

INSTITUTE OF  
PLASMA  
PHYSICS

NAGOYA UNIVERSITY  
NAGOYA, JAPAN

訂正 IPPJ - 3 (J)

119頁 脚注全部削除して

替りに以下の脚注を入れてください。

\*\*\* Taniuti & Kato (e. g. P. T. p. 28 '62  
p756) は evolutionary condition から entropy  
condition を出させることを証明している。これは  
"adiabatic" shock の場合であるが、一般に熱の出入  
のある shock では entropy condition は存在しない。  
しかし、これらの場合にも、evolutionary condition  
は存在して、基本的意義をもつものと思われる。

Report of 1962 Nagoya Meeting on Cosmic  
Plasma Physics.

IPPJ-3 (J)

February 1963

INSTITUTE OF PLASMA PHYSICS, NAGOYA UNIVERSITY

# 目 次

## I. 研究報告

### A. 地球近傍の現象

- 大気圏外のプラズマと磁場 ..... 大林辰蔵(京大工) 2頁  
地球磁場内 trapped charged particles の geomagnetic effect  
..... 福島直(東大理) 39  
断熱不変性の破れと放射線帯への応用 ..... 早川幸男, 大林治夫(名大理) 54  
外気圏における VLF 電波雑音の発生 ..... 木村磐根(京大工) 60

### B. 太陽近傍の現象

- 太陽宇宙線と惑星間空間 ..... 大林辰蔵(京大工) 71  
太陽電波の発生機構 ..... 寺島由之介(プラズマ研) 86  
太陽フレアに関連した現象 ..... 伊藤謙哉(立教大理) 90

### C. 星間空間の現象

- 星間物質の物理的特性について ..... 海野和三郎(東大理) 93  
星間空間における乱流の発達 ..... 海野和三郎(東大理) 99  
星間空間における X 線の発生機構 ..... 早川幸男, 松岡勝(名大理) 104  
Spur の Mechanism ..... 長谷川博一(学習院大理)  
小田稔(核研) 110  
Cosmic rays の進化 ..... 会津晃(立教大理) 113

### D. 一般理論

- プラズマ中の衝撃波 ..... 大野陽朗(北大理) 114  
不安定性に伴う加速について ..... 早川幸男(名大理) 123

## II. 国際会議の報告

- Washington Meeting の報告 ..... 畑中武夫(東大理, 天文台) 125  
“惑星間空間の宇宙線”の国際会議報告 ..... 早川幸男(名大理) 130  
ラパス Symposium の報告 ..... 小田稔(核研) 139

## III. まとめの討論 ..... 146

## IV. 附 録 (物理定数のまとめ) ..... 寺島由之介(プラズマ研) 153

## V. 編集後記 ..... 寺島由之介(プラズマ研) 160



# I 研究報告

## A 地球近傍の現象

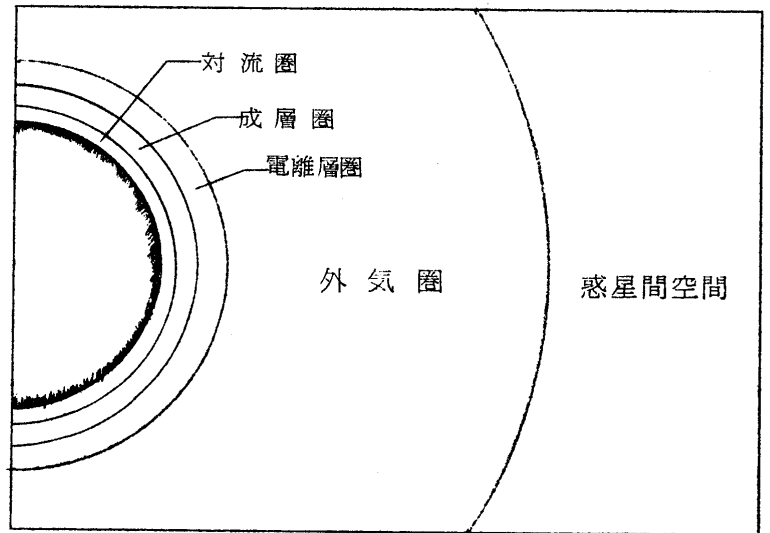
### 大気圏外のプラズマと磁場

大 林 辰 蔵 (京大工)

#### 1. 緒 言

われわれの地球はかなりの距離まで稀薄な大気につつまれており、いわゆる対流圏、成層圏をへて電離層圏へと拡っている。これらの領域を含めた地上数百キロまでの範囲は従来くわしく調べられてきた。ところが最近のロケットやサテライトなどの結果を総合すると、地球大気はさらに遠くまで延び、いままでは大気圏外と考えられていた領域をも包含することがわかってきた。超高層大気あるいは外気圏とよばれる領域がこれである。地球外気圏はおそらく地上数万キロまで拡っており、その外側は太陽を含めた惑星間空間につながっていると考えられている(第1図)。

電離層から外気圏にわたる空間の著しい特徴は、大気がほとんど電離したプラズマの状態であり、しかも地球磁場が空間に浸透しているということである。このため磁場とプラズマが結合したいわゆる電磁流体的な振舞がその空間の運動を支配する重要な鍵となる。外気圏がまた磁気圏という名で呼ばれているのもこのためである。この領域は放射能帯としてよく知られているように、高エネルギー粒子の巨大なプールであるほか、それらの粒子が



第1図 超高層大気

出す電離気体内でのチェレンコフ放射、サイクロトロン共鳴など電磁波の発生、伝ばんなどにも特異な性質をもち、また電磁流体波の生起なども考えられる。さらに外気圏から惑星間空間にうつる領域では、地球磁場と侵入する太陽プラズマ流との相互作用、衝撃波の発生、乱れ、などといったいくつかの興味ある問題を含んでいることが多くの研究者によって指適されてい

る。

このように超高層大気を理解するためには、電離気体内での磁場との相互作用、電磁波動などプラズマ物理学の基礎的な諸問題を解決することが非常に重要であり、またこれを利用して領域の物理的性質を探測することができる。すでに最近の研究はロケット、サテライトからの発射電波による上層大気の電子密度の測定、プラズマ内での磁場、電離粒子、エネルギー・フラックスの測定などが行なわれ、また磁気嵐、オーロラ、電離層嵐などの地上観測を中心とした理論的研究、外気圏磁場に沿って伝わる VLF 電波の観測、地磁気脈動などを含めた電磁流体の研究などが行なわれつつある。このほか、宇宙線に関する現象、太陽電波、月面反射レーダーなどの電波天文学、X- $\gamma$  線による探測など多岐にわたり、いくつかの分野を総合した宇宙科学として発展を期待されているわけである。

## 2. 地球外気圏の構造

われわれが地球の大気と呼ばれている部分が地上からどの程度にひろがっているか、またその構造はどうかという疑問に対しては次のように考えられている。すなわち地上より電離層圏までの空間は、酸素および窒素分子あるいは原子から成立っている。地上 60 km 程度まではいくらかのオゾンを除いて大部分が分子状態であり、静力学的な平衡を保っている。したがって気圧  $p$  と密度  $\rho$  の関係は

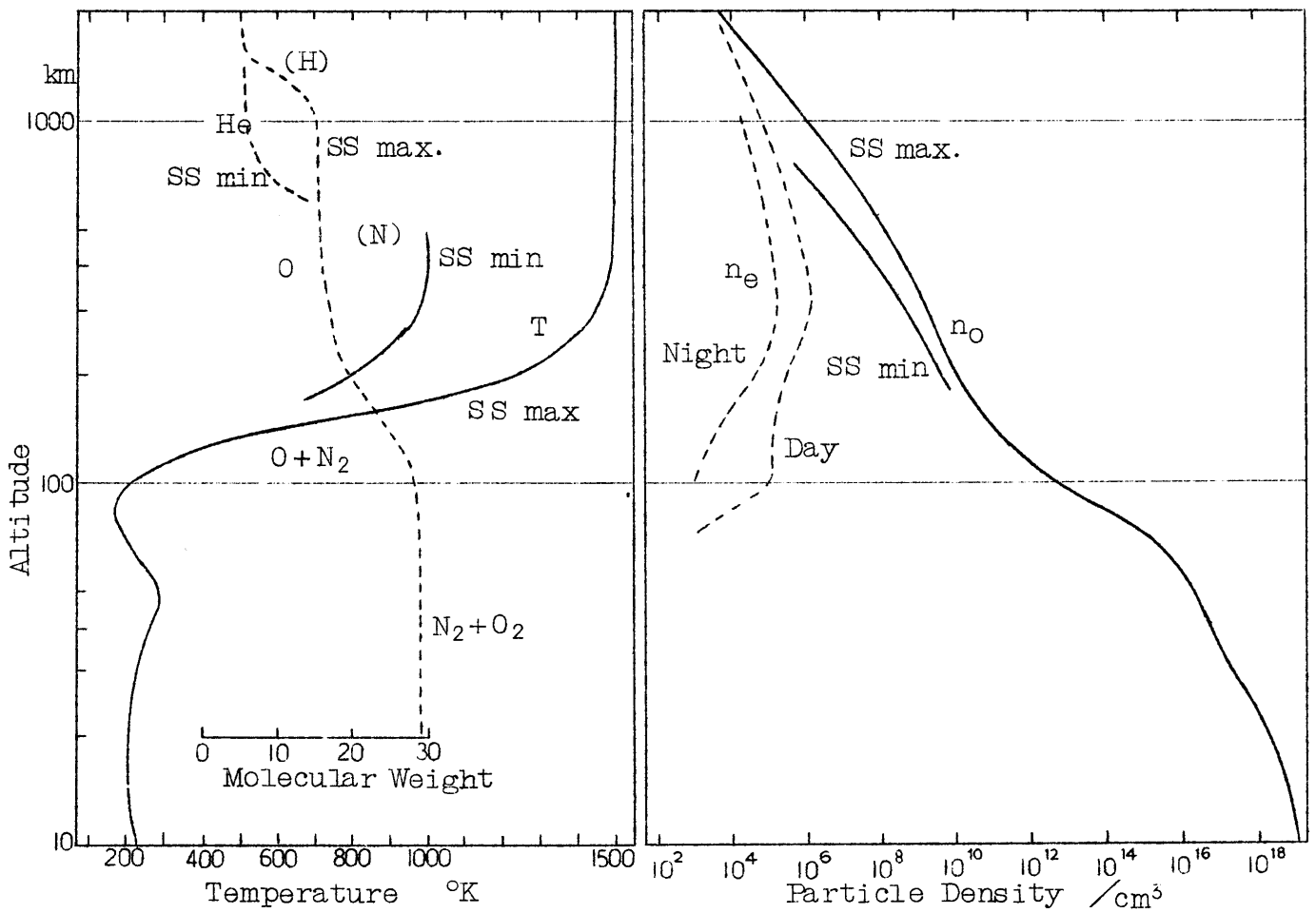
$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (g; \text{重力, } 980 \text{ ダイン}) \quad (1)$$

で与えられ、Scale Height  $H = \frac{kT}{m_i g}$ ,  $m_i$  平均分子質量,  $T$  温度として

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left( \frac{m_i T_0}{m_0 T} \right) \exp \left( - \int_0^z \frac{dz}{H_i} \right) \quad (2)$$

にしたがって分布が決定されるようになる。ただし  $z = 100 \text{ km}$  付近までは大気の混合がはげしいので  $m_i$  はほとんど一定で、地上での酸素と窒素の割合に等しく平均分子量  $M_i = 29.0$  であるが、100 km 以上についてはそれぞれの気体についての拡散平衡分布となる。ただし、大気の温度分布は高さに対して著しい変化をすることがわかっているので  $H$  の分布は一定ではない。第 2 図にはそれらの代表的なものを示してある (Johnson, 1961)。

電離層領域では紫外線 ( $1300 - 1750 \text{ \AA}$ ) で  $O_2$  が解離して  $O$  原子になる (Schuman-Runge 吸収)。このうつりかわりは 100 km 前後であるが、 $N_2$  については解離がしにくいので最上層部を除いて大部分が分子状態にあると推定される。太陽紫外線、X-線による電離は 80 km

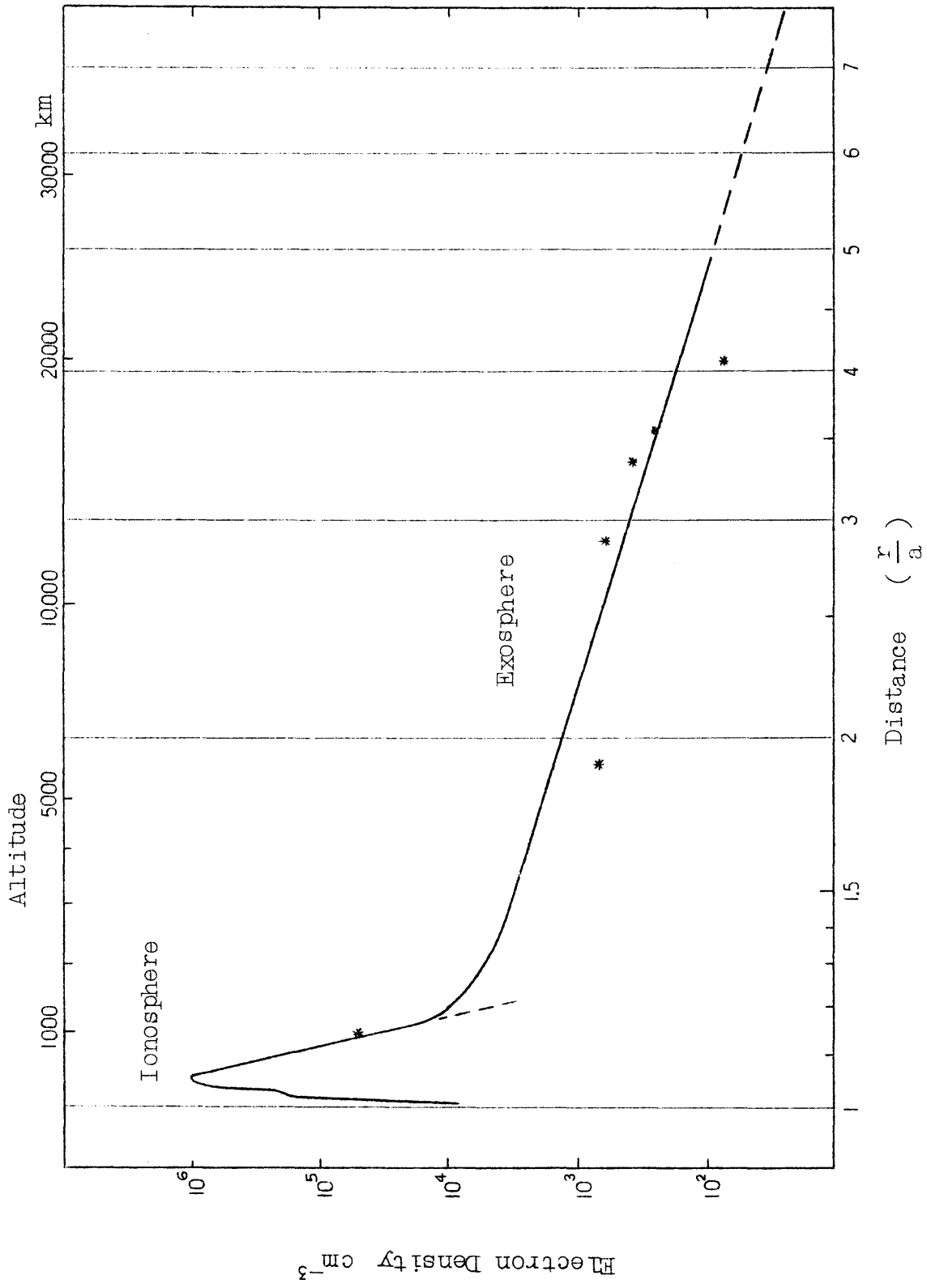


第 2 図 高層大気の温度(T)，組成(M)，中性分子密度( $n_0$ )，電子密度( $n_e$ )の高度分布

程度から始まり、E層、F層と呼ばれる電離層が存在する。F2層ではその電子密度は $10^6/\text{cm}^3$ 程度にもなるが、中性原子(主としてO)は $10^9/\text{cm}^3$ であるから、この付近ではまだ電離度は非常に小さいものであることを注意しよう。電離層上部では温度が $1200^\circ$ ぐらいで拡散平衡にあるので、酸素—窒素の大気はやがて軽いヘリウム大気にとって替ることになる。これらの大気—おそらく永い地質時代のあいだに地球内部から発生したガスによってつくられたもの—はやがてその最上部で水素ガスの原始大気につながることを推定されるが、Nicolet (1961)はこのヘリウムガスの境界層を理論的に予測し、それが最近の観測によって $650 \sim 3000 \text{ km}$ のところにあることが確められている(Boyd, 1962)。

惑星間空間の温度はChapman (1957)によると $10^5 \text{ }^\circ\text{K}$ ぐらいであるので外気圏の上層は少なくとも $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ の温度が期待され、また存在する粒子は陽子と電子が大部分を占める。測定された電子密度分布は電離層領域 $1000 \text{ km}$ ぐらいまではF2層の最大密度 $10^6/\text{cm}^3$ をピークにして

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{z-z_0}{H}\right), \quad H = 200 \text{ km} \quad (3)$$



第3図 外気圏の電子密度分布 (\* Lunik II による測定値)

の割合で急激に減少する ( Jackson and Bauer 1961 )。水素ガスで構成されると考えられる外気圏ではホイッスラー空電の資料から電子密度分布が推定されている。Smith ( 1961 ) の結果では地球中心からの距離  $r$  に対して

$$n = n_0 \left( \frac{a}{r} \right)^3, \quad a = 6370 \text{ km}, \quad n_0 \sim 10^4 / \text{cm}^3 \quad (4)$$

で減少することが知られており、これらの値を Sputnik III, Lunik II, ( Gringauz, 1961 ) による実測値と比較して第3図に示した。

さて、このような地球大気は一体どれくらいまで広がっているかということは、われわれが超高層大気の諸現象を把握するためには重要なポイントとなる。以下これについての見解を述べよう。

まず地球の重力について考えると、大気を受ける力は地球による引力、 $\frac{\gamma M}{r^2}$ 、 $\gamma$  : 万有引力常数、 $M$  : 地球質量、と地球の回転による遠心力  $\omega^2 r$  である。地球の近傍ではもちろん引力の作用が強く大気を地球にひきつけているが、遠心力は距離と共に増大し、それが  $r = r_k$  ( ケプラー半径 ) のところでは

$$\omega^2 r_k = \frac{\gamma M}{r_k^2} \quad (5)$$

となる。したがってそれ以上のところでは地球の引力による支配があまり利かなくなる。この点は計算によると地球半径を  $a$  として  $r_k = 6.7 a$  で、この範囲内の大気は地球引力に捉えられているわけであるからこれを地球大気とよぶことができよう。

ところがここに問題がある。それは地球が磁場をもっており、しかも外気圏の大気はほとんど電離しているということである。一般に荷電粒子は磁場内ではその影響をうけ磁力線のまわりに円運動をする。これを巨視的にみれば電離ガスが磁力線にくっついて運動しているように見える。ただしこのような現象は問題とする現象のスケール  $L$  および粒子間の平均自由行程  $\lambda$ 、粒子のラーモア半径、 $r_L$  のあいだに

$$\left. \begin{aligned} L &\gtrsim \lambda \gg r_L \\ \lambda &= 1.3 \times 10^5 T^2 / n \ln A \\ r_L &= \frac{m v c}{e B} = 1.2 \times T^{1/2} / B : \text{proton} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

また電気伝導度  $\sigma$  が高くていわゆる磁気レイノルズ数

$$R_m = \tau_L / \tau = \left( \frac{4\pi\sigma L^2}{c^2} \right) / \tau. \quad (7)$$

が大きいことが必要とされる。事実外気圏では  $r \sim 2a$  の距離で  $T = 10^4 \text{ K}$  として  $\lambda \simeq 5 \times 10^8 \text{ cm}$ ,  $r_L \simeq 3 \times 10^5 \text{ cm}$ , となり、また

$$\sigma = 1.4 \times 10^8 \text{ T}^{3/2} / \ell_{nA} \sim 7 \times 10^{12} \text{ e.s.u.}$$

したがって  $L \sim a$ , として磁場の Decay time  $\tau_L \sim 3 \times 10^{10} \text{ sec}$  であって考えるタイムスケールとして  $10^5 \text{ sec}$  をもったとしても  $R_m \simeq 3 \times 10^5 \gg 1$  となる。このような状態を Alfvén は "磁力線が粒子に凍結された状態にある" とよんだが、そのような領域はおそらく電離層上部からはじまっているだろう。そこでもし電離層内の粒子が大気の粘性によって地球と共に回転しているならば、磁力線もまたそれに引張られて回転しているはずである。しかし、外気圏では事情が変わって粒子密度が次第に減少して、ここでは回転をドライブしているのは逆に磁力線になる。そのような場合地球磁場によって強制的に  $\omega$  で回転させられている領域は近似的には次のような圧力平衡にあるといえる。

$$\frac{1}{2} n m \omega^2 r^2 \lesssim \frac{B^2}{8\pi} \quad (9)$$

地球磁場は中心双極子とにおいて

$$\left. \begin{aligned} B &= B_0 \left( \frac{a}{r} \right)^3 (1 + 3 \sin^2 \phi)^{1/2} \\ B_0 &= 0.31 \text{ gauss}, \quad \phi: \text{地磁気緯度} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

ここで、 $V_0 = \omega \times a = 4.65 \times 10^4 \text{ cm/s}$  であるから、 $n = n_0 \left( \frac{a}{r} \right)^3$  の粒子密度分布を仮定すると

$$\left( \frac{r}{a} \right) \lesssim \left[ \frac{B_0^2}{4\pi n_0 m V_0^2} \right]^{1/5} \simeq 50 \quad (11)$$

となる。しかし現在のところ粒子密度分布は  $r \simeq 5a$  程度までしかよくわかっていないから地球磁場による co-rotation は少なくとも  $r \geq 5a$  までおよんでいるとみなされると結論しておこう。

以上の議論では惑星間空間内のガスが地球磁場におよぼす圧力を無視して考えたが、じつは惑星間空間はおそらく  $T \simeq 10^5 \text{ K}$ ,  $n = 10/\text{cm}^3$  程度の熱いガス体で満されており、それによって地球磁場は有限の大きさの Cavity のなかにとじこめられていると見られる。この場合

の平衡は Cavity の内側の磁場の圧力  $(\frac{B_t^2}{8\pi})$  が侵入する気体の圧力  $p_0 = 2nkT$  を支えているわけで

$$\frac{B_t^2}{8\pi} = p_0 \quad (12)$$

三次元的な等方圧縮を考えると、境界面ではそれに垂直な磁場  $B_n = 0$  という条件を入れて、境界での切線成分  $B_t \approx 3B_0(\frac{a}{r})^3$  となり Cavity のかたちは半径を  $r_0$  とする球形に近いものになることが知られている。すなわち、Cavity の大きさは

$$\left(\frac{r_0}{a}\right) = \left(\frac{9B_0^2}{8\pi p_0}\right)^{1/6} \approx 20 \quad (13)$$

となる。

地球が惑星間空間を  $30\text{ km/s}$  の速度で公転していること、また惑星間ガスは  $10^{-5}$  ガウス程度の磁場をもっていることなどは、さらに地球磁場による Cavity の形成を助けることが考えられ、この意味でさきに述べた力学的モデルや電磁氣的モデルと対比して地球外気圏の上限として  $(10\sim 20)a$  の距離が与えられると見てよからう。

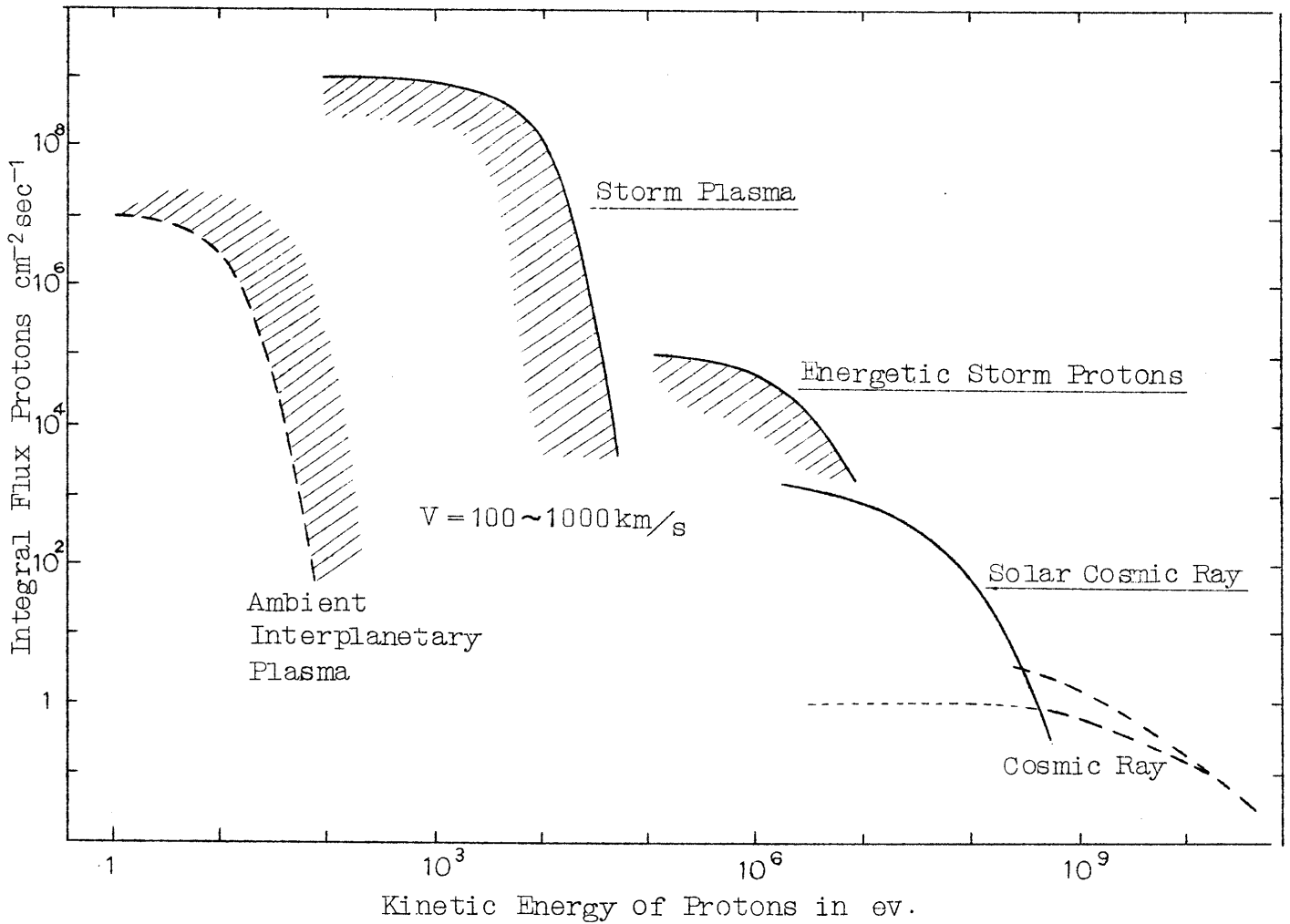
太陽から放出されるプラズマ流は一般には惑星間空間のガス圧よりも強く、磁気嵐を起すような場合にはとくに強い衝撃波として地球磁場に作用をおよぼすことが想像されるが、事実、太陽プラズマ流によって地球磁場をふくむ外気圏は著しく縮められ、またその境界層では様々な電磁流体的な乱れが発生することが発見された。

以下これについて議論をすすめよう。

### 3. 太陽プラズマ流と地球磁場

外気圏の外側は惑星間空間につながるものであるが、惑星間ガスの特性を先づ述べよう。惑星間に存在する微粒子は主として陽子と電子で、これに 10パーセント程度の He 原子核とわずかの重粒子 (C, N, O, Fe など) および宇宙塵とよばれる固体粒子からなる。粒子のエネルギースペクトルについては宇宙線のような高エネルギー粒子 ( $1\text{ BeV} \sim 10^{10}\text{ BeV}$ )、太陽宇宙線 ( $1 \sim 1000\text{ MeV}$ )、太陽微粒子流 ( $\sim\text{Kev}$ ) および熱平衡にあると思われるプラズマ ( $10\text{ ev}$ ) と非常に広範囲のものが知られている。これら粒子の概略のエネルギースペクトルを第 4 図に示してある。このような粒子群はときとして太陽から放出され地球に押寄せることがある。磁気嵐がその典型的な例である。この場合高エネルギー粒子 ( $10 \sim 100\text{ MeV}$  以上) はフラックス密度が小さく、したがって単一の粒子として Störmer 軌道に沿って地球磁場内

# Energy Spectrum of Solar Particles



第 4 図 太陽粒子のエネルギースペクトル

に侵入する。ところが低エネルギー粒子は、地球磁場に突入するときプラズマとして働き磁場を変形させる。これが磁気嵐効果となるわけであるが、その限界となる粒子密度は、イオンおよび電子の密度をそれぞれ  $n$ ,  $n_e$  として、粒子の地球磁場 (モーメント  $M = 8.1 \times 10^{25}$  gauss.cm<sup>3</sup>) に対する Impact Parameter と Shielding Depth を対比させることにより求まる。すなわち

$$\sqrt{\frac{eM}{m\upsilon c}} = \sqrt{\frac{c^2}{4\pi e^2 \left( \frac{n}{m} + \frac{n_e}{m_e} \right)}} \quad (14)$$

限界を与える粒子密度  $n_c$  は  $\upsilon \ll c$  のとき、

$$\left. \begin{aligned} n_c &= 6.4 \times 10^{-16} \upsilon, \text{ proton only} \\ n_c &= 3.5 \times 10^{-19} \upsilon, \text{ proton-electron gas} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

で低エネルギー太陽宇宙線については限界フラックス  $I_c = n_c \upsilon \sim 1.2 \times 10^{-3} E(\text{eV})/\text{cm}^2 \text{sec}$



になる。第4図のエネルギースペクトルではこの限界はエネルギーが1~10 Mevのところにある。したがって地球磁場に影響を与えるのはそれよりも低エネルギーの太陽プラズマ流であることがわかる。

惑星間空間の磁場についてはまだよく判明していない。しかし Coleman et al (1960) によると静穏時で  $10^{-4} \sim 10^{-5}$  gauss, 攪乱時で  $5 \times 10^{-4}$  gauss 程度のものが存在するようである。これと惑星間空間の静穏プラズマとして下記の値を採用することにする。すなわち  $T = 10^5$  K,  $n = 10/\text{cm}^3$ ,  $h = 5 \times 10^{-5}$  gauss。したがってプラズマの音速  $V_S$  およびアルフベン波速度  $V_A$  は,

$$\left. \begin{aligned} V_S &= \sqrt{\frac{2kT}{m}} \sim 42 \text{ km/s} \\ V_A &= \frac{h}{\sqrt{4\pi n m}} \sim 36 \text{ km/s} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

で、ガス体内部の磁気圧と運動圧の比

$$S = \frac{h^2}{8\pi n k T} = \left(\frac{V_A}{V_S}\right)^2 \sim 1 \quad (17)$$

は、ほぼ平衡している。このような惑星間ガス (ion and electrons) がもつ圧力は

$$p = 2nkT + \frac{h^2}{8\pi} \sim \frac{3}{2} n m_i V_S^2 \quad (18)$$

で、これは  $50 \text{ km/s}$  程度の流れの圧力に相当する。

さて、このようなプラズマ内での地球の軌道運動を考えてみるとその速度は  $30 \text{ km/s}$  程度であるから惑星間ガスの地球に対する運動は Sub-sonic として取扱える。これに対して太陽からの微粒子流 ( $100 \sim 1000 \text{ km/s}$ ) は明らかに Super-sonic な流れとなる。ここで注意を要するのは粒子の相互作用がおよぶ距離についてである。磁場を無視すると粒子の平均自由行程  $\lambda$  は Spitzer (1956) によって

$$\lambda = 1.3 \times 10^5 \frac{T^2}{n \ln A} \quad (19)$$

で与えられ、 $\ln A \simeq 25$  であるから  $\lambda \simeq 5 \times 10^7 \text{ km}$  で地球半径の  $10^4$  倍程度となる。したがって流れの性質については Free Molecular Flow の考えが適用できる。このような場合流れの速度を  $U$  とすると粒子は地球磁場と完全弾性衝突をするから、流れの境界面への垂直速度成分は  $U \cos \alpha$  として圧力は  $2 n m U^2 \cos^2 \alpha$  で与えられる。しかし、もし

プラズマがわずかでも磁場をもっているとすると、粒子の自由行程はラーモア半径  $r_L$  で決り、その大きさは  $U \sim 1000 \text{ km/s}$ ,  $B \sim 5 \times 10^{-5}$  ガウスとしても  $r_L \sim 3000 \text{ km}$  位のものとなり、考えうる境界層の厚さ程度に小さくなってしまふ。この場合は粒子は非弾性衝突をすとみなされ、したがって運動量の変化は  $n m U^2 \cos^2 \alpha$  として Continuum Theory を適用するのが妥当である (Harrison, 1962)。

地球の軌道運動 ( $30 \text{ km/s}$ ) は Subsonic flow であるから、境界面での磁場の切線成分による圧力  $\frac{B_t^2}{8\pi}$  と外圧 ( $p + n m U^2 \cos^2 \alpha$ ) が平衡し、かつ磁力線が境界面を横切らないとすると (等方圧縮)

$$\frac{B_t^2}{8\pi} = 2 n k T + \frac{h^2}{8\pi} + n m U^2 \cos^2 \alpha \quad (20)$$

$$B_t = 3 B_0 \left(\frac{a}{r_0}\right)^3 \cos \phi \quad (21)$$

から磁気圏の境界は  $p > n m U^2$  として

$$\left(\frac{r_0}{a}\right) \simeq \left(\frac{9}{8\pi} \frac{B_0^2}{p}\right)^{1/6} \quad (22)$$

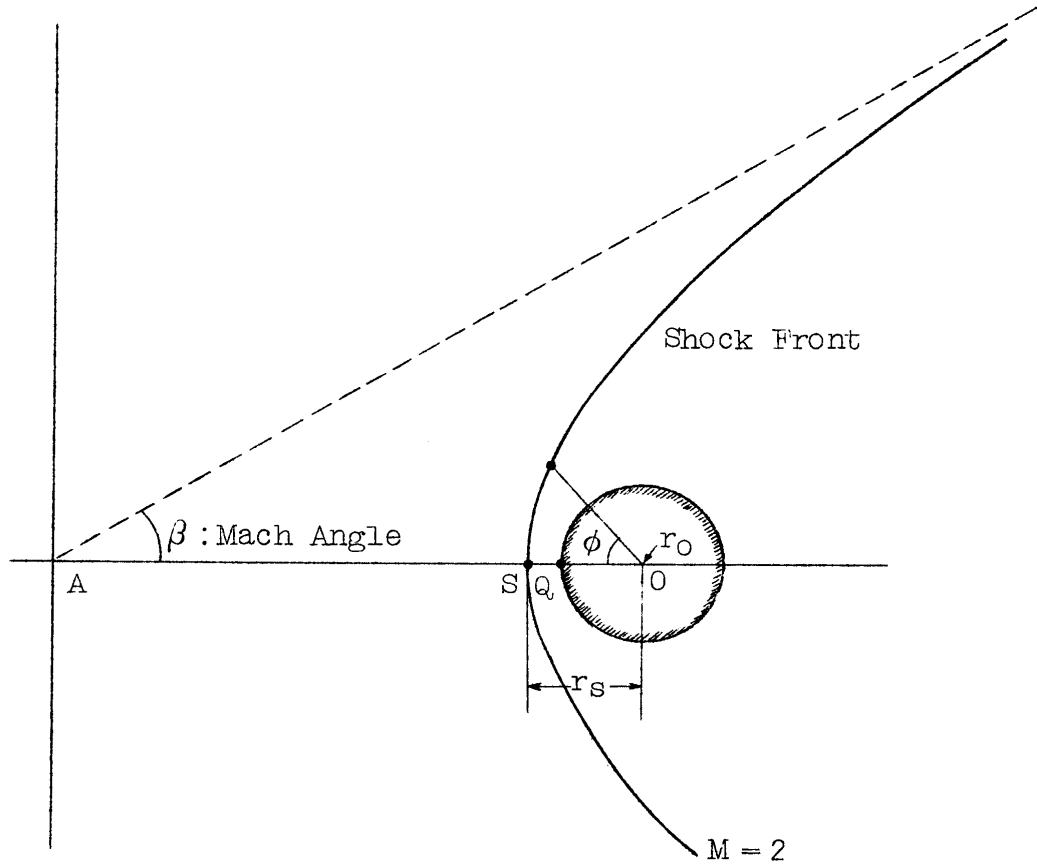
の半径をもつ球に近い形になる。静穏な惑星間空間のプラズマを考えた場合  $\left(\frac{r_0}{a}\right) \sim 20$  の磁場の Cavity が形成され、プラズマはこれを取りまいて流れることになる。

流れの速度が磁気マッハ数  $M_A$  を超えると

$$M_A = \frac{U}{\sqrt{V_A^2 + V_S^2}} > 1 \quad (23)$$

いわゆる衝撃波が発生する。Shock Front が Cavity の前面に現われ、Cavity のかたちもまた前部が圧縮され、後部に伸長した形状となることが予想される。太陽微粒子流による地球磁場の変形として古くから研究されてきたものであって Chapman-Ferraro (1931) 以来多くの人々がこの問題を対象として取扱っている。

プラズマ流が Super-sonic であるから、この場合定在衝撃波 (Standing Shock Front) が Cavity の前面にできる。しかも、われわれが取扱う領域では粒子の平均自由行程  $\lambda$  は Shock のスケール  $L$  に比して大きいので、いわゆる Collisionless Shock と呼ばれる。ところがこれについてはまだ完全な理論がなく、正確な取扱いが可能でない。したがって従来から知られている衝撃波の理論よりの類推によるわけであるが、 $L \gg r_L$  の条件から Continuum flow を仮定すれば、流れの様相について可成りの推定ができる (Kellogg 1962)。



第 5 図 衝撃波のフロントの形状

第 5 図に示したように半径  $r_0$  の球形の Cavity の前面にできる衝撃波の形はほぼ

$$\frac{r}{r_s} = \frac{1 + e}{1 + e \cos \phi} \quad (24)$$

の双曲線に近似される、ここに  $e$  はこの双曲線の離心率で流れのマッハ角  $\beta$  と次の関係がある。

$$e = \sec \beta = \frac{M}{\sqrt{M^2 - 1}} \quad (25)$$

距離  $r_s$  はマッハ数  $M$ ,  $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$  の複雑な函数になるが Hida (1953) の理論式について電離ガス  $\gamma = 2$  を用い  $M = \infty$  のとき  $r_s = r_*$  とすると近似的に

$$\left. \begin{aligned} r_s &= r_* \sec \beta \\ r_* &= 1.239 r_0 \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

で与えられる。  $M = 1$  のときは  $r_s \rightarrow \infty$ ,  $\beta \rightarrow \frac{\pi}{2}$  となり Shock は消滅する。

プラズマ流はこの Shock Front を通過すると共にはげしい乱れをうけ、流れのエネルギーは等方均一化 (Randomization) される。減速された流れは Cavity をとりまいて動きその

前面から後部へ移るにつれてふたたび Super-sonic の一様流にもどる。Cavity の球状は一般的に云って前面はプラズマ流の Momentum Flux によって圧縮され、後部は流れのもつ Hydrostatic Pressure によって Cavity が閉じられることになる。

Cavity の前面 ( $r = r_0$ ,  $\phi = 0$ ) におよぼす圧力は空間での妨げられない流速を  $U$  として  $\epsilon n m U^2$  で、Free Molecular Flow を仮定した定常状態では  $\epsilon = 2$  (Dungey 1961) であるが、衝撃波の場合には一般に  $\frac{1}{2} < \epsilon < 2$  になる。Shock Front (s) から Stagnation Point (Q) までの距離 (Stand-off Distance) が小さく、かつ inviscid な場合には Cavity 表面にかかる圧力は近似的には次式で与えられる (Harrison 1962, Axford 1962)。

$$p_s = p + n m U^2 \cos^2 \alpha \quad (27)$$

ここに  $p$  および  $n m U^2$  は Shock の外側での値をとる。 $p_s$  が Cavity 内の磁気圧と平衡するわけであるから

$$p + n m U^2 \cos^2 \alpha = \frac{B_t^2}{8\pi} \quad (28)$$

Cavity 表面で  $B_n = 0$  の条件を入れて (28) 式を解き表面の形をだすわけであるが、この Free Boundary Surface 問題はすでに多くの人々によって試みられている。Harrison (1962) によると Cavity 前面は半径  $r_0$  のほぼ球形となり\*

$$\frac{r_0}{a} = \left[ \frac{(3B_0)^2}{8\pi p_s} \right]^{1/6} \quad (29)$$

流れに垂直方向では赤道方向距離  $r'_0$  および極方向距離  $r''_0$  は

$$r'_0 = \left(\frac{3\pi}{4}\right)^{1/3} r_0, \quad r''_0 \doteq r_0 \quad (30)$$

流れの後方ではそれぞれ  $\left(\frac{3\pi}{2}\right)^{1/3} r_0$  および  $2^{1/3} r_0$  に近づく。Cavity の後方 Tail-end までの距離  $x_0$  は  $\left[U^2/\bar{u}^2\right]^{1/2}$  に比例し

$$x_0 \doteq \frac{\pi}{2} (3\pi)^{1/6} \left[\frac{n m U^2}{3p}\right]^{1/2} r_0 \quad (31)$$

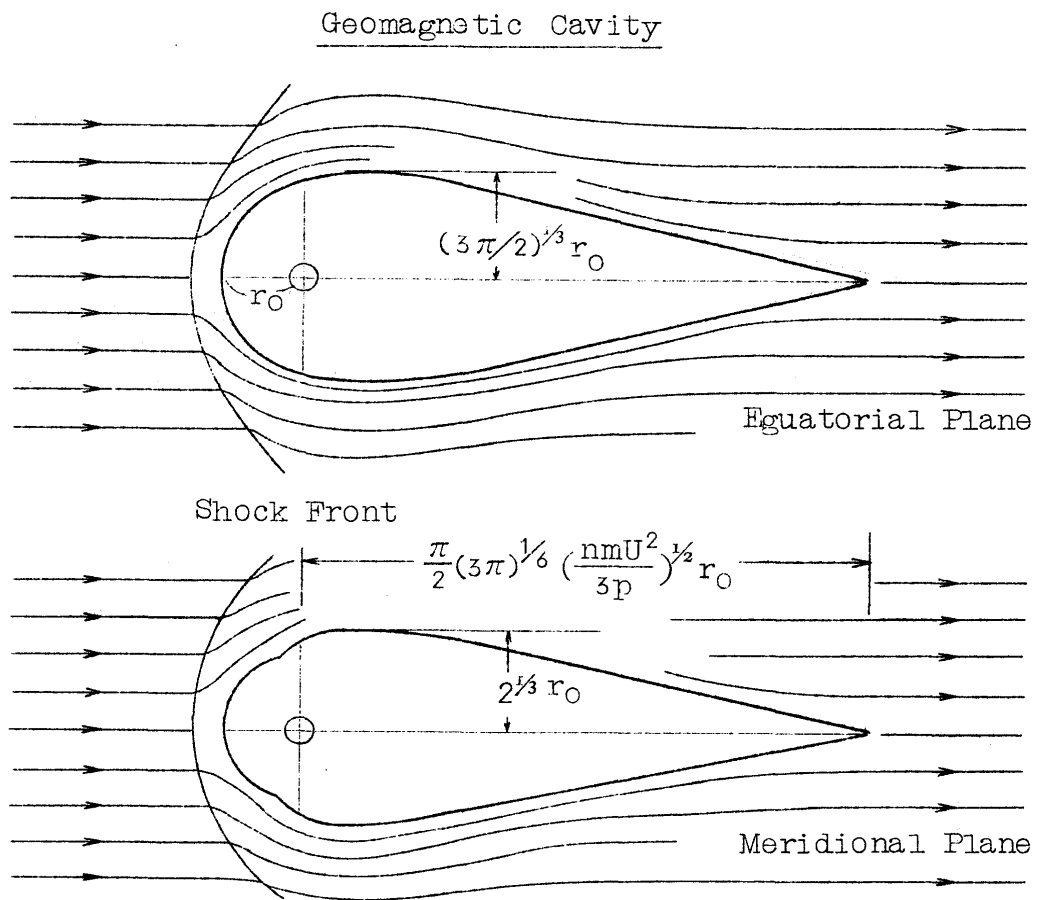
で与えられる。なおここで注意されることは緯度  $70^\circ$  付近で特異点が存在し、ここが磁場の中

---

\* 平面での圧縮では Image Dipole 近似をとって  $B_t = 2 B_0$  となる (Ferraro, 1952)。

性点となる。

太陽微粒子流として地球近傍で  $n = 10/\text{cm}^3$ ,  $T = 2 \cdot 10^5 \text{K}$  ( $V_s = 60 \text{km/s}$ ),  $h = 2 \times 10^{-4} \text{gauss}$  ( $V_A = 140 \text{km/s}$ ),  $U = 300 \text{km/s}$  とすると  $nmU^2 = 7 \times p = 1.5 \times 10^{-8} \text{ergs/cm}^3$  であるから  $(\frac{r_0}{a}) \doteq 11.5$ ,  $(\frac{x_0}{a}) \simeq 40$ 。もし  $n = 20/\text{cm}^3$ ,  $T = 5 \times 10^5 \text{K}$ ,  $h = 5 \times 10^{-4} \text{gauss}$  ( $V_A \simeq 200 \text{km/s}$ ),  $U = 1000 \text{km/s}$  とすると  $nmU^2 = 25 \times p = 3.3 \times 10^{-7}$  のときには  $(\frac{r_0}{a}) \simeq 6.7$ ,  $(\frac{x_0}{a}) = 50$  となる。これらの結果をとりまとめて第6図に示してある。



第6図 太陽プラズマ流による Cavity

#### 4. Space Probe による外部磁気圏の測定

地球上で観測される太陽面現象、磁気嵐、電離層、オーロラなどの結果から推定された地球外気圏や惑星間空間の状態を直接測定によって確認することが可能になったのは1958年から始まった宇宙ロケットによってである。1958年から1962年まで13のロケットが打ち上げられ、地球外気圏から外側のプラズマや磁場が測定された。なかでも Pioneer, Lunik, Explorer の各シリーズが貴重なデータを提供している。また最近の Mariner II は金星近傍

Table.1 宇宙ロケットによる資料一覧表

Name	Date	Apogee <sup>(1)</sup>	Azimuth <sup>(2)</sup>	Inclination <sup>(3)</sup>	$r_1/a$ <sup>(4)</sup>	$r_2/a$ <sup>(5)</sup>	$r_3/a$ <sup>(6)</sup>	$A_p$ <sup>(7)</sup>	
Pioneer I	1958 Oct. 11	18.6a	12.2h	5°	-	7-12	14	6 Q	
Pioneer III	1958 Dec. 6	17.0a	10.0	-20	-	(10)	-	12	
Lunik I	1959 Jan. 2	*	7.3	-5	3-5	-	-	3 Q	
Pioneer IV	1959 Mar. 3	*	8.5	-18	-	10	14.5	23	
Lunik II	1959 Sept. 12	Moon	21.0	-7	-	9-12	(30)	14	
Lunik III	1959 Oct. 4	Moon	16.2	-8	-	-	-	51	
Pioneer V	1960 Mar. 11	*	16.5	25	6-8	9	25-30	21	
Venus IV	1961 Feb. 12	*	(17.5)	(10)	-	-	-	2 Q	
Explorer X	1961 Mar. 25	46.6a	20.8	-35	7	23	-	7 Q	
Explorer XIII	1961 Aug. 15	13.1a	8~13	-33	6-7	8-12	-	8 Q	
Ranger III	1962 Jan. 26	*	no data available in the earth's magnetosphere						10
Ranger IV	1962 Apr. 23	Moon							12
Mariner II	1962 Aug. 27	*							5 Q

(1) \* Interplanetary orbit.

(2), (3) Approximate azimuth (longitude; local time) and latitude of the satellite at the distance of 10-20 earth's radii.

(4) Distance of inner boundary of the magnetosphere.

(5), (6) Distances of inner and outer boundary of the magnetopause.

(7) Average amplitude of magnetic activity  $A_p$ , 24 hours period after launching (Q: international very quiet day).

