

17. 太陽風中の波と不連続

渡 辺 成 昭*

1. は じ め に

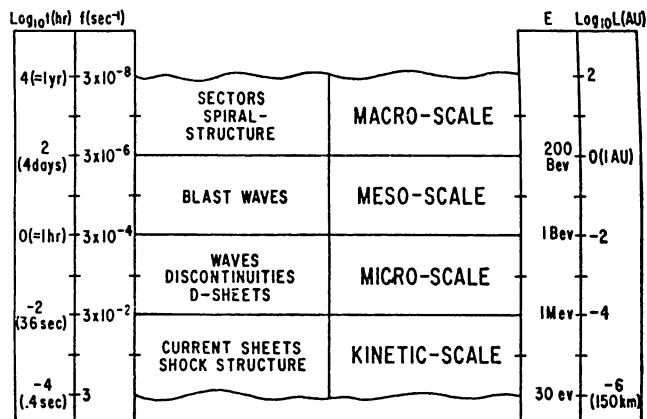
惑星間空間を超音速のプラズマ流が貫いている。これは太陽風と呼ばれ、高層地球電磁気現象のエネルギー源なる太陽から、プラズマの形をとったエネルギー伝搬を受けもつ。人工飛翔体に因る太陽風の観測では、測定点が地球より遠く隔たることなどのため観測量の伝送率は、他の地球近傍の衛星に比べると落ち、一般に時間分解能が悪くなる。このため太陽風の変動現象に関する研究も、初期の頃は、数も少なく、特性時間の大きなものが大部分であった。最近では、技術の発達に因り、時間分解能も良くなり、又、太陽風の多種類の物理量を比較しての論文が多くなっている。

太陽風プラズマの特性は前回特集号で、竹之下 (1972) も詳細に紹介している様に、 β が高いこと、温度異方性、いわゆる無衝突多成分プラズマであること、などである。この中で、実際の波動や、不連続が、どの様に振舞うかは興味深いことである。

自然の現象から本質を抽象する時、まず問題となるのは時間と、長さのスケールのとり方であるが、Burlaga (1969) は第1図の如く区分を行った。すなわち、左柱に時間とその逆数(周波数)を目盛る。それは中央に書いてある諸現象の特性時間に対応している。右柱は、その間に太陽風が走る特性長と、磁場 5γ の中で、陽子のサイクロトロン半径がその長さ一致するエネルギーが目盛ってある。これから問題にするのは、主として

第1表 静穏時における太陽風の平均的性質

Observed and calculated properties in the quiet solar wind	
Observed	
Flow speed	320 km s ⁻¹
Proton and electron density	8 cm ⁻³
Proton temperature	4 × 10 ⁴ K
Proton thermal anisotropy ratio	1.9
Electron temperature	1-1.5 × 10 ⁵ K
Electron thermal anisotropy ratio	1.1
Magnetic field	5 γ
Proportion of helium (n_{α}/n_p)	0.05
Heat conduction flux (total)	0.01 erg cm ⁻² s ⁻¹
Calculated	
Proton flux	2 × 10 ⁸ cm ⁻² s ⁻¹
Kinetic energy flux	0.22 erg cm ⁻² s ⁻¹
Kinetic energy density	7 × 10 ⁻¹⁰ erg cm ⁻³
Proton thermal energy density	6 × 10 ⁻¹¹ erg cm ⁻³
Electron thermal energy density	1.5 × 10 ⁻¹⁰ erg cm ⁻³
Magnetic field energy density	10 ⁻¹⁰ erg cm ⁻³
β_i	~0.3
β_e	~1.0
Variability at 1 AU	
Flow speed	275-800 km s ⁻¹
Density	~1.0 to ~50 cm ⁻³
Proton temperature	< 3 × 10 ⁴ to 5 × 10 ⁵ K
Proton thermal anisotropy ratio	1 to 3.0
Electron temperature	1 to 2 × 10 ⁵ K
Proportion of He (n_{α}/n_p)	0.01 to 0.20



第1図 太陽風の特徴時間、周波数、長さを示したもので対応する現象が中央に記してある。陽子が 5γ の磁場中で対応する長さのサイクロトロン半径を持つエネルギーも記してある。

* 情報処理部 計算機応用研究室

第2表 第1表より算出した平均諸要素

プラズマ周波数	$f_{pe} = \Pi_e / 2\pi \sim 2.54 \times 10^4 \text{ Hz}$
サイクロトロン周波数	$f_{ce} = \Omega_e / 2\pi \sim 0.077 \text{ Hz} \sim (13 \text{ sec})^{-1}$
	$f_{ce} = \Omega_e / 2\pi \sim 140 \text{ Hz}$
サイクロトロン波長	$\lambda_c = 2\pi \rho_c, \lambda_c \sim 8.85 \text{ km}$
	$\lambda_p \sim 240 \text{ km}$
デバイ波長	$\lambda_d = 2\pi l_d \sim 4.8 \times 10^3 \text{ cm}$
Alfvén 速度	$V_A \sim 38.7 \text{ km/sec}$
熱速度	$a_p \sim 25.6 \text{ km/sec}$
	$a_e \sim 1.7 \times 10^5 \text{ km/sec}$

註：温度異方性の補正はしていない。電子温度は 10^5°K としている。添字 e, p はそれぞれ電子と陽子を表わす。

Micro と Kinetic Scale での諸現象に限る。プラズマ中の変動、特に波を論ずる時重要な諸要素を第1表より算出して第2表に示した。第1表は、Burlaga (1971) によるもので、実際には時に因って大きく変るが、統計的には、ほぼその中心がこの付近におさまるので、目安として便利である。Micro と Kinetic との時間的境界は、陽子のサイクロトロン周期 $(\Omega_p)^{-1}$ に一致することが第2表より示される。一般に、時間だけに着目すると、波の方程式系が第1図の Micro では Magneto-hydrodynamics な取扱いが許され、いわゆる HM 波の領域となり、境界付近と Kinetic Scale の所では、その近似は許されず、Kinetic な取扱いとなる。しかも高 β 、温度異方性、分布函数の非 Maxwellian を考えると、ややこしい問題となる。人工衛星で太陽風に乘った事象を観測すると、数百 km/sec の相対速度を持つので、HM 波の目安となる Alfvén 波は場合によって1桁程度周波数は Doppler 効果を受けて高くなる。極端な例として、d/dr の大きい不連続現象は、太陽風系で定常であっても、衛星系では数秒以内の特性時間をもつ変動現象となる。この様に、一見、Kinetic Scale にくい込むものでも不連続などは、MHD 近似が有効である事は言うまでもない。

2. HM 波 ($\omega \ll \Omega_p$)

プラズマの数多くある波の種類のうち、 $\omega \ll \Omega_p$ (以下 ω 型は角周波数、 f 型は周波数を表わす) 一様な、圧縮性、完全導体媒質中の波は次の三つの型に分けられる。古くから知られ、種々の呼称があつて困るので、Stix (1962) の流儀に従い、Alfvén 波、Fast 波、Slow 波と統一して呼ぶことにする。それらの位相速度は次の通りである。

$$\text{Alfvén 波} \quad \frac{\omega^2}{k^2} = \frac{B_0^2 \cos \theta}{4\pi N_p M_p} = V_A^2 \quad \dots\dots(1)$$

fast 波

$$V_f^2 = V_A^2 (1 + \beta_p + \sqrt{(1 + \beta_p) - 4\beta_p \cos^2 \theta}) / 2 \quad \dots\dots(2)$$

slow 波

$$V_s^2 = V_A^2 (1 + \beta_p - \sqrt{(1 + \beta_p) - 4\beta_p \cos^2 \theta}) / 2 \quad \dots\dots(3)$$

