

研 究

太陽風 HM 波の伝搬特性と Dynamic spectra

渡辺 成昭* 高部 政雄**

(昭和 48. 3. 10 受理)

DYNAMIC SPECTRA AND REFRACTION
OF HM WAVES IN THE SOLAR WIND

By

Shigeaki WATANABE and Masao TAKABE

Fluctuations of the interplanetary magnetic field (IMF) observed by the highly eccentric orbiting Explorer 33, 34 spacecrafts are analyzed by the methods of dynamic spectra and by seeking the wave normal vector \mathbf{k} (f) including apparent polarization.

The wave vector \mathbf{k} (f) of HM waves with frequencies in the neighbourhood of f_c tends to be parallel to the average IMF, \mathbf{B}_0 (f_c), which is found by the use of low pass filter with cut off frequency f_c . Therefore, Alfvén and fast waves propagate dominantly along \mathbf{B}_0 (f_c).

Nose frequencies, which are observed at the head of three nose type patterns shown in the dynamic spectrum of February 24, 1968, have the ratio of 4 : 2 : 1.

It can be concluded that frequency drifts in the HM region depend principally upon Doppler effect from directional variation of \mathbf{B}_0 .

1. はじめに

太陽は重要な超高層地球電気磁気現象のエネルギー源であり、太陽風は粒子及び磁場の形をとるエネルギー伝搬を受けもつ。この太陽風の状態が地磁気、電離層に直接、間接に影響を与える様子はすでに多くの先人によって論じられて来た。

天体プラズマとして太陽風を見た場合、いくつかの重要な特性が挙げられる。いわゆる「熱いプラズマ」であり、気体圧力と磁気圧の比 β は 100 程度、陽子の著しい温度異方性、いわゆる無衝突、多成分プラズマ等である。加えて、非線型領域の大振幅波も多く、理論的にも扱いにくい。私達はこの太陽風の物性、さらには電離層諸現象との関連を知るため、当面主として太陽風内の波

動に注目して解析を行った。

最近、高時間分解能をもつ多種類の物理量の観測、相互の比較が可能になり、この分野の解析も一段と高度になっている。惑星間空間磁場（以下「IMF」と称する。）の振動とプラズマの振動の比較により、Mariner 2, 5 を用いて Unti と Neugebauer (1968), Belcher など (1969) が Alfvén 波の存在を確認している。特に Belcher と Davis (1971) は Mariner 5 の観測結果を大量に統計的に解析し、波動がかなり定常的に存在し、大局的には太陽より磁場に沿って方射する方向に進む傾向がある事を報告している。

Alfvén 波（横波）の波数ベクトル \mathbf{k} と平均磁場 \mathbf{B}_0 の関係について Daily (1973) がきわめて平行（あるいは逆平行）である事を示した。但し、これらはいずれも周波数 f に関して積分したもの、つまり生の値で解析を行

*情報処理部計算機応用研究室 **計算機研究室

っている。

最近の Barnes と Hollweg (1974) による非線型理論は、線型の Alfvén 波の延長上に Transverse Alfvén 波と称する非線型波動があり、線型と異なって直線偏波ではないとし、地球近傍にこの種の波が多く存在していると推論している。

これ等を考慮し、さらに異種の磁気流体波（以下「HM波」と称する。）の混入、 \mathbf{k} と \mathbf{B}_0 のなす角 θ の様子を調べるために、名周波数成分に分解し総合的に解析を進める必要がある。従って、波動現象解析の常とう手段である Dynamic Spectra を用いる。もちろん、完全な非線型波動は、周波数 f について分解しても重量が効かないので、線型波動と異った見方、解釈が必要となる。

第2節では、大量のデータを処理する必要上作り上げた計算機のソフトのプログラムを中心に述べる。第3節では、得られた結果を Dynamic Spectra Contour Map, $\theta(f)$ を中心に述べる。我々は統計処理を一つの目的にしているが、本論文では、Case Study を行う。第4節では、初めに HM 近似での非線型理論の立場から、後に、線型で \mathbf{k}/B_0 ではあるが陽子のサイクロトロン周波数付近の領域に及ぶ立場で吟味する。又 $\mathbf{k}(f)$ と偏波の Map から観測された波動に対する議論を深める。

尚本稿における記号のうち、 ω 型は角周波数（単に周波数とも呼ぶ）、 f 型は周波数である ($\omega = 2\pi f$)。

2. Data の 解 析 法

2.1 Data の時系列の整理

解析のシステムに用いる Data は IMP (Interplanetary Monitoring Platform) シリーズと呼ばれる惑星間空間探査衛星で得たものである。諸要素は次の通りである。

IMP-D (Explorer 33 あるいは AIMP-D)

打上げ年月日	1966年7月1日
遠地点	64~140 R_0 (R_0 : 地球半径)
近地点	約4.8 R_0
周 期	11.5~44日
軌道傾斜角	21°~39°
観測記録周期	磁場 5.11秒 プラズマ 約2分40秒

IMP-F (Explorer 34 あるいは IMP 4)

打上げ年月日	1967年5月24日
遠地点	33.4~34.0 R_0
近地点	242km
周 期	4.3~4.4日
軌道傾斜角	89°~93°
観測記録周期	磁場 20.45秒 (測定周期 2.556秒)

プラズマ 陽子 約3分

α 粒子 約3分

観測記録周期は解析する磁気テープ（以下「MT」と称する。IMP-D のプラズマデータはカード）の記録間隔である。IMP-D の軌道要素に大きな幅があるのは、月の影響を受け易い軌道をもつからである。

衛星のデータは、処理する際生ずる種々の困難な事情により欠落個所がある。1あるいは2点落ちている所は、直線の補間を行って連続にし、このような個所が解析の1ブロックの0.5%以上になるデータは参考程度にとどめる。

2.2 座標系

惑星間空間現象の解析は一般に SE 系 (Solar ecliptic coordinate) を用いる。しかしプラズマ中の波は \mathbf{B}_0 に関して強い異方性を持ち、理論的には、Alfvén 波、ホイスラー波等、波法線面が瓢箪型のものは、エネルギーが磁場に沿って伝搬するので、波動解析を行う際の座標系は次の P 系を用いるのが合理的である。

平均磁場方向の単位ベクトルを、 \mathbf{e}_B 、太陽から放射方向の単位ベクトルを \mathbf{e}_R とする。P 系の単位ベクトル \mathbf{P}_x , \mathbf{P}_y , \mathbf{P}_z の方向を次の様に定める。

$$\begin{aligned} (\mathbf{e}_B \times \mathbf{e}_R) \times \mathbf{e}_B &\rightarrow \mathbf{P}_x \\ \mathbf{e}_B \times \mathbf{e}_R &\rightarrow \mathbf{P}_y \quad \cdots \cdots (1) \\ \mathbf{e}_B &\rightarrow \mathbf{P}_z \end{aligned}$$

2.3 Digital Filter

デジタル・フィルタは R. L. McPherson 氏の手法に改良を行った Nonrecursive フィルタである。これは他の方法に比べ計算時間はかかるが、後に $\mathbf{k}(f)$ ベクトルを算出するために採用した。

基本的には次式と入力時系列との Convolution に よって出力を得るデジタル帯域フィルタである。

$$F(t) = \frac{1}{2D(\omega_0)} \left[1 + \cos \frac{2\pi}{T_0} t \right] \cdot \left[\frac{2}{\pi} \frac{\sin \Delta\omega t \cos \omega_0 t}{t} \right] \quad \cdots \cdots (2)$$

