

Suprathermische Elektronen im Sonnenwind
als Indikatoren außergewöhnlicher
Magnetfeldstrukturen der inneren Heliosphäre

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Kevin Ivory
aus Santa Barbara/USA

Göttingen 1998

Diese Dissertation ist als elektronische Publikation im Internet auf dem Dokumentenserver der [Niedersächsischen Staats- und Universitätsbibliothek \(SUB\) Göttingen](http://webdoc.sub.gwdg.de/diss/1999/ivory/inhalt.htm) unter der URL <http://webdoc.sub.gwdg.de/diss/1999/ivory/inhalt.htm> verfügbar.

D7

Referent: Prof. Dr. Manfred Siebert

Korreferent: Prof. Dr. Rainer Schwenn

Tag der mündlichen Prüfungen: 26. Januar 1999

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Sonnenwind	8
2.1	Forschungsgeschichtlicher Überblick	8
2.2	Grundlagen	9
2.2.1	Sonnenwindtypen	10
2.2.2	Plasmaparameter	11
2.2.3	Gyration	12
2.3	Interplanetares Magnetfeld	13
2.4	Interplanetare Stoßwellen	15
2.4.1	Korotierende Stoßwellen	15
2.4.2	Transiente Stoßwellen	15
2.5	Elektronen im Sonnenwind	16
2.5.1	Exosphärische Theorie	18
2.5.2	Elektronen im schnellen Sonnenwind	18
3	Helios-Mission	22
3.1	Helios	22
3.2	Plasmaexperiment E1	23
3.3	Ioneninstrumente I1a, I1b und I3	24
3.4	Elektroneninstrument I2	24
3.5	Förstersonden-Magnetfeldexperiment E2	28
3.6	Daten und Datenkorrekturen	29
3.6.1	Telemetriekorrektur	29
3.6.2	Totzeitkorrektur	30
3.6.3	Raumsondenpotential	31
3.6.4	Geometriefaktor	32
4	Solare Massenauswürfe	33
4.1	Eruptive Protuberanzen	36

5	Interplanetare Plasmawolken	39
5.1	Magnetische Wolken	41
5.2	Untersuchungsmethoden	44
5.2.1	Minimum-Varianz-Methode	44
5.2.2	Hodogramm-Darstellung	46
5.2.3	φ - ϑ -Darstellung	46
5.3	Bidirektionale Elektronen	48
6	Wolkenuntersuchungen	53
6.1	Datenauswahl	53
6.2	Interplanetare Stoßwellen und magnetische Wolken	54
6.3	Magnetische Wolken und bidirektionale Elektronen	56
6.4	Orientierung magnetischer Flußröhren	58
6.5	Magnetische Wolken mit offenen Feldlinien	59
	Magnetisches Rekonnexionsmodell	59
6.6	Bidirektionale Elektronenflüsse ohne Plasmawolken	62
	Subalfvénischer Wind	62
7	Heliosphärische Stromschichten	71
7.1	Mehrfachstromschichten	73
8	Zusammenfassung und Ausblick	77
A	Synoptische Plasmadarstellungen	79
B	Koordinatensysteme	88
C	Maßsysteme, Konstanten, Symbole und Abkürzungen	91
C.1	Maßsysteme	91
C.2	Konstanten	92
C.3	Symbole	92
C.4	Abkürzungen	94
D	Thermische Geschwindigkeitsverteilungen	95
	Literaturverzeichnis	97
	Danksagung	105
	Lebenslauf	107

Kapitel 1

Einleitung

Das Phänomen des Sonnenwindes zählt zu den bemerkenswertesten Erscheinungen des interplanetaren Raums, jenes Bereiches, der unser Sonnensystem umfaßt (*Heliosphäre*). Der Sonnenwind wird durch die enorm hohen Temperaturen der vollständig ionisierten Sonnenatmosphäre (*Korona*) in der Größenordnung von Millionen Kelvin und den Gradienten zum interstellaren Medium außerhalb der Heliosphäre mit 10 000 K verursacht. Selbst die riesige Gravitationskraft der Sonne reicht nicht aus, um die Korona zu binden. Sie dampft ständig ab, so daß sich der Energietransfer von der Sonne nicht nur über elektromagnetische Strahlung, sondern auch über die Emission eines hochleitfähigen Plasmas vollzieht, wobei der Energiefluß des Sonnenwindes um sechs Größenordnungen geringer ist als der Energiefluß der Strahlung. Dieser Vorgang wird treffend als *Sonnenwind* bezeichnet, der mit Geschwindigkeiten von einigen hundert Kilometern pro Sekunde in den interplanetaren Raum expandiert. Wegen der hohen Leitfähigkeit ist das Magnetfeld im Plasma eingefroren und wird vom expandierenden Sonnenwind nach außen transportiert. Das interplanetare Magnetfeld hat bei 1 AU typischerweise Werte von 5 nT.

Erste Indizien für die Existenz des Sonnenwindes gab es bereits in der zweiten Hälfte des letzten Jahrhunderts durch den festgestellten Zusammenhang von Flares auf der Sonne und den einige Tage später beobachteten erdmagnetischen Stürmen (CARRINGTON, 1860). In den fünfziger Jahren dieses Jahrhunderts wurde die Existenz des Sonnenwindes aufgrund von Kometenschweifbeobachtungen (BIERMANN, 1951) und theoretischen Überlegungen (PARKER, 1958) erstmals postuliert. Direkte Nachweise gelangen mit Hilfe der sowjetischen Sonde Lunik 1 und der amerikanischen Venussonde Mariner 2 in den Jahren 1959 und 1962 (NEUGEBAUER und SNYDER, 1966).

Seitdem ist der Sonnenwind Gegenstand umfangreicher Forschungsprojekte gewesen. Dabei wurde vor allem durch Untersuchungen des interplanetaren Magnetfeldes sowie durch Teilchenmessungen der Versuch unternommen, die Struktur des Sonnenwindes näher zu bestimmen. Stützte man sich bei dieser Aufgabe zunächst vor allem auf Daten, die durch erdgebundene Raumsonden gewonnen worden waren, so wurde in den Jahren 1974 bis 1986 die Heliosmission als ein bis heute einzigartiges Projekt zur Erforschung der inneren Heliosphäre durchgeführt. Bei diesem Projekt umrundeten zwei Sonden zwischen Erdabstand und weniger als 0,3 AU (etwa $65 R_{\odot}$) die Sonne. Keine andere Sonde hat seitdem wieder diese Sonnennähe erreicht. 1991 wurde mit dem Ulysses-Projekt die Erforschung der dreidimensionalen Struktur des Sonnenwindes durch eine polare Bahn um die Sonne erweitert, aber der Periheldurchgang befindet sich mit 1,3 AU außerhalb der Erdbahn. Insofern bleiben die Daten der Heliosmission auch zwei Sonnenzyklen nach Missionsbeginn und einen Sonnenzyklus nach Missionsende weiterhin von herausragender Bedeutung.

Diese Daten wurden bereits in zahlreichen Veröffentlichungen zum Gegenstand unterschiedlicher Forschungsarbeiten zum Sonnenwind gemacht (Literatur bei **SCHWENN und MARSCH, 1990, 1991**). Eine umfangreiche Untersuchung der Struktur magnetischer Wolken im Sonnenwind lieferte **BOTHMER (1993)**. An diese Untersuchung knüpft die vorliegende Arbeit in starkem Maße an, indem sie sich mit der Frage auseinandersetzt, inwieweit Aussagen über magnetische Strukturen im Sonnenwind mit Hilfe der durch die Heliossonden gewonnenen Elektronendaten ermittelt werden können. Diese Fragestellung erscheint deshalb lohnenswert, da bisher nur vereinzelt Elektronendaten insbesondere auf ihre mikroskopischen Eigenschaften hin untersucht wurden. Gerade aber die Elektronen haben in der Untersuchung des Sonnenwindes eine besondere Relevanz, was eine der überraschenden Entdeckungen der Heliosmission, der „Elektronenstrahl“ (**ROSENBAUER et al., 1977**), zeigt: Im Gegensatz zu der erwarteten isotropen Verteilung der Elektronenflüsse weist in den meisten Elektronenspektren – insbesondere bei den suprathermischen Elektronen – ein einziger Richtungskanal drastisch höhere Elektronenflüsse als alle anderen auf. Weil diese suprathermischen Elektronen offenbar so ungestört den magnetischen Feldlinien nach außen folgen, markieren sie nicht nur das lokale magnetische Feld des Meßortes, sondern sind charakteristisch für großräumige magnetische Strukturen, in die die Feldlinie des Meßortes eingebettet ist.

Elektronenverteilungen hängen nicht von den lokalen Plasmaverhältnissen ab und sind somit eine gute Ergänzung zu den in situ-Messungen anderer Plasmaparameter. Die dynamischen Prozesse im Sonnenwind führen zu Strukturen und Diskontinuitäten auf allen Skalen. Gerade die Elektronen können viele dieser Prozesse anzeigen und erklären helfen.

Neben dem monodirektionalen Strahl finden sich im suprathermischen Energiebereich auch *bidirektionale* Verteilungen mit maximalen Elektronenflüssen in zwei entgegengesetzte Richtungen: parallel und antiparallel zum Magnetfeld. Diese bidirektionalen Verteilungen zeigen ungewöhnliche magnetische Strukturen wie etwa interplanetare Plasmawolken an. Solche Strukturen sollen mit Hilfe der Elektronendaten der Heliosmission in der vorliegenden Arbeit näher untersucht, klassifiziert und auf ihre Aussage hin geprüft werden. Dabei werden die interplanetaren Plasmawolken eine besondere Berücksichtigung finden, da zu ihrer Erklärung bereits Ansätze vorliegen und diese Ansätze mit Hilfe der Elektronendaten überprüft werden können.

Zunächst werden in Kapitel 2 die theoretischen Voraussetzungen zum Verständnis des Sonnenwindes erläutert, von denen aus die Untersuchungsschritte erfolgen sollen. Daran anschließend werden in Kapitel 3 die Heliosmission beschrieben sowie die Instrumente, die für die vorliegende Arbeit von Relevanz sein werden.

Kapitel 4 stellt die koronagraphischen Beobachtungen von solaren Massenauswürfen dar, die als Ursache von interplanetaren Plasmawolken nachgewiesen sind. Dabei wird sich zeigen, daß die bisherigen Erklärungsansätze einige Fragen offen lassen, deren mögliche Beantwortung im weiteren Verlauf der Arbeit im Auge behalten werden soll.

In Kapitel 5 werden die interplanetaren Kennzeichen von Plasmawolken beschrieben und Untersuchungsmethoden zu deren struktureller Bestimmung anhand von Heliosdaten vorgestellt. Eine dieser Untersuchungsmethoden ist die Betrachtung der charakteristischen Merkmale der

bidirektionalen Elektronen. Darüberhinaus werden mögliche Ursachen für das Vorhandensein bidirektionaler Elektronen diskutiert.

Kapitel 6 beschäftigt sich mit den wechselseitigen Beziehungen zwischen transienten interplanetaren Stoßwellen, magnetischen Wolken und Elektronen, die bereits als Strukturmomente des Sonnenwindes identifiziert wurden. Dabei wird zu überlegen sein, ob die Elektronendaten die bisherigen Erklärungsmodelle bestätigen oder Möglichkeiten für neue Modelle bieten.

Kapitel 7 untersucht als weiteres Strukturmoment des Sonnenwindes heliosphärische Stromschichten. Als besondere Fragestellung soll geprüft werden, ob Elektronen Aussagen über die Feinstruktur von Mehrfachstromschichten liefern können.

Kapitel 8 faßt schließlich die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen und gibt Anregungen für weitere Untersuchungen.

Kapitel 2

Sonnenwind

2.1 Forschungsgeschichtlicher Überblick

Die Existenz einer heißen, ausgedehnten Atmosphäre der Sonne ist durch Sonnenfinsternisbeobachtungen der Korona schon lange bekannt und hat spätestens im letzten Jahrhundert das wissenschaftliche Interesse geweckt. Eine der spektakulärsten Beobachtungen der Neuzeit fand am 1. September 1859 statt: Während Richard Carrington Sonnenfleckengruppen skizzierte, wurde er Zeuge eines der bisher intensivsten jemals beobachteten Flares auf der Sonne¹ (CARRINGTON, 1860). 18 Stunden später wurde einer der stärksten bis heute aufgezeichneten magnetischen Stürme registriert. Um in dieser Zeit von der Sonne zur Erde zu gelangen, muß die Störung über 2 300 km/s schnell gewesen sein. Daß Licht von der Sonne zur Erde etwa acht Minuten braucht, war bekannt, aber es gab keine Erklärung für einen physikalischen Prozeß mit dieser Ausbreitungsgeschwindigkeit, die selbst nach heutigen Kenntnissen über den Sonnenwind außergewöhnlich hoch ist.

Allein durch solche Beobachtungen konnten die Zusammenhänge nicht geklärt werden. Aus einer Abschätzung der Größe von Magnetfeldschwankungen an der Sonnenoberfläche berechnete Lord Kelvin (THOMSON, 1892), daß diese nicht die Ursache magnetischer Stürme sein könne, da die Auswirkungen des solaren Magnetfeldes nicht bis zur Erde reichen können. Mit der Entdeckung der Kathodenstrahlen vor etwa 100 Jahren wurden diese auch als verknüpfendes Medium der solar-terrestrischen Beziehungen vermutet. In dieser Zeit wurde in der Zeitschrift „The Electrician“ in Leserbriefen das Thema diskutiert, und man findet in einer Zuschrift von FITZGERALD (1900) den Satz: „There are many things which seem to show that comets’ tails, auroræ, the solar corona, and cathode rays are closely allied phenomena.“

Erst in den fünfziger Jahren dieses Jahrhunderts wurde aus der Form von Kometenschweif (BIERMANN, 1951), aus dem Zusammenhang von solarer und geomagnetischer Aktivität und aus theoretischen Gleichgewichtsmodellen der Sonnenatmosphäre (PARKER, 1958) auf die Existenz des Sonnenwindes geschlossen. Der erste direkte Nachweis des Sonnenwindes erfolgte durch in situ-Messungen der sowjetischen Raumsonde Lunik 1 in 1959 und die erste detaillierte Studie durch die Venussonde Mariner 2 in 1962 (NEUGEBAUER und SNYDER, 1966). Mit den beiden Sonden Helios 1 und Helios 2 folgte von 1974 bis 1986 die erste systematische Untersuchung des Sonnenwindes der inneren Heliosphäre.

¹Zur gleichen Zeit waren die Magnetfeldaufzeichnungen im Kew Observatorium (London) gestört. Heute weiß man, daß dieser Effekt durch eine Zunahme der Ströme in der Ionosphäre zustandekommt. Die starke UV- und Röntgenstrahlung des Flares erhöht durch verstärkte Ionisation die elektrische Leitfähigkeit der Ionosphäre und verursacht so die Zunahme der Ströme.

2.2 Grundlagen

Bilder von selten stattfindenden totalen Sonnenfinsternissen und Koronagraphenbilder zeigen eindrucksvoll die nach außen expandierende Atmosphäre der Korona. Selbst bei ruhiger Korona suggerieren sie geradezu das Abströmen von Materie aus der Sonnenatmosphäre (s. Abb. 2.1). Zwischen den bisher besten optischen Beobachtungen der Sonnenkorona und den sonnennächsten in situ-Messungen klafft immer noch eine Beobachtungslücke: Die LASCO-Koronagraphen der Raumsonde SOHO (*Solar and heliospheric observatory*, Start 1995) können die Korona erstmals bis $30 R_{\odot}$ hinaus beobachten, während die beiden Heliosonden von Erdbestand bis etwa $65 R_{\odot}$ an die Sonne herangekommen sind.

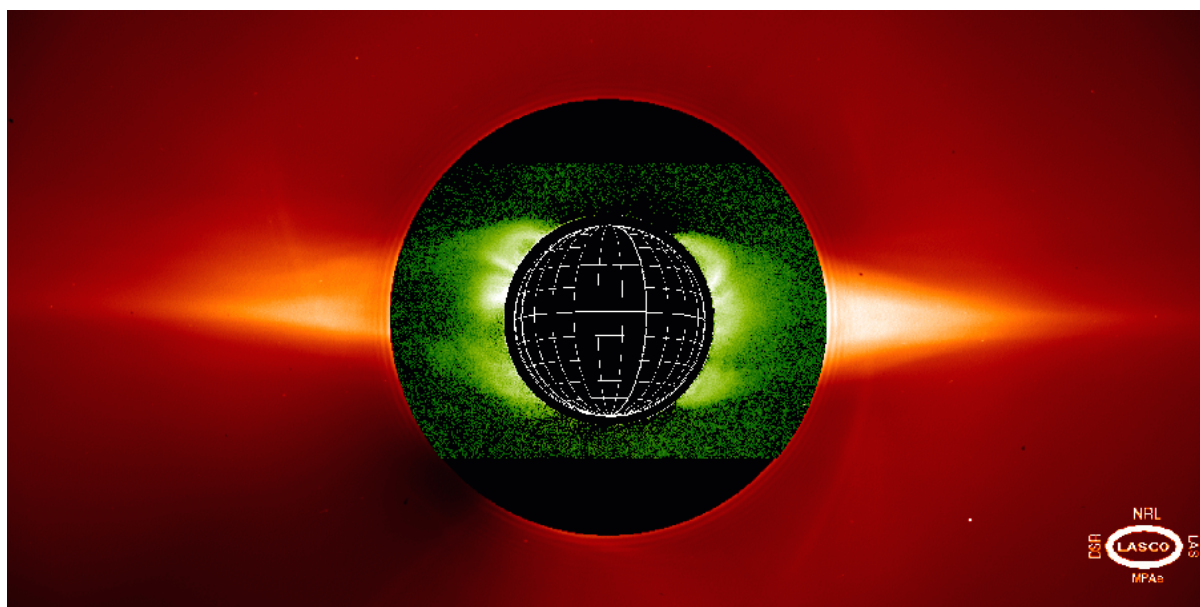


Abbildung 2.1: Bild der ruhigen Sonnenkorona im solaren Minimum. Beobachtungen der LASCO C1- und C2-Koronagraphen vom 1. Februar 1996 sind hier zusammengesetzt. Solche Beobachtungen suggerieren das ständige Abströmen von Materie von der Sonne. Die C1-Aufnahme der inneren Korona zeigt die Emission des 13-fach geladenen Eisenions Fe XIV bei 530,3 nm („grüne Linie“), die C2-Aufnahme vom gleichen Tag zeigt die in der Korona gestreute Kontinuumsstrahlung („Weißlicht“). Der Koronagraph C2 hat einen Blickwinkel von 2,2 bis $6 R_{\odot}$ (Bild: SOHO/LASCO Konsortium).

Die Heliosphäre wird bestimmt von den Bedingungen an den Grenzen von Sonnenkorona und interstellarem Raum. Die Grenze zum interstellarem Raum heißt *Heliopause* und wird bei etwa 100 AU Sonnenabstand vermutet. Die physikalischen Größen an den beiden Grenzen könnten extremer nicht sein: Die Temperatur der Korona befindet sich in der Größenordnung von Millionen Kelvin, während das interstellare Medium mit etwa 10 000 K relativ kalt ist. Wie die Sonne über der 5 000 K heißen Photosphäre eine derart heiße Korona erzeugt, ist bis heute nicht erklärt. Die heiße Sonnenatmosphäre ist vollständig ionisiert und besteht hauptsächlich aus Protonen und Elektronen, mit einem Anteil von etwa 4% Heliumionen, während das interstellare Medium nur schwach ionisiert ist und hauptsächlich aus neutralem Wasserstoff und Helium besteht. Die Dichte der Korona beträgt etwa 10^8 cm^{-3} , die Dichte des interstellaren

Mediums etwa $0,1 \text{ cm}^{-3}$. Die magnetische Flußdichte der Korona beträgt etwa 10^5 nT , die des interstellaren Mediums vielleicht $0,5 \text{ nT}$.

Der Sonnenwind ist eine kontinuierlicher Expansion von ionisiertem Sonnenplasma in die Heliosphäre. Sie resultiert aus der riesigen Gasdruckdifferenz von über zehn Größenordnungen zwischen Sonnenkorona und interstellarem Raum. Diese Druckdifferenz treibt das Plasma trotz der Gravitationskraft der Sonne nahezu radial nach außen. Eine Übersicht einiger von der Heliosmission gewonnenen ausgewählten Plasmamaparameter für den Sonnenwind bei 1 AU ist in der Tabelle 2.1 gegeben.

Bei seiner Expansion in den interplanetaren Raum verdünnt sich das Sonnenwindplasma und wird dadurch abgekühlt. Die Temperatur verringert sich von einigen Millionen Kelvin in der Korona auf einige $100\,000 \text{ K}$ bei 1 AU. Aufgrund der Erhaltung des Massenflusses nimmt bei konstanter Sonnenwindgeschwindigkeit die Dichte etwa mit $n(r) \sim r^{-2}$ ab. Der Sonnenwind ist jedoch kein laminarer Fluß: Alle genannten Teilchenparameter sowie der Betrag und die Richtung des Magnetfeldes variieren auf allen Skalen. Teilweise sind die Variationen direkt durch Prozesse in der Sonnenatmosphäre verursacht, größtenteils entstehen sie im Sonnenwind selbst. Sie können sich entweder in Form von Wellen oder von scharf begrenzten, lokalen Diskontinuitäten im Sonnenwind ausbreiten.

Die Aktivität der Sonne schwankt mit einer Periode von etwa elf Jahren. In der Zeit des Maximums nehmen die aktiven Gebiete größeren Raum ein, und die Zahl der Sonnenflecken ist hoch. In der Zeit des Minimums dehnen sich die ruhigen Gebiete (*Koronalöcher*) weiter aus, und die Zahl der Sonnenflecken nimmt ab. Von einer Periode zur nächsten wechselt die magnetische Polarität, so daß ein voller Zyklus erst nach etwa 22 Jahren abgeschlossen ist (*Hale-Zyklus*).

2.2.1 Sonnenwindtypen

Im solaren Aktivitätsminimum lassen sich zwei grundsätzlich verschiedene Typen des Sonnenwindes unterscheiden, deren auffälligstes Unterscheidungsmerkmal ihre Geschwindigkeit ist: Der langsame Sonnenwind mit Geschwindigkeiten von 300 bis 400 km/s und der schnelle Sonnenwind mit Geschwindigkeiten von 500 bis 800 km/s . Tabelle 2.1 zeigt einige von Helios gemessene, ausgewählte Eigenschaften der beiden Sonnenwindtypen bei 1 AU. Der schnelle Sonnenwind läßt sich aufgrund seiner geringen Variabilität auch als der „ruhige Sonnenwind“ bezeichnen, während der langsame Sonnenwind gerade durch seine hohe Variabilität auffällt. Als Quelle des schnellen Sonnenwindes lassen sich Koronalöcher identifizieren, die im solaren Minimum die Pole bedecken und bis etwa 20° an den heliomagnetischen Äquator heranreichen. Einzelne Zungen reichen auch bis in die Äquatorgegend hinein. Der Aktivitätsgürtel um den Äquator scheint hingegen die Quelle des langsamen Windes zu sein, obwohl gerade hier Gebiete mit geschlossenen Magnetfeldlinien vorherrschen. Die geringere He^{2+} -Häufigkeit des langsamen Sonnenwindes deutet auf eine Entstehungsregion in größerem Abstand zur Sonne hin. Der zugrundeliegende Entstehungsprozeß ist für beide Sonnenwindtypen immer noch

weitgehend ungeklärt.

Parameter	langsamer Sonnenwind (< 400 km/s)	schneller Sonnenwind (> 600 km/s)
Protonengeschwindigkeit v_p	348 km/s	667 km/s
Protonenanzahldichte n_p	$10,7 \text{ cm}^{-3}$	$3,0 \text{ cm}^{-3}$
Protonenfluß Φ_p	$3,66 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$1,99 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Protonentemperatur T_p	$55 \cdot 10^3 \text{ K}$	$280 \cdot 10^3 \text{ K}$
Elektronentemperatur T_e	$190 \cdot 10^3 \text{ K}$	$130 \cdot 10^3 \text{ K}$
He ²⁺ -Häufigkeit n_α/n_p	0,025	0,036

Tabelle 2.1: Ausgewählte Eigenschaften des langsamen und des schnellen Sonnenwindes im solaren Aktivitätsminimum, gemessen bei 1 AU. Die angegebenen Werte wurden gemittelt aus den Daten von Helios 1 und 2 zwischen Dezember 1974 und Dezember 1976 (aus [SCHWENN, 1990](#)).

2.2.2 Plasmaparameter

Einige wichtige Parameter des Plasmazustandes werden häufig zur Beschreibung des Sonnenwindes genutzt und sollen hier vorgestellt werden. Ableitungen sind in jedem Textbuch zur Plasmaphysik zu finden, z.B. [BAUMJOHANN und TREUMANN \(1997\)](#).

Für die einzelnen Teilchensorten wird die *thermische Geschwindigkeit* v_{th} definiert:

$$v_{\text{th}}^2 = \frac{kT}{m_i}. \quad (2.1)$$

Dabei ist k die Boltzmannkonstante, T die Temperatur und m_i die Teilchenmasse. Demnach betragen die thermischen Geschwindigkeiten bei 1 AU für Elektronen etwa 1500 km/s und für Protonen etwa 35 km/s. Das bedeutet, daß die thermische Geschwindigkeit der Elektronen im Mittel größer und die der Protonen sehr viel kleiner als die Schwerpunktgeschwindigkeit des Sonnenwindes ist.

Kleine Störungen des Plasmagleichgewichts führen zur Ausbreitung von magnetohydrodynamischen Wellen. Im wesentlichen sind das die transversalen *Alfvénwellen* und die longitudinalen *Schallwellen* oder akustischen Wellen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der akustischen Wellen ist die Schallgeschwindigkeit v_s :

$$v_s^2 = \frac{\gamma kT}{m_i}, \quad (2.2)$$

wobei der Adiabatenexponent γ das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck und konstantem Volumen c_p/c_v ist und im Sonnenwind typischerweise einen Wert von $\gamma = 5/3$ hat. Analog zur Schallgeschwindigkeit wird eine „magnetische Schallgeschwindigkeit“, die *Alfvéngeschwindigkeit* v_A , definiert, die statt des thermischen Drucks den

doppelten magnetischen Druck ($p_{\text{mag}} = B^2/2\mu_0$) enthält:

$$v_A^2 = \frac{B^2}{\mu_0 n m_i}. \quad (2.3)$$

Für den Sonnenwind erhält man durch Einsetzen von μ_0 und der Ruhemasse des Protons mit folgender Faustformel die Alfvéngeschwindigkeit in km/s, wenn man das Magnetfeld B in nT und die Anzahldichte n in cm^{-3} einsetzt:

$$v_A = 21,8 \frac{B}{\sqrt{n}}. \quad (2.4)$$

Die Alfvéngeschwindigkeit ist eine typische Größe für die jeweilige Plasmakonfiguration: Sie gibt die Geschwindigkeit an, mit der sich eine Störung als Transversalwelle entlang der Magnetfeldlinien ausbreitet. Mit typischen Dichten und typischen Magnetfeldwerten für 1 AU erhält man sowohl für die Schall- als auch für die Alfvéngeschwindigkeit Werte um 30–50 km/s. Der Sonnenwind ist also im allgemeinen eine Überschall- und eine Überalfvén-Strömung.

Zur Charakterisierung von Plasmakonfigurationen ist das *Plasmabeta* β von entscheidender Bedeutung. Plasmabeta ist das Verhältnis von Plasmadruck zu Magnetfelddruck:

$$\beta = \frac{2\mu_0 n k T}{B^2}. \quad (2.5)$$

Es beschreibt den Einfluß des Magnetfeldes auf das Plasma. Für $\beta > 1$ ist dieser klein, d.h. das Magnetfeld ist im Plasma eingefroren und wird von diesem transportiert, während für $\beta < 1$ das Plasmaverhalten wesentlich vom Magnetfeld bestimmt wird, d.h. das Plasma kann das Magnetfeld kaum verbiegen und der Plasmatransport erfolgt im wesentlichen parallel zu starren Feldlinien.

2.2.3 Gyration

Die Bewegung eines geladenen Teilchens in einem magnetischen und elektrischen Feld wird durch die *Lorentz-Gleichung* beschrieben:

$$\mathbf{F} = m_0 \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2.6)$$

mit der Lorentz-Kraft \mathbf{F} , der Ruhemasse m_0 , der Ladung q und der Geschwindigkeit \mathbf{v} des Teilchens. Im homogenen Magnetfeld und verschwindendem elektrischen Feld ($\mathbf{E} = 0$) bewegt sich das Teilchen auf einer Kreisbahn mit der *Gyrationsfrequenz* ω_g (auch als *Larmorfrequenz* oder *Zyklotonfrequenz* bezeichnet):

$$\omega_g = \frac{qB}{m_0}. \quad (2.7)$$

Die Gyrationsfrequenz hat unterschiedliche Vorzeichen für Elektronen und Ionen und ist von der Teilchenenergie unabhängig. Der Gyrationsradius ist:

$$r_g = \frac{v_{\perp}}{|\omega_g|} = \frac{m v_{\perp}}{|q| B}, \quad (2.8)$$

wobei v_{\perp} die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Magnetfeld ist. Wenn die Geschwindigkeitskomponente parallel zum Magnetfeld v_{\parallel} ungleich Null ist, bewegt sich das Teilchen auf einer Schraubenbahn. Die Schraubenform hängt nur von den Geschwindigkeitskomponenten senkrecht und parallel zum Magnetfeld ab und wird durch den *Pitchwinkel* α beschrieben:

$$\alpha = \arctan\left(\frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}}\right). \quad (2.9)$$

2.3 Interplanetares Magnetfeld

Wie oben erwähnt, wird das Verhältnis von thermischer zu magnetischer Energiedichte im Plasma durch das Plasmabeta (Gl. 2.5) beschrieben. Bei 1 AU ist β mit typischen Werten von 1 bis 30 relativ groß: Das interplanetare Magnetfeld (*interplanetary magnetic field*, IMF) wird vom Teilchenfluß dominiert. Das radiale Abströmen des Sonnenwindes von der Sonne transportiert das Magnetfeld in den interplanetaren Raum, während die Quellen der Strömung in der rotierenden Sonnenatmosphäre verankert bleiben. Durch die Kombination aus radialem Sonnenwindfluß und Sonnenrotation mit konstanter Winkelgeschwindigkeit nehmen die Magnetfeldlinien im Idealfall die Form einer archimedischen Spirale an. Beim Sonnenwind wird diese archimedische Spirale nach ihrem Entdecker *Parkerspirale* genannt (vgl. PARKER, 1958).

Der Winkel ψ zwischen der Parkerspirale und der radialen Ausbreitungsrichtung ist für den heliozentrischen Abstand r_H und konstante Sonnenwindgeschwindigkeit v in der Ebene der Ekliptik gegeben:

$$\psi = \arctan\left(\frac{\Omega r_H}{v}\right), \quad (2.10)$$

wobei Ω die Rotationsgeschwindigkeit der Sonne ist: $\Omega = 2,8653 \cdot 10^{-6}$ rad/s. Die heliographische Länge φ_0 der Quellregion auf der Sonne läßt sich aus der Position der Sonde (r_H, φ_H) und der Sonnenwindgeschwindigkeit bestimmen:

$$\varphi_0 = \varphi_H + \frac{\Omega(r_H - r_0)}{v}. \quad (2.11)$$

Die Bogenlänge in der Ekliptik vom Zentrum der Spirale bis zu einem Punkt bei der Länge $\varphi = \varphi_0 - \varphi_H$ ist:

$$s = \frac{v}{2\Omega} \left(\varphi \sqrt{\varphi^2 + 1} + \operatorname{arsinh} \varphi \right). \quad (2.12)$$

In der Zeit des solaren Aktivitätsminimums kann man sich die Sonne stark vereinfacht als magnetischen Dipol vorstellen. Die beiden Sonnenhemisphären haben unterschiedliche magnetische Polarität. An den Polen befinden sich großräumige Gebiete, aus denen radiale, offene Magnetfeldstrukturen hervorgehen. Im Äquatorgürtel der Sonne liegen die aktiven Gebiete der Sonne. Zu diesen aktiven Gebieten zählen auch die Sonnenflecken, über denen die magnetischen Feldlinien vorwiegend geschlossen sind. Das helmartige Aussehen dieser geschlossenen Magnetfeldstrukturen hat zu dem Namen *Helmet streamers* geführt. Von den Polkappen bis an

den Äquatorgürtel heran reichen die Koronalöcher mit offenen magnetischen Feldlinien, die durch den Sonnenwind bis zur Heliopause, also weit über das Planetensystem hinaus, hinausgezogen werden. Die komplexe magnetische Struktur in der Photosphäre vereinfacht sich mit zunehmender Höhe in der Korona: Bei etwa $2,5 R_{\odot}$ trennt eine einzige Schicht die beiden magnetischen Polaritäten voneinander. Diese Trennfläche ist gekennzeichnet durch eine Umkehr der radialen Magnetfeldkomponente. Nach $\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{j}$ ist sie also mit einem Flächenstrom verbunden, die die *heliosphärische Stromschicht* bildet. In situ wird der sprunghafte Richtungswechsel des Magnetfeldes als *magnetische Sektorgrenze* beobachtet. Die Stromschicht wird durch den radial abströmenden Sonnenwind nach außen gezogen. Durch die ungleichmäßige Längenverteilung der aktiven und inaktiven Gebiete, durch die Neigung der magnetischen Dipolachse zur Rotationsachse sowie durch die Neigung der Sonnenrotation um $7,25^{\circ}$ zur Ekliptik entsteht im interplanetaren Raum eine gewellte Trennfläche zwischen positiven und negativen Feldlinien.

In Abbildung 2.2 wird dieses Modell der Sonne und der inneren Heliosphäre vor einem typischen Aktivitätsminimum dargestellt. Dem Vergleich der gewellten Grenzschicht mit dem schwingenden Rock einer sich drehenden Tänzerin verdankt das Modell den anschaulichen Namen *Ballerinamodell* (ALFVÉN, 1977). Von den Polregionen reichen großflächige Koronalöcher bis an den Aktivitätsgürtel (*streamer belt*) am magnetischen Äquator heran. Einzelne Zungen strecken sich bis in die Äquatorgegend hinein. Die Koronalöcher sind Gebiete mit offenen Magnetfeldern, wobei zur Zeit des Aktivitätsminimums von 1976 die nördlichen Magnetfeldlinien von der Sonne weggerichtet waren (positiv), die südlichen zur Sonne hinführten (negativ). Über den hellen, aktiven Zentren der Äquatorgegend befinden sich arkadenartige, geschlossene Magnetfeldlinien.

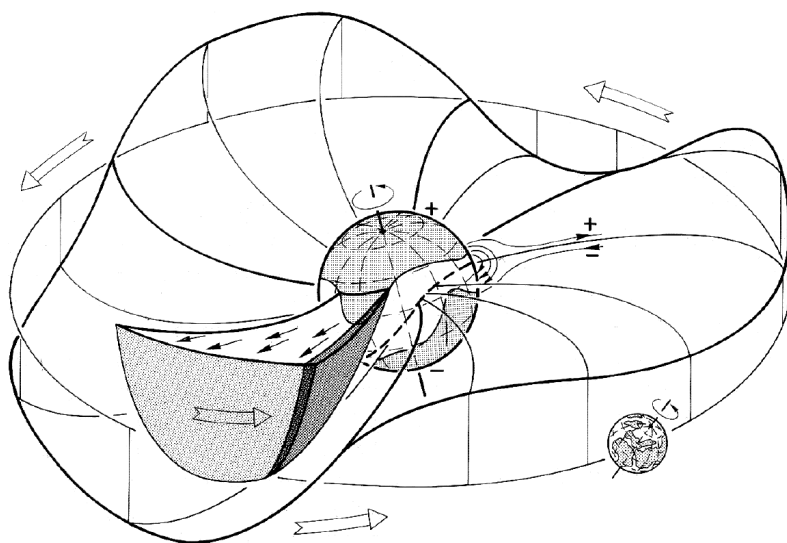


Abbildung 2.2: Ballerinamodell der Sonne und der inneren Heliosphäre kurz vor dem Aktivitätsminimum (nach ALFVÉN, 1977; aus SCHWENN, 1991).

2.4 Interplanetare Stoßwellen

Die Dichte der äußeren Korona ist so gering, daß Coulombstöße im Plasma im allgemeinen vernachlässigt werden können². Diese Tatsache ist nicht nur für die unterschiedlichen Verteilungsfunktionen für unterschiedliche Teilchen bedeutsam, sondern auch für die Ausbreitung von Stoßwellen in der Heliosphäre. Wenn die Differenzgeschwindigkeit zweier aufeinanderfolgender Sonnenwindströme größer als die lokale Schall- bzw. Alfvéngeschwindigkeit ist, wird der Übergang von schnellem zu langsamem Sonnenwind durch *stoßfreie* Stoßwellen (*collisionless shock waves*) erreicht. Die unterschiedlichen Teilchen sind nicht über Stöße, sondern über das Magnetfeld miteinander gekoppelt. Bei in situ-Messungen sind die interplanetaren Stoßwellen gekennzeichnet durch einen abrupten Anstieg der Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur des Sonnenwindplasmas sowie der magnetischen Feldstärke. Je nach Ursache wird zwischen *korotierenden* und *transienten* Stoßwellen unterschieden.

2.4.1 Korotierende Stoßwellen

Folgt durch die Sonnenrotation eine Quellregion mit schnellem Sonnenwind räumlich einer mit langsamem, so trifft in der radialen Ausdehnung der schnelle auf den langsamen Wind. An beiden Seiten dieser Wechselwirkungszone kommt es zur Kompression von Plasma und Magnetfeld. Mit zunehmender Entfernung von der Sonne nimmt die charakteristische lokale Ausbreitungsgeschwindigkeit von Wellen $v_c = \sqrt{v_s^2 + v_A^2}$ ab. Wenn das Druckgefälle zu beiden Seiten der Kompressionszone nicht mehr wirksam abgebaut werden kann, bilden sich zwei Stoßwellenfronten mit tangentialen Geschwindigkeitsdiskontinuitäten aus. Die Stoßwelle vor der Kompressionszone heißt *Forward shock* (vorwärts laufende Stoßwelle), diejenige im nachfolgenden schnellen Sonnenwind *Reverse shock* (rückwärts laufende Stoßwelle). Die Geschwindigkeit der rückwärts laufenden Stoßwelle ist beträchtlich kleiner als die Sonnenwindgeschwindigkeit. Im Inertialsystem wird der Reverse shock nach außen konvektiert. Korotierende Stoßwellen bilden sich nur selten innerhalb der Erdbahn aus, werden aber bei größeren heliozentrischen Abständen regelmäßig beobachtet. In der äußeren Heliosphäre, etwa ab 10 AU, entstehen aus den ursprünglich radial von der Sonne abströmenden „Speichen“ unterschiedlicher Geschwindigkeiten durch die Ausbildung der Stoßwellen nahezu gleichmäßige „Schalen“ in azimuthaler Ausdehnung.

2.4.2 Transiente Stoßwellen

In der inneren Heliosphäre werden die meisten der von der Sonne weg propagierenden Stoßwellen durch das Herausschleudern von Material aus der Korona in den interplanetaren Raum hervorgerufen. Solche *solaren Massenauswürfe* (s. Kap. 4) können sich mit höherer Geschwindigkeit als der umgebende Sonnenwind ausbreiten. Vor der Kontaktdiskontinuität zwischen

²Für Elektronen wird diese Aussage in Abschnitt 2.5 relativiert.

neu injizierter Masse und vorauslaufendem Sonnenwind bildet sich eine Stoßwelle aus. Transiente Stoßwellen werden am häufigsten während des solaren Aktivitätsmaximums beobachtet. Mit Helios gemessene Stoßwellengeschwindigkeiten reichen von 300 km/s bis über 2500 km/s, mit einem Mittel von etwa 600 km/s. Die langsamsten Stoßwellen können offensichtlich nur im sehr langsamen Sonnenwind beobachtet werden. Die direkte Zuordnung von beobachteten solaren Massenauswürfen und interplanetaren Stoßwellen ist jedoch wegen Beobachtungs- und Datenlücken einerseits bzw. einer Fülle von Auswürfen oder Stoßwellen andererseits nicht immer einwandfrei möglich. Mit Sicherheit treiben aber die größten und schnellsten solaren Massenauswürfe Stoßfronten vor sich her.

2.5 Elektronen im Sonnenwind

Elektronen können als Testteilchen zur Erforschung der interplanetaren Magnetfeldtopologie dienen, insbesondere für die Strömungsstruktur des Sonnenwindes und der begleitenden nicht-stetigen Phänomene.

Die Elektronen-Geschwindigkeitsverteilung des langsamen Sonnenwindes läßt sich nicht durch eine einfache Maxwellverteilung beschreiben. Eine angemessenere Beschreibung sind zwei gegeneinander verschobene Maxwellverteilungen mit unterschiedlichen Temperaturen und Dichten³. Die kühlere, stoßdominierte *Kernverteilung* umfaßt Elektronen bis zu Energien von etwa 50 eV. Die Elektronen mit höheren Energien bestimmen die heißere, stoßfreie *Haloverteilung* (MONTGOMERY et al., 1968; FELDMAN et al., 1975). Typische Dichten und Temperaturen für diese Verteilungen bei 1 AU sind in Tabelle 2.2 angegeben.

Verteilung	Dichte	Temperatur
Kern, thermisch	6 cm^{-3}	$1 \cdot 10^5 \text{ K}$
Halo, suprathemisch	$0,25 \text{ cm}^{-3}$	$7 \cdot 10^5 \text{ K}$

Tabelle 2.2: Typische Dichten und Temperaturen für Kern- und Haloverteilung von Sonnenwind-elektronen bei 1 AU.

Die Haloverteilung (mit Energien größer als 50 eV) zeigt im Inneren von Magnetfeldsektoren im allgemeinen eine starke Anisotropie (s. Abb. 2.3). Die *suprathemischen* Elektronen sind dicht entlang der lokalen Magnetfeldrichtung gebündelt und bilden einen schmalen *Strahl*. Die Entdeckung dieses Strahls war einer der vielen Erfolge der Heliosmission (ROSENBAUER et al., 1977). Auch in der englischsprachigen Literatur hat sich dieser deutsche Begriff etabliert. Während der von der Sonne weggerichtete Strahl stark gebündelt ist, ist die Richtungsverteilung der zur Sonne zurückströmenden Elektronen diffus. Der Strahl trägt einen Wärmefluß von der

³Bei anisotropen Verteilungen ist dagegen die Beschreibung mit einer Bi-Maxwellverteilung (s. Anhang D) mit unterschiedlichen Temperaturen parallel und senkrecht zum Magnetfeld angemessener.

Korona in den interplanetaren Raum. Dieser Elektronenwärme fluß ist der dominierende Energiefluß für einen thermisch getriebenen Sonnenwind. Die Elektronentemperatur im Schwanz der Verteilung könnte ein Überbleibsel der Koronatemperatur in der Plasmaentstehungsregion sein.

In manchen Fällen werden Sonnenwindelektronen mit Energien größer als 50 eV beobachtet, die sowohl parallel als auch antiparallel zum interplanetaren Magnetfeld gebündelt fließen. Die Phasenraumdichten der Elektronen für die entgegengesetzten Richtungen sind zwar vergleichbar, aber nicht notwendigerweise gleich groß. Solche bidirektionalen Verteilungen sind ein Schwerpunkt dieser Arbeit und werden in Kapitel 5.3 ausführlicher erläutert.

Zu den Sektorgrenzen hin wird die Elektronenverteilung isotroper und kühler. An der Sektorgrenze selbst zeigt sich die Verteilung meist vollständig isotrop – oder mit einer leicht bidirektionalen Verteilung.

