

STROMSCHICHTEN IM INTERPLANETAREN PLASMA

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina  
zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

eingereichte  
D i s s e r t a t i o n

von Henning Barnstorf  
aus Braunschweig

Referent: Prof. Dr. F.M. Neubauer

Korreferent: *Prof. Richter*

eingereicht am: 9. 5. 1980

mündliche Prüfung am: *Mitte Juli 80*

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Geophysik und Meteorologie der Technischen Universität Braunschweig angefertigt.

Ich danke Herrn Professor Dr. W. Kertz für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut durchführen zu können.

Mein weiterer Dank gilt dem großen Personenkreis, der durch die Entwicklung und den Betrieb der Helios-Experimente 2 und 4 den Datenbestand ermöglichte, den die vorliegende Untersuchung benutzt. Ebenso danke ich dem Team der Datenverarbeitung am Institut für Geophysik und Meteorologie.

Herrn Professor Dr. F.M. Neubauer danke ich besonders für die Anregungen, die zu dieser Arbeit führten, und die Betreuung bei ihrer Durchführung.



## Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. <u>Einleitung</u>	1
2. Richtungsdiskontinuitäten des interplanetaren Magnetfeldes	5
2.1 Eigenschaften von MHD-Diskontinuitäten	9
2.2 Auswahlkriterien für Richtungsdiskontinuitäten	13
2.3 Varianzanalyse von Magnetfeldvektormessungen	17
3. <u>Die Magnetfelddaten für die Makro- und Mikroskala</u>	21
3.1 Der Meßbereich der Helios Magnetometer	21
3.2 Verarbeitung der rohen Magnetometerdaten	24
3.3 Datenmaterial für die Untersuchung von Richtungsdiskontinuitäten	26
4. <u>Verteilung von Richtungsdiskontinuitäten im Sonnenwind</u>	29
4.1 Häufigkeit des Auftretens von Richtungsdiskontinuitäten (Radialabhängigkeit)	29
4.2 Abhängigkeit der Ereignishäufigkeit von der Sonnenwinddynamik	34
5. <u>Makroskopische Feld- und Plasmaeigenschaften der Stromschichten</u>	41
5.1 Verteilung der magnetischen Richtungsänderungen	41
5.2 Eigenschaften der Normalen	47
5.3 Plasmaeigenschaften der Richtungsdiskontinuitäten und die Unterscheidung von Richtungsdiskontinuitäten und Tangentialdiskontinuitäten	54

5.4	Abhängigkeit des Auftretens von TD und RD von der Sonnenwinddynamik	58
6.	<u>Eigenschaften der Stromschichten</u>	62
6.1	Dicken interplanetarer Stromschichten	63
6.2	Polarisation der Feldrechnung an Rotationsdiskontinuitäten	66
6.3	Diamagnetische Stromverteilungen an Diskontinuitäten	70
7.	<u>Magnetisches Rauschen an Richtungsdiskontinuitäten</u>	78
7.1	Die Daten des Induktionsspulenmagnetometers	78
7.2	Hinweise für lokale Wellenerzeugung an Stromschichten	82
7.3	Typisierung der Rauschereignisse	89
7.4	Eigenschaften der Rauschspektren	92
7.5	Zuordnung des Rauschens zu elektromagnetischen Plasmawellenmoden	101
8.	<u>Instabilitäten an magnetischen Gradienten</u>	106
8.1	Feldparallele Strominstabilitäten	106
8.2	Querstrominstabilitäten	108
8.3	Korrelation von Wellen- und Stromparametern	111
9.	<u>Direkte Wellenbeobachtungen an kleinräumigen Strukturen des interplanetaren Magnetfeldes</u>	119
9.1	Wellenfelder an Richtungsdiskontinuitäten	122
9.2	Wellenbeobachtungen an magnetischen Gradienten	131
10.	<u>Zusammenfassung</u>	142
11.	<u>Literatur</u>	151



## 1. Einleitung

Direkte Beobachtungen des Sonnenwindes, d.h. der Expansion der Sonnenkorona in den interplanetaren Raum, deuteten schon in den ersten Messungen von Feldern und Teilchen auf eine Fülle von Strukturen hin, die in den großräumigen Plasmafluß eingebettet sind.

Verschiedentlich wurde versucht, alle **beobachteten Strukturen** nach einer räumlichen (oder zeitlichen) Skala zu ordnen. Burlaga und Ness (1969), Burlaga und Ness (1968), Burlaga (1971a) taten dies wesentlich an Hand der Struktur des in dem Plasmafluß eingebetteten interplanetaren Magnetfeldes. Sie definierten eine Makro-, Meso- und Mikroskala für Eigenschaften des Flußfeldes des Sonnenwindes für Zeiten von ungefähr 100 Stunden, 1 Stunde und 0.01 Stunde, wobei 100 Stunden etwa die Zeitspanne ist, die ein Teil des Sonnenwindplasmas mit der Geschwindigkeit  $V_{sw} = 400 \text{ km/sec}$  von der Sonne zur Erde benötigt.

Hundhausen (1972) benutzt ein ähnliches Schema, das auf detaillierteren physikalischen Zeitparametern beruht. Die erste Zeitskala oder Raumskala geht von der "Skalenhöhe" eines exponentiellen Dichte-Abstandsgesetzes  $n \sim r^{-2}$  des Sonnenwindes aus: ein Sonnenwind mit  $V_{sw} = 400 \text{ km/sec}$  benötigt für diese Skalenlänge 50 Stunden. Die mittlere Skala wird durch die Zeit festgelegt, die eine Schallwelle (bezüglich eines mit dem Sonnenwind mitgeführten Bezugssystems) benötigt, um die zuerst definierte Skalenlänge zurückzulegen. Im Mittel liegt die Schallgeschwindigkeit bei 0.1 der Sonnenwindflußgeschwindigkeit, so daß sich eine Zeit von 5 Stunden ergibt. Die dritte, kürzeste Zeitskala, definiert Hundhausen über einen mittleren Protonengyroradius bei 1 AE von  $8 \cdot 10^6 \text{ cm}$ . Die Zeit, die ein  $400 \text{ km/sec}$  schneller Teil des Sonnenwindes für diese Entfernung braucht, ist dann 0.2 sec.

Phänomene, die in die beiden längeren Zeit- oder Raumskalen passen, werden in der Abb. 1 deutlich.

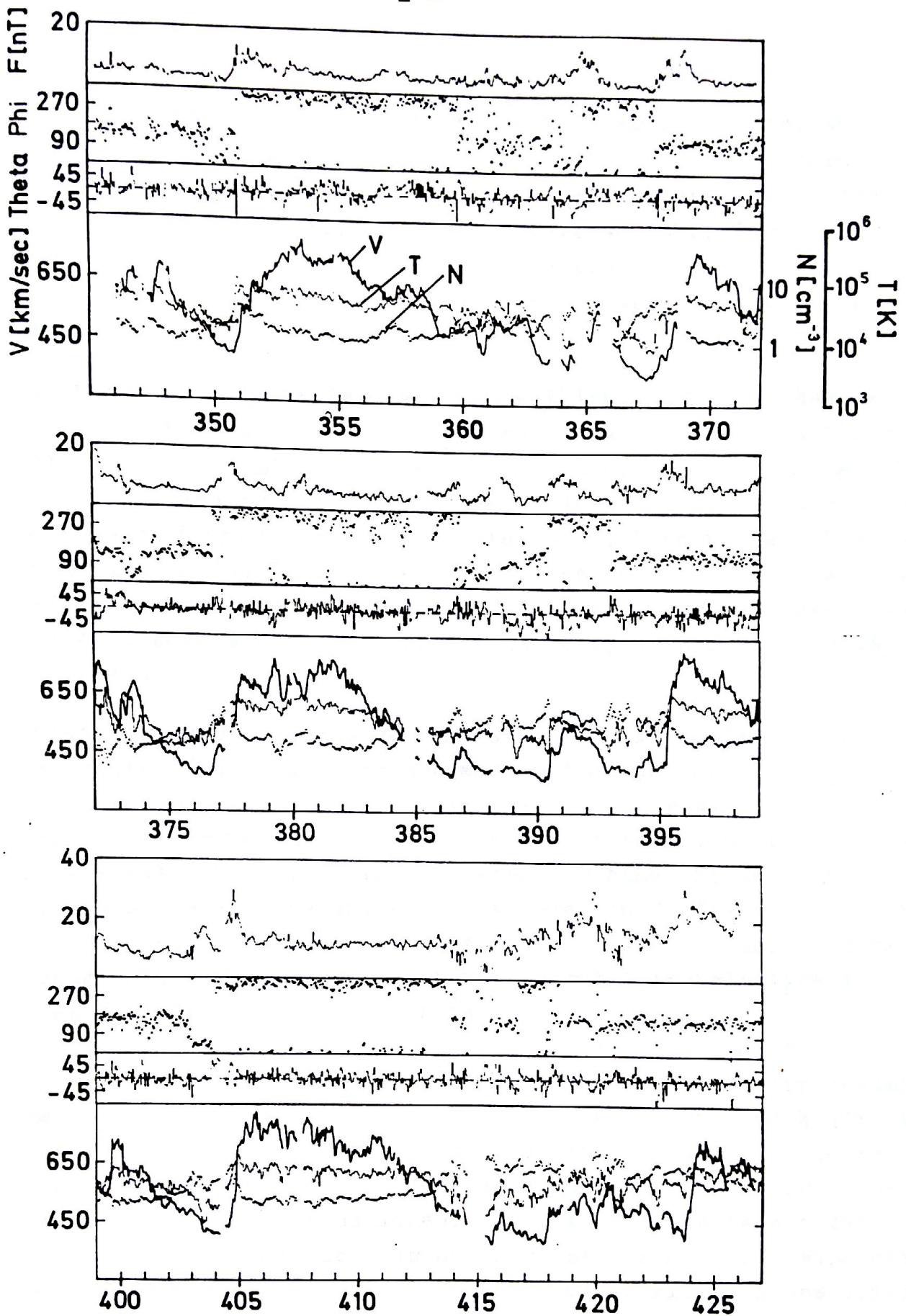


Abb. 1: Feld- und Plasmaparameter des Sonnenwindes, gemessen von Helios 1. Aufgetragen sind die 1-Stunden Mittelwerte. Die Tage sind als fortgezählte Tage des Startjahres aufgeführt.



Sie zeigen das interplanetare Magnetfeld in Absolutbetrag, Azimut und Elevation im üblichen solarekliptischen Koordinatensystem, zusammen mit Geschwindigkeit, Dichte und Temperatur der Protonenkomponente des interplanetaren Plasmas, für einen Zeitraum vom Start von Helios 1 bis vor seinem ersten Perihel im März 1975. Aufgetragen wurden jeweils die Mittelwerte über einstündige Intervalle.

Am Azimut des Magnetfeldes wird deutlich, daß über längere Zeiten im Mittel eine Vorzugsrichtung des Feldes von der Sonne wegweisend ( $90 < \phi < 270^\circ$ ) oder zur Sonne hinweisend ( $90 > \phi > 270^\circ$ ) besteht. Diese Erscheinung wird als "Sektorstruktur" des interplanetaren Magnetfeldes (IMF) bezeichnet. Eine weitere Erscheinung, die in den Plasmadaten sofort ins Auge springt, ist das Auftreten von wiederkehrenden Gebilden erhöhter Sonnengeschwindigkeit, sogenannten Hochgeschwindigkeitsströmen (high-speed-streams).

Umfangreiche Untersuchungen an Daten von Raumsonden der letzten Jahre (Gosling, 1975) zusammen mit Sonnenbeobachtungen (Bohlin, 1976) zeigen, daß die high-speed-streams ihren Ursprung in festen Quellregionen der Sonne besitzen, mithin also eine Wiederkehrperiode von 27 Tagen für einen festen Beobachter im Sonnenwind haben. Diese Periode von 27 Tagen wird auch in der Abb. 1 deutlich für jene Zeit, in der die Helios-Raumsonde noch eine geringe relative Azimutalgeschwindigkeit gegenüber der Sonnenrotation hat.

Sektorstruktur und Stromstruktur des Sonnenwindes sind also beides Erscheinungen, die zur Makrostruktur des interplanetaren Mediums gehören. Dieser Grobstruktur überlagert sind kleinräumige Strukturen, die sich auch schon in den Stundenmittelwerten bemerkbar machen. Insbesondere zeigt das IMF zu nahezu allen Zeiten Richtungsfluktuationen, die auf einer Zeitskala von Bruchteilen von Stunden bis hinunter zu Sekunden zu beobachten sind. Diese kleinräumigen Strukturen der Mikroskala des Sonnenwindes werden das Untersuchungsobjekt dieser Arbeit sein.



Während die Strukturen der Makro- und Mesoskala im allgemeinen durch magnetohydrodynamische Ansätze behandelt werden können, muß bei vielen Erscheinungen der Mikroskala des Sonnenwindes, wie den kleinräumigen Richtungsfluktuationen des IMF, die Kinetik des Sonnenwindplasmas betrachtet werden.

Beobachtungen von Strukturen der Mikroskala, wie z.B. der Richtungsdiskontinuitäten, in einer Zeitauflösung von Sekunden oder sogar Bruchteilen von Sekunden, können helfen, Ansätze einer kinetischen Theorie für diese Strukturen zu überprüfen. Beobachtungsstudien dieser Art an natürlichen Plasmen wurden bisher vorwiegend in der Magnetosphäre der Erde oder im erdnahen interplanetaren Raum vorgenommen. Insbesondere die Erdstoßwelle war in den letzten Jahren ein bevorzugtes Studienobjekt für Wellenvorgänge und Instabilitäten im kinetischen Bereich (Olson u. Holzer, 1969; Holzer u.a., 1972; Russell u.a., 1971; Rodriguez u. Gurnett, 1976; Greenstadt u.a., 1977). Die hohe Zeitauflösung der Helios-Magnetometer gestattet nun auch ähnliche Studien im tieferen interplanetaren Raum. Im zweiten Teil dieser Arbeit wird an Hand einiger repräsentativer Beispiele gezeigt, daß auch in den hochauflösenden Beobachtungen von Richtungsdiskontinuitäten plasmakinetische Vorgänge, wie elektromagnetische Wellen, zu erkennen sind, deren Analyse dann Auskunft über die Anwendbarkeit von verschiedenen theoretischen Ansätzen geben können.

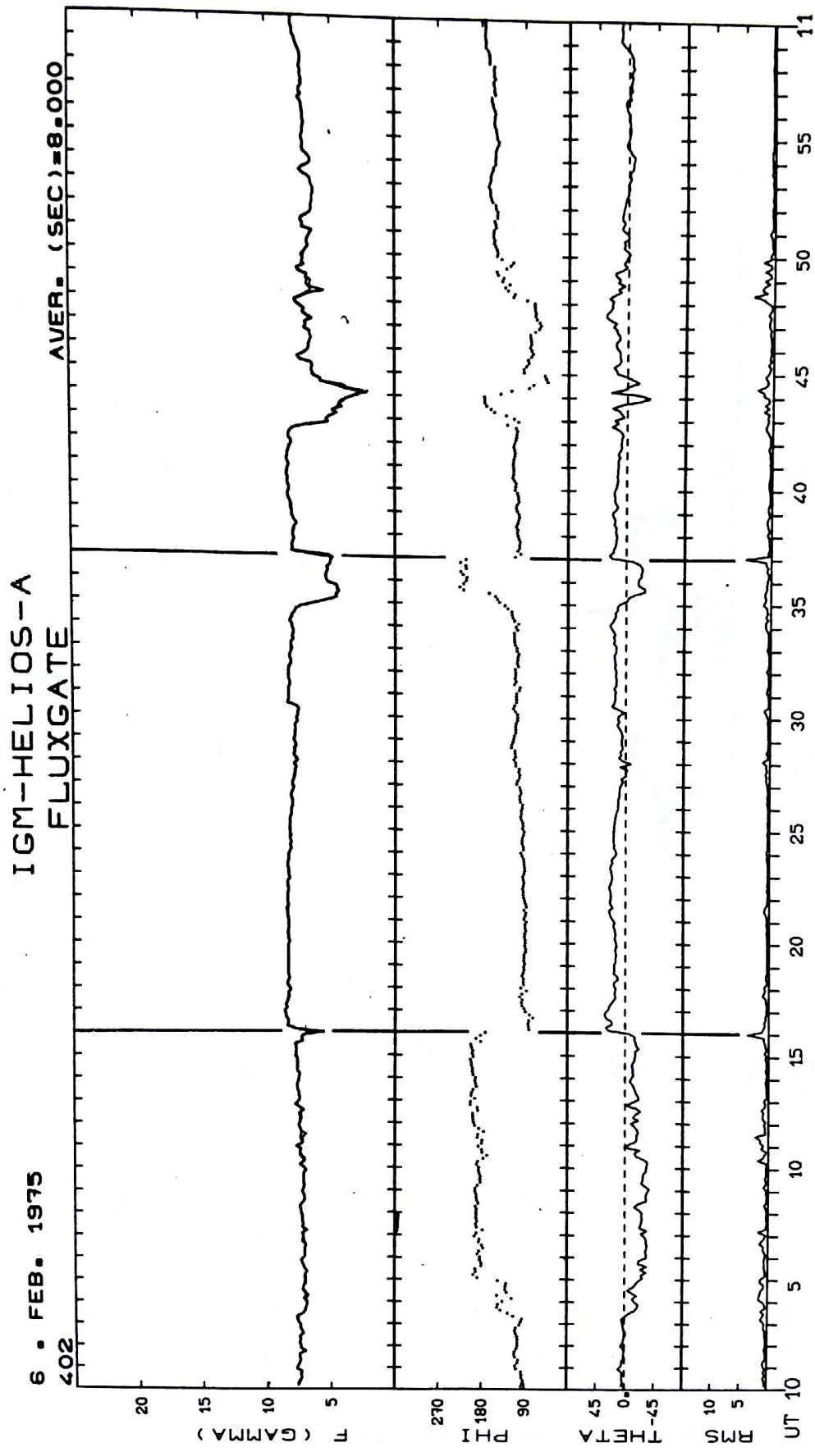
## 2. Richtungsdiskontinuitäten des interplanetaren Magnetfeldes

Bereits die ersten Messungen des interplanetaren Magnetfeldes durch Raumsonden zeigten, daß häufige abrupte Richtungsänderungen des Feldvektors auftreten. Burlaga (1969) gab solchen Ereignissen den Namen "Richtungsdiskontinuitäten" für den Fall, daß die Richtungsänderung mehr als  $30^\circ$  betrug. Die Bezeichnung "Diskontinuität" scheint gerechtfertigt, wenn man Beobachtungen geringer Zeitauflösung heranzieht.

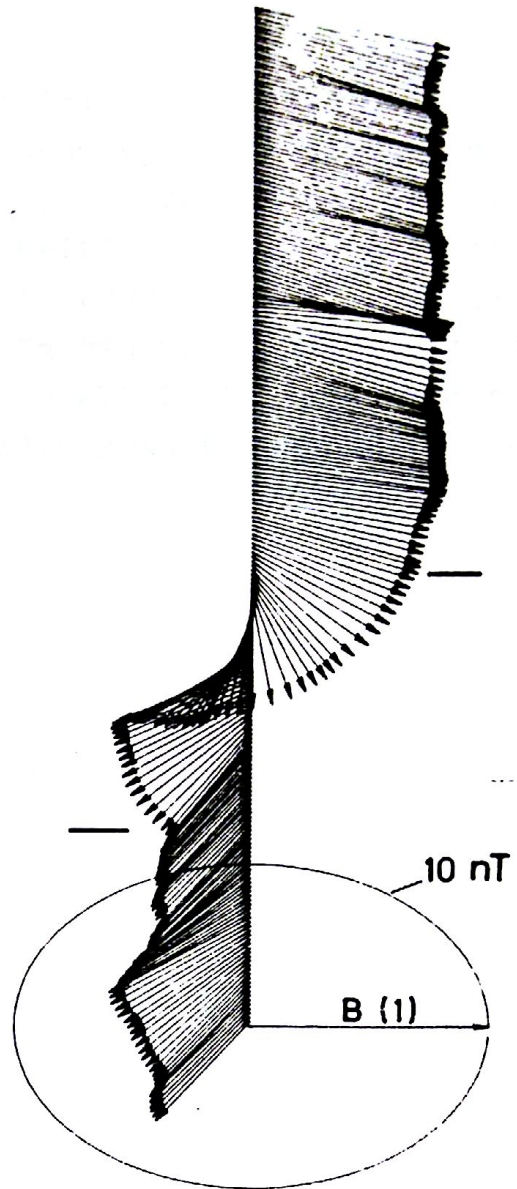
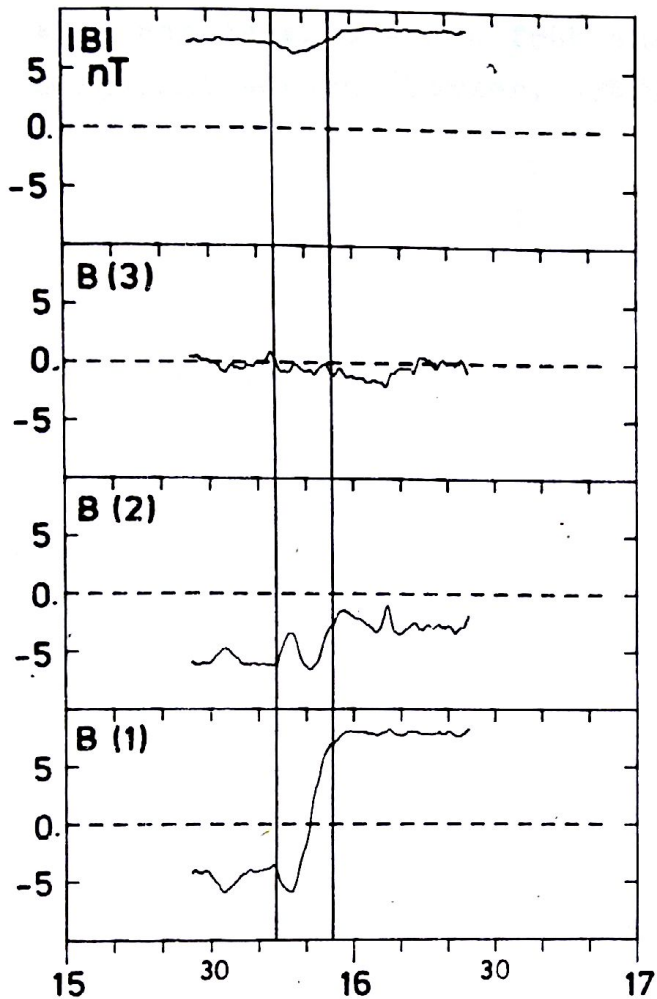
An Hand eines typischen Datenintervalls, wie es vom Förster-sonden-Magnetometer auf Helios-1 beobachtet wurde, wird dies deutlich. In Abb. 2 werden die Mittelwerte des Feldvektors  $\underline{F}$  über 8 Sekunden für ein einstündiges Intervall gezeigt. Der Vektor wird wie in Abb. 1 durch  $|\underline{F}|$ , Azimut PHI und Elevation aus der Ekliptik THETA dargestellt. Die senkrechten Linien deuten nun auf klare Richtungsdiskontinuitäten hin, die sich hier durch nahezu diskontinuierliche Änderungen in PHI und THETA bemerkbar machen. Diese Zeitauflösung entspricht ungefähr den frühen Messungen des interplanetaren Feldes. Die später höher aufgelösten Feldmessungen gestatteten eine Analyse der Grenzsichten der Diskontinuitäten (Siscoe u.a., 1968). Die vorliegende Arbeit wird sich speziell mit den Eigenschaften dieser Grenzsichten beschäftigen.

Um die Struktur einer Grenzsicht deutlich zu machen, wird die "Diskontinuität" um 10:16 in der Abb. 2 noch einmal in voller Zeitauflösung von 4 Feldvektoren pro Sekunde in Abb. 3 gezeigt. Für die Darstellung der Feldkomponenten B(1), B(2) und B(3) wurde ein spezielles Koordinatensystem benutzt, auf das erst später eingegangen wird. In dieser Zeitauflösung kann man nun den genauen Übergang des Feldvektors von einer nahezu konstanten Richtung vor, zu der anderen Richtung hinter der Grenzsicht verfolgen, der sehr kontinuierlich in einigen Sekunden erfolgt. Diese Drehung wird im rechten Teil der Abbildung durch die räumliche Darstellung des Gesamtvektors veranschaulicht.





**Abb. 2:** Interplanetares Magnetfeld in 8-Sekunden Mittelwerten. Die senkrechten Linien kennzeichnen Richtungsdiskontinuitäten des interplanetaren Magnetfeldes.



6. FEB. 1975 (402) 10 UHR

**Abb. 3:** Richtungsdiskontinuität in hoher Zeitauflösung.  
Gezeigt wird die Diskontinuität um 10:16 des Tages 402 (6. Feb. 1975), die auch in Abb. 2 erkennbar war. Die Komponenten  $B(1)$ ,  $B(2)$ ,  $B(3)$  sind in einem Koordinatensystem dargestellt worden, daß  $B(3)$  in die Richtung minimaler Varianz und  $B(1)$  in die Richtung maximaler Varianz des Feldvektors weisen. Rechts wird die Orientierung des Feldvektors  $\underline{B}$  in zeitlicher Abfolge von unten nach oben dargestellt.

Mit dem Aufkommen von verlässlichen Teilchenmessungen des Sonnenwindplasmas konnte die Hypothese erhärtet werden, daß die Richtungsdiskontinuitäten Gebiete verschiedener Plasmazustände voneinander trennen, das heißt, daß sie die Eigenschaften von magnetohydrodynamischen (MHD) Diskontinuitäten besitzen (Turner u. Siscoe, 1971, Martin u.a., 1973, Belcher u. Solodyna, 1975). Die Existenz von MHD-Stoßwellen im Sonnenwind war dagegen schon früh aus indirekten Beobachtungen vorhergesagt worden (Parker, 1963).



## 2.1 Eigenschaften von MHD-Diskontinuitäten

Im folgenden sollen kurz die Eigenschaften der von der MHD-Theorie vorhergesagten Diskontinuitäten zusammengefaßt werden, die auch durch Magnetfeld- und Plasmamessungen ableitbar sind. Wir beschränken uns dabei auf Diskontinuitäten, die mit einer wesentlichen Richtungsänderung des Magnetfeldvektors verbunden sind. Man kann grundsätzlich zwischen Diskontinuitäten unterscheiden, die entweder mit dem Sonnenwind mitgeführt werden oder die eine Relativgeschwindigkeit zum umgebenden Plasma besitzen.

### a) Stationäre Diskontinuitäten

Die Plasmazustände beiderseits der als Trennschicht anzusehenden Diskontinuität müssen über die hydrodynamischen Grundgleichungen und Maxwell-Gleichungen miteinander verknüpft sein. Ferner muß ein Druckgleichgewicht senkrecht zur Diskontinuitätsfläche gefordert werden.

Zwei Diskontinuitätentypen sind hier möglich: die Kontakt- und die Tangentialdiskontinuität.

Die Kontaktdiskontinuität ist bisher nicht im Sonnenwind beobachtet worden.

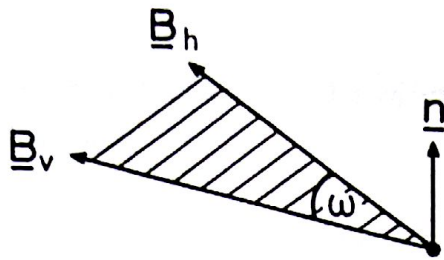
Die Tangentialdiskontinuität hat nun folgende Eigenschaften: Die Feldvektoren vor und hinter der Diskontinuität liegen parallel zur Diskontinuitätsfläche, d.h. die Komponente  $B_n$  des Magnetfeldes in Richtung der Flächennormalen verschwindet (siehe Abb. 4).

Die Richtung der Normalen  $\underline{n}$  ergibt sich dann aus

$$\underline{n} = \underline{B}_v \times \underline{B}_h / |\underline{B}_v \times \underline{B}_h| \quad (2.1),$$

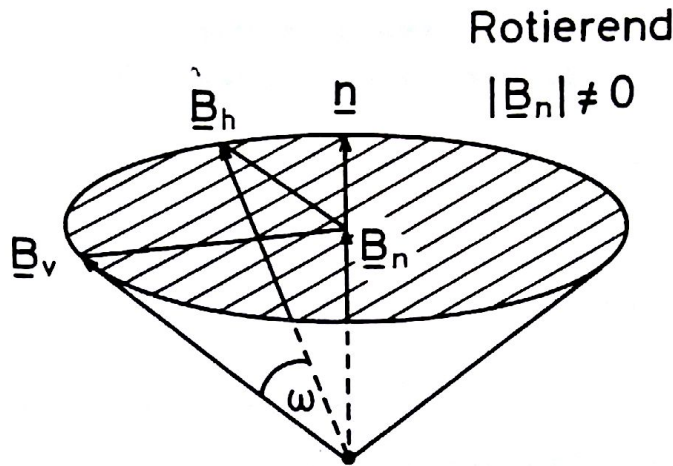
wenn die Indizes v und h die Gebiete vor und hinter der Diskontinuität symbolisieren.

Abb. 4



Tangential  
 $|\underline{B}_n| \approx 0$

Abb. 5



Rotierend  
 $|\underline{B}_n| \neq 0$

Eigenschaften der Richtungsänderung  $\omega$  des Feldvektors an Tangential- (4) und Rotationsdiskontinuitäten (5).

Die Parallelität zur Fläche der Diskontinuität gilt auch für die Massenflußvektoren  $\underline{v}$ ,

$$\underline{n} = \frac{\underline{v}_v \times \underline{v}_h}{|\underline{v}_v \times \underline{v}_h|} , \quad (2.2)$$

denn es gibt keinen Massentransport durch die Trennfläche hindurch, weil die Diskontinuität sich bezüglich des umgebenden Plasmas nicht ausbreitet. (In (2.2) wurde ein mit der Diskontinuität mitgeführtes Koordinatensystem benutzt.)



Weiterhin gilt ein zur Diskontinuitätenfläche senkrecht  
Druckgleichgewicht:

$$\sum_k (p_{k\perp} + B^2/8\pi) \Big|_v^h = 0, \quad (2.3)$$

wobei  $p_{k\perp}$  den Druck der K-ten Teilchensorte bedeutet. Wenn  $B$  sich über die Diskontinuität hinweg ändert, müssen sich die Dichte und die Temperatur des Plasmas so ändern, daß die Konstanz des Drucks gewährleistet bleibt.

(Kontaktdiskontinuitäten, die eine von Null verschiedene Normalkomponente des Magnetfeldes besitzen, werden wahrscheinlich deshalb nicht im Sonnenwind beobachtet, weil sie zu schnell zu breiteren Strukturen zerfließen.)

#### b) Rotationsdiskontinuitäten

Für diesen Typus sind sowohl die Magnetfeldnormale wie auch die Massenflußnormale von Null verschieden; diese Diskontinuitäten breiten sich im Sonnenwindplasma aus.

Für den Fall eines isotropen Plasmas sind die Magnetfeldstärke und die Flußgeschwindigkeit auf beiden Seiten der Diskontinuität gleich; es findet nur eine "Rotation" beider Vektorgößen von einer Richtung vor zu einer anderen Richtung hinter der Diskontinuität statt (siehe Abb. 5).

Wie für die Tangentialdiskontinuität gilt für die Rotationsdiskontinuität das senkrechte Druckgleichgewicht (2.3).

Die Erhaltung des Massenflusses durch die Diskontinuitätenfläche hindurch erfordert, daß die Dichte sich nicht ändert. Weiterhin läßt sich zeigen, daß auch  $|B|$  konstant bleibt, und die Diskontinuität, die einen reinen Richtungssprung im Magnetfeld darstellt, sich mit der Alfvéngeschwindigkeit

$$\underline{v}_A = \frac{\underline{B}}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (\rho : \text{Massendichte}) \quad (2.4)$$

längs der Feldlinien ausbreitet. Aus diesem Grunde wird die Rotationsdiskontinuität auch als "Alfvén-Stoßwelle" bezeichnet.

Für ein anisotropes Plasma wie den Sonnenwind ergeben sich Modifikationen in den Eigenschaften der Rotationsdiskontinuität (Hudson, 1970). So kann beispielsweise  $|\underline{B}_v| \neq |\underline{B}_h|$  sein. Auf die Klasse der Stoßwellen soll an dieser Stelle nicht eingegangen werden, weil sie im Beobachtungsmaterial, das im Kapitel 3 geschildert werden soll, keine Rolle spielen.

Eine wichtige Beziehung, die zur Identifikation von Rotationsdiskontinuitäten herangezogen werden kann, ist die Verknüpfung zwischen der Änderung des Massenfluß- und Magnetfeldvektors  $\underline{v}$  und  $\underline{b}$ , für die bei Rotationsdiskontinuitäten gilt:

$$\underline{v} = \pm (4\pi m_p (n_p + 4n_\alpha))^{1/2} \underline{b} \quad (2.5)$$

Hierin bedeutet  $m_p$  die Protonenmasse,  $n_p$  und  $n_\alpha$  die Anzahldichten der Protonen und Alphateilchen.

Die Ausbreitung einer Rotationsdiskontinuität erfolgt entweder parallel zum mittleren umgebenden Feld oder antiparallel dazu. Bei Parallelausbreitung ist das Vorzeichen in (2.5) positiv, bei Antiparallelausbreitung negativ. Für Tangentialdiskontinuitäten besteht keine solche Beziehung zwischen  $\underline{b}$  und  $\underline{v}$ , d.h. diese Vektoren sind beliebig zueinander orientiert.

Eine weitere Möglichkeit, Rotationsdiskontinuitäten zu identifizieren, besteht darin, das Verhältnis der Energiedichten aus der Massenflußänderung  $\underline{v}$  und der Feldrichtungsänderung  $\underline{b}$  zu untersuchen. Die Gesamtenergiedichte E aus der Summe beider Anteile ist



$$E \equiv E_{\text{mag}} + E_{\text{kin}} = |b|^2/8\pi + \rho |v|^2/2, \quad (2.6)$$

wobei  $\rho$  die Massendichte bedeutet.

Für Rotationsdiskontinuitäten muß nun die Energiedichte auf beide Anteile gleich verteilt sein, d.h.  $E_{\text{mag}} \approx E_{\text{kin}}$ . Stellt man beobachtete Diskontinuitätereignisse in der Parameterebene dar, die durch  $E_{\text{mag}}$  und  $E_{\text{kin}}$  aufgespannt wird, so müssen die Ereignisse, die die Eigenschaften von Rotationsdiskontinuitäten besitzen, auf der Geraden durch den Ursprung mit der Steigung  $\alpha = 45^\circ$  liegen. Tangentialdiskontinuitäten erfüllen wiederum diese Bedingungen nicht, sie können sowohl rein "magnetisch",  $\alpha = 0^\circ$  ( $E_{\text{kin}} = 0$ ), oder rein "kinetisch",  $\alpha = 90^\circ$  ( $E_{\text{mag}} = 0$ ) sein, oder aber einen beliebigen Wert  $\alpha$  zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$  besitzen.

Die Beziehungen (2.5) und (2.6) werden in Kapitel 5 für die Identifizierung von Rotationsdiskontinuitäten herangezogen. Da für das betrachtete Zeitintervall nur teilweise Daten über die Alphateilchen vorlagen, wurde in (2.5) der Einfluß der Alphas vernachlässigt. Dies ist zulässig, weil das mittlere Verhältnis  $n_\alpha/n_p$  im ruhigen Sonnenwind bei 0.05 liegt. Eine Einbeziehung der Alphateilchen würde zu einer geringen Erhöhung des Winkels  $\alpha$  führen.

## 2.2 Auswahlkriterien für Richtungskontinuitäten

Grundsätzlich läßt sich eine Unterscheidung zwischen Rotations- und Tangentialdiskontinuitäten nur treffen, wenn Feld- und Teilchendaten vollständig vorliegen.

Hudson (1970) hat beispielsweise die Forderungen der Theorie über Diskontinuitäten im anisotropen Plasma des Sonnenwindes aufgezeigt, die man an die Daten stellen müßte. Jedoch kann schon durch eine Analyse der Magnetfelddaten in höheren Zeitauflösungen die Art der Richtungsänderung bestimmt werden, das



heißt, die Unterscheidung zwischen Richtungsdiskontinuitäten mit einer erheblichen Normalenkomponente und solchen mit kleiner oder verschwindender Normalenkomponente vorgenommen werden.

Die Art der Analyse der Felddaten, die zur Bestimmung der Diskontinuitätsnormalen führt, wird später geschildert werden. In dieser Arbeit soll nicht versucht werden, den Typus der einzelnen Beobachtungsereignisse im Sinne der MHD-Theorie exakt festzulegen, vielmehr soll vor allem an Hand der Magnetfelddaten eine genaue Charakterisierung der Richtungsänderung erreicht werden. Dazu ist es erforderlich, sich über eine feste Auswahlregel aus der Vielfalt der Felddaten eine Ereignisgesamtheit zusammenzustellen. Diese Auswahlregel oder "Definition" einer Richtungsdiskontinuität, die man rechnerisch auf die Daten anwenden muß, ist nötig, um eine tendenzbehaftete Ereignissammlung zu vermeiden, wie man sie vielleicht durch eine Auswahl mit dem Auge bekommen würde. Um eine Auswahl von klaren Richtungsdiskontinuitäten zu bekommen, wurde in der vorliegenden Untersuchung so vorgegangen:

Ausgehend von über 30 Sekunden gemittelten Magnetfeldvektoren  $\underline{B}_k$  wird fortlaufend der Spreizwinkel zwischen zwei aufeinanderfolgenden Vektoren gebildet:

$$\omega = \arccos \left( \frac{\underline{B}_{k-1} \cdot \underline{B}_k}{|\underline{B}_{k-1}| \cdot |\underline{B}_k|} \right) \quad (2.7)$$

Als Richtungsdiskontinuität wird ein Wertepaar  $\underline{B}_{k-1}, \underline{B}_k$  von 30 Sekunden Mittelwerten bezeichnet, das einen Winkel von größer als  $30^\circ$  bildet. Dies ist eine willkürliche Festlegung, die kleinere Richtungsfluktuationen ausschließt, die aber auch die möglichen Fehler bei den nachfolgenden Analysen kleiner hält. Um dicht beieinander liegende schnelle Richtungsänderungen auszuschließen, wird weiterhin gefordert, daß 1.) die beiden vor und hinter der "Diskontinuität" liegenden Werte  $B_{k-3}, B_{k-2}$  und  $B_{k+1}, B_{k+2}$  selbst einen Spreizwinkel von kleiner als  $15^\circ$  untereinander besitzen und 2.) der Spreizwinkel zwischen den mittleren Feldvektoren vor und hinter der Diskontinuität größer

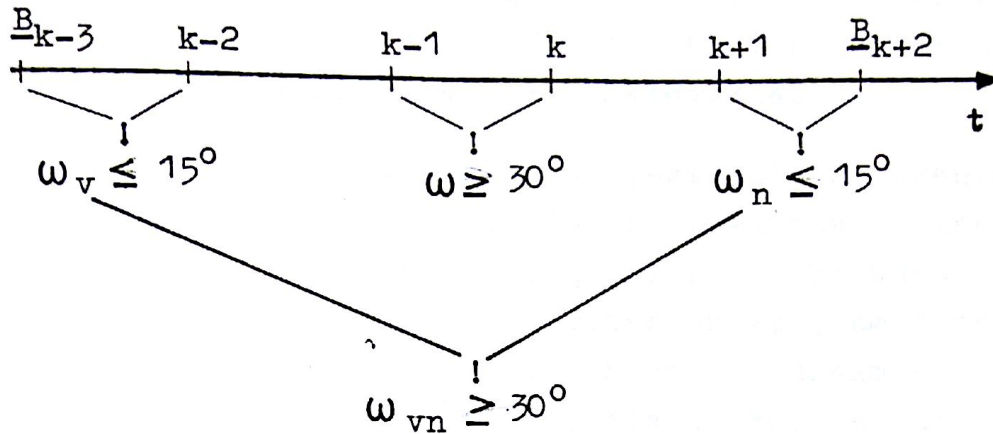


oder gleich  $30^\circ$  beträgt. Diese Auswahlregel ähnelt der, die Burlaga (1969) auf Daten von Pioneer 6 anwendete. Spätere Untersuchungen von Mariani u.a. (1973) und Solodyna u.a. (1977) benutzten ebenfalls ähnliche Prozeduren.

In Abb. 6 ist die Reihe der Forderungen an die Feldvektoren  $\underline{B}$  in der Umgebung der Diskontinuität zwischen  $\underline{B}_{k-1}$  und  $\underline{B}_k$  noch einmal zusammengefaßt. Diese Forderungen schließen sowohl längerdauernde Gradienten des Feldes als auch dicht beieinanderliegende Richtungssprünge aus.

Durch eine gleitende Anwendung aller Kriterien auf die Magnetfelddaten (das Identifikationsintervall der sieben 30-Sekunden-Mittelwerte wird über die Datenpunkte hinweggeschoben) erhält man eine Auswahl von schnellen Richtungsänderungen des interplanetaren Magnetfeldes mit geringen Richtungsschwankungen vor und hinter dem Sprung. Die oben geschilderte Methode soll, wie schon anfangs bemerkt, nicht von vornherein durch eine strikte Auswahlregel, die auch Plasmatdaten benutzt, eine Unterscheidung zwischen Tangential- und Rotationsdiskontinuitäten liefern. Turner und Siscoe (1971) gingen z.B. bei der Vorauswahl nur von Plasmatdaten aus.

Rotierende Ereignisse mußten einen verschwindenden Feld- und Dichtesprung vorgegebener Größe aufweisen. Gleichzeitig mußten bestimmte Beziehungen zwischen Feld- und Plasmaflußrichtung erfüllt sein. Ähnliche strikte, aus der Theorie der MHD-Diskontinuität abgeleitete Forderungen wurden auch an die tangentialen Ereignisse gestellt. Martin u.a. (1973) gingen ebenfalls von kombinierten Plasma- und Felddaten aus und benutzten die Gesamtenergie, die mit Feld- und Geschwindigkeitssprüngen verbunden ist, in einem Auswahlkriterium. Eine andere Stoßrichtung stellen Arbeiten dar, die nicht von Einzelereignissen ausgehen, sondern die statistischen Eigenschaften der Feld- und Plasmafluktuationen der Mikroskala untersuchen. Saka und Kitamura (1976a, 1976b) taten dies mit dem Ziel, den Anteil



$$\cos \omega = \frac{\underline{B}_{k-1} \cdot \underline{B}_k}{(|\underline{B}_{k-1}| \cdot |\underline{B}_k|)}$$

$$\cos \omega_v = \frac{\underline{B}_{k-3} \cdot \underline{B}_{k-2}}{(|\underline{B}_{k-3}| \cdot |\underline{B}_{k-2}|)}$$

$$\cos \omega_n = \frac{\underline{B}_{k+1} \cdot \underline{B}_{k+2}}{(|\underline{B}_{k+1}| \cdot |\underline{B}_{k+2}|)}$$

Einheitsvektoren in Richtung  $(\underline{B}_{k-3} + \underline{B}_{k-2})$  und  $(\underline{B}_{k+1} + \underline{B}_{k+2})$  :

$$\underline{e}_v = \frac{\underline{e}_{k-3} + \underline{e}_{k-2}}{(2 \underline{e}_{k-3} \cdot \underline{e}_{k-2} + 2)^{1/2}}$$

$$\underline{e}_n = \frac{\underline{e}_{k+1} + \underline{e}_{k+2}}{(2 \underline{e}_{k+1} \cdot \underline{e}_{k+2} + 2)^{1/2}}$$

$$\longrightarrow \cos \omega_{vn} = \underline{e}_v \cdot \underline{e}_n$$

Abb. 6: Suchschema für Richtungsdiskontinuitäten.

Bestimmung von Spreizwinkeln  $\omega$  aus den Feldvektoren  $\underline{B}_k$ . Die maximale Richtungsänderung findet zwischen  $k-1$  und  $k$  statt, die Indizes  $v$  und  $n$  kennzeichnen das Gebiet vor und hinter der Diskontinuität.

der Fluktuationen zu bestimmen, die die Eigenschaften von Tangentialdiskontinuitäten zeigen. Belcher (1975) untersuchte dagegen ohne ein vorgegebenes Modell phänomenologisch die Eigenschaften der Fluktuationen der Mikroskala.

Zwischen diesen beiden Extremen liegen die Untersuchungen, die auf die Eigenschaften einzelner Ereignisse eingehen. Smith (1973a, 1973b) und Burlaga u.a. (1977) wählten ihre Ereignisse z.B. nach visuellen Kriterien aus, um danach detaillierte Einzeluntersuchungen an ihnen vorzunehmen. Ziel solcher Einzelanalysen ist es zunächst, die Eigenschaften des Übergangsgebietes der Diskontinuität zu beschreiben. Zwei wesentliche Punkte möchte man aus den Felddaten im allgemeinen erfahren:

die Lage der Diskontinuität im Raum, d.h. die Richtung der Normalen und die Art der Drehung des Feldvektors, d.h. die Größe der Komponente des Feldes in Richtung der Normalen.

Ein wichtiges Hilfsmittel für diese Analyse ist die Varianzmethode, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

### 2.3 Varianzanalyse von Magnetfeldvektormessungen

Vektormessungen an Strukturen des interplanetaren Magnetfeldes und des Erdmagnetfeldes, wie der Magnetopause und Richtungsdiskontinuitäten bieten die Möglichkeit, die Richtung der Normalen zu den als nahezu eben angesehenen Strukturen zu bestimmen. Die Dicke der Übergangsschicht soll klein gegen den Krümmungsradius der Schicht sein. Statt "Übergangsschicht" kann man bei diesen Strukturen auch von "Stromschichten" reden, denn die Gradienten des Magnetfeldes in einzelnen Komponenten, oder mit anderen Worten, die Drehung des Feldvektors, müssen mit Strömen verbunden sein, die in diesen Schichten fließen. Das Magnetometer einer Raumsonde liefert nun Vektormessungen  $\underline{B}(x)$  längs einer Linie durch die Stromschicht, aus denen deren Orientierung im Raum mit folgenden Überlegungen abgeleitet werden kann:



Es wird zunächst angenommen, daß die Stromschicht sich während der Zeit, in der sie über die Raumsonde hinweggeführt wird, nicht ändert. Aus der Divergenzfreiheit des Magnetfeldes  $\nabla \cdot \underline{B} = 0$  folgt, daß die Normalenkomponente  $\underline{B}_n$  bezüglich einer unendlich dünnen Trennschicht über diese Schicht hinweg sich kontinuierlich ändern muß. Das muß auch für eine reale Stromschicht endlicher Dicke gelten, deren Krümmungsradius gegenüber der Dicke sehr groß ist. Alle Feldvektoren, die beim Durchgang durch die Stromschicht gemessen wurden, werden also eine gemeinsame Komponente in Richtung der Schichtnormalen  $\underline{n}$  besitzen. Für eine Messung vor der Schicht  $\underline{B}_v$ , in der Schicht  $\underline{B}_s$  und hinter der Stromschicht  $\underline{B}_h$  muß also gelten:

$$\underline{B}_v \cdot \underline{n} = \underline{B}_s \cdot \underline{n} = \underline{B}_h \cdot \underline{n} .$$

Aus diesem Grunde liegen die Differenzvektoren  $\underline{B}_v - \underline{B}_h$  und  $\underline{B}_v - \underline{B}_s$  parallel zur Schichtfläche und der Normalenvektor ergibt sich aus

$$\underline{n} = \frac{(\underline{B}_v - \underline{B}_h) \times (\underline{B}_v - \underline{B}_s)}{|(\underline{B}_v - \underline{B}_h) \times (\underline{B}_v - \underline{B}_s)|} . \quad (2.8)$$

Um die Fehler bei der Normalenbestimmung so gering wie möglich zu halten, wird man aber nicht von nur drei Messungen ausgehen, sondern den Informationsgehalt aller Vektoren  $\underline{B}_i$  in der Stromschicht und um sie herum benutzen. Sonnerup und Cahill (1967) wandten eine Methode dieser Art zuerst auf Satellitendaten von Durchflügen durch die Magnetopause an, um deren Lage im Raum zu bestimmen. Die Methode besteht darin, daß die mittlere quadratische Abweichung der einzelnen Produkte  $\underline{B}_i \cdot \underline{n}$  vom Produkt des mittleren Feldvektors mit der Normalen  $\underline{\bar{B}} \cdot \underline{n}$  zum Minimum gemacht wird.

Die mittlere quadratische Abweichung von N gemessenen Vektoren  $\underline{B}_i$  ist



$$S^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\underline{B}_i \cdot \underline{n} - \bar{B} \cdot \underline{n})^2, \quad (2.9)$$

wobei

$$\bar{B} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \underline{B}_i \quad \text{und} \quad |\underline{n}| = 1.$$

Es muß also die Richtung bestimmt werden, in der die Varianz der Feldstärke zum Minimum wird, diese Richtung ist dann die Normalenrichtung.

Die Minimierung von (2.9) stellt ein bekanntes Problem der Statistik dar. Es ist gleichbedeutend damit, den kleinsten Eigenwert der Kovarianzmatrix mit den Elementen

$$C_{k,l} = \overline{B_k \cdot B_l} - \bar{B}_k \cdot \bar{B}_l \quad (2.10)$$

zu finden, wobei der erste Ausdruck auf der rechten Seite den Mittelwert über die Komponentenprodukte, der zweite Ausdruck das Produkt der gemittelten Komponenten von  $\underline{B}_i$  und  $\underline{B}_i = (B_1, B_2, B_3)_i$  den  $i$ -ten Meßwert darstellt. Dann zeigt der Eigenvektor  $\underline{e}_3$ , der zu dem kleinsten Eigenwert  $\lambda_3$  des Gleichungssystems (2.10) gehört, in die Richtung minimaler Varianz des Vektors  $\underline{B}_i$ . Die Eigenvektoren  $\underline{e}_1$  und  $\underline{e}_2$  geben entsprechend die Richtungen maximaler und mittlerer Varianz an. Die Methode der Normalenbestimmung (2.8) oder (2.9) versagt jedoch, wenn die Differenzvektoren  $\underline{B}_v - \underline{B}_n$  und  $\underline{B}_v - \underline{B}_s$  kollinear werden. Es läßt sich dann keine eindeutige Richtung

für n mehr finden. Die Varianzanalyse liefert in diesem Fall zwei kleinste Eigenwerte  $\lambda_2, \lambda_3$ , die nahezu gleich sind, d.h. das Varianzellipsoid, das durch die drei Eigenvektoren definiert wird, entartet in ein rotationssymmetrisches Ellipsoid. Um verlässliche Normalenbestimmungen zu bekommen, sollte also gelten:

$$\lambda_2 \geq \lambda_3 \quad . \quad (2.11)$$

### 3. Die Magnetfelddaten für die Makro- und Mikroskala

#### 3.1 Der Meßbereich der Helios-Magnetometer

Die Magnetometer an Bord von Helios 1 und 2 bieten die Möglichkeit, das interplanetare Magnetfeld in einem weiten Frequenzbereich von 0 bis 2200 Hz zu beobachten. Es soll an dieser Stelle auf eine eingehende Beschreibung der Magnetometer verzichtet werden. Die Experimente sind bei Musmann u. Maier (1972), Musmann u.a. (1975) und Dehmel u.a. (1975) nach Meßprinzip und technischer Ausführung ausführlich dargestellt worden.

Das Helios Experiment 2, das Saturationskernmagnetometer ("Förstersonde"), mißt das Magnetfeld vektoriell mit einer Auflösung von ca. 0.2 nT in einem Frequenzbereich von 0 bis 2 Hz. Bei der höchsten Bitrate der Raumsonde bedeutet dies eine Meßrate von 4 Vektoren pro Sekunde. Der höherfrequente Anteil des Magnetfeldes wird von einem Induktionsspulenmagnetometer erfaßt, das im Meßbereich an die Förstersonde anschließt.

In Abb. 7 wird die Frequenzüberdeckung der beiden Magnetometer zusammen mit der radialen Abhängigkeit von drei charakteristischen Frequenzen im Sonnenwind dargestellt. Es sind dies

die Protonenplasmafrequenz  $f_{pi} = \sqrt{\frac{e^2 n_i}{m_i}}$  ,

die Elektronengyrofrequenz  $f_{ce} = \sqrt{\frac{eB}{m_e}}$

und die untere Hybridfrequenz, die für die Verhältnisse des Sonnenwindes sich aus der Protonen- und Elektronengyrofrequenz ergibt:

$$f_{uh} = \sqrt{f_{ce} \cdot f_{ci}} = \frac{m_e}{m_i} \cdot f_{ce} .$$

(Hierin bedeutet  $n_i$  die Teilchendichte der Protonen,  $m_i, e$  die Protonen- bzw. Elektronenmasse,  $e$  die Elementarladung und  $B$  das mittlere Magnetfeld.)



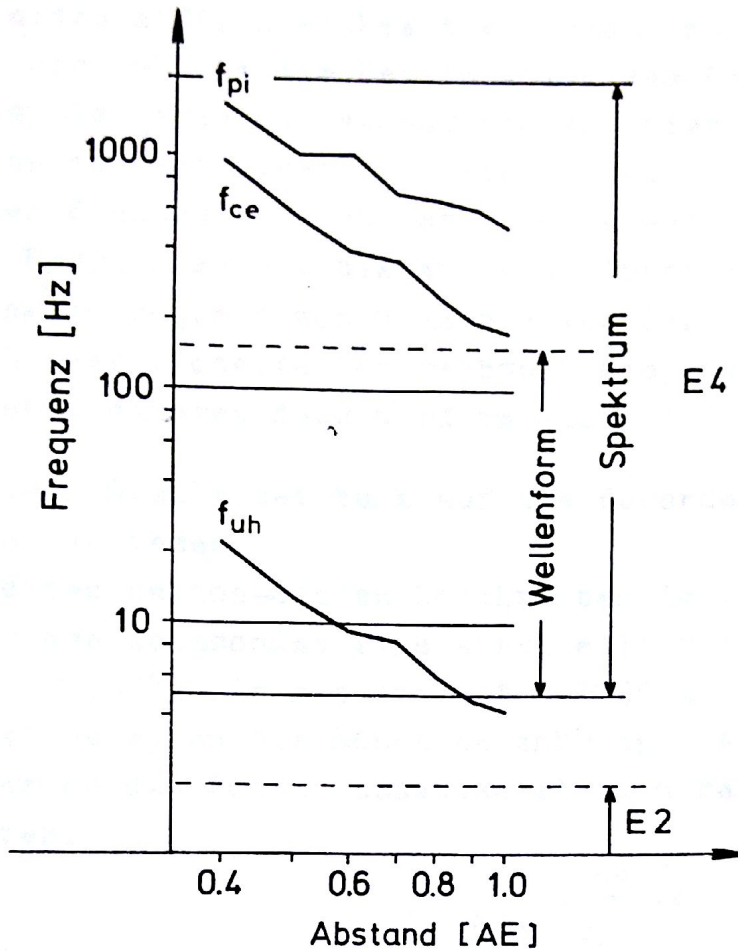


Abb. 7: Verlauf charakteristischer Frequenzen im Sonnenwind und die Frequenzüberdeckung der Helios-Magnetometer.

