c$ (電子のプラズマ周波数) の plasma 媒質中を均一磁場に直角に伝わる弱い衝撃波を取り上げる。その散逸が電子ドリフト流 (波面に平行) に依る「= 流性不安定」に基因すると考え、現象論的パラメータとしてその電子流速と局所的な電子音波速との比 ($= \alpha$) を念のため shock solution を摂動法で求める。

その結果 shock の厚さ L_s は

$$L_s \approx 2 \sqrt{\frac{\alpha^2 + 1}{\alpha^2}} \left(M_A \sqrt{M_A^2 - 1} \right) (c/\pi c_e)$$

但し $M_A = \text{Alfvén Mach Number}$, c は光速。

$\alpha < 1$ の時には = 流性不安定自身が起きない α が知られており、極端な場合 $\alpha \rightarrow 0$ では $L_s \rightarrow \infty$ となり self consistent である。Sagdeev¹⁾ は同様なモデルを取扱っているが電子の熱化から結果される電子の圧力項を省略している。これは上記の場合、形式的に $\alpha \rightarrow \infty$ に対応し $L_s \approx 2 M_A \sqrt{M_A^2 - 1} (c/\pi c_e)$ となる。エネルギー的に平衡状態にある場合 $\alpha \approx 1$ であるが、Tverskoi²⁾ の扱いは、ちょうどこの場合に相当する。時間があれば、turbulent theory のつたがりについても述べる。

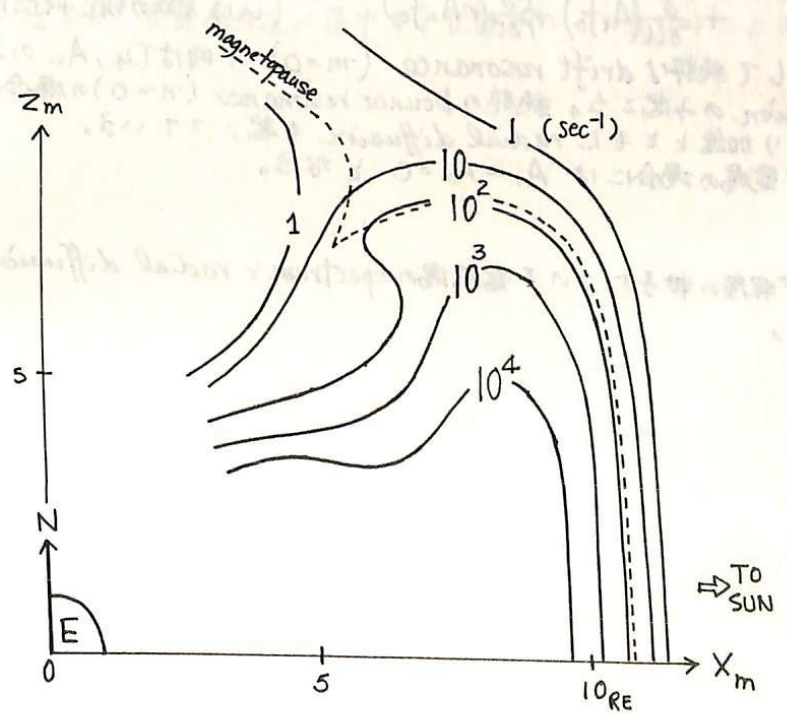
References

- 1) Sagdeev, R. Z: Soviet Phys. Tech. Phys. 6, 867 (1962)
- 2) Tverskoi, B. A: Soviet Phys. JETP, 19, 1118 (1964)

村山 喬
石大理

放射線帯内の粒子強度分布、特に昼側高緯度の部分の構造はまことに充分に正確には知られていない。これは現在までに放射線帯の研究に用いられて来た人工衛星の軌道が低緯度に限られていたのが一因である。Imp-3 は Imp 系の人工衛星中では地球付近で比較的高緯度の軌道を持つので、この衛星にのせられたシカゴ大学 Simpson group の粒子検出器によって得られたデータを基にして、放射線帯の形状を昼側の磁気圏境界の形状と関連させて調べた。この検出器は陽子、電子等を感じるが、この扱うデータの範囲では計数の殆ど全部が電子 (≧ 230 keV) であると考えられる。但しこの 230 keV という数値には多少ある程度の不確かさがある。磁気圏境界の通過は Ness 等の磁場の測定結果によって推定した。

解析は軌道をいくつかの異なる geomagnetic local time 帯に分けて行なった。今回は磁気圏境界が $12^h \pm 1.5^h$ の範囲内に通過した軌道のみについての結果を報告する。この条件を満たす軌道の中 solar proton によって解析不可能のものを除いて 25 軌道の中から更に磁気圏境界通過の位置が平均的位置より異常に離れたものを、磁気圏境界附近の放射線強度が異常に大きいもの (Kp の値に大きくとらわれる) 計 5 軌道を除いた 20 軌道のデータによって概略の粒子強度分布を作った。この 20 軌道による測定時期は Aug. ~ Nov. 1965 及び Jun 1966 - Jan 1967 の二時期に亘り、得られた強度分布は短かい期間内の一時的なものではない。結果は下図に示すように従来の推定とはかなり大きく異なっている。このように粒子分布がみられた原因等について考察する。



Diffusion of high-energy particles in the magnetosphere

石原文実
東大理

玉尾 孜

1) resonance condition

磁気能率 μ が保存する場合 ($\omega \ll \omega_c$ のとき), 粒子の radial diffusion, 磁場方向の速度の加速には, ゆらぎの電磁場が角周波数 $\omega = \omega_d, \omega = \omega_b$ であるものがきくが, これを一般化して考えると $\omega = m\omega_b + n\omega_d$ (m, n は整数) となる。
(赤道面上での磁場に垂直な成分の) エネルギーが 1 keV, 10 keV の粒子に対する bounce frequency と drift frequency を $L=5$ のものについてみてみると次のようになる。

1 keV	proton	$\omega_b = 2.9 \times 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$	$\omega_d = -1.2 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$
	electron	$1.3 \times 10^0 \text{ sec}^{-1}$	$+1.2 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$
10 keV	proton	$9.2 \times 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$	$-1.2 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$
	electron	$4.0 \times 10^0 \text{ sec}^{-1}$	$+1.2 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$

2) model と diffusion 方程式

磁場としては双極子磁場を考える。 $\omega \ll \omega_c$ (ω_c は cyclotron frequency) の電磁場だけ考えると, 準線型近似で次のような形の diffusion 方程式がえられる。

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial u} (D_1 \frac{\partial f_0}{\partial u}) + \frac{\partial}{\partial u} (D_2 \frac{\partial f_0}{\partial r}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r D_3 \frac{\partial f_0}{\partial u}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r D_4 \frac{\partial f_0}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial u} (A_1 f_0) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_2 f_0)$$

r は地球中心から赤道面上の点までの距離
 u は磁力線に平行方向の速度 (赤道面上の)

特別な場合として純粋な drift resonance ($m=0$) の時は D_4, A_2 のみでなく radial diffusion のみ起こる。純粋な bounce resonance ($n=0$) の場合はすべての項が消えない。つまり加速とともに radial diffusion も起こっている。
また静電的な電場の場合には $A_1 = A_2 = 0$ となる。

3) 具体例

1 ~ 10 keV 程度の粒子について電磁場の spectrum と radial diffusion の関係を議論する予定である。

巨理宣夫, 上山 弘

東北大・理学部

今春の学会(45回)で、磁氣的に静穏時の磁気圏粒子のピッチ角分布及びエネルギー分布の特徴について調べ、放射能帯に働いているダイナミクスを帰納的に論じ、特に *Couter zone* を構成しているプロトンも電子も、共に *adiabatic invariant* の *violation* による *Radial inward diffusion* によって、磁気圏の外側から運び込まれたものと考えてもほぼ良い事を示した。今回は、その続きとして、磁気圏内部で観測されるピッチ角分布がエネルギーによって多少異なるという事実を、*Radial transport theory* (3rd inv. の破れによる) に立って説明することにより、さらに *Radiation belt* の *formation* の機構、特に *Source* 及び *loss* についての考察を行なう。

ここでは観測事実をもとに、次の様な仮定を設ける。

- i) 磁気圏モデルは赤同様、*pure dipole field* を選ぶ。
- ii) 3rd invariant の *violation* によって粒子が磁気圏内部へ輸送されること。(これは他の *invariant* が破れているかどうかの *check* になることと、その物理的性質を知る手がかりとなる)
- iii) エネルギースペクトルは *exponential type* で与えられる。
- iv) 赤道面におけるピッチ角分布は $\sin^m \alpha$ で与えられる。
- v) *Source location* (ここでは $L=10$ K とする) では pitch 角の分布は、エネルギーによらないとする。

かくして *Liouville* の定理を用いて、 L の変化に対応したピッチ角分布を決めるパラメータ m の変化を、エネルギーの関数として求めることにより、*source* の pitch 角分布がエネルギーに依存していなくとも L が小さいところまで運ばれるにつれ、高エネルギー粒子が、赤道面付近に集中する状態が作り出されることを示す。

Plasma Sheet at Lunar Distance (II)

A. Nishida (U. Tokyo), E. F. Lyon, J. H.
Binsack (MIT), N. F. Ness (NASA)

The results of the Explorer 35 (AIMP-E) observation of low-energy (100 to 3000 eV) electrons in the geomagnetic tail at the distance of the lunar orbit are reported. The plasma sheet at the lunar distance ($60 R_E$) has a thickness of about $8 R_E$, and the average electron flux at the center of the plasma sheet (namely, inside the neutral sheet) is $1 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. The deflection of magnetic lines of force at the (latitudinal) boundary of the plasma sheet is very small, if present at all. The average energy of electrons is about 220 eV, both inside and outside of the neutral sheet. Neither the flux nor the energy of electrons show systematic dependence on the Y coordinate of the point of observation. The tail electron data are compared with the solar wind data obtained simultaneously by the Explorer 33 (AIMP-D) satellite located beyond the bow shock. The flux of low-energy electrons is highly correlated with the solar wind pressure (both nmV^2 and nkT). Their energy does not depend significantly on the pressure, but it shows high correlation with the bulk velocity of the solar wind.

広野 求和

九大 理物理

前回に引きつづき Geomagnetic Tail 内の荷電粒子の運動の詳細な研究が続けられている。磁界は $-s < y < s$ の領域では $B = \frac{c}{4\pi} (\eta \hat{e}_y + s \hat{e}_z)$ $s = y/s$ で与えられ $\eta \sim 0.1$, それ以外では $y > s$ では $s = 1$, $y < -s$ では $s = -1$ とし η は内部と同じ値をとる。また印加される電界は一様で $E = a \hat{e}_x$, $a \sim 9.92 \times 10^2$ (emu) には $\hat{e}_x, \hat{e}_y, \hat{e}_z$ はそれぞれ x, y, z 軸方向の単位ベクトルとする。プロトンに対しては WKB 法による近似が成立するのでこの結果と computer による軌道計算の比較が企図されている。これはとくに地球から $15 R_E$ 程度の距離に対して考えられている。この付近では電子の 1 keV 以下のものに対しては adiabatic theory がよい近似で成立するので、まずこの方法で検討する。静止座標系では Guiding Center の運動は $v_{||}'$, $v_{\perp}' = (E \times B) / B^2$ とそのまわりの旋回運動 v_{\perp}' に分けて考えられるが、 $v_{\perp}' = (a / B \eta) \hat{e}_z$ で動く運動座標系では v_{\perp}' は E とともに消失し

$$v_{||} = \{ v_{||}' - (a / B \eta) \beta \} B_0 \quad \text{ただし } \beta = s / \sqrt{\eta^2 + s^2}, \quad v = v_{||} + v_{\perp}$$

$v_{\perp} = v_{\perp}'$ のように簡単になる。ここに B_0 は磁界方向の単位ベクトルである。この系にまたがって平衡状態や電子の加速などが論じられる。1 keV 以上のエネルギーの電子に対しては Computer による軌道計算が企図されている。

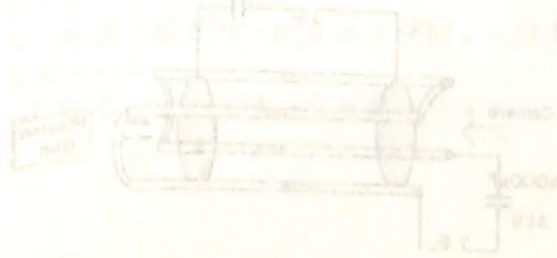
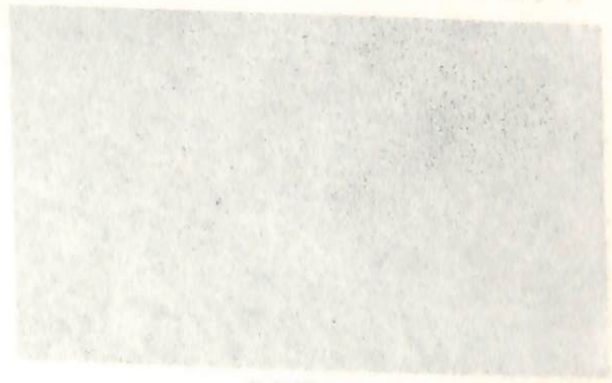