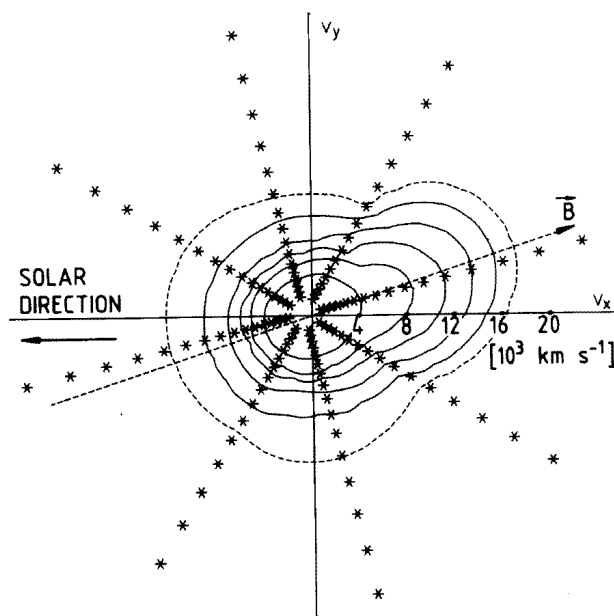


Abbildung 2.3: Ein Schnitt durch eine Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Elektronen entlang der Meßebeine (parallel zur Ekliptik). Dieser Schnitt wurde aus einem einzigen Meßzyklus gewonnen. Das Maximum der Phasenraumdichte befindet sich im Koordinatenursprung, und die Phasenraumdichte nimmt mit der Teilchenenergie in jede Geschwindigkeitsrichtung ab. Die Konturlinien kennzeichnen von innen nach außen einen Abfall auf jeweils ein Zehntel des vorherigen Wertes. Die Sterne markieren das Zentrum der Meßkanäle. Die über den Meßzeitraum gemittelte Richtung des Magnetfeldes weicht um weniger als $0,1^\circ$ von der Ekliptik ab; die Projektion des Magnetfeldvektors in die Meßebeine ist durch die gestrichelte gerade Linie durch den Koordinatenursprung bezeichnet (aus [PILIPP et al., 1987a](#)). Die thermischen Elektronen haben eine annähernd isotrope Verteilung, während die suprathermische Verteilung mit dem *Strahl* eine starke Anisotropie entlang des Magnetfeldes zeigt.

Im Verlauf früherer Untersuchungen ist nur der Teil der Elektronendaten der Heliosmission ausgewertet worden, der strenge Kriterien an die Richtung des interplanetaren Magnetfeldes erfüllte ([PILIPP et al., 1987a,b,c, 1990](#)). Wesentliches Ziel dieser Untersuchungen war es, mit

aus den Meßspektren gewonnenen Plasmametern charakteristische Merkmale verschiedener Sonnenwindtypen zu bestimmen. Die vorliegende Arbeit untersucht den gesamten Datensatz zum ersten Mal qualitativ aufgrund anderer Kriterien.

2.5.1 Exosphärische Theorie

Das erste Sonnenwindmodell, das den Elektronenstrahl voraussagt, ist die exosphärische Theorie von **JOCKERS (1970)**. Nach dieser Theorie enthält jede Verteilungsfunktion eine Komponente mit gefangenen Elektronen, deren kinetische Energie unterhalb einer Fluchtenergie bezüglich des interplanetaren elektrostatischen Potentials liegt. Aus diesem Grund werden diese Elektronen zur Sonne zurückgespiegelt. Eine zweite Komponente mit Elektronen oberhalb der Fluchtenergie kann entlang der magnetischen Feldlinien entweichen. Ausgehend von einer Maxwellverteilung an der Untergrenze der Sonnenexosphäre ist oberhalb dieser Grenze im stoßfreien Plasma die Maxwellverteilung abgeschnitten. Die gefangenen Elektronen sollten im korotierenden Bezugssystem eine symmetrische Verteilung zeigen, die je nach Anzahl der Elektronen isotrop oder anisotrop sein kann. Die Verteilung der Elektronen oberhalb der Fluchtenergie hingegen sollte extrem asymmetrisch und anisotrop sein. Nur in einem engen Bereich des Geschwindigkeitsraumes entlang des Magnetfeldes in antisolarer Richtung sollte die Elektronenverteilung überhaupt von Null verschieden sein, d.h. die entweichenden Elektronen sollten immer stärker abnehmende Pitchwinkel zeigen.

Vergleicht man die Voraussagen dieser Theorie mit den in situ-Beobachtungen von Helios (vgl. Abb. 2.3), so liegt es nahe, die gefangenen Elektronen mit der nahezu symmetrischen Kernverteilung und die Elektronen oberhalb der Fluchtenergie mit der stark asymmetrischen und anisotropen Halovertelung zu identifizieren. Tatsächlich zeigen Strahlverteilungen extreme Asymmetrien und Anisotropien. Die Phasenraumdicke bei Energien größer als etwa 50 eV ist häufig in Sonnenrichtung um Größenordnungen kleiner als in entgegengesetzter Richtung. Der Strahl ist bei Energien größer als 600 eV auf wenige Grad um die Magnetfeldrichtung fokussiert und trägt einen erheblichen Wärmefluß von der Sonne. Für den thermisch getriebenen Sonnenwind stellt dieser Elektronenwärmefluß den dominierenden Energiefluß in der Korona dar. Bei einer weniger asymmetrischen Verteilung entsteht der Wärmefluß aus einer schwachen Verschiebung des Maximums der Kernverteilung gegenüber dem Maximum der Schwerpunktverteilung des Sonnenwindes. Qualitativ stimmen die Heliosbeobachtungen mit den Voraussagen der exosphärischen Theorie überein (**PILIPP et al., 1987a**). Da jedoch die beobachteten Verschiebungen deutlich kleiner als die theoretischen Voraussagen sind, müssen weitere Streuprozesse wie Coulombstöße und Mikroinstabilitäten eine Rolle spielen.

2.5.2 Elektronen im schnellen Sonnenwind

Als typischer Fall des schnellen Sonnenwindes werden die von Helios 2 vermessenen Plasma- und Magnetfeldparameter in einem 24 h-Intervall (s. Abb. 2.4) vom 8. März 1976 dargestellt.

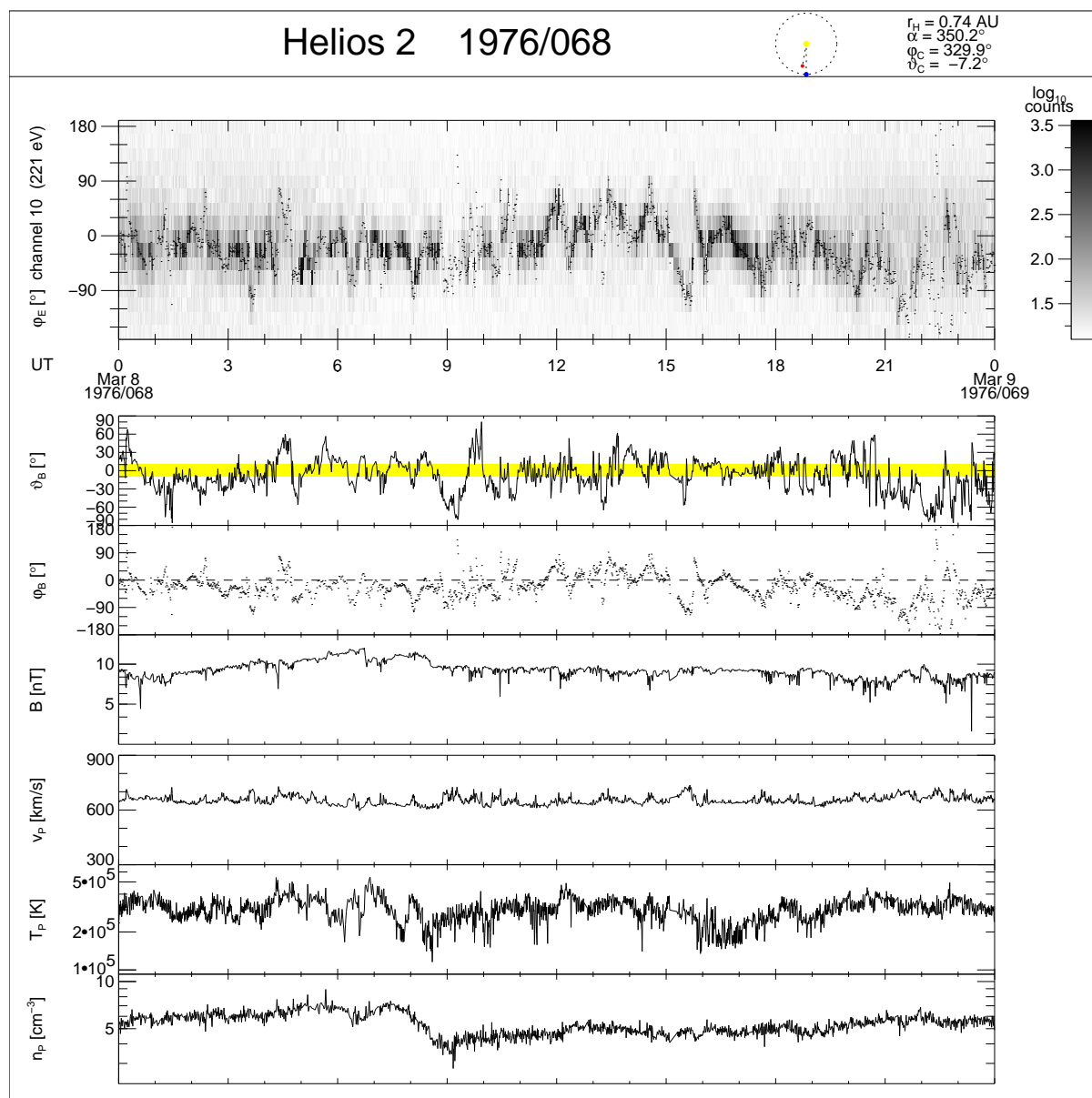


Abbildung 2.4: Magnetische und Plasmaparameter des schnellen Sonnenwindes, die eindrucksvoll zeigen, wie die Elektronen der Magnetfeldrichtung folgen. Helios 2 Messung eines 24 h-Intervalls am 8. März 1976. Die Position der Sonde in heliographischen Koordinaten (vgl. Anhang B) beträgt 0,74 AU Sonnenabstand, 329,9° Länge und -7,2° Breite. Die relative Position von Helios 2 mit einem Winkel von 350,2° zur Erde-Sonne-Linie ist im Symbol in der Titelleiste verdeutlicht. Von unten nach oben sind folgende Parameter dargestellt: Dichte n_p , Temperatur T_p und Geschwindigkeit v_p des Protonenplasmas, Betrag der magnetischen Feldstärke B , Azimutwinkel φ_B und Elevationswinkel ϑ_B des Magnetfeldes. Die Graustufenauftragung zeigt die azimutale Verteilung der suprathermischen Elektronen bei einer Energie von 221 eV mit einem Geschwindigkeitsvektor in der Ebene der Ekliptik. In diese Auftragung ist mit Punkten der azimutale Winkel der Magnetfeldrichtung φ_B eingetragen. Die Zeitskala befindet sich zwischen den magnetischen Parametern und der Auftragung der Elektronen.

Eine detaillierte Beschreibung des Heliosprojektes und der verwendeten Instrumente folgt in Kapitel 3. Die Helios 2 Sonde befindet sich zu dieser Zeit bei 0,74 AU Sonnenabstand, 330°

heliographischer Länge und $-7,2^\circ$ heliographischer Breite. Die Sonnenwindgeschwindigkeit liegt im gesamten Zeitraum bei einem mittleren Wert von etwa 650 km/s, die Protonendichte bei etwa 5 cm^{-3} und die Protonentemperatur bei etwa 300 000 K. Bei dieser Sonnenwindgeschwindigkeit und diesem Sonnenabstand wird im idealen Fall ein Parkerspiralwinkel von -26° erwartet. Das Mittel der gemessenen azimuthalen Magnetfeldrichtung liegt bei etwa -25° , was sehr gut mit dem erwarteten Wert übereinstimmt. Der Betrag des mittleren Magnetfeldes liegt bei 9 nT.

Im obersten Feld ist die azimuthale Verteilung der suprathermischen Elektronen mit der Energie 221 eV in Graustufen aufgetragen. Die Schwärzung stellt ein Maß für die gezählten Elektronen in jedem Azimutkanal in der Ebene der Ekliptik dar. Das Instrument erfaßt nur einen Raumwinkel nahe der Ekliptik (s. Abschnitt 3.4). Die hohe räumliche Auflösung von 16 Azimutkanälen wird durch das ebenfalls in Abschnitt 3.4 beschriebene Meßprinzip für Helios 2 ermöglicht. Erkennbar ist der sehr hohe Elektronenfluß in sehr wenigen Azimutkanälen, meist sogar nur einem einzigen, und der um zwei Größenordnungen niedrigere Fluß in allen anderen azimuthalen Richtungen. Die gepunktet in die gleiche Graphik eingezeichnete Projektion des Magnetfeldvektors in die Ekliptik verdeutlicht die außerordentlich starke Bindung der Elektronen an das Magnetfeld: Einfallswinkel der Elektronen und Richtung des Magnetfeldes stimmen so gut überein, daß die das Magnetfeld markierenden Punkte nur dann sichtbar sind, wenn wegen der außerekliptikalen Magnetfeldrichtung nur wenige Elektronen in der Ekliptikebene registriert werden. Wenn der Elevationswinkel des Magnetfeldes zur Ekliptik große Werte annimmt, wie etwa um 9:00 und um 22:30 UT, verschwindet auch der gemessene Elektronenfluß für das nahezu ausschließlich in der Ekliptik messende Instrument I2.

Abbildung 2.5 zeigt die azimuthalen Elektronenverteilungen für Energien von 29,3, 57,7, 112, 221 und 432 eV. Die Elektronen bei einer Energie von 29,3 eV weisen eine nahezu isotrope *thermische* Kernverteilung auf. Die tiefere Schwärzung in den direkt zur Sonne gerichteten Azimutkanälen um $\varphi = 0^\circ$ läßt erkennen, daß sich die thermischen Elektronen als integraler Bestandteil des Sonnenwindes radial nach außen bewegen. Die unteren drei Felder (112, 221 und 432 eV) zeigen den Strahl, die starke Bündelung des Elektronenflusses entlang des Magnetfeldes (vgl. dazu φ_B in Abb. 2.4).

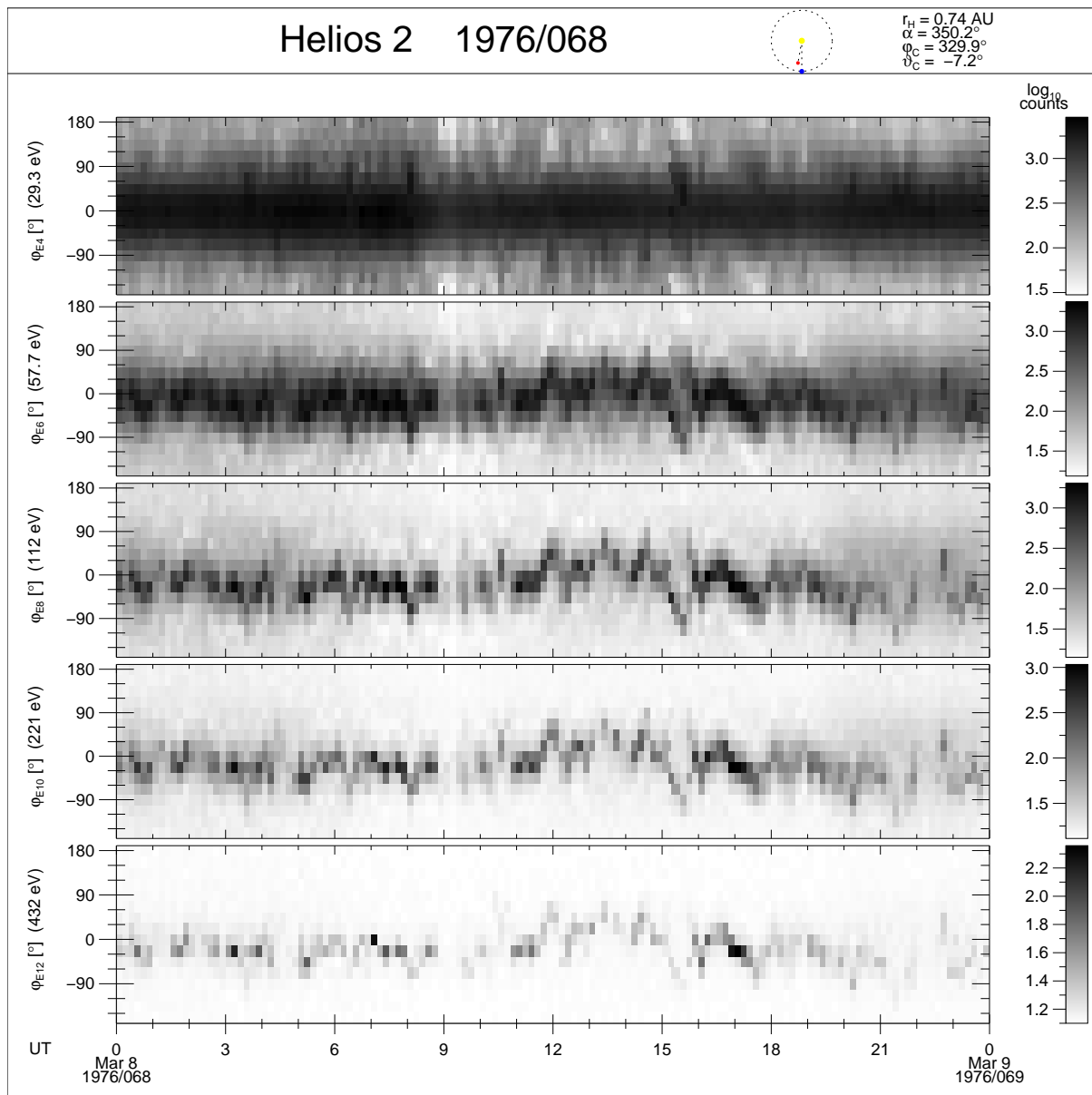


Abbildung 2.5: Azimutale Elektronenverteilungen bei ausgewählten Energien im thermischen ($E < 50 \text{ eV}$) und suprathermischen ($E > 50 \text{ eV}$) Bereich. Dargestellt sind geometrische 10 min-Mittel im gleichen 24 h-Intervall wie in Abb. 2.4.

Kapitel 3

Helios-Mission

3.1 Helios

Das deutsch-amerikanische Raumfahrtprojekt Helios war eine Doppelmission zur Erforschung des Sonnenwindes und der Struktur der inneren Heliosphäre. Die Mission begann im Sonnenfleckenzyklusminimum von 1975/76, und beide Sonden lieferten später auch Daten vom Maximum des Sonnenfleckenzyklus in 1980. Die beiden nahezu identisch gebauten Raumsonden befinden sich auf hochexzentrischen Ellipsenbahnen um die Sonne, die bis auf 0,3 AU an die Sonne heranführten. Abbildung 3.1 zeigt die Bahnellipsen von Helios 1, Helios 2 und der Erde, mit Markierungen für die Tagnummern des Jahres 1976. Fast alle anderen Raumfahrtmissionen mit in situ-Messungen des Sonnenwindes wurden in der Erdbahn oder in größerer Entfernung gemacht. Die neuere Raumsonde Ulysses, die mit ihren Polpassagen die Sonne außerhalb der Ekliptik umrundet, erreicht im Perihel im Vergleich dazu einen Sonnenabstand von 1,3 AU. Insofern bieten die Daten der Heliosmission auch nach Missionsende weiterhin einen einzigartigen Datensatz.

Die zwei Raumsonden umlaufen spinstabilisiert die Sonne in etwa einem halben Jahr: Helios 1 hat eine Umlaufdauer von 190 Tagen, Helios 2 von 186 Tagen. Ihre Umlaufbahnen liegen in der Ekliptik mit einer Inklination kleiner als $0,04^\circ$, ihr Aphel erreicht bei 1 AU die Erdbahn und ihr Perihel liegt bei 0,3 AU innerhalb der Merkurbahn (genaue Werte sind in Tabelle 3.1 angegeben). Die Sonden haben einen Spin mit einer Rotationsgeschwindigkeit von einer Umdrehung pro Sekunde. Die Spinachse steht senkrecht zur Ekliptik, wobei die Spinachse von Helios 1 nach Norden, die Spinachse von Helios 2 nach Süden zeigt. Der Spin der Sonden wird für die azimutale Auflösung der Plasmainstrumente genutzt. Beide Sonden haben einen nahezu identischen Satz von Instrumenten an Bord.

Aus den tabellierten Werten der Perihel- und der Apheldistanz lassen sich weitere Bahnelemente wie die Bahnexzentrizität sowie die Bahngeschwindigkeit im Perihel für beide Sonden bestimmen. Für Helios 1 beträgt die Exzentrizität 0,522 und die Perihelgeschwindigkeit 66,0 km/s; für Helios 2 sind die entsprechenden Werte 0,544 und 68,7 km/s. Gegenüber transienten Sonnenwindereignissen kann die Bahngeschwindigkeit also im allgemeinen vernachlässigt werden und die Position der Sonde im Vergleich zum Ereignis als quasi-ruhend angenommen werden. Bei 1 AU haben die Heliossonden eine azimutale Geschwindigkeit von etwa 20,5 km/s, so daß der langsame Sonnenwind auf die Sonden und die Erdmagnetosphäre mit einer *Aberration* trifft, die um etwa $3,5^\circ$ von der radialen Richtung abweicht. Die Aberration verringert sich mit zunehmender Sonnenwindgeschwindigkeit. Bei den vereinzelt auftretenden schnellen Sonnenwindströmen mit Geschwindigkeiten von 1000 km/s und darüber erscheint

	Helios 1	Helios 2
Start	10. Dezember 1974	15. Januar 1976
Ende der Primärmission	17. April 1975	17. Mai 1976
Letzter Kontakt	Februar 1986	März 1980
Letzte Datensätze	4. Juni 1985	23. März 1980
Orbit-Inklination	0,0011°	0,039°
Periheldistanz	0,30958 AU	0,29038 AU
Apheldistanz	0,985 AU	0,983 AU
Umlaufzeit	190 Tage	186 Tage

Tabelle 3.1: Daten zur Helios-Mission (nach ROSENBAUER et al., 1981; KUTZER, 1984).

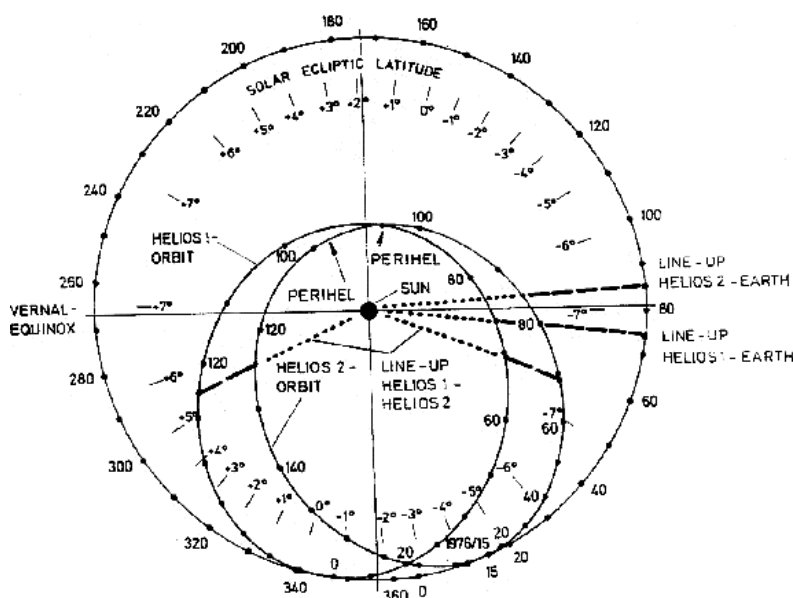


Abbildung 3.1: Siderische Umlaufbahn der Erde im Jahr 1976 mit jeweils einem Umlauf der beiden Heliossonden. Die Punkte kennzeichnen Tage des Jahres, die Striche die heliographische Breite (aus ROSENBAUER et al., 1981).

die Flußrichtung so gut wie radial. Im Aphel ist die Aberration also meist nahezu vernachlässigbar. Im Perihel der Heliosbahn kann die Aberration jedoch bis zu 12° betragen, so daß zumindest bei Helios 2 bereits bei Messung der azimuthale Meßbereich durch einen „Vorhalt“-Winkel verschoben werden konnte.

3.2 Plasmaexperiment E1

Das *Plasmaexperiment* (E1) wird mit vier unabhängigen Instrumenten zur Untersuchung des Sonnenwindplasmas durchgeführt (SCHWENN et al., 1975). Drei der Instrumente (I1a, I1b und I3) messen die positiven Ionen, eines (I2) mißt die Elektronen des Sonnenwindes. Registriert werden die Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen der verschiedenen Teilchensorten in Form von Zählraten bei verschiedenen Raumwinkelbereichen und Energien. Aus diesen können die

wesentlichen hydrodynamischen Parameter des Sonnenwindplasmas abgeleitet werden (vgl. Anhang D).

3.3 Ioneninstrumente I1a, I1b und I3

Die Hauptaufgabe der Instrumente I1a, I1b und I3 ist die Vermessung der positiven Komponente des Sonnenwindes. Die Instrumente I1a und I3 weisen eine unterschiedliche Konstruktion auf, messen aber redundant die dreidimensionale Geschwindigkeitsverteilung in 16×2 Azimut- und 9 Elevationskanälen. Nur eines der beiden Instrumente ist jeweils in Betrieb und füllt mit seinen Meßdaten den gesamten, für dreidimensionale Protonenmessungen vorgesehenen Teil des E1-Datenrahmens. Das Instrument I1b mißt mit einem hochempfindlichen Elektrometer direkt den Ionenstrom ohne jede Richtungsauflösung. Der gesamte Ionenfluß über etwa 180° in azimutaler und 80° in Elevationsrichtung (zentriert um die Sonnenrichtung) wird integriert. In einfacher Weise können mit diesen Energiespektren selbst bei Ausfall der komplexeren Instrumente I1a bzw. I3 die wichtigsten Plasmamaparameter Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur bestimmt werden.

3.4 Elektroneninstrument I2

Zur Interpretation der in dieser Untersuchung verwendeten Elektronendaten ist das Verständnis des Meßinstruments sehr wichtig. Aus diesem Grund soll es an dieser Stelle ausführlich beschrieben werden. Das Elektroneninstrument I2 ist ein Halbkugelanalysator mit vorgeschaltetem Plattenanalysator (s. Abb. 3.2). Die Elektronen werden in 32 Energiestufen mit jeweils einer Energieauflösung $\delta E/E$ von etwa 6% analysiert. Das Programm A mißt mit den niedrigen 16 Energiestufen von 0,004 bis 15,5 eV sowohl Photoelektronen als auch Sonnenwindelektronen, die sich prinzipiell unterscheiden lassen, wie im Abschnitt 3.6.3 erläutert wird. Das Programm B mißt mit 16 exponentiell verteilten Energiestufen von 10,7 bis 1658 eV ausschließlich Sonnenwindelektronen. Abbildung 3.3 zeigt die Kalibrationswerte des Instruments I2 im Hochenergiemodus B und eine Anpassung an diese Werte. Die Anpassung der Kalibrationswerte nach der Methode der kleinsten Quadrate liefert

$$E = 10,68 \text{ eV} \cdot 1,4^{i-1} \quad (3.1)$$

für die Kanalnummer i .

Für die nachfolgenden Untersuchungen werden hauptsächlich die suprathemischen Elektronen betrachtet, d.h. Elektronen mit einer Energie größer als etwa 50 eV. Dies entspricht den elf höchsten Energiekanälen des Programms B.

Das Instrument I2 ist mit der Meßrichtung vertikal zur Spinachse der Sonde angebracht, d.h. die Meßrichtung liegt in der Ausrichtung zur Ekliptik. Die Analyse der Elektronen bezüglich ihrer

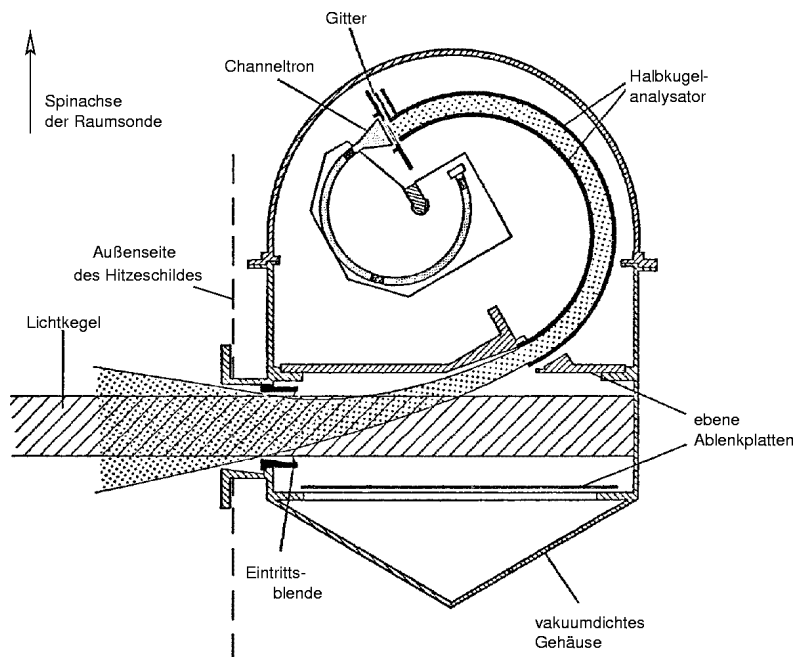


Abbildung 3.2: Funktionszeichnung des Elektroneninstrumentes I2. Durch die Eintrittsblende gelangen sowohl Elektronen als auch Sonnenlichtphotonen. Die ebenen Plattenanalysatoren lenken die einfallenden Elektronen aus dem Lichtkegel heraus in den Halbkugelanalysator und absorbieren im Instrument entstehende Photoelektronen. Zur Unterdrückung von Sekundärelektronen nach der Energieanalyse im Halbkugelanalysator passieren die Elektronen eine Gitterblende und werden anschließend im Channeltronverstärker registriert (aus SCHWENN et al., 1975).

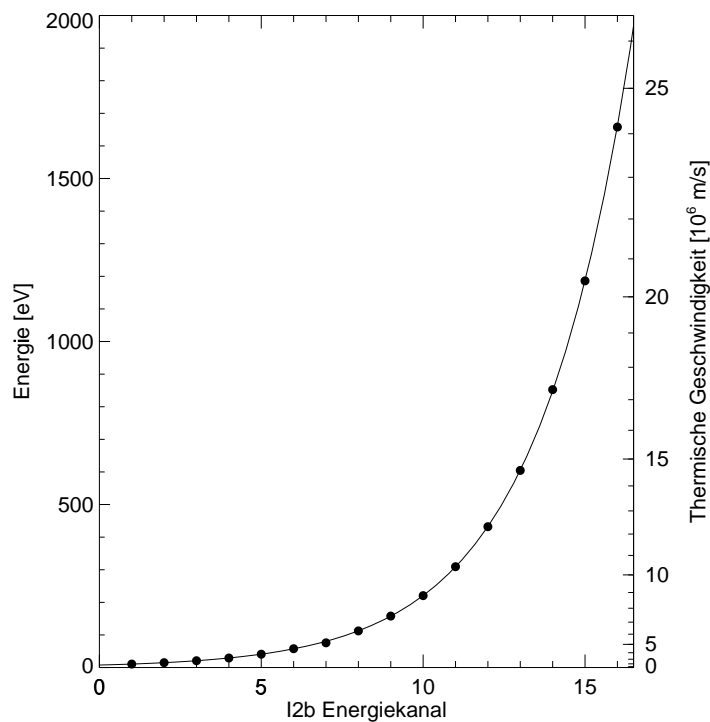


Abbildung 3.3: Mittlere Energien der 16 Energiekanäle des Helios-Instrumentes I2 im Programm B. Die gefüllten Kreise sind die Werte der Kalibration (tabelliert in ROSENBAUER et al., 1981). Die durchgezogene Linie entspricht der Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate. Die an der rechten Achse angegebenen Geschwindigkeitswerte entsprechen den thermischen Geschwindigkeiten bei einem Raumsondenpotential $\Phi_{sc} = 0$ V.

Geschwindigkeitsrichtungen wird durch die Rotation der Sonde mit der Spinperiode von 1 s erreicht. Für jede Umdrehung der Raumsonde wird der Elektronenfluß einer Energiestufe in acht mit 45° Abstand verteilten Azimutkanälen parallel zur Ekliptik gemessen. Die Umschaltung zur nächsten Energiestufe erfolgt immer vor dem von der Sonne abgewandten Azimutkanal.

Abhängig vom Experimentmodus besteht ein Elektronenspektrum aus Zählwerten für alle acht Azimutkanäle und entweder allen 32 Energiestufen der Programme A und B oder nur 16 Energiestufen eines der beiden Programme. In den am häufigsten gewählten Experimentmodi beginnt alle 40 s der Meßzyklus erneut.

Das Instrument integriert über einen um die Ekliptik zentrierten polaren Öffnungswinkel von etwa 19° Halbwertsbreite. Der azimutale Öffnungswinkel hat eine Halbwertsbreite von etwa 2° . Die Meßzeit für jeden einzelnen Kanal (Akkumulationszeit t_{acc}) umfaßt 78,06 ms bei Helios 1 und 31,10 ms bei Helios 2. Das entspricht Rotationswinkeln von $28,1^\circ$ bzw. $11,25^\circ$, so daß mit Berücksichtigung der 2° Halbwertsbreite der gesamte azimutale Winkel pro Kanal 30° bzw. 13° beträgt.

Die kürzere Akkumulationszeit – und somit der kleinere vermessene Raumwinkel – von Helios 2 ist beabsichtigt: Bei jedem zweiten Meßzyklus werden die Meßintervalle und damit die Azimutkanäle um einen halben Kanalabstand versetzt (s. Abb. 3.4). Mit dieser Besonderheit können jeweils zwei aufeinanderfolgende Meßspektren zu einem hochaufgelösten zusammengesetzt werden. So erhält man mit Daten von Helios 2 bei ruhigem Sonnenwind eine höhere räumliche Auflösung auf Kosten der zeitlichen Auflösung.

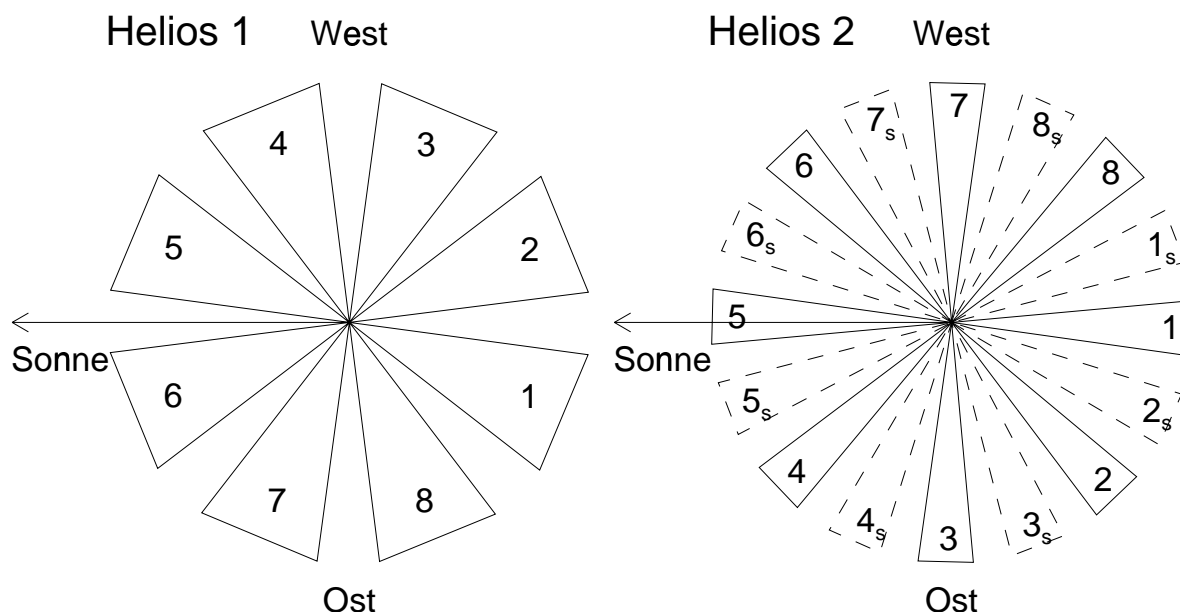


Abbildung 3.4: Integrierter azimutaler Öffnungswinkel der Helios-Sonden. Jeder Meßzyklus beginnt in dem von der Sonne abgewandten Azimutkanal. Die mit durchgezogenen Linien begrenzten Sektoren zeigen die azimutalen Meßwinkel ohne Verschiebung, die mit gestrichelten Linien begrenzten Sektoren die azimutalen Meßwinkel mit Verschiebung. Die azimutale Verschiebung bei Helios 1 beträgt nur $2,8^\circ$ entgegengesetzt dem Uhrzeigersinn und ist aus diesem Grund hier nicht abgebildet.

Um korrekte Elektronenverteilungsfunktionen aus den Messungen berechnen zu können, muß sorgfältig zwischen Sonnenwindelektronen und Photoelektronen unterschieden werden, die an der Raumsonde oder im Instrument entstehen. Durch die Bauweise des I2 Instruments können die an den Schneiden des Eingangstrichters und an der inneren Rückwand des Instruments ent-

stehenden Photoelektronen nicht in den Verstärker gelangen (s. Abb. 3.2), weil sie nicht im Gesichtsfeld des eigentlichen Instruments, des Halbkugelanalysators, liegen. Lediglich die an der Oberfläche der Sonde entstehenden Photoelektronen können in den Verstärker eindringen. Aus Modellrechnungen haben VOIGT et al. (1980) bestimmt, daß Störungen durch Photoelektronen im allgemeinen unterhalb von Energien von etwa 5 eV auftreten. Dieser Wert ist durch die Analyse der gemessenen Elektronenspektren bei niedrigen Energien bestätigt worden. Durch die ausschließliche Verwendung der Spektren des Programms B mit Energien ab 10,7 eV in dieser Untersuchung ist also gewährleistet, daß nur wirkliche Sonnenwindelektronen ausgewertet werden. Darüberhinaus bleibt aber eine Korrektur für das Raumsondenpotential erforderlich (s. Abschnitt 3.6.3).

Tabelle 3.2 zeigt ein ausgewähltes Elektronenspektrum von Helios 2 am 8. März 1976 (vgl. Abb. 2.5), das nach dem oben beschriebenen Verfahren aus den Einzelspektren von 16:47:45 und 16:48:25 UT zusammengesetzt wurde. Dieses Spektrum wurde im Sonnenabstand von 0,74 AU im schnellen Sonnenwind aufgenommen: Das Protonenplasma hat um 16:48 UT eine Dichte von $4,66 \text{ cm}^{-3}$, eine Geschwindigkeit von 637 km/s und eine Temperatur von 173000 K. Das Magnetfeld beträgt 8,95 nT in Richtung $\varphi_B = -1,4^\circ$ und $\vartheta_B = -8,5^\circ$. Mit $-8,5^\circ$ Neigung gegen die Ekliptik können die entlang des Magnetfeldes strömenden Elektronen vom I2-Instrument noch detektiert werden. Erkennbar sind in den Zählraten eine allgemeine Abnahme zu höheren Energien und deutlich höhere Zählraten in den sonnenzugewandten Kanälen jeder Energie. Bei höheren Energien werden fast alle Elektronen nur noch in einem einzigen Azimutkanal zentriert um $\varphi_E = -1,4^\circ$ gezählt. Der Elektronenstrahl ist in diesem Spektrum sehr gut auf einen einzigen Azimutkanal ausgeprägt, da das Magnetfeld genau in das Zentrum des Azimutkanals weist. Abbildung 3.5 zeigt dieses Spektrum in einer doppel-logarithmisch aufgetragenen, dreidimensionalen Darstellung.

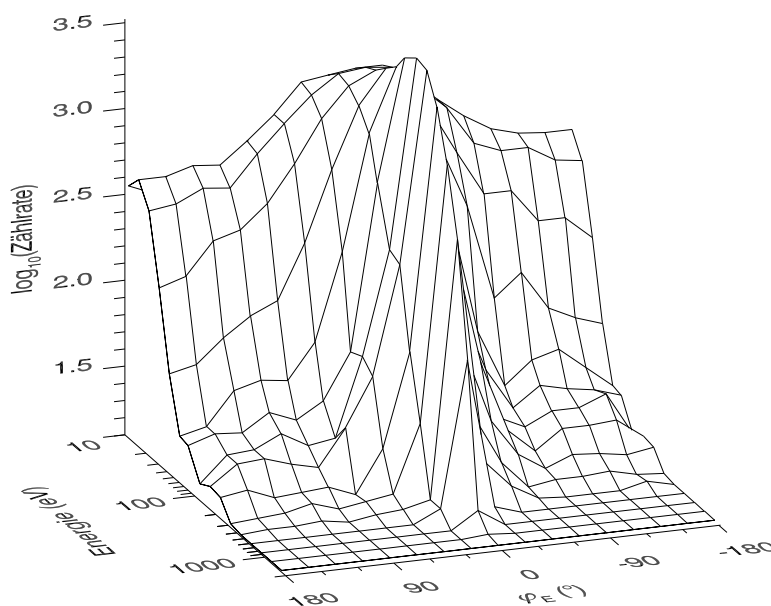


Abbildung 3.5: Der Elektronenstrahl in einer dreidimensionalen Darstellung des zusammengesetzten Elektronenspektrums in Tab. 3.2.

Das Elektroneninstrument mißt eine zweidimensionale Verteilung. Unter der Bedingung, daß die Teilchenverteilung rotationssymmetrisch um das Magnetfeld ist (d.h. *gyotrop*, vgl.

φ (°)	E (eV)															
	10,7	14,9	20,9	29,2	41,0	57,8	75,8	112	158	221	309	432	605	852	1186	1658
178.6	362	443	329	132	47	21	20	7	10	9	1	0	0	0	0	0
156.1	313	443	346	148	51	24	24	19	19	11	2	1	0	0	0	0
133.6	362	492	410	228	70	39	23	20	20	6	3	1	0	0	0	0
111.1	394	475	394	253	90	43	31	26	16	7	6	2	0	0	0	0
88.6	443	630	598	346	106	41	26	19	13	8	2	0	0	0	0	0
66.1	598	860	860	565	220	66	33	21	30	3	4	2	0	0	0	0
43.6	795	1276	1209	993	565	212	61	66	57	23	6	3	0	0	0	0
21.1	1026	1343	1545	1477	1276	993	565	265	245	86	37	6	6	0	0	0
-1.4	926	1410	1612	1748	2021	2332	2892	3320	3177	2193	1142	475	106	8	1	0
-23.9	926	1410	1545	1410	1276	1076	598	362	281	82	37	21	4	0	0	0
-46.4	696	1142	1142	960	663	297	98	82	57	30	15	8	0	0	0	0
-68.9	565	827	827	508	281	59	39	22	20	13	2	1	0	0	0	0
-91.4	443	630	492	281	78	27	20	16	9	5	4	0	0	0	0	0
-113.9	427	508	427	281	106	37	29	22	18	10	4	0	0	0	0	0
-136.4	346	459	427	180	63	41	26	22	18	9	5	0	0	0	0	0
-158.9	346	443	346	180	53	31	24	27	19	7	2	3	0	0	0	0

Tabelle 3.2: Der Elektronenstrahl am Beispiel eines zusammengesetzten Elektronenspektrums mit hoher räumlicher Auflösung von Helios 2 am 8. März 1976. Es sind die beiden Einzelspektren des I2b-Programms von 16:47:45 und 16:48:25 UT zusammengesetzt. Während in den niedrigen Energien der Elektronenfluß von mehreren sonnenzugewandten Azimutkanälen als flaches Maximum registriert wird, zeigen die höheren Energien ein Maximum, das mindestens eine Größenordnung über den Werten der anderen Kanäle liegt. Der Mittelwert der azimutalen Magnetfeldrichtung während der Aufnahme dieses Spektrums beträgt $\varphi_B = -1,4^\circ$.

