

MPAE-W-100-93-10

**Die Struktur
magnetischer Wolken
im Sonnenwind**

**Zusammenhang mit eruptiven Protuberanzen
und Einfluß auf die Magnetosphäre der Erde**

Volker Bothmer



MPAE-W-100-93-10

**Die Struktur
magnetischer Wolken
im Sonnenwind**

**Zusammenhang mit eruptiven Protuberanzen
und Einfluß auf die Magnetosphäre der Erde**

Volker Bothmer

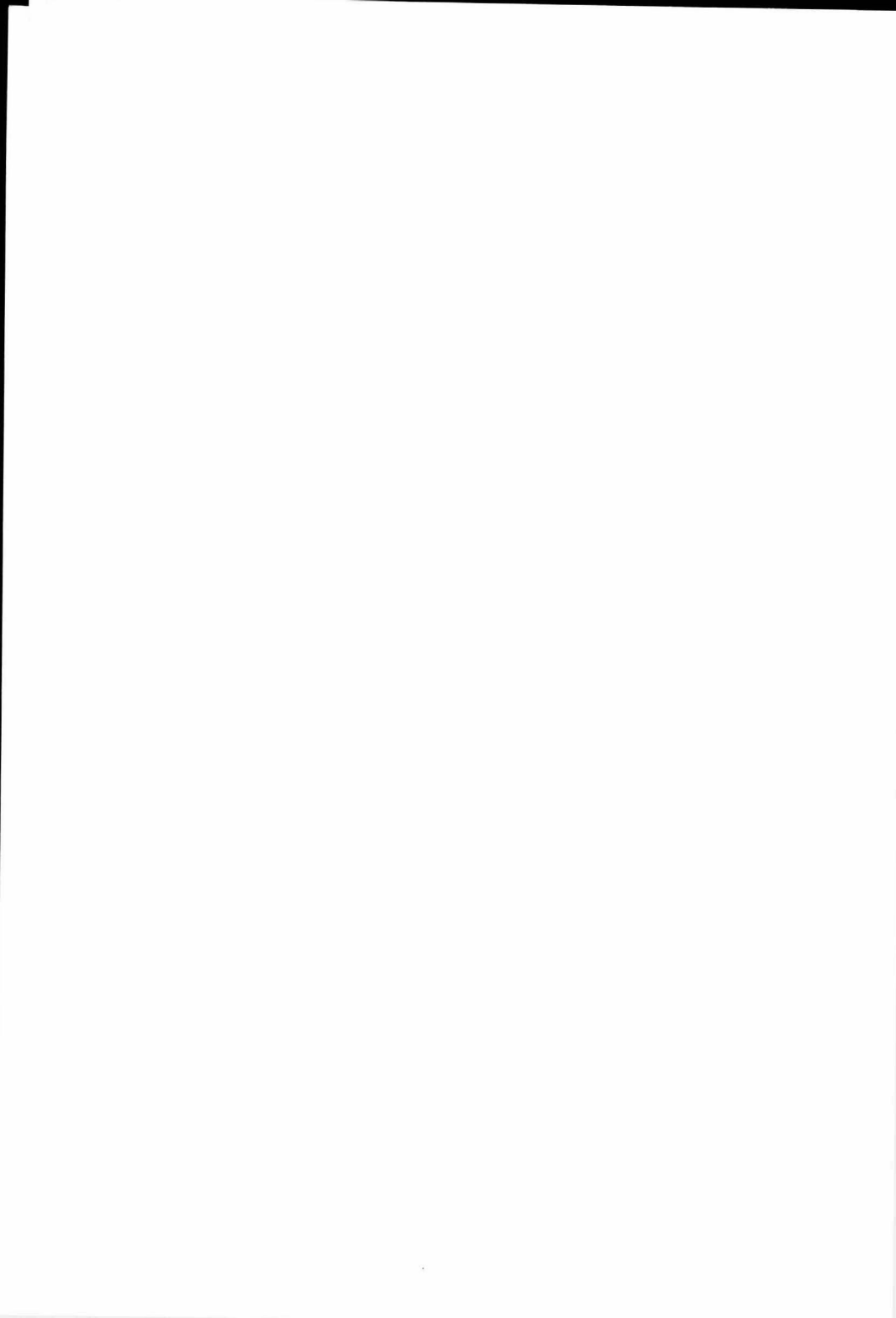


Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der Sonnenwind	4
2.1	Grundlagen	4
2.1.1	Die äußere Sonnenatmosphäre	4
2.1.2	Die Strukturierung der äußeren Sonnenatmosphäre	7
2.1.3	Der Sonnenwind	10
2.2	Der Sonnenwind und die Struktur der inneren Heliosphäre bei niedriger und hoher Sonnenaktivität	13
3	Koronale Massenauswürfe und ihre Auswirkungen im interplanetaren Raum	21
3.1	Koronale Massenauswürfe	21
3.2	Die interplanetaren Auswirkungen koronaler Massenauswürfe	29
4	Magnetische Wolken	39
4.1	Die Eigenschaften magnetischer Wolken	39
4.2	Ein magnetohydrodynamisches Modell für eine magnetische Wolke	44
4.3	Die Minimum-Varianz-Methode als Verfahren zur Überprüfung des MHD-Modells an Raumsonden- und Satellitendaten	48
5	Die charakteristischen Eigenschaften magnetischer Wolken in der inneren Heliosphäre	52
5.1	Die Weltraummission mit den Sonnensonden Helios 1 und Helios 2	52
5.2	Identifikation magnetischer Wolken in den Helios-Daten	55
5.3	Elementare Eigenschaften magnetischer Wolken	59

5.4	Die charakteristischen Plasma- und Magnetfeldeigenschaften magnetischer Wolken in der inneren Heliosphäre	61
5.5	Das Draping des IMF um magnetische Wolken	66
5.6	Magnetische Wolken und interplanetare Stoßwellen	71
6	Interpretation magnetischer Wolken als großräumige magnetische Flußröhren im Sonnenwind	73
6.1	Die Analyse der Magnetfeldkonfiguration magnetischer Wolken mit der Minimum-Varianz-Methode	73
6.2	Die Magnetfeldkonfiguration und Orientierung magnetischer Wolken in der inneren Heliosphäre	84
7	Ausmaß, Stabilität und Expansion magnetischer Wolken	90
7.1	Ausmaß und Stabilität magnetischer Wolken	90
7.2	Die Expansion magnetischer Wolken	99
8	Der Zusammenhang zwischen magnetischen Wolken und "verschwindenden" Filamenten (eruptiven Protuberanzen) auf der Sonne	107
8.1	Magnetische Wolken und "verschwindende" Filamente	107
8.2	Vergleich der Magnetfeldkonfiguration "verschwindender" Filamente mit der Magnetfeldkonfiguration der zugehörigen magnetischen Wolken	113
9	Der Einfluß von magnetischen Wolken bzw. CMEs auf die Magnetosphäre der Erde	122
9.1	Der Sonnenwind als Ursache der erdmagnetischen Aktivität	122
9.2	Quantitative Erfassung der erdmagnetischen Aktivität	128
9.3	Analyse der interplanetaren Ursachen der stärksten erdmagnetischen Stürme	130

10 Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick	142
11 Anhang	146
A1 Liste der wichtigsten Symbole und Abkürzungen	146
A2 Koordinatensysteme	149
A3 Tabellen	150
Literaturverzeichnis	162



1 Einleitung

Im Jahr 1859 bemerkte R. CARRINGTON [1860] bei der Beobachtung von Sonnenflecken zwei intensive sporadische Lichtemissionen auf der Sonne. Als etwa einen Tag später starke Störungen des Erdmagnetfeldes registriert wurden, vermutete er, daß dies Auswirkungen der von ihm beobachteten Aktivitätserscheinungen auf der Sonne waren. Wie man heute weiß, wurde CARRINGTON damals zufällig Augenzeuge eines der stärksten seither auf der Sonne beobachteten *Flares*. Untersuchungen *erdmagnetischer Variationen* und der *Sonnenaktivität*, z.B. von SABINE [1852], hatten schon sehr früh auf einen Zusammenhang beider Phänomene hingedeutet, der aber damals nicht physikalisch erklärt werden konnte.

CHAPMAN und FERRARO [1929, 1931] stellten die Theorie auf, daß starke *erdmagnetische Störungen (Stürme)* durch von der Sonne ausgestoßene Wolken geladener Partikel hervorgerufen werden könnten. MORRISON [1954, 1956] nahm an, daß diese Partikelwolken wegen der sehr hohen Ionisation in der Sonnenatmosphäre auch Magnetfelder in den interplanetaren Raum mitführen, und führte daher den Begriff *magnetische Wolke (magnetic cloud)* ein. Nach Überlegungen von GOLD [1955, 1959] könnte einer solchen Wolke auch eine Stoßwelle vorausgehen. COCCONI et al. [1958] und GOLD [1962] nahmen an, daß die Magnetfeldlinien bei einer solchen Plasmawolke die Struktur großräumiger Schleifen besitzen, deren Enden noch mit der Sonne verbunden sind, während PIDDINGTON [1958] die Vorstellung vertrat, daß die Magnetfeldlinien sich möglicherweise vollständig von der Sonne abgelöst haben. PARKER [1961] vertrat im Gegensatz zu den Theorien isolierter Plasmaströme die Vorstellung, daß sich Störungen aus Gebieten auf der Sonne, von denen bereits Plasma in den interplanetaren Raum entweichen kann, in Form reiner Druckwellen ausbreiten. Abb. 1.1 gibt einen Überblick über einige der frühen Modellvorstellungen, die in der Literatur vorgeschlagen worden sind.

BIERMANN [1951] folgerte aus der Beobachtung von Kometenschweifeln und PARKER [1958] aus theoretischen Berechnungen zur Sonnenatmosphäre, daß von der Sonnenatmosphäre sogar ständig ein Strom geladener Teilchen in den interplanetaren Raum ausgeht. PARKER gab diesem Teilchenstrom den Namen *Sonnenwind*. Mit den ersten Satellitenmessungen außerhalb der Erdmagnetosphäre Anfang der 60er Jahre wurde die Existenz des Sonnenwindes bestätigt. Die Messungen zeigten, daß im kontinuierlich strömenden Sonnenwind auch starke Störungen in Form von (*interplanetaren*) *Stoßwellen* und *transienten Sonnenwindströmen* auftreten, vielfach in Zusammenhang mit Flares. Als mit *Koronagraphen* an Bord von Satelliten 1973 entdeckt wurde, daß aus der äußeren Sonnenatmosphäre häufig direkt Materie in Form riesiger Plasmablasen in den interplanetaren Raum geschleudert wird, lag es nahe, einen engen Zusammenhang zwischen Flares, *koronalen Massenauswürfen (Coronal Mass Ejections, CMEs)* und den im Sonnenwind beobachteten Störungen anzunehmen. Mit der Sonnensonde Helios 1 konnte direkt nachgewiesen werden, daß im Sonnenwind, vor allem als Folge koronaler Massenauswürfe, interplanetare Stoßwellen und transiente Sonnenwindströme mit

außergewöhnlichen Plasma- und Magnetfeldeigenschaften im Vergleich zum "ungestörten" Sonnenwind hervorgerufen werden.

Koronagraphenaufnahmen zeigten, daß bei CMEs oft schleifenähnliche *Protuberanzen* aus den unteren Schichten der Sonnenatmosphäre aufsteigen. Diese Beobachtungen unterstützen zumindest anschaulich die Vorstellung, daß als Folge der CMEs, im Einklang mit frühen Modellvorstellungen, Plasmaplasmablasen mit besonderen Magnetfeldtopologien in den interplanetaren Raum ausgehen könnten. BURLAGA et al. [1981] stellten in den Messungen mehrerer Raumsonden und Satelliten fest, daß im Anschluß an eine interplanetare Stoßwelle bei der Passage eines transienten Sonnenwindstroms eine gleichmäßige Rotation des Magnetfeldvektors auftrat. Da über den Zeitraum dieser Sonnenwindstörung der *thermische Druck* des Plasmas viel kleiner als der *magnetische Druck*, d.h. das *Plasma- β* sehr viel kleiner als eins war, nannten sie diese Struktur im Sonnenwind in Anlehnung an MORRISON [1954] eine magnetische Wolke (magnetic cloud). Mit der Sonnensonde Helios 1 wurde ein solcher Sonnenwindstrom direkt als Folge eines CME beobachtet.

Heute geht man davon aus, daß zwischen CMEs und magnetischen Wolken ein enger Zusammenhang besteht. Die Untersuchung der Sonnenwindmessungen von Erdsatelliten durch KLEIN und BURLAGA [1982] zeigte, daß im Sonnenwind großräumige Strukturen mit charakteristischen Rotationen des Magnetfeldvektors bzw. magnetische Wolken häufig auftreten. GOLDSTEIN [1983] schlug, auf der Basis *kraftfreier Magnetfeldkonfigurationen* in astrophysikalischen Plasmen nach LÜST und SCHLÜTER [1954], zur Erklärung der Magnetfeldeigenschaften dieser Strukturen das *magneto-hydrodynamische Modell einer magnetischen Flußröhre* im Sonnenwind vor. Einige bisher durchgeführte

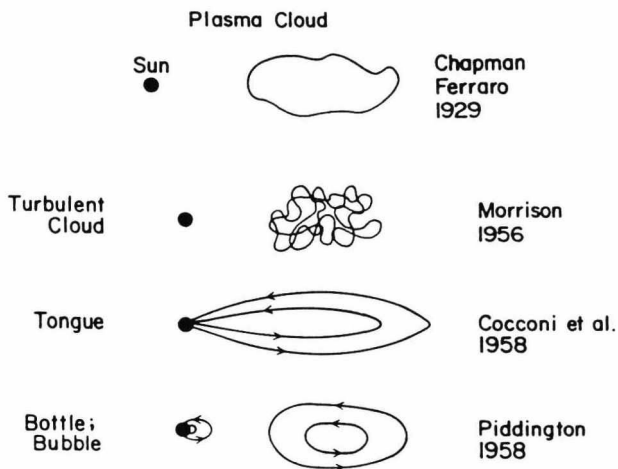


Abb. 1.1 Frühe Vorstellungen über von der Sonne ausgestoßene Plasma- bzw. magnetische Wolken [nach BURLAGA, 1991].

Untersuchungen unterstützen diese Vorstellung [s. z.B. MARUBASHI, 1986; BURLAGA, 1988].

Besonderes Forschungsinteresse gilt zur Zeit der Frage nach der "globalen" Struktur magnetischer Wolken, ihren solaren Ursachen, insbesondere des Zusammenhangs magnetischer Wolken mit CMEs und eruptiven Protuberanzen auf der Sonne und auch ihren Auswirkungen auf die Magnetosphäre der Erde [s. z.B. BURLAGA, 1991].

Mit Hilfe der Plasma- und Magnetfeldmessungen der beiden Weltraumsonden Helios 1 und Helios 2 sollen in dieser Arbeit erstmals die spezifischen Eigenschaften magnetischer Wolken in der inneren Heliosphäre untersucht werden. Zusätzlich können die Helios-Beobachtungen mit weiteren Raumsonden- und Satellitendaten korreliert werden. Die Untersuchung soll Antworten auf folgende zentrale Fragestellungen ermöglichen:

- Welche spezifischen Plasma- und Magnetfeldeigenschaften besitzen magnetische Wolken in der inneren Heliosphäre ?
- Können die Magnetfeldeigenschaften magnetischer Wolken mit dem Modell einer großräumigen magnetischen Flußröhre im Sonnenwind erklärt werden ?
- Besteht ein enger Zusammenhang zwischen magnetischen Wolken und *eruptiven Protuberanzen* ("*verschwindenden*" *Filamenten*) auf der Sonne ?
- Welche Rolle spielen magnetische Wolken im Hinblick auf die erdmagnetische Aktivität ?

In den Kapiteln 2 und 3 werden zuerst einige wichtige Grundbegriffe des Forschungsgebietes Sonnenwind erläutert. Kapitel 3 gibt Aufschluß über die Zusammenhänge koronaler Massenauswürfe und transienter Störungen im Sonnenwind. Kapitel 4 zeigt, durch welche besonderen Eigenschaften sich magnetische Wolken von anderen Sonnenwindströmen unterscheiden. Hier wird auch das magnetohydrodynamische Modell einer magnetischen Wolke von GOLDSTEIN [1983] vorgestellt und gezeigt, wie es direkt an Messungen von Raumsonden und Satelliten überprüft werden kann. In Kapitel 5 werden mit den Messungen von Helios 1 und Helios 2 magnetische Wolken in den Plasma- und Magnetfelddaten identifiziert und die elementaren Eigenschaften der beobachteten Wolken betrachtet. Kapitel 6 befaßt sich mit der Analyse der Magnetfeldstruktur magnetischer Wolken, d.h. mit der Frage, ob magnetische Wolken als magnetische Flußröhren im Sonnenwind erklärt werden können. In Kapitel 7 sollen zusätzliche Ergebnisse aus gleichzeitigen Beobachtungen durch mehrere Raumsonden und Satelliten abgeleitet werden. Ob es einen engen Zusammenhang zwischen magnetischen Wolken und eruptiven Protuberanzen oder sogar eine Erklärung für die Ursache der besonderen Magnetfeldeigenschaften magnetischer Wolken gibt, wird in Kapitel 8 untersucht. Abschließend wird in Kapitel 9 der Einfluß magnetischer Wolken auf die Magnetosphäre der Erde zusammen mit der Frage nach den interplanetaren Ursachen der stärksten erdmagnetischen Stürme untersucht. Das letzte Kapitel dieser Arbeit faßt die Ergebnisse zusammen und gibt Anregungen für weitere Untersuchungen.

2 Der Sonnenwind

Das folgende Kapitel gibt eine kurze Einführung in das Forschungsgebiet Sonnenwind. Es werden zuerst die grundlegenden Eigenschaften der äußeren Sonnenatmosphäre und des Sonnenwindes kurz zusammengefaßt. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird die Struktur des Sonnenwindes und der inneren Heliosphäre bei niedriger und hoher Sonnenaktivität erläutert.

2.1 Grundlagen

2.1.1 Die äußere Sonnenatmosphäre

Die von der sichtbaren Sonnenscheibe, der *Photosphäre*, ausgehende Strahlung bestimmt unser alltägliches Bild von der Sonne. Wenn aber der Mond bei einer totalen Sonnenfinsternis die sichtbare Sonnenscheibe für kurze Zeit abdeckt, ist die im Vergleich zur Photosphäre sehr viel lichtschwächere äußere Sonnenatmosphäre, die *Sonnenkorona*, sichtbar. Einen guten Eindruck dieses faszinierenden Naturschauspiels vermittelt Abb. 2.1.

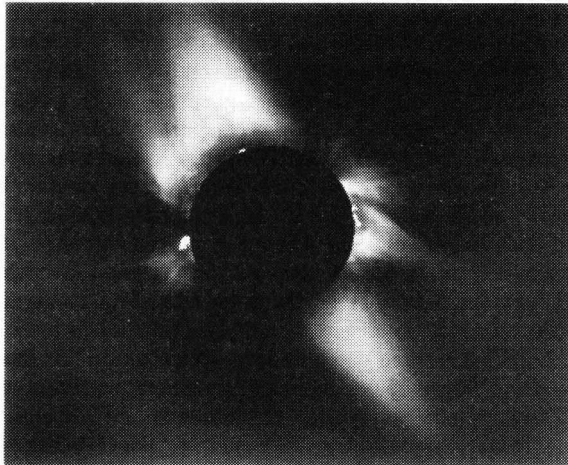


Abb. 2.1 Die Sonnenkorona, aufgenommen bei der totalen Sonnenfinsternis am 11. Juli 1991 in Hawaii, mit einem Teleskop des High-Altitude-Observatory (HAO) (mit freundlicher Genehmigung von D. SIME).

Das weiße Licht der Sonnenkorona ist Strahlung aus der Photosphäre, die an freien Elektronen in der Korona (*K-Korona*, polarisiert) und in größerem Abstand von der Sonne an interplanetarem Staub (*F-Korona*, unpolarisiert) gestreut wird. Der Anteil der Eigenstrahlung (*L-Korona*, fast unpolarisiert) der Korona macht nur etwa 1% aus. In Abb. 2.2 sind die Helligkeitsverläufe der einzelnen Koronakomponenten in der Umgebung der Sonnenscheibe dargestellt.

Erst mit der Erfindung des Koronagraphen durch LYOT im Jahr 1930 wurde es zumindest von hohen Bergen aus möglich, die äußere Sonnenatmosphäre auch unabhängig von Sonnenfinsternissen zu beobachten. Verbesserte photographische Techniken und der Einsatz von Teleskopen an Bord von Satelliten und Raumsonden außerhalb der Erdatmosphäre haben einen großen Fortschritt bei der Beobachtung der Korona erbracht.

In Abb. 2.1 wird deutlich, daß die Sonnenkorona stark strukturiert ist. Einige strahlenförmige Ausläufer der Korona lassen sich sogar bis zu einigen Sonnenradien (1 Sonnenradius = $1 R_s = 7 \cdot 10^5$ km) Abstand hinaus in den interplanetaren Raum verfolgen. Eine so weiträumige und nach außen "offene" Atmosphäre ist nur zu erklären, wenn in dieser Atmosphäre extrem hohe Temperaturen herrschen. Die mittlere Bewegungsenergie der Gasteilchen ist so hoch, daß die Sonnenatmosphäre nicht statisch, sondern dynamisch ist. Ständig strömen Teilchen aus der Atmosphäre der Sonne ab, die aus den unteren Schichten nachgeliefert werden. Spektroskopische Beobachtungen, z.B. der Emissionslinien hoch ionisierter Elemente (z.B. Fe^{15+}) oder der Verschmierung der *Fraunhoferlinien* der K-Korona durch *Dopplereffekte*, lassen auf Koronatemperaturen von 1-2 Millionen Kelvin schließen.

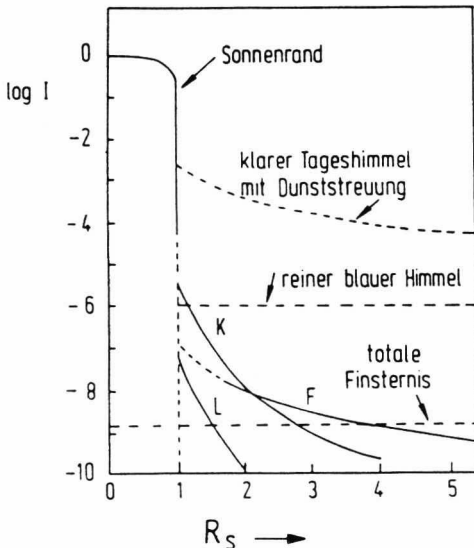


Abb. 2.2 Die Himmelshelligkeit in der Umgebung der Sonnenscheibe unter verschiedenen Beobachtungsbedingungen und die Helligkeitsverläufe der einzelnen Komponenten der Sonnenkorona [aus SCHEFFLER und ELSÄSSER, 1974].

In Abb. 2.3 ist der Temperaturverlauf in der Sonnenatmosphäre schematisch wiedergegeben. In der Übergangszone zwischen *Chromosphäre* und *Korona* steigt die Temperatur von einigen 10^3 K schnell auf über 10^6 K an. Wie die Existenz einer solch heißen Atmosphärenschicht über der kühleren Photosphäre und Chromosphäre - in scheinbarem Widerspruch zu den Gesetzen der Thermodynamik - möglich ist, stellt trotz einiger theoretischer Grundkonzepte bisher ein grundlegendes Problem im physikalischen Verständnis der Sonnenatmosphäre dar.

Da bei den hohen Koronatemperaturen nahezu alle leichten Elemente vollständig ionisiert, die schweren Elemente hochionisiert sind, ist die UV- und Röntgenemission der *Korona* stark. Die *Korona* kann in diesen Spektralbereichen mit entsprechenden Teleskopen (sogar über die ganze Sonnenscheibe) untersucht werden. Da die Erdatmosphäre für Röntgenstrahlung undurchlässig ist und die UV-Strahlung zum großen Teil absorbiert, ist eine Beobachtung der *Korona* bei diesen Wellenlängen nur von außerhalb der Erdatmosphäre, d.h. mit Teleskopen an Bord von Raumsonden oder Satelliten, möglich.

Weitere Rückschlüsse auf Dichte und Gestalt der *Korona* lassen sich zusätzlich durch die Analyse von Radiowellen gewinnen, die in der *Sonnenkorona* infolge von Dichteschwankungen des Plasmas moduliert werden [s. z.B. BIRD und EDENHOFER, 1990].

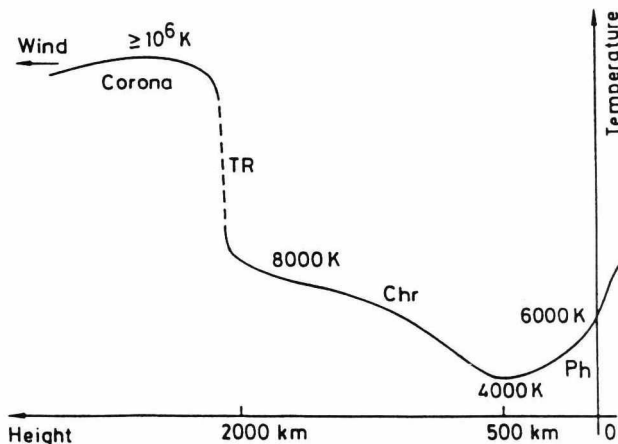


Abb. 2.3 Schematische Darstellung des Temperaturverlaufs in der Sonnenatmosphäre. Die Abkürzungen bedeuten: Ph=Photosphäre, Chr=Chromosphäre, TR (Transition Region)=Übergangszone zw. Chromosphäre und *Korona* [nach KNEER, 1992].

2.1.2 Die Strukturierung der äußeren Sonnenatmosphäre

Die Sonne besitzt ein eigenes Magnetfeld, das im Zusammenwirken der Sonnenrotation und der Strömung elektrisch leitfähiger Materie in ihrem Inneren erzeugt wird. Dieses Magnetfeld bestimmt aufgrund der *Lorentzkraft* die Bewegung der geladenen Gasteilchen in der Atmosphäre, d.h. der Ionen und Elektronen. Durch die starke Ionisation und die geringe Dichte besitzt das Koronagas eine hohe elektrische Leitfähigkeit. Materie und Magnetfeld sind dadurch eng aneinander gekoppelt. Die plasmaphysikalischen Prozesse in der Sonnenkorona sind sehr kompliziert; stark vereinfacht kann man aber sagen, daß dort, wo in der Korona die Energie des Magnetfeldes überwiegt, die Bewegung der Materie in Richtung des lokalen Magnetfeldes erfolgt. Dominiert dagegen die kinetische Energie der Materie, so wird das Magnetfeld von der Materie "mitgenommen" und ist sozusagen im Plasma "eingefroren" [zur Physik von Weltraumplasmen s. z.B. PARKS, 1991]. Die Sonnenkorona wird durch das Magnetfeld der Sonne stark strukturiert.

Am einfachsten läßt sich die Strukturierung der Sonnenkorona zu Zeiten *niedriger Sonnenaktivität* beschreiben. In Abb. 2.4 wurde einer Aufnahme der Sonnenkorona bei

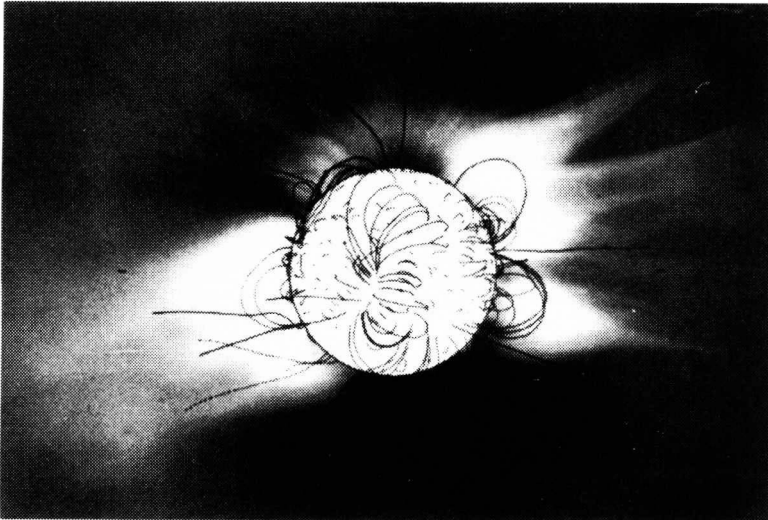


Abb. 2.4 Die magnetische Strukturierung der Sonnenkorona bei niedriger Sonnenaktivität. Dem bei der Sonnenfinsternis am 30. Juni 1973 aufgenommenen Bild der Sonnenkorona wurde ein berechnetes "Modellmagnetfeld" überlagert [ALTSCHULER et al., 1977].

niedriger Sonnenaktivität ein berechnetes "Modellmagnetfeld" überlagert. Die Magnetfeldberechnungen setzen ein aus der Photosphäre "hochrechenbares" Potentialfeld voraus.

An den Sonnenpolen verlaufen die Magnetfeldlinien radial nach außen offen. Die helleren strahlenartigen Gebiete (*coronal streamers* bzw. *helmet streamers*) um den Sonnenäquator herum gehören dagegen zu Gebieten mit vorwiegend geschlossenen Magnetfeldlinien, bei denen beide Enden der Feldlinien mit der Photosphäre verbunden sind. Zu den magnetisch aktiven Gebieten gehören z.B. die Sonnenflecken in der Photosphäre mit Magnetfeldstärken von etwa 0,3 T (zum Vergleich: die Stärke des Erdmagnetfeldes an den Polen beträgt ca. $0,7 \cdot 10^{-4}$ T) sowie Protuberanzen bzw. Filamente in der unteren Korona mit Magnetfeldstärken um 10^{-2} T [ZIRIN, 1988]. Über den Polgebieten der Sonne mit nach außen offen verlaufenden Magnetfeldlinien befinden sich großräumige *Koronalöcher* unterschiedlicher magnetischer Polarität. Die im Röntgen- und UV-Licht dunkler als die Umgebung erscheinenden Koronalöcher wurden erstmals 1973 bei der Skylab-Weltraummission entdeckt (s. Abb. 2.5). Ausläufer dieser Koronalöcher können sich von den Polen bis über den Sonnenäquator hinaus erstrecken. Die Magnetfeldstärken sind hier wesentlich geringer und betragen in der unteren Korona zwischen $0,5$ und $7 \cdot 10^{-4}$ T [BOHLIN und SHEELEY, 1978]. Die Struktur der Sonnenkorona ist bei niedriger Sonnenaktivität sehr stabil.

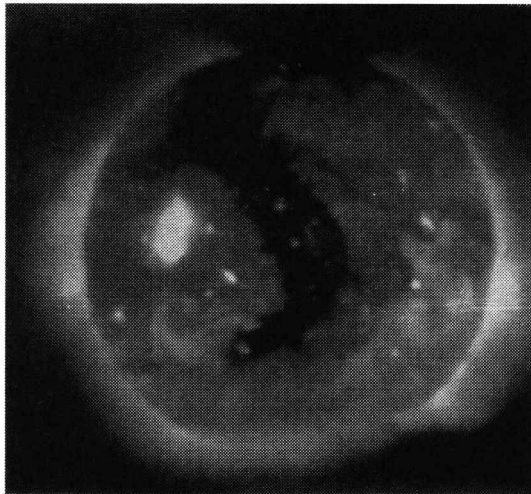


Abb. 2.5 Ein großräumiges Koronaloch (dunkel) auf der Sonne, beobachtet 1973 im Röntgenlicht mit einem Teleskop an Bord von Skylab [aus EDDY, 1979].

Während eines *Maximums der Sonnenaktivität*, d.h. etwa alle elf Jahre, findet eine Umkehrung der magnetischen Polarität der Koronalöcher auf der Nord- und Südhalbkugel der Sonne statt. Ein kompletter magnetischer Zyklus der Sonne, auch *Halezyklus* genannt, dauert folglich ca. 22 Jahre.

Während der Jahre der Umpolung um das Aktivitätsmaximum herum unterliegt die Korona schnellen zeitlichen Veränderungen. Bei starken Sonneneruptionen werden dann häufig Milliarden Tonnen Koronamaterie in den interplanetaren Raum geschleudert. Koronale Massenauswürfe (s. Kap. 3) wurden erstmals im Verlauf der Skylab-Mission genauer untersucht. Auslöser eines solchen Massenauswurfes könnte z.B. eine aus der unteren Korona aufsteigende Protuberanz sein, wie sie Abb. 2.6 zeigt.

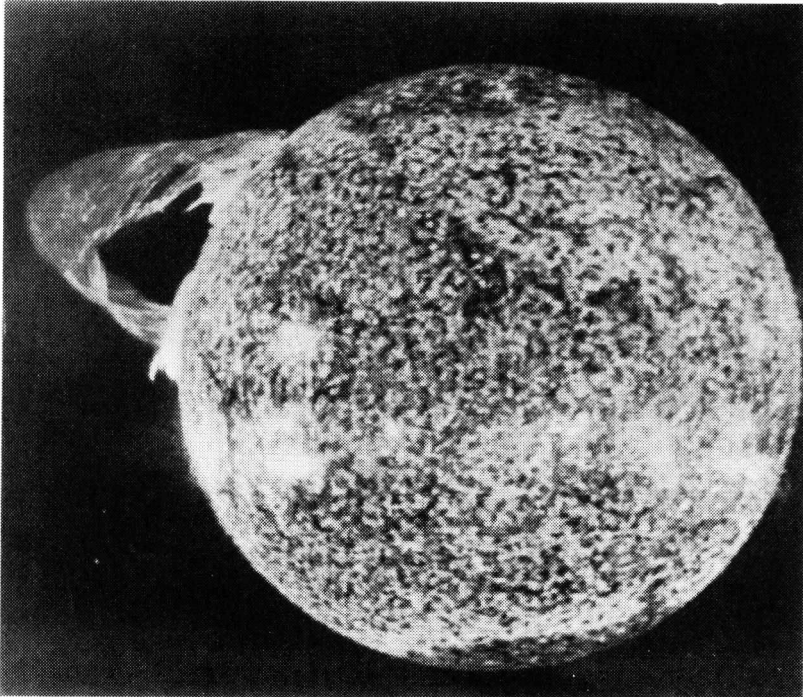


Abb. 2.6 Eine riesige Protuberanz auf der Sonne, beobachtet in der Resonanzlinie des He II ($\lambda=30,4$ nm) mit einem Teleskop des National-Research-Laboratory (NRL) an Bord von Skylab [aus EDDY, 1979].

2.1.3 Der Sonnenwind

Obwohl bei totalen Sonnenfinsternissen die Ausmaße der Korona eine Expansion der Sonnenatmosphäre vermuten lassen (Abb. 2.7 veranschaulicht dies besonders eindrucksvoll), wurde der Raum zwischen der Sonne und der Erde lange Zeit für vollständig leer gehalten. Erst Anfang dieses Jahrhunderts wurden Vorstellungen entwickelt, nach denen unter Umständen Gas aus der Sonnenatmosphäre weit hinaus in den interplanetaren Raum entweichen könne. CHAPMAN und FERRARO [1929, 1931] stellten die Theorie auf, daß von der Sonne ausgestoßene Gaswolken geladener Partikel die Ursache der in Verbindung mit der Sonnenaktivität beobachteten Störungen des Erdmagnetfeldes seien. Der Geophysiker BARTELS [1932] erkannte dann 1932, daß es einen Zusammenhang zwischen Störungen des Erdmagnetfeldes, die periodisch mit der Sonnenrotationszeit (≈ 27 Tage) auftreten, und bestimmten Regionen auf der Sonne geben müsse. BARTELS nahm an, daß von diesen hypothetischen Regionen, die er *M-Regionen* (M steht dabei für magnetisch aktiv bzgl. der Erde) nannte, Plasmaströme in den interplanetaren Raum ausgehen. 1973 ergaben dann die Skylab-Beobachtungen, daß die Koronalöcher auf der Sonne, d.h., die Quellen *schneller* (ca. 500 bis 800 km/s) *Sonnenwindströme* (*high speed streams*), gerade die von BARTELS postulierten M-Regionen sind [s. z.B. HANSEN et al., 1976; SHEELEY et al., 1976].

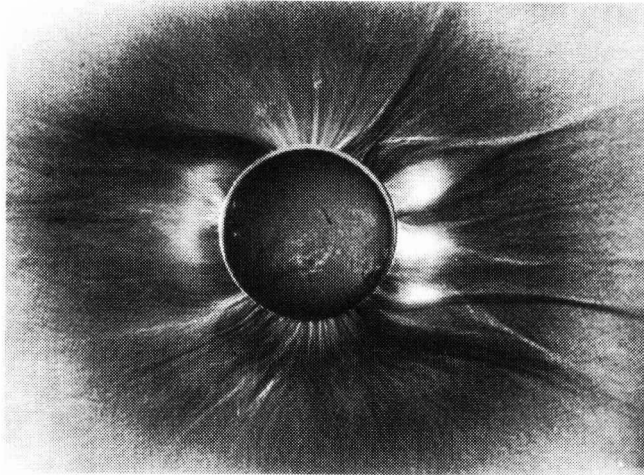


Abb. 2.7 Einem Bild der Sonnenfinsternis vom 30. Juni 1973 wurde nachträglich ein am gleichen Tag im Licht von H_{α} aufgenommenes Bild der Sonne eingefügt. Über den Polen sind Büschel von Stromlinien zu sehen, die offen in den interplanetaren Raum verlaufen. Helle großräumige Strukturen um den Sonnenäquator herum (helmet streamers), mit geschlossener Feldlinientopologie, liegen über aktiven Gebieten auf der Sonne [KOUTCHMY et al., 1978].

Die Existenz eines kontinuierlichen Stroms geladener Teilchen, der ständig von der Sonne ausgeht, wurde zuerst von BIERMANN [1951] aus Beobachtungen von Kometenschweifen gefolgert. PARKER [1958] entwickelte dann die Theorie zu einer dynamischen Sonnenatmosphäre. Er zeigte, daß unter Berücksichtigung der in der Korona herrschenden Temperaturen eine ständige Expansion der Sonnenatmosphäre stattfinden müsse. Das ab einem bestimmten Abstand von der Sonne (*kritischer Punkt*) mit lokaler Überschallgeschwindigkeit entweichende Gas nannte er treffend den Sonnenwind. Heute weiß man, daß pro Sekunde etwa 10^6 Tonnen Koronamaterie bzw. Sonnenwind aus der äußeren heißen Atmosphäre der Sonne entweichen, ein im Vergleich zur Gesamtmasse der Sonne allerdings verschwindend kleiner Anteil.

Die von PARKER für den Erdbestand abgeleiteten Zustandsgrößen des Sonnenwindes stimmten erstaunlich gut mit den wenige Jahre später erstmals *in situ* gemessenen Werten der ersten Raumsonden überein, die den Einflußbereich des Erdmagnetfeldes, die *Erdmagnetosphäre*, verlassen konnten. Bei der ersten längeren Sonnenwindbeobachtung mit der amerikanischen Venussonde Mariner 2 im Jahr 1962 deutete sich schon an, daß der Sonnenwind sehr variabel sein kann. Die Messungen von Raumsonden und Satelliten zeigten, daß dies insbesondere für den *langsamen* (ca. 300 bis 400 km/s) *Sonnenwind*, den man anfänglich gerade als Repräsentant des "ruhigen" bzw. gleichmäßigen Sonnenwindes angesehen hatte, zutrifft. Tabelle 2.1 (S. 12) gibt typische Parameter des langsamen Sonnenwindes im Erdbestand an. Die Frage, wie der langsame Sonnenwind aus den einzelnen Quellgebieten in der Korona freigesetzt und beschleunigt wird, ist heute Gegenstand intensiver Forschung. Der schnelle Sonnenwind ist dagegen wesentlich homogener in seinen Eigenschaften [s. SCHWENN, 1983a].

Die Geschwindigkeit des Sonnenwindes kann ab einem Abstand von der Sonne von etwa $10 R_S$ als konstant angesehen werden, während die Sonnenwinddichte in der Ekliptik proportional zu R^{-2} (R = radialer Abstand zur Sonne) abnimmt. Wegen der sehr geringen Dichte des Sonnenwindes finden praktisch keine Stöße zwischen den einzelnen Teilchen statt (die mittlere freie Weglänge eines Protons beträgt etwa $1 AU^1$; $1 AU = 150 \cdot 10^6$ km). Da die Strömungsgeschwindigkeiten des Sonnenwindes wesentlich größer als die lokalen Schall- und Alfvéngeschwindigkeiten² (Machzahlen um 10 bei 1 AU) sind, ist im Sonnenwind der kinetische Plasmadruck ($n_p \cdot m_p \cdot V_p^2$) viel größer als der magnetische ($B^2/8\pi$) und der thermische ($n_p \cdot k \cdot (T_p + T_e)$) Druck des Plasmas.

Durch die hohe Leitfähigkeit des Plasmas ist das solare Magnetfeld im Sonnenwind "eingefroren" und wird mit dem Sonnenwind, d.h. von den sich im Mittel radial von der Sonne wegbewegenden Teilchen, nach außen konvektiert, wo man es als *interplanetares Magnetfeld (IMF)* bezeichnet. Die Magnetfeldlinien können als "Stromlinien" angesehen

¹ Um Verwechslungen mit der später erwähnten erdmagnetischen Kennziffer AE zu vermeiden, wird für die astronomische Einheit die englische Abkürzung AU (Astronomical Unit) verwendet.

² Die Alfvéngeschwindigkeit ist ein Maß für die Ausbreitungsgeschwindigkeit transversaler Wellen in einem Plasma [s. ALFVÉN und FÄLTHAMMAR, 1963].

werden, da sie alle Teilchen miteinander verbinden, die aus der gleichen Quelle auf der Sonne stammen. Durch die Sonnenrotation werden die Stromlinien gekrümmt und erhalten die charakteristische Form Archimedes'scher Spiralen (auch *Parkerspiralen* genannt). Die Krümmung der Stromlinien hängt von der Rotationsgeschwindigkeit Ω_s ($=1,642 \cdot 10^{-4}$ °/s) der Sonne, dem Abstand R_A zur Rotationsachse der Sonne und der Komponente der Strömungsgeschwindigkeit V_A des Sonnenwindes in der Äquatorebene der Sonne ab. Der Winkel α zwischen der radialen Richtung und den Stromlinien beträgt in der Ebene der Ekliptik im Erdabstand von der Sonne bei typischen Sonnenwindgeschwindigkeiten von einigen 100 km/s rund 45°. Über den Sonnenpolen verlaufen die Stromlinien, wegen des gegen Null gehenden Abstandes von der Rotationsachse der Sonne, radial nach außen. Wenn Ulysses als erste Raumsonde außerhalb der Ekliptik 1994 die Sonnenpole überquert, sollte dies zum erstenmal in situ bestätigt werden. Dann können auch die Eigenschaften des aus den Polregionen stammenden Sonnenwindes untersucht werden [weitere Einzelheiten zur Struktur des IMF findet man z.B. bei MARIANI und NEUBAUER, 1990].

Mit zunehmendem Abstand von der Sonne wird der Sonnenwind immer "dünner", so daß irgendwann ein Übergang von der *Heliosphäre* (der gesamte vom Sonnenwind erfüllte Raum) in das interstellare Medium erfolgen muß. Die Grenzschicht der Heliosphäre, die *Heliopause*, liegt, wie die Messungen von Pioneer 10 zeigen, auf jeden Fall weit jenseits von 50 AU.

Tab. 2.1 Typische Parameter im langsamen Sonnenwind bei 1 AU [SCHWENN, 1991].

Strömungsgeschwindigkeit	300 km/s
Protonenzahldichte N_p	10 cm^{-3}
Protonentemperatur T_p	$4 \cdot 10^4 \text{ K}$
Elektronentemperatur T_e	$1,5 \cdot 10^5 \text{ K}$
Magnetfeldstärke ³ B	4 nT
Zusammensetzung	96% Protonen, 4% Heliumionen, dazu geringe Anteile schwerer Ionen, entsprechend viele Elektronen

³ Diese Arbeit folgt der in der Literatur dieses Arbeitsgebietes üblichen Konvention, den Begriff Magnetfeldstärke auch auf die magnetische Induktion $\underline{B} = \mu_0 \cdot \underline{H}$ zu übertragen.

2.2 Der Sonnenwind und die Struktur der inneren Heliosphäre bei niedriger und hoher Sonnenaktivität

Für die Jahre niedriger Sonnenaktivität kann die typische Struktur der *inneren Heliosphäre* (das ist der vom Sonnenwind erfüllte interplanetare Raum zwischen der Sonne und der Erdbahn) räumlich durch das von ALFVÉN [1977] vorgeschlagene *Ballerinamodell* beschrieben werden (s. Abb. 2.8).

Die Polregionen der Sonne werden zu diesen Zeiten von großen Koronalöchern bedeckt, deren Ausläufer manchmal bis in die Äquatorgegenden der Sonne reichen. Die Koronalöcher liegen über magnetisch inaktiven Gebieten der Sonne und besitzen *unipolare*, nach außen offene Magnetfeldstrukturen. Sie sind die Quellen des schnellen Sonnenwindes. Über viele Sonnenrotationen hinweg weisen die Koronalöcher zu Zeiten niedriger Sonnenaktivität kaum starke räumliche Veränderungen auf. Um den Äquator der Sonne herum liegt ein Gürtel aktiver Gebiete mit vorwiegend geschlossenen Magnetfeldtopologien. Diese Gebiete sind die Quellregionen des langsamen Sonnenwindes.

Die Sonne gleicht im Aktivitätsminimum einem geneigten magnetischen Dipol [s. z.B. BRUNO et al., 1984; BRUNO et al., 1982]. Abb. 2.8 zeigt die Sonne mit der magnetischen Polarität, die während des Aktivitätsminimums 1976 beobachtet wurde. Der Nordpol der Sonne besaß eine positive magnetische Polarität, d.h. die Magnetfeldlinien waren hier von der Sonne weggerichtet. Die globale Achse dieses Dipols ist dabei gegen die Rotationsachse der Sonne geneigt, die ja wiederum selbst um $7,25^\circ$ gegen die Ekliptik geneigt ist.

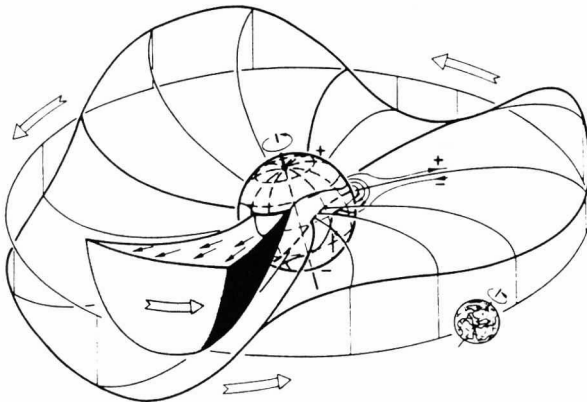


Abb. 2.8 Das Ballerinamodell der Sonne und der inneren Heliosphäre [nach ALFVÉN, 1977; aus SCHWENN, 1981].

Die Grenzfläche, die Gebiete unterschiedlicher magnetischer Polarität voneinander trennt, ist die *heliosphärische Stromschicht (Heliospheric Current Sheet, HCS)*. Diese mit dem Sonnenwind nach außen transportierte gewellte Grenzschicht gleicht dem Rock einer sich drehenden Tänzerin. Dieser Analogie verdankt das Modell in Abb. 2.8 seinen anschaulichen Namen *Ballerinamodell* [ALFVÉN, 1977].

Ein Beobachter in der Ebene der Ekliptik, wie z.B. die Erde in Abb. 2.8, passiert im Verlauf einer Sonnenrotation Gebiete (*Sektoren*) über bzw. unter der Stromschicht und beobachtet dabei unterschiedliche magnetische Polaritäten des interplanetaren Magnetfeldes. Eine Passage der heliosphärischen Stromschicht bedeutet daher einen Polaritätswechsel des IMF. Man nennt diesen Vorgang auch den Durchgang durch eine *Sektorgrenze (Sector Boundary, SB)*. Die Form des Ballerinarocks und damit die *Sektorstruktur* des IMF werden bestimmt durch Lage und Form der Koronalöcher und der aktiven Gebiete auf der Sonne.

Daß bei der Passage der Koronalöcher schnelle Sonnenwindströme beobachtet werden, während der langsame Sonnenwind aus Gebieten nahe der heliosphärischen Stromschicht stammt, zeigen exemplarisch die Messungen des Erdsatelliten IMP 7 (Interplanetary Monitoring Platform) und der Sonnensonde Helios 1 (s. Kap. 5) in Abb. 2.9.

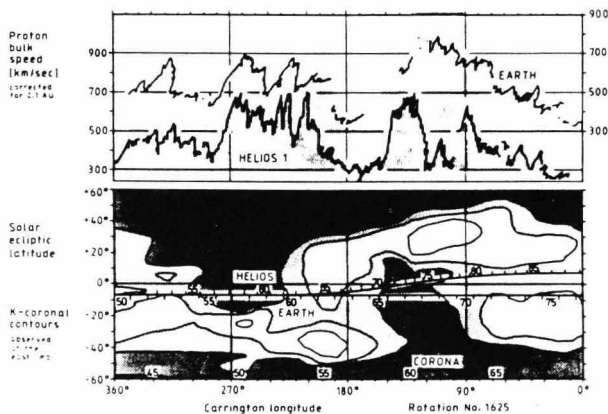


Abb. 2.9 Vergleich der von Helios 1 und dem Erdsatelliten IMP 7 (Interplanetary Monitoring Platform) im März 1975 gemessenen Sonnenwindgeschwindigkeiten (oben) mit den Quellregionen der Sonnenwindströme in der Korona (unten). Die untere Abbildung zeigt eine Helligkeitskartierung der Sonnenkorona (dunkel: Koronalöcher), die aus ihren Polarisationsseigenschaften abgeleitet wurde sowie die Bahns Spuren von Helios 1 und der Erde (unter Berücksichtigung der Laufzeit des Plasmas aus der jeweiligen Quellregion). Die Zeitmarken über der angegebenen *Carrington-Länge* geben die unter Annahme konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit berechnete Startzeit des Sonnenwindes bei 0,1 AU an [SCHWENN et al., 1978].

Mit den Messungen der Sonnensonden Helios 1 und Helios 2 und des Erdsatelliten IMP 7 wurde die in Abb. 2.10 dargestellte Abhängigkeit der mittleren Sonnenwindgeschwindigkeit vom Winkelabstand zur heliosphärischen Stromschicht (aus Weißlichtbeobachtungen der Korona ermittelt) bestimmt. Abb. 2.10 zeigt, daß der langsame Sonnenwind in einem Bereich von etwa $\pm 20^\circ$ Breite um die heliosphärische Stromschicht herum beobachtet wird, wie es der Lage der aktiven Gebiete auf der Sonne entspricht. In Breiten ab etwa $\pm 20^\circ$ wird nur noch schneller Sonnenwind aus den Koronalöchern festgestellt.

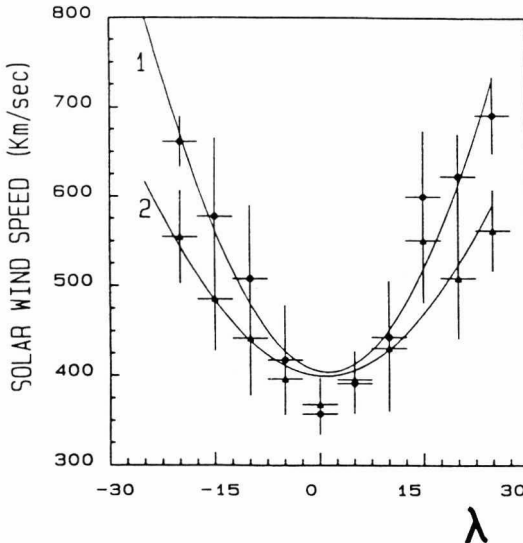


Abb. 2.10 Die Änderung der mittleren Sonnenwindgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Winkelabstand λ zur heliosphärischen Stromschicht für die Jahre 1976 (Kurve 1) und 1977 (Kurve 2). Jeder Datenpunkt entspricht einem Mittelwert für ein Intervall von 5° Breite. Die vertikalen Striche geben die Standardabweichungen der mittleren Geschwindigkeitswerte an, die horizontalen Balken stehen für den Winkelbereich über den die Mittelwerte gebildet wurden [BRUNO et al., 1986].

Der schnelle und der langsame Sonnenwind unterscheiden sich nicht nur durch die Plasmageschwindigkeit, sondern auch in ihrer Plasmazusammensetzung [s. GOSLING et al., 1981; BORRINI et al., 1981]. In Abb. 2.11 sind typische Parameter des Sonnenwindes, wie sie in der Umgebung von Sektorgrenzen beobachtet werden, dargestellt. Besonders auffällig ist dabei, daß der Anteil von He^{++} im Verhältnis zum Anteil von H^+ an den Sektorgrenzen sehr gering wird. Man nimmt an, daß der langsame Sonnenwind in größeren Abständen von der Sonne freigesetzt wird als der schnelle Sonnenwind, da bei einer gravitationsbedingten Schichtung der Sonnenatmosphäre der Heliumanteil mit zunehmendem Sonnenabstand entsprechend abnehmen muß. Dieses Beispiel zeigt, wie aus der Zusammensetzung des Plasmas wichtige Informationen über die mögliche Quellregion des Sonnenwindes in der Sonnenkorona gewonnen werden können.