Die Kurven in der Abbildung stellen den Verlauf dieser Frequenzen im Sonnenwind mit Abhängigkeit vom radialen Abstand von der Sonne dar. Sie wurden aus den Mittelwerten der Feld- und Plasmagrößen über Abstandsintervalle von jeweils 0.1 AE bestimmt, wobei die Daten von Helios 1 aus der ersten Perihelannäherung benutzt wurden.

Die Förstersonde, das Experiment 2, erfasst den niederfrequenten Anteil der Feldfluktuationen, während die Induktionsspule von 4 bis 2200 Hz das Spektrum des interplanetaren Ma-

gnetfeldes mißt. Gleichzeitig besteht noch die Möglichkeit, von 4 bis 150 Hz die Zeitfunktion des Feldes aus den Induktionsspulendaten zu rekonstruieren. Dies geschieht im sogenannten Wellenformteil des Experimentes 4. Man sieht also, daß der Frequenzbereich der Whistlerwellen-Mode von der unteren Hybridfrequenz bis zu ihrem Abschneiden bei der Elektronen gyrofrequenz von 1 AE bis zum Perihel von Helios bei 0.3 AE (gestrichelte senkrechte Linie) immer beobachtet werden kann. Näheres dazu wird im Kapitel 7 gesagt werden.

An dieser Stelle sei kurz auf die Besonderheiten der Helios-Bahn hingewiesen.

Die beiden Helios-Sonden beschreiben im Vergleich zu allen bisherigen Raumsonden eine stark elliptische Bahn (Exzentrizität 0.53), die sie bis auf 0.3095 AE (Helios 1) bzw. 0.29 AE (Helios 2) an die Sonne heranbringt. Abb. 8 zeigt die Bahnen der beiden Sonden zusammen mit den Bahnen der inneren Planeten.

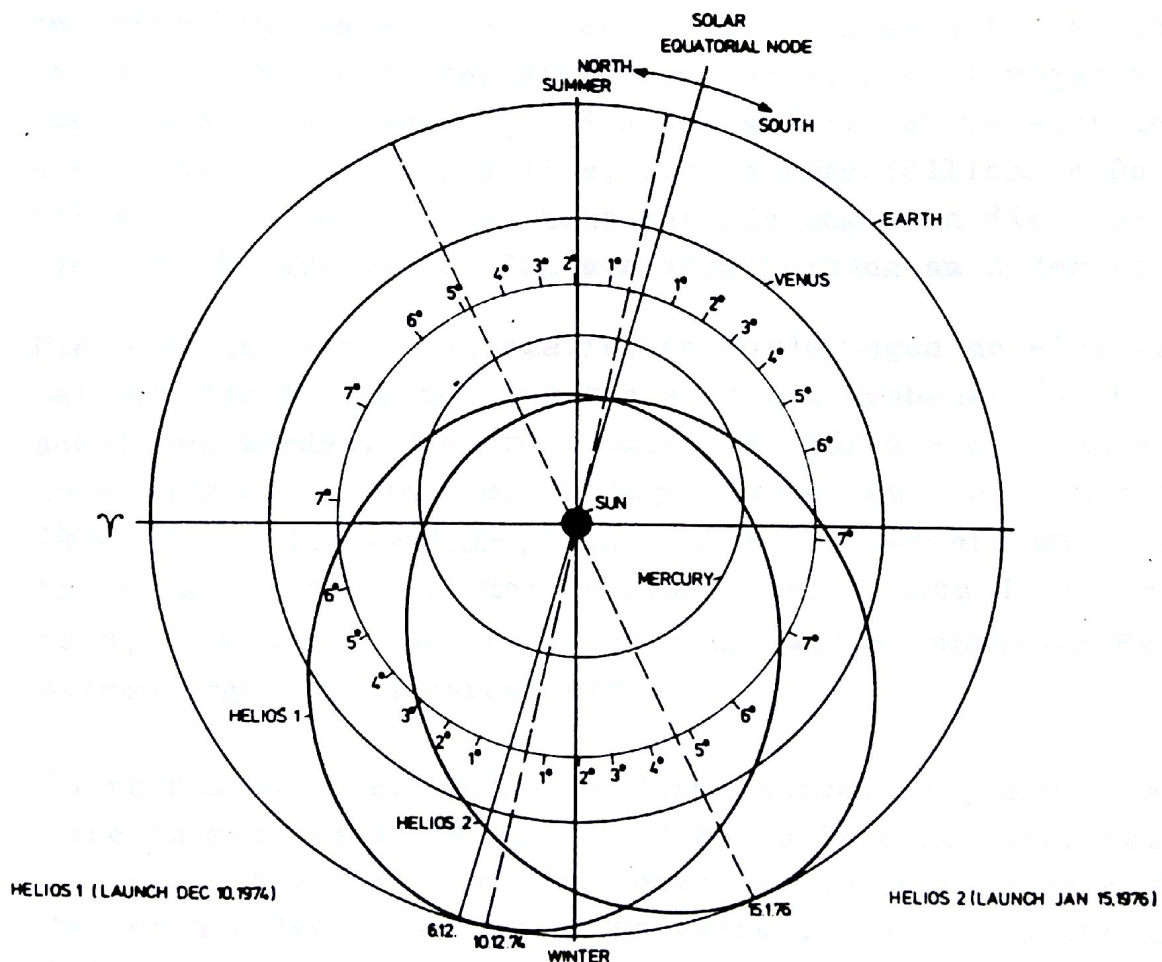


Abb. 8: Bahnen der Raumsonden Helios 1 und 2.



Die Umlaufzeiten liegen bei ca. 190 Tagen für Helios 1 und 185 Tagen bei Helios 2. Man sieht also, daß im Vergleich zu anderen Raumsonden ein weiter radialer und azimuthaler Bereich im interplanetaren Raum in relativ kurzer Zeit sondiert wird. Die zeitlich veränderlichen Phänomene der Makroskala des Sonnenwindes, wie z.B. die schnellen Plasmaströme, können so besser verfolgt werden als von Raumsonden mit einer erdähnlichen Umlaufbahn.

### 3.2 Verarbeitung der rohen Magnetometerdaten

Die Rohdaten beider Experimente liegen in Form digitaler Magnetbänder, den sogenannten "Experimenter's Data Records" (EDR), vor.

Es ist die Aufgabe eines Programmsystems, diese Rohdaten, die möglicherweise Fehler enthalten, in physikalische Meßgrößen umzuwandeln und in zeitlicher Reihenfolge auf ein Ausgabeband zu schreiben. Es soll an dieser Stelle nicht auf die Einzelheiten und Methoden der Rohdatenverarbeitung eingegangen werden. Es sei nur bemerkt, daß die Vielfalt der Telemetriezustände des Satelliten Helios, d.h. unterschiedlichste Datenflüsse und Datenformate, hohe Anforderungen an die Organisation der Programme der Rohdatenverarbeitung am Boden stellt.

Die physikalischen mathematischen Forderungen an eine Verarbeitung der Förstersondendaten sind bei Neubauer (1974) beschrieben worden. Die Programmsysteme für die Grunddatenverarbeitung der beiden Helios-Magnetometer wurden in den Jahren 1974/75 von P. Biethahn, H.H. Lange, E. Lammers und dem Autor entwickelt und in der folgenden Zeit durch H.-J. Beinroth, H. Ruprecht und P. Volkmer mit weiterführenden Systemen ergänzt und verbessert.

Da es das Ziel der Förstersondenmessungen ist, das interplanetare Magnetfeld auf etwa 0.3 nT genau in allen drei Raumrichtungen zu bestimmen, müssen verschiedene systematische Meßfehler aus den Daten beseitigt werden. Die drei wichtigsten Fehler sind:



1. die der Förstersonde eigene Nullpunktsdrift der Sensoren,
2. die Schiefstellung des Sensortripels gegen ein ideales Koordinatensystem (siehe Abb. 9),
3. ein zeitlich langsam veränderliches Störfeld des Raumfahrzeuges selbst.

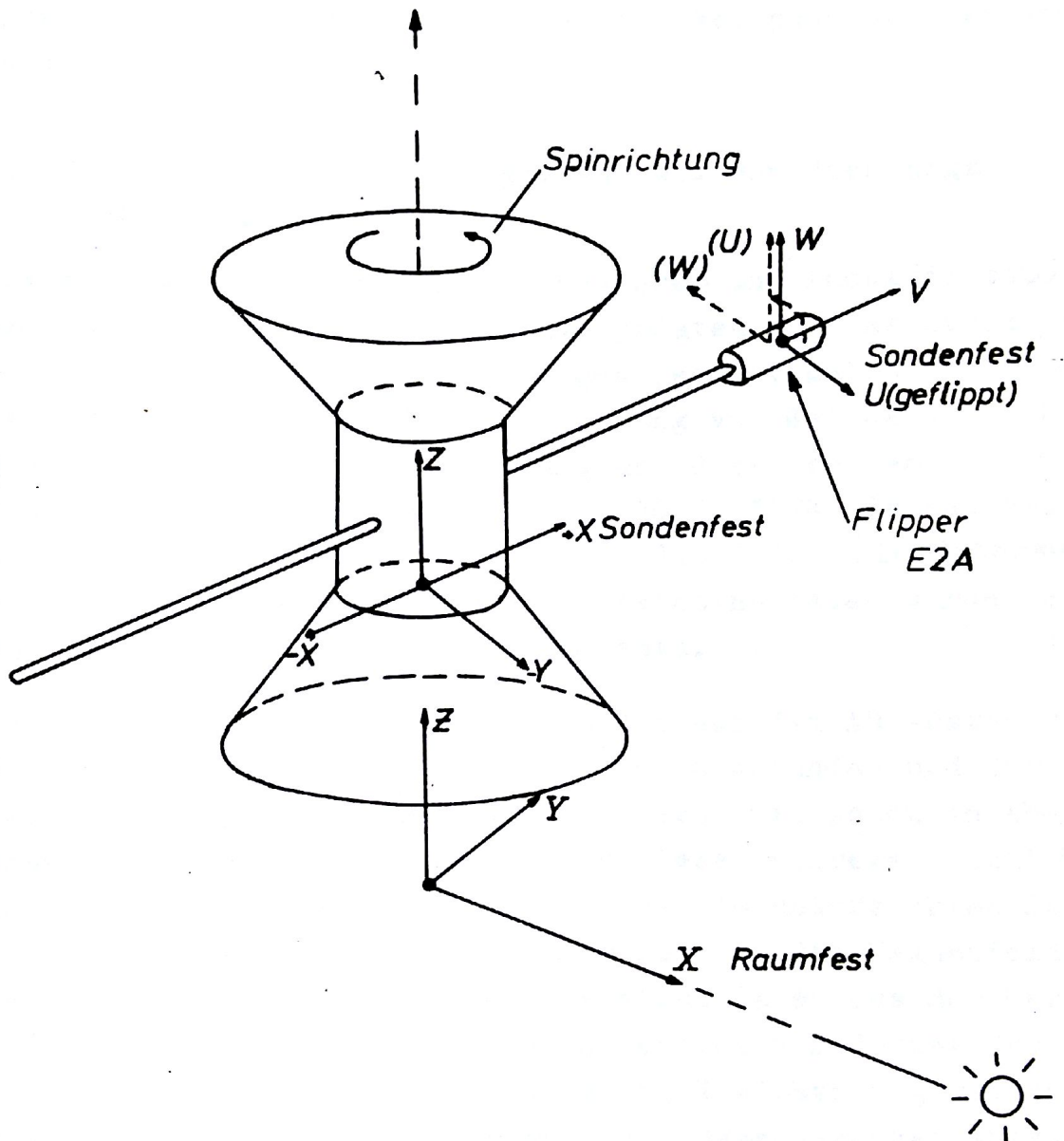


Abb. 9: Anordnung des Förstersondenmagnetometers auf Helios. Aus den mit dem Sondenspin und einer Schiefstellung der Sensorachsen behafteten Daten wird der Feldvektor im raumfesten Koordinatensystem (solar-ekliptisches System) bestimmt.

Alle drei Meßfehler können mit Hilfe der Daten selbst behoben werden. Bei der Bestimmung der Sensordriften und des Satellitenstörfeldes hilft ein Drehmechanismus, der zwei zusammenhängende Sensorkomponenten um  $90^\circ$  drehen kann (siehe Abb. 9), so daß die zur Drehachse des rotierenden Satelliten parallele Komponente ausgetauscht wird. Eine Analyse der durch den Spin des Satelliten modulierten Meßsignale der Sensoren in der Drehebene kann dann die Nullpunktsablage der Sensoren liefern.

### 3.3 Datenmaterial für die Untersuchung von Richtungs- diskontinuitäten

Die Analysebänder des Saturationskern- und Induktionsspulenmagnetometers bildeten die Ausgangsdaten für das Zusammenstellen einer Ereignisdatei. Wegen der optimalen Datenüberdeckung während der ersten Annäherung von Helios 1 und 2 an die Sonne wurde die Untersuchung auf diese beiden Intervalle beschränkt, d.h. bei Helios 1 vom 10.12.1974 bis ca. 15.3.1975 und bei Helios 2 vom 15.1.1976 bis 1.4.1976. Die Untersuchungen der Feinstrukturen der Diskontinuitäten wurde jedoch nur an Daten von Helios 1 vorgenommen.

Die Richtungsdiskontinuitäten wurden aus den ADR-Daten mit Hilfe des Auswahlkriteriums der Abb. 6 gefunden und fortlaufend in einer Ereignisdatei notiert. Wie schon in Abschnitt 2.2 bemerkt wurde, stellt diese Suchregel nicht sicher, daß alle Plasmadiskontinuitäten im untersuchten Zeitintervall gefunden werden. Da sie nur von den Magnetfelddaten ausgeht, werden nur die Diskontinuitäten aus der Gesamtheit ausgewählt, die mit einer erheblichen Änderung der magnetischen Feldrichtung verbunden sind. Gleichzeitig werden dicht benachbarte Paare und langsame Richtungsänderungen ausgeschlossen. Die Ereignisgesamtheit wird sicherlich anders ausfallen, wenn gleichzeitig andere Plasmaparameter, wie der Massenflußvektor, zur Auswahl mit hinzugenommen werden. Wie



wir später sehen werden, zeigen die aus reinen Felddaten gefundenen Diskontinuitäten sehr ähnliche Eigenschaften wie jene, die aus einer kombinierten Analyse von Teilchen und Felddaten stammen (z.B. Martin u.a., 1973 und Solodyna u.a., 1977).

Wie aus Abb. 6 ersichtlich ist, geht der Suchalgorithmus von gemittelten Originaldaten aus und fordert eine untere Grenze für die Richtungsänderung des Feldes. Um den Einfluß der Wahl dieser beiden Parameter auf die Ereignisgesamtheit zu überprüfen, wurden bei Helios 1 zwei Suchdurchläufe gemacht. Einmal ausgehend von 30s Mittelwerten für einen minimalen Spreizwinkel  $\omega_{\min}$  von  $30^\circ$  ( $\omega$  stellt den Winkel zwischen dem Feldvektor vor und hinter der Diskontinuität dar) und zum anderen für 16s Mittelwerte und  $\omega_{\min} = 15^\circ$ . Das Ergebnis waren bei Helios 1 ca. 3.500 Ereignisse für den Fall  $\omega_{\min} = 30^\circ$  und 30s Mittelungszeit und ca. 9.000 Ereignisse für  $\omega_{\min} = 15^\circ$  und 16s Mittelungszeit.

In einem zweiten Schritt wurden nun gewisse Parameter, die das Verhalten der höherfrequenten Feldfluktuationen an den Stromschichten beschreiben, für jedes Ereignis der Datei  $\omega_{\min} = 30^\circ$ , 30s Mittelung aus den Induktionsspulendaten bestimmt und in der Datei notiert. Diese Größen werden in Kapitel 7 beschrieben. Außerdem wurden Messungen des Flußvektors, der Dichte und der Temperatur der Protonenkomponente des Sonnenwindes vor und hinter der Diskontinuität zu den übrigen Dateneintragungen kopiert. Die Plasmadaten des Helios-Experimentes 1 wurden dem Institut für Geophysik und Meteorologie freundlicherweise vom Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik in Garching zur Verfügung gestellt.

In einem dritten, letzten Schritt wurden alle Ereignisse einer detaillierten Analyse unterzogen, die von den originalen, ungemittelten Daten ausging. Sie bestand aus einer Varianzanalyse der Stromschicht, wie sie im Abschnitt 2.3 beschrie-



ben wurde. Um nur die Eigenschaft des eigentlichen Übergangsgebietes, d.h. des Gebietes maximaler Richtungsänderung des Feldvektors (siehe Abb. 4) zu erhalten, muß die Varianzanalyse auf dieses Gebiet beschränkt bleiben, denn Richtungsfluktuationen in der Umgebung der Stromschicht verfälschen die Ergebnisse der Analyse.

Beginn und Ende der maximalen Richtungsänderung wurde zunächst durch einen Suchalgorithmus aus den Daten bestimmt und danach die Varianzanalyse auf dieses Intervall angewendet. Das Ergebnis der Analyse und das von der automatischen Prozedur ausgewählte Datenintervall wurde sofort in grafischer Form auf einem Sichtschirm dargestellt, so daß eine Kontrolle und Korrektur des Analyseintervalls möglich war. Dieses Verfahren hatte außerdem den Vorteil, das Auswahlverfahren der Ereignisse überprüfen zu können und eventuelle Datenfehler zu erkennen. Ein wichtiges Resultat dieser letzten Durchmusterung war, neben anderen Parametern, die in Kapitel 6 beschrieben werden, die Festlegung der Normalen zur Stromschicht. Alle Ergebnisse gelangten wiederum in die zentrale Ereignisdatei. In Abb. 10 sind die drei Schritte der Erzeugung der Diskontinuitätsdatei noch einmal schematisch dargestellt.

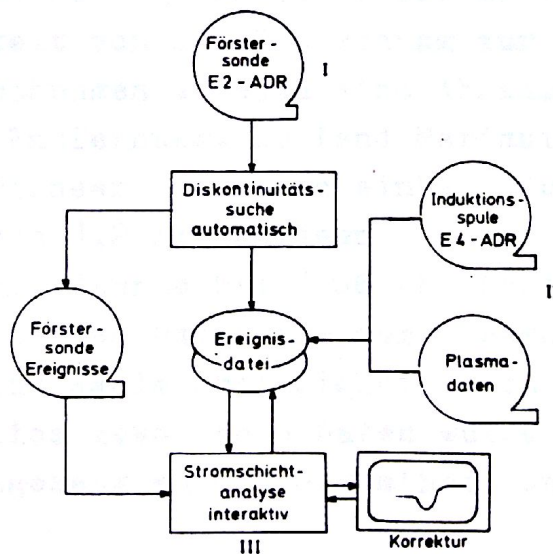


Abb. 10: Erzeugung der Ereignisdatei.

#### 4. Verteilung von Richtungsdiskontinuitäten im Sonnenwind

Die kontinuierliche Datenüberdeckung bei Helios 1 und 2 während der ersten Missionsphase vom Start bis zur ersten Radioakkultation gestattet eine nahezu lückenlose Untersuchung darüber, wo und unter welchen Bedingungen Diskontinuitäten auftreten. Insbesondere die Frage der Abhängigkeit der Häufigkeit des Auftretens vom Abstand zur Sonne und von der Dynamik des Sonnenwindplasmas kann gut untersucht werden. Frühere Kontroversen (siehe z.B. Burlaga, 1971b, Belcher und Solodyna, 1975) über die Häufigkeit von Diskontinuitäten und die Prozentsätze von Rotations- zu Tangentialdiskontinuitäten scheinen wohl hauptsächlich von der Beschränktheit der Ereignisgesamtheiten herzurühren, die auch noch zu Zeiten unterschiedlicher Sonnenwinddynamik gemessen worden waren. Diese Vermutung, die u.a. von Turner (1973), Martin u.a. (1973), Belcher u. Solodyna (1975) und Solodyna u.a. (1977) ausgesprochen wurde, kann hier voll bestätigt und durch die vollständige Analyse eines langen Zeitraumes mit den verschiedensten Sonnenwindzuständen auf eine sichere Grundlage gestellt werden.

##### 4.1 Häufigkeit des Auftretens von Richtungsdiskontinuitäten (Radialabhängigkeit)

Die Bahn von Helios legt nahe, in der Ereignisgesamtheit nach einer Abhängigkeit von der Entfernung zur Sonne zu suchen. Frühere Untersuchungen ergaben eine Abnahme der Häufigkeit mit wachsender Entfernung. So fand Mariani (1973) aus Daten der Raumsonde Pioneer 8 eine scheinbare Zunahme der stündlichen Zählrate von 1.2 Ereignissen bei 1.0 AE auf ca. 2.2 Diskontinuitäten pro Stunde bei 1.06 AE. Behannon (1976) leitete aus Untersuchungen an Daten aus dem inneren Sonnensystem (Mariner 10) eine Radialabhängigkeit nach  $1.25 \cdot r^{-1.28}$  ab. Bei den aus Helios gewonnenen Daten wurde nicht versucht, ein bestes Abstandsgesetz an die Gesamtheit anzupassen, weil, wie



weiter unten gezeigt wird, die Sonnenwinddynamik einen entscheidenden Einfluß auf die Ereignisrate hat. In Tabelle 1 wird lediglich die mittlere Häufigkeit pro Stunde über verschiedene Entfernungsbereiche dargestellt.

R [AE]	H E L I O S 1		H E L I O S 2
	$\omega \geq 15^\circ$ T = 16s	$\omega \geq 30^\circ$ T = 30s	$\omega \geq 30^\circ$ T = 30s
1. - 0.9	4.1	1.4	1.2
0.9 - 0.8	3.6	1.3	1.2
0.8 - 0.7	4.2	1.4	2.2
0.7 - 0.6	5.2	2.3	1.0
0.6 - 0.5	6.5	0.9	1.2
0.5 - 0.4	6.3	1.5	1.8
0.4 - 0.3	6.5	2.4	2.6

Tabelle 1: Mittlere Häufigkeiten von Richtungsdiskontinuitäten pro Stunde (mit Korrektur der Zählrate)

Durch die Besonderheit der Heliosbahn ist für eine solche Statistik eine Korrektur der Zählrate notwendig. Die Winkelgeschwindigkeit  $\varphi_H$  der Sonde ist nämlich (bei den vorliegenden Bahnparametern für Helios 1) mit



$$\varphi_H = 2.95 \cdot 10^9 \cdot \frac{1}{r^2} \left[ \frac{1}{s} \right] \quad (r \text{ in km})$$

von der Entfernung  $r$  abhängig. Das heißt, die Winkelgeschwindigkeit liegt zwischen

$$1.47 \cdot 10^{-6} \gtrsim \varphi_H \gtrsim 1.33 \cdot 10^{-7} \quad [1/s]$$

$$\text{für} \quad 4.48 \cdot 10^7 \gtrsim r_H \gtrsim 14.9 \cdot 10^7 \quad [\text{km}] .$$

Im Perihel erreicht Helios die Bahngeschwindigkeit von 66 [km/s]. Vergleicht man den Wert von  $\varphi_H = 1.47 \cdot 10^{-6}$  mit der Winkelgeschwindigkeit einer mittleren Sonnenrotation von 27.2 Tagen,  $\varphi_S = 2.64 \cdot 10^{-6} [1/s]$ , so sieht man, daß die "Azimutalgeschwindigkeit" von Helios in die Größenordnung der "Azimutalgeschwindigkeit" der an die Sonnenrotation gebundenen Magnetfeldstruktur des interplanetaren Raumes gelangt. Geht man davon aus, daß die Richtungsdiskontinuitäten bezüglich dieser Rotation stationäre Strukturen sind, muß eine dem Verhältnis von  $\varphi_S$  zu  $\varphi_H$  proportionale Korrektur vorgenommen werden. In Sonnennähe hält sich die Raumsonde länger im gleichen Volumenelement des interplanetaren Magnetfeldes auf, beobachtet also, bei gleicher Ereignishäufigkeit wie bei 1 AE, weniger Diskontinuitäten. So wurde bei der Ermittlung der mittleren stündlichen Häufigkeiten der Korrekturfaktor

$$\begin{aligned} Z &= 1. / (1. - \varphi_H / \varphi_S) \\ &= 1. / (1. - 0.0503/r^2) \quad (r \text{ in AE}) \end{aligned}$$

angewendet, der jedoch streng nur für feldparallele Diskontinuitätsflächen gültig ist.

In Tabelle 1 werden die Ergebnisse einer Statistik für Helios 1 und 2 aufgeführt. Bei Helios 1 liegen zwei Ereignisgesamtheiten vor, die aus Durchmusterungen der Daten mit ver-

schiedenen Parametern der Suchprozedur (siehe Abb. 6) entstanden. Ein Suchlauf ging von einer Mittelungsdauer von  $T = 30$  sec aus und schrieb eine minimale Richtungsänderung  $\omega$  von  $30^\circ$  vor, der andere Durchlauf hatte  $\omega = 15^\circ$  und  $T = 16$  sec als Parameter. Für ein Entfernungsintervall von jeweils  $0.1$  AE sind die mittleren stündlichen Ereignishäufigkeiten angegeben, die bereits mit der oben geschilderten Korrektur versehen wurden. Auffällig beim Vergleich der Statistik für Helios 1 ist zunächst, daß durch die Beschränkung auf klar ausgeprägte Diskontinuitäten mit  $\omega \geq 30^\circ$  ein relativ großer Anteil von Richtungssprüngen nicht erfaßt wird. Die kürzere Mittelungslänge von  $16$  sec im Falle  $\omega \geq 15^\circ$  trägt außerdem dazu bei, daß eine Anzahl dichter beieinanderliegender Diskontinuitäten zusätzlich erfaßt wird. Die Abhängigkeit der Zählrate von der Entfernung wird jedoch von der willkürlichen Wahl der beiden Parameter nicht wesentlich beeinflusst, wie die Tabelle zeigt. Alle drei Statistiken zeigen eine leichte Abnahme der stündlichen Ereignishäufigkeit im Intervall von  $0.7$  AE, die zwischen  $35$  und  $53\%$  liegt. Diese Abnahmerate ist niedriger, als Behannon (1976) und Lepping u. Behannon (1977) aus Daten von Mariner 10 zwischen  $1$  und  $0.46$  AE ermittelte. Tsurutani u. Smith (1979) fanden aus Messungen von Pioneer 10 und 11 im äußeren Sonnensystem ( $1 - 8$  AE) eine Abnahme von ca.  $25\%$  auf  $1$  AE. Trotz der Unterschiedlichkeit des ermittelten Gradienten lassen auch die Ergebnisse aus Daten von Helios 1 und 2 auf eine höhere Ereignishäufigkeit von Richtungskontinuitäten in größerer Sonnennähe schließen.

Mariani (1973) wies darauf hin, daß eine gewisse Abhängigkeit der Zählrate von der heliographischen Breite bestehen kann. Dies mag bei den unterschiedlichen Bahnen der Raumsonden einen Teil der Diskrepanzen zwischen den Statistiken erklären. Bei Helios wurde nicht versucht, diese Abhängigkeit nachzuprüfen, weil bei Annäherung der Sonden an die Sonne der Breitenbereich von  $0^\circ$  bis  $-7^\circ$  lediglich einmal durchlaufen wird und sich eine andere Abhängigkeit der Zählrate als nahezu dominierend er-



wies. Es ist dies die Abhängigkeit der Häufigkeit von der Sonnenwinddynamik. Diese Abhängigkeit wird auch einen großen Teil der Unterschiedlichkeiten der oben zitierten Analysen erklären.

An Hand der Abb. 11 wird die große Veränderlichkeit der über einen Tag gemittelten stündlichen Ereignisse deutlich. Für die gesamten Analysezeiträume bei Helios 1 ist die Ereignisrate über der Entfernung von der Sonne in AE aufgetragen.

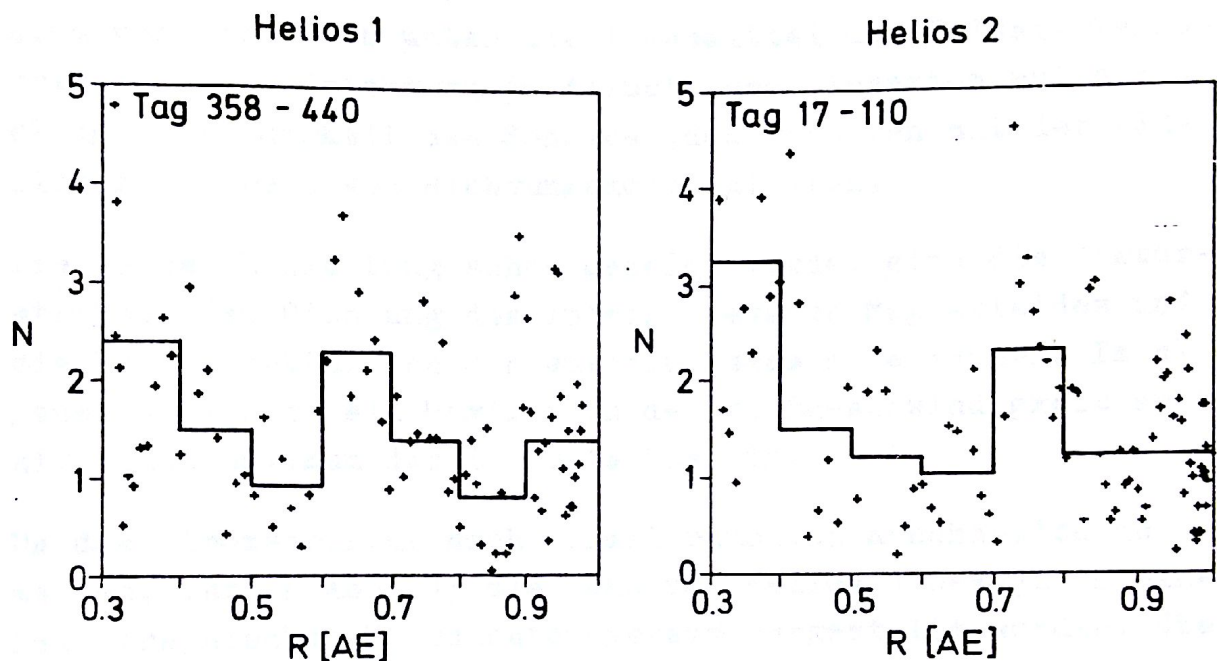


Abb. 11: Mittlere stündliche Ereignishäufigkeiten von Richtungsdiskontinuitäten in Abhängigkeit vom Sonnenabstand R in astronomischen Einheiten.

Ein Punkt steht jeweils für die mittlere stündliche Zählrate an einem Tag. Die eingezeichnete Treppenkurve stellt die Werte aus Tabelle 1 dar. Man sieht, daß dem allgemeinen Trend starke Fluktuationen überlagert sind. Der nächste Abschnitt beschäftigt sich mit einer genaueren Analyse dieser Schwankungen.

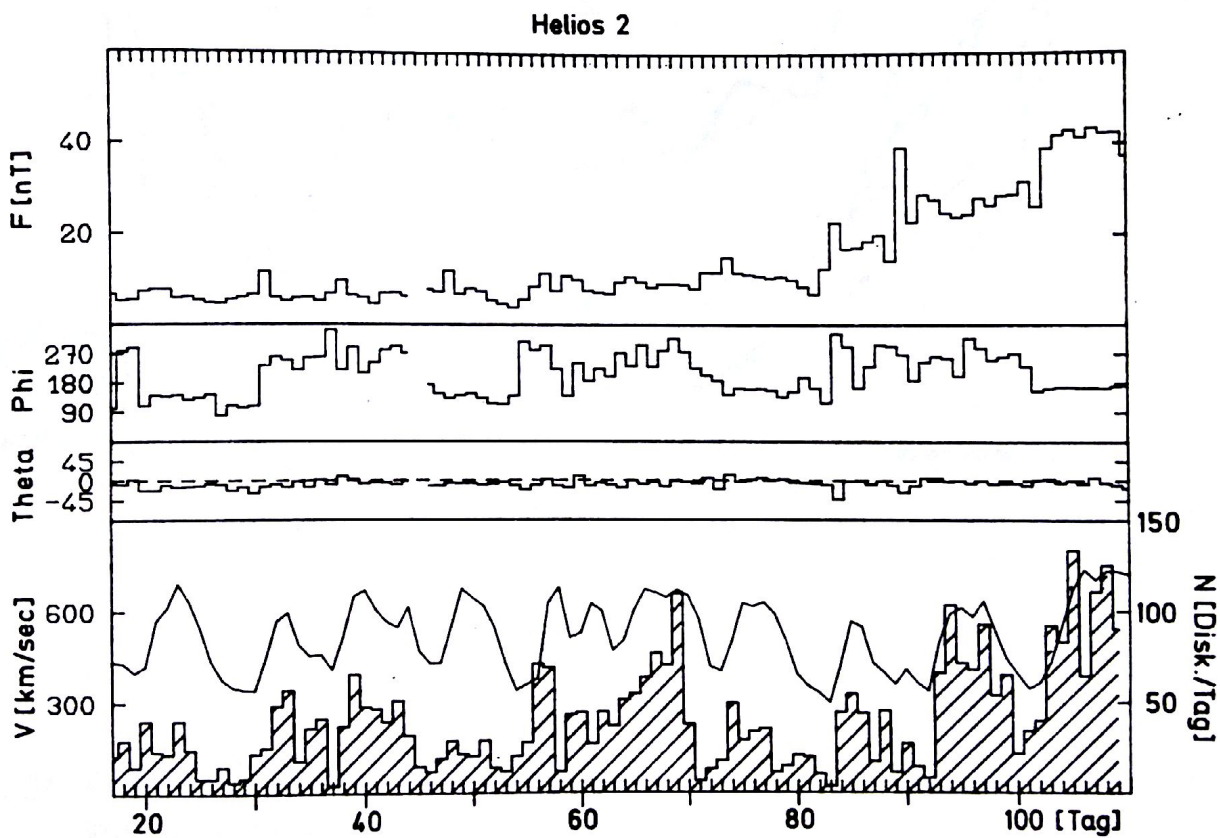
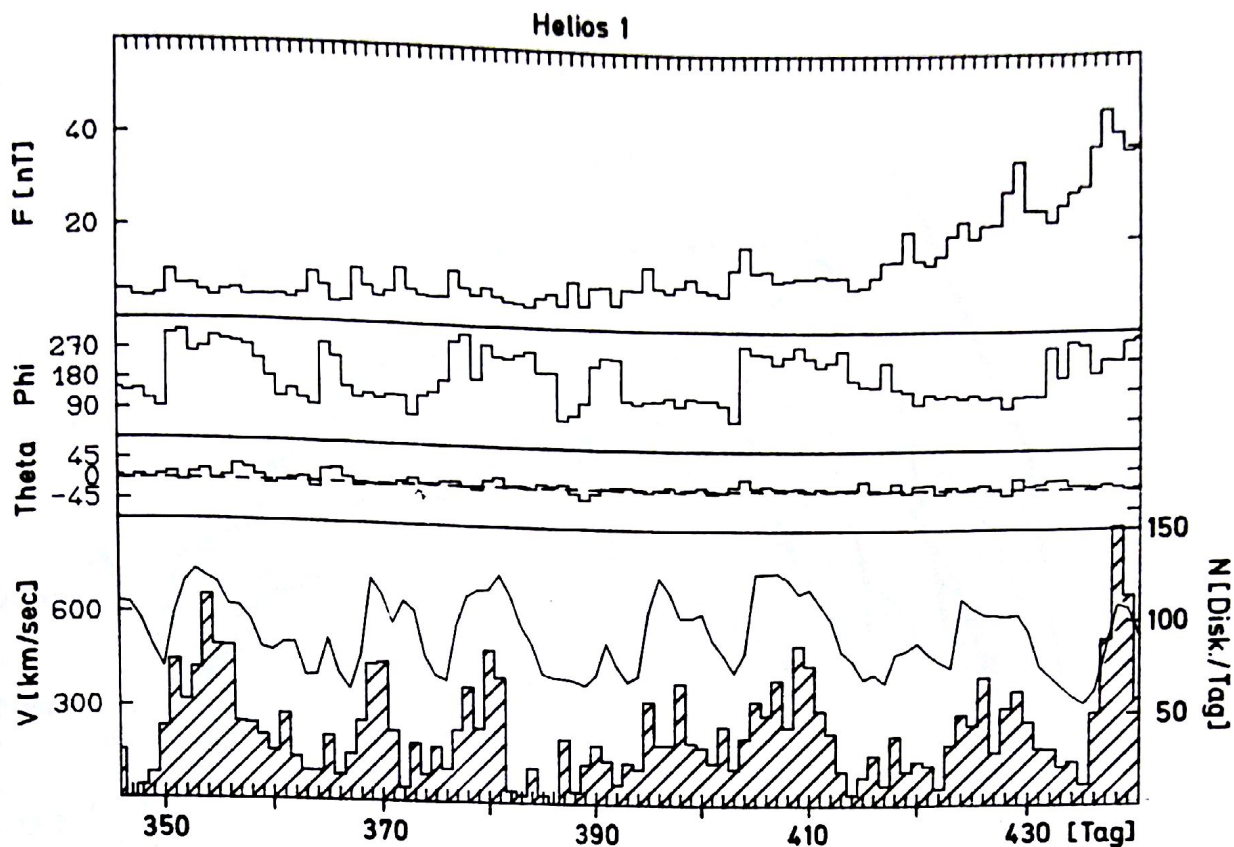


#### 4.2 Abhängigkeit der Ereignishäufigkeit von der Sonnenwinddynamik

Die Existenz von Gebieten erhöhter Plasmaflußgeschwindigkeit, den sogenannten Hochgeschwindigkeitsströmen im Sonnenwind, legt die Vermutung nahe, daß hier und besonders an den Grenzen zum langsamer wehenden Sonnenwind, Quellen von Diskontinuitäten liegen könnten. Die positive Korrelation der Zählrate und der Sonnengeschwindigkeit wird sofort an der Abbildung 12 deutlich, die das gesamte Analysenintervall von Helios 1 und 2 in Feld- und Plasmadaten zeigen. Aufgetragen sind von oben nach unten die Tagesmittel des Feldstärkenbeitrages, der Feldrichtung in Azimut und Elevation und die Flußgeschwindigkeit des Sonnenwindes zusammen mit der täglichen Zählrate von Richtungskontinuitäten.

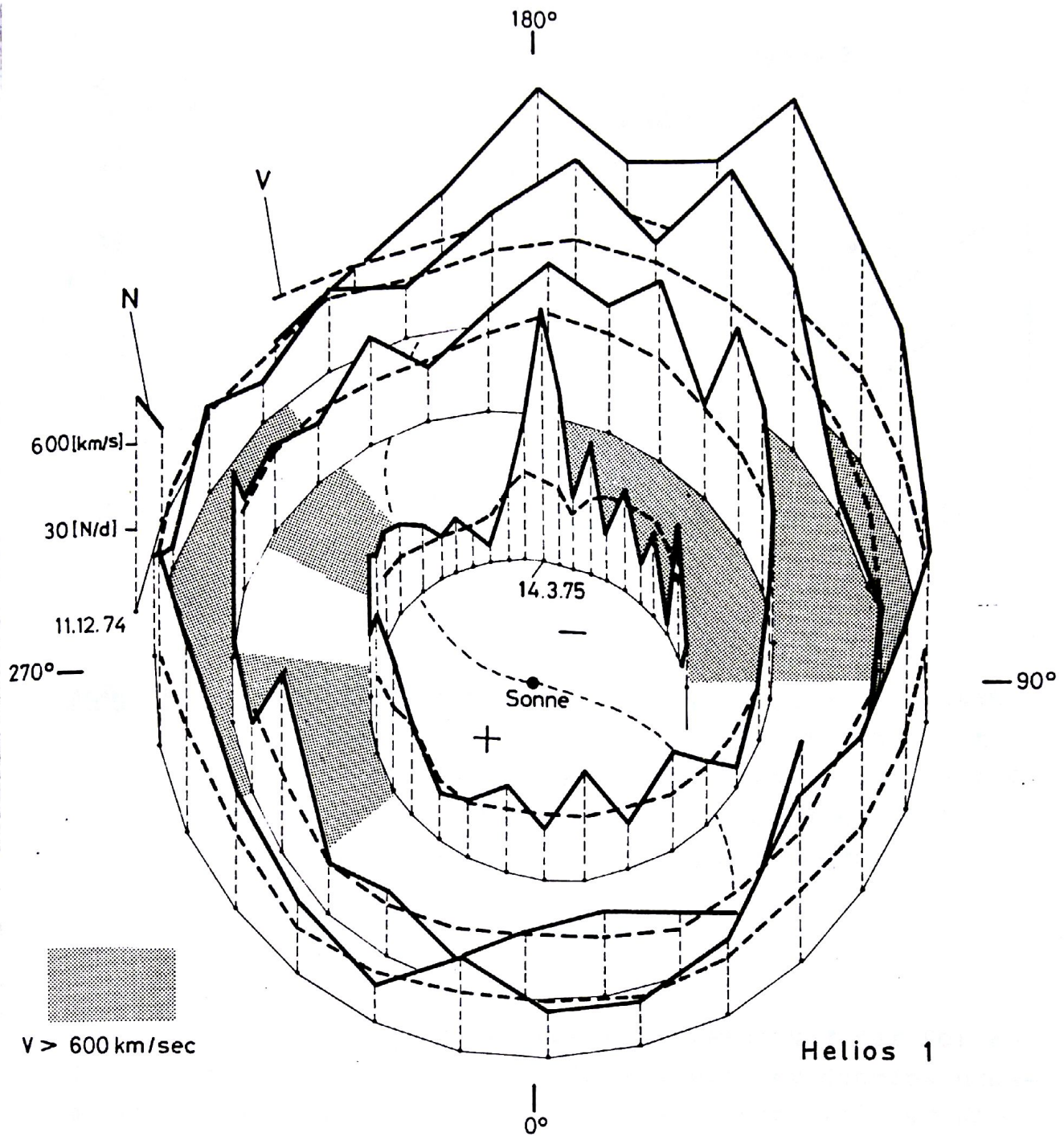
Wie in der Einleitung schon gezeigt wurde, sind die Sektorstruktur der Richtung des interplanetaren Magnetfeldes und die Stromstruktur des Sonnenwindplasmas zu erkennen. Im allgemeinen stimmt ein Maximum in der Flußgeschwindigkeit auch mit einem Maximum der Zählrate überein.

Um die Stromstruktur noch einmal räumlich anschaulich zu machen, ist in Abb. 13 die Bahn von Helios 1 bezüglich eines heliographischen Koordinatensystems dargestellt worden. Über dieser Bahn sind wieder die Tagesmittel der Sonnenwindgeschwindigkeit und die täglichen Zählraten von Richtungskontinuitäten aufgetragen und durch eine gestrichelte bzw. durchgezogene Linie verbunden worden. Die Schraffur macht die Gebiete deutlich, in denen die Sonnenwindgeschwindigkeit größer als 600 km/sec ist. Man sieht in dieser Darstellung sofort, daß die in zeitlicher Reihenfolge beobachteten Ströme ihren Ursprung in verschiedenen wohldefinierten Quellregionen der Sonnenkorona haben und ihrerseits Quellgebiete für Richtungskontinuitäten zu sein scheinen.



**Abb. 12:** Tagesmittel des Magnetfeldes, der Sonnenwindgeschwindigkeit und der Ereignishäufigkeit von Richtungsdiskontinuitäten (schraffiert) während der ersten Perihelannäherung von 1 AE bis 0.3 AE.





**Abb. 13:** Darstellung der Ereignishäufigkeit von Richtungsdis-  
kontinuitäten pro Tag (durchgezogene Linie) und der  
Sonnenwindgeschwindigkeit (gestrichelt) in einem auf  
die Sonnenoberfläche bezogenen Koordinatensystem. Die  
gestrichelte Linie, mit +,- gekennzeichnet, gibt  
stark vereinfacht die ungefähre Lage einer Sektorgrenze  
des interplanetaren Magnetfeldes an.



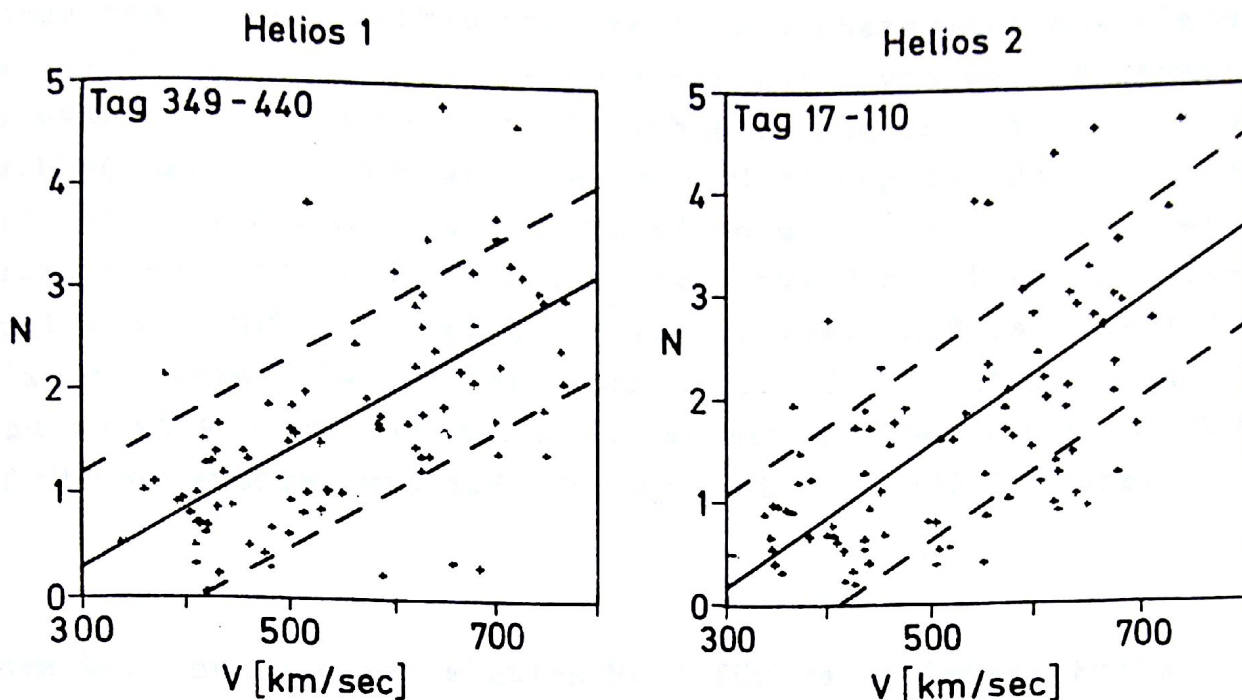


Abb. 14: Ereignishäufigkeit von Richtungsdiskontinuitäten pro Stunde gemittelt über einen Tag in Abhängigkeit von der Sonnenwindgeschwindigkeit für Helios 1 und 2 von 1 - 0.3 AE. Eingezeichnet sind Ausgleichsgeraden und mittlere Abweichungen.

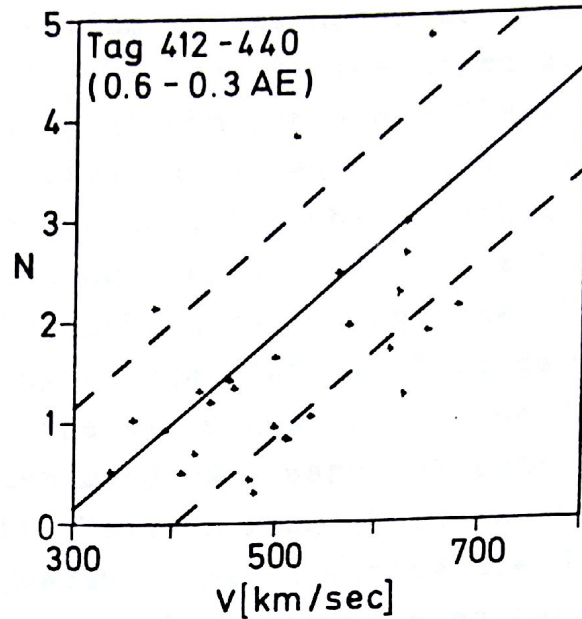
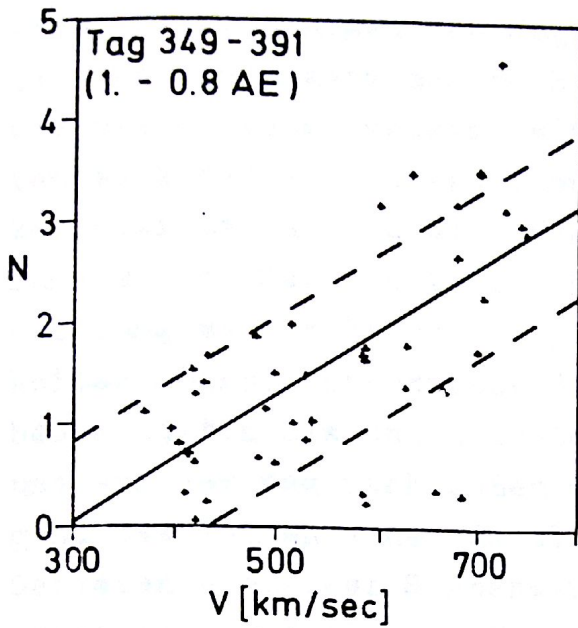
Wenden wir uns nun einer genaueren Untersuchung der Korrelation der Diskontinuitätenhäufigkeit mit der Sonnenwindgeschwindigkeit zu. In Abb. 14 sind die Tagesmittel der Ereignishäufigkeit über den Tagesmitteln der Sonnenwindgeschwindigkeit für Helios 1 und 2 für das gesamte Untersuchungsintervall aufgetragen worden. Das entspricht dem Entfernungsintervall 1-0.3 AE. Die positive Korrelation beider Größen ist wiederum deutlich. Durch beide Punktwolken wurden beste Gerade gelegt, die als durchgezogene Linien eingezeichnet sind. Die gestrichelten Linien geben die mittleren

Abweichungen der Punkte von der Ausgleichsgeraden an. Diese klare Abhängigkeit der Ereignishäufigkeit von der Sonnengeschwindigkeit überdeckt natürlich eine mögliche Entfernungsabhängigkeit und erklärt die große Streuung der Häufigkeiten in Abb. 11. Für die Diskontinuitäten mit  $\omega \geq 30^\circ$  bedeutet z.B. eine Zunahme der Sonnenwindgeschwindigkeit um das Doppelte eine Erhöhung der Ereignishäufigkeit auf ca. das Vierfache. Diese Tatsache der Abhängigkeit der Richtungsdiskontinuitäten von der Stromstruktur stimmt mit den Untersuchungen früherer Autoren wie z.B. Solodyna et al. (1977) überein.

Man kann nun die Korrelation  $N(V)$  für verschiedene Entfernungsintervalle vornehmen, um die oben beschriebene schwache Radialabhängigkeit besser zu untersuchen. In Abb. 15 ist für jeweils zwei Entfernungsintervalle aus den Helios 1 und 2 Daten wiederum die Korrelation  $N(V)$  dargestellt worden. Ein interessantes Ergebnis der Korrelationen besteht darin, daß in den sonnennahen Intervallen ( $R = 0.6-0.3$  AE) bei höheren Sonnenwindgeschwindigkeiten deutlich mehr Diskontinuitäten pro Stunde beobachtet werden als bei gleichen Geschwindigkeiten in Erdnähe ( $R = 1.-0.8$  AE). Die Abhängigkeit  $N(R)$  scheint also von den Ereignissen zu Zeiten größerer Sonnenwindgeschwindigkeit, den Diskontinuitäten im Plateau der Hochgeschwindigkeitsströme, getragen zu werden. Dies paßt in das Bild, das Belcher u. Davis (1971) aus Daten von Mariner 5 für alfvén'sche Fluktuationen ableiteten. Sie kamen zu dem Schluß, daß wahrscheinlich die in den Plateaus der Hochgeschwindigkeitsströme beobachteten Alfvénwellen aus Gebieten in der sonnennahen Korona stammen, die ein breiteres Spektrum von MHD-Wellen enthalten. Die alfvén'schen Fluktuationen in den Gebieten großer Geschwindigkeitsgradienten und den Gebieten geringer Windgeschwindigkeit könnten nach diesem Bild zum großen Teil örtlich erzeugt worden sein.



Helios 1



Helios 2

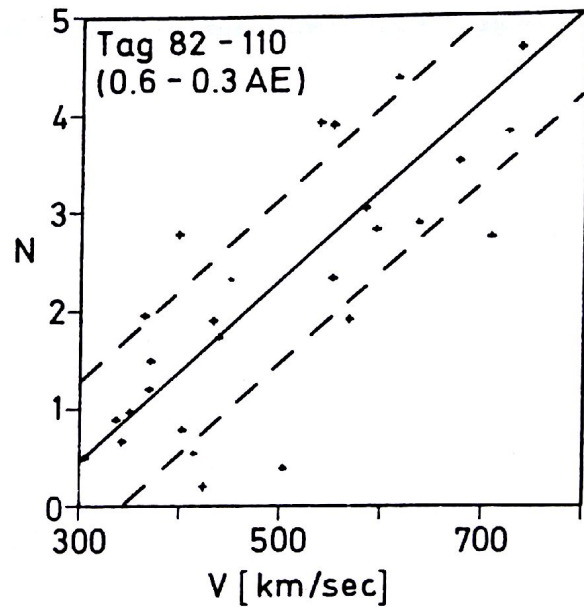
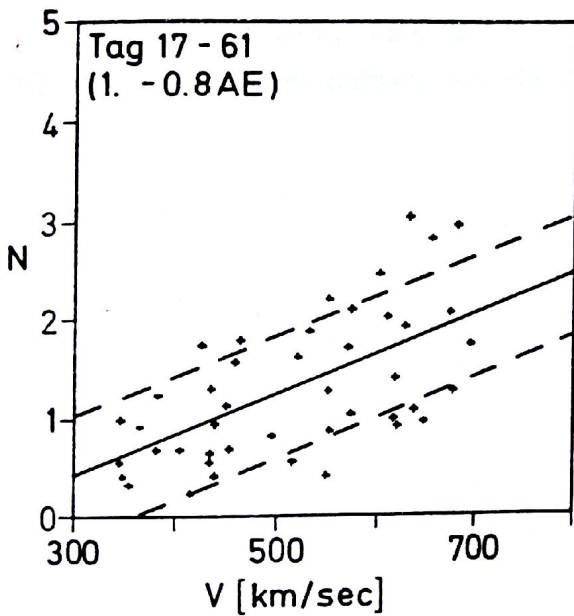


Abb. 15: Mittlere Ereignishäufigkeiten von Richtungsdiskontinuitäten pro Stunde in Abhängigkeit von der Sonnenwindgeschwindigkeit für sonnenferne (1-0.8 AE) und sonnennahe Intervalle (0.6-0.3 AE).