但し、 θ : $\mathbf{k}$ と $\mathbf{B}_0$ のなす角

ω : 角周波数

k : 波数

B_0 : 外部磁場

N : 数密度

M : 質量

β : 磁場と粒子の圧力比 $= 8\pi N k T / B_0^2$

κ : ボルツマン定数

単位系は c. g. s ; e m n を用いる。

(1), (2), (3)式はそれぞれ Cold プラズマの Alfvén 波, R 波, L 波に対応する。

添字の p は陽子を示す。

2.1 Alfvén 波

理想的 Alfvén 波は、大振幅でも特性が変らない横波で、他の HM 波についても言えることであるが、分散性がない。波法線面 (Wave normal surface) は飄箆型でエネルギーは磁力線に沿って伝搬する。実際の太陽風は温度異方性があるので、この補正を行うと、磁場と速度の振動成分 $\mathbf{b}$, $\mathbf{V}$ の関係は下記の通りになる。

$$\mathbf{b} = \pm D_A \mathbf{V} \quad \dots\dots(4)$$

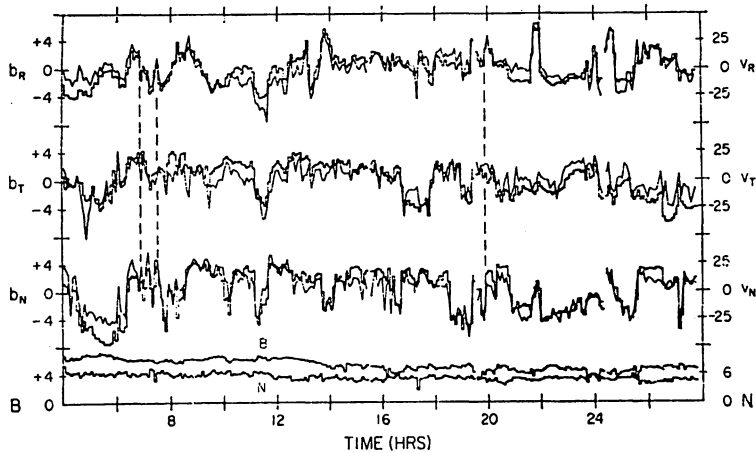
$$D_A = [4\pi m_p (N_p + 4N_e)]^{1/2} \xi \frac{\text{Gauss}}{\text{cm} \cdot \text{sec}^{-1}} \\ \doteq \frac{(N + 4N_e)^{1/2}}{21.8} \xi \frac{\text{gamma}}{\text{km} \cdot \text{sec}^{-1}} \\ (\text{gamma} = 10^{-5} \text{ Gauss})$$

$$\xi = \left[1 - \frac{(B_{\parallel} - B_{\perp})}{2} \right]^{-1/2}$$

以下、添字の p は陽子、e は電子、 α はアルファ粒子を示し、 $\parallel$, $\perp$ は 0 次の磁場 $\mathbf{B}_0$ に関して平行、直角成分であることを表わす。

(4)の最初式の $\pm$ は、 $-\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0$ の符号に対応し、 $\mathbf{K}$ が $\mathbf{B}_0$ と同方向ならば、 $\mathbf{b}$ と $\mathbf{v}$ は π だけずれた位相で振動する。

これを用いて、Mariner 2 の観測より Unti と Neugebauer (1968) が、又、Belcher など (1969) がこの波の存在を確証している。Belcher と Davis (1971) が Alfvén 波の良い例を Mariner 5 の観測より得たので、第2図に示した。惑星間空間では一般に黄道座標系 (Solar ecliptic coordinates) を用いる (X は、太陽方向、Z は太陽自転ベクトル方向) が、第2図では、太陽極座標系を用いている。単位ベクトル $\mathbf{e}_x$ は太陽か



第2図 Alfvén 波の例, 上の3組は磁場 (γ) と, 速度 (km/sec) のゆらぎ三成分, 下の二つの曲線は磁場の絶対値 (γ) と陽子数密度

第3表 B_R と V_R との相関 (Alfvén 波の存在率)

Range of $ \rho $	No. and Per Cent Intervals in this Range	Per Cent Intervals with $\rho P < 0$
0.0/0.2	44 (14)	66
0.2/0.4	41 (14)	68
0.4/0.6	47 (15)	83
0.6/0.8	76 (25)	83
0.8/1.0	96 (32)	97
0.0/1.0	304(100)	83

らの放射方向, e_T は, 黄道面に平行で, 惑星が進む方向, $e_R \times e_T = e_N$ である。1967年 166 日の記録で, この時, 平均磁場 $\langle B_R \rangle = -1.9\gamma$, $\langle B_T \rangle = 1.4\gamma$, $\langle B_N \rangle = 1.2\gamma$, 流速 $\langle V_R \rangle = 427\text{km/sec}$ であり, 平均磁場は太陽に向っている。しかるに, 図で v と b が, 高い相関を示し, 同位相で振動している。これは (1) 式の + の符号の場合と解釈出来, Alfvén 波は, 磁場と逆方向, つまり太陽の方から伝搬して来たものと思われる。さらに, 数密度 N_p , 絶対値 B は, b , v に対応する変動はなく, はば一定と見られることから, 縦波 (compressional wave) 的傾向はなく, Alfvén 波の好例と見られる。 v と b から, $DA^{-1} = 6.4\text{km/sec} \cdot \gamma$ と算出され, N_p , N_a からは $\xi = 1$ とすると, $8.2\text{km/sec} \cdot \gamma$ が求まる。その差は主として $\xi \approx 1$, つまり温度異方性に因るものとしている。

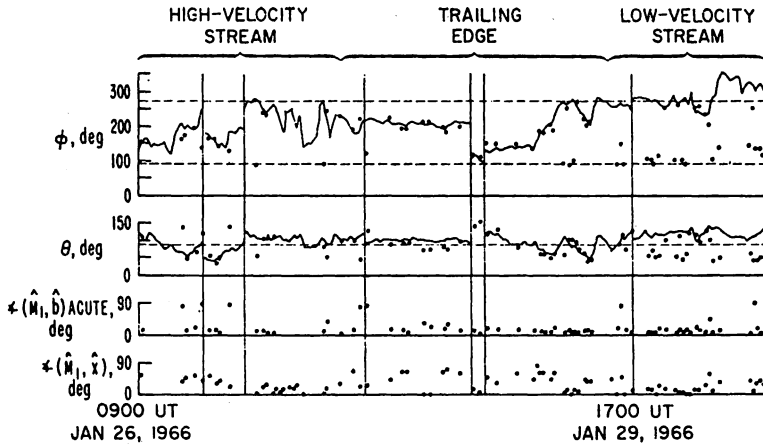
統計的特性は, 同論文が比較的良くまとまっている。第3表には V_R , B_R との相関 ρ を, Mariner 5 の全飛行時間を, 6 時間ブロックに区切り求めたものである。 p は平均スパイラル磁場が太陽より外に出ている時 +1 とする。従って, $\rho p < 0$ とは, 波が太陽より外向きに進むことを示す。これに因れば, $|\rho| > 0.6$ は 50 数%

を占め, しかも $|\rho|$ が高くなる程 ρp は負になっている率が高い。かくして Alfvén 波, あるいはそれらしきものはかなり広範囲にわたって存在し, しかも, 太陽から外向きに進んでいる場合が多いといえる。純粹の Alfvén 波は, 早い流れの領域と, そのおさまってゆく領域に良く見られるとしている。パワースペクトルは, $1/(107\text{min}) \sim 1/(25.2\text{sec})$ の範囲では, $f^{-\alpha}$ で近似すると, α は 1.5~2.2 位で, Siscoe など (1968) の Mariner 4 による観測より得た $\alpha = 3/2$ と大体一致している。パワーの成分比は, 座標系を次の様にとった場合 5 : 4 : 1 となる。単位ベクトル e_B は平均磁場方向, e_R は太陽からの放射方向として, $[e_B \times e_R, e_B \times (e_B \times e_R), e_B]$ を単位ベクトルとする系であり, 平均磁場を軸に, 強い異方性を持つプラズマ波の分析には合理的な座標系である。この様に通常のゆらぎは, B_0 に直角に振動している。なお早い流れの leading edge と呼ばれる, 圧縮領域では, これが 6 : 3 : 1 となり, Meso, Macro Scale の構造も合せて考える必要がある。 B_0 と k の角 θ に関して Daily (1973) は 0 あるいは π に極めて近いと報告している。第3図はその例で, Pioneer 6 で観測した高流速領域から, 低流速領域にわたる磁場の方向と, Minimum Variance の方向 (k の方向と見なす) との関係を示したものである。