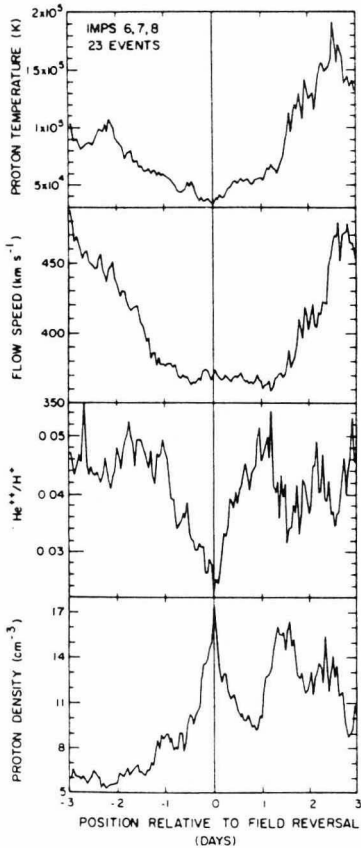


Abb. 2.11 Nach der Methode der überlagerten Epochen ermittelte Stundenmittelwerte für den Sonnenwind in der Umgebung von 23 wohlbestimmten Sektorgrenzen (Tag 0), die zeitlich deutlich getrennt von schnellen Sonnenwindströmen beobachtet wurden. Aufgetragen sind Temperatur, Geschwindigkeit und Anzahldichte der Protonen sowie das Verhältnis He^+/H^+ [GOSLING et al., 1981].

Mit wachsendem Abstand von der Sonne findet eine zunehmend stärker werdende Wechselwirkung zwischen zeitlich aufeinanderfolgenden schnellen und langsamen Sonnenwindströmen statt, da die Krümmung der jeweiligen Parkerspiralen immer unterschiedlicher wird. Das Plasma eines schnellen Sonnenwindstromes mit seinen schwächer gekrümmten Stromlinien drückt dann in die Rückflanke eines langsamen Sonnenwindstromes, wie es Abb. 2.12 schematisch zeigt. Die charakteristischen Dichte- und Geschwindigkeitsprofile resultieren aus der Kompression und Ablenkung des jeweiligen Plasmas zu beiden Seiten der *Kompressionszone* (*Interaction Region, IR*). Der schnelle Sonnenwind wird dabei nach Osten abgelenkt und abgebremst, der langsame nach Westen abgelenkt und beschleunigt. Bei Erdbstand erstreckt sich der nicht in

jedem Einzelfall deutlich ausgeprägte Übergangsbereich zwischen einem langsamen und einem schnellen Sonnenwindstrom über 10° bis 30° solarer Länge, die gesamte Kompressionszone sogar unter Umständen über 30° hinaus. Die gesamte Übergangsregion kann daher Plasma aus Quellregionen auf der Sonne beinhalten, die einen Bereich von 90° solarer Länge umfassen [s. SCHWENN, 1991]. Dies erklärt, weshalb Sektorgrenzen im Erdabstand so häufig in Kompressionszonen fallen, obwohl ursprünglich beide Phänomene nichts miteinander zu tun haben. In der Tat beobachteten die Helios-Sonnensonden näher an der Sonne, im Einklang mit der sehr scharfen Begrenzung der Koronalöcher auf der Sonne, viel schärfere räumliche Übergänge zwischen einzelnen Sonnenwindströmen.

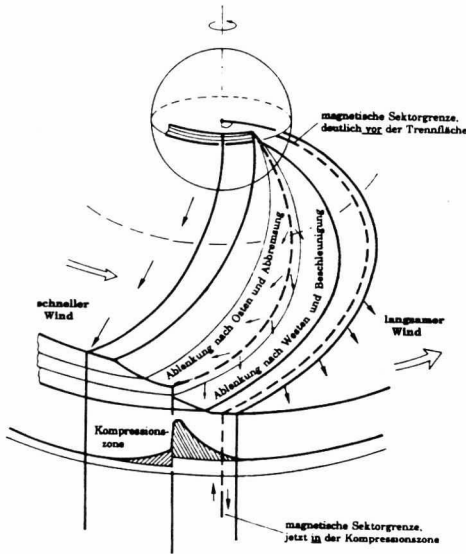


Abb. 2.12 Eine korotierende Wechselwirkungszone zwischen einem schnellen und einem langsamen Sonnenwindstrom. Das nahe der Sonne noch rechtwinklige Geschwindigkeitsprofil wird auf seinem Weg nach außen durch Kompression und Ablenkung zunehmend verformt [SCHWENN, 1991].

An den Messungen der Sonnensonde Helios 1 für zwei aufeinanderfolgende Sonnenrotationen in Abb. 2.13 lassen sich alle grundlegenden Eigenschaften des Sonnenwindes bei niedriger Sonnenaktivität aufzeigen: Die Stromstruktur des Sonnenwindes wird durch zwei schnelle Sonnenwindströme (HS) unterschiedlicher magnetischer Polarität aus den entsprechenden Koronalöchern dominiert. Um Sektorgrenzen (SB) herum wird der sehr variable langsame Sonnenwind beobachtet. Neben den markierten Kompressionszonen (IR) der beiden schnellen Sonnenwindströme sind zwei transiente mit einer Stoßwelle verbundene Sonnenwindströme (s. dazu Kap. 3) markiert (T1, T2), die während der ersten Sonnenrotation (oben) beobachtet wurden⁴. Bei hoher Sonnenaktivität wird die gesamte Stromstruktur durch solche transienten Sonnenwindströme bestimmt und daher sehr unregelmäßig (s. u.).

⁴ Mit dem transienten Sonnenwindstrom T1 war ein starker erdmagnetischer Sturm ($K_p=8-$) verbunden (s. Kap. 9). Helios 1 befand sich zur Zeit der Beobachtung in Erdnähe.

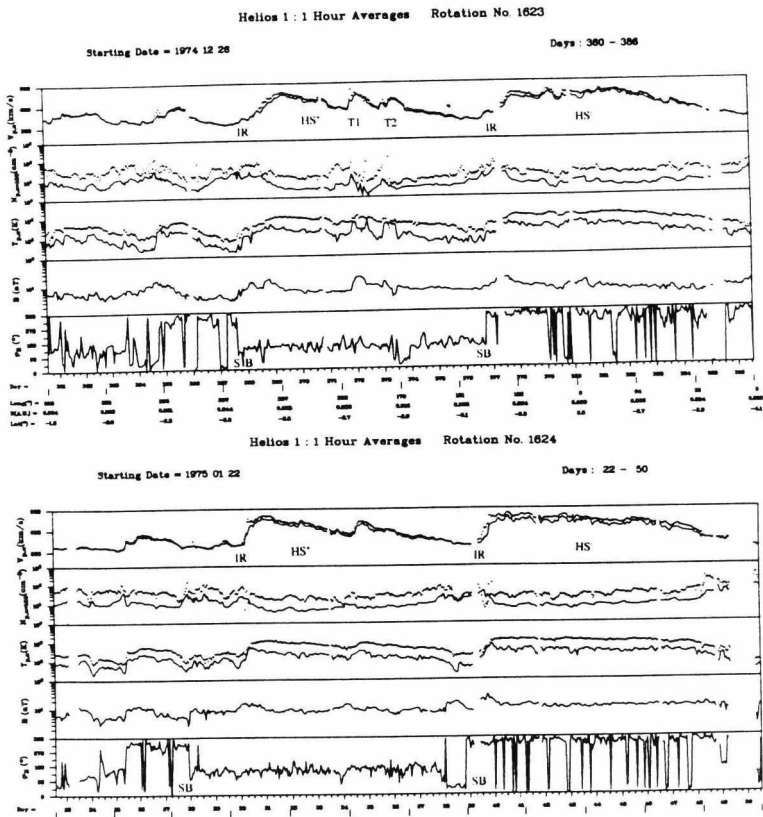


Abb. 2.13 Stundenmittelwerte von Parametern des Sonnenwindes für zwei aufeinanderfolgende Sonnenrotationen (*Carrington-Rotationen*) während 1974/75, gemessen mit Helios 1. Von oben nach unten sind folgende Parameter dargestellt: Geschwindigkeit V_p , Dichte N_p , Temperatur T_p der Protonen, Betrag und Azimutwinkel des IMF (s. A2) in der Ekliptik. Einzelne "Spitzen" in α sind eine Folge der Winkeldarstellung. Die Meßwerte für die α -Teilchen sind gepunktet dargestellt (die Anzahldichte der α -Teilchen wurde mit 100 multipliziert). Zwei schnelle Sonnenwindströme (HS) aus Koronalöchern mit unterschiedlicher magnetischer Polarität (+: $\varphi \approx 135^\circ$, -: $\varphi \approx 315^\circ$) bestimmen die Stromstruktur des Sonnenwindes. Markiert sind jeweils die Kompressionszonen (IR) der beiden schnellen Sonnenwindströme, zwei Sektorgrenzen (SB), ferner zwei während der ersten Sonnenrotation beobachtete transiente Sonnenwindstörungen (T1, T2).

In den Jahren nach dem Aktivitätsminimum kam es zur Rückbildung der großräumigen polaren Koronalöcher. Schon ab 1977 wurden nur noch vereinzelt schnelle Sonnenwindströme in der Ekliptik beobachtet. Anstelle der großen polaren Koronalöcher traten nun kleine variable Koronalöcher in mittleren Breiten auf, die sich in den Jahren nach dem Maximum dann wieder zu großen polaren Koronalöchern vereinigten, allerdings mit nun umgekehrter magnetischer Polarität. Die magnetische Kartierung der Sonne in Abb. 2.14 zeigt diese Veränderungen während der Jahre 1976 bis 1980 auf. 1979 bildeten sich sehr komplexe Magnetfeldstrukturen auf der Sonne aus, es existierte keine einheitliche Stromschicht mehr. Gegen Ende des Jahres 1980 hat sich die Polarität nördlich und südlich der Stromschicht umgekehrt. Anschließend kam es wieder zur Ausbildung einer durchgehenden Stromschicht, deren Ausbuchtungen bis zur völligen Glättung im nächsten Aktivitätsminimum immer mehr abnahmen.

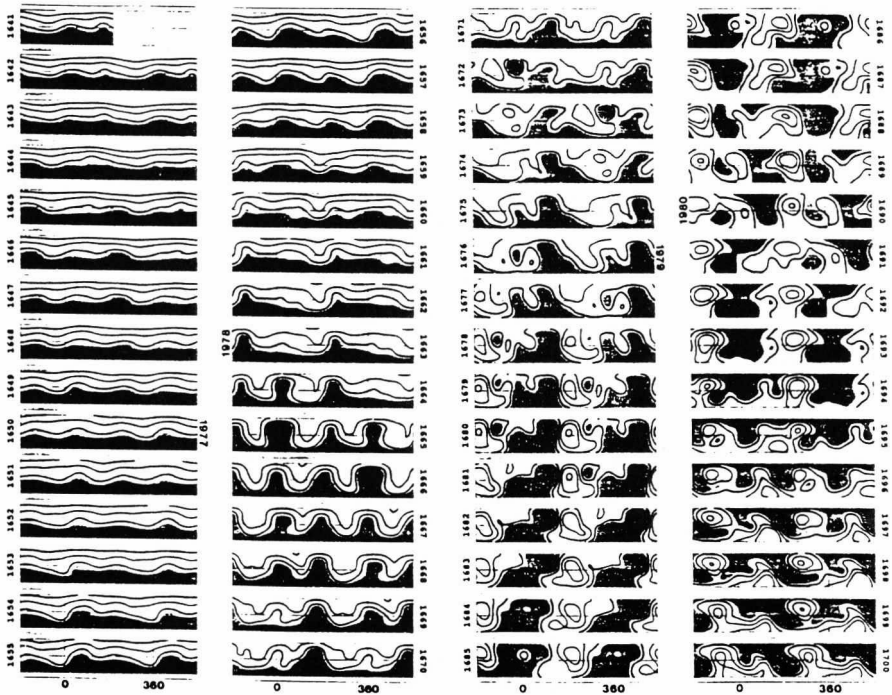


Abb. 2.14 Die Veränderung der heliosphärischen Stromschicht während der Jahre 1976 bis 1980. Dargestellt sind die photosphärische Magnetfeldstärke (Berechnung aus einem Potentialfeld) und die Polarität des solaren Magnetfeldes für einzelne Sonnenrotationen über einen Bereich von $\pm 70^\circ$ heliographischer Breite. Am Anfang und Ende eines Einzelbildes ist zusätzlich eine halbe Sonnenrotation angehängt worden. Helle Gebiete entsprechen positiver, dunkle Gebiete negativer magnetischer Polarität. Die horizontale Linie markiert den Sonnenäquator [HOEKSEMA, 1983].

Veränderungen in der Korona spiegeln sich auch in der Stromstruktur des Sonnenwindes wieder. In Abb. 2.15 sind die von Helios 1, Helios 2 und den Erdsatelliten IMP 7/8 gemessenen Sonnenwindgeschwindigkeiten für die einzelnen Sonnenrotationen der Jahre 1975 bis 1978 (IMP 7/8 nur bis 1977) fortlaufend aufgetragen. Die Zahl der transienten Sonnenwindströme, die durch eruptive Vorgänge auf der Sonne ausgelöst werden und oft mit interplanetaren Stoßwellen verbunden sind (s. Kap. 3), nahm in den Jahren nach 1976 mehr und mehr zu. Die Stromstruktur während einer einzelnen Sonnenrotation setzte sich nun oft aus einer Vielzahl vorübergehender Einzelströme zusammen, die in ihren Plasma- und Magnetfeldeigenschaften sehr variabel waren. Auf der Erde wurden dann häufig enorme Störungen des Erdmagnetfeldes beobachtet (s. Kap. 9). Die eruptiven Vorgänge in der Sonnenkorona, die die Ursachen der transienten Sonnenwindströme sind, sollen im folgenden Kapitel dieser Arbeit näher erläutert werden.

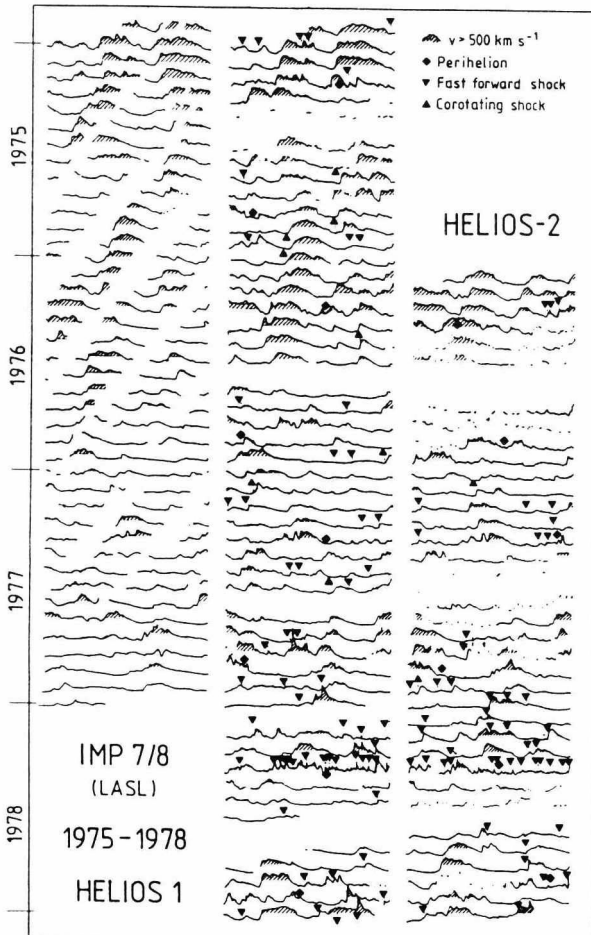


Abb. 2.15 Messungen der Sonnenwindgeschwindigkeiten während der einzelnen Sonnenrotationen in den Jahren 1975 bis 1978 von Helios 1/2 und IMP 7/8. Geschwindigkeiten über 500 km/s sind schraffiert worden. Interplanetare Stoßwellen sind mit ∇ gekennzeichnet, die Periheldurchgänge von Helios 1/2 sind mit \blacklozenge markiert (mit freundlicher Genehmigung: R. SCHWENN, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Katlenburg-Lindau).

3 Koronale Massenauswürfe und ihre Auswirkungen im interplanetaren Raum

Mit Koronagraphen an Bord von Erdsatelliten hat man entdeckt, daß in der Sonnenkorona häufig gewaltige Eruptionen stattfinden, bei denen riesige Materiemengen in den interplanetaren Raum geschleudert werden. Der erste Teil dieses Kapitels gibt einen Überblick der bisher beobachteten Eigenschaften solcher koronalen Massenauswürfe und zeigt eine Möglichkeit auf, wie ein koronaler Massenauswurf entstehen könnte. Mit der Sonnensonde Helios 1 konnten direkt die Auswirkungen koronaler Massenauswürfe im interplanetaren Raum, d.h. Stoßwellen und transiente Sonnenwindströme, die im Vergleich zum "ungestörten" Sonnenwind ganz außergewöhnliche Plasma- und Magnetfeldeigenschaften besitzen, untersucht werden. In Kapitel 3.2 werden diese und weitere Beobachtungsergebnisse, die entscheidend zum Verständnis der Zusammenhänge zwischen interplanetaren Störungen und ihren solaren Ursachen beigetragen haben, dargestellt. Obwohl noch nicht alle Einzelheiten über koronale Massenauswürfe und ihre Auswirkungen im Sonnenwind geklärt sind, weiß man heute, daß nicht, wie lange Zeit angenommen wurde, Flares auf der Sonne, sondern koronale Massenauswürfe, die primären Ursachen starker Störungen im interplanetaren Raum sind.

3.1 Koronale Massenauswürfe

Mit den Koronagraphen an Bord des Satelliten OSO-7 und der Skylab-Weltraumstation wurde 1973 entdeckt, daß es transiente Vorgänge in der Sonnenatmosphäre gibt, bei denen riesige Materiemengen direkt in den interplanetaren Raum geschleudert werden. Die Entwicklung eines imposanten koronalen Massenauswurfes (Coronal Mass Ejection, CME) zeigt die mit dem Koronagraphen des Solar-Maximum-Mission-Satelliten (SMM) aufgenommene Bildfolge in Abb. 3.1.

Eine helle, sich blasenartig ausdehnende Plasmastruktur steigt in der Korona auf. Die sehr helle vordere Front dieser Struktur hat nach etwa zwei Stunden das Gesichtsfeld des Koronagraphen verlassen. Daran anschließend folgen ein dunkler Hohlraum und eine weitere helle Front. Aus den Polarisierungseigenschaften der beobachteten Lichterscheinungen lassen sich Rückschlüsse auf die Materieeigenschaften des CME ziehen. Das stark polarisierte Licht der hellen Vorderfront stammt von verdichtetem Plasma aus der unteren Korona. Das Licht der zweiten hellen Front ist dagegen weitgehend unpolarisiert. Die Emission in der H_{α} -Linie von neutralem Wasserstoff zeigt, daß die zweite helle Front aus kühlerem chromosphärischem Material einer eruptiven Protuberanz (bzw. eines "verschwindenden" Filaments) besteht [s. Hundhausen et al., 1984]. Das Plasma wurde beim Durchgang durch die heiße Korona noch nicht bis auf die Koronatemperatur aufgeheizt und war daher schwächer ionisiert.

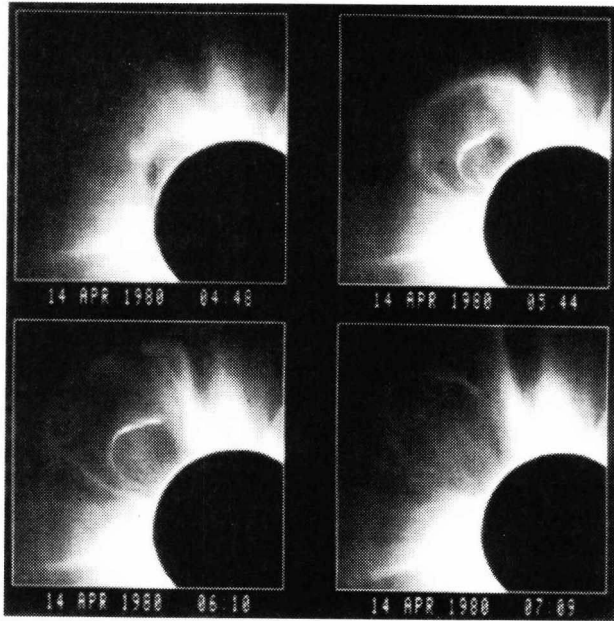


Abb. 3.1 Ein spektakulärer koronaler Massenauswurf (Coronal Mass Ejection, CME) über dem Nordpol der Sonne, beobachtet mit dem Koronagraphen des Solar-Maximum-Mission-Satelliten am 14. April 1980. Das Gesichtsfeld des Koronagraphen umfaßt einen Bereich von ca. $5 R_{\odot}$. Der Rand der schwarzen Scheibe, hinter der sich die Sonne befindet, liegt bei $1,6 R_{\odot}$. Die Bildfolge zeigt, wie Plasma im Verlauf von ca. zwei Stunden blasenartig in der Korona aufsteigt. Der hellen Vorderfront verdichteten Plasmas aus der unteren Korona folgen ein dunkler Hohlraum und eine zweite helle Front, die von chromosphärischem Protuberanzmaterial stammt [HUNDHAUSEN, 1988].

Bisher wurde bei etwa 1,5% aller beobachteten CMEs noch in Höhen über $4 R_{\odot}$ (in wenigen Fällen sogar noch bis $10 R_{\odot}$) kühleres Protuberanzmaterial festgestellt [HOWARD et al., 1985]. Der dunkle Hohlraum zwischen der Vorderfront eines CME und der nachfolgenden zweiten hellen Front ist wahrscheinlich mit starken Magnetfeldern verbunden und wird bei den meisten CMEs beobachtet [HUNDHAUSEN, 1988]. Eine dreigeteilte Strukturierung, wie bei dem hier exemplarisch dargestellten CME, wird hauptsächlich bei blasen- bzw. schleifenähnlich aussehenden CMEs vorgefunden [s. HUNDHAUSEN, 1988; KAHLER, 1987]. Die große Winkelausdehnung des CME über dem Sonnenrand (die mittlere Winkelausdehnung der CMEs beträgt etwa 45°) in Abb. 3.1 zeigt, daß ein CME ein sehr großräumiger Vorgang in der Sonnenatmosphäre ist.

Seit ihrer Entdeckung sind die CMEs als spektakuläre Manifestationen der Sonnenaktivität Gegenstand intensiver Untersuchungen. Mit den Koronagraphen an Bord der Satelliten OSO7, P78-1, SMM und der Weltraumstation Skylab sind bisher mehrere 1000 CMEs beobachtet worden. Aus den Analysen dieser CME-Beobachtungen konnten einige grundsätzliche Eigenschaften der CMEs abgeleitet werden.

Der Vergleich verschiedener CMEs ergab, daß ihre Größe, Form, Geschwindigkeit und Position über dem Sonnenrand sehr variabel sein kann [s. z.B. MUNRO und SIME, 1985; HOWARD et al., 1985]. Abb. 3.2 zeigt eine Einteilung von CMEs in drei grundsätzlich unterschiedliche Klassen (eine Klasse entspricht jeweils einer kompletten CME-Reihe in Abb. 3.2) aufgrund ihres optischen Erscheinungsbildes. Es basiert auf 998 mit dem Solwind-Koronagraphen beobachteten CMEs. Neben den auffälligen blasen- bzw. schleifenähnlich aussehenden CMEs gibt es auch strahlenartig oder komplex erscheinende CMEs. Aus der statistischen Untersuchung dieser CME-Klassen folgte, daß sich die einzelnen CME-Typen in ihrem dynamischen Verhalten qualitativ unterscheiden. Es handelt sich daher tatsächlich um unterschiedliche Typen von CMEs und nicht nur um gleichartige CMEs, die lediglich in unterschiedlichen Perspektiven beobachtet wurden.

Die CME-Eigenschaften ändern sich in Abhängigkeit von der Sonnenaktivität. Während hoher Sonnenaktivität (1979-1981) waren *curved front* und *loop* CMEs (s. Abb. 3.2) die

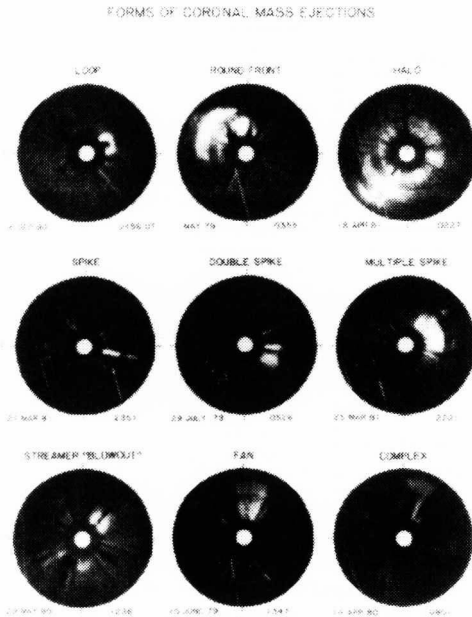


Abb. 3.2 Diese nach dem optischen Erscheinungsbild vorgenommene Einteilung von CMEs in drei Strukturklassen (entsprechend den einzelnen Reihen) basiert auf 998 mit dem Solwind-Koronagraphen im Zeitraum März 1979 bis Dezember 1981 beobachteten CMEs [HOWARD et al., 1985].

häufigsten und energiereichsten CMEs [HOWARD et al., 1985]. *Streamer blowouts* waren zu dieser Zeit energetisch am schwächsten und wurden auch seltener beobachtet (alle Angaben beziehen sich auf die durchschnittlichen Eigenschaften). Bei niedriger Sonnenaktivität (1984 bis 1985) war die CME-Häufigkeit insgesamt geringer, und die CMEs waren energetisch schwächer, wobei streamer blowouts am häufigsten beobachtet wurden [Howard et al., 1986]. Abb. 3.3 zeigt, daß CMEs bei niedriger Sonnenaktivität vorwiegend in einem engen Breitenbereich um den Sonnenäquator herum auftreten, d.h. dort, wo zu dieser Zeit die aktiven Gebiete auf der Sonne liegen. Dies stützt die Annahme, daß CMEs aus Gebieten mit geschlossener Magnetfeldtopologie auf der Sonne stammen [s. HUNDHAUSEN, 1988]. Bei hoher Sonnenaktivität werden CMEs dagegen über den gesamten Sonnenrand beobachtet, in Übereinstimmung mit der dann sehr komplexen Koronastruktur. Tab. 3.1 gibt einen Überblick über die mittleren Eigenschaften der CMEs bei hoher und niedriger Sonnenaktivität.

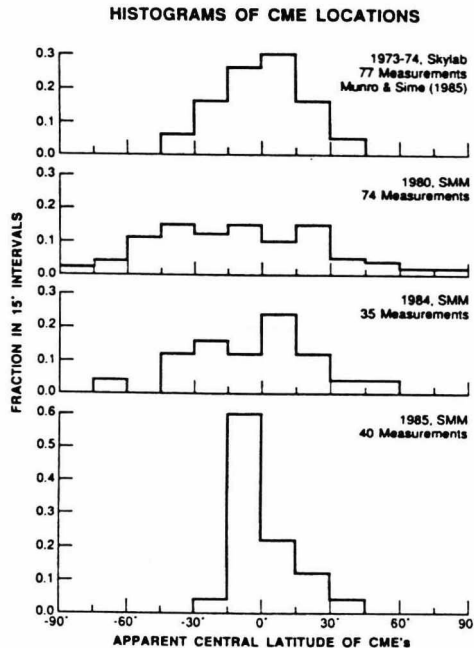


Abb. 3.3 Häufigkeitsverteilung der CME-Zentren über dem Sonnenrand in Intervallen von 15° heliographischer Breite für Zeiten sehr geringer Sonnenaktivität (1973 bis 1974, 1984, 1985) und sehr hoher Sonnenaktivität (1980). Die einzelnen CME-Beobachtungen beruhen auf Skylab- bzw. SMM-Koronagraphenbildern [aus HILDNER, 1986].

Tab. 3.1 Mittlere Eigenschaften der CMEs in Jahren mit hoher und niedriger Sonnenaktivität, basierend auf Beobachtungen mit dem Solwind-Koronagraphen auf dem Satelliten P78-1 [s. HOWARD et al., 1985; HOWARD et al., 1986]. Es bedeuten: a) Zahl der CMEs pro Tag bei kontinuierlicher Beobachtung des Sonnenrandes über den gesamten Winkelbereich. b) Radiale Geschwindigkeit der CMEs, projiziert auf die Himmelsebene. Ergänzend wurden hier die maximal und minimal beobachteten Geschwindigkeiten nach HOWARD et al. [1986] angegeben, um die große Schwankungsbreite der CME-Geschwindigkeiten aufzuzeigen. c) Die angegebenen Werte gelten für den Bereich des heliographischen Äquators unter Annahme einer Variation des mittleren Sonnenwindflusses im Sonnenzyklus. [Nach BIRD und EDENHOFER, 1990].

Beobachtungszeitraum Sonnenaktivität	1979-1981 Hoch	1984-1985 Niedrig
Sonnenfleckenrelativzahl	150	25
Anzahl der beobachteten CMEs	998	59
a) Anzahl der CMEs pro Tag	1,8	0,3
Anteil der CMEs über 45° heliogr. Breite [%]	31	7
b) Geschwindigkeit [km/s] (Bereich)	472 (50-1680)	208
Winkelbereich über dem Sonnenrand [°]	45	24
Masse [10^{15} g]	4,1	2,1
Kinetische Energie [10^{30} erg]	3,5	0,3
Äquatorialer CME Massenfluß [10^6 Protonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	22	8,4
c) Beitrag der CMEs am gesamten Sonnenwindfluß [%]	8	3

Die genaue räumliche Struktur der CMEs läßt sich aus den zweidimensionalen Koronagraphenbildern nicht leicht erschließen. Verschiedene Untersuchungsergebnisse der letzten Jahre weisen recht eindeutig darauf hin, daß es sich bei den CMEs eher um dreidimensionale Blasen (*bubbles*) als um planare Schleifen (*loops*) handelt [s. z.B. WEBB, 1988; MACQUEEN und HOLZER, 1988]. Dafür sprechen auch vereinzelte CME-Beobachtungen, bei denen die CME-Front sich scheinbar nach allen Seiten von der Sonne weg ausbreitet (sogenannte *Halo-CMEs*) [s. HOWARD et al., 1982]. Eine sich frontal in Richtung auf einen Beobachter zubewegende Plasmablase wäre eine plausible Erklärung für diese Beobachtungen. Möglicherweise besitzen verschiedene CME-Typen auch unterschiedliche räumliche Strukturen. Eine weitere Beobachtungsmethode für CMEs, mit allerdings geringerer Zeitauflösung, scheint die dreidimensionale Struktur der CMEs ebenfalls zu bestätigen. Mit den Messungen der *Zodiakallicht-Photometer* an Bord von Helios 1 und Helios 2 konnten ebenfalls CMEs identifiziert werden [s. JACKSON und LEINERT, 1985;

3 Koronale Massenauswürfe

JACKSON, 1985; WEBB und JACKSON, 1990]. Mitunter war es mit dieser Methode sogar möglich, einen CME über einen großen räumlichen Bereich (ca. $15 R_s$ bis 1 AU) quasi stereoskopisch durch die drei in unterschiedliche Raumrichtungen blickenden Photometer zu verfolgen. Abb. 3.4 zeigt einen direkten Vergleich der Beobachtung eines CME durch den Solwind-Koronagraphen mit Ergebnissen, die aus den Helios 2 -Photometerdaten gewonnen wurden. In den Helligkeitskonturlinien erkennt man, daß der in den Koronagraphenbildern schleifenähnlich aussehende CME wahrscheinlich eher eine dreidimensionale Struktur besaß.

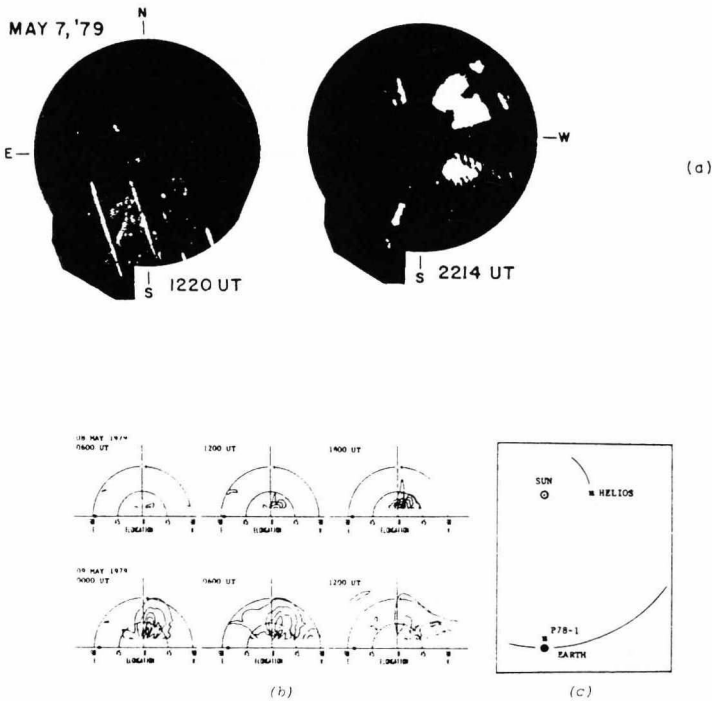


Abb. 3.4 (a) Mit dem Solwind-Koronagraphen auf dem Satelliten P78-1 wurde am 7. Mai 1979 ein CME über dem nordwestlichen Sonnenrand beobachtet. (b) Der CME ist auch eindeutig am 8. und 9. Mai in einem größeren Abstand von der Sonne in den Helligkeitskonturlinien, die aus den Helios 2 -Photometerdaten ermittelt wurden, zu erkennen. (c) Die Position von Helios 2 und des Erdsatelliten P78-1 in der Ekliptik. Helios 2 befand sich zur Beobachtungszeit im Perihel der Umlaufbahn bei 0,3 AU, von der Erde aus gesehen gegenüber dem Westrand der Sonne [nach MICHELS et al., 1984].

Die Ursachen, die zu einem CME führen, einschließlich der dabei ablaufenden plasma-physikalischen Prozesse, sind bisher noch nicht geklärt [s. z.B. HILDNER, 1986; KÄHLER, 1987]. Man nimmt an, daß Umstrukturierungen des koronalen Magnetfeldes, bei denen magnetische Spannungen abgebaut werden bzw. eine Relaxation der Korona bewirkt wird, eine zentrale Rolle spielen [s. HILDNER, 1986; PRIEST, 1988]. Da mehr als 70% der bisher untersuchten CMEs mit eruptiven Protuberanzen (sowohl in aktiven als auch in ruhigen Gebieten) assoziiert waren [WEBB und HUNDHAUSEN, 1987; MUNRO et al., 1979; s. auch WEBB, 1988], könnte ein CME möglicherweise durch die Eruption einer Protuberanz ausgelöst werden.

Die Fußpunkte der Magnetfeldlinien einer Protuberanz befinden sich in der brodelnden Photosphäre in ständiger Bewegung, wobei starke magnetische Spannungen aufgebaut werden könnten, die dann bei der Eruption der Protuberanz, möglicherweise in Form eines CME, abgebaut werden. Schematisch ist in Abb. 3.5 gezeigt, wie ein solcher Vorgang ablaufen könnte, der von SCHWENN [1991] sehr anschaulich beschrieben wird: "Eine ruhige Protuberanz wird mitsamt dem darüberliegenden Hohlraum durch Magnetfeldarkaden niedergehalten, wie ein Fesselballon von seinen Halteleinen. Wenn dieses Gleichgewicht gestört wird, beginnt der Ballon bzw. die Protuberanz aufzusteigen und wird so zum CME."

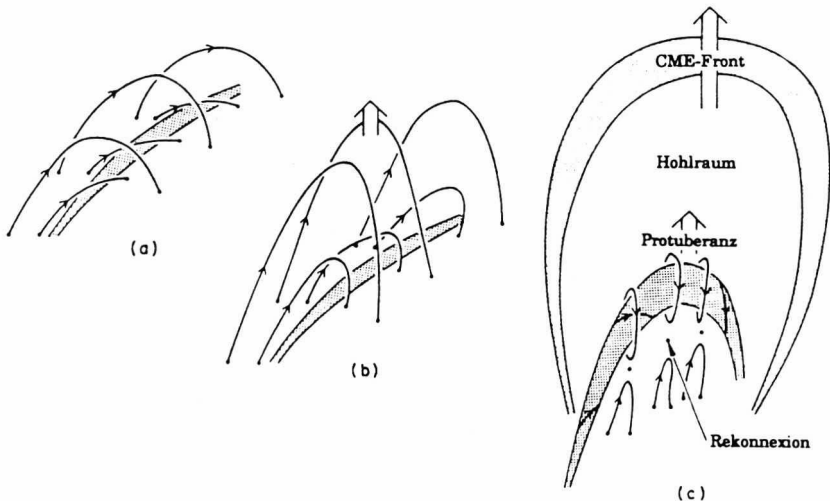


Abb. 3.5 Schemabild einer eruptiven Protuberanz: (a) Die Protuberanz wird noch von der magnetischen Arkade im Gleichgewicht gehalten. (b) Die Arkade verliert ihre Stabilität und beginnt aufzusteigen. (c) Die Protuberanz steigt mit auf. Unter ihr befindet sich ein Gebiet von *Feldlinienverschmelzung (Rekonnexion, Reconnection)*. Zur vorderen Front des sich formierenden CME wird das von der magnetischen Arkade verdichtete Plasma, dahinter liegen der Hohlraum und das "kalte" Protuberanzmaterial, etwa so, wie es in Abb. 3.1 zu beobachten ist [nach PRIEST, 1988; aus SCHWENN, 1991].

Bei energetischen Vorgängen auf der Sonne wurde den Flares auf der Sonne lange Zeit größte Bedeutung zugeschrieben. Der Zusammenhang zwischen Flares und CMEs soll daher näher erläutert werden. Die beobachtete Assoziation zwischen CMEs und Flares war viel geringer als die Assoziation zwischen CMEs und eruptiven Protuberanzen [s. MUNRO et al., 1979; WEBB und HUNDHAUSEN, 1987]. Heute ist bekannt, daß CMEs auch völlig ohne Flare-Ereignis auftreten können [s. z.B. SHEELEY et al., 1985]. Das Flare ist wahrscheinlich nur die Folgeerscheinung eines bisher unbekanntes Prozesses, der vermutlich auch die im Vorlauf von einigen CMEs beobachtete weiche Röntgenstrahlung auslöst. Messungen des Solar-Maximum-Mission-Satelliten haben nämlich gezeigt, daß bei CMEs weiche Röntgenstrahlung zu Zeitpunkten festgestellt wurde, die den extrapolierten Startzeiten der CMEs auf der Sonne entsprach [HARRISON, 1986]. Die mit den CMEs assoziierten Flares wurden dabei, wenn überhaupt, erst 15 bis 30 Minuten später beobachtet, und der Ort des Flares lag immer nahe einem der beiden Fußpunkte der magnetischen Arkade des CME-Gebietes, also nicht in dessen Zentrum [s. HARRISON, 1991]. Die Flares können daher nicht die Auslöser der CMEs gewesen sein. Abb. 3.6 veranschaulicht vereinfacht die räumliche und zeitliche Beziehung zwischen dem Auftreten des CME, dem Ausbruch der weichen Röntgenstrahlung und dem Flareereignis.

Es ist allerdings wichtig zu wissen, daß bei sehr starken solaren Ereignissen meistens alle Arten von solaren Aktivitätserscheinungen mit dem CME in Verbindung auftreten: Flares, Radiostrahlung, harte Röntgenstrahlung, energetische Teilchen und Gammastrahlung.

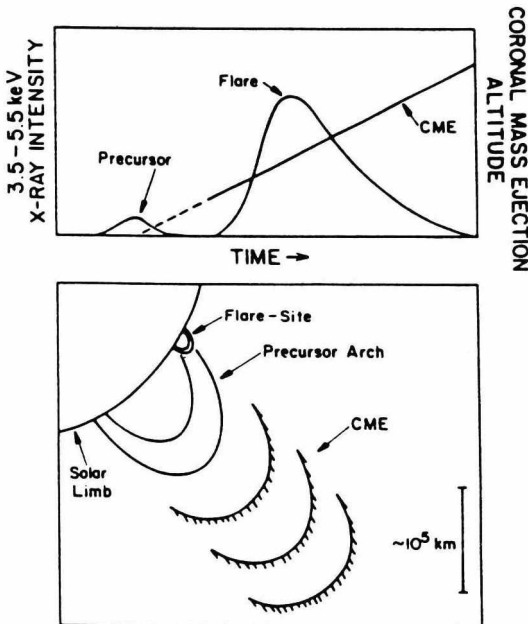


Abb. 3.6 Schematische Darstellung der zeitlichen (oben) und räumlichen (unten) Beziehung der einzelnen Aktivitätsphänomene für einen Flare-assoziierten CME. Weiche Röntgenstrahlung tritt als Vorläufer (Precursor) des anschließend beobachteten CME zu einem Zeitpunkt auf, der der extrapolierten Startzeit des CME auf der Sonne entspricht. Das Flare-Ereignis findet dagegen erst einige Zeit später statt. Das Flare wird typisch nahe einem der beiden Fußpunkte der magnetischen Arkade des CME beobachtet [HARRISON, 1986].

Ob es grundsätzliche Unterschiede zwischen Flare-assoziierten CMEs und rein Protuberanz-assoziierten CMEs gibt, auf die einige Untersuchungsergebnisse hinweisen, ist nicht zweifelsfrei geklärt. Nach Beobachtungen von MACQUEEN und FISHER [1983] besaßen Flare-assoziierte CMEs im Vergleich zu rein Protuberanz-assoziierten CMEs höhere radiale Geschwindigkeiten und wurden im Gesichtsfeld von Koronagraphen zwischen $2 R_S$ und $10 R_S$ nicht nachbeschleunigt. Nach SIME [1986] sind schleifenähnliche CMEs hauptsächlich nur mit Protuberanzen, CMEs mit weniger regelmäßigerem Aussehen dagegen vor allem mit Flares assoziiert. Diese Ergebnisse müssen durch weitere Analysen aber noch eingehend überprüft werden.

Die CMEs stehen heute neben den Koronalöchern als zweite gesicherte Sonnenwindquelle fest. Die bisherigen Abschätzungen (s. Tab. 3.1) haben ergeben, daß die beobachteten CMEs nur einen kleinen Anteil des gesamten Sonnenwindflusses ausmachen. Das momentane Wissen über die CMEs ist trotz einer Vielzahl an Beobachtungen noch recht lückenhaft. Die folgenden Fragestellungen machen dies sicherlich deutlich:

- Wie werden CMEs ausgelöst ?
- Welche Rolle spielt magnetische Rekonnexion bei diesen Vorgängen ?
- Wodurch werden CMEs beschleunigt, bzw. wieso sind einige CMEs so schnell (1800 km/s), andere CMEs, die scheinbar sehr lange nachbeschleunigt werden, so langsam (50 km/s) ?

3.2 Die interplanetaren Auswirkungen koronaler Massenauswürfe

- Interplanetare Stoßwellen, transiente Sonnenwindströme, magnetische Wolken -

Um die Auswirkungen koronaler Massenauswürfe im interplanetaren Raum zu untersuchen, wünschte man sich eine Meßsonde genau in der Zielrichtung eines CME. Solche idealen Untersuchungsbedingungen konnten mit der Raumsonde Helios 1 und dem Solwind-Koronagraphen auf dem Satelliten P78-1 tatsächlich realisiert werden. Die dabei gewonnenen Beobachtungsergebnisse haben entscheidend zur Klärung der Zusammenhänge zwischen solaren Ereignissen und transienten Störungen im interplanetaren Raum beigetragen.

Mit dem Solwind-Koronagraphen wurde am 13. Mai 1981 ein großer CME über dem Ostrand der Sonne, direkt in Zielrichtung auf Helios 1 (Position in der Ekliptik, relativ zur Erde: $E94^\circ$), beobachtet. Dieser CME war mit einem starken (X1/3B) Flare assoziiert [SHEELEY et al., 1985]. Etwa 17 Stunden nach der CME-Beobachtung traf eine starke

interplanetare Stoßwelle⁵ bei Helios 1 bei 0,63 AU ein. Die Stoßwelle ist in Abb. 3.7 an dem abrupten Anstieg von Geschwindigkeit, Dichte und Temperatur zu erkennen (auch das Magnetfeld, das in Abb. 3.7 nicht gezeigt ist, steigt bei einer Stoßwelle sprunghaft an). Die gesamte Sonnenwindstörung dauerte anschließend insgesamt noch etwas länger als einen Tag an, bevor sich Helios 1 wieder in einem "ruhigeren" Sonnenwindstrom⁶ befand. Die Geschwindigkeit des CME von 1500 km/s im Gesichtsfeld des Koronagraphen war in guter Übereinstimmung mit der aus der Laufzeit zu Helios 1 berechneten mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit von 1470 km/s [SCHWENN, 1983b]. Daß die berechnete lokale Stoßwellengeschwindigkeit mit 1310 km/s etwas geringer war, deutet auf eine Abbremsung der Stoßwelle im Verlauf ihrer Ausbreitung hin.

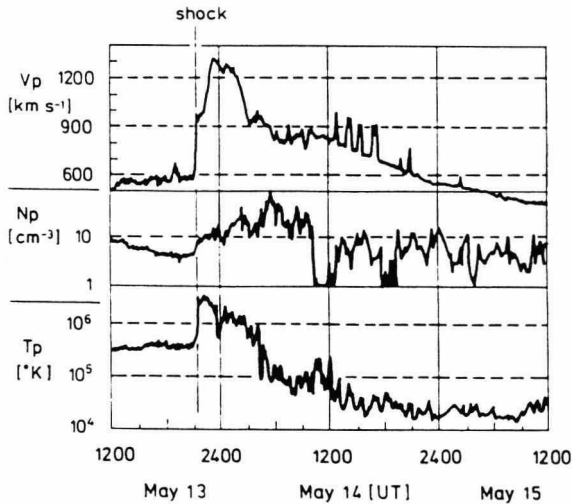


Abb. 3.7 Eine starke interplanetare Stoßwelle im Sonnenwind, beobachtet mit Helios 1 am 13.5.1981 bei 0,63 AU. Ursache dieser Stoßwelle war ein schneller (1500 km/s) CME, der mit dem Solwind-Koronagraphen an Bord des Satelliten P78-1, über dem Ostrand der Sonne, direkt in Zielrichtung auf Helios 1, beobachtet wurde [SCHWENN, 1983b].

⁵ Strenggenommen müßte in der deutschen Übersetzung der Begriff *kollisionsfreie Stoßwelle* (*collisionless shock wave*) verwendet werden, da im Sonnenwind, im Gegensatz zu Flüssigkeiten und Gasen, die klassische Dissipation von Energie durch Teilchenstöße praktisch keine Rolle spielt. Die genauen mikro-kinetischen Prozesse, die diese Dissipation bei Stoßwellen in Weltraumplasmen bewirken, sind noch nicht eindeutig geklärt [s. z.B. PARKS, 1991]. Relevant für diese Arbeit sind nur die makroskopischen Eigenschaften transienter, *schneller vorwärtsgerichteter Stoßwellen* (*fast forward shock waves*) im Sonnenwind [s. z.B. die Übersichtsartikel über Stoßwellen im Sonnenwind von RICHTER et al., 1985 oder SCHOLER, 1991a].

⁶ Die Position der Sonde kann über die in dieser Arbeit betrachteten Zeiträume immer als stationär gegenüber der Störung angesehen werden.

Da die Position von Helios 1 während der Jahre 1979 bis 1982 zu 85% der Gesamtzeit in einem Bereich nahe des von der Erde aus gesehenen west- oder östlichen Sonnenrandes lag, war es möglich, über einen relativ langen Beobachtungszeitraum, die von Helios 1 festgestellten Stoßwellen mit den CME-Beobachtungen des Solwind-Koronagraphen auf dem Erdsatelliten P78-1 zu korrelieren. Zusätzlich wurde auch die Flareaktivität auf der Sonne während dieser Ereignisse genau untersucht.

Die wichtigsten Ergebnisse dieser direkten CME-Stoßwellen-Untersuchung lauten zusammengefaßt [s. SHEELEY et al., 1985; SCHWENN, 1986]:

Eine interplanetare Stoßwelle wurde von Helios 1 mit fast 100% Sicherheit beobachtet (unabhängig vom Abstand zur Sonne), wenn:

- Helios 1 sich im Winkelbereich des CME befand,
- die Geschwindigkeit des CME im Gesichtsfeld des Koronagraphen größer als 400 km/s war.

Für den Zusammenhang mit Flares ergab sich:

- Für einen Teil der CMEs gab es eindeutig kein zugeordnetes Flareereignis.

Kompliziert wurde die Korrelation der CMEs mit in situ Beobachtungen mitunter, wenn von besonders aktiven Gebieten auf der Sonne in kurzer zeitlicher Folge gleich mehrere CMEs hintereinander ausgingen. Dann wurden auch von Helios 1 mehrere Stoßwellen festgestellt, die eine eindeutige Zuordnung der Einzelereignisse erschwerte. Im interplanetaren Raum können so auch *zusammengesetzte Sonnenwindströme (compound streams)* entstehen [s. BURLAGA et al., 1987].

Interplanetare Stoßwellen können indirekt auch durch die *IPS-Methode (Interplanetary Scintillations)* untersucht werden, und zwar auch außerhalb der Ebene der Ekliptik [s. WATANABE und KAKINUMA, 1984; WATANABE und SCHWENN, 1989]. Mit dieser Methode wurde für Stoßwellen eine typische Ausdehnung von 100° solarer Länge und 50° solarer Breite abgeschätzt. In Übereinstimmung mit diesen Abschätzungen sind die Ergebnisse von CANE [1988] und CHAO und LEPPING [1974]. Aus Stoßwellenbeobachtungen bei 1 AU, für die die Ursprungsregion auf der Sonne relativ eindeutig bestimmt werden konnte, ergab sich als typische Längenausdehnung einer Stoßwelle ebenfalls ein Wert von ca. 100° solarer Länge. Eine interplanetare Stoßwelle besitzt nach diesen Ergebnissen eine größere Längenausdehnung als Breitenausdehnung, d.h. sie weist eine "abgeplattete" räumliche Struktur auf. Daß interplanetare Stoßwellen sehr großräumige Strukturen sind, zeigten auch die Messungen der beiden Helios-Sonden. In der Folge eines sehr starken solaren Ereignisses wurden beide Sonden, trotz eines Abstandes von 140° in solarer Länge, noch von der gleichen Stoßwelle erfaßt [SCHWENN, 1986]. Aufgrund

dieser Größenordnungen könnte z.B. ein Beobachter im interplanetaren Raum sogar noch von einer Stoßwelle erfaßt werden, die durch einen CME hinter dem (vom Beobachter aus) sichtbaren Sonnenrand ausgelöst wurde. In Einzelfällen sind allerdings starke Abweichungen von den angegebenen Größenordnungen möglich, z.B. falls die Ausbreitung einzelner Abschnitte der gesamten Stoßwellenfront in ganz unterschiedliche Sonnenwindströme hinein erfolgt. Dann sollte die Struktur der Stoßwellenfront stark diskontinuierlich werden. Dies erklärt auch die Fälle, bei denen trotz eines sehr geringen Längenabstandes nur eine der beiden Helios-Sonden die Stoßwelle registrierte [SCHWENN, 1984].

Man würde erwarten, neben der Stoßwelle auch die bei den CMEs in den interplanetaren Raum ausgeworfene Koronamaterie festzustellen, worauf auch schon einige der ersten Messungen im Sonnenwind hingedeutet haben [s. z.B. HIRSHBERG et al., 1970]. Bei etwa der Hälfte der CME-korrelierten Stoßwellen wurde mit Helios 1 einige Stunden nach der Stoßwelle Plasma beobachtet, daß sich in seinen Eigenschaften von denen des "normalen" Sonnenwindes unterschied [SHEELEY et al., 1985]. Hohe Magnetfeldstärken, niedrige Plasmatemperaturen und Anisotropien in den Teilchenflüssen sind einige der im Anschluß an interplanetare Stoßwellen bisher im Sonnenwind häufig festgestellten Merkmale (s. Tab. 3.2, S. 37). Das Plasma weist oft außergewöhnlich hohe Anteile ($\geq 8\%$) von He^{++} [BORRINI et al., 1982] auf, und in drei Fällen wurden im Sonnenwind sogar Anteile von bis zu 30% an He^+ gemessen [s. SCHWENN et al., 1980; GOSLING et al., 1980; ZWICKL et al., 1982]. Normalerweise ist der gemessene Anteil an He^+ im Sonnenwind nur von der Größenordnung $1 \cdot 10^{-6}$! Das durch diese CMEs ausgeworfene Plasma wurde beim Durchgang durch die Korona offenbar nur schwach aufgeheizt. Dagegen muß das Plasma bei den in anderen Fällen beobachteten Anreicherungen von Fe^{16+} -Ionen [s. z.B. BAME et al., 1979] gerade enorm stark ($> 3 \cdot 10^6$ K) aufgeheizt worden sein. Die bei den CMEs ausgestoßene Materie kann also sehr unterschiedliche Plasmaeigenschaften im interplanetaren Raum besitzen.

Bei genügend hoher Geschwindigkeit wirkt die bei einem CME ausgestoßene Materie offenbar wie ein Kompressionskolben, der im interplanetaren Raum eine Stoßwelle vor sich herreibt. Man nennt dieses Plasma daher auch *Treibergas* oder *Kolbengas* (*driver gas, piston*)⁷.

In situ Messungen haben gezeigt, daß meistens nicht alle der für ein Treibergas als charakteristisch angesehenen Merkmale zugleich beobachtet werden. In Abb. 3.8 ist eine mögliche Topologie einer interplanetaren Stoßwelle in der Ekliptik, nach Ergebnissen von BAME et al. [1979], dargestellt. Das Treibergas ist fleckenhaft mit erhöhten Heliumanreicherungen durchsetzt, d.h. inhomogen. Das bedeutet, daß Beobachter auf unterschiedlichen Trajektorien durch das Treibergas verschiedene Plasmamerkmale feststellen könnten.

BORRINI et al. [1982] hatten in einer Analyse festgestellt, daß nur nach etwa der Hälfte aller Stoßwellen auch Treibergaseigenschaften beobachtet werden. Sie schlugen

⁷ Die mögliche Existenz reiner *Druckwellen* (*blast waves*) im Sonnenwind, wie sie PARKER [1961] vorgeschlagen hat, kann allerdings nicht grundsätzlich ausgeschlossen werden.