図 1 磁気中性面 (磁界)



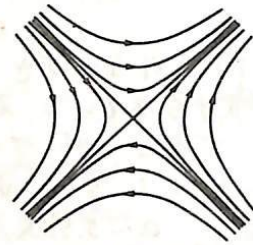
河島 信樹
東大宇宙研

地球背後に見えられている Neutral Sheet と呼ばれる Current Sheet は厚さ 500 km 程度で地球背後かなり遠方迄広がっている事が知られている。この Neutral Sheet はオーロラ等の地球上の諸現象と密接な関係をもっているものと考えられている。

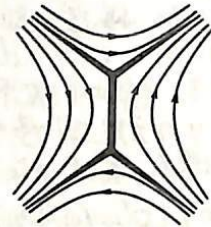
この実験の目的はこの Neutral Sheet を実験室内で実現してその諸現象を調べる事であり、又 Dungey 等の主張する太陽の Flare 現象と関連した Neutral Point Discharge についても併せて究明する。

実験室で Neutral Sheet を安定に作る為にはオーロラ (a) に示した様ないわゆる Cusp 磁場の Neutral Point にプラスマ電流を流す事が一番容易である。Chapman & Kendall の計算によるとプラスマ電流のある平衡配位はオーロラ (b) の様になり sheet 状の電流が流れる事が示されている。

実験はオーロラに示した様に四本の互に反対方向に流れる電流によって Cusp 磁場を作っておき、これに二本の細状電極間に電流を流して Kerr Cell Camera によって時間分解写真をとった。Cusp 磁場を励起する電流は 10 kA、プラスマ電流は 15 kA である。オーロラに時間分解した写真を示す。計算で予想されたものと同一の形が形成されており、磁場測定もオーロラに示した様に sheet 状電流の存在を示している。この平衡は電流の Self-Pinch 効果からプラスマの圧力と釣り合っているものであり、実験的に平衡は非常に安定である。

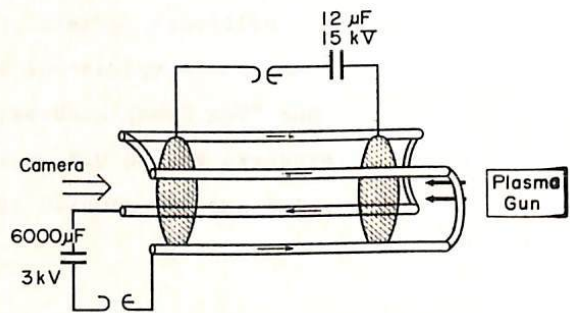


(a) $I = 0$

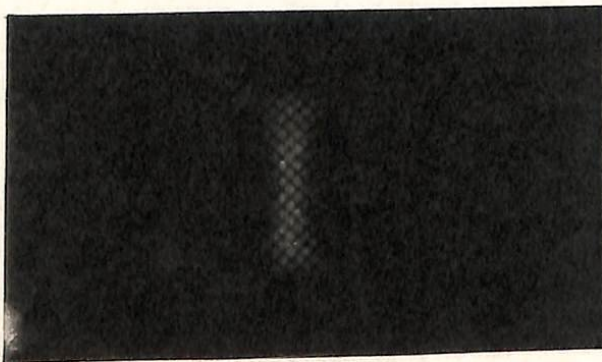


(b) $I \neq 0$

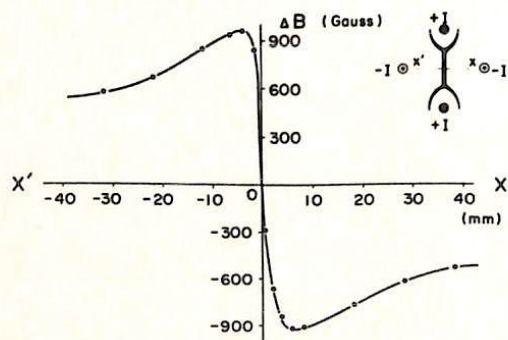
[オーロラ]



[オーロラ] 装置、模式図



[オーロラ] 時間分解写真



[オーロラ] 磁場測定

来栖 喜久男
地磁気観測所

Rapid magnetic variations については、Copenhagen Resolution (1957)により IGY 以来 その読取にあたり Quality 記入が義務づけられた。

Quality は

A: very distinct

B: fair, ordinary, but unmistakable

C: poor or doubtful

と定義されておりこの3階級を使用してきている。

上記 Resolution は Provisional atlas により例示、解説がしてあるが 実際的には、個人的な見解の相異による差が生じやすい。

この個人差を除き、一貫性のある資料作成を目的として 先づ SSC についてその Quality の判定基準の定量化を試みた。

1957年7月～1968年12月に 柿岡・女満別および鹿屋において採用された SSC, 250個の Quality A, B および C のそれぞれについて、SC amplitude と storm range の間には割合はつきりした関係があることがわかった。

これはそれぞれの観測所ぞ少しづつ異なるが、経年的な変動があまりないので、この関係を利用して Quality を量的に決定出来る。

これを図表化して、上記期間中の SSC の Quality を再判定すると 各階級とも若干の変更を必要とする例もあるが、^{それ以上に} あるいはため Magnetogram を見直してみるとそれがほぼ妥当であることがわかった。

また 外国の観測所の例もス、3検討した結果 この Quality がどの程度意味をもつかも、見当がたった。

Quality C については 磁気嵐とするかどうかの限界であり、問題があるので若干ふれたい。

以上

柳原一夫
地磁気観測所

地磁気日変化は静穏時の S_g も磁気嵐等の擾乱時に統計的平均としてえられる SD も共に電離層内電流として理解されている。しかし実際に観測からえられる日変化にはこれ以外にも種々の原因によるものが付け加わっている可能性がある。筆者は既に等価電流系中心附近の日変化の解析から電離層外に流出入する電流による部分のあることを示唆した。

太陽風圧縮によって磁気圏境界にできる電流のつくる磁場は、もし太陽風の進行方向と地磁気 dipole 軸が垂直なら、日変化としては2次項以上しかさかたないので影響は小さい (Mead¹)。しかし実際には傾きがあるので日変化の原因となり SC について実証されている (Maeda 他²および Fukushima³)。また太陽風はいわゆる地磁気静穏時にも存在するといわれるので S_g にもこの影響がある筈である。

太陽風圧縮による地磁気日変化は夏冬で 180° 位相が異なるので筆者は偏角 (または東西成分) 日変化の夏冬の差をとってこの検出を試みた。水平分力では擾乱時には大きな Dst および電離層内電流, また静穏時には電離層内電流系中心の変動等があるので検出が難しい。さて偏角日変化の夏冬差について,

- 1) 太陽風圧縮効果の主項のみとする立場から Maeda 等と同様に image dipole を考えて 20° 相当の圧縮がある時の楕円において期待される偏角日変化夏冬差の計算
- 2) 磁気嵐初相時の SD (偏角日変化の夏冬差)
- 3) 磁気嵐主相時の SD "
- 4) (擾乱日) - (静穏日) SD "
- 5) 夜間の S_g "

等を求めた。この結果,

- i) 2) および 5) は (振巾比は別として) 1) の計算と一致することが期待されまた事実一致した。
- ii) 3) と 4) は太陽風圧縮効果の他, Ring Current が夜側で太陽風進行方向に曲げられる効果 (Fukushima 他⁴) も同位相で入るから, 2) よりも大きい筈と考えられるのに事實はむしろ小さかった。
- iii) 前項から推論すると太陽風圧縮は磁気嵐初相では予想通り有効にきいているが主相に入ると圧縮がなくなるか小さくなることを考えざるをえない。
- iv) 夜間 S_g の夏冬差から毎年の太陽風圧縮の程度が出せる。1938年から1964年までの例についてみると平均で約 20° , 年々変化は太陽活動度とはあまり相関がなく一定かむしろ逆相関の傾向がある。

1. Mead, G.D., JGR, 62, 1181-1195, (1964)
2. Maeda, R. etc, JGG, 16, 239-246, (1964)
3. Fukushima, N., JGG, 18, 99-101, (1966)
4. Fukushima, N. etc, Ann.d. Geophys., 24, 1-11, (1968)

極磁気嵐からみた地磁気脈動 P₂

福西 浩

東大理学部地球物理学教室

平沢 威男

東大理学部地球物理研究施設

substorm の onset と共に P₂ と呼ばれる低周波数成分をもつ Irregular な波形の地磁気脈動が発生するが、その波形をパワー・スペクトルは substorm の進行と共に大きく変化してゆく。しかしその変化の仕方は極支帯付近で観測された P₂ と中低緯度で観測された P₂ とでは非常に異なっている。即ち、

1. 極支帯 P₂ のパワー・スペクトルは一般に f^{-4} で表わされる雑音型をしており、その上に重なり合ったスペクトルピークが存在するが、その位置は一定してゐる。substorm の発達の中で激しく変化する。substorm の初期には低周波数成分が卓越するが、substorm の進行と共に高周波数成分の割合が増し、スペクトルの傾きはゆるやかになる。また高周波数側 (> 0.1 Hz) のピークも次第に顕著になつてゆく。すなわち limited irregular pulsations (P₁) へと移つてゆく。
2. 極支帯 P₂ と極支強度変動との相関が非常によい。特に f^{-4} 型スペクトルに重なり合ったスペクトルピーク相互の対応がみられる。
これは同じ低緯度で観測された P₂ は

1. 一般に 1~数個の P₂ wave train がある時間間隔を繰り返して発生するが、これは対応した同じ meridian に並んだ auroral-zone station では地磁気 H 成分の鋭い減少が観測される。P₂ wave train の波形をパワー・スペクトルは互に非常に類似している。
2. 各々の P₂ wave train は顕著な周期性をもっており、スペクトルは 70-40 sec 付近に鋭いピークをもち、しかもその周期は substorm の進行と共に規則正しく減少する。これは P₂ の波形を決定している系の dimension が除々に小さくなることを意味している。
3. 周波数日変化の様子は同期の k_p 依存性等の特性は、低緯度で観測された P₂ と非常に類似している。

4. 一般に fundamental oscillation に重なり高周波数 α rider をもっており、高周波数側 (> 0.1 Hz) に α のスペクトルピークをもち、しかし fundamental oscillation の中心周波数は k_p と共に増加するのに対し、rider のものは k_p と共に減少する。
また高緯度から低緯度までの子午線に沿った station network を用いた解析結果では、P₂ の振幅の緯度分布は、P₂ を Bay などに区切ることで k_p の分布に近しい。
これは事実から中低緯度で観測された P₂ の fundamental oscillation が P₂ を plasmopause の surface wave と考えらることを示唆している。その同期の k_p -dependence は、plasmopause の位置が k_p と共に磁気圏の内側に入り込んでいくことによつて、substorm の進行と共に同期が減少するのと同様に substorm を起こせる電場による plasmopause の inward motion によつて説明されると思われ、P₂ と P₂ の波形が類似した input function があつたと仮定して入射粒子による電離層電流の変動によつて起こられると考へられる。但し、極支帯 P₂ が f^{-4} 型スペクトルピークをもち、これは、入射粒子がある周期で modulate されることを示唆する。特に周期 10 sec 付近のピークは pulsating aurora を X-ray と呼ぶ相関関係から、この周波数領域に起る磁気圏内の instability によつて起る短周期成分の waveguide 伝播による結果と思われ、 k_p が低い時、極支帯に中低緯度と同じ型の P₂ が観測される。これは、plasmopause が大きな L-shell を expand した結果と考へられる。

佐野幸三・河村謙
 柿岡地磁気観測所

Pc1 脈動 (0.2~5 Hz) の出現、周波数特性及び地磁気活動度との関係について 1967 年~1969 年の二ヶ年間観測されたものについて分析した結果を報告する。上記二三の特性について 1964 年~1966 年に観測されたものと比較してその結果についても報告する。

1. 周波数の日変化について

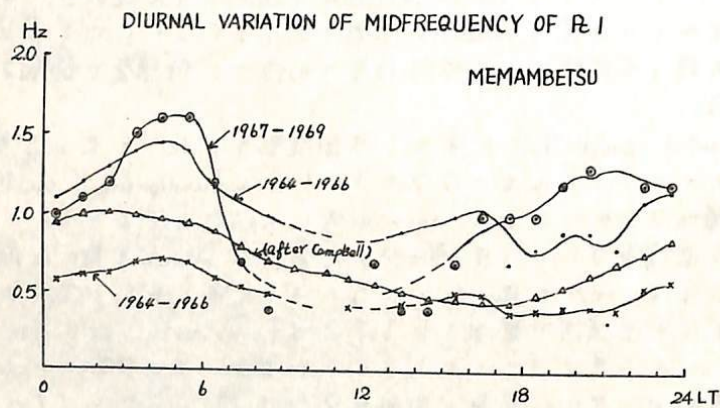
これは図に示すように朝方に周波数が最大になり日中の最小になるような特性を示す。この特性は各年とも同様で、他の Pc2~4 帯の脈動と同様である。更に平均的な Pc1 の周波数が太陽活動期の方が太陽静穏期よりも大巾に高いことも Pc2~4 帯のものと同様の特性である。

