

P411 561. 1981/39

BMFT-FB-W 81-039

BMFT-FB-W 81-039

Bundesministerium für Forschung und Technologie

Forschungsbericht W 81-039

Luft- und Raumfahrt

- Weltraumforschung/Weltraumtechnologie -

**Routinedatenverarbeitung und physikalische
Interpretation der Meßdaten des
Förstersondenmagnetometers (E2) und des
Induktionsspulenmagnetometers (E4) der
Raumsonden Helios 1 und Helios 2**

von

**F. M. Neubauer
H. Barnstorf
H.-J. Beinroth
K. U. Denskat
G. Musmann
H. Ruprecht
P. Volkmer**



**Institut für Geophysik und Meteorologie
der Technischen Universität
Braunschweig**

November 1981

Document Control Sheet

1. Report No. BMFT-FB-W 81-039	2. Type of Report Final Report	3. Space Research/ Space Technology
4. Report Title Routine data processing and physical interpretation of data obtained by the fluxgate and search-coil magnetometer experiments onboard of Helios 1 and Helios 2		
5. Author(s) (Family Name, First Name(s)) Neubauer, Fritz Manfred; Barnstorf, Henning; Beinroth, Hans-Jürgen; Denskat, Kurt Ulrich; Musmann, Günter; Ruprecht, Hinrich; Volkmer, Peter		6. Report Date June 1981
8. Performing Organization (Name, Address) Institut für Geophysik u. Meteorologie der Technischen Universität Braunschweig Mendelssohnstraße 1A 3300 Braunschweig		7. Publication Date
		9. Originator's Report No.
		10. BMFT-Reference No. 01QC016A/WRS0108I
		11. No. of Pages 107
		13. No. of References 38
12. Sponsoring Agency (Name, Address) Bundesministerium für Forschung und Technologie (BMFT) Postfach 200706 5300 Bonn 2		14. No. of Tables 4
		15. No. of Figures 39
		16. Supplementary Notes
17. Presented at (Title, Place, Date)		
18. Abstract The methods used and problems encountered during the routine data processing of the fluxgate and search-coil magnetometer experiments onboard of Helios 1 and Helios 2 are described. Subsequently the numerous new scientific results are summarized in detail.		
19. Keywords interplanetary magnetic field solar magnetic field solar physics		
20.	21.	22. Price DM 22,70

For sale only by Fachinformationszentrum Energie, Physik, Mathematik GmbH, Kernforschungszentrum, D-7514 Eggenstein-Leopoldshafen 2

Bundesministerium für Forschung und Technologie

Forschungsbericht W 81-039

Luft- und Raumfahrt

-Weltraumforschung/Weltraumtechnologie-

Routinedatenverarbeitung und physikalische
Interpretation der Meßdaten des Förster-
sondenmagnetometers (E2) und des Induktions-
spulenmagnetometers (E4) der Raumsonden
Helios 1 und Helios 2

von

Prof. Fritz Manfred Neubauer

Dr. Henning Barnstorf

Hans-Jürgen Beinroth

Kurt Ulrich Denskat

Dr. Günter Musmann

Hinrich Ruprecht

Peter Volkmer

Institut für Geophysik und Meteorologie
der Technischen Universität Braunschweig

Institutsleiter:

Prof. Dr. Walter Kertz

Projektleiter:

Prof. Dr. Fritz M. Neubauer

November 1981

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	6
2. Routineverarbeitung E2	11
2.1 Datenreduktion	11
2.2 Routinemäßige Darstellung der reduzierten Daten	20
3. Routinedatenverarbeitung E4	23
3.1 Datenreduktion	23
3.2 Routinemäßige Darstellung der reduzierten Daten	25
4. Shock-mode	26
4.1 Arbeitsprinzip	26
4.2 Verarbeitung der Shock-mode-Daten	28
5. Datenaustausch mit anderen Gruppen	30
6. Wissenschaftliche Auswertung	32
6.1 Allgemeines	32
6.2 Makrostruktur des interplanetaren Magnetfeldes	33
6.3 Störungen des interplanetaren Mediums durch Stoßwellen	41
6.4 MHD-Wellen	51
6.5 Hochfrequente Wellenfelder im "Whistler-Mode"-Bereich	64
6.6 Diskontinuitäten im interplanetaren Plasma	76
6.7 Feinstruktur von Diskontinuitäten	84
6.8 Feinstruktur von Stoßwellen	92
7. Zusammenfassung und Schluß	100
8. Danksagungen	102
9. Literaturverzeichnis	103

1. Einleitung

Am 10. Dezember 1974 wurde die Raumsonde Helios-1 vom Kennedy Space Center der NASA gestartet. Der Perihelabstand von Helios-1 ist 0.31 AE und die Umlaufperiode um die Sonne 190 Tage. Helios-2 folgte am 15. Januar 1976 mit dem Perihelabstand von 0.29 AE und der Umlaufperiode von 185 Tagen. Ziel der zehn aktiven Experimente sowie der passiven war und ist die Untersuchung der Felder und Materie im interplanetaren Medium zwischen 0.29 AE und 1 AE.

Der Beitrag des Instituts für Geophysik und Meteorologie der Technischen Universität Braunschweig besteht aus dem Förster-sondenexperiment E2 sowie dem Induktionsspulenexperiment E4. Die wissenschaftliche Zielsetzung dieser Experimente betrifft verschiedene Problemkreise aus dem Gesamtgebiet Sonnenmagnetfeld und interplanetares Magnetfeld, Sonnenwind und kosmische Strahlung. Die meisten der nun folgenden Einzelpunkte der wissenschaftlichen Zielsetzung lassen sich nur in enger Zusammenarbeit mehrerer Experimente optimal bearbeiten. Die Beiträge von E2 und E4 sind in der Reihenfolge der Wichtigkeit in Klammern angegeben:

- A. Makrostruktur des interplanetaren Magnetfeldes im Zusammenhang mit der Stromstruktur und charakteristischen Gebieten auf der Sonne insbesondere auch Sektorstruktur als Funktion von Abstand, Länge und in begrenztem Maße der Breite. Abhängigkeit vom Sonnenfleckenzyklus. (E2)
- B. Dynamische Vorgänge im interplanetaren Medium wie die Ausbreitung von Stoßwellen und "coronal transients". (E2)
- C. Untersuchung der Diskontinuitäten im interplanetaren Magnetoplasma einschließlich des Typs, Orientierung, Häufigkeit, Sprungeigenschaften, Dicke etc. (E2)
- D. Untersuchung der Eigenschaften von MHD-Wellen im interplanetaren Magnetoplasma mit dem Ziel, Ausbreitung, Entstehung und Dämpfung zu verstehen. (E2)

- E. Studium der plasmaphysikalischen Feinstruktur der häufigsten Diskontinuitäten wie Tangentialdiskontinuitäten und Rotationsdiskontinuitäten. (E4, E2)
- F. Feinstruktur stoßfreier Stoßwellen. (E4, E2)
- G. Untersuchung hochfrequenter elektromagnetischer Wellenfelder insbesondere des Auftretens von Wellen in der "Whistlermode". (E4)

Eine enge Zusammenarbeit ist naturgemäß mit dem Plasmaexperiment (E1), dem Plasmawellenexperiment (E5) sowie den Instrumenten zur Messung kosmischer Strahlung (E6, E7, E8) notwendig.

Die Klärung der obigen Fragen und Problemkreise liefert Beiträge zur Geophysik im Zusammenhang mit der Ausbreitung von Störungen, die die Erdumgebung insbesondere die Magnetosphäre und obere Atmosphäre beeinflussen. Beiträge zur Astrophysik ergeben sich aus dem Studium der Umgebung der Sonne als einzigem für in-situ-Messungen zugänglichen Stern. Außerdem liefert die Benutzung des interplanetaren Magnetoplasmas als Plasmalabor Beiträge zur Plasmaphysik.

Die Experimente E2 und E4 auf Helios wurden bereits von Musmann et al. [1975] sowie Dehmel et al. [1975] und Gliem et al. [1976] beschrieben. Die von den Experimenten an die Raumfahrzeugtelemetrie abgegebenen Rohdaten gehen über das Deep Space Network (DSN) der NASA und das GSOC in Oberpfaffenhofen routinemäßig in Form von EDR-Bändern an die Experimentatoren (EDR = Experiment Data Record). Zwischen den EDR-Bändern und den ADR-Bändern (ADR = Analysis Data Record) liegt dann die Routinedatenverarbeitung, bei der die mannigfaltigen zu großen Teil kleinen Experimentfehler beseitigt werden und die Daten in eine leicht weiterverwendbare Form gebracht werden. Diese Aufgabe steht der Aufgabe der Entwicklung und des Baus der Experimente in Aufwand und Komplexität nur wenig nach. Dies gilt insbesondere für E2.

Beim Förstersondenexperiment E2 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 angebracht werden. Die Korrektur Nullpunktverschiebungen und "misalignment"-Winkel müssen dabei im Flug bestimmt werden. Diese Korrekturmethode sind zumindest im Prinzip nicht spezifisch für Helios sondern müssen bei allen Magnetfeldexperimenten auf spinnenden Raumfahrzeugen angebracht werden. Zum Schluß kommen verschiedene Koordinatentransformationen usw. auf dem Wege zum ADR.

Bei E4 müssen bei der Routineverarbeitung der Spektraldaten im wesentlichen nur die auf dem Boden gemessenen Kalibrierfaktoren angebracht werden. Die Situation ist etwas komplizierter bei den sogenannten Wellenformdaten, bei denen in variablen Frequenzbändern bei Helios-1 das Störmagnetfeld B_d sowie bei Helios-2 dessen zeitliche Ableitung $\frac{dB_d}{dt}$ gemessen wird. Hier sind ebenfalls geeignete Koordinatentransformationen etc. durchzuführen.

Bei der Planung der Routineverarbeitung und der wissenschaftlichen Verarbeitung der Heliosdaten wurde zunächst von einer Missionsdauer von 18 Monaten und einer angenommenen weiteren Missionsverlängerung von 12 Monaten ausgegangen. Bei der Planung war außerdem der richtige Kompromiß zwischen dem prozentualen Anteil der Routineverarbeitung und der wissenschaftlichen Verarbeitung zu finden. Dabei nimmt der erste Anteil naturgemäß mit der Zeit ab, während der letztere Anteil zunimmt. Der tatsächliche Datenverarbeitungsaufwand übertraf den vorausgeplanten bei weitem aufgrund von zwei Entwicklungen nach dem Beginn der Heliosmission.

Obwohl beide Heliosraumfahrzeuge die technischen Spezifikationen in sehr gutem Maße erfüllten, traf eine der Abweichungen das Förstersondenexperiment E2 auf Helios-1 besonders hart. Aufgrund des fehlerhaften Modells für den Thermalhaushalt der Sensorbox von E2 wurden besonders am Perihel viel zu hohe Temperaturen erreicht. Es sei erwähnt, daß der Thermalhaushalt der E2-Sensorbox

im Verantwortungsbereich des Raumfahrzeugs lag und nicht beim Experimentator. Beim ersten Perihel wurde am Sensor eine Temperatur von 75°C gemessen, die bis zum 12. Perihel auf 89°C angestiegen ist. Dies führte dazu, daß bei Helios-1 der zur Kalibrierung der Instrumentnullpunkte vorgesehene mechanische Umklappmechanismus ("Flipper") zur 90° -Drehung von zwei Sensoren kurz vor dem 1. Perihel seine Funktion einstellte. Da hierbei auch der zur Angabe der Flipperstellung notwendige Mikroschalter ausfiel, mußte wegen der nicht auszuschließenden Möglichkeit spontaner Flips die Flipperstellung dauernd mit Hilfe der Daten rekonstruiert und überwacht werden. Weiterhin traten aus nicht völlig geklärten Gründen im Gefolge des oben beschriebenen Problems Sprünge in der Empfindlichkeit des Instruments auf mit nachfolgenden exakt reversiblen Rücksprüngen. Diese seltenen Ereignisse sind bei hohen Datenraten mit zeitlicher Auflösung der Spinvariation (d.h. für 1024 bps und 2048 bps) einwandfrei aus dem gleichzeitigen Sprung der Nullpunkte identifizierbar. Da diese Möglichkeit bei kleineren Bitraten nicht besteht, müssen verdächtige Intervalle durch den gleichzeitigen Sprung aller drei Komponenten um denselben Faktor erkannt werden. Um die Sicherheit der Erkennung zu gewährleisten, wurde bei der Routineverarbeitung eine Endabnahme eingeführt, die im Durchgucken von Plots der verarbeiteten Daten besteht. Durch die eben erwähnten Probleme erhöhte sich der Datenverarbeitungsaufwand ganz beträchtlich. Umfangreiche Tests ergaben, daß außerhalb der erwähnten Intervallen das Magnetometer völlig einwandfrei arbeitete. Dazu wurden die Empfindlichkeitskalibrierungszyklen sowie die innere Konsistenz der Daten benutzt.

Nach dem Problem mit dem Thermalhaushalt der Sensorbox von E2 auf Helios-1 wurde das Thermalsystem geändert. Dies führte zu wesentlich niedrigeren Temperaturen. Bei Helios-2 trat dann das Problem auf, daß der "Flipper" am 17. Januar 1976 wegen zu niedriger Temperatur bei einem Flipversuch zwischen beiden Ruhestellungen hängenblieb. Danach "kroch" das System langsam um weitere 6° in Richtung der Ruhestellung. Am 7.4.76 klappte der Mechanismus dann aufgrund der inzwischen angestiegenen Temperatur

vollständig um. Um das dazwischenliegende wertvolle Datenintervall der Primärmission von Helios-2 zu retten, waren wieder umfangreiche Programmänderungen und Tests notwendig. Nach dem "Einfrierintervall" wurde das Umklappkommando nur für Temperaturen oberhalb 20°C gegeben, so daß der Flipper bis zum Ende der Mission von Helios-2 einwandfrei funktionierte. Ein weiteres Problem bei Helios-2 waren Variationen des Raumfahrzeugfeldes mit Perioden von mehreren Stunden und Amplituden von wenigen nT. Diese traten erst merklich nach der Primärmission auf.

Außer den oben erwähnten unerwünschten, technischen Problemen wurde der Aufwand der Routinedatenverarbeitung durch die lange Lebensdauer beider Raumfahrzeuge diesmal in wünschenswerter Weise erhöht. Zum Zeitpunkt der Erstellung dieses Berichts liefert Helios-1 nach wie vor wertvolle Daten während die Helios-2 Mission praktisch am 3.3.1980 zuende ging. Die mit Helios-1 mögliche Fortführung der Untersuchungen des interplanetaren Magnetfeldes bis über die Zeit des Sonnenfleckenmaximums hinaus ist von unschätzbarem Wert.

Beim Induktionsspulenexperiment E4 traten im wesentlichen nur kleine Probleme auf, so daß die Datenverarbeitung während der ganzen Mission ohne große Hindernisse vonstatten gehen konnte. Auf Helios-1 hörte das Experiment E2 während des 12. Perihels wegen zu großer Sensortemperaturen ($> 150^{\circ}\text{C}$) auf zu funktionieren. Bei Helios-2 arbeitete das Instrument bis zum Missionsende am 3.3.80.

Bei der Verarbeitung der Helioexperimente E2 und E4 wurden bisher 3200 EDR-Bänder verarbeitet. Daraus entstanden 265 ADR-Bänder für das Förstersondenexperiment E2, 494 ADR-Bänder mit Induktionsspulendaten (E4) und 10 Bänder mit Daten der sogenannten Shock-mode. Die Routineverarbeitung und anschließende wissenschaftliche Verarbeitung wird durchgeführt an einer angemieteten Rechenanlage HP-3000 mit einer entsprechenden Ausrüstung an Peripheriegeräten wie Bandgeräten, Druckern, Plottern usw. Abbildung 1 gibt das für die Heliosdatenverarbeitung verfügbare

Personal als Funktion der Zeit wieder.

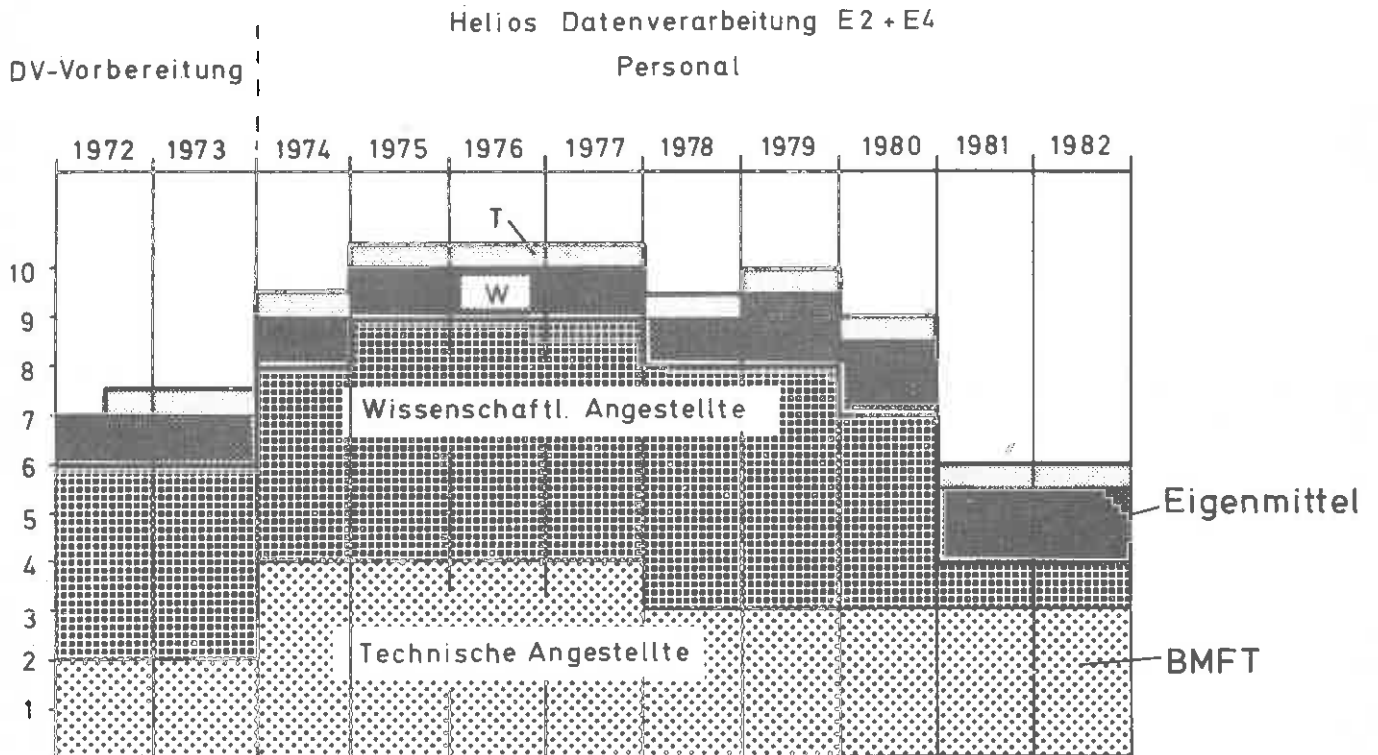


Abb. 1: Personalstand der Heliosdatenverarbeitung

2. Routineverarbeitung E2

2.1 Datenreduktion

Das Ausgangsmaterial für die Datenverarbeitung sind die vom GSOC in Oberpfaffenhofen zugesandten EDR-Bänder, die die Rohdaten des Experimentes - hier des Förstersondenexperimentes E2 - enthalten. Der erste Schritt der Verarbeitung ist die Katalogisierung des Bandes in einem rechnergestützten Katalog.

Zur Datensicherung und um die spätere Datenaufbereitung zu vereinfachen, werden außerdem alle EDR-Bänder (bis auf einige Ausnahmen) kopiert. Dadurch, daß beim Kopieren versucht wird, die Kapazität der besonders langen Ausgabebänder voll auszunutzen, ergaben sich bei E2 aus etwa 1200 kopierten Bändern (zusätzlich etwa 370 Bänder sind noch nicht kopiert) 112 Kopieebänder.

Die eigentliche Rohdatenauswertung beginnt mit der Zeitzuordnung zu den Meßwerten. Da das Magnetfeld mit einer festen Abtastrate pro Umdrehung d.h. spinsynchron gemessen wird, die Datenübertragung aber mit festem Zeitraster erfolgt, werden die Daten über einen Pufferspeicher der Telemetrie angeboten. Damit keine Daten verloren gehen können, wird sichergestellt, daß immer mehr Daten von der Telemetrie abgenommen werden als Meßwerte erzeugt werden. Dabei wird ab und zu der Pufferspeicher vollständig geleert und ein Füllvektor übertragen. Auf Grund von Übertragungsfehlern der Telemetrie, die vom GSOC erkannt und angezeigt werden, kommt es vor, daß Teile von Datensätzen, die i.a. keine ganze Anzahl von Vektoren enthalten, unbrauchbar sind. Dabei geht oft auch Information über die Meßrichtung (Sektor), die nur in den ersten drei Vektoren eines Hauptrahmens enthalten ist, verloren. Dies alles muß bei der Regenerierung der Richtungsinformation sowie bei der Zeitzuordnung berücksichtigt werden.

Der Hauptteil der Datenreduktion besteht in der Beseitigung einiger meist kleiner systematischer Fehler aufgrund des Vorhandensein eines Raumfahrzeugfeldes, von Magnetometernullpunktfehlern sowie der Abweichungen der Orientierung des Sensortripels von der nominellen Ausrichtung, bei der eine Komponente genau parallel zur wirklichen Richtung des Spinvektors liegt.

Abbildung 2 zeigt die Geometrie der schiefgestellten wahren Achsen der Sensoren, die mit RAW_1 , RAW_2 und RAW_3 bezeichnet sind. Die idealen Achsen im Nutzlastkoordinatensystem sind PAY_1 , PAY_2 und PAY_3 . Dabei ist PAY_3 genau parallel zur wahren Spinachse. Diese wahre Spinachsenrichtung weicht normalerweise wegen Ungenauigkeiten bei der Austarierung des Raumfahrzeugs von der geplanten Spinrichtung, der Figurenachse des Raumfahrzeugs, ab. In Abbildung 2 wurde die Achse RAW_2 als in der Meridianebene aus PAY_3 und PAY_2 liegend angenommen. Während alle Winkelgrößen in Abbildung 2 im Fluge aus den Daten bestimmt werden können, ist der genaue Winkel zwischen der Richtung PAY_2 oder PAY_1 und der Richtung zur Sonne aus den Daten selbst nicht mehr feststellbar.

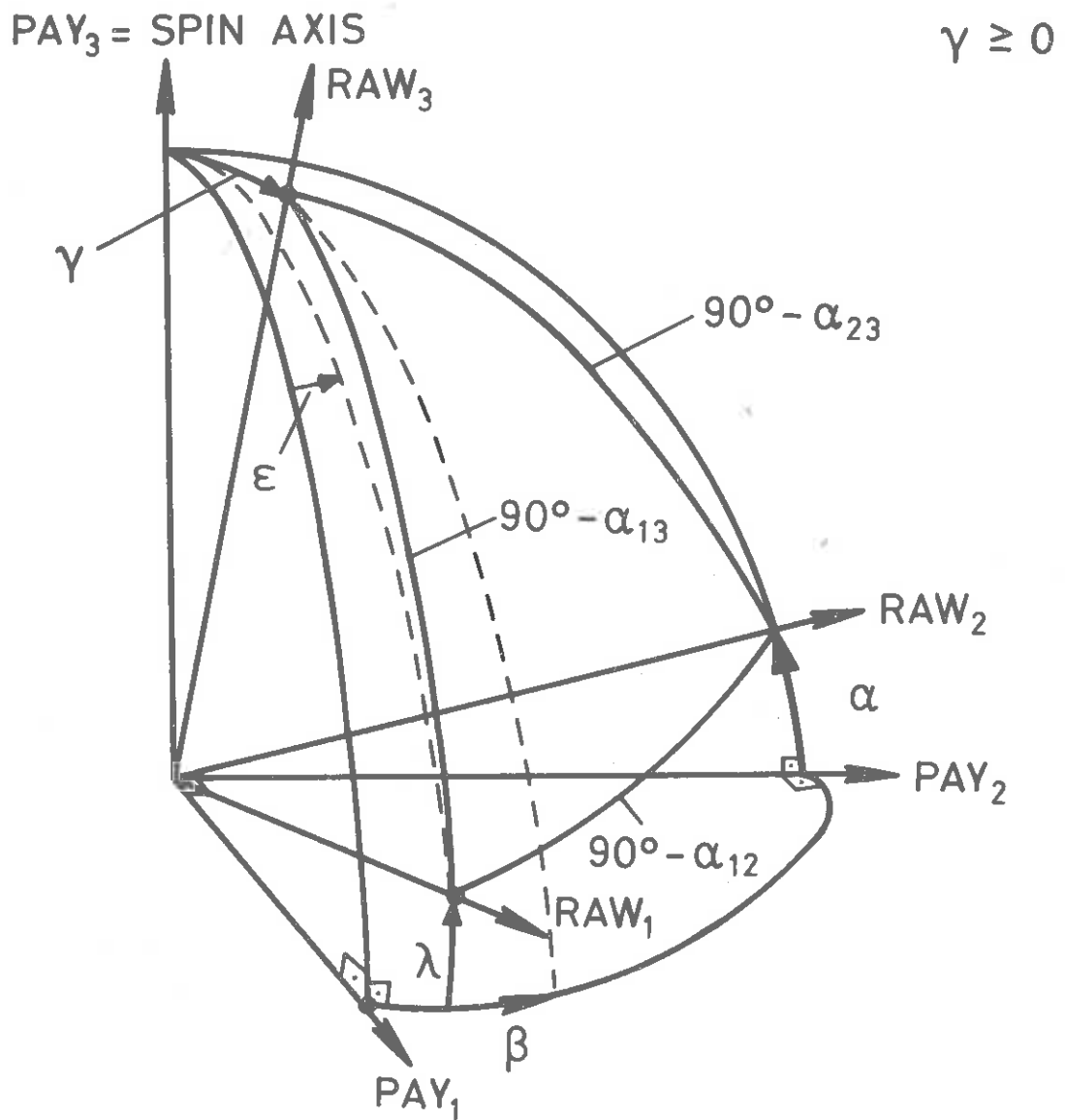


Abb. 2: Planskizze zur Schiefstellung der wahren, magnetischen Sensorachsenrichtungen RAW1, RAW2, RAW3.

Die Genauigkeit, mit der dieser Winkel bekannt ist, ist dann durch die Genauigkeit des mechanischen Aufbaus der Raumsonde gegeben. Die Richtung der Spinachse in ekliptischen Koordinaten wird routinemäßig auf den AOI-Bändern vom Projekt zur Verfügung gestellt (AOI = Attitude-Orbit-Information). Die Winkel α_{12} , α_{13}

und α_{23} stellen die Abweichungen des Sensortripels von einem genau orthogonalen Meßsystem dar. Sie sind bekannt und von der Größenordnung einiger Bogenminuten. Der mechanische Aufbau des Sensorsystems läßt keine Variationen dieser Winkel erwarten. Die begrenzten Genauigkeitsanforderungen der Heliosmission lassen die Annahme eines idealen Dreibeins d.h. $\alpha_{12} \approx 0$, $\alpha_{13} \approx 0$ und $\alpha_{23} \approx 0$ zu. Von den Winkeln in Abb. 2 sind dann nur zwei frei wählbar z.B. α und γ .

Wir können nun den Formalismus zusammenstellen zur Untersuchung der verschiedenen systematischen und statistischen Fehler. Das Magnetfeld in einem Inertialsystem sei gegeben durch die Größen F_{\parallel} , F_{\perp} und den Winkel ϕ , derart daß die Komponenten in Richtung der Achsen $HPAY_j$ ($j = 1, 2, 3$) im rotierenden System des Raumfahrzeugs folgendermaßen dargestellt werden können:

$$\begin{aligned} HPAY_1 &= F_{\perp} \cos(\Omega t + \phi) \\ HPAY_2 &= -F_{\perp} \sin(\Omega t + \phi) \\ HPAY_3 &= F_{\parallel} \end{aligned} \quad (1)$$

Für einen konstanten Vektor im Inertialsystem sind F_{\parallel} , F_{\perp} und ϕ konstant. Die exakten Magnetfeldkomponenten in Richtung der wahren Sensorachsen RAW_j ($j = 1, 2, 3$) sind dann gegeben durch

$$\begin{aligned} HMAG_1 &= F_{\parallel} \sin\lambda + F_{\perp} \cos\lambda \cos(\Omega t + \phi + \epsilon) \\ HMAG_2 &= F_{\parallel} \sin\alpha - F_{\perp} \cos\alpha \sin(\Omega t + \phi) \\ HMAG_3 &= F_{\parallel} \cos\gamma + F_{\perp} \sin\gamma \cos(\Omega t + \phi + \beta) \end{aligned} \quad (2)$$

Dabei ist Ω die Spinkreisfrequenz entsprechend einer Rotationsperiode von ca. 1s. Diese exakten Magnetfeldkomponenten werden von einem grundsätzlich mit Meßfehlern behafteten Meßsystem Magnetometer-Raumfahrzeug gemessen. Erstens entstehen Signalverzerrungen durch das Aliasingfilter mit der Übertragungsfunktion $T(\omega) = T_A(\omega) \cdot e^{i\phi_T(\omega)}$, wobei $T_A(\omega)$ und $\phi_T(\omega)$ bekannte d.h. gemessene reelle Funktionen der Frequenz sind mit $T_A(\omega) \rightarrow 1$ und

$\phi_T(\omega) \rightarrow 0$ für $\omega \rightarrow 0$. Zum zweiten bewirken Raumfahrzeugfelder und Sensornullpunktverschiebungen Gesamtnullpunktverschiebungen HN_j für die Sensoren $j = 1, 2, 3$. Die letzteren beiden Fehler lassen sich grundsätzlich z.T. mit einiger Mühe beseitigen. Der Digitalisierungsfehler HD_j läßt sich nicht beseitigen. Wir erhalten dann die Rohmagnetfeldvektoren $HRAW_j$ aus $HMAG_j$

$$\begin{aligned} HRAW_1 &= HN_1 + F_{||} \sin\lambda + F_{\perp} T_A(\Omega) \cos\lambda \cos(\Omega t + \phi + \phi_T) + HD_1 \\ HRAW_2 &= HN_2 + F_{||} \sin\alpha - F_{\perp} T_A(\Omega) \cos\alpha \sin(\Omega t + \phi + \phi_T) + HD_2 \\ HRAW_3 &= HN_3 + F_{||} \cos\gamma + F_{\perp} T_A(\Omega) \sin\gamma \cos(\Omega t + \phi + \phi_T) + HD_3 \end{aligned} \quad (3)$$

unter der einzigen Annahme, daß die Magnetfeldvariationen im Inertialsystem $F_{||}$, F_{\perp} und ϕ nur langsam mit der Zeit variieren d.h. $\omega \ll \Omega$. Bei Annahme beliebigen Frequenzgehalts von $F_{||}$, F_{\perp} , ϕ muß Gleichung 3 durch einen komplizierten Ausdruck ersetzt werden. Im wichtigsten Meßbereich mit Digitalisierungsfenstern der Größe 0.4 nT gilt $|HD_j| \leq 0.2$ nT.

Gleichung 3 gibt die verschiedenen Verzerrungen des Meßsignals durch die systematischen Fehler wieder. So traten z.B. in der Komponente $HRAW_3$ kleine Spinvariationen auf. Die Projektion des Magnetfeldvektors auf die Spinebene wird durch das Aliasingfilter gedreht usw.

Wir benutzen nun Gleichung 3 für den Fall eines praktischen konstanten Magnetfeldes im Inertialsystem ($F_{||}$, F_{\perp} , ϕ konstant), um die notwendigen Korrekturgrößen zu bestimmen. Dazu wird die gemessene Zeitvariation nach Fourier zerlegt mit dem Ergebnis:

$$HRAW_j(t) = HRAWO_j + HRAWS_j \sin\Omega t + HRAWC_j \cos\Omega t + HR_j \quad (4)$$

Die Fourierkoeffizienten $HRAWO_j$, $HRAWS_j$ und $HRAWC_j$ für $j = 1, 2, 3$ sind natürlich für ein gegebenes Analysenintervall konstant. Im Falle der Konstanz von $F_{||}$, F_{\perp} , ϕ verschwinden die HR_j . Ein Vergleich von Gleichung 4 und Gleichung 3 ergibt

$$\begin{aligned}
 \text{HRAWO}_1 &= \text{HN}_1 + F_{\parallel} \sin\lambda \\
 \text{HRAWO}_2 &= \text{HN}_2 + F_{\parallel} \sin\alpha \\
 \text{HRAWO}_3 &= \text{HN}_3 + F_{\parallel} \cos\gamma
 \end{aligned} \tag{5a}$$

$$\begin{aligned}
 \text{HRAWS}_1 &= - F_{\perp} T_A \cos\lambda \sin(\phi + \varepsilon + \phi_T) \\
 \text{HRAWS}_2 &= - F_{\perp} T_A \cos\alpha \cos(\phi + \phi_T) \\
 \text{HRAWS}_3 &= - F_{\perp} T_A \sin\gamma \sin(\phi + \beta + \phi_T)
 \end{aligned} \tag{5b}$$

$$\begin{aligned}
 \text{HRAWC}_1 &= F_{\perp} T_A \cos\lambda \cos(\phi + \phi_T + \varepsilon) \\
 \text{HRAWC}_2 &= - F_{\perp} T_A \cos\alpha \sin(\phi + \phi_T) \\
 \text{HRAWC}_3 &= F_{\perp} T_A \sin\gamma \cos(\phi + \beta + \phi_T)
 \end{aligned} \tag{5c}$$

Die Amplituden der Spinvariationen aus 5b und 5c ergeben

$$\frac{\sin\gamma}{\cos\lambda} = \left(\frac{\text{HRAWC}_3^2 + \text{HRAWS}_3^2}{\text{HRAWC}_1^2 + \text{HRAWS}_1^2} \right)^{1/2} \tag{6a}$$

und

$$\frac{\sin\gamma}{\cos\alpha} = \left(\frac{\text{HRAWC}_3^2 + \text{HRAWS}_3^2}{\text{HRAWC}_2^2 + \text{HRAWS}_2^2} \right)^{1/2} \tag{6b}$$

Weiter erhalten wir

$$\text{tg}(\phi + \varepsilon + \phi_T) = - \frac{\text{HRAWS}_1}{\text{HRAWC}_1} \tag{6c}$$

und

$$\text{tg}(\phi + \phi_T) = \frac{\text{HRAWC}_2}{\text{HRAWS}_2} \tag{6d}$$

Die Gleichungen 5 und 6 können nun benutzt werden, um die höchstens langsam variierenden Winkelgrößen sowie die HN_j zu bestimmen, die für die Korrektur der Rohmeßdaten notwendig sind. Bei der Auswahl der zu benutzenden Gleichungen, ist die Empfindlichkeit gegenüber kleinen Residuen HR_j sowie Digitalisierungsfehlern HD_j zu berücksichtigen.

Die Prozedur läuft dann so, daß die Daten fortlaufend nach Intervallen bis zu mehreren Minuten Länge d.h. mit vielen Spindrehungen abgesucht werden, die erstens hinreichend reine Sinus-Cosinusvariationen enthalten d.h. mit sehr kleinen $HR = \sqrt{HR_1^2 + HR_2^2 + HR_3^2}$, zweitens hinreichend große Amplituden der Spinvariationen in $HRAW_1$ und $HRAW_2$ besitzen und weitere Bedingungen erfüllen. Dann werden standardmäßig mit Hilfe der Gleichungen 6 die Winkel γ und ϵ berechnet, wobei im allgemeinen die Annahme gerechtfertigt ist, daß γ, λ, α kleine Winkel sind, wodurch sich die Gleichungen 6a,b mit $\cos \lambda \approx 1$ und $\cos \alpha \approx 1$ wesentlich vereinfachen. Alle anderen Winkel ergeben sich aus bekannten Beziehungen der sphärischen Trigonometrie. Mit Hilfe der geglätteten Größen $\alpha, \beta, \gamma, \epsilon, \lambda$ können die Magnetfeldvariationen so korrigiert werden, daß nur noch die Nullpunktfehler übrigbleiben. Die auf das System der Koordinatenrichtungen PAY_j ($j = 1, 2, 3$) transformierten Magnetfeldmeßwerte kann man auch als die Meßwerte fiktiver Sensoren mit idealer Orientierung auffassen. Die Nullpunkte für Koordinatenachsen PAY_j ($j = 1, 2, 3$) bezeichnen wir fortan mit HN_j^* . HN_1^* und HN_2^* können entsprechend der Vektorgleichung 5a bestimmt werden. Damit bleibt nur die Nullpunktverschiebung in Richtung PAY_3 d.h. HN_3^* unbestimmt.