A POSSIBLE GEOMETRY OF PLASMA DRIVING A SHOCK WAVE

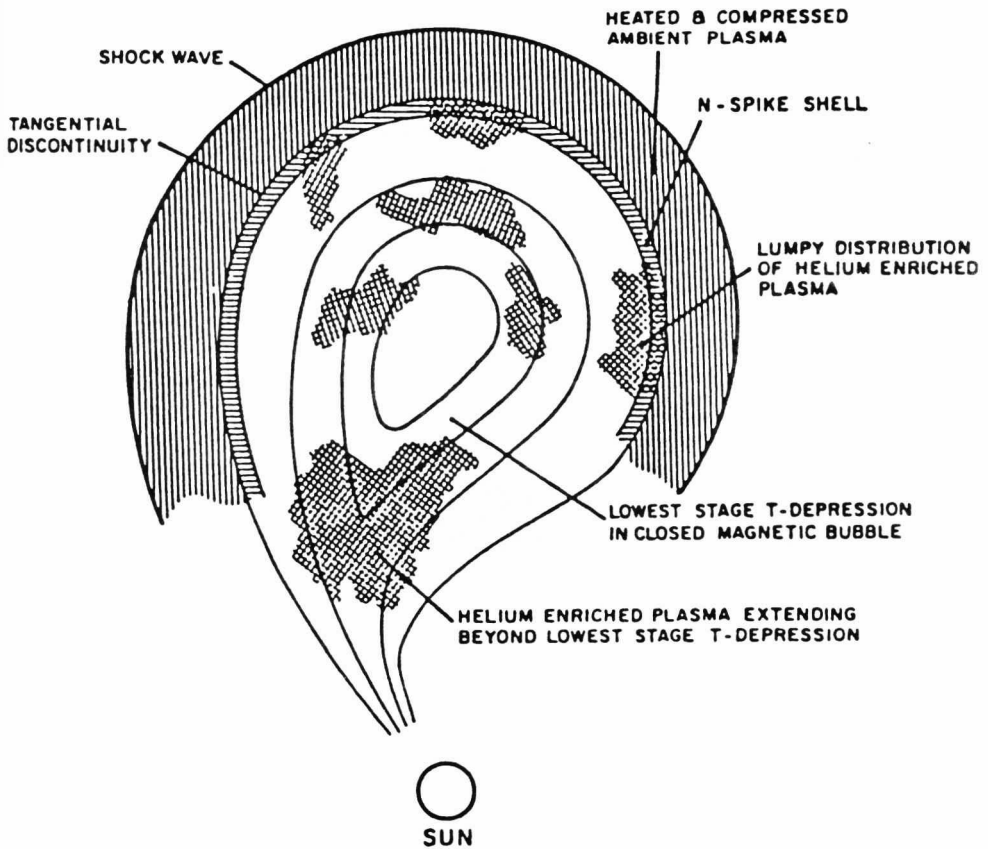


Abb. 3.8 Schematische Topologie einer interplanetaren Stoßwelle in der Ekliptik. Das Treibergas ist fleckenhaft mit erhöhten Heliumanreicherungen (*Lumpy Distribution Of Helium Enriched Plasma*) durchsetzt. Direkt im Zentrum der Struktur befindet sich blasenähnlich eingeschlossenes Plasma mit niedriger Temperatur. Der komprimierte Sonnenwind ist in dieser Darstellung vom Treibergas zusätzlich durch eine Plasma-diskontinuität in Form einer Zone erhöhter Dichte (*N-Spike Shell*) getrennt [aus BAME et al., 1979; nach HUNDHAUSEN, 1972].

zur Erklärung dieses Beobachtungsergebnisses, die in Abb. 3.9 schematisch dargestellte Topologie für eine interplanetare Stoßwelle vor. Das Treibergas ist aufgrund der Beobachtungen durch erhöhte Magnetfeldstärke $|B|$, erhöhte Heliumanreicherung $A(\text{He})$ und niedrige Protonentemperatur ($\text{Low } T_p$) ausgezeichnet. Die Stoßwellenfront (Shock Front) ist wesentlich ausgedehnter als die Region des Treibergases selbst. Ein Beobachter im Bereich der Stoßwellenfront würde, je nach seiner Position, entweder von der Stoßwelle und dem Treibergas oder lediglich von der Stoßwelle erfaßt werden.

Bei transienten Sonnenwindströmen, die mit einer Stoßwelle verbunden sind, d.h. den stärksten interplanetaren Störungen, kann aufgrund der aufgezeigten Beobachtungsergebnisse direkt auf einen CME auf der Sonne als solare Ursache zurückgeschlossen werden. Nicht jeder CME verursacht aber einen transienten Sonnenwindstrom im interplanetaren Raum, der auch mit einer Stoßwelle verbunden ist (s.u.).

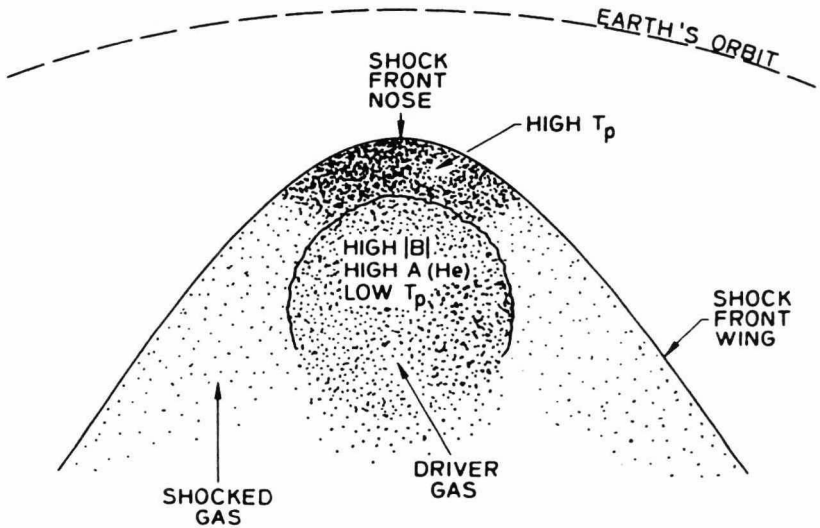


Abb. 3.9 Die Stoßwellenfront (Shock Front) ist in dieser Darstellung einer interplanetaren Stoßwelle in der Ekliptik wesentlich ausgedehnter als die Treibergasregion (Driver Gas). Zwischen der Stoßwelle und dem Treibergas entsteht durch die Kompression und Umlenkung des vorher ungestörten Sonnenwindes eine Region erhitzten, turbulenten Plasmas [BORRINI et al., 1982].

Als universellstes Identifikationskriterium für transiente Sonnenwindströme im interplanetaren Raum, die durch CMEs auf der Sonne ausgelöst wurden, werden zur Zeit Anisotropien *suprathermischer Elektronen* ($> ca. 80 \text{ eV}$) im Sonnenwind angesehen. Solche Anisotropien werden sowohl über den Zeitraum des Treibergases, d.h. bei transienten Sonnenwindströmen, die mit einer Stoßwelle verbunden sind, als auch bei einzelnen Sonnenwindströmen ohne Stoßwelle beobachtet [s. GOSLING et al., 1987; GOSLING, 1990]. Die Anisotropien der Elektronen sind deshalb außergewöhnlich, da im Sonnenwind mit nach außen offen verlaufenden unipolaren Magnetfeldlinien ein von der Sonne weggerichteter Fluß von Elektronen dieser Energien auftritt, den man den *Strahl* nennt [s. FELDMAN et al., 1975; ROSENBAUER et al., 1977; PILIPP et al., 1990]. Bei diesen Energien können sich die Elektronen entlang der Magnetfeldlinien bis zu großen Abständen von der Sonne (einige AU) stoßfrei in den interplanetaren Raum ausbreiten. Man deutet daher den Elektronenfluß als Wärmefluß aus der heißen Sonnenkorona. Bei den beobachteten Anisotropien wurden dagegen Elektronenflüsse in entgegengesetzter Richtung entlang der Magnetfeldlinien festgestellt (*Bi-Directional-Electrons, BDEs*). Ein Beispiel einer solchen Messung ist in Abb. 3.10 dargestellt.

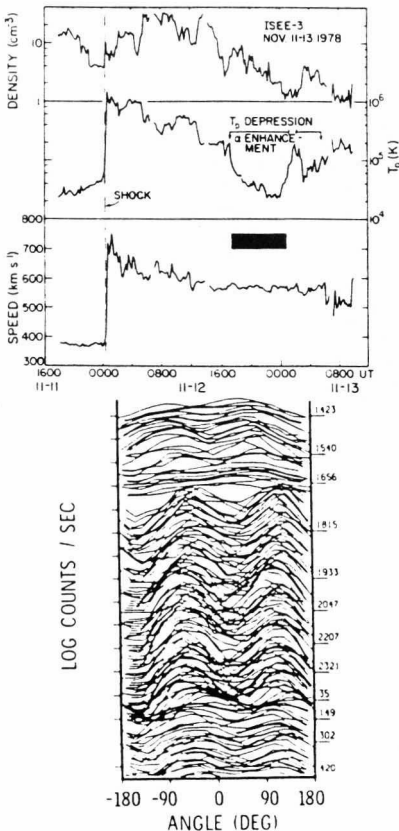


Abb. 3.10 Anzahldichte, Temperatur und Geschwindigkeit des Sonnenwindes, gemessen mit ISEE 3 (International Sun Earth Explorer) bei 1 AU, für den 11. bis 13. November 1978. Einer Stoßwelle (Shock) folgt einige Stunden später Treibergas (zu erkennen an der ungewöhnlich niedrigen Protonentemperatur). Der schwarze Balken markiert den Zeitraum, über den BDEs beobachtet wurden. Darunter sind zeitlich fortlaufend für den Zeitraum 12.11. 14:23 UT bis 13.11. 04:20 UT die Zählraten (log counts/sec) von Elektronen mit Energien $> 100 \text{ eV}$ gegen den Einfallswinkel in der Ekliptik im Abstand von 5 min aufgetragen. 0° entspricht der Richtung zur Sonne, 180° der antisolaren Richtung. Von 17:00 UT bis 0:00 UT wurden am 12.11. BDEs gemessen [nach BAME et al., 1981].

Eine Erklärung der Elektronen-Anisotropien sind Sonnenwindströme mit geschlossenen Magnetfeldlinientopologien [GOSLING et al., 1992; GOSLING, 1990]. Zwei unterschiedliche magnetische Konfigurationen, die BDEs erklären können, stehen heute unentschieden nebeneinander (s. Abb. 3.11). Die eine Konfiguration entspricht der magnetischen Topologie einer vollständig von der Sonne abgelösten *magnetischen Plasmablase* oder *Magnetfeldschleife*. Die andere Möglichkeit wäre, daß die Magnetfeldlinien noch mit der Sonne verbunden bleiben, wie es bei einer weit in den interplanetaren Raum hinausgezogenen *magnetischen Flasche* oder *magnetischen Flußröhre* der Fall sein könnte. In beiden Fällen werden die Elektronen von den Magnetfeldlinien gefangengehalten und laufen in entgegengesetzten Richtungen entlang der Magnetfeldlinien.

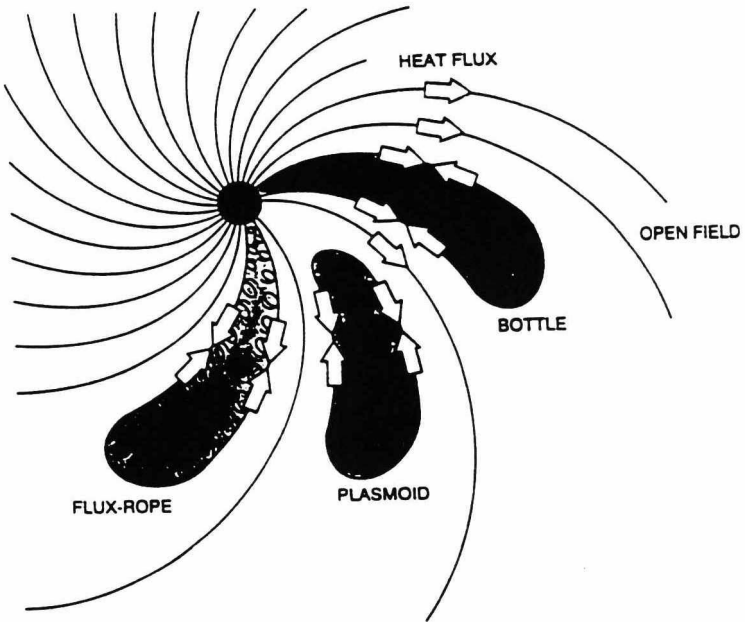


Abb. 3.11 Mögliche Ursachen für das Auftreten von BDEs im Sonnenwind. Zusätzlich ist gezeigt, daß auf den nach außen offen verlaufenden unipolaren Magnetfeldlinien im Sonnenwind ein von der Sonne weggerichteter Elektronenfluß (der Strahl) aus der Korona beobachtet wird. Magnetfeldtopologien in Form einer *magnetischen Flasche* (*Bottle*), einer *Plasmablase* (*Plasmoid*) oder einer *magnetischen Flußröhre* (*Flux-Rope*) können das Auftreten von Elektronenflüssen in entgegengesetzten Richtungen entlang der Magnetfeldlinien erklären [PHILLIPS et al., 1992; nach GOSLING, 1990].

Mitunter werden im Sonnenwind sogar Sonnenwindströme beobachtet, deren außergewöhnliche Magnetfeldeigenschaften die Richtigkeit der in Abb. 3.11 dargestellten Vorstellungen zumindest anschaulich bestätigen. Die Beobachtung eines solchen Sonnenwindstroms durch die Sonnensonde Helios 1 zeigt Abb. 3.12. Dieser transiente Sonnenwindstrom wurde im Anschluß an eine interplanetare Stoßwelle im Juni 1980 bei 0,5 AU direkt als Folge eines in Zielrichtung auf die Sonde erfolgten CME (registriert mit dem Solwind-Koronagraphen an Bord des SMM-Satelliten) festgestellt [BURLAGA et al., 1982]. Der im Anschluß an die Stoßwelle beobachtete Sonnenwindstrom besitzt eine sehr hohe Magnetfeldstärke und auffällig niedrige Protonentemperatur, d.h. typische Treibergaseigenschaften. Über den in Abb. 3.11 markierten Zeitraum von 17 Stunden findet eine gleichmäßige Richtungsänderung des Magnetfeldvektors aus der Nord- (+ θ) in die Südrichtung (- θ) relativ zur Ekliptik statt, d.h. die Magnetfeldorientierung in diesem Sonnenwindstrom weicht völlig von der Parkerspiralrichtung des IMF im "ungestörten" Sonnenwind ab. Eine solche Magnetfeldvariation würde man anschaulich bei der Passage einer entsprechend orientierten magnetischen Schleife erwarten. Der magnetische Druck ($B^2/8\pi$) war über den in Abb. 3.12 gekennzeichneten Zeitraum viel höher als der thermische Druck ($N \cdot k \cdot T$) des Plasmas [BURLAGA et al., 1982]. Solche Sonnenwindströme nennt man *magnetische Wolken* (*magnetic clouds*). Im nächsten Kapitel dieser Arbeit sollen die Eigenschaften magnetischer Wolken genauer betrachtet werden.

In Tab. 3.2 sind abschließend die Plasma- und Magnetfeldcharakteristika zusammengefaßt, die man heute als Identifikationsmerkmale für CMEs im Sonnenwind ansieht, wobei aber einige dieser Merkmale, für sich allein genommen, noch nicht hinreichend für die eindeutige Identifikation eines CME im Sonnenwind sind.

Tab. 3.2 Plasma- und Magnetfeldcharakteristika, die als Signaturen von CMEs im Sonnenwind angesehen werden, einschließlich jeweils einer Referenz. Einige dieser Signaturen sind einzeln noch nicht ausreichend zur eindeutigen Identifikation eines CME [nach GOSLING, 1990].

Merkmal	Referenz
Erhöhte Heliumanreicherung	HIRSHBERG et al. [1970]
Ungewöhnlich niedrige Ionen- und Elektronentemperaturen	GOSLING et al. [1973]
Außergewöhnliche Ionisierungszustände	SCHWENN et al. [1980]
Hohe Magnetfelder	HIRSHBERG und COLBURN [1969]
Niedrige Varianz des Magnetfeldes	PUDOVKIN et al. [1979]
Ungewöhnliche Magnetfeldvariationen	KLEIN und BURLAGA [1982]
BDPs	MARSDEN et al. [1987]
BDEs	BAME et al. [1981]

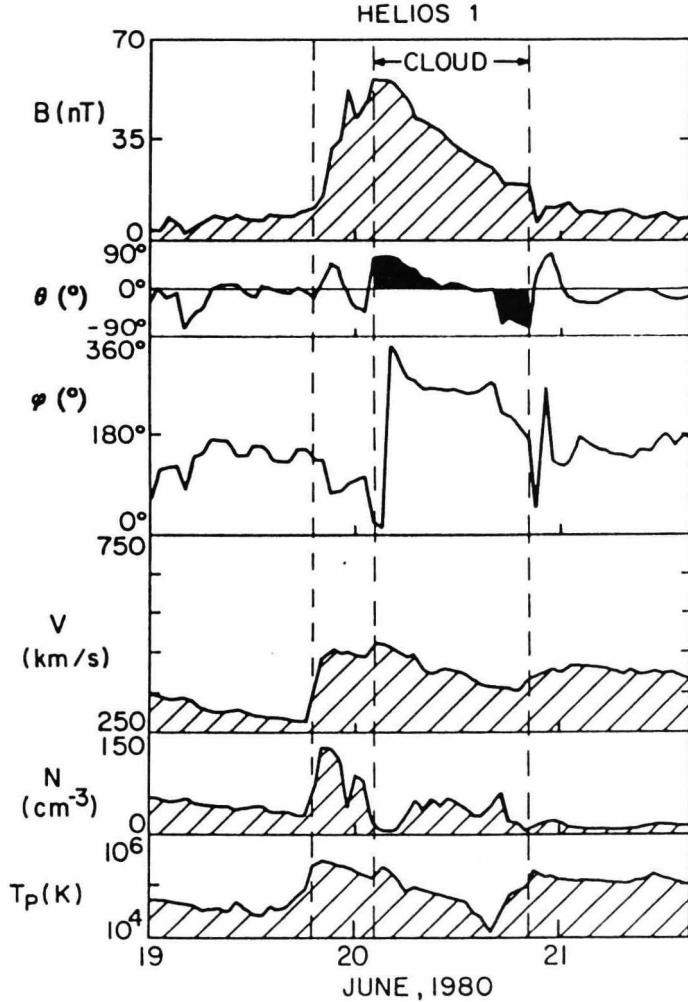


Abb. 3.12 Eine magnetische Wolke (magnetic cloud) im Sonnenwind, beobachtet mit Helios 1 im Juni 1980 bei 0,54 AU, direkt nach einem CME auf der Sonne. Von oben nach unten sind die Stundenmittelwerte folgender Größen dargestellt: Magnetfeldbetrag B , Elevations- (θ) und Azimutwinkel (φ) des Magnetfeldvektors, Geschwindigkeit V , Anzahlichte N und Temperatur T_p der Protonen. Der Stoßwelle am 19. Juni (19:00 UT) folgt am 20. Juni um 02:00 UT ein Sonnenwindstrom mit sehr niedriger Temperatur und hoher Magnetfeldstärke. Bei der Passage dieses Sonnenwindstromes wird eine gleichmäßige Drehung des Magnetfeldvektors aus der Nord- (+ θ) in die Südrichtung (- θ) relativ zur Ebene der Ekliptik beobachtet (markierter Zeitraum) [nach BURLAGA et al., 1982].

4 Magnetische Wolken

Zu den spektakulärsten Phänomenen, die man mit Satelliten und Raumsonden im Sonnenwind entdeckt hat, gehören Sonnenwindströme, deren außergewöhnliche Magnetfeldeigenschaften die Vorstellung unterstützen, daß es sich um von der Sonne ausgehende magnetische Plasmablasen handeln könnte. In Kapitel 3 wurde bereits gezeigt, daß solche magnetischen Wolken auch direkt als Folge von CMEs auf der Sonne beobachtet worden sind. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels sollen zunächst die besonderen Eigenschaften, durch die sich eine magnetische Wolke von anderen Sonnenwindströmen unterscheidet, erklärt werden. Gleichzeitig wird ein Überblick über die bisherigen Beobachtungsergebnisse gegeben. Anschließend wird dann ein magneto-hydrodynamisches Modell vorgestellt, das die Magnetfeldeigenschaften einer magnetischen Wolke im Sonnenwind erklären kann und zeigt, wie dieses Modell anhand von gemessenen Daten überprüft werden kann.

4.1 Die Eigenschaften magnetischer Wolken

Schon vor der Entdeckung des Sonnenwindes wurden auf der Basis des Konzepts eingefrorener Magnetfelder in einem vollständig ionisierten Plasma Vorstellungen entwickelt, nach denen von der Sonne Plasmablasen oder Plasmaströme mit besonderen Magnetfeldtopologien ausgehen könnten [s. MORRISON, 1954; GOLD, 1959, 1962; COCCONI et al., 1958]. Satelliten- und Raumsondenbeobachtungen zeigen, daß im Sonnenwind tatsächlich Sonnenwindströme beobachtet werden, deren außergewöhnliche Magnetfeldeigenschaften diese Modellvorstellungen unterstützen.

Abb. 4.1 zeigt ein Musterexemplar eines solchen Sonnenwindstromes, beobachtet mit den Erdsatelliten IMP 8 und ISEE 3 im Dezember 1980 [s. ZHANG und BURLAGA, 1988]. Nach einer interplanetaren Stoßwelle folgt ein Sonnenwindstrom von einer Dauer von etwa 24 Stunden, der im Vergleich zum "ungestörten" Sonnenwind eine extrem hohe Magnetfeldstärke aber niedrigere Plasmatemperatur besitzt. Besonders auffällig ist, daß der Magnetfeldvektor bei der Passage dieses Sonnenwindstroms eine ganz gleichmäßige Richtungsänderung von Süden nach Norden (relativ zur Ekliptik) ausführt, d.h. die Magnetfeldrichtung weicht völlig von der Parkerspiralrichtung im "normalen" Sonnenwind ab. Man erkennt dies an der Variation der B_z -Komponente bzw. des Elevationswinkels θ des Magnetfeldvektors.

Aufgrund der Rotation des Magnetfeldvektors, die man anschaulich etwa bei der Passage einer von der Sonne abgelösten Magnetfeldschleife erwarten würde, bezeichnet man einen solchen Sonnenwindstrom als *magnetische Wolke* (*magnetic cloud*) [s. BURLAGA et al., 1981; KLEIN UND BURLAGA, 1982].

Spacecraft: IMP/ISEE Hourly Averages Year: 1980

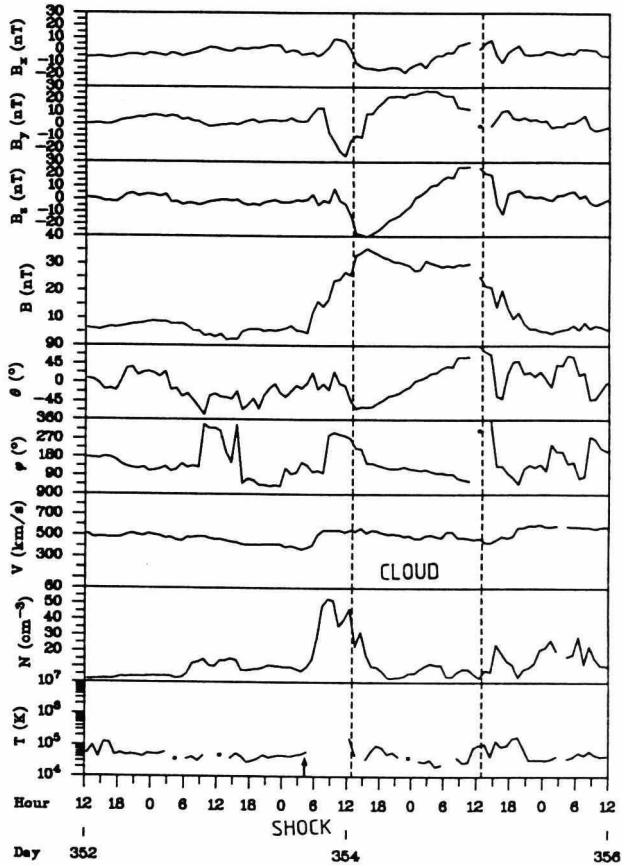


Abb. 4.1 Eine magnetische Wolke (Cloud) im Sonnenwind (markierter Bereich (Tag: Stunde): 354:13-355:13 UT), beobachtet mit den Erdsatelliten IMP 8 und ISEE 3 am 19/20.12.1980. Von oben nach unten sind die Stundenmittelwerte der folgenden Parameter dargestellt: B_x -, B_y -, B_z -Komponente (GSE-Koordinaten, s. A2), Betrag B , Elevations- (θ) und Azimutwinkel (ϕ) des Magnetfeldvektors sowie Geschwindigkeit V , Anzahldichte N und Temperatur T des Sonnenwindes. Die magnetische Wolke wurde acht Stunden nach einer Stoßwelle (Shock: 354:04 UT) beobachtet.

Der Begriff magnetische Wolke bezeichnet Sonnenwindstrukturen, in denen der magnetische Druck viel größer als der thermische Druck des Plasmas, d.h. $\beta \ll 1$, ist. Die radiale Ausdehnung der in Abb. 4.1 gezeigten magnetischen Wolke von 0,3 AU (berechnet mit der mittleren Plasmageschwindigkeit über den Beobachtungszeitraum der Wolke) zeigt, daß magnetische Wolken sehr großräumige Gebilde sind. Eine spektakuläre Beobachtung einer magnetischen Wolke mit mehreren Raumsonden und Satelliten in unterschiedlichen Positionen bei 1 und 2 AU bestätigte dies [BURLAGA et al., 1981].

Nach den bisherigen Beobachtungsergebnissen, die bis auf eine Ausnahme [BURLAGA et al., 1982] in Abständen ≥ 1 AU von der Sonne gemacht worden sind [s. KLEIN und BURLAGA, 1982; BURLAGA und BEHANNON, 1982], ist eine magnetische Wolke durch die folgenden drei Eigenschaften charakterisiert [s. BURLAGA, 1991]:

- 1) Der Magnetfeldvektor erfährt eine gleichmäßige Rotation über einen großen Winkelbereich. Die Zeitdauer der Magnetfeldvariation beträgt bei 1 AU typisch etwa einen Tag.
- 2) Das Magnetfeld in der magnetischen Wolke ist höher als das Magnetfeld des "ungestörten" Sonnenwindes außerhalb der Wolke.
- 3) Die Plasmatemperatur in der magnetischen Wolke ist niedriger als die des "ungestörten" Sonnenwindes.

Die Untersuchung der Plasmazusammensetzung in magnetischen Wolken hat bisher keine einheitlichen Charakteristika für magnetische Wolken ergeben. Es wurden magnetische Wolken mit hohem He^{++} -Anteil [BURLAGA et al., 1987] und auch solche ohne hohen He^{++} -Anteil [LEPPING et al., 1991] im Vergleich zum "normalen" Sonnenwind beobachtet.

Aus der Analyse der Teilchenflüsse von Protonen und Elektronen ergaben sich Hinweise auf die mögliche Magnetfeldtopologie magnetischer Wolken, da in diesen Sonnenwindströmen Teilchenflüsse von Protonen bzw. Elektronen in entgegengesetzten Richtungen entlang des Magnetfeldes (BDPs bzw. BDEs, s. Kap. 3) festgestellt worden sind [s. SANDERSON et al., 1990; CROOKER et al., 1990; MARSDEN et al., 1987; GOSLING, 1990].

Abb. 4.2 zeigt die über den Zeitraum einer magnetischen Wolke gemessenen Anisotropien in den Protonenflüssen. Solche Anisotropien werden als Indiz dafür angesehen, daß magnetische Wolken geschlossene Magnetfeldtopologien (in Form von Plasmoiden, magnetischen Flußröhren oder Schleifen) besitzen können (s. auch Kap. 3, Abb. 3.11).

Durch welche solaren Vorgänge magnetische Wolken ausgelöst werden, ist bisher nicht geklärt. Da magnetische Wolken sehr oft mit interplanetaren Stoßwellen verbunden sind [s. ZHANG und BURLAGA, 1988] und mit Helios 1 eine magnetische Wolke sogar direkt als Folge eines CME auf der Sonne beobachtet wurde (s. Kap. 3), nimmt man an,

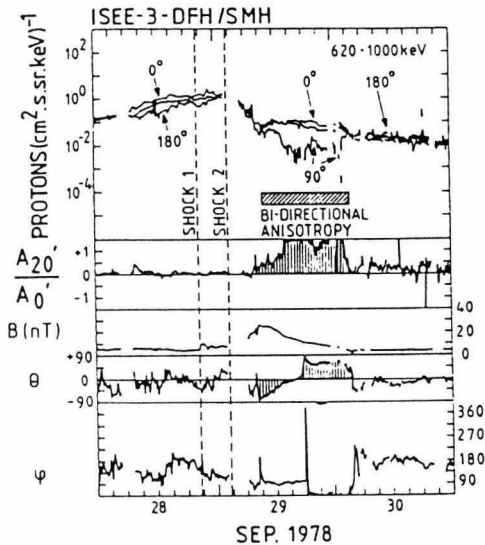


Abb. 4.2 Anisotropien (schraffiert) in den Flüssen von Protonen mit Energien von 620-1000 keV, die bei der Passage einer magnetischen Wolke mit ISEE 3 im September 1978 gemessen wurden. Ganz oben sind die entlang des Magnetfeldes (in solarer (=180°) und antisolarer (=0°) Richtung) sowie die in einem Winkel von 90° zur Magnetfeldrichtung gemessenen Differenzintensitäten der Protonenzählraten aufgetragen. Darunter sind der Magnetfeldbetrag B sowie der Elevations- (θ) und Azimutwinkel (φ) des Magnetfeldvektors dargestellt [MARSDEN et al., 1987].

an, daß magnetische Wolken grundsätzlich mit CMEs auf der Sonne verbunden sind [s. auch WILSON und HILDNER, 1984]. Warum allerdings nur ein Teil aller transienten Sonnenwindströme, die Merkmale besitzen, die als charakteristisch für eine durch einen CME auf der Sonne ausgelöste Störung im interplanetaren Raum angesehen werden, auch die Eigenschaften einer magnetischen Wolke besitzen, ist bisher nicht geklärt [s. z.B. GOSLING, 1990; WEBB et al., 1993].

Das einfache Schaubild in Abb. 4.3 zeigt, wie man sich eine magnetische Wolke bzw. ein Plasmoid im Sonnenwind, nach einem CME auf der Sonne, vorstellen kann: Im Sonnenwind breitet sich im interplanetaren Raum eine isolierte magnetische Blase (Plasmoid) aus und treibt bei genügend hoher Ausbreitungsgeschwindigkeit eine Stoßwelle vor sich her. In Abb. 4.3 ist angedeutet, daß dabei die Vorderfront des Plasmoïds komprimiert wird. Der ungestörte Sonnenwind wird ab der Stoßwelle komprimiert und anschließend um das Plasmoid umgelenkt. Das heißt, daß die interplanetaren Magnetfeldlinien in charakteristischer Weise um das Plasmoid drapiert werden (man bezeichnet diesen Vorgang daher im Englischen auch als *draping* des IMF). Welche Richtungsänderungen des IMF ein Beobachter als Folge des *draping* feststellt, hängt von der Ausbreitungsrichtung des Plasmoïds und der Position des Beobachters zur heliosphärischen Stromschicht ab. Die in Abb. 4.3 skizzierte räumliche Orientierung des

Plasmoids, seine Ausbreitungsrichtung und Magnetfeldtopologie sowie die Struktur des umgebenden Sonnenwindes (Polarität), stellt nur eine der möglichen Konfigurationen dar. Eine Raumsonde vor der Erde würde in diesem Beispiel zuerst die Stoßwelle, dann den komprimierten und um das Plasmoid umgelenkten Sonnenwind mit nach Süden drapierten Magnetfeldlinien feststellen. Bei der anschließenden Passage des Plasmoids werden dann die typischen Magnetfeldvariationen einer magnetischen Wolke beobachtet. Diese Darstellung zeigt, daß die durch das Draping verursachten Richtungsänderungen des IMF von den mit der magnetischen Wolke verbundenen Variationen des Magnetfeldvektors unterschieden werden müssen. Der zeitliche Abstand zwischen der Stoßwelle und einem solchen Plasmoid beträgt nach Ergebnissen von GOSLING und MCCOMAS [1987] etwa 8 bis 12 Stunden (entsprechend ca. 0,1 - 0,2 AU radialen Abstands) bei 1 AU, wobei große Unterschiede zu diesen Werten in Einzelfällen auftraten. Unklar ist, ob eine vollständige Ablösung der CME-Materie, wie bei dem in Abb. 4.3 dargestellten Plasmoid, stattgefunden hat, oder ob es sich um eine in den interplanetaren Raum weit hinausgezogene noch mit der Sonne verbundene magnetische Flußröhre handelt [s. z.B. GOSLING, 1990]. Da eine Raumsonde nur einen eindimensionalen Schnitt durch eine magnetische Wolke liefert, kann aus diesen Beobachtungen keine Entscheidung zugunsten einer dieser beiden Vorstellungen getroffen werden.

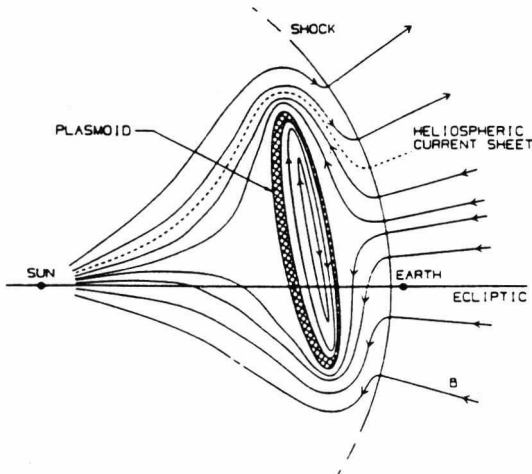


Abb. 4.3 Idealierte Darstellung für ein schnelles (mit Stoßwelle) Plasmoid bzw. eine magnetische Wolke im Sonnenwind, in einem Querschnitt senkrecht zur Ebene der Ekliptik, die durch einen CME auf der Sonne ausgelöst wurde. Der "ungestörte" Sonnenwind wird ab der Stoßwelle komprimiert und um das Plasmoid umgelenkt, wobei die Magnetfeldlinien des IMF in charakteristischer Weise um das Plasmoid drapiert werden (draping des IMF) [GOSLING und MCCOMAS, 1987].

4.2 Ein magnetohydrodynamisches Modell für eine magnetische Wolke

GOLDSTEIN [1983] hat als erster eine magnetische Topologie für eine magnetische Wolke angegeben, die die mit Satelliten und Raumsonden beobachteten Magnetfeldeigenschaften magnetischer Wolken erklären kann und im Einklang mit den Gesetzen der *Magnetohydrodynamik* ist. Dieses Modell, das nun näher erläutert werden soll, basiert auf dem Konzept einer sich im Gleichgewicht mit der Umgebung befindenden *kraftfreien magnetischen Konfiguration* nach LÜST und SCHLÜTER [1954].

Ausgangspunkt für dieses Modell ist die Bewegungsgleichung der Magneto-hydrodynamik [s. z.B. KIPPENHAHN und MÖLLENHOFF, 1975]. Für eine magnetische Wolke im Sonnenwind lautet die Bewegungsgleichung im Bezugssystem der Wolke, in stationärer Form, unter Annahme verschwindender Viskosität sowie ohne Einfluß äußerer Kräfte (im Gauß'schen Maßsystem):

$$\rho \cdot \underline{V} \cdot \nabla \underline{V} = - \nabla p + \frac{1}{c} \underline{j} \times \underline{B} \quad (4.1)$$

mit:

$$\begin{aligned} \rho &= \text{Massendichte des Plasmas} \\ \underline{V} &= \text{Plasmageschwindigkeit im Bezugssystem der magnetischen Wolke} \\ p &= \text{Gesamtdruck des Plasmas} \\ c &= \text{Lichtgeschwindigkeit} \\ \underline{j} &= \text{elektrische Stromdichte} \\ \underline{B} &= \text{Magnetische Induktion} \end{aligned}$$

Die Flußgeschwindigkeit des Plasmas ist im Bezugssystem der Wolke natürlich viel kleiner als die Alfvéngeschwindigkeit, und in magnetischen Wolken ist nach den Beobachtungen der magnetische Druck viel größer als der thermische Druck des Plasmas, d.h.:

$$\begin{aligned} \frac{V^2}{V_A^2} &< 1 \\ \beta = \frac{p}{\left(\frac{B^2}{8\pi}\right)} &< 1 \end{aligned} \quad (4.2)$$

mit:

$$V_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}} = \text{Alfvéngeschwindigkeit}$$

In erster Näherung können in der Bewegungsgleichung 4.1 daher der konvektive Term und der Druckgradient des Plasmas vernachlässigt werden, und es folgt:

$$\begin{aligned} \underline{j} \times \underline{B} &= 0 \\ \Rightarrow \underline{j} &= \alpha \underline{B} \end{aligned} \quad (4.3)$$

mit:

$$\alpha = \alpha(r)$$

$\alpha(r)$ ist eine beliebige skalare Funktion des Ortes. Das Verschwinden der Lorentzkraft $\underline{j} \times \underline{B}$ bedeutet, daß die Stromdichte \underline{j} überall parallel (antiparallel) zum Magnetfeld \underline{B} ist. Das Ampère'sche Gesetz lautet unter Vernachlässigung des Verschiebungsstromes:

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} = \frac{4\pi}{c} \underline{j} \quad (4.4)$$

Damit läßt sich Gleichung 4.3 folgendermaßen schreiben:

$$(\underline{\nabla} \times \underline{B}) \times \underline{B} = 0 \quad (4.5)$$

Dies ist die allgemeine Gleichung für ein Magnetfeld ohne $\underline{j} \times \underline{B}$ -Kraft, d.h., daß Magnetfeld übt keine Kraft auf die ladungstragende Materie senkrecht zur Bewegungsrichtung der Materie aus, wobei das Stromfeld insgesamt zeitlich unverändert bleibt. Anders als im Fall des Vakuums, wo das Magnetfeld ein Potentialfeld und damit automatisch kraftfrei ist ($\underline{\nabla} \times \underline{B} = 0$), können in einem verdünnten Plasma wie dem Sonnenwind starke elektrische Ströme fließen. Die Annahme kraftfreier Magnetfelder wird z.B. bei Modellrechnungen für Protuberanzen bzw. magnetische Flußröhren in der Sonnenatmosphäre benutzt [s. PRIEST, 1990; TANDBERG-HANSEN und EMSLIE, 1988].

Mit der Funktion α aus Gleichung 4.3 folgt:

$$\underline{\nabla} \times \underline{B} = \alpha^* (r) \underline{B} \quad (4.6)$$

mit:

$$\alpha^* = \frac{4\pi}{c} \alpha(r)$$

Zusammen mit der Bedingung $\underline{\nabla} \cdot \underline{B} = 0$ ergibt Gleichung 4.6 ein System partieller linearer Differentialgleichungen. Für Gleichung 4.6 soll nun eine Lösung hergeleitet werden. Dazu wird folgende Vektoridentität benutzt:

$$\underline{B} \times (\underline{\nabla} \times \underline{B}) = \frac{1}{2} \underline{\nabla} (\underline{B} \cdot \underline{B}) - (\underline{B} \cdot \underline{\nabla}) \underline{B} \quad (4.7)$$

Unter Ausnutzung von $\underline{\nabla} \cdot \underline{B} = 0$ folgt aus Gleichung 4.6:

$$-\nabla B^2 + 2 (\underline{B} \cdot \underline{\nabla}) \underline{B} = 0 \quad (4.8)$$

In Zylinderkoordinaten r, ϕ, z (s. dazu Abb. 4.4) und unter der Annahme eines axial-symmetrischen Feldes, d.h. $\underline{B} = \underline{B}(r)$, folgt mit $\underline{\nabla} \cdot \underline{B} = 0$:

$$\begin{aligned} B_r &= 0 \\ -\frac{d}{dr} (B_\phi^2 + B_z^2 - \frac{2B_\phi^2}{r}) &= 0 \end{aligned} \quad (4.9)$$

Gleichung 4.9 bedeutet, daß der Gradient des magnetischen Druckes durch die Krümmung der Magnetfeldlinien ausgeglichen wird [s. z.B. FERRARO und PLUMPTON, 1966]. Nach SCHLÜTER [1957] läßt sich nun Gleichung 4.9 mit der Funktion F als sogenannter Erzeugungsfunktion, die proportional zur magnetischen Energiedichte definiert wird, lösen:

$$\begin{aligned} B_\phi^2 &= -\frac{r}{2} \frac{dF}{dr} \\ B_z^2 &= \frac{1}{2r} \frac{d(r^2 F)}{dr} \\ \text{mit: } F(r) &= B^2 = B_\phi^2 + B_z^2 \end{aligned} \quad (4.10)$$

Damit B_ϕ^2 und B_z^2 nicht negativ werden, d.h. sich reelle Lösungen ergeben, müssen die folgenden Bedingungen erfüllt sein:

$$\begin{aligned} B_\phi^2 &\geq 0 \\ B_z^2 &\geq 0 \\ \Rightarrow 0 &\geq \frac{dF}{dr} \geq -\frac{2F}{r} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Bei endlichem Gesamtstrom und endlicher Stromdichte verläuft das Magnetfeld nach dieser Lösung im Zentrum des Zylinders geradlinig entlang der Zylinderachse und besitzt hier das Maximum der Magnetfeldstärke. Mit wachsendem Abstand von der Zylinderachse gehen die Magnetfeldlinien asymptotisch bis in eine rein zirkuläre Form auf dem Zylindermantel über. Die Magnetfeldtopologie besitzt eine schraubenartige, d.h. helikale Struktur.

Abb. 4.4 zeigt schematisch die Magnetfeldtopologie (die Richtung der Magnetfeldlinien ist willkürlich gewählt worden), die eine magnetische Wolke nach dieser Lösung besitzt, und die Variation des Magnetfeldvektors, die eine Raumsonde bei der Passage der magnetischen Wolke beobachten würde. Die Zylinderachse liegt in Abb. 4.4 vereinfacht in der Ebene der Ekliptik, senkrecht zur radialen Richtung zur Sonne, die

hier als Ausbreitungsrichtung der magnetischen Wolke angenommen wird.

Eine Raumsonde, die zentral von der magnetischen Wolke passiert wird, beobachtet zuerst an der äußeren Grenze (dem Zylindermantel) der Wolke einen südwärts (relativ zur Ekliptik) gerichteten Magnetfeldvektor. Im Zentrum der magnetischen Wolke wird ein rein entlang der Zylinderachse gerichteter Magnetfeldvektor (hier nach Osten gerichtet) und schließlich bei der Passage des hinteren Endes der Wolke, ein nordwärts gerichteter Magnetfeldvektor beobachtet. Zu keinem Zeitpunkt wird in diesem Beispiel bei zentraler Passage der magnetischen Wolke eine Komponente des Magnetfeldvektors in der radialen Richtung festgestellt !

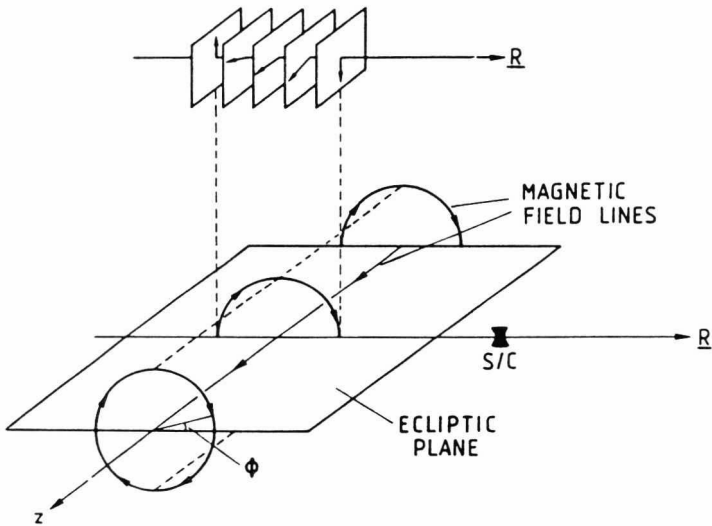


Abb. 4.4 Schematisches Modell einer magnetischen Wolke als zylindersymmetrische magnetische Flußröhre im Sonnenwind (dargestellt sind hier für eine magnetische Flußröhre mit helikaler Magnetfeldstruktur nur die äußersten zirkularen Magnetfeldlinien auf dem Zylindermantel sowie die Magnetfeldrichtung im Zentrum der Wolke). Die Zylinderachse liegt in diesem Beispiel vereinfacht in der Ebene der Ekliptik, senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, die in radialer Richtung von der Sonne nach außen angenommen wird. Die zeitliche Variation des Magnetfeldvektors, die eine Raumsonde bei der Passage der magnetischen Wolke beobachten würde, ist schematisch skizziert [GOLDSTEIN, 1983].

Dieses Modell kann die Rotation des Magnetfeldvektors über den Zeitraum einer magnetischen Wolke und auch die hohe Magnetfeldstärke im Inneren einer magnetischen Wolke erklären. Gerade der Sachverhalt, daß in magnetischen Wolken eine hohe Magnetfeldstärke auftritt, wurde bei den ersten Erklärungsversuchen magnetischer Wolken nicht entsprechend berücksichtigt [s. z.B. die Analyse magnetischer Wolken von KLEIN und BURLAGA, 1982]. Unklar bleibt, wie die elektrischen Ströme bei einer solchen Magnetfeldtopologie geschlossen werden. Die Modellvorstellung, daß eine magnetische Wolke die Form eines Torus haben könnte, kann ausgeschlossen werden, da mit der Passage eines Torus über eine Raumsonde zwei aufeinanderfolgende charakteristische Rotationen des Magnetfeldvektors beobachtet werden sollten. Dies steht im Widerspruch zu den in situ Beobachtungen. Eine denkbare Erklärung wäre, daß die magnetische Flußröhre gekrümmt und mit beiden Enden noch mit der Sonne rückverbunden ist, und daß auf diese Weise die elektrischen Ströme geschlossen werden.

Abschließend sei auf einige Modellrechnungen hingewiesen, die, basierend auf dem Konzept kraftfreier Magnetfeldkonfigurationen, gute Übereinstimmungen mit den Modellvorstellungen ergaben: MARUBASHI [1986], BURLAGA [1988], LEPPING et al. [1990], BURLAGA et al. [1990].

4.3 Die Minimum-Varianz-Methode als Verfahren zur Überprüfung des MHD-Modells an Raumsonden- und Satellitendaten

In diesem Kapitel soll eine Analysemethode beschrieben werden, mit der an in situ Messungen von Raumsonden und Satelliten überprüft werden kann, ob das Modell einer magnetischen Wolke als zylindersymmetrische magnetische Flußröhre im Sonnenwind nach GOLDSTEIN [1983] die Struktur magnetischer Wolken erklären kann.

Bei der zentralen Passage der in Abb. 4.4 dargestellten zylindersymmetrischen magnetischen Flußröhre würde ein Beobachter drei Raumrichtungen mit unterschiedlicher Varianz des Magnetfeldvektors feststellen:

- 1) Die *minimale Varianz* des Magnetfeldvektors wird in der radialen Richtung zur Sonne beobachtet, da der Magnetfeldvektor in dieser Richtung keine Komponente besitzt, d.h. konstant gleich Null ist.
- 2) Die *mittlere Varianz* des Magnetfeldvektors wird in Richtung der Zylinderachse beobachtet, da der Magnetfeldvektor im Zentrum der Flußröhre rein entlang der Zylinderachse gerichtet ist und auf dem Zylindermantel keinen Anteil in dieser Richtung besitzt.
- 3) Die *maximale Varianz* des Magnetfeldvektors wird senkrecht zur Ekliptik beobachtet, da der Magnetfeldvektor in dieser Richtung eine Drehung um 180° aufweist.

Mit der *Minimum-Varianz-Methode* nach SONNERUP und CAHILL [1967] können für den Zeitraum einer in situ beobachteten magnetischen Wolke die unterschiedlichen Varianzrichtungen des Magnetfeldvektors bestimmt werden.

Bei der Passage einer magnetischen Wolke sei zu N aufeinanderfolgenden Zeitpunkten t der Magnetfeldvektor $\underline{B}(t)$ in kartesischen Komponenten gemessen worden.

Der Mittelwert des Magnetfeldvektors über den Beobachtungszeitraum ist:

$$\langle \underline{B} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \underline{B}^i \quad (4.12)$$

mit:

$$\underline{B}^i = (B_x^i, B_y^i, B_z^i)$$

$$i=1, \dots, N$$

Bestimmt werden soll nun ein Normalenvektor \underline{n} , der die Richtung minimaler Varianz des Magnetfeldvektors über den Beobachtungszeitraum angibt.

Dazu betrachtet man zuerst die mittlere quadratische Abweichung der einzelnen Produkte $\underline{B}^i \cdot \underline{n}$ vom Produkt $\langle \underline{B}^i \rangle \cdot \underline{n}$:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\underline{B}^i \cdot \underline{n} - \langle \underline{B}^i \rangle \cdot \underline{n})^2 \quad (4.13)$$

mit:

$$i=1, \dots, N$$

Die Minimierung von Gleichung 4.13 ist gleichbedeutend damit, den kleinsten Eigenwert der Kovarianzmatrix $\underline{M}_{\alpha\beta}$ zu bestimmen:

$$\underline{M}_{\alpha\beta} = (\langle B_\alpha B_\beta \rangle - \langle B_\alpha \rangle \langle B_\beta \rangle) \quad (4.14)$$

mit:

$$\alpha, \beta \in \{x, y, z\}$$

Die einzelnen $B_{\alpha\beta}$ in Gleichung 4.14 sind die kartesischen Komponenten des Magnetfeldvektors bei einer Einzelmessung. Die drei Eigenvektoren der Kovarianzmatrix mit den zugehörigen Eigenwerten entsprechen den Richtungen minimaler, mittlerer und maximaler Varianz des Magnetfeldvektors über den analysierten Zeitraum (den Hauptachsen eines *Varianzellipsoids*).

4 Magnetische Wolken

In dieser Arbeit soll die in der Literatur übliche Bezeichnungsweise für die Eigenvektoren \underline{e}_i und Eigenwerte λ_i verwendet werden, d.h.:

- $\underline{e}_1, \lambda_1$: Eigenvektor und Eigenwert für die Richtung maximaler Varianz
- $\underline{e}_2, \lambda_2$: Eigenvektor und Eigenwert für die Richtung mittlerer Varianz
- $\underline{e}_3, \lambda_3$: Eigenvektor und Eigenwert für die Richtung minimaler Varianz

Die Richtungen des Varianzellipsoids sind wohlbestimmt, falls folgende Kriterien erfüllt sind [LEPPING und BEHANNON, 1980; SISCOE und SUEY, 1972]:

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_3} \geq 2 \quad (4.15)$$
$$\sphericalangle (\underline{B}_1, \underline{B}_N) \geq 30^\circ$$

mit:

$$\begin{aligned} \lambda_2 &= \text{Eigenwert zum Eigenvektor mittlerer Varianz} \\ \lambda_3 &= \text{Eigenwert zum Eigenvektor minimaler Varianz} \\ \underline{B}_1 &= \text{Magnetfeldvektor zu Beginn des Analyseintervalls} \\ \underline{B}_N &= \text{Magnetfeldvektor am Ende des Analyseintervalls} \end{aligned}$$

Der ungefähre Fehler für die Richtung minimaler Varianz beträgt mit diesen Kriterien etwa 10° [BURLAGA und BEHANNON, 1982].

Die berechneten Varianzrichtungen lassen sich in das *SE-Koordinatensystem* (s. Anhang A2) umrechnen und damit relativ zur Ebene der Ekliptik angeben:

$$\begin{aligned} \varphi_k &= \text{atan} \frac{y_k}{x_k} \\ \theta_k &= \text{atan} \frac{\sqrt{x_k^2 + y_k^2}}{z_k} \end{aligned} \quad (4.16)$$

mit:

$$\begin{aligned} k &= 1, 2, 3 \\ \underline{e}_k &= (x_k, y_k, z_k) \\ |\underline{e}_k| &= 1 \end{aligned}$$

Die gemessenen Komponenten des Magnetfeldvektors können mit den berechneten Eigenvektoren in das Varianzkoordinatensystem transformiert werden:

$$B_k^{i*} = \underline{e}_k \cdot \underline{B}^i \quad (4.17)$$

mit: $i=1, \dots, N$

$k=1, 2, 3$

Es soll wieder die in der Literatur übliche Schreibweise für die Magnetfeldkomponenten im Minimum-Varianz-Koordinatensystem beibehalten werden, d.h.:

$B_1^*=Bx^*=$ Komponente des Magnetfeldes in Richtung maximaler Varianz

$B_2^*=By^*=$ Komponente des Magnetfeldes in Richtung mittlerer Varianz

$B_3^*=Bz^*=$ Komponente des Magnetfeldes in Richtung minimaler Varianz

Mit der Minimum-Varianz-Methode können, wie gezeigt, die mit Satelliten und Raumsonden über den Zeitraum einer magnetischen Wolke gemessenen Magnetfeld-daten untersucht werden und die Ergebnisse in den entsprechenden Koordinaten-systemen dargestellt werden.