2. 出現特性について

出現の日変化特性は各年とも全くよく一致した特性を示し、朝方に最大になっている。季節的出現特性は各年によって相当な差を認められるが 4 年間平均的に見ると春秋に多く出現している。

3. 地磁気活動度との関係

これについてはあまり明りよい関係は見出しにくい。地磁気活動度に伴って出現頻度が多くなることは各年出現頻度及び季節出現頻度特性からして結論される。

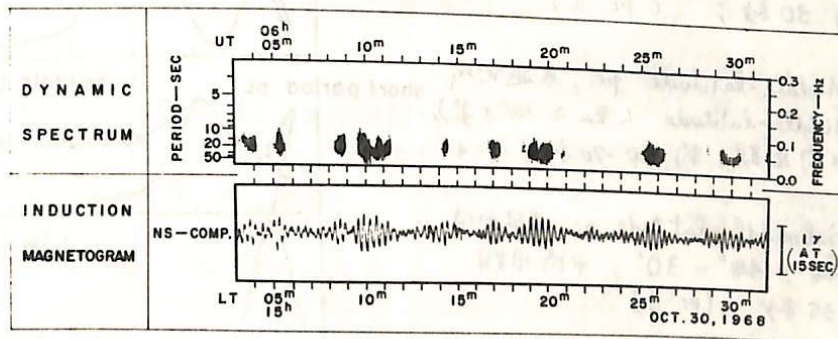


Pc の 周 期 微 細 構 造 に つ い て

桜井 亨・奇藤尚生・森岡 昭
 東北大学理学部地球物理学教室

昭和 43 年度、秋季学会において、Pc 特には Pc2,3 の 周 期 日 変 化 の solar cycle variation に 就 いて 述 べ た。そ こ で は、Pc2,3 周 期 日 変 化 の solar cycle の 極 大 期 と 極 小 期 で 異 な る type の variation を 示 し て い る 事 を 指 摘 し た。即 ち、極 大 期 に は inverted U type、極 小 期 に は U type を 顕 著 に 示 す 事 を 述 べ、且 つ 今 solar cycle の 極 大 期 で は inverted U と U type と が 入 り 交 じ っ て い る 事 を も 同 時 に 明 ら か に し た。

今 回 は 其 の 後 約 1 ヶ 年、女 川 地 磁 気 観 測 所 に お け る Magnetic tapes を 解 析 し た 結 果、Pc2,3 の 周 期 日 変 化 の 中 に、更 に 微 細 構 造 の 存 在 す る 事 が 明 ら か と な っ た の で 報 告 す る。特 に 従 来 の sonagraph に よ る 解 析 で は、不 可 能 と 考 え ら れ た dynamic spectrum の 拡 大 を multiplier の 特 殊 使 用 に よ っ て 行 い、所 謂 "beat type pulsations" と 呼 ば れ て 来 た 脈 動 は 殆 ど 単 一 の 波 で 構 成 さ れ て い る 事 を 明 ら か に し た。図 は "beat type pulsations" の dynamic spectrum と Wave form を 示 す。尚、Pc の dynamic spectrum の conjugate relation に 就 いて も 言 及 す る。



平沢威男
東大理

PC 3, PC 4 range (周期範囲 10~150 秒) に関して, 汎世界的に分布する 14 観測所 (point Barrow, College, Sitka, Port aux Francais, Lovö, Fredericksburg, Witteveen, Boulder, Chambon la Foret, Budkov, Tucson, Memambetan, Kanoya, Gaum) の data を使用し その地磁気緯度効果, 周期 ω activity の日変化等を調べた。その結果と 平沢・小口・永田 (1965), 平沢・永田 (1966) 永田・福西 (1967) により行なわれた I Q S Y 時の低緯度地磁気脈動 (柿岡 2 の観測) の特性と比較することにより, 汎世界的立場から PC 3, PC 4 range の脈動の再検討を行った。

その結果として,

(1) PC 4, PC 3 range の地磁気脈動は, 次の 4 種類に分けらる。

(i) Polar pc ; 卓越地域 polar region ($\omega_m \approx 55^\circ \sim 70^\circ$); 平均周期約 30 秒; (PC 3)

(ii) Middle-latitude pc ; 卓越地域 Middle-latitude ($\omega_m \approx 50^\circ \pm 2^\circ$); 平均周期約 60~70 秒; (PC 4)

(iii) Submiddle-latitude pc ; 卓越地域 $\omega_m \approx 48^\circ \sim 30^\circ$; 平均周期 35 秒; (PC 3)

(iv) Short period pc ; 卓越地域 $\omega_m \approx 10^\circ \sim 55^\circ$; 平均周期 15~20 秒; (PC 3)

(2) 以上の 4 種のうち, (ii) 及 (iii) は, 平沢・永田 (1966) による 0.15 Hz pc, 0.35 Hz pc と同種と考へられた。

以上の分類にもとずいて, 各種脈動の特性及びその生起機構に用いて考察を加える。

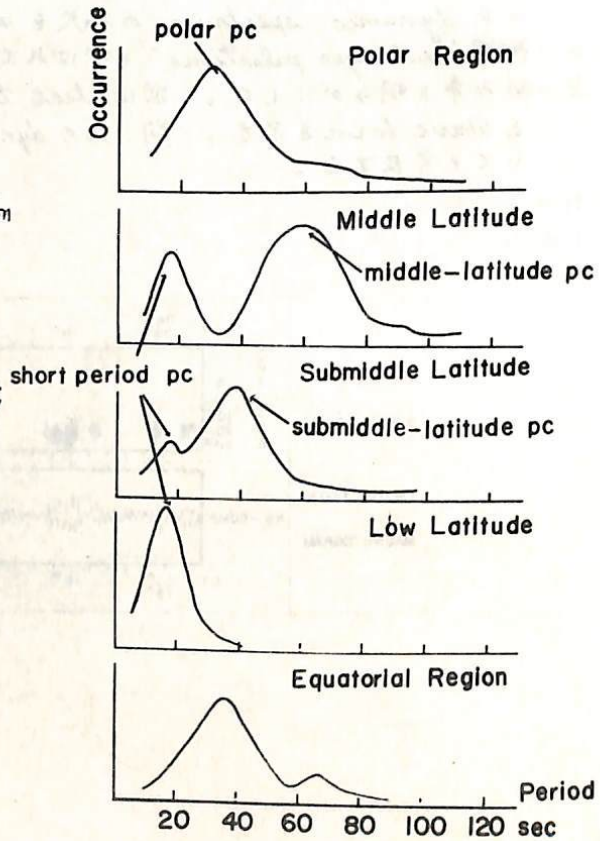


Fig. 1. Schematic illustration of the occurrence tendency of pc-pulsations

平沢威男
東大理

地磁気脈動 PC5 (周期範囲 150~800 秒) に關して, 極地方に分布する 6 観測所 (Little America, Byrd station, Point Barrow, College, Healy, Sitka) の data を使用し, その地磁気緯度及 Kp 地磁気活動度に対する依存性, 周期及 Kp activity の自変化等を調べ, PC5 の成起機構に關して考察をした。

(1) PC5 の定義 (i) 周期 150 秒~800 秒. (ii) 正弦波形を有し 3 以上の wave-train を有すること. (iii) H, D, Z 成分のうち 最大振幅が 10^5 以上であること. (iv) 連続する波のパルス ~~幅~~ の時間間隔の差異が 10% 以内であること. 即ち或る周期のときには卓越性を有するもの。

(2) この種の PC5 は用いて,

(i) 出現卓越地域は, 地磁気活動度 K_p が, 増大するにつれ, 低緯度に移動する。(Fig. 1. 参照)

(ii) 低緯度に移動 ($K_p \rightarrow$ 増大) するにつれ, PC5 の振幅は増大し, その卓越周期は短くなる。

(iii) K_p が増大し (活動度増), 出現卓越地域が低緯度に移動するにつれ, PC5 の振幅の latitudinal profile は steep になる。

(iv) PC5 の周期は午前短く, 午後長い。その間 (6 時~18 時 LT), 周期は gradual に変化する。

(3) 以上の結果及 Kp その他の解析的事実により, PC5 は plasma sheet の inner boundary に沿う field line の定常振動により成起され得ると考える。

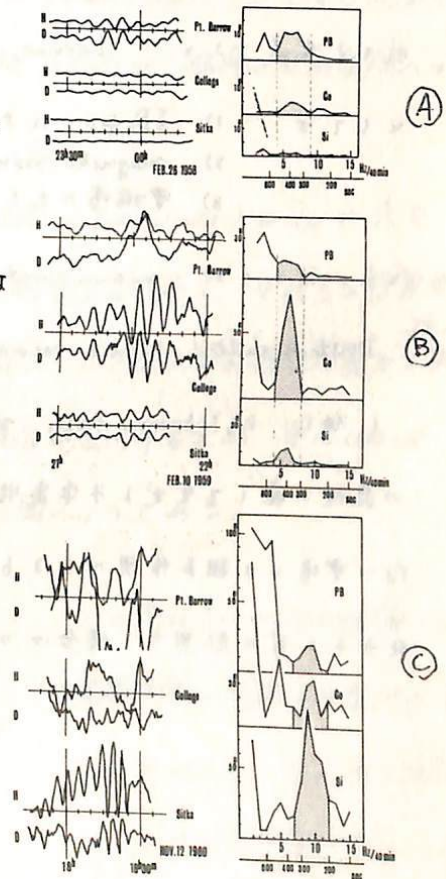


Fig. 1 PC5 の出現卓越地域の低緯度への移動の例
 (A) quiet day
 (B) disturbed day
 (C) Storm day

88.

High-frequency plasma instability associated with low-frequency Oscillations

玉 尾 茂
(東大 理)

長周期の地磁気振動に関連した粒子降下や、磁気圏尾プラズマの磁気圏内部への進入と極磁気嵐等、大規模なプラズマの断熱変化に伴ってプラズマパラメーターが変化し、その結果としてより小規模の不安定性が成長し、energetic particle の磁力線方向への加速、pitch angle の散乱を及ぼす可能性が考えられる。

Mirror 型の磁場内に閉じ込められた粒子群の運動は、磁力線に垂直方向への非一様性を考慮すると、Larmor, bounce 及び drift motion から成るであろう。断熱変化

- としては
- 1) $\delta B_{\parallel} \neq 0$ によるプラズマ密度の変化
 - 2) magnetic moment = const. による pitch angle anisotropy
 - 3) 電磁場による drift 速度の変化の共振条件への影響

と云ったことが、micro-instability を考慮する際の要因となる。

Drifted-shifted bounce resonance

$$\omega - n\omega_b - k_{\perp}V_D = 0$$

(但し、 ω_b : bounce freq., n : integer, V_D : drift speed)

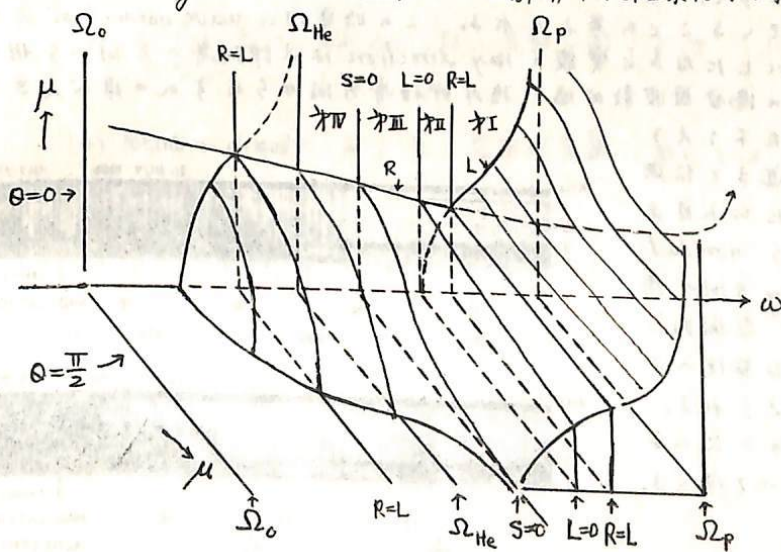
の過程を通して生じる不安定性を考へると、磁力線方向の粒子の加速はまた磁力線方向の電場との相互作用による bounce resonance の決まり。一方、不安定性は非一様性が強化される章に起因する場合にはこの吟味を行う。

