

第 3 6 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭和 39 年 10 月 17・18・19 日

於 東 北 大 学 松 下 会 館

日 本 地 球 電 氣 磁 氣 学 会

目 次

第1日 10月17日

地磁気 I (0900-1205)

- | | | | | |
|----|--------------------------------|---------|-------------------------------|-------|
| 1 | 久保木 忠 夫 | (地磁気観) | 地磁気日平均値の変化について | (10分) |
| 2 | 佐野 幸 三 | (地磁気観) | SIの解析 | (10分) |
| 3 | 山口 又 新 | (地磁気観) | 柿岡に於ける SSC の一特徴 | (15分) |
| 4 | 西田 篤 弘 | (東大理) | 太陽から地球への SSC の伝播 | (20分) |
| 5 | 永田 武 健 | (東大理) | 磁気嵐の解析 | (15分) |
| 6 | 福河 信 直 | (東大理) | 太陽プラズマ流と地球磁場との相互作用に対する | (15分) |
| | 島 樹 | (原研) | モデル実験(第四報)——実験結果の解釈—— | |
| 7 | 金田 栄 祐 | (東大理) | 極光全天写真の解析 | (15分) |
| 8 | 国分 征 | (東大理) | 極地域における静穏日地磁気変動 | (15分) |
| 9 | 小口 高 | (東大理) | 極擾乱の相互関係——一般流と磁気擾乱 | (15分) |
| 10 | C. O. Hines (Univ. of Chicago) | | DS, S_{1q}^1 電流系の対称軸の傾きについて | (15分) |
| | 西田 篤 弘 | (東大理) | | |
| 11 | 並川 富 一 | (大阪市大理) | 磁気圏内のプラズマの運動 | (15分) |
| 12 | 大林 辰 蔵 | (京大工) | 外気圏における熱伝導について——I | (15分) |

地磁気 II (1330-1610)

- | | | | | |
|------|--------|---------|-----------------------------|-------|
| ※ 13 | 加藤 愛 雄 | (東北大理) | 直視誘導磁力計に依る pc 1 及び pi 1 の観測 | (10分) |
| ※ 14 | 河村 雄 | (地磁気観) | 地磁気短周期脈動の観測 | (15分) |
| 15 | 玉尾 孜 | (東北大理) | Trapped Particle に依る電磁流体輻射 | (15分) |
| 16 | 加藤 愛 雄 | (東北大理) | 電磁流体振動に対する非等方性電離層の二次効果 | (20分) |
| 17 | 平沢 威 男 | (東大理) | 地磁気脈動 (pc-5) の解析 | (15分) |
| 18 | 加藤 海 健 | (東北大理) | 地磁気脈動 pc 5 の特性 | (15分) |
| 19 | 恩藤 忠 貞 | (平磯電波観) | f_{min} の増加と pc 5 | (15分) |

第3日 10月19日

第1会場

VLF・Whistler (0900-1025)

- 53 大林辰蔵(京大工) Hydromagnetic Whistlers (20分)
- 54 鶴田浩一郎(東大理) 低緯度ホイッスラーの特性 (15分)
- ※55 大岩津仁助(空電研) 低緯度帯の異常に分散の小さいホイッスラーについて (20分)
- 56 鎌田哲夫(空電研) ロケット搭載用 VLF ノイズスペクトルメーター (10分)
- 57 徳田八郎衛(京大理) VLF, ELF 電波伝播に及ぼすイオンの効果 (D) (20分)

空電・空中電気(1035-1225)

- ※58 大林辰蔵(京大工) 電場測定に及ぼすイオンシースの影響 (15分)
- 59 仲井猛敏(空電研) 空電雑音の交さ率分布 (15分)
- ※60 石川晴治(空電研) 空電源 VHF スペクトル (15分)
- ※61 竹内利雄(空電研) 38年夏の落雷観測 (20分)
- ※62 竹内利雄(空電研) 38, 39年夏の雷雲観測 (15分)
- 63 高木増美(空電研) 雷放電雑音の微細構造 (15分)
- 64 田村雄一(京大理) 雷電気発生についての一考察 (15分)

宇宙線 (1340-1500)

- ※65 奥村谷晶子(理研) 宇宙線強度の非等方性について (15分)
- 66 石田寛静(福島大学芸) IGY-IGCにおける宇宙線日変化極大時刻の変動について (D) (15分)

- 67 北村正三(気象研) 宇宙線日変化の機構 (15分)
太田垣和三子
- 68 高橋八郎(岩手大) 宇宙線嵐時における宇宙線 Rigidity Spectrum の変化 (15分)
- 69 森覚・上野裕幸(名大大理) 宇宙線強度の27日再帰性とそれの太陽・地磁気活動との関連 (20分)
鷲坂修二(信大大理)
長島一男(名大大理)

第 2 会 場

古地磁気・岩石磁気・磁気測量(0900-1140)


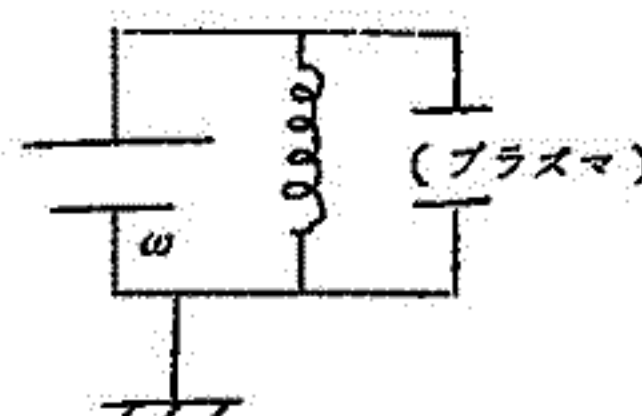
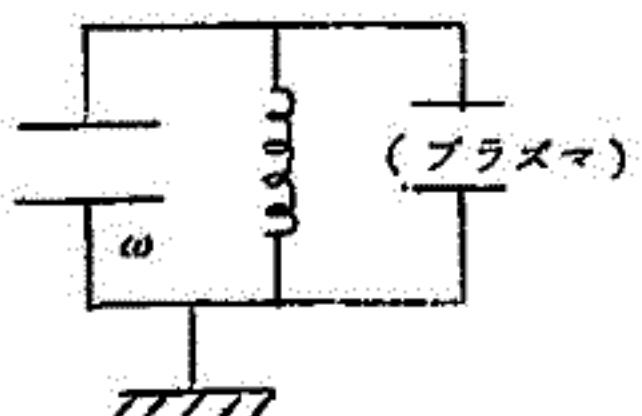
- 70 篠嶋貞彦(京大理) 琉球弧における古地磁気 (15分)
嶋田昌雄
- 71 前中一晃(京大理) 北九州・九重山の新第三紀・第四紀の古地磁気 (15分)
西田潤貞
篠嶋貞雄
- 72 永田武・小島稔(東大理) 伊豆箱根火山の古地磁気学的研究 (15分)
小島美都子・荒井峰
木下肇・河野長
- 73 太田桓次郎(京大教養) 阿蘇火山の磁化 (10分)
安原通博(京大理)
鈴木亮
- 74 鈴木亮(京大理) 阿蘇の岩石の磁性について (15分)
- 75 加藤愛雄(東北大理) 東北地方花崗岩の磁氣的性質 (15分)
藤井
- 76 小島美都子(東大理) グラニットの残留磁気について, その2 (10分)
小島稔
- 77 秋本俊一(東大物性研) オリビーンスピネル転移にともなう電気伝導度の不連続変化 (15分)
藤沢英幸(東大理)
- 78 石川義和(東大物性研) $Fe_3O_4 - Fe_2TiO_4$ 系の中性子線回折 (10分)
庄野安彦
- 79 行武毅・萩原幸男(震研) 新潟地震後の地磁気変動観測 (10分)
渡部謙彦・徳井祥一
- 80 国土地理院(田島) 1・2等磁気測量による新潟地方地磁気変化について (10分)
- * 81 歌代慎吉(海上保安庁) 新潟地震震源地附近及び日本海溝における海上磁気測量について (20分)
萩近大
代野藤島
慎卓章
吉司忠一

地球内部電磁気現象(1330-1455)

- 82 前田力雄(電波研) 地磁気嵐急始時における擾乱ベクトルの世界的分布 (15分)
- 83 力武常次(震研) ひずんだ球形導体中の電磁応答 (15分)
- 84 加藤愛雄(東北大理) 浅虫に於ける地磁気短周期成分の逆転について (10分)
- ※85 柳原一夫(地磁気観) 柿岡附近の深層比抵抗 (15分)
- 86 大島汎海(地磁気観) 日本における地磁気短周期変化ベクトルの振舞とその特性について (15分)
- 87 吉松隆三郎(地磁気観) 地磁気短周期変化の $\frac{\Delta Z}{\Delta H}$ の時間的变化 (15分)

(註) ※印は予稿未提出

正 誤 表

頁	行	誤	正
目次 1	19	f_{\min}	f_{\min}
" 2	25	pc 2 及び pc 3	pc2 及び pc3
" 2	32	オブテ _イ カル	オブテ _イ カル
" 3	39	H _I L α	H _I L α
" 5	67	北 村 正 彦	北 村 正 丞
" 5	79	渡部 肇彦	渡部 肇彦
1	11	z	z
3	9	s.f.e. (不鮮明)	s.f.e.
7	20	90 kv	90 kV
7	21	10^{-8} v	10^{-8} V
13	1	nirror	mirror
15	12	auisotropic	anisotropic
19	4	geomagnetic quiet day	geomagnetic 5 quiet days
21	1	電流計	電流系
21	11	1963 Oct. ~	1963 Oct. ~
23	5	llen	Allen
31	図	太陽  (不鮮明)	太陽電池
35	18	更に	更に
35	21	理論的	理論的
36	第一図		

1. 地磁気日平均値の変化について

久保木 忠夫(地磁気観)

地磁気の日平均値の世界的分布並日本附近の分布を調査した。亦日本附近の月平均値、年平均値も合せて調査した結果次の如し。

- (1) 柿岡、鹿尾、女満別の年平均値は一定比例関係で変化しているが、地磁気の擾乱をH, Dはかなり受けている。(特にHは大きい。)
- (2) 各地の月平均、日平均値は年平均値の比例関係とは別のDstによる分布値を示す。
- (3) (1), (2)の比例関係を用いると各地点の地磁気の値は殆ど一定値となり、その差は地下現象と関係があるらしい。
- (4) 世界の日平均値の変動の様子を水平ベクトルは緯度線に平行で、 $\cos\theta$ (θ : 緯度) に分布する。(Priceの求めたnon cyclic variationとはかなり異なる)
- (5) 日平均値は $\sum K_p$ とよい相関があり、緯度効果がある。
- (6) 日変化は極めて複雑で特にZの各地点の差は規則性が殆どない。

2. SI 変化の解析

佐野 幸三 (地磁気観)

(I) ±SI 変化の高緯度における特性

±SI 変化の高緯度地方における特性は以前の学会で、簡単な調査結果を報告したことがある。今回は特に -SI について解析を進めた結果を報告する。

(1) 水平変化ベクトルの極性。

これについては以前に報告した通りで、ssc, 脈動などの場合と大体において同一である。

(2) 水平変化ベクトルの主軸の向き。

主軸の向きはほとんどのものが西に傾むいており、東に傾むいているものはまれにしか見られない。又明りよりの緯度又は経度に対する依存性は見られない。その他脈動状変化の周期特性についても調査しているが、まだ資料不足で十分な統計結果を得るところまでいっていない。

(II) +SI 及び -SI の等価電流系の比較。

1958年に起きた二、三の +SI 及び -SI の等価電流系を求めてみた。しかし急変化であり、早廻しレコードを利用しなければならないが、早廻しレコードは10数ヶ所しかなく正確な電流系は求め得ない。従って大体の電流系であり、定性的な比較しかできない。ともかくも +SI と -SI は水平変化ベクトルの特性の比較からも予想されるように、一般的に電流の向きが反対であると考えて良い。Pre-Impulse から Main-Impulse への推移の仕方は電流系が西に回転して、あるいは高緯度地方つまり極の方に移動して推移するかはどちらも結論できない。推移期において電流ベクトルが乱れるので電流系が簡単に求められなかった。

3 柿岡に於ける SSC の一特徴

山口 又新(地磁気観)

柿岡(中低緯度)においては、SSC の場合水平分力が増加するのが普通である。例えば柿岡では、1921~1951 に 1930 May 30d 15n02m, 1944 Mar. 18d 07n00m の 2 個のみが、水平分力の減少する SSC であった。両者とも、後に続く擾乱は不規則で各相尋判然としない。

SSC 等急変化は、一観測所のみレコードに依って決めることは困難な場合が多く、これらについての調査は困難である。その後、IGY に至り、1958 April 2d 04n59m に水平分力の減少する SSC が起り、ついで 1960 Jan. 10d 07n18m にも、かなり顕著な水平分力の急減を観測し、その直後から擾乱が大きくなって居る。これらの 2 個について解析した結果、

1958 April 2d 04n59m の急変化は、s.t.e. であり、

1960 Jan. 10d 07n18m の急変化は、汎世界的擾乱の開始とみるよりは、si(-c) とみた方がよいことがわかった。こゝに si(-c) は、水平分力の急減する SI である。

柿岡では、水平分力の減少する SSC(main impulse) について、又は inverted SSC は、殆ど起らないと思われる。

4 太陽から地球への SSC の伝播

西田 篤弘(東大理)

solar flare と ssc との時間間隔から算定される ssc 伝播速度は惑星間空間でのアルフヴェン速度を越えるが、この事は必ずしも ssc が衝撃波として伝播される事を意味しない。なぜなら惑星間空間には solar wind が存在するため、太陽に発した波動が地球に伝達される速度は、波動の速度に solar wind の速度を加えたものになるからである。Solar wind が supersonic であれば、小振巾の電磁流体波も、contact discontinuity すらも supersonic な速度で地球に到達する。

一方、negative sudden impulse と ssc の類似は、衝撃波が ssc の生成にとって本質的な因子ではない事を示す。従って、ssc には太陽から衝撃波として伝播されるものの外に、小振巾波もしくは contact discontinuity によるものも存在する事が予想される。この点を明らかにするために、ssc 伝播の solar wind に対する相対速度を求め、この相対速度と、地上で観測される ssc の性質との間の関連を調べた。

結果は(1)ssc の立上り時間は、上の相対速度に依存する。相対速度が数百 km/sec を越える時には、立上りは2分以下、相対速度がこの値以下の時は、立上りは2分以上である。(2)storm main phase の深さは、ssc の相対速度と関連している。相対速度が数百 km/sec を越えるsscのあとでは、 ΔDst は90% を越えるが、これより遅いsscの後では ΔDst は90% 以下である。

解釈：(1)数百 km/sec は、地球近傍での、惑星間空間のアルフヴェン速度である。これより高速で到達する ssc は、衝撃波で、より低速のものは 小振巾波又は contact dis-

continuity である。衝撃波の transition region は、小振幅波のそれらに比べて小さいので、衝撃波として到達した ssc は、他のものに比し短い立上り時間を示す。

(2) main phase は ssc 伝達の際にピストンとして物らいたプラズマ雲が、地球に到着した時に観測されるもので、その際のDst 減少の大きさが、ピストンとしての強さのめやすになる。

5 磁気嵐の解析

永田 武
飯島 健 (東大理)

これまでの解析結果より磁気嵐主相時の D_p は次の様に考えられる。すなわち

$D_p = (S_q^D \text{ の強化された成分}) + (\text{auroral electrojet による成分})$ ここでは S_q^D の強化の D_p への寄与は周期的に長い成分に効くであろうという仮定のもとに D_p に通過操作を行い長周期成分 ($T_0 \geq 8 \text{ hours}$) と短周期成分 ($T_0 < 8 \text{ hours}$) に分離し各々について南北両半球同一の events を用いて解析した。Data として 1958 年 May, June, July 期間中の 13 個の moderate storms より得た average D_p と 1958 年 Dec. 13^d 0h 頃に ssc を有する individual D_p を用いた。

結論として次のことがいえる。

(1) S_q^D の強化された成分は地磁氣的共役関係が非常に良い。この mode の成分を SP と名付ける。

(2) SP 以外の成分は主として auroral electrojet によると思われる (AEJ)。

AEJ 成分の conjugacy は SP 成分程良くない。

(3) $D_p = (SP) + (AEJ)$ と考えられる。

④ AETJ 成分については永田一國分の結果を承認してよい。

6 太陽プラズマ流と地球磁場との相互作用に対するモデル実験(第四報)

—実験結果の解釈—

福島 直(東大理)

河島 信樹(京 研)

プラズマ実験で得られた写真ならびにプローブによる実測結果を相似法則を用いて解釈し、太陽プラズマ流にふくまれる荷電粒子の磁気圏侵入の問題を論ずる。

太陽プラズマ流が地球に押しよせる自然現象と、プラズマを双極子磁場にあてる模型実験での諸値の値を比較すると、

変 素	Nature	Model	比
地球半径 r_E	$6.4 \times 10^8 \text{ cm}$	1 cm	6.4×10^8
地球磁気磁率 M	$8 \times 10^{25} \text{ emu}$	$2 \times 10^4 \text{ emu}$	4×10^{21}
プラズマイオン質量 m_i	$1.6 \times 10^{-24} \text{ gr}$	$6.4 \times 10^{-24} \text{ gr}$	$\frac{1}{4}$
プラズマ速度 v	$\sim 10^8 \text{ cm/sec}$	$4 \times 10^6 \text{ cm/sec}$	25
イオン運動エネルギー $-\frac{1}{2} m_i v^2$	5 keV	32 eV	160
プラズマ密度 n	$\sim 1/\text{cm}^3$	$5 \times 10^{14}/\text{cm}^3$	2×10^{-15}

となつている。これから $2nmv^2 = B^2/8\pi$ という釣合の式で定まる magnetic cavity の表面における

磁場の強さ B_0	$9 \times 10^{-4} \Gamma$	$1.6 \times 10^3 \Gamma$	5.6×10^{-7}
cavity 半径 R_0	$5.6 \times 10^9 \text{ cm}$	2.92 cm "	1.9×10^9
R_0/r_E	8.8	2.92	

が求まる。また

イオンの Impact parameter $\sqrt{eM/mv}$	$9 \times 10^9 \text{ cm}$	3.5 cm	2.6×10^9
shielding distance $\sqrt{m_e/8\pi n e^2}$	$3.8 \times 10^6 \text{ cm}$	$1.7 \times 10^{-2} \text{ cm}$	2.2×10^7
cavity 境界におけるイオンの gyro-radius ρ_i	$1.1 \times 10^7 \text{ cm}$	1.0 cm	1.1×10^7

となっている。

過度現象として cavity boundary がプラズマ流に押され変形を受ける問題を考える場合長さの単位として R_0 、時間の単位として R_0/v を用いられ、換り式は無次元化される。即ち時間に関して

自然現象での 56 sec. はモデル実験での $7.3 \times 10^{-7} \text{ sec}$ に当る。

" 78 sec. " 1 μ sec. "

" 13 min. " 10 μ sec. "

と解釈してよい。

長さの単位として cavity radius R_0 をとれば、結果としてモデル実験は自然の太陽プラズマよりはずっと粒子密度が少なくて個々の粒子はずっと重く重いという場合を取扱っていることとなる。このことは cavity boundary における ρ_i/R_0 の値を比較しても分ることである。

個々の荷電粒子の運動を論ずる場合には、荷電粒子間相互の衝突を無視しうれば

$$m d\mathbf{v}/dt = e\mathbf{E} + e(\mathbf{v} \times \mathbf{E})$$

の式において、長さ・時間・電位・磁場の scaling factor をそれぞれ $\lambda, \tau, \varphi, \beta$ と置けば、 $\lambda/\tau^2 = \varphi/\lambda = \lambda\beta/\tau$ が成立していることが必要である。地球自転の影響により magnetosphere の外と地球赤道上の電位差が 90 kv あるが、モデル実験でこの電位差は 10^{-3} v に相当することとなり、従ってモデル実験で地球自転による電場の影響は調べられない。個々の荷電粒子の運動については、Alfvén 近似 ($\mu = \text{const.}$ として粒子の運動を論ずる)

は、モデル実験では利用できない。

また cavity 境界付近におけるプラズマ粒子の diffusion、モデル地球の裏側にプラズマ粒子がまわりこむ機構についても考察する。

7 極光全天写真の解析

金田 栄祐 (東大理)

これ迄に、Oguti(1961), Nagata and Kaneda(1962) 等によって negative bay と auroral brightness との関係に就いて、その緯度特性、地方時依存性等が調べられて来た。今回こゝではアラスカの観測網を使って、positive bay と auroral brightness との関係に就いて調べた結果を、これ迄の結果と比較して報告する。

8 極地域における静穏日地磁気変動

国分 征 (東大理)

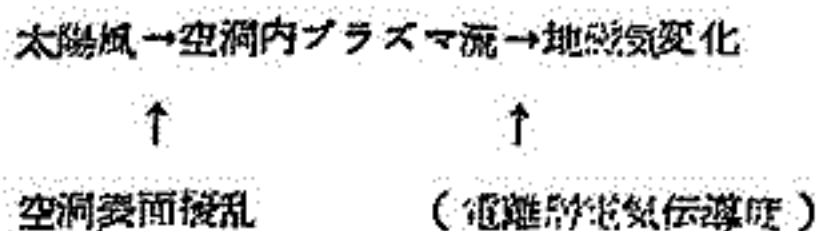
地磁気静穏日においても極地域においては擾乱場 (Ds-field) と似た特性をもった地磁気変動が見出される。これらの特性、即ち IGY 中の国際地磁気静穏日 ($\overline{\Sigma K_p} \approx 1$) の平均として求めた変動場の特性についてはすでに報告した。今回は IGY 中で最も ΣK_p の小さい日の一つである May 24, 1958 ($\Sigma K_p = 4+$) をえらび、北極地域 15 観測所の資料を用いて静穏日地磁気

変動の特性を調べた結果について報告する。平均変動と比較をするために6時間の移動平均をとり比較的長周期で変動するものとそれに乗っているものとに分け、それぞれの特性を検討する。

9 極擾乱の相互関係—一般流と磁気擾乱

小口 高(東大助)

前回の学会で空洞内の一般流と極地方の地磁気変化との密接なつながりを報告したが、この場合太陽風から空洞内プラズマへの運動量流入は空洞表面の擾乱の程度によっても変り、又一般流が地磁気変化として観測されるためには電離層の電気伝導度が知られなければならない。現在まだ電離層資料が充分でないので今回はこの部分を除いて



の一連の現象の関連を調べた。資料は Snyder 等の発表した太陽風の速さ、磁極(Thule)に於ける地磁気変化及び脈動指数である。

結果はまだ必ずしも満足すべきものではないが例えば Thule の変化ベクトルの大きさと太陽風の速さの相関は 1962年9月 から 12月までで 0.6 程度、11月には 0.75 に達する。これから空洞内における一般流の形成、及びその地磁気変化に与る影響の可能性は充分あると推定される。

10 DS, S_q^D 電流系の対称軸の傾きについて

C.O.Hines (Univ. of Chicago)
西 田 篤 弘 (東大理)

DS, S_q^D の等価電流系の対称軸は、太陽を含む子午面より朝側に傾いている。これに対し、理論的考察から導かれた高緯度地方の電場〔たとえば、solar wind との viscous-like interaction によるもの (Axford and Hines), 及 high energy particles と low energy plasma の interaction によるもの (Fejer)〕は、太陽を含む子午面に対して対称である。従って、もしも DS や S_q^D がこれらの電場に関連するものならば、対称軸の傾きの原因は、主電場の生成機構以外のところに求められなければならない。