Minimum Variance 法は Sonnerup と Cahill (1967) などによって用いられた方法であって

$$\sigma^2 = \frac{1}{T} \sum_{i=1}^T [B^i \cdot n - \bar{B} \cdot n]^2 \quad \dots\dots(5)$$

ただし, $\bar{B}$ は時系列平均, n は normal vector. (5) 式の σ が最小になる様に n を選ぶことにより, 変動の激しい磁場内で, 最も変化の少い方向, すなわち振動の normal 方向を見出す手法である。この問題は,



第3図 磁場の緯度 θ 、経度 ϕ (実線) と、Minimum variance M_1 と X との角 (点)。点の間隔は900秒。平均磁場 D と M_1 との角 $\angle(M_1, b)$ 、さらに $\angle(M_1, X)$ も示してある。

磁場のゆらぎの Covariant matrix $F_{\alpha\beta}$

$$F_{\alpha\beta} = \overline{B_\alpha B_\beta} - \overline{B_\alpha} \overline{B_\beta} \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3 \dots (6)$$

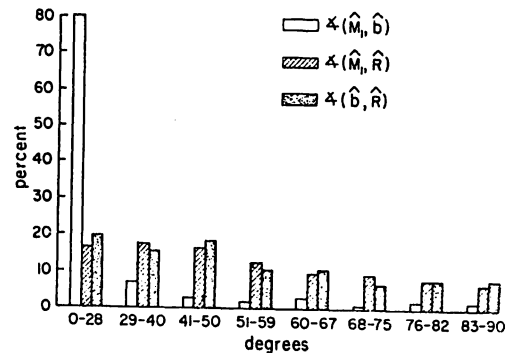
の最小の固有値に対応する固有ベクトル方向 M_1 を n とすることに帰着する。Daily (1973) は (6) を改良し $F_{\alpha\beta}$ を次の様に定義した。

$$F_{\alpha\beta} = \overline{\Delta B_\alpha \Delta B_\beta} - \overline{\Delta B_\alpha} \overline{\Delta B_\beta} \quad \dots (7)$$

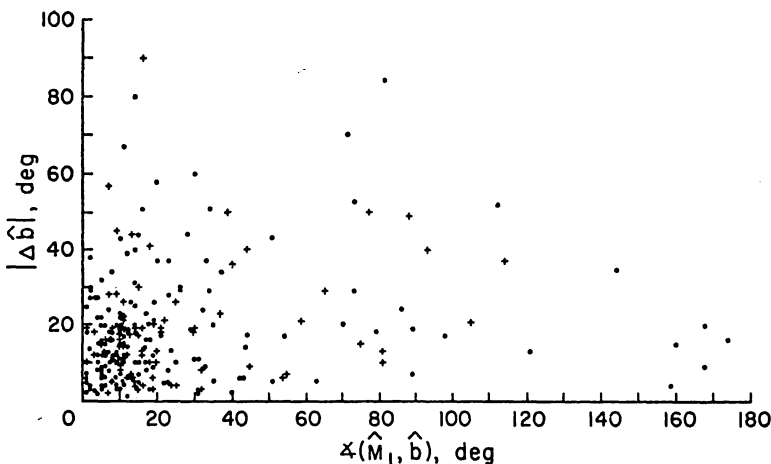
但し、 $\Delta B_\alpha = B_\alpha - B_\alpha^S$ 、 B_α^S は B_α をスムーズにしたもので0次の磁場 B_0 の変化に対処出来るようにした。

しかしこれも、スムーズにする特性時間のとり方に問題があり、0次と1次磁場変化の区切が難しい自然現象では効果に限りがあろう。磁場変動の法線ベクトル(横波なら k 方向) M_1 と平均磁場との角 $\angle(M_1, b)$ と、黄道座標系の X 方向との角 $\angle(M_1, X)$ が点で第3図に示してある。第4図は $X = -R$ であって、 $\angle(M_1, b)$ 、 $\angle(M_1, R)$ 、 $\angle(b, R)$ の全体に対する割合を示している。後二者は、等方的であるが、 $\angle(M_1, R)$ は圧倒的

の分布



第4図 $\angle(M_1, b)$ 、 $\angle(b, R)$ の鋭角と $\angle(M_1, R)$ の分布



第5図 平均磁場の方向変化と $\angle(M_1, b)$ 、+印は1966年1月26日9時より1月28日2時、2月4日13時より2月7日2時までの高速流域及びそれらの Trailing edge。
・印は1月29日1時より2月4日13時までの低速流域及び leading edge。

に 0° 付近にかたまっている。第5図は、 $\angle(\mathbf{M}_1, \mathbf{b})$ と $\mathbf{B}_0$ の変化との関係を描いているが、大きな変化の時も、小変化時と同じように小さい角に多く分布している。基本的に Alfvén 波の $\mathbf{k}$ は平均磁場に沿っていると考えられる。

Alfvén 波の太陽風中で果す役目は種々あり、コロナの熱源として、あるいは太陽風の加速として (Alazra-ki and Couturier 1971, Belcher 1971), 又、その磁場のゆらぎは地球磁気圏の諸現象に影響を及ぼす。すなわち、波がたぶれ、非線型効果としてそのエネルギーは波から、太陽風の運動エネルギーに変る。Hollweg(1973) は WKB 法で、スケールハイトを h とし、微小量 $\mu \sim (kh)^{-1}$ の高次までの理論を深めた。零波長極限近似に比べ有限波長修正では、 $r \leq 10R_s$ (R_s = 太陽半径) において極くわずかに波の wave pressure が落ちる。例えば、 $2\pi\omega^{-1} = 2$ 時間の波は、 $2R_s$ の所で2%ほどである。whang (1973) もやはり WKB 法を用い、加速と乱れの率を計算した。一般にこの種のモデルは、ゆるやかにゆっくり変化する Meso-scale のスパイラル磁場に、Micro な Alfvén 的振動が重畳するとしている。whang は Meso-scale を $L \geq 4 \times 10^7 \text{ km}$, 特性時間 $\tau > 10^5$ 秒とし、第1図の scale より1桁大きい。スパイラル磁場 $B_0 \cos \phi \propto r^{-2}$ とすれば

$$\begin{aligned} \rho^{-1/4} \xi^{3/4} \left(\frac{U}{A \cos \phi} \pm 1 \right) b' &= \text{const} \\ \rho^{1/4} \xi^{1/4} \left(\frac{U}{A \cos \phi} \pm 1 \right) u' &= \text{const} \end{aligned} \quad \dots\dots(8)$$

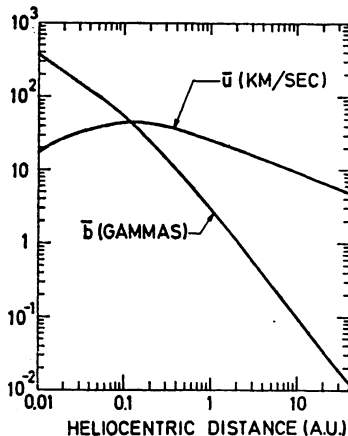
ただし、

$$A = (\xi/4\pi\rho)^{1/2} B_0$$

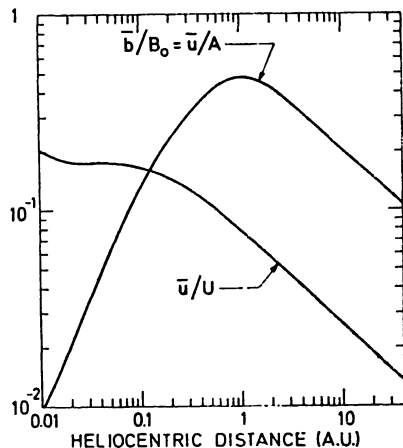
U : 流速

b', u' は λ/L で展開した振動の第1次成分であり、 ρ, ξ, U, A, ϕ として whang(1972) の Two-region モデルを用いると、第6図の様に振幅 $\bar{b}, \bar{u}$ ($\bar{b} = \langle b^2 \rangle^{1/2}$) が太陽からの距離の関数として求まる。なお、(8)式で $\xi=1$ としたものを、Hollweg (1973) も得ており、有限波長のため更に高次の項も計算している。零次の磁場、速度との比でみたものが第7図である。磁場のゆらぎは1AU付近で最大となり、地球近傍より外側になると乱流性は落ち、 R_s が大きい所では $\bar{b}/B_0 \propto r^{-1/2}$ で減少する。