89. He^+ の Pc 1 脈動の磁気圏伝播に及ぼす効果

北村 泰一
九州大学理学部

先に著者らによつて プラズマがイオン成分がプロトンのみによつて成されている場合について Pc 1 脈動の磁気圏における Ray Paths が求められたが その結果によつて脈動はその伝播の経路上で wave normal angle が磁場に垂直となり伝播は停止、こゝうことになる。しかし磁気圏には実際には若干の He^+ の存在が認められており、この He^+ が Pc 1 脈動の伝播にかなりの影響を及ぼす筈である。VLF 伝播の場合についてすでに知られていることの类推から Pc 1 脈動の場合についても He^+ の存在が 磁場と直角方向への波の伝播を可能にすることが考えられる。

He^+ や更に O^+ の存在も考慮すると Ω_{He} (He の cyclotron frequency) や Ω_0 が夫々周波数上の特異点となるが Ω_p と Ω_{He} の間に更に3つの特異点が存在し それらの特異点によつて周波数は4つの領域に分けられる。夫々の領域について屈折率の特性は異なる様を示す。それらの領域をオ1~オ4領域と呼び夫々の場合の屈折率を求め 更に wave normal angle の種々の値について計算した結果は下図のようである。



この図によつてオ4領域では垂直方向の伝播が可能であることがわかり 且伝播の様は この屈折率斜面を転がり落ちる粒子の模型で大略が推察される。最後にこれらの4つの領域の空間的位置を示し且

反射点の磁気圏内の位置を示す。

木村 繁根・松尾 俊郎
(京大工学部)

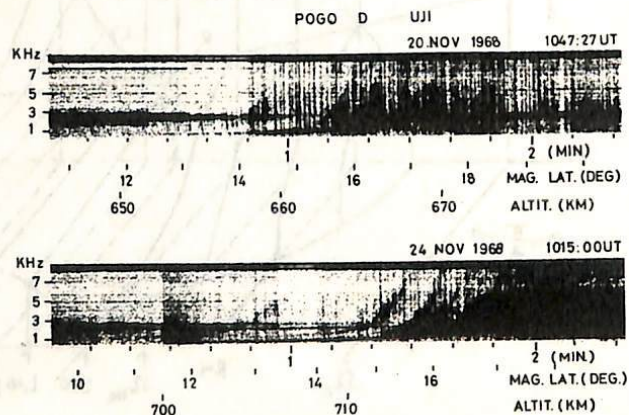
1) Striations

さきに(1968年5月の本学会)筆者らにより、POGO衛星で観測された特殊なVLF現象の一つとして、多数の short whistler の群によって形成された縞模様について報告されたが、その後昨年9月から本年1月にかけての4ヶ月間にやはり同じ現象が30例近く観測された。現象は才1図に示す例のように、衛星が赤道を通過して北上するとき、磁気緯度 $10^{\circ} \sim 20^{\circ}$ 附近で緯度の増加と共に周波数が上昇して行くものである。周波数上昇の割合は時間的には $10 \sim 20$ 秒位の間に、または空間的には南北方向に水平距離で $60 \sim 120$ km位の変化に対して1 kHzから8 kHz位まで変化する。縞模様の微細構造は先述のように多数の short whistler の群からなり、その或る周波数範囲(それが時間的または空間的に一様に変化する)だけが観測されたことを示している。この現象はスタンフォード大学のグループの観測でも認められており、彼らも呼び名に従って striations と名附けることにする。Striationにはさきの報告のように磁気緯度 $30 \sim 40^{\circ}$ 附近に現われるものもあるが、この場合には緯度の増加と共に周波数が減少して行くことがわかってゐる。これを特に降下型(Fタイプ)と分類すれば、今回の観測結果では低緯度の周波数上昇型(Rタイプ)が圧倒的に多かつた。またRタイプの場合才1図のように赤道附近でノイズラーの観測されない空間を通り北上してノイズラーの受信され始める所附近に現われるのが特徴である。衛星軌度は11月が最も多く、local time t は $18 \sim 19$ 時頃に集中している。また観測した衛星の高度はその近地軌400 km, 遠地軌830 kmの範囲に亘つてゐる。地磁気活動との明瞭な対応はない模様である。

2) Striations-R type の発生機構

この現象の観測された緯度が低緯度で、緯度の増加と共に周波数が増加する特性に着目してこの現象(特にRタイプ)の発生メカニズムを考察した。Alouette hiss の観測データから知られるように、低緯度、1000 km附近の高さでの lower hybrid resonance freq. (LHR) は10 kHz以上になることが多く、従つてさきのノイズラーの周波数(1~8 kHz)ではイオンの効果が顕著に知れてゐることが考へられる。この時電波の wave normal が外部磁界方向となす角が $5, 60^{\circ}$ 以上になると電波の ray direction は外部磁界方向から相当な角度をなす可能性があるが、その場合周波数の低い程外部磁界方向からのずれの角が大きくなる。今南半球の雷線から来たノイズラーがダフトによつて赤道附近まで伝搬して来たとき、もしダフトに切小目または減衰があると、それから non ducted 伝搬に替り、上述の ray 方向の周波数特性によつて energy が空間的にばらまかれる結果、衛星では右図のような現象が観測されたと考へられる。

本報告ではこのようなメカニズムを定量的に検討した結果について述べる。



平沢威男
東大理

昭和基地で観測した 極光観測装置,
Meridian Scanning photometer, 5° zenith
photometer 及び All sky camera の data
を使用し 極光と地磁気変化との関係
詳しく調べた。基本資料 ~~資料~~ となったのは
meridian Scanning photometer の data より
得らるる極光輝度時間空間変化図である。

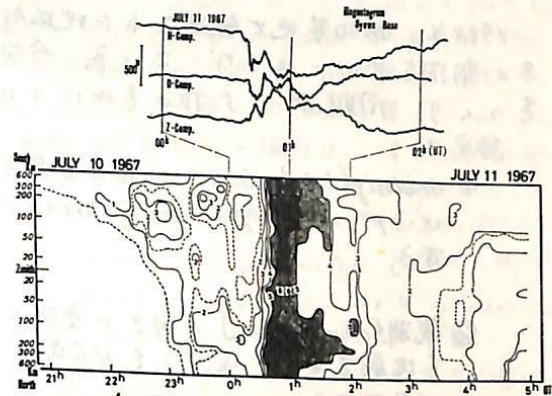


図1 極光輝度の時間空間変化図および地磁気変動記録
Fig. 1. Time and space variations of the auroral luminosity and the magnetogram.

(参照 fig. 1)

結果の概略は

- (1) 極光 (Homogeneous Arc 又は Band) が、昭和基地の poleward で明るくなると 昭和基地の地磁気 H-Comp. は (+) 側に变化し、文項 ~~Equatorward~~ Equatorward 変化すると、極光の明るさが増すと H-Comp. は (-) 側に变化する。
- (2) (1) の基本的な法則により、極光の光輝度変化と地磁気変化との関係は 定性的には説明できる。
- (3) しかし、約 100 秒より短い変動に對しては、(1) の法則は必ずしも成り立たない。
- (4) 周期 5~10 秒より短い短周期変動に對しては、両者の相関は殆んどない。

以上.

極光帯地磁気脈動の解析

森岡 昭

東北大学理学部 地球物理学教室

1968年 昭和基地で観測された地磁気脈動の解析結果について報告する。解析は現在、冬の期間を中心におこなっている。今回は極光帯地磁気脈動の総合dynamic spectrumをつくり、周期300~5秒のものについて主に解析した。

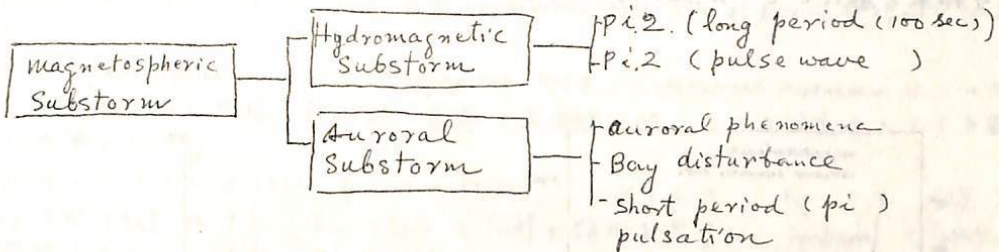
結果は、

- ① midnightから dawn sideに出現する $P_3(C)$ は Bay とよく対応することが知られているが、その spectrum は broadであり短周期成分のものは Bayの深さ に follow する。
- ② 観測点上の AEJ の向きが東西にかたよっていると $P_3(C)$ の NS, EW 成分の振中を比較すると、必ずしも NS 成分が卓越せず EW 成分と同等か、EW 成分の方が卓越する。
- ③ P_3 は Local noon ~ 13時に周期は最も短かく (25秒)、Local time 20時頃に最も長く (40秒) なると共に Intensity は弱くなる。
- ④ P_3 は $P_3(C)$ が Bay の recovery phase で減衰していく中で生じた band として出現することがある。
- ⑤ Local time 11時~16時に出現する impulsive な脈動の duration が 1時間位でその spectrum は broadである。短周期成分は5秒より短いこともある。この脈動は McPHERSON のいう magnetic impulses に相当するものと思われる。

Magnetospheric Substorm と Hydromagnetic Substorm

加藤 愛雄
東海大学工学部航空宇宙学科

前回の講演会で、 pi_2 に関する同波数解析の結果について述べた。即ち pi_2 の同波数解析によれば、 pi_2 の振動初期に pulse 状の振動が先行する事(この pulse は長周期成分の振動とは別の振動にマスクされて認めにくい。短周期成分に分解された振動には、その pulse が先行して居る事が明らかに認められる。)又高緯度地帯と低緯度地帯とで pi_2 を同時観測して同波数解析として比較すると、周期100秒前後の振動は、緯度及地方時が異なつて居ても波数の様子が全く一致して居る事が明らかになり、これが pi_2 の振動の本質的なものである。磁力線の地球半径の5.5倍附近を這うものの自己振動周期と一致して居る。又 pi_2 はA \bar{T} Sで観測された磁場の急激な変動と一致して居る。この事は、Magnetosphereのtail convectionによる plasma flow によつて $L=5.5\sim 6$ 附近に partial ring current が生じ形成される。この後 plasma flow の intensity が増加して particle pressure が増大して、ある値に達すると、partial ring current との stability が破れて一種の burst を生ずる。この Hydromagnetic Burst による内側の field line を impact する。この pi_2 で同時に particle は auroral zone に侵入して auroral substorm を起すと考えられる。



Semi-diurnal Anisotropy of the Cosmic Radiation

Z. Fujii K. Fujimoto H. Ueno I. Kondo and K. Nagashima
石大理

宇宙線の半日変化は惑星間磁場の状態について重要な情報を与える。

Suhramanian et al は ecliptic plane に垂直な方向に宇宙線の density gradient が存在するならば、宇宙線半日変化の方向は 3^{hr}LT で $P^{\pm}(\gamma > 0)$ に比例する energy spectrum を持つことを suggest した。この suggestion は Patel et al, Lietti et al によって neutron monitor の解析によって支持された。しかし neutron monitor の world wide network の Data を用いて宇宙線半日変化を解析する場合、world wide isotropic variation による error, atmospheric condition の違い (風等) による error を除去することは困難であり、宇宙線半日変化の modulation Mechanism を specify するためにもっと詳細な研究が望まれる。

多方向中間子計 (乗鞍) で観測された方向 channel (East, West, South, North, Vertical) の Differences W-E, S-E, N-E, V-E は Atmospheric effect 及び isotropic intensity variation を略々除去していることが確かめられた。Semi-diurnal anisotropy の differential rigidity spectrum を $(P/P_0)^{\gamma} \exp(-P/P_0)$ に比例すると仮定して期待される difference vector がそれぞれ計算された。Fig 1 に Nov. 1967 ~ Oct. 1968 (265 days) の平均 difference vector を示す。観測された difference vector から、最小自乗法によって上記の model のパラメータが決定された Fig 2 はその結果を示す。この結果を基にして、議論がなされる。

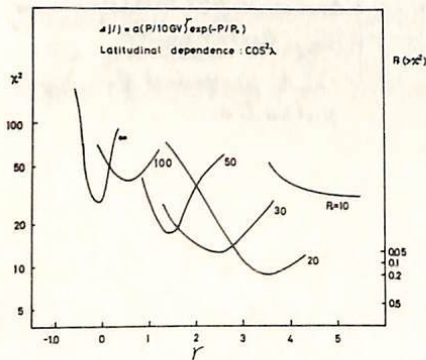


Fig 1

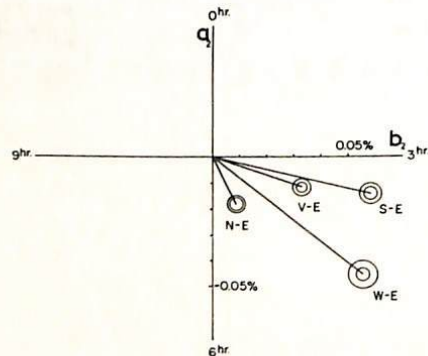


Fig 2

宇宙線強度の「半日変化」の解析

*安江 新一 *森 覚 *齋坂 修 = ** - 之瀬 匡興
 *信大 理 **信大放春

我々は春の学会で、IGY及び1964年における中性子強度の「半日変化」の解析結果を報告した。それは「半日変化」の観測値と理論値の比較から、観測半日変化に対応する「異方性」の「スペクトル、方向及び強度」を決めようとするものであった。その際仮定と本来的には決り通りであった。

