

Dr. Denskat

UNTERSUCHUNG VON ALFVENISCHEN FLUKTUATIONEN IM
SONNENWIND ZWISCHEN 0,29 AE UND 1,0 AE

Von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina
zu Braunschweig

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

genehmigte
Dissertation

von

Kurt Ulrich Denskat
aus Groß Steinum



Eingereicht am: 28.5.1982

Mündliche Prüfung am: 6.9.1982

Referent: Prof. Dr. F.M. Neubauer

Korreferent: Prof. Dr. E. Richter

1982

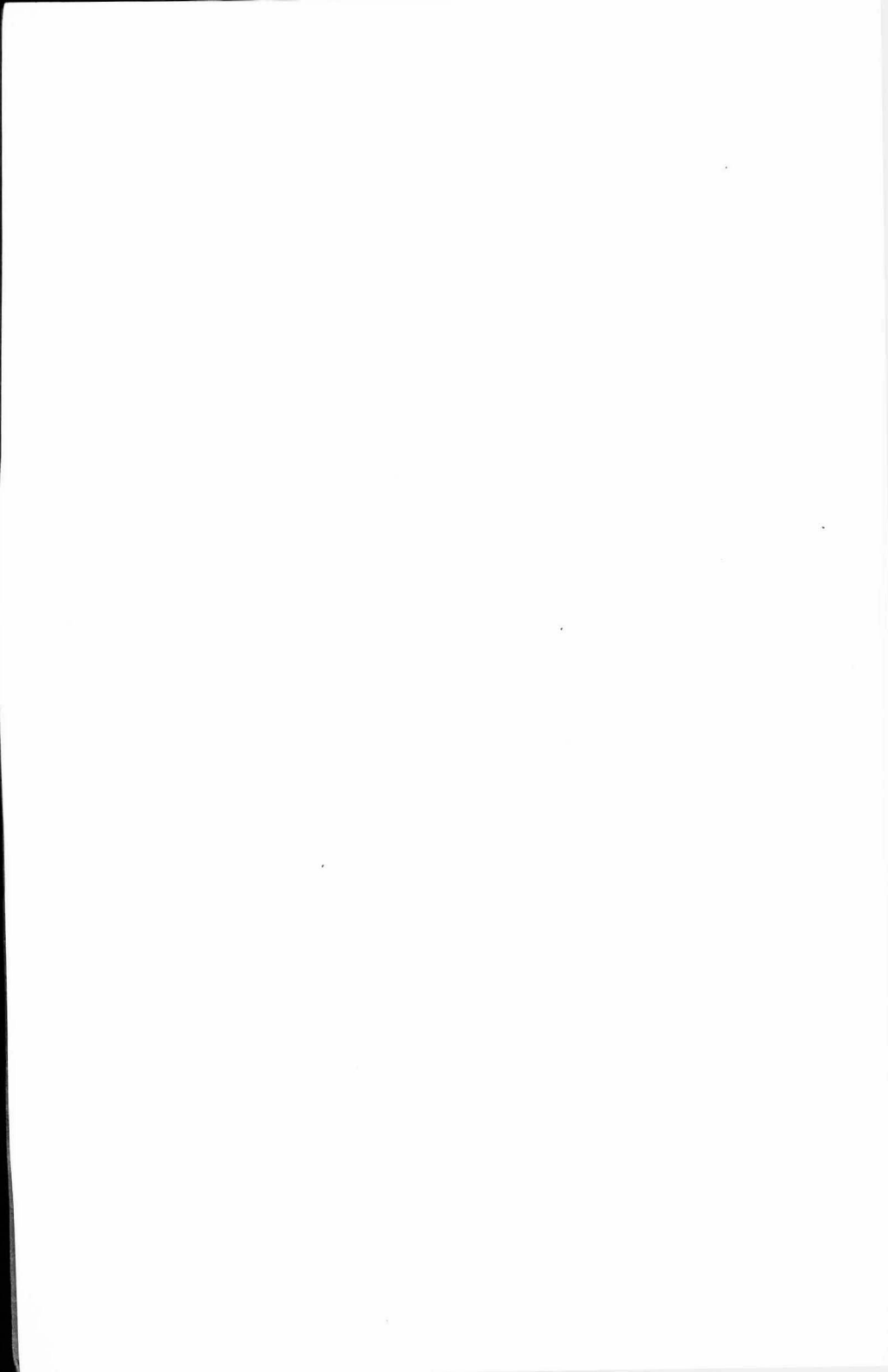
Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Geophysik und Meteorologie der Technischen Universität Braunschweig angefertigt.

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

Den Herren Dr. H. Rosenbauer, Dr. R. Schwenn, Dr. E. Marsch vom Max-Planck-Institut in Lindau/Harz und den Herren Dr. K.-H. Mühlhäuser und Dr. W. G. Pilipp vom Max-Planck-Institut in Garching danke ich dafür, daß sie die Meßwerte des Plasmaexperimentes zur Verfügung gestellt haben.

Mein weiterer Dank gilt dem großen Personenkreis, der durch die Entwicklung und den Betrieb der Helios-Experimente E 1, E 2 und E 4 die Grundlage dieser Arbeit schafften. Ebenso danke ich dem Team der Datenverarbeitung am Institut für Geophysik und Meteorologie der Technischen Universität Braunschweig.

Ganz besonders danke ich Herrn Prof. Dr. F. M. Neubauer, der durch viele Anregungen und Diskussionen den Verlauf dieser Arbeit wesentlich beeinflußt hat.



Inhaltsverzeichnis

1. Vorbemerkung	Seite	1
2. Einleitung	Seite	2
3. Die großräumige Sonnenwindstruktur sowie charakteristische Parameter, Zeit- und Längenskalen im Sonnenwind 1975/1976	Seite	4
3.1 Die großräumige Struktur des Sonnenwindes 1975/1976	Seite	4
3.2 Plasmaparameter, charakteristische Längen und Zeiten in schnellen Sonnenwindströmen 1975/1976	Seite	5
4. Kurzer Überblick über Alfvenische Fluktuationen im Sonnenwind: Bisherige Messungen und deren Interpretation	Seite	12
5. Alfvenische Fluktuationen während des Sonnenfleckenminimums nach Messungen der Helios-Raumsonden	Seite	18
5.1 Datenbeispiele und Häufigkeitsverteilungen des Magnetfeldes	Seite	18
5.2 Alfvenische Fluktuationen und die Strömungsstruktur des Sonnenwindes	Seite	26
5.3 Radiale Abhängigkeit der Fluktuationsamplituden	Seite	30
5.4 Periodenbereich Alfvenischer Fluktuationen	Seite	35
5.5 Diskontinuitäten in schnellen Sonnenwindströmen	Seite	42
5.6 Quadratische Spektren des interplanetaren Magnetfeldes zwischen 0,29 AE und 1,0 AE	Seite	47
5.7 Polarisierung Alfvenischer Fluktuationen	Seite	65

5.8	Varianzanalyse magnetischer Fluktuationen	Seite	68
5.9	Energieflußdichte Alfvenischer Fluktuationen	Seite	72
5.10	Messungen mit Helios 1 und Helios 2 bei radialer Anordnung der Raumsonden	Seite	77
6.	Alfvenische Fluktuationen innerhalb von 0,29 AE	Seite	83
6.1	Mögliche Erzeugungsmechanismen	Seite	83
6.2	Spektrale Zusammensetzung und Energie- flußdichten	Seite	85
7.	Magnetfeldspektren von $2,4 \times 10^{-5}$ Hz bis 470 Hz	Seite	93
8.	Alfvenische Fluktuationen bei einer aktiven Sonne	Seite	98
9.	Zusammenfassung	Seite	101
	Anhang	Seite	105
A.	Verwendete Koordinatensysteme	Seite	105
B.	Magnetfeld- und Plasmadaten	Seite	106
B.1	Magnetfelddaten	Seite	106
B.2	Plasmadaten	Seite	108
C.	Die Berechnung quadratischer Spektren	Seite	110
C.1	Die Methode	Seite	110
C.2	Die Fehlerquellen	Seite	114
C.3	Fehler bei der Bestimmung des Spektraldichteabfalls	Seite	120
	Literaturverzeichnis	Seite	124

1. Vorbemerkung

Für eine Untersuchung der vielen komplexen Phänomene im Sonnenwind sollte man in-situ-Messungen (Messungen an Ort und Stelle) in einem Bereich des inneren Sonnensystems anstreben, der möglichst nahe an die Quellen dieser Phänomene heranreicht. Mit Hilfe solcher Messungen ließen sich beobachtete Phänomene im Sonnenwind viel besser mit Beobachtungen auf der Sonnenoberfläche korrelieren als das mit bisherigen Satellitenmessungen in der Nähe der Erdbahn möglich war. Solche Überlegungen führten schließlich zum Bau der beiden Sonnensonden Helios 1 und Helios 2, die bis in Bereiche weit innerhalb der Merkurbahn vordringen. Gebaut in deutsch-amerikanischer Zusammenarbeit wurden diese Satelliten am 10.12.1974 und am 15.1.1976 gestartet.

Die Sonden umfliegen die Sonne auf langgestreckten Ellipsenbahnen in der Ekliptik, wobei die sonnennächsten Punkte bei 0,31 AE und 0,29 AE liegen (1 AE = 1 Astronomische Einheit, etwa 150 Millionen km), die sonnenfernsten Punkte bei 1 AE. Die Umlaufsperioden betragen 190 bzw. 185 Tage. Die beiden Sonden sind mit nahezu identischen Meßinstrumenten ausgestattet, wobei Meßobjekt das interplanetare Medium in seiner Gesamtheit ist. Von besonderer Bedeutung für die folgenden Untersuchungen sind das Plasmaexperiment E1 zur Messung von Elektronen und Ionen des Sonnenwindplasmas sowie das Förstersondenmagnetfeldexperiment E2 zur Messung der langsam variierenden Komponente des interplanetaren Magnetfeldes (Frequenzbereich 0-4 Hz). In geringem Umfang werden auch die Daten des Induktionsspulenexperimentes E4 (Frequenzbereich 4,7 Hz - 2,2 kHz) zur Untersuchung höherfrequenter magnetischer Fluktuationen benutzt. Beide Magnetfeldexperimente werden vom Institut für Geophysik und Meteorologie der Technischen Universität Braunschweig betreut. Die Rohdatenauswertung ist im Fall von Helios 2 abgeschlossen (Missionsende im März 1980) und wird für Helios 1 weiter durchgeführt. Plasma- und Magnetfeld-daten liegen damit für Zeiten mit wenig aktiver Sonne (1975/1976) sowie für Zeiten um das Sonnenaktivitätsmaximum (1978 bis 1981) vor.

2. Einleitung

Schon frühe Plasma- und Magnetfeldmessungen des Sonnenwindes Anfang der sechziger Jahre zeigten relativ große Fluktuationen auf allen beobachteten Zeitskalen. Man erkannte bald, daß diese Fluktuationen zu einem großen Teil zufällig in ihrer Erscheinung und deshalb turbulent sind (die Bezeichnung turbulent wird hier in einem lockeren Sinne benutzt, um offensichtlich ungeordnete Bewegungen zu beschreiben). Es wurden jedoch auch gelegentlich Beispiele relativ reiner Wellenmoden der magnetohydrodynamischen Theorie im interplanetaren Plasma beobachtet. Schließlich wurde entdeckt, daß sich ein großer Teil der interplanetaren Turbulenz als Alfvénische Fluktuationen identifizieren ließ, die sich von der Sonne nach außen hin ausbreiten. Der Name Alfvénische Fluktuation wurde deshalb gewählt, weil diese Fluktuationen Gemeinsamkeiten mit Alfvénwellen der Theorie zeigen. Einen Überblick über bisherige Beobachtungen gibt Kapitel 4.

Das interplanetare Plasma bildet ein ausgezeichnetes Labor für die Untersuchung von hydromagnetischen Wellen und von hydromagnetischer Turbulenz, ein Thema von fundamentaler Bedeutung für die Grundlagenplasmaphysik wie auch für die Astrophysik. Auf der anderen Seite sind offensichtlich viele dynamische Prozesse im Sonnenwind und in der Sonnenkorona nur unter Berücksichtigung hydromagnetischer Wellen und Diskontinuitäten erklärbar. Beide Aspekte sollen in dieser Arbeit bei der Untersuchung der Alfvénischen Komponente der interplanetaren hydromagnetischen Fluktuationen berücksichtigt werden. Mit den Helios-Meßdaten werden generelle Eigenschaften der Alfvénischen Fluktuationen untersucht, wobei folgende Fragen diskutiert werden sollen (Kapitel 5): Wann treten Alfvénische Fluktuationen auf und welche Beziehung besteht zur Strömungsstruktur des Sonnenwindes? Welcher Periodenbereich wird erfaßt? Wie verhalten sich die Fluktuationen bei unterschiedlichem Sonnenabstand? Sind die beobachteten Alfvénischen Fluktuationen mit einem Wellentyp der hydromagnetischen Theorie in Einklang zu bringen? Wie ist die spektrale Zusammensetzung Alfvénischer Fluktuationen und welches ist die Abstandsabhängigkeit der quadratischen Spektren? Wie sind Alfvénische Fluktuationen polarisiert? Wie groß ist der Energiefluß Alfvénischer Fluktuationen im Sonnenwind im Verhältnis zum Energiefluß des Plasmas?

Mit Hilfe eines einfachen Modells werden die Energieflußberechnungen in die Sonnenkorona fortgesetzt (Kapitel 6), was Rück-

schlüsse über mögliche koronale Beschleunigungsmechanismen des Sonnenwindes durch Alfvenische Fluktuationen erlaubt. Ebenso werden Spektraldichten des interplanetaren Magnetfeldes in Sonnenrichtung extrapoliert, um Aufschlüsse über die spektrale Zusammensetzung von Alfvenischen Fluktuationen innerhalb von 0,29 AE zu erhalten. In weiteren Kapiteln werden Beispiele von Magnetfeldspektren in einem Frequenzbereich von $2,4 \times 10^{-5}$ Hz bis 470 Hz gezeigt (Kapitel 7).

Der Hauptteil der Untersuchungen beschränkt sich auf die jeweils ersten 110 Tage der Missionen von Helios 1 und Helios 2 (die sogenannten Primärmissionen), da nur hier eine nahezu vollständige Datenüberdeckung gegeben ist. Während dieses Zeitraumes war die Sonne wenig aktiv, was zu relativ stabilen Verhältnissen in Bezug auf die Strömungsstruktur des Sonnenwindes führte (Kapitel 3). Außerdem werden Eigenschaften Alfvenischer Fluktuationen im Sonnenwind bei einer aktiven Sonne in Kapitel 8 behandelt.

Der Anhang gliedert sich in drei Teile. Teil A beschreibt die verwendeten Koordinatensysteme. In Teil B wird kurz beschrieben, welche Daten für die Untersuchungen verwendet wurden und wie diese Daten gemessen und ausgewertet wurden. In Teil C wird dargestellt, wie die quadratischen Spektren berechnet wurden und durch welche Fehler sie infolge der Daten und infolge der Berechnungsprozedur beeinflusst sind.

In dieser Arbeit wird das Gaußsche cgs-System benutzt. Bei den betrachteten Problemen im interplanetaren Raum gilt mit großer Genauigkeit $\mu_{rel} = 1$ und damit magnetische Feldstärke = magnetische Induktion. Dabei wird als Feldstärkeeinheit $1 \gamma = 10^{-5} \Gamma$ benutzt (Fanslau, 1960).

3. Die großräumige Sonnenwindstruktur sowie charakteristische Parameter, Zeit- und Längenskalen im Sonnenwind 1975/1976.

3.1 Die großräumige Struktur des Sonnenwindes 1975/1976

Die wesentlich in dieser Arbeit verwendeten Helios-Meßdaten stammen aus den Jahren 1975/1976. Zu dieser Zeit sank die Sonnenaktivität auf ein Minimum. Ein typisches Bild des Sonnenwindes während dieser wenig aktiven Sonne zeigt Abbildung 1. Die Drehachse der Sonne ist um 7,25 Grad gegen

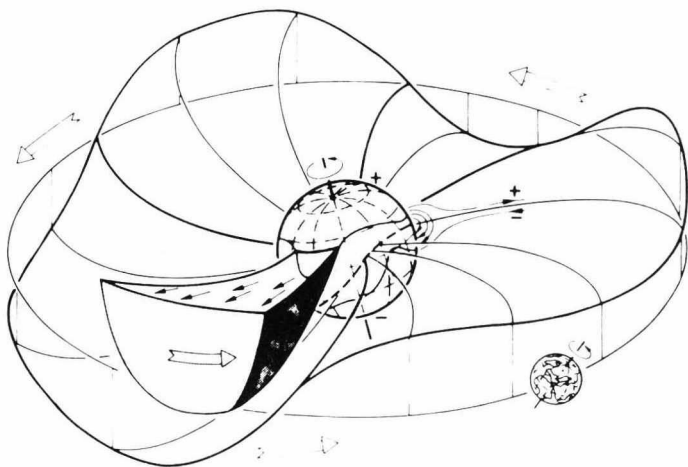


Abb. 1: Schematische Darstellung der großräumigen Magnetfeldstruktur in der Umgebung der Sonne zur Zeit des Sonnenfleckenminimums (nach Schwenn/1981/). Ein vom nordpolaren Koronaloeh ausgehender schneller Sonnenwindstrom ist mit seiner Kompressionszone (dunkle Schicht) in der linken Bildhälfte angedeutet.

die Ekliptik geneigt. Großflächige Koronalöcher - wie man jetzt weiß, sind sie die Quellen des schnellen Sonnenwindes (siehe z.B. Zirker /1977/) - existieren über den Polregionen, wobei Ausläufer bis in die Äquatorgegenden reichen. Die Feldlinien sind jedoch nicht geschlossen wie bei einem normalen Dipol, sondern scheinen durch den Sonnenwind quasi ins Unendliche hinausgezogen (In Wahrheit verbinden sie sich an der Grenze der Heliosphäre mit den Feldlinien des interstellaren Magnetfeldes). Nur in einem äquatornahen Gürtel um die Sonne gibt es noch einige aktive Gebiete. Über den in diesem Gürtel gelegentlich auftretenden Sonnenflecken beobachtet man vorwiegend geschlossene Feldlinien. Nahe der Äquatorebene liegt die scheibenartige, gewellte Trennfläche zwischen den Bereichen der nordpolaren und der südpolaren Magnetfeldlinien. Die vorhandenen Koronalöcher und aktiven Gebiete bestimmen die Form der Trennfläche und die Zahl der in ihr vorhandenen Falten. Nach Alfven (Übersichtsartikel: Alfven /1977/) wird dieses Konzept Ballerinamodell genannt. An einigen Stellen kreuzt der schwingende "Rock" der Ballerina die Ebene der Ekliptik, und wenn eine solche Sektorgrenze über den Beobachter streift, sieht er einen Vorzeichenwechsel des Magnetfeldes.

Die 1975/1976 großräumig über weite Zeiträume konstanten Verhältnisse sieht man an der Magnetfeldsektorstruktur /Neubauer, 1978/, die im wesentlichen aus zwei Sektoren gebildet wird und über viele Sonnenrotationen hin bestehen bleibt, und an der Sonnenwindgeschwindigkeit im Verlauf mehrerer Sonnenrotationen (Abbildung 2). Im oberen Drittel des Bildes erkennt man zwei fast "ortsfeste" schnelle Ströme. Es zeigt sich, daß das im Bild jeweils linke Stromsystem dem zum Nordpol gehörigen Koronaloch zuzuordnen ist, das rechte Stromsystem dem südlichen Koronaloch.

3.2 Plasmamaparameter, charakteristische Längen und Zeiten in schnellen Sonnenwindströmen 1975/1976

Wie sich später zeigen wird, sind schnelle Sonnenwindströme von besonderer Bedeutung für das Auftreten Alfvenischer Fluktuationen. Deshalb werden in diesem Kapitel einige Eigenschaften des

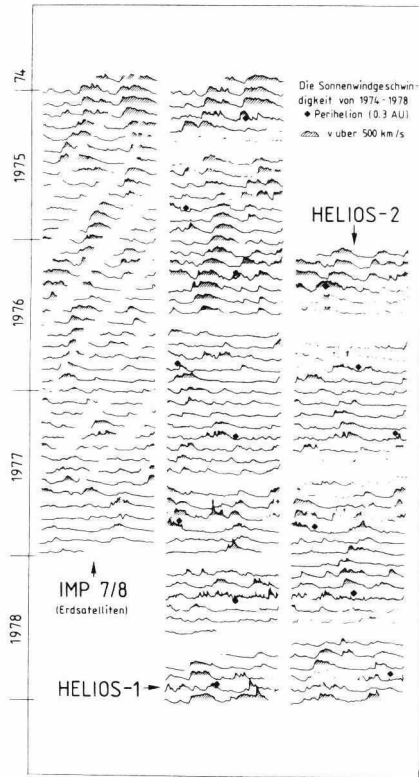


Abb. 2: Die Variation der Geschwindigkeit des Sonnenwindes von 1974 bis 1978, beobachtet mit drei Raumsonden, IMP, Helios 1 und 2 (nach Keppler, 1980). Die horizontalen Achsenstücke entsprechen jeweils einer Sonnenrotationsperiode. Mit der Sonne rotierende Strukturen erscheinen in jeder folgenden Rotation fast an der gleichen Stelle wieder. Zu Zeiten hoher Sonnenaktivität (nach September 1977) verschwinden die an die Existenz koronaler Löcher geknüpften schnellen Sonnenwindströme in der Ekliptik fast völlig.

interplanetaren Mediums in Hochgeschwindigkeitsströmen in der Ekliptik bei 0,3 AE und bei 1,0 AE zusammengestellt. Die Grenze für schnelles Sonnenwindplasma wird willkürlich auf 500 km/s gelegt. Tabelle 1 gibt typische von beiden Raumsonden Helios 1 und 2 in den Jahren 1975/1976 gemessene Werte. Das Sonnenwindplasma ist völlig ionisiert und elektrisch neutral, die Strömungsgeschwindigkeit ist wesentlich größer als charakteristische Geschwindigkeiten hydromagnetischer Wellen (50-150 km/s). Die in Tabelle 1 zusammengestellten Parameter zeigen große zeitliche Variationen, teilweise bedingt durch Sonnenrotation und Sonnenzyklus. Einige Parameter wie die Strömungsgeschwindigkeit fluktuieren auch stark auf Zeitskalen von Stunden und Minuten.

Um alle beobachteten Strukturen nach einer räumlichen oder zeitlichen Skala einordnen zu können, wurden in der Vergangenheit verschiedene Vorschläge gemacht. Burlaga and Ness /1968/ schlugen eine Klassifizierung nach Zeitskalen vor, wobei die längste Zeitskala mit 100 Stunden genommen wurde, welches im wesentlichen die Zeit ist, die eine eingebettete Struktur in einem 400 km/s schnellen Sonnenwind braucht, um von der Sonne bis zum Abstand von 1 AE zu gelangen. Die anderen Zeitskalen wurden mit 1 Stunde und 0,01 Stunden gewählt, jeweils um einen (willkürlichen) Faktor 10^2 kürzer. Diese drei Zeitskalen trennen vier Gruppen, genannt Makro-, Meso-, Mikroskala und kinetische Skala. Ein ähnliches, aber mehr physikalisch begründetes Klassifikationsschema schlug Hundhausen /1972/ vor. Die längste Zeit- oder Raumskala geht von einer "Dichteskalenlänge" eines Dichte-Abstandsgesetzes $n \sim r^{-2}$ des Sonnenwindes aus: Ein 400 km/s schneller Sonnenwind benötigt für diese Skalenlänge etwa 50 Stunden. Die mittlere Skala wird durch die Länge definiert, die eine Schallwelle in einem mit dem Sonnenwind mitgeführten Bezugssystem in der Zeit durchläuft, die das Sonnenwindplasma benötigt, um die zuerst definierte Skalenlänge zurückzulegen. Da die Schallgeschwindigkeit etwa bei 0,1 der Sonnenwindgeschwindigkeit liegt, entspricht dieser Länge eine Zeit von etwa 5 Stunden. Die dritte und kürzeste Zeitskala definiert Hundhausen über einen mittleren Protonengyradius von 8×10^6 cm bei 1 AE. Ein 400 km/s schneller Sonnenwind überstreicht diese Entfernung in 0,2 Sekunden. Wie schon eine flüchtige Inspektion gemessener Plasma- und Magnetfeldrichtungsfluktuationen (Kapitel 5) zeigen wird, haben Alfvénische Fluktuationen offensichtlich einen Periodenbereich von mindestens 81 s (81 s ist die kürzeste auflösbare Periode infolge der benutzten Daten mit einem Wert alle 40,5 Sekunden) bis hinauf zu mehreren Stunden. Die Alfvénischen Fluktuationen liegen damit in der Meso- und Mikroskala nach der Terminologie von Burlaga und Ness, oder nach Hundhausen in dem

Tabelle 1: Eigenschaften des interplanetaren Mediums in Hochgeschwindigkeitsströmen in der Ekliptik (Heliosmessungen 1975/1976)

Gemessener Parameter	bei 1 AE	Typischer Wert	bei 0.5 AE
Zusammensetzung der Ionenkomponente	$\sim 97\% \text{ H}^+, 3\% \text{ He}^{++}$	$\sim 97\% \text{ H}^+, 3\% \text{ He}^{++}$	
Strömungsgeschwindigkeit (V)	500 - 750 km/s radial gerichtet	500 - 750 km/s radial gerichtet	500 - 750 km/s radial gerichtet
Dichte (n)	$\sim 3 - 4$ Protonen cm^{-3}	$\sim 20 - 40$ Protonen cm^{-3}	$\sim 20 - 40$ Protonen cm^{-3}
Magnetfeld (B)	$\sim 4 - 6\gamma$ in Ekliptik etwa 55° zur Radialrichtung	$\sim 25 - 45\gamma$ in Ekliptik etwa 10° zur Radialrichtung	$\sim 25 - 45\gamma$ in Ekliptik etwa 10° zur Radialrichtung
Protonentemperatur (T_p)	$\sim 1.5 - 2.5 \times 10^5 \text{ K}$	$\sim 4 - 6 \times 10^5 \text{ K}$	$\sim 4 - 6 \times 10^5 \text{ K}$
Protonenanisotropie ($T_{p_{ }}/T_{p_{\perp}}$)	~ 1	$\sim 0.5 - 0.8$	$\sim 0.5 - 0.8$
Protonenwärmefluß (q_p)	$\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ erg $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in Richtung des Magnetfeldes	$\sim 5 \times 10^{-3} - 5 \times 10^{-2}$ erg $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in Richtung des Magnetfeldes	$\sim 5 \times 10^{-3} - 5 \times 10^{-2}$ erg $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in Richtung des Magnetfeldes
Elektronentemperatur (T_e)	$\sim 1 - 2 \times 10^5 \text{ K}$	$\sim 1.5 - 2.5 \times 10^5 \text{ K}$	$\sim 1.5 - 2.5 \times 10^5 \text{ K}$
Elektronenanisotropie ($T_{e_{ }}/T_{e_{\perp}}$)	~ 1.5	~ 1.5	~ 1.5
Elektronenwärmefluß (q_e)	$\sim 0.5 - 1.5 \times 10^{-2}$ erg $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in Richtung des Magnetfeldes	$\sim 0.4 - 1.0 \times 10^{-1}$ erg $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in Richtung des Magnetfeldes	$\sim 0.4 - 1.0 \times 10^{-1}$ erg $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in Richtung des Magnetfeldes

Tabelle 2: Charakteristische Längen im interplanetaren Plasma in Hochgeschwindigkeitsströmen
(Heliosmessungen 1975/1976)

Charakteristische Länge	bei 1 AE	Typischer Wert bei 0.3 AE
Protonengyroradius $r_{Lp} = (m_p c / eB) (2kT_p / m_p)^{1/2}$	~100 km	~20 km
Elektronengyroradius $r_{Le} = (m_e c / eB) (2kT_e / m_e)^{1/2}$	~2 km	~0.2 km
Inertiallänge $\lambda_i = c / \omega_{pe}$	~2 km	~1 km
Debye Länge $\lambda_D = (kT / 8\pi n e^2)^{1/2}$	~15 m	~6 m
Von Protonen zurückgelegte Entfernung zwischen Coulombstößen (Sonnenwindgeschw. x Stoßzeit):	~40 AE	~20 AE
Mittlere freie Weglänge von Elektronen für Coulombstöße	~3 AE	~0.6 AE
Plasmaparameter $\beta = \frac{1}{n \lambda_D^3}$	~10 ⁻¹⁰	~1.5 x 10 ⁻¹⁰

• Diese Länge ist nicht gleich der mittleren freien Weglänge, da die Sonnenwindgeschwindigkeit sehr viel größer als die thermische Geschwindigkeit der Protonen ist.

Tabelle 3: Charakteristische Zeiten im interplanetaren Plasma in Hochgeschwindigkeitsströmen
(Heliosmessungen 1975/1976)

Charakteristische Zeit	Typischer Wert bei 1AE, in Sekunden	Typischer Wert bei 0.5 AE, in Sekunden
Protonengyroperiode $2\pi/\Omega_p = 2\pi m_p c / eB$	~ 10	~ 1
Elektronengyroperiode $2\pi/\Omega_e = 2\pi m_e c / eB$	$\sim 10^{-2}$	$\sim 10^{-5}$
Plasmaperiodo $2\pi/\omega_{pe} = 2\pi (m_e / 4\pi n e^2)^{1/2}$	$\sim 5 \times 10^{-5}$	$\sim 2 \times 10^{-5}$
Coulomb - Logarithmus $\ln \Lambda$	26.7	26.0
Stoßzeit für Elektron-Elektron Coulomb-Stoß		
$\tau_{ee} = \frac{5m_e^{1/2} (kT_e)^{3/2}}{4(2\pi)^{1/2} e n \ln \Lambda}$	$\sim 2 \times 10^5$	$\sim 5 \times 10^4$
Stoßzeit für Proton-Proton Coulomb-Stoß		
$\tau_{pp} = \frac{5m_p^{1/2} (kT_p)^{3/2}}{4(2\pi)^{1/2} e n \ln \Lambda}$	$\sim 10^7$	$\sim 5 \times 10^6$

Bereich, der durch die kürzeste und mittlere Zeitskala begrenzt wird.

Fluktuationen von mehreren Stunden entsprechen etwa einer Längenskala $L \approx 0,1$ AE. Diese Fluktuationen können Wellen oder im Plasmasystem statische Strukturen sein oder auch eine komplizierte Mischung beider. Um diese Sonnenwindfluktuationen zu analysieren, benötigt man Längen- und Zeitskalen des interplanetaren Plasmas. Tabelle 2 und 3 enthalten typische Werte dieser Skalen für interplanetares Plasma in schnellen Sonnenwindströmen. Aus Tabelle 2 ist ersichtlich, daß Coulombstöße auf die Sonnenwindströmung nur einen äußerst geringen Einfluß haben können. Diese Tatsache spiegelt sich auch in der Ungleichheit und Anisotropie von Protonen- und Elektronentemperaturen wieder; weiterhin entsprechen direkt gemessene Geschwindigkeitsverteilungen allgemein nicht einer Maxwellverteilung /Marsch et al. 1982a, b/. Auch Fluktuationen mit $L \approx 0,1$ AE bleiben damit im wesentlichen unbeeinflusst von Coulombstößen.

4. Kurzer Überblick über Alfvenische Fluktuationen im Sonnenwind: Bisherige Messungen und deren Interpretation

In den letzten Jahren sind mehrere Übersichtsartikel allgemein über hydromagnetische Wellen im Sonnenwind /Hollweg, 1974, 1975a; Völk 1975/, über hydromagnetische Wellen und Turbulenz im Sonnenwind /Barnes, 1979a/ und speziell über Alfvenwellen und Alfvenische Fluktuationen im Sonnenwind /Behannon and Burlaga, 1981/ erschienen. Dabei ragt die Arbeit von Barnes insofern heraus, als sie sich neben den Beobachtungen ausführlich mit der Theorie hydromagnetischer Fluktuationen befaßt und sich dabei nicht nur auf die magnetohydrodynamische (MHD-) Theorie beschränkt, sondern hydromagnetische Fluktuationen auch mit der kinetischen Theorie behandelt, soweit diese bisher entwickelt wurde. Diese Artikel geben eine fast vollständige Zusammenfassung bisheriger Arbeiten über hydromagnetische Fluktuationen im Sonnenwind, so daß hier ein Überblick kurz gehalten werden kann und nur die wesentlichen Arbeiten behandelt werden müssen.

Für den Periodenbereich von Sonnenwindfluktuationen weit oberhalb der Protonengyroperiode hat sich in der Literatur der Name hydromagnetische Fluktuationen eingebürgert. Wir werden diesen Namen übernehmen. Das bedeutet nicht, daß hydromagnetische Fluktuationen notwendigerweise mit der MHD-Theorie beschrieben werden müssen. Wie von Barnes /1979a/ ausgeführt, müssen diese hydromagnetischen Fluktuationen im Prinzip durch eine kinetische Theorie beschrieben werden, da die Coulombstoßzeiten viel größer als die Wellenperioden sind. Auf der anderen Seite gibt die MHD-Theorie nützliche Konzepte. Barnes zeigt die formale Analogie zwischen MHD-Gleichungen und den Gleichungen, die ein stoßfreies Plasma beschreiben. Eine transversale Alfvenwelle großer Amplitude gibt es in der MHD-Theorie wie auch in der kinetischen Theorie. Bei der Alfvenwelle der kinetischen Theorie ist vorausgesetzt, daß Zyklotronresonanzen vernachlässigt werden können, daß also nur eine vernachlässigbare Anzahl von Teilchen sich so schnell bewegt, daß die Wellenperiode nahe an die Zyklotronfrequenz im System der Teilchen dopplerverschoben wird. Für die magnetohydrodynamische Alfvenwelle gilt die Polarisationsrelation

$$\underline{v} = \mp \frac{b}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (4.1)$$

die oftmals als Schlüssel zur Identifizierung beobachteter Fluktuationen diene. \underline{v} und \underline{b} sind die Geschwindigkeits- und Magnetfeldvektoren der Fluktuationen und ρ ist die Massendichte. Das Minuszeichen gilt dann, wenn das Hintergrundmagnetfeld \underline{B} mehr parallel als antiparallel zur Ausbreitungsrichtung zeigt, das Pluszeichen gilt im umgekehrten Fall.

Für die transversale Alfvénwelle der stoßfreien kinetischen Theorie gilt folgende Beziehung /Barnes, 1979a/

$$\underline{v}_\perp = \mp \frac{\underline{b}_\perp}{\sqrt{4\pi\rho}} A \quad (4.2)$$

$$\text{mit } A = \left[1 + \frac{4\pi}{B^2} (P_\perp - P_\parallel) - \frac{4\pi}{B^2} \sum_\alpha m_\alpha n_\alpha (\Delta \underline{v}_\alpha)^2 \right]^{1/2}$$

Hierbei sind \underline{v}_\perp und \underline{b}_\perp jeweils die Fluktuationsvektoren senkrecht zum Hintergrundmagnetfeld, B ist der Magnetfeldbetrag, P_\perp und P_\parallel geben den Plasmadruck jeweils senkrecht und parallel zum Hintergrundmagnetfeld, m_α und n_α geben Masse und Anzahldichte der Plasmasorte α und $\Delta \underline{v}_\alpha$ gibt die Differenz zwischen \underline{v}_α der Geschwindigkeit der Sorte α , und der Massengeschwindigkeit \underline{v} .

Plasmaexperimente auf früheren Raumsonden, deren Daten für derartige Wellenuntersuchungen benutzt wurden (z.B. Mariner 2 und 5, Explorer 33, 34 und 35) waren noch nicht so weit entwickelt, um eine dreidimensionale Auflösung zu erlauben; d.h. bei der Datenauswertung wurde der Plasmadruck als isotrop vorausgesetzt und $\Delta \underline{v}_\alpha \equiv 0$ angenommen. Für die Identifizierung der Fluktuationen wurde dann Gleichung 4.1 benutzt. Coleman /1966, 1967/ machte auf dieser Basis die ersten Versuche, mit Mariner 2 gemessene interplanetare Fluktuationen als hydromagnetische Wellen zu interpretieren. Er fand eine bei allen Frequenzen existierende Korrelation zwischen den Fluktuationen in der Protonengeschwindigkeit und in der Radialkomponente des interplanetaren Magnetfeldes, wobei die Phase jeweils auf nach außen im Sonnenwind sich ausbreitende Wellen hinwies. Coleman schlußfolgerte, daß die beobachteten Fluktuationen mit einer Überlagerung von Alfvénwellen (Die Bezeichnung Alfvénische Fluktuationen wurde erst später von Belcher and Davis /1971/ eingeführt und in den meisten nachfolgenden Arbeiten beibehalten.) und schnellen magnetoakustischen Wellen konsistent seien, ohne jedoch deren relativen Anteil bestimmen zu können. Coleman /1968/ fand weiterhin, daß die quadratischen Magnetfeldspektren etwa einem Potenzgesetz folgen mit $k^{-\alpha}$ (k ist die Wellenzahl), wobei α zwischen 1 und 2 liegt.

Unti and Neugebauer /1968/ machten die erste positive Identifikation eines Alfvénwellenzuges. Sie fanden eine Wellenstruktur mit einer Periode von 10 - 20 Minuten in einem 2-stündigen Datensatz von Mariner 2 Plasma- und Magnetfelddaten.

Belcher et al. /1969/ und später Belcher and Davis /1971/ benutzten Mariner 5 Plasma- und Magnetfelddaten, um solche hydro-magnetischen Wellen nachzuweisen, wie sie die linearisierte MHD-Theorie vorhersagt. Aus der Korrelation zwischen Geschwindigkeits- und Magnetfeldrichtungsfluktuationen schlossen sie, daß während mehr als 50% der Zeit aperiodische Alfvénwellen großer Amplitude die dominierende Erscheinung in der Mikrostruktur des Sonnenwindes über einen Wellenlängenbereich von 10^3 bis 5×10^6 km sind. Diese Wellen breiteten sich im Plasmasystem nach außen hin von der Sonne weg aus. Die "reinsten" Beispiele von Alfvénwellen (d.h. solche mit der geringsten Beimischung von nicht-Alfvénischem Rauschen) traten in schnellen Sonnenwindströmen und an deren abfallenden Flanken auf. Alfvénische Fluktuationen mit den größten Amplituden traten in Kompressionsgebieten beim Einsetzen einer schnellen Sonnenwindströmung auf, wobei hier jedoch eine signifikante nicht-Alfvénische Komponente vorhanden war. Die Energie in den Feldstärkefluktuationen war im Mittel etwa 10% der Energie in den Richtungsfluktuationen; nach Belcher und Davis könnten diese Fluktuationen magnetoakustische Wellen und/oder mitgeführte im Plasma stationäre Strukturen sein, deren Anteil die Autoren auf 10% oder weniger abschätzten. Nach Belcher und Davis haben die quadratischen Spektren eine Frequenzabhängigkeit (im Meßsystem des Satelliten) von $f^{-1,5}$ bis $f^{-2,2}$.

Die Belcher-Davis Arbeit ist insofern ein Schritt vorwärts in der Beziehung zwischen Weltraumphysik und Plasmaphysik, als wenigstens zum Teil eine Übereinstimmung zwischen theoretischen Erwartungen und interplanetaren Plasmabeobachtungen hergestellt wurde. Theoretische Rechnungen nämlich sagten eine starke Dämpfung aller Wellenmoden mit Ausnahme der Alfvénmode voraus /Barnes 1966, 1967, 1968/, so daß man außerhalb gestörter Gebiete erwarten kann, interplanetare Turbulenz bestünde aus Alfvénwellen und stationären transversalen Druckgleichgewichten sowie möglicherweise Fluktuationen auf Grund von nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen beiden. Transversale Druckgleichgewichte waren im Sonnenwind ebenfalls Ende der sechziger Jahre entdeckt worden /Siscoe et al., 1968; Burlaga and Ness, 1969/ und treten im schnellen wie auch im langsamen Sonnenwind auf. Mit Hilfe der Helios-Meßdaten wurde eine systematische Untersuchung von Barnstorf /1980/ durchgeführt.

Ein weiterer interessanter Punkt der Arbeit von Belcher und Davis ist die Bestätigung der schon vorher gemachten Entdeckung, daß sich Alfvénische Fluktuationen im Plasmasystem nach außen hin ausbreiten. Entweder gibt es einen Mechanismus, der nur nach außen sich ausbreitende Wellen erzeugt, oder die Wellen müssen im Gebiet sub-Alfvénischer Strömungsgeschwindigkeit erzeugt worden sein (nahe der Sonne innerhalb 0,1 AE). Die zweite Möglichkeit würde bedeuten, daß interplanetare Alfvénische Fluktuationen die Überbleibsel des Turbulenzfeldes in der äußeren Sonnenkorona sind.

Nachfolgende Datenauswertearbeiten bestätigen im wesentlichen die Ergebnisse von Belcher und Davis (Daily /1973/ mit Pioneer 6 Daten; Chang and Nishida /1973/ mit Explorer 33 und 35 Daten; Saka and Kitamura /1975/ mit Explorer 34 Daten; Burlaga and Turner /1976/ mit Explorer 43 Daten). Daily und Chang und Nishida zeigten weiter, daß die Richtungen minimaler Varianz des Magnetfeldes \underline{B} etwa parallel zum zeitlichen Mittelwert $\langle \underline{B} \rangle$ des Magnetfeldes lagen. Wären die Fluktuationen ebene Wellen, so wären die Richtungen minimaler Varianz senkrecht zu den Ebenen konstanter Phase. Diese Interpretation bedeutete, daß die Phasen der Alfvénischen Fluktuationen sich im Mittel parallel zur mittleren Magnetfeldrichtung ausbreiteten. Mit der weiteren Annahme des Wellenursprunges nahe der Sonne paßt diese Interpretation nicht zu den Ergebnissen von WKB-Rechnungen über Strahlen und Wellenvektoren in einem radialsymmetrischen Sonnenwind. Solche Rechnungen /Völk and Alpers, 1973/ ergeben radial gerichtete Wellenvektoren bei 1AE. Nun ist der Sonnenwind nicht radialsymmetrisch und Richter /1975/ und Hollweg /1975b/ argumentierten aus theoretischen Gründen, daß Brechung im inhomogenen schnellen Plasma, in dem die Fluktuationen auftreten, zu Wellenvektoren \underline{k} führt, die parallel zu $\langle \underline{B} \rangle$ liegen. Burlaga and Turner /1976/ fanden theoretische Vorhersagen dieser Modelle nicht konsistent mit beobachteten Verteilungen von Richtungen minimaler Varianz. Solodyna and Belcher /1976/ kamen zu ähnlichen Schlußfolgerungen.

Sind die Flächen konstanter Phase von Alfvénischen Fluktuationen wirklich senkrecht zur Richtung minimaler Varianz, sind also Alfvénische Fluktuationen eben auf der Größenskala ihrer Wellenlänge? Diese Frage ist schwer zu beantworten, da man zur Bestimmung der Phasennormalen im Prinzip gleichzeitige Messungen von vier Raumsonden benötigt. Ein erster Schritt zur Bestimmung der Phasennormalen wurde von Denskat and Burlaga /1977/ unternommen, die gleichzeitige Messungen von zwei Raumsonden (Explorer 33 und 35) auswerteten. Projektionseffekte schlossen zwar im Fall von

zwei Raumfahrzeugen eine definitive Bestimmung der Phasennormalen aus, möglich war jedoch ein Konsistenztest für eine Ausbreitung parallel zum Magnetfeld oder parallel zur antisolaren Richtung. Von 17 auswertbaren Alfvénischen Fluktuationen waren 5 konsistent mit einer Ausbreitungsrichtung parallel zu $\langle \mathbf{B} \rangle$, 2 waren konsistent mit radialer Ausbreitung und 10 breiteten sich in andere Richtungen aus. Der Vergleich von Richtungen minimaler Varianz mit berechneten Phasennormalen erbrachte eine schlechte Korrelation (Abbildung 3).

Dieses deutet darauf hin, daß Alfvénische Fluktuationen bei 1 AE offensichtlich nicht planar sind.