Obwohl wir es in unserem Fall mit einzelnen wohldefinierten Richtungsänderungen des Magnetfeldes zu tun haben und nicht mit "Wellen", kann man doch ähnliche Schlußfolgerungen ziehen. Wie weiter unten gezeigt wird, zeigt nämlich ein größerer Prozentsatz der Richtungsdiskontinuitäten in den Hochgeschwindigkeitsströmen alfvén'sche Eigenschaften. Die oben beschriebene Zunahme der Häufigkeit von Richtungsdiskontinuitäten mit Annäherung an die Sonne, hauptsächlich in den Hochgeschwindigkeitsströmen, unterstützt die Hypothese, daß ein Teil der dort beobachteten Diskontinuitäten nahe der Sonne erzeugt werden und auf dem Weg nach außen einem Dissipationsprozeß unterliegen. Das Fehlen einer deutlichen Radialabhängigkeit in den Gebieten niedriger Sonnenwindgeschwindigkeit könnte die Ursache in der örtlichen Erzeugung von Diskontinuitäten haben.

In der bisherigen Betrachtung wurde noch nicht auf die Geometrie der Stromschichten der Diskontinuitäten eingegangen. Aus einer detaillierten Analyse dieser Übergangsschichten können insbesondere Hinweise auf die Einordnung in das in Abschnitt 2.1 geschilderte Typenschema von MHD-Diskontinuitäten gewonnen werden, umso mehr, wenn noch Daten über das umgebende Plasma hinzugenommen werden.

## 5. Makroskopische Feld- und Plasmaeigenschaften der Stromschichten

In diesem Abschnitt wird eine genauere Untersuchung der Geometrie der Feld- und Plasmaänderungen in der nahen Umgebung der Diskontinuität vorgenommen und die Ergebnisse einer Varianzanalyse der Stromschichten geschildert, die die Orientierung der Diskontinuitätsflächen im Raum liefert.

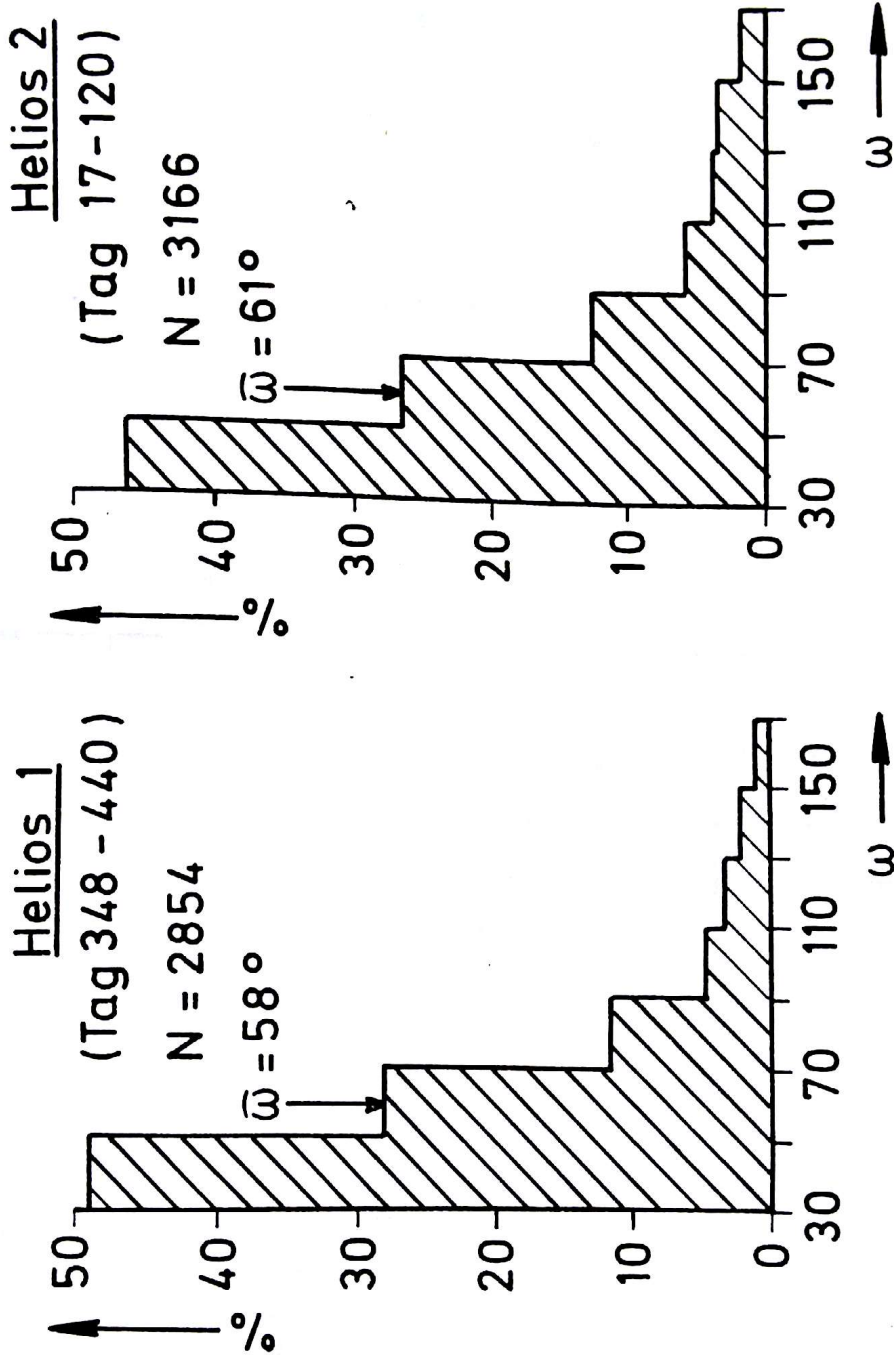
### 5.1 Verteilung der magnetischen Richtungsänderungen

Der Winkel zwischen dem mittleren Magnetfeld vor und hinter der Stromschicht war eine Größe, die die Auswahl einer Richtungsdiskontinuität bestimmte. Da die Auswahlprozedur nur Ereignisse oberhalb eines bestimmten Winkels ( $30^\circ$  bzw.  $15^\circ$ ) zuließ, kann keine Aussage über Diskontinuitäten mit schwacher Feldrichtungsänderung gemacht werden. Dies gilt für alle weiteren Betrachtungen der großräumigen Eigenschaften der Diskontinuitäten. Wie schon in Abschnitt 3.3 bemerkt wurde, bedeutet dies, daß wahrscheinlich eine Anzahl von Ereignissen nicht berücksichtigt werden, die nur in den Teilcheneigenschaften klar ausgeprägt sind. Eine Statistik aller Ereignisse zeigt, daß über die Hälfte aller Richtungsdiskontinuitäten einen Spreizwinkel von weniger als  $50^\circ$  besitzen. Die Verteilung fällt rasch monoton ab. In Abb. 16 sind die Verteilungen der Winkel für Helios 1 und 2 dargestellt worden. Eine radiale Abhängigkeit des Spreizwinkels wurde nicht gefunden. Ähnliche Ergebnisse lieferten frühere Untersuchungen von Burlaga (1969), Mariani u. a. (1973), Burlaga u. a. (1977).

In der vorliegenden Arbeit wurde jedoch eine Abhängigkeit der Verteilung von der Makrostruktur des interplanetaren Magnetfeldes, der Sektorstruktur, gefunden.

In Abb. 17 werden die Häufigkeitsverteilungen der Spreizwinkel getrennt für die Zeiten vorherrschend positiver Feldrichtung (von der Sonne in mittlerer Spiralrichtung weggehend)





**Abb. 16:** Verteilung der Spreizwinkel  $\omega$  der Richtungsänderung des Feldvektors an den Diskontinuitäten.

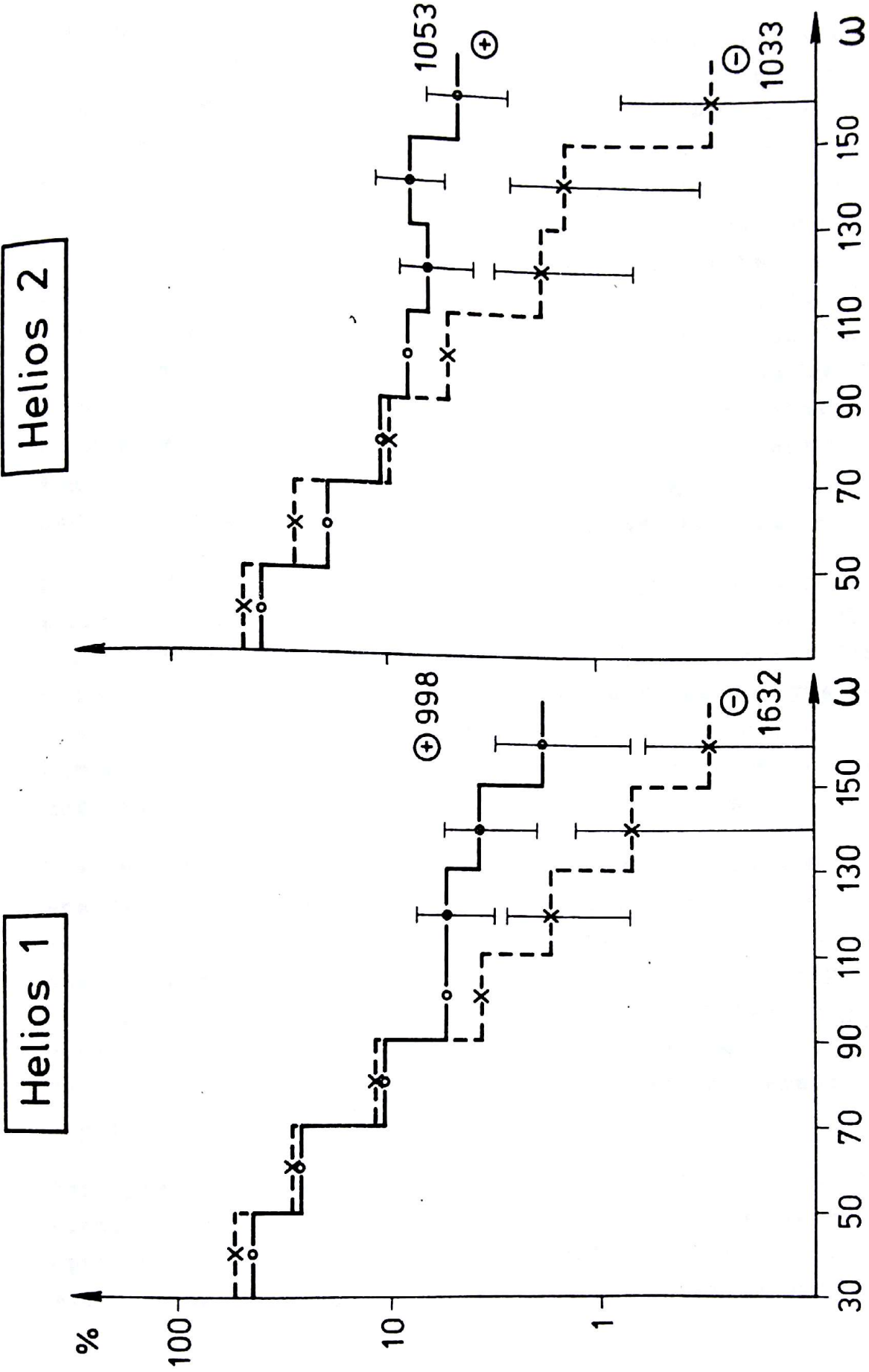


Abb. 17: Spreizwinkelverteilung, aufgeteilt nach der vorherrschenden Polarität des interplanetaren Magnetfeldes.



und negativer Feldrichtung (zur Sonne hinzeigend) gezeigt. Diese Zeiträume wurden durch sorgfältige Betrachtung von Stundenmittelwerten des interplanetaren Magnetfeldes ausgewählt, wobei die nähere Umgebung der Sektorübergänge, die sich bis zu einem Tag erstrecken konnte, weggelassen wurde. Diese Gebiete zeichnen sich durch starke Fluktuationen im stündlichen Mittel des Feldazimuts aus (siehe Helios 1, Tag 360-362 in Abb. 1). In Zeiten vorherrschend positiver Feldrichtung ( $\oplus$ ) werden sowohl bei Helios 1 wie Helios 2 signifikant mehr Richtungsdiskontinuitäten mit größerem Spreizwinkel beobachtet als in Zeiten vorherrschend negativer Spiralrichtung ( $\ominus$ ). Die Fehlerbalken an den Kurven entsprechen den Signifikanzintervallen  $3 \cdot \zeta = 3\sqrt{N}$ , wenn man annimmt, daß die N Diskontinuitätsereignisse poissonverteilt sind.

Bei dieser Untersuchung ist nun zu bedenken, daß der Spreizwinkel  $\omega$  aus der Umgebung der eigentlichen Stromschicht, d.h. aus Mittelwerten über 30 Sekunden vor und hinter der Diskontinuität gebildet wurde. Die detaillierte Einzelanalyse, die im Abschnitt 3.3 beschrieben wurde, bezog sich jedoch nur auf die Stromschichten der Diskontinuitäten, auf das schmale Gebiet der maximalen Richtungsänderung des Feldvektors.

Wie in Abschnitt 2.3 bereits gesagt wurde, liefert die Varianzanalyse der Stromschichten eine Raumrichtung  $\underline{n}$ , in der der Feldvektor die geringste Varianz zeigt. Diese Richtung  $\underline{n}$  wird als Normale auf die Diskontinuitätsstromfläche interpretiert. Der Anteil des Gesamtfeldes in Richtung der Normalen,  $\underline{B}_n$ , gibt dann Hinweise darauf, ob die Richtungsänderung tangential zur Stromfläche,  $|\underline{B}_n| \approx 0$ , oder auf einem Kegel rotierend erfolgt,  $|\underline{B}_n| \neq 0$  (siehe Abb. 4 u. 5).

Der Spreizwinkel  $\omega$ , der zur Identifikation der Richtungsdiskontinuitäten benutzt wird, muß nun nicht notwendig mit dem Spreizwinkel der eigentlichen Stromschicht übereinstimmen, weil in der Umgebung der maximalen Richtungsänderung noch eine

weitere langsame Drehung des Feldvektors stattfinden kann. An dieser Stelle sei noch angemerkt, daß bei der detaillierten Varianzanalyse durch Sichtkontrolle Ereignisse ausgeschieden werden, die in der Umgebung der Stromschicht stärkere Feldfluktuationen auf der betrachteten Zeitskala von 90 Sekunden aufweisen. Um diese Effekte in der Statistik auszuschalten und eine Trennung nach tangentialen und rotierenden Strukturen vorzunehmen, wurde die oben beschriebene Verteilung für die Fälle mit  $|\underline{B}_n| / B_0 \leq 0.3$  (tangential) und  $|\underline{B}_n| / B_0 \geq 0.6$  (rotierend) bestimmt, wobei  $B_0$  die mittlere Feldstärke in der Stromschicht bedeutet. (Die Wahl der Grenzgröße der Normalen wird im nächsten Abschnitt deutlicher.) Als Drehwinkel  $\omega'$  wurde nun exakt der Winkel zwischen dem ersten und dem letzten Vektor des Analysenintervalls benutzt (siehe Abb. 4,5). Im oberen Teil der Abb. 18 ist die Verteilung der so bestimmten Winkel für Ereignisse mit  $|\underline{B}_n| / B_0 \leq 0.3$  und  $|\underline{B}_n| / B_0 \geq 0.6$  zu Zeiten positiver und negativer Polarität dargestellt. Der untere Teil zeigt die Verteilung für die Spreizwinkel der Stromschichtumgebung der gleichen Ereignisgesamtheit. Hier sieht man zunächst, daß vor allem bei den rotierenden Strukturen ( $|\underline{B}_n| / B_0 \geq 0.6$ ) ein Anteil von etwa 10% einen Spreizwinkel von kleiner als  $30^\circ$  besitzt, was auf einen Trend der Richtungsänderung außerhalb der kurzperiodischen Drehung hindeutet, auf die die Varianzanalyse angewendet wurde. Bei den tangentialen Strukturen ( $|\underline{B}_n| / B_0 \leq 0.3$ ) ist dies nicht so stark ausgeprägt, die Diskontinuitätsfläche trennt Gebiete mit in sich gleichförmigerer Richtung des Magnetfeldes.

Die Verteilung der Spreizwinkel aus den Mittelwerten über 30 Sekunden zeigt jedoch unterschiedliches Verhalten: Die tangentialen Strukturen weisen ähnliche Verteilungen für beide Polaritäten auf, die rotierenden haben zu Zeiten positiver Polarität des mittleren interplanetaren Magnetfeldes oberhalb von ca.  $110^\circ$  mehr Ereignisse als in den Zeiten negativer Polarität. Es besteht also die Vermutung, daß das unterschiedliche



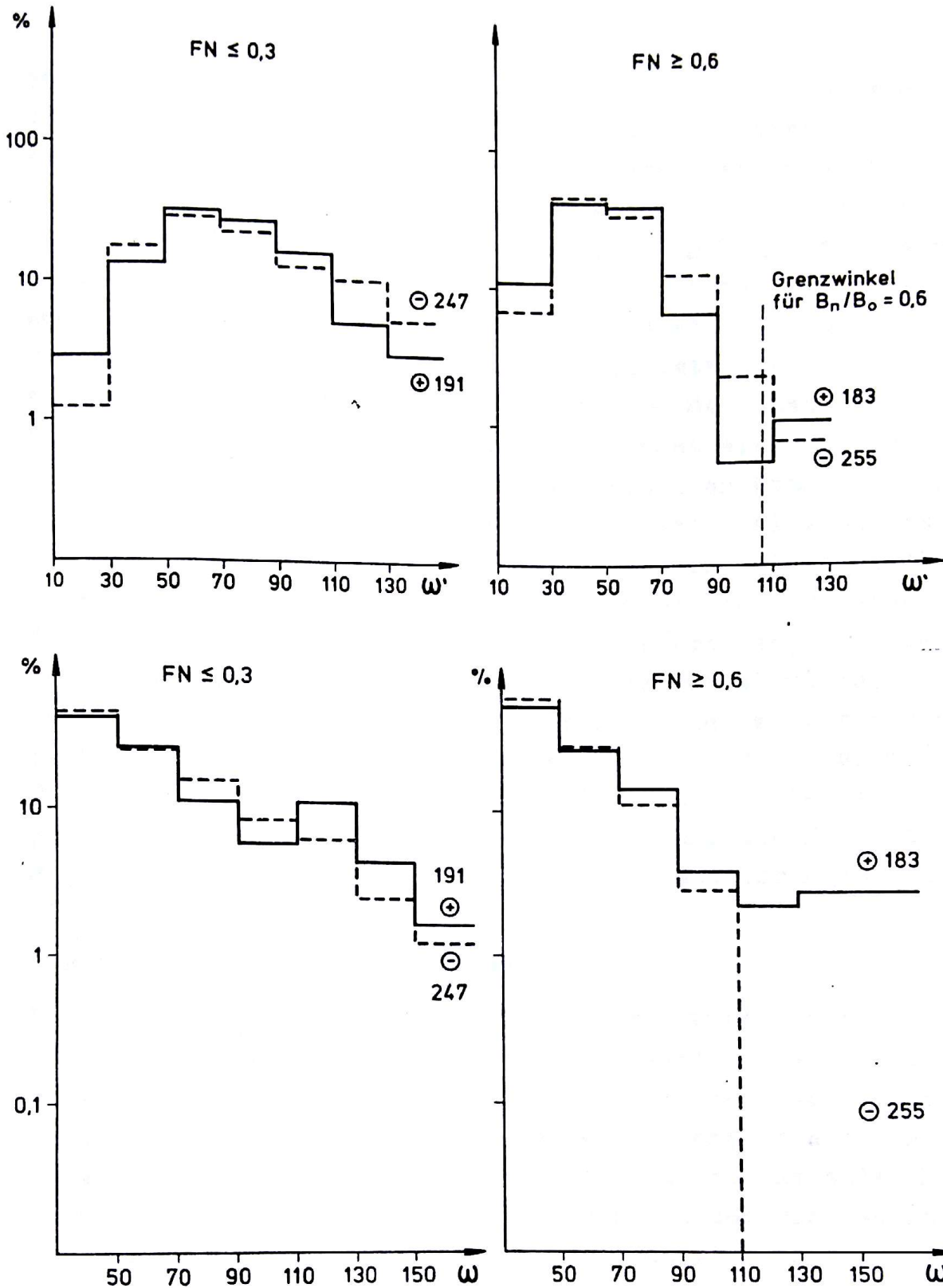


Abb. 18: Spreizwinkelverteilung für tangentielle und rotierende Strukturen und jeweils unterschiedliche Polaritäten des interplanetaren Magnetfeldes.  $\omega'$  (im oberen Teil der Abbildung) ist der Spreizwinkel der Stromschicht,  $\omega$  (im unteren Teil) der Spreizwinkel der Stromschichtumgebung, hier unterschiedliche Skala in % und  $\omega$ . Die gestrichelte senkrechte Linie in der rechten unteren Verteilung markiert den für rotierende Strukturen maximalen theoretischen Spreizwinkel  $\omega'_{max} = 2 \cdot \arccos(B_n/B_o) = 2 \cdot \arccos(0,6)$  (siehe Abb. 5).

Verhalten der Ereignisgesamtheit, die in Abb. 17 dargestellt ist, vom Anteil der rotierenden Strukturen beeinflusst wird, die in Fluktuationen größerer Skalenlänge eingebettet sind. Wie in dem nächsten Abschnitt deutlich wird, zeigen die Diskontinuitäten mit  $|\underline{B}_n| / B_0 \geq 0.6$  die Eigenschaften von Rotationsdiskontinuitäten. Frühere Untersuchungen (Turner, 1973) ergaben, daß Rotationsdiskontinuitäten vorwiegend in glatte alfvén'sche Fluktuationen eingebettet sind, die auf einer Zeitskala von ca. 30 Sekunden bis zu einer Stunde beobachtet werden. Es scheint also möglich, daß diese Alfvénwellenfelder mit ihrem Gehalt an Rotationsdiskontinuitäten im positiven und negativen Sektor eine unterschiedliche Entstehungsgeschichte haben oder sich unterschiedlich entwickeln. Eine genaue Deutung soll hier nicht versucht werden, denn es scheint notwendig, den Zusammenhang zwischen dem Auftreten von Rotationsdiskontinuitäten und alfvén'schen Fluktuationen der oben erwähnten Zeitskala näher zu untersuchen. Außerdem müßten Theorien, wie die von Cohen u. Kulsrud (1974), über die Entwicklung von Rotationsdiskontinuitäten aus linear polarisierten, sinusoidalen Wellenzügen und die Evolution von Magnetfeldfluktuationen zu Alfvénwellen mit herangezogen werden.

## 5.2 Eigenschaften der Normalen

Wie in Abschnitt 2.1 bereits geschildert wurde, stellt die Größe der Normalen auf die Diskontinuitätsfläche ein wichtiges Kriterium zur Unterscheidung von rotierenden und tangentialen Strukturen dar. Die weitere Einengung auf den Typ einer Diskontinuität im Sinne der Magnetohydrodynamik (Hudson, 1970) muß dann noch mit den Eigenschaften des Plasmas in der Umgebung der Stromschicht erfolgen. Dies wird in den nächsten Abschnitten beschrieben.

In Abb. 19 ist die Verteilung von  $FN = |\underline{B}_n| / B_0$  aller varianzanalysierten Diskontinuitäten dargestellt worden. Es besteht eine auffällige Trennung der Gesamtheit in zwei Populationen:



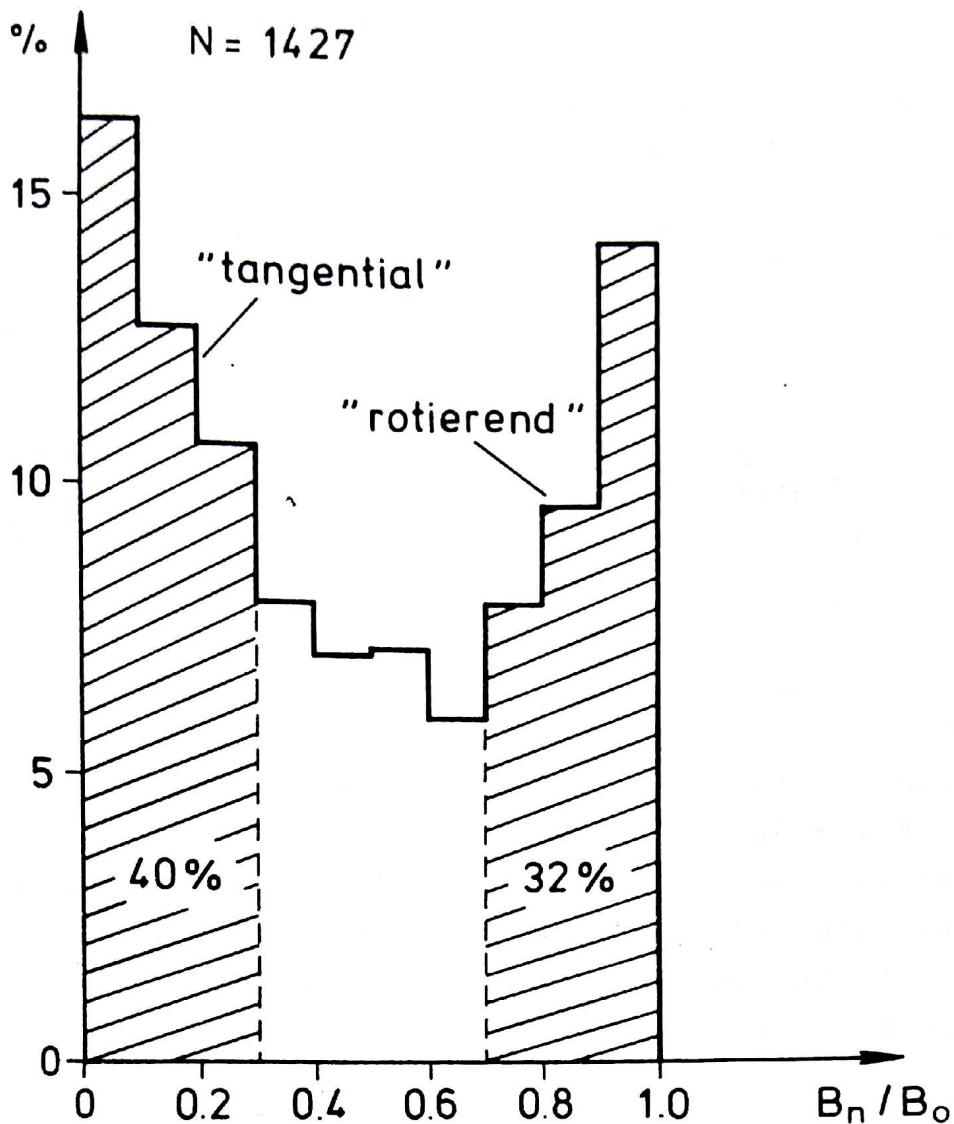


Abb. 19: Verteilung der auf das mittlere umgebende Feld  $B_0$  normierten Normalenkomponente von Richtungsdis-  
kontinuitäten.

ca. 35% der Gesamtheit besitzt eine relativ zum mittleren Feld  $B_0$  kleine Normalenkomponente  $B_n$  ( $FN \leq 0.3$ ), und ca. 35% der Ereignisse hat ein  $FN \geq 0.7$ . Bei den weiteren Untersuchungen, die für tangentiale und rotierende Stromschichten vorgenommen werden, wird von diesen Wertebereichen  $FN \leq 0.3$  und  $FN \geq 0.7$  ausgegangen, die zwar willkürlich sind, aber durch die Form der statistischen Verteilung nahegelegt werden.

Die grundsätzlich verschiedenen Eigenschaften der tangentialen und rotierenden Strukturen werden deutlich, wenn die Richtung der Normalen betrachtet wird. In Abb. 20 sind die Verteilungen des Azimut - und Elevationswinkels PHI und THETA für die beiden Populationen aufgetragen worden. PHI und THETA bedeuten die üblichen Winkel im solar-ekliptischen Koordinatensystem: PHI ist der Winkel gegen die positive X-Achse (X zeigt zur Sonne), THETA ist der Winkel gegen die Ebene der Ekliptik (positive Winkel zeigen nach Norden). Bei der Bestimmung der Histogramme wurden alle Normalenrichtungen in den äußeren Halbraum gespiegelt ( $90^\circ \leq \text{PHI} \leq 270^\circ$ ). Den eindeutigsten Unterschied zeigen die Azimutwinkel: die Normalen der tangentialen Strukturen zeigen am wahrscheinlichsten in den Winkelbereich zwischen  $210^\circ$  und  $230^\circ$ , die der rotierenden in einen Bereich, der nahezu senkrecht dazu liegt. Die Elevationswinkel THETA sind bei den tangentialen Ereignissen gleichmäßiger verteilt als bei den rotierenden, bei denen sie sich stärker um die Ekliptik häufen. Diese Beobachtungen sind ein starker Hinweis darauf, daß das mittlere interplanetare Magnetfeld die Orientierung der Diskontinuitäten bestimmt.

Diese Tatsache stellten schon frühere Untersuchungen für tangentiale Strukturen fest (Turner u. Siscoe, 1971, Smith, 1973a,b, Turner, 1973, Mariani u.a., 1973). Sie fanden, wie die hier vorliegenden Ergebnisse bestätigen, daß die Ereignisse, die gewisse Eigenschaften von Tangentialdiskontinuitäten erfüllten, Normalen besitzen, die vorzugsweise senkrecht zum umgebenden mittleren Magnetfeld orientiert sind. Bei diesen Untersuchungen muß aber angemerkt werden, daß die Bestimmung der Normalen zum einen vom Kreuzprodukt der Feldvektoren vor und hinter der Diskontinuität ausgingen (Turner u. Siscoe, 1971; Turner, 1973) oder wie bei Smith (1973a) ein festes Analysenintervall für eine Varianzanalyse benutzt wurde. Beide Methoden sind ungeeignet, die genaue Orientierung der eigentlichen Stromschicht zu erfassen. Eine Analyse, die der hier vorliegenden Untersuchung am meisten ähnelt, findet sich bei Burlaga u.a. (1977). Diese Autoren analysierten ebenfalls die



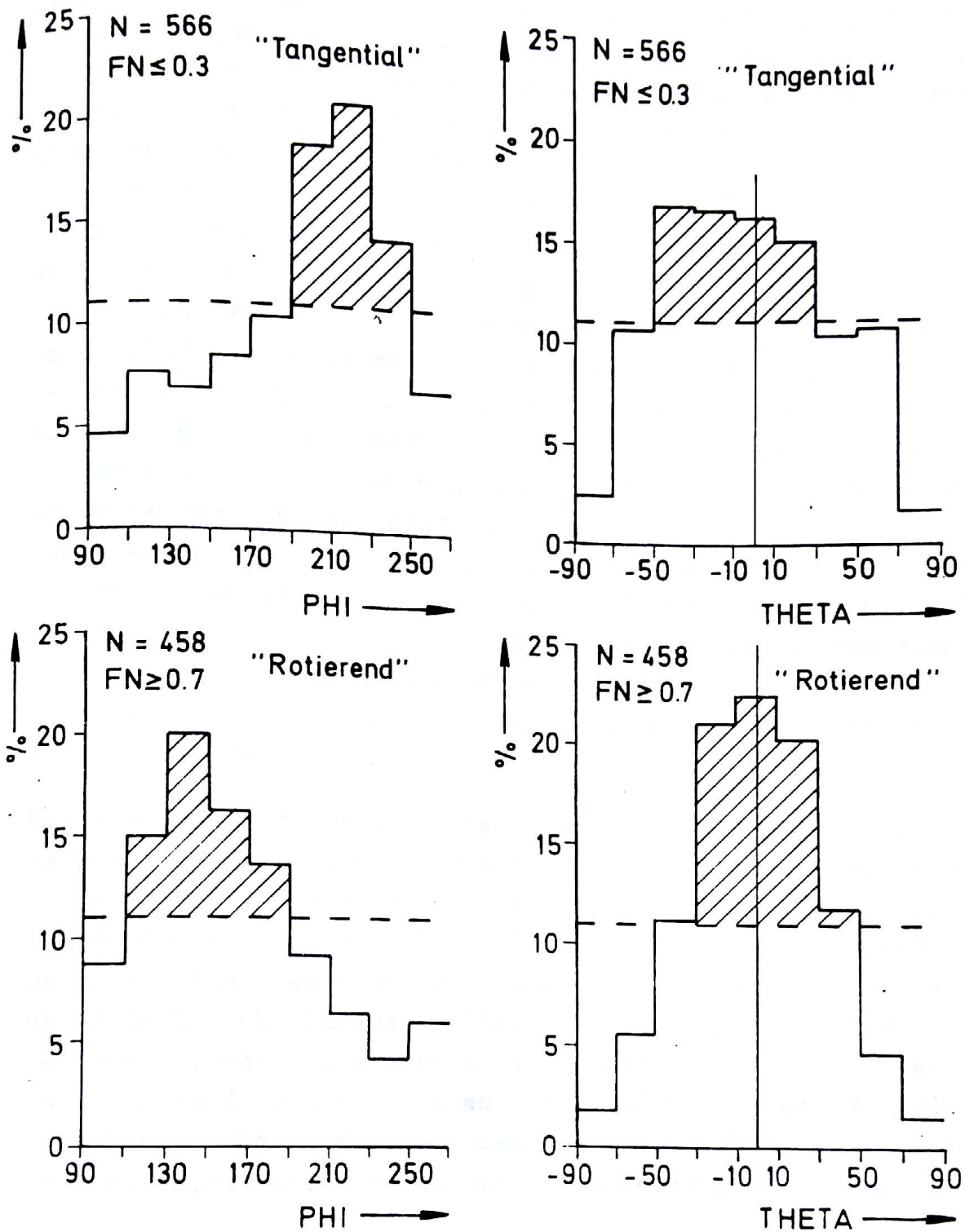


Abb. 20: Verteilung der Normalenrichtungen in Azimut PHI und Elevation THETA des solar-ekliptischen Koordinatensystems für tangentielle und rotierende Strukturen. Alle Normalen wurden als von der Sonne wegzeigend angenommen. Die Schraffuren deuten die Teile der Verteilungskurven oberhalb einer Gleichverteilung an.

Stromschichten selbst. Die Asymmetrie in der Verteilung des Elevationswinkels THETA jedoch kann nicht bestätigt werden. Wahrscheinlich liegt dies an der relativ kleinen Ereignisgesamtheit, die bei Burlaga u.a. (1977) benutzt wurde und die nicht repräsentativ sein muß. Bei den rotierenden Strukturen ergeben sich jedoch signifikante Unterschiede zu allen oben genannten Arbeiten. Am vergleichbarsten sind noch die Untersuchungen von Smith (1973a,b) und Burlaga u.a. (1977), weil sie von der Analyse einzelner Diskontinuitäten ausgehen. Bei Smith sind die Normalenrichtungen der 43 untersuchten rotierenden Strukturen zufällig im Raum verteilt. Die von Burlaga u.a. 43 gefundenen Ereignisse, mit einer Normalenkomponente größer als  $3 nT$ , zeigen eine aus der Ebene der Ekliptik herausweisende Tendenz, bei sonst mehr isotroper Verteilung. Da Smith wegen der begrenzten zeitlichen Auflösung der Daten von Mariner 5 nur Ereignisse mit einer "Dicke" von einigen 10 Sekunden betrachten konnte, muß man vermuten, daß diese ausgedehnten rotierenden Strukturen sich anders verhalten als die hier betrachteten dünneren Stromschichten mit Durchgangszeiten kleiner als ca. 20 Sekunden.

Unerklärlich ist die Diskrepanz zu den Resultaten von Burlaga u.a. (1977), die die hochauflösenden Daten von Explorer 43 benutzten und Stromschichten ähnlicher Dicke untersuchten. Die Verteilung deutet nicht auf eine Ausrichtung der Normalen senkrecht zum erwarteten mittleren Feldvektor hin. Nun kann man jedoch nicht daraus schließen, daß die Normalenrichtungen der rotierenden Strukturen auch isotrop zum tatsächlichen umgebenden Feld verteilt liegen. Dazu müßte z.B. der Winkel zwischen der Normalen und einem für die Umgebung der Stromschicht charakteristischen mittleren Feldvektor bekannt sein.

Für die mit Helios beobachteten Diskontinuitäten wurde der Winkel  $\delta$  zwischen der Normalen  $\underline{n}$  und  $\underline{B}_m$  bestimmt, wobei  $\underline{B}_m$  der mittlere Feldvektor über ein einminütiges Intervall ist, in dessen Mitte die analysierte Stromschicht liegt. Dann lassen sich genauere Aussagen über die Orientierung der Strom-



schicht zum unmittelbar umgebenden Feld machen. Die Abb. 21a zeigt die resultierende Verteilung des cosinus von  $\delta$  für alle Diskontinuitäten.

Die Aufteilung in zwei Populationen ist deutlich erkennbar: die eine besitzt Normalen, die nahezu parallel zum umgebenden Feld orientiert sind, die Normalen der anderen liegen senkrecht zum Feld verteilt.

In Abb. 21b sind die Verteilungen des Winkels  $\delta$  getrennt für die rotierenden und tangentialen Strukturen dargestellt worden. Man sieht eindeutig, daß die rotierenden Diskontinuitäten am häufigsten ein  $\cos \delta$  zwischen 0.9 und 0.8 besitzen, dies entspricht einem Winkelintervall zwischen ca.  $26^\circ$  und  $45^\circ$ . Keinesfalls jedoch sind die Normalen isotrop verteilt. Dieses Ergebnis paßt gut in das Bild von Rotationsdiskontinuitäten, die die Polarisations-eigenschaften von Alfvénwellen haben und einen Wellenvektor  $\underline{n}$  parallel zum Magnetfeld besitzen.

Bei den tangentialen Strukturen ist das Ergebnis auch eindeutig. 70% der Normalen liegen in einem Winkelbereich von  $90^\circ$  bis  $84^\circ$  zum umgebenden Feld.

Daß die oben geschilderte Orientierung der Normalen nicht nur ein lokaler Effekt ist, zeigt die Abb. 21c, in der als Referenzrichtung  $\underline{B}_m$  das stündliche Mittel des interplanetaren Feldes um die Diskontinuität benutzt wurde. Wiederum zeigt sich die gleiche Tendenz der Ausrichtung parallel und senkrecht zur mittleren Feldrichtung für rotierende und tangentielle Strukturen.

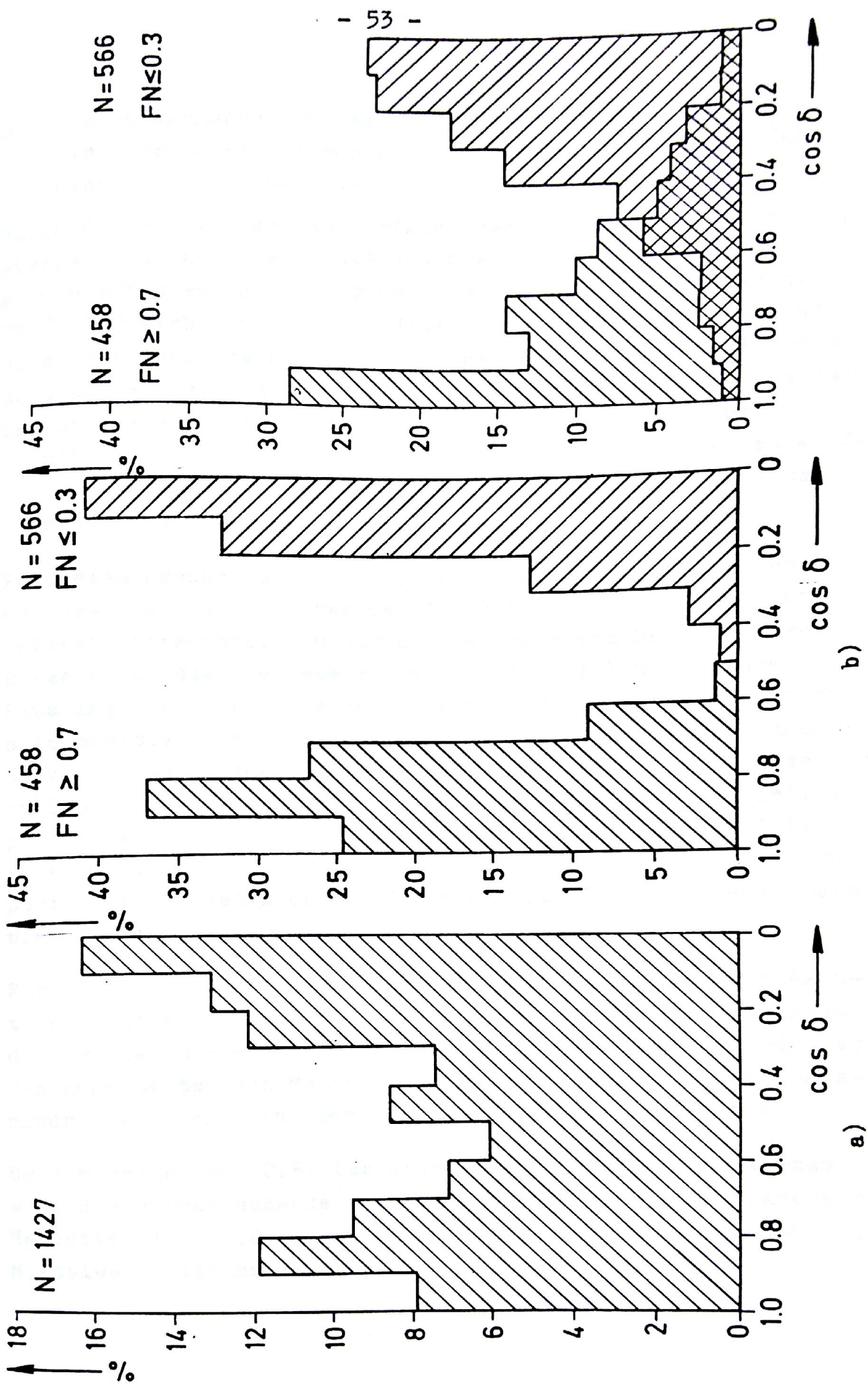


Abb. 21: Verteilung des Winkels  $\delta$  zwischen der Normalen und dem umgebenden Feld.



### 5.3 Plasmaeigenschaften der Richtungsdiskontinuitäten und die Unterscheidung von Richtungskontinuitäten und Tangentialdiskontinuitäten

Durch die Ereignisse des vorigen Abschnitts erhielten wir starke Hinweise darauf, daß die Ereignisse mit  $FN \leq 0.3$  sich wie Tangentialdiskontinuitäten und die Ereignisse mit  $FN \geq 0.7$  sich wie Rotationsdiskontinuitäten verhalten. Um eine noch genauere Aussage im Sinne der Magnetohydrodynamik zu bekommen, muß zusätzlich zu den Feldeigenschaften das Verhalten des Massenflusses des Sonnenwindplasmas an den Diskontinuitäten untersucht werden. Insbesondere kann die Beziehung (2.5) und (2.6) zur zusätzlichen Identifizierung von Rotationsdiskontinuitäten benutzt werden.

Zu diesem Zwecke wurden die detaillierten Ionendaten des Helios-Plasmaexperimentes des Max-Planck-Instituts für Extraterrestrische Physik in Garching an Bord von Helios verwendet. Diese Daten stammten aus einem der vier Teilinstrumente des Experimentes, das aus einem elektrostatischen Analysator für alle positiven Sonnenwindteilchen besteht. In Azimut und Elevation kann eine Richtungsauflösung der Teilchenflüsse bis zu  $2.5^\circ$  erreicht werden. Ein komplettes Spektrum des Telexperimentes fällt bei der höchsten Datenrate des Satelliten alle 40 Sekunden an. Eine genaue Beschreibung des Gesamtexperimentes findet sich bei Schwenn u.a. (1975) und Rosenbauer u.a. (1977).

Für die Analyse der Plasmaeigenschaften der Richtungsdiskontinuitäten wurden die der Stromschicht benachbarten Plasma-datenwerte in die Ereignisdatei einkopiert. Sie bestanden aus den Komponenten des Massenflußvektors, der Dichte und Temperatur der Ionen, hier der Protonenkomponente des Plasmas.

Um die Beziehung (2.5) für eine Diskontinuität auszuwerten, wird die vorherrschende Polarität  $P = \pm 1$  des interplanetaren Magnetfeldes  $B_0$  für den gegebenen Zeitraum aus einem 1-Stunden-Mittelwert bestimmt und die Beziehung der Vektoren

$$\underline{v} = (\underline{V}_v - \underline{V}_h) \cdot P \cdot \sqrt{n_o} \cdot \sqrt{4\pi m_i} \quad [\text{nT}] \quad (5.1)$$

$$\underline{b} = (\underline{B}_v - \underline{B}_h) \quad [\text{nT}]$$

betrachtet. Hier bedeuten die Indizes v und h die Werte vor und hinter der Diskontinuität,  $n_o$  ist die mittlere Ionenanzahldichte/cm<sup>3</sup> über die Diskontinuität hinweg und  $m_i$  ist die Ionenmasse. Durch den Faktor  $\sqrt{n_o} \cdot \sqrt{4\pi m_i} = \sqrt{n_o}/21.8$  der Dimension [nT/(km · sec)] hat  $\underline{v}$  die Dimension [nT] wenn  $\underline{v}$  in [km/sec] und  $n_o$  in [Teilchen/cm<sup>3</sup>] angegeben wird. (Hier folgen wir Martin u.a., 1973.)

Der Winkel

$$\cos \beta = \underline{v} \cdot \underline{b} / |\underline{v}| \cdot |\underline{b}| \quad (5.2)$$

gibt dann bei einer Rotationsdiskontinuität die Ausbreitungsrichtung parallel ( $\cos \beta \approx 0$ ) oder antiparallel ( $\cos \beta \approx 1$ ) zum mittleren umgebenden Feld  $B_o$  an, während er für Tangentialdiskontinuitäten beliebig ist.

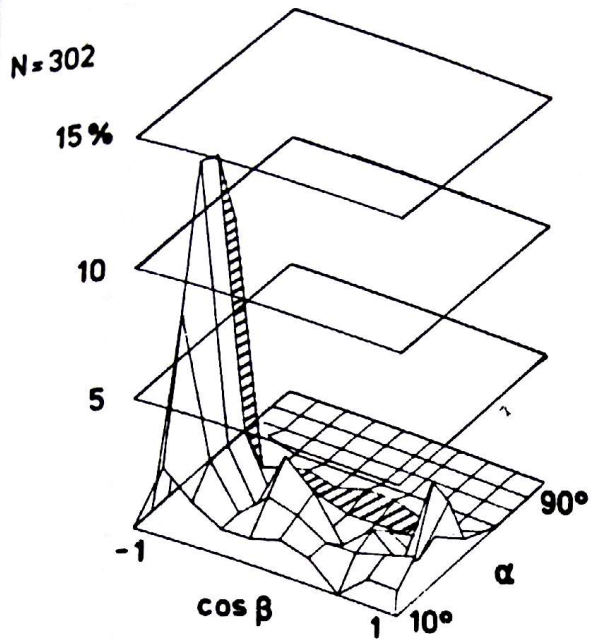
Weiter stellt

$$E = \frac{1}{8\pi} (|\underline{v}|^2 + |\underline{b}|^2) = n_o \cdot m_i (|\underline{v}|^2/2 + |\underline{b}|^2/8\pi) \quad (5.3)$$

dann die Energie der Feld- und Teilchenflußänderung über die Diskontinuität hinweg dar. (Vergleiche Gleichung (2.6)) Aus  $\alpha = \arctg (|\underline{v}|/|\underline{b}|)$  kann daher, wie in Abschnitt 2.1 schon gesagt wurde, festgestellt werden, ob die Energie auf den kinetischen und magnetischen Anteil gleich verteilt ist. Dies ist eine weitere Forderung aus der Theorie, die für eine Rotationsdiskontinuität erfüllt sein muß (Hudson, 1970).

In Abb. 22a wird nun ein zweidimensionales Histogramm für das nach (5.1) bestimmte  $\alpha$  und  $\cos \beta$  aller mit der Varianzanalyse untersuchten Stromschichten gezeigt. Zwei Dinge werden sofort deutlich:





c)  $V_{sw} \leq 450$  km/sec

Plasma - Feldcharakteristik  
der Diskontinuitäten  
Tag 348 - 450 Helios - 1

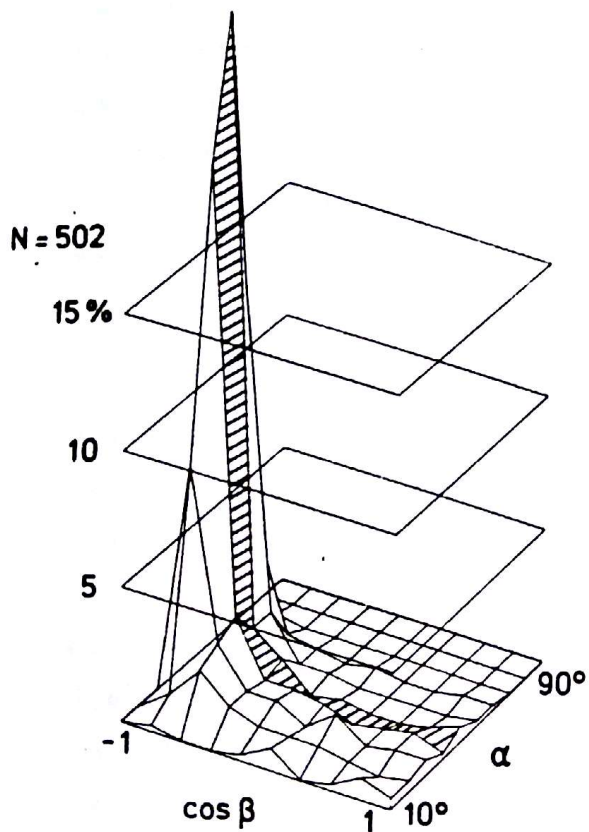
$$\underline{v} = \underline{V}_v - \underline{V}_h$$

$$\underline{b} = \underline{B}_v / \rho_v - \underline{B}_h / \rho_h$$

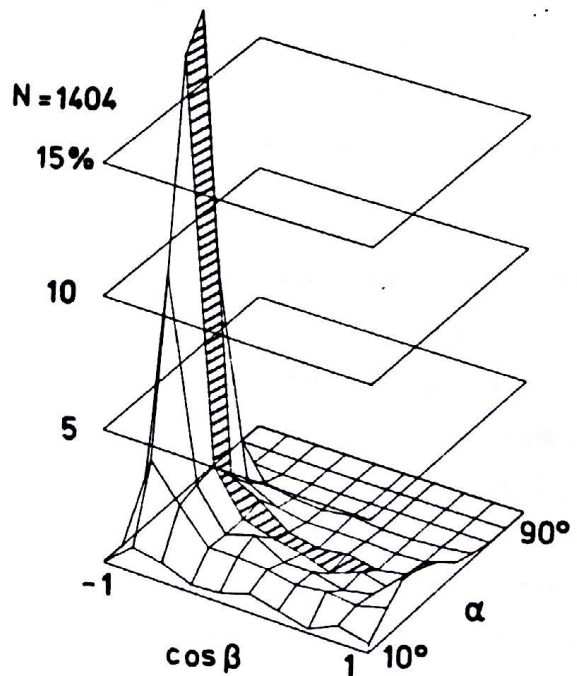
P : Polarität des mittleren Feldes

$$\alpha = \text{ATAN} \left( \sqrt{\frac{4\pi}{\rho}} \frac{|\underline{v}|}{|\underline{b}|} \right)$$

$$\beta = \text{ACOS} (P \cdot \underline{v} \cdot \underline{b} / |\underline{v} \cdot \underline{b}|)$$



b)  $V_{sw} \geq 650$  km/sec



a) Gesamtheit

Abb. 22: Plasma-Feldcharakteristik der Richtungsdiskontinuitäten.

- ein großer Prozentsatz der Diskontinuitäten breitet sich von der Sonne nach außen aus ( $\beta = 180^\circ$ )
- im Intervall  $140^\circ \leq \beta \leq 180^\circ$  besitzt die Häufigkeitsverteilung von  $\alpha$  ein deutliches Maximum zwischen  $40^\circ$  und  $50^\circ$ .

Im Anteil mit  $\alpha$  nahe  $45^\circ$  sind die Rotationsdiskontinuitäten zu suchen, die außerdem die Bedingung  $\beta \approx 180^\circ$  oder  $\beta \approx 0^\circ$  erfüllen müssen.

Martin u.a. (1973), Belcher u. Solodyna (1975) und Solodyna u. Belcher (1977) gelangen zu ähnlichen Ergebnissen, jedoch zeigen die Diskontinuitäten mit  $\beta \approx 180^\circ$  in diesen Untersuchungen ein Häufigkeitsmaximum in  $\alpha$  zwischen ca.  $30^\circ$  und  $40^\circ$ , was mit den oben geschilderten theoretischen Vorhersagen nicht ohne weiteres zu erklären ist. Alle diese Arbeiten benutzen Daten der Raumsonde Pioneer 6 und Mariner 5, die eine etwas schlechtere zeitliche Auflösung als die Helios-Daten besitzen. Außerdem lieferte Pioneer 6 keine verlässlichen Plasmageschwindigkeiten für die Komponente senkrecht zur Ekliptik, so daß ein Teil des unterschiedlichen Verhaltens des Winkels  $\alpha$ , verglichen mit der Theorie, vielleicht von der alleinigen Benutzung der Flußkomponente in der Ebene der Ekliptik herrührt (vergl. Martin, 1973).

Mit Hilfe der Parameter  $\alpha$  und  $\beta$  und dem Parameter FN, der die detaillierten Eigenschaften der magnetischen Richtungsänderung beschreibt, läßt sich eine recht sichere Trennung zwischen den Rotations- und Tangentialdiskontinuitäten vornehmen. Wie zusätzliche Statistiken zeigen, ergibt sich folgendes Bild: Die Diskontinuitäten mit  $FN \geq 0.7$ ,  $40 \lesssim \alpha \lesssim 50$  und  $140^\circ \lesssim \beta \lesssim 180^\circ$  haben eine große Komponente des Magnetfeldes in Richtung der Stromschichtnormalen, die Gesamtenergie aus der Feld- und Massenflußänderung über die Diskontinuitäten hinweg sind auf den Feld- und kinetischen Anteil nahezu gleich verteilt und ihre Wellenflächennormalen sind



im Mittel parallel zum umgebenden Magnetfeld orientiert. Diese Ereignisse muß man als Rotationsdiskontinuitäten (RD) ansehen. Die planaren Richtungsänderungen mit  $FN \lesssim 0.3$  besitzen eine im Mittel senkrechte Orientierung der Stromschichtnormalen zum Magnetfeld, und eine klare Häufung der Ereignisse mit  $\alpha$  um  $45^\circ$  herum ist nicht zu erkennen. Diese Richtungsdiskontinuitäten können als Tangentialdiskontinuitäten (TD) interpretiert werden.