の空間について情報を送りつつある。

第1表に示したこれら宇宙ロケットによって得られた資料を磁場およびプラズマに関してとりまとめると次のようなことが判明している。

(1) 高エネルギー粒子(電子および陽子)による放射能帯が地上1000 km から60000 km にわたって存在する。

(2) 放射能帯粒子のフラックスは  $J (> 40 \text{ keV}) \sim 10^7 \text{ electrons/cm}^2 \text{ sec}$  程度でそのピークは  $(\frac{r}{a}) = 3 \sim 5$  にある。粒子密度は  $(\frac{r}{a}) > 10$  で急激に減少する〔Rosser et al 1962〕

(3) 不規則に変動する低エネルギー粒子群が  $(\frac{r}{a}) > 10$  の領域でしばしば観測される。

Pioneer IV (Van Allen and Frank 1959), Lunik I, II (Gringauz 1961), Explorer X (Bridge et al 1962)。フラックスは  $J (\sim 200 \text{ eV}) = 10^8 \sim 10^9 / \text{cm}^2 \text{ sec}$  程度である。

(4) 地球磁場は距離と共に  $(\frac{a}{r})^3$  に比例して減少するが  $(\frac{r}{a}) \sim 6$  付近からは次第にこのモデルからはずれ実測値が予想値よりも大きくなる。 $(\frac{r}{a}) = 3 \sim 5$  の距離の赤道面近くで Ring Current によるとと思われる磁場変化を観測した例もある (Dolginov et al 1960, Sonett et al 1960)。

(5) 地球磁場は Explorer XII の観測 (Cahill and Amazeen, 1962) によると  $(\frac{r}{a}) = 8 - 12$  で不連続となり方向が急変または逆転する。この距離から磁場は不規則な変動を示し減少の割合もゆるやかになる。この乱れた磁場の領域は Pioneer I では  $(\frac{r}{a}) = 10 \sim 14$  (Sonett 1962), Pioneer V では  $(\frac{r}{a}) = 9 \sim 25$  (Coleman, 1962), Explorer X では  $(\frac{r}{a}) > 23$  であった (Heppner et al 1962)。

(6) 惑星間空間の磁場は擾乱時には  $50 \times 10^{-5} \text{ gauss}$  程度になることがあるが一般には  $2 \sim 10 \times 10^{-5} \text{ gauss}$  で主方向は Ecliptic Plane 内にあることが Mariner II の観測で示されている (Coleman et al 1962)。プラズマ流のフラックスは  $J \approx 10^8 / \text{cm}^2 \text{ sec}$  で推定された速度は  $500 \text{ km/s}$  程度であった (Neugebauer and Snyder 1962)。

地球磁場の空間的拡がりについて Explorer XII などの資料をもとに磁気赤道面内での水平成分  $H$  の分布をモデル的に書くと第7図のようになる。すなわち地球磁場は、ほぼ  $H = H_0 (\frac{a}{r})^3$  の双極子で近似されて距離と共に減少するが、これが  $r = r_1 \sim 6a$  付近から次第に理論値からずれ、ゆっくり減少するようになる。この領域ではまだ磁場はあまり乱れてなく規則的であるが、磁気圏の限界と思われる  $r = r_2$  に達すると磁場は急激にかわり、方向変動もいちじる

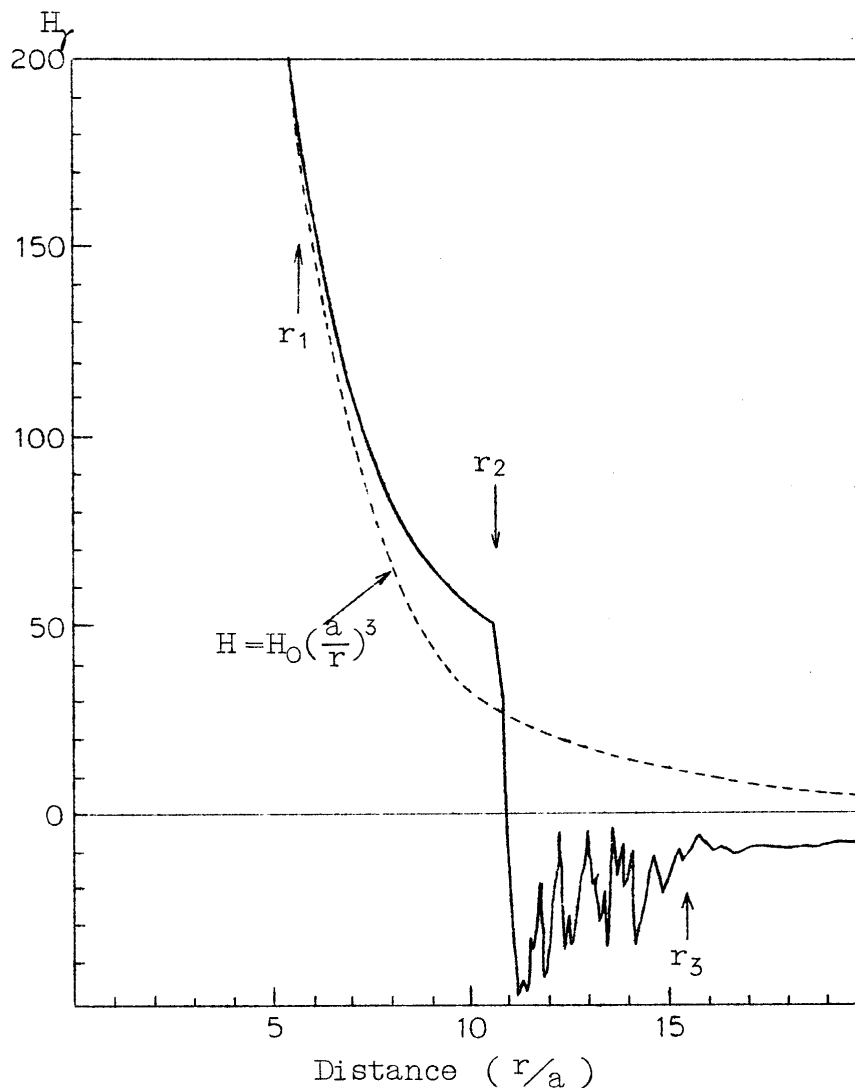
しくなる。擾乱域は  $r_2$  から  $r_3$  まで広がるが、これを Sonett (1962) に従って地磁気境界層 (Magnetopause) と呼ぼう。これより遠方では比較的一定した弱い惑星間磁場となる。

第1表には多くの宇宙ロケットによってわかった  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $r_3$  の値を示してある。ただし Pioneer III, IV および Lunik II の資料はいずれもプラズマ測定のみより推定された値である。これらの宇宙ロケットは Explorer X, XII を除いてほぼ赤道面の近くをと

んだものであるので、軌道を地球赤道面上に投影して書き、外部磁気圏付近の様相を調べてみたものを第8図に示す。図は地球半径を単位にして測った距離をとり、太陽方向を固定して描いてあるが、地球をとりまく磁気圏の様相が明瞭に表れている。まず  $r < r_1 \approx 6a$  の内部磁気圏が地球をとりまいてほぼ球形のものであるのに対して、磁気圏の限界  $r_2$  は太陽の反対側に伸びたものになる。この外側に  $r_3$  まで広がる地磁気境界領域があるが、そのかたちは太陽方向にむかった Shock Front の存在を暗示している。

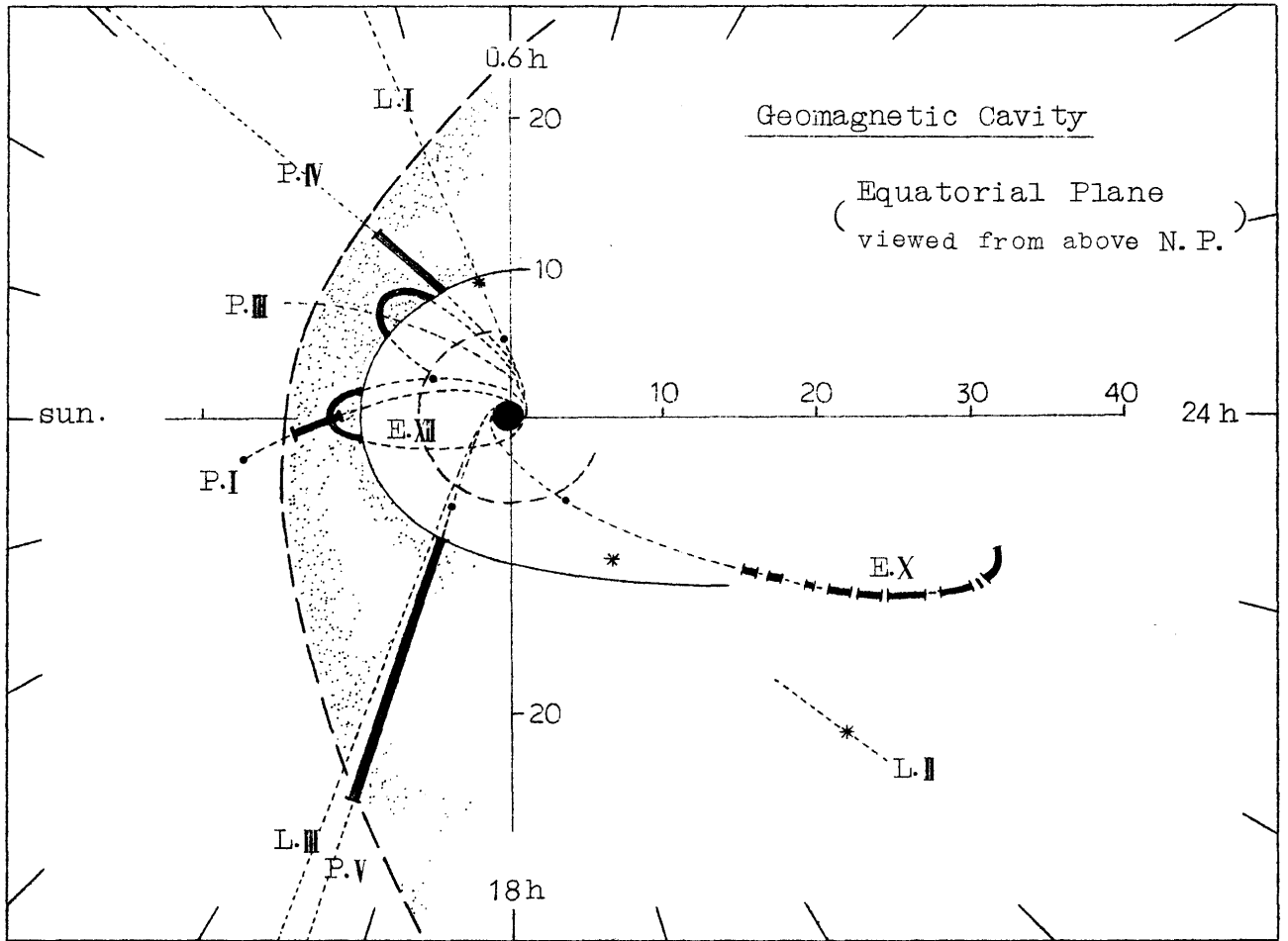
このような磁気圏の様相はあきらかに太陽プラズマ流の存在を証明するものである。しかも重要なことはこれら大部分の測定が地磁気活動度が比較的小さい静穏時におけるものであることである。

ここに示した磁気圏の様相を前節に述べた理論をもとにして再検討してみよう。まず Shock Front および磁気圏全体のかたちについて気付くことは、原因となる太陽プラズマ流はその



第7図 外部地球磁場 (Explorer XII の観測による)





第 8 図 外部磁気圏の測定結果

方向が太陽の真方向よりやや東にずれていることである。これについてはあとで再び考察することにするが、約  $15^\circ$  程度ずれているとしてこの方向の Cavity の大きさは  $r_0 = 10a$  , Shock Front までの距離  $r_s = 14a$  になる。通常の衝撃波の理論では、Shock Front のかたちは

$$r = r_s \left[ \frac{\sqrt{M^2 - 1} + M}{\sqrt{M^2 - 1} + M \cos \phi} \right] \quad (32)$$

になり、第 8 図には  $M=2$  の場合を書きこんである。これと比較してみても明らかなように、この場合の太陽プラズマ流はマッハ数  $M \geq 2$  であることがわかる。また

$$r_s = 1.239 r_0 \frac{M}{\sqrt{M^2 - 1}} \quad (33)$$

であるが、この値も  $M = 2 \sim 3$  に一致する。

前節で述べたように静穏時の太陽プラズマ流として  $n = 10/\text{cm}^3$  ,  $T = 2 \times 10^5 \text{ K}$  ,  $h = 2 \times 10^{-4} \text{ gauss}$  をとれば  $M_A = 2 \sim 3$  の流れとしては  $U = 300 \sim 400 \text{ km/s}$  になる。

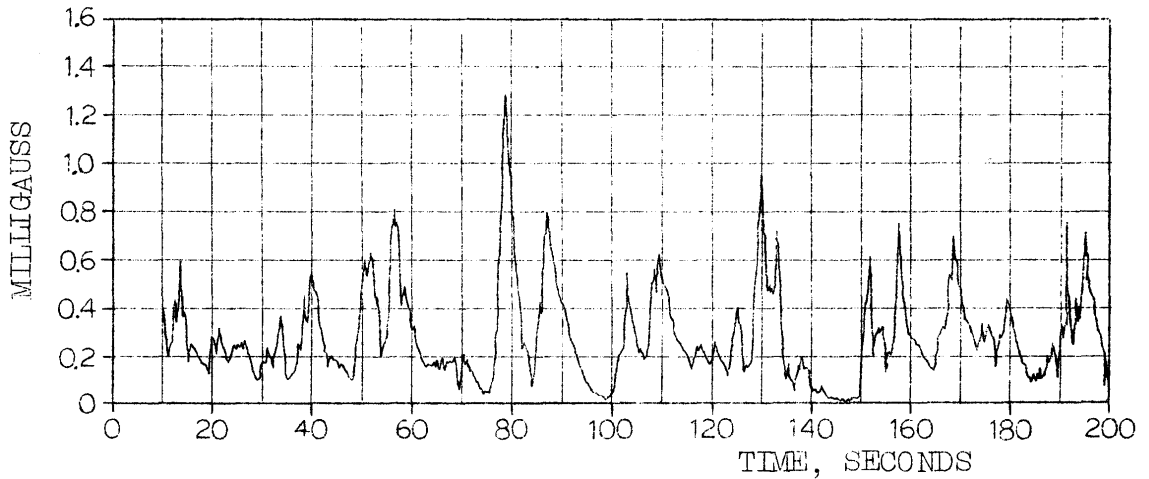
これに対応する Cavity の大きさは  $(\frac{r_0}{a}) = 11.5 \sim 10.5$  , Tail End までの距離  $(\frac{x_0}{a}) = 40 \sim 50$  で測定事実とほぼ一致するものが得られることを示している。太陽プラズマ流の速度(静穏時)として Explorer X は  $300 \text{ km/s}$  (Bridge et al, 1962), Mariner II は  $400 \text{ km/s}$  (Nengebauer and Snyder 1962) と与えているのと較べてもこれらの推定とは非常によく一致していると云えよう。

プラズマ流の方向が太陽の真方向から東にずれていることについてはまだよく原因がわからない。しかし宇宙線の研究から惑星間磁場は地球付近で  $45^\circ$  程度傾いていること (Mc Cracken, 1962, Obayashi and Hakura 1960, Obayashi 1962), 地磁気脈動からも同様にプラズマ流の方向が太陽からずれておれば都合のよいこと (Wilson 1962) がわかっている。また地球上の各種の電磁現象、たとえば地磁気擾乱日変化の電流系なども正午ではなくて地方時の  $9 \sim 10$  時の子午面に対して対称となっている。地球の公転速度は  $30 \text{ km/s}$  であるから、これによっても見掛け上の流れの傾きがあらわれるが、これは  $6^\circ$  程度のものである。

地磁気境界層、惑星間空間のプラズマおよび磁場について Pioneer I, V, Lunik III, Explorer X, Mariner II の結果をまとめ静穏時の値を第 2 表に示してある。これに対して大きな磁気嵐をおこすようなプラズマ流は Pioneer V, Mariner II の結果から、磁場の強さは  $B > 20 \gamma$  で流れのフラックスは  $I = nU \sim 5 \times 10^8 / \text{cm}^2 \cdot \text{sec}$  が得られている、なお地磁気境界層の著しい特徴として乱れた磁場を述べたが、Sonett (1962) によるとそれは周期  $5 \sim 10 \text{ sec}$  の衝撃波に似たかたちをもつ(第 9 図)。おそらくこれは異常ドップラー効果をうけた電磁流体波であろう。境界層より内側の磁気圏ではこのような衝撃的な波は消え周期 1 秒程度の脈動となり、そのフラックスは  $10^{-5} \text{ ergs/cm}^2 \text{ sec}$  位である。地球上の観測ではもっと長周期の地磁気脈動も捉えられているが、これらのある種のもののは Cavity 内の

Table.2 Plasma and Magnetic Field during Quiet Condition

	Magnetosphere	Magnetopause	Interplanetary
Magnetic Field	$\beta \sim 20 \gamma$ $\Delta B / \beta \ll 1$	$15 \gamma \sim 10 \gamma$ $\geq 1$	$10 \gamma \sim 2 \gamma$ in Ecliptic
Plasma	$n < 1 / \text{cm}^3$	$5 \sim 10$ (500 ev)	$2 \sim 4$ (1 kev)



第 9 図 地磁気境界層における磁場変動 (Sonett, 1960 による)

電磁流体振動と考えられている (Dungey 1954, Obayashi and Jacobs 1957, Kato and Akasofu 1956)。

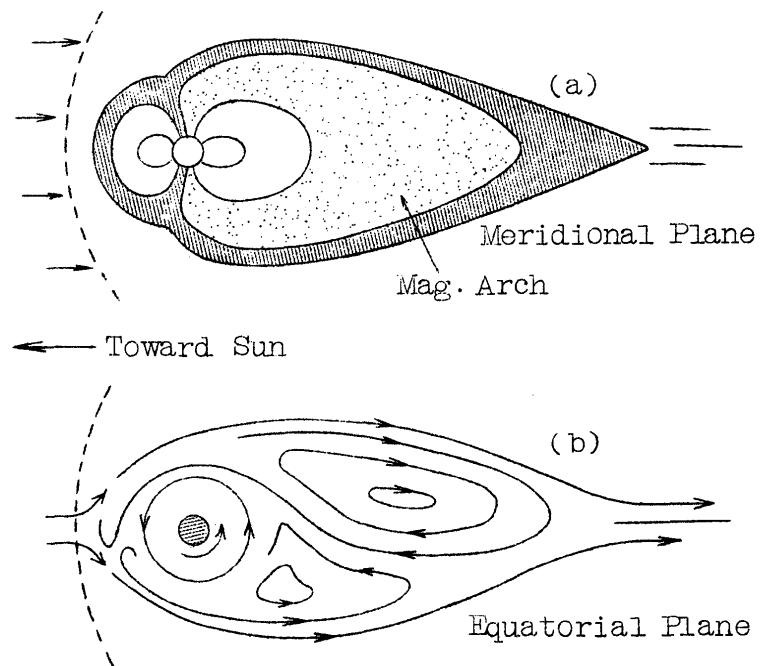
#### 5. 磁気圏内のプラズマ運動と粒子加速

磁気圏内の磁場の分布はほぼ双極子磁場に近いことを述べたが、 $(\frac{r}{a}) > 6$  の領域ではこれが相当に変型される。そのおもな原因は太陽プラズマ流の存在であってこれが第 10 図のような形になることをすでに示した。

このような磁場のかたちを最初に提案したのは Johnson (1960) および Piddington (1960) である。これの著しい特徴は地球の極地方を通る磁力線は太陽プラズマ流と反対の方向にふき流され、いわゆる Magnetic Arch (Harrison 1962) をつくることである。

さてこのような地球磁気圏内のプラズマはどのように運動するかという問題が提起される。

プラズマ運動を起す主要な原



第 10 図 磁気圏内の磁力線 (a) とプラズマ対流 (b)

因は二つ考えられる。それは地球の回転とプラズマ流が誘起する対流である。これについては Axford and Hines (1961) の最近の理論をもとにして考えることにする。まず地球自転の問題であるが、さきにも述べたように磁気圏では磁気レイノルズ数が大きく磁力線はプラズマに凍結された状態にある。したがって、もし磁気圏の底部(電離層)の粒子群が地球と共に回転しているならば磁力線もまた回転していなければならぬ。ただしこのような磁力線の Iso-rotation は  $(\frac{r}{a}) \sim 6$  程度の距離までであってそれ以上の距離では粒子に対する重力の支配があまり利かなくなるので問題は複雑になる。しかも地球磁場の形が第 10 図に示したように変形しているから、Magnetic Arch の部分ではおそらく内部とは反対方向に回転していることが予想される。ここでも前に述べたように内部および外部磁気圏が区別されねばならない一つの要因をみることができ、それはさておき凍結磁場の概念はプラズマも磁場と共に運動しておらねばならぬことを教えるわけであるから、一応このようなプラズマ運動を認めねばならないだろう。

つぎに太陽プラズマ流が磁気圏をとりまいて流れているわけであるが、もしある程度の気体の粘性を仮定すればプラズマ流の Momentum Flux の一部は磁気圏内のプラズマに伝達され磁気圏内の対流を誘発するはずである。そのかたちは球形の障害物のうしろにできる流体力学的な渦と近いかたちをとることが想像され、Momentum の数パーセントが伝達されるとしても  $10 \text{ km/s}$  といった速度になる。これは地球の自転による速度が  $r = 10a$  で  $4.5 \text{ km/s}$  であるのと比べて可成の速度である。

実際の流れのパターンはこの二つの合成として現われるわけであるが、ほぼ第 10 図に示したようなものとなるだろう。この場合流れのパターン (V-Pattern) を決めるものは、もし定常状態で運動によって電流が流れないと仮定するならば、

$$\nabla \times \mathbf{B} + \mathbb{E}_p = 0 \quad (34)$$

すなわちローレンツ力にみあう Polarization  $\mathbb{E}$  が電荷の集積によって生じるように  $\mathbf{V}$  のパターンがつくられることになる。ここに Polarization Field は定常状態で  $\mathbb{E}_p = -\text{grad } \phi$  なるポテンシャルをもつからこれは  $\mathbf{V}$  と極力線は等ポテンシャル面内にあり、プラズマが磁力線とともに等ポテンシャル面を Flow Pattern  $\mathbf{V}$  に沿って動くことになる。

さて、このような流れのパターンはプラズマが低温 (10 eV 程度) である限り正しいが、もしプラズマが高いエネルギーをもつようになると事情が異なってくる。高エネルギー粒子ではラーモア半径が大きくなるため地球磁場の Gradient や Curvature によってドリフトを

起し、それによって上述の Potential Barrier を越えてしまうからである。このようにプラズマとしての対流に比して粒子としてのドリフトが卓越してしまうような粒子のエネルギー  $\epsilon$  は

$$\epsilon > e E_p \cdot L \quad (35)$$

によって決り  $E_p = v \times B$ ,  $v = 5 \text{ km/s}$ ,  $B \sim 30 \gamma$ ,  $L \sim a$  として  $\epsilon > 1 \text{ keV}$  となる。したがって放射能帯粒子として知られている粒子群 ( $\epsilon > 10 \text{ keV}$ ) はむしろ上述のような Flow Pattern とはあまり関係がないといえる。しかし存在する  $E_p$  によってその軌道は可成り影響をうける。

プラズマの対流によってひきおこされると考えられる重要な帰結の一つに粒子の加速がある。ここに対流が外から内向きに起ったとしよう。そのとき二つの磁力線にかこまれたプラズマは磁力線とともに内部に移動する。この結果磁力線によってかこまれた部分は必然的に収縮するからプラズマは圧縮される。したがって粒子は Alfvén 型の加速をうけるはずである。粒子のエネルギーがこれによって  $\epsilon > 1 \text{ keV}$  になると対流からはなれて地球磁場に Trap された粒子となる。外向きの対流に対しては逆の方向に減速されるわけであるが、一度限界のエネルギー以上に加速された粒子は対流から逃げ去ってしまうわけであるから、Trapped Particles への Pumping は一方的に行なわれることになる。

これを含めて磁気圏内ではいくつかの粒子加速の機構が考えられている。そのおもなものを列記すると

- (1) 対流による圧縮加速、Alfvén 型の加速で低エネルギー粒子に対して有効であろう。対流のエネルギー源は太陽プラズマ流の Momentum Flux の一部が変換されたと考える。
- (2) ベータートロン加速、磁気圏内に存在する電磁流体波などの磁場の乱れによって粒子を加速する。この場合粒子の Threshold が高いほどよく、磁気圧縮率が高い磁気圏の中心部が適当な領域である (Obayashi, 1960)。
- (3) サイクロトロン加速、粒子のサイクロトロン共鳴を利用するもので磁気圏内の電磁波動の位相速度が粒子速度に近づいたところで波動と粒子のエネルギーの相互作用が行なわれる。
- (4) 電場加速、もし大規模な電場が存在すればこれによって粒子が加速される。電場の大きさが適当な限界を越せばいわゆる Runaway Electron ができるが、それは電場による加速が粒子の衝突によっておこる Moderation より大きくなった場合である。

電場の生因としては地球回転による磁場のねじれ、プラズマ流による磁場の圧縮効果などが考えられる。Harrison (1962) によれば限界の電場  $E_c$  (volt/cm) =  $10^{-8} \frac{n}{T} \ln A$  で与えられがこの程度のものは外気圏内では充分考え得ることである。

## 6. 磁気圏の高エネルギー粒子

磁気圏内の高エネルギー粒子は放射能帯粒子として知られている。粒子は地上 1000 km 付近から磁気圏の限界まで拡がり、主として電子と陽子からなる。陽子は  $r = 3a$  付近にピークをもち、電子は  $r = 3a \sim 5a$  にわたってブロードなピークを示す。フラックスは  $I = 10^7 / \text{cm}^2 \text{ sec}$  程度である。磁場に捕捉された粒子の運動は一般的には3つの断熱不変量によって記述される。すなわち

### (1) Magnetic Moment Invariant. (Transverse Invariant)

磁力線方向の速度成分を  $V_{\parallel}$ 、垂直成分を  $V_{\perp}$  とし、粒子の磁力線に対する Pitch Angle を  $\theta$  とする。粒子が反射する点 (Mirror Point) の磁場の強さを  $B_m$  とすると、それらの間に次の関係式が成立する。

$$I_1 = \frac{\frac{1}{2} m V_{\perp}^2}{B} = \frac{\frac{1}{2} m V^2 \sin^2 \theta}{B} = \frac{\frac{1}{2} m V^2}{B_m} = \text{const.} \quad (36)$$

すなわち粒子の磁気モーメントが保存されるわけで、磁力線に対して横方向の運動であるので Transverse 不変量とも呼ばれている。

### (2) Integral Invariant (Longitudinal Invariant)

南北両反射点間 ( $B_m$ ,  $B_m^*$ ) の磁力線に沿う  $V_{\parallel}$  の積分値

$$I_2 = \int_{B_m}^{B_m^*} V_{\parallel} ds = V \int_{B_m}^{B_m^*} \sqrt{1 - \frac{B}{B_m}} ds = \text{const.} \quad (37)$$

### (3) Flux Invariant (Azimuthal Invariant)

粒子が画く軌道面内に含まれる磁気フラックスが一定であるという条件で

$$I_3 = \oint B dS = \text{const.} \quad (38)$$

しかしこれらの不変量  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$  も、磁場の時間的変化がつきにあげるような時間よりもはやい場合には成立たない。すなわち (1) に対しては粒子のサイクロトロン周期  $\tau_c = \frac{2\pi}{\omega_L}$ , (2) に対しては南北両半球を往復する時間 Bouncing Period  $\tau_b = \int_{B_m}^{B_m^*} \frac{ds}{V_{\parallel}}$ , (3) に対しては地球一周時間、Orbiting Period  $\tau_0 = \oint \frac{ds}{V_D}$  である。

これらの不変量が破れたときは粒子は捕捉軌道からはずれ、拡散が行なわれる。

放射能帯粒子の成因については宇宙線でできた中性子崩壊によって陽子、電子が生ずる説 (Singer 1958, Hess 1960)、太陽あるいは惑星間空間から侵入する粒子による説 (Kellogg 1959, Van Allen 1959)、磁気圏内の粒子が何等かの原因で加速されて生じたとする説 (Fan et al 1961, Obayashi 1960) がある。一般には内帯は中性子説で、外帯は太陽粒子説ないしは加速説で説明されているようであるが、O'Brien (1962) が指適しているように地球極地方にふりそそぐ粒子の割合から考えると少なくとも外帯は可成り短い時間に創られるものであるらしい。すなわち従来オーロラを起す粒子は放射能帯が乱れをうけることによって帯内に貯えられた粒子がこぼれ落ちたものであると考えられてきたのであるが、これはどうも観測事実をうまく説明できない。むしろある瞬間に磁気圏内に多量の高エネルギー粒子が発生し、この大部分は地上にふりそそぎ、残った一部が磁力線に捕捉されて残ると考えるのである。これを O'Brien は "放射能帯は Leaky Bucket ではなくて Splash Catcher である" という言葉で表現している。加速の原因としてはさきに述べたいろいろの可能性がありながらまだこれといった決め手になるものはない。また内帯も太陽宇宙線のフラックスと相関があることが知られているが (Pizzella et al 1962) これも太陽粒子の直接の侵入によるものであるか、または極地方にふりそそいだ太陽宇宙線がつくる中性子アルビードによるものであるか議論がわかれている。

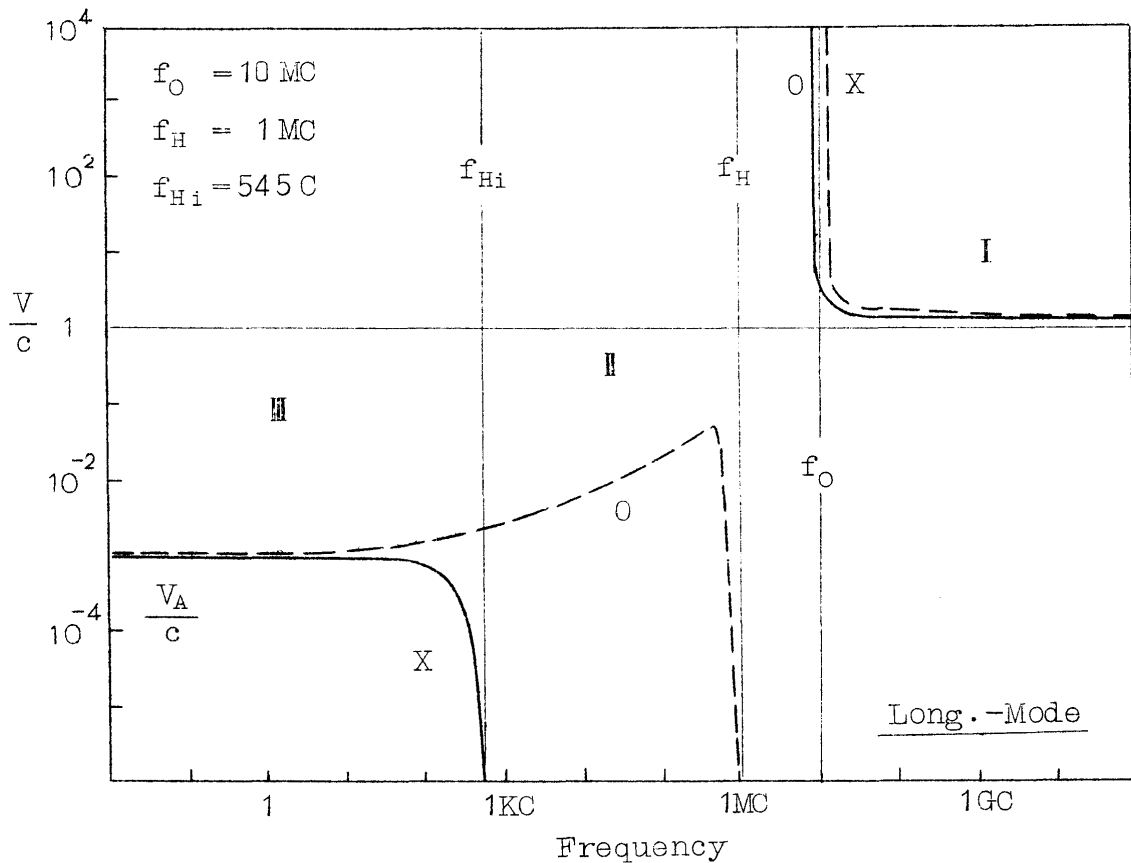
## 7. 外気圏内のプラズマと波動

磁気圏内にある高エネルギー粒子と電磁波動の相互作用についての考察は最近多くの人々の興味をあつめている。それは磁性をもったプラズマ内の電磁波伝播といった問題のほか、電磁波あるいは電磁流体波の発生、吸収等本質的な重要課題を含んでいる。

外気圏内に存在する自然界の電磁波 (ホイッスラー空電、VLF コーラス、宇宙雑音)、電磁流体波 (地磁気脈動) の性質、また非等方性分散媒質としての外気圏の電波伝播の詳しい解説は別稿 (Obayashi 1960, 1962) にゆずるがここではその著しい特徴と、高エネルギー粒子による電磁波の発生、吸収について簡単に述べておこう。一般に地球外気圏のプラズマ内を伝播する電波を考えると、周波数領域を三つに分けて論ずることができる。すなわち、媒質のプラズマ周波数  $f_0 = \sqrt{\frac{e^2 n}{\pi m_e}}$ 、電子およびイオンのサイクロトロン周波数  $f_{He} = \frac{eB}{2\pi m_e c}$ 、 $f_{Hi} = \frac{eB}{2\pi m_i c}$  について i)  $f > f_0$  and  $f_{He}$ , ii)  $f_{He} > f > f_{Hi}$ , iii)  $f_{Hi} > f$  である。i) は  $f \gg f_0$  で自由空間の伝播に近づくものでもっともよく知られているモードの電磁

波である。ii) の領域は外気圏では  $f_0 \gg f$  となり、磁場の存在によってのみ電波の伝播が可能となる。このモードの電波はホイッスラー空電によって知られているものでホイッスラーモードとも呼ばれ、電波は磁力線の方に伝播する。iii) の領域は電磁流体波の存在するところで電磁場と流体運動が結びついた波である。ここに特に興味があるのはホイッスラーおよび電磁流体波の領域である。その理由は波の位相速度  $V$  が光速  $c$  に比して著しく小さいことで、このために自由空間中の電波にくらべてきわめて特異な性質があらわれる。チェレンコフ輻射、電波と粒子の相互作用による増巾、吸収などがそれである。

電離層内 ( $f_{He} = 1 \text{ Mc/s}$ ,  $f_{Hi} = 545 \text{ c/s}$ ,  $f_0 = 10 \text{ Mc/s}$ ) の電波の位相速度を周波数について示したのが第11図であるが、 $f = f_{He}$  で  $V = 0$  となり  $f = \frac{f_{He}}{2}$  で  $V \approx 0.1c$  で最大であるが、周波数が低下するとともに  $V$  も小さくなり  $f \ll f_{Hi}$  で  $V = V_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi n m_i}}$



第11図 電離層内における電波の位相速度

のアルフベン波速度に近づく。このような媒質内で速度  $u$  をもって運動する粒子と電磁波の関係を考えてみる。

まず電子がイオンのクーロン場によって曲げられることによって輻射される制動輻射電波がある。この輻射は  $1 \sim 100 \text{ kev}$  の電子 (放射能帯粒子) では  $0.1 \sim 10 \text{ \AA}$  程度の X 線領域と



なり、電離層下部の電離を起す。電子またはイオンが磁場によって回転運動をうけそれが電磁波となる場合を一般に磁気制動輻射と呼ばれる。粒子の速度  $u \ll c$  をサイクロトン輻射、 $u \sim c$  をシンクロトン輻射とも云う。これらの波は運動する発振体からの電波であるのでドップラー効果が問題になる。電波の波数 (Wave Number)  $k$ , 角周波数  $\omega = 2\pi f$  角ジャイロ周波数  $\omega_H = 2\pi f_H$  において、電波の伝播状態は次の分散方程式で与えられる。

$$\frac{\omega}{k} = \pm \frac{\omega_H}{k} + u \cos \theta \quad (39)$$

ここに  $\theta$  は波数ベクトル  $k$  と  $u$  のなす角で  $k$  は一般には複素数で表わされる。電波の位相速度は  $V = \frac{\omega}{k}$  でこれと  $u \cos \theta$  の大きさを比較することによって次の三つの場合に分けられる。

i)  $u \cos \theta = V$  Cerenkov Condition

$$\omega = k u \cos \theta, \quad \omega_H = 0 \quad (40)$$

ii)  $u \cos \theta < V$  Normal Doppler

$$\omega = \omega_H + k u \cos \theta = \frac{\omega_H}{1 - \frac{u \cos \theta}{V}} \quad (41)$$

iii)  $u \cos \theta > V$  Anomalous Doppler

$$\omega = -\omega_H + k u \cos \theta = \frac{\omega_H}{\frac{u \cos \theta}{V} - 1} \quad (42)$$

磁気圏内では荷電粒子および  $f < f_H$ ,  $f_0$  の電波はほぼ磁力線に沿ったものに限られるので磁力線に平行な粒子  $\theta = 0$  と準縦方向の電波についてのみ考えることにする。一般には準縦方向電波の波数ベクトルと磁力線のなす角を  $\phi$  とすると  $f < f_H < f_0$  の領域では位相速度  $V$  は

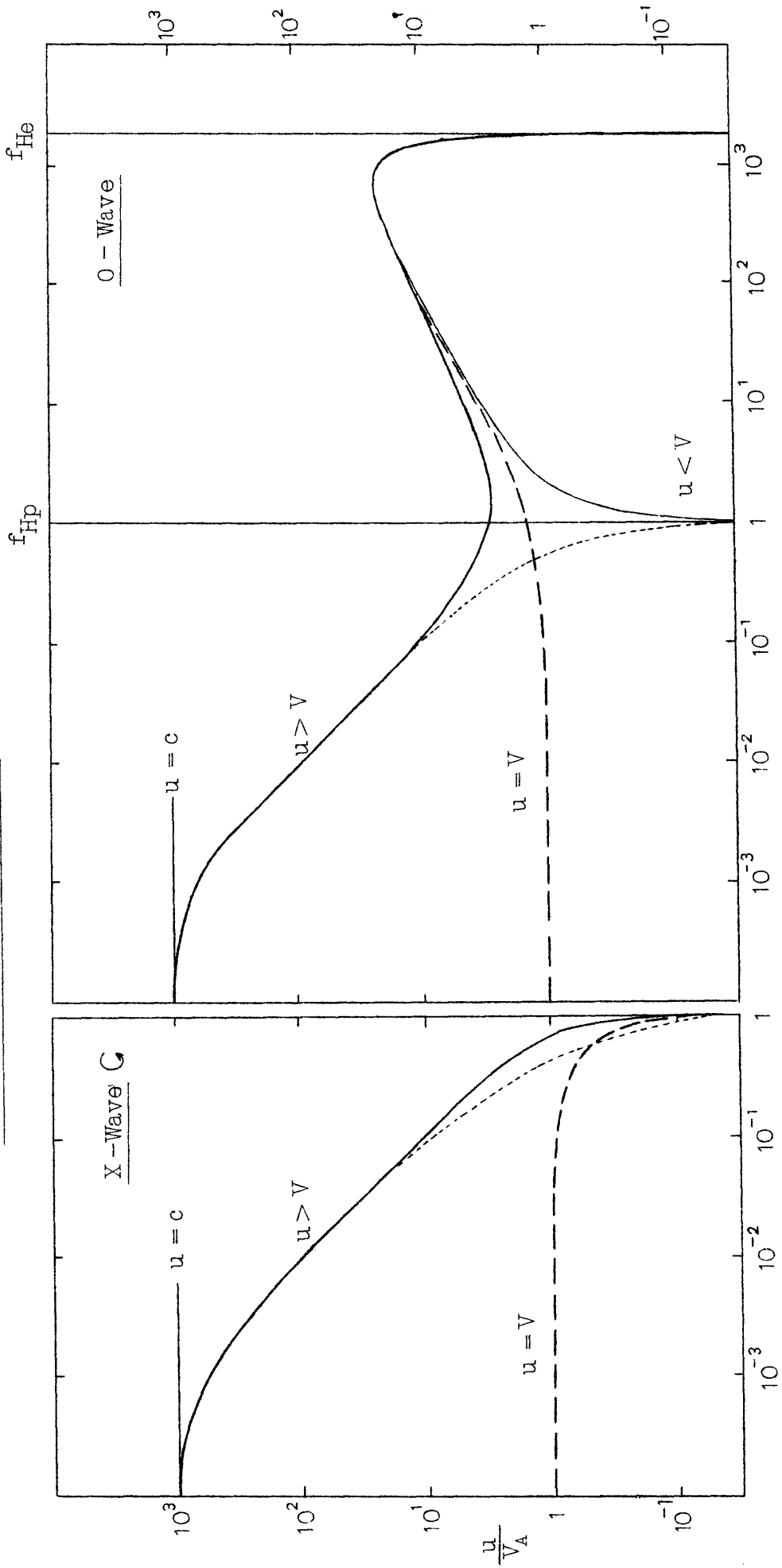
$$\left(\frac{V}{c}\right)^2 = \left[ 1 - \frac{\left(\frac{f_0}{f}\right)^2}{1 \mp \frac{f_H \cos \phi}{f}} - \frac{\frac{m_e}{m_i} \left(\frac{f_0}{f}\right)^2}{1 \pm \frac{m_e}{m_i} \frac{f_H \cos \theta}{f}} \right]^{-1} \quad (43)$$

で与えられる。これを(40)-(42)と組合せ  $\phi \approx 0$  の場合について陽子および電子のだす波を描いたのが第12図a), b)である。Ginzburg (1961)によるとアルフベン波速度を  $V_A$ ,  $f/f_{Hi} = \nu$ ,  $\frac{m_e}{m_i} = \alpha$ ,  $\frac{u}{c} = \beta$  として

Normal Doppler  $\frac{u}{V_A} = \left(1 - \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\nu}\right) \sqrt{(1 \pm \nu)(1 \mp \alpha \nu)} \quad (44)$

Anomalous Doppler  $\frac{u}{V_A} = \left(1 + \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\nu}\right) \sqrt{(1 \pm \nu)(1 \mp \alpha \nu)} \quad (45)$

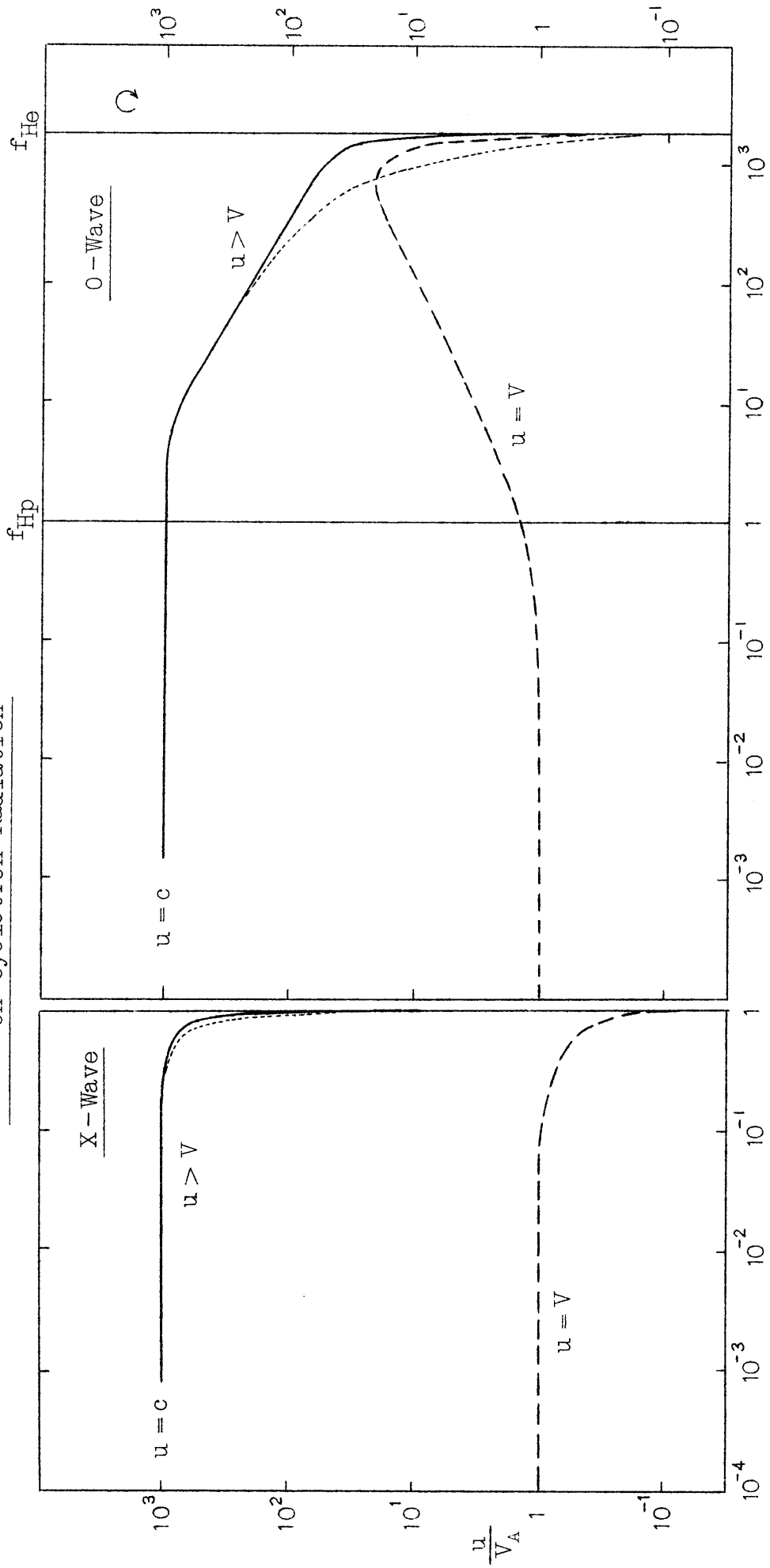
Proton Cyclotron Radiation



(Wave Frequency / Ion Cyclotron Frequency)

第12図 a) プロトン・サイクロトロン 輻射

Electron Cyclotron Radiation



(Wave Frequency / Ion Cyclotron Frequency)

である。ただし Upper Sign は正常波（ホイッスラーモードおよび磁気音波）、Lower Sign は異常波（アルフベン波）に対するものである。Ginzburg は  $u \geq V$  の粒子を Super luminal Particle,  $u < V$  の粒子を Sub luminal Particle と呼んで区別し、Super luminal Motion に対してのみ強い輻射がでることを述べている。ここで興味があるのは、このような Anomalous Doppler Effect によって非常に低周波の輻射が行なわれることで、電磁流体波の励起の原因として重要である。第4節（第9図）で説明した衝撃的な磁波は周期 8 s ( $f_1 = 0.125$ ) 程度の波に周期 15 s ( $f_2 = 0.6$ ) の小さい脈動が重畳したようなかたちになっているが (Sonett, 1962), もしこれが磁場  $10 \gamma$  程度のところで発生する陽子サイクロトロン輻射 ( $f_{H_i} = 0.15$ ) によって生じたものであるとすると、第12図 a) から粒子の速度は  $\frac{u}{V_A} \sim 3$  ぐらいであるはずである。 $V_A \approx 100 \text{ km/s}$  程度であるから陽子ビームの速度は  $300 \text{ km/s}$  となり、太陽プラズマ流の速度ともよく一致する。

ここで外気圏内の電波の吸収について考えると、この領域では粒子密度が非常に稀薄であるので粒子の衝突（電子、イオン）による吸収はほとんどおこらないとみなしてよい。しかし磁場が存在しているので Collisionless のサイクロトロン吸収が重要である。とくにプラズマが有限の温度をもつ場合その熱運動のためにサイクロトロン周波数にドップラー効果がおこり可成り広い周波数帯にわたる吸収が行なわれることになる。電波の進行方向に速度成分  $V_{\parallel}$  をもつプラズマ内を角周波数  $\omega$  の電磁波が通る場合、サイクロトロン共鳴が起る条件は

$$V_{\parallel} = \frac{\omega}{k} \pm \frac{\omega_H}{k} \quad (46)$$

である。これによって粒子は電磁波からエネルギーを吸収するわけで、横波に対する Landau Damping と呼ばれる。Scarf (1962) はホイッスラー電波が電子のサイクロトロン周波数の付近で強い影響をうけることを、上述の理論で説明しているが、電子が Maxwell 分布をしているとして  $V < V_e$  (熱運動速度) の範囲の電波が吸収を大きくうけることになる。彼はさらに実測値を比較して外気圏のプラズマの温度は  $10^4 \sim 10^5 \text{ K}$  であるという値を得ている。同様にして外気圏内の電磁流体波は陽子サイクロトロン共鳴によって吸収をうける。陽子の速度分布を仮定すると吸収によって起る切断周波数  $f_c \sim f_{H_i} / (1 + 2.5 \frac{V_e}{V_A})$  となる (Scarf)。また放射能帯の高エネルギー電子もこの Landau Damping に対して有効であることが Tidman and Jaggi (1962) によって指適されている。

電波とプラズマの相互関係として高速イオン・ビームによる電波の増巾作用もまた重要な役割を果たす。Kimura (1961) はホイッスラー電波と  $u \geq V$  の陽子ビームの Coupling につい

て検討し、有効な増巾が行なわれることを見出している。Twiss (1958) は高速電子によるサイクロトロン輻射はもし電子のエネルギー分布が高エネルギー側で卓越しているような型の場合に Negative Absorption の起る可能性を論じているが、いずれもプラズマ内での電波の輻射、吸収、増巾作用のバランスを追究する上において興味ある問題であり、これらの詳しい議論はいずれ別の機会に述べたいと思う。

参 考 文 献

Axford, W. I.,

The interaction between the solar wind and the earth's  
magnetosphere

J. Geophys. Res., 67 (1962), 3791-3796.

Axford, W. I. and C. O. Hines,

A unifying theory of high latitude geophysical phenomena and  
geomagnetic storms

Can. J. Phys., 39 (1961), 1433-1464.

Bridge, H. S., C. Dilworth, A. J. Lazarus, E. F. Lyon, B. Rossi and  
F. Scherb,

Direct observations of the interplanetary plasma

J. Phys. Soc. Japan, Suppl. A-II (1962), 553-560.

Cahill, L. J. and P. G. Amazeen,

The boundary of the geomagnetic field

Publ. UNH-62-1, Univ. New Hampshire (1962).

Boyd, R. L. F.

Read at the Internat. Conference on the Ionosphere

Inst. Phys. of Phys. Soc., London, July 1962.

Chapman, S. and V. C. A. Ferraro,

A new theory of geomagnetic storms

Terr. Mag. Atmos. Slect., 38 (1933), 79-96.

Chapman, S.

Notes on solar corona and the terrestrial ionosphere

Smithsonian Contributions to Astrophys., 2 No.1(1957).

Coleman, P. J., C. P. Sonett, D. L. Judge and E. J. Smith

Some preliminary results of the Pioneer V magnetometer experiments

J. Geophys. Res., 65 (1960), 1856-1857.

- Coleman, P. J., C. P. Sonett and L. Davis,  
On the interplanetary magnetic storm, Pioneer V,  
J. Geophys. Res., 66 (1961), 2043-2046.
- Coleman, P. J.  
The boundary region of the geomagnetic field  
Read at the XIII Internat. Astronautical Congress  
Varna, Bulgaria, Sept. 1962.
- Coleman, P. J., L. Davis, E. J. Smith, and C. P. Sonett,  
Interplanetary magnetic fields, preliminary Mariner II observations  
Science 138 (1962), 1099-1100.
- Dessler, A. J.  
The stability of the interface between the solar wind and the  
geomagnetic field  
J. Geophys. Res., 66 (1961), 3587-3590.
- Dessler, A. J.  
Further comments on stability of interface between solar wind  
and geomagnetic field  
J. Geophys. Res., 67 (1962), 4892-4894.
- Dungey J. W.  
Electrodynamics of the outer atmosphere,  
Proc. Ionosphere Conf. Phys. Soc. London (1955), 229-236.
- Dungey, J. W.  
The steady state of the Chapman-Ferraro problem in two dimensions  
J. Geophys. Res., 66 (1961), 1043-1047.
- Dungey, J. W.  
The interplanetary field and auroral theory,  
J. Phys. Soc. Japan, 17, Suppl. A-II (1962), 15-19.
- Fan, C. Y., P. Meyer and J. A. Simpson,  
Dynamics and structure of the outer radiation belt  
J. Geophys. Res., 66 (1961), 2607-2640.

Dolginov, S., E.G. Eroshenko, L.N. Zhuzgov, N.V. Pushkov and  
L. O. Tyurmia

Space Research I, North Holland Publ. Co. (1960), 863-868.

Ferraro, V. C. A.

On the theory of the first phase of a magnetic storm

J. Geophys. Res., 57 (1952), 15-49.

Gringauz, K. I.

Some results of experiments in interplanetary space by means of  
charged particle traps on Soviet space probes

Space Research II, North Holland Publ. Co., (1961), 539-553.

Gringauz, K. I.

The structure of the earth's ionized gas envelope based on local  
charged particle concentrations measured in the USSR

Space Research II, North Holland Publ. Co., (1961), 574-592.

Ginzburg, M. A.

A new mechanism producing short-period variations of the  
geomagnetic field

Izv. Geophys. Ser. USSR (1961), 1679-1691.

Harrison, E. R.

The earth's distant magnetic field

Geophys. J. Roy. Astro. Soc., 4, (1962), 479-491.

Heppner, J. P., N.F. Ness, T.L. Skillman and C. S. Scearce

Magnetic field measurements with Explorer X satellite

J. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. A-II (1962), 546-552.

Hida, K.

An approximate study on the detached shock wave in front of  
a circular cylinder and a sphere

J. Phys. Soc. Japan, 8 (1953), 740-747.

Hess, W. N.

Radiation belt produced by neutrons leaking out of the atmosphere



- of the earth  
J. Geophys. Res., 65 (1960), 3107-3115.
- Hess, W. N., E. Canfield and R. E. Jingenfelter,  
Cosmic-ray neutron demography  
J. Geophys. Res., 66 (1961), 665-677.
- Jackson J. E. and S. J. Bauer,  
Rocket measurement of a daytime electron-density profile up to  
620 kilometers  
J. Geophys. Res., 66 (1961), 3055-3057.
- Johnson, F. S.  
The gross character of the geomagnetic field in the solar wind,  
J. Geophys. Res., 65 (1960), 3049-3052.
- Johnson, F. S. ed.,  
Structure of the upper atmosphere  
"Satellite Environment Handbook" Stanford Univ. Press. 1961.
- Kato, Y. and S. Akasofu,  
Outer atmospheric oscillation and geomagnetic micropulsation,  
Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. S, Geophys., 7 (1956), 103-123.
- Kellogg, P. J.  
Van Allen radiation of solar origin  
Nature 183 (1959), 1295-1297.
- Kellogg, P. J.  
Flow of plasma around the earth,  
J. Geophys. Res., 67 (1962), 3805-3812.
- Liemohn, H. B. and F. L. Scarf,  
Exospheric electron temperature from noise whistler attenuation  
J. Geophys. Res., 67 (1962), 1785-1789.
- Kimura, I.,  
Amplification of the vlf electromagnetic wave by a proton beam  
through the exosphere  
Rep. Ionos. Space Res. Japan, 15 (1961), 171-191.

Mc Cracken, K. G.

The cosmic ray flare effect I, II, III

J. Geophys. Res., 67 (1962), 423-458.

Neugebauer, M., and C.W. Snyder,

Solar plasma experiment: Preliminary Mariner II observations

Science, 138 (1962), 1095-1096.

Nicolet M.,

Helium, an important constituent in the lower exosphere

J. Geophys. Res., 66 (1961), 2263-2264.

Obayashi T., and J. A. Jacobs,

Geomagnetic pulsations and the earth's outer atmosphere

Geophys. J. Roy. Astro. Soc., 1 (1958), 53-63.

Obayashi, T.

Geomagnetic storms and the earth's outer atmosphere

Rep. Ionos. Res. Japan, 12 (1958), 301-335.

Obayashi, T. and Y. Hakura,

Solar corpuscular radiation and polar ionospheric disturbances

J. Geophys. Res., 65 (1960), 3131-3142.

Propagation of solar cosmic rays through interplanetary  
magnetic field

J. Geophys. Res., 65 (1960), 3143-3148.

Obayashi, T.

Physical state of outer atmosphere and the origin of radiation  
belt

Space Research I, NorthHoll and Publ. Co., (1960), 821-827.

Obayashi, T.,

Electromagnetic radiations in the outer space (Japanese)

Quart. ReV. Radio Res. Lab. Japan, 6 (1960), 39-48.

Obayashi, T.,

Electromagnetic wave propagation in the earth's outer atmosphere

(Japanese)

Quart. Rev. Radio Res. Lab. Japan, 8 (1962), 194-202.

Obayashi, T.

Propagation of solar corpuscles and interplanetary magnetic fields

J. Geophys. Res., 67 (1962), 1717-1729.

Some note on cosmic radiations and magnetic fields measured by Pioneer V,

J. Geophys. Res., 67 (1962), 2039-2044.

O'Brien B. J.,

Life-times of outer zone electrons and their precipitation into the atmosphere

J. Geophys. Res., 67 (1962), 3687-3705.

Pizzella, G. C., E. Mc Ilwain and J. A. Van Allen,

Time variations of intensity in the earth's inner radiation zone

J. Geophys. Res., 67 (1962), 1235-1253.

Piddington, J. H.,

Geomagnetic storm theory

J. Geophys. Res., 65 (1960), 93-106.

Parker, E. N.

Dynamics of the geomagnetic storm,

Space Sci. Rev., 1 (1962), 62-99.

Piddington, J. H.

The cis-lunar geomagnetic field

J. Planet. Space Sci. 6 (1962), 305-318.

Rosser, W. G. V., B. J. O'Brien, J. A. Van Allen, L. A. Frank and

C. D. Laughlin,

Electrons in the earth's outer radiation zone

J. Geophys. Res., 67, (1962), 4533-4542.

Scarf, F. L.

Micropulsations and hydromagnetic waves in the exosphere

Geophys. Res., 67 (1962), 1751-1761.

Scarf, F. L.

Landau damping and the attenuation of whistlers

Phys. Fluids 5 (1962), 6-13.

Singer, F.

Trapped albedo theory of the radiation belt

Phys. Rev. Letters 1 (1958), 181-183.

Smith, R. L.

Properties of the outer ionosphere deduced from noise whistlers

J. Geophys. Res., 66 (1961), 3709.

Sonett, C. P., D. L. Judge, A. R. Sims and J. M. Kelso,

A radial rocket survey of the distant geomagnetic field

J. Geophys. Res., 65 (1960), 55-68.

Sonett, C. P.

Hyperwaves, shock-like disturbances in the outer exosphere

J. Phys. Sec, Japan, 17, Suppl. A-II (1962), 528.

Sonett, C. P., A. R. Sims and I. J. Abrams

The distant geomagnetic field I, II, III.

J. Geophys. Res., 67 (1962), 1191-1208.

and in press

Sonett, C. P., E. J. Smith, D. L. Judge and P. J. Coleman,

Current systems in the vestigial geomagnetic field.

Phys. Rev. Letters, 4 (1960), 161-163.

Spitzer, L.

Physics of fully ionized gases,

Interscience Publ. Co., New York, 1956.

Tidman, D. A. and R. K. Jaggi,

Landau damping of transverse waves in the exosphere by fast-particle flux,

J. Geophys. Res., 67 (1962), 2215-2221.

Twiss, R. Q.

Radiation transfer and the possibility of negative absorption in radio astronomy

Aust. J. Phys. 11 (1958), 564-579.

Van Allen, J. A.

The geomagnetically-trapped corpuscular radiation

J. Geophys. Res., 64 (1959), 1683-1689.

Van Allen, J. A. and L. A. Frank,

Radiation around the earth to a radial distance of 107, 400 km.