Die Frage nach dem Verhalten nicht-planarer Alfvénischer Sonnenwindfluktuationen großer Amplitude ist ansatzweise von Goldstein

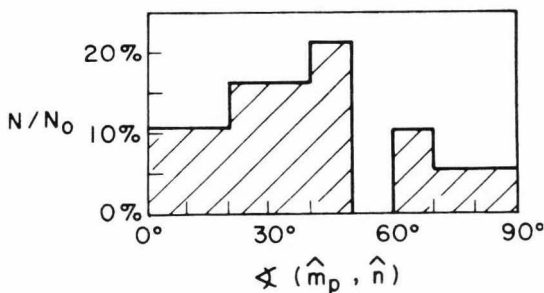


Abb. 3: Verteilung der Winkel zwischen dem Eigenvektor \hat{m}_p , der Richtung minimaler magnetischer Varianz in der Ebene der Ekliptik, und der Phasennormalen \hat{n} , die unter der Annahme einer ebenen Wellenfront aus der Magnetfeldphasenmessung bei zwei Raumsonden sowie der Messung der Sonnenwindgeschwindigkeit berechnet wurde. Der Fehler bei der Berechnung von \hat{n} wurde mit maximal 10° abgeschätzt /Denskat and Burlaga, 1977/.

et al. /1974/ behandelt worden. Goldstein et al. haben die Existenz selbstkonsistenter nicht-planarer Lösungen der nichtlinearen MHD-Gleichungen gezeigt, die konstante Dichte, konstanten Druck und konstante Magnetfeldstärke ergeben, aber Fluktuationen in der Magnetfeldrichtung erlauben.

Hinweise auf magnetoakustische Wellen fanden Sari and Valley /1976/ bei einer statistischen Frequenzanalyse von Magnetfelddaten von Pioneer 6 durch Auswahl spezieller Zeitintervalle, in denen die Magnetfeldrichtung entweder radial von der Sonne weg zeigte (oder zur Sonne hin) oder senkrecht dazu war. Bei radial gerichtetem Feld sollten stationäre Strukturen keinen Beitrag zu den Fluktuationen liefern. Sari und Valley fanden auch während der radialen Perioden signifikante Fluktuationen in $|B|$. Da auch Kreuzspektren mit magnetoakustischen Wellen konsistente Kohärenzen zeigten, schlossen Sari und Valley, daß bis zu einem Viertel der gemessenen Spektraldichte von magnetoakustischen Wellen stammen könne.

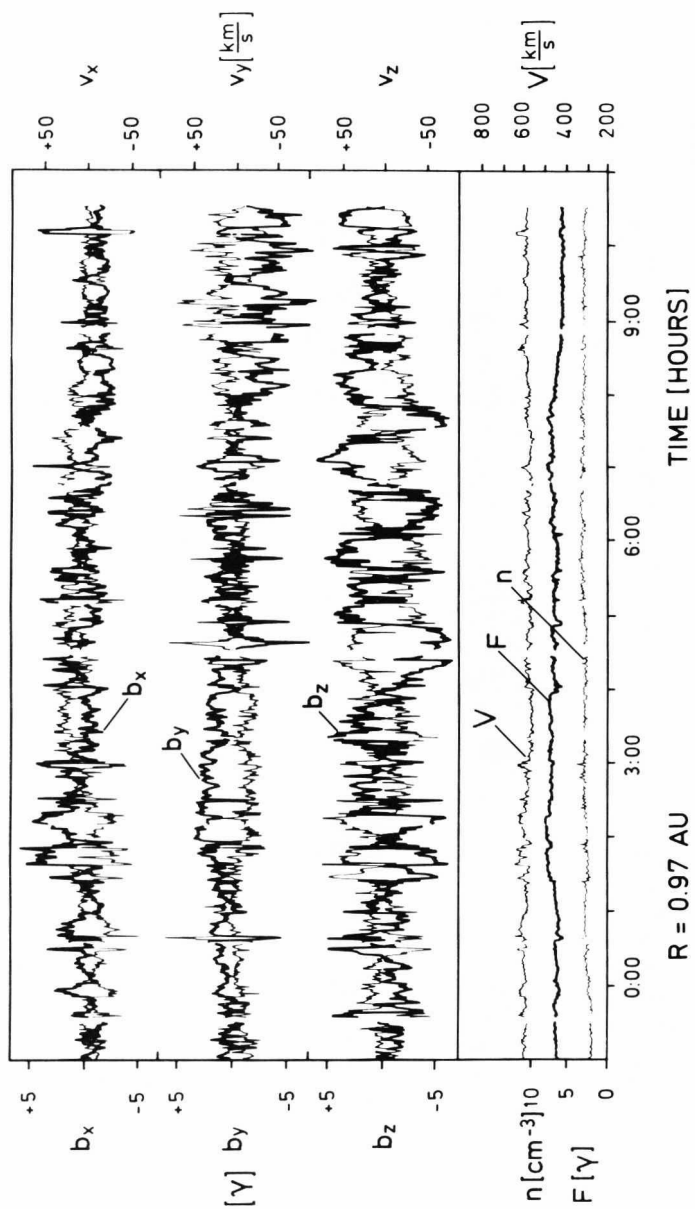
Eine Alternative, die interplanetare Mikrostruktur als Wellen und analoge stationäre Strukturen zu interpretieren, besteht darin, den Sonnenwind als turbulentes Medium zu betrachten. Versuche in dieser Richtung sind schon früh unternommen worden /Coleman, 1968/ und gerade in letzter Zeit scheint sich diese Betrachtungsweise durchzusetzen /Barnes, persönliche Mitteilung, 1982/. Neuere Arbeiten existieren von Dobrowolny et al./1980 a,b/. Die Betrachtung des Sonnenwindes als turbulentes Medium wird bei der Interpretation von Magnetfeldspektren über mehr als sieben Frequenzdekaden in Kapitel 7 behandelt.

5. Alfvenische Fluktuationen während des Sonnenfleckensminimums nach Messungen der Helios-Raumsonden

5.1 Datenbeispiele und Häufigkeitsverteilungen des Magnetfeldes

Im folgenden werden drei Beispiele von Fluktuationen des interplanetaren Plasmas und Magnetfeldes vorgestellt, die nach Durchsicht aller Helios-Meßdaten zu Zeiten geringer Sonnenaktivität als charakteristisch für die jeweiligen Sonnenwindbedingungen gelten können. Abbildung 4 und 5 zeigen Fluktuationen im schnellen Sonnenwind bei verschiedenen Sonnenabständen, Abbildung 6 zeigt Fluktuationen in einem Kompressionsgebiet, in dem schnelles Sonnenwindplasma auf langsames Plasma stößt. Die Darstellung wurde so gewählt, um Alfvenische Fluktuationen möglichst deutlich zu zeigen. Die Richtungsfluktuationen des Magnetfeldes \underline{b} und der Sonnenwindgeschwindigkeit \underline{v} wurden übereinandergezeichnet und der Skalenfaktor zwischen \underline{b} und \underline{v} wurde aus Gleichung 4.1 berechnet. Die Richtungsfluktuationen in Abbildung 4 und 5 sind in hohem Maße ungeordnet und erscheinen wie das Ergebnis eines Zufallsprozesses, zeigen dabei aber eine fast perfekte Antikorrelation zwischen \underline{v} und \underline{b} . Bei der transversalen Alfvenwelle der Theorie tritt eine solche Antikorrelation auf, wenn \underline{B} mehr parallel als antiparallel zur Ausbreitungsrichtung zeigt. In beiden Beispielen zeigt das mittlere interplanetare Magnetfeld von der Sonne weg; sich in antisolare Richtung ausbreitende Alfvenwellen würden also in \underline{v} und \underline{b} antikorreliert sein. Magnetfeldstärke $F=|\underline{B}|$ und Protonendichte n zeigen im Gegensatz zur Magnetfeld- und Sonnenwindgeschwindigkeitsrichtung nur geringe Fluktuationen.

Im Gegensatz zu diesen Fluktuationen im schnellen Sonnenwindplasma zeigt Abbildung 6 Magnetfeld- und Plasmafluktuationen, die typisch für ein "stream interface" sind, also für ein Gebiet komprimierten Plasmas. Hier zeigen sich kaum Korrelationen zwischen den Richtungsfluktuationen des Magnetfeldes und der Sonnenwindgeschwindigkeit, dafür jedoch starke Fluktuationen in der Protonendichte und der Magnetfeldstärke, die zudem in gewissem Maße antikorreliert sind. Solche Fluktuationen sind jedoch im Gegensatz zu den Fluktuationen im schnellen Sonnenwind relativ selten. Im langsamen Sonnenwind treten ebenfalls Fluktuationen auf, wobei jedoch weder die Richtungsfluktuationen in Sonnenwindgeschwindigkeit und Magnetfeld noch die Fluktuationen in



R = 0.97 AU

Abb. 4: Plasma- und Magnetfeldmeßdaten (40,5 Sekunden-Werte) von Helios 2 bei $r=0,97$ AE. Im oberen Kasten sind die Komponenten jeweils des interplanetaren Magnetfeldes und der Sonnenwindgeschwindigkeit in SE-Koordinaten (siehe Anhang A) gegeben, wobei für jede Komponente der Mittelwert subtrahiert wurde. Der untere Kasten zeigt den zeitlichen Verlauf der Sonnenwindgeschwindigkeit, der Magnetfeldstärke und der Protonendichte.

HELIOS - 2 APRIL 14-15, 1976

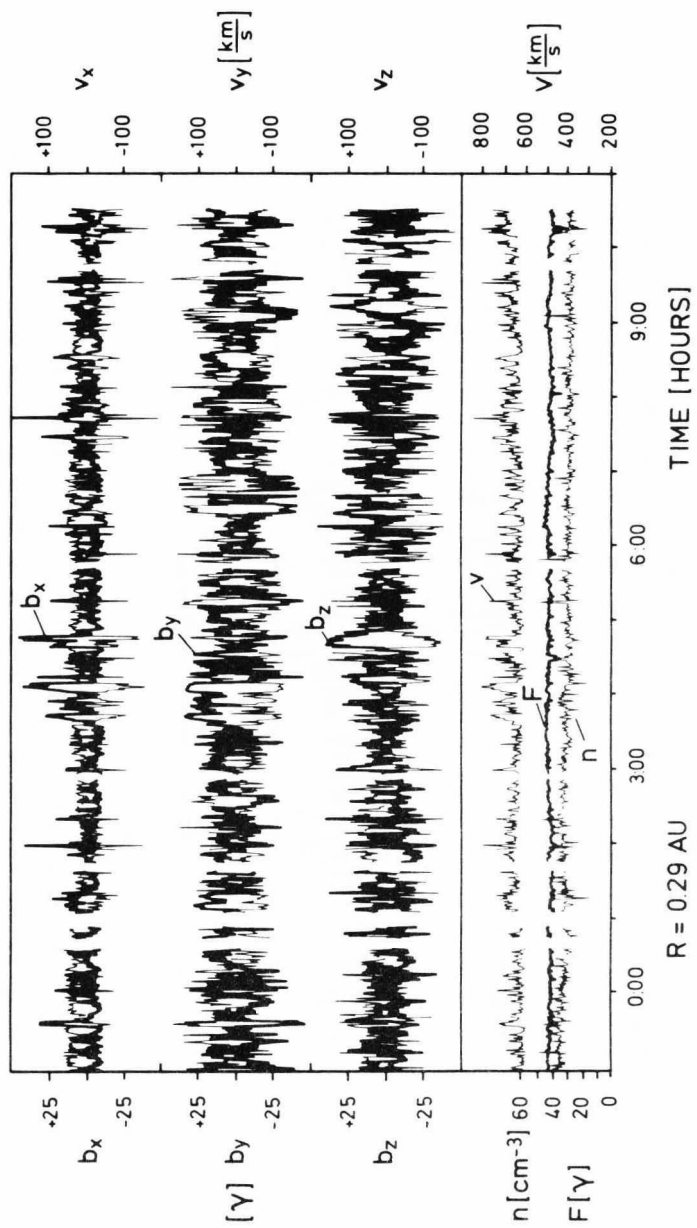


Abb. 5: Gleiche Darstellung wie Abbildung 4 bei $r = 0,29$ AE.

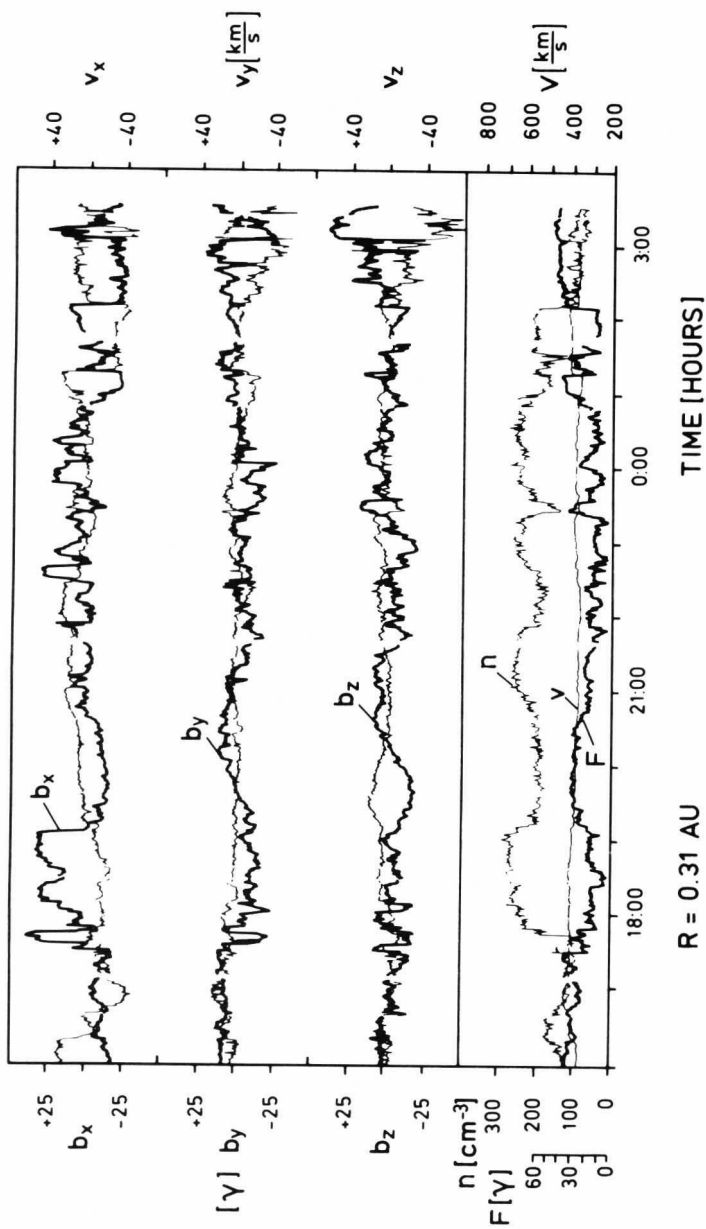


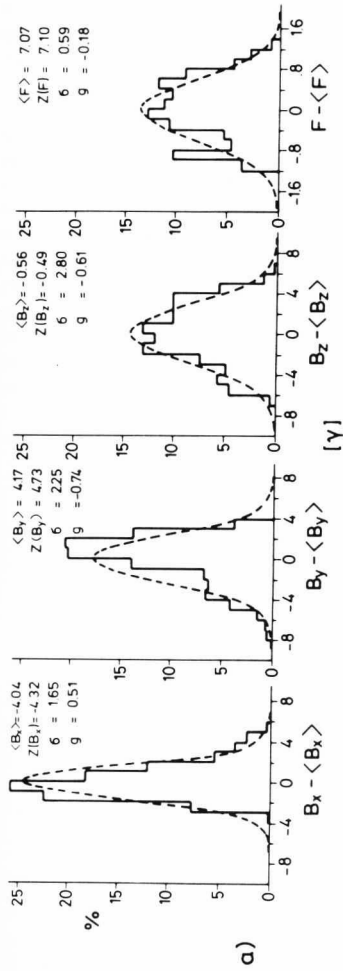
Abb. 6: Gleiche Darstellung wie Abbildung 4 bei $r = 0,31 \text{ AE}$.

Magnetfeldstärke und Protonendichte augenfällig korreliert oder antikorreliert sind.

Die im schnellen Sonnenwindplasma auftretenden und in so signifikanter Weise korrelierten Richtungsfluktuationen von Magnetfeld und Sonnenwindgeschwindigkeit sind von Belcher and Davis /1971/ in Anlehnung an die transversale Alfvénwelle der Theorie als Alfvénische Fluktuationen bezeichnet worden. Die Datenbeispiele an verschiedenen Raumpunkten (Abbildung 4 und 5) machen deutlich, daß die Helios-Messungen die Möglichkeit bieten, die Entwicklung Alfvénischer Fluktuationen zwischen 0,3 und 1 AE zu untersuchen, da die gezeigten Beispiele durchaus signifikante Unterschiede in den Fluktuationen aufweisen (z.B. Amplituden, spektrale Zusammensetzung).

Für die in Abbildung 4 und 5 gezeigten Alfvénischen Fluktuationen sind in Abbildung 7 die Häufigkeitsverteilungen für die Magnetfeldkomponenten und den Magnetfeldbetrag gezeigt. Schon ein visueller Vergleich mit den zusätzlich gezeichneten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Gaußschen Normalverteilung zeigt in den meisten Fällen keine ausreichende Übereinstimmung. Die Häufigkeitsverteilungen sind zum Teil stark unsymmetrisch, zum Teil stärker überhöht als eine normale Verteilung. Allein die Häufigkeitsverteilung für die z-Komponente des interplanetaren Magnetfeldes bei $r = 0,29$ AE scheint einer Normalverteilung zu entsprechen. Dieses bestätigt sich mit einem Chi-Quadrat-Prüfverfahren, bei dem die Häufigkeit der beobachteten Verteilung mit erwarteten Werten einer theoretischen Verteilung (hier Normalverteilung) verglichen wird. Ein Chi-Quadrat-Test mit 27 Freiheitsgraden und einer Signifikanzschwelle von 0,05 (zur Definition siehe Bendat and Piersol, /1971, S. 119ff/) ergibt, daß allein die beobachtete Häufigkeitsverteilung der z-Komponente des interplanetaren Magnetfeldes in Abbildung 7b als normalverteilt angesehen werden kann. Dieses Ergebnis ist charakteristisch für die gesamten Daten der Primärmissionen von Helios 1 und von Helios 2, die eingeteilt in 11 1/2 Stunden-Intervalle mit dem Chi-Quadrat-Prüfverfahren untersucht wurden. Es gab relativ wenige Magnetfeldverteilungen, die als normalverteilt angesehen werden konnten. Diese wenigen Verteilungen traten im schnellen Sonnenwind auf. Die Stationarität der Daten wurde mittels eines "Run"-Testes untersucht. Es zeigte sich, daß innerhalb von schnellen Plasmaströmen die Magnetfelddaten in den meisten Fällen als stationär gelten können in Bezug auf Richtung und Betrag. Dies gilt nicht im langsamen Sonnenwind.

HELIOS 2 $r = 0.97 \text{ AU}$



HELIOS 2 $r = 0.29 \text{ AU}$

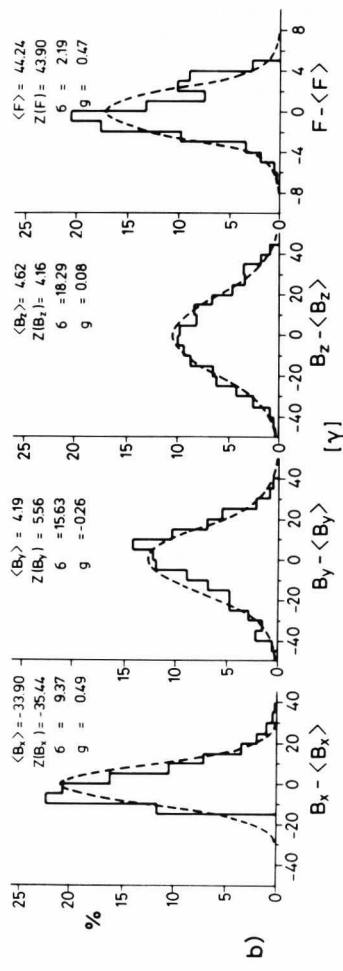


Abb. 7: Häufigkeitsverteilungen des Magnetfeldes (SE-Komponenten und Betrag) für die in Abb. 4 und 5 gezeigten Fluktuationen. Die gestrichelten Linien geben die aus Mittelwerten und Varianzen berechneten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Gaußschen Normalverteilung. Für jede Verteilung sind noch Mittelwert, Zentralwert, Standardabweichung σ und Schiefe g gegeben. Benutzt wurden etwa 1000 Magnetfeldvektoren.

Diese Ergebnisse stimmen nicht mit einer Untersuchung von Whang /1977/ überein, der für einige ausgewählte Beispiele im ruhigen Sonnenwind fand, daß die Magnetfeldrichtungsfluktuationen nahezu Tri-Maxwell-verteilt seien. Whang kam zu diesem Schluß durch Berechnung von Mittelwert, Varianz und Schiefe. Für eine Normalverteilung muß die Schiefe Null sein, was Whang etwa als erfüllt ansieht. Die Häufigkeitsverteilungen für die Magnetfeldkomponenten sind in der Arbeit von Whang nur halbseitig als Beträge gezeigt. Das Auftragen allein der Beträge der Abweichungen vom Mittelwert verhindert allerdings das Auffinden einseitig abgeschnittener Verteilungsfunktionen wie in Abbildung 7a und 7b.

Bei Durchsicht aller verfügbaren Daten zeigt sich, daß in schnellen Plasmaströmen die Magnetfeldverteilungen von einer oder zwei Komponenten immer einseitig abgeschnitten auftreten. Dieses ist offensichtlich ein Grund, warum die Magnetfelddaten nicht normalverteilt sind. Ein weiterer liegt darin, daß auch innerhalb von Alfvénischen Fluktuationen Tangentialdiskontinuitäten auftreten können /Denskat and Burlaga, 1977/. Diese führen dann zu Sprüngen im Magnetfeld. Speziell bei entsprechend großen Sprüngen und kleiner Häufigkeit von Tangentialdiskontinuitäten würde dieses zu einer Abweichung von der Normalverteilung der Magnetfelddaten führen. Der Einfluß von Tangentialdiskontinuitäten wird im Kapitel 5.5 ausführlich diskutiert.

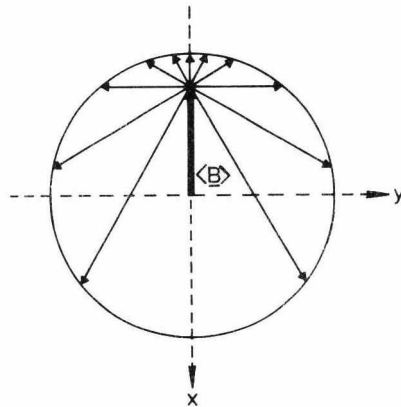


Abb. 8: Schematische zweidimensionale Darstellung von Magnetfeldrichtungsfluktuationen bei konstantem Magnetfeldbetrag. Der Magnetfeldbetrag ist durch den Radius des Kreises gegeben, die Richtungsfluktuationen sind durch Drehung des Vektors in der $x - y$ - Ebene möglich. Das mittlere Magnetfeld $\langle B \rangle$ während des Beobachtungszeitraumes liege in $-x$ - Richtung.

Der Grund für die systematische Abweichung der Magnetfeldhäufigkeitsverteilungen von einer Normalverteilung infolge eines einseitigen Abschneidens läßt sich mit den Eigenschaften einer transversalen Alfvenwelle finden. Eine transversale Alfvenwelle zeigt keine Magnetfeldbetragsfluktuationen. Wie Abbildung 4, 5 und 7 zeigen, sind Betragsfluktuationen in der Tat wesentlich kleiner als Richtungsfluktuationen. In Abbildung 8 sind die Verhältnisse für Richtungsfluktuationen des Magnetfeldes bei konstantem Betrag skizziert. Da das mittlere Feld in $-x$ -Richtung liegt, führen Fluktuationen der Feldrichtung, die in jeder Richtung etwa gleich häufig angenommen werden, für die y -Komponente zu einer Normalverteilung, für die x -Komponente jedoch zu einer in $-x$ -Richtung abgeschnittenen Verteilung. Dieses ist etwa der Fall in Abbildung 7b, wo das mittlere Feld fast radial in $-x$ -Richtung zeigt. In Abbildung 7a liegt das Feld etwa bei 135° (0° in $+x$ -Richtung). Dies muß zu einem Abschneiden der Verteilung für die x -Komponente in $-x$ -Richtung und der y -Komponente in $+y$ -Richtung führen. Da das mittlere Feld in beiden Beispielen nicht weit aus der Ekliptik herauszeigt, zeigen die z -Komponenten des interplanetaren Magnetfeldes am ehesten eine Normalverteilung. Diese Erklärung der abgeschnittenen Magnetfeldhäufigkeitsverteilungen wird bestätigt bei mittleren Feldrichtungen zur Sonne hin. Wenn $\langle \underline{B} \rangle$ in $+x$ -Richtung zeigt, sind die Verteilungen der x -Komponente des Magnetfeldes in $+x$ -Richtung abgeschnitten.

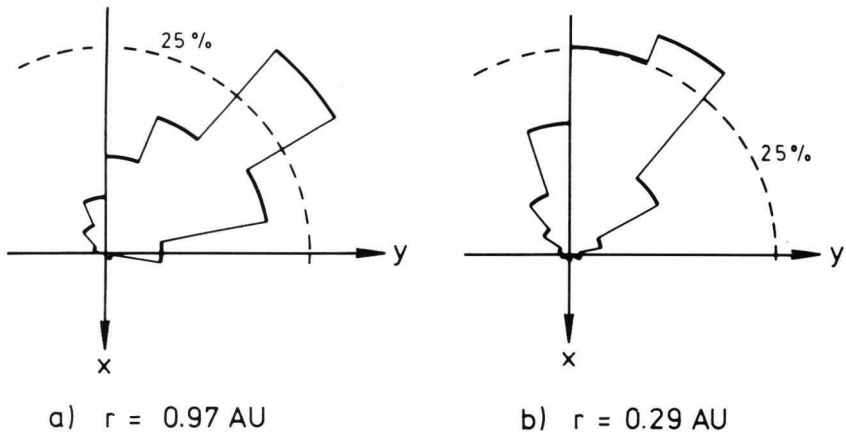


Abb. 9: Häufigkeitsverteilung der Richtung des interplanetaren Magnetfeldes in der Ekliptik für die Daten aus Abbildung 4 (Teil a)) und aus Abbildung 5 (Teil b)). Die gestrichelte Linie gibt die 25% Häufigkeit an.

Abbildung 9 gibt für die beiden gezeigten Beispiele im schnellen Sonnenwindplasma die Häufigkeitsverteilungen der interplanetaren Magnetfeldrichtung in der Ekliptik.

5.2 Alfvénische Fluktuationen und die Strömungsstruktur des Sonnenwindes

Zur globalen Untersuchung des Auftretens von Alfvénischen Fluktuationen berechnen wir die Korrelation zwischen Magnetfeldfluktuationen \underline{b} und Sonnenwindgeschwindigkeitsfluktuationen \underline{v} . Für diese und alle folgenden Untersuchungen wird das MF-Koordinatensystem (siehe Anhang A) benutzt, in dem die z-Komponente parallel zur mittleren Magnetfeldrichtung liegt. Sieht man eine Korrelation bei Korrelationskoeffizienten größer als $|0,6|$ für alle drei Komponenten als gegeben an, so ergibt sich jeweils für die Dauer einer Sonnenrotation im Aphel (Abbildung 10) und im Perihel (Abbildung 11) von Helios 2, daß Alfvénische Fluktuationen während mehr als 75% der Beobachtungszeiträume vorhanden sind. Sie treten dabei nicht willkürlich verteilt auf, sondern beschränken sich wesentlich auf die schnellen Sonnenwindströme. Teilt man die schnellen Sonnenwindströme noch in Bereiche ansteigender Geschwindigkeit, relativ konstanter Geschwindigkeit und absinkender Geschwindigkeit auf, so zeigen die beiden letzteren keine auffälligen Unterschiede in Bezug auf die Korrelation zwischen \underline{b} und \underline{v} . Dies ist anders im Bereich ansteigender Geschwindigkeit, besonders bei scharfen Flanken, wo die Korrelation zum Teil deutlich herabgesetzt ist. Wie die normierten Standardabweichungen der Magnetfeldkomponenten, des Magnetfeldbetrages und der Dichte zeigen, tritt an diesen Flanken starke Fluktuationsaktivität nicht nur in der Richtung des Magnetfeldes auf, sondern auch im Magnetfeldbetrag und der Protonendichte. In diesen Bereichen, in denen schnelles Sonnenwindplasma auf langsames Plasma trifft, erscheint eine Wellenerzeugung auf Grund lokaler Prozesse möglich, so daß auch starke Anteile magnetoakustischer Wellen beobachtet werden können, die sonst im Sonnenwind stark gedämpft werden /Barnes 1966, 1967/. Im schnellen Sonnenwind hingegen sind Betragsfluktuationen des Magnetfeldes klein gegenüber den Richtungsfluktuationen, die Fluktuationen sind also nur zu einem geringen Teil kompressiv.

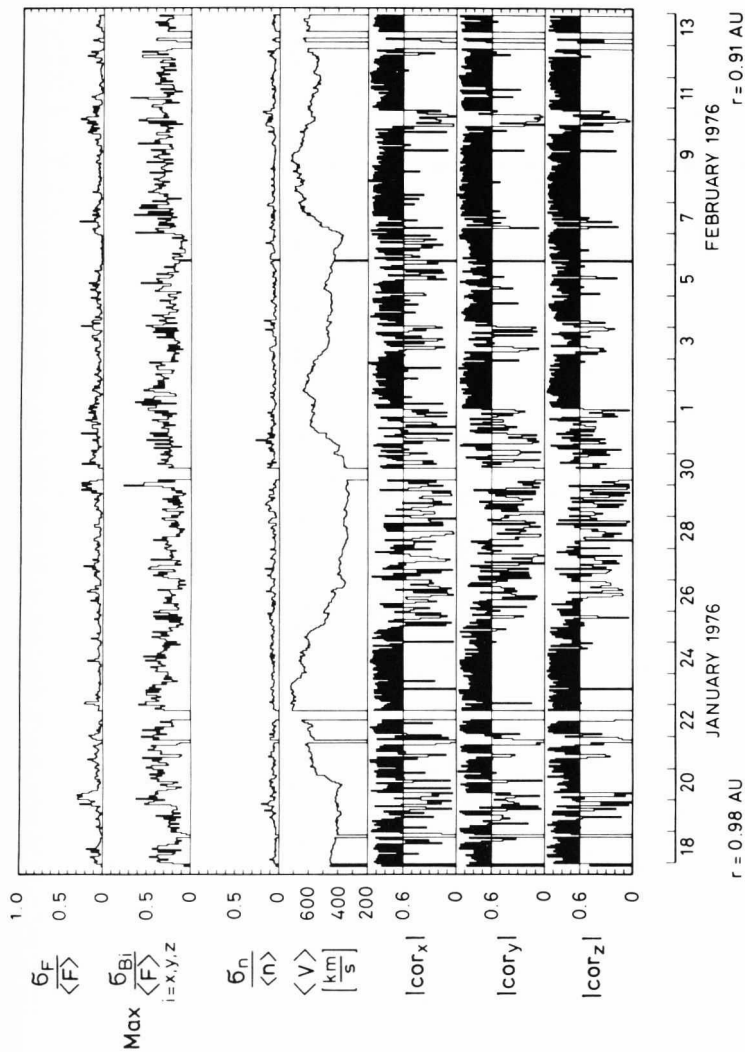


Abb. 10: Statistische Eigenschaften von Fluktuationen zwischen 0,98 AE und 0,92 AE während einer Sonnenrotation. Gezeigt werden (von oben nach unten) jeweils berechnet für eine Stunde die normierten Standardabweichungen des Magnetfeldbetrages, der Magnetfeldkomponenten (gegeben durch den maximalen Wert der drei Komponenten) und der Protonendichte, sowie die Protonengeschwindigkeit und die Beträge der Korrelationskoeffizienten zwischen \bar{b} und \bar{v} (MF - Koordinaten), wobei Werte größer als 0,6 durch Schwarzfärbung hervorgehoben sind. Zur Berechnung benutzt wurden 40,5 Sekunden-Daten.

HELIOS-2

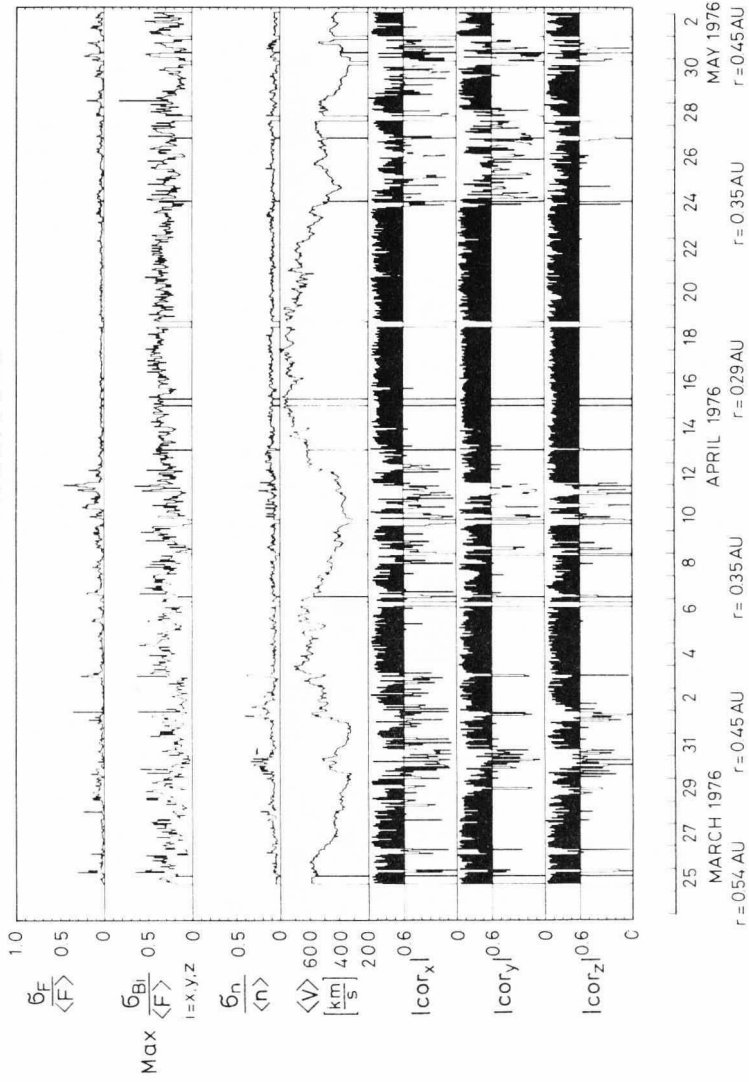


Abb. 11: Gleiche Darstellung wie Abbildung 10 zur Zeit des ersten Perihels von Helios 2 bei Sonnenentfernungen zwischen 0,29 AE und 0,54 AE für die Dauer einer Sonnenrotation, die von der Raumsonde aus gesehen in diesem Bahnbereich 40 Tage dauert.

Wie Abbildung 10 und 11 zeigen, liegt die Korrelation zwischen \underline{b} und \underline{v} in schnellen Sonnenwindströmen bei etwa $|0,9|$. Die Wahl von $|0,6|$ als Grenze für korrelierte Fluktuationen erklärt sich aus früheren Untersuchungen über Alfvénische Fluktuationen /Burlaga and Turner, 1976; Denskat and Burlaga, 1977/, wo nicht so gute Korrelationen gefunden wurden. Das liegt hauptsächlich an der Qualität der Plasmatdaten, die z.B. bei den Plasmaexperimenten auf Explorer 33, 34 und 35 schlechter waren als bei den Plasmaexperimenten auf Helios /Binsack, persönliche Mitteilung, 1975/. Nach einem F-Test für den Korrelationskoeffizienten /Taubenheim, 1969, S. 115/ zeigt bei 89 verwendeten Wertepaaren die Stichprobe allerdings schon bei einem Korrelationskoeffizienten von $|0,27|$ eine signifikant von Null verschiedene Korrelation bei 1% Irrtumswahrscheinlichkeit, wobei die hier gefundene Korrelation sehr viel höher ist. Mit Hilfe von Fishers Z-Transformation /Taubenheim, 1969, S. 116 - 117/ lassen sich Vertrauensbereiche für den Korrelationskoeffizienten angeben. Z.B. liegen die 99% Vertrauensgrenzen für 0,9 bei 0,83 und 0,94 und für 0,6 bei 0,39 und 0,75. Es bleibt die Frage, warum die Korrelation nicht noch besser ist. Ein Grund liegt offensichtlich in der Genauigkeit der Plasmatdaten. Berechnet man die Korrelationskoeffizienten zwischen \underline{v} und \underline{b} für Zeiträume mit Alfvénischen Fluktuationen mit 300 Sekunden-Mittelwerten von Plasma und Magnetfeld, so erhöhen sich die Korrelationskoeffizienten gegenüber der Berechnung mit 40,5 Sekunden-Daten. Dies wird im Anhang B und im Kapitel 5.4 diskutiert. Ein weiterer Grund liegt möglicherweise im gleichzeitigen Vorhandensein statischer Strukturen, die mit dem Sonnenwind mitgeführt werden und als Fluktuationen gemessen werden, und/oder magnetoakustischen Wellen.

Die Art der Korrelation zwischen \underline{v} und \underline{b} , ob in Phase oder in Gegenphase, gibt zusammen mit der Richtung des interplanetaren Magnetfeldes die Ausbreitungsrichtung der Alfvénischen Fluktuationen an. Für die Primärmissionen von Helios 1 und Helios 2 ergibt sich, daß sich alle Alfvénischen Fluktuationen in schnellen Sonnenwindströmen außerhalb des Einflußbereiches der Kompressionszonen nach außen im Sonnenwindplasma ausbreiten. Wenn man nicht einen Erzeugungsmechanismus findet, der im strömenden Sonnenwind bis 0,29 AE Alfvénische Fluktuationen mit ausschließlich einer Ausbreitungsrichtung in antisolarer Richtung bildet, so läßt sich nur schließen, daß die Alfvénischen Fluktuationen innerhalb des Alfvénischen Radius (in etwa 10 bis 20 Sonnenradien Abstand von der Sonne) erzeugt worden sein müssen. Denn nur dort breiten sich Alfvénische Fluktuationen mit Ausbreitungsrichtung nach innen wirklich zur Sonne hin aus. Weiter außen erzeugte Alfvénische Fluktuationen würden durch den schneller

strömenden Sonnenwind (Alfvenmachzahl etwa 5 - 10) rückwärts am Raumfahrzeug vorbeigeführt und müßten so beobachtet werden.

Alfvenische Fluktuationen sind also wesentlich Richtungsfluktuationen in Magnetfeld und Sonnenwindgeschwindigkeit mit großer Amplitude, die immer in Verbindung mit schnellen Sonnenwindströmen auftreten, zumindest zu Zeiten einer wenig aktiven Sonne in einem "ruhigen" Sonnenwind. Im langsamen Sonnenwindplasma treten ebenfalls Plasma- und Magnetfeldfluktuationen auf, die jedoch selten Alfvenisch sind.

Unterschiede im Auftreten Alfvenischer Fluktuationen (bestimmt durch die Korrelation zwischen \underline{v} und \underline{b}) am Perihel und am Aphel sind offensichtlich hauptsächlich durch die Strömungsstruktur des Sonnenwindes bestimmt. So folgen innerhalb von 0,5 AE schnelle Sonnenwindströme in kürzerem Abstand aufeinander als bei 1 AE. Auf diese Weise ergeben sich nicht wie bei 1 AE mehrere aufeinanderfolgende Tage mit langsamen Sonnenwind. Entsprechend gibt es auch nur bei 1 AE mehrere aufeinanderfolgende Tage mit nicht-Alfvenischer Fluktuationsaktivität im langsamen Sonnenwind. Steilere Flanken in der Geschwindigkeit mit Einsatz einer schnellen Plasmaströmung innerhalb von 0,5 AE /Rosenbauer et al., 1977/ sind möglicherweise die Ursache für stärkere nicht-Alfvenische Wellenerzeugung in Kompressionsgebieten vor Hochgeschwindigkeitsströmungen. Abbildung 11 zeigt starke Dichtefluktuationen bei mehreren Einsätzen von Hochgeschwindigkeitsströmen.

5.3 Radiale Abhängigkeit der Fluktuationsamplituden

Wie schon in Abbildung 2 zu sehen war, blieben Hochgeschwindigkeitsströme während des Sonnenfleckensminimums über mehrere Sonnenrotationen bestehen. Das gleiche gilt für die Sektorstruktur des interplanetaren Magnetfeldes zu dieser Zeit, die sich über den gesamten Zeitraum der Primärmissionen beider Raumsonden nicht wesentlich änderte /Neubauer, 1978; Behannon et al., 1981/. Diese Bedingungen erleichtern die Untersuchung räumlicher Abhängigkeiten im Sonnenwind. Trotzdem müssen bei der Untersuchung von radialen Abhängigkeiten mit einer Raumsonde über einen größeren Zeitraum die Annahmen gemacht werden, daß wirkliche zeitliche Änderungen einen kleineren Effekt verursachen als eine

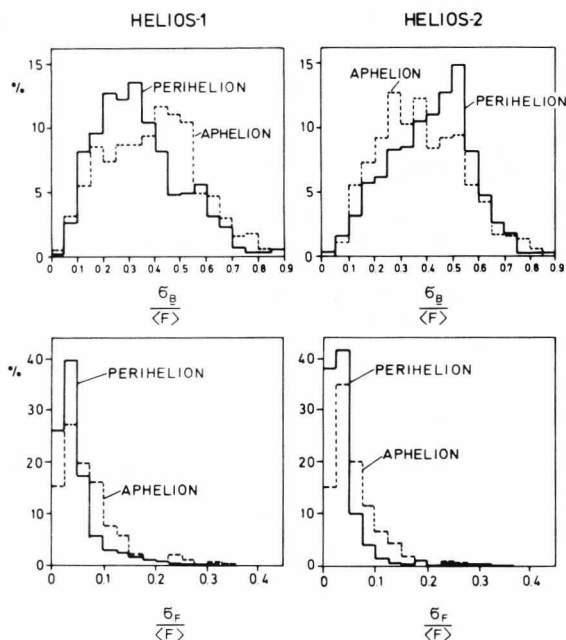


Abb. 12: Häufigkeitsverteilungen normierter Standardabweichungen von Magnetfeldrichtungsfluktuationen σ_B und Magnetfeldstärkefluktuationen σ_F berechnet für einstündige Zeitintervalle und normiert mit der mittleren Magnetfeldstärke $\langle F \rangle$. Die Häufigkeitsverteilungen wurden jeweils für eine Sonnenrotation für Helios 1 und Helios 2 am Aphel und am Perihel berechnet. Für Helios 2 sind es die Zeiträume, die auch in Abbildung 4 und 5 gezeigt sind, für Helios 1 sind es die ersten 27 Tage nach dem Start bzw. jeweils etwa 20 Tage vor und 20 Tage nach dem ersten Periheldurchgang.

Änderung mit dem Abstand und daß jede Breitenabhängigkeit infolge der Inklination des Sonnenäquators relativ zur radialen Abhängigkeit vernachlässigt werden kann. Bei einigen beobachteten Abstandsabhängigkeiten werden wir diese Punkte noch ausführlich diskutieren.

Zur Untersuchung der Plasma- und Magnetfeldfluktuationsamplituden bei verschiedenen Abständen von der Sonne berechnen wir jeweils für einstündige Intervalle die Standardabweichungen $\overline{\sigma}_B$, $\overline{\sigma}_F$ und $\overline{\sigma}_n$, wobei $\overline{\sigma}_B$ die Standardabweichung der Magnetfeldvektorfluktuationen mit Beiträgen von Feldstärke- und Feldrichtungsfluktuationen ist. $\overline{\sigma}_B$ wird aus den einzelnen Standardabweichungen nach $\overline{\sigma}_B = \sqrt{\overline{\sigma}_{B_1}^2 + \overline{\sigma}_{B_2}^2 + \overline{\sigma}_{B_3}^2}$ berechnet, womit eine vom Koordinatensystem unabhängige Größe für die Interpretation von Komponentenmessungen vorliegt. Für die ersten 110 Tage jeder Heliosmission wurde diese Standardabweichung berechnet. Aus der Analyse herausgenommen wurden Bereiche um Sektorgrenzen und Stoßwellen. Mit ansteigender Magnetfeldstärke F und ansteigender Dichte n steigen ebenso die Standardabweichungen $\overline{\sigma}_B$, $\overline{\sigma}_F$ und $\overline{\sigma}_n$ an. Im Fall von Helios 1 hat die Magnetfeldstärke eine radiale Abhängigkeit $\sim r^{-1,6}$ /Musmann et al., 1977/. Um Fluktuationen an verschiedenen Raumpunkten vergleichen zu können, normieren wir die oben gegebenen Standardabweichungen mit entsprechenden einstündigen Mittelwerten der Magnetfeldstärke bzw. der Dichte. Abbildung 12 zeigt die normierten Standardabweichungen von Magnetfeldrichtungs- und Magnetfeldstärkefluktuationen für beide Raumfahrzeuge unter Perihel- und Aphelbedingungen.