零次と摂動項が結合した運動方程式では、振動ストレスは付加圧力項となり、 $P_A = (1/8\pi) \langle b^2 \rangle$ と第6図より加速力として働くことが推察される。Alfvén 波のエネルギー流 ($\text{str}^{-1} \text{sec}^{-1}$) は単調に太陽より離れるに従い減少するが、1AUで $\bar{b} = 3\gamma$ と仮定すると、コロナ (0.01AU) では、太陽風エネルギーの14%を占め、



第6図 Alfvén 的振動の強さ。1AUで $\bar{b} = 3\gamma$ として計算したもの。



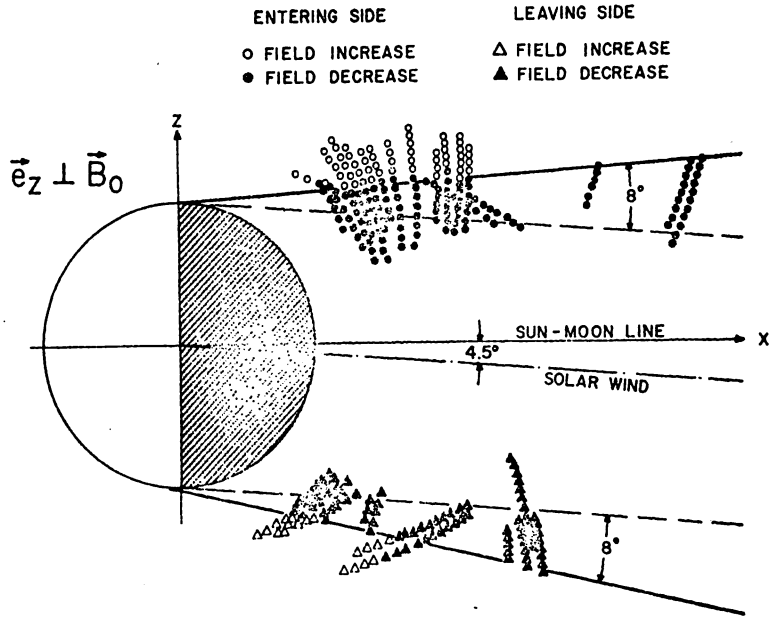
第7図 相対的 Alfvén 的振動の強さは地球近傍で最大となる。

$\bar{b} = 4\gamma$ とすると24%にも達する。この様に、太陽付近では重要な加速源となる。

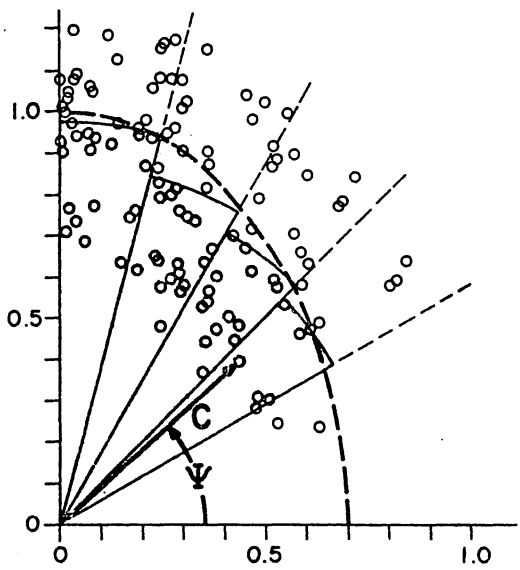
Alfvén 波は、大振幅になっても分散性はないが、種々の理由により、海岸に打ちよせる波の如く切り立つ場合がある。その特性に関しては後の、回転不連続の所で述べる。

2.2 Fast 波

一般に Magnetosonic 波とも呼ばれる (特に $\theta = \pi/2$ の時) が、波法線面、及び群速度面は大体回転楕円体面で、いかなる方向にも伝搬可能である。なお、 $\omega > \Omega_p$ の時ホイスラー波と呼ばれ、波法線面は瓢箪型 (cold プラズマの場合) となりほぼ磁力線に沿って伝搬するようになる。 $\mathbf{B}_0$ に対して速度の異方性を持つことは(2)式によってもわかるが、温度異方性の補正をした、直角、平行伝搬の速度比は



第8図 Explorer 35 で測定した月のマッハ錐、平均のマッハ角 $\alpha_{\perp}$ は約 8° であり、太陽風は月より見て約 4.5° 西に錐軸よりずれる。



第9図 月のマッハ錐測定より、fast 波の速度と磁場との角 ψ の関係を算出したもの。伝搬速度の異方性がわかる。

$$V_{\perp f} / V_{uf} = \left[\frac{2 + 2\beta_{\perp}}{2 - \beta_{\perp}(T_u/T_{\perp} - 1)} \right]^{1/2} \quad \dots(9)$$

となる。

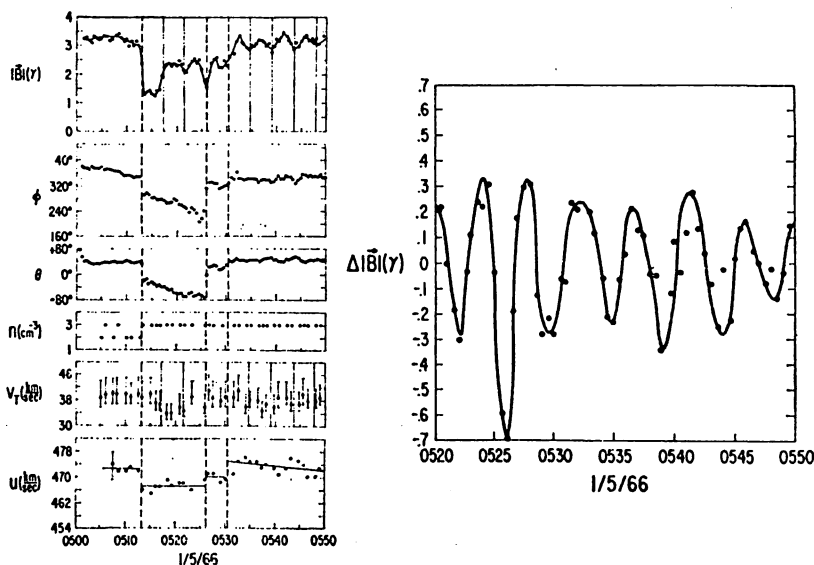
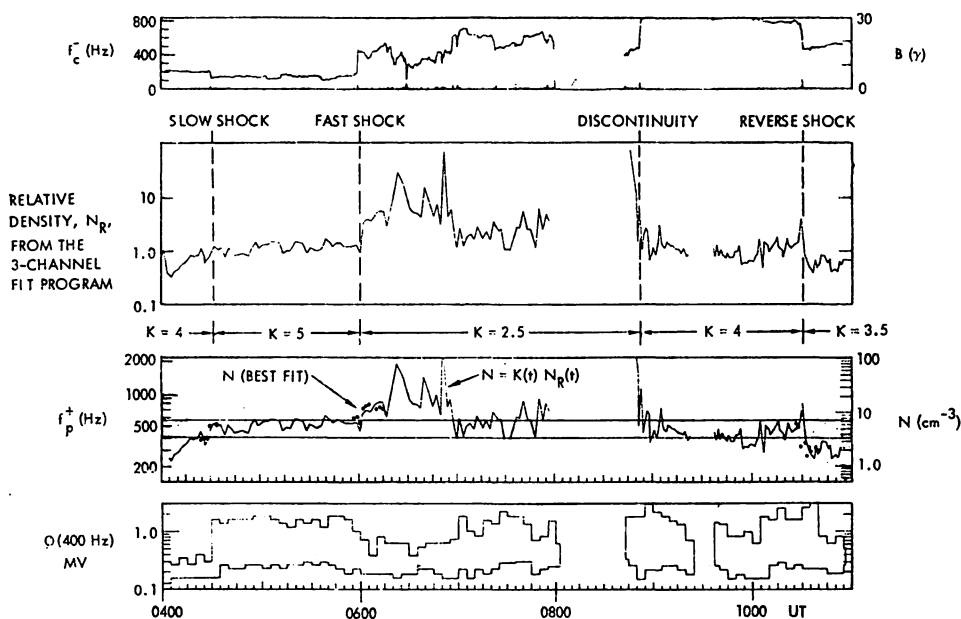
太陽風中におかれた月はマッハ錐を作り、その角 θ は希薄ガスとの類推により、