- i) Rigidity Spectrum : a) $\frac{dN}{dA dt d\Omega} = K \cdot P^{+m}$ (power-type)
 b) $\frac{dN}{dA dt d\Omega} = K \cdot P^{+m} \exp(-P/P_{CH})$ (Exponential-type)
- ii) Latitudinal Dependence : a) $\cos \lambda$
 b) $\cos^2 \lambda$

これより得られた結論は次のようであった。

- i) 観測値に最適のスペクトルの power の m は $m \sim 0.6$ である
 ii) latitudinal dependence は $\cos \lambda$ 及び $\cos^2 \lambda$ の両者について統計的にいかなる決りもない
 iii) spectrum の形について Power- 及び Exponential-type のいずれも統計的に決りはない

今回は Rigidity Spectrum については Exponential-type を、Latitudinal dependence については $\cos^2 \lambda$ の方を仮定し、前回同様、観測値に最適の異方性スペクトルを決定すべしと意識した。得られた結論としては、

- i) 異方性スペクトルは1964年2月には ~ 50 GV に peak をもつ (Fig. 1, 2 参照)
 ii) IGY 及び 1965 年については、1964 と同様の傾向を示す。spectrum の peak は若干ずれた (80 ~ 100 GV)

以上について報告する。

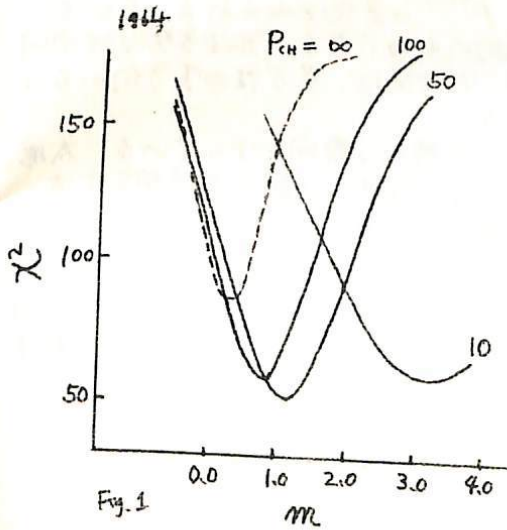


Fig. 1

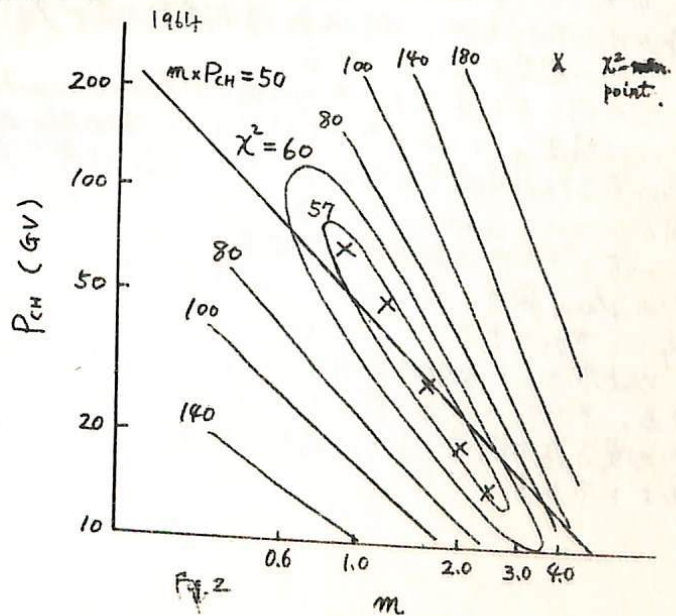


Fig. 2

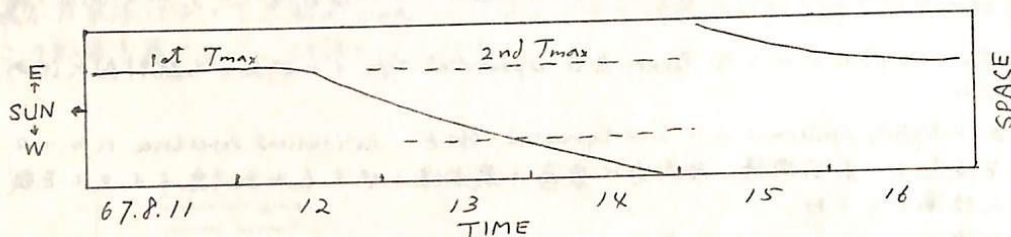
和田雅美 奥谷晶子
理化学研究所 宇宙線研究室

1964年頃より用いはじめられた大型中性子計により、精度のよい宇宙線データが得られるようになった。半日変化は1日変化に比べ振巾が小さく、これまで逐日の解析に向かなかったが、今回その真がどの程度改善されたかをしらべた。その結果表題の日に注目し半日変化の特性をさらに詳しくみた。

CanadaのDeep RiverとChurchillでの毎日の半日変化振巾の相関図をつくった。ほとんどの真は、両地の測定精度から期待される散らばりの中におさまるが、いくつの相関傾向がみられた。このことから、振巾の大きい日について、日ごとにしらべる可能性がつかめた。

Deep Riverの半日および1日周期変化振巾の相関図もつくった。1日変化は測定誤差を越える日が大半であるが、半日はわずかである。両者の相関係数はみられない。ゆえに互に独立な原因によるものと考えられる。

1967. 8. 13-14は半日変化の大きい日という事で、えらばれた。経度の異なる地真のデータから、Cosmogramつまり、space-time図上における強度のcontourをつくった。下図は、1st, 2ndのtime of maxをつらねたものである。模式的な図であるが



これは、12→15日にかけて1stの位相が前進し、1回転する間に、13, 14日12は半日変化が明瞭にあらわれたことを示している。なお14日の1st振巾は小さい。同様の現象は1966年5月30日にもおこっている。まだ全部のデータについてみてないが、これで少なくとも1例だけの現象でないといえる。

この例の半日変化は、各地の振巾比較からrigidity $P^{+0.3}$ の変化とみられる。ただし、これは緯度 λ のcos分布も仮定しているのので、近似的のものである。2ndをおよそ空間での異方性の関数型を求めることが、次の仕事である。たとえば、異方性の重方向からの角度について $\sin^2 \theta$ ($0 \leq \theta \leq \pi$) など考えられる。

一方このときの太陽地球諸現象をみると、一口にいうと静かな期間となっている。太陽でのflare強度、日平均のX-ray強度、黒点数、Radioも27日変化の静かな位相を示す。Kpもしずかであるが、SSCやSiが13, 14日の前後にある。セクターの中間である。

以上要するに特別なepochはあまり見知らぬ時に、たまたまおこったように見える。そのため、次に行うことは、同種の現象を多くあつめ統計的に取扱うことと、空間での異方性の関数型とその定数の時間変化を追跡し、現象そのものを、より厳密に解析することである。

宇宙線日変化と太陽活動度について

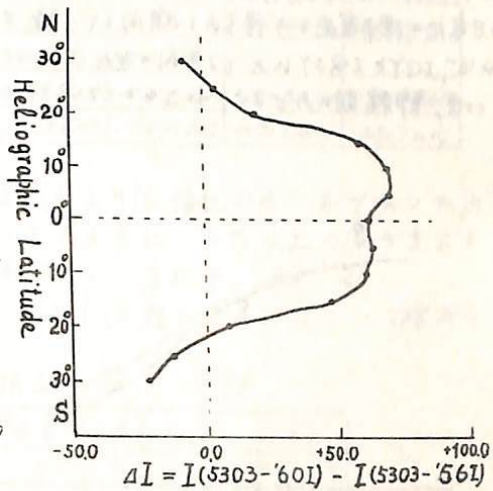
石田喜雄, 菅野常吉, 斎藤俊子
 福島大・教育 福島大・物理

I. 太陽黒点数と太陽コロナ緑線(5303Å)強度について

19th Solar Cycleにおける太陽黒点数(R)と太陽コロナ緑線(5303Å)強度(I(5303))との関係については前に報告した¹⁾が、そのとき使用したI(5303)の観測所が不明な点と、そのときは年平均値についてのみの結論しか述べられなかったためとで、もっときめ細かな結論を求めるために半年平均値について追試する予定を述べていた。今回は、Pic-du-MidiのI(5303)の半年平均値を用いてR-I(5303)の関係について報告する。

結論としては、大体は年平均値について求められたものと同じような結果が得られたが、 $\Delta I = I(5303-'60) - I(5303-'56)$ の太陽緯度分布についてはやや異なる結果が得られた。即ち、第1図に示されるように、年平均値の場合は0°付近にある1つの山しか現われなかったが、半年平均値の場合は0°付近に谷と持つ2つの山が存在すると考えた方がよい。これから低い太陽緯度ではI(5303)はRに比べておくれることかわかる。

また、太陽黒点数とI(5303)の相関係数(r)の太陽緯度分布については第2図に示される。



第1図 半年平均値

II. T_{mn2} とI(5303)の関係について

第3図(Deep Riverの例)に示されるように、 T_{mn2} とI(5303)との間には、略次の式が成り立つ。

$$T_{mn2} = a' + b' \times 10^{-2} I \quad (1)$$

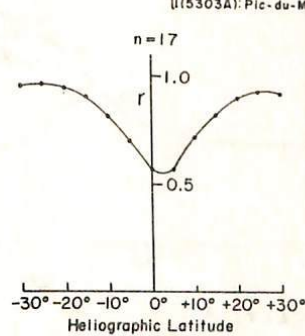
各地点の T_{mn2} と太陽緯度20°S, 15°S, 10°S, ..., 20°NのI(5303)について求めた a' , b' と

$$T_{mn} = a + b \times 10^{-2} R \quad (2)$$

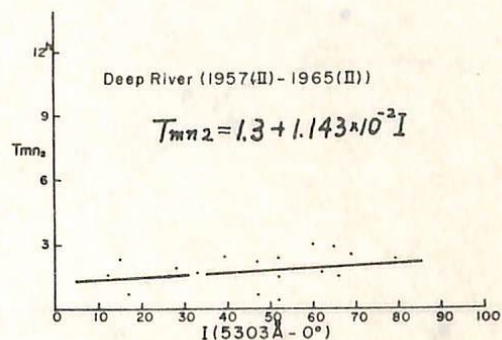
の a , b との比較より、 T_{mn} , T_{mn2} に最も影響の大きい太陽活動度について考察し、報告する。

1) 第43回講演会(1968).

Correlation between relative sunspot numbers and green line intensities [I(5303Å)] in the solar corona during the period from 1957-II to 1965-I (Half year average). [I(5303Å): Pic-du-Midi]