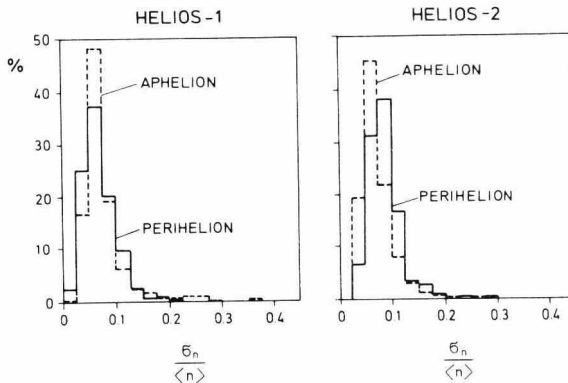


Abb. 13: Häufigkeitsverteilungen normierter Standardabweichungen von Protonendichtefluktuationen. Die Zeitintervalle sind dieselben wie in Abbildung 12.

Abbildung 13 zeigt die entsprechenden normierten Standardabweichungen für die Dichte während derselben Zeiträume. Für die Magnetfeldvektorfluktuationen sind wenig systematische Unterschiede mit dem Abstand zu finden. Die Häufigkeitsverteilungen überdecken denselben Bereich $\sigma_B / \langle F \rangle$ von 0 bis 0,9. Die Maxima der Verteilungen am Perihel und Aphel fallen bei Helios 1 und Helios 2 nicht zusammen. Helios 1 beobachtete die häufigste relative Amplitude $\sigma_B / \langle F \rangle$ zwischen 0,4 und 0,55 beim Aphel, Helios 2 beim Perihel.

Im Gegensatz dazu zeigen normierte Magnetfeldstärkefluktuationen eine systematische Abhängigkeit vom Sonnenabstand. Die Verteilungen $\sigma_F / \langle F \rangle$ sind am Aphel breiter als am Perihel, es kommen also relativ höhere Amplituden vor. Das deutet auf eine lokale Erzeugung von Feldstärkefluktuationen im Sonnenwind hin. Die normierten Dichtefluktuationen zeigen wiederum keine systematischen Unterschiede. Da jedoch ein Teil der gemessenen Dichtefluktuationen keine physikalische Ursache hat, sondern eine Folge der Rohdatenauswertung ist (siehe auch Anhang B), ist auch ein Teil der berechneten Standardabweichungen nicht physikalischen Ursprungs. Da dieser Anteil nicht genau feststellbar ist, lassen sich die Ergebnisse der Dichtefluktuationen nicht weiter auswerten. Andere Messungen deuten daraufhin, daß $\sigma_n / \langle n \rangle$ sich mit wachsendem Sonnenabstand ändert. Bei einer Untersuchung des durch Elektronendichtefluktuationen modifizierten Radiosignals von Viking-Raumsonden fand Callahan /1981/, daß $\sigma_n / \langle n \rangle$ mit zunehmendem Sonnenabstand wächst.

Berechnet man $\sigma_B / \langle F \rangle$ und $\sigma_F / \langle F \rangle$ während einer Sonnenrotation nur für Alfvénische Fluktuationen, so ändern sich die Häufigkeitsverteilungen für $\sigma_B / \langle F \rangle$ nur minimal. Bei den Häufigkeitsverteilungen $\sigma_F / \langle F \rangle$ fehlen einige hohe Amplituden, die Tendenz bleibt jedoch dieselbe: Die Verteilungen werden mit zunehmendem Sonnenabstand breiter, d.h. die relativen Amplituden werden größer.

Welche Erklärung gibt es für die Beobachtung, daß die Amplituden der Magnetfeldrichtungsfluktuationen relativ zur mittleren Magnetfeldstärke sich zwischen 0,3 AE und 1 AE offensichtlich nicht wesentlich ändern? Eine Möglichkeit besteht darin, daß sich die Magnetfeldfluktuationen in einem "gesättigten" Zustand befinden. Da die Amplituden der Fluktuationen fast die Feldstärke des Hintergrundfeldes erreichen, werden sie durch einen nichtlinearen Mechanismus gehindert, weiter zu wachsen. In diesem Sinne ist gesättigt zu verstehen. Der nichtlineare Mechanismus ist jedoch nicht bekannt. Barnes /1979a/ und Hollweg /1978d/ diskutieren eine Reihe von bis zu diesem Zeitpunkt vorgeschlagenen Dämpf-

fungsmechanismen für nichtlineare transversale Alfvénische Wellen. Keiner der vorgeschlagenen Mechanismen scheint jedoch für die im Sonnenwind beobachteten Alfvénischen Fluktuationen anwendbar zu sein.

Eine andere Möglichkeit besteht darin, daß die Magnetfeldamplituden von Alfvénischen Fluktuationen und die Magnetfeldstärke etwa dem gleichen Abstandsgesetz folgen. Eine oft benutzte Methode, um Fluktuationen in einem sich räumlich ändernden Hintergrund zu beschreiben, ist die Eikonal- oder WKB-Näherung. Anwendungen für die MHD finden sich bei Bazer and Hurley /1963/ und im Zusammenhang mit dem Sonnenwind wurde diese Theorie zuerst von Parker /1965/ diskutiert. Barnes /1979a/ zeigt, daß für Alfvénwellen kleiner Amplitude in einem radialsymmetrischen Sonnenwind für das Magnetfeldamplitudenquadrat der Welle $|\underline{b}|^2 \sim r^{-3}$ gilt, wobei ein Anisotropieterm vernachlässigt wurde. Da das interplanetare Magnetfeld nach Helios 1 Beobachtungen eine Beziehung $F \sim r^{-1,6}$ zeigt /Musmann et al., 1977/, sind die Abstandsabhängigkeiten von $|\underline{b}|^2$ und F^2 etwa gleich. Unter Berücksichtigung der breiten Häufigkeitsverteilungen für $\sigma_{\underline{b}}/\langle F \rangle$ ist nicht zu entscheiden, ob die Ausbreitung Alfvénischer Fluktuationen zwischen 0,29 AE und 1 AE ungedämpft verläuft oder nicht. Weiterhin gilt das Abstandsverhalten $|\underline{b}|^2 \sim r^{-3}$ nur für kleine Amplituden in der WKB-Näherung. Inwieweit die WKB-Näherung überhaupt für Alfvénische Fluktuationen im Sonnenwind anwendbar ist, wird in Kapitel 6 diskutiert.

Coleman et al. /1969/ hatten bei einer Untersuchung von Mariner 4 Daten zwischen 1 und 1,5 AE ein Verhalten $|\underline{b}|^2 \sim r^{-2,5}$ gefunden. Belcher und Burchsted /1974/ untersuchten Alfvénische Fluktuationen in Mariner 4 und 5 Daten im Bereich zwischen 0,7 und 1,6 AE. Sie fanden $|\underline{b}|^2 \sim r^{-3,1 \pm 0,3}$ für Mariner 4 und $|\underline{b}|^2 \sim r^{-3,3 \pm 0,3}$ für Mariner 5 und deuteten diese Abstandsvariation als konsistent mit Alfvénischen Fluktuationen, die sich im Sonnenwind mit wenig oder gar keiner Erzeugung oder Dissipation ausbreiten. Rosenberg et al. /1978/ berechneten mit Pioneer 10 Daten zwischen 1,0 und 3,3 AE eine Abstandsabhängigkeit $|\underline{b}|^2 \sim r^{-3,0 \pm 0,17}$. Behannon /1976/ fand mit Mariner 10 Daten zwischen 0,46 AE und 1 AE einen leichten Abfall von $\sigma_{\underline{b}}/\langle F \rangle$ mit wachsendem Sonnenabstand. Dieses Ergebnis verglich Behannon /1978/ mit den Ergebnissen von Mariner 4 und Pioneer 10 und fand, daß $\sigma_{\underline{b}}/\langle F \rangle$ zu gewissen Zeiten mit wachsendem Sonnenabstand leicht anstieg und zu anderen Zeiten leicht abfiel. Daraus läßt sich schließen, daß die geringen Unterschiede für $\sigma_{\underline{b}}/\langle F \rangle$ bei Helios 1 und bei Helios 2 durch zeitliche Variationen erklärt werden können. Anfang 1975 stieg $\sigma_{\underline{b}}/\langle F \rangle$ mit wachsendem Sonnenabstand im Mittel leicht an.

umfang 1976 hingegen fiel $\overline{\sigma_B} / \langle F \rangle$ mit zunehmendem Sonnenabstand leicht ab.

Coleman et al. /1969/ entdeckten in ihrer Untersuchung von mariner 4 Daten zwischen 1 und 1,5 AE, daß die Feldstärkefluktuationen, wenngleich klein, mit zunehmendem Sonnenabstand weniger stark abfallen als Fluktuationen in den Vektorkomponenten. Dieses wird durch die Helios-Messungen innerhalb von 1 AE bestätigt. Coleman et al. interpretieren das relative Anwachsen der kompressiven Fluktuationen als Hinweis, daß wenigstens ein Teil der gemessenen Fluktuationen durch dynamische Prozesse im Sonnenwind selbst erzeugt worden sein muß. Barnes /1979a/ vermutet, dieser Effekt könne ein Schlüssel zum Verständnis interplanetarer Turbulenz sein.

Barnes /1979a/ diskutiert eine Reihe von Mechanismen, wie magnetoakustische Wellen im Sonnenwind bei der nichtlinearen Dämpfung von Alfvénwellen erzeugt werden könnten. Er kommt zu dem Schluß, daß die vorgeschlagenen Theorien, die zum Teil mit der MHD-Theorie für stoßdominierte Plasmen entwickelt wurden, nicht direkt für Verhältnisse im Sonnenwind angewendet werden können. Er spaltet nach der MHD-Theorie eine parallel zum Feld laufende zirkular polarisierte Alfvénwelle auf Grund der nichtlinearen Wellenzerfallsinstabilität in eine Schallwelle und eine in entgegengesetzter Richtung laufende Alfvénwelle auf /Chin and Wentzel, 1972; Sagdeev and Galeev, 1969, S. 8ff/. Ob allerdings MHD-Theorien von nichtlinearem Wellenzerfall direkt auf stoßfreie Plasmen angewendet werden können, ist zweifelhaft. Die Schallwelle, die im stoßfreien Plasma linear gedämpft wird und im stoßdominierten Plasma ungedämpft ist, spielt in der Theorie eine zentrale Rolle /Cohen and Dewar, 1974; Lee and Völk, 1973/.

4.4.1.4 Periodenbereich Alfvénischer Fluktuationen

Das Auftreten Alfvénischer Fluktuationen wurde im Kapitel 5.2 durch die Berechnung der Korrelation zwischen den Richtungsfluktuationen im Magnetfeld und in der Sonnenwindgeschwindigkeit festgestellt. Diese Korrelation wurde für einstündige Intervalle durchgeführt. Nun zeigen die Datenbeispiele in Abbildung 4 und 5, daß eine Korrelation möglicherweise auch für weit längere

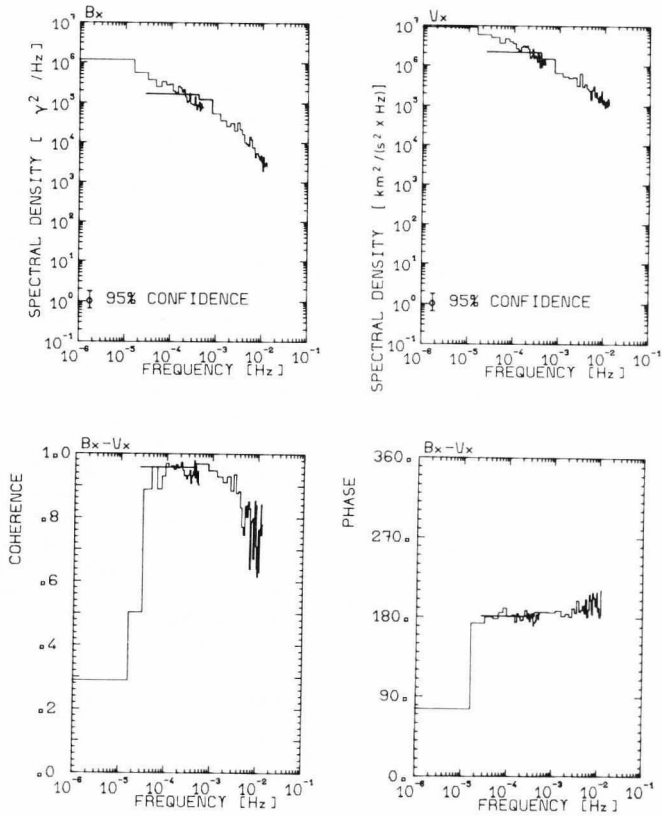
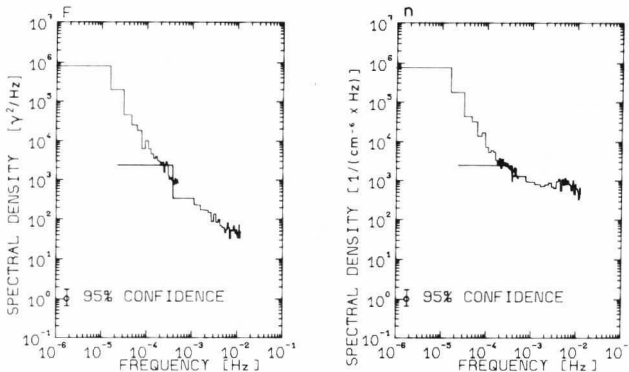


Abb. 14: Quadratische Spektren einer Vektorkomponente (MF - Koordinaten) des interplanetaren Magnetfeldes und der Sonnenwindgeschwindigkeit sowie Kohärenz und Phase zwischen B_x und V_x . Die Daten wurden beim ersten Periheldurchgang von Helios 2 zwischen 0.29 AE und 0.34 AE im inneren Teil einer Hochgeschwindigkeitsströmung zwischen dem 13. und 24. April 1976 gemessen (siehe auch Abbildung 11). Die Spektren sind jeweils aus zwei Teilen zusammengesetzt, die aus Datensätzen verschiedener Mittelungslängen berechnet wurden. Bei tiefen Frequenzen wurden die Spektren aus 1000 Sekunden - Mittelwerten von Magnetfeld- und Plasmatdaten berechnet, bei hohen Frequenzen aus 40,5 Sekunden - Mittelwerten des Magnetfeldes und hochauflösenden Plasmatdaten mit einem Datensatz alle 40,5 Sekunden. Bei den hohen Frequenzen wurde nur ein repräsentativer Datensatz bei 0.29 AE verwendet. Zur Berechnung der Spektren und deren Signifikanz siehe Anhang C.

perioden besteht. Die mögliche maximale Periode Alfvénischer Fluktuationen wird durch die Dauer einer Hochgeschwindigkeitsströmung begrenzt, die minimale Periode liegt aus plasmaphysikalischen Gründen bei der Protonen gyrofrequenz. Durch Auswahl einer möglichst lange dauernden Hochgeschwindigkeitsströmung läßt sich der zu untersuchende Periodenbereich möglichst groß halten. Während des ersten Periheldurchganges von Helios 2 trat eine solche lang andauernde Hochgeschwindigkeitsströmung auf, die auch in Abbildung 11 zu sehen ist. Die lange Dauer der Hochgeschwindigkeitsströmung liegt daran, daß die Heliosraumsonden ihre Umlaufbahnen um die Sonne in deren Drehrichtung durchlaufen. Wie Abbildung 11 zeigt, liegen relativ homogene Verhältnisse in bezug auf die Alfvénische Fluktuationsaktivität im Verlauf dieser Hochgeschwindigkeitsströmung vor. Die Fluktuationsamplituden in Betrag und Richtung bleiben relativ gleich groß, und die Korrelationskoeffizienten bleiben für mehr als zehn Tage hoch.

Der Periodenbereich Alfvénischer Fluktuationen läßt sich mit der Methode der statistischen Frequenzanalyse bestimmen, wobei neben den Spektraldichten auch die Kohärenz und Phase zwischen \underline{B} und \underline{V} berechnet werden. Die Methode zur Berechnung von quadratischen Spektren und von Kreuzspektren wird im Anhang C ausführlich beschrieben.

Abbildung 14 zeigt die Spektraldichten von B_x und V_x sowie die Kohärenz und Phase zwischen B_x und V_x . Die Spektren der x-Komponenten von \underline{B} und \underline{V} (die Ergebnisse der beiden anderen Vektorkomponenten sind sehr ähnlich) sind repräsentativ für Spektren in Hochgeschwindigkeitsströmen am Perihel im "ruhigen" Sonnenwind. Die Kohärenz und Phase zwischen B_x und V_x zeigen eine fast perfekte Antikorrelation über einen breiten Frequenzbereich. Da das Magnetfeld zu dieser Zeit von der Sonne weggerichtet war, ist die Antikorrelation konsistent mit sich im Plasma nach außen ausbreitenden Alfvénischen Fluktuationen. Bei Frequenzen unterhalb von 2×10^{-5} Hz ist die Kohärenz zwischen \underline{B} und \underline{V} gering. Die Fluktuationen sind demzufolge nicht Alfvénisch. Sie werden offensichtlich durch großskalige dynamische Prozesse hervorgerufen.



b. 15: Quadratische Spektren des Magnetfeldbetrages und der Protonendichte für denselben Zeitraum wie in Abbildung 14.

Abbildung 15 zeigt, daß gerade im tiefen Frequenzbereich unterhalb von $2 - 3 \times 10^{-5}$ Hz die Spektraldichten der Magnetfeldstärke und der Protonendichte im Gegensatz zu den Spektraldichten der Vektorkomponenten von \underline{B} und \underline{V} stark ansteigen. Wir betrachten deshalb für die weitere Analyse $2,4 \times 10^{-5}$ Hz als untere Frequenzgrenze für Alfvénische Fluktuationen. Das entspricht einer Periode von etwa 11 1/2 Stunden. Aus datentechnischen Gründen liegt die obere Frequenzgrenze für diese Periodenuntersuchung bei $1,2 \times 10^{-2}$ Hz, was durch die höchstmögliche Abtastrate des Plasmaexperimentes mit einem Datensatz alle 40,5 Sekunden bedingt ist. Diese Frequenz ist weit unterhalb der Protonengyrofrequenz (während dieses Zeitraumes etwa 0,6 Hz), der oberen Frequenzgrenze aus plasmaphysikalischen Gründen. Deshalb könnte der Frequenzbereich bis zu $1,2 \times 10^{-2}$ Hz Alfvénische Fluktuationen enthalten. Die absinkende Kohärenz oberhalb von 3×10^{-3} Hz muß wenigstens zum Teil durch die Art der Daten verursacht worden sein, die zur Berechnung der Spektren benutzt wurden. Wie im Anhang B ausgeführt wird, handelt es sich bei den verwendeten Magnetfelddaten um 40,5 Sekunden-Mittelwerte, die aus je 162 Vektormessungen berechnet wurden. Mit dem Plasmaexperiment wird ein Datensatz alle 40,5 Sekunden gewonnen, der jedoch nicht notwendigerweise Mittelwerten über diesen Zeitraum entspricht. Im allgemeinen wird ein so berechneter Datensatz vom wahren Mittelwert abweichen. Werden nun zwei derartig verschieden gemessene und berechnete Größen wie Magnetfeld- und Sonnenwindgeschwindigkeitsvektor korreliert, so werden Fehler bei hohen Frequenzen auftreten, während tiefere Frequenzen unbeeinflusst bleiben. Deshalb nehmen wir an, daß die Kohärenz zwischen \underline{B} und \underline{V} oberhalb von 3×10^{-2} Hz wenigstens teilweise auf Grund der verwendeten Daten absinkt. Dieses führt auch zu einem etwas verkleinerten Korrelationskoeffizienten zwischen \underline{b} und \underline{v} , wie er in Kapitel 5.2 berechnet wird. Der Spektraldichteverlauf von V_x in Abbildung 14 ist im oberen Frequenzbereich flacher als derjenige von B_x . Ebenso ist der Spektraldichteverlauf von n in Abbildung 15 im oberen Frequenzbereich sehr flach, was auch mit einem zusätzlich durch die Datenauswertung erzeugten Rauschen in diesem Frequenzbereich erklärbar ist. Weiterhin ist eine mit der Frequenz zunehmende kompressive Fluktuationsaktivität oberhalb von etwa 3×10^{-2} Hz möglich. Dieses würde ebenfalls zu einer reduzierten Kohärenz zwischen \underline{B} und \underline{V} im oberen Frequenzbereich führen. In diese Richtung weist der flachere Verlauf der Spektraldichte von F als der von B_x bei höheren Frequenzen.

Diese Kohärenzuntersuchungen zwischen \underline{V} und \underline{B} wurden für alle Daten in Hochgeschwindigkeitsströmen während der Primärmissionen beider Raumsonden durchgeführt. Bei allen Sonnenabständen zeigt

en sich etwa die gleichen Ergebnisse, sofern das Plasma nicht durch großskalige dynamische Prozesse gestört war: Eine hohe Kohärenz über einen weiten Frequenzbereich, ein Absinken der Kohärenz bei höheren Frequenzen und eine untere Frequenzgrenze für hohe Kohärenz etwa bei 2×10^{-5} Hz. Es findet sich keine systematische Variation mit dem Abstand. Das mag bezüglich der unteren Frequenzgrenze überraschen, weil die gemessenen Frequenzen stark Dopplerverschoben sein können und die Dopplerverschiebung in Perihel- bzw. Aphelnähe unterschiedlich stark ist. Mittlere Alfvénmachzahlen $M_A = V/V_A$ (V_A ist die Alfvéngeschwindigkeit) am Aphel sind etwa 8 - 9 und in Perihelnähe 4 - 5. Die Dopplerverschiebung wird durch den Faktor $\cos(\angle \underline{k}, \underline{V}) V/V_A$ bestimmt (\underline{k} ist der Wellenzahlvektor). Nehmen wir für \underline{k} eine antisolare Richtung parallel zum mittleren Magnetfeld an, das bei 0,3 AE etwa radial liegt und bei 1AE in Richtung der Rasensprengerspinnale etwa 45° von der Radialrichtung abweicht, so erhalten wir am Aphel und am Perihel eine etwa um die Hälfte geänderte Frequenzverschiebung auf Grund des Dopplereffektes. Möglicherweise gibt es Unterschiede bezüglich der unteren Frequenzgrenze im Meßsystem, oberhalb derer die Kohärenz zwischen \underline{v} und \underline{b} hoch ist. Diese Unterschiede würden jedoch bei den berechneten Kohärenzen deshalb nicht zu sehen sein, weil die Frequenzauflösung bei tiefen Frequenzen schlecht ist.

Zusammenfassend folgern wir, daß Alfvénische Fluktuationen im schnellen Sonnenwindplasma im Frequenzbereich (im Meßsystem der Raumsonden) zwischen $2 - 3 \times 10^{-5}$ Hz und wenigstens 10^{-2} Hz auftreten. Da wir über die wahre Richtung von \underline{k} keine Informationen haben, ist auch eine Aussage über den wirklichen Frequenzbereich im Plasmaruhsystem schwer möglich. Da sich jedoch Alfvénische Fluktuationen immer in antisolarer Richtung ausbreiten, müssen die gemessenen Frequenzen allgemein höher sein als die Frequenzen im Plasmaruhsystem. Für die weiteren Untersuchungen Alfvénischer Fluktuationen nehmen wir als Frequenzgrenzen $2,4 \times 10^{-5}$ Hz und $1,2 \times 10^{-2}$ Hz an.

Nach der Bestimmung des Periodenbereiches Alfvénischer Fluktuationen kommen wir auf die Frage, wie weit die Eigenschaften Alfvénischer Fluktuationen mit denen der transversalen Alfvénwellen der Theorie übereinstimmen. Die Korrelation zwischen \underline{v} und \underline{b} ist natürlich nicht ausreichend, um die Fluktuation eindeutig zu identifizieren. Mit den Meßdaten einer Raumsonde ist auch nicht nachweisbar, ob sich die Fluktuationen als transversale Alfvénwelle ausbreiten. Ein Schritt hin zur Klärung ist die Prüfung, ob Gleichung 4.2 beim Durchgang Alfvénischer Fluktuationen erfüllt ist. Dies taten auch Burlaga and Turner /1976/, ohne je-

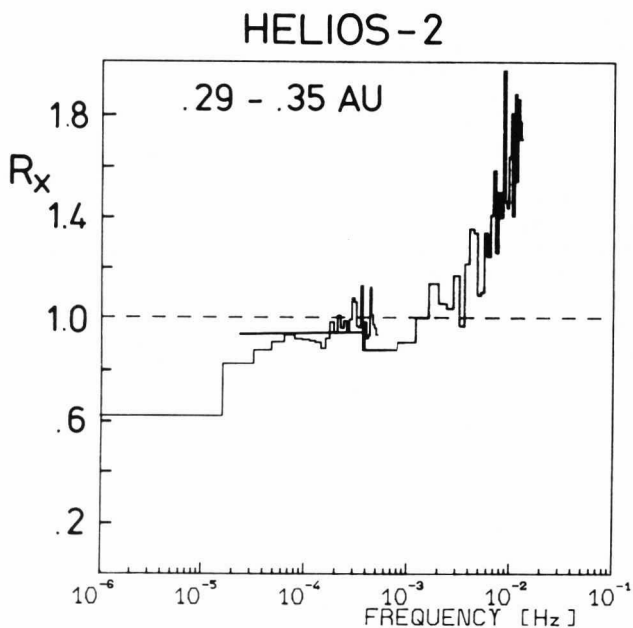
doch Informationen über Druckanisotropien zu besitzen und machen deshalb die Annahme einer einheitlichen Plasmageschwindigkeit und isotropen Druckes. Sie fanden die Beziehung 4.1 zum Teil erfüllt, zum Teil fanden sie Abweichungen um mehr als einen Faktor 2 und deuteten dieses Ergebnis als konsistent mit dem Auftreten von Alfvénwellen, wobei die teilweise starken Abweichungen auf Druckanisotropien zurückgeführt wurden. Ohne Kenntnis aller Parameter in Gleichung 4.2 ist offensichtlich eine Nachprüfung nicht besonders sinnvoll. Inzwischen sind mit den Helios-Raumsonden gemessene dreidimensionale Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen von Protonen und Alphateilchen und davon abgeleitete Plasmaparameter veröffentlicht worden /Marsch et al., 1982a, b/, so daß für ausgewählte Zeiten auch Mittelwerte für anisotrope Druckverteilung und Differenzgeschwindigkeiten der Sorten zur mittleren Geschwindigkeit des Plasmas bekannt sind. Da Gleichung 4.2 frequenzabhängig unterschiedlich erfüllt sein kann, prüfen wir diese mit den berechneten Spektraldichten von \underline{v} und \underline{v} nach, indem wir für jede Komponente eine Größe R_{λ} ($i = x, y, z$) einführen, die für transversale Alfvénwellen den Wert 1 haben muß.

$$R_i(f) = \frac{G_{v_{i\perp}}(f) 4\pi \langle \rho \rangle}{G_{B_{i\perp}}(f) A^2} \quad (5.1)$$

$$\text{mit } A = \left[1 + \frac{4\pi}{B^2} (P_{\perp} - P_{\parallel}) - \frac{4\pi}{B^2} \sum_{\alpha} m_{\alpha} n_{\alpha} (\Delta v_{\alpha})^2 \right]^{1/2}$$

wobei $G(f)$ die jeweilige Spektraldichte ist.

Abbildung 16 zeigt den Verlauf von $R_X(f)$ (A wird zunächst gleich 1 gesetzt) für die Fluktuationen, deren Spektren in Abbildung 14 und 15 gezeigt sind. In einem Frequenzbereich von etwa 2×10^{-5} Hz bis 3×10^{-2} Hz fluktuiert R_X um den Wert 1, unterhalb von 2×10^{-5} Hz sinkt R_X ab, oberhalb von 3×10^{-2} Hz steigt R_X mit wachsender Frequenz stark an. Ähnliche Ergebnisse zeigen die beiden übrigen Komponenten. Um den Einfluß des Faktors A auf Gleichung 5.1 zu berechnen, sind wir für die Ionendaten auf in der Literatur veröffentlichte Ergebnisse in Form von Diagrammen und Tabellen angewiesen /Marsch et al. 1982a, b/. Von den für die Berechnung von A benötigten Werten sind einige nur unvollständig und nicht für den gesamten Zeitraum zu erhalten. A kann deshalb nur abgeschätzt werden. Betrachten wir nur Protonen als einzige einflussnehmende Ionensorte, so sind relativ vollständige Daten vorhanden. $T_{p\parallel} / T_{p\perp}$ ist etwa 0,8 bei einer Temperatur $T_{p\parallel}$ von 6×10^5 K und $T_{e\parallel} / T_{e\perp}$ etwa 1,5 bei einer Temperatur $T_{e\parallel}$ von 2×10^5 K. Das führt mit den bekannten Werten von Dichte und Magnetfeldstärke



16: Nach Gleichung 5.1 berechnetes Verhältnis R_x , dem Quotienten aus den Spektraldichten von V_x und B_x multipliziert mit $4\pi \langle g \rangle$. A^2 wurde gleich 1 gesetzt. Die verwendeten Spektren sind die in Abb. 14 gezeigten.

zu einem Wert $A \approx 1,07$. Nimmt man als zweite Ionensorte Alphateilchen hinzu, wobei sich die Alphateilchen mit etwa der Alfvengeschwindigkeit schneller als die Protonen bewegen, so liegt A zwischen 0,96 und 1. Je nachdem, ob nur Protonen oder Protonen plus Alphateilchen berücksichtigt werden, verringert sich der Wert für R_x um etwa 10% oder er erhöht sich um 15%. Die Frage, ob nur Protonen oder zusätzlich auch Alphateilchen als für die Ausbreitung von Alfvénischen Fluktuationen relevante Ionensorte berücksichtigt werden müssen, ist nicht willkürlich zu entscheiden. Die dreidimensionalen Plasmamessungen von Alphateilchen und Protonen zeigen /Marsch, 1982 b/, daß oftmals nur die Protonen die bei Alfvénischen Fluktuationen erwarteten Richtungsvariationen in der Geschwindigkeit zeigen, die Alphateilchen hingegen zeigen in diesen Fällen keine mit dem Magnetfeld korrelierten Richtungsfluktuationen der Geschwindigkeit. Da in Hochgeschwindigkeitströmen die Alphateilchen etwa mit der Alfvengeschwindigkeit vor den Protonen laufen, entsteht der Eindruck, als würden die Alphateilchen auf den Alfvénischen Fluktuationen "surfen". Es ist jedoch noch nicht systematisch untersucht worden, wann und wie oft die Alphateilchen dieses Verhalten zeigen /Marsch, persönliche Mitteilung, 1981/. Deshalb werden beide Möglichkeiten berücksichtigt. Da die Größe R_L im wesentlichen aus dem Quotienten von Spektraldichten berechnet wird, ist keine einfache Angabe von Fehlergrenzen möglich. Die Berechnung von R_L für andere Zeitintervalle mit Alfvénischen Fluktuationen gibt vom Verlauf her immer die gleichen Ergebnisse, wenn auch die Kurve insgesamt verschoben ist, weil auch A andere Werte hat. Für die Zeiträume, in denen dreidimensionale Plasmadaten aus der Literatur zur Verfügung stehen, zeigt sich, daß R_L in einem Frequenzbereich zwischen $2,4 \times 10^{-5}$ Hz und $2 - 3 \times 10^{-5}$ Hz etwa zwischen 0,85 und 1,15 liegt während bei tieferen und höheren Frequenzen stärkere Abweichungen auftreten und Gleichung 4.2 sicher nicht erfüllt ist. Wie schon zuvor diskutiert, ist der Grund dafür bei tiefen Frequenzen physikalischer Natur, bei hohen Frequenzen liegt der Grund wenigstens zum Teil an den verwendeten Daten.

5.5 Diskontinuitäten in schnellen Sonnenwindströmen

Schon die ersten interplanetaren Messungen mit Raumsonden zeig-

en abrupte Änderungen in Magnetfeld und Plasmadaten. Um diese Diskontinuitäten zu definieren, sind eine Anzahl von Kriterien benutzt worden. Ein Überblick über die benutzten Kriterien wurde von Burlaga /1972/ und Siscoe /1974/ gegeben. Verschiedene Autoren berichten von Diskontinuitätsraten von mehreren Ereignissen pro Stunde bis zu einem in zwei Tagen, was zum Teil an der jeweiligen Definition einer Diskontinuität liegt /Belcher, 1975; Belcher and Solodyna, 1975; Burlaga and Ness, 1969; Martin et al., 1973; Siscoe et al., 1968; Smith, 1973 a,b; Turner and Siscoe, 1971/. Man erwartet, daß sich diese Diskontinuitäten als hydromagnetische Fluktuationen identifizieren lassen (sich ausbreitende oder stationäre), deren charakteristische Längen auf kleine Werte geschrumpft sind. Außer der Kontaktdiskontinuität, die im stoßfreien Plasma schnell ausgelöscht wird /Barnes, 1979a/, sind alle Arten von MHD-Diskontinuitäten (eventuell durch Druckanisotropien modifiziert) erlaubt und wurden auch im Sonnenwind beobachtet /Siscoe, 1974/. Die am häufigsten auftretenden Diskontinuitäten sind entweder Tangentialdiskontinuitäten (Tangentiale Druckgleichgewichte mit "Null" - Dicke) oder Rotationsdiskontinuitäten (transversale Alfvénwellen mit "Null" - Dicke). Dabei ist "Null" - Dicke natürlich nur idealisiert zu sehen. Barnstorf /1980/ zeigte mit hochaufgelösten Magnetfelddaten die kontinuierliche Vektordrehung in einer Richtungsdiskontinuität. Es herrscht allgemeine Übereinstimmung, daß beide Arten von Diskontinuitäten auftreten, aber unterschiedliche Ansichten bestehen über deren relative Auftretenshäufigkeit. Rotationsdiskontinuitäten breiten sich wie andere Alfvénische Fluktuationen auch im Plasmasystem nach außen aus. Wir werden sie aus diesem Grunde nicht als besondere Klasse betrachten. Insbesondere deshalb nicht, weil ein hohes Maß von Willkürlichkeit in ihrer Auswahl und damit ihrer Abgrenzung von "normalen" Alfvénischen Fluktuationen liegt (Das Auswahlkriterium ist i.allg. so, daß sich das Magnetfeld in einem bestimmten Zeitraum um mehr als einen bestimmten Winkel dreht und die Relation 4.2 erfüllt sein muß). Der Ursprung von Rotationsdiskontinuitäten ist unbekannt, wenn sie nicht zusammen mit anderen Alfvénischen Fluktuationen in einem Bereich nahe der Sonne erzeugt worden sind. Falls dieses nicht der Fall ist, ist ein möglicher Erzeugungsmechanismus die von Cohen and Kulsrud /1974/ diskutierte nicht-lineare Entwicklung von magnetoakustischen Wellen in Rotationsdiskontinuitäten.

Tangentialdiskontinuitäten bilden scharfe und im Plasma stationäre Grenzflächen, die verschiedene Zustände des Sonnenwindes voneinander trennen /Burlaga, 1969/. Wenn die beobachteten Richtungsdiskontinuitäten im schnellen Sonnenwindplasma in der

Mehrheit tangentialer Natur sind, so tragen sie natürlich auch zu den als Alfvénisch charakterisierten Fluktuationen bei. Barnstorf /1980/ fand in den Helios-Daten auch im schnellen Sonnenwind, daß die Mehrheit der Diskontinuitäten tangentialer Natur war.

Um festzustellen, ob Tangentialdiskontinuitäten einen Beitrag zu den Alfvénischen Fluktuationen liefern und wie groß dieser mögliche Beitrag ist, untersuchten wir zwei ausgewählte Zeiträume mit Alfvénischen Fluktuationen sowie einen Vergleichszeitraum im langsamen Sonnenwind mit ausgeprägt nicht - Alfvénischen Fluktuationen auf das Auftreten von Tangentialdiskontinuitäten. Als Maß für das Auffinden von Richtungsdiskontinuitäten benutzten wir ein auch von Barnstorf /1980/ verwendetes Kriterium; ausgehend von über 30 Sekunden gemittelten Magnetfeldvektoren wird fortlaufend der Spreizwinkel zwischen zwei aufeinanderfolgenden Vektoren bestimmt. Ist dieser größer als 30° , so wird das Wertepaar der aufeinanderfolgenden Magnetfeldvektoren als Richtungsdiskontinuität bezeichnet, wenn zusätzlich die beiden vorher liegenden und die beiden nachfolgenden Vektoren einen Spreizwinkel kleiner als 15° bilden (letzteres schließt benachbarte Diskontinuitäten aus). Nach dem Auffinden der Richtungsdiskontinuitäten wurden alle Ereignisse einer detaillierten Analyse unterzogen, die von ungemittelten Magnetfelddaten (4 Vektoren pro Sekunde) ausging. Sie bestand aus einer Varianzanalyse (diese Prozedur wird z.B. bei Barnstorf /1980/ beschrieben) der Übergangsschicht, d.h. des Gebietes maximaler Richtungsänderung des Feldvektors. Die Varianzanalyse muß auf dieses Gebiet beschränkt werden, da Richtungsfluktuationen in der Umgebung der Stromschicht die Ergebnisse verfälschen. 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 Prozedur ausgewählte Datenmaterial wurde sofort in graphischer Form auf einem Bildschirm dargestellt. Damit war eine Kontrolle und Korrektur des Analysenintervalles möglich. Weitere Einzelheiten siehe Barnstorf /1980/.

Ein Ergebnis war jeweils die Magnetfeldkomponente B_m in Normalrichtung. Diese sollte für Tangentialdiskontinuitäten verschwinden, nicht aber für Rotationsdiskontinuitäten. Für die folgende Untersuchung sahen wir alle Richtungsfluktuationen als Tangentialdiskontinuitäten an, bei denen $B_m / \langle F \rangle \leq 0,4$ war. Dies ist natürlich kein zweifelsfreies Kriterium für Tangentialdiskontinuitäten, da auch Rotationsdiskontinuitäten mit kleiner Magnetfeldkomponente in Normalrichtung

glich sind. Tabelle 4 gibt die Anzahl der gefundenen Richtungsdiskontinuitäten und die Anzahl der Tangentialdiskontinuitäten, wobei etwa die Hälfte der gefundenen Tangentialdiskontinuitäten ein $B_n / \langle F \rangle < 0,05$ haben.

Tabelle 4: Zahl der Richtungsdiskontinuitäten N_R und Zahl der darin identifizierten Tangentialdiskontinuitäten N_{TD} an drei Tagen während der Primärmission von Helios 2

Zeit	r [AE]	V [km/s]	N_R	N_{TD}
23.1.76 12.00 - 24.1.76 12.00	0.97	~600	46	10
14.4.76 12.00 - 15.4.76 12.00	0.29	~700	95	24
27.1.76 0.00 - 24.00	0.96	~400	44	26

Die hier gefundene mittlere Ereignishäufigkeit im schnellen Sonnenwind von etwa 2 pro Stunde bei Sonnenferne und etwa 4 pro Stunde bei Sonnennähe entspricht etwa den von Barnstorf /1980/ angegebenen Häufigkeiten. Die gefundene mittlere Häufigkeit von knapp 2 Ereignissen pro Stunde im langsamen Sonnenwind bei 0.96 AE ist im Vergleich sehr hoch. Das Verhältnis von Rotations- zu Tangentialdiskontinuitäten ist anders als das von Barnstorf /1980/ allerdings für die gesamte Primärmission von Helios 1 gefundene, wo Tangentialdiskontinuitäten im Mittel überwiegen. Speziell im schnellen Sonnenwind fanden wir an den ausgewählten zwei Tagen eine relative Häufigkeit von 3:1 zugunsten der Rotationsdiskontinuitäten. Das muß jedoch kein Widerspruch zu den Untersuchungen von Barnstorf sein. Wenn auch nach dessen Ergebnissen im Mittel die Tangentialdiskontinuitäten überwiegen, so ist das Verhältnis von Tangential- zu Rotationsdiskontinuitäten starken Schwankungen unterworfen /Barnstorf, persönliche Mitteilung, 1981/. Mit Kenntnis der Ereigniszeiten der Tangentialdiskontinuitäten innerhalb der Alfvénischen Fluktuationen sind wir nun in der Lage, deren Einfluß auf einige statistische Ergebnisse abzuschätzen. Die Ereigniszeiten verteilen sich nicht gleichmäßig, sondern häufen sich zu bestimmten Stunden. Wir können so z.B. Korrelationskoeffizienten zwischen \underline{v} und \underline{b} und Fluktuationsamplituden für Stunden mit und ohne Tangentialdiskontinuitäten bestimmen. Wenn diese innerhalb der Alfvénischen Fluktuationen wesentlich zur Fluktuationsaktivität beitragen, sollten gewisse Unterschiede zu erwarten sein. Dieses scheint jedoch nicht der Fall zu sein. Weder die Korrelation $\underline{v} - \underline{b}$ noch die normierten Standardabweichungen $\sigma_{\underline{b}} / \langle F \rangle$, $\sigma_{\underline{F}} / \langle F \rangle$ und $\sigma_{\underline{n}} / \langle n \rangle$ zeigen systematische Unterschiede. Weiterhin wurden ausgehend von 8 Sekunden-Mittelwerten Spektraldichten des Vektormagnetfeldes berechnet. Systematische Unterschiede zwischen Zeiten ohne und mit Tangentialdiskontinuitäten ergaben sich dabei nicht. Im Gegensatz dazu scheinen im langsamen Sonnenwind (am 27. Januar 1976) Tangentialdiskontinuitäten offensichtlich mehr zur Fluktuationsaktivität beizutragen. In Stunden mit Tangentialdiskontinuitäten war z.B. $\sigma_{\underline{b}} / \langle F \rangle$ oftmals größer als in Stunden ohne Tangentialdiskontinuitäten.

Obleich nur relativ kurze - und möglicherweise in Bezug auf das Auftreten von Tangentialdiskontinuitäten nicht charakteristische - Zeiträume untersucht wurden und die Vergleiche mehr qualitativer als quantitativer Art waren, scheinen zumindest in den untersuchten Zeiträumen die erkannten Tangentialdiskontinuitäten nur wenig zur Gesamtaktivität Alfvénischer Fluktuationen beizutragen. Die Untersuchungszeiträume waren dabei insofern charakteristisch für das Auftreten Alfvénischer Fluktuationen, als

statistische Eigenschaften wie gut korrelierte Richtungsfluktuationen in Sonnenwindgeschwindigkeit und Magnetfeld dieselben wie in anderen Zeiträumen waren.

Unbefriedigend bleibt das Auswahlverfahren für Tangentialdiskontinuitäten durch willkürlich gesetzte Schranken. Im Zusammenhang mit \vec{v} stellt sich die Frage, warum im Plasma stationäre Strukturen diskontinuierlich sein müssen. Und auch für die sogenannten Richtungsdiskontinuitäten hat Barnstorf /1980/ gezeigt, daß das Magnetfeld kontinuierlich dreht. Eventuell sind Tangentialdiskontinuitäten einfach die leicht identifizierbaren extremen Beispiele einer Klasse von kontinuierlichen tangentialen Druckverhältnissen. Ein Hinweis darauf wird von Denskat und Burlaga /1977/ gegeben, die eine kontinuierlich variierende Struktur gefunden, deren Phasenebene, die durch Beobachtungen mit zwei Raumsonden bestimmt wurde, parallel zum Magnetfeld \vec{B} lag. Es scheint durchaus möglich, daß stationäre Strukturen kontinuierlicher und diskontinuierlicher Art auch im schnellen Sonnenwind vorhanden sind. Ihr Beitrag zur Fluktuationsaktivität ist dabei jedoch so gering, daß wesentliche statistische Eigenschaften Alfvénischer Fluktuationen nicht oder nur wenig beeinflusst werden.