$$\theta_{\perp, u} = \sin^{-1}(V_{\perp, u} / U)$$

と表せる。こうしてマッハ錐の断面は楕円になる。

Whang と Ness (1970) は月の衛星となった Explorer

35で月のマッハ錐を調べた。第8図は衛星がマッハ錐を横切る例を図示したものである。このマッハ錐より逆算し太陽風中の Fast 波の速度と、 k と B_0 との角 ψ の関係を第9図に示した。このように平均的速度異方性 $V_{\perp f} / V_{\perp s}$ は1.4位であり、マッハ角は $\theta_{\perp} \sim 8^{\circ}$ 、 $\theta_u \sim 5.5^{\circ}$ 、 $V_{\perp f} \sim 60 \text{ km/sec}$ 、 $V_{uf}(=V_A) \sim 42 \text{ km/sec}$ と報告されている。 $\theta = 90^{\circ}$ の時狭義の Magnetosonic 波となるが、その例が第10図に示してある。Burlaga (1968) がPioneer 6 の記録を調べたもので、磁場の絶対値が振動し同様に熱速度 $V_{\perp}$ も振動している。粒子密度に関しては精度の点で振動の証明には適当ではないとしている。この様に、いわゆる、Compressional 波の性質を示すものとして興味深い図である。理論的に Barnes (1966) が計算機によって、波の減衰の K と B_0 のなす角 θ による変化を解析した。これによると、Alfvén (shear) mode を除いては全てのHM波は β が有限なプラズマ中 (Hot あるいは moderate plasma) で強く減衰する。Fast 波は最も減衰を受けにくい、それでも $\beta \geq 0.5$ の時、減衰特性 $W = -I_m(\omega) / Re(\omega)$ は 10^{-2} 程度ある。この波は θ が $20^{\circ} \sim 40^{\circ}$ と $85^{\circ} \sim 89^{\circ}$ の2区間内にある時、強く減衰する。第一の区間はイオン加熱、第2の区間は電子加熱の領域と考えられる。しかし、 $T_{up} / T_{\perp p} > 1$ の場合は、 W は 10^{-3} 程度に落ち、それが進むと Hose 不安定になる。このようにHM波としては、Alfvén 波が最も存在しやすく、次に fast 波が限られた θ 内で存在すると考えられ、slow 波は特殊

第10図 Fast 波 ($\theta=90^\circ$) の観測例

第11図 最上段は電子のサイクロトロン周波数, 第2段は相対密度, 第3段は陽子プラズマ周波数, 最下段は400Hzの電場のポテンシャルで最大と最小値とを示している。

な場合を除いて存在しにくい。

3. Kinetic 波 ($\Omega_e \geq \omega \geq \Omega_p$)

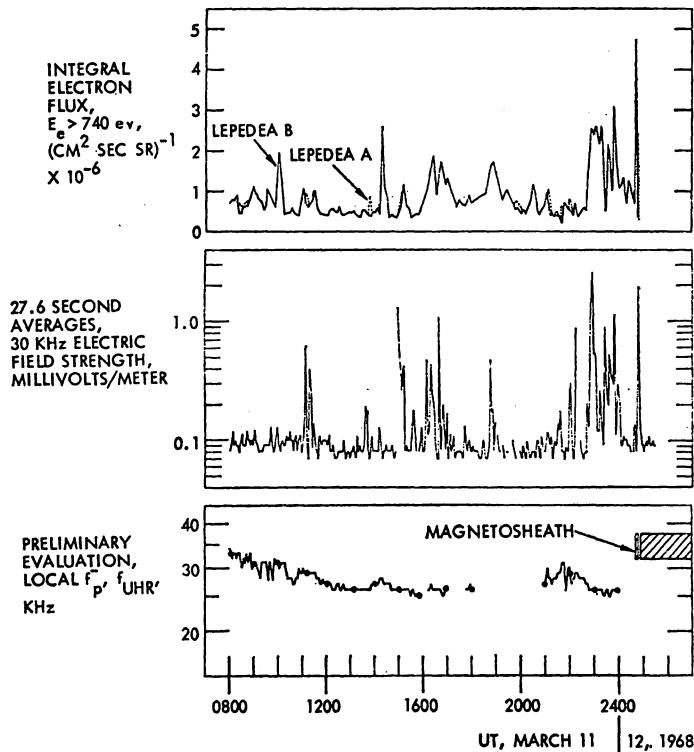
ここでは Kinetic Scale 及び, その Micro Scale との境界での波動を扱うが, $\omega > \Omega_e$ のものは割愛する。太陽風中の Kinetic 波は沢山考えられるが, いくつかの興味あるものだけにとどめたい。この領域での観測法は, Flux Gate などでは B の三成分をサンプルし, 時系列を作って解析する HM 領域と異なり, 主として任意

の周波数帯で波を測定し, その強度を記録する方式に変わる。しかし, 最近では Explorer 43 のように Flux gate のサンプル周期が 80ms という高時間分解能観測も可能となり, 一段と高度な解析が出来るようになった。

3.1 縦波

この領域では, 縦波が観測されるようになる。第11図は Scarf (1972) によるもので, Pioneer 9 が太陽より 0.86 AU の空間で測定した磁場 (電子サイクロトロン周

OGO-5



第12図 Integral electron flux, 30kHz の電界強度, 電子プラズマ周波数 (ほぼ Upper hybrid 周波数に等しい)

波数 f_c^-), 相対密度, 及び陽子プラズマ周波数 f_p^+ , 中心周波数 400Hz の電場のポテンシャルが描かれている。 f_p^+ の2本の実線に囲れた帯は, 400~約600Hz を表し, この帯に f_p^+ が入った時, 400Hz の電場のポテンシャルも高くなっている。これをイオン音波ではないかとしている。Scarf は次の様に説明している。イオン音波の分散式は

$$\frac{1}{\omega^2} \simeq \frac{M_p}{k_u^2 \kappa T_e} + \frac{1}{\Pi_p^2} \quad \dots\dots(11)$$

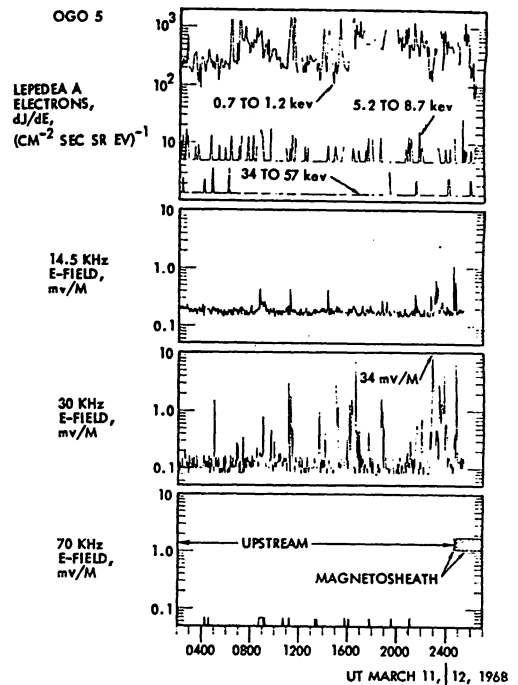
但し, Π_p は陽子プラズマ周波数

である。若し, 波長が電子のデバイ波長程度であれば

$$k_u \simeq \pi_p (M_p / \kappa T_p)^{1/2} \quad \dots\dots(12)$$

より, $\omega \simeq \Pi_p / \sqrt{2}$ となり, 上述の関係が説明できる。又, 波の Polarization も太陽風ベクトルに対して, ランダムであって, $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{V})$ の項は小さく Doppler 効果はあまり効かないとしている。

一方電子の縦波らしきものも Scarf など (1971) によって観測されている。第12図はOGO-5が, 惑星間空間の朝側より Magnetosheath に突入する前の観測例である。最上段に積分された電子フラックス, 最下段に対応する電子プラズマ周波数と upper hybrid 周波数 (前者にほとんど同じ) が示してある。中段は, 30kHz