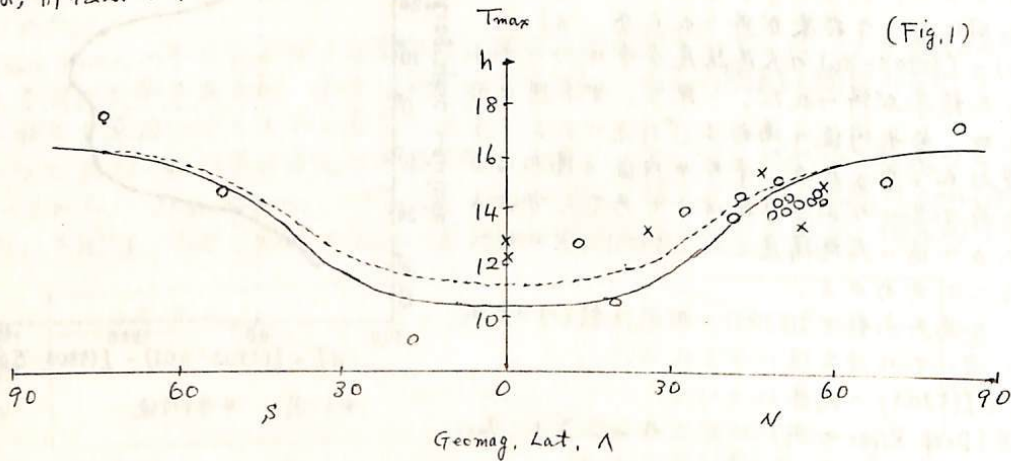
第2図



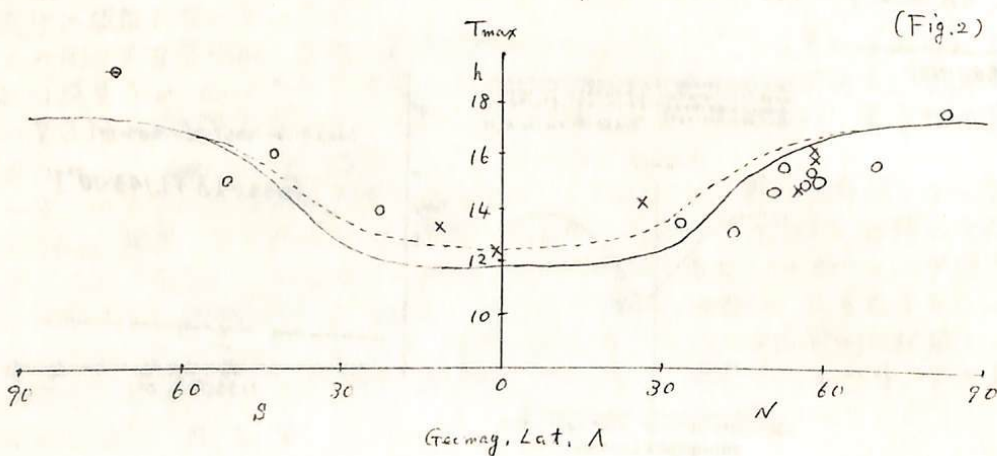
第3図

北村 正 臣
気象研究所

IGY及 α -IQSYにおける宇宙線中性子成分日変化の最大時刻(T_{max})の緯度効果を示すと、夫々Fig. 1及びFig. 2の如くなる。○及び×は夫々地上及び山上の観測値を表わす。これらに対して、このモデル宇宙線太陽日変化機構のモデルとして我々が考えた惑星間空間における二方向の宇宙線非等方向性による T_{max} の緯度効果を計算した(このFig. 1, 2における曲線で、実線は地上の中性子成分、長線は山上(6809km)の中性子成分に対する)のである。但しFig. 1. (IGY)に対しては非等方向性の方向を19hr L.T. \leftrightarrow 7hr L.T. とし、Fig. 2 (IQSY)に対しては非等方向性の方向を20hr L.T. \leftrightarrow 8hr L.T. とした。292日は東経における中性子及び橋における中性子成分日変化の経年変化から得られた傾向と一致する。292日方向は惑星間空間における磁力線の方向を一致したとすれば、IGYとIQSYにおける方向の变化は約15°となり、磁力線の方向を定めた太陽風の速度は太陽活動期においては、静穏期におけるより小さいことを意味する。



x: Mountain Alt., o: Sea Level, — n(sl), --- n(6809), Δj_1 : 19 hr L.T., Δj_2 : 7 hr L.T.
for IGY



x: Mountain Alt., o: Sea Level, — n(sl), --- n(6809), Δj_1 : 20 hr L.T., Δj_2 : 8 hr L.T.
for IQSY

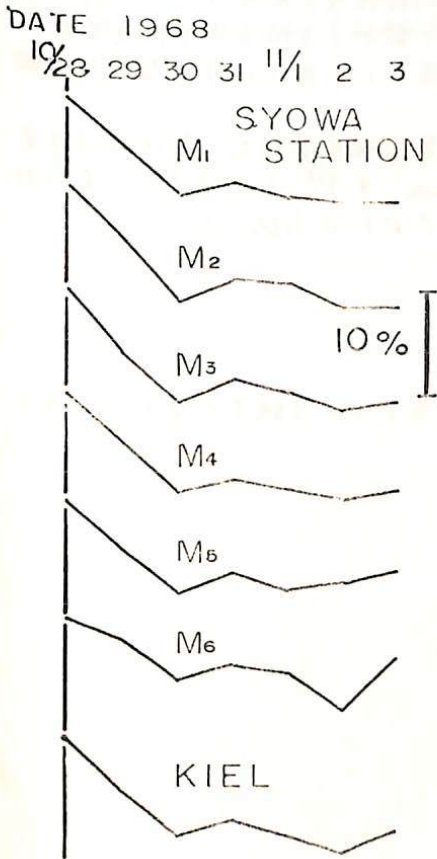
昭和基地に於ける宇宙線強度の解析

須田 友彦 , 小玉 正弘
 気象研究所 , 理化学研究所

前回の報告で, 1968年8月に測った気圧効果係数を1967年のものと比較した。結果は, 表1に示すもので, 兩年の差は, 年変化から予想されるもの (Total countで0.01%/mb) より大きい。'67年にはNM-64 3本のパイルであり, '68年には10本を入れたパイルから, 5本ずつの強度を測定しており, パイルのデジメンジョンの差が気圧効果係数にまいていとみられる。

表 1.

	M ₁	M ₂	M ₃	M ₄	M ₅	M ₆	Total Event	Total Count
'68年相対係数	-0.970	-0.970	-0.975	-0.975	-0.925	-0.975		
'68年気圧効果係数	-0.60±0.05	-0.76±0.09	-0.83±0.09	-0.84±0.09	-0.83±0.05	-0.82±0.03	-0.65±0.06	-0.69±0.08
'67年気圧効果係数	-0.70±0.01	-0.82±0.02	-0.87±0.02	-0.88±0.03	-0.90±0.03	-0.87±0.02	-0.73±0.02	-0.76±0.02



'68年は予想されたよりも擾乱の少ない年であったが、それでも表2に示すように、2%以上の減少を示したものが14例あった。その中、Oct. 28, Nov. 16, 24, Dec. 5 に起つたものについて解析を行う。

表2 Forbush Decrease 1968

No.	Date.	ΔI	No.	Date	ΔI
1	Apr. 25	2%	8	Oct. 16	2%
2	May. 7	2	9	23	2
3	21	2	10	28	11
4	June 11	4	11	Nov. 16	6
5	July 10	5	12	24	5
6	Aug. 3	2	13	Dec. 5	4
7	Oct. 1	5	14	26	2

長島一男 藤中善次郎 藤本和彦 上野裕幸 近藤一郎
名大理

最近 Equatorial plane の南北で宇宙線強度に非対称が存在することが明らかに「な」つて来た。

今地球磁場外の宇宙線強度分布を Geographic coordinate で球函数で表現すれば

$$j(\lambda, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n (A_n^m \cos m\phi + B_n^m \sin m\phi) P_n^m(\lambda)$$

中「depend」しない項のみを記せば

$$j(\lambda, \phi) = A_0^0 + A_1^0 \sin \lambda + A_2^0 \frac{1}{2} (3 \sin^2 \lambda - 1) + \dots$$

右辺のオ「項」は等方強度を表わし、2項がいわゆる南北非対称強度を表現する。一般に等方強度に比べ南北非対称強度は非常に小さいので、地球上で観測する場合等方強度変動により南北非対称変動がかくされてしまう。等方強度変動を消去し、南北非対称変動を強調するよう「量」を探し出すことが必要である。

多方向中間子計(象鞍)の方向 channel で観測される等方強度変動 I_0^0 、南北非対称変動 I_1^0 が等方強度、南北非対称強度の微分 Rigidity Spectrum を P^+ に比例するす「わ」わち $\Delta A_0^0(P) = (P_0^+)^{\alpha}$, $\Delta A_1^0(P) = (P_0^+)^{\alpha}$ と仮定して計算された。(Table 参照)
上記の要望を満足する2つの量 F, G

$$F = (V - S) - (S - W) = (W + V) - 2S$$

$$G = (N - S) - (E - N) = 2N - (E + S)$$

が独立に「選」ばれる。この F, G は宇宙線の南北非対称強度を主として反映する「量」と「考」えることが出来る。

	$\gamma = 0$		$\gamma = -0.5$		$\gamma = -0.75$		$\gamma = -1.0$	
	I_0^0	I_1^0	I_0^0	I_1^0	I_0^0	I_1^0	I_0^0	I_1^0
E	1	0.19	0.31	-0.0086	0.21	-0.019	0.15	-0.020
N	1	0.57	0.33	0.079	0.24	0.030	0.18	0.0079
V	1	0.34	0.35	0.040	0.26	0.0083	0.19	-0.0060
S	1	-0.028	0.36	-0.043	0.27	-0.039	0.21	-0.035
W	1	0.43	0.37	0.097	0.28	0.052	0.22	0.028
F	0	0.83	0.0019	0.22	0.00096	0.14	0.0001	0.091
G	0	0.97	0.00095	0.21	-0.00017	0.12	-0.0019	0.070

101. Mechanics of Semi-diurnal Anisotropy inspected
from Seasonal Variation of Diurnal Anisotropy

藤本和彦, 藤井善次郎, 上野裕幸, 近藤一郎, 長島一男
名古屋大学 理学部

Solar wind によって引き出された Solar general field は地球近傍では略々平行であらう。この平行磁場の中を宇宙線は gyration 運動している。
地球近傍で

- 1) この宇宙線の Pitch-Angle (α) の分布が isotropic で好く $f(\alpha)$ なる分布を持つ。
- 2) 平行磁場と垂直方向に宇宙線強度に density gradient が存在する。

この二つの仮定によって地球上で観測される Solar diurnal anisotropy 及び Sidereal anisotropy の詳細な理論的仕事は長島 によっておこなわれた。(論文発行予定)

その方向中間子計(象鞍)で得られた解析結果がそれと比較され議論される。

宇宙線が $f(\alpha) = \sin^2 \alpha$ なる Pitch Angle 分布を持つという仮定が各種の解析結果をよく説明している。

地磁気異常変動 (非 DP-1, -2) = 極点附近に局所的に現われるもの (DP-pole)

岩崎 昇

相模工業大学 工学部 数理工学科

極点附近に出現する地磁気の“異常変動”の形態をまとめてみる。ここで扱う変動を簡単に“DP-pole”と呼ぶことにする。これまで知られている変動の多くは典型的には DS がそうであるように、極附近での電流は夜側から昼側の方に向かって流れているのが普通であると知られていた。しかし、それとは全く逆の流束の変動が極附近で発生することが見い出された。(それ故、異常変動と呼ぶ。) この解析に際しては、変動を見るときに基準線が重要な点であるが、それは朝か夜かときの日変化の平均値を基準線とした。

データ分析の結果報告される事項は次の通りである:

- DP-pole の磁場変動の例
- 極附近の数箇所を観測地点での DP-pole 発生の日変化
- 個々の DP-pole の変動の平均的な勢力範囲、及び発生しやすい地点の緯度経度
- DP-pole 発生の変動の季節変化
- “ ” の太陽活動との関係
- DP-pole と AEJ との関係
- DP-pole に対応する equivalent current system

以上が、DP-pole の特徴と知られる点は;

1. 局所的な変動である。
2. polar cap 内でも、昼側 geomag. lat. 75° 以上、夜側 80° 以上の範囲に出現する。
3. 最大発生地点は corrected geomag. lat. でおよそ 83° 以下の所で 11-15 kT の電流が流れる。
4. 夏に多く、それは朝か夜か。
5. 逆向き電流 (DP-pole) は AEJ が十分に小さい (または極小の) ときのみ出現しない。
6. 太陽活動の激しい時期に多く発生する。

以上

地磁気異常変動 (DP-pole) と関連する, 電離層 及び惑星間空間における変動

岩崎 昇

相模工業大学 工学部 数理工学科

地磁気異常変動 (DP-pole) の磁気現象の形態は別に述べたが, ここでは DP-pole と Ionosphere 及び interplanetary magnetic field との関係を分析してみ、磁場変動の原因と考えられる電離層電流の可能性を述べてみる。

電離層について, f -plot を分析してみると (手持ちデータの都合で Thule の June, 1958 の場合を主とした), DP-pole の出現に対応して E_s は f_{min} に相関がある。とくに, これは sporadic E 層に関する情報であることから, DP-pole に伴って電離層 (E_s 層) の電子密度が上昇し, 電気伝導度が高くなっていくと考えられる。

また, IMP-1 のデータで interplanetary magnetic field と DP-pole との関係では, B_z がプラス (北向き) のとき, 地上では逆向きの磁場変動 (DP-pole) が出現する。

この分析は, IMP-1 によるデータであることから, 主として July 1964 の時期を対象としたので, DP-pole との比較は Vostok の地磁気データが使われた。また, 1964 年は太陽活動が極小になっているため, DP-pole は最も発生しにくい時期となっている。

今後残された課題は, 以上のことから, 人工衛星からの interplanetary における "粒子" の分布の情報を考慮に入れること, そして, 太陽活動, あるいは時期における DP-pole と interplanetary における状態との関係を確認することである。

国分 征

東京大学理学部地球物理研究施設

VLF emission 特に auroral hiss と呼ばれている emission と polar substorm (Dp1) との関係は Harang, Morozumi 等によつて調べられ、1つの station における hiss と Dp1 の対応関係はかなりはつきりして来た。Morozumi は夕刻から早朝の disturbance を三つの phase に分けて特徴づけた。即ち、N₁ phase; 強い hiss が特徴的な phase で aurora は arc または band であり、CNA は小さく、脈動の activity はそれほど高くない。N₂ phase; aurora の breakup に先行して impulsive hiss が始まり、いわゆる polar substorm が起る。N₃; post breakup phase で CNA が大きく、脈動 activity は高く、ある種の VLF chorus を伴う。このような分け方はある station での時間的変動としてとらえた場合であるが、polar substorm (Dp1) は世界的な変動であるので、midnight を中心とした Dp1 の発達過程や観測点と Dp1 の中心の位置関係を考慮した上で各 phase を特徴づける必要がある。ここでは、昭和基地の VLF data と世界的地磁気資料を比較することにより、Dp1 と VLF emission の関係を調べた。

Hiss.