ω_0 汙波中心周波数

$\Delta\omega$ 半値幅

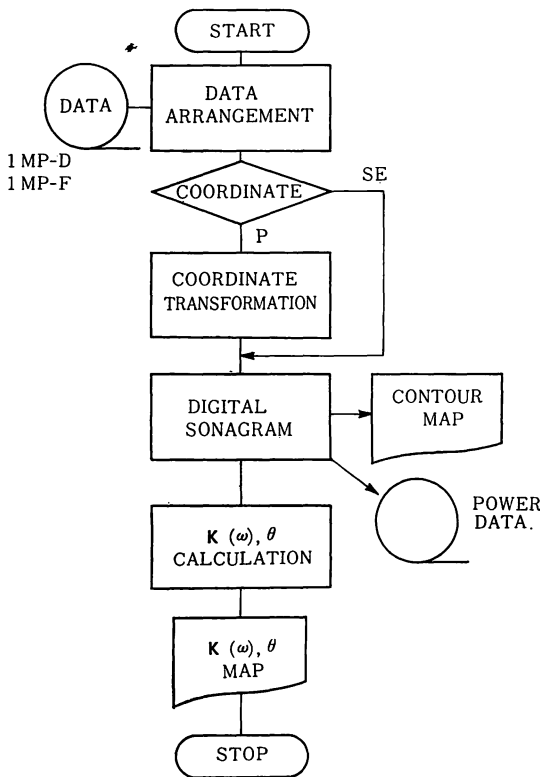
$D(\omega_0)$ 規格化係数

T_0 Oparater の長さ

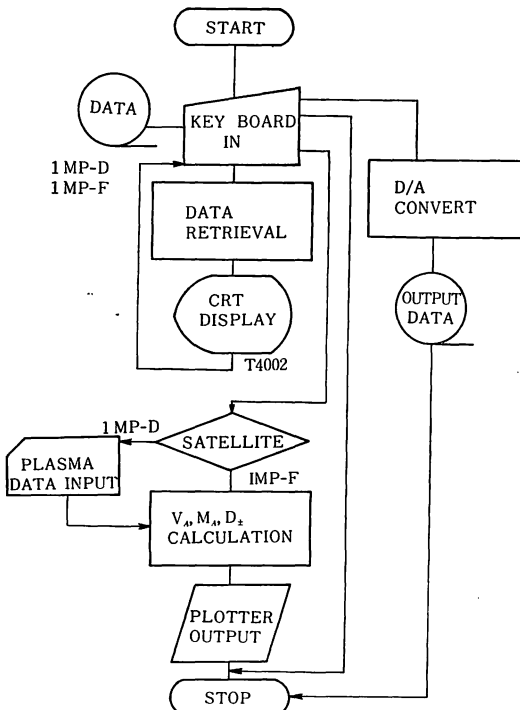
第(2)式の右辺の初めの $[]$ は、Gibbs 効果を修正するための Hanning Window function である。

Dynamic Spectrum の contour Map は、このフィルタの中心汉周波数をずらしながら、くり返し使用して描く。

解析の概要は第 1a, b 図に示してある。MT より必



第1a図 Digital Sonogram を中心とした流れ図

第1b図 Data 表示, および V_A , M_A , Doppler 効果係数表示を中心とした流れ図

要なデータを取り出し、整理が終了すると、低域フィルタによって所望の通断周波数 f_0 による平均磁場 $B_0(f_0)$ を求め、(1)式により時々刻々変化する P 系の単位ベクトルの方向余弦を算出し、 SE 系より P 系に座標変換を行う。但し、 SE 系で解析する場合はこの変換は行わない。次に帯域フィルタリングをくり返す事により Dynamic Spectrum を求める。Contour Map は、3.3 dB ごとに12段階英数字で描いたものと、視覚解析のため、強さの対数の最高と中間を6等分し、重ね打ちを利用した濃淡模様と、2種類ラインプリンタに出力する。また、ある時系列区間の各周波数ごとの積分値、すなわち Power Spectrum も描く。

帯域フィルタの出力 $h(\omega)$ の X_p , Y_p , Z_p 成分を合成し、Minimum variance 法、および $h_t(\omega) \times h_{t+1}(\omega)$ を補助として波法線ベクトル (wave normal) $k(\omega)$, および、偏波を求める。

Minimum Variance 法は Sonnerup と Cahill(1967) 等によって用いられた方法で、変動の激しい磁場中で、もっとも変動の少ない方向、すなわち振動の Normal 方向を見出す場合に有効である。IMF を B とすると、

$$T_{ij} = \langle B_i B_j \rangle - \langle B_i \rangle \langle B_j \rangle \quad \dots\dots(3)$$

但し $i, j = 1, 2, 3$

なる covariant Matrix の最小の固有値に対応する固有ベクトル M_1 方向がそれにあたる。

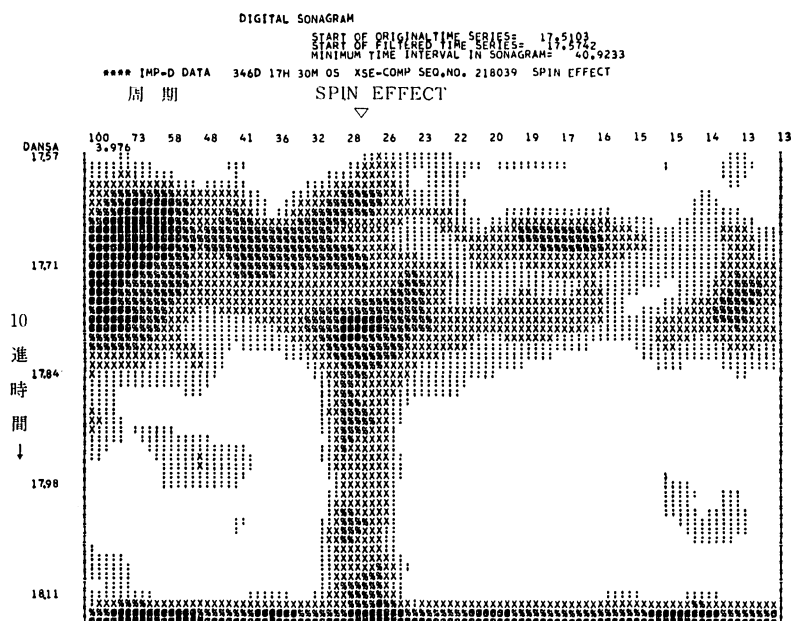
第1b図は、 SE 系での B_x , B_y , B_z , $|B|$ の CRT-Display による図示と、同時観測されたプラズマ (主として陽子, IMP-F の場合は α 粒子も含む) データより, Alfvén 速度, β_p , Doppler 効果係数の計算を行う流れ図である。プラズマデータは、IMP-D ではカードより, IMP-F では IMF データが記録されている MT より入力する。IMF のベクトル表示は情報検索の意味も含み、日付、あるいはブロック No., 連続番号のオンライン・キーボード入力によって目的のデータを探し出し CRT-Display に図示する。その例が第5図であって、ハードコピーがとれるので永久保存が可能である。D/A コンバータ経路はスペクトル分析器を使用する時のために用意した。

2.4 スピン効果

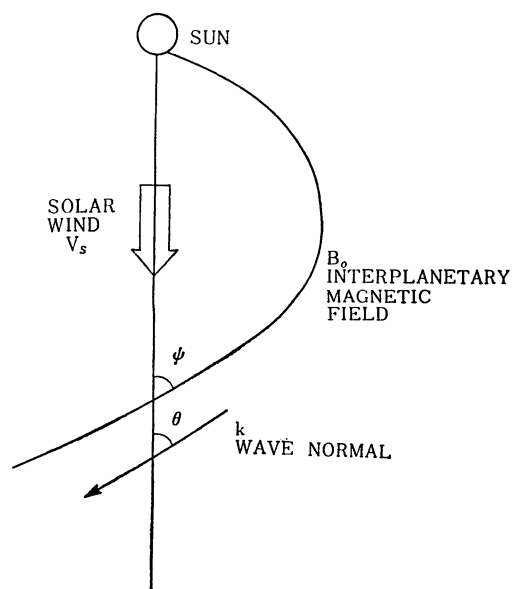
IMP-D/F は IMF の人工衛星のスピン軸方向 Z_a 成分と、それに直角な2方向 X_a , Y_a 成分を Fluxgate で測定する。従って X_a , Y_a 成分は、aliasing 効果により、次の式で示される周期 T に、強いパワーを持つ。

$$T = \frac{T_p T_s}{T_p - m T_s} \quad \dots\dots(4)$$

但し、 T_s スピン周期



第2図 1966年12月13日, IMF X_{SE} の成分の Dynamic Screenshot.
 周期28秒付近にスピンの効果が見られる



第3図 Doppler 効果

T_p サンプリング周期

m 整数

例えば IMP-D の場合1966年12月2日で $T_s=2.73$ 秒, 12月15日には2.81秒で $T_p=5.11$ 秒とすると, $m=2$ の時解析している周波数帯に入り込んで, T は12月2日で40.2秒, 12月15日で27.9秒になる。なお本稿で注目している1968年2月24日は $m=1$ で $T=10.29$ 秒, $m=2$ で $T=10.15$ 秒であって, 解析周波数帯からはずれている。