対称軸の傾きの原因の一つとして、電離層中の中性分子が、電流系に及ぼす影響が考えられる。即ち、電離層中をイオン及電子が与えられた電場の下で運動するとき、その運動量の一部は、衝突によって中性分子に伝えられる。その結果、電離層内には magnetosphere 上部から伝達された電場 E の外に、ダイナモ電場 $\frac{1}{c} \mathbf{u}_n \wedge \mathbf{B}_0$ が生ずる。ダイナモ電場の phase は E の phase と必ずしも同一でないから、ダイナモ電場の存在は電場と電流の対称軸の相違の一因となりうる。

この考えから、polar cap 内に、双極子電場のおかれたときの電流系を、中性分子の運動の影響を考慮して計算した。その結果、E 層附近では、ダイナモ電場は E と同程度の大きさを持ち電流系の対称軸は太陽を含む子午面に対して電子密度 $2.0 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ の層内では、 16° 、電子密度 $2.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ の時には、 90° 傾く事が判つた。更に詳細な点では、このモデル計算の結果と観測結果には差があり、DS, S_q^D の傾きはまだ十分に説明できていないが、ここで研究された機構も、傾きの少くとも一因をなしているものと考えられる。

11 磁気圏内のプラズマの運動

並川 富一(大阪市大理)

Axford, Hines, Piddington等はsolar windにより磁気圏内にプラズマの対流がおこることを示唆しその地磁気現象との関係を論じた。こゝではそのような運動が存在するか又存在するとしても安定であるかという問題を論じる。結果は或る条件の下ではPiddingtonのいうstream line motionが磁気圏に存在し得て、更に運動速度がAlfvén wave velocity より小さい時はその運動は安定であることが判った。

このようにstream line motionの存在、安定性が証明されたからにはその地磁気現象との関係を調べてゆくのは意味のあることとせられる。

12 外気圏における熱伝導について— I

大林 辰蔵 (京大工)
桜井 邦朋

電離層F₂ 層上部から広がるexosphere内の熱伝導について考察する。この問題は、Bates(1951), Spitzer(1952), Johnson(1956)らによって既にその重要性が指摘されているが、ここでは熱伝導に対する地球磁場の影響を考慮した理論の試みを示す。

(a) プラズマ内の熱伝導度の計算は外部磁場のある場合には複雑で種々の異なった表式がいろいろな人達によって得られている。こゝでは、簡単な方法により、熱伝導度の三方向成分を計算した結果

を示し、これを熱伝導方程式に用いる。この方程式は複雑で現在その数値解法を試みている。

(b) Chapman (1957) の方法に従い、地球磁場の存在を無視した場合について熱流及び exosphere 内の温度分布を推定した。この時、熱伝導度の表式

$$K = K_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^n \left(\frac{T}{T_0} \right)^s \quad (1)$$

と仮定した。

地球磁場の存在下では、熱流の表式は

$$-q = K_0 \nabla_{\parallel} T + K_1 \nabla_{\perp} T + K_2 \frac{H_0}{H_0} \times \nabla_{\perp} T \quad (2)$$

となる。

$$\frac{K_0}{K_2} \sim \frac{r_j^2 m_j}{\omega_j^2 m_e}, \quad \frac{K_0}{K_2} \sim \frac{r_e}{\omega_e}$$

と近似的におけるため、exosphere では三項目の寄与が大きいことが判る。従って、exosphere における熱伝導の研究に当っては、地球磁場の影響を考慮しなければならない。(a) で得た伝導方程式の研究が重要となるが、これは次報 [] で詳論する予定である。

15 Trapped Particle に依る 電磁流体輻射

玉尾 孜(東北大理)

磁気圏内で coherent な mirror motion をしている粒子群がどの程度地磁気短周期変動に寄与し得るか調べる目的で、粒子群の周期運動から生ずる輻射を電磁流体波領域に就いて求めた。*1 段階として輻射の周波数は粒子の gyrofrequency に比して充分小さいとして、dispersion は無視した。先ず、粒子群が磁力線に沿って一様運動している場合は個々の粒子の gyration の重ね合せを半径 a の diamagnetic current loop で近似すると、此の場合磁力線に対して対称と考えられるから isotropic wave のみが生ずる。輻射の生ずる条件は

$$(u/V_A) [1 + (V_A/c)^2]^{1/2} \geq 1$$

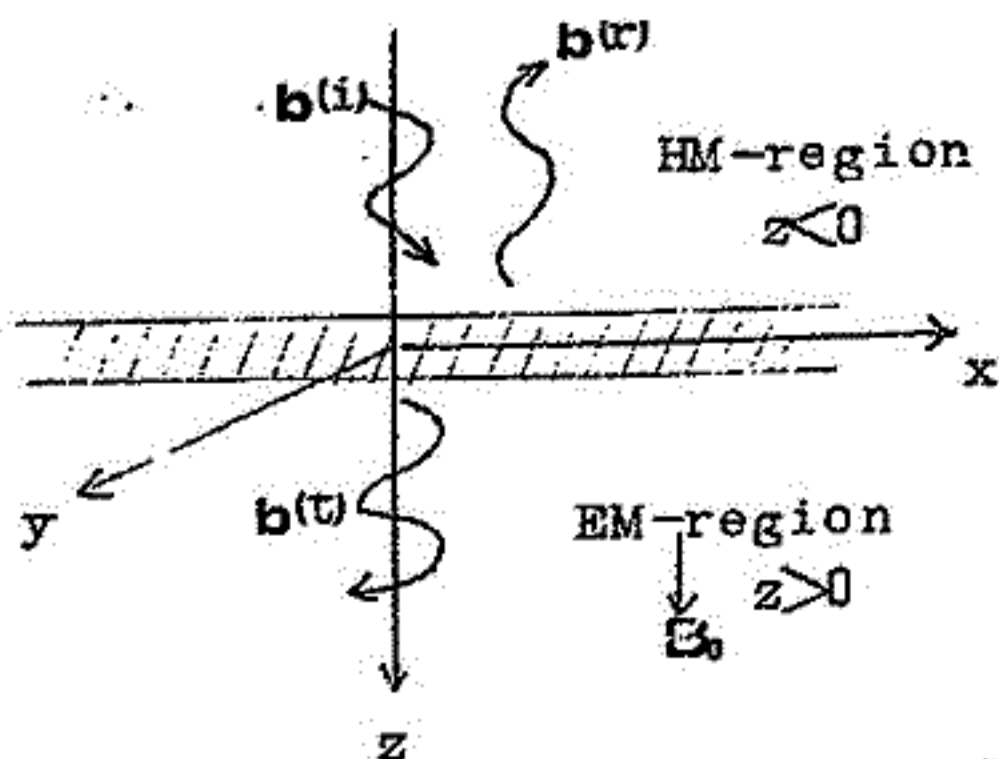
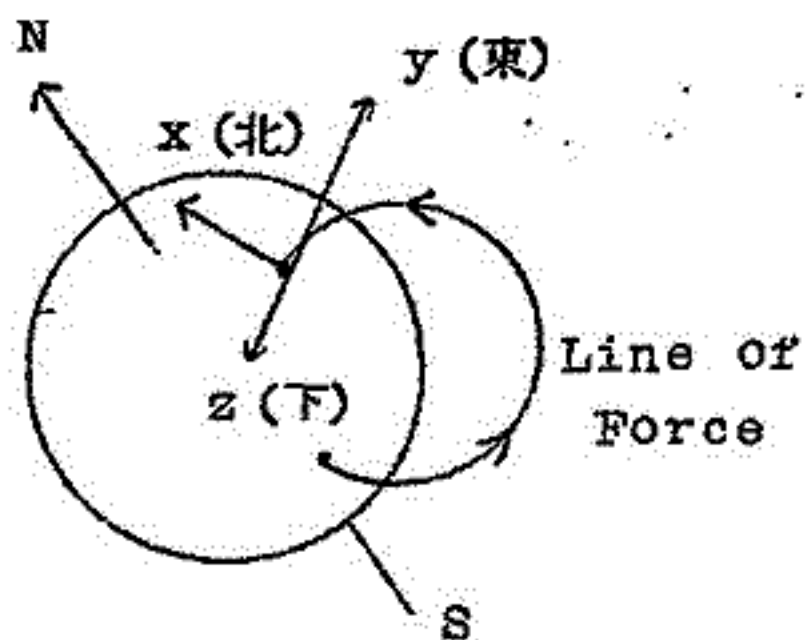
(u は粒子の磁力線に沿う速度、 V_A は Alfvén 速度、 c は光速) であり、HM-range での Čerenkov 輻射と考える事が出来る。此の場合の energy spectrum は

$$F(\omega) = 2\pi a H V_A J_1^2 x [J_1(x u V_A^{-1} / (u/V_A)^2 - 1)]^2$$

但し $x = a\omega/V_A$, J_1 は current loop の intensity, J_1 は一次の Bessel 函数である。

次に mirror particle に対応するものとして、粒子は角周波数 Ω で gyration を行い、bounce frequency ω_0 で磁力線に沿って、 $2l$ の距離を周期運動している場合を考える。此の時の vector potential A_φ は次式で与えられる。

$$A_\varphi = -\frac{aM}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[1 - (u/u_0)^2 \cos^2 \omega_0 x_m]}{R_m} \cos \varphi e^{i\Omega x_m} d\varphi$$



(ii) Modelを次のように考えた。

- ① $z=0, z=2l$ にanisotropic conductor(σ_1, σ_2)
 $z < 0, z > 2l$, isotropic conductor(σ)とし、EM-region
 とした。
- $0 < z < 2l$ をconductivity ∞ のHM-regionとした。
- ② $z=l$ にsource force $F \propto e^{i\omega t} \delta(z-l)$ があるとして方程式を解いた。
- ③ $z=l$ で発生したincident waveが南北両半球で部分的な重複反射されて
 standing oscillation となると考え、reflection, transmission matrixを使い、polarization及び共鳴スペクトルが非等方性電離層と地面によりどのような変化を受けるかを求めた。

17 地磁気脈動 (pc-5) の解析

平沢 威男 (東大理)

周期ほぼ一定な sinusoidal oscillation を示す resonance type の地磁気脈動 (pc-5) を抽出し、その longitudinal, latitudinal effect を南北両半球の 12 の station の data を用い、統計的に、また個別的に解析した。

その結果の主なものは

- (1) pc-5 の周期は polar cap の station では周期が長く、広い周期範囲にちらばり、卓越周期は認められない。一方 auroral zone 近辺の station では、周期は比較的短く卓越周期が認められる。
- (2) K_p と pc-5 の occurrence との相関をみると高緯度の station 程、 K_p の小なるときに多く緯度が低くなるにつれ、occurrence の peak は K_p の大なる方へ移る。且つ pc-5 の振幅は K_p の増大とともに増大する。

この結果は pc-5 が line of force の resonance であるとみなすことにより、或る程度定性的に説明し得ると考える。

18 地磁気脈動 pc 5 の特性

加藤 愛雄 (東北大理)
内海 健

地磁気脈動 pc 5 の特性は、IGY 期間の解析から午前側で反時計廻り、午後側で時計廻りが確かめられたが、今回は最近の期間 (May 1961-April 1962) の解析を行った。回転の方向は前期間と同じであるが、特に Point Barrow でその分布が明瞭になった。又主軸の時間に対する分布は午前に magnetic north から約 30° 位であるが午後には magnetic north に近く西向きにも分布する傾向が知られた。周期は IGY 期間には広い分布であるが、最近の期間には狭い分布で、短い周期が多く現われるようである。

19 f_{min} の増加と pc 5

恩藤 忠典 (平磯電波観)

1958年Jan. ~Dec. の北半球の f_{min} の data の内、特に太陽輻射の少ないJan. ~Mar. 及びOct. ~Dec. の data を使って、pc 5 が起っている時の $f_{min} \geq 3 \text{ Mc/s}$ の contour を Polar Map にかいた。

1. 真夜中に Bay があり、午前に pc 5 が発生している様な極光帯に於ける典型的な日、及び磁気嵐の終相に pc 5 が起っている場合には、05~12LT の間に地磁気緯度 $58^\circ \sim 70^\circ$ 辺りに f_{min} の増大が見られる。又 $f_{min} \geq 3 \text{ Mc/s}$ の地域は pc 5 が発生している地域と大体一

致している。一例をあげると、Feb. 12, 1958のpc5の際、21UTには午前側に経度が約120°(8時間)にわたって、 $f_{min} \geq 3 \text{ Mc/s}$ の領域が60°~70°にある。一方Point Barrowでは10~17LTにpc5が発生している(Jacobs and Sinno, 1960)。

2. pc5がないgeomagnetic quiet dayにも、08~10LTの間で65°~70°の辺りに、経度方向の広がりが15°以下の $f_{min} \geq 3 \text{ Mc/s}$ の領域がある。

20 地磁気脈動pc-5と荷電粒子入射の相互関係

金田 宋祐 (東大理)
永田 武

地磁気脈動pc-5に関して、それが電磁流体波とする見方は、種々の観測事実によって妥当とされている。一方pc-5生起の際にaurora radarに特有のechoが観測される事が判った。又全天写真の観測によっても同様にauroraが出現する例が認められる。この様な事からpc-5生起の際に荷電粒子が上層大気中に入射する事は明らかであると認められる。

radar echoのechoing regionを境にして、その南北でpc-5のhorizontal vectorのpolarizationが逆転する等pc-5の特性が大きく変化して居る。

これ等の事実を総合して考えるとmagnetosphereに於ける、電磁流体波の発生に関して、周囲のplasmaと磁場の变化とのcouplingを考慮しなければならぬ事は明らかである。

21 1958年7月18日の地磁気長周期振動 について

佐藤 輝夫(防衛技研)

1958年7月18日(以下何れもUT時間)に生じた地磁気長周期振動(周期は1分より数分)のうち、1時と2時の間、及び15時と16時の間の変化をとりあげ、その周期、振幅、H-maximumの時間を調べた。上記二つの時間間隔をとつたのは、前者の時間間隔では Sitka において最大range 400 γ をこえる sinusoidal の変化がみられるに對し、後者の時間間隔では、Little America において数百 γ の range の sinusoidal の変化がみられるためである。用いた data は現在學術會議資料室にあるすべての観測所のものであるが、rapid-run の magnetogram が少いため(14ヶ所)比較的明瞭に記録された normal run のものを引伸して計測した。結果は次の様である。

- (1) 1時と2時の間で、比較的明瞭なHの sinusoidal 変化がみられるのは、アラスカ、北部アメリカ、日本、及び東部ロシアで、その他の地域では之に大きな全体としてのHの増加又は減少が加わっている。15時と16時の間では、sinusoidal の変化は南極大陸及びその附近のみである。
- (2) 両半球の conjugate な地域では(例えば College と Macquarie ID, 及び Reykjavik と Syowa Base) では変化は同じでない。
- (3) 各観測点における長周期振動はHの phase は汎世界的に必ずしも一致しない。この不一致は高緯度、及び地磁気赤道附近で著るしい(特にアメリカ zone)。
- (4) 各地点のHの変化は主として次の二つの変化が起っていると考えられる。一つは汎世界的のもので、中緯度地方に明瞭であるが、高緯度、赤道にも見られる。他は局部的のもので世界の

各 zone によって変化が異なる。この場合等価電流計をかくと bay 型のものとなり高緯度から流れ出る断続的な電流による地磁気変化と考えられる。

22 平磯に於けるホイッスラー観測

世藤 忠典

根本長四郎 (平磯電波観)

磯崎 進

平磯で行なっているホイッスラー観測の二三の結果について報告する。

1. 1963 Oct. ~ 1964 Mar. の間に平磯で観測した 39 個の whistler echo の D_2/D_1 の発生頻度分布は 2.4 ~ 3.8 の間にあり、平均値は 3.0 である。即ち平均としては低緯度のホイッスラーの伝播は Storey の simple law に従っているのであろう。これは Cartwright がホイッスラー電波の法線方向のロケット観測から出した、ホイッスラーは磁力線に loosely に guide されているという結論と符号するようと思われる。
2. 1964 Jan. 15 ~ 16 は、ホイッスラーが終日受信され、正午頃も受かったので、ホイッスラー分散の日変化及び外部電離層 ($> 500 \text{ km}$) の平均電子密度 N_0/cm^3 の日変化を求めた。

$$\frac{N_m(12\text{h})}{N_m(04\text{h})} = \frac{5.1 \times 10^5}{6.6 \times 10^4} = 7.7 > \frac{N_0(12\text{h})}{N_0(04\text{h})} = \frac{7.5 \times 10^3}{3.2 \times 10^3} = 2.4$$

N_m : F_2 層の最大電子密度

Jan. 15 ~ 16 の外部電離層の平均電子密度の日変化は F_2 層最大電子密度の日変化の約 $\frac{1}{3}$ 位であった。

3. 最近平磯 (mag. lat. 26.2°N) で 5 kc/s の VLF 雑音の予備観測を始めた。母子波のデ

データと照合した結果、平陵でも Hiss を受信しうる可能性がある様に思われる。

23 太陽周辺及び惑星間の磁場について

桜井 邦明 (京大工)

太陽電波 IV 型アウトバースト、その他の太陽面現象、太陽宇宙線、宇宙線嵐に関するデータを利用して、太陽フレア領域上空の黒点磁場及び惑星間空間磁場の構造について研究した。

IV 型アウトバーストの諸成分 (μ -IV, dm -IV, m -IV) の発生時間差及び Flare Nimbus の相対的な大きさの両者にみられる太陽面上の東西非対称効果、銀河宇宙線の Forbush decrease にみられる同様の非対称効果の存在は、太陽フレア領域上空の黒点磁場及び惑星間磁場の構造に同様な非対称性が存在することを推定させる。

太陽宇宙線の伝播機構の研究は惑星間磁場が、太陽フレアに伴って発生したプラズマ流により transport されて形成されたもので、太陽回転効果のため東側に彎曲した構造をもつことを明らかにしている。このような構造は太陽大気中における黒点磁場の構造からも推論できることが、本研究からも明らかにされた。

太陽黒点磁場は先行黒点磁場の方が強くなっており、太陽フレアは極性の逆転する領域で起っていることからみて、プラズマ流が惑星間空間に transport した、引きのげられた黒点磁場は、前面側に強くなっていることが推論される。つまり、Gold (1959) が提出したモデルのような形状で磁場強度は西側 (前面側) で大きくなっている訳である。

低エネルギー太陽宇宙線 (PCA 粒子) にみられる種々のタイプ (F_1 , F_2 , S) に関するデータから、惑星間磁場の half life 等の推測も可能と思われる。

24 マリーナ II の観測から推定される太陽 微粒子流の性質について

新野 賢爾 (平淺電波観)

太陽活動下降期に屢々出現する、太陽自転周期27日ごとに規則正しく繰り返して発生するM型磁気嵐については、center of activitiesと呼ばれる太陽黒点、フロツキユリー、ブラージ、コロナおよび電波等を基準とした重ね合せの方法によって多くの統計的研究があるが、その太陽面上の発射場所については必ずしも一致した結論がえられていない現状である。

筆者は1950年から1953年までの4カ年間の観測資料からilenの主張する微粒子流がactive centerをさける所謂cone of avoidance説が妥当であることを認め、また1962, 1963に現われた回帰嵐も概してこの説をsupport することを確めた。

本報告にては、1962年8月末より12月末にかけて惑星間プラズマ流を観測したMariner IIの資料と地磁気指数、宇宙線強度について考察した結果から推定される微粒子流の太陽面上の発射点および微粒子流中の乱れについて論ずる。

26 地磁気じょう乱の回帰性と太陽マイクロ波 S 成分との関連について

郷 鉄夫 (電波研)

太陽電波 S 成分と地磁気活動度指数 ΣK の 27 日回帰性と両者間の関連性を調べるため、1952 ~ 63 の各年についてそれぞれの時系列およびその両者間の相関関数とスペクトルを求めた。S 成分と ΣK の両者にともに回帰性が見られるのは太陽活動極小期の 1952, 53 および 63 の各年であるが (1960, 61 の両年にも弱いながら回帰性が同時に見られる)、相互相関関数はこれらの年において同じ形を示さない。したがって、ある期間については太陽活動度と地磁気じょう乱との間に一定の関係が見出されたとしても、かなり長い期間にわたって一義的な関係があるとは断定できないものと考えられる。

28 PCA の初期過程

羽村 幸雄 (電波研)

PCA の発達過程を辿ってみると、それは solar C.R. の侵入に伴い、先ず極地方のある限定区域ではじまり、時間の推移とともに次第にその領域を拡げ ついに極冠帯全域が異常電離を受けるに到る。

PCA の初期過程は solar C.R. の運動を支配する interplanetary magnetic field 及び geomagnetic field の様子を知る上にきわめて重要であるが、今回は IGY

中に起った数々の代表的な PCA events に再検討を加え、その initial phase に一定のパターンがあるかどうかをしらべる。

29 1958年2月11日の地磁気嵐について(II)

永井 正男(地磁気観)

前回の講演後(題名:1958年2月9~12日のSolar-Terrestrial Disturbance について)、次の4点について解析した。

I) Pre-sc 擾乱の発達と電離層における conductive regions の発達

sc₁(11日01時25分)の13時間前(10日12時30分)に Auroral zone 附近より始まる(PCA)_Aが見られるが、これと同時にそれまで全く静穏であった地磁気擾乱が活動を開始した。こゝでは10日12時~14時UTにおける発達過程を30分ごとに5 stages について解析した。

地磁気擾乱の active regions と電離層における conductive regions の発達過程は、時間的には割合よい対応を示すが、地域的にはやや異なる。特に conductive regions の最も発達した領域は午後側(LT 18時頃)にみられるが、地磁気では Midnight が最も active になる。

II) sc 電流系

2つの発始 sc₁(11日01時25分)、sc₂(11日01時59分)について解析した。

sc₁の電流系は従来多くの人達によって報告されているパターンと同様である。即ち極光帯の

午前の側では西向き電流 (clockwise) 、午後の側では東向き電流 (counter-clockwise) で、Thule における平行電流の向きは 0 8 時を示す。sc₂ ではこれと全く逆の時流系を示す。即ち Thule における平行電流の向きは 2 1 時を示し、午前の側では counter-clockwise 午後の側では clockwise のパターンを示す。

III) Conjugate Point における擾乱の比較

Baker Lake, Little America 及び Churchill, Byrd Station の2つの pairs について、storm time -24~-1, 0~23, 24~47 の3 stages にかけて相関係数を調べた。数値は次表に示す。

表一 表 Conjugate Point における地磁気擾乱の相関係数

conjugate pairs		storm time	ΔX_m	ΔY_m	ΔZ
Baker Lake	Little America	-24~-1	0.56	-0.93	0.83
$\phi = 73.7$	$\phi = -74.0$	0~23	0.12	-0.57	0.99
$A = 315.1$	$A = 312.0$	24~47	0.34	-0.84	0.58
Churchill	Byrd Station	-24~-1	0.57	-0.52	0.64
$\phi = 68.7$	$\phi = -70.6$	0~23	0.60	-0.52	0.81
$A = 322.7$	$A = 336.0$	24~47	0.30	-0.61	0.68