Quadratische Spektren des interplanetaren Magnetfeldes zwischen 0,29 AE und 1,0 AE

Die Primärmissionen beider Helios-Raumsonden wurden im Frequenzbereich Alfvénischer Fluktuationen quadratische Spektren des interplanetaren Magnetfeldes berechnet. Ausgehend von 11 1/2 Minuten Datenintervallen wurden mit jeweils 1024 Datenpunkten spektraldichteschätzwerte \hat{G} der drei Magnetfeldvektorkomponenten (in \vec{B} -Koordinaten) und der Feldstärke berechnet, wobei sich für einanderfolgende Spektren die Datenintervalle jeweils um eine Stunde überlappten. Die Prozedur zur Berechnung quadratischer Spektren wird in Anhang C beschrieben. Von den Helios 1 Magnetfelddaten konnten auf Grund von Datenlücken nur 75 Datenintervalle innerhalb von 110 Tagen zur Berechnung quadratischer Spektren benutzt werden. Da speziell während der besonders interessanten Perihelphase von Helios 1 nur eine kleine Anzahl Spektren beobachtet werden konnte, müssen wir die Auswertung der Ergebnisse der Spektralanalyse wesentlich auf diejenigen

HELIOS-2

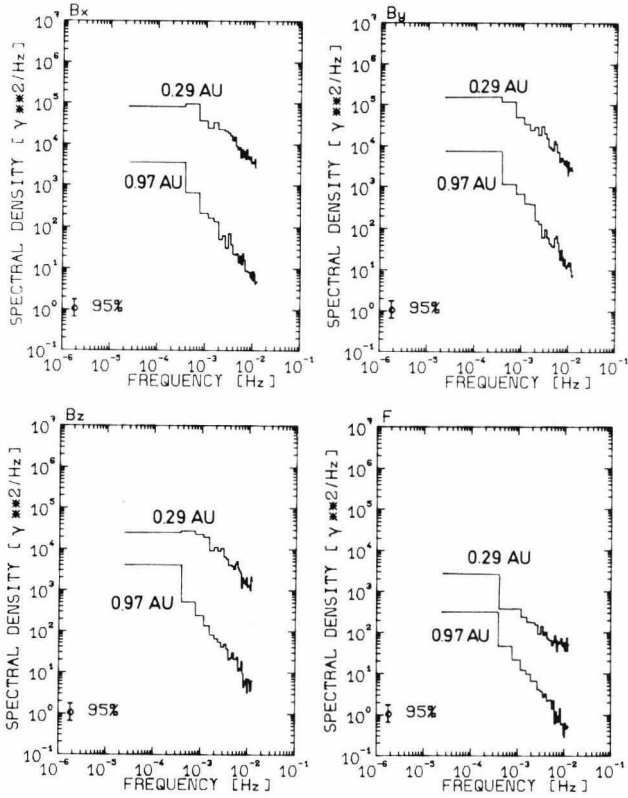


Abb. 17: Quadratische Spektren des interplanetaren Magnetfeldes (Vektorkomponenten im MF - Koordinatensystem und Betrag F) bei verschiedenem Sonnenabstand. Die zur Berechnung der Spektraldichteschätzwerte benutzten Magnetfelddaten sind in Abbildung 4 und 5 dargestellt. Die Fluktuationen waren während dieser Zeit Alfvénisch.

Helios 2 beschränken. Von den von Helios 2 verfügbaren Daten während der 110 Tage der Primärmission konnten 161 Datenintervalle zur Berechnung quadratischer Spektren ausgewertet werden.

Abbildung 17 zeigt quadratische Spektren des interplanetaren Magnetfeldes an verschiedenen Raumpunkten bei 0,97 AE und bei 0,29 AE. Diese Spektren sind durchaus repräsentativ für die Meßort Daten und für die während der Messung herrschenden Sonnenwindbedingungen. In beiden Zeitintervallen befand sich die Raumsonde im schnellen und relativ ungestörten Sonnenwindplasma, in dem die Fluktuationen als Alfvénisch klassifiziert wurden. Die Spektraldichteschätzwerte sowohl für die Vektorkomponenten als auch für den Betrag des Magnetfeldes zeigen deutliche Unterschiede bei 0,97 AE und bei 0,29 AE. Die Spektraldichte steigt mit der Annäherung an die Sonne mit zunehmender Magnetfeldstärke an, wobei die Unterschiede zwischen den Vektorkomponenten und dem Betrag ebenfalls werden. Dieser generelle Spektraldichteanstieg über den gesamten Frequenzbereich war schon in den zuvor gezeigten Ergebnissen für $\sigma_B / \langle F \rangle$ und $\sigma_F / \langle F \rangle$ enthalten. Der zweite Unterschied zwischen den Spektren bei 0,97 AE und 0,29 AE ist der unterschiedliche Abfall der Spektraldichteschätzwerte mit zunehmender Frequenz. Die Spektren sowohl der Vektorkomponenten als auch des Betrages sind bei 0,29 AE deutlich flacher als bei 0,97 AE. Dabei sind die wesentlichen Unterschiede bei tiefen Frequenzen etwa unterhalb von 2×10^{-3} Hz erkennbar. Dies gilt auch für die Vektorkomponenten des Magnetfeldes. Ein anderes Ergebnis zeigt der Spektraldichteverlauf der Magnetfeldstärke, der bei 0,97 AE über den gesamten Frequenzbereich flacher verläuft als bei 0,29 AE. Für Vektorkomponenten und Betrag zeigen die Spektraldichteverläufe bei 0,97 AE etwa einen linearen Zusammenhang zwischen $\log \hat{G}$ und $\log f$, d.h. der Spektraldichteverlauf läßt sich durch ein Potenzgesetz mit $\hat{G} \sim f^{-\alpha}$ beschreiben. Beim Spektraldichteverlauf der drei Vektorkomponenten bei 0,29 AE scheint es keinen linearen Zusammenhang zwischen $\log \hat{G}$ und $\log f$ zu geben, zumindest nicht bei tiefen Frequenzen.

Bei 0,29 AE der flach verlaufende, tieffrequente Teil des Spektrums infolge der durchgeführten Frequenzglättung nur schlecht aufgelöst ist, wird in Abbildung 18 das Spektrum einer Magnetfeldvektorkomponente gezeigt, das aus Magnetfelddaten von aufeinanderfolgenden Tagen berechnet wurde und infolge einer Mittelwertbildung eine weitaus bessere Frequenzauflösung bei gleicher statistischer Sicherheit bietet. Dieses Datenintervall enthält auch das 11 1/2 stündige Datenintervall, aus dem die Spektren bei 0,29 AE in Abbildung 17 berechnet wurden. Aus

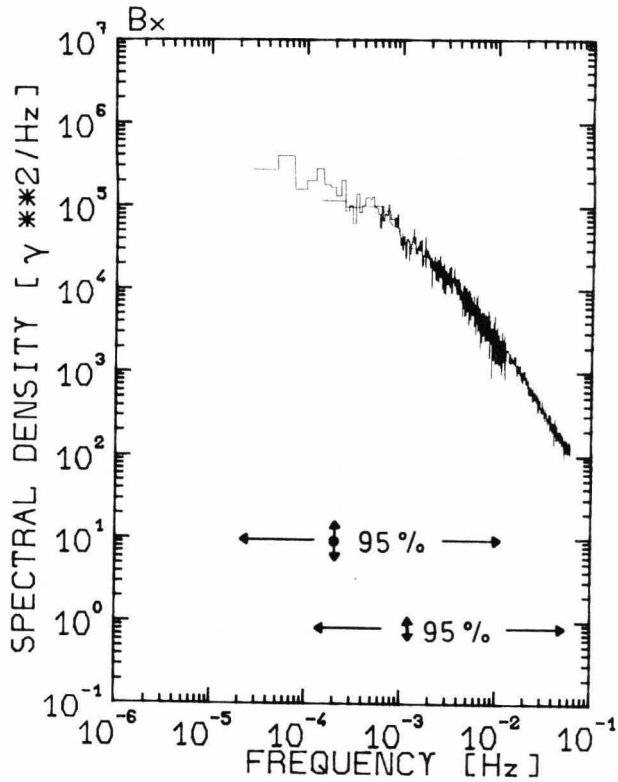


Abb. 18: Quadratisches Spektrum der x_{MF} - Komponente des interplanetaren Magnetfeldes bei Sonnenentfernungen zwischen 0.29 AE und 0.33 AE. Die Spektren sind aus zwei Teilen zusammengesetzt, wobei zur Berechnung Daten mit 40,5 Sekunden - bzw. 8 Sekunden - Mittelungslänge benutzt wurden. Um eine durch die 95% Vertrauensbereiche angegebene statistische Sicherheit zu erreichen, wurde jeweils Segmentmittelung durchgeführt (siehe Anhang C).

Der Verlauf der Spektraldichteschätzwerte in Abbildung 18 ist deutlich zu sehen, daß das flache Spektrum bei tiefen Frequenzen mit zunehmender Frequenz kontinuierlich steiler wird. Oberhalb von etwa 3×10^{-3} Hz ist etwa ein linearer Zusammenhang zwischen \hat{G} und $\log f$ gegeben.

Wir nehmen trotz der Ergebnisse bei 0,29 AE an, der Spektrallichteverlauf werde durch ein Potenzgesetz $\hat{G} \sim f^{-\alpha}$ beschrieben und berechnen mit der Methode der kleinsten Quadrate den Spektral-exponenten α . Für die in Abbildung 17 gezeigten Spektrallichteverläufe variiert der berechnete Wert für den Spektral-exponenten α zwischen 1,59 und 1,69 (Komponenten und Betrag) für die Spektren bei 0,97 AE und zwischen 0,87 und 1,15 für die Spektren bei 0,29 AE. Die Genauigkeit der Berechnung von α wird in Anhang C mit $\pm 0,12$ abgeschätzt. Dazu kommt ein systematischer Fehler von 0,02, um den jeder Wert für α zu hoch berechnet wird.

Da der Spektraldichteverlauf bei 0,29 AE durch ein Potenzgesetz offensichtlich unzureichend beschrieben wird, prüfen wir, ob eine exponentielle Anpassung $\sim e^{-\beta f}$ bessere Ergebnisse liefert. Es zeigt sich, daß bei 0,29 AE diese Anpassung nur bei etwa 4×10^{-3} Hz zufriedenstellend ist. Über den gesamten Frequenzbereich von $2,4 \times 10^{-5}$ Hz bis $1,2 \times 10^{-2}$ Hz ist auch bei 0,29 AE keine exponentielle Anpassung nicht besser. Wie später noch ausgeführt werden wird, liefert die Beschreibung des Spektrallichteabfalls mit einem Potenzgesetz für den größten Teil des untersuchten Abstandsbereichs zwischen 0,29 AE und 1 AE die offensichtlich bessere Anpassung über den gesamten betrachteten Frequenzbereich. Für noch folgende systematische Untersuchungen des Spektraldichteverlaufes wenden wir deshalb die Anpassung mit dem Potenzgesetz an. Eine mögliche Aufspaltung des Frequenzbereiches in einzelne Segmente, für die jeweils eine getrennte Anpassung durchgeführt wird, halten wir nicht für sinnvoll. Unsere vorhergehenden Untersuchungen haben gezeigt, daß Alfvénische Fluktuationen im gesamten untersuchten Frequenzbereich vorhanden sind. In Perihelnähe ist die Angabe eines Spektral-exponenten dann in der Weise zu verstehen, daß durch ihn etwa ein mittlerer Abfall der Spektraldichte bestimmt wird. Bei der Berechnung von α werden allerdings die tiefen Frequenzen etwas stärker gewichtet (siehe Anhang C).

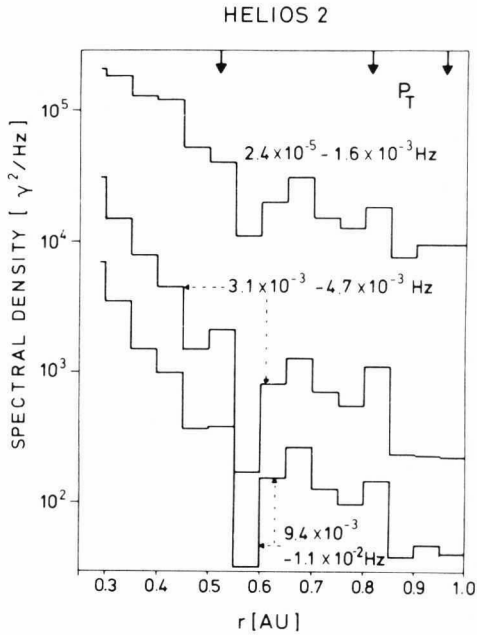


Abb. 19: Mittlere Spektraldichte der Magnetfeldkomponenten (Summe der Diagonalelemente der Spektralmatrix) für drei Frequenzbereiche als Funktion des Sonnenabstandes während der Primärmission von Helios 2. Die Mittelwerte über Abstandsintervalle von jeweils 0.05 AE wurden aus insgesamt 161 Spektren berechnet. Die Pfeile geben jeweils den Abstandsbereich für eine Sonnenrotation (von der Raumsonde aus gesehen) an. Die Spektraldichten in den fehlenden Frequenzbereichen von $1,6 \times 10^{-3}$ Hz bis $3,1 \times 10^{-3}$ Hz und von $4,7 \times 10^{-3}$ Hz bis $9,4 \times 10^{-3}$ Hz wurden aus Gründen einer klareren Darstellung weggelassen, passen aber gut zwischen die Spektraldichten der gezeigten Frequenzbereiche.

Abbildungen 19 und 20 geben die Abhängigkeit der Spektraldichte vom Sonnenabstand für die Magnetfeldkomponenten und den Betrag an. Für diese Untersuchung wurden Spektraldichten über relativ breite Frequenzbereiche berechnet. Die mittleren Gesamtspektraldichten P_T (Summe der Diagonalelemente der Spektralmatrix) für die Magnetfeldkomponenten der verschiedenen Frequenzbänder fallen generell mit zunehmendem Sonnenabstand ab (Abbildung 19). Für alle Frequenzen fällt die Spektraldichte auf einer linearen Abstandsskala in Sonnennähe stärker ab als in Sonnenferne. Dabei ist der Spektraldichteabfall mit zunehmendem Sonnenabstand für tiefe Frequenzen kleiner als für hohe Frequenzen. Die geringe Spektraldichte zwischen 0,55 AE und 0,60 AE deutet an sehr geringer Fluktuationsaktivität im langsamen Sonnenwindplasma.

Die mittleren Spektraldichten P_F für den Magnetfeldbetrag zeigen ebenfalls einen Abfall mit zunehmendem Sonnenabstand. Dieser Abfall ist aber generell kleiner als der Abfall der Spektraldichten in den Magnetfeldkomponenten. Dieser Unterschied wird besonders deutlich in Abbildung 21, in der für drei

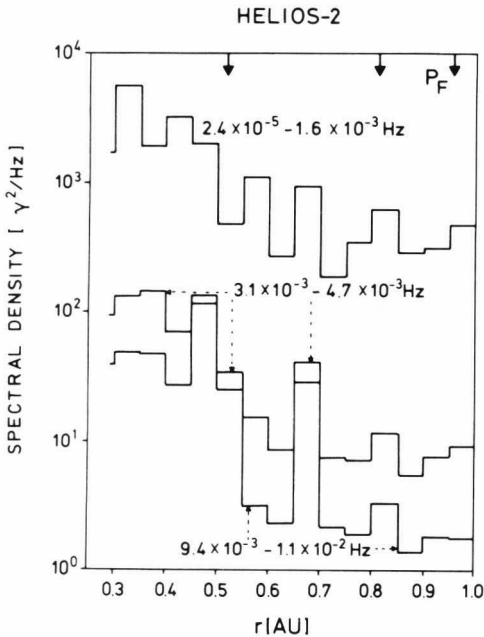


Abbildung 20: Gleiche Darstellung wie Abbildung 19 für die Spektraldichte P_F im Magnetfeldbetrag.

HELIOS-2

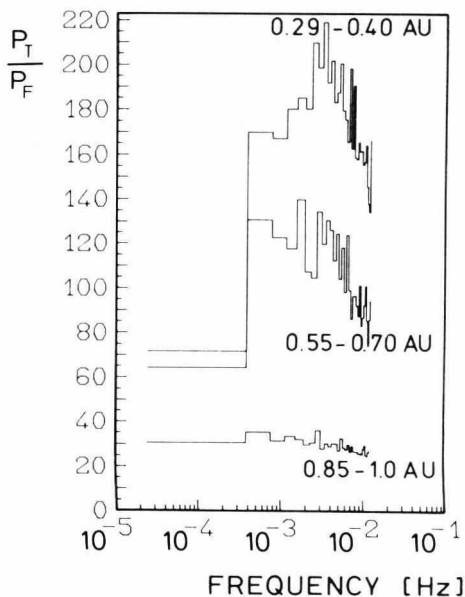


Abb. 21: Mittleres Verhältnis P_T/P_F für drei Abstandsbereiche von der Sonne als Funktion der Frequenz. Die verwendeten Spektraldichteschätzwerte sind die auch in Abbildung 19 und 20 gezeigten. Um die Darstellung übersichtlich zu halten, sind die Werte in den Abstandsbereichen zwischen 0,40 AE und 0,55 AE sowie zwischen 0,70 AE und 0,85 AE weggelassen, liegen aber entsprechend etwa zwischen den gezeigten Werten.

erschiedene Abstandsbereiche das Verhältnis der Spektraldichten P_T/P_F als Funktion der Frequenz gezeigt wird. Während dieses Verhältnis mit zunehmendem Sonnenabstand im gesamten Frequenzbereich stark absinkt, zeigt sich in den beiden Abstandsbereichen näher an der Sonne eine ausgeprägte Frequenzabhängigkeit, die im nicht gezeigten Abstandsbereich zwischen 0,70 AE und 0,85 AE nur noch wenig vorhanden ist und außerhalb von 0,85 AE fast völlig verschwindet. Untersucht man den sehr abrupten Anstieg in P_T/P_F vom tiefsten zum nächsthöheren Frequenzbereich mit höherer Frequenzauflösung, so verteilt sich dieser Anstieg auf mehrere Frequenzbereiche. Der kleinste Wert für P_T/P_F liegt jeweils im tiefsten aufgelösten Frequenzbereich.

Untersucht man systematisch, welche der berechneten Spektraldichteschätzwerte für das Magnetfeld sich zufriedenstellend mit einem Potenzgesetz der Form $\hat{G} \sim f^{-\alpha}$ beschreiben lassen, so ergibt sich, daß außerhalb von etwa 0,4 AE etwa 90 % der Spektren einen linearen Zusammenhang zwischen $\log \hat{G}$ und $\log f$ zeigen. Systematische Abweichungen von einer Geraden treten beim einsetzen von Hochgeschwindigkeitsströmen sowie gelegentlich im langsamen Sonnenwind auf. Außerhalb der gestörten Gebiete vor Hochgeschwindigkeitsströmen zeigen die Spektren im schnellen Sonnenwindplasma außerhalb von etwa 0,4 AE einen Verlauf, der gut durch eine Gerade zwischen $\log \hat{G}$ und $\log f$ angenähert werden kann. Innerhalb von 0,4 AE ist in Hochgeschwindigkeitsströmen diese Anpassung relativ schlecht. Wie oben beschrieben, liegt das an dem kontinuierlich flacher werdenden Spektraldichteverlauf bei kleiner werdenden Frequenzen.

Abbildung 22 zeigt die Häufigkeitsverteilungen für den nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmten Spektralexponenten bei verschiedenen Sonnenabständen. Die Häufigkeitsverteilungen für B_x und B_y (Komponenten senkrecht zum mittleren Feld) sind sehr ähnlich. Die Verteilung für B_z , die Komponente parallel zum mittleren Feld, ist in einigen Abstandsbereichen etwas weicher. Die Verteilung für den Magnetfeldbetrag ist wesentlich anders. Hier ist auch oftmals die Anpassung mit einem Potenzgesetz nicht zufriedenstellend. Bei Annäherung an die Sonne ändert sich der Spektralexponent von einem Mittelwert zwischen 0,85 AE und 1 AE etwa bei 1,6 auf einen Mittelwert etwa bei 1,3 in Perihelnähe. Diese Änderung geschieht dabei nicht kontinuierlich über den Abstandsbereich von 0,71 AE, sondern relativ abrupt innerhalb von 0,4 AE. Die aus 75 Datenintervallen von Helios 1 berechneten Spektren zeigen generell das gleiche Verhalten. So ändert sich für die B_x -Komponente der gemittelte

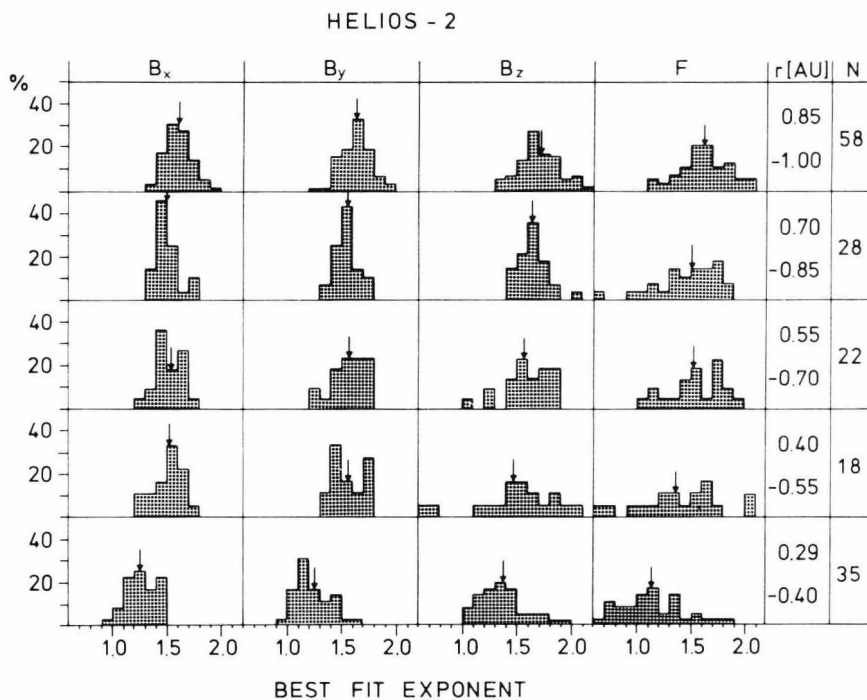


Abb. 22: Häufigkeitsverteilungen des Spektralexponenten α (bestimmt nach der Methode der kleinsten Quadrate unter der Annahme, der Spektraldichteabfall sei proportional zu $f^{-\alpha}$) innerhalb von fünf Abstandsbereichen zwischen 0.29 AE und 1 AE für die Vektorkomponenten (MF - Koordinaten) und den Betrag des Magnetfeldes. N gibt die Anzahl der berechneten Spektren in jedem Abstandsintervall an. Die Pfeile markieren die Mittelwerte der Häufigkeitsverteilungen.

HELIOS - 2

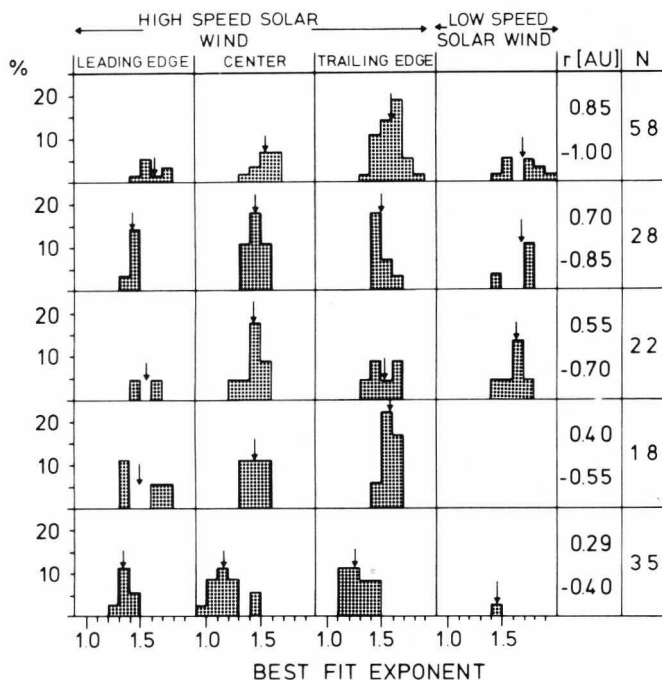


Abb. 23: Häufigkeitsverteilungen für den Spektralexponenten α berechnet aus Spektren der x_{MF} - Komponente des interplanetaren Magnetfeldes. Die Häufigkeitsverteilungen wurden aufgeteilt in schnelles ($V > 500$ km/s) und langsames ($V \leq 500$ km/s) Sonnenwindplasma. Im schnellen Plasma wurde weiter unterschieden nach Gebieten, in denen die Sonnenwindgeschwindigkeit stark ansteigt ("leading edges"), Gebieten, in dem die Geschwindigkeit im Mittel konstant bleibt ("center") und den sogenannten "trailing edges", in denen die Sonnenwindgeschwindigkeit langsam absinkt.

Spektralexponent von 1,36 zwischen 0,31 AE und 0,40 AE auf 1,58 zwischen 0,85 AE und 1 AE.

Speziell zur Untersuchung Alfvénischer Fluktuationen ist eine Aufspaltung nach Gebieten schnellen und langsamen Sonnenwindplasmas wünschenswert. In Abbildung 23 ist für eine Magnetfeldkomponente die Häufigkeitsverteilung für den Spektralexponenten mit einer entsprechenden Aufspaltung gezeigt. Weiterhin sind im schnellen Sonnenwindplasma die gestörten Gebiete ("leading edges") von den ungestörten Gebieten ("center" und "trailing edges") abgetrennt, wobei letztere die Gebiete sind, in dem die Alfvénischen Fluktuationen auftreten. Es zeigt sich, daß besonders steile Spektren speziell im langsamen Sonnenwind auftreten. Kein wesentlicher Unterschied ergibt sich bei den Spektren in Hochgeschwindigkeitsströmen bei relativ konstanter und bei abfallender Sonnenwindgeschwindigkeit.

Vor der Suche nach physikalischen Erklärungen der systematischen Änderungen in den quadratischen Spektren soll diskutiert werden, ob es für diese Änderungen neben der Abhängigkeit vom Sonnenabstand noch andere Ursachen gibt. Dies ist besonders deshalb von Bedeutung, weil ein wesentlicher Effekt, wie der sehr viel flachere Spektraldichteabfall des Magnetfeldes, nur in einem begrenzten Raumbereich und damit auch in einem begrenzten Zeitintervall auftraten. Prinzipiell können die beobachteten Unterschiede in den Spektren von verschiedenen heliographischen Längen und Breiten, von verschiedenen Abständen von der Sonne oder von zeitlichen Variationen verursacht worden sein. Es gibt jedoch Gründe, die darauf schließen lassen, daß die beobachteten spektralen Charakteristika neben einer Abhängigkeit von der Strömungsstruktur wesentlich vom Abstand zur Sonne abhängen. Erstens lagen die Primärmissionen von Helios 1 und Helios 2 um mehr als ein Jahr auseinander, allerdings unter sehr ähnlichen Bedingungen bei minimaler Sonnenaktivität. Die Änderungen im Abfall der Spektraldichte bei einem Sonnenabstand von etwa 0,4 AE wurden jedoch von beiden Raumsonden beobachtet, wenn auch im Fall von Helios 1 in diesem Abstandsbereich nur eine relativ kleine Anzahl von Datenintervallen ausgewertet werden konnte. Zweitens beobachteten im Abstandsbereich zwischen 0,29 AE und 0,4 AE (Helios 2) bzw. zwischen 0,31 AE und 0,4 AE (Helios 1) beide Raumsonden Magnetfeldfluktuationen in einem Zeitraum von 25 Tagen, was einem heliographischen Längenbereich von etwa 200° und einem Breitenbereich von -5° bis $7,2^\circ$ (Helios 2) bzw. von $-6,5^\circ$ bis $6,5^\circ$ (Helios 1) entspricht. Wie schon in Kapitel 3 ausgeführt, gab es in diesem Zeitraum- wie auch in den Monaten zuvor- zwei fast "ortsfeste" schnelle Sonnenwindströme und eine

wesentlich aus zwei Sektoren bestehende großräumige Magnetfeldstruktur. Die quadratischen Spektren der Magnetfeldfluktuationen änderten sich mit der Strömungsstruktur des Sonnenwindes innerhalb von 0,4 AE in gleicher Weise wie weiter von der Sonne entfernt. Sie wurden steiler im langsamen Plasma und flacher in Hochgeschwindigkeitsströmen, waren jedoch im Mittel immer flacher als außerhalb von 0,4 AE. Es wurde keine nachweisbare Abhängigkeit von der sich über mehr als 12° ändernden heliographischen Breite gefunden, da bestimmte Teile einer Hochgeschwindigkeitsströmung bei ganz unterschiedlichen Breiten auftraten.

Wenn also die beobachteten systematischen Änderungen in den quadratischen Spektren interplanetarer Magnetfeldfluktuationen nicht ihre Ursache im unterschiedlichen Sonnenabstand hätten (neben der Abhängigkeit von der Strömungsstruktur des Sonnenwindes), dann müßten die flacheren Spektren im Perihelbereich durch eine zeitliche Variation genau zu der Zeit hervorgerufen worden sein, als beide Helios - Raumsonden innerhalb von 0,4 AE waren und sich dabei in einem heliographischen Längenbereich von 200° aufhielten. Außerhalb von 0,4 AE wurde von beiden Raumsonden kein vergleichbares Abflachen der Spektren in diesem Längenbereich bei jeweils drei vorhergehenden Sonnenrotationen beobachtet. Daraus läßt sich schließen, daß der Hauptgrund für die systematischen Änderungen in den quadratischen Spektren der Magnetfeldfluktuationen der sich ändernde Abstand von der Sonne ist. Daneben unterscheiden sich die Spektren in unterschiedlichen Gebieten des Sonnenwindes.

Es gibt einige frühere Arbeiten über eine radiale Abhängigkeit quadratischer Spektren des interplanetaren Magnetfeldes. Eine Übersicht findet sich bei Behannon /1978/. In einem Frequenzbereich der mit dem in dieser Arbeit verwendeten vergleichbar ist, fanden Blake and Belcher /1974/ bei der Berechnung quadratischer Spektren des interplanetaren Magnetfeldes aus Daten von Mariner 4 und 5 zwischen 0,7 AE und 1,6 AE, daß außer einem generellen Absinken der Spektraldichte mit zunehmendem Sonnenabstand die Spektren keine offensichtliche Abstandsabhängigkeit zeigten. Coleman et al. /1969/ untersuchten spektrale Abhängigkeiten im Frequenzbereich zwischen 10^{-6} und 10^{-2} Hz in Mariner 4 Daten zwischen 1 AE und 1,5 AE. Sie fanden für die Richtungs- und die Betragsfluktuationen des Magnetfeldes ein unterschiedliches Absinken mit wachsendem Sonnenabstand. Dieses hatten sie auch für die Varianzen des Feldes und der Komponenten festgestellt und so gedeutet, daß eine kompressive Wellenmode mit zunehmendem Sonnenabstand gegenüber transversalen Fluktuationen an Bedeutung gewinnt.

Behannon /1976/ fand bei der Untersuchung quadratischer Spektren des interplanetaren Magnetfeldes nach Mariner 10 Messungen im Frequenzbereich zwischen 10^{-4} Hz und 12 Hz, daß im tieffrequenten Bereich die Spektraldichte zwischen 0,5 AE und 0,95 AE mit zunehmendem Sonnenabstand generell absinkt. Zusätzlich fand er oberhalb von 0,4 Hz eine Aufsteilung der Spektren bei abnehmendem Sonnenabstand.

Behannon and Sari /1977/ verglichen Fluktuationen, die etwa bei gleicher heliographischer Länge erzeugt wurden und bei verschiedenen Sonnenabständen von IMP/Heos - Raumsonden bei 1 AE und Mariner 10 bei 0,5 AE beobachtet wurden. Dabei zeigten mit dem mittleren Feld normierte Spektraldichten der Richtungsfluktuationen keine oder nur eine geringe Abhängigkeit vom Sonnenabstand im Frequenzbereich zwischen 10^{-4} Hz und 10^{-2} Hz.

Diese früheren Arbeiten über eine radiale Abhängigkeit von Magnetfeldspektren werden von den Helios - Beobachtungen bestätigt, da einige wesentliche Unterschiede in den Spektren nur innerhalb von 0,4 AE auftraten bzw. erst dort stark in Erscheinung traten und somit von früheren Missionen in einem Abstandsbereich weiter außerhalb nicht oder nur in schwächerer Form beobachtet werden konnten. Aus den quadratischen Spektren der Helios Daten geht z. B. die Zunahme eines kompressiven Anteils weit deutlicher hervor als aus den aus Mariner 4 Daten berechneten Spektren, da die wesentlichen Änderungen innerhalb von 1 AE geschehen. Auch die Frequenzabhängigkeit von P_T/P_F ist nur innerhalb von 1 AE stark ausgeprägt und wurde offensichtlich deshalb von Coleman et al. /1969/ nicht entdeckt. Da nur innerhalb von etwa 0,4 AE die Spektraldichte der Magnetfeldrichtungsfluktuationen viel flacher abfällt als außerhalb und dann nach außen hin der Spektralexponent sich nur wenig ändert, wurde dieser Effekt erst mit den Messungen der Helios - Raumsonden beobachtbar.

Prinzipiell gibt es mehrere Möglichkeiten, die beobachteten Änderungen im Spektraldichteverlauf von Magnetfeldrichtungsfluktuationen innerhalb und außerhalb von 0,4 AE zu erklären. Die erste Möglichkeit ist, daß die Alfvénischen Fluktuationen während ihrer Ausbreitung im Sonnenwind gedämpft werden und zwar zunehmend stärker mit wachsender Frequenz. Als zweite Möglichkeit kommt eine Anfachung von Fluktuationen ausschließlich bei tiefen Frequenzen in Betracht. Diese Anfachung könnte durch großskalige plasmaphysikalische Prozesse geschehen, deren Einfluß außerhalb von 0,4 AE dann unbedeutend wird. Eine dritte

öglichkeit ist, daß das Absinken der Spektraldichte bei höheren Frequenzen mit einem Ansteigen bei tiefen Frequenzen gekoppelt ist. Weiterhin sollte beachtet werden, daß gleichzeitig mit zunehmendem Sonnenabstand der relative Anteil von Magnetfeldstärkefluktuationen gegenüber den Richtungsfluktuationen zunimmt. Allerdings ist diese Änderung nicht auf den Bereich innerhalb von 0,4 AE begrenzt. Will man die Änderung der Spektralen Alfvénischer Fluktuationen mit dem Sonnenabstand als Dämpfung interpretieren, so fällt auf, daß aus normierten Standardabweichungen $\sigma_B / \langle F \rangle$ von Alfvénischen Fluktuationen nicht geschlossen werden konnte, ob Dämpfung vorliegt. (Kapitel 5.3). Berechnet man eine entsprechend normierte Spektraldichte $P_T / \langle F \rangle^2$, so ergibt sich für höhere Frequenzen oberhalb 2×10^{-3} Hz ein klarer Abfall mit zunehmendem Sonnenabstand. Bei tiefen Frequenzen unterhalb von 2×10^{-3} Hz jedoch zeigt $P_T / \langle F \rangle^2$ einen leichten Anstieg mit wachsendem Sonnenabstand. Der über die verschiedenen Frequenzen integrierende Effekt bei der Berechnung der Standardabweichung gleicht dann dieses unterschiedliche Verhalten etwa aus.

Eine Reihe linearer und nichtlinearer Mechanismen zur Dämpfung von hydromagnetischen Wellen sind untersucht worden. Übersichten finden sich bei Barnes /1979a/, Hollweg /1978a/ und Schwartz /1980/. Die meisten der nichtlinearen Untersuchungen wurden dabei mit Hilfe der MHD-Theorie durchgeführt. Wie schon in Kapitel 5.3 ausgeführt, ist jedoch fraglich, wieweit MHD-Theorien auf stoßfreie Plasmen angewendet werden können.

Will man die Dämpfung Alfvénischer Fluktuationen erklären, so findet man zunächst das theoretische Ergebnis /Barnes, 1966/, daß Alfvénwellen der linearen Theorie sich in einem stoßfreien Medium ungedämpft ausbreiten.

Für den Spezialfall paralleler Ausbreitung zum Hintergrundmagnetfeld untersuchten Lee and Völk /1973/ die nichtlineare Dämpfung von Alfvénwellen im Sonnenwind mit der kinetischen Theorie. Sie fanden eine Dämpfung auf Grund von resonanter Wechselwirkung mit den Protonen, die dabei aufgeheizt werden. Barnes and Hollweg /1974/ untersuchten die Änderungen in den Welleneigenschaften, wenn bei einer linear polarisierten MHD-Fluktuation Terme zweiter Ordnung in der Wellenausbreitung beibehalten werden. Aus der linear polarisierten Alfvénwelle kleiner Amplitude der linearisierten Theorie wird dann unter Ein-schluß von Effekten zweiter Ordnung ein Fluktuationstyp, der sich im Fall einer Ausbreitung mehr senkrecht als parallel zum Hintergrundmagnetfeld als Überlagerung einer transversalen

Alfvenwelle mit einer schnellen magnetoakustischen Welle beschreiben läßt, wobei der kompressive Anteil durch nichtlineare Landaudämpfung dissipiert werden würde. Dieser Fluktuationstyp wurde in der kalten Plasmanäherung gefunden und existiert auch nur, solange Terme dritter Ordnung in der Wellenamplitude vernachlässigt werden.

Die meisten Untersuchungen zur Stabilität von Alfvenwellen im Sonnenwind wurden für die Zerfallsinstabilität mit der MHD-Theorie durchgeführt. Die Voraussetzung war dabei ein gegen den Magnetfeldruck vernachlässigbarer Plasmadruck /Galeev and Oraevskii, 1963; Chin and Wentzel, 1972; Cohen and Dewar, 1974; Cohen, 1975/. Zwar ist die direkte Anwendung der Zerfallsinstabilität auf den Sonnenwind, in dem Plasmadruck und Magnetfeldruck etwa die gleiche Stärke haben, zweifelhaft - dieses wurde schon in Kapitel 5.3 ausgeführt -, jedoch würde solch ein Prozess zu mit Beobachtungen vergleichbaren Ergebnissen führen. Bei diesem Prozeß zerfällt eine in Magnetfeldrichtung laufende Alfvenwelle in eine in gleicher Richtung laufende langsame magnetoakustische Welle und eine rückwärts laufende Alfvenwelle. Wie Schwartz /1980/ für $C_S < V_A$ (C_S = Schallgeschwindigkeit, V_A = Alfvensgeschwindigkeit) zeigt, ist die rückwärts laufende Alfvenwelle etwas weniger energiereich als die ursprüngliche. Diese rückwärts laufende Alfvenwelle kann wieder in eine ebenfalls rückwärts laufende langsame magnetoakustische Welle und eine wiederum vorwärts laufende Alfvenwelle noch kleinerer Energie zerfallen. Dieser Prozeß könnte eine nichtlineare Energiekaskade bedeuten. Außer den oben erwähnten generellen Schwierigkeiten für die Anwendung im Sonnenwind sind weitere Schwierigkeiten offensichtlich. So dürften nur hochfrequente Fluktuationen diesem Prozeß folgen bzw. deren Zerfallsrate muß wesentlich höher sein, als der der tieffrequenten Fluktuationen. Weiterhin zeigen die Helios Beobachtungen keinerlei Anzeichen für eine rückwärtige Ausbreitung Alfvenischer Fluktuationen. Auch kommen Cohen and Dewar /1974/ zu dem Schluß, daß zumindest für nicht allzu große Wellenamplituden typische Alfvenische Spektren des Sonnenwindes stabil gegen nichtlineare Erzeugung von rückwärts laufenden Wellen sind.

Für realistischere Sonnenwindbedingungen (Plasmadruck \leq Magnetfelddruck) hat Goldstein /1978/ die Ausbreitung einer zirkular polarisierten Alfvenwelle großer Amplitude in einem Plasma mit statistischen Fluktuationen in Magnetfeld und Dichte untersucht. Dabei kann die Alfvenwelle in drei "Tochter"-Wellen zerfallen. Dieser Zerfall resultiert aus der Kopplung der Alfvenwelle mit

statistischen Dichte- und Magnetfeldstärkefluktuationen im umgebenden Medium.

Das Anwachsen von Alfvénwellen als Ergebnis einer Instabilität durch Schergeschwindigkeiten in Plasmaströmen wurde von Dobrolyny /1977/ und von Bavassano et. al. /1978/ untersucht. Ihre Ergebnisse deuten auf ein mögliches Anwachsen bei kurzen Wellenlängen aber nicht bei großen Wellenlängen hin.

Die bisherigen theoretischen Rechnungen und Modelle über die Dämpfung oder Anfachung von Alfvénwellen sowie Stabilitätsuntersuchungen sind auf die wirklichen Sonnenwindverhältnisse nur sehr begrenzt anwendbar, da entweder nur sehr spezielle Wellenlängen betrachtet wurden und/oder Rechnungen nur für den Fall eines gegenüber dem Magnetfeldruck vernachlässigbaren Plasmaprucks durchgeführt wurden. Deshalb ist auch keine Klärung möglich, warum die Spektren Alfvénischer Fluktuationen innerhalb und außerhalb von 0,4 AE so verschieden sind. Allerdings deutet das beobachtete relative Anwachsen der kompressiven Fluktuationenkomponente mit wachsendem Sonnenabstand auf einen Prozeß hin, der möglicherweise ähnlich verläuft wie einer der oben vorgestellten Mechanismen.

Im Zusammenhang mit der Entwicklung Alfvénischer Fluktuationen bei größer werdendem Sonnenabstand sind Plasmaeigenschaften als Funktion des Sonnenabstandes von Interesse. So zeigten Marsch et al. /1982a/, daß die von Helios beobachteten Protonentemperaturen parallel und senkrecht zum Magnetfeld mit zunehmendem Sonnenabstand weniger stark absinken als bei einer adiabatischen Abkühlung. Marsch et al. folgern daraus, daß im gesamten Abstandsreich zwischen 0,29 AE und 1 AE die Protonen lokal aufheizt werden müssen. Dabei fallen mit zunehmendem Sonnenabstand die Senkrechttemperaturen T_{\perp} stärker ab als die Parallelttemperaturen T_{\parallel} und zeigen dabei keine erkennbare Abhängigkeit von der Sonnenwindgeschwindigkeit. Anders verhalten sich die Parallelttemperaturen. T_{\parallel} zeigt die flachsten radialen Profile im schnellen Sonnenwindplasma, während im langsamen Plasma sehr viel stärkere Abkühlung beobachtet wurde.

Als mögliche Ursache für eine lokale Aufheizung der Parallelttemperaturen der Protonen im schnellen Sonnenwindplasma bietet sich eine Wechselwirkung mit Wellen an. Bei den oben beschriebenen Theorien über Dämpfung und Zerfall von Alfvénwellen entstehen jeweils magnetoakustische Wellen. Barnes /1966, 1968, 1969/ zeigt, daß diese im wesentlichen durch Landaudämpfung die Protonen aufheizen können. Allerdings waren diese Rechnungen für

linearisierte Wellen kleiner Amplitude und für Bi-Maxwellverteilungen von Protonen und Elektronen durchgeführt worden. Im schnellen Sonnenwindplasma zumindest sind gemessene Verteilungen sehr viel komplexer / Marsch et al., 1982 a; Feldmann 1981; Pilipp et al., 1981/. Für magnetoakustische Wellen gibt es bisher keine adäquate nichtlineare Theorie für den stoßfreien Fall. Nur für einen Spezialfall der Ausbreitung senkrecht zum Magnetfeld ist das nichtlineare stoßfreie Problem ausgearbeitet worden und gab etwa dieselben Ergebnisse wie die MHD-Theorie /Barnes, 1979b/. Bisher wurden für beliebige Ausbreitungsrichtungen nur heuristische Versuche gemacht, um den Einfluß von Wellen großer Amplitude auf den Landaudämpfungsprozeß zu verstehen. Barnes /1981a/ kommt bei solch einer Betrachtung zu dem Schluß, daß auch magnetoakustische Wellen großer Amplitude bei den meisten im Sonnenwind beobachteten Geschwindigkeitsverteilungen für Protonen und Elektronen zunächst gedämpft werden. Zusätzlich könnten jedoch nach genügend langer Zeit Teilchen infolge resonanter Beschleunigung im magnetischen Trog der Welle eingefangen werden, wo sie dann zu oszillieren beginnen. Solch eine Bewegung von Teilchen im Feld einer ebenen magnetoakustischen Welle großer Amplitude wurde von Matsumoto /1977/ simuliert. Es ist jedoch nicht klar, wie weit dieser Prozeß einen Einfluß auf die Vorgänge im Sonnenwind hat.

Weitere Plasmaeigenschaften haben möglicherweise mit der beobachteten Fluktuationsaktivität zu tun. So wurde eine enge Korrelation zwischen der Alfvengeschwindigkeit und der Differenzgeschwindigkeit zwischen den beiden Protonenkomponenten im schnellen Plasma wie auch zwischen Alfvengeschwindigkeit und der Differenzgeschwindigkeit zwischen Protonen und Alphateilchen gefunden /Marsch et al., 1982 a,b/. Dabei ist die Art der Wechselwirkung allerdings noch unklar.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß es keine direkt anwendbare Theorie gibt, die die beobachteten Spektraldichteänderungen im Sonnenwind zwischen 0,29 AE und 1 AE beschreiben. Die Beobachtungen lassen sich als eine Art von Tiefpaßfilterwirkung des Sonnenwindes auf hydromagnetische Wellen beschreiben. Relativ "weiße" Alfvénische Spektren im tiefen Frequenzbereich entwickeln sich zwischen 0,29 AE und 1 AE infolge dieser Filterwirkung zu Spektren, die sich gut durch ein Potenzgesetz $\hat{G} \sim f^{-\alpha}$ darstellen lassen.