#### 5.4 Abhängigkeit des Auftretens von TD und RD von der Sonnenwinddynamik

In Abschnitt 4.2 wurde bereits gezeigt, daß in den Gebieten erhöhter Sonnenwindgeschwindigkeit, den schnellen Strömen, Richtungsdiskontinuitäten häufiger beobachtet werden. Wie wird nun die Ereignishäufigkeit von Rotations- und Tangentialdiskontinuitäten von der Sonnenwindgeschwindigkeit beeinflusst?

Wir unterteilen unsere Statistik in Gebiete mit einer Sonnenwindgeschwindigkeit  $V_{sw}$  kleiner als  $450 \text{ km/sec}$  und  $V_{sw}$  größer als  $650 \text{ km/sec}$ . Dies entspricht nach Abb. 1 den Gebieten außerhalb und innerhalb der schnellen Ströme und schließt im allgemeinen die ansteigenden Flanken der Ströme aus. Wird nur die Größe der Diskontinuitätsnormalen zur Charakterisierung von TD und RD herangezogen, so ergibt sich eine deutliche Erhöhung des Anteils von rotierenden Strukturen in den schnellen Strömen (siehe Abb. 13). Deutlich unterschiedlich sind ebenfalls die Verteilungen der im vorigen Abschnitt behandelten Winkel  $\alpha$  und  $\beta$ , die in Abb. 22b,c als zweidimensionale Histogramme dargestellt sind. In den Gebieten geringer Sonnenwindgeschwindigkeit gibt es klar erkenntlich weniger Diskontinuitäten, die die Kriterien für Rotationsdiskontinuitäten erfüllen als in den Plateaugebieten von schnellen Strömen ( $V_{sw} \geq 650 \text{ km/sec}$ ). Besonders auffällig ist auch, daß es einen größeren Prozentsatz von Diskontinuitäten mit  $\alpha$  nahe

$0^\circ$  in den Gebieten geringer Sonnenwindgeschwindigkeit gibt. Dies sind die Ereignisse mit einer nahezu reinen magnetischen Richtungsänderung. Ein großer Teil der tangentialen Strukturen mit  $FN \lesssim 0.3$  scheint diese Eigenschaft zu besitzen, wie zusätzliche Untersuchungen des Datenmaterials zeigen. Dies unterstützt die Ergebnisse von Burlaga (1971b), daß Tangentialdiskontinuitäten vorwiegend magnetischen Typs seien. Die Analyse bezog sich aber nur auf ein kurzes Untersuchungsintervall und lieferte keine Aussagen über die Größe der Normalen. Solodyna u.a. (1977) gelangen zu ähnlichen Ergebnissen der Plasma-Feldcharakteristik von Diskontinuitäten bei geringen Sonnenwindgeschwindigkeiten. Auch sie finden einen wesentlich größeren Anteil von Diskontinuitäten mit  $\alpha \approx 0^\circ$ , ohne über die Planarität der Feldänderung eine Aussage machen zu können.

Martin u.a. (1973) und Belcher (1975) weisen in einer ausführlichen Fehleranalyse darauf hin, daß experimentelle Fehler der Geschwindigkeits- und Feldmessung sowie die unterschiedliche Abtastung der Feld- und Plasmagrößen, die auch bei Helios besteht, zu einer Streuung der Verteilung von  $\alpha$  und  $\beta$  führt, die in der Größenordnung von  $15^\circ$  liegt. Aus diesem Grunde setzen wir (willkürlich) die zulässigen Bereiche für die Rotationsdiskontinuitäten mit

$$\begin{aligned} & 30^\circ < \alpha < 60^\circ \\ \text{und} \quad & 150^\circ < \beta < 180^\circ ; \quad 0^\circ < \beta < 30^\circ \end{aligned} \quad (5.4)$$

an. Da man mit guter Sicherheit außerdem annehmen kann, daß oberhalb von  $FN = 0.5$  kaum Tangentialdiskontinuitäten zu finden sein werden, wird außerdem für Rotationsdiskontinuitäten nur

$$FN > 0.5 \quad (5.5)$$

gefordert.



An dieser Stelle ist eine Bemerkung zur Genauigkeit der Bestimmung des Normalenvektors  $\underline{n}$ , das heißt der Festlegung der Diskontinuitätsfläche, durch die Varianzanalyse notwendig. Wie in Abschnitt 2 bereits gesagt wurde, läßt sich diese Ebene nur dann sicher festlegen, wenn das Verhältnis des mittleren Eigenwertes  $\lambda_2$  zum kleinsten Eigenwert  $\lambda_3$  groß ist, mit anderen Worten, wenn die Varianz des Feldvektors in Richtung der Normalen klein ist gegenüber der Varianz in Richtung des Eigenvektors, der zum mittleren Eigenwert gehört.

Eine Statistik aller durch eine Varianzanalyse untersuchten Diskontinuitäten zeigte, daß für 91% der Ereignisse  $\lambda_2/\lambda_3 > 2$  und für ca. 27%  $\lambda_2/\lambda_3 > 10$  gilt. Für alle geschilderten Analysen wurden nur Ereignisse mit  $\lambda_2/\lambda_3 > 2$  benutzt, um grundsätzliche Fehler der Varianzanalyse gering zu halten. Aus Fehleruntersuchungen an der Varianzmethode (Behannon, pers. Mitteilung, 1978) wird deutlich, daß für Spreizwinkel  $\omega > 30^\circ$  und  $\lambda_2/\lambda_3 \gtrsim 3$  der Fehler für die Normalenkomponente  $B_n$  bis zu  $2 nT$  werden kann. Für die überwiegende Mehrzahl der hier untersuchten Ereignisse liegen  $\omega$  und  $\lambda_2/\lambda_3$  oberhalb dieser Grenzen. Selbst wenn man von einem Fehler der Normalenkomponente von  $2 nT$  ausgeht, besitzen die Ereignisse mit  $FN = B_n/B_0 > 0.5$  eine Normalenkomponente, die noch deutlich über dem für die tangentialen Strukturen zugelassenen Wertebereich liegt.

Die Wahl der zulässigen Grenzen für die Unterscheidung von Tangential- und Rotationsdiskontinuitäten nach FN erscheint daher gerechtfertigt.

Mit dieser "Definition" für Rotationsdiskontinuitäten ergeben sich dann die Häufigkeiten von TD und RD in Gebieten geringer ( $V_{sw} < 450$  [km/sec]) und hoher ( $V_{sw} > 650$  [km/sec]) Sonnenwindgeschwindigkeit, wie sie in Tabelle 2 aufgeführt sind. Die absoluten Ereignishäufigkeiten und Prozentsätze der RD sind natürlich von der Wahl der Parameterbereiche abhängig, jedoch ändert sich die relative Häufigkeit von TD zu RD, die in der letzten Spalte aufgeführt wird, nur sehr wenig, wie zusätzliche Statistiken zeigten.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß während des vorliegenden Untersuchungszeitraumes, der als repräsentativ für den Zustand des Sonnenwindes während dieser Zeit angesehen werden kann, die Ereignishäufigkeit der Tangentialdiskontinuitäten kaum von der Stromstruktur beeinflusst wird. In den Gebieten erhöhter Sonnenwindgeschwindigkeit ( $V_{sw} > 650$  [km/sec]) hinter dem Maximum der schnellen Ströme ist die relative Häufigkeit von Rotations- zu Tangentialdiskontinuitäten doppelt so groß wie in den Gebieten geringer Sonnenwindgeschwindigkeit kleiner als 450 [km/sec].

$V_{sw}$ [ m/sec]	Alle N	TD N [%]		RD N [%]		TD/RD
Alle	1437	568	39	292	20	2.0
0-450	304	132	43	36	12	3.7
650-	520	197	38	123	24	1.6

Tabelle 2: Tangential- und Rotationsdiskontinuitäten in Abhängigkeit von der Sonnenwindgeschwindigkeit  $V_{sw}$  (Tag 348-450)

Definitionen: TD:  $FN = B_n/B_0 < 0.3$

RD:  $FN > 0.5; 30^\circ < \alpha < 60^\circ;$

$180^\circ > \beta > 150^\circ$

$30^\circ > \beta > 0^\circ$



## 6. Eigenschaften der Stromschichten

Die bisherigen Kapitel behandelten im wesentlichen die makroskopischen MHD-Eigenschaften der beobachteten Diskontinuitäten und ihre Einordnung in die großräumige Struktur des Sonnenwindes. Im folgenden wird die detaillierte Struktur der Stromschichten der Diskontinuitäten im Hinblick auf plasmakinetische Vorgänge untersucht.

Die Dicke der Grenzschicht oder Stromschicht an der Diskontinuität, die die Gebiete unterschiedlichen Plasmas trennt, ist z.B. ein wichtiger Parameter in den Theorien dieser Schichten. Sie wird wesentlich bestimmt von der Kinetik der Teilchen. Sestero (1964) behandelte mit der Vlassowtheorie Plasmagrenzschichten mit einer Änderung des Feldbetrages  $|\underline{B}|$  ohne eine Richtungsänderung des Vektors  $\underline{B}$ , während Lemaire u. Burlaga (1976) eine kinetische Theorie von tangentialen Grenzschichten geben, die sowohl eine Änderung von  $|\underline{B}|$  als auch eine Richtungsänderung aufweisen. Sie finden, daß es zwei Typen von tangentialen Grenzschichten geben kann, in denen einmal die diamagnetische Stromschicht durch Elektronen oder durch Protonen getragen wird. Die "Elektronenschichten" würden Dicken einiger thermischer Elektronengyroradien besitzen, während die Dicken der "Protonenschichten" in die Größenordnung der Protonengyroradien fielen.

Die Geschwindigkeiten der Elektronen in der Stromschicht überschreiten nach den Modellrechnungen von Lemaire u. Burlaga (1976) die örtliche Alfvéngeschwindigkeit, so daß hier elektrostatische Instabilitäten einsetzen können, die in der Folge über Teilchen-Welle Wechselwirkungen zu einer schnellen Verbreiterung der Stromschicht auf einige Elektronengyroradien führen. Die Protonen dagegen besitzen in den Stromschichten Geschwindigkeiten unterhalb der Alfvéngeschwindigkeit, so daß diese Grenzschichten stabiler sein werden.

### 6.1 Dicken interplanetarer Stromschichten

Aus der Kenntnis der Normalenrichtung  $\underline{n}$  der Diskontinuitäten und des Massenflußvektors  $\underline{V}_{sw}$  des Sonnenwindes läßt sich die Ausdehnung  $L$  der Stromschichten bestimmen, wenn man Annahmen über die Relativgeschwindigkeiten  $V_D$  der Diskontinuitäten zum Sonnenwindplasma macht. Für die Dicke  $L$  der Stromschichten erhält man

$$L = \Delta t \cdot ( |\underline{V}_{sw}| \cdot \cos \alpha + V_D ), \quad (6.1)$$

wobei  $\Delta t$  die Zeit darstellt, in der die Struktur über den als ruhend angenommenen Beobachter hinweggeführt wird, und  $\alpha$  der Winkel zwischen  $\underline{V}_{sw}$  und  $\underline{n}$  ist.

Tangentialdiskontinuitäten sind stationäre Strukturen, d.h.  $V_D = 0$ , Rotationsdiskontinuitäten breiten sich bezüglich des Sonnenwindplasmas mit der Alfvéngeschwindigkeit aus,  $V_D \approx B / \sqrt{4\pi\rho}$ . Hier ist  $B$  die örtliche Magnetfeldstärke und  $\rho$  die Massendichte des Sonnenwindes.

Für die in Abschnitt 5.3 definierten Tangential- und Rotationsdiskontinuitäten wurden nach (6.1) die Dicken bestimmt. Abb. 23a zeigt zunächst ein Histogramm der Dicken aller Richtungsdiskontinuitäten (durchgezogene Kurve) unter der Annahme, daß die Eigengeschwindigkeit  $V_D$  verschwindet. Der Mittelwert der Dicken liegt bei 2 700 km. Die theoretischen Ansätze, die oben erwähnt wurden, legen nun nahe, die Ausdehnung der Stromschichten nicht in km, sondern in thermischen Protonengyroradien auszudrücken, d.h. in Einheiten des Gyroradius eines Protons der thermischen Geschwindigkeit  $V_{ti} = \sqrt{2kT_i/m_i}$ . Für jedes Ereignis wurde ein örtlicher Protonengyroradius

$$r_{ci} = \sqrt{2kT_i/m_i} / \omega_{ci}$$

( $T_i$  : Protonentemperatur

$m_i$  : Protonenmasse

$\omega_{ci}$  : Protonengyrofrequenz)



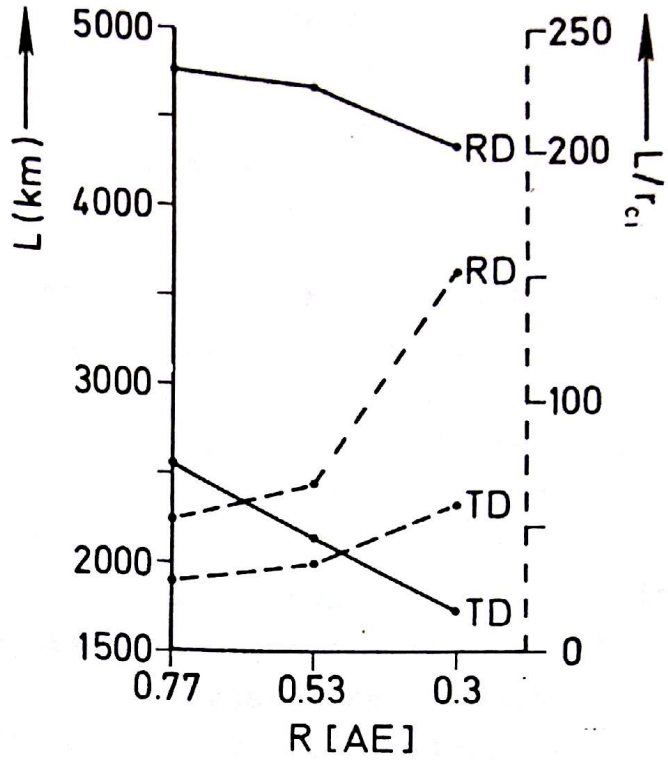
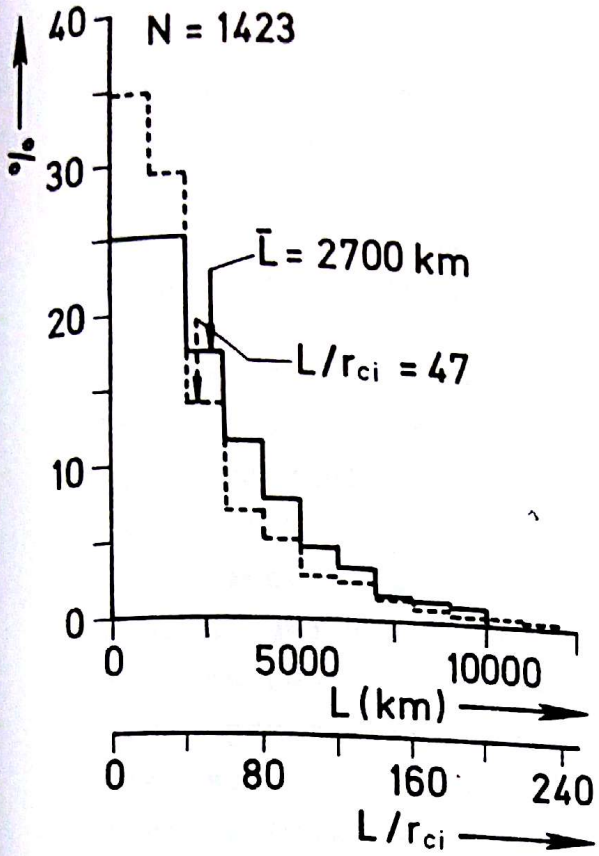


Abb. 23a: Dicken interplanetarer Stromschichten in km und Einheiten des örtlichen Protonengyroradius.

Abb. 23c: Mittlere Dicken der Stromschichten an TD u. RD in 3 Entfernungsbereichen.

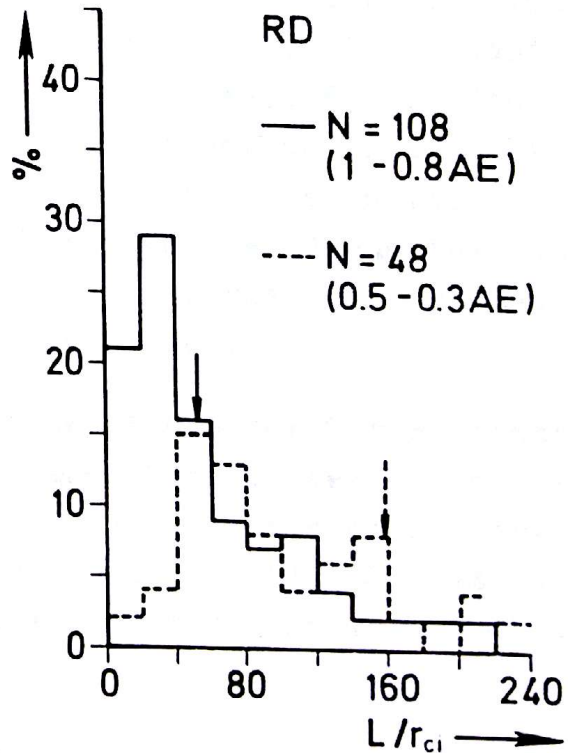
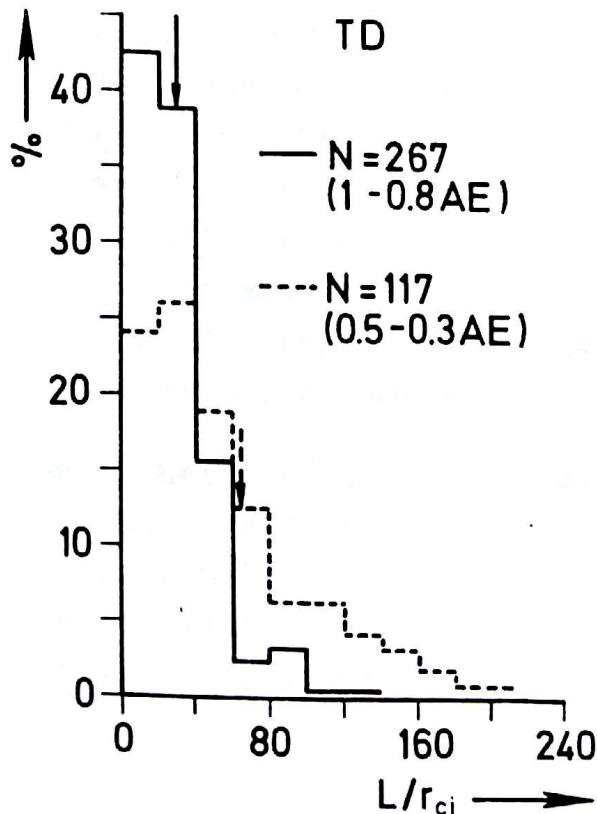


Abb. 23b: Verteilung der Dicke interplanetarer Stromschichten an Tangential- (links) und Rotationsdiskontinuitäten (rechts) in Protonengyroradien für 2 Entfernungsbereiche.

aus einem 80-Sekunden Mittelwert für Temperatur und Magnetfeld bestimmt, der zur Skalierung der Dicke diente. Die gestrichelte Kurve in Abb. 23a gibt die Verteilung der Dicke sämtlicher Stromschichten in Gyroradien wieder, das Mittel liegt bei 47. (Die Mittel werden durch Pfeile gekennzeichnet)

Die der vorliegenden Untersuchung vergleichbare Arbeit von Burlaga u.a. (1977) gelangt zu geringeren mittleren Dicken der Stromschichten von ca. 1 300 km oder 12 Gyroradien. Es ist jedoch bei einem quantitativen Vergleich der Ergebnisse zu bedenken, daß die Wahl des Anfangs und des Endes der Stromschicht und die Auswahl des Ereignisses selbst mit der Willkür des Beobachters behaftet ist. Zum anderen stützt sich die vorliegende Analyse auf eine wesentlich größere Zahl von Ereignissen, die nicht nur im Sonnenwindplasma bei 1 AE, sondern auch im heißeren dichteren Sonnenwind bei 0.3 AE beobachtet wurden.

Es ist nun weiter interessant zu sehen, ob die Dicken der Stromschichten eine Funktion des Abstandes von der Sonne sind, was auf eine Evolution der Diskontinuitäten hindeuten könnte. In Abb. 23b sind die Histogramme der Dicken in Gyroradien jeweils für zwei Entfernungsbereiche, 1 - 0.8 und 0.5 - 0.3 AE, aufgetragen worden und zwar getrennt nach Tangential- und Rotationsdiskontinuitäten, mit der in Abschnitt 5.3 gegebenen Definition. Die Pfeile an diesen Kurven deuten die Mittelwerte der Verteilungen an. Bei beiden Gruppen ist eine deutliche Verringerung der mittleren Dicke in thermischen Gyroradien mit zunehmender Entfernung von der Sonne festzustellen, bei den Rotationsdiskontinuitäten stärker als bei den im Mittel dünneren Tangentialdiskontinuitäten.

Deutlicher wird die Abhängigkeit der Dicke der Stromschichten vom radialen Abstand an Hand der Abb. 23c, in der die mittleren Dicken  $L$  in Kilometern und Gyroradien für drei Entfernungsbereiche,  $R = 1 - 0.77$ ,  $0.77 - 0.53$ ,  $0.53 - 0.3$  AE, aufgetragen sind. Die TD zeigen eine Verbreiterung von 1 700 km



bei 0.3 AE auf 2 550 km in Erdnähe. Dies bestätigen frühere Ergebnisse von Lepping u. Behannon (1977) aus Daten von Mariner 10 zwischen 0.46 und 1 AE. Dort wurde eine Zunahme der Dicken aller Richtungsdiskontinuitäten um ca. 50% im Entfernungsintervall 0.46 - 1 AE beobachtet.

Werden die Dicken in Einheiten des örtlichen Protonengyroradius  $r_{ci}$  ausgedrückt, so geht in die Abhängigkeit  $L(R)$  die Abhängigkeit  $r_{ci}(R) \sim \sqrt{T(R)/B(R)}$  mit ein. Bei Helios 1 wurde für das Entfernungsintervall 1 - 0.9 AE ein mittlerer Protonengyroradius von 57 km beobachtet und für das Intervall 0.4 - 0.3 AE ein solcher von 16 km. Die gestrichelte Kurve, mit TD gekennzeichnet, gibt die mittleren Dicken der Tangentialdiskontinuitäten in Ionengyroradien wieder, und man sieht, daß aus einer Verbreiterung in km eine Verringerung der Dicke in  $r_{ci}$  entsteht. Nach der vorliegenden Untersuchung werden also etwas breitere Stromschichten an TD beobachtet, als sie nach der Theorie von Lemaire u. Burlaga (1976) vorhergesagt werden. Außerdem scheint die Dicke der Schichten nicht so an die thermische Gyration der Protonen gebunden zu sein, wie diese Theorie es vorhersagt.

Die Stromschichten an den RD sind im Mittel etwa doppelt so breit wie die an den TD, und die Zunahme der mittleren Dicke von 4.340 km auf 4.760 km über das Intervall 0.3 - 1. AE ist wenig ausgeprägt, wie aus der Grafik hervorgeht. Dies spiegelt sich auch darin wieder, daß die Dicke in Gyroradien mit wachsender Entfernung stark abnimmt. Die Beobachtungen deuten also sowohl bei TD und RD auf eine "Evolution" der Stromschichten hin, wenn man annimmt, daß der größte Teil der Diskontinuitäten nahe der Sonne entsteht.

## 6.2 Polarisation der Felddrehung an Rotationsdiskontinuitäten

Das vorliegende detaillierte Beobachtungsmaterial an RD gestattet es, eine interessante Frage zu untersuchen: Gibt es eine bevorzugte Drehrichtung der tangentialen Feldkomponente  $B_t$  (siehe Abb. 5)?

Nach der magnetohydrodynamischen Theorie von Rotationsdiskontinuitäten (oder alfvén'schen Fluktuationen großer Amplitude) gibt es keine Vorzugspolarisation. (Landau u. Lifschitz, 1967). Es kann sowohl eine "elektronische" (linkshändige) als auch eine "ionische" (rechtshändige) Polarisation auftreten, wobei der Drehsinn durch die Gyration eines Elektrons oder Protons im Feld der Normalenkomponente  $B_n$  definiert wird. Die Theorien für Wellen kleiner Amplitude in einem kalten und heißen Plasma zeigen ebenfalls keine Bevorzugung einer Polarisationsrichtung in der benutzten Näherung für tiefe Frequenzen. (Stix, 1962). Deshalb war es bemerkenswert, daß Sonnerup u. Cahill (1968) bei Studien der Stromschicht der Erdmagnetopause bei jenen Übergängen, die einer Rotationsdiskontinuität ähnelten, nur elektronische Polarisation beobachteten. In der Folge wurde dies mit einer Teilchenbahntheorie erster Ordnung für eine Rotationsdiskontinuität großer Amplitude interpretiert (Su u. Sonnerup, 1968). Die Autoren kommen zu folgenden Ergebnissen: Beim Durchqueren einer rotierenden Feldstruktur erfahren die Führungszentren der Elektronen und Protonen im inhomogenen Feld eine unterschiedliche Drift, die zu einer Driftstromkomponente senkrecht zur Übergangsschicht führt. Um dies zu vermeiden, muß ein elektrisches Feld in Richtung der Normalen eingeführt werden, das diese Driftkomponente aufhebt. Mit der Auswertung dieser Bedingung gelangen die Autoren zu einem für die Beobachtung von RD wichtigen Schluß. Es zeigt sich, daß nur für Stromschichten mit Dicken, die sehr viel größer sind als der Protonen-gyroradius, eine "ionische" Polarisation der Felddrehung auftreten kann. Mit den für die Magnetopause gültigen Plasmaparametern kann dann nach dieser Theorie keine ionische Polarisation auftreten.

Eine Untersuchung der scheinbaren Polarisation interplanetarer RD hat Smith (1973b) unternommen. Seine Datenbasis bestand aus relativ gering zeitaufgelösten Daten, so daß nur dickere Ereignisse untersucht wurden. Außerdem standen keine Plasmaparameter zur Verfügung, die für eine Festlegung der Ausbreitungs-



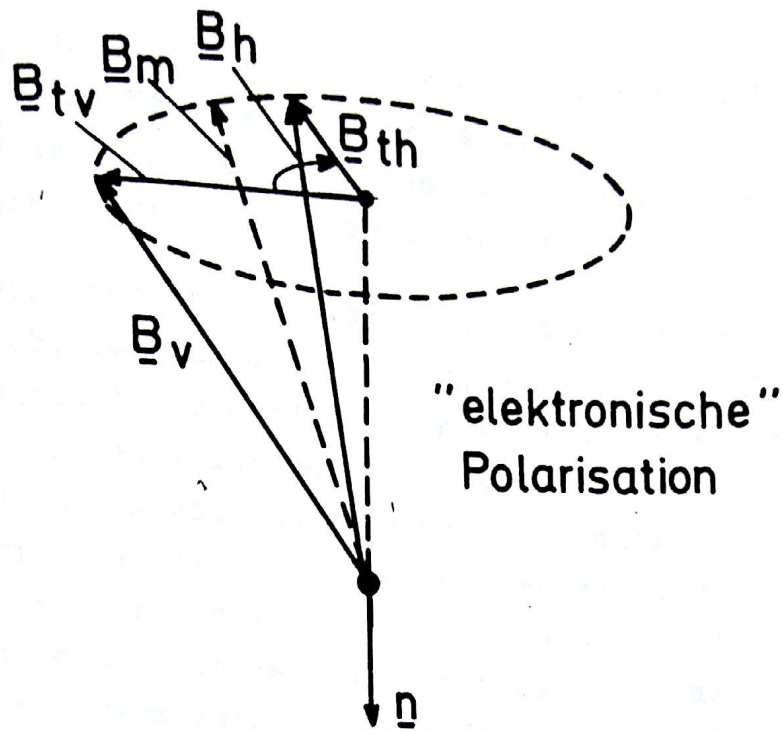


Abb. 24: Bestimmung des Drehsinns der tangentialen Feldkomponente  $B_t$  bezüglich der Normalenrichtung  $\underline{n}$ . Gezeigt wird eine Drehung im Sinne einer Elektronengyration.

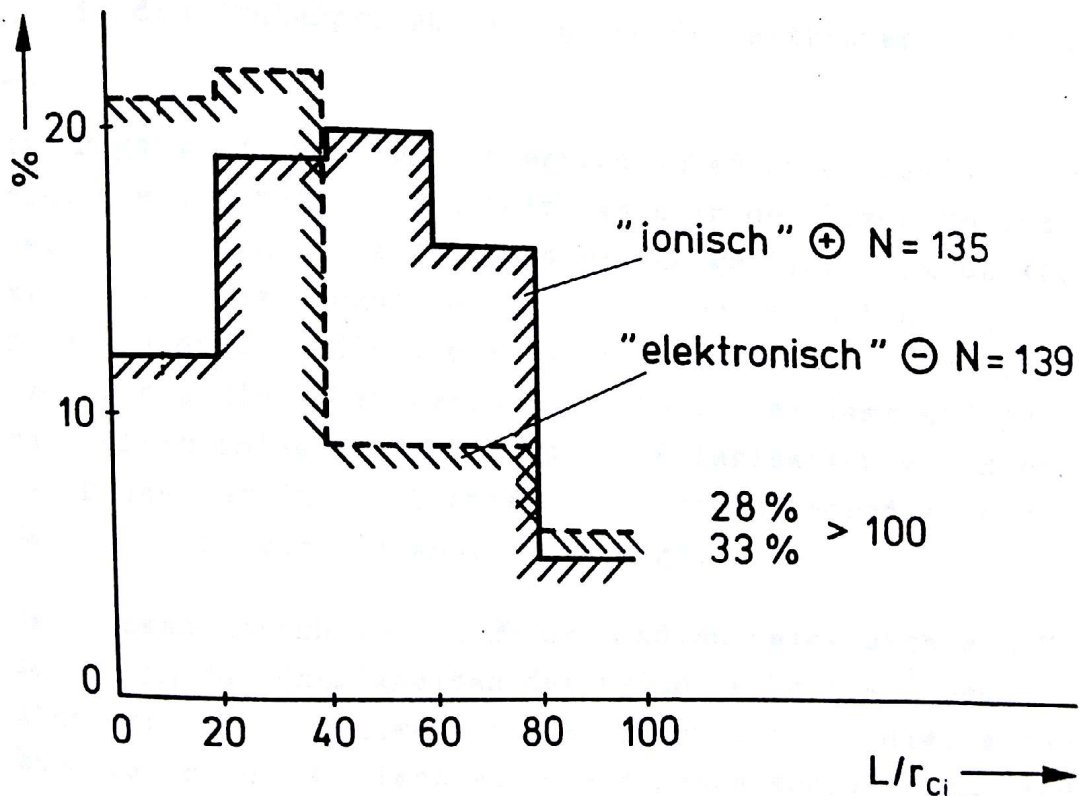


Abb. 25: Verteilung der Stromschichtdicken von Rotationsdiskontinuitäten in Ionengyroradien, getrennt nach "ionischem" und "elektronischem" Drehsinn der Tangentialkomponente.

richtung und damit für die Bestimmung der wahren Polarisierung nötig sind. Es ergab sich eine Gleichverteilung auf beide Polarisierungen, die nach Su u. Sonnerup (1968) für ausgedehntere Strukturen zu erwarten ist.

Unser Beobachtungsmaterial macht eine eingehendere Untersuchung möglich, vor allem daraufhin, ob sich bei RD geringer Dicke (gemessen in Gyroradien) ein Auswahleffekt zugunsten der elektronischen Polarisierung einstellt. Um die wahre Polarisierung zu bestimmen, muß zunächst festgestellt werden, ob die Diskontinuität sich nach innen oder außen ausbreitet. Dies wurde bereits in Abschnitt 5.3 beschrieben. Dann wird geprüft, ob der durch die Varianzanalyse bestimmte Normalenvektor  $\underline{n}$  in den selben Halbraum zeigt, anderenfalls wird sein Vorzeichen geändert. Dann läßt sich aus

$$P = \text{sign} [\underline{n} \cdot (\underline{B}_v \times \underline{B}_h) \text{BN}] \quad (6.2)$$

der Drehsinn des tangentialen Feldes von  $\underline{B}_{tv}$  nach  $\underline{B}_{th}$  bestimmen, wie man sich an Abb. 24 klarmachen kann. BN bedeutet hierin das Skalarprodukt aus  $\underline{n}$  und dem mittleren Feldvektor  $\underline{B}_m$ .

Ist P positiv, so liegt "elektronische" Polarisierung vor, d.h. die Drehung der Feldkomponente in der Stromschicht findet, in Richtung des Normalenvektors geblickt, im Uhrzeigersinn statt. Bei negativem P ist der Drehsinn "ionisch". Für alle Diskontinuitäten, die die Forderung (5.4) für RD erfüllen, wurde die Polarisierung nach (6.2) bestimmt und getrennt nach elektronischer und ionischer Polarisierung ein Histogramm der Dicke der Stromschichten in Protonengyroradien erzeugt. Das Ergebnis wird in Abb. 25 gezeigt.

Bei Dicken unterhalb von 20 Gyroradien zeigt sich ein Unterschied in den Häufigkeiten der beiden Polarisierungen, dessen statistische Signifikanz nachzuprüfen ist. Zu diesem Zwecke kann man einen  $\chi^2$  Test auf die Annahme machen, daß beide



Polarisationen in diesem Dickenintervall gleich häufig sind. Allgemeiner besteht der  $\chi^2$  Test auf die Signifikanz des Unterschiedes zwischen einer beobachteten Häufigkeitsverteilung  $f$  und einer theoretischen Verteilung  $\Phi$  darin, den Ausdruck zu bilden

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^N (f_n - \phi_n)^2 / \phi_n$$

und mit den tabellierten Werten der  $\chi^2$  Wahrscheinlichkeitsverteilung zu vergleichen. Da wir zwei Häufigkeiten  $a$  und  $b$  vergleichen wollen und annehmen, daß die theoretische Häufigkeit  $\Phi = (a+b)/2$  erhält man

$$\chi^2 = (a-b)^2 / (a+b) .$$

Im vorliegenden Fall haben wir 17 positive und 7 negative Polarisationen, so daß  $\chi^2 = 4.2$ . Aus einer Tafel für  $\chi^2$  (Linder, 1964) findet man, daß für eine Wahrscheinlichkeit der Übereinstimmung von 5% ein  $\chi^2$  von 3.84 gehört. Die Häufigkeiten der beiden Polarisationen in diesem Dickebereich sind also signifikant verschieden. Es könnte sein, daß bei abnehmender Dicke der Stromschichten an RD die oben erwähnten Effekte eine Rolle spielen.

### 6.3 Diamagnetische Stromverteilungen an Diskontinuitäten

In Betrachtungen der kinetischen Vorgänge an kleinräumigen Strukturen des Sonnenwindes, wie Diskontinuitäten, spielen die relativen Driftgeschwindigkeiten von negativen und positiven Ladungsträgern zueinander eine große Rolle. Sie können unter Umständen Auskunft darüber geben, ob für das Anfachen von Instabilitäten kritische Geschwindigkeiten erreicht werden.

Aus der Kenntnis des Magnetfeldvektors  $\underline{B}(t)$  in der Übergangsschicht der Diskontinuität ist es möglich, eine diamagnetische Stromverteilung oder auch die relative Driftgeschwindigkeit  $\underline{v}_p - \underline{v}_e$  von Protonen und Elektronen zu bestimmen (siehe auch Neubauer u.a., 1977b; Fitzenreiter u. Burlaga, 1978).

Legen wir ein Koordinatensystem so, daß X in Richtung der Normalen  $\underline{n}$  der Diskontinuität zeigt und Y,Z in der als eben angenommenen Stromschicht liegen, so ergibt sich die räumliche Ableitung in X aus der zeitlichen nach

$$(d/dx) = -(d/dt)/(\underline{v}_{sw} \cdot \underline{n}). \quad (6.3)$$

Hierin bedeutet  $\underline{v}_{sw}$  den Flußvektor des Sonnenwindes. Bei der Stromberechnung wird angenommen, daß die Stromschicht gegenüber dem sie mitführenden Sonnenwindplasma ruht. Also ist

$$\text{rot } \underline{B} = - \underline{n} \times \dot{\underline{B}}/(\underline{v}_{sw} \cdot \underline{n}). \quad (6.4)$$

Mit (6.4) erhält man für die Stromdichte

$$\underline{j}(x) = - \frac{1}{4\pi} \underline{n} \times \dot{\underline{B}}/(\underline{v}_{sw} \cdot \cos \alpha), \quad (6.5)$$

worin  $\cos \alpha$  der Winkel zwischen  $\underline{v}_{sw}$  und  $\underline{n}$  ist.

Es ist wichtig anzumerken, daß sich der Stromvektor  $\underline{j}$  im allgemeinen aus einem zu  $\underline{B}$  parallelen und einem senkrechten Anteil zusammensetzt. Zwei Spezialfälle sind zu unterscheiden: Findet nur eine Richtungsänderung des Feldvektors  $\underline{B}$  statt, bei der sein Betrag konstant bleibt, gibt es nur einen feldlinienparallelen Strom. Ändert sich der Betrag von  $\underline{B}$  bei verschwindender Richtungsänderung, so fließt der Strom senkrecht zum umgebenden Feld.

Die Differenzgeschwindigkeit von Elektronen und Protonen kann man nun ansetzen als

$$\underline{j}(x) \equiv N \cdot e \cdot (\underline{v}_i - \underline{v}_e) = - \frac{1}{4\pi} \underline{n} \times \dot{\underline{B}}/(\underline{v}_{sw} \cdot \cos \alpha) \quad (6.6)$$



mit  $N$  als Teilchendichte und  $e$  als Elementarladung, wenn der Beitrag der Alphateilchen vernachlässigt wird. Zunächst vereinfacht sich (6.6) durch die spezielle Wahl des Koordinatensystems, in dem  $X$  in die Richtung der Normalen und  $Y$  und  $Z$  in Richtung der mittleren und maximalen Varianz des Feldvektors gelegt wird.

Unter Vernachlässigung der minimalen Fluktuation von  $B_x$  erhält man für die  $Y$  und  $Z$  Komponente der Gleichung (6.6)

$$\begin{aligned} j_y(x) &\equiv N \cdot e \cdot (V_{iy} - V_{ey}) = \frac{1}{4\pi} \frac{dB_z}{dt} / (V_{sw} \cdot \cos \alpha) \\ j_z(x) &\equiv N \cdot e \cdot (V_{iz} - V_{ez}) = -\frac{1}{4\pi} \frac{dB_y}{dt} / (V_{sw} \cdot \cos \alpha), \end{aligned} \quad (6.7)$$

Es ist nützlich, die Relativdrift  $(\underline{V}_i - V_e)$  mit einer für die Wellenausbreitung charakteristischen Geschwindigkeit zu vergleichen. Wir drücken daher die Relativdrift in Einheiten der örtlichen Alfvéngeschwindigkeit  $V_A = B / \sqrt{4\pi \cdot N \cdot m_i}$  aus, d.h., wir bilden eine "Alfvén-Machzahl" der Driftbewegung für die Komponenten  $Y$  und  $Z$ :

$$\begin{aligned} MY &\equiv (V_{iy} - V_{ey}) / V_A \\ MZ &\equiv (V_{iz} - V_{ez}) / V_A \end{aligned} \cdot$$

(6.7) läßt sich dann umschreiben in

$$\begin{aligned} MY &= \frac{dB_z}{dt} / (B \cdot M_A \cdot \omega_{ci} \cdot \cos \alpha) \\ MZ &= -\frac{dB_y}{dt} / (B \cdot M_A \cdot \omega_{ci} \cdot \cos \alpha), \end{aligned} \quad (6.8)$$

wobei  $M_A = V_{sw} / V_A$  die Alfvén-Machzahl der Sonnenwindgeschwindigkeit und  $\omega_{ci}$  die Protonengyrofrequenz bedeuten.

In dieser Form läßt sich dann die Stromverteilung besser für eine Interpretation der im zweiten Teil der vorliegenden Arbeit geschilderten Plasmawellenbeobachtungen benutzen.

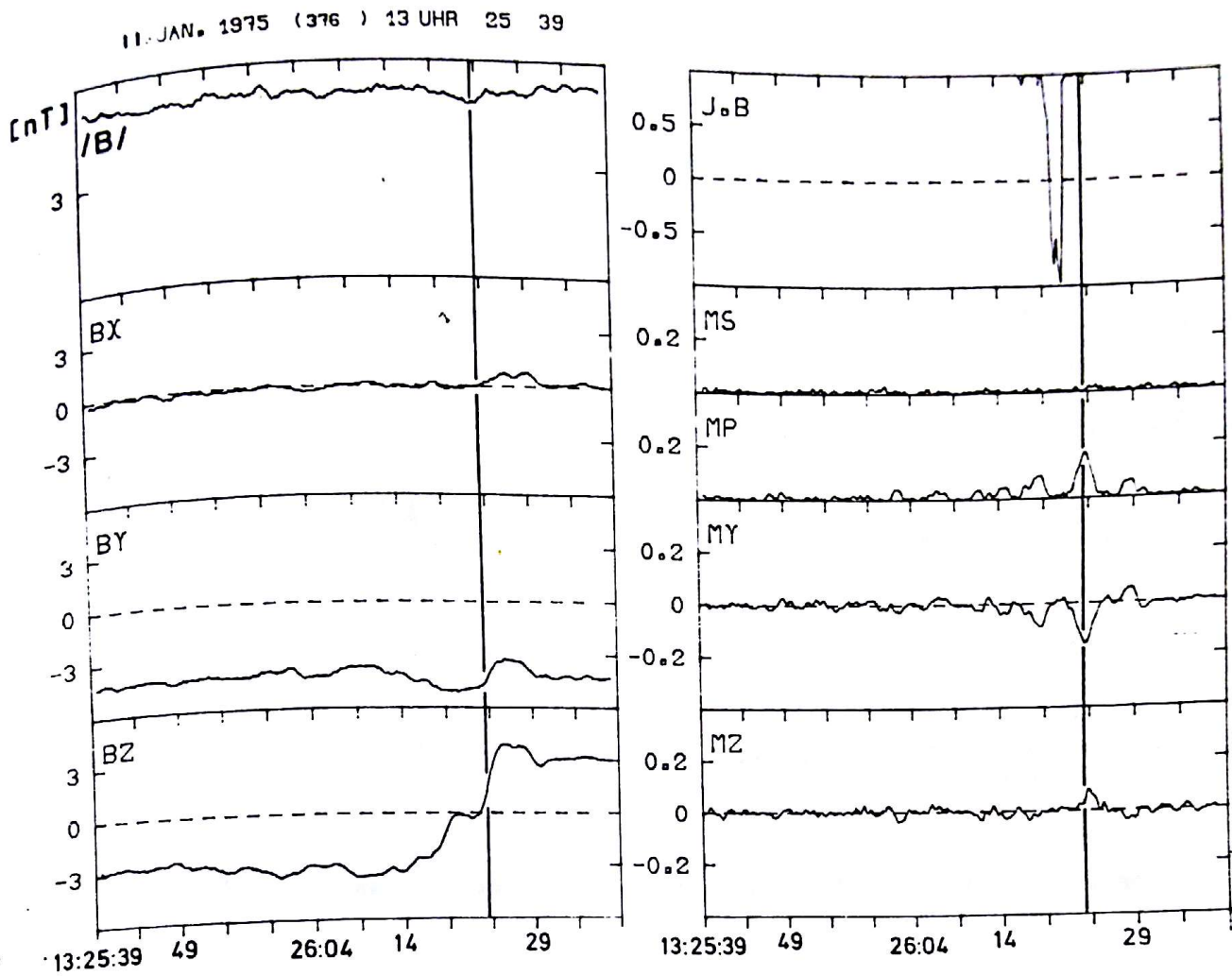
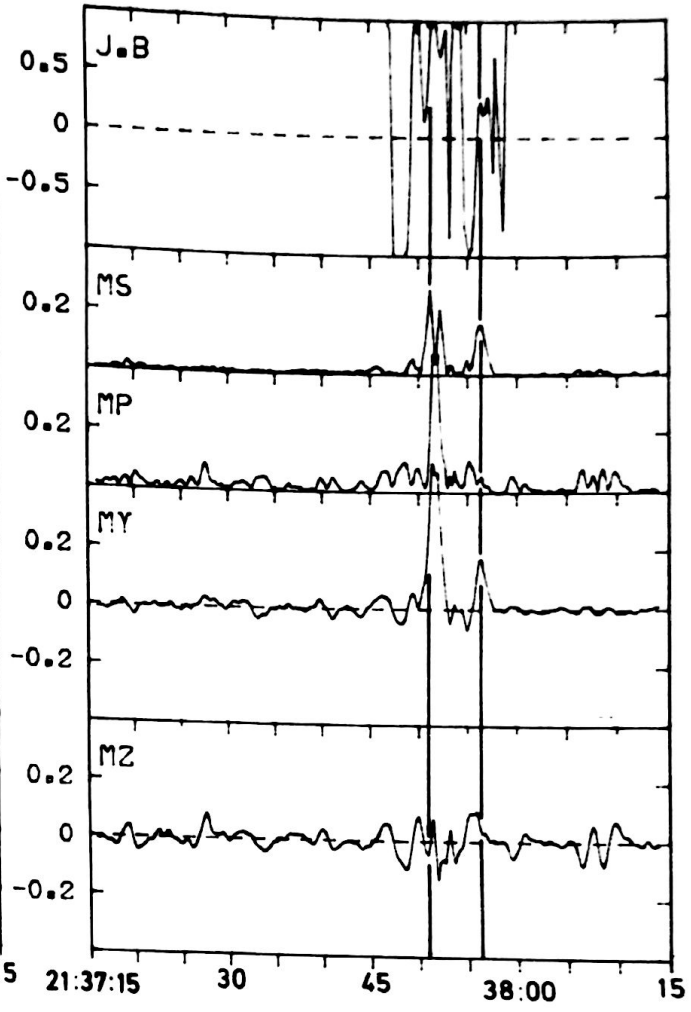
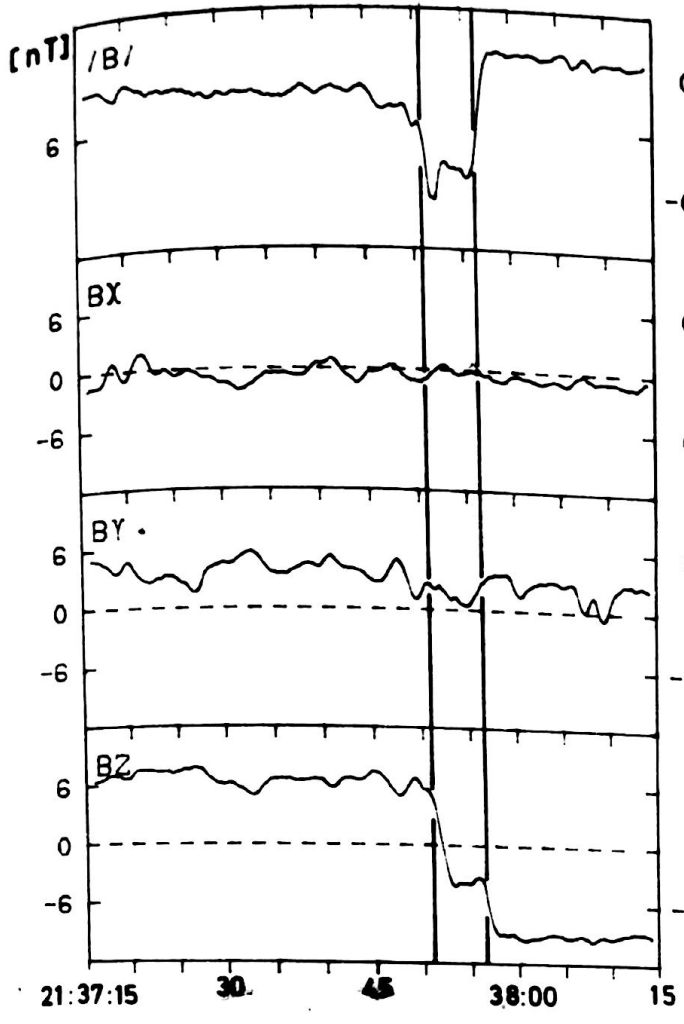


Abb. 26a: Tangentialdiskontinuität ohne Feldbetragsänderung, links dargestellt im Varianzsystem ( $B_x$  zeigt in Richtung minimaler Varianz). Rechts wird der Verlauf des abgeleiteten Stromachvektors  $\underline{M}$  dargestellt.  $M_P$  und  $M_S$  sind der feldparallele und senkrechte Anteil von  $\underline{M}$ .  $J \cdot B$  kennzeichnet den Verlauf von  $\cos \delta = \frac{(\underline{M} \cdot \underline{B})}{|\underline{M}| \cdot |\underline{B}|}$ .



12 JAN. 1975 (377) 21 UHR 37 15



Für alle Diskontinuitäten wurde mit (6.8) der Verlauf des "Machvektors"  $\underline{M}$  in den Stromschichten berechnet. Vor der Analyse wurde  $\underline{B}$  über eine Sekunde gleitend gemittelt, um höherfrequente Fluktuationen und etwaiges Instrumentenrauschen zu unterdrücken. Die zeitliche Ableitung der Feldkomponenten wurde aus zentrierten Differenzen der Zeitreihen  $BY_i$ ,  $BZ_i$  gewonnen, d.h., die Ableitung von  $BY$  zur Zeit  $i \cdot \Delta t$  wird dargestellt durch  $BY = (BY_i - BY_{i-1}) / (2 \cdot \Delta t)$ , wobei  $\Delta t$  der Zeitschritt der Meßreihe ist.

Die Abb. 26 zeigt zwei Beispiele für die Stromverteilung an Tangentialdiskontinuitäten. Im linken Teil der Abbildung sind die Feldkomponenten, wie oben erwähnt, im Varianzmatrixsystem dargestellt.  $BZ$  ist die Feldkomponente in Richtung maximaler,  $BX$  die Komponente in Richtung minimaler Varianz. Die rechte Hälfte zeigt den Verlauf der  $Z$  und  $Y$  Komponente des "Stromvektors"  $\underline{M}$  nach (6.8) und daraus abgeleitet der Anteil parallel und senkrecht zum Feld, gekennzeichnet durch  $MP$  und  $MS$ . Ganz oben wird zusätzlich noch der jeweilige Winkel  $\delta$  zwischen Strom- und Feldvektor durch die Größe  $\cos \delta = (\underline{j} \cdot \underline{B}) / |\underline{j} \cdot \underline{B}|$  angegeben.

Abb. 26a zeigt den Fall einer Diskontinuität mit einer ausschließlichen Felddrehung; der Betrag des Feldes bleibt über das betrachtete Intervall näherungsweise konstant. Aus diesem Grunde fließt der Strom feldlinienparallel, wie aus dem rechten Teil der Abbildung hervorgeht. Im Bereich des maximalen Gradienten von  $BZ$  hat die Machzahl  $MP$  des feldparallelen Stromes ein klares Maximum von ca. 0.18. Die Stromdichte beträgt hier  $6.8 \cdot 10^{-9} \text{ [A/m}^2\text{]}$  und ist ein typischer Wert für die Verhältnisse an interplanetaren Stromschichten, obwohl auch höhere Stromdichten bis zu etwa  $1 \cdot 10^{-7} \text{ [A/m}^2\text{]}$  beobachtet wurden. Als Vergleich sei daran erinnert, daß in ionosphärischen Stromsystemen Stromdichten von  $10^{-6} - 10^{-5} \text{ [A/m}^2\text{]}$  beobachtet werden.



Als zweites Beispiel zeigt die Abb. 26b den komplexeren Fall einer tangentialen Struktur ( $\overline{B \times} \approx 0$ ), deren Stromschicht nicht nur aus einer rein feldparallelen Stromverteilung besteht. Dies wird verursacht durch starke Gradienten in  $|\underline{B}|$  an den Stromschichtgrenzen, die in der Abbildung durch senkrechte Linien angedeutet werden. Starke Einbrüche der Feldstärke in den Stromschichten sind typisch für eine große Zahl von Tangentialdiskontinuitäten. Außer einem starken Maximum in der parallelen Stromkomponente MP besitzt die senkrechte Komponente 2 Maxima an den Rändern dieses Einbruchs. Die maximale Dichte des Gesamtstromes liegt bei  $9.5 \cdot 10^{-9} [A/m^2]$ . Dieser Wert und die Stromdichten ähnlicher Ereignisse liegen im Bereich der von Fitzenreiter u. Burlaga (1978), an sogenannten "magnetischen Löchern", - plötzlichen reversiblen Einbrüchen der Feldstärke -, beobachteten Stromdichten (siehe auch Burlaga u. Lemaire, 1978).

Wir sehen also, daß die Feldgradienten der interplanetaren Diskontinuitäten durch Ströme getragen werden, die im allgemeinen einen parallelen und senkrechten Anteil zum Feldvektor besitzen. In Abb. 27 wird diese Tatsache an Hand eines Histogramms für den Winkel zwischen dem Stromvektor  $\underline{j}$  und dem Feldvektor  $\underline{B}$  erläutert. Gezeigt wird aus den Daten aller untersuchten Stromschichten die Verteilung von  $\cos \delta = (\underline{j} \cdot \underline{B}) / |\underline{j} \cdot \underline{B}|$  für die Stellen der Schichten, an denen der Betrag von  $\underline{S}$  ein Maximum besitzt. Es wird deutlich, daß nur ein kleiner Prozentsatz (etwa 12%) der Ereignisse einen Winkel  $\delta$  größer als  $26^\circ$  besitzt. Die überwiegende Mehrzahl besitzt einen starken feldparallelen Stromanteil. Die abgeleiteten relativen Driftgeschwindigkeiten von Protonen und Elektronen erreichen in einigen Fällen die örtliche Alfvéngeschwindigkeit, und in den meisten Fällen wird eine Strommachzahl von 0.1 überschritten.

Die interplanetaren Stromschichten stellen also Gebiete im Sonnenwindplasma dar, in denen die Stabilität des Plasmas gegenüber den senkrechten und parallelen Strömen untersucht werden kann. Hier hilft die Beobachtung von Fluktuationen des

Magnetfeldes in höheren Frequenzen, als sie das Helios-Förstersondenmagnetometer aufzulösen vermag. Im zweiten Teil dieser Arbeit werden nun die Daten des Induktionsspulenmagnetometers zur Interpretation von kinetischen Vorgängen in den Stromschichten herangezogen.