- 1) N₁ phase における hiss の出現は midnight 附近に起つた negative bay と殆んど同時に始まる。その duration は bay と同程度である。
- 2) この種の hiss はしばしば 100% 程度の H のプラス変動に伴うが、これは midnight 附近よりの westward traveling surge が poleward を通過する際の影響と考えられる。
- 3) 100kHz 附近で同振幅範囲があるが、この hiss は impulsive なものが多い。

Chorus type emission

- 1) 早朝の broad bay phase と出現し、殆んど bay の maximum phase より発達する。発達するに従つて中心周波数が上がる傾向がある。
- 2) 平均強度は帯内の chorus emission にくらべて 20db 程度小さい。
- 3) スペクトルは帯内の emission にくらべて ~~連続~~ discrete であり、hiss 的 / イズは殆んど伴わない。emission は riser の group として出現することが多いが、1つ1つの riser は帯内のものにくらべて duration 10% 周波数範囲が小さい。
- 4) この種の emission の出現時の aurora は、flaming, pulsating 状態のときである。

永田 武・飯島 健
東京大学・理学部

極磁気嵐に前駆する現象については、すでに飯島・福島等によつて、AEJの爆発する数時間前、すなわち数十分前に、近似的に低緯度の X_m 成分が数値増加するといふことが知られている。更に、飯島・永田等は、AEJの爆発する数時間又は数十分前に、SP場が先づ強化される実を示した。飯島・永田は、このSP場の強化が、 $6R_e$ 程度の高さにある衛星位置の、低エネルギー($< 50 eV$)プラズマ密度の増加に對するものと見出してゐる。すなわち、AEJ爆発の前駆現象として、磁気圏内の低エネルギープラズマ対流が強化され、 I_E が I_{E0} に比べてSP場が強化される。低エネルギープラズマ対流の強化は、太陽風中の B_z 方向が南向きになる時と、統計的に一致するから、太陽風と地球磁気圏との相互作用は、先づSP場の強化という結果として著されると結論される。

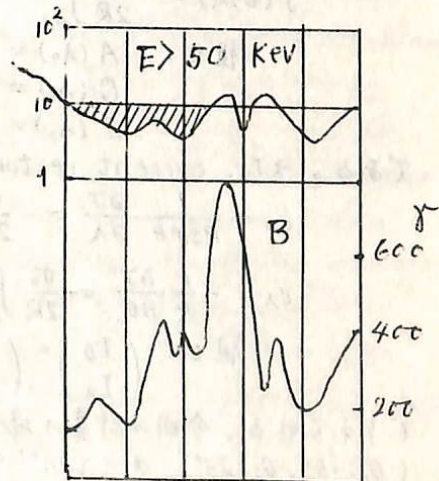
飯島・福島のいう、低緯度 X_m 成分における precursor は、DR場が小さい前から、AEJに先駆して、形成されることを示している。又飯島・永田は、AEJの発生条件の一つとして、DR場の強い非対称性化が必要であることを指摘している。

他方、AEJの発生と同時に、 $5 \sim 6.5 R_e$ の位置における高エネルギー($> 50 KeV$)電子のFLUXが増加するとは良く知られている。この報告で、指摘したい主要な事は、AEJ発生にほとんど同時に附随する高エネルギー電子FLUXの増加の前に、そのFLUXが減少するという事実である。ATS衛星の観測結果によれば、図に実例を示す如く、たとへばAEJ発生時のFLUX増加が十分大きくても、その前に充分な時間と量とのFLUX減少が先行していれば、大きなAEJが発生する。

この事実は、ATSの結果のみでなく、FRANKの報告に $04C-3, 4.5$ の結果にも見られる。

高エネルギープラズマ密度と低エネルギープラズマ密度の変動は、逆相関であるから、この高エネルギープラズマの減少は、低エネルギープラズマの流入によつて、圧力平衡維持の爲に起ると考えられる。

従つて、飯島・永田のいう AEJ発生前に SP場の強化が先駆現象として起きるといふ結論を支持するものと考えられる。論文では、もう少し立入つた量的関係を示す。



上出 洋介・福島 直 (東大理)

Substorm の際の worldwide な current 分布、特に Auroral Electrojet に伴う中低緯度の変動について、その空間的・時間的特性の研究は Magnetospheric substorm の機構を知る上に重要なことである。従来、その current pattern は定性的には、Auroral Electrojet とその return current なる DP 場のみで説明されてきたが、最近、磁気圏における ring current, field aligned current を含む 3 次元的な電流が提出されている。しかし、3 次元電流系でも地上における磁場変動に関する限りは 2 次元の divergence-free ないわゆる等価電流系で表現することができる。

前回の報告での結論は auroral zone に沿って緯度 4 度巾で Auroral Electrojet が流れているとき (その強さは経度 λ に関して $-\cos \lambda$ くらいの間で $\cos m\lambda$ に比例しているとし、 m の値は 1~6 を計算した)、その中低緯度での return current が地上に及ぼす磁場は意外に小さい、ということであった。ここでは前回に続き、Auroral Electrojet の勢力 (return current) の空間的拡がりの定量的計算を行うにあたり、今回は次のような、さらに realistic な仮定をおいた。

Auroral Electrojet

- (1) を南北両半球におく (前回は片半球にのみおいた)
- (2) を auroral oval に沿って流す (auroral zone)
- (3) の緯度巾を variable にする (4° に固定)
- (4) の経度方向の拡がりを 2π まで考える (最大 π)

$\theta_0(\lambda_0)$ に沿って moment $\mu_0(\lambda_0)$ の doublet の分布があるとき、 (θ, λ) における current function $J(\theta, \lambda)$ は

$$J(\theta, \lambda) = -\frac{\sigma_0}{2R} \int_{\lambda_0} \frac{C(\lambda_0) \cos \alpha + S(\lambda_0) \sin \alpha}{1 - A(\lambda_0)} \mu_0(\lambda_0) \cdot R \sin \theta_0 d\lambda_0$$

$$\begin{aligned} \text{但し、} \quad A(\lambda_0) &= \cos \theta_0(\lambda_0) \cos \theta + \sin \theta_0(\lambda_0) \sin \theta \cos(\lambda - \lambda_0) \\ C(\lambda_0) &= \sin \theta_0(\lambda_0) \cos \theta - \cos \theta_0(\lambda_0) \sin \theta \cos(\lambda - \lambda_0) \\ S(\lambda_0) &= \sin \theta \sin(\lambda - \lambda_0) \end{aligned}$$

である。また、current vector $\underline{i} = (i_\theta, i_\lambda)$ は

$$i_\theta = \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial J}{\partial \lambda} = -\frac{\sigma_0}{2R} \int_{\lambda_0} \frac{I_\theta}{\{1 - A(\lambda_0)\}^2} \mu_0(\lambda_0) R \sin \theta_0 d\lambda_0$$

$$i_\lambda = -\frac{1}{R} \frac{\partial J}{\partial \theta} = -\frac{\sigma_0}{2R} \int_{\lambda_0} \frac{I_\lambda}{\{1 - A(\lambda_0)\}^2} \mu_0(\lambda_0) R \sin \theta_0 d\lambda_0$$

$$\text{但し、} \quad \begin{pmatrix} I_\theta \\ I_\lambda \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P \\ Q \end{pmatrix}, \quad \begin{aligned} P &= (\cos \theta_0 - \cos \theta) \sin(\lambda - \lambda_0) \\ Q &= \sin \theta_0 \sin \theta - (1 - \cos \theta_0 \cos \theta) \cos(\lambda - \lambda_0) \end{aligned}$$

で与えられる。今回の計算の場合、 θ_0 の λ_0 -dependence は $\theta_0 = \theta_1 + (\theta_2 - \theta_1)(\cos \lambda_0 + 1)/2$ ($\theta_1: 15^\circ, \theta_2: 23^\circ$), $\alpha = \tan^{-1} \partial \theta_0 / \partial \lambda_0$ とし、これを南北両半球においた。

その結果、(1)(2)(4) の条件は前回の結論を本質的に変えることはなく、ただ多少の量的変更を与えるにすぎないが、(3) は本質的な影響を及ぼすものであることがわかった。即ち、Auroral Electrojet の緯度巾が $> 10^\circ$ に及ぶような場合には、中低緯度での return current は実測される磁気変動を十分説明できるほどの量に達する。

107. 磁嵐の3次元の構造 (DP-formation & asymmetric DR-formation)

東京大学理学部地球物理研究施設 飯島健

* The constitution of polar-magnetospheric storm in connection with the penetration of the solar wind energy is examined by use of magnetic variations on the ground and satellite-observations.

The necessary conditions to generate a magnetic storm by an invasion of the solar wind energy into the magnetosphere seem to the following two:

(a) an enhancement of convection of magnetospheric low energy plasma

(b) an asymmetric growth of the energetic plasma belt

where (a) directly enhances SP-field and is eventually driven by the magnetic field-interaction between interplanetary space and magnetosphere, and also by the change of solar wind momentum, which leads to compression and expansion of the magnetosphere and also leads to the viscous-like interaction between solar wind and magnetosphere. While (b) leads to the asymmetric DR-field on the ground and asymmetric deformation of geomagnetic tubes of force in the magnetosphere.

In addition, an auroral electrojet (AEJ) is produced through the following processes; The earthward surging of the enhanced plasma flow owing to (a) is opposed by magnetic pressure in the region where main field is strong, whence the inhomogeneities of magnetic field and plasma pressure take place near night-side inner boundary of the plasma sheet, which causes in turn the transient contraction of geomagnetic tubes of force (which is equivalent to eastward ring-like current-formation). Some instabilities occur and cause the bombardment of auroral particles geomagnetic field lines, resulting in high conductive area in the earth's polar ionosphere. Then, SP's electric field, the polarization field produced at the boundary of the region densely plasma-populated and polar high conductive area become the main causes of AEJ flowing along auroral oval. Therefore, three-dimensional storm-time current circuit is formed through the geomagnetic field lines, among AEJ-formation, SP-formation in the ionosphere and asymmetric population of energetic plasma in the magnetosphere (DR-formation). The asymmetric deformation of geomagnetic tubes of force leads to the outflow of plasma from the densely populated region.

The eastward AEJ which occurs in the afternoon hours and in the later epoch of polar magnetic storm is likely due to SP's electric field and enhancement of ionospheric conductivities and also due to asymmetric growth of energetic plasma belt.

In the present paper, the origin of an storm-time asymmetric belt of energetic plasma is an open question.

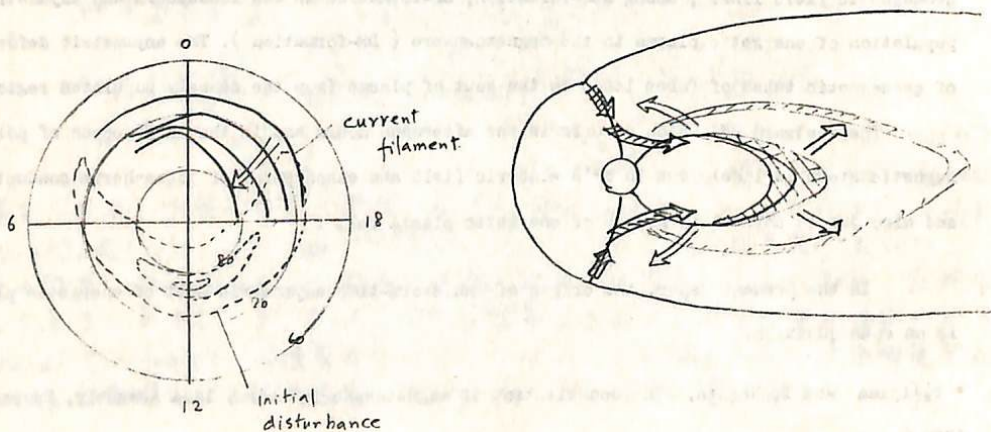
* T. Iijima and T. Nagata, The constitution of magnetospheric storm, IAGA Assembly, Madrid, Sept. 1969.