Nature, 183 (1959), 430-434.

Van Allen, J. A. and L. A. Frank,

Radiation measurements to 658, 300 km with Pioneer IV

Nature, 184 (1959), 219-224.

Wilson, C. R.

Sudden commencement hydromagnetic waves and the enhanced solar wind direction

J. Geophys. Res., 67 (1962), 2054-2056.

## 地球磁場内 trapped charged particles の geomagnetic effect

福 島 直 ( 東 大 理 )

### § 1. 序 言

地球磁場内に捕捉されている荷電粒子はかなり多量ある。これらの荷電粒子が地球磁場中において運動している結果として、地球表面でも十分観測されうる大きさの磁場をおよぼしている。地球磁場に影響をおよぼすような荷電粒子は 1~100 keV 程度のエネルギーを持つ粒子が主であり、放射能帯外側帯よりもやや外側 (地球半径の 5~6 倍で V3-belt と称される) で最も数が多いと考えられている。ヴァン・アレン帯に多くあるような高エネルギー粒子は、低エネルギー粒子に比べてずっと数が少ないために、磁気効果は小さい。V3-belt にある荷電粒子が地球磁場におよぼす影響は、地磁気が静穏である場合でも赤道上で 38  $\gamma$  の水平分力減少を起させていると計算されている (Akasofu, Cain and Chapman 1962)。磁気嵐のときに全世界で地磁気水平分力が減少することを解釈するために磁気嵐理論で考えられていたいわゆる赤道環電流系は、trapped charged particles が地球磁場内で drift して生ずるものであろうと Singer (1957) が言い出して以来、trapped charged particles の地球磁場中における運動ならびにその geomagnetic effect について多くの研究が続出した (Dessler and Parker 1959; Apell, Singer and Wentworth 1962; Akasofu and Chapman 1961)。これらは一つの荷電粒子が dipole 磁場の中でどう運動するかを詳しく調べて書かれた論文であるが、最近では運動する多くの荷電粒子により地球磁場が歪まされることをも考慮して一層近似が進んだ解を論じている (Akasofu, Cain and Chapman 1961; Beard 1962; Akasofu 1962; Akasofu and Cain 1962)。

地球には、プラズマ流としての solar wind が押しよせてきているので、地球磁場は特に太陽に面した側ではかなり歪まされている。地球磁場が solar wind との interaction の結果、地球磁場が閉じこめられる geomagnetic cavity はどんな形を示すかについての考察および理論的な計算はかなり出されている (Beard 1960, Ferraro 1960; Johnson 1961; Axford and Hines 1961; Axford 1962; Spreiter and Briggs 1961, 1962; Abe 1962)。その結果によると、昼間側地球——太陽を結ぶ線をふくんだ南北断面は、Fig.1 に示すように geomagnetic cavity 境界は赤道から南北緯度 80° ぐらいまでのところは円形をしている。夜側における断面図は想像図に過ぎない。もし solar wind 中にふくまれる粒子の熱運動を考慮しなければ、cavity 尾部は閉じないのであるが、熱運動が

少しでもあればどこか遠くでは必ず  
cavity 尾部が閉じるはずである。

地球磁場が solar wind によってこのように変形させられている状態の下で、地球磁場に捕捉されている荷電粒子がどのような運動をし、かつその運動が地球表面にどれだけ地磁気変化をおよぼしているかを当るために、次のような問題を扱ってみて得られた結果を紹介する。即ち

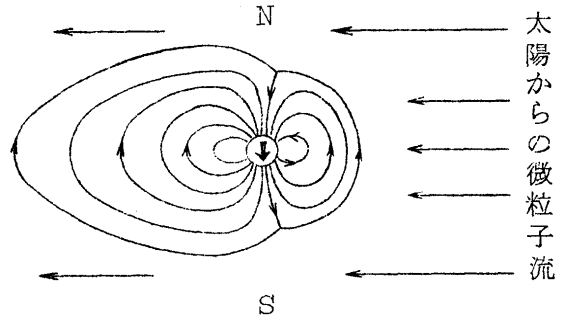


Fig.1 Geomagnetic cavity として想像される形

- (1) 地球磁場が球形内に閉じこめられている場合における trapped charged particle の運動ならびにその geomagnetic effect を求め、地球磁場を dipole field で近似している場合に得られている結果との相違を見る。
  - (2) Solar wind の強度変動に伴なって geomagnetic cavity の大きさが変わるが、それにつれて trapped charged particles の geomagnetic effect はどう変わるか。
  - (3) 地球の自転は trapped charged particles の運動にどんな影響があるか。
- の諸点である。

## § 2. Compressed field と dipole field の磁力線分布比較

Fig.2 の左右半分づつに示す如く、磁場の様子は

$$\begin{aligned} \text{昼間側では} \quad B(B_r, B_\phi, B_z) &= \text{grad } Mz (r^2 + z^2)^{-\frac{3}{2}} + (0, 0, \frac{2M}{r_0^3}) \\ \text{夜側では} \quad B(B_r, B_\phi, B_z) &= \text{grad } Mz (r^2 + z^2)^{-\frac{3}{2}} \end{aligned}$$

となっているものとし、両半球における磁力線分布を比較してみる。昼間側の磁力線は半径  $r_0$  の球内に閉じこめられている。 $B = (B_r, B_\lambda, B_\phi)$  の表現で昼間側の磁場分布について ( $\lambda$  は緯度、 $\phi$  は経度で  $B_\phi = 0$  とする)

$$\begin{aligned} B_r &= 2M \left( \frac{1}{r_0^3} - \frac{1}{r^3} \right) \sin \lambda, & B_\lambda &= M \left( \frac{1}{r^3} + \frac{2}{r_0^3} \right) \cos \lambda \\ B &= (B_r^2 + B_\lambda^2)^{\frac{1}{2}} = \frac{M}{r^3} \left\{ (1 + 3 \sin^2 \lambda) + 4x^3 (1 - 3 \sin^2 \lambda) + 4x^6 \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

となる。ここに  $x = \frac{r}{r_0}$  である。一地点  $(r, \lambda)$  における磁力線の伏角  $I$  は

$$\tan I = \frac{2(1-x^3)}{1+2x^3} \tan \lambda$$

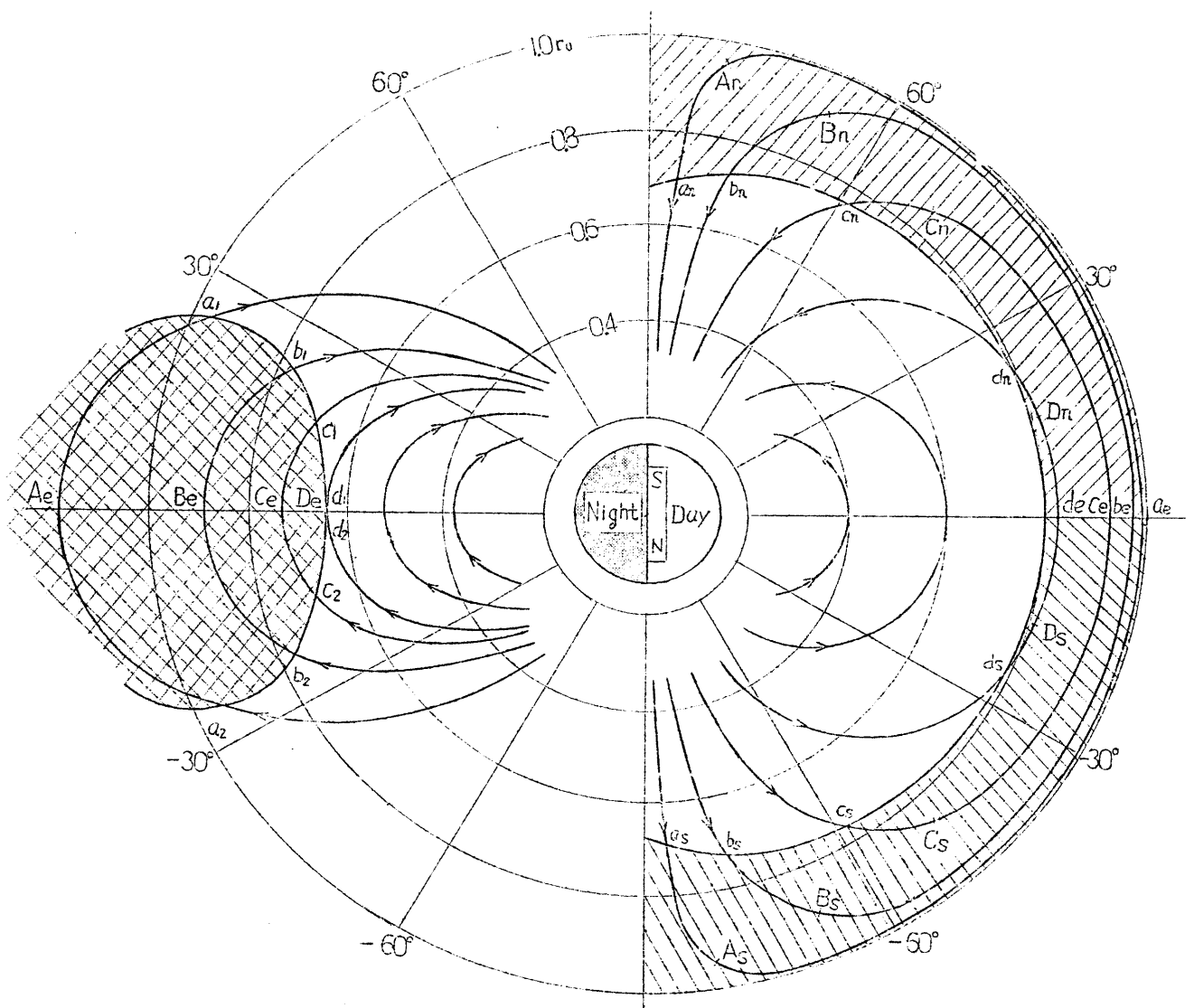


Fig. 2 昼間側および夜側における地球磁力線の分布

で与えられる。磁力線方程式は、赤道上  $r = r_e$  なる距離のところから出る磁力線は、

$$r \left( 1 - \frac{r_e^3}{r^3} x^3 \right) = r_e (1 - x^3) \cos^2 \lambda$$

であらわされる。これらの式において、 $x \rightarrow 0$  (すなわち  $r_0 \rightarrow \infty$  に相当) とおけば、普通の双極子磁場の場合の関係式が得られる。また  $x \rightarrow 1$  とすれば geomagnetic cavity 境界における磁力線に関する式が得られる。

昼間側においては、赤道面上の geocentric distance  $r_e$  が

$$r_e \geq 0.793 r_0 \left( = \frac{1}{\sqrt[3]{2}} r_0 \right)$$

なる部分から出ている磁力線においては、磁場の極大が赤道面上にある。このことは磁力線に捕捉されている荷電粒子のうちには、pitch angle 次第によっては mirror motion が南



北いずれかの半球内だけでなされているものがあることを意味する。このように南北片半球だけで mirror motion が有りうるような領域に Fig.2 右半図で斜線を施してある。地球磁場内に捕捉されている荷電粒子が行なう mirror motion に際して、昼間側半球においては二つの mirror points がいずれも南北どちらかの斜線を施した領域にあるか、それとも二つとも斜線を施した領域外にあり、その一つは北半球に、他の一つは南半球にあるという二つの場合以外はあり得ない。斜線を施した領域を通る代表的な4本の磁力線 A, B, C, D について

- i) 南北片半球だけに閉じこめられるような trapped particles に対する pitch angle の条件。
- ii) その磁力線に沿って運動している全粒子の何%が南北片半球だけに閉じこめられているか。
- iii) Trapped charged particles のエネルギーが変らずに昼側に drift してゆけば、夜側ではどこに移ってくるか。

を求めて、その結果を第1表に示す。この際 i) については、磁力線上で磁場の強さが極小になっている地点 ( $A_n$  と  $A_s$ ,  $B_n$  と  $B_s$ ,  $C_n$  と  $C_s$ ,  $D_n$  と  $D_s$ ) における pitch angle  $\alpha_A$ ,  $\alpha_B$ ,  $\alpha_C$ ,  $\alpha_D$  の値を書く。ii) を求めるに当っては、「各磁力線上で磁場の強さが極小になっているところで、pitch angle の分布が一様になっているとすれば」という勝手な仮定を設けての値を示した。iii) に関しては数学的証明をせずに直観的に、荷電粒子は次のように昼半球から夜半球に移動すると考えた。即ち昼半球で磁力線  $a_n A_n a_e$  (および  $a_e A_s a_s$ ) 線上に捕捉されている粒子は、夜半球では  $a_1 A_e a_2$  線上にくる。この際  $A_e$  における磁場の強さは  $A_n$  (または  $A_s$ ) における磁場の強さと等しく、一方  $a_1$ ,  $a_2$  における磁場の強さは、 $a_n$ ,  $a_e$  あるいは  $a_s$  点における値に等しい。B, C, D 磁力線上に捕捉されている粒子も同様な移動をすると考え。従って昼半球でたとえば  $a_n A_n a_e$  および  $a_e A_s a_s$  磁力線上を運動してい

第 1 表

磁力線	Sunlit hemisphere						Dark hemisphere
	$r(B_{min})$	$\lambda(B_{min})$	$r_e$	$B_{eq}/B_{min}$	ii) pitch angle	iii) 割合	Equatorial distance
A	$0.95r_0$	$\pm 80^\circ 30'$	$0.9986r_0$	4.872	$\alpha_A > 26^\circ 9'$	89.1%	$A_e: 1.175 r_0$
B	$0.90r_0$	$\pm 67^\circ 21'$	$0.9851r_0$	2.075	$\alpha_B > 43^\circ 9'$	72.0	$B_e: 0.880 r_0$
C	$0.85r_0$	$\pm 48^\circ 32'$	$0.9338r_0$	1.251	$\alpha_C > 63^\circ 4'$	44.8	$C_e: 0.729 r_0$
D	$0.80r_0$	$\pm 15^\circ 28'$	$0.8138r_0$	1.003	$\alpha_D > 86^\circ 8'$	5.5	$D_e: 0.638 r_0$

る荷電粒子は、夜半球にまわれれば互いにまじり合っ、ともかく  $a_1 - A_e - a_2$  磁力線上にくるものとする。このような直観的考察が昼側から夜側にエネルギーが変わらずに移動するような粒子に対しても成立っているか否かさえ adiabatic invariant を用いて数学的に確かめる必要がある。

A と B, B と C, C と D 磁力線にかこまれた斜線を施した部分の day/night の面積比を Fig.2 から求めてみると、

領 域	day/night 面積比
A, B 磁力線にかこまれた部分	0.552
B, C            "	2.87
C, D            "	9.88

となっている。昼側と夜側とでは、pitch angle 分布が互いに異なるであろうから、この面積比がそのまま昼と夜との荷電粒子密度比にはならないが、ともかく夜半球で  $r = 0.7 r_0$  のところ付近では trapped charged particles がかなり集中してくるであろう。地球半径を  $R_E$  と書き、もし  $r_0 = 7 R_E$  ならば、夜半球で  $r = 4.9 R_E$  あたりで trapped charged particles の密度が大きくなり、この位置から磁力線に沿って荷電粒子が地球までくれば、ちょうど極光帯あたりにくることになり、地球嵐現象を説明するのに有利であろう。

### § 3. Geomagnetic effect の比較

Trapped charged particles (mass  $m$ ; velocity  $v(v_{\perp}, v_{\parallel})$ ) の運動により生じる geomagnetic effect を次のように分けて記号をつける。

Motion	Geomagnetic effect	発生する磁場の方向
$v_{\perp}$ { diamagnetic gyration →	$H_p(\mu)$ } $H_p(W_{\perp})$	地球中心で北向き
{ gradient drift →		
$v_{\parallel}$ { curvature drift →	$H_p(D)$ { $H_p(Rc)$ } $H(W_{\parallel})$	地球中心で南向き
{ meridional motion		
	No effect	

荷電粒子の運動に Alfvén の近似が用いられるとすれば、

$$\text{Diamagnetic motion による magnetic moment } \mu = m v_{\perp}^2 / 2 B$$

$$\text{Gradient drift velocity } W_D(\nabla B) = m v_{\perp}^2 \nabla B / 2 e B^2$$

$$\text{Curvature drift velocity } W_D(Rc) = m v_{\parallel}^2 / e B R c$$

各地点での磁場の伏角を  $I$ ，地心距離  $r$ ，緯度  $\lambda$  と書けば、荷電粒子運動が地球中心におよぼす geomagnetic effect は、

$$H_p(\mu) = \frac{\mu}{r^3} \{ \cos I \cos \lambda + 2 \sin I \sin \lambda \}$$

$$H_p(D) = H_p(\nabla B) + H_p(R_C) = 2e \{ W_D(\nabla B) + W_D(R_C) \} \cos \lambda / r^2$$

であらわされる。また

$$H_p(W_{\perp}) = H_p(\mu) + H_p(\nabla B) = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \cdot F_{\perp}(x, \lambda) / M \quad (1)$$

$$H_p(W_{\parallel}) = H_p(R_C) = \frac{1}{2} m v_{\parallel}^2 \cdot F_{\parallel}(x, \lambda) / M \quad (2)$$

と書くこともできる。ここに  $W_{\perp}$ ， $W_{\parallel}$  は荷電粒子エネルギーの磁場に垂直および平行な成分で

Dipole field (night side)

Compressed field (daylight side)

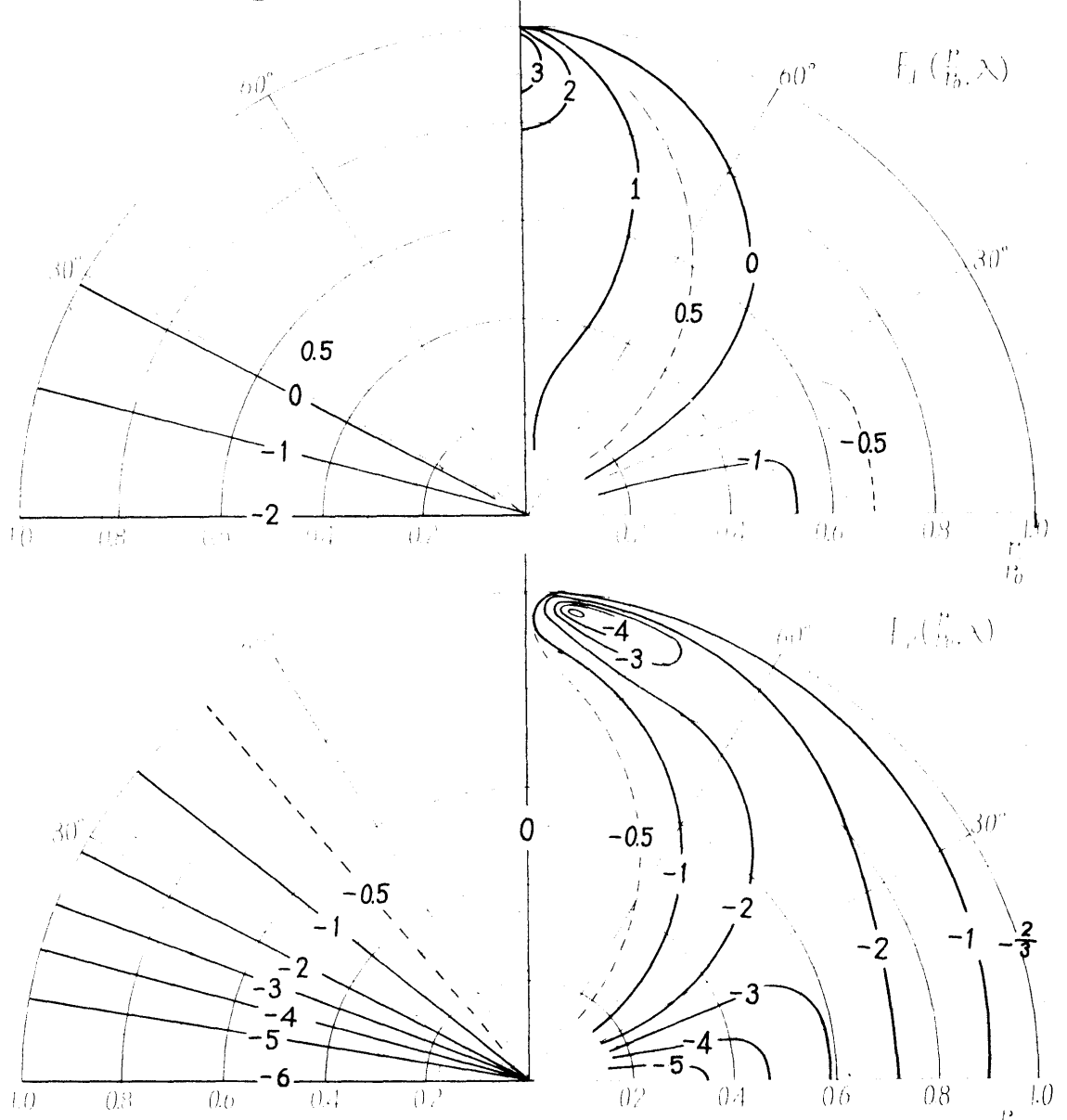


Fig. 3 Dipole field と compressed field の場合. geomagnetic effect を定める factors  $F_{\perp}$  および  $F_{\parallel}$  の数値.

あり、 $M$ は地球のmagnetic moment である。(1)(2) 両式中の  $F_{\perp}(x, \lambda)$  および  $F_{\parallel}(x, \lambda)$  の数値を示した図を Fig.3 に掲げる。ある一点  $(x, \lambda)$  にエネルギー  $-W(W_{\perp}, W_{\parallel})$  なる粒子を置いたときに生ずる geomagnetic effect  $H_p(W)$  は地球中心において

$$H_p(W) = \{ W_{\perp} F_{\perp}(x, \lambda) + W_{\parallel} F_{\parallel}(x, \lambda) \} / M \quad (3)$$

と表わせるわけである。 $F_{\perp}$  および  $F_{\parallel}$  は、右側が compressed field の場合、左側が dipole field の場合を示してある。Fig.3 を見て知られる特長をあげれば、

i) Dipole field の場合は、 $F_{\perp}$ 、 $F_{\parallel}$  とともに緯度  $\lambda$  に関係するだけで、地心距離  $r$  には無関係である。よってエネルギーが等しく、mirror points が同じ緯度になっているような荷電粒子は、地球から速いところであろうと近いところであろうと、地球中心におよぼす geomagnetic effect は全く同じである。

ii) Dipole field の場合、 $F_{\perp}$  の値は緯度約  $30^{\circ}$  よりも低いところでは  $F_{\perp} > 0$  となっているが、その領域では diamagnetic effect が gradient drift の影響よりも大きくなっていることを示す。しかし緯度が約  $30^{\circ}$  よりも低いところでは、gradient drift の影響の方が diamagnetic effect よりも大きい。Diamagnetic effect は全領域にわたって  $F_{\perp}$  の値のうち  $+1$  を占めているから、赤道上では、gradient drift の影響は  $F_{\perp}$  の値の中で  $-3$  となっている。

iii) Compressed field の場合は、 $F_{\perp}$  や  $F_{\parallel}$  の値は  $x (=r/r_0)$  と  $\lambda$  の函数として与えられる。

iv) Compressed field 中の  $F_{\perp}(x, \lambda)$  と  $F_{\parallel}(x, \lambda)$  とは、ともに極の cavity boundary ( $r = 1.0 r_0$ ) 近くで大きな値を示す。その理由は、そのあたりで磁力線の曲り方がはげしく、また  $\nabla B$  が大きいために荷電粒子の drift velocity が極めて大きくなるからである。Fig.3 を得る途中で荷電粒子の drift velocity が計算されているが、実際に Longitudinal drift velocity は極近くの cavity surface 近くでは中低緯度における値の 100 倍ぐらいに達する。

v) Cavity surface では  $F_{\perp} = 0$  となる。これはそこでは diamagnetic effect と gradient drift effect とが相殺されていることを示す。

vi) Compressed field の場合に、同じエネルギーの trapped charged particles を低緯度の場所に置くとき、cavity surface に近いところに置くほど geomagnetic effect は小さい。いま総エネルギー量  $10^{23}$  ergs (これは trapped charged particles が有するエネルギーとしては最大限に近い (Dessler and Vestine, 1960))

の荷電粒子を、赤道面近くに配置すると、

$$\text{dipole 磁場中では、 } \Sigma H_p = -2 \Sigma W_L / M = -\frac{2 \times 10^{23}}{8 \times 10^{25}} \Gamma = -250 \gamma$$

であるが、Compressed field の中では、ある範囲内に一様密度になるように分布させる  
とき、分布範囲と total geomagnetic effect  $\Sigma H_p$  との関係は、

分 布 範 囲	Total geomagnetic effect
$r = 0 \sim 1.0 r_0$	$\Sigma H_p = - 56.3 \gamma$
$0 \sim 0.5 r_0$	$-188.4 \gamma$
$0.5 \sim 1.0 r_0$	$- 37.5 \gamma$
$0.8 \sim 1.0 r_0$	$- 11.8 \gamma$

というように、total geomagnetic effect は dipole 磁場の場合よりかなり小さい。

#### § 4. Cavity radius 変動に伴う geomagnetic effect の変動

Geomagnetic cavity surface の半径が solar corpuscular stream の強度変動  
に伴って変動する。その際に trapped charged particles は磁力線と共に動き、エネ  
ルギーが変わる。簡単のために trapped charged particles が赤道付近に集中している  
ものとして、cavity radius 変動に伴う trapped charged particles の geomagnetic  
effect の変動を見積ってみる。取扱いを簡単にするために、cavity radius は昼側でも  
夜側でもいたるところ一定とする。

磁気赤道上では、磁場の強さ  $B$  は

$$B(r, r_0) = \frac{M}{r^3} + \frac{2M}{r_0^3} \quad (4)$$

で与えられ、この式の中の  $r_0$  が  $\Delta r_0$  だけ変える場合を考える。 $\frac{\partial r_0}{\partial t}$  に伴う cavity 内  
における磁場変化により、経度方向への電場  $E_\phi$  が生じ、それにより磁力線 trapped charged  
particles とともに  $E_\phi \times B$  drift をすると考え、赤道面上で地心距離  $r$  にあった磁力線の  
位置変動  $\Delta r$  を求める。(4) 式から

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{6M}{r_0^4} \frac{\partial r_0}{\partial t} \quad (5)$$

$$E_\phi = -\frac{r}{2} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (6)$$

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \frac{E_\phi}{B} = -\frac{r}{2B} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (7)$$

なる関係式から

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{3x^3}{1+2x^3} \frac{\Delta r_0}{r_0} \quad \text{where } x = \frac{r}{r_0} \quad (8)$$

$$\frac{\Delta x}{x} = -\frac{1-x^3}{1+2x^3} \frac{\Delta r_0}{r_0} \quad (9)$$

と求まる。よって  $H_p = W_{\perp} \cdot F_{\perp}(x)/M$  の変動については、

$$\frac{\Delta H_p}{H_p} = \frac{\Delta W_{\perp}}{W_{\perp}} + \frac{\Delta F_{\perp}}{F_{\perp}} \quad (10)$$

ここで

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\Delta W_{\perp}}{W_{\perp}} = \frac{\Delta B}{B} = -\frac{3x^3(5+4x^3)}{(1+2x^3)^2} \frac{\Delta r_0}{r_0} \\ \frac{\Delta F_{\perp}}{F_{\perp}} = -\frac{3x^2(5+2x^3)}{(1-x^3)(1+2x^3)} \Delta x = \frac{3x^3(5+2x^3)}{(1+2x^3)^2} \frac{\Delta r_0}{r_0} \end{array} \right.$$

なる関係式を(10)式に入れれば

$$\Delta H_p = \frac{12W_{\perp}}{M} \frac{x^6(1-x^3)}{(1+2x^3)^4} \frac{\Delta r_0}{r_0} \quad (11)$$

となる。Fig.4 に  $\frac{\Delta r}{r}$  と  $\frac{\Delta r_0}{r_0}$  の関係図、Fig.5 に  $\frac{\Delta W_{\perp}}{W_{\perp}}$ 、 $\frac{\Delta F_{\perp}}{F_{\perp}}$ 、 $\frac{\Delta H_p}{H_p}$  および  $\Delta H_p$  と  $\frac{r}{r_0}$  の関係図を示す。計算の結果求められた Fig.5 を見ると次のように云える。仮りに cavity surface が1割ぐらい縮むと cavity surface 近くにある trapped charged particles のエネルギーは2~3割増加するけれども、相対的には geomagnetic effect の利き方が悪い位置 ( $r/r_0 = x$  の値が大きくなること) に来てしまうので、折角荷電粒子の

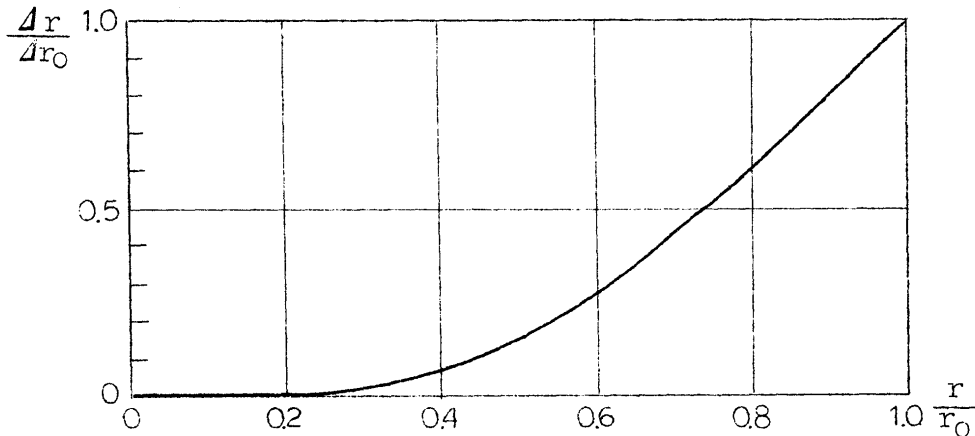


Fig.4 磁力線や荷電粒子の位置変動( $\Delta r$ )と geomagnetic cavity radius の変動( $\Delta r_0$ )の比

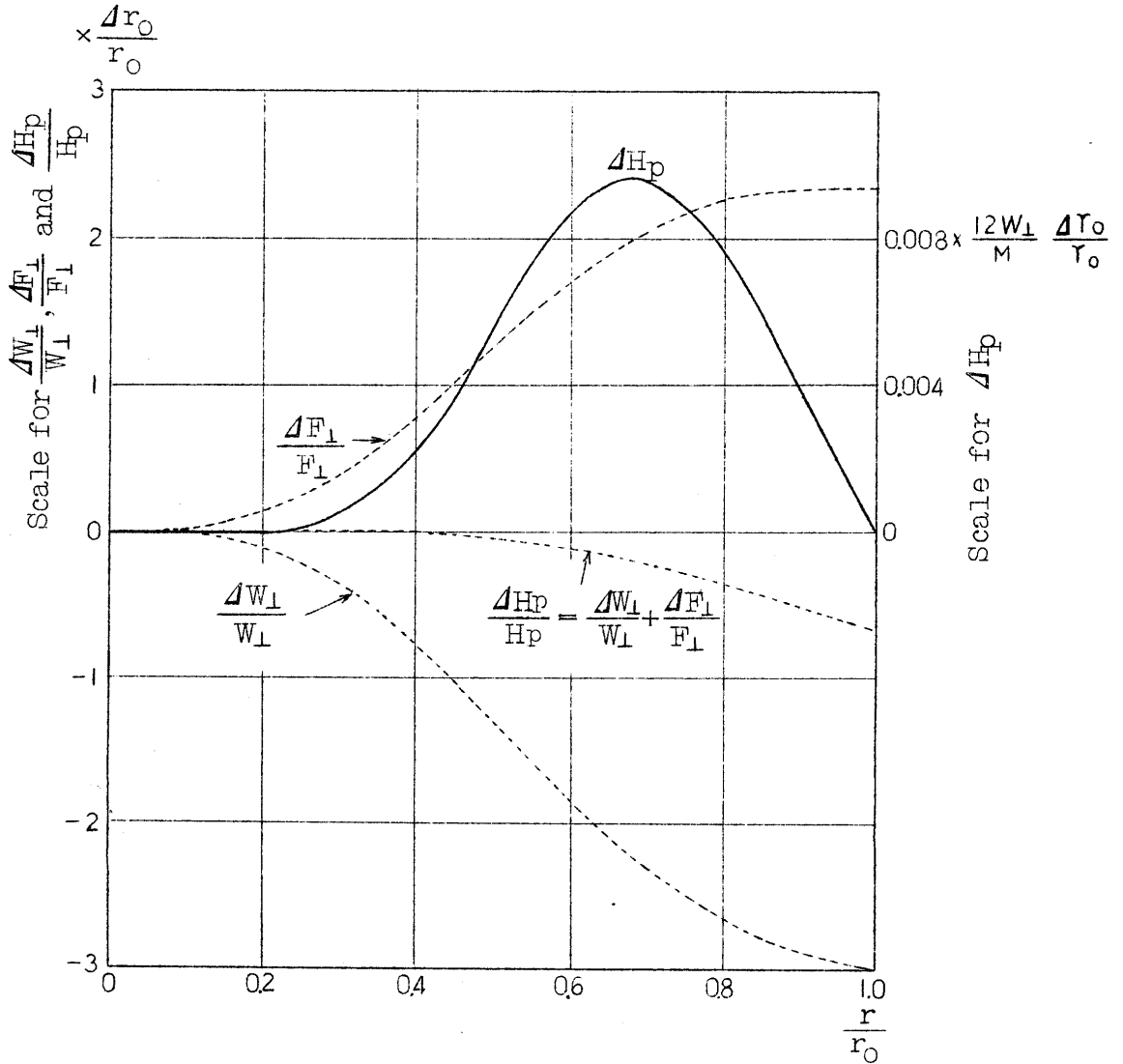


Fig.5 地球中心から赤道上 cavity surface までの間で、cavity surface の位置変動に伴う geomagnetic effect 変動量が場所によることを示す図。

エネルギーが増しても geomagnetic effect はほとんど増さないということになる。事実 Fig.5 に見られる如く  $\frac{\Delta W_{\perp}}{W_{\perp}}$  を  $\frac{\Delta F_{\perp}}{F_{\perp}}$  がほとんど相殺してしまうのである。 $\frac{\Delta H_p}{H_p}$  の値は cavity boundary に近いほど大きいけれども、一方 geomagnetic effect  $H_p$  自身の値は cavity surface 近くでは小さい。実際に geomagnetic effect の変動  $\Delta H_p$  に最も利くのは  $r = 0.7 r_0$  付近にある粒子である。

数値例をあげてみるが、trapped charged particles の total energy が  $10^{23}$  ergs であったとして、赤道面近くに一樣な密度で分布している場合、分布領域と total geomagnetic effect  $\Sigma H_p$  と cavity radius 変動による geomagnetic effect 変動量  $\Delta \Sigma H_p$  は、

分布領域	$\Sigma H_p$	$\Delta \Sigma H_p$
$r = 0 \sim 1.0 r_0$	$- 56.3 \gamma$	$8.12 \frac{\Delta r_0}{r_0} \gamma$
$0 \sim 0.5$	$- 188.4$	$3.64 \frac{\Delta r_0}{r_0}$
$0.5 \sim 1.0$	$- 37.5$	$8.76 \frac{\Delta r_0}{r_0}$
$0.8 \sim 1.0$	$- 11.8$	$5.57 \frac{\Delta r_0}{r_0}$
$\sim 0.7 r_0$ に集中	$- 57.8$	$15.0 \frac{\Delta r_0}{r_0}$

となる。Trapped charged particles が全くない場合には、cavity radius 変動に伴って地球表面で観測される  $\Delta B$  は、

$$\Delta B = -\frac{6M}{r_0^3} \frac{\Delta r_0}{r_0} = -186 \frac{\Delta r_0}{r_0} \gamma \quad (\text{但し } r_0 = 10 \text{ earth radii の場合})$$

であるから、trapped charged particles があるための shielding effect はかなり小さいもので一般には考慮しなくてもよいということが結論される。

## § 5. 地球自転が荷電粒子の運動におよぼす影響

先に § 2 で、地球磁場が昼間は compressed field、夜間は dipole field であると考えて、荷電粒子が drift により昼側から夜側に移るときに、粒子のエネルギーが変わらなければ何処にくるかを示した。「粒子のエネルギーが変わらない」というのは、粒子が「地球磁場を静磁場として見ている」場合である。地球自転に伴ない、昼側から夜側にうつれば、solar wind による地球磁場の compression は次第にゆるくなるから、地球磁力線が夜側では広がってくる。よって磁力線に捕捉された低エネルギー荷電粒子にとっては、磁場の強さが時間と共に変わるので静磁場ではない。赤道面内における運動について、エネルギーが極端に高い粒子と低い粒子とについて考えてみることにする。Fig. 6 に示されるように、共に昼間側の A 地点から出発したとき、極端にエネルギーが高い粒子は地球の自転よりよほど早い drift velocity でプロトンは西に、電子は東に drift し、夜側では  $B_1$  地点を通る。高エネルギー粒子にとっては、ゆっくり自転している地球の磁場をほとんど静磁場と感ずるのであるから、エネルギーは変わらず、 $\mu = \frac{1}{2} m v^2 / B$  も変わらないから、磁場の強さが A 点の磁場の値と等しいような点を結ぶ線に沿って荷電粒子は動く。夜側の  $B_1$  地点は昼側の A 点よりも地球に近い。一方極端にエネルギーが低い荷電粒子を考えると、drift velocity が地球自転による廻転速度よりもおそく、ほとんど地球磁力線の廻転に引きずられてプロトンも電子も東向きにまわり、かくて昼間の A 点から出た粒子は約半日後に  $B_2$  地点に達する。地



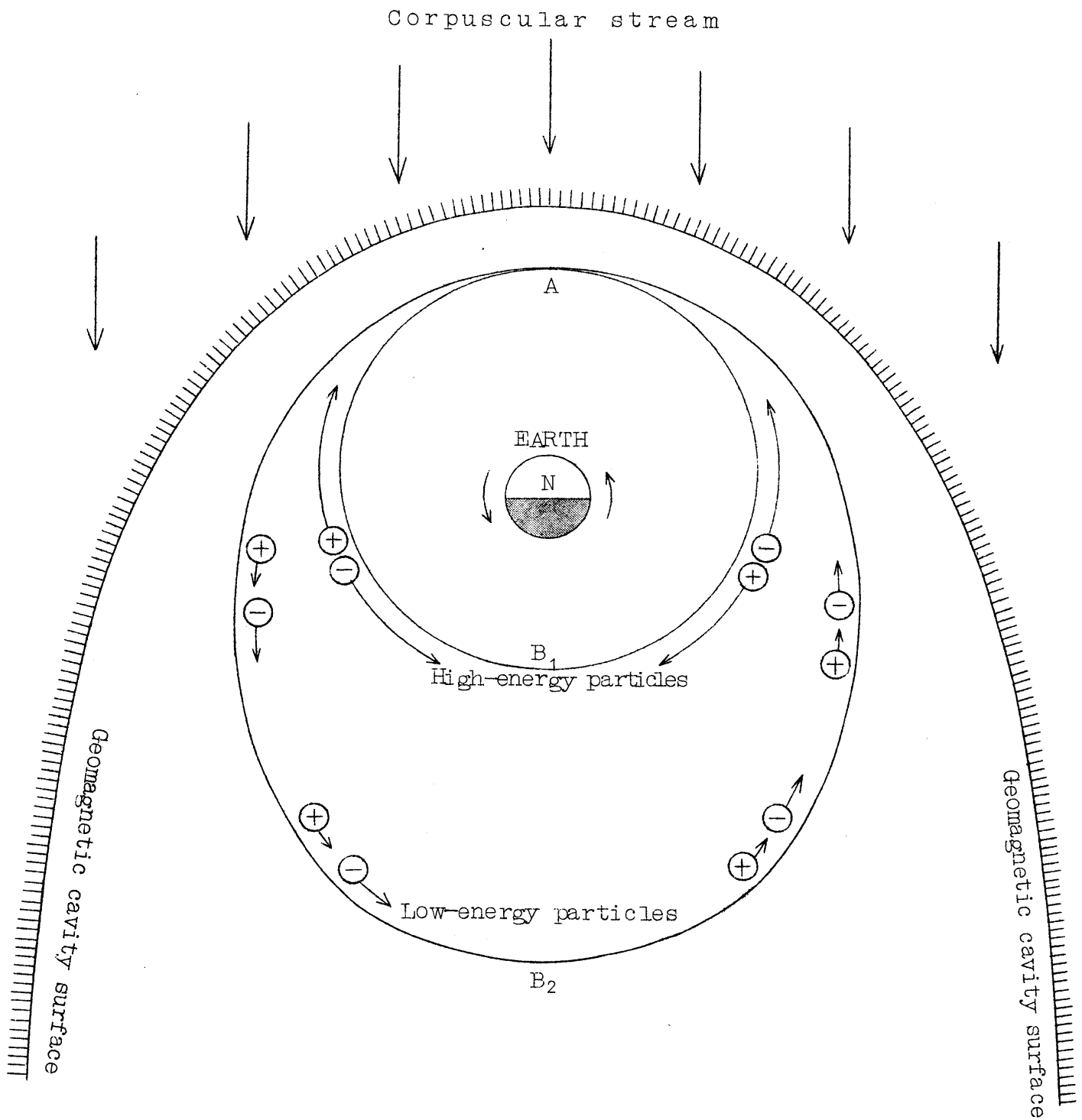


Fig.6 Geomagnetic cavityの赤道面上で荷電粒子の drift 軌跡が粒子をもっているエネルギーによって異なることを示す図

球自転による動きと粒子の drift velocity がほぼ等しいのは、粒子エネルギーが5~10keV (cavity radius が地球半径の10倍程度として)であるときなので、一般にこれよりエネルギーが高い粒子は自力で drift し、エネルギーがその値より低ければ地球磁場廻転による他力で drift すると云ってよからう。はじめ昼間でA地点にあったいろいろなエネルギーの荷電粒子は、夜側にまわればともかく必らず  $B_1$  と  $B_2$  の間のどこかに来るはずであり、しかもエネルギーが高いものほど地球に近い位置にくる。よって geomagnetic cavity というものは、荷電粒子の energy-spectrum analyzer としての作用を有するといえよう。

Fig.6 には昼間側の一地点からいろいろなエネルギーを有する粒子が動き出す場合のみをあげたが、実際には昼間側の多くの地点からいろいろなエネルギーを持つ粒子が発射してきて、夜側でそれを重ね合わせてみてどうなるかを吟味せねばならない。地球自転の影響を入れたために考えられるこのような機構は、地磁気や電離層の擾乱あるいは極光出現の特性を説明するのに都合がよさそうな点が多いように思われるが、もう少し定量的な吟味を加えてから発表したいと思っている。

## References

- Abe, S., Deformation of the front surface of approaching solar corpuscular stream near the earth, Thesis, University of Tokyo (1962).
- Akasofu, S.-I., On a self-consistent calculation of the ring current field, *J. Geophys. Res.*, 67 (1962), 3617-3618.
- Akasofu, S.-I. and J.C. Cain, The magnetic field of the radiation belts, *J. Geophys. Res.*, 67 (1962), 4078-4080.
- Akasofu, S.-I., J.C. Cain and S. Chapman, The magnetic field of a model radiation belt, numerically computed, *J. Geophys. Res.*, 66 (1961), 4013-4026.
- Akasofu, S.-I., J.C. Cain and S. Chapman, The magnetic field of the quiet-time proton belt, *J. Geophys. Res.*, 67 (1962), 2645-2647.
- Akasofu, S.-I. and S. Chapman, The ring current, geomagnetic disturbance and the Van Allen belts, *J. Geophys. Res.*, 66 (1961), 1321-1350.
- Apel, J.R., S.F. Singer and R.C. Wentworth, Effects of trapped particles on the geomagnetic field, *Advances in Geophysics* X, Academic Press, New York (1962).
- Axford, W.I., The interaction between the solar wind and the earth's magneto-sphere, *J. Geophys. Res.*, 67 (1962), 3791-3796.
- Axford, W.I. and C.O. Hines, A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storm, *Canadian J. Phys.*, 39 (1961), 1433-1464.
- Beard, D.B., The interaction of the terrestrial magnetic field with the solar corpuscular radiation, *J. Geophys. Res.*, 65 (1960), 3559-3568.

- Beard, D.B., Self-consistent calculation of the ring current, J. Geophys. Res., 67 (1962), 3615-3616.
- Dessler, A.J. and E.N. Parker, Hydromagnetic theory of geomagnetic storms, J. Geophys. Res., 64 (1959), 2239-2252.
- Dessler, A.J. and E.H. Vestine, Maximum total energy of the Van Allen radiation belt, J. Geophys. Res., 65 (1960), 1069-1071.
- Ferraro, V.C.A., An approximate method of estimating the size and shape of the stationary hollow carved out in a neutral ionized stream of corpuscles impinging on the geomagnetic field, J. Geophys. Res., 65 (1960), 3951-3953.
- Johnson, F.S., The gross character of geomagnetic field in the solar wind, J. Geophys. Res., 65 (1960), 3049-3051.
- Singer, S.F., A new model of magnetic storms and aurorae, Trans. Amer. Geophys. Union, 38 (1957), 175-190.
- Spreiter, J.R. and B.R. Briggs, Theoretical determination of the form of the hollow produced in the solar corpuscular stream by interaction with the magnetic dipole field of the earth, NASA Technical Report R-120 (1961).
- Spreiter, J.R. and B.R. Briggs, Theoretical determination of the form of the boundary of the solar corpuscular stream produced by interaction with the magnetic dipole field of the earth, J. Geophys. Res., 67 (1962), 37-51.

# 断熱不変性の破れと放射線帯への応用

早川幸男・大林治夫(名大理)

## § 1. Introduction

磁場内での荷電粒子の運動は、通常ジャイロ運動の磁気能率などの断熱不変性にもとづくいわゆる1次軌道理論で理解されている。しかし粒子から眺めた場の変動が激しい場合にはこれらの断熱不変性は保証されない。地球磁場に捉えられた粒子によって形成されている放射線帯の生成と損失の機構においてこの効果がしばしば問題とされる。たとえば内帯陽子スペクトルの高エネルギー部分での落ち方、外帯における陽子の少ないことなどがこのために生じているとして議論されている。しかしながら1次軌道理論をこえた取扱いが遂行しにくいこともあって不十分な点が多い。一方双極磁場での軌道を数値的に追跡した例<sup>1)</sup>をみると、断熱不変量が保存しない場合でも粒子の捕捉はかなりよいし、実験室における鏡型磁場の実験<sup>2)</sup>でも捕捉時間は十分長いことがみられている。

我々はこの問題を次のような観点でとり扱いたい。まず第1に断熱不変性の破れを系統的に扱う方法を確立することが必要である。軸対称場の場合には、正準形式に測って運動を3つのmode: ジャイロ運動、磁力線沿いのドリフト、軸廻りのドリフトに分解することが出来る。我々は磁場の曲率半径に対するジャイロ半径の比をパラメーターとする摂動展開によって、非摂動運動が1次軌道理論の結果を再現するような方法を導いた<sup>3)</sup>。1次の摂動を計算することによって断熱不変量(非摂動系で定義された作用積分)のずれを求めることができる。この際ジャイロ運動の振動数が縦方向の運動の振動数よりも大きいとして、ジャイロ平均による単純化(Born-Oppenheimer近似)を利用する。この結果磁気能率はジャイロ運動の位相に従って変動し、粒子の反射点は1回毎に元来のmirror pointの前後にゆれ動く。

次にこのような磁気能率の変動が粒子損失とどのように結びつくかを調べる。粒子の損失が主として大気との相互作用によると考えられる放射線帯の場合には反射点のゆれ動きは大気密度の変動と関係する。この場合次のような過程が考えられる。

### ① 位相のrandomizationが生ずる場合

力線沿いの磁場に攪乱があったり、大気粒子とのわずかの相互作用があると粒子のジャイロ位相の分布がrandomizeされる。その結果粒子の反射点は1次元random walkの形で拡散し、大気の濃い部分に突入して失われることになる。この過程は動的なものを含み、放射線帯の生成など過度的現象の際にきくであろう。

② 位相が乱されない場合

完全に静的な磁場の場合でも生ずる過程では粒子の反射点は1往復毎に mirror point の前後に移る。高さの低い方へ移った粒子は大気密度が急増するため大気粒子との衝突頻度大となって失われる。

ここでは②による放射線帯の静的な形状に対する影響を主として考えたい。

§ 2 . 反射点の変動

双極場の中での粒子の反射点の変動は次のように求められる。磁力線および等ポテンシャル線の曲率半径をそれぞれ  $R, R'$ , 粒子位置の対称軸からの距離を  $r$ , ジャイロ半径を  $\rho_g$  とする。

$$R \sim R' \sim r > \rho_g \quad (1)$$

のような領域を問題とし、Hamiltonian  $H$  を  $\rho_g/R$  の大きさを表わす量で展開する。

$$H = H_0 + H_1 + H_2 + \dots \quad (2)$$

非摂動系  $H_0$  については前述の3つのモードが分離して、作用変数  $J_1^{(0)}, J_2^{(0)}, J_3^{(0)}$  が導入される。 $J_3^{(0)}$  は角運動量として完全に保存するが、他も非摂動系では保存する。 $H_1$  の効果を取り入れると  $J_1^{(0)}, J_2^{(0)}$  は次のように変化する。

$$\delta_1 J_1 = - \left( \frac{\partial H_0}{\partial J_1} \right)^{-1} H_1 \quad (3)$$

$$\langle \delta_1 J_2 \rangle_1 = 0 \quad (4)$$

後の式はジャイロ運動について平均すると  $J_2^{(0)}$  (縦不変量) は1次摂動の結果をいれても不変であることを示している。 $J_1^{(0)}$  は

$$J_1^{(0)} = E_0 \mu \quad (5)$$

の関係で磁気能率  $\mu$ , 非摂動系エネルギー  $E_0$  と関係している。(3)の変化は反射点の変動を惹起す。双極中心からジャイロ中心の mirror point への動径距離を  $R_m$  とすると  $\delta_1 J_1$  にもとづく反射点のずれは

$$\delta_1 R_m = \left( \frac{1}{2\gamma} \right)^3 \{ A_1(\lambda_m) \sin \varphi + A_3(\lambda_m) \sin 3\varphi \} \quad (6)$$

の形に書ける。ここに  $\lambda_m$  は mirror point の緯度で Mc Ilwain の変数を  $L$  として

$$R_m = L R_E \cos^2 \lambda_m \quad R_E : \text{地球半径} \quad (7)$$

である。 $\varphi$  はそこでのジャイロ運動の位相角で

$$\varphi = (2\gamma)^2 I_\varphi(\lambda_m) + \varphi_0 \quad (8)$$

の形をもつ。 $\varphi_0$  は初期位相。また  $2\gamma$  は Störmer 理論に現れる角運動量で長さをすべて Störmer 単位

$$\ell_0 = 1.56 \times 10^6 \text{ km} / \sqrt{p(\text{MV})} \quad p: \text{rigidity in MV.} \quad (9)$$

で測った時

$$\frac{1}{2\gamma} = L R_E = \frac{L\sqrt{p}}{244} \quad (10)$$

従って(6)に現れる因子は

$$\left(\frac{1}{2\gamma}\right)^3 = (L R_E)^3 = 0.107 L^3 p \text{ km} \quad (11)$$

とみてよい。(6)の係数  $A_1, A_3$  は Fig.1 に plot した。

ジャイロ中心のずれ(6)の他に、ジャイロ円周上にある粒子とジャイロ中心とのずれも問題となりうる。実際の粒子の位置を  $R^*$  とすると、mirror point  $R_m$  との差は、 $i$  を  $R_m$  における磁場の伏角として、

$$\begin{aligned} \delta^* R &\equiv R^* - R_m = \delta_1 R_m + \rho_g \cos i \cos \varphi \\ &= \left(\frac{1}{2\gamma}\right)^3 \{ A_1(\lambda_m) \sin \varphi + A_3(\lambda_m) \sin 3\varphi + B_1(\lambda_m) \cos \varphi \} \quad (12) \end{aligned}$$

となる。係数  $B_1 = \cos^7 \lambda_m / (1 + 3 \sin^2 \lambda_m)$  も Fig.1 に plot してある。

### § 3. 捕捉時間に対する補正

粒子の損失は高層大気中での大気粒子との相互作用 (ionization, scattering 等) が直接の原因であるので、粒子の path に沿った大気密度の積分が寿命に逆比例する。しかし密度は高度と共に極めて速かに減少するので実質的には反射点での密度がきく。mirror point  $R_m$  の付近での大気の scale height を  $H_m$  とすると大気密度  $\rho(R)$  は次のように書ける。

$$\rho(R) = \rho(R_m) \exp\left[-(R - R_m)/H_m\right] \quad (13)$$

$R$  として粒子位置  $R^*$  を代入し初期位相  $\varphi_0$  について平均をとると、

$$\begin{aligned} \frac{\langle \rho(R^*) \rangle_\varphi}{\rho(R_m)} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \exp\left[-\frac{1}{H_m} \left(\frac{1}{2\gamma}\right)^3 \cdot \{A_1 \sin \varphi + A_3 \sin 3\varphi + B_1 \cos \varphi\}\right] \\ &= I_0(kA_1) I_0(kA_3) I_0(kB_1) \quad (14) \end{aligned}$$

$$\text{ここに } k \equiv \frac{1}{H_m} \left(\frac{1}{2\gamma}\right)^3 = 0.107 L^3 \frac{p(\text{MV})}{H_m(\text{km})} \quad (15)$$

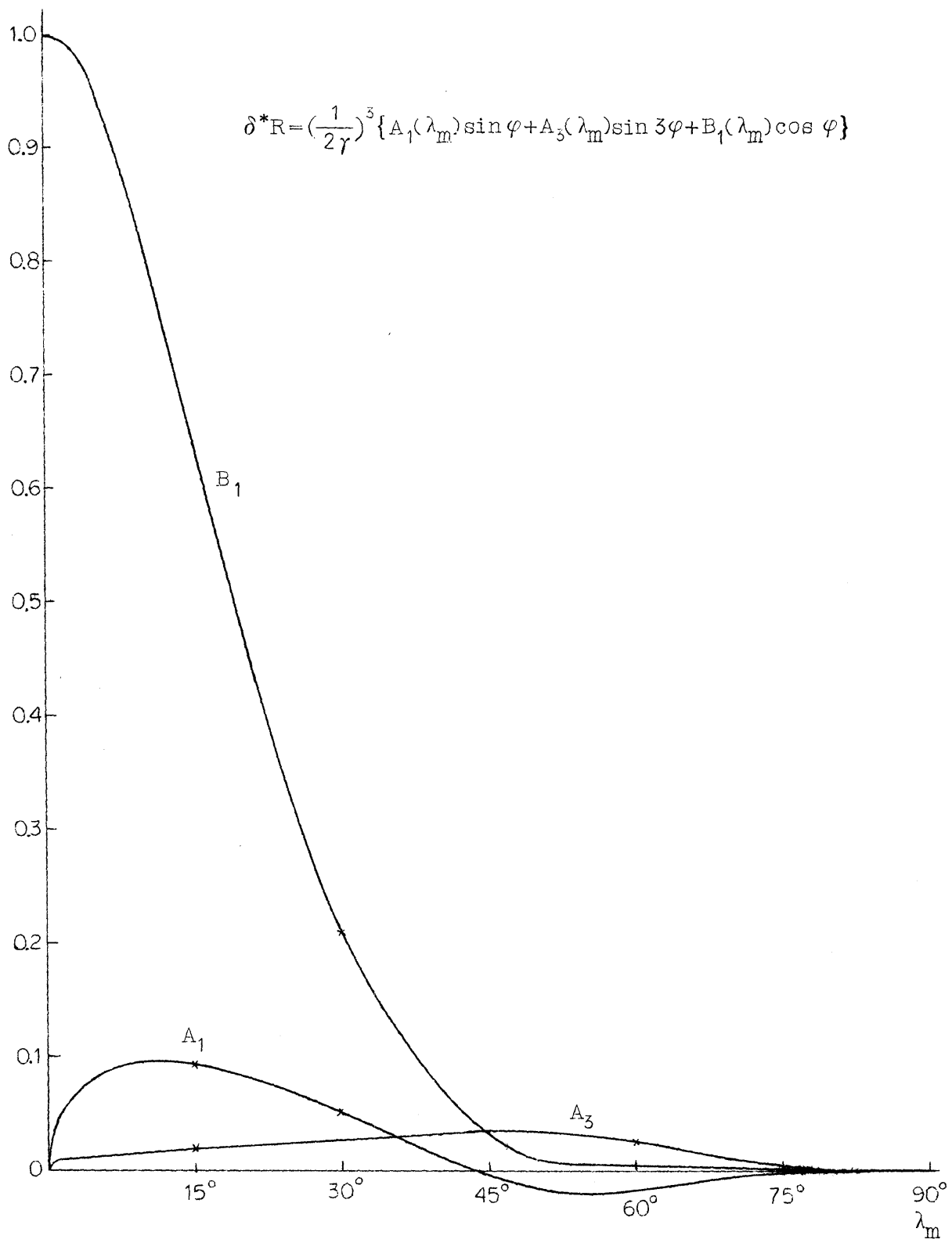


Fig. 1 Coefficients of Mirror Point Migration



また  $I_0(z)$  は 0 次の modified Bessel 函数  $z$  小の時には

$$I_0(z) = 1 + \left(\frac{z}{2}\right)^2 + \frac{1}{4}\left(\frac{z}{2}\right)^4 + \dots \quad (16)$$

ジャイロ中心の描像による非摂動運動で期待される寿命を補正因子(14)でわると 1 次まで正しい寿命が得られる。(16)から分るように必ず短くする方に働く。(14)の  $B_1$  を含む因子は断熱不変性とは別の原因によるわけで、この補正は Haerendel<sup>4)</sup>によって指摘された。我々の問題としたい断熱不変性の破れの効果は  $A_1, A_3$  の因子に現われるわけであるが、 $B_1$  とどちらが大きいか問題となる。Fig.1 から分るように  $\lambda_m$  小では  $B_1$  が圧倒的であるが、 $\lambda_m = 45^\circ$  の辺りをこすと  $A_1, A_3$  の方が  $B_1$  よりきく。

内帯の陽子スペクトルについて、Freden-White<sup>5)</sup>は Albedo neutron による源を仮定し、ジャイロ中心の描像により断熱不変性を仮定した計算を測定値と比べた。 $E_p > 100\text{MeV}$  の領域で測定値は計算値より早く落ちる。Haerendel はこの差を上記  $I_0(kB_1)$  で説明した。この補正をすると測定値によくあう値が得られる。この時  $I_0(kA_1)I_0(kA_3)$  は表1から分るようにほとんどきいていない(高々 2~3%) 一方外帯領域では表1にみられるように  $E_p \geq 20 \sim 30\text{MeV}$  から  $I_0(kA_1)I_0(kA_3)$  の項がきき出しエネルギーと共に急増する。これ

表 1 .