(MARSCH, 1991), reicht eine Messung der zweidimensionalen Pitchwinkelverteilung aus, um die gesamte Verteilung zu charakterisieren. Die dreidimensionale Verteilung kann durch einfache Rotation der Pitchwinkelverteilung um die Magnetfeldrichtung rekonstruiert werden. Für die Plasmaelektronen ist die Annahme von gyrotropen Verteilungen wegen der hohen Gyrofrequenz meist gerechtfertigt, für Plasmaionen gilt dies im allgemeinen nicht.

Die genaue Messung der Pitchwinkelverteilung ist für ein Meßspektrum nur dann möglich, wenn sich der Elevationswinkel des Magnetfeldes in der Ekliptik und damit im Öffnungswinkel des Elektroneninstrumentes befindet. Dies ist für den „normalen“ Sonnenwind im allgemeinen der Fall. Außerhalb des Instrumentenöffnungswinkels können bei hoher Elektronendichte noch Flanken der Verteilung erkennbar sein. In solchen Fällen sind die Messungen außerhalb des Öffnungswinkels noch qualitativ auswertbar. Für die untersuchten transienten Strukturen ist häufig eine Rotation des Magnetfeldes charakteristisch – damit ist gewährleistet, daß zumindest einige Spektren im Zeitbereich der Ereignisse auswertbar sind.

3.5 Förstersonden-Magnetfeldexperiment E2

Das Fluxgate-Magnetfeldexperiment E2 auf Helios ist ein dreiachsiges Vektormagnetometer nach dem Prinzip der Förstersonde (MUSMANN et al., 1975). Er dient zur kontinuierlichen Beobachtung des interplanetaren Magnetfeldes in einem Frequenzbereich von 0 bis 4 Hz. Die drei

Sensoren sind in einem Tripel, das ein rechtwinkliges Koordinatensystem aufspannt, an einem Ausleger in etwa 2,75 m Abstand vom Satelliten angebracht. Bei jeder Umdrehung der Sonde werden spinsynchron acht Meßwerttripel aufgenommen, also ein Meßwerttripel pro 0,125 s. Für die Auswertung mit den E1-Daten standen 32 s Mittelwerte für die jeweiligen Spektren des E1 Experiments zur Verfügung.

3.6 Daten und Datenkorrekturen

Die Heliosdaten der Experimente E1 und E2 sind im [Max-Planck-Institut für Aeronomie](#) (MPAe) auf 19 magneto-optischen Disks (MOD) gespeichert. Jede MOD hat eine Speicherkapazität von etwa 600 MB. Während für die Ioneninstrumente I1a, I1b und I3 sowohl die instrumentellen Rohdaten als auch die abgeleiteten Parameter Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur vorliegen, gibt es von den Elektronendaten des Instruments I2 ausschließlich die von der Sonde übermittelten Rohdaten in Form von Zählraten. Einen Überblick über die Datenmenge von den einzelnen Instrumenten gibt Tabelle 3.3. Dabei ist zu beachten, daß ein I1a-Spektrum bis zu 1568 Meßwerte enthält, ein I1b-Spektrum 32 Werte, ein I2b-Spektrum 128 Werte (und ein I2a-Spektrum noch einmal so viele). Schließlich enthält ein E2-Datensatz drei Mittelwerte und drei Varianzen aus jeweils 256 Einzelmessungen.

	Helios 1 1974/346 – 1985/247	Helios 2 1976/017 – 1980/068
Gesamtzahl Spektren	1 729 914	939 999
I1a Protonen	1 561 859	909 085
I1a α -Teilchen	794 264	504 436
I1b Protonen	1 165 508	913 815
I2b Elektronen	1 453 902	789 860
E2 Magnetfeld	1 218 741	695 061

Tabelle 3.3: Anzahl Datenspektren der einzelnen Instrumente für die gesamte Helios-Mission.

Sowohl zur qualitativen Auswertung der Elektronenflüsse als auch zur Berechnung der Verteilungsfunktionen der Phasenraumdichte müssen einige Korrekturen an die Zählraten angebracht werden, um instrumentelle und telemetrische Bedingungen auszugleichen.

3.6.1 Telemetriekorrektur

Damit die Telemetrierate von der Sonde zur Bodenstation optimal ausgenutzt werden kann, wird auf die Zählwerte eine Datenkompression angewendet. Sowohl für Messungen bei nied-

rigen als auch bei hohen Elektronenflüssen soll dadurch ein geringer Informationsverlust gewährleistet werden. Dennoch ist es erforderlich, daß jede Zählrate mit maximal einem Byte Informationsgehalt (d. h. maximal $2^8 = 256$ diskrete Werte) übertragen wird. Um Zählwerte von 0 bis etwa 65 000 übertragen zu können, werden diese in 208 geeignete Intervalle mit quasiexponentiell zunehmender Größe eingeteilt und die Zählwerte jeweils auf die untere Intervallgrenze abgebildet. Da hiermit eine Gewichtung zu kleineren Werten hin stattfindet, müssen die dekomprimierten Werte durch die Intervallmitten ersetzt werden. Die systematische Unterbewertung wird beseitigt und eine Rekonstruktion der *wahren Meßwerte* mit einer maximalen Abweichung von $1/32 = 3,1\%$ ermöglicht. Eine ausführliche Beschreibung der Kompressionsmethode und des Dekompressionsverfahrens findet sich bei **ROSENBAUER et al. (1981)**.

3.6.2 Totzeitkorrektur

Die rekonstruierten Meßwerte geben jedoch noch nicht die Anzahl der tatsächlich im Instrument eintreffenden Elektronen an: Nach jedem gezählten Elektron ist der elektronische Verstärker für eine *Totzeit* von $\tau = 0,55 \mu\text{s}$ blockiert. In dieser Totzeit kann ein weiteres eintreffendes Elektron nicht gezählt werden. Bei selten eintreffenden Elektronen ist die Totzeitblockierung vernachlässigbar, bei hohen Flüssen hingegen kann in einzelnen Meßkanälen ein beträchtlicher Teil der nominellen Meßzeit (*Akkumulationszeit* t_{acc}) durch Totzeit blockiert werden. So kann nur eine wesentliche geringere Anzahl Elektronen gezählt werden als tatsächlich am Instrument eingetroffen ist. Die Eintreff-Frequenz von Teilchen am Detektor wird durch Poissonstatistik beschrieben: Die Wahrscheinlichkeit Π , daß ein weiteres Teilchen innerhalb der festen Totzeit τ ankommt, ist gegeben durch:

$$\Pi = 1 - e^{-\lambda\tau} \quad (3.2)$$

mit der Ereignisrate λ . Die Eintreff-Wahrscheinlichkeit während der Totzeit ist also für kleine Zählraten klein, nimmt aber für hohe Zählraten rapide zu. Statt der tatsächlichen Ereignisrate λ wird die reduzierte Zählrate λ' gemessen:

$$\lambda' = \lambda / (1 + \lambda\tau) \quad (3.3)$$

Dabei ist die reduzierte Zählrate λ' der Quotient aus gemessenem Zählwert Z' und der Akkumulationszeit ($\lambda' = Z'/t_{\text{acc}}$). Zur Korrektur der gemessenen Zählwerte für Totzeiteffekte gilt also:

$$Z = \frac{Z'}{1 - Z'\tau/t_{\text{acc}}} \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} Z : \text{ totzeitkorrigierter Zählwert,} \\ Z' : \text{ reduzierter Zählwert,} \\ t_{\text{acc}} : \text{ Akkumulationszeit,} \\ \text{Helios 1 : } t_{\text{acc}} = 78,06 \text{ ms,} \\ \text{Helios 2 : } t_{\text{acc}} = 31,10 \text{ ms,} \\ \tau : \text{ Verstärkertotzeit: } \tau = 0,55 \mu\text{s} \end{array} \quad (3.4)$$

3.6.3 Raumsondenpotential

Eine Sonde im Plasma lädt sich auf ein elektrostatisches Potential auf, das von der Zahl der an der Oberfläche eintreffenden und emittierten Ionen und Elektronen abhängt. Zum einen entstehen durch die Sonneneinstrahlung auf der Sondenoberfläche und im Instrument Photoelektronen, und die Raumsonde lädt sich positiv auf. Zum anderen fällt durch das umgebende Plasma auf die Raumsonde ein thermischer Fluß von Elektronen ein. Wegen der im Vergleich zu den Plasmaionen um Größenordnungen höheren thermischen Geschwindigkeit der Plasmaelektronen ist der Ionenfluß vernachlässigbar. Die Raumsonde lädt sich negativ auf (Prinzip der *Langmuir-Sonde*). Die Flußdichte der Photoelektronen bei niedrigen Energien liegt um Größenordnungen höher als die der Plasmaelektronen, so daß eine leitfähige, der Sonne ausgesetzte Oberfläche deshalb ein positives Potential von einigen Volt annehmen wird. Durch dieses Potential werden die Sonnenwindelektronen nachbeschleunigt, bevor sie den Analysator erreichen. Zwar gelangen neben den Plasmaelektronen auch an der Sonde emittierte Photoelektronen in das Instrument, letztere haben aber stets eine niedrigere Energie als es dem elektrischen Potential der Sonde entspricht. Bei negativem Potential werden zwar Photoelektronen von der Sonde abgestoßen und können somit nicht in das Instrument gelangen, die langsamsten Sonnenwindelektronen können aber das Potential auch nicht überwinden und erreichen die Raumsonde nicht. Im Sensor entstehende Photoelektronen können bauartbedingt nicht durch den halbkugelförmigen elektrostatischen Analysator bis zum Channeltron gelangen (s. Abb. 3.2). Da die Spektren von Photoelektronen und Plasmaelektronen im allgemeinen unterschiedlich sind, ist es möglich, sie durch die Unstetigkeit im Energiespektrum der gemessenen Elektronen an der Stelle des Raumsondenpotentials zu unterscheiden. Bei Helios variiert das Raumsondenpotential Φ_{sc} typischerweise zwischen +5 V und -5 V (PILIPP et al., 1984). Zur Berechnung der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Elektronen ist die Kenntnis des Raumsondenpotentials wegen der beschriebenen Nachbeschleunigung der Plasmaelektronen um den Betrag $e\Phi_{sc}$ notwendig. PILIPP et al. (1984) haben experimentell die Konstanten zur Berechnung des Raumsondenpotentials aus Photoionisation und Prinzip der Langmuir-Sonde bestimmt. Die Formel hängt ausschließlich von der Anzahldichte der Protonen n_p und dem heliozentrischen Abstand r_H der Raumsonde ab:

$$\Phi_{sc} = 3,85 (2,13 - \ln(n_p r_H^2)). \quad (3.5)$$

Bei Verwendung der Einheiten cm^{-3} für die Anzahldichte und AU für den heliozentrischen Abstand erhält man das Raumsondenpotential in V.

Nach der Beschleunigung durch das elektrische Feld der Raumsonde wird im Instrument bei einer Energie E' die Geschwindigkeit v' gemessen ($E' = m_e v'^2/2$). Die Geschwindigkeit v des Elektrons im umgebenden Sonnenwind ist gegeben durch:

$$v = \left(v'^2 - \frac{2e\Phi_{sc}}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.6)$$

e ist die Elementarladung und m_e die Masse des Elektrons.

3.6.4 Geometriefaktor

Zur Berechnung der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion aus den Zählraten werden noch die Konstanten aus der Gerätekalibration benötigt.

$$f(v_i, \varphi_j) = \frac{Z(v_i, \varphi_j)}{G t_{\text{acc}} v_i^4} \quad (3.7)$$

Dabei ist v_i die Elektronengeschwindigkeit, die der Energie des i -ten Kanals nach Korrektur für das Raumsondenpotential entspricht, t_{acc} ist die Akkumulationszeit (s. Kap. 3.6.2), und G beschreibt den durch Kalibrierung (ROSENBAUER et al., 1981) bestimmten Geometriefaktor mit dem Wert $G = 1,1247 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ sr}$.

Kapitel 4

Solare Massenauswürfe

Zusammen mit Flares bilden solare Massenauswürfe (*Solar mass ejection*, SME)¹ die Hauptformen eruptiver Ereignisse auf der Sonne. Während Flares aber seit dem letzten Jahrhundert beobachtet werden, sind SMEs eine relative neue Entdeckung: Beobachtungen von Weißlichtkoronagraphen bilden die empirische Grundlage des heutigen Wissens über solare Massenauswürfe. Der erste Koronagraph, der auf einem Satelliten die Erdatmosphäre verließ, befand sich auf OSO 7 im Jahre 1971 (TOUSEY, 1973). Ebenso wurde im Rahmen der Skylab-Mission im Jahre 1973 ein Koronagraph eingesetzt (MACQUEEN et al., 1974). Diese ermöglichten erstmalig die Beobachtung von Explosionen auf der Sonne, die riesige Mengen solarer Materie in den interplanetaren Raum hinausschleudern (s. Abb. 4.1).

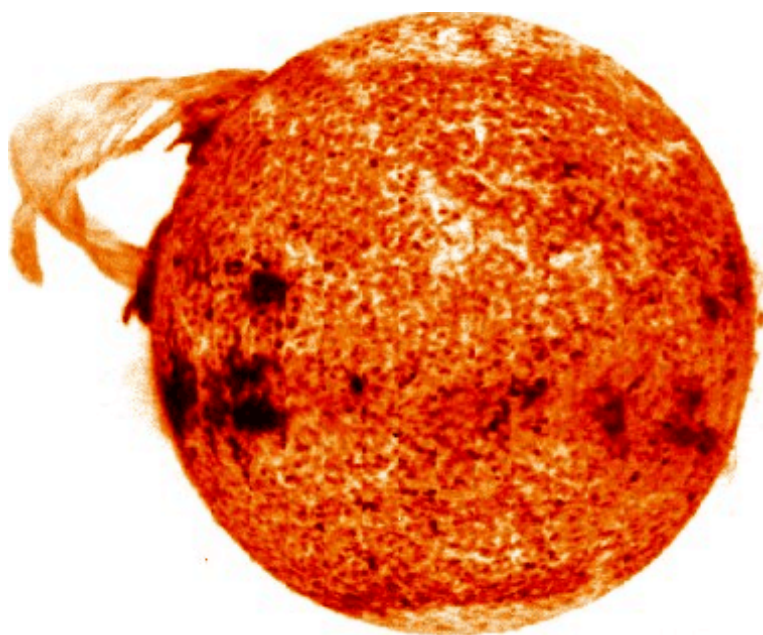


Abbildung 4.1: Eruption einer zuvor ruhigen Protuberanz am 19. Dezember 1973. Aufnahme der Sonne im Licht der extremen Ultraviolettstrahlung des ionisierten Heliums (He II-Emissionslinien bei 304 Å), beobachtet vom Spektroheliographen der Skylab-Mission. Die Sonne schleudert große Mengen Materie in den Raum hinaus. Wegen der solaren Gravitationskraft und elektromagnetischer Kräfte fällt ein Teil zur Sonne zurück, ein anderer Teil hingegen entweicht in den interplanetaren Raum (Bild: Naval Research Laboratory).

Weißlichtkoronagraphen zeichnen die Strahlung der Sonnenphotosphäre auf, die durch *Thomson-Streuung* an koronalen Plasmaelektronen verursacht wird. Die Helligkeit ist ein Maß für die Elektronendichte entlang des Sichtstrahls. SMEs zeigen in Weißlichtaufnahmen eine klassische dreiteilige Struktur (HUNDHAUSEN, 1987): Voran geht außen eine helle Front (*leading edge* oder *frontal loop*), die von einem dunklen Hohlraum (*dark cavity*) gefolgt wird. Im

¹Wegen der Beobachtung dieser Massenauswürfe in der Sonnenkorona ist der Begriff *koronaler Massenauswurf* bzw. *coronal mass ejection* (CME) geprägt worden. Dieser Begriff impliziert irreführenderweise, daß nur koronale Masse ausgeworfen wird. Tatsächlich kann aber in einigen Fällen sowohl mit den Koronagraphenbildern selbst als auch mit in situ-Messungen des Sonnenwindes gezeigt werden, daß ebenso relativ kalte, chromosphärische Materie ausgeworfen wird. Aus diesem Grund ist die Bezeichnung *solarer Massenauswurf* bzw. *solar mass ejection* zu bevorzugen. Weitere Hinweise zur Terminologie finden sich in SCHWENN (1996a).

Inneren folgt zuletzt ein heller Kern (*bright core*) mit dem chromosphärischen Material der eruptiven Protuberanz. Ein typisches Beispiel ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Im ersten Bild verläßt eine blasenartig ausgedehnte Plasmastruktur den abgedeckten Bereich der Sonne und weitet sich aus. Knapp zwei Stunden später verläßt die helle Front das Blickfeld des Koronagraphen bei $6 R_{\odot}$, gefolgt von dem etwas dunkleren Hohlraum. Die zunehmend besser erkennbare Protuberanzschleife erreicht zweieinhalb Stunden später ebenfalls den Rand des Blickfeldes.

Einige tausend SMEs sind bis heute beobachtet und analysiert worden. Große Massenauswürfe können bis zu 10^{13} kg Materie mit Geschwindigkeiten bis über 2000 km/s hinausschleudern, wobei im Mittel etwa 10^{12} kg mit etwa 400 km/s und einer kinetischen Energie von 10^{23} J ausgeworfen werden (HOWARD et al., 1985). Dabei entweicht Materie aus Sonnenatmosphärenregionen mit geschlossenen Magnetfeldlinien, die zuvor nicht an der Sonnenwindausdehnung beteiligt waren. In Koronagraphenbildern haben SMEs radiale Ausdehnungen von der Größenordnung mehrerer Sonnenradien und eine mittlere Winkelausdehnung von 45° . Das zeigt, daß es sich bei SMEs um sehr großräumige Vorgänge in der Sonnenatmosphäre handelt.

Solare Massenauswürfe können sowohl mit Flares auf der Sonne als auch mit eruptiven Protuberanzen bzw. verschwindenden Filamenten assoziiert sein. Bei sehr starken solaren Ereignissen treten meist alle Typen solarer Aktivitätserscheinungen in Verbindung mit SMEs auf: Eruptive Protuberanzen, Flares, Radiostrahlung, harte Röntgenstrahlung, Gammastrahlung und energetische Teilchen.

Lange Zeit nahm man an, daß SMEs und ihre interplanetaren Auswirkungen durch Flares verursacht werden. Eingehende Untersuchungen zeigen hingegen, daß SMEs enger mit eruptiven Protuberanzen in Zusammenhang stehen als mit optischen Flares, die z.B. als plötzliche Aufhellung im Spektralbereich der H_{α} -Emissionslinie erscheinen (MUNRO et al., 1979). Viele SMEs gehen mit einem Flare im Spektralbereich der Röntgenemission einher, lineare Extrapolationen ihrer Entstehungszeit bei $1 R_{\odot}$ aus SME-Beobachtungen und vergleichende Beobachtungen von Röntgenflares von HARRISON (1986) zeigen aber, daß Flares häufig mehrere Minuten bis zu einer Stunde *nach* dem solaren Massenauswurf stattfinden. Die genannten linearen Extrapolationen haben jedoch offensichtlich Schwächen, da zum einen die SMEs mit Sicherheit beschleunigt werden, zum anderen der Entstehungsort deutlich außerhalb von $1 R_{\odot}$ liegen kann. Neuere Untersuchungen mit umfangreicheren Daten und besserer räumlicher Auflösung zeigen, daß Flares genau so oft *vor* wie *nach* dem solaren Massenauswurf stattfinden. Offenbar stehen Flares und SMEs nicht in einem Ursache-Wirkung-Zusammenhang, sondern sind Produkte eines tieferliegenden, gemeinsamen Ursprungs. Oft sieht es so aus, als ob der beginnende Massenauswurf zunächst das vorher geschlossene Magnetfeld öffnet und das Flare anschließend durch Rekonnexion magnetischer Feldlinien an den Fußpunkten der Protuberanz entsteht. Mit dem Artikel „The Solar Flare Myth“ hat GOSLING (1993) die Diskussion um Ursachen und Wirkungen noch einmal angeregt. Vergleicht man Energie, Geschwindigkeit, Masse oder andere Parameter des ausgeworfenen Materials und die Energie oder Intensität des assoziierten Flareausbruchs, so lassen sich klare Zusammenhänge noch immer nicht feststellen (HUNDHAUSEN, 1997).

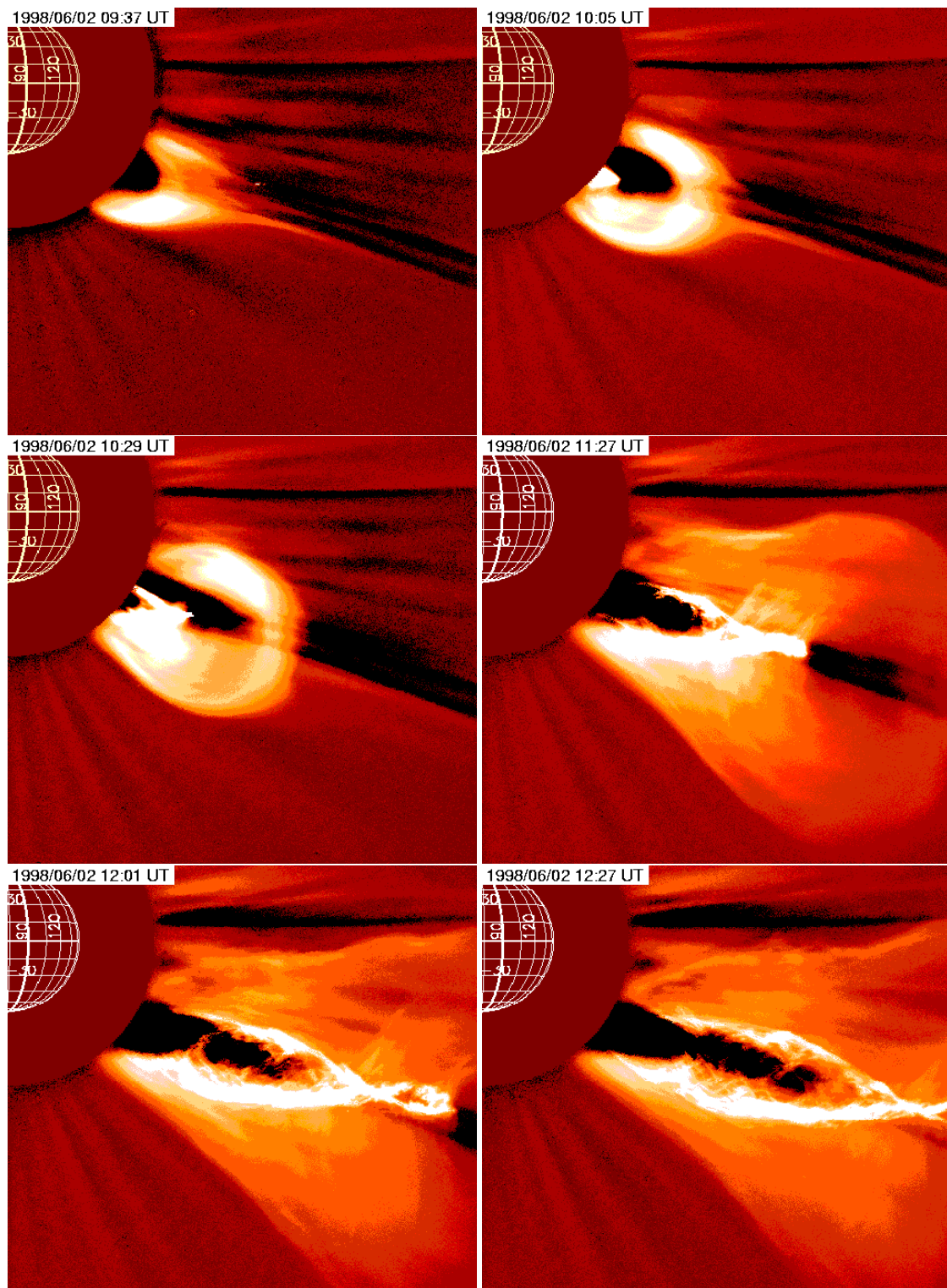


Abbildung 4.2: Frühe Phase eines spektakulären solaren Massenauswurfs, beobachtet vom LASCO C2-Koronagraphen am 2. Juni 1998. Dargestellt sind hier Bilder, die um 9:37, 10:05, 10:29, 11:27, 12:01 und 12:27 UT aufgenommen wurden. Der Blickwinkel des Koronagraphen reicht von $2,2$ bis $6 R_{\odot}$. Der Norden ist oben, der Westen ist rechts im Bild. Von allen Bildern wurde ein vor dem Ereignis aufgenommenes Referenzbild subtrahiert. Der Auswurf riesiger Mengen solaren Materials in Form einer Blase wird von einer Protuberanz gefolgt. Dieser solare Massenauswurf verließ die Sonne mit einer Geschwindigkeit nahe 1000 km/s (Bilder: SOHO/LASCO Konsortium).

Viele interplanetare Signaturen zur Identifizierung der durch SMEs verursachten Plasmawolken im Sonnenwind sind mittlerweile bekannt und werden in den folgenden Kapiteln ausführlich erläutert.

4.1 Eruptive Protuberanzen

Protuberanzen (*prominences*) erscheinen auf Bildern der Sonne im Spektrum der H_{α} -Emissionslinie als helle Schleifen über dem Sonnenrand und als dünne, dunkle *Filamente* auf der Sonnenscheibe. In Wirklichkeit sind sie riesige, aufrechte Plasmaschichten mit chromosphärischem Material, die etwa ein Hundertstel der Temperatur und ein Hundertfaches der Dichte der umgebenden Korona haben. Es handelt sich also um koronale Strukturen, die chromosphärisches Material enthalten. Typische Werte für die Dichte sind etwa 10^{10} – 10^{11} cm^{-3} , die Temperatur beträgt 5 000–8 000 K, die Breite 5 000 km, die Höhe 50 000 km und die Länge 200 000 km. Auf der Sonne werden Protuberanzen beobachtet, die über Wochen oder gar Monate stabil sein können. Sie können jedoch mitunter plötzlich als *eruptive Protuberanzen* ausbrechen, wie z.B. die **LASCO** C2-Aufnahmen vom 2. Juni 1998 in Abbildung 4.2 eindrucksvoll zeigen. Bereits 14 Tage zuvor war die ruhige Protuberanz zunächst am Ostrand der Sonne und später, wegen der Sonnenrotation über die Sonnenscheibe wandernd, als Filament beobachtet worden. Mit dem Erreichen des Westrandes der Sonne am 2. Juni wird die Protuberanz instabil und beginnt aufzusteigen. Die Bildfolge von 9:37 bis 12:27 UT zeigt, wie ein heller Bogen blasenartig in der Korona aufsteigt. Dem Bogen folgt ein dunkler Hohlraum und anschließend die helle Schleife der Protuberanz. Die filamentare Struktur der Protuberanz wird ab 11:27 UT in den Koronagraphenbildern sichtbar. Diese magnetisch stabile Flußröhrenstruktur ist vermutlich das, was im interplanetaren Raum als magnetische Wolke identifiziert wird. Die helle Blase und die Schleife dehnen sich in diesem Fall nahezu parallel aus. Die Blase erreicht im Blickfeld eine Maximalgeschwindigkeit von 1000 km/s, die Protuberanz 700 km/s. Es erscheint in diesem Fall so, daß die Blase den Weg für die expandierende Protuberanz frei macht.

Wenn der Ausbruch auf der erd zugewandten Seite der Sonne stattfindet, beobachtet man *verschwindende Filamente*: Die Protuberanz verläßt aufgrund des Dopplereffekts beim Aufsteigen den Durchlaßbereich des H_{α} -Filters. Im Koronagraphen wird der solare Massenauswurf als *Halo*-Ereignis sichtbar, im idealen Fall als eine ringförmige Aufhellung um die Sonnenscheibe. Abbildung 4.3 zeigt eine Bildfolge eines großen Halo-Ereignisses am 7. April 1997 in Aufnahmen vom **LASCO** C2-Koronagraphen. In den ersten Bildern ist die Eruption über dem Südwestrand der Sonne erkennbar, später ist das gesamte Blickfeld erhellt. Solche Ereignisse sind zur Untersuchung von solar-terrestrischen Beziehungen wichtig, da man annehmen kann, daß die Störungen sich direkt von der Sonne zur Erde ausbreiten.

Das Arkadenmodell von **PRIEST (1988)** veranschaulicht eine mögliche Deutung der beginnenden Phase und der Beschleunigung von eruptiven Protuberanzen (s. Abb. 4.4): In der noch stabilen Phase wird die Protuberanz von einer magnetischen Arkade wie ein Fesselballon von Seilen im Gleichgewicht gehalten. Bei Stabilitätsverlusten beginnt die Arkade aufzusteigen.

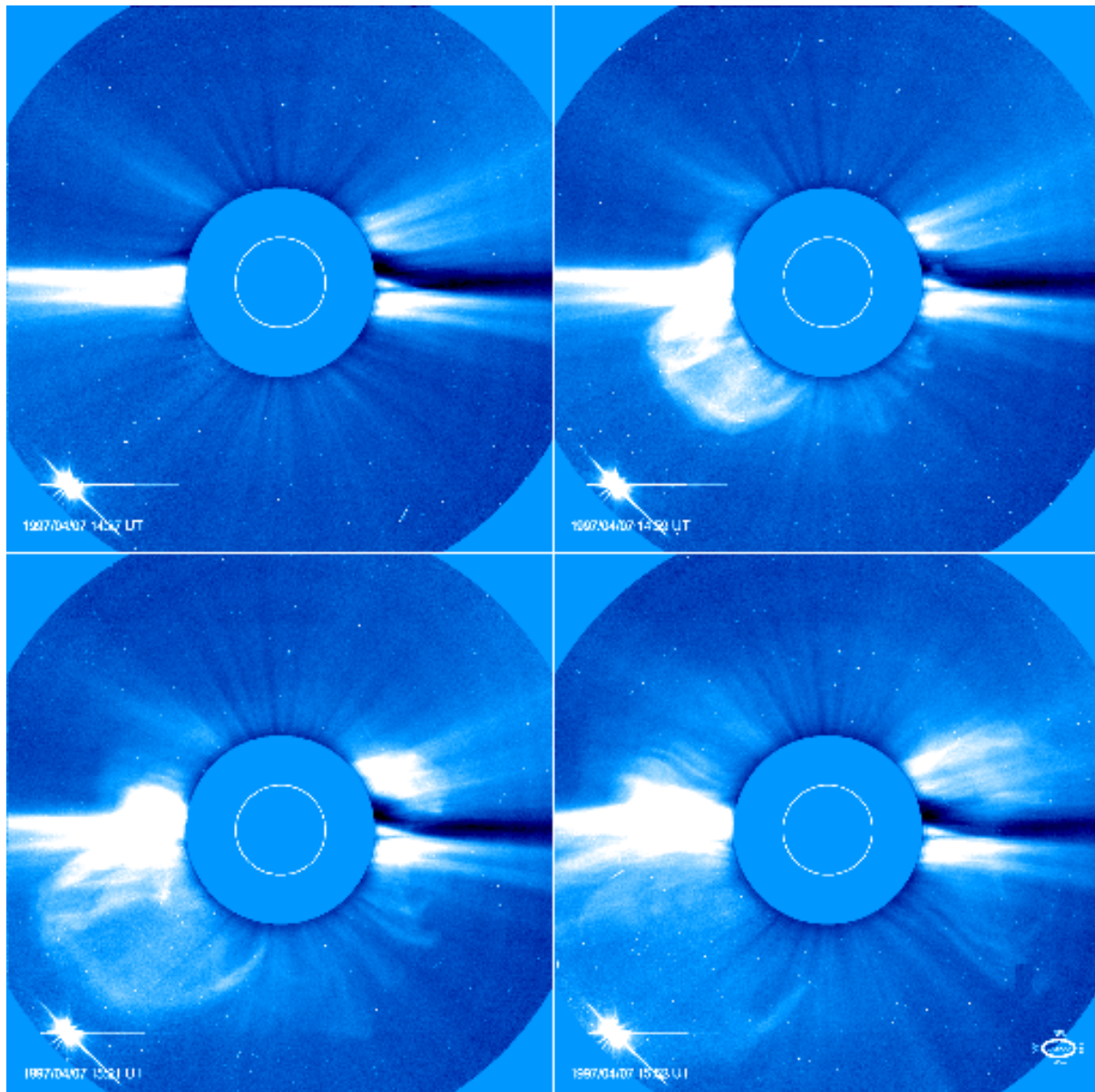


Abbildung 4.3: Bildfolge des großen solaren Massenauswurfs vom 7. April 1997 (14:27, 14:59, 15:21 und 15:52 UT), beobachtet vom LASCO C2-Koronagraphen. Der helle Kreis zeigt die Position und Größe der ausgeblendeten Sonnenscheibe. Die Bilder sind so ausgerichtet, daß der Norden oben und der Westen rechts ist. Das erste Bild zeigt die Korona kurz vor dem Ausbruch. Das erste Stadium des Ausbruchs ist im oberen rechten Bild (14:59 UT) zu erkennen. Der Ausbruch entwickelt sich zum *Halo*-Ereignis, d.h. das ausgeworfene Material bewegt sich auch auf den Beobachter zu (unten links). Im letzten Bild (15:52 UT, unten rechts) ist eine Aufhellung um die gesamte Sonne herum zu erkennen. Ausgeworfenes Material dieses Ereignisses erreichte die Erde am 11. April. (Bilder: SOHO/LASCO Konsortium)

Das Protuberanzmaterial folgt der aufsteigenden Arkade. Das dichte Plasma bildet die Vorderfront des solaren Massenauswurfs. Dahinter bildet sich ein Hohlraum aus, der von „kaltem“ Protuberanzmaterial gefolgt wird. Unter dem Massenauswurf entsteht ein Gebiet von Feldlinienverschmelzung.

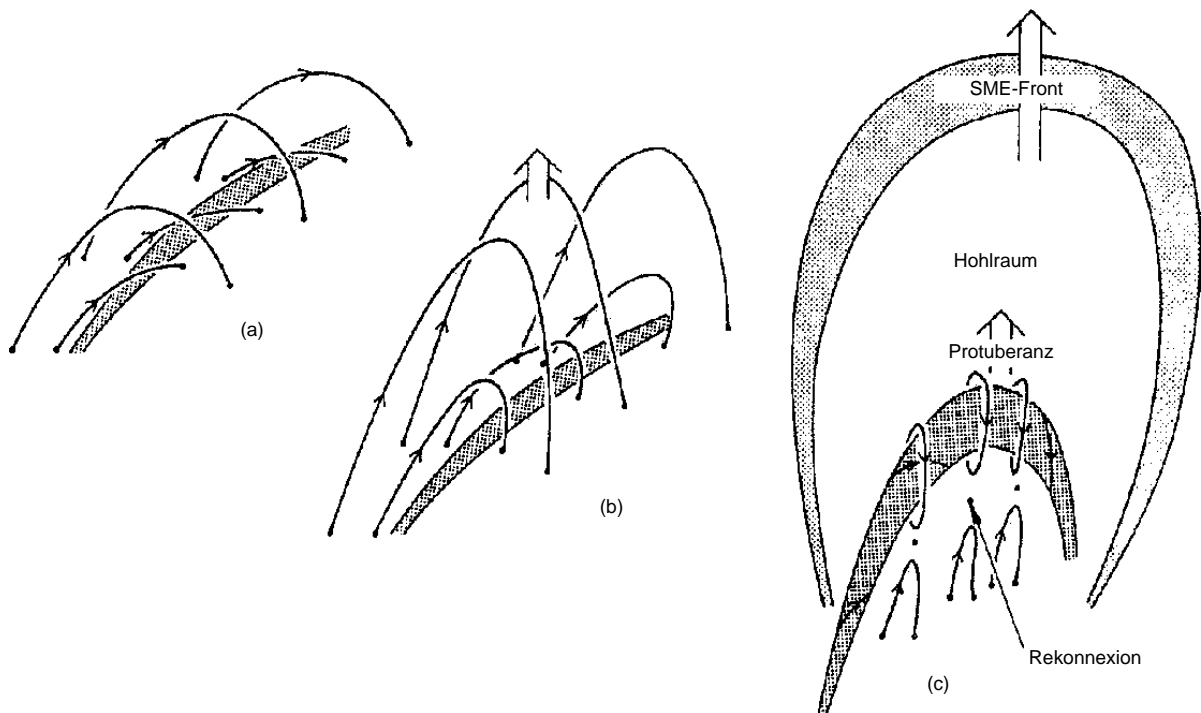


Abbildung 4.4: Arkadenmodell nach **PRIEST (1988)**. Schemabild einer eruptiven Protuberanz: a) Noch stabile Phase: Protuberanz wird von der magnetischen Arkade gehalten. b) Beginnende Instabilität: Die Arkade steigt. c) Eruption: Die Protuberanz folgt. Darunter bildet sich ein Gebiet der Feldlinienverschmelzung (aus **SCHWENN, 1991**).

Es gibt Hinweise darauf, daß SMEs die solare Magnetfeldrekonfiguration wesentlich mitbestimmen, indem sie den nach dem Dynamoprinzip in der Konvektionszone erzeugten magnetischen Fluß und die Helizität der Photosphäre zusammen mit großen Materialmengen in den interplanetaren Raum befördern (**BOTHMER und RUST, 1997; LOW, 1997**).

Einige „sichere“ Aussagen sind von **SCHWENN (1996a)** zusammengefaßt worden: Transiente SMEs ereignen sich in verschiedenen sichtbaren Formen und mit verschiedenen Geschwindigkeiten. Flares ereignen sich manchmal im räumlichen und zeitlichen Zusammenhang mit SMEs und manchmal nicht. Mit SMEs wird koronales Material in den interplanetaren Raum hinausgeworfen, in einigen Fällen konnte sogar kaltes chromosphärisches Material der Protuberanzen in situ nachgewiesen werden (**SCHWENN et al., 1980**). Teile des Auswurfmaterials verlassen die Sonne für immer und können in der Heliosphäre als *interplanetare Plasmawolken* nachgewiesen werden, die in den folgenden Kapiteln Gegenstand näherer Untersuchungen sein werden.

Dennoch bleiben viele Fragen sowohl hinsichtlich der Entstehung von SMEs als auch hinsichtlich des Übergangs von den optisch beobachteten SMEs zu den in situ-Beobachtungen von transienten interplanetaren Plasmastrukturen offen. Einige dieser offenen Fragen motivieren diese Untersuchung. Wo und wann geht die dreiteilige Struktur von SMEs verloren? Lösen sich die Flußröhren von der Sonne? Ist Rekonnexion magnetischer Feldlinien nachweisbar?

Kapitel 5

Interplanetare Plasmawolken

In vielen Studien wurden interplanetare transiente Stoßwellen, Signaturen von Treibergaswolken und magnetische Wolken im Sonnenwind untersucht. Dabei läßt sich feststellen, daß es kein eindeutiges Merkmal aller durch SMEs verursachten Plasmawolken gibt. Vielmehr beruht die Identifizierung auf einer Vielzahl von Parametern, die je nach Ereignis sowohl einzeln als auch gemeinsam auftreten können. Folgende Kennzeichen haben sich bei der Suche und Klassifizierung bewährt:

Niedrige Ionentemperaturen: Ungewöhnlich niedrige kinetische Temperaturen der Ionen bei gegebener Sonnenwindgeschwindigkeit (GOSLING et al., 1973). Im quasistationären Sonnenwind sind die Ionentemperaturen mit der Flußgeschwindigkeit positiv korreliert. Die Ursache für die niedrigere Temperatur bzw. höhere Machzahl liegt in der starken Expansion („*overexpansion*“) der Plasmawolke in den Bereich des umgebenden, quasistationären Sonnenwindes.

Niedrige Elektronentemperaturen: Wie bei den Ionentemperaturen können auch ungewöhnlich niedrige kinetische Elektronentemperaturen interplanetare Plasmawolken kennzeichnen (MONTGOMERY et al., 1974).

Anisotropie der Protonentemperatur: Wenn sich die Plasmawolke stärker als der umgebende Sonnenwind ausdehnt, kann die Erhaltung des magnetischen Moments der Ionen eine ungewöhnlich starke Verteilungsanisotropie mit $T_{\parallel} > T_{\perp}$ verursachen. (ZWICKL et al., 1982; GOSLING et al., 1987)

Erhöhte Heliumhäufigkeit: Das Verhältnis der α -Teilchendichte n_{α} zur Protonendichte n_p (auch $\text{He}^{2+}/\text{H}^+$) im Sonnenwind bei 1 AU ist außerordentlich variabel: Es gibt manchmal starke Schwankungen innerhalb weniger Stunden, und Werte von unter 0,001 bis über 0,35 sind möglich (BORRINI et al., 1982). Flüsse mit einem erhöhten He^{2+} -Anteil von über 0,08 sind wiederholt mit transienten Ereignissen assoziiert worden. Insbesondere sind transiente Ereignisse mit 35% He^{2+} -Anteil der erste Hinweis überhaupt auf Treibergas-Material gewesen (HIRSHBERG et al., 1970).

Ungewöhnliche Ionisierungszustände: Dies betrifft zum einen das sehr selten beobachtete Auftreten außergewöhnlicher Ionisierungszustände wie He^+ (SCHWENN et al., 1980), zum anderen die Verhältnisse der Ionisierungszustände von schwereren Ionen, z.B. $\text{Si}^{9+}/\text{Si}^{8+}/\text{Si}^{7+}$ oder $\text{O}^{8+}/\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ (GALVIN et al., 1992). Diese Ionisierungszustände deuten auf andere solare Quellen als die des „gewöhnlichen“ Sonnenwindes hin, z.B. auf relativ kaltes Protuberanzmaterial oder auf heiße koronale Schleifen.

Bidirektionale Flüsse von energetischen Ionen: Oft gemessene bidirektionale Flüsse können dadurch verursacht sein, daß energetische Ionen auf Magnetfeldlinien gefangen sind, die entweder auf beiden Seiten mit der Sonne verbunden sind oder sich als geschlossene Magnetfeldstrukturen (*Plasmoide*) von der Sonne gelöst haben (PALMER et al., 1978; MARSDEN et al., 1987). Eine Untersuchung mit Heliosdaten hat RICHARDSON (1994) veröffentlicht.

Bidirektionale Flüsse von suprathermischen Elektronen: Die bidirektionalen Flüsse gelten als Indikator für geschlossene Magnetfeldlinien im Gegensatz zu den „offenen“ Magnetfeldlinien der Parkerspirale (GOSLING et al., 1987).

Lokale Tangentialdiskontinuitäten: Sie trennen das „Treibergas“ vom stoßwellenkomprimierten Sonnenwind.

Hohe Magnetfeldstärke (im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind)

Gleichmäßige, großskalige Rotation des Magnetfeldvektors in einer Ebene um einen Winkelbereich bis zu 180° (*magnetische Flußröhren*)

Kleine Magnetfeldvarianzen: Das sehr ruhige Magnetfeld deutet auf eine stabile magnetische Struktur hin.

Niedriges Plasma- β : Der magnetische Druck dominiert über den thermischen Plasmadruck.

Im allgemeinen findet man nur einen Teil dieser Signaturen. Einige der Signaturen kommen häufiger vor als andere (GOSLING, 1990).

Keine eindeutigen Kennzeichen von interplanetaren Plasmawolken sind jedoch hohe Plasmadichte oder Plasmageschwindigkeit allein. Plasmawolken können im Sonnenwind jeder Geschwindigkeit auftreten, und die Geschwindigkeit der Wolke entspricht manchmal lediglich der Geschwindigkeit des umgebenden Sonnenwindes. Durch die starke Expansion ist die Dichte in Plasmawolken jenseits von 2 AU sogar niedriger als die Dichte des umgebenden Sonnenwindes.

Bei starker Wechselwirkung mit dem umgebenden Sonnenwind durchlaufen die interplanetaren Wolken eine beträchtliche Entwicklung. Wenn eine schnelle Wolke sich in langsamerem Wind ausdehnt, findet eine Plasmakompression statt, so daß hohe Plasmadichten und hohe Magnetfeldstärken gemessen werden. Es findet ein Impuls- und Energietransfer zum Umgebungsplasma statt. Das umgebende interplanetare Magnetfeld vor der Wolke wird verdrängt (*draping*). Wenn die Wolke eine geringere Geschwindigkeit als der vorauslaufende Wind hat, kommt es zwischen dem Wind und der Wolke zu einer Verdünnungswelle (*rarefaction*).

