

2. 太陽プラズマの風と高エネルギー粒子

羽 倉 幸 雄*

1. 緒 言

太陽は大自然の原子炉である。その放出する巨大なエネルギーがわれわれの地球に温暖な気候を与え、そこに生命の灯を点した。しかし太陽が荷電粒子の形でエネルギー放射を行っていることをわれわれが知ったのはそれほど古い昔ではない。北欧の学者がオーロラ、地磁嵐の原因を太陽微粒子流に求めたのがそもその始まりであるが、20世紀に入ってエレクトロニックスの急激な発達に伴って強化された地球嵐の地上観測、実験室におけるモデル実験、さらにはIGY以降可能となった人工飛しょう体による直接観測を通じて、ようやくその全貌が明らかにされたのである。

輻射微粒子群のもつエネルギーは太陽の放出する全エネルギーのごく一部を占めるにすぎないが、それらは惑星間空間を、そして地球上層大気の変化の法則を司るのであり、電波警報をも含めた地球嵐の研究者にとっては常に興味の中心でなければならない。

さて太陽の放出する荷電粒子群は太陽プラズマと高エネルギー粒子に大別される。コロナの延長である太陽風、地磁嵐を生起する太陽プラズマ雲などが前者に属し、硬軟太陽宇宙線が後者である。もちろん両者の発生、伝ばん、地球磁場との相互作用などは互に密接な関連をもって行われるので別々に論ずること自体不自然ではあるが、整理の都合上、両者を分離して取扱うことにする。

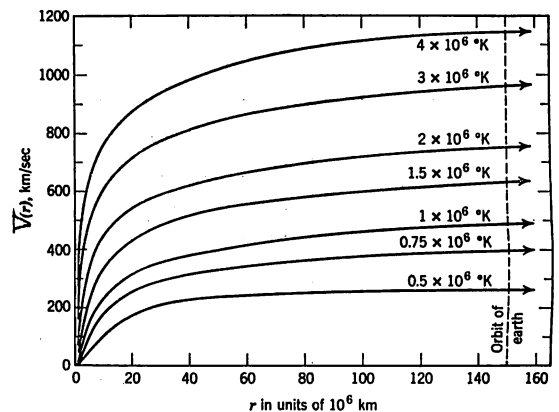
2. 太陽プラズマと地球磁場の相互作用

2.1. 太陽プラズマの風

太陽コロナの形状をみるとそれがいかにも惑星間空間に長く延びていることを想像させるが、事実われわれの地球の周りには太陽風 (solar wind) と呼ばれる定常プラズマ流で満たされている。この太陽風の発見の動機となったのは、よく知られている Biermann (1951~1957) の彗星の観測である。彗星は一般にコマと呼ばれる輝いた頭部と、長く延びた尾の部分から成り立っている。尾の運動はかつて太陽輻射圧によって説明されたが、紺色のフィルタをつけてさらにくわしく観測するとそれは二つの部分から成り立っており、第1種と呼ばれる

CO⁺イオンガスの尾は太陽と反対方向にまっすぐに延びており、その受けている斥力は太陽引力の100倍以上にも及ぶことがわかったのである。この大きさは太陽の輻射圧ではとても説明できないものである。Biermannは尾のかたちが太陽活動や地磁嵐などとともに消長することなどから考えあわせて、太陽微粒子の流圧にその原因を求めたのである (Biermann-Lüst 1963)。

太陽風の理論的証明はそのすぐあとで Parker (1958) によってなされた。彼の hydrodynamic expansion 理論は太陽コロナの温度分布を与えてプラズマの流体運動方程式を解くことにより得られるが、その等温解を第1図に示す。惑星間空間は熱の良導体であるから温度勾



第1図 等温コロナの流出速度 V (km/sec)
横軸は太陽の中心からの距離 r (10^6 /km)

配はゆるやかであり、等温解はよい近似を与える。これによると、プラズマの流速 $V(r)$ は太陽半径の数倍のところで音速を超え、地球の距離では、コロナの温度を T_0 として、

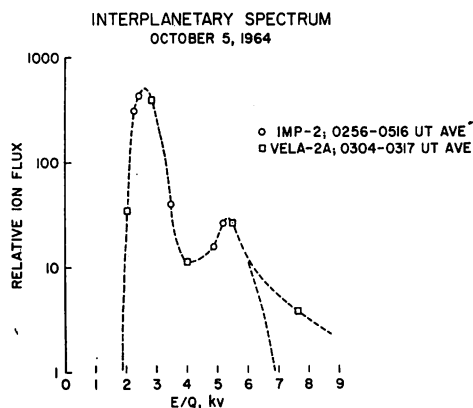
$$V(1. a. u.) = 0.5 \sqrt{T_0} \text{ km/sec} \quad (1)$$

で表わされる超音速流となる。その機構はロケット推進に用いられるラバール・ノズル (de Laval nozzle) の類推でよく説明される。連続方程式

$$N(r)r^2V(r) = \text{一定} \quad (2)$$

において、密度 $N(r)$ は、強い太陽の引力のために急激に減少するが、それは速度 $V(r)$ の増加によって補われる。やがて、プラズマ流は nozzle の最小断面積に相当する場所 (gravitational throat と呼ばれる) で音速に達し、さらに真空の惑星間空間に向けて超音速流として噴出して行くのである。

太陽風のロケットによる直接測定は Lunik II, Explorer X などに始まるが、もっとも如実にこれを証明したのは1962年8月27日に金星にむけて発射されたマリナー II (Mariner II) である。ロケットは地球とならんで飛びながら104日間(太陽の4.5回転に相当)にわたる太陽風の日々の変化をみごとにしらべあげた。それによると、流速 $V=300\sim 800\text{ km/sec}$ のプラズマ流が事実太陽から流出しており、その密度 $N=2\sim 10\text{ particle/cc}$ 、温度 $T\sim 2\times 10^5\text{ K}$ であり、Parker の理論とみごとに一致を示した。この値はその後さらに IMP-I, -II, Vela-I A などによって確認されたが、得られた太陽風の詳しいスペクトルを第2図に示す (Wolfe et al.,



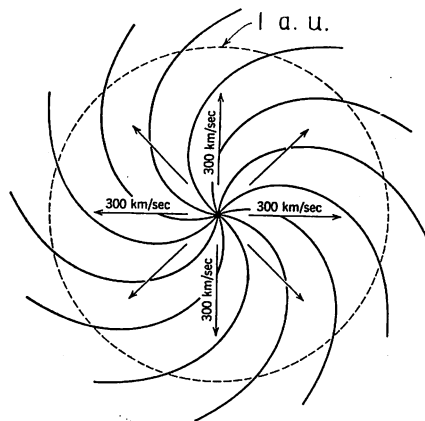
第2図 Solar wind のスペクトル

1965)。二つの山はプロトンと α -粒子によるもので、わずかながら (1%) non-Maxwellian tail がある。また α/P 比が0.02であることも興味をもてる(太陽大気の α/P 比は0.1である)。

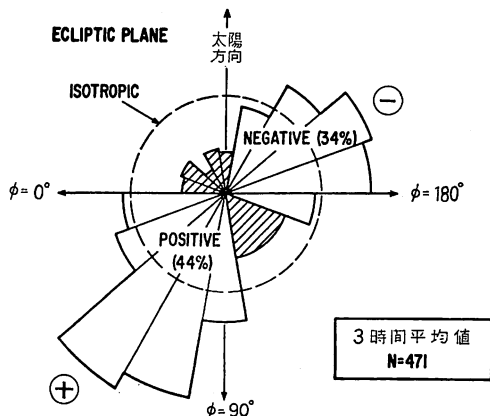
太陽コロナの磁気レイノルズ数 Rm は 10^{10} と極めて大きいので(付録参照)、太陽磁場は solar wind に凍結されて惑星間空間に持ち出される。その 1 a.u. の大きさは $h=5\sim 10^7$ ($1\gamma=10^{-5}$ ガウス) と理論的推定と一致する値が実測されている。ところでプラズマ自体は太陽から放射状に出て行くが、磁場の方は太陽の自転(角速度 Ω) のために第3図のようにうず巻状に振られた形となる。すなわち磁力線が動経方向となす角を ϕ とすると

$$\phi = \tan^{-1} \frac{V}{r\Omega} \quad (3)$$

となる。第3図の場合 $V=300\text{ km/sec}$ で、このときは太陽面経度 86°W から出た磁力線が地球に朝方の 56° の方向からやってくることになる。このことはすでに太陽宇宙線が地球へ伝ばんするとき現われる太陽面経度効果 (Obayashi-Hakura 1960) として知られたことでは



第3図 螺旋状の惑星間空間磁場。300km/sec の solar wind に持ち出された磁場は太陽の自転のために振られる

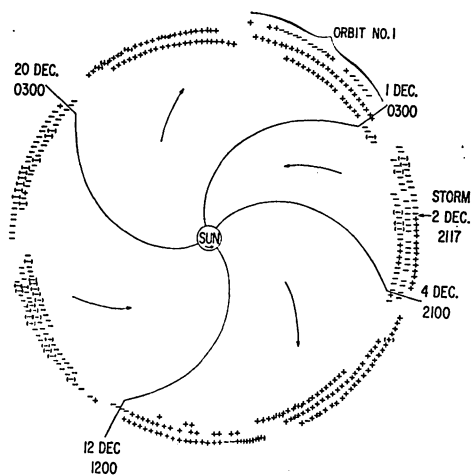


第4図 太陽磁場の地球への到来方向(+)太陽から地球へ、(-)地球から太陽へ

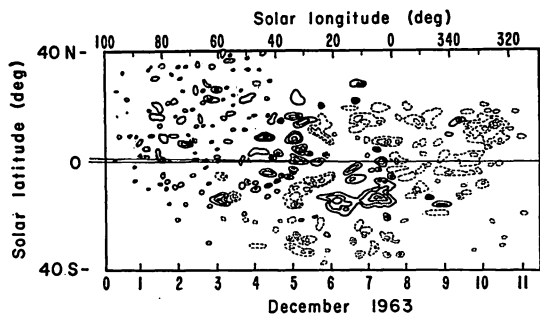
あるが、最近 IMP-I によってみごとに実証された (Ness, et. al., 1965)。第4図にみるごとく ϕ の3時間平均値はだいたい $35^\circ\sim 65^\circ$ の間にあり solar wind の速度が $V=300\sim 900\text{ km/sec}$ と変動していることを示している。