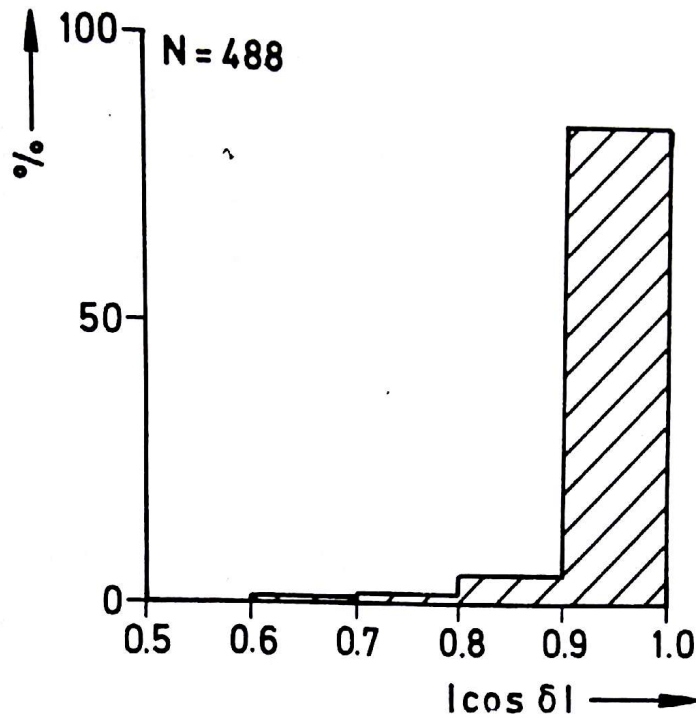


Abb. 27: Verteilung des Winkels  $\delta$  zwischen dem maximalen Stromvektor und der Feldrichtung in 488 Stromschichten.



## 7. Magnetisches Rauschen an Richtungsdiskontinuitäten

### 7.1 Die Daten des Induktionsspulenmagnetometers

Bis zum heutigen Zeitpunkt gibt es, abgesehen von den Helios-Daten, ein sehr geringes Datenmaterial über hochfrequente magnetische Fluktuationen im interplanetaren Plasma und speziell über Wellenbeobachtungen an kleinräumigen Strukturen des interplanetaren Magnetfeldes. Mit Hilfe der OGO-Raumfahrzeuge wurden mit Magnetometern, die im Meßbereich etwa den Helios-Magnetometern entsprachen, vereinzelt Beobachtungen an interplanetaren Diskontinuitäten im erdnahen Raum gemacht (Unti u.a., 1972). Auch die Messungen der IMP Satelliten (Scarf u.a., 1974) brachten keine Erweiterung des Datenmaterials, besonders weil ernsthafte elektromagnetische Interferenzen zwischen Magnetometer und Raumfahrzeug bestanden und die für interplanetare Messungen notwendigen hohen Empfindlichkeiten verhinderten. Dagegen gibt es einige Untersuchungen der Fluktuationen des elektrischen Feldes im Frequenzbereich um 400 Hz an kleinräumigen Strukturen des interplanetaren Magnetfeldes. So fanden Scarf u.a. (1972, 1976) erhöhte Wellenaktivität in diesem Frequenzbereich an Diskontinuitäten, wenn die örtliche Ionenplasmafrequenz sich etwa 400 Hz näherte. Sie deuteten dies durch Ionenschallwellen.

Mit Helios besteht nun erstmalig die Gelegenheit, eine umfassende Übersicht über die Fluktuationen des interplanetaren Magnetfeldes im Frequenzbereich von ca. 4 Hz bis 2200 Hz zu gewinnen und in unserem Fall die Gebiete der interplanetaren Stromschichten auf das Auftreten von Wellenaktivität hin zu untersuchen.

Um den komplexen Datenstrom vom Induktionsspulenmagnetometer auf Helios besser zu erläutern, wenden wir uns einem Schema der an Bord vorgenommenen Datenvorverarbeitung der rohen Induktionsspulensignale zu, das in Abb. 28 gezeigt wird. Die Ausgangsspannungen der Meßspulen in der Spinachse Z und der Spinebene des Satelliten, wahlweise X oder Y, werden in zwei

SPINRATE:  
60 RPM

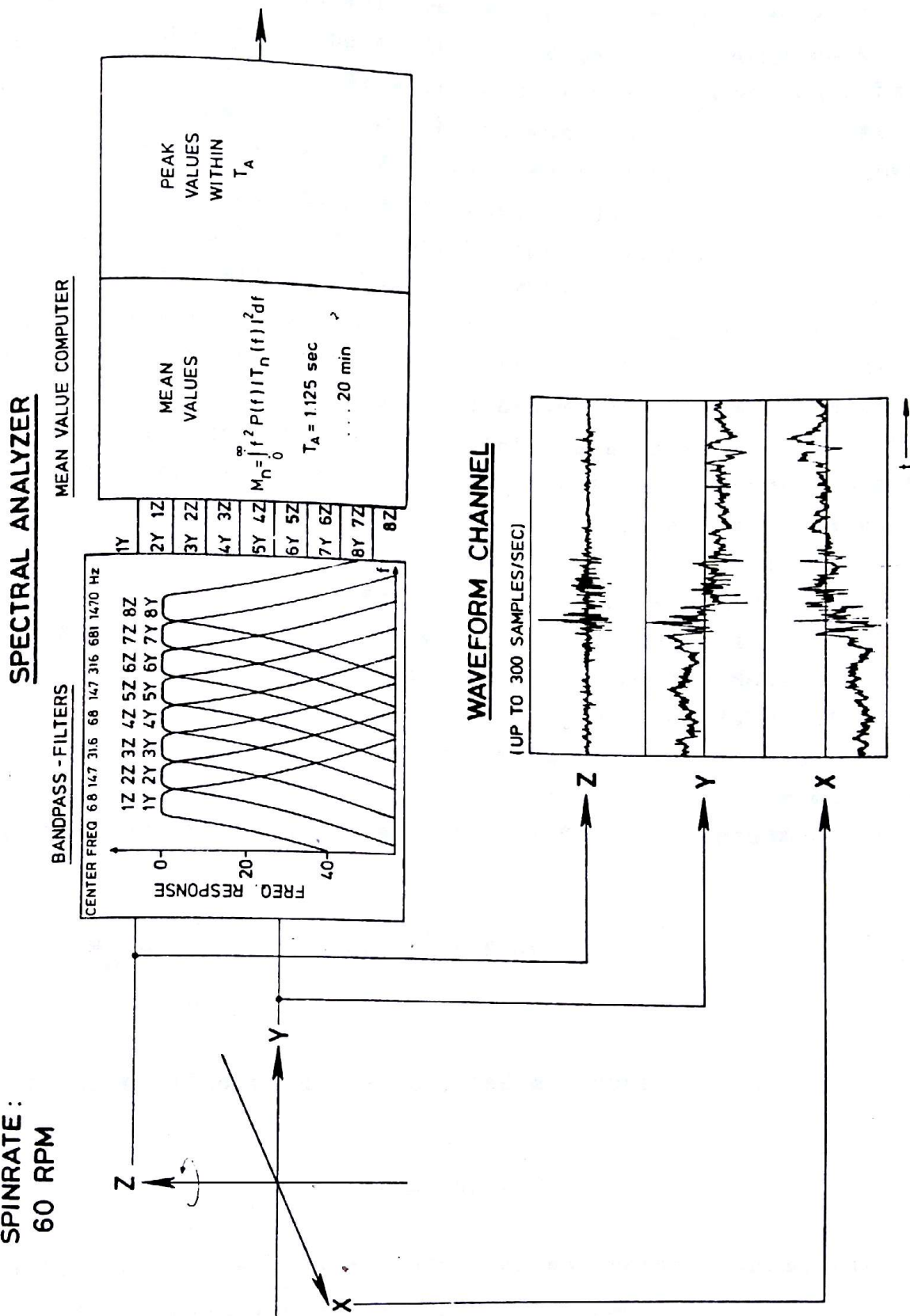


Abb. 28: Daten des Induktionsspulenmagnetometers und ihre Vorverarbeitung im Satelliten.



verschiedenen Kanälen aufbereitet. Diese Spannungen sind den zeitlichen Ableitungen der Feldkomponenten senkrecht und parallel zur Spinebene des Satelliten proportional. Im Spektralanalysator wird mit Hilfe von zwei Bandpassfilterbänken, deren Übertragungsfunktionen  $T(f)$  und Mittenfrequenzen  $f_M$  in der Abbildung angedeutet werden, eine gleichzeitige Analyse des X (oder Y) und Z Signals vorgenommen. Die relativen Bandbreiten, d.h., das Verhältnis  $(f_{on} - f_{un})/f_{Mn}$ , sind konstant und betragen 0.786.  $f_{on}$  und  $f_{un}$  bedeuten hier die oberen und unteren Eckfrequenzen im 3 dB Punkt des n-ten Bandpasses. Die 2.8-Ausgangsspannungen der Filterbänke werden dann digital weiterverarbeitet. Es wird eine Quadrierung und eine dem Telemetriemodus des Satelliten entsprechende Mittelung der Werte vorgenommen. Bei der für Helios normalen hohen Datenrate von 2048 Bit/sec beträgt die Mittelungslänge z.B.  $T_A = 1.125$  sec. Zusätzlich wird für jeden Frequenzkanal das Maximum aller Werte innerhalb des Mittelungsintervalls  $T_A$  bestimmt. Beide Größen, der Mittelwert und der Maximalwert, d.h., 2.16 Meßwerte werden der Telemetrie des Satelliten zur Übertragung übergeben. Wie im Schema angegeben wird, hängt das quadratische Mittel  $M_n$  des n-ten Filterausgangs mit dem quadratischen Spektrum des Magnetfeldes  $P(f)$  zusammen über

$$M_n = \int_0^{\infty} f^2 |T_n(f)|^2 P(f) df. \quad (7.1)$$

Die Filter sind so ausgelegt, daß mit hoher Genauigkeit

$$\int_0^{\infty} |T_n(f)|^2 df = f_{on} - f_{un}$$

gilt. Die Dichte  $\bar{P}_n$  des quadratischen Spektrums, gemittelt über das Frequenzband  $f_{un}$  bis  $f_{on}$  ist dann

$$\bar{P}_n(fm) = M_n / ((f_{on} - f_{un})fm^2) \quad (7.2)$$

(siehe Neubauer u.a., 1977a). In allen grafischen Darstellungen wird statt  $P_n(fm)$  die Spektraldichte  $\bar{P}_n(fm)$  in  $[nT/\sqrt{Hz}]$  benutzt.

Im zweiten Teil des Magnetometers, dem Wellenformkanal, werden nach einer passenden Filterung alle drei Sensorspannungen integriert und je nach der vorliegenden Datenrate mit 28.5 oder 57 Hz digitalisiert und in Echtzeit übertragen. Aus diesen Daten kann also die Zeitfunktion  $\underline{B}(t)$  des Feldvektors in höherer Zeitauflösung für Frequenzen von der unteren Abschneidefrequenz des Magnetometers bei 4.7 Hz bis etwa zur Nyquistfrequenz der jeweiligen Digitalisierung rekonstruiert werden. Es sei angemerkt, daß bei Helios 2 der Integrator entfiel. Der Wellenformteil des Experimentes wird wegen der großen Datenmenge nur in einem speziellen Telemetriezustand des Satelliten während kürzerer Zeiten benutzt. Eine noch höhere Auflösung wird durch die Benutzung eines zentralen Speichers des Satelliten erreicht, der für bestimmte kurze Zeiten den hochaufgelösten Datenstrom der Magnetfeld- und elektrischen Feldexperimente aufnimmt. An Hand von Kenngrößen, die an Bord des Satelliten laufend aus magnetischen und elektrischen Felddaten gewonnen werden, bestimmt eine Ereignislogik ein gegenwärtig "bestes Ereignis" und veranlaßt das Einlesen in den Speicher. Wird das Magnetfeldkriterium benutzt, so werden die jeweils größten und schnellsten Änderungen von  $|\underline{B}|$  erkannt. Das Kriterium aus den Daten des elektrischen Feldes wählt Zeiten aus, in denen der Rauschpegel des Feldes in einem Frequenzband maximal groß wird. Das Auslesen des Speichers in die Telemetrie setzt die Schwellen der Kriterien neu, und die Suche nach dem besten Ereignis beginnt erneut. Einzelheiten über den Erkennungsalgorithmus und die Organisation des Speichers werden bei Musmann u.a., (1975) beschrieben.



Je nach dem Telemetriezustand des Satelliten enthält der Speicher die Wellenformdaten mit 75, 150 oder 300 Vektoren pro Sekunde, so daß man die Zeitfunktion  $\underline{B}(t)$  von 5 bis maximal 150 Hz rekonstruieren kann.

## 7.2 Hinweise für lokale Wellenerzeugung an Stromschichten

Wie wir im vorigen Kapitel sahen, können in den Übergangsschichten der Diskontinuitäten starke Ströme fließen; es werden in einzelnen Komponenten des Feldvektors starke Gradienten beobachtet. Diese Tatsache und die Überlegung, daß zu beiden Seiten einer Diskontinuität unterschiedliche Ausbreitungsbedingungen für Wellen vorhanden sein können, macht es interessant, das Rauschspektrum des Magnetfeldes in den Stromschichten und in der Umgebung der Diskontinuität zu untersuchen. Die Abb. 29 zeigt zunächst typische Intervalle mit den kombinierten Daten der Förstersonde oben und des Induktionsspulenmagnetometers unten. Aufgetragen sind die Mittelwerte über 8 Sekunden. Die Spektraldaten der Induktionsspule sind für alle Kanäle, d.h. für 7,15,32,68,147,316,681 und 1470 Hz Mittenfrequenz, in folgender Weise dargestellt worden: Die Spektral-Mittelwerte werden durch senkrechte Striche angegeben, der zugehörige Spektral-Maximalwert im Mittelungsintervall durch einen Punkt. Es sei noch angemerkt, daß bei einem mono-chromatischen Signal der Maximalwert um  $\sqrt{2}$  größer ist als der Mittelwert. Die Spektraldichten in  $[nT/\sqrt{Hz}]$  beziehen sich auf die Messung in der Spinebene des Satelliten (Y-Komponente). Die eingezeichneten senkrechten Linien markieren Richtungsdiskontinuitäten. Es ist ersichtlich, daß alle Diskontinuitäten mit einer Erhöhung der Spektraldichte bis zum Kanal 5 mit der Mittenfrequenz von 147 Hz verbunden sind, d.h., die Feldfluktuationen erreichen Frequenzen, die unterhalb der für beide Datenintervalle gültigen mittleren Elektronengyrofrequenz von 300 Hz liegen. Zwei Typen von Rauschereignissen an den Stromschichten sind zu erkennen: Zum einen sind es glockenförmige Spitzen in der Spektraldichte, wie an den Diskontinuitäten der Abb. 29b oder

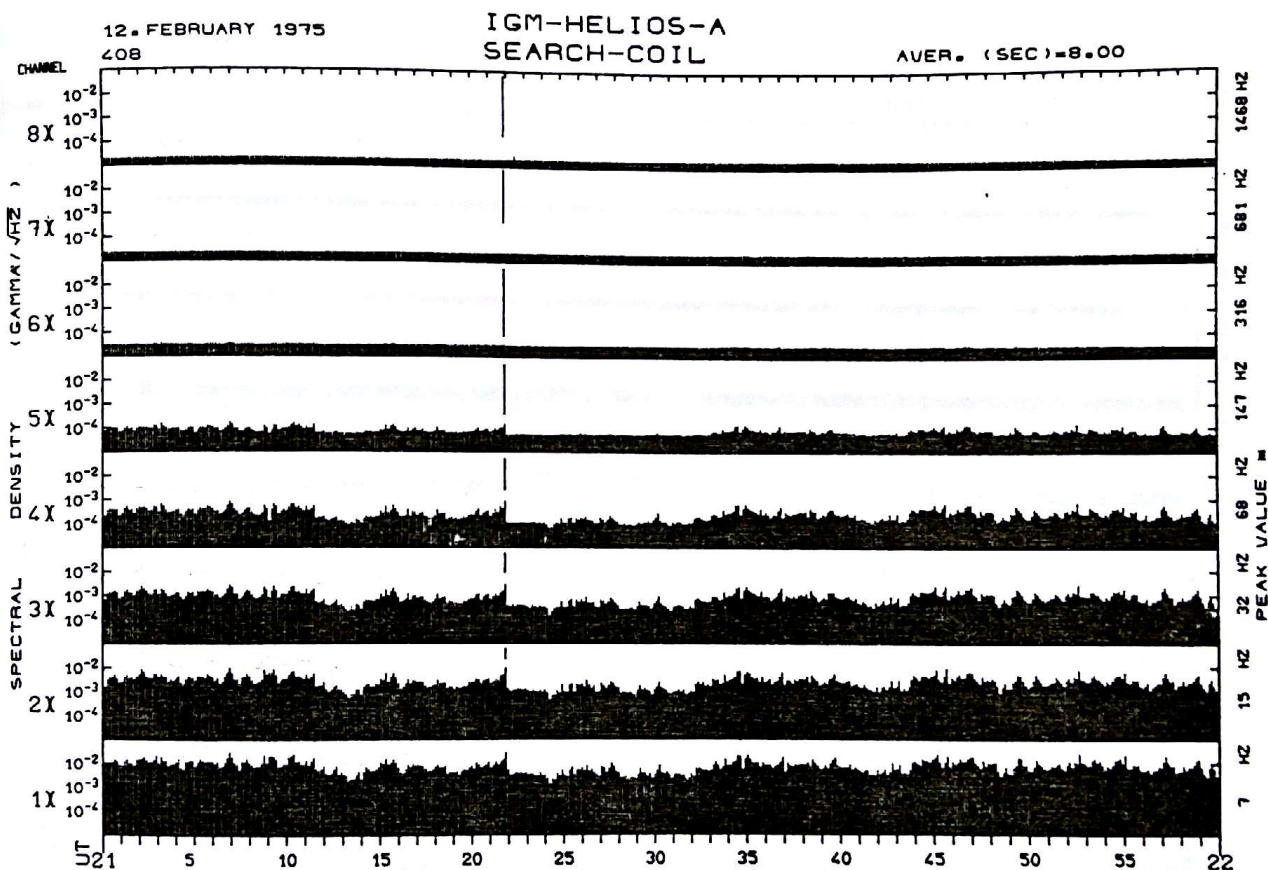
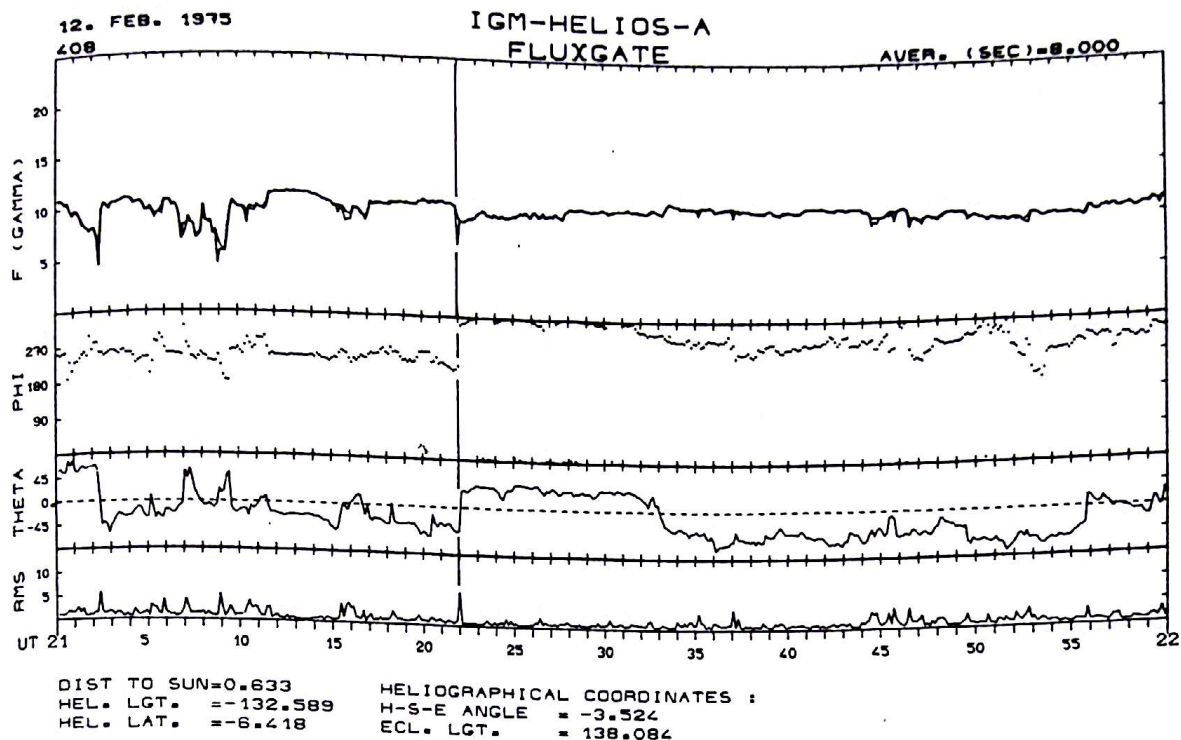


Abb. 29a: Kombinierte 8-Sekunden Mittelwerte des Feldvektors  $\underline{F}$  und der Spektraldichten der Feldfluktuationen. Die Diskontinuität um 408:21:22 ist mit einer unsymmetrischen Rauscherhöhung verbunden.



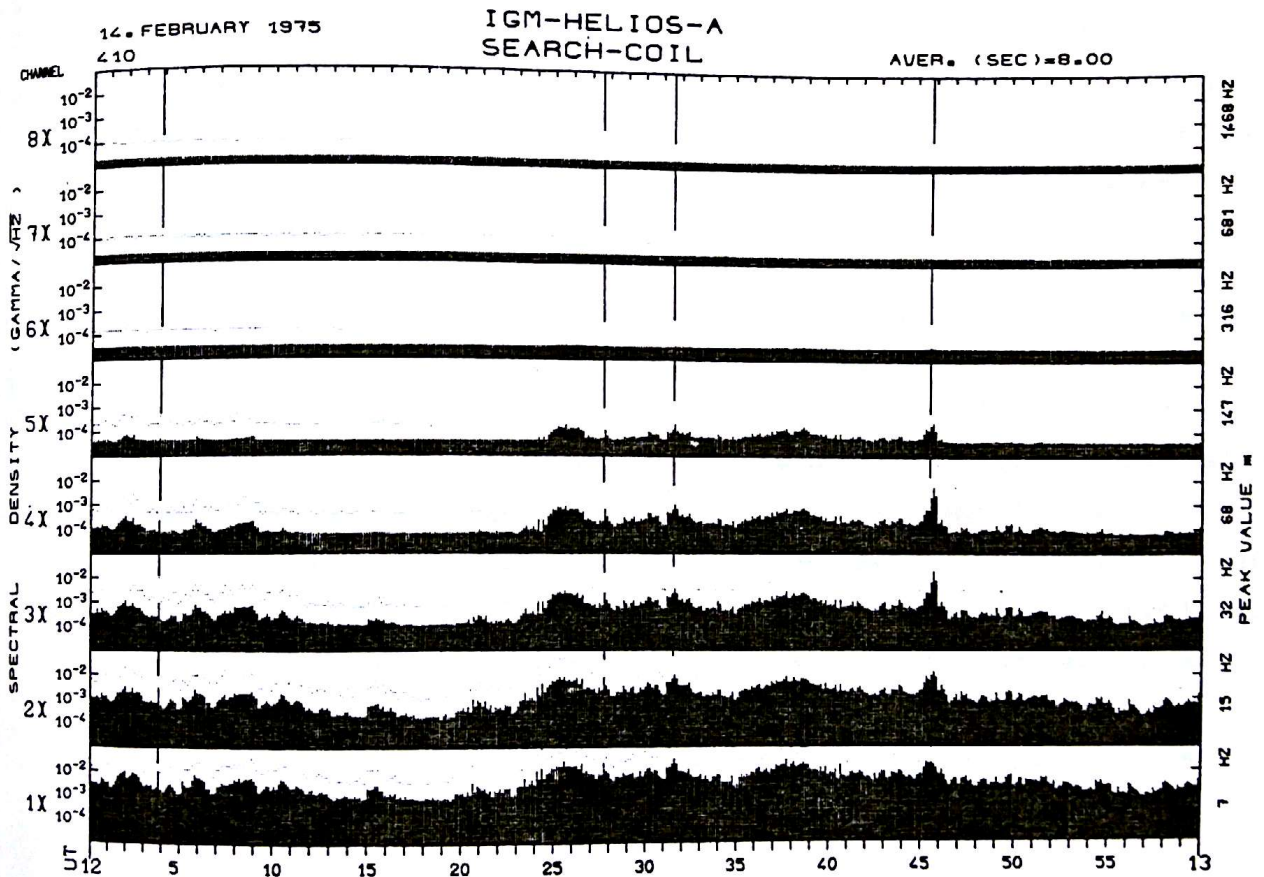
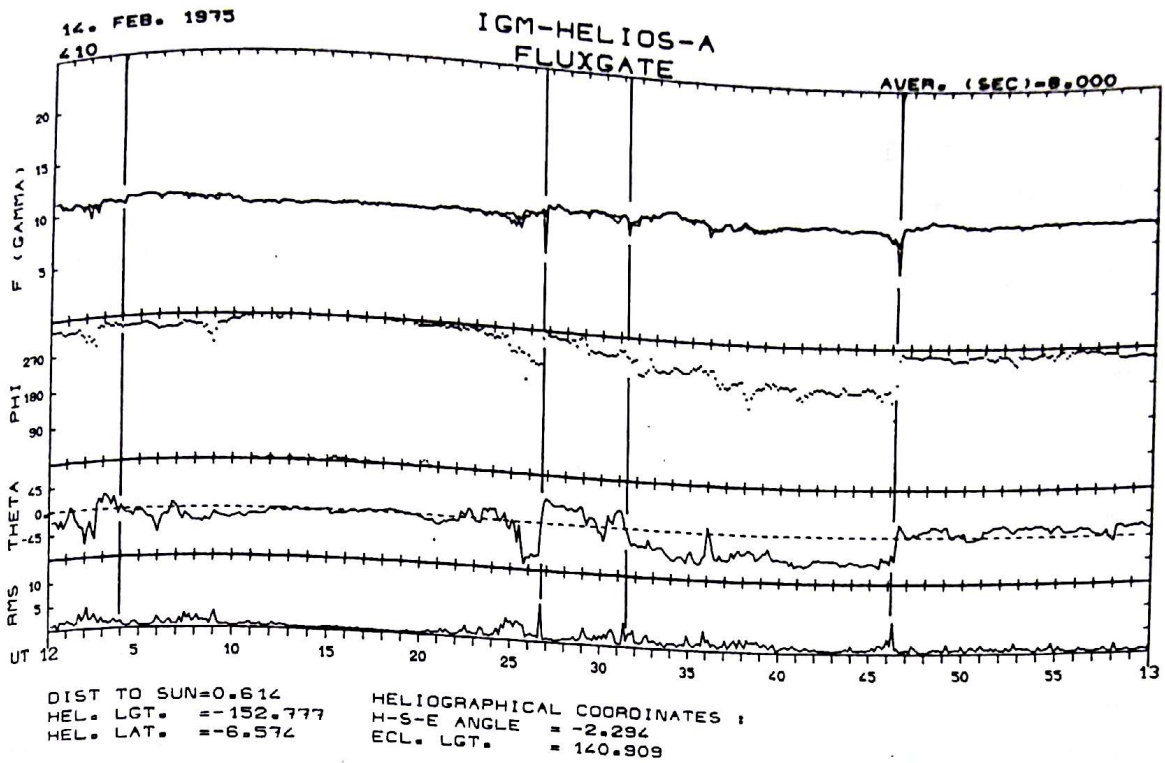


Abb. 29b: Feld- und Spektraldaten für ein typisches Intervall mit Richtungsdiskontinuitäten. Erkennbar sind länger-dauernde Spektraldichteerhöhungen und Rauschausbrüche an Diskontinuitäten, z.B. um 12:4, 12:28, 12:31, 12:46.

Rauscherhöhungen, die nur auf einer Seite der Diskontinuität auftreten, aber in der Stromschicht ein Maximum aufweisen. Ein Beispiel dafür ist die Diskontinuität in Abb. 29a.

Bevor auf diese unterschiedliche Erscheinungsform näher eingegangen wird, soll gezeigt werden, daß nahezu alle Stromschichten mit einer Erhöhung der Wellenaktivität verbunden sind. Zu diesem Zweck wurde die maximale Spektralintensität PS in der Stromschicht mit dem mittleren Rauschniveau PM über ein 90-Sekunden-Intervall, das die Diskontinuität enthält, verglichen. Benutzt wurden die Spektral-Mittelwerte.

In Abb. 30 wird für die ersten fünf Kanäle, d.h. für die Mittenfrequenzen 7, 15, 32, 68 Hz gezeigt, um wieviel sich die maximale Erhöhung PS der Spektraldichte vom mittleren umgebenden Rauschniveau PM unterscheidet. Aufgetragen ist für jeden Kanal jeweils die Verteilung des Verhältnisses PS/PM, und es wird deutlich, daß nur ein Anteil von unter 5% der untersuchten Stromschichten keine Erhöhung der Rauschaktivität aufweist. Im Mittel tritt in den unteren drei Kanälen eine Erhöhung um das Doppelte auf, die Pfeile an den Verteilungen markieren jeweils die Mittelwerte.

Aufgrund dieser Beobachtungen kann festgestellt werden, daß die interplanetaren Stromschichten Gebiete erhöhter magnetischer Turbulenz darstellen. Dobrowolny u.a. (1977) teilen aufgrund früherer Beobachtungen der Struktur von Diskontinuitäten (Burlaga, 1971a; Burlaga u.a., 1977) die Stromschichten in zwei Gruppen auf: 1. laminare Strukturen und 2. turbulente, instabile Strukturen, die mit Wellen verbunden sind, und stellen fest, daß die laminaren Strukturen überwiegen (Burlaga u.a., 1976). Diese Einteilung ist nach unseren Beobachtungen nicht zulässig, wenn die magnetische Turbulenz oberhalb 7 Hz betrachtet wird.



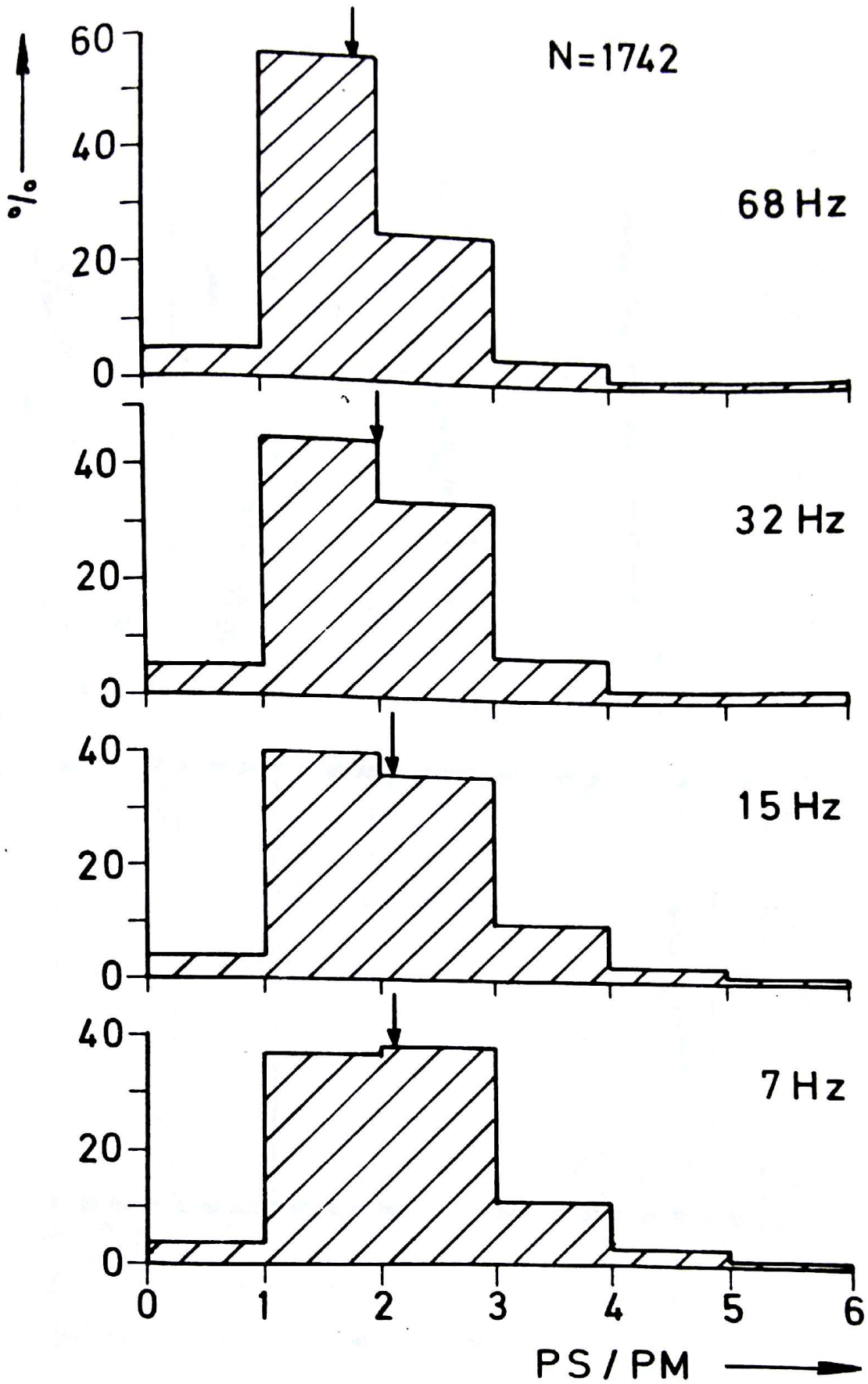
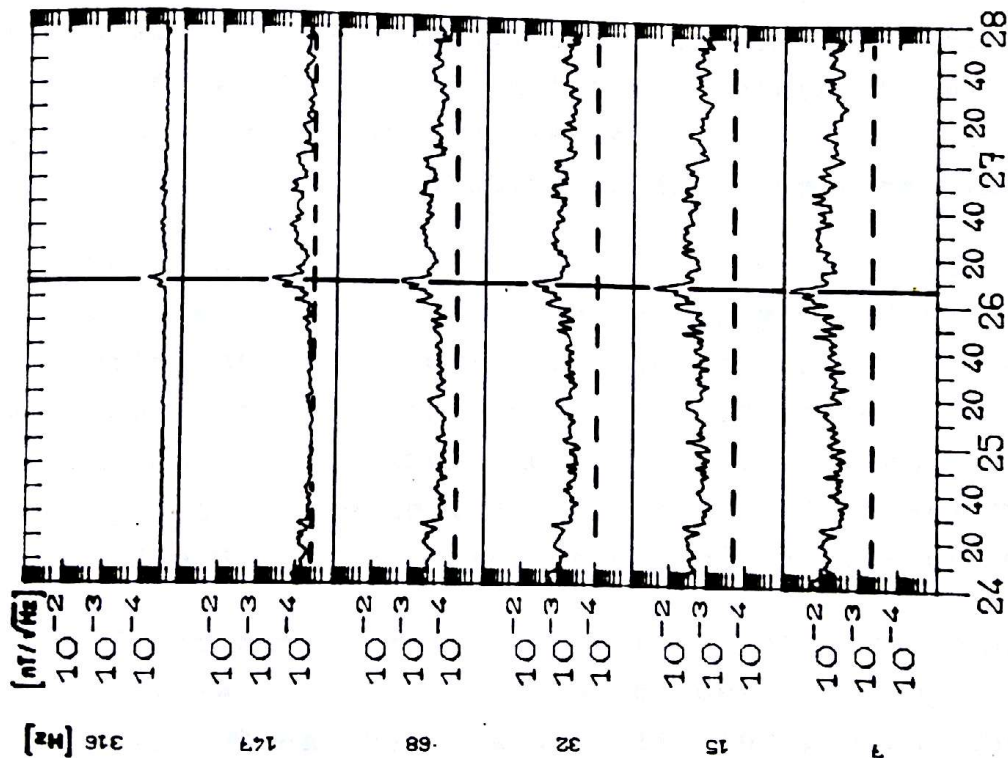
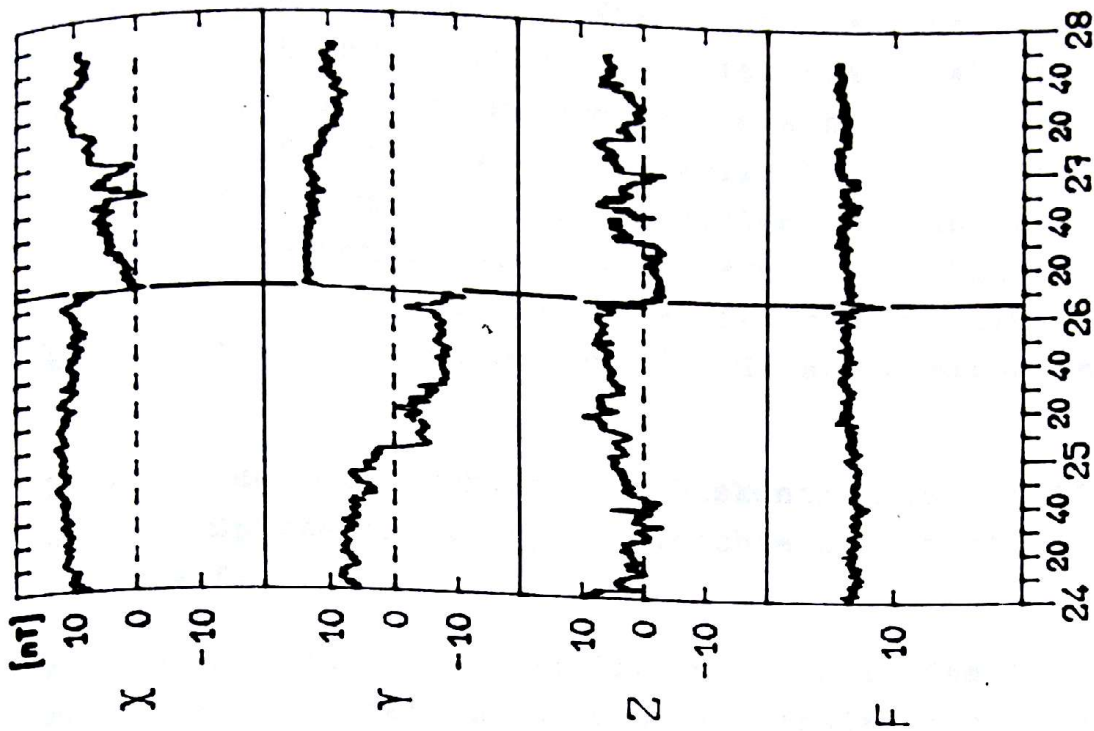


Abb. 30: Verteilung des Verhältnisses der maximalen Spektraldichten in den Stromschichten zur umgebenden mittleren Spektraldichte für die ersten 5 Kanäle. Benutzt wurden Spektralmittelwerte.



10. FEB. 1975 (406) 6 GMT

Abb. 31: Hochaufgelöste Feld- und Spektraldaten an einer Richtungsdiskontinuität. Rechts die Feldkomponenten in solar-eclipstischen Koordinaten, links die Spektral-mittelwerte der ersten sechs Kanäle bis 316 Hz. In den Kanälen sind die jeweiligen Instrument-Rauschniveaus durch waagerechte Linien eingezeichnet worden.



Die plausibelste Erklärung für die "Rauschausbrüche" an interplanetaren Diskontinuitäten, die immer unmittelbar in der Stromschicht ihr Maximum haben, ist die lokale Erzeugung von Plasmawellen in diesem Bereich. In Abb. 31 wird noch einmal eine Diskontinuität mit ihren Wellenfeldern in zeitlich hochaufgelöster Form gezeigt. Im rechten Teil der Abbildung sind die Feldkomponenten mit einer ausgeprägten Diskontinuität um 406:6:26:4, im linken Teil die Spektral-Mittelwerte bis zum Kanal mit der Mittenfrequenz 316 Hz aufgetragen worden.

Exakt in der Stromschicht der Diskontinuität tritt eine scharfe Spitze in der Spektraldichte bis in den 316 Hz-Kanal auf.

Zur Veranschaulichung der Empfindlichkeit des Induktions-spulenmagnetometers sind in allen Kanälen die Niveaus des instrumentinternen Rauschens eingezeichnet worden. Diese Niveaus wurden aus Mittelwerten über einige seltene Zeitintervalle extremer Ruhe im interplanetaren Rauschen bestimmt, bei denen man annehmen konnte, daß noch vorhandene natürliche Signale unterhalb des Magnetometerrauschens lagen.

Wir sehen also, daß alle Meßwerte der ersten vier Kanäle weit oberhalb des Instrumentenrauschens liegen und die Spitze der Spektralintensität in der Stromschicht, z.B. im 147 Hz Kanal, etwa zehnmal höher liegt, als das Rauschniveau vor der Diskontinuität. Im Zusammenhang mit den Histogrammen der Rauscherhöhung ist anzumerken, daß bei der Bildung des Mittelwertes PM auch die Stromschichtregion mit einbezogen wurde.

Die Erhöhung der Spektralintensität erstreckt sich im betrachteten Beispiel bis in den Kanal 6, der ein Frequenzband von 220 Hz bis 470 Hz überdeckt. Es ist interessant festzustellen, daß im Bereich maximaler Wellenaktivität gegen 6:26:6 die Elektronenzyklotronfrequenz bei 350 Hz liegt, so daß also der Frequenzbereich der Whistlerwellenausbreitung (siehe Abschnitt 7.5) voll überdeckt wird, wenn man Dopplereffekte nicht berücksichtigt.



### 7.3 Typisierung der Rauschereignisse

Wie kann man nun die unsymmetrische Verteilung der Rauscherhöhung um die Stromschicht einer Diskontinuität, wie der um 408:21:22, in Abb. 29a, erklären?

Wenn man von einer örtlichen Erzeugung eines Wellenfeldes im Bereich der Stromschicht ausgeht, könnte die Diskontinuitätsfläche Gebiete mit unterschiedlichem Brechungsindex voneinander trennen, so daß ein Teil des Wellenfeldes in Richtung des für ihn optisch dünneren Plasmas reflektiert wird. Eine genauere Analyse eines solchen Reflexionsvorganges im Whistlerwellenbereich würde die Kenntnis der Elektronendichteverteilung im dünnen Übergangsbereich der Diskontinuität voraussetzen und soll hier nicht versucht werden.

Um einen Überblick über den Anteil der Diskontinuitäten mit solchen "reflektierenden" Eigenschaften im Whistlerwellenbereich zu bekommen, wurden alle Ereignisse auf Unsymmetrien im magnetischen Rauschen untersucht.

Für jedes Frequenzband  $n$  wurden die mittleren Spektraldichten für die beiden 30-Sekunden-Intervalle bestimmt, die das 30-Sekunden-Intervall einschließen, das die Stromschicht enthält. Der Faktor  $S_n = P_{MAX_n}/P_n$  ist dann ein Maß für einen Sprung in der Spektraldichte. P<sub>MAX</sub> bedeutet hierin die größere der beiden Spektraldichten. In der Mitte der Abb. 32 wird die Verteilung der Sprungfaktoren und der auf die örtliche Elektronengyrofrequenz bezogenen Frequenzen dargestellt. D.h., die acht Meßwerte des Spektrums eines Ereignisses wurden als Einzelmeßwerte behandelt und in die entsprechenden Intervalle von  $S$  und  $f/f_{ce}$  eingeordnet. Frequenzkanäle, die oberhalb der jeweiligen Elektronengyrofrequenz lagen, wurden nicht berücksichtigt, außerdem wurden nur Meßwerte verwendet, die mindestens um den Faktor 2 über dem Rauschniveau des jeweiligen Kanals lagen. Man ersieht aus dem Histogramm klar, daß die Mehrzahl aller Ereignisse eine geringe Asymmetrie zeigt, denn nur ca. 12% der Meßwerte besitzen einen klar ausgeprägten Sprung mit  $S \geq 2.5$ , der sich



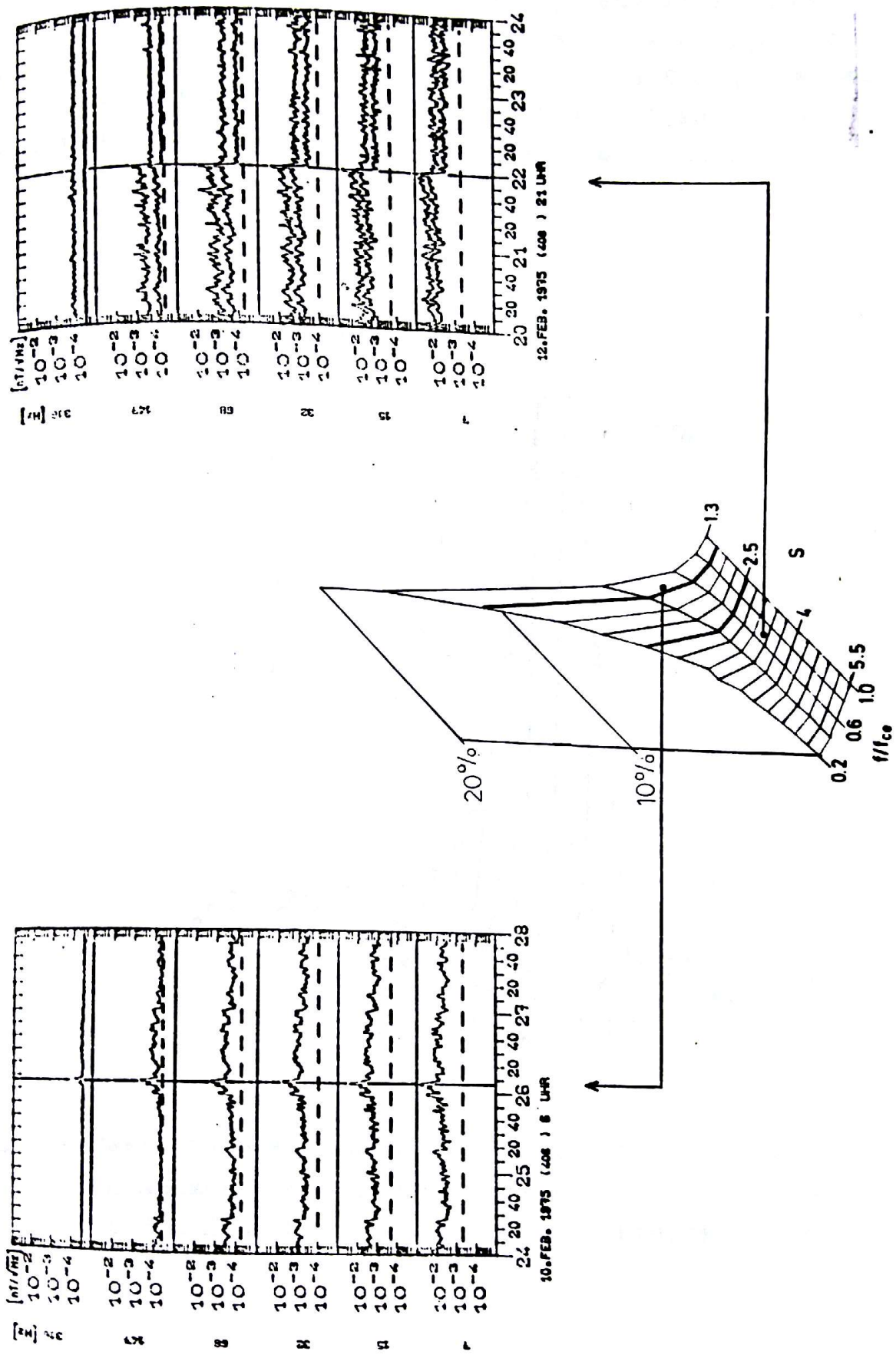


Abb. 32: Verteilung der Sprungfaktoren S (Definition im Text) des Rauschens an Stromschichten und der auf die örtliche Elektronengyrofrequenz bezogenen Frequenz  $f/f_{ce}$ . Rechts eine Diskontinuität aus dem Gebiet  $S \geq 2.5$ , links ein Fall aus dem Gebiet mit  $1 \leq S \leq 1.6$ .

nur bis zu Frequenzen von ca.  $0.4 f_{ce}$  bemerkbar macht. Ein charakteristisches Beispiel für ein solches Ereignis stellt das rechte Teilbild der Abbildung dar. Die Ereignisse mit klaren Spitzen,  $1 \leq S \leq 1.6$ , für die das linke Teilbild charakteristisch ist, machen ca. 40% der Gesamtheit aus.

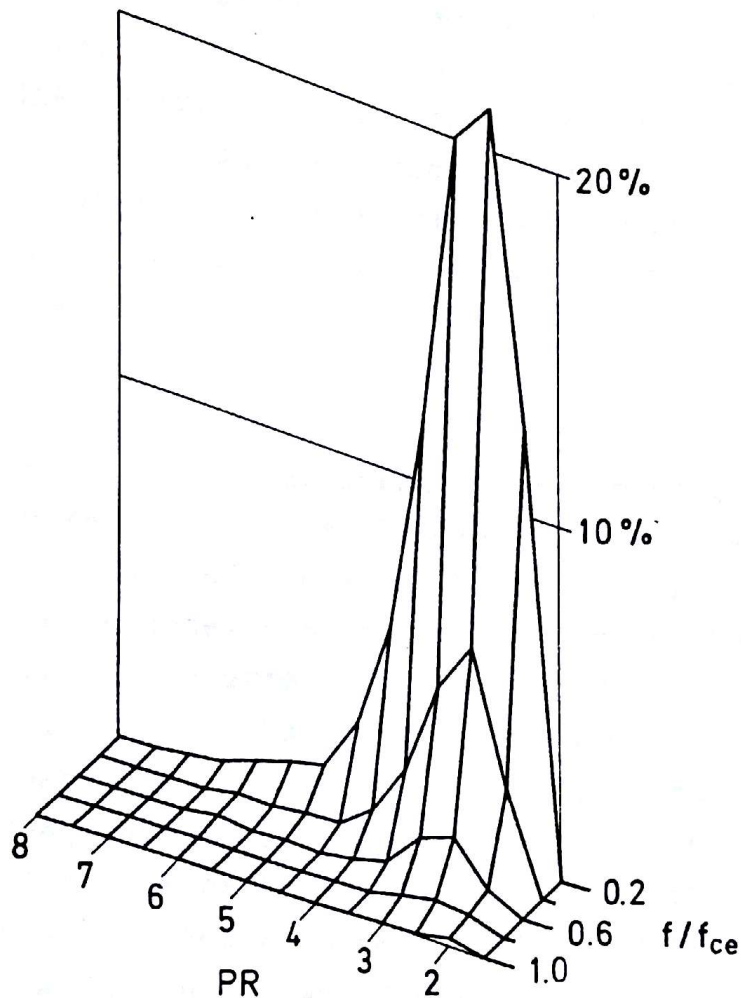


Abb. 33: Verteilung der Rauscherhöhungen PR, dem Verhältnis des Rauschmaximums in der Stromschicht zum mittleren umgebenden Rauschen auf die relative Frequenz  $f/f_{ce}$ .



#### 7.4 Eigenschaften der Rauschspektren

Die Aufteilung des Gesamtmeßbereiches des Induktionsmagnetometers von 4.7 - 2200 Hz in 8 Frequenzkanäle gestattet eine grobe Rekonstruktion des Spektrums der beobachteten Wellenfelder. Wie in den bisher gezeigten Beispielen der Rauschereignisse bereits deutlich wurde, bildet die Elektronengyrofrequenz eine obere Grenze in den Spektren, die in Bruchteilen oder näherungsweise erreicht wird. Um diese Eigenschaft für die Gesamtheit der Ereignisse und den gesamten Meßbereich darzustellen, wurde ein der Abb. 32 ähnliches Histogramm für die relativen Rauscherhöhungen in den Stromschichten und die normierten Frequenzen  $f/f_{ce}$  gebildet, das in Abb. 33 dargestellt ist. Wiederum tragen nur Meßwerte zur Statistik bei, die um den Faktor 2 über dem Instrumentenrauschen liegen.

Das Histogramm stellt eine Erweiterung der Abb. 30 dar. Etwa 50% der Meßwerte in den Stromschichten liegen in der Spektraldichte um mindestens das Doppelte über der mittleren umgebenden Dichte. Die beobachteten scheinbaren Frequenzen der Wellenfelder erreichen maximal 60% der Elektronengyrofrequenz. Bei der Abschätzung dieser oberen Frequenzen muß jedoch beachtet werden, daß die Frequenzangaben sich auf die Mittenfrequenzen  $f_{Mn}$  der Spektralkanäle beziehen, es also eine durch die gleiche relative Bandbreite der Kanäle bedingte Unsicherheit in der Festlegung der Frequenzen um den Faktor  $f_{on}/f_{Mn} = f_{Mn}/f_{un} = 1.47$  gibt.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Stromschichten interplanetarer Diskontinuitäten nahezu immer mit Wellenfeldern verbunden sind, deren Amplituden sich deutlich vom Hintergrundrauschen abheben und deren höchste Frequenzen knapp unterhalb der örtlichen Elektronengyrofrequenz liegen können.

Wie sieht nun die Form der Spektren im Maximum des Rauschens PS aus, d.h., in welcher Weise fällt das Spektrum zu höheren Frequenzen ab und gibt es Bereiche im Spektrum, die besonders angeregt sind? Diese Fragen können am besten beantwortet werden, wenn für alle Ereignisse der Index  $\alpha$  des Potenzgesetzes des Spektrums

$$PS(f) \sim f^{-\alpha} \quad (7.3)$$

bestimmt wird. Dies geschah durch die Bestimmung einer besten Geraden durch alle Meßwerte des Spektrums in doppeltlogarithmischer Darstellung, wobei wieder nur die Werte benutzt wurden, die um den Faktor 2 oberhalb des jeweiligen Rauschniveaus lagen. Außerdem wurde vor der Bestimmung der besten Geraden von jedem Spektralwert das Rauschniveau des entsprechenden Frequenzkanals abgezogen. Abb. 34 gibt die Verteilung der so gewonnenen Spektralindizes wieder. Die Werte von  $\alpha$  beschränken sich auf einen relativ engen Bereich um den Mittelwert  $\bar{\alpha} = -1.75$ .

Es ist interessant festzustellen, daß Behannon (1976) aus den hochaufgelösten Daten eines Saturationskernmagnetometers der Raumsonde Mariner 10 für den Frequenzbereich von ca. 4 bis 12 Hz einen Abfall des Spektrums der gemessenen Feldfluktuationen von  $\alpha \approx -2$  beobachtete. Hier handelte es sich jedoch nicht um bestimmte ausgewählte Ereignisse, sondern um das Spektrum aller Fluktuationen des Feldes während typischer Verhältnisse des Sonnenwindes.