もし, X_a , Y_a , Z_a 方向のプロープが完全に同一の特性を示せば, スピンの回転座標系から黄道座標系に完全に変換できる。しかし, それがくずれたり, 座標系変換諸要素が不正確な場合 (現実には完全であることは困難である), SE系に移したものを解析した時 T の周期にスピンの効果が残る。第2図はその例である。スピン効果が真の磁場変動に比べ小さい時は無視できるが, 相対的に大きくなるとデータとしては不良である。

2.5 Doppler 効果について

太陽風と相対速度 V_s を持つ人工衛星で観測する見かけの周波数 ω' は、太陽風に乗った系での周波数 ω が Doppler シフトした結果である。

第3図のように \mathbf{k} が \mathbf{V}_s と θ なる角をもつ波は次式のように Doppler シフトされる。

$$\omega' = \omega + \mathbf{V}_s \cdot \mathbf{k}$$

あるいは

$$\omega' = (1 + V_s \cos\theta / V_{ph}) \omega \quad (5)$$

V_{ph} = 位相速度

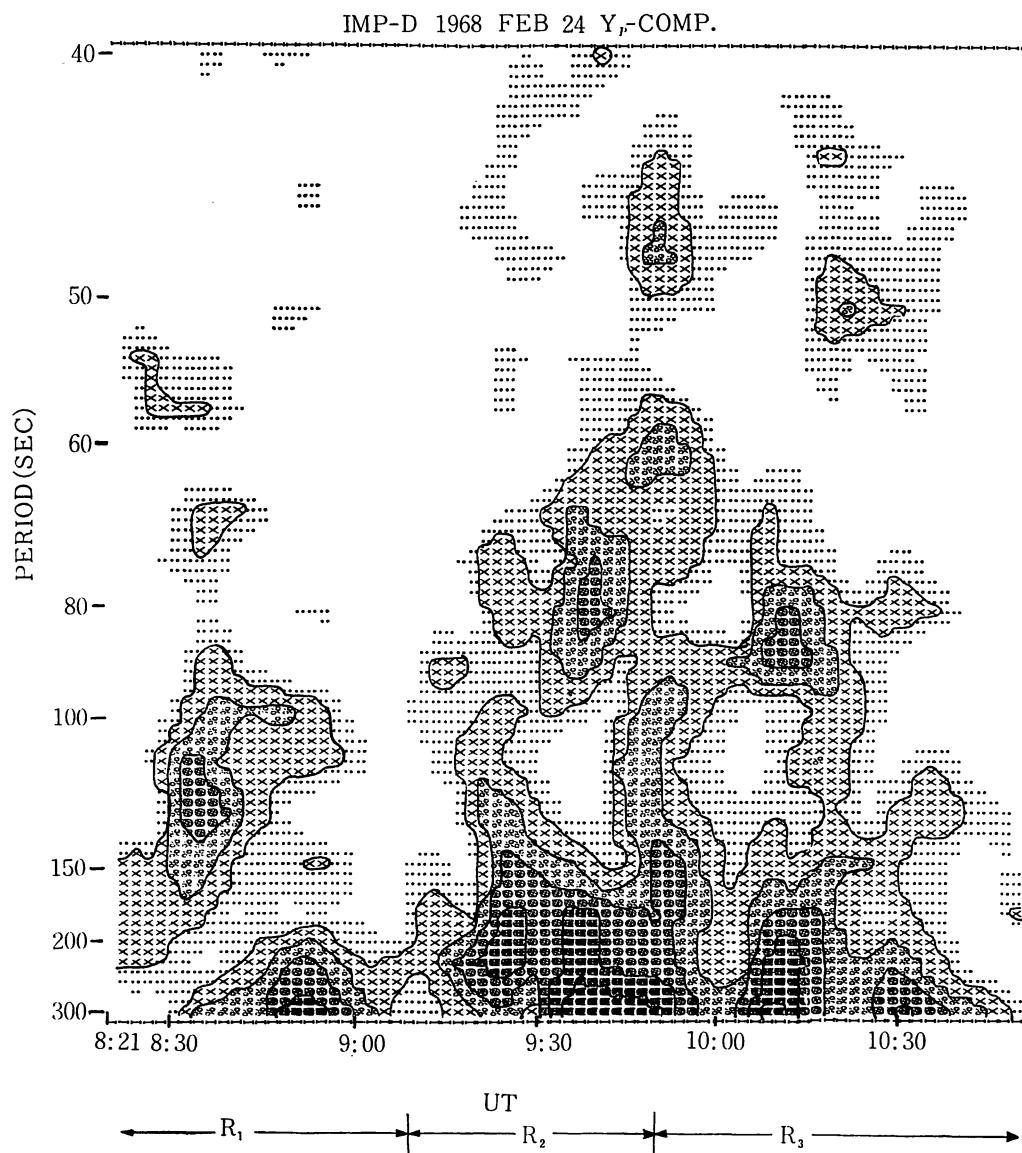
後に示す様に、Alfvén 波の場合、 $\theta \sim \psi$ であり、 ψ は \mathbf{B}_0 と \mathbf{V}_s のなす角である。従ってある期間を通じて ω が

一定であっても V_s , V_{ph} , θ が変化すれば、 ω' は変化し見かけのドリフトが起る。

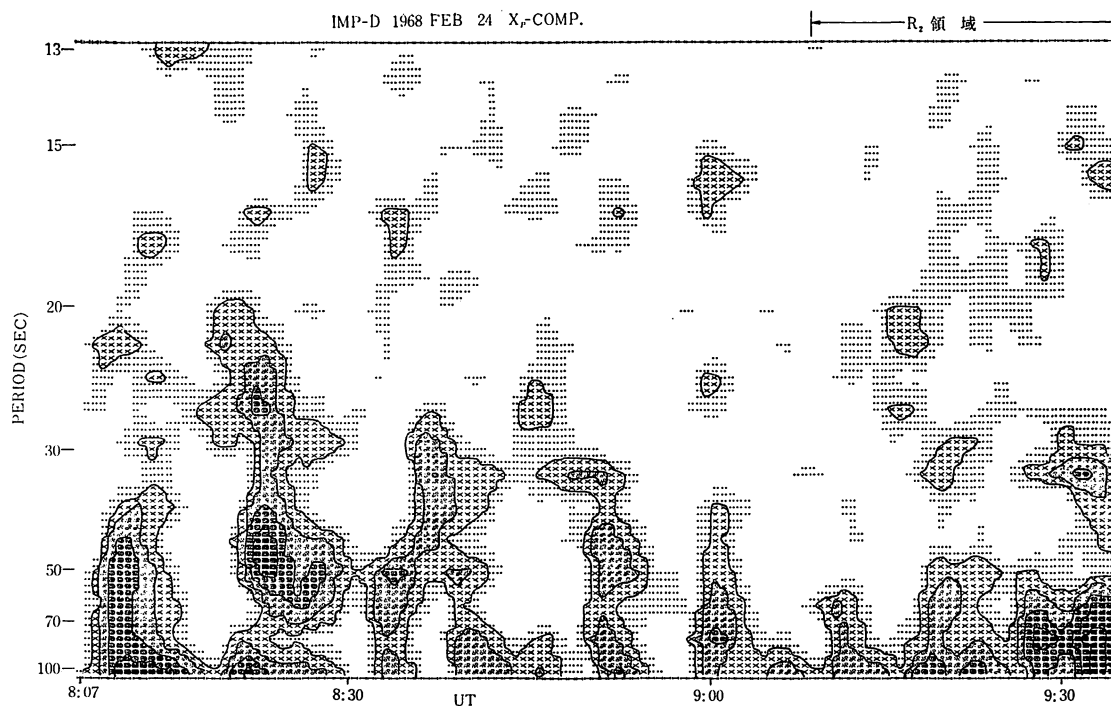
3. Dynamic Spectrum と解析

3.1 Dynamic Spectrum

本稿は大量解析の前段階として、case study の立場をとる。解析の対象となるデータは磁場 B_0 , 陽子密度 N_p , 温度 T_p , 太陽風の速度 V_s である。このうち $|B_0|$, N_p , T_p , V_s がほぼ一定で、 B_0 の方向のみが大きく変化したという解析に便利な例のうちの一つを紹介する。第4a図は1968年2月24日8時21分より始まる磁場の Y_p 成分の Dynamic Spectrum である。IMP-Dは $X_{SE}=10.5$