Bei Anwendung des Massenerhaltungsgesetzes auf kugelsymmetrischen Bedingungen muß bei konstanter Sonnenwindgeschwindigkeit die Dichte proportional zu r_H^{-2} abnehmen. Die Messungen der Heliosmission bestätigen diese Erwartung im Mittel (BOTHMER und SCHWENN,

1994; SCHWENN, 1990). Im Vergleich zur mittleren Ausdehnungsgeschwindigkeit des Sonnenwindes ist jedoch die von interplanetaren Wolken im allgemeinen signifikant höher: BOTHMER und SCHWENN (1998) ermitteln für 46 mit Helios untersuchte magnetische Wolken einen Abfall der Protonendichte proportional zu $r_H^{-2,4}$ zwischen 0,3 und 4 AU. Diese „Über“-Expansion („*overexpansion*“) kann durch den höheren Innendruck der Plasmawolke im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind verursacht sein. Weiterhin wird bereits bei der Entstehung von solaren Massenauswürfen häufig die Beobachtung gemacht, daß die vordere Front sich schneller bewegt als die hintere. Diese Beobachtung kann die „Über“-Expansion durch eine Verdünnungswelle hinter der Wolke erklären.

Bei 1 AU haben Plasmawolken eine mittlere Ausdehnung von typischerweise etwa 0,2 AU, bei 5 AU werden bisweilen Wolken mit Ausdehnungen bis zu 2,5 AU beobachtet.

Transiente interplanetare Stoßwellen werden im allgemeinen von schnellen Plasmawolken ausgelöst, so daß viele Studien diese Stoßwellen verwendeten, um gezielt nach weiteren Signaturen zu suchen (z. B. SCHWENN, 1986). Der Anteil der interplanetaren Plasmawolken, die genügend hohe Geschwindigkeiten relativ zum umgebenden Sonnenwind haben, um transiente Stoßwellen anzutreiben, beträgt etwa ein Drittel (SHEELEY et al., 1985).

Erklärungsansatz

Zur Erklärung der Klassifizierungskennzeichen im interplanetaren Raum kann man von dem im Abschnitt 4.1 vorgestellten Arkadenmodell von PRIEST (1988) ausgehen, das beschreibt, wie solare Filamente expandieren können. Mit Hilfe dieses Modells ließe sich erklären, wie Teile der Sonnenatmosphäre, die vorher nicht an der Sonnenwindausdehnung beteiligt waren, nunmehr in sie miteinbezogen werden. Die Eigenschaften der abgelösten Protuberanz lassen sich dann möglicherweise im interplanetaren Raum *in situ* messen. Dazu gehören die ursprüngliche Komposition und die niedrigeren Temperaturen. Weiterhin bewahren die expandierenden Filamente ihre Helizität als stabile magnetische Flußröhren im interplanetaren Raum. Dies erklärt die gleichmäßige Rotation des Magnetfeldvektors sowie die kleinen Magnetfeldvarianzen. Die bidirektionalen Flüsse von energetischen Ionen und suprathemischen Elektronen werden dadurch erklärt, daß die Flußröhre entweder auf beiden Seiten mit der Sonne verbunden ist oder sich als geschlossenes Plasmoid von der Sonne gelöst hat.

5.1 Magnetische Wolken

Etwa ein Drittel aller interplanetaren Plasmawolken weisen besondere magnetische Eigenschaften auf. Diese Eigenschaften entsprechen denen von magnetischen Flußröhren, bei denen die magnetischen Feldlinien schraubenförmig (*helikal*) um eine innere Achse gewunden sind. Solche Plasmawolken heißen *magnetische Wolken* (*magnetic clouds*). Dieser Begriff wurde von BURLAGA et al. (1981) eingeführt, um die magnetischen und Plasmasignaturen zu charakterisieren, die einer interplanetaren Stoßwelle am 3. Januar 1978 folgten. Untersucht wurde

eine Konstellation mit fünf Raumsonden im Abstand von 30° heliographischer Länge und von 0,9 bis 2 AU heliographischem Abstand. Für diese Wolke wurde eine radiale Ausdehnung von 0,5 AU bestimmt und festgestellt, daß im Inneren der Wolke die Magnetfeldstärke hoch, die Plasmadichte und -temperatur hingegen relativ niedrig waren. Im Inneren der Wolke war also der magnetische Druck höher als der thermische Plasmadruck, d.h. $\beta < 1$, wodurch der Name „magnetische Wolke“ treffend veranlaßt wurde. Der Gesamtdruck war größer als der des umgebenden Sonnenwindes, so daß sich die Wolke stärker als dieser ausdehnte.

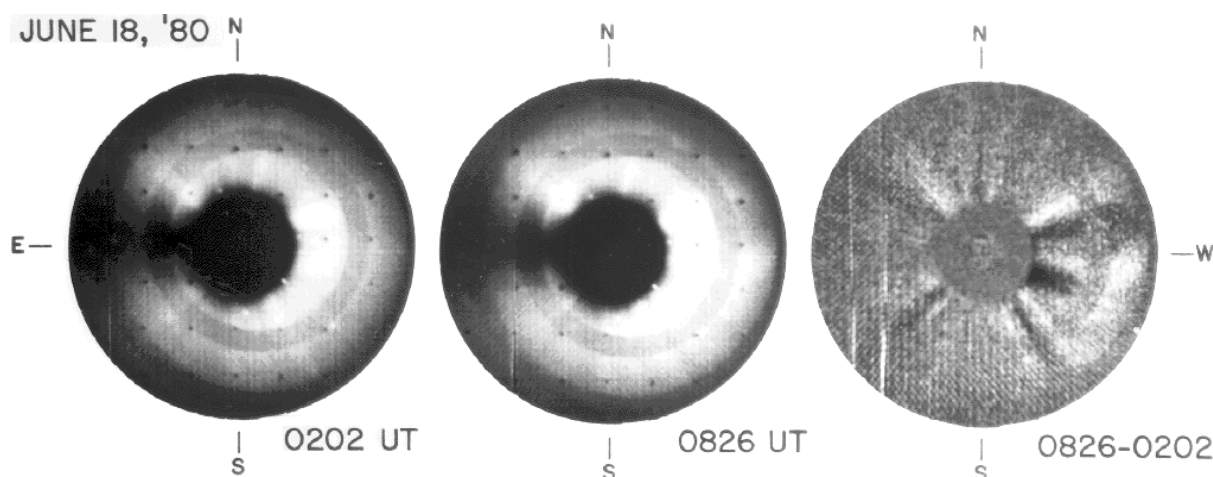


Abbildung 5.1: Solarer Massenauswurf am 18. Juni 1980, beobachtet vom Solwind Weißlicht-Koronagraphen auf dem Satelliten P78-1. Das Bild links ist um 2:02 UT aufgenommen, das mittlere um 8:26 UT. Im Differenzbild rechts ist das transiente Ereignis westlich der Sonne als Aufhellung außen und Verdunkelung innen zu erkennen (aus [BURLAGA et al., 1982](#)).

Eine derartige Wolke konnte von [BURLAGA et al. \(1982\)](#) als interplanetare Auswirkung eines solaren Massenauswurfs am Westrand der Sonne identifiziert werden, der zwei Tage zuvor mit dem Solwind-Koronagraphen des Satelliten P78-1 beobachtet wurde. Abbildung 5.1 zeigt diese Koronagraphen-Aufnahmen. Um 2:02 UT ist eine Aufhellung am Westrand der Korona zu erkennen. Bis 8:26 UT hat sich die Aufhellung bis zum westlichen Rand des Blickfeldes ausgedehnt. Das Differenzbild der beiden vorhergehenden Bilder verdeutlicht das transiente Ereignis durch eine Verdunkelung der inneren und eine Aufhellung der äußeren westlichen Korona.

Helios 1 befand sich zu diesem Zeitpunkt westlich der Sonne und registrierte 35 Stunden später eine interplanetare Stoßwelle sowie im Anschluß daran nach weiteren fünfeinhalb Stunden den Einsatz einer magnetischen Wolke. Abbildung 5.2 zeigt die typischen Parameter dieser stoßwellenassoziierten magnetischen Wolke, die von [BURLAGA et al. \(1982\)](#) analysiert wurde. Am 19. Juni 1980 (Tag 171) befindet sich Helios 1 bei 0,53 AU und 7° heliographischer Breite. Um 19:30 UT trifft eine interplanetare Stoßwelle die Sonde. Diese ist erkennbar als sprunghafte Zunahme aller Plasmaparameter. Die Protonenplasmadichte springt von 27 g/cm^3 auf 106 g/cm^3 , die Protonengeschwindigkeit von 300 km/s auf 470 km/s , die Protonentemperatur um nahezu eine Größenordnung von $53\,000 \text{ K}$ auf $504\,000 \text{ K}$ und der Betrag des Magnetfeldes von $9,9 \text{ nT}$ auf $16,9 \text{ nT}$. In den folgenden Stunden bleiben diese Parameter erhöht, und es herrschen turbulente Plasmaverhältnisse vor. Helios 1 befindet sich am 20. Juni von 2:00 UT bis 21:00 UT

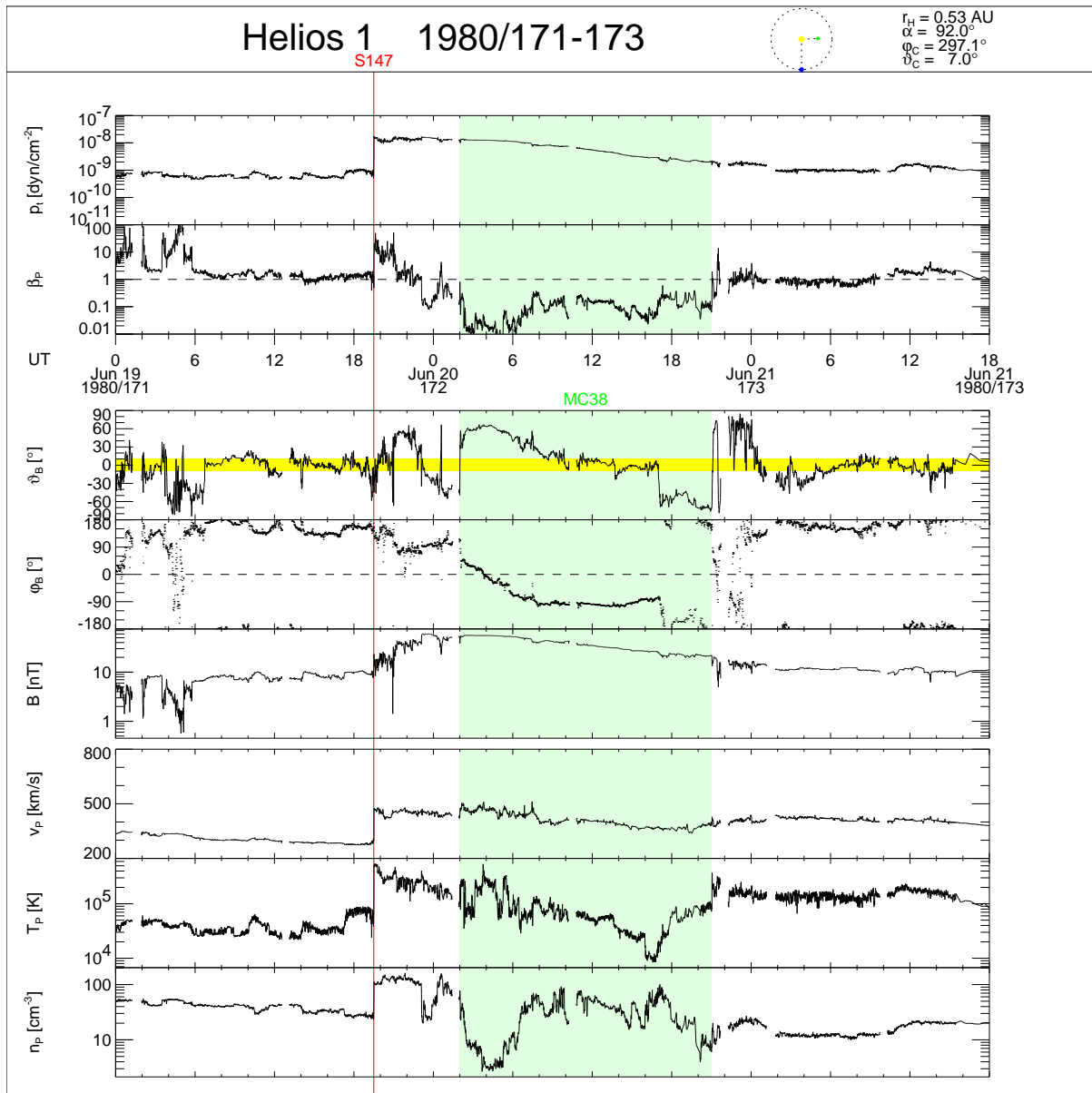


Abbildung 5.2: Magnetische und Plasmaparameter einer mit Helios 1 bei 0,53 AU und 7° heliographischer Breite beobachteten magnetischen Wolke am 20. Juni 1980. Diese Wolke wurde von [BURLAGA et al. \(1982\)](#) einem zwei Tage zuvor mit dem Solwind-Koronagraphen auf dem Satelliten P78-1 beobachteten solaren Massenauswurf zugeordnet (s. Abb. 5.1). Von unten nach oben sind folgende Parameter dargestellt: Dichte n_p , Temperatur T_p und Geschwindigkeit v_p der Protonen, Betrag des Magnetfeldes B , Azimutwinkel φ_B und Elevationswinkel ϑ_B des Magnetfeldes, Plasmabeta β_p und totaler Plasmadruck p_t . Die rote Linie markiert eine transiente interplanetare Stoßwelle am 19. Juni um 19:30 UT. Der Zeitraum der Passage der magnetischen Wolke am 20. Juni von 2:00 bis 21:00 UT ist in den Auftragsungen der Plasmaparameter schattiert unterlegt.

im inneren Bereich der magnetischen Wolke. Sie ist gekennzeichnet durch sehr niedriges Plasmabeta, hohen Plasmadruck, niedrige Temperatur, hohe Magnetfeldstärke und eine langsame, gleichmäßige Rotation des Magnetfeldvektors, die sowohl im azimutalen Winkel φ als auch im polaren Winkel ϑ zu sehen ist.

Aus diesen und weiteren Beobachtungen wurden die folgenden notwendigen Bedingungen für magnetische Wolken ermittelt (nach **KLEIN und BURLAGA, 1982; BURLAGA, 1991, 1995**):

- Hohe Magnetfeldstärke (im Vergleich zum umgebenden Sonnenwind).
- Gleichmäßige Rotation des Magnetfeldvektors in einer Ebene um einen Winkelbereich bis zu 180° . Bei 1 AU dauert diese Rotation etwa 24 Stunden.
- Niedrige Protonentemperatur.

Diese notwendigen Bedingungen nahm **BOTHMER (1993)** zum Ausgangspunkt seiner Untersuchung über die Struktur magnetischer Wolken. Dabei identifizierte er mit ihrer Hilfe 46 magnetische Wolken in dem gesamten Helios-Datensatz. Zusätzlich stellte er fest, daß die Kriterien bis 0,3 AU Sonnenabstand gelten. Bothmer verwies auf weitere charakteristische Merkmale magnetischer Wolken. Von diesen ist für die vorliegende Arbeit vor allem das Ergebnis wichtig, daß magnetische Wolken sich am besten als großskalige, zylindrische, magnetische Flußröhren beschreiben lassen. **GOLDSTEIN (1983)** hat als erster ein magnetohydrodynamisches Modell einer zylindersymmetrischen Flußröhre entwickelt, das die magnetischen Eigenschaften solcher magnetischen Wolken erklärt. Untersuchungsmethoden zur Ermittlung solcher Flußröhrenstrukturen werden in Abschnitt 5.2 behandelt.

Die Richtung der charakteristischen Magnetfeldrotation kann durch vier Konfigurationen beschrieben werden, die die magnetische Feldkonfiguration am Ursprungsort von Filamenten auf der Sonne widerspiegeln (**BOTHMER und SCHWENN, 1994**).

Alle magnetischen Wolken scheinen mit solaren Massenauswürfen korreliert zu sein. Einige magnetische Wolken sind zusätzlich mit Flares auf der Sonne korreliert, einige mit verschwindenden Filamenten. Dies legt nahe, daß magnetische Wolken die Flußröhren von eruptiven Protuberanzen in den interplanetaren Raum hinaustragen.

5.2 Untersuchungsmethoden

Zur Untersuchung von magnetischen Wolken wurden mehrere Untersuchungsmethoden entwickelt, die auch im Zusammenhang mit anderen Diskontinuitäten, z. B. heliosphärischen Stromschichten, Anwendung finden. Diese Methoden werden hier am Beispiel der magnetischen Wolke vom 18.-20. Juni 1980 erläutert.

5.2.1 Minimum-Varianz-Methode

In diesem Kapitel wird die Bestimmung eines angepaßten natürlichen Koordinatensystems beschrieben, das die verbesserte lokale Darstellung und Analyse von Beobachtungsdaten erlaubt.

Die Minimum-Varianz-Methode¹ zur Untersuchung von Variationen des Magnetfeldes² aus den Daten einer einzelnen Sonde wurde von **SONNERUP und CAHILL (1967)** vorgestellt. Ursprünglich als Abschätzung der Normalenrichtung einer eindimensionalen oder nahezu eindimensionalen Stromschicht, Wellenfront oder sonstigen Übergangsschicht des Plasmas entwickelt, eignet sich diese Methode ebenfalls zur Untersuchung zylindersymmetrischer magnetischer Flußröhren im Sonnenwind, wie sie von **GOLDSTEIN (1983)** vorgeschlagen wurden. Auf die Magnetfelddaten, die während der Passage einer Grenzschicht oder magnetischen Wolke gemessen wurden, wird eine Varianzanalyse angewendet.

Die folgenden Ausführungen folgen Ausführungen von **SONNERUP und SCHEIBLE (1998)**. Zunächst wird die Normalenrichtung \hat{n} als die Raumrichtung minimaler Varianz der Feldkomponenten $\mathbf{B}_i \cdot \hat{n}$ ($i = 1, 2, \dots, N$) der N Messungen während der Passage bestimmt. Die Richtung \hat{n} minimiert die mittlere quadratische Abweichung:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |(\mathbf{B}_i - \bar{\mathbf{B}}) \cdot \hat{n}|^2, \quad (5.1)$$

wobei der Mittelwert $\bar{\mathbf{B}}$ definiert ist als:

$$\bar{\mathbf{B}} \equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{B}_i. \quad (5.2)$$

Weiterhin muß die Normalisierungsbedingung $|\hat{n}|^2 = 1$ gelten.

Die Minimierung der mittleren quadratischen Abweichung (Gl. 5.1) ist äquivalent zur Bestimmung des kleinsten Eigenwerts der Matrixgleichungen:

$$\sum_{\nu=1}^3 M_{\mu\nu}^B n_\nu = \lambda n_\mu \quad ; \quad \mu = 1, 2, 3, \quad (5.3)$$

wobei die Indizes $\mu, \nu = 1, 2, 3$ die kartesischen Koordinaten des Beobachtungssystems sind. $M_{\mu\nu}^B$ sind die Matrixelemente der magnetischen Kovarianzmatrix M^B :

$$M_{\mu\nu}^B \equiv \overline{B_\mu B_\nu} - \bar{B}_\mu \bar{B}_\nu \quad (5.4)$$

Da die Kovarianzmatrix symmetrisch ist, sind alle Eigenwerte reell und die zugehörigen Eigenvektoren orthogonal. Die Eigenwerte entsprechen den Varianzen der Feldkomponenten und sind somit positiv. λ_1 ist die maximale, λ_3 die minimale Varianz. Die drei Eigenvektoren entsprechen den Richtungen der maximalen, mittleren und minimalen Varianz: Sie bestimmen die Hauptachsen eines Varianzellipsoids. Der Betrag und das Vorzeichen der Eigenvektoren sind unbestimmt. Nach Anordnung in ein rechtshändiges Orthonormalsystem verbleibt ein Freiheitsgrad für das gemeinsame Vorzeichen der Richtungsvektoren. Dieses wird so gewählt, daß

¹Da mit der Methode die Eigenvektoren minimaler, mittlerer *und* maximaler Varianz bestimmt werden, findet sich gelegentlich in der Literatur auch die Bezeichnung *Maximum-Varianz-Methode*.

²Die Minimum-Varianz-Methode kann ebensogut auf Drehungen des Geschwindigkeitsfeldes oder des elektrischen Feldes angewendet werden.

die Normalenrichtung (minimale Varianz) von der Sonne weggerichtet ist. Die Richtungen des Varianzellipsoids sind nicht wohlbestimmt, wenn die magnetische Kovarianzmatrix M^B entartet ist, d.h. wenn $\lambda_1 \simeq \lambda_2$ oder $\lambda_2 \simeq \lambda_3$.

Bei der Interpretation von Grenzschichten spannen die zu λ_1 und λ_2 gehörenden Eigenvektoren die Ebene der Grenzschicht auf, der zu λ_3 gehörende Vektor definiert die Normale zur Grenzschicht. Im Fall der Interpretation als zylindersymmetrische magnetische Flußröhre läßt sich die Richtung der mittleren Varianz als *Richtung der Zylinderachse* interpretieren. Die Richtung der minimalen Varianz liegt oft nahe der Richtung der *Ausbreitungsrichtung der Flußröhre*.

Für die Interpretation der Minimum-Varianz-Analyse des Magnetfeldes als magnetische Flußröhre haben sich folgende Kriterien bewährt (LEPPING und BEHANNON, 1980):

$$\begin{aligned} \lambda_2/\lambda_3 &\geq 2 \\ \sphericalangle(\mathbf{B}_1, \mathbf{B}_N) &\geq 30^\circ. \end{aligned} \quad (5.5)$$

\mathbf{B}_1 ist der erste und \mathbf{B}_N der letzte Magnetfeldvektor des untersuchten Analyseintervalls.

5.2.2 Hodogramm-Darstellung

Um die magnetischen Daten einer Flußröhrenpassage zu interpretieren, werden diese in ein geeignetes, lokales Koordinatensystem transformiert. Dazu wird das mit der Minimum-Varianz-Analyse bestimmte Hauptachsensystem verwendet.

Ein magnetischer *Hodograph* ist eine Kurve im Raum, die durch die vom Koordinatenursprung ausgehenden Vektoren \mathbf{B}_i bestimmt wird. Die Vektorspitzen werden in der zeitlichen Folge der Messung verbunden. Es ist üblich, den Hodograph in zwei als *Hodogramme* bezeichnete Projektionen darzustellen: Die Projektion der maximalen Varianz gegen die mittlere Varianz zeigt die Bewegung in der Rotationsebene, die Projektion der maximalen gegen die minimale Varianz veranschaulicht die Bewegung der Flächennormalen.

Abbildung 5.3 zeigt die Hodogramme der bereits im Abschnitt 5.1 beschriebenen magnetischen Wolke am 20. Juni 1980. Nach der Transformation der Magnetfeldvektoren in das Minimum-Varianz-System erkennt man in der Auftragung der Magnetfeldkomponenten in Richtung der maximalen über die der mittleren Varianz die für eine magnetische Flußröhre erwartete Rotation des magnetischen Feldvektors. Die für dieses Ereignis bestimmte Normalenkomponente des Magnetfeldes ist sehr stabil und schwankt nur mit einer Standardabweichung von $\sqrt{\lambda_3} = \sqrt{8,1} \text{ nT} = 2,85 \text{ nT}$.

5.2.3 φ - ϑ -Darstellung

Zur Untersuchung von planaren magnetischen Strukturen (*planar magnetic structures*, PMS) haben NAKAGAWA et al. (1989) eine Auftragung der Elevationskomponente des Magnetfeldes gegen die azimutale Komponente (φ - ϑ -Darstellung) verwendet. Die Richtungen der gemessenen Magnetfeldvektoren werden mit unverbundenen Punkten eingezeichnet (*scatter plot*,

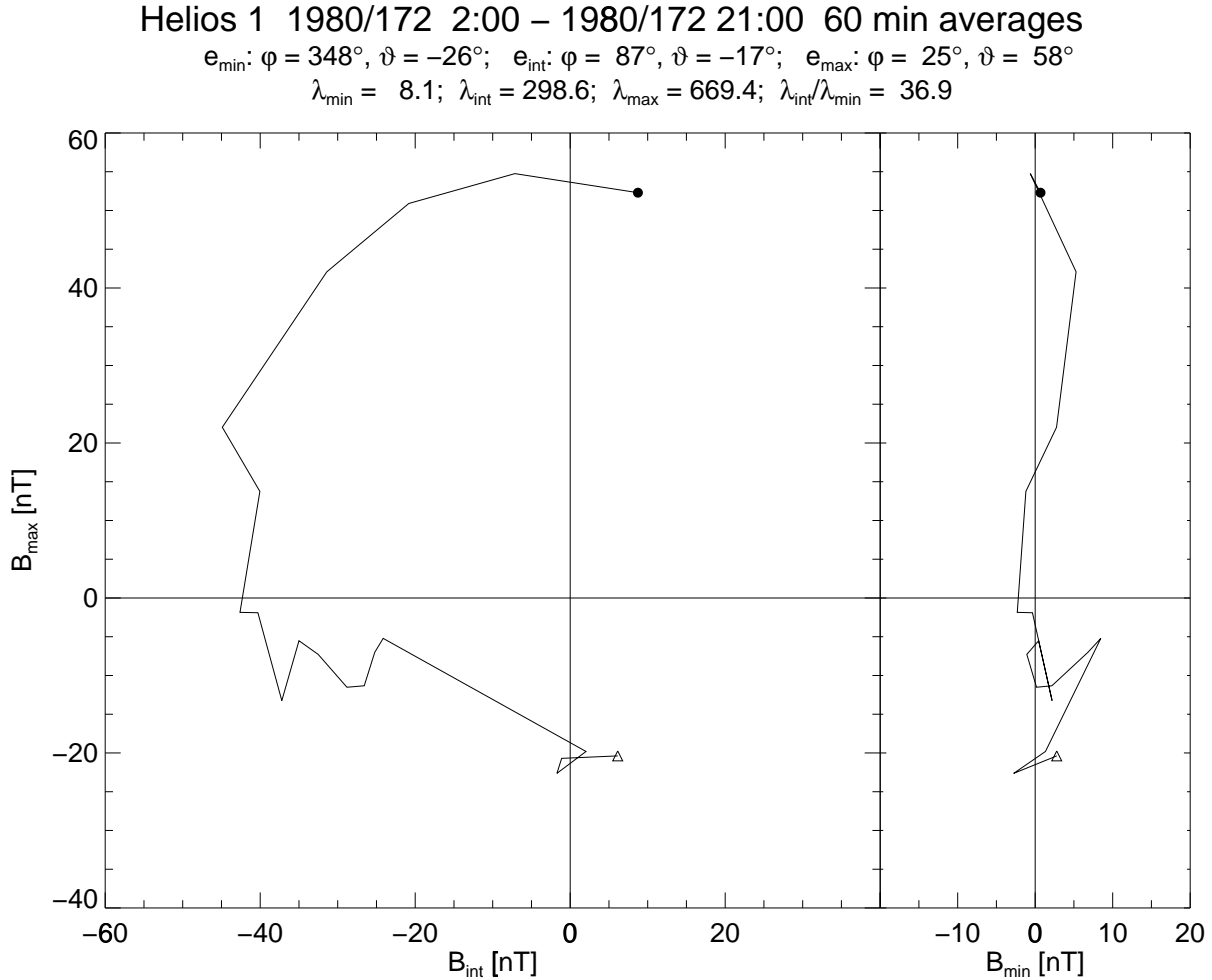


Abbildung 5.3: Hodogramme der Minimum-Varianz-Analyse von 19 1 h-Mittelwerten des Magnetfeldes. Der Zeitraum entspricht dem Intervall der von Helios 1 am 20. Juni 1980 bei 0,53 AU beobachteten magnetischen Wolke (vgl. Kap. 5.1). Der gefüllte Kreis markiert den Beginn und das Dreieck das Ende des analysierten Zeitintervalls. Erkennbar ist die für magnetische Flußröhren typische Rotation des Magnetfeldvektors in der Ebene maximaler und mittlerer Varianz. Die äußerst kleinen Abweichungen in Richtung der minimalen Varianz belegen, daß die Rotation tatsächlich in einer Ebene stattfindet.

Streudarstellung). Befinden sich alle Magnetfeldvektoren unabhängig von ihrer zeitlichen Reihenfolge in einer Ebene, so wird das in dieser Darstellung durch eine wellenförmige Struktur sichtbar. Dies kann man sich durch die analoge zylindrische Kartierung eines Globus klarmachen: Mit Ausnahme des Äquators und der Meridiane wird jeder Großkreis bei solcher Kartierung als eine Kurve $\vartheta(\varphi)$ dargestellt, die durch folgende implizite Formel beschrieben wird:

$$n_x \cos \vartheta \cos \varphi + n_y \cos \vartheta \sin \varphi + n_z \sin \vartheta = 0, \quad (5.6)$$

wobei $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$ der Normalenvektor auf die Ebene ist, die durch den Großkreis definiert wird. Da dieser Normalenvektor mit der Minimum-Varianz-Analyse bestimmt werden kann, ist eine Prüfung der Ebenheit der Feldvariationen möglich.

Abbildung 5.4 zeigt eine φ - ϑ -Darstellung für die magnetische Wolke vom 20. Juni 1980 (vgl. Kap. 5.1).

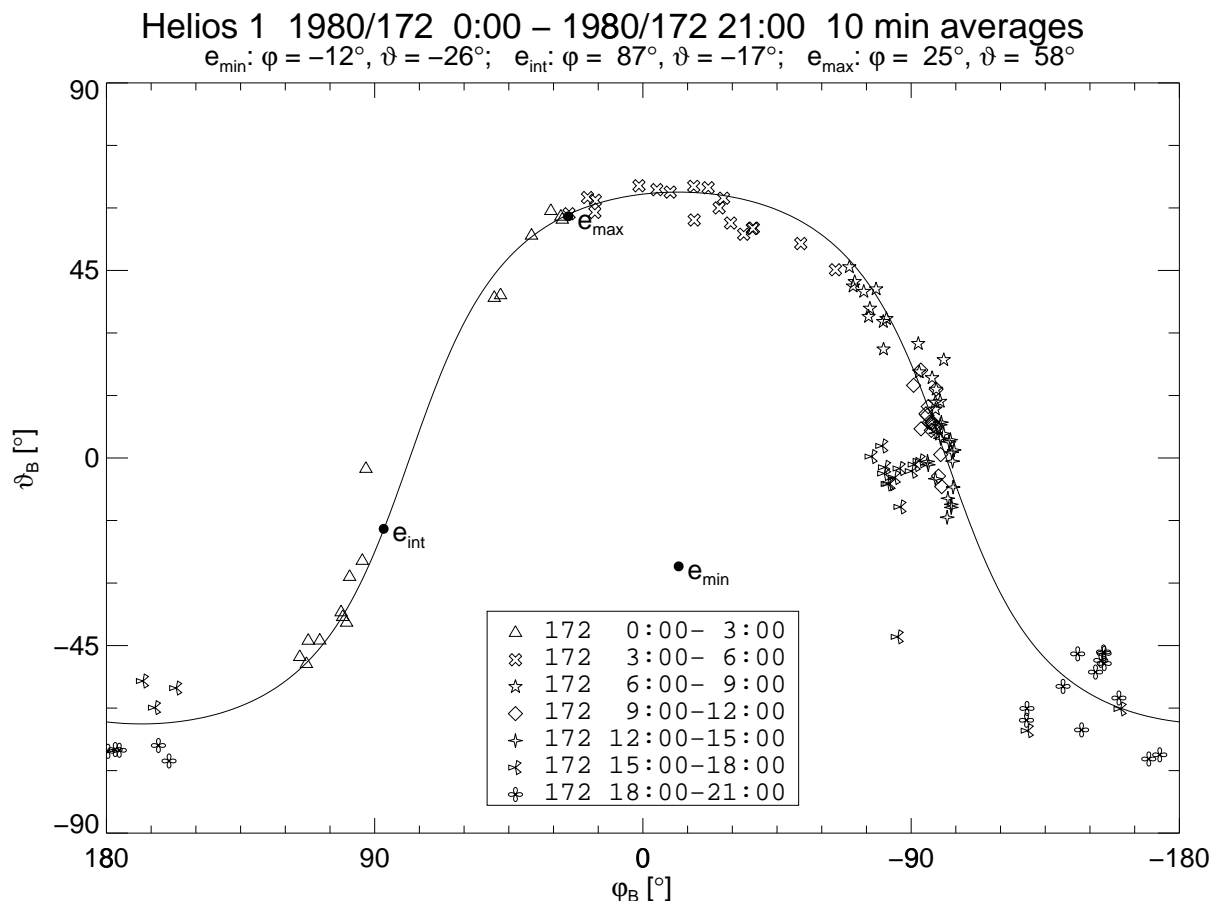


Abbildung 5.4: Streudarstellung der von Helios 1 gemessenen Magnetfeldrichtungen am 20. Juni 1980. Die für den Zeitraum von 0 bis 21 UT berechneten 10 min-Mittelwerte sind mit unterschiedlichen Symbolen für die sieben 3 h-Intervalle dargestellt. Das Ergebnis der MVA aus Kapitel 5.2.1 ist aufgenommen: Die Projektionen der Eigenvektoren in die φ - ϑ -Ebene sind mit gefüllten Kreisen markiert; die Rotationsebene nach Gl. 5.6 ist als durchgezogene Linie eingezeichnet.

5.3 Bidirektionale Elektronen

Neben Beobachtungen von isotropen bzw. Strahlverteilungen der suprathemischen Elektronen werden in manchen Fällen anisotrope Verteilungen beobachtet, die erhöhte Flüsse sowohl parallel als auch antiparallel zum interplanetaren Magnetfeld aufweisen. Diese heißen bidirektionale Elektronenverteilungen (BDE). Die Phasenraumdichten der Elektronen für die entgegengesetzten Richtungen sind etwa vergleichbar groß.

Tabelle 5.1 zeigt ein Beispiel für ein gemessenes Spektrum, das BDEs enthält. In jeder Zeile sind die korrigierten Elektronenzählraten eines azimuthalen Winkels aufgeführt, während die Spalten die zunehmenden Elektronenenergien zur Darstellung bringen. Der Winkel von 0° entspricht einem Elektronenfluß radial von der Sonne weg.

Man erkennt mit wenigen Ausnahmen in allen Winkelkanälen abnehmende Zählraten mit zunehmender Energie, wobei in den Kanälen mit thermischen Energien bis 50 eV der maximale

φ [°]	E [eV]															
	10,7	14,9	20,9	29,2	41,0	57,8	75,8	112	158	221	309	432	605	852	1186	1658
178.6	362	443	346	253	148	86	63	31	22	7	3	6	0	1	0	0
156.1	362	443	394	281	204	156	110	74	45	19	10	4	1	0	0	0
133.6	410	508	492	443	362	362	378	313	265	126	49	22	2	0	0	0
111.1	630	795	696	598	565	565	565	565	475	212	98	47	8	3	0	0
88.6	729	993	1026	795	598	492	459	313	265	106	37	12	7	0	0	0
66.1	1026	1477	1410	1142	663	329	188	102	98	28	9	1	0	0	0	0
43.6	1276	1816	1816	1477	827	313	140	59	33	8	6	3	0	0	0	0
21.1	1545	2332	2471	1816	960	362	110	43	28	6	3	0	0	0	0	0
-1.4	1612	2471	2611	2021	1076	475	212	110	74	17	10	2	0	0	0	0
-23.9	1477	2332	2332	1748	993	492	313	196	172	74	28	8	4	0	0	0
-46.4	1276	1884	1884	1343	663	508	663	762	860	508	281	82	24	6	2	0
-68.9	1209	1612	1545	960	598	565	663	762	729	663	362	188	82	23	2	0
-91.4	893	1142	1026	663	362	265	245	180	140	59	29	23	8	0	0	0
-113.9	762	827	696	492	253	164	110	51	43	13	5	4	0	1	1	0
-136.4	508	598	508	346	156	78	43	12	16	4	3	0	0	0	0	0
-158.9	410	492	378	220	132	57	21	14	4	0	1	0	0	0	0	0

Tabelle 5.1: Bidirektionale Elektronen am Beispiel eines zusammengesetzten Elektronenspektrums mit hoher räumlicher Auflösung von Helios 2 am 30. Januar 1977. Es sind die beiden Einzelspektren des I2b-Programms von 0:18:12 und 0:18:52 UT zusammengesetzt. Während in den niedrigen Energien der Elektronenfluß von mehreren sonnenzugewandten Azimutkanälen als flaches Maximum registriert wird, zeigen die höheren Energien zwei Maxima, die in gegenüberliegenden Azimutkanälen liegen. Der Mittelwert der azimutalen Magnetfeldrichtung während der Aufnahme dieses Spektrums beträgt $\varphi_B = -63,4^\circ$.

Elektronenfluß radial von der Sonne kommt, erkennbar an den höchsten Zählraten bei $-1,4^\circ$. Bei den suprathemischen Energien oberhalb von 50 eV lassen sich die maximalen Elektronenflüsse in den Winkelkanälen um $-68,9^\circ$ und $111,1^\circ$ erkennen, die sich in einem Winkel von 180° gegenüberliegen. Eine Veranschaulichung der Zählraten liefert die dreidimensionale Gitterdarstellung in [Abbildung 5.5](#).

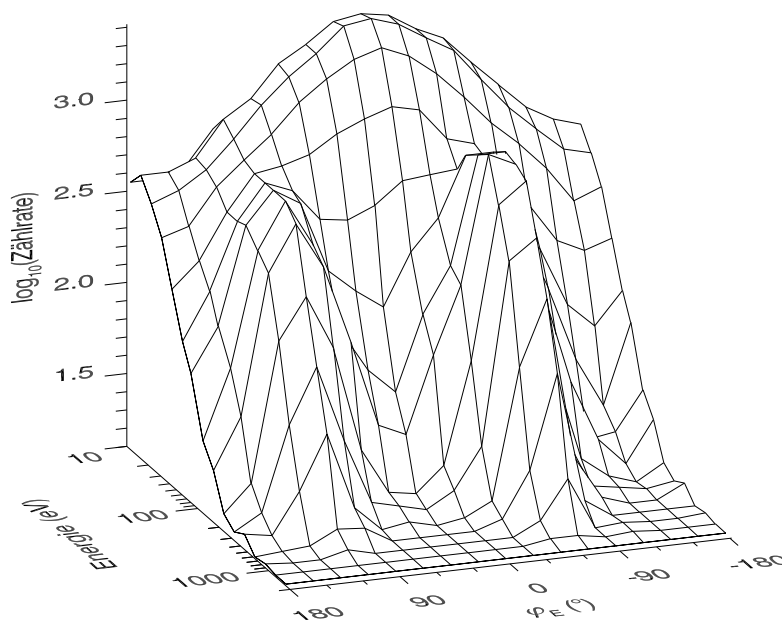


Abbildung 5.5: Bidirektionale Elektronenverteilung in einer dreidimensionalen Darstellung des zusammengesetzten Elektronenspektrums in [Tab. 5.1](#). Die Richtung $\varphi_E = 0^\circ$ mißt radial von der Sonne kommende Elektronen. Die Elektronenenergie und die Zählraten sind logarithmisch dargestellt.

Das Maximum der thermischen Elektronen läßt sich mit dem radialen Abströmen des Sonnenwindes erklären. Die thermischen Elektronen sorgen für die Quasineutralität des Sonnenwindplasmas und strömen dabei mit den positiven Teilchen radial nach außen, so daß die höchsten Werte in dem zur Sonne gerichteten Kanal gemessen werden. Die suprathemischen Elektronen hingegen entweichen entlang des Magnetfeldes nach außen. Der Mittelwert der azimuthalen Magnetfeldrichtung während der Aufnahmen dieses Spektrums beträgt $\varphi_B = -63,4^\circ$. Da die Elektronen sich entlang des Magnetfeldes bewegen, liegen die höchsten Zählwerte um $-68,9^\circ$. Neben diesem Maximum gibt es ein weiteres in den gegenüberliegenden Kanälen, d.h. eine große Anzahl von Elektronen fließen auch antiparallel zum Magnetfeld.

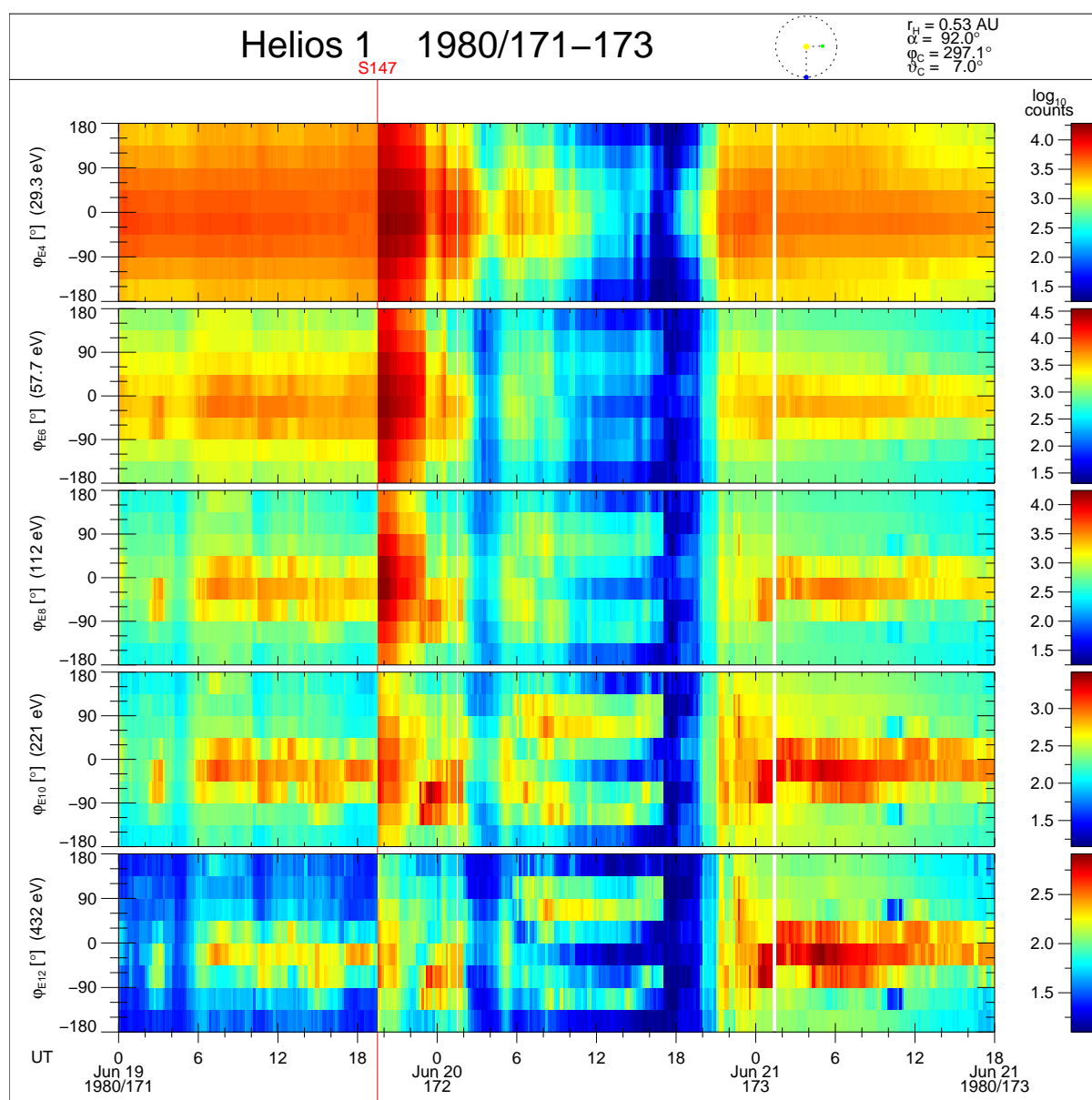


Abbildung 5.6: Farbkodierte Elektronenzählraten für fünf ausgewählte Energien, gemessen von Helios 1 vom 19. bis zum 21. Juni 1980. Dargestellt sind von oben nach unten die Zählraten in den Energien 29,3, 57,7, 112, 221 und 432 eV. In jeder Energie sind acht azimuthale Winkelkanäle aufgetragen. 0° bedeutet von der Sonne kommend.