		陽子スペクトルに対する補正因子							
L	$\lambda_m$	$R_m/R_E$	$H_m$	$E_p$ (MeV)	5	50	100	400	800
1.5	$25^\circ$	1.23	$100^{\text{km}}$	$I_0(kA_1)$			1.002	1.011	1.026
				$I_0(kA_3)$			1.0003	1.001	1.004
				$I_0(kB_1)$			1.070	1.342	1.894
				$[I_0(kA_1)I_0(kA_3)I_0(kB_1)]^{-1}$			0.932	0.735	0.512
5	$60^\circ$	1.25	104	$I_0(kA_1)$	1.012	1.102	1.214	2.187	
				$I_0(kA_3)$	1.019	1.196	1.423	3.723	
				$I_0(kB_1)$	1.0002	1.003	1.005	1.022	
				$[I_0(kA_1)I_0(kA_3)I_0(kB_1)]^{-1}$	0.970	0.756	0.576	0.120	

は外帯に高エネルギー陽子の存在しない理由となる。

最後に § 1. ① の位相攪乱の生ずる場合にふれておく。位相の平均変調時間を  $T_m$  とする。位相の記憶がきれると反射点分布は拡散を生じる。1 回の攪乱による反射点のばらつきの中は

$$\Delta R_m = \sqrt{\langle \delta_1 R_m^2 \rangle} \quad (17)$$

と考えられるから拡散係数は

$$D = (\Delta R_m)^2 / T_m \quad (18)$$

である。時間  $t$  の間に粒子が感ずる有効平均大気密度は

$$\langle \rho \rangle = \rho(R_m) e^{-\frac{Dt}{2H_m^2}} \quad (19)$$

$$\text{従って } t/T_m \gtrsim 2H_m^2/(\Delta R_m)^2 \quad (20)$$

が成立つ時には  $T_m$  の影響が著しい、右辺をざっと当ると  $T_m < 1 \text{ day}$  では拡散過程の考慮が必要なことが分る。

#### References

- 1) R. Gall, Proc. Intern. Conf. on Cosmic Rays and Earth Storm, 1961, II, 139.
- 2) G. Gibson, W.C. Jordan and E.J. Laver, Phys. Rev. Letters, 5 (1960), 141.
- 3) S. Hayakawa and H. Obayashi, Lecture at the International School of Physics, Enrico Fermi, June, 1962.  
福井、早川、本沢、西村、大林： 核融合研究 (to be published)
- 4) G. Haerendel, J. Geophys. Research, 67 (1962) 1173.
- 5) S.C. Freden and R.S. White, J. Geophys. Research, 67 (1962), 25.

# 外気圏における VLF 電波雑音の発生

木 村 磐 根 ( 京 大 工 )

## § 1. 緒 言

地上で検知出来る VLF 帯の電波雑音には、種々興味あるものがある。ホイスラー空電と呼ばれるものはその一つであるが、これの発生源は地上の雷であることは明らかになっており、外気圏プラズマがこの電波に対して異方的で、かつ分散性を示すことによって説明される。この外に最近重要視されだしたものに VLF emissions がある。これはホイスラーと異なり外気圏内で発生するものであることがほぼ明らかになっており、その発生機構についていくつかの理論が出されている段階である。以下ではまず VLF emissions について簡単に紹介し、つづいて外気圏において考えられる電波の輻射機構を検討し、強度的に何らかの増巾が必要であることを指摘し、可能な増巾機構を考察する。

## § 2. VLF emissions

VLF emissions は  $1\text{kc/s}$  から  $10$  数  $\text{kc/s}$  の周波数領域で検知される雑音で、2種類に大別される<sup>1)</sup>。一つは discrete emissions と呼ばれるもので、経続時間は秒のオーダーであり、周波数巾は数  $100\text{c/s}$  以下で可成り狭いものである。またその中心周波数は秒オーダーの短時間の間に千差万別に変化する。もう一つの型は continuous emissions と呼ばれるもので、経続時間は時間のオーダーであり、中心周波数はほぼ一定で周波数巾は数  $\text{kc/s}$  で可成り広い。これらの emissions の強度はいずれも最も強い場合地上で  $10^{-13}\text{W/m}^2\text{ c/s}$  程度である。ただし電離層中での減衰を考慮すれば、外気圏中ではこれより数 db は大きくなければならぬであろう。これらの emissions の観測結果から、この種の雑音は太陽活動に大いに依存し、また可成りの高緯度の地方でしか観測できないことがわかっている<sup>2)</sup>。

## § 3. VLF emissions の発生機構——その1

外気圏における VLF 電波の伝播は、その媒質の電子のプラズマ周波数およびジャイロ周波数以下においてのみ可能で、それはホイスラーの伝播モードとなっている。すなわちこの種の電波はジャイロ周波数が  $1\text{kc/s}$  以下となる領域、換言すれば地球の半径の  $10$  倍程度の空間より遠方で発生したものではあり得ない。従って例えば太陽表面等で発生したものでないことは明らかである。一方太陽活動への依存性等から太陽微粒子流と結びつけてよいから、外気圏

へこれらの粒子が侵入するときには発生すると考えられる。そこでまず、これら高速荷電粒子自身がプラズマ中で発生する輻射について考えると、電子および陽イオン（主に陽子）による

イ) Cyclotron（または Synchrotron）radiation

ロ) Cerenkov radiation

が可能である。この内エネルギーの最も大なるものは電子による Cyclotron radiation であるが、観測される周波数が数  $\text{kc/s}$  となるためには、電子は観測者より速さがる方向に走る必要があり、例えば一たん外気圏に飛来した電子が地磁気による mirror point で反射したようなものを考えることになる。しかしこの場合でも発生する強度は最大  $10^{-16} \text{W/m}^2 \text{c/s}$  程度であり、必ずしも十分とはいえない。ただ Dowden も示したように、この cyclotron radiation が地上で観測されるときに周波数は輻射する場所によって変化し、これから VLF emissions の周波数スペクトルを説明しうることはわかっている<sup>3)</sup>。もっとも VLF emissions の発生機構として今まで出されたいくつかの理論から明らかになることであるが、外気圏における VLF 電波の屈折率が場所と周波数によって変化することに着目すれば、周波数スペクトルの形は一応説明出来る訳であって、この事自体は必ずしも理論の良否の決め手にはならない。結局 emissions の観測された強度がいかによりうまく説明されるかが決め手になると思われる。

#### § 4. VLF emissions の発生機構 — その2

前節で述べたように外気圏内で発生する輻射の強度は VLF emissions としては必ずしも充分ではないから、増巾の可能性を検討する必要がある。一方外気圏内の雑音強度としては、前述の輻射以外に地表付近の雷放電を源とするいわゆる空電がある。この特別なものはホイスターであるが、定常的な雑音も存在する。この雑音レベルは外気圏において  $10^{-15} \text{W/m}^2 (\text{c/s})$  以上と推定されるから何らかの増巾機構があるとすればこの雑音は当然その入力となるであろう<sup>4), 5)</sup>。

さて荷電粒子流が外気圏内に侵入する場合、ある周波数の電波と結合して instability が発生しその電波を増巾する可能性がある。これには

(1) 縦型結合による instability

(2) 横型結合による instability

が考えられる。前者はマイクロ波におけるいわゆる進行波管 (TWT) に対比されるものであり<sup>6)</sup>、後者はサイクロトロン波を用いた電子管に対比される。

## § 5. 縦型結合による instability

TWT においては電子流の fast と slow の2つの space charge waves のうち slow wave と遅波回路によって、その空間を遅く伝播している電波の縦方向電界が結合して space charge wave から energy をもらい増巾される。ところでこれを外気圏に適用すると、VLF 電波に対してはプラズマは遅波回路になるが、一方プラズマ中を通過する電子流に対して space charge wave の mode は次の如くなる。

$$k = \frac{\omega}{U_e} \left( 1 \pm \sqrt{\frac{X_e}{1-X_a}} \right) \quad (1)$$

ここで  $k$  は周波数  $\omega$  に対する伝播定数を示し、 $U_e$  は電子流の速度、また  $X_e$ 、 $X_a$  はそれぞれ  $\omega_e$ 、 $\omega_a$  を電子流および雰囲気プラズマのプラズマ角周波数として

$$X_e = \omega_e^2/\omega^2, \quad X_a = \omega_a^2/\omega^2 \quad (2)$$

で与えられる。(1)式の意味するところは  $\omega > \omega_a$  に対しては電子流は通常の fast, slow space charge waves を示すが、 $\omega < \omega_a$  に対しては  $k$  が複素数となる。このモードは角氏<sup>7)</sup>等によれば増大波であるが、電波との結合は起りえないから電波の増巾にはならない。ただ考えられることは平行して周波数  $\omega$  の電波が位相速度  $V_{ph} \simeq U_e$  で伝播すれば、特に周波数  $\omega$  の space charge wave の instability を excite する可能性はあり、この space charge wave が雰囲気プラズマの inhomogeneity 等によって横波の電波に変わることはありうるから、このよりの電子流の間接的な作用により VLF wave の輻射がありうる。(ただし上述のように、平行に伝播するその周波数の電波が必要であるから space charge wave から電波への変換能率が良ければ一種の電波の増巾とも考えられる。)しかしこれには turbulence とか、境界とかをもちこむ必要があり、定量的な議論はここでは行なわない。

## § 6. 横型結合による instability

電子およびプロトンが磁場の方向に走るとサイクロトロン波を生ずるから、これらと円偏波の電波との結合が考えられる。すなわち粒子流が電波と共に走った場合、その運動している粒子から見た電波の周波数とその粒子のサイクロトロン周波数に等しい時結合が起る。これはサイクロトロン共鳴であって、普通電波は粒子にエネルギーを与えるが、次にのべるごとくプロトンのサイクロトロン波と結合すると電波もサイクロトロン波も増大し、いわゆる電波の増巾が起りうる。

### §§6-1. プロトン・サイクロトロン波との結合

磁気プラズマ中を磁力線方向に電子およびプロトンが速度  $U$  で走っている空間内でのマクスウェルの方程式および巨視的な momentum transfer の式から伝播モードを与える分散方程式が導かれる。(粒子の熱運動および粒子間の衝突はすべて無視する。)特に磁力線方向に伝播する平面波について考えると、丁度電波と粒子流のサイクロトロン波との結合方程式をうる。ところで磁気プラズマ中では、電波のモードは電子のサイクロトロン角周波数を  $\omega_{He}$  とすると、 $\omega_{He} > \omega$  なる周波数では右廻り偏波のいわゆるホイスラーモードしか伝播出来ない。またプロトンのサイクロトロン角周波数を  $\omega_{Hp}$  として

$$\omega_{Hp} < \omega < \omega_{He}$$

の範囲の電波を考えると、結局粒子流との結合が重要になるのはプロトンが電波の位相速度より少し速く走った場合と、電子が電波と逆方向に走った場合に起る。後者は次節に述べることにして、前者すなわちプロトン波との結合方程式は  $n_0$  をホイスラーモードの屈折率、 $n_1$  をプロトンの slow cyclotron mode の屈折率とすると  $n \simeq n_0 \simeq n_1$  の付近では、

$$(n - n_0)(n - n_1) + X_p Y_p c / 2 n_1 U = 0 \quad (3)$$

と書くことが出来る。ここで  $n$  は結合モードの屈折率である。また  $X_p$ ,  $Y_p$  は

$$X_p = \omega_p^2 / \omega^2, \quad Y_p = \omega_{Hp} / \omega \quad (4)$$

を意味する。ただし  $\omega_p$  はビーム中のプロトンのプラズマ角周波数である。また  $n_0$ ,  $n_1$  は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} n_0 &= \sqrt{1 - X_p - \frac{X_a}{1 - Y_e}} \\ n_1 &= (1 + Y_p) c / U \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

ここで、 $X_a$  は(2)式で与えられたものを意味し、また  $c$  は光速を表わす。

(3)式から結合モードとして

$$n = \frac{1}{2}(n_0 + n_1) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(n_0 - n_1)^2 - X_p Y_p c / 2 n_1 U} \quad (6)$$

をうる。これは

$$(n_0 - n_1)^2 < 2 X_p Y_p c / n_1 U \quad (7)$$

の時に明らかに複素根となる。またその虚数部は

$$n_0 = n_1 \quad (8)$$

の時最大で、その時

$$\left. \begin{aligned} n &= n_1 \pm j\gamma \\ \gamma &= \sqrt{\frac{1}{2} X_p Y_p / (1 + Y_p)} \approx \sqrt{\frac{1}{2} X_p Y_p} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

となる。(8)式から虚数部の最大は次の条件の時になる。

$$V_{ph} = \frac{c}{n_0} = \frac{c}{n_1} = \frac{U}{1 + Y_p} < U \quad (10)$$

すなわち  $c/n_0 = V_{ph}$  は電波の位相速度であるから、プロトンの速度であるから、プロトンの速度  $U$  が  $V_{ph}$  より若干大きいとき虚数部最大になる。屈折率  $n$  の複素根（換言すれば伝播定数  $k$  の複素根）の意味するところが正あるいは負の増巾波であることは次のように理解出来る。

すなわち電波およびサイクロトロン波の結合を考えた場合、この系全体についてエネルギーの保存則が成立しなければならないが、その場合のエネルギー配分をみると Fig.1 の如くなる。今ある時刻  $t = t_0$ 、場所  $z = z_0$  における電波の電磁界  $E, H$  が Fig.1 (a) に示す如く夫々  $x, y$  方向に向き、そのポインティング・ベクトル  $S$  が  $z$  方向に向いているものとする。プロトン粒子はこの空間で  $Z$  軸方向に helical orbit をもって走っており、（静磁界  $B_0$  は  $Z$  方向にあるものとする。）その横方向の速度を  $u_{\perp}$  とする。今 粒子の  $Z$  方向の速度  $U_{\parallel}$  が電波の位相速度  $V_{ph}$  に対して (10) 式で与えられる関係、すなわちサイクロトロン共鳴の条件を満足するときには電波の電磁界ベクトルとプロトンの横方向速度  $u_{\perp}$  のベクトルが同期する。そこで今 Fig.1 (a) に示したように、 $u_{\perp}$  が  $E$  と逆方向を向く場合を考えると  $u_{\perp}$  は  $E$  により減速され電波にエネルギーを与える。このエネルギーの移動量の時間平均でエネルギーを規準化すると、ポインティングベクトルの大きさの変化  $\Delta S = 1$  となり、プロトンの横方向のエネルギーの変化  $\Delta \epsilon_{\perp}(u_{\perp}) = -1$  となる。一方 (b) 図の如く  $E' = u_{\perp} \times H$  なる電界が  $Z$  の負方向すなわち粒子の速度  $U_{\parallel}$  を減速する方向に加わり、それによるエネルギーの変化は計算によれば  $\Delta \epsilon(U_{\parallel}) = -(1 + Y_p)$  となる。ただし  $Y_p$  は  $\omega_{Hp}/\omega$  である。またこの力の反作用として (c) 図に示す如く粒子には横方向に  $E'' = U_{\parallel} \times H$  なる電界が  $u_{\perp}$  の方向に加わり横方向に加速される。そのエネルギーの変化  $\Delta \epsilon_2(u_{\perp})$  は明らかに  $(1 + Y_p)$  である。これを総合すると

$$\begin{aligned} \Delta \epsilon(u_{\perp}) &= \Delta \epsilon_1(u_{\perp}) + \Delta \epsilon_2(u_{\perp}) = -1 + 1 + Y_p = Y_p \\ \therefore \Delta S + \Delta \epsilon(u_{\perp}) &= 1 + Y_p = -\Delta \epsilon(U_{\parallel}) \end{aligned} \quad (11)$$

となる。しかるに  $u_{\perp}$  が  $Z$  方向に  $e^{k_0 r z}$  で増大するとした時の  $\epsilon(u_{\perp}) = \frac{1}{2} M u_{\perp}^2 N_p$  の変化  $\Delta \epsilon(u_{\perp})$  は  $Y_p$  となること\*、また電磁界  $E, H$  がやはり  $e^{k_0 r z}$  で増大するとした時のポイン

\* (  $M$  はプロトンの質量、 $N_p$  はプロトン流の数密度 )

ティングベクトルの変化  $\Delta S$  も 1 となることが証明出来るから、上式 (III) は結局電波も、プロトンのサイクロトロン波も Z 方向に  $e^{k_0 \gamma Z}$  で増大し、一方そのエネルギーは粒子の進行方向の速度  $U_{\parallel}$  の減少によって償われていることがわかる。(上記  $e^{k_0 \gamma Z}$  の  $k_0$  は真空中の伝播定数  $\omega/c$  であり、 $\gamma$  は (9) 式で与えられるものである。) これは正の増巾波といわれる。

一方 Fig. 1 (a) で  $u_{\perp}$  が E の方向を向いたプロトンについて考えると、上述と全く逆のことが云えて、電波とサイクロトロン波は減衰し、 $U_{\parallel}$  は増大

する。これは負の増巾波とも云われるものである。当然のことながら、この取扱いでは  $u_{\perp}$  は perturbation で小さな値であるから、 $u_{\perp}$  および電波が共に減衰する負増巾波のモードはすぐ消滅して正増巾波のみが残る。すなわち disturbance は増大する。

またこのことは Sturrock の判別法<sup>8)</sup>からは当然予想されたことである。Sturrock によれば、結合前の両モードの群速度が同方向の場合、結合してある周波数  $\omega$  で伝播定数  $k$  が複素数になれば真の増大波である。我々の場合はこれである。

なお結合にあずかる電波としてはプロトン自身が出すサイクロトロン輻射を考慮してもよくその時は結局 anomalous Doppler<sup>9)</sup> であってサイクロトロン輻射強度が Z の正方向に進むにつれて増大する。

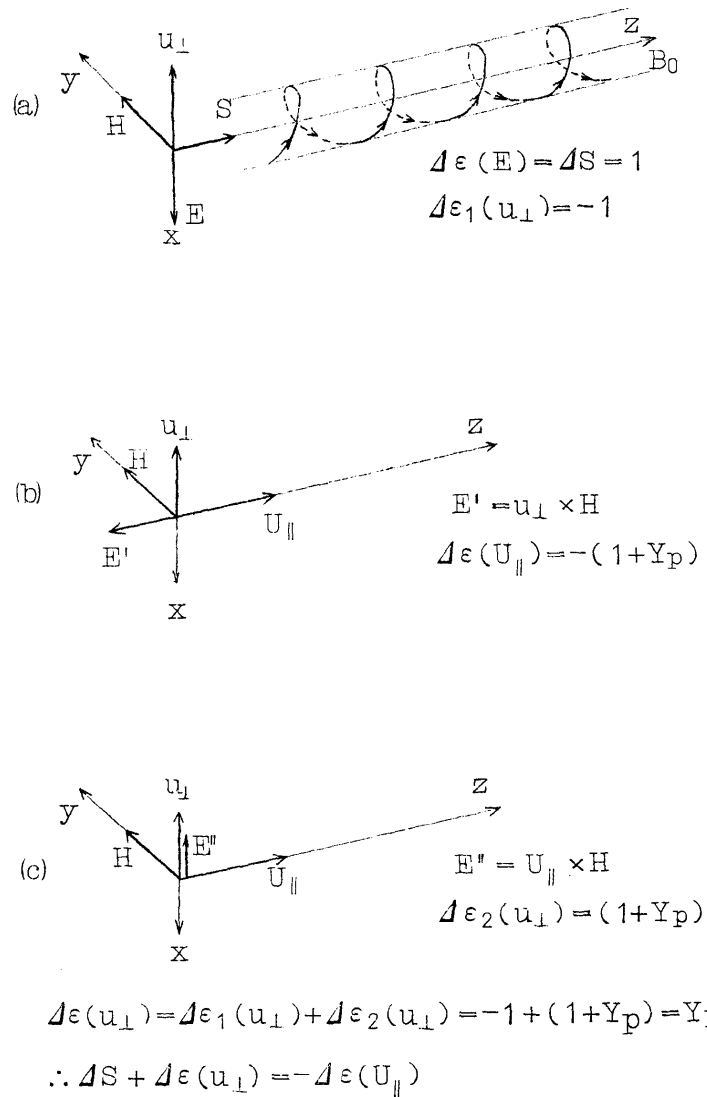


Fig. 1 プロトン流と電磁界のエネルギーのやりとり



## §§6-2. 電子サイクロトロン波との結合

§§6-1 の場合と同様にして電子流との横方向の結合の方程式を求めると、(この場合プロトンの効果は無視する)

$$(n-n_0)(n-n_2)(n+n_2) - X_e Y_e c/U_e = 0 \quad (12)$$

となる。ここで

$$n_2 = c(1 - Y_e)/U_e \quad (13)$$

で電子の fast cyclotron mode を表わす。また  $U_e$  は電子流の Z 方向 ( $B_0$  方向) の速度である。しかるに  $\omega < \omega_{He}$  であるから  $Y_e > 1$ 、故に  $U_e < 0$  の時のみ  $n_2 > 0$  となり(すなわち電子流が電波と逆方向に走る場合)、 $n \simeq n_0 \simeq n_2$  の付近で結合モードは

$$n = \frac{1}{2}(n_0 + n_2) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(n_0 - n_2)^2 - \frac{X_e Y_e}{2(Y_e - 1)}} \quad (14)$$

で与えられ

$$(n_0 - n_2)^2 < 2X_e Y_e / (Y_e - 1) \quad (15)$$

で複素根となる。また

$$n_0 = n_2 \quad (16)$$

の時虚数部は最大で、その時  $n$  は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} n &= n_2 \pm j\gamma \\ \gamma &= \sqrt{\frac{1}{2}X_e Y_e / (Y_e - 1)} \simeq \sqrt{\frac{1}{2}X_e} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

この複素根の意味するところを前節と同様考察してみよう。

Fig.1 と同様にして、(16)式が満足されるように走る電子流を考える。

$$V_{ph} = \frac{c}{n_0} = \frac{c}{n_2} = \frac{-U_e}{Y_e - 1} \quad (18)$$

または

$$U_e = -(Y_e - 1)V_{ph} \quad (19)$$

すなわち(19)式で与えられる速度  $U_e$  で Z の負方向に走る電子の横方向の速度ベクトルは、Z の正方向に進む電波の電磁界と同期する。今 Fig.2 に示すように電子の横方向速度  $u_{\perp}$  が  $E$  と逆方向にある場合を考えると、電子は横方向に加速され、 $\Delta \epsilon_1(u_{\perp}) = 1$  のエネルギーを得て、電波は1だけエネルギーを失う。一方  $E' = u_{\perp} \times H$  なる電界は -Z 方向すなわち  $U_e$  の

方向に働き  $U_e$  を減速する。それにより縦方向に  $(Y_e - 1)$  だけエネルギーを失い横方向に  $(Y_e - 1)$  を得る。結果として横方向には  $Y_e$  だけ得るから電子の横方向の回転速度は  $e^{k_0 \gamma^2 z}$  で増大し、そのエネルギーは電波と電子自身の  $U_e$  から供給されることになる。すなわち電波は  $e^{-k_0 \gamma^2 z}$  で減衰する。

一方  $u_{\perp}$  が  $E$  と同方向を向いている場合には、上述のことと逆の過程により電子の回転速度が減少して、電波の増大と  $U_e$  の増大を来たすことになる。このことから明らかに(17)式の複素根は、電波およびサイクロトロン波が同時に増大あるいは減少するようない

いわゆる結合モードを示しているのではなく、どちらか一方の増大、減衰を示すものである。しかし §§6-1 と同様に  $u_{\perp}$  は perturbation で小さいから当然  $u_{\perp}$  が増加して電波が減衰する場合しか残らない。これはモード的には evanescent と解釈すべきである。これはいわゆるサイクロトロン共鳴であり、横型のランダウ減衰に相当する。<sup>10), 11)</sup>

このことは前節の場合と同様に Sturrock の判別法から予想出来る。すなわち、この場合のごとく結合の前の各モードの群速度が異方向のとき(位相速度は同方向であっても)結合して  $k$  が実数の範囲で  $\omega$  が複素数となれば発振であり、 $\omega$  が実数で  $k$  が複素数ならば evanescent になる。我々の場合は実数の  $\omega$  に対して  $k$  が複素数となるから、evanescent であるはずである。

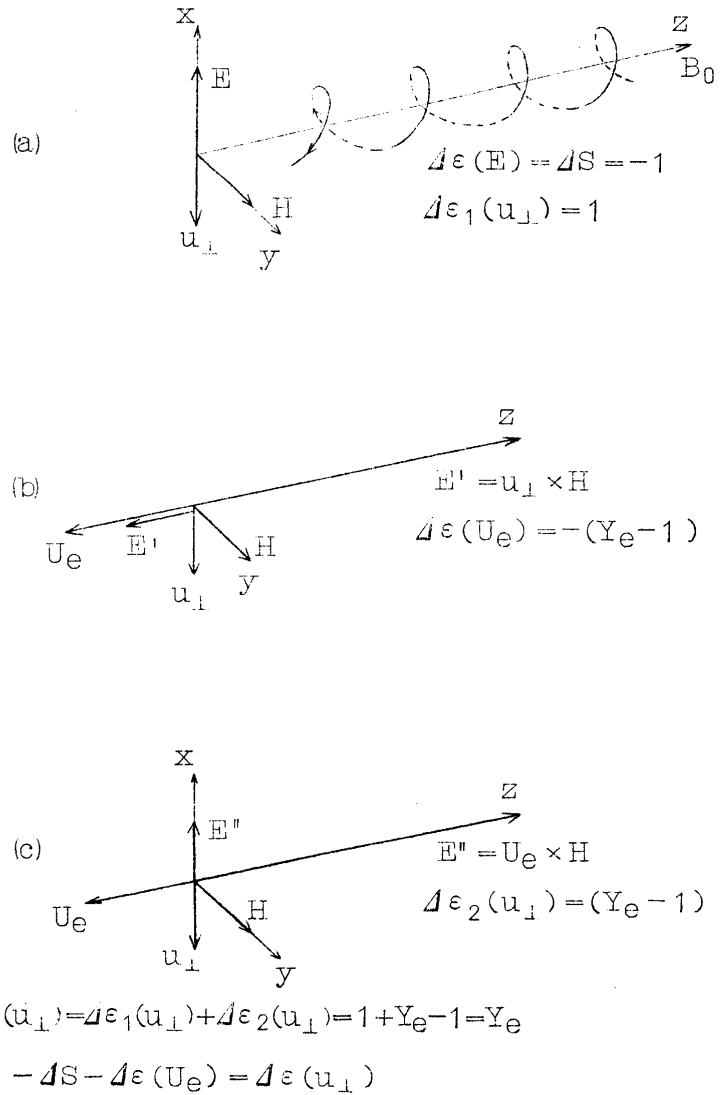


Fig. 2 電子流と電磁界のエネルギーのやりとり

## § 7. 荷電粒子流の VLF emissions に対する効果

§ 6 に述べたように粒子流の中のプロトンの効果はサイクロトロン共鳴によって電波の増巾に寄与するから § 3, 4 で述べたような雑音の適当な周波数のものを、あるレベルまで増巾すれば VLF emissions が出来るであろう。ところでプロトン流による増巾度  $\Gamma$  は結合の長さを  $\ell$  とすれば(9)式を用いて

$$\Gamma = e^{k_0 \gamma \ell} \quad (20)$$

で与えられる。また単位長当りの db 値で表わすと  $\Gamma^*$  (db/km) は周波数  $f$  の電波に対し

$$\Gamma^* = 6.33 \times 10^{-7} \sqrt{N_p f_{He}/f} \quad (21)$$

となる。ここで  $N_p$  は粒子流中のプロトン密度 ( $m^{-3}$ ) であり、 $f_{He}$  は電子のジャイロ周波数である。(21)式から、例えば  $f_{He}/f = 10^2$ ,  $N_p = 10^7 m^{-3}$  とすれば  $\Gamma^* = 2 \times 10^{-2}$  db/km となるから 1,000 km の結合で 20db となる。この程度の増巾度が得られれば、先述の  $10^{-15} Wm^{-2} (c/s)^{-1}$  程度の雑音源があれば観測された VLF emissions のレベルを説明出来る。また増巾される周波数は(8)または(10)式の条件により定まり、外気圏における電子密度の高さ分布を考慮すると VLF emissions の周波数対時間の特性をうまく説明することも出来る。

一方電子流の効果は §§6-2 で述べた如く電子の横方向の速度  $u_{\perp}$  が小さければ電波は減衰し、その減衰率  $A$  は結合の長さを  $\ell$  とし(17)の  $\gamma$  を開いて

$$A = e^{-k_0 \gamma \ell}$$

の如く表わされる。また単位長あたりの減衰 (db) は  $A^*$  (db/km) と書くと

$$A^* = 5.8 \times 10^{-8} \sqrt{N_e}$$

となる。 $N_e$  は電子流の電子密度 ( $m^{-3}$ ) である。例えば  $N_e = 10^7 m^{-3}$  とすれば、 $A^* = 18.4 \times 10^{-2}$  db/km となり 100 km で約 20db 減衰することがわかる。従って電子流の効果はこの意味で VLF emissions の強度を減ずる働きとなる。

## § 8. 結 論

VLF emissions の発生機構として考えられるものに次の3つが考えられる。

- (1) 地球から遠ざかる電子の出すサイクロトロン輻射； これは観測された VLF emissions の最大強度を説明するには不十分であり、しかも §7 で述べたようにサイクロトロン輻射された電波は、電子流によって再び吸収される可能性があり、ますます不都合さが増すであろう。しかし弱い VLF emissions としては地表で観測されることもありうる。

(2) 電子流との縦型結合による雑音の増巾； これは直接的には起りえない。しかしある周波数の電波があればその周波数の電子の space charge wave を励起し、その wave が空間的に build up するから別に境界とか、プラズマの不均一を考慮に入れると電波に変換され VLF emissions として地表で観測されることはありうる。

(3) プロトン・サイクロトロン波との横型結合による雑音の増巾； この機構のエネルギー源は地表の空電であり、荷電粒子流中のプロトンとサイクロトロン共鳴によって両波が増巾されるもので、強度的にも上記二者に比べ最も大きく VLF emissions の機構として妥当であろう。

上に要約したように外気圏中で可能な電波の発生および増巾機構をすべて検討してみた。最後に常々御指導いただいている前田憲一教授に深謝すると共に有益な議論、御批判をいただいた大林辰蔵教授、東大生産技術研究所齊藤成文教授、電気通信研究所角正雄氏、名古屋大学プラズマ研究所寺島由之介氏に感謝の意を表す。

## References

- 1) R.A. Helliwell and D.L. Carpenter; Prepared under NSF Grant IGY 6.10/20, March 20, 1961, Stanford Electronics Laboratories.
- 2) S. Yoshida and T. Hatanaka; J. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. A-11 Int. Conf. on Cosmic Rays and the Earth storm. 11 (1962), 78.
- 3) R.L. Dowden; J. Geophys. Res. 67 (1962), 1745.
- 4) I. Kimura; Rep. Ionos. Space Res. Japan 15 (1961), 171.
- 5) K. Maeda and I. Kimura; Space Research 11, in Press.
- 6) R.M. Gallet; Proc. IRE, 47 (1959), 221.
- 7) M. Sumi; J. Phys. Soc. Japan, 14 (1959), 653.
- 8) P.A. Sturrock; Phys. Rev. 112 (1958), 1488.
- 9) V.L. Ginzburg; Sov. Phys. USPEKHI 2 (1960), 874.
- 10) H.B. Liemohn and F.L. Scarf; J. Geophys. Res. 67 (1962), 1785.
- 11) D.A. Tidman and R.K. Jaggi; ibid (1962), 2215.

## B 太陽近傍の現象

### 太陽宇宙線と惑星間空間

大 林 辰 蔵 (京大工)

太陽爆発に伴って発生する電磁波や微粒子群は、惑星間空間に存在するプラズマおよび磁場をくぐりぬけて地球にやってくる。したがって飛来するこれらの波や粒子は、われわれが惑星間空間の状態を知ろうとする場合の重要な手掛りとなる。なかでも太陽微粒子の輻射は非常に広いエネルギー範囲にわたる高速粒子群と、磁気雲と呼ばれる帯磁したプラズマ流がある。前者は太陽宇宙線と呼ばれ、1940年代にはじめて太陽爆発と同時に地上の宇宙線強度が急増することが発見された。しかしその発生はきわめて稀で過去20年間に8個の異常増加があるにすぎない。エネルギーが1 Bev 程度以下の小増加は地上の宇宙線観測では検出が困難であるが、過去5年間にほぼ同数程度の増加が確認されている。このほか統計的にも太陽電波バーストのうちシンクロトロン輻射を伴うような大爆発では、わずかながら宇宙線強度が増大することがわかってきた。Sub-Cosmic Ray 領域の粒子については、それが地上に到達し得ないため、電離層の観測、気球、ロケットなどによる測定によってはじめて発見されたもので、最近の IQY (1957-1958) になって漸く確立されたと云ってよい。この太陽粒子のエネルギースペクトルは1~1000 Mev にわたり、Sub-Solar Cosmic Rays あるいは Solar Proton Event と呼ばれ、1957~1960年の間に約68件も観測されている。この粒子は極冠帯の上層大気に侵入し、異常電離や特殊なオーロラを起すことによって Polar-Cap Absorption, Polar-Cap Blackout, Polar-Cap Glow などとして知られている。

磁気雲は速度  $1000 \text{ km/s}$  程度の低エネルギー太陽プラズマで惑星間空間を伝わる津波にたとえられる。地球上で磁気嵐を起す原因として半世紀もまえから論議されてきたものである。磁気雲の粒子密度は恐らく  $10 \sim 100 \text{ 個/cm}^3$  ぐらいで、太陽宇宙線の密度にくらべてはるかに大きく磁場の強さも  $10 \sim 50 \gamma$  程度のものが観測されている。

さて、これらの太陽粒子流は惑星間空間を通過して地球近傍に到来し、超高層や電離層内の諸現象として観測されるわけで、それらの空間的分布や時間変動を測定することによって太陽から放出される粒子の性質のみならず、惑星間空間内の状態をも知ろうとするわけである。ここでは主として Sub-Cosmic Ray エネルギーの太陽宇宙線の問題を中心として種々の観測および研究を総合して取りまとめた結果について記述する。

## 1. Solar Proton Events (PCA)

太陽爆発に伴って高速の微粒子が放出される。そのエネルギーは  $10^{10}$  eV から  $10^6$  eV 程度のもので広いスペクトル帯にわたっており、時々刻々の空間の状態により観測されるスペクトルや時間変動も異なる。これを検出する観測方法も地上の Neutron Monitor, 気球, ロケット, 電離層観測, オーロラとさまざまで、Event として認められる Threshold のエネルギーやフラックス強度もそれぞれ異なっている。したがってこれらを相互に比較しながら議論をする場合には注意を要することで、ここではそのため一応のよりどころとして各種観測方法による Threshold のエネルギー、最小検出可能強度などを第1表に示してある。これらの観測によって得られる Event の頻度は黒点周期を通じて年平均として異常増加が 0.5/年、小増加が 1/年、PCA が 10/年 程度のものである。

太陽宇宙線を放出する爆発の最も著しい特徴は、太陽電波バーストとしてマイクロ波からメーター波にかけての Type IV アウト・バーストを伴うことである(羽倉、郷、1959; 高倉1962) 事実 1957年7月から1960年12月まで62個のEventsのうち50個(80%)はType IVの電波放射が認められている(大林1962)。これは磁場内の高速電子によるシンクロトロン放射と考えられており、高エネルギー陽子の放出と密接に関連していることが想像される。

太陽宇宙線粒子は爆発後数分乃至数時間で地球に到達し、極冠帯の上層大気を電離する。これは地磁気緯度  $65^\circ$  付近から極にわたる全域に侵入するもので電離される大気の高さはエネルギーによって異なるが 30~100 km の範囲におよんでいる。磁気嵐および宇宙線嵐 (Forbush

Table .1 Threshold of Solar Cosmic Rays

Observation	Energy(Mev)	Flux( $\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{ster}^{-1}$ )	Remark
Neutron Monitor (ground)	1000	0.01	Cosmic Ray
Balloon (10 gr/cm <sup>2</sup> )	100	0.2	Sub-Cosmic Ray
Rocket + Satellite (Exp1. VI)	Variable (30)	0.2	Sub-Cosmic Ray "
(Exp1. XII)	10~600	0.2	"
VHF Scatter (30 Mc/s)	30	10	Polar Cap Aasorption
Riometer (30 Mc/s)	10	10	Polar Cap Absorption
Ionosonde (2-5 Mc/s)	1~10	10	Polar Cap Black-out
Auroral Glow (3914 Å)	~1	$10^2$	Polar Cap Glow

Decrease) は普通爆発後 1~2 日に始まり、太陽宇宙線の変動もこれと共に激しくなることが知られている。侵入する粒子のエネルギーは一般的に云って早く到来するものほど高く、例えば高エネルギー粒子による宇宙線異常増加はそのタイム・スケールが数時間程度のものが多いのに比較して、エネルギーがやゝ低いと思われる PCA は 1~2 日位続くことが明らかにされている。しかし、飛来した粒子は太陽から真直に地球にやってきたものでないことは次のような理由から明白である。すなわち、エネルギーが 1000~100 Mev の粒子は太陽地球間を 10~30 分で飛行しうるはずであるが、実際には大部分の高速粒子は爆発の終わったあと数時間、ときには数日間も地球上に到着しつつあること、また粒子の侵入方向が太陽の方向と一致せず、むしろ等方的である事実などが挙げられる。したがって太陽宇宙線の伝播を考えるときは当然太陽は近あるいは惑星間空間内での Storage ないしは拡散的な機構を考える必要があり、このことから惑星間空間に存在する磁場が重要な役割を果すであろうという事情が推察できる。

## 2. PCA の時間変動(変化型)

太陽宇宙線の伝播を知るためには種々のエネルギー領域における時間的な変動を見ることが重要である。Neutron モニターによる太陽宇宙線増加の研究はすでに多くの人々によってなされており、とくに 1959~1960 年に起った数例について McCracken (1962) および Carmichael (1962) の詳しい報告がある。PCA に関しては大林、羽倉(1960)、新野(1961)、大林(1962)、Leinbach(1962) がいろいろと検討を加え、とくにその到来時間、最大時間、磁気嵐との関係について研究がなされている。気球、ロケットによる研究も最近活発で Winckler(1962)、吉田他(1962) がある。ここでは統計的にも検討することができる PCA を中心にして、その時間変動の型についての分類から述べる(第 2, 3 表)。

極冠帯における PCA の強度は到来する太陽宇宙線フラックスにほぼ比例するが、その時間変化の型は大別して Single 型と Complex 型に分けられる(大林 1962)。Single 型とはフレアー、PCA 及び磁気嵐と一連の事象が孤立して起るもので、これに対して Complex 型は一連のフレアー、PCA、磁気嵐の期間中に別のフレアーによる磁気嵐や PCA が明らかに混入する場合で、したがって PCA の時間変化は非常に複雑なものとなる。

Single 型はこれを更に Fast Type, Slow Type および対応するフレアーが判然としないうものに分ける(新野 1961、小玉 1962)。この分類は主として PCA の開始時間(フレアーと PCA 開始の時間差)、 $\Delta T_{st}$  によるもので、PCA の最大になるまでの時間、 $\Delta T_{max}$



Table.2 Unusual Increase of Solar Cosmic Rays (E<sub>max</sub>~10 Bev)

year	Solar Flare				CR Increase			Remark
	Mon.	Date	h m	Position	$\Delta T_{st}$	$\Delta T_{max}$	$\Delta I_{max}$	
					min	hr	%	
1942	Feb.	28	1107	14N 00E	(25)	2	(15)	Dorman
1942	Mar.	7	0407	- -	(30)	1.5	(38)	"
1946	July.	25	1620	29N 15E	40	3	(22)	"
1949	Nov.	19	1029	02S 70W	15	0.5	(42)	"
1956	Feb.	23	0332	23N 74W	11	0.4	2000	"
1960	May.	4	1015	12N 90W	14	0.4	280	Mc Cracken
1960	Nov.	12	1325	26N 04W	20	(2.5)	120	"
1960	Nov.	15	0217	26N 33W	21	0.7	80	"

Table.3 Small Increase of Solar Cosmic Rays (E<sub>max</sub>~1 Bev)

year	Solar Flare				CR Increase			Remark
	Mon.	Date	h m	Position	$\Delta T_{st}$	$\Delta T_{max}$	$\Delta I_{max}$	
					min	hr	%	
1956	Aug.	31	1228	18N 12E	-	0.3	2	Mc Cracken
1957	Sept.	2	1313	35S 36W	-	(2)	2	Kodama
1957	Sept.	21	1330	10N 08W	-	(2)	2	"
1959	July.	16	2118	11N 30W	(180)	15	10	"
1960	Sept.	3	0037	20N 87E	(180)	6	4	"
1960	Nov.	20	2022	28N 109W	32	1.5	5	Carmichael
1961	July.	18	0938	08S 60W	42	2	15	"
1961	July.	20	1552	06S 90W	18	0.5	4	"
Statistical small increase associated with Solar radio outburst of type IV						10~20	0.5	Yoshida

Sept 22 1957  
 May 14 1959  
 Kodama

も考慮に入れると  $\Delta T_{max} \approx 20$  時間を境にして、これより早く最大になるもの F と、それよりも遅く、むしろ磁気嵐の開始頃に最大になる  $F^*$  に分けられる。これは Leinbach (1962) の分類による Pre-SC Max 型と SC Max 型に対応する。Slow Type はフレアーの発生から 10 時間以上もたってはじめて PCA として認められるもので Long Delayed PCA (大林 1962) とも呼ばれる。この判定としては PCA としての Threshold が問題となるので、むしろ Complex 型に入れるべきものも含まれている可能性もある。対応するフレアーが明確でない Event, X type は大きなフレアーが太陽表面には見られない例であって、恐らく太陽裏側の爆発によると見なされる。1960 年 11 月 20 日に起った宇宙線小増加の例は Limb フレアー (推定位置  $109^\circ W$ ) として観測がなされているので一応 F type としてあるが、これは明らかに太陽裏側 (Far-Side) のフレアーによるものである。

Complex 型の特徴はフレアーの発生時に、先行する別の磁気嵐雲がすでに惑星間空間 (太陽 - 地球間) に存在している場合が多く、放出された粒子がその先行する磁気雲に捕捉されたと考えられるようなもの (T type)、磁気嵐の到来後急激に粒子密度が減少するもの (C type) などがある。第 4 表はこれらの分類を 1957 年 7 月 ~ 1960 年 12 月までの事例によって示したものであり、このうちの典型的な PCA の時間変化を Riometer の観測例 (Leinbach, 1962) から収録して第 1 図に掲げた。

以上挙げた PCA の型の相違の原因は太陽フレアーによる放出粒子のエネルギー・スペクトルの差異、途中の惑星間空間での Modulation によることなどが考えられるが、各型を詳しく比較することにより可成りはっきりした性質がわかることを次に示そう。

(i)  $\Delta T_{st}$  の太陽経度による相違

F,  $F^*$  および S type についてその  $\Delta T_{st}$  をフレアーの発生場所 (Longitude) にしたがって並べると第 2 図に示すようになる。すなわち F type のものはほとんどが 3 時間以内の時間差で地球に到来し、しかも太陽西側のものほど早くなっている。 $F^*$  type は 1 ~ 10 時間のおくれで、F type と同様、西側のものが東側に起ったものよりもはるかに早く到達することがわかる。また F type は  $F^*$  type に比して西側に断然多いことが注意されるが、これらのことは既に大林、羽倉 (1960) をはじめ幾多の研究者によって確認されている。S type の東西効果は事例が少ないためはっきりしないが、F type のように両側で早くなる傾向をもっている。しかし新野 (1961) が指適しているようにこの型はむしろ  $\Delta T_{st}$  が磁気嵐の時間差  $\Delta T_{mag}$  と非常によい相関をもち磁気雲の飛来と深い関係にあることが知られている。

Table.4 Polar Cap Absorption Events

a) Single Type

	$\Delta T_{st}$	$\Delta T_{max}$	No.
i) Fast Type PCA (F)	< 10hr	< 20hr	22
(F*)	< 10	> 20	19
ii) Slow Type PCA (S)	> 10	> 20	6

year	Solar Flare				PCA			Mag.
	Mon.	Date	h m	Position	$\Delta T_{st}$	$\Delta T_{max}$	Imp.	$\Delta T_{mag}$ .
1957	Aug.	28	0913	30S 35E	20h	38h	II	34h
1957	Sept.	11	0245	17N 05E	24	48	II	46
1957	Oct.	20	1637	25S 45W	12	30	III	30
1958	Feb.	09	2108	13S 14W	10	28	II	28
1958	Mar.	23	0950	14S 77E	40	60	II+	54
1958	Aug.	20	0042	16N 18E	38	50	I	49
1960	(Jan.	11	2040	23N 05E	40	48	(I)	46)

iii) No plausible flare identified (X)

2

year	PCA					Remark
	Mon.	Date	h m	$\Delta T_{max}$	Imp	
1958	Apr.	10	06..	15h	II	Flare 0052, 25N 63W Imp I
1958	Sept.	22	14..	30	II	" 0741 17S 42W Imp II

b) Complex Type PCA (T and C)

13

Solar proton flux is likely modulated by the pre-existing magnetic plasma clouds.