IV) Thule における平行電流の向きについて

storm time によって Thule における平行電流の向きがどのように変化するかを示す。

Dst の発達過程では 7 時~9 時の方向を示す。Maximum を過ぎて recover stage では 1 0 時~1 3 時の方向へ次第に移動する。

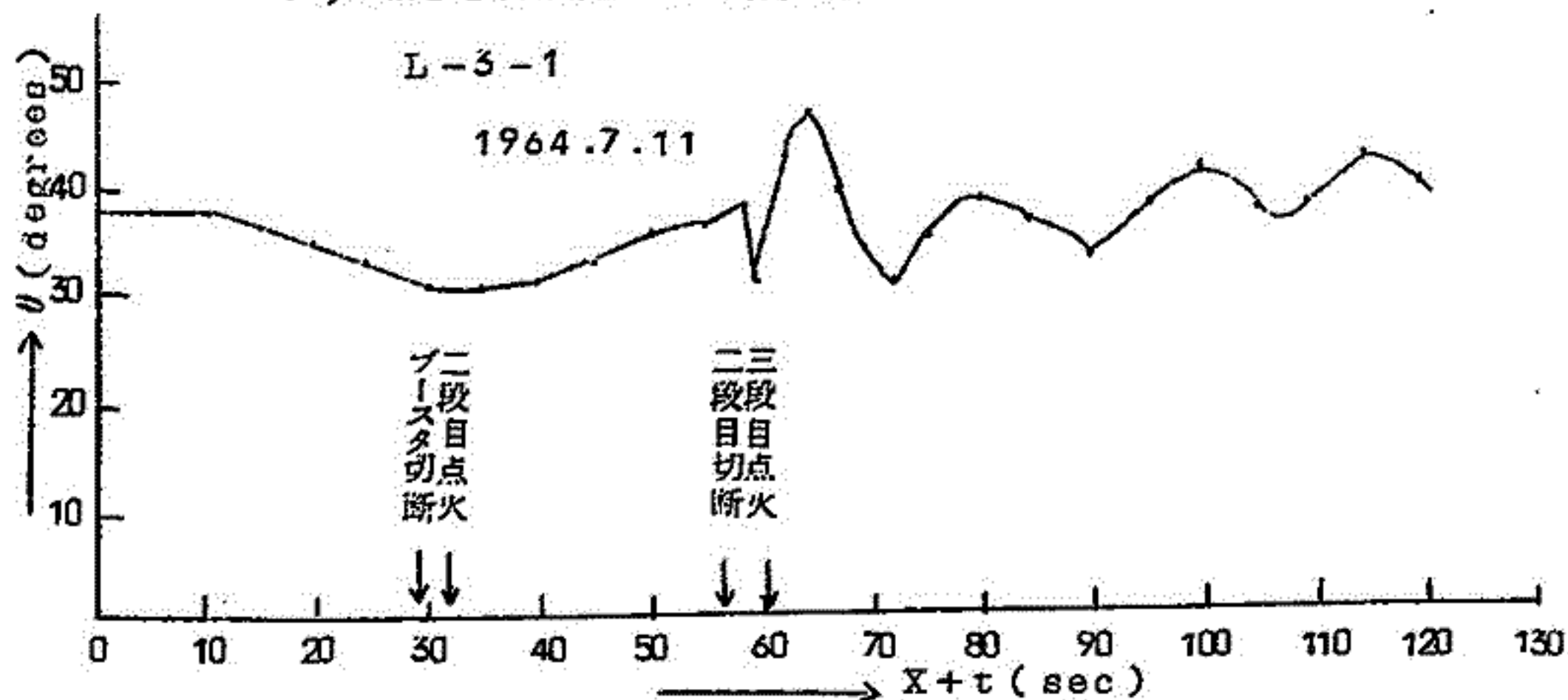
30 ラムダ3-1号機の姿勢測定

加藤 愛雄
青山 敏 (東北大理)

倍周波型磁力計を利用したロケットの姿勢測定をつづけて来た。今年度の7月におけるL-3-1号機の試験においては測定はほぼ全飛しょう時間にわたって行なわれた。結果の詳細は目下解析中であるが、現在までわかった点について発表する。

飛しょうはかなり安定であるが、発射後約70秒後から従来までのロケットにもみられた振幅が約10度ぐらいのプレセッションが生じている。又スピンは70秒後は 2.5c/s で一定な値を保っている。ロケットは飛しょう中には反転をするような運動はみあたらず、ほぼ一定の姿勢を保ちつつプレセッション周期約20秒にて飛んだ。このときの地球磁場の磁力線とロケット軸との間の角度変化を図に示す。

ロケット軸と地球磁場との間の角度変化



31 磁気雑音消去装置

加藤 愛雄 (東北大理)
青山 巖

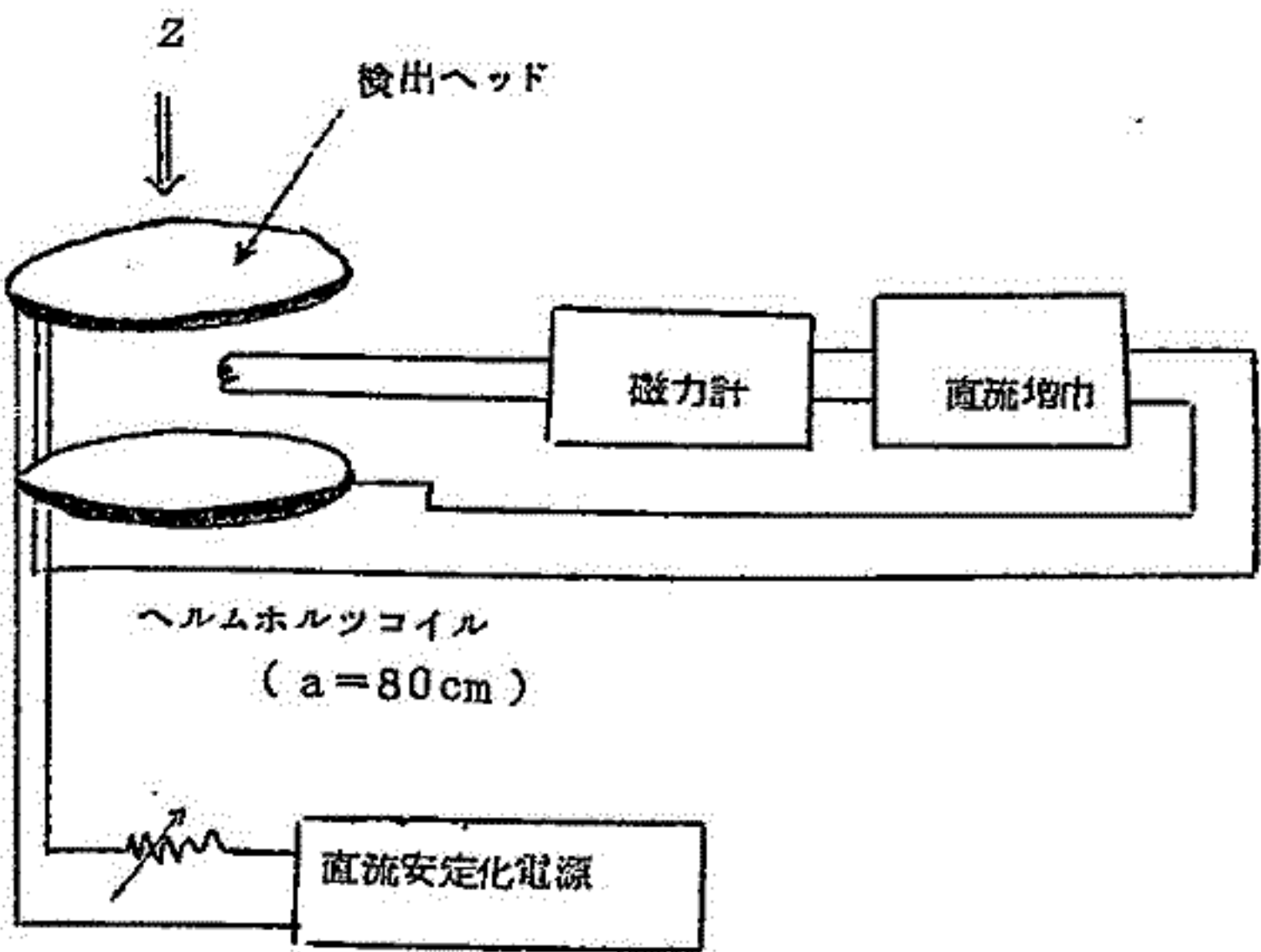
地球磁場あるいは他の微小磁界をとりあつかう場合において都市内における磁場雑音の影響は無視出来ない。我々の実験室内においても日中20~30%のこの種の雑音がある。

一方、岩石磁気学上の実験において、地球磁場の影響しない空間が必要とされる場合もある。今回倍周波型磁力計を利用して地球磁場の垂直成分と水平成分とについて1~2%以下の磁場の空間を作った。

使用したヘルムホルツコイルは垂直成分用としては半径が80cm、水平成分用は半径60cmのものを使用した。装置のブロックダイアグラムを垂直成分用のみについて示すが、水平成分のもの

も全く同様である。

ブロック図でわかる様に系は一種のフィードバックループをなしている。直流的な大きな磁場は別に直流安定化電源による電流にてバイアスされている。



垂直成分用磁場安定化装置

32 オプティカル・ポンピングによる磁力計(Ⅳ)

小川 徹(同志社大工)

オプティカル・ポンピングによる磁力計の中で低周波 A F C 方式および原子発振方式については既に報告した。今回は筆者が新しく考案した高周波 A F C 方式について試作の結果を報告する。次の図はこの方式のブロック図である。

ランプよりの赤外光はセルに加えられた高周波で振幅変調され、太陽電池を照射する。太陽電池では高周波成分だけが取り出され、増幅された後位相検波器に導かれる。位相検波器では元の発振器との位相差が比較されて、誤差信号(A F C 電圧)が生じ発振器の周波数を直流磁場の強さに対応する周波数に制御する。

セルにおける振幅変調の変調度は高周波磁場の強さにより著しく影響されるが、変調の位相関係は極端に強い高周波磁場が作用しない限り変化しない。故にこの方式は低周波の A F C 方式と比較すると直流磁場のより早い変化に回答し得る点、および A F C の引込み範囲を広く出来る点で勝れている。また原子発振方式と比較すると不均一磁場内で動作出来る点が勝れている。

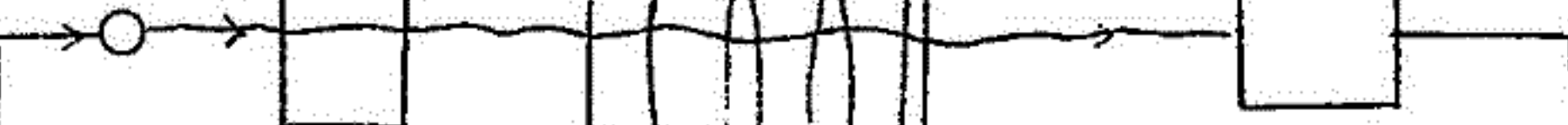
試作の結果は実験室内での予備的な測定において感度 1γ 以上、応答 100c/s 以上の性能をもっていることが分った。また赤外光を強くすることにより、 1.5kc/s 程度の早い応答をなし得ることも確かめた。

円偏光系

アルカリ原子セル

太陽電池

アルカリランプ



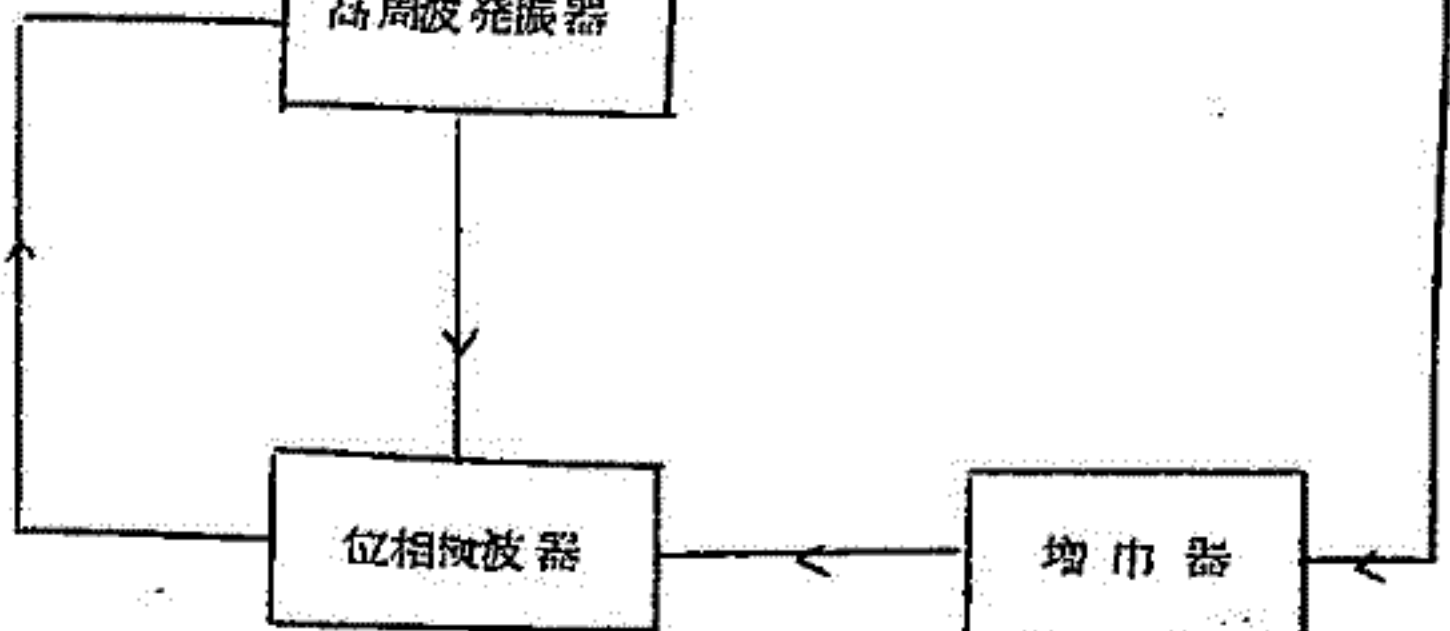
ランプ
励起電波

AFC
電圧

高周波発振器

位相検波器

増巾器



33 K-8L-8ロケット塔載用 ルビジウム磁力計

加藤 愛雄 (東北大理)
青山 敏
森 洋介
宮坂 宗次 (日本電気)
佐分利 昭夫
田中 久夫

本年11月に打上げ予定のK-8L-8ロケットでの高空における磁場測定、特に電離層内の電流系を調べるため、原子発振方式によるルビジウム磁力計を開発した。

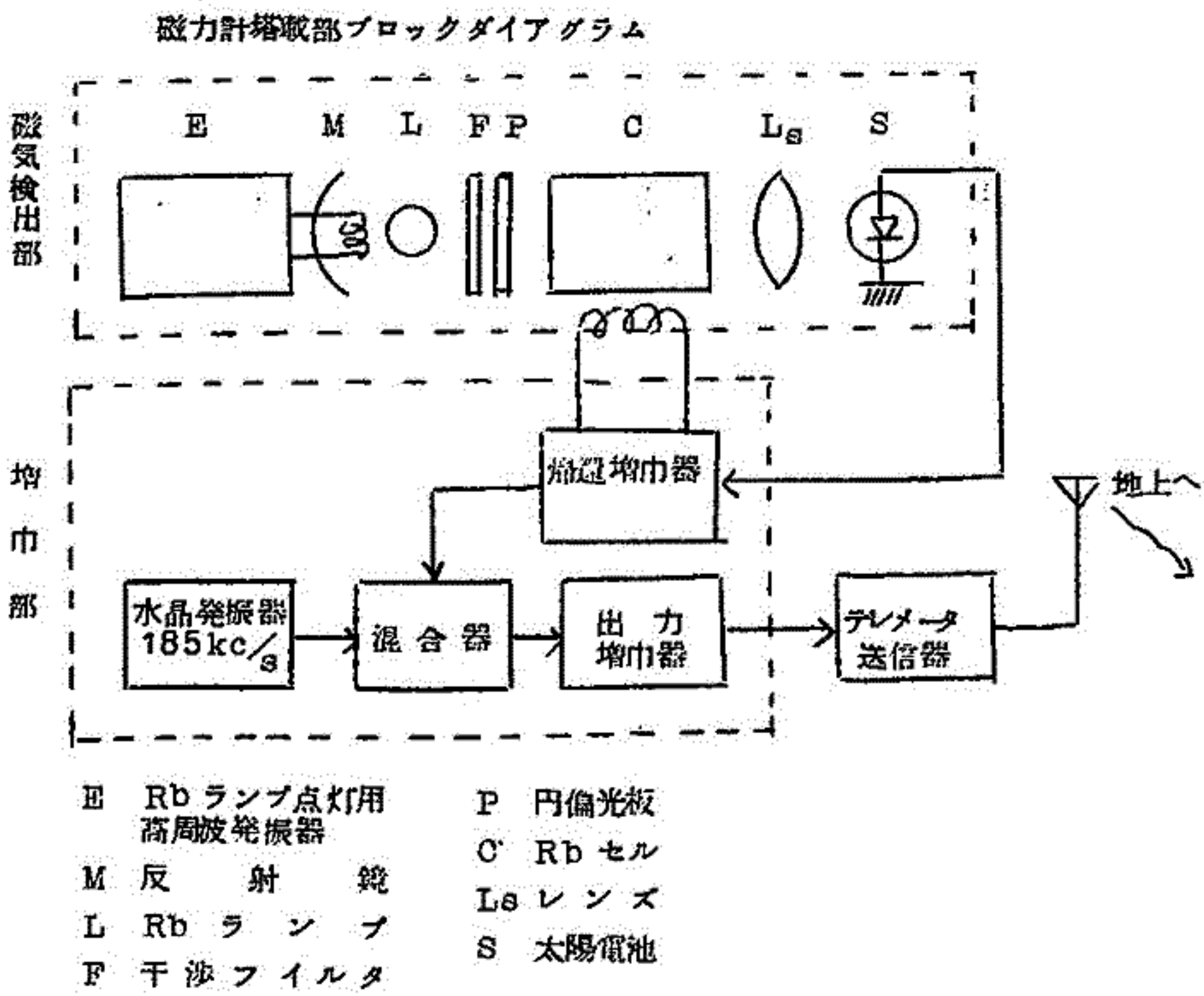
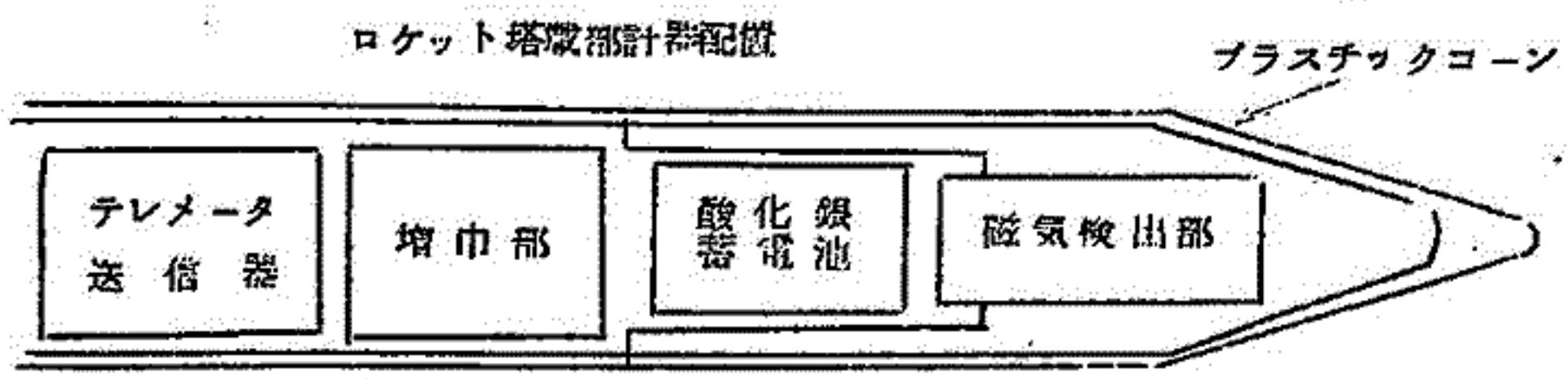
本磁力計は、ルビジウム原子(Rb^{85})の基底状態のゼーマン副準位間において常磁性共鳴を起し、外部磁場に比例する共鳴周波数を、光ポンピングを利用した光学的方法により検知するものである。この種の磁力計は、全磁力を高感度、高精度且つ連続的に測定でき、消費電力も少いため、特に宇宙空間の磁場測定にとって有効である。

本図に、ロケット内における本磁力計の配置および構成、ならびに地上における計測方法を示す。K-8Lロケットの到達距離を200kmとすると、磁場の測定範囲は41,000~46,000 γ となり、共鳴周波数は191~215kc/sに相当する。この出力を185kc/sの水晶発振器出力と混合し、6~30kc/sに変換した後、テレメータで送信する。

本磁力計をロケットに塔載する上に特に考慮した点は次の如くである。

- 1 本磁力計の感度は多少の指向性を有するため、ロケットに適度のスピンを与えて姿勢を一定方向に保つことが望ましい。
- 2 Rb磁力計の精度は $\pm 1\%$ 程度であるが、ロケット塔載の場合、ロケットが有する磁気モーメントおよび周囲の機材の影響を考慮すると、1ケタ程度劣ると予想される。
- 3 Rbの共鳴信号の大きさは、その蒸気圧に依存するため、吸収セルを最適温度($\sim 45^{\circ}C$)に保つ必要があり、加熱に際してはランプの発熱の一部を利用する。

4 Rb ランプは、所望の Rb D₁ 線の強度を安定させるため、50分程度の予熱時間を必要とする。



地上計測部ブロックダイアグラム

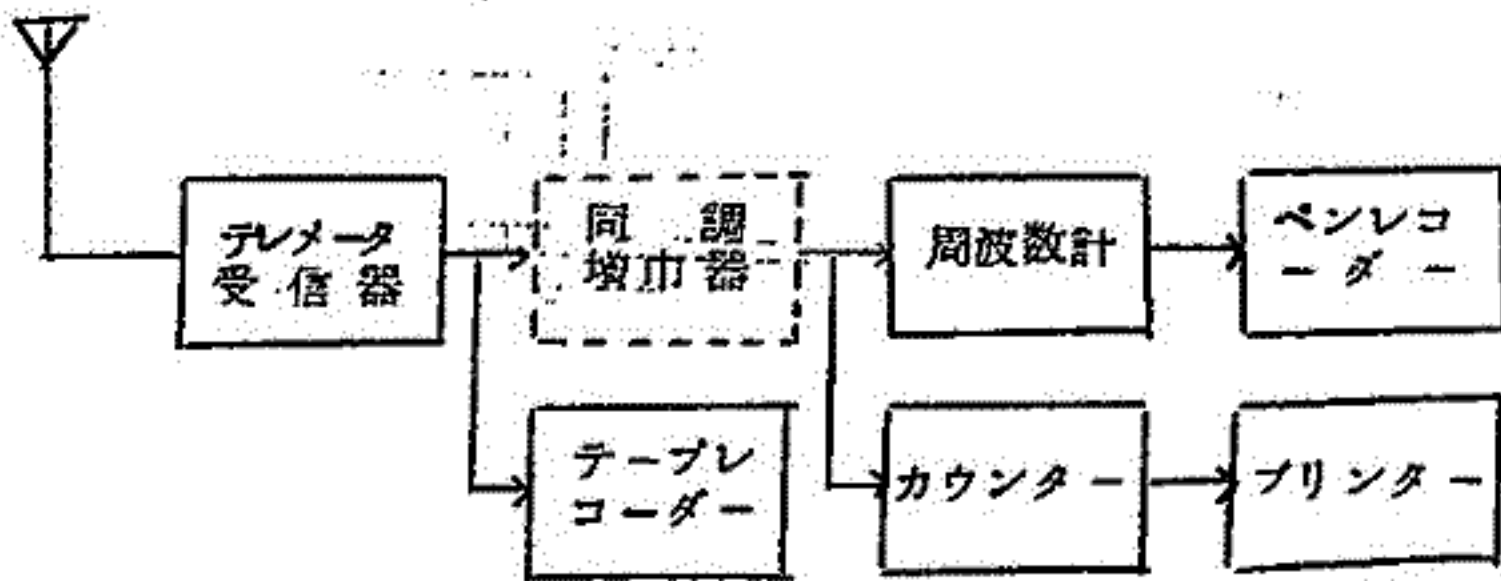


図 1

34 ロケットの大気圏再突入に関するモデル実験

河島 信樹(原 研)