IMP-I の驚くべき発見は磁場の方向が太陽から地球へ向うもの(+)と、地球から太陽に向うもの(-)と二通りあり、その極性が太陽の3自転周期にわたって不動であつたことである(第5図)。しかもそれを4.5日ずらせると第6図に示した Mt. Wilson で測定された太陽磁場の極性と一致する。これは惑星間磁場の戸籍を明白に示したみごとな結果といわねばならぬ。

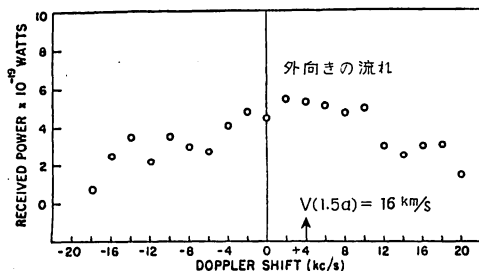
ところでロケットによる太陽風の研究の華々しさにかくれて余りに知られていないが、太陽レーダもまたプラズマ流の性質を知る上に有力な武器であることをつけ加えておく。MIT がテキサスに建設した 38Mc/s のレーダは1961年4月以降、毎日観測を続けているが、最近 Maxwell(1964) によって興味ある事実が報告されてい



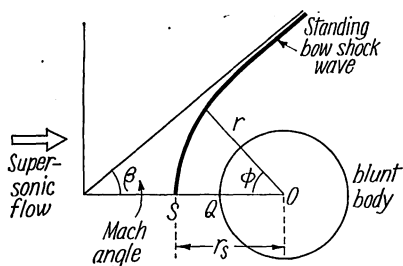
第5図 地球軌道で測った惑星間空間磁場の極性
(太陽の3自転周期)



第6図 Mt. Wilson で測定された太陽磁場
実線：外向きで(+)に相当、点線：内向きで(-)に相当



第7図 太陽レーダ・エコーのドップラー・スペクトラム
(38Mc/s, 500kW CW, Texas)



第8図 球形の障害物の前方にできる bow shock wave

る。第7図はレーダ・エコーのドップラ・スペクトラムであるが、正負両方 20kc/s に及ぶれば全体として正方向が卓越している。これは太陽の外方に向って流出している乱流要素からエコーが返ってくることを意味する。スペクトルのピークは +4kc/s で、これは 16km/sec に相当し、太陽半径の 1.5 倍の位置における流速として Parker の理論から予想される値である。

2.2. 太陽の風と障害物とくに地球磁場との相互作用

Solar wind の行方はいくつかの惑星（およびその衛星）があり、これら障害物の周辺では流れが影響を受けることが考えられる。とくにその障害物が地球の場合には、地球磁場が著しく歪曲を受けることが予想される。solar wind はその磁気マッハ数 M_A が付録に示したように

$$M_A = V / \sqrt{V_A^2 + V_S^2} = 4 \sim 12$$

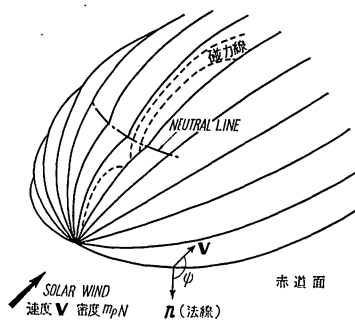
で超音速 (Super Alfvénic) 領域にあるので、障害物の前方太陽側に進行する船の前方にできるような衝撃波 (detached bow shock wave) が形成されるはずである。流体力学の類推が成立するとすれば球形の障害物に対する衝撃波面は

$$\frac{r}{r_s} = \frac{1+e}{1+e \cos \phi} \quad (4)$$

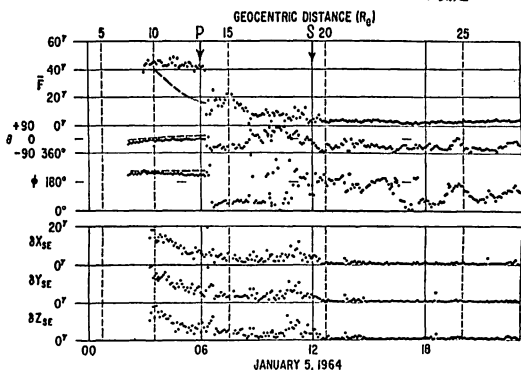
の双曲線であり、離心率 e は、

$$e = \sec \beta = M_A / \sqrt{M_A^2 + 1}$$

で与えられる。



第9図 Mead-Beard の計算した Magnetopause の構造



第10図 人工衛星 IMP -I- による磁場の測定

衝撃波面の内側の遷移領域 (transition region) では圧縮によってエントロピーが増大する。流速は Q 点 (stagnation point) で 0 となり、下流に行くと再び super Alfvénic になるはずである。

障害物が双極子型磁石 (dipole magnet) の場合、かつて Chapman-Ferraro が提唱した磁場の空洞 (magnetic cavity) が形成される。その前方に transition region があるので完全な解はもとめられないが、流速 V の一様流を考えると、空洞の形は solar wind の圧力と、磁気圧の平衡式

$$2E_K + E_M + 2Nm_p V^2 \cos^2 \psi = \frac{B_i^2}{8\pi} \quad (5)$$

を解くことによって得られる。この場合 E_K (熱運動による圧力) と E_M (惑星間磁場の圧力) は流圧の法線分力 $2Nm_p V^2 \cos \psi$ に較べて小さい (付録参照) ので、これらを無視して解を求めると、第 9 図のようになる (Mead-Beard, 1964)。極地方に磁気的中性線 (neutral line) ができるところに注目すべきである。

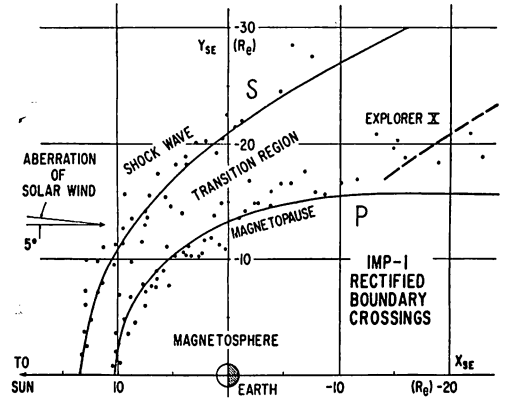
以上を総合すると、地球の太陽側前方に衝撃波があり、遷移領域 (transition region または magnetosheath とよばれる) を経て、空洞の境界 (magnetopause) が地球磁場を包んでいるはずである。これら理論的予想はどの程度当たっているであろうか、第 10 図は IMP-I による磁場測定の一例であるが、地球半径 (R_e) の 13 倍の位置 (P) で磁場の飛躍がみられる。磁場の強さ F はそこで 2:1 の変化を示し、空洞の内側の磁場が太陽風の圧力によって 2 倍に圧縮されていることを物語っている。13 R_e ~ 19 R_e の間磁場の各成分は烈しく変動し、境界層での乱れを示している。19 R_e (S) の外側は惑星間空間でそこでの F は数 7 で極めて安定しているが、方向 ϕ が変動していることは第 4 図で説明した。IMP-I は赤道面にほぼ平行したいくつもの楕円軌道を書いて飛んだが、その空洞の境界 (P) と衝撃波面 (S) の位置をプロットすると第 11 図のようになり、実線の理論曲線と驚くべき一致を示す。

遷移領域が広いエネルギー分布を持った高温プラズマ (hot plasma) で満たされていることも IMP 衛星の新しい発見であった。第 12 図は IMP-II の 1 例を示す。横軸は近地点 (P) から遠地点 (A) を経て再び近地点に戻る楕円軌道 1 周期における衛星の高度を R_e を単位として示し、縦軸はリジデティ* (rigidity) 12 段階の荷電粒子フラックスである。10 ~ 13 R_e の遷移領域

*rigidity P は次のごとく定義される。

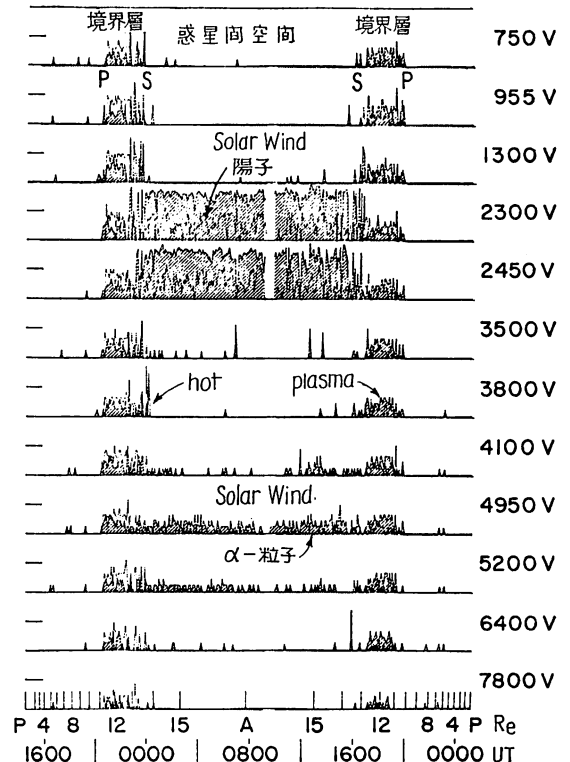
$$P = \frac{1}{Ze} \sqrt{E^2 + 2m_0 c^2 E}$$

ただし Ze は粒子の荷電量 (e.s.u.), また $m_0 c^2$ は静止エネルギー、 E は運動エネルギーである。



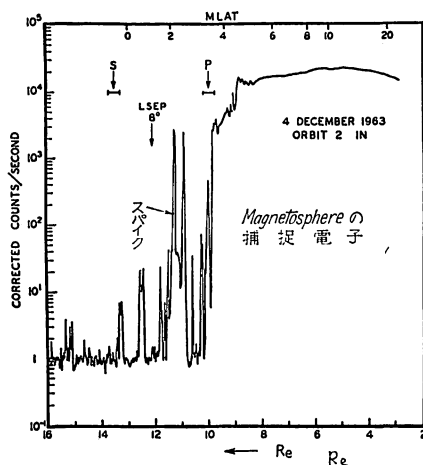
第11図 人工衛星 IMP-I により測定された shock wave (S) と magnetopause (P) の位置 (点) と理論曲線 (実線) の比較