(ii) PCA の強度および磁気嵐の関係

第5表は PCA をその伝播型によって、強度、西側フレアーの偏り、随伴する磁気嵐、宇宙線嵐などの大きさを統計的に調べた結果をまとめたもので、F type へのみ太陽西側のフレアーによる例が卓越すること、また PCA の大きさは F type が平均して最も小さく、F\*, S, Complex 型が大きい。磁気嵐、宇宙線嵐もほぼ同様に F type は比較的規模が小さい。Leinbach (1962) は Pre-SC Max 型および SC Max 型に分けてこれと同様の結論を得ている。

Table.5 Type of PCA Time Variations

	F	F*	S	X	Compl.	Total
Number	22	19	6	2	13	62
West-side	19	8	2	-	6	35
mean Imp. of PCA	II <sub>+</sub>	III <sub>-</sub>	III	(II)	III <sub>+</sub>	
mean $\Sigma Kp$ (mag. storm)	38	42	43	-	45	
mean $\Delta I$ (CR storm)	5.5	6.0	6.7	-	7.8	

1957 Jnly - 1960 Dec.

## (iii) 磁気雲と PCA の相互作用

フレアーに伴なって噴出する磁気雲は、おそらくその中に 1Mev あるいはそれ以下のエネルギーの粒子を捕獲しながら地球にやってくる事が考えられる。F\* あるいは S type はそのような機構によってのみ説明出来る。また太陽宇宙線が放出された時に、すでに別の磁気嵐が地球に向って先行中であれば、その雲がある種の barrier となって宇宙線粒子はその中にトラップされ、磁気雲の到着 (SC) をまっではじめて粒子密度が急増する結果となる。第1図に示した5月6~8日、1960年の例は先行する2つの磁気雲があった場合でそれぞれによって粒子がトラップされていること、また宇宙線を放出したフレアーから出た磁気雲もその中に可成りの数の粒子をトラップしていたことがうかがわれる。このほか磁気雲によって惑星間空間に存在する太陽宇宙線が Sweeping-out され、SC のあとでそのような粒子密度が急に減少する例などもいくつか観測されている (大林 1962)。

これらの事実は太陽から飛来する高速粒子が途中の惑星間空間、ことに惑星間の磁場や磁気雲によって Modulate されたものであることを示している。これらを説明するために、すでに多くの惑星間磁場のモデルが考えられているが、それらの主要な点は太陽西側から地球に向ってのび出しているようなスパイラル磁場と、それに重畳した不規則磁場および太陽爆発に伴う磁気雲の存在といったものを含めた惑星間磁場であり、このことは後でもう少し詳しく説明しよう。

## 3. PCA の時間変動 (粒子エネルギーによる相違)

上述の議論は PCA の時間変化型をみたのであるが、まえに注意したようにわれわれが観測

する PCA は非常に広いエネルギー領域の粒子に影響されるわけで、侵入する粒子のエネルギーの相違によって時間変動や磁気嵐との相互作用などが当然異なってくる。そのことをもう少し明確に把握するためには異なったエネルギー領域で測られたものを比較してみる必要がある。ここでは人工衛星で測定したもの、気球によるものなどを電離層の吸収による資料と同時に検討して調べてみることにする。

第3図は2個の Single 型と1個の Complex 型の例を示したもので、9月28日～10月2日、1961年の Event (Bryant et al, 1962) では高エネルギー領域 ( $> 100$  Mev) は非常に短いタイム・スケールで変化が起きているのに対して、これより低エネルギー領域では粒子密度が最大になる時刻が順次おくれ、しかも磁気嵐の発生 (SC) と前後して粒子密度の急増加が現われる。これは高エネルギー粒子は SC 後にむしろ減少し、いわゆる Forbush Decrease と類似の現象を起しているのと対称的で、低エネルギー粒子の一部は磁気嵐に捉えられながら、ゆっくり地球に到着することにはかならない。また Riometer で測られる PCA 粒子は大部分が 30 Mev 以下のものであることがこれからも推察される。6月1～4日、1960年の例は非常に弱い PCA Event であるが、この場合も上述と同様で 30 Mev 以上の粒子は比較的早く地球に到来する。Ionosonde で検出される SC 以後の電離増加はおそらく 1 Mev 程度の粒子によるものであろう。

4月28日～30日、1960年の Complex Events では28日に起ったフレアーによる PCA と29日のフレアーによるものの相異が著しい。前者は先行する磁気嵐が地球を通過した数時間後にフレアーが起ったもので、典型的な F type の変化を示しているのに対し、29日のフレアーによる PCA は非常にゆっくりと増加し、28日のフレアーによる磁気嵐 (SC<sub>1</sub>) が地球に到達後に最大となる。29日のフレアーによる磁気嵐 (SC<sub>2</sub>) が地球を通過すると共に PCA は急激に回復し、その後半日程度でもとにもどっている。これは明らかに29日のフレアー (F<sub>1</sub>) から出た太陽宇宙線粒子が SC<sub>1</sub> の磁気嵐にトラップされた結果であると推定され、また SC<sub>2</sub> によって Sweeping-out Action が起ったことを示している。エクスペローラー VII で捉えられた 30 Mev 以上の粒子密度の変化と比較してわかることは30日の PCA の異常増加は相当の低エネルギー粒子であったことが考えられ、このような粒子が存在する磁気嵐によってより影響をうけやすいことは容易に了解される。

#### 4. 太陽宇宙線の伝播と惑星間磁場

PCA の時間変化の型として Single 型および Complex 型が明らかとなったが、それらに

対応する惑星間磁場のモデルを第4図に示す。a) 図は太陽爆発によって放出された磁気雲が太陽—地球間に存在している場合で、このような状況下に発生した太陽宇宙線は Complex 型の時間変化を示す。b) 図は磁気雲がすでに地球を通過し、それによって引き出された Remnant の磁場が残っている場合で、太陽の回転によって西側へまわり込んだような型になっている。この磁場は Single 型の時間変化を示すものに対応する(大林 1962)、もちろんこれらの磁場は可成り理想化された状態で描かれており、0.1 ~ 0.01 A.U. 程度のスケールの不規則な磁場がこれに重畳していると思われる(McCracken 1962)。

このような磁場モデルをもとにして前述の太陽粒子密度の時間変化の様相を描いたのが第5図である。ここでは1 ~ 1000 Mev にわたる種々のエネルギー粒子の強度変化を磁気雲の伝播時間を一種のタイム・スケールとして示してある。

Single 型についてみると、高エネルギー粒子ほどはやく粒子が到来し、したがってタイム・スケールも短い。低エネルギー粒子になるほど密度の最大はあとにずれ、10 Mev 程度ではほぼ磁気雲の到来と一致する。また低エネルギーの粒子ほど磁気雲にトラップされたための変化が著しくなり、これは高エネルギーではSCの直後からその粒子密度が減少するのと対称的である。ここに示した時間変化はフレヤーの発生位置によって多少の相違がでてくる。それは惑星間磁場の曲り方に起因するもので、西側のフレヤーでは高いエネルギーの粒子が相対的に地球に到達しやすく、したがって変化のタイム・スケールもより短くなる。同じような理由から磁気雲が地球を通過した直後に起ったフレヤーについてもタイム・スケールは短い。これに対して太陽の中央付近で発生したものはその強度、タイム・スケールともに大きいことが知られている。

Complex 型はフレヤーとSCの間に他のフレヤーによるSC' が介在した場合であるが図示したようにSC' による Trapping のエネルギーによる相違、またSCによる Sweep-out (高エネルギー側) と Trapping (低エネルギー側) の様子により実際に PCA あるいは PCB として観測される時間変動は複雑なものになる。参考のためにわれわれが Sub-Cosmic Ray Increase, PCA, PCB, PCG などとして観測されるエネルギー範囲を図の右端に示してある。

過去数年間にわたり観測された PCA や PCB の大部分はここに示したような基本的な時間変化のパターンの組合せによって一応説明ができる。これらのパターンを如何にして定量的に取り扱うかが将来に残された問題であろう。以下結言においてこれらのことをまとめて考えることにする。

## 5. 結 言

太陽粒子の伝播が惑星間空間で Modulation をうける場合、次の諸点が最も基本的なものとなる。

i) 太陽宇宙線の大部分は太陽・地球間を直進するものでなく存在する惑星間空間の不規則磁場によって散乱される。したがって伝播は粒子の拡散 (Diffusion) として取扱うことができる。不規則磁場の大きさは 0.04 A.U. 程度で磁場の強さは  $10^{-5}$  ガウス程度である。

この場合粒子相互間の衝突はほとんど無視されるので、粒子の等価的な自由行程はほぼ不規則磁場による Larmor 半径  $r_H = \frac{mV}{eB}$  に等しいと考えるよい。このような理由から不規則磁場によって最も散乱をうける粒子は 1000 Mev 程度の粒子である。

ii) 不規則磁場とほぼ同程度の規則的な磁場があり、太陽赤道面方向に伸びだしている。この磁場は太陽の回転によって西側にまわりこんでおり地球付近での傾斜角は  $\pi/4$  程度であろう (McCracken 1962)。したがって前述の拡散は Anisotropic なものとなる。太陽から放出された粒子はこの磁力線に沿ってとび、地球付近まで来れば非常によく Collimate される。太陽宇宙線による圧力  $nmV^2$  は磁場の圧力に比して小さいため粒子の運動は本質的には磁場に支配される。この条件が破れるのは 1~10 Mev 以下の粒子群に対してであろう ( $B \sim 10^{-4}$  ガウス、 $n(>1 \text{ Mev}) \simeq 10^{-4}/\text{cm}^3$ )。

iii) 爆発に伴って放出される磁気雲は  $10^{-3} \sim 10^{-4}$  ガウス程度の磁場をもち、これは太陽・地球間を  $1000 \text{ km/s}$  の速さで直進する。したがって磁気嵐、宇宙線嵐などは太陽の中央子午線付近で起ったものが大きい嵐となる。この磁気雲は太陽宇宙線に対しては Magnetic Barrier として働く。その厚さを D とすると粒子がこれを通りぬけるに要する時間は  $t = \frac{eBD^2}{E}$  で与えられ、 $B = 10^{-4}$  ガウス  $D = 0.1$  A.U. として 10~100 Mev の粒子に対して 50~5 時間となる。したがって低エネルギーの粒子ほど磁気雲は強く作用するわけであるが、そのような粒子群は密度も大きくなるからプラズマとして働き磁場をつき破って出てくることになる。前述の条件と考えあわせて、その限界は 1 Mev 程度の粒子にあらうと思われる。

iv) 不規則磁場内での粒子の拡散は次のような式で近似的に与えられる。すなわち Source において

$$\int_E^\infty n(E) dE \sim E^{-\gamma}$$

のスペクトルをもった粒子が放出されたとき距離 R の地点でも時刻に観測されるフラックス

の微分スペクトルは

$$j(E) \sim E_0^{-(\gamma+1/2)} \left(\frac{E_0}{E}\right)^{\gamma+2} \exp\left(-\frac{E_0}{E}\right)$$

ここに  $E_0 = \frac{3eBR^2}{4t}$  ,  $E_{\max} = E_0/\gamma+2$

従って積分スペクトルは

$$J(>E) \sim E_0^{\frac{1}{2}-\gamma} \gamma! \left[1 - \exp\left(-\frac{E_0}{E}\right) \sum_{m=0}^{\gamma} \frac{1}{m!} \left(\frac{E_0}{E}\right)^m \right]$$

である。  $R = 1.5 \times 10^{13}$  cm,  $B \sim 10^{-5}$  ガウス,  $\gamma = 3$  として描いたスペクトルが第6図である。これにはいくつかの観測された値も併記してあるが、ほぼ実際に近いものを与えていると考えられる。



参 考 文 献

- D.A.Bryant, T.L.Cline, U.D.Desai, and F.B.McDonald  
Preprint NASA-Goddard X-611-62-126 (1962).
- H.Carmichael  
Proc. Int. Conf. Cosmic Ray and Earth Storm  
(PCRES) II (1962) 337.
- Y.Hakura and T.Goh,  
J. Rad. Res. Japan 6 (1959), 645.
- M.Kodama  
PCRES II (1962) 594.
- H.Leinbach  
Sci. Rep. Geophys. Inst. Univ. Alaska  
UAG-R (1962), 129.
- K.McCracken  
J.Geophys. Res., 67 (1962), 447-458.
- T.Obayashi  
J.Geophys., 67 (1962), 1717-1730.
- T.Obayashi and Y.Hakura, J.Geophys. Res., 65 (1960, 3131, 3143.
- K.Sinno  
J.Radio Res. Japan, 8 (1961), 17.
- T.Takakura  
PCRES II (1962) 243.
- J.R.Winckler  
PCRES II (1962) 353.
- S.Yoshida et al  
Cospar Symposium III.(1962) in press.

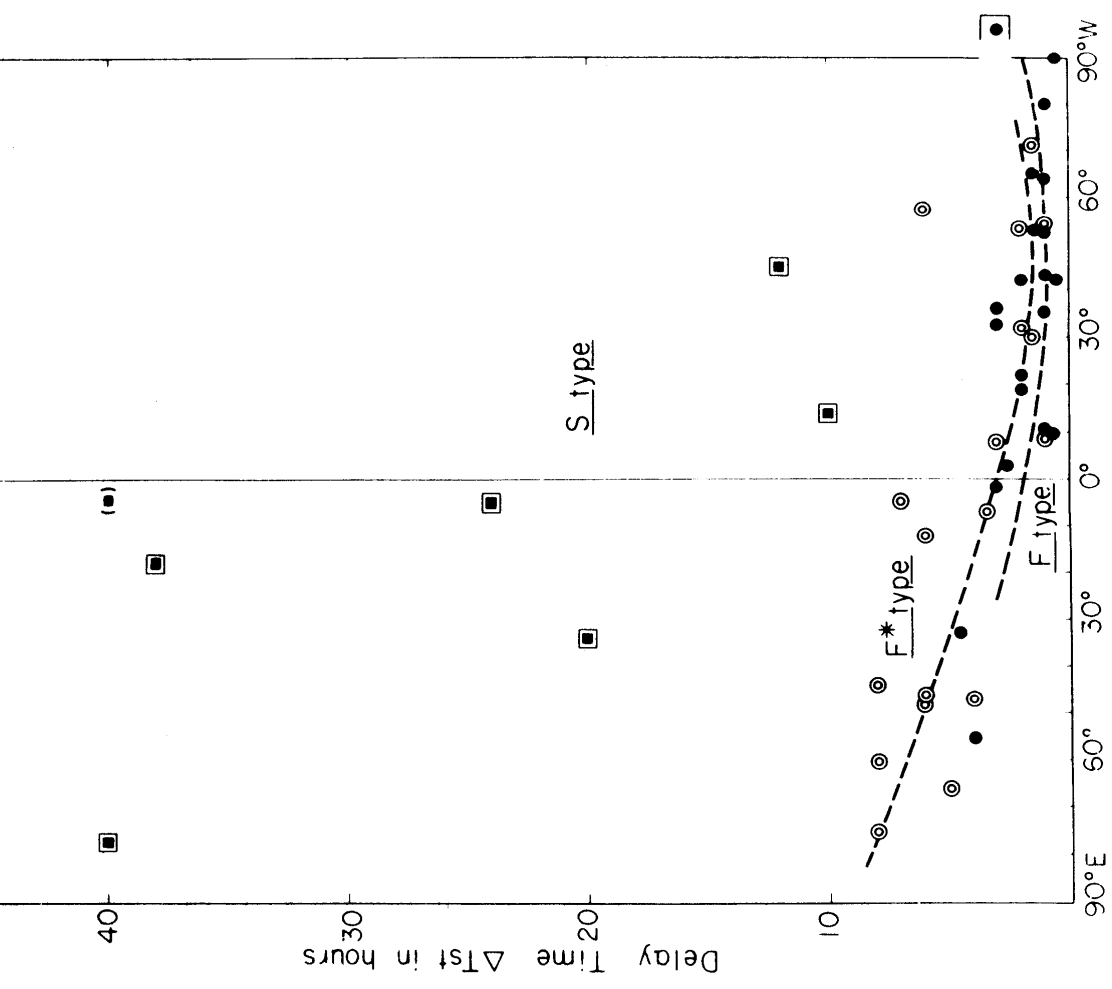


Fig 2 Delay time of the onset of PCA

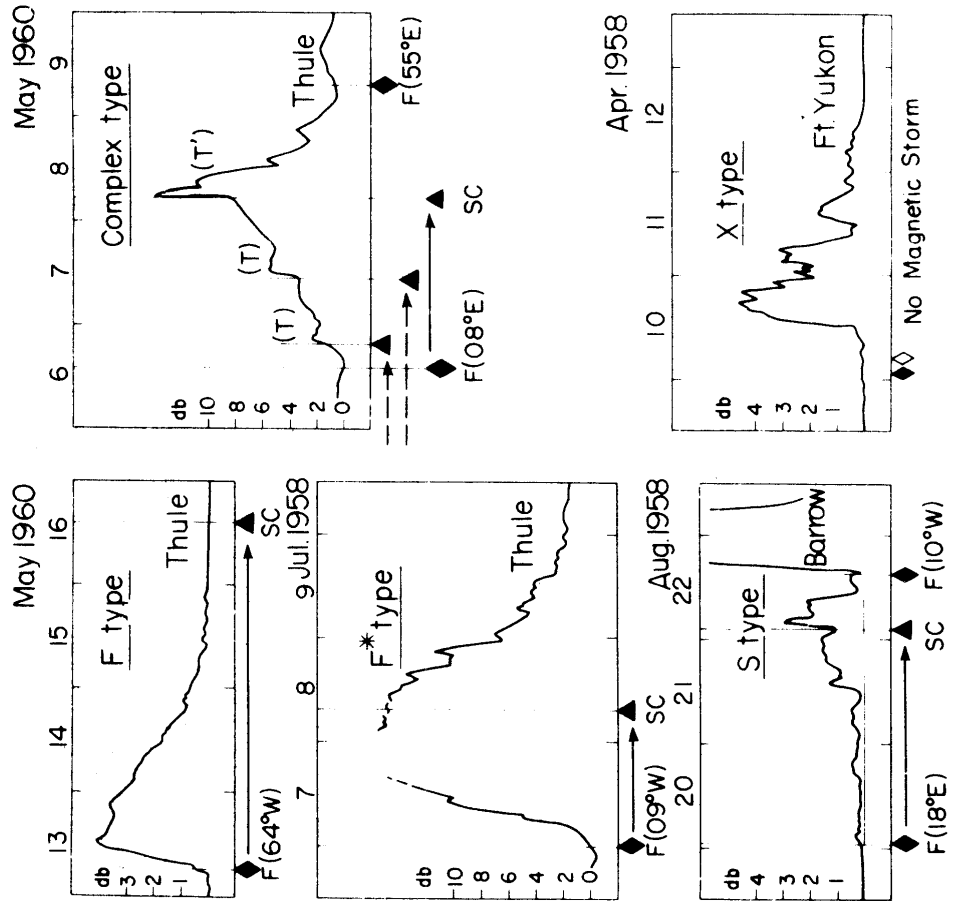


Fig 1 Time variations of PCA (selected from Leinbach, 1962)

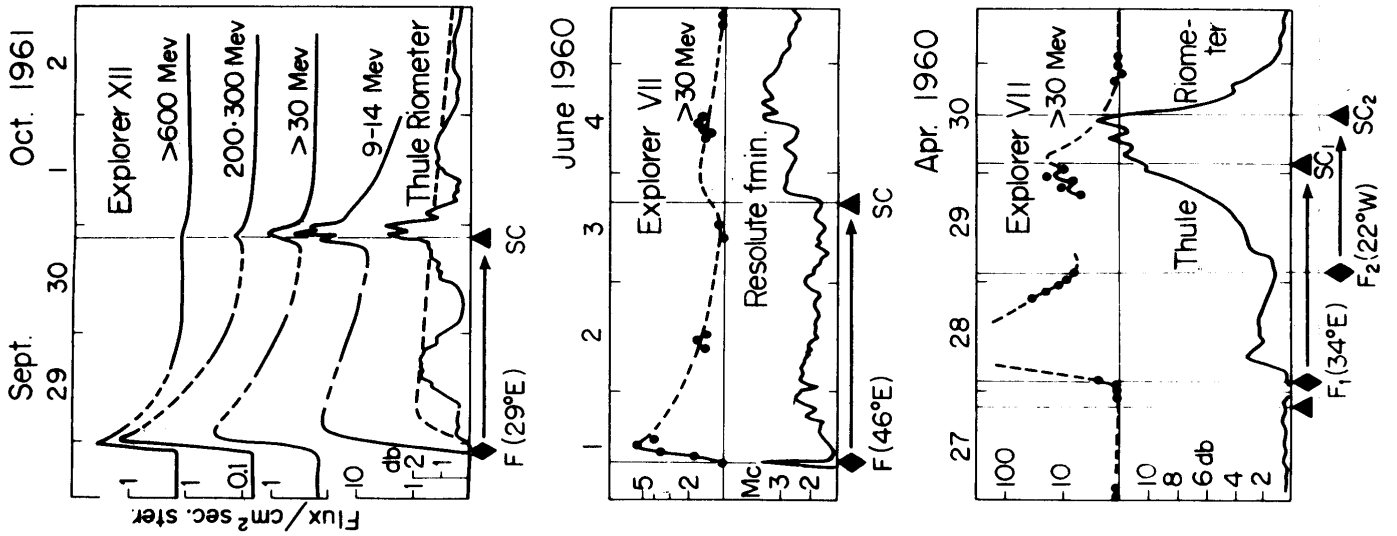
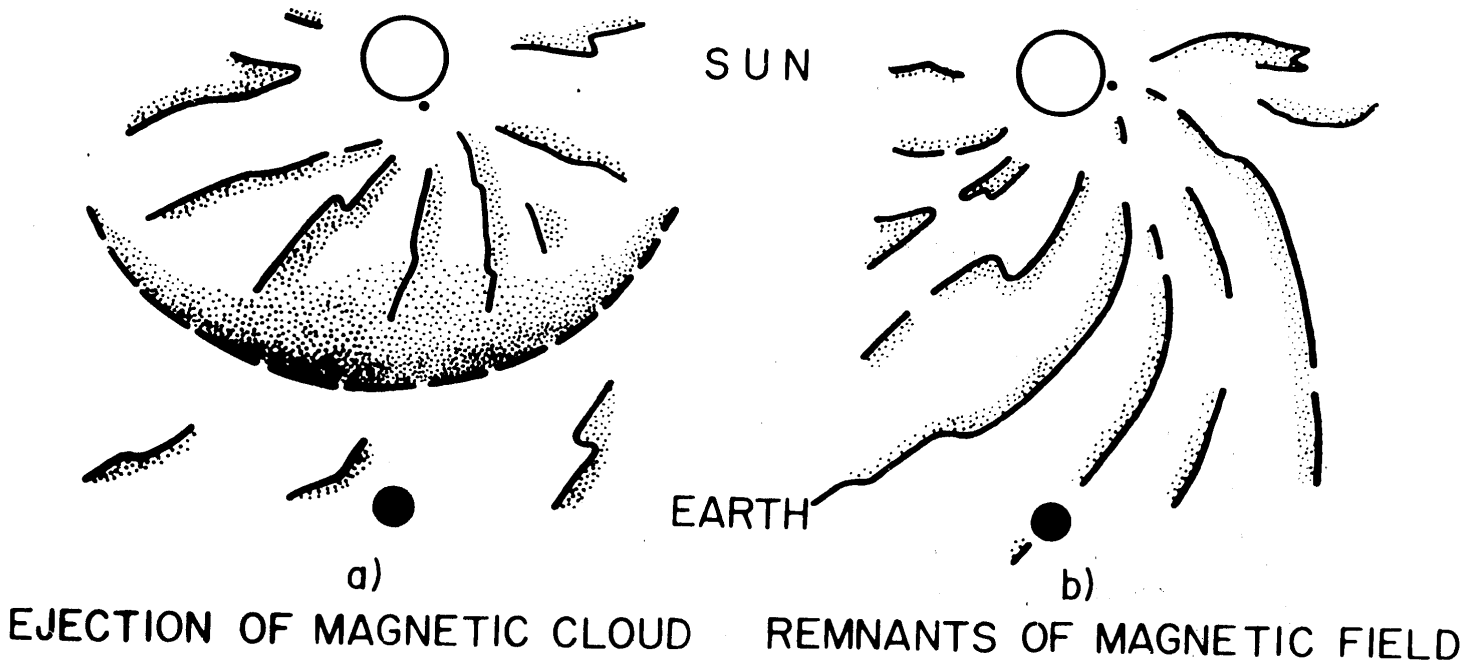


Fig 3 Comparison of time variations of PCA at different energies



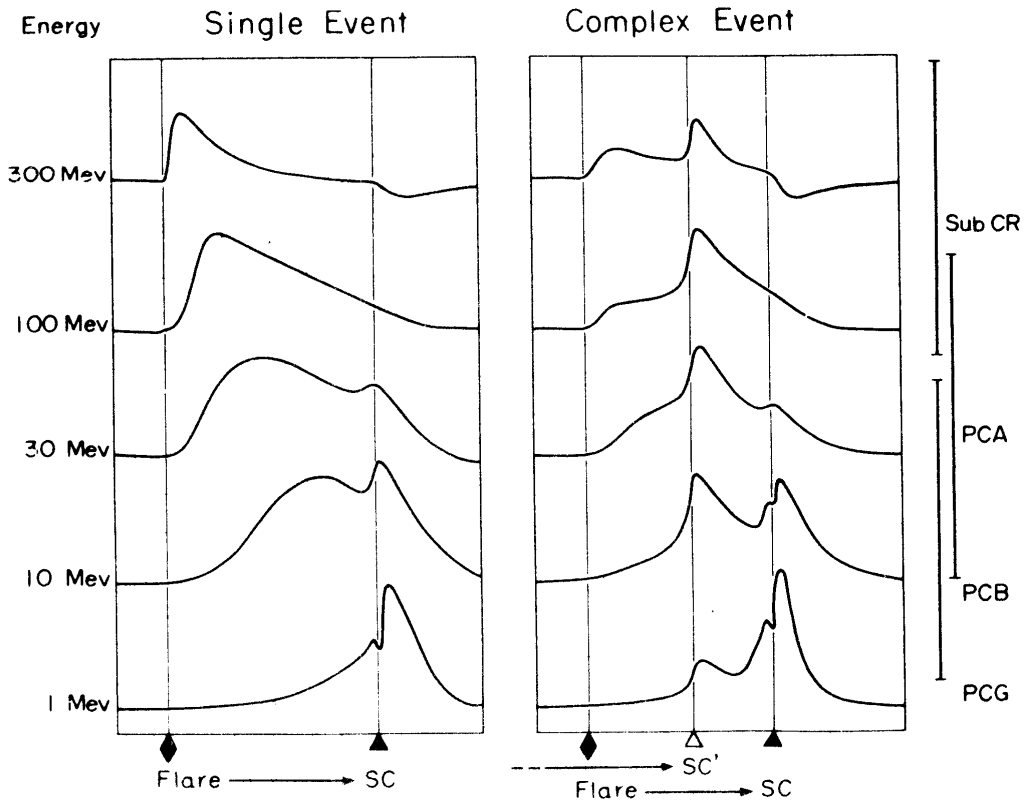


Fig 5 Idealized time variations of solar cosmic rays

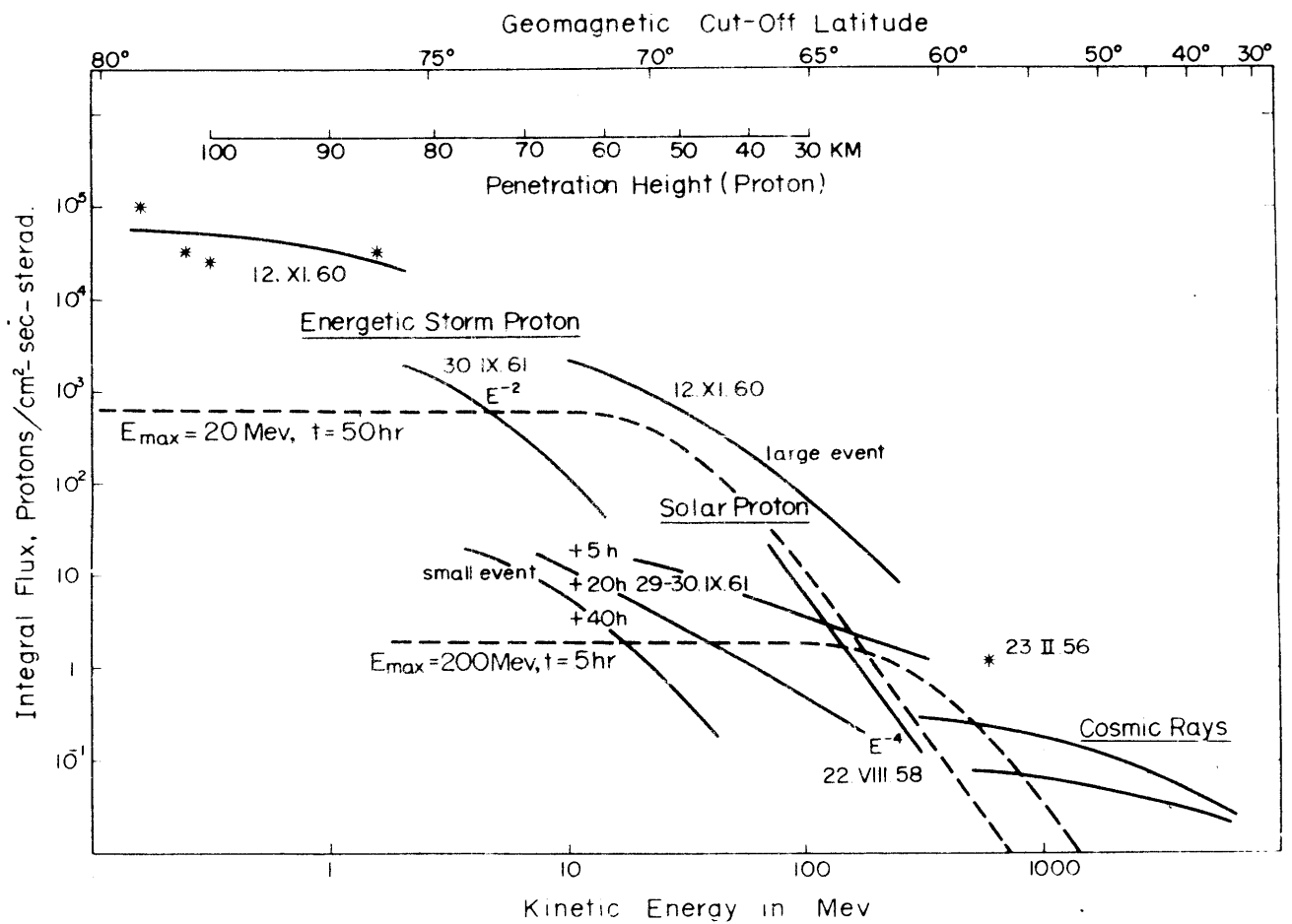


Fig 6 Energy spectrum of solar cosmic ray particles

# 太陽電波の発生機構\*

寺島由之介(プラズマ研)

太陽電波の Type I は Noise radiation, Type IV は相対論的電子のシンクロトロン輻射で説明することは大体定説として受入れている。しかし Type II, III の理論は多くの人を納得させる程のものはまだできていない。ここでは Type II, III の Ginzburg 等の理論<sup>1)</sup>を再吟味した結果を報告する。

はじめに Type II, III の性質をまとめて置く<sup>2)</sup>。

表 1

	Type II	Type III
輻射源の太陽表面層での移動速度	$V_0 \sim 10^8 \text{ cm/sec}$ 外に向って速度減小	$V_0 \sim 10^{10} \text{ cm/sec}$ 大体上の定値をとる
輻射の持続時間	$\sim 10 \text{ min} = 6 \times 10^2 \text{ sec}$	$\sim 10 \text{ sec}$
現象の起こる頻度	稀	屢々
電波領域	$\lesssim 100 - 200 \text{ Mc/s}$	$\lesssim 450 \text{ Mc/s}$
スペクトル	1次, 2次の線スペクトル	1次, 2次の線スペクトル
フレア-との対応	大きいフレア-に伴なう	明らかな対応関係はない

Ginzburg の理論は Type II, III とも  $\omega$  (2次成分)  $\sim 2\omega$  (1次成分) であることに目をつけて、後者をプラズマ振動からの輻射  $\omega \sim \omega_p$  (プラズマ振動数)、前者をプラズマ振動どうしの結合からの輻射  $\omega \sim 2\omega_p$  として説明しようとするものである。したがってつぎの3過程の組合せを考えることになる。

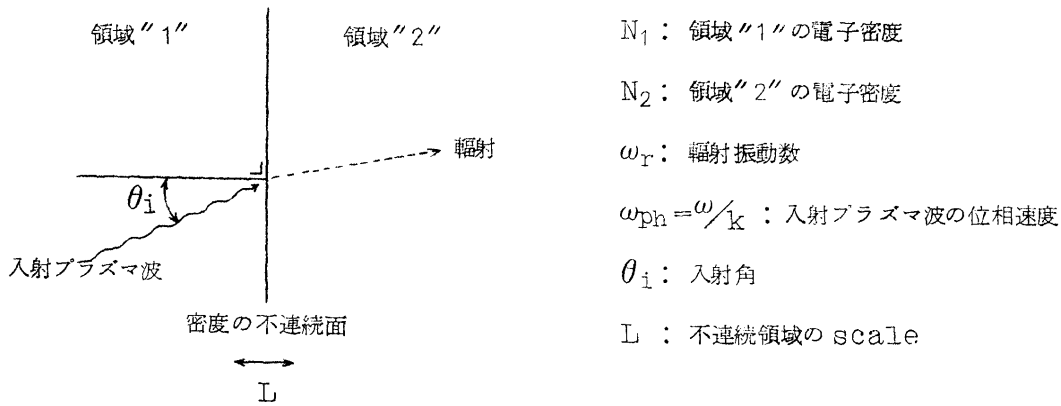
- 速度  $V_0$  の荷電粒子がプラズマ波を励起する過程。
- 励起されたプラズマ波が輻射に転化する過程。
- 輻射が太陽表面に出るまでの伝播過程、一部が再吸収される。

脚注 \*この報告は矢島信男氏(プラズマ研)との共同研究の1部を発表したものである。

a) では Type II の  $V_0$  がコロナ領域の電子の熱運動速度  $V_T \sim 5 \times 10^8 \text{ cm/sec}$  より小さいことから、単なる荷電粒子流ではプラズマ波を励起できないことになる。Uchida<sup>5)</sup> はこれを衝撃波で説明しようとした。衝撃波の速度  $V_S$  は、 $V_S \sim (\text{イオンの平均熱速度}) < V_T$  でプラズマ波を励起できる。しかしプラズマ波発生機構は未計算である。Type III では  $V_0 \gg V$  であるから荷電粒子流がコロナ下層から入射してプラズマ波を励起したと考えられる。しかし後述するように粒子流が電子か陽子かの問題は残っている。

b) では転化効率の定量的計算が必要である。いまコロナのプラズマ内で磁場の役割は無視できるとし、これまでの結果<sup>1) 4) 5)</sup> および我々の計算結果<sup>6)</sup> をまとめて見よう。

一般にプラズマ波が進行してきて、密度の不連続面に入射するとそこで輻射する。



この場合転化効率はずきの式で定義される。

$$R(\text{転化効率}) = (1 \text{ cm}^2 \times L) \text{ 中で発生した輻射} / 1 \text{ cm}^2 \text{ に入射したプラズマ波のエネルギー流} \quad (1)$$

また一様なプラズマ中でも媒質の熱運動・プラズマ振動(入射波と区別できるもの)に伴って密度勾配が存在し、それとの相互作用でプラズマ波→輻射となる。この場合のRも上式で定義できる。ただしLは問題にしている一様なプラズマのひろがりの長さになる。

以上のまえがきから Type III について

$$V_0 \simeq 10^{10} \text{ cm/sec} \sim V_{ph}.$$

$$\text{Field}^4): R(L \rightarrow 0) \simeq 4 \left( \frac{C}{V_{ph}} \right) \left( \frac{V_T}{C} \right)^2 \simeq 2 \times 10^{-3}, \quad \omega_r \gtrsim \omega_p. \quad (2)$$

$$\text{Tidman}^5): R(L = \text{有限}, N_2 = N_1/2 \text{ のモデル}) \\ \simeq 10^{-2} \left( \frac{\lambda}{L} \right) \left( \frac{V_T}{C} \right) \simeq 10^{-5}, \quad \omega_r \gtrsim \omega_p. \quad (3)$$

ただし  $\lambda = 2\pi/k$  として Tidman 自身の  $\lim_{\theta_i \rightarrow 0} R/\theta_i^2$  を計算した結果  $\theta_i \approx 0$  に  $\langle \theta_i^2 \rangle \sim (V_{\perp}/C)^2$  として外挿した。

$$\text{Ginzburg}^{1)}: R(\overline{N^2} \sim \text{熱運動}) \simeq 10^{-14} \left( \frac{NL}{V_T} \right) \simeq 10^{-6} \quad \omega_r \gtrsim \omega_p. \quad (4)$$

$$\text{T-Y}^{6)}: R(\overline{N^2} \sim \text{プラズマ振動}) \simeq 10^{-14} \left( \frac{NL}{V_{ph}} \right) \left( \frac{V_{ph}}{C} \right)^2 \simeq 10^{-10} \quad \omega_r \gtrsim 2\omega_p. \quad (5)$$

$$L \text{ in (4), (5)} = 10^9 \text{ cm}$$

つぎに過程 c) を考慮して (4), (5) を元に、観測される電波の有効温度  $T_{\text{eff}}$  を算出すると

$$T_{\text{eff}}(\omega_r \gtrsim \omega_p) \sim 10^{-7} T_{\text{eff}}^*, \quad T_{\text{eff}}(\omega_r \gtrsim 2\omega_p) \sim 10^{-7} T_{\text{eff}}^* \quad (6)$$

$T_{\text{eff}}^*$ : 荷電粒子流で励起されたプラズマ波の有効温度

ところで観測値から

$$\left[ \frac{T_{\text{eff}}(2\omega_p)}{T_{\text{eff}}(\omega_p)} \right]_{\text{観測値}} \simeq \frac{10^{10} \text{ }^\circ\text{K}}{10^{11} \text{ }^\circ\text{K}} \simeq 10^{-1} \longleftrightarrow \left[ \frac{T_{\text{eff}}(2\omega_p)}{T_{\text{eff}}(\omega_p)} \right]_{\text{理論値}} \sim 1 \quad (7)$$

$$\text{ただし} \quad T_{\text{eff}}^* \sim 10^{16} \text{ }^\circ\text{K} \quad (7')$$

数値の当り方は  $1 = 10$  の不定性があるから大体理論は (7)' が充たされる限りよろしいと云うことになる。

過程 b) c) から (7)' を得た。これが過程 a) から無理なく得られることを Ginzburg 等が示した。荷電粒子流を電子と考えその密度を  $N_S$  とすると、そのビーム速度に等しい位相速度を持つプラズマ波が励起されエネルギーの釣合から

$$T_{\text{eff}}^* = 7 \times 10^{30} (N_S/N)^8 \text{ }^\circ\text{K} \quad (8)$$

いま  $N \sim 10^8$ ,  $T_{\text{eff}}^* \sim 10^{16} \text{ }^\circ\text{K}$  から

$$N_S \sim 10^{-2} N \sim 10^6 \quad (9)$$

を得る。この密度を期待することは無理でないであろう。

以上で Type III に関する限り a) b) c) が上手く行なったように見える。しかし (9) の結論の実証はない。

最後に問題点をまとめる。

a) について: Type II の衝撃波  $\rightarrow$  プラズマ波で励起されたプラズマ波の強度

Type III で荷電粒子流を陽子とした場合の計算

b) について: Type I, III 共媒質のプラズマが熱平衡のレベル以上にある場合の R の計算、(4), (5)の結果は(入射プラズマ波) + (熱平衡にあるプラズマ)のモデルである。衝撃波あるいは荷電粒子流で特に強く励起されたプラズマ波を特別扱いにするのは良いとしても残りのプラズマのゆらぎが熱平衡のレベルにあるとは限らない。

その他の可能性: a) b) の過程が同時に起る可能性の検討、例えば衝撃波の波面から直ちに電波が発射されることも考えられる。

#### 参 考 文 献

- 1) V.L.Ginzburg, and V.V.Zhelezniakov, Sov-Astr. 2 (1958), 653.
- 2) J.P.Wild, J. of Phys. Soc. of Japan, Suppl. A-III (1962) III-3A-P3.
- 3) Y.Uchida, J. of Phys. Soc. of Japan, Suppl. A-III (1962) III-3A-11.
- 4) G.B.Field, Ap.J. 124 (1956), 555.
- 5) D.A.Tidman, Phys. Rev. 117 (1960), 366.
- 6) Y.Terashima and N.Yajima, Kakuyugo-Kenkyu 9 (1962), 61.

IPPJ-Report, to be published.



## 太陽フレア - に関連した現象\*

伊 藤 謙 哉 (立教大 理)

### 1°. 2.2 MeV $\gamma$ 線

太陽 flare のおこるとき放出される陽子により 2.2 MeV の  $\gamma$  線が発生することは数年前、早川、Cameron らによって指摘され estimate されている。ここでは高エネルギー陽子による少し詳しい estimation と Type III パーストをおこす因と考えられている 100 MeV 程度の陽子流によっても  $\gamma$  線が発生し、地球上でも観測される可能性があることを示す。

flare 時に放出される 0.3~1 GeV の陽子流のうちで光球面につっこんだものは大気中の原子核と衝突して neutron を発生、その neutron は energy を失って減速され水素原子に吸収され重陽子をつくり、2.2 MeV の  $\gamma$  線が発生する。

どの層でこの反応が有効におこるかは発生した neutron の decay の mean free path  $\lambda(\text{decay})$  と吸収の mean free path  $\lambda(\text{cap})$  の差でさまる。水素原子の数密度を  $N_p/cc$  とするとき

$$\lambda \text{ decay} \simeq \lambda \text{ cap} \quad \text{for } N_p = 10^{16}/cc$$

$$\lambda \text{ decay} > \lambda \text{ cap} \quad N_p = 10^{17}/cc$$

したがって近似的に陽子流は  $N_p = 10^{17}/cc$  の光球面に入射したとする。できた  $\gamma$  線が大気層の外へでるときの吸収の mean free path  $\Sigma_{\text{abs}}$  は大体  $10^8$  cm である。陽子が原子核と衝突して Neutron を 1 個つくる反応の mean free path  $\lambda$  は、

$$\lambda = 1/\sigma N_p f \text{ cm}$$

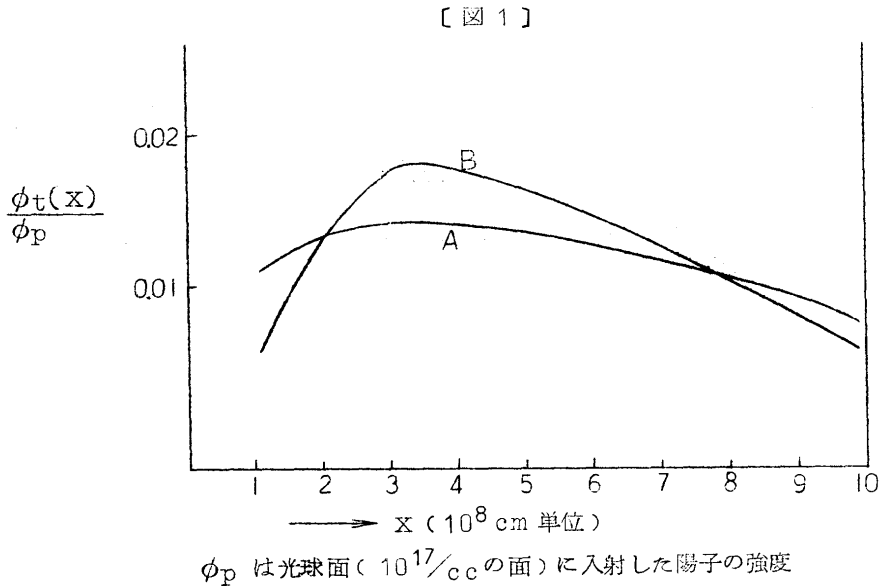
ここで Neutron 発生する反応は太陽大気 of 元素の abundance (H:He:C,N,O,Ne = 1 : (0.1~0.2):0.002 と仮定) と高エネルギーの核反応の data から  $P+\alpha$  の反応が一番効く (他は  $10^{-1}$  以下)。したがって  $\sigma$  は  $P+\alpha$  で neutron 発生 of 断面積とする。f は abundance ratio He/H.

$N_p = 10^{17}/cc$ ,  $\sigma \sim 100$  mb,  $f = 10^{-1}$  として  $\lambda \simeq 10^9$  cm になる。 $\Sigma_{\text{abs}} \sim 10^8$  cm だから  $\gamma$  発生に有効な領域としては  $N_p = 10^{17}/cc$  で深さ  $10^9$  cm ( $N_p$  一定とする) までのところを考えれば十分である。

---

脚注 \* この報告は平島洋、井野敏夫、奥平清昭 (立教大理) の諸氏との共同研究の 1 部を発表したものである。

生成した neutron の減速過程はモンテカルロ法と diffusion theory でとりあつかう。発生 neutron の角分布は isotropic にした場合 (図 1. A) と energy によって前方 sharp を入れた場合 (図 1. B) でも結果には余り変わらない。熱中性子の強度の深さ分布の計算結果を図 1 に示す。



- この図からこの反応がもつとも有効におこる深さは  $(2 \sim 4) \times 10^8$  cm の深さである。光球面 ( $x=0$ ) おける  $\gamma$  線の強度  $\phi_\gamma$  は

$$\frac{\phi_\gamma}{\phi_p} = \int_0^\infty \frac{\phi_t(x)}{\phi_p(0)} e^{-\Sigma_{\text{abs}} x} dx$$

$$\phi_\gamma = 0.02 \phi_p(0)$$

上の計算は光球面に陽子が垂直に入射する場合であるが、等方的に入射したとすると大体  $\phi_\gamma$  は大体 2 倍になる。この値から地球上での強度を求めると

$$\phi_\gamma \simeq (0.7 \sim 1.4) \times 10^{-29} Q / \text{cm}^2 \text{ sec}$$

ここで  $Q$  は flare 時の単位時間あたり発生粒子数 (陽子) をあらわす。  $Q = 10^{27 \pm 2} / \text{sec}$  (早川) で +3 flare として  $Q = 10^{29}$  をとると

$$\phi_\gamma = 0.7 \sim 1.4 / \text{cm}^2 \cdot \text{sec} \text{ でこれは観測可能である。}$$

さらに Type III のバーストに関連していると考えられる  $\sim 100$  MeV 陽子流についても電波の data から陽子流の密度を  $10^{3 \sim 4} / \text{cc}$ , 全粒子数を  $10^{32}$ , active な time を  $10^3$  sec とすると

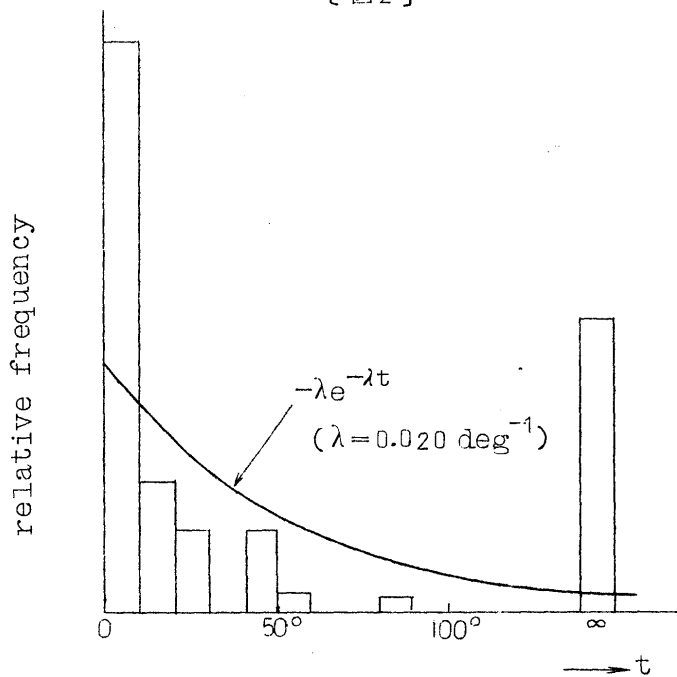
$$\phi_\gamma \simeq 1 \sim 10 / \text{cm}^2 \text{ sec}$$

である。Type III のバーストは太陽大気で高密度かつ低密度へむかう上向きの陽子流によっておこると考えられているが、電波の "herring-bone" 現象はこの反応をおこす下向きの陽子流を表わしているかもしれない。(Type III バーストと flare との相関は 1対1 でない)

## 2°. その他

1°で述べた 2.2 MeV の  $\gamma$  線を測定するためには flare を捕える必要があるが、flare を予測することはむづかしい。その考えられる 1つとして flare の trigger 現象がある。1つの黒点群の中で flare がおこったとき、同じ黒点群の中で他の flare が trigger されておこる可能性が大きいことは Kiepenhauer らによって指摘されているが、これを三鷹の天文台の data によってしらべてみると図2のようになる。曲線は指数分布であって trigger により短かい時間間隔で flare がつづいておこる可能性がきわめてつよいことを示す。

[ 図2 ]



1黒点群でつづいておこった flare の間隔(1日~13°)

# C 星間空間の現象

## 星間物質の物理的特性について

海野和三郎(東大理)

星間空間の物理状態について、最近までに知られて来た諸点について簡単なまとめを試みる。

### 1. 物理的状态と緩和時間

#### a) 化学組成

太陽や高温星とほぼ同様の組成をもつものと考えられる。水素が特に多く、ヘリウム(進化の目安)炭素(星間雲の冷却に作用)との比は

$$N(H) : N(H_e) : N(C) \approx 1 : 0.1 : 3 \cdot 10^{-4}$$

これは時間とともに比例的に変化するものと、今後かなりの変化をするのは  $10^{10}$  年程度であろう。しかし高温星の進化時間は例えば  $10^6$  年であるから、局所的なむらはつくられる。

乱流速度  $v_t$  ( $\approx 10^6$  cm/sec), 混合時間  $\tau_t$  ( $\sim 3 \cdot 14^{14}$  sec) とすると、 $L$  cm の大きさのむらをなくす時間は

$$\tau \sim \tau_t (L/v_t \tau_t)^{2/3} \gtrsim 6 L^{2/3} (\text{sec}) \quad (L < v_t \tau_t, \text{Kolmogoroff スペクトルを仮定})$$

$$\sim \tau_t (L/v_t \tau_t)^2 \gtrsim 3 \cdot 10^{-27} L^2 (\text{sec}) \quad (L > v_t \tau_t)$$

銀河の腕の太さ ( $L \sim 1 \text{ kpc} \sim 3 \cdot 10^{21}$  cm) 程度をならすには  $10^9$  年以上かかることになる。

#### b) 密度、温度

星間空間で安定な状態は密度が低く水素の電離した H II region と密度が高く水素はほとんど電離していない HI cloud である。

$$\text{H II region} : N_p = N_e \sim 0.1 \text{ cm}^{-3}, \quad T \sim 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$$

$$\text{HI cloud} : N_H \sim 10 \text{ cm}^{-3}, \quad T \sim 10^2 \text{ }^\circ\text{K}$$

圧力は両者で釣合っていると考えられる。H II region では星の光による光電離で電子の得たエネルギーと free-free emission や禁制線へ行くエネルギーとの釣合いで温度がきまる。密度変化の時間は

$$\tau_\rho(\text{H II}) \sim L/v_s \sim 3 \cdot 10^6 \text{ yrs.}$$

( $L$ : distance between clouds  $\sim 10^{20}$  cm;  $v_s$ : sound velocity  $\sim 10^6$  cm/sec)

温度変化の時間は Spitzer, Savedoff の計算によると

$$\tau_T(\text{H II}) \sim 10^4 / N_p (\text{yrs}) \sim 10^5 \text{ yrs}$$

H I cloud では、早川・西村・高柳にしたがって、電離および加熱が sub-cosmic ray ( $\sim 10$  MeV) により、冷却は  $C^+$  などによるとすると、sub-cosmic ray の flux にもっともらしい値を採用して観測値と合う平衡温度 ( $\sim 100^\circ\text{K}$ ) を得る。

$$\tau_\rho(\text{H I}) \sim L/v_S \sim 10^7 \text{ yrs}$$

(L: size of cloud  $\sim 3 \cdot 10^{19}$  cm;  $v_S \sim 10^5$  cm/sec)

$\tau_T(\text{H I})$  は冷却能より計算すると

$$\tau_T(\text{H I}) \sim 10^5 \text{ yrs.}$$

星間空間では一般に熱平衡 (熱力学平衡ではない) に達している。

### c) 電 離

H II 領域の電離度は光電離と再結合のバランスできま。

$$\frac{N_p N_e}{N_H} = \frac{2q_p}{q_H} \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} (kT_*)^{3/2} e^{-I/kT_*} \left[ \sqrt{\frac{T_e}{T_*}} W e^{-\tau} \right] \sim 10^2 e^{-\tau}$$

$T_*$  は星からの電離輻射 ( $h\nu > 13.6$  eV) の色温度 ( $\sim 25000^\circ\text{K}$ ) で、[ ] 以外の部分は形式的には熱力学平衡の電離式と同形で  $W (\sim 10^{-17})$  は星の光が幾何学的にうすまった割合、 $e^{-\tau}$  は吸収による減光を表わす。星間空間の平均密度 ( $\sim 1$  atom/cm<sup>3</sup>) において、 $N_H \sim N_p$  のような中間の電離状態は  $\tau \sim 5 \pm (< 1)$  でしかおこらない。電離光に対する吸収断面積は  $\alpha_\nu \sim 6 \cdot 10^{-18}$  cm であるから、そのような層の厚みは  $2 \cdot 10^{17}$  cm 程度でかつわずかな密度変化に対し不安定である (ionization instability)。安定な状態は H I cloud と H II region にわかれて夫々が熱平衡にありかつ圧力の釣合った b) にのべた状態に限られることになる。ただし境界に薄く不安定な層が考えられる。

以上により、H II region では  $\tau \ll 1$  で

$$N_e \sim N_p \sim 0.1 \text{ cm}^{-3}, N_H \sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$$

time scale は recombination より

$$\tau_{\text{ion.}}(\text{H II}) \sim 1/N_e \alpha(T_e) \sim 2 \cdot 10^7 \text{ yrs.}$$

H I cloud では  $\tau \gg 1$  で sub-cosmic ray との衝突による電離の方がきく、したがって

$$\frac{N_p N_e}{N_H} = \frac{\langle jQ \rangle}{\alpha(T_e)} \sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$$

( j: sub-cosmic ray flux, Q: collision ionization の cross section )  
 ( a: recombination rate,  $\langle jQ \rangle \sim 10^{-15} \text{sec}^{-1}$ ,  $\alpha(100^\circ\text{K}) \sim 10^{-11} \text{cm}^3 \text{sec}^{-1}$  )

従って、 $N_e \sim N_p \sim 10^{-2} \sqrt{N_H} \sim 3 \cdot 10^{-2} \text{cm}^{-3}$ ,  $N_H \sim 10 \text{cm}^{-3}$

time scale は

$$\tau_{\text{ion. (HI)}} = 1 / \langle jQ \rangle \sim 3 \cdot 10^7 \text{ yrs.}$$

d) 乱流、磁場、宇宙線

Ionization instability および gravitational instability とともにこれら三者が共存することが星間プラズマを特徴づけているものである。エネルギー密度は夫々同程度で、熱および光のエネルギー密度とも同程度である。

$$E_t \sim E_H \sim E_{\text{C.R.}} \sim E_T \sim E_{\text{rad.}} \sim 1 \text{ ev/cm}^3$$

また time scale も同程度

$$\tau_t \sim \tau_H \sim \tau_{\text{C.R.}} \sim \tau_* \sim 10^{7 \sim 8} \text{ yrs}$$

(  $\tau_*$ : 電離輻射にきいている星の寿命 )

また gravitational instability によって  $\rho \sim 1 \text{ atom/cm}^3$  の球が収縮(ほとんど自由落下)する時間も  $3 \cdot 10^7 \text{ yrs}$  である。これらのことは相互の interaction  $\rightarrow$  equipartition of energy の傾向を示すものといえる。

## 2. 星団内の星の形成における困難

星間空間に種々な形で存在するエネルギー間の相互作用として磁気流体乱流、Fermi 加速その他いろいろ考えられているが、まだすべてが明らかにされたとは考えられない。これを暗示するものとして star formation における磁場の問題を取り上げてみる。

星間空間の標準的な加熱と圧力の状態において、やゝ大型の HI cloud を考えると重力不安定性 (gravitational instability) があらわれる。その臨界質量は、畑中、海野、武部によれば、

$$M = 10^3 M_\odot = 2 \cdot 10^{36} \text{ g}, \quad R = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}$$

$$\bar{N}_H = 30 \text{ cm}^{-3}$$

ほとんど自由落下に近い収縮を示すから

$$\tau_{\text{contr.}} \sim 5 \cdot 10^6 \text{ yrs.}$$

その際磁力線が物質と共にひきずられるかどうかを Mestel と Spitzer が研究した。プラズマと磁力線ははなれないから、プラズマと中性ガスとの相対運動が問題となる。イオンと水素原子の衝突による摩擦力と磁力線の張力との釣り合いから

$$N_H N_i \sigma_{iH} m_H |v_H - v_i| = \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{H}}{c} \sim \frac{H^2}{4\pi R}$$