Neben der beschriebenen Standardprozedur wurden weitere Programme für spezielle Zeitintervalle bzw. Spezialaufgaben entwickelt d.h. programmiert und ausgetestet. In dem Intervall vom 17. Januar bis 7.4. 1976 war ja das Sensorsystem bei Helios-2 zwischen den beiden Ruhestellungen "eingefroren". Der Winkel γ variierte von 20° bis 26° . In diesem Fall wurde die Annahme $\alpha \approx 0$, $\epsilon \approx 0$ und $\beta \approx 0$ oder 180° gemacht, so daß sich

$$\operatorname{tg} \gamma = \left(\frac{\text{HRAWC}_3^2 + \text{HRAWS}_3^2}{\text{HRAWC}_1^2 + \text{HRAWS}_1^2} \right)^{1/2}$$

ergibt. Diese Näherung ergibt nur bei gewünschten Zeitauflösungen von besser als einer Spinperiode von einer Sekunde kleine Genauigkeitseinbußen.

Ein weiteres Programm COMPMIS wurde entwickelt, so daß auch die unabhängige Bestimmung von α_{12} , α_{13} und α_{23} möglich war. Abgesehen von der erzielbaren Genauigkeit macht die Kompliziertheit dieser Prozedur eine Standardanwendung unpraktisch.

Die soeben beschriebenen Techniken sind nur anwendbar, wenn die Datenrate hoch genug ist, um die Spinvariationen zeitlich aufzulösen. Die Messungen erfolgen ja grundsätzlich spinsynchron. Eine optimale Auflösung ergibt sich in Format 1 bei 2048 bps. In diesen Intervallen werden sowohl die Winkel als auch die Nullpunktverschiebungen HN_1^* und HN_2^* routinemäßig berechnet. Bei 1024 bps lassen sich nur noch Nullpunkte berechnen, da nur 2 Vektoren pro Umdrehung vorliegen. In allen Intervallen mit Bitraten unterhalb von 2048 bps werden die Korrekturwinkel aus angrenzenden 2048 bps-Intervallen interpoliert bzw. extrapoliert.

Bei den Nullpunkten kommt hinzu, daß die Benutzung der Spinvariation nur die Bestimmung der Nullpunktverschiebungen in der Spinebene nicht aber HN_3^* gestattet. HN_3^* muß also immer auf andere Weise bestimmt werden während HN_1^* und HN_2^* wenigstens in Intervallen mit hoher Datenrate relativ häufig bestimmt werden können.

Die Bestimmung der Nullpunktverschiebungen HN_3^* und bei kleinen Datenraten HN_1^* und HN_2^* erfolgt mit Hilfe einer Technik, die von Hedgecock [1975] entwickelt wurde. Sie beruht auf der statistisch plausiblen Hypothese, daß für das wahre interplanetare Magnetfeld bei großem N die Größe

$$S_j = \sum_{i=1}^N (H_{j,i+1} - H_{j,i})(F_{i+1} - F_i) \quad (7)$$

verschwindet. Dabei hat das interplanetare Magnetfeld die Beträge F_i und in einem Inertialsystem die Komponenten $H_{1,i}$, $H_{2,i}$, $H_{3,i}$ wobei der Index i die äquidistanten Meßwerte der Datenreihe beschreibt. Eine Verschiebung des Nullpunktes des messenden Magnetometers bewirkt über eine entstehende Asymmetrie in dem Term $F_{i+1} - F_i$, daß S_j nicht mehr verschwindet. N muß hinreichend groß sein, um den Einfluß statistischer Schwankungen der Größe S_j ($j = 1, 2, 3$) möglichst klein zu halten. Tests der Methode in Erdbahnnähe aber auch auf Helios bei anderweitig bekannten Nullpunkten ergaben zufriedenstellende Ergebnisse. Ein Nachteil der Methode ist offensichtlich, daß kurzzeitige Variationen der Nullpunkte unentdeckt bleiben. Im Falle von Helios erwiesen sich Datenintervalle von 8 Stunden als günstigster Kompromiß zwischen Zeitauflösung und Genauigkeit.

Die endgültig benutzten Nullpunkte werden für HN_3^* durch Interpolation der 8 Stunden auseinanderliegenden Werte bestimmt. Für die Nullpunkte HN_1^* und HN_2^* müssen drei Fälle entschieden werden. Bei hoher Datenrate werden die aus der Spinvariation gewonnenen Nullpunkte benutzt. Im Abstand von mehr als 24 Stunden von einem Intervall mit hinreichender Zeitauflösung ≥ 1024 bps wurde nur die Methode nach Hedgecock benutzt. Für den Übergangsfall wurde zwischen beiden Werten interpoliert. Die so bestimmten Nullpunkte HN_j^* ($j = 1, 2, 3$) werden separat im Rechner gespeichert, um später für die Nullpunktkorrektur der Daten verschiedener Zeitauflösung zur Verfügung zu stehen.

Die Magnetfelddaten ohne Nullpunktkorrektur werden schließlich in ein nichtrotierendes Koordinatensystem gedreht, dessen Koordinatenrichtungen näherungsweise dem im nächsten Abschnitt eingeführten solar-ekliptischen Koordinatensystem entsprechen. Dies System X, Y, Z ist erstens definiert durch die wahre Spinachse als Z -Achse. Die Ebene aus Spinachse und Richtung zur Sonne enthält die Koordinatenrichtung X . Das rechtshändige, orthogonale Dreibein wird dann vervollständigt durch die Y -Achse senkrecht zu letzterer Ebene. Die so berechneten Magnetfeldkomponenten bilden den Ausgangspunkt für die Erstellung der

im nächsten Abschnitt 2.2 beschriebenen ADR-Bänder.

2.2 Routinemäßige Darstellung der reduzierten Daten

Als Ausgabe der Datenreduktion entstehen ADR-Bänder (ADR = Analysis Data Record), die außer den aufbereiteten Magnetfelddaten sämtliche anderen Daten der EDR-Bänder, das sind House-Keeping-, Attitude-Orbit- und Kommando-Datensätze (HKI, AOI und CMD), enthalten. Die Zahlendarstellung ist allerdings dem hiesigen Rechner angepaßt. Außerdem werden Zeiten in Tagen und Bruchteilen von Tagen seit dem 1.1. des Startjahres angegeben und die Datensätze in zeitlicher Reihenfolge gespeichert.

Um bei einer späteren Datenauswertung möglichst alle dafür benötigten Daten beisammen zu haben, werden in den Magnetfelddatensätzen in einem Vorspann, der für E2 und E4 gleich ist, die wichtigsten Informationen über den Übertragungsmodus (Bitrate, Format, Data Handling Mode) und die Lage der Heliossonde sowie die während der Datenaufbereitung bestimmten Korrekturgrößen (Winkel und Nullpunktverschiebungen) gespeichert. Dazu kommt für jeden im raumfahrzeugbezogenen X,Y,Z-Koordinatensystem dargestellten Magnetfeldvektor ein Statuswort mit Angaben über die Stellung des Flippers, den Sektor, in dem der Vektor gemessen wurde, und die Datenqualität. Die Datenqualität dient zur Kennzeichnung von fehlenden Vektoren und von Vektoren, bei denen während der Rohdatenverarbeitung Fehler oder Inkonsistenzen aufgetreten sind. Inkonsistenzen werden z.B. erkannt bei der Flipperstellungsanzeige, bei nicht fehlerfrei regenerierbarer Sektorinformation und bei unerklärlichen Sprüngen in den Magnetfelddaten oder in den an Bord bestimmten Nullpunktverschiebungen.

Ausgehend von den ADR-Bändern werden nun zunächst standardmäßig 8-Sekunden-Mittelwertbänder erzeugt. Bei den Bändern wird das gleiche Satzformat wie beim ADR benutzt. Außerdem werden die Magnetfeldvektoren noch einmal in separaten Datensätzen mit gleichem Vorspann im solarekliptischen Koordinatensystem und

zusätzlicher Angabe der Standardabweichungen und des mittleren Betrages gespeichert. Im Statuswort steht statt der Sektorinformation eine Kennung für die Anzahl zur Mittelung benutzter Vektoren. Von den anderen Datensätzen (HKI, AOI, CMD) wird nur eine Auswahl mit geringerer zeitlicher Auflösung übernommen.

Die Mittelwertbänder werden zur Bestimmung von Nullpunktkorrekturwerten mit Hilfe der Hedgecock-Methode (siehe 2.1) benutzt und anschließend korrigiert.

Zur Vereinfachung von weiteren Auswertungen werden ausgehend von den korrigierten 8-Sekunden-Mittelwertbändern 1-Stunden-Mittelwertbänder und z.T. auch 40.5-Sekunden-Mittelwertbänder erzeugt. Prinzipiell können aber Mittelwertbänder beliebiger Zeitauflösung erzeugt werden.

Die zum Datenaustausch bestimmten Mittelwertbänder enthalten korrigierte 8-Sekunden-Mittelwerte mit Standardabweichungen und Beträgen.

Um einen Überblick über die Daten zu erhalten, werden von allen Daten Tages- und Monatsplots und z.T. auch Stundenplots (z.B. während der Primärmission) erstellt. Für diese Plots wurde in großem Umfang der Mikrofilmplotter der GMD benutzt. Die Plots haben ein einheitliches Format und basieren auf Mittelwerten (8 sec bei Stunden-, 2 min bei Tages- und 1 Std. bei Monatsplots). Dargestellt werden dabei Betrag, Winkel in der Ekliptik (Φ), Elevationswinkel (Θ), Standardabweichung des Betrages und Datenqualität. Außerdem werden die wichtigsten Bahndaten der Sonde ausgegeben. Ein Beispielpplot ist in Abbildung 3 gezeigt wobei die Bahndaten weggelassen wurden.

Für spezielle, in Bezug auf die Qualität der Daten "verdächtige", Zeiträume werden zur Kontrolle auch HKI-Tagesplots erzeugt, die die im Raumfahrzeug und bei der Datenaufbereitung bestimmten Nullpunktverschiebungen und Flipperstellungen sowie die Parameter der Datenübertragung zeigen.

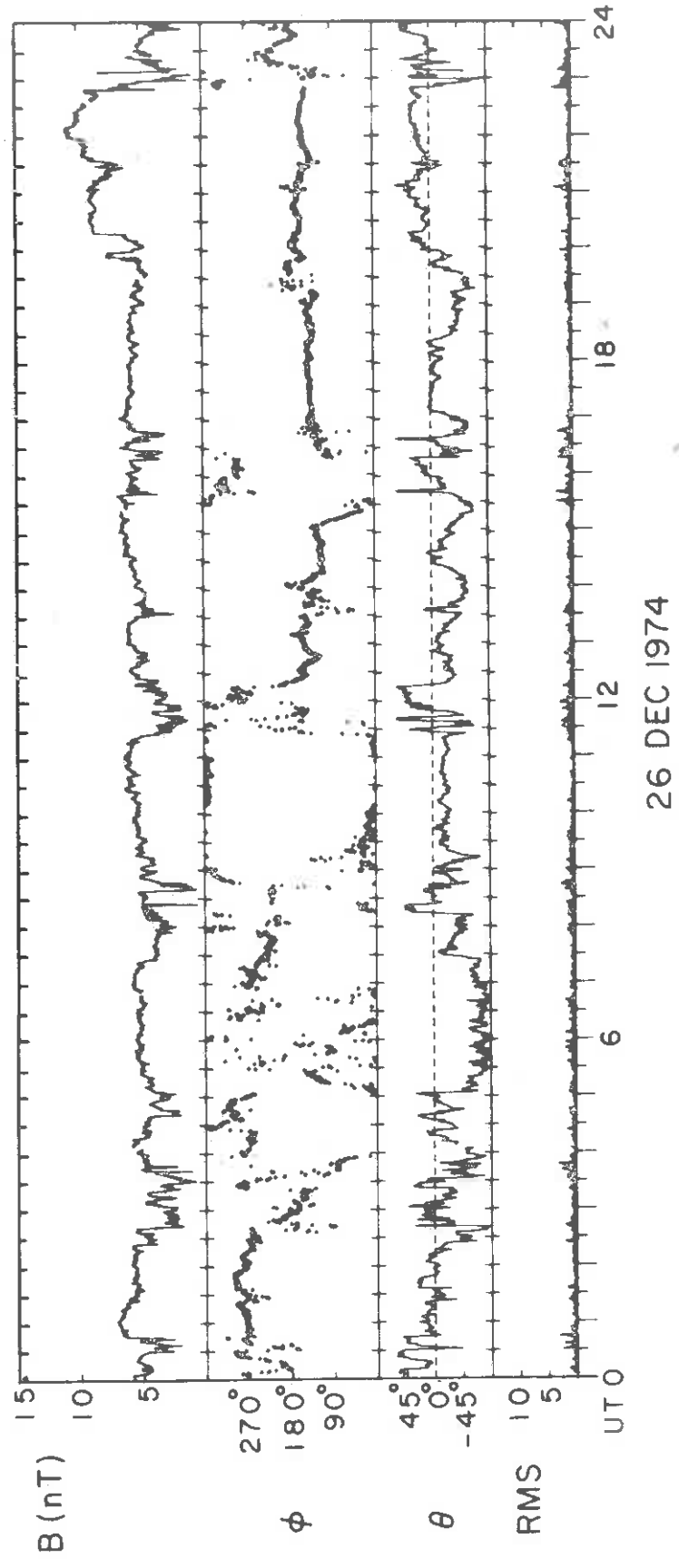


Abb. 3: Komplizierte Sektorstruktur am 26. Dezember 1974 als Beispiel für E2-Routineplots.

Für weitere Analysen besteht die Möglichkeit, hochauflösende Plots (jeder Vektor wird geplottet) und Langzeitplots beliebiger Zeiträume anzufertigen. Schließlich gibt es Programme, zum Ab-listen von Datensätzen von EDR-, ADR- und Mittelwertbändern, sowie zur direkten Erstellung von Mittelwertlisten im solar-ekliptischen Koordinatensystem mit beliebiger Zeitauflösung.

3. Routinedatenverarbeitung E4

3.1 Datenreduktion

Wie bei E2 beginnt die Datenverarbeitung mit der rechnergestützten Katalogisierung. Danach werden die vom GSOC gelieferten EDR-Bänder umkopiert aus den oben erwähnten Gründen der Datensicherung, besseren Ausnutzung der Bandstationen etc.

Das Induktionsspulenmagnetometerexperiment E4 zeichnet sich aus durch eine extrem hohe interne Datenerzeugungsrate. Aus diesem Grunde werden im Experiment verschiedene Techniken der Redundanzreduktion und der Informationsreduktion angewandt, die verschiedene Datenströme liefern.

In den meisten Formaten und Datenmoden werden nur Spektraldaten telemetriert. Diese beinhalten über lückenlos aufeinanderfolgende Zeitintervalle von minimal 1.125 Sek. jeweils die mittleren Quadrate der Ausgangssignale der acht Bandpässe des Experiments für zwei Komponenten sowie die Maximalwerte der Signale. Wir haben damit pro Zeitintervall $2 \times 8 = 16$ Mittelwerte und 16 Maximalwerte. Da die Messungen zeitsynchron erfolgen, ist die Zeitzuordnung für die einzelnen Meßwerte der Spektraldaten außerordentlich einfach. Nach der Zeitzuordnung werden die Rohmeßwerte mit am Boden gewonnenen Kalibrierungsfaktoren multipliziert, um die Spektraldichten in nT/\sqrt{Hz} zu erhalten. Die Maximalwerte werden mit entsprechenden Kalibrierungsfaktoren derart versehen, daß bei einem monochromatischen Signal das Verhältnis Maximalwert zu Mittelwert $\sqrt{2}$ beträgt.

Wichtige Größen für die Korrektur der so gewonnenen Spektraldichten sind die Spektraldichten der Summe aus Sensorrauschen und Störungen des Raumfahrzeugs kurz "Hintergrundrauschen" genannt. Dies wird besonders mit Hilfe von Zeitintervallen niedriger Magnetfeldfluktuationen im Sonnenwind gewonnen. Die folgende Abbildung 4 zeigt das Hintergrundrauschen als Funktion

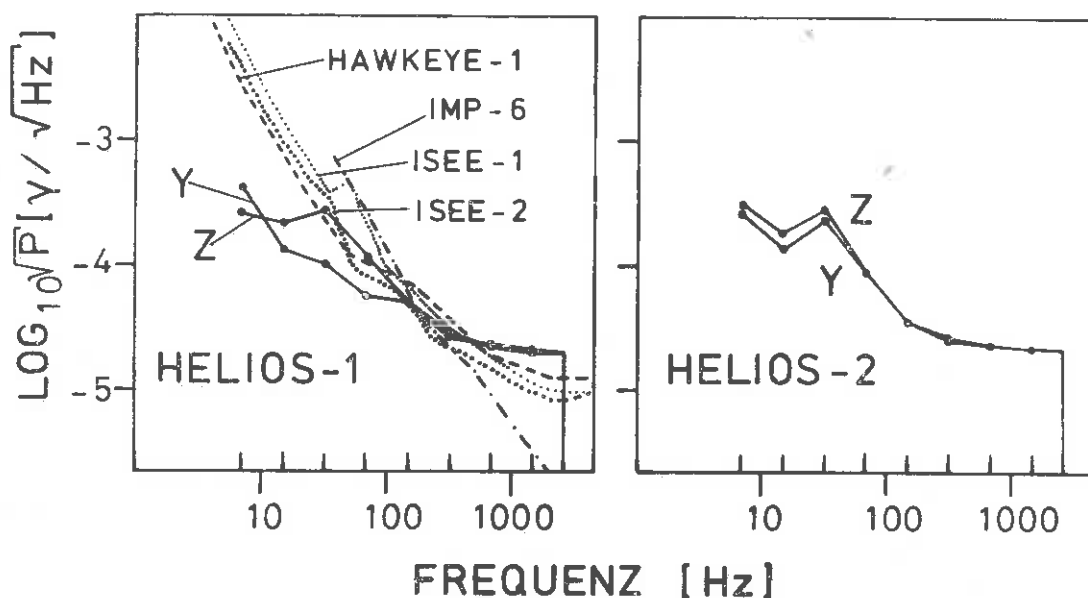


Abb. 4: Rauschhintergrund des Experiments E4 im Vergleich zu anderen Experimenten zur Messung hochfrequenter magnetischer Fluktuationen.

der Frequenz für Helios 1 und Helios 2. Die Maxima rühren vermutlich von Streufeldern der Solarzellenarrays her. Zum Vergleich sind die Rauschwerte anderer Wechselfeldmagnetfeldexperimente angegeben. Langzeituntersuchungen der Rauscheigenschaften ergaben innerhalb von $\pm 1\%$ konstante Werte des Hintergrundrauschens während der Mission von Helios. Erst gegen Ende der E4-Messungen ergaben sich in Zeiten mit Temperaturen außerhalb der Spezifikationen Abweichungen von bis zu $\pm 10\%$.

Außer den bisher beschriebenen Spektraldaten wurden während der Zeitintervalle mit Format 5 in einem verhältnismäßig niedrigen Frequenzband die Wellenformdaten in allen drei

Komponenten übertragen. Die Format 6-Übertragung in der sogenannten "Shock-mode" wird im nächsten Kapitel 4 behandelt. Die Verarbeitung der Wellenformdaten ist ebenfalls problemlos. Wegen der zeitsynchronen Messungen ist die Zeitzuordnung einfach. Um bei wenigen bits pro Vektor einen hohen Dynamikbereich zu erreichen, wurde eine halblogarithmische AD-Wandlung mit einer verhältnismäßig schlechten relativen Genauigkeit gewählt. Aus diesem Grunde sind die Korrekturen für die geringe Schiefstellung der drei Sensoren nicht notwendig.

3.2 Routinemäßige Darstellung der reduzierten Daten

Die Darstellung der E4-Daten wurde sehr eng an die E2-Datenverarbeitung angelehnt, so daß hier im wesentlichen auf den Abschnitt 2.2 verwiesen werden kann.

Die ADR-Bänder haben die dort erläuterte Form. Die E4-Daten liegen jeweils in den Spektren der Z- und der X/Y-Komponente vor. Um jeden Record mit Spitzenwerten gruppieren sich die zeitlich dazugehörenden Records der Mittelwerte. Die Datenqualität ist entweder 0 (= gute Daten) oder 7 (= unbrauchbare Daten).

Für die Mittelwertbänder gilt dasselbe wie für die ADR-Bänder. Allerdings werden keine HKI-, AOI- oder CMD-Records mit übernommen. Außerdem entfallen die Wellenform-Records. Standardmäßig werden 8-Sekunden-Mittelwert-Bänder erzeugt. Für den Vergleich mit den Plasmadaten E1 stehen 40,5-Sekunden-Mittelwert-Bänder zur Verfügung. Im Prinzip können aber Bänder mit beliebiger Mittelungslänge erzeugt werden.

Für die Darstellung der Daten stehen Plotprogrammpakete zur Verfügung. Standardmäßig werden Stunden- und Tagesplots auf Mikrofilm erstellt, Ein großer Teil davon steht auch in "Hardcopy"-Form zur Verfügung. Allerdings mußte in Zeiten geringer Zeitauflösung auf die Stundenplots verzichtet werden. Für die gesamten Messungen existieren 15-Tagesplots. Außerdem können

Plots mit beliebiger Zeitauflösung in beliebigen Zeiträumen erstellt werden. Für die direkte Ausgabe der Mittelwerte oder Spitzenwerte oder beider zusammen gibt es Programme zur Erstellung von Ausdrucken. Die Ausdrücke enthalten außer den E4-Daten auch alle zusätzlichen Informationen.

4. Shock-mode

4.1 Arbeitsprinzip

Der physikalische Hintergrund sowie einige Entwurfskriterien der Helios Shock-mode wurden von Neubauer [1969] beschrieben. Eine Beschreibung der in Helios-1 und Helios-2 schließlich implementierten Shock-mode findet sich bei Musmann et al. [1979]. Da die Beschreibung der Shock-mode Daten in 4.2 ohne Kenntnis des Arbeitsprinzips nicht verständlich ist, soll zunächst das Arbeitsprinzip der Shock-mode kurz beschrieben werden.

Wegen der abgesehen von wenigen Ausnahmen auf 2048 bps begrenzten Datenübertragungsrate bei der Echtzeitdatenübertragung der Heliossonden ist die maximale Zeitauflösung der Experimente E2 und E4 bei weitem nicht groß genug, um interessante plasma-physikalische Strukturen wie stoßfreie Stoßwellen, Tangentialdiskontinuitäten, Rotationsdiskontinuitäten etc. aufzulösen. Jedes Heliosraumfahrzeug enthält daher einen 500 kbit-Kernspeicher zum sehr schnellen Einlesen von kurzen besonders interessanten Datenintervallen mit Einleseraten von 8 kbps, 16 kbps und 32 kbps. Außer den Daten der Experimente E2 und E4 werden auch Daten von E3 und E5 eingelesen. Die Speicherinhalte werden regelmäßig langsam über die Echtzeitlemetrie ausgelesen, wenn ausreichende Übertragungskapazität zur Verfügung steht.

Das Problem ist natürlich die Auswahl der richtigen Datenintervalle für das Einlesen in den Kernspeicher sowie die Übertragung

zur Erde. Dazu dient ein Ereignisdetektor, der auf schnelle Sprünge des Magnetfeldbetrags auf höhere Werte anspricht. Der Ereignisdetektor in E2 berechnet zu jedem Zeitpunkt die erfolgte relative Änderung des Magnetfeldbetrags, die z.B. mit $A(t)$ bezeichnet wird. Der jeweils berechnete aktuelle Wert $A(t)$ wird verglichen mit dem Maximum aller vorhergehenden Werte seit dem Einschalten der Shock-mode (mit RESET). Nur beim Übertreffen aller früheren Werte von A d.h. für $A(t) > A_{\max}$ gibt der Ereignisdetektor das Signal zum Einlesen in den Speicher, was natürlich ein Überschreiben des vorhergehenden Speicherinhalts bedeutet.

Damit nun auch der wichtige Teil eines Ereignisses vor der Erkennung als bestes bisher aufgetretenes Ereignis mit erfaßt wird, ist der Speicher in drei Teile A,B,C geteilt, die $1/5$, $1/5$ und $3/5$ des Speicherinhalts umfassen. Die folgende Strategie wird dann benutzt: In einem der kleinen Speicherteile, z.B. A werden ständig die zeitlich hochaufgelösten Daten eingelesen und ältere Daten überschrieben, so daß zu jedem Zeitpunkt t alle Daten zwischen $t - \frac{T_A}{4}$ und t vollständig enthalten sind. Dabei ist T_A die durch Bodenkommando wählbare Gesamtmeßzeit für ein Ereignis. Wird im oben beschriebenen Sinne ein Ereignis erkannt, so wird sofort in den Speicherteil C eingelesen, bis dieser voll ist. Das erkannte Ereignis befindet sich dann mit $T_A/4$ im Teil A und mit $3T_A/4$ im Teil C. Das ständige Einschreiben und Überschreiben wird nun in Teil B weitergeführt, bis wieder ein besseres Ereignis erkannt wird. Die Teile A und B enthalten also zu jeder Zeit t abwechselnd den "Vorläufer" des bis dahin besten Ereignisses und die letzten $T_s/4$ Sekunden.

Nach einem Intervall von typisch etwa vier Stunden wird der Speicherinhalt ausgelesen und A_{\max} auf Null gesetzt. Dann beginnt das Spiel von vorn.

Während der Heliosmission bewährte sich diese Ereigniserkennungslogik sehr gut. Eine Vielzahl von Zeitintervallen mit interessanter Feinstruktur wurde hauptsächlich während der

Primärmissionen von Helios 1 und Helios 2 gewonnen und bei Helios 2 in nachfolgenden Intervallen mit hohen Datenübertragungsraten. Die Daten der Shock-mode von E2 und E4 wurden uns auf den EDR-Bändern für E2 vom GSOC zugesandt.

4.2 Verarbeitung der Shock-mode-Daten

Wie schon erwähnt wurde, sind die Format-6 Daten der Experimente 2 und 4, d.h. die Speicherauslesungen, im normalen Datenstrom der Echtzeitformate enthalten. Die Verarbeitung der auf den EDR-Bändern des Experiments 2 enthaltenen Format-6 Daten geschah in gesonderten Programmteilen des Verarbeitungssystems für die Förstersondendaten.

Eine besondere Schwierigkeit der Datenreduktion bestand darin, die zeitlich richtige Zuordnung der ausgelesenen Experimentdatenrahmen zu erreichen, die ja den unterschiedlichen Speicherteilen A, B oder C angehören konnten. Im Laufe einer Analyse verschiedener Speicherauslesungen von Förstersondendaten wurden Sprünge in den Winkelzuordnungen der Vektoren festgestellt (im Shock-mode-Format-6 wird das Magnetfeld mit 4, 8 oder 16 Vektoren pro Raumfahrzeugdrehung abgetastet), die auch innerhalb der definierten Speicherteile A, B oder C auftraten, was auf eine Fehlerquelle vor oder während der EDR-Erzeugung schließen ließ. Durch die Anwendung besonderer auf diese Fehler abgestimmter Routinen konnte eine Rekonstruktion einiger fehlerhafter Auslesungen erreicht werden.

Gleichzeitig mit der Verarbeitung der Förstersondendaten, deren Ergebnisse getrennt von den Echtzeitformdaten auf eine spezielle "Shockspeicherdatei" geschrieben wurde, erfolgte ein Kopieren der zeitlich richtig zusammengefügteten Experiment 4 Datenrahmen in der komprimierten Blockdarstellung der EDR-Daten. Im Zuge der E2-Verarbeitung (siehe Abschn. 2) wurde diese Shockdatei, die einige Speicherauslesungen aufnehmen konnte, auf ein "Shock-Band" geschrieben.

In einem zweiten Schritt wurden von diesem Band die E4-Datenblöcke mit einer separaten Routine behandelt und die bereits fertig verarbeiteten E2-Daten kopiert. Diese Routine verarbeitete die hochaufgelösten Wellenformdaten und spektralen Maximalwerte in ähnlicher Form wie im Format-5 der E4-Echtzeitdaten, das ebenfalls Wellenformdaten enthält. Das Ergebnis war nun das endgültige "Shock-ADR", das die Speicherauslesungen der Experimente 2 und 4 in physikalisch interpretierbarer Form enthielt.

Die absolute Zeitzuordnung der Format-6 Daten, die auf den EDR-Bändern enthaltenen Zeiten sind Speicherauslesezeiten, konnte nicht automatisch erfolgen, sondern mußte an Hand der Förstersondendaten durch Vergleiche mit den Echtzeitdaten vorgenommen werden. Dazu war eine routinemäßige graphische Darstellung der Format-6 Förstersondendaten erforderlich. Alle Auslesungen wurden in ungemittelter Form wahlweise in Komponenten- oder Betrag-Winkel-Darstellung geplottet. Diese Standardplots dienten als Basis für eine Suche nach den im Shockspeicher enthaltenen "Ereignissen", die auch in den Echtzeitdaten vorhanden sein mußten. Als Vergleichsbasis bewährten sich die routinemäßigen Stundenplots der Standardverarbeitung (siehe Abschn. 2.2). In den meisten Fällen konnte eine Zeitzuordnung stattfinden, da hier eine plötzliche, charakteristische Richtungs- oder Betragsänderung des Magnetfeldvektors auftrat.

Wegen der großen Datenfülle wurden für die Wellenformdaten spezielle Plotprogramme entwickelt, die für den interaktiven Betrieb an einem graphischen Bildschirm geeignet waren.

Mit Hilfe dieser Programme konnten die Speicherauslesungen der Wellenformdaten durchmustert und spezielle Ereignisse mit wählbarer Zeitauflösung betrachtet werden. Außerdem boten diese Routinen die Möglichkeit, Filter geeigneter Bandbreite auf die Wellenformen anzuwenden und Leistungsspektren bestimmter, kurzer Zeitabschnitte zu berechnen. Diese "interaktive" Durchmusterung der Daten des Induktionsspulenmagnetometers bewährte sich in der

wissenschaftlichen Auswertung, da auf diese Weise viele kurzzeitige Wellenereignisse in den zeitlich hochaufgelösten Daten gefunden werden konnten.

Bei Helios 1 war die Benutzung des Ereignisdetektors von E2 nach dem in der Einleitung beschriebenen Versagen des "Flippers" nicht mehr möglich. Da außerdem beschlossen wurde, Format-6-Daten nur bei Verfügbarkeit der höchsten Datenraten zur Erde zu telemetrieren, ergaben insbesondere die Primärmission beider Helios-Raumfahrzeuge eine große Zahl von z.T. überraschenden Ereignissen, die in den Abschnitten 6.7 und auch kurz in 6.8 diskutiert werden.

5. Datenaustausch mit anderen Gruppen

Die meisten der physikalischen Probleme aus der wissenschaftlichen Zielsetzung von Helios erfordern zu ihrer optimalen Lösung eine enge Zusammenarbeit zwischen den verschiedenen Experimentgruppen beider Raumfahrzeuge. Diese Zusammenarbeit besteht aus wissenschaftlichen Diskussionen zwischen den Gruppen und dem Austausch geeigneter Daten. In Übereinstimmung mit dem in der Einleitung gesagten ist bei dem Förstersondenexperiment insbesondere der Datenaustausch mit dem Plasmaexperiment E1 wichtig zum gegenseitigen Nutzen. Daher werden routinemäßig die ausgewerteten Datenbänder von E2 in Garching mit denen von E1 verschmolzen und stehen danach beiden Experimentgruppen zur Verfügung. Für verschiedene Zwecke wurden und werden auch speziell ausgewertete Daten ausgetauscht zum Beispiel Daten großer Zeitauflösung für kurze Intervalle.

Während für viele wissenschaftliche Teilprojekte der Austausch der bereits ausgewerteten Daten ausreichend ist, z.B. zwischen E1 und E2, sind Magnetfelddaten auch bei der Auswertung dreidimensionaler Verteilungsfunktionen geladener Teilchen, die von E1, E6, E7 oder E8 gemessen werden von großer Wichtigkeit. Die

Magnetfeldrichtung wird dabei im Plasmaruhsystem als Richtung benutzt, um die die Geschwindigkeitsverteilungen axialsymmetrisch sind. Die hier benutzte Gyrotropie der Plasmateilchen kann sowohl direkt bei der Routineauswertung von Ionen und Elektronen oder auch nur zur Kontrolle benutzt werden. Entsprechend wurden Magnetfelddaten für diesen Zweck und andere Zwecke auch den Experimentgruppen E6 sowie E7 und E8 zur Verfügung gestellt.

Für die mit dem Induktionsspulenexperiment E4 zusammenhängenden physikalischen Untersuchungen ist insbesondere der Austausch mit Experiment E5, das hochfrequente elektrische Felder mißt, von Wichtigkeit. Ebenso sind für die Definition der Ausbreitungseigenschaften des Plasmas sowie der Absorption oder Instabilität detaillierte Plasmadaten notwendig.

Außer dem Datenaustausch zwischen den Helioexperimenten ist insbesondere für Fragen der makroskopischen Dynamik des Sonnenwindes der Datenaustausch mit anderen Raumflugmissionen bzw. mit Gruppen, die Bodenmessungen der Erdumgebung oder Sonnenbeobachtungen durchführen, sehr nützlich. Für solche Datenaustauschprojekte hat sich ein direkter Kontakt zwischen den interessierten Gruppen als besonders nützlich erwiesen. Als Beispiel weisen wir auf den Helios-Voyager-Workshop 1978 hin. Hier wurden Daten der interplanetaren Sonden Helios 1 und Helios 2, der Satelliten IMP-7 und IMP-8 in Erdnähe sowie der Raumsonden Voyager 1 und Voyager 2 für das Zeitintervall September 77 bis Dezember 77 untersucht. In diesem Zeitintervall kurz nach dem Start von Voyager 1 und Voyager 2 bildeten die beteiligten Raumfahrzeuge einen einzigartigen Array von Beobachtungsstationen im interplanetaren Medium zwischen 0.3 AE und mehr als 1.6 AE. Einige besonders herausragende Ergebnisse befinden sich zum Beispiel in einer Arbeit von Burlaga et al. [1980].

Weiterhin ist zu sagen, daß die Vielzahl der physikalischen Probleme des interplanetaren Mediums, der Weltraumplasmaphysik sowie der solar-terrestrischen Beziehungen, deren Lösung die

Helios-Mission ermöglicht, so groß ist, daß sie nicht alle von den Wissenschaftlern einer Experimentgruppe gelöst werden können. Daher ist auch der Datenaustausch mit anderen Gruppen wichtig, die selbst keinen Zugang zu Satellitendaten haben. Bisher wurde ein solcher Datenaustausch durch direkten Kontakt zwischen den beteiligten Gruppen durchgeführt. Empfänger solcher Daten waren bisher Dr. Moussas und Dr. Geranios beide in Athen, Griechenland, sowie Dr. McKenna-Lawlor, Maynooth, Irland.

Schließlich wurde mit dem Transfer von Daten in das Welddatenzentrum A für Satelliten- und Raketendaten (WDC-A' identisch mit NSSDC) im Goddard Space Flight Center in Greenbelt, USA, begonnen. 8-Sekunden-Mittelwertbänder von E4 wurden an das NSSDC geschickt. Der Datentransfer für E2 ist in Vorbereitung.

6. Wissenschaftliche Auswertung

6.1 Allgemeines

Da die Routinedatenverarbeitung seit mehreren Jahren zufriedenstellend läuft, hat sich naturgemäß im Laufe des Projektes das Gewicht mehr und mehr von der Routinedatenverarbeitung auf die wissenschaftliche Auswertung, die dem eigentlichen Missionsziel dient, verlagert. Nach dem Zeitaufwand der Heliosmitarbeiter liegt sie jetzt bei etwa 80%. Wegen der ständig eintreffenden interessanten neuen Daten um das Sonnenaktivitätsmaximum herum ist von der Fülle des Materials her ein angemessener Abschluß erst in einigen Jahren sinnvoll. Das für die Datenauswertung nötige Personal wurde im wesentlichen bezahlt aus Mitteln des BMFT und des Landes Niedersachsen, wie auch Abb.1 zeigt. Dazu hat für ein Jahr Dr. Behannon vom NASA-GSFC als Preisträger der Alexander-von-Humboldt-Stiftung an Heliosdaten gearbeitet [Behannon et al. 1981; Behannon and Neubauer, 1981]. Schließlich wurden flankierende theoretische Arbeiten teilweise von der DFG getragen [Riesebieter and Neubauer, 1978; Riesebieter and Neubauer, 1979].