5 Die charakteristischen Eigenschaften magnetischer Wolken in der inneren Heliosphäre

- Analyse der Messungen der Sonden Helios 1 und Helios 2 -

Die Weltraummission mit den Sonden Helios 1 und Helios 2 diente der Erforschung der Struktur des interplanetaren Raumes zwischen Sonne und Erde. In dieser Arbeit sollen mit den Messungen der Helios-Sonden erstmals systematisch die Eigenschaften magnetischer Wolken in der inneren Heliosphäre untersucht werden. Zu Beginn dieses Kapitels werden einige Einzelheiten der Helios-Mission zusammengefaßt. In Kapitel 5.2 werden die Kriterien erläutert, mit denen magnetische Wolken in den Helios-Daten identifiziert wurden. Einen Überblick über die elementaren Eigenschaften der mit Helios 1/2 beobachteten magnetischen Wolken gibt Kapitel 5.3. Die Untersuchung der Plasma- und Magnetfeldeigenschaften zeigt, daß sogar unabhängig vom Abstand zur Sonne in magnetischen Wolken das Plasma- β_p viel kleiner als eins ist, d.h., daß der magnetische Druck im Inneren einer magnetischen Wolke viel höher als der thermische Druck des Plasmas ist. Durch diese besondere Eigenschaft können auch die zeitlichen Grenzen einer magnetischen Wolke gut bestimmt und Verwechslungen mit Magnetfeldvariationen, die bei der Umströmung magnetischer Wolken durch den "umgebenden" Sonnenwind auftreten (draping des IMF), ausgeschlossen werden. Da bei einigen magnetischen Wolken der zugehörige CME auf der Sonne mit dem Koronagraphen an Bord des Satelliten P78-1 beobachtet worden ist, konnte in Kapitel 5.5 untersucht werden, ob das Draping des IMF mit einfachen Modellannahmen erklärt werden kann. Abschließend wurde kurz der Frage nachgegangen ob die Vorstellung, daß eine magnetische Wolke die Stoßwelle direkt vor sich "hertreibt" in Übereinstimmung mit den Beobachtungen ist.

5.1 Die Weltraummission mit den Sonden Helios 1 und Helios 2

Die Messungen der Raumsonden Helios 1 und Helios 2 (s. Abb. 5.1) haben entscheidend zu unserem heutigen Wissen über die Struktur des interplanetaren Raumes zwischen Sonne und Erde beigetragen. In diesem Abschnitt werden einige Einzelheiten dieser bedeutenden Weltraummission zusammengefaßt.

Vor dem Start der Helios-Sonden waren Messungen im interplanetaren Raum, abgesehen von den Missionen zu den Planeten des *inneren Sonnensystems*, Venus und Merkur, nur in Erdbahnnähe durchgeführt worden. Der Projektbeschluß zwischen den USA und der Bundesrepublik Deutschland, mit einer Weltraumsonde möglichst nahe an die Sonne vorzudringen, stammt aus dem Jahr 1966. Acht Jahre später wurde dann die Sonde Helios 1 am 10. Dezember 1974 erfolgreich mit einer Titan-Trägerrakete in eine Umlaufbahn um die Sonne gebracht.

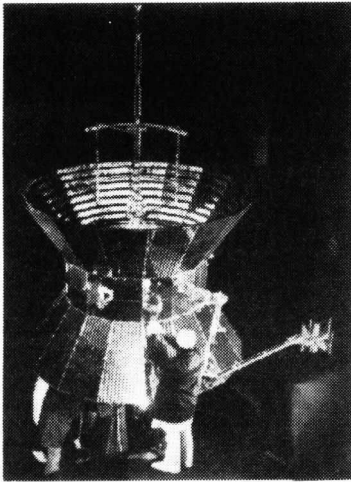


Abb. 5.1 Die Sonnensonde Helios 2, kurz vor dem Start, im Dezember 1975 [aus PORSCHE, 1984].

Auf der stark exzentrischen Ellipsenbahn (s. Abb. 5.2) in der Ekliptik näherte sich Helios 1 im sonnennächsten Punkt, dem *Perihel*, der Sonne bis auf 0,3 AU, d.h. 46 Millionen Kilometer. In dieser Entfernung von der Sonne ist die Strahlungsintensität etwa zehnmal so groß wie im sonnenfernsten Punkt der Umlaufbahn, dem *Aphel*, der nahe der Erdbahn lag. Die spezielle technische Konzeption der Sonde ermöglichte es, daß die Funktionstüchtigkeit von Helios 1 auch unter extremen Temperaturen erhalten blieb. Für einen vollen Umlauf um die Sonne benötigte die Sonde 190 Tage.

An Bord von Helios 1 befanden sich zwölf wissenschaftliche *Experimente*⁸. Eine ausführliche Beschreibung aller Experimente findet man z.B. in der Zeitschrift Raumfahrtforschung [DGLR, 1975]. Die minimale Dauer der Mission war auf drei Monate, also bis zum ersten Erreichen des sonnennächsten Abstandes, ausgelegt. Die Experimente arbeiteten auch anschließend einwandfrei, und Meßdaten konnten weiterhin kontinuierlich von den Bodenstationen empfangen werden. Im Januar 1976 wurde dann zusätzlich zu Helios 1 die Sonnensonde Helios 2 mit nahezu identischer Ausrüstung gestartet. Diese näherte sich der Sonne bis auf 44 Millionen Kilometer. Helios 2 arbeitete bis zum März 1980 einwandfrei, Helios 1 sogar bis zum Februar 1986. Durch diese Weltraummission steht heute ein einzigartiger Datensatz, der mehr als einen kompletten *Aktivitätszyklus* der Sonne umfaßt, zur Verfügung. Helios-Messungen können darüber hinaus erfolgreich mit Messungen weiterer Raumsonden und Satelliten kombiniert werden. Insgesamt gehört die Helios-Mission sicherlich zu den erfolgreichsten wissenschaftlichen Projekten der unbemannten Raumfahrt, etwa vergleichbar mit der Erkundung des äußeren

⁸ In der Weltraumphysik ist es üblich, ein Meßinstrument an Bord einer Raumsonde oder eines Satelliten als "Experiment" zu bezeichnen.

Sonnensystems durch die Raumsonden Pioneer 10/11 und Voyager 1/2 [weitere Einzelheiten zur Helios-Mission findet man in *Physics of the Inner Heliosphere 1/2* von SCHWENN und MARSCH (Herausgeber), 1990, 1991]. Tabelle 5.1 faßt abschließend einige Einzelheiten der Helios-Mission zusammen.

Tab. 5.1 Einige Daten der Helios-Mission [nach PORSCHE, 1984].

Stichwort/Sonde	Helios 1	Helios 2
Start	10. Dezember 1974	15. Januar 1976
Missionsende	Februar 1986	März 1980
Aphel	0,985 AU	0,983 AU
Perihel	0,309 AU	0,290 AU
Umlaufzeit	190 Tage	187 Tage
Experimente	12	12

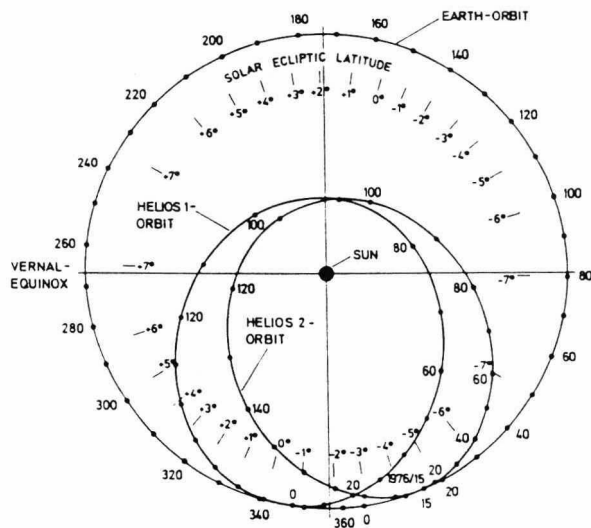


Abb. 5.2 Siderische Umlaufbahn der Helios-Sonden und der Erde um die Sonne im Jahr 1976. Die Punkte auf den Umlaufbahnen kennzeichnen die jeweiligen Tage des Jahres, die Striche markieren die Breite bezüglich der Ekliptik (*Carrington-Breite*) [aus SCHWENN und MARSCH, 1990].

5.2 Identifikation magnetischer Wolken in den Helios-Daten

Für die im Rahmen dieser Arbeit zu untersuchenden magnetischen Wolken in der inneren Heliosphäre wurden die mit den Experimenten E1 und E2 an Bord der beiden Helios-Sonden gemessenen Plasma- und Magnetfelddaten herangezogen. Eine ausführliche Beschreibung des Plasmaexperimentes E1 findet man bei SCHWENN et al. [1975] und ROSENBAUER et al. [1977, 1981], die des Magnetfeldexperimentes E2 bei MUSMANN et al. [1975] und NEUBAUER et al. [1977]. Für Helios 1 und Helios 2 sind sowohl Plasma- als auch Magnetfelddaten (Mitte des Jahres 1981 fiel das Magnetfeldexperiment an Bord von Helios 1 aus) für die in Tab. 5.2 angegebenen Zeiträume gemessen worden, wobei die Datendichte in den Einzeljahren unterschiedlich ist.

Tab 5.2 Zeiträume mit Plasma- und Magnetfeldmessungen für Helios 1 und Helios 2 (gemessen mit den Experimenten E1 und E2).

Sonde	Zeitraum mit Plasma- und Magnetfelddaten
Helios 1	Dezember 1974 (Tag 346) - Juli 1981 (Tag 174)
Helios 2	Januar 1976 (Tag 17) - März 1980 (Tag 68)

Da magnetische Wolken großräumige Strukturen im Sonnenwind sind, wurden aus den hochaufgelösten (höchste Zeitauflösung: 40,5 s) Plasma- und Magnetfelddaten Stundenmittelwerte⁹ berechnet, die eine genügend hohe Zeitauflösung für die Untersuchungen in dieser Arbeit gewährleisten und eine optimale Handhabung des kompletten Helios-Datensatzes ermöglichen (um Sektorgrenzen im Sonnenwind eindeutig zu identifizieren, wurden mitunter auch die hochaufgelösten Daten inspiziert).

Die Plasma- und Magnetfelddaten sind im *SE (Solar Ecliptic)-Koordinatensystem* definiert (s. Abb. 5.3). In dieser Arbeit werden bis auf den Magnetfeldvektor nur die Beträge der einzelnen Sonnenwindparameter benötigt. Die Richtung des Magnetfeldvektors ist durch seinen Azimutwinkel φ in der Ekliptik und seinen Elevationswinkel θ senkrecht zur Ekliptik bestimmt. Der Winkel φ läuft von 0° bis 360° , wobei $\varphi=0^\circ$ der Richtung zur Sonne entspricht. Bei $\theta=0^\circ$ liegt der Magnetfeldvektor in der Ekliptik, bei $\theta=+90^\circ$ zeigt der Magnetfeldvektor relativ zur Ekliptik nach Norden und bei $\theta=-90^\circ$ nach Süden. Bei der Komponentendarstellung im SE-Koordinatensystem zeigt die x-Komponente des Magnetfeldvektors in der Ekliptik radial von der Sonde zur Sonne, die z-Komponente liegt parallel zum Nordpol der Ekliptik und die y-Komponente vervollständigt das rechtshändige rechtwinklige Koordinatensystem.

⁹ Zählweise der Stundenmittelwerte eines Tages: Stunde 0 bis Stunde 23, angegeben in Weltzeit (Universal Time, UT). Zum Beispiel wurden für Stunde 0 die Meßwerte zwischen 0 UT und 1 UT gemittelt.

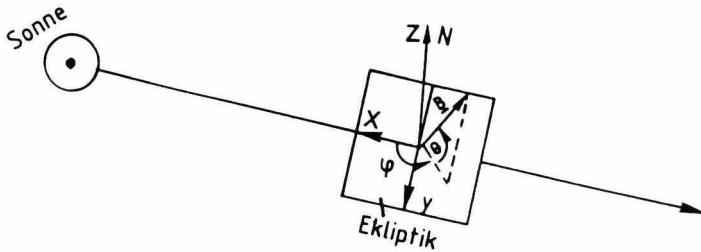


Abb. 5.3 Das SE-Koordinatensystem und die Definition des Elevationswinkels θ und des Azimutwinkels φ eines Magnetfeldvektors \underline{B} in diesem Koordinatensystem.

Zunächst muß definiert werden, nach welchen Kriterien eine magnetische Wolke über den gesamten Beobachtungsbereich der Helios-Sonden zwischen 0,3 und 1 AU in den Daten identifiziert werden kann.

Die charakteristische Variation des Magnetfeldvektors ist das entscheidende Merkmal, das eine magnetische Wolke von anderen Sonnenwindströmen unterscheidet, und stellt daher die notwendige Identifikationsbedingung dar. Die typische Zeitdauer für das Durchqueren einer magnetischen Wolke beträgt nach den bisherigen Beobachtungen bei 1 AU etwa einen Tag [s. KLEIN und BURLAGA, 1982]. Bei Sonnenwindgeschwindigkeiten von einigen 100 km/s beträgt daher die radiale Ausdehnung einer magnetischen Wolke im Erdabstand typisch etwa 0,2 bis 0,3 AU. Da die mit einer Raumsonde beobachtete radiale Ausdehnung einer magnetischen Wolke neben der Plasmageschwindigkeit der Wolke und der Dauer der Magnetfeldrotation auch von der Trajektorie der Raumsonde durch die magnetische Wolke abhängt und zusätzlich große Unterschiede in der radialen Ausdehnung einzelner magnetischer Wolken in der inneren Heliosphäre zu erwarten sind, kann keine typische Zeitskala als Identifikationskriterium magnetischer Wolken festgelegt werden. Es müssen lediglich solche Zeitskalen ausgeschlossen werden, auf denen durch lokale Plasmaprozesse verursachte Magnetfeldvariationen zu Verwechslungen mit den charakteristischen Magnetfeldvariationen magnetischer Wolken führen könnten. Dies kann z.B. unter Umständen in Kompressionszonen zwischen einzelnen Sonnenwindströmen, insbesondere in Verbindung mit Sektorgrenzen, der Fall sein [s. BOTHMER und SCHWENN, 1992a]. Da nicht bekannt ist, ob die bisher beobachteten charakteristischen Plasma- und Magnetfeldeigenschaften auch bei magnetischen Wolken näher an der Sonne beobachtet werden, sollen neben der Variation des Magnetfeldvektors keine zusätzlichen Identifikationskriterien vorausgesetzt werden.

Das Kriterium zur Identifikation magnetischer Wolken in den Helios-Daten wird nach diesen Überlegungen folgendermaßen formuliert:

- Das wesentliche Merkmal einer magnetischen Wolke ist eine gleichmäßige Rotation des Magnetfeldvektors über einen großen Winkelbereich über einen hinreichend langen Zeitraum. Hinreichend lange bedeutet, daß nur Zeiträume betrachtet werden sollen, bei denen ausgeschlossen werden kann, daß die Magnetfeldvariationen durch lokale Plasmaeffekte (z.B. *Alfvén'sche Fluktuationen*) hervorgerufen worden sind. Zusätzlich sollen Fälle ausgeschlossen werden, in denen die Magnetfeldvariationen durch Kompressionseffekte des Plasmas hervorgerufen wurden.
- In der Literatur existiert bisher keine eindeutige Angabe wie groß der Winkelbereich, über den die Rotation des Magnetfeldvektors erfolgt, mindestens sein sollte. Die vorliegenden Untersuchungen haben gezeigt, daß die Varianzrichtungen eindeutig bestimmt werden können, wenn der Winkelbereich mindestens 30° beträgt (s. Kap. 4.3).

Um möglichst alle vorhandenen magnetischen Wolken in den Helios-Daten aufzuspüren, wurden die Daten zusätzlich auch nach Kriterien untersucht, die allgemein charakteristisch für transiente Sonnenwindströme sind.

Die Kriterien, nach denen der komplette Datensatz einzeln durchsucht wurde, lauten zusammengefaßt (die angegebenen Plasma- und Magnetfeldeigenschaften sind in Relation zum "normalen" Sonnenwind angegeben):

- a) Ereignisse mit gleichmäßigen Variationen des Magnetfeldvektors. Da Rotationen des Magnetfeldvektors in jeder beliebigen Richtung relativ zur Ekliptik auftreten können, wurden neben θ und φ auch die kartesischen Komponenten B_x , B_y , B_z des Magnetfeldvektors inspiziert.
- b) Ereignisse mit erhöhter Magnetfeldstärke.
- c) Ereignisse mit niedriger Plasmatemperatur.
- d) Stoßwelleneignisse (Es wurde die am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Katlenburg-Lindau erstellte Liste aller in den Helios-Daten festgestellten Stoßwellen verwendet. Private Kommunikation: R. SCHWENN, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Katlenburg-Lindau).

Wie die Daten von Helios 1 für den Zeitraum vom 21. Februar bis zum 11. März 1978 mit diesen Kriterien nach magnetischen Wolken inspiziert wurden, zeigt Abb. 5.4. Ereignisse, die eines der Kriterien a) bis d) erfüllten, sind in Abb. 5.4 entsprechend markiert worden. Am Tag 61 wird im Anschluß an eine interplanetare Stoßwelle (Tag 60) ein Sonnenwindstrom (s. Cloud in Abb. 5.4) beobachtet, bei dem sogar alle Kriterien a) bis d) festgestellt werden. Der Sonnenwindstrom besitzt eine sehr hohe Magnetfeldstärke und eine relativ niedrige Plasmatemperatur. Besonders auffällig ist die gleichmäßige Rotation des Magnetfeldvektors, die bei diesem Sonnenwindstrom über einen Zeitraum

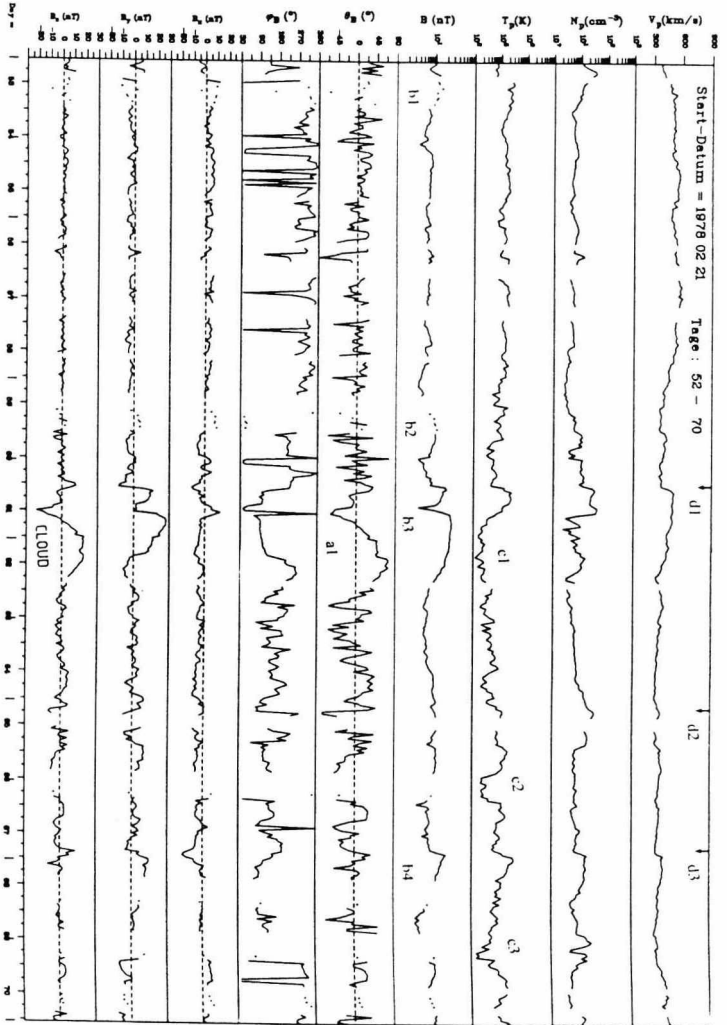


Abb. 5.4 Beispiel der Identifikation einer magnetischen Wolke in den Plasma- und Magnetfeldaten von Helios 1 für den Zeitraum vom 21.2. bis 11.3. 1978 (die Tage des Jahres sind fortlaufend nummeriert). Helios 1 befand sich bei 0,9 AU. Zur Erklärung der in den Daten gekennzeichneten Ereignisse s. Text. Am Tag 61 wird im Anschluß an die Stosswelle d1 (Tag 60) eine magnetische Wolke (Cloud) beobachtet.

von etwa einem Tag beobachtet wird. Anhand der Rotation des Magnetfeldvektors wurde dieser Sonnenwindstrom als magnetische Wolke identifiziert.

Die Analyse der Daten zeigte, daß auch transiente Sonnenwindströme ohne charakteristische Magnetfeldrotation beobachtet werden, was mit den bisherigen Beobachtungsergebnissen übereinstimmt, daß magnetische Wolken eine besondere Teilklasse aller transienten Sonnenwindströme sind [s. auch GOSLING, 1990].

Insgesamt wurden auf diese Weise 46 magnetische Wolken in den Daten von Helios 1 und Helios 2 zwischen 0,3 und 1 AU über den Zeitraum 1975-1981 identifiziert. In Tab. A1 des Anhangs sind diese Wolken genau aufgeführt. Ereignisse mit sehr großen Datenlücken, die eine genauere Untersuchung von vornherein nicht zuließen, wurden dabei nicht berücksichtigt. Wie ein Vergleich der Daten von Helios 1 und Helios 2 zeigte, wurde in zwei Fällen von beiden Sonden die gleiche magnetische Wolke beobachtet (Ereignisse 15^{a,b} und 20^{a,b} in Tab. A1). Die Plasma- und Magnetfeldeigenschaften dieser 46 magnetischen Wolken werden in den folgenden Kapiteln dieser Arbeit untersucht.

5.3 Elementare Eigenschaften magnetischer Wolken

In diesem Kapitel werden die elementaren Eigenschaften der 46 mit Helios 1 und Helios 2 zwischen 0,3 und 1 AU über den Zeitraum Dezember 1975 bis Juli 1981 beobachteten magnetischen Wolken zusammengefaßt. Die genauen Angaben für jede einzelne magnetische Wolke enthält Tab. A1 des Anhangs.

Für die Beobachtungshäufigkeit magnetischer Wolken wurde keine Abhängigkeit vom Abstand zur Sonne festgestellt. Im Bereich 0,3 AU bis 0,5 AU wurden 10 der 46 magnetischen Wolken beobachtet. Dieser Anteil entspricht auch etwa dem Verhältnis der Beobachtungszeiten für die Abstandsintervalle 0,3 bis 0,5 und 0,6 bis 1 AU von 1:4, das aus der elliptischen Umlaufbahn der Helios-Sonden um die Sonne resultiert.

Die Klassifizierung des "ungestörten" Sonnenwindes außerhalb der magnetischen Wolken zeigte (s. Tab. A1), daß 40 magnetische Wolken im langsamen Sonnenwind und sechs magnetische Wolken in schnellen Sonnenwindströmen aus Koronalöchern beobachtet wurden. Dieses Beobachtungsergebnis stützt die Annahme, daß magnetische Wolken aus Quellregionen in der Sonnenkorona mit geschlossener Magnetfeldlinientopologie stammen, aus denen auch der langsame Sonnenwind auf noch nicht bekannte Art freigesetzt wird.

Die Hälfte (23) aller magnetischen Wolken wurde in unmittelbarer Umgebung von Sektorgrenzen festgestellt. Untersucht wurde ein Zeitraum von 24 Stunden, entsprechend einer Variation von ca. 13° in solarer Länge, vor (bei Stoßwellen vor Einsatz der Stoßwelle) und nach der magnetischen Wolke. Ein direkter Zusammenhang magnetischer Wolken mit Plasmaprozessen, die unmittelbar mit der heliosphärischen Stromschiicht in Verbindung stehen könnten, wurde jedoch nicht festgestellt.

Insgesamt 38 der 46 magnetischen Wolken wurden nach einer interplanetaren Stoßwelle beobachtet. Die Zeitdifferenzen zwischen den Stoßwellen und den magnetischen Wolken betragen, für die Fälle bei 1 AU, 5 bis 25 Stunden (radiale Distanz ca. 0,05 bis 0,25 AU). Ein Vergleich mit den Ergebnissen von SHEELEY et al. [1985] für Stoßwellen, die mit Helios 1 beobachtet wurden, zeigt, daß sieben magnetische Wolken direkt als Folge von mit dem Koronagraphen an Bord des Satelliten P78-1 festgestellter CMEs auf der Sonne auftraten.

Abb. 5.5 zeigt, daß die gemessenen Plasmageschwindigkeiten der magnetischen Wolken im Bereich 300 bis 1000 km/s lagen, d.h. die Geschwindigkeit magnetischer Wolken war sehr variabel. Die meisten magnetischen Wolken besaßen allerdings eine Geschwindigkeit von 400 bis 500 km/s. Für die beobachteten Plasmageschwindigkeiten konnte keine Abhängigkeit vom Abstand zur Sonne festgestellt werden.

Abschließend sind in Tab. 5.3 die elementaren Eigenschaften der 46 untersuchten magnetischen Wolken zusammengefaßt.

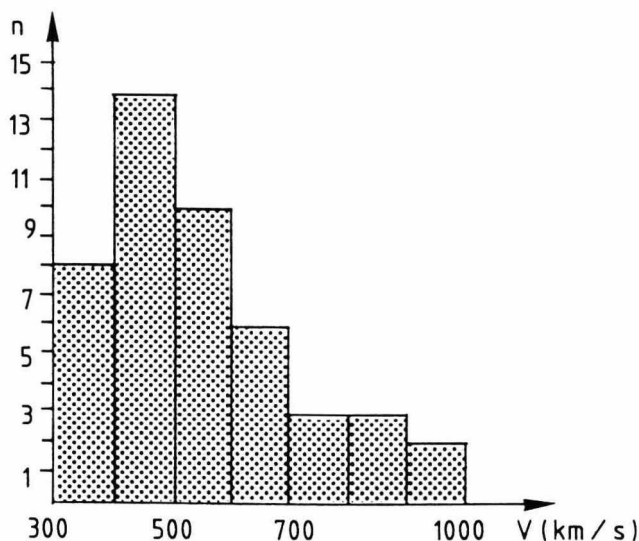


Abb. 5.5 Häufigkeitsverteilung für die Plasmageschwindigkeiten der 46 mit Helios 1/2 in den Jahren 1975 bis 1981 im Bereich 0,3 bis 1 AU beobachteten magnetischen Wolken in Intervallbreiten von 100 km/s.

Tab. 5.3 Elementare Eigenschaften der 46 mit Helios 1 und Helios 2 von 1975 bis 1981 im Bereich 0,3 bis 1 AU beobachteten magnetischen Wolken.

Eigenschaft	Beobachtungsergebnis
Assoziation magnetischer Wolken mit interplanetaren Stoßwellen	38 Wolken mit Stoßwelle 8 Wolken ohne Stoßwelle
Zeit zwischen der Stoßwelle und der magnetischen Wolke bei 1 AU (7 Wolken)	Mittelwert: 11 Stunden, beobachtet wurden Zeitdifferenzen zw. 5 und 25 Stunden
Plasmageschwindigkeiten	300 km/s bis 1000 km/s
Art des Sonnenwindes, in dem die magnetische Wolke beobachtet wurde	38 Wolken im langsamen Sonnenwind (davon 5 vor Kompressionszonen), 6 in schnellen Sonnenwindströmen, 2 nach transienten Sonnenwindströmen
Anzahl der magnetischen Wolken, die in der Nähe (± 24 h) von Sektorgrenzen beobachtet wurden	23 Wolken

5.4 Die charakteristischen Plasma- und Magnetfeldeigenschaften magnetischer Wolken in der inneren Heliosphäre

- Bestimmung der zeitlichen Grenzen einer magnetischen Wolke -

Mit den in den Helios-Daten zwischen 0,3 und 1 AU identifizierten magnetischen Wolken soll nun untersucht werden, welche Plasma- und Magnetfeldeigenschaften magnetische Wolken in der inneren Heliosphäre zusätzlich zu der Rotation des Magnetfeldvektors besitzen. Schon bei der Identifikation magnetischer Wolken zeigte sich, daß magnetische Wolken wesentlich höhere Magnetfeldstärken als der "normale" Sonnenwind besitzen.

Es wurden neben den bisher betrachteten Sonnenwind- und Magnetfeldparametern folgende Plasmamparameter untersucht:

- Der Impulsfluß $\rho_p \cdot V_p^2$ des Plasmas,
- der totale Plasmadruck P_T (thermischer + magnetischer Druck),
- daß Plasma- β_p .

P_T und β_p wurden ebenso wie der Impulsfluß ohne Berücksichtigung der Elektronen- und α -Teilchenparameter berechnet, d.h.: $P_T = n_p \cdot k \cdot T_p + (B^2/8\pi)$; $\beta_p = n_p \cdot k \cdot T_p / (B^2/8\pi)$.

Abb. 5.6 zeigt die Plasmaparameter für die, mit Helios 1 im März 1978 bei 0,9 AU beobachtete, mit einer Stoßwelle verbundene magnetische Wolke (s. auch Abb. 5.4), die im langsamen Sonnenwind mit positiver magnetischer Polarität ($\varphi=135^\circ$) an einer Sektorgrenze auftrat (der Sektorwechsel zwischen Stoßwelle und magnetischer Wolke war eindeutig in den hochaufgelösten Daten festzustellen). Über den Zeitraum der Rotation des Magnetfeldvektors von Süden (S) nach Norden (N) (*SN-Rotation*) sind die Magnetfeldstärke und der totale Plasmadruck P_T sehr hoch und das Plasma- β_p ist viel niedriger als im "ungestörten" Sonnenwind.

Verfolgt man in Abb. 5.6 den zeitlichen Verlauf des Impulsflusses $\rho_p \cdot V_p^2$, des totalen Plasmadrucks P_T und des Plasma- β_p über den Zeitraum vom Beginn der Stoßwelle an, bis zum Ende der Sonnenwindstörung, so lassen sich exemplarisch die typischen Plasma- und Magnetfeldeigenschaften aufzeigen, die eine *Stoßwellen-assoziierte* magnetische Wolke in der inneren Heliosphäre besitzt:

1) Der Bereich zwischen Stoßwelle und magnetischer Wolke (*sheath-Bereich* der Wolke):

Der Zeitraum zwischen der Stoßwelle (60:12 UT) und der magnetischen Wolke (61:01 UT) ist gekennzeichnet durch turbulente Plasmaverhältnisse, da der vorher "ungestörte" Sonnenwind durch die Stoßwelle komprimiert und erhitzt wird und die darauf folgende magnetische Wolke umströmen muß. Über diesen Bereich, den man in Analogie zur *Magnetosheath* der Erde als *Hülle (sheath)* der magnetischen Wolke bezeichnet, sind der Impulsfluß $\rho_p \cdot V_p^2$, der totale Plasmadruck P_T und das Plasma- β_p erhöht.

2) Die magnetische Wolke:

Ab Stunde eins am Tag 61 fällt das Plasma- β_p in zeitlicher Übereinstimmung mit dem Beginn der Rotation des Magnetfeldvektors (gut zu erkennen an der Veränderung von θ von Süden nach Norden, SN-Rotation) auf sehr niedrige Werte ($\beta_p \ll 1$). Dies ist der innere Bereich der magnetischen Wolke. Der magnetische Druck in der magnetischen Wolke ist also sehr viel größer als der thermische Druck des Plasmas. Auch der totale Plasmadruck P_T ist in der magnetischen Wolke deutlich höher als im "ungestörten" Sonnenwind. Nach 25 Stunden werden am Tag 62 ab Stunde zwei das Ende der Rotation des Magnetfeldvektors und die Rückkehr der einzelnen Parameter auf "Normalniveau" beim Übergang in den "ungestörten" Sonnenwind beobachtet. Die Anfangs- und Endzeiten (markierter Zeitraum in Abb. 5.6), d.h. die Grenzen der magnetischen Wolke, wurden durch den Zeitraum mit sehr niedrigem β_p und der Rotation des Magnetfeldvektors festgelegt.

Da das Plasma- β_p im sheath-Bereich der Wolke noch erhöht, im Inneren der magnetischen Wolke dagegen sehr niedrig ($\beta_p \ll 1$) ist, können über den Verlauf des Plasma- β_p Verwechslungen mit Variationen des IMF vermieden werden, die nicht mit den Magnetfeldeigenschaften der magnetischen Wolke selbst verbunden sind, sondern lediglich als Folge des Draping des IMF (s. Abb. 4.1), d.h. bei der Umströmung des umgebenden Sonnenwindes um die magnetische Wolke, hervorgerufen werden.

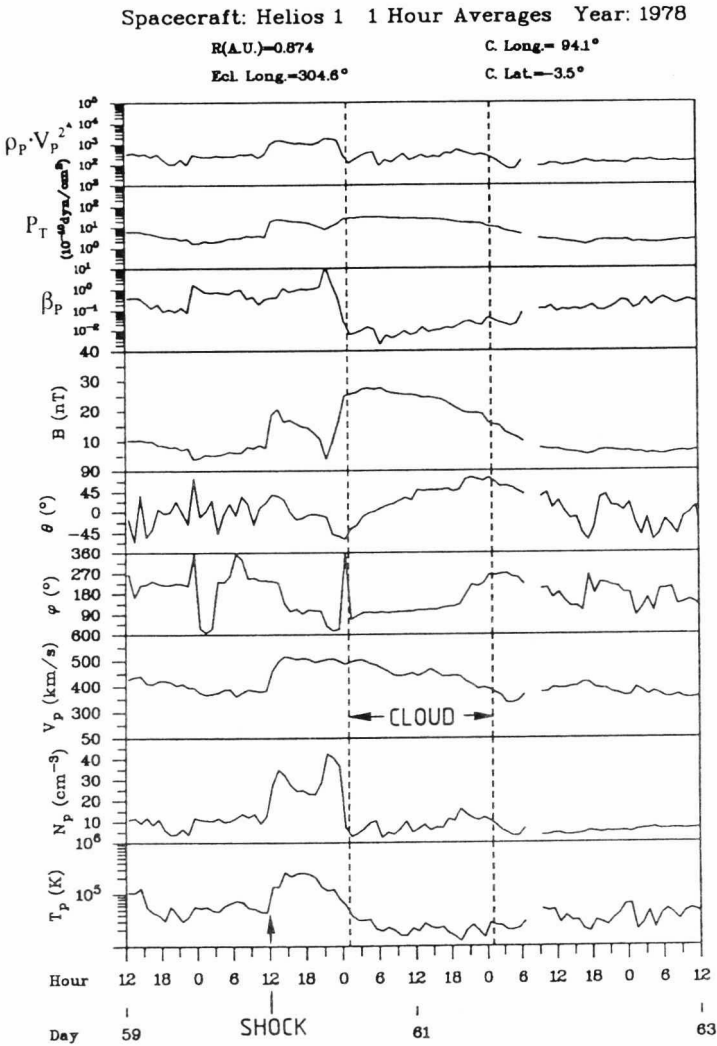


Abb. 5.6 Eine magnetische Wolke (Cloud, 61:01-62:01 UT) im Sonnenwind, die mit Helios 1 im März 1978 bei 0,9 AU im Anschluß an eine Stoßwelle (Shock, 60:12 UT) beobachtet wurde. Von oben nach unten sind die Stundenmittelwerte folgender Parameter dargestellt: Impulsfluß $\rho_p \cdot V_p^2$ [10^{-10} dyn/cm²], totaler Plasmadruck P_T [10^{-10} dyn/cm²], das Plasma- β_p , Betrag der Magnetfeldstärke B , Elevationswinkel θ und Azimutwinkel φ des Magnetfeldvektors sowie Geschwindigkeit V_p , Anzahldichte N_p und Temperatur T_p der Protonen. Über den Zeitraum der magnetischen Wolke findet eine gleichmäßige SN-Rotation des Magnetfeldvektors statt (s. θ).

Abb. 5.7 zeigt eine weitere in den Daten von Helios 1 identifizierte magnetische Wolke. Diese magnetische Wolke, ohne zugehörige Stoßwelle, wurde im März 1975 (Tag 63) bei 0,4 AU, d.h. sehr nahe an der Sonne, in einem schnellen Sonnenwindstrom positiver magnetischer Polarität beobachtet. Über den Zeitraum der magnetischen Wolke wird eine SN-Rotation des Magnetfeldvektors über 14 Stunden festgestellt.

In dieser magnetischen Wolke sind genauso wie bei der in Abb. 5.6 gezeigten magnetischen Wolke die Magnetfeldstärke B und der totale Plasmadruck P_T sehr hoch, und $\beta_p \ll 1$. Auffällig ist, daß im Inneren dieser Wolke die Plasmadichte sehr hoch ist. Der *Dichte-Peak* am Ende der Wolke wird durch die Kompression eines schnelleren nachfolgenden Sonnenwindstroms hervorgerufen. Die Anfangs- und Endzeiten der magnetischen Wolke wurden wieder über das β_p und die Rotation des Magnetfeldvektors bestimmt.

Abb. 5.7 ermöglicht den interessanten Vergleich der Plasma- und Magnetfeldeigenschaften der magnetischen Wolke mit den Plasmaeigenschaften, die an einer Sektorgrenze beobachtet werden (Anfang des Tages 67, zu erkennen im Sprung von $\varphi=135^\circ$ auf $\varphi=315^\circ$). An der Sektorgrenze ist die Plasmadichte ebenfalls sehr hoch, allerdings besitzt die Magnetfeldstärke ein Minimum. β_p ist daher viel größer als eins (inverser Verlauf zur Magnetfeldstärke). Es tritt hier keine gleichmäßige Rotation des Magnetfeldvektors auf.

Die spezifischen Plasma- und Magnetfeldeigenschaften einer magnetischen Wolke in der inneren Heliosphäre im Bereich 0,3 bis 1 AU lauten nach den Beobachtungsergebnissen:

- Eine magnetische Wolke zeichnet sich durch eine gleichmäßige Rotation des Magnetfeldvektors aus. Die Zeitdauer beträgt typisch mehrere Stunden (beobachtet wurden Zeitintervalle zwischen 6 und 31 Stunden).
- Unabhängig vom Abstand zur Sonne ist das Plasma- β_p in magnetischen Wolken viel kleiner als eins (der Mittelwert aller β_p -Werte, die über den Zeitraum der einzelnen magnetischen Wolken gemittelt wurden, war: $\langle \beta_p \rangle = 0,07$). Der magnetische Druck im Inneren einer magnetischen Wolke ist wesentlich größer als der thermische Druck des Plasmas. Über den Verlauf von β_p und der Rotation des Magnetfeldvektors können in erster Näherung die Grenzen einer magnetischen Wolke festgelegt werden (alle Anfangs- und Endzeiten der einzelnen magnetischen Wolken sind in Tab. A1 des Anhangs angegeben).
- In magnetischen Wolken ist der totale Druck des Plasmas P_T (thermischer + magnetischer Druck) höher als im umgebenden Sonnenwind.

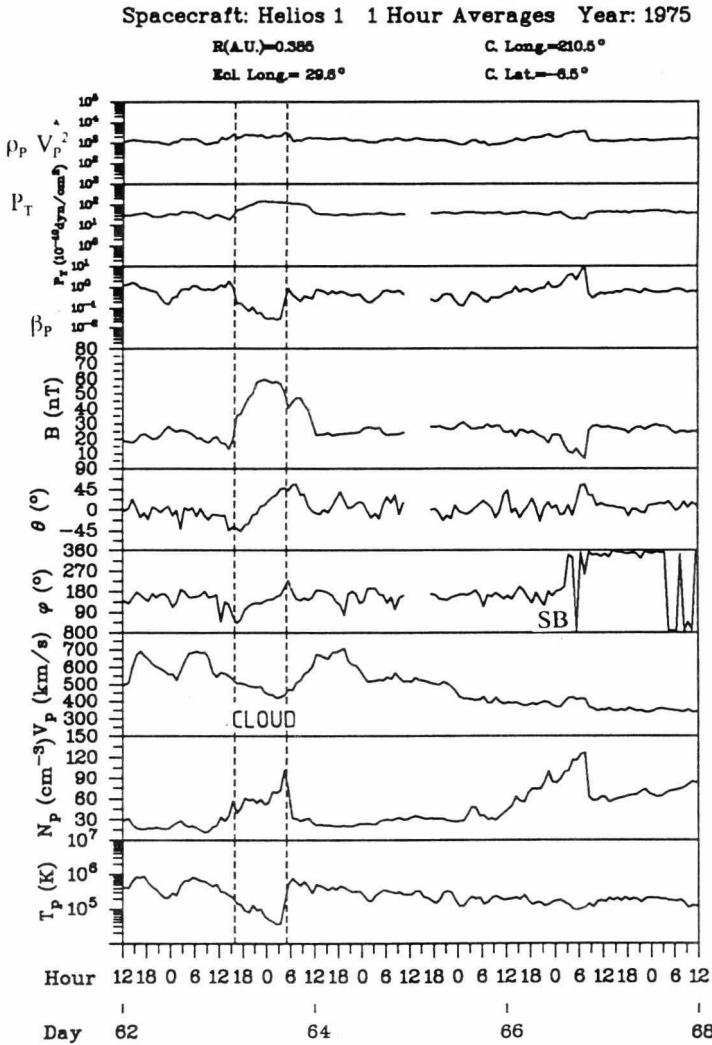


Abb. 5.7 Eine magnetische Wolke (Cloud) im Sonnenwind (ohne Stoßwelle) beobachtet mit Helios 1 bei 0,4 AU im März 1975 (63:16-64:05 UT). Bei der Passage dieser magnetischen Wolke wird eine SN-Rotation des Magnetfeldvektors über einen Zeitraum von 14 Stunden beobachtet (s. θ). Auffällig ist die hohe Dichte in dieser nahe der Sonne beobachteten Wolke. Der Dichte-Peak am Ende der Wolke wird durch die Kompression der Rückfront der Wolke durch einen nachfolgenden schnelleren Sonnenwindstrom hervorgerufen. Am Anfang des Tages 67 ist eine Sektorgrenze (SB) im Sonnenwind zu erkennen (s. Sprung in φ).

5.5 Das Draping des IMF um magnetische Wolken

Die besonderen Plasma- und Magnetfeldeigenschaften der untersuchten magnetischen Wolken bestätigen die Annahme, daß magnetische Wolken als großräumige "isolierte" magnetische Strukturen im Sonnenwind angesehen werden können. Bei der Ausbreitung magnetischer Wolken im interplanetaren Raum muß der umgebende Sonnenwind die magnetische Wolke umströmen.

In Abb. 5.8 und Abb. 5.9 ist schematisch dargestellt, wie die Magnetfeldlinien des IMF in charakteristischer Weise um eine magnetische Wolke drapiert werden [s. GOSLING und MCCOMAS, 1987; MCCOMAS et al., 1988]. Aufgrund von Kompressionseffekten sollte das Draping des IMF, insbesondere bei schnellen, d.h., bei Stoßwellen-assoziierten, magnetischen Wolken im sheath-Bereich der Wolken, sehr effektiv sein.

In Abb. 5.8 erkennt man, daß die Richtungsänderungen des IMF, die ein Beobachter als Folge des Draping um eine magnetische Wolke feststellen würde, von der Position des Beobachters relativ zur heliosphärischen Stromschicht (HCS) und seiner Position relativ zur magnetischen Wolke abhängen.

Wenn man vereinfacht annimmt, daß sich eine magnetische Wolke nach einem CME radial von der Sonne wegbewegt (in Zielrichtung auf einen Beobachter), dann sollten, bei bekannter Position des CME (Nord- (N) oder Südhemisphäre (S) der Sonne) und der Polarität des IMF (des Sektors) am Ort des Beobachters (in der Ebene der Ekliptik angenommen), die durch das Draping zu erwartenden Variationen des IMF nach dem in Tab. 5.4 angegebenen Schema erfolgen. Eine positive Polarität bedeutet, daß die Magnetfeldlinien am Ort des Beobachters von der Sonne weggerichtet sind ($\varphi \approx 135^\circ$), eine negative Polarität, daß die Magnetfeldlinien in Richtung zur Sonne weisen ($\varphi \approx 315^\circ$). Der Spezialfall, daß während des Draping eine Sektorgrenze passiert wird, wurde der Einfachheit halber ausgelassen. Abb. 5.8 ist zu entnehmen, daß in diesem Fall kompliziertere Sequenzen der Variationen des IMF auftreten. Wichtig ist zusätzlich, die Magnetfeldvariationen durch das Draping von denen der magnetischen Wolke zu unterscheiden.

Tab. 5.4 Schema für das Draping des IMF um eine magnetische Wolke im Sonnenwind bei bekannter Position des CME auf der Sonne und der Polarität des IMF am Ort des Beobachters in der Ekliptik [nach MCCOMAS et al., 1989].

Position des CME auf der Sonne (N=Norden, S=Süden)	Polarität des IMF am Ort des Beobachters vor Einsatz der Störung	Kompression der By-Komponente am Ort des Beobachters ergibt erhöhtes	Erwartete Variation der Bz-Komponente im sheath der Wolke
N	+	+By	nordwärts (+Bz)
N	-	-By	südwärts (-Bz)
S	+	+By	südwärts (-Bz)
S	-	-By	nordwärts (+Bz)

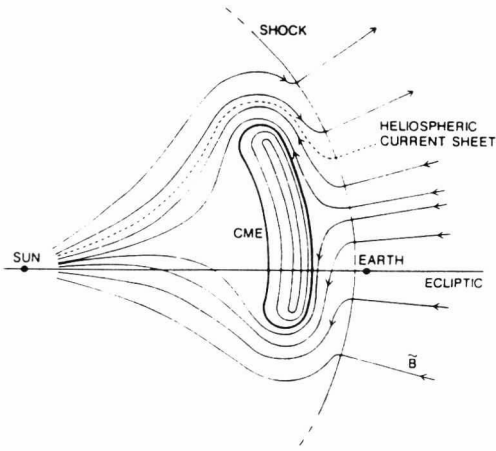


Abb. 5.8 Idealierte Darstellung des Draping des IMF um eine schnelle (mit Stoßwelle) magnetische Wolke (Plasmoid) im Sonnenwind, die durch einen CME auf der Sonne hervorgerufen wurde. Dargestellt ist ein Querschnitt senkrecht zur Ekliptik. Vereinfacht sind in dieser Darstellung die Magnetfeldlinien des IMF als rein radial verlaufend angenommen worden [aus MCCOMAS et al., 1989; nach GOSLING und MCCOMAS, 1987].

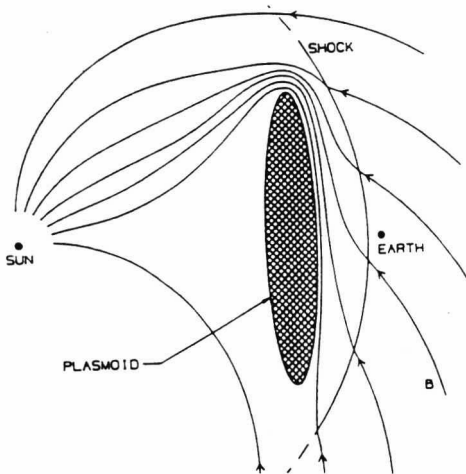


Abb. 5.9 Schematische Darstellung in der Äquatorebene der Sonne für ein sich radial von der Sonne wegbewegendes Plasmoid (eine magnetische Wolke). Der "ungestörte" Sonnenwind wird um die magnetische Wolke drapiert und das IMF wird im Bereich zwischen Stoßwelle und magnetischer Wolke komprimiert. Ein Beobachter stellt in diesem Bereich eine erhöhte By-Komponente des IMF fest [GOSLING und MCCOMAS, 1987; nach HUNDHAUSEN, 1972].

Das Draping des IMF um magnetische Wolken konnte für die sieben Stoßwellen-assoziierten Wolken, die mit Helios 1 direkt als Folge eines CME beobachtet worden sind [s. SHEELEY et al., 1985], untersucht werden.

Dazu wurden für die einzelnen Ereignisse folgende Analyseschritte durchgeführt:

- Es wurde aus den Magnetfelddaten von Helios 1 die Polarität des IMF vor Einsatz der Stoßwelle bestimmt. Die Komponenten des IMF wurden über einen Zeitraum von 24 Stunden vor Einsatz der Stoßwelle gemittelt (die Zeitintervalle waren nicht durch vorangehende Sonnenwindstörungen beeinträchtigt).
- Für den Zeitraum zwischen der Stoßwelle und der magnetischen Wolke wurden erneut die Mittelwerte der Komponenten des IMF bestimmt (eine Überprüfung der Daten zeigte, daß in keinem der sieben Fälle während dieses Zeitraums ein Sektorwechsel stattfand).
- Aus dem Vergleich der mittleren Werte der einzelnen IMF-Komponenten für die Zeit vor Einsatz der Stoßwelle mit den über den sheath-Bereich der magnetischen Wolke gemittelten Werten wurde die relative Änderung in den einzelnen Komponenten des IMF bestimmt und mit den zu erwartenden Variationen des IMF nach dem Schema in Tab. 5.4 verglichen.

Abb. 5.10 zeigt die Analyse für eine dieser mit Helios 1 beobachteten magnetischen Wolken. Da der zugehörige CME mit dem Koronagraphen direkt am Sonnenäquator beobachtet wurde und sich Helios 1 bei $+7^\circ$ heliographischer Breite befand, lag das CME-Zentrum südlich von Helios 1. Man würde nach Tab. 5.4 erwarten, daß Helios 1 im Sonnenwind positiver Polarität eine verstärkte +By-Komponente und eine südwärts (-Bz)-Komponente des IMF als Folge des Draping feststellt. Abb. 5.10 zeigt, daß die Bz-Komponente tatsächlich im sheath-Bereich der Wolke einen starken Schwenk nach Süden ausführt und, daß eine stark erhöhte +By-Komponente gemessen wird. Die Beobachtungsergebnisse sind im Einklang mit den Modellvorstellungen. In Tab. 5.5 sind alle sieben Einzelergebnisse aufgeführt.

Das Ergebnis der Analyse des Draping für die sieben magnetischen Wolken lautet:

- In allen sieben untersuchten Fällen stimmte das Draping des IMF in der Ebene der Ekliptik mit der Modellvorstellung überein. Die By-Komponente wird durch das Draping stark erhöht, wobei ihre Richtung nur von der Polarität des IMF vor Einsatz der Stoßwelle abhängt (falls kein Sektorwechsel stattfindet).
- Für die Variation der Bz-Komponente des IMF ergab sich nur in fünf der sieben untersuchten Fälle eine Übereinstimmung zwischen der in situ Beobachtung und der Modellvorstellung.

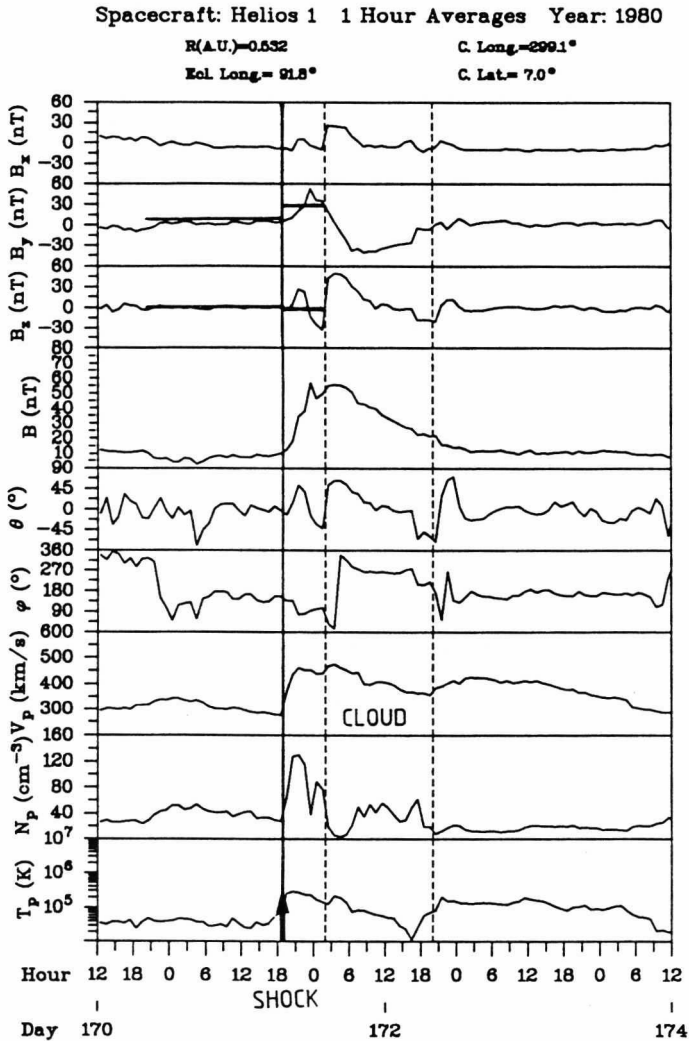


Abb. 5.10 Das Draping des IMF bei einer Stoßwellen-assoziierten magnetischen Wolke, die mit Helios 1 im Juni 1980, direkt nach einem CME auf der Sonne [s. dazu BURLAGA et al., 1982] beobachtet wurde. Helios 1 befand sich bei 0,5 AU bei $+7^\circ$ heliogr. Breite gegenüber dem von der Erde aus gesehenen westlichen Sonnenrand. Die Position des CME war: $N00^\circ(\pm 50^\circ)$ -W. Die Mittelwerte für die By- und Bz-Komponente über den Zeitraum von 24 Stunden vor Einsatz der Stoßwelle und im sheath-Bereich der Wolke sind mit horizontalen Linien angegeben. Die By-Komponente wird durch das Draping zwischen Stoßwelle und magnetischer Wolke stark erhöht, und die Bz-Komponente weist eine deutliche Richtungsänderung nach Süden auf.

Die als Folge des Draping um eine magnetische Wolke zu erwartende Variation der Bz-Komponente des IMF kann bei bekannter Position des CME auf der Sonne und der Polarität des IMF am Ort des Beobachters somit nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit richtig prognostiziert werden. Die Variation der By-Komponente dagegen folgt, wie diese Untersuchung zeigt, streng dem erwarteten Schema, d.h., sie wird durch Kompression lediglich erhöht. Welche Variationen des IMF durch Draping als Folge eines CME zu erwarten sind, ist insbesondere bei der "Vorhersage" starker erdmagnetischer Stürme (s. Kap.9) von besonderem Interesse.