Zwischen 0,29 AE und 1 AE wächst der kompressive Fluktuationsanteil beträchtlich. Das deutet darauf hin, daß die vorgestellten theoretischen Modelle zur Dämpfung und Stabilität von

Alfvenwellen, die jeweils einen magnetoakustischen Wellenanteil produzieren, möglicherweise in die richtige Richtung deuten, auch wenn sie nicht direkt auf den Sonnenwind anwendbar sind.

7.7 Polarisation Alfvenischer Fluktuationen

oft wird in theoretischen Arbeiten über Alfvenwellen von einer bestimmten Polarisation der Wellen ausgegangen. So untersuchten .B. Lee and Völk /1973/ und Goldstein /1978/ zirkular polarisierte Alfvenwellen großer Amplitude.

eine Polarisationsuntersuchung von Mariner 10 gemessenen interplanetaren Magnetfelddaten ist von Sari /1977/ durchgeführt worden. Aus Phasenuntersuchungen zwischen Magnetfeldkomponenten schließt Sari, daß Alfvenische Fluktuationen aus nicht-transversalen Alfvenwellen bestehen. Was damit gemeint ist, ergibt sich aus einer diesbezüglichen Klassifizierung durch Behannon und Burlaga /1981/. Sie unterscheiden grundsätzlich zwischen drei Typen von Alfvenwellen (Abbildung 24). Beim ersten Typ, der

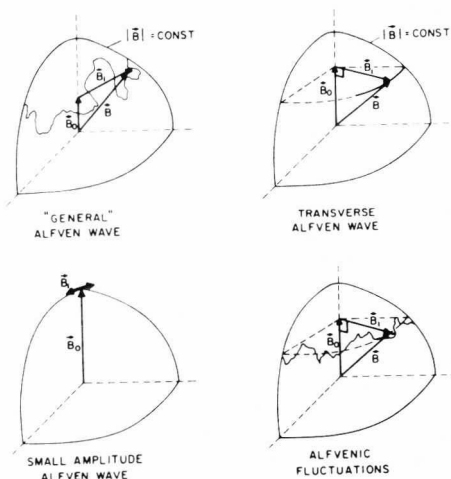


Abb. 24: Schematische Darstellung der grundsätzlichen möglichen Typen von Alfvenwellen (nach Behannon and Burlaga /1981/). Abweichend von der in dieser Arbeit benutzten Nomenklatur bezeichnen diese das Magnetfeld der Welle oder der Fluktuation als B_1 . Zur weiteren Erläuterung siehe Text.

"allgemeinen" Alfvénwelle, fluktuiert das Wellenmagnetfeld \underline{b} in drei Dimensionen (abweichend von der sonst in dieser Arbeit benutzten Bezeichnung \underline{b} wird das Wellenmagnetfeld in Abbildung 24 mit \underline{B}_1 bezeichnet). Ferner ist $|\underline{B}| = |\underline{B}_0 + \underline{b}| = \text{constant}$. Damit ist für diese Welle $b_{\parallel} \neq 0$ und die Spitzen von \underline{B} und \underline{b} bewegen sich auf der Oberfläche einer Kugel. Die Existenz einer solchen Alfvénwelle war von Whang /1973/ und Goldstein et al. /1974/ gezeigt worden. Barnes /1976/ wies nach, daß es keine Lösung gibt, bei der \underline{B} auf eine Ebene beschränkt ist, die \underline{B}_0 enthält.

Der zweite Typ ist die transversale Alfvénwelle mit einer zweidimensionalen Fluktuation des Wellenmagnetfeldes. Dreht sich \underline{b} in einer Ebene, so beschreibt die Spitze von \underline{b} einen Kreis, der durch den Schnitt der Ebene mit der Kugel $|\underline{B}| = \text{constant}$ gegeben ist (Abbildung 24). Außer wenn diese Ebene den Mittelpunkt der Kugel enthält, läßt sich \underline{B}_0 als Richtung senkrecht zur Ebene definieren. Da \underline{b} senkrecht zu \underline{B}_0 ist ($b_{\parallel} = 0$), nennt man diesen Wellentyp transversale Alfvénwelle.

Als dritter Typ ist in Abbildung 24 die Alfvénwelle kleiner Amplitude gezeigt, deren Wellenmagnetfeld nur eindimensional fluktuiert. Dabei bewegt sich \underline{B} auf einen infinitesimalen Bogen des Kreises $|\underline{B}| = \text{const}$, so daß \underline{b} parallel zum Bogen und etwa in einer Richtung liegt. Das erfordert $\underline{b} \ll \underline{B}$ und ist bei den gemessenen Fluktuationen nicht gegeben.

Bei einer "allgemeinen" Alfvénwelle müssen b_{\parallel} und b_{\perp} anti-korreliert sein. Sari /1977/ fand diese Eigenschaft für einen großen Teil der untersuchten Zeiträume erfüllt. Er fand keine Beispiele für transversale Alfvénwellen, fand aber durch schwache Korrelation zwischen Fluktuationen in Feldstärke und Komponenten Hinweise auf einen kleinen Anteil magnetoakustischer Wellen.

Behannon und Burlaga klassifizieren Alfvénische Fluktuationen als eine Mischform zwischen der "allgemeinen" und der transversalen Alfvénwelle. Zwar fluktuiert das Wellenmagnetfeld dreidimensional ($b_{\parallel} \neq 0$), jedoch sind die Fluktuationen annähernd transversal (Abbildung 24). Dieses wurde aus den Ergebnissen der Minimum-Varianz-Methode geschlossen. Dabei wurde meistens eine Raumrichtung gefunden, in der die magnetische Fluktuationsaktivität deutlich kleiner als in den beiden anderen Raumrichtungen war. Diese Richtung lag etwa parallel zum mittleren Magnetfeld. Ergebnisse der Minimum-Varianz-Methode angewendet auf Daten von Helios finden sich im nächsten Kapitel.

HELIOS-2

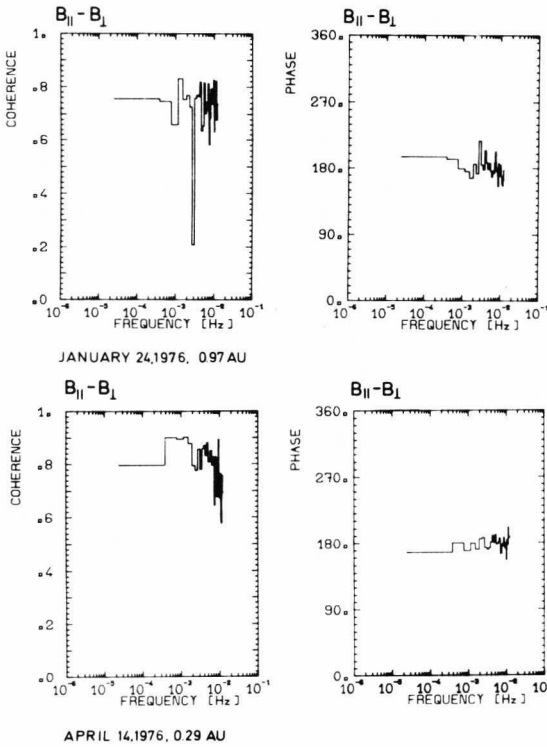


Abb. 25: Zwei representative Beispiele für Kohärenz und Phase zwischen den Magnetfeldfluktuationen parallel und senkrecht zum mittleren Feld im schnellen Sonnenwindplasma. Die benutzten Magnetfelddaten sind die in Abbildung 4 und 5 gezeigt. Die Vertrauensbereiche ergeben sich aus einer Zahl von 32 Freiheitsgraden (Anhang C).

Die Klassifizierung der Alfvénischen Fluktuationen nach Behannon und Burlaga wird auch von den Helios-Messungen bestätigt. Für die Primärmission von Helios 2 wurden Phasenbeziehungen zwischen Magnetfeldkomponenten einerseits und Magnetfeldkomponenten und Magnetfeldbetrag andererseits im Frequenzbereich zwischen $2,4 \times 10^{-5}$ Hz und $1,2 \times 10^{-2}$ Hz berechnet. Abbildung 25 zeigt von interplanetaren Magnetfelddaten bei 0,97 AE und 0,29 AE berechnete Kohärenzen und Phasen zwischen den Magnetfeldfluktuationen parallel und senkrecht zur mittleren Feldrichtung. Kohärenzen zwischen 0,6 und 0,95 und Phasen von etwa 180° sind typisch für Alfvénische Fluktuationen im schnellen Sonnenwindplasma. Ähnliche Ergebnisse fanden Bavassano et al. /1981/ bei einer Untersuchung ebenfalls mit Helios-Daten. Die Kohärenzen sind allerdings auch nie größer als 0,95. Das deutet auf das gleichzeitige Auftreten von anderen Fluktuationen hin. Magnetoakustische Wellen konnten in diesem Frequenzbereich im schnellen Sonnenwind allerdings nicht nachgewiesen werden, da berechnete Kohärenzen zwischen Magnetfeldbetrag und Magnetfeldkomponenten nicht signifikant waren. Hinweise auf magnetoakustische Wellen fanden sich jedoch in Gebieten ansteigender Sonnenwindgeschwindigkeit, wo in einigen Datenintervallen Kohärenzen zwischen Magnetfeldkomponenten und Magnetfeldbetrag bis zu 0,9 und entsprechende Phasen bei 0° beobachtet wurden.

Berechnet man den Quotienten aus den Spektraldichteschätzwerten der Magnetfeldkomponenten parallel und senkrecht zum Magnetfeld $P_{\parallel} / P_{\perp}$, so liegt dieser Quotient für Alfvénische Fluktuationen typisch zwischen 0,1 und 0,3. Alfvénische Fluktuationen sind also nur näherungsweise transversal.

5.8 Varianzanalyse magnetischer Fluktuationen

Im allgemeinsten Fall werden Messungen von vier Raumsonden benötigt, um die Ausbreitungsrichtung einer Wellenfront im interplanetaren Raum zweifelsfrei zu bestimmen. Ist ein Wellenzug einer elektromagnetischen Welle jedoch zirkular oder elliptisch (aber nicht linear) polarisiert, dann reichen auch Messungen mit einer Raumsonde aus, weil die Richtung der Phasenausbreitung parallel zu der Richtung ist, in der die Varianz des Magnetfeldes wegen des Auftretens der Welle ein Minimum ist

Existiert eine Überlagerung von Wellen mit verschiedenen Ausbreitungsrichtungen, dann ergeben die Varianzen der Magnetfeldkomponenten ein Ellipsoid, dessen mit der kleinsten Varianz verundene Achse eine mittlere Ausbreitungsrichtung angibt.

Die Richtung minimaler Varianz wird berechnet, indem die Richtung des Einheitsvektors \underline{e}_3 bestimmt wird, die $\langle [(\underline{B} - \langle \underline{B} \rangle) \cdot \underline{e}_3]^2 \rangle$ zum Minimum macht (siehe Sonnerup 1971/; Burlaga and Turner /1976/). Dieses ist gleichbedeutend mit der Diagonalisierung der Matrix $\langle B_i B_j \rangle - \langle B_i \rangle \langle B_j \rangle$, $i, j = 1, 2, 3$. Der Eigenvektor \underline{e}_3 , der zum kleinsten Eigenwert λ_3 gehört, zeigt dann in die Richtung minimaler Varianz des Magnetfeldes. Entsprechend geben die Eigenvektoren \underline{e}_1 und \underline{e}_2 mit den Eigenwerten λ_1 und λ_2 die Richtungen maximaler und mittlerer Varianz an. Die Richtung minimaler Varianz ist dann nicht definiert, wenn $\lambda_2 \approx \lambda_3$ ist, die Varianzmatrix also die Form einer Kugel hat.

Wie schon in Kapitel 4 ausgeführt wurde, ist die Anwendung der Varianzanalyse auf Alfvénische Fluktuationen nur dann sinnvoll, wenn die Fluktuationen eben sind. Durch gleichzeitige Messungen mit zwei Raumsonden fanden Denskat and Burlaga /1977/ deutliche Hinweise darauf, daß Alfvénische Fluktuationen auf der Größenskala ihrer Wellenlänge nicht eben sind. Indirekte Hinweise waren von Burlaga and Turner /1976/ und von Solodyna and Belcher /1976/ gegeben worden, die zeigten, daß Richtungen minimaler magnetischer Varianz nur schwer mit Ergebnissen der WKB-Näherung übereinbar sind.

Eine weitere Möglichkeit, warum die Untersuchung Alfvénischer Fluktuationen mit der Varianzanalyse keine direkte Information über die Ausbreitungsrichtung gibt, liegt in der Natur der Fluktuationen, wie sie Abbildung 4 und 5 zeigen. In einem unteruchten Zeitintervall tritt eine Folge von Richtungsänderungen des Magnetfeldes auf, die wenig mit einem definierten Wellenzug zu tun haben. Möglicherweise hat das Ergebnis, daß die Richtung minimaler Varianz mit der Richtung des mittleren Feldes zusammenfällt, einfach damit zu tun, daß in jedem analysierten Zeitintervall eine Anzahl von mehr zufällig aufeinanderfolgenden Richtungsänderungen vorhanden ist.

Basierend auf dieser Idee hat Barnes /1981b/ ein stochastisches Modell eines Turbulenzfeldes entwickelt. Dabei sind die Fluktuationen turbulent im Sinn von zufällig, ohne aber eine nicht-lineare Energiekaskade zuzulassen. Wird in diesem Modell die Richtung minimaler Varianz der Fluktuationen berechnet, so

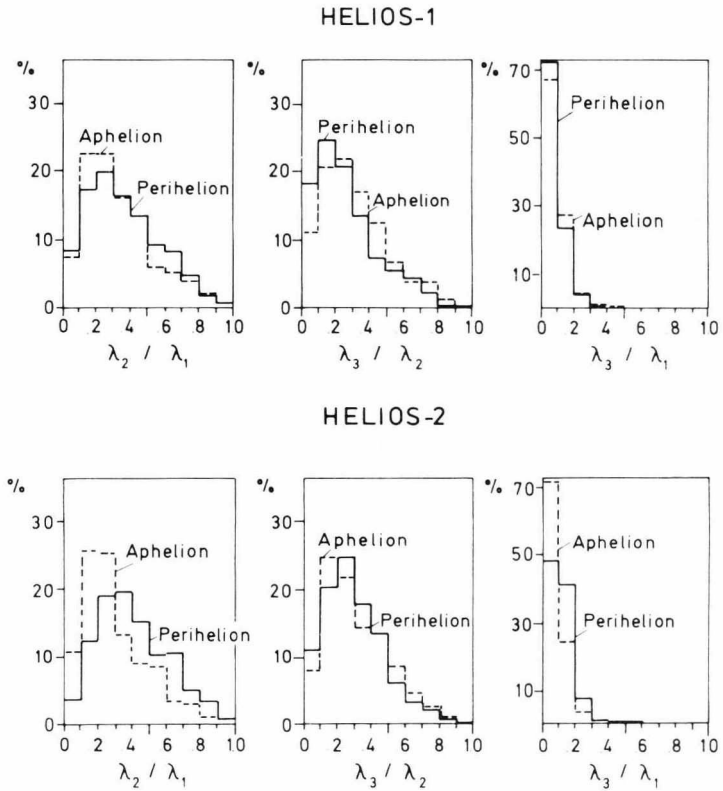


Abb. 26: Häufigkeitsverteilungen der Eigenwertquotienten des Varianzellipsoids von \underline{B} für einstündige Zeitintervalle. λ_3 gibt den minimalen und λ_1 den maximalen Eigenwert an. Die Häufigkeitsverteilungen in Aphel- und Perihel-nähe wurden jeweils über eine Sonnenrotation berechnet, wobei die Zeitintervalle die auch in Abbildung 12 verwendeten sind.

ergibt sich (unter bestimmten Einschränkungen) eine definierte Richtung, die im Mittel in Richtung des Magnetfeldes zeigt. Barnes veranschaulicht dieses Ergebnis mit der Bewegung einer Stange mit einem festgehaltenen Ende. Die Bewegung der Stangenspitze ist solange annähernd senkrecht zur mittleren Ausrichtung, solange die Spitze nicht allzuweit aus der ursprünglichen Lage ausgelenkt wird.

Wenn auch die Varianzmethode keine sicheren Ergebnisse bezüglich einer Phasenausbreitung liefern wird, so wenden wir sie für Helios-Daten bei unterschiedlichem Abstand von der Sonne an, um die geometrische Orientierung der magnetischen Varianzmatrix untersuchen zu können. Abbildung 26 und 27

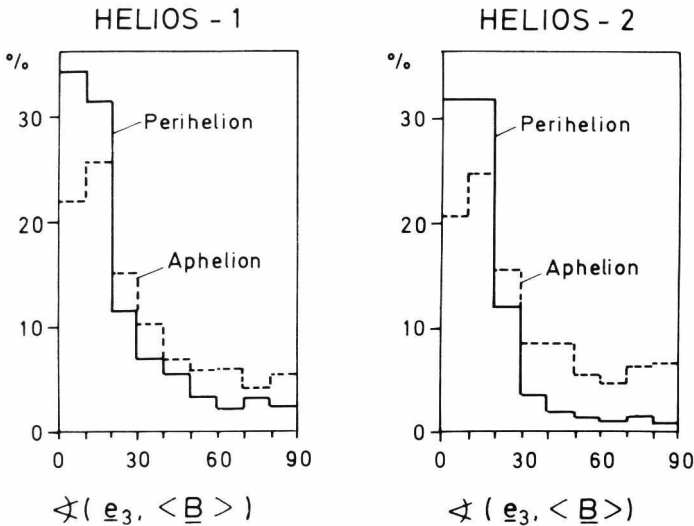


Abb. 27: Häufigkeitsverteilung der Winkel zwischen der Richtung minimaler magnetischer Varianz und der mittleren Magnetfeldrichtung. Die Zeitintervalle sind dieselben wie die in Abbildung 12 verwendeten.

zeigen die Ergebnisse der Varianzanalyse von Helios 1 und Helios 2 für die Zeiträume über je eine Sonnenrotation in Perihel- und Aphelnähe. Die Häufigkeitsverteilungen für die Eigenwertverhältnisse unterscheiden sich kaum von bisher veröffentlichten Ergebnissen anderer Raumsonden /Belcher and Davis, 1971; Burlaga and Turner, 1976; Denskat and Burlaga, 1977/. Gewisse Unterschiede in den Verteilungen zeigen sich zwischen Perihel und Aphel besonders bei Helios 2 für λ_2/λ_1 und λ_3/λ_1 . Hauptgrund dafür ist der größere Beitrag hochfrequenter Richtungsänderungen in Perihelnähe zur Varianz in jedem einstündigen Analysenintervall, die die Verteilung für λ_2/λ_1 weniger anisotrop machen und die Verteilung für λ_3/λ_1 etwas verbreitern. Dieses läßt sich auch mit dem Turbulenzfeldmodell nach Barnes /1981b/ begründen. In Aphelnähe tragen pro Analysenintervall hauptsächlich langsam drehende stochastische Richtungsänderungen zum Varianzellipsoid bei. Das sind einige wenige Richtungsänderungen pro Analysenintervall. In Perihelnähe kommen dazu eine größere Anzahl schnell drehender stochastischer Richtungsänderungen, die in der $e_1 - e_2$ -Ebene eine isotropere Verteilung bewirken und dabei auch in e_3 -Richtung die Varianz vergrößern.

Die Unterschiede in den Verteilungen von Helios 1 und Helios 2 sind damit zu erklären, daß in Perihelnähe bei Helios 2 hochfrequente Fluktuationen relativ mehr zur gesamten Wellenaktivität (gemessen durch die Varianz) beitragen als bei Helios 1. Generell sind die Unterschiede jedoch nicht sehr groß. Das Varianzellipsoid ist sehr abgeflacht, d.h. die Fluktuationen liegen näherungsweise in einer Ebene. Die Lage dieser Ebene ist etwa senkrecht zur mittleren Magnetfeldrichtung (Abbildung 27). Deutliche Unterschiede sind in Aphel- und Perihelnähe zu sehen. Die schmalere Verteilung in Perihelnähe ist wiederum auf den größeren Beitrag der hochfrequenten magnetischen Fluktuationen zum Varianzellipsoid zurückzuführen.

5.9 Energieflußdichte Alfvenischer Fluktuationen

Bisher sind Eigenschaften Alfvenischer Fluktuationen untersucht worden und wie diese durch die Strömungsstruktur des Sonnenwindes beeinflußt werden. Dabei war der Sonnenwind meistens als passives Hintergrundmedium betrachtet worden. Alfvenische Fluk-

uationen können jedoch auch Energie und Impuls transportieren und möglicherweise Drehimpuls (Hollweg, 1973; Schubert and Coleman, 1968/) und damit eine Kraft auf das Hintergrundplasma ausüben oder es erhitzen. Ein Beispiel ist der durch transversale Alfvénwellen auf das Plasma ausgeübte Druck. Die Existenz dieses Druckes war zuerst von Parker /1965/ ausgeführt worden und in Sonnenwindmodelle von Belcher /1971/ und von Alazraki and Couturier /1971/ eingefügt worden.

In diesem Kapitel soll die Energieflußdichte Alfvénischer Fluktuationen berechnet und in Zusammenhang mit anderen Sonnenwindparametern gestellt werden, die für den Energietransport relevant sind. Dabei wird die Energieflußdichte Alfvénischer Fluktuationen einmal aus einer für Alfvénwellen hinreichend kleiner Amplitude hergeleiteten Formel berechnet werden und unabhängig davon in ganz allgemeiner Weise aus der Gleichung für den gesamten Energiefluß des Sonnenwindes.

Für Vergleiche zwischen dem Energiefluß Alfvénischer Fluktuationen und dem Gesamtenergiefluß des Sonnenwindplasmas ist es sinnvoll, die Rechnungen in einem mit der Sonne korotierenden System mit der Winkelgeschwindigkeit $\underline{\Omega}$ durchzuführen; in diesem System sind die Sonnenwindgeschwindigkeit \underline{v} und der Energiefluß Alfvénischer Fluktuationen $\underline{F}_{\text{ALFVEN}}$ etwa parallel. Die gesamte Energieflußdichte von Plasma und Magnetfeld wird von Hundhausen /1972, S.59/ für ein Inertialsystem angegeben und lautet modifiziert für ein korotierendes System:

$$F_{\text{TOTAL}} = \underline{v} \left[\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{5}{2} nk (T_e + T_p) + \frac{B^2}{4\pi} \right] - \frac{B}{4\pi} (\underline{v} \cdot \underline{B}) - \underline{v} \rho \left[\frac{GM_\odot}{r} + \frac{1}{2} (\underline{\Omega} \times \underline{r})^2 \right] + \underline{q}_e + \underline{q}_p \quad (5.2)$$

Die Terme in der ersten Klammer geben kinetische Energie und Enthalpie von Elektronen und Protonen, die Terme mit Magnetfeld stammen vom Poynting - Vektor, die Terme in der zweiten Klammer sind Potentiale von Gravitation- und Zentrifugalfeld, wobei \underline{r} der Abstandsvektor ist und \underline{q}_e und \underline{q}_p sind Wärmestromdichten von Elektronen und Protonen. Helios - Messungen von \underline{q}_p wurden von Marsch et al. /1982a/ veröffentlicht. Wärmestromdichten von Protonen sind typisch etwa 10 % der Wärmestromdichten von Elektronen. Da letztere bei allen Sonnenabständen schon erheblich kleiner als z. B. die mitgeführte Enthalpie von Elek-

tronen und Protonen sind (Tabelle 5), wird die Wärmestromdichte der Protonen für die Berechnung von \underline{F}_{TOTAL} nicht weiter berücksichtigt. Gleichung 5.2 ist außer der Annahme eines isotropen Plasmadruckes ganz allgemein. Isotrope Druckverteilung wurde deshalb angenommen, da für Protonen Anisotropiewerte nicht generell zur Verfügung standen. \underline{F}_{TOTAL} nach Gleichung 5.2 wird durch diese Einschränkung nur unwesentlich beeinflusst.

Ausgehend von einer Beziehung für den Gesamtenergiefluß unter Einschluß von Druckanisotropien leitet Barnes /1979a/ für den Fall mit dem Magnetfeld paralleler Sonnenwindgeschwindigkeit eine Beziehung für den Energiefluß von Alfvénwellen her, die für sich nach außen im Sonnenwind ausbreitende Wellen bis zu zweiter Ordnung in der Fluktuationsamplitude gültig ist und Einflüsse von Potentialen vernachlässigt.

$$\langle \underline{F}_{ALFVEN} \rangle = \left(\frac{3}{2} \langle Y \rangle + \frac{\langle B \rangle}{\sqrt{4\pi\rho}} \sqrt{\Theta} \right) \Theta \frac{\langle (b)^2 \rangle}{4\pi} \quad (5.3)$$

mit $\Theta = 1 + 4\pi(P_{\perp} - P_{\parallel})/\langle B \rangle^2$. Bei der Berechnung von $\langle \underline{F}_{ALFVEN} \rangle$ wird zunächst Θ gleich 1 gesetzt und wir nehmen an diese Beziehung gelte für im Sonnenwind beobachtete Alfvénische Fluktuationen. Mittelwerte für die Energieflußdichte Alfvénischer Fluktuationen, weitere relevante Energieflußdichten und Geschwindigkeiten sind in Tabelle 5 für Perihel- und Aphelnähe in Hochgeschwindigkeitsströmen zusammengestellt. Die letzte Spalte gibt Informationen über Parameter bei größter Sonnennähe der Raumsonde, während die ersten beiden Spalten Mittelwerte über Parameter in Hochgeschwindigkeitsströmen während einer Sonnenrotation angeben. Dabei wurden jeweils die gleichen Gebiete wiederkehrender Hochgeschwindigkeitsströme ausgewählt die nicht vom Kompressionsgebiet beim Einsetzen der jeweiligen Hochgeschwindigkeitsströmung beeinflusst sind. Die einzelnen Parameter wurden zunächst für zwölfstündige Zeitintervalle entsprechend der maximalen Periode Alfvénischer Fluktuationen - berechnet und dann gemittelt.

Bei einer ähnlichen Untersuchung analysierten Belcher et al /1976/ IMP 8 Daten aus fünf Hochgeschwindigkeitsströmen bei 1 AU und fanden ähnliche Parameter wie in dieser Arbeit mit Daten von Helios 2 zwischen 0,92 AE und 0,98 AE. Das Verhältnis von Enthalpiefluß zum gesamten Energiefluß (ohne den Beitrag von Fluktuationen) fällt von etwa 6 % bei 0,29 AE auf 3 % bei 1 AU ab. Der Wärmestrom der Elektronen ist in Hochgeschwindigkeits-

Tabelle 5: Von Helios 2 im inneren Teil von Hochgeschwindigkeitsströmen gemessene Sonnenwindparameter. Die Daten wurden während der Aphel- und Perihelphase jeweils über eine Sonnenrotation gemittelt (0.92 - 0.98 AE und 0.29 - 0.52 AE). Während des Periheldurchganges wurden Daten über sieben Tage im schnellen Plasma gemittelt.

Mittlere Parameter in Hochgeschwindigkeitsströmen	0.92 - 0.98 AE	0.29 - 0.52 AE	0.29 - 0.50 AE
V_{RADIAL} (Protonen) (km · s ⁻¹)	579	576	712
$V_{\text{THERMISCH}}$ (Protonen) (km · s ⁻¹)	65	96	115
V_{ALFVEN} (km · s ⁻¹)	67	129	174
V (5/2 n k (T _p + T _e)) (erg · cm ⁻² · s ⁻¹)	0.023	0.36	0.51
q_e (erg · cm ⁻² · s ⁻¹)	0.009	0.08	0.06
F_{ALFVEN} (erg · cm ⁻² · s ⁻¹)	0.014	0.25	0.51
F_{TOTAL} (erg · cm ⁻² · s ⁻¹)	0.68	5.57	9.00
$F_{\text{TOTAL, r}^2}$ (erg · s ⁻¹)	1.23 x 10 ²⁶	1.43 x 10 ²⁶	1.75 x 10 ²⁶

strömen bei allen Sonnenabständen kleiner als der Enthalpiefluß. Zusätzlich zu den in Tabelle 5 angegebenen Werten für $F_{TOTAL,r} r^2$ im schnellen Sonnenwindplasma wurde diese Größe auch für alle übrigen Zeiten während einer Sonnenrotation am Aphel und am Perihel berechnet. Dabei differieren die Ergebnisse um weniger als 2 %. Da die Ergebnisse im schnellen Sonnenwindplasma stärker differieren, deutet dies auf einen Verlauf von $F_{TOTAL,r}$ im schnellen Plasma hin, der etwas anders als r^{-2} abfällt.

Die nach Gleichung 5.3 berechneten Energieflußdichten wurden erstens unter der Annahme berechnet, daß diese Beziehung für Alfvénische Fluktuationen gilt, und zweitens wurde eine isotrope Druckverteilung vorausgesetzt. Wie weit letztere Annahme die für $\langle F_{ALFVEN} \rangle$ berechneten Werte beeinflusst, läßt sich aus Elektromomenten und den von Marsch et al./ 1982a/ veröffentlichten Werten für die Temperaturanisotropien der Protonen abschätzen. Alphateilchen werden auf Grund der geringen Teilchendichte bei nur schwacher Druckanisotropie /Marsch et al., 1982b/ vernachlässigt. Aus dreidimensionaler Auswertung der Protonendaten folgt, daß die Temperaturanisotropie $T_{P||}/T_{P\perp}$ im schnellen Sonnenwind typisch etwa 1 ist, aber im langsamen Plasma Werte bis etwa 3 erreicht. In Perihelnähe werden im schnellen Plasma auch Anisotropien beobachtet, bei denen $T_{P\perp}$ doppelt so groß wie $T_{P||}$ war. Ganz allgemein vergrößern solche Anisotropien $\langle F_{ALFVEN} \rangle$ in Gleichung 5.3, bei denen T_{\perp} größer als $T_{||}$ ist, während $\langle F_{ALFVEN} \rangle$ kleiner wird, wenn T_{\perp} kleiner als $T_{||}$ ist. Die von Marsch et al. veröffentlichten Anisotropien liegen zum Teil in Form von Abbildungen und zum Teil in Form von Tabellen vor.

Wählen wir entsprechende Daten im schnellen Plasma in Perihel- und Aphelnähe aus deren Tabelle 1 aus (Tag 35 bei $r = 0,95$ AE und Tag 107 bei $r = 0,29$ AE), so können wir die entsprechende Änderung der Energieflußdichte von Alfvénischen Fluktuationen berechnen. In diesen ausgewählten Fällen wird bei 0,29 AE die Energieflußdichte um 7 % größer und sinkt bei 0,95 AE um 12 % ab. In Perihelnähe wird diese Korrektur auf Grund der weitaus höheren Temperatur wesentlich durch die Protonen bestimmt. Im Vergleich mit in mehreren Abbildungen von Marsch et al. gezeigten Anisotropien über längere Zeiträume scheinen die aus der Tabelle entnommenen Anisotropiewerte relativ typisch zu sein. Das läßt den Schluß zu, daß die berechneten Energieflußdichten Alfvénischer Fluktuationen um etwa 5 bis maximal 15 % korrigiert werden müssen. Dabei muß der berechnete Wert in Perihelnähe etwas vergrößert und in Aphelnähe etwas verkleinert werden.

Die Annahme, daß die Beziehung 5.3 die Energieflußdichte Alfvenischer Fluktuationen hinreichend genau wiedergibt, läßt sich überprüfen, indem der Energiefluß der Magnetfeld- und Plasmafluktuationen ganz allgemein mit der Beziehung 5.2 berechnet wird. Dazu nehmen wir einen stetigen Fluß des Sonnenwindplasmas an, dem Fluktuationen überlagert sind. So soll jede Größe in Gleichung 5.2 (nur die Potentiale und Wärmestromdichten werden als konstant genommen) aus einem stetigen Hintergrund und einer fluktuierenden Komponente bestehen, $\underline{E} = \langle \underline{E} \rangle + \underline{e}$, $\underline{V} = \langle \underline{V} \rangle + \underline{v}$, $n = \langle n \rangle + n'$ usw. Dieses wird in Gleichung 5.2 eingesetzt und die Terme separiert, die nur Mittelwerte enthalten. Damit läßt sich der Energiefluß der Fluktuationen in ganz allgemeiner Weise berechnen. Im Vergleich mit den aus 5.3 berechneten Werten zeigen sich bei Berechnungen über zwölfstündige Datenintervalle im schnellen Sonnenwindplasma Differenzen bis zu 30%, wobei eine mittlere Differenz im Verlauf einer Hochgeschwindigkeitsströmung zwischen 5 % und 15 % liegt. Geringe Unterschiede bestehen zwischen berechneten Werten in Perihelnähe und Aphelnähe, wobei die Differenzen in Perihelnähe etwas kleiner waren. Diese Abweichungen sind nicht sehr groß, wenn man berücksichtigt, daß (5.3) nur für ausreichend kleine Amplituden gültig ist und daß in Hochgeschwindigkeitsströmen auch andere Wellenmoden und/oder statische Strukturen auftreten können.

Die beobachteten Energieflußdichten Alfvenischer Fluktuationen mit Perioden bis zu zwölf Stunden tragen mit etwa 2 % bei 1 AE und etwas mehr als 5 % bei 0,29 AE zur Gesamtenergieflußdichte des Sonnenwindes bei. Diese Zahlen sind nicht besonders groß und scheinen darauf hinzuweisen, daß Alfvenische Fluktuationen für die Dynamik des Sonnenwindes nur eine unwesentliche Rolle spielen. Dieser Punkt und die Frage, wie weit der zwischen 0,29 AE und 1 AE beobachtete Abfall in der Energieflußdichte Alfvenischer Fluktuationen mit der Theorie vereinbar ist, werden in Kapitel 6 noch weiter untersucht werden.

6.10 Messungen mit Helios 1 und Helios 2 bei radialer Anordnung der Satelliten

Die beste Untersuchung radialer Abhängigkeiten im Sonnenwind

wäre die Messung desselben Phänomens mit einer Raumsonde näher an der Sonne und einer weiteren Raumsonde (oder mehreren Raumsonden) in größerer Sonnenentfernung. So sind erfolgreich mit Helios-, IMP- und Voyager- Raumsonden Stoßwellen untersucht worden /Burlaga et al., 1980/. Für sogenannte "plasma line - ups", bei denen die Sonne, Helios 1 und Helios 2 radial verbunden sind, haben Schwenn et al. /1981/ radiale Abhängigkeiten von Plasmametern untersucht. Hierbei wurden jeweils Mittelwerte über mehrere Stunden berechnet und diese auf radiale Abhängigkeiten untersucht.

Auch zur Untersuchung von Alfvénischen Fluktuationen bieten sich solche Konstellationen der beiden Raumsonden an, bei denen diese in radialer Richtung hintereinander liegen. Die Energieausbreitung Alfvénischer Fluktuationen liegt in Richtung des Magnetfeldes. Da jedoch die Gruppengeschwindigkeit klein gegen die Sonnenwindgeschwindigkeit ist, dominiert die Konvektion des Fluktuationfeldes mit der Sonnenwindgeschwindigkeit. Weiterhin ist im inneren Sonnensystem das Magnetfeld nicht weit von einer radialen Ausrichtung entfernt, so daß die Energieausbreitung parallel zum Magnetfeld nur eine kleinere Korrektur zu den aus den Bahndaten berechneten "plasma line - ups" bringt. Diese "plasma line - ups" wurden so berechnet, daß ein bei der jeweils inneren Raumsonde mit der Länge λ und der Breite ϵ gemessenes Plasmaket nach einer durch die Sonnenwindgeschwindigkeit gegebenen Laufzeit bei der äußeren Raumsonde bei gleicher Länge λ und gleicher Breite ϵ gemessen wird.

Aus den Bahndaten und einstündigen Mittelwerten der Sonnenwindgeschwindigkeit wurden im Zeitraum Januar 1976 bis Dezember 1977 acht "line - ups" von Helios 1 und 2 gefunden. Um Alfvénische Fluktuationen untersuchen zu können, müssen Hochgeschwindigkeitsströmungen vorliegen und von beiden Raumsonden müssen aufeinanderfolgende Plasma- und Magnetfelddaten für zumindest mehrere Stunden vorliegen. Nimmt man als kürzesten zusammenhängenden Zeitraum vier Stunden, so bleibt von den acht "line - ups" nur einer für eine Auswertung übrig. Es ist dies ein elfstündiges Datenintervall in einem schnellen Plasmastrom am 9. und 10. März 1976, also während der Primärmission von Helios 2. Die Zeitdifferenz zwischen der Messung "desselben" Fluktuationfeldes bei Helios 1 und Helios 2 wurde aus den Bahndaten, der Sonnenwindgeschwindigkeit und der Alfvénengeschwindigkeit bestimmt. Bei diesem "line - up" war die Zeitverschiebung zwölf Stunden. Abbildung 28 zeigt einige Sonnenwindparameter in diesem Intervall sowie an mehreren Tagen vorher und nachher. Von Helios 1 sind die Daten während des elfstündigen Zeitintervalles nicht

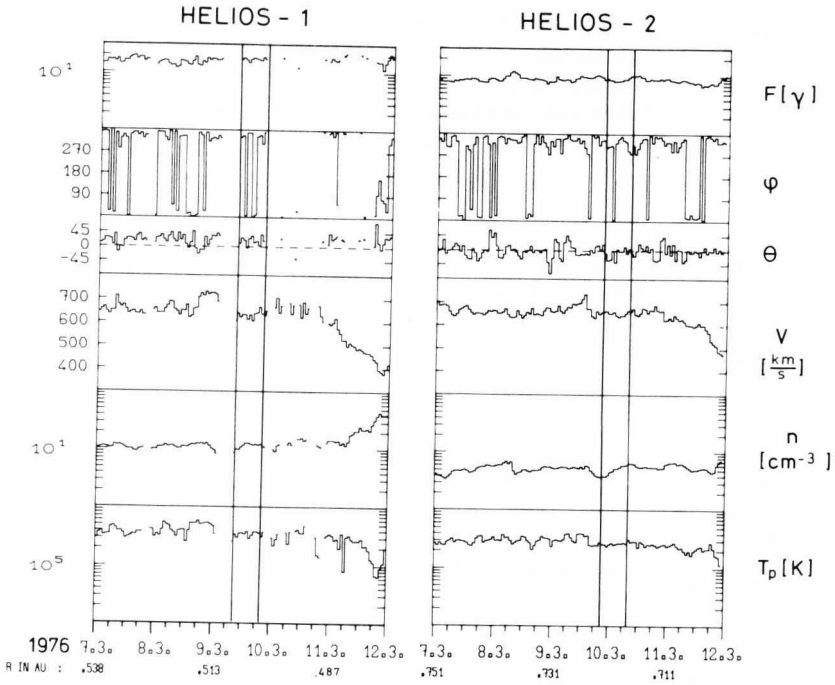


Abb. 28: Meßdaten von Helios 1 und 2 an sechs Tagen im März 1976 bei radialer Anordnung der Raumsonden. Das bei dieser Anordnung untersuchte Zeitintervall ist durch zwei senkrechte Striche gekennzeichnet. Gezeigt sind von oben nach unten einstündige Mittelwerte der Magnetfeldstärke, der Magnetfeldrichtung angegeben durch Azimutwinkel φ und Elevationswinkel θ , sowie der Strömungsgeschwindigkeit, Dichte und Temperatur der Protonen.

Tabelle 6: Von beiden Raumsonden während eines "line-up" in einem Hochgeschwindigkeitsstrom gemessene Sonnenwindparameter. Die Parameter wurden für je ein-stündige Intervalle berechnet und dann über elf Stunden gemittelt.

Mittlere Parameter im Hochgeschwindigkeitsstrom	Helios 1 r = 0.506 AE	Helios 2 r = 0.721 AE
V_{RADIAL} (Protonen) ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)	634	651
F (γ)	16.8	9.7
B_{φ} (Grad)	349	319
B_0 (Grad)	19	- 9
n (cm^{-3})	11.3	5.0
$V_{\text{THERMISCH}}$ (Protonen) ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)	92	79
$V_{\text{ALFVÉN}}$ ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)	108	94
σ_B^2 (γ^2)	93.0	24.9
$\sigma_B / \langle F \rangle$	0.58	0.56
$\sigma_F / \langle F \rangle$	0.12	0.05
$F_{\text{ALFVÉN}}$ ($\text{erg}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)	0.071	0.020
$F_{\text{ALFVÉN}} / F_{\text{TOTAL}}$	0.029	0.017
$F_{\text{TOTAL}, r} \cdot r^2$ ($\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$)	1.35×10^{26}	1.27×10^{26}

immer in genügender Auflösung vorhanden, so daß nur zwei drei- bzw. vierstündige Datenintervalle von Helios 1 ausgewertet werden können. Die von beiden Raumsonden gemessenen Richtungsfluktuationen von Magnetfeld und Sonnenwindgeschwindigkeit sind sehr gut korreliert. Die Fluktuationen sind demnach Alfvénisch. Vergleicht man Phasen von Daten beider Raumsonden, so sind keine Übereinstimmungen zu entdecken. Der Abstand zur Sonne in diesem Zeitraum beträgt für Helios 1 0,506 AE und für Helios 2 0,721 AE. In diesem Abstandsbereich sind die aus den Beobachtungen jeweils einer Raumsonde abgeleiteten radialen Abhängigkeiten nicht so deutlich wie etwa zwischen 0,3 AE und 0,5 AE. Weiterhin verhindern die Datenlücken bei Helios 1 die Untersuchung der langperiodischen Alfvénischen Fluktuationen. Gerade diese aber zeigen deutliche radiale Abhängigkeiten.

In Tabelle 6 sind während des "line - up" von beiden Raumsonden beobachtete Parameter zusammengestellt. Zusätzlich wurden noch Magnetfeldspektren mit einer maximalen Periode von 2,9 Stunden berechnet. Die Spektren der Richtungsfluktuationen an den verschiedenen Raumpunkten unterscheiden sich hauptsächlich durch die bei allen Frequenzen niedrigere Spektraldichte bei 0,72 AE. Zusätzlich waren berechnete Spektralexponenten bei 0,72 AE um etwa 0,1 größer als bei 0,51 AE. Dieser Unterschied liegt innerhalb des in Anhang C.3 abgeschätzten Fehlers von ± 0.12 bei der Berechnung des Spektralexponenten. Dieses Ergebnis entspricht etwa der in Kapitel 5.6 gefundenen radialen Abhängigkeit des Spektralexponenten, wobei der untersuchte Periodenbereich hier allerdings kleiner ist.

Die meisten der in Tabelle 6 zusammengestellten Parameter bei 0,51 AE und 0,72 AE entsprechen etwa den nach den bisherigen Ergebnissen an diesen Raumpunkten erwarteten Werten. Da während der elfstündigen Meßzeit die Schwankungen z. B. in δ_B^2 oder F_{ALFVEN} nur gering waren, bietet es sich an, die bei unterschiedlichen Abständen gemessenen Parameter mit theoretischen Rechnungen über die räumliche Variation z. B. der Amplituden oder des Energieflusses Alfvénischer Fluktuationen zu vergleichen.

Barnes /1979a/ gibt mit der WKB-Näherung hergeleitete Beziehungen für Amplituden und Energiefluß von Alfvénwellen an, die die räumliche Variation entlang eines Strahls beschreiben, wenn die Strömungsgeschwindigkeit parallel zum Magnetfeld ist.

$$|b|^2 = \text{const.} \frac{\rho^{1/2}}{(M_A + 1)^2 [1 + 4\pi (P_{\perp} - P_{\parallel}) / B^2]^{3/2}} \quad (5.4)$$

$$\text{und } F_{\text{ALFVEN}} = \text{const. } |\langle \underline{B} \rangle| \frac{\frac{3}{2} M_A + 1}{(M_A + 1)^2} \quad (5.5)$$

$$\text{wobei } \langle \underline{F}_{\text{ALFVEN}} \rangle = F_{\text{ALFVEN}} (\partial \omega / \partial \underline{k}) / |\partial \omega / \partial \underline{k}|$$

$$\text{und } M_A = |\underline{v}| (4 \pi \rho)^{1/2} / (|\langle \underline{B} \rangle| \theta^{1/2}).$$

Ausgehend von bei 0,51 AE gemessenen Werten für das Quadrat der Fluktuationsamplitude und die Energieflußdichte werden in einem mit der Sonne korotierenden System die entsprechenden Werte bei 0,72 AE unter der Annahme isotropen Druckes berechnet. Der erhaltene Wert für das Quadrat der Fluktuationsamplitude ist 50% höher als der gemessene und die berechnete Energieflußdichte ist 35% höher als die gemessene. Die Interpretation dieser Differenzen hängt natürlich davon ab, ob wirklich dasselbe Fluktuationfeld beobachtet wurde. Denskat and Burlaga /1977/ hatten durch Phasenuntersuchungen mit zwei Raumsonden festgestellt, daß die räumliche Ausdehnung von Phasenfronten Alfvénischer Fluktuationen oftmals kleiner als 0,003 AE ist.