Bei den wissenschaftlichen Themen der Auswertung wurden zuerst besonders Fragestellungen aus dem Themenkreis "Kinetische Struktur von Störungen des Sonnenwindes" sowie Wellen und Diskontinuitäten behandelt. So sind die im folgenden behandelten Gebiete 6.4, 6.5, 6.6 und 6.7 bereits bis zu einer gewissen Tiefe untersucht worden, während die Behandlung von 6.3 und 6.8 am Anfang steht. 6.2 liegt dazwischen. Wegen der Fülle des bereits veröffentlichten bzw. veröffentlichungsreifen Materials kann im folgenden nur ein kurzer komprimierter Einblick in die wissenschaftlichen Ergebnisse der Experimente E2 und E4 an Bord von Helios gegeben werden.

Wir weisen zum besseren Verständnis noch darauf hin, daß die Magnetfeldeinheiten nanotesla (nT) im SI-System und γ im elektromagnetischen cgs-System beide 10^{-5} Gauss entsprechen.

6.2 Makrostruktur des interplanetaren Magnetfeldes

Das im Sonnenwindplasma eingefrorene interplanetare Magnetfeld (IMF) zeigt Variationen auf allen durch Messungen erfaßbaren Zeitskalen, die auf mannigfaltige großenteils äußerst komplizierte Plasmaprozesse zurückzuführen sind. Angefangen bei der 11-Jahresperiode des quasiperiodischen Sonnenfleckenzyklus oder noch langsameren Variationen treten Fluktuationen auf, die bis zu sehr hohen Frequenzen gehen. Vom Helios-Induktionsspulenmagnetometer wurden z.B. Wellen bis ca. 1000 Hz beobachtet. In diesem Abschnitt behandeln wir die Makrostruktur des interplanetaren Magnetfeldes d.h. Variationen mit Zeitskalen von mehr als etwa 12 Stunden.

Mannigfaltige Messungen vor der Helios-Mission zumeist bei 1 AE hatten gezeigt, daß die Magnetfeldvariationen in diesem Bereich von Zeitskalen unter ruhigen Bedingungen näherungsweise periodisch sind mit der Periode der Sonnenrotation. Während einer Sonnenrotationsperiode (synodische Rotationsperiode ca. 27 Tage) treten charakteristische Variationen des Magnetfeldvektors im Zusammenhang

mit sog. Hochgeschwindigkeitströmen auf. Die hervorstechendste Erscheinung ist jedoch die Sektorstruktur des interplanetaren Magnetfeldes d.h. das periodische Auftreten von zwei und mehreren Sektoren abwechselnder Polarität während mehrerer Sonnenrotationen. Die Zahl der Sektoren pro Umdrehung der Sonne sowie die Ausprägtheit dieser Erscheinung variiert mit dem Zeitpunkt innerhalb des Sonnenfleckenzyklus. Wir erwähnen in diesem Zusammenhang, daß der Beginn der Heliosmission mit dem Start von Helios-1 im Sonnenfleckenzyklus 20 lag. Das Minimum der Sonnenfleckenrelativzahl bzw. der Anfang von Zyklus 21 trat 1976 auf, das Maximum von Zyklus 21 um die Jahreswende 1979/1980. Die "Periodizität" durch die Sonnenrotation muß man ebenfalls als quasiperiodisch bezeichnen, weil von Sonnenrotation zu Sonnenrotation eigentlich immer kleinere bis größere Änderungen auftreten. Zusätzlich zu diesen Variationen treten in der Folge von Sonneneruptionen und damit oft verbundenen Stoßwellen heftige Störungen des interplanetaren Mediums auf, die zum Teil zu dauernden Veränderungen in der Stromstruktur sowie der Sektorstruktur führen. Diese Ereignisse werden hauptsächlich in Abschnitt 6.3 behandelt.

Nach den in den letzten drei Jahrzehnten entwickelten Vorstellungen wird das Magnetfeld der Sonne aufgrund der hohen Leitfähigkeit des Plasmas vom Sonnenwind aus den oberen Schichten der Sonnenatmosphäre herausgezogen, wobei der Sonnenwind im allgemeinen aus Gebieten mit offenen Feldlinien kommt. Die hervorstechendsten Gebiete offener Feldlinie auf der Sonne sind die sogenannten Koronalöcher, die besonders während der Skylabmission intensiv untersucht wurden. Aus allen diesen Vorstellungen ergibt sich, daß das interplanetare Magnetfeld eine komplizierte Funktion des Abstandes r von der Sonne, der heliographischen Länge λ sowie der Breite β und der Zeit ist. Dabei ist der von Helios erfaßte Breitenbereich mit $-7^{\circ} 15'$ und $+7^{\circ} 15'$ durch die Neigung des Sonnenäquators gegen die Ekliptik, die gleichzeitig die Bahnebene von Helios ist, gegeben. Diese komplizierte Abhängigkeit wird zuweilen gemildert durch die Quasiperiodizität

mit der Sonnenrotation.

Von Parker wurde bereits 1958 das einfachste Modell des interplanetaren Magnetfeldes entworfen, das zunächst von Kugelsymmetrie bzw. Axialsymmetrie ausgeht. Es sagt eine Abnahme der Radialkomponente B_r des interplanetaren Magnetfeldes mit r^{-2} und der Transversalkomponenten mit r^{-1} voraus bei konstanter Sonnenwindgeschwindigkeit als Funktion vom Abstand r . Wir bemerken noch, daß diese Gesetzmäßigkeiten theoretisch unter viel allgemeineren Bedingungen gültig sind, wenn man sich auf die Abhängigkeiten längs einer gegebenen Feldlinie beschränkt. Der erste einfache Schritt war daher, mit Hilfe der Magnetfelddaten während eines Teils der Primärmission von Helios-1 d.h. vom 10.12.74 bis zum 1. Perihel am 15.3.1975 diese Gesetzmäßigkeiten zu testen. Für einen Ansatz der Art $r^{-\alpha}$ ergab sich nach der entsprechenden Regressionsanalyse für die solar-äquatorialen Komponenten $B_{XEQ} = -B_r$, $B_{YEQ} = -B_\phi$ und $B_{ZEQ} = -B_\theta$ unter Benutzung von Tagesmittelwerten

$$|B_{XEQ}| = 2.55 \text{ nT} \times r^{-2.0} \quad (8a)$$

$$|B_{YEQ}| = 2.26 \text{ nT} \times r^{-1.0} \quad (8b)$$

und für den Betrag $F = |B|$

$$F = 5.33 \text{ nT} \times r^{-1.6} \quad (8c)$$

Dabei wird der Abstand r in AE gemessen. Abb. 5 zeigt als Beispiel die Ergebnisse für $|B_{XEQ}|$ nach Musmann, Neubauer und Lammers [1977] im Vergleich mit anderen Beobachtungen. Die Übereinstimmung zwischen 8a, 8b und den theoretischen Abhängigkeiten ist ausgezeichnet aber wegen der Abhängigkeit des Magnetfeldes von λ und β evtl. etwas irreführend.

Der nächste logische Schritt ist die Untersuchung der Abhängigkeit des interplanetaren Magnetfeldes von der Länge λ und Breite β zusätzlich zu r . Wegen der deutlichen Signatur in den Meßdaten

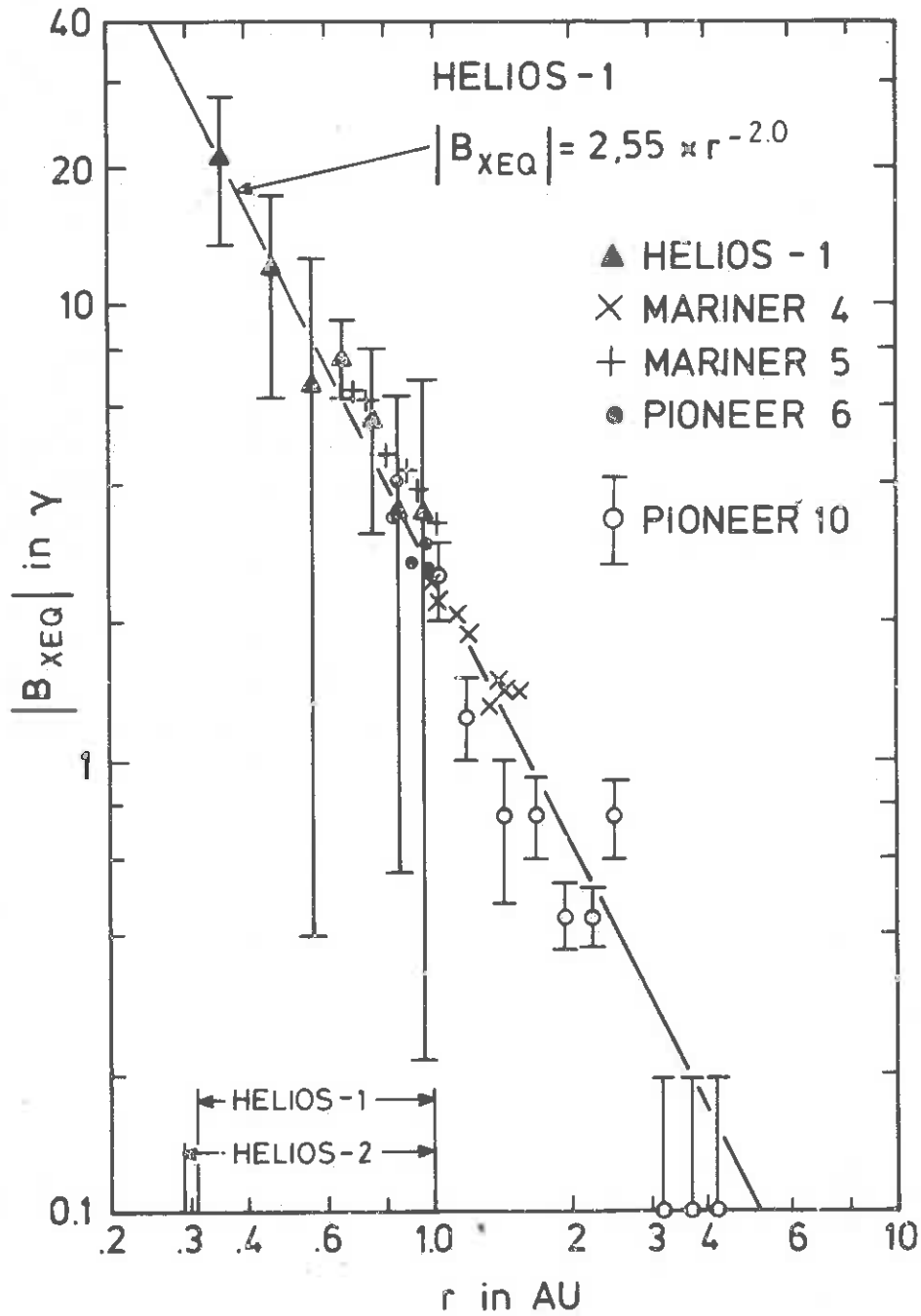


Abb. 5: Mittelwerte $|B_{XEQ}|$ nach Messungen von Helios-1 im Vergleich mit anderen Missionen. Das Ergebnis der Regression ist ebenfalls dargestellt.

und der Quellenfreiheit des Magnetfeldes ist als erster Schritt in dieser Richtung die Sektorstruktur besonders geeignet. Abb. 6 zeigt

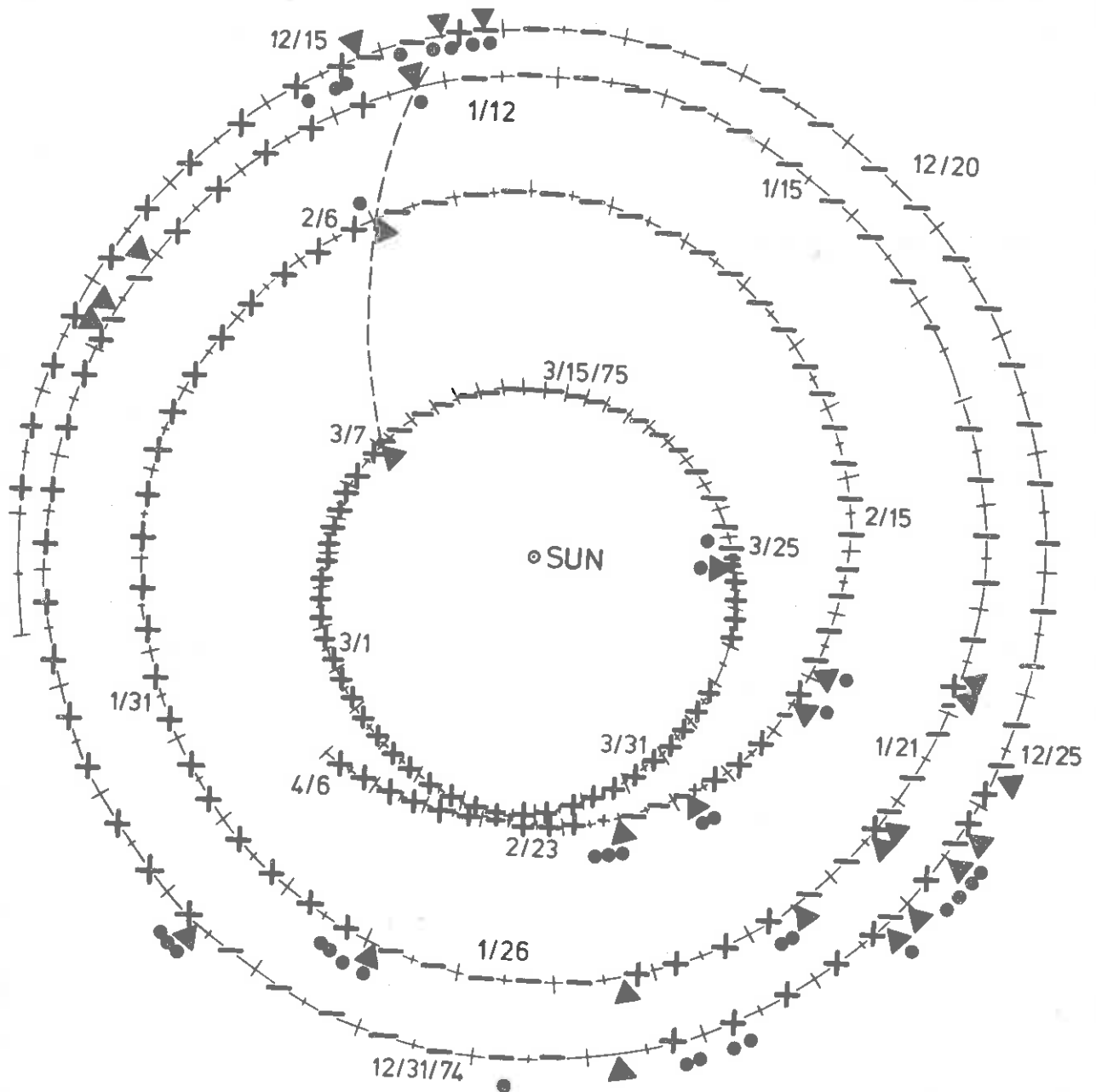


Abb. 6: Sektorstruktur während der Primärmission von Helios-1 im mit der Sonne rotierenden System.

in einem mit der synodischen Periode von 27 Tagen rotierenden Koordinatensystem die Bahn von Helios-1 mit den Polaritäten für halbe Tage bzw. nahe an der Sonne ganze Tage für die Primärmission [Neubauer, 1978]. Die Polarität ist positiv für ein nach außen gerichtetes Feld und negativ für ein einwärts gerichtetes Feld. Polaritätsänderungen, die mindestens drei Stunden fort-dauern, sind durch schwarze Dreiecke markiert. Es ergibt sich eine etwas gestörte Zweisektorstruktur oder eine Viersektorstruktur mit zwei nur schwach ausgeprägten Sektoren. Die Polaritätswechsel am 8. Januar hängen mit einer Stoßwellenströmung zusammen und gehören nicht zu dem regelmäßigen Bild der Sektorstruktur. Im Gegensatz zu Daten bei 1 AE läßt sich mit Hilfe der Daten von Helios (vorher auch von Mariner 10) direkt aus den Meßdaten die Archimedische Spiralstruktur des Magnetfeldes illustrieren, wie durch die gestrichelte Linie angedeutet ist.

Da während des Meßintervalls auch der gesamte Breitenbereich durchfahren wurde, besteht die Möglichkeit, daß in dieser Darstellung die Abhängigkeit von r und λ durch eine Abhängigkeit von β , der heliographischen Breite, verfälscht ist. Da Sektorgrenzen in dreidimensionaler Sicht von Flächen herrühren müssen, die negative und positive Polaritäten trennen, stellt sich sofort die Frage nach der Orientierung dieser Flächen am Beobachtungsort von Helios. Sind die Flächen z.B. meridional so spielt die Breitenabhängigkeit keine Rolle. Dies führt uns auf die allgemeine Frage der Orientierung dieser Stromschichten, die die Sektorgrenzen in drei Dimensionen darstellen. Einerseits schlossen Rosenberg et al. [1974] aus der starken Breitenabhängigkeit der relativen Häufigkeit der Polaritäten bei 1 AE auf eine Stromschicht, die praktisch um den Sonnenäquator liegt und nur leicht gewellt ist. Der benutzte statistische Effekt ist unter dem Namen "Dominant polarity effect" bekannt. Dieses Bild wurde von Smith et al. [1978] mittels Daten von Pioneer 11 etwas außerhalb 4 AE bestätigt. Andererseits stand diesem "Ballerinamodell" das aus Sonnenbeobachtungen hergeleitete Modell von Svalgaard und Wilcox entgegen, das eine sehr steile Stromschicht

ergab. Diese Auffassung wurde später etwas modifiziert.
[Svalgaard et al. 1974].

Unsere Studien der Sektorgrenzen begannen mit dem Versuch Daten von Helios-1 zu benutzen, um die Stromschichten zu triangulieren. Dabei werden im Abstand einer Sonnenrotation aufeinanderfolgende Beobachtungen einer Sektorgrenze benutzt. Für die Sektorübergänge vom 17.-19. Februar 75 und 25. März 75 ergab sich eine Neigung zwischen 29° und 65° zum Sonnenäquator, was beide Möglichkeiten offenläßt [Neubauer, 1978]. In einer sehr detaillierten Studie benutzte Behannon die E2-Daten von Helios-1 während der Primärmission, um jede Sektorgrenze im einzelnen zu untersuchen. [Behannon and Neubauer, 1981; Behannon et al. 1981]. Dabei ergab sich, daß die Sektorgrenzen meistens nicht durch einen einfachen Richtungssprung sondern in komplizierter Weise durch mehrere Teilsprünge gekennzeichnet sind. Die diskontinuierlichen Änderungen erfolgen dabei durch sehr gut definierte Tangentialdiskontinuitäten. Abb. 3 zeigt ein Beispiel für einen komplizierten Sektorübergang am 26. Dezember 1974. Neben einer Vielzahl anderer Ergebnisse ergab sich mit Hilfe der sog. Minimum-Varianz-Methode, daß die Neigung der einzelnen Diskontinuitäten wesentlich steiler ist als nach dem Ballerina-modell. Da die Stromschicht aber lokal mit Rippeln und Furchen versehen sein kann, stellt dieses Ergebnis nicht notwendigerweise einen Widerspruch zum Ballerina-modell dar. In einer bisher nichtveröffentlichten Studie des "dominant polarity effect" mittels der E2-Magnetfelddaten für den Zeitraum 10.12.1974 - 1980 ergab sich wieder eine Stromschicht mit geringer Breitenerstreckung, die deshalb nach den eben beschriebenen Ergebnissen mit vielen Furchen und Rippeln versehen sein muß.

Ähnliche Studien wurden für die Primärmission von Helios-2 Anfang 1976 von der Magnetometergruppe E3 auf Helios durchgeführt.

Eine völlig andere Strategie zur Untersuchung der Physik des solaren Windes und seines eingebetteten Magnetfeldes bestand aus

der Entwicklung eines dreidimensionalen magnetohydrodynamischen Modells und dem Vergleich der Ergebnisse mit in-situ Plasma- und Magnetfeldbeobachtungen von Helios [Riesebieter, 1977]. In einer weiteren Arbeit wurden auch Vergleiche mit Faradayrotationsbeobachtungen von Helios angestellt [Riesebieter and Neubauer, 1978]. Das theoretische Modell begann mit Magnetfeldbeobachtungen längs der Sichtlinie, die von Dr. Howard vom Mt. Wilson Observatorium zur Verfügung gestellt wurden. Diese wurden mit Hilfe der Methoden der Potentialtheorie extrapoliert zu einer Quellfläche bis 2.5 Sonnenradien. Zu diesem Zweck wurde ein Algorithmus entwickelt [Riesebieter and Neubauer, 1979], der wesentlich effizienter als der z.B. von Altschuler et al. [1977] und Adams und Pneuman [1976] entwickelte ist. Von der Quellfläche bis 30 Sonnenradien wurde das Magnetfeld als radial angenommen. Längs der Magnetfeldlinien wurden die MHD-Gleichungen gelöst, wobei bei 1.1 Sonnenradien plausible Plasmamaparameter angenommen wurden. Von 30 Sonnenradien nach außen wurden dann die MHD-Gleichungen mit allen drei Komponenten gelöst. Das Modell geht in seiner möglichst realistischen Behandlung insbesondere des dreidimensionalen Strömungsproblems bei vorgegebenem photosphärischen Magnetfeld weiter als alle vergleichbaren Modelle, die bisher bekannt wurden. Der Vergleich der Modellrechnungen mit den Beobachtungen von Helios-1 während der Primärmission ergab gute Übereinstimmung insbesondere, was die relativen Variationen betrifft. Die hohe gemessene Sonnenwindgeschwindigkeit konnte nicht reproduziert werden wie auch in früheren Modellen. Die vorausgesagten Magnetfelder stellten sich als viel zu klein heraus. Aus der guten Übereinstimmung bei den Faradayrotationsmessungen und der Sicherheit der in-situ-Messungen ergaben sich als Erklärungsmöglichkeiten, daß das Potentialmodell in Sonnennähe nicht korrekt ist und/oder die photosphärischen Magnetfeldmessungen nicht den wahren Gegebenheiten entsprechen. Diese Diskrepanz trat auch schon bei einfacheren Modellen, die auf einer stromfreien Kugelschale zwischen Photosphäre und Quellfläche basieren, auf. Bei diesen Modellrechnungen konnte somit zwar die Diskrepanz zwischen Beobachtungen und theoretischen Voraussagen reduziert aber nicht beseitigt werden.

Wie die obigen Ausführungen zeigen, konnten mit Hilfe der E2-Daten zum Teil kombiniert mit Plasmadaten des Experiments E1 wesentliche neue Ergebnisse gewonnen werden. Dennoch kann in diesem Teilgebiet erst von einem Anfang gesprochen werden. So sind z.B. genauere Untersuchungen des Magnetfelds in Hochgeschwindigkeitsströmen notwendig. Des weiteren soll die Untersuchung der Sektorstruktur von Zeiten der ruhigen Sonne bis zur gestörten Sonne fortgesetzt werden. Möglichkeiten, Aussagen innerhalb der Periheldistanz zu gewinnen, sollen ebenfalls verfolgt werden.

6.3 Störungen des interplanetaren Mediums durch Stoßwellen

Die spektakulärsten Störungen des interplanetaren Mediums werden durch Stoßwellen verursacht. Dies sind sich im Plasma räumlich ausbreitende Sprungflächen der thermodynamischen Zustandsgrößen Dichte, Druck, Temperatur, des Geschwindigkeitsvektors sowie des Magnetfelds. Sie entstehen, wenn der solare Wind auf ein Hindernis trifft wie bei den Planeten, durch Aufsteilung von Kompressionswellen hoher Amplitude, durch die Wechselwirkung schneller und langsamer Sonnenwindströme oder nach Sonnen-eruptionen.

Mit Hilfe der beiden Raumsonden Helios 1 und 2 ist es möglich, Stoßwellenbeobachtungen auch nahe der Sonne (ab 0.3 AE) durchzuführen. Wegen des zeitweise geringen Winkelabstands der Satelliten voneinander kann zudem oft die gleiche Stoßwelle von beiden Satelliten aus beobachtet werden. Durch die Benutzung der Beobachtungsdaten anderer Satelliten, z.B. der IMP-Satelliten in Erdnähe und der das äußere Sonnensystem erforschenden Raumsonden Pioneer und Voyager, können außerdem Stoßwellen über einen großen Bereich in radialer Richtung verfolgt werden.

Das Auftreten von Stoßwellen ist eng korreliert mit der allgemeinen Sonnenaktivität. Sie sind häufiger zu Zeiten großer Sonnenaktivität zu beobachten.

In der Tabelle 1 sind die Häufigkeiten von Stoßwellenbeobachtungen bei Helios 1 und 2 pro Vierteljahr bis 1979 aufgeführt.

TABELLE 1

Häufigkeit von Stoßwellenbeobachtungen nach derzeitigem Auswertungsstand

	1975				1976				1977				1978				1979			
Helios 1	2	0	0	1	0	0	1	1	5	3	5	2	5	11	3	10	4	5	?	?
Helios 2	-	-	-	-	2	1	0	0	5	2	1	7	8	11	3	5	13	8	1	2

Die zeitliche Begrenzung entspricht dem derzeitigen Auswertungsstand. In den genannten Zeiträumen wurden bei Helios 1 58 Stoßwellen, bei Helios 2 69 Stoßwellen beobachtet, davon wurde in neunzehn Fällen die gleiche Stoßwelle von beiden Satelliten gemessen. In der Tabelle 1 ist eine Zunahme der Stoßwellenhäufigkeit mit fortschreitender Zeit zu erkennen. Dies entspricht der zunehmenden Sonnenaktivität, deren Maximum um die Jahreswende 1979/1980 angenommen wird.

In der Tabelle 2 sind die beobachteten Stoßwellen in ihrer Häufigkeit nach dem Abstand von der Sonne in A.E. geordnet, den der betreffende Satellit bei der Beobachtung einnahm.

Diese Häufigkeitsverteilung gibt abgesehen von statistischen Schwankungen im wesentlichen die Variation der Aufenthaltsdauer in den verschiedenen Abstandsintervallen wieder. Außerdem gibt sie einen Überblick über das vorhandene Beobachtungsmaterial. Im folgenden sollen nun einzelne Stoßwellenereignisse genauer diskutiert werden.

TABELLE 2

Stoßwellenhäufigkeit in verschiedenen Abstandsintervallen (in AE)

	0.3-0.4	.4-.5	.5-.6	.6-.7	.7-.8	.8-.9	.9-1.
Helios 1	10	5	6	7	4	10	16
Helios 2	13	10	2	13	5	5	21
Summe	23	15	8	20	9	15	37

Die Helios-Mission bietet zum ersten Mal die Möglichkeit, Stoßwellen in Sonnennähe systematisch zu untersuchen. Abb. 7 zeigt als Beispiel die Beobachtung einer Stoßwelle, die von Helios 2 in einer Entfernung von 0.298 AE gemacht wurde.

Dargestellt sind von unten nach oben die Protonendichte N_p , Protonentemperatur T_p , Protonengeschwindigkeit v , der Elevationswinkel θ_V der Geschwindigkeit, die kinetische Energiestromdichte j_{EK} sowie das Magnetfeld mit seiner Richtung, ausgedrückt durch den Azimutwinkel ϕ_B in der Ekliptik ($\phi_B = 0^\circ$ entspricht der Richtung zur Sonne), den Elevationswinkel θ_B ($\theta_B > 0$ für Vektoren oberhalb der Ekliptik) und dem Magnetfeldbetrag B . Die Plasmaparameter N_p , T_p und v wurden vom Experiment E1 der Max-Planck-Institute in Garching und Lindau gemessen. Ein Anstieg in den Parametern N_p , T_p , v , j_{EK} und B um 20:22 UT am 20.4.77 bedeutet die Ankunft einer schnellen magnetoakustischen Stoßwelle am Raumfahrzeug. In der Tabelle 3 sind ihre Eigenschaften dargestellt.

Mit Hilfe der Beobachtungsdaten wurde nach bekannten Methoden [Lepping et al., 1971; Abraham-Shrauner et al., 1976] die Normale der Stoßfront zu $\phi_n = 215^\circ$, $\theta_n = +45^\circ$ bestimmt sowie eine Stoßwellengeschwindigkeit v_s in Normalrichtung von 382 km/s berechnet.

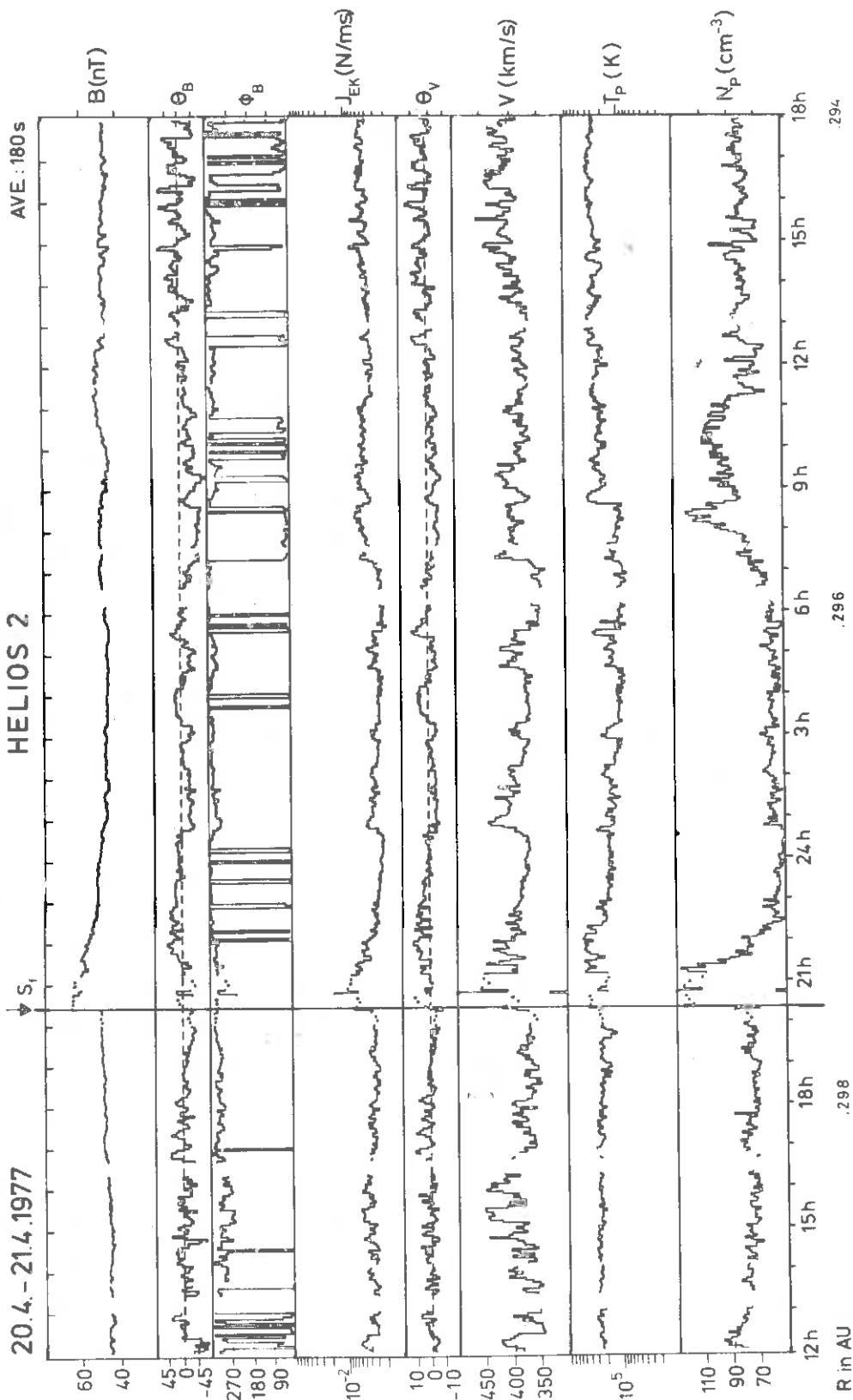


Abb. 7: Stoßwelle (durch S_f markiert) vom 20.4.1977; Erklärung der Parameter im Text.

TABELLE 3

Eigenschaften der Stoßwelle vom 20.4.77, 20:22 UT
(1 = Zustand vor, 2 = Zustand hinter der Stoßwelle)

	B (nT)	V (km/s)	N_p (cm^{-3})	T_p (K)	V_s (km/s)	Normale ϕ_n θ_n
1	48.3	393	69.6	235200	382	215° +45°
2	74.6	418	125.4	401400		

Unter der Annahme, daß sich die Normale der Stoßfront bei der Ausbreitung nicht verändert hat, errechnet sich eine mittlere Reisezeit von der Sonne zum Beobachter von 18.8 Stunden. Dies stimmt gut mit einem Flare überein, der am 10.4. um 1:13 UT bei S20 und W22 auf der Sonne beobachtet wurde und somit als Ursache für die Stoßwelle angesehen werden kann.

Der Strömungsverlauf hinter der Stoßfront ist durch ein etwa zweistündiges Kompressionsgebiet gekennzeichnet, dem sich eine ausgeprägte Verdünnungsregion anschließt. Nach zwölf Stunden ist die Störung des interplanetaren Mediums durch die Stoßwelle beendet, Dichte und Temperatur nehmen wieder Werte an, die denen vor der Stoßfront entsprechen. Der zeitliche Ablauf des Stoßwellenereignisses ähnelt dem von theoretischen Rechnungen zur Stoßwellenausbreitung vorhergesagten [Hundhausen and Gentry, 1969].

Typisch für Stoßwellen in Sonnennähe ist die nur kurz andauernde Magnetfeldkompression, die in diesem Fall nur zwei Stunden dauert.

In der Abb. 8 ist für die gleiche Stoßwelle zusätzlich die Häufigkeit von Richtungsdiskontinuitäten des Magnetfeldes angegeben (oberer Bildteil). Um die statistische Sicherheit zu gewährleisten,

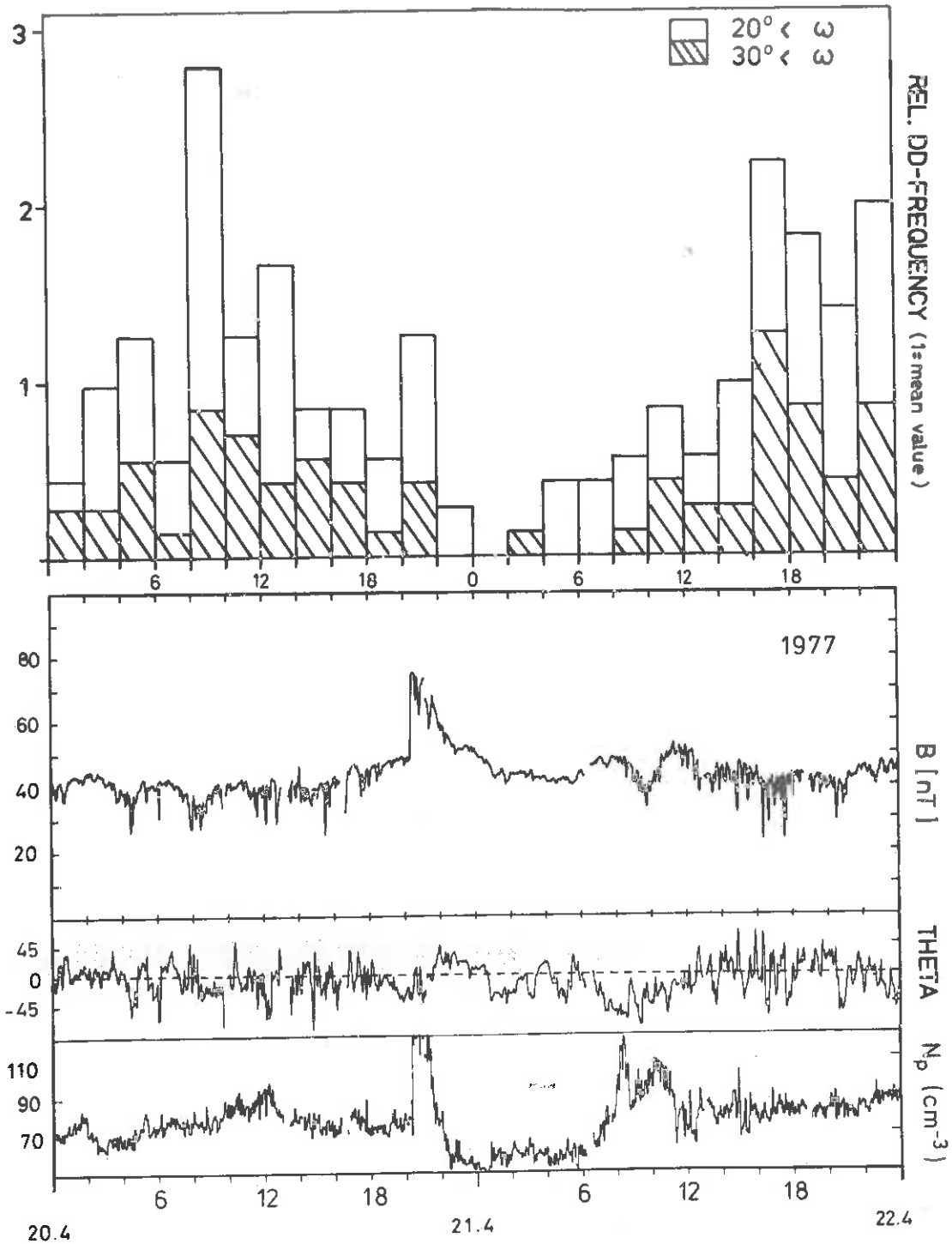


Abb. 8: Häufigkeitsverteilung von Richtungsdiskontinuitäten mit $\omega > 20^\circ$ und $\omega > 30^\circ$, normiert auf den Mittelwert der Beobachtungen; Stoßwelle vom 20.4.1977.

sind dabei auch Richtungsdiskontinuitäten mit einem Spreizwinkel $\omega > 20^\circ$ aufgenommen worden.