第4a図 1968年2月24日, IMF の Y_p 成分の Dynamic Spectrum, 解析周期40~300秒, $f_c=1000^{-1}\text{Hz}$



第4b図 X_p 成分の Dynamic Spectrum, 解析周期13~100秒, $f_c=300^{-1}$ Hz

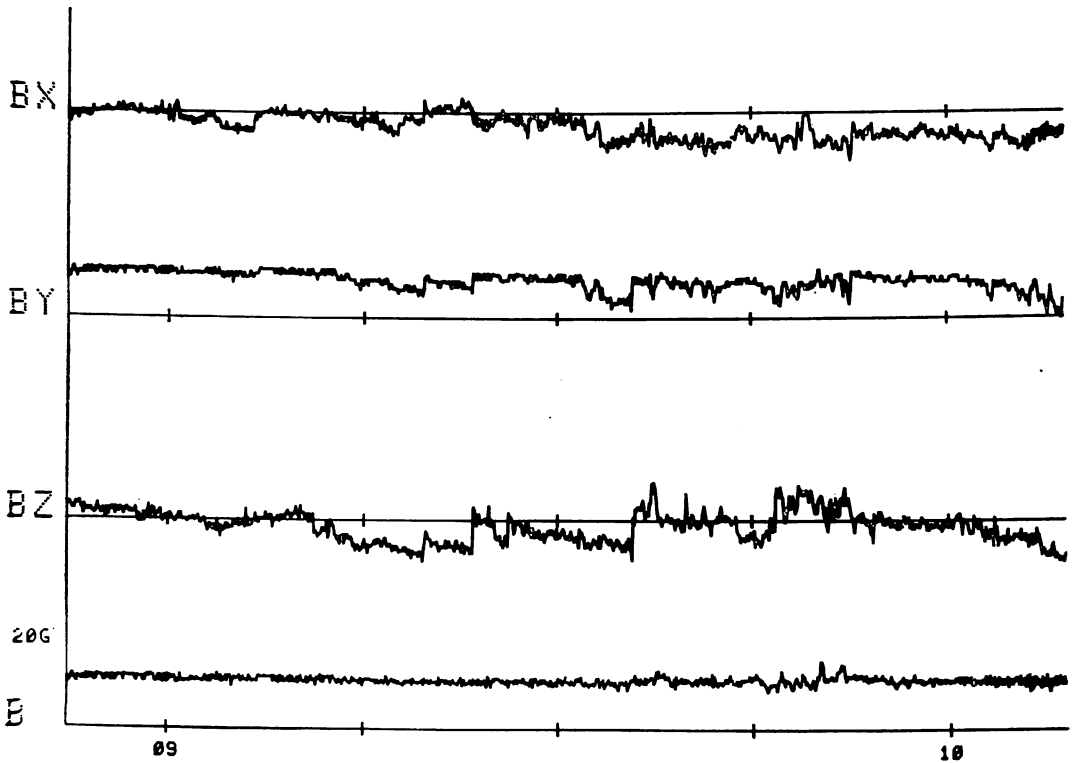
R_e , $Y_{SE}=-48.6R_e$, $Z=-9.7R_e$ の黄道座標にある。縦軸は周期で、40秒から300秒を示し、横軸は UT である。なお B_0 は 1000秒でカットする低域フィルタで求めた。以下これを「 $B_0(1000^{-1})$ 」という表記法をとる。Contour は 2.8dB ごとに描いてあり、黒い方が強いパワーを持つ。

9時10分頃、周期約100~110秒より長、短周期にドリフトしてゆく「く」の字型のパターンが見られる。小規模ながら、同時刻に約46秒周期を起点とするものも現われている。第4b図は短周期(13~100秒周期)を解析したもので、 $B_0(300^{-1})$ による X_p 成分を図示してある。これによると、9時10分頃周期22~3秒から始まる「く」

の字型のパターンが見られる。前二つの周期と比べるとその比は、4:2:1であることは注目すべきことである。しかし22秒周期のものは、後に述べる量子化誤差に入る可能性があるので注意しなければならない。この時の IMF を SE系でベクトル表示すると第5図のようになり、9時23分と36分に弱い接線不連続 (TD) がみられる。解析の都合上、9時10分までを R_1 領域、同時刻より9時50分までを R_2 領域、以後を R_3 領域と呼ぶ事にする。

この R_1 , R_2 , R_3 の全区間を通じて、帯域フィルタを通して合成された振動の Normal 成分を前記の Minimum Variance 法で求め $\mathbf{k}(f)$ とする。 $B_0(1000^{-1})$ と $\mathbf{k}(f)$ となす角 θ による $\mathbf{k}(f)$ の分布を第6図に示してある。

IMP-D-68Y 054D 08H 52M 06S (E25-04-05) X=094 Y=-479 Z=-091 NPTS0750 BN0037



第5図 惑星間空間磁場のベクトル表示。各横軸の間隔は 20γ であるが、 10γ に拡大できる 上段の帯タイトル中、X, Y, ZはSE系で表わした IMP-D の位置($R_0/10$ 単位)

Explorer 33の主要な測定誤差はA-D変換の量子化誤差と零レベル誤差とがある Behannon (1968)。我々の行っている変動解析には、直流的零レベル誤差は、スピン効果を通じてのみ現われると考えられるので、通常は主として量子化誤差約 0.2γ を念頭におく。第6～9図は、分解された各周波数成分の振幅がこの値をこえる場合を目安に表示した。これは、かなり厳しい制限であって、実際にはかなり下のレベルであっても有効であると考えられる。

第7図は θ の算術平均と周波数の関係であり、第6図の周波数を固定して θ について積分し、平均したもの、第8, 9図は、 $f_0=300^{-1}H_z$ とし、解析周期を短くし、13秒～100秒の範囲を第6, 7図と同様の処理を行ったものである。 $k(f)$ の頻度分布は第6図においては368秒、第8図においては41秒の時系列区間につき1ベクトル求め、この区間を $\frac{1}{3}$ 重ねて作成してゆく。

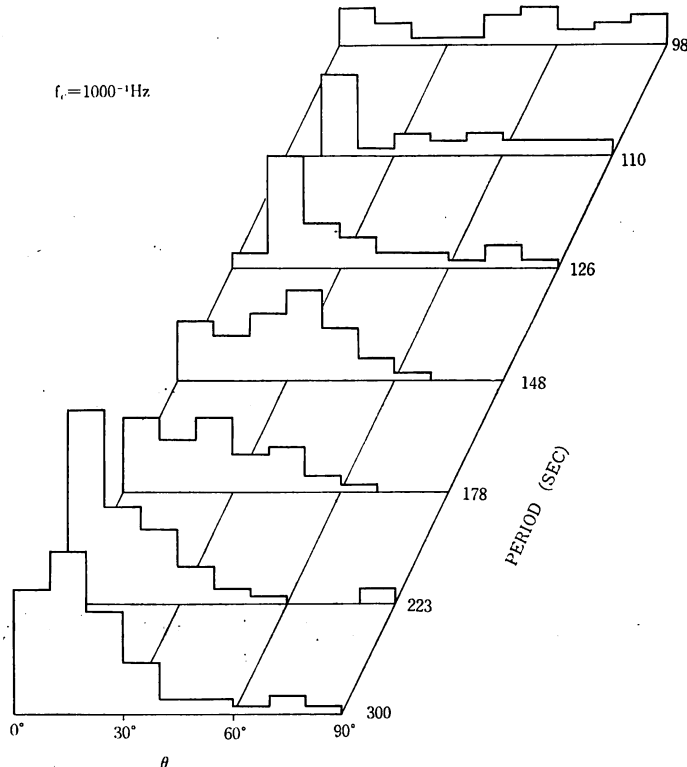
$\theta < 30^\circ$ の場合、 $k(f)$ が $B_0(f_0)$ に沿う傾向があると見なせば、第6図より長周期程その傾向が強くなり、周期約百秒秒まで続く。第7図によれば算術平均の θ も同様なこ