浜田 博義(東京電力)

要旨 ロケットが大気圏、特に電離層附近に再突入した時にどのような現象が起るかと言う事はいわゆる collisionless shock の問題と関連して興味ある問題である。

いわゆるロケットの地球脱出速度は、約 10^6 cm/sec であるので、プラズマガンで作られるプラズマ流の速度に等しい。ここでは、モデル実験として、プラズマ流の中におかれた導体とプラズマによって出来る shock wave について実験的に調べた。

実験装置は図 1 に示した様にプラズマガンのプラズマが縦磁場中におかれた導体におつかった時の現象を、瞬間露光写真、時間分解写真や、Langmuir Double Probe, Magnetic Probe 等を用いて測定した。

オ二図には、時間積分写真をスケッチに示す。プラズマ流と導体において出来る shock boundary がはっきりと見る事が出来る。

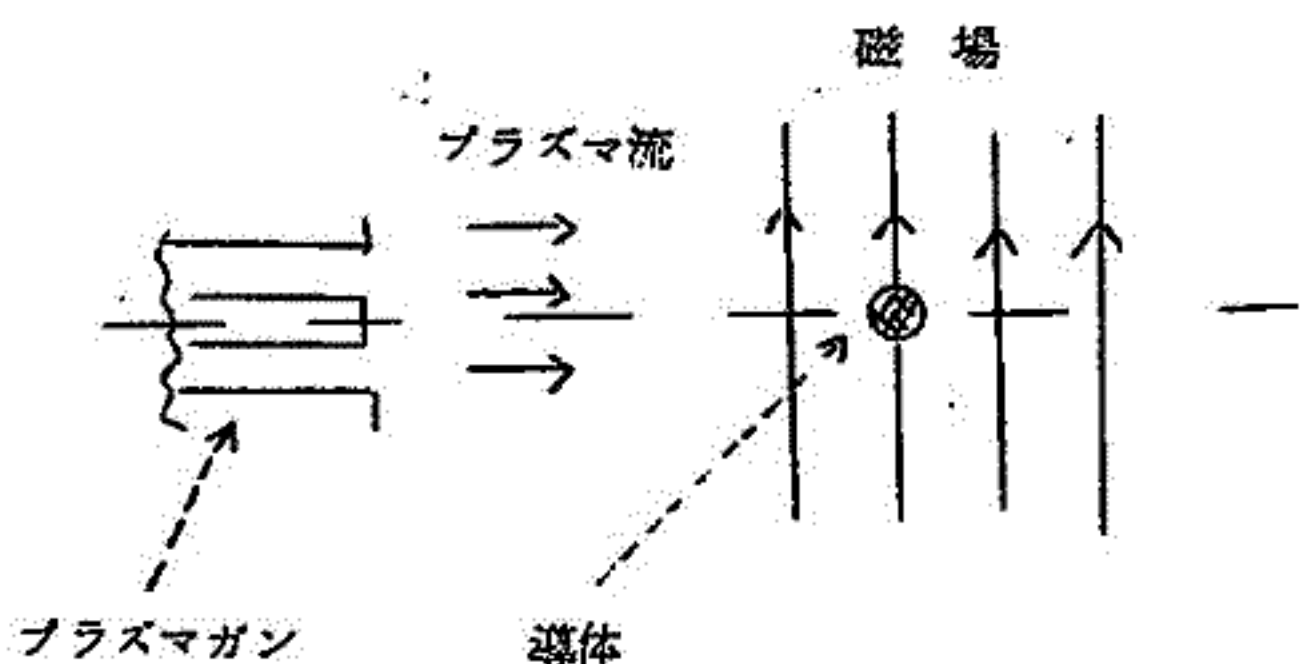
plasma 流の速度がはやくなると、 θ が小さくなる。

又磁場を強くしていくと、 θ に大きな変化は認められな
いが、shock boundary
の厚さがしだいに厚くなる。

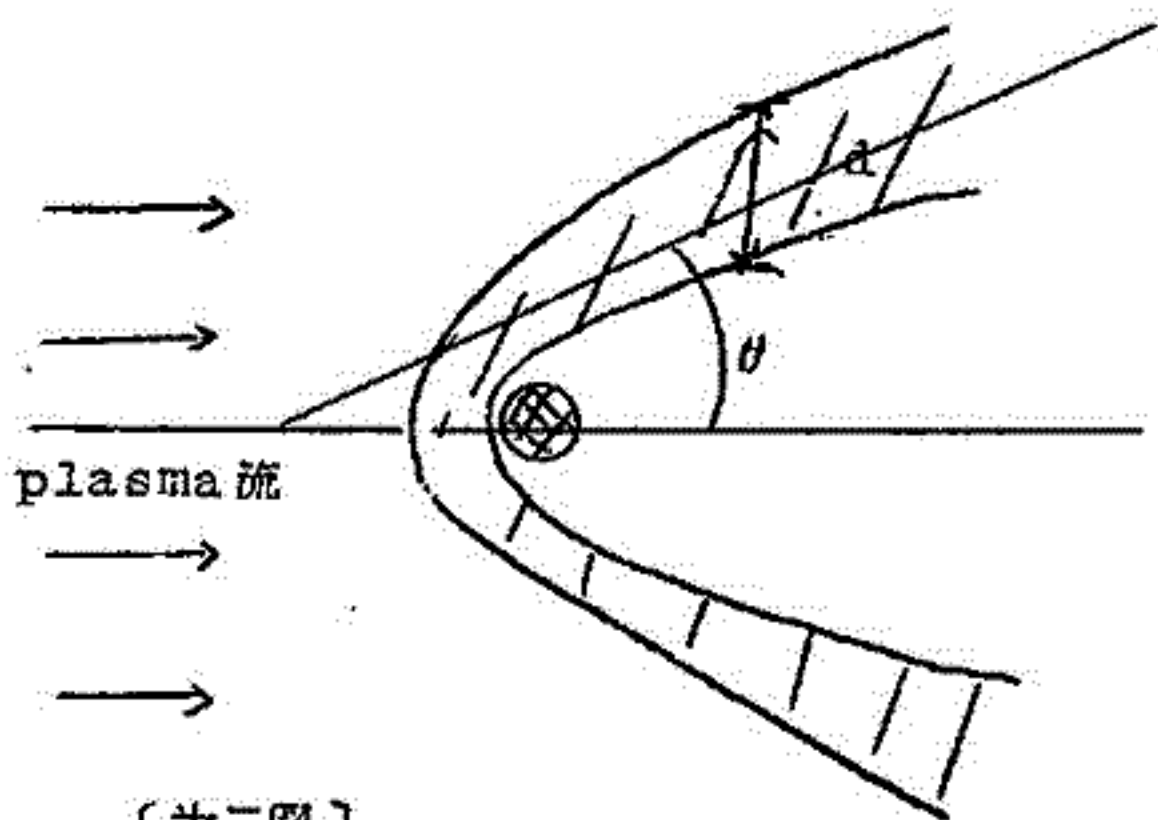
Double probeで、測定しても、写真の shock boundary の所で、密度が急に大きくなっている。

磁場は、現在の所、最大 1000 gauß 程度であるので、更に強い磁場の場合には、もっと面白い現象が期待出来ると思われる。

この様な現象に対する理論的な検討は未だ行われていないがロケットの再突入のみならず、プラズマ物理的にも興味ある問題であると思われる。



〔オ一図〕 実験装置



〔オ二図〕

35 FM複調器を用いたプラズマ密度測定回路

河島 信樹(原 研)

電離層プラズマの密度測定には、いろいろのプローブが用いられているが多くのプローブは電圧や周波数を掃引する必要があり装置を複雑化している。その中でインピーダンス・プローブは、原理的には周波数を掃引する事なくプラズマ密度が測定出来る。ここでは、このインピーダンス・プローブに用いるのに簡単で高感度の測定回路について述べる。

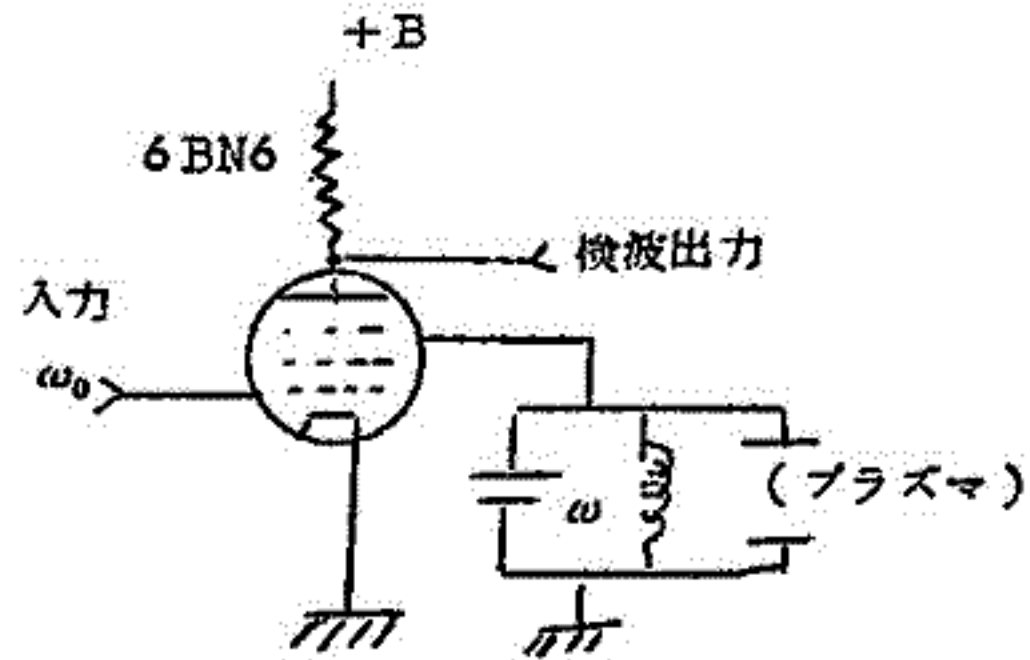
最近NMRで、 μ の変化の測定にFM複調器6BN6を用いた測定回路が用いられている。

オ一図にその回路図を示す。オ一グリッドに、

周波数 ω_0 の高周波を入れ、オ三グリッドに ω の共振回路を入れておくと、プレートからは $\omega - \omega_0$ に比例した出力が検波されて出て来る。

(オ二図)したがって、この共振回路に並列にプラズマが加にはいった平行平板コンデンサー又はコイルを入れておけばプラズマの存在による共振周波数の変化がプレートから検波されて取りだされ、これから密度が求められる。

実験室では、 $\omega_0 = 2.35\text{MC}$ 、 0.1mmHg Argonの放電で実験を行った。便宜上50 c/sの半波でプラズマを変調した。オ三図 (a) Langmuir Probeのsignal



【オ一図】 6BN6を用いた回路

(b)は共振回路の周波数を ω_0 の近くにおいた場合のこの測定回路の出力で ω を ω_0 から遠くけなすと(c)の様に極性が逆転して出力も小さくなる。

0.1mmHgの放電では衝突周波数が ω_0 より大きいのでプラズマは導体として働き、いわゆる誘電率からの密度の測定にはならないが電離率附近の衝突の少ないプラズマに用いれば誘電率からのプラズマ測定に用いられる。但し、殆んどどのプローブの共通の問題である sheath の問題は、これがインピーダンスプローブに対する新しい一つの測定回路であるのでそのまま残る事になる。

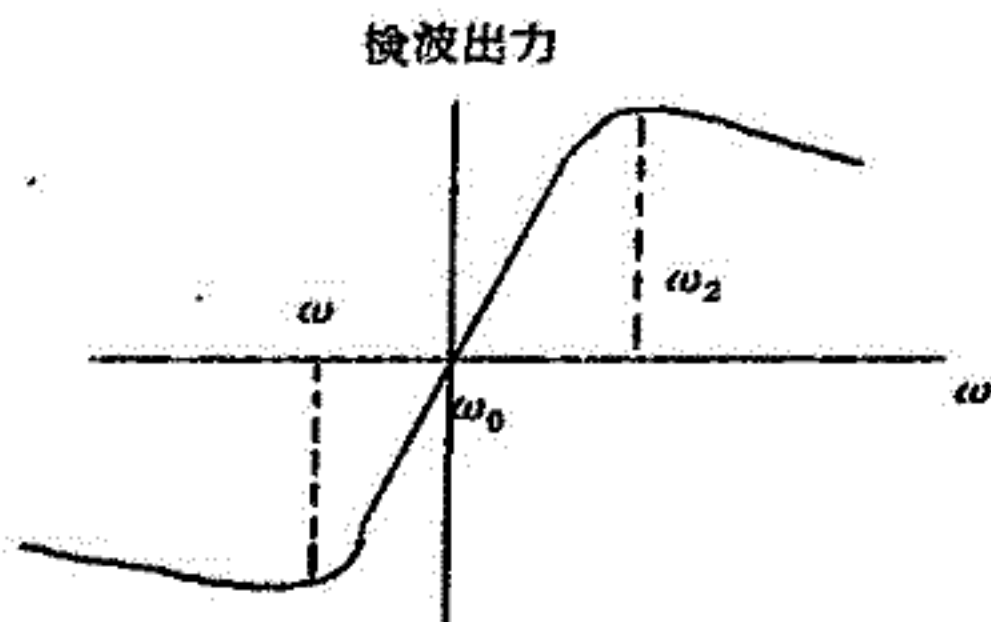
この回路の特徴は

- 1 周波数を掃引しなくても良い。
- 2 出力が検波されているので、高周波特有の技術的な困難さが軽減される。
- 3 共振回路を用いているので感度が高い。

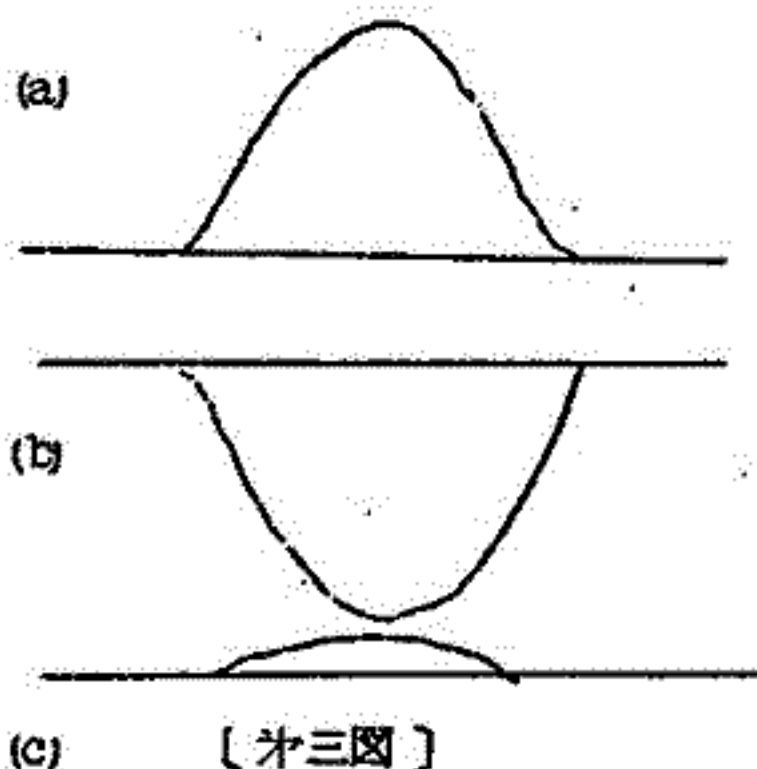
NMRでは $\frac{\Delta\mu}{\mu}$ が 10^{-8} 迄測定されている。

- 4 回路が簡単で 取扱いが容易であるので、ロケット等の測定回路に用いている。

測定回路としてはこの他レシオ検波器やフォスターシーリ回路を用いても同様の事が言える。



〔オ二図〕オ一図の回路の出力特性



(c) 〔オ三図〕

(a) Langmuir Probeの signal

(b) ω を ω_0 の近辺においた場合

(c) ω が ω_1 (又は ω_2)以下出の場合

36 レゾナンス・プローブについて

宮崎 茂(電波研)

周知のごとく、通常の Langmuir プローブの測定に於いて微小振巾の交流電圧を重畳した、いわゆるレゾナンス・プローブの特性曲線はプラズマとシースの等価回路を考慮して説明出来る。ここでは主としてシースの容量の半定量的な説明と、レゾナンス・プローブを用いて連続測定を行う場合の繰返し周期の特性曲線に対する影響について考える。

プラズマ中のプローブのまわりのシースは交流電圧に対しては抵抗と容量との合成と同等と考えられる。(H.S. Butler and G.S. Kino, Vol. 6 p. 1346, (1963)) 例えばプローブの電位を負の方に下げたとき、電子は遠くへ移動するためイオンシースの厚さは増大する。即ちプラズマ—シース境界面は或る速度 v_e でプローブから遠くへ移動する。この電子の移動は電流を表わし、この電流はその場所の電荷の減少を意味する。その電荷の減少した量は

$$\begin{aligned}\frac{dQ}{dt} &= S \cdot e n_e v_e \\ &= S e n_e \frac{dx}{dt}\end{aligned}$$

S: プラズマ—シース境界面の面積

x: シースの厚さ

シースに於ける電荷量の変化はシースが容量として表わされることを示している。よつてシースの等価的な容量を C_s とすれば

$$\frac{dQ}{dt} = C_s \frac{dV}{dt}$$

よって

$$C_s = \frac{S e n_e \frac{dx}{dt}}{\frac{dV}{dt}}$$

次に実際の連続測定に於いて、測定回路を含む、主としてCR成分による時定数により高周波特性が影響を受ける。水銀を用いた球形放電管の実測では時定数は0.1秒のオーダーになり、この実験では最小繰返し周波数が1 c/s 以下であることが要求される。

37 インピーダンスプローブによる電離層観測(その2)

大林 辰蔵(京大工)
大家 寛

高周波を用いた電離層探測プローブとして平板プローブ、球形プローブについて、高周波インピーダンスの理論的検討を行ってきたが、磁場の存在する場合には、プローブ特性を静的コンデンサーの拡張とする考え、及び放射を主体に考えるアンテナ理論、の間に立って判然としないものがあった。ここではその基礎となるところをほりさげ、その上になつて、いままでにのこされていた、円筒型プローブのインピーダンスを計算した。

その結果

- 1) プローブは単に静的な概念でのコンデンサーでなく、高周波現象としてとりあつたときには磁場の影響下で中波長に比して短い現象については、電界の歪はほとんどない。
- 2) 円筒形プローブではその特性は、円筒の軸と磁界との角度 θ_0 に依存し、したがつてシースレゾナンスも θ_0 に依存する。ただしジャイロレゾナンス($f \approx f_H$ で起る)では θ_0 に依存しない。

$$f_2, f_1 = \frac{(f_H^2 + f_p^2) \pm \sqrt{(f_H^2 + f_p^2)^2 \pm \alpha^2 f_p^2 f_H^2}}{2}$$

但し f_p : プラズマ周波数, $+$ は f_2 に対応,

$$\alpha = \sin \theta_0 / 2$$

においてアンチレゾナンスを起すことがわかった。

以上の結果は近く L-3-3 号ロケットで電波伝播の実験と並行して行う予定の、固定周波数、1050MC、及び 5000MC でのホイップアンテナのインピーダンス測定で、ある程度まで検証される。

38 ロケット塔載用質量分析器 (II)

春野 信義 (電波研)

Benett 型の r_f 質量分析器は磁場を使わないこと、軽量であること、構造及び回路が簡単であること、動作が安定していること等飛翔体に塔載して上層のイオン又はガスの質量分析を行うのに適している。

この分析器はイオンの走行時間の違いに原因する高周波電界から得るエネルギーの差を利用して分析を行うもので

加速電圧: V (volt), 印加高周波電界の周波数: f (MC), 高周波を印加するグリッドの間隔: S (cm) そのとき出力に得られるイオンの質量: M とすると

$$V = \frac{\delta^2 f^2}{0.266 M}$$

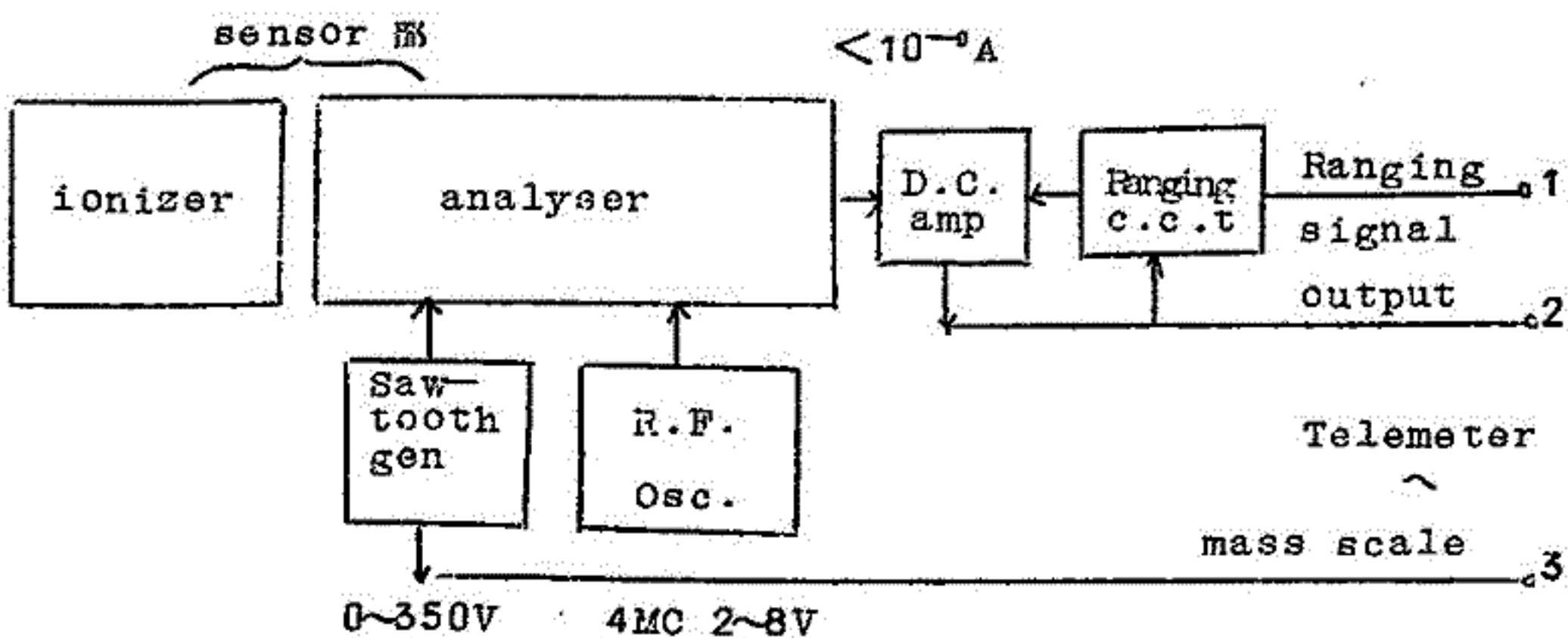
なる関係がある。

従ってV又はfを掃引すると存在するイオンの質量MはV又はfに対応して連続的に測定出来る。

前にこれのオ一回試作について報告したが今回これの搭載用の最終的試作機の実験及び各種テストを行ったのでこれについて報告する。

図においてGas Massspectrometer として用いるときにIonizer は必要である。

10⁻⁵mmHg台において出力イオン電流はN₂ で10⁻⁹ A程度であった。



39 HI L α 地球コロナの夜間のD層電離への影響

寺松 隆夫 (東大理)
永田 武

日射のない夜間においてもD層内での電子生成の原因がいくつかあげられる。

(i) 宇宙線による電離、その生成率はおよそ

$$q(\text{CR}, z) = \begin{cases} 1.2 \times 10^{-15} n(M, z), \phi = 0^\circ, \\ 1.2 \times 10^{-17} n(M, z), \phi = 60^\circ, \end{cases} \quad (1)$$