彼等は相対速度  $|v_H - v_i|$  は小さく、磁力線はほとんど物質にひきずられて動く結論した。しかし彼等の採用したパラメーターは修正を要するようと思われる。(研究会では彼等の結論をそのままつかってしまった。) 上の式から

$$\tau \sim \frac{R}{|v_H - v_i|} \sim 3 \frac{N_H N_i}{H^2} (\text{sec}) \sim 10^{-7} \frac{N_H N_i}{H^2} (\text{yrs})$$

$$(\sigma_{iH} = 3.5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2)$$

$N_i = N_p = 10^{-2} \sqrt{N_H}$ ,  $H = 10^{-6} \Gamma$  を入れ、 $\tau_{\text{contr.}}$  と等しいとおくと

$$N_H \sim 3 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$$

したがって、密度が 10 倍、半径が約半分収縮するまではプラズマ(磁力線)は中性ガスに従わず、 $H = 10^{-6} \Gamma$  をほぼ保つことになるが、それ以後は行動を共にする。その際 HI cloud 中の磁場の全エネルギー  $E_H = H^2 R^3 / 6$  とポテンシャルエネルギー  $\Omega \approx 0.6 GM^2/R$  の比は

$$(E_H / \Omega)_0 \sim 10^{-2}$$

このガス球は収縮につれて、内部分裂に対し重力不安定性をもつから、やがて質量  $M_*$ , 半径  $R_*$  の原始星  $N$  個よりなる星団になったとする。重力不安定による分裂は磁場があってもほぼ等方的におこなわれるから

$$H_* / H_0 = (\rho_* / \rho_0)^{2/3}$$

この式は磁場に沿った収縮は  $H$  をかえず、それに垂直な二方向の収縮は  $H$  を比例的に増大させると考えれば定性的に理解される。星の磁場のエネルギー  $E_{H*}$  と  $E_{H0}$  の比をとると、上式より

$$E_{H*} / E_{H0} = (H_* / H_0)^2 (R_* / R_0)^3 = (M_* / M_0)^{4/3} (R_* / R_0)^{-1}$$

一方

$$\Omega_* / \Omega_0 = (M_* / M_0)^2 (R_* / R_0)^{-1}$$

従って

$$(E_H / \Omega)_* = (M_* / M_0)^{-2/3} (E_H / \Omega)_0 = N^{2/3} (E_H / \Omega)_0$$

この式は、磁場エネルギーとポテンシャルエネルギーの比は一つの質量のものの収縮によって不変であるが、分裂によっては増大することを示している。 $M_* = M_\odot$  とすると  $N = 10^3$ , 故に

$$(\mathcal{E}_H / \Omega)_* \sim 1$$

このことは、星団の母胎である質量  $10^3 M_\odot$  の HI cloud は太陽質量までの星に分裂することが可能であるが、(熱運動乱流を磁場エネルギーに比し無視出来るとした。) それ以下の質量の星をつくることは出来ないことを示す。また太陽質量のものでも極端な磁気星でなければならず、観測と一致しない。

### 3. 宇宙線の反磁性

宇宙線のエネルギー密度は前にのべたように他に比して決して小さくない。従って宇宙線の示す反磁性は当然磁力線と物質との相対的な形を変化させることがあってもいい。例えば、次のようなことがあれば、星団の生成に都合がよい。

一つは、前節で考えた収縮しつつある HI cloud について、宇宙線のエネルギー密度が高いとすると、摩擦力と釣合うのは磁力線の張力でなく、宇宙線の圧力の方がきくとする。結果は宇宙線の張力が強まったと同様になると考えれば、 $|v_H - v_i|$  は大きくなり、cloud 内へ磁場をのこす割合が少なくなる。第二に、magnetic bottle のようなものを考えて、そこで宇宙線密度がほかより大きかったとする。反磁性により、磁力線は bottle の外へおくり出され、これにつれてガスも押し出されて内部のガス圧は小さくなる。つまり bottle は宇宙線による圧力で、外部からのガス圧、磁場の圧力に抗して支えられた形となる。しかし磁力線に沿った方向ではガス圧の不均衡を支えるものはないから、ガスの流入があってやがてガス圧はまわりと等しくなる。この状態で宇宙線密度の超過が消失すると、前とほぼ逆の過程でもとへもどるであろう。しかし、その間に bottle の口元からのガスの流出がなければ、残るものは磁場の比較的弱い、密度の高いガス雲となると考えられる。ガスの流出をふせぐ可能性として次の三通りが考えられる。第一は乱流によって磁力線を変形し口元を封ざるようなチャンスが統計的に期待出来る。第二は ionization instability、第三は gravitational instability で、圧縮の過途的段階で、プロトンと電子の再結合が進み低温の HI cloud に移行したり、重力の引きとめが強力であればガスの流出はさまたげられよう。

以上大変あらっばい議論であるが、電離や力学的な不安定性のある場において、宇宙線の作用が加わって密度と磁場の逆相関をつくる可能性を考えてみた。恐らくこのような逆相関があることが、星間空間にとって統計的に安定な状態ではなからうか。前節の  $H_0$  をたとえば  $10^{-7} T$



にとることが可能ならば、星団生成に伴う困難は磁場に関する限り解決される。

# 星間空間における乱流の発達

海野和三郎(東大理)

プラズマ現象にはとくに関係はないが、星間雲の形成や宇宙線の加速などに重要な役割を果たすと思われる乱流の発達についてのべる。

## 1. 乱流エネルギーの方程式

乱流エネルギーの保存の式の導き方を念のためにするしておく、

基礎方程式は

$$\left. \begin{aligned} \rho \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) &= \rho F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} S_{ij} \\ S_{ij} &= -\frac{2}{3} \eta \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \delta_{ij} + \eta \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (2)$$

ただし  $F_i$  は重力その他の外力、 $\eta$  は粘性係数。

ここで運動を平均流と乱流にわけると

$$u_i = \bar{u}_i + v_i \quad (3)$$

$$\overline{\rho u_i} = \bar{\rho} \bar{u}_i \text{ したがって } \overline{\rho v_i} = 0 \quad (4)$$

で  $\bar{\rho}$  が定義出来るものとする、(1)(2)に(3)を用い平均すると平均流に対する方程式を得る。

$$\bar{\rho} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = \bar{\rho} F_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho v_i v_j}) + \frac{\partial}{\partial x_j} S_{ij}(\bar{u}) \quad (5)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{u}_j) = 0 \quad (6)$$

運動エネルギーの式は(1)(2)より

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho u^2) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u^2 u_j) &= \rho u_i \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + u_i \left( \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) \right) \\ &= \rho u_i F_i - u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + u_i \frac{\partial}{\partial x_j} S_{ij}(u) \end{aligned}$$

これを平均して

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \bar{\rho} \bar{u}^2 + \frac{1}{2} \overline{\rho v^2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{2} \bar{\rho} \bar{u}^2 \bar{u}_j + \frac{1}{2} \overline{\rho v^2} \bar{u}_j \right) \\ &= \bar{\rho} \bar{u}_i F_i - \bar{u}_i \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \overline{v_i \frac{\partial p}{\partial x_i}} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{2} \overline{\rho v^2 v_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \overline{\rho v_i v_j} \bar{u}_i \right) + \overline{v_i \frac{\partial}{\partial x_j} S_{ij}(v)} \end{aligned} \quad (7)$$

ただし、 $\bar{u}_i \frac{\partial}{\partial x_j} S_{ij}(\bar{u}) + \bar{u}_i \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{S_{ij}(v)} + \overline{v_i \frac{\partial}{\partial x_j} S_{ij}(\bar{u})}$  は乱流スケールが小さいことを考慮して(7)の最後の項とくらべ無視した。一方平均流のエネルギー式は同様にして(5)(6)より

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \bar{\rho} \bar{u}^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{2} \bar{\rho} \bar{u}^2 \bar{u}_j \right) \\ &= \bar{\rho} \bar{u}_i F_i - \bar{u}_i \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \bar{u}_i \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \overline{\rho v_i v_j} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

(7)-(8)で乱流エネルギー保存の式を得る。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \overline{\rho v^2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{2} \overline{\rho v^2} \bar{u}_j \right) \\ &= -\frac{1}{3} \overline{\rho v^2} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} + T_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{S_{ij}(v) \frac{\partial v_i}{\partial x_j}} \end{aligned} \quad (9)$$

$$T_{ij} = \frac{1}{3} \overline{\rho v^2} \delta_{ij} - \overline{\rho v_i v_j} \quad (10)$$

(9)において、 $\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{v_i S_{ij}(v)} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{2} \overline{\rho v^2 v_j} \right) - \overline{v_i \frac{\partial p}{\partial x_i}}$  を無視した。

(9)が求める式であるが、第1項は turbulent pressure に対し平均流のなす仕事、第2項は turbulent viscosity による平均流の dissipation、第3項は乱流の熱への dissipation である。

次に、mixing length theory を用いて代表的な大きさ  $\ell$  の渦のみを考えることにすると

$$\overline{S_{ij}(v) \frac{\partial v_i}{\partial x_j}} = A \frac{\bar{\rho} V^3}{\ell} \quad (A \sim 1) \quad (11)$$

また Boussinesq の仮定により、Reynolds shearing stress は

$$\left. \begin{aligned} T_{ij} &= -\frac{2}{3} \eta_t \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \delta_{ij} + \eta_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) \\ \eta_t &\sim \frac{1}{3} \bar{\rho} V \ell \quad (\text{eddy viscosity}) \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

とおく、ただし

$$\bar{\rho} V^2 = \overline{\rho v^2} \quad (13)$$

でVを定義した。簡単のため homogeneous ( $\bar{\rho} = \text{const}$ ) の場合をとり扱おうと、(10)~(13)を(9)に入れて

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{1}{3}V \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{1}{3}\ell \left\{ -\frac{2}{3} \left( \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} \right)^2 + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} - A \frac{V^2}{\ell} \quad (14)$$

左辺を0とおいてVについてとけば、平衡状態の乱流速度をうる。一般に ( $\ell/V$ ) または  $1/|\frac{\partial u}{\partial x}|$  くらいの時間で平衡に達する。

## 2. 簡単なモデルへの応用

星間空間における平均流として、銀河回転 large cloud-complex の重力収縮などが考えられるから円盤の differential rotation, 球対称の収縮といった理想化したモデルについて取扱うのが实际的である。

### a) 球対称の膨張または収縮

平均流を極座標でかいて

$$\bar{u} = (u(r), 0, 0) \quad (15)$$

と書けたとする。(14)より平衡状態のVは

$$V_e = \frac{\ell}{2A} \left\{ -\frac{1}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial r} + 2\frac{u}{r} \right) + \sqrt{\frac{1}{9} \left( \frac{\partial u}{\partial r} + 2\frac{u}{r} \right)^2 + \frac{16}{9} A \left( \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right)^2} \right\} \quad (16)$$

特に  $V_e = 0$  は

$$u(r) = kr \quad (k > 0) \quad (17)$$

即ち homologous expansion に限られる。最も簡単な場合として homologous contraction を考えると

$$\left. \begin{aligned} u(r) &= -kr \quad (k > 0) \\ V_e &= \frac{\ell}{A} k \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

### b) 円盤の differential rotation

平均流を円柱座標でかいて、

$$\bar{u} = (0, u(r), 0) \quad (19)$$

とかけたとする。(14)より

$$V_e = \frac{\ell}{\sqrt{3}A} \left| \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right| = \frac{\ell}{\sqrt{3}A} r \left| \frac{d\omega}{dr} \right| \quad (20)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{特に } V_e = 0 \text{ は} \\ \omega = \text{const} \end{array} \right\} \quad (21)$$

剛体回転に限られる。ケプラー運動を考えれば、

$$\left. \begin{array}{l} \omega = k r^{-3/2} \\ V_e = \sqrt{\frac{3}{4A}} \ell \omega \end{array} \right\} \quad (22)$$

一般に、 $V_e$  は mixing length  $\ell$  に比例する。 $\ell$  より小さい渦に対しては以上の議論はあてはまらない。これは平均流よりうけるエネルギーより、大きな渦の inertial decay よりの寄与が大であるため、そのときは近似的に Kolmogoroff スペクトル

$$V_e(\ell') = V_e(\ell'/\ell)^{1/3} \quad (\ell'/\ell) \quad (23)$$

となるであろう。(Reynolds number は  $10^6$  以上である)

### 3. Mixing length

星間空間では、銀河系の大きさに制限されるまでもなく、mixing length をむやみに大きくとることは出来ない。元来 mixing length はある体積素片の流体を一つの場所から他の場所へあまりひどい変形または物理的変動なしにうつせる距離である。平均流に速度の勾配があれば、mix される二点間の距離が大きすぎるとその間の相対速度は音速を越して、shock wave という変化をうけ、dissipation も増大する。したがって、mixing length は相対速度が音速  $C_0$  になる距離にとってよい。(8)および(22)の例については

$$\ell \sim C_0/k, \quad V_e = \frac{1}{A'} C_0 \quad (A' \sim 1) \quad (24)$$

$$\ell \sim 2C_0/\omega, \quad V_e = \sqrt{\frac{3}{A''}} C_0 \quad (A'' \sim 1) \quad (25)$$

一般に乱流速度は音速程度でおちつくことになる。観測的にも、星間空間の乱流は  $v_t \lesssim 10$  km/sec, 星間雲内では  $v_t \sim 1$  km/sec で夫々  $10^4$  °K,  $100$  °K の音速に対応している。(25)を銀河回転に適用すると、 $C_0 = 1$  km/sec (HI) では  $\omega = 2.5 \cdot 10^{-2}$  km/sec/pc (太陽近傍)を用いると

$$\ell \sim 80 \text{ pc} \sim 2.4 \cdot 10^{20} \text{ cm}$$

これは large cloud-complex の直径  $110 \pm 40$  pc と一致する。(24)を large cloud-complex の収縮(自由降下) ( $k^{-1} \sim 10^7$  yrs) に適用すると

$$\ell \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ km} \sim 10 \text{ pc}.$$

通常の星間雲の直径くらいの大きさの乱流が内部にあって Complex になっていることになる。しかし、これを個々の加速された星間雲にするには他の機構（例えば Oort の Rocket mechanism）を考える必要があるかもしれない。銀河回転の場合を H II region につかうと  $\ell \sim 800$  pc, halo ( $C_0 \sim 100$  km/sec) につかうと  $\ell \sim 8$  kpc。しかし halo では銀河面の変動が hydromagnetic wave としてつたわるようなモデルの方がよいかもしれない。

# 星間空間における X 線の発生機構

早川 幸男, 松岡 勝 (名大理)

## § 1. Introduction

最近銀河中心の方向から  $2\text{\AA} \sim 8\text{\AA}$  の X 線が intensity として  $0.1 \sim 0.3 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ st}^{-1}$  程くるらしいことが観測された<sup>(1)</sup>。このような強い intensity を説明するために最近観測され出した超高エネルギー光子<sup>(2)</sup>と comparable な production rate で発生する超高エネルギー電子による synchrotron radiation が考えられる。しかしこれらの光子や電子の高い production rate は宇宙線の intensity の高いことか、あるいは銀河系内の gas density が高いことが要求される。ここでは、我々は synchrotron radiation と同程度に可能と思われる process を指摘する。

§ 2 では inverse Compton effect によって可視光が X 線領域に散乱される機構を述べる。

§ 3 では HI cloud の heating に重要と思われる suprathermal particles によって励起された characteristic X-ray について述べる。

## § 2. Inverse Compton effect

Thermal photon energy  $k_{th}$  が  $E$  なる energy の電子で散乱されると、散乱光子は  $E \gg k_{th}$  の近似で

$$k_{th} \left( \frac{mc^2}{2E} \right)^2 \lesssim k \lesssim k_{th} \left( \frac{2E}{mc^2} \right)^2 = k_m, \quad (1)$$

に分布する。散乱光子の cross section は大体  $\sigma = \pi r_0^2 dk/k_m$  だから、数  $\text{\AA}$  付近の X 線の flux は大体 flat な分布をし、

$$j_x \simeq \frac{1}{4\pi} \sigma J_e N_{ph} L \simeq 10^{-3} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ st}^{-1}, \quad (2)$$

ここで、 $N_{ph} \simeq 0.3 \text{ cm}^{-3}$  は銀河内の photon density であり、 $J_e (E \gtrsim 10 \text{ MeV}) \simeq 1 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  は電子の全方向強度である。また  $L \simeq 10^{23} \text{ cm}$  は銀河の中心を向いたときの大きさで、これは考えている X 線の吸収の mean free path より小さい。

ここで求められた値は観測より 2 桁程小さいが、photon density や電子の flux の不確かさのためもう少し桁が上がる可能性もある。

§ 3. Characteristic X-ray.

$2\text{\AA} \sim 8\text{\AA}$  付近の特性X線を出す元素で density が大きい元素についてその強度を計算する。つまり、K-X ray の intensity は

$$F_K = C \int_{\text{Galactic disk}} \frac{\langle j_p \sigma_K \rangle N_I}{4\pi r^2} r^2 dr d\Omega. \quad (3)$$

ここで  $j_p$  は suprathermal protons の differential energy spectrum で次のように仮定する。(3)

$$j(\epsilon)d\epsilon = J_0 d\epsilon \begin{cases} \left(\frac{100}{\epsilon}\right)^\gamma & \gamma=2\sim3 \text{ for } \epsilon \gtrsim 100 \text{ MeV} \\ \frac{100}{\epsilon} & \text{for } 10 \text{ MeV} \lesssim \epsilon \lesssim 100 \text{ MeV} \\ \epsilon & \text{for } \epsilon \lesssim 10 \text{ MeV} \end{cases} \quad (4)$$

ここで  $\epsilon$  は MeV 単位で  $J_0 \simeq 1 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  とする。  $N_I$  は HI cloud における注目する元素の abundance である。定数  $C$  は次のようにきめられる。即ち suprathermal particles のうち  $\alpha$ -particle の寄与は  $j_p/j_\alpha \simeq 10$ ,  $(\sigma_K)_p/(\sigma_K)_\alpha \simeq 1/4$  だから proton の  $2/5$  である。(3)式では  $j_p$  を proton のみを使っているから全体として  $2/5$  の factor が必要である。次に HI cloud の galaxy での割合が  $\sim 10^{-1}$  とすると  $C = 2/5 \times 10^{-1} \simeq 0.14$  となる。

こうして銀河中心の方向では

$$F_K \simeq 1.4 \times 10^{21} \langle j_p \sigma_K \rangle N_I \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ st}^{-1}. \quad (5)$$

ここで、K-X ray production cross section (c.f. Appendix. A) と suprathermal proton の flux から近似的に

$$\begin{aligned} \langle j_p \sigma_K \rangle &= \int \sigma_K(\epsilon) j_p(\epsilon) d\epsilon \\ &\simeq 8 \times 10^{-20} \text{ for Mg, Al, Si, S,} \\ &\simeq 7 \times 10^{-20} \text{ for Cl, A, Ca,} \\ &\simeq 3 \times 10^{-20} \text{ for Fe.} \end{aligned} \quad (6)$$

なお HI cloud 以外からの X線の起源は元素の density がずっと落ちるため HI cloud の場合に比べて無視出来る。

このようにして得られた結果を Mg ~ Fe について表に示した。ここで HI cloud の H の



元素	K-X ray の 波長 Å	Hを $10 \text{ cm}^{-3}$ とした ときの density $\text{cm}^{-3}$	K-X ray flux intensity $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{st}^{-1}$
Mg	9.9	$4 \times 10^{-4}$	$4.5 \times 10^{-2}$
Al	8.3	$4 \times 10^{-5}$	$4.5 \times 10^{-3}$
Si	7.1	$4 \times 10^{-4}$	$4.5 \times 10^{-2}$
S	5.4	$1.6 \times 10^{-4}$	$2.0 \times 10^{-2}$
Cl	4.7	$1.0 \times 10^{-6}$	$1.0 \times 10^{-4}$
A	4.2	$6 \times 10^{-5}$	$5.2 \times 10^{-3}$
Ca	3.4	$2 \times 10^{-5}$	$2.0 \times 10^{-3}$
Fe	1.9	$4 \times 10^{-5}$	$2.0 \times 10^{-3}$

density を  $\sim 10 \text{ cm}^{-3}$  とした。この結果から  $2 \text{ Å} \sim 8 \text{ Å}$  の X 線を加え合せると  $\sim 0.1 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ st}^{-1}$  程度となり、大体観測に合う。

ここで計算した値は、cloud の元素の density として Cameron の data<sup>(4)</sup> を使ったことや suprathermal particles の flux intensity の不確かさのため factor の違いは十分あり得る。例えば早期型星では、S, Cl, A, が Si と同程度の density と考えられるから (c.f. Appendix. B) HI cloud にその値を採用すると全体として X 線の flux はもう少し大きくなる。

ここで指摘した X 線は line spectrum であるから、この観測が出来ればはっきりしたことが云える。また逆にこのような characteristic X-ray の観測は suprathermal particles の intensity, 元素の abundance, cloud の heating の mechanism<sup>(3)</sup> などに対しても重要な結果をもたらすであろう。

#### Appendix A K-X ray production cross section

原子番号  $Z$  の target に  $ze$  の charge をもつた energy  $E(\text{eV})$  の荷電粒子が衝突したときの K-shell ionization cross section は Born 近似により

$$\sigma_i = \frac{8\pi Z^2}{Z_K^4 \eta_K} f_K a_0^2, \quad (\text{A-1})$$

で与えられる<sup>(5)</sup>。ここで  $a_0$  は Bohr radius,  $Z_K \simeq Z - 0.3$  なる effective nuclear charge である。また

$$\eta_K = \frac{mE}{MZ_K^2 \cdot 13.6}, \quad (\text{A-2})$$

$$f_K = \int_{W_{\min}}^{\infty} dW \int_{Q_{\min}}^{\infty} \frac{dQ}{Q^2} |F_{wk}(Q)|^2, \quad (A-3)$$

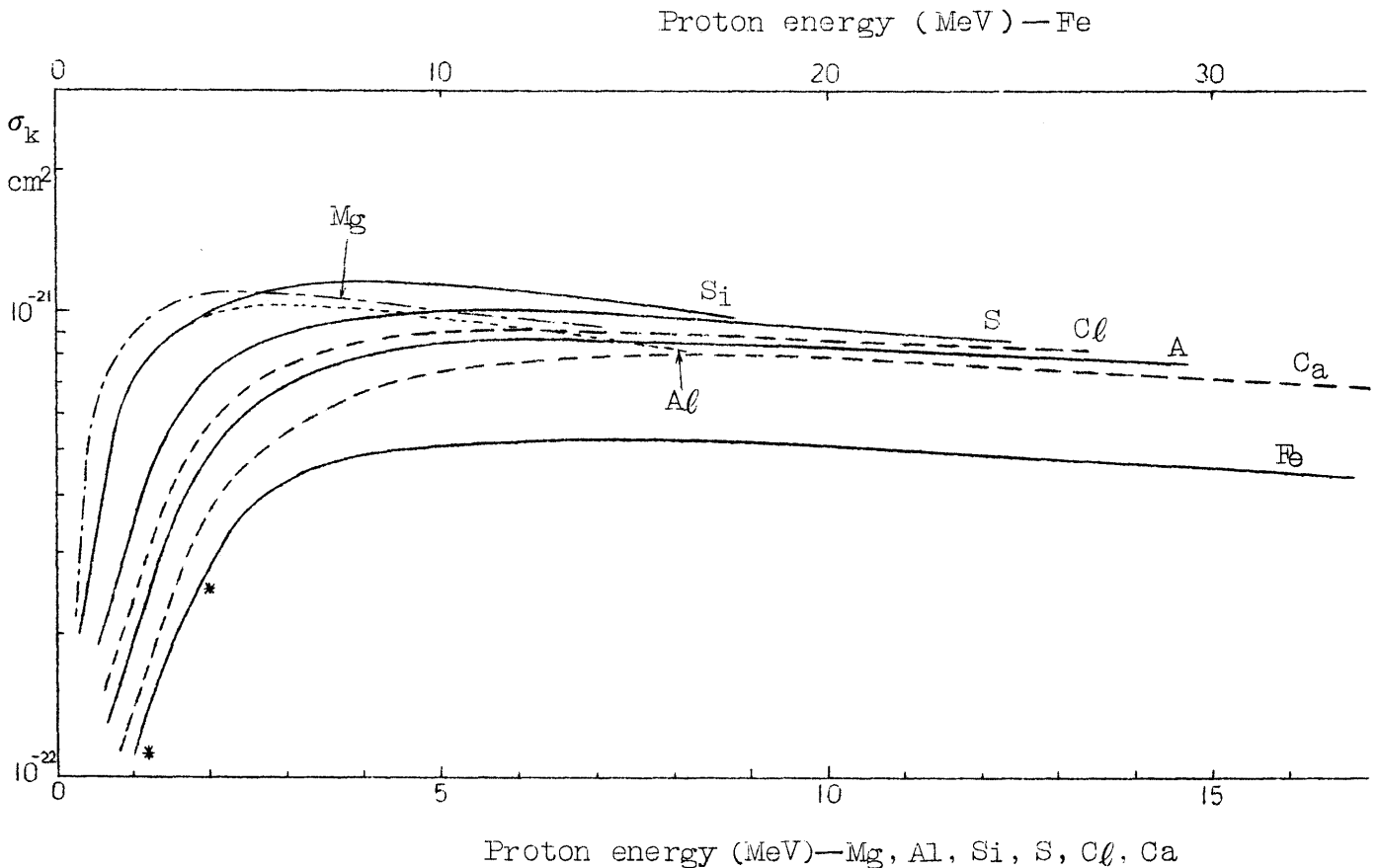
ここで  $W$ ,  $Q$  はそれぞれ入射 energy および衝突によって変化した momentum の dimensionless な量である。 $\eta_K = 2$  までの  $f_K$  は Walske により数値的に計算されている。<sup>(5)</sup>

次に K-X ray の production cross section  $\sigma_K$  は  $\eta$  を fluorescence yield とすると

$$\sigma_K = \eta \sigma_i, \quad (A-4)$$

$\eta$  を Bergström の summary<sup>(6)</sup> を使って proton beam による Mg~Fe の K-X ray production cross section を図に示した。我々が関心のある energy の高い方の  $\sigma_K$  の実験はないが Fe に関する Bernstein et al の実験結果<sup>(5)</sup> の一部を同図に示した。Energy の高い場合 Born 近似からそう大きく違はないだろう。

Proton bombardment による Mg~Fe の K-X ray  
Production cross section. (Born 近似), \* Experiment.



Appendix B. Abundance of elements.

ここで問題となる元素の abundance を四つの場合について表に示した。いずれも H を基準にした  $\log n$  の値である。なお B 型星の値は  $\gamma$  Pegasi の分光解析による data である。

元 素	Cameron <sup>(4)</sup>	早期型星 <sup>(7)</sup>	惑星状星雲 <sup>(8)</sup>	B 型星 <sup>(9)</sup>
H	12.00	12.00	12.00	12.00
Si	7.60	7.50	—	7.03
S	7.19	7.65	7.72	7.80
C $\ell$	5.00	7.2	6.29	7.25
A	6.78	7.0	6.89	7.0

参 考 文 献

- (1) B. Rossi, private communication.
- (2) G. Clark, I. Esobar, K. Murakami and K. Suga, the Study Week at the Pontifical Academy of Sciences, 1962.
- (3) S. Hayakawa, S. Nishimura and K. Takayanagi, Pub. A.S. Japan, 13, (1961), 184.
- (4) A.G. Cameron, Ap. J., 129, (1959), 676.
- (5) E. Merzbacher. and M.W. Lewis, Handbuck der physik, 34, (1958), 166.
- (6) I. Bergström, Beta-and Gamma-Ray Spectroscopy, ch. 20. (1) ed. by Kei Siegbahn, North-Holland Pub. Camp: Amsterdam, (1955).
- (7) L. H. Aller, Handbuch der Physik, 51, (1958), 324.
- (8) L. H. Aller, Ap.J. 125, (1957), 84.
- (9) L. H. Aller and J. Jugaku, Ap. J., 129, (1959), 862.

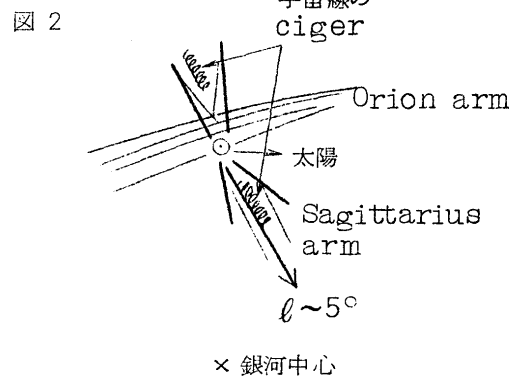
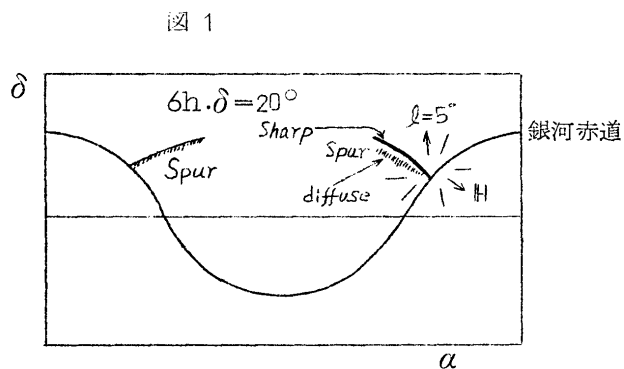
## Spur の Mechanism

長谷川 博一 (学習院大理)、小田 稔 (核研)

Spiral arm の中で超新星が爆発し、多量の宇宙線が発生すればそれは Spiral arm の磁場に trap され Cigar 状の宇宙線が2の棒が出来てそこからの synchrotron 輻射が観測される。それが天球図上に radio の観測による等強度線をかいたときにあらわれる spur であるという説を二年前に提出したが、ここではその考えを支持する証拠および宇宙線 cigar の dynamics について話す。

### I. Spur についての考えを支持する証拠

Radio emission の強度図によれば、 $l = 5^\circ$  の方向に spur がある (図1)。銀河赤道面内の  $l \sim 5^\circ$  の点に向って収斂するような磁場が星の光の polarization によって観測されている。これは太陽系からみて Sagittarius arm に沿った磁場でその中に宇宙線の cigar が inbed されているものが Spur の原因と解釈される。このようすは図2に示されている。

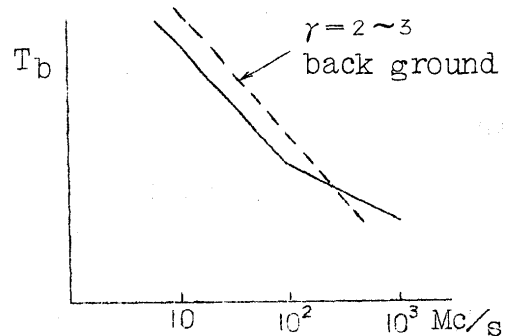


次に cigar の磁力線に直角な断面を考えると電子はその面内で円運動をしている。Synchrotron 輻射は電子の進行方向に出るから、磁力線が頭上に横たわっているとき、磁力線の方角に向かって右側の edge が sharp に見え、左側が diffuse boundary に見える筈である。実際には Spur の boundaries はこのようになっており、磁力線は銀河中心の側から太陽方向に向かっている。arm のつづきにある  $6h, \delta = 20^\circ$  のやゝ不明瞭な Spur でも同様であり磁場の方向は前者と consistent である。

Spur の方向では radio のスペクトルは back ground と異なっている。Brightness

temperature で書けば back ground では  $T_b \approx f^{-2 \sim -3}$  であるが Spur の方向では  $10^2 \text{ Mc/s}$  以上の frequency ではスペクトルが尾をひいている (図3)。これは高エネルギー粒子の存在を意味している。また Heavy primary で観測されている、8hr, 20hr, の方向の anisotropy は、上のような磁場の構造と関係があると思われる。heavy primary が anisotropic になるのは、「nuclear interaction の cross section が大きいので若いものだけが観測されるからである」。Spur の根本に実際に超新星の remnant があるかどうか問題になるが  $\theta \approx 2^\circ$ ,  $b \approx -2^\circ$  に観測されている。この remnant が対応するのかどうか、また  $3^\circ$  の差がどういう意味を持つのかは今のところよくわからない。

図3

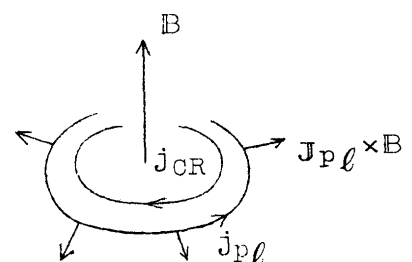


## II. 宇宙線 cigar の dynamics

宇宙線 cigar は  $10^4 \text{ y}$  で長さ  $10^4 \text{ ly}$ , 直径 several  $\times 10^2 \text{ ly}$  になる。この time scale で宇宙線粒子は dilute されたり、diffuse out したりして back ground と同じ level になる。そのとき磁力線がもとに戻るか、物質が流入したりしてそのままの形を保つか不明であるが、もしもとの arm に平行な磁場と異なった状態になるならば、どうなるか考える。超新星が 100 y に1度の割合で出現するとし、arm の全長を  $10^6 \text{ ly}$  とし、arm が Hoyle-Ireland の、磁力線が differential rotation によって巻くときに持つべき、 $10^8 \text{ y}$  の life-time をもっているものとすれば、一本の arm 中に  $10^6$  ケの宇宙線の抜けがらがあり、arm の長さの方向に直角な断面の中に  $10^4$  ケある。

次に宇宙線の cigar が出来るときを考える。超新星が arm の中に突然出現したとする。放出された宇宙線は磁場の中で gyration をし、diamagnetism を示す。したがって最初にあった arm の磁場を弱め、その弱められた磁場 (つり合いの強さ) で gyration をする。このことによって宇宙線の電流  $j_{CR}$  が流れる。考えている系は plasma 中に浸っているから、 $j_{CR}$  が磁場を変化させることを媒介にして逆起電力が起り、これが plasma に電流  $j_{p1}$  を流れさせる。この結果

図4



plasma には  $j_{pl} \times B$  の力が働き、プラズマは外に押出される。これらの様子は図4に示されている。

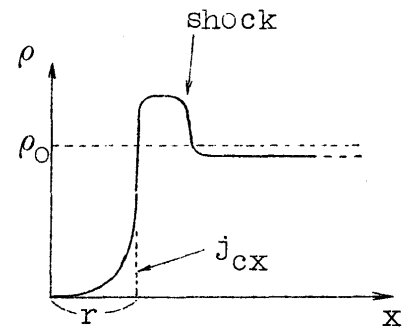
磁場は plasma に frozen in しているとし、shock front が出来るとして cigar の成長を考える。自由度が2の gas を考え、arm に垂直な面での運動のみを考える。Shock front を cigar の表面と考え、宇宙線の電流は surface current と考える。簡単のため一次元問題として解けば、宇宙線電流の位置  $r$  は

$$r = \text{const} \cdot t^{1/2}$$

となる。解の様子は図5に示されている。

解に適当な数値を代入し、IIの最初に議論したように life-time を  $10^4$  y ととれば、cigar は長さ  $10^4$  ly, 直径 100 ly の程度になる。この過程において instability が生ずるとしても、その成長時間は life-time にくらべて非常に大きいので問題にならない。

図5



# Cosmic rays の 進 化

会 津 晃 (立教大理)

10<sup>9</sup> 年ぐらい以前の宇宙線の Energy が現存とはどれくらい異なった値になっていたかを推定する。その手がかりの1つとして我々の銀河より若いと考えられる銀河の Supernova frequency および electron の Synchrotron radiation の電波を調べることがある。以下においてはそれぞれの type の銀河 (I<sub>rr</sub>, S<sub>c</sub>, S<sub>b</sub>) の電波の強度から Cosmic ray の Energy を決定する。Supernova の frequency (f<sub>SN</sub>) は我々の銀河の frequency を Unit として表1に示してある。銀河の Cosmic ray の total Energy (E<sub>CR</sub>) を決定するために、まづ Cosmic ray の Energy と magnetic energy が等分配の状態にあると仮定して

$$E_{CR} = E_{mag}$$

電波の強さと consistent になるように E<sub>CR</sub> と磁場 H とを決定した。電波の強さを

$$I \propto \nu^{-\alpha}$$

とし  $\alpha = 0.7$  と仮定すると、E<sub>CR</sub> と H は

$$E_{CR} = L^{\frac{2}{3.7}} \Omega^{\frac{1.7}{3.7}}$$

$$H = L^{\frac{1}{3.7}} \Omega^{-\frac{1}{3.7}}$$

で与えられる。ここで L は galaxy から来る電波の flux で、 $\Omega$  は galaxy の volume である。結果はそれぞれの type について、我々の Galaxy の値を unit にして表1に示されている。

表 1

type	I <sub>rr</sub>	S <sub>c</sub> <sup>+</sup>	S <sub>c</sub> <sup>-</sup>	S <sub>b</sub>	S <sub>a</sub>	E
f <sub>SN</sub> / (f <sub>SN</sub> ) <sub>G</sub>	1.2 (2)	1.2 (40)		1.0 (20)	1.2 (8)	0.3 (6)
E <sub>CR</sub> / (E <sub>CR</sub> ) <sub>G</sub>		1.6	2.3	1.7		
H / (H) <sub>G</sub>		1.0 (7)	1.2 (7)	1.0 (6)		

( ) は使用した例を示す。

S<sub>c</sub><sup>+</sup> から S<sub>b</sub> までの進化の time scale が 10<sup>9</sup> 年ぐらいであるとすれば、10<sup>9</sup> 年の Scale では E<sub>CR</sub> および H はほとんど変化していないと考えて良い。しかし隕石を使った結果によると、10<sup>9</sup> 年の time scale で宇宙線が一ケタ落ちると云う結果が出ている。



# D 一 般 理 論

## プ ラ ズ マ 中 の 衝 撃 波

大 野 陽 朗 ( 北 大 理 )

磁場中にあるプラズマの Shock Wave を考察する場合、次の3つの点を考慮する必要がある：

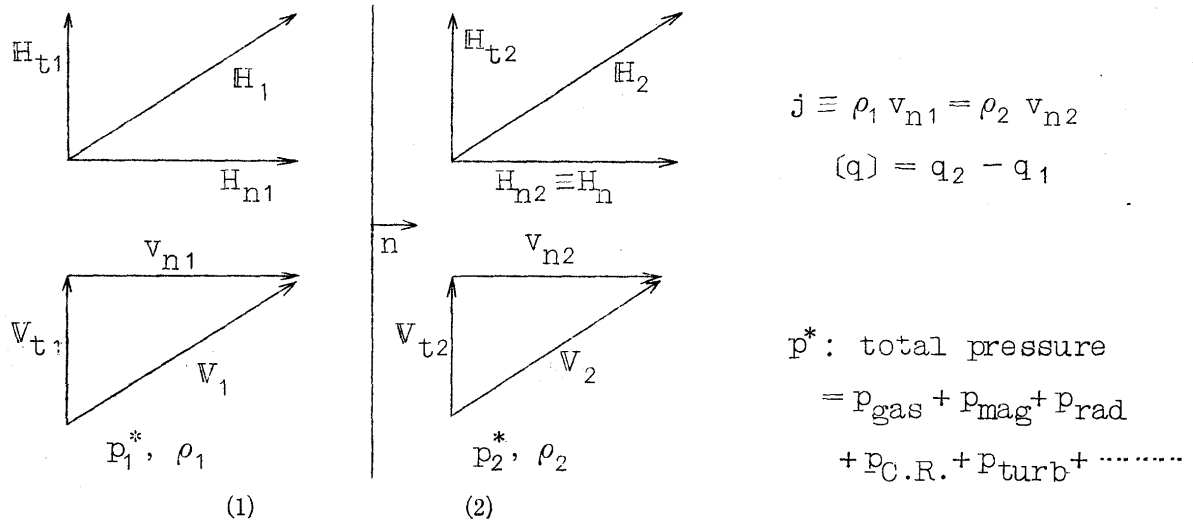
- I) Oblique Shock Waves が Essential であること。
- II) Evolutionary Condition が有効な制限となること。
- III) Collisionless Shock の存在の有無またはその性格。

以下これについて述べる。

I) magnetic field の中では、magnetic stress のために一般に transverse momentum の jump が 0 でなく

$$j(V_t) = -\frac{H_n}{4\pi} [H_t] \quad (a)$$

なる関係がある(第1図参照)。このため  $H_n \approx 0$  ( $[H_t] \approx 0$ ) では、普通の gasdynamics と違って Oblique Shock 即ち  $[V_t] \approx 0$  の Shock が単なる座標変換と異なり essential なものとなる。(この場合、 $H_n=0$  即ち Normal Shock や、 $[H_t]=0$  即ち Gas Shock は limiting case に過ぎない。)



第 1 図

脚注 \* これは conductivity  $\sigma$  が front の前後で共に実質的に無限大の場合である。一般には  $[\sigma] \approx 0$  の条件を入れなければならない。

更に電場の平行成分の連続から

$$H_n \{ V_t \} = j \left\{ \frac{H_t}{\rho} \right\} \quad (b)$$

が得られ\*、また longitudinal momentum の jump condition

$$\{ p^* \} = -j^2 \left\{ \frac{1}{\rho} \right\} \quad (c)$$

があるが、これらと energy condition によって、discontinuity front での物理量の jump がきめられる。<sup>1)</sup>

energy condition は surface を通ったの energy の gain or loss の有無によって複雑に変わるが、front 前後の関係は "magneto-mechanical conditions" (a)~(c) で大体の様子を知ることが出来る。

A.  $\{ p^* \} = 0$  の場合

- i) Contact Discontinuity (C):  $j = 0, H_n \neq 0$
- ii) Tangential " (T):  $j = 0, H_n = 0$
- iii) Alfvén " (A):  $j \neq 0, \{ \rho \} = 0$

がある。

B.  $\{ p^* \} \neq 0$ 、従って  $j \neq 0, \{ \rho \} \neq 0$  が Shock (S) である。(この場合、(a)、(b)から  $H_1, H_2$  は coplanar であるから、その面を  $t$  として  $H_t \rightarrow H_t, V_t \rightarrow v_t$  とすることが出来る。)

i) Normal Shock (N):  $H_n = 0$  の場合で、(a)より  $\frac{H_{t2}}{H_{t1}} = \frac{\rho_2}{\rho_1}$  となる。

ii) Gas Shock (G):  $H_n \neq 0, H_{t1} = H_{t2} = 0$ 、ただし  $H_n \neq 0, H_{t1} = 0$  でも  $H_{t2} \neq 0$  になり得る。これを Switch on Shock (Sw on) と呼び Switch off Shock (Sw off) ( $H_{t1} \neq 0, H_{t2} = 0$ ) と共に Oblique Shock の一部である。

iii) Oblique Shock (O):  $H_n \neq 0, \{ H_t \} \neq 0$  の場合であり、(a)、(b)より、

$$j^2 = \frac{H_n^2}{4\pi} \frac{\{ H_t \}}{\left\{ \frac{H_t}{\rho} \right\}} > 0 \quad (d)$$

が得られる。これから  $H_{t1} > 0$  として

$$a) H_{t2} > H_{t1}, \quad \frac{H_{t2}}{H_{t1}} > \frac{\rho_2}{\rho_1}$$

$$\text{or } b) H_{t2} < H_{t1}, \quad \frac{H_{t2}}{H_{t1}} < \frac{\rho_2}{\rho_1}$$

の2つの場合がある。

\* 前頁脚注

ここで Alfvén - Mach Number  $M_A \equiv \frac{v_n}{V_A}$ , ( $V_A = \frac{H_n}{\sqrt{4\pi\rho}}$ ) を導入すると、j の定義から

$$M_{A1}^2 = \frac{\rho_2}{\rho_1} M_{A2}^2 \quad (e)$$

が得られる。

即ち compression (C) では  $M_{A1} > M_{A2}$

expansion (E) では  $M_{A1} > M_{A2}$

である。

$M_A$  を用いて (d) をかき変えると、

$$\eta \equiv \frac{H_{t2}}{H_{t1}} = \frac{M_{A1}^2 - 1}{M_{A2}^2 - 1} \quad (f)$$

これから compression の場合

$$H_{t2} > H_{t1} \quad (\eta > 1) \quad \text{では} \quad M_{A2} > 1$$

$$H_{t2} < H_{t1} \quad (\eta < 1) \quad \text{では} \quad M_{A2} < 1$$

(Expansion では逆)

となる。

$$M_{A2} \begin{matrix} > \\ = \\ < \end{matrix} 1 \quad \text{をそれぞれ} \quad \begin{matrix} \text{fast} \\ \text{intermediate} \\ \text{slow} \end{matrix} \quad \begin{matrix} \text{shock} \\ \text{shock} \\ \text{shock} \end{matrix}$$

と呼ぶ。intermediate には、 $180^\circ$  (A) および (Sw On) が属することは容易に分る。

最後に  $\eta = 1$  即ち  $M_{A1} = M_{A2}$  は infinitesimal shock に相当する。

Magnetohydro における small disturbance の propagation velocity には、

fast  $V_f$ , Alfvén  $V_A$ , slow  $V_s$  の3種があり、

$$V_f \geq V_A \geq V_s$$

または Alfvén-Mach number で表わして

$$M_f \geq 1 \geq M_s$$

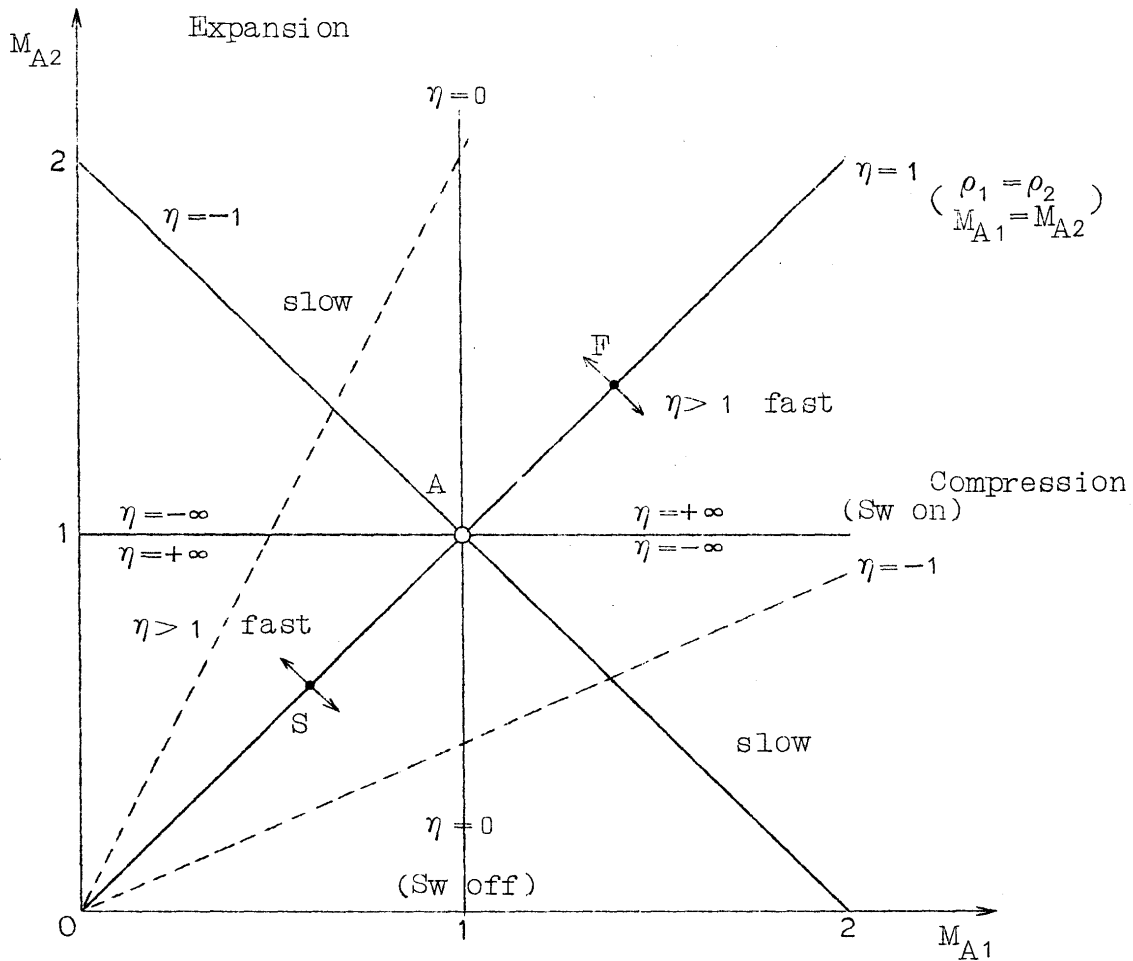
である。以上の関係を表わしたものが第2図である。以下図の説明を行なう。

A は  $M_{A1} = M_{A2} = 1$  の特異点で  $180^\circ$  Alfvén を表わすと共に、(Sw on) の出発点

となる。F.S. はそれぞれ fast, slow の出発点であるが、その道筋は energy

condition を与えなければきまらない。(なお、0点から引いた放射線(点線)は

$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \text{一定}$ 、即ち compression または expansion の割合を表わす。)



第 2 図

さて天体プラズマでは radiative interaction が強いため、普通考えられている adiabatic よりも isothermal condition

$$[T] = 0$$

の方が実際に近い<sup>2)</sup>

第 3 図に isothermal の場合の shock path を  $M_{A1} \sim M_{A2}$  面に schematic に表わした\*

(ただし  $p^* = p_{\text{gas}} + p_{\text{mag}}$ )

Slow compression と fast expansion には、(1), (2) の 2 種があるがこれは

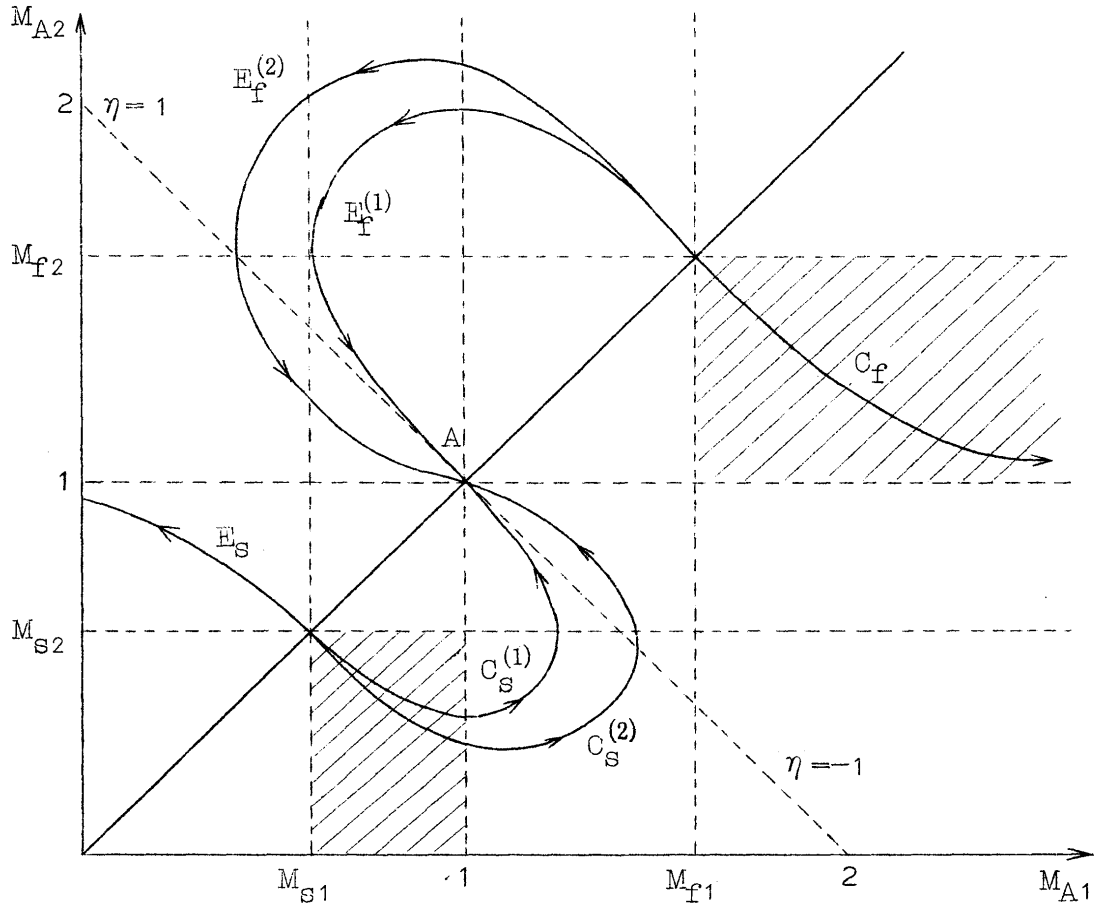
$$\alpha_1 \equiv \frac{p_{\text{gas}1}}{2p_{\text{mag}1}} \text{ とした場合}$$

$$\alpha_1 \geq 1 \text{ では } C_S^{(1)}, E_f^{(1)}$$

$$\alpha_1 < 1 \text{ では } C_S^{(2)}, E_f^{(2)}$$

である。云いかえれば、magnetic field が強い場合 (corona, interplanetary ではこの条件を充たしている。)

脚注 \* shock の強さと共に  $M_{f2}, M_{s2}$  も変化するので、実際は図の如くにはならない。



第 3 図

shock の後の transverse magnetic field は反転する ( $H_{f2} = -H_{f1}$ ,  $\eta = -1$ ) ばかりでなく、更に  $|H_{t2}| > H_{t1}$  になり得ることを示している。

なお、 $H_{t1} \rightarrow 0$  にした場合

$\lim M_{f1}$	$\lim M_{s1}$	
$\sqrt{a_1}$	1	for $a_1 \geq 1$
1	$\sqrt{a_1}$	for $a_1 < 1$

になるから、この極限で

$C_f \rightarrow$  Gas Shock for  $a_1 \geq 1$ ,

(Sw on) for  $a_1 < 1$

$E_s \rightarrow$  (Sw on) for  $a_1 \geq 1$

(G) for  $a_1 < 1$

である。即ち Parallel Shock ( $H_{f1} = 0$ ) の場合も、magnetic field の相対的強さ

によって、(G)になるか、(Sw on)になるかが決ることに注意しなければならない。\*

## II) Evolutionary Condition<sup>3)</sup>

上に見たように、プラズマ中では shock wave によって magnetic field は任意に増大し、また逆転し得る。また一般に (adiabatic を除いて) expansion shock も可能であるが、これらが果して安定に存在し得るか？が問題である。Landau に始まる evolutionary condition の考察は、magnetohydro においては、small waves の種類が4つ——entropy, Alfven, slow, fast——あるために、有効な制限条件となる。

この condition は次のように表現される：「与えられた discontinuity に small perturbation を与えた時、それから発する波の数が丁度 discontinuity での boundary condition の数\*\* に等しい——即ち最初の discontinuity に無限小の変化を与えたものもやはり discontinuity として存在する場合、この discontinuity は実際に実現可能である(これを evolutionary と呼ぶ)。もし上の条件が満たされない場合、small wave としての解は存せず、元の discontinuity は直ちに分解する。(これを non-evolutionary と呼ぶ。)」

この条件の考察の結果、第3図の斜線の部分と(A)以外は non-evolutionary として exclude される。

i) Expansion Shock は存在しない。これは adiabatic ではエントロピー条件  $\{S\} \geq 0$  から云える\*\*\* 然し、ionization front や recombination shock のように、j が given の場合は、boundary condition の数がふえるから expansion も可能である。

ii) slow shock  $C_s$  は (Sw off) までしか存在しない。つまり  $C_s$  によって magnetic energy は減少し、 $C_f$  によって増大する。

iii) Propagation Velocity D が

$$V_{A1} < D < M_{f1}$$

---

脚注 \* もっとも (Sw on) と云っても  $H_{f2}$  の方向は任意であるから、boundary or symmetry condition によって左右されるだろう。

\*\* 詳しくは propagation velocity の変化を消去して boundary condition の数から1を引いたもの。なお独立な波については別々に数える必要がある。

\*\*\* Taniuchi and Kato は entropy condition から evolutionary condition を出せることを証明しているが、これは“adiabatic”の場合であって、一般には evolutionary condition の方が広いものと思われる。

である shock wave は存在しない。

iv)  $Hn \approx 0$  の Gas Shock ( $[H_T] = 0$ ) でも一般 non-evolutionary な部分が存在する。

注意すべきことは、“Non-evolutionary”と“Unstable”とは全然別な概念であることである。例えば cloud collision により、強制的に iii) に相当する initial discontinuity を作っても直ちにこれは2つないし3つの discontinuity に分解する。これに対し tangential discontinuity は unstable であり、渦層を作ってこわれるが、このためには多かれ少なかれ時間を要する。

inhomogeneous media 中の shock propagation\* 等に際して、この evolutionality が役割を演ずることは充分考えられ、今後の課題であろう。

### III) Collisionless Shock<sup>4)</sup>

interplanetary, interstellar space においては、

collision mean free path  $l_c$

$\gg$  ion の Larmor radius  $r_L$

の条件が充たされている。考える現象の scale  $L$  が、  $L \gg l_c$

ならばこれらを continuous media と考え、特に上の shock の考察はそのまま使える。例えば interstellar cloud の collision では、 $L \sim 10^{20}$  cm  $l_c \sim 10^{13}$  cm であるから、これを流体の衝突と考えてよい。

然し、  $l_c > L \gg r_L$

なる場合(例えば、geomagnetic cavity) では、いわゆる collisionless plasma と考えなければならぬ。

こういう collisionless plasma で“shock”が存在するかどうか?については、非常に議論がある。Liepmann は“原理的に”これを否定している。即ち、collisionless plasma の equation は、Boltzman 方程式の collision term を無視したものであり、従って、例えば Joule 熱による dissipation がない。shock においては(少なくとも最初に) entropy が増加するはずのものであるが dissipation の起らない気体で entropy が増加することは出来ないという訳である。

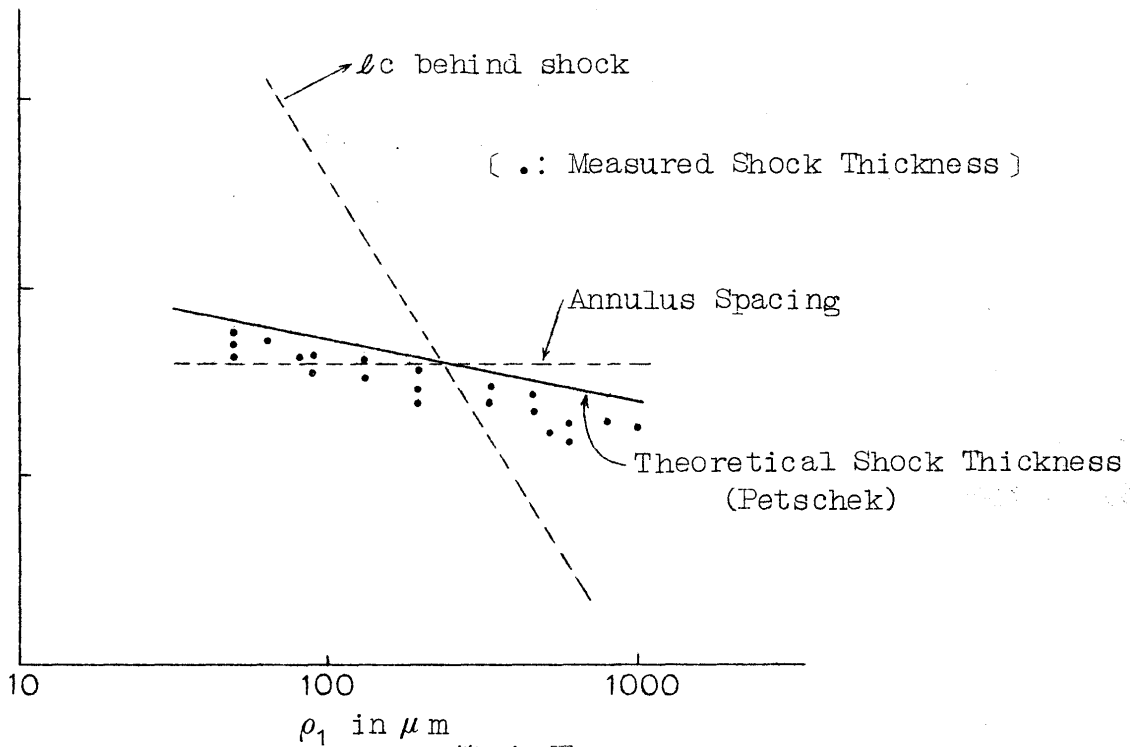
Petschek 等は、collisionless plasma 中には、non-linear な wave が複雑に

---

脚注 \* 例えば、Corona, chromosphere の heating の問題。

からみ合って、“wave turbulence”を形成しており、Particle よりも、むしろ wave packet の mean free path を考えると、これは Larmor radius の程度となり、従って、その程度の厚さを持った Shock wave が存在すると考えている。

そして Patrick<sup>5)</sup> の magnetic annulus shock tube による実験結果をその support としている(第4図)。(もっとも Liepman 等は boundary の影響に難色をしている)。



第 4 図

一方、Morawetz 一派<sup>6)</sup>は、「particles の path が複雑なために、最初に uniform な velocity distribution をとったとしても、次第にその information が失われ、collision を考えなくても entropy は増大する」という立場から、一次元の定常解で無限前方と無限後方が異なった状態になるものを探している。その結果、いろいろな近似で、 $M_{A1}$  に対する制限の下に、front の後方が波打つような解を得ている。これに対しても Liepman 等の批判と論争がある。

いずれにしても “collisionless shock” は理論的にも実験的にも今後検討すべき問題である。shock-like な instability があり得る事は充分考えられるが、ここでは、“shock とは何ぞや” を改めて個々の場合に定義して行くことが必要なものと思われる。



参 考 文 献

- 1) 例えば、Landau and Lifschitz, "Electrodynamics of Continuous Media"  
Chap. VI.  
Bazer and Ericson, "Hydromagnetic Shocks" Ap. J. 129 (1959) p.758.
- 2) 例えば、Kaplan, "Interstellar Gasdynamics" (露文)
- 3) Landau and Lifshitz, "Fluid Mechanics" chap. K, XIV.  
Akhiezer, Liubarski and Polovin, "On the Stability of Shock Waves  
in Magnetohydrodynamics" J. E. T. P. 35 (1958) p.731 (露文)  
Polovin, "Shock Waves in Magnetohydrodynamics"  
Uspekhi F. N. 72 (1960) p.33 (露文)
- 4) Fourth Symposium on Cosmical Gasdynamics, Nuovo Cimento,  
Supplemento No.1 (1961) Part IV D. Collision-free shock-waves.
- 5) Patrick, Phys. of Fluids, 2 (1959) p.589, 3 (1960) p.321.
- 6) Morawetz, "Magnetohydrodynamic Shock Structure Without Collision,"  
NYO-2885, New York University (1960).