とがいえ。第8図は、 $B_0(f_0)$ を求める f_0^{-1} を短周期にすると、40秒程度まで沿う傾向にあることを示す。第9図によれば、平均的 θ は、 f が f_0 より離れるに従って大きくなるが、バラツキも多く第7図程顕著ではない。なお、第7, 9図ともに、短周期では標本数が少なくなり、統計的値は弱まっている。第6, 8図において $\theta=60^\circ\sim 90^\circ$ に分布している事象の多くは、不連続によるものと偏波の変る時に生じやすいことが別の高時間分解解析より調べられている。

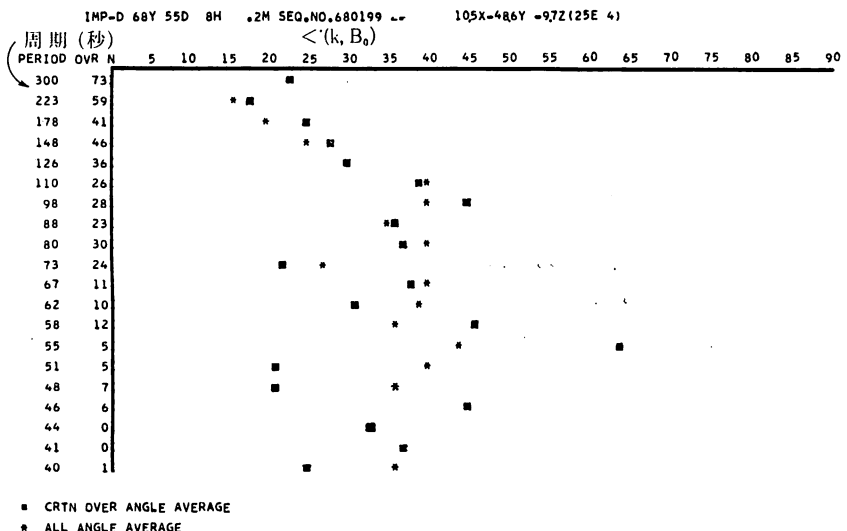
これらの図より、 $B_0(f_0)$ に沿うのは、 f_0 に近いみかけの周波数をもつ振動成分の $k(f)$ に限られることを示し、さらに高周波成分の $k(f)$ は f_0 を高くとった $B_0(f_0)$ に沿いやすいと理解される。しかしながら陽子のサイクロトロン周波数に近づく、HM波の性質が失われてくるのでより複雑な形をとるものと考えられる。

こうして、第4a図に示される周波数帯では、 $k(f)$ は特殊な場合を除き、比較的良く沿っていると判断される。

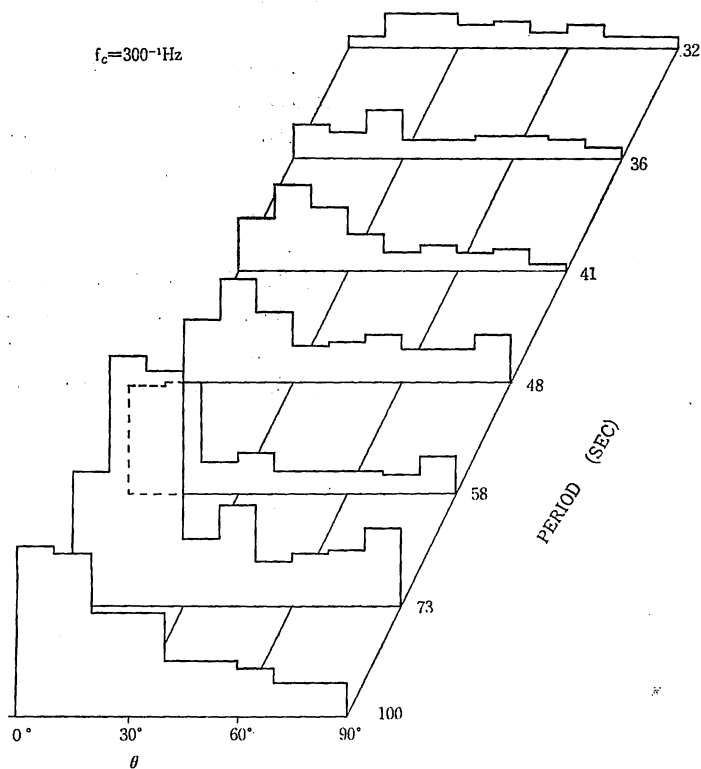
同じ衛星で観測された、プラズマのデータを基にAlfvén速度 V_a 、Doppler係数 D_{\pm} 、Alfvén Mach数を



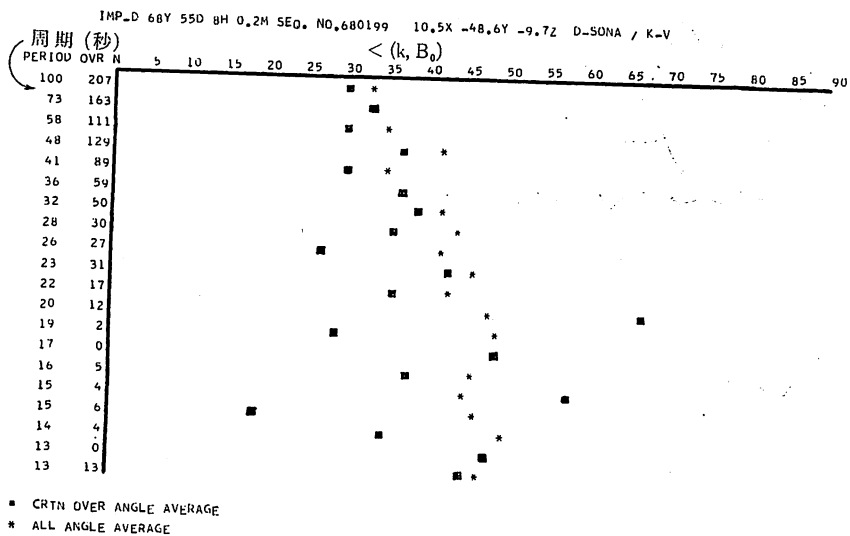
第6図 $K(f)$ の $B_0(1000^{-1})$ に対する角度分布



第7図 平均 $\theta(f)$ の周波数分布, 縦軸に沿った, 右の数字が周期(秒)。左が基準をこえたものの数で, ■がその平均 $\theta(f)$



第8図 $K(f)$ の $B_0(300^{-1})$ に対する角度分布



第9図 平均 $\theta(f)$ の周波数分布

M_a , β_p を次式により計算し, 太陽風の速度 V_s と共に第10図に示した。

$$V_a = \left(\frac{B_o^2}{4\pi N_p M_p} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$D_{\pm} = 1 \pm V_s \cos \phi / V_a$$

$$M_a = V_s / V_a$$

$$\beta_p = \frac{8\pi N_p \kappa T_p}{B_o^2} = \frac{\text{粒子圧力}}{\text{磁気圧力}}$$