AMES PLASMA PROBE IMP-II ORBIT 2, 5-7 OCT. 1964



第12図 人工衛星 IMP-II の plasma probe でとらえられた境界層の高温プラズマと solar wind のスペクトラム

では全 rigidity 領域で高いフラックスが観測され、高温プラズマの存在を示している。これらの高エネルギー粒子は等方的に存在することが確認され、さきに述べた乱流磁場によって加速されたものと考えられる。このほか遷移領域には第13図に示すような 40KeV の電子のフラックスの急激な立ち上り (spike) が見出されたが (フ



第13図
 $E > 40 \text{ KeV}$
の電子境界
層にいくつ
かのスパイ
クがみられ
る。10 R_e
以内のフラ
ックスは放
射能帯のも
の

ラックスは $10^6/\text{cm}^2/\text{sec}$), これは空洞の内側にある地球の磁気圏 (magnetosphere) からときどき逃げ出してくるものらしい。なお第12図において, $13R_e$ 以遠 (内側の部分) の惑星間空間では2300と2450 V および4950と5200 V 領域でフラックスが上昇しているが, それらは solar wind 中の陽子および α 粒子を示している。

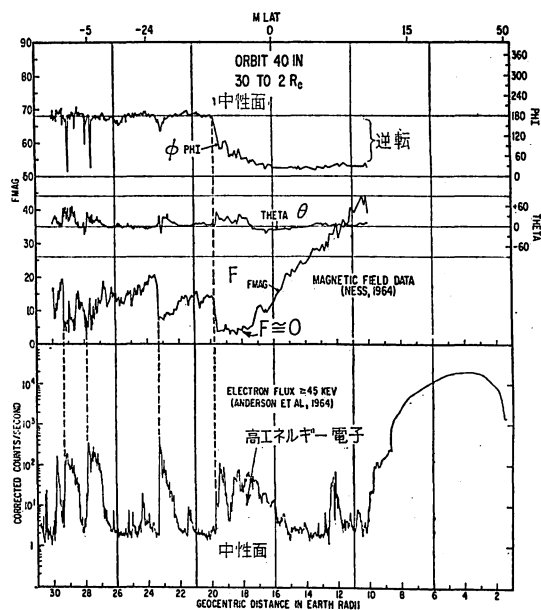
これまで太陽側の構造ばかり述べたが, 反対の夜の側はどんなになっているであろうか。まず磁気圏がどこまで行って閉じるかが問題になる。簡単に solar wind のガス圧で閉じるとすると, 磁気圏の尾 (tail) の長さは

$$L = \frac{V}{\sqrt{V_A^2 + V_S^2}} (\text{空洞の半径})$$

$$= 10 \cdot 10 R_e = 100 R_e$$

程度であろう。しかし実際には惑星間空間のガス圧に対抗する力が内側から働き, 尾の長さはさらに延びる。Dessler (1964) のごときは太陽側の衝撃波の前後でのガス圧の急変が尾まで伝わり, このためにその長さは20~50 a. u. におよぶと主張している。

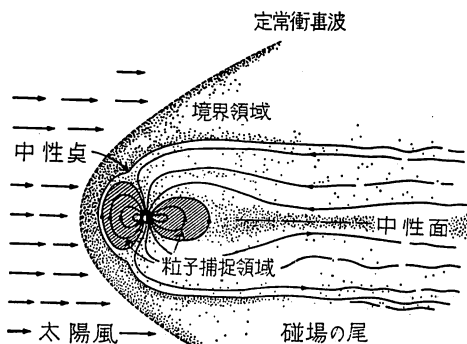
尾が太陽と反対方向に長く延びると地球極冠帯の磁場は太陽と地球を結ぶ線に沿って平行に延びるので, 南北磁場の境界が磁場の消滅 (annihilation) が起り, 平板状の磁気的中性領域 (neutral sheet) ができるはずである (Axford, 1965)。もし neutral sheet が存在するなら, そこに磁気圧に対抗できるガス圧がなくてはならぬ。事実 IMP-1 は neutral sheet と, そこに共存するプラズマを観測したのである。(Ness, et. al., 1965)。第14図に示した1例では $20R_e$ のところで IMP-1 は夜側の赤道面を通過したが, そのとき磁場は0に近くなり, かつまたその極性は逆転して neutral sheet の存在を示し, また同じ位置で45 keV 以上の電子フラックスの急増が観測された。このような neutral sheet 付近の高エネルギー電子は磁場に沿



第14図 共存する磁気中性面と高エネルギー電子

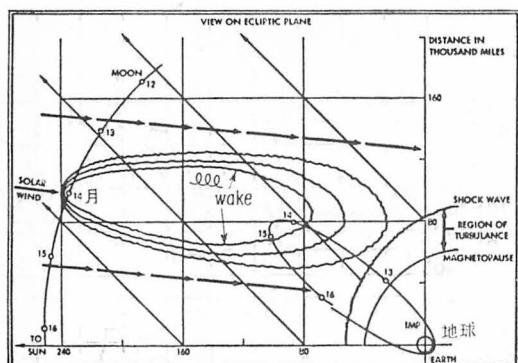
て夜側の極光帯に侵入し, オーロラの原因となる可能性がある。

地球磁場の尾の観測はまだふじゅうぶんではあるが, 地球上層大気じょう乱のエネルギー源として多くの秘密を宿していると考えられるので, 今後地上観測と併行した直接観測によって1日も早くそのベールがとり去れることを望むものである。現在までの知識をもとにして画いた地球磁気圏の構造を第15図に示す。

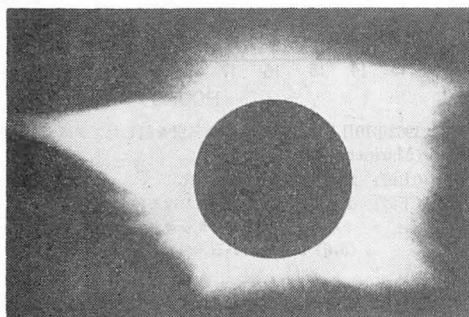


第15図 Solar wind によって歪曲された地球磁気圏の構造

月と solar wind の相互作用については, Ness (1965) の IMP-1 による観測結果がある。第16図のように月の影にあたる部分に, 長さが月の半径の150倍, 幅70倍の航跡 (lee-wake) が観測されたが, このときは特に地球磁場の変動はなかったようである。しかし地磁気活動と月の位置の関係は昔からさまざまな議論を呼んだ話題の一つであり, 月の lee-wake や地球磁場の尾



第16図 人工衛星 IMP-I によって観測された月の lee-wake



第17図 太陽のコロナ

の観測が進むにつれて再び世論をにぎわすことであろう。

2.3. 太陽プラズマの不均一さと地磁気嵐

太陽コロナはその活動度の時期によってさまざまな形状を示すが、とくに活動度が極大をすぎたところのコロナは極めて不規則な形をしており、太陽プラズマの流れが均一でないことを暗示している(第17図)。事実 Mariner II は104日間にわたる solar wind の観測からプラズマの流速が太陽経度によって異なることを示した。そして驚くべきことに、流速 V の日々変化は著しい27日回帰性を示し、その変動は地磁気活動度 ($\sum K_p$ であらわす) とみごとに一致を示したのである。Snyder らは両者の関係を

$$V = 8.44 \sum K_p + 330 (\text{km/sec}) \quad (6)$$

なる実験式で要約した。

ところで地磁気嵐には SC 型と Sg 型の2種類がある。SC 型は太陽のフレアに帰因するもので、SC (急始部) から始まり、初相、主相、終相とめまぐるしい変化をたどり、約1~2日で終わってしまう。これに対して Sg 型ははっきりした SC がなく、だらだらとした地磁気変動が約1週間も続く型で、太陽の自転周期にあたる27日の回帰性を示す。Bartels (1932) は回帰性嵐の説明をするために太陽面に M 領域 (M-region) という仮想的な領域を考えた。それは絶えず太陽プラズマを噴出して

るホースであり、そのホースの根元を太陽が持つてぐるぐる回るので、地球は27日ごとに太陽プラズマに遭遇して回帰性嵐を経験するというのである。

M 領域がどんな太陽面現象に相当するかはまだわかっていない。しかし Mariner II の観測結果は solar-terrestrial relation 屋 (太陽と地球上層大気の総合研究をしている人達) を大いに刺激した。27日の回帰性嵐は solar wind が数 100km/sec の速さで吹き抜けている場所に地球がさしかかったときに起ることが明らかになったからである。

この急流の根元は何か? ここに二つの対立する考えがある。

(1) 第1図からわかるように Parker の場合 solar wind の速度はコロナ底部の温度 T_0 によって著しく変わる。この事実を表現した (1) 式と Snyder の得た (6) 式を組合せると次の関係を得る。

$$\sum K_p \propto \sqrt{T_0} \quad (7)$$

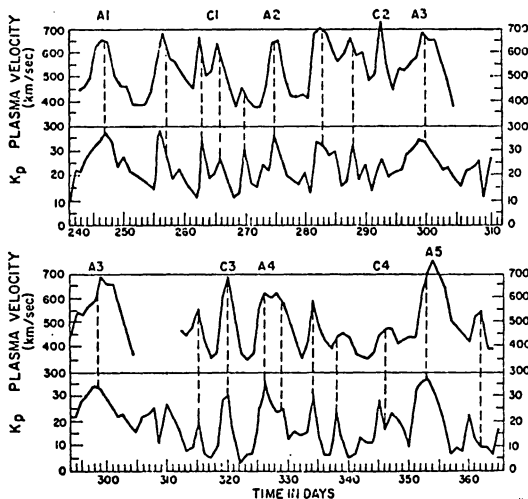
これは太陽の高温領域 (hot region) が M 領域であるという考え方につながる。カルツウム・ブラージュ (Ca plage) の太陽面中央経度通過 (CMP) 後に地磁気嵐が起るとした Mustel (1959) などはこの部類に属する。