(ii) L α 1216A など、昼間側からの地球コロナによる電離性放射の輸送現象、 $\pi F(1216A) = 5 \times 10^9 \text{ photons/cm}^2/\text{s}$ 程度、これは太陽からのL α 放射束の $\frac{1}{100}$ 程度である。

(iii) 銀河系、黄道光からの放射

(iv) 放射線帯からの粒子の流入

(v) 礫石による電離

この五つの原因のうちL α 地球コロナの影響を考察した結果、可成の寄与を期待出来ることが分つた。

L α 1216A は100km以下でのNOの電離に寄与するのであるが、その大部分はNOの電離よりも、O $_2$ の解離に消費されてしまう。実際、それらの吸光断面積は

$$S(\text{NO}) = 2 \times 10^{-18} \text{ cm}^2, S(\text{O}_2) = 1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2, \quad (2)$$

であるが、 $z < 100 \text{ km}$ では

$$n(\text{NO}, z) = 1 \times 10^{-8} \sim 1 \times 10^{-5} n(\text{O}_2, z), \quad (3)$$

が成立するから、L α 1216A による電離率は、

$$\begin{aligned}
q(L_{\alpha}, z) &= S(\text{NO})n(\text{NO}, z)dz \\
&\times \int_0^{+1} 2\pi I_0(L_{\alpha}, -\mu) \exp\left[-\frac{1}{\mu} \int_z^{\infty} S(\text{O}_2)n(\text{O}_2, z)dz\right] d\mu \\
&= 1 \times 10^{-17} \sim 10^{-14} n(\text{O}_2, z) dz \\
&\times [4\pi I_0(L_{\alpha}, -1)]_{\text{KR}} \begin{cases} K_1[t(L_{\alpha}, z)], \\ K_2[t(L_{\alpha}, z)]. \end{cases} \quad (4)
\end{aligned}$$

ここに

$$I_0(L_{\alpha}, \mu) : L_{\alpha} \text{ 1216 \AA の強度,} \quad (5)$$

$$t(L_{\alpha}, z) = \int_z^{\infty} S(\text{O}_2)n(\text{O}_2, z)dz, \quad (6)$$

$$K_n(x) = \int_1^{\infty} e^{-xs} s^{-n} ds. \quad (7)$$

一方、D 層内での電子、イオンの移物は以下の四種類の機構で支配されるであろう。

(a) 解離再結合

$$\text{N}_2^+ + e = \text{N} + \text{N}, \quad \alpha_D(\text{N}_2^+) = 5 \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}, \quad (8)$$

$$\text{O}_2^+ + e = \text{O} + \text{O}, \quad \alpha_D(\text{O}_2^+) = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}, \quad (9)$$

$$\text{NO}^+ + e = \text{N} + \text{O}, \quad \alpha_D(\text{NO}^+) = 3 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}, \quad (10)$$

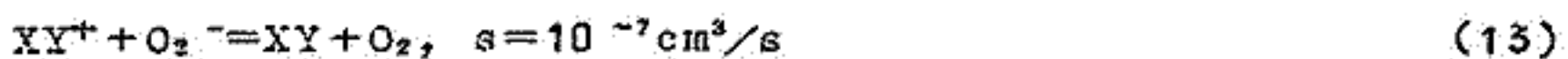
(b) イオン-原子交換

$$\text{O}^+ + \text{N}_2, \text{O}_2 = \text{ON}^+, \text{O}_2^+ + \text{N}, \text{O}, \quad r = 1 \times 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}, \quad (11)$$

(c) 附着 (三体型)

$$\text{O}_2 + e + (\text{O}_2) = \text{O}_2^- + (\text{O}_2), \quad r = 1.5 \times 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}, \quad (12)$$

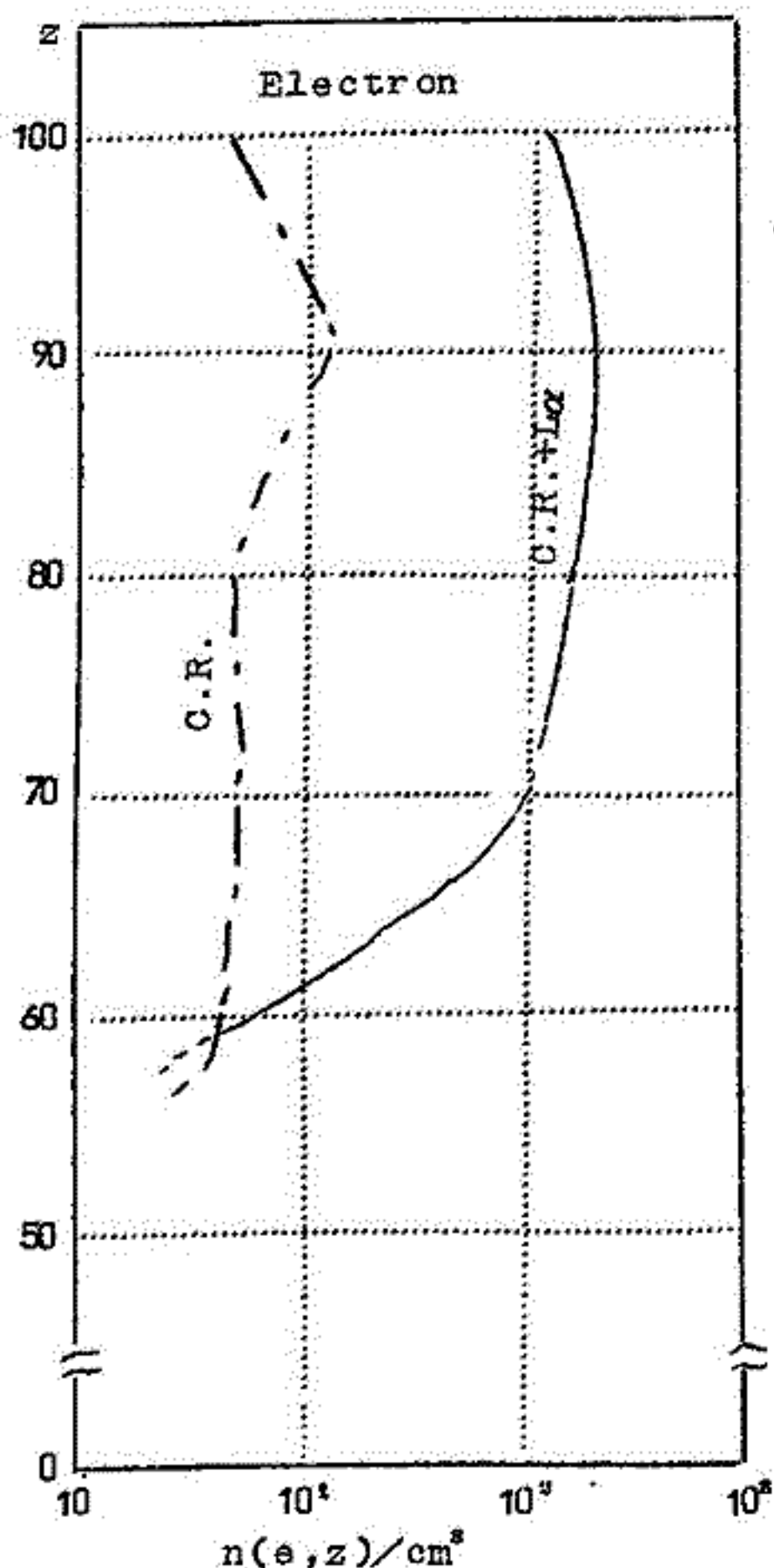
(d) 中利

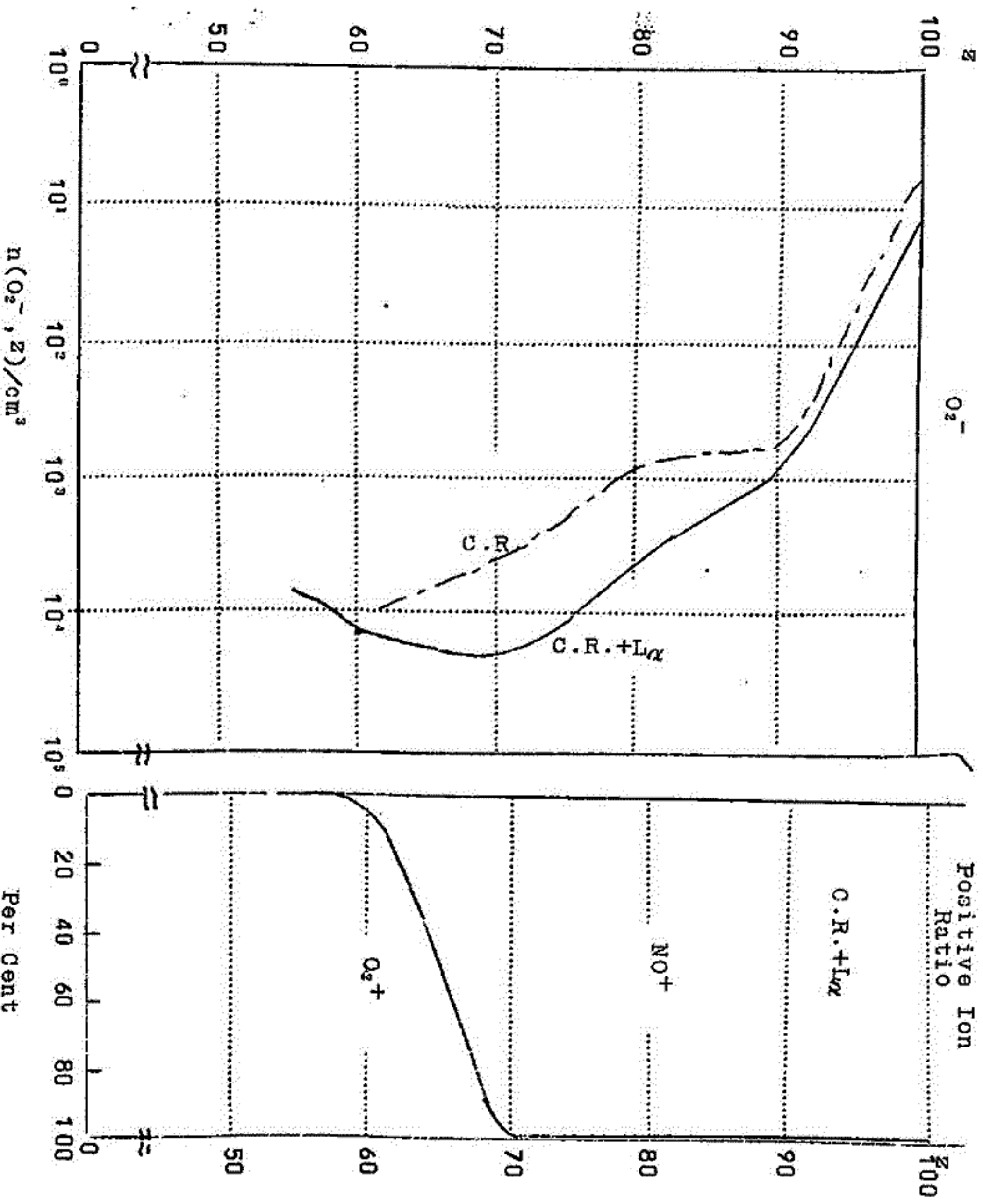


附図は $L_{\alpha} 1216\text{\AA}$ が存在する場合としない場合の比較であって、電子、負イオン (O_2^-) の密度分布、および正イオンの百分比を示したものである。この図は NO の濃度を最も小さくとした場合の例であるにもかかわらず、宇宙線に比して著しく大きい電離作用がみとめられる。

以上は平均状態における平衡理論であるが、特殊な場合として

- (1) フレア発生時の L_{α} の増強にともなった夜側の電離
- (2) 静電時の極地の冬期における電離などを測ることは意義がある。





40 降下電子の衝突による電離の極地F層生成に 対する寄与

上山 弘(東北大理)

1000km の高度の降下電子の energy spectrum が

$$i_0(E_0) = I_0 \exp(-E_0/5000) \text{ electrons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{ev}^{-1} \cdot \text{ster}^{-1}$$

と仮定し、scattering を無視した場合について、energy spectrum の変化を pitch angle 及び高度の函数として与えた。energy が 400ev 以下に低下した後は、各 energy band 毎の electron flux を pitch angle 及び高度の函数として与えた。1000km の高度に於ける omnidirectional flux, I_0 を $10^3 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{ev}^{-1} \cdot \text{ster}^{-1}$ とした場合の二次電子生成率の極大は、大気の粒子密度が約 $2.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ の高度(約 130km)に生じ、その値は $1.2 \times 10^2 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{sec}^{-1}$ である。

この結果から考えるに、若し極地F層が降下電子の impact ionization のみによって保たれる為には、 I_0 が 10^4 の order でなければならないことが結論される。然し、極地の冬至に於ても 800km 以上の高層には太陽光が入射しているのでその photoionization の寄与をも併せ考えると、緯度 80° に於て I_0 が 2×10^3 であれば、F層最大電子密度が 10^6 の order となる。緯度 80° 以上の polar cap に於ては cap 外からの水平 drift により元分の電子がその lifetime 内に運ばれて来ることが可能であると考えらる。

42 大気光酸素赤線と電離層

永田 武 (東大理)
小川 利紘

昼間及び夜間の大気光酸素赤線 ([OI]6300) の強度を光化学反応の立場から理論的に考察し、これと観測値を比較することによって次の結論を得た。

- (1) 夜間の強度変化は ion-atom interchange と dissociative recombination の反応で十分説明できる。また tropical zone の電離もこの反応で説明できる。
- (2) 昼間の励起機構には O_2 の Schumann-Runge continuum による解離が加わるが、昼間の強度が 10kR を越えないことから考えて、酸素原子の 1D 状態の collisional deactivation rate は $5 \times 10^{-11} \text{cm}^3/\text{sec}$ 位の値が適当である。この値は夜間の強度変化を説明するにも都合がよい。
- (3) ion-atom interchange の反応係数は窒素の場合 $1 \times 10^{-11} \text{cm}^3/\text{sec}$ 、酸素の場合 $1 \times 10^{-12} \text{cm}^3/\text{sec}$ が適当である。また夜間の強度変化を説明するにはこの反応係数に温度変化をもたせた方がよい。

43 夜光酸素赤線〔OI〕- λ 6364の全天Map

大地 登 (岐阜大)
市川 敏朗

サーボ機構による夜光掃天観測用の駆動装置が完成したので、本年4月より、前¹⁾に発表した〔OI〕- λ 6364用受光器をのせて、掃天観測を行った。

現在迄に何日か観測を行っているが、その中で最も長時間天気が安定したMay15/16の結果を選び、一夜中の10分毎の全天等強度分布Mapを作り、それをスライドにし、こゝに発表する。

前回¹⁾の発表にのべた様に、フィルターを用いた2色法光電観測による夜光輝線強度測定のもっとも困難な点は、どの様にして夫々のフィルターの透過特性をバランスさせて、不必要な輝線及び連続スペクトルによる光電流成分を消去するかにある。

現在受光器のフィルターは、前の発表時に比べて、さらにシャープな透過特性をもつ干渉フィルター(日本真空光膜製 $F_1: \lambda_{max} 6365\text{\AA}, \Delta\lambda \frac{1}{2} 25\text{\AA}$ $F_2: \lambda_{max} 6420\text{\AA}, \Delta\lambda \frac{1}{2} 30\text{\AA}$)を使用している。東芝光電子増倍管PM-50に夫々のフィルターをセットした時の光電流出力対入射光波長特性を図1に示す。

光度、色温度標準、及び大気減光度の測定には「きよしや」製のカメラを用いている。

受光器を東西方向にふらせた時、本受光器で分離測定している各高度におけるバックグラウンド光及び λ 6364輝線の強度の様子の一例をグラフにして図2に示す。

1) 昭和38年5月 第33回講演会

図 1

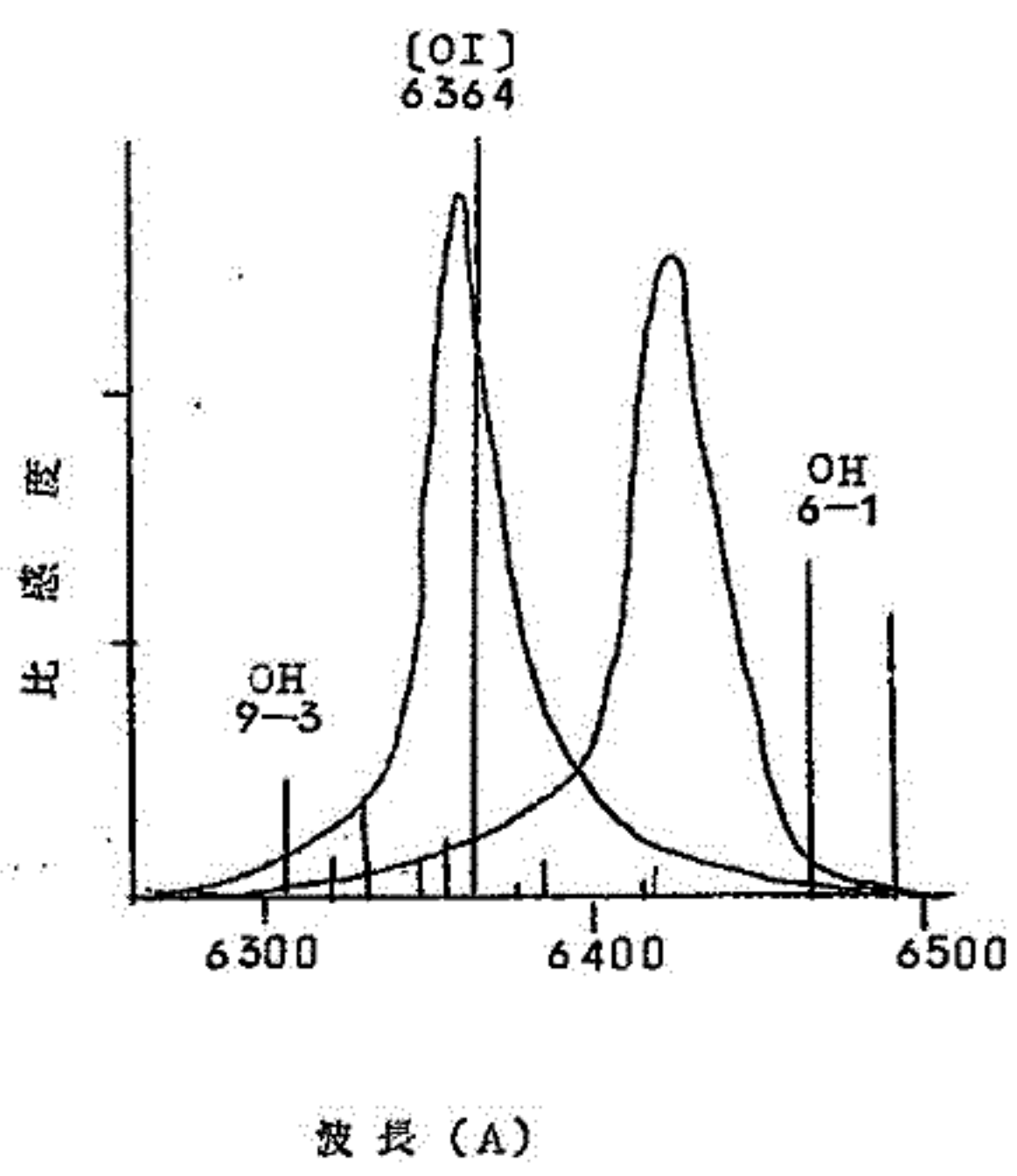
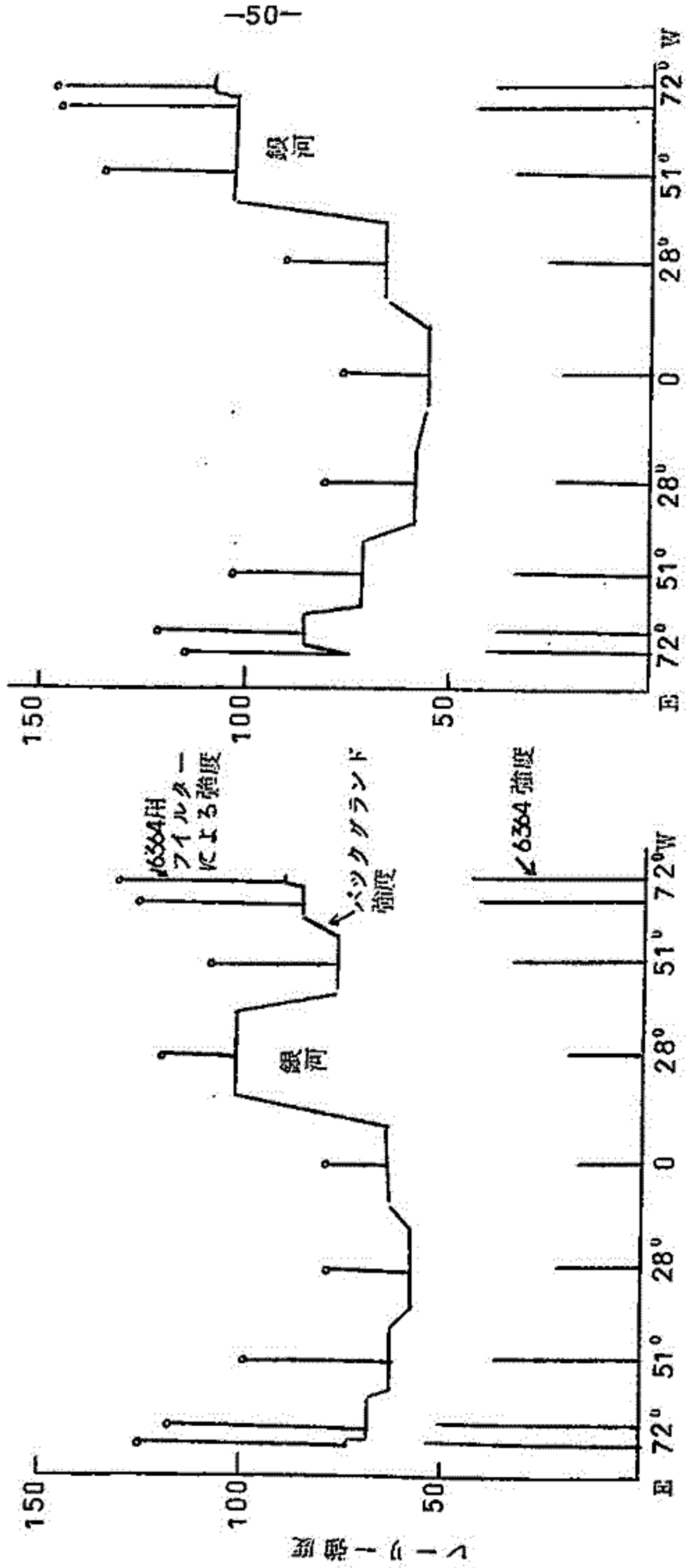