N : 粒子の数密度

M : 質量

κ : ボルツマン定数

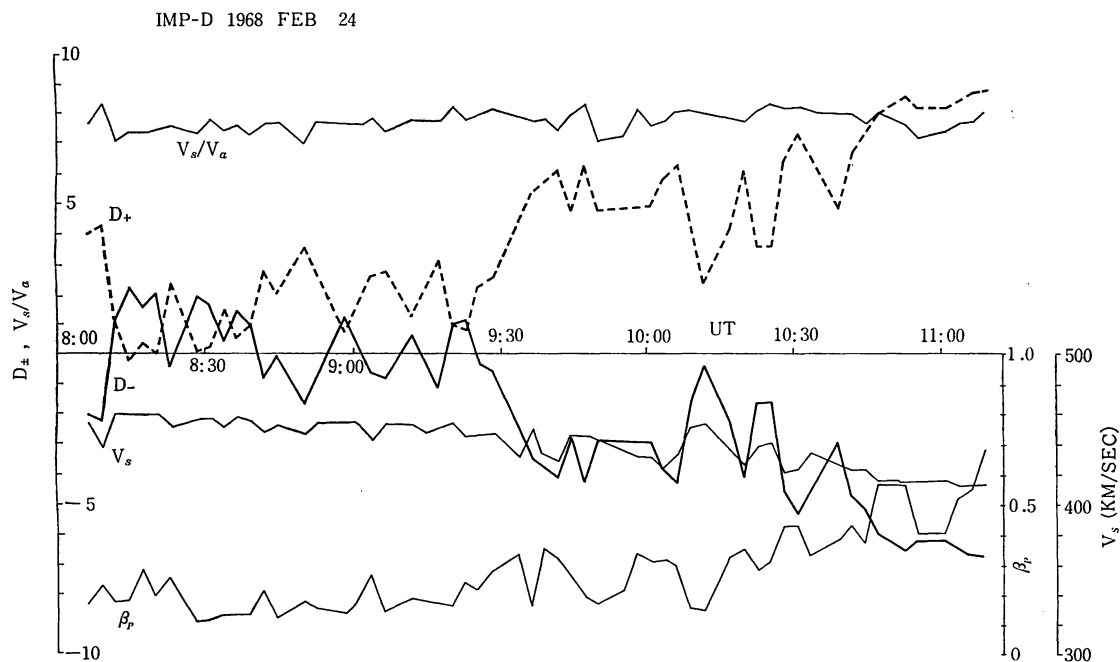
ϕ : B_o と V_s のなす角

以下添字の p は陽子, e は電子を表わす。

B_o と k のなす角 θ は ϕ と前述の如く接近するので, D_{\pm} は (5) 式で示された Doppler 効果を示す良い指標として考えられる。

但し, $V_{ph} = V_a$ と評価した理由は, 単純化された理論では, slow波以外は B_o に沿う時 $V_{ph} = V_a$ となるため指標として用いるには有用な仮定と判断できるからである。

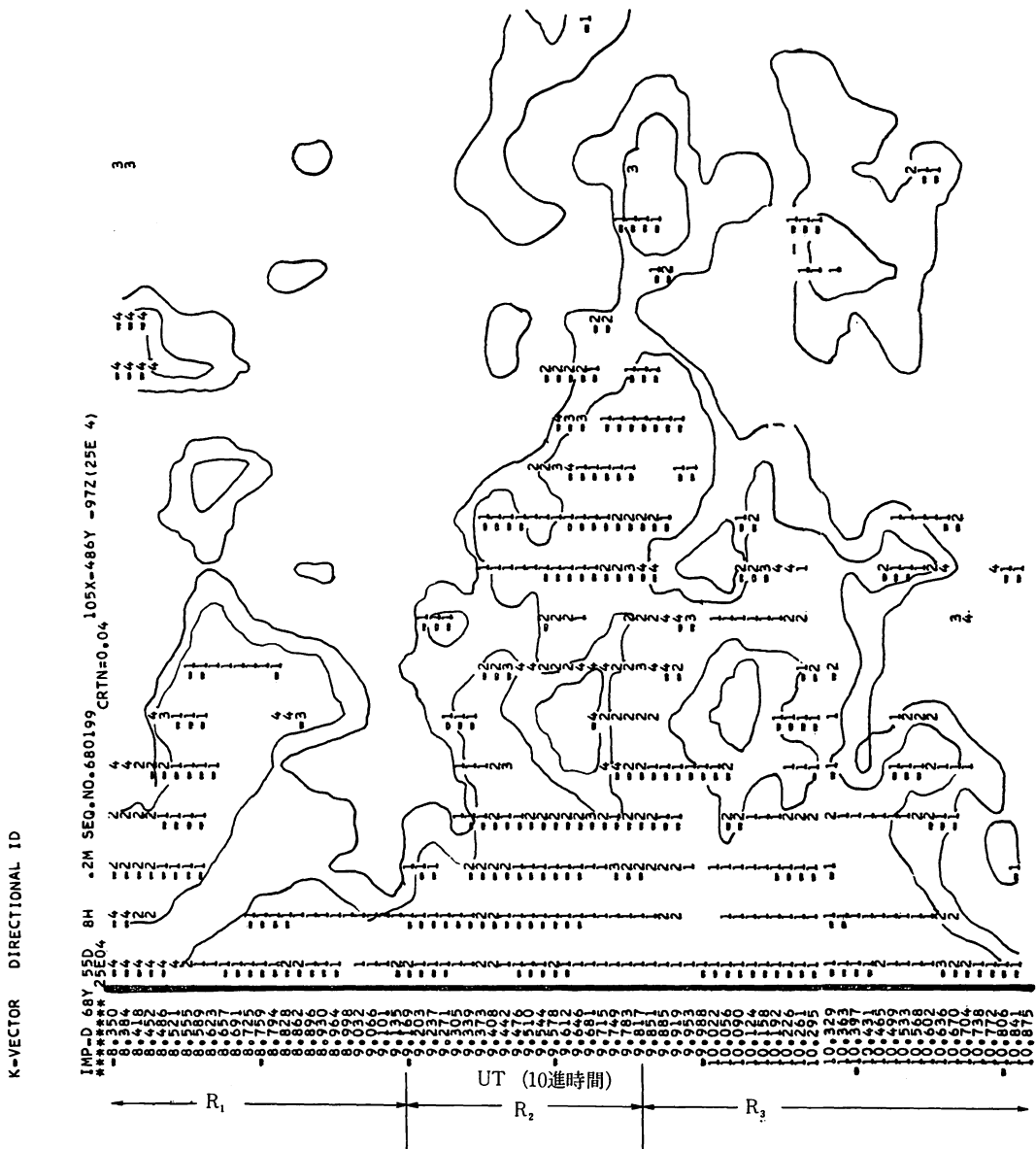
第10図の D_{\pm} , M_a の目盛は左の縦軸に β_p , V_s は右に記してある。 V_s , M_a , β_p が相対的に大きな変化を示していないことが, 特にこの事象を解析した主な理由である。 D_+ , D_- は1を中心 to 上下線対称となっている。まず R_1 の領域では B_o が V_s にはほぼ直交していたので,



第10図 D_{\pm} , V_s/V_a および β_p の時間的変動(1968年2月24日, IMP-D データより)

Doppler 効果も弱く、全体として低い値を示している。 R_2 領域では ϕ が小さくなり急速に Doppler 効果が効き始め、 D_+ は5以上になり、 D_- は一時正の値をとっているが、すぐ負の大きな値をとるようになる。 R_3 の領域では $|D_{\pm}|$ は一時高い値を保ち、10時10分頃、急速に減少、増加するなど変化の大きい所である。これら D_{\pm} の変動の主因が ϕ の変化であることは M_a と D_{\pm} とを比較すれば明らかである。第4a, b図のパターンと D_{\pm} を比べると、良好な関連性が浮び上る。 R_2 領域に於ける短周期へのドリフトおよびパワーの強い部分の全体的な短周期へのシフト、あるいは進出に対応し $|D_{\pm}|$ も増加している。 R_3 領域の $|D_{\pm}|$ の急激な減少に対応し、contourも長周期への

退潮傾向をもつ。なお、 R_3 の後半は D_{\pm} が比較的高いのに反して、パターンは長周期に固まっているが、 X_p 成分は短周期まで強くのびている(X_p 成分は図示していない)。第11図は θ の分布と偏波を詳しく見たもので第4a図の Dynamic Spectrum に対応しており、また第6, 7図の詳細図でもある。表示してある数字は $0^\circ \leq |\theta| < 30^\circ \rightarrow 1$, $30^\circ \leq |\theta| < 60^\circ \rightarrow 2$, $60^\circ \leq |\theta| < 70^\circ \rightarrow 3$, $70^\circ \leq |\theta| \rightarrow 4$ に対応している。また、符号は368秒の区間の大勢を占める、 $B_0(1000^{-1})$ に対する見かけの回転を表し、正が右回転である。第1表は太陽風中での波の偏波(R, L)と見かけの偏波の右左(+, -)との関係を示す。「く」の字パターンは大部分 ± 1 つまり、 $\theta < 30^\circ$



第11図 $\theta(f)$ と偏波のMap. 横軸はUTの10進時間。縦軸は40-300秒周期を表わし、第4a図に対応する。

で構成されており、 D_{\pm} は良好な Doppler 効果の指標となる。

これらを総合的に考え合せると Alfvén 波など HM 波の横波が磁場にかなり良く沿って伝搬し、Doppler 効果を受けて観測されたものと解釈するのが妥当と思われる。太陽風に乗った系で見て定在的な磁場のゆがみが、それに相対速度を持つ人工衛星で観測されたとする説明は、次の理由により否定出来るものと思われる。