(2) コロナ底部に100ガウス程度の黒点磁場があれば、そこでの磁気圧は動圧の10⁴倍となるので (付録参照)、プラズマの運動は磁場に支配される。したがってプラズマ流は磁場の弱いところ、すなわち活動領域の谷間から出てくることになる。これが Allen にはじまる "Cone of avoidance 説" であり、Sinno (1964) は多くの統計事実からこの考えを支持している。この場合プラズマ流の起源は太陽大気底部にあることになる。

これら二つの説のいずれに軍配が上るかは今後の観測が決めてくれるのであろうが、その解決は太陽微粒子輻射の本質につながる興味ある問題である。

2.4. 太陽フレアとプラズマ雲の放出

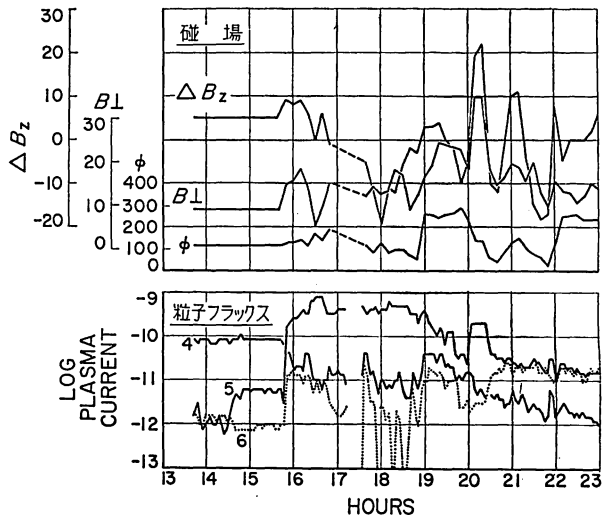
太陽面でフレアが観測されてから平均40時間後に SC 型地磁気嵐、宇宙線強度の異常減少 (Forbush 減少) が観測されることから、フレアはプラズマ雲の加速と放出を伴うものと考えられている。このプラズマ雲の速度は、Parker が熱伝導で説明した静かな solar wind の速度よりも速く、1000km/sec 以上のこともある。可視光、電波などで観測されるフレアの位置はコロナ下部から彩層上部にある。プラズマ雲の加速機構もこの位置で働くものとする静かな solar wind よりも強い磁場がプラズマ雲によって惑星間空間に引き出される可能性があり、その場合磁力線の形状は太陽黒点 (sunspot)



第18図 Solar wind の速度と地磁気活動度の関係
A1, ..., A5 はそれぞれ27日間隔にある。すなわち27日ごとに solar wind の速度がまし、それにつれて地磁気じょう乱が起っている。これは回帰性嵐である。C1, ..., C4 も同じ

を栓とした磁気ピン型になっているかも知れぬ。またプラズマ雲と、いつも流れている solar wind の相対速度は超音速 (super Alfvénic) 領域にあるので、プラズマ雲の前面に衝撃波が形成される可能性もある。

今までに人工衛星で捉えられたSC型地磁気嵐は太陽活動度極小期の小さなものばかりで、プラズマ雲の本性がわかるのは次の極大期と考えられるが、Mariner II の観測例を一つだけ挙げておく。1962年10月7日に第20図下に示したようなSC型地磁気嵐が起った。そのとき Mariner II に搭載されていた磁場とプラズマ測定器は第19図にみるような急激な変化を示した。(Snyder-Neugebauer, 1963)。このときのプラズマ流速 V 、温

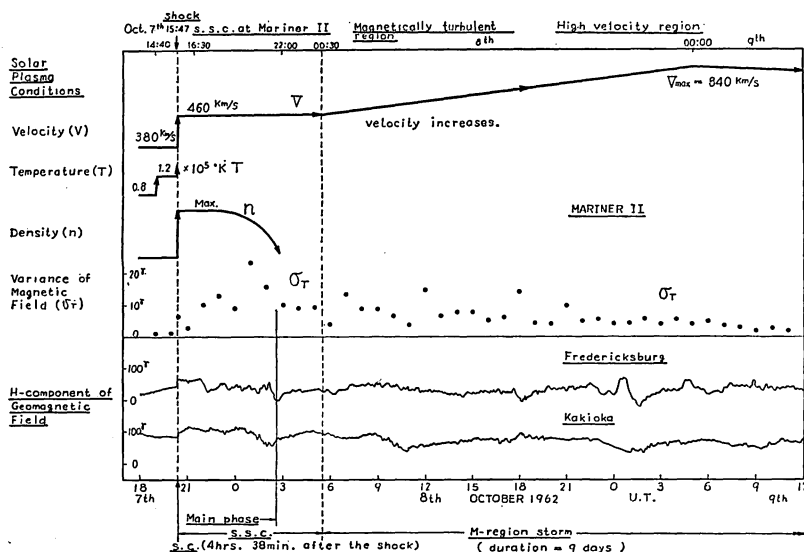


第19図 1962年10月7日のSC型地磁気嵐を起したプラズマ雲の構造 (Mariner II 観測による)
(上図) 急始部前後の磁場の变化
(下図) 第4,5,6チャンネルにおける粒子のフラックス。低エネルギー (4) のフラックスが減少し、高エネルギー (5,6) が増している

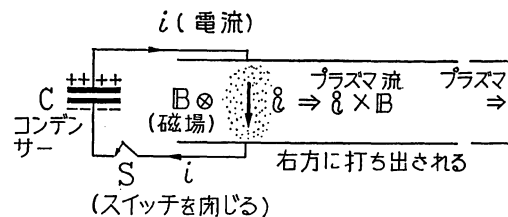
度 T 、密度 n 、磁場の変動 σ_T を4時間38分ずらせて、地球でのSCに合せてまとめたものが第20図である (Hakura, 1964)。SCのところで V , T , n , σ_T すべて急激に変化しているが、SCの前から T の上昇がみられるのは特に注目すべきである。これは衝撃波の前方にある惑星間粒子が加速を受けていることを示すものと思われる。

プラズマ雲が強い黒点磁場を横切って放出される機構についてはまだ定説はないが、ここでプラズマの加速器の原理を考えてみるのもおもしろい。プラズマの加速には3種類の方法があるが、その第1はプラズマの連続流

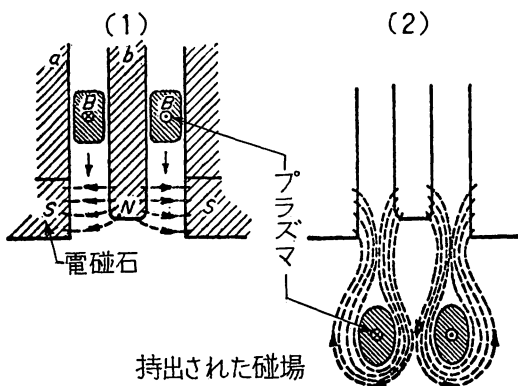
に直角に電場と磁場を加え、そこに働くローレンツ力で加速するものである。しかし太陽の場合、定常電場の存在は考えられないのでこの方法は除外される。第2の加速原理は“磁気ピストン”と呼ばれ、磁場の強弱のあるところに置かれたプラズマに両側から働く磁気圧の差によって加速を行うものである。太陽の場合、フレアによって磁場の



第20図 1962年10月7日に観測された地磁気嵐 (下図) とそれを起したと思われるプラズマ雲の速度、温度、密度、磁場の変動 (上図)。衛星と地球間のプラズマ雲飛行時間差の4時間38分だけ補正してある



第21図 (A). プラズマ銃の原理



第21図 (B). アルフヴェンの磁場の舌の実験

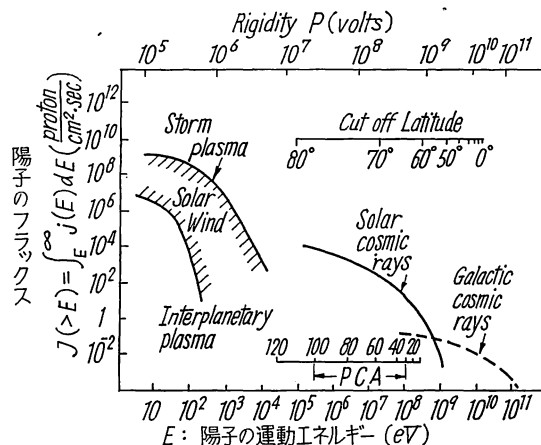
強弱のあるところに急に独立したプラズマができるなら、プラズマはメロンの種子をはじき出すように打ち出されるであろう (Schlüter, 1950)。この方法で太陽プラズマが 1000km/sec 台の高速を得ることは Parker (1957) によって計算されている。

第3の加速器は第21図 (A) に示したプラズマ銃である。これは真空中で作ったプラズマに電流 i を流し、それを自身の作る磁場 B とのローレンツ力 $i \times B$ でプラズマを右方に強く打出すものである。Bostick (1957) などはボタン式プラズマ銃を使ってプラズマ環 (plasmaid) が強い磁場を横切っていく様子を刻明にしらべ、これこそ太陽プラズマの放出原理だと主張しているが、プラズマ銃の場合にはむしろプラズマと磁場の相互作用の方がおもしろい。Alfvén (1958) は廻転同心型のプラズマ銃の先端に第21図 (B) のように電磁石をつけ、打ち出されたプラズマが磁場を外に持ち出してゆくことを示した。これなどは太陽プラズマ雲が黒点磁場を惑星間空間に持ち出していわゆる“磁場の舌”を作る過程を想わせる。銀河宇宙線はこの磁場の舌にさえぎられて Forbush 減少が起り、また太陽宇宙線の飛行はこの磁場の統制を受けるのである。