Deutlich zu erkennen ist eine Abnahme der Häufigkeit in der Verdünnungsregion und eine Zunahme im Kompressionsgebiet. Dieses Verhalten wird auch oft bei anderen Stoßwellenereignissen beobachtet und kann zum Beispiel wie folgt erklärt werden: Richtungsdiskontinuitäten breiten sich nicht (Tangentialdiskontinuitäten) oder nur wenig (Rotationsdiskontinuitäten) gegenüber dem solaren Wind aus. Beim Durchgang durch die Stoßwelle wird zunächst der räumliche Abstand aufeinanderfolgender Diskontinuitäten verringert, was zusammen mit der erhöhten Plasmageschwindigkeit zu einer höheren Häufigkeit des Auftretens im zusammengesobenen Plasma hinter der Stoßwelle führt. Das nachfolgende Minimum der Häufigkeiten der Richtungsdiskontinuitäten läßt sich zum Beispiel dadurch erklären, daß ein ursprünglich mit der gleichen Anzahldichte von Diskontinuitäten erfülltes Plasma sich stark ausgedehnt hat. Eine andere Möglichkeit besteht darin, daß die Normalen so ungünstig liegen (nahezu senkrecht zur Strömungsgeschwindigkeit), daß die Diskontinuitäten nur schwer zu beobachten sind.

Eine günstige Konstellation der Satelliten Helios 2, IMP7,8 (Erdsatelliten) und Voyager 1,2 Ende des Jahres 1977 zwischen 0.6 AE und 1.6 AE ermöglichte es, die radiale Ausbreitung von sich von der Sonne ausbreitenden Störungen über einen großen Abstandsbereich zu verfolgen [Burlaga et al. 1980]. Neben Flare-produzierten Stoßwellen galt das besondere Interesse auch einem korotierenden Hochgeschwindigkeitsstrom. Entsprechende Daten wurden in einem Workshop mit Helios- und Voyagerexperimentatoren untersucht. Abbildung 9 zeigt in ihrem unteren Teil die räumliche Anordnung der Satelliten in dem betreffenden Zeitintervall.

Darüber sind die Beobachtungen des Betrages des Hochgeschwindigkeitsstroms durch Helios 1,2, IMP 7,8 und Voyager 1,2 in der Form

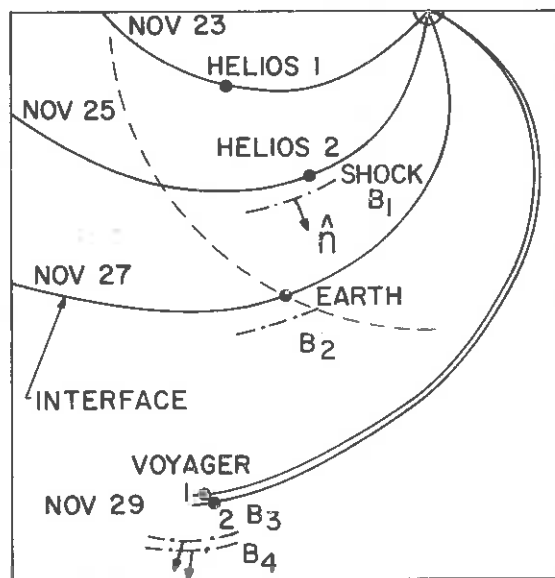
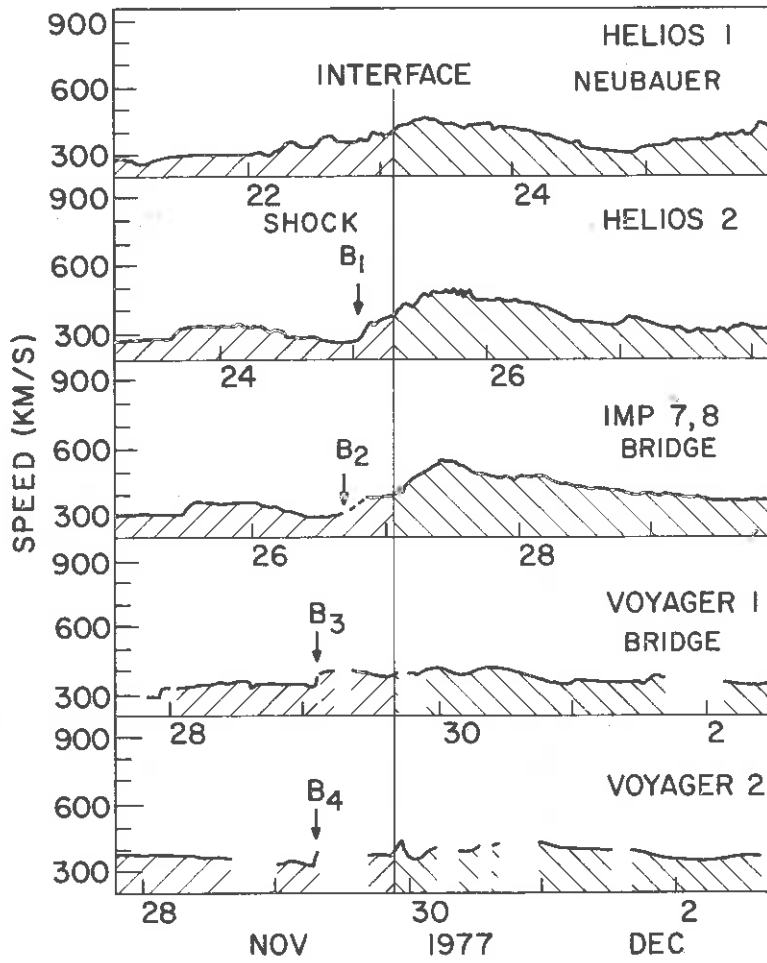


Abb. 9: Geschwindigkeitsprofil (zentriert um "stream interface") bei Helios 1,2, IMP 7,8 und Voyager 1,2 und ihre Stellung zueinander.

dargestellt, daß sie um die Ankunftszeit der "stream interfaces" (markiert durch den senkrechten Strich) zentriert erscheinen. Unter der "stream interface" versteht man den abrupten Abfall der Dichte bei gleichzeitigem Anstieg der Temperatur vor dem Geschwindigkeitsanstieg eines "stream" [Belcher et al. 1971; Burlaga, 1974, 1975]. Das 2-Tages-Zeitintervall für die aufeinanderfolgenden Beobachtungen der "stream interfaces" bei den genannten Satelliten entspricht den Erwartungen für einen korotierenden "high-speed-stream" mit $v = 400$ km/s. Tatsächlich wurde auch ein koronales Loch als Quelle für diesen Strom identifiziert.

Die dynamische Entwicklung ist bedeutsam (Abb. 9 und 10). Helios 1 und 2 beobachteten ähnliche Profile der Geschwindigkeit, Protonendichte und Protonentemperatur als Funktion der Zeit. Auch die Beobachtungen von IMP 7 und 8 passen in das Bild des korotierenden Stroms. Dagegen scheint der Strom in den Daten von Voyager 1 und 2 zu fehlen bzw. sehr viel langsamer zu sein, obwohl auch diese Raumsonden die "stream interface" beobachteten. Eine Erklärung dafür ist, daß sich bei der Entwicklung des Stroms zwei Kompressionswellen bildeten, die sich bezüglich der Strom Interfaces zur Sonne hin und von der Sonne weg bewegten. Dabei bremste die sich zur Sonne hin bewegende Welle den Strom ab, so daß dieser geschwächt wurde, während sich die andere Kompressionswelle zu einer Stoßwelle entwickelte (Shock $B_1 - B_4$ in Abb. 9 und 10).

Die Stoßwellenbeobachtungen bei Helios 2, IMP 8 sowie Voyager 1 und 2 ergaben Stoßwellennormalen, die mit einer korotierenden Stoßwelle konsistent sind, die von dem folgenden "high speed stream" vorangetrieben wird. Überraschend ist dabei, daß die Stoßwelle bereits bei 0.6 AE (Helios 2) - also innerhalb 1 AE - beobachtet wurde, was sehr selten ist. Die Tatsache, daß Helios 1 keine Stoßwelle vor dem "high speed stream" beobachtete, zeigt, daß dieser zwar korotierend, jedoch nicht stationär war. Diese Nichtstationarität kann von einem zeitabhängigen Stromprofil des

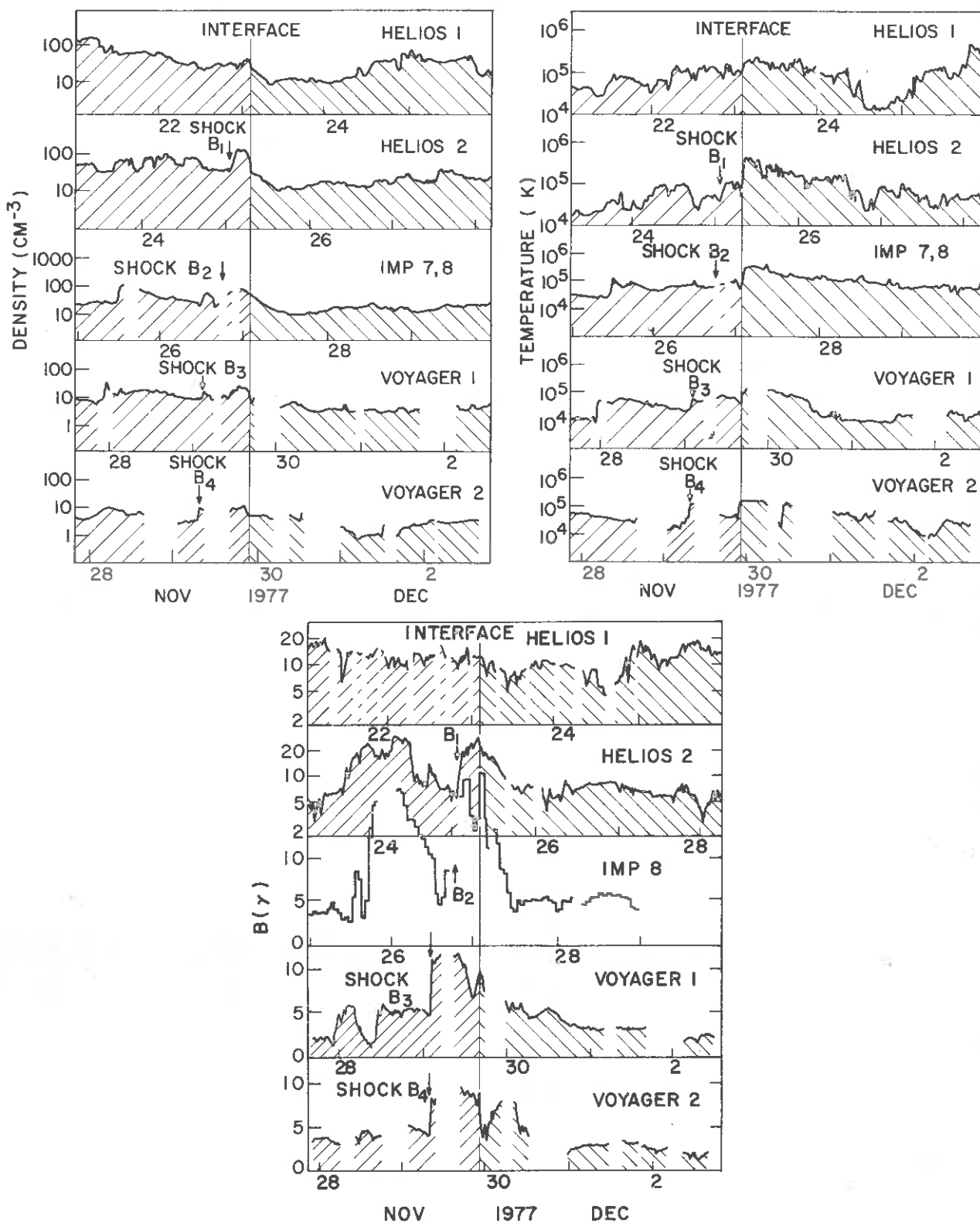


Abb. 10: Dichte-, Temperatur- und Magnetfeldverlauf des Hochgeschwindigkeitsstroms, zentriert um "stream interface".

Koronalochs herrühren, das die Quelle des Stroms war. Tatsächlich sind kleine Unterschiede in dem Geschwindigkeitsprofil sowie in den anderen Daten bei Helios 1 und 2 zu erkennen, wie Abb. 9 zeigt. Diese Unterschiede in den Plasmaparametern bei Helios 1 und 2 können die Ursache dafür sein, daß die Plasmaumgebung bei Helios 1 gerade nicht die Bedingungen erfüllten, die an die Ausbildung einer Stoßwelle geknüpft sind.

Die oben präsentierten statistischen Ergebnisse und Fallstudien illustrieren den Wert der Heliosdaten für die Untersuchung der Stoßwellen in einem bisher nicht zugänglichen Raumbereich. In Zukunft sollen die Ausbreitungseigenschaften der meisten beobachteten Stoßwellen und die damit zusammenhängenden magneto-hydrodynamischen Strömungen genauer untersucht werden, auch unter vermehrter Zuhilfenahme von Sonnenbeobachtungen, um Anfangsbedingungen für die beobachteten Störungen zu definieren.

6.4 MHD-Wellen

Der mittleren Spiralkonfiguration des interplanetaren Magnetfeldes sind ständig Fluktuationen mit Perioden von Bruchteilen von Millisekunden bis hinauf zu mehreren Tagen überlagert. Der magneto-hydrodynamische Bereich erstreckt sich dabei von der Protogyroperiode zu längeren Perioden. Im allgemeinen sind die beobachteten Fluktuationen komplex und das Ergebnis verschiedener physikalischer Prozesse. Ein Anteil davon sind die Alfvénischen Fluktuationen, die nach früheren in situ Beobachtungen z.B. mit Mariner 5 während mehr als einem Drittel des Beobachtungszeitraumes vorhanden waren. Alfvénische Fluktuationen sind charakterisiert durch eine hohe Korrelation zwischen Fluktuationen der Plasmageschwindigkeit und des Magnetfeldes. Wichtig sind sie aus mehreren Gründen: Sie streuen kosmische Strahlung. Sie beeinflussen den Wärmefluß. Sie beeinflussen die geomagnetische Aktivität. Sie beinhalten möglicherweise Informationen über fundamentale Beschleunigungsmechanismen des Sonnenwindes. Sie sind das bisher

beste Beispiel direkt gemessener astrophysikalischer Plasmaturbulenz.

Auf Grund der oben genannten Korrelation sind Plasma- und Magnetfelddaten zur Untersuchung Alfvénischer Fluktuationen nötig. Diese Möglichkeiten liefern beide Helios-Raumfahrzeuge in geeigneter Weise. Zur Untersuchung benutzt wurden "Merge-tapes", die gleichzeitig 40.5 s-Mittelwerte von Magnetfeld- (Experiment 2) und Plasmaparametern (Experiment 1) enthalten. Es wurden grundsätzliche Studien über die Eigenschaften magnetohydrodynamischer Fluktuationen und speziell Alfvénischer Fluktuationen durchgeführt wie auch über deren Ausbreitung von 0.29 AE nach 1.0 AE. Da für diese Untersuchung eine möglichst komplette Datenüberdeckung hoher Auflösung benötigt wird, beschränkt sich die Auswertung auf Messungen während der Primärmissionen beider Satelliten. Die bisherigen Ergebnisse können daher nur als repräsentativ für Sonnenminimumsbedingungen angesehen werden.

Zur globalen Untersuchung des Auftretens von Alfvénischen Fluktuationen berechnen wir die Korrelation zwischen Magnetfeldfluktuationen δb und Sonnenwindgeschwindigkeitsfluktuationen δv [Denskat et al. 1981a]. Sieht man eine Korrelation bei einem Korrelationskoeffizienten größer als 0.6 als erfüllt an, so ergibt sich für die Dauer einer Sonnenrotation im Aphel von Helios 2 (Abbildung 11), daß Alfvénische Fluktuationen während 75% des Beobachtungszeitraumes vorhanden sind. Sie treten dabei nicht willkürlich verteilt auf, sondern beschränken sich im wesentlichen auf die Zentralteile und abfallenden Flanken von Hochgeschwindigkeitsströmen. Wie die normierten Standardabweichungen der Magnetfeldkomponenten, des Magnetfeldbetrages und der Dichte zeigen, gibt es auch im langsamen Sonnenwind und in den ansteigenden Flanken von Hochgeschwindigkeitsströmen Wellenaktivität. Es gibt Anzeichen dafür, daß letztere wenigstens zum Teil lokal beim Auftreffen von schnellem auf langsames Plasma erzeugt wird. Diese Fluktuationen wie auch diejenigen im langsamen Sonnenwind zeigen aber wenig Alfvénische Eigenschaften. Möglicherweise tritt unter

HELIOS-2

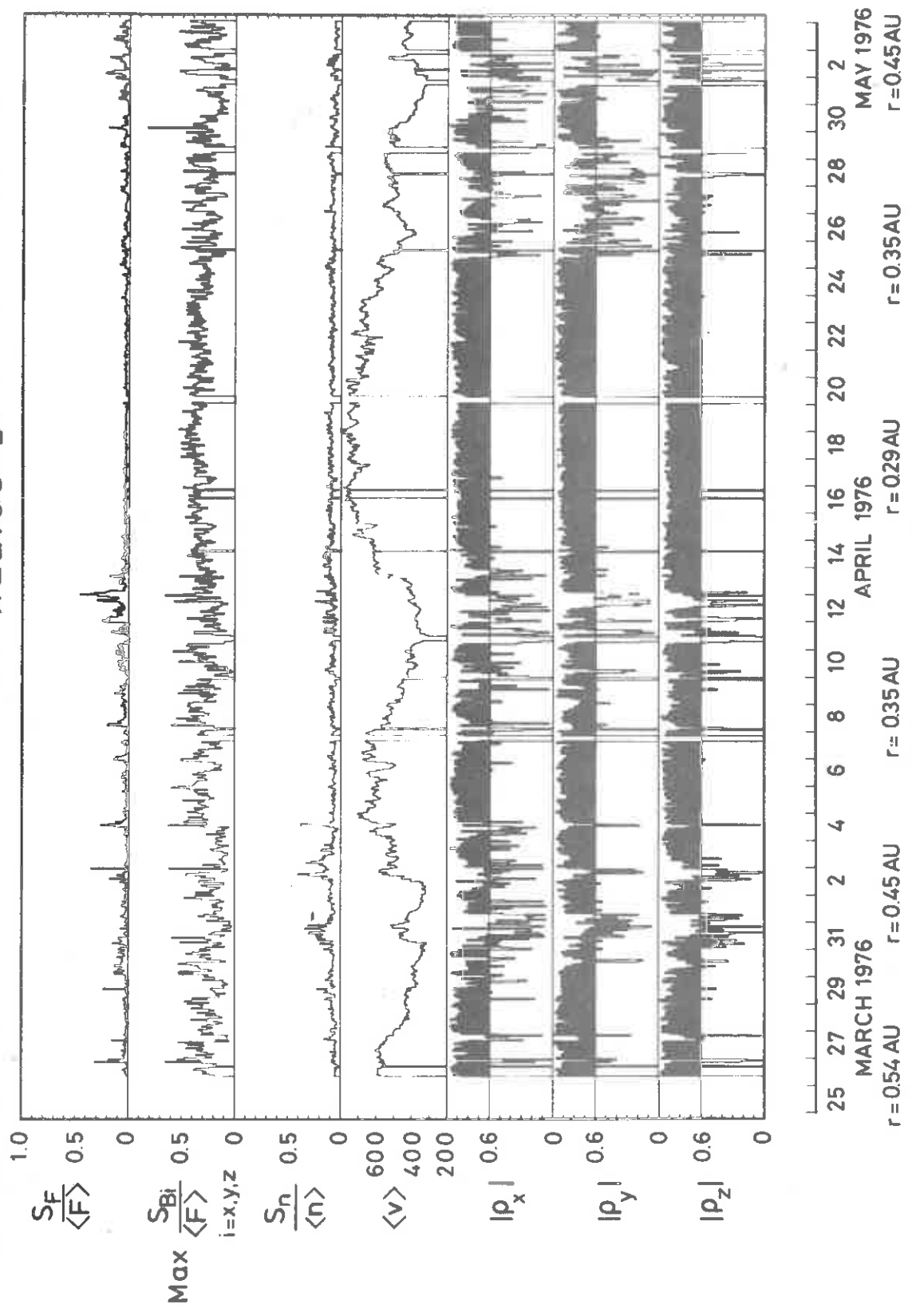


Abb. 11: Allgemeine Eigenschaften der von Helios-2 gemessenen MHD-Fluktuationen in Verbindung mit dem Geschwindigkeitsprofil des Sonnenwindes bei Sonnenentfernungen zwischen 0.98 AE und 0.91 AE. Die sieben Kästen beinhalten (von oben nach unten) jeweils berechnet für eine Stunde die normierten Standardabweichungen des Magnetfeldbetrages, der Magnetfeldkomponenten, der Dichte, sowie die Mittelwerte der Sonnenwindgeschwindigkeit und die Absolutwerte der Korrelationskoeffizienten zwischen δv_y und δb_z für die drei Vektorkomponenten.

Sonnenmaximumsbedingungen Alfvénische Wellenaktivität auch im langsamen Sonnenwindplasma auf [Marsch et al. 1981a].

Die Art der Korrelation, ob in Phase oder in Gegenphase, gibt zusammen mit der Richtung des interplanetaren Magnetfeldes die Ausbreitungsrichtung der Alfvénischen Fluktuationen an. Für den abgebildeten Zeitraum ergibt sich, daß sich alle Alfvénischen Fluktuationen in den Zentralteilen und abfallenden Flanken von Hochgeschwindigkeitsströmen nach außen von der Sonne weg ausbreiten. Das gleiche Verhalten zeigt sich während der Perihelphase, wie auch die prozentuale Häufigkeit Alfvénischer Fluktuationen dort etwa die gleiche ist. Wenn man nicht einen Erzeugungsmechanismus findet, der im strömenden Sonnenwind bis 0.29 AE Alfvénische Fluktuationen mit ausschließlich einer Ausbreitungsrichtung bildet, so läßt sich nur schließen, daß die Alfvénischen Fluktuationen innerhalb des Alfvénischen kritischen Radius (etwa 10 bis 20 Sonnenradien) erzeugt worden sein müssen, da nur dort die Alfvénischen Fluktuationen mit Ausbreitungsrichtung nach innen sich wirklich zur Sonne hin ausbreiten können. Weiter außen erzeugte Alfvénische Fluktuationen würden durch den schneller strömenden Sonnenwind rückwärts am Raumfahrzeug vorbeigeführt und müßten so beobachtet werden.

Wie Abbildung 12 zeigt, ist nicht nur die Auftretenshäufigkeit Alfvénischer Fluktuationen bei 0.3 und 1.0 AE etwa die gleiche, auch die normierten Fluktuationsamplituden der Richtungsfluktuationen bleiben etwa gleich. Leichte Unterschiede in den Häufigkeitsverteilungen für die Perihel- und Aphelphase sowie zwischen Helios 1 und Helios 2 sind wahrscheinlich durch Zeitvariationen verursacht, da die Unterschiede keine Systematik zeigen. Als Erklärung für die Unterschiede kommt weiterhin eine Abhängigkeit von der solaren Breite in Betracht.

Die in Abbildung 12 weiterhin gezeigten Verteilungen der normierten Magnetfeldbetragsfluktuationen deuten auf ein anderes Verhalten des Magnetfeldbetrages hin. Es zeigen sich bei beiden Satelliten systematische Unterschiede für die Perihel- und

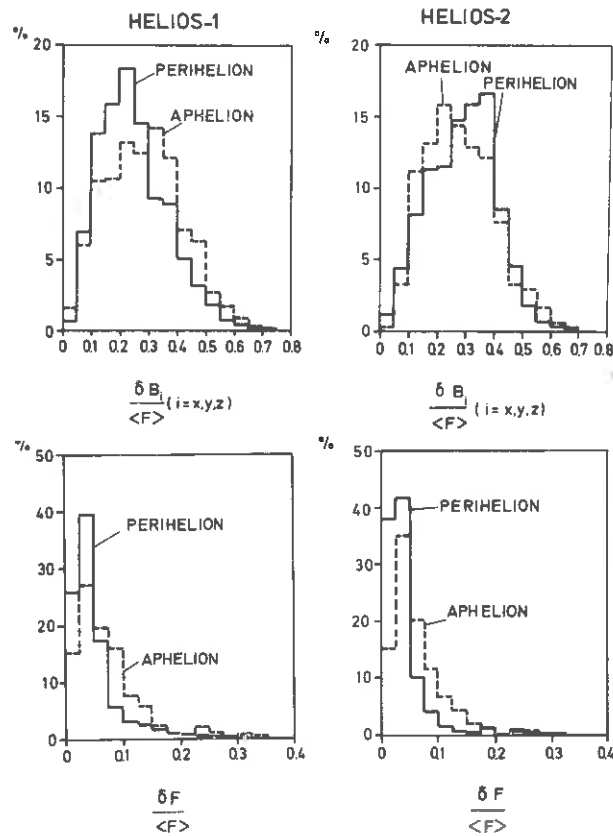


Abb. 12: Verteilungen der Standardabweichungen von Magnetfeldvektorkomponenten und Magnetfeldbetrag jeweils normiert mit dem mittleren Magnetfeldbetrag für Einstundenintervalle. Jeweils die größte der drei Standardabweichungen wurde für die Verteilung benutzt. Für die Berechnung wurden Zeiträume jeweils über eine Sonnenrotation benutzt. Die Zeitintervalle des Aphels liegen bei Sonnenentfernungen zwischen 0.90 AE und 0.98 AE, die des Perihels zwischen 0.31 AE (Helios 1) bzw. 0.29 AE (Helios 2) und 0.40 AE.

Aphelphase. Dabei deutet die Verbreiterung der Häufigkeitsverteilungen zum Aphel auf eine lokale Erzeugung kompressiver Wellenmoden im Sonnenwindplasma hin, die zu verstärkten Magnetfeldbetragsfluktuationen führen. Weiterhin können statische Strukturen zu den gemessenen Verteilungen beitragen. Da über deren Entwicklung

bei der Mitführung im Sonnenwind von 0.29 nach 1.0 AE wenig bekannt ist, tragen sie möglicherweise in unterschiedlichem Maße zu den beobachteten Betragsfluktuationen im Perihel und Aphel bei.

Besonders im inneren Sonnensystem sind Alfvénische Fluktuationen deshalb von Interesse, da sie möglicherweise den Sonnenwind antreiben. Abbildung 13 zeigt für die Primärmission von Helios 1 und Helios 2 die radiale Abhängigkeit des radialen Alfvénwellenenergieflusses relativ zum radialen Sonnenwindenergiefluß. Hierfür

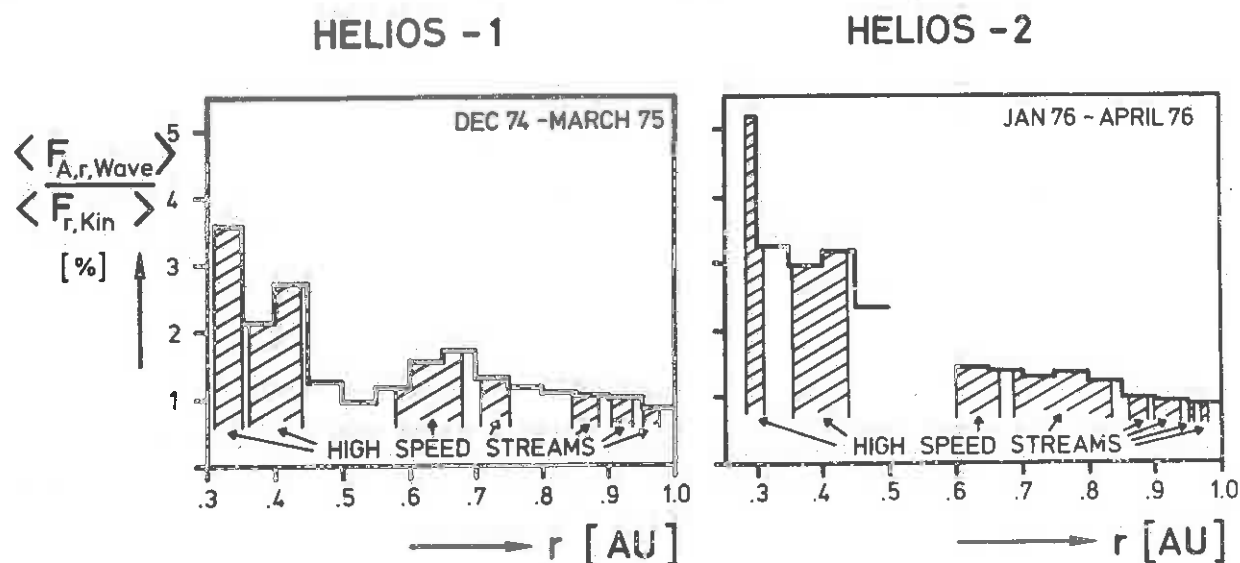


Abb. 13: Die Sonnenabstandsabhängigkeit des Verhältnisses von radialem Alfvénwellenenergiefluß und kinetischem radialen Sonnenwindenergiefluß. Die Energieflüsse wurden zunächst für Einstundenintervalle berechnet und dann über mehrer Tage gemittelt.

wurde angenommen, die beobachteten Alfvénischen Fluktuationen seien Alfvénwellen, für die theoretische Formeln zur Berechnung des Energieflusses zur Verfügung stehen, wenigstens bei kleiner Amplitude. Generell ergibt sich näher an der Sonne ein höherer relativer Anteil an Wellenenergiefluß bis zu 5% im Perihel von

Helios 2 bei 0.29 AE. Offensichtlich nimmt nach außen hin der relative Anteil des Alfvénwellenenergieflusses ab, was auf eine Dämpfung der Wellen bei deren Ausbreitung im Sonnenwindplasma hinweist. Bei den bisher beschriebenen Untersuchungen wurde nicht nach verschiedenen Wellenlängen differenziert. Im folgenden soll der Beitrag verschiedener Wellenlängen zu den Gesamtfluktuationen untersucht werden und auch die Frage nach möglichen unterschiedlichen Eigenschaften von Fluktuationen verschiedener Wellenlänge beantwortet werden. Der untersuchte Wellenperiodenbereich erstreckt sich von 80 s bis zu $11\frac{1}{2}$ h und ist so gewählt, daß der Einfluß der Ionengyroperioden wie auch der großskaligen Sonnenwindstruktur möglichst gering gehalten wird. Im genannten Periodenbereich wurden mit den Magnetfelddaten der Primärmissionen von Helios-1 und Helios-2 Powerspektren der Magnetfeldkomponenten und des Betrages berechnet [Denskat and Neubauer, 1980]. Abbildung 14 zeigt bei verschiedenen Sonnenentfernungen gewonnene Spektren. Die Amplituden der Spektraldichte bei größerer Sonnenentfernung sind dabei ebenso kleiner wie das Hintergrundmagnetfeld, das während dieser Zeiten 42 nT bei 0.29 AE und 6 nT bei 0.97 AE betrug. Weiter fällt der unterschiedliche Abfall der Spektren mit größer werdender Frequenz auf. Dieser ist flacher nahe der Sonne und wird steiler weiter außen. Dies ist ein systematischer Effekt, wie im folgenden noch gezeigt werden wird. Macht man den Ansatz, die Spektraldichte $P(f)$ sei proportional zu $f^{-\alpha}$, und berechnet den Spektralexponenten α nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate, so ergibt sich α bei 0.29 AE zwischen 0.9 und 1.1, bei 0.97 AE zwischen 1.5 und 1.7.

In Abbildung 15 wird die Verteilung des Spektralexponenten für die 3 orthogonalen Komponenten und den Betrag für verschiedene Abstandsbereiche gezeigt. Die Änderung der Verteilungen zeigt, daß die Spektren nicht kontinuierlich von 0.29 bis 1 AE steiler werden, sondern daß die Aufsteilung hauptsächlich innerhalb von 0.40 AE stattfindet und weiter außerhalb die Änderungen nur noch gering sind. Helios 1 liefert während der Primärmission ein ähnliches Ergebnis, wenn auch die Spektren bei 0.3 AE nicht ganz

HELIOS-2

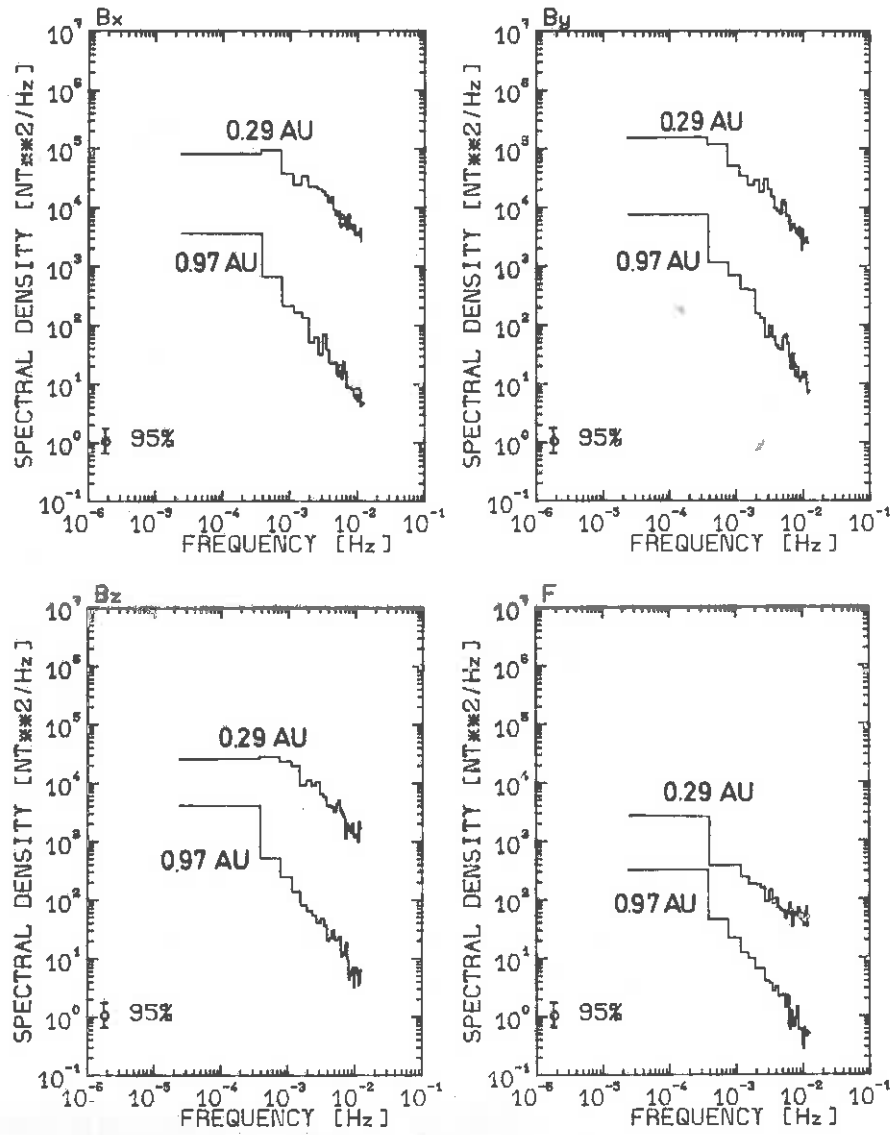


Abb. 14: Spektraldichten des Magnetfeldes (Vektorkomponenten und Betrag) bei verschiedenen Sonnenentfernungen. Die Spektren wurden ausgehend von 40 s Magnetfeldmittelwerten berechnet.