Berechnet man ausgehend vom ersten Meßort (z. B. der Ort in der Mitte des Meßzeitraumes) bei 0,506 AE aus der Ausbreitungsrichtung und Geschwindigkeit von Sonnenwindplasma und Fluktuationfeld den erwarteten Ort des Fluktuationfeldes auf einer Kugel mit dem Radius 0,721 AE, so liegen dieser Ort und der Ort der äußeren Raumsonde auf dieser Kugel um 0,01 AE auseinander. Die "plasma line - ups" waren für genau radiale Ausbreitung berechnet worden. Möglicherweise sind also die von Helios 1 bei 0,51 AE gemessenen Fluktuationen durchaus verschieden von den bei 0,72 AE gemessenen. Darauf weisen auch die Messungen von $\overline{S}_F / \langle F \rangle$ hin, die den bisherigen Ergebnissen gänzlich zu widersprechen scheinen. Dann wären die während eines "line - up" gemachten Messungen bezüglich der Alfvénischen Fluktuationen kurzzeitige Stichproben an den entsprechenden Raumpunkten, wobei verschiedene Fluktuationfelder beobachtet wurden. Dieses erscheint unter Berücksichtigung der Phasenuntersuchungen von Denskat und Burlaga als die wahrscheinlichste Möglichkeit. Da bei weiteren "line - ups" in schnellen Plasmaströmen viele Datenlücken bei wenigstens einer Raumsonde eine Auswertung verhindern, ist keine endgültige Aussage möglich.

6. Alfvenische Fluktuationen innerhalb von 0.29 AE

6.1 Mögliche Erzeugungsmechanismen

Bei der Bestimmung des Ursprungs interplanetarer Fluktuationen sind bisher wenig Fortschritte gemacht worden. Es wurde viel spekuliert, jedoch ist eine Überprüfung der Theorien durch Messungen nur sehr begrenzt möglich.

Die sicherste Aussage über den Ursprung interplanetarer Fluktuationen ist die, daß es starke Hinweise für eine Erzeugung der Alfvenischen Komponente innerhalb des Alfvenischen Radius ($r_A \lesssim 20 r_\odot$) gibt, der das Gebiet sub - Alfvenischen Flusses begrenzt. Dieses wird aus der Ausbreitungsrichtung Alfvenischer Fluktuationen gefolgert (siehe Kapitel 5.2). Mögliche Erzeugungsmechanismen außerhalb des Alfvenischen Radius erscheinen sehr unwahrscheinlich /Barnes, 1979a/. Das Modell einer Erzeugung der Alfvenischen Fluktuationen innerhalb des sub- Alfvenischen Gebietes paßt zu den Messungen zwischen 0,29 AE und 1 AE und bietet keine offensichtlichen Schwierigkeiten. Dort erzeugte Alfvenische Fluktuationen mit einer zur Sonne hin gerichteten Ausbreitung laufen in Sonnenrichtung und würden außerhalb des Alfvenischen Radius nicht beobachtbar sein. Andere in diesem Gebiet erzeugte hydromagnetische Wellenmoden würden wahrscheinlich auf Grund von Landaudämpfung verschwinden, bevor sie von Raumsonden beobachtet werden könnten /Barnes, 1966, 1967/.

Eine Reihe von Möglichkeiten werden in der Literatur zur Erzeugung von Alfvenwellen diskutiert. So können Alfvenwellen durch die Kelvin - Helmholtz - Instabilität erzeugt werden /Dobrowolny, 1977/. I. allg. erfordert dieser Mechanismus Geschwindigkeitsscherungen, die größer als die Alfvengeschwindigkeit sind /Burlaga, 1968/. Innerhalb des Alfvenischen Radius ist die Alfvengeschwindigkeit jedoch größer als die Sonnenwindgeschwindigkeit, so daß Geschwindigkeitsscherungen der geforderten Größe unwahrscheinlich sind (außer möglicherweise gerade innerhalb des Alfvenischen Radius). Weiterhin ist nach den Rechnungen von Dobrowolny die Kelvin - Helmholtz - Instabilität nur in der Nähe der Ionengyrofrequenzen effektiv. Eine zweite Möglichkeit ist die Wellenerzeugung durch die Gartenschlauchinstabilität. Patterson /1971/ zeigte, daß radiale Ausbreitung des Sonnenwindes in Gegenwart von Alfvenwellen nie das Instabilitätskriterium erreicht. Nach dieser Arbeit verhindert die Anwesenheit von

Alfvenwellen das Auftreten der Gartenschlauchinstabilität im Sonnenwind. Eine dritte Möglichkeit ist die Erzeugung von schnellen magnetoakustischen Wellen durch Wärmestrominstabilitäten (Forslund, 1970; Perkins, 1973; Gary et al., 1975/. Da dadurch direkt keine Alfvenwellen erzeugt werden, müßte man einen zusätzlichen Prozeß finden, um aus schnellen magnetoakustischen Wellen Alfvenwellen zu erzeugen.

Coleman /1967/ schlug als Quelle interplanetarer Wellen solare Granulation oder Supergranulation vor. Das einzige Modell einer spezifisch solaren Quelle von Alfvenwellen stammt von Hollweg /1972/, der als Quelle horizontale Bewegungen in der solaren Supergranulation vorschlug. Diese Bewegungen könnten Wellen mit Perioden zwischen 20 und 40 Stunden erzeugen. Unter Berücksichtigung der Dopplerverschiebung könnten gerade die längsten der von Raumsonden im interplanetaren Raum beobachteten Alfvenischen Fluktuationen in diesem Periodenbereich liegen. Hollweg schlug entsprechend dem Modell von Colemann /1968/ zur Erklärung der beobachteten kürzeren Perioden Alfvenischer Fluktuationen eine nichtlineare Energiekaskade zu höheren Wellenzahlen hin vor.

Seit einer Reihe von Jahren wird als ein möglicher Mechanismus zur Aufheizung von Chromosphäre und Korona der Sonne die Rolle von hydromagnetischen Wellen diskutiert /Wentzel, 1977, 1978/. Bezüglich der weiteren Ausbreitung der Wellen schloß Wentzel /1977/, daß von in der Photosphäre erzeugten hydromagnetischen Wellen nur Alfvenwellen sich bis weit in die Korona und in den Sonnenwind ausbreiten können. Hollweg /1978b, 1981/ untersuchte mit einem Modell die Eigenschaften von Alfvenwellen in der Sonnenatmosphäre und zeigte, daß konvektive Bewegungen auf der Sonne Alfvenwellen mit Energieflußdichten zwischen 10^4 und 10^5 erg cm⁻² s⁻¹ bei Perioden $\leq 1,6$ Stunden erzeugen können, die sich weiter nach außen ausbreiten. Für die Aufheizung von Chromosphäre und Korona seien jedoch höherfrequente Alfvenwellen (10 Sekunden $\leq T \leq$ einige Minuten) verantwortlich.

Mit beiden Helios-Raumsonden wurden mit Hilfe des Trägersignals Elektroneninhalt- und Faradayrotationsmessungen in der Sonnenkorona durchgeführt /Edenhofer et al., 1980; Hollweg et al., 1982/, die Fluktuationen im Elektroneninhalt und der Faradayrotation mit einer Periode von etwa einer Stunde innerhalb von 0.05 AE zeigten. Hollweg et al. interpretieren die beobachteten Faradayrotationsfluktuationen als konsistent mit von der Sonne ausgesendeten Alfvenwellen. Die Elektronendichtefluktuationen in der Korona werden mit langsamen magnetoakustischen Wellen oder

mit nichtlinearer Wechselwirkung von Alfvénwellen erklärt. Als weitere Erklärungsmöglichkeit wird vorgeschlagen, daß Korona und innerer Sonnenwind turbulent seien, daß diese Turbulenz teilweise kompressiv sei und deshalb auch Dichtefluktuationen auftreten müßten.

Auf der Suche nach Hinweisen auf den Ort der Erzeugung Alfvénischer Fluktuationen wurden alle verfügbaren Helios-Daten auf Zeitintervalle durchgesehen, in denen die Alfvéngeschwindigkeit größer als die Strömungsgeschwindigkeit des Sonnenwindes war. Würden Alfvénische Fluktuationen nämlich in der Nähe des Alfvénischen Radius erzeugt, so sollten dann auch in solarer Richtung laufende Fluktuationen beobachtet werden können. In den Daten bis Ende 1980 wurden acht sub-Alfvénische Zeiträume in Perihel-nähe der beiden Raumsonden gefunden. Jedoch waren die Strömungsbedingungen so gestört, daß keine Analyse der Fluktuationen möglich war. Während sechs dieser Zeiträume war die hohe Alfvéngeschwindigkeit durch sehr geringe Dichte infolge eines vorhergehenden Stoßwellenereignisses verursacht worden.

6.2 Spektrale Zusammensetzung und Energieflußdichten

Um Aussagen über Eigenschaften Alfvénischer Fluktuationen innerhalb von 0,29 AE zu gewinnen, bietet es sich an, einige aus den Helios - Daten gefundene radiale Abhängigkeiten nach innen fortzusetzen. Diese Fortsetzungen müssen wegen gewisser Unzulänglichkeiten - nicht ausreichende oder ganz fehlende theoretische Beschreibung - etwas spekulativ bleiben.

Der schon in Abbildung 19 gezeigte unterschiedliche Abfall der Spektraldichteschätzwerte von Magnetfeldrichtungsfluktuationen in verschiedenen Frequenzbereichen als Funktion des Sonnenabstandes eröffnet die interessante Möglichkeit einer Extrapolation nach innen in die Sonnenkorona: Wie ist dort die spektrale Zusammensetzung Alfvénischer Fluktuationen? Abbildung 29 zeigt die nach Messungen von Helios 2 berechneten Spektraldichteverläufe der magnetischen Richtungsfluktuationen und die zu kleineren Sonnenabständen durchgeführte Extrapolation der Spektraldichteschätzwerte Alfvénischer Fluktuationen. Die Spektraldichten in den beiden gezeigten Kurven unterscheiden sich dadurch,

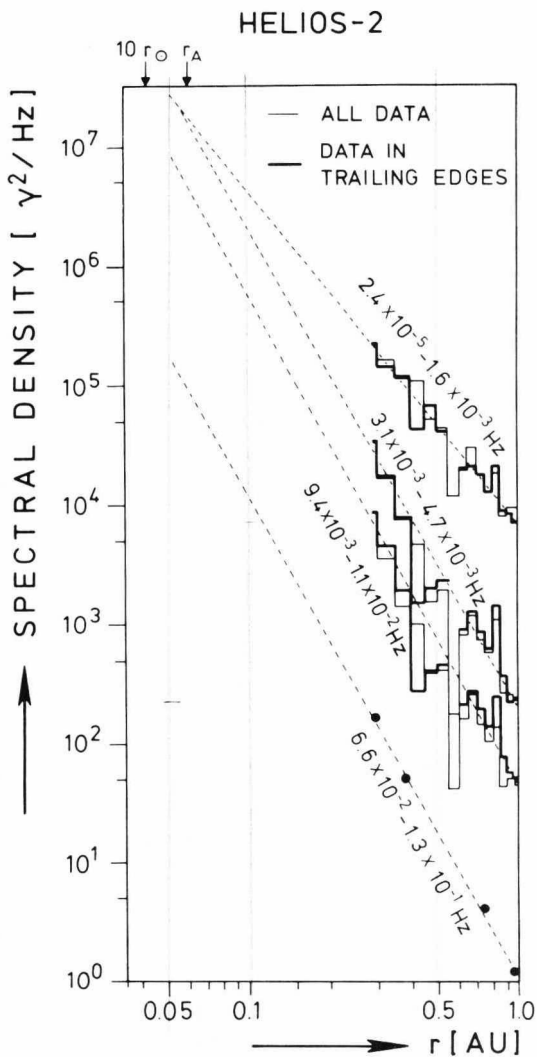


Abb. 29: Spektraldichteschätzwerte magnetischer Richtungsfluktuationen P_T nach Messungen von Helios 2 während der Primärmission. Die Schätzwerte in den drei tiefen Frequenzbereichen wurden aus 40,5 Sekunden - Mittelwerten berechnet und über Abstandsintervalle von 0.05 AE gemittelt. Die vier Datenpunkte für die hohen Frequenzen zeigen aus hochauflösenden Daten berechnete und für je einen Tag gemittelte Werte im schnellen Plasma. Gestrichelte Linien geben berechnete Regressionsgeraden an. Siehe Text für weitere Erläuterungen.

daß sie einmal nur aus Datenintervallen mit Alfvénischen Fluktuationen berechnet wurden ("trailing edges"), während sie bei der zweiten gezeigten Kurve aus allen Daten berechnet wurden. Die benutzten Frequenzbänder sind relativ breit und umfassen den gesamten möglichen Frequenzbereich Alfvénischer Fluktuationen mit Ausnahme von drei nicht gezeigten Frequenzbändern. Deren Spektraldichteverlauf als Funktion des Sonnenabstandes liegt genau zwischen den gezeigten Frequenzbändern.

Trotz einiger Variabilität scheint ein Potenzansatz $G \sim r^{-\alpha}$ für den Verlauf der Spektraldichte G als Funktion des Abstandes angemessen, wobei nur die Spektraldichteschätzwerte im Hochgeschwindigkeitsplasma berücksichtigt wurden. Offensichtlich gibt es einen klaren Unterschied zwischen dem Spektraldichteverlauf im tiefsten Frequenzband ($\sim r^{-2,8}$) und in den höheren Frequenzbändern ($\sim r^{-4,0}$).

Benutzt man diese Abstandsbeziehungen, um den Spektraldichteverlauf zur Sonne hin zu extrapolieren, so findet man ein Überschneiden der Spektraldichteverläufe der beiden tiefsten Frequenzbänder etwa beim Alfvénischen Radius. Der Alfvénische Radius r_A wurde aus Plasma- und Magnetfeldmessungen bei 0,29 AE berechnet. Innerhalb des durch den Alfvénischen Radius begrenzten Gebietes werden mit großer Wahrscheinlichkeit die Alfvénischen Fluktuationen erzeugt. Da wir über den wirklichen Erzeugungsort keine weiteren Informationen haben - die Messungen des Elektroneninhalts und der Faradayrotation mit dem Helios-Trägersignal zeigten Fluktuationen innerhalb von 0,05 AE, also etwa innerhalb des Alfvénischen Radius - begrenzen wir die Extrapolation bei der Sonnenentfernung, bei der sich die Spektraldichten der beiden tiefsten Frequenzbänder treffen. Bei dieser einfachen Extrapolation würde die Spektraldichte des interplanetaren Magnetfeldes als Funktion der Frequenz bei diesem Sonnenabstand einen aus zwei Teilen bestehenden Verlauf zeigen. Bis zu einer Frequenz von etwa $3,1 \times 10^{-3}$ bis $4,7 \times 10^{-3}$ Hz wäre die Spektraldichte konstant und fiel danach wie weiter außen im Sonnenwind mit $G \sim f^{-\alpha}$ ab (α etwa bei 1,7). Über den gesamten Frequenzbereich wäre dieses ein sehr viel flacherer Abfall als bei 0,3 AE.

Weiter innerhalb vom Alfvénischen Radius ist möglicherweise die Spektraldichte im Frequenzbereich von $3,1 \times 10^{-3}$ Hz bis $4,7 \times 10^{-3}$ Hz größer als bei tieferen Frequenzen. In diesem Falle gäbe es ein Maximum in der Spektraldichte zwischen $3,1 \times 10^{-3}$ Hz und $4,7 \times 10^{-3}$ Hz. Spektraldichten höherer Fre-

quenzen können nicht größer werden, da sie zwischen 0,29 AE und 1 AE dasselbe Abstandsverhalten zeigen.

Wahrscheinlich ist diese Extrapolation zu einfach, um verlässliche Ergebnisse liefern zu können. In Ermangelung einer Modellvorstellung, die die Abstandsabhängigkeit der Spektraldichte des interplanetaren Magnetfeldes zwischen 0,29 AE und 1 AE physikalisch sinnvoll beschreibt, bleiben jedoch kaum andere Möglichkeiten, um Aussagen über die spektrale Zusammensetzung magnetischer Fluktuationen innerhalb von 0,29 AE zu erhalten. Bei dieser Extrapolation wurde nur angenommen, daß im Abstandsbereich innerhalb von 0,29 AE -ebenso wie das weiter außen beobachtet wurde - die Spektraldichte oberhalb von $3,1 \times 10^{-3}$ Hz relativ zur Spektraldichte bei tieferen Frequenzen weiter zunimmt. Nur wenn gerade innerhalb von 0,29 AE ein Prozeß einsetzt, der für den unterschiedlichen radialen Abfall in den einzelnen Frequenzbereichen verantwortlich ist, wäre die Extrapolation völlig falsch.

Der bei dieser Extrapolation gefundene Frequenzbereich von $3,1 \times 10^{-3}$ Hz bis $4,7 \times 10^{-3}$ Hz, der möglicherweise innerhalb des Alfvénischen Radius den Frequenzbereich maximaler Spektraldichte von Alfvénischen Fluktuationen angibt, drängt einen Vergleich mit neuen Ergebnissen solarer Seismologie auf. Hier wurde in letzter Zeit eine Fülle neuer Informationen über dynamische Oszillationen der Sonne gefunden. Dabei wurden verschiedene Wellenmoden durch eine Messung der Dopplerverschiebung des Lichtes als Funktion des Ortes auf der Sonnenscheibe beobachtet; insbesondere führten integrale Messungen über die gesamte Sonnenscheibe zur Entdeckung eines Satzes von Eigenfrequenzen bei 3 mHz/Claverie et al., 1979; Grec et al., 1980/. Weiterhin sind schon früher längere 2 Stunden 40 Minuten Oszillationen der Sonne beobachtet worden /Severny et al. 1976/. Diese atmosphärischen Schwingungen haben Amplituden der Größenordnung 10 cm/s. Diese Amplituden machen allerdings atmosphärische Schwingungen durch Sonnenoszillationen als direkte Ursache Alfvénischer Fluktuationen unwahrscheinlich. Für Alfvénwellen in Sonnenwindmodellen werden Amplituden von der Größenordnung einiger 10 km/s bei einem Abstand von 300 000 km über der Photosphäre angenommen. Im Vergleich damit haben horizontale granulare Bewegungen Amplituden von etwa 1 km/s /Beckers, 1976/.

Als weitere Größe zur Abschätzung innerhalb von 0,29 AE bietet sich die Energieflußdichte Alfvénischer Fluktuationen an. In Kapitel 5.9 war gezeigt worden, daß deren Anteil relativ zur Gesamtflußdichte des Sonnenwindes zwischen 2 % bei 1 AE und über

5 % bei 0,29 AE variiert. Dazu berechnen wir zunächst aus den Daten der Primärmission von Helios 2 die Energieflußdichte Alfvenischer Fluktuationen $\langle F_{\text{ALFVEN}} \rangle$ aus Gleichung 5.3 und die Gesamtenergieflußdichte des Sonnenwindes $\langle F_{\text{TOTAL}} \rangle$ aus Gleichung 5.2 für 12-Stunden Intervalle als Funktion der Alfvenmachzahl M_A in einem mit der Sonne korotierenden System. Abbildung 30 zeigt über Wertbereiche $M_A = 1,5$ gemittelte Größen $\langle F_{\text{ALFVEN}} \rangle / \langle F_{\text{TOTAL}} \rangle$ als Funktion der Alfvenmachzahl. Dabei steigt dieses Verhältnis von 1,8% bei $M_A = 11,75$ (1 AE) auf 5,2% bei $M_A = 4,25$ (0,3 AE) an. In früheren Arbeiten angegebene kleinere Werte z.B. 0,7% bei 1 AE von Belcher et al. /1976/ stammen aus Berechnungen, bei denen kürzere Fluktuationsperioden benutzt wurden. Lange Perioden tragen jedoch besonders bei 1 AE wesentlich zur Energieflußdichte Alfvenischer Fluktuationen bei.

Eine Extrapolation des zwischen 0,29 AE und 1 AE gemessenen Quotienten $\langle F_{\text{ALFVEN}} \rangle / \langle F_{\text{TOTAL}} \rangle$ in die Korona ist mit dem von Barnes /1979a/ hergeleiteten Ausdruck 5.5 möglich, wobei die Wellenamplituden mit der WKB-Näherung berechnet wurden. Nach (5.5) ändert sich das Verhältnis der Energieflußdichte Alfvenischer Fluktuationen zur Gesamtenergieflußdichte mit $(3/2 M_A + 1) / (M_A + 1)^2$ unabhängig von der Geometrie der Flußröhre. Kurve III in Abbildung 30 zeigt den so berechneten Quotienten $\langle F_{\text{ALFVEN}} \rangle / \langle F_{\text{TOTAL}} \rangle$ als Funktion von M_A , wenn man von dem gemessenen Quotienten bei $M_A = 11,75$ ausgeht. Beginnt man mit dem gemessenen Wert bei $M_A = 4,25$, so erhält man Kurve II. Diese Extrapolationen führen an der Koronabasis zu Werten von 15 % bzw. 19 % für $\langle F_{\text{ALFVEN}} \rangle / \langle F_{\text{TOTAL}} \rangle$. Der Unterschied zwischen diesen beiden Werten deutet darauf hin, daß die räumliche Variation der Energieflußdichte durch den mit WKB - Wellenamplituden hergeleiteten Ausdruck nicht hinreichend beschrieben wird. Diese Differenz wird größer unter Berücksichtigung von Anisotropien. In Kapitel 5.9 war abgeschätzt worden, daß bei 0,29 AE der berechnete Wert um 7 % erhöht und bei 0,95 AE um 12 % verringert wird. Etwa um den gleichen Anteil ändert sich der Wert bei $M_A = 4,25$ bzw. $M_A = 11,75$. Die Kurven II und III führten dann zu einem Energieflußverhältnis von 20 % bzw 13 % an der Koronabasis.

Die Abhängigkeit des gemessenen Energieflußquotienten von der Alfvenmachzahl läßt sich gut mit einem Potenzansatz $\sim M_A^{-\delta}$ beschreiben und weicht damit von Beziehung 5.5 ab, wie Kurve III zeigt. Diese empirisch erhaltene Abhängigkeit kann nicht bis beliebig nahe an der Sonne gelten. Nehmen wir an, der Energieflußabfall der Alfvenischen Fluktuationen relativ zum Gesamt-

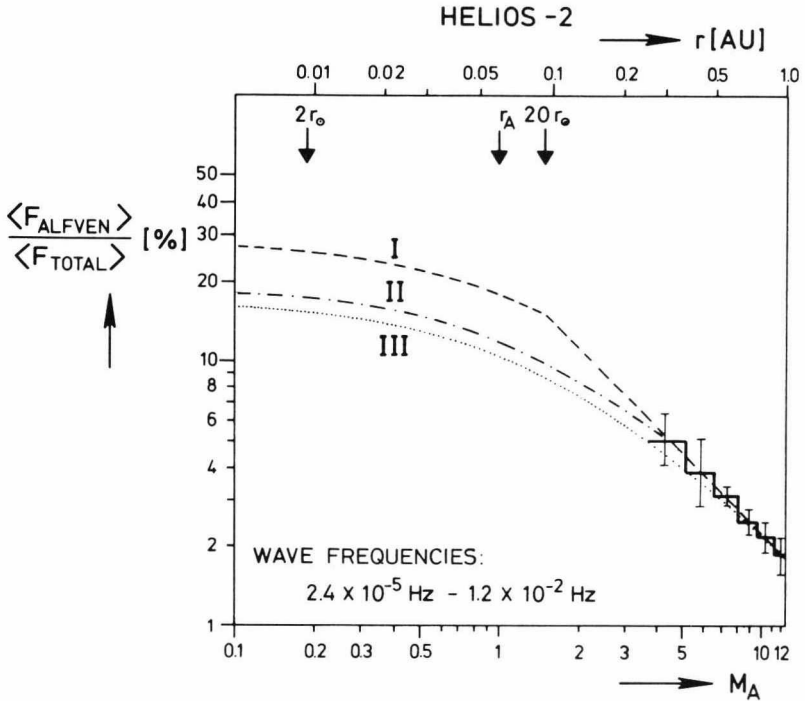


Abb. 30: Verhältnis von Energieflußdichten Alfvénischer Fluktuationen zur gesamten Energieflußdichte des Sonnenwindes (ohne den Beitrag Alfvénischer Fluktuationen) als Funktion der Alfvénmachzahl M_A . Die Energieflußdichten wurden in einem mit der Sonne rotierenden System berechnet. Die dick gezeichnete Linie zeigt Mittelwerte, die aus Daten in Hochgeschwindigkeitsströmen berechnet wurden, die vertikalen Linien geben jeweils die entsprechenden Standardabweichungen. Die mit I, II und III bezeichneten Kurven werden im Text erklärt. Zur Veranschaulichung wurden weiter die den Alfvénmachzahlen entsprechenden Sonnenabstände eingezeichnet, wobei die Abstandsskala nach den bei 0.3 AE und 0.95 AE gemessenen Alfvénmachzahlen festgelegt wurde.

Energiefluß hat zwei Ursachen. Die erste Ursache ist dabei der von den Alfvénischen Fluktuationen auf das Plasma ausgeübte Druck, der aus dem Abfall der Amplitude der magnetischen Richtungsfluktuationen mit zunehmendem Sonnenabstand und zunehmender Alfvénmachzahl nach (5.4) resultiert. Dieses ist in der Beziehung 5.5 enthalten, die die Variation von $\langle F_{\text{ALFVEN}} \rangle$ mit sich ändernder Alfvénmachzahl beschreibt. Da gemessene Werte von $\langle F_{\text{ALFVEN}} \rangle / \langle F_{\text{TOTAL}} \rangle$ erst bei kleineren M_A von den nach (5.5) berechneten abweichen (Kurve III), ist die Hauptursache für den beobachteten Abfall offensichtlich der von den Alfvénischen Fluktuationen auf das Plasma ausgeübte Druck.

Die zweite Ursache, die für den beobachteten Unterschied bei kleinen M_A verantwortlich ist, ist möglicherweise eine nicht-lineare Dämpfung von Alfvénischen Fluktuationen bei gleichzeitiger Aufheizung des Plasmas /Hollweg, 1975a/. Diese nicht-lineare Dämpfung wurde deshalb angenommen, um beobachtete Wellenamplituden mit $|b|/\langle F \rangle < 1$ zu erklären. Berechnet man nämlich ausgehend von plausiblen Werten in der Sonnenkorona mit der WKB-Methode die Ausbreitung von Alfvénwellen, so findet man ein relatives Anwachsen von $|b|/\langle F \rangle$ mit wachsendem Sonnenabstand, wobei je nach den gewählten Anfangsbedingungen z. B. bei $19 r_{\odot}$ /Hollweg, 1978a/ $|b|/\langle F \rangle$ den Wert von $1/\sqrt{2}$ erreicht. Ein weiteres Anwachsen wird im Modell dann dadurch verhindert, daß nicht-lineare Dämpfung der Wellen angenommen wird. Der Mechanismus dafür wird allerdings nicht weiter spezifiziert.

Nehmen wir Hollweg's Rechnungen als Anhaltspunkt für den Sonnenabstand, bei dem die relativen Amplituden Alfvénischer Fluktuationen $|b|/\langle F \rangle$ den Wert $1/\sqrt{2}$ erreichen. Innerhalb von $20 r_{\odot}$ gelte dann die Energieflußdichte Alfvénischer Fluktuationen (5.5) und außerhalb von $20 r_{\odot}$ gelte der empirisch gefundene Abfall mit $\sim M_A^{-8}$ (Kurve I). Diese Extrapolation führt zu einem Verhältnis $\langle F_{\text{ALFVEN}} \rangle / \langle F_{\text{TOTAL}} \rangle$ von 29 % an der Koronabasis. Eine Berücksichtigung von Teilchenanisotropien vergrößert das Verhältnis um einige Prozent.

Die Aussagekraft dieser Ergebnisse ist dadurch eingeschränkt, daß auch in der Sonnenkorona die räumliche Entwicklung der Amplituden Alfvénischer Fluktuationen, die in die Berechnung der Energieflußdichte eingehen, mit der WKB - Näherung behandelt wurde. Die WKB - Näherung ist dann anwendbar, wenn die Wellenlänge klein im Vergleich zur Größenordnung einer Änderung im Medium ist, die durch eine Skalenlänge ausgedrückt wird. Nahe der Sonne nehmen wir für Sonnenwindgeschwindigkeit und Plasma-dichte Skalenlängen der Größe 10^6 km an. Die Perioden von 11,5

Stunden entsprechenden Wellenlängen sind auch ohne Berücksichtigung der Dopplerverschiebung um ein Vielfaches größer als diese Skalenlängen, so daß die WKB - Näherung in der Korona für diese Wellenlängen im Grunde nicht anwendbar ist. Das bedeutet, daß die in Abbildung 30 gezeigten Extrapolationen mit abnehmender Alfvenmachzahl immer weniger vertrauenswürdig werden. Andererseits folgern Heinemann and Olbert /1980/ aus Vergleichen mit Nicht-WKB Alfvenwellen in der Sonnenkorona, daß dort die WKB - Näherung hinreichend gute Werte für die Energiedichte und die Energieflußdichte von Alfvenwellen liefert.

Vergleicht man diese Energieflüsse mit denen, die in Sonnenwindmodellen verwendet worden sind, so findet man etwa die gleiche Größenordnung. Um gemessene Sonnenwindparameter in einer Hochgeschwindigkeitsströmung zu reproduzieren, ging Belcher /1971/ in einem Sonnenwindmodell mit Alfvenwellen bei einem Abstand von 3×10^5 km über der Photosphäre von plausiblen Werten für Magnetfeldstärke, Dichte und Temperatur aus und postulierte einen Wellenenergiefluß von etwa 40% des gesamten Energieflusses bei diesem Abstand. Damit stimmten die mit diesem Modell berechneten Werte mit den gemessenen Werten überein. Ohne den Einfluß von Wellen ist es nicht möglich, mit diesem Modell hohe Geschwindigkeiten in Verbindung mit geringer Dichte bei 1 AE zu erreichen. Die angegebenen Zahlen sollten allerdings nicht allzu genau genommen werden. Das Modell hat Unzulänglichkeiten und die angenommenen Anfangswerte oberhalb der Photosphäre beeinflussen nicht nur wesentlich die gesamten Ergebnisse, sondern auch den dort postulierten Wellenenergiefluß. Dieser ist z.B. proportional zur dritten Potenz der angenommenen Magnetfeldstärke und hängt damit wesentlich von der Wahl dieses Anfangswertes ab. Auch in Belcher's Modell wird die Wellenamplitude bei Ausbreitung im Sonnenwind größer als das Hintergrundmagnetfeld und erreicht bei 1 AE den Wert 3. Auch Belcher postuliert deshalb eine Wellendämpfung mit nachfolgender Aufheizung der Protonen, sobald die Wellenamplitude die Größe des Hintergrundfeldes erreicht hat.

Die Extrapolation der von Helios gemessenen Energieflüsse in den Alfvenischen Fluktuationen in die Sonnenkorona hat sicherlich einige Unzulänglichkeiten. Sie bietet jedoch die Möglichkeit, Vorstellungen von der Größenordnung des möglichen Beitrages Alfvenischer Fluktuationen zur Beschleunigung und Aufheizung des Sonnenwindes innerhalb von 0,3 AE zu bekommen. Dabei zeigt sich, daß der berechnete Energiefluß Alfvenischer Fluktuationen in der Korona etwa von gleicher Größenordnung ist wie der, der in Sonnenwindmodellen für Alfvenwellen postuliert wird, um berechnete an bei 1 AE gemessene Sonnenwindparameter anzupassen.

Magnetfeldspektren von $2,4 \times 10^{-5}$ Hz bis 470 Hz

Nachdem in den vorhergehenden Kapiteln Magnetfeldfluktuationen tiefer Frequenzen weit unterhalb der Protonengyrofrequenz behandelt worden sind, bleibt noch die Frage offen, welche höherfrequenten magnetischen Fluktuationen neben den tieffrequenten auftreten. Im Frequenzbereich oberhalb von 4,7 Hz fanden Beinboth and Neubauer /1981/ bei der Auswertung der Daten der Induktionsspulenmagnetometer an Bord beider Helios - Raumsonden vollständig vorhandene magnetische Fluktuationen. In diesem Kapitel werden nun aus Daten der Förstersonde und der Induktionsspule berechnete Spektren zusammengestellt, um einen Frequenzbereich von $2,4 \times 10^{-5}$ bis 470 Hz auswerten zu können. Dabei bleibt eine Lücke zwischen 2 Hz und 4,7 Hz, die durch die Meßbereichsgrenzen der beiden Magnetometer bei der benutzten Datenübertragungsrate gegeben sind.

Eine zeitliche Folge von Magnetfeldspektren in diesem Frequenzbereich zeigt Abbildung 31 in der Nähe des ersten Perihels von Helios 2. Diese Magnetfeldspektren sind die ersten, die über einen so weiten Frequenzbereich von einer Raumsonde im interplanetaren Medium gemessen wurden. Die Strömungsbedingungen während des gezeigten Zeitraumes sind sehr unterschiedlich. Zunächst ist der Sonnenwind langsam. Dann setzt ein Hochgeschwindigkeitsstrom ein und führt zu einer Kompression des Plasmas mit einem Dichteanstieg von 60 cm^{-3} auf über 200 cm^{-3} . Bei ansteigender Strömungsgeschwindigkeit auf 700 km/s sinkt dann die Dichte auf etwa 30 cm^{-3} und bleibt im weiteren Verlauf der Hochgeschwindigkeitsströmung bei diesem Wert. Die Magnetfeldstärke liegt in diesem Teil der Strömung etwas oberhalb von $0,8$.

Die Magnetfeldspektren zeigen im gesamten Frequenzbereich einen von der Strömungsstruktur abhängigen Verlauf. Dabei ist dasehlen fast jeglicher statistischer Fluktuationen der Spektren oberhalb von 10^{-2} Hz auf die Mittellung über sehr viele Einzelspektren zurückzuführen. Im langsamen und im komprimierten Sonnenwindplasma zeigen die Spektraldichten \hat{G} unterhalb von $0,2$ Hz etwa einen linearen Zusammenhang zwischen $\log \hat{G}$ und $\log f$. Dagegen zeigen die Spektren oberhalb davon bis zu 2 Hz und von 4,7 bis 470 Hz offensichtlich erhöhte Fluktuationsaktivität in bestimmten Frequenzbereichen. (Die Spektraldichteerhöhung bei 1 Hz stammt allerdings nicht von einem Meßsignal, sondern ist auf die Spinvariation zurückzuführen, die nicht völlig aus den Daten entfernt werden konnte.) Im Hochgeschwin-

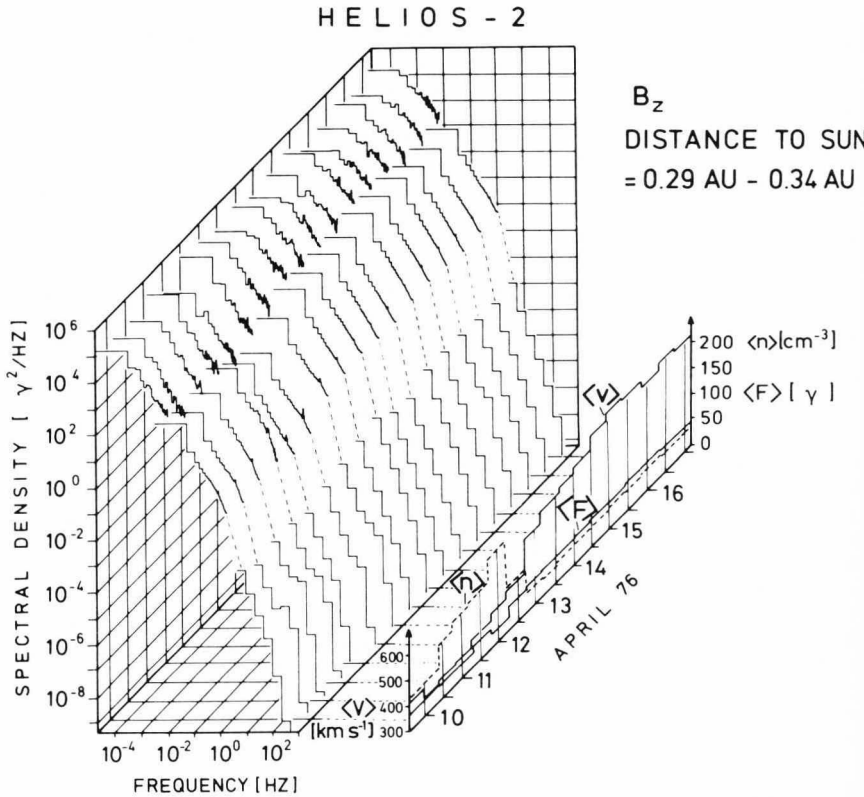


Abb. 31: Zeitliche Folge von jeweils elf Stunden auseinanderliegenden Spektral dichteschätzwerten der z_{SE} - Komponente des interplanetaren Magnetfeldes zwischen 0.29 AE und 0.34 AE. Spektral dichteschätzwerte unterhalb von 2 Hz wurden aus Daten des Förstersondenmagnetometers berechnet, wobei für die tiefen Frequenzen bis zu $1,2 \times 10^{-2}$ Hz 40,5 Sekunden - Mittelwerte und für die höheren Frequenzen bis zu 2 Hz die hochauflösenden Daten benutzt wurden. Die aus letzteren Daten berechneten Spektral dichteschätzwerte wurden jeweils über 170 Einzelspektren segmentgemittelt. Die Spektral dichten oberhalb von 4,7 Hz wurden mit dem Induktionsspulenmagnetometer gemessen und entsprechend gemittelt. Damit wird insgesamt ein Frequenzbereich von $2,4 \times 10^{-5}$ Hz bis 470 Hz erfaßt. In der Abbildung rechts sind elfstündige Mittelwerte der Strömungsgeschwindigkeit, der Protonendichte und der Magnetfeldstärke gezeigt.

digkeitsplasma in Perihelnähe zeigt sich bei tiefen Frequenzen unterhalb von 10^{-2} Hz das bekannte Bild von sehr flachen Spektren, die bei ansteigender Frequenz etwas steiler werden. Oberhalb von 10^{-2} Hz bis 2 Hz und von 4,7 bis 470 Hz zeigen die Spektren einen etwa linearen Zusammenhang zwischen $\log \hat{G}$ und $\log f$. Die gezeigten Spektraldichten geben keinen Anhaltspunkt für Wellenerzeugung oder Wellenabsorption bei der Protonengyrofrequenz, die z. B. während der zweiten Hälfte des in Abbildung 31 gezeigten Zeitraumes bei 0,6 Hz im Plasmaruhsystem lag. Allerdings würden mögliche Effekte i. allg. nicht direkt bei dieser Frequenz, sondern Dopplerverschoben gemessen werden, womit eventuell auftretende Änderungen in der Spektraldichte gerade in die nicht erfaßte Frequenzlücke fallen könnten.

Eine Deutung dieses Spektraldichteverlaufes soll hier nicht mit einzelnen Wellentypen unternommen werden. Mögliche Wellentypen für den tieffrequenten Bereich sind schon vorher in dieser Arbeit behandelt worden. Kandidaten für den höherfrequenten Bereich (Ionenzyklotronwellen, magnetoakustische Wellen, Whistlerwellen und dünne statische Strukturen) wurden von Neubauer et al. /1977a,b/ und Beinroth and Neubauer /1981/ diskutiert. Es soll hier vielmehr im Vergleich mit den Beobachtungen eine Betrachtungsweise untersucht werden, die schon früher bei den ersten Studien interplanetarer Fluktuationen vorgeschlagen wurde /Coleman, 1968/, dann nicht weiter verfolgt und erst in letzter Zeit wieder behandelt wurde /Barnes, 1981a/, nämlich die Beschreibung interplanetarer Fluktuationen als Turbulenz. Eine umfassende Beschreibung der Turbulenztheorien geht über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Vielmehr soll an Hand der Beobachtungen dargestellt werden, welche Gründe dafür sprechen, daß eine Beschreibung speziell Alfvénischer Fluktuationen als Turbulenz angebrachter erscheint, als eine Beschreibung mit bestimmten Wellenmoden der Theorie. Ein wesentlicher Grund ist, daß quadratische Spektren interplanetarer Fluktuationen über einen weiten Frequenzbereich stetig abfallen, wobei zumindest über gewisse Frequenzbereiche der jeweilige Spektraldichteverlauf durch ein Potenzgesetz beschrieben werden kann. So fällt die Spektraldichte im Hochgeschwindigkeitsplasma im tiefen Frequenzbereich etwa mit $f^{-1,2}$, im mittleren Frequenzbereich mit $f^{-1,7}$ und im hohen Frequenzbereich mit f^{-3} ab. Bei 1 AE ändert sich der Spektraldichteabfall nur im tiefen Frequenzbereich ($G \sim f^{-1,6}$), während der Abfall bei höheren Frequenzen derselbe bleibt. Diese Eigenschaft des Spektraldichteabfalls nach einem Potenzgesetz sah Coleman /1968/ - allerdings für einen begrenzteren Frequenzbereich - als Hinweis auf einen Inertialbereich hydrodynamischer Turbulenz an.

Für die Erzeugung der beobachteten strukturlosen Spektren schlug Coleman eine nichtlineare Energiekaskade von tiefen zu hohen Wellenzahlen vor. Dieser Prozeß kann jedoch für Alfvénische Fluktuationen mit ausschließlich antisolarer Ausbreitungsrichtung nicht stattfinden /Dobrowolny et al., 1980a,b/. Diese Autoren zeigten, daß dann keine nichtlineare Wechselwirkung stattfinden kann, wenn nur eine Sorte Alfvénischer Fluktuationen mit Ausbreitung entweder nur in solarer oder nur in antisolarer Richtung vorhanden ist. Wenn die Fluktuationen solaren Ursprungs sind und sie sich ohne nichtlineare Wechselwirkungen ausbreiten, so würde man in diesem Fall erwarten, im Spektrum einige charakteristische Merkmale der Sonnenatmosphäre zu finden /Hollweg, 1978b/. Dies ist nicht der Fall; vielmehr sind alle beobachteten Magnetfeldspektren Alfvénischer Fluktuationen strukturlos.

Dobrowolny et al./1980b/ schlagen vor, daß das Fehlen nichtlinearer Wechselwirkungen keine spezielle Eigenschaft der Sonnenwindturbulenz sei, sondern eine generelle Folge der Relaxation von anfänglich angeregter MHD-Turbulenz. Mittels einer Dimensionsuntersuchung von Gleichungen der asymmetrischen MHD-Turbulenz zeigen Dobrowolny et al., daß die nichtlineare Kaskadenrelaxation dann auftritt, wenn die ursprüngliche Anregung asymmetrisch ist, also eine Ausbreitungsrichtung bevorzugt. Sie kommen weiter zu dem Ergebnis, daß die Energiedichte proportional zu $k^{-1,5}$ abfällt, wobei k die Wellenzahl ist. Dies entspricht dem von Kraichnan /1965/ gefundenen Potenzgesetz für hydromagnetische Turbulenz.

Wieweit läßt sich dieses Modell mit den Ergebnissen der Helios - Messungen vereinbaren? Offensichtlich ist die beobachtete zunehmende kompressive Fluktuationsaktivität mit zunehmendem Sonnenabstand mit diesem Modell nicht erklärbar. Weiterhin sind entweder nichtlineare Wechselwirkungen oder Dämpfungsmechanismen notwendig, um den sich ändernden Abfall der Magnetfeldspektraldichten zwischen 0,29 AE und 1 AE zu erklären. Nach Dobrowolny et al. /1980b/ soll die nichtlineare Relaxation in einen völlig asymmetrischen Zustand nach einer sogenannten nichtlinearen Zeit T^{\pm} abgeschlossen sein, die sehr viel kürzer als die Konvektionszeit des Turbulenzfeldes vom Erzeugungsort zum Meßort sein muß. Für die längsten gefundenen Perioden Alfvénischer Fluktuationen ist diese Forderung bei 0,3 AE nicht erfüllt. Andererseits sind bei 0,3 AE wiederum keine Anzeichen für in solarer Richtung laufende langperiodische Alfvénische Fluktuationen zu finden.

Wenn auch in letzter Zeit vorgeschlagene Turbulenztheorien für Alfvénische Fluktuationen im Sonnenwind nicht alle Beobachtungen ausreichend erklären können, scheinen sie dennoch eine bessere Beschreibung tieffrequenter interplanetarer Fluktuationen im schnellen Sonnenwindplasma zu liefern als einfache Wellenmoden. Jedenfalls deuten die im schnellen Plasma des Sonnenwindes gemessenen strukturlosen Spektren darauf hin.