3. 太陽宇宙線と PCA

3.1. フレアと太陽宇宙線

太陽コロナは温度 100 万度の熱平衡プラズマであるからそこに存在する陽子のエネルギー E は大部分 10^3eV



第22図 太陽の陽子のエネルギー・スペクトル。太陽の陽子は 10^{4-6}eV を境として、太陽プラズマと太陽宇宙線に分けられる。点線は銀河の宇宙線

以下である。したがってコロナからの熱伝導で発生する solar wind 中の陽子のエネルギー・スペクトルもこれとはほぼ同じく第22図の低エネルギー領域を占める。地磁嵐の原因である storm plasma は温度、密度、航行速度とも solar wind より高いので、そのスペクトルは右上に移行するがやはり $E < 10^4\text{eV}$ の低エネルギー陽子が大部分である。これに対し、これから第3章の主役として登場する太陽宇宙線は $E = 10^5 \sim 10^9\text{eV}$ の高エネルギー領域に non-Maxwellian tail を形成している。これは太陽フレアの際、有限時間内に集中的に行われる加速によってコロナの構成粒子が supra-thermal energy を得たもので太陽活動極大期の花形である。

太陽からの陽子のエネルギーが 10^9eV を超えると、それは地上でも観測され、いわゆる“宇宙線の異常増加”が発生するが、その頻度はきわめて小さく、有名な1942年2月28日の現象 (Forbush 1946) 以来、現在までにわずか13を数えるにすぎない。これに対し $E < 10^9\text{eV}$ の太陽軟宇宙線の頻度はやや高く、1956~1961の前太陽活動度極大期だけでも約80回観測されている。軟宇宙線は極地方上層大気の電離に消費されて地上には達し得ないが、気球ロケットによる直接測定のほか、電離領域を通過する電波の吸収、散乱などを利用した間接測定によって検出する。電波の吸収測定は汎世界的連続観測が可能で、太陽宇宙線軟成分の研究にとって特に重要である。捉えられる異常吸収は PCA (Polar Cap Absorption), あるいは PCBO (Polar Cap Blackout) と呼ばれ IGY 以降盛んに研究されて学界の注目をあつめたことは記憶に新しい (羽倉, 1961参照)。

さて太陽宇宙線は必ず大きなフレアに伴って発生し

く知られている。太陽の磁場も同様であろうとの想像から、太陽宇宙線のことをかつて太陽プロトン現象(solar proton event)などと呼んだが、最近ロケットや気球に搭載した核エマルジョンを用いた測定が行われ、予想を大幅に裏切った結果が得られている。すなわち第2表に示した太陽宇宙線の abundance ratio をみると、 α 粒子と C, N, O 原子核のフラックスの比 (J_α/J_M) が6回の観測に対しほぼ一定であるのに対し、陽子と α 粒子の比 (J_P/J_α) は観測ごとに相違し、しかも多くの場合予想より著しく大きい(1に近い)のである。

第2表 Rigidity 572~865 MV 領域の陽子 (P), α 粒子 (α), および C, N, O 原子核 (M) の存在比 (Biswas et al., 1963)

Event			J_P/J_α	J_α/J_M
Sept.	3,	1960	20	55
Nov.	12,	1960	5	60
Nov.	13,	1960	1	68
Nov.	16,	1960	1.7	59
Nov.	17,	1960	2.5	38
Nov.	18,	1960	1.7	54

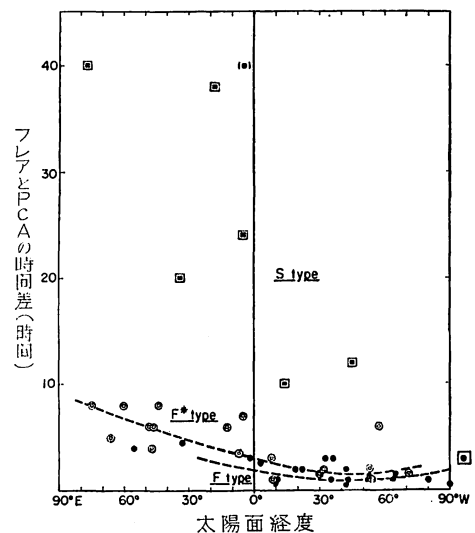
さてフレアに際して生産された高エネルギー電子は大部分黒点磁場に捕捉され、太陽大気中でシンクロトロン輻射 (Synchrotron radiation), 制動輻射 (Bremsstrahlung), あるいは電離損失 (ionization loss) として消費されてしまう。しかし電子のエネルギーがじゅうぶん高くなるとそれらは磁場の束縛を絶ち切って惑星間空間に飛出すはずである。事実 Meyer-Vogt (1962) は1961年7月22日、太陽宇宙線中に微量ではあるが、20~1300MeV の太陽電子を検出したものである。以上の観測結果を総合して、太陽宇宙線は主として陽子 α 粒子より成り、少量の電子, C, N, O 原子核および重原子核を含むといえる。

太陽宇宙線の発生機構については色々理論はあるが、基本的にはフレアに際して烈しく変動する電磁場が太陽コロナを形成する荷電粒子を加速するもので、Fermi 加速とベータトロン (betatron) 加速がその代表的なものである。Nishimura (1963) はこの二つの加速を組合せることにより、 J_α/J_M を一定に保ちながら、 J_P/J_α を変化させうることを示した。これは第2表の結果を粒子の撰択加速によって説明する試みとして注目し価値する。

3.2. 太陽宇宙線の伝ばん

太陽大気中で生産された高エネルギー粒子は惑星間空間を伝ばんして地球に到達するが、途上惑星間空間磁場

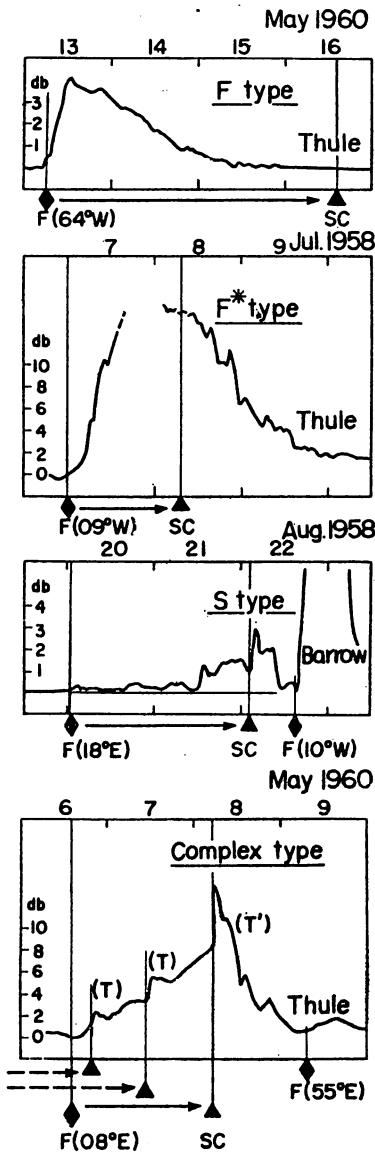
によって著しい変調 (modulation) を受ける。惑星間空間磁場のモデルとしてはうず巻状の Parker モデルと磁気ビン (Magnetic bottle) 型の Gold モデルが代表的であるが第2章で述べたように人工衛星 IMP は両者の中間的な実測結果を出している。すなわち太陽磁場は極性を保ちながら、惑星間空間に持ち出され、その強度は 1 a.u. 付近で 5~10 γ となり、またその方向は太陽と地球を結ぶ線に対して西側に平均50° 傾いている。太陽宇宙線はこの惑星間空間磁場の誘導 (guiding) を受けるので、太陽の西側で発生した太陽宇宙線の方が東側よりのそれよりも速く地球に到達するという太陽面経度効果があらわれる。これを第24図に示す。



第24図 PCA発生時間の太陽面経度効果
●F型 ○F*型 □S型

極冠帯におけるPCA強度の時間的変化は到来する1~100MeVの陽子のフラックス変化を示すと考えられるが、その型は第25図のように F, F*, S および複合 (Complex) 型に分類できる (Obayashi, 1962; Leinbach, 1962; Sinno, 1961; Sakurai and Maeda, 1961)。第24図で経度効果をはっきり示しているのは F と F* 型である。この二つの型では放出された太陽宇宙線の伝ばんがまさに螺旋状の惑星間磁場に支配されることがわかる。これに対して S 型は IV 型のアウトバーストがあってから、10数時間後に PCA が発生するので、余りに長い時間差がその存在に疑問をもたせる (Warwick, 1962)。しかし南北両半球数10箇所を観測されたPCAを詳しく解析し、季節変化を考え、除外してみてもやはり S 型の存在は考えられるのである。

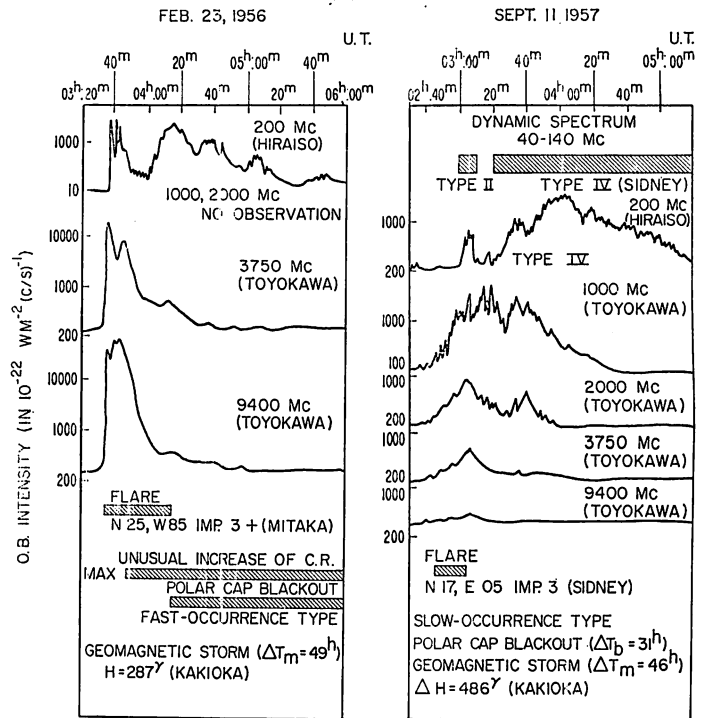
F 型と S 型に対応する型 IV のアウトバーストのスペクトラムを調べてみると第26図のように μ 波領域で著し



第25図 PCA 強度の時間変化における四つの基本型(Obayashi, 1962)