## 不安定性に伴う加速について

早 川 幸 男 (名大理)

Magneto-plasma において、その磁場が不安定性によってくずれるとき、Magnetic pumping により粒子が加速される。このことは実験室でも確認されているが、宇宙のスケールでは、地球の magneto-sphere の擾乱(これは instability は弱い)、sun spot が flare を伴ってくずれるとき、inter-stellar space では超新星の爆発と多量の宇宙線の放出に関連した磁場の乱れ、spiral arm がとれて radio galaxy になるような現象の場合等に起ると考えられる。

Compression と expansion の間に十分な randomization が起るとき、粒子の momentum  $p$  は

$$p = p_0 e^{t/t_e}, \quad (1)$$

$$t_e = \tau / \frac{1}{9} \delta^2, \quad \delta \equiv \Delta H / H \ll 1 \quad (2)$$

にしたがって増大する。ここで  $\tau$  は磁場の変動の周期である。加速の継続時間、 $t$  は不安定性の成長時間であたえられる。すなわち

$$t \sim L^2 / \lambda V_A \sim 10^2 (L / V_A), \quad (3)$$

ここで  $\lambda$  は irregularity の dimension,  $V_A$  は Alfvén velocity であり、上で考察した領域では共通に  $L / \lambda \sim 10^2$  である。(3)式の estimation は  $t$  の lower limit を与えている。

上記各領域での(2), (3)式の諸量は下表のとおり estimate される。

region	$t/\tau$	$\delta$	$t/t_e$
Magneto-sph.	$10^2$	$\sim 10^{-1}$	$10^{-1}$
Sun spot	$10^2$	$\lesssim 1$	10
inter stellar	$10^2$	$\lesssim 1$	10

Sun spot および inter stellar space では加速時間は e-fold time の 10 倍の order であり、相当程度の加速が行なわれることがわかる。

この過程の一つの検証として flare 時の Solar cosmic ray のエネルギースペクトルを

調べてみる。加速がはじまったとき、粒子は thermal energy をもっていたとすれば  
 $p_0 \propto \sqrt{m}$ ,  $m$  は粒子の質量である。したがって  $\sqrt{m}$  の比だけ energy をずらせたところで  
異種の粒子の energy spectra を較べれば flux, spectrum の power が合う筈である。  
実際、数 MeV の電子と 100 MeV の陽子との比較をすれば合っており、また abundance を考  
慮すれば陽子と heavy primary とも合っている。また Outer Radiation Belt で  
~30 KeV の電子と ~1 MeV の陽子の強度は同程度である。

( 文責 杉本 )

コメント、 粒子が diffuse out する時間が(3)より短いことがあるのではないか。

答 その通り。

## II 国際会議の報告

### Washington Meeting の 報 告

畑 中 武 夫 (東大理, 天文台)

5月に開かれた COSPAR の Meeting の報告である。Rossi が Inter planetary plasma と題して lecture を行なった。その半分位が space vehicle による直接測定の話であったがこれは大林の話と重複する部分が多いのでその部分は省略する。ここでは corona の話と dust の話をする。

#### I. Corona

Corona の spectrum は K-(continuous) component と F-(Frounhofer) Component に分けられる(図1)。F成分は dust component であり、K成分は free

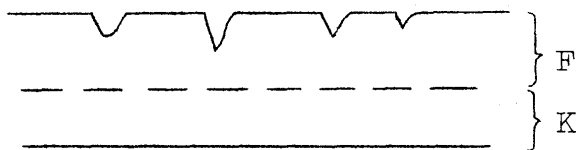


図1. Corona の Spectrum

electron による光の散乱で生じる成分である。Polarization でK成分を分離し、その強度から電子密度を求めれば  $20 R_{\odot}$  の位置で  $N_e \sim 2600 \text{ cm}^{-3}$  (Blackwell, 1955) である。また Zodiacal Light の polarization で K と F とをわけると、その比は大体 1:1 であり、1 A.U. ( $215 R_{\odot}$ ) での電子密度は Behr-Siedenfopf (1953) により  $N_e \sim 600 \text{ cm}^{-3}$  が求められている。他方吸収線で K と F とをわけると、Beckers (1959) は、 $K:F = 1:1$  という上記の結果を verify した。しかしながら Blackwell and Ingham (1961) によれば K成分が少なく 1 A.U. で  $N_e < 125 \text{ cm}^{-3}$  である。この電子密度をとれば polarization をどう観測値と合せるかが問題になる。すなわち dust が polarize させるとしなければならないがその機構はよくわからない。なお Beckers がやったのは 1935 年に Hoffmeister が obs. した黄 30 diacal light のスペクトルを別の太陽のスペクトルと比べたのであり、Blackwell と Ingham によれば、同じ測定器を用いなかったからと、夜光の補正をしなかったために誤りをおかしたのではないかといっている。

Comment (1) 高分子の  $\pi$ -electron が polarize させることが出来るのではないか。このときは必ずしも分子は align されなくてもよいのではないか。(2) Platt particle を考えるとどうか。(3) これらのとき散乱光が K 成分になるか F 成分になるかが問題。

以上要約すれば  $r < 8R_{\odot}$  までの Ne の観測は信用出来るが  $r > 8R_{\odot}$  ではまだ測定値は確定していないと考えるべきである。 $8R_{\odot}$  では  $N_e \approx 8 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  と云う値が求められている。

電子密度を求めるもう一つの方法は radio star が見掛上太陽の corona を通るとき scintillation によってその image が変る。すなわち Corona 内の irregularity で電波が散乱されて image が拡がる。これに interference fringe が図 2 の様に変わることによって観測される。

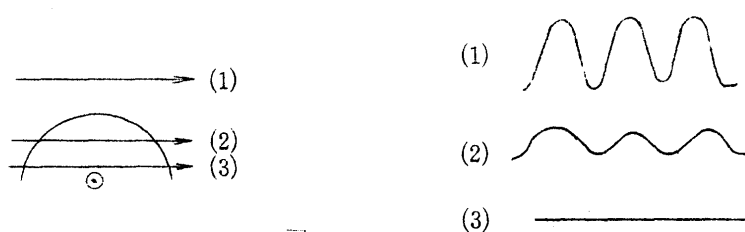


図 2 .

今まで Crab Nebula のような近い radio star を観測していたが、今度 Sydney で 13 ヶの radio sources を  $85 \text{ Mc/s}$  で観測した。結果は図 3 に示されている (Slee, 1961)。Irregularity と電子密度の関係をつければ  $r > 8R_{\odot}$  でも電子密度を知ることができる。

Comment. Irregularity は  $\Delta N_e / N_e$  の order である。

## II. Dust

Rocket で地球より 100 km 以下の高さで直接に dust を集めたもの、Explorer 艦による観測その他多数の rockets Satellites, space probes がある。後者では satellite と dust の相対速度を仮定して解析する。Dust の mass spectrum は図 4 に示されている。地球近傍では、Zodiacal light から求めた dust の flux とくらべて  $10^3 \sim 10^4$  倍多い flux になっている。地球近傍では地球の重力による accretion を考えなければならないことを意味するとも考えられる。(この節は Alexander, McCracken, Secretan and Berg の COSPAR への paper による)

参 考 文 献

Blackwell, M.N., 115 (1955), 629.

Behr and Siedentopf, Zs. f. Ap. 32 (1953).

Beckers, Proc. Kon. Ned. Akad. Amsterdam. Ser B, 62 No.4, (1954).

Blackwell and Ingham, M.N., 122 (1961), 129.

Slee, M.N., 123 (1961). 223.

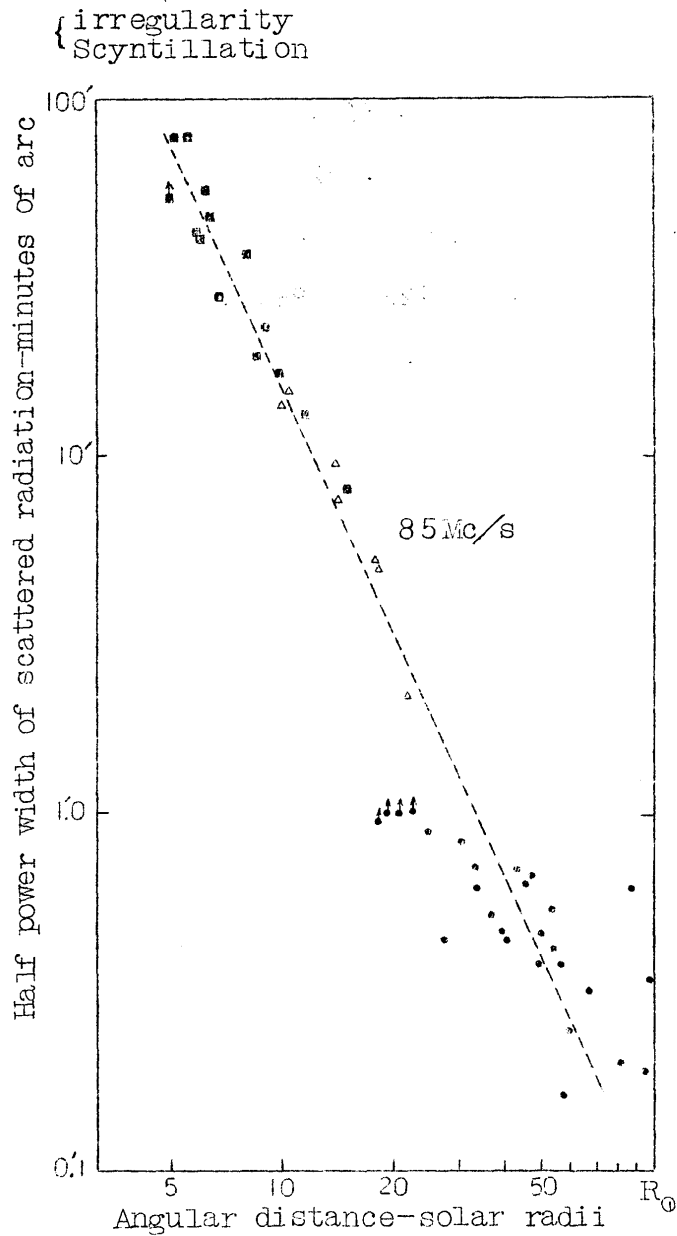


Fig. 3.—Measured equivalent angular sizes as a function of angular separation from the Sun during the 4 years 1957-1960. Points marked  $\square$ : 85.5 Mc/s fan-beam observations of Crab Nebula 1957-1959;  $\triangle$ : 26.3 Mc/s results of Erickson in 1959;  $\circ$ : 85.5 Mc/s interferometer results from source MSH 12+08 during 1960.

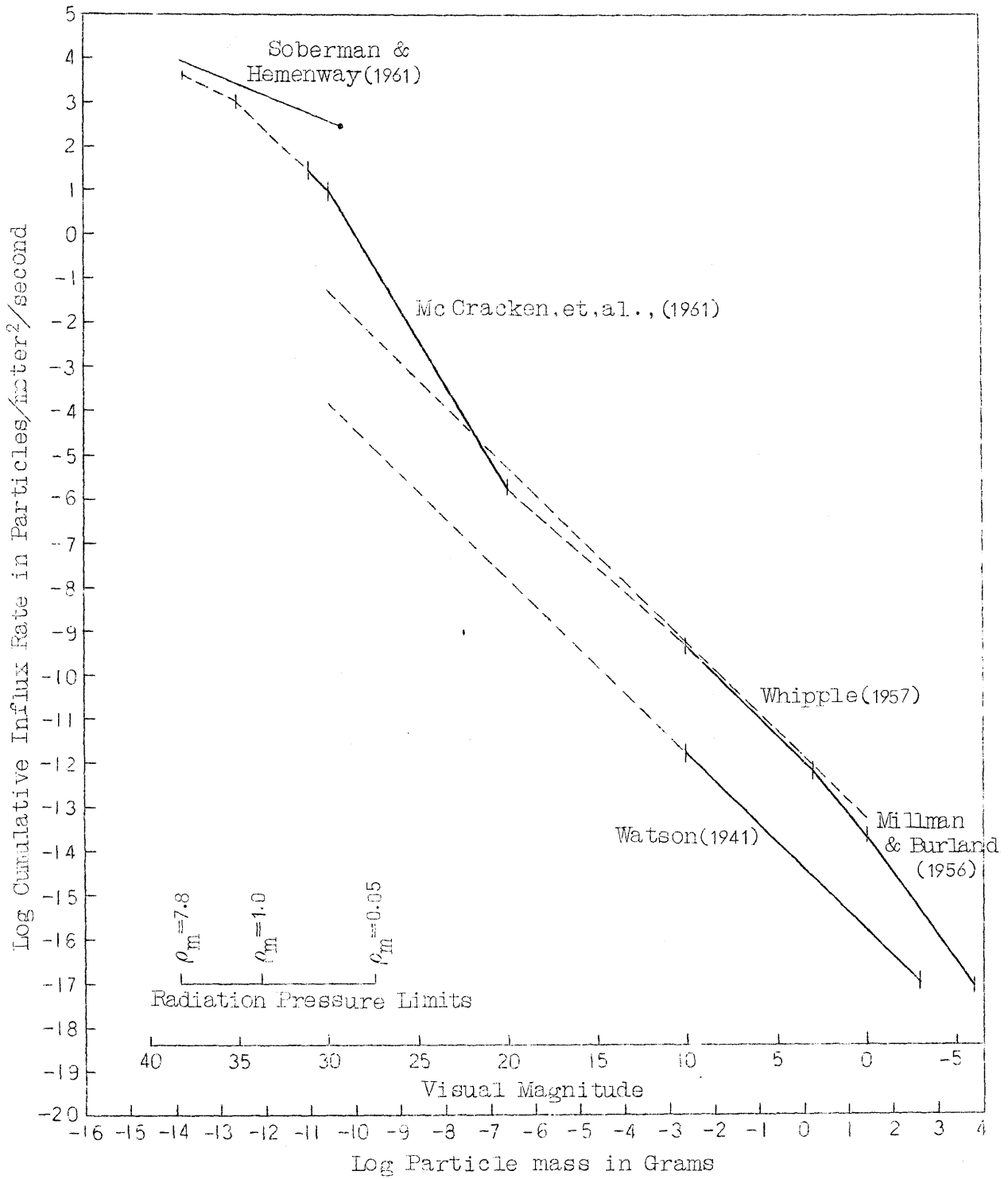


Fig. 4.—Segmented cumulative mass distribution curve for omnidirectional influx rates of dust particles and meteoroids.



## “惑星間空間の宇宙線”の国際会議報告

早 川 幸 男 (名大理)

表題の国際会議 (Study Week) が法王庁アカデミー主催で去る10月1日—6日に開かれた。Vatican における国際会議は毎年主題を変えて行なわれ、アカデミー会員中の関係者の外に十数人の専門家が招かれる。今年の参加者は、総裁の Lemaitre, 世話役の Vallarta 両会員を含んで24人、そのうち2人は素人といってよく、約半分は昨年の京都会議にきた人であった。その他アカデミー会員として Oort と Leprince-Ringuet, 3人の軌道屋のいたのが特徴的であった。また6月に Varenna で開かれた太陽系を主題とする夏の学校に出席した人が3人 (Gold, Hayakawa, Rossi) もいたので、話題は京都、Varenna の分と重複することも多かった。従ってこの報告も京都会議、Varenna 学校の延長としてそれらの内容を含んでいる。またポリビヤ会議とも重複している分もかなりある。

### § 1. 太陽系外の問題

惑星間空間の問題に限るといいながら、宇宙線を論ずる以上太陽系に限定することはできない。そこで最初の半日がこれにあてられた。Peters の一次宇宙線の組成に関連する話、Escobar の BASJE のまとめの2論文が読まれ、Hayakawa が銀河外起源についてコメントした。これらはプレプリントになっているし、内容はかなり広く知られているので、最終日の午後に Peters が話したまとめを報告すれば十分であろう。

Peters は京都会議以後1年間に得られた新しい知識を中心にして話をまとめた。

(a) BASJE のデータが出始め、大気層の半分程の高さで EAS の定量的観測ができるようになった。期間は短いが次のような重要な知識が得られた。

(i) スペクトルが  $N^{-1.4}$  から  $N^{-2.0}$  に変わり、折れ曲りは一次エネルギー約  $2 \times 10^{15}$  eV で起る。もっと高いエネルギーでスペクトルがまた平らになるなら、これは銀河系外起源を示すことになるであろう。

(ii)  $N_{\mu}/N_e$  の拡がり小さく、高エネルギーで一次粒子の種類は限られているかもしれない。

(iii)  $\mu$  の少ない EAS が存在し、それは一次光子の存在を示すかもしれない。しかし  $\pi$  発生過程のゆらぎによる可能性 (Peters) はまだ排除できない。大気中でこの過程がきくなら、星間空間でもこれが効いてもっと大きい一次光子強度が期待されるし (Hayakawa)、

また星の光との衝突による $\pi$ 発生もかなりの寄与をするであろう (Hayakawa)。

(b) 低エネルギー光子については新しいデータはない。もし Kraushaar と Clark のデータをそのまま受けとるなら、活動的な島宇宙の寄与が考慮される (Hayakawa)。

(c) 電子成分については、modulation を受けないスペクトルが知られてないし、太陽で発生した電子 (Meyer and Vogt<sup>\*)</sup>) がかなり長く貯められる可能性もあるので (Hayakawa) 太陽系外のことを知るには高エネルギー成分を測らねばなるまい。

(d) 核成分については、主に太陽系に関連しているが、次の知識が注目される。

(i) エネルギー分布に knee のなかったのは 1954 年と 1955 年だけなので、knee は銀河系成分に存在するのかもしれない (Nebel)。

(ii) 高エネルギー宇宙線の modulation は地磁気活動に比べて約半年、太陽活動に比べて約 9 ヶ月おくれる (Forbush) が、低エネルギーではおくれがない (Simpson)。

(iii) Modulation は太陽活動最盛期に到るまでは徐々に激しくなるが、最盛期以後は急に減少する (Forbush, Nebel, Simpson)。ただしこれは最近の太陽極大だけの特徴かもしれない。

(iv) 太陽からはほぼ定常的に陽子が放出され、その強度は太陽活動と正相関にある (Meyer and Vogt<sup>\*)</sup>)。

(v) 太陽から重い原子核が発生し、陽子もふくめて指数函数型の同じ rigidity spectrum をもつ (Ney)。強度比は時によって異なり fractionation が起っているだろう (Gold)。電子強度の相対値も時によって異なり (Ney)、これらの比較は宇宙線の起源について重要である。

なお冒頭の論文で Peters は一次宇宙線の組成について次の問題点を提起した。

(a) 1.5—60 GeV では実験データがはっきりしている。例えば重い核の方が有効に加速されるという Syrovatsky の説は、次の 3 点を考慮すれば支持しがたい。i)

Z = 16 - 19 の核がほとんどない、ii) Na/Ne 比が小、iii) 電離ポテンシャルと強度比の相関がない。太陽から発生する粒子の成分比もこの説に味方しているとはいえない。

(b)  $^{10}\text{Be}$  の存在から宇宙線の寿命を知る。同位体を識別するのは困難だから、Li/Be, Be/B を a few % の精度で測るのがよからう。 $^7\text{Be}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$  の生成比

1.5 : 2.2 : 1 はかなりはっきりしているから、問題は  $^7\text{Be}$  が生き残るかどうかにある

---

\*) Simpson によって報告された。

(Hayakawa-Ito-Terashima によればこれは生き残る)。

(γ) 高エネルギーでは成分比がエネルギーによって異なるであろう。何故ならエネルギー毎に効く源が異なり、源によって成分比が異なるであろうから。

(δ) 0.2—1.5 GeV では同位体比が測れる。もし  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} \sim 1/3$  という大きな値が本当なら、低エネルギー粒子ほど通過した物質層が厚いことを示すであろう。

近い将来この問題は主に人工衛星を用いて研究されるようになるから、electronics で成分比を測る方に進むべきである。

これに対する最も重要なコメントは Simpson によってなされたものである。彼は Surface farrier counter を開発した。これを使えば 100 MeV/nucleon 以下の粒子の電荷が現在の技術で  $Z=6$  までには分けられる。

## § 2. 太陽からのプラズマ流

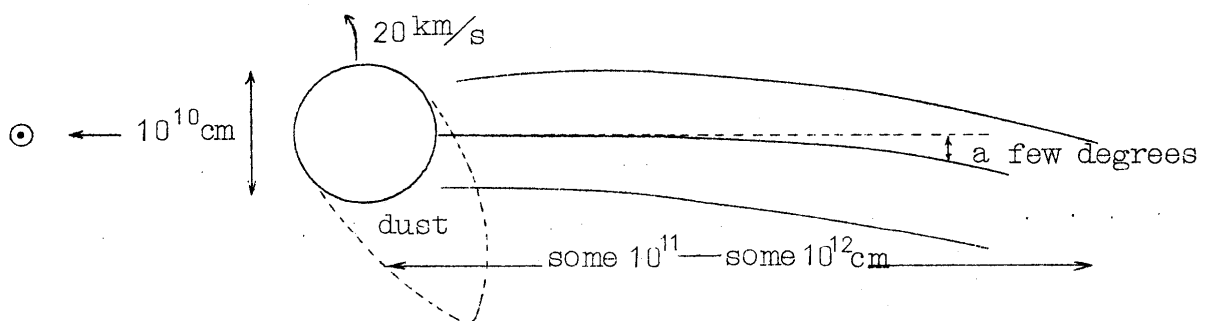
この問題について Rossi, Gold, Biermann 等の論文と Elliot のまとめがあるが、順序を崩して Biermann, Rossi, Gold の順で紹介しよう。

(a) 太陽プラズマ流の証拠。Biermann はこれに対して次の証拠を挙げた。

- 地磁気嵐。
- M 領域に原因する地磁気擾乱の再帰現象。
- 黄道光の偏り。
- 太陽近傍に見える電波点源のずれ。
- 彗星の尾。
- プラズマ流の直接測定。

他の諸問題には簡単に触れるに止め、第5の問題について Biermann と Lüst の近傍に基く話があった。

(b) 彗星の尾とプラズマ流。彗星の三つの型のうち I 型がプラズマ流との相互作用に関して興味がある。その典型的な形は下図に示される。



尾に働く加速度は  $10^2$ — $10^3$  cm/sec<sup>2</sup> であるのに対し、太陽の重力加速度は 0.6、光圧は  $\sim 0.1$  である。尾の中の面密度は  $\geq 10^{-11}$  g/cm<sup>2</sup> だから、圧力は  $\sim 10^{-8}$  dyne/cm<sup>2</sup> である。これに比べて Rossi 等によって測定されたプラズマ流の圧力は  $10^{-6}$  dyne/cm<sup>2</sup> だから、衝突は二次的効果しかもたらさず、磁気的な相互作用が主であろう。尾はかなり長く持続され、それが糸状になってこわれるのは磁気流体的不安定性を示す。

太陽極小期にも尾があり、高緯度でも確率が小さいながら尾があることから太陽の風は極小期でも吹いているし、極方向にも吹き出している。

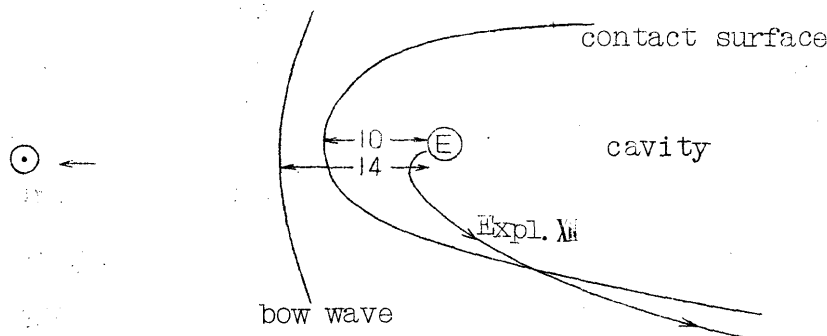
光の原因として  $P + CO \rightarrow CO^+ + H$  と光電離が同じくらい効いているようだ。太陽からの X 線がかなり強いことが知られた今日、組成と関連して電離過程を調べ直さねばならない。これは人工彗星の実験でやがてははっきりするであろう。

分子イオンの発生率は  $10^{28}$ — $10^{29}$  sec<sup>-1</sup> で、これから CO, CN 等の光る分子の総質量を推定できる。分子以外に 0 等の光りにくい原子も相当存在すると考えられるので、質量面密度として  $10^{11}$  g/cm<sup>2</sup> という下限が与えられる。もっと重ければ、尾を吹き流すためにはプラズマ流の速さは従来いわれていた 300 km/sec より大きくとらねばならぬ。

尾の崩れて行く過程はたいへん興味がある。尾はスクリー状の細い糸に分れる。糸の太さは a few  $10^3$  km, 長さは  $\sim 10^6$  km で数日続く。圧力平衡から関与する磁場は数  $\gamma$ 。尾の縁の cork screw 状の構造は a few  $10^3$  km/sec の速さで吹き流される。これは blast wave によるのかもしれない。

尾の形状について Gold の comment があつた。プラズマ流の磁場が彗星を過ると後部で磁場が強くなり尾の物質を掃きさらって行く。これが尾の乱れの原因であろう。

(c) 地球近傍の太陽プラズマ流。京都ではプラズマ流の速度が  $V \approx 300$  km/sec, 速度の拡がり  $U/V \approx 0.2$ ,  $U_{\parallel}/V \approx 0.3$ , 陽子密度が  $n \approx 10$ /cc であることが報告された。



このプラズマ流は

$4R_{\oplus}$ — $21R_{\oplus}$  では観測されず、これは Lunik II でも同様であった。  $21R_{\oplus}$  より速くでは時々プラズマ流が消え、これは磁場が規則的になる場所で起る。同時に測定した磁場

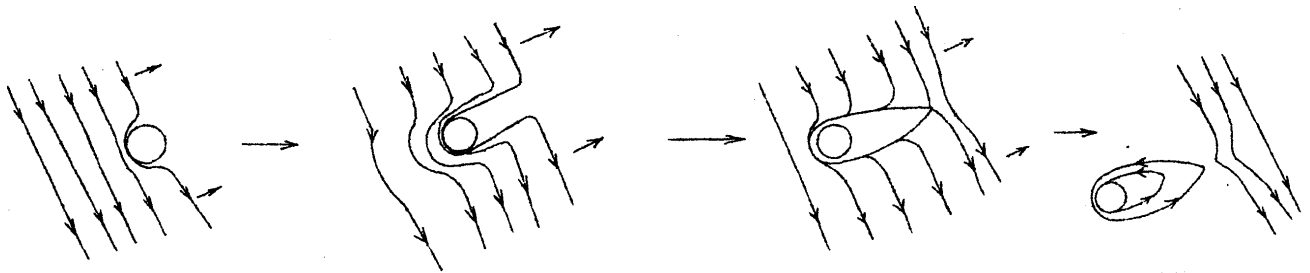
のデータを参照しつつ、次のモデルを作った。

プラズマ流が地球に接近し地球磁場と相互作用すると、約  $14 R_E$  の辺に衝撃波を作り、その背後に吊鐘状の cavity を作る。cavity の中では磁力線は規則的で地球方向に向く。外では荒れているが、太陽方向の成分が強い。プラズマ流の速度は衝撃波を過ぎると減少し、cavity の外面に沿って動く。従って観測された速度は惑星間空間内の速度より小さい。衛星は cavity の境界面に沿って飛び、時々 cavity の内部に入ったと考えられる。

このモデルはプラズマ流と地球磁場の相互作用の定性的諸性質を説明できるが、磁場が境界条件を満たしていないように思われる。このモデルの当否、プラズマ流の本性を知るためには、太陽方向に向くロケットや衛星による観測が重要である。

なお  $\geq 4 R_E$  でプラズマが消えるのは、重力と遠心力とのかね合いで間隙ができると考えられる (Gold)。

(d) プラズマ流の影響。磁場を帯びたプラズマ流が導体(惑星や月)を過ると、下図のように磁場が捕捉される。



従って磁気嵐を起す強いプラズマ流の通過後に月の帯磁を見るのは興味がある。プラズマ流内の磁場の向きによって磁化はいろいろな方向に起る。しかし地球のように自転していると自転軸方向の磁化が残る。ダイナモ理論による地磁気の説明はいかにも不自然なので、これを地磁気の原因と考えたい。

$10^4$  年に1回位の割合で非常に大きな太陽爆発が起ったと考えよう。この時強いプラズマ流が地球にやって来る。しかしそれが大気を蒸発させる程の熱をもたらしてはいけない。大気の逃散を  $10^{-5}$  に抑えれば、磁場の変化は約 20 gauss になる。この磁場変化によって地球表面の岩石が磁化する。岩石磁気より磁軸反転の週期は約  $10^4$  年と知られている。これは岩石物性によっては説明されないし、大陸移動説ももっともらしくない。ダイナモ理論でこれを説明するにはかなり不自然な仮定をせねばならぬ。なお約  $10^4$  年は氷河期の週期とも一致するし、砂漠にガラスの存在するのを説明するのに都合がよい。つまりプラズマ流は熱的効果をももたらす。

これに対して、プラズマ流と共に高エネルギー粒子もやって来るので、carbon dating の証拠、rare isotopes ( $^{15}\text{N}$  等) の存在比等に影響があるはずで (Singer)、この説は矛盾をきたすだろうという討論があった。Gold はなお、この過程が地球磁場の外縁の構造、土星の輪の生成等に応用できることを示唆した。

### §3 . 太陽からの高エネルギー粒子発生

Ney の報告は京都会議のものと同様であった。陽子と重い核の rigidity spectrum は一致し、

$$\frac{dN}{dR} \propto e^{-R/R_0}, \quad R_0 \approx 200 \text{ MV}$$

で表わされる。しかし陽子と重い核の強度比は時によって異なる。

これに対して Gold は次の fractionation 過程を提案した。太陽爆発で加速された粒子は磁場の gradient によって東から西へ (次の太陽週期では逆向きのはず) drift するが、その速さは陽子と重い核とで異なる。磁場には波が起り粒子は diffusion によってもれ出る。しかし大量の粒子が放出されるのは磁場の配置が大きく変化し (その週期は数十分)、磁場の口が開いたときである。この際逃げ方は rigidity だけに關係するか、その場所に存在する陽子と重い核の比は発生点からの距離によって異なる。この説に対して多くの疑問が出されたが、エネルギーによる到着時刻の差は太陽面現象に原因する (Simpson) こと等から、太陽面での磁場擾乱の重要性は認められた。

加速と放出の過程について、Gold は Gold-Hoyle のモデルを強調したが、Denisse は電波源がかなり長く固定されていることから、黒点の dipole 場に生ずる mirrors における magnetic pumping を強調した。pumping の原因については、II 型 (shock)、III 型 (beam instability) による擾乱が考えられる。

Ney は高エネルギー電子が  $\delta$  函数型のエネルギー分布で放出され、それが IV cm 型から紫外線までの強度を説明できることを示した。Hayakawa は IV m 型に注目し、それに与る電子のエネルギーは数 MeV でその量は陽子と同程度であることを示した。つまり粒子数は同じでもエネルギー分布が質量の平方根に比例してずれる。これは重い核の加速にもあてはまりそうだし、そうとみれば magnetic pumping が主な加速機構であろう。

Simpson は Meyer と Vogt による定常的陽子の発生について述べた。その後も実験を繰り返して、この存在が確かめられた。しかしその強度は太陽活動が静かになると共に減少し、

銀河系成分の増大によって米年は見えなくなるであろう。この粒子が低エネルギーに限られること、太陽爆発の際でも陽子が外に出ないこともあること等を考慮し、太陽からの中性子の崩壊で生じたものではないかと示唆された。しかしそれなら崩壊しない中性子が直接観測されるだろうし、光子も期待されるはずである (Biermann)。

#### § 4. 宇宙線の Modulation

(a) Forbush 減少。Amaldi は Modulation factor のエネルギー依存性について総合的報告をした。Kane の分析、Mathews の地下のデータを引用しながら

$$M(E) \propto E^{-n}, \quad 0 < n < 1$$

を結論した。

Elliot は地下の実験により modulation が 100 GeV 以上まで存在することがわかったことを強調し、実験値をいくつかの models の結論と比較した。

	観測値	$Kp^{-1}$	Parker	Elliot
$N_{SL} / \mu_{SL}$	$1.71 \pm 0.01$	2.41	1.90	1.64
$\mu_{60mw.e.} / \mu_{SL}$	$0.16 \pm 0.04$	0.02	0.02	0.07

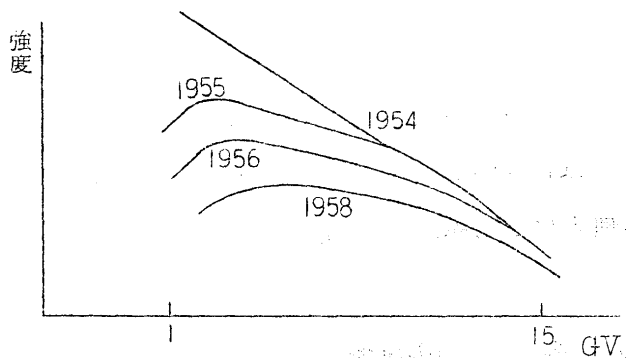
これは Amaldi の結論を支持し、一様磁場模型を排除するようである。

(b) 11 年変化。Forbush と Neher の観測が 2 度目の極大を過ぎ、Simpson の観測が 1 週期経過したので、データが出揃ってかなり重要な結論が得られた。

Neher は京都報告にもう 1 本線を追加し、knee が予期通りずれたことを示した。今までに knee のなかったのはこの前の極小の時だけで、もう 1 回前には knee があつたし強度も小さかった。もし前者を例外とすれば、銀河系成分に knee があるのではないか。なお前回の極大はたいへん激しかったので、その余効が次の極小まで残り、恐らく knee も残るであろう。

Forbush は黒点、磁場の荒れ、宇宙線強度の変化を比較し、それぞれ 6 ヶ月、9 ヶ月のおくれがあることを示した。これは惑星間磁場が 1 年くらい余効を持つためである。

Simpson は低エネルギー宇宙線の変化にはおくれがないことを示した。極小から出発すると、modulation は低エネルギー部分から出発し、次第に高エネルギーにおよぶ。極大後の恢復はそれを全く逆にたどる。その様子を強調して画くと下図のようになる。これは太陽活動が盛んになると共に modulation を起す磁場の大きさが増し、太陽が静かになる



と共に大きな波長の擾乱から消える。  
これは惑星間磁場の境界が動くことに  
対応する。

Parker は彼のモデルについて、パ  
ラメーターの値を多少変えて  
modulation factor を計算した。  
しかし彼のモデルは本質的に粒子の速

度に関する。そこで Elliot は陽子と  $\alpha$  の 11 年変化を比較した。

	観測値	$j/j_{\infty} \propto \beta$ と仮定 (Parker model に近い)
$\frac{(j_p/j_{\alpha})_{\min.}}{(j_p/j_{\alpha})_{\max.}}$   rigidity > 1.5 GV	$1.02 \pm 0.03$	0.92

<1.5 GV のデータはまだ十分ではないが、velocity dependence は余り強そうでは  
ない。この点が modulation の機構を知る一つの鍵になるであろう。

なお惑星間磁場の性質について、Gold と Parker はそれぞれ自分のモデルを中心とし  
た話をして、京都会議の折と同様なやりとりが疲れるまで続けられた。

これらの諸問題について、最終日に Elliot がまとめを述べた。磁場とプラズマについて、  
太陽面、< 1 AU, > 1 AU の場所での特徴を述べ、それと宇宙線変動との関係を論じ、さら  
に将来の問題点を指摘した。この内容は前述の報告にももちろん含まれているのでここにはく  
り返さない。

## § 5. 放射線帯と軌道理論

会の主人役が Lemaitre と Vallarta だったので軌道屋の比重が大きかった。しかし話の  
内容は数学的すぎて、退屈をもよおす所が多かった。私も軌道屋の一人と見はなされはしたが、  
軌道理論についてはほとんど理解できなかった。

(a) 環電流の影響 (Ray)。双極磁場に電流環の磁場が加わったときの cut-off の変化を  
計算した。電流の位置で起る singularity を避ける方法に新味があるらしい。しかし仮  
定した磁場に余り現実性がないのに詳しい計算をやって何になるかという批判があった。

Varena では電流環の存否についてかなり突っこんだ討論があった。結論は非存在に傾  
いている。理由の第 1 は、Sonnet 等が京都で発表したのは誤りで、電流環の存在に対する  
実験的証拠はない。第 2 は、電流環を安定に保つ圧力勾配は考えにくいものであるし、外部



からの擾乱によって平衡は簡単に破れる。しかもこの平衡が安定である条件は限られているので、磁気嵐の主相を説明する程持続することはむづかしいであろう。第3は、磁気嵐その他の現象の説明は外のことでできる。以上の理由によるが、第1の理由が非常に強く電流環についてもっと疑を持つべきであろう。

(b) 非断熱性。地球磁場の曲りのために、放射帯の粒子の磁気能率が一定でなく、第0近似の値の周りを振動する。これについては全員意見が一致したが、Bossy はそれにもかかわらず粒子の反射点は変化しないと主張し、Hayakawa はそれを反射点の振動に結びつけた。そしてさらに粒子が振動のために低空まで突込む確率がかなりあり、このために粒子の損失が起ることを示した。つまり非断熱性は直接には粒子の損失を起さないが、大気との相互作用や磁場の random な変動を通じて損失に効く。なお Bossy と Hayakawa - Obayashi の計算結果を比較したところ、両者とも同じ phase dependence を持ち、Bossy の得た軌道の反射点は反射毎にかなりちらばっている。

Singer は彼の近著に基づいて話を進め、放射線帯の等強度曲線が等 Alfvén discriminant 曲線と一致することを示し、損失の主要過程は非断熱性であることを強調した。入射機構としては中性子アルベドを主張した。

(c) 数学的取扱ひ方。De Vogelaere は Lemaitre - Bossy の座標を用いて、双極磁場での粒子の運動をカノニカル形式に書き、2つのモードの結合を論じた。これは大林の形式とよく似ているようだが、座標のとり方が違うので直ちに比較ができない。Bossy も同様な方法で軌道を追跡した。De Vogelaere はさらに軌道の安定性にこの方法を応用した。多くの週期軌道を求めその安定・不安定を論じた。

しかしこれらの計算は計算機を使って行なわれているので、それが最高の性能を持っていても  $|\gamma|$  の大きい場合には実行不可能である。この点で大林の解析的方法は注目を浴びた。また安定性についても Bogoliubov 流の一般的方法の適用が大切であると Vallarta によって強調された。

Singer のまとめで、軌道理論自身に多くの問題が残されていることが強調され、最も簡単な双極磁場についてはっきりした解答の得られることが望まれた。

放射帯の実験的知識については余り討論がなかった。Varena では Van Allen が見事な報告をしたが、その内容はすでに知らされていると思われるのでここには繰り返さない。低エネルギー粒子の観測が行なわれ、それからの知識が放射線帯の理解を大きく前進させたことを注意するに止めておく。

# ラパス Symposium の報告

ラパス Symposium の報告 (1962年10月20日～25日、東京)

報告者: 小田 稔 (核研)

ラパス Symposium を中心に、日本、MIT の projects と関連して報告する。Inter-planetary space の諸問題と High energy Cosmic ray の諸問題に以下大別する。

## I. Inter planetary space

### a) Explorer X による観測の問題点

Explorer X による観測についてはこの会ですでに多く語られた。ここでは一つの問題点をのべる。大林がのべたように磁場の観測において、磁場が強くて regular な regions と比較的弱くかつ irregular な regions が見出された。これに関しては Satellite の trajectory が Cavity (magneto-sphere) の側壁の turbulent region に沿って出入りしたとする解釈がある (図1)。しかしながらそこで trajectory に垂直な磁場の成分が観測されており、したがって上記の解釈によれば磁力線が boundary と cross していることになる。これはちょっとありそうもない事である。

図 1

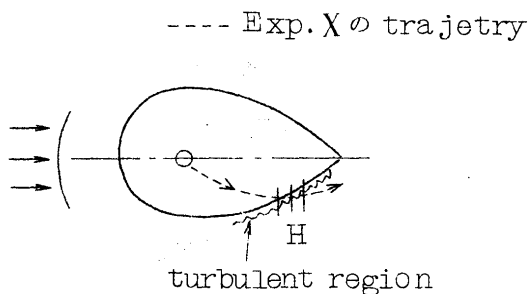
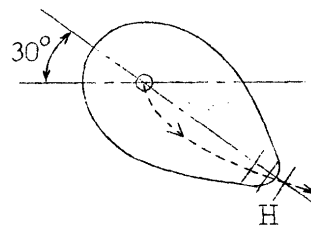


図 2



外部、内部でそれぞれ磁力線が close する事の方が自然であろう。この困難は magneto-sphere の対称軸が太陽方向に対して約  $30^\circ$  傾いていると考えれば解決される (図2)。この角度は inter planetary space の磁力線が地球近傍で太陽方向となしている角度である。しかしながら実際に観測された磁場の強さは時間的に変化している。これを説明するためには、cavity の尾部で磁場の強い場所と弱い場所が縞状になっていなければならない。これはちょっと考えにくい事である。

Comment: solar wind の変化で cavity の尻尾が息をしていてそのために Satellite が cavity に何処か出入したように見えたと考えてもよい。

b)  $H_{\beta}$  emission の問題

チャカルタイヤで  $8\lambda \sim 1\text{\AA}$  の分散で Zodiacal light を観測し、 $H_{\beta}$  の profile をとることに成功した。それは polarize しており、dust によるものと考えられるが、dust によって polarize される機構はよくはわからない。この profile を青空から来る  $H_{\beta}$  の profile と比較すれば図 3 に示される通り吸収線の強さは後者では小さいにもかかわらず巾は同じである。

図 3



— Zodiacal light の  $H_{\beta}$   
----- 青空から来る  $H_{\beta}$

この差は  $H_{\beta}$  の emission が共存するためであると考え、確認するために夜空からの  $H_{\beta}$  の emission を観測し、その存在を確認した。

この emission を solar stream によって励起される空気 の luminescence であると解釈するためには solar stream の粒子密度は  $500\text{ cm}^{-3}$  程度必要である。この値は Biermann の理論と一致するか、Rossi et al. の観測による  $10\text{ cm}^{-3}$  と大きくずれている。

c) Moon の赤外線

Manchester で Moon から来る赤外線の連続観測がはじめられている。Solar activity との関連を見ることを目的にしている。

d) Jupiter の line emission に関する Marshall の提案

Jupiter で  $18\text{ Mc}/\text{s} \pm 3\text{ Mc}/\text{s}$  の line emission が観測されている。この emission の mechanism として Marshall は次の仮説を提案した。すなわち Jupiter の Corona での自由電子の spin flip によってそれが emit される。この電波が  $18\text{ Mc}/\text{s}$  になるためには Jupiter の Corona の磁場は  $5\sim 6\text{ gauss}$  でなければならない。Flip は磁場の Solar wind による磁場の perturbation によって起る。

## II. High energy cosmic ray に関する諸問題

a) Energy spectrum

宇宙線の energy spectrum は現在  $10^{20}\text{ eV}$ . 程度まで測定され、より high energy のものの観測へ進みつつある。どの程度の energy 値のものまであるかは現在わかっていない。一次近似では energy spectrum は energy の power. law,  $E^{-r}$  であるが  $10^{15}\text{ eV}$ . 付近と  $10^{18}\sim 10^{19}\text{ eV}$  でその power が変わっているという evidence がある。

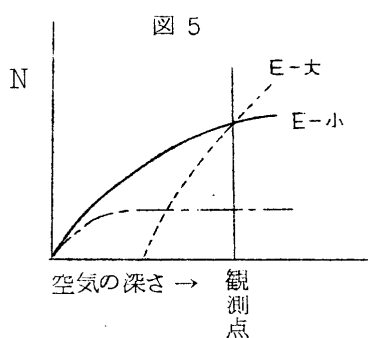
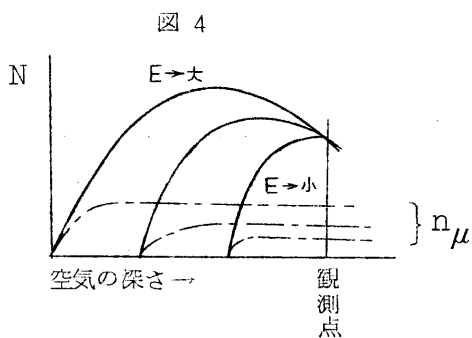
$10^{15}$  eV 以上では  $\gamma$  は少し大きい (?\*)。普通  $10^{15}$  eV 以上は空気シャワーで観測されるが、それ以下は種々の方法で観測される。したがってこの spectrum の折れまがりか実験条件のちがいで来る可能性がある。この可能性を判定するため標高  $\sim 5000$  m のところ (Bolivia) で空気シャワーの観測が行なわれている。ここでは空気の深さが小さいため空気シャワーがまだ減衰しておらず、地上で  $10^{15}$  eV のシャワーの Size,  $10^5$  粒子まで観測するとすれば、 $10^{14}$  eV まで観測できることになる。したがって同じ方法で観測可能な energy の lower limit が  $10^{14}$  eV まで下げられ、 $10^{15}$  eV の折れまがりか instrumental なものかどうかを判定することができる。

$10^{18\sim 19}$  eV 以上では  $\gamma$  は少し小さい (???) したがって flux は  $10^{15}\sim 10^{18}$  eV の  $\gamma$  をつかって計算したものより大きい。 $10^{20}$  eV 程度の宇宙線は radio galaxies で作られると考えられるが、その現在の radio emission の強度を使った推定ではその flux は  $10^3\sim 10^5$  不足する。もっとも radio galaxies で作られるとして、その flux が合うという藤本説もあり、また irregular galaxies で active なものが宇宙の初期にはあってそのときに出来たと考える畑中、早川説もある。

b) 組成

$10^{11}$  eV 以下のエネルギーのものでは一次宇宙線の組成はわかっているがエネルギーのより高いところではどうかという問題がある。

空気のある深さのところである定まった size,  $N$  の空気シャワーを見たとき、その深さが空気シャワーが減衰の段階に入っている深さのときと、まだ増殖中の段階、または増殖の極大いわゆるシャワーマキシムムの深さのときでは事情が異なる。前者の場合には、シャワーの開始点が深い程宇宙線粒子は low energy のものであり、観測される  $\mu$  meson の数が、したがって  $\mu$  meson 数と全粒子数の比、 $N_{\mu}/N$  が小さい (図4)。 $N_{\mu}/N$  は地上での観測では factor  $10\sim 100$  位 fluctuate する。後者の場合即ち、大気頂上から始まった空気シャワーの発達のマキシムムを観測している場



脚注 \* ? の数は信用度をあらわす。

合には開始点が深くなるとそれだけ高いエネルギーが必要(図5)になり宇宙線のエネルギースペクトルから云ってそのようなことは起りにくい。すなわちこのような条件で空気シャワーを見る場合には  $N_{\mu}/N$  はゆらいでいないユニークな値をとるであろう。