Tab. 5.5 Das Draping des IMF für sieben direkt als Folge eines CME auf der Sonne mit Helios 1 beobachtete magnetische Wolken. Die einzelnen Spalten bedeuten v. links n. rechts: Nummer des Ereignisses, Zeitpunkt des CME (Jahr:Monat:Tag, Stunde), Position des CME-Zentrums auf der Sonne und Winkelausdehnung des CME in Grad, Einsatzzeit der Stoßwelle bei Helios 1, Abstand zur Sonne und Position von Helios 1 in der Ekliptik (relativ zur Erde) sowie die heliogr. Breite, Beginn der magnetischen Wolke (Monat:Tag:Stunde), Polarität des umgebenden Sonnenwindes vor Einsatz der Stoßwelle (P), Mittelwerte der Komponenten des IMF 24 h vor Einsatz der Stoßwelle (U_{24} , Upstream), Mittelwerte der Magnetfeldkomponenten im sheath-Bereich der Wolke (Sh), relative Änderung in den einzelnen Komponenten (Tr, Trend), erwartete relative Änderungen nach den Modellannahmen (E), Vergleich der Modellannahmen mit den Messungen (B) (Übereinstimmung: 1=ja, 0=nein) [Angaben der CMEs nach SHEELEY et al., 1985].

Nr.	CME J:M:T Stunde	Position [°]	Stoßwelle M:T:S	Position H1	Wolke M:T:S	P	U_{24} <Bx> <By> <Bz> [nT]	Sh <Bx> <By> <Bz> [nT]	Tr ΔBx ΔBy ΔBz [nT]	E	B
01	79:05:27 10	N15(± 25)-W	05:28:18	0,43 W90 +7°	05:28:23	-	+19 -08 00	+10 -30 -25	-09 -22 -25	.	.
02	80:03:19 07	S30(± 30)-E	03:22:14	0,92 E84 -3°	03:22:17	+	+03 00 00	-01 +03 +04	-04 +03 +04	.	.
03	80:03:27 13	S20(?) -E	03:29:11	0,89 E85 -3°	03:30:01	+	-03 +04 -01	-05 +17 +02	-02 +13 +03	.	.
04	80:06:18 07	N00(± 50)-W	06:19:19	0,53 W91 +7°	06:20:02	+	-04 +02 -01	-04 +27 -03	00 +25 -02	.	.
05	80:06:20 15	N35(± 50)-W	06:22:20	0,57 W95 +7°	06:23:05	-	-04 00 -02	-09 -15 -16	-05 -15 -14	.	.
06	81:05:10 12	N05(± 40)-E	05:11:07	0,66 E95 -6°	05:11:15	-	+10 -08 -02	+02 -38 -07	-08 -30 -05	.	.
07	81:06:18 14	S20(± 20)-W	06:18:23	0,33 W30 +5°	06:19:03	-	+30 -10 +02	+47 -52 +50	+17 -42 +48	.	.

5.6 Magnetische Wolken und interplanetare Stoßwellen

In diesem Abschnitt soll der Frage nachgegangen werden, ob magnetische Wolken im interplanetaren Raum eine Stoßwelle direkt antreiben.

Numerische Simulationen für den Fall der von PARKER [1961] angenommenen reinen Druckstoßwelle (*blast wave*) und der durch ein Treibergas *getriebenen Stoßwelle* (*driven wave*) im Sonnenwind wurden z.B. von HUNDHAUSEN [1972] durchgeführt. HUNDHAUSEN schätzte ab, daß im Fall der getriebenen Stoßwelle im Abstand von 1 AU die Dauer der solaren Störung auf der Sonne bei mindestens fünf Stunden, bei der reinen Druckwelle dagegen unter einer halben Stunde liegt. Bei Zeiträumen zwischen 0,5 und 5 Stunden ergeben sich Mischfälle des Stoßwellentyps. Ursache einer reinen Druckstoßwelle sollte ein kurzzeitiges impulsives solares Ereignis sein, während man bei einem neu entstehenden Sonnenwindstrom nach einer Eruption eine getriebene Stoßwelle erwarten würde.

Abb. 5.11 zeigt die von HUNDHAUSEN [1972] berechneten charakteristischen Dichteprofile (die Dichte ist relativ zum "ungestörten" Sonnenwind angegeben) im Sonnenwind als Funktion des Abstands von der Sonne für beide Fälle. Bei den Berechnungen wurde angenommen, daß sich die Störung von 0,1 AU aus in einen adiabatischen, stetig strömenden Sonnenwind, der bei 1 AU eine Plasmageschwindigkeit von 400 km/s besitzt, ausbreitet. Für den Fall der getriebenen Stoßwelle steigt im Anschluß an die Stoßwelle die Plasmadichte bis zum Erreichen der *Kontaktfläche* (*Contact Surface*) des folgenden transienten Sonnenwindstroms an, bei der reinen Druckstoßwelle fällt dagegen die Plasmadichte direkt im Anschluß an die Stoßwelle ab.

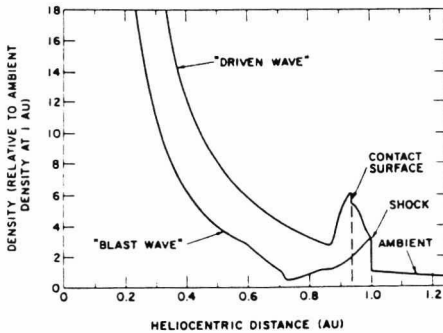


Abb. 5.11 Numerische Lösung für den Dichteverlauf (angegeben relativ zum "ungestörten" Sonnenwind) als Funktion des Abstands von der Sonne für eine reine Druckstoßwelle (*blast wave*) und eine getriebene Stoßwelle (*driven wave*) im Sonnenwind [HUNDHAUSEN, 1972].

Abb. 5.12 zeigt den Dichteverlauf zwischen Stoßwelle und magnetischer Wolke für eine der in dieser Arbeit untersuchten magnetischen Wolken. Im Einklang mit den Modellrechnungen für eine getriebene Stoßwelle steigt die Plasmadichte im sheath-Bereich der Wolke stark an, der Impulsfluß $\rho_p \cdot V_p^2$ besitzt hier ein Maximum. Die Plasmadichteparameter der in dieser Arbeit untersuchten Stoßwellen-assoziierten magnetischen Wolken, insbesondere die relativ zum "ungestörten" Sonnenwind wesentlich schnelleren Wolken, zeigten eine gute Übereinstimmung mit den numerischen Berechnungen für getriebene Stoßwellen. Bei diesen Wolken erfolgte auch ein sehr starkes Draping des IMF.

Diese Beobachtungsergebnisse unterstützen die Annahme, daß magnetische Wolken bei eruptiven Vorgängen bzw. CMEs in der Sonnenkorona hervorgerufen werden durch die neuer Sonnenwindfluß aus Gebieten in der Korona geöffnet wird, die vorher nicht direkt an der Koronaexpansion beteiligt waren. Diese transienten Sonnenwindströme (die magnetischen Wolken) treiben dann Stoßwellen in den interplanetaren Raum.

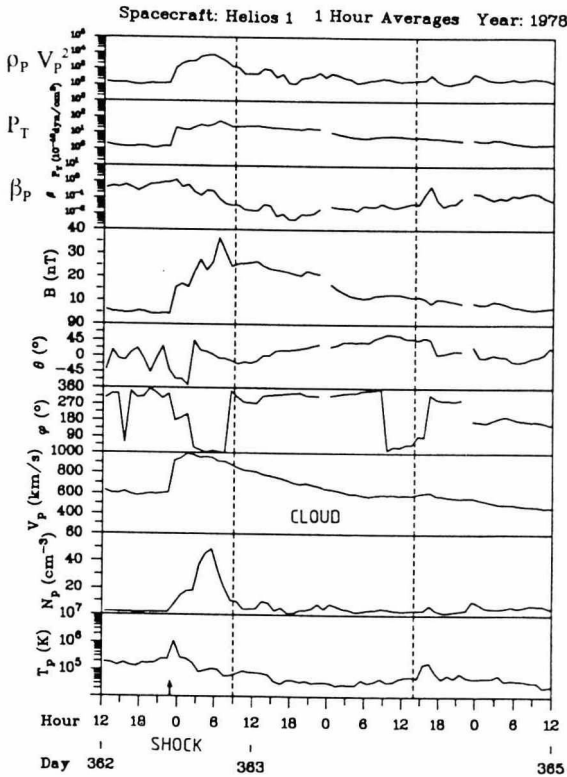


Abb. 5.12 Beispiel für den Verlauf der Plasmadichte im sheath-Bereich einer Stoßwellen-assoziierten magnetischen Wolke, gemessen mit Helios 1 im Dezember 1978 bei 0,8 AU.

6 Interpretation magnetischer Wolken als großräumige magnetische Flußröhren im Sonnenwind

- Die Magnetfeldkonfiguration und Orientierung der mit Helios 1/2 beobachteten magnetischen Wolken -

Mit der in Kapitel 4.3 beschriebenen Minimum-Varianz-Methode soll überprüft werden, ob die Magnetfeldeigenschaften magnetischer Wolken mit dem Modell einer zylindersymmetrischen magnetischen Flußröhre im Sonnenwind erklärt werden können. Zuerst werden in diesem Kapitel schematisch die Magnetfeldvariationen erläutert, die eine Raumsonde nach diesem Modell bei der Passage einer magnetischen Wolke beobachten sollte. Ein Analysebeispiel einer magnetischen Wolke mit der Minimum-Varianz-Methode zeigt exemplarisch, daß die Ergebnisse in überzeugender Weise mit den Modellvorstellungen im Einklang sind. Mit der Minimum-Varianz-Methode kann daher auch die Orientierung der Zylinderachse einer magnetischen Wolke bzw. Flußröhre im interplanetaren Raum bestimmt werden. Aufgrund dieses Ergebnisses wurde ein Konzept entwickelt mit dem magnetische Wolken durch vier Flußröhrentypen mit unterschiedlicher Magnetfeldkonfiguration klassifiziert werden können. Analysebeispiele weiterer magnetischer Wolken zeigen, daß diese vier Flußröhrentypen tatsächlich auch in situ beobachtet werden. Im zweiten Teil dieses Kapitels werden die Ergebnisse für die Magnetfeldkonfigurationen und Orientierungen der mit den Helios-Sonden beobachteten magnetischen Wolken zusammengefaßt. Die Ergebnisse zeigen auf, welche Magnetfeldkonfigurationen am häufigsten beobachtet worden sind und welche Orientierung eine magnetische Wolke im interplanetaren Raum vorzugsweise besitzt. Aus diesen Ergebnissen konnte ein einfaches Modellbild abgeleitet werden, nach dem eine magnetische Wolke die Struktur einer großräumigen magnetischen Flußröhre besitzt, deren Enden vielleicht noch mit der Sonne verbunden sind.

6.1 Die Analyse der Magnetfeldkonfiguration magnetischer Wolken mit der Minimum-Varianz-Methode

Eine mögliche Interpretation für die charakteristischen Magnetfeldvariationen einer magnetischen Wolke ist die Annahme, daß eine Raumsonde von einer magnetischen Flußröhre im Sonnenwind passiert wird. Basierend auf dem magnetohydrodynamischen Modell von GOLDSTEIN [1983] wird vereinfacht angenommen, daß die magnetische Wolke eine zylindersymmetrische Geometrie besitzt.

Die Magnetfeldlinien verlaufen nach diesem Modell auf dem Zylindermantel rein zirkular und im Zentrum der Flußröhre rein entlang der Zylinderachse. Im Zentrum der

Wolke ist die Magnetfeldstärke am höchsten. Die Flußröhre kann eine beliebige Orientierung relativ zur Ekliptik besitzen.

Die idealisierte Skizze in Abb. 6.1 zeigt in einem Querschnitt senkrecht zur Ebene der Ekliptik schematisch die Variationen des Magnetfeldvektors auf, die eine Raumsonde (hier die Helios-Sonde) bei zentraler Passage durch eine zylindersymmetrische magnetische Flußröhre im Sonnenwind feststellt. Vereinfacht wurde angenommen, daß die Zylinderachse der magnetischen Flußröhre in der Ekliptik und senkrecht zu der als radial von der Sonne nach außen angenommenen Ausbreitungsrichtung liegt.

Zuerst wird die Helios-Sonde von den äußeren zirkularen Magnetfeldlinien bzw. dem Zylindermantel der magnetischen Wolke passiert, so daß bei der in Abb. 6.1 angenommenen Magnetfeldkonfiguration zuerst ein südwärtsgerichteter Magnetfeldvektor bzw. eine $-B_z$ -Komponente beobachtet wird. Im Zentrum der Wolke, auf der Zylinderachse, ist der Magnetfeldvektor rein entlang der y -Achse gerichtet (hier nach Osten, entsprechend einer $+B_y$ -Komponente). Schließlich werden bei der Passage der "Rückfront" der magnetischen Wolke die äußeren zirkularen Magnetfeldlinien auf dem Zylindermantel erneut passiert, wobei nun ein nordwärtsgerichteter Magnetfeldvektor bzw. eine $+B_z$ -Komponente beobachtet wird. Zu keinem Zeitpunkt tritt eine B_x -Komponente auf. Aufgrund der Drehung des Magnetfeldvektors senkrecht zur Ekliptik ist die Varianz des Magnetfeldvektors über den Zeitraum der Wolke in der z -Richtung maximal. In der x -Richtung ist die Varianz wegen $B_x = \text{const.} = 0$ minimal, und die y -Achse entspricht der Richtung mittlerer Varianz des Magnetfeldvektors bzw. der Richtung der Zylinderachse der Wolke.

Der zeitliche Verlauf der B_z - und der B_y -Komponente sind im rechten unteren Teil der Abb. 6.1 skizziert. Die Auftragung von B_y gegen B_z , d.h. der Komponenten mittlerer und maximaler Varianz des Magnetfeldvektors für den Zeitraum der magnetischen Wolke, würde eine Art Halbkreis (abhängig vom Verhältnis der Magnetfeldstärke auf der Achse zu der Magnetfeldstärke auf dem Zylindermantel) bzw. Rotation in der B_z - B_y -Ebene ergeben (*Hodogramm*-Darstellung). Für den Fall einer zur Ekliptik geneigten Zylinderachse verändern sich entsprechend der Achsneigung die Varianzrichtungen des Magnetfeldvektors, so daß die Magnetfeldkomponenten B_x , B_y , B_z gemischte Varianzanteile beinhalten. Die in Kapitel 4.3 beschriebene Minimum-Varianz-Methode erlaubt es, die Varianzrichtungen des Magnetfeldvektors bzw. die Orientierung der Zylinderachse zu bestimmen und so, an den Magnetfelddaten einer Raumsonde, direkt die Modellvorstellungen zu überprüfen. Zu berücksichtigen ist dabei, daß die Güte der Analyseergebnisse, d.h. die berechnete Orientierung der Zylinderachse, von der Trajektorie der Raumsonde durch die magnetische Wolke, d.h. vom Abstand der Raumsonde zur Achse der magnetischen Wolke, abhängt.

In Abb. 6.2 sind die Ergebnisse der Minimum-Varianz-Analyse für eine mit Helios 1 im März 1978 bei 0,9 AU beobachtete magnetische Wolke dargestellt. Die Auftragung der Magnetfeldkomponente mit minimaler Varianz B_z^* (der Stern kennzeichnet die Komponenten des Minimum-Varianz-Koordinatensystems, s. Kap. 4.3) gegen die Magnetfeldkomponente mit maximaler Varianz B_x^* zeigt, daß der Magnetfeldvektor über den ana-

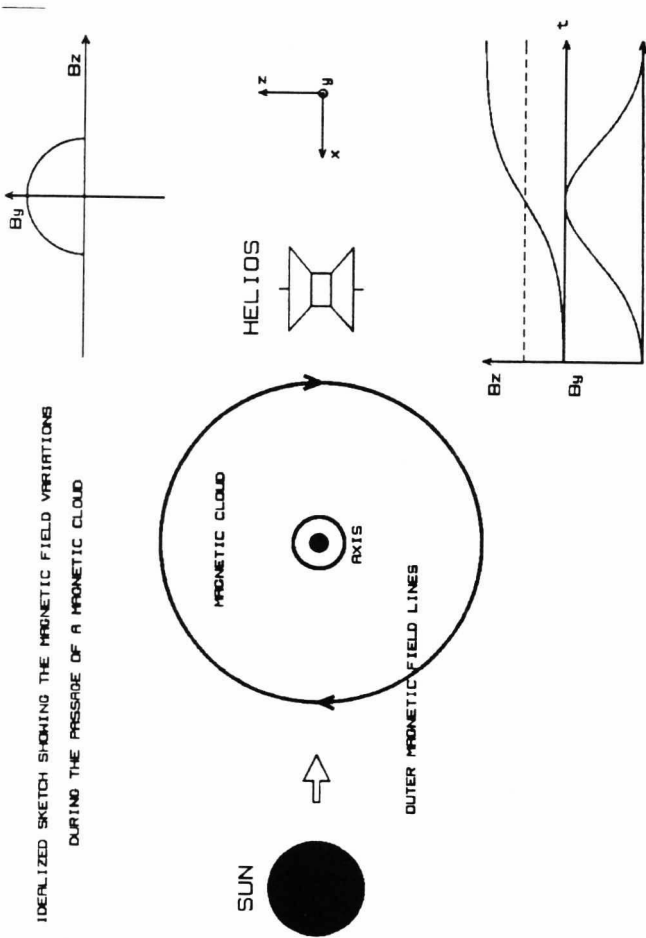


Abb. 6.1 Idealierte Darstellung einer magnetischen Wolke als zylindersymmetrische magnetische Flußröhre im Sonnenwind, in einem Querschnitt senkrecht zur Ekliptik, die sich auf die Helios-Sonde zubewegt. Schematisch ist rechts unten der zeitliche Verlauf der einzelnen Magnetfeldkomponenten dargestellt, die man bei der Passage der magnetischen Wolke über die Sonde beobachten würde [BOTHMER und SCHWENN, 1992b].

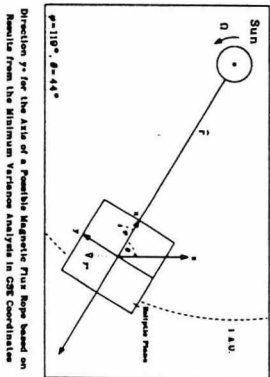
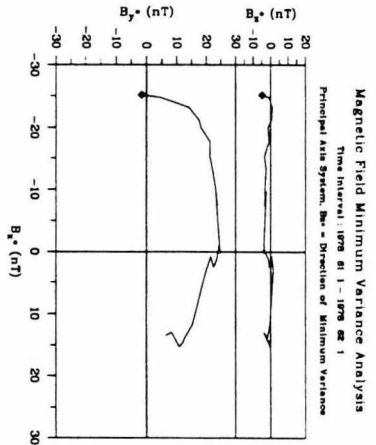
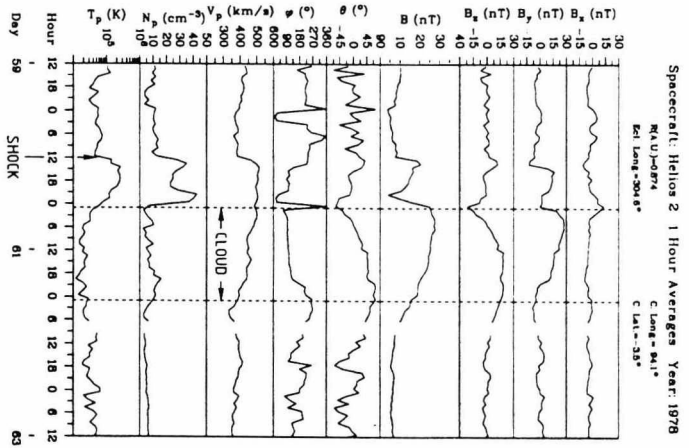


Abb. 6.2 Die Ergebnisse der Minimum-Varianz-Analyse (rechts) für die mit Helios 1 im März 1978 (61:01-62:01 UT) nach einer interplanetaren Stoßwelle (60:12 UT) bei 0,9 AU beobachtete magnetische Wolke. Die gleichmäßige Rotation des Magnetfeldvektors in der Ebene der maximalen Varianz (B_x^* - B_y^* -Ebene) entspricht dem nach Abb. 6:1 erwarteten Verlauf. Für die Richtung der Zylinderachse (die Richtung mittlerer Varianz) ergab sich: $\phi=119^\circ$, $\theta=+44^\circ$. Rechts unten ist die Orientierung der Zylinderachse relativ zur Ekliptik für die Position von Helios 1 skizziert [BOTHMER und SCHWENN, 1992b].

lysierten Zeitraum (61:01-62:01 UT), entlang der Richtung minimaler Varianz nur eine sehr geringe Komponente besitzt ($\langle |B_z^*| \rangle / \langle B \rangle = 0,09$). Der erste Wert des Analysezeitintervalls ist markiert worden, alle weiteren Werte sind fortlaufend miteinander verbunden worden. Aus der Auftragung der Komponente mittlerer Varianz B_y^* gegen die Komponente maximaler Varianz B_x^* erkennt man, daß der Magnetfeldvektor über den Zeitraum der magnetischen Wolke eine gleichmäßige Rotation in der $B_x^* \cdot B_y^*$ -Ebene ausführt. Die Achsenskalierung des Plots wurde willkürlich so gewählt, daß sich gerade bei einem Verhältnis der Magnetfeldstärke auf der Zylinderachse zur Magnetfeldstärke auf dem Zylindermantel von 2:1 ein Halbkreis in der $B_x^* \cdot B_y^*$ -Ebene ergibt (im Zentrum der Wolke sollte nach den Modellannahmen die höchste Magnetfeldstärke beobachtet werden).

Die Übereinstimmung der Ergebnisse der Minimum-Varianz-Analyse mit den in Abb. 6.1 nach den Modellvorstellungen aufgezeigten Magnetfeldvariationen ist sehr überzeugend. Für die Orientierung der Zylinderachse der magnetischen Wolke (gegeben durch die Richtung mittlerer Varianz) ergab sich in SE-Koordinaten: $\varphi = 119^\circ$, $\theta = +44^\circ$. Die Achse dieser magnetischen Wolke ist relativ zur Ekliptik um 44° geneigt und weist einen Winkel von 29° (entgegen dem Uhrzeigersinn) gegenüber der Ostrichtung auf (s. die Skizze in Abb. 6.2 rechts unten). Das Ergebnis für die Richtung der minimalen Varianz war: $\varphi = 189^\circ$, $\theta = -20^\circ$. Die Richtung minimaler Varianz liegt nahe der radialen Richtung, so, wie man es auch nach den Modellannahmen erwarten würde. Das Verhältnis der Eigenwerte mittlerer und minimaler Varianz λ_2/λ_3 war 16,8 und der Winkel zwischen dem ersten und dem letzten Stundenwert des Magnetfeldvektors betrug 150° . Nach den in Kapitel 4.3 angegebenen Fehlerkriterien für die Minimum-Varianz-Methode gelten die Varianzrichtungen daher als wohlbestimmt.

Die in Kapitel 5.4 erläuterten Kriterien, mit denen die Grenzen der magnetischen Wolken bestimmt wurden, beinhalten noch eine gewisse Unschärfe. Tab. 6.1 zeigt, daß geringe zeitliche Variationen des Analyseintervalls die Ergebnisse der Minimum-Varianz-Methode allerdings nicht wesentlich beeinflussen. Dies gilt natürlich nur solange, wie das zu analysierende Zeitintervall noch die vollständige Information bezüglich der insgesamt charakteristischen Variation des Magnetfeldvektors enthält. Da die Zuverlässigkeit der Ergebnisse neben dem Genauigkeitsbereich der Minimum-Varianz-Methode auch von der (unbekannten) Trajektorie der Raumsonde durch die magnetische Wolke, d.h. dem Abstand zur Achse der Wolke abhängt, sollte die berechnete Orientierung der Zylinderachse als Approximation angesehen werden.

Tab. 6.1 Ergebnisse der Minimum-Varianz-Analyse für verschiedene willkürlich verkürzte Zeitintervalle (Jahr:Tag:Stunde) der in Abb. 6.2 gezeigten, mit Helios 1 beobachteten magnetischen Wolke.

Zeitintervall (J:T:S) UT	Orientierung der Zylinderachse φ, θ	Richtung minimaler Varianz φ, θ	λ_2/λ_3	$\langle B_z^* \rangle / \langle B \rangle$
78:61:01-78:62:01	$119^\circ, +44^\circ$	$189^\circ, -20^\circ$	17	0,09
78:61:03-78:61:23	$102^\circ, +57^\circ$	$180^\circ, -08^\circ$	10	0,14
78:61:05-78:62:21	$107^\circ, +57^\circ$	$179^\circ, -11^\circ$	5	0,12

Eine magnetische Wolke als zylindersymmetrische magnetische Flußröhre kann natürlich ganz anders orientiert sein als in Abb. 6.1 skizziert ist und auch eine andere Magnetfeldkonfiguration besitzen.

In Analogie zu Abb. 6.1 sind in Tab. 6.2 die vier Magnetfeldkonfigurationen, die eine magnetische Wolke nach den Modellvorstellungen besitzen kann und die bei zentraler Passage einer Raumsonde zu beobachtenden Rotationen des Magnetfeldvektors dargestellt. Entsprechend der Orientierung des Magnetfeldvektors auf dem Zylindermantel und der Zylinderachse relativ zur Ekliptik wurde die Bezeichnung der einzelnen Flußröhrentypen bzw. magnetischen Wolken gewählt¹⁰. Zum Beispiel bedeutet eine *NWS-Wolke*, daß zuerst ein nach Norden (N) gerichteter, im Zentrum bzw. auf der Zylinderachse der Wolke ein westwärtsgerichteter (W) und am Ende der Wolke ein südwärtsgerichteter (S) Magnetfeldvektor bei der Passage der Flußröhre festgestellt wird. Der Elevationswinkel θ und der Azimutwinkel φ des Magnetfeldvektors ändern sich entsprechend in charakteristischer Weise. Für die entsprechenden Richtungen gilt: $\theta=90^\circ:N$, $\theta=-90^\circ:S$, $\varphi=90^\circ:O$, $\varphi=270^\circ:W$. Die letzte Reihe in Tab. 6.2 zeigt zusätzlich die Magnetfeldvariationen bei vertikaler Orientierung der Zylinderachsen relativ zur Ekliptik auf. Unterschiedliche Flußröhrentypen können dann dieselben charakteristischen Magnetfeldvariationen hervorrufen. Die in Abb. 6.2 analysierte magnetische Wolke ist nach dieser Klassifikation vom Typ SON (s. die Variation von θ und φ in Abb. 6.2 und die Rotation des Magnetfeldvektors im Minimum-Varianz-Koordinatensystem).

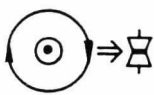







Die Beispiele analysierter magnetischer Wolken in den Abb. 6.3 - 6.6 zeigen, daß die vier Flußröhrentypen von den Helios-Sonden tatsächlich im Sonnenwind beobachtet worden sind. Abb. 6.4 zeigt, daß es auch magnetische Wolken mit komplexerer interner Magnetfeldstruktur gibt. Dies ist an der weniger stark ausgeprägten Rotation des Magnetfeldvektors zu erkennen. Aus den Abb. 6.4-6.6 ist zu entnehmen, daß magnetische Wolken häufig die höchste Magnetfeldstärke an ihrer Vorderfront und nicht in ihrem Zentrum besitzen. Dies deutet auf eine Kompression der Vorderfront hin, die eine Folge des "Eindringens" in den "ungestörten" Sonnenwind sein könnte. Magnetische Wolken stellen daher sicherlich real keine kraftfreien Strukturen im Sonnenwind dar, wie vereinfacht bei der Modellherleitung in Kapitel 4.2 angenommen wurde.

Das Ergebnis der Untersuchung der Magnetfeldkonfiguration magnetischer Wolken mit der Minimum-Varianz-Methode lautet:

- Die bei der Passage einer magnetischen Wolke über eine Raumsonde beobachtete Magnetfeldrotation läßt sich durch das Modell einer magnetischen Wolke als zylindersymmetrische magnetische Flußröhre im Sonnenwind erklären.

¹⁰ Magnetische Wolken mit gleicher Orientierung der Magnetfeldlinien auf dem Zylindermantel, aber unterschiedlicher Magnetfeldrichtung auf der Zylinderachse, unterscheiden sich durch den unterschiedlichen Schraubensinn bzw. die Helizität der Magnetfeldlinien (entsprechend der Richtung des elektrischen Stroms parallel oder antiparallel zur Magnetfeldrichtung).

Tab. 6.2 Schematische Darstellung (in Analogie zu Abb. 6.1) der möglichen Magnetfeldkonfigurationen einer zylindersymmetrischen magnetischen Flußröhre und der Rotation des Magnetfeldvektors, die eine Raumsonde bei zentraler Passage des jeweiligen Flußröhrentyps (der magnetischen Wolke) beobachten würde.

Typ der Wolke	Variation des Magnetfeldvektors	Richtung des Magnetfeldvektors auf der Zylinderachse	Rotation in der Bz-By-Ebene (Bx*-By*-Ebene)
SON 	Süd(-Bz)→Nord(+Bz)	Ost(+By)	
SWN 	Süd(-Bz)→Nord(+Bz)	West(-By)	
NOS 	Nord(+Bz)→Süd(-Bz)	Ost(+By)	
NWS 	Nord(+Bz)→Süd(-Bz)	West(-By)	
Vertikale Orientierungen SON, NWS, SWN, NOS	Ost(+By)→West(-By), West(-By)→Ost(+By)	Nord(+Bz), Süd(-Bz) Süd(-Bz), Nord(+Bz)	Rotationen wie oben, aber in der By-Bz-Ebene (Bx*-By*-Ebene)

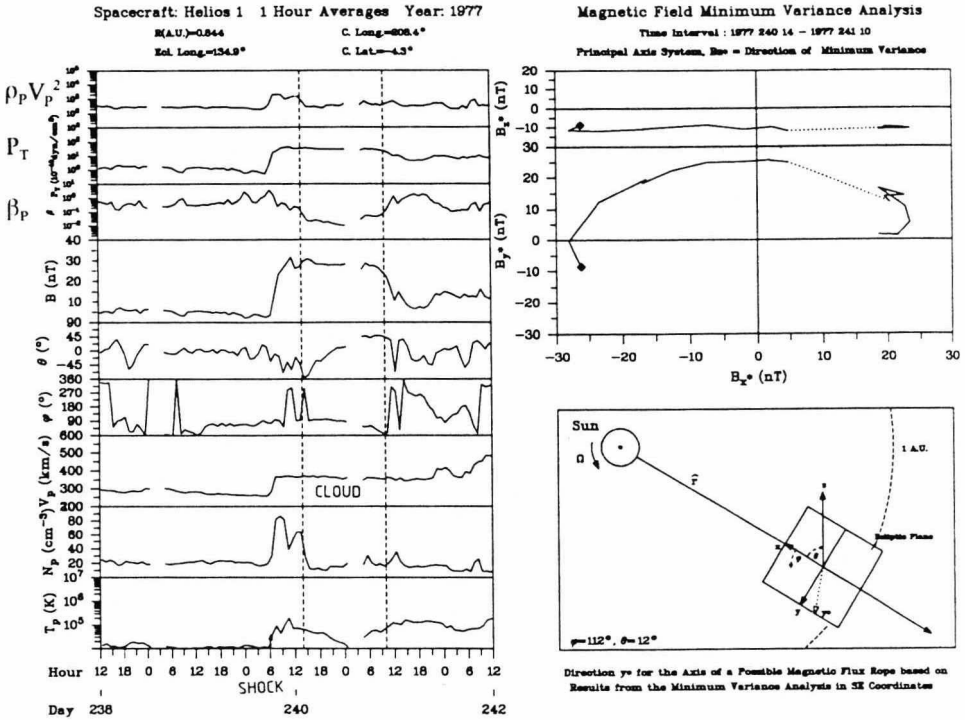


Abb. 6.3 Eine magnetische Wolke des Typs SON, beobachtet mit Helios 1 bei 0,8 AU im August 1977 (240:14-241:10 UT). Die Zeitdifferenz zwischen der Stoßwelle (240:06 UT) und der magnetischen Wolke betrug 7 Stunden. Die Richtung der Achse der magnetischen Wolke ist gegeben durch $\varphi = 112^\circ, \theta = +12^\circ$. Die Achse liegt damit etwa in Ost-Westrichtung, nahe der Ekliptik. Für die Richtung minimaler Varianz ergab sich: $\varphi = 205^\circ, \theta = +17^\circ$.

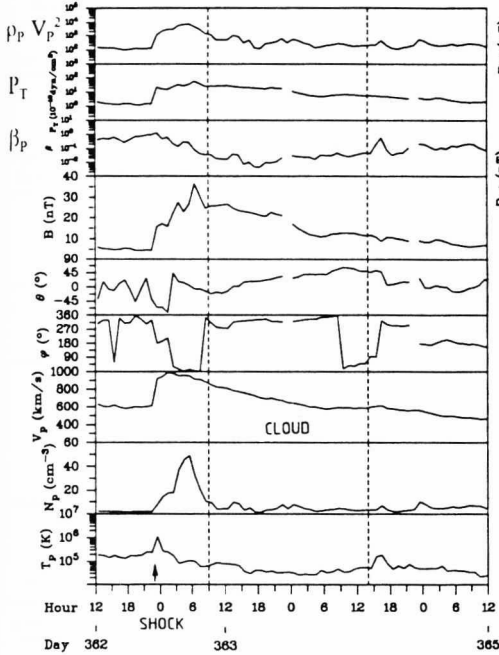
Spacecraft: Helios 1 1 Hour Averages Year: 1978

R(A.U.)=0.847

C. Long=08.1°

Sol. Long.=308.9°

C. Lat.=3.5°



Magnetic Field Minimum Variance Analysis

Time Interval: 1978 363 9 - 1978 364 14

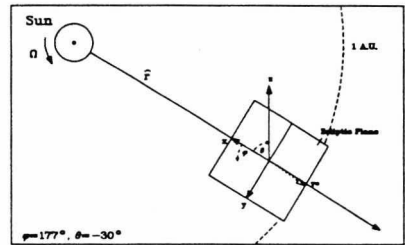
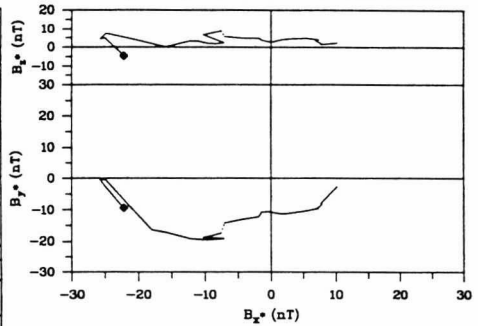
Principal Axis System, B_z* = Direction of Minimum VarianceDirection y^* for the Axis of a Possible Magnetic Flux Rope based on Results from the Minimum Variance Analysis in SE Coordinates

Abb. 6.4 Eine magnetische Wolke des Typs SWN, beobachtet mit Helios 1 bei 0,8 AU im Dezember 1978 (363:09-364:14 UT). Zeitdifferenz zwischen der Stoßwelle (362:23 UT) und der magnetischen Wolke: 9 Stunden. Bei dieser magnetischen Wolke wird in den Daten eine scheinbar kompliziertere Magnetfeldvariation über einen Zeitraum von 30 Stunden beobachtet. Im Minimum-Varianz-Koordinatensystem ergibt sich dagegen eine einfache Rotation des Magnetfeldvektors. Orientierung der Achse: $\varphi = 177^\circ$, $\theta = -30^\circ$. Richtung minimaler Varianz: $\varphi = 230^\circ$, $\theta = +47^\circ$. Diese magnetische Wolke mit sehr hoher Plasmageschwindigkeit wurde in einem schnellen Sonnenwindstrom eines Koronalochs beobachtet.

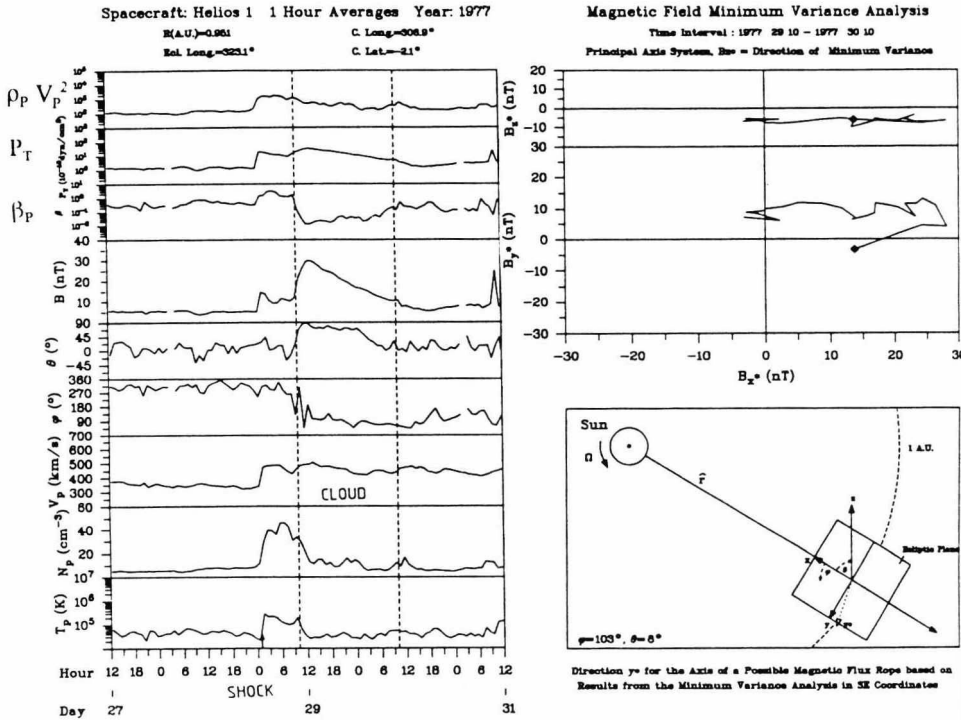


Abb. 6.5 Eine magnetische Wolke des Typs NOS, beobachtet mit Helios 1 bei 1 AU im Januar 1977 (29:10-30:10 UT). Zeitdifferenz zwischen Stoßwelle (29:01 UT) und magnetischer Wolke: 8 Stunden. Orientierung der Achse: $\varphi = 103^\circ$, $\theta = +8^\circ$. Richtung minimaler Varianz: $\varphi = 191^\circ$, $\theta = -15^\circ$. Dieses Ereignis ist ein Beispiel für eine magnetische Wolke mit komplizierterer interner Magnetfeldstruktur (s. Rotation in der Ebene maximaler Varianz). Die magnetische Wolke wurde direkt an der heliosphärischen Stromschiene beobachtet, Helios 1 befindet sich im Anschluß an die Wolke in einem anderen Sektor.

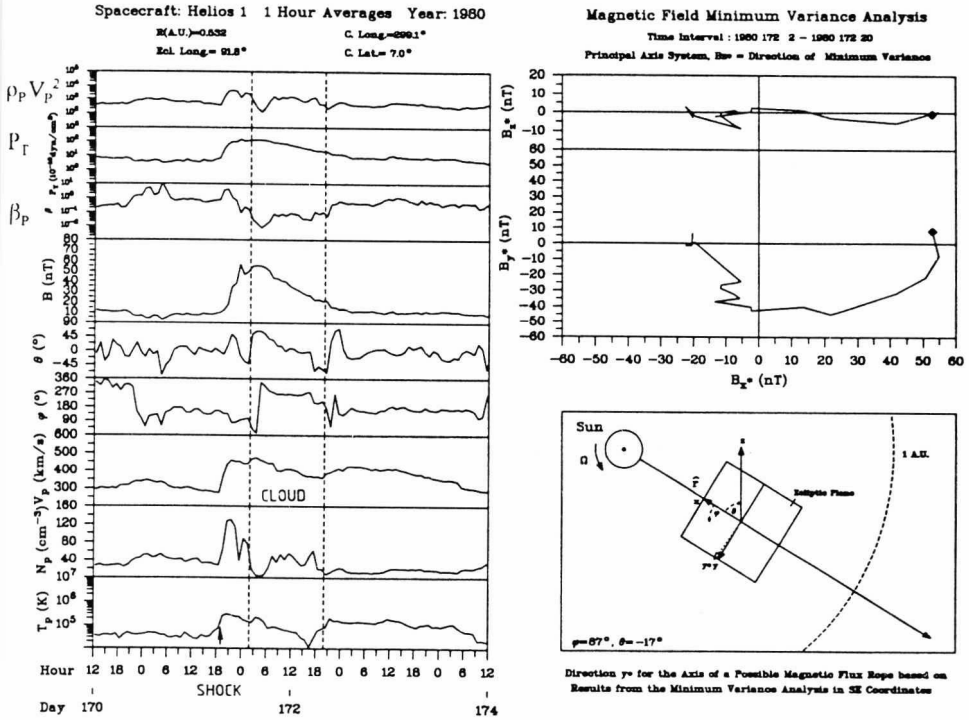


Abb. 6.6 Eine magnetische Wolke des Typs NWS, beobachtet mit Helios 1 bei 0,5 AU, im Juni 1980 (172:02-172:20 UT). Zeitdifferenz zwischen Stoßwelle (171:19 UT) und magnetischer Wolke: 6 Stunden. Orientierung der Achse: $\phi = 87^\circ, \theta = -17^\circ$. Richtung minimaler Varianz: $\phi = 168^\circ, \theta = +26^\circ$. Diese magnetische Wolke wurde direkt als Folge eines CME in Zielrichtung auf Helios 1 beobachtet (s. auch Kap. 3.2).

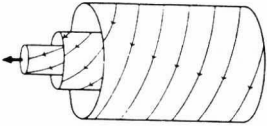
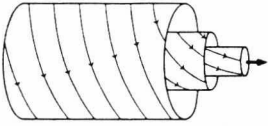
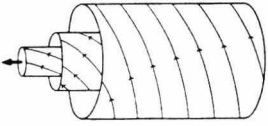
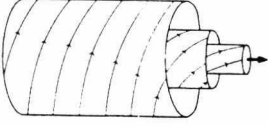
6.2 Die Magnetfeldkonfiguration und Orientierung magnetischer Wolken in der inneren Heliosphäre

Mit der Minimum-Varianz-Methode wurde für alle 46 mit Helios 1 und Helios 2 beobachteten magnetischen Wolken die Magnetfeldkonfiguration, d.h. der Flußröhrentyp und die Orientierung der Zylinderachse, bestimmt. Die Ergebnisse der Minimum-Varianz-Analyse und die Klassifizierung der einzelnen magnetischen Wolken sind in Tab. A1 des Anhangs aufgeführt. Bei einigen der untersuchten magnetischen Wolken deuteten die Ergebnisse der Minimum-Varianz-Analyse darauf hin, daß diese magnetischen Wolken eine komplexere interne Magnetfeldstruktur besaßen oder von der Raumsonde möglicherweise nur gestreift wurden. Die Zahl solcher Fälle war aber sehr gering, so daß mögliche Fehlinterpretationen des Flußröhrentyps die im folgenden dargestellten Ergebnisse nicht beeinträchtigen.

Tab. 6.3 zeigt, wie häufig die unterschiedlichen Flußröhrentypen insgesamt beobachtet wurden. Während des Beobachtungszeitraums 1975 bis 1981 traten überwiegend, d.h. in 74% aller Fälle, magnetische Wolken der Typen SON und SWN auf. Bei diesen Magnetfeldkonfigurationen stellt eine Raumsonde bei der Passage einer magnetischen Wolke eine SN-Rotation des Magnetfeldvektors fest. Daß magnetische Wolken der Typen NOS und NWS, die zu NS-Rotationen des Magnetfeldvektors führen, viel seltener beobachtet worden sind, legt die Idee nahe, daß die unterschiedliche Magnetfeldkonfiguration magnetischer Wolken von der globalen Polarität der Sonne abhängen könnte. Eine Durchsicht der Satellitendaten bei 1 AU zeigte auch einen gewissen Trend dafür, daß in den Jahren nach der "Umpolung" der Sonne im Jahr 1980, ab etwa 1982, magnetische Wolken mit NS-Rotationen des Magnetfeldvektors häufiger auftraten als SN-Wolken. Eine genaue Untersuchung der Magnetfeldkonfiguration magnetischer Wolken für Zeiträume unterschiedlicher magnetischer Polarität der Sonne ist nur möglich, falls sehr vollständige Sonnenwindbeobachtungen über einen langen Beobachtungszeitraum vorliegen. Zusätzlich müssen präzise Analysen durchgeführt werden, die Rückschlüsse auf die solaren Ursachen magnetischer Wolken zulassen. An dieser Stelle soll auf das Kapitel 8 dieser Arbeit verwiesen werden, in dem der Zusammenhang zwischen magnetischen Wolken und "verschwindenden" Filamenten (eruptiven Protuberanzen) einschließlich der beobachteten Magnetfeldkonfigurationen untersucht wird.

Nach der Magnetfeldkonfiguration der magnetischen Wolken sollen die Ergebnisse für die berechneten Orientierungen der magnetischen Wolken bzw. der Zylinderachsen im interplanetaren Raum betrachtet werden. Abb. 6.7 zeigt die Häufigkeitsverteilung für den Azimutwinkel φ in der Ekliptik (6.7a) und den Elevationswinkel θ (6.7b) der Zylinderachsen in Intervallbreiten von 20° . Zusätzlich ist der Mittelwert aus allen Beobachtungen sowie die Richtung des Parkerspiralwinkels (PS) für 1 AU ($\varphi \approx 135^\circ$) angegeben. Abb. 6.7a zeigt, daß die Orientierung der Achsen keinen Zusammenhang mit der im "normalen" Sonnenwind beobachteten Parkerspiralrichtung des IMF ergibt. Der Mittelwert von φ ergab, daß die Orientierung der Flußröhren im Mittel in der Ost-Westrichtung lag ($\langle \varphi \rangle = 91^\circ$, $\sigma = 44^\circ$). Achsen nahe der radialen Richtung zur Sonne wurden äußerst selten beobachtet. In Abb. 6.7b erkennt man, daß die Achsen der magnetischen Wolken am

Tab. 6.3 Häufigkeiten der unterschiedlichen Flußröhrentypen (magnetischen Wolken) nach Beobachtungen mit den Sonnensonden Helios 1 und Helios 2 im Bereich 0,3 bis 1 AU für die Jahre 1975-1981.

Typ	Anzahl beobachteter Wolken
<p style="text-align: center;">SON</p> 	17
<p style="text-align: center;">SWN</p> 	17
<p style="text-align: center;">NOS</p> 	6
<p style="text-align: center;">NWS</p> 	6

6 Interpretation magnetischer Wolken

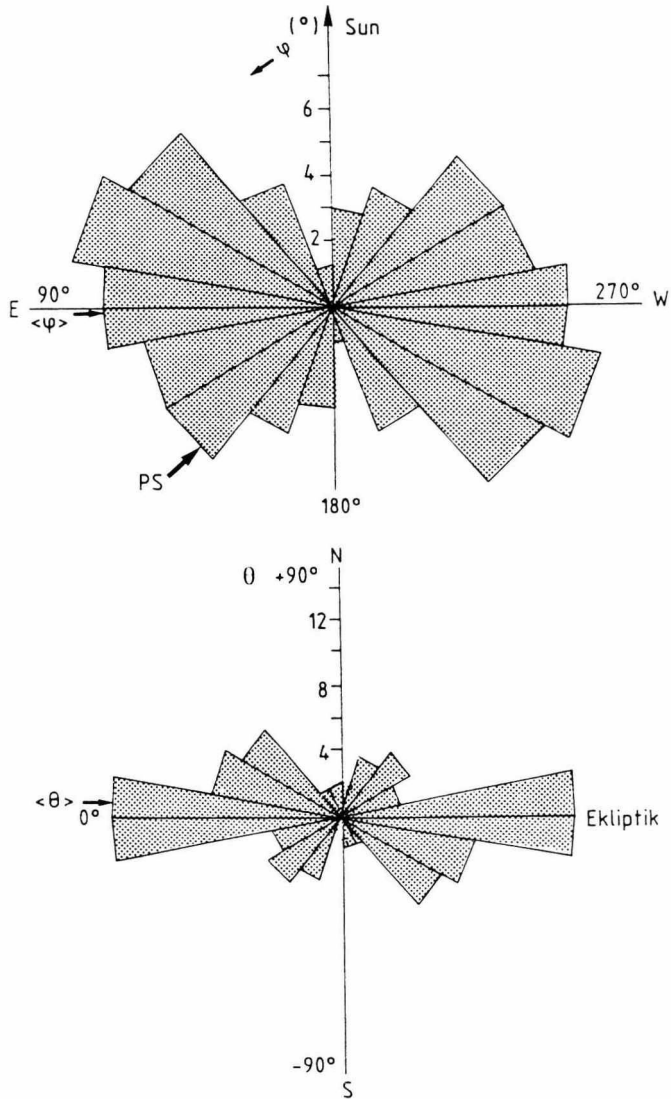


Abb. 6.7 Häufigkeitsverteilung der Orientierungen der Zylinderachsen in Intervallbreiten von 20° für die 46 mit Helios 1 und Helios 2 beobachteten magnetischen Wolken nach den Ergebnissen der Minimum-Varianz-Analyse: a) in der Ebene der Ekliptik (φ) b) Neigung der Achsen gegen die Ekliptik (θ). Zusätzlich sind der Parkerspiralwinkel (PS) für 1 AU ($\varphi=135^\circ$) und die Mittelwerte $\langle\varphi\rangle$, $\langle\theta\rangle$ markiert.

häufigsten nahe der Ekliptik lagen. Nur sehr wenige magnetische Wolken (Flußröhren) wurden mit fast vertikaler Orientierung im interplanetaren Raum beobachtet.

Daß die Flußröhren vorwiegend in der Ekliptik lagen, ist überraschend, weil man von vornherein sicherlich eine stark variable Orientierung der magnetischen Wolken vermutet hätte. Da der gesamte Helios-Datensatz sehr sorgfältig nach Rotationen des Magnetfeldvektors in beliebigen Ebenen relativ zur Ekliptik durchsucht worden ist, kann ein Auswahleffekt als Erklärung dieses Ergebnisses mit großer Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden. Eine solare Ursache für die bevorzugte Orientierung magnetischer Wolken ist daher naheliegend. Insbesondere kommt ein Zusammenhang mit der Orientierung von Filamenten auf der Sonne in Frage. In Abb. 6.8 ist eine Häufigkeitsverteilung für die Lage von eruptiven Protuberanzen ("verschwindenden" Filamenten) bei CMEs (beobachtet mit Koronagraphen an Bord von Skylab und dem Solar-Maximum-Mission-Satelliten) dargestellt. Protuberanzen mit vertikaler Lage (relativ zum Sonnenäquator) wurden viel seltener beobachtet.

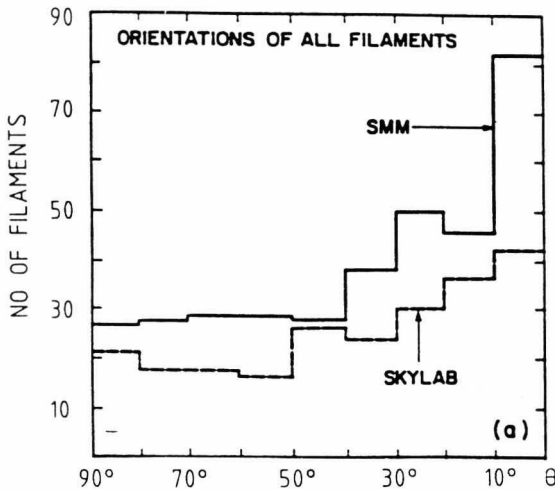


Abb. 6.8 Häufigkeitsverteilung der Orientierung von "verschwindenden" Filamenten bei CMEs, die mit den Koronagraphen an Bord von Skylab und des Solar-Maximum-Mission-Satelliten (SMM) beobachtet wurden. Die Intervallbreite beträgt 10° heliogr. Breite. $\theta=0^\circ$ entspricht einer Lage des Filaments parallel zum Sonnenäquator [nach WEBB, 1988].

In Tab. 6.4 sind die Analyseergebnisse für die unterschiedlichen Typen magnetischer Wolken angegeben. Die mittlere Orientierung der Zylinderachse ist für die einzelnen Teilmengen magnetischer Wolken im Rahmen der Genauigkeit der Analysemethode in guter Übereinstimmung. Die Richtung der minimalen Varianz liegt nach den Beobachtungen fast in der radialen Richtung in der Ekliptik, so wie man es auch nach den Modellvorstellungen für eine magnetische Wolke, deren Achse senkrecht zur radialen Richtung liegt, erwartet.

Tab. 6.4 Mittelwerte für die Richtung der Zylinderachse und die Richtung minimaler Varianz für alle untersuchten magnetischen Wolken und die unterschiedlichen Flußröhrentypen. Angegeben ist zusätzlich die Standardabweichung σ und in Klammern die Anzahl der Wolken, aus denen der Mittelwert berechnet wurde.

Klasse der Wolken	Orientierung der Achse	Richtung minimaler Varianz
Gesamtmenge (46)	$\langle\varphi\rangle = 91^\circ, \sigma=44^\circ$ $\langle\theta\rangle = +3^\circ, \sigma=36^\circ$	$\langle\varphi\rangle = 188^\circ, \sigma=38^\circ$ $\langle\theta\rangle = +3^\circ, \sigma=27^\circ$
SON (17)	$\langle\varphi\rangle = 104^\circ, \sigma=44^\circ$ $\langle\theta\rangle = +6^\circ, \sigma=35^\circ$	$\langle\varphi\rangle = 185^\circ, \sigma=39^\circ$ $\langle\theta\rangle = -9^\circ, \sigma=22^\circ$
SWN (17)	$\langle\varphi\rangle = 83^\circ, \sigma=42^\circ$ $\langle\theta\rangle = 0^\circ, \sigma=41^\circ$	$\langle\varphi\rangle = 196^\circ, \sigma=40^\circ$ $\langle\theta\rangle = +10^\circ, \sigma=29^\circ$
NOS (6)	$\langle\varphi\rangle = 77^\circ, \sigma=22^\circ$ $\langle\theta\rangle = +15^\circ, \sigma=28^\circ$	$\langle\varphi\rangle = 180^\circ, \sigma=31^\circ$ $\langle\theta\rangle = +11^\circ, \sigma=19^\circ$
NWS (6)	$\langle\varphi\rangle = 94^\circ, \sigma=61^\circ$ $\langle\theta\rangle = -8^\circ, \sigma=30^\circ$	$\langle\varphi\rangle = 184^\circ, \sigma=42^\circ$ $\langle\theta\rangle = +8^\circ, \sigma=36^\circ$

Für die typische Orientierung einer magnetischen Wolke in der inneren Heliosphäre folgt mit den Ergebnissen der Minimum-Varianz-Analyse:

- Die Zylinderachsen von magnetischen Wolken liegen im Mittel nahe der Ost-West-Richtung sowie nahe der Ekliptik.