い差がみられる (Hakura, 1961)。S 型に対応する μ 波アウトバーストに flash phase がないことはこの場合粒子加速がゆるやかに行われ、生産される陽子は比較的低エネルギーのものが多くを示唆する。この低エネルギー陽子の大部分は放出されるプラズマ雲中の磁場に捕捉されて外方に持ち出され、プラズマ雲が膨張して束縛磁場が弱まるにつれて惑星間空間に放出され、S 型の PCA を生起するものと考えられる (Sinno, 1961)。

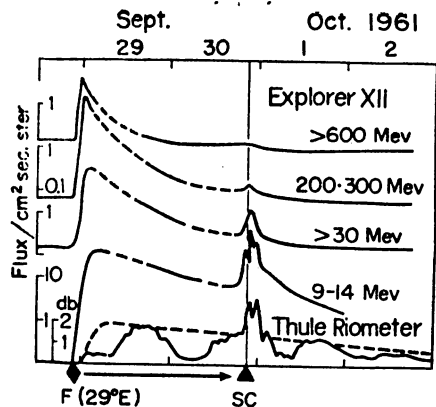
太陽宇宙線が放出されたときに、すでに別の磁気雲が地球に向って先行中であれば、その雲がある種の防壁 (barrier) となって宇宙線粒子はその中に捕捉され、



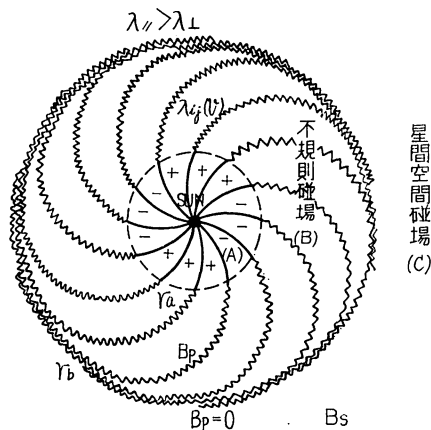
第26図 F 型 (左), S 型 (右) の太陽宇宙線に対応する IV 型のアウトバーストのスペクトラム

磁気雲の到来をまわってはじめて粒子密度が急増する結果となる (Obayashi, 1962)。第25図に示した複合型の 1 例は二つの磁気雲が先行する場合である。

PCA 強度の時間的変化は 1~100MeV の陽子の総合的なフラックスの時間的変化であるが、実際にはエネルギー領域によって変調のモードが違っている。第27図は Explorer XII の観測例であるが (Bryant et al., 1962), エネルギーの高いほど立ち上がりが速く、特に >600MeV の陽子は明瞭な F 型を示し、一方 9~14MeV の陽子は磁場雲にかなりの部分捕捉されて SC の前後に



第27図 四つのエネルギー領域における太陽宇宙線との PCA 時間変化



第28図 太陽磁場の理想的モデル (3次元) 第3,5図参照

放出されていることがよくわかる。下段のリオメータによるPCAの変化が低エネルギー部分の変化とよく似ていることも注意すべきである。

さて惑星間空間磁場は第3図のような単純な螺旋状ではなく、太陽から遠ざかるにつれて次第に不規則になり、solar windの動圧と星間空間磁場 (Inter stellar magnetic field) のつり合うところに境界を形成していることが考えられる。今それを第28図のようにモデル的にかくと、太陽宇宙線は不規則磁場領域 (B) で散乱を受け、その伝ばんは拡散 (diffusion) の問題となる。

太陽宇宙線強度の立ち上り部分の時間変化などは無限等方散乱媒質 (第28図で $r_a=0$, $r_b=+\infty$) 中での拡散を考えるだけでもじゅうぶん理解できる。この場合拡散方程式を解くと、地球で観測されるフラックスは

$$I(t) \propto t^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{3}{2} \frac{t_m}{t}\right) \quad (9)$$

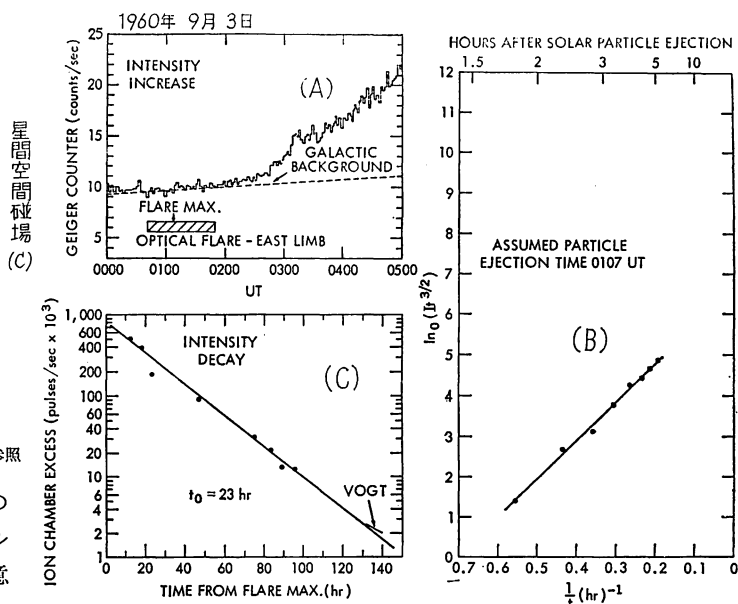
となる。ただし、 t_m はフラックスが最大となる時刻

$$t_m = \frac{(r_e)^2}{2v\lambda} \quad (9a)$$

である。ここに r_e は $1a.u.$ 、 v は粒子の速度、 λ は拡散平均自由行程である。

1960年9月3日の太陽宇宙線強度の立ち上りを第29図 (A) に示す。宇宙線が01時07分 (フレアの flash phase) に無限等方媒質に射入されたとすると (9) 式から考えて $\ln(I(t)t^{\frac{3}{2}})$ 対 $\frac{1}{t}$ の関係は直線となるはずである。第29図 (B) は正に直線となって拡散モデルの正当性を示している (Hoffman and Winckler, 1963)。

もっとも強度の減少 (decay) は $t^{-\frac{3}{2}}$ で始まるが、ある時間後は第29図 (C) のように指数関数的に減少す



第29図 1960年9月3日気球で観測された太陽宇宙線軟成分の立ち上り (B) と減少 (C) の特性

ることが知られている。この段階は指数関数

$$I(t) \propto \exp\left(-\frac{t}{t_b}\right) \quad (10)$$

$$t_b = \frac{3r_b^2}{\pi^2 v \lambda} \quad (10a)$$

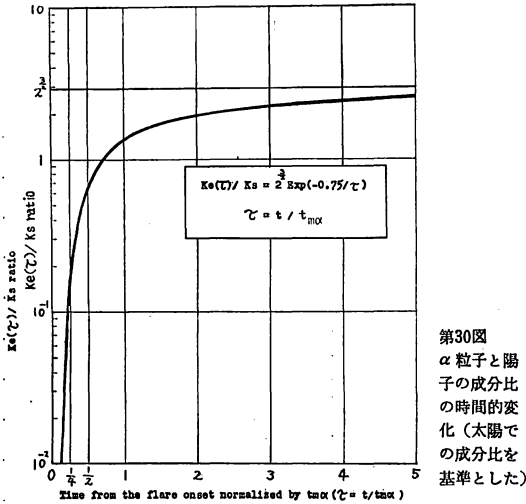
によって近似され (Meyer et al., 1956), この場合、 $\lambda=0.019$, $r_b=2.4a.u.$ となって散乱媒質の拡がりには有限で、 $2.4a.u.$ のところに境界がなくはならぬ。

実際には拡散平均自由行程 (diffusion mean free path) は粒子のエネルギーのみにならず時間、空間的関数で、しかも非等方 (うず巻状磁場に沿った方向と直角の方向で異なる) であるから、 $\lambda_{ij}(v, r, t)$ と表わされる。これと境界条件、 $r_a(t)$, $r_b(t)$ および射入粒子 (injected particle) のエネルギー・スペクトラムが与えられると完全な解が求まるが、理論的にも実験的にもこれからの問題である (Parker, 1965参照)。

さて伝ばんの問題でもおもしろいのはさきに述べた予想外に大きい α 粒子のフラックスの問題である ($K=J\alpha/J_P \sim 1$)。宇宙線の伝ばんが拡散的であるなら、同じ rigidity で太陽黒点磁場をのがれた陽子と α 粒子は 2:1 の速度で惑星間空間を伝ばんするので、太陽での組成比 K_s と地球で観測する組成比 $K_e(t)$ は当然異り、無限等方媒質では

$$K_e(\tau) = 2^{-\frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{3}{4} \frac{\tau}{K_s}\right] K_s \quad (11)$$

$$\tau = t/t_m \alpha \quad (11a)$$



第30図
α粒子と陽子の成分比の時間的変化(太陽での成分比を基準とした)

となる(Hakura, 1965)。これを第30図に表わす。ただし $t_{m\alpha}$ はα粒子のフラックスが極大となる時刻である。これは成分比が初めのうち著しく小さいが、 $t \geq 0.72 t_{m\alpha}$ では次第に K_α より大きくなってゆくことを示している。したがってフレアよりじゅうぶん時間がたったあとの観測で、α粒子と陽子の成分比が太陽のそれより大きくなっていることは拡散で説明されそうである。しかしいくつかの特異例ではアレアの数十時間後も $K_\alpha \sim 0.02$ と著しくα粒子が少なく、この場合には前述のようにその原因を太陽大気中での選択加速に求めなければならぬ。

以上のようなα粒子と陽子の組成比の時間的変化は当然PCAの汎世界的変化にも現われるはずで、逆にPCAの解析から太陽宇宙線成分の時間変化がわかり、それから太陽での加速、惑星間空間の伝ぱん、また地球上層大気への侵入の過程が推定されるのである。

3.3. 太陽宇宙線の地球上層大気への侵入

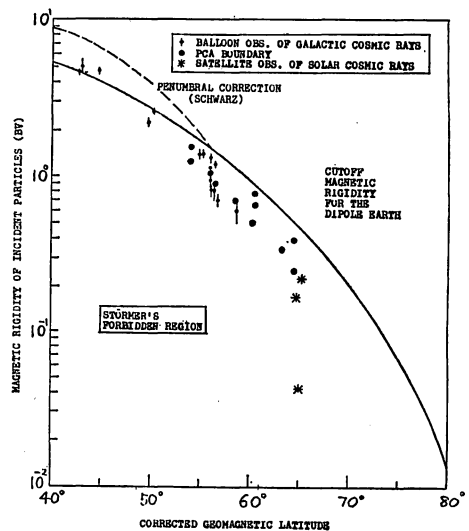
太陽から放出され、惑星間空間に拡散してゆく高エネルギー粒子群の一部は地球上層大気に侵入して、そこに宇宙線の異常増加あるいは極地方のPCA現象を生起せしめる。侵入宇宙線の進路は地球磁場によって規制されるが、その場合どんな問題があるか、これを結びとして筆者の簡単な解説を終りたいと思う。