一方 heavy primary では energy  $E$  の粒子は  $E/A$  の粒子が  $A$  個同時に来たときと同じである、ここで  $A$  は質量数である。同じ深さで開始したシャワーでは energy が低い程  $N_{\mu}/N$  は大きいから、同じ energy の proton と heavy primary をくらべると後者の方が全体の  $N_{\mu}/N$  は大きくなる。したがって  $N_{\mu}/N$  に対してシャワーの頻度を plot すれば proton だけのときと heavy primary の混っている場合ではそれぞれ図6と図7のようになる。



ニューメキシコで Linsley が働いている MIT の空気シャワープロジェクトでは、上記2000m のところで  $10^{17}$  eV. 以上のシャワーを観測し、図6の場合を支持した。すなわち  $10^{17}$  eV. 以上では proton だけであると考えている(??)。

BASJE (Bolivia Air Shower Joint Experiment) では  $10^{14} \sim 10^{16}$  eV. の空気シャワーに対して同様の観測をした。それによれば  $10^{15}$  eV. では proton のみと結論することはできない。

核研、大市大、神大では空気シャワーを観測し、 $10^{15} \sim 10^{17}$  eV. では heavy primary があることを結論した。さらに  $\mu$ -meson の割合の高い空気シャワーだけをとれば anisotropy があるらしいことを指摘している。

以上を総合して working hypothesis としては次のものを考えればよい。

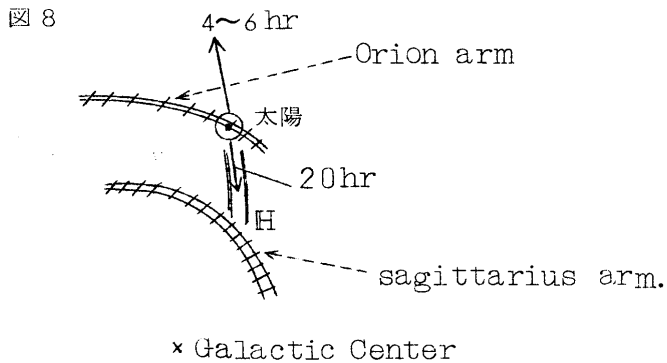
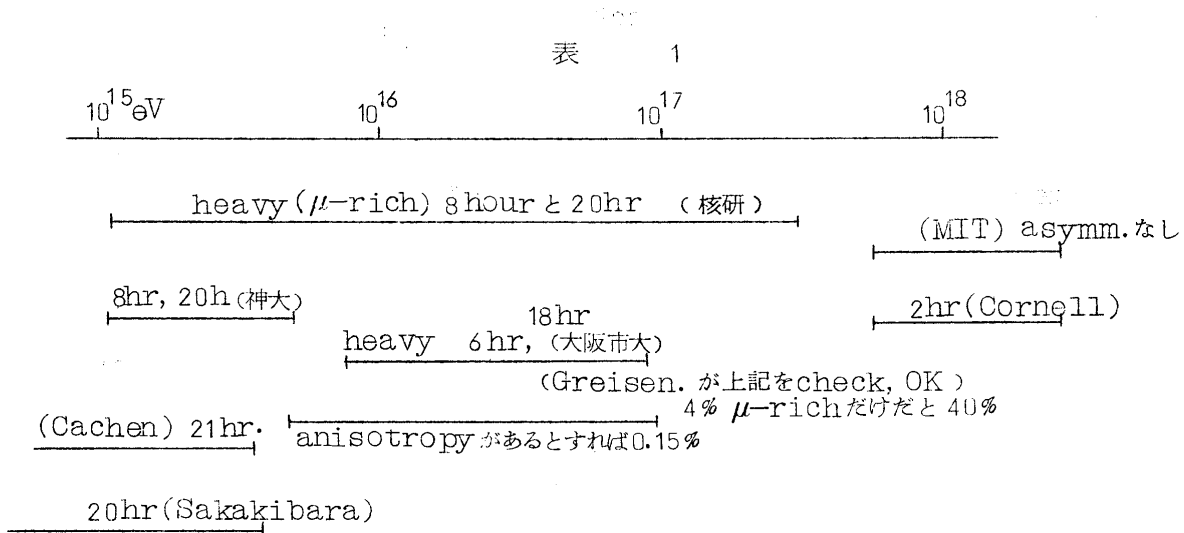
$E > 10^{18}$ eV	p のみ	meta-galactic origin
$10^{18}$ eV $< E < 10^{17}$ eV	p および heavy primaries	Galactic origin
$E < 10^{15}$ eV	p および heavy primaries	{ Galactic origin 超新星 origin.

c) Directive asymmetry

High energy Cosmic ray の方向に関する asymmetry については観測者によって

色々の結論が出ている。それを Summerize すれば表 1 の通りである。この表には対称の Selection, (Heavy primaries だけかどうか), energy range 観測者, flux の大きい方向の right ascension, anisotropy の程度が示されている。

以上総合すれば 4~6hr と 20hr の方向が flux の強い方向でありそうである。この方向は図 8 に示されている。同じ  $\theta = 5^\circ$  の方向に磁力線がそろっていると光、Spur の観測結果からみて都合のよいことがある。



d)  $\gamma$ -ray astronomg

High energy charged particle が星間物質と collision をして  $\pi$  meson を作り、その  $\pi^0$  の  $\gamma$  decay によって  $\gamma$  線が発生する。 $\gamma$  線の flux,  $J_\gamma$  は charged CR の flux,  $J_\pm$  をつかって

$$J_\gamma = F \int \frac{J_\pm \rho}{\lambda} dr$$

で与えられる。ここで  $\lambda$  は nuclear mean free path,  $F$  は  $\gamma$  線のエネルギーが親の粒

子のエネルギーより低いことによる correction factor であり、積分は視線方向に沿っておこなう。宇宙の各領域から来ると考えられる  $\gamma$  線の flux を表 2 に示す。

表 2

領域	物質密度 $n/\text{cm}^3$	$J_\gamma/\text{cm}^2\text{sec str.}$	光子密度	$J_\gamma(\text{photo-nuclear})$
			物質密度	$J_\gamma(\text{nuclear-nuclear})$
disc $< 0.5 \sim 1^\circ$	1	$2 \times 10^{-3} J_{\text{disc}}^F$	1	$10^{-2}$
" $< 5^\circ$	1	$4 \times 10^{-4} J_{\text{disc}}^F$		
halo	$10^{-2}$	$3 \times 10^{-5} J_{\text{halo}}^F$	$10^2$	1
extra gal. space	$10^{-5}$	$5 \times 10^{-3} J_{\text{extra}}^F$	$10^4$	$10^2$

以上では CR と物質粒子の衝突を考えたが光子との衝突による、 $J_\gamma$  は光子密度、結合定数のちがいを考慮して表 2 に与えられるように計算される。Extragalactic space では物質粒子との衝突による  $\gamma$  線の  $10^2$  にもなる。

一方  $\gamma$  線の観測はいくつかなされている。Explorer XI によって 50 MeV 以上の  $\gamma$  線が測定された。ある instrumental error があったがこれはいくつかの仮定のもとにデータを処理してその影響はのぞかれたと云われている。結果は

$$J_\gamma (> 50 \text{ MeV}) \simeq (4 \sim 10) \times 10^{-4} / \text{cm}^2 \text{ sec str.}$$

である。

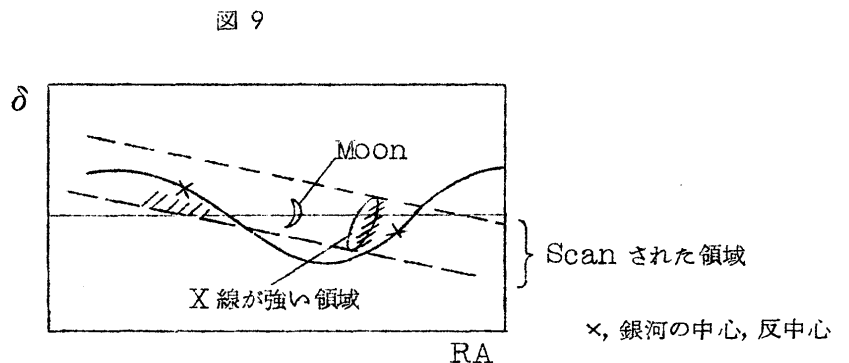
また BASJE では  $\gamma$ -initiated の空気シャワーを観測した。これは  $\mu$ -less であることによって他と区別される。結果は

$$J_\gamma / J_\pm \simeq 10^{-4},$$

である。F の値のとり方にもよるが、測定された  $J_\gamma$  は上記の理論により 10~100 倍大きい。これは大体において isotropic であるが強いて云えば、Galactic center 方向の disc に沿って多少

明るいようである。

一方 MIT で月の特性 X 線をとらえることを目的として  $8 \text{ \AA}$ 、 $2 \text{ \AA}$  の X 線が



観測された。月からはなれたところにX線の強い領域が見出された。その時の各方向は図9に示されている。X線の強い方向は銀河中心から7°寄ったところであることに注目したい。Fluxは8Åで0.1~0.3/cm<sup>2</sup> sec str.と観測された。\* 10<sup>14</sup>eVの宇宙線を親としたelectron secondaryが10<sup>-5</sup>~10<sup>-6</sup> gaussの磁場でsynchrotron radiationをしているとすればその波長は~10Å<sup>0</sup>である。観測されるX線fluxを出すためには、J<sub>±</sub>が物質密度を今まで考えられたより大きくとらなければならない。BASJEで観測されたJ<sub>r</sub>/J<sub>±</sub>を説明するためにも銀河中心に近い方向ではJ<sub>±</sub>が上でとられた値(地球上)より大きいか、物質密度が大きいかでなければならずX線から出される結論とconsistentである。これらにより銀河中心方向ではJ<sub>±</sub>かnのどちらか、または両方が大きいであろうと考えられる。

---

注 \* これはその後の情報によれば、さらに10倍以上強い。



## Ⅱ まとめの討論

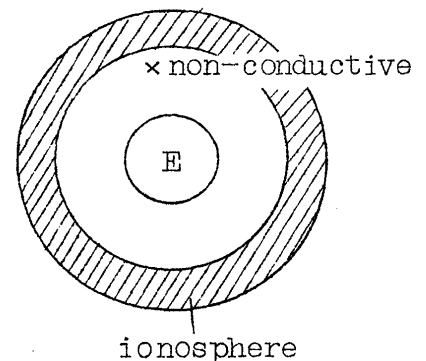
この研究会のまとめとして、すでに発表された諸報告の中から特に問題とすべき点を各講演者に指摘してもらい、それぞれについて討論が交された。空間的には地球に近い所から遠方へと、また現象論的には大体下記のような順序で話が進められた。

(空間的)	(現象論的)
magnetosphere	rotation
interplanetary	heating, acceleration, energy spect.
sun	magnetohydro shock wave
interstellar	instability
spiral arm	magnetic field の生成、消滅

福島(東大理): "magnetosphere の rotation"

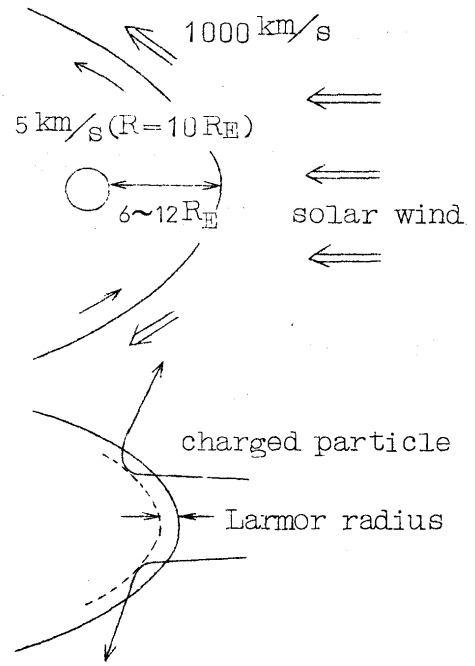
地球大気の電気伝導度を考えてみると、下層大気は non-conducting であり、ionosphere からは conductive になり、exosphere, magnetosphere は極めてよい電気伝導度を持つと考えられる。地球磁力線は地表から出て、これらの領域を貫いてゆく。そこで地球自転に伴ない、良電導領域では磁力線がどう運動しているかは興味ある問題である。

× conductive (magnetosphere, exosphere)

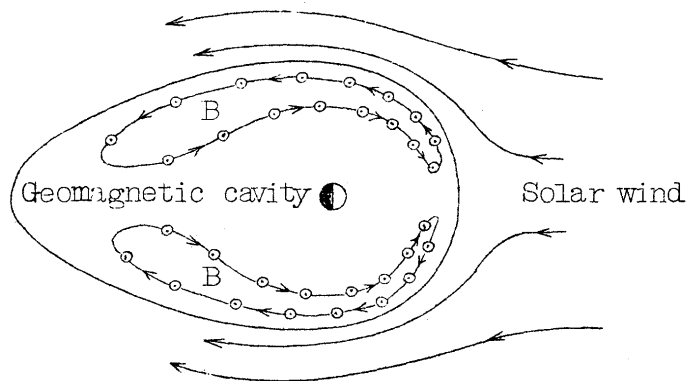


人工衛星での観測によると、地球磁場にかなり大きな局地異常がある領域上空では、ヴァンアレン帯内の放射能強度分布にも異常が付きまとっている。Cape Town anomaly とか Brazilian anomaly といわれるものはその例である。この観測事実からしても、地球磁場は地球自転に伴なって回転していると考えてよい。赤道面上では地心距離  $6.6R_E$  ( $R_E$  は地球半径) のところまで行くと、地球の引力と自転による遠心力とがほぼ釣り合う。しかし電離している大気は、地球磁力線により地球の方に引きつけられるから、このあたりあるいはもう少し遠いところまで大気は地球と共に回転しているであろう。しかしもっと遠いところでは磁力線さえ遠心力で飛ばされ、matter が逃げ出すかも知れない。地球大気が solar wind に圧迫されてできている geomagnetic cavity の半径が、昼間側で  $8\sim 12R_E$  であるから、magnetosphere 内の大気の大部分は大体地球と共に回転していると考えてよからう。

Geomagnetic cavity の壁面は、solar wind に強くこすられている。Cavity radius を  $10 R_E$  とすれば、地球自転に伴なり動きは  $5 \text{ km/sec}$  であり、それに対して solar wind は約  $1000 \text{ km/sec}$  で壁面をこする。このあたりの磁場の強さは数  $10 \gamma$  である。Solar wind 中にふくまれる荷電粒子は、geomagnetic cavity 内に侵入すると地球磁場を感じて軌道が曲げられ、再び外に出てしまう。よって荷電粒子は Larmor radius 程度の距離だけ geomagnetic cavity 内に侵入し、侵入する多くの荷電粒子の運動が電流となり、地球磁場を押しこめているのである。

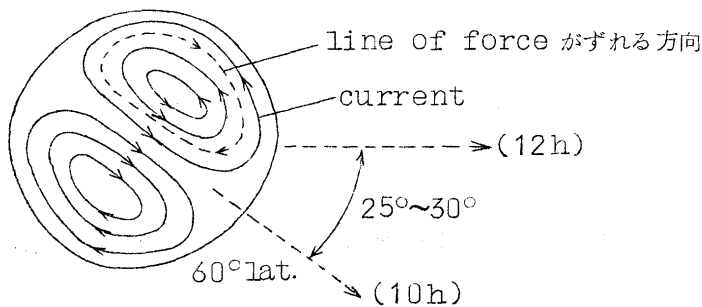


Geomagnetic cavity 壁面のこすれにより壁面近くの磁力線が solar wind の風下側に流されると、赤道面内では図に示すような磁力線の対流移動が起るのであろう。壁面近くの磁力線は、地球の両極地方につながるものであるから、壁面近くでの磁力線のずれの影響が極地方における地磁気変動にあらわれる可能性がある。



#### Polar region における特徴的地磁気変化

$S_q P$  (Polar region の静穏時の日変化) は、図のような current-system が電離層あたりのところにあれば説明されうる<sup>1)</sup>



1) T.Nagata and S.Kokubun, Nature 195, (1962) 555; Rep. Ionos. Space Res. 16 (1962) 印刷中

magnetosphere から電離層近くまでは荷電粒子は磁力線にくっついていくが、電離層あたりでは重いイオンは中性粒子との衝突によってとり残され、電子だけはまだ磁力線にくっついていく。よって電離層あたりのところで磁力線の移動と反対向きの電流が流れることになる。もっと地球に近づけばイオン・電子ともに磁力線の移動についてゆかなくなる。先に述べた geomagnetic cavity 壁面付近での磁力線のずれの影響で説明されるような地磁気変化が実際に極地方で見られるのである。

早川(名大理) : "Co-rotation と acceleration

1) Co-rotation

$$\text{重力} = \text{遠心力} \quad (\text{不安定})$$

$$\text{重力} = \text{遠心力} + \text{圧力} \quad (\text{安定})$$

(圧力勾配：地表近くで大)

Solar wind に押されると、圧力は遠心力を消す sense になる。plasma では電磁氣的な力が加わり、これが支配的になる。

場が初めから軸対称なら回転がないのと同様

” 非対称 → 回転の様子を変え、Joule heating によって回転を damp させる。

2) acceleration

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{thermal plasma: } 1 \text{ eV} \times 10^3 \text{ cm}^{-3} = 10^3 \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-3} \\ \text{non-thermal} \quad : 10^4 \text{ eV} \times 10^{-1} \text{ cm}^{-3} = 10^3 \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-3} \end{array} \right.$$

また磁場のエネルギーは plasma のエネルギーよりも2桁も大きい。よって磁場が支配的だから、これの僅かの変化が粒子のエネルギーの変化を起す。磁場の変化の一例として magnetic pulsation がある。

mag. pulsation (sec ~ min. の duration) では

$$\Delta H \sim 10^{-4} \text{ gauss} \rightarrow 10^3 \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-3}$$

即ち磁場を static + fluct. としたとき、fluct. の幅が plasma のエネルギーと同程度になる。

一方上のようなゆっくりした磁場の変化に対しては、粒子の magnetic moment

$$\mu \propto v_{\perp}^2 / H$$

が保存するから、Hが増大すると  $v_{\perp}$  が増大する。然る後に gyro-relaxation があって  $v_{\perp} \sim v_{\parallel}$  が得られると加速になる。

$$v^2 = v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2$$

gyro-relaxation の起る time scale は、pulsation の周期を  $\tau$  とすると

$$\tau \left( \frac{1}{9} \delta^2 \right)^{-1} \simeq 10^2 \tau \quad \left( \delta = \frac{dH}{H} \right)$$

$\tau = 10^2 \text{sec}$  とすると数時間で e 倍の加速。

Outer radiation belt の成因について

n-albedo 説では不十分なので、その起源を他に求めなければならない。その中で有力なものに local acceleration がある。これは outer belt と cavity surface との間が unstable だから、このエネルギーが pulsation の形で中に入り込み、粒子のエネルギーを変えるといるもの。大部分の粒子は加速の条件がみたされず aurora zone に落されるが、条件がよい粒子は outer belt に入るとする。

福島（東大理）：“aurora の話”

現在 aurora は  $\sim 10 \text{ KeV}$  の電子によると考えられている。

aurora が夜側に多いのはなぜか  
trapped particle をどうして落すか  
加速の条件

} などの問題がある。

早川、長島（名大理）：“interplanetary plasma の伝播”

この説明として Parker 説と H-G 説が出されているが、この両説の差は第 1 次近似ではみられず、detail に入って初めてみられる。これらの中のいずれが正しいかは観測によって粒子の空間分布が知ればはっきりするだろう。

大野（北大理）：“磁氣的衝撃波”

磁場が衝撃波面 (front) に垂直な場合を考える。

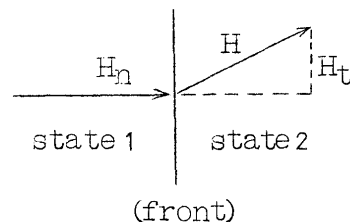
(i)  $2P_m > P_g$  即ち  $V_A^2 > a^2$  の場合 (磁氣衝撃波)      a : 音速

$$j(V_t) = \frac{H_n}{4\pi} (H_t)$$

ただし  $[f] = f_2 - f_1$

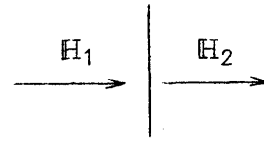
上式から  $H_{t1} = 0$  であっても

$H_{t2} \neq 0$  (switch on)



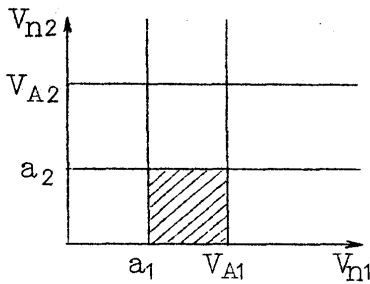
(ii)  $2P_m < P_g$  即ち  $V_A^2 < a^2$  (ガス衝撃波)

この場合  $[H_t] \approx 0$  とみなせる (switch off)

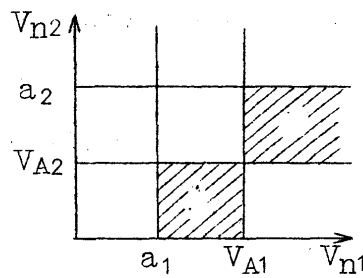


次に安定な衝撃波が存在するための条件について考える。磁気衝撃波が安定であるためには、摂動法により線型化された方程式 (Cauchy の問題の一種) が一意的な解をもたなければならず、そのためには不連続面から emanate される波の数と等しい数だけの境界条件が与えられる必要がある (evolutionary condition)。これらの条件を(i)と(ii)について図示すると次のようになる。

(i) magnetic shock



(ii) gas shock



▨ の部分が evolutionary region

輻射、電離等によるエネルギー損失が効いて来ると、衝撃波は断熱的でなくなり、むしろ等温的に近くなる。この場合当然 evolutionary region も変わって来る。

河 緒 (東大天文台) : " 太陽電波の問題点 "

(1) radio emission について (主に Type II)

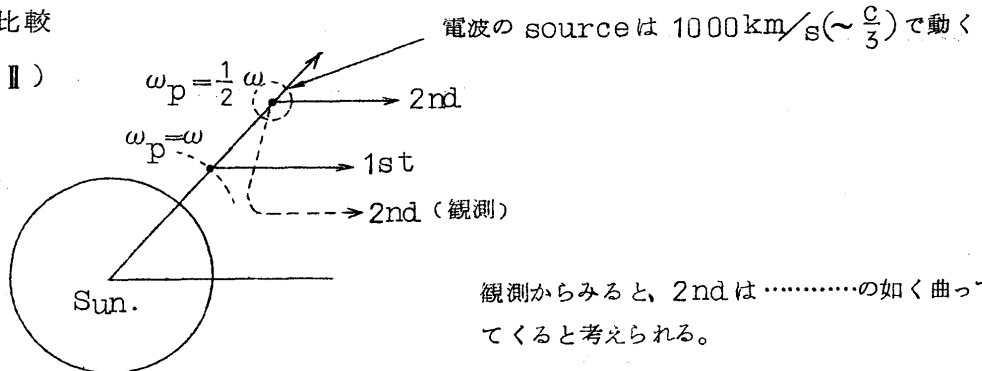
◦ Ginzburg は、荷電粒子がプラズマの中を通るときに出すチェレンコフとして説明した。

プラズマ  $\left\{ \begin{array}{l} \omega_p \dots\dots \text{thermal} \\ 2\omega_p \dots\dots \text{plasma の irregularity} \end{array} \right\}$  この Coupling で harmonics が出る。

◦ シンクロトロン ラディエーションとした場合には、その強度は  $(v/c)^{2n}$  となるから第 2 項までは見えるが、higher term は見えないはずである。しかし実験では、high freq. まで出ており、irregular でもある。

◦ 観測との比較

(Type II)



(2) 2.2 MeV の  $\gamma$ -ray について

光球からとび出して再び、下向きにもどる荷電粒子は光球のどこまで入り得るかを、X-ray burst 等から分らないだろうか？

海野（東大理）：“Interstellar gas の問題点”

(1) Magnetic field も Cosmic Ray もないとき

Radiation field によって ionize された水素と neutral な水素が如何なる状態で平衡に達するかが問題となる。

(2) Magnetic field と Cosmic Ray があるとき

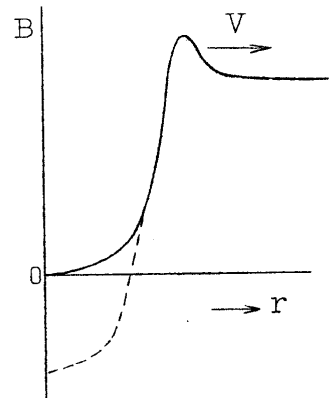
一様な magnetic field が変形したとき、その部分が安定か不安定かは、その部分の magnetic field density, mass, size による。size が大きくなると重力がきいてくる。そのとき ionization がどう起るか、また heating がどう云う mechanism で起るかは、collision mechanism をもっと詳しく扱う必要がある。例えば collision に magnetic field を含めて一種の統計力学的なとり扱いが必要であろう。cloud と cloud が衝突してその時の energy が thermal energy になると云う heating の mechanism も考えられるが、それだけで全てを説明することはむづかしい。

(3) Condensation が起るとき magnetic field を如何に逃げ出すかは、現在プラズマの実験でも問題になっている。実験では予想より早く大きな scale でこわれる。

(4) Cluster によっては、太陽の corona でみられるような Ca II の H, K line の emission があるものもある。これは磁場がかなり影響するらしい。

大河（東大理）：“シガー状電波源（Spur）の磁場について”

長谷川、小田氏の提唱されているシガー状電波源の中の磁場の様子は図の実線のようにではなくむしろ点線のようにになっていると思われる。即ち高エネルギーの宇宙線によって磁場がはき出されていく場合、 $nmv^2 \sim \frac{H^2}{8\pi}$  ならば釣合の状態にあって shock は外へ進んでいかない。この場合、磁場は実線のような分布になる。Shock front がさらに広がっていくためには更に強い current が流れて磁場は点線のように分布するに違いない。そうすれば中心付近では磁場の逆転が起るはずである。



村山(名大理)：“Spiral arm と銀河電波”

Mills の観測(85 Mc/s, 分解角 $\sim 1^\circ$ )によれば銀河面に沿っての銀河電波の強度分布には顕著な階段構造が見られ、しかもその立上りは極めて sharp である。この電波を電子の synchrotron 輻射として説明する場合、従来考えられている arm に平行な磁場を仮定するとこの sharp な立上りを説明することは無理である。しかしこの arm に平行な磁場に多少の irregularity ( $\sim 25^\circ$ )を付け加えることによってこの傾向を出すことが出来る。ここで簡単に1本の arm による電波強度の変化を Model 的に計算してみよう。

図1に示すように1本の arm を外側から内側に向かって見ていく時 arm 中の磁場の方向によって電波強度の変化が図2のように変化する。このように純粋に arm に平行な磁場だけでは sharp な立上りは見られないが、それに多少のみだれ( $\sim 25^\circ$ )を導入すれば一応傾向を説明することができる。ところでこの場合は arm からだけの emission を考えているが、arm と arm の間(interarm)にも arm と同程度の磁場(この場合は irregular と思われる)と電子が存在したならばそこから来る電波はむしろ arm からのものより優勢で arm は逆に一種の谷のように観測される筈である。その場合を図に合せてかかげておく。この interarm の寄与が arm に比べて  $1/10$  程度とすれば図2に示したように変化する。なお両者の和も同時に示しておく。

図 1

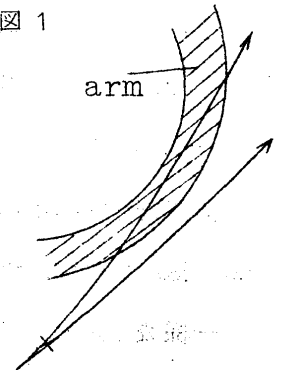
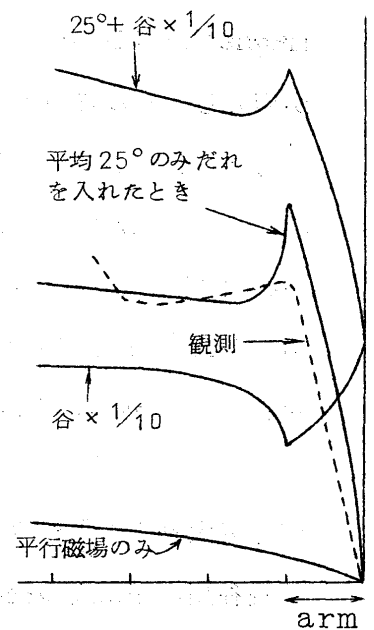


図 2



関戸(名大理)：“特殊な磁気嵐”

宇宙線嵐を伴わない磁気嵐があり、強い27日周期を示す。これは太陽の M-region から、よく collimate された non magnetized (?) plasma の beam が、かなり出ているものと思われる。このような beam の存在についてどのような説明が可能か、または現状では説明がむづかしいのか? 今度の IQSY の時には特に問題としてほしい。

# IV 附 録

## 物 理 定 数 の ま と め

寺 島 由 之 介 ( プ ラ ズ マ 研 )

(i) Plasma freq.  $\omega_p$  and Debye length  $r_D$ :

$$\omega_p = (4\pi n_e e^2/m)^{1/2} = 5.6 \times 10^4 n_e^{1/2} \text{ c/s.}$$

$$r_D = (kT_e/4\pi n_e e^2)^{1/2} = 6.9 (T_e/n_e)^{1/2} = 7.4 \times 10^2 (kT_e/n_e)^{1/2} \text{ cm.}$$

$e = 4.8 \times 10^{-10}$  esu.  $n_e$  = electron density in  $\text{cm}^{-3}$ ,  $T_e$  in  $^\circ\text{K}$ ,  $kT_e$  in eV.

(ii) Gyration freq.  $\omega_H$  and Gyration radius  $\rho$

$$\omega_{He} = eH/mc = 1.8 \times 10^7 H \text{ c/s.}$$

$$\omega_{Hi} = ZeH/M_i c = (Z/A) \times 10^4 H \text{ c/s.}$$

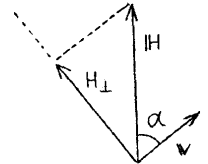
H in gauss, Ze = ion charge, A = ion mass/proton mass

$$\rho_c = 300 Z H_{\perp} \rho.$$

$$\text{electrons } \rho_e = 3.3 \times E^{1/2}/H_{\perp} = \frac{1}{300} \frac{pc}{H_{\perp}} \text{ cm.}$$

$$\text{ions } \rho_i = 1.4 \times 10^2 \frac{\sqrt{A}}{Z} \frac{E^{1/2}}{H_{\perp}} = \frac{1}{300} \frac{1}{Z} \frac{pc}{H_{\perp}} \text{ cm.}$$

p = momentum in  $\text{eV}/c$ , E = K. E. in eV.



Mean Larmor radii of particles with Maxwellian distribution

$$\text{electrons } r_e = \overline{v_e \sin \alpha} / \omega_{He} = 2.8 \times 10^{-2} \frac{T_e^{1/2}}{H} = 3.0 \frac{(kT_e)^{1/2}}{H} \text{ cm.}$$

$$\text{ions } r_i = \overline{v_i \sin \alpha} / \omega_{Hi} = \frac{1.2A^{1/2}}{Z} \frac{T_i^{1/2}}{H} = 1.3 \times 10^2 \frac{A^{1/2}}{Z} \frac{(kT_i)^{1/2}}{H} \text{ cm.}$$

(iii) Mean thermal velocity

$$\text{electrons } \bar{v}_e = (8kT_e/\pi m)^{1/2} = 6.2 \times 10^5 T_e^{1/2} = 6.7 \times 10^7 (kT_e)^{1/2} \text{ cm/sec.}$$

$$\text{ions } \bar{v}_i = (8kT_i/\pi M_i)^{1/2} = 1.5 \times 10^4 \left(\frac{T_i}{A}\right)^{1/2} = 1.6 \times 10^6 \left(\frac{kT_i}{A}\right)^{1/2} \text{ cm/sec.}$$

T in  $^\circ\text{K}$ , kT in eV. H in gauss.


1 eV =  $1.16 \times 10^4$   $^\circ\text{K}$ , 1  $^\circ\text{K}$  =  $0.86 \times 10^{-4}$  eV



(iv) Collision parameters in the plasma.

Deflection time  $\tau_D$

Cross section of Multiple Coulomb scattering ( $\pi/2$  deflection)

electron  $\left(-e, m, v\right)$   ions (charge = Ze, density  $n_i$  in  $\text{cm}^{-3}$ )

$$\begin{aligned} \sigma_M &= 8\pi (Ze^2/mv^2)^2 \xi \ln A, \\ &= 2.0 \times 10^{-24} (mc^2/pv)^2 Z^2 \xi \ln A \text{ cm}^2, \quad p = mv, \\ &= 0.5 \times 10^{-24} (mc^2/E)^2 Z^2 \xi \ln A \text{ cm}^2, \quad E = \frac{1}{2} mv^2, \\ &= 7.8 \times 10^{-16} (10^5 \text{ K}/T_e)^2 Z^2 \xi \ln A \text{ cm}^2, \quad mv^2 = 3kT_e. \end{aligned}$$

m. f. p.

$$\ell = 1/n_i \sigma_M = 1.3 \times 10^5 T_e^2 / n_i \ln A \text{ cm}$$

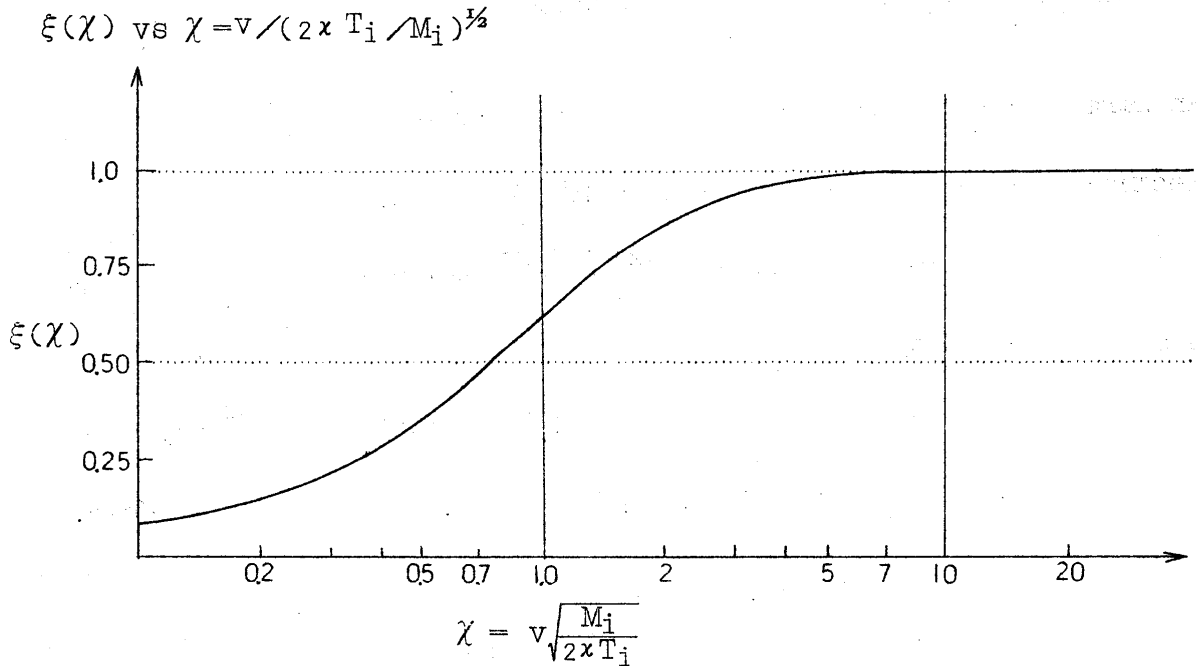
$$\simeq r_D A / \ln A. \quad A = \langle r_D / \text{minimum impact parameter} \rangle.$$

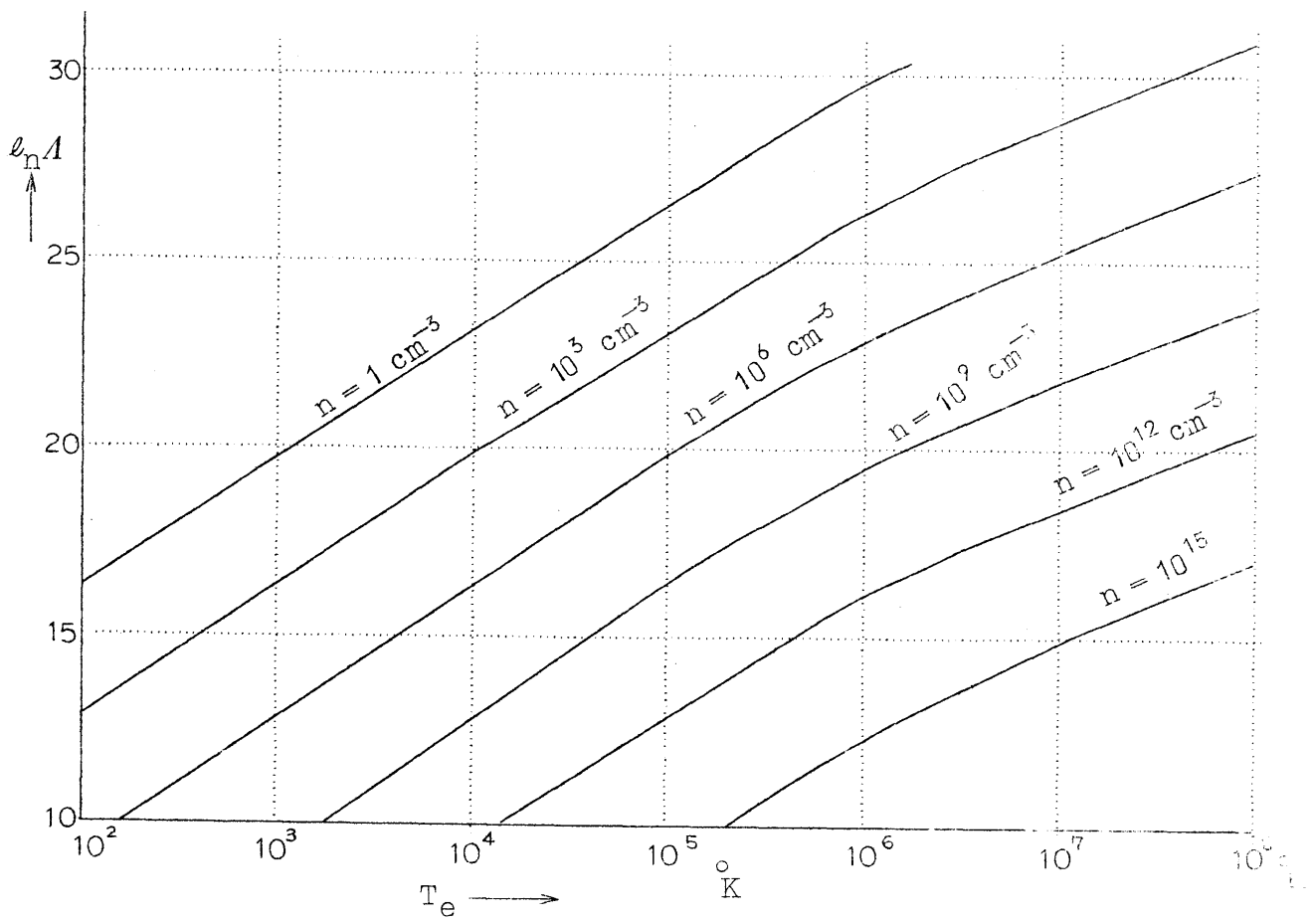
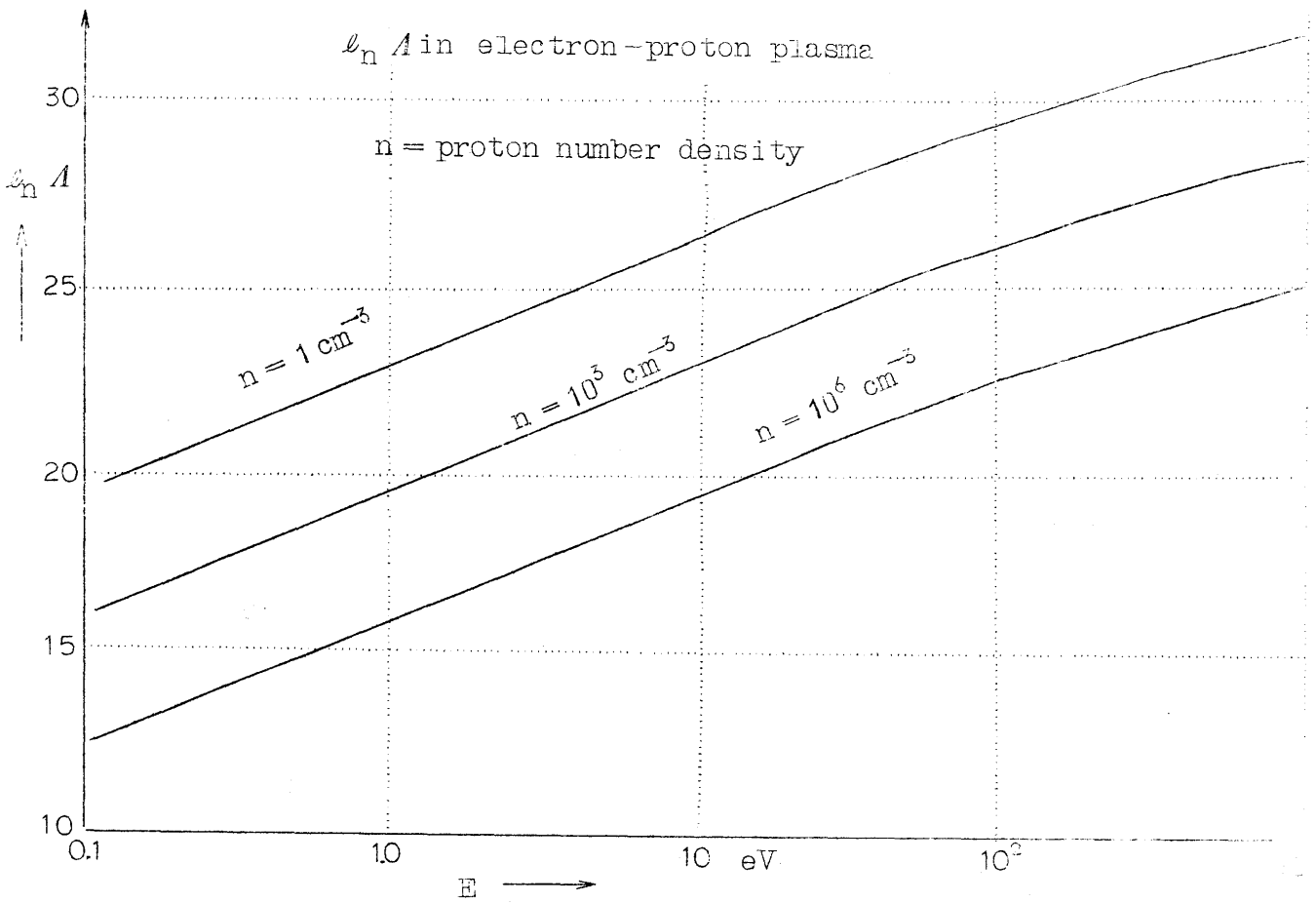
$$\tau_D = \ell / v$$

$$= 4.7 \times 10^{13} (E/mc^2)^{3/2} / n_i Z^2 \xi \ln A \text{ sec.}$$

$$= 0.27 T_e^{3/2} / n_i Z^2 \xi \ln A \text{ sec.}$$

averaged over Maxwellian velocity distribution.





Self-collision time  $\tau_C$

$$\tau_C = \tau_D (v = \text{average velocity}).$$

electrons  $\tau_{ce} = 0.27 \frac{T_e^{3/2}}{n_e \ell n A} = 3.3 \times 10^5 \frac{(kT_e)^{3/2}}{n_e \ell n A} \text{ sec.}$

ions  $\tau_{ci} = 11.4 \left(\frac{A_i^{1/2}}{Z_i^4}\right) \frac{T_i^{3/2}}{n_i \ell n A} = 1.4 \times 10^7 \left(\frac{A_i^{1/2}}{Z_i^4}\right) \frac{(kT_i)^{3/2}}{n_i \ell n A} \text{ sec.}$

Energy-exchange time  $\tau_E$

$$\tau_C = 1.14 \tau_E (v = \text{average velocity}).$$

$$\langle (\Delta E)^2 \rangle \tau_E = E^2$$

electron	ion
m	$M_i = A_i \text{Mp}$
-e	$Z_i e$
$T_e$ in $^{\circ}\text{K}$	$T_i$ in $^{\circ}\text{K}$
$kT_e$ in eV	$kT_i$ in eV
$n_e$ in $\text{cm}^{-3}$	$n_i$ in $\text{cm}^{-3}$

Equipartition time  $\tau_{eq}$

$$\tau_{eq}(e-i) = (n_e/n_i) \tau_{eq}(\text{incident-target})$$

$$T_e/m_e \gg T_i/M_i \quad \tau_{eq}(e-i) \simeq \frac{1}{2} (M_i/Z_i m) \tau_{ce} = 10^3 (A_i/Z_i) \tau_{ce}$$

$$T_e/m_e \ll T_i/M_i \quad \tau_{eq}(e-i) \simeq \frac{1}{2} (m Z_i^2/M_i) \tau_{ci} = 3 \times 10^{-4} (Z_i^2/A_i) \tau_{ci}$$

Slowing-down time  $\tau_s$

ion-slowing down in the background of electrons

$$v_i^2 \ll \overline{v_e^2}, \quad \tau_s(i-e) = 5.0 \times 10^2 \left(\frac{A_i}{Z_i^2}\right) \frac{T_e^{3/2}}{n_e \ell n A} = 6.0 \times 10^8 \left(\frac{A_i}{Z_i^2}\right) \frac{(kT_e)^{3/2}}{n_e \ell n A} \text{ sec.}$$

$$v_i^2 \gg \overline{v_e^2}, \quad \tau_s(i-e) = 5.4 \times 10^8 \left(\frac{1}{Z_i^2 A_i^{1/2}}\right) \cdot \left(\frac{E_i}{2 \text{kev}}\right)^{3/2} \frac{1}{n_e \ell n A} \text{ sec.}$$

$$E_i = \text{ion K.E.}$$

Collisions between H-atoms

cross-section  $\sigma_0 = \pi(2a_0)^2 = 3.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$   $a_0 = \text{Bohr radius} = 0.53 \cdot 10^{-8}$

m. f. p.  $\ell_0 = 1/n_0 \sigma_0 = 3 \times 10^{15}/n_0 \text{ cm}$   $n_0 = \text{H-atoms}/\text{cm}^3$

Collisions of electrons against neutral H-atoms

cross-section  $\sigma_0 = q \pi(2a_0)^2 = 3.5q \times 10^{-16} \text{ cm}^2,$

$q \sim 14$   $E_e < 1 \text{ev}$

$q \sim 1$   $E_e \sim 10 \text{ev}$

m. f. p.  $\ell_0 = 1/n_0 \sigma_0 = 3 \times 10^{15}/n_0 q \text{ cm,}$

(v) Electric conductivity  $\sigma$  + Resistivity  $\eta$ .

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m} \tau, \quad \tau = \text{electron-ion collision time}$$

$$\sigma(\text{e.s.u.}) = c^2 \sigma(\text{e.m.u.}) = c^2 / \eta(\text{e.m.u.})$$

a) Fully ionized gases

Weak magnetic field. ( $n_e \simeq 2 n_i$ )

$$\sigma = 2.4 \delta_\sigma \times 10^8 T_e^{3/2} / Z \ln A \text{ esu}$$

$T_e$  in  $^{\circ}\text{K}$

For transverse current in strong mag. field,  $\sigma \simeq 0.3 \times (\text{above value})$

$$\eta = 1.3 \times 10^{13} \frac{Z \ln A}{T_e^{3/2}} \text{ e.m.u.}$$

$$= 1.3 \times 10^4 \frac{Z \ln A}{T_e^{3/2}} \text{ ohm-cm.}$$

Values of  $\delta_\sigma = 0.58 \quad 0.68 \quad 0.79 \quad 0.92 \quad 1.00$

$Z = 1 \quad 2 \quad 4 \quad 16 \quad \infty$

---

b) Partially ionized gases (Hydrogen gas)

electron-neutral atom collision dominant case

$$e\text{-H atoms: } \tau = \frac{\ell^1}{v_e} = 3 \times 10^{15} / n_0 q \text{ cm} / \sqrt{v_e}, \quad n_0 = \text{H}_2 / \text{cm}^3$$

$$\sigma' = 2.6 \times 10^8 n_e \tau \simeq 10^{18} \frac{n_e}{n_0 q} \frac{1}{T_e^{1/2}} \text{ esu}$$


---

c) Decay time of magnetic field

$$\tau_H = \frac{4\pi\sigma(\text{esu})L^2}{c^2} = \frac{4\pi L^2}{\eta(\text{emu})}$$

$$= 1.4 \times 10^{-20} \sigma L^2$$

$$\simeq 10^{-12} \frac{T_e^{3/2} L^2}{Z \ln A} \text{ sec.}$$

$L = \text{characteristic length in cm}$

(v) Reynolds number

$V$  = characteristic velocity in cm/sec

$L$  = characteristic length in cm

Magnetic Reynolds number  $R_m$

$$R_m = (V/L) \tau_H \simeq (10^{-12} \frac{T_e^{3/2}}{Z \ln A}) VL$$

$T_e$  in  $^{\circ}K$

Kinetic Reynolds number  $R_k$

$$R_k = VL/\nu, \quad \nu \simeq \frac{1}{3} \ell \bar{v}$$

Fully ionized gas,  $\ell = \ell(e-i)$

$$R_k \simeq 3 \times 10^{-11} \frac{Z n_e \ln A}{T_e^{5/2}} VL,$$

$n_e$  in  $cm^{-3}$ .

Partially ionized gas (Hydrogen),  $\ell = \ell_0 (e-H \text{ atom})$

$$R_k' \simeq (10^{-20} - 10^{-21}) \frac{n_0}{T_e^{1/2}} VL,$$

$n_0$  in  $cm^{-3}$ .

Ratio  $Z=1$   $\ln A \simeq 20$

$$\begin{aligned} R_m/R_k &= 4\pi\sigma\nu/c^2 \simeq 3 \times 10^{-2} \frac{T_e^4}{n_e Z^2 (\ln A)^2} \\ &\simeq 10^{-4} \frac{T_e^4}{n_e} \quad (H-II, Z=1, \ln A \simeq 20) \end{aligned}$$

$$R_m/R_k' \simeq (10^7 - 10^8) \frac{T_e^2}{n_0 n_e} \quad (H-I, \ell(e-i) < \ell'(e-H_2)).$$

(vi) Ion motions

Dielectric cost K

$$K = 1 + \frac{4\pi\rho c^2}{H^2} = 1 + 1.9 \times 10^{-2} \frac{n_i A}{H^2}$$

$\rho$  = matter density in  $\text{g cm}^{-3} = n_i M_i$ ,  $n_i$  in  $\text{cm}^{-3}$ ,  $M_i = A M_p$   
H in gauss (  $M_p$  = proton mass )

Alfven wave velocity  $V_a$

$$V_a = \frac{c}{k^{1/2}} \cong \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (k \gg 1)$$
$$= 2.2 \times 10^{11} \frac{H}{\sqrt{n_i A}} \quad \text{cm/sec}$$

Sound velocity  $V_s$

$$V_s = c \sqrt{\frac{Z\gamma_e kT_e + \gamma_i kT_i}{M_i c^2}}$$
$$= 10^6 \sqrt{Z\gamma_e kT_e + \gamma_i kT_i} / \sqrt{A} \quad \text{cm/sec}$$
$$\cong 2 \times 10^6 (T/10^4)^{1/2} \quad \text{cm/sec} \quad \text{for ionized hydrogen } T_e \cong T_p$$

$\gamma_{e,i}$  = ratio of specific heats =  $\begin{cases} 2 & \text{collicion-free} \\ 5/3 & \text{Collicion-dominant} \end{cases}$

$kT_{e,i}$  in eV

Ion oscillation freq.

Debye length/wave length  $\ll 1$        $\omega = \frac{2\pi}{\lambda} V_s$

Debye length/wave length  $\gg 1$        $\omega_i = \sqrt{\frac{Zm}{M_i}} \cdot \omega_p$

$$= \sqrt{\frac{Z}{A}} \times 1.3 \times 10^3 n_e^{1/2} \cdot \text{c/s}$$

## V 編集後記

寺 島 由 之 介 (プラズマ研)

以上は 1962 年 11 月 6 日～10 日にプラズマ研究所で行なわれた天体プラズマ研究会において、研究発表・報告・討論されたものをまとめたものである。研究論文はオリジナルなものもあれば総合報告的なものもある。1 部発表された内容で期日の関係上ここに加えることができなかったものもある。また発表内容に加えて後で大巾に補足された力作も数多い。形式の統一はあえて試みなかったが、この種の研究会報告としてはまづまづの出来上りであろう。

なお研究会で克明に記録をとり、この報告仕上げに大変助力していただいた佐藤文隆、杉本大一郎、蓬茨靈運、百田弘(以上京大理)、松岡勝、本沢忠夫、奥田治之、榊原志津子(以上名大理)の諸氏に感謝致します。

研究会の最終日、今後も毎年プラズマ研で天体プラズマ研究会が持てるであろうと云う前提の下に、今後の持ち方が討論された。

主な意見を列記すると、

- 実験屋がもっと参加できる形を考えるのが望ましい。
- 実験(Laboratory plasma)の面と結びつき易いテーマ別に整理してはどうか。
- 来年度は問題を絞った小さい会合を前に持った後、秋に大きい会を開くことにしてはどうか。
- 出席者は今回最高 40 名位であった。次回は 60 名位にしたい。

なお来年度の世話人は早川教授・佐藤正知助教授にお願いすることになった。

最後に、畑中教授のむすびのあいさつ、「今度の会は“概ね良ろしい”という所であった。プラズマ研究所の方々に感謝する」とのお言葉を挙げさせていただきます。

以 上