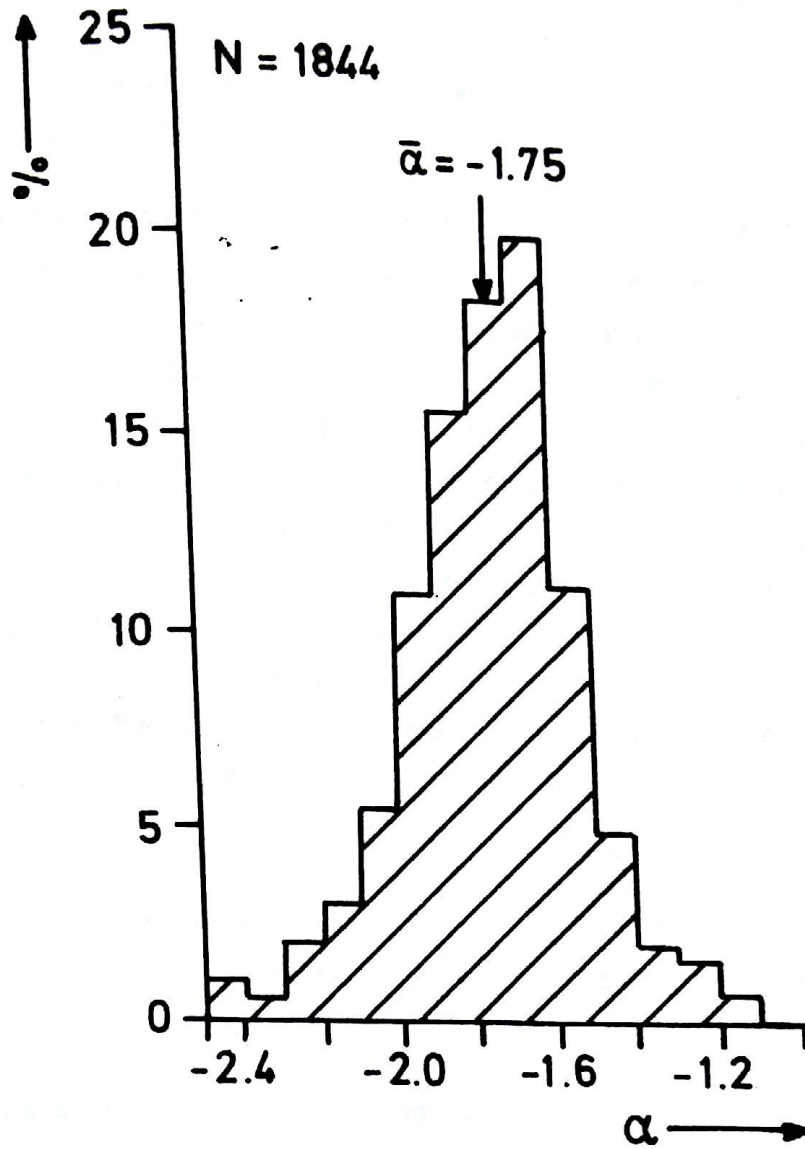


Abb. 34: Verteilung der Exponenten des aus den Rauschmaxima PS in Stromschichten abgeleiteten Spektraldichtegesetzes  $PS \sim f^{-\alpha}$ .

Trotz der Unterschiedlichkeit der untersuchten Intervalle schließt der Verlauf der Spektren an den Stromschichten jedoch etwa an diese Spektren an. Behannon fand eine leichte Verflachung des Spektrums mit wachsendem Abstand von der Sonne. Die Verteilung der Spektralexponenten  $\alpha$  der hier untersuchten Fluktuationen zeigt jedoch keine Abhängigkeit vom Meßort im Sonnenwind.

Die Beschreibung durch das einfache Potenzgesetz (7.3) ist sicherlich nur für monoton abfallende Spektren sinnvoll, die keine Frequenzbänder mit erhöhten Spektraldichten aufweisen. Ein Blick im Detail auf die Spektraldichten an Stromschichten zeigt jedoch, daß in vielen Fällen eine Abweichung vom monotonen Abfall des Spektrums besteht. In Abb. 35 wird die zeitliche Abfolge der Spektren in der Umgebung zweier Stromschichten gezeigt. An beiden Ereignissen - um 406:6:26:15 und 426:16:11:45 - wird noch einmal klar, daß sich die Spektraldichten in den Stromschichten deutlich vom Rauschniveau der Umgebung abheben, das in der logarithmischen Darstellung linear zu höheren Frequenzen abfällt. Die Spektraldichte in der Stromschicht um 406:6:26:15 zeigt ein ähnliches Verhalten; an der Stromschicht um 426:16:11:45 wird jedoch ein Zwischenmaximum im Frequenzbereich von ca. 60 - 100 Hz beobachtet, das Spektrum ist hier nicht durch ein einfaches Potenzgesetz beschreibbar.

Die Anpassung einer besten Geraden

$$\log(P^*) = \alpha \cdot \log(f) + A \quad (7.4)$$

an die logarithmierten Spektraldichten und Frequenzen kann nun eine Information darüber liefern, wie gut die Meßwerte  $PS(f)$  zum berechneten  $P^*(f)$  passen. Für die ersten drei Spektralmeßwerte  $PS$  eines Spektrums wurde deren Abweichung



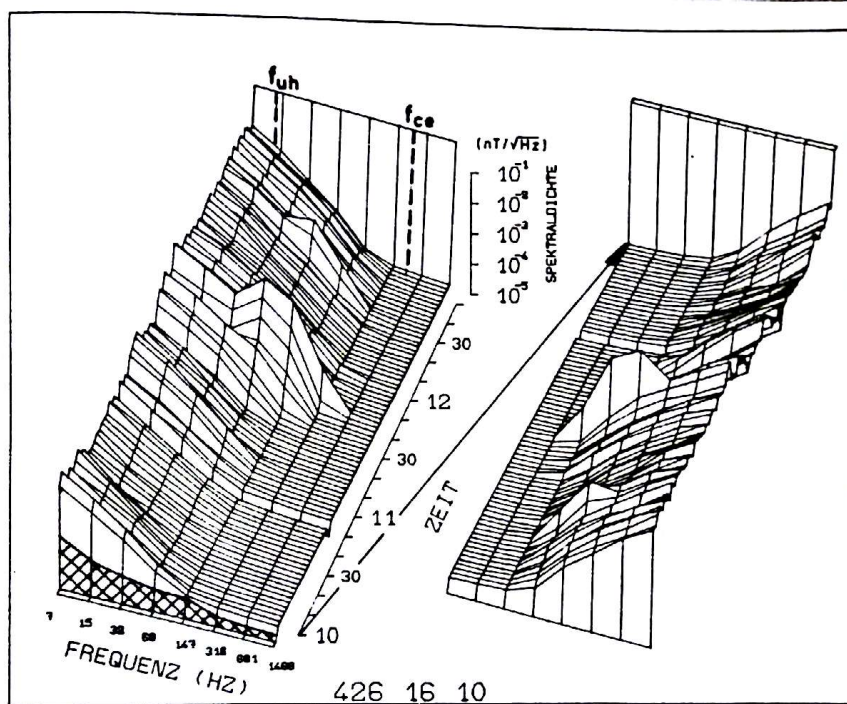
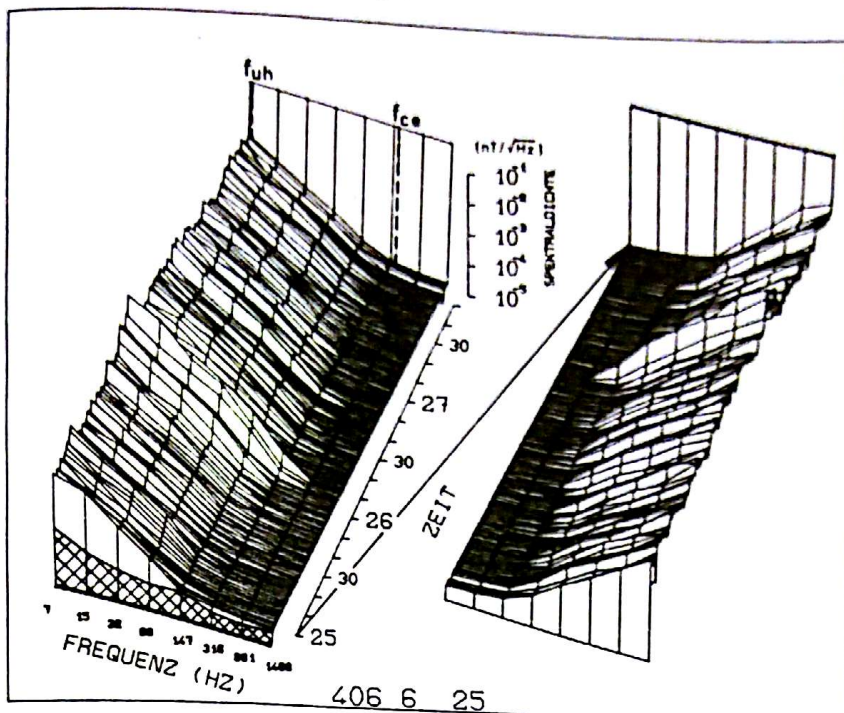


Abb. 35:

Perspektivische Darstellung der Spektren an Richtungs-  
diskontinuitäten um 406:6:26:8 (die Diskontinuität der Abb. 31)  
und um 426:16:11:45. Die rechten Bildteile zeigen das "Spektral-  
gebirge" noch einmal in zeitlich umgekehrter Richtung. Vorn  
schraffiert wird der Verlauf des Instrumentenrauschens angedeu-  
tet. Die Lage der unteren Hybridfrequenz und der Elektronen-  
gyrofrequenz ist jeweils markiert.

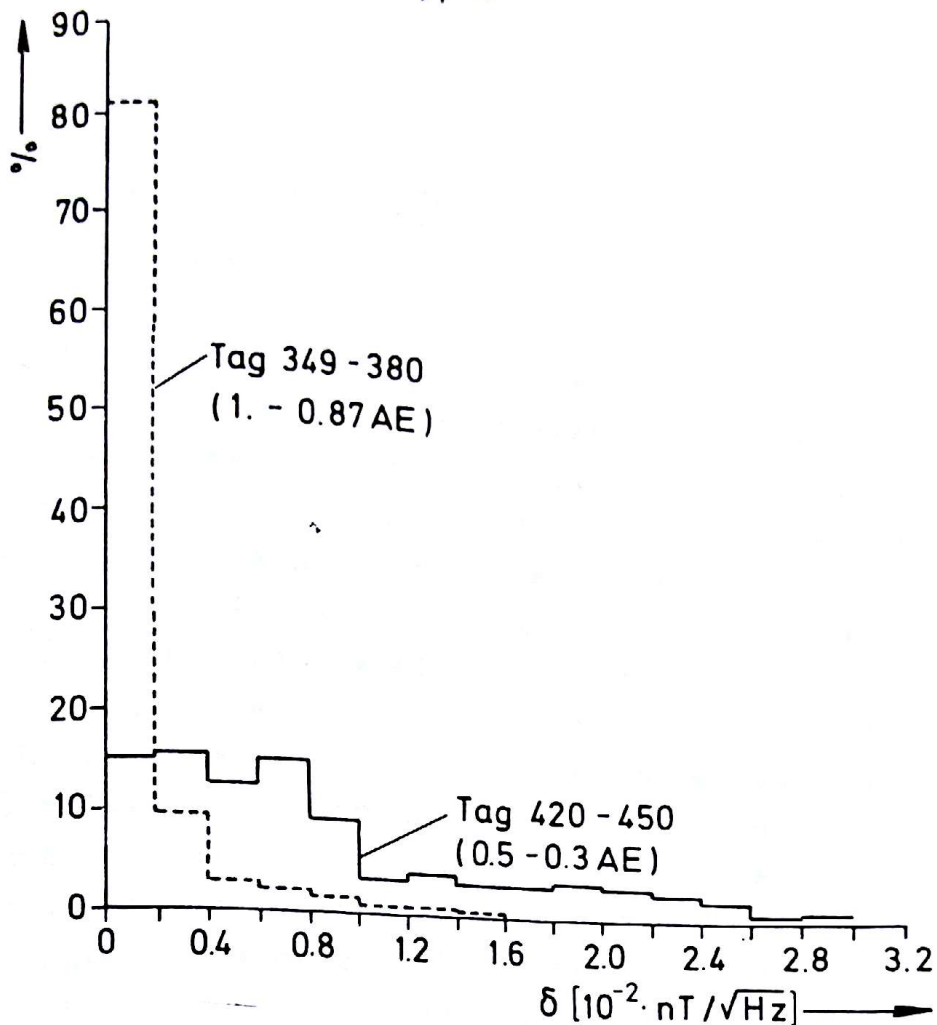


Abb. 36a: Verteilung der Abweichung  $\delta$  der Spektraldichten PS vom Potenzgesetz  $P^* = A \cdot f^{-\alpha}$  für zwei Entfernungsintervalle.

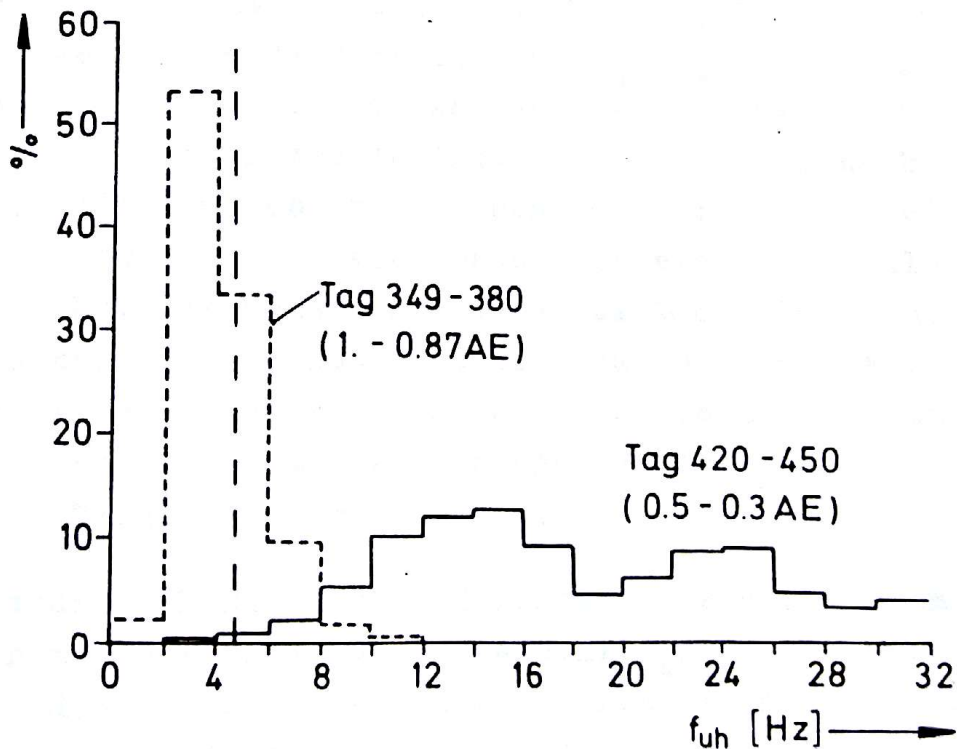


Abb. 36b: Verteilung der örtlichen unteren Hybridfrequenz  $f_{uh} = \sqrt{f_{ci} f_{ce}}$  für die Ereignisse in Abb. 36a. Die gestrichelte senkrechte Linie gibt den Anfang des Meßbereichs des Induktionsspulenmagnetometers an.



$$\delta = \sum_{i=1}^3 |P_S - P_i^*|$$

vom berechneten Potenzgesetz  $P_i^* = A \cdot f_i^{-\alpha}$  bestimmt und für eine Auswahl von Ereignissen in Histogrammform dargestellt. Abb. 36a zeigt die Verteilung von  $\delta$  für die Abstandsintervalle  $1 - 0.87$  AE und  $0.5 - 0.3$  AE. Im sonnenfernen Intervall liegt die Abweichung der Spektralwerte vom einfachen monotonen Abfall in 80% der Fälle unterhalb von  $2 \cdot 10^{-3} [\text{nT}/\sqrt{\text{Hz}}]$ . Sehr viel größer ist dagegen die Abweichung in Sonnennähe, wo die Spektren in vielen Fällen offenbar nicht durch eine Beziehung (7.4) angenähert werden können. Abb. 35 enthielt ein typisches Beispiel eines solchen "Bandenspektrums", in dem sich das Rauschereignis an der Stromschicht aus den mit  $f^{-2}$  abfallenden umgebenden Rauschen in einem mittleren Frequenzbereich abhebt. An den Spektren in Abb. 35 fällt noch folgendes auf, wenn man das mittlere Magnetfeld in der Umgebung der Diskontinuitäten betrachtet. Im Fall 406:6 liegt es bei 12.2 nT, im zweiten Fall bei 18.5 nT, d.h., die Elektronengyrofrequenz  $f_{ce}$  erhöht sich von  $\frac{341}{m_e} \text{ Hz}$  auf 518 Hz. Die zugehörige untere Hybridfrequenz  $f_{uh} = \frac{e}{m_p} f_{ce}$  liegt also im ersten Fall bei 8 Hz, im zweiten Fall bei 12.1 Hz. Beide Frequenzen sind in der Abbildung durch Pfeile markiert worden. Im Zeitraum des Ereignisses um 426:16:11:45 wird ersichtlicherweise noch ein Frequenzbereich unterhalb der örtlichen Hybridfrequenz erfaßt, was um 406:6:26 nicht der Fall ist. Es kann nun vermutet werden, daß mit der Beobachtung kleinerer relativer Frequenzen  $f/f_{ce}$ , verursacht durch höhere Feldstärken, ein gewisser Abschneideeffekt im Spektrum bei tieferen Frequenzen erfaßt wird.

Einen starken Hinweis darauf liefert das Histogramm in Abb. 36b für die örtliche Hybridfrequenz  $f_{uh}$  an den Stromschichten für die beiden Abstandsintervalle in Abb. 36a. Die gestrichelte vertikale Linie gibt die untere Abschneidefrequenz

des Induktionsspulenmagnetometers an. Man sieht, daß in Erdnähe in der Mehrzahl der Fälle der Meßbereich des Magnetometers oberhalb von  $f_{uh}$  beginnt. Zwischen 0.5 und 0.3 AE liegen die Feldstärken jedoch so hoch, daß immer die Hybridfrequenz mit erfaßt wird, obwohl es eine starke Streuung in den Werten für  $f_{uh}$  gibt. Und genau zu diesen Zeiten werden wesentlich öfter Spektren beobachtet, die eine Tendenz besitzen, vor der örtlichen Hybridfrequenz abzuflachen. Dies drückt sich durch eine größere Abweichung  $\delta$  der Spektraldichten vom angepaßten Spektralgesetz  $f^{-\alpha}$  im Histogramm der Abb. 36a aus. In Abb. 37a und 37b sind für eine Anzahl von Stromschichten die Spektren des monoton abfallenden Typs und einige "Bandenspektren" übereinandergezeichnet worden. In den Bildern sind jeweils die Instrumenttrauschgrenzen für ein Feld von 5 nT und 50 nT eingezeichnet, denn die dargestellten relativen Frequenzen  $f/f_{ce}$  sind ja direkt abhängig von der Magnetfeldstärke. Im linken Bild ist der kontinuierliche Abfall der Spektren mit ca.  $f^{-1.7}$  zu erkennen, während die Spektren rechts eine breite Schulter bei etwa 0.06 - 0.11  $f_{ce}$  besitzen.



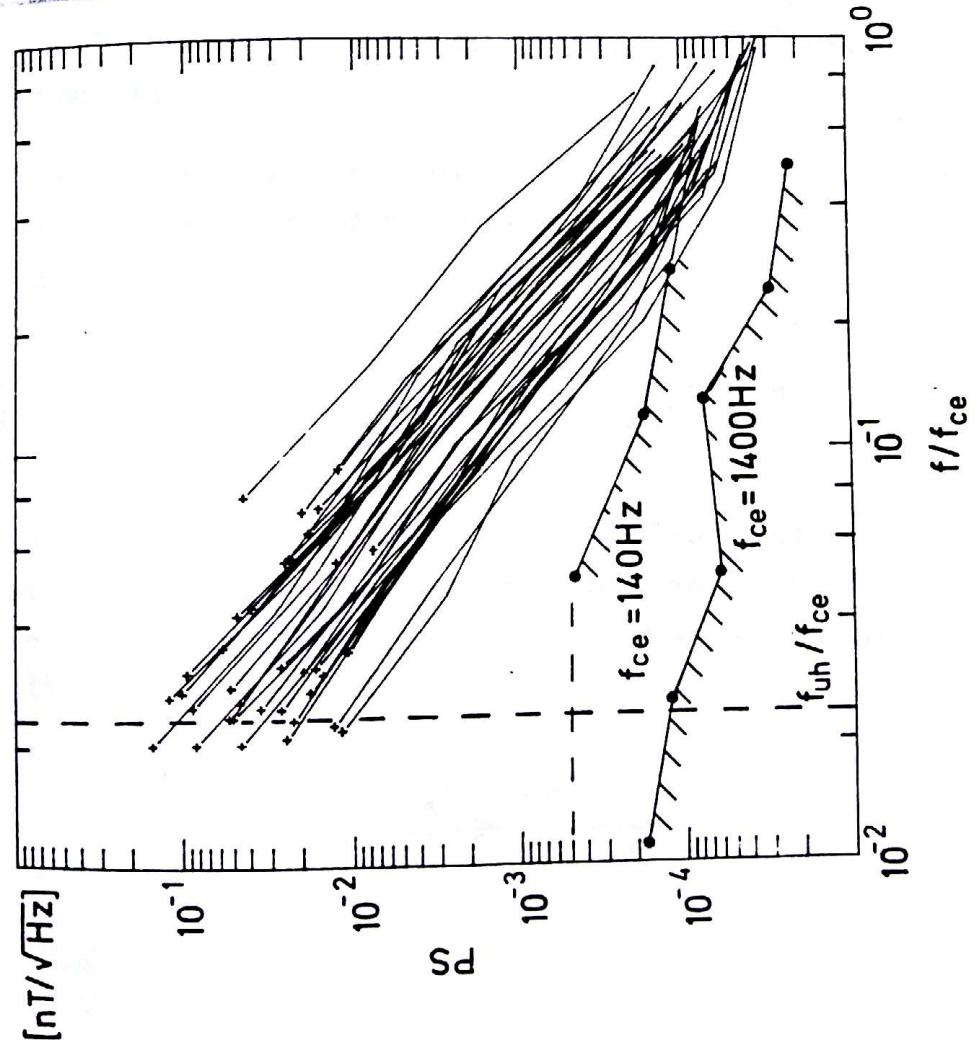
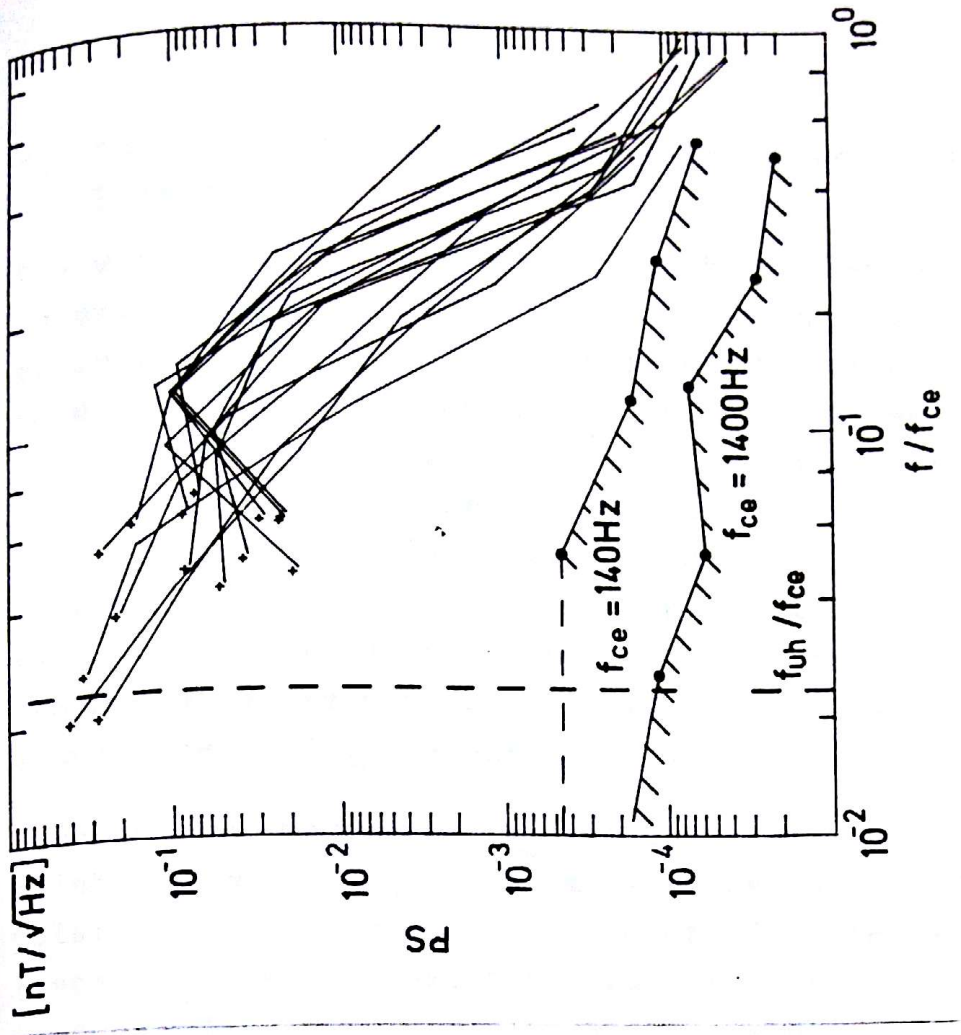


Abb. 37a: Glatte Spektren der Rauschmaxima PS in Stromschichten, in der Frequenz auf  $f_{ce}$  normiert. Die Rauschniveaus des Magnetometers haltnisse mit  $f_{ce} = 140\text{Hz}$  und  $f_{ce} = 1400\text{Hz}$  werden durch die schraffierten Linien angegeben, die gestrichelte Linie gibt die Lage der unteren Hybridfrequenz an.

Abb. 37b: Beispiele von "Bandenspektren".

## 7.5 Zuordnung des Rauschens zu elektromagnetischen Plasmawellenmoden

Ehe wir die in diesem Kapitel beschriebenen Beobachtungen interpretieren, sollen die Eigenschaften der vom Induktions-  
spulenmagnetometer beobachtbaren elektromagnetischen Wellen-  
moden im Sonnenwindplasma kurz geschildert werden, wenn man  
von der Theorie für ein kaltes, dichtes Plasma ausgeht (siehe  
z.B. Stix, 1962, Spitzer, 1962). Diese Näherung ist sicher-  
lich für das warme Sonnenwindplasma nicht gültig, jedoch er-  
geben sich wesentliche Änderungen der Ausbreitungseigenschaf-  
ten, z.B. der Whistlerwellen, erst bei höheren Frequenzen  
und großen Winkeln zwischen dem Wellenvektor  $\underline{k}$  und dem Hinter-  
grundmagnetfeld  $\underline{B}_0$  (siehe Rehn, 1978).

Parallel zum Magnetfeld  $\underline{B}_0$  ist im betrachteten Frequenzbe-  
reich  $f_{ci} \ll f < f_{ce}$  eine im Sinne der Elektronengyration  
polarisierte Welle möglich, die bei der Elektronengyrofre-  
quenz  $f_{ce}$  Resonanz besitzt, d.h., ihre Phasengeschwindigkeit  
verschwindet hier. Für eine schräge Ausbreitung, d.h. für  
 $\underline{k} \cdot \underline{B}_0 \neq 0$ , ergeben sich Änderungen in den Ausbreitungseigen-  
schaften.

Die Dispersionsrelation, d.h. die Beziehung zwischen der  
Wellenfrequenz  $\omega$  und der Wellenzahl  $k$ , lautet in diesem  
Falle

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \cdot \omega_{ce} \cos \Theta - \omega^2}, \quad (7.5)$$

worin  $\omega_{pe}$  die Elektronenplasmafrequenz und  $\Theta$  den Winkel  
zwischen dem Wellenvektor  $\underline{k}$  und dem Hintergrundfeld  $\underline{B}_0$  be-  
deuten. Diese Näherung für ein kaltes dichtes Plasma mit  
 $\Theta < 90^\circ$  läßt sich mit

$$\frac{v_A^2}{c^2} \equiv \frac{\omega_{ci} \omega_{ce}}{\omega_{pe}^2}$$



umformen in ein Verhältnis der Phasengeschwindigkeit  $V_{PH}$  zur Alfvéngeschwindigkeit  $V_A$

$$\frac{V_{PH}^2}{V_A^2} = \frac{\omega \cdot \omega_{ce} \cos \Theta - \omega^2}{\omega_{ci} \cdot \omega_{ce}} \quad (7.6)$$

Senkrecht zu  $\underline{B}_0$  existiert im betrachteten Frequenzbereich eine Mode, die magneto-akustische Welle, die eine Resonanz bei der unteren Hybridfrequenz  $\omega_{uh} = \sqrt{\omega_{ci} \cdot \omega_{ce}}$  besitzt. Die Dispersionsrelation lautet in diesem Falle

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce} \cdot \omega_{ci} + \frac{\omega^2 (\omega_{ce} - \omega_{ci})^2}{\omega_{pe}^2 - \omega^2 + \omega_{ce} \cdot \omega_{ci}}} \quad (7.7)$$

Wenn hier, wie in (7.5),  $V_{PH} \ll c$  und  $V_A \ll c$ , ergibt sich aus (7.7)

$$\frac{V_{PH}^2}{V_A^2} = 1 - \frac{\omega^2}{\omega_{ci} \cdot \omega_{ce}} \left( \frac{(\omega_{ce} - \omega_{ci})^2}{\omega_{pe}^2 - \omega^2 + \omega_{ci} \cdot \omega_{ce}} + 1 \right), \quad (7.8)$$

worin der Ausdruck in der großen Klammer für die betrachteten Frequenzen  $\omega$  und  $\omega_{pe}$  im Sonnenwind näherungsweise 1 ist.

In Abb. 38 wird der Verlauf der relativen Phasengeschwindigkeiten  $V_{PH}/V_A$  nach (7.6) und (7.8) in Abhängigkeit von der relativen Frequenz  $f/f_{ce}$  dargestellt. Für die Whistlermode wurden Ausbreitungswinkel von  $0^\circ$  bis  $60^\circ$  angenommen. Man sieht, daß nur die Whistlermode für Frequenzen  $f < f_{ce}$  eine wesentlich höhere Phasengeschwindigkeit als die Alfvéngeschwindigkeit besitzt. Für parallele Ausbreitung ( $\Theta = 0^\circ$ ) liegt das Maximum von  $V_{PH}/V_A \approx 22$  bei  $f = 0.5 f_{ce}$ . Bei zu-

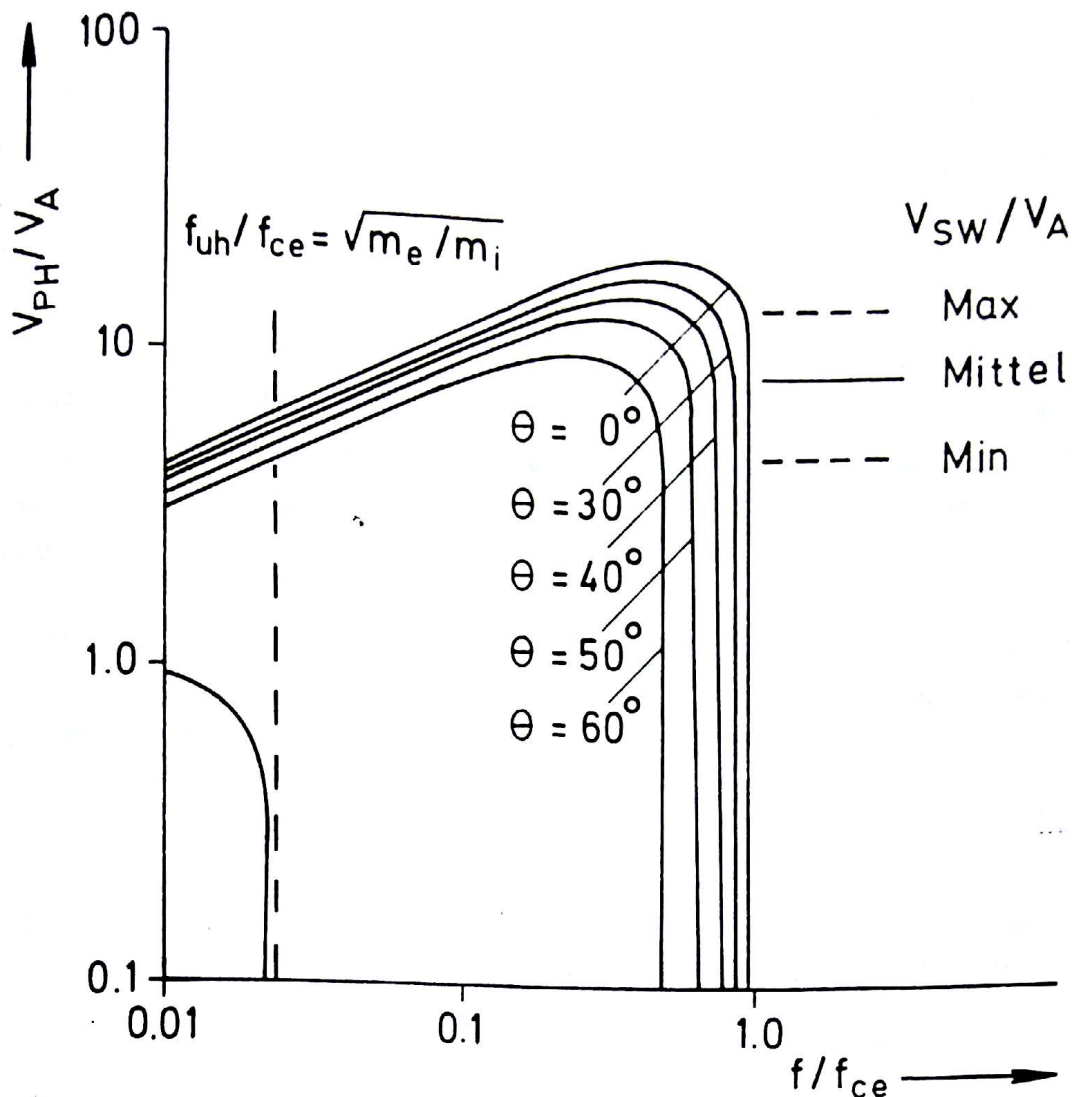


Abb. 38: Verhältnis der Phasengeschwindigkeit zur Alfvén-  
geschwindigkeit in Abhängigkeit der relativen  
Frequenz für Whistler verschiedener Ausbreitungs-  
richtung. Links unten die Dispersionskurve für  
magneto-akustische Wellen.

nehmend schräger Ausbreitung wird die Phasengeschwindigkeit  
im Maximum geringer, und die Resonanzfrequenz verschiebt sich  
zu kleineren Frequenzen. Der Grenzfall senkrechter Ausbrei-  
tung, die sogenannte magneto-akustische Mode, ist durch ihre  
Resonanz bei der unteren Hybridfrequenz und die niedrigere  
Phasengeschwindigkeit, die erst bei tiefen Frequenzen die  
Alfvéngeschwindigkeit erreicht, gekennzeichnet. Aus dem ge-  
zeigten Diagramm wird deutlich, daß das Induktionsspulenma-



gnetometer unter den Verhältnissen des Sonnenwindes Whistlerwellen beobachten kann, die zum Teil nur mit einem geringen Dopplereffekt behaftet sind. Die Markierungen am rechten Rand der Abbildung geben die maximalen mittleren und minimalen beobachteten Tagesmittel des Verhältnisses der Sonnenwindflußgeschwindigkeit zur Alfvéngeschwindigkeit an. Aus diesen Werten wird schon deutlich, daß die Dopplereffekte für Wellenfrequenzen nahe  $f_{ce}/2$  nicht sehr ins Gewicht fallen. Eine genauere Abschätzung läßt sich wie folgt durchführen:

Die Frequenzverschiebung für einen sich gegenüber dem Ausbreitungsmedium bewegenden Beobachter ergibt sich aus der Dopplerbeziehung

$$\omega' = \omega + \underline{V}_{sw} \cdot \underline{k} \quad (7.9)$$

$\omega'$  ist hier die beobachtete und  $\omega$  die Frequenz im Ruhssystem des Sonnenwindes, der den Flußvektor  $\underline{V}_{sw}$  besitzt. Die Beziehung (7.9) läßt sich umformen in

$$f'/f = 1 + \frac{V_{sw} \cdot \cos \alpha}{V_{PH}} \quad (7.10)$$

worin  $\alpha$  der Winkel zwischen dem Flußvektor  $\underline{V}_{sw}$  und dem Wellenvektor  $\underline{k}$  ist.

Wird zum Beispiel angenommen, daß eine rein parallele Wellenausbreitung stattfindet ( $\alpha = 0$ ), dann kann man für alle Ereignisse eine Abschätzung des Verhältnisses  $f'/f$  vornehmen unter der weiteren Annahme, daß Wellen im Bereich maximaler Phasengeschwindigkeit bei  $f = 0.5 f_{ce}$  beobachtet werden. Eine Auswertung von (7.10) für alle Stromschichten zeigt, daß für 45% der Fälle  $f'/f < 1.35$  wäre, wobei für  $\alpha$  der Winkel zwischen mittlerem Feldvektor (Richtung von  $\underline{k}$ ) und  $\underline{V}_{sw}$  benutzt wurde.

Die Möglichkeit, die langsame senkrechte Wellenmode zu beobachten, ist dagegen geringer. Im Falle verschwindender Dopplerverschiebung bei  $\alpha = 90^\circ$  werden in sehr vielen Fällen die

Frequenzen  $f < f_{uh}$  durch das Magnetometer nicht erfaßt (siehe Abb. 36b). Erst bei Winkeln  $\alpha$  nahe  $0^\circ$  könnte eine starke Dopplerverschiebung mit  $f'/f \approx 10$  diese Wellenmode beobachtbar werden lassen. Aufgrund dieser Abschätzungen scheint es sehr wahrscheinlich, daß wir in der überwiegenden Zahl der Fälle Rauscherhöhungen in den Stromschichten beobachten, die durch Whistler-Wellenfelder verursacht werden.

Eine andere Ursache für die Rauscherhöhungen, die nicht von vornherein auszuschließen ist, besteht in der Möglichkeit, daß stationäre kleinräumige Strukturen des Magnetfeldes mit dem Sonnenwind am Magnetometer vorbeigeführt werden. Dies könnten z.B. die bereits in Kapitel 6 erwähnten "Elektronenschichten" sein, deren mögliche Existenz im Sonnenwindplasma von Lemaire u. Burlaga (1976) aufgezeigt wird. Da diese Schichten Skalenlängen weniger thermische Elektronengyroradien besäßen, d.h. Ausdehnungen von einigen Kilometern bei den Verhältnissen im Sonnenwind bei 1 AE, könnten sie im Frequenzbereich des Induktionsspulenmagnetometers beobachtet werden. Um die zum Teil ausgedehnten Gebiete erhöhten Rauschens an den Diskontinuitäten zu erklären, müßte jedoch eine größere Zahl solcher stationärer Schichten angenommen werden. Die Deutung durch Wellenfelder scheint in den meisten Fällen plausibler, zumal die detaillierten Wellenbeobachtungen, die im letzten Kapitel geschildert werden, in diese Richtung deuten.



## 8. Instabilitäten an magnetischen Gradienten

Wie die vorangegangenen Kapitel deutlich machten, stellen die Richtungsdiskontinuitäten kleinräumige Strukturen des interplanetaren Magnetfeldes mit zum Teil scharfen Feldgradienten dar. Im Kapitel 6 wurde gezeigt, daß in diesen Strukturen Ströme fließen, die sowohl schräg zum mittleren Magnetfeld als auch feldlinienparallel fließen können. Eine Vielzahl von Instabilitäten sind in einem stromführenden Plasma möglich. Diese Instabilitäten wurden und werden vor allem im Hinblick auf die Anwendung bei Plasmaeinschlußexperimenten durch Magnetfelder untersucht, viele theoretische Untersuchungen können aber auch auf die Plasmaverhältnisse im Sonnenwind angewendet werden.

Im folgenden sollen Instabilitäten vorgestellt werden, die möglicherweise für die beobachteten magnetischen Fluktuationen unterhalb der Elektronengyrofrequenz verantwortlich sind. Durch die beiden Grenzfälle der Orientierung des Driftvektors  $\underline{V}_D$ , d.h. der Differenz zwischen der Protonen- und Elektronendrift, wird die Gruppe der möglichen Strominstabilitäten festgelegt. Wie wir in den vorangegangenen Kapiteln sahen, besitzen die Stromschichten Skalenlängen von einigen Ionengyroradien. Sie stellen also kleinräumige Inhomogenitäten des Sonnenwindplasmas dar, weil die Gradienten des Magnetfeldes auch mit Gradienten ähnlicher Skalenlängen der Temperatur und Dichte verbunden sein können. Dies schließt die Anwendbarkeit einiger Instabilitätsmoden aus, die für ein unbegrenztes homogenes Plasma abgeleitet wurden. Außerdem muß eine mögliche Instabilität durch Fluktuationen des Magnetfeldes im Frequenzbereich  $f_{uh} \leq f < f_{ce}$  beobachtbar sein.

### 8.1 Feldparallele Strominstabilitäten

Wie schon früher angedeutet wurde, kann eine Relativdrift  $\underline{V}_D$  zwischen den Elektronen und Ionen parallel zum Magnetfeld  $\underline{B}_0$  zum Anfachen verschiedener Instabilitäten führen. Das Verhältnis der Elektronentemperatur  $T_e$  zur Iontemperatur  $T_i$  steuert die Stabilität dieses Plasmas. Wenn z.B.  $T_e \gg T_i$ , wird die elektrostatische ionenakustische Mode vorherrschen (Fried u. Gould, 1961).



Stabilität tritt ein, wenn  $T_e \lesssim T_i$ , wenn nicht die Driftgeschwindigkeit sich der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen  $v_e$  nähert. In diesem Fall sind Instabilitäten möglich, die Ionenzyklotron-Moden entsprechen. Bei höheren Verhältnissen des kinetischen Drucks der Ionen zum Magnetfeldruck  $\beta_i = 8\pi n_i k T_i / B_0^2$ , oberhalb von etwa  $10^{-2}$ , benötigen elektromagnetische Instabilitäten geringere Schwellwerte  $V_D/v_e$ . Es ist zum Beispiel eine elektromagnetische Ionenzyklotron-Instabilität (Forslund, 1972) möglich, deren Dispersionsbeziehung einer Ionenzyklotron-Welle ähnelt.

Diese elektromagnetischen Instabilitätsmoden mit Wellenlängen, die größer sind als der Ionengyroradius  $r_{ci}$ , werden sicherlich dann beeinflusst werden, wenn das Gebiet erhöhter Relativdrift  $V_D$  nur auf einige  $r_{ci}$  beschränkt ist.

Gary u. Forslund (1975), Gary u.a. (1976) zeigten jedoch, daß die Wellenlängen instabiler Moden kleiner werden können als  $r_{ci}$ , wenn  $\beta_i$  und  $V_D$  groß werden. Sie stellten ein numerisches Lösungsschema für die voll elektromagnetische lineare Dispersionsrelation für ein Plasma aus gegeneinander driftenden, aber sonst maxwellverteilten Elektronen und Ionen auf. Die Autoren fanden, daß mit wachsendem  $V_D$  der Bereich der Instabilität auf Wellenzahlen  $k$  ausgedehnt wird, für die  $k \cdot r_{ci} > 1$  gilt. Je größer  $\beta_i$  ist, desto geringer braucht die Driftgeschwindigkeit zu sein, um diese Wellenzahlen zu erreichen. In diesem Wellenzahlbereich sind dann zwei Instabilitätsmoden möglich, die die Autoren "Whistler-Strominstabilität" und "Elektromagnetische-Ionenakustische Instabilität" nennen. Die Whistlerinstabilität hat nämlich folgende Eigenschaften: Der Realteil ihrer Dispersionsbeziehung entspricht im Bezugssystem der driftenden Elektronen einer Whistlerwelle, die sich parallel zum Magnetfeld  $\underline{B}_0$  ausbreitet. Ionen, die sich gegenüber der Welle etwas schneller bewegen, geraten in Resonanz und treiben die Instabilität.

Die elektromagnetische ionenakustische Instabilität besitzt dagegen Wellenvektoren, die nicht parallel zu  $\underline{B}_0$  gerichtet sind, sondern für maximale Anwachsraten der Instabilität nahezu senkrecht zu  $\underline{B}_0$  orientiert sind. Gary u.a. (1976) schließen aus ihren



detaillierten numerischen Studien, daß für  $\beta_i \gtrsim 1$  die feldparallelen Moden dominieren werden, daß also für die Verhältnisse des Sonnenwindes mit  $\beta_i \gtrsim 1$  und  $T_e/T_i \gtrsim 2$  die Whistlerinstabilität die vorherrschende Instabilität für feldparallele Ströme ist.

Diese Instabilität scheint also ein Kandidat zur Erklärung der magnetischen Fluktuationen in den interplanetaren Stromschichten zu sein, die einen überwiegend feldparallelen Stromanteil besitzen. Beim Vergleich der durch die numerischen Lösungen vorhergesagten Eigenschaften der Instabilität und den Beobachtungen muß jedoch bedacht werden, daß Gary u.a. (1976) von mit  $V_D$  gegeneinander verschobenen und sonst isotropen maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungen für die Elektronen und Ionen ausgehen. Dies ist für das Sonnenwindplasma nur eine grobe Näherung. Außerdem gelten die linearen numerischen Lösungen nur für die erste Anwachphase der Instabilität, während wir im Sonnenwind unter Umständen bereits einen Gleichgewichtszustand beobachten. Außerdem wird wahrscheinlich die Struktur der Diskontinuität von den plasmakinetischen Vorgängen beeinflusst werden und ihrerseits auf die Instabilität zurückwirken. Ein Ergebnis der Rechnungen von Gary u.a. (1976) war beispielsweise, daß die Whistlerinstabilität vorzugsweise die Temperatur der Ionen erhöht. Diese Temperaturerhöhung ist sicherlich für eine zeitliche Entwicklung der Plasmagrenzschicht bedeutsam.

## 8.2 Querstrominstabilitäten

Die Gruppe von Instabilitäten, deren Ursache eine zum Magnetfeld senkrecht orientierte Drift zwischen Ionen und Elektronen ist, findet seit langem ein breites Interesse in der theoretischen Literatur, weil diese Instabilitäten von großer Wichtigkeit für verschiedene Plasmaeinschluß- und "Pinch"-Anordnungen sind. In diesen Laborexperimenten werden ja "anomale" Transporteigenschaften beobachtet, die nur durch kinetische Vorgänge erklärt werden können (siehe z.B. Comisso u. Griem, 1976). Für solche Experimente ist es wichtig, die Größenordnungen dieser "anomalen", d.h.

durch die Instabilitäten zu erklärenden Effekte zu kennen, wie zum Beispiel den anomalen Widerstand des Plasmas, der durch die Wechselwirkung der den Strom tragenden Ladungsträger mit den instabilen Wellenmoden entsteht.

Die Plasmainstabilitäten mit Strömen quer zum Magnetfeld lassen sich in drei Gruppen einteilen (Greenstadt u. Fredericks, 1974): ionenakustisch- (Kellogg, 1964; Fried u. Gould, 1961), hybrid- (Krall u. Liewer, 1971; Huba u. Wu, 1976; Huba u.a., 1977; Lemons u. Gary, 1978; Huba u.a., 1978) und ionenzyklotronähnliche Instabilitäten (Wu u. Fredericks, 1972; Friedberg u. Gerwin, 1977). Die ionenakustischen Moden lassen sich durch das Induktionsspulenmagnetometer nicht beobachten, weil sie sich durch Fluktuationen des elektrischen Feldes mit Frequenzen um die Ionenplasmafrequenz bemerkbar machen.

Die ionenzyklotronähnlichen Instabilitäten besitzen Frequenzen unterhalb oder etwa gleich der Ionenzyklotronfrequenz, so daß diese Moden ebenfalls nicht beobachtet werden können.

Die wahrscheinlichste Instabilität für den betrachteten Fall eines Feld- und im allgemeinen auch Temperatur- und Dichtegradienten scheint die untere Hybrid-Driftinstabilität zu sein. Davidson u.a. (1977) haben mit einer voll elektromagnetischen Theorie diese Instabilität untersucht und zeigen, daß sie für Gradienten der Länge  $L < r_{ci} (m_i/m_e)^{1/4}$  angeregt wird. Es reichen weiterhin relativ schwache Driftgeschwindigkeiten  $V_D$  aus, um die Instabilität anzufachen.

Für  $V_D$  gilt:  $V_D/V_i \gtrsim 2 \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$  (Friedberg u. Gerwin, 1977),

worin  $V_i$  die thermische Ionengeschwindigkeit bedeutet. Im Bereich maximaler Anwachsrate der Instabilität sind elektromagnetische Fluktuationen mit einer Frequenz nahe der unteren Hybridfrequenz zu erwarten, für deren Wellenvektoren  $\underline{k}$  gilt:  $\underline{k} \cdot \underline{B}_0 = 0$ . Lemons (1977) und Lemons u. Gary (1977) erweitern in numerischen Lösungen der Dispersionsrelation für die Querstrominstabilitäten den Bereich für  $\underline{k}$  auf  $\underline{k} \cdot \underline{B}_0 \neq 0$ . Die Anwachsrate der Instabilität wird in diesem Falle verringert, wenn die Driftgeschwindigkeit



gleich bleibt. Da die direkten numerischen Lösungen der Dispersionsrelation sich nur auf die lineare Anwachsphase beziehen, wurde die Hybrid-Driftinstabilität auch bereits mit einem Teilchenmodell im Computer simuliert, indem die Elektronen- und Ionenbewegungen selbstkonsistent verfolgt werden. Winske u. Liewer (1978) benutzten in dieser Teilchensimulation Plasmaparameter, die nicht ohne weiteres auf den Sonnenwind zutreffen. So mußte aus numerischen Gründen  $\omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2 \approx 1$  sein, außerdem war  $T_e < T_i$  und  $\beta = 0.5$ . Mit zunehmender Sättigung der Instabilität, die durch eine Relativdrift  $V_D \approx 2 V_{thi}$  angefacht wurde, ergab sich eine Verbreiterung des ursprünglichen Feldgradienten und der Stromschicht, während sich die Driftgeschwindigkeit auf die Hälfte verringerte.

Die numerischen Analysen von Davidson u.a. (1977) und Lemons (1977) wurden in jüngster Zeit dazu benutzt, Beobachtungen elektromagnetischer Turbulenz im Magnetschweif und in der Bugstoßwelle der Erde zu erklären. Huba u.a. (1978) interpretieren die Beobachtungen (Gurnett u.a., 1976) intensiver elektrostatischer Rauschereignisse und magnetischer Fluktuationen im Whistlerfrequenzbereich an den scharfen Feldgradienten nahe der neutralen Schicht des Magnetschweifs mit dem Auftreten der Hybrid-Driftinstabilität. Sie finden ungefähre Übereinstimmung der beobachteten Eigenschaften der Fluktuationen mit der Theorie. Es ergibt sich, daß das Auftreten der Fluktuationen an das lokale  $\beta$  geknüpft ist. Mit der Erhöhung von  $\beta$  ist eine Erniedrigung der Wellenamplituden verbunden, was eine Bestätigung für die Ergebnisse der Theorie ist, die für eine Erhöhung von  $\beta$  eine Begrenzung der Instabilität voraussagt.

Lemons u. Gary (1978) wandten die Ergebnisse ihrer numerischen Analysen auf die an der Erdstoßwelle beobachtete Turbulenz an, wie sie von Rodriguez u. Gurnett (1976) beschrieben wird. Sie kommen zu dem Schluß, daß ein Teil des niederfrequenten Spektrums des elektrischen und magnetischen Feldes durch Querstrominstabilitäten des Hybrid-Drift Typs erklärt werden muß. Ähnliche Beobachtungen magnetischer Turbulenz an der Magnetopause werden von Gurnett u.a. (1979) berichtet.



### 8.3 Korrelation von Wellen- und Stromparametern

In diesem Abschnitt soll versucht werden, die Beobachtungen magnetischer Turbulenz und die aus den Feldgradienten abgeleiteten relativen Driftgeschwindigkeiten in das Konzept stromgetriebener Instabilitäten einzupassen. Da die Mehrzahl der Stromschichten einen überwiegend feldparallelen Stromanteil besitzt (s. Abb. 27), werden die im Abschnitt 8.1 geschilderten Instabilitäten, insbesondere die Whistlerinstabilität, eine Rolle spielen. Jedoch besitzen viele Tangentialdiskontinuitäten ausgeprägte "Einbrüche" des Feldbetrages  $|\underline{B}|$  an der Stromschicht, d.h. starke Gradienten in  $|\underline{B}|$ , die Diskontinuität der Abb. 26b ist ein Beispiel dafür. An diesen Gradienten werden daher wahrscheinlich Querstrominstabilitäten auftreten.

Verschaffen wir uns zunächst einen Überblick über die Energiedichten, die sich aus dem Spektrum der Feldfluktuationen und den abgeleiteten Driftgeschwindigkeiten bestimmen lassen. Die Energiedichte der Feldfluktuation  $E_F$  wurde durch Integration über das gemessene quadratische Spektrum  $P(f)$  bestimmt

$$E_F = \frac{(\int P(f) df)^2}{8\pi} \quad (8.1)$$

Hierzu fanden wiederum nur Spektralwerte Verwendung, die um das Doppelte über dem jeweiligen Rauschniveau lagen.

Aus der bei der Stromanalyse gewonnenen Relativdrift  $V_D$  der Elektronen und Ionen ergibt sich näherungsweise die Energiedichte der Elektronendrift aus:

$$E_D = \frac{1}{2} n m_e V_D^2 \quad (8.2)$$

Wenn man das Wirken einer Strominstabilität voraussetzt, kann man die Driftenergie  $E_D$  als einen für die Wellenerzeugung verfügbaren Energievorrat ansehen. Betrachtet man die Stromschicht als abgeschlossenes System, dem von außen keine weitere Energie zugeführt wird, so stellt die für die Instabilität verantwortliche Driftenergie - im Falle der Whistler-Strominstabilität die feldparallele



Driftenergie - eine obere Grenze für die erreichbare Wellenenergie dar, sie ist die freie Energie des Systems (Fowler, 1968). Die Abb. 39 zeigt die Verteilung dieser beiden Energiedichten, die aus einer größeren Zahl von Stromschichten abgeleitet wurden.

Die Driftenergiedichte wurde aus der Gesamtdrift bestimmt, ohne zwischen feldparallelem und senkrechtem Anteil zu unterscheiden. Es wird deutlich, daß die aus den Ereignissen abgeleiteten Energien von gleicher Größenordnung sind. Die Wellenenergiedichte hat einen mittleren Wert von  $\hat{E}_F = 0.32 \cdot 10^{-13}$  [erg/cm<sup>3</sup>], die "freie" Energiedichte der Relativedrift ein Mittel von  $E_D = 2 \cdot 10^{-13}$  [erg/cm<sup>3</sup>].