小口 高
東大 理

極地方の擾乱の等価電流系は平均的にはよく知られ、*2 Vortices*の形にはなるが、夕方から真夜にかけての高緯度地方の電流系は変動が激しく、平均値が何程の意味を持つか疑わしい程である。この原因を調べ且つ磁気圏尾における電子密度のゆらぎとの関係と明らかにするために、高緯度地方の擾乱の発達とその伝播とを解析した。結果は次の通りである。

- 1) 磁気擾乱は緯度 78° あたりの昼側から始まる。擾乱のモードは東西に変動する電流で表わされるが、この変動は次第に夕方及び夜側の Auroral oval 沿いに夜側に向けて伝播する。伝播によってこの電流系は次第に Sp-型となる。
- 2) 昼側の高緯度で擾乱が始まってから 20~30 分後に擾乱は夕方側及び夜側の oval から真夜中に達する。
- 3) 両側から伝播した擾乱が真夜中の Auroral Zone で出逢ったときに真夜中の Auroral Zone に沿って西向きに細い current filament が生れる。
- 4) Current filament は急速に発達し且つ 2つに分れて強い方の filament は高緯度地方に移動を始め、弱い filament が低緯度に向けて動く始めるように見える。
- 5) 高緯度側に向って行く current filament の動きは約 100 km/min で Auroral Zone から緯度 80° まで伝播して decay する。
- 6) 伝播の範囲と速さは擾乱の大きさに依存し、範囲も速さも擾乱とともになくなる。
- 7) この伝播速度は Auroral Breakup の際の Arc の移動とほぼ等しく、又 Tail の electron island の外側への伝播に対応する。

これらの事実から擾乱の源となる電場又はプラズマの侵入は先づ昼側の高緯度、つまり磁気圏の外側から内部に向って進むこと、その原因が cusp に達したときに Breakup が起こること、Break up は dawn-dusk にゆるがつかず sheet の上で起り、sheet が Neutral sheet から上下にゆるがつかずに行くとともに cusp から内側にもゆるがつかずに行くとことが知られる。尚このことから electron island が island という塊りではなく、sheet の伝播によっておこるものであることも解明出来る。



大 林 辰 哉
東京大学宇宙航空研究所

極域の地磁気変動を記述するために、2種の電流系 DP-1, 2 が考えられているが、その原因となる磁気圏の電場および粒子の運動について統一的に解釈しようとするのが、本報告の目的である。

磁気圏の1次電場として、後方から地球に向うプラズマ対流によるものを与え、ジェット電流はオーロラ帯の電離急増による Cowling 効果として説明する。高エネルギー粒子のドリフトは2次電場をつくるが、これが発達した時 D_s 場に対応する Hall 電流系の型が見られる。極域磁気嵐をこのような時間的发展過程として捉えることによって、オーロラ粒子群や、DR 電流環の振舞が比較的矛盾なく理解される。

これと関連して極域磁気嵐にともなう放射線帯粒子の変動、VLF エミッション、磁気脈動等についても考察を行なっている。

長谷川 貞雄、 城 功。

郵政省 電波研究所

南極観測の再開に伴って、昭和基地にオーロラ観測用レーダー装置を設置し、1966年4月から観測を開始した。今回は1966年、1967年の2年にかけて行ったPPIスコープの観測結果について簡単な統計的解析を行ったので、その序報としてオーロラ反射波の出現特性について述べる。

(1) 観測装置および観測方法

1. 送信機より112.2 MHz、尖頭出力20 kW (パルス中100 W, 繰返し周波数50 PPS) の電波を、8素子、2段スタックの八木空中線(利得13dB、ビーム幅: 約38°、水平偏波)より放射する。オーロラからの反射波は同一空中線により受信せしめ、更に、電氣的に送信と受信に空中線を切替へる送受切替器を経て受信機に導かれる。受信機出力はPPI表示用のオシロスコープに導入し、16mm ボレックスカメラにより駒取り撮影を行う。撮影は空中線の1回転毎(約30秒、時計方向)に発するパルス信号により行われる。

2. 観測期間 1966年4月 ~ 1967年12月、21ヶ月間。

3. 観測時間 18^h00^m ~ 07^h00^m、連続観測。

07^h00^m ~ 10^h00^m、1966年6月、9月、12月のみ観測実施。

(2) 観測結果

1. エコー出現率の日変化: 昼間より夜間に相当する時刻に多くエコーが受信される。出現率の山が2つ認められ、その山の現れる時刻は18^h00^m ~ 22^h00^m L.T. と 03^h00^m ~ 07^h00^m (12月は09^h00^m) L.T. 頃であり、後者の時間帯の山が大まか顯著である。

2. 季節変化特性は明瞭なものでなく、エコーの出現率は地磁気活動度Kによって左右される。しかし12月頃より南極の夏期にかけて出現率が低下する。

3. 経年変化はデータ量不足で、今回は明瞭な結果は得られなかった。

4. エコー出現率の方位特性: 季節変化は認められず、120° ~ 240° の範囲の方位からの受信率が高く、地磁気南を中心にしてゐる。逆に、出現率の最も低い方位は0° ± 60° の範囲である。

時間的なエコー出現率の方位特性としては、年間を通じて、12^h00^m ~ 22^h00^m L.T. の時間内は270° → N → 90° の方位からのエコーは全く受信されず。反対に、全方位から同時にエコーが受信される時間は季節的にずれており、6月は03^h00^m、9月は06^h00^m ~ 07^h00^m、12月は08^h00^m ~ 09^h00^m L.T. 付近を示している。

5. エコーが最も多く受信される Range は約300 Km で、全受信率の73% を示している。エコーが受信された最も近い Range は200 Km、遠い Range は約1000 Km であった。(9月2日 ~ 9日までのデータ使用)。

1966年

111. Observations of Monochromatic Mid-Latitude Auroral Arcs of
6300 (OI) at Whiteface Mt., New York

T. Ichikawa *, T.E.Old**, J.S.Kim**

* 岐阜大学 教養部 物理教室 ** Departments of Atmospheric Science and Physics
State University of New York at Albany, New York

Abstract

1968年9月12/13日及び1969年2月10/11日に, Whiteface Mt. (Lat. $44^{\circ}23'N$; Long. $73^{\circ}51'W$) で観測したM-arcについて, その形態や運動について研究したのでこれを発表する。

この期間は同時に地磁気や北方でのオーロラの活動が見られた。

このM-arcはいろいろの点で, IGY期間に観測されたM-arcに比べて異なるけれども, その出現場所や運動の早さ等は本質的に, IGY中のM-arcと同じものと考えられる。

観測したM-arcの平均半強度巾は, 約150 kmである。オーロラの強度が変化する時と同じように, M-arcの強度が変化する時に, 地磁気の水平成分の変化が認められた。

昭和基地に於いて観測された極光の スペクトル

金田 稔 権

東京大学理学部地球物理研究施設

極光のスペクトルタイプに関してはこれ迄、特異な場合に出現する極光例へは、*Polar glow*, *Mid-lat. M-arc*, *Sun-lit aurora* 等については通常のスペクトルと非常に異なったタイプである事が知られて居る。しかし乍ら通常、極光帯附近に於いて観測される極光に関しては、いわゆるB型極光の場合スペクトル中の N_2 -1PGの存在、A型極光の場合[OI] 6300Åの相対的增加が指摘されて居る程度で、一般的にはそのスペクトルは比較的に安定であるとされて来て居た。例へばOmholt等に依れば[OI] 5477Åと N_2^+ -1NGの強度比はfactor 2の範囲内で全ての形勢の極光について一定である事が報告されて居る。

一方Romick and Belon (1964)の観測からvolume emission rateでは5477Åの N_2^+ -1NG (3914Å)の自乗に比例するという関係が得られて居り、彼等はこの関係を説明する為に $O_2^+ + e \rightarrow O(^1S) + O$ なる解離再結合の反応を導入したか、この点でもこの二つの輝線及びバンドの時間変化に於けるズレからこの反応は有効でないとするOmholt等の見解と対立を見せて居る。

ロケット等に依る極光粒子のエネルギー・スペクトルの観測から種々の結果が報告されて居る。この入射粒子のエネルギー・スペクトルを対数型 $EXP(-E/\beta)$ に仮定して、モデル計算を行ったKamiyama (1967)の結果に依れば、極光の[OI] 6300Åと5477Å, N_2^+ -1NG (3914Å)と[OI] 5477Åの輝度比には著しいエネルギー依存性が存在する。1966年の昭和基地での多色式光電受光器に依る観測結果から、これ等の輝線・バンドの輝度比は、極光のBreakupと境としてその前後でそれぞれ固有の変化を示す事が判明した。(Fujitaka and Kaneda)

ここでは、1966年に昭和基地でパトロールスペクトログラフで観測した記録を解析した結果に就いて報告する。これ迄に得られた主たる事実は以下の如くである。

1. 通常の活動度の場合、[OI] 5477Åと N_2^+ -1NGの輝度比 $J(N_2^+1NG)/J(5477)$ は高緯度側に向って小さくはって居る。
2. 極光のBreakupの前後では上記の輝度比は大きく変化する。Breakup前ではその値は大きい。
3. 地磁気活動度の可成り大きい場合はスペクトルの様相が通常と異なる。特に[OI] 6300Åのenhancementが著しい。

福西 浩, 林 幹治, *平沢 威男, *国分 征, *等松 隆夫
東大理学部地球物理学教室, * 東大理学部地球物理研究施設

昭和基地において現在行われている極光関係の観測項目は、以下の三種類である。

1. 極光強度変化計 天頂の視野 5° 、及び 30° の極光強度の時間的变化を連続記録する。観測する波長は、 4278\AA , 5577\AA , 6300\AA のうちの一つで、視野 5° の光電測光器は第1次第より継続して使用している。
2. 極光微細構造変化計 子午線にそって鏡を12sec周期で 180° 回転させることにより、極光 4278\AA 線強度の空間的・時間的分布を連続記録する。この観測は第2次第より継続して行われている。
3. 極光二重差解析器 2.と同じように子午線にそって鏡を回転させることにより、極光の空間時間変化を観測する装置であるが、2.の変化計では掃査周期が12secと遅いため高周波数領域の極光変動を観測することは不可能であった。そこで、この装置は掃天周波数を25Hz, 12.5Hzとし、早い極光変動をとらえられるように設計した。光電測光器の出力は輝度変調され、ガラスと管土に写しだされ、これを写真撮影することにより、時間・空間平面における極光のcontour mapが自動的に得られるようになった。

この第1次第では2.以外、1.と3.の観測は継続して行われるが、新たに次の二種類の観測装置が作成された。

1. 極光 $H\beta$ (4861.33\AA)掃天測光装置 プロット管への流入による放射された $H\beta$ 線強度の空間・時間変化を観測する装置で、光電受光器の部分はTilting-Filter方式で、 $H\beta$ 4861.33\AA よりやや長波長の最大透過率をもつsharpなフィルタ(半値幅 $3-5\text{\AA}$)を対物レンズの前で周期的に傾けることにより、波長領域をスキャンし、Doppler shiftした $H\beta$ 線を検出できるようにしている。Tiltingの周期は、1sec、及び5secである。この装置の前にはミロスラフカメラをとりつけ、子午線に沿っての掃天が行われる。掃天周期は60secである。
2. 三色(4278\AA , 5577\AA , 6300\AA)光電式掃天測光装置 子午線に沿っての掃天型の光電受光器があるが、三色を同時に測定することにより広いエネルギー範囲の入射電子の空間・時間分布を測定できるようにしている。掃天周期は5sec及び10secである。

以上のように極光観測装置の充実により、電子及びプロット管への流入のdynamicsがかなり明らかになり、磁気圏プラズマの構造、粒子加速機構、自然電波や地磁気脈動の発生機構を解明する上で貴重なデータが得られると思われる。

I. 昭和基地における観測

小倉紘一(日大留志野) 林幹治(東大理学部) 須田友彦(気象研) 小玉正弘(理研)

昭和基地でのオーロラ X 線を観測するため、昭和44年1月15日より2月14日までの間に、計10回のバルーン実験が行なわれた。NaIシンチレータで検出された X 線は $> 25 \text{ KeV}$, $> 50 \text{ KeV}$, $> 100 \text{ KeV}$, $> 200 \text{ KeV}$ の4チャンネルに分けて測定された。

浮遊高度はほぼ10~12 mbで予想高度よりやや低かった為、いわゆる microburst 現象を捉えることはできなかつたが、多数の X 線バーストを観測した。

これらの X 線バーストとリオメーター、地磁気の変化との間には、おおむね良い相関が見られるが、特に X 線のエネルギースペクトルと関連して、これらの相互関係を調べてみる。

115.

オーロラX線のバルーン観測

2. 地磁気共軌性について

小玉正弘(理研) R. R. Brown(カリフォルニア大)

昭和44年1月～2月間に、昭和基地およびその地磁気共軌点に当るアイスランドのレイキャビックにおいて、バルーンによるオーロラX線の同時観測が3回行われた。同時観測時間の合計は約20時間である。

これから得られたX線バーストの大部分は、あまり良い地磁気共軌性を示さないがこれはMagnetosphereの非対称性に基づく共軌性のLocal time dependenceによるとと思われる。