Abbildung 5.6 zeigt die zeitliche Entwicklung der Elektronenflüsse in fünf ausgewählten Energien über einen Zeitraum von 66 Stunden. In der oberen Zeile werden die Elektronenzählraten bei der thermischen Energie von 29,3 eV dargestellt. Die übrigen vier Zeilen zeigen die Elektronenverteilungen bei suprathemischen Energien. Am 19. Juni von 0:00 bis 19:30 UT sowie am 21. Juni um 0:00 UT erkennt man den bereits in den Kapiteln 2 und 3 besprochenen Elektronenstrahl. Demgegenüber tritt nach der interplanetaren Stoßwelle am 19. Juni um 19:30 UT das nachfolgende verdichtete Elektronenplasma auf. Es ist erkennbar an den erhöhten Zählraten in allen Energie- und Azimutkanälen. Zehn Stunden später, um 5:30 UT, setzen bidirektionale Elektronenflüsse ein, mit hohen Zählraten bei etwa 60° und -120° , die bis 17:30 UT andauern. Die äußerst niedrigen Zählraten am 20. Juni von 2:00 bis 5:00 UT und von 17:30 bis 20:00 UT sind verursacht durch das zu dieser Zeit weit außerhalb der Ekliptik liegende Magnetfeld (s. ϑ_B in Abb. 5.2). Die dem Magnetfeld folgenden suprathemischen Elektronen können von dem nur nahe der Ekliptik messenden I2-Instrument offensichtlich nicht erfaßt werden.

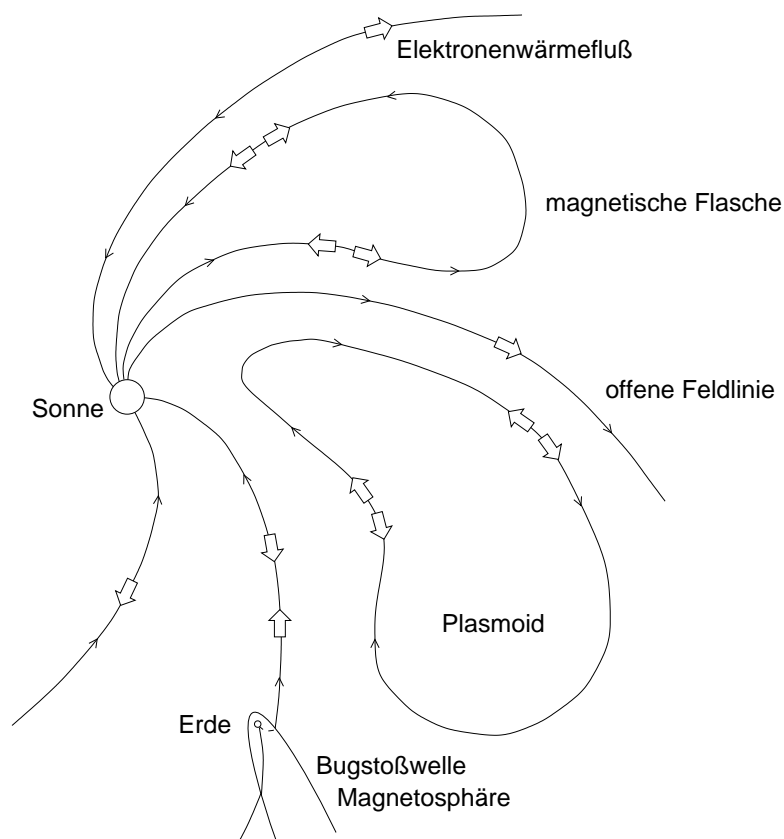


Abbildung 5.7: Mögliche Ursachen für bidirektionale Elektronen (nach GOSLING, 1990).

Der Elektronenstrahl ist ein Hinweis auf offene magnetische Feldlinien, wie sie in der Parkerspirale erwartet werden. Bidirektionale Elektronen weisen demgegenüber auf geschlossene magnetische Feldlinien oder auf Reflexionen an entfernten Stoßwellen hin. Mögliche Erklärungen für die bidirektionalen Elektronenflüsse werden in Abbildung 5.7 illustriert. Zum einen können magnetische Feldlinien durch einen solaren Massenauswurf in den interplanetaren Raum hinausgezogen werden, so daß Elektronen an beiden Enden von der Sonne eingespeist werden bzw. in Form der *magnetischen Flasche* gespiegelt werden. Wenn sich diese Schleife als Plasmod von der Sonne löst, sind die suprathemischen Elektronen auf den magnetischen Feld-

linien dieses Plasmoids gefangen, da sie sich nahezu stoßfrei entlang der Magnetfeldlinien bewegen. Eine weitere mögliche Ursache der bidirektionalen Elektronenflüsse ist die Verbindung der magnetischen Feldlinie mit einer weiteren Quelle. Die effektivsten Quellen sind die Bugstoßwellen vor planetaren Magnetosphären von Erde und Jupiter, aber auch korotierende Wechselwirkungszonen produzieren energiereiche Elektronen.

Bei 1 AU Abstand gelten die bidirektionalen suprathemischen Elektronen als bestes Identifikationskriterium für transiente interplanetare Plasmawolken, die durch SMEs ausgelöst werden (GOSLING et al., 1987). Solche transienten Wolken müssen also Strukturen mit geschlossenen Feldlinien aufweisen, die entweder an beiden Enden mit der Sonne verbunden oder losgelöste Plasmoide sind.

Kapitel 6

Wolkenuntersuchungen

6.1 Datenauswahl

In diesem Kapitel werden die wechselseitigen Beziehungen zwischen transienten interplanetaren Stoßwellen, magnetischen Wolken und suprathemischen Elektronen untersucht. Diese werden, wie in Kapitel 5 besprochen, als Strukturmomente des Sonnenwindes im Zusammenhang mit von solaren Massenauswürfen ausgelösten interplanetaren Plasmawolken identifiziert. Dabei ist zu fragen, ob und inwieweit die dieser Arbeit zugrundeliegenden Elektronendaten die bisherigen Erklärungsmodelle bestätigen oder Ansätze für neue Modelle bieten. Für diese Untersuchungen transienter Ereignisse wird auf drei unabhängige Datenbanken zurückgegriffen. Verwendung findet zum einen eine komplette Liste aller in den Plasmadaten erkennbaren 395 transienten interplanetaren Stoßwellen (SCHWENN, persönliche Kommunikation, veröffentlicht bei KHALISI (1995)). Zum anderen werden 46 von BOTHMER (1993) sowie BOTHMER und SCHWENN (1998) mit Heliosdaten klassifizierte magnetische Wolken zwischen 0,3 und 1 AU untersucht. Diese Liste ist ergänzt durch 15 weitere Fälle, die bei der vorliegenden Auswertung der Heliosdaten aufgrund von Stoßwellen und bidirektionalen Elektronenflüssen ermittelt wurden und die als helikale magnetische Flußröhren behandelt werden können, die aber bei BOTHMER (1993) keine Aufnahme gefunden haben. Herangezogen wird schließlich eine Liste von 150 Ereignissen mit bidirektionalen Elektronenflüssen, die für die vorliegende Arbeit aus den Daten des I2-Instruments ermittelt wurden.

Die letztgenannte Liste ist in der Weise zustande gekommen, daß alle I2-Spektren der gesamten Helios-Mission systematisch nach Ereignissen mit bidirektionalen Elektronen überprüft wurden. Dabei wurde jeder suprathemische Energiekanal nach der Richtung des maximalen Elektronenflusses untersucht. Um als bidirektional klassifiziert zu werden, mußte in der gegenüberliegenden Richtung dieses Maximums mindestens 50% des Maximalwertes erreicht werden. Da auf diese Weise auch isotrope Verteilungen ermittelt wurden, war es notwendig, darüberhinaus die Kanäle, die senkrecht zur Richtung des maximalen Flusses stehen, zu untersuchen. In diesem Zusammenhang besteht das Kriterium für Bidirektionalität darin, daß in diesen Richtungen weniger als 10% des maximalen Flusses vorhanden ist. Die so gefundenen Fälle wurden alle interaktiv mit graphischen Programmen betrachtet, um zu beurteilen, ob diese Ereignisse tatsächlich als bidirektionale Flüsse klassifiziert werden können.

6.2 Interplanetare Stoßwellen und magnetische Wolken

Von den unterschiedlichen Möglichkeiten zur Identifikation interplanetarer Plasmawolken findet bei **BOTHMER (1993)** das Kriterium der Magnetfeld- und Protonenplasmasignaturen besondere Berücksichtigung. Demgegenüber wird in der vorliegenden Arbeit das Schwergewicht auf die Identifikation durch bidirektionale Elektronenflüsse gelegt. Aus diesem Grunde wird im folgenden die wechselseitige Beziehung zwischen interplanetaren Stoßwellen und magnetischen Wolken untersucht werden. Von den insgesamt 395 transienten Stoßwellen gehen jedoch nur diejenigen 240 in die Untersuchung ein, die in dem Zeitraum, der der Stoßwelle folgt, ausreichend Magnetfelddaten aufweisen.

Die Untersuchung zeigt, daß 24,6% der Stoßwellen eindeutig von magnetischen Wolken gefolgt werden. Etwa ein Drittel (34,2%) aller Stoßwellen werden eindeutig *nicht* von magnetischen Flußröhren gefolgt. Die übrigen Fälle, insgesamt 41,2%, sind unsicher, da sie die notwendigen Kriterien für magnetische Wolken nicht voll erfüllen. Manchmal sind beispielsweise die Magnetfeldrotationen vorhanden, es fehlt jedoch die hohe Magnetfeldstärke mit geringen Varianzen. Der niedrige Anteil von Stoßwellen, denen magnetische Wolken folgen, ließe sich dadurch erklären, daß die Sonde eventuell folgende Wolken nicht zentral durchquerte, sondern nur den Rand streifte und dadurch die magnetische Signatur nicht eindeutig gemessen werden konnte. Es ließe sich aber auch vermuten, daß die Stoßwellen tatsächlich nicht von magnetischen Flußröhren gefolgt werden. Eine entsprechende Beobachtung findet sich in Koronagraphenaufnahmen: Nicht alle solaren Massenauswürfe werden von Protuberanzschleifen gefolgt (**HOWARD et al., 1985**).

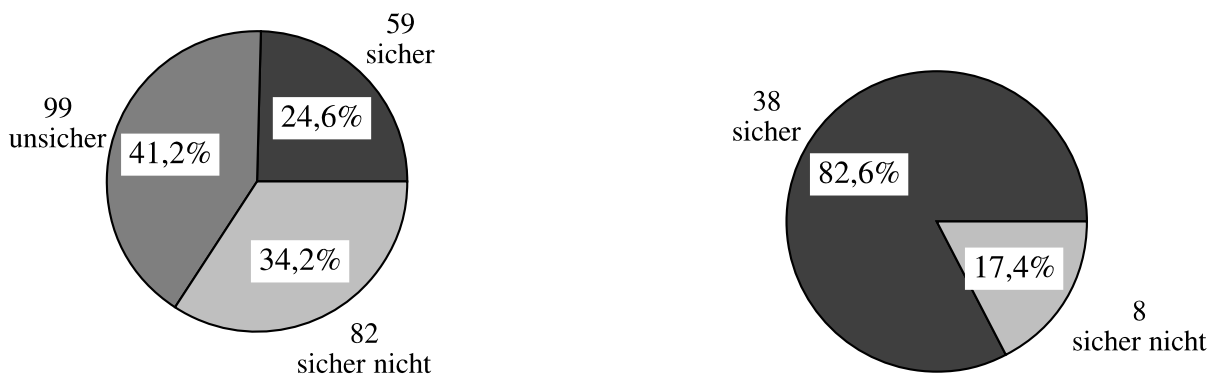


Abbildung 6.1: Zusammenhang zwischen transienten Stoßwellen und magnetischen Wolken. *Links:* Magnetische Wolken, die auf Stoßwellen folgen. *Rechts:* Stoßwellen, die magnetischen Wolken vorangehen.

Der umgekehrte Untersuchungsschritt, der die Häufigkeit von magnetischen Wolken überprüft, denen Stoßwellen vorangehen, wurde bereits von **BOTHMER (1993)** am Beispiel von 46 unabhängig ermittelten Wolken ausgeführt. Dieser Untersuchungsschritt ist mit dem vorangegangenen zu vergleichen, um festzustellen, ob sich über die 24,6% sicherer magnetischer Wolken hinaus mit einem unabhängigen Datensatz weitere ermitteln lassen. Dabei zeigt sich, daß 82,6%

der magnetischen Wolken eindeutig vorangehende Stoßwellen aufweisen. In 17,4% der Fälle findet sich jedoch eindeutig keine Stoßwelle. Dies ist z. B. der Fall, wenn die magnetische Wolke langsamer als der umgebende Sonnenwind ist oder in ihm „mitschwimmt“. Damit steht also fest, daß die Zahl sicherer magnetischer Wolken tatsächlich höher liegt.

Interplanetare Stoßwellen und bidirektionale Elektronen

Im folgenden werden entsprechende Untersuchungsschritte in bezug auf die Ereignisse mit bidirektionalen Elektronenflüssen vorgenommen, um sie mit den unter Berücksichtigung der Magnetfelddaten ermittelten Ergebnissen zu vergleichen. Ausgehend von der plausiblen Vorstellung, daß alle transienten Stoßwellen von Plasmawolken angetrieben werden, soll untersucht werden, wie häufig bidirektionale Elektronenflüsse auf Stoßwellen folgen. Von den 395 transienten Stoßwellen werden hier nur die Fälle betrachtet, die ausreichend Elektronendaten aufweisen. Dabei handelt es sich um 230 Stoßwellenereignisse. In 42,2% der Ereignisse können eindeutig auf die Stoßwelle folgende bidirektionale Elektronenflüsse nachgewiesen werden. In 32,2% der Fälle wird nachgewiesen, daß kein Zusammenhang besteht. Da in der Statistik Datenausfälle des Elektroneninstrumentes I2 bereits ausgeschlossen wurden, sind die 25,6% der unsicheren Fälle durch andere Faktoren bedingt. Zum einen kann eine Magnetfeldrichtung mit großer Neigung zur Ekliptik zu instrumentell bedingten niedrigen Zählraten führen, zum anderen können Verteilungen fast isotrop mit nur leichter Bidirektionalität sein, so daß eine eindeutige Entscheidung nicht getroffen werden kann. Als Ergebnis dieses Untersuchungsschrittes läßt sich also festhalten, daß es fast ebenso häufig transiente Stoßwellen ohne folgende bidirektionale Elektronenflüsse gibt wie Stoßwellen mit bidirektionalen Elektronenflüssen.

Vergleicht man dieses Ergebnis mit der Untersuchung des Zusammenhangs von transienten Stoßwellen und nachfolgenden magnetischen Wolken, so zeigt sich, daß auch hier bei etwa einem Drittel der Stoßwellen eindeutig keine der charakteristischen Signaturen, in diesem Fall die bidirektionalen Elektronenflüsse, folgen. Dieses Ergebnis ließe sich wiederum dadurch deuten, daß magnetische Flußröhren mit geschlossenen Feldlinien nur am Rande gestreift werden. Ebenso wäre aber auch zu fragen, ob es nicht auch Stoßwellen ohne anschließende interplanetare Plasmawolke geben kann.

Im zweiten Untersuchungsschritt werden die 150 gefundenen Ereignisse mit bidirektionalen Elektronenflüssen daraufhin geprüft, ob ihnen eine Stoßwelle vorausgeht. In 63,3% der Fälle können bidirektionale Elektronenflüsse nachgewiesen werden. Demgegenüber sind sie in 36,7% der Fälle mit Sicherheit nicht feststellbar. Eine mögliche Erklärung für das Fehlen der vorangehenden Stoßwellen bestünde darin, daß die von bidirektionalen Elektronenflüssen angezeigten Plasmawolken ohne Stoßwellen nicht schneller als der umgebende Sonnenwind sind und deshalb keine Stoßwellen ausbilden. Ebenso wäre es möglich, daß die bidirektionalen Elektronenflüsse nicht Teil einer Wolke sind, sondern z.B. von einer entfernten Stoßwelle gespiegelt werden.

Nachdem nunmehr die wechselseitigen Beziehungen jeweils von magnetische Wolken und bi-



Abbildung 6.2: Zusammenhang zwischen transienten Stoßwellen und bidirektionalen Elektronen. *Links:* Stoßwellen, die von bidirektionalen Elektronenflüssen gefolgt werden. *Rechts:* Bidirektionale Elektronenereignisse, denen Stoßwellen vorangehen.

direktionalen Elektronenflüssen mit transienten Stoßwellen untersucht worden sind, sollen im nächsten Abschnitt ihre wechselseitigen Beziehungen untereinander geklärt werden.

6.3 Magnetische Wolken und bidirektionale Elektronen

Bei der Untersuchung der interplanetaren Auswirkungen von solaren Massenauswürfen gehen manche Autoren (z.B. **GOSLING, 1990**) davon aus, daß sich erstere besser durch bidirektionale Elektronenflüsse nachweisen lassen als durch die Signaturen von magnetischen Wolken. Um diese Einschätzung zu überprüfen, werden die wechselseitigen Beziehungen zwischen unabhängig gefundenen magnetischen Wolken und bidirektionalen Elektronenflüssen untersucht.

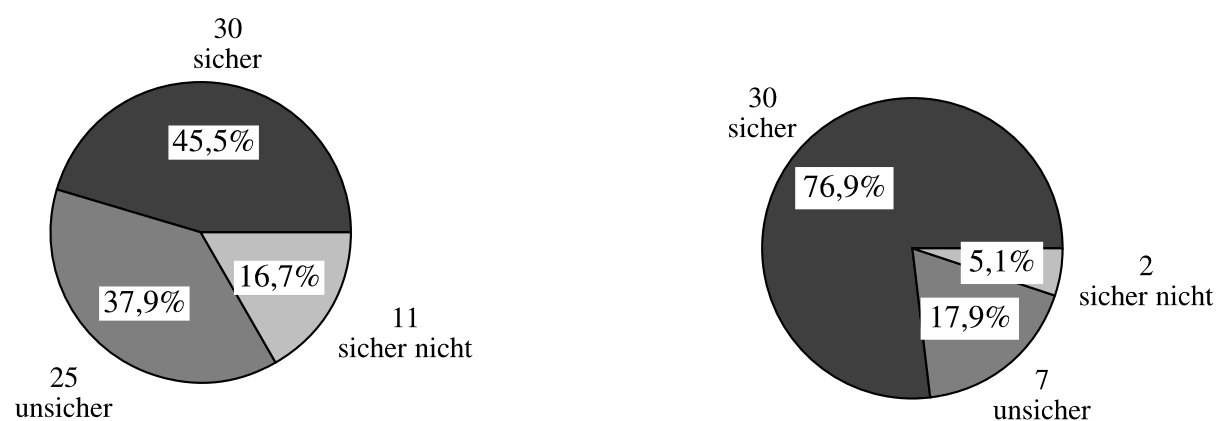


Abbildung 6.3: Zusammenhang zwischen bidirektionalen Elektronen und magnetischen Wolken. *Links:* Bidirektionale Elektronenereignisse, die die Kennzeichen einer magnetischen Wolke aufweisen. *Rechts:* Magnetische Wolken, die bidirektionale Elektronensignaturen zeigen.

46 magnetische Wolken, die **BOTHMER (1993)** ermittelt hat, werden auf das Vorhandensein

von bidirektionalen Elektronenflüssen untersucht. Sieben Wolken, für die keine Elektronendaten vorhanden sind, müssen ausgeschlossen werden. Es stellt sich heraus, daß 76,9% der magnetischen Wolken bidirektionale Elektronenflüsse aufweisen und 17,9% einen unsicheren Befund zeigen. Die Unsicherheit entsteht durch geringe Zählraten, wenn das Magnetfeld in der Zeit des transienten Ereignisses gar nicht oder nur kurzzeitig in der Ekliptik liegt, so daß Elektronenmessungen durch das Helios-Instrument unmöglich gemacht werden. Bei 5,1% der Fälle lassen sich keine bidirektionalen Elektronenflüsse feststellen. Mögliche Ursachen für diesen negativen Befund werden im Abschnitt 6.5 diskutiert.

Wenn bei magnetischen Wolken bidirektionale Elektronenflüsse erwartet werden, erhebt sich zwangsläufig die Frage, ob alle bidirektionalen Elektronenflüsse auch magnetische Flußröhren anzeigen. Dazu werden 66 bidirektionale Elektronenereignisse untersucht, die ausreichend magnetische Daten aufweisen. Dabei zeigt sich, daß weniger als die Hälfte der bidirektionalen Elektronenereignisse (45,5%) eindeutig magnetische Flußröhrenstrukturen aufweisen. In 16,7% der Fälle zeigen sich mit Sicherheit keine magnetischen Signaturen. Der relativ hohe Anteil an unsicheren Fällen läßt sich durch die Uneindeutigkeit der Signaturen von magnetischen Wolken erklären. Diese Uneindeutigkeit kann bedingt sein durch zu geringe Rotationen des Magnetfeldes oder dadurch, daß das Plasmabeta nicht deutlich unter dem Wert 1 liegt. Insofern läßt sich aus diesem Untersuchungsschritt der Schluß ziehen, daß bidirektionale Elektronenflüsse nicht nur in magnetischen Wolken vorkommen, sondern auch andere Ursachen haben. Mögliche Ursachen werden anhand eines besonderen Falles im Abschnitt 6.6 diskutiert.

6.4 Orientierung magnetischer Flußröhren

Auf die erweiterte Liste der magnetischen Wolken (vgl. Abschnitt 6.1) wurde die Minimum-Varianz-Analyse (s. Abschnitt 5.2.1) angewendet, um die Richtung der Zylinderachsen zu bestimmen. BOTHMER (1993) verwendet diese Methode für die 46 magnetischen Wolken seiner Untersuchung und kommt zu dem Ergebnis, daß die Achsen der magnetischen Wolken am häufigsten nahe der Ekliptik liegen. Dieses Ergebnis ist für ihn insofern „überraschend“, als er eher eine stark variable Orientierung der magnetischen Wolken erwarten würde. Nimmt man zusätzlich zu den von Bothmer gefundenen die weiteren hinzu, die durch vorangehende Stoßwellen oder durch bidirektionale Elektronenflüsse entdeckt wurden, und berechnet mit der Minimum-Varianz-Analyse die Orientierung der Zylinderachsen, so weist auch die erweiterte Gesamtheit aller magnetischen Wolken eine Häufung in der Ebene der Ekliptik auf (vgl. Abb. 6.4 oben). Das von Bothmer gefundene Ergebnis bestätigt sich also auch mit der erweiterten Liste. Bei der Bestimmung der Zylinderachsen in der Ebene der Ekliptik (Abb. 6.4 unten) zeigt sich die von Bothmer beobachtete Häufung der Verteilung der Orientierungen senkrecht zum Parker-spiralwinkel, d. h. bei etwa 135° , nicht mehr eindeutig.

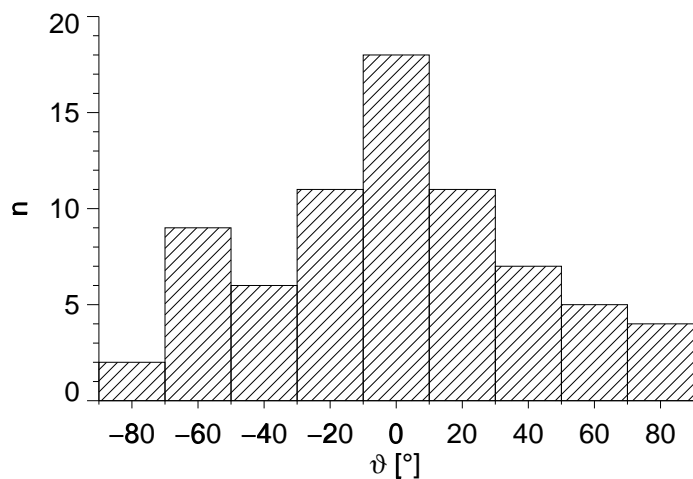
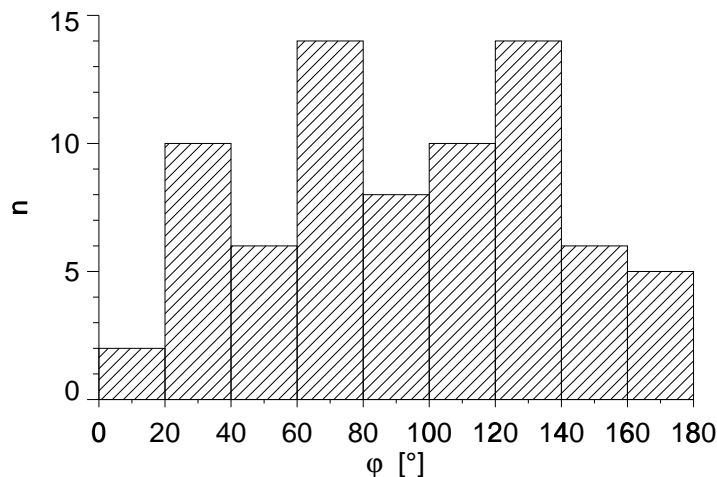


Abbildung 6.4: Häufigkeitsverteilung der berechneten Achsenorientierungen aller helikalen Flußröhren, die im Verlauf der Heliosmission beobachtet werden. *Oben:* Verteilungen der Elevationswinkel ϑ zur Ekliptik in 20° -Intervallen von Süden (-90°) nach Norden (90°). *Unten:* Verteilungen der Azimutalwinkel φ der Flußröhrenachsen in der Ekliptik in 20° -Intervallen zwischen 0° und 180° .



6.5 Magnetische Wolken mit offenen Feldlinien

Wurde im Abschnitt 6.3 eine Klassifikation der magnetischen Wolken im Hinblick auf bidirektionale Elektronenflüsse unternommen, so gibt es darüberhinaus auch Wolken, die sich nicht in das Klassifikationsschema einfügen lassen. Es handelt sich dabei um solche magnetischen Wolken mit eindeutiger Flußröhrensignatur, an deren Rand bidirektionale Elektronenflüsse auftreten und die dennoch tief im Inneren der Plasmawolke einen reinen Elektronenstrahl ohne gegenströmende Elektronen aufweisen.

Bidirektionaler suprathemischer Elektronenfluß im Sonnenwind ist einer der zuverlässigsten Indikatoren, daß interplanetare Plasmawolken entweder an beiden Enden noch mit der Sonne verbunden sind oder als geschlossene Magnetfeldstrukturen im Sonnenwind mitschwimmen. Es zeigt sich auch, unabhängig von instrumentellen Einschränkungen, daß nicht alle Teile von Plasmawolken bidirektionale Elektronensignaturen aufweisen. Weiterhin läßt sich nicht jede Plasmawolke anhand bidirektionaler Elektronenflüsse ermitteln, wie z.B. von **GOSLING (1990)** angenommen.

Ein solcher Fall ist mit Helios 1 am 2. März 1978 beobachtet worden (s. Abb. 6.5): Am 1. März um 12:15 UT passiert eine transiente interplanetare Stoßwelle die Sonde. Anschließend erkennt man in den Protonen- und Magnetfeldparametern etwa zwölf Stunden lang turbulentes, komprimiertes Treibergas mit hoher Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur. **BOTHMER (1993)** klassifiziert eine magnetische Wolke von 1:00 UT am 2. März bis 2:00 UT am 3. März 1978. Nach den bisher gängigen Modellen müßten im Inneren der Wolke bidirektionale Elektronen gemessen werden. Das Elektroneninstrument I2 auf Helios müßte also insbesondere in der Zeit, in der sich das Magnetfeld hinreichend parallel zur Ekliptik befindet, also etwa von 2:00 bis 10:00 UT, einen deutlich bidirektionalen Elektronenfluß ermitteln. Tatsächlich ist auch zu Beginn und am Ende dieses Intervalls ein solch erwarteter bidirektionaler Elektronenfluß erkennbar. Zu der Zeit hingegen, in der sich das Magnetfeld aber gerade genau in der Ekliptik befindet, von 4:00 bis 7:00 UT, wird der Elektronenstrahl ohne gegenströmende Elektronen beobachtet.

Zur Erklärung solcher Fälle erscheint das magnetische Rekonnexionsmodell von **GOSLING et al. (1995)** geeignet, da es die Möglichkeit aufzeigt, daß mitten in einer magnetischen Wolke neben den geschlossenen auch offene magnetische Feldlinien vorhanden sein können, an denen die Elektronen nach außen entweichen.

Magnetisches Rekonnexionsmodell

Abbildung 6.6 stellt unterschiedliche Rekonnexionsprozesse dar. Im ersten Rekonnexionsprozeß (a) verknüpfen sich zwei gegeneinander verschobene magnetische Feldlinien einer eruptiven Protuberanz in der Weise, daß eine helikale Feldlinie, die an beiden Enden mit der Sonne verbunden ist, sowie eine tiefer in der Korona liegende geschlossene Feldlinie entstehen. Das ist das bekannte Flußröhrenmodell, in sehr guter Übereinstimmung mit der Topologie von magnetischen Wolken und bidirektionalen Elektronenflüssen. Im zweiten Prozeß (b) verbindet sich

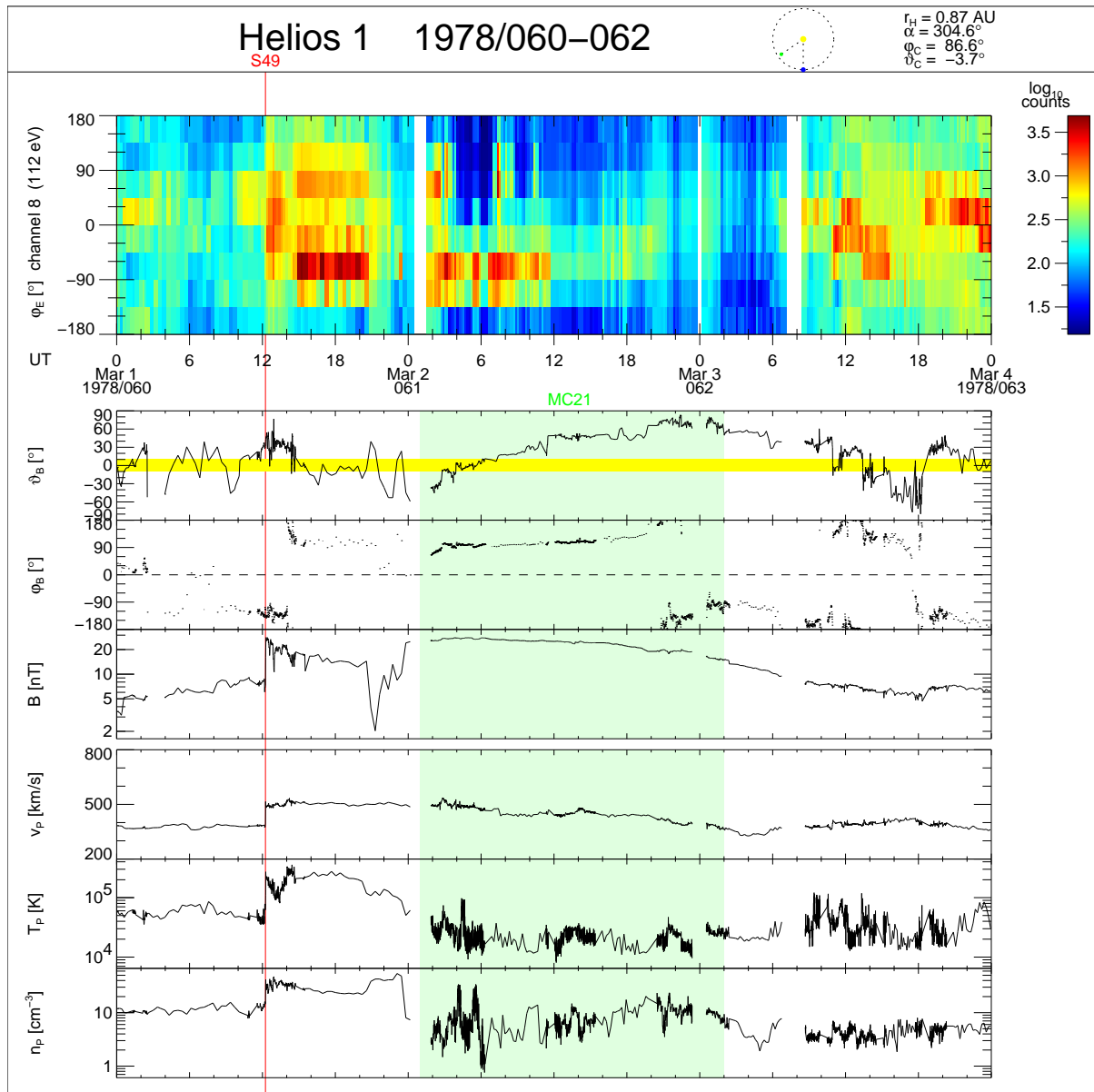


Abbildung 6.5: Magnetische und Plasmaparameter einer mit Helios 1 bei 0,87 AU und $-3,7^\circ$ heliographischer Breite beobachteten magnetischen Wolke am 2. März 1978. Von unten nach oben sind folgende Parameter dargestellt: Dichte n_p , Temperatur T_p und Geschwindigkeit v_p der Protonen, Betrag der magnetischen Feldstärke B , Azimutwinkel φ_B und Elevationswinkel ϑ_B des Magnetfeldes. Die obere, farbkodierte Auftragung zeigt die die azimutale Verteilung der suprathermischen Elektronen bei einer Energie von 112 eV. Die rote Linie markiert eine transiente interplanetare Stoßwelle um 12:15 UT am 1. März 1978.

die so entstandene helikale mit einer offenen Feldlinie. Aus dieser Rekonnexion bilden sich eine offene helikale und wiederum eine tiefer in der Korona liegende geschlossene Feldlinie. Eine weitere Rekonnexion der offenen helikalen mit einer anderen offenen Feldlinie (c) kann zur Ablösung der helikalen Struktur von der Sonne führen. Auch hier bleibt nach der Rekonnexion eine geschlossene, tiefer in der Korona liegende Feldlinie zurück. Im letzten abgebildeten Prozeß (d) verbinden sich zwei um die abgelöste helikale Struktur befindliche, offene Feldli-

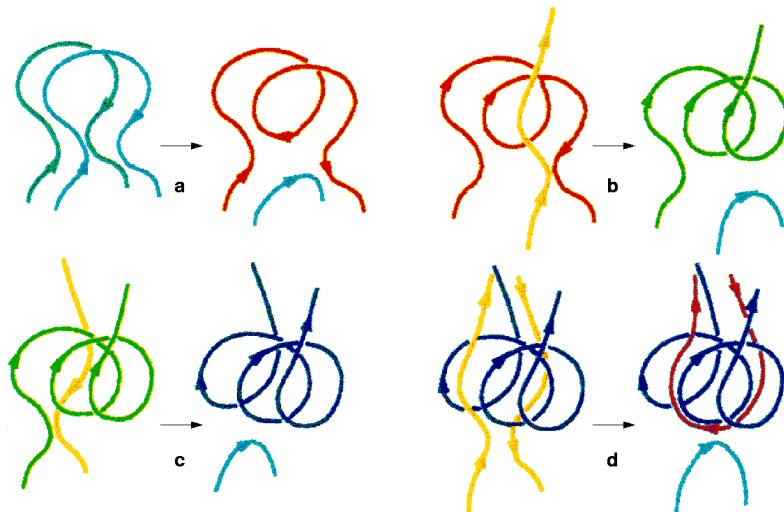


Abbildung 6.6: Skizzen aufeinanderfolgender Schritte der dreidimensionalen Rekonnexion in der Korona (GOSLING et al., 1995).

nien in der Weise, daß eine abgelöste Feldlinie die Struktur umschließt und eine geschlossene, tiefer in der Korona liegende Feldlinie zurückbleibt.

In Konfigurationen des Typs a würde man eine magnetische Wolke mit bidirektionalen Elektronenflüssen messen, während in Konfigurationen des Typs b ebenfalls eine magnetische Wolke, aber monodirektionale Elektronen feststellbar wären. Konfigurationen der Typen c und d würden magnetische Flußröhrensignaturen ohne suprathemische Elektronen aufweisen.



Abbildung 6.7: Ein Beispiel mehrerer unterschiedlicher magnetischer Topologien, die nach der dreidimensionalen Rekonnexion gleichzeitig möglich sind (GOSLING et al., 1995).

Insbesondere ist durch geeignete Kombination eine Konfiguration wie in Abbildung 6.7 denkbar, bei der mitten in den geschlossenen Feldlinien innen liegende, nach außen geöffnete Feldlinien vorkommen. Offenbar ist die Topologie mancher magnetischer Flußröhren sehr viel komplexer als bisher angenommen wurde. Ausschließlich geschlossene Feldlinien reichen zu ihrer Erklärung nicht aus. Vielmehr lassen sie sich durch Magnetfeldtopologien erklären, die sowohl mit offenen als auch mit geschlossenen Feldlinien gebildet werden.

6.6 Bidirektionale Elektronenflüsse ohne Plasmawolken

Einige Fälle von bidirektionalen Elektronenflüssen lassen sich keiner bekannten Struktur zuordnen. Im folgenden wird ein besonders auffälliges Beispiel vorgestellt, und mögliche Erklärungsmodelle werden diskutiert.

Subalfvénischer Wind

Durch viele in situ-Messungen ist festgestellt worden, daß der Sonnenwind im allgemeinen sowohl eine Überschall- als auch eine Überalfvénströmung ist. Nur in ganz seltenen Einzelfällen war jedoch über einen Zeitraum von mehreren Stunden die Alfvéngeschwindigkeit so hoch und die Sonnenwindgeschwindigkeit so niedrig, daß die Sonnenwindgeschwindigkeit deutlich kleiner als die Alfvéngeschwindigkeit war (GOSLING et al., 1982). In größeren räumlichen und zeitlichen Abständen zu korotierenden Wechselwirkungszonen oder transienten Stoßwellen gelegen, bleibt die Ursache dieses *subalfvénischen Windes* unklar.

Helios 1 beobachtete vom 6. bis zum 8. Juni 1980 bei 0,37 AU ein mehrere Tage dauerndes ungewöhnliches Ereignis mit subalfvénischem Wind. Ein Vergleich mit den Daten von Helios 2 ist nicht möglich, da die Sonde zu dieser Zeit bereits keine Daten mehr lieferte. Besonders ungewöhnlich ist an diesem Ereignis, daß im gleichen Zeitraum über etwa drei Tage bidirektionale Elektronenflüsse beobachtet werden konnten. Trotz der auffälligen BDEs zeigt das Magnetfeld nicht die charakteristische Rotation einer helikalen magnetischen Flußröhre, so daß eine magnetische Wolke als Ursache des Ereignisses unwahrscheinlich erscheint. 17 Tage „Sonnenwindumgebung“ dieses Ereignisses sind in Abbildung 6.8 dargestellt. Das Magnetfeld ist mit Werten um etwa 35 nT über drei Tage ungewöhnlich ruhig, nahezu radial, mit leichter Ablenkung in Richtung der Parkerspirale. Auch die Sonnenwindgeschwindigkeit ist ungewöhnlich konstant und mit Werten um 300 km/s sehr klein. Die Plasmadichte des Sonnenwindes erreicht außerordentlich geringe Werte. Die für diese Sonnenwindgeschwindigkeit und diesen Sonnenabstand typische Dichte um 100 cm^{-3} nimmt im Laufe eines Tages auf unter 1 cm^{-3} ab. Dieses „Loch“ in der Dichte dauerte knapp zwei Tage an. Berücksichtigt man die siderische Sonnenrotation um 28° in dieser Zeit und die Bahnbewegung von Helios 1 auf seiner Umlaufbahn um etwa 10° heliographischer Länge, so entspricht das einer Quellregion von etwa 18° solarer Länge. Aufgrund der äußerst kleinen gemessenen Flüsse wird die Bestimmung der Form der Verteilungsfunktion des Protonenplasmas nahezu unmöglich. Die Bestimmung der Plasmamaparameter während dieser Zeit ist somit unsicher. Jedoch können Obergrenzen für den Druck und das Plasmabeta angegeben werden. Die hohe Magnetfeldstärke und der niedrige Plasmadruck sind für das außergewöhnlich niedrige β ($\beta < 0,01$) und die hohe Alfvéngeschwindigkeit von $v_A = 500 \text{ km/s}$ verantwortlich.

Abbildung 6.9 zeigt den zeitlichen Verlauf der azimuthalen Verteilungen von thermischen und suprathemischen Elektronen in sechs ausgewählten Energiekanälen von 12:00 UT am 5. Juni bis 12:00 UT am 9. Juni 1980. Am 6. Juni ab 7:00 UT sind bei den suprathemischen Elektronen der Energie 112 eV neben dem nahezu radial nach außen gerichteten Strahl auch die zur

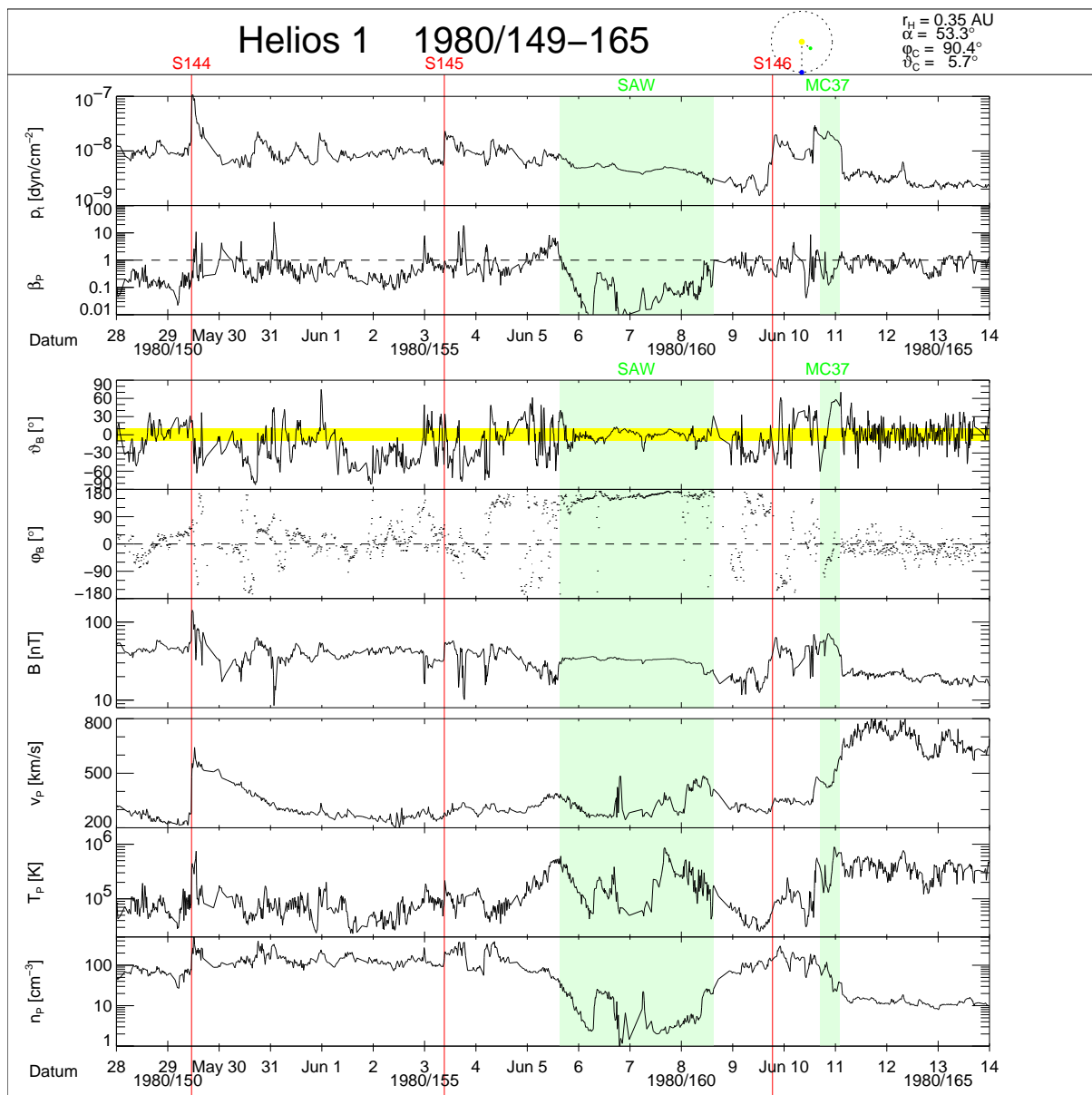


Abbildung 6.8: 17 Tage „Sonnenwindumgebung“ des subalfvénischen Windes vom 6. bis zum 8. Juni 1980 (Tage 158-160). Abgebildet sind die Plasmaparameter des Protoneninstrumentes I1 und des Magnetfeldinstrumentes E2 vom 28. Mai bis zum 14. Juni 1980 (Tage 149-166). In diesem Zeitintervall entfernt sich Helios 1 von 0,3 auf 0,45 AU Sonnenabstand, ändert die heliographische Länge um 160° (nahezu eine halbe Carringtonrotation) und die heliographische Breite um über 7° . Dargestellt sind von unten nach oben die Protonenplasmadichte, -geschwindigkeit und -temperatur, Betrag des Magnetfeldes sowie Richtungen in Länge und Breite. Darüber die beiden abgeleiteten Parameter Plasmabeta und Plasmagesamtdruck.