HELIOS - 2

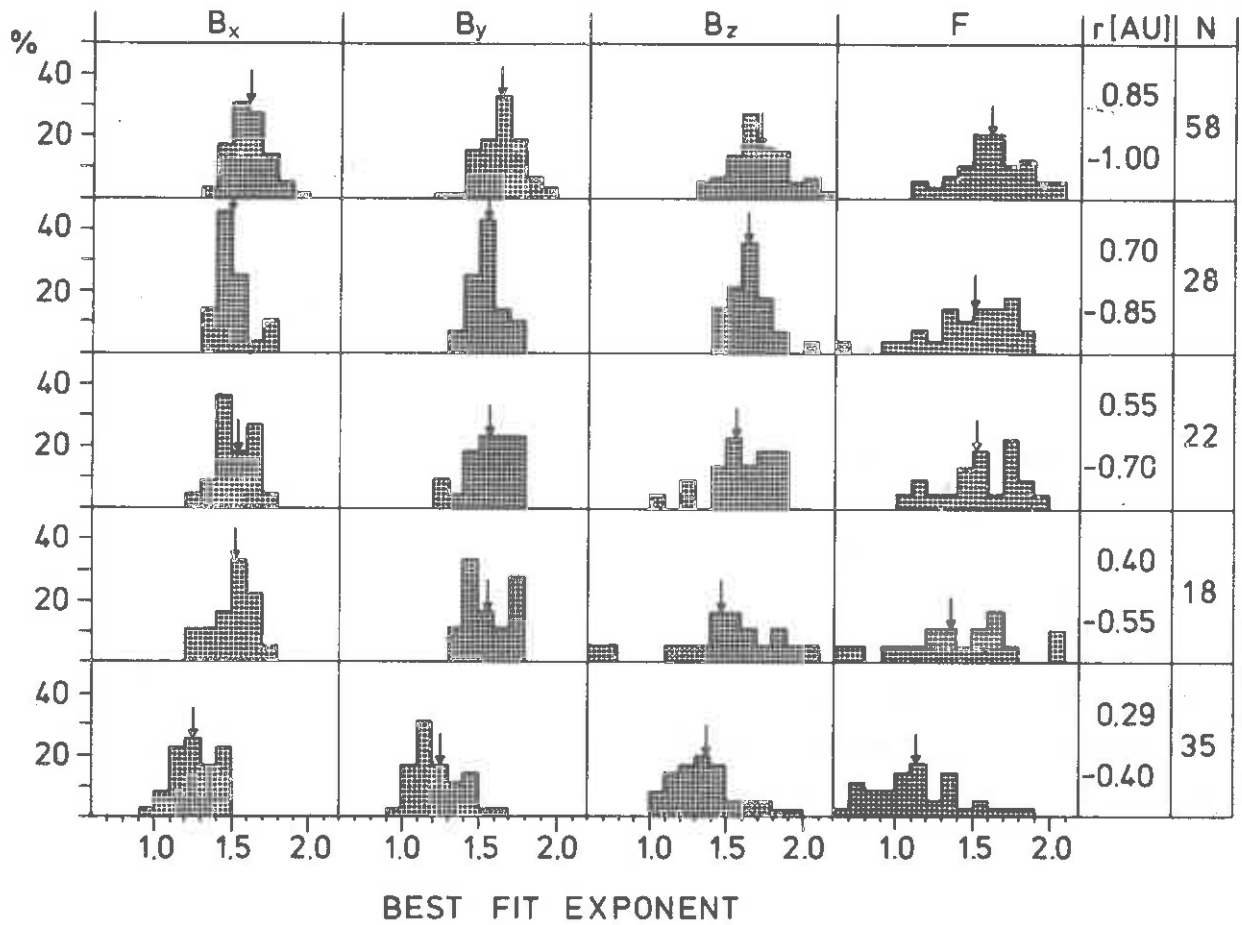


Abb. 15: Verteilung der nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate berechneten Spektralexponenten α ($P \sim f^{-\alpha}$) für fünf verschiedene Abstandsbereiche zwischen 0.29 AE und 1.0 AE für Vektorkomponenten und Betrag des Magnetfeldes. N gibt die Anzahl der in jedem Abstandintervall berechneten Spektren. Pfeile markieren den Mittelwert jeder Verteilung.

so flach sind. Einflüsse durch zeitliche Variationen und Breitenabhängigkeit sind nicht auszuschließen, jedoch kann man ein Aufsteilen der Spektren von 0.29 AE bis 1.0 AE als sicher annehmen. Weiterhin ergibt sich für den Verlauf der Spektren eine Abhängigkeit

von der Struktur des Sonnenwindes. So sind bei allen Sonnenabständen die Spektren am steilsten in Gebieten langsamer Sonnenwindgeschwindigkeit. In den Anstiegsflanken von Hochgeschwindigkeitsströmen finden sich steilere wie auch flachere Spektren als in den entsprechenden zentralen Teilen und abfallenden Flanken von Hochgeschwindigkeitsströmen. Die Ursache dafür liegt wahrscheinlich in dem vom Helios-Plasmaexperiment E1 beobachteten Steilerwerden der Anstiegsflanken zur Sonne hin.

Die radiale Abhängigkeit der Spektraldichte ist für einige Frequenzkanäle in Abbildung 16 gezeigt. Neben Zeit- und Strömungsstrukturabhängigen Variationen ergibt sich ein deutlicher Unterschied in der radialen Abhängigkeit für die hoch- und tieffrequenten Anteile. Letztere fallen bedeutend weniger stark ab. Drei Erklärungen sind dafür möglich: 1) die hochfrequenten Anteile werden stärker gedämpft als die tieffrequenten; 2) Tieffrequente Anteile werden erzeugt; 3) Es findet ein Energieaustausch von hochfrequenten zu tieffrequenten Wellen statt.

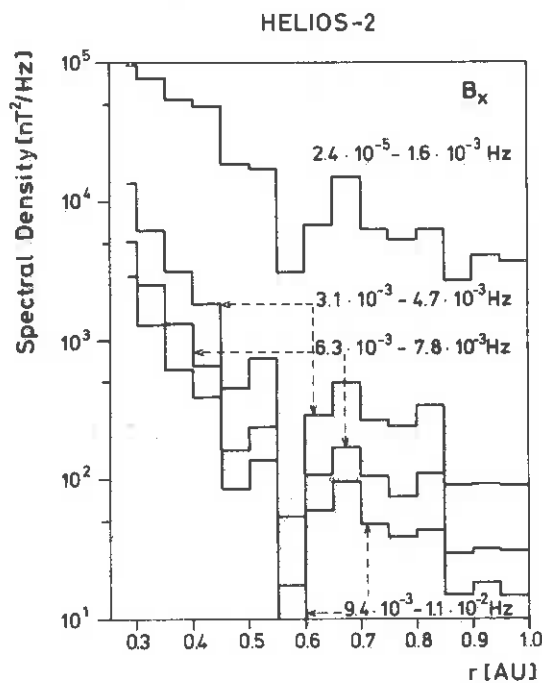


Abb. 16: Spektraldichten einer Magnetfeldvektorkomponente als Funktion des Abstandes von der Sonne. Zur Berechnung wurden 161 Spektren benutzt.

Wie aus Abbildung 12 ersichtlich ist, handelt es sich bei den Richtungsfluktuationen um solche großer Amplitude (RMS-Wellenamplituden typisch 0.3 - 0.4 des Hintergrundmagnetfeldes). Sind es rein transversale Fluktuationen, so müssen diese zirkular polarisiert sein, da für Alfvénische Fluktuationen der Magnetfeldbetrag konstant bleiben muß. Wie aus Abbildung 17 jedoch zu sehen ist, sind die Fluktuationen parallel und senkrecht zum Hintergrundmagnetfeld korreliert mit einer Phase von 180° . Solch eine Korrelation wird typischerweise im Zentralteil und den abfallenden Flanken von Hochgeschwindigkeitsströmen bei Sonnenentfernungen zwischen 0.29 und 1.0 AE beobachtet. Bei diesen Alfvénischen Fluktuationen großer Amplitude läuft das Wellenmagnetfeld auf einer Kugel. Dies gilt für alle beobachteten Perioden von 80 s bis zu $11 \frac{1}{2}$ h.

Mit den Helios-Magnetfeldmeßdaten lassen sich Powerspektren über einen außerordentlich weiten Frequenzbereich berechnen. Powerspektren über einen Frequenzbereich von mehr als 7 Dekaden wurden mit den Daten der Magnetfeldexperimente E2 und E4 von 2×10^{-5} Hz bis 470 Hz berechnet [Denskat et al., 1981b]. Abbildung 18 zeigt die zeitliche Folge solcher Spektren im Übergang zwischen langsamen und schnellen Sonnenwind. Während im Gebiet komprimierten Plasmas vor der Hochgeschwindigkeitsströmung die Spektren in den einzelnen Frequenzbereichen stark variieren, zeigen sie einen sehr konstanten Verlauf im Zentralteil der Hochgeschwindigkeitsströmung. Die von Helios beobachteten Fluktuationen in diesem Frequenzbereich können als interessantes Beispiel von astrophysikalischer Plasmaturbulenz angesehen werden.

Die Alfvénwellenstudien sollen mit der Untersuchung der Ausbreitung zwischen Helios-1 und Helios-2 und der Untersuchung der Abhängigkeit vom Sonnenaktivitätszyklus abgeschlossen werden. Danach soll das Vorhandensein anderer Wellenmoden quantitativ analysiert werden.

HELIOS-2

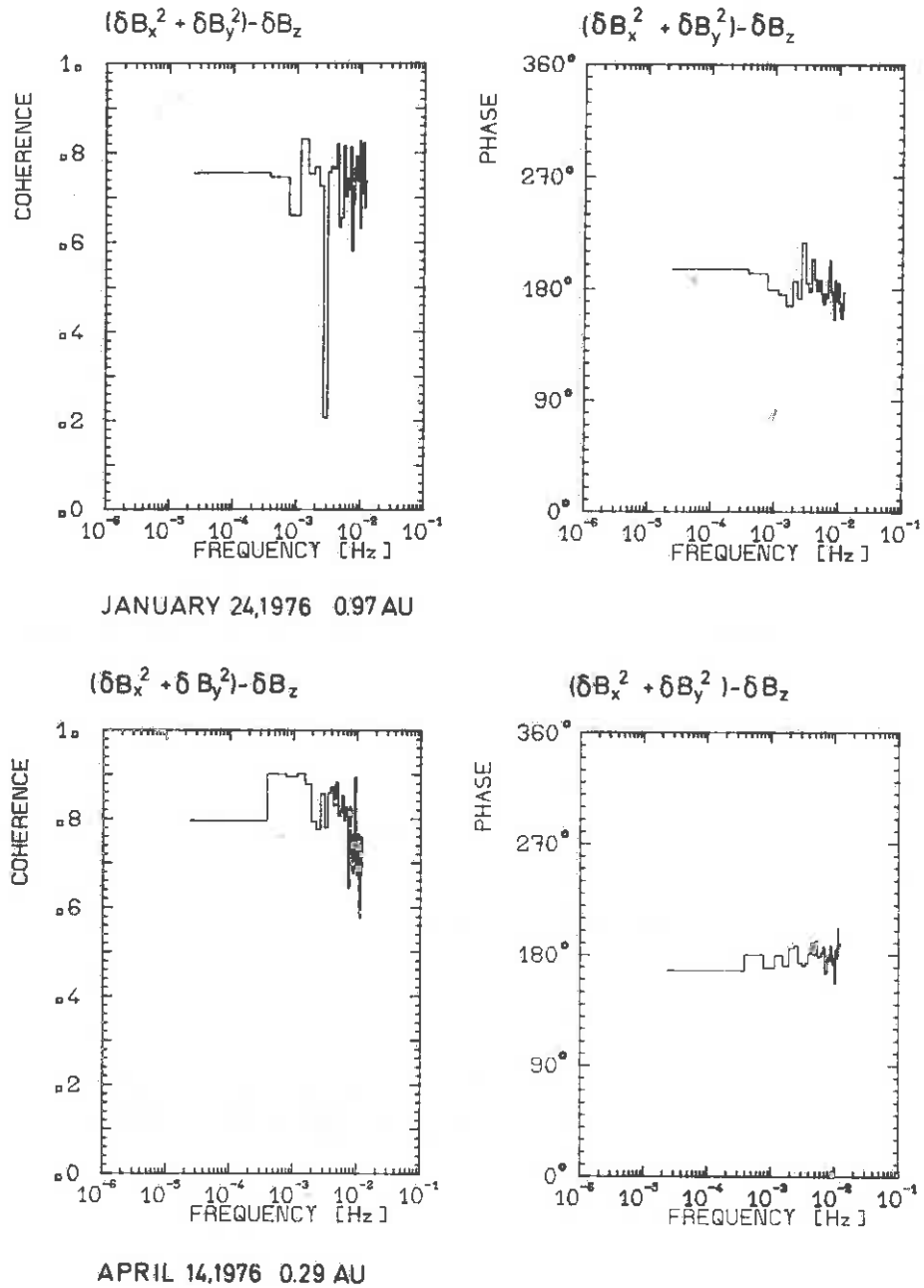


Abb. 17: Zwei typische Beispiele für Kohärenz und Phase zwischen Magnetfeldfluktuationen senkrecht und parallel zum mittleren Magnetfeld bei verschiedenen Entfernungen von der Sonne.

HELIOS - 2

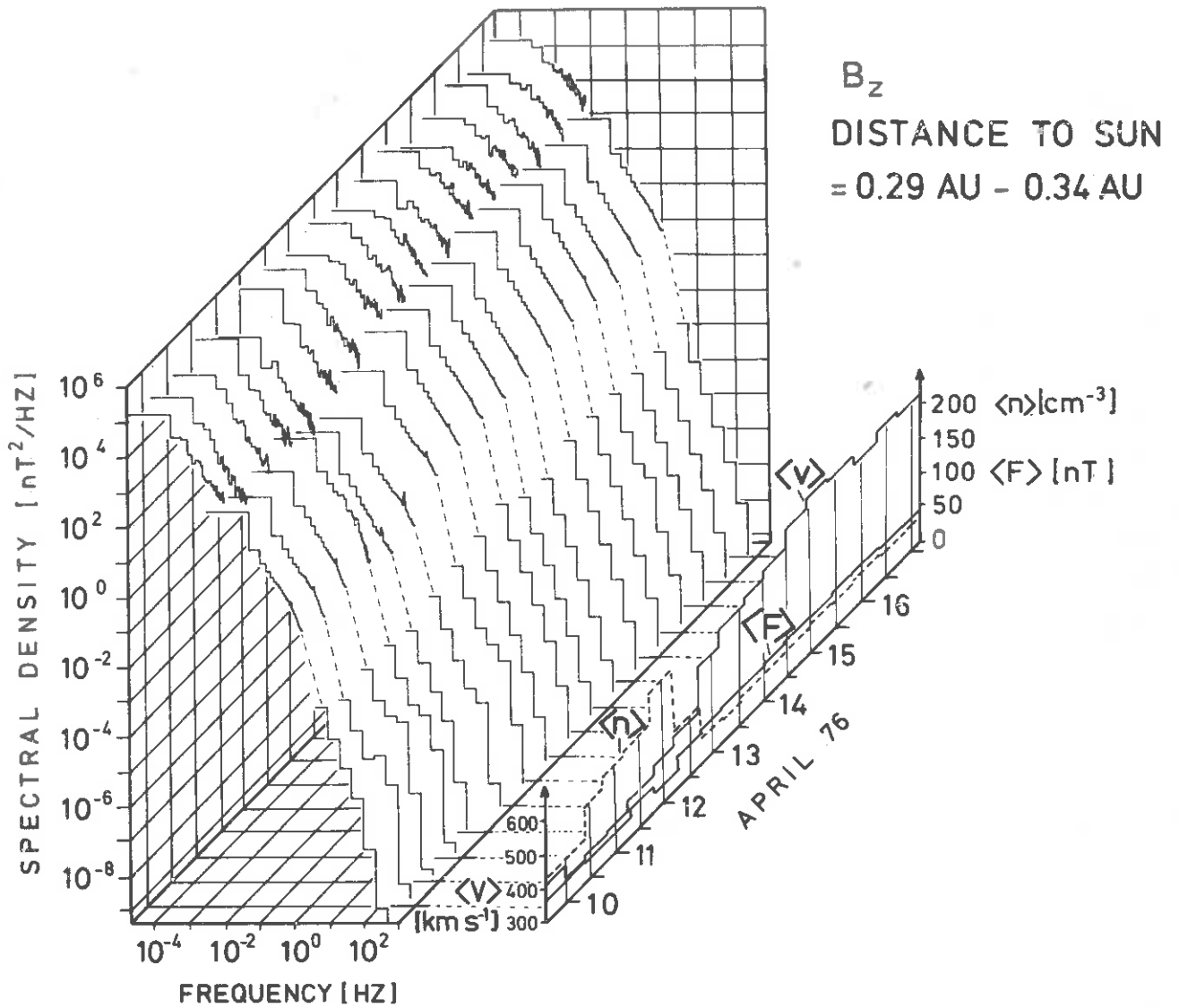


Abb. 18: Zeitliche Folge von Magnetfeldspektraldichten einer Vektorkomponente im Verlauf des Übergangs von langsamem Sonnenwind zu einer Hochgeschwindigkeitsströmung. Zusätzlich sind Mittelwerte der Sonnenwindgeschwindigkeit, Protonendichte des Magnetfeldbetrages gezeigt.

6.5 Hochfrequente Wellenfelder im "Whistler-Mode"-Bereich

In jedem Plasma gibt es einige charakteristische Frequenzen, die von Bedeutung für die darin existierenden Wellen sind. Im dünnen Magnetoplasma des Sonnenwindes sind das die Gyrofrequenzen und die Plasmafrequenzen der Teilchen. Wellen können zum Beispiel in der "kalten" Plasmanäherung nur im Bereich von größer 0 Hz bis hinauf zur Elektronengyrofrequenz und etwa oberhalb der Elektronenplasmafrequenz existieren. Im Bereich zwischen der Elektronengyrofrequenz und etwa der Elektronenplasmafrequenz kann man für die "kalte" Plasmanäherung keine Wellen finden. Bei Benutzung der genaueren, aber sehr komplizierten "warmen" Plasmanäherung treten hier aber die elektrostatischen "Bernstein-Moden" auf. Wellen mit Frequenzen weit unterhalb der Protonengyrofrequenz werden allgemein als MHD-Wellen bezeichnet. Sie sind in Abschnitt 6.4 behandelt worden mit Ausnahme von Abbildung 18, die den gesamten auf Helios magnetisch vermeßbaren Spektralbereich umfaßt. Hier sollen nun im wesentlichen die hochfrequenten von E4 gemessenen Magnetfeldfluktuationen untersucht werden.

Die Messungen mit dem Induktionsspulenmagnetometer E4 zeigen ständige Wellenaktivitäten zwischen der Protonengyrofrequenz und der Elektronengyrofrequenz. In Abbildung 19 geben die senkrechten Striche jeweils die häufigste Frequenzbreite der, im 3-Stunden-Intervall gemessenen Wellen an. Darüber ist die obere Grenze des breitesten, vorkommenden Spektrums im selben Intervall gekennzeichnet.

Im Bereich von 1 AU bis hinunter zu 0.75 AU erstreckt sich das "Rauschen" der Wellen meistens bis 10 Hz. Es kommen aber immer wieder breitere Spektren bis zu 47 Hz vor. Unterhalb von 0.75 AU folgt die Breite der Spektren dem Anstieg der Gyrofrequenzen und damit dem statischen Magnetfeld. Die Spektren steigen allgemein auf 220 Hz an, in einigen Fällen beobachtet man auch 470 Hz. Mit Hilfe des Plasmaexperimentes wurden die Intervalle mit einem schwarzen Strich gekennzeichnet, in denen die Protonengeschwindigkeit oberhalb von 450 km/s liegt. Man erkennt, daß die Breite der

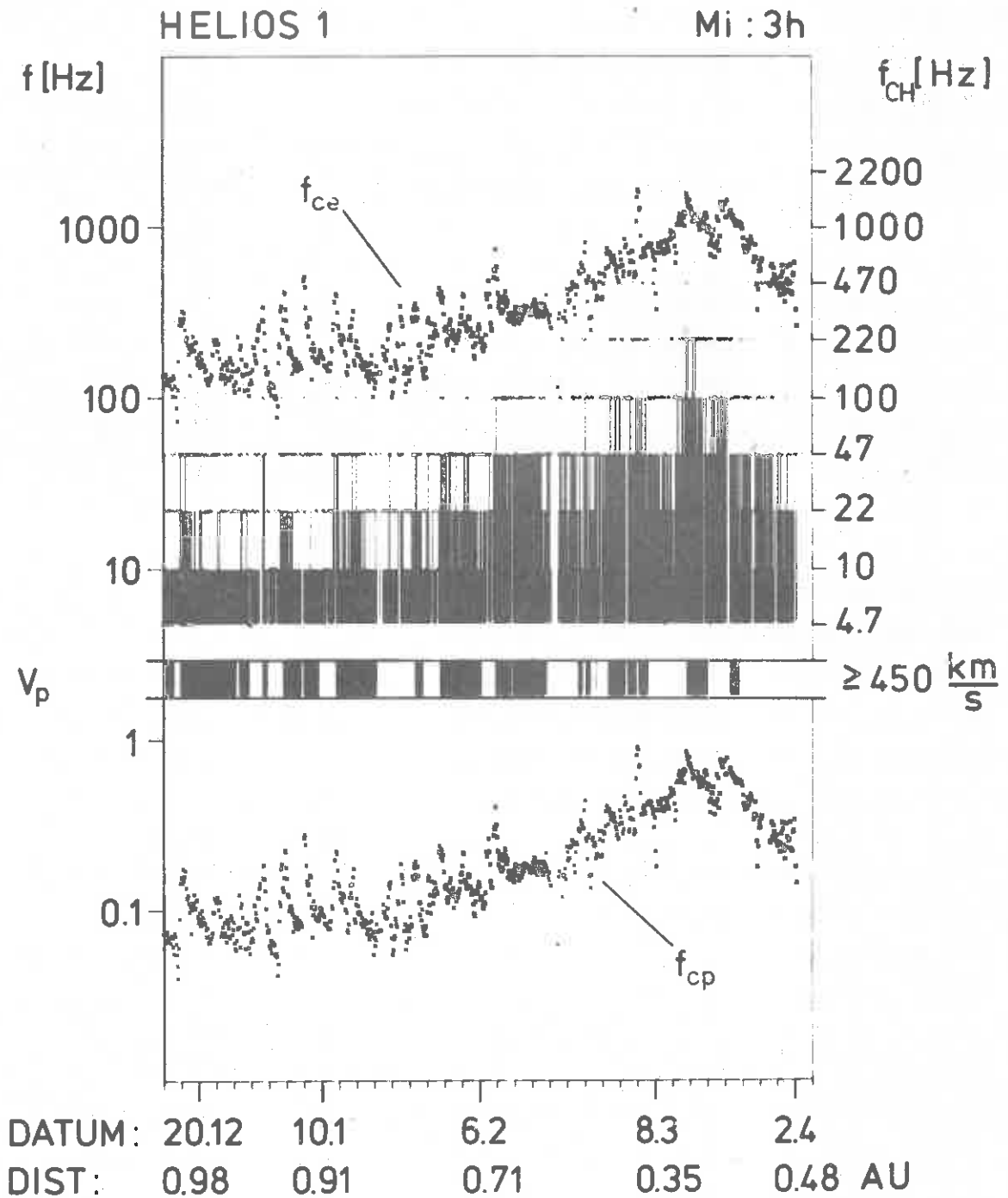


Abb. 19: Breite der gemessenen Frequenzspektren in den Grenzen f_{CH} der einzelnen Bandpaßfilter. Die Elektronen- gyrofrequenzen f_{ce} und die Protonen gyrofrequenzen f_{cp} sind aus den Förstersondenmessungen und die Protonen- geschwindigkeit V_p aus dem Plasmaexperiment bestimmt. Weitere Erklärungen siehe Text.

Wellenspektren zu Beginn eines Hochgeschwindigkeitstromes deutlich zu höheren Frequenzen hin ansteigt. Ganz allgemein gibt es häufig starke und schnelle Änderungen in den Wellenaktivitäten. Die lokale Elektronengyrofrequenz wird nicht erreicht. Meistens liegen die Frequenzen weit darunter.

Das gemessene magnetische Rauschen kann in diesem Frequenzbereich von mehreren Wellentypen herrühren. Als Kandidaten kommen, laut Theorie der Plasmawellen die Ionenzyklotronwelle, die magneto-sonische Welle und ihre hochfrequente Fortsetzung, die sogenannte Whistler-Mode, in Frage. Die Whistler-Mode ist hier der wichtigste Typ, da sie im gesamten Frequenzbereich von etwa der unteren Hybridfrequenz bis zur Elektronengyrofrequenz auftreten kann. Die Ionenzyklotronwellen und magneto-sonische Wellen können allerdings bei hoher Dopplerverschiebung einen Beitrag in den unteren Frequenzbereichen, besonders im Plasma nahe des Perihels, liefern. Für die Whistler-Mode als dominierende Komponente sprechen auch einige Auswertungen aus dem Wellenformkanal. Sie ergeben für die gemessenen Wellen die zur Whistler-Mode passende Polarisation [Barnstorf, 1980].

Abgesehen von den Plasmawellen können auch statische Strukturen als Ursache des magnetischen Rauschens nicht ausgeschlossen werden. Solche Strukturen, mit dem Sonnenwind am Satelliten vorbeigeführt, können dann einen Beitrag liefern, wenn es sich um Schichten vom Ausmaß einigen Elektronengyroradien handelt [Neubauer et al., 1977b]. In ihrer kinetischen Theorie haben Lemaire und Burlaga [1976] Elektronenstrukturen dieser Größenordnung beschrieben. Eine direkte Messung mit einem Teilchenexperiment ist aber auf Grund der geringen Ausdehnung dieser Strukturen mit keinem gegenwärtigen Experiment möglich.

Um den Einfluß dieser Strukturen zu diskutieren, wurden mit Hilfe des Plasmaexperimentes und der E2-Magnetometermessung Zeitabschnitte gesucht, in denen der Winkel δ zwischen dem Magnetfeldvektor und dem Sonnenwindgeschwindigkeitsvektor innerhalb weniger

Stunden einen möglichst großen Bereich überstreicht. Außerdem wurden die Zeitintervalle so ausgewählt, daß Größen wie Magnetfeldbetrag B , Dichte, Temperaturen möglichst konstant sind und keine verstärkte Wellenemissionen etwa bei Diskontinuitäten enthalten waren. Nehmen wir nun an, daß die gemessenen Spektren in diesen Intervallen nur deswegen variieren, weil sie vom Beobachter unter einem variablen Aspektwinkel δ gesehen werden! Dies ist gleichbedeutend mit der Annahme lokaler Erzeugung. Sei ferner das quadratische Spektrum durch vorbeibewegte statische Strukturen zustande gekommen und es habe einen Verlauf $P_{st}^0 \sim f^{-2\alpha}$ für $\delta = 90^\circ$. Dann gilt für die quadratischen Spektren bei anderen Winkeln δ und festgehaltener Frequenz

$$P_{st}(\delta) = P_{st}^0 |\sin^{2\alpha-2} \delta|$$

Für $\alpha = 3/2$ haben wir zum Beispiel $P_{st}(\delta) = P_{st}^0 |\sin \delta|$. Abbildung 20 zeigt die gemessenen Spektraldichten zusammen mit der theoretischen Kurve für $\alpha = 3/2$ in einem 5° -Raster. Zwischen 30° und 150° sind Beobachtungen und Theorie etwa vereinbar.

Die Existenz von Spektraldichten auch für kleine Winkel beweist aber, daß die statischen Strukturen zwar einen Beitrag liefern können, jedoch muß ein großer Anteil der gemessenen magnetischen Fluktuationen durch Wellen verursacht werden.

Die geringe Energiedichte der Fluktuationen in diesem Frequenzbereich war schon aus früheren Messungen bekannt (siehe zum Beispiel Messungen mit den IMP- und OGO-Satelliten). Die beiden Helios-Sonden waren auf Grund des sehr geringen Eigenrauschens ihrer Elektronik erstmals in der Lage, umfassende Messungen der magnetischen Fluktuationen im interplanetaren Raum zwischen der Protonen- und der Elektronengyrofrequenz zu liefern. Die langsam variierende Komponente der Spektraldichten zeigt eine kontinuierliche Abnahme mit der Frequenz. Bewegen sich die Satelliten zur Sonne hin, so steigen die Spektraldichten in jedem Frequenzkanal

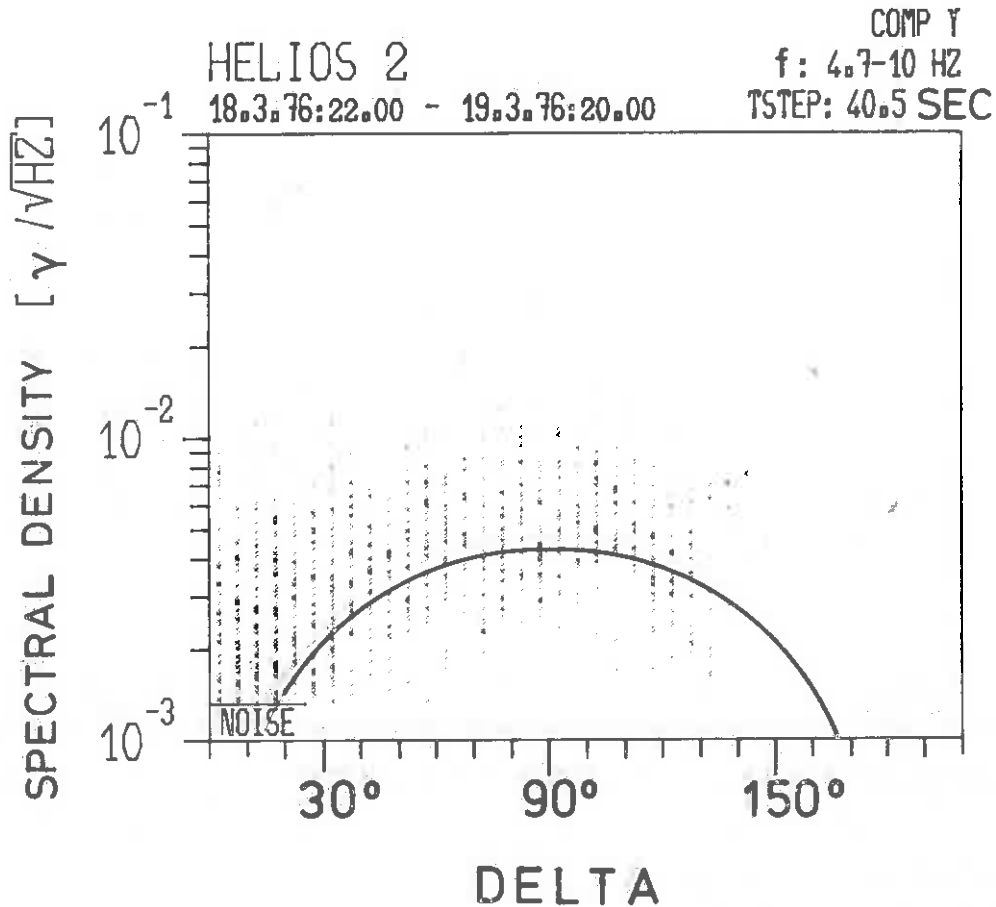


Abb. 20: Spektraldichten in Abhängigkeit vom Winkel δ zwischen Magnetfeld- und Sonnenwindgeschwindigkeitsvektor. Zur ausgezogenen Kurve, siehe Text.

deutlich an. Die Steigerung beträgt jeweils mindestens eine Größenordnung. (Eine ausführliche Diskussion findet sich in: Beinroth und Neubauer, 1981). Das deutet darauf hin, daß die freie Energie, die diese Fluktuationen speist, zur Sonne hin deutlich zunimmt. Abbildung 21 zeigt das Ergebnis einer Untersuchung für alle Frequenzen gemeinsam. Unter der Annahme einer monotonen Abnahme der Spektraldichten \sqrt{P} (gemessen in $\gamma/\sqrt{\text{Hz}}$ mit der Frequenz f nach dem logarithmierten Potenzgesetz: $\log P = \text{Konst.} - 2\alpha \log f$ kann man mit linearer Regression den Spektralindex α ermitteln. Die zugehörige Gesamtenergie W ist

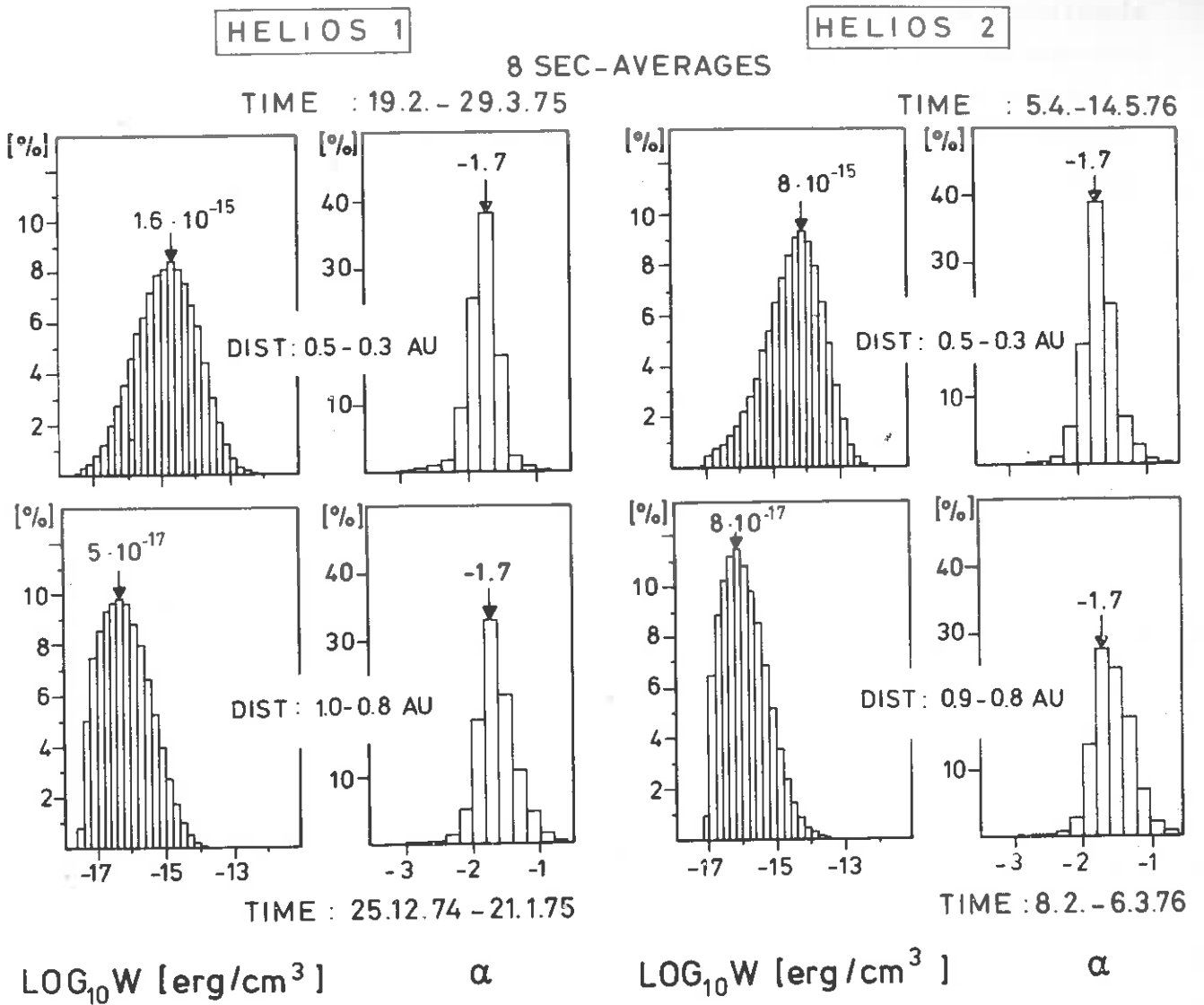


Abb. 21: 8-Sekunden-Mittelwert-Histogramme der gesamten Energiedichte W und des Spektralindex α für ganze Sonnenrotationen in 2 verschiedenen Abstandsintervallen. Hier wurde $\sqrt{P} \sim f^{-\alpha}$ angenommen!

ebenfalls dargestellt. Da die großskalige Gesamtsituation des Sonnenwindplasmas für die jeweils zu vergleichenden Sonnenrotationen sich nur unwesentlich ändert, ist die Zunahme der Energiedichten allein eine Folge der Annäherung an die Sonne. Der Spektralindex dagegen zeigt keinen wahrnehmbaren Einfluß des Abstandes. Bei der Suche nach den Dämpfungs- und Anregungsmechanismen dieser Fluktuationen müssen also Eigenschaften unterstellt werden, die, unabhängig vom zur Verfügung stehenden Sonnenabstand, gleichmäßig auf breitere Frequenzbereiche überm Instrumentaustausch wirken. Bemerkenswert ist die außerordentliche Ähnlichkeit der Histogramme von Helios 1 und Helios 2. Der zeitliche Abstand zwischen den dargestellten Messungen beträgt über 1 Jahr! Die Gleichmäßigkeit des Sonnenwindes zur Zeit des Sonnenfleckenminimums wird hier sehr deutlich.