第13図 第12図と同じ時の他のデータ。 Differential electron flux, 14.5, 30, 70kHz の電界強度

の電界強度である。電子プラズマ周波数はほぼ 30kHz 付近にあり、電子の縦波である可能性が高い。その分散式は

$$\omega^2 = \Pi e^2 (1 + 3k^2/\kappa_d^2 + \dots) \quad \dots\dots(13)$$

であり、 $k < \kappa_d$ の縦波と推測される。しかし $k \sim \kappa_d$ の時 $\omega \sim 2\Pi e$ ($\sim 60\text{kHz}$) も予想されるが、第13図に因れば、70kHz にそれらしきものは顕著には現れてない。

その他、理論解析としては太陽風の熱流（1粒子分布関数は非 Maxwellian で、ゆがんでいる）より各種の縦波が励起される (Forslund 1970)。この Electrostatic ion cyclotron 波が、増大する温度異方性をおさえることなど諸特性を Toichi (1971) が示した。

3.2 横波

一様な媒質中で外部磁場に平行伝搬する横波は、次の R と L 波である。媒質の非一様性などによりその他の各種 Drift 波が生じるが、基本的目安として重要である。

$$k^2 c^2 = \omega^2 - \sum_s \Pi_s^2 \left[\alpha_{ns} \left(\frac{n \Omega_s}{\omega + n \Omega_s} - 1 + A_s \right) \cdot Z(\alpha_{ns}) + A_s \right] \quad \dots\dots(14)$$

$$\alpha_{ns} = \frac{\omega + n \Omega_s}{k a_{us}}$$

$$A_s = (1 - T_{\perp}/T_{\parallel})_s, \quad \omega = \omega_r + i\gamma$$

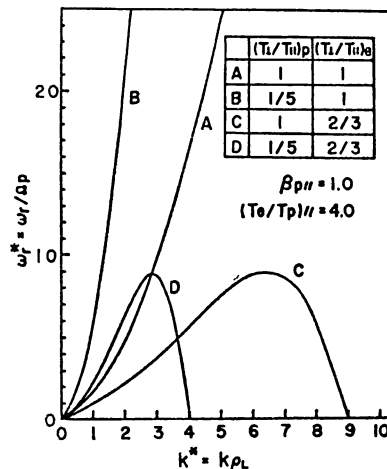
$Z(\alpha) = i\sqrt{\pi} \exp(-\alpha^2) \cdot [1 + \text{erf}(i\alpha)]$: プラズマ分散関数

a : 熱速度

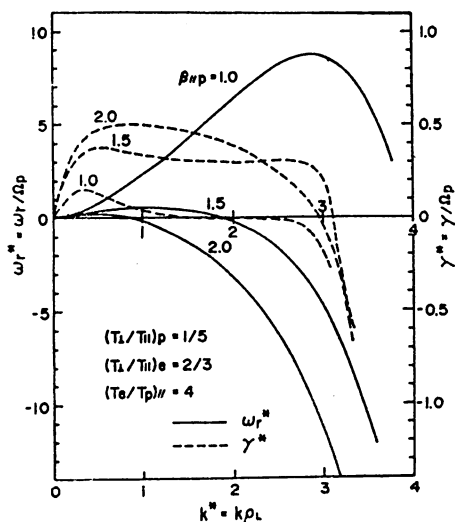
$n = + (R \text{ 波}), n = -1 (L \text{ 波})$

(14)式の $\omega \ll \Omega_p$ 近似ではこの波は HM 波になる。波の存在を語る時は、Source（親波より子波が生れる Nonlinear 過程も含めて）の存在、波が伝搬可能であることすなわち $\gamma > 0$ （不安定）あるいは減衰が弱いことが必要である。前記の縦波では Landau damping 等の障害があったが、横波は比較的生存しやすい。L 波は $\omega \sim \Omega_p$ 付近で Cyclotron damping が起るが、R 波は生存し、いわゆるホイスラー波になる。

太陽風の場合 $T_{\perp}/T_{\parallel} > 1$ に因る波の増幅が考えられ、R 波に関しては Sagdeev と Shafranov (1961) の指摘した不安定があり、Scarf など (1967)、Kato と Watanabe (1967) が太陽風で発展させた。電子の温度異方性を考慮し(14)式の $Z(\alpha)$ を数値的に、図式的に解析して、異常な分散と、大きな増幅率を見出した (Watanabe (1970), Hollweg (1970))。第14図の A は、陽子、電子共温度が等方性である場合の分散関係である。陽子に異方性を持たせると B となり、傾向は変わらないが、 $\omega_r \sim \Omega_p$ の付近で、 $\gamma \sim 10^{-3}$ 程度増幅率を持つ。一方電子に異方性を持たせると、波数の増加とともに右回転より左回転の波に変化する特異な分散関係を示



第14図 $\omega - K$ ダイアグラム。電子が温度異方性を持つ時（曲線C, D）、異常分散性を示しRからL偏波になる。



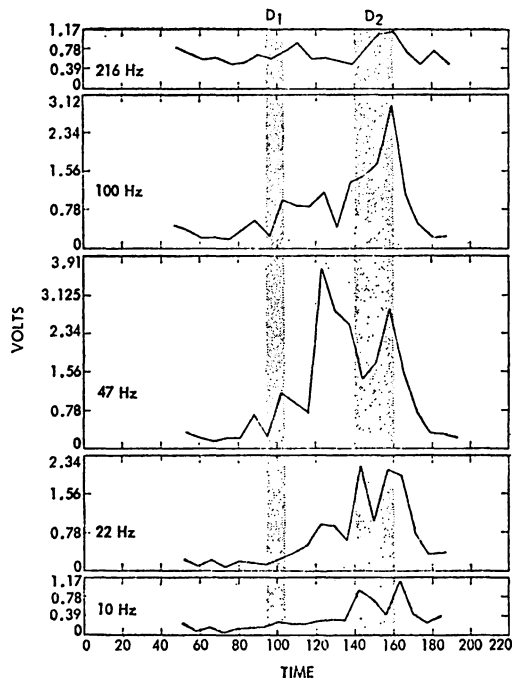
第15図 典型的異常分散曲線。実線は周波数 ω の実数部 ω_r と k の関係を示し、 ω_r の目盛は左。点線は虚数部 γ （増幅率）と k の関係で、目盛は右に記され、非常に高い増幅率を示す。

す（C, D）。第15図はこの特異な分散関係を詳しく示したもので、 ω_r は実線、目盛は左、 γ は点線、目盛は右である。 β_{up} をパラメータにして曲線を描いているが β_{up} が高くなると、 γ の値も大きく、領域も広がる。 $k\rho_L \leq 1$ では、 γ は CGL 近似で算出された Garden-hose 不安定

$$\gamma^* = \frac{k^*}{\beta_{\perp p}} \left(\frac{A_e \beta_{ue}}{2} + \frac{A_p \beta_{up}}{2} - 1 \right) \quad \dots\dots(15)$$

但し、 $\gamma^* = \gamma/\Omega_p$, $k^* = k\rho_L$

に一致し、従来、近似解析などにより hose 不安定は、L 波とか、無振動の不安定としたものと見解を異にして



第16図 磁気乱流レベル。D₁ と D₂ は flux gate の磁場測定により不連続であることが別に示されている。横軸の時間単位は秒。

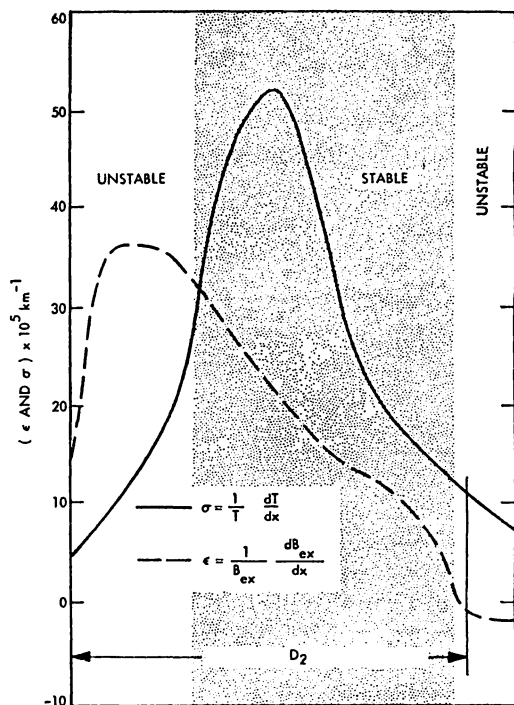
いる (Watanabe 1970)。この R 波 (Fast 波) は Micro~Kinetic Scale にわたって存在可能であるが、異常分散性の観測による検証はいまだない。