Beim Vergleich der beiden Energiedichten ist nun aber zu bedenken, daß  $E_F$  aus dem gesamten Spektrum der Feldfluktuationen gewonnen wurde, das sicherlich noch Anteile enthält, die nicht von den Strominstabilitäten herrühren. So ergaben Untersuchungen an Helios-Daten (Beinroth u. Neubauer, 1979), daß das langsam veränderliche Rauschen des interplanetaren Magnetfeldes, das nahezu immer zu beobachten ist (s. Abb. 29), in Erdnähe eine Energiedichte von etwa  $10^{-16}$  [erg/cm<sup>3</sup>] und bei 0.3 AE von  $10^{-13}$  [erg/cm<sup>3</sup>] besitzt. Die plasmakinetischen Vorgänge, die zu diesen Fluktuationen führen, sind sicherlich auch in unmittelbarer Nähe der Stromschichten wirksam und tragen zur dort beobachteten Energiedichte mit bei.

Einen Hinweis darauf, daß bestimmte Teile des Spektrums besonders zur Energiedichte  $E_F$  in den Stromschichten beitragen, geben die "Bandenspektren" der Abb. 37. Oberhalb der Frequenz von etwa  $0.2f_{ce}$  fällt hier das Spektrum steiler ab, oder es werden Maxima der Spektraldichte beobachtet. Wie aus den Einzelbeobachtungen von Wellen in Stromschichten hervorgeht, die im letzten Kapitel beschrieben werden, kann diese Eigenschaft der Spektren durch eng begrenzte Wellenfelder in der Stromschicht erklärt werden. Die abgeleitete Energiedichte  $E_F$  kann man daher nur als Näherung für die Energiedichte der lokalen Wellenfelder ansehen, die von Strominstabilitäten angeregt werden.

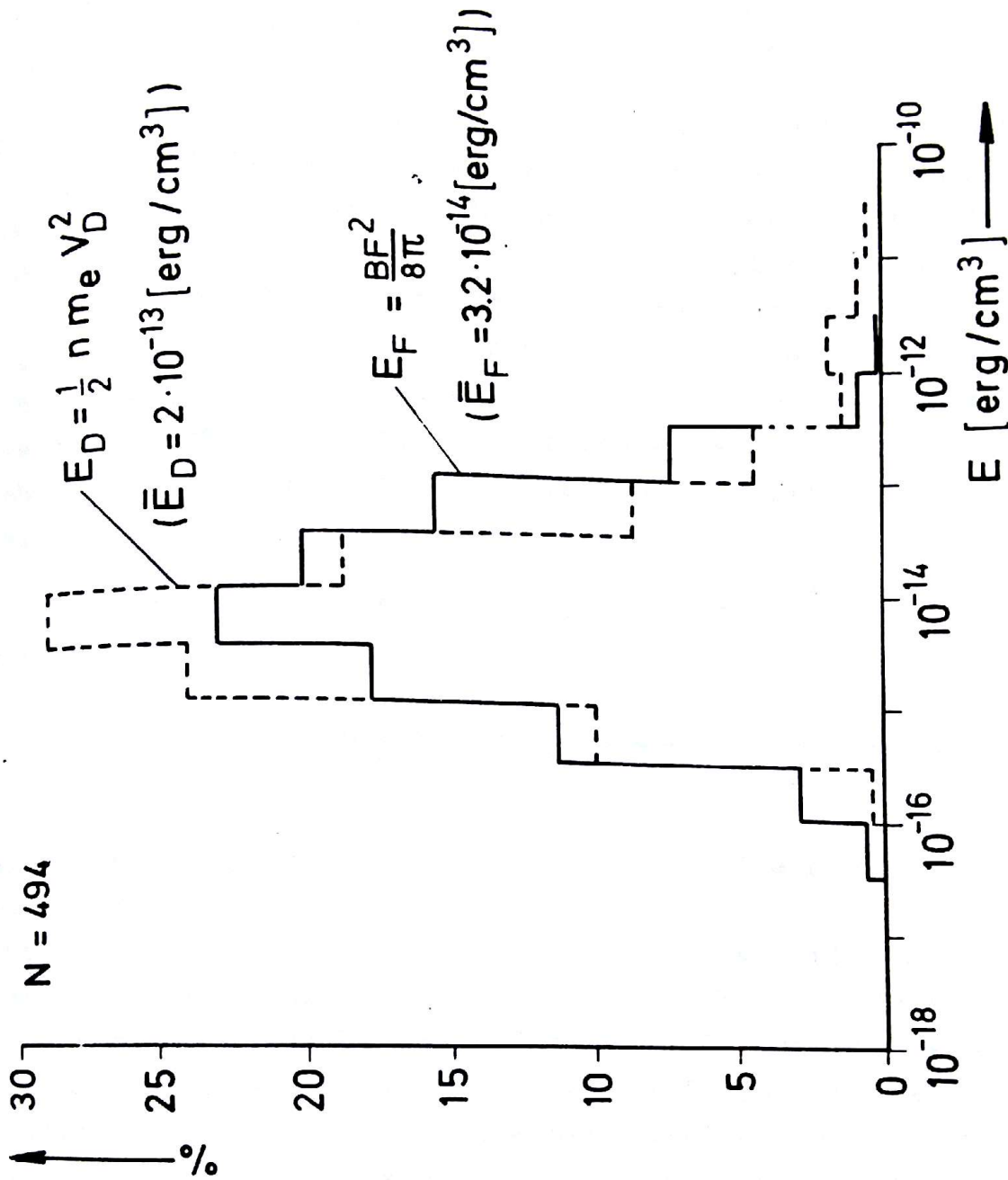


Abb. 39: Verteilung der kinetischen Energiedichte  $E_D$  der Relativdrift der Elektronen (gestrichelt) und der Energiedichte der Feldamplituden  $BF$  im Strommaximum von 494 Stromschichten.



Die Driftenergiedichte  $E_D$  stellt, wie oben bemerkt wurde, eine obere Grenze für die zu erwartende Wellenenergie dar. Im allgemeinen wird jedoch diese Energie nicht erreicht; es kann sich schon vorher ein Gleichgewicht zwischen der die Instabilität treibenden Drift- und der Wellenenergie einstellen, die Instabilität befindet sich dann im Sättigungszustand.

Gary u.a. (1975) untersuchten die Whistler-Stromstabilität im Hinblick auf Impuls- und Temperaturänderungen der Elektronen und Ionen mit einer linearen Näherung, die die Wechselwirkung der Teilchen mit den fluktuierenden Feldern erster Ordnung beschreibt. Es wird dort zur Vereinfachung angenommen, daß nur ein scharf begrenztes Spektrum der Feldfluktuation vorhanden ist. Gary u.a. (1975) gelangen zu dem Schluß, daß die Instabilität zwar vorzugsweise die Ionen aufheizt, die Sättigung der Instabilität aber durch eine zunehmende Reduktion des feldparallelen Stroms erreicht wird.

Für die räumlich gemittelte Impulsänderung  $\langle \frac{dP_e}{dt} \rangle$  der Elektronen erhalten sie:

$$\left| \langle \frac{dP_e}{dt} \rangle \right| \approx \epsilon_T \frac{\omega_{pi}^2}{c^2 k} \frac{\gamma}{\omega_{ci}} \quad (8.3)$$

Hierin stellt  $\epsilon_T = (|E_1|^2 + |B_1|^2)/8\pi$  die Energiedichte der elektrischen und magnetischen Feldfluktuationen erster Ordnung  $E_1$  und  $B_1$  dar.  $\gamma$  ist die Anwachsrate der Whistler-Strominstabilität,  $k$  die Wellenzahl der betrachteten Wellenmode und  $\omega_{pi}$ ,  $\omega_{ci}$  die Ionenplasma- und Ionengyrofrequenz. Mit Hilfe dieser Beziehung kann man nun unter der Annahme, daß (8.3) auch für ein langsam veränderliches  $\gamma$  gültig ist, einen Sättigungswert für  $\epsilon_T$  ableiten. Die Impulsänderungsrate der Elektronenrelativdrift  $V_D''$ , mit der Impulsdichte  $nm_e V_D''$ , ist nach (8.3)

$$\gamma = \frac{\left| \langle \frac{dP_e}{dt} \rangle \right|}{nm_e V_D''} \quad (8.4)$$

$V_D$  bezeichnet hier die feldparallele Driftgeschwindigkeit.  
 Wenn  $v = \gamma$ , kann ein Gleichgewicht zwischen dem Impulsverlust (Stromreduktion) und dem Anwachsen der Wellenenergie eintreten. Aus (8.4) kann dann mit dieser Bedingung die Wellenenergiedichte bestimmt werden, die sich bei Sättigung der Instabilität einstellt:

$$\begin{aligned} \epsilon_T &= \frac{\omega_{ci}}{\omega_{pi}} k \cdot c^2 n m_e V_D \\ &= \frac{1}{4\pi} \frac{m_e}{e} B_0 \cdot k V_D \end{aligned} \quad (8.5)$$

$B_0$  bedeutet hierin das mittlere umgebende Magnetfeld.

Um die Beziehung (8.5) mit den Beobachtungen von  $\epsilon_T$  vergleichen zu können, muß man zwei Annahmen machen.  $\epsilon_T$  besitzt neben einem magnetischen Anteil einen Energiedichteanteil der transversalen Fluktuationen des elektrischen Feldes, deren Messung für diesen Frequenzbereich bei Helios 1 nicht vorlag. Jedoch kann man annehmen, daß für den betrachteten Whistlerfrequenzbereich  $f < f_{ce}$  die elektrische Wellenenergiedichte sehr viel kleiner als die magnetische ist. Denn aus der Amplitudenbeziehung für elektromagnetische Wellen folgt, daß das Verhältnis der Energiedichte des Magnetfeldes zu der des elektrischen Feldes gleich dem Quadrat des Brechungsindex  $n$  ist

$$\left(\frac{cB}{E}\right)^2 = n^2 ,$$

$n^2$  ergibt sich aus der Dispersionsbeziehung für Whistlerwellen (7.5) mit paralleler Ausbreitung ( $\theta = 0^\circ$ ) als  $n^2 = f_{pe}^2 / f \cdot f_{ce}$ . Für typische Verhältnisse des Sonnenwindes liegt dann das Verhältnis der Wellenenergiedichten in der Größenordnung von  $(cB/E)^2 \approx 10^4$ . Genau dieses Verhältnis wurde aus magnetischen und elektrischen Wellenmessungen an der Bugstoßwelle der Erdmagnetosphäre abgeleitet (Rodriguez u. Gurnett, 1975).



Außerdem muß angenommen werden, daß ein enger Frequenzbereich im gemessenen Spektrum die instabile Wellenmode der Wellenzahl  $k$  enthält.

Zu einem Vergleich der Beobachtungen mit (8.5) wurden die Stromschichten herangezogen, die Rauschspektren mit besonders angeregten Frequenzbereichen zeigten, wie sie in Abb. 37 dargestellt sind. In diesen Spektren hat der Bereich bei  $0.15 f_{ce}$  eine ausgeprägte Energiedichte und wurde für den Vergleich benutzt. Wie aus der Dispersionsbeziehung für Whistlerwellen (7.5) folgt, gilt für die Wellenzahl  $k$

$$k = \frac{2\pi \cdot f_{pe}}{c} (\cos \theta \cdot f_{ce}/f - 1)^{-1/2}$$

oder für  $f = 0.15 f_{ce}$  und  $\theta = 0^\circ$

$$k = 15 \cdot f_{pe}/c$$

Die mit dieser Wellenzahl und den übrigen gemessenen Größen nach (8.5) bestimmte theoretische Sättigungsenergiedichte lag im Mittel oberhalb der Wellenenergiedichte  $E_F$ . Es muß bei diesem Vergleich aber bedacht werden, daß die benutzte Wellenzahl mit möglichen Doppellereffekten behaftet ist und nur eine grobe Näherung darstellt.

Im Bild der Strominstabilitäten, die zu den Wellenfeldern im Bereich der Richtungsdiskontinuitäten führen, kann erwartet werden, daß eine Erhöhung des Verhältnisses  $M$  der Driftgeschwindigkeit zur örtlichen Alfvéngeschwindigkeit zu wachsender Anregung der instabilen Wellenmoden führt.

Um diese Annahme nachzuprüfen, wurde eine Korrelation der beobachteten Wellenamplituden in einem bestimmten Teil des Spektrums mit der "Machzahl"  $MP = V_D / V_A$  der feldparallelen Drift vorgenommen. Um die Effekte der Dopplerverschiebung geringer zu halten und ein definiertes Frequenzintervall zu benutzen, wurde der Spektralkanal ausgewertet, dessen Mittenfrequenz dem jeweiligen

Bruchteil  $f = 0.5 f_{ce}$  der örtlichen Elektronengyrofrequenz am nächsten lag. Weiterhin wurden Stromschichten ausgeschlossen, deren Normalen einen Winkel von mehr als  $45^\circ$  zur Flußrichtung des Sonnenwindes besaßen. Diese Nebenbedingung und die abschließliche Verwendung von tangentialen Strukturen (s. Abschnitt 5.2), von denen man annehmen kann, daß sie sich Plasmaruhsystem nicht ausbreiten, halten die Unsicherheiten in der Bestimmung der Längenskala geringer, die für die Stromanalyse benutzt wird.

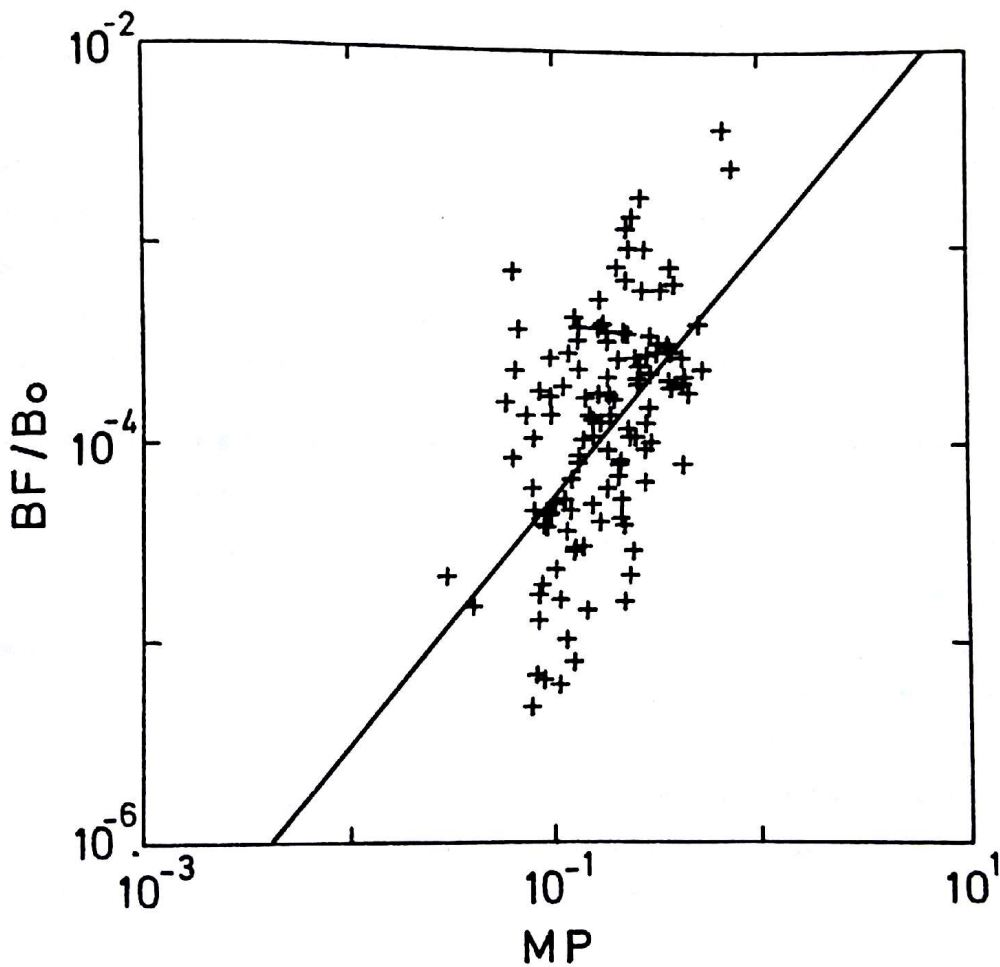


Abb. 40: Korrelation der auf das mittlere Feld  $B_0$  normierten Feldamplituden BF mit der Machzahl MP Paralleldrift an ausgesuchten Stromschichten.



In einer letzten Auslese wurden nur die Stromschichten behalten, die einen vorwiegend feldparallelen Stromanteil besaßen, der mindestens doppelt so groß wie der senkrechte Anteil sein mußte.

In Abb. 40 wird die Korrelation von  $BF/B_0$  und MP für die Ereignisse gezeigt, die diese Bedingungen erfüllen. BF ist, wie eben erwähnt, die Wellenamplitude, die sich aus  $\sqrt{P_n \cdot \Delta f}$  ergibt, wobei  $P_n$  die Dichte des quadratischen Spektrums und  $\Delta f$  die Bandbreite des Kanals  $n$  des Magnetometers ist, der nahe der Frequenz  $0.5 f_{ce}$  liegt. BF wurde auf das mittlere umgebende Feld  $B_0$  normiert.

Im benutzten doppelt logarithmischen Maßstab wird eine positive Korrelation erkennbar, die durch die eingezeichnete Ausgleichsgerade angedeutet wird. Obwohl die Streuung der Ereignisse um diese Gerade noch relativ groß ist, was sich im Korrelationskoeffizienten von  $K = 0.53$  äußert, wird doch deutlich, daß bei im Verhältnis zur Alfvéngeschwindigkeit höheren Driftgeschwindigkeiten größere Wellenamplituden beobachtet werden.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß die Spektraldichten und die abgeleiteten Driftparameter in den Stromschichten auf das Wirken einer Whistler-Stromstabilität hindeuten. Die geschilderten Korrelationen leiden jedoch sicher noch unter dem Mangel einer genaueren Festlegung des Frequenzbereichs der instabilen Wellenmoden im Bezugssystem des Sonnenwindes. Dies ist erst durch die Beobachtung und Analyse der Wellen selbst möglich und soll an einigen Beispielen im letzten Kapitel vorgenommen werden. Außerdem wird von den auf die Verhältnisse des warmen, anisotropen Sonnenwindplasmas nur grob anwendbaren theoretischen Ansätzen ausgegangen.



## 9. Direkte Wellenbeobachtungen an kleinräumigen Strukturen des interplanetaren Magnetfeldes

Die in den vorangegangenen Kapiteln geschilderten Beobachtungen der spektralen Verteilung der Magnetfeldfluktuationen in der Umgebung der Stromschichten lassen nur eine grobe Analyse in bezug auf die beteiligten Wellenmoden und wahren Frequenzen zu. Für eine genauere Wellenanalyse muß man jedoch die zeitliche Änderung des Feldvektors  $\underline{B}(t)$  in zumindest einem Teil des Spektrums kennen, das für die betrachteten Wellenfelder von etwa der unteren Hybridfrequenz bis zur Elektronengyrofrequenz reicht.

Wie bereits in Abschnitt 7.1 angedeutet wurde, bietet das Induktionsspulenmagnetometer auf Helios die Möglichkeit, die "Wellenform"  $\underline{B}(t)$  bis zu einer Auflösung von maximal 300 Vektoren pro Sekunde aus dem Signal der drei orthogonalen Magnetometersensoren zu rekonstruieren (siehe den unteren Teil der Abb. 28). Dies bedeutet, daß man Wellenvorgänge bis zu einer Frequenz von etwa 150 Hz sicher beobachten kann.

Die bisherigen direkten Wellenbeobachtungen im interplanetaren Plasma erreichten eine maximale Auflösung von 12.5 Hz, die bei Mariner 10 durch ein rasch abgetastetes Saturationskernmagnetometer erzielt wurde (Behannon, 1976).

Wie in Abschnitt 7.1 geschildert wurde, sind die höchstauflösten Daten mit einer Vektorrate von 75, 150 oder 300 /sec nur für kleine Zeitintervalle verfügbar, die von der Ereignislogik des Magnetometers (Experiment 2) oder des elektrischen Feldexperimentes ausgewählt wurden. Diese Intervalle enthalten dann "Ereignisse", die entweder scharfe Gradienten des Magnetfeldbetrages zeigen oder eine plötzliche Änderung der Spektraldichte der elektrischen Feldfluktuationen aufweisen. Die genaue Definition der Auswahlkriterien wurde aus den Eigenschaften interplanetarer Stoßwellen abgeleitet, die mit einer sprunghaften Änderung dieser beiden Meßgrößen verbunden sind. Dies sollte sicherstellen, daß alle ausgeprägten Stoßwellenereignisse in den Datenspeicher des Satelliten gelangten.



Jedoch besitzen nicht nur die Stoßwellen scharfe Gradienten des Magnetfeldes, sondern auch die anderen kleinräumigen Strukturen, wie die Richtungsdiskontinuitäten. Ein Beispiel dafür ist die in Abb. 2 u. 3 dargestellte Tangentialdiskontinuität, in deren Stromschicht der Feldbetrag ein scharfes Minimum durchläuft und hinter der Diskontinuität auf einen höheren Wert ansteigt.

Wie sich bei der Durchsicht der Ereignisspeicherauslesungen der ersten Flugphasen von Helios 1 und 2 herausstellte, wurden überwiegend Richtungsdiskontinuitäten erkannt, so auch die am Tag 402 um 10:16. In diesem Zeitraum einer relativ geringen Sonnenaktivität traten jedoch nur wenige Stoßwellen auf, von denen wiederum nur eine in der hohen Zeitauflösung des Ereignisspeichers vorliegt.

Als Beispiel für die hochaufgelösten Wellenformdaten aus dem Ereignisspeicher wird in Abb. 41 die Tangentialdiskontinuität um 402:10:16 gezeigt. Oben ist der ungemittelte Feldvektor, wie er von der Förstersonde gemessen wurde, für ein einminütiges Intervall in Betrag, Azimut und Elevation dargestellt. Das Intervall über 7 Sekunden innerhalb der gestrichelten Linien, das die Stromschicht enthält, wird unten in den Daten des Wellenformkanals des Induktionsspulenmagnetometers wiedergegeben, der in diesem Falle mit 75 Vektoren pro Sekunde abgetastet wurde. Die Komponenten X, Y, Z bedeuten die Darstellung in den üblichen solar-ekliptischen Koordinaten. Durch den Spin des Satelliten wird in der X- und Y-Komponente ein gewisser Anteil des mittleren niederfrequenten Feldes mit erfaßt.

Dem überlagert sind jedoch zwei klare, beinahe monochromatische Wellenzüge zu erkennen, die in der Stromschicht der Diskontinuität zwischen 12:30:14 und 12:30:16 auftreten und mit den scharfen Gradienten des mittleren Feldes zusammenfallen. Im folgenden werden diese Wellenpakete, die an einer größeren Zahl von Diskontinuitäten beobachtet werden konnten, an vier repräsentativen Fällen analysiert. Bis auf ein Ereignis der ausgewählten Fälle zeigen alle übrigen nicht nur Richtungsänderungen des Feldvektors, sondern auch Betragsänderungen.

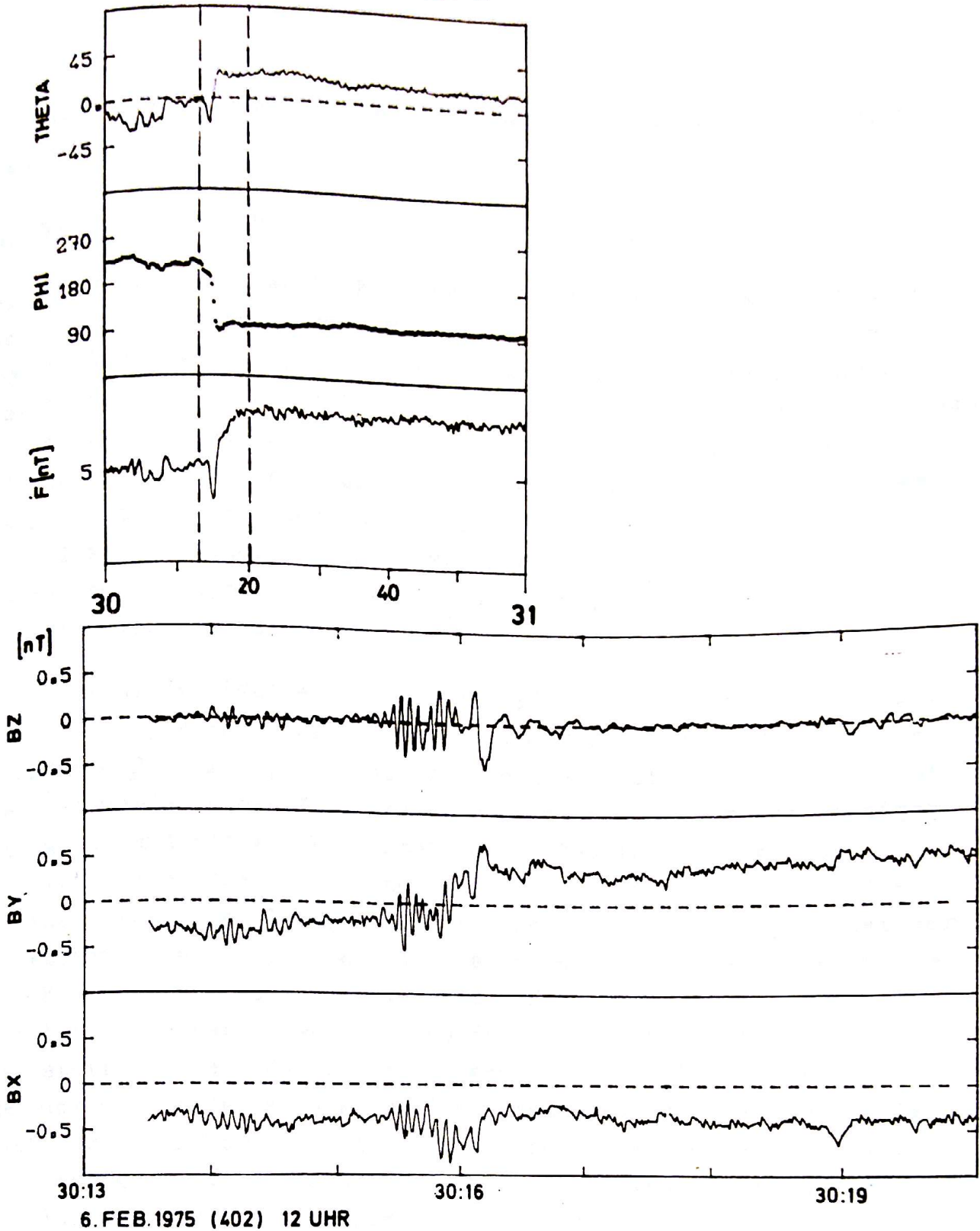


Abb. 41 : Tangentialdiskontinuität in den Daten der Förstersonde (links oben) und in den hochaufgelösten Daten des Wellenformkanals des Induktionsspulenmagnetometers (unten). Die gestrichelten Linien geben das dargestellte Intervall der Wellenformdaten an. Die Zeiten sind Speicherauslesezeiten.



Betrachten wir zunächst zwei Fälle mit einer ausgeprägten Richtungsänderung:

### 9.1 Wellenfelder an Richtungsdiskontinuitäten

Die Diskontinuität am 6. Februar 1975 (Tag 402), die in Abb. 41 gezeigt wurde, stellt eine Tangentialdiskontinuität mit einem großen Spreizwinkel dar, wie eine Varianzanalyse der Stromschicht zeigt. Weiter ergibt sich, daß wir es mit einer sehr dünnen Struktur zu tun haben, denn eine Sekunde in der Zeitskala entspricht 120 km in der abgeleiteten räumlichen Skala. Da die Protonentemperatur in der Umgebung der Stromschicht  $7.7 \cdot 10^4 \text{K}$  beträgt, ergibt dies bei einem mittleren Magnetfeld von 3.6 nT einen thermischen Protonengyroradius von  $r_{ci} = 103 \text{ km}$ . Die Skalenlänge der Struktur liegt also nahe  $r_{ci}$ .

Die Analyse des "Wellenpakets" um 12:30:16, wie jener in den folgenden Beispielen, ging so vor sich, daß zunächst aus den Wellenformdaten  $\underline{B}(t)$  für jede Komponente ein quadratisches Spektrum berechnet wurde. Diese Spektren zeigten dann ein mehr oder weniger schmales Band mit erhöhter Spektraldichte. In einem zweiten Schritt wurden die Daten dann bandpaß-gefiltert, indem nur die Fourierkomponenten  $\underline{B}(\omega)$  des transformierten Signals  $\underline{B}(t)$  bei der Rücktransformation in den Zeitbereich benutzt wurden, die in diesem Frequenzintervall lagen. Diese gefilterten Daten wurden zuletzt für die Varianzanalyse des Wellenzuges benutzt. Diese Prozedur stellt sicher, daß die Einflüsse der niederfrequenten Änderungen des umgebenden Feldes auf die Genauigkeit der Bestimmung der Richtung minimaler Varianz der höherfrequenten Wellenzüge gering bleiben. Abb. 42 faßt die Ergebnisse der Wellenanalyse an der Diskontinuität 402:12:30 zusammen.

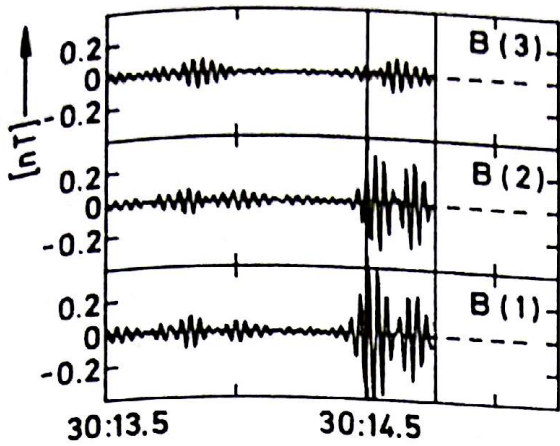
Zunächst sei noch darauf hingewiesen, daß alle in den Analysen angegebenen Zeiten keine absoluten Ereigniszeiten sind, sondern sich auf den späteren Zeitpunkt des Auslesens des Ereignisspeichers beziehen.

Analysiert wurde in diesem Falle der Zeitraum nach 12:30:13.5. Im linken unteren Teil der Abbildung werden die Spektren für die Komponenten des Wellenformvektors gezeigt, der in das Varianz-Koordinatensystem transformiert wurde. D.h., die Komponente 1 weist in Richtung maximaler, die Komponente 2 in Richtung mittlerer Varianz. Dargestellt ist die Spektraldichte  $\sqrt{P}$  in  $[nT/\sqrt{Hz}]$ .

Das rohe quadratische Spektrum  $P(f_k)$  wurde zunächst aus den Quadraten der Fourierkomponenten bei den Frequenzen  $f_k$  bestimmt, wobei  $f_k$  durch das Abtastintervall  $\Delta t$  und die Anzahl der Meßwerte  $N$  durch  $f_k = \frac{k}{\Delta t \cdot N}$  gegeben ist. Da bei einem Abtastintervall von  $\Delta t$  nur Frequenzen im Meßsignal bis zur Nyquistfrequenz  $f_{Ny} = \frac{1}{2 \cdot \Delta t}$  erfaßt werden können, besteht das rohe Spektrum aus  $N/2$  Werten. Zur Erhöhung der statistischen Sicherheit eines Spektrums können mehrere Werte des rohen Spektrums zu einem mittleren Wert  $P_k$  zusammengefaßt werden, der dann einen Schätzwert für das Frequenzintervall von  $f_{k-m/2}$  bis  $f_{k+m/2}$  darstellt, wenn  $m$  die Anzahl der zu mittelnden rohen Werte  $P_k$  bedeutet. Bei allen Analysen betrug die Anzahl der benutzten Meßwerte  $N = 256$  und das Abtastintervall  $\Delta t = 1/75$  oder  $\Delta t = 1/150$  Sekunden. Die gezeigten Spektren besitzen hier und in den anderen Beispielen den Freiheitsgrad 12. Aus diesem Wert ergibt sich (siehe Otnes und Enochson, 1972) das in die Spektren eingezeichnete Vertrauensintervall für 90%-tige Sicherheit der Schätzwerte der Spektraldichte.

Die Spektren der beiden Komponenten in der Ebene maximaler Varianz machen sofort deutlich, daß der beobachtete Wellenzug eine relativ scharf begrenzte Frequenz um 13.5 Hz besitzt und schwach elliptisch polarisiert ist, was sich im leicht verschiedenen Spektraldichtemaximum beider Komponenten bei 13.5 Hz ausdrückt. Über den Spektren gibt die Abbildung die gefilterten Daten wieder, die durch die oben erwähnte Bandpaßfilterung im Frequenzbereich gewonnen wurden. Das benutzte Frequenzband wird in den Spektren durch zwei senkrechte Striche angedeutet.





402:12:30:13.5

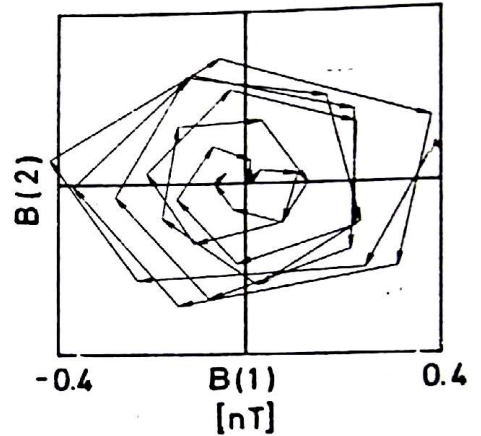
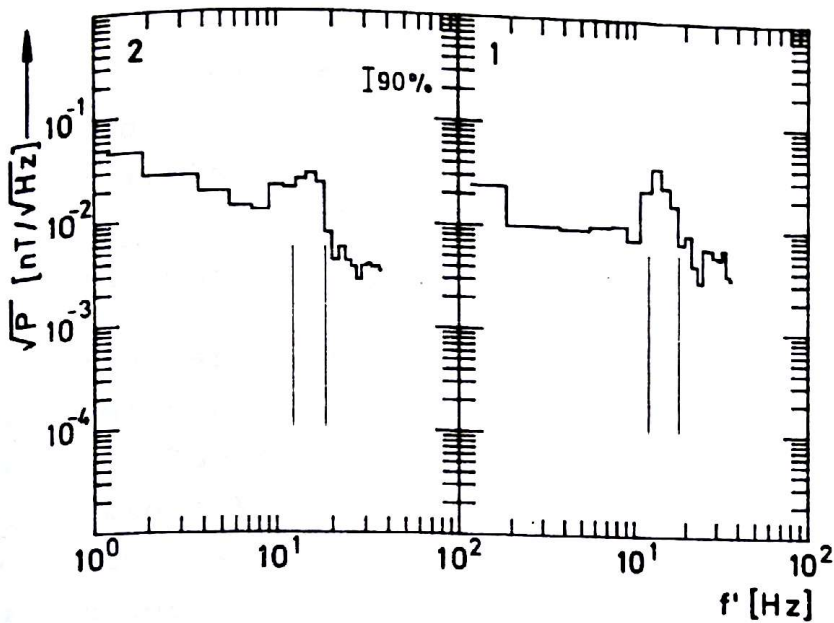
$f'_z = 13.5 \text{ Hz}$     $f_z = 3.8 \text{ Hz}$

$\theta = 42^\circ$     $f_{ce} = 101 \text{ Hz}$

$\alpha = 32^\circ$

$V_{sw} = 466 \text{ km/sec}$

$n = 9.4 \text{ cm}^{-3}$



402: 12: 30: 13.5

**Abb. 42:** Wellenanalyse des links im Varianzsystem dargestellten Wellenzuges. Die senkrechten Linien geben das Zeitintervall des rechts unten dargestellten Hodographen von B(1) und B(2) an. Spektrum von B(1), B(2) links unten.

- $\theta$  :  $\star$  (Wellenvektor, mittleres Feld)
- $\alpha$  :  $\star$  (Wellenvektor,  $V_{sw}$ )
- $f'_z$  : Frequenz des Spektralmaximums (beobachtet)
- $f_z$  : Frequenz im Plasmaruhssystem

Noch klarer als in den Originaldaten ist das scharf begrenzte Wellenpaket um 30:14.5 zu erkennen. Die Amplituden des Wellenzuges in Richtung der minimalen Varianz, Komponente B(3), sind verglichen mit denen in der Wellenebene gering. Das Polarisationsdiagramm im rechten unteren Bildteil zeigt den einheitlichen Drehsinn des Störvektors aus den Komponenten B(1) und B(2) für das in der Wellendarstellung durch Striche angegebene Zeitintervall. Deutlich wird ebenfalls die auch im Spektrum zu erkennende elliptische Polarisierung. Nach diesen Ergebnissen kann man nun feststellen, daß an der Stromschicht der Diskontinuität im gegenüber dem Sonnenwindplasma bewegten Bezugssystem rechts-elliptisch polarisierte Wellen der Frequenz 14 Hz auftreten. Die Richtung der minimalen Varianz des Wellenzuges gibt die Ausbreitungsrichtung der Welle an; sie bildet in diesem Fall einen Winkel von  $\cos \Theta = \pm 0.74$  mit dem mittleren umgebenden Magnetfeldvektor. Es bleibt noch eine Abschätzung der Dopplereffekte vorzunehmen.

Die Dopplerverschiebung einer Plasmawelle im Sonnenwind gegenüber einem als ruhend angenommenen Beobachter wurde in (7.10) angegeben. Zur Auswertung dieser Beziehung ist die Kenntnis des Wellenvektors  $\underline{k}$  nötig. Dessen Richtung kennen wir bereits aus der Varianzanalyse. Sein Betrag muß jedoch aus der Dispersionsrelation des entsprechenden Wellentyps bestimmt werden.

Die Polarisationsrichtung des Störvektors kann helfen, die Wellenmode festzulegen. Im vorliegenden Fall haben wir eine rechtshändige Drehung. Da der mittlere Feldvektor für das betrachtete Zeitintervall von der Sonne wegzeigt (siehe Abb. 42), paßt diese Polarisation zu einer Elektronenzyklotronwelle, einer Whistlerwelle, die sich mit dem Sonnenwind nach außen ausbreitet und eine durch den Dopplereffekt nach oben verschobene scheinbare Frequenz besitzt.

Aus der Whistlerdispersionsbeziehung (7.5) und der Dopplerformel ergibt sich die Beziehung zwischen der beobachteten Wellenfrequenz  $f'$  und der Frequenz im Plasmaruhsystem  $f$ :



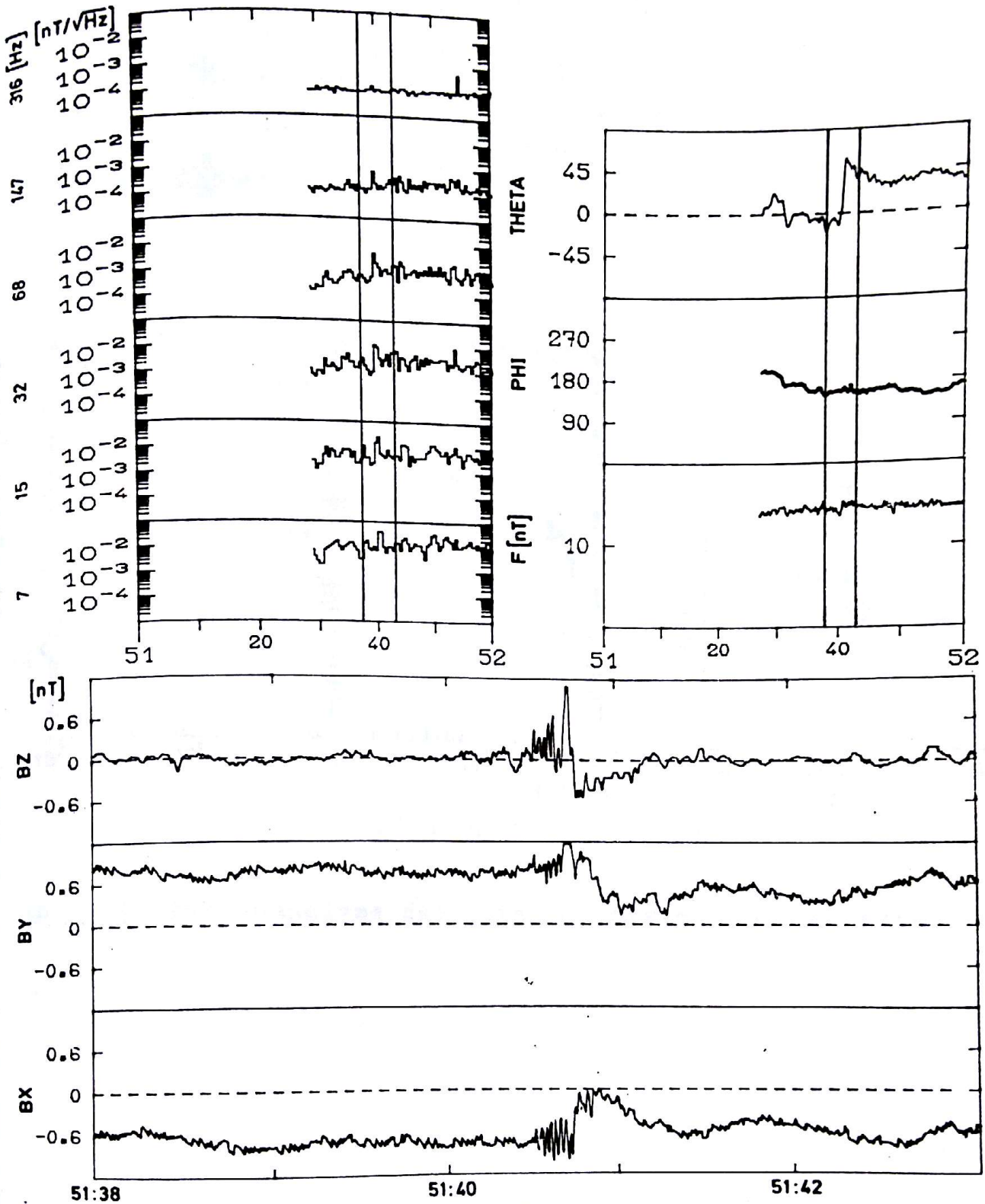
$$f' = f + \frac{\omega_{pe}}{c} \frac{V_{sw} \cdot \cos \alpha}{\sqrt{f/f_{ce} \cdot \cos \theta} - 1}, \quad (9.1)$$

worin  $\alpha$  den Winkel zwischen dem Sonnenwindvektor  $\underline{V}_{sw}$  und dem Wellenvektor  $\underline{k}$  bedeutet. Eine Auswertung der Beziehung liefert für die in der Abb. 42 angegebenen Parameter eine Wellenfrequenz im Plasmaruhsystem von etwa 4 Hz.

Das zweite Beobachtungsbeispiel von Wellen an einer Richtungsdiskontinuität, diesmal einer Rotationsdiskontinuität, über deren Stromschicht hinweg der Feldbetrag konstant bleibt, wie die Daten der Förstersonde rechts oben zeigen, wird in Abb. 43 dargestellt. Die Spitzenwerte der Spektralwerte (links) weisen an der scharfen Richtungsänderung des Feldvektors ein ausgeprägtes Maximum auf, das sich bis zu Frequenzen um 60 Hz bemerkbar macht. Die Wellenformdaten, in diesem Falle mit einer Auflösung von 150 Vektoren/Sekunde, zeigen wiederum in der Stromschicht zwischen 51:40 und 51:41 einen scharf begrenzten Wellenzug. Die Analyse dieses Wellenpaketes zeigt im gleichen Format wie vorher die Abb. 44.

Aus den Spektren der Komponenten in der Wellenebene ergibt sich eine Zentralfrequenz des höherfrequenten Wellenzuges von etwa 34 Hz. Gleichzeitig ist jedoch bei tieferen Frequenzen um 10 Hz ebenfalls noch eine erhöhte Spektraldichte zu beobachten. Der Wellenvektor des Wellenzuges, mit der in den Spektren markierten Bandbreite, besitzt einen relativ großen Winkel von  $\theta = 52^\circ$  zum Feldvektor zu Beginn des Analyseintervalls.

Eine Bestimmung der Wellenfrequenz im Plasmaruhsystem erfolgte wiederum mit (9.1), da auch hier die beobachtete Frequenz und die Polarisation der Welle auf eine Elektronenzyklotronwelle hinweist, die sich mit dem Sonnenwind nach außen ausbreitet. Der große Winkel zwischen dem Wellenvektor und dem Windvektor  $\underline{V}_{sw}$  hat zur Folge, daß nur eine geringe Verschiebung der Frequenz im Ruhesystem von etwa 27 Hz auf die beobachtete Frequenz von 34 Hz stattfindet.



27. FEB. 1975 (423)4 GMT

Abb. 43: Wellenbeobachtung an einer Rotationsdiskontinuität.



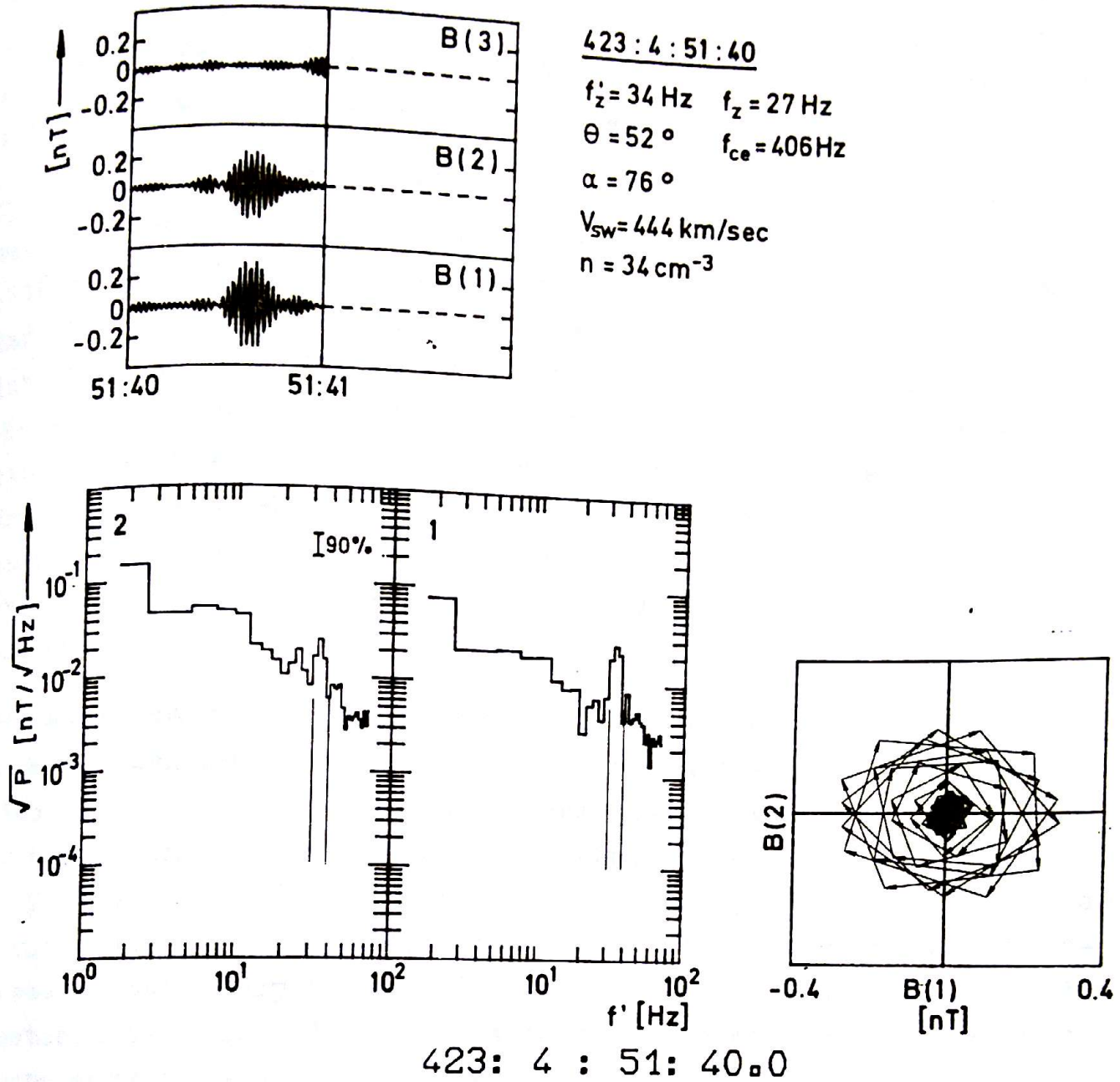


Abb. 44: Wellenanalyse der Rotationsdiskontinuität (Abb. 42).

Diese direkten Beobachtungen von Whistlerwellenfeldern an den Stromschichten von Diskontinuitäten erhärten die in den vorangegangenen Kapiteln ausgesprochene Vermutung, daß das magnetische Rauschen durch lokal erzeugte Wellen bestimmt wird.

Da die Wellen scharf lokalisiert an den Feldgradienten auftreten, muß der Erzeugungsmechanismus in stromgetriebenen Instabilitäten zu suchen sein, die in Kapitel 8 skizziert wurden. Bei der Behandlung der genannten Instabilitäten, der Whistler-Strominstabilität und der Hybrid-Driftinstabilität mußte man jedoch von vereinfachenden Annahmen ausgehen, die für den Sonnenwind nicht zutreffen. Insbesondere wurden in den Modellen isotrope Maxwellverteilungen für die Geschwindigkeitsverteilungen der Ladungsträger benutzt. Aus diesem Grunde muß ein Vergleich der Beobachtungen mit den theoretischen Modellen qualitativer Natur bleiben.

Die eben beschriebenen Wellen treten an Stromschichten auf, die einen großen feldparallelen Stromanteil aufweisen, auf die man also das Modell der Whistlerinstabilität anwenden könnte. Die beobachteten Frequenzen der isolierten Wellenzüge liegen bei  $70 f_{ci}$  im ersten Fall (402:12:30) und  $122 f_{ci}$  im Falle der Rotationsdiskontinuität um 423:4:51. Nach der Theorie der Whistlerinstabilität (Gary u.a., 1976) sollten maximale Anwachsrate der Instabilität für feldparallele Moden bei etwa dem 7-fachen der Protonengyrofrequenz auftreten. Das Modell benutzte ein Koordinatensystem, das sich auf die Elektronen bezog, so daß die beobachteten Frequenzen noch mit um einen Dopplerfaktor korrigiert werden müßten. Jedoch kann man sagen, daß die oben beobachteten Frequenzen um etwa den Faktor 10 höher liegen als die vorhergesagten. Wie die Analysen weiter zeigten, breiten sich die beobachteten Wellen schräg zum Magnetfeld aus, während die instabilen Moden der Whistler-Strominstabilität rein parallele Wellenvektoren besitzen sollten. Hier spielen sicherlich die kleinen Skalenslängen der Stromschichten eine Rolle, die die Ausbreitungseigenschaften der instabilen Moden beeinflussen können.



Zum anderen besitzt die Tangentialdiskontinuität 402:12:30 einen "Einbruch" der Feldstärke, so daß dort Querstrominstabilitäten, wie die Hybrid-Driftinstabilität, zusätzlich wirken könnten. Diese Diskontinuität besitzt einen großen Spreizwinkel von etwa  $120^\circ$  und ähnelt einer Struktur, die in der Literatur als D-Schicht bezeichnet wird (Burlaga u. Ness, 1968). Zusammen mit den Sektorgrenzen des interplanetaren Magnetfeldes, die oft die Eigenschaft einer Tangentialdiskontinuität zeigen und ebenfalls mit einem Einbruch des Feldbetrages verbunden sind, waren diese Strukturen Gegenstand von Untersuchungen daraufhin, ob die Feldstärke Minima mit dem Wirken einer Feldlinienverschmelzung ("merging") erklärt werden könnten. Das heißt, wirken hier Prozesse mit, von denen man annimmt, daß sie z.B. in der Dynamik des Magnetschweifes der Erde oder der Verbindung des interplanetaren Magnetfeldes mit dem der Erde durch gewisse Bereiche der Magnetopause hindurch eine Rolle spielen?

Bavassano u.a. (1976) fanden Hinweise für einen Prozeß des "merging", d.h. des Entkoppelns von Feldlinien aus dem Plasmafluß des Sonnenwindes, in einigen scharf definierten Sektorgrenzen. Untersuchungen an D-Schichten gaben ähnliche Hinweise (Burlaga u. Scudder, 1974). In den Modellen für die Feldlinienverschmelzung, auf die hier nicht eingegangen werden soll, wird immer ein dissipativer Vorgang benötigt, der die Entkopplung des Magnetfeldes von der allgemeinen Plasmabewegung beschleunigt und das "merging" für die erwähnten Strukturen bedeutsam macht (siehe die Diskussion bei Bavassano u.a., 1976).

Eine im Vergleich zur gewöhnlichen, durch Coulombstöße beherrschten Leitfähigkeit, anomal erniedrigte Leitfähigkeit kann dies gewährleisten. Ein anomaler Widerstand kann gerade an den scharfen Feldgradienten, die an den kleinräumigen D-Schichten beobachtet werden, über die Strominstabilitäten auftreten, es kann ein Energieaustausch zwischen den Feldfluktuationen und den Plasmateilchen stattfinden. Hinweise auf Änderungen der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen in der Umgebung von D-Schichten wurden von Scarf u.a. (1976) gefunden, die zum Teil mit einer Erhöhung des Rauschen des elektrischen Feldes verbunden waren.



Die vorliegenden Beobachtungen einer scharfen Tangentialdiskontinuität mit einem Absinken der Feldstärke in der Stromschicht und darauf lokalisierten elektromagnetischen Wellen lassen erkennen, daß in ein Modell, das die grobe Struktur des Feldverlaufs durch "merging" beschreibt, wahrscheinlich eine Welle-Teilchen-Wechselwirkung, die durch einen anomalen Widerstand beschrieben wird, mit einbezogen werden muß.

Im zweiten Abschnitt sollen noch zwei Ereignisse analysiert werden, in denen vorwiegend Querstrominstabilitäten zu erwarten sind.

## 9.2 Wellenbeobachtungen an magnetischen Gradienten

Beide Ereignisse sind keine reinen Richtungsdiskontinuitäten, wie sie in den ersten Kapiteln systematisch untersucht wurden, man kann an ihnen aber die gleichen Wellenvorgänge studieren, wie an den vorangegangenen Beispielen.