図 2



高度 23時

9月6/7日

高度 1時

-50-

44 電子温度の磁場による影響

大塩 光夫 (電波研)
平尾 邦雄

水銀封入の二対放電電極を備えた球状放電管の中心部に探針を置いて、Langmuir の方法により、電子温度の磁場による影響を、励起が球内全体に広がる遷移段階の以前で調べた。

二対の放電電極の軸方向に磁場を附加する場合には電子温度は一定な値を示すが、軸に垂直に附加する場合には磁場の強さに比例して増加して行き、 30θ の場合には電子温度は無磁場の場合の約2倍の値を示す。

後者の場合、地球電離層内では電子温度の磁場による影響は無磁場の場合の約1割に過ぎないが、更に強い磁場を持つ天体大気では、磁場の影響は大いに考慮される必要があるであろう。

46 Irregularities の理論について

加藤 進 (京大工)

媒質の電子密度が一様でない場合その中に発生した irregularities がどう動きその形が如何に変形されるかについて述べる。

これは spread F に関する Martyn の理論 (1959) と equatorial field-aligned irregularity に関する Knox の理論 (1964) に対する批判論文である。この2つの理論の基となる仮定は irregularities の形と強さ (密度) は一様な媒質内と同様に一様でない媒質内でも保存されるということである。

この仮定が誤りであることを示し、形が変る速度を推定した結果、irregularities は成長せずにとわれてゆくことを明らかにした。

48 E 層 附近 の 風 の 観 測

中村 純二(東大教授)

斎藤 驥児(東京天文台)

発光弾2ヶを搭載したK-8L-5号ロケットは鹿児島内之浦発射場において1964年7月26日1951JSTに、上下角 79° 、方向角N 145° Sで発射された。この時内之浦は晴時々ガス、都井岬は快晴、種子島実業高校は晴一時積雲通過、山川電波観測所は快晴であった。ロケットは予定高度より約20km低かったが、発射後7.5秒でテルミット燃焼弾は正常に作動を始め、発射後106秒に光薬弾が作動するまで連続的にナトリウムガスを噴射し続けた。光薬弾も115kmの上層大気中にナトリウム発光雲を作った。

これらの発光雲は内之浦からの無線指令に基づき各観測点で約10分間におたり、同時撮影が行なわれた。此の結果より近似の値として、地上115kmの上空ではSSW方向に向う風速が約100m/sec, 地上97kmの上空ではNNE方向に向う風速約60m/sec, また発光雲の拡散速度は点状雲で約17m/sec, 線状雲で約4m/secという値が得られた。

内之浦で撮影された分光観測フィルムによれば、ナトリウムD線に比べてリチウム赤線は極めて弱く、発光雲の実験にはナトリウムが最適であることが示された。

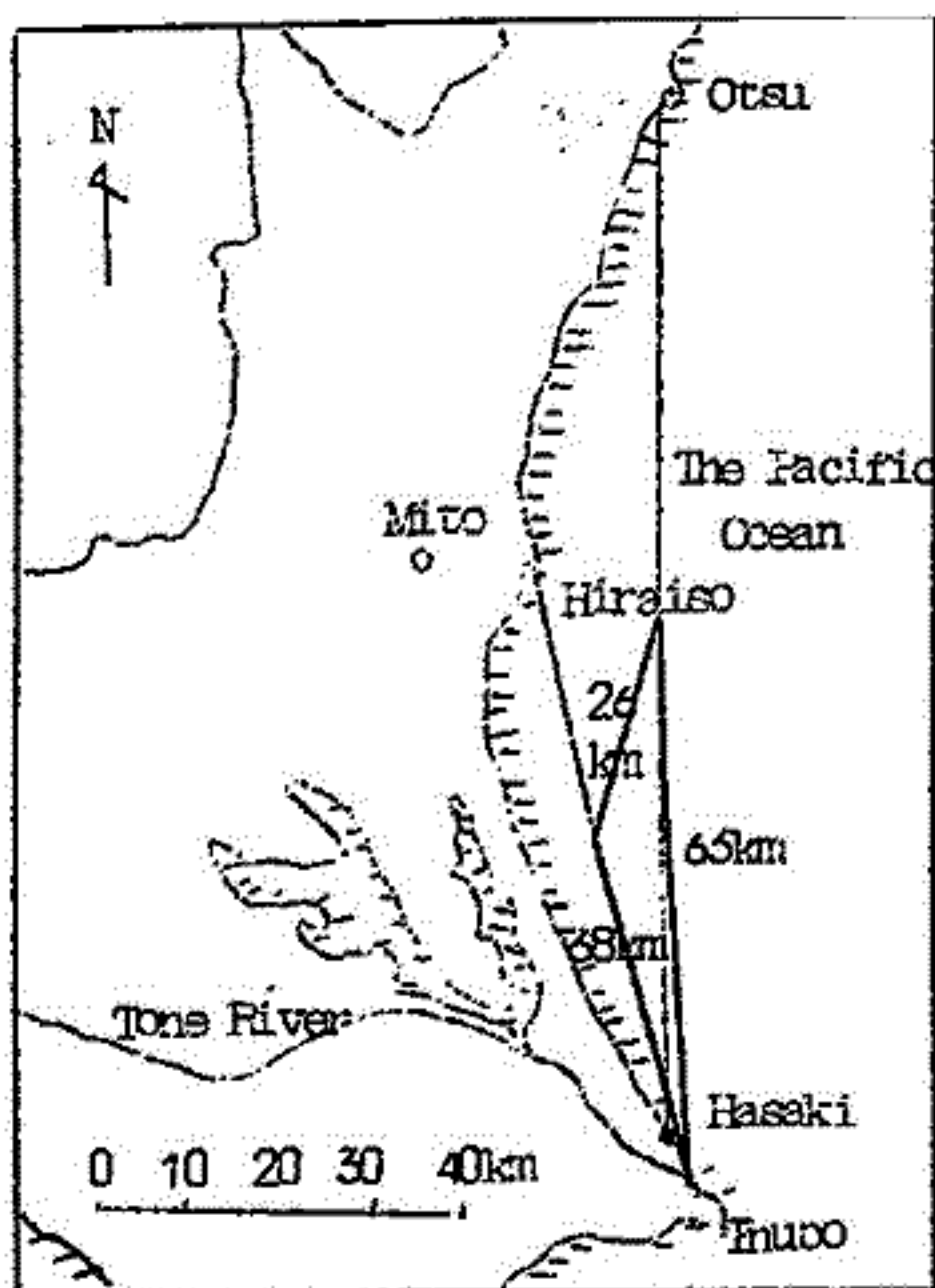
49 ロラン電波観測によるEs層の風

新野 賢爾
大内 長七(平磯電波観)
根本長内郎

数年前より平磯電波観測所で連続観測を実施している。波崎ロラン局(周波数1.85MC/s, パルス巾80 μ s, 尖頭出力150kw)電波のd'—t記録上に、夜間E領域附近に現れる弧線状のtrace群の反射波は、これまでの実験結果により、Es層内の不規則電子雲の水平面内の運動であり、その移動速度、方向等が明らかにされたが、本年6月に図に示すような平磯・大吠・大津において3点同時観測を実施し、Es層の風についての諸特性を明らかにしたので報告する。

すなわち、夏季夜間におけるこの附近の風は平均的にみて20時頃には南西方向に、03時頃には反対方向の北東方向に向きを変えるような半日周期の変化をしめしていることが確認された。風の平均速度は約80 m/sである。

また、各点において観測されるエコー群が必ずEs層に外接し、数分程度の時間的差を生ずることより、Es層内の不規則電子雲はかなり水平方向に長い線状(縞状)の反射体と推定され、この反射体の間隔を、観測されるエコー群の出現頻度より求めてみると、略前回と同様な値になることが確認された。



50 電波伝播状況より見た電離層状態の 27日周期性について

前田 力雄(電波研)

電離層状態の変動には太陽自転に関連する同期変化の存在が考えられる。

ここでは、電波伝播状況を示す特性数を用いて静穏日系列の多波平均から27日周期の存在を確

めた。統計に表われる二、三の特徴について述べる。

51 RiometerによるS.I.D.及び太陽電波の観測

桜井 邦朋 (京大工)
北 一麻呂

Riometer (30Mc/s)による宇宙雑音の観測を昨年一月より行なっているが、その間に数回のS I Dを観測した。太陽フレア直後、宇宙雑音強度は電離層電離増加のため減少するが、大部分のものに太陽電波アウトバースト (Ⅳ型) が伴っているため、電離層電離増大効果を研究することは困難となる。

S I D現象には、三種類の異なるパターンがあり、一つは太陽電波が伴わないもの、他の二つはこれを伴うものと分類できる。これら三種のパターンの形成は太陽電波放射特性と関係がある。

太陽電波Ⅳ型アウトバーストは30Mc/s周波数域でも発生し、1963年中、6例観測された。これらの例について、マイクロ波帯電波 (μ -Ⅳ) 発生からの発生時間差を求めて、その太陽面経度効果を調べると、明らかに East-West Asymmetry が存在する。

30Mc/s帯電波の太陽コロナ内の伝播経路計算を、Baumbach-Allen及びNewkirkの両モデルについて行なったが、これからはこうしたAsymmetryは期待できない。春の学会で明らかにした太陽黒点磁場による伝播経路に対する影響がこの場合にもあることをこの結果は示しているものと思われる。

Riometerの記録に現れたS I Dのパターンから太陽宇宙線や地磁気嵐を起す微粒子雲の発生を予測できるかも知れない。

52 電離層 F₂ 層の太陽フレア効果

桜井 邦朋(東大工)

電離層 F₂ 層における太陽フレア効果の存在は、最初、Dieminger(1950) によって明らかにされた。その後、F₂ 層の太陽フレア効果は多くの人達によって研究されている。

F₂ 層の太陽フレア効果は f_oF_2 の増加として観測される。この効果を生ずる太陽フレアには常に太陽宇宙線(Mev-Bev)の発生が伴っている。併し乍ら、太陽宇宙線の地球大気への入射がこの電子密度増加(f_oF_2 の増加)を起すことはできないことはWaddington(1962)によって明らかにされている。

太陽宇宙線を発生するフレアには必ずIV型アウトバーストが伴っている。このアウトバーストのマイクロ波帯の放射が太陽宇宙線の発生と密接な関係があることは既に明らかにされている。このマイクロ波帯IV型アウトバースト(μ -IV)の強度その他の太陽面経度効果に関する考察は、 μ -IVの強度(SMD flux intensity)、発生頻度及び継続時間に小さなこの経度効果の存在することを示す。これらの大きさは経度が大きくなるにつれて小さくなる。このことはマイクロ波帯放射に指向性のあることを示す。マイクロ波帯電波は高エネルギー電子が黒点磁場内を旋回することによるシンクロトロン放射と考えられており、また他の一部の電子群が更に太陽光球近くの大気成分との衝突からX線、ガンマ線を放射すると推定されている(Kundu, 1963)。従って、マイクロ波帯電波と同様にX線放射にも指向性が存在するかも知れない。X線発生における指向性の相対論効果は既にSommerfeld(1952)によって計算されている。

F₂ 層の太陽フレア効果には、太陽面経度効果の存在することが、データの解析から判ったが、この成因は上記のX線放射における指向性に起因するのかも知れない。このフレア効果は、F₂

層の高度 (h_{max}) が 300km 以下でないと思われぬ (Knecht & McDuffie, 1962)。この結果から太陽フレアに伴う ionizing radiation の性質が推定できる。

53 Hydromagnetic Whistlers

大林 辰蔵(京大工)

Hydromagnetic emissions consisting of a series of overlapping wavetrains of rising frequency are explained by hydromagnetic waves of anisotropic mode (extraordinary) propagating along the field-aligned paths in the magnetosphere. The rising frequency of emission is attributed to the dispersive nature of the velocity of waves, while the repetitive period of wavetrains is associated with the echoing-time of the wave packet bouncing between geomagnetic conjugate points along the line of force. It is suggested that an initiating wave is triggered by spontaneously injected high-energy particles generating anomalously Doppler shifted cyclotron radiations. The wave is subsequently amplified by a relatively slow beam of particles of a few keV range through the mechanism of traveling-wave interaction.

54 低緯度ホイッスラーの特性

鶴田浩一郎
國分 征 (東大地)
小口 高

低緯度特有の Whistler として Dispersion が $10 \text{ sec}^{-\frac{1}{2}}$ 以下のものが柿岡に於て観測されることは前回報告した。

これら小 Dispersion Whistler は記録されていても聞き分けることが非常に困難であるが、3月-4月の記録の中から、かなりのこれら小 Dispersion Whistler を見出すことが出来た。

これらの小 Dispersion Whistler の伝播機構についてはまだ定説がなく、現在までの理論を検討し、この問題を解明する上に、これら小 Dispersion Whistler の発生頻度、発生時間、周波数毎の Dispersion が重要であると考えて、早廻しソナグラフ及び Filter による Dispersion の測定、及び発生時間の調査を行ったのでその結果を報告する。

56 ロケット搭載用VLFノイズスペクトルメーター

坂田 哲夫(空電研)

電離層内並に外気圏における電波雑音は、夫々、地上数千軒とか外気圏とかに伝播通路があるから、この雑音の性質を詳しく調査すれば今まで知りえなかつた電離層内部や外気圏のいろいろの性質を推定できることが、最近のホイスターやヒス等の一連のVLF電波雑音の研究によりわかつて来た。しかるに低域電離層はVLF電波に対して遮蔽体として作用するため地上では或る特定の地域を除いては一般に観測が困難である。従つて最近急速な進歩をとげた観測ロケットに測定機を搭載して電離層の遮蔽効果をさけて電波雑音を観測することは興味ある問題である。

吾々は先づ100c/sから30kc/sまでのVLF周波数帯を観測対象としてとりあげ、この範囲で電波雑音がどのような周波数スペクトルをもち、それが高度によりどのように変化し、どの程度の強度であるかを調査する目的で、周波数掃引方式のロケット搭載用スペクトルメーターを試作した。これまで2回の飛翔実験を行ったが、いずれもロケットやテレメーターの故障のため結果がえられていない。今回はこの装置について二三 報告をする。

57 VLF, ELF 電波伝播に及ぼすイオンの効果 (I)

徳田八郎衛 (京大理)

外部磁場の加わった均質プラズマにおいてイオンの影響を考慮した場合、電波の屈折率 μ は次の分散方程式で与えられる。

$$A\mu^4 + B\mu^2 + C = 0$$

$$A = K_1 \cos^2 \theta + K_2 \sin^2 \theta$$

$$B = -\{ K_1 K_2 (1 + \cos^2 \theta) + (K_2^2 - K_3^2) \sin^2 \theta \}$$

$$C = K_1 (K_2^2 - K_3^2)$$

$$K_1 = 1 - X_1 - X, \quad K_2 = 1 + \frac{X_1}{Y_1^2 - 1} + \frac{X}{Y^2 - 1}, \quad K_3 = \frac{X_1 Y_1}{Y_1^2 - 1} - \frac{XY}{Y^2 - 1},$$

$$X = f_p^2 / f^2, \quad X_1 = f_{pi}^2 / f^2, \quad Y = f_H / f, \quad Y_1 = f_{Hi} / f.$$

f_H, f_{Hi} は各々電子、イオンのジャイロ周波数、 f_p, f_{pi} はプラズマ周波数であり中性分子との衝突は無視してある。Hines⁽¹⁾ はこれよりE場と波の伝播方向のなす角 θ が 90° となっても μ は有限の値を持ち、電波は磁力線に沿って trap されなくなるを示したが、 K_3 の項で $-$ を $+$ とした為、彼の notation に従うと $\theta = 0$ の場合 R-wave (whistler-mode) も $f = f_{Hi}$ で resonance してしまふ。

HF から HM 領域までの guiding については Booker⁽²⁾ の報告があるが $\theta \neq 0$ の伝播、resonance の条件については検討の余地がある。ここでは H^+ と He^+ の色々のモデルにおいて f_{pi} から f_{Hi} 以下の周波数までの伝播特性について報告する。 $K_2 = 0$ ならしめる f を f_2 とすると transverse propagation は $f_{Hi} < f < f_2 = f_{pi} / \sqrt{1 + f_p^2 / f_H^2}$ の範囲で可能

であり He^+ の場合、電離層で f_2 は 10kc、赤道上 $r = 1.2r_0$ ($r_0 =$ 地球半径) で 5kc だが $r = 2r_0, 4r_0$ では、 H^+ の場合でも各々 2kc, 0.2kc と低い値を取る。従って中高緯度帯では whistler の磁力線からの散逸は電離層附近でしか起らないが低緯度では磁力線の天頂附近でも trap するのが難しくなる。

イオンを無視した Appleton-Hartree の式⁽³⁾では ν が小さいほど Q . L . 近似の精度がよいが、イオンを考慮に入れると 10kc 以下からこの傾向が逆になり、 $\theta \approx 40^\circ$ ですでに Q . L . 近似が成立しなくなる。

- (1) O.O.Hines, J. Atmos. Terr. Phys., 11, 36, (1957).
- (2) H.G.Booker, J.G.R., 67, 4135, (1962).
- (3) E.V.Appleton, J. Instn elect. Engrs, 71, 645, (1932).

59 空電雑音の交さ率分布

仲井 猛敏(空電研)

空電雑音包絡線が与えた電圧レベルをこえる毎秒当り回数をこれの交さ率と称している。このようなパラメーターの電圧関数である交さ率分布を、中波帯の諸周波数の空電雑音に対して測定した結果から、分布型は大体3つに分けることができ、この際、分布型、周波数および昼夜の時刻の間に、かなりけっきりした関係のあることが分った。さらに3分布型のうち2分布型に対しては、2つの電圧巾関数の合成関数で適当に表わせることが分った。他方、振幅確率分布および交さ率分布の近似解析から、振幅確率分布の時間率 63.2% は交さ率分布の最大交さ率に対応し、これと共に、振幅確率分布に関する時間率 63.2% および 0.1% の間の電圧の dynamic range をらびに交

さ率分布の最大交さ率および1なる交さ率の間の電圧のdynamic rangeの間は、受信機の帯域幅が一定の場合には、空電雑音インパルス幅特性の変動にもかゝらず、良い対応のあることが分った。したがって、一方のパラメータ例えば、振幅確率分布の測定データを用いて、交さ率分布の上述のような電圧のdynamic rangeの大きさの時刻変化、季節変化ならびに周波数特性などを推測できる。

以上に述べたような事例について報告する。

63 雷放電雑音の微細構造

高木 増美(空電研)

雷放電に伴って放射される電波雑音はきわめて広い周波数範囲にわたっている。我々は30 軒以内の雷雨時に、100kcから500Mcの間で雷放電持続中の雑音の時間的变化を記録し、放電構造との対応をしらべた。準尖頭値をけかつた放電雑音の強度は、およそ受信周波数の上昇につれ周波数に逆比例して減少するが、10Mc程度から上では減少の強度が一層大きく、又変動も大となる。このことは伝播による減衰の影響と、偏波が関係すると思われるが、およそ10Mcを境としてその上下で放射雑音源の主体となる放電の性質が、比較的長い空間を進行する放電から、附随的に殆んど放電持続時間中を通して連続する微小放電の集合に変わることによると考えられる。しかしこれらの周波数では、電光放電と直接関係しない例えば充電過程に対応する傾を雷雲自体の放射は、まだ全く認められなかった。

放電過程と放射の対応は、おおよそ次の様にまとめられる。

対地放電階段先駆過程は、観測した全周波数帯で顕著である。後続放電の先駆の放射はしばしば

放電間隔を占めるJ過程の放射と区別できない。対地放電の放射は、測定に用いられた10kcの帯域巾では正確にあらわされ得ないけれども、対応する先駆過程中の放射の最大よりも通常小さい。雷雲内に起る局所放電にもとづく放射もまた、全周波数帯で認められる。放射の持続時間、電場変化にあらわれる過程の持続時間より少ない。

64 雷電気発生についての一考察

田村 雄一(京大理)

現在、雷電気の起原についての理論の主流は、雲内における水の相転移に伴う正負電荷の発生と、その鉛直分離によるものと考えられているが、この報告では、初期条件として晴天電場を与えると、雲の内部における電気伝導度の不均と対流運動との組合せにより、正極性の電気分離の進行することを述べ、雷電気発生の可能性について検討する。

66 IGY-IQCにおける宇宙線日変化極大時刻の変動について(1)

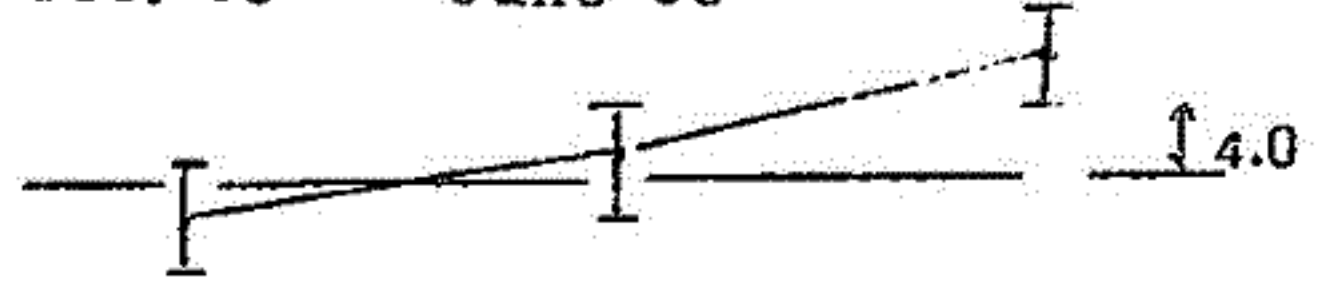
石田 喜雄(福島大学芸)
伊関 静子(福島医大)
菅野 常吉(福島大学芸)

IGY期間中に於ける各観測地点の T_{mn} (宇宙線中性子強度日変化極大時刻(地方時))と、太陽黒点数 x (この期間中は150~250の範囲である。)との間に $T_{mn} = a + b \cdot 10^{-2} \cdot x$ の式が成り立つことを知り、IGY期間中の b の世界分布及び x の仮想値に対して上式より計算によって求めた T_{mn} の世界分布と太陽黒点数の関係より、「(1)赤道より中緯度地方にわたっては、一般に $b < 0$ になり、極地方とRio de Janeiro付近では $b > 0$ になること、(2)太陽黒点数が150以上では地磁気の磁力線が地球外部で西方に曲げられると推論される。」等について報告して来たが、今回は、その後入手出来たIGC期間のdataも加えて、Chicago他十数地点について T_{mn} と x (この期間中では $x = 20 \sim 250$)の関係を報告する。更にIGY-IQC期間を1.5年毎に区分したときの各期間毎の b の変化を求めるとFig. 1図のようになり、観測地点により変化の様子が異なることがわかった。これより太陽活動度の T_{mn} に対する影響は、期間(又は太陽黒点数)によって変化する可能性のあることが推論される。この変化の地域的な分布及びその原因等についても考究する。

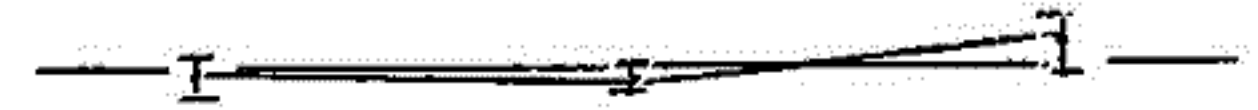
July '57 Jan. '59 July '60

Dec. '58 June '60 Dec. '61

Resolute Bay



Churchill



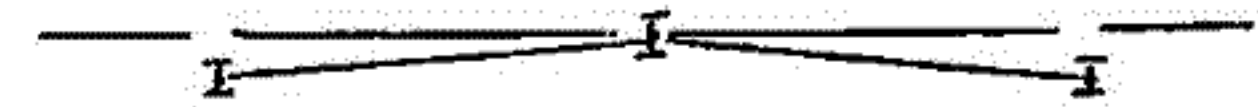
Uppsala



London



Chicago



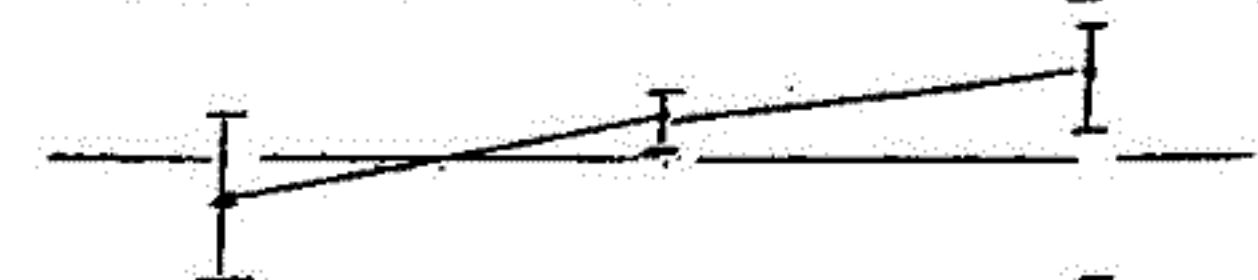
Rome



Rio de Janeiro



Hermanus



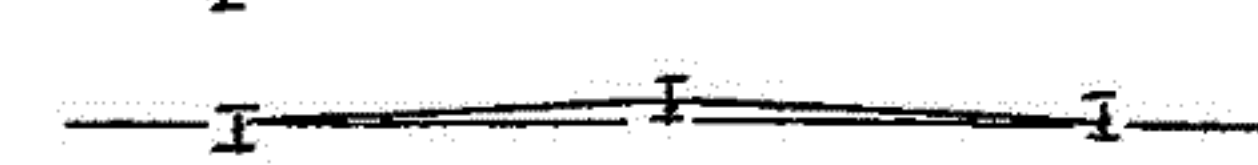
Mawson



Deep River



Ottawa



Leeds



Sulphur Mt.