Abb. 6.9 zeigt, daß man sich die Orientierung und Struktur einer typischen magnetischen Wolke nach diesen Beobachtungsergebnissen als großräumige magnetische Flußröhre im Sonnenwind vorstellen kann [zum Konzept magnetischer Wolken als magnetische Flußröhren im Sonnenwind s. z.B. MARUBASHI, 1989; GOSLING, 1990; CROOKER et al., 1990; BURLAGA, 1988; BURLAGA et al., 1990; LEPPING et al., 1991]. Zusätzlich sind die unterschiedlichen Varianzrichtungen des Magnetfeldvektors angedeutet, die bei der Passage der Flußröhre beobachtet werden.

Nach dieser Modellvorstellung sollte eine magnetische Wolke über einen großen Bereich

solarer Länge im interplanetaren Raum die gleiche charakteristische Magnetfeldkonfiguration aufweisen. Ob diese Vorstellung zutrifft, könnte mit gleichzeitigen Messungen mehrerer Raumsonden und Satelliten an unterschiedlichen Positionen im interplanetaren Raum geklärt werden. Dies soll im folgenden Kapitel dieser Arbeit untersucht werden.

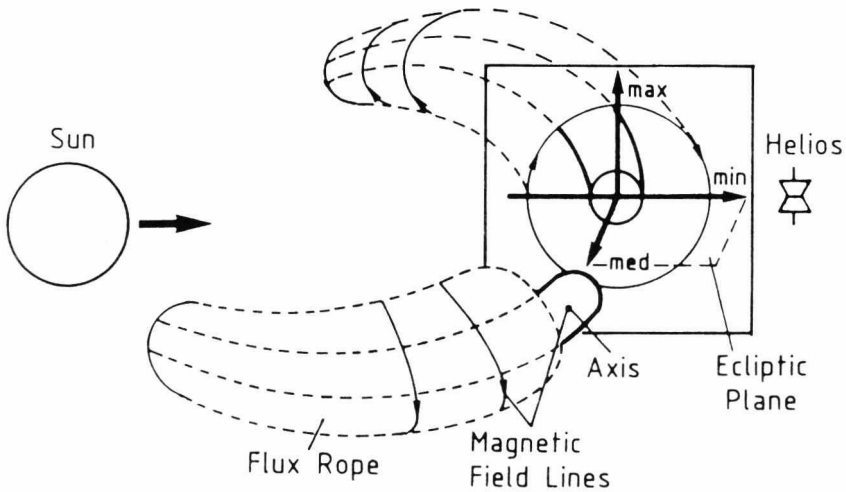


Abb. 6.9 Idealierte Darstellung einer typischen magnetischen Wolke als großräumige magnetische Flußröhre im Sonnenwind, nach Beobachtungen mit Helios 1/2 (1975 bis 1981, Bereich: 0,3 bis 1 AU). Die Richtungen minimaler (min), mittlerer (med) und maximaler Varianz (max) des Magnetfeldvektors, die bei der Passage der Flußröhre festgestellt werden, sind zusätzlich angedeutet. Unklar ist, ob die magnetische Flußröhre noch mit der Sonne verbunden ist oder ob sich die Flußröhre ganz von der Sonne gelöst hat [BOTHMER und SCHWENN, 1992b].

7 Ausmaß, Stabilität und Expansion magnetischer Wolken

Die Analyse magnetischer Wolken in Kapitel 6 hat gezeigt, daß eine magnetische Wolke als großräumige magnetische Flußröhre im Sonnenwind interpretiert werden kann. Die Messungen einer einzelnen Raumsonde können nur lokal Auskunft über die Struktur einer magnetischen Wolke geben. In diesem Kapitel soll überprüft werden, ob "gleichzeitige" Beobachtungen einer magnetischen Wolke mit mehreren Raumsonden und Satelliten an unterschiedlichen Positionen im interplanetaren Raum die Modellvorstellung bestätigen. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird mit Helios-, Voyager- und Pioneer-Daten über den Bereich 0,3 bis 4,1 AU die radiale Expansion magnetischer Wolken untersucht. Die Ergebnisse werden mit der Expansion und Größe eruptiver Protuberanzen, die aus Koronagraphenbeobachtungen ermittelt wurde, verglichen. Die Helios-Messungen zeigen, daß mit wachsendem Abstand von der Sonne die Plasmadichte in magnetischen Wolken wesentlich stärker als im "ungestörten" Sonnenwind abnimmt. Aus der beobachteten Dichteabnahme folgt, daß magnetische Wolken auch quer zur radialen Richtung expandieren. Die Ergebnisse stützen die Vorstellung einer magnetischen Wolke als einer von der Sonne ausgehenden großräumigen, expandierenden magnetischen Flußröhre.

7.1 Ausmaß und Stabilität magnetischer Wolken

Die Messungen einer Raumsonde geben nur lokal Auskunft über die Magnetfeldstruktur einer magnetischen Wolke. Nach dem in Kapitel 6 skizzierten Modell einer magnetischen Wolke als großräumige magnetische Flußröhre im Sonnenwind sollte sich eine magnetische Wolke über einen großen Bereich des interplanetaren Raumes erstrecken. Ob dies der Fall ist, kann nur mit gleichzeitigen Beobachtungen einer magnetischen Wolke durch mehrere Raumsonden und Satelliten an unterschiedlichen Positionen im interplanetaren Raum festgestellt werden. Da dies nur sehr selten möglich ist, existieren in der Literatur erst zwei solcher Beobachtungen [BURLAGA et al., 1981; BURLAGA et al., 1987].

Ausgehend von den Helios 1/2 Beobachtungen wurde untersucht, ob die magnetischen Wolken zusätzlich auch von Erdsatelliten¹¹ und (oder) den Raumsonden Voyager 1/2¹²

¹¹ Am National Space Science Data Center (NSSDC) der NASA (National Aeronautics and Space Administration) in Greenbelt Maryland existiert eine Datenbank mit Raumsonden- und Satellitenmessungen (in Form von Stundenmittelwerten ab 1963) des Sonnenwindes in Erdnähe, die ständig aktualisiert wird. Vom Max-Planck-Institut für Aeronomie in Katlenburg-Lindau ist ein direkter Zugriff auf diese Daten über den Zentralrechner der ESA (European Space Agency) über das SPAN-Netz (Space-Physics-Analysis-Network) möglich (für Daten ab 1973) [s. NSSDC, 1990].

(Start im Herbst 1977) beobachtet worden sind. Von den insgesamt neun festgestellten Fällen, in denen eine Untersuchung einer magnetischen Wolke mit mehr als einer Sonde möglich war (s. Tab. A1), sollen zwei Ereignisse näher erläutert werden.

Abb. 7.1 zeigt links eine im April 1979 mit Helios 2 nach einer Stoßwelle bei 0,7 AU, 27° östlich der Erde beobachtete magnetische Wolke und die Ergebnisse der Minimum-Varianz-Analyse. Helios 2 stellte eine magnetische Wolke des Flußröhrentyps SWN fest. Die Erdsatellitendaten, die in Abb. 7.1 rechts dargestellt sind, zeigen, daß sowohl die Stoßwelle als auch die magnetische Wolke bei der Erde ebenfalls festgestellt wurden¹³ [s. auch BURLAGA et al., 1987]. Hier war allerdings die Stromstruktur des "ungestörten" Sonnenwindes anders als bei Helios 2. Man erkennt in Abb. 7.1, daß sich die magnetische Wolke bei der Position der Erde in einen schnellen Sonnenwindstrom hinein ausbreitet, während bei Helios 2 die magnetische Wolke im langsamen Sonnenwind beobachtet wird. Die Analyse der Erdsatellitendaten ergab den gleichen Wolken- bzw. Flußröhrentyp, den auch Helios 2 beobachtet hatte. Die magnetische Wolke hat folglich bei der Ausbreitung zwischen 0,7 und 1 AU ihre charakteristische Magnetfeldkonfiguration beibehalten und besaß eine Ausdehnung von mindestens 27° solarer Länge in der Ekliptik. Die radiale Ausdehnung der magnetischen Wolke, berechnet mit den mittleren Plasmageschwindigkeiten (490 km/s bei IMP; 436 km/s bei Helios 2) über den Zeitraum der magnetischen Wolke, betrug 0,2 AU bei Helios 2 und 0,3 AU bei der Erde. Da im Erdabstand 27° solarer Länge 0,5 AU entsprechen, ist die Längenausdehnung der magnetischen Wolke viel größer als ihre radiale Ausdehnung. Diese magnetische Wolke besaß daher im Einklang mit den Modellvorstellungen die Struktur einer großräumigen magnetischen Flußröhre und nicht etwa die einer kugelförmigen magnetischen Plasmablase.

Die mit der Minimum-Varianz-Methode berechnete Orientierung der Achse der Wolke in der Ekliptik bei Helios 2 und bei der Erde ist in Abb. 7.2 abgebildet. Mit der mittleren Plasmageschwindigkeit und der für 1 AU berechneten Orientierung der Achse wurde unter Annahme konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit die Position und Lage der Achse (des Zentrums der Wolke) zur Beobachtungszeit von Helios 2 bestimmt. Basierend auf der ermittelten radialen Ausdehnung der magnetischen Wolke und der beobachteten Magnetfeldkonfiguration ist in Abb. 7.2 die Struktur der magnetischen Wolke bei 0,7 AU skizziert worden. Die Struktur der Stoßwellenfront wurde aus den gemessenen Plasmageschwindigkeiten abgeleitet. Da in den Plasmadaten von Helios 1 (0,7 AU, 43° östlich von Helios 2) im Anschluß an die Stoßwelle keine Anzeichen eines transienten Sonnenwindstromes festgestellt wurden, könnte zwischen Helios 1 und Helios 2 die äußere Grenze der magnetischen Wolke gelegen haben (die magnetische Wolke liegt nach den Ergebnissen der Minimum-Varianz-Analyse

¹² Hierzu wurde die NSSDC-Datenbank COHO (Coordinated-Heliospheric-Data-Base) verwendet, die Stundenmittelwerte der Sonnenwindmessungen (und die Trajektorien) einer ganzen Reihe von Raumsonden (z.B. Pioneer, Voyager) enthält [s. NSSDC, 1992].

¹³ Durch diese magnetische Wolke wurde ein starker (Kp=8-) erdmagnetischer Sturm verursacht (s. Kap. 9).

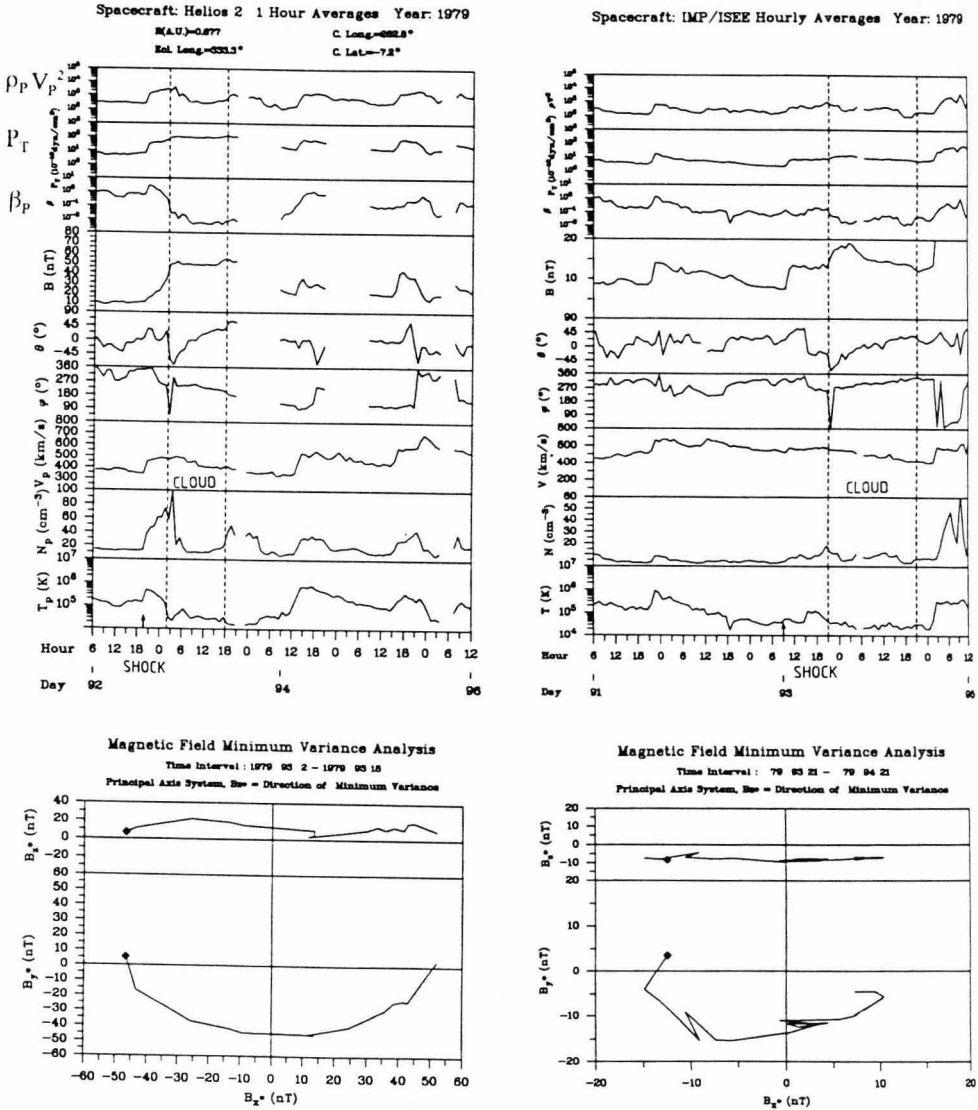


Abb. 7.1 Eine Stoßwellen-assoziierte magnetische Wolke, die im April 1979 mit Helios 2 (links) bei 0,7 AU, 27° östlich der Erde (93:02-93:18 UT) und 19 Stunden später auch mit den Erdsatelliten IMP 8 und ISEE 3 (rechts) bei 1 AU (93:21-94:21 UT) beobachtet wurde. Einsatzzeiten der Stoßwelle: 92:20 UT bei Helios 2, 93:09 UT bei 1 AU. Unter den Datenplots sind die Ergebnisse der Minimum-Varianz-Analyse dargestellt. An beiden Positionen wird eine magnetische Wolke des Typs SWN festgestellt.

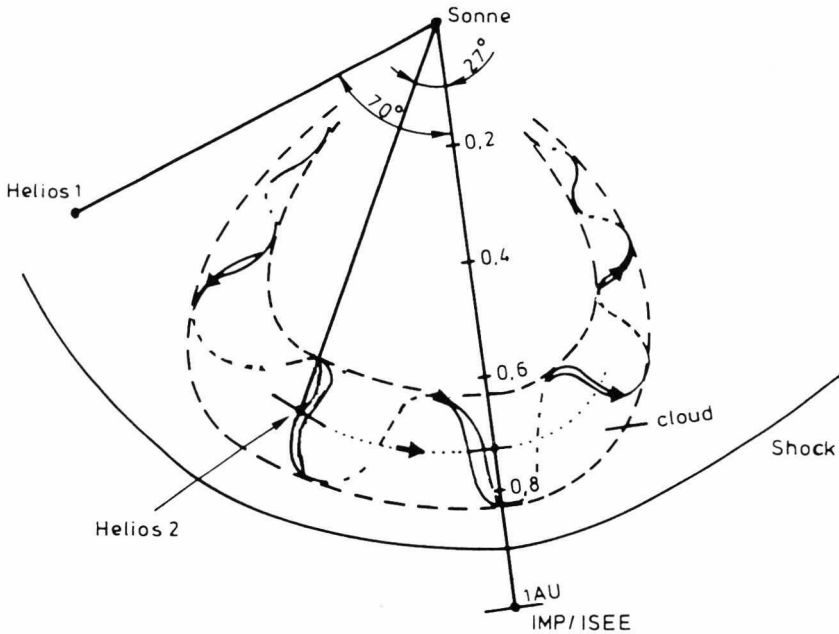


Abb. 7.2 Die Orientierung der Achse der magnetischen Wolke (April 1979) in der Ekliptik bei Helios 2 ($\varphi=79^\circ$, $\theta=+14^\circ$) und bei 1 AU ($\varphi=88^\circ$, $\theta=-12^\circ$). Für die Minimum-Varianz-Richtungen ergab sich: $\varphi=164^\circ$, $\theta=-19^\circ$ bei Helios 2; $\varphi=173^\circ$, $\theta=+22^\circ$ bei der Erde (1 AU). Mit den berechneten Achsenorientierungen und der beobachteten Magnetfeldkonfiguration wurde die Struktur der magnetischen Wolke bei 0,7 AU skizziert. An der Position von Helios 1 bei 0,7 AU, 43° östlich von Helios 2, wurde zwar die Stoßwelle, aber nicht die magnetische Wolke festgestellt.

fast in der Ekliptik, d.h. nicht schräg im Raum). Die aus den Beobachtungsergebnissen abgeleitete Struktur der magnetischen Wolke stimmt mit der in Kapitel 6 abgeleiteten Modellvorstellung einer magnetischen Wolke als großräumige magnetische Flußröhre im Sonnenwind überein.

Daß die Magnetfeldkonfiguration einer magnetischen Wolke sogar bis zu sehr großen Abständen von der Sonne stabil bleiben kann, zeigt das folgende Beispiel:

Im März 1978 wurde mit Helios 1 bei 0,9 AU, 55° östlich der Erde eine Stoßwellen-assoziierte magnetische Wolke beobachtet (s. Abb. 7.3 oben links)¹⁴. Der Winkelabstand von Helios 1 zu den Voyager-Sonden bei 2,5 AU betrug zum Beobachtungszeitpunkt 18° solarer Länge. Mit der mittleren Plasmageschwindigkeit von 446 km/s bei Helios 1 würde man erwarten, daß diese magnetische Wolke etwa nach 5,5 Tagen 2,5 AU erreicht. Abb. 7.3 zeigt anhand der Magnetfelddaten der einzelnen Sonden, daß die Wolke fünf Tage nach der Passage bei Helios 1 tatsächlich die Voyager-Sonden erreicht. Die in den Plasma- und Magnetfelddaten von Voyager 2 festgestellte Einsatzzeit der Stoßwelle ergab, daß bei 2,5 AU die Zeitdifferenz zwischen Stoßwelle und magnetischer Wolke um 15 Stunden größer als bei 0,9 AU war. Dies bestätigt die Annahme, daß die Stoßwelle der magnetischen Wolke "davoneilte". Tab. 7.1 enthält die genauen Angaben dieses Ereignisses für die einzelnen Sonden. Da diese magnetische Wolke in den Voyager-Daten unabhängig von der Helios-Beobachtung bereits von BURLAGA und BEHANNON [1982] analysiert worden ist und zum Zeitpunkt dieser Arbeit keine Plasmatdaten für Voyager 1 vorlagen, sind in Tab. 7.1 die von BURLAGA und BEHANNON ermittelten radialen Ausdehnungen für diese Wolke angegeben. Die Ergebnisse der Minimum-Varianz-Analyse für die einzelnen Sonden in Abb. 7.3 weisen eine exzellente Übereinstimmung auf: Alle drei Sonden beobachten die gleiche charakteristische Rotation des Magnetfeldvektors, d.h. eine magnetische Wolke des Typs SON. Bei den Voyager-Sonden erfolgte die Rotation des Magnetfeldvektors bei annähernd gleicher Plasmageschwindigkeit wie bei Helios 1 über einen etwa doppelt so langen Zeitraum. Die magnetische Wolke besaß bei 2,5 AU demnach eine viel größere radiale Ausdehnung, d.h. die magnetische Wolke hat sich während ihrer Ausbreitung in radialer Richtung stark ausgedehnt. Dies ist im Einklang mit den Ergebnissen für eine magnetische Wolke, die bei 1 und 2 AU beobachtet wurde [BURLAGA et al., 1981] und der zwischen 2 und 4 AU mit Voyager 1/2 festgestellten größeren radialen Ausdehnung magnetischer Wolken [BURLAGA und BEHANNON, 1982].

Die mit der Minimum-Varianz-Analyse berechnete Orientierung der Achse der magnetischen Wolke in der Ekliptik für Voyager 1/2 und Helios 1 zeigt Abb. 7.4. In Analogie zu Abb. 7.2 wurde die Struktur der magnetischen Wolke skizziert. Die Ergebnisse bestätigen wiederum das Modell einer magnetischen Wolke als großräumige magnetische Flußröhre im Sonnenwind. Ob Helios 2, 22° östlich von der Erde, neben der Stoßwelle auch die Wolke beobachtete, konnte aufgrund von Datenlücken nicht eindeutig entschieden werden. Bei der Erde, d.h. 55° westlich von Helios 1, wurde aber weder die Stoßwelle noch die Wolke in den Daten festgestellt. Östlich von Helios 1

¹⁴ Diese magnetische Wolke wurde bereits in Kapitel 5 und 6 ausführlich beschrieben.

Tab. 7.1 Spezifische Daten für die mit Helios 1 und Voyager 1/2 im März 1978 beobachtete magnetische Wolke (radiale Ausdehnung s bei Voyager 1/2 nach BURLAGA und BEHANNON [1982]).

Parameter/Sonde	Helios 1	Voyager 1	Voyager 2
R [AU]	0,9	2,6	2,5
Position relativ zur Erde [°]	E55	E73	E73
Stoßwelle (Tag:Stunde) UT	60:12	...	64:22
Zeit zw. Stoßwelle u. Wolke [h]	12	...	27
Wolke (Tag:Stunde) UT	61:01-62:01	66:08-68:11	66:02-68:02
Dauer der Wolke [h]	25	53	50
$\langle V \rangle$ [km/s]	446	...	461
Richtung minimaler Varianz	$\varphi=189^\circ$ $\theta=-20^\circ$	$\varphi=170^\circ$ $\theta=-19^\circ$	$\varphi=163^\circ$ $\theta=-19^\circ$
Orientierung der Achse	$\varphi=119^\circ$ $\theta=+44^\circ$	$\varphi=91^\circ$ $\theta=+30^\circ$	$\varphi=83^\circ$ $\theta=+28^\circ$
s [AU]	0,27	0,51	0,49

sollte daher die Grenze der magnetischen Wolke gelegen haben, wobei aber in diesem Beispiel zu bedenken ist, daß die Achse der Wolke recht stark gegen die Ekliptik geneigt war ($\theta=+44^\circ$ bei Helios 1).

Neben den neun Fällen, in denen eine magnetische Wolke von mehr als einer Sonde beobachtet wurde, wurden auch sechs Fälle festgestellt, in denen eine weitere Sonde an unterschiedlicher Position in der Ekliptik eindeutig keine Anzeichen der von Helios 1 (2) beobachteten magnetischen Wolke bemerkte (die Ereignisse sind in Tab. A1 vermerkt). Hieraus ergaben sich weitere Hinweise auf die Größe des Winkelbereichs den magnetische Wolken in der Ekliptik einnehmen können. Abb. 7.5 zeigt in einer Einteilung in Intervallen von jeweils 10° solarer Länge, daß magnetische Wolken maximal bis zu einem Winkelbereich von 50° - 60° solarer Länge in der Ekliptik beobachtet worden sind. Bei den einzelnen Ereignissen ist nicht bekannt, wo sich die Raumsonden jeweils relativ zum Zentrum der Wolke befanden. Außerdem sind einzelne magnetische Wolken unterschiedlich groß, und auch nicht jede Wolke liegt ideal in der Ekliptik. Nach diesen Ergebnissen kann die Längenausdehnung einer magnetischen Wolke also durchaus etwa 50° - 60° in der Ekliptik betragen. Auf jeden Fall folgt hieraus, daß die Ausdehnung einer magnetischen Wolke in solarer Länge wesentlich größer als in der radialen Richtung ist, d.h. magnetische Wolken besitzen eher die Struktur großräumiger magnetischer Flußröhren als die kugelförmiger magnetischer Plasmablasen, wie manche Autoren vermuten [s. z.B. VANDAS et al., 1991].

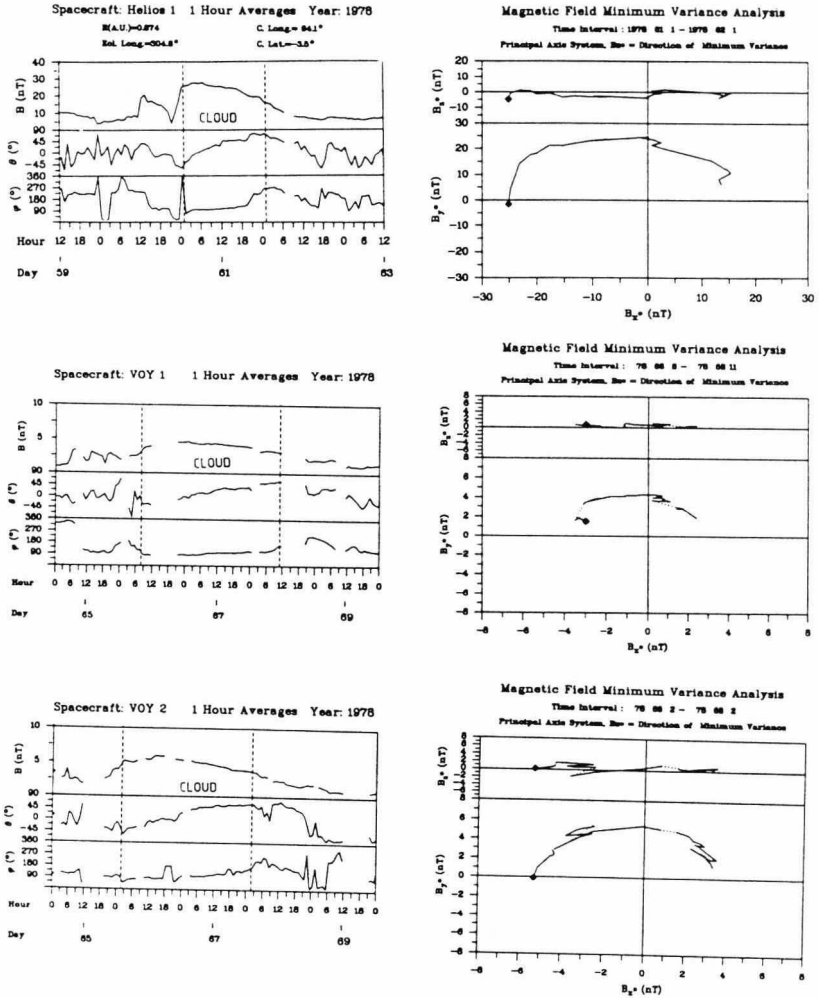


Abb. 7.3 Magnetfelddaten für die mit Helios 1 (links oben) bei 0,9 AU im März 1978 (61:01-62:01 UT) und Voyager 1/2 bei 2,5 AU beobachtete magnetische Wolke (Voyager 1: 66:08-68:11 UT, Voyager 2: 66:02-68:02 UT). Rechts sind die Ergebnisse der Minimum-Varianz-Analyse dargestellt. Alle Sonden stellen eine magnetische Wolke des Typs SON fest. Bei 2,5 AU erstreckt sich, im Vergleich zu Helios 1, die Rotation des Magnetfeldvektors etwa über einen doppelt so langen Zeitraum.

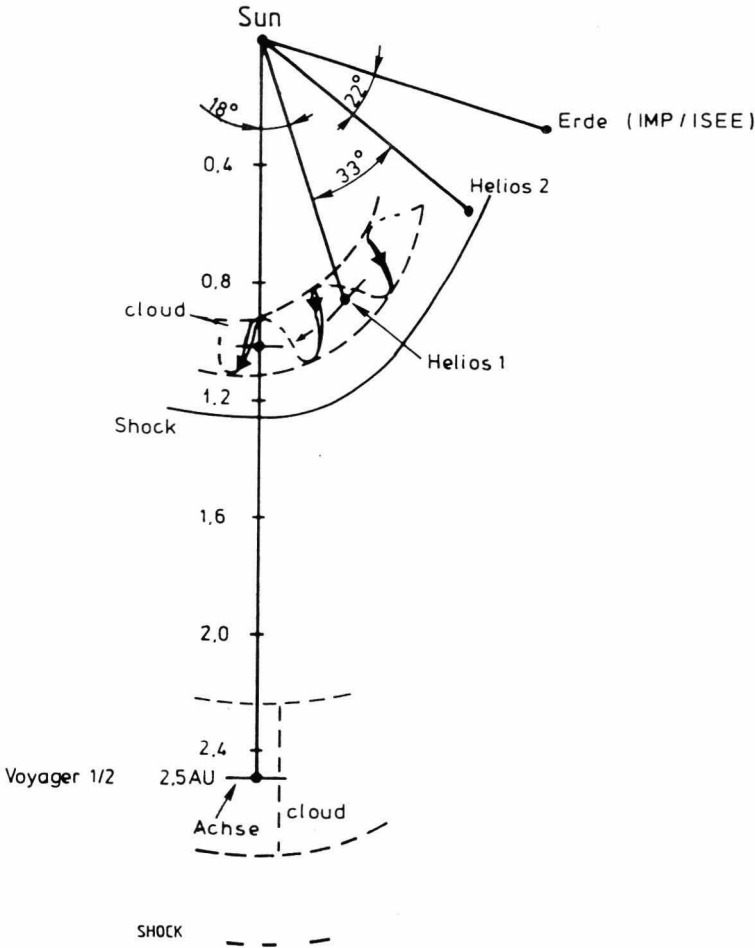


Abb. 7.4 Die Orientierung der Achse in der Ekliptik für die im März 1978 mit Helios 1 und Voyager 1/2 beobachtete magnetische Wolke (genaue Ergebnisse s. Text). In Analogie zu Abb. 7.2 wurde die Struktur der magnetischen Wolke abgeleitet und skizziert. Für Voyager 1/2 ist in der Darstellung der Mittelwert aus beiden Einzelergebnissen verwendet worden. Die mit Voyager 1/2 ermittelte radiale Ausdehnung zeigt die radiale Expansion während der Ausbreitung der Wolke auf. Bei der Erde (55° westlich von Helios 1) wurden keine Anzeichen der Stoßwelle und des transienten Sonnenwindstroms in den Daten festgestellt. Bei Helios 2, 22° westlich von Helios 1, konnte aufgrund von Datenlücken nicht eindeutig entschieden werden ob neben der Stoßwelle auch die magnetische Wolke beobachtet wurde.

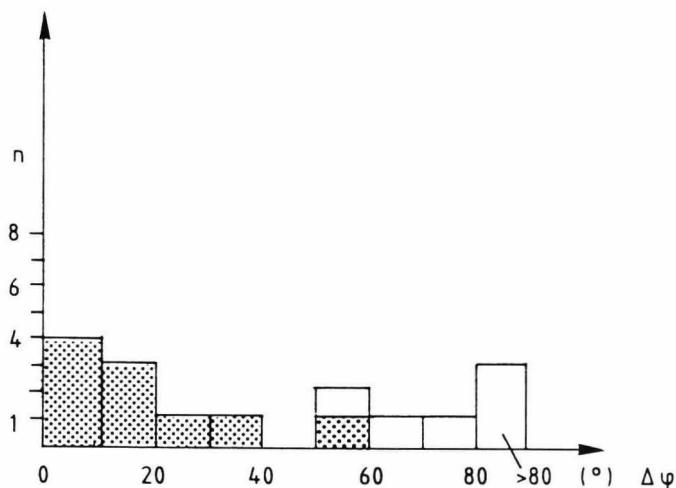


Abb. 7.5 Winkelbereiche in Intervallen von jeweils 10° in solarer Länge, für Beobachtungen, für die mit den Sonden Helios 1/2, Erdsatelliten und den Sonden Voyager 1/2 festgestellt werden konnte, ob die gleiche magnetische Wolke an unterschiedlichen Positionen in der Ekliptik beobachtet wurde (gefüllter Anteil der Histogramme: beobachtet, offener Anteil: in diesem Winkelabstand wurden keine Anzeichen der Wolke festgestellt). Fälle ab $\Delta\varphi=80^\circ$ aufwärts sind zusammengefaßt worden.

Die Ergebnisse aus der Untersuchung magnetischer Wolken mit mehreren Raumsonden bzw. Satelliten lauten:

- Magnetische Wolken sind sehr großräumige Strukturen im interplanetaren Raum. Die maximal beobachtete Winkelausdehnung in der Ekliptik betrug 50° bis 60° in solarer Länge.
- Magnetische Wolken können bis zu großen Abständen von der Sonne ihre charakteristische Magnetfeldkonfiguration beibehalten bzw. in ihrer Struktur stabil bleiben.
- Die Beobachtungsergebnisse sind im Einklang mit der Vorstellung von magnetischen Wolken als großräumige magnetische Flußröhren im Sonnenwind.
- Es wurde eine starke radiale Expansion magnetischer Wolken mit wachsendem Abstand von der Sonne festgestellt.

7.2 Die Expansion magnetischer Wolken

Ob die in Kapitel 7.1 erwähnte radiale Expansion einer magnetischen Wolke im Verlauf ihrer Ausbreitung ein typisches Merkmal magnetischer Wolken ist, konnte direkt an den zwischen 0,3 und 1 AU mit Helios 1/2 beobachteten magnetischen Wolken überprüft werden.

Dazu wurde für alle 46 magnetischen Wolken deren radiale Ausdehnung s aus der jeweiligen Beobachtungsdauer t (Kriterien zur Festlegung der Beobachtungszeiträume s. Kapitel 5.2) und der gemessenen mittleren Plasmageschwindigkeit $\langle V_p \rangle$ bestimmt:

$$s = \langle V_p \rangle \cdot t \quad (7.1)$$

Abb. 7.6 zeigt die radialen Ausdehnungen der mit Helios 1/2 zwischen 0,3 und 1 AU untersuchten magnetischen Wolken und die Mittelwerte für Abstandsintervalle von 0,1 AU Breite. Trotz einer großen Streuung der Einzelwerte ist die Zunahme der radialen Ausdehnung magnetischer Wolken mit wachsendem Abstand von der Sonne deutlich zu erkennen.

Die Streuung der Einzelwerte ist leicht verständlich, wenn man die folgenden beiden Punkte berücksichtigt:

- Die Ausdehnung einzelner magnetischer Wolken hängt von der Größe des solaren Ereignisses ab, durch das die jeweilige magnetische Wolke hervorgerufen wurde.
- Die beobachtete Ausdehnung hängt von der Trajektorie der Raumsonde durch die magnetische Wolke ab.

Zusätzlich zu den Helios-Beobachtungen konnte der Untersuchungsbereich durch die von BURLAGA und BEHANNON [1982] in den Voyager 1/2-Daten untersuchten magnetischen Wolken sowie durch eine zusätzliche mit Voyager 1/2 bei 2 AU festgestellte magnetische Wolke erweitert werden [s. BURLAGA et al., 1981]. Da Voyager 1/2 sich jeweils in fast gleicher Position befanden wurde jeweils ein Mittelwert aus beiden Voyager-Beobachtungen ermittelt, wobei die von BURLAGA und BEHANNON [1982] bestimmten radialen Ausdehnungen übernommen wurden. Da in den Daten der Voyager-Sonden keine magnetische Wolke zwischen 1 und 2 AU festgestellt wurde, sind zusätzlich noch die Daten der Raumsonden Pioneer 10/11 im Bereich 1 bis 2 AU nach magnetischen Wolken durchsucht worden. In den Daten von Pioneer 10 konnten zwei magnetische Wolken in diesem Bereich identifiziert werden (Tab. 7.2 gibt einen Überblick über alle Ereignisse).

Mit den insgesamt 54 zwischen 0,3 und 4,1 AU beobachteten magnetischen Wolken war es möglich die Variation der radialen Ausdehnung s in Abhängigkeit vom Abstand zur Sonne über einen großen Beobachtungsbereich systematisch zu untersuchen.

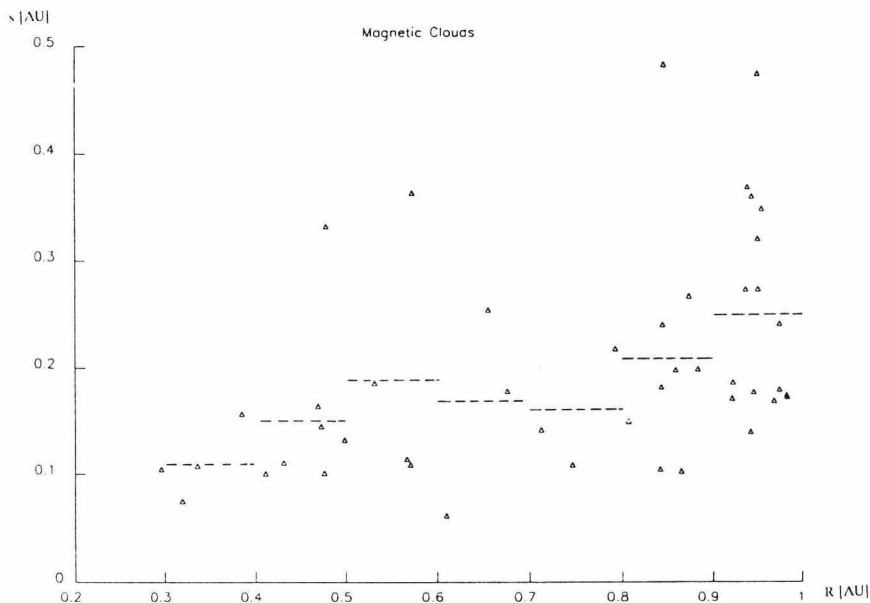


Abb. 7.6 Radiale Ausdehnungen s [AU] der 46 mit den Helios-Sonden zwischen 0,3 und 1 AU beobachteten magnetischen Wolken. Die horizontalen Striche markieren Mittelwerte über Bereiche von jeweils 0,1 AU.

Tab. 7.2 Übersicht über die zwischen 0,3 und 4,1 AU beobachteten magnetischen Wolken. Zusätzlich ist angegeben wie jeweils die radiale Ausdehnung der Wolken bestimmt worden ist.

Abstand zur Sonne [AU]	Sonde(n)	Anzahl der Wolken	Bestimmung der radialen Ausdehnung s ; untersuchte Ereignisse
0,3 - 1	Helios 1/2	46	$s = v \cdot t$; (s. Tab. A1)
1 - 2	Pioneer 10	2	$s = v \cdot t$; 1972: 110:05-111:06 UT 172:05-174:02 UT
2 - 4,1	Voyager 1/2	1 5	$s = v \cdot t$; (s. Tab. A1) s nach BURLAGA und BEHANNON [1982]

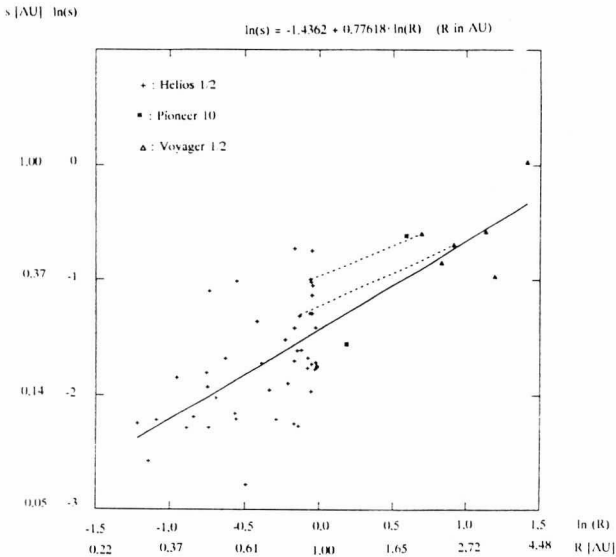


Abb. 7.7 Doppeltlogarithmische Auftragung der radialen Ausdehnung s magnetischer Wolken gegen den Abstand R zur Sonne für Helios- (+), Voyager- (Δ) und Pioneer- (\times) Beobachtungen zwischen 0,3 und 4,1 AU. Die durchgezogene Gerade ist die ermittelte Regressionsgerade ($\ln(s) = -1,4362 + 0,77618 \cdot \ln(R)$). Bei zwei Ereignissen, bei denen mit Helios 1 und den Voyager-Sonden dieselbe Wolke in unterschiedlichem Abstand von der Sonne beobachtet worden ist, wurden die jeweils ermittelten Werte miteinander verbunden (gestrichelte Linien).

Abb. 7.7 zeigt in doppeltlogarithmischer Auftragung die radialen Ausdehnungen der magnetischen Wolken als Funktion des Abstands von der Sonne und die nach der Methode der kleinsten Quadrate ermittelte Regressionsgerade. Zwei Ereignisse, bei denen dieselbe magnetische Wolke mit Helios 1 und in größerem Abstand von der Sonne auch mit Voyager 1/2 beobachtet wurde, sind direkt miteinander verbunden worden (die Ereignisse sind in Tab. A1 des Anhangs vermerkt).

Für die Abhängigkeit der radialen Ausdehnung s einer magnetischen Wolke als Funktion des Abstandes R von der Sonne folgte als Ergebnis der Regression:

$$s(R) = 0,24 \pm 0,01 \cdot R^{0,78 \pm 0,10} \text{ [AU]} \quad (7.2)$$

$$\text{Korrelationskoeffizient: } r^* = 0,74$$

In Übereinstimmung mit den bisher für 1 AU ermittelten radialen Ausdehnungen von 0,2-0,3 AU [s. z.B. KLEIN und BURLAGA, 1982] ergibt sich aus Gleichung 7.2 ein Wert von 0,24 AU.

Interessant ist, daß das Ergebnis für die radiale Expansion magnetischer Wolken mit bisherigen Beobachtungen für die Größenordnung und Expansion eruptiver Protuberanzen im Gesichtsfeld von Koronagraphen in guter Übereinstimmung ist. Magnetische Wolken stehen in einem engen Zusammenhang mit CMEs auf der Sonne, die ja mit eruptiven Protuberanzen assoziiert sind. Es liegt nahe, daher auch einen Zusammenhang zwischen magnetischen Wolken und eruptiven Protuberanzen anzunehmen. Abb. 7.8 zeigt, wie bei einem CME auf der Sonne nach der ersten hellen Front eine aufsteigende Protuberanz beobachtet wird, die im Gesichtsfeld des Koronagraphen noch bis $10 R_S$ ihre Grundstruktur beibehalten hat. Die radiale Ausdehnung der Protuberanz betrug nach den Koronagraphenbildern etwa $1-2 R_S$. Gleichung 7.2 ergibt in erstaunlich guter Übereinstimmung damit für die Ausdehnung einer magnetischen Wolke einen Wert von $2 R_S$ im Abstand von $4 R_S$ von der Sonne.

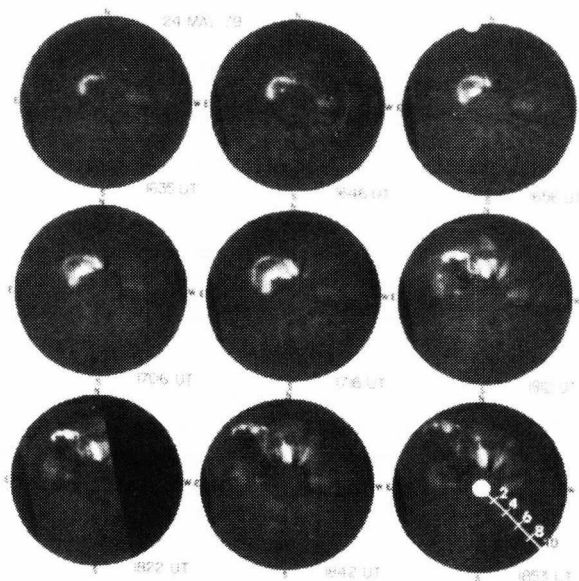


Abb. 7.8 Ein CME im Mai 1979, beobachtet mit dem Solwind-Koronagraphen an Bord des Satelliten P78-1. Die Bildfolge (Differenzbilder der Koronahelligkeit) zeigt, wie über einen Zeitraum von etwa 2,5 Stunden im Anschluß an eine helle Vorderfront verdichteten Koronamaterials eine riesige Protuberanz (Emission in H_α) im Gesichtsfeld des Koronagraphen aufsteigt. Die Protuberanz expandiert, aber ihre Grundstruktur bleibt bis zu mindestens $10 R_S$ erhalten [SHEELEY et al., 1981].

Die abgeleitete Gesetzmäßigkeit für die radiale Expansion magnetischer Wolken ist auch mit Beobachtungen der Expansion von schleifenförmigen Protuberanzen verträglich. Abb. 7.9 zeigt die Zunahme des Durchmessers für eine mit einem Koronagraphen an Bord von Skylab beobachtete aufsteigende Protuberanz nach den Ergebnissen von MOUSCHOVIAS und POLAND [1978]. Für die Zunahme des Durchmessers s der Protuberanz ergab sich: $s \sim R^{0.8}$. Für die Ausdehnung der magnetischen Wolken hat die vorliegende Arbeit ergeben: $s \sim R^{0.78}$ (s. Gleichung 7.2). Die Übereinstimmung der ermittelten Expansionen ist bemerkenswert. Allerdings gibt es eine weitere Beobachtung von MACQUEEN und COLE [1985], nach der bei Protuberanzen die Variation des Durchmessers s bei sehr großer Streuung der Einzelergebnisse proportional zu $R^{0.5}$ war.

Erst zukünftige Beobachtungen mit technisch weiterentwickelten Koronagraphen wie z.B. auf SOHO (Solar-Heliospheric-Observatory) 1995, mit denen eine aufsteigende Protuberanz auch weit über $10 R_S$ hinaus verfolgt werden kann, werden möglicherweise den Zusammenhang der Expansion magnetischer Wolken mit schleifenartigen Protuberanzen weiter aufklären.

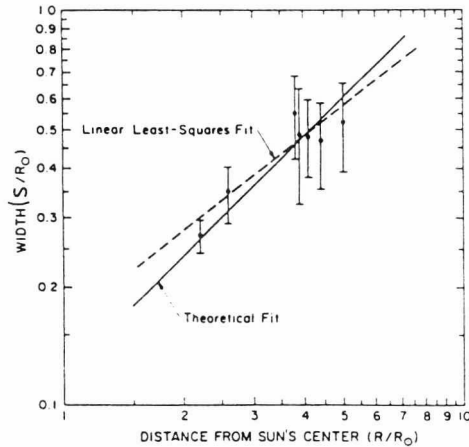
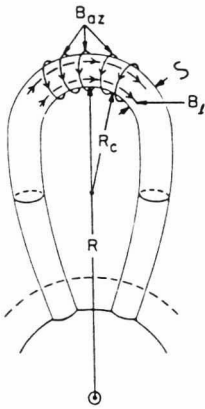


Abb. 7.9 Links: Schematische Darstellung einer schleifenähnlichen Protuberanz mit dem Durchmesser s über dem Sonnenrand. Rechts: Zunahme der Ausdehnung s [R_S] einer schleifenähnlichen Protuberanz als Funktion des Abstands von der Sonne, nach Beobachtungen mit einem Koronagraphen an Bord von Skylab. Die gestrichelte Gerade ist ein Fit an die Beobachtung, die durchgezogene Gerade ist eine theoretisch berechnete Gerade. Der Fit ergab: $s \sim R^{0.8}$ [nach MOUSCHOVIAS und POLAND, 1978].

Aufgrund der radialen Expansion magnetischer Wolken würde man vermuten, daß die Plasmadichte in magnetischen Wolken mit wachsendem Abstand von der Sonne stärker als mit R^{-2} abnimmt. Abb. 7.10 zeigt die mittleren Anzahldichten N_p der Protonen für die mit Helios 1/2 zwischen 0,3 und 1 AU beobachteten magnetischen Wolken und die ermittelte Regressionsgerade.

Das Ergebnis der Regression war:

$$N_p = 6,47 \pm 0,85 \cdot R^{-2,37 \pm 0,25} \text{ cm}^{-3} \quad (R \text{ in AU}) \quad (7.3)$$

Korrelationskoeffizient: $r^* = 0,82$

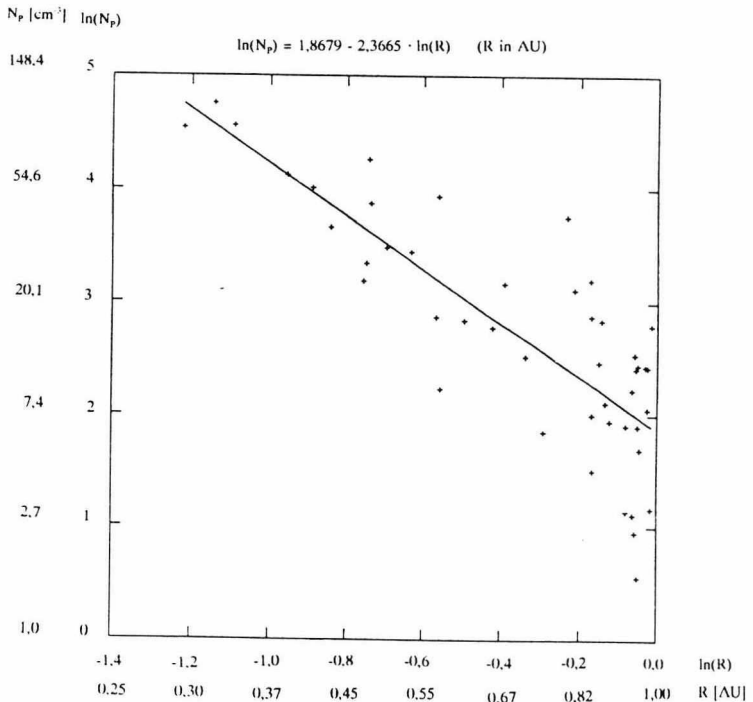


Abb. 7.10 Mittlere Protonenanzahldichten N_p der mit Helios 1/2 zwischen 0,3 und 1 AU beobachteten 46 magnetischen Wolken als Funktion des Abstandes von der Sonne und die ermittelte Regressionsgerade ($\ln(N_p) = 1,8679 - 2,3665 \cdot \ln(R)$).

Die mittlere Anzahldichte der Protonen fällt in magnetischen Wolken mit wachsendem Abstand von der Sonne proportional zu $R^{-2.37}$ ab, d.h., deutlich stärker als im "normalen" Sonnenwind ($N_p \sim R^{-2}$). Dieses Ergebnis ist qualitativ im Einklang mit der beobachteten Expansion magnetischer Wolken und kann die im Erdabstand in magnetischen Wolken festgestellten recht niedrigen Plasmadichten erklären [s. auch KLEIN und BURLAGA, 1982]. Es ist daher durchaus möglich, daß eine magnetische Wolke von einer eruptiven Protuberanz herrührt, die ja in der Sonnenatmosphäre eine höhere Dichte als ihre Umgebung besitzt [s. z.B. VRŠNAK, 1992].

Nach dem Modell einer expandierenden magnetischen Flußröhre würde man annehmen, daß auch eine Ausdehnung der Flußröhre quer zur radialen Richtung stattfindet. Geht man vereinfachend von einer zylindersymmetrischen Flußröhre F mit dem Durchmesser s und der Länge l , d.h. dem Volumen $V_F = (\pi/4) \cdot s^2 \cdot l$, aus, dann wächst nach Gleichung 7.2 als Folge der Expansion der Durchmesser s der Flußröhre proportional mit $R^{0.78}$. Da man aus Koronagraphenbeobachtungen für die Struktur von CMEs annehmen kann, daß die Länge l der Flußröhre proportional zu R zunimmt (s. auch die Skizze in Abb. 7.11), vergrößert sich das Volumen der Flußröhre proportional mit $R^{2.56}$. Bei konstanter Teilchenzahl in der Wolke sollte die Plasmadichte folglich mit $R^{-2.56}$ abfallen. Wenn man die Einfachheit der Modellannahmen berücksichtigt, dann ist die in Gleichung 7.3 ermittelte Gesetzmäßigkeit, nach der $N_p \sim R^{-2.37}$ ist, innerhalb der Fehlergrenzen mit dieser Vorstellung verträglich.

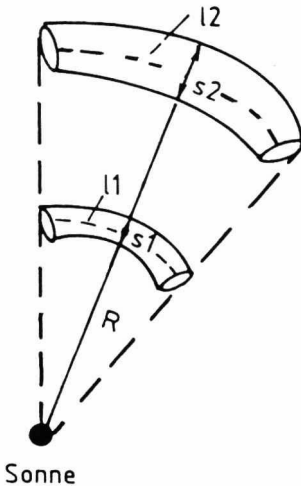


Abb. 7.11 Skizze für die Expansion einer zylindersymmetrischen magnetischen Flußröhre mit wachsendem Abstand von der Sonne.

Es sollen abschließend noch einige Problemstellungen erwähnt werden, die sich aus der Expansion magnetischer Wolken ergeben.

Als Ursache für die Expansion magnetischer Wolken kommt der im Verhältnis zum "umgebenden" Sonnenwind wesentlich höhere totale Plasmadruck im Inneren magnetischer Wolken in Betracht [s. KLEIN und BURLAGA, 1982], andere Autoren schlagen dagegen vor, daß lediglich der in magnetischen Wolken oft beobachtete Geschwindigkeitsabfall von der Vorder- zur Rückfront der Grund für die Expansion sein könnte [s. z.B. Gosling, 1990].