Die Annäherung des Abfalles im Spektrum durch das einfache Potenzgesetz gibt allerdings nicht das reale Bild im gesamten Frequenzbereich wieder. Das Potenzgesetz gilt aber im Bereich kleiner Frequenzen. Die Analyse der 8 Frequenzkanäle zeigt erst bei höheren Frequenzen stärkere Abweichungen. In Abbildung 22 sind Histogramme des Abfalles der Spektren von Mittenfrequenz zu Mittenfrequenz der Kanäle dargestellt.

Die Histogramme aus der Region auf der Höhe der Erdbahn deuten auf einen Abfall der meisten Spektren $\alpha = -1.5$ für die Frequenzen bis 22 Hz hin. Oberhalb davon werden die Spektren meistens schnell steiler. In der Zeit um das Perihel des Satelliten hat sich der Bereich der Spektren mit α um -1.5 bis auf 100 Hz ausgedehnt. Erst dann werden die Spektren wieder steiler.

Mit Hilfe des Plasmaexperimentes E1 läßt sich der Zusammenhang der Wellenaktivitäten mit einigen anderen Plasmaparametern untersuchen. In Abbildung 19 wird der Anstieg der Frequenzen bei Einsatz eines Hochgeschwindigkeitsstromes deutlich. Die Frequenzen fallen aber nach einigen Stunden wieder auf das normale Niveau zurück. In Abbildung 23a sind die Spektraldichten gegen die

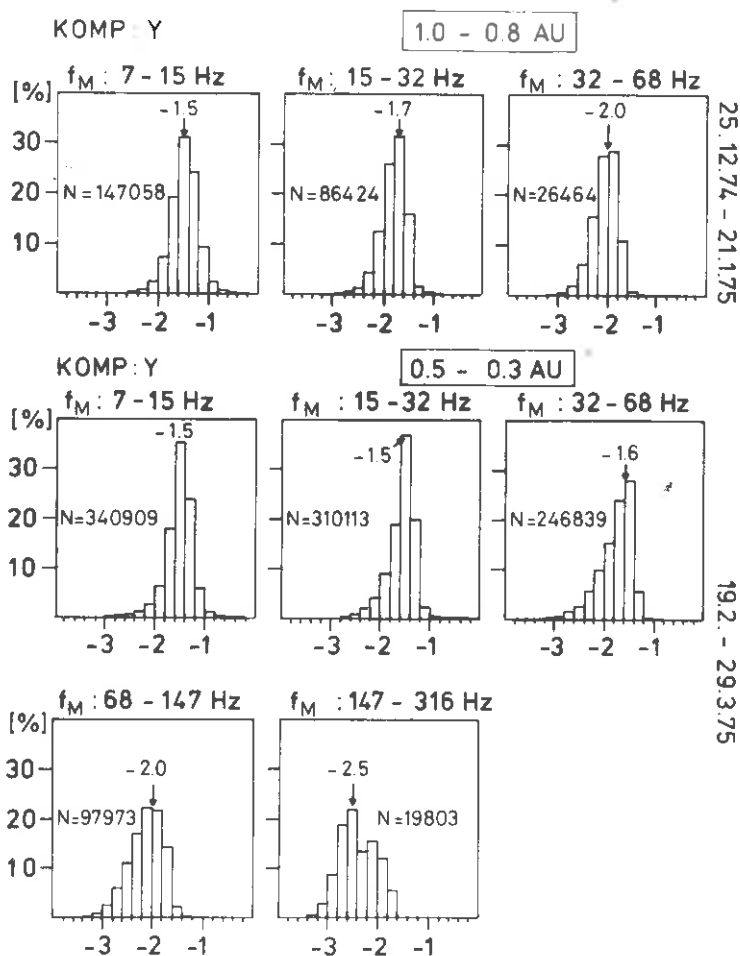


Abb. 22: 8-Sekunden-Histogramme des Abfalles in den Spektren von Mittenfrequenz f_M zu Mittenfrequenz für Helios-1. Die Zeiträume sind die gleichen wie in Abbildung 21.

Protonengeschwindigkeit für den Zeitraum vom Aphel zum Perihel von Helios-1 aufgetragen. Die Mittelung der Meßdaten über einen Tag bewirkt, daß nur sehr großskalige Ereignisse im Sonnenwind berücksichtigt werden. Die Punktwolke der Meßdaten zeigt keine Korrelation zwischen den beiden Parametern. Die Korrelation der Mittelwerte von Spektraldichten \sqrt{P} mit dem Hintergrundmagnetfeld F ist dagegen hoch (siehe Abbildung 23b). Es gilt in guter Näherung $\sqrt{P} \sim F$. Ein direkter Eingang des statischen Magnetfeldes in die Meßwerte kann dabei ausgeschlossen werden, da solche

HELIOS-1
KOMP: Y
f : 4.7 - 10 Hz
AVER: 1 DAY
TIME : 12.12.74 8.4.75

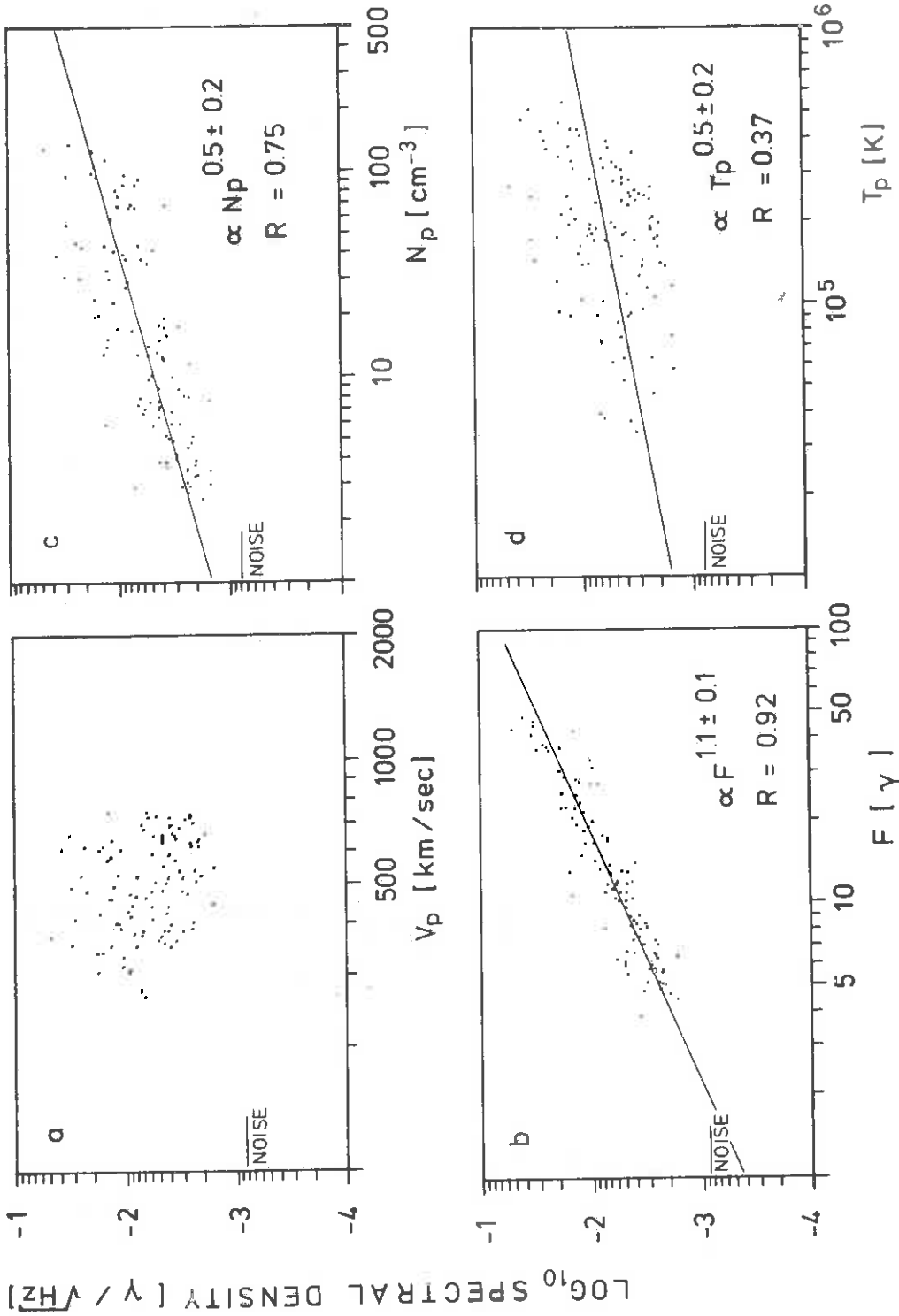


Abb. 23: Korrelationsanalyse von Tagesmittelwerten der Spektraldichten mit a) der Protonengeschwindigkeit V_p , b) dem Magnetfeld F , c) der Protonendichte und d) der Protonentemperatur. Eingetragen ist der Korrelationskoeffizient R .

Einflüsse durch die Frequenzfilter ausreichend verhindert werden. Die Korrelation mit den Protonendichten N_p ist etwas weniger ausgeprägt. Hier gilt grob: $\sqrt{P} \sim N_p^{0.5}$. Die berechnete Korrelation mit der Protonentemperatur T_p ist dagegen nicht signifikant. Diese Untersuchungen wurden mit Spektraldichten aus anderen Frequenzkanälen, soweit sie über dem Rauschen lagen, wiederholt. Es ergaben sich dabei keine anderen Aussagen. Dehnt man die Korrelationsanalysen auf kleinere Zeitskalen aus, so ändern sich die Bilder für Magnetfeld und Protonendichte umso mehr, je kleiner die Zeitskalen werden. Innerhalb von Zeitintervallen von Stunden oder Bruchteilen davon ergeben sich für die entsprechend angepaßten Mittelwerte dieser Größen meistens keine signifikanten Korrelationen. In bestimmten Abschnitten allerdings ist die Korrelation zwischen Spektraldichten und Magnetfeld bzw. Protonendichte wieder sehr hoch. Die Untersuchung mit dem Magnetfeld förderte sogar in einigen Fällen Intervalle mit hoher negativer Korrelation zu Tage. Die Bedingungen, unter denen sich diese kleinskaligen Korrelationen zeigen, werden an Hand der weiter unten folgenden Diskussion von Abbildung 24 deutlich. Die Beziehung der Spektraldichten zu Magnetfeld und Protonendichte auf der großräumigen Skala ist eine Folge der Abhängigkeit dieser Parameter vom Abstand zur Sonne.

Die Abbildung 24 soll die Abhängigkeit der magnetischen Fluktuationen von der Makrostruktur des Sonnenwindplasmas verdeutlichen. Bereits in einer früheren Untersuchung wurden einige, mit der Sonne mitrotierende und daher bei jeder Rotation wiederkehrende Ereignisse, diskutiert [Neubauer et al., 1977a]. Eine genauere Analyse hat nun gezeigt, daß mit den Hochgeschwindigkeitsströmen im Sonnenwindplasma die Wellenaktivitäten im überstrichenen Frequenzbereich in charakteristischer Weise variieren. Der Hochgeschwindigkeitsstrom überdeckt die Tage vom 17. bis zum 25. Dezember. In dem Bereich niedriger Geschwindigkeit vor seinem Einsatz finden sich nur geringe Aktivitäten in den magnetischen Fluktuationen. Mit dem Herannahen der Kompressionszone steigen die Amplituden stark an und erfassen mit wachsendem

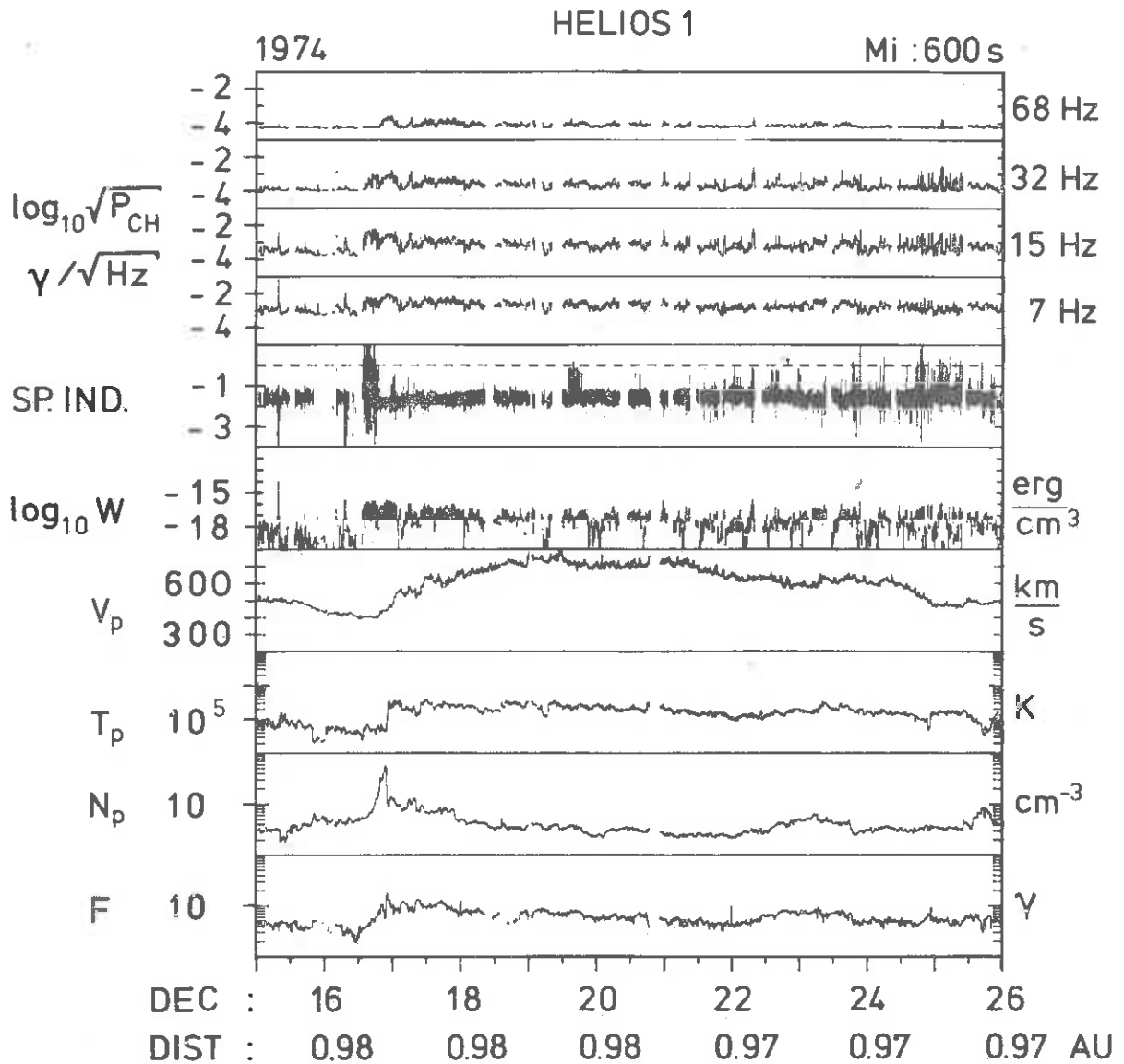


Abb. 24: 10-Minuten-Mittelwerte der Wellenfelder und einiger Plasmamaparameter nahe 1 AU. Die Kästen zeigen von unten nach oben: statisches Magnetfeld F , Protonendichte N_p , Protonentemperatur T_p , Protonengeschwindigkeit V_p , Gesamtenergie der magnetischen Fluktuationen W (die Werte oberhalb $2 \cdot 10^{-17} \text{ erg/cm}^3$ sind durch ausgezogene Linien bis zu dieser Grenze betont) und die Spektraldichten P_{CH} der 4 Kanäle im Bereich zwischen 4.5 Hz und 100 Hz.

Magnetfeld auch höhere Frequenzen. Die großen Variationen des Spektralindex von einem Spektrum zum anderen zeugen von außerordentlich turbulenten Verhältnissen in dieser Region. Die größten Energiedichten dieser Wellen finden sich symmetrisch um die Grenzschicht zwischen kälterem und wärmerem Plasma, der sogenannten "stream interface". In der Hochgeschwindigkeitsregion bleiben die Amplituden relativ hoch, erreichen aber nicht mehr das Niveau der Aktivitäten an der Grenzschicht. Nach dem Durchgang durch das Geschwindigkeitsmaximum nehmen die Energiedichten langsam wieder ab. Die "Spitzen" in den Spektraldichten der Frequenzkanäle um 15 und 32 Hz sind typisch für die Region abnehmender Geschwindigkeit am Ende eines Streams. Es handelt sich hier um einzelne Emissionen von mehreren Minuten Dauer. Der berechnete Spektralindex beschreibt in diesen Ereignissen nicht die realen Spektren, weil diese in den kurzen Emissionen häufig nicht monoton abfallen. In der Region um 0.3 AE folgen die Hochgeschwindigkeitsströme eng aufeinander. In den magnetischen Fluktuationen ändert sich aber nichts an der Folge:

- niedrige Aktivitäten in der Region geringer Geschwindigkeit - höchste Amplituden und starke Verbreiterung der Spektren in der Übergangsschicht ("stream interface").
 - hohe Energiedichten während der Hochgeschwindigkeitsphase - abklingende Energiedichten, unterbrochen durch einzelne "Emissionsspitzen" zum Ende des Hochgeschwindigkeitsstromes.
- Diese Abfolge konnte in allen zur Verfügung stehenden Plasma-
regionen nachgewiesen werden.

Bei diesen Untersuchungen hochfrequenter Wellenfelder in der "Whistler-mode" ist insbesondere die Analyse der Abhängigkeit von der Sonnenaktivität für die Zukunft von Interesse. Außerdem soll mit Hilfe von dreidimensionalen Verteilungsfunktionen der Ionen und Elektronen der mögliche Anregungs- oder Dämpfungsmechanismus der Wellen gefunden werden.

6.6 Diskontinuitäten im interplanetaren Plasma

Eine der überraschenden Entdeckungen der frühen Erforschung des solaren Windes war die diskontinuierliche Struktur des interplanetaren Mediums. Zusammen mit den unter 6.4 behandelten alfvénischen Fluktuationen dominieren Diskontinuitäten d.h. Sprünge im Magnetfeld und den Plasmaparametern bei Zeitskalen von 12 Stunden abwärts. Von den fünf in der Magnetohydrodynamik möglichen Arten von Diskontinuitäten können im Sonnenwind theoretisch vier Typen vorkommen, die auch tatsächlich beobachtet worden sind. Dies sind zunächst einmal die recht seltenen aber sehr spektakulären schnellen Stoßwellen, die zum Teil schon behandelt wurden. Außerdem treten zuweilen langsame Stoßwellen auf. Als häufigste Typen von Diskontinuitäten werden Tangentialdiskontinuitäten (TD's) und Rotationsdiskontinuitäten (RD's) beobachtet. Beide Gruppen zusammen werden auch als Richtungsdiskontinuitäten geführt (DD's). Zählen wir alle DD's mit Spreizwinkeln $\omega = \angle \underline{B}_1, \underline{B}_2 > 30^\circ$ so ergeben sich bei 1 AE etwa 1-2 DD's pro Stunde. Dabei ist \underline{B}_1 das Magnetfeld vor und \underline{B}_2 hinter der Diskontinuität. Die frühen Studien ergaben viele statistische Eigenschaften der Diskontinuitäten hauptsächlich bei 1 AE, obwohl am Anfang durch Benutzung unzureichender Beobachtungsdaten wie zu geringer Zeitauflösung bei den Magnetfelddaten und zum Teil fehlender Plasmadaten kontroverse Ergebnisse erhalten wurden.

Die Heliosdaten sind aus zwei Gründen bemerkenswert. Erstens können die Eigenschaften als Funktion des Abstandes von der Sonne untersucht werden. Zweitens sind praktisch immer Plasmadaten vorhanden, um insbesondere TD's und RD's unterscheiden zu können.

In diesem Unterabschnitt sollen nun insbesondere nach Heliosauswertungen alle Eigenschaften der DD's untersucht werden, die die Häufigkeit von RD's und TD's, Orientierung, einige Sprungeigenschaften, Dicke und Polarisation bei den RD's betreffen. Die Feinstruktur des Übergangs wird in Abschnitt 6.7 behandelt. Einige

der Ergebnisse finden sich bei Neubauer and Barnstorf [1981], die weitaus meisten aber bei Barnstorf [1980]. Die hier dargestellten Ergebnisse wurden mit Hilfe der Daten des Förstersondenexperiments E2 sowie auch der Plasmadaten von E1 gewonnen.

Der erste Schritt besteht nun darin, als Funktion des Abstandes r von der Sonne die Häufigkeit der Diskontinuitäten zu untersuchen. Tabelle 4 zeigt das Ergebnis. Dabei wurden die Zeitintervalle während der Primärmission von Helios-1 so gewählt, daß sie etwa vollständigen Sonnenrotationen entsprechen.

TABELLE 4

Häufigkeit von Richtungsdiskontinuitäten mit $\omega > 15^\circ$

Zeitintervall	Abstandsintervall in AE	mittl. Anzahl pro Stunde	Korrigierte Anzahl pro Stunde
1.1.75 - 26.1.75	0.950 - 0.806	4.1	4.1
27.1.75 - 24.2.75	0.806 - 0.496	4.2	4.8
25.2.75 - 3.4.75	0.496 - 0.309	3.8	5.6

Der Wert der direkt gezählten Ereignisse pro Zeiteinheit oberhalb des Mindestspreizwinkels von 15° ist dadurch gemindert, daß in Perihelnähe die Geschwindigkeit des Raumfahrzeugs so hoch ist, daß sie zu verringerten Zählraten führt. Die für diesen Effekt korrigierte Anzahl pro Zeiteinheit ist damit allein physikalisch sinnvoll. Es ergibt sich ein leichter Anstieg der Häufigkeit bei Annäherung an die Sonne in grober Übereinstimmung mit Ergebnissen von Mariner 10. Die Variation der Häufigkeit mit der Stromstruktur sollte durch die Wahl vollständiger Sonnenrotationen ohne Fehlereinfluß sein. Breiteneffekte sind jedoch nicht auszuschließen.

Für alle Sonnenabstände nimmt die Häufigkeit der DD's mit dem Spreizwinkel zwischen 30° und 180° monoton ab. Dabei wurde mit Hilfe der Heliosdaten eine Besonderheit bei der Untersuchung der Längenabhängigkeit entdeckt. Es traten nämlich am Spreizwinkel von 90° herum in statistisch signifikanter Weise mehr DD's in positiven magnetischen Sektoren als in negativen auf. Dabei ist zu bemerken, daß positive Sektoren während der Primärmission von Helios-1 von der Nordhalbkugel der Sonne stammten. Die weitere Analyse ergab, daß diese Asymmetrie durch mehr RD's mit $\omega \approx 90^\circ$ in positiven Sektoren herrührt. Abbildung 25 zeigt ein Beispiel für die Polaritätsasymmetrie der DD's.

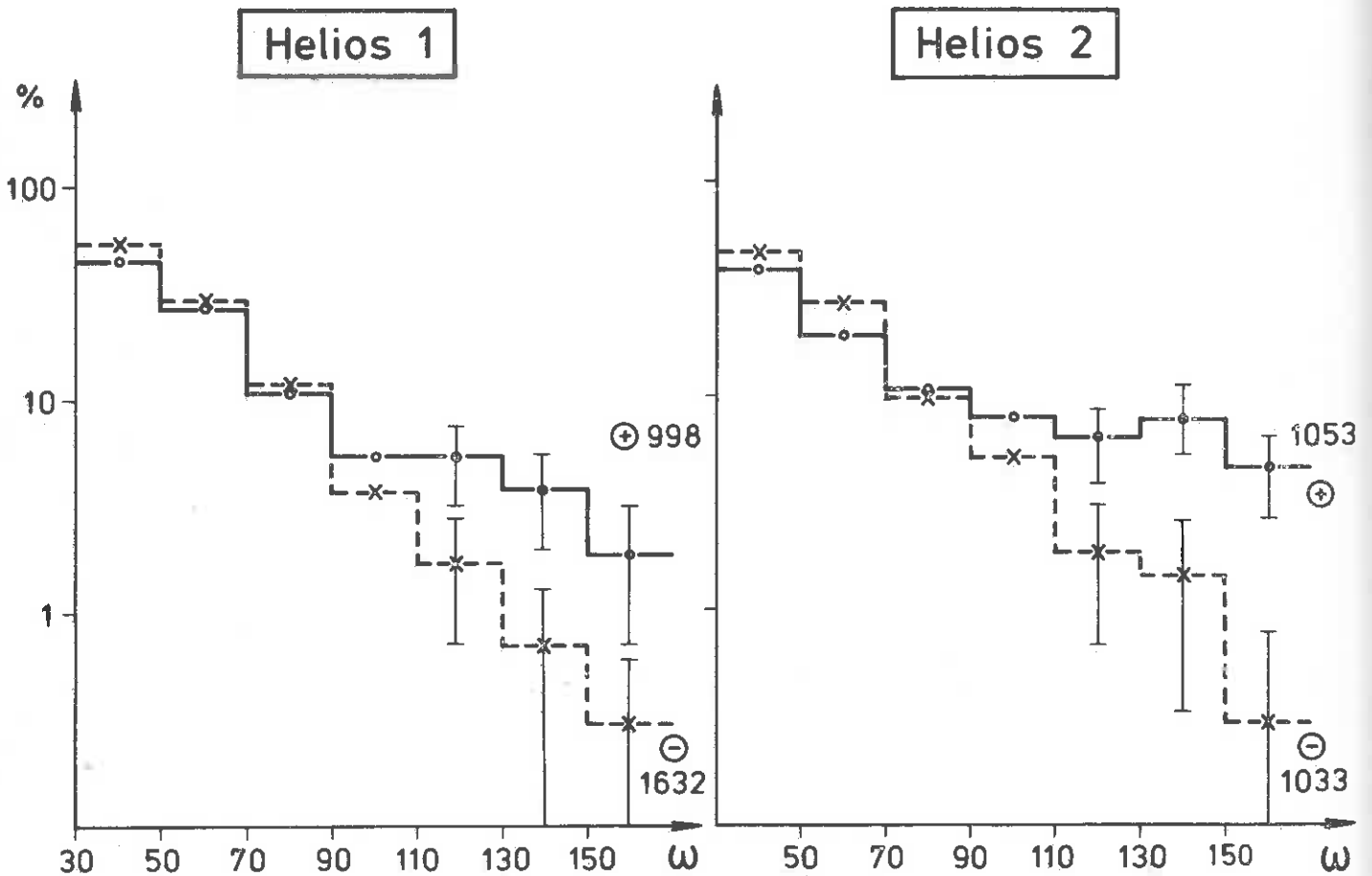


Abb. 25: Verteilung des Spreizwinkels ω der Richtungsdiskontinuitäten in positiven und negativen Sektoren.

Ein genaueres Studium der Eigenschaften der Diskontinuitäten insbesondere der Identifikation des Typs wird durch die Minimum-Varianz-Analyse (MVA) nach Sonnerup and Cahill [1967] möglich. Dazu ist es notwendig, genügend hohe Zeitauflösung für die Auflösung der zwar sehr dünnen aber natürlich durch eine endliche Dicke versehenen Diskontinuitäten zu haben. Dies ist bei Helios bei höheren Datenraten mit bis zu 4 Magnetfeldvektoren pro Sekunde von E2 gegeben. Da bei der MVA die Auswahl der Analyseintervalle mit Hilfe von Datenplots am besten auf dem Bildschirm erfolgen muß, ist die Analyse sehr vieler Ereignisse sehr arbeitsintensiv. Die Minimum-Varianz-Analyse ergibt die Normalenrichtung \underline{n} zu der lokal ebenen Grenzschicht zwischen den zwei verschiedenen Magnetoplasmazuständen beiderseits der Diskontinuität. Nun ist die Magnetfeldkomponente B_n in Richtung von \underline{n} für TD's gegeben durch $B_n \equiv 0$ und für RD's durch $B_n \neq 0$. Abbildung 26 zeigt die Verteilung von B_n/B_0 mit dem mittleren Magnetfeldbetrag B_0 für 1427 Diskontinuitäten aus den Primärmissionen von Helios. Die bimodale Verteilung deutet auf die Aufteilung der DD's in TD's und RD's hin. Dabei ist wegen der unvermeidlichen Fehler der Beobachtungen und der MVA bei kleinen B_n/B_0 eine Unterscheidung von TD's und RD's nicht möglich. Eine weitere Hilfe ist aber, daß für RD's zwischen den Geschwindigkeitssprüngen und den Magnetfeldsprüngen gewisse Beziehungen bestehen müssen, die sich mit Hilfe der Plasma- und Magnetfeld-daten testen lassen. Für RD's in einem isotropen Plasma muß gelten

$$\underline{v}_2 - \underline{v}_1 = \pm (B_2 - B_1) / \sqrt{\mu_0 \rho_0}$$

Bei dem im solaren Wind üblichen Anisotropien muß die Beziehung aber wenigstens näherungsweise für RD's erfüllt sein. Dabei ist ρ_0 die mittlere Massendichte. Das Minuszeichen oder Pluszeichen gilt je nachdem, ob die Ausbreitungsrichtung der RD mit dem Magnetfeld einen spitzen oder stumpfen Winkel einschließt. Für TD's existiert keine solche Beziehung.

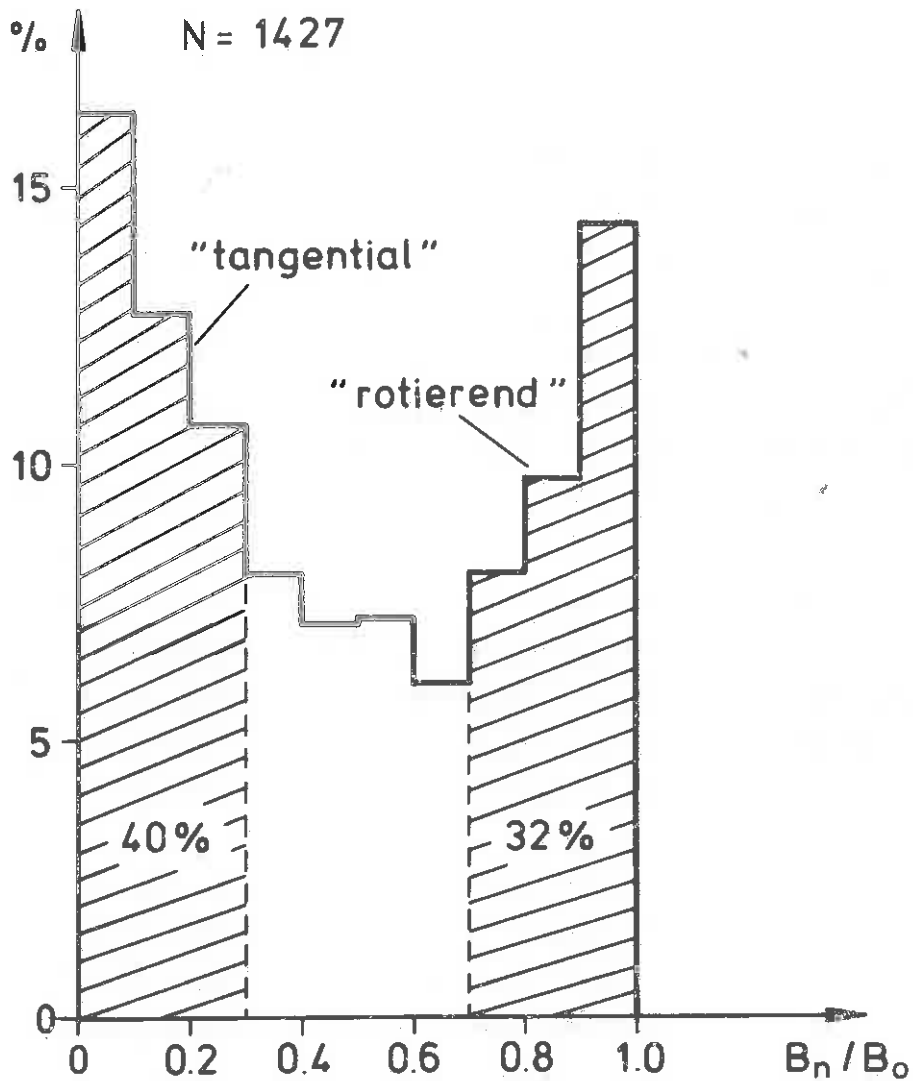


Abb. 26: Verteilung des Parameters $B_n/B_0 \geq 0$ aus der Minimum-Varianzanalyse für 1427 Diskontinuitäten.

Die MVA-Ergebnisse [Barnstorf, 1980] zusammen mit der obigen Beziehung für RD's zeigen zunächst, daß für alle DD's das Verhältnis der TD-Häufigkeit zur RD-Häufigkeit etwa zwei beträgt. Betrachtet man die Abstandsabhängigkeit, so ergibt sich eine leichte Zunahme von RD's zur Sonne hin. In Sonnenwindstromstrukturen sind RD's relativ häufig in Gebieten hoher Geschwindigkeit. Wir müssen aber darauf hinweisen, daß die benutzten

Kriterien immer noch die RD's etwas benachteiligen. Die Normalenrichtungen \underline{n} liegen bei den TD's etwas senkrecht zur mittleren Spiralrichtung, bei den RD's parallel dazu.

Auf graphischen Darstellungen des Magnetfeldes über mehrere Stunden bis herunter zu einer Stunde erscheinen die DD's praktisch diskontinuierlich. Die hohe Zeitauflösung des Experiments E2 bei hohen Datenraten hauptsächlich im Telemetrie-FORMAT 1 erlaubt zusammen mit der Varianzanalyse bei bekannter Sonnenwindgeschwindigkeit die Bestimmung der Dicke einer "Diskontinuität". Theoretisch sind insbesondere TD-Strukturen behandelt worden [Lemaire and Burlaga, 1976]. Dabei ergibt sich, daß je nach der Art des Übergangs die Dicke der TD mindestens ein Ionengyroradius oder ein Elektronengyroradius betragen muß. Der letztere Fall erfordert sehr spezielle Anforderungen an den Übergang. Abbildung 27 zeigt nun die statistischen Ergebnisse für die Dickenhäufigkeit bei TD's und RD's. Die Ergebnisse sind sowohl in km als auch in Ionengyroradien angegeben. Es ist zum Beispiel interessant, daß sehr kleine Dicken nur in begrenztem Maße vorkommen. Die Dicke der TD's in Ionengyroradien ist praktisch konstant während die Dicke der RD's in Ionengyroradien nach außen hin merklich zunimmt.

Schließlich betrachten wir noch eine interessante Besonderheit der Rotationsdiskontinuitäten. Der Drehsinn oder die Polarisierung des rotierenden Magnetfeldvektors ist bei magnetohydrodynamischer Betrachtungsweise völlig beliebig d.h. Rechtsdrehung und Linksdrehung oder entsprechend dem Gyrationdrehsinn "ionische" oder "elektronische" Polarisierung sind völlig gleichwertig. Wenn die Dicke der RD's sich aber dem thermischen Ionengyroradius nähert, ist die MHD-Beschreibung nicht mehr anwendbar und ebenso wie bei Wellen in der R-Mode und L-Mode ist zu erwarten, daß kleine Dicken vorzugsweise bei elektronisch polarisierten RD's auftreten. Die Häufigkeitsverteilung in Abbildung 28 bestätigt diese Erwartung.