Sonne gerichteten Elektronen zu erkennen. In den Energien darüber erkennt man zunächst nur den auswärts gerichteten Elektronenstrahl, in den Energien darunter sind die Elektronenflüsse in den gemessenen Azimutkanälen weitgehend isotrop. Die bidirektionalen Elektronenflüsse setzen in den Stunden um 0:00 UT am 7. Juni aus und sind ab 4:00 UT bei der Energie 112 eV wieder sichtbar. Um diese Zeit ist in den Kanälen höherer Energie weiterhin zunächst der einfa-

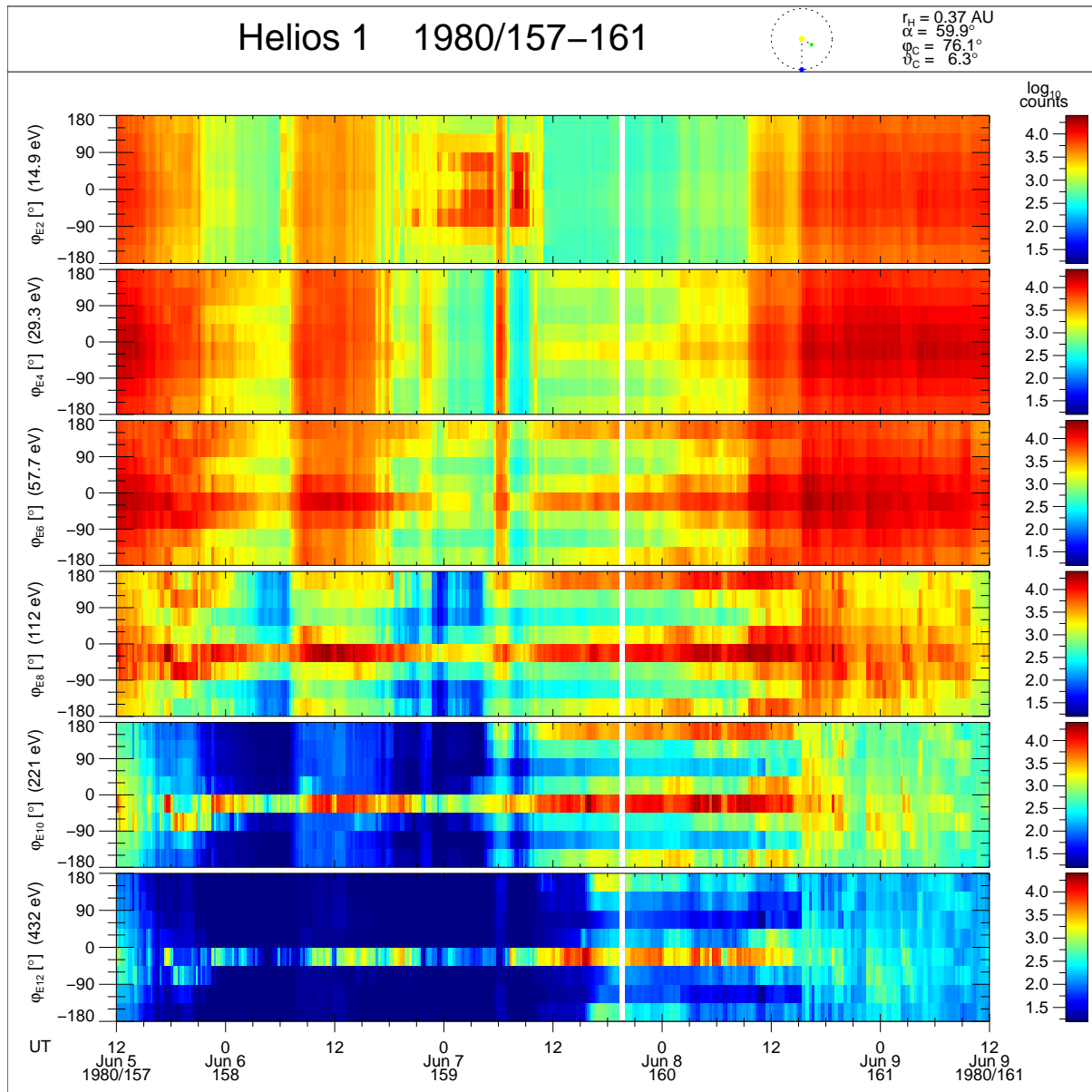


Abbildung 6.9: Farbkodierte Elektronenzählraten für sechs ausgewählte Energien, gemessen von Helios 1 vom 5. bis zum 9. Juni 1980. In den beiden oberen Zeilen werden Elektronen mit thermischen, in den drei unteren Elektronen mit suprathermischen Energien dargestellt. Die dritte Zeile zeigt Elektronen im Übergangsbereich zwischen thermischen und suprathermischen Energien. In jeder Energie sind acht azimutale Winkelkanäle aufgetragen. 0° entspricht einem von der Sonne kommenden Teilchenfluß. Alle sechs Energiekanäle haben die gleiche Farbskalierung der Elektronenzählraten.

che Strahl zu sehen. Mit fortschreitender Zeit sind auch in den höheren Energiekanälen bidirektionale Elektronenflüsse erkennbar: Bei der Energie 221 eV setzen sie um etwa 10:00 UT, bei 432 eV etwa um 16:00 UT ein. Dieser Beobachtungsbefund bedeutet eine *anomale Geschwindigkeitsdispersion*: Der Einsatz der bidirektionalen Elektronenflüsse beginnt bei höheren Energien zu späteren Zeiten. In den hier nicht abgebildeten Energien oberhalb von 605 eV sind keine bidirektionalen Elektronenflüsse mehr erkennbar. Die Beobachtung der bidirektionalen

Elektronenflüsse endet mit einer kompressiven Zone mit starken Richtungsfluktuationen des Magnetfeldes, die lokal die Elektronen magnetisch streuen und isotropisieren.

Um die Beobachtungen zu deuten, werden im folgenden verschiedene denkbare Möglichkeiten diskutiert.

Rückstreuung an der Bugstoßwelle einer Magnetosphäre

Eine bekannte Ursache für bidirektionale Elektronenflüsse ist die Verbindung einer magnetischen Feldlinie mit einer zweiten Quelle. Neben der Sonne ist Jupiter die stärkste Elektronenquelle des Sonnensystems. Dabei ist der Begriff Quelle in dem Sinne zu verstehen, daß Elektronen an Irregularitäten zwischen Bugstoßwelle und Magnetopause gestreut und beschleunigt werden. Eine solche Beschleunigung ist in geringerem Maß auch an der Erdmagnetosphäre zu beobachten.

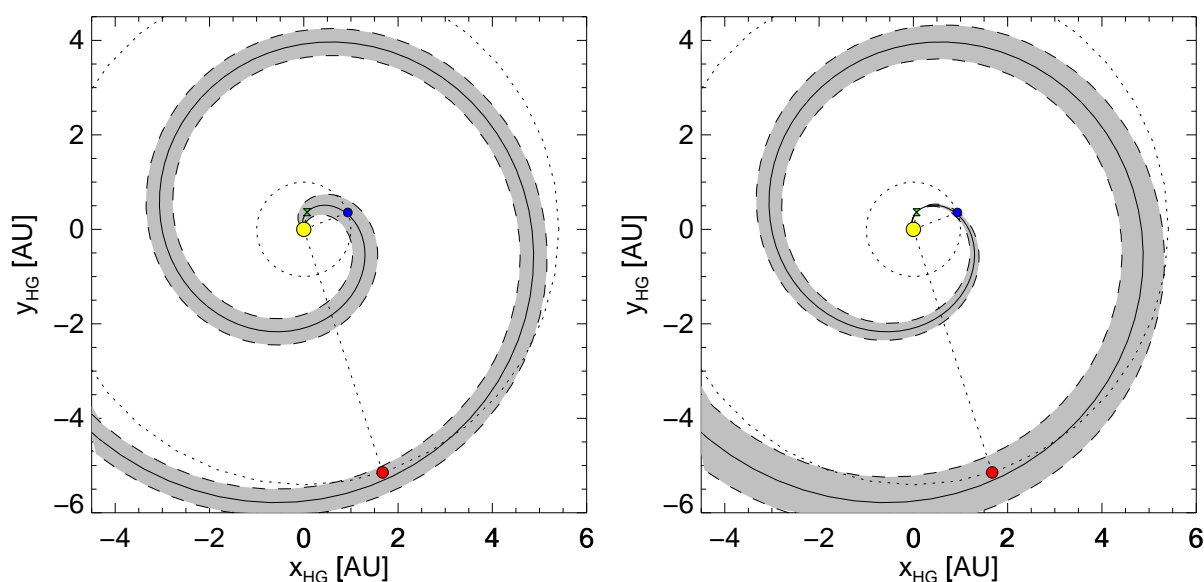


Abbildung 6.10: Relative Positionen der Sonne, der Erde, des Jupiters und der Raumsonde Helios 1 am 7. Juni 1980. In heliographischen Koordinaten befindet sich Helios 1 bei 0,37 AU heliozentrischem Abstand und 79° heliographischer Länge, die Erde bei 1,0 AU Abstand und 21° Länge und Jupiter bei 5,4 AU Abstand und 288° Länge. Die Umlaufbahnen der Erde und des Jupiters sind gestrichelt eingezeichnet. In beiden Darstellungen entspricht die durchgezogene Spirale einer idealen Parkerspirale durch Helios 1 bei konstanter Sonnenwindgeschwindigkeit von 250 km/s. Die linke Abbildung zeigt zwei weitere Parkerspiralen mit gleicher Sonnenwindgeschwindigkeit, die von Quellregionen der Sonne jeweils 48 Stunden zuvor und danach emittiert wurden. Die rechte Abbildung zeigt zwei durch die Position von Helios 1 gehende Parkerspiralen für die Sonnenwindgeschwindigkeiten 225 km/s und 275 km/s. Sowohl Erde als auch Jupiter liegen dicht bei der 250 km/s Parkerspirale durch Helios 1. Bei idealen und stabilen Verhältnissen ist es also möglich, daß alle drei Objekte magnetisch miteinander verbunden sind.

Eine Voraussetzung für einen solchen Mechanismus ist, daß sich Helios 1 am 7. Juni 1980 auf der gleichen Feldlinie befindet wie einer der Planeten. Abbildung 6.10 verdeutlicht, daß bei

idealen und stabilen Verhältnissen eine magnetische Verbindung von Helios weder mit der Erde noch mit Jupiter ausgeschlossen werden kann: Sowohl Erde als auch Jupiter liegen sehr nahe bei der idealen Parkerspirale durch Helios 1, wenn eine konstante Sonnenwindgeschwindigkeit von 250 km/s angenommen wird. Die Bogenlänge der Parkerspirale von Helios 1 zur Erde beträgt 0,98 AU und die Bogenlänge von Helios 1 zu Jupiter beträgt 25,7 AU. Um die genannten Entfernungen unbeschleunigt zurückzulegen, brauchen Elektronen einer Energie von 400 eV (ungefähr 12 000 km/s) vom Jupiter bis Helios 3 Tage und 18 Stunden und von der Erde bis Helios 3,5 Stunden.

Eine Erklärung der zur Sonne strömenden Elektronen durch an der Erd- oder Jupitermagnetosphäre beschleunigte Elektronen wäre also durchaus möglich. Gegen Jupiter oder Erde als Quelle der beobachteten bidirektionalen suprathemischen Elektronenflüsse sprechen aber andere Gründe. Zum einen läßt sich bei einer plötzlich eingeschalteten, lokalisierten Quelle eine normale Geschwindigkeitsdispersion erwarten: Elektronen mit höherer kinetischer Energie und somit höherer Geschwindigkeit müßten an der Sonde zuerst beobachtet werden. Das Gegenteil ist hier jedoch der Fall. Zum anderen wurden von **NEUSTOCK et al. (1985)** und **KALLENRODE und WIBBERENZ (1991)** mit dem Helios-Experiment E6 zur Messung der kosmischen Strahlung im gleichen Zeitraum erhöhte Flüsse energiereicher Elektronen über 0,3 MeV und Nukleonen über 1,7 MeV beobachtet. Unter der Voraussetzung, daß die Beobachtung der bidirektionalen suprathemischen Elektronen und der energetischen Nukleonen zusammenhängen, läßt sich darauf schließen, daß Jupiter nicht die geeignete Quelle ist, da von ihm keine Nukleonen ausgehen können.

Reflexion am interplanetaren elektrostatischen Potential

Das interplanetare elektrostatische Potential könnte die Elektronen spiegeln. Dieses elektrostatische Potential hätte für Elektronen verschiedener Energien unterschiedliche Eindringtiefen, womit sich möglicherweise die anomale Dispersion erklären ließe. Dazu werden folgende Überlegungen getroffen.

Beschleunigung von Elektronen im elektrischen Potential Φ :

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = \frac{e}{m} E_{\parallel}(r(t)) = -\frac{e}{m} \frac{\partial}{\partial r} \Phi(r).$$

Diese Bewegungsgleichung kann mit der Energie E als Integrationskonstante einfach integriert werden:

$$\begin{aligned} \frac{m}{2} v_{\parallel}^2(r) &= (E - e\Phi(r)), \\ \frac{dr}{dt} &= \sqrt{\frac{2}{m}(E - e\Phi(r))}, \\ t &= \int_{r_{sc}}^{r(t)} \frac{dr}{\sqrt{\frac{2}{m}(E - e\Phi(r))}}. \end{aligned}$$

Wenn wir $\Phi(r_{sc}) = 0$ eichen, so bedeutet E die von Helios 1 beobachtete kinetische Energie der Teilchen und $E = e\Phi(r_{sp})$ bestimmt den Spiegelpunkt. Elektronen mit kleiner Energie dringen weniger tief in das Potential ein. Die Zeit, die die Elektronen in der Nähe des Spiegelpunktes verbringen und damit letztlich für die Rückkehr zur Sonde benötigen, hängt zudem vom Gradienten des elektrostatischen Potentials am Spiegelpunkt $\frac{\partial}{\partial r}\Phi(r_{sp})$ ab. Flache Gradienten führen zu langen Aufenthaltsdauern am Spiegelpunkt. Allerdings fragt es sich, ob ein Potential der Größenordnung 400 eV im interplanetaren Raum überhaupt möglich ist. PILIPP et al. (1987c) haben nämlich aus dem Breakpoint von Verteilungsfunktionen im Sonnenabstand von 0,34 bis 0,42 AU für das interplanetare elektrostatische Potential Werte von nur 40-150 eV bestimmt. Das Normalpotential von etwa 100 eV müßte also auf 400 eV springen. Um den Dispersionseffekt zu erklären, müßte der Übergang zudem auch kurzzeitig erfolgen. Offen bleibt die Frage, ob der auswärts gerichtete Elektronenstrahl dieses Potential selbst generieren könnte.

Reflexion im inhomogenen Magnetfeld

Eine weitere Erklärungsmöglichkeit für den sonnenwärtigen Strahl besteht darin, daß der nach außen gerichtete Elektronenstrahl an sich verengenden Magnetfeldlinien gespiegelt wird („magnetische Flasche“). Normalerweise nimmt die magnetische Feldstärke mit zunehmendem Abstand von der Sonne ab. Eine mögliche Ursache für die Zunahme der Magnetfeldstärke ist die Verdrängung des interplanetaren Magnetfeldes durch die Magnetosphäre von Erde oder Jupiter. Unter der Annahme, daß kein elektrisches Feld vorhanden ist, sind das magnetische Moment μ (1. adiabatische Invariante) und die kinetische Energie E_{kin} Erhaltungsgrößen:

$$\begin{aligned}\mu &= \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \text{const.} \\ E_{kin} &= \frac{m}{2}(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2) = \text{const.}\end{aligned}$$

Einsetzen, Umformen und Integration ergibt:

$$\begin{aligned}\frac{m}{2}v_{\parallel}^2 &= E_{kin} - \mu B_{\parallel}(r), \\ \frac{dr}{dt} &= \sqrt{\frac{2}{m}(E_{kin} - \mu B(r))}, \\ t &= \int_{r_{sc}}^{r(t)} \frac{dr}{\sqrt{\frac{2}{m}(E_{kin} - \mu B(r))}}.\end{aligned}$$

Für einen festen Pitchwinkel α ist das magnetische Moment proportional zur kinetischen Energie ($\mu \sim E_{kin}$) und somit $t \sim \frac{1}{\sqrt{E_{kin}}}$. Bei einer magnetischen Flasche ist für Teilchen aller Energien, aber gleichem Pitchwinkel, der Spiegelpunkt r_{sp} dort, wo das Magnetfeld $B(r_{sp}) = \frac{B(r_{sc})}{\sin^2 \alpha_{sc}}$ angewachsen ist. Wegen der Energieabhängigkeit der Laufzeit $t \sim \frac{1}{\sqrt{E_{kin}}}$ kehren Teilchen mit höheren thermischen Energien eher zum Beobachtungsort zurück. Das vereinfachte Modell einer magnetischen Flasche kann daher die Beobachtungen, insbesondere die anomale Dispersion nicht erklären.

Streuung an Irregularitäten des Sonnenwindes

Fluktuationen des Magnetfeldes im weiteren Verlauf der Feldlinien können Elektronen magnetisch zurückstreuen. Eine solche Streuung ist abhängig von der Energie der Teilchen (LIN, 1985; BIEBER et al., 1994). Man kann davon ausgehen, daß Elektronen mit Energien geringer als 15 keV sich weitgehend streufrei ausbreiten, während Elektronen mit Energien darüber diffus an den Irregularitäten des Sonnenwindes gestreut werden. Für den betrachteten Zeitraum wird ein extrem glattes Magnetfeld beobachtet. KALLENRODE und WIBBERENZ (1991) haben für diesen Zeitraum abgeschätzt, daß sogar für energetische Elektronen über 0,3 MeV streufreie Ausbreitungsbedingungen bestehen. Damit erscheint die Annahme einer Rückstreuung des auswärts gerichteten Strahls an Irregularitäten des Sonnenwindes wenig wahrscheinlich. Auch die Annahme, daß diese Fluktuationen nur weit draußen existieren und bei Helios nicht beobachtet werden, ist wenig wahrscheinlich. Da am Beobachtungsort die Sonnenwindgeschwindigkeit kleiner als die Alfvéngeschwindigkeit ist, sollten sich Alfvénwellen in diesem Fall auch von außen bis zu Helios ausbreiten und sich in den Magnetfeldmessungen zeigen.

Räumliche Dispersion

Die beobachtete zeitliche Dispersion des von außen kommenden Strahls ließe sich auch durch eine räumliche Dispersion erklären, die von der Raumsonde in zeitlicher Abfolge durchquert wird. Ein solcher Dispersionseffekt soll folgendermaßen abgeschätzt werden: Angenommen, die Elektronenquelle befindet sich für den sonnenwärts gerichteten Strahl im Abstand L . Dann ist die energieabhängige Laufzeit t :

$$t(E) = \frac{L}{\sqrt{\frac{2E}{m}}}$$

Durch eine energieabhängige Drift quer zum Magnetfeld wird der Elektronenstrahl räumlich aufgefächert. Ursache könnte die Gradient- B -Drift mit einem Feldgradienten ∇B sein:

$$v_{\nabla}(E) = \frac{r_g^2(E) \nabla B}{\omega_g B},$$

wobei r_g der Gyrationradius und ω_g die Gyrationfrequenz der Elektronen ist. Als Gradient wird ein radialer Abfall des Magnetfeldes angenommen, d.h. $\frac{\nabla B}{B} \sim \frac{1}{1 \text{ AU}}$. Dann ist die Drift aus der Ekliptik heraus gerichtet. Nach der Laufzeit t ist der Elektronenstrahl dann über eine Strecke:

$$d(E) = v_{\nabla} t(E)$$

quer zum Magnetfeld aufgefächert, und Helios würde beim Durchqueren eine Zeitverzögerung zwischen den Energiekanälen von:

$$\Delta\tau \sim \frac{d(E_1) - d(E_2)}{v_{\text{sc}}}$$

messen. Einsetzen der typischen Energien und der Raumsondengeschwindigkeit $v_{\text{sc}} = 50 \text{ km/s}$ liefert für Jupiter als Elektronenquelle ($L \simeq 25 \text{ AU}$) ein $\Delta\tau$ von einigen Sekunden zwischen $E_1 =$

80 eV und $E_2 = 500$ eV. Je nach Richtung der Heliosbahn ist die Beobachtung einer normalen oder anomalen Dispersion möglich. Eine zeitlich durchquerte räumliche Dispersion durch eine Gradient- B -Drift ist zu klein, um die beobachtete Dispersion über mehrere Stunden zu erklären.

Nicht-helikale Flußröhre

Die für magnetische Wolken charakteristische Rotation des Magnetfeldvektors fehlt zwar gänzlich in den Beobachtungen, dennoch besteht die Möglichkeit, daß sich Helios in einer mit der Sonne verwurzelten Flußröhre befindet, die, anders als bei einer typischen magnetischen Wolke, nicht helikal tordiert ist. Für diese Konfiguration spricht, daß viele Kriterien für das Vorhandensein einer magnetischen Wolke (BURLAGA, 1991; BOTHMER, 1993) erfüllt werden. Dabei handelt es sich um hohe Magnetfeldstärke mit geringen Varianzen, um niedrige Protonentemperaturen am 6. und 7. Juni sowie um sehr niedriges Plasmabeta im gesamten Zeitraum der bidirektionalen Flüsse. Die wolkenähnliche Struktur könnte sehr weit in den interplanetaren Raum ausgestreckt sein, so daß Helios bei 0,37 AU einen „Fuß“ der magnetischen Wolke durchschneidet. In diesem Bereich paßt sich das Magnetfeld möglicherweise schon weitgehend wieder der Parkerspirale an. Das Fehlen der Rotation könnte damit erklärt werden, daß die Wolke von vornherein wenig Helizität hatte oder daß sie sich bereits so sehr ausgedehnt hat, daß die meßbare Helizität am Beobachtungsort sehr klein ist. Mit der räumlichen Ausdehnung dehnt sich auch die Windungslänge der Flußröhre stark, und die Torsion der Flußröhre nimmt ab. Die lange zeitliche Dauer von über 60 Stunden entsprechend einem Quellbereich von 18° Länge wären jedoch für ein transientes Ereignis bei 0,37 AU äußerst ungewöhnlich.

Zusammenfassender Vergleich

Von den sechs skizzierten Erklärungsmöglichkeiten lassen sich vier mit großer Wahrscheinlichkeit ausschließen. Die Rückstreuung an der Bugstoßwelle der Jupiter- oder Erdmagnetosphäre kommt deshalb nicht in Betracht, weil eine anomale Dispersion vorliegt, jedoch eine normale Dispersion erwartet werden müßte. Darüberhinaus sind gleichzeitig hochenergetische Nukleonen zu beobachten, die auf keinen Fall von einer möglichen Elektronenquelle Jupiter oder Erde ausgehen können. Das Fehlen einer normalen Dispersion spricht ebenso gegen die Spiegelung der suprathemischen Elektronen im inhomogenen Magnetfeld. Auch die Möglichkeit einer Streuung der Elektronen an Irregularitäten des Sonnenwindes läßt sich ausschließen, da die streufreie Ausbreitung von hochenergetischen Teilchen für den betrachteten Zeitraum bereits in einer anderen Studie nachgewiesen wurde und die subalfvénische Sonnenwindgeschwindigkeit dazu führen müßte, daß sich magnetische Störungen durch sonnenwärts laufende Alfvénwellen im Magnetfeld am Beobachtungsort bemerkbar machen müßten. Schließlich scheidet die zeitlich durchquerte räumliche Dispersion mit Sicherheit aus, weil sie die beobachtete Dispersion über mehrere Stunden nicht erklären kann.

Damit bleiben zwei Erklärungsmöglichkeiten, die beide eine gewisse Wahrscheinlichkeit für sich haben. Für die nicht-helikale Flußröhre spricht zwar, daß die meisten Kriterien von magne-

tischen Flußröhren erfüllt werden. Dennoch erscheint ein transientes Ereignis bei diesem Sonnenabstand aufgrund der äußerst langen zeitlichen Ausdehnung von 60 Stunden kaum denkbar. Weitaus naheliegender ist die Möglichkeit einer Reflexion am interplanetaren elektrostatischen Potential, da durch die unterschiedlichen Eindringtiefen für Elektronen verschiedener Energien die anomale Dispersion erklärbar wäre. Dagegen spricht zwar, daß ein interplanetares Potential der Größenordnung 400 eV bisher nicht gemessen wurde, aber es fragt sich, ob ein derartig hohes Potential grundsätzlich ausgeschlossen sein muß. Eine eindeutige Klärung der Ursache scheint mit den Heliosdaten allein nicht möglich.

Kapitel 7

Heliosphärische Stromschichten

In diesem Kapitel soll untersucht werden, ob mit Hilfe von Elektronendaten über die Feinstruktur heliosphärischer Stromschichten bessere Aussagen gewonnen werden können. Die heliosphärische Stromschicht hat ihren Ursprung außerhalb des Aktivitätsgürtels der Sonne bei etwa $2,5 R_{\odot}$. Ebenso entstehen für bidirektionale Elektronenflüsse verantwortliche solare Massenauswürfe in räumlicher Nähe zum Aktivitätsgürtel. Insofern liegt es nahe, einen Zusammenhang zwischen flußröhrenbedingten bidirektionalen Elektronen und heliosphärischen Stromschichten zu vermuten. Die charakteristische magnetische Feinstruktur heliosphärischer Stromschichten wurde bereits von **BEHANNON et al. (1981)** mit Hilfe von Daten des Magnetfeldexperiments E2 intensiv untersucht. Die genannte Untersuchung beschränkte sich auf Daten von Helios 1 auf 28 Stromschichten von 1974 bis Anfang 1975, in denen jeweils vor und nach einem Sprung der Magnetfeldrichtung das Feld mindestens drei Stunden in nur eine Richtung zeigte.

In der vorliegenden Untersuchung wurden für die gesamte Heliosmission im Zeitraum der prinzipiellen Verfügbarkeit von Magnetfeld- und Elektronendaten 250 Stromschichten identifiziert, die Sektoren von mindestens zwei Tagen Ausdehnung trennen.

Ein typischer Fall einer solchen heliosphärischen Stromschicht findet sich in Abbildung 7.1, die die Messungen von Helios 1 am 8. März 1975 zwischen 1:00 und 4:00 UT zeigt. Um etwa 2:30 UT wird für etwa 15 Minuten der Übergang zwischen auswärts gerichtetem und inwärts gerichtetem Magnetfeld beobachtet. Während sich vor und nach diesem Zeitraum der radial nach außen gerichtete Elektronenstrahl zeigt, gibt es innerhalb der 15 Minuten eine isotrope Elektronenverteilung. Allerdings ist wegen des außerhalb der Ekliptik liegenden Magnetfeldes eine Aussage über die Elektronenverteilung nicht ganz eindeutig zu treffen. Es werden keine bidirektionalen Elektronenflüsse identifiziert. Weiterhin typisch für heliosphärische Stromschichten ist das Absinken der magnetischen Feldstärke, das beim Wechsel zwischen Sektoren unterschiedlicher magnetischer Polarität erwartet wird. Ebenso treten niedrige Plasmatemperaturen und erhöhte Plasmadichten als typische Kennzeichen von heliosphärischen Stromschichten auf. Im Gegensatz zur isotropen Elektronenverteilung, die auf die unmittelbare Stromschicht konzentriert ist, sind die Protonenparameter auch in der weiteren Umgebung der Stromschicht nachweisbar.

Bei 17 der 250 identifizierten Stromschichten zeigt sich bei näherer Betrachtung, daß in der unmittelbaren Umgebung der Sektorgrenze nur ungenügend Elektronendaten zur Verfügung stehen, so daß sie von der weiteren Untersuchung ausgeschlossen werden müssen. Bei den übrigen 233 Stromschichten läßt sich folgendes Ergebnis feststellen: 79,8% der Stromschichten zeigen mit Sicherheit keine Signaturen bidirektionaler Elektronenflüsse, während in 10,7% keine eindeutige Entscheidung getroffen werden kann. Diese Unsicherheit ist durch die in der Um-

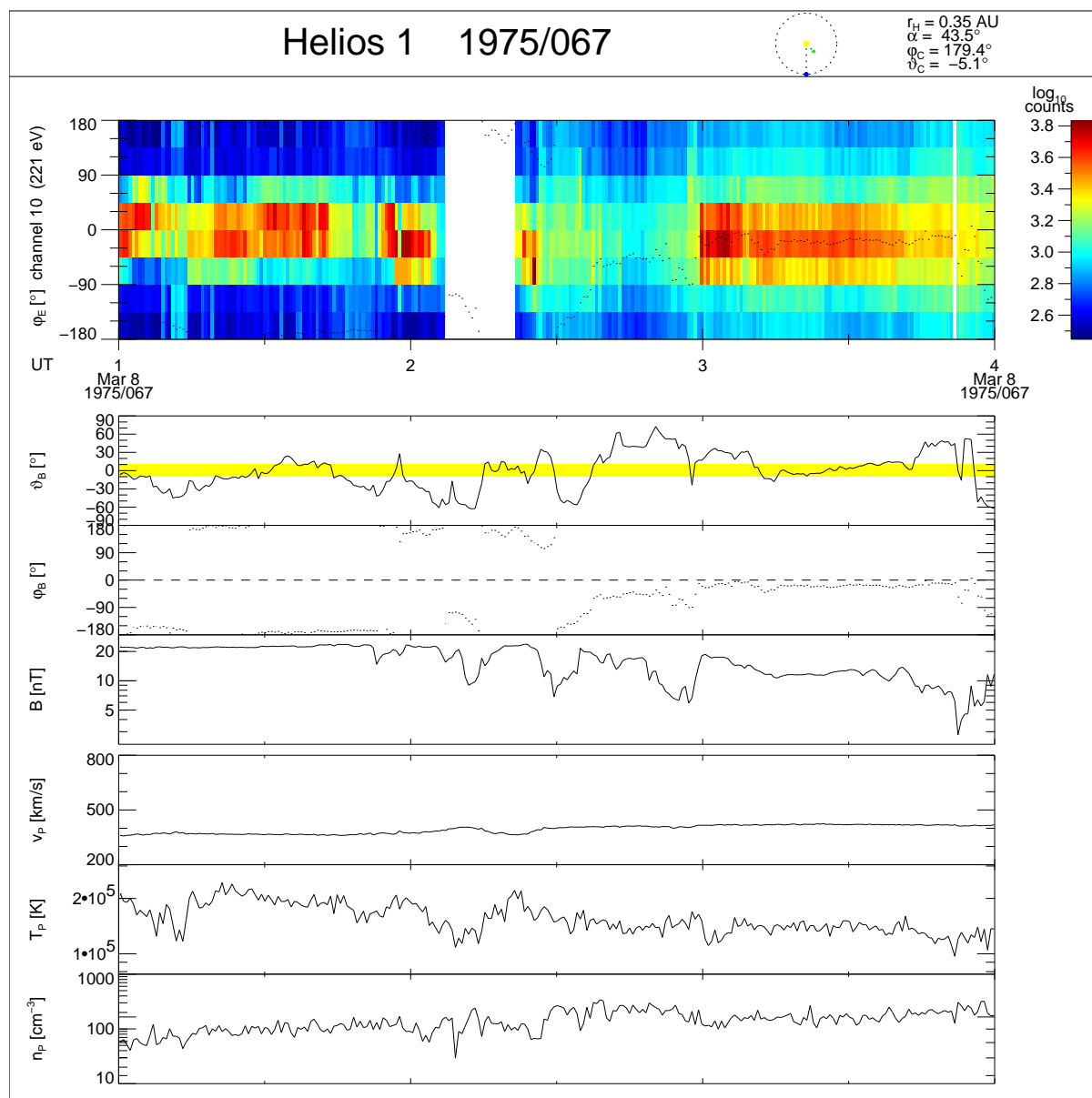


Abbildung 7.1: Magnetische und Plasmaparameter bei Passage einer heliosphärischen Stromschicht am 8. März 1975, gemessen von Helios 1 zwischen 1:00 und 4:00 UT. Die Sonde befindet sich bei 0,35 AU und $-5,1^\circ$ heliographischer Breite. Die übrigen Parameter entsprechen denjenigen in Abbildung 2.4.

gebung von Stromschichten vorkommenden isotropen Verteilungen bedingt, die häufig leicht bidirektionale Verteilungen zeigen. In nur 9,5% der Fälle können eindeutig bidirektionale Elektronen beobachtet werden. Aufgrund der korotierenden Struktur von heliosphärischen Stromschichten und der transienten Natur von bidirektionalen Elektronenereignissen überrascht ihr seltenes Auftreten nicht.

Um die transiente Natur der bidirektionalen Ereignisse eingehender zu untersuchen, werden Stromschichten miteinander verglichen, die von beiden Heliossonden durchquert werden. Dabei ging es darum zu ermitteln, ob beide Sonden an ein und derselben Stromschicht, jedoch zu verschiedenen Zeiten, die gleichen Signaturen beobachten. Zunächst mußten hierfür diejenigen

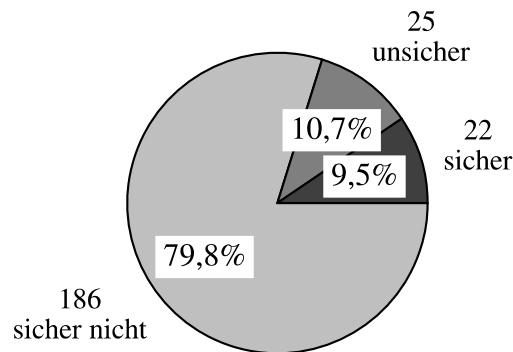


Abbildung 7.2: Heliosphärische Stromschichten mit bidirektionalen Elektronen.

Stromschichten identifiziert werden, die von beiden Sonden nacheinander beobachtet werden. Kennzeichen für die gemeinsame Beobachtung ist die gleiche Richtung des Polaritätswechsels innerhalb der Zeit einer halben Sonnenrotation. Insgesamt konnten auf diese Weise 32 heliosphärische Stromschichten ermittelt werden. [Abbildung 7.3](#) zeigt für diese Stromschichten die relativen Positionen der beiden Sonden in heliographischen Längen und Breiten. Weiterhin läßt sich in der Abbildung erkennen, ob bidirektionale Elektronenflüsse gemessen werden. Man würde vermuten, daß die beiden Sonden dann, wenn sie sich in räumlicher Nähe zueinander befinden, die gleichen Elektronensignaturen identifizieren. In den Fällen ohne bidirektionale Elektronenflüsse trifft diese Vermutung auch tatsächlich zu, was jedoch deshalb nicht überrascht, da sie ohnehin den größten Anteil aller Beobachtungen bilden. Hier soll hingegen untersucht werden, ob beide Sonden bei gleicher Stromschicht bidirektionale Elektronensignaturen nachweisen. Hierbei ergibt sich nun das Problem, daß insgesamt nur vier eindeutige Fälle mit bidirektionalen Elektronen vorliegen. In einem Fall weisen die Sonden in etwa 150° Winkelabstand in der Ekliptik in der gleichen Stromschicht bidirektionale Elektronensignaturen nach. Gerade aber bei räumlicher Nähe läßt sich keine Übereinstimmung der Elektronensignaturen feststellen. Es zeigt sich also, daß die beiden Sonden selbst bei räumlicher Nähe nicht notwendigerweise bidirektionale Elektronen in derselben Schicht detektieren. Dies ist ein weiterer Hinweis auf die transiente Natur von Ereignissen mit bidirektionalen Elektronensignaturen.

7.1 Mehrfachstromschichten

Nicht alle heliosphärischen Stromschichten zeigen einen derartig einfachen Sprung der azimuthalen Komponente des Magnetfeldes wie das in [Abbildung 7.1](#) dargestellte Beispiel. Daneben lassen sich bisweilen mehrfache Sprünge über viele Stunden erkennen. Dieses Phänomen wurde bereits in mehreren Untersuchungen zur Kenntnis genommen. [KLEIN und BURLAGA \(1980\)](#) haben die gesamte Region zwischen Perioden stabiler, gegensätzlicher Polarität als eine gegebenenfalls 10^6 km dicke Schicht untersucht. [BEHANNON et al. \(1981\)](#) erklären demgegenüber jeden Polaritätswechsel als eine Grenzschichtpassage, die zusammengenommen als mehrfache Überquerung einer einzigen „wabernden“ Stromschicht gedeutet werden. Daran anknüpfend

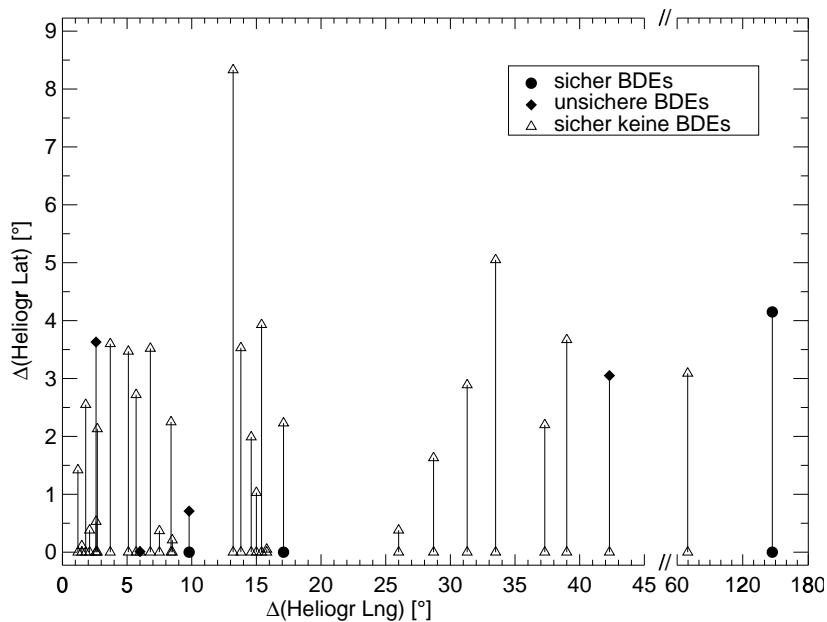


Abbildung 7.3: Beobachtung von bidirektionalen Elektronenflüssen an aufeinanderfolgend von beiden Heliosonden gemessenen Stromschichten. Die Abzissenposition zeigt den heliographischen Längen-, die Höhe der Ordinate den heliographischen Breitenabstand der Sonden an. Die drei Symbole geben jeweils an der unteren Position Auskunft darüber, inwieweit bidirektionale Elektronen von der inneren Sonde identifiziert werden. Dasselbe gilt an der oberen Position für die äußere Sonde.

vertreten **CROOKER et al. (1993)** die These, daß bei solchen Mehrfachüberquerungen mehrere voneinander unabhängige Stromschichten vorliegen. Dabei gehen sie davon aus, daß diese voneinander unabhängigen Schichten von mehreren Helmet streamers endlicher Länge stammen (vgl. Abb. 7.4). Darüberhinaus interpretieren sie die Variationen von Helmet streamers in koronagraphischen Weißlichtaufnahmen als intermittente Massenflüsse aufgrund von Massenauswürfen, die die Struktur von kleinskaligen magnetischen Flußröhren besitzen. Diese These ist insofern hilfreich, als sie die häufig beobachtete „Sandwichstruktur“ der Plasmamaparameter bei solchen Mehrfachüberquerungen durch geschichtete, geschlossene Flußröhren von unterschiedlichen Quellregionen der Sonne erklärt. Aus den bisherigen Untersuchungen dieser Arbeit ergibt sich die Frage, ob die von **CROOKER et al. (1993)** zur Erklärung herangezogenen Flußröhren durch bidirektionale Elektronenflüsse nachgewiesen werden können.

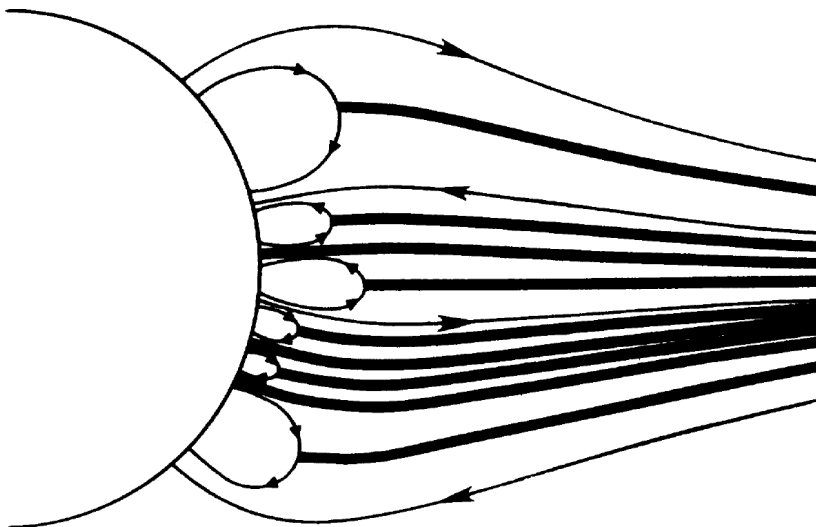


Abbildung 7.4: Entstehung von mehrfachen heliosphärischen Stromschichten über vielen kleinen Helmet streamers (aus **CROOKER et al., 1993**).