Mt. Norikura



Huancayo



※1図 各期間毎の b の値とその標準偏差。各地点毎に横線は $b=0$ の値を示し、それより上げ $b>0$ 、下げ $b<0$ である。

67 宇宙線日変化の機構

北村 正 彦 (気象研)
太田 恒三 和子

太陽磁場を Fig. 1 に示す様な distorted magnetic field を仮定し、その磁力線に沿う二方向の宇宙線非等方性 $\Delta j_1(E, \psi)$, $\Delta j_2(E, \psi)$ が宇宙線日変化の原因をなすと考え、各々の方向及びエネルギー・スペクトラムを求める。

地球を通る太陽磁力線の太陽と反対方向を $\psi = 0$ とし、 $\Delta j_1(E, \psi)$ 及び $\Delta j_2(E, \psi)$ を夫々

$$\Delta j_1(E, \psi) = k_1 E^{-(\gamma + m_1)} \cos \psi \tag{1}$$

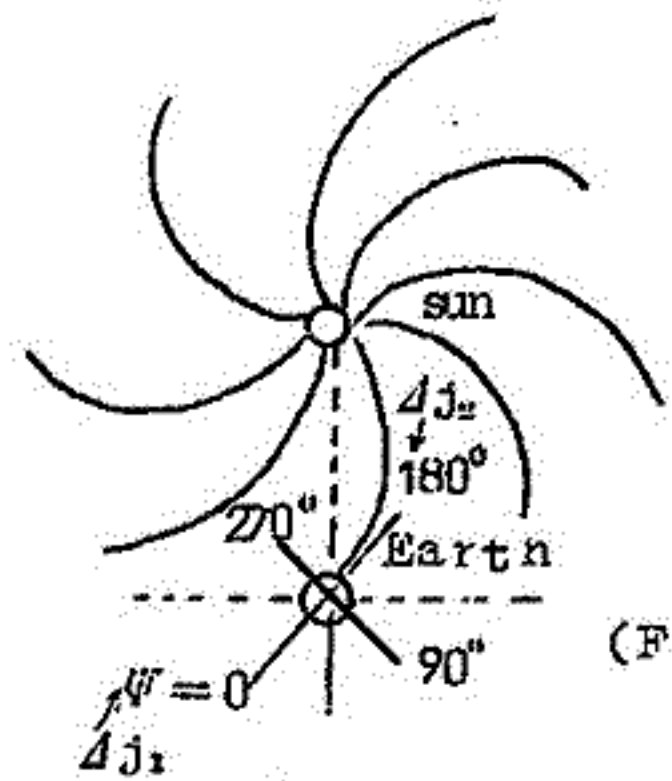
$$\Delta j_2(E, \psi) = k_2 E^{-(\gamma + m_2)} \cos(\psi - \phi) \tag{2}$$

と置く。ここで $E^{-\gamma}$ は一次宇宙線の平均エネルギー・スペクトラムで、 $\phi = 180^\circ$ 。(m_1, m_2) の値を夫々 (1, 0), (2, 0), (2, 1) にとり $k_1/k_2 = 1, 2, 3, \dots$ について 前に述べたのと同じ方法によって地上及び山上の中性子成分の日変化の最大時刻、 $\psi_{\max}[n(\delta L)]$, $\psi_{\max}[n(\delta R)]$ を求めると、

$$A = 0^\circ \text{ において, } m_1 = 1, m_2 = 0, k_1/k_2 \approx 5.5$$

のとき、Fig 2 から分る様に、

$$\psi_{\max}[n(\delta R)] \approx 235^\circ$$

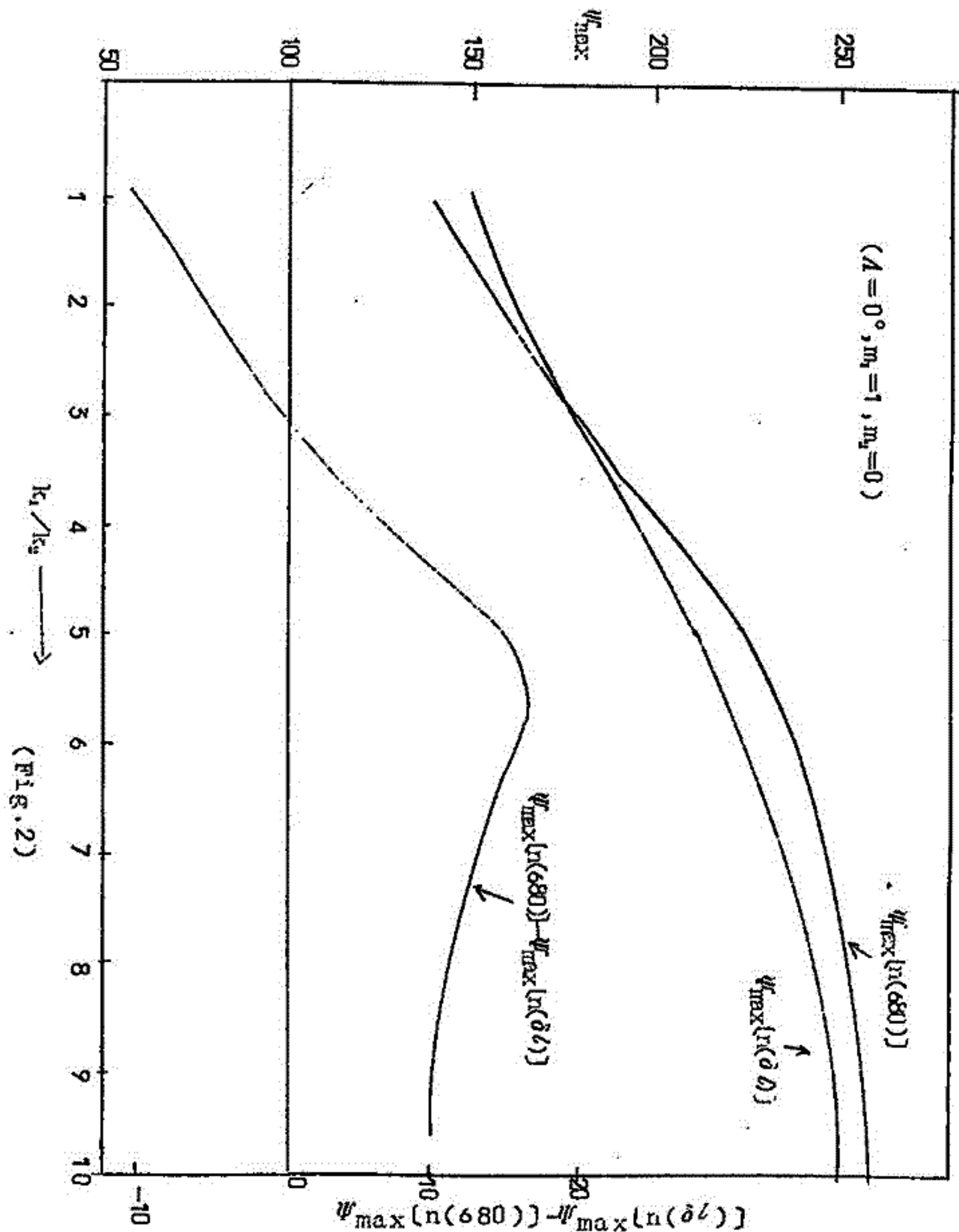


(Fig. 1)

$$\psi_{\max}[\ln(680)] - \psi_{\max}[\ln(\delta L)] \approx 15^\circ$$

従って $\psi = 0$ を21h方向にとり、 $m_1, m_2, k_1/k_2$ の値を上の様にとると、山上中性子成分の最大時刻は13h、地上のそれは約1時間先行することになり、得られた結果を説明出来る。

$m_1, m_2, k_1/k_2$ の他の値については総論に合う結果が得られなかった。



68 宇宙線嵐時における宇宙線 Rigidity Spectrum の変化

高橋 八郎 (岩手大)

前に「のりくら」における宇宙線中性子成分並びに中性子成分を用いての宇宙線嵐時における宇宙線 rigidity spectrum と地磁気擾乱との関係を報告したが、今回は更に資料をふやして、前回同様な解析を行った結果について報告する。

ふやした資料は IGY 全期間中の Mawson, Resolute Bay, Churchill および Lae のものである。前三地点は cut-off rigidity が 0 或け 0 に非常に近く、その宇宙線 data は storm-time increase の補正をしないで済み、Lae は Norikura の data の解析結果並びに前に報告した McCracken の data を使った解析結果とくらべるためにえらんだものである。地磁気資料としてはやはり前回同様 A_p -index 並びに K_p -index を用いた。

得られた結果は前回の報告結果と同様で、宇宙線嵐時の宇宙線 rigidity spectrum は宇宙線嵐と一緒に起こった地磁気擾乱と密接な相関関係をもち、嵐ごとに変化していることを示す。

69 宇宙線強度の27日再帰性とそれの太陽・地磁気活動との関連

執筆・上野裕幸(名大理)
 監修 坂 修 二(信州大)
 長 島 一 男(名大理)

1962年Aug.27から1963年Dec.の18 solar rotationsにわたる geomagnetic recurrent storm (M-region storm) に対応して、宇宙線強度変化及び宇宙線日変化も、同頻度を27-日周期性を示すことはすでに述べた。

今回は宇宙線日変化の解析の際Tokyo (Meson) 又はDeep River (Neutron) の一観測所のデータのみでなく地球上少くとも経度上120°の「はなれ」をもつ3点以上の観測データを用い、認められた結果の概観について述べる。

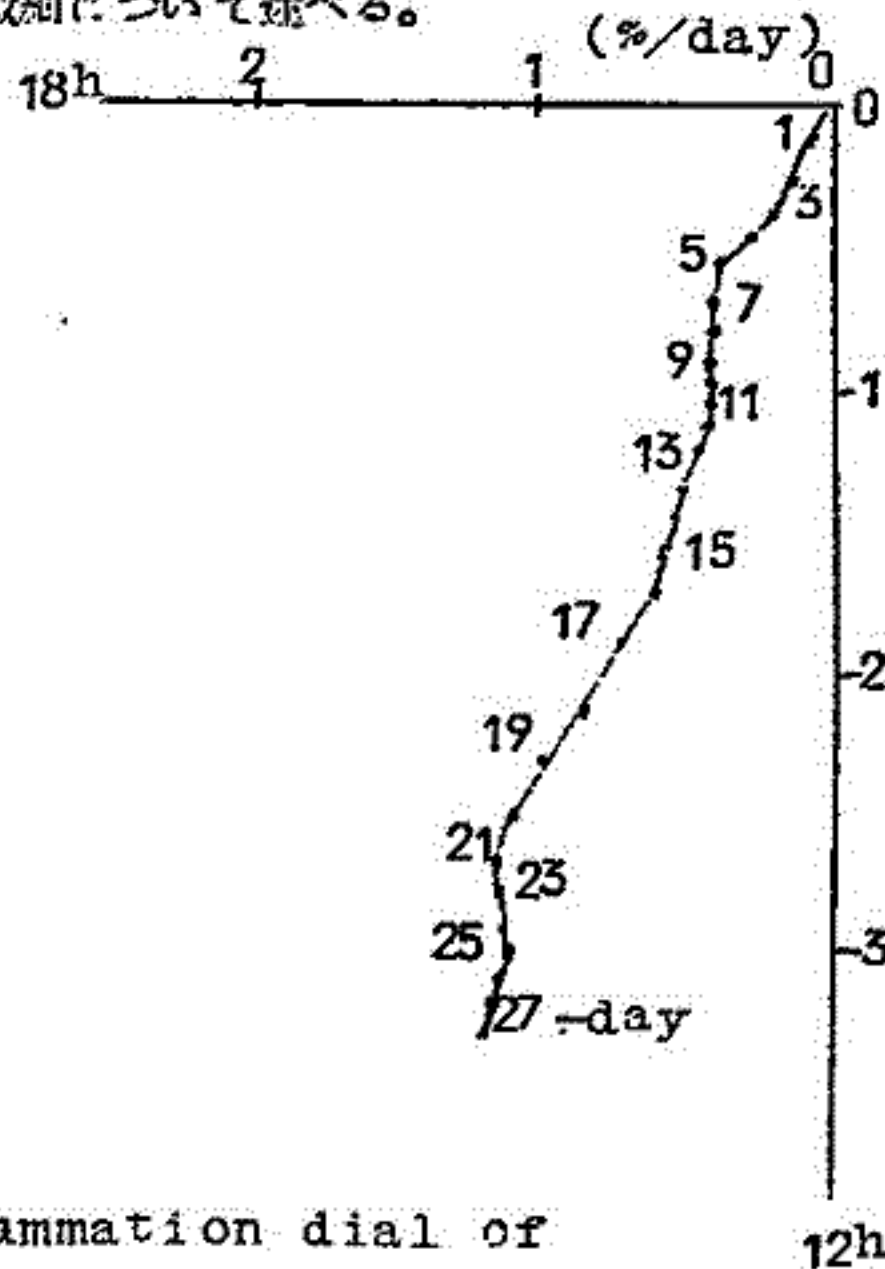


Fig. 1 Summation dial of 27-day variation of DS

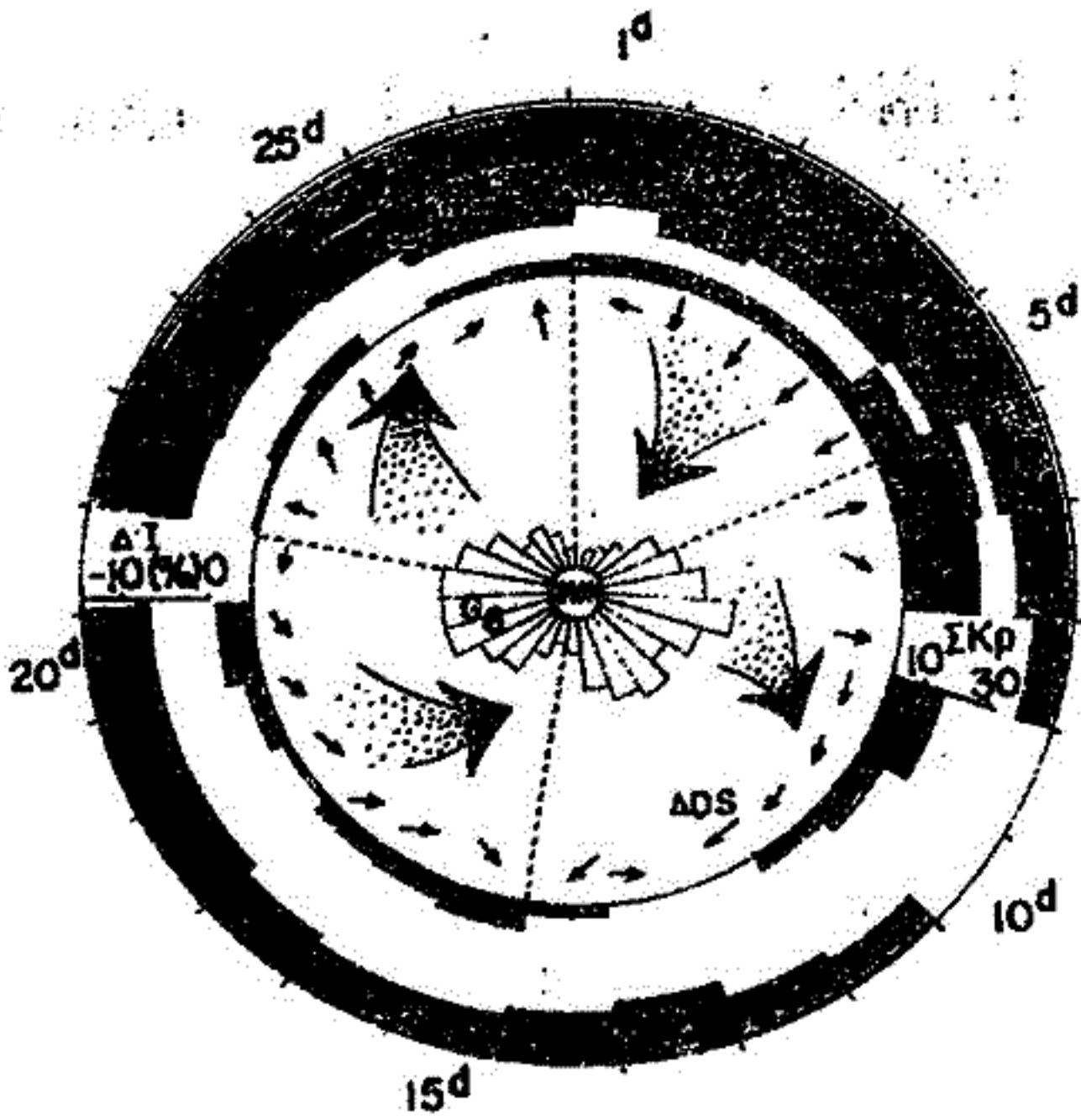


Fig.2 Heliocentric pattern of additional anisotropic flows

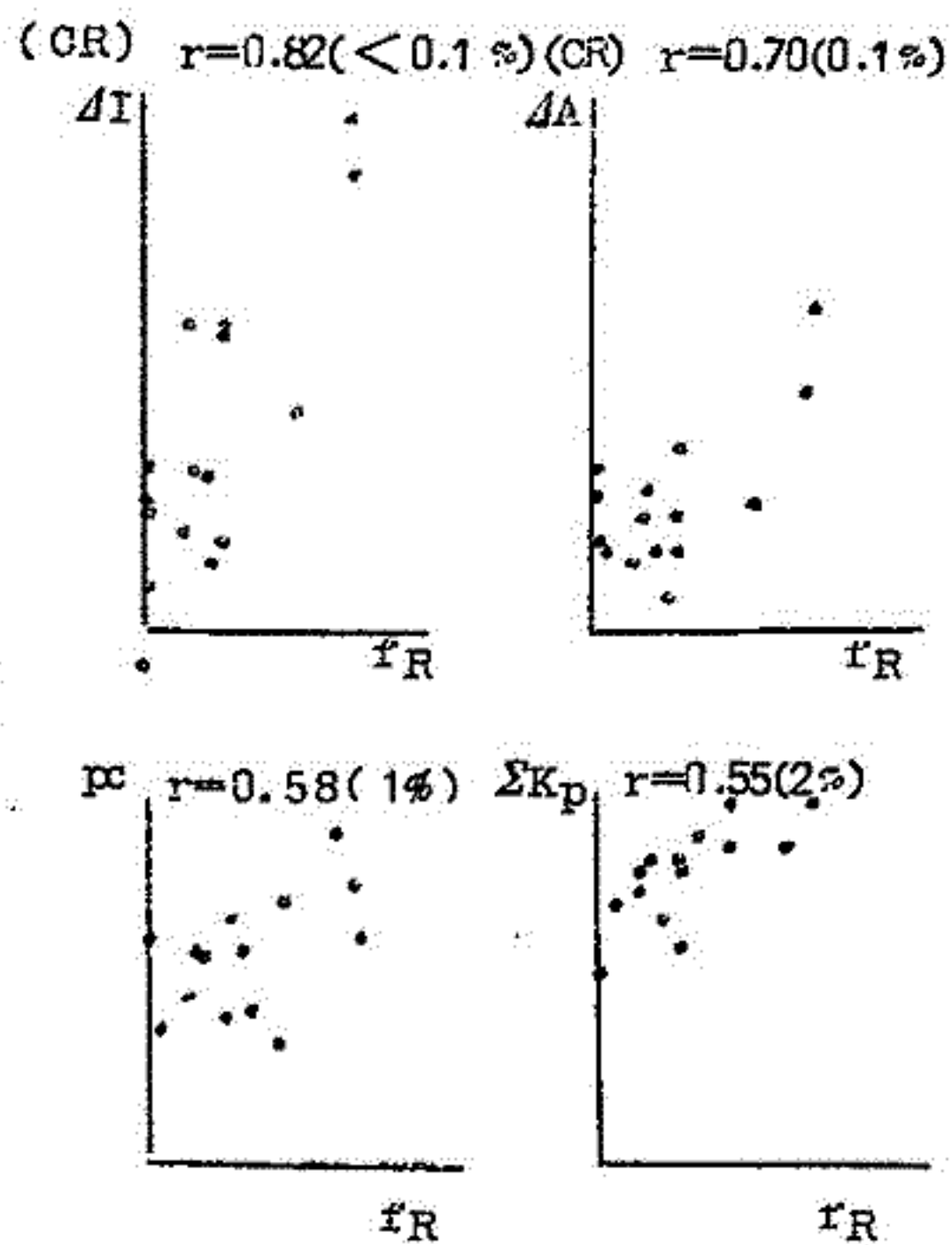


Fig. 3 Correlation diagram between s-component and terrestrial phenomena

70 琉球弧における古地磁気

征島 貞雄 (京大助)
島田 昌彦

本州弧と琉球弧の間の古地磁気の相異から地質時代における両弧の相対運動を推定する目的で、琉球諸島における古生代～新生代の岩石試料を採集し、その自然残留磁気を測定した。不幸にして、二疊系、白亜系などの古い地質時代の岩石には信頼しうる自然残留磁気が認められなかったため、主目的は達せられなかった。