8. Alfvénische Fluktuationen bei einer aktiven Sonne

Nach den Ergebnissen in Kapitel 5 sind Alfvénische Fluktuationen eng mit dem Auftreten von Hochgeschwindigkeitsströmen verknüpft und tragen möglicherweise zur Beschleunigung des Sonnenwindes bei (Kapitel 6). In Abbildung 2 war zu sehen, daß nach einer Sonnenrotation wiederkehrende und mehrere Tage andauernde Hochgeschwindigkeitsströme ab 1977 seltener werden und zum Teil ganz verschwinden. Wie schon in Kapitel 3 ausgeführt, sind Koronalöcher als Quellen von Hochgeschwindigkeitsströmen im Sonnenwind identifiziert worden. Zu Zeiten einer wenig aktiven Sonne 1975 und 1976 existierten riesige Koronalöcher über den Polen der Sonne, die sich zum Teil bis zum Sonnenäquator erstreckten und sehr ausgeprägte und langandauernde Hochgeschwindigkeitsströme erzeugten. Mit aktiver werdender Sonne ab etwa 1977 schrumpften die polaren Koronalöcher /Hundhausen et al., 1981/. Dafür traten zusätzlich eine Anzahl kleinerer Koronalöcher am Äquator und in mittleren Breiten auf, die ihre größte Ausdehnung parallel zum Sonnenäquator hatten. Diese ganz verschiedene Struktur der Korona führte offensichtlich auch zu einer gänzlich anderen Strömungsstruktur des Sonnenwindes (Abbildung 2).

Abbildung 32 zeigt für die Dauer einer Sonnenrotation von Helios 2 während des fünften Periheldurchganges gemessene statistische Eigenschaften von Plasma- und Magnetfeldfluktuationen in Verbindung mit dem Geschwindigkeitsprofil des Sonnenwindes. Zunächst fällt im Gegensatz zu den Geschwindigkeitsprofilen in Abbildung 10 und 11 das Fehlen von ausgeprägten und länger andauernden Hochgeschwindigkeitsströmen auf. Statt dessen traten offenbar viele kleinere und schnell aufeinanderfolgende Plasmaströme auf, so daß im Mittel die Sonnenwindgeschwindigkeit niedriger war als beim Sonnenfleckenninimum. Marsch et al. /1981/ untersuchten Daten von Helios 2 aus demselben Zeitraum und fanden bei ausgeprägter Alfvénischer Fluktuationsaktivität (27.4. und 10.5.1978) Eigenschaften der Ionen, wie sie bei ruhiger Sonne nur im Hochgeschwindigkeitsplasma auftraten. So fanden sie ausgeprägte Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen Alphateilchen und Protonen von der Größe der Alfvéngeschwindigkeit und starke Temperaturanisotropien der Protonen mit $T_{pH}/T_{pL} < 1$. Aus Abbildung 32 wird ersichtlich, daß Alfvénische Fluktuationen in diesem Zeitraum auch im relativ langsamen Sonnenwindplasma auftraten, andererseits aber nichts dagegen spricht, daß sie weiterhin mit relativ gesehenen schnelleren Plasmaströmen gekoppelt waren, die in kurzen Abständen aufeinander folgten. Das Geschwindigkeitsprofil hat Ähnlichkeit mit dem innerhalb von Hochgeschwindig-

HELIOS-2

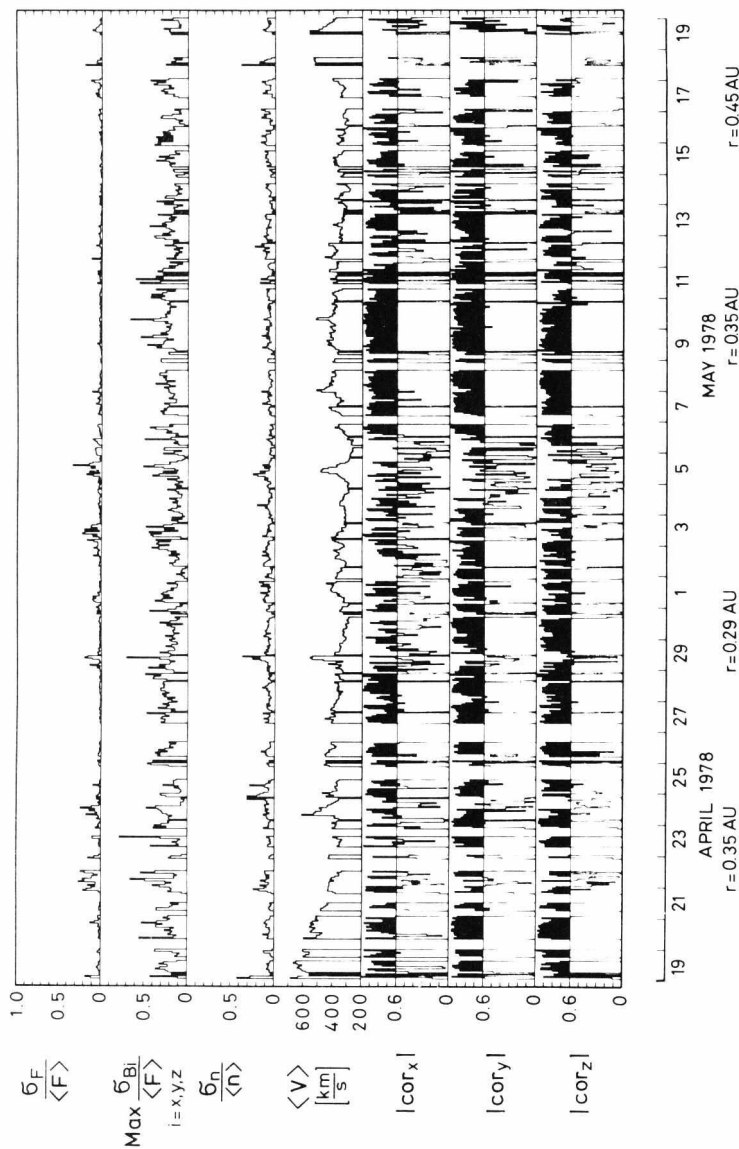


Abb. 52: Gleiche Darstellung wie Abbildungen 10 und 11 während des fünften Perihels von Helios 2.

keitsströmen in Zeiten ruhiger Sonne gemessenen. Das weist darauf hin, daß dieser Sonnenwind wesentlich vom langsamen Sonnenwind bei minimaler Sonnenaktivität verschieden ist.

Eine systematische Untersuchung von Fluktuationseigenschaften bei aktiver Sonne wird durch viele Datenlücken behindert, da nach Ablauf der Primärmission beider Helios - Raumsonden nur selten eine 24- stündige Überdeckung mit hoher Datenrate möglich war. Abbildung 32 zeigt eine sehr gute Datenüberdeckung im Vergleich zu anderen Zeiträumen. Besonders von Perioden in Aphelnähe, in denen Helios auf der von der Erde gesehen anderen Seite der Sonne stand, sind nur wenige Daten mit ausreichender Auflösung vorhanden. Eine Untersuchung von Abstandsabhängigkeiten war deshalb zum Teil mehr stichpunktartig als systematisch möglich.

Für einen Zeitraum von Juli 1977 bis August 1978 (vom dritten bis zum fünften Apheldurchgang von Helios 2) wurden Fluktuationseigenschaften untersucht. Es zeigten sich bezüglich von Häufigkeitsverteilungen der Fluktuationsamplituden keine offensichtlichen Unterschiede zu den Ergebnissen bei wenig aktiver Sonne während der Primärmissionen von Helios 1 und 2. Unterschiede zu den Ergebnissen der Primärmissionen scheinen jedoch Magnetfeldspektren von Alfvénischen Fluktuationen zu zeigen, wobei jedoch einschränkend gesagt werden muß, daß eine definitive Aussage auf Grund einer sehr geringen Anzahl berechneter Spektren nicht möglich ist. So ließen sich für den in Abbildung 32 gezeigten Zeitraum auf Grund auch vieler kurzer Datenlücken nur sechs Spektren mit maximalen Perioden von 11,5 Stunden berechnen. Es zeigt sich, daß in Perihelnähe bei aktiver Sonne der Spektraldichteverlauf von Magnetfeldrichtungsfluktuationen zwischen $2,4 \times 10^{-5}$ Hz und $1,2 \times 10^{-2}$ Hz steiler war als bei ruhiger Sonne und die Abflachung bei tiefen Frequenzen entsprechend weniger ausgeprägt war. Eine mögliche Erklärung liegt in den unterschiedlichen Laufzeiten der Alfvénischen Fluktuationen im relativ langsamen Sonnenwind bei aktiver Sonne bzw. im schnellen Sonnenwind bei ruhiger Sonne. Im langsamen Sonnenwind bei aktiver Sonne wäre dann die Entwicklung eines Spektrums bei 0,3 AE schon in einem Stadium, das im schnellen Sonnenwind bei ruhiger Sonne erst weiter außen erreicht wird. Bei ruhiger Sonne änderten sich die Spektren etwa bei 0,4 AE und zeigten dann außerhalb etwa einen Verlauf wie die Spektren bei aktiver Sonne innerhalb von 0,4 AE.

9. Zusammenfassung

Während der Primärmissionen von Helios 1 und 2 im Sonnenfleckenminimum wurden von Experimenten auf diesen Raumsonden die Eigenschaften des interplanetaren Plasmas und Magnetfeldes zwischen 0,29 AE und 1 AE kontinuierlich gemessen und zur Erde übertragen. Dieses ermöglichte eine umfassende systematische Untersuchung von Magnetfeld- und Plasmafluktuationen im interplanetaren Medium, insbesondere eine Untersuchung der Alfvénischen Komponente dieser Fluktuationen. Meßdaten der Helios - Raumsonden während einer sehr aktiven Sonne etwa ab September 1977 haben oftmals eine geringere Zeitauflösung und weisen relativ viele Datenlücken auf, wodurch nur eine eingeschränkte Auswertung von Fluktuationen in diesem Zeitraum möglich war.

Die Ergebnisse der Untersuchungen lassen sich in vier Teile gliedern. Der erste Teil enthält neue Ergebnisse im Hinblick auf Alfvénische Fluktuationen, die unabhängig vom Abstand sind. Der zweite und wesentliche Teil der neuen Informationen stammt aus der Auswertung von Abstandsabhängigkeiten. Mit Hilfe dieser gefundenen Abstandsabhängigkeiten werden auch Aussagen über Eigenschaften Alfvénischer Fluktuationen innerhalb von 0,29 AE ermöglicht (Teil 3). Der vierte Teil der Ergebnisse resultiert aus der Untersuchung Alfvénischer Fluktuationen während einer aktiven Sonne.

Als relativ unabhängig vom Sonnenabstand erwies sich der Periodenbereich Alfvénischer Fluktuationen. Dieser wurde aus der Kohärenz zwischen den Richtungsfluktuationen in der Sonnenwindgeschwindigkeit und im Magnetfeld ermittelt. Er erstreckt sich (im Meßsystem der Raumsonde) von mindestens 81 Sekunden bis zu etwa 12 Stunden. Die untere Periodengrenze ist dabei durch die maximale Zeitauflösung des Plasmaexperimentes gegeben und ist deshalb nicht physikalischer Natur. In diesem Periodenbereich ist auch die Polarisationsrelation für Alfvénwellen gut erfüllt. Abstriche müssen allerdings bei kurzen Perioden gemacht werden, wo wesentlich aus Gründen der Datenqualität Abweichungen auftreten. Im schnellen Sonnenwindplasma ist die Korrelation zwischen den Richtungsfluktuationen im Magnetfeld und in der Sonnenwindgeschwindigkeit i. allg. sehr gut. Für Stundenintervalle liegen die Korrelationskoeffizienten für die Vektorkomponenten oftmals oberhalb von 0,95. Abweichungen von 1 sind häufig allein durch die oben erwähnte Datenqualität zu erklären. Diese Korrelationen sind erheblich höher als bei früheren Messungen gefundene, was auf verbesserte Meßinstrumente zurückzu-

führen ist. Bestätigt wurden mit der Auswertung der Helios - Daten die bekannte Koppelung zwischen dem Auftreten von schnellen Sonnenwindströmen und Alfvénischen Fluktuationen bei wenig aktiver Sonne, die Ausbreitungsrichtung Alfvénischer Fluktuationen im Plasmasystem ausschließlich in antisolarer Richtung, sowie die Tatsache, daß die Fluktuationen nur annähernd transversal sind. Das drückt sich dadurch aus, daß die Fluktuationen parallel und senkrecht zur mittleren Feldrichtung antikorreliert sind.

Die mit der mittleren Magnetfeldstärke normierten Standardabweichungen der Magnetfeldrichtungsfluktuationen zeigen keine offensichtliche Abhängigkeit vom Sonnenabstand. Da die Abstandsabhängigkeiten der Magnetfeldstärke und der Fluktuationsamplituden des Magnetfeldes in der WKB - Näherung zwischen 0,29 AE und 1 AE etwa gleich sind, läßt sich nicht endgültig klären, ob die räumliche Entwicklung der Magnetfeldfluktuationen der WKB - Theorie entspricht. Eine weitere Möglichkeit ist, daß eine Art gesättigter Zustand vorliegt, bei dem durch nichtlineare Dämpfung ein weiteres Anwachsen der Fluktuationsamplituden verhindert wird. Ein anderes Verhalten zeigen normierte Magnetfeldstärkefluktuationen, die mit zunehmendem Sonnenabstand größer werden.

Ebenso zeigen quadratische Spektren des interplanetaren Magnetfeldes im Alfvénischen Periodenbereich eine klare Abstandsabhängigkeit. Zwischen 0,29 AE und 0,4 AE ist der Spektraldichteabfall bei tiefen Frequenzen gering und wird mit ansteigender Frequenz stärker. Ein Potenzgesetz liefert nur eine schlechte Beschreibung der Frequenzabhängigkeit. Weiter außerhalb ist der Spektraldichteabfall auch bei tiefen Frequenzen stärker und die Frequenzabhängigkeit wird durch ein Potenzgesetz gut wiedergegeben. Dieses Verhalten gilt im wesentlichen für magnetische Richtungsfluktuationen im schnellen Sonnenwindplasma. Auch quadratische Spektren der Magnetfeldstärke fallen mit zunehmender Frequenz außerhalb von 0,4 AE stärker ab als innerhalb. Jedoch zeigen die insgesamt flacheren Spektren bei 0,3 AE einen mit ansteigender Frequenz geringer werdenden Abfall. Betrachtet man magnetische Spektraldichten von Richtungsfluktuationen in einzelnen Frequenzbereichen als Funktion des Sonnenabstandes, so ergibt sich mit zunehmendem Abstand ein geringerer Abfall bei tiefen Frequenzen als bei hohen Frequenzen. Erklärungsmöglichkeiten für dieses spektrale Verhalten sind eine frequenzabhängige Dämpfung oder Erzeugung von Fluktuationen, oder eine nicht-lineare Energiekaskade. Letztere erfordert eine Beschreibung als Turbulenz. Generell deuten zum Teil strukturlose Spektren im

schnellen Sonnenwindplasma darauf hin, daß eine Beschreibung Alfvenischer Fluktuationen als Turbulenz möglicherweise angebrachter ist als eine Beschreibung mit bestimmten Wellenmoden.

Das oben erwähnte relative Ansteigen der kompressiven Fluktuationen mit zunehmendem Sonnenabstand findet sich auch beim Vergleich von Spektren von Richtungs- und Betragsfluktuationen des Magnetfeldes. Der Quotient aus den Spektraldichten von Richtungs- und Betragsfluktuationen nimmt mit zunehmendem Sonnenabstand ab. Zusätzlich zeigt dieser Quotient innerhalb von 0,7 AE eine ausgeprägte Frequenzabhängigkeit, die weiter außen fast verschwindet.

Mit den gefundenen Abstandsabhängigkeiten lassen sich durch Extrapolation in Sonnenrichtung Aussagen über mögliche Eigenschaften Alfvenischer Fluktuationen innerhalb von 0,29 AE machen. Daraus ergibt sich, daß Magnetfeldspektren mit abnehmendem Sonnenabstand innerhalb von 0,29 AE zunehmend flacher verlaufen. In der Korona gibt es möglicherweise ein Maximum in der Spektraldichte zwischen 3×10^{-3} Hz und 5×10^{-3} Hz. Die Extrapolation von Energieflußdichten gemessener Alfvenischer Fluktuationen in die Korona zeigt, daß diese möglicherweise einen Anteil von 20% bis 30% an der gesamten zur Verfügung stehenden Energieflußdichte (ohne den Beitrag von Fluktuationen) haben. Unzulänglichkeiten in der Theorie lassen keine genauere Aussage zu. Im Vergleich mit in Sonnenwindmodellen postulierten Energieflußdichten von Alfvenwellen in der Korona sind diese berechneten Energieflußdichten etwa von gleicher Größe.

Während einer aktiven Sonne zeigen Alfvenische Fluktuationen ähnliche statistische Eigenschaften wie im Sonnenfleckenminimum. Jedoch treten sie hier nicht kontinuierlich aufeinanderfolgend während so langer Zeiträume wie im Sonnenfleckenminimum auf. Das liegt offensichtlich an der völlig geänderten Strömungsstruktur des Sonnenwindes, der aus vielen kurz aufeinanderfolgenden Plasmaströmen besteht, die im Mittel nur eine relativ langsame Geschwindigkeit erreichen. Alfvenische Fluktuationen treten deshalb hier auch im langsamen Sonnenwind auf, der jedoch völlig verschieden vom langsamen Sonnenwind bei wenig aktiver Sonne ist.

Faßt man alle Untersuchungsergebnisse von Alfvenischen Fluktuationen zusammen, so läßt sich das folgende Szenar aufstellen, das für schnelles Sonnenwindplasma gelten könnte. In einem turbulenten Gebiet in der Atmosphäre der Sonne werden Fluktuationen angeregt. Deren magnetische Amplituden sind klein gegen das

Hintergrundmagnetfeld. Prinzipiell können dabei verschiedene Wellenmoden angeregt werden. Bei der Ausbreitung nach außen verschwinden die magnetoakustischen Wellenmoden infolge starker Dämpfung. Alfvénische Fluktuationen haben zwar zunächst eine kleine Amplitude relativ zum Hintergrundmagnetfeld, transportieren aber auf Grund der hohen Alfvén-Geschwindigkeit in der Korona viel Energie. Infolge abfallender Amplitude üben die Alfvénischen Fluktuationen bei der Ausbreitung nach außen Druck auf das Plasma aus und beschleunigen es.

Werden Alfvénische Fluktuationen in der Nähe des Alfvénischen Radius erzeugt, dann verläuft die Spektraldichte des Magnetfeldes dort sehr flach in einem Frequenzbereich von $2,4 \times 10^{-5}$ Hz bis etwa 3×10^{-3} Hz. Bei einer Erzeugung in der Nähe der Photosphäre ist ein Spektraldichteverlauf mit einem Maximum bei einer Periode von einigen Minuten möglich. Die bei 0,29 AE beobachteten Spektren können dann als Folge einer Energiekaskade im Wellenzahlraum entstehen. Ausgehend von einem flachen Spektraldichteverlauf in der Korona wäre auch eine Erklärung der beobachteten Spektren bei 0,29 AE mit frequenzabhängiger Dämpfung möglich.

Bei einer Ausbreitung nach außen wachsen die normierten Amplituden des Turbulenzfeldes und erreichen die Größe des Hintergrundmagnetfeldes bei einem Sonnenabstand, der zwischen dem Alfvénischen Radius und 0,29 AE liegt. Von da an werden Alfvénische Fluktuationen nichtlinear gedämpft, womit ein weiteres Anwachsen der Amplituden verhindert wird. Dabei werden kompressive Fluktuationen erzeugt, die wiederum die Protonen aufzuheizen vermögen.

Anhang

Der Anhang enthält die Darstellung der verwendeten Koordinatensysteme, eine kurze Zusammenstellung der Rohdatenverarbeitung von Magnetfeld- und Plasmadaten und des daraus gewonnenen Datenmaterials, die verwendete Methode zur Berechnung quadratischer Spektren sowie eine Diskussion und Abschätzung der damit verbundenen Fehler.

A. Verwendete Koordinatensysteme

Ein zur Untersuchung interplanetarer Ereignisse oft verwendetes Koordinatensystem ist das solar-ekliptische (SE)-Koordinatensystem. So sind z.B. die aufbereiteten Magnetfelddaten des Helios-Förstersondenexperimentes E2 in SE-Koordinaten dargestellt.

Das SE-Koordinatensystem ist folgendermaßen definiert: X_{SE} liegt in der Ekliptik und zeigt vom Beobachter zur Sonne, Z_{SE} zeigt zum Nordpol der Ekliptik und Y_{SE} ergänzt das rechtshändige, rechtwinklige Koordinatensystem.

Für Beobachtungen, bei denen Richtungen parallel und senkrecht zum Magnetfeld ausgezeichnet sind, ist häufig das "mean field" (MF)-Koordinatensystem verwendet worden. Bei diesem Koordinatensystem liegt eine Achse in Richtung des mittleren Magnetfeldvektors (Mittelung über das Analysenintervall), die wir mit Z_{MF} bezeichnen. Die X_{MF} -Achse ist senkrecht zu Z_{MF} und liegt in der X_{SE} - Z_{SE} -Ebene und Y_{MF} ergänzt das rechtshändige, rechtwinklige Koordinatensystem. Damit sind die Einheitsvektoren dieses Koordinatensystems

$$\hat{X}_{MF} = \frac{\langle \underline{B} \rangle \times [XZ]}{|\langle \underline{B} \rangle \times [XZ]|}$$

$$\hat{Y}_{MF} = \frac{\langle \underline{B} \rangle \times (\langle \underline{B} \rangle \times [XZ])}{|\langle \underline{B} \rangle \times (\langle \underline{B} \rangle \times [XZ])|}$$

$$\hat{Z}_{MF} = \frac{\langle \underline{B} \rangle}{|\langle \underline{B} \rangle|}$$

$$\text{mit } [XZ] = \langle B_{X_{SE}} \rangle \hat{i} + \langle B_{Z_{SE}} \rangle \hat{k}$$

Die Einheitsvektoren \hat{i} und \hat{k} zeigen in die X_{SE} - und Z_{SE} -Richtung.

In dieser Arbeit werden mit dem MF-Koordinatensystem die Fluktuationen parallel und senkrecht zum mittleren Magnetfeld untersucht. Bei der Präsentation gemessener Fluktuationen in Kapitel 5.1 werden SE-Koordinaten verwendet. Zur Auswertung Alfvénischer Fluktuationen (Kapitel 5.2 und nachfolgende Kapitel) wird das MF-Koordinatensystem benutzt.

B. Magnetfeld- und Plasmadaten

Im folgenden soll in kurzer Form zusammengefaßt werden, wie die Rohdatenverarbeitung des Magnetfeldexperimentes E2 und des Plasmaexperimentes E1 der Raumsonden Helios 1 und Helios 2 durchgeführt wurde und welche Daten dann für die Untersuchung der Fluktuationsaktivität benutzt wurden. Dabei wird dem Abschnitt über die in dieser Arbeit verwendeten Plasmadaten mehr Raum gegeben, da bisher wenig darüber veröffentlicht worden ist, wie die Rohmessungen in für physikalische Untersuchungen verwendbare Plasmadaten umgewandelt werden.

B.1 Magnetfelddaten

Beim Förstersondenexperiment E2 (beschrieben von Musmann et al. /1975/) müssen nach der Rückgewinnung der Rohmagnetfeldvektoren Korrekturen für die Phasenverschiebung durch das Aliasingfilter, die Nullpunktverschiebungen durch variable Raumfahrzeugfelder und Magnetometernullpunkte sowie Schiefstellungen des gesamten Meßstripels durchgeführt werden. Diese Korrekturen müssen bei allen Magnetfeldexperimenten auf spinnenden Raumfahrzeugen angebracht werden. Zum Schluß kommen verschiedene Koordinatentransformationen, bis dann die Daten auf Magnetbänder geschrieben werden, um später dann wissenschaftlich ausgewertet werden zu können. Diese Prozedur ist von Neubauer et al. /1981/ ausführlich beschrieben worden und muß deshalb hier nicht nochmals dar-

gestellt werden.

Eine mögliche und für diese Arbeit relevante Fehlerquelle in den Daten besteht in der Korrektur der Nullpunktverschiebung des Sensors parallel zur Spinachse der Raumsonde. Die Nullpunktverschiebung dieses Sensors kann nicht wie bei den Sensoren in der Spinebene durch die Benutzung der Spinvariation korrigiert werden. Letzteres ist auch nur anwendbar bei hohen Datenraten, die allerdings während der Primärmissionen von Helios 1 und 2 immer gegeben waren. Die Bestimmung der Nullpunktverschiebung des Sensors in Spinachsenrichtung erfolgt mit Hilfe einer von Hedgecock /1975/ entwickelten Methode, die auf statistischen Annahmen über das interplanetare Magnetfeld beruht. Neubauer et al. /1981/ geben eine genauere Beschreibung der Anwendungen auf die Helios-Daten, wobei sich Intervalle von 8 Stunden als günstigster Kompromiß zwischen Zeitauflösung und Genauigkeit erwiesen.

Mögliche Fehler auf Grund dieser Korrektur betreffen im SE-Koordinatensystem die Z-Komponente und den Betrag. Da die endgültig benutzten Nullpunkte durch Interpolation der 8 Stunden auseinanderliegenden Werte bestimmt werden, erwarten wir bei Fluktuationsuntersuchungen eine Beeinflussung durch eine mögliche fehlerhafte Korrektur bei Perioden im Bereich von Stunden in der Z - Komponente und im Betrag. Kürzere Perioden sollten nicht wesentlich beeinflusst werden.

In dieser Arbeit werden hauptsächlich gemittelte Werte des Vektormagnetfelds benutzt. Es sind dies 40,5 Sekunden-Mittelwerte, um vergleichende Untersuchungen mit den Plasmadaten zu erleichtern, die in höchster Auflösung alle 40,5 Sekunden gemessen werden. In geringerem Umfang werden auch Mittelwerte über 1000 Sekunden und über 8 Sekunden verwendet. Bei der Berechnung von Magnetfeldspektren über einen weiten Frequenzbereich bis hinauf zu 470 Hz (Kapitel 7) werden auch die hochauflösenden Daten des Förstersondenexperimentes E2 (4 Vektoren pro Sekunde) sowie mit dem Induktionsspulenexperiment E4 direkt gemessene Spektraldichten des Magnetfeldes benutzt (siehe dazu Neubauer et al. /1981/ und Beinroth and Neubauer /1981/).

Um Einflüsse auf die Auswerteergebnisse auf Grund möglicher Fehler in der Nullpunktkorrektur zu erkennen, wurden im MF-Koordinatensystem durchgeführte Untersuchungen zusätzlich im SE-Koordinatensystem durchgeführt. Es zeigten sich jedoch keine offensichtlichen Unterschiede zwischen den Resultaten für die X,Y-Komponenten und die Z-Komponente des SE-Koordinatensystems z.B. bei der Untersuchung von Korrelationen zwischen Sonnenwindge-

schwindigkeits- und Magnetfeldfluktuationen im Zeit- und Frequenzbereich.

B.2 Plasmadaten

Unter der Bezeichnung "Plasmaexperiment" El auf Helios sind vier unabhängige Instrumente zur Untersuchung des Sonnenwindplasmas zusammengefaßt (Experimentbeschreibung von Schwenn et al. /1975/). Drei Instrumente messen Protonen und schwerere Ionen mit Energie- zu Ladungs-Werten E/q zwischen 0,155 und 15,32 kV. Zwei davon erlauben auch eine vollständige Bestimmung der Einfallrichtung der Teilchen. Das vierte Instrument analysiert Elektronen im Energiebereich von 0,5 bis 1660 eV mit eindimensionaler Richtungsauflösung. Primär werden die Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen der verschiedenen Teilchensorten gemessen. Daraus werden dann durch Momentenbildung die hydrodynamischen Parameter des Sonnenwindes abgeleitet.

Die eigentliche Messung der positiven Komponente des Sonnenwindes wird dabei von 32 Energiekanälen mit maximal je 16 Kanälen für das Azimut (Winkel in der Ekliptik) und 9 Kanälen für die Elevation vorgenommen. Das Meßverfahren ist prinzipiell sehr einfach: Die Teilchen werden entsprechend ihren Geschwindigkeiten und Einfallrichtungen sortiert und einzeln gezählt. Ein E/q -Spektrum wird dabei schrittweise aufgenommen. Pro Umdrehung der Raumsonde wird ein Energiekanal in Azimut und Elevation gemessen. Zur azimutalen Richtungsauflösung wird die Rotation der Raumsonde direkt zu Hilfe genommen; durch spinsynchrone Sektorpulse wird die Meßzeit in jeder Umdrehung in geeignete "Azimutkanäle" aufgeteilt, die den erwarteten Teilcheneinfallrichtungen entsprechen. Zur Elevationsmessung sind separate Detektoren vorhanden. Insgesamt dauert dieser Meßzyklus etwa 32 Sekunden. Zusätzliche Messungen benötigen weitere 8,5 Sekunden, so daß sich eine gesamte Meßdauer von 40,5 Sekunden ergibt. Die pro Energiekanal in 9 Elevations- und 16 Azimutkanälen maximal möglichen 144 Meßwerte übersteigen die Übertragungsrates. Deshalb werden i.allg. nur 7×7 Zählraten pro Energiekanal übertragen, die mit einer Vorauswahl an Bord von Helios bestimmt werden und um die Richtung des maximalen Teilcheneinfalles gruppiert sind.

Für diese Arbeit standen Protonendaten für beide Primärmissionen der Heliosraumsonden und Daten von Alphateilchen in vermindertem Umfang zur Verfügung. Diese Daten wurden nach einem "dreifach eindimensionalen" Verfahren ausgewertet (Schwenn, persönliche Mitteilung, 1981). Dieses Verfahren ist in Grundzügen bei Rosenbauer et al. /1977/ dokumentiert und soll hier skizziert werden. Zunächst werden an Bord jeder Raumsonde die Zählraten in jedem Energiekanal über beide Raumrichtungen aufsummiert. Das ergibt 32 Werte, die zur Erde übertragen werden. Diese bilden über E/q aufgetragen eine Verteilung, deren Massenschwerpunkt den Betrag der Strömungsgeschwindigkeit liefert, sofern die Teilchensorte bekannt ist. Die Teilchensorte läßt sich mit Hilfe eines der drei Ionenexperimente bestimmen, bei dem nach der Teilchengeschwindigkeit separiert wird. Die beiden unabhängigen Kriterien Geschwindigkeit und Energie pro Ladung führen zu einer Selektion der Teilchen nach ihrem Masse-pro-Ladungsverhältnis (M/q). Da die Richtungsinformation durch die Aufsummation verlorengegangen ist, werden zur Bestimmung des Strömungsgeschwindigkeitsvektors die dreidimensionalen Daten benutzt, die aus den 32 Energiekanälen mit je 7×7 Zählraten bestehen. Die beiden Winkel zur Festlegung der Vektorrichtung werden dann in folgender Weise berechnet: Für jeden Azimutwinkel wird über alle Elevationswinkel und Energien aufsummiert. Damit ergibt sich eine Verteilung für die Azimutwinkel. Der Scheitelpunkt dieser Verteilung wird durch eine Parabelanpassung bestimmt und liefert den Azimutwinkel für den Vektor der Strömungsgeschwindigkeit. In gleicher Weise wird der Elevationswinkel bestimmt, indem eine Verteilung der Elevationswinkel durch Aufsummation über alle Azimutwinkel und Energien berechnet wird und der Scheitelpunkt der Verteilungskurve bestimmt wird. Mit diesen beiden Winkeln und dem Betrag ist dann der Vektor der Strömungsgeschwindigkeit bestimmt, wobei Lage und Geschwindigkeit des Raumfahrzeugs berücksichtigt werden. Dichte und Temperatur folgen dann mit einer vereinfachten Momentenbildung aus der E/q -Verteilung. Die Dichte ergibt sich aus der aufsummierten Fläche unter der Kurve und die Temperatur wird aus der Breite der E/q -Verteilung bestimmt.

Inzwischen bekannte Einzelheiten der außerordentlich komplexen Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen von Protonen und Alphateilchen /Marsch 1982 a, b/ geben Hinweise auf mögliche Fehlerquellen bei der "dreifach eindimensionalen" Auswertung von Plasmadaten. So sind die thermischen Geschwindigkeiten der Alphateilchen und der Protonen zwischen 10 km/s und 100 km/s so groß, daß sich deren Geschwindigkeitsverteilungen überlappen. Wenn diese Überlappung sehr stark ist, gelingt eine automatisch durchgeführte Abtrennung der Alphateilchenkomponente nicht, was

dann zu Schwankungen im Betrag der Protonengeschwindigkeit führt. Weiterhin ist die Geschwindigkeitsverteilung der Protonen oftmals in zwei Anteile aufgespalten /Marsch, 1982 a/, die Protonendoppelströme genannt werden. Während der langsamere Hauptanteil etwa in radialer Richtung von der Sonne wegläuft, kann die zweite Komponente der Magnetfeldrichtung folgend beliebig schräg sein. Nach Ansicht der Plasmaexperimentatoren (Schwenn und Marsch, persönliche Mitteilung /1981/) wird die Winkelbestimmung zur Festlegung des Strömungsgeschwindigkeitsvektors ungenauer, wenn das Feld sehr schräg zur Radialrichtung liegt. Dieses führt dann in den Daten zu zusätzlichen künstlichen Richtungsfluktuationen.

Generell liefert das Plasmaexperiment mit einem Datensatz alle 40,5 Sek. keine Mittelwerte über dieses Zeitintervall, sondern Stichproben aus diesem Zeitintervall. Diese Stichproben können von Mittelwerten durch Fluktuationen im Periodenbereich unterhalb der Meßdauer abweichen. Auf Fluktuationsaktivität auch in diesem Periodenbereich weisen Spektren der hochauflösenden Magnetfelddaten hin.

In dieser Arbeit werden Protonendaten mit der höchsten Auflösung (1 Datensatz alle 40,5 Sekunden) sowie Mittelwerte über 1000 Sekunden benutzt. Für spezielle Anwendungen stehen außerdem bei ausgewählten Zeitintervallen der Primärmission von Helios 2 Elektronendaten in Form von Mittelwerten über 10 Minuten zur Verfügung.

C. Die Berechnung quadratischer Spektren

C.1 Die Methode

Schätzwerte quadratischer Spektren werden in dieser Arbeit mit dem Algorithmus der schnellen Fouriertransformation (FFT) nach der Methode von Cooley and Tukey /1965/ berechnet. Dabei wird im wesentlichen den Arbeitsvorgängen gefolgt, wie sie von Bendat and Piersol /1971, S. 327ff./ empfohlen werden.

Die Berechnung gliedert sich dabei in folgende Schritte, wobei zur Berechnung von Kreuzspektren zwei Zeitreihen X_n und Y_n jeweils parallel verarbeitet werden:

1. Berechnung von Zentralwert, Mittelwert und Standardabweichung; Erstellen von Histogrammen.
2. Untersuchung der Meßreihen auf Datenlücken, Stationarität und Periodizitäten. Datenlücken: Die Meßreihe wird nicht weiter untersucht, wenn mehr als 10% Daten fehlen oder wenn mehrere Datenlücken in gleichem zeitlichen Abstand auftreten. Stationarität: Untersuchung mittels "run-Test". Periodizitäten: Visuelle Untersuchung der Daten sowie der (später berechneten) ungemittelten spektralen Schätzwerte.
3. Zentrierung der Meßwerte durch Subtraktion der Mittelwerte.
4. Trendbeseitigung nach der Methode der kleinsten Quadrate (Polynom zweiten Grades) und erneute Berechnung der Standardabweichung.
5. Zuschneiden der Meßwerte auf $N = 2^m$ Werte (Länge des FFT-Algorithmus) durch Abschneiden oder Hinzufügen von Nullen. Ebenso werden Datenlücken mit Nullen aufgefüllt, da Null der wahrscheinlichste Wert der zentrierten Gaußschen Normalverteilung ist.
6. Multiplikation mit geeignetem Zeitfenster ("cosine taper window" / Bendat and Piersol, 1971, S. 323 - 325/) zur Vermeidung von "leakage".
7. Berechnung der Fourierkoeffizienten X_k und Y_k mittels des FFT-Algorithmus bei den diskreten Frequenzen $f_k = k/(N \Delta t)$, $k = 0, 1, \dots, N/2$, wobei Δt die Zeitdifferenz zwischen zwei Meßwerten ist. $f_{N/2}$ ist die Nyquistfrequenz.

$$x_k = \sum_{n=0}^{N-1} x_n \exp \left[-2 \pi i \frac{nk}{N} \right]$$

(C-1)

$$y_k = \sum_{n=0}^{N-1} y_n \exp \left[-2 \pi i \frac{nk}{N} \right]$$

mit $k = 0, 1, \dots, N/2$

8. Berechnung der "rohen" Spektraldichteschätzwerte für $k = 0, 1, \dots, N/2$ und $f_k = k/(N \Delta t)$ durch

$$\begin{aligned}\tilde{G}_X(f_k) &= \frac{2\Delta t}{N} |X_k|^2 \\ \tilde{G}_Y(f_k) &= \frac{2\Delta t}{N} |Y_k|^2\end{aligned}\tag{C-2}$$

und der "rohen" Kreuzspektraldichteschätzwerte durch

$$\begin{aligned}\tilde{G}_{XY}(f_k) &= \frac{2\Delta t}{N} |X_k^* Y_k| \\ &= \tilde{C}_{XY}(f_k) - i\tilde{Q}_{XY}(f_k)\end{aligned}\tag{C-3}$$

wobei X_k^* komplex-konjugiert zu X_k ist und $\tilde{C}_{XY}(f_k)$ und $\tilde{Q}_{XY}(f_k)$ die Schätzwerte des Wirkspektrums (engl. co-spectrum) und des Blindspektrums (engl. quad-spectrum) sind.

9. Korrektur für Zeitfenster (Division der "rohen" Schätzwerte durch 0,875 für das "cosine taper window").
10. Test, ob bei Datenlücken eingefügte Nullen die spektralen Schätzwerte beeinflusst haben. Nur wenn folgende Beziehungen besser als auf 1% erfüllt waren, wurden die spektralen Schätzwerte weiterverarbeitet.

$$\begin{aligned}\sigma^2 &= \int_{f_1}^{f_2} \tilde{G}(f) df \\ \text{und } \text{cov}^2 &= \int_{f_1}^{f_2} \tilde{C}(f) df\end{aligned}\tag{C-4}$$

mit σ^2 und cov^2 der Varianz und Kovarianz und mit den Frequenzgrenzen des Spektrums f_1 und f_2 .

11. Berechnung geglätteter Schätzwerte $\hat{G}(f_k)$, $\hat{Q}(f_k)$ und $\hat{C}(f_k)$ durch Mittelung über je 16 benachbarte "rohe" Schätzwerte.
12. Berechnung von Schätzwerten für Kohärenz $\hat{\gamma}_{XY}^2(f_k)$ und Phase $\hat{\theta}_{XY}(f_k)$:

$$\begin{aligned}\hat{\gamma}_{XY}^2(f_k) &= \frac{|\hat{G}_{XY}(f_k)|^2}{\hat{G}_X(f_k) \hat{G}_Y(f_k)} \\ \hat{\theta}_{XY}(f_k) &= \tan^{-1} \left(\frac{\hat{Q}_{XY}(f_k)}{\hat{C}_{XY}(f_k)} \right)\end{aligned}\tag{C-5}$$

weckmäßigerweise werden die Schätzwerte der Spektraldichten graphisch doppeltlogarithmisch und die Schätzwerte von Kohärenz und Phase halblogarithmisch dargestellt. In den Spektraldichtenerläufen wird jeweils die Größe der Vertrauensbereiche angegeben. Die Vertrauensbereiche geben an, welche Werte der Spektraldichten mit dem berechneten Schätzwert $\hat{G}(f_A)$ noch verträglich sind. Mit einer gewählten statistischen Sicherheit von 0,95 (oder 95%) und 32 Freiheitsgraden ergeben sich folgende Vertrauensgrenzen für die Spektraldichte $G(f_A)$ /Otnes and Enochson, 1972, S. 217ff./ :

$$0,65 \hat{G}(f_k) \leq G(f_k) \leq 1,75 \hat{G}(f_k)$$

Vertrauensgrenzen für Kohärenz und Phase können nicht derart allgemein gegeben werden. Sie hängen vom Schätzwert für die Kohärenz selber ab. Jenkins and Watts /1968, S. 379 - 381/ geben einen Ausdruck zur näherungsweise Berechnung der Vertrauensgrenzen von $\arctanh \hat{\gamma}_{XY}(f_A)$, die in dieser Arbeit benutzt wurde. Da für jede diskrete Frequenz die Vertrauensbereiche für $\hat{\gamma}_{XY}^2(f_A)$ einzeln berechnet werden und i.a. unterschiedlich sind, werden sie in den graphischen Darstellungen nicht gezeigt. Die 95% Vertrauensgrenzen liegen z.B. für $\hat{\gamma}_{XY}^2(f_A) = 0,85$ bei 0,69 und 0,92, für $\hat{\gamma}_{XY}^2(f_A) = 0,95$ bei 0,90 und 0,98, für $\hat{\gamma}_{XY}^2(f_A) = 0,44$ bei 0,08 und 0,64. Vertrauensgrenzen für die Phase sind noch schwerer zu ermitteln. Jenkins and Watts /1968, S. 381/ zeigen eine graphische Darstellung von näherungsweise ermittelten Vertrauensgrenzen für die Phase in Abhängigkeit von der Kohärenz und der Zahl der Freiheitsgrade. Danach sind bei 32 Freiheitsgraden die 95% Vertrauensgrenzen für die Phase für $\hat{\gamma}_{XY}^2(f_A) = 0,85$ bei $\pm 6^\circ$, für $\hat{\gamma}_{XY}^2(f_A) = 0,95$ bei $\pm 2^\circ$ und für $\hat{\gamma}_{XY}^2(f_A) = 0,44$ bei $\pm 18^\circ$.

Es ist möglich, eine höhere Frequenzauflösung bei gleicher statistischer Sicherheit zu erreichen, wenn man mehrere Zeitreihen zur Verfügung hat, die unter gleichen physikalischen Bedingungen gemessen wurden. Um geglättete spektrale Schätzwerte zu erhalten, wird hier anstelle der Frequenzglättung eine Segmentmittelung durchgeführt /Bendat and Piersol, 1971, S. 328 - 329/, d.h. es werden die jeweils zur gleichen Frequenz gehörenden spektralen Schätzwerte der verschiedenen Zeitreihen gemittelt. Weiterhin möglich ist eine kombinierte Prozedur bestehend aus Frequenzglättung plus Segmentmittelung. Abweichend vom oben gegebenen Ablaufplan wurden in einigen Fällen diese beiden Möglichkeiten zum Berechnen endgültiger Schätzwerte benutzt. Diese sind jeweils erkenntlich an einer geänderten Frequenzauflösung oder sehr viel glatterem Verlauf der Spektraldichteschätzwerte.

C.2 Fehlerquellen

Bei der Berechnung quadratischer Spektren treten eine Reihe von Fehlern auf, deren Einfluß hier diskutiert werden soll. Diese Fehler liegen zu einem Teil an den Daten selber, zum anderen Teil an der Methode der Berechnung. Die Fehler können sich gegenseitig beeinflussen.

Die Datenfehler bestehen aus dem Rauschen des Meßinstrumentes und der Quantisierung der Daten. Die Fehler auf Grund der Berechnungsmethode bestehen aus dem statistischen Fehler, dem Konsistenzfehler ("leakage"), einem Fehler auf Grund verwendeter Mittelwerte, dem Aliasingfehler, einer eventuellen Verfälschung durch die Subtraktion eines Trends und dem Einfügen von Nullen bei Datenlücken.

1. Instrumentenrauschen: Das Instrumentenrauschen von Förster-sondenmagnetometern wurde von Maier /1975/ untersucht. Das Rauschniveau eines mit den auf den Heliosraumsonden verwendeten baugleichen Magnetometers zeigte einen mit der Frequenz abnehmenden Abfall $\sim f^{-0,78}$. Da die gemessenen Spektraldichten steiler abfallen, sind Vergleiche von Rauschspektraldichten und gemessenen Magnetfeldspektraldichten bei den höchsten Frequenzen ausreichend für eine Beurteilung. Bei der Nyquistfrequenz von 40,5 Sekunden Mittelwerten ($1,2 \times 10^{-2}$ Hz) liegt das Instrumentenrauschen bei $1,5 \times 10^{-2} \gamma^2/\text{Hz}$. Dieser Wert liegt etwa zwei Größenordnungen unterhalb von gemessenen Spektraldichten des interplanetaren Magnetfeldes. Bei der Spektralberechnung mit hochauflösenden Magnetfelddaten (Nyquistfrequenz 2 Hz) liegen die geringsten gemessenen und in dieser Arbeit verwendeten Spektraldichten bei etwa $1 \gamma^2/\text{Hz}$ und damit ebenfalls weit oberhalb des Rauschniveaus von $4 \times 10^{-4} \gamma^2/\text{Hz}$ bei der Nyquistfrequenz. Das bedeutet, daß der Einfluß des Instrumentenrauschens im gesamten betrachteten Frequenzbereich vernachlässigbar klein ist.