Zur Klärung dieser Frage werden alle mehrfachen Sprünge der azimuthalen Magnetfeldkomponente auf bidirektionale Flüsse hin untersucht. Ein Beispiel für solche mehrfachen Sprünge findet sich in Abbildung 7.5, die die Messungen von Helios 1 am 27. März 1976 von 0:00 bis 21:00 UT zeigt. In den ersten drei Stunden des betrachteten Zeitraums ist das Magnetfeld radial nach außen gerichtet. Um 3:00 UT setzen wiederholte Sprünge der azimuthalen Magnetfeldkomponente ein, die bis 18:00 UT andauern. Danach ist das Magnetfeld radial nach innen gerichtet. In den beiden Perioden stabiler Polarität tritt der Elektronenstrahl deutlich hervor. Demgegenüber ist im Zeitraum des mehrfachen Polaritätswechsels fast durchgehend eine Isotropisierung der Elektronenverteilung zu beobachten. Lediglich zwischen 14:30 und 15:30 UT ist ein Elek-

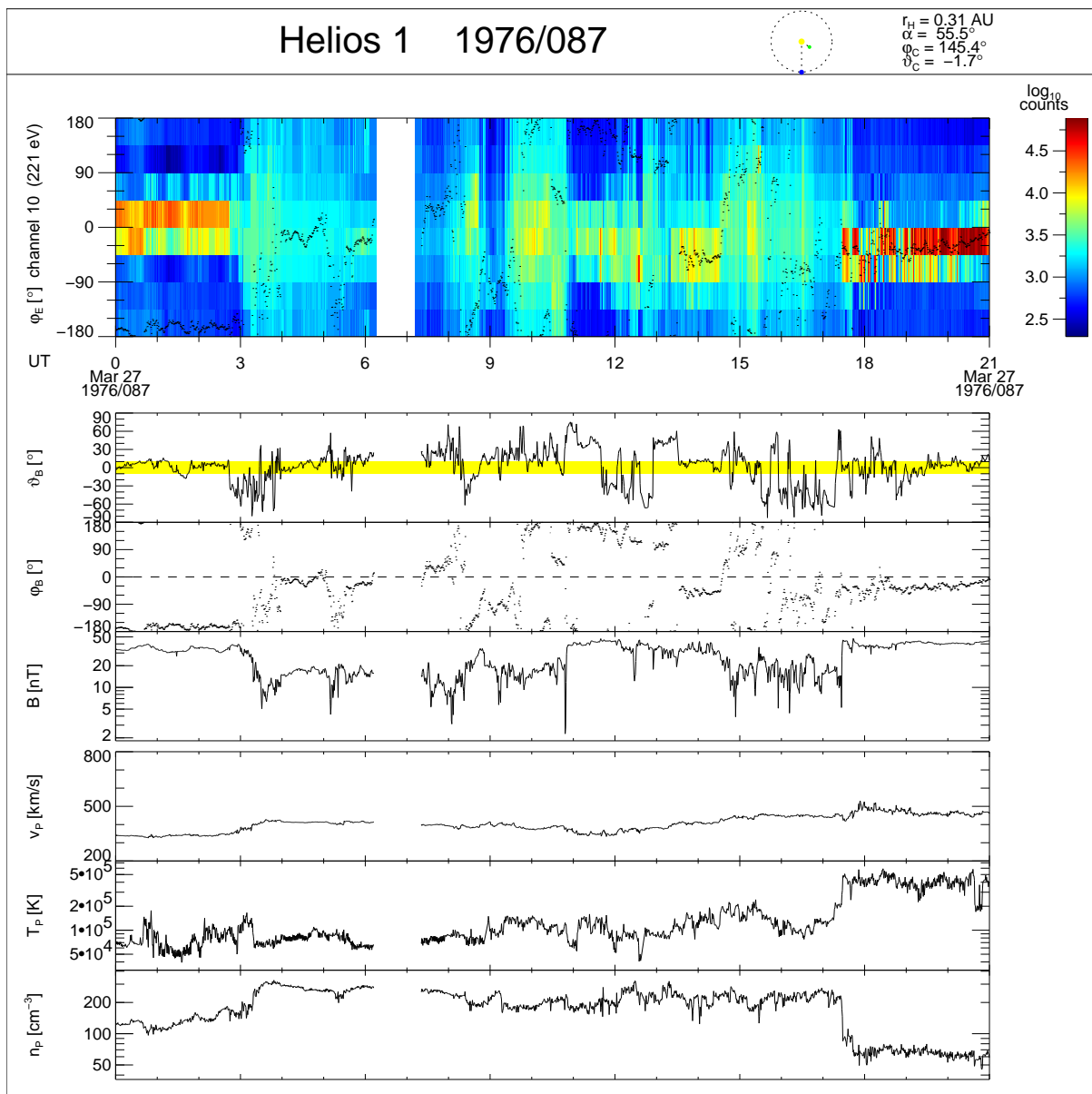


Abbildung 7.5: Mehrfacher Polaritätswechsel anhand von Plasmametern, die von Helios 1 am 27. März 1976 bei 0,3 AU und $-1,7^\circ$ heliographischer Breite gemessen wurden. Die übrigen Parameter entsprechen denjenigen in Abbildung 2.4.

tronenstrahl ansatzweise ausgebildet. Im Zeitraum zwischen 4:00 und 5:00 UT, der mit dem letztgenannten wegen der Plasmatemperatur vergleichbar ist, läßt sich dieses Phänomen jedoch nicht feststellen.

Die Beobachtungen zeigen, daß sich die Elektronenflüsse bei mehrfachen Polaritätswechseln ebenso verhalten wie bei einfachen: Mehrfachstromschichten erweisen sich in den Daten der suprathemischen Elektronen als Superposition von Einzelschichten. Das Fehlen von bidirektionalen Elektronen läßt darauf schließen, daß in den untersuchten Fällen keine Flußröhren mit geschlossenen Magnetfeldlinien vorliegen. Damit ist das Erklärungsmodell von **CROOKER et al. (1993)**, nach dem verwobene, geschlossene Flußröhren für mehrfache Polaritätswechsel verantwortlich sind, im Rahmen dieser Untersuchung nicht verifizierbar.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Im Verlauf dieser Arbeit wurden die kompletten Datensätze von Helios 1 und Helios 2 für die innere Heliosphäre zwischen 0,3 und 1 AU analysiert. Dabei ging es darum, in den Messungen des I2-Elektroneninstrumentes Ereignisse mit bidirektionalen Elektronenflüssen zu identifizieren, da sie ungewöhnliche magnetische Strukturen wie z.B. interplanetare Plasmawolken kennzeichnen. Insgesamt 150 solcher Ereignisse wurden gefunden. Diese Ereignisse wurden auf ihre wechselseitige Korrelation zu anderen Strukturelementen des Sonnenwindes, nämlich unabhängig gefundenen 395 transienten interplanetaren Stoßwellen und 61 magnetischen Wolken, untersucht. Die erhofften eindeutigen Aussagen ließen sich nicht immer treffen, da sich die Beschränkung der Elektronenflußmessungen auf die Ekliptik gerade bei den untersuchten ungewöhnlichen magnetischen Strukturen teilweise als Hindernis erwies. Dennoch konnten die bisherigen Modelle zur Erklärung der Plasmawolken durch helikale, magnetische Flußröhren, die an beiden Enden an der Sonne hängen oder sich als Plasmoide von der Sonne gelöst haben, weitgehend verifiziert werden. Einige Fälle, bei denen erwartete bidirektionale Elektronenflüsse nicht beobachtet werden, lassen sich damit erklären, daß die Flußröhren nicht zentral, sondern nur am Rand gestreift wurden. Andere der beobachteten Fälle machen hingegen eine Erweiterung des zur Erklärung herangezogenen Modells der helikalen, magnetischen Flußröhre erforderlich. Für diese Fälle bietet sich das magnetische Rekonnectionsmodell von **GOSLING et al. (1995)** als Erklärung an. Die Erweiterung der bisherigen Annahme, daß Flußröhren entweder noch ganz mit der Sonne verbunden sind oder als abgeschlossenes Plasmoid existieren, würde also darin bestehen, daß durch magnetische Rekonnection innerhalb der Flußröhre mit bidirektionalen Elektronenflüssen auch offene Feldlinien vorhanden sein können, an denen dann keine bidirektionalen Elektronenflüsse auftreten.

Weiterhin wurde gezeigt, daß bidirektionale Elektronenflüsse nicht nur in magnetischen Wolken vorkommen, sondern auch andere Ursachen haben. Neben der bekannten Rückstreuung an entfernten Stoßwellen, z.B. an der Bugstoßwelle einer Magnetosphäre, wurde mindestens ein Fall gefunden, der sich weder durch eine magnetische Wolke noch durch die Rückstreuung an einer Magnetosphäre ohne weiteres erklären läßt. Die Reflexion am interplanetaren elektrostatistischen Potential ist eine mögliche Erklärung, wenn dieses Potential kurzzeitig auf etwa 400 eV anwachsen kann.

Für heliosphärische Stromschichten gilt die isotrope Elektronenverteilung als Normalfall (**PILIPP et al., 1987a**). Bei vereinzelt Stromschichten lassen sich auch hier bidirektionale Elektronenflüsse feststellen. Dabei konnte durch den Vergleich der Messungen beider Heliossonden der Nachweis erbracht werden, daß es sich um transiente Ereignisse handeln muß. Für den besonderen Fall von Mehrfachstromschichten wurde ein neueres Modell von **CROOKER et al. (1993)** zur Erklärung mit verwobenen Flußröhren mit Hilfe der Elektronendaten überprüft. Es

zeigte sich, daß die Elektronendaten in den Mehrfachstromschichten dieselben Kennzeichen aufweisen wie in Einfachstromschichten. In den Daten der suprathemischen Elektronen zeigen sich Mehrfachstromschichten als eine Superposition der einzelnen Schichten. Aufgrund dieser Beobachtung ließ sich das genannte Modell in diesen Fällen nicht verifizieren.

Bidirektionaler Fluß von suprathemischen Elektronen allein ist weder eine notwendige noch eine hinreichende Bedingung zur Identifizierung von interplanetaren Plasmawolken, kann jedoch bei der Identifikation ein wichtiges Entscheidungskriterium liefern. Selbst bei Identifikation derjenigen magnetischen Wolken, die sich durch das helikale Flußröhrenmodell erklären lassen, liefern sie ein ergänzendes Kriterium, denn die magnetischen Signaturen sind nicht immer eindeutig. Darüberhinaus liefern sie Informationen über großräumige magnetische Strukturen, die aus den magnetischen Daten allein nicht erschlossen werden können.

Als Fazit dieser Arbeit läßt sich zusammenfassend sagen, daß suprathemische Elektronen einen wichtigen Beitrag zur Aufklärung von komplexen Strukturen des Sonnenwindes liefern.

Ausblick

Bei der vorliegenden Arbeit trat mehrfach die Schwierigkeit auf, daß die Elektronenflußmessungen des Heliosinstruments I2 ausschließlich in der Ekliptik stattfinden. Es wäre also wünschenswert, die volle Information von dreidimensionalen Messungen zu verwenden. Entsprechende Geräte werden bereits in aktuellen Missionen (WIND, Ulysses) mit Erfolg eingesetzt.

Anhang A

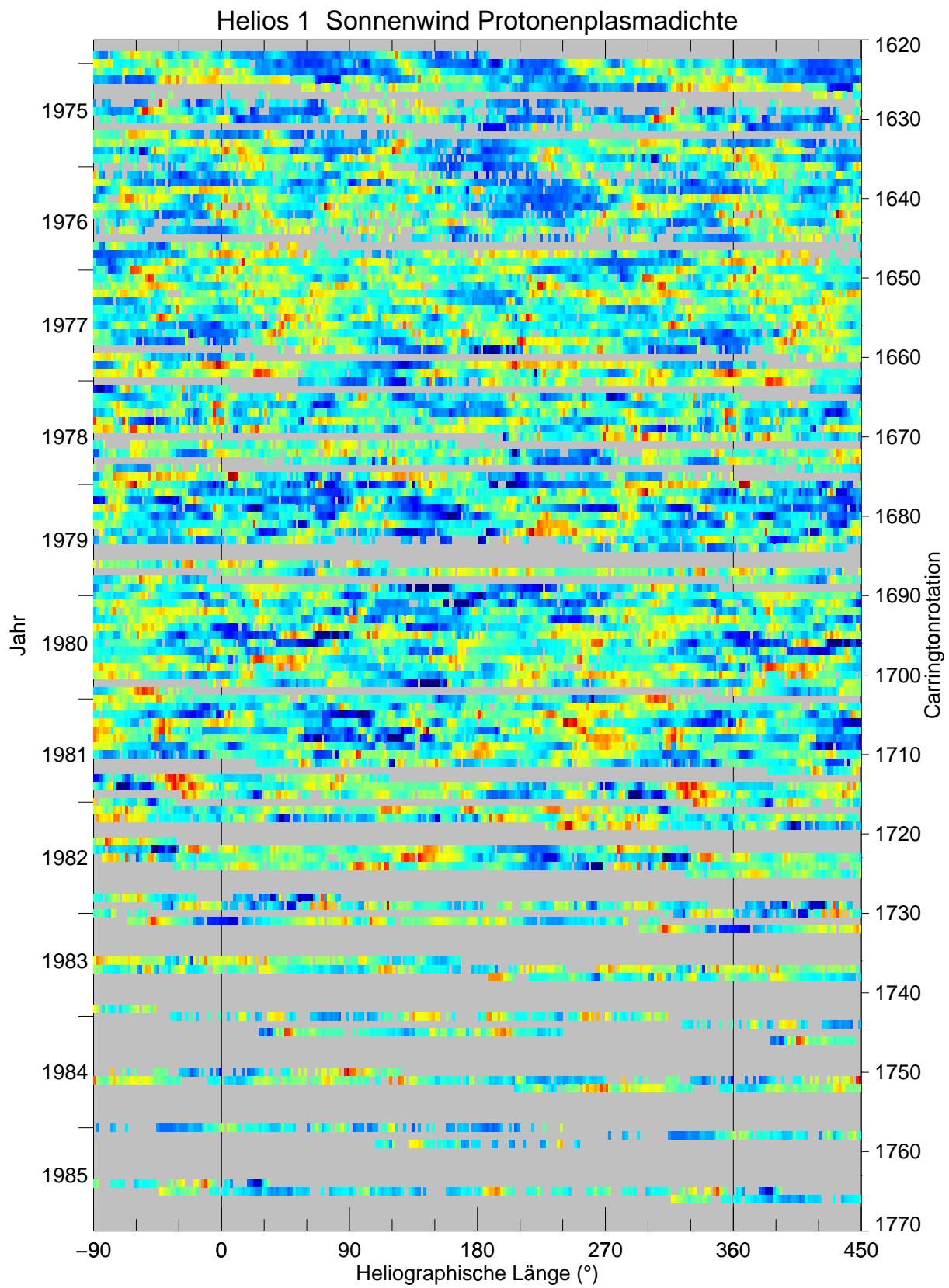
Synoptische Plasmadarstellungen

Die folgenden synoptischen Darstellungen (*Carrington-Plots*) ermöglichen einen Überblick über die Größe ausgewählter Plasmaparameter für die gesamte Heliosmission sowie für das Vorhandensein von Daten bzw. Datenlücken. Für beide Sonden sind hier die Anzahldichte, Geschwindigkeit und Temperatur des Protonenplasmas und die Richtung des interplanetaren Magnetfeldes dargestellt. In jedem Plot entspricht eine Zeile einer Carringtonrotation¹, wobei zur Orientierung an jeder Seite noch eine Viertelrotation der jeweils benachbarten Carringtonrotationen hinzugefügt wurde. Diese Auftragung veranschaulicht die Wiederholungsneigung aufgrund der Korotation, was besonders schön in der Zeit der ruhigen Sonne zu Beginn der Mission zu sehen ist.

Bei gleichem Parameter lassen sich die Werte der beiden Heliosonden miteinander vergleichen, und bei gleicher Sonde ist ein Vergleich der unterschiedlichen Parameter möglich. Der Vergleich eines Parameters bei beiden Sonden kann aus mehreren Gründen Unterschiede aufweisen. Zum einen befinden sich die beiden Sonden in der Regel nicht gleichzeitig bei einer heliographischen Länge. Doch selbst wenn ihr Winkelabstand gering sein sollte, befinden sie sich in unterschiedlichen heliographischen Abständen und Breiten.

Jede Zeile entspricht anderthalb Carringtonrotationen, wobei rechts die Rotationsnummer für die in der Mitte dargestellte, vollständige Rotation ist. Zur besseren zeitlichen Orientierung sind an der linken Achse Jahreszahlen angegeben. Dabei ist anzumerken, daß die Zeitachsen von links nach rechts und von oben nach unten zeigen. Die Zeitachsenrichtung von rechts nach links kommt durch die Definition der heliographischen Länge und die Rotationsrichtung der Sonne zustande. Weiterhin ist wegen der stark exzentrischen Heliosbahn die Dauer einer Carringtonrotation von der Sonde aus gesehen nicht einheitlich; die Zeitachsen sind also nicht gleichförmig. In einem Jahr umkreisen die Heliosonden die Sonne zweimal. Während also von der Erde etwa 13,4 Sonnenrotationen beobachtet werden, sehen die Sonden eine weniger. Wegen der erdgebundenen Definition der Carringtonrotationszahlen fällt etwa alle 13 Rotationen eine ganze Zeile aus, ohne daß Datenausfälle dafür verantwortlich sind.

¹Die synodische Rotationsperiode mit einem Mittel von 27,2753 Tagen definiert die Länge der Carringtonrotation *auf der Erde*. Die Rotationen werden mit fortlaufenden Carringtonrotationszahlen gezählt, wobei Rotation 1 am 9. November 1853 und Rotation 1700 am 25. September 1980 begann. Weitere Informationen im Anhang B.



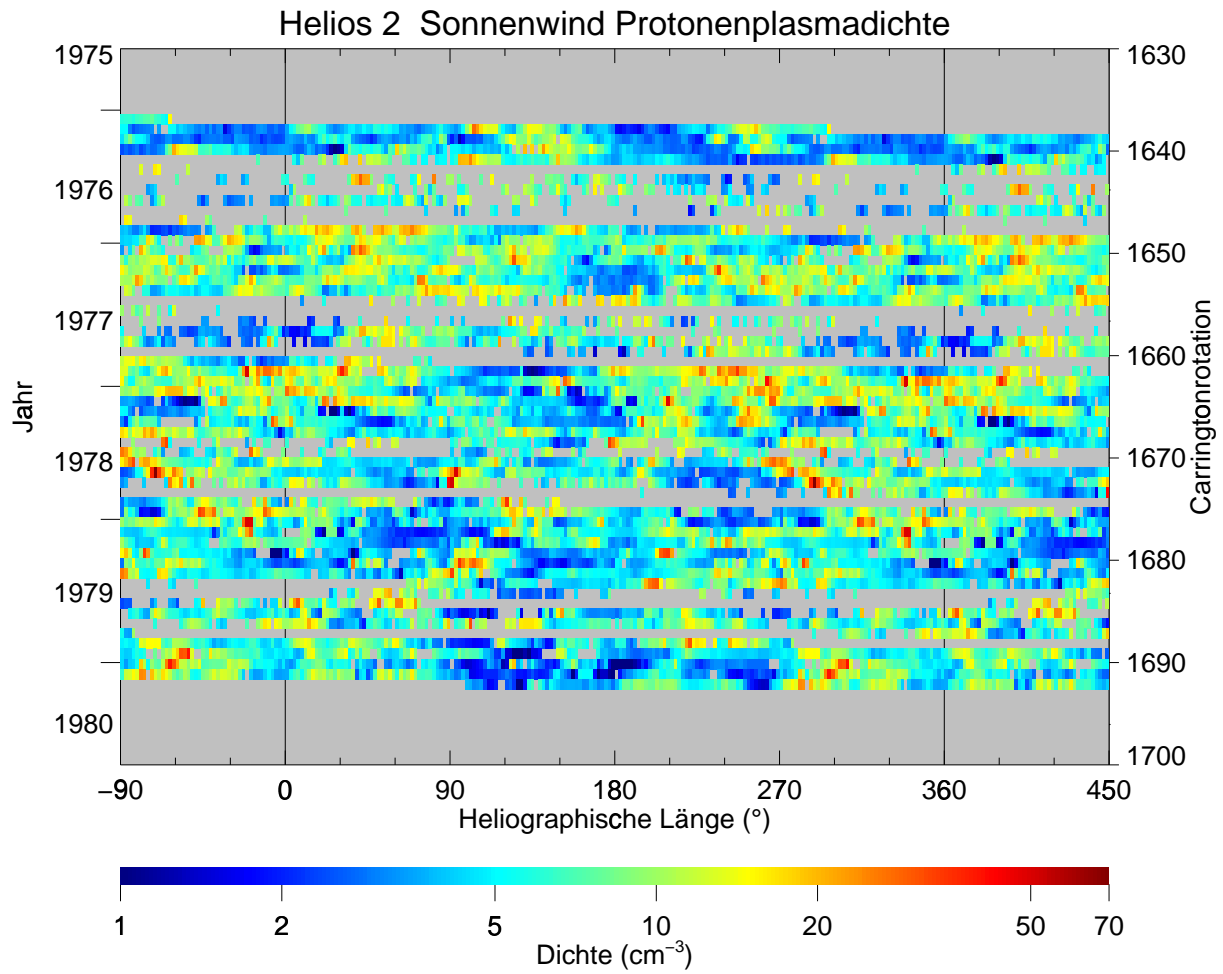
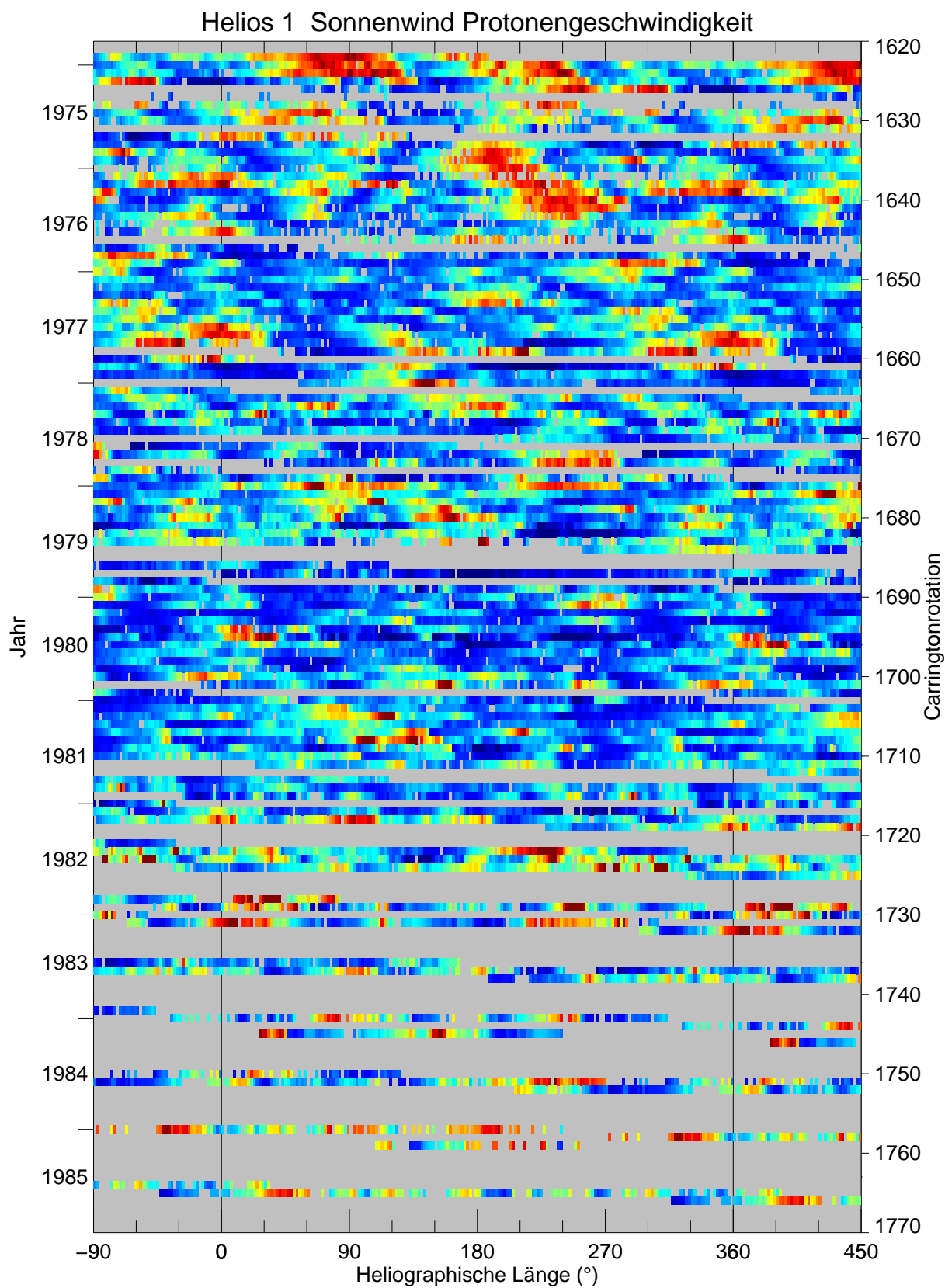


Abbildung A1: Protonenplasmadichte n_p für die gesamte Helios 1 bzw. Helios 2 Mission. Alle Werte wurden unter Annahme einer r_H^{-2} Abhängigkeit auf 1 AU normiert.



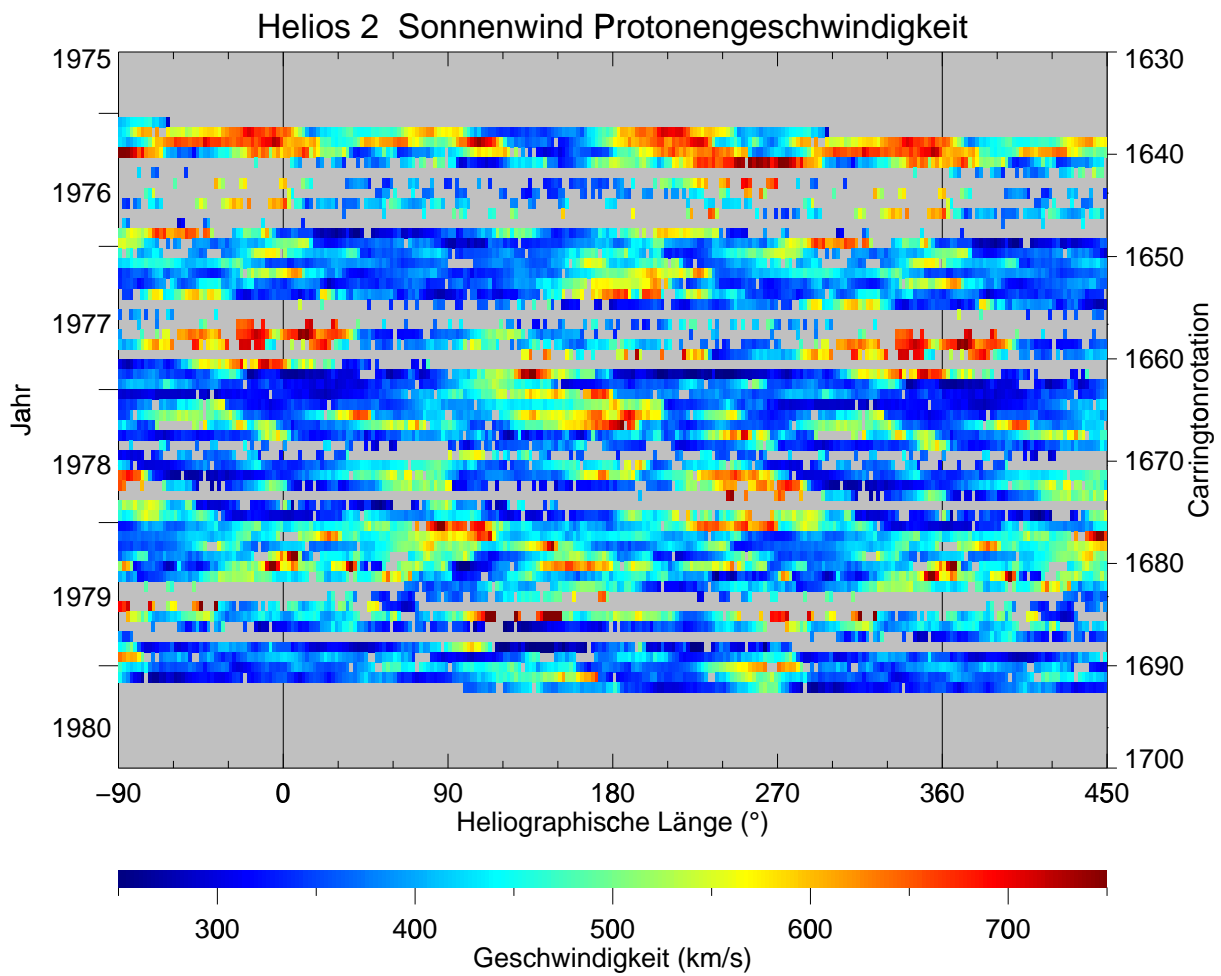
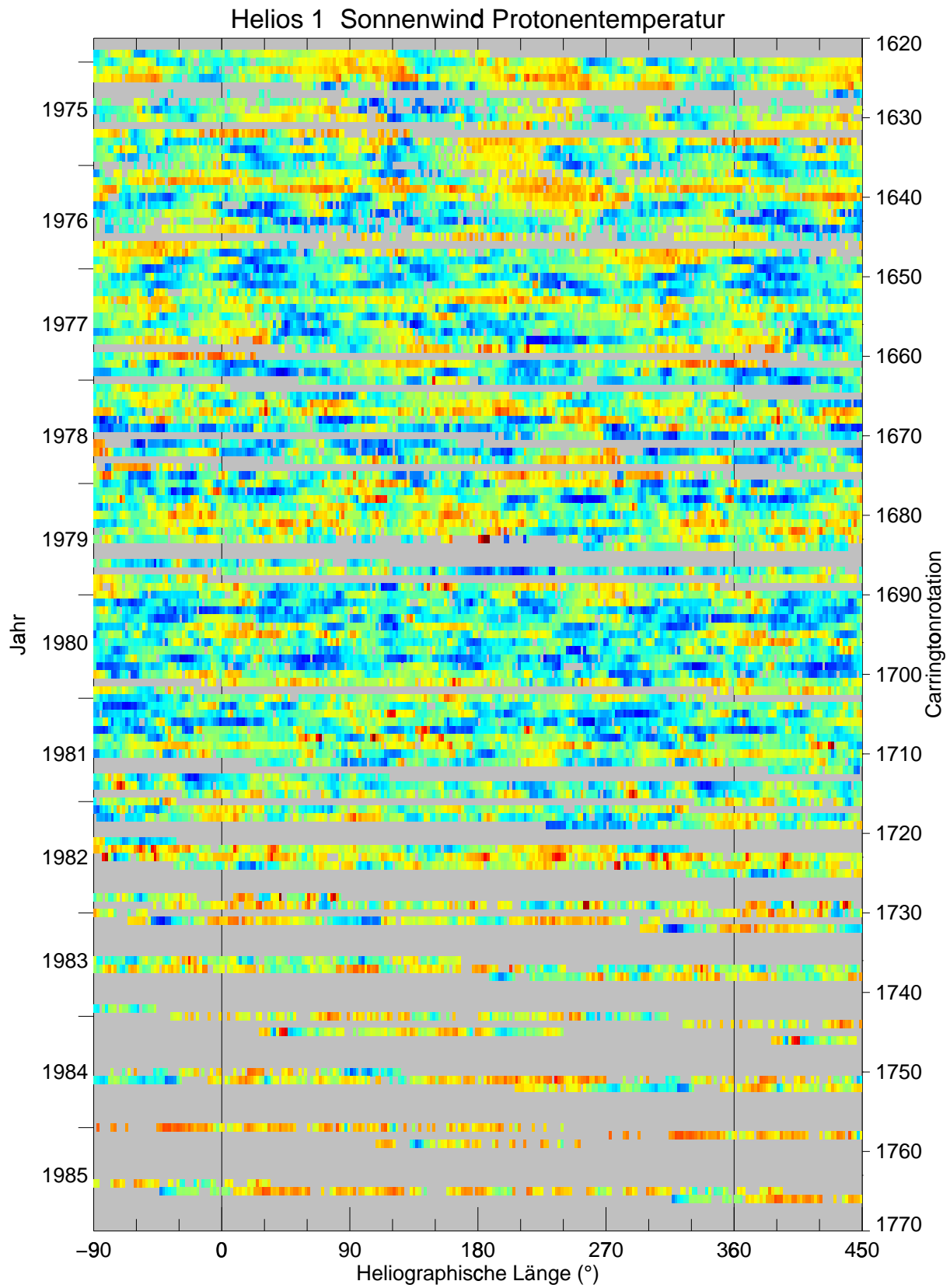


Abbildung A2: Protonenplasmageschwindigkeit v_p für die gesamte Helios 1 bzw. Helios 2 Mission.



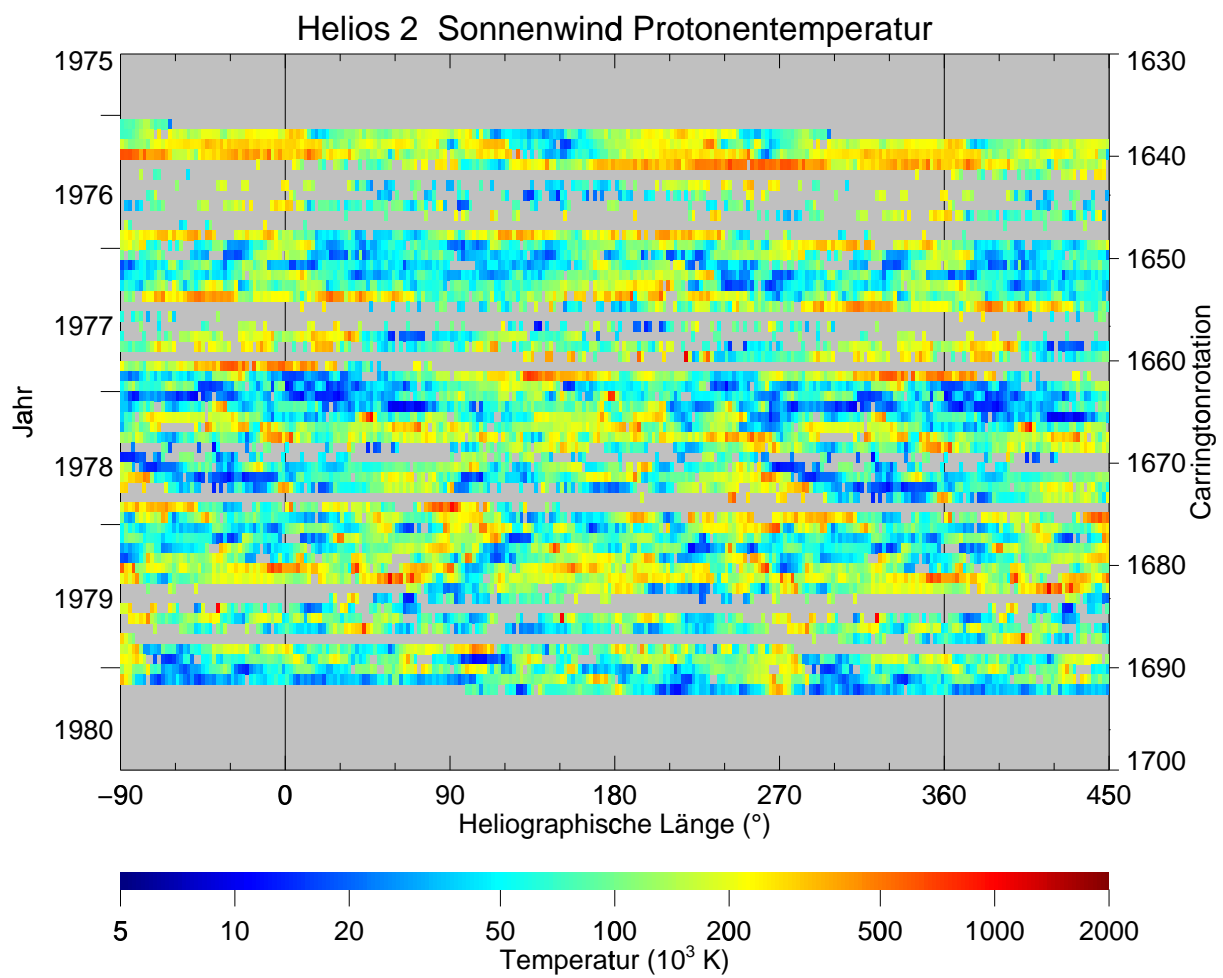
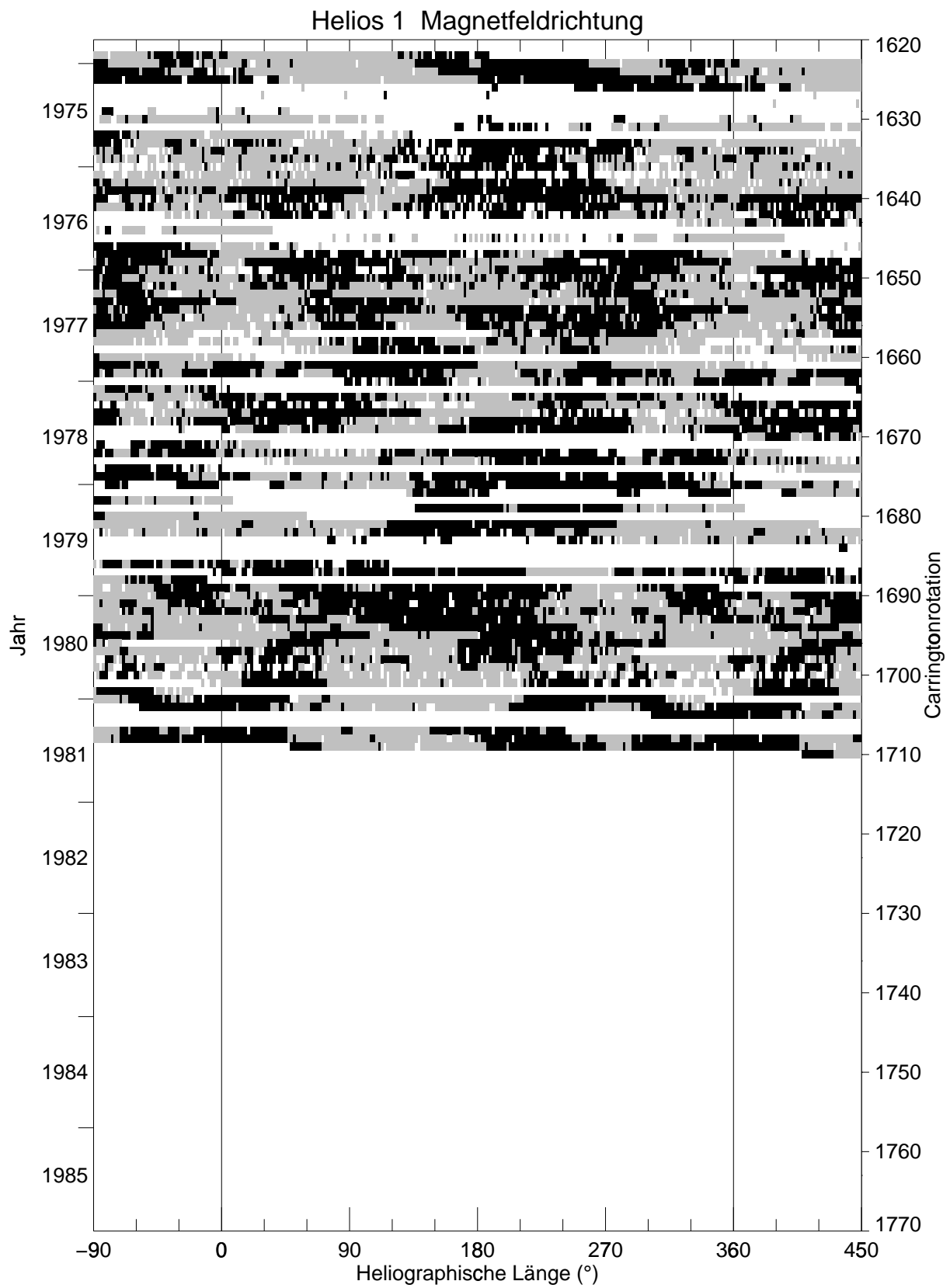


Abbildung A3: Protonenplasmatemperatur T_p für die gesamte Helios 1 bzw. Helios 2 Mission.



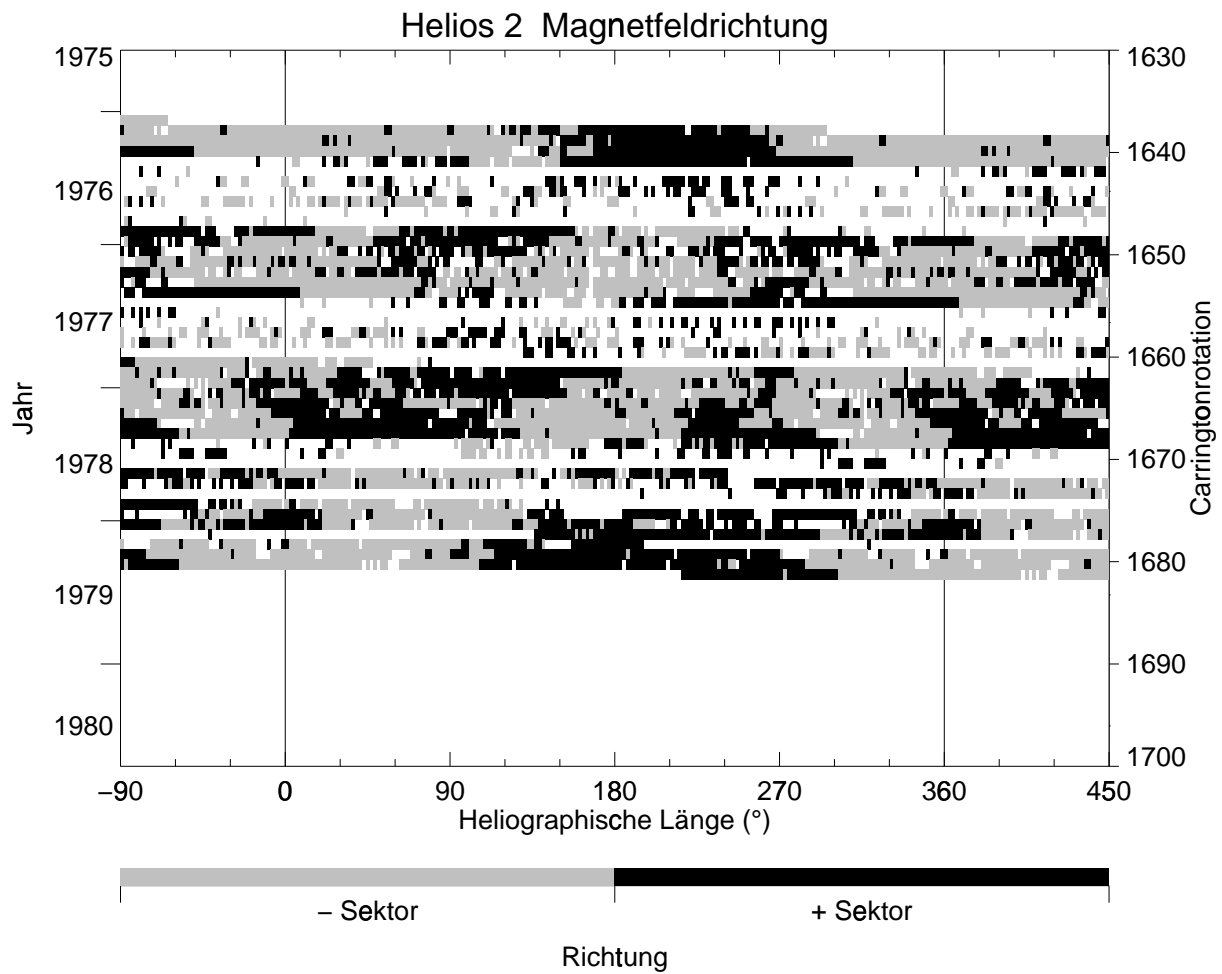


Abbildung A4: Richtung des magnetischen Feldes B für die gesamte Helios 1 bzw. Helios 2 Mission. Schwarze Flächen markieren Zeiten/heliographische Längen, in denen das solare Magnetfeld positive Polarität (von der Sonne weg) hatte, und graue Flächen markieren negative Polarität (Magnetfeldrichtung zur Sonne hin).