新生代の火山岩類の測定結果から得られた古地磁気学的結果を概括すると次の通りである。

- (1) 新才5紀・中新世以降には琉球弧全般として、本州弧に対する大きい相対運動は今回の測定結果からは推定されなかった。
- (2) 琉球弧の地質構造については、小西、半沢、Hess 等によつてMIYAKO DEPRESSION をはさむ二つの異なる方向のTrendに分けられる。このDEPRESSIONをはさむ石垣、久米島の中新世に於ける古地磁気の方向の違い(約 45°)は、かりに両島間に回転を仮定することによって、上記Trendの違いをほとんどうまく説明することが出来る。
- (3) 久米島に於ける上部中新世の安山岩に、逆転磁化が認められる。

71 北九州・九重山の新第3紀・第4紀の古地磁気

前中 一昇
西島 潤一 (京大理)
笹島 貞雄

鮮新世から更新世にかけての古地磁気についての研究は多くの人々によってなされている。九州九重地方には上部中新世より40枚程の連続した火山岩があり、西南日本に於ける上部中新世から更新世にかけての磁場逆転の時期と頻度の問題を解決する為に好適の場所である。そのN.R.M.を測定し結果を時化順に表示すると表-1の如くなる。地質時代と岩石区分は地測の小野昇司氏の図幅調査によった。

表 - 1

地質時代	岩石名と区分	個数	Mean direction of N.R.M.		Fisher's error angle for 95%	Sign of polarization	総合的地磁気の方 向変化	
			Decli.	Incli.				
更	阿蘇火山	A	15	N 5.5° W	48.5°	5°	N	
		Pa						
		Kp	9	N 27.7° W	32.8°	10.5°	N	
		Dh	7	S 55.7° W	-51.2°	5.5°	R	
		Ds	5	N 1.3° E	43.5°	15.5°	N	
		D4						
		D6						
新	九重火山	D7	6	N 10.6° W	26.8°	9.3°	N	
		D1	6	N 42.3° W	34.4°	10.1°	N	
		K7						
		K6	10	N 15.5° W	51.5°	12.3°	N	
		K5	4	N 33.7° W	36.5°	23.6°	N	
		K4						
K3								
世		K2	4	N 13.6° E	56.3°	7.7°	N	
		K1						
	千町鉄田安山岩S						R	

次頁へ続く

鮮 新 世	花牟礼火山岩	H ₅							
		H ₄							
		H ₃							
		H ₂	10	N 0.9°E	45.3°	5.7°	N		
		H ₁	9	N17.3°W	31.5°	6.4°	N		
	由布川凝灰岩	Y					N		
							N		
	庄内火山岩	R ₈							
		R ₇							
		Rn							
		Rw	10	S 3.5°E	-59.6°	8.8°	R		
		P ₈					R		
		R ₁	10	S 1.9°E	-41°	10.4°	R		
		H							
P ₂						R			
谷 層	P ₁	10	S31.5°E	-41.4°	10.2°	R			
		6	N13° E	55.7°	8.4°	N			
竜原層	I ₃	9	N20.1°W	53.7°	18.8°	N			
	Tp	9	N 0.1°W	54.8°	21.7°	N			
中 新 世 と 鮮 新 世	大野火山岩	O ₄							
		O							
		O ₈	10	S23.5°E	-72.3°	7.2°	R		
		O ₂							
		O ₁	10	N 0.8°W	24.1°	14.8°	N		

現在までに私共の研究で得られた結果と合わせて、既報の西南日本に於ける結果と対比しながら

総合的試案を提起したい。

72 伊豆箱根火山の古地磁気学的研究

永田 武・小島 稔
小島美都子・荒井 彦 (東大理)
木下 肇・河野 長

我々は箱根・伊豆火山の才4紀lava flowの古地磁気学的研究を続け、昨年秋の古地磁気学シンポジウム(箱根)でその才1報を発表した。長尾峠からとられたSample(OSN No.1~26)のNo.11までの結果はすべてnormalであり、また時代につれて現在の地磁気極のまわりをclockwiseに動く傾向がみとめられた。

その後、OSN NO.26までのNRMが測定されたので報告する。Sampleはandesiteおよびbasaltで時代は50万年前後、lava flowのsuccessionは極めて稠密であり地球磁場の変化を詳しく追跡することができる。

測定はastatic magnetometersおよびspinner magnetometerで行われた。NRMは 10^{-6} esu程度で特別に強くはない。またstability testとして、low temperature methodおよびstorage testを進めているが、現在までの結果はいずれも安定である。

No.12~26の結果は

- (i) No.11までと同じく全てnormal
- (ii) No.11までにみとめられたclockwiseの傾向はあまり顕著でない。

なお、今後さらにsamplingを進めて、uppermost Tertiaryに至るNRMを調べ、また同試料のいくつかによってThellierの方法で、intensity変化の測定を行う予定である。

73 阿蘇火山の磁性

太田 征次郎 (京大教授)
安原 通博 (京大理)
鈴木 亮

阿蘇火山口原および外輪山における磁気測量は1934年、1940年、1962年及び1964年に行っている。阿蘇山は帯磁は一般に弱くて且小異常地域が多い。今迄の成果を総合すると次のことがいえる。

- 1) 永年変化は九州地域にくらべてやや大きい。阿蘇火山口原内では互に大きい相違はない。
- 2) 阿蘇火山の一般帯磁は北から東へ約 45° の傾きを示す。
- 3) 噴火口をはじめ5つの磁気異常地域がある。
- 4) 表面の岩石の影響は中岳溶岩を除き磁気異常との関係は少ない。

今回はこの中一般帯磁及び一部の磁気異常について報告する。

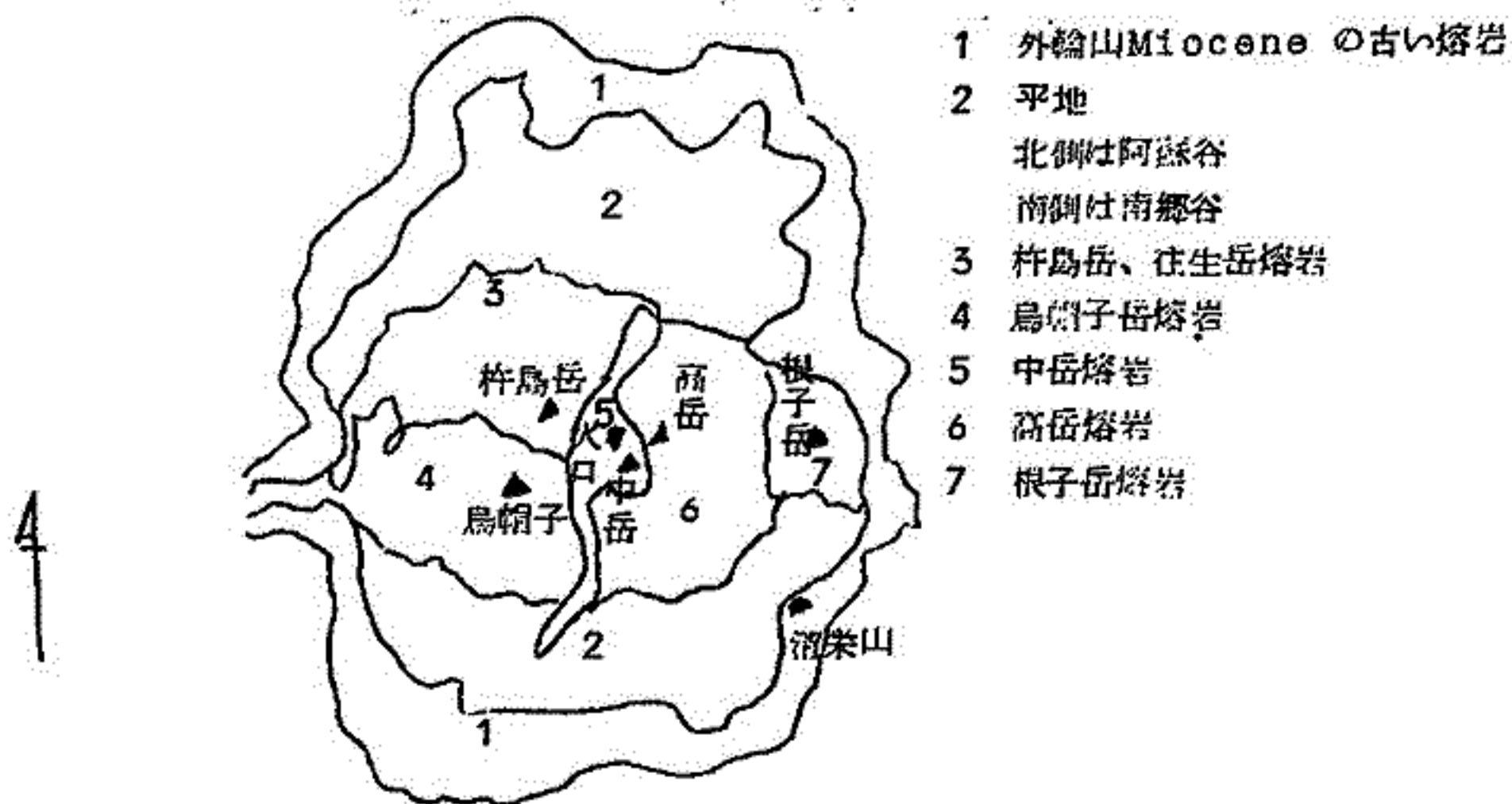
即ち一般帯磁の原因については断層線によるものか外輪山によるものかをたしかめる。

磁気異常の中岳異常は垂直方向に帯磁している模様で、この点について岩石との関係、年代との関係を検討する。

74 阿蘇の岩石の磁性について

鈴木 亮(京大理)

阿蘇山は規模の大きさを世界一といわれるが、その構造も複雑である。今までにその地質構成図も2、3巻表されている。その一つである熊本大学の松本幡郎講師の作成になるものを利用し、熔岩の構成、火山のなりたち等と、各種に分類される阿蘇火山の石の残留磁気を比較検討し報告する。採集した岩石の中には、いわゆる阿蘇火山ができる前からあった古い火山の石もあり、また比較的新しい阿蘇五岳(杵島岳、烏帽子岳、中岳、高岳、根子岳)の石もある。それらが今度の測定で単純には分類できないことがわかった。帯磁の大きいところ、小さいところが複雑に入り組み、また帯磁の方向もまちまちである。たとえば外輪の清栄山附近の石には逆転した帯磁のものがあったのもその一例である。それらを一応整理して報告する。下に阿蘇山の地質の概略図を収せておく。



75 東北地方花崗岩の磁氣的性質

加藤 愛雄 (東北大理)
室井 照

東北地方の花崗岩で特に年代のわかったものについてその磁氣的性質について調べた。

Samplingの場所は北上山地のものうち金華山及び北上地区である。年代の決定は東北大理学部岩石教室においてK-A dating法で行われ、主に白堊紀のものであることがわかっている。この花崗岩の残留磁気、安定性の問題そしてこの岩石のできた時代の地球磁場の向きなどについて得られた結果を報告する。

76 グラニットの残留磁気について、その2

小島 美都子 (東大理)
小島 稔

前回は、こしき島の花崗岩とヨセミテ谷の花崗岩試料の二つについて、磁氣的性質の違いを比較した。今回は、ヨセミテ谷花崗岩試料帯につき、“recovery ratio”の時間効果について行った実験結果を報告する。また、日本各地から集めた花崗岩のうち、主にマグネタイトを含む数個の試料につきしらべた結果についても報告する。

77 オリビーン-スピネル転移にともなう電気伝導度の不連続変化

秋本 俊一(東大物性研)
藤沢 英幸(東大理)

高温高压下で珪酸塩鉱物の電気伝導度の測定をすることは、地球内部マンツルの電気的性質を推定する上に極めて重要である。筆者等は地磁気変化の解析からもとめられたマンツル内の電気伝導度の不連続に着目し、珪酸塩鉱物の高温高压下の相転移が電気的性質にいかなる影響を及ぼすかを Fe_2SiO_4 についてしらべた。

オリビン型及びスピネル型結晶構造をもった Fe_2SiO_4 の直流電気抵抗を真空管電圧計により、20~66Kb, 常温~約1200°K の圧力、温度条件下で測定した。初期試料としてオリビン型 Fe_2SiO_4 を用いた実験では、低圧下(例えば31.0Kb)の $\log_{10}\sigma^{-1}/T$ 曲線に特に異常がみられないうちに反して、高圧下(例えば59.5Kb)では、約900°K に電気抵抗の急激な減少がみられ、その変化の大きさは約2桁に達することが見出された。逆にあらかじめ高圧下で生成されたスピネル型の Fe_2SiO_4 を出発物質とした実験では、低圧下(例えば55.5Kb)約1000°K に電気抵抗の急激な増加がみられ、又一方61.5Kb下の実験では $\log_{10}\sigma^{-1}/T$ 曲線に大きな不連続は見出されなかった。

さきに発表した Fe_2SiO_4 のオリビン-スピネル転移に対する相平衡図を参照し、又電気抵抗測定後急冷された試料の顕微鏡下の観察にもとづいて、上記の電気抵抗の不連続は Fe_2SiO_4 のオリビン-スピネル転移に起因すると結論された。

更にオリビン-スピネル転移に際して活性化エネルギーが減少すること、又オリビン相、スピネル相の活性化エネルギーはいずれも圧力の増加とともに減少することが見出された。

上記の実験結果は地球内部でもオリビン-スピネル転移が地球内部マンツルの電気伝導度の分布

に相当の影響をあたえていることを強く示唆するものである。

78 $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-Fe}_2\text{TiO}_4$ 系の中性子線回折

石川 義和 (東大物性研)
庄野 安彦

$\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-Fe}_2\text{TiO}_4$ 系はもつとも重要な強磁性造岩鉱物であり、すでにその単結晶の磁性について詳細に報告してきた。しかし、スピネルA, B席へのイオン分布については、自発磁化の測定から Ti^{4+} イオンはB席を占めることが予測されてはいたが、確定的な結果は報告されてない。今回はこの系でのFeイオンと Ti^{4+} イオンとの分布を決めるために $x=0.99$ (真空封入法により製作した多結晶試料)と $x=0.56$ (単結晶の球状試料)について中性子線回折の実験を行ったので、その結果を報告する。東海村原研に設置された物性研の中性子線回折装置を用い、測定は常温、無磁場中で行った。その結果、いずれの試料についても Ti^{4+} イオンは完全にB席を占めるモデルで各反射強度を矛盾なく説明でき、磁素のuパラメーターとして0.581($x=0.56$)および0.385($x=0.99$)の値を得た。この結果は、この系で Ti^{4+} イオンがどの場合もほぼ完全にB席に入ることを示し、Verhoogenの提唱したイオンのorderingによる磁化反転機構では、この系の反転残留磁化を説明できないことを示す。

又、 Fe_2TiO_4 の単結晶の作製にも最近成功したので、その磁性についても報告できるかもしれない。

79 新潟地震後の地磁気変動観測

行武 毅 (環 研)
萩原 幸男
渡部 運彦
笹井 洋一 (東大理)

新潟地震後6月21日より7月7日まで新潟地震後の地磁気観測を行なった。

- 1 場所 塩谷 (新潟県岩船郡神林村大字塩谷)
粟島 (新潟県岩船郡粟島浦村大字内浦)

2 使用機械 プロトン磁力計

- 3 観測目的 Ⅰ) 地震前後の変化
Ⅱ) 地震後の変化
Ⅲ) 余震時の変化を調べる

4 観測結果

Ⅰ) 地震前後の変化

塩谷... 1961年10月14日15時 (国土地理院測定) と 1964年

6月29日15時における観測値との差 -38γ

同期間における相岡の地磁気変動量 -18γ

〃 〃 鹿野山 〃 〃 -8γ

3年程度の経年変化にも地域性があるつでこれを以つて地震のための変化とは断定できない。

Ⅱ) 地震後の変化

同期間における粟島-塩谷-鹿野山の観測結果を比べてみるとわずか40km離れた粟島-塩谷間においても日変化の様子がちがうことが認められた。粟島-塩谷間の全磁力差は6月24日頃344γ, 7月7日およそ343γで、この間に地震のための顕著な地磁気変化があったとは

認められない。

iii) 余震時の変化

震度II程度の地震で1分間隔で観測した際、全磁力が数分にわたり測定誤差 3γ を越える変化は認められなかった。

5 結 論

るに述べた目的をもって行われた今回の観測に関する限り、結果は否定的である。地震の際の地磁気変化を検出するには、今後更に観測を密にすること、観測精度の向上をはかることが重要である。僅か40 km離れた2地点で、日変化の様子が異なること、200 kmの範囲内で3年間の経年変化が相当違ふことは今回初めて得られた重要な結果である。地震の際に生ずる地磁気変化を解明するためにも、この方面の研究は大いに進めらるべきであろう。

80 1, 2等磁気測量による新潟地方地磁気 変化について

国土地理院(田島)

地震が生じた地域一帯の地球磁場が他の地域に比べて異常な変動をしているかどうかを調べるため国土地理院で行っている1, 2等磁気測量の結果と、今回特に新潟地方で行った新潟地震直後の測量結果を報告する。地震現象と関連した地磁気の異常変化が期待されるとすれば、それは次の3つのパターンに大別出来ると思う。

- (1) 地震発生と前後して生ずる短時間のパルス状の変化
 - (2) 地震発生と前後する磁場の不連続的变化、即ち(SC)の如きもの
 - (3) 地震発生に先立つ数年乃至十数年前からの磁場のゆっくりした異常変化(GC)。
- (1)の型については1, 2等磁気測量ではその性質上発見することは極めて困難であり、今回の

報告の対象外である。(2)の型については今回の臨時の測量の如きものから得られる可能性が多い。

(3)の型については、1等磁気測量の結果を解析することが有力である。

2等磁気測量については9月中旬現在整理計算中であるが、1等磁気測量の解析からは(3)の型に属する現象らしきものと見られる結果が得られた。

即ち地磁気 secular change の Local Anomaly が今年の新潟地震及び昭和36年8月19日の北美縦地震 ($M=7.2$) の震源附近で主として水平分力に1951年頃からみられる。異常の大きさは $1\sim 1.5 \gamma/\text{year}$ であり10年間で十数 γ の異常 secular change であるが、解析全体の精度からみて単なる Noise とは思われぬものである。

さらに日本全土について解析を広げたので、それ等について報告する。

82 地磁気嵐急始時における擾乱ベクトルの世界的分布

前田力雄 (電波研)

地磁気嵐急始時変化の一般的傾向として、各観測点における擾乱ベクトルはそれぞれに特有な平面上に分布する。

統計的に求められた特性面の世界的分布は地球内部の比較的浅い部分の電磁氣的性質を表わしているものと考えられる。

以上の事実に関する若干の考察をおこなう。

83 ひずんだ球形導体中の電磁感応

力武常次 (震研)

わずかに球と異なる完全導体の電磁感応を論じた。その結果、地球マントルの高伝導部分があり上っているところでは、地表に於て induced field が強められることがわかった。

極半径に比して、赤道半径が10パーセント大きいモデルについての計算結果では、一様な inducing field に対して、 P_1 だけでなく、 P_3, P_5, \dots を含む項があらわれる。もしマントルが球状導体だとして、その半径を求めると、本モデルの平均半径よりも、かなり大きな値が求められる。

最近明らかにされてきたように、マントル高伝導部に凹凸がある場合に、一様球モデルを適用することには、じゅうぶん注意する必要がある。

84 浅虫に於ける地磁気短周期 Z 成分の逆転について

加藤愛雄 (東北大理)
歌口光夫

青森県浅虫にて発見された地磁気短周期 Z 成分の逆転について、その性質を解明する為に、種々の解析を試みたのでその結果を発表する。

- (1) H, Z の相関関係については長周期(6時間以上)と短周期との間に逆の関係が在ること。
- (2) 周期別にみると、ある systematic な変化がみられ skin-effect らしきものが

あること。

(3) 女川観測所の記録との極性の比較では、 $\Delta H - \Delta D$ では同一であるが、 $\Delta H - \Delta D$ では逆であること。

(4) Bay type disturbance について主な観測所の記録から計算した理論値と比較すると ΔH ではほぼ等しく、 ΔZ では内部の影響を 2.3 倍位受けていることが判った。従って地表面に垂直に内部から出ていると思われる。

(5) 住友金属物探課の地電流測定結果によると、浅虫観測所は電流の流れている向の左端に在ること。

以上により、この現象は「電流の集中を伴う電磁誘導」と考えると説明がつくことが判るが現在行なっている右端と思われる所の観測結果によっては、その深さ、総電流量は判明する。又極く表層の影響は最近開発された 1 min. ~ 10 sec. 専用の直視磁力計の測定結果を待たねばならないが、第2報にて報告する。

86 日本における地磁気短周期変化ベクトルの振舞とその特性について

大島 汎 海
(地磁気観)
久保木 忠夫

日本列島内数地点について、地磁気の周期10秒から数時間程度までの短周期変化の変化ベクトルの振舞いを、地下の電磁氣的構成との結び付ける観点から、その特性を調査した結果を報告する。

(1) W. D. Parkinson が既に述べている如く(1959, 1962) 日本の今回対象とした数地点においても、地磁気短周期変化の変化ベクトルは例外なく或る一つの平面上に拘束さ

れて存在することがわかった。このことは T. Rikitake が 1955 年に ΔZ の異方性として報告されていることから明らかなことである。この平面の方程式は $\Delta Z = A \cdot \Delta H + B \cdot \Delta D$ (A, B は地点及び変化の周期により定まる常数) で表わされる。

- (2) この平面の最大傾斜の向き及び傾斜の大きさは観測地点及び変化の周期に関係しており、日本におけるその分布は非常に複雑な様相を示している。
- (3) 傾斜の大きさは観測地点毎に特有の周期特性をもっており、その分布状態は一見海岸線効果云々がある様な様相を示しているように思える。

$$(4) \frac{\Delta Z}{\Delta E} = K \left(\Delta E \text{ は地電位差の変化量で } \Delta E = \sqrt{(\Delta EW)^2 + (\Delta NS)^2} \right),$$

K は地点及び周期により決まる常数) なる関係が今回の調査対象とした変化の間に存在することが認められた。このことから推測されることであるが、傾斜の向きは地電流の所謂主方向と一定の関係をもっていることが確かめられた。即ち地磁気水平ベクトルの大きさを一定とした場合、 $|\Delta Z|$ を最大ならしめる水平ベクトルの方向と、 $|\Delta E|$ を最大ならしめる水平ベクトルの方向は等しくなるということであり、最大傾斜の方向と地電流主方向とはおおよそ直交関係にあると云えぬ結果が得られたが、かならずしもそうとばかりは云えぬ現象も現われている。この点は地下の伝導度分布に大きな関係があるので更に詳しい吟味を行って行く必要があるものと痛感している。

- (5) 関東地方の局所的な分布 ($-\frac{\Delta Z}{\Delta H}$) を求めると、非常に複雑であり、今まで知られていた $\frac{\Delta Z}{\Delta H}$ の分布の 10 倍もの大きい地域分布を示している。この原因は全く分らぬが、非常に興味あることである。

87 地磁気短周期変化の $\frac{\Delta Z}{\Delta H}$ の時間的变化

吉松 隆三郎 (地磁気部)

1958~1962年間の多くの観測値の統計結果では浦岡、鹿屋の $\frac{\Delta Z}{\Delta H}$ 、女満別の $\frac{\Delta Z}{\Delta D}$ はそ

れぞれの地点でだいたい一定であるが、その附近の主要地震と相関のある局所的变化をしている。

今回は更に短周期、即ち周期20秒前後の pc 3 (従来の pc)、及び周期数10秒の pi 2 (従来の pt) についてしらべてみた結果を報告する。例えば鹿屋ではこれらの脈動は、周期が所謂短周期変化より、ずっと短いので急に ΔZ が小さくなるため、取扱上留意すべきこと

もあるが、 $\left(\frac{\Delta \dot{Z}}{\Delta \dot{X}}\right)_{ky}$ は大体従来と同様な結果がみられる。