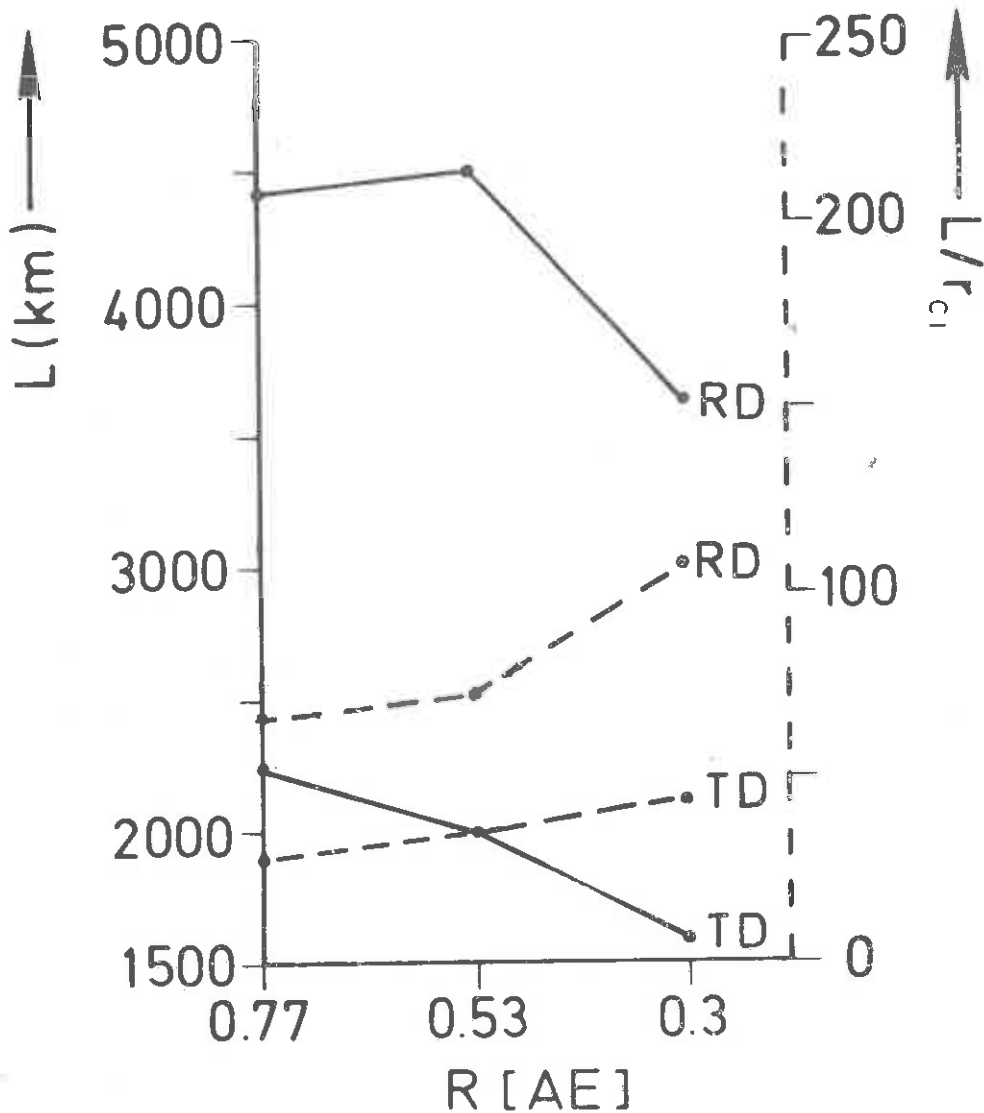


Abb. 27: Mittlere Dicke von Rotationsdiskontinuitäten und Tangentialdiskontinuitäten für die Abstandsintervalle 0.3 - 0.53 AE, 0.53 - 0.77 AE und 0.77 - 1.0 AE.

Neben weiteren Untersuchungen mit Hilfe der Heliosdaten sind theoretische Studien notwendig, um die Evolution der RD's und TD's in ihren statistischen Eigenschaften von 0.3 AE bis 1.0 AE zu verstehen bzw. ihren Ursprung zu ergründen. Bei den Datenstudien ist die Frage der Variation mit dem Sonnenzyklus von Interesse. Des weiteren sind statistische Ergebnisse über die Änderungen der

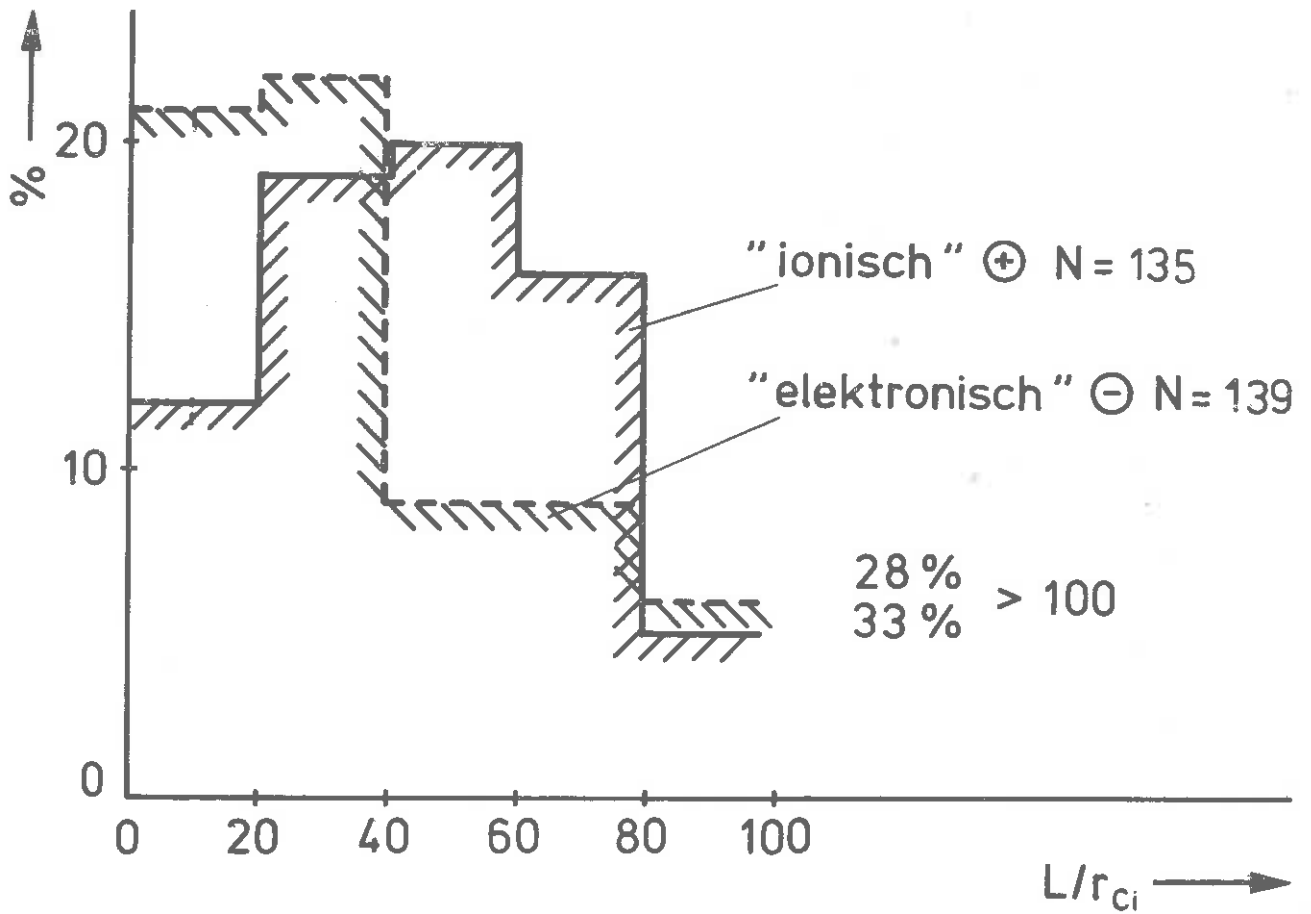


Abb. 28: Häufigkeitsverteilung von Rotationsdiskontinuitäten mit "ionischer" und "elektronischer" Polarisation.

bisher nicht behandelten Plasmaparameter durchzuführen sowie die Berücksichtigung der genaueren kinetischen Eigenschaften des Plasmas wie Anisotropie etc. um die TD- und RD-Unterscheidung weiter zu verbessern. Spezielle Untergruppen sind besonders bei den TD's wichtig z.B. TD's mit großen Geschwindigkeitsänderungen.

6.7 Feinstruktur von Diskontinuitäten

In Abschnitt 6.6 haben wir die wichtigste Klasse von DD's behandelt, ohne uns dabei für Einzelheiten des Übergangs zwischen den Zuständen beiderseits der "Diskontinuitäten" zu interessieren. Diese Übergänge sind aber aus verschiedenen Gründen wichtig. Erstens müssen wegen der sehr dünnen Übergänge relativ hohe Stromdichten erreicht werden, die als Ursache für Instabilitäten mit entsprechender Erzeugung von Wellen z.B. in der Whistler-Mode in Frage kommen. Mögliche Plasmavariationen sind durch das Plasmaexperiment E1 nicht auflösbar. Außer diesem plasmaphysikalischen Interesse können bei der Untersuchung der Übergänge Hinweise auf die Evolution von TD's und RD's gefunden werden. Hinweise auf den fundamentalen Prozess der Feldlinienverschmelzung sind ebenfalls von Bedeutung.

Die Magnetfeldübergänge lassen sich am besten als Hodographen darstellen. Dabei wird der Weg der Spitze des Magnetfeldvektors in der Ebene senkrecht zur Normalen \underline{n} dargestellt. \underline{n} kann ja mittels der MVA gewonnen werden. Ein Beispiel eines Hodographen einer TD zeigt die Abbildung 29. Die Komponente $B(3)$ in Normalenrichtung ist sehr klein. Der gezeigte Hodograph ist sehr regelmäßig. Viele DD's zeigen auch sehr komplizierte Hodographen.

Das Verhalten der vom Induktionsspulenmagnetometer E4 gemessenen hochfrequenten Magnetfeldfluktuationen in und um die Diskontinuitäten ist nun sehr aufschlußreich. Wir können grob zwei Verhaltensmuster unterscheiden [Neubauer et al., 1977a; Barnstorf, 1980; Neubauer and Barnstorf, 1981]. Die Wellenfelder erleiden bei einem Teil der DD's Sprünge. Dies läßt sich dadurch erklären, daß entweder die Diskontinuität eine Wellen reflektierende "Wand" darstellt oder daß zwischen beiden Seiten ein Unterschied in dem Gleichgewichtsniveau lokal erzeugter Wellen besteht. Abbildung 30 zeigt ein Beispiel für einen "Wellenleiter".

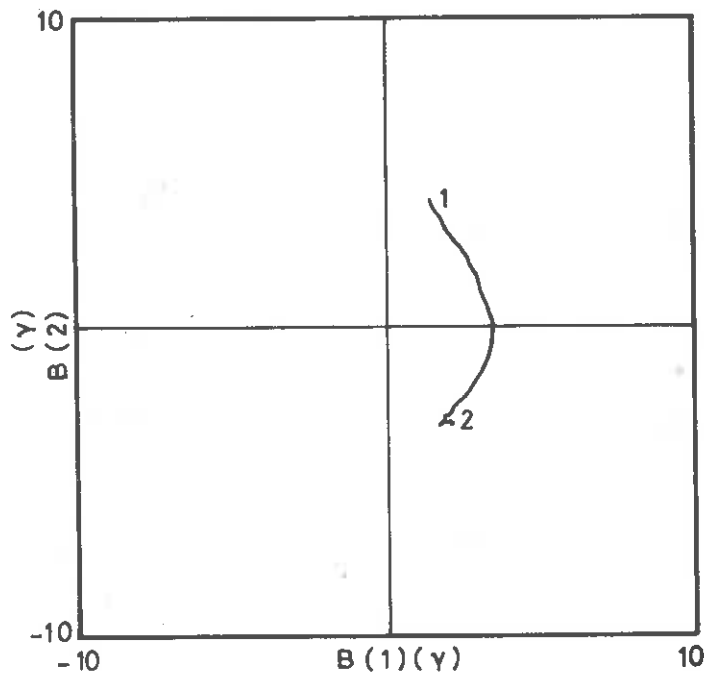


Abb. 29: Hodograph der Tangentialdiskontinuität vom
25. Dezember 1974 7h 19m 50s.

Ein anderer großer Teil der DD's zeigt im Übergang Maxima der Fluktuationen, was auf Entstehung in der Übergangsschicht der Diskontinuität schließen läßt. Wichtige Kandidaten für diese Quelle von Wellen sind stromgetriebene Instabilitäten. Die einfachsten Verhältnisse liegen dabei vor, wenn der Magnetfeldbetrag B konstant ist. Wir haben es dann mit feldlinienparallelen Strömen zu tun. Abbildung 31 zeigt für die in Abb. 29 gezeigte Tangentialdiskontinuität die Größe

$$M_{j_{\parallel}} = |\underline{v}_i - \underline{v}_e|/V_A,$$

wobei \underline{v}_i und \underline{v}_e die Geschwindigkeitsvektoren der Ionen und Elektronen sind und V_A die Alfvéngeschwindigkeit. Ebenso sind die Komponenten im MVA-Koordinatensystem dargestellt. Am Maximum von $M_{j_{\parallel}}$ beträgt die Relativgeschwindigkeit zwischen Protonen und Elektronen 80% der Alfvéngeschwindigkeit. Zur gleichen Zeit

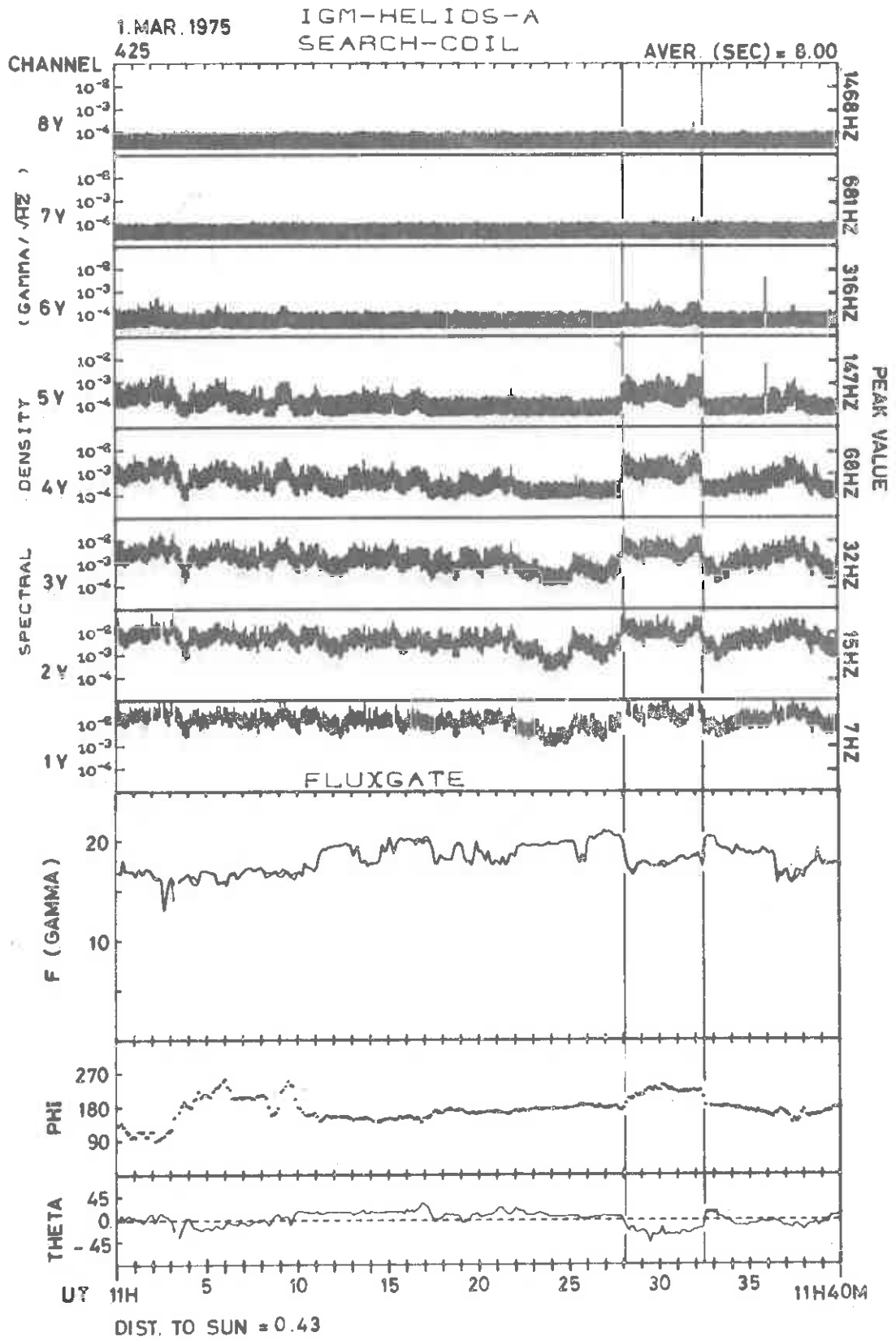


Abb. 30: Beispiel für zwei interplanetare Diskontinuitäten, die als Wellenleiter fungieren.

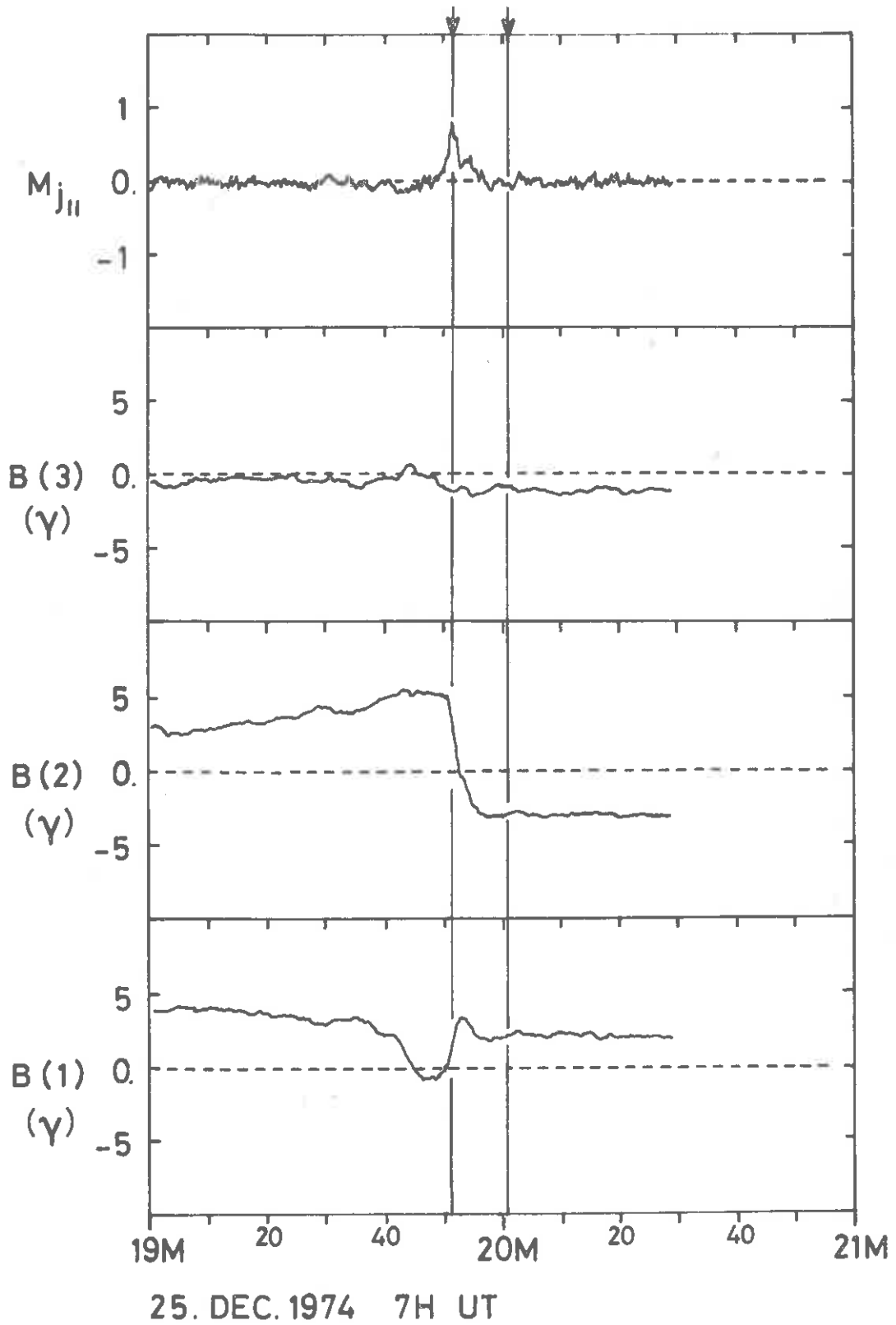


Abb. 31: Stromalfvénmachzahl $M_{j||}$ und Magnetfeldkomponenten im Hauptachsensystem der Minimum-Varianzanalyse für die TD in Abb. 29.

wie das Maximum von $M_{j\parallel}$ tritt ein Maximum der Wellenaktivität auf, wie Abbildung 32 zeigt. Dieses Ergebnis und ähnliche Ergebnisse in anderen Fällen bestätigen die Rolle stromgetriebener Instabilitäten. Überdies konnte auch gezeigt werden, daß die Dichte der freien kinetischen Energie in der Relativbewegung von Elektronen und Ionen statistisch gleich der Energiedichte der Magnetfeldfluktuationen ist [Barnstorf, 1980].

Die Spektraldichten \sqrt{P} der Maxima liegen zuweilen mehr als eine Größenordnung über den Spektraldichten der Umgebung. Untersucht man die Spektren etwas genauer, so ergeben sich meist monoton nach einem Potenzgesetz $\sqrt{P} \sim f^{-\alpha}$ abfallende Spektraldichten mit einem mittleren $\alpha = 1.75$. In vielen Fällen sind aber auch nicht monotone Spektren mit ausgeprägten Peaks zu beobachten.

Die weitaus meisten Spektren magnetischer Fluktuationen im interplanetaren Medium zeigen einen monotonen Abfall mit der Frequenz und in allen Kanälen des Induktionsspulenmagnetometerexperiments E4 praktisch gleichzeitige Variationen. Dieses etwas "amorphe" Bild der Spektren ist aber möglicherweise als Folge der zwar sehr guten aber immer noch unzureichender zeitlichen Auflösung der Spektraldaten irreführend. So zeigen die Speicher- auslesungen der Shock-mode (Abschnitt 4), die zum großen Teil die Übergänge von DD's mit relativ starken Variationen des Magnetfeldbetrags enthalten, oft schmalbandige relativ kurze Wellenzüge, die sich als Wellen in der Whistler-mode deuten lassen. In vielen solcher Fälle ist die Bestimmung der Richtung des \underline{k} -Vektors aus einer Kombination von Minimum-Varianz-Analyse, Beobachtungen der Polarisation und Zuhilfenahme der Plasmapdispersionsrelationen möglich.

Die Abbildungen 33 und 34 zeigen ein Beispiel eines solchen Wellenzuges im Gebiet sehr starker Magnetfeldbetragsgradienten einer Diskontinuität, die durch die starken Variationen in B und geringen Variationen in den Winkeln ϕ und θ ungewöhnlich ist

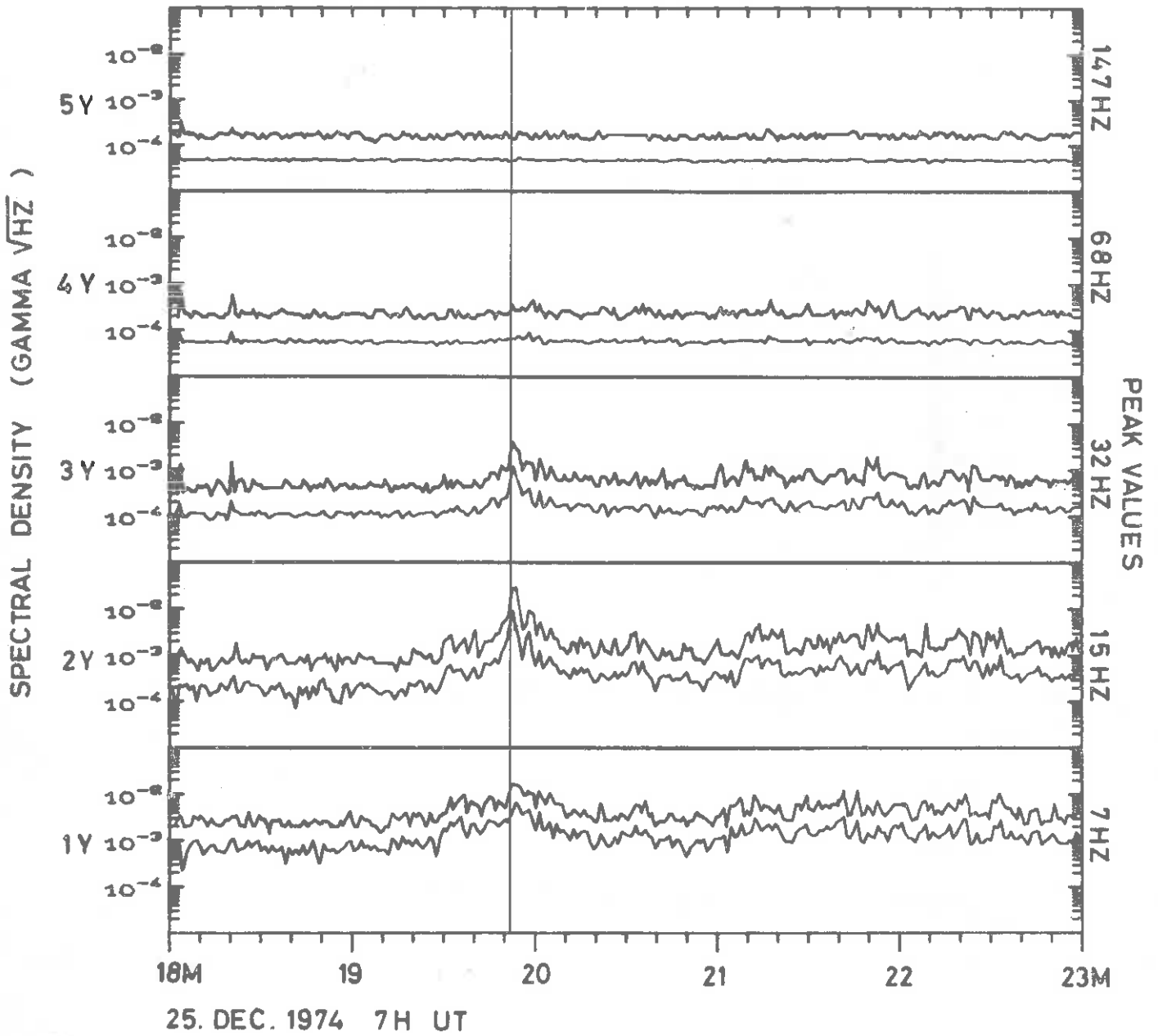


Abb. 32: Magnetische Fluktuationsspektren der TD von Abb. 29, 31.

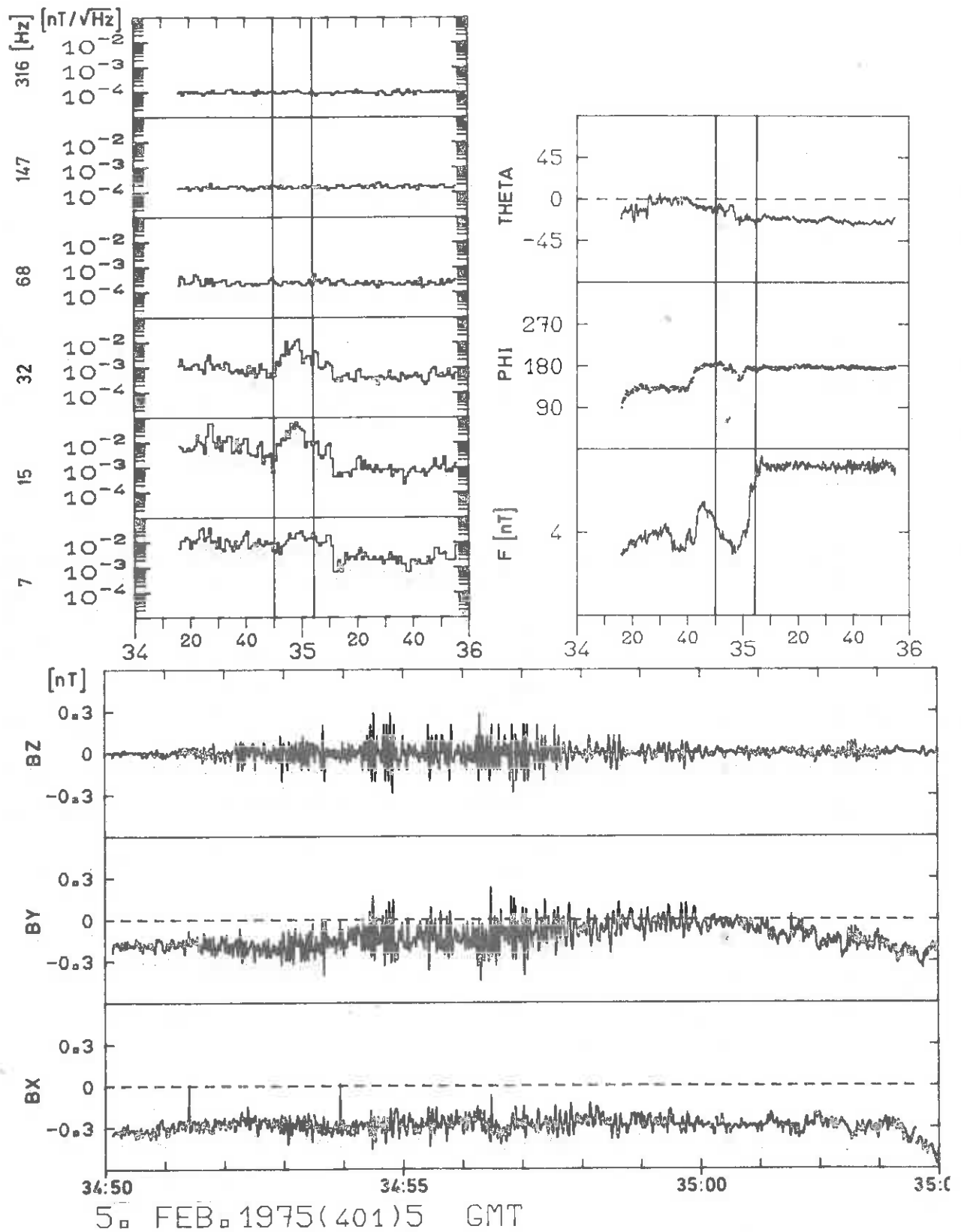
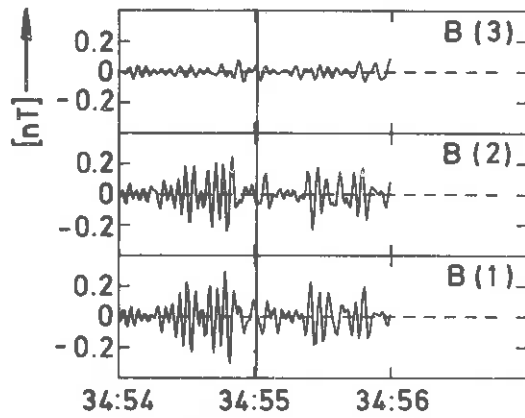


Abb. 33: Wellenbeobachtungen am Feldgradienten einer Diskontinuität im Betrag F (rechts oben). Spektraldaten für eine Minute (links oben) sowie Wellenformdaten für 10 Sekunden (unten) sind dargestellt.



401:04:34:54

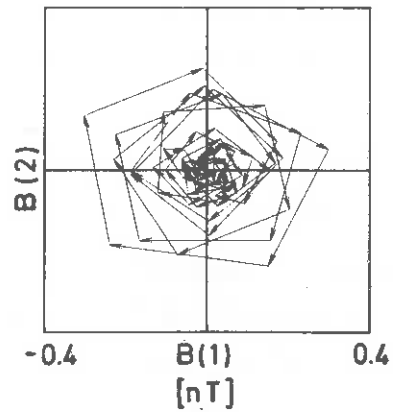
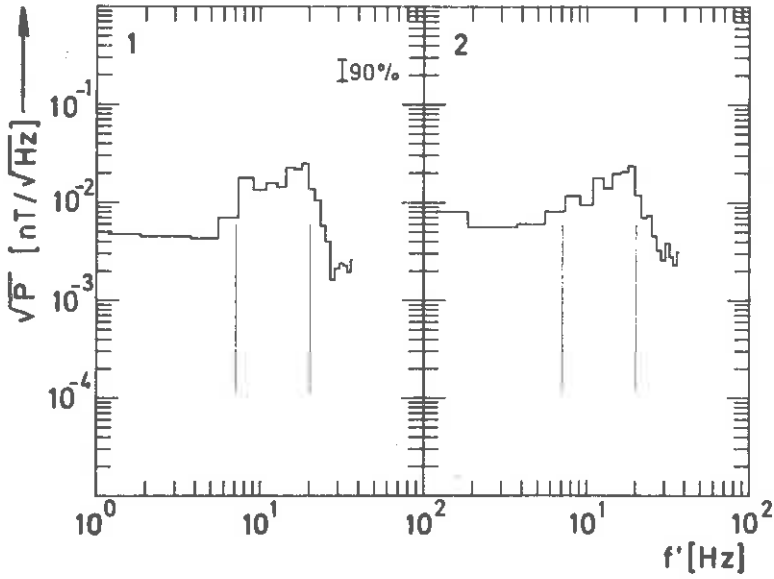
$f_z' = 19 \text{ Hz}$ $f_z = 7 \text{ Hz}$

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

$\alpha = 26^\circ$

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

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



401: 4 : 34: 54.000

Abb. 34: Analyse der Wellenbeobachtungen von Abb. 33.

[Barnstorf, 1980]. Abbildung 33 zeigt die Magnetfeldvariationen des Experiments E2, die Echtzeitspektraldichten von E4 sowie die Shock-mode-Daten von E4 im Wellenformkanal. Letztere umfassen ein Zeitintervall von nur 14 Sekunden. Abbildung 34 zeigt die Wellenformdaten im MVA-System, das Spektrum der Wellenformdaten sowie deren Hodographen. Letzterer deutet auf nahezu zirkuläre Polarisierung hin. Die Ergebnisse der physikalischen Auswertung des Wellenzuges sind ebenfalls dargestellt. Dabei wurde eine Zentralfrequenz im Heliosreferenzsystem von $f'_z = 19$ Hz gemessen. Diese Frequenz entstand durch Dopplerverschiebung der Frequenz im Plasmaruhsystem von 7 Hz. Die Welle breitete sich unter dem Winkel von 33° zum Magnetfeld aus. Dieses und andere Beispiele betonen wieder die Wichtigkeit von Wellenformdaten für die Analyse von Plasmawellen.

Trotz der Fülle der bereits erzielten Ergebnisse sind auch in diesem Gebiet weitere Untersuchungen nötig. Neben der Abhängigkeit vom Sonnenaktivitätszyklus sollten mögliche Abhängigkeiten vom Abstand von der Sonne untersucht werden. Gibt es eine Asymmetrie zwischen linkszirkular und rechtszirkular polarisierten dünnen RD's im Bezug auf die Wellenfelder?

6.8 Feinstruktur von Stoßwellen

Im Abschnitt 6.3 haben wir uns bereits mit den schnellen magnetoakustischen Stoßwellen beschäftigt, in deren Gefolge spektakuläre Störungen von oft mehr als einem Tag Länge im interplanetaren Medium auftraten. Dabei war also die großräumige Plasmaströmung von Interesse. Ein weiterer Aspekt der Stoßwellen ist aber von besonderer Bedeutung für die Plasmaphysik. Dies ist die Feinstruktur der Stoßwellen d.h. die physikalischen Vorgänge bei dem abrupten Übergang zwischen zwei verschiedenen Magnetoplasmazuständen. Während bei einer Stoßwelle stoßdominierten Gasströmungen dissipative Prozesse wie innere Reibung, Wärmeleitung und Diffusion, die alle durch Teilchenstöße bestimmt

sind, die Einzelheiten des Stoßwellenübergangs kontrollieren, müssen in einem Magnetoplasma mit sehr großen Stoßweglängen andere Prozesse eine Rolle spielen. Dies sind bei solchen stoßfreien Stoßwellen sogenannte kollektive Wechselwirkungen d.h. der Zweierstoß der klassischen Stoßwellentheorie wird durch geordnetere Wechselwirkungen wie durch Wellen aufgrund von Instabilitäten ersetzt.