この問題を最初に論じたのは有名なStörmer(1955)である。彼は地球を磁気能率 M の双極子としたとき、侵入粒子の rigidity P と、その侵入限界緯度 θ_c の関係を

$$\cos \theta_c = \sqrt[4]{\frac{4R_E^2}{M} P} \quad (12)$$

で示した。ただし R_E は地球半径である。ところが宇宙線の実測の結果はStörmerの予測と一致しない。多くの人がこの問題と取り組んだ結果、その理由は地球が純粋な磁気双極子でないことと、Störmerが地球を点と考えて計算を行なったことにあることがわかった(Kodama-Kondo-Wada, 1957; Quenby-Wenk, 1962 参照)。それに対する補正はMcIlwain(1961)の(L, B)座標, Hakura(1964, 65)の補正地磁気座標(θ_c , A_c), Kondo-Kodama(1965)の $\theta_{L0}(L_0)$ 座標などで行われており、侵入荷電粒子, PCAの問題で多くの成果を挙げている。

さて外気圏磁場の歪曲が宇宙線粒子の侵入に与える影響を調べるためには、実験的に rigidity P と補正緯度 θ_c を求めて、これをStörmerの式(12)と比較してみることが必要である。直接測定としては、中緯度ではMcDonald(1957)などが気球を打ち上げて、10数箇の観測値を得ているが、高緯度地方では人工衛星Injun Iによる大まかな観測(Pieper et al., 1962)があるだけである。したがって、もしPCAの特性から高緯度地方の実験値を推定することができれば、これは直接測定では得られなかった重要な情報を提供し、補正Störmer理論の確立に大いに役立つわけである。Hakura(1965)はPCAの初期過程を補正地磁気座標で整理し、これと太陽宇宙線の成分との関係を調べた結果、フレアがあつてからじゅうぶん時間がたったあとは(11)式で $t \geq 0.72 t_{m\alpha}$ 、PCAの低緯度限界は一般にα粒子で形成され、α粒子のフラックスが小さい特殊な場合(Pure proton event)だけは陽子が低緯度限界を形成するこ



第31図 地磁気静穏日における荷電粒子の侵入緯度
実線は双極子磁場に対するStörmerの結果
点線はPenumbra効果の補正

とを示した。この結果を用いて $P-\Phi$ を求め、さきの実測値といっしょに表示したのが第31図である。実線は双極子磁場の場合であるが、数 GeV 以下の粒子は(12)式の予想より低緯度に侵入し、また緯度 65° 付近で折れまがり存在し、これから極まではきわめて低い rigidity の粒子も侵入可能であることがわかった。

第2章で述べたように太陽から絶えずプラズマ流が噴出しており、地磁気活動が0のときでも、地球磁場は 330km/sec (6) 式参照) で吹きつける solar wind の作用で著しい歪曲を受けている。さきの第15図は現在われわれの知っている最新の地球磁気圏の構造を示すが、そこに侵入する粒子は圧縮された磁気圏の影響 (Obayashi, 1959; Obayashi-Hakura, 1960; Rothwell, 1959), Van Allen Belt に捕捉された粒子のドリフトによって生ずる静穏日 *Dst* 磁場 (Kellogg-Winckler, 1961; Akasofu-Lin, 1963) および両者の混合効果 (Akasofu et al., 1963), 太陽側の中性点の影響 (Hakura, 1965), 長く延びた磁気の尾の効果 (Michel, 1965), さらに境界層における変動磁場の影響を受けるはずであり、第31図の結果はそれらの効果の複合したものである。以上の諸効果のどれが卓越しているか、その解答は今後の研究にまたねばならぬ。現在いえることはPCAの発達過程の解析およびそれと並行した人工衛星測定によって太陽宇宙線の侵入過程をさらに詳しく捉えることが、新しい Störmer 理論建設への基礎を提供するであろうことである。

地磁気嵐が起るといわれる赤道環電流 (ring current) の形成によって宇宙線の侵入はさらに容易となる。これも地球嵐の最も興味ある問題の一つであり、多くの人がその効果について論じたが (例えば Kondo et al., 1959; Obayashi-Hakura 1960), われわれはまず静かな磁気圏の宇宙線効果の解決を迫られているのである。

第2章 参考文献

- Alfvén, H., L. Lindberg, and P. Mitlid; J Nucl. Energy, Part C, 1, 116, 1960.
 Axford, W. I., A. J. Dessler, and B. Gottlieb; APJ., 137, 1268, 1963.
 Axford, W. I., H. E. Petshek, and G. L. Siece; JGR., 70, 1231, 1965.
 *Biermann, L. and R. Lüst; The moon, Meteorites, and Comets, The University of Chicago Press, 1963.
 *Bostick, W. H.; IAU Symp. No. 6, 87, 1958.

- Cambel, A. B. and B. H. Jennings; Gas Dynamics, McGraw Hill Book, 1958.
 Dessler, A. J.; JGR., 69, 3913, 1964.
 Hakura, Y.; RISRJ., 18, 291, 1964.
 Maxwell, A., R. J. Defouw, and P. Cummings; PSS., 12, 435, 1964.
 Mead, G. D. and D. B. Beard; JGR., 69, 1169, 1964.
 Mustel, E. R.; Astr. Zh., 36, 215, 1959.
 Ness, N. F., C. S. Scarce, and J. B. Seek; JGR., 69, 3531, 1964.
 Ness, N. F.; JGR., 70, 517, 1965.
 Ness, N. F., C. S. Scarce, J. B. Seek, and J. M. Wilcox; Report to 8th COSPAR., 1965.
 Neugebauer, M. and C. W. Snyder; JGR., 70, 1587, 1965.
 *Nishida, A.; Solar Wind, Report to Nagoya Symposium, 1965.
 Obayashi, T. and Y. Hakura; JGR., 65, 3143, 1960.
 Obayashi, T.; JGR., 69, 861, 1964.
 *Obayashi, T.; Magnetosphere and its boundary, a preprint written at Goddard Institute for Space Studies, 1964.
 Parker, E. N.; APJ., Suppl., 27, 3, 51, 1957.
 *Parker, E. N.; Interplanetary dynamical processes, Interscience Publishers, 1963.
 Parker, E. N.; PSS., 12, 451, 1964.
 Schlüter, A.; Zs. f. Nat., 5a, 72, 1950.
 Sinno, K.; RISRJ., 18, 314, 1964.
 Snyder, C. W., M. Neugebauer, and U. R. Rau; JGR., 68, 6361, 1963.
 Snyder, C. W. and M. Neugebauer; COSPAR., 1963.
 Wolfe, J. H., R. W. Silva, and M. A. Myers; Report to 8th COSPAR., 1965.

第3章 参考文献

- Akasofu, S.-I., and W. C. Lin; JGR., 68, 973, 1963.
 Akasofu, S.-I., W. C. Lin, and J. A. Van Allen; JGR., 68, 5327, 1963.
 *Bailey, D. K.; PSS., 12, 495, 1964.
 Biswas, S., C. E. Fichtel, D. E. Guss, and

- C. J. Waddington; JGR., 68, 3109, 1963.
- Bryant, D. A., T. L. Cline, U. D. Desai, and F. B. McDonald; JGR., 67, 4983, 1962.
- Forbush, S.E.; Phys. Rev., 70, 771, 1946.
- Freier, P.S. and W.R. Webber; JGR., 68, 1605, 1963.
- Hakura, Y. and T. Goh; JRRL., 6, 635, 1959.
- *羽倉幸雄; 電離層嵐の研究, 電波研季報, 特集号 Feb., 1961.
- Hakura, Y.; Proc. 12th Alaskan Sci. Conf., 158, Sept. 1961.
- Hakura, Y., and M. Nagai; JRRL., 11, 197, 1964.
- Hakura, Y.; RISRJ., 18, 345, 1964.
- Hakura, Y.; RISRJ., 19, 121, 1965.
- Hakura, Y.; JRRL., 12, 231, 1965.
- Hoffman, D. J., and J. R. Winckler; JGR., 68, 2067, 1963.
- *Hultqvist, B.; Radio Astronomical and Satellite Studies of the Atmosphere, edd. by Aarons, North-Holland Pub. Co. Amsterdam, 163, 1963.
- *Jager, C. de; SSR., 1, 487, 1962-1963.
- Kellogg, P.J., and J.R. Winckler; JGR., 66, 3991, 1961.
- Kodama, M., I. Kondo, and M. Wada; J. Sci. Res. Inst., 51, 42, 1957.
- Kondo, I., K. Nagashima, S. Yoshida, and M. Wada; Proc. Moscow Cosmic Ray Conf. IV, 208, 1959.
- Kondo, I. and M. Kodama; Proc. Cosmic Ray Conf., London, 1965.
- Kundu, M.R. and F.T. Haddock; Nature, 186, 610, 1960.
- *Leinbach, H.; Geophys. Inst. Univ. Alaska Sci. Rep., No. 3, May, 1962.
- McDonald, F.B.; Phys. Rev., 107, 1386, 1957.
- *McDonald, F.B.; Solar proton Manual, NASA JR R-169, 1963.
- McIlwain, C.E.; JGR, 66, 3681, 1961.
- Meyer, P., E.N. Parker and J.A. Simpson; Phys. Rev., 104, 768, 1956.
- Meyer, P., and R. Vogt; Phys. Rev. Letter, 8, 387, 1962.
- Michel, F.C.; Effect of magnetic tail on cosmic ray cut-offs, 1965.
- 西村 純; 太陽フレアにともなう重粒子発生, 宇宙線研究, 8, 755, 1963.
- Obayashi, T.; RISRJ., 13, 201, 1959.
- Obayashi, T. and Y. Hakura; JRRL., 7, 27, 1960.
- Obayashi, T.; JGR., 67, 1717, 1962.
- *Obayashi, T.; SSR., 3, 79, 1964.
- *大林辰蔵; 太陽宇宙線と惑星間空間, プラズマ研 IPPJ-3(J), 71, 1963.
- Parker, E. N.; PSS., 13, 9, 1965.
- Pieper, G. F., A. J. Zmuda, C. O. Bostrom, and B.J. O'Brien; JGR., 67, 4959, 1962.
- Quenby, J. J., and G. J. Wenk; Phil. Mag., 7, 1457, 1962.
- Rothwell, P.; JGR., 64, 2026, 1959.
- Sakurai, K. and H. Maeda, JGR., 66, 1966, 1961.
- *桜井邦朋; 太陽宇宙線, 日本物理学会誌, 20, 316, 1965.
- Sakurai, K.; PSS., in press, 1965.
- Sinno, K.; JRRL., 8, 17, 1961.
- *Störmer, C.; The Polar Aurora, Oxford University Press, New York, 1955.
- *Sturrock, P. A., and B. Cappi; Stanford Univ. Rep., SUPR., No. 6, 1965.
- Takakura, T.; PASJ., 12, 55, 1960.
- Warwick, C.S., and M.W. Haurwitz; JGR., 67, 1317, 1962.
- *Webber, W.R.; AAS-NASA Symp. on Solar Flares, 215, 1963.
- Yoshida, S., K. Nagashima, K. Kawabata, and M. Morimoto; Space Res. III, 608, 1963.