Anhang B

Koordinatensysteme

Viele verschiedene Koordinatensysteme finden in der experimentellen und theoretischen Welt-
raumphysik eine Anwendung. Die nachfolgend beschriebenen Systeme werden durch ihre drei
kartesischen Koordinaten im euklidischen Raum relativ zueinander definiert. Häufig ist es sinn-
voll, Vektoren in Betrag und Richtung anzugeben. Die drei Koordinaten sind der vom Koor-
dinatensystem unabhängige Betrag, der Längen- oder Azimutwinkel φ und der Breiten- oder
Elevationswinkel ϑ . Im Unterschied zur mathematischen Definition der Kugelkoordinaten mit
dem Polarwinkel im Wertebereich von 0° im Norden nach 180° im Süden ist in der Geophy-
sik und Astrophysik die Verwendung des Elevationswinkels mit dem Wertebereich von $+90^\circ$ im
Norden bis -90° im Süden üblich. Die Konversion der kartesischen Koordinaten x, y, z geschieht
mit den Formeln:

$$\begin{aligned}r &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \\ \varphi &= \arctan(y/x) \\ \vartheta &= \arctan(z/\sqrt{x^2 + y^2}).\end{aligned}$$

Solar-ekliptisches System (SE)

Bezogen auf die Erde heißt dieses System *geozentrisch-solar-ekliptisches System* (GSE), für
einige andere Planeten sind ebenfalls eigene Namen definiert. Gegenüber einem Inertialsystem
rotiert dieses lokale System mit einem Umlauf um die Sonne.

x-Achse: Richtung von der Raumsonde zur Sonne in der Ekliptik.

y-Achse: Richtung senkrecht zur x -Richtung in der Ekliptik, Richtung Osten (vervollständigt
das rechthändige Koordinatensystem).

z-Achse: Richtung senkrecht zur Ekliptik nach Norden.

Internes Raumsondensystem (IS/C)

Lokales Koordinatensystem einer Raumsonde.

x-Achse: Richtung des *See-sun-pulse*, d.h. von der Raumsonde zur Sonne.

y-Achse: Richtung von z -Achse \times x -Achse (vervollständigt das rechthändige Koordinatensy-
stem).

z -Achse: Richtung der Raumsonden-Spinachse.

Durch die Bahn von Helios 1 in der Ekliptik und der Spinachse nach Norden stimmt für Helios 1 das interne Raumsondensystem mit dem solar-ekliptischen System überein. Da bei Helios 2 die Spinachse nach Süden zeigt, entspricht das dem um die x -Achse um 180° gedrehten SE System.

Radial-tangential-normales System (RTN)

Wie das solar-ekliptische System ist das radial-tangential-normale System (RTN) ein lokales System. Es entspricht dem um die z -Achse um 180° gedrehten SE System.¹

x -Achse: Richtung radial von der Sonne (zur Sonde oder zum Planeten) in der Ekliptik.

y -Achse: Richtung senkrecht zur x -Richtung in der Ekliptik Richtung Westen; zeigt im Umlaufsinn der Planeten und vervollständigt das rechthändige Koordinatensystem (z -Achse \times x -Achse).

z -Achse: Richtung senkrecht zur Ekliptik nach Norden.

Minimum-Varianz System (MV), Hauptachsensystem

Bei bestimmten physikalischen Problemen ist es sinnvoll, die Koordinaten in ein lokales, dem Problem angepaßtes Koordinatensystem zu transformieren. Durch die Bestimmung der Eigenvektoren der Kovarianzmatrix (Gl. 5.4) erhält man eine Rotationsmatrix, die eine Zeitreihe in das System mit maximaler, mittlerer und minimaler Varianz transformiert. Die Bestimmung und Anwendung des Minimum-Varianz Systems wird in Kapitel 5.2.1 erläutert.

Heliographisches System (HG)

Das heliographische System (HG) ist ein Inertialsystem mit der Sonne im Koordinatenursprung. Die z -Achse zeigt in Richtung der Sonnenrotationsachse nach Norden. Die x - und y -Achse zeigen zum Sonnenäquator und rotieren mit der *siderischen* Rotationsdauer von 25,38 Tagen (definierter Wert) um die z -Achse. Die Richtung der x -Achse (Null-Länge) ist festgelegt durch die Richtung des aufsteigenden Knotens zwischen Sonnenäquator und Ekliptik am 1. Januar 1854, 12 UT.

¹Bei (BURLAGA, 1995) findet man für das lokale RTN-System auch die Bezeichnung *Heliographisches System* (HG) mit den Koordinatenachsen \hat{x}_{HG} , \hat{y}_{HG} und \hat{z}_{HG} . Diese Bezeichnung kann jedoch leicht zur Verwechslung mit dem Inertialsystem gleichen Namens führen.

Sonnenrotationsnummern

Wegen der differentiellen Rotation der Sonne läßt sich keine einheitliche, breitenunabhängige Rotationsdauer der Sonne bestimmen. Um dennoch bei erdgebundenen Beobachtungen solare Effekte zu klassifizieren, wird auf obige Definition der siderischen Rotationsdauer zurückgegriffen, die für einen erdgebundenen Beobachter einer *synodischen* Rotationsdauer von 27,2753 Tagen entspricht. Die synodischen Rotationen werden unter dem Namen *Carringtonrotationen* fortlaufend gezählt. Die erste Carringtonrotation begann per Definition am 9. November 1853. Die heliographische Länge des Zentralmeridians L_0 wird auch als *Carrington-Länge* bezeichnet. L_0 vermindert sich täglich um etwa $13,2^\circ$, d.h. mit zunehmender Zeit nimmt die Carrington-Länge ab, bis sie wieder bei 360° beginnt. Neben der Carringtonrotation wird zur Beschreibung von geophysikalischen Effekten häufig die *Bartelsrotation* verwendet, die – mit dem 8. Februar 1832 beginnend – Rotationen zu vollen 27 Tagen zählt.

Anhang C

Maßsysteme, Konstanten, Symbole und Abkürzungen

C.1 Maßsysteme

Bei der physikalischen Beschreibung von Weltraumplasmen werden je nach Bedarf zwei verschiedene Einheitensysteme verwendet: „moderner“ Standard sind *Système International* (SI oder mks) Einheiten, und traditionell üblich sind im Bereich der Elektrodynamik die Gaußschen (cgs) Einheiten. Neben anderen Basiseinheiten der Länge (cm bzw. m) und der Masse (g bzw. kg) bestehen die wesentlichen Unterschiede in den elektrischen Einheiten und in der Form der beschreibenden Gleichungen der Elektrodynamik.

Maxwell-Gleichungen in verschiedenen Maßsystemen

Die für die Beschreibung des elektromagnetischen Feldes in der klassischen Elektromagnetik dienenden Maxwell-Gleichungen haben in den beiden Einheitensystemen eine unterschiedliche Form. Tabelle C.1 gibt die Maxwell-Gleichungen in verschiedenen Maßsystemen an.

SI Einheiten	Gaußsche Einheiten	Gleichung
$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_q$	$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho_q$	Coulomb-Gleichung (Poisson-Gl.)
$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$	$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$	Faraday-Gesetz
$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$	$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$	Ampère-Gesetz
$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$	$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$	Quellenfreiheit des Magnetfeldes
$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$	$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B})$	Lorentz-Gleichung

Tabelle C.1: Die Maxwell-Gleichungen in verschiedenen Maßsystemen.

\mathbf{D} und \mathbf{E} sowie \mathbf{B} und \mathbf{H} sind über die Materialgleichungen miteinander verknüpft:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}$$

Im Vakuum und in Weltraumplasmen sind die Materialkonstanten $\epsilon_r = 1$ und $\mu_r = 1$. Es gelten die Beziehungen $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}$ und $\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0$ in SI-Einheiten sowie $\mathbf{D} = \mathbf{E}$ und $\mathbf{H} = \mathbf{B}$ in Gaußschen Einheiten.

C.2 Konstanten

Die Genauigkeit der hier angegebenen Konstanten und Umrechnungsfaktoren ist für die Berechnungen dieser Arbeit nicht notwendig. Um aber Fehler bei der Eingabe der Konstanten und bei Umrechnungen zu vermeiden, wurden die Werte in einer externen Datei allen Programmen global zur Verfügung gestellt. Die Werte entsprechen den von Standardisierungsgremien empfohlenen Werten der fundamentalen physikalischen Konstanten von 1986, angepaßt nach der Methode der kleinsten Quadrate (Tabellenwerte nach **COHEN und TAYLOR, 1997**).

Symbol	Beschreibung	Wert
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	$2,99792458 \cdot 10^8$ m/s
e	Elementarladung	$1,60217733 \cdot 10^{-19}$ C
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums ($1/\mu_0 c^2$)	$8,85418781762039 \cdot 10^{-12}$ F/m
μ_0	Permeabilität des Vakuums	$4\pi \cdot 10^{-7}$ N/A ²
m_e	Ruhemasse des Elektrons	$9,1093897 \cdot 10^{-31}$ kg
m_p	Ruhemasse des Protons	$1,6726231 \cdot 10^{-27}$ kg
k	Boltzmannkonstante	$1,380658 \cdot 10^{-23}$ J/K
AU	Astronomische Einheit (<i>Astronomical unit</i>)	$1,49597870691 \cdot 10^{11}$ m
eV	Energieeinheit Elektronenvolt	$1,60217733 \cdot 10^{-19}$ J

Tabelle C.2: Fundamental-, Atom- und thermodynamische Konstanten, Umrechnungsfaktoren

C.3 Symbole

Bei der Darstellung der Symbole wird der Konvention gefolgt, skalare Größen in einfacher Schrägschrift (außer bei den griechischen Symbolen), vektorielle Größen in Fettschrift und tensorielle in serifenloser Schrift darzustellen.

Tabelle C.3: Verwendete Symbole für experimentelle, physikalische und mathematische Größen

Symbol	Beschreibung
Griechisches Alphabet	
β, β_p	Plasmabeta (Plasma- β) Verhältnis von Gasdruck p_{gas} zu magnetischem Druck p_{mag}
λ, λ'	Zählrate, totzeitreduzierte Zählrate
$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$	Eigenwerte, absteigend sortiert
φ	Azimutwinkel, longitudinaler Winkel
Φ_p, Φ_e	Protonenfluß, Elektronenfluß

Tabelle C.3: Verwendete Symbole (Fortsetzung)

Symbol	Beschreibung
Φ_{sc}	Elektrostatistisches Potential der Raumsonde
τ	Verstärkertotzeit
τ_g	Gyrationsperiode
ϑ	Elevationswinkel, latitudinaler Winkel

Lateinisches Alphabet

\mathbf{B}, B	Magnetfeldvektor, Betrag des Magnetfeldes (nT) Bei Verwendung des cgs-Systems ist im Vakuum $\mathbf{B} = \mathbf{H}$ und wird deswegen in der Fachliteratur magnetische Feldstärke genannt.
E_{kin}	Kinetische Energie
f	Verteilungsfunktion
\mathbf{H}	Magnetische Feldstärke
m	Masse
m_0	Ruhemasse
n	Anzahl, Anzahldichte
n_p, n_α, n_e	(Anzahl-) Dichte Protonen, Alphateilchen, Elektronen
p_{mag}	Magnetischer Druck $p_{mag} = B^2/2\mu_0$ (SI-Maßsystem, cgs: $p_{mag} = B^2/8\pi$)
p_{gas}	Thermischer Plasmadruck, Gasdruck $p_{gas} = nkT$
q	Ladung
R_\odot	Sonnenradius (696 000 km)
r_H	Heliozentrischer Abstand
r_g	Gyrationsradius
t	Zeit
t_{acc}	Akkumulationszeit, Meßzeit pro Azimut, Elevation und Energie
T_\perp, T_\parallel	Temperatur senkrecht/parallel zu \mathbf{B}
T_p, T_α, T_e	Temperatur der Protonen, Alphateilchen, Elektronen
\mathbf{v}, v	Geschwindigkeitsvektor, Betrag der Geschwindigkeit (km/s)
v_p, v_α, v_e	Geschwindigkeit der Protonen, Alphateilchen, Elektronen

C.4 Abkürzungen

Tabelle C.4: Gebräuchliche Abkürzungen

Abkürzung	Beschreibung
BDE	Bidirektional strömende Elektronen
CIR	Korotierende Wechselwirkungszone (<i>corotating interaction region</i>)
CME	Koronaler Massenauswurf (<i>coronal mass ejection</i>)
DOY	Tag des Jahres (<i>day of year</i>)
E1	Plasmaexperiment auf Helios (beinhaltet Instrumente I1a, I1b, I2 und I3)
E2	Förstensonoden-Magnetfeldexperiment auf Helios
I1a, I1b, I3	Instrumente auf Helios zur Messung positiver Ionen
I2	Instrument auf Helios zur Messung von Elektronen
GSE	Geozentrisch-Solar-Ekliptisches Koordinatensystem
HCS	Heliospärische Stromschicht (<i>heliospheric current sheet</i>)
IMF	Interplanetares Magnetfeld (<i>interplanetary magnetic field</i>)
IR	Kompressionszone zwischen langsamem und schnellem Sonnenwind (<i>interaction region</i>)
LASCO	<i>Large angle spectroscopic coronagraph</i> (auf SOHO)
MHD	Magnetohydrodynamik
MPAe	Max-Planck-Institut für Aeronomie, Katlenburg-Lindau
RTN	Radial-Tangential-Normal Koordinatensystem
SB	Sektorgrenze (<i>sector boundary</i>)
S/C, sc	Raumsonde (<i>spacecraft</i>)
SE	Solar-Ekliptisches Koordinatensystem
SOHO	<i>Solar and heliospheric observatory</i>
SME	Solarer Massenauswurf (<i>solar mass ejection</i>)
SW	Sonnenwind (<i>solar wind</i>)
UT	Weltzeit (<i>universal time</i>)
UV	Ultraviolette Strahlung

Anhang D

Thermische Geschwindigkeitsverteilungen

Zum Verständnis von Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen sollen folgende Zusammenhänge (z. B. **BAUMJOHANN und TREUMANN, 1997**) erläutert werden. In einem stoßdominierten Plasma nahe des Gleichgewichts erwartet man Phasenraumdichten für die einzelnen Teilchenarten, die sich mit der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion nach Maxwell-Boltzmann (kurz: *Maxwellverteilung*) beschreiben lassen:

$$f_j(\mathbf{v}) = n_j \left(\frac{m_j}{2\pi k T_j} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_j(\mathbf{v} - \mathbf{v}_j)^2}{2k T_j} \right), \quad (\text{D.1})$$

wobei f_j die Verteilungsfunktion der jeweiligen Teilchenart ist, n_j die Anzahldichte, \mathbf{v}_j die Strömungsgeschwindigkeit, k die Boltzmannkonstante, m_j die Teilchenmasse.

Wenn die Verteilungsfunktion anisotrop ist, wird das Plasma durch die *Bi-Maxwellverteilung* mit verschiedenen Temperaturen parallel und senkrecht zur Magnetfeldrichtung exakter beschrieben:

$$f(v_{\perp}, v_{\parallel}) = \frac{n}{T_{\perp} T_{\parallel}^{1/2}} \left(\frac{m}{2\pi k} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m v_{\perp}^2}{2k T_{\perp}} - \frac{m v_{\parallel}^2}{2k T_{\parallel}} \right) \quad (\text{D.2})$$

Momente der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion

Wenn für ein Plasma eine Maxwellverteilung gegeben ist, beschreiben die Momente der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion das Plasma vollständig. Für komplexere Verteilungen liefern sie immerhin noch die zur Beschreibung von Plasmaprozessen physikalisch relevanten Parameter Dichte, Schwerpunktgeschwindigkeit, Temperatur und Wärmefluß. Die Momente einer Teilchenart im Plasma sind durch

$$M_j \equiv \int f(\mathbf{v}) \mathbf{v}^j d^3v \quad (\text{D.3})$$

gegeben, wobei \mathbf{v}^j ein j -faches dyadisches Produkt und d^3v ein Volumenelement im Phasenraum ist.

Die Momente nullter bis dritter Ordnung ($j = 0, \dots, 3$) können physikalisch einfach interpretiert werden. Es sind die Anzahldichte n , der Vektor der Anzahlflußdichte \mathbf{u} , der Tensor der Impulsflußdichte Π und der Vektor der Energieflußdichte \mathbf{Q} .

$$n = \int f(\mathbf{v}) d^3v \quad (\text{D.4})$$

$$\mathbf{u} = \int f(\mathbf{v}) \mathbf{v} d^3v \quad (\text{D.5})$$

$$\Pi = m \int f(\mathbf{v}) \mathbf{v} \mathbf{v} d^3v \quad (\text{D.6})$$

$$\mathbf{Q} = \frac{m}{2} \int f(\mathbf{v}) v^2 \mathbf{v} d^3v \quad (\text{D.7})$$

Aus der Anzahldichte und der Anzahlflußdichte lassen sich durch Multiplikation mit der Teilchenmasse m die Massendichte ρ und die Massenflußdichte $\rho \mathbf{v}_b$ berechnen. Der Quotient aus Anzahlflußdichte und Anzahldichte liefert die mittlere Teilchengeschwindigkeit \mathbf{v}_b (Schwerpunktgeschwindigkeit, *bulk velocity*):

$$\mathbf{v}_b = (\mathbf{u}/n) \quad (\text{D.8})$$

Durch die Transformation des Impulsflußtensors und des Energieflußtensors in das System der Schwerpunktgeschwindigkeit erhält man den Drucktensor \mathbf{P} und den Wärmeflußvektor \mathbf{H} :

$$\mathbf{P} = \Pi - \rho \mathbf{v}_b \mathbf{v}_b \quad (\text{D.9})$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{Q} - \mathbf{v}_b \cdot \mathbf{P} - \frac{1}{2} \mathbf{v}_b \text{Sp}(\mathbf{P}) \quad (\text{D.10})$$

Den Temperaturtensor \mathbf{T} erhält man aus der Definition $\mathbf{P} \equiv nk\mathbf{T}$. Die skalaren Größen für Druck und Temperatur erhält man durch Berechnung der Spur:

$$p \equiv \text{Sp}(\mathbf{P})/3 \quad (\text{D.11})$$

$$T \equiv \text{Sp}(\mathbf{T})/3 = p/(nk) \quad (\text{D.12})$$

Literaturverzeichnis

- Alfvén, H., Electric Currents in Cosmic Plasmas, *Rev. Geophys. Space Phys.* **15**, 271–284, 1977.
- Bame, S. J., J. R. Asbridge, W. C. Feldman, J. T. Gosling und R. D. Zwickl, Bi-Directional Streaming of Solar Wind Electrons <80 eV: ISEE Evidence for a Closed-Field Structure Within the Driver Gas of an Interplanetary Shock, *Geophys. Res. Lett.* **8**(2), 173–176, 1981.
- Baumjohann, W. und R. A. Treumann, *Basic Space Plasma Physics*, Imperial College Press, 1997.
- Behannon, K. W., F. M. Neubauer und H. Barnstorf, Fine-Scale Characteristics of Interplanetary Sector Boundaries, *J. Geophys. Res.* **86**(A5), 3273–3287, 1981.
- Bieber, J. W., W. H. Matthaeus, C. W. Smith, W. Wanner, M.-B. Kallenrode und G. Wibberenz, Proton and electron mean free paths: The Palmer consensus revisited, *Astrophys. J.* **420**(1), 294–306, 1994.
- Biermann, L., Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung, *Z. Astrophys.* **29**, 274–286, 1951.
- Borrini, G., J. T. Gosling, S. J. Bame und W. C. Feldman, Helium Abundance Enhancements in the Solar Wind, *J. Geophys. Res.* **87**(A9), 7370–7378, 1982.
- Bothmer, V., *Die Struktur magnetischer Wolken im Sonnenwind – Zusammenhang mit eruptiven Protuberanzen und Einfluß auf die Magnetosphäre der Erde*, Dissertation, Universität Göttingen, 1993.
- Bothmer, V. und D. M. Rust, The Field Configuration of Magnetic Clouds and the Solar Cycle, in **CROOKER et al. (1997)**, S. 137–146, 1997.
- Bothmer, V. und R. Schwenn, Eruptive prominences as sources of magnetic clouds in the solar wind, *Space Sci. Rev.* **70**, 215–220, 1994.
- Bothmer, V. und R. Schwenn, Signatures of fast CMEs in interplanetary space, *Adv. Space Res.* **17**(4/5), 319–322, 1996.
- Bothmer, V. und R. Schwenn, The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind, *Ann. Geophys.* **16**, 1–24, 1998.
- Bothmer, V., M. I. Desai, R. G. Marsden, T. R. Sanderson, K. J. Trattner, K.-P. Wenzel, J. T. Gosling, A. Balogh, R. J. Forsyth und B. E. Goldstein, Ulysses observations of open and closed magnetic field lines within a coronal mass ejection, *Astron. Astrophys.* **316**, 493–498, 1996.
- Burlaga, L. F., *Magnetic Clouds*, in **SCHWENN und MARSCH (1991)**, S. 1–22, 1991.

- Burlaga, L. F., *Interplanetary Magnetohydrodynamics*, Oxford University Press, New York Oxford, 1995.
- Burlaga, L. F., E. Sittler, F. Mariani und R. Schwenn, Magnetic Loop Behind an Interplanetary Shock: Voyager, Helios, and IMP 8 Observations, *J. Geophys. Res.* **86**(A8), 6673–6684, 1981.
- Burlaga, L. F., L. Klein, N. R. Sheeley, Jr., D. J. Michels, R. A. Howard, M. J. Koomen, R. Schwenn und H. Rosenbauer, A magnetic cloud and a coronal mass ejection, *Geophys. Res. Lett.* **9**, 1317–1320, 1982.
- Burlaga, L. F., R. P. Lepping und J. A. Jones, *Global configuration of a magnetic cloud*, in **RUSSELL et al. (1990)**, S. 373–377, 1990.
- Carrington, R. C., Description of a singular appearance seen in the sun on September 1, 1859, *Monthly Notices of the Roy. Astron. Soc.* **20**, 13, 1860.
- Cohen, E. R. und B. N. Taylor, The Fundamental Physical Constants, *Physics Today* **50**(8/2), 7–11, 1997.
- Crooker, N., J. A. Joselyn und J. Feynman (Hg.), *Coronal mass ejections*, Geophysical Monograph **99**, Amer. Geophys. Union, Washington DC, 1997.
- Crooker, N. U., J. T. Gosling, E. J. Smith und C. T. Russell, *A bubblelike coronal mass ejection flux rope in the solar wind*, in **RUSSELL et al. (1990)**, S. 365–371, 1990.
- Crooker, N. U., G. L. Siscoe, S. Shodhan, D. F. Webb, J. T. Gosling und E. J. Smith, Multiple Heliospheric Current Sheets and Coronal Streamer Belt Dynamics, *J. Geophys. Res.* **98**(A6), 9371–9381, 1993.
- Crooker, N. U., J. T. Gosling und S. W. Kahler, Magnetic clouds at sector boundaries, *J. Geophys. Res.* **103**(A1), 301–306, 1998.
- Feldman, W. C., J. R. Asbridge, S. J. Bame, M. D. Montgomery und S. P. Gary, Solar Wind Electrons, *J. Geophys. Res.* **80**(31), 4181–4196, 1975.
- FitzGerald, G. F., Sun-spots, magnetic storms, comets' tails, atmospheric electricity, and aurorae, *The Electrician* **46**, 287–288, 1900.
- Galvin, A. B., F. M. Ipavich, G. Gloeckler, R. von Steiger und B. Wilken, Silicon and oxygen charge state distributions and relative abundances in the solar wind measured by SWICS on Ulysses, in **MARSCH und SCHWENN (1992)**, S. 337–340, 1992.
- Glaßmeier, K.-H. und M. Scholer (Hg.), *Plasmaphysik im Sonnensystem*, BI-Wiss.-Verl., Mannheim, 1991.
- Goldstein, H., On the field configuration in magnetic clouds, *Solar Wind Five* S. 731–733, 1983.

- Gosling, J. T., *Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space*, in **RUSSELL et al. (1990)**, S. 343–364, 1990.
- Gosling, J. T., The solar flare myth, *J. Geophys. Res.* **98**(A11), 18937–18949, 1993.
- Gosling, J. T., Coronal Mass Ejections: An Overview, in **CROOKER et al. (1997)**, S. 9–16, 1997.
- Gosling, J. T., V. Pizzo und S. J. Bame, Anomalously Low Proton Temperatures in the Solar Wind following Interplanetary Shock Waves – Evidence for Magnetic Bottles?, *J. Geophys. Res.* **78**(13), 2001–2009, 1973.
- Gosling, J. T., J. R. Asbridge, S. J. Bame, W. C. Feldman, R. D. Zwickl, G. Paschmann, N. Scokopke und C. T. Russell, A Sub-Alfvénic Solar Wind: Interplanetary and Magnetosheath Observations, *J. Geophys. Res.* **87**(A1), 239–245, 1982.
- Gosling, J. T., D. N. Baker, S. J. Bame, W. C. Feldman, R. D. Zwickl und E. J. Smith, Bidirectional Solar Wind Electron Heat Flux Events, *J. Geophys. Res.* **92**(A8), 8519–8535, 1987.
- Gosling, J. T., S. J. Bame, D. J. McComas und J. L. Phillips, Coronal mass ejections and large geomagnetic storms, *Geophys. Res. Lett.* **17**(6), 901–904, 1990.
- Gosling, J. T., D. J. McComas, J. L. Phillips und S. J. Bame, Counterstreaming solar wind halo electron events: Solar cycle variations, *J. Geophys. Res.* **97**(A5), 6531–6535, 1992.
- Gosling, J. T., S. J. Bame, W. C. Feldman, D. J. McComas, J. L. Phillips und B. E. Goldstein, Counterstreaming suprathermal electron events upstream of corotating shocks in the solar wind beyond approximately 2 AU: Ulysses, *Geophys. Res. Lett.* **20**(21), 2335–2338, 1993.
- Gosling, J. T., J. Birn und M. Hesse, Three-dimensional magnetic reconnection and the magnetic topology of coronal mass ejection events, *Geophys. Res. Lett.* **22**(8), 869–872, 1995.
- Green, R. M., *Spherical Astronomy*, Cambridge University Press, Cambridge New York Melbourne, 1985.
- Harrison, R. A., Solar coronal mass ejections and flares, *Astron. Astrophys.* **162**, 283–291, 1986.
- Hirshberg, J., A. Alksne, D. S. Colburn, S. J. Bame und A. J. Hundhausen, Observation of a solar flare induced interplanetary shock and helium-enriched driver gas, *J. Geophys. Res.* **75**, 1–15, 1970.
- Hoeksema, J. T., J. M. Wilcox und P. H. Scherrer, Structure of the heliospheric current sheet in the early portion of sunspot cycle 21, *J. Geophys. Res.* **87**, 10331–10338, 1982.
- Hoeksema, J. T., J. M. Wilcox und P. H. Scherrer, The structure of the heliospheric current sheet: 1978–1982, *J. Geophys. Res.* **88**, 9910–9918, 1983.
- Howard, R. A., N. R. Sheeley, Jr., D. J. Michels und M. J. Koomen, Coronal Mass Ejections: 1979–1981, *J. Geophys. Res.* **90**(A9), 8173–8191, 1985.

- Hundhausen, A. J., The origin and propagation of coronal mass ejections, in **PIZZO et al. (1987)**, S. 181–214, 1987.
- Hundhausen, A. J., *The Solar Wind*, in **KIVELSON und RUSSELL (1995)**, S. 91–128, 1995.
- Hundhausen, A. J., *Coronal Mass Ejections*, in **JOKIPII et al. (1997)**, S. 259–296, 1997.
- Jockers, K., Solar Wind Models Based on Exospheric Theory, *Astron. Astrophys.* **6**, 219–239, 1970.
- Jokipii, J. R., C. P. Sonett und M. S. Giampapa (Hg.), *Cosmic Winds and the Heliosphere*, Space Science Series, The University of Arizona Press, Tuscon, 1997.
- Kallenrode, M.-B. und G. Wibberenz, Particle injection following solar flares on 1980 May 28 and June 8: Evidence for different injection time histories in impulsive and gradual events?, *Astrophys. J.* **376**, 787–796, 1991.
- Khalisi, E., *Statistische Auswertungen von interplanetaren Stoßwellen im Verlauf eines Sonnenaktivitätszyklus*, Diplomarbeit, Universität Göttingen, 1995.
- Kippenhahn, R. und C. Möllenhoff, *Elementare Plasmaphysik*, BI-Wiss.-Verl., Zürich, 1975.
- Kivelson, M. G. und C. T. Russell (Hg.), *Introduction to Space Physics*, Cambridge University Press, 1995.
- Klein, L. W. und L. F. Burlaga, Interplanetary sector boundaries 1971–1973, *J. Geophys. Res.* **85**, 2269–2276, 1980.
- Klein, L. W. und L. F. Burlaga, Interplanetary magnetic clouds at 1 AU, *J. Geophys. Res.* **87**, 613–624, 1982.
- Kutzer, A., *Die Helios-Missionen*, in **PORSCHKE (1984)**, S. 38–47, 1984.
- Lepping, R. P. und K. W. Behannon, Magnetic Field Directional Discontinuities: 1. Minimum Variance Errors, *J. Geophys. Res.* **85**, 4695–4703, 1980.
- Lepping, R. P., J. A. Jones und L. F. Burlaga, Magnetic Field Structure of Interplanetary Magnetic Clouds at 1 AU, *J. Geophys. Res.* **95**(A8), 11957–11965, 1990.
- Lin, R. P., Energetic solar electrons in the interplanetary medium, *Solar Phys.* **100**, 537–561, 1985.
- Low, B. C., The Role of Coronal Mass Ejections in Solar Activity, in **CROOKER et al. (1997)**, S. 39–47, 1997.
- MacQueen, R. M., J. A. Eddy, J. T. Gosling, E. Hildner, R. H. Munro, G. A. Newkirk, Jr, A. I. Poland und C. L. Ross, The Outer Solar Corona as observed from Skylab: Preliminary results, *Astrophys. J.* **187**, L85–L88, 1974.

- Mariani, F. und F. M. Neubauer, *The Interplanetary Magnetic Field*, in **SCHWENN und MARSCH (1990)**, S. 183–206, 1990.
- Marsch, E., *Kinetic Physics of the Solar Wind Plasma*, in **SCHWENN und MARSCH (1991)**, S. 45–133, 1991.
- Marsch, E. und R. Schwenn (Hg.), *Solar Wind Seven*, COSPAR Colloquia Series **3**, Oxford, 1992.
- Marsch, E., R. Schwenn, H. Rosenbauer, K.-H. Mühlhäuser, W. G. Pilipp und F. M. Neubauer, Solar wind protons – Three-dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 AU, *J. Geophys. Res.* **87**, 52–72, 1982.
- Marsden, R. G., T. R. Sanderson, C. Tranquille, K.-P. Wenzel und E. J. Smith, ISEE 3 Observations of Low-Energy Proton Bidirectional Events and Their Relation to Isolated Interplanetary Magnetic Structures, *J. Geophys. Res.* **92**(A10), 11009–11019, 1987.
- Marubashi, K., Interplanetary Magnetic Flux Ropes and Solar Filaments, in **CROOKER et al. (1997)**, S. 147–156, 1997.
- Montgomery, M. D., S. J. Bame und A. J. Hundhausen, Solar Wind Electrons: Vela 4 Measurements, *J. Geophys. Res.* **73**(15), 4999–5003, 1968.
- Montgomery, M. D., J. R. Asbridge, S. J. Bame und W. C. Feldman, Solar Wind Electron Temperature Depressions Following Some Interplanetary Shock Waves: Evidence for Magnetic Merging?, *J. Geophys. Res.* **79**(22), 3103–3110, 1974.
- Munro, R. H., J. T. Gosling, E. Hildner, R. M. MacQueen, A. I. Poland und C. L. Ross, The association of coronal mass ejection transients with other forms of solar activity, *Solar Phys.* **61**, 201–215, 1979.
- Musmann, G., F. M. Neubauer, A. Maier und E. Lammers, Das Förstersonden-Magnetfeld-experiment (E2), *Raumfahrtforschung* **19**(5), 232–237, 1975.
- Nakagawa, T., A. Nishida und T. Saito, Planar Magnetic Structures in the Solar Wind, *J. Geophys. Res.* **94**(A9), 11761–11775, 1989.
- Neugebauer, M. und C. W. Snyder, Mariner 2 observations of the solar wind. 1. Average properties, *J. Geophys. Res.* **71**, 4469–4484, 1966.
- Neugebauer, M., R. Clay und J. T. Gosling, The Origins of Planar Magnetic Structures in the Solar Wind, *J. Geophys. Res.* **98**(A6), 9383–9389, 1993.
- Neugebauer, M., R. Goldstein und B. E. Goldstein, Features observed in the trailing regions of interplanetary clouds from coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.* **102**(A9), 19743–19751, 1997.

- Neustock, H. H., G. Wibberenz und B. Iwers, Injection of energetic particles following the gamma-ray flares on June 7, 1980, as observed on Helios 1, *19th Intern. Cosmic Ray Conf.* **4**, 102–105, 1985.
- Palmer, I. D., F. R. Allum und S. Singer, Bidirectional anisotropies in solar cosmic ray events: Evidence for magnetic bottles, *J. Geophys. Res.* **83**, 75–90, 1978.
- Parker, E. N., Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields, *Astrophys. J.* **128**, 664–675, 1958.
- Paschmann, G. und P. Daly (Hg.), *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*, Springer, 1998.
- Paschmann, G., A. N. Fazakerley und S. J. Schwartz, *Moments of Plasma Velocity Distributions*, in **PASCHMANN und DALY (1998)**, S. 125–157, 1998.
- Phillips, J. L., J. T. Gosling, D. J. McComas, S. J. Bame und W. C. Feldman, Quantitative analysis of bidirectional electron fluxes within coronal mass ejections at 1 AU, in **MARSCH und SCHWENN (1992)**, S. 651–656, 1992.
- Pilipp, W. G., H. Miggenrieder, K.-H. Mühlhäuser, H. Rosenbauer und R. Schwenn, *Data Analysis of Electron Measurements of the Plasma Experiment aboard the Helios Probes*, MPE Report **185**, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, 1984.
- Pilipp, W. G., H. Miggenrieder, M. D. Montgomery, K.-H. Mühlhäuser, H. Rosenbauer und R. Schwenn, Characteristics of Electron Velocity Distribution Functions in the Solar Wind Derived From the Helios Plasma Experiment, *J. Geophys. Res.* **92**, 1075–1092, 1987a.
- Pilipp, W. G., H. Miggenrieder, M. D. Montgomery, K.-H. Mühlhäuser, H. Rosenbauer und R. Schwenn, Unusual Electron Distribution Functions in the Solar Wind Derived From the Helios Plasma Experiment: Double-Strahl Distributions and Distributions With an Extremely Anisotropic Core, *J. Geophys. Res.* **92**, 1093–1101, 1987b.
- Pilipp, W. G., H. Miggenrieder, K.-H. Mühlhäuser, H. Rosenbauer, R. Schwenn und F. M. Neubauer, Variations of Electron Distribution Functions in the Solar Wind, *J. Geophys. Res.* **92**, 1103–1118, 1987c.
- Pilipp, W. G., K.-H. Mühlhäuser, H. Miggenrieder, H. Rosenbauer und R. Schwenn, Large-Scale Variations of Thermal Electron Parameters in the Solar Wind Between 0.3 and 1 AU, *J. Geophys. Res.* **95**, 6305–6329, 1990.
- Pizzo, V. J., T. Holzer und D. G. Sime (Hg.), *Proceedings of the Sixth International Solar Wind Conference*, NCAR Technical Note, NCAR/TN-306+Proc, Boulder, 1987.
- Porsche, H. (Hg.), *10 Jahre Helios, Festschrift aus Anlaß des 10. Jahrestages des Starts der Sonnensonde Helios am 10. Dezember 1974*, DFVLR, Oberpfaffenhofen, 1984.
- Priest, E. R., The initiation of solar coronal mass ejections by magnetic nonequilibrium, *Astron. Astrophys.* **328**, 848–855, 1988.

- Richardson, I. G., A Survey of Bidirectional ≥ 1 MeV Ion Flows during the Helios 1 and Helios 2 Missions: Observations from the Goddard Space Flight Center Instruments, *Astrophys. J.* **420**, 926–942, 1994.
- Rosenbauer, H., R. Schwenn, E. Marsch, B. Meyer, H. Miggenrieder, M. D. Montgomery, K.-H. Mühlhäuser, W. Pilipp, W. Voges und S. M. Zink, A Survey on Initial Results of the Helios Plasma Experiment, *J. Geophys.* **42**, 561–580, 1977.
- Rosenbauer, H., R. Schwenn, H. Miggenrieder, B. Meyer, H. Grünwaldt, K.-H. Mühlhäuser, H. Pellkofer und J. H. Wolfe, *Die Instrumente des Plasmaexperiments auf den Helios-Sonnensonden*, BMFT-Forschungsbericht W 81-015, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 1981.
- Russell, C. T., E. R. Priest und L. C. Lee (Hg.), *Physics of Magnetic Flux Ropes*, Geophysical Monograph **58**, Amer. Geophys. Union, Washington DC, 1990.
- Schwenn, R., Relationship of coronal transients to interplanetary shocks: 3D aspects, *Space Sci. Rev.* **44**, 139–168, 1986.
- Schwenn, R., *Large-Scale Structure of the Interplanetary Medium*, in **SCHWENN und MARSCH (1990)**, S. 99–181, 1990.
- Schwenn, R., *Der Sonnenwind*, in **GLASSMEIER und SCHOLER (1991)**, S. 17–46, 1991.
- Schwenn, R., An Essay on Terminology, Myths, – and Known Facts: Solar Transient – Flare – CME – Driver Gas – Piston – BDE – Magnetic Cloud – Shock Wave – Geomagnetic Storm, *Astrophys. Space Science* **243**(1), 187–193, 1996a.
- Schwenn, R., Mass ejections from the sun and their interplanetary counterparts, in **WINTERHALTER et al. (1996)**, S. 426–429, 1996b.
- Schwenn, R. und E. Marsch (Hg.), *Physics of the Inner Heliosphere I: Large-Scale Phenomena*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1990.
- Schwenn, R. und E. Marsch (Hg.), *Physics of the Inner Heliosphere II: Particles, Waves and Turbulence*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1991.
- Schwenn, R. und H. Rosenbauer, *Aufbereitung und Auswertung der Daten des Plasmaexperiments auf den Helios-Sonnensonden*, BMFT-Forschungsbericht W 82-002, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 1982.
- Schwenn, R. und H. Rosenbauer, *10 Jahre Sonnenwindexperiment auf Helios 1 und 2*, in **PORSCHE (1984)**, S. 66–79, 1984.
- Schwenn, R., H. Rosenbauer und H. Miggenrieder, Das Plasmaexperiment auf Helios (E1), *Raumfahrtforschung* **19**(5), 226–232, 1975.

- Schwenn, R., H. Rosenbauer und K.-H. Mühlhäuser, Singly-ionized helium in the driver gas of an interplanetary shock wave, *Geophys. Res. Lett.* **7**, 201–204, 1980.
- Schwenn, R., B. Inhester, S. P. Plunkett, A. Epple, B. Podlipnik, D. K. Bedford, C. J. Eyles, G. M. Simnett, S. J. Tappin, M. V. Bout, P. L. Lamy, A. Llebaria, G. E. Brueckner, K. P. Dere, R. A. Howard, M. J. Koomen, C. M. Korendyke, D. J. Michels, J. D. Moses, N. E. Moulton, S. E. Paswaters, D. G. Socker, O. C. St. Cyr und D. Wang, First view of the extended green line emission corona at solar activity minimum using the LASCO-C1 coronagraph on SOHO, *Solar Phys.* **175**, 667–684, 1997.
- Sheeley, N. R., Jr., R. A. Howard, D. J. Michels, M. J. Koomen, R. Schwenn, K.-H. Mühlhäuser und H. Rosenbauer, Coronal mass ejections and interplanetary shocks, *J. Geophys. Res.* **90**, 163–175, 1985.
- Sonnerup, B. U. . und L. J. Cahill, Jr., Magnetopause Structure and Attitude from Explorer 12 Explorations, *J. Geophys. Res.* **72**(1), 171–183, 1967.
- Sonnerup, U. O. und M. Scheible, *Minimum and Maximum Variance Analysis*, in **PASCHMANN und DALY (1998)**, S. 185–220, 1998.
- Stix, M., *The Sun: An Introduction*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1989.
- Thomson, W. L. K., President's Address, *Proc. Roy. Soc.* **A52**, 299–310, 1892.
- Tousey, R., The Solar Corona, *Space Research* **XIII**, 713–730, 1973.
- Trainor, J. H. (Hg.), *The Helios Solar Probes: Science Summaries*, TM 82005, Helios Project NASA/GSFC, Greenbelt, 1980.
- Tu, C.-Y., E. Marsch, K. Ivory und R. Schwenn, Pressure enhancement associated with meridional flow in high-speed solar wind: possible evidence for an interplanetary magnetic flux rope, *Ann. Geophys.* **15**, 137–142, 1997.
- Voigt, G.-H., U. Isensee und H. Maassberg, *Calculation of the disturbances of the low energy electron measurements (EI-Z)*, in **TRAINOR (1980)**, S. 12–16, 1980.
- Winterhalter, D., J. T. Gosling, S. R. Habbal, W. S. Kurth und M. Neugebauer (Hg.), *Solar Wind Eight*, AIP Conference Proceedings **382**, Woodbury, 1996.
- Zhang, G. und L. F. Burlaga, Magnetic Clouds, Geomagnetic Disturbances, and Cosmic Ray Decreases, *J. Geophys. Res.* **93**(A4), 2511–2518, 1988.
- Zwickl, R. D., J. R. Asbridge, S. J. Bame, W. C. Feldman und J. T. Gosling, He⁺ and other unusual ions in the solar wind: A systematic search covering 1972-1980, *J. Geophys. Res.* **87**, 7379–7388, 1982.

Danksagung

Für die Betreuung dieser Arbeit danke ich Prof. Dr. Rainer Schwenn. Er hat mich zum Thema hingeführt, und er ist eine wahre Fundgrube für Anregungen und Ideen. Naturgemäß ließen sich nicht alle verwirklichen. Ebenso stand er mir zur Seite, um in der Vielfalt den Überblick zu gewinnen.

Der **Max-Planck-Gesellschaft** und den geschäftsführenden Direktoren des **Instituts für Aeronomie** danke ich für die Gewährung des Stipendiums und für die Bereitstellung meines Arbeitsplatzes. Auch die Möglichkeit zur Teilnahme an internationalen Sommerschulen und Konferenzen verdanke ich ihnen. Für weitere Reisestipendien danke ich der **Deutschen Agentur für Raumfahrt** (DARA), der **European Geophysical Society** (EGS) und der **National Science Foundation** (NSF).

Prof. Dr. Manfred Siebert, der das Referat zu dieser Arbeit anfertigt, danke ich für den Kontakt zur Geophysik und für die Betreuung von Seiten der Universität.

Dr. Volker Bothmer verdanke ich zahlreiche weiterführende Diskussionen und Ideen, die zur Form dieser Arbeit beigetragen haben.

Dank gilt auch Prof. Dr. May-Britt Kallenrode, von der ich hilfreiche Anregungen und Ermutigungen erhielt.

Mein ganz besonderer Dank gilt Dr. Bernd Inhester sowie Dr. Friedemann Krummheuer, die mir gerade in der Schlußphase meiner Dissertation eine unschätzbare Hilfe waren und dadurch einen wesentlichen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Gedankt sei auch Christiane Giffhorn für ihre Begleitung.

Eine wichtige Institution während meiner Zeit am Max-Planck-Institut war für mich die von Dr. Hardi Peter ins Leben gerufene „Arbeitsbesprechungsgruppe“ für Physik und Metaphysik, nicht zuletzt aufgrund der aus ihr erwachsenen persönlichen Kontakte. Mein Dank gilt hier vor allem Dr. Jaime Araneda, Kerstin Cierpka, Dr. Axel vom Endt, Dr. Alexander Epple, Thomas Henke, Dr. Andreas Lagg. Dank gebührt auch Cord Seele, mit dem sich der Weg nach Lindau entweder auf dem Fahrrad oder im Auto abwechslungsreich gestaltete und der mir durch fachlichen und freundschaftlichen Rat zur Seite stand.

Prof. Dr. Ulrich Schmucker, der bereits meine Diplomarbeit betreut hat, möchte ich dafür danken, daß er auch weiterhin ein Ansprechpartner für mich geblieben ist und immer wieder Anteil an meiner Arbeit genommen hat.

Auch meinen Eltern sei an dieser Stelle gedankt, die mich mit unzähligen Ermunterungen und mit ihrer tatkräftigen Hilfe durch das Studium getragen haben.

Besonderer Dank gilt schließlich meinem Freund Stefan Leonhardt, der mich durch alle Höhen und Tiefen dieser Arbeit begleitet hat.