(1) V_s (一定) より、 D_{\pm} の曲線に D-sonagram パターンが良く合うこと

(2) \mathbf{k} が \mathbf{B}_0 によく沿う事

4. 議 論

観測された波動の種類およびドリフトに詳しい検討を加える。第4a図に示されたドリフトの原因として次の三つの機構が考えられる。(1) Doppler 効果変動によるもの。(2) 太陽風と共に移動する系内で、波動が真の分散性を持つ事 (3) 波のsource特性として、時間的にあるいは空間的に ω , \mathbf{k} が変化する場合。これらが結合している事は当然考えられるが、どれが主因であるかを調べる。 D_{\pm} に関しては、 V_{ph} の評価、 V_a の評価を再検討する。

太陽風中の HM 波を理論的にとらえる際

(I) $\Omega_p \sim \omega$ の領域をも含む線型理論 (Ω_p : 陽子サイクロトロン周波数)

(II) $\Omega_p \gg \omega$ 領域での非線型理論

の立場で、現在までに議論されている。非線型であっても $\Omega_p \sim \omega$ 領域を扱う場合、計算機を用いて数値的に解くことは可能であるが、複雑であるので今後の課題として残すことにする。

(I) MHD 方程式の非線型理論での検討

Barnes と Hollweg (1974) は、線型 Alfvén 波と区別するため非線型 Alfvén 波を Transverse Alfvén 波と名付けている。 $\omega \gg \Omega_p$ での線型 Alfvén 波は直線偏波で Ω_p に近づくとき左回転(サイクロトロン波)となるが、この Transverse Alfvén 波の振動磁場は $\mathbf{B}_0 \times \mathbf{k}$ 方向に一回振動すると、 \mathbf{B}_0 と \mathbf{k} を含む面内で2回転するという8の字型の偏波をもつ。完全な正弦波の場合、 θ_c なる臨界角があって \mathbf{k} はそれ以上 \mathbf{B}_0 に沿うことができないが、実際には大振幅波は形がくずれており、ほぼ磁場に沿うことができると述べている。こうして一般に大振幅である低周波が Transverse Alfvén の性質を持つとすれば、variance 法による \mathbf{k} の導出の有効性が増す。位相速度も大幅な変化はない。この8の字型偏波によって、第4a図の2:1の周期比は説明可能であるが、第4b図も含めた4:2:1までは難しい。なお、非線型波の Fast Magneto Acoustic 波は若干速度が速くなる。

(II) Vlasov-Maxwell 方程式(線型)による検討
太陽風はいわゆる Hot Plasma であり、 Ω_p 付近の様子を調べるため、MHD 近似を用いず kinetic 方程式を用いる。一連の方程式を解くと、波の分散式の中に

$$Z(\alpha) = \pi^{-\frac{1}{2}} \int_c \frac{e^{\xi^2}}{\xi - \alpha} d\xi \quad c = \text{Landau Contour} \\ \alpha_i = \frac{\omega + n\Omega_i}{ka_i} \quad \dots\dots(7)$$

a_i は i 種粒子の熱速度

以下、添字の \parallel, \perp は \mathbf{B}_0 に平行、直交成分を表す。という形のプラズマ分散関数があり、理論解析は困難にする主因となっていた。Barnes (1966) は $\omega \gg \Omega_p$ の領域で HM 波の θ 特性について計算機を用いて調べた。それによれば、slow 波は $\beta \sim 1$ 程度では減衰が大きく、太陽中に常時存在するとは考えにくい。Fast 波(いわゆる Magneto Sonic 波)は Alfvén 波を除いて最も減衰を受けにくい、 $\theta = 20^\circ \sim 40^\circ, 80^\circ \sim 89^\circ$ の2個所で強い減衰をうける。しかしながら $T_{\parallel}/T_{\perp} > 1$ の時、その度合は減る。例えば $\beta_{\parallel} = 1, T_{\parallel}/T_{\perp} = 5, T_{p\perp}/T_{p\parallel} = \frac{1}{2} T_{p\parallel}/T_{\parallel} = \frac{1}{2}$ の時、減衰率を示す ω の虚部と実部の比 $\text{Im}(\omega)/\text{Re}(\omega)$ は 10^{-3} の程度である。

こうして Fast 波は存在可能であるが、 \mathbf{k} は最も \mathbf{B}_0 に沿いやすく、次に 60° を中心に集中しやすい事になる。 $\omega < \Omega_p, \theta = 0^\circ$ では Alfvén 波と Fast 波は縮退し分離しがたい。

第5図で示されている様に、注目している時刻の磁場の強さは $5\gamma (1\gamma = 10^{-5} \text{gauss})$ でサイクロトロン周期は14~16秒である。波は太陽風に乗った系でこの影響を受けるので、観測系では R_1 で同程度、 R_2, R_3 で数分の1から、1桁程度低く、約数秒周期を中心にこの影響が幅広く現われる。

一様媒質中で $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$ に進む波の Vlasov-Marwell 方程式の解は次のようになる。

$$k^2 C^2 = \omega^2 - \sum_s n_s^2 \left[\alpha_{ns} \left(\frac{n\Omega_s}{\omega + n\Omega_s} - \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right) \right. \\ \left. \cdot Z(\alpha_{ns}) + \left(\frac{T_{\parallel} - T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right)_s \right] \quad \dots\dots(8)$$

$\omega = \omega_r + i\alpha$

n = プラズマ周波数

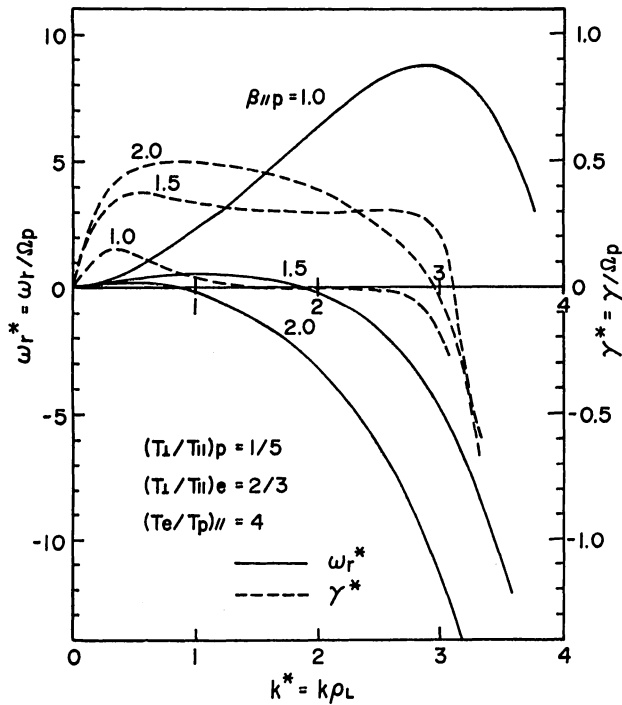
$n = +1$ R 波 (Fast, Whistler 波)

$n = -1$ L 波

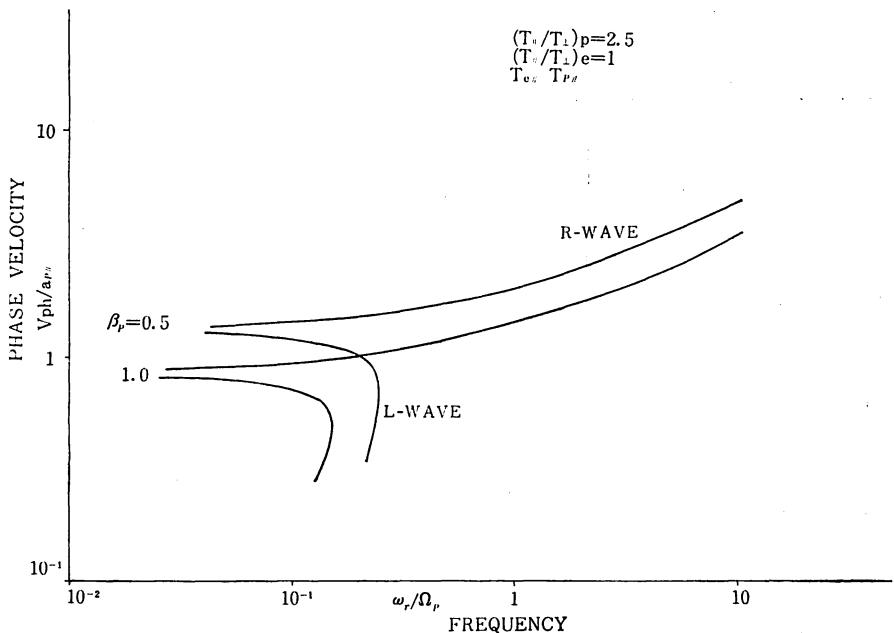
添字 s は s 種粒子を示す。

Z 関数は(7)式で与えられる。

太陽風固有の陽子温度異方性、特に電子温度異方性による異常分散、不安定(波の成長)は Watanabe (1970), Hollweg (1970) によって調べられている。第12図はそ