一方、 L 波は、媒質に不均一性がある時、drift 波として存在出来る。第16図は Unti など (1972) のOGO-5による Search-coil の Data で、D₁、D₂、という帯は不連続で、媒質の急激な変化にあたる。さて、陽子共鳴の安定条件は次式で示される (Wu, 1971a)。

$$(d \log T_e) / (d \log B_{ex}) > C(k) \quad \dots\dots(16)$$

D₂ における状態は第17図の如くであり、(16) の関係により D₂ の両端で不安定の起る可能性がある。従って、D₂ が定常的構造つまり接線不連続であれば、第17図の D₂ に現れるものは陽子共鳴が Doppler 効果を受けて 50Hz 付近の山となったものと見られる ($\omega_r \sim 1.1 \text{ sec}^{-1} \sim \Omega_p$ と算出している)。又 D₂ が Shock とすれば、その分裂したホイスター波、ソリトンなどが考えられる。D₁ と D₂ の間は非共鳴ドリフト波 (L 波的な波) と考えられる (Wu 1971b)。

なお、HM波及び Kinetic 波との中間領域では、スピンの影響を受けない早いサンプリング ($\tau < 10^{-2}$ 秒) のデータが渴望される。Explorer 43 では 80ms のサンプル周期でホイスター波らしきものを測定しているが、 K と B_0 のなす角 θ は $20^\circ \sim 40^\circ$ 付近に最も集中しているのは注目すべきである (Fairfield 1974)。



第17図 D₂ に於ける安定領域

4. 不 連 続

媒質の不連続には狭義の不連続 ($G=0$) と Shock ($G \neq 0$) とがある (G とは (18) による)。Shock に関しては、前回、竹之下 (1972) が紹介しているので省略する。温度異方性を考慮した、不連続の識別の理論的解析は Hudson (1970) が行っている。不連続面によって分けられた媒質を添字の 1, 2 で表す。 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ より

$$\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{n} = \mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{n} = B_n \quad \dots\dots(17)$$

が求まり、質量保存則より

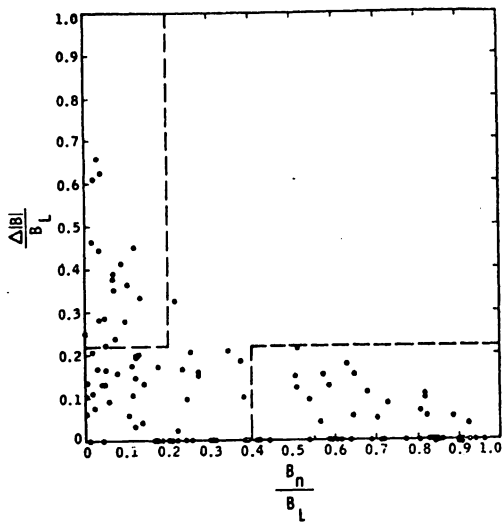
$$\rho(\mathbf{V}_1 - \mathbf{U}) \cdot \mathbf{n} = \rho_2(\mathbf{V}_2 - \mathbf{U}) \cdot \mathbf{n} \equiv G \quad \dots\dots(18)$$

が求まる。但し、 ρ 、 $\mathbf{V}$ 、 $\mathbf{U}$ はそれぞれ、密度、太陽風の流速、不連続面の速度 ($\mathbf{V}$ 、 $\mathbf{U}$ 共衛星との相対速度)。

磁場などの Data を見て、Shock でない大きなトビは、接線不連続 (TD) ($G=0$, $B_n=0$) か回転不連続 (RD) が主である。Contact 不連続 ($G=0$, $B_n \neq 0$) は、急速にくずれやすく現在観測されていない。

RDは Alfvén 波が切り立ったようなもので、不連続面は、太陽風系で Alfvén 波の速度で進行する。 $G \neq 0$ ではあるが Landau, Lifshitz (1960) 以来回転不連続として親しまれている。

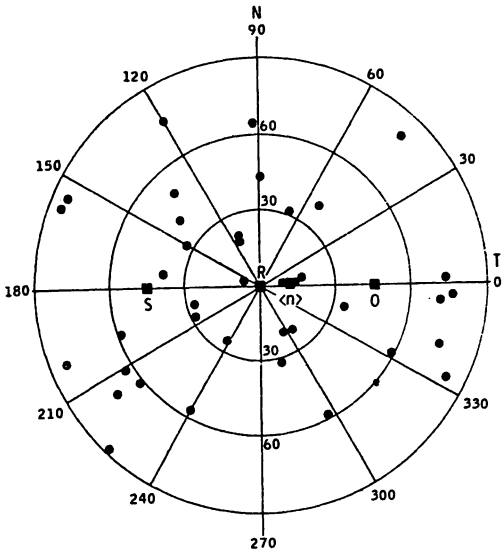
TD、RD共最近の統計的に把握した論文を中心に紹介する。TDかRDかの識別手法が問題になるが、基本としては、次の関係を利用する場合が多い。



第18図 磁場の法線成分と絶対値変化の有無より不連続を識別する。左上がTD領域，右下RD領域。

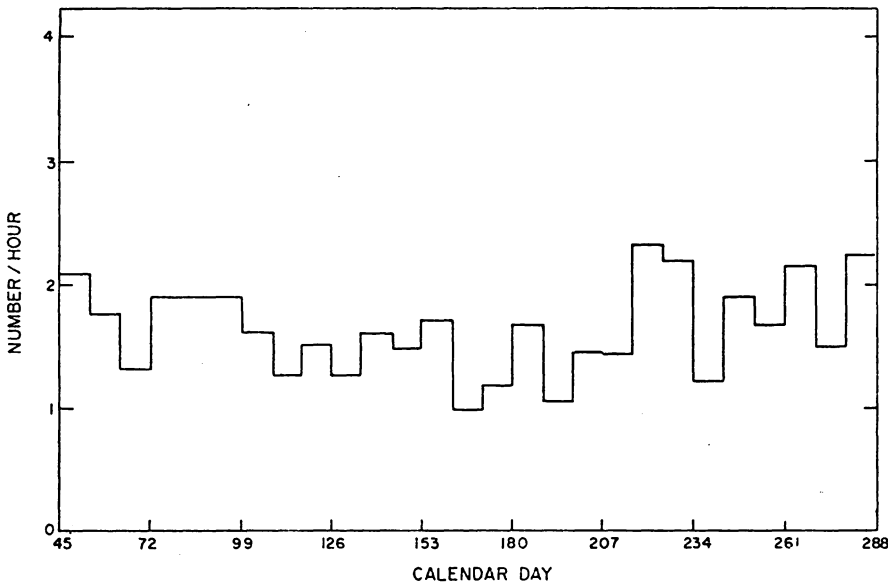
$$\begin{aligned} \text{TD} : B_n &= 0, |B_t|_1^2 = 0 \\ \text{RD} : |B_n|_1^2 &= 0, |B^2|_1^2 = 0 \end{aligned} \quad \cdots (16)$$

Smith (1973 a) は Mariner 5 の磁場 Data を、 B_n の有無を主とし、 $|B^2|_1^2$ を考慮して両者の識別を行っている。 n の方向は(6)式を用いた、Minimum variance 法で最小のフレを持つ方向と決めている。第18図は118個の不連続の $\Delta|B|/B_L$, B_n/B_L のグラフである(但し、 $\Delta|B| \equiv |B_1| - |B_2|$, $B_L \equiv |B_0|$)。 $\Delta|B|/B_L$ が大