Das erste Ereignis stellt einen relativ scharfen Feldgradienten dar, der eine sich über mehrere Minuten erstreckende, relativ gleichförmige Richtungsänderung beendet. In Abb. 45 wird rechts oben wieder das kurze Datenintervall des Ereignisspeichers mit den Förstersondendaten gezeigt, das noch die leichte Richtungsänderung in Phi und Theta erkennen läßt. Im Einbruch der Feldstärke zwischen 34:50 und 35:5 tritt eine markante Erhöhung der Wellenaktivität bis in den Frequenzbereich um 32 Hz auf. Die Wellenformdaten zeigen ein Wellenfeld mit großen Amplituden, das zeitlich mit den maximalen Erhöhungen der Spektraldichte zwischen 34:51 und 35:00 übereinstimmt.

Die Analyse eines Teiles des Wellenfeldes von 34:54 bis 34:56 ergibt das in Abb. 46 dargestellte Bild: Das Wellenspektrum ist relativ breitbandig mit einer Zentralfrequenz von etwa  $f'_z = 19$  Hz. Wiederum lassen sich die beobachteten Wellen mit Whistlern erklären, die sich mit dem Sonnenwind nach außen und unter dem Winkel von  $\Theta = 33^\circ$  gegen das mittlere umgebende Feld ausbreiten.



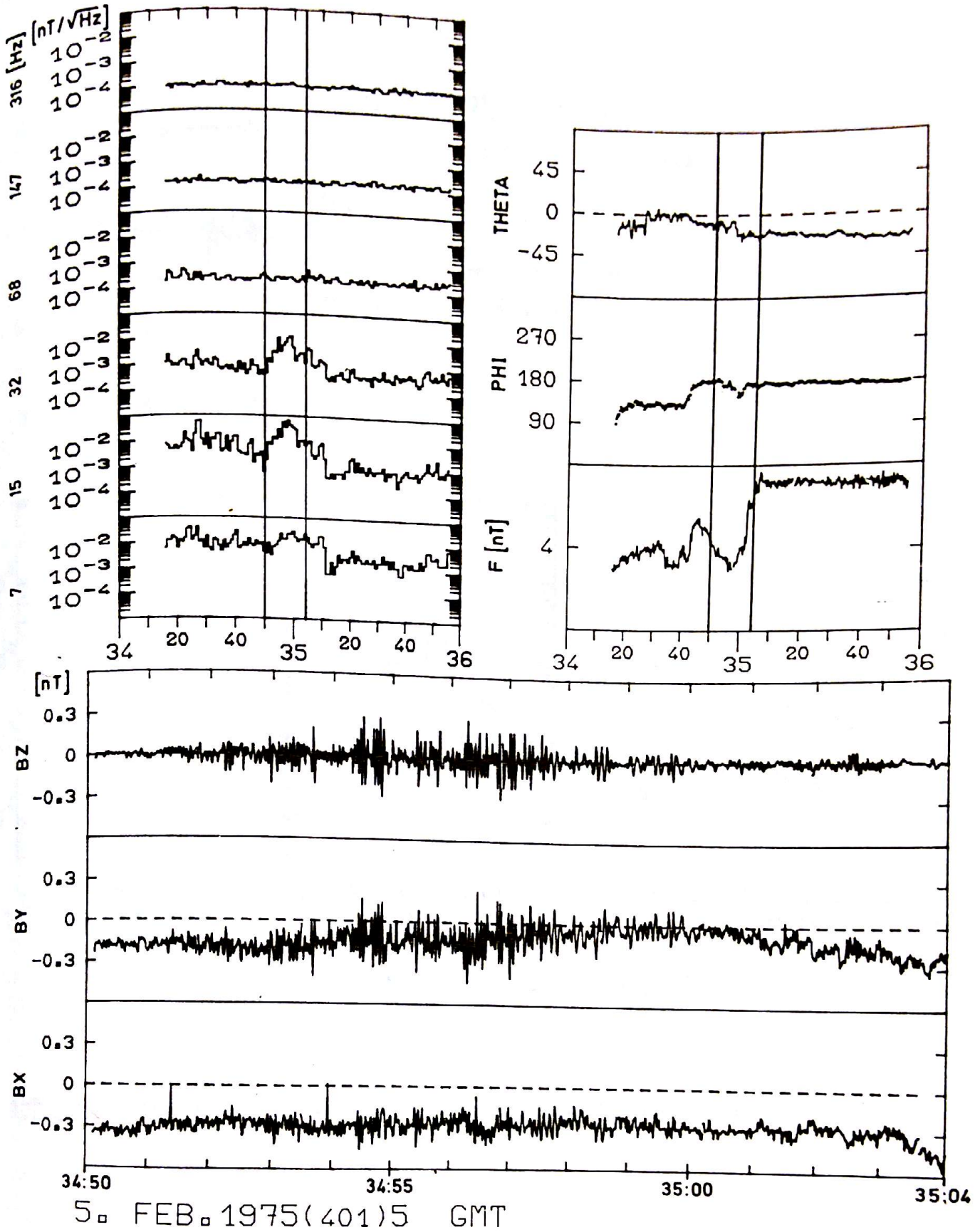
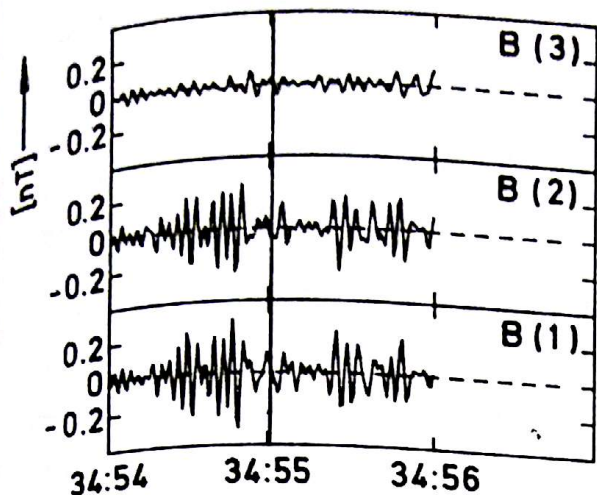


Abb. 45: Wellenbeobachtung an den Feldgradienten einer Richtungs- diskontinuität. Man beachte die Lokalisierung der Wellen auf den Feldstärkeeinbruch (34:55).



401:04:34:54

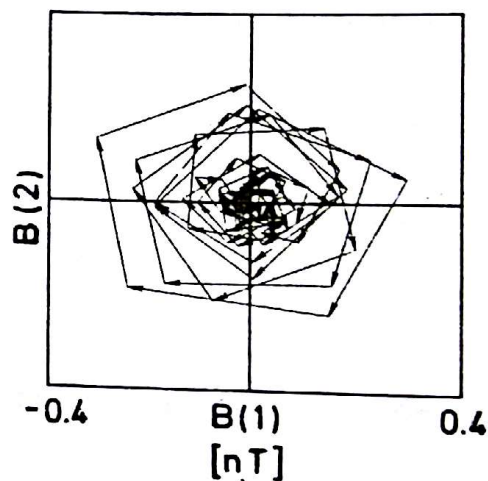
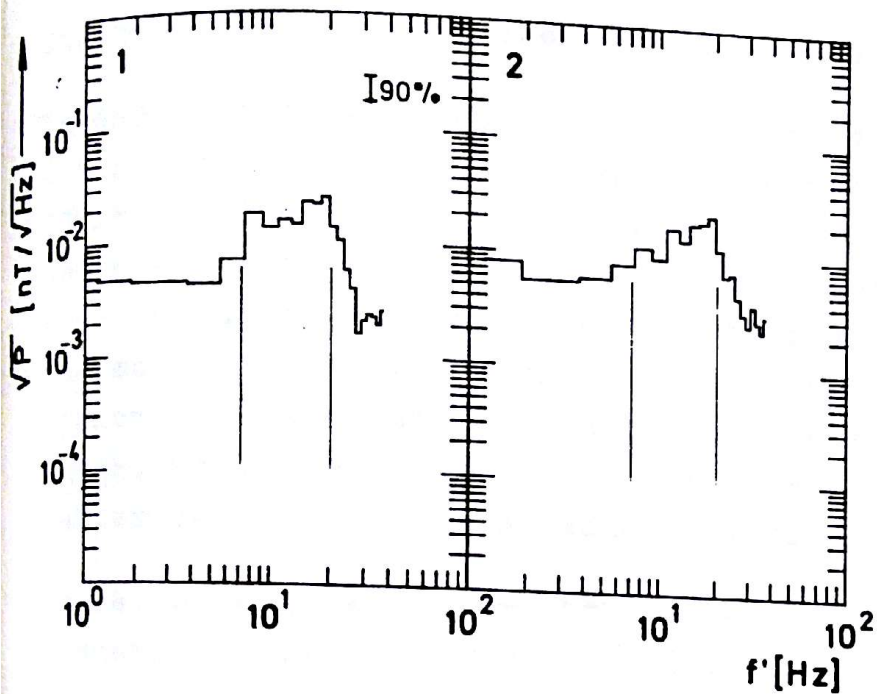
$f_z' = 19\text{ Hz}$      $f_z = 7\text{ Hz}$

$\theta = 33^\circ$      $f_{ce} = 93\text{ Hz}$

$\alpha = 26^\circ$

$V_{sw} = 560\text{ km/sec}$

$n = 6.2\text{ cm}^{-3}$



401: 4 : 34: 54.000

Abb. 46: Wellenanalyse des Wellenfeldes in Abb. 44.



Die Doppleranalyse ergibt für die Zentralfrequenz von 19 Hz eine Frequenz im Plasmaruhsystem von  $f_z \approx 7$  Hz. Die Polarisation ist leicht elliptisch mit konstantem rechtshändigem Drehsinn. Analysen anderer Teile des Wellenzuges ergaben übereinstimmende Eigenschaften.

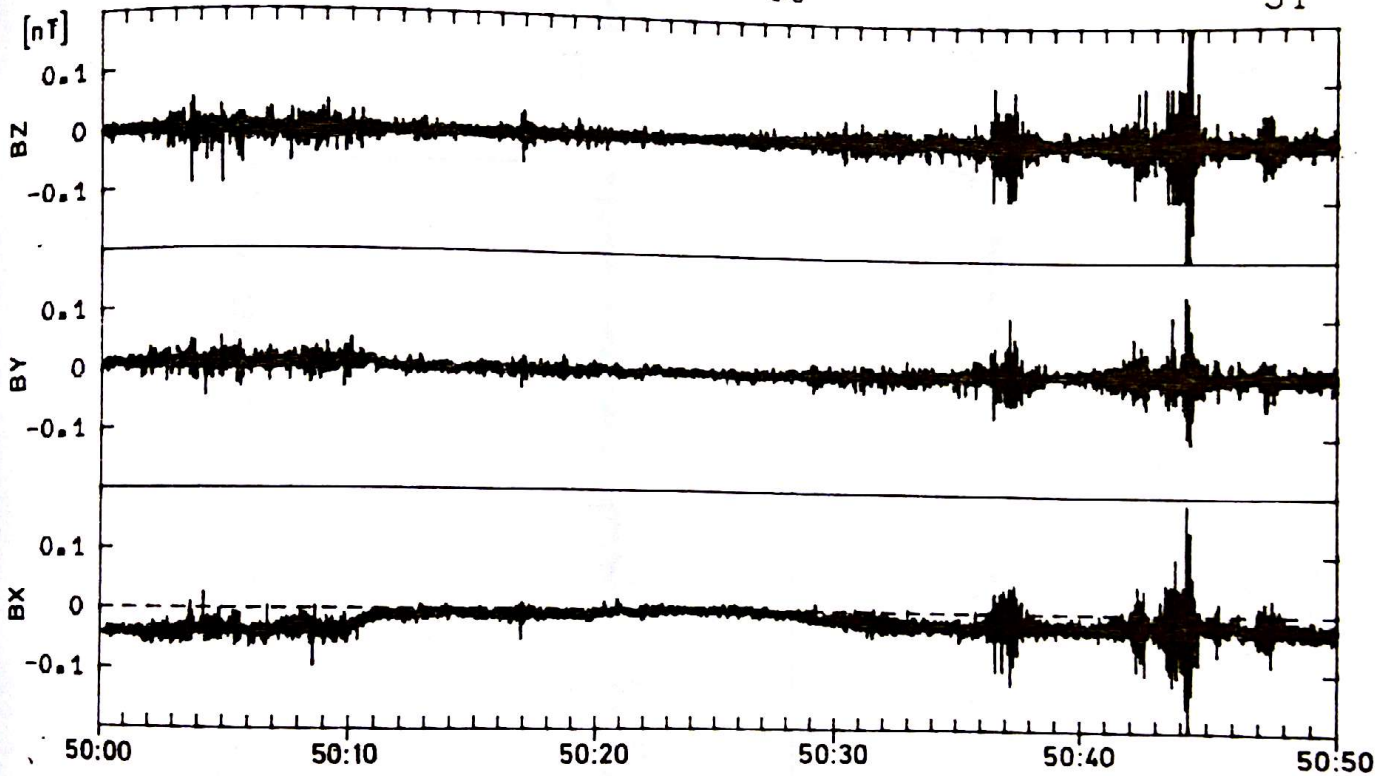
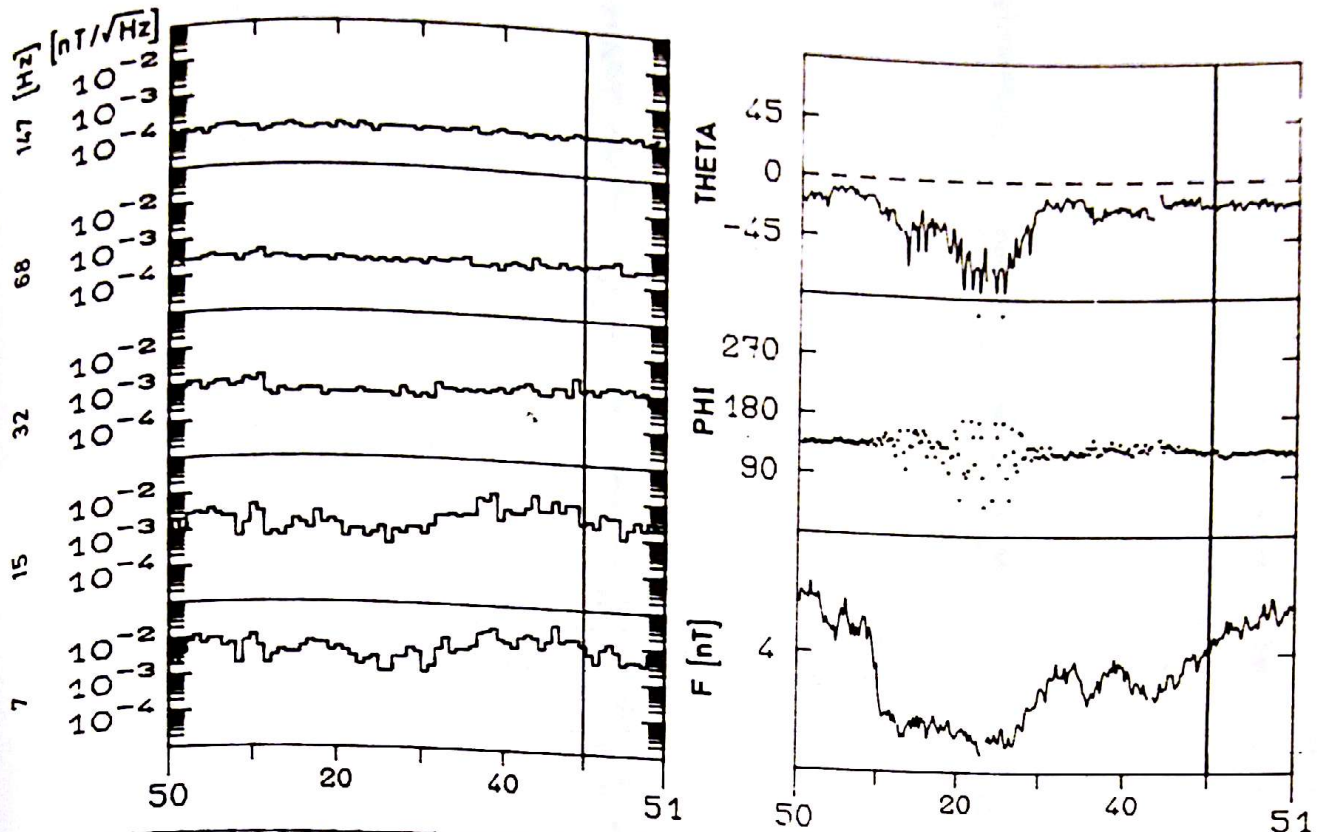
Bemerkenswert an diesem Beispiel ist wieder die Lokalisierung der Wellen an Inhomogenitäten des Feldes. Im Bild einer Querstrominstabilität, die hier überwiegen wird, sollte der Wellenvektor nahe  $90^\circ$  zum umgebenden Feld orientiert sein, was bei den beobachteten Wellen nicht zutrifft. Jedoch werden auch hier, wie in den Beispielen in Abschnitt 9.1, die kleinen Skalenlängen der Struktur die Ausbreitungseigenschaften der Wellen beeinflussen.

In der letzten Analyse wird ein Ereignis aus den Daten von Helios 2 behandelt, in dem die Feldstärke wiederum ein Minimum durchläuft und die Flanken des "magnetischen Loches" mit Richtungsänderungen verbunden sind. Dies zeigt rechts oben die Abb. 47. Eine Varianzanalyse der Richtungsänderungen an den Flanken zeigt, daß man sie als zwei dicht benachbarte, parallel ausgerichtete Diskontinuitäten ansehen kann. Die Analyse ist etwas problematisch, weil die Feldstärken sich im Minimum 1 nT nähern und die Fehler der Richtungsbestimmung anwachsen.

An beiden Flanken treten Erhöhungen der Spektraldichte auf, besonders rechts von 50:30 - 50:50.

Um die scharfe Lokalisierung der Wellenaktivität an den Feldgradienten zu illustrieren, werden im unteren Bildteil der Abb. 45 in gedrängter Form die Wellenformen über das Intervall von 50:00 - 50:50 gezeigt. Bemerkenswert ist die magnetische Ruhe im Gebiet minimaler Feldstärke. Im weiteren wird das Wellenfeld am rechten Rand analysiert, das in gestreckter Form in Abb. 48 noch einmal dargestellt ist.

Das Ergebnis der Wellenanalyse von 50:41.5 bis 50:44.5 faßt die Abb. 49 zusammen. Der Wellenvektor ist für die Wellen mit einer Zentralfrequenz  $f'_z \approx 10$  Hz nahezu senkrecht zum Magnetfeldvektor



23. JAN. 1976 (23) 6 GMT

Abb. 47: Wellen an den Gradienten eines "magnetischen Loches". Man beachte die "magnetische Ruhe" im Feldstärkeminimum (50:23) und die Wellenpakete an den scharfen Feldgradienten.



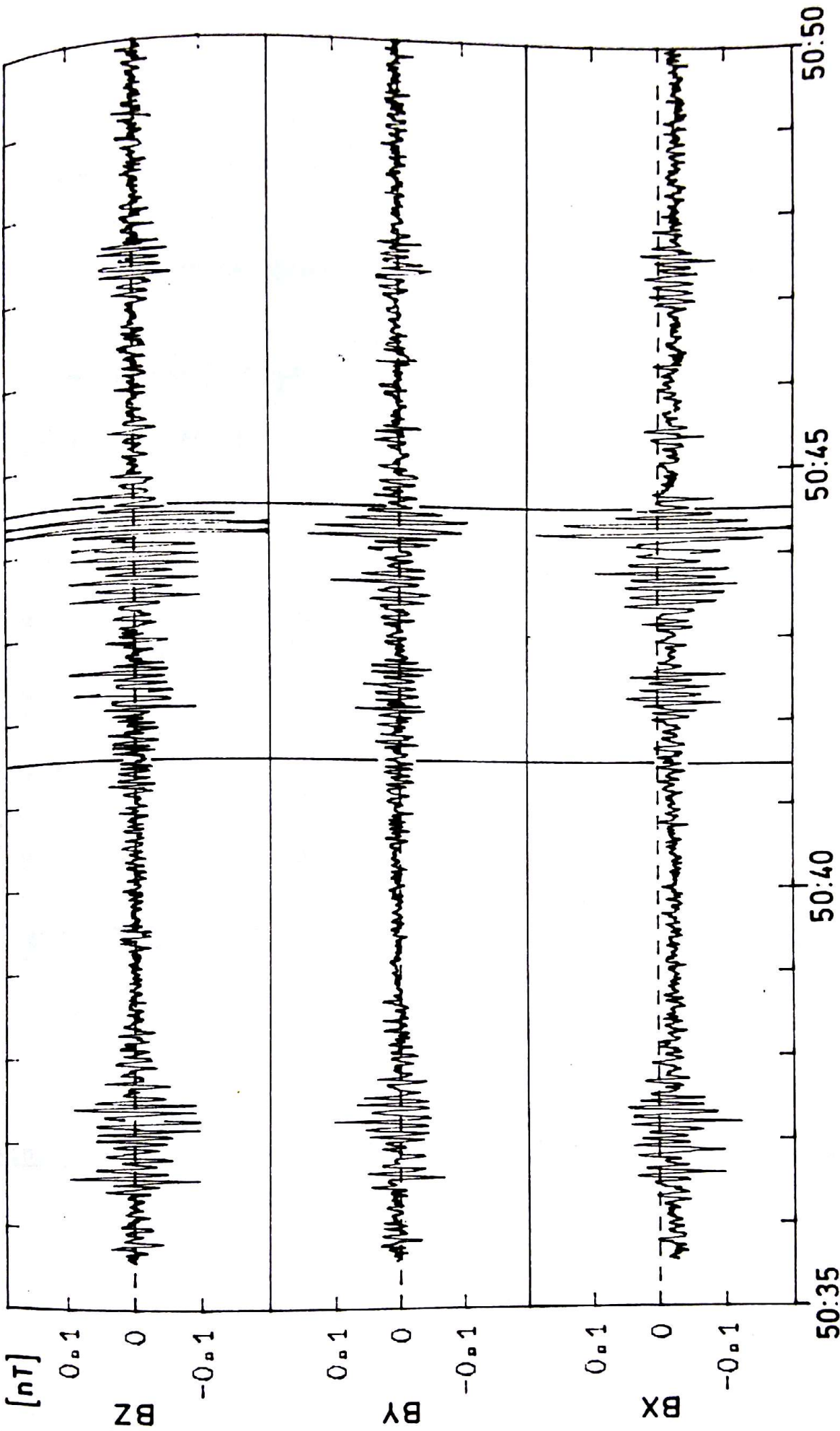
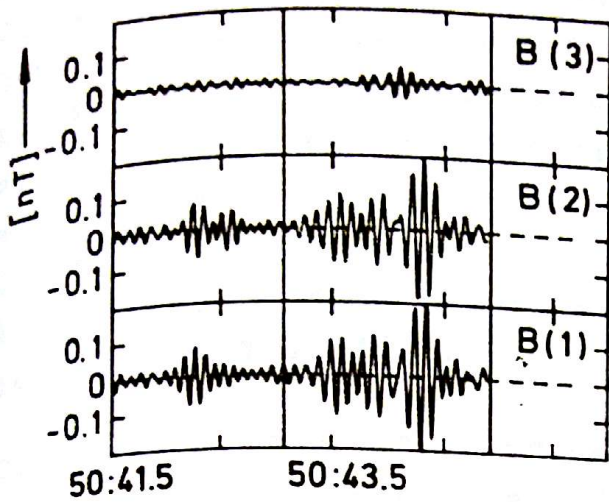


Abb. 48: Zeitintervall von 50:35 bis 50:50 mit den Wellenformen der Abb. 46.

Die senkrechten Linien geben das Intervall der Wellenanalyse an.



23 : 6 : 50 : 41.5

$f'_z = 10 \text{ Hz}$        $f_z = 0.7 \text{ Hz}$

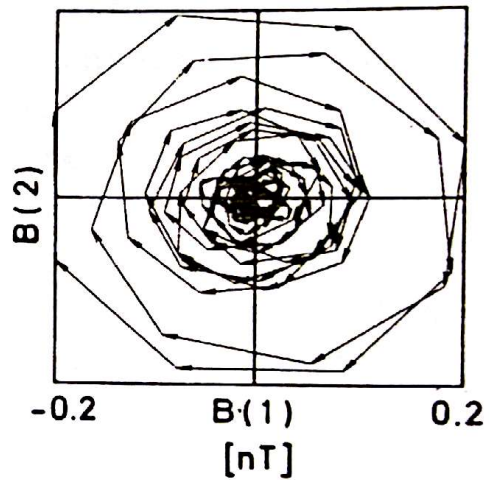
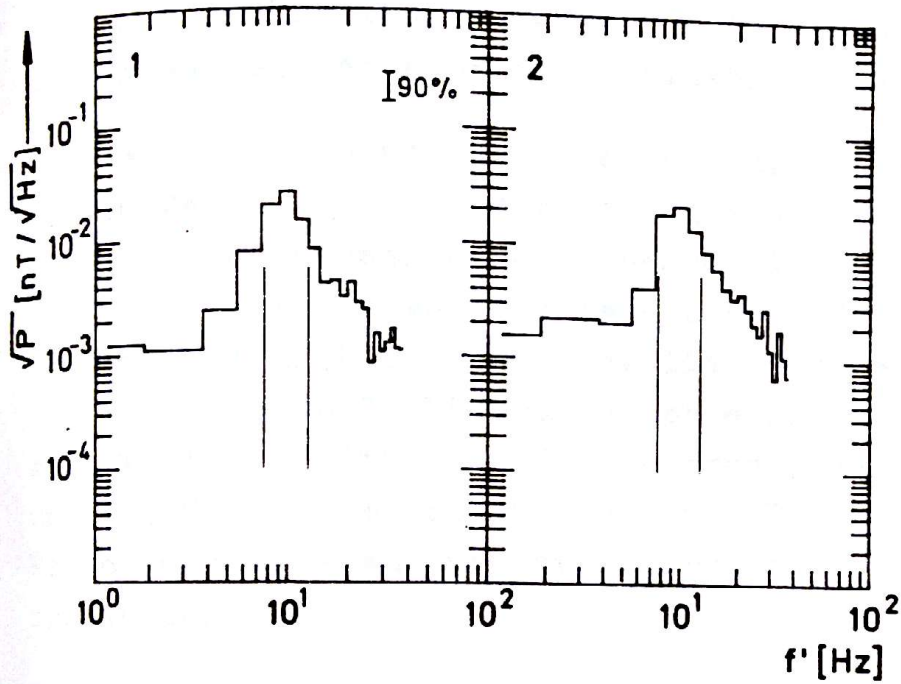
$\theta = 81^\circ$        $f_{ce} = 62 \text{ Hz}$

$\alpha = 31^\circ$        $f_{uh} = 1.4 \text{ Hz}$

$V_{sw} = 723 \text{ km/sec}$

$n = 3.5 \text{ cm}^{-3}$

$T_i = 2.8 \cdot 10^5 \text{ K}$



23 : 6 : 50 : 41.5

Abb. 49: Wellenanalyse des in Abb. 47 angegebenen Intervalls.



orientiert, der über die Dauer des Wellenzuges gemittelt wurde. Die Zirkularität der Polarisierung bleibt hauptsächlich für die Teile mit den größten Amplituden erhalten. Trotz des recht großen Winkels  $\Theta$  - die benutzte Whistlerdispersionsrelation gilt strikt nur für Winkel, die nicht zu nahe bei  $90^\circ$  liegen - wurde aus (9.1) eine Frequenz im Ruhesystem von  $f_z \approx 0.65$  Hz bestimmt. Die große Dopplerverschiebung rührt in diesem Falle von einer hohen Sonnenwindgeschwindigkeit  $V_{sw} = 723$  km/sec und einem kleinen Winkel  $\alpha = 31^\circ$  zwischen Wind- und Wellenvektor her.

Ohne auf die mehr großräumige Struktur der magnetischen Depression einzugehen - sie ähnelt den von Turner u.a. (1977) und Fitzenreiter u. Burlaga (1978) beschriebenen "magnetischen Löchern" - soll versucht werden, die beobachteten Wellen mit den Eigenschaften der Hybrid-Driftinstabilität zu vergleichen.

Wie bereits erwähnt, konnten Huba u.a. (1978) Wellenbeobachtungen im fernen Schweif der Erdmagnetosphäre (Gurnett u.a., 1976) mit den Ergebnissen einer linearen Analyse der Unteren-Hybrid-Driftinstabilität von Davidson u.a. (1977) erklären. Dort traten in der Plasmaschicht des Schweifs im Bereich starker Feld- und vermutlich auch Dichtegradienten erhöhte magnetische und elektrische Wellenamplituden auf. Die Frequenzen lagen im Bereich der unteren Hybridfrequenz und aus der Polarisierung des elektrischen Rauschen konnte auf nahezu senkrechte Wellenausbreitung geschlossen werden.

Für das Wirken der Instabilität, die sich durch elektrostatische und elektromagnetische Turbulenz nahe der unteren Hybridfrequenz  $f_{uh} = f_{pi} / (1 + f_{pe}^2 / f_{ce}^2)^{1/2}$  (für Verhältnisse im Sonnenwind ist  $f_{uh} \approx (f_{ci} f_{ce})^{1/2}$ ) bemerkbar macht, sind Dichte- und Feldgradienten mit Skalenlängen  $L$  von einigen Protonengyroradien erforderlich. Dichtegradienten mit diesen Ausdehnungen sind wegen der geringen zeitlichen Auflösung der Plasmamessungen, die maximal alle 40 Sekunden die Plasmamessungen liefern, nicht direkt beobachtbar. Huba u.a. (1978) argumentieren jedoch so: befindet sich das Plasma lokal in einem Gleichgewichtszustand, so wird

$L_n \sim L_B \beta$ , wenn  $L_B$  die Skalenlänge des Feldgradienten und  $L_n$  die des Dichtegradienten ist und  $\beta$  das Verhältnis der kinetischen Energiedichte des Plasmas zu der des Magnetfeldes bedeutet. Weiter läßt sich dann mit  $L_n$  das Verhältnis der durch den Dichtegradienten verursachten Ionendrift  $V_{di}$  zur thermischen Ionengeschwindigkeit  $V_i$  über

$$\begin{aligned} V_{di}/V_i &= 0.5 r_{ci}/L_n \\ &\sim 0.5 r_{ci}/(L_B \beta) \end{aligned} \quad (9.2)$$

abschätzen.

Huba u.a. (1978) untersuchten als Sättigungsmechanismus für die Hybrid-Driftinstabilität die Relaxation der Ionendrift, die in den theoretischen Modellen behandelt wird. Sie fanden für die Amplituden des elektrischen und magnetischen Feldes im Bereich der Sättigung durch die Driftrelaxation

$$\begin{aligned} |\delta E| &= c \cdot (\pi \cdot n \cdot m_e v_{di}^2)^{1/2} \cdot (1 + T_e/T_i)/(1 + \omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2) \\ &\cdot 10^{-3} \text{ [V/m]} \end{aligned} \quad (9.3)$$

$$|\delta B| \frac{V_i}{c} \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} |\delta E| \cdot 10^{-3} \text{ [T]} .$$

In den Ableitungen, die zu (9.3) führen, wurde zum Teil  $T_e \lesssim T_i$  vorausgesetzt, was im Sonnenwind nur zu Zeiten hoher Protonentemperatur gegeben ist, da die Elektronentemperatur einen relativ konstanten Wert zwischen  $(1-2) \cdot 10^5$  °K besitzt (Pilip u.a., 1979).

Benutzt man die Ergebnisse der Varianzanalyse der Richtungsänderung des Feldes, so gelangt man zu einer Längenskala im km, wenn  $\Delta t$  die beobachtete Zeitskala in Sekunden angibt, von  $L_B \approx 300 \cdot \Delta t$ . An den scharfen Gradienten fällt oder steigt die Feldstärke um den Faktor 2 auf einer Skalenlänge von  $L_B \approx 600$  km, was



$L_B/r_{ci} \approx 3.4$  entspricht. (Die Protonendaten in der Nähe des Ereignisses sind:  $n = 3.7 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_i = 2.8 \cdot 10^5 \text{ K}$ ) Wird für die Elektronentemperatur, die für dieses Ereignis nicht vorlag,  $T_e = 1 \cdot 10^5 \text{ °K}$  angenommen, so ergibt sich ein  $\beta$  von 2.1. Mit diesen Größen ergibt sich eine Abschätzung der erwarteten Amplituden mit Hilfe von (9.2) und (9.3) zu  $|\delta B| \approx 0.02 \text{ nT}$ .

Dieser Wert fällt genau in die Größenordnung der beobachteten Wellenamplituden. Für den analysierten Wellenzug in Abb. 47 wurde nämlich eine mittlere Wellenamplitude von 0.049 nT im Frequenzbereich, der in den Spektren angedeutet wird, bestimmt. Ein weiterer starker Hinweis darauf, daß an den Gradienten die untere Hybrid-Driftinstabilität wirkt, ist das Frequenzband, in dem die Wellen beobachtet werden. Die Theorie sagt für Verhältnisse  $V_{di}/V_i < 1$  Wellen mit maximaler Anwachsrate bei Frequenzen  $f \leq f_{uh}$  voraus. Die beobachteten Frequenzen liegen in unserem Fall bei  $0.5 f_{uh}$  (die untere Hybridfrequenz beträgt  $f_{uh} = 1.4 \text{ Hz}$ ).

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Hybrid-Driftinstabilität in Diskontinuitäten und anderen kleinräumigen Strukturen des Sonnenwindes mit scharfen Feldgradienten wirken kann. Die auftretenden elektromagnetischen Wellenfelder können die Ursache für eine Veränderung der Transporteigenschaften des Plasmas in kleinen Bereichen sein, es kann sich dort ein im Vergleich zum klassischen stoßbeherrschten Widerstand, anomal hoher elektrischer Widerstand einstellen.

Ebenso wie die Hybrid-Driftinstabilität, die in den letzten beiden Beobachtungsbeispielen maßgebend sein wird, kann die Whistler-Instabilität in Strukturen, die eine reine Richtungsänderung des Feldvektors zeigen, für lokale anomale Transporteigenschaften und Aufheizungen einer Plasmakomponente führen. Für das Auftreten dieser Instabilitäten sprechen die gezeigten Beobachtungen, wenn auch die komplexen Verhältnisse des Sonnenwindplasmas und fehlende hochaufgelöste Plasmabeobachtungen einen quantitativen Vergleich mit den Vorhersagen der Theorie erschweren.

Jedoch ist durch die Beobachtungen nachgewiesen worden, daß Strominstabilitäten in den Diskontinuitäten und anderen kleinräumigen Strukturen des interplanetaren Magnetfeldes auftreten. Theoretische Ansätze zu einer Beschreibung der Grobstruktur von Diskontinuitäten müssen also die Veränderung der Plasmatransporteigenschaften, die durch diese Instabilitäten hervorgerufen wird, speziell den anomalen Widerstand, berücksichtigen.



## 11. Zusammenfassung

Im folgenden werden die wichtigsten Ergebnisse der vorliegenden Untersuchung an Stromschichten des interplanetaren Plasmas zusammengefaßt.

Durch den Umfang des Beobachtungsmaterials - es wurde ein Zeitraum von ca. 3 Monaten mit allen typischen Zuständen des ruhigen Sonnenwindes zwischen 1 und 0.3 AE Abstand von der Sonne untersucht - wird sichergestellt, daß die statistischen Ergebnisse als typisch anzusehen sind. Die makroskopischen Eigenschaften der Diskontinuitäten sind die folgenden:

- 1.) Die Ereignishäufigkeit der Diskontinuitäten zeigt mit Annäherung an die Sonne eine zunehmende Tendenz von ca. 40%. Die Ereignishäufigkeit wird stark bestimmt durch die Dynamik des Sonnenwindes: In den Plateaus der Hochgeschwindigkeitsströme treten im Mittel mehr Richtungsdiskontinuitäten auf, als in den Gebieten geringer Flußgeschwindigkeit. Eine Erhöhung der Geschwindigkeit von 50% bedeutet eine Zunahme der Ereignishäufigkeit um ca. das 4-fache.
- 2.) Mit Hilfe von Plasmadaten und der Eigenschaft der Stromschichtnormalen ist eine Einordnung der Ereignisse in das Typenschema der magneto-hydrodynamischen Diskontinuitäten möglich. Es ergeben sich zwei klar verschiedene Populationen: Die eine besitzt die Eigenschaften von Tangentialdiskontinuitäten (TD), die andere jene von Rotationsdiskontinuitäten (RD).
- 3.) Die Ereignishäufigkeit von TD zeigt eine schwache Abhängigkeit von der Sonnenwindgeschwindigkeit, während in Gebieten mit Flußgeschwindigkeiten oberhalb von  $V_{sw} = 650$  km/sec RD 1.6-mal so häufig beobachtet werden wie TD; in Gebieten mit  $V_{sw} \leq 450$  km/sec liegt dieses Verhältnis bei 3.7.
- 4.) Die RD zeigen in positiven und negativen Sektoren des interplanetaren Magnetfeldes unterschiedliche Eigenschaften der Richtungsänderung des Magnetfeldvektors: in positiven Sekto-

ren - das mittlere Magnetfeld zeigt von der Sonne weg - werden mehr RD mit größeren Spreizwinkeln beobachtet, als in den negativen Sektoren.

Mit den zeitlich hochaufgelösten Daten konnten Untersuchungen über die Feinstruktur der Stromschichten und plasmakinetische Vorgänge in ihnen vorgenommen werden. Unter Benutzung der kombinierten Daten der Helios-Experimente 2 (niederfrequentes Magnetfeld) und 4 (Spektrum der Feldfluktuationen bis 1.5 kHz und Feldvektor bis 150 Hz) ergab sich folgendes:

- 1.) Die Dicken der Stromschichten an TD liegen bei 0.3 AU im Mittel um 1 700 km, bei 1 AU um 2,550 km, was in thermischen Ionengyroradien ausgedrückt eine leichte Verringerung der Dicke von 0.3 auf 1 AU bedeutet. Die Stromschichtdicken der RD nehmen im Mittel von 4 340 km auf 4.760 km über das gleiche Entfernungsintervall zu, dies entspricht einer starken Verringerung der Dicke in Ionengyroradien.
- 2.) In den Übergangsschichten der Diskontinuitäten fließen Ströme, die sowohl eine zum umgebenden Magnetfeld parallele, als auch eine zu ihm senkrechte Komponente besitzen. Die Stromdichte liegt in der Größenordnung  $10^{-8} \text{ A/m}^2$ . Die abgeleitete Relativedrift zwischen negativen und positiven Ladungsträgern erreicht in einigen Fällen die örtliche Alfvéngeschwindigkeit.
- 3.) Die Stromschichten an Richtungsdiskontinuitäten stellen Gebiete lokaler Wellenerzeugung im Sonnenwind dar; nahezu alle Stromschichten zeigen elektromagnetische Turbulenz, die auf Whistler-Wellenfelder hindeuten. Das Spektrum der magnetischen Feldfluktuationen fällt im Mittel mit  $f^{-1.6}$  ab, aber es bestehen Hinweise auf bevorzugte Frequenzbänder nahe der lokalen unteren Hybridfrequenz.
- 4.) Die Korrelation von Wellendaten und den abgeleiteten Relativedriften deuten auf ein Wirken von stromgetriebenen Plasmainstabilitäten hin. In Stromschichten ohne nennenswerte Ände-



rung des Magnetfeldbetrages  $B$  kann die Whistler-Strominstabilität auftreten.

- 5.) Direkte Wellenbeobachtungen an kleinräumigen Strukturen des interplanetaren Magnetfeldes zeigen, daß nahezu monochromatische Wellenzüge mit Frequenzen nahe der unteren Hybridfrequenz angeregt werden können, die in unmittelbarer Nachbarschaft der Feldgradienten liegen. An Gradienten von  $B$  stimmen die Eigenschaften der Wellen mit den Vorhersagen der Theorie der unteren Hybrid-Driftinstabilität überein. Man kann folgern, daß die Entwicklung der Diskontinuitäten durch die kinetischen Instabilitäten beeinflusst wird, d.h. die Struktur der Stromschicht kann durch die anomalen Transporteigenschaften, die durch die Strominstabilitäten hervorgerufen werden, verändert werden.

10. Literatur

- Bavassano, B., M. Dobrowolny, and F. Mariani, Evidence of magnetic field line merging in the solar wind, J.Geophys.Res., 81, 1, 1976
- Behannon, K., Observations of the interplanetary magnetic field between 0.46 and 1 AU by the Mariner 10 spacecraft, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Md., GSFC Report X-692-76-2, 1976
- Beinroth, H.-J., and F.M. Neubauer, Stream associated variations of whistler waves between 1 AU and 0.3 AU (Abstract), EOS Trans.Am.Geophys.Un., 60, 365, 1979
- Belcher, J.W., Statistical properties of the interplanetary microscale fluctuations, J.Geophys.Res., 80, 4713, 1975
- Belcher, J.W., and L. Davis, Jr., Large-amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium, J.Geophys.Res., 76, 3534, 1971
- Belcher, J.W., and C.V. Solodyna, Alfvén waves and directional discontinuities in the interplanetary medium, J.Geophys.Res., 80, 181, 1975
- Bohlin, J.D., The physical properties of coronal holes, in Physics of Solar Planetary Environments, Proc. ISSTP Boulder, 1976, Amer.Geophys.Union, Washington, 1976
- Burlaga, L.F., Directional discontinuities in the interplanetary magnetic field, Solar Physics, 7, 54, 1969
- Burlaga, L.F., Hydromagnetic waves and discontinuities in the solar wind, Space Sci. Rev., 12, 600, 1971a
- Burlaga, L.F., Nature and origin of directional discontinuities in the solar wind, J.Geophys.Res., 76, 4360, 1971b



- Burlaga, L.F., and N.F. Ness, Macro- and micro-structure of the interplanetary magnetic field, *Canad.J.Phys.*, 46, 5962, 1968
- Burlaga, L.F., and N.F. Ness, Tangential discontinuities in the solar wind, *Solar Physics*, 9, 467, 1969
- Burlaga, L.F., J.F. Lemaire, J.M. Turner, Interplanetary current sheets at 1 AU, *J.Geophys.Res.*, 82, 3191, 1977
- Burlaga, L.F., and J.F. Lemaire, Interplanetary magnetic holes: Theory, *J.Geophys.Res.*, 83, 5157, 1978
- Burlaga, L.F., and J.D. Scudder, Sweet's mechanism in the solar wind, *Astrophys. Journal*, 191, L149, 1974
- Cohen, R.H., and R.R. Kulsrud, Nonlinear evolution of parallel propagating hydromagnetic waves, *Phys. of Fluids*, 17, 2215, 1974
- Commisso, R.J., and H.R. Griem, Observation of collisionless heating and thermalization of ions in a theta pinch, *Phys.Rev.Letters*, 36, 1038, 1976
- Davidson, R.C., N.T. Gladd, C.S. Wu, and J.D. Huba, Effects of finite plasma beta on the lower-hybrid-drift instability, *Phys. of Fluids*, 20, 301, 1977
- Dehmel, G., F.M. Neubauer, D. Lukoschus, J. Wawretzko und E.H. Lammers, Das Induktionsspulenmagnetometer-Experiment (E4), *Raumfahrtforschung*, 19, 241, 1975
- Dobrowolny, M., and G. Moreno, Plasma kinetics in the solar wind, *Space Sci. Rev.*, 20, 577, 1977
- Fitzenreiter, R.J., and L.F. Burlaga, Structure of current sheets in magnetic holes at 1 AU, *J.Geophys.Res.*, 83, 5579, 1978

- Fried, B.D., and R.W. Gould, Longitudinal ion oscillations in a hot plasma, *Phys. of Fluids*, 4, 139, 1961
- Friedberg, J.P., and R.A. Gerwin, Lower-hybrid drift instability at low drift velocities, *Phys. of Fluids*, 20, 1311, 1977
- Forslund, D., in Proceedings of the Solar Wind Conf., NASA Special Publication, SP-308, 1972
- Fowler, T.K., in Advances in Plasma Physics, Vol. 1, herausgegeben von A. Simon und W.B. Thompson, New York, Wiley, 1968
- Gary, S.P., and D.W. Forslund, Electromagnetic current instabilities, *Phys. Letters*, 54A, 347, 1975
- Gary, S.P., R.A. Gerwin, and D.W. Forslund, Electromagnetic current instabilities, *Phys. of Fluids*, 19, 579, 1976
- Gosling, J.T., Large-scale inhomogeneities in the solar wind of solar origin, *Rev. Geophys. Space Sci.*, 13, 1053, 1975
- Greenstadt, E.W., and R.W. Fredericks, Plasma instability modes related to the Earth's bow shock, in *Magnetospheric Physics*, ed. by B. McCormac, Dordrecht, Reidel Publ. Co., 281, 1974
- Greenstadt, E.W., C.T. Russell, V. Formisano, P.C. Hedgecock, F.L. Scarf, M. Neugebauer, and R.E. Holzer, Structure of a quasi-parallel, quasi-laminar bow shock, *J. Geophys. Res.*, 82, 651, 1977
- Gurnett, D.A., R.R. Anderson, B.T. Tsurutani, E.J. Smith, G. Paschmann, G. Haerendel, S.J. Bame, and C.T. Russell, Plasma wave turbulence at the magnetopause: Observations from ISEE 1 and 2, Preprint, Dept. Physics, Univ. Iowa, 79-7, 1979



- Gurnett, D.A., L.A. Frank, and R.P. Lepping, Plasma waves in the distant magnetotail, *J.Geophys.Res.*, 81, 6059, 1976
- Holzer, R.E., T.G. Northrop, J.V. Olson, and C.T. Russell, Study of waves in the earth's bow shock, *J.Geophys.Res.*, 77, 2264, 1972
- Huba, J.D., N.T. Gladd, and K. Papadopoulos, The lower-hybrid-drift instability as a source of anomalous resistivity for magnetic field line reconnection, *Geoph.Res.Lett.*, 4, 125, 1977
- Huba, J.D., N.T. Gladd, and K. Papadopoulos, Lower-hybrid-drift wave turbulence in the distant magnetotail, *J.Geophys.Res.*, 83, 5217, 1978
- Huba, J.D., and C.S. Wu, Effects of a magnetic gradient on the lower-hybrid drift instability, *Phys. Fluids*, 19, 988, 1976
- Hudson, P.D., Discontinuities in an anisotropic plasma and their identification in the solar wind, *Planet. Space Sci.*, 18, 1611, 1970
- Hundhausen, A.J., *Coronal expansion and solar wind*, New York, Springer, 1972
- Kellog, P.J., Solitary waves in cold collisionless plasma, *Phys. Fluids*, 7, 1555, 1964
- Krall, N.A., P.C. Liewer, Low frequency instabilities in magnetic pulses, *Phys.Rev. A*, 4, 2094, 1971
- Landau, L.D., E.M. Lifschitz, *Elektrodynamik der Kontinua*, Berlin, Akademie Verlag, 1967
- Lemaire, J., and L.F. Burlaga, Diamagnetic boundary layers: A kinetic theory, *Astrophys. Space Sci.*, 45, 303, 1976
- Lemons, D.S., Cross field current instabilities in a vlasow plasma, Dissertation, College of William and Mary, Williamsburg, Va., 1977

- Lemons, D.S., and S.P. Gary, Electromagnetic effects on the modified two-stream instability, J.Geophys.Res., 82, 2337, 1977
- Lemons, D.S., and S.P. Gary, Current-driven instabilities in a laminar perpendicular shock, J.Geophys.Res., 83, 1625, 1978
- Lepping, R.P., and K.W. Behannon, Characteristics of directional discontinuities between 0.46 and 1.0 AU (Abstract), EOS Trans. AGU, 58, 486, 1977
- Linder, A., Statistische Methoden, Basel, Birkhäuser Verlag, 1964
- Mariani, F., B. Bavassano, U. Villante, and N.F. Ness, Variations of the occurrence rate of discontinuities in the interplanetary magnetic field, J.Geophys.Res., 78, 8011, 1973
- 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
- Musmann, G. und A. Maier, Das Förstersondenexperiment E2 in Helios A und B, Experimentbeschreibung, Braunschweig, Techn. Univ., Inst.f.Geophys.u.Meteorol., GAMMA 21, 1972
- Musmann, G., F.M. Neubauer, A. Maier und E.H. Lammers, Das Förstersonden-Magnetfeldexperiment (E2), Raumfahrtforschung, 19, 232, 1975
- Neubauer, F.M., The physical and mathematical background of the Helios E2 (fluxgate magnetometer) data processing, Inst.f.Geophys.u.Meteorol. der TU Braunschweig, März 1974



Neubauer, F.M., H.-J. Beinroth, H. Barnstorf, and G. Dehmel, Initial results from the Helios-1 search-coil magnetometer experiment, J.Geophysics, 42, 599, 1977 a

Neubauer, F.M., G. Musmann, and G. Dehmel, Fast magnetic fluctuations in the solar wind, J.Geophys.Res., 82, 3201, 1977 b

Olson, J.V., and R.E. Holzer, High frequency magnetic noise associated with the earth's bow shock, J.Geophys.Res., 74, 4601, 1969

Ossakow, S.L., I. Haber, and E. Ott, Simulation of whistler instabilities in anisotropic plasmas, Phys. Fluids, 15, 1538, 1972

Otnes, R.K., and L. Enochson, Digital time series analysis, New York, Wiley Interscience, 1972

Parker, E.N., Interplanetary dynamical processes, New York, Interscience, 1963

Pilip, W.G., R. Schwenn, E. Marsch, K.-H. Mühlhäuser, and H. Rosenbauer, Electron characteristics in the solar wind as deduced from Helios observations, in Solar Wind 4, New York, Springer, im Druck, 1979

Rehn, H.-W., Schrägausbreitung von Wellen im heißen Plasma des solaren Windes, Techn.Univ. Braunschweig, Inst. f. Geophysik u. Meteorol., GAMMA 33, 1978

Rodriguez, P., and D.A. Gurnett, Electrostatic and electromagnetic turbulence associated with the earth's bow shock, J.Geophys.Res., 80, 19, 1975

- Rodriguez, P., and D.A. Gurnett, Correlation of bow shock plasma wave turbulence with solar wind parameters, *J.Geophys.Res.*, 81, 2871, 1976
- Rosenbauer, H., R. Schwenn, E. Marsch, B. Meyer, H. Miggenrieder, M.D. Montgomery, K.-H. Mühlhäuser, W. Pilip, W. Voges, and S.M. Zink, A survey on initial results of the Helios plasma experiment, *J.Geophysics*, 42, 561, 1977
- Russell, C.T., D.D. Childers, and P.J. Coleman, OGO-5 observations of upstream waves in the interplanetary medium, *J.Geophys.Res.*, 76, 845, 1971
- Saka, O., and T.-I. Kitamura, Distributions of tangential discontinuity in the corotating solar wind structure, *Planet. Space Sci.*, 24, 621, 1976a
- Saka, O., and T.-I. Kitamura, Further investigation on distributions of tangential discontinuities in the solar wind, *Planet. Space Sci.*, 24, 1043, 1976b
- Scarf, F.L., L.A. Frank, K.L. Ackerson, and R.P. Lepping, Plasma wave turbulence at distant crossings of the plasma sheet boundaries and the neutral sheet, *Geophys. Res. Lett.*, 1, 189, 1974
- 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
- Scarf, F.L., J.D. Mihalov, J.H. Wolfe, and L.F. Burlaga, Variations in plasma characteristics near D-sheets in the solar wind, *J.Geophys.Res.*, 81, 5431, 1976
- Scarf, F.L., R.W. Fredericks, I.M. Green, and G.M. Crock, Observations of interplanetary plasma waves, spacecraft noise, and sheath phenomena on IMP 7, *J.Geophys.Res.*, 79, 73, 1974



- Schwenn, R., H. Rosenbauer und H. Miggenrieder, Das Plasmaexperiment auf Helios (E1), Raumfahrtforschung, 19, 226, 1975
- Sestero, A., Structure of plasma sheets, Phys. Fluids, 7, 44, 1964
- Siscoe, G.L., 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
- Smith, E.J., Identification of interplanetary tangential and rotational discontinuities, J.Geophys.Res., 78, 2054, 1973a
- Smith, E.J., Observed properties of interplanetary rotational discontinuities, J.Geophys.Res., 78, 2088, 1973b
- Solodyna, C.V., J.W. Sari, and J.W. Belcher, Plasma field characteristics of directional discontinuities in the interplanetary medium, J.Geophys.Res., 82, 10, 1977
- Sonnerup, B.U.Ö., and L.J. Cahill, Jr., Magnetopause structure and attitude from Explorer 12 observations, J.Geophys. Res., 72, 171, 1967
- Spitzer, L., Physics of fully ionized gases, in: Interscience tracts on physics and astronomy, Vol. 3, New York, Interscience, 2. ed., 1962
- Stix, T.H., The theory of plasma waves, New York, McGraw Hill, 1962
- Su, S.-Y., and B.U.Ö. Sonnerup, First order orbit theory of the rotational discontinuity, Phys. Fluids, 11, 851, 1968

- Tsurutani, B.T., and E. Smith, Interplanetary discontinuities: temporal variations and the radial gradient from 1 to 8.5 AU, *J.Geophys.Res.*, 84, 2773, 1979
- Turner, M.T., On the relation between solar wind structure and wind rotational and tangential discontinuities, *J.Geophys. Res.*, 78, 59, 1973
- Turner, J.M., L.F. Burlaga, N.F. Ness, and J.F. Lemaire, Magnetic holes in the solar wind, *J.Geophys.Res.*, 82, 1921, 1977
- Turner, J.M., and G.L. Siscoe, Orientations of "rotational" and "tangential" discontinuities in the solar wind, *J.Geophys.Res.*, 76, 1816, 1971
- 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
- Winske, D., and P.C. Liewer, Particle simulation studies of the lower-hybrid-drift instability, *Phys. Fluids*, 21, 1017, 1978
- Wu, C.S., and R.W. Fredericks, Cyclotron drift instability in the bow shock, *J.Geophys.Res.*, 77, 5585, 1972



## Lebenslauf

Geboren: 17. Mai 1941 in Braunschweig

Staatsangehörigkeit: deutsch

Eltern: Dr. Fritz Barnstorf  
Lisa Barnstorf, geb. Utermöhlen

Ehefrau: Rosemarie Barnstorf, geb. Zenker

Kind: Sebastian, geb. 21.7.1978

Schulbildung: Volksschule von 1949 bis 1952  
Gymnasium von 1952 bis 1961

Reifeprüfung: 3. März 1961

Wehrdienst: April 1961 bis Juli 1962

Studium: Technische Universität Braunschweig:  
WS 1962/63 bis WS 1965/66 im Fach  
Elektrotechnik und Physik  
Universität Hamburg: SS 1966  
im Fach Physik, **danach TU Braunschweig.**

Diplomprüfung: 15.1.1971

ESRO/NASA Fellowship: University of Colorado, Department of  
Astrogeophysics, Jan. 1971 bis Jan. 1972

Tätigkeit: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am  
Institut für Geophysik und Meteorologie  
vom Jan. 1972 bis Juli 1975  
Wissenschaftlicher Assistent  
vom Juli 1975 bis Okt. 1979  
ab Okt. 1979 Angestellter der VW-AG  
in Wolfsburg