第12図 電子温度異方性による異常分散性を示す ω - K ダイアグラム。(Watanabe 1970 より転載)



第13図 電子温度異方性のない場合の分散関係

の典型的な例で、 $(T_{\parallel}/T_{\perp})_e=1.5$, $(T_{\parallel}/T_{\perp})_p=5$, $(T_e/T_p)_{\parallel}=4$ とし、 $\beta_{p\parallel}$ をパラメタとして1.0, 1.5, 2.0と変化させたものである。実線は ω_r - k ダイアグラム、点線は k に対する成長率 γ のグラフである。なお ω は Ω_p で、 k はサイクロトロン半径 ρ_L で無次元化してある。この型の不安定によって生じた波の分散性より生ずるドリフトが実際の太陽風中に存在することは十分考えられ、第4a, b 図の「く」の字型パターンの原因とすることもできる(Watanabe 1970)。しかし R_2 のパターンは、 B_0 の方向変化に極めて密接に対応しているので、Doppler 効果と考えた方がより合理的である。

電子に温度異方性のない場合を第13図に示した。但し、 $(T_{\parallel}/T_{\perp})_p=2.5$, $(T_{\parallel}/T_{\perp})_e=1$ であり、 $\beta_{p\perp}=0.5$, 1.0 として位相速度と ω の関係を図示した。 $\omega \rightarrow 0$ では(6)式で示した Alfvén 速度より若干遅くなるが、これは陽子温度異方性によるものである。 $\omega \sim \Omega_p$ の L 波に注目すると、(7)の積分の極は多くの陽子と共鳴する所があり、強いサイクロトロン減衰が起き伝搬不可能となる。逆に R 波は $\omega \sim \Omega_p$ 付近で $\gamma/\Omega_p \leq 10^{-4}$ 程度の不安定があり、 ω_r の増加に伴い、 $\omega_r \sim 0$ の数倍の位相速度をもって伝搬する。従って約 $\omega_r \geq \Omega_p/10$ の領域は D_{\pm} の大幅な補正を必要とするが、その他は大きな定性的変化はない。

R_2 の「く」の字パターンの短周期ドリフトを考える。第11図のパターンはつかみにくい、時間および隣接周波数との連続性を考慮すれば初めに、 $+$ 、次に幅広いのドリフトが見られる。 $+$ は第1表によれば B_0 に k が沿

第1表

	$K \cdot V_s > 0$		$K \cdot V_s < 0$	
	L	R	L	R
$V_s \cos \phi < V_{pr}$	-	+	-	+
$V_s \cos \phi > V_{pr}$			+	-

R.L は太陽風系での偏波

$+$ 、 $-$ は人工衛星系でのみかけの偏波

う R 波か、 B_0 に k が逆向き(太陽に向う)の Alfvén 波かのどちらかである。第5図の X_{SE} , Y_{SE} 成分の比較、また、第10図の D_{\pm} を考えて見ても、9時30分頃までは、 B_0 は V_s に直交する形でゆらいている。従って $V_s \cos \phi < V_{ph}$ の可能性も強く、 k の向きにかかわらず $+$ は R 波であるといえる。また $V_s \cos \phi < V_{ph}$ であっても $k \perp B_0$ であれば上記のことがいえる。つまり速度の速い R 波が先行し、Alfvén 波が $k \cdot V_s < 0$ (D^+ に対応)となるように追って伝搬している図と考えられる。ま

た、長周期へのドリフトは、第11図によれば、一であるが、上記同様 $V_s \cos \phi < V_{ph}$ とすれば Alfvén 波が $k \cdot V_s < 0$ となるように進むこととして良い。そうすると D^- の、 $+1 \rightarrow 0$ への動きと、ドリフトとがよく合う。

5. ま と め

太陽風内の磁場変動を Dynamic Spectra と $k(f)$ を結びつけ、同時観測されたプラズマデータと共に総合的に解析し、1968年2月24日9時より始まる現象についてとくに詳しく論じた。以下に結論をもとめると、

- (1) 磁場変動は不連続とHM波であることが確認された
- (2) HM波は各周波数に分解された。 $k(f)$ は、遮断周波数で低域濾波されて求められた $B_0(f_c)$ に沿う傾向にあるが、それは f_c の近傍の周波数に関していえることであり、 $f_c < f$ になるとその傾向は失われる。
- (3) $k(f)$ が $B_0(f_c)$ に沿う結果、太陽風の速度、その他の諸要素が相対的に変化しなくても、 $B_0(f_c)$ の方向変化により、Doppler 効果が変動し、Dynamic Spectra 上で見かけの分散(ドリフト)を生ずる。
- (4) $B_0(f_c)$ の大きな方向変化があり、「く」の字のパターンが見られた。先行周波数は4:2:1の比で同時刻に3パターン観測された。

100秒周期を中心とするものは、Doppler 効果の変動と見られる。その他のHM領域上のドリフトも同じ原因とみられる。なお、電子温度異方性による R^- 波の異常分散性の結果と見る事もできるが電子データ不足で確証は無い。

通常衝撃波などを除いて流速などのプラズマ変化は $B_0(f_c)$ の方向変化に比べ D_{\pm} に対する影響はゆるやかであるので、磁気圏に影響を及ぼす磁場変動の周期は、 $B_0(f_c)$ の方向変化に強く支配されよう。

- (5) 見かけの偏波が周波数別に解析されその結果先の結論の正当性が裏付けられた。

Alfvén 波が大勢を占めると思われるが、Fast 波の存在も示唆された。

謝 辞

IMP-D のデータを貸与され、又、貴重な助言を下された東京大学宇宙航空研究所の西田篤弘助教授に深く感謝致します。

デジタルフィルタに関する有益な助言と、資料の提供を頂いた角川靖夫通信系研究室長、鈴木誠史音声研究室長、日頃御援助いただく情報処理部の各位に感謝致します。

使用した IMP-D のデータは World Data Center A,

Rocket and Satellites, in NASA Goddard Space Flight Center から提供されたものです。

参 考 文 献

- * Barnes, A., Collisionless damping of hydromagnetic waves, *Phys. Fluid*, **9**, 1483, 1966.
- * Barnes, A., J. V. Hollweg, Large-amplitude hydromagnetic waves, *J. Geophys. Res.*, **79**, 2302, 1974.
- * Behannon, K. W., Mapping of the earth's bow shock and magnetic tail by explorer 33, *J. Geophys. Res.*, **73**, 907, 1968.
- * Belcher, J. W., and L. Davis, Jr., Large-amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium, **2**, *J. Geophys. Res.*, **76**, 3534, 1971.
- * Daily, W.D., Alfvén wave refraction by interplanetary inhomogeneities, *J. Geophys. Res.*, **78**, 2043, 1973.
- * Hollweg, J. W., New plasma instabilities in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, **75**, 5297, 1970.
- * Sonnerup, B.U.Ö., L.J. Cahill, Jr., Magnetopause structure and attitude from Explorer 12 observations, *J. Geophys. Res.*, **72**, 171, 1967.
- * Watanabe, S., Anomalous dispersion relation and instability in the solar wind with thermal anisotropy, , *RISRJ*, **24**, 298, 1970.
- * Unti, T. W., and M. Neugebauer, Alfvén waves in the solar wind, *Phys. Fluids*, **11**, 563, 1968.