第19図 RDの法線ベクトル分布。太陽極座標系のN-T面に投影したもの。

きければ、(16)よりRDとはいいい難い。 B_n/B_L は、 B_0 と不連続面のなす角の cosine をも表し、これが小さいとTDである。図には118個の不連続をプロットしてあり、左上の領域がTD、右下の領域がRDである。TDが18個で、不明確なものを除いたRDは44個となっている。RDに関して Martin など (1973) は Pioneer 6 の観測より、高速領域で急激な(72—360 sec の特性時間) Alfvénic 変化が(4)式の関係を満たしながら頻発することを示し、RDあるいはそれになりかかっている



第20図 TDの9日間わたる発生率(回数/時間)

Alfvén 波を報告している。Smith (1973b) は RD をさらに調べ、速度は V_A より若干遅く ($0.7V_A$)、 n の方向分布は第19図に示してある様に、異方性はあまりないことを示した。図は太陽極座標系の N-T 面に投影したものである。S と O はそれぞれ典型的スパイラル磁場に沿う方向と逆方向を示す。

TD に関しては、Mariani など (1973) が出現特性を Pioneer 8 で調べた。第20図は1時間当りの回数の観測結果である。又、選んだ1600個のうち、50%がTDであると推測している。この様にTDとRDの出現特性は解析者、つまり識別法によって変動が見られる。空間特性としては、坂 (1973) は Smith (1973a) と基本的には同じ手法に、ion 流を考慮し、TDはセクター構造の Leading edge でその他の部分の10倍程度顕著になる旨報告し、一方 Burlaga (1971b) はあまり高くはないとしている。

5. お わ り に

総花的になり全体像がつかみにくくなってしまった様である。最後に見て来たような放言を許していただきたい。太陽風のセクター構造という Macro な構造の中で、不連続面という境が黄道面で、幅 $10^\circ \sim 10^\circ \text{KM}$ 程度の小領域を切りとる。その中で波がうねり、低周波、大振幅波は境をのりこえる。この小領域が帯状か、われた氷状であるかは不明である。小領域の三次元像は、スパイラル状の古玉ねぎか、その皮片ほど不連続面の連続性がなくて隣りとゆ着していることも考えられる。又、黄道面から離れると南北に小領域を分ける不連続面も多くなり、それがこうじて菊の花にたとえた方が適切かどうかは、今後の課題である。スパイラルに沿い、前後に分断されれば魚鱗のような形をとる事も充分考えられる。

参 考 文 献

- (1) Alazraki, G., and P. Couturier, Solar wind acceleration caused by the gradient of Alfvén wave pressure, *Astron. Astrophys.*, **13**, 380, 1971.
- (2) Barnes, A., Collisionless damping of hydro-magnetic waves, *Phys. Fluid*, **9**, 1483, 1966.
- (3) Belcher, J. W., L. Davis, Jr., and E. J. Smith, Large amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium Mariner 5, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2302, 1969.
- (4) Belcher, J. W., Alfvénic wave pressure and the solar wind, *Astrophys. J.*, **168**, 509, 1971.
- (5) Belcher J. W., and L. Davis, Jr., Large-amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium, 2, *J. Geophys. Res.*, **76**, 3534, 1971.
- (6) Burlaga, L. F., Directional discontinuities in the interplanetary magnetic field, *solar Phys.*, **7**, 54, 1969.
- (7) Burlaga, L. F., Nature and origin of directional discontinuities in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **76**, 4360, 1971a.
- (8) Burlaga, L. F. Hydromagnetic waves and discontinuities in the solar wind, *Space Sci. Rev.*, **12**, 600, 1971b.
- (9) Daily, W. D., Alfvén wave refraction by interplanetary inhomogeneities, *J. Geophys. Res.*, **78**, 2043, 1973.
- (10) Fairfield, D. H., Whistler waves observed upstream from collisionless shocks, *J. Geophys. Res.*, **75**, 1368, 1974.
- (11) Forslund, D. W., Instabilities associated with heat conduction in the solar wind and their consequences, *J. Geophys. Res.*, **75**, 17, 1970.
- (12) Hollweg, J. V., New plasma instabilities in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **75**, 5297, 1970.
- (13) Hollweg, J. V., Alfvén waves in the solar wind wave pressure, poynting flux, and angular momentum, *J. Geophys. Res.*, **78**, 3643, 1973.
- (14) Hudson, P. D., Discontinuities in an anisotropic plasma and their identification in the solar wind, *Planet. Space Sci.*, **18**, 1611, 1970.
- (15) Kato, Y., and S. Watanabe, An effect of microinstability on the temperature anisotropy in the solar wind, *Sci. Rep. Tohoku Univ. ser. 5*, *Geophys.*, **19**, 19, 1967.
- (16) Mariani, F., B. Bavassano, V. Villante, and N. F. Ness, Variations of the occurrence rate of discontinuities in the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **78**, 8011, 1973.
- (17) Martin, R. N., J. W. Belcher, and A. J. Lazarus, Observation and analysis of abrupt changes in the interplanetary plasma velocity and magnetic field, *J. Geophys. Res.*, **78**, 3653, 1973.
- (18) Parker, E. N., Newtonian development of the dynamical properties of ionized gases of low density, *Phys. Rev.*, **107**, 924, 1957.
- (19) Sagdeev, R. Z., and V. D. Shafranov, On the instability of a plasma with an anisotropic distribution of velocities in a magnetic field, *soviet Phys., JETP*, **12**, 130—132, 1961.

- (20) 坂翁介, 太陽 Sector 構造内での Tangential Discontinuity と電磁流体波動の分布, 九州大学理学部報告, 1973.
- (21) Scarf, F. L., L. H. Wolfe, and R. W. Silva, A plasma instability associated with thermal anisotropies in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **72**, 993, 1967.
- (22) Scarf, F. L., E. W. Greenstadt, J. H. Wolfe and D. S. Colburn, An analysis of Pioneer 9 low-frequency wave observations near interplanetary discontinuities, *J. Geophys. Res.*, **77**, 3317, 1972.
- (23) Siscoe, G. L. Davis, Jr., P. J. Coleman, Jr., E. J. Smith, and D. E. Jones, Power spectra and discontinuities of the interplanetary magnetic field: Mariner 4, *J. Geophys. Res.*, **73**, 61, 1968.
- (24) Sonnerup, B. U. Ö., L. J. Cahill, Jr., Magnetopause structure and attitude from Explorer 12 observations, *J. Geophys. Res.*, **72**, 171, 1967.
- (25) Smith, E. J., Identification of interplanetary tangential and rotational discontinuities, *J. Geophys. Res.*, **78**, 2054, 1973a.
- (26) Smith, E. J., Observed properties of interplanetary rotational discontinuities, *J. Geophys. Res.*, **78**, 2088, 1973b.
- (27) Stix, T. H., Theory of plasma waves, McGraw-Hill, New York, 1962.
- (28) 竹之下裕五郎, “太陽風, 低緯度物理学特集” 電波研季報, **11**, 168, 1972.
- (29) Toich, T., Thermal properties of the solar wind plasma, *Solar Phys.*, **18**, 150, 1971.
- (30) Unti, T. W., and M. Neugebauer, Alfvén waves in the solar wind, *Phys. Fluids*, **11**, 563, 1968.
- (31) Unti, T. W. J., G. Atkinson, C.-S. Wu, and M. Neugebauer, Dissipation mechanisms in a pair of solar wind discontinuities, *J. Geophys. Res.*, **77**, 2250, 1972.
- (32) Watanabe, S., Anomalous dispersion relation and instability in the solar wind with thermal anisotropy, *RISRJ*, **24**, 298, 1970.
- (33) Whang, Y. C., and N. F. Ness, Observations and interpretation of the lunar mach cone, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6002, 1970.
- (34) Whang, Y. C., A solar-wind model including proton thermal anisotropy, *Astrophys. J.*, **178**, 221, 1972.
- (35) Whang, Y. C., Alfvén waves in spiral interplanetary field, *J. Geophys. Res.*, **78**, 7221, 1973.
- (36) Wu, C.-S., Magnetic drift wave instabilities in plasmas with temperature gradient, *J. Geophys. Res.*, **76**, 4456, 1971a.
- (37) Wu, C.-S., Magnetic drift waves near proton cyclotron frequency, *J. Geophys. Res.*, **76**, 6961, 1971b.

////////////////////////////////////