Die im Inneren magnetischer Wolken beobachteten niedrigen Plasmatemperaturen könnten eine Folge der Expansion sein. Diese Möglichkeit wurde in der Literatur bereits sehr früh vorgeschlagen [s. z.B. GOSLING, 1973; MONTGOMERY et al., 1974]. Wie die Expansion magnetischer Wolken mit der Modellvorstellung kraftfreier Magnetfeldstrukturen zu vereinbaren ist, wird zur Zeit noch unterschiedlich diskutiert [s. dazu z.B. BURLAGA, 1991; GOSLING, 1990; SUESS, 1988]. Schließlich spielt die Expansion magnetischer Wolken noch eine wichtige Rolle bei der Frage, bis zu welchen Abständen von der Sonne magnetische Wolken eine Stoßwelle direkt "treiben" können, da durch die Abnahme der Plasmadichte mit wachsendem Abstand von der Sonne auch der Impulsfluß der Wolke immer mehr abnimmt.

Die Ergebnisse dieses Kapitels sollen wieder kurz zusammengefaßt werden:

- Magnetische Wolken expandieren während ihrer Ausbreitung im interplanetaren Raum. Die zwischen 0,3 und 4,1 AU ermittelte Gesetzmäßigkeit für die radiale Expansion magnetischer Wolken war: $s=0,24 \cdot R^{0,78}$ [AU].
- Die Plasmadichte in magnetischen Wolken fällt aufgrund der Expansion schneller ab als im "ungestörten" Sonnenwind. Aus den Helios-Daten ergab sich für die Abnahme der mittleren Protonenzahldichte in magnetischen Wolken zwischen 0,3 und 1 AU: $N_p=6,5 \cdot R^{-2,37} \text{ cm}^{-3}$ (R in AU).

8 Der Zusammenhang zwischen magnetischen Wolken und "verschwindenden" Filamenten (eruptiven Protuberanzen) auf der Sonne

Nach den bisherigen Beobachtungsergebnissen besteht ein enger Zusammenhang zwischen magnetischen Wolken und CMEs, also auch mit eruptiven Protuberanzen ("verschwindenden" Filamenten). Protuberanzen weisen auf der Sonne ebenfalls die Struktur magnetischer Flußröhren auf. An den mit Helios 1/2 beobachteten magnetischen Wolken wird in diesem Kapitel mit Hilfe eines geeigneten Beobachtungsmaterials für große verschwindende Filamente untersucht, ob der vermutete Zusammenhang bestätigt werden kann. Die Untersuchung zeigt, daß ein Teil der magnetischen Wolken direkt als Folge eines verschwindenden Filaments in Zielrichtung auf die Sonden beobachtet wurde. Im nächsten Schritt wurde untersucht, ob die nach einfachen Modellvorstellungen angenommene Magnetfeldkonfiguration eines verschwindenden Filaments mit der in situ beobachteten Magnetfeldstruktur der magnetischen Wolke übereinstimmt. Dies traf für die Fälle zu, bei denen die magnetische Wolke eine "ideale" Rotation des Magnetfeldvektors bzw. Flußröhrencharakter aufwies. Mit den Daten von Erdsatelliten wurde dieses Ergebnis überprüft. Die Analyse bestätigte den Zusammenhang zwischen verschwindenden Filamenten und magnetischen Wolken, und es stellte sich eine hohe Übereinstimmung zwischen der Magnetfeldkonfiguration der Filamente mit den dazugehörigen magnetischen Wolken heraus. Da man von vornherein bei einem verschwindenden Filament auf der Sonne allerdings nicht weiß, ob das Filament eine einfache oder komplexe Magnetfeldstruktur besitzt, kann nach diesen Ergebnissen nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit vorausgesagt werden, ob beim Verschwinden des Filaments eine magnetische Wolke im interplanetaren Raum beobachtet wird und welche Magnetfeldkonfiguration die magnetische Wolke besitzt.

8.1 Magnetische Wolken und "verschwindende" Filamente

- Ergebnisse für die Helios 1/2 Beobachtungen -

Bevor untersucht werden soll, ob die mit Helios 1/2 im interplanetaren Raum beobachteten magnetischen Wolken durch verschwindende Filamente auf der Sonne hervorgerufen worden sind, sollen zuerst kurz die wesentlichen Eigenschaften verschwindender Filamente erklärt werden.

Filamente werden im Licht von H_{α} in Absorption als ausgedehnte dunkle Fäden auf der Sonnenscheibe beobachtet. Über dem Sonnenrand, wo sie in Emission sichtbar sind, bezeichnet man sie als Protuberanzen. Die Größe von Filamenten reicht von einigen

heliographischen Längengraden (kleine Filamente in aktiven Regionen auf der Sonne) bis zu über 60° heliographischer Länge (große Filamente über der ruhigen Chromosphäre oder ehemals aktiven Gebieten).

Filamente entstehen in aktiven Gebieten auf der Sonne (meist in *Fleckengruppen* oder *Fackelflächen*). Sie nehmen an Größe zu, auch nachdem die aktiven Gebiete selbst schon verschwunden sind, und können mehrere Monate stabil bleiben. Ein Filament kann auch plötzlich instabil werden und aufzusteigen beginnen. Aufgrund des *Dopplereffekts* verläßt es deshalb den Durchlaßbereich der schmalbandigen H_α -Filter von *Spektroheliographen*. Dies ist der eigentliche Grund für das "Verschwinden" eines solchen Filaments. Man kann über einen Zeitraum von einigen Minuten bis zu mehreren Stunden in den H_α -Spektroheliogrammen das Verschwinden des Filaments beobachten. Gegen die Sonnenscheibe gesehen, bezeichnet man ein solches Ereignis als *plötzlich verschwindendes Filament* (*Sudden Disappearing Filament, SDF*) bzw. als *Disparition Brusque (DB)* [s. z.B. BRUZEK und DURRANT, 1977]. Über dem Sonnenrand nennt man ein solches Ereignis eine *eruptive Protuberanz* (*Eruptive Prominence on the Limb, EPL*). Eine gute Übersicht über die wichtigsten Eigenschaften von Filamenten bzw. Protuberanzen findet man z.B. bei VRSNAK [1992], DÉMOULIN und VIAL [1992] oder PRIEST [1982, 1989].

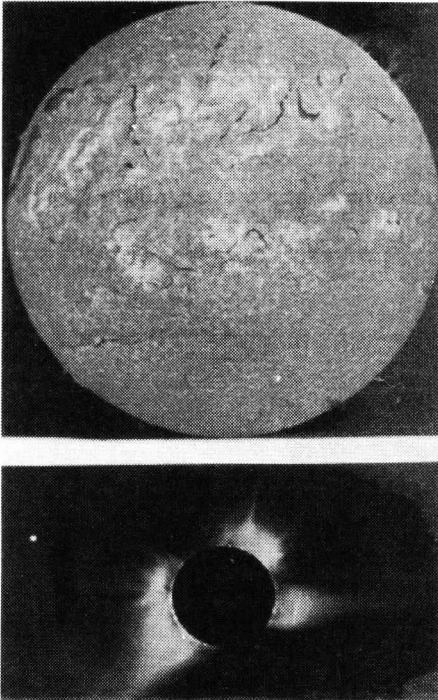


Abb. 8.1 Oben: Diese Aufnahme der Sonnenscheibe (Observatorium Meudon) im Licht von H_α zeigt viele kleine Filamente in aktiven Gebieten, ein großes Filament in der Nähe des nordöstlichen Sonnenrandes sowie eine große ruhige Protuberanz (Quiescent Prominence, QP) in Emission am nordwestlichen Sonnenrand. Unten: Helle Protuberanzen über dem Sonnenrand, mit den über ihnen liegenden Koronastrukturen (helmet streamers). Aufnahme: High-Altitude-Observatory [aus PRIEST, 1989].

Seit den ersten CME-Beobachtungen mit Koronagraphen ist ein enger Zusammenhang zwischen CMEs und eruptiven Protuberanzen festgestellt worden [s. z.B. MUNRO et al., 1979; HARRISON, 1991; WEBB und HUNDHAUSEN, 1987; WEBB, 1988]. Man würde daher auch einen Zusammenhang zwischen magnetischen Wolken und verschwindenden Filamenten erwarten. Jedoch gibt es bisher in der Literatur lediglich zwei Untersuchungen dazu. WILSON und HILDNER [1986] fanden eine statistische Beziehung zwischen einer Reihe bei 1 AU beobachteter magnetischer Wolken und dem Auftreten verschwindender Filamente und MARUBASHI [1986] fand für zwei magnetische Wolken sogar die beiden zugehörigen verschwindenden Filamente auf der Sonne. Eine direkte Zuordnung zwischen interplanetaren und solaren Ereignissen ist, wie bisherige Untersuchungen zeigen, oft sehr schwierig, da die Sonne sehr vielfältige Aktivitätsformen zeigt [s. NEUGEBAUER, 1987].

Eine geeignete Datensammlung, mit deren Hilfe der Zusammenhang zwischen magnetischen Wolken und verschwindenden Filamenten auf der Sonne untersucht werden kann, ermöglicht ein vor kurzem vom World-Data-Center herausgegebener Katalog mit Beobachtungen (Observatorien Boulder (USA) und Culgoora (Australien)) verschwindender Filamente für die Jahre 1964 bis 1980 [UAG-100, 1991]. Die in diesem Katalog enthaltenen verschwindenden Filamente waren im allgemeinen nicht mit aktiven Regionen oder mit Flares in aktiven Regionen auf der Sonne assoziiert, sondern lagen hauptsächlich über der ruhigen Chromosphäre und waren wesentlich größer als kleine Filamente in aktiven Gebieten. Dieser Katalog enthält genaue Informationen für die Zeit des Verschwindens der Filamente, ihre Position auf der Sonne und für die meisten der beobachteten Filamente auch deren magnetische Polarität.

Da die Beobachtung von Filamenten ab einem Abstand von 60° vom *Zentralmeridian* der Sonne stark durch die Randverdunkelung der Sonne beeinträchtigt ist, wurden für die folgende Untersuchung nur magnetische Wolken herangezogen, die mit den Helios-Sonden im Bereich $\pm 60^\circ$ östlich oder westlich des Zentralmeridians festgestellt worden sind. Mit dieser Bedingung konnten für den vorliegenden Beobachtungszeitraum verschwindender Filamente 22 der mit Helios 1/2 festgestellten Ereignisse untersucht werden.

Um den Zusammenhang dieser 22 magnetischen Wolken mit verschwindenden Filamenten zu studieren, wurden folgende Analyseschritte durchgeführt:

- 1) Mit der minimal und maximal in einer magnetischen Wolke gemessenen Plasmageschwindigkeit (Stundenmittelwerte) wurde unter Annahme einer konstanten Ausbreitungsgeschwindigkeit der magnetischen Wolke von der Sonne zum Ort der Sonde ein Zeitfenster berechnet, in dem auf der Sonne das Verschwinden eines Filamentes hätte beobachtet werden müssen.
- 2) Im Beobachtungskatalog der Filamente wurde überprüft, ob ein verschwindendes Filament auf der Sonne innerhalb dieses Zeitfensters unter Berücksichtigung der angegebenen zeitlichen Fehlergrenzen beobachtet worden ist. Um eine zusätzliche Sicherheit in der eindeutigen Zuordnung von Filamenten und Wolken zu gewähr-

leisten, wurden nur Fälle berücksichtigt, in denen die Helios-Sonden in einem Bereich von bis zu $\pm 20^\circ$ westlich oder östlich des Filamentbereichs positioniert waren.

Das folgende Beispiel zeigt eine magnetische Wolke, der nach dieser Methode eindeutig ein großes verschwindendes Filament auf der Sonne zugeordnet werden konnte (s. Abb. 8.2):

Am 30. Januar 1977 wurde mit Helios 1 bei 1 AU, 37° östlich des Zentralmeridians, eine magnetische Wolke nach einer Stoßwelle beobachtet. Besonders außergewöhnlich an dieser Wolke war, daß in den Spektren von Helios 1 ein Anteil von bis zu 30% an He^+ gemessen wurde, was darauf hindeutet, daß kaltes chromosphärisches Material einer eruptiven Protuberanz im Sonnenwind enthalten war [s. SCHWENN et al., 1980]. Die über den Zeitraum der Wolke gemessene minimale und maximale Plasmageschwindigkeit war 419 km/s bzw. 506 km/s. Daraus ergab sich für das berechnete Zeitfenster auf der Sonne, innerhalb dessen das Verschwinden eines Filaments hätte beobachtet werden müssen: 25.1.77, 11:00 UT bis 26.1.77, 03:00 UT. Die Durchsicht des Beobachtungskatalogs zeigte: Am 26. Januar verschwand um 02:43 ($\pm 02:06$) UT ein Filament, das die Position $\text{S}31^\circ\text{E}89^\circ$ bis $\text{S}42^\circ\text{E}34^\circ$ besaß, auf der Sonne. Der Mittelpunkt dieses Filaments lag bei $\text{S}40^\circ\text{E}64^\circ$. Helios 1 befand sich im Winkelbereich dieses langgestreckten (ca. 60°), fast parallel zum Sonnenäquator liegenden Filaments. Die Ausbreitungszeit der Wolke (des Filaments) von der Sonne zur Sonde war in Übereinstimmung mit der Plasmageschwindigkeit, die an der Vorderfront der Wolke gemessen wurde. Der Beobachtungskatalog wies keine Beobachtungslücken auf. Das letzte Filament, daß zeitlich vor dem zugeordneten Filament verschwand, wurde am 21.1. 1977, daß erste zeitlich danach verschwindende Filament am 5.2.1977, beobachtet.

Für insgesamt neun der 22 magnetischen Wolken wurde ein verschwindendes Filament auf der Sonne nach den festgelegten Kriterien festgestellt (s. Tab. 8.1). Es wurden dabei zwei Ereignisse berücksichtigt, bei denen die Zeitdifferenz des Verschwinden des Filaments einschließlich der angegebenen Unsicherheit nur wenige Stunden zum ermittelten Zeitfenster betrug. Bei drei Ereignissen war aufgrund von Beobachtungslücken keine Aussage möglich, zehn magnetischen Wolken konnte kein verschwindendes Filament zugeordnet werden (die Zuordnung der einzelnen magnetischen Wolken mit Filamenten ist in Tab. A3 des Anhangs angegeben).

Tab. 8.1 Assoziation zwischen magnetischen Wolken, die mit Helios 1/2 beobachtet wurden, und großen verschwindenden Filamenten auf der Sonne während des Zeitraums 1975 bis 1980.

Gesamtzahl der untersuchten Ereignisse	Zahl der Wolken, die mit verschwindenden Filamenten assoziiert waren	Zahl der Wolken, denen kein verschwindendes Filament zugeordnet werden konnte	Zahl der Fälle, in denen aufgrund von Beobachtungslücken keine Aussage möglich war
22	9	10	3

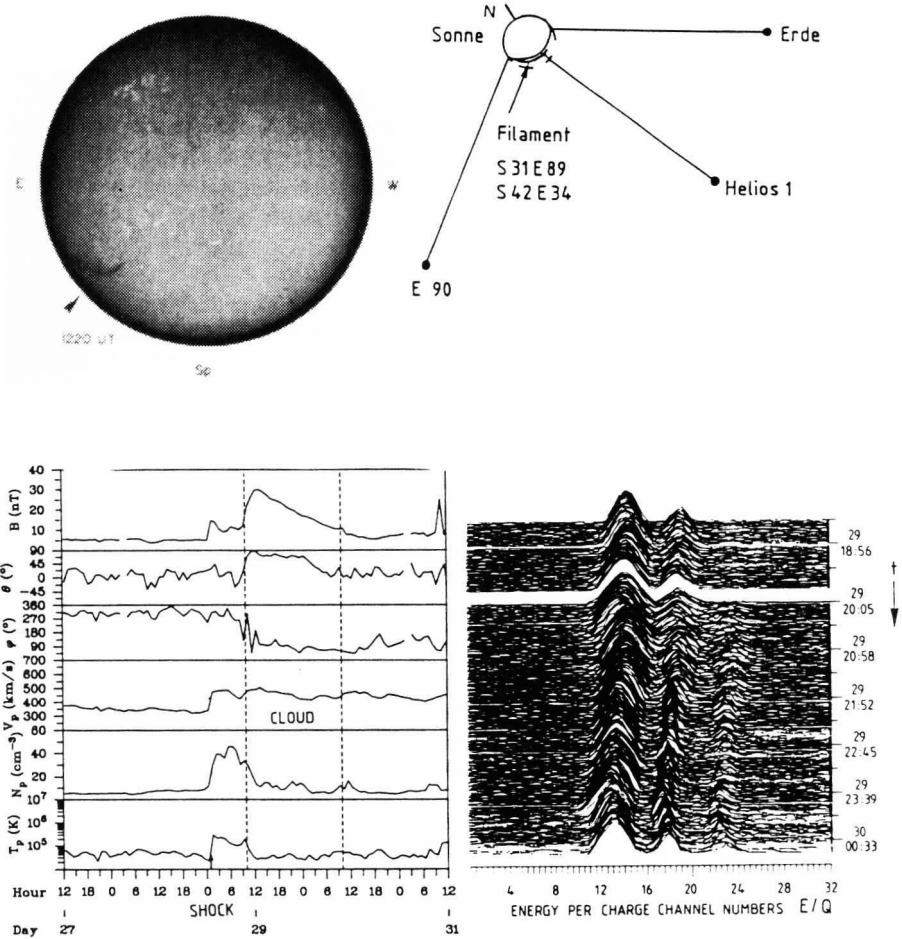


Abb. 8.2 Eine mit Helios 1 am 30. Januar 1977 bei 0,95 AU (Position E37°) nach einer Stoßwelle beobachtete magnetische Wolke und das zugehörige verschwindende Filament auf der Sonne. Oben links: Dieses langgestreckte Filament in der Nähe des östlichen Sonnenrandes (S31°E89° bis S42°E34°) verschwand am 26. Januar 1977 um (02:43±02:06) UT. Oben rechts: Mit Blick auf die Ekliptik ist die Position des Filaments auf der Sonne und die Position von Helios 1 skizziert. Unten links: Plasma- und Magnetfelddaten von Helios 1. Unten rechts: In den mit Helios 1 gemessenen E/Q-Spektren wurden bis zu 30% an He^+ (dritter peak von links) gemessen [s. SCHWENN et al., 1980].

Die Zahl der Fälle, in denen magnetische Wolken mit großen verschwindenden Filamenten aus ruhigen Gebieten auf der Sonne assoziiert waren, ist recht groß, wenn man bedenkt, daß

- die Tageshäufigkeit für das Verschwinden eines Filaments im Bereich zwischen 45°E und 45°W solarer Länge zwischen 1975-1980 bei 0,1 bis 0,4 Filamenten pro Tag lag.
- nur Beobachtungen von verschwindenden Filamenten bzw. eruptiven Protuberanzen aus ruhigen Gebieten vorlagen und es durchaus möglich ist, daß zusätzlich weitere magnetische Wolken mit nicht im Beobachtungsmaterial aufgeführten verschwindenden Filamenten assoziiert waren.

Der vermutete Zusammenhang zwischen magnetischen Wolken und verschwindenden Filamenten wird durch dieses Untersuchungsergebnis gestützt. Es bleibt aber aufgrund der wesentlich größeren Anzahl beobachteter verschwindender Filamente auf der Sonne im Vergleich zu der im interplanetaren Raum beobachteten recht geringen Anzahl magnetischer Wolken unklar, warum verschwindende Filamente scheinbar nicht in jedem Fall eine magnetische Wolke im interplanetaren Raum hervorrufen.

Welche Möglichkeiten als Ursache dieser Diskrepanz in Frage kommen können, sollen abschließend die folgenden Punkte aufzeigen:

- Einige Filamente sind möglicherweise in die Chromosphäre zurückgestürzt, d.h. sie konnten gar nicht in den interplanetaren Raum entweichen.
- Nicht jedes verschwindende Filament muß eine so geordnete Magnetfeldstruktur besitzen, wie sie bei einer magnetischen Wolke beobachtet wird. Ob bei der Eruption einer jeden Protuberanz deren Grundstruktur erhalten bleibt, ist durchaus nicht klar. So könnte man sich z.B. vorstellen, daß manche Protuberanzen recht gleichmäßig in den interplanetaren Raum quasi hinausgezogen werden, während andere, sehr explosiv und in ihrer Grundstruktur verändert, in den interplanetaren Raum geschleudert werden.
- Wie sich ein verschwindendes Filament im interplanetaren Raum ausbreitet, d.h. den Ort des Beobachters erreicht, ist bisher nicht geklärt.

8.2 Vergleich der Magnetfeldkonfiguration verschwindender Filamente mit der Magnetfeldkonfiguration der zugehörigen magnetischen Wolken

Es soll nun untersucht werden, welche Ursache die besondere Magnetfeldkonfiguration einer magnetischen Wolke haben könnte. Da magnetische Wolken nach den Ergebnissen von Kapitel 6 und 7 als großräumige magnetische Flußröhren im Sonnenwind angesehen werden können, deren Struktur bei der Ausbreitung im interplanetaren Raum stabil bleibt, liegt es nahe, einen Zusammenhang mit der Magnetfeldstruktur verschwindender Filamente zu vermuten.

Zunächst soll die für ein Filament typische Magnetfeldtopologie erläutert und ein Modell vorgestellt werden, das die mögliche Magnetfeldstruktur eines verschwindenden Filaments aufzeigt.

Die Beobachtung von Filamenten zeigt (man vergleiche die einzelnen Punkte mit Abb. 8.3) [eine ausführliche Darstellung bisheriger Untersuchungen findet man z.B. bei PRIEST, 1990 oder DÉMOULIN und VIAL, 1992]:

- Filamente liegen stets zwischen Gebieten unterschiedlicher magnetischer Polarität.
- Über einem Filament verlaufen die Magnetfeldlinien arkadenartig nahezu vertikal zur Filamentachse (das ist der in Absorption sichtbare dunkle Faden auf der Sonnenscheibe).
- Die Magnetfeldrichtung des Filaments verläuft etwa in Richtung der Filamentachse.
- Durch die *differentielle Rotation* der Sonne werden ursprünglich fast vertikal orientierte Filamente immer mehr in Ost-Westrichtung gestreckt und liegen so nach mehreren Sonnenrotationen nahezu parallel zum Sonnenäquator. Dabei verlängert sich das Filament, und die Magnetfeldlinien werden verschert.

Abb. 8.4 zeigt schematisch auf, wie die Magnetfeldtopologie eines verschwindenden Filaments bzw. einer eruptiven Protuberanz bei einem CME aussehen könnte (diese Abbildung wurde bereits in Kapitel 3 im Zusammenhang mit den CMEs näher erläutert). In Tab. 8.2 sind die vier möglichen magnetischen Flußröhrenkonfigurationen skizziert. Es wurde dabei angenommen, daß die Richtung des Magnetfeldes auf der Zylinderachse der Flußröhre der Magnetfeldrichtung der verscherten Feldlinien entlang der Filamentachse entspricht und daß die Richtung der Magnetfeldlinien auf dem Zylindermantel durch die Polarität der arkadenartig über der Filamentachse verlaufenden Magnetfeldlinien bestimmt ist. Positive (+, N) Polarität bedeutet, daß die Magnetfeldlinien von der Sonne wegzeigen, negative (-, S) Polarität, daß die Magnetfeldlinien zur Sonne hinzeigen.

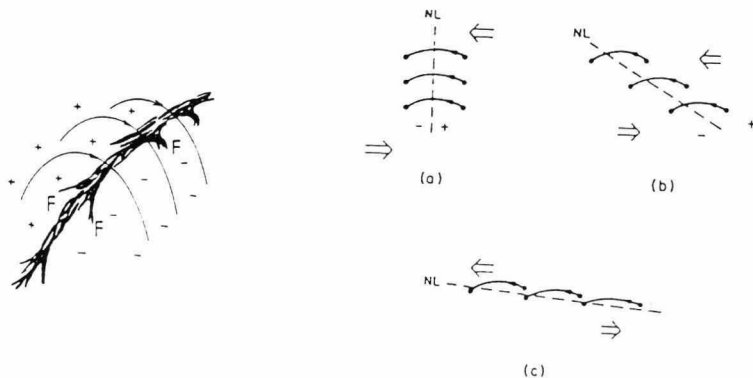


Abb. 8.3 Links: Schematische Darstellung der Magnetfeldkonfiguration eines Filaments auf der Sonne [VRSNAK, 1992]. Rechts: Skizze für die Veränderung der Lage eines Filaments und die Verschärfung der Magnetfeldlinien auf der Nordhemisphäre der Sonne, infolge der differentiellen Rotation der Sonne [MARTENS und VAN BALLEGOOLJEN, 1990].

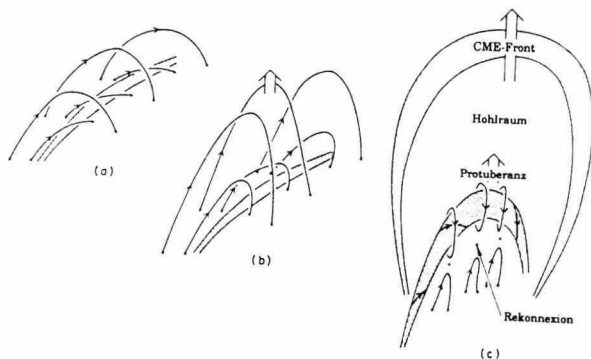

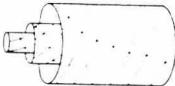

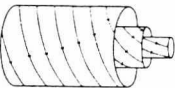

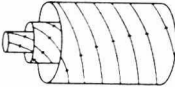




Abb. 8.4 Ein Szenario, das aufzeigt, wie durch eine aufsteigende Protuberanz bzw. ein verschwindendes Filament ein CME hervorgerufen wird [aus SCHWENN, 1991; nach PRIEST, 1988].

Tab. 8.2 Dieses Schema zeigt die vier magnetischen Flußröhrentypen, die entsprechend der unterschiedlichen Lage und Polarität von Filamenten nach einfachen Modellvorstellungen zu erwarten sind. Der Verlauf der Magnetfeldlinien auf dem Zylindermantel hängt von der Orientierung der Magnetfeldlinien über dem Filament bzw. der Polarität des Filamentes ab, die Magnetfeldrichtung auf der Zylinderachse entspricht der Magnetfeldrichtung der verscherten Feldlinien entlang der Achse des Filaments.

Polarität und Orientierung des Filaments	Flußröhrentyp
	<p data-bbox="675 352 728 376">SON</p> 
<p data-bbox="85 556 101 580">+</p> 	<p data-bbox="675 540 728 564">SWN</p> 
<p data-bbox="85 744 101 768">-</p> 	<p data-bbox="675 736 728 760">NOS</p> 
<p data-bbox="85 1066 101 1089">+</p> 	<p data-bbox="675 932 728 956">NWS</p> 

Wenn ein solches Filament in den interplanetaren Raum verschwindet, dann würde man je nach Lage und Polarität des Filaments das Auftreten einer entsprechenden magnetischen Flußröhre bzw. magnetischen Wolke im interplanetaren Raum erwarten. Ob dies zutrifft, soll nun an den mit Helios 1/2 beobachteten magnetischen Wolken untersucht werden, die mit einem verschwindenden Filament assoziiert waren.

Im Beobachtungskatalog der verschwindenden Filamente war für acht der zehn korrelierbaren Ereignisse auch die Polarität des Filaments bekannt. In diesen Fällen konnte der Flußröhrentyp der magnetischen Wolke direkt mit dem zu erwartenden Flußröhrentyp des Filaments verglichen werden. Ein Beispiel dieses Vergleichs zeigt Abb. 8.5.

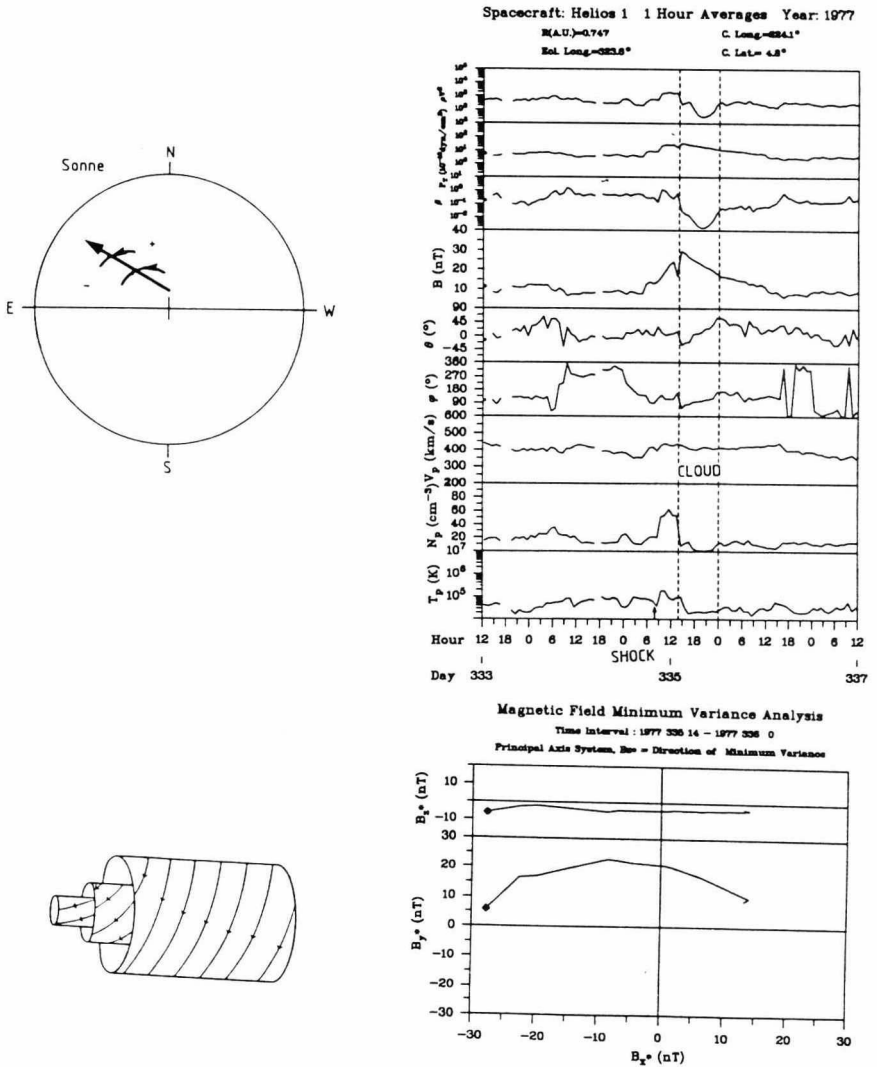


Abb. 8.5 Beispiel für den Vergleich des nach den Modellvorstellungen zu erwartenden Flußröhrentyps eines Filaments mit dem Flußröhrentyp der zugehörigen, mit Helios 1 im Dezember 1977, beobachteten magnetischen Wolke. Links oben: Schematische Darstellung der Lage und Polarität des Filaments auf der Sonne (von Helios 1 aus gesehen). Rechts oben: Daten von Helios 1. Darunter ist der erwartete Flußröhrentyp des Filaments (links) und der nach den Ergebnissen der Minimum-Varianz-Analyse ermittelte Flußröhrentyp (Typ SON) der magnetischen Wolke (rechts) dargestellt.

Genauere Angaben zu allen acht untersuchten Ereignissen findet man in Tab. A2 des Anhangs. Welche Flußröhrentypen beobachtet wurden, ist in Tab. 8.3 zusammengefaßt.

Das Gesamtergebnis dieser Untersuchung lautet:

- In vier Fällen stimmte tatsächlich der nach Lage und Polarität des Filamentes nach den Modellvorstellungen zu erwartende Flußröhrentyp mit dem in situ beobachteten Flußröhrentyp der magnetischen Wolke überein. In den anderen Fällen wurde keine Übereinstimmung festgestellt.

Die Signifikanz dieses Ergebnisses ist sehr schwierig zu bewerten. Möglicherweise können bisher nicht in Erwägung gezogene Gesichtspunkte die nicht übereinstimmenden Fälle erklären. Daher wurde jeweils die Lage des assoziierten Filaments, die Position der Sonde relativ zum Filament und die Eigenschaft der magnetischen Wolke näher untersucht. Es stellte sich heraus, daß gerade in den vier Fällen, bei denen keine Übereinstimmung vorhanden war, die Ergebnisse der Minimum-Varianz-Analyse auf komplexere interne Magnetfeldstrukturen der untersuchten magnetischen Wolken hindeuteten (Abb. 6.5 in Kap. 6 zeigt ein Beispiel für eine solche komplexe Wolke). Welche Schlußfolgerungen aus dieser Beobachtung gezogen werden können, soll nun erklärt werden.

Die Annahme, daß bei der Ausbreitung einer magnetischen Wolke eine komplette Veränderung der magnetischen Grundstruktur der Wolke durch die Wechselwirkung mit dem umgebenden Sonnenwind möglich ist, steht im Widerspruch zu den Beobachtungsergebnissen. Demnach bleibt die Magnetfeldkonfiguration einer magnetischen Wolke während der Ausbreitung im interplanetaren Raum stabil. Ferner bedeuten Deformationen der ursprünglichen Magnetfeldkonfiguration keine Veränderung des Flußröhrentyps. Unwahrscheinlich ist auch, daß lediglich die Trajektorie der Sonde durch die magnetische Wolke in allen vier Fällen die Beobachtung einer komplizierteren Magnetfeldstruktur zur Folge hatte, die zu einer Fehlinterpretation des Flußröhrentyps führte.

Tab. 8.3 Ergebnis des Vergleichs der bei bekannter Polarität und Lage der Filamente nach einfachen Modellvorstellungen zu erwartenden Flußröhrentypen, für acht verschwindende Filamente, mit den Flußröhrentypen der assoziierten mit Helios 1/2 beobachteten magnetischen Wolken. Angegeben ist zusätzlich die Häufigkeit der einzelnen Flußröhrentypen.

Zahl der untersuchten magnetischen Wolken	Übereinstimmung der Flußröhrentypen	Beobachtete Flußröhrentypen	
		a) Wolken	b) Filamente
8	4: 2 SON, 1 NOS, 1 SWN	a) 3 SON, 2 SWN, 2 NOS, 1 NWS	b) 3 SON, 2 SWN, 2 NOS, 1 NWS

Als plausible Erklärung für die Diskrepanz zwischen den Modellannahmen und den Beobachtungsergebnissen kommt nach diesen Überlegungen vor allem folgender Aspekt in Betracht:

- Die Magnetfeldstruktur einer Protuberanz auf der Sonne ist in vielen Fällen so komplex, daß die einfachen Modellannahmen die Magnetfeldtopologie des Filaments nicht angemessen beschreiben (es gibt z.B. auch mehrere mögliche Protuberanztopologien, s. z.B. VRSNAK [1992]). Möglicherweise können auch bei der Eruption der Protuberanz Verdrehungen auftreten, so daß die ursprünglich angenommene Magnetfeldkonfiguration nicht zutrifft.

Wenn insbesondere die Annahme richtig ist, daß nicht in jedem Fall die einfachen Modellannahmen zur Beschreibung der Magnetfeldstruktur eines verschwindenden Filaments zutreffen, daß aber bei der Ausbreitung die Magnetfeldkonfiguration des Filaments erhalten bleibt, dann sollte die Modellvorstellung zumindest für magnetische Wolken mit sehr einfacher Magnetfeldstruktur bzw. "idealer" Rotation des Magnetfeldvektors anwendbar sein.

Mit den Sonnenwinddaten für 1 AU (s. S. 90) für die Jahre 1963 bis 1980 stand ein weiterer umfangreicher Datensatz zur Verfügung, an dem die aufgestellte Hypothese und auch die Assoziation magnetischer Wolken mit verschwindenden Filamenten nochmals überprüft werden konnte.

Dazu wurden die Plots der mit Erdsatelliten gemessenen Stundenmittelwerte der Plasma- und Magnetfeldparameter des Sonnenwindes über den Zeitraum 1963 bis 1980 nach magnetischen Wolken durchsucht, die eine ideale Rotation in θ bzw. φ aufwiesen und deren Magnetfeldstärke größer als 10 nT war, d.h., es wurden nur Ereignisse betrachtet, die sich deutlich vom "ungestörten" Sonnenwind ($B \approx 4-6$ nT) unterschieden.

Insgesamt wurden über den Beobachtungszeitraum 34 "ideale" magnetische Wolken in den Daten identifiziert, die in Tab. A3 des Anhangs aufgelistet sind (ein Vergleich mit der Literatur zeigte, daß viele dieser magnetischen Wolken ebenfalls von KLEIN und BURLAGA [1982] und ZHANG und BURLAGA [1988] identifiziert worden sind). Für alle magnetischen Wolken wurde dann der Bereich der Plasmageschwindigkeit über den Zeitraum der magnetischen Wolke aus den Plots abgelesen. Unter Annahme konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit wurde wie bei den mit Helios 1/2 beobachteten magnetischen Wolken überprüft, ob in dem Beobachtungskatalog zu den ermittelten Zeiten in einem Bereich bis zu $\pm 20^\circ$ östlich oder westlich des Zentralmeridians, das Verschwinden eines Filaments auf der Sonne beobachtet worden ist.

Für 24 der 34 magnetischen Wolken wurde ein zur "richtigen" Zeit auf der Sonne in der Nähe ($\pm 20^\circ$) des Zentralmeridians verschwindendes Filament beobachtet. In zwei Fällen war aufgrund von Beobachtungslücken keine Aussage möglich, und in acht Fällen wurde kein verschwindendes Filament beobachtet (die Einzelereignisse sind in Tab. A3 des Anhangs aufgeführt). Die Assoziation zwischen magnetischen Wolken mit idealer Magnetfeldkonfiguration und verschwindenden Filamenten aus ruhigen Gebieten auf der

Sonne beträgt unter Berücksichtigung der Beobachtungslücken 75%. Tab. 8.4 faßt das Beobachtungsergebnis zusammen.

Bei 18 dieser Filamente war auch die magnetische Polarität bekannt, so daß wiederum die Magnetfeldkonfiguration der magnetischen Wolke mit der des Filaments verglichen werden konnte. Da die Daten erst ab dem Jahr 1973 in digitaler Form vorlagen, konnte mit der Minimum-Varianz-Analyse nur für Fälle ab 1973 der genaue Flußröhrentyp der magnetischen Wolke bestimmt werden. Vereinfacht konnte aber für alle Ereignisse überprüft werden, ob die bei der Passage der magnetischen Wolke beobachtete SN- oder NS- Rotation des Magnetfeldvektors mit der magnetischen Polarität des Filaments (dem Verlauf der Feldlinien über der Achse des Filaments) im Einklang stand.

In 16 von 18 Fällen war bei bekannter Polarität des Filaments die beobachtete Rotation des Magnetfeldvektors senkrecht zur Ebene der Ekliptik (Variation in θ) in Übereinstimmung mit der magnetischen Polarität des Filamentes, in zwei Fällen konnte keine Übereinstimmung festgestellt werden (s. Tab. A3 des Anhangs). Dabei wurden jeweils neun NS- und sieben SN-Ereignisse (Wolken) richtig bestimmt. Auffällig an den beobachteten magnetischen Wolken war in Übereinstimmung mit den Helios-Beobachtungen, daß zwischen 1975 und 1980 von 18 Wolken 15 eine SN-Rotation des Magnetfeldvektors aufwiesen. Während der Jahre 1965 bis 1970, d.h. bei umgekehrter globaler magnetischer Polarität der Sonne wurden dagegen von insgesamt neun Wolken sechs mit einer NS-Rotation des Magnetfeldvektors beobachtet.

Für sieben der zwischen 1973 und 1980 identifizierten magnetischen Wolken konnte mit Hilfe der Minimum-Varianz-Methode der Flußröhrentyp bestimmt werden und mit dem Flußröhrentyp des zugehörigen Filaments verglichen werden. In sechs Fällen wurde eine Übereinstimmung der Flußröhrentypen festgestellt. Abb. 8.10 zeigt ein Beispiel dieser Untersuchung. Tab. 8.5 faßt die Ergebnisse zusammen.

Tab. 8.4 Assoziation zwischen magnetischen Wolken mit idealer Rotation des Magnetfeldvektors, beobachtet mit Erdsatelliten im Sonnenwind und großen verschwindenden Filamenten auf der Sonne für den Beobachtungszeitraum 1963 bis 1980.

Anzahl der untersuchten magnetischen Wolken	Anzahl der mit verschwindenden Filamenten assoziierten Wolken	Anzahl der magnetischen Wolken, für die kein verschwindendes Filament beobachtet wurde	Anzahl der Fälle in Beobachtungslücken
34	23	9	2

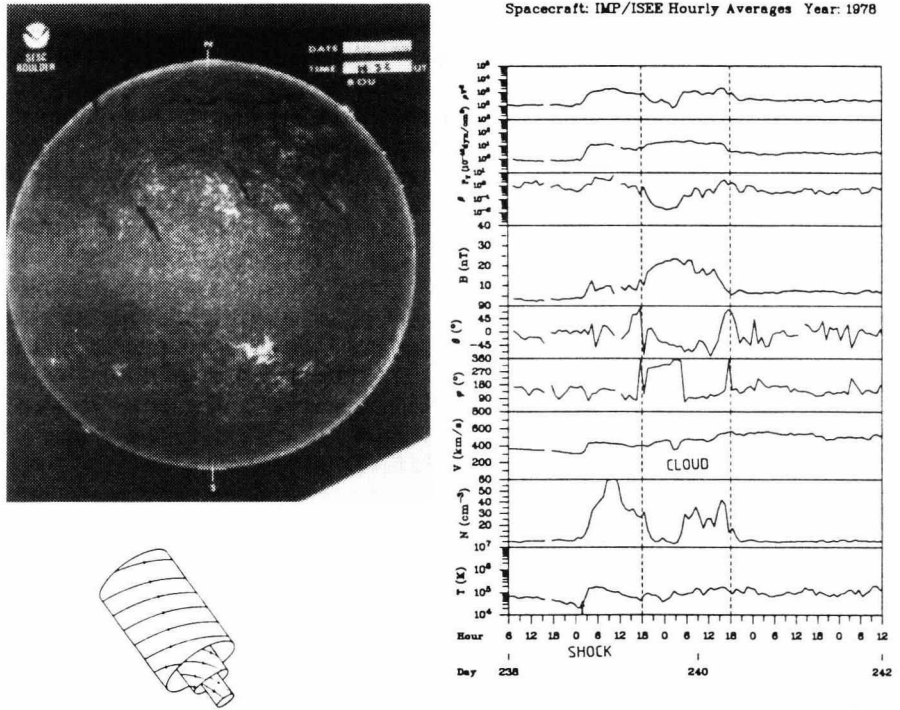


Abb. 8.6 Am 23. August 1978 verschwand um $(10:25 \pm 03:44)$ UT ein langes Filament nahe des Zentralmeridians der Sonne. Position des Filaments: $N16^{\circ}E18^{\circ}$ - $N11^{\circ}E04^{\circ}$, Polarität westlich des Filaments: - (S). Am 27. August um 18:00 UT wurde bei der Erde eine magnetische Wolke (239:18-240:18 UT) nach einer interplanetaren Stoßwelle beobachtet (die Wolke löste einen starken erdmagnetischen Sturm (s. Kap. 9) aus [s. auch JOSELYN und MCINTOSH, 1981; diesem Artikel wurde die H_{α} -Aufnahme der Sonnenscheibe entnommen]. Die Zeitdifferenz zwischen dem Verschwinden des Filaments und dem Eintreffen der magnetischen Wolke bei der Erde entspricht der in der Wolke gemessenen Plasmageschwindigkeit (400 km/s). Aufgrund der Polarität des Filaments würde man eine magnetische Wolke erwarten, die in der West-Ostrichtung eine Rotation des Magnetfeldvektors hervorruft. Auf der Achse der Flußröhre sollte ein südwärtsgerichteter Magnetfeldvektor beobachtet werden. Die in situ Magnetfeldmessungen stimmen damit überein. Der Flußröhrentyp der Wolke war NWS. Für die Neigung der Achse relativ zur Ekliptik ergab sich: $\theta=69^{\circ}$, d.h., die Achse war in diesem Fall stark gegen die Ekliptik geneigt.

Tab. 8.5 Ergebnis der Vergleiche der nach einfachen Modellannahmen nach der Lage und Polarität der Filamente zu erwartenden Magnetfeldkonfigurationen mit den Magnetfeldstrukturen der assoziierten magnetischen Wolken (Beobachtungen mit Erdsatelliten für den Zeitraum 1963 bis 1980). Die Flußröhrentypen wurde für Fälle in den Jahren 1973 bis 1980 bestimmt, in denen digitale Daten vorlagen.

Zahl der untersuchten Fälle	Übereinstimmung der Magnetfeldstruktur, Typ der Magnetfeldrotation in θ bzw. Typ der magnetischen Flußröhre	Beobachtete Magnetfeldstrukturen bzw. Flußröhrentypen a) Wolken b) Filamente
18	16: 7 SN-, 9 NS-Rotationen	a) 9 NS, 9 SN b) 11 NS, 7 SN
7	6: 1 SON, 2 SWN, 2 NOS, 1 NWS	a) 2 SON, 2 SWN, 2 NOS, 1 NWS b) 1 SON, 2 SWN, 3 NOS, 1 NWS

Die Ergebnisse der Untersuchung des Zusammenhangs zwischen magnetischen Wolken und verschwindenden Filamenten (eruptiven Protuberanzen) lauten:

- Magnetische Wolken stehen mit verschwindenden Filamenten auf der Sonne im Zusammenhang. Die beobachteten Fälle stützen die Vorstellung, daß dann eine magnetische Wolke im interplanetaren Raum beobachtet wird, wenn sich ein Beobachter im (oder nahe ($\pm 20^\circ$) des) Winkelbereich(s) des Filaments befindet. Nicht jedes verschwindende Filament ruft eine magnetische Wolke im interplanetaren Raum hervor.
- Die Magnetfeldstruktur (der Flußröhrentyp) magnetischer Wolken mit idealer Rotation des Magnetfeldvektors bzw. einfacher Magnetfeldkonfiguration war in guter Übereinstimmung mit der nach einfachen Modellannahmen bestimmten Magnetfeldkonfiguration der assoziierten verschwindenden Filamente auf der Sonne. Da bei der Beobachtung eines verschwindenden Filaments nicht bekannt ist, ob die Magnetfeldkonfiguration komplex oder einfach ist, kann nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit bei bekannter Polarität und Lage eines Filaments vorhergesagt werden, ob eine magnetische Wolke des entsprechenden Flußröhrentyps auch im interplanetaren Raum auftritt. Hinzu kommt, daß nicht bei jedem verschwindenden Filament auch eine magnetische Wolke im interplanetaren Raum beobachtet wurde.
- Der Grund dafür, daß nur selten magnetische Wolken mit stark gegen die Ekliptik geneigter Achsorientierung beobachtet wurden, sollte in der Lage der Filamente begründet sein.

9 Der Einfluß von magnetischen Wolken bzw. CMEs auf die Magnetosphäre der Erde

- Die interplanetaren Ursachen der stärksten erdmagnetischen Stürme -

Abschließend soll in dieser Arbeit untersucht werden, welche Rolle die interplanetaren Folgeerscheinungen der CMEs, d.h. interplanetare Stoßwellen, transiente Sonnenwindströme und magnetische Wolken, bei erdmagnetischen Stürmen spielen. Kapitel 9.1 erläutert zunächst die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit dem Erdmagnetfeld, und Kapitel 9.2 zeigt, wie der Einfluß des Sonnenwindes auf das Erdmagnetfeld durch erdmagnetische Kennziffern in geeigneter Weise quantitativ erfaßt werden kann. Auf der Basis der Kennziffer K_p werden dann in Kapitel 9.3 mit Hilfe der Satellitenmessungen des Sonnenwindes in Erdnähe die interplanetaren Ursachen der stärksten erdmagnetischen Störungen untersucht. Dabei wird bestätigt, daß eine südwärtsgerichtete Komponente des IMF von primärer Bedeutung für die Energieübertragung des Sonnenwindes in die Erdmagnetosphäre ist. Aus der Analyse folgt weiter, daß starke erdmagnetische Stürme durch CMEs bzw. Stoßwellen-assoziierte magnetische Wolken und das Draping des IMF um transiente Sonnenwindströme hervorgerufen werden. Bis auf wenige Ausnahmen kann nach diesen Ergebnissen von jedem erdmagnetischen Sturm mit $K_p \geq 8$ angenommen werden, daß ein solcher Sturm durch einen CME auf der Sonne verursacht wurde.

9.1 Der Sonnenwind als Ursache der erdmagnetischen Aktivität

Bevor der Einfluß magnetischer Wolken bzw. CMEs auf die *Erdmagnetosphäre* untersucht wird, soll in diesem Kapitel zunächst die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit dem Erdmagnetfeld, d.h. die Ursache der *erdmagnetischen Aktivität*, erläutert werden.

Der die Erde anströmende Sonnenwind ist als hochleitfähiges Plasma stark an die interplanetaren Magnetfeldlinien gebunden und kann daher das Erdmagnetfeld nicht einfach durchdringen, sondern wird um dieses magnetische Hindernis umgelenkt, wobei das Erdmagnetfeld durch den Sonnenwind charakteristisch verformt wird.

Auf der sonnenzugewandten Seite wird durch den Strömungsdruck des Sonnenwindes das Erdmagnetfeld bis auf einen Abstand von ca. $10 R_E$ an die Erde herangedrückt, während es auf der sonnenabgewandten Seite durch kompliziertere plasmaphysikalische Prozesse zu einem bis weit über die Mondbahn reichenden Schweif in die Länge

gezogen wird (s. Abb. 9.1). Den so entstandenen magnetischen Stromlinienkörper im Sonnenwind nennt man die *Magnetosphäre* der Erde. Die Grenzfläche der Magnetosphäre, die *Magnetopause*, trennt die Erdmagnetfeldlinien von den interplanetaren Magnetfeldlinien im Sonnenwind. Vor der Magnetosphäre bildet sich auf der Tagseite eine (stehende, stoßfreie) *Bugstoßwelle* (*Bow shock*) aus. An dieser Bugstoßwelle findet die Abbremsung des Sonnenwindes auf Unterschallgeschwindigkeit statt. Der dabei komprimierte und erhitzte turbulente Sonnenwind kann dann die Magnetosphäre der Erde umströmen (man nennt diese Region die *Magnetohülle* (*magnetosheath*) der Erdmagnetosphäre).

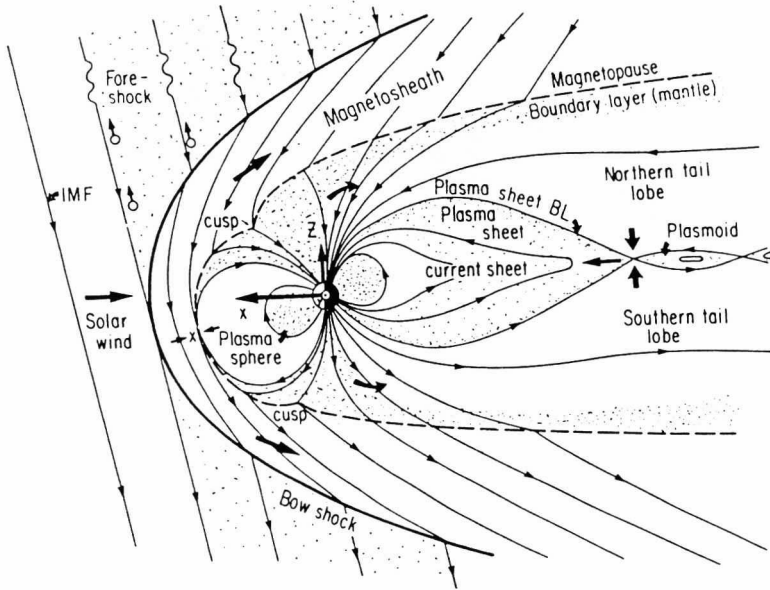


Abb. 9.1 Seitenansicht der Erdmagnetosphäre für den Fall eines südwärts gerichteten IMF. Hier kann Rekonexion an der Frontseite der Magnetosphäre auftreten (s. x). Skizziert ist zusätzlich ein infolge von Rekonexionsprozessen im Schweif der Erde entstandenes Plasmoid [SONNERUP, 1985].

Aufgrund der hohen elektrischen Leitfähigkeit des Sonnenwindes können praktisch keine elektrischen Felder im Sonnenwind selbst existieren. Das durch den Sonnenwind gegenüber der Erde hervorgerufene elektrische Feld ist daher "rein" konvektiv:

$$\underline{E}_{\text{IMF}} = - \underline{V}_{\text{SW}} \times \underline{B}_{\text{IMF}} \quad (9.1)$$

Die durch den anströmenden Sonnenwind in der Magneto- und Ionosphäre hervorgerufenen großräumigen elektrischen Stromsysteme sind in Abb. 9.2 dargestellt.

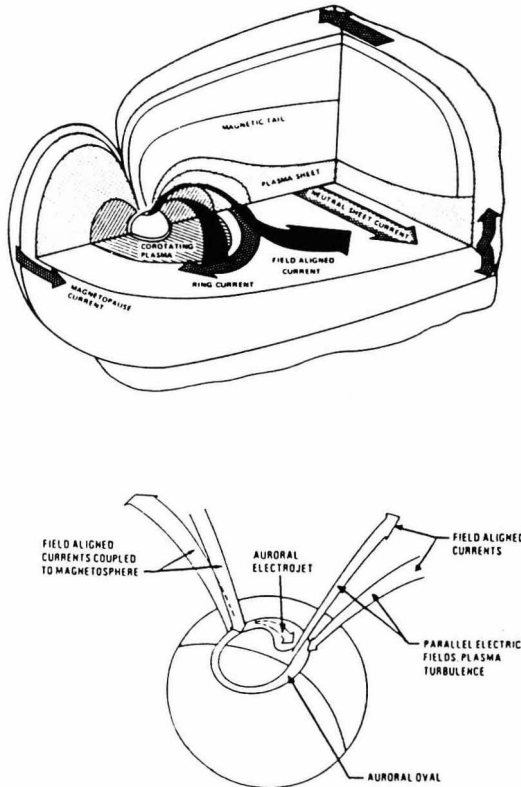


Abb. 9.2 Schemabild für die durch den Sonnenwind in der Erdmagnetosphäre (oben) und der Ionosphäre (unten) hervorgerufenen großräumigen Stromsysteme [aus PARKS, 1991].