2. Quantisierung: Analog-Digital-Wandlung eines Meßwertes X_n führt zu einem zusätzlichen Beitrag δX_n , da der Meßwert der Mitte eines Intervalles zugeordnet wird. Das ergibt einen zusätzlichen Beitrag zum quadratischen Spektrum infolge des Quantisierungsfehlers. Wenn X_n und δX_n völlig unkorreliert sind, bestände das gesamte Spektrum aus einer reinen Addition der Spektren für X_n und δX_n . Der spektrale Anteil von δX_n ist - um das Ergebnis vorwegzunehmen - klein und beeinflusst deshalb bei einer stetig mit der Frequenz abfallenden Spektraldichte höchstens die oberen Frequenzen, in dieser Arbeit bis zu 2 Hz. Der Anteil am quadratischen Spektrum durch den Quantisierungsfehler beträgt /Otnes and Enochson, 1972, S. 53/

$$G_{\delta X}(f_k) = \frac{DF^2}{12 f_{N/2}}$$

wobei DF das Digitalisierungsfenster und $f_{N/2}$ die Nyquistfrequenz sind. Für das Helios-Förstersondenexperiment mit $DF = 0,4$ γ und $f_{N/2} = 2$ Hz (bei hoher Bitrate während der Primärmission) ergibt sich $G_{\delta X}(f_k)$ zu $6,7 \times 10^{-3} \gamma^2/\text{Hz}$. Dieses liegt mehr als eine Größenordnung unter den gemessenen Spektraldichten. Damit ist auch der Quantisierungsfehler vernachlässigbar klein.

3. Statistischer Fehler: Spektraldichten werden nur aus einem Datenintervall oder im Fall der Segmentmittelung aus einigen Datenintervallen berechnet. Der statistische Fehler zeigt sich durch statistische Schwankungen der Spektraldichte. Bei "rohen" Spektraldichteschätzwerten sind dabei die statistischen Schwankungen von gleicher Größe wie die zu ermittelnde Spektraldichte /Otnes and Enochson, 1972, S. 212/. Der statistische Fehler wird verringert durch Vergrößerung der Anzahl von Freiheitsgraden. Das wird durchgeführt mit einer Frequenzglättung oder mit einer Segmentmittelung durch Aufteilung der Datenreihe in kürzere Abschnitte.

Der statistische Fehler wird durch Vertrauensbereiche angegeben, was besagt, daß der wahre Wert mit einer bestimmten prozentualen Wahrscheinlichkeit in diesem Bereich um den jeweiligen Schätzwert liegt. Allerdings basiert das Konzept der Vertrauensbereiche auf der Annahme, daß die Daten einer Gaußschen Normalverteilung folgen und "weiß" sind. Letztere Annahme ist für die Fluktuationen des interplanetaren Plasmas und Magnetfeldes nicht erfüllt, da die Daten korreliert sind. Das reduziert die Anzahl der Freiheitsgrade und vergrößert damit die Vertrauensbereiche. Diese sollten deshalb streng genommen nur als Anhaltspunkte betrachtet werden.

4. Konsistenzfehler: Dieser Fehler entsteht durch die endliche Länge des benutzten Zeitintervalles T . Das führt dazu, das zum Schätzwert bei einer gewünschten Frequenz Nebenbänder benachbarter Frequenzen beitragen ("leakage"). Nebenbänder entstehen durch am Anfang und Ende abgeschnittene Datenintervalle. Um die Nebenbänder möglichst klein zu halten, sorgt man für einen kontinuierlichen Anstieg und Abfall der Daten am Anfang und Ende des Datenintervalles. Dies wird durch Multiplikation der Daten mit einem Fenster erreicht.

Da in der Literatur verschiedene Fenster vorgeschlagen werden, wurde mit einer Computersimulation das optimale Fenster ermittelt. Optimal bedeutet hier, daß ein berechnetes Spektrum möglichst wenig von einem vorgegebenen abweichen darf, nachdem zwischen einer Reihe von weiteren Rechenschritten das Fenster auf die Daten angewendet wurde. Da diese Simulation auch noch für weitere Fehleruntersuchungen angewendet wurde, wird sie hier kurz geschildert. Man gibt sich ein Spektrum $G_x(f_k)$ beliebiger Form vor. Daraus berechnet man die entsprechenden Fluktuationen im Zeitbereich /Owens, 1978 b/, indem die inverse Fouriertransformation der Fourierkoeffizienten X_k durchgeführt wird. Die X_k lassen sich dabei nicht direkt aus (C-2) berechnen, da bei der Bildung von $|X_k|^2$ die Phaseninformation verloren ging. Man kann zeigen, daß für eine zufällig und gleichförmig über das Winkelintervall $(0, 2\pi)$ verteilte Phase a_k die X_k folgendermaßen berechnet werden können

$$X_k = \left(\frac{N}{2\Delta t} G_x(f_k) \right)^{1/2} \exp(-ia_k) \quad (C-6)$$

Jeder Satz zufälliger Phasen a_k , $0 \leq k \leq N/2$, ergibt dann eine Realisierung der Zeitreihe X_n zum vorgegebenen quadratischen Spektrum $G_x(f_k)$. Dann werden alle im Kapitel C.1 gegebenen Schritte zur Berechnung von Spektraldichteschätzwerten durchgeführt und das sich am Ende ergebende Spektrum mit dem Ausgangsspektrum verglichen. Bei der Untersuchung von Fenstern ergab sich, daß nach Anwendung des "cosine-taper-window" das Originalspektrum am genauesten wiedergegeben wurde. Es brachte in allen Frequenzbereichen bessere Ergebnisse als z.B. das von Otnes and Enochson /1972, S. 286/ vorgeschlagene Goodman-Enochson-Otnes (GEO) window, das als Glättungsfunktion im Frequenzbereich angewendet wird.

5. Fehler durch die Benutzung von Mittelwerten: Um Spektren auch sehr langer Perioden berechnen zu können, benutzt man zweckmäßigerweise durch Tiefpaßfilterung gewonnene Mittelwerte. Die auf Magnetband verfügbaren Förstersondendaten wurden durch einfache Mittelwertbildung erzeugt, d.h. je N aufeinanderfolgende Datenpunkte mit Zeitabstand Δt wurden mit dem Faktor $1/N$ versehen und aufsummiert. Dieser Tiefpaßfilter hat einige negative Eigenschaften, die bei der Berechnung der Spektraldichteschätzwerte nach der Theorie zu systematischen Abweichungen vom wahren Spektrum führen. Dieses läßt sich an Hand der Übertragungsfunktion des Tiefpaßfilters zeigen. Eine sehr genaue Näherung für die Übertragungsfunktion des benutzten Tiefpaßfilters lautet /Holloway, 1958/:

$$T(f) = \frac{\sin(\pi f \Delta t N)}{\pi f \Delta t N} \quad (C-7)$$

Für eine Anwendung auf Spektren muß $|T(f)|$ quadriert werden. Aus dem Verlauf von $|T(f)|^2$ ist zu entnehmen, daß die aus den Mittelwerten gewonnenen Spektraldichtewerte in einem breiten Frequenzbereich systematisch zu niedrig berechnet werden. Die Abweichungen gehen dabei von 2% bei $f_{N/2}/6$ über 9% bei $f_{N/2}/3$ bis zu 59% bei der Nyquistfrequenz $f_{N/2}$.

Berechnete Spektren zeigen allerdings keine offensichtliche Absenkung der Spektraldichte bei hohen Frequenzen. Dieses wird besonders deutlich, wenn Spektren des gleichen Zeitraumes überlagert werden, die jedoch aus Daten verschiedener Mittelungslänge berechnet wurden. So zeigt z.B. die Spektraldichte in Abbildung 18 im überlappenden Frequenzbereich innerhalb der 95% Vertrauensgrenzen dieselben Werte. Die Spektraldichtewerte des Spektrums G_2 aus 8 Sekunden-Mittelwerten sollten dabei im Bereich der Nyquistfrequenz des Spektrums G_1 aus den 40,5 Sekunden Mittelwerten keinerlei systematische Abweichung auf Grund der Tiefpaßfilterung zeigen und deshalb innerhalb der Vertrauensgrenzen das wahre Spektrum wiedergeben. Im Spektrum G_1 wird eine systematische Abweichung unterhalb von etwa $2/3 f_{N/2}$ innerhalb der Vertrauensgrenzen liegen. Nur direkt unterhalb der Nyquistfrequenz sollte die Abweichung sichtbar sein. Diese Abweichung tritt also offensichtlich nicht auf. Der Grund dafür wird im nächsten Kapitel im Zusammenhang mit einer weiteren Fehlerquelle diskutiert.

6. Aliasingfehler: Das Helios-Förstersondenexperiment enthält zur Bandbegrenzung ein Aliasingfilter zur Unterdrückung von Fluktuationsanteilen oberhalb der Nyquistfrequenz $f_{N/2}$ von 4 Hz. Bei Benutzung der hochauflösenden Daten sollte dieser Fehler also keine Rolle spielen. Beispiele von Spektren im Frequenzbereich bis zu 2 Hz (Abbildung 31) zeigen gelegentlich einen Anstieg in der Spektraldichte bei 2 Hz, der wahrscheinlich auf Grund von Frequenzfaltung auftritt. Dieser Effekt ist jedoch äußerst gering.

Etwas anders sind die Ergebnisse bei der Untersuchung längerperiodischer Fluktuationen, bei der durch Tiefpaßfilterung berechnete Mittelwerte verwendet werden.

Aus der im letzten Kapitel gegebenen Übertragungsfunktion des verwendeten Tiefpaßfilters ist auch ersichtlich, daß Frequenzfaltung durchaus eine Rolle spielen kann, da oberhalb der Nyquistfrequenz $|T(f)|^2$ nur relativ langsam kleiner wird und weitere Nebenmaxima hat.

Da das Spektrum des interplanetaren Magnetfeldes relativ steil abfällt, sollte Aliasing i.allg. keinen großen Einfluß haben /Russell, 1972/. Eine für einige Werte berechnete Frequenzfaltung mit $|T(f)|^2$ bei stetig abfallender Spektraldichte zeigt einen möglichen Einfluß ab $f_{N/2}/2$, der innerhalb der Fehlergrenzen aber erst ab $0,8 f_{N/2}$ deutlich wird und nahe $f_{N/2}$ etwa 30% erreicht. Da ein entsprechender Anstieg auch in solchen Spektren nicht zu finden ist, die vom gleichen Zeitintervall aus verschiedenen Mittelwerten berechnet wurden (Abbildung 18), und gleichzeitig die erwartete systematische Absenkung fehlt, liegt der Schluß nahe, daß die Fehler auf Grund der gewählten Mittelwertbildung und der Frequenzfaltung sich etwa ausgleichen.

7. Prewhitening: Ein bisher nicht erwähnter Fehler bei der Durchführung der Spektralanalyse kann auftreten, wenn einige Frequenzbereiche sehr viel höhere Amplituden zeigen als andere. Für diesen Fall wird gelegentlich empfohlen /Blackman and Tukey, 1958, S. 29/, die Daten so vorzuverarbeiten, daß das daraus berechnete Spektrum dem von weißem Rauschen ähnelt ("Prewhitening"). Beim weißen Spektrum hebt sich dann der Einfluß der Seitenbänder auf. Am Ende der Berechnung muß dieses durch "Postdarkening" wieder rückgängig gemacht werden.

Mit einigen einfachen Hochpaßfiltern /Blackman and Tukey, 1958, S. 40/ wurde mit der oben beschriebenen Computersimulation der Einfluß von "Prewhitening" auf ein mit der Frequenz stetig ab-

fallendes Spektrum untersucht. Das Ergebnis ist, daß die Prozedur des "Prewhitening" für in dieser Arbeit gemessene Spektraldichteverläufe keine Verbesserung liefert. Erst wenn die Spektraldichte stärker als f^{-3} abfällt, sind Unterschiede offensichtlich.

8. Fehler durch das Einfügen von Nullen: Wie Computersimulationen zeigen, liefert die Prüfung durch die numerische Integration der Spektren nach Arbeitsschritt 10 im Kapitel C.1 einen guten Kompromiß zwischen einer geringfügigen Beeinflussung des Spektraldichteschätzwertes und einer nicht möglichen Auswertung des Datenintervalles. Da Datenlücken permanent auftreten, wäre sonst kaum eine umfassende Auswertung möglich. Nach Simulationsrechnungen liegen die möglichen Abweichungen in der Spektraldichte immer innerhalb der statistischen Schwankungen, wenn die in Kapitel C.1 gegebenen Beziehungen innerhalb der gesetzten Fehler-schranken erfüllt sind.

9. Fehler durch Trendbeseitigung: Ein Trend in den Daten wird definiert als jede auftretende Frequenzkomponente, deren Periode länger als das untersuchte Datenintervall ist. Trends in den Magnetfeldmeßdaten können instrumentenbedingt durch driftende Nullpunkte auftreten, die aber bei der Rohdatenverarbeitung korrigiert worden sein sollten. Physikalische Variationen können durch sehr tieffrequente Wellen oder langsame Änderungen an der Quelle des Sonnenwindes verursacht worden sein.

Mögliche Realisierungen zum Bestimmen des Trends sind Anpassung an eine Gerade oder an ein Polynom zweiten Grades mit der Methode der kleinsten Quadrate. Dies wird von Bendat and Piersol /1971, S. 288/ empfohlen. Gelegentlich wird auch die Ermittlung des Trends durch gleitende Mittelung, also ein Tiefpaßfilter, vorgeschlagen /Taubenheim, 1969, S. 277/. Diese Methode ist jedoch fragwürdig, da durch sie Polaritätswechsel zu analysierender höherfrequenter Wellen verursacht werden können /Holloway, 1958/. Owens /1978 a/ zeigt, daß Fehler durch eine Trendbeseitigung mit der gleitenden Mittelung wesentlich stärker sind als die bei einer linearen Trendbeseitigung.

Die Beseitigung eines Trends sollte alle Frequenzen innerhalb des Analysenintervalles unbeeinflusst lassen. Bei der praktischen Durchführung zeigte sich jedoch, daß auch niedrige Frequenzen beeinflusst werden. Diese Beeinflussung wurde wieder mit einer Simulation untersucht. Dazu wurde einer in oben beschriebener Weise aus einem vorgegebenen Spektrum gewonnenen Zeitreihe ein Trend überlagert. Der Trend wurde als sinusförmige Welle mit

einer Periode vom 3- bis 10-fachen der Länge des Datenintervalles angesetzt. Die Variation des Nullpunktes über die Länge des Datenintervalles wurde z.B. bei 1 AE mit 3% angenommen. Bei der Spektrumsberechnung wurde dann mit der Methode der kleinsten Quadrate der Trend eliminiert. Die Trendfunktion wurde dabei mit einer Geraden und mit einem Polynom zweiten Grades angenähert. Beim Vergleich des berechneten Spektrums mit dem vorgegebenen Spektrum zeigte sich - nach Wiederholungen mit verschiedenen Sätzen von Zufallszahlen - ein Anstieg von etwa 4% im tiefsten Frequenzintervall. Zu diesem Frequenzintervall tragen 16 ursprünglich berechnete Werte bei, so daß die Abweichung bei der tiefsten Fourierkomponente vor der Frequenzglättung einige 10% betrug.

Für die routinemäßige Trendbeseitigung wurde ein mit der Methode der kleinsten Quadrate bestimmtes Polynom zweiten Grades verwendet. Ein Polynom zweiten Grades ergab in der Mehrzahl der Fälle eine bessere Anpassung an den Trend als eine Gerade.

C.3 Fehler bei der Bestimmung des Spektraldichteabfalls

Einige der im letzten Kapitel diskutierten Fehler bei der Berechnung eines Spektrums beeinflussen auch Untersuchungen von bestimmten Eigenschaften eines Spektrums, so z.B. die Berechnung des Abfalls der Spektraldichte mit ansteigender Frequenz. Zumindest in Hochgeschwindigkeitsströmen bei 1 AE läßt sich die Abhängigkeit zwischen Spektraldichte G und Frequenz f durch ein Potenzgesetz $G \sim f^{-\alpha}$ mit dem Spektralexponenten α gut beschreiben. Systematische und statistische Fehler bei der Spektrumsberechnung beeinflussen auch die Bestimmung des Spektralexponenten α . Hier soll untersucht werden, mit welcher Genauigkeit der Spektral exponent bestimmt werden kann. Die Abschätzung der Genauigkeit gilt für Spektren mit 32 Freiheitsgraden, die durch Frequenzglättung berechnet wurden.

Der Spektral exponent α wird durch eine lineare beste Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate zwischen $\log G(f)$ und $\log f$ berechnet. Da Frequenzkanäle linear mit jeweils gleicher Anzahl von Werten gemittelt wurden, wird die Berechnung von α von tiefen Frequenzen relativ stärker beeinflusst. Eine Abweichung von einem linearen Zusammenhang zwischen $\log G(f)$ und

$\log f$ bei tiefen Frequenzen wie in Hochgeschwindigkeitsströmen bei 0,3 AE beeinflusst den berechneten Wert für α besonders stark.

Die Prozedur zur Anpassung einer besten Geraden an das quadratische Spektrum nimmt an, daß jeder Spektraldichteschätzwert exakt spezifiziert ist. Wie oben ausgeführt, ist dies nicht so. Zur Abschätzung dieses Effektes auf die berechneten Werte für den Spektralexponenten gehen wir von einem Magnetfeldspektrum aus, das aus Magnetfeldmeßdaten von Helios 2 bei 0,97 AE berechnet wurde. Der mit der Methode der kleinsten Quadrate berechnete Spektralexponent α hat einen Wert von 1,66. Für jede der 32 Frequenzen definieren wir mit den 95% Vertrauensgrenzen einen Bereich zwischen 0,65 G(f) und 1,75 G(f), in dem ein neuer Wert für die Spektraldichte durch Multiplikation des jeweiligen Schätzwertes mit einer Zufallszahl zwischen 0,65 und 1,75 festgelegt wird. Von diesem neuen Spektraldichteverlauf wird wieder der Spektralexponent berechnet, der etwas vom ursprünglich berechneten abweicht. Mit jeweils neuen Sätzen von Zufallszahlen wird diese Prozedur 300 mal durchgeführt.

Abbildung 33 stellt die Häufigkeitsverteilung der betragsmäßigen Abweichungen zwischen jeweils berechneten Spektralexponenten α und einem gemittelten Spektralexponenten $\langle \alpha \rangle$ dar. Dabei stimmt der gemittelte Spektralexponent $\langle \alpha \rangle$ mit dem aus den reinen Daten berechneten Spektralexponenten überein. Die Häufigkeitsverteilung zeigt, daß die maximalen Abweichungen etwa 10% vom berechneten Wert betragen. Als Wert für die Unsicherheit der Berechnung des Spektralexponenten nehmen wir die 2 σ Grenzen, d.h. zwei Standardabweichungen auf jeder Seite des Mittelwertes der Häufigkeitsverteilung, innerhalb der etwa 95% der Werte liegen. Daraus folgt eine Ungenauigkeit von $\pm 0,11$ in der Berechnung des Spektralexponenten.

Wie im letzten Kapitel diskutiert wurde, heben sich die Fehler auf Grund der benutzten Mittelwerte und der Frequenzfaltung etwa auf. Mögliche Abweichungen in der Nähe der Nyquistfrequenz liegen innerhalb der Vertrauensgrenzen. Nehmen wir trotzdem eine Abweichung zwischen $f_{N/2}/3$ und $f_{N/2}$ an, die bei $f_{N/2}/3$ vernachlässigbar klein ist und bei $f_{N/2}$ 25% erreicht, so ändert das den berechneten Spektralexponenten um weniger als 0,01.

Der Fehler bei der Trendbeseitigung, der im vorigen Kapitel simuliert worden war, führt zu Abweichungen in der Größe des Spektralexponenten von etwa 0,02.

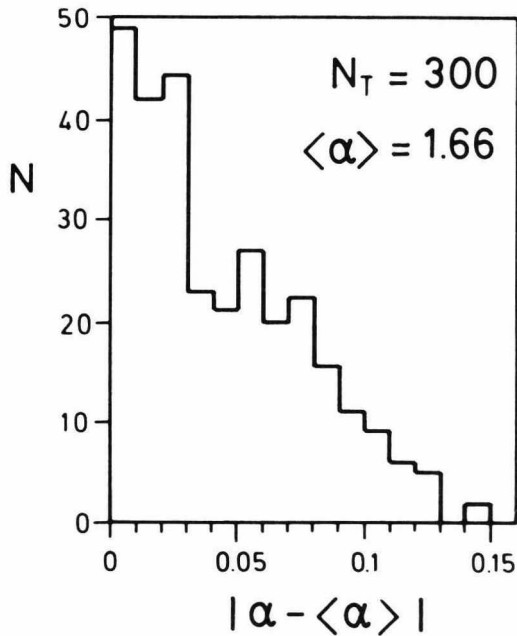


Abb. 33: Häufigkeitsverteilungen der Abweichungen von 300 berechneten Spektralexponenten vom Mittelwert. Ausgehend von einem berechneten Magnetfeldspektrum nach Helios 2 Meßdaten bei 0,97 AE wurde bei den 300 Berechnungen jeder der 32 Spektraldichtewerte in einem Bereich zwischen 0,65 G(f) und 1,75 G(f) (95% Vertrauensbereich) um den Schätzwert zufallsverteilt. Für jede Berechnung wurde ein neuer Satz Zufallszahlen benutzt.

Nur der Fehler auf Grund der Trendbeseitigung ist in der Richtung eindeutig festgelegt. Er läßt den Spektralexponenten zu groß erscheinen. Die gemessenen Spektren lassen keinen Schluß zu, in welche Richtung die Fehler durch die Benutzung von Mittelwerten und durch Frequenzfaltung den Spektralexponent beeinflussen. Damit ergibt sich insgesamt eine Unsicherheit in der Berechnung des Spektralexponenten von $\pm 0,12$ für jedes Spektrum. Weiterhin ist jeder berechnete Spektralexponent systematisch um etwa 0,02 zu groß. Diese Unsicherheit von 0,12 ist größer als von anderen Autoren gefundene (z.B. Parker /1982/). Da der Hauptgrund für diese Fehlergrenzen darin liegt, daß die Spek-

traldichteschätzwerte nur innerhalb gewisser Vertrauensbereiche berechnet werden können, sind sehr viel kleinere Fehlergrenzen nicht ganz verständlich. Die Fehlergrenzen lassen sich zwar drastisch verkleinern, indem die Vertrauensbereiche verkleinert werden. Dies spiegelt dann jedoch nur künstlich verkleinerte Fehlergrenzen vor, die nicht unbedingt der Realität entsprechen müssen. Nimmt man nämlich eine große Anzahl berechneter Spektren, die mit Frequenzglättung gewonnen wurden, und führt zusätzlich eine Segmentmittelung über alle Spektren durch, so erhält man als Ergebnis einen i.allg. sehr glatten Verlauf des Spektrums mit einer sehr großen Zahl von Freiheitsgraden und entsprechend kleine Vertrauensgrenzen. So führt eine Abschätzung der Fehlergrenzen für aus hochauflösenden Daten berechneten und über 160 Einzelspektren gemittelten Gesamtspektren, wie sie in Abbildung 31 gezeigt werden, zu Fehlergrenzen in der Bestimmung des Spektralexponenten von $\pm 0,02$. Dabei ist jedoch der verschiedenen starke Abfall der Einzelspektren vor der Mittelung verlorengegangen und die Angabe der Genauigkeitsgrenzen für den Verlauf des Spektrums mit $G \sim f^{-(\alpha \pm 0,02)}$ enthält nichts über die Variabilität der Einzelspektren.

Literaturverzeichnis

- Alazraki, G., and P. Couturier, Solar wind acceleration caused by the gradient of Alfvén wave pressure, *Astron. Astrophys.*, 13, 380, 1971.
- Alfvén, H., Electric currents in cosmic plasmas, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 15, 271, 1977.
- Barnes, A., Collisionless damping of hydromagnetic waves, *Phys. Fluids*, 9, 1483, 1966.
- Barnes, A., Stochastic electron heating and hydromagnetic wave damping, *Phys. Fluids*, 10, 2427, 1967.
- Barnes, A., Quasilinear theory of hydromagnetic waves in collisionless plasma, *Phys. Fluids*, 11, 2644, 1968.
- Barnes, A., Collisionless heating of the solar wind plasma, 2, application of the theory of plasma heating by hydromagnetic waves, *Astrophys. J.*, 155, 311, 1969.
- Barnes, A., On the nonexistence of plane polarized large amplitude Alfvén waves, *J. Geophys. Res.*, 81, 281, 1976.
- Barnes, A., Hydromagnetic waves and turbulence in the solar wind, *Solar and Solar Wind Plasma Physics*, Vol. 1, ed. by E.N. Parker, C.F. Kennel, and L.J. Lanzerotti, North-Holland Publ. Comp., 1979a.
- Barnes, A., Theory of the large-amplitude plane magnetoacoustic waves propagating transverse to the magnetic field in a hot collisionless plasma, *J. Geophys. Res.*, 84, 4459, 1979b.
- Barnes, A., Turbulence and dissipation in the solar wind, *Solar Wind Four*, Report No. MPAE-W-100-81-31, 326, 1981a.
- Barnes, A., Interplanetary Alfvénic fluctuations: A stochastic model, *J. Geophys. Res.*, 86, 7498, 1981b.
- Barnes, A., and J.V. Hollweg, Large amplitude hydromagnetic waves, *J. Geophys. Res.*, 79, 2302, 1974.

- Barnstorf, H., Stromschichten im interplanetaren Plasma, Dissertation, Technische Universität, Braunschweig, 1980.
- Bavassano, B., M. Dobrowolny, and G. Moreno, Local instabilities of Alfvén waves in high speed streams, *Solar. Phys.*, 57, 455, 1978.
- Bavassano, B., M. Dobrowolny, F. Mariani, and N.F. Ness, On the polarization state of hydromagnetic fluctuations in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 86, 1271, 1981.
- Bazer, J., and J. Hurley, Geometrical hydromagnetics, *J. Geophys. Res.*, 68, 147, 1963.
- Beckers, J.M., Magnetic fields in the solar atmosphere, *Phys. Solar Plan. Environm.*, ed. by D.J. Williams, 1, 89, 1976.
- Behannon, K.W., Observations of the interplanetary magnetic field between 0.46 and 1 a.u. by the Mariner 10 spacecraft, NASA-X-692-76-2, 1976.
- Behannon, K.W., Heliocentric distance dependence of the interplanetary magnetic field, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 16, 125, 1978.
- Behannon, K.W., and J.W. Sari, Radial gradient of interplanetary magnetic field fluctuations from 0.5 to 1.0 AU (abstract), *EOS Trans. AGU*, 58, 486, 1977.
- Behannon, K.W., and L.F. Burlaga, Alfvén waves and Alfvénic fluctuations in the solar wind, *Solar Wind Four*, Report No. MPAE-W-100-81-31, 374, 1981.
- Behannon, K.W., F.M. Neubauer, and H. Barnstorf, Fine-scale characteristics of interplanetary sector boundaries, *J. Geophys. Res.*, 86, 3273, 1981.
- Benroth, H.J., and F.M. Neubauer, Properties of whistler-mode waves between 0.3 AU and 1.0 AU from Helios observations, *J. Geophys. Res.*, 86, 7755, 1981.
- Belcher, J.W., Alfvénic wave pressures and the solar wind, *Astrophys. J.*, 168, 509, 1971.
- 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 R. Burchsted, Energy densities of the Alfvén waves in the interplanetary medium, *J. Geophys. Res.*, 79, 4765, 1974.
- Belcher, J.W., and C.V. Solodina, Alfvén waves and directional discontinuities in the interplanetary medium, *J. Geophys. Res.*, 80, 181, 1975.
- Belcher, J.W., L. Davis, Jr., and E.J. Smith, Large-amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium, *Mariner 5, J. Geophys. Res.*, 74, 2302, 1969.
- Belcher, J.W., J.D. Sullivan, and A.J. Lazarus, Alfvén wave fluxes in solar wind streams associated with coronal holes (abstract), *EOS Trans. AGU*, 57, 996, 1976.
- Bendat, J.S., and A.G. Piersol, *Random data: Analysis and measurement procedures*, Wiley-Interscience, New York, 1971.
- Blackman, R.B., and J.W. Tukey, *The measurement of power spectra*, Dover Publ., New York, 1958.
- Blake, D.H., and J.W. Belcher, Power spectra of the interplanetary magnetic field, 0.7 - 1.6 AU, *J. Geophys. Res.*, 79, 2891, 1974.
- Burlaga, L.F., Micro-scale structures in the interplanetary medium, *Solar Phys.*, 4, 67, 1968.
- Burlaga, L.F., Directional discontinuities in the interplanetary field, *Solar Phys.*, 7, 54, 1969.
- Burlaga, L.F., Microstructure of the interplanetary medium, *NASA SP-308*, 309, 1972.
- 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 Phys.*, 9, 467, 1969.

- Burlaga, L.F., and J.B. Turner, Microscale "Alfven waves" in the solar wind at 1 AU, *J. Geophys. Res.*, 81, 73, 1976.
- Burlaga, L., R. Lepping, R. Weber, T. Armstrong, C. Goodrich, J. Sullivan, D. Gurnett, P. Kellogg, E. Keppler, F. Mariani, F. Neubauer, H. Rosenbauer, and R. Schwenn, Interplanetary particles and fields, Nov. 22 to Dec. 6, 1977: Helios, Voyager, and IMP observations between 0.6 and 1.6 AU, *J. Geophys. Res.*, 85, 2227, 1980.
- Callahan, P.S., Dual frequency measurements of solar wind density fluctuations, *Solar Wind Four*, Report No. MPAE-W-100-81-31, 398, 1981.
- Chang, S.C., and A. Nishida, Spatial structure of transverse oscillations in the interplanetary field, *Astrophys. Space Sci.*, 23, 301, 1973.
- Chin, Y.C., and D.G. Wentzel, Nonlinear dissipation of Alfven waves, *Astrophys. Space Sci.*, 16, 465, 1972.
- Claverie, A., G.R. Isaak, C.P. McLeod, H.B. van der Ray, and R. Roca Cortes, Solar structure from global studies of 5-minute oscillations, *Nature*, 282, 591, 1979.
- Cohen, R.H., Mode decay and evolution of the solar wind Alfven wave spectrum, *J. Geophys. Res.*, 80, 3678, 1975.
- Cohen, R.H., and R.L. Dewar, On the backscatter instability of solar wind Alfven waves, *J. Geophys. Res.*, 79, 4174, 1974.
- Cohen, R.H., and R.M. Kulsrud, Nonlinear evolution of parallel propagating hydromagnetic waves, *Phys. Fluids*, 17, 2215, 1974.
- Coleman, P.J., Jr., Hydromagnetic waves in the interplanetary plasma, *Phys. Rev. Lett.*, 17, 207, 1966.
- Coleman, P.J., Jr., Wave-like phenomena in the interplanetary medium: Mariner 2, *Planet. Space Sci.*, 15, 953, 1967.
- Coleman, P.J., Jr., Turbulence, viscosity, and dissipation in the solar wind plasma, *Astrophys. J.*, 153, 371, 1968.

- Coleman, P.J., Jr., E.J. Smith, L. Davis, Jr., and D.E. Jones, The radial dependence of the interplanetary magnetic field: 1.0 - 1.5 AU, *J. Geophys. Res.*, 74, 2826, 1969.
- Cooley, J.W., and J.W. Tukey, An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series, *Math. Comp.*, 19, 297, 1965.
- Daily, W.D., Alfvén wave refraction by interplanetary inhomogeneities, *J. Geophys. Res.*, 78, 2043, 1973.
- Denskat, K.U., and L.F. Burlaga, Multispacecraft observations of microscale fluctuations in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 82, 2693, 1977.
- Dobrowolny, M., Velocity shear instabilities in high-beta collisionless plasmas, *Il Nuovo Cim.*, 37, 113, 1977.
- Dobrowolny, M., A. Mangeney, and P. Veltri, Properties of magnetohydrodynamic turbulence in the solar wind, *Astron. Astrophys.*, 83, 26, 1980a.
- Dobrowolny, M., A. Mangeney, and P. Veltri, Fully developed asymmetric hydromagnetic turbulence in the interplanetary space, *Phys. Rev. Lett.*, 45, 144, 1980b.
- Edenhofer, P., P.B. Esposito, and E. Lüneburg, Hydromagnetic wavelike phenomena from Helios time delay measurements by remote sensing, *Kleinheubacher Ber.*, 23, 267, 1980.
- Fanselau, G., *Geomagnetismus und Aeronomie, Geomagnetische Instrumente und Meßmethoden*, 2, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1960.
- Feldman, W.C., Electron characteristics in the high speed solar wind, *Solar Wind Four*, Report No. MPAE-W-100-81-31, 217, 1981.
- Forslund, D.W., Instabilities associated with heat conduction in the solar wind and their consequences, *J. Geophys. Res.*, 75, 17, 1970.
- Galeev, A.A., and V.N. Oraevskii, The stability of Alfvén waves, *Sov. Phys. - Dokl.*, 7, 11, 988, 1963.

- Gary, S.P., W.C. Feldman, D.W. Forslund, and M.D. Montgomery, Heat flux instabilities in the solar wind, *J Geophys. Res.*, 80, 4197, 1975.
- Goldstein, M.L., An instability of finite amplitude circularly polarized Alfvén waves, *Astrophys. J.*, 219, 700, 1978.
- Goldstein, M.L., A.J. Klimas, and F.D. Barish, On the theory of large amplitude Alfvén waves, *Solar Wind Three*, Univ. Calif. Press, Los Angeles, 385, 1974.
- Grec, G., E. Fossat, and M. Pomerantz, Solar oscillations: Full disk observations from the geographic south pole, *Nature*, 288, 541, 1980.
- Hedgecock, P.C., A correlation technique for magnetometer zero level determination, *Space Sci. Instr.*, 1, 83, 1975.
- Heinemann, M., and S. Olbert, Non-WKB Alfvén waves in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 85, 1311, 1980.
- Holloway, J.L., Smoothing and filtering of time series and space fields, *Adv. Geophys.*, 4, 351, 1958.
- Hollweg, J.V., Supergranulation-driven Alfvén waves in the solar chromosphere and related phenomena, *Cosmic Elec.*, 2, 423, 1972.
- Hollweg, J.V., Alfvén waves in the solar wind: Wave pressure, Poynting flux, and angular momentum, *J. Geophys. Res.*, 78, 3643, 1973.
- Hollweg, J.V., Hydromagnetic waves in interplanetary space, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 86, 561, 1974.
- Hollweg, J.V., Waves and instabilities in the solar wind, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 13, 263, 1975a.
- Hollweg, J.V., Alfvén wave refraction in high-speed solar wind streams, *J. Geophys. Res.*, 80, 908, 1975b.
- Hollweg, J.V., Some physical processes in the solar wind, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 16, 689, 1978a.
- Hollweg, J.V., Alfvén waves in the solar atmosphere, *Solar Phys.*, 56, 305, 1978b.

- Hollweg, J.V., Alfvén waves in the solar atmosphere II: Open and closed magnetic flux tubes, *Solar Phys.*, 70, 25, 1981.
- Hollweg, J.V., M.K. Bird, H. Volland, P. Edenhofer, C.T. Stelzried, and B.L. Seidel, Possible evidence for coronal Alfvén waves, *J. Geophys. Res.*, 87, 1, 1982.
- Hundhausen, A.J., *Coronal expansion and solar wind*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1972.
- Hundhausen, A.J., R.T. Hansen, and S.F. Hansen, Coronal evolution during the sunspot cycle: Coronal holes observed with the Mauna Loa K-Coronameters, *J. Geophys. Res.*, 86, 2079, 1981.
- Jenkins, G.M., and D.G. Watts, *Spectral analysis and its application*, Holden - Day, San Francisco, California, 1969.
- Keppeler, E., Der Sonnenwind reicht weit in den Weltraum hinaus; Die Heliosphäre im Lichte der Plasmatheorie, *Umschau Wiss. Tech.*, 19, 586, 1980.
- Kraichnan, R.H., Inertial-range spectrum of hydromagnetic turbulence, *Phys. Fluids*, 8, 1385, 1965.
- Lee, M.A., and H.J. Völk, Damping and non-linear wave-particle interactions of Alfvén waves in the solar wind, *Astrophys. Space Sci.*, 24, 31, 1973.
- Maier, A., *Untersuchungen zum Rauschspektrum des Saturationskern - Magnetometers*, Dissertation, Technische Universität, Braunschweig, 1975.
- Marsch, E., K.H. Mühlhäuser, H. Rosenbauer, R. Schwenn, and K.U. Denskat, Pronounced proton core temperature anisotropy, ion differential speed, and simultaneous Alfvén wave activity in slow solar wind at 0.3 AU, *J. Geophys. Res.*, 86, 9199, 1981.
- Marsch, E., K.H. Mühlhäuser, R. Schwenn, H. Rosenbauer, W. Pilipp, and F.M. Neubauer, Solar wind protons: Three - dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 AU, *J. Geophys. Res.*, 87, 52, 1982a.

- Marsch, E., K.W. Mühlhäuser, H. Rosenbauer, R. Schwenn, and F.M. Neubauer, Solar wind helium ions: Observations of the Helios probes between 0.3 and 1 AU, *J. Geophys. Res.*, 87, 35, 1982b.
- Martin, R.N., J.W. Belcher, and A.J. Lazarus, Observations and analysis of abrupt changes in the interplanetary plasma velocity and magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 78, 3653, 1973.
- Matsumoto, H., Test particle study of nonlinear wave - particle interaction in the magnetosonic mode: Pure sinusoidal wave model, *Phys. Fluids*, 20, 2093, 1977.
- Montgomery, D., Development of hydromagnetic shocks from large - amplitude Alfvén waves, *Phys. Rev. Lett.*, 15, 398, 1965.
- Musmann, G., F.M. Neubauer, A. Maier und E. Lammers, Das Förstersonden - Magnetfeldexperiment (E2), *Raumfahrtforschung*, 19, 232, 1975.
- Musmann, G., F.M. Neubauer, and E. Lammers, Radial variation of the interplanetary magnetic field between 0.3 AU and 1.0 AU, observations by the Helios 1 spacecraft, *J. Geophys.*, 42, 591, 1977.
- Neubauer, F.M., Recent results on the sector structure of the interplanetary magnetic field, Pleins feux sur la physique solaire, *Proc. 2nd Europ. Solar Phys. Conf.*, Toulouse, March 8 - 10, 1978.
- Neubauer, F.M., H.J. Beinroth, H. Barnstorff, and G. Dehmel, Initial results from the Helios 1 search coil magnetometer experiment, *J. Geophys.*, 42, 599, 1977a.
- Neubauer, F.M., G. Musmann, and G. Dehmel, Fast magnetic fluctuations in the solar wind: Helios 1, *J. Geophys. Res.*, 82, 3201, 1977b.
- Neubauer, F.M., H. Barnstorff, H.J. Beinroth, K.U. Denskat, G. Musmann, H. Ruprecht, P. Volkmer, Routinedatenverarbeitung und physikalische Interpretation des Förstersondenmagnetometers (E2) und des Induktionsspulenmagnetometers (E4) der Raumsonden Helios 1 und Helios 2, *Bundesministerium für Forschung und Technologie, Forschungsbericht W81 - 039*, 1981.

- Otnes, R.K., and L. Enochson, Digital time series analysis, Wiley, New York, 1972.
- Owens, A.J., On detrending and smoothing random data, J. Geophys. Res., 83, 221, 1978a.
- Owens, A.J., An algorithm for generating fluctuations having any arbitrary power spectrum, J. Geophys. Res., 83, 1673, 1978b.
- Parker, E.N., Dynamical theory of the solar wind, Space Sci. Rev., 4, 666, 1965.
- Parker, G.D., Spectral properties of hydromagnetic fluctuations near 4 and 5 AU, Planet. Space Sci., 30, 57, 1982.
- Patterson, B.R., The convective evolution of large amplitude Alfvén waves in the solar wind, Lawrence Berkeley Lab. Rep. LBL - 45, 1971.
- Perkins, F., Heat conductivity, plasma instabilities, and radio star scintillations in the solar wind, Astrophys. J., 179, 637, 1973.
- Pilipp, W.G., R. Schwenn, E. Marsch, and K.H. Mühlhäuser, Electron characteristics in the solar wind as deduced from Helios observations, Solar Wind Four, Report No. MPAE-W-100-81-31, 241, 1981.
- Richter, A.K., Wave-trains in the solar wind III: Alfvén waves in the azimuthally dependent interplanetary medium, Astrophys. Space Sci., 36, 383, 1975.
- Rosenbauer, H., R. Schwenn, E. Marsch, B. Meyer, H. Miggenrieder, M.D. Montgomery, K.H. Mühlhäuser, W. Pilipp, and S.M. Zink, A survey on initial results of the Helios plasma experiment, J. Geophys., 42, 561, 1977.
- Rosenberg, R.L., M.G. Kivelson, P.J. Coleman, and E.J. Smith, The radial dependence of the interplanetary magnetic field between 1 and 5 AU: Pioneer 10, J. Geophys. Res., 83, 4165, 1978.
- Russell, C.T., Comments on the measurement of power spectra of the interplanetary magnetic field, Solar Wind I, Univ. California, Los Angeles, 365, 1972.

- Sagdeev, R.Z., and A.A. Galeev, Nonlinear plasma theory, Benjamin Press, New York, 1969.
- Saka, O., and T.I. Kitamura, Turbulent spectra of the transverse Alfvén waves in the corotating solar wind structure, *Ionoph. Space Res. Japan*, 29, 127, 1975.
- Sari, J.W., On the existence of finite amplitude, transverse Alfvén waves in the interplanetary magnetic field, NASA Rep. X-692-77-170, 1977.
- Sari, J.W., and G.C. Valley, Interplanetary magnetic field power spectra: Mean field radial or perpendicular to radial, *J. Geophys. Res.*, 81, 5489, 1976.
- Schubert, G., and P.J. Coleman, Jr., The angular momentum of the solar wind, *Astrophys. J.*, 153, 943, 1968.
- Schwartz, S.J., Plasma instabilities in the solar wind: A theoretical review, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 18, 313, 1980.
- Schwenn, R., Solar wind and its interaction with the magnetosphere: Measured parameters, *Adv. Space Res.*, 1, 3, 1981.
- Schwenn, R., H. Rosenbauer und H. Miggenrieder, Das Plasmaexperiment auf Helios (E1), *Raumfahrtforschung*, 19, 226, 1975.
- Schwenn, R., K.H. Mühlhäuser, E. Marsch, and H. Rosenbauer, Two states of the solar wind at the time of solar activity minimum, II. Radial gradients of plasma parameters in fast and slow streams, *Solar Wind Four*, Report No. MPAE-W-100-81-31, 126, 1981.
- Severny, A.B., V.A. Kotov, and T.T. Tsap, Observations of solar pulsations, *Nature*, 259, 87, 1976.
- Siscoe, G.L., Discontinuities in the solar wind, *Solar Wind Three*, Univ. Calif. Press, Los Angeles, 151, 1974.
- 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., and J.W. Belcher, On the minimum variance direction of magnetic field fluctuations in the azimuthal velocity structure of the solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, 3, 565, 1976.
- Sonnerup, B.U.Ö., Magnetopause structure during the magnetic storm of September 24, 1961, *J. Geophys. Res.*, 76, 6717, 1971.
- Taubenheim, J., Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten, Akademische Verlagsges., Leipzig, 1969.
- 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., and M. Neugebauer, Alfvén waves in the solar wind, *Phys. Fluids*, 11, 563, 1968.
- Völk, H.J., Microstructure of the solar wind, *Space Sci. Rev.*, 17, 255, 1975.
- Völk, H.J., and W. Alpers, The propagation of Alfvén Waves and their directional anisotropy in the solar wind, *Astrophys. Space Sci.*, 20, 267, 1973.
- Wentzel, D.G., On the role of hydromagnetic waves in the corona and the base of the solar wind, *Solar Phys.*, 52, 163, 1977.
- Wentzel, D.G., Heating of the solar corona: A new outlook, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 16, 757, 1978.
- Whang, Y.C., Alfvén waves in spiral interplanetary field, *J. Geophys. Res.*, 78, 7221, 1973.
- Whang, Y.C., Probability distribution functions of microscale magnetic fluctuations during quiet conditions, *Solar Phys.*, 53, 507, 1977.
- Zirker, J.B. (Ed.), Coronal holes and high speed wind streams, Color. Assoc. Univ. Press, Boulder, 1977.