[注] *は review paper として有用なもの。

付 録 Kinetic properties of solar corona and solar wind (Mariner II)

	properties	corona	la. u.	remarks
1	Temperature, $T(^{\circ}\text{K})$ ($E=3/2 \cdot kT(\text{eV})$)	10^6 (130)	2×10^5 (26)	
2	Density, $n(\text{particles/cc})$	10^8	2–10	
3	Magnetic field, $B(\text{gauss})$	1	$5-10 \times 10^{-5}$	
4	Proton energy, $E_p(\text{eV})$ Electron energy, $E_e(\text{eV})$	130 130	0.5–5keV (*) 30	(*) solar wind velocity
5	Solar wind vel., $V(\text{km/s})$	~ 10	330–1000	$V_{\text{cosmic ray}}=10^5$ $V_{\text{escape}}=600$
6	Sound vel., $V_s(\text{km/s})$	130	55	$V_s=\sqrt{2kT/m_p}$
7	RMS thermal vel., $W(\text{km/s})$ RMS electron, $W_e(\text{km/s})$	160 6900	70 3000	$W=\sqrt{3kT/m_p}$ $W_e=\sqrt{3kT/m_e}$ $T_e=T_p$
8	Alfvén vel., $V_A(\text{km/s})$	200	75	$V_A=B/\sqrt{4\pi nm_p}$
9	Magnetic Mach no., M_A	4×10^{-2} (subAlfvénic)	4–12 (super-hyper-Alfvénic)	$M_A=V/\sqrt{V_A^2+V_s^2}$
10	Kinetic pressure, $P_K(\text{erg/cc})$	1.4×10^{-2}	5.5×10^{-11}	$P_K=nkT$
11	Magnetic press., $P_M(\text{erg/cc})$	4×10^{-2}	$\sim 10^{-10}$	$P_M=B^2/8\pi$
12	Ratio, $S=P_M/P_K$	~ 1 (*)	~ 1 (*)	(*) well balanced
13	Various dynamical lengths $L(\text{km})$	$\sim 10^5$ $\sim 10^4$	$\sim 10^8$ $\sim 10^5$ $\sim 10^4$	distance from ☉ magnetic field size earth's cavity size
14	Debye length, $L_D(\text{km})$	7×10^{-6}	$2.2-1 \times 10^{-2}$	$L_D=7 \times 10^{-5}(T/n)^{1/2}$ neutral plasma, since $L_D \ll L$
15	Mean free path, $\lambda(\text{km})$	9×10^3 (*)	1.6×10^9 $=10\text{a. u.}$ (**)	$\lambda=t_D W$ $\lambda_{\text{electron}}=\lambda_{\text{proton}}$ (*) corona is hydrodynamic atom-spher (not corpuscular cloud), $L \gg \lambda$ (**) solar wind is collisionless stream plasma, since $\lambda \gg L_{\text{geocavity}}$
16	Gyro-radius of proton, r_{Lp} (km) Gyro-radius electron, r_{Le}	for $V=1000$ 2000 for $V=3000$ 3.4	10^5 2×10^5 3×10^5 340	$r_L=mVc/eB$
17	Transit time, $t_r(\text{sec})$	10^4	$4.5-1.5 \times 10^5$ (5–2 days)	$t_r=L/V$
18	Mean free time, $t_D(\text{sec})$	5.6	2.3×10^7 (1 year)	$t_D=3 \times 10^{-12} W^3/n \ln A, \ln A=22$
19	Equipartition time, $t_e(\text{sec})$	2.4×10^3 (**)	9.9×10^8 (**)	$t_e=\sqrt{m_p/m_e} t_D$ (*) $t_e \ll t_r$ and $t_e \ll t_{\text{radiative cooling}}$ (**) $t_e \gg t_r$
20	Plasma freq., $f_{oe}(\text{kc/s})$	9×10^4	13–28	$f_{oe}=8.98 n^{1/2}$
21	Gyro-frequency, $f_{He}(\text{c/s})$ Gyro-frequency, f_{Hp}		150 0.08	$f_H=eB/2\pi mc$
22	Electrical conductivity of proton, $\sigma(\text{/sec})$	2×10^{16}	10^{15}	$\sigma=2 \times 10^7 T^{3/2}$

23	Magnetic Reynolds no., R_m	$2 \times 10^{10} (*)$	$10^{11} (*)$	$R_m = LV\sigma/c^2$ (*) solar magnetic field is carried out to the interplanetary space being frozen in the plasma, $R_m \gg 1$
24	Viscosity of proton, $\mu(\text{g/cm sec})$	0.12	2.2×10^{-3}	$\mu = 1.2 \times 10^{-16} T^{5/2}$
25	Reynolds no., R	$14 (*)$	$0.5 - 1.5 (*)$	$R = LVnm_p/\mu$ (*) non-turbulent, since R is not so large

550.385

3. 磁気圏のエネルギー粒子と磁場

恩 藤 忠 典*

1. 緒 言

太陽からのプラズマ流によって地球の磁場は昼側で圧縮され、夜側で吹き流された様相を呈している。この太陽プラズマ-地球磁場の境界と地球の中心から地球半径の2倍ぐらい離れたところとの間は、磁場のエネルギー密度が粒子の運動エネルギー密度より大きいので、磁気圏と呼ばれている。最近の人工衛星による観測結果に焦点を合わせて、磁気圏内のエネルギー粒子および磁場の分布を概観する。

2. 地球磁場およびエネルギー粒子を記述する座標

地球外部の磁場は、太陽プラズマ流によって変形されて雨滴のような形になっているが、比較的地球に近いところでは地球の中心に置かれた双極子の磁場で近似的に表わされる。地球の半径を R_E 、地磁気赤道上の地球磁場の強さを B_0 とすれば、地球磁場は地球の中心に原点を持つ極座標 (R, θ) によって

$$B = B_0 \left(\frac{R_E}{R} \right)^3 (1 + 3 \sin^2 \theta)^{1/2}$$

と表わされる。また地球の磁力線と地磁気赤道面との交点を $(R_E, 0)$ とすれば、地球の磁力線は $R = R_E \cos^2 \theta$ で与えられる。

地球の磁場に捕捉された粒子を記述するのに、 $R = L \cos^2 \theta$, $B = \frac{M}{R^3} \sqrt{4 - \frac{3R}{L}}$, $L \cos^2 \theta = 1$ によって定められる諸量 B , L , A を用いる。 M は地球の磁気能率を示し、 L および A はそれぞれ McIlwain のエルおよび Invariant Latitude と呼ばれる。

3. 磁場に捕捉された荷電粒子の運動

3.1. 第1種断熱不変量 (Magnetic Moment Invariant)

静磁場は磁力線の周りを螺旋運動する荷電粒子に仕事をしないから、荷電粒子の軌道によって囲まれた磁束 Φ は一定に保たれる。 $\left(\frac{d\Phi}{dt} \neq 0 \right)$ のときは粒子のエネルギーが変化する。) したがって、

$$\Phi = B\pi R_C^2 = \text{const} \quad (1)$$

B : 磁束密度, R_C : 粒子のジャイロ半径, 磁力線に垂直な粒子の速度およびエネルギーをそれぞれ $V_{\perp}$, $E_{\perp}$ とし、粒子の質量および回転角速度をそれぞれ m , ω_c とすると、

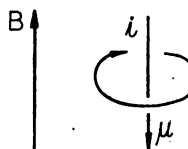
$$E_{\perp} = \frac{mV_{\perp}^2}{2} = \frac{mR_C^2\omega_c^2}{2} = \frac{mR_C^2}{2} \left(\frac{eB}{mc} \right)^2 \quad (2)$$

(2)式を(1)式に代入すると、

$$\Phi = B\pi R_C^2 = \frac{2\pi mc^2 E_{\perp}}{e^2 B} = \text{const}$$

ゆえに、 $\frac{E_{\perp}}{B} = \text{const} = \mu$

この μ を粒子の磁気能率または第1種断熱不変量という。 μ を粒子の磁気能率という理由は、第A図のように磁力線の周りをまわる粒子による反磁性(磁気能率)を考えれば明白である。

第A図 

粒子の磁気能率:

$$\mu = \frac{1}{c} \times (\text{電流の強さ}) \times (\text{円の面積})$$

$$= \frac{1}{c} \cdot \frac{|z|eV_{\perp}}{2\pi R_C} \cdot \pi R_C^2$$

$$\left(\frac{mV_{\perp}^2}{R_C} = \frac{eV_{\perp} B}{c} \right)$$

$$\therefore \mu = \frac{\frac{1}{2}mV_{\perp}^2}{B} = \frac{E_{\perp}}{B} \quad (3)$$

*平磯電波観測所