Satellitenbeobachtungen solcher stoßfreien Stoßwellen haben den großen Vorteil, daß bei den vorkommenden Dimensionen die Meßsonden die Stoßwelle selbst nicht verfälschen, wie es leicht im Labor vorkommt. Im interplanetaren Plasma können solche Stoßwellenstudien anhand der Bugstoßwellen der Planeten gemacht werden oder bei den korotierenden oder durch Sonneneruptionen erzeugten interplanetaren Stoßwellen. Das Meßkoordinatensystem ist in beiden Fällen völlig verschieden. Auch sind die charakteristischen Parameter der Stoßwellen stark verschieden. Im allgemeinen Fall sind diese charakteristischen Größen einmal die Plasmeeigenschaften im Ruhesystem des ungestörten Mediums auf der Stoßwellenvorderseite, der Betrag des Magnetfeldes, der Winkel θ_1 des Magnetfeldes zur Ausbreitungsrichtung und die Ausbreitungsgeschwindigkeit in das ungestörte Medium auf der Vorderseite (Index 1). Etwas vereinfacht können wir N_1 die Anzahldichte, $T_{p,1}$ und $T_{e,1}$, die Temperaturen der Protonen und Elektronen, B_1 den Magnetfeldbetrag, den Winkel θ_1 und die Ausbreitungsgeschwindigkeit V_s zur Charakterisierung benutzen. In kompakterer Form können wir die dimensionslosen Größen $\beta_1 =$ Verhältnis von Plasmadruck zu Magnetfelddruck, T_{e1}/T_{p1} , θ_1 und die schnelle Machzahl $M_{f,1}$ benutzen, $M_{f,1} = 1$ für extrem schwache Stoßwellen. Für genauere Betrachtungen sind weitere Plasmagrößen wichtig.

Die Heliosmission gab nun die Möglichkeit, Stoßwellen zwischen 0.3 und 1.0 AE zu untersuchen über mindestens sechs Jahre. Die große Variationsbreite der Parameter T_{e1}/T_{p1} , β_1 etc. erlaubt die Untersuchung von Stoßwellen mittlerer Stärke. Dabei sind bei

Helios insbesondere Datenintervalle sehr hoher Datenraten von Interesse. Die Zeitauflösung ist besonders bei den Plasmadaten völlig unzureichend für Stoßwellenstudien. Dennoch ergaben die Spektraldaten für magnetische und elektrische Felder (E4 und E5) bedeutsame Ergebnisse. Obwohl die entsprechenden Untersuchungen erst am Anfang stehen, sollen hier einige Beispiele präsentiert werden.

Abbildung 35 zeigt die Magnetfeldvariationen der am 6. Januar 1975 um 20h 44m 6s beobachteten Stoßwelle [Neubauer et al., 1977a] zusammen mit den magnetischen Spektraldaten. Die Stoßwelle war nahezu senkrecht d.h. $\theta_1 \approx 90^\circ$. Alle Daten sind über 8 Sekunden gemittelt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Bezug auf Helios war 625 km/s. Es zeigt sich, daß der scharfe Übergang mit einem Anwachsen der Wellenamplituden um eine Größenordnung in \sqrt{P} bzw. zwei Größenordnungen in P verbunden ist. Besonders bei hohen Frequenzen zeigt sich ein scharfes Maximum in den Spektraldichten.

Abbildung 36 zeigt die hochaufgelösten Magnetfeldvariationen (E2) und Spektraldaten (E4) für die Stoßwelle vom 8. Januar 1975 0h 22m 09s [Neubauer et al., 1977b]. ξ ist der Abstand von der Stoßwelle in Alfvényroradien c/ω_{pi} . Abbildung 37 zeigt die Spektren zu drei verschiedenen Zeiten. Die Spektren zeigen den interessanten Anstieg der Spektraldichten von der Stoßwellenvorläuferregion, dem eigentlichen Übergang bis zum "Kielwasser" der Stoßwelle. Besonders in Betrag F zeigen sich eigentümliche kohärente Oszillationen, die auch im Einklang mit theoretischen Vorstellungen sind.

Schließlich zeigen die Abbildungen 38 und 39 einmal die Magnetfeldvariationen (E2) und die magnetischen Spektraldaten (E4) der Stoßwelle vom 30. März 1976 17h 44m [Gurnett et al., 1979]. Die Stoßwelle war ausgezeichnet durch ein sehr niedriges β_0 und sehr hohes T_{e1}/T_{p1} , was die Anregung von ionenakustischen Wellen begünstigt. Bemerkenswert ist der hohe

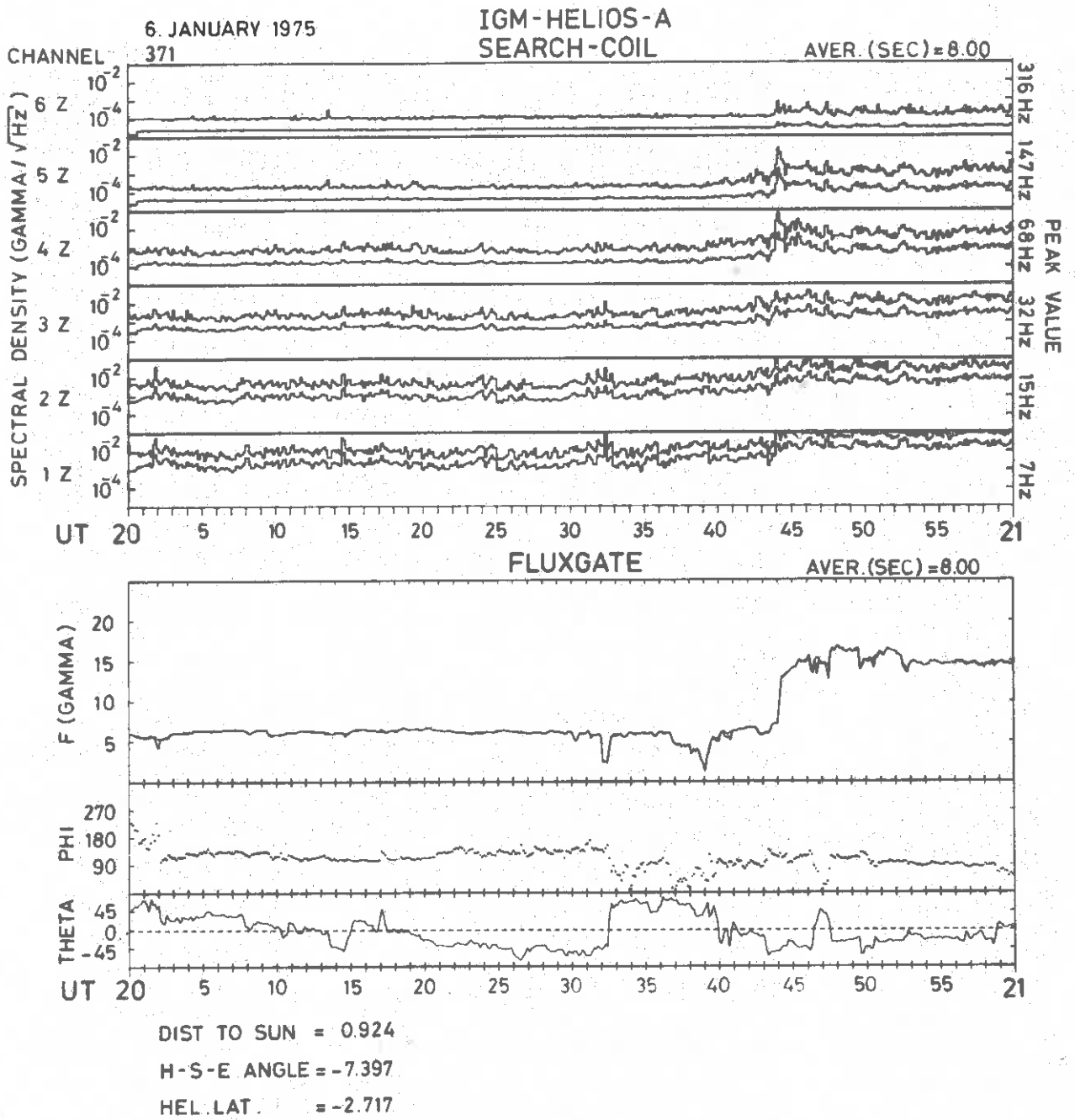


Abb. 35: Magnetfeldvariationen (E2) und magnetische Spektraldichten E4 für die Stoßwelle vom 6. Januar 1975 in 8-Sek.-Mittelwerten.

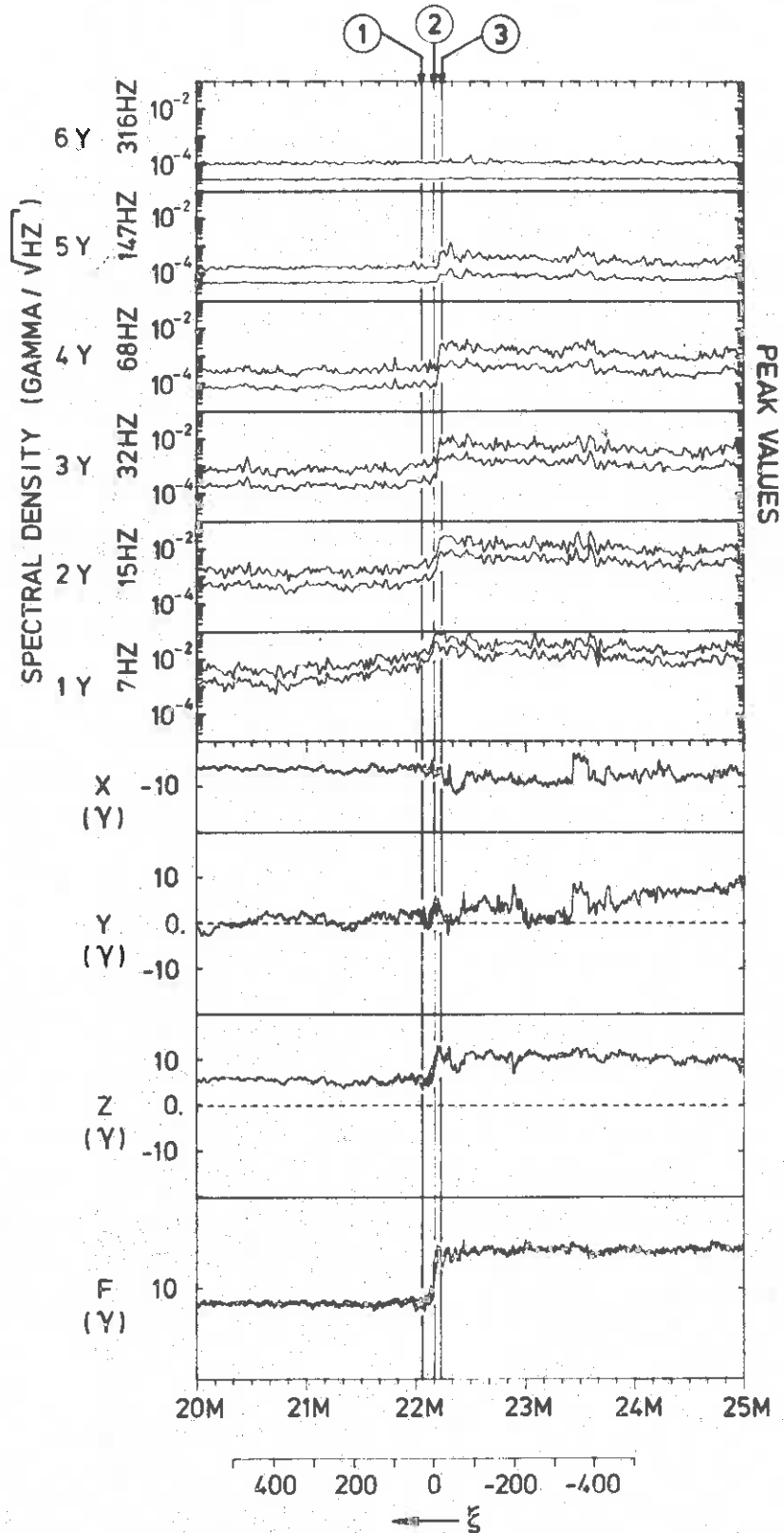


Abb. 36: Magnetfeldvariationen (E2) und Spektraldaten (E4) höchster Zeitauflösung für die Stoßwelle vom 8. Januar 1975 Oh 22m 9s.

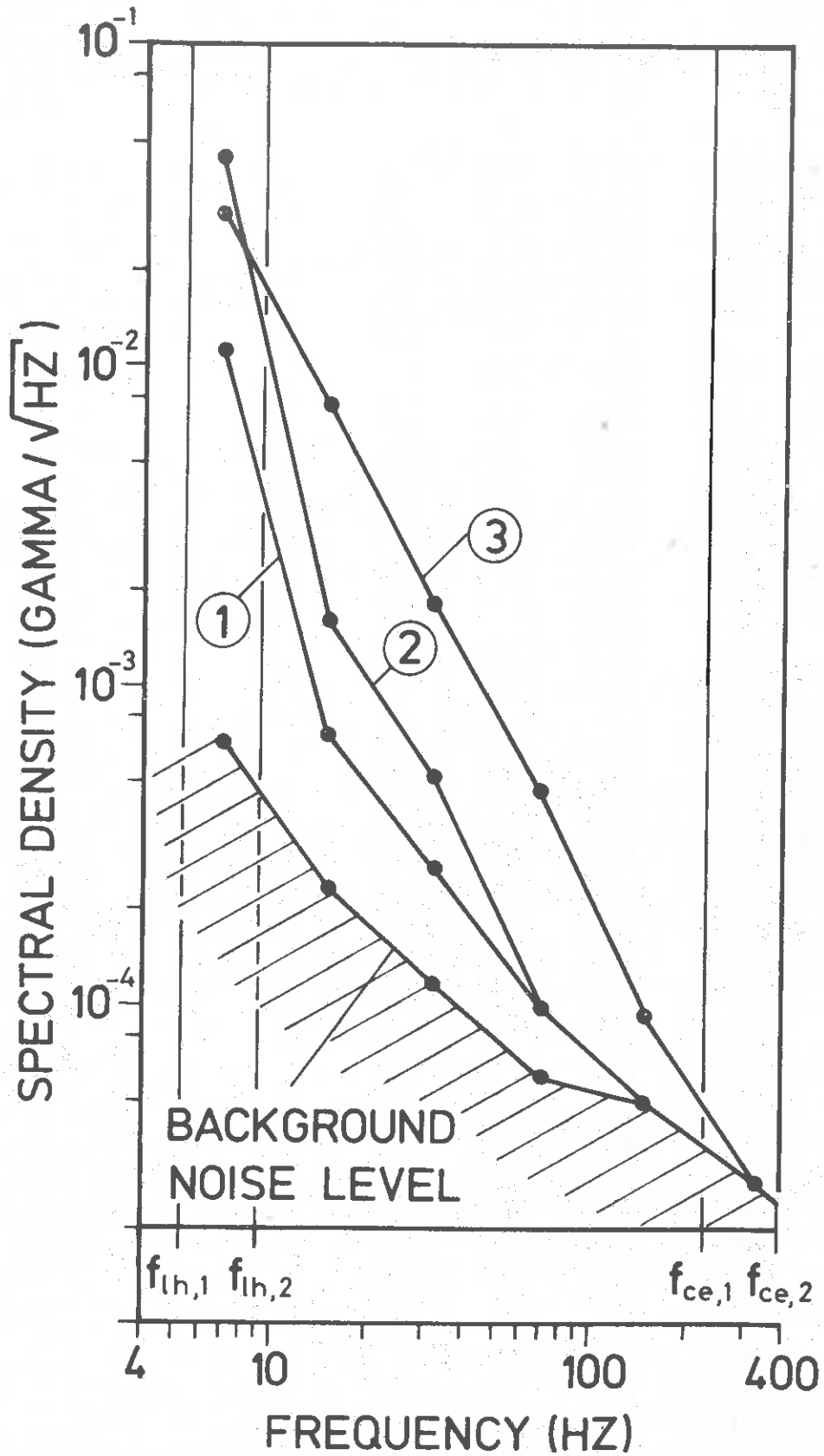


Abb. 37: Spektraldichten als Funktion der Frequenz für drei verschiedene Zeiten (siehe Abb. 36) für die Stoßwelle vom 8. Januar 1975. f_{1h} und f_{ce} sind nacheinander unter Hybridfrequenzen und Elektronenzyklotronfrequenzen.

30. MAR. 1976

IGM - HELIOS - 2

FLUXGATE
Aver. (sec) = 8.00

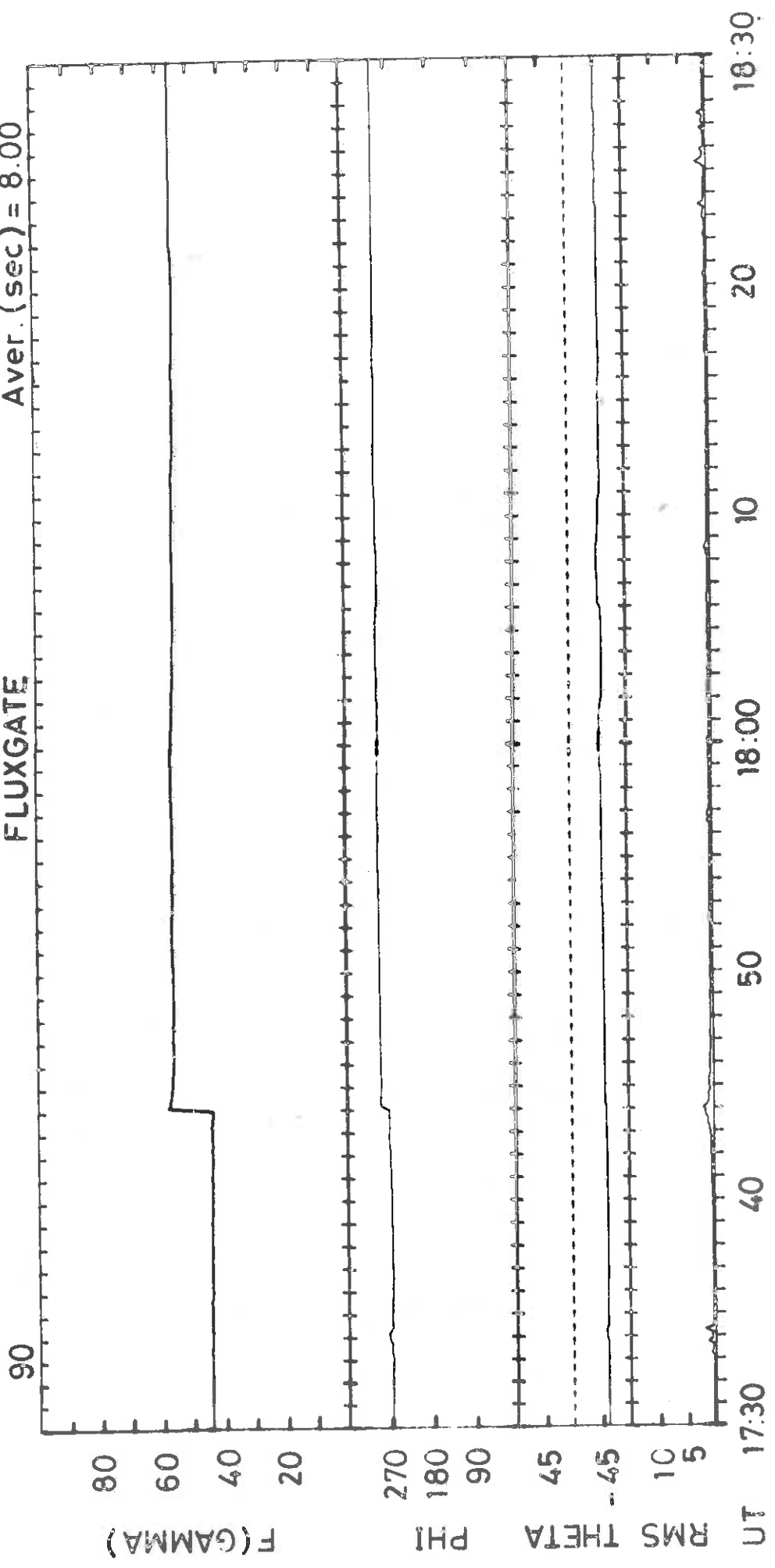


Abb. 38: Magnetfeldvariationen für die Stoßwelle vom 30. März 1976 17h 44m.

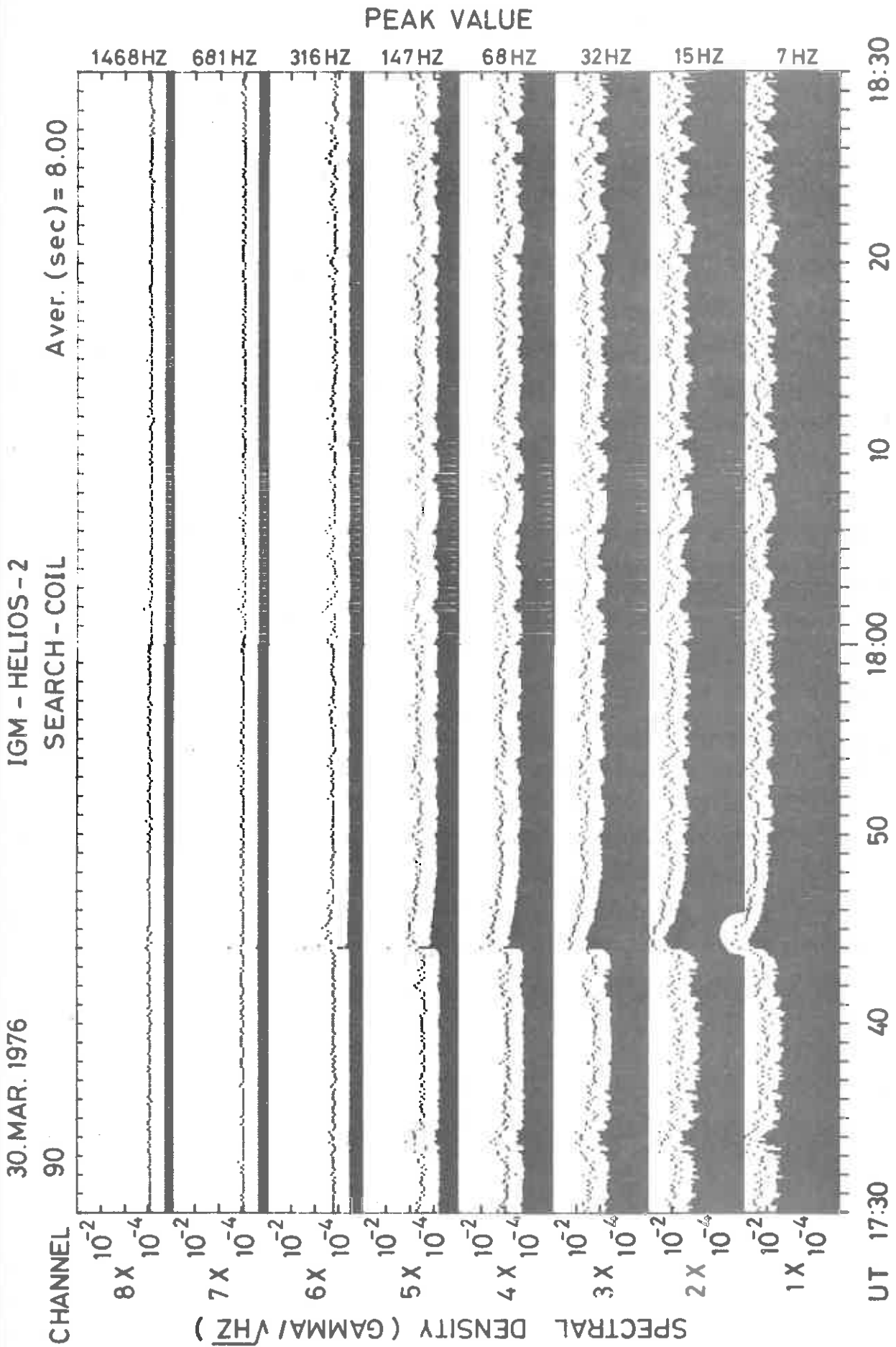


Abb. 39: Magnetische Fluktuationsspektren (E4) der Stoßwelle vom 30. März 1976
17h 44m.

Bruchteil von α -Teilchen im Plasma. Sogar im Kanal von 470 - 1000 Hz traten meßbar erhöhte magnetische Fluktuationen auf. Die Stoßwelle ist für genauere Untersuchungen besonders geeignet, da der Plasmazustand vor der Stoßwelle ausgesprochen ruhig war. Die Interpretation [Gurnett et al., 1979] ergab, daß Elektronenplasmawechselwirkungen, elektrostatische ionenakustische Turbulenz (oder "Buneman-mode" Turbulenz) und Whistler-Mode-Turbulenz auftrat.

Für eine große Anzahl von Stoßwellen wurde eine Datei angelegt, deren Auswertung genauere Einzeluntersuchungen, sowie umfangreiche Vergleichsstudien gestatten wird.

7. Zusammenfassung und Schluß

Nachdem die Methodik der Heliosdatenverarbeitung und die dabei aufgetretenen Probleme und die Vielzahl wissenschaftlicher Ergebnisse detailliert erläutert worden sind, sollen hier einige der Erfahrungen allgemein zusammengefaßt werden:

1. Die Datenverarbeitung der Experimente des Instituts für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig an Bord von Helios 1 und Helios 2 konnte in ihrem technischen Ablauf beim Induktionsspulenexperiment E4 in etwa einem Jahr beim Förstersondenexperiment E2 etwa innerhalb von drei Jahren für alle Konfigurationen des Raumfahrzeugtelemetriesystems zum Laufen gebracht werden. Die Verzögerung bei E2 war begründet durch die unerwarteten Probleme bei der Thermalkontrolle des Experiments, die nicht vom Experimentator zu verantworten sind. Dies führte bei E2 auch zu einem ungünstigen Verhältnis der Zeit für die Routineverarbeitung zur Zeit für die eigentliche Messung der Daten. Abgesehen vom Problem der Thermalkontrolle bei E2 stellten sich die Heliossonden als ausgezeichnete Experimentträger heraus.

2. Die Daten beider Experimente E2 und E4 haben bisher eine große Zahl unerwarteter wichtiger Ergebnisse zur Physik des interplanetaren Magnetfeldes gebracht. Dies drückt sich in einer Anzahl von Veröffentlichungen aus, die im Literaturverzeichnis enthalten sind. Außerdem haben die Daten beider Experimente in Studien anderer Experimentgruppen eine Rolle gespielt, die hier nur teilweise aufgeführt sind. In der Tat ist das ganze Gebiet der Physik des interplanetaren Mediums auf internationaler Ebene in den letzten Jahren von den Ergebnissen der Helioexperimente stark geprägt worden.
3. Die Datenauswertung zeigte, daß bei geeigneter Planung durch die Institutsleitung auch Projekte dieser Größenordnung an einem Universitätsinstitut durchgezogen werden können. Dies gilt trotz der Probleme durch ständig wechselnde äußere Randbedingungen, starke Fluktuation der Mitarbeiter usw.
4. Bei Satellitenexperimenten mit großen Datenmengen ist die Verfügbarkeit spezieller Rechenanlagen für die Verarbeitung unerlässlich. Aufgaben dieses Umfangs sind von einem Universitätsrechenzentrum normalerweise nicht zu bewältigen.
5. Bei der wissenschaftlichen Auswertung ist eine geeignete Zusammensetzung des Auswerteteams wichtig. Im Falle der Helioexperimente E2 und E4 erwies sich ein Verhältnis von Wissenschaftlern zu Programmieren von etwa 3:2 als nahezu optimal.

Zum Schluß soll noch betont werden, daß die Heliossonden durch ihre unerwartet lange Lebensdauer nach Durchführung ihres ursprünglichen Missionsziels mit dem Erreichen des Maximums der Sonnenaktivität eine neue Mission eröffnet haben, ohne ein neues Raumfahrzeug starten zu müssen. Da die noch "lebende" Heliossonde 1 auch im Hinblick auf für absehbare Zeit nicht zu erwartende etwaige Nachfolgemissionen einzigartige Möglichkeiten bietet, sollte eine volle Ausnutzung dieser Möglichkeiten

einschließlich der wissenschaftlichen Datenauswertung selbstverständlich sein.

8. Danksagungen

Es sei hier allen denen gedankt, die zum Erfolg der Heliosdatenverarbeitung der Experimente E2 und E4 beigetragen haben. Zunächst sind dies am Institut für Geophysik der Institutsdirektor Prof. Dr. W. Kertz sowie die mathematisch-technischen Assistenten und technischen Mitarbeiter Baumert, Brasch, Kaller, Stoll, Thürey, Walter und Wysocki sowie die inzwischen ausgeschiedenen Wissenschaftler des Heliosauswerteteams Dipl.-Phys. Lange und Dr. Lammers.

Unsere eigenen Beiträge zur Datenverarbeitung der Experimente E2 und E4 wären nicht möglich gewesen ohne die langjährige, qualifizierte Arbeit der Mitglieder des Helios-Teams am GSOC in Oberpfaffenhofen und Weilheim sowie der Mitarbeiter des DSN der NASA.

Für die fruchtbare Zusammenarbeit mit dem Plasmateam (E1) und dem Plasmawellenteam (E5) sagen wir unseren besonderen Dank den Herrn Dr. Rosenbauer, Dr. Schwenn, Dr. Marsch, Dr. Mühlhäuser und Dr. Pilipp sowie Prof. Gurnett und Dr. Anderson.

Schließlich gilt unser Dank dem Bundesministerium für Forschung und Technologie sowie dem BPT der DFVLR für die Finanzierung und deren Durchführung.

9. Literaturverzeichnis

In der folgenden Literaturliste sind die von Mitgliedern des E2-E4-Auswerteteams geschriebenen Veröffentlichungen markiert.

Abraham-Shrauner, B. and S.H. Yun, Interplanetary shocks seen by Ames plasma probes on Pioneer 6 and 7, J. Geophys. Res., 81, 2097-2102, 1976.

Adams, J., and G.W. Pneuman, A new technique for the determination of coronal magnetic fields: A fixed mesh solution to Laplace's equation using line-of-sight boundary conditions, Solar Physics, 46, 185-203, 1976.

Altschuler, M.D., R.H. Levine, M. Stix and J. Harvey, High resolution mapping of the magnetic field of the solar corona, Solar Physics, 51, 345-375, 1977.

/ Barnstorf, H., Stromschichten im interplanetaren Plasma, Doktordissertation, Institut für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig, Juli 1980.

/ Behannon, K.W., and F.M. Neubauer, Investigation of sector boundary fine structure between 0.3 and 1.0 AU, Proc. of the 4th solar wind conference, Burghausen, F.R.G. im Druck in Lecture Notes in Physics, Springer, 1981.

/ Behannon, K.W., F.M. Neubauer and H. Barnstorf, Fine-scale characteristics of interplanetary sector boundaries, J. Geophys. Res., 86, 3273-3287, 1981.

/ Beinroth, H.J., and F.M. Neubauer, Properties of whistler-mode waves between 0.3 AU and 1.0 AU from Helios observations, angenommen von J. Geophys. Res., 1981.

Belcher, J. and Davis Jr., Large-amplitude Alfvén waves in the interplanetary Medium, 2, J. Geophys. Res., 76, 3534-3563, 1971.

Burlaga, L.F., Interplanetary stream interfaces, J. Geophys. Res., 79, 3717-3725, 1974.

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, November 22 to December 6, 1977: Helios, Voyager and Imp observations between 0.6 and 1.6 AU, J. Geophys. Res., 85, 2227-2242, 1980.

Dehmel, G., F.M. Neubauer, D. Lukoschus, J. Wawretzko, E. Lammers, Das Induktionsspulen-Magnetometer-Experiment (E4), Raumfahrtforschung, 19, Heft 5, 241-243, 1975.

/ Denskat, K.U., and F.M. Neubauer, Statistical properties of low-frequency magnetic field fluctuations in the solar wind from 0,29 to 1.0 AU during solar minimum conditions: Helios-1 and Helios-2, submitted to J. Geophys. Res., 1980.

/ Denskat, K.U., F.M. Neubauer, and R. Schwenn, Properties of "Alfvenic" fluctuations near the sun: Helios-1 and Helios-2, Proc. of the 4th Solar Wind Conference, Burghausen, F.R.G., im Druck in Lecture Notes in Physics, Springer, 1981a.

/ Denskat, K.U., H.J. Beinroth, and F.M. Neubauer, Interplanetary magnetic field power spectra with frequencies from 2.4×10^{-5} Hz to 470 Hz from Helios-observations during solar minimum conditions, in Vorbereitung, 1981b.

Gliem, F., G. Dehmel, G. Musmann, C. Türke, U. Krupstedt, R.P. Kugel, Die Bordrechner der HELIOS-Magnetometer-Experimente E2 und E4, Raumfahrtforschung, 20, Heft 1, 16-19, 1976.

- Gurnett, D.A., F.M. Neubauer and R. Schwenn, Plasma wave turbulence associated with an interplanetary shock, J. Geophys. Res., 84, 541-552, 1979.
- Hedgecock, P.C., A correlation technique for magnetometer zero level determination, Space Sci. Instr., 1, 83-90, 1975.
- Hirshberg, J., The transport of flare plasma from the sun to the earth, Planet. Space Sci., 16, 309-319, 1968.
- Hirshberg, J., A. Alksne, D.S. Colburn, S.J. Bame and A.J. Hundhausen, Observation of a solar flare induced interplanetary shock and Helium enriched driver gas, J. Geophys. Res., 75, 1-15, 1970.
- Hundhausen, A.J. and R.A. Gentry, Numerical simulation of flare-generated disturbances in the solar wind, J. Geophys. Res., 74, 2908-2918, 1969.
- Lemaire, J., and L.F. Burlaga, Diamagnetic boundary layers: A kinetic theory, Astrophys. Space Sci., 45, 303, 1976.
- Lepping, R.P. and R.D. Argentiero, Single spacecraft method of estimating shock normals, J. Geophys. Res., 76, 4349-4359, 1971.
- 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 show solar wind at 0.3 AU, submitted to J. Geophys. Res., 1981c.
- Musmann, G., F.M. Neubauer, A. Maier, E. Lammers, Das Förster-sonden-Magnetfeldexperiment (E2), Raumfahrtforschung, 19, Heft 5, 232-236, 1975.

- / Musmann, G., F.M. Neubauer, and E. Lammers, Radial variation of the interplanetary magnetic field between 0.3 AU and 1.0 AU, J. Geophys., 42, 591-598, 1977.
- / Musmann, G., F.M. Neubauer, F.O. Gliem and R.P. Kugel, Shock-identification-computer on-board of the spacecrafts Helios-1 and Helios-2, IEEE Trans. on Geosci. Electron., 92-95, 1979.
- / Neubauer, F.M., Das Förstersonden- und das Induktionsspulenexperiment der Sonnensonde HELIOS, Teil 1: Forderungen an die Experimente aus der Sicht der wissenschaftlichen Forschung, Institut für Geophysik und Meteorologie, TU Braunschweig, GAMMA 8, 1969.
- / Neubauer, F.M., H.J. Beinroth, H. Barnstorf, and G. Dehmel, Initial results from the Helios-1 searchcoil-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., Recent results on the sector structure of the interplanetary magnetic field, Pleins feux sur la physique solaire, Proc. of the 2nd European Solar Physics, Toulouse, 8-10 March, 1978.
- / Neubauer, F.M., and H. Barnstorf, Recent observational and theoretical results on discontinuities in the solar wind, Proc. of the 4th solar wind conference, Burghausen, F.R.G., im Druck in Lecture Notes in Physics, Springer 1981.
- / Riesebieter, Wolfgang, Dreidimensionale Modellrechnungen zum solaren Wind, Doktordissertation, Institut für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig, Februar 1977.

- / Riesebieter, W. and F.M. Neubauer, A comparison of 3D-solar wind predictions with observations, Pleins feux sur la physique solaire, Proc. of the 2nd European Solar Physics Conference, Toulouse, 8-10 March 1978.
- / Riesebieter, W. and F.M. Neubauer, Direct solution of Laplace's equation for coronal magnetic fields using line-of-sight boundary conditions, Solar Physics, 63, 127-133, 1979.
- Rosenberg, R.L., and C.R. Winge, The latitude dependencies of the solar wind, in "Solar Wind Three", C.T. Russell, editor, 1974.
- Smith, E.J., B.T. Tsurutani, and R.L. Rosenberg, Observations of the interplanetary sector structure up to heliographic latitudes of 16° : Pioneer 11, J. Geophys. Res., 83, 717-724, 1978.
- Sonnerup, B.U.Ö, and L.J. Cahill, Jr., Magnetopause structure and attitude from Explorer 12 observations, J. Geophys. Res., 72, 171-183, 1967.
- Svalgaard, L., J.M. Wilcox and T.L. Duvall, A model combining the polar and the sector structured solar magnetic fields, Solar Phys. 37, 157-172. 1974.