Die Magnetfelder dieser Ströme überlagern sich dem viel stärkeren erdmagnetischen Innenfeld. Da der Sonnenwind, wie in Kapitel 2 erläutert wurde, räumlich und zeitlich variabel ist, ist auch die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Erdmagnetosphäre unterschiedlich. Das bedeutet, daß auch die großräumigen Stromsysteme in der Magnetosphäre und der Ionosphäre mit den Schwankungen des Sonnenwindes variieren.

Auf der Erde beobachtet man deshalb unregelmäßige Variationen (Störungen mit einer zeitlichen Dauer von wenigen Sekunden bis mehreren Tagen) in Betrag und Richtung des Erdmagnetfeldes, die man als *erdmagnetische Aktivität* bezeichnet. Die stärksten erdmagnetischen Störungen sind die mehrere Stunden bis Tage dauernden *erdmagnetischen Stürme* [s. z.B. den Übersichtsartikel von UNTIEDT, 1983]. Bei erdmagnetischen Stürmen können Magnetfeldschwankungen bis zu einigen Tausend nT, d.h. bis zu wenigen Prozent des Gesamtfeldes auftreten. Abb. 9.3 zeigt die bei dem erdmagnetischen Sturm im Februar 1967 an sechs verschiedenen Stationen auf der Erde gemessenen Variationen der Horizontalkomponente (H-Komponente) des Erdmagnetfeldes. Der in Abb. 9.3 bei Beginn der Störung zu erkennende abrupte Anstieg in der H-Komponente wird als *SSC (Storm Sudden Commencement)* bezeichnet und ist die Folge einer Kompression der Erdmagnetosphäre durch eine interplanetare Stoßwelle.

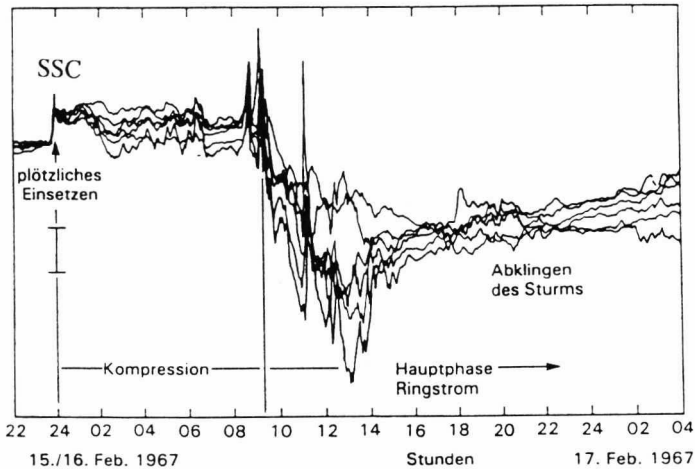


Abb. 9.3 Variationen der Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes während des starken erdmagnetischen Sturms im Februar 1967 (in Weltzeit) an sechs Stationen in niedrigen magnetischen Breiten auf der Erde. Geringe Unterschiede in den Variationen der H-Komponente resultieren aus der unterschiedlichen Lage der Stationen. Einige Stunden nach dem SSC tritt die Hauptphase des Sturms ein. Nach dem Ende des Sturms klingt der erhöhte Ringstrom langsam ab, und die Horizontalintensität erreicht Normalniveau [aus FRIEDMAN, 1987].

Erdmagnetische Stürme können zu sehr unerwünschten Auswirkungen auf der Erde und im erdnahen Raum führen [s. z.B. JOSELYN, 1992; ALLEN et al., 1989]. Zum Beispiel wurde bei dem starken erdmagnetischen Sturm am 13. März 1989 über einem großen Teil Kanadas ein mehrstündiger Stromausfall hervorgerufen.

In mittleren und hohen erdmagnetischen Breiten werden die beobachteten Magnetfeldstörungen hauptsächlich durch die *polaren Elektrojetstromsysteme*, die in einer Höhe von etwa 100 km in der Ionosphäre fließen, verursacht. Die Ursache sind in die Polarlichtzonen einfallende, beschleunigte, energiereiche Teilchen, die eine verstärkte Ionisation der Atmosphärenteilchen und dadurch eine Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit in dieser Höhe hervorrufen. Es fließen dann dort besonders starke elektrische Ströme (Größenordnung 10^6 A), da auch die ionosphärischen elektrischen Felder stark erhöht sind. In niedrigen geomagnetischen Breiten, d.h. in großer Entfernung von den polaren Elektrojets, werden dagegen während eines Sturmes hauptsächlich die Variationen des *äquatorialen Ringstroms* (s. Abb. 9.3) registriert. Dieser Strom, der zu einer Abschwächung der Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes führt, fließt in einer Entfernung von 4-6 R_E in der inneren Magnetosphäre und entsteht durch die Driftbewegung geladener Teilchen im inhomogenen Magnetfeld der Erde. Da die positiv geladenen Ionen und die negativ geladenen Elektronen im inhomogenen Magnetfeld der Erde in entgegengesetzte Richtungen driften, entsteht ein großräumiger Stromfluß in westlicher Richtung um die Erde. Voraussetzung für einen erhöhten Ringstrom ist, daß die Teilchenpopulation in diesem Bereich der Magnetosphäre erhöht wird. Die Ursache für die Injektion beschleunigter energiereicher Teilchen in die innere Magnetosphäre und die polare Ionosphäre sind nach heutigen Vorstellungen Instabilitäten im Schweif der Erdmagnetosphäre, die durch den Sonnenwind angeregt werden, oder (und) es findet eine direkt durch den Sonnenwind getriebene Energiezufuhr statt [s. FAIRFIELD, 1992].

Wie im einzelnen der Transport von Masse, Impuls und Energie des Sonnenwindes in die Magnetosphäre erfolgt, ist heute noch nicht in allen Einzelheiten geklärt. Die Magnetopause schirmt insgesamt die Magnetosphäre recht effektiv gegen den Sonnenwind ab, wie die folgende Abschätzung zeigt: Mit einem Querschnitt A der tagseitigen Magnetosphäre von etwa $A = \pi \cdot (15 R_E)^2$ und typischen Sonnenwindbedingungen ($n = 5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$, $V_{sw} = 500 \text{ km/s}$) folgt für den Energiefluß F des Sonnenwindes: $F = (1/2) \cdot m_p \cdot n \cdot (V_{sw})^3 \cdot A \approx 10^{13} \text{ W}$ [SCHOLER, 1991b]. Der Anteil des vom Sonnenwind in die Magnetosphäre übertragenen elektromagnetischen Kraftflusses kann zu etwa 10^{11} W abgeschätzt werden [STERN, 1980]. Dabei ist berücksichtigt worden, daß ein großer Teil der zugeführten Energie in Form von *Joule'scher Wärme* dissipiert wird. Insgesamt werden nur etwa 1% der maximal möglichen Gesamtenergie in die Magnetosphäre übertragen. Bei starker Anregung durch den Sonnenwind, d.h. bei erdmagnetischen Stürmen, werden aber Energieflüsse bis zu 10^{12} W in der Magnetosphäre und Ionosphäre dissipiert. Der Sonnenwind hat bei diesen Ereignissen entweder einen sehr effektiven Zugang zur Magnetosphäre, d.h. die kinetische Energie kann direkt in der Magnetosphäre umgesetzt werden, oder (und) im Schweif der Erdmagnetosphäre wird impulsiv zuvor gespeicherte Energie freigesetzt [s. *driven und loading-unloading process*, AKASOFU, 1981; MCPHERRON, 1972; HAPGOOD et al., 1991]. Beide Prozesse sind sicherlich wirksam, wie groß aber die Einzelanteile sind, wird heute in der Literatur noch kontrovers diskutiert [s.

FAIRFIELD, 1992 oder KAMIDE, 1992].

Aus Gleichung 9.1 ist ersichtlich, daß das interplanetare elektrische Feld bei höherer Sonnenwindgeschwindigkeit und stärkerem Magnetfeld ansteigt. Damit verstärkt Energie vom Sonnenwind in die Magnetosphäre übertragen werden kann, muß zunächst das IMF in Abweichung von der Parkerspiralrichtung eine südwärtsgerichtete Komponente besitzen (s. Abb. 9.1). Durch die Korrelation¹⁵ von Satellitenmessungen des Sonnenwindes mit *erdmagnetischen Kennziffern* oder den Messungen der Magnetfeldvariationen einzelner Stationen [s. z.B. FAIRFIELD und CAHILL, 1966] gilt dies heute als gesichert [s. die Übersichtsartikel von RUSSELL und MCPHERRON, 1973; AKASOFU, 1981]. In der Tat wurde bei sehr starken erdmagnetischen Stürmen über mehrere Stunden hinweg eine starke südwärtsgerichtete Komponente des IMF beobachtet [s. z.B. GONZALEZ et al., 1989; GONZALEZ, 1990].

Die Ankopplung zwischen den interplanetaren Magnetfeldlinien und den Erdmagnetfeldlinien erfolgt über den Prozeß der sogenannten *Feldlinienverschmelzung*¹⁶ (*Rekonnexion, Reconnection, magnetic merging*) [s. DUNGEY, 1961]. Man kann sich den Prozeß der Rekonnexion anschaulich wie einen "Kurzschluß" zwischen interplanetaren und Erdmagnetfeldlinien vorstellen. Ausschlaggebend hierfür ist nicht allein die Magnetfeldkonfiguration, sondern auch, daß ein leicht bewegliches Plasma an das Magnetfeld gekoppelt ist.

Es ist bisher nicht eindeutig geklärt, wo lokal an der Magnetopause Rekonnexion bevorzugt stattfindet. Ferner sind die genauen zeitlichen und räumlichen Skalen unklar. Es gibt daher auch verschiedene Modelle für die Rekonnexion interplanetarer Feldlinien mit den Erdmagnetfeldlinien [s. z.B. PETSCHKE, 1964; VASILYUNAS, 1975; SCHINDLER, 1984; RUSSELL und ELPHIC, 1979]. Nach DUNGEY [1961] kommt vor allem eine quasi-stationäre Feldlinienverschmelzung an der tagseitigen Magnetopause in Betracht. Die Flanken der Erdmagnetosphäre und die Polkappen stellen sicherlich ebenfalls exponierte Regionen dar, in denen eine starke Energieübertragung in die Magnetosphäre denkbar ist.

Zum Schluß dieses Abschnittes soll auf den Übersichtsartikel von CROOKER und SISCOE [1986] hingewiesen werden, der eine gute Einführung in die Zusammenhänge zwischen Sonnenwind und erdmagnetischer Aktivität vermittelt und auf einige weitere Teilaspekte genauer eingeht.

¹⁵ Die beste Korrelation ergibt sich für die Bz-Komponente des interplanetaren Magnetfeldes im GSM-Koordinatensystem, das die momentane Richtung der Erddipolachse berücksichtigt.

¹⁶ Bei der Rekonnexion wird gerade lokal das Prinzip der eingefrorenen Feldlinien verletzt. Ergänzende Literaturhinweise: KAMIDE und SLAVIN [1986], SCHOLER [1991b].

9.2 Quantitative Erfassung der erdmagnetischen Aktivität

- Erdmagnetische Kennziffern -

Um die Auswirkungen des Sonnenwindes auf die Erdmagnetosphäre systematisch untersuchen zu können, ist es nötig, die erdmagnetische Aktivität quantitativ zu erfassen. Dazu werden aus den fortlaufenden Registrierungen der Schwankungen des Erdmagnetfeldes (gemessen in drei Komponenten) an verschiedenen Observatorien auf der Erde sogenannte *Maßzahlen (Kennziffern, Indizes)* für feste Zeitintervalle nach geeigneten Verfahren bestimmt. Aus den Maßzahlen der jeweiligen Observatorien wird anschließend eine einzelne Maßzahl bzw. Kennziffer mit planetarischem oder regionalem Charakter ermittelt. Eine ausführliche Beschreibung erdmagnetischer Kennziffern geben SIEBERT [1971] und MAYAUD [1980]. Im folgenden sollen hier nur kurz die wichtigsten Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten Kennziffern erläutert werden.

Die drei heute gebräuchlichsten Kennziffern erfassen die Intensität der polaren Elektrojets auf der Nordhalbkugel der Erde (*AE-Index*), die Intensität des magnetosphärischen Ringstroms (*D_{st}-Index*) und den globalen magnetischen Störungszustand der ganzen Erde (*Kennziffer K_p*). Diese Kennziffern bzw. Indizes (sowie die SSCs) werden in den *IAGA (International (Union of Geodesy and Geophysics) Association of Geomagnetism and Aeronomie) -Bulletins* und den *Solar-Geophysical-Data* veröffentlicht oder können in digitaler Form vom World-Data-Center der NASA in Greenbelt, Maryland, auf entsprechenden Speichermedien bezogen werden.

Von BARTELS wurde 1949 die geomagnetische Kennziffer *K_p* (*Kennziffer planetarisch*) eingeführt [s. BARTELS und VELDKAMP, 1949], die die erdmagnetische Aktivität für die gesamte Erde möglichst gut wiedergeben soll. Die *K_p*-Werte werden für Zeitintervalle von jeweils drei Stunden nach Weltzeit (0-3, 3-6, ... UT) aus den Registrierungen von heute 13 Stationen in mittleren Breiten auf der Erde bestimmt (davon liegen nur zwei auf der Südhalbkugel der Erde). An jeder Station wird für das jeweilige Zeitintervall die maximale Schwankung der am stärksten gestörten Komponente des Erdmagnetfeldes zur Bestimmung einer Kennziffer herangezogen, wobei die lokalen Einflüsse (Tages-, Jahresgänge) möglichst vollständig eliminiert werden. Aus diesen 13 Kennziffern wird dann der *K_p*-Wert ermittelt. Die *K_p*-Werte geben die Stärke der erdmagnetischen Aktivität in einer quasi-logarithmischen Skala wieder, die insgesamt 28 Werte umfaßt und in Drittelstufen (0^o, 0⁺, 1⁻, 1^o, 1⁺, 2⁻, ..., 9^o) unterteilt ist. *K_p*=0^o entspricht in dieser Skala der geringsten erdmagnetischen Aktivität und *K_p*=9^o der stärksten Aktivität. Eine Häufigkeitsverteilung der *K_p*-Werte für die Jahre 1932 bis 1967 zeigt Abb. 9.4. Das Maximum der *K_p*-Häufigkeitsverteilung liegt zwischen *K_p*=1^o und *K_p*=2^o. Die Verteilung der *K_p*-Werte zeigt, daß *K_p*-Werte ab 8⁻ nicht nur sehr starke, sondern auch wegen ihrer geringen Häufigkeit sehr außergewöhnliche Störungen des Erdmagnetfeldes sind.

Mit den Kennziffern *D_{st}* und *AE* wird im Gegensatz zu den *K_p*-Werten nicht der globale magnetische Störungszustand auf der Erde, sondern die Intensität zweier

Teilstromsysteme erfaßt, in die vom Sonnenwind Energie dissipiert wird. Der D_{St} -Index wurde als Maß für die Intensität des äquatorialen Ringstromes eingeführt [s. SUGIURA, 1964]. Er wird aus der Abschwächung der Horizontalintensität des Erdmagnetfeldes an vier Stationen in niedrigen Breiten auf der Erde bestimmt (in der Einheit nT). Die Zeitauflösung des D_{St} -Index beträgt maximal eine Stunde, wobei negative D_{St} -Werte eine höhere Ringstromintensität bedeuten.

Der *AE (Auroral Elektrojet)*-Index ist ein Maß für die Intensität des polaren Elektrojets (genauer des west- und ostwärtigen Elektrojets) [s. DAVIS und SUGIURA, 1966]. Aus den Schwankungen der Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes an zwölf Stationen nahe der Polarlichtzone wird der AE-Wert in der Einheit nT mit einer zeitlichen Auflösung bis zu 2,5 min ermittelt.

Die gute Korrelation zwischen den Parametern des Sonnenwindes (V_{sw} und $-B_z$ (GSM-Koordinaten)) und den verschiedenen Indizes hat bestätigt, daß die Kennziffern sinnvolle physikalische Größen darstellen. Aus verschiedenen Gründen (z.B. unvollkommene Verteilung der jeweiligen Meßstationen auf der Erde, unvollständige Eliminierung lokaler Effekte) ist jede dieser Maßzahlen mit Eigenschaften behaftet, die bei Korrelationen des Sonnenwindes mit diesen Maßzahlen gegebenenfalls berücksichtigt werden müssen [s. SIEBERT, 1971; ROSTOKER, 1972].

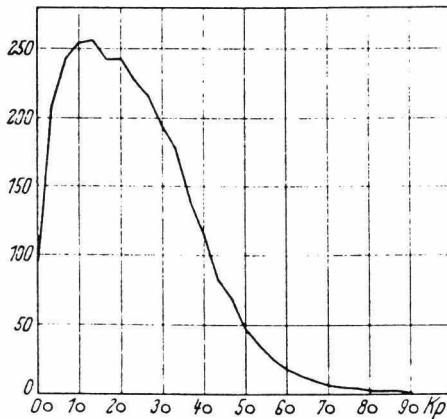


Abb. 9.4 Häufigkeitsverteilung der Kp-Werte für die Jahre 1932 bis 1967. Die Kp wurden hier auf die Anzahl der Kennziffern im Jahr normiert. Das Maximum der Verteilung liegt bei $Kp=1+$ [SIEBERT, 1971].

So ist die Erfassung der geomagnetischen Aktivität durch den AE-Index bei starken erdmagnetischen Stürmen problematisch, da die Polarlichtzone bei einer Kompression der Erdmagnetosphäre nach mittleren Breiten hin verschoben wird [s. z.B. ALLEN et al., 1989; WITTMANN et al., 1989]. Das hat zur Folge, daß durch die lokal feste Stationskette auf der Erde zu niedrige AE-Werte ermittelt werden. Die Kp-Werte geben aus diesem Grund bei starken Stürmen nicht nur die Intensität der Elektrojets wieder, sondern beinhalten auch deren Lage auf der Erde. Auch durch die Bestimmungsmethode der Kp, die sich aus der Varianz des Erdmagnetfeldes während zeitlich fester 3-Stunden-Intervalle ableiten, können Ungenauigkeiten in der Bestimmung der exakten Störungsamplitude auftreten. Die Problematik der D_{st} -Werte beruht auf der Asymmetrie des Ringstromes zusammen mit der geringen Anzahl geeigneter Stationen und darauf, daß zwar der Verlauf der erdmagnetischen Aktivität im D_{st} -Index sehr gut erkannt werden kann, aber die Erfassung einer genauen Störungsamplitude schwierig ist.

Die im Kapitel 9.3 dargestellten Untersuchungen der interplanetaren Ursachen starker erdmagnetischer Stürme basieren hauptsächlich auf den Kp-Werten, die sich aufgrund der aufgeführten Eigenschaften als am zweckmäßigsten erweisen.

9.3 Analyse der interplanetaren Ursachen der stärksten erdmagnetischen Stürme

In diesem Kapitel soll mit Satellitendaten des Sonnenwindes (Stundenmittelwerte) untersucht werden, welche interplanetaren Ursachen die stärksten erdmagnetischen Stürme haben [Informationen zu den Satellitendaten s. KING, 1991].

Dazu wurden alle erdmagnetischen Stürme mit $Kp \geq 8$ - ab dem Jahr 1963 (ab diesem Jahr liegen Satellitendaten vor) aus den Listen der IAGA-Bulletins bzw. für die Jahre ab 1984 aus den Tabellen des Göttinger Geophysikalischen Instituts herausgesucht. Dabei wurde die in den IAGA-Bulletins benutzte Definition verwendet, nach der mehrere Tagesachtel mit $Kp \geq 8$ - zu dem gleichen erdmagnetischen Sturm gehören, wenn in keinem der dazwischenliegenden Tagesachtel die Aktivität geringer als $Kp=5$ - war. Der erdmagnetische Sturm im September 1966 war das erste analysierbare Ereignis für das Satellitendaten ausgewertet werden konnten. Ab 1990 konnte wegen unvollständiger oder fehlender Satellitendaten kein weiterer Sturm mehr untersucht werden (in Tab. A4 des Anhangs sind alle untersuchten Ereignisse und die Ergebnisse aus der Analyse der Satellitendaten angegeben).

Insgesamt traten in dem untersuchten Zeitraum, September 1966 bis Juni 1990, 78 Stürme mit $Kp \geq 8$ - auf, von denen für 43 (55%) Stürme die Satellitendaten nach folgenden

Kriterien untersucht wurden¹⁷ (aufgrund einzelner Datenlücken konnten nicht für alle Einzelereignisse die angegebenen Analysepunkte vollständig ermittelt werden):

- In den Satellitendaten wurden interplanetare Stoßwellen identifiziert¹⁸ (dabei wurde auch auf Angaben in der Literatur zurückgegriffen). Diese Stoßwellen wurden mit den IAGA-Listen registrierter SSCs verglichen (s. IAGA-Bulletins).
- Die maximalen Kp-Werte eines einzelnen Sturmes wurden zeitlich mit den maximal gemessenen südwärtsgerichteten -Bz-Werten (in GSM-Koordinaten) des IMF verglichen, d.h. es wurde der zeitliche Abstand zwischen den maximalen -Bz-Werten und den Tagesachteln mit den maximalen Kp-Werten in Stunden bestimmt. Zusätzlich ist in Tab. A4 die maximal während dieser Tagesachtel gemessene Sonnenwindgeschwindigkeit sowie die Dauer starker (<-10 bzw. <-20 nT) -Bz-Ereignisse angegeben.
- Die Eigenschaften des Sonnenwindstroms, der zu dem erdmagnetischen Sturm führte, wurden genau untersucht (Treibergaseigenschaften, Charakteristika magnetischer Wolken). Dabei wurden zusätzlich bisher in der Literatur durchgeführte Einzelanalysen als Referenzen verwendet.
- Die genaue Ursache der maximalen -Bz-Komponente wurde bestimmt (z.B. Magnetfeldkonfiguration einer magnetischen Wolke, Draping des IMF).

Abb. 9.5 zeigt das Untersuchungsergebnis für den Zusammenhang der -Bz-Komponenten des IMF mit den maximalen Kp-Werten. In der überwiegenden Zahl aller Ereignisse wurden der maximale Kp-Wert und der maximale -Bz-Wert im Sonnenwind im gleichen Tagesachtel beobachtet. Dies zeigt, daß bei sehr starken erdmagnetischen Stürmen die Stärke der südwärtsgerichteten Komponente des IMF von primärer Bedeutung ist¹⁹, und bestätigt die Annahme, daß der Vorgang der magnetischen Rekonexion bei der Energieübertragung des Sonnenwindes in die Erdmagnetosphäre von entscheidender Bedeutung ist. GONZALEZ und TSURUTANI [1987] und TSURUTANI et al. [1990] stellten dies in ihren Untersuchungen einer geringen Anzahl starker erdmagnetischer Stürme ebenfalls fest [s. zusätzlich TANG et al., 1989]. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von TSURUTANI et al. [1988] wurden dabei (s. Tab. A4 des Anhangs) auch sehr häufig hohe -Bz-Werte (<-10 bzw. <-20 nT) über mehrere aufeinanderfolgende Stunden festgestellt.

¹⁷ Der geringe Zeitunterschied, der sich aufgrund der Ausbreitung des Sonnenwindes von der Position des Satelliten bis zur Erde ergibt, kann für die im folgenden betrachteten Untersuchungen vernachlässigt werden.

¹⁸ Eine genaue Zeitangabe des Einsatzes der Stoßwelle ist nur mit zeitlich hochaufgelösten Satellitendaten möglich, die es auch erlauben, schwächere Stoßwellen zu identifizieren.

¹⁹ Insgesamt ist zwar das Produkt $\underline{V} \times \underline{B}$ ausschlaggebend, aber im Sonnenwind ist i.a. die Varianz der Magnetfeldstärken viel größer als die Varianz der Sonnenwindgeschwindigkeiten. Zusätzlich muß auch die Bedingung einer südwärtsgerichteten IMF-Komponente erfüllt sein. Es sind daher vor allem die transienten Sonnenwindströme mit hohen Magnetfeldern, die zu starken erdmagnetischen Stürmen führen.

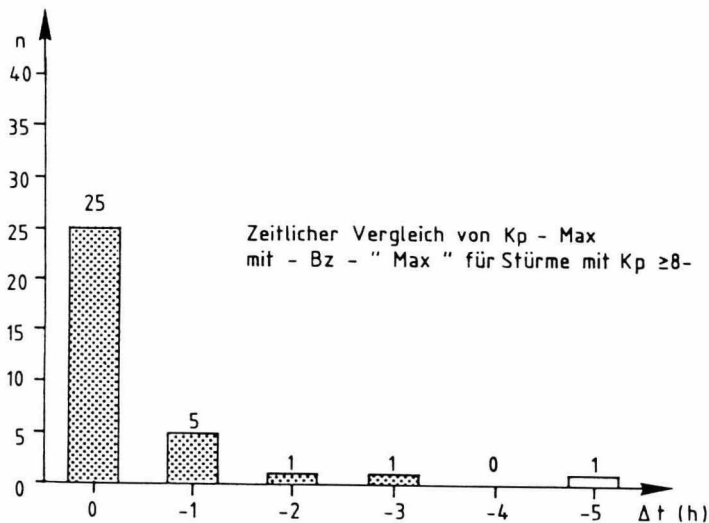


Abb. 9.5 Zeitlicher Vergleich der bei starken ($K_p \geq 8$ -) erdmagnetischen Stürmen aufgetretenen maximalen -Bz-Werte (GSM-Koordinaten) des IMF und der maximalen K_p -Werte. Angegeben wurde die Zeitdifferenz in Stunden zwischen dem maximalen -Bz-Wert und dem Tagesachtel mit maximalem K_p -Wert. Zum Beispiel bedeutet eine Differenz von -1 h, daß der maximale -Bz-Wert eine Stunde vor dem Tagesachtel mit dem maximalen K_p -Wert auftrat.

In Abb. 9.6a ist einer Häufigkeitsverteilung für die Stärke der Bz-Komponente (in GSM-Koordinaten) bei 1 AU für die Jahre 1963 bis 1992 (Stundenmittelwerte) eine in Intervallen von 5 nT unterteilte Häufigkeitsverteilung der maximalen -Bz-Werte der analysierten Stürme überlagert worden. Abb. 9.6b zeigt eine entsprechende Darstellung für die Magnetfeldbeträge. Die hohen -Bz-Werte, die bei den starken Stürmen gemessen wurden, stellen starke Abweichungen vom Normalwert der Bz-Komponente (die am häufigsten den Wert Null, entsprechend der Richtung des IMF entlang der Parkerspirale, besitzt) dar. Die hohen K_p -Werte waren bei den untersuchten Stürmen ausschließlich mit hohen -Bz-Werten verbunden.

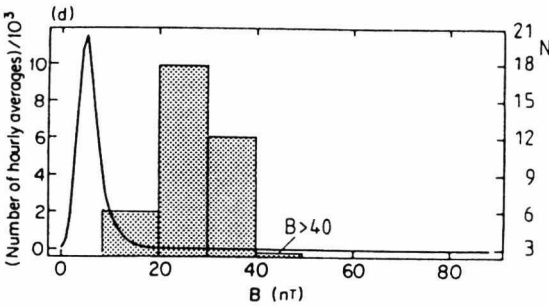
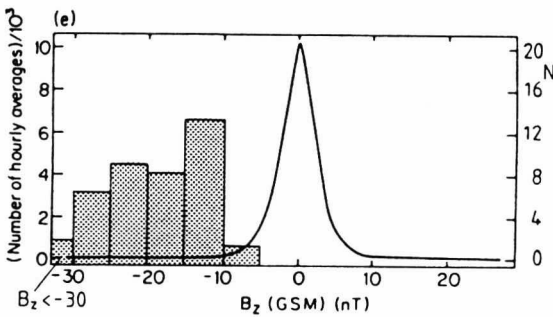


Abb. 9.6 a) Der Häufigkeitsverteilung der Bz-Werte des IMF nach Hapgood et al. [1991] wurde eine Häufigkeitsverteilung der maximalen -Bz-Werte für die untersuchten Stürme mit $K_p \geq 8$ in Intervallbreiten von 5 nT überlagert (Skalierung rechts, Werte kleiner -30 nT sind zusammengefaßt worden). b) Darunter sind entsprechend die Häufigkeitsverteilungen der Magnetfeldbeträge dargestellt (Intervallbreite 10 nT, Werte größer 40 nT sind zusammengefaßt worden).

Die folgenden Beispiele, die die Satellitendaten des Sonnenwindes im direkten Vergleich mit dem Verlauf der erdmagnetischen Aktivität zeigen, sollen die nach der Untersuchung aller Ereignisse gefundenen verschiedenen möglichen interplanetaren Ursachen starker erdmagnetischer Stürme aufzeigen (da primär die Störungen im Sonnenwind untersucht wurden, sind die Komponenten des IMF in GSE-Koordinaten dargestellt).

1) Magnetische Wolken:

a) SN-Wolke mit Stoßwelle (Abb. 9.7):

Nach einer Stoßwelle am 19. Dezember 1980 um 04 UT wird die Erde acht Stunden später von einer magnetischen Wolke passiert. In dieser Wolke mit sehr hoher Magnetfeldstärke findet eine gleichmäßige Richtungsänderung des Magnetfeldes von Süden nach Norden relativ zur Ekliptik über einen Zeitraum von 24 Stunden

1 Hour Averages Year: 1980

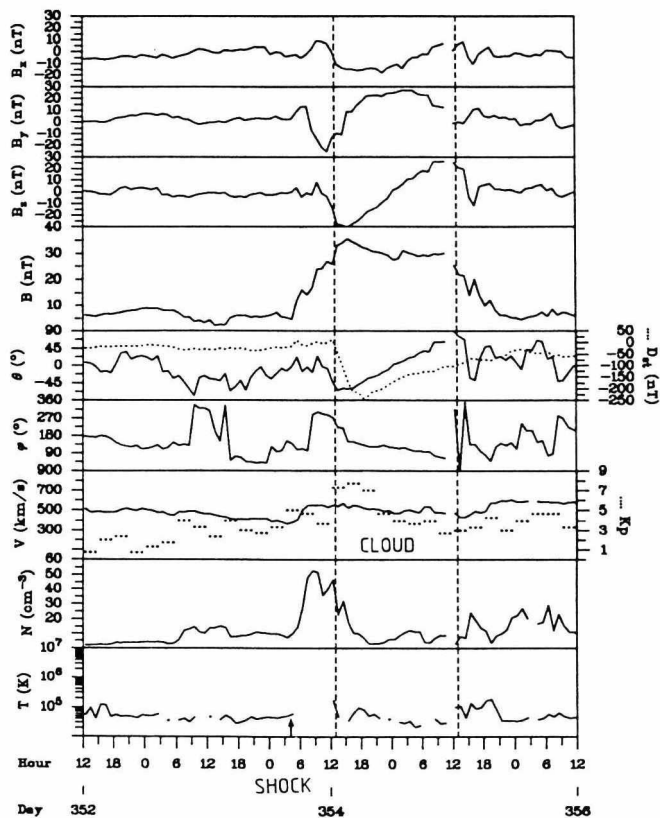


Abb. 9.7 Satellitendaten des Sonnenwindes (IMP/ISEE) für den starken erdmagnetischen Sturm im Dezember 1980. Von oben nach unten sind die Stundenmittelwerte folgender Parameter dargestellt: B_x -, B_y -, B_z -Komponente des IMF (GSE-Koordinaten, s. A2), Magnetfeldbetrag B , Elevations- (θ) und Azimutwinkel (φ) des Magnetfeldvektors, Geschwindigkeit V , Anzahldichte N und Temperatur T des Sonnenwindes. θ wurde der Verlauf des D_{st} -Index, und der Sonnenwindgeschwindigkeit der Verlauf des K_p -Index überlagert (Skalierungen rechts). Drei aufeinanderfolgende Punkte markieren jeweils den K_p -Wert eines Tagesachtels. Der interplanetaren Stoßwelle am 19. Dezember (354:04 UT) folgt einige Stunden später eine SN-Wolke (354:13-355:13 UT). Der Gleichlauf der B_z -Komponente mit den D_{st} - und K_p -Werten (entgegengesetzter Verlauf) wird sehr gut deutlich. Die Sonnenwindgeschwindigkeit ist in der Wolke annähernd konstant [zu diesem Sturm s. auch ZHANG und BURLAGA, 1988].

statt (SN-Wolke). Die hohen (Maximum: $K_p=8$ -) K_p - und $-D_{st}$ -Werte wurden durch die stark südwärtsgerichtete B_z -Komponente in der vorderen Hälfte der magnetischen Wolke verursacht. Bei nordwärtsgerichtetem IMF in der hinteren Hälfte der Wolke war die erdmagnetische Aktivität anschließend niedrig.

b) NS-Wolke (Abb. 9.8):

Die Ursache des erdmagnetischen Sturms am 1. April 1973 war eine magnetische Wolke ohne Stoßwelle. Bei dieser magnetischen Wolke fand eine Rotation des Magnetfeldvektors von Norden nach Süden statt (NS-Wolke). Die höchste erdmagnetische Aktivität ($K_p=8$ -) wurde am Ende der magnetischen Wolke zusammen mit der starken südwärtsgerichteten B_z -Komponente beobachtet. Das hohe Magnetfeld am Ende der Wolke entstand hier durch eine in das hintere Ende der Wolke fallende Kompressionszone.

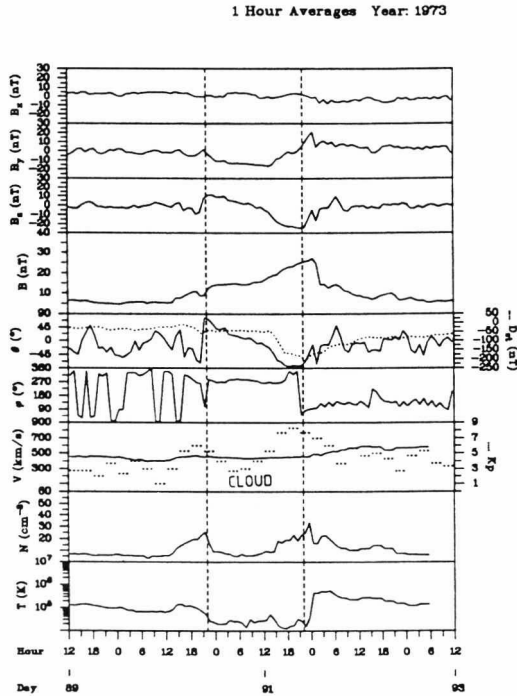


Abb. 9.8 Der starke erdmagnetische Sturm im April 1973 wurde durch eine langsame (ohne Stoßwelle) NS-Wolke verursacht (Daten: IMP). Die höchsten K_p - und $-D_{st}$ -Werte traten hier zusammen mit der starken $-B_z$ -Komponente am Ende der Wolke auf. Zu beachten ist in diesem Beispiel die Kompressionszone, die in das hintere Ende der Wolke fällt.

c) Beispiel für eine Wolke mit einer Rotation des Magnetfeldvektors in West-Ostrichtung (Abb. 9.9):

Der Sturm am 18. August 1978 wurde durch eine magnetische Wolke mit einer Rotation des Magnetfeldvektors in West-Ostrichtung hervorgerufen, und zwar durch die südliche Richtung des Magnetfeldvektors im Zentrum der Wolke (die Minimum-Varianz-Analyse ergab, daß diese Wolke stark gegen die Ekliptik geneigt war ($\theta=68^\circ$)).

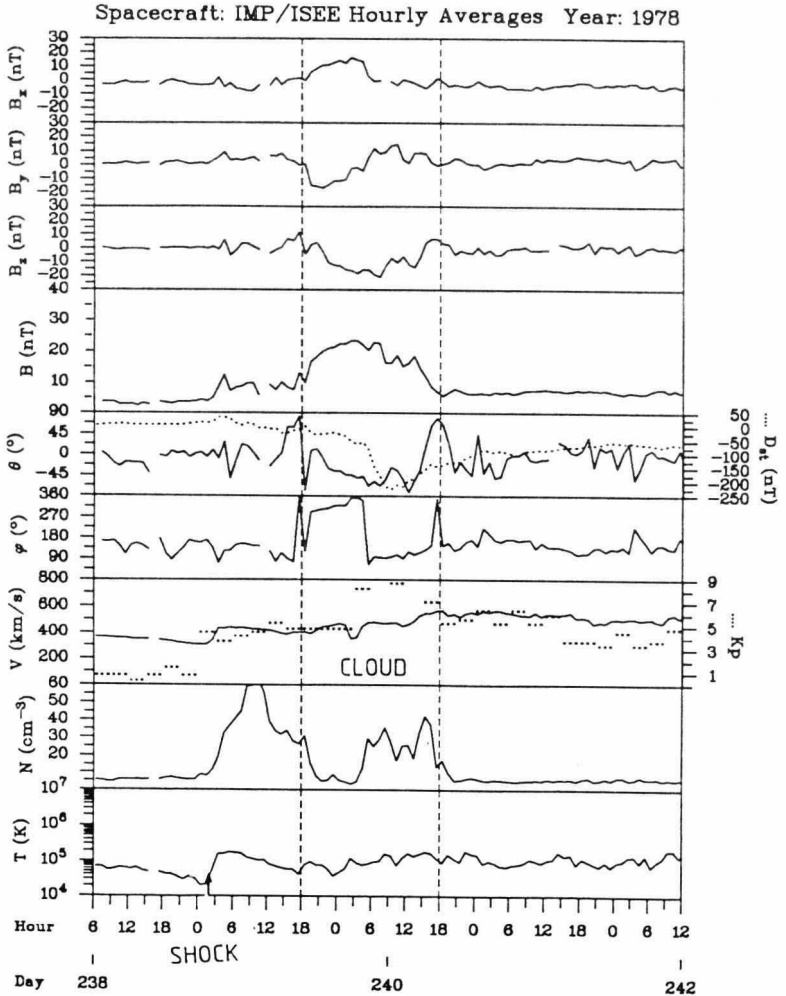


Abb. 9.9 Auch magnetische Wolken mit einer Variation des Magnetfeldvektors in West-Ostrichtung (s. ϕ) können einen starken erdmagnetischen Sturm verursachen. Das IMF besaß hier innerhalb der Wolke (auf der Achse) eine südwärtsgerichtete Komponente.

Diese Beispiele zeigen, daß der Verlauf der erdmagnetischen Aktivität von der unterschiedlichen Magnetfeldkonfiguration der einzelnen magnetischen Wolken abhing [s. auch WILSON, 1987 oder ZHANG und BURLAGA, 1988]. In Abb. 9.9 wäre eine wesentlich geringere erdmagnetische Aktivität zu erwarten gewesen, wenn das Magnetfeld im Inneren der Wolke nordwärts orientiert gewesen wäre.

2) Das Draping des IMF bei der Umströmung transientser Sonnenwindströme (Abb. 9.10):

Nach den magnetischen Wolken war die zweite wichtige Ursache für erdmagnetische Stürme das Draping des IMF um transiente Sonnenwindströme (bzw. magnetische Wolken). Abb. 9.10 zeigt dafür ein Beispiel anhand der hochaufgelösten Meßdaten von ISEE 3. Die Ursache des Sturms im August 1979 waren die nach einer Stoßwelle im Bereich vor dem folgenden Treibergas durch Draping hervorgerufenen Richtungsänderungen des IMF. Der Bereich des transienten Sonnenwindstroms bzw. CME (in Abb. 9.10 markiert) wurde durch BDEs identifiziert. Ob es sich in diesem Fall um eine magnetische Wolke handelt, konnte nicht eindeutig entschieden werden. Dieses Beispiel macht auch deutlich, daß es mitunter sehr schwierig ist, eindeutig zu entscheiden, ob das Draping oder schon die Vorderfront des Treibergases (der Wolke) oder beide Effekte zusammen die Hauptursache eines Sturmes sind.

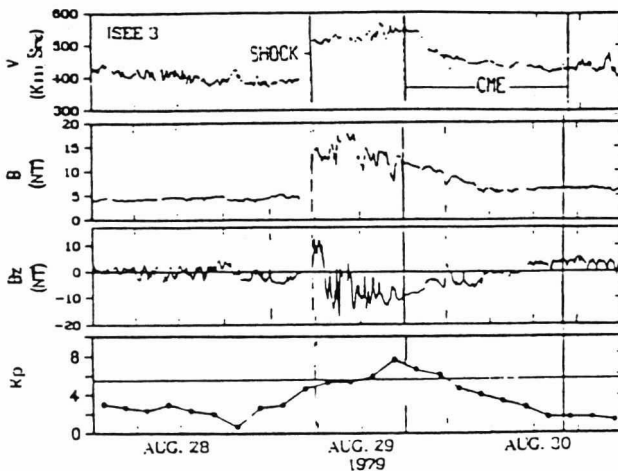


Abb. 9.10 Sonnenwinddaten von ISEE 3 für den starken erdmagnetischen Sturm im August 1979. Die K_p -Werte wurden in der Mitte der jeweiligen Dreistundenintervalle (Tagesachtel) aufgetragen und miteinander verbunden. Der im Anschluß an die Stoßwelle am 29. August folgende transiente Sonnenwindstrom bzw. CME wurde durch BDEs identifiziert. Die höchste erdmagnetische Aktivität wurde durch das Draping des IMF im Anschluß an die Stoßwelle verursacht [GOSLING und MCCOMAS, 1987].

*) Mehrere aufeinanderfolgende transiente Sonnenwindströme (Abb. 9.11):

In einigen Fällen wurden bei der Analyse kompliziertere Sonnenwindstörungen beobachtet, wie das Beispiel des Sturms vom 4. Juli 1974 in Abb. 9.11 zeigt. Ursache des Sturms waren mehrere aufeinanderfolgende Stoßwellen-assoziierte transiente Sonnenwindströme bzw. *compound streams* [s. auch BURLAGA et al., 1987].

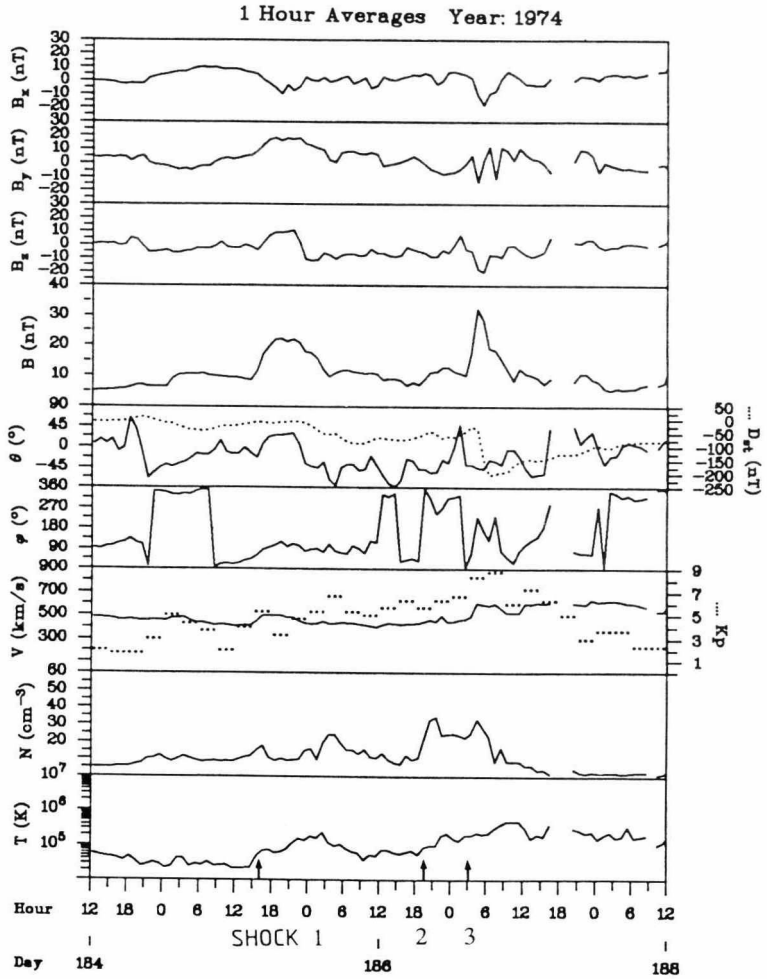


Abb. 9.11 Dieser Sturm im Juli 1974 wurde durch mehrere aufeinanderfolgende transiente Stoßwellen-assoziierte Sonnenwindströme verursacht (Daten: IMP). Zeiten der einzelnen Stoßwellen nach BORRINI et al. [1981] (in allen drei Fällen wurden nach der Stoßwelle Treibergascharakteristika beobachtet).

Die Analyseergebnisse für die interplanetaren Ursachen starker erdmagnetischer Stürme lauten:

- Eine hohe $-B_z$ -Komponente des IMF im Sonnenwind ist die primäre Ursache starker erdmagnetischer Stürme.
- Bis auf zwei Stürme wurde bei allen Stürmen eine interplanetare Stoßwelle festgestellt. Fast ausschließlich wurden auch Treibergascharakteristika (bzw. magnetische Wolken) im Anschluß an die Stoßwellen beobachtet (s. Tab. A3). Dieses Ergebnis ist im Einklang mit den Untersuchungen von BORRINI et al. [1982], die anhand des D_{st} -Index feststellten, daß die erdmagnetische Aktivität viel größer ist, wenn die Erde zusätzlich zu einer Stoßwelle auch von dem mit der Stoßwelle verbundenen transienten Sonnenwindstrom passiert wird (s. Abb. 9.12). In Kapitel 3 wurde erläutert, daß nur etwa bei 50% der mit Satelliten beobachteten Stoßwellen, auch ein folgender transienter Sonnenwindstrom festgestellt wurde, da die Stoßwellenfront im interplanetaren Raum viel ausgedehnter sein sollte, als der Bereich des Treibergases. Dies erklärt weshalb nicht nach jeder Stoßwelle (jedem SSC) unbedingt auch ein erdmagnetischer Sturm folgt (die Erde wird nicht vom Treibergas bzw. der CME-Materie getroffen). Zusätzlich muß noch die Bedingung erfüllt sein, daß eine hohe $-B_z$ -Komponente des IMF auftritt. Auch GOSLING et al. [1990] und GOSLING et al. [1991], die mit ISEE-Daten die Ursachen starker Stürme während des letzten Maximums der Sonnenaktivität (August 1978 bis September 1982) untersucht haben stellten bei den 14 erdmagnetischen Stürmen mit $K_p \geq 8$ -, die während dieses Zeitraums auftraten, in 13 Fällen die Charakteristika eines CME (Identifikation durch BDEs) im Anschluß an die Stoßwelle fest.
- Nur zwei Stürme waren nicht mit einer Stoßwelle verbunden. Diese Stürme wurden durch eine (langsame) magnetische Wolke (CME), deren Rückfront durch einen schnellen Sonnenwindstrom komprimiert wurde sowie eine Kompressionszone zwischen einem schnellen und einem langsamen Sonnenwindstrom hervorgerufen.
- Es konnte in 42 der 43 Fälle auf einen CME als solare Ursache des Sturms zurückgeschlossen werden.
- Ursache der hohen $-B_z$ -Werte war das Draping des IMF im Bereich zwischen einer Stoßwelle und einem folgenden transienten Sonnenwindstrom (bzw. einer magnetischen Wolke) oder (und) die Magnetfeldkonfiguration einer magnetischen Wolke (des Treibergases). Dies stimmt mit den Ergebnissen von TSURUTANI et al. [1992] überein. Tab. 9.1 zeigt, daß magnetische Wolken und das Draping des IMF während des Zeitraums August 1978 bis September 1982 (ein Zeitraum mit sehr vollständigen Sonnenwindmessungen) etwa gleich häufig die Ursache starker erdmagnetischer Stürme mit $K_p \geq 8$ - waren.

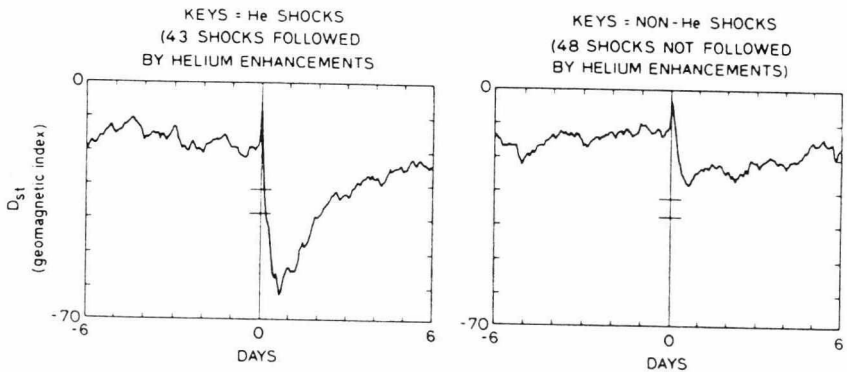


Abb. 9.12 Verlauf des D_{st} -Index nach Stoßwellenereignissen bei 1 AU. Die linke Abbildung zeigt den Verlauf für Stoßwellen, nach denen eine erhöhte Heliumanreicherung (Treibergas) im Sonnenwind festgestellt wurde. Die rechte Abbildung zeigt den Verlauf des D_{st} -Index für Stoßwellen, bei denen anschließend keine erhöhte Heliumanreicherung (kein Treibergas) im Sonnenwind beobachtet wurde. Für die Darstellung wurde die Methode der überlagerten Epochen für jeweils 43 bzw. 48 Ereignisse angewendet [BORRINI et al., 1982].

Tab. 9.1 Ursachen der hohen $-B_z$ -Komponenten im Sonnenwind für die 14 Stürme mit $K_p \geq 8$ - während des Zeitraums August 1978 bis September 1982. In neun Fällen wurde dabei eine magnetische Wolke im Sonnenwind identifiziert. Bei drei Ereignissen konnte die genaue Ursache nicht eindeutig geklärt werden.

Ursache des Sturms	Wolke	Draping	Draping und Wolke	?
Anzahl	5	4	2	3

Die Ergebnisse dieser Untersuchung haben gezeigt, daß bis auf eine Ausnahme energetische CMEs auf der Sonne, die im interplanetaren Raum Stoßwellen-assoziierte transiente Sonnenwindströme hervorrufen, die Ursache starker erdmagnetischer Stürme mit $K_p \geq 8$ - waren (dies galt für Stürme mit $K_p \geq 8$ -, unabhängig von der Phase der Sonnenaktivität!). Kompressionszonen und schnelle Sonnenwindströme führten dagegen nur zu geringerer Aktivität ($K_p < 8$ -). Dies ist verständlich, wenn man bedenkt, daß in transienten Sonnenwindströmen die höchsten Magnetfeldstärken im Sonnenwind festgestellt werden

[s. z.B. BURLAGA und KING, 1979]. In schnellen Sonnenwindströmen ist zwar die Plasmageschwindigkeit hoch, aber es werden Magnetfeldstärken von nur 5-6 nT beobachtet [s. z.B. BURLAGA, 1975]. Es gilt daher: $K_p\text{-Max (Schnelle Sonnenwindströme)} < K_p\text{-Max (Kompressionszonen)} < K_p\text{-Max (CMEs)}$. Ausnahmen von dieser Regel sind unter Umständen möglich (zum Beispiel wurde ein Sturm mit $K_p \geq 8$ - durch eine Kompressionszone im Sonnenwind hervorgerufen).

Die Ursachen der stärksten erdmagnetischen Stürme stehen nach dieser Analyse fest. Eine wichtige Fragestellung ist, ob nunmehr sogar eine Vorhersage starker erdmagnetischer Stürme möglich ist [s. z.B. HOEKSEMA und ZHAO, 1992 oder MARUBASHI, 1989]. Wie ein Vergleich der in Kapitel 8 mit Erdsatelliten beobachteten magnetischen Wolken, denen ein verschwindendes Filament zugeordnet werden konnte, zeigt, haben sieben verschwindende Filamente starke erdmagnetische Stürme (mit $K_p \geq 8$ -) ausgelöst. Dieses Ergebnis ist im Einklang mit Analyseergebnissen von JOSELYN und MCINTOSH [1981]. Eine qualitative "Vorwarnung" starker erdmagnetischer Stürme kann nach den Ergebnissen dieser Arbeit mit einem Satelliten gegeben werden, der, in einem der *Librationspunkte* L4/L5 des Systems Sonne-Erde, CMEs in Zielrichtung auf die Erde beobachtet. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit kann das Draping des IMF und, bei Beobachtung des "verschwindenden" Filaments, auch die zu erwartende Magnetfeldkonfiguration einer möglicherweise dabei hervorgerufenen magnetischen Wolke richtig vorhergesagt werden (s. Kapitel 5.5 und Kapitel 8).

10 Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick

Mit Hilfe der Plasma- und Magnetfeldmessungen der beiden Weltraumsonden Helios 1 und Helios 2 wurden in dieser Arbeit die spezifischen Eigenschaften magnetischer Wolken in der inneren Heliosphäre sowie deren Zusammenhang mit eruptiven Protuberanzen auf der Sonne untersucht. Durch die Korrelation der Helios-Beobachtungen mit Messungen weiterer Raumsonden und Satelliten konnte die Struktur magnetischer Wolken gleichzeitig an unterschiedlichen Positionen im interplanetaren Raum untersucht werden. Um den Einfluß magnetischer Wolken bzw. CMEs auf die Magnetosphäre der Erde zu untersuchen, wurden die Sonnenwindmessungen erdnaheer Satelliten herangezogen. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in den folgenden Unterabschnitten zusammengefaßt.

Elementare Eigenschaften magnetischer Wolken

In den Helios-Daten wurden über den Zeitraum 1975 bis 1981 im Bereich 0,3 bis 1 AU 46 magnetische Wolken identifiziert. Der sehr hohe Anteil (38) Stoßwellen-assoziiierter Fälle bestätigt, daß magnetische Wolken transiente Sonnenwindströme im interplanetaren Raum sind, die in enger Verbindung mit koronalen Massenauswürfen (CMEs) auf der Sonne stehen. Die Plasmageschwindigkeit magnetischer Wolken lag im Bereich 300 bis 1000 km/s, mit einer gewissen Häufung bei 400 bis 500 km/s. Die radiale Ausdehnung magnetischer Wolken betrug 0,06 bis 0,48 AU. Magnetische Wolken traten vorwiegend im langsamen Sonnenwind, d.h. im Bereich von Quellregionen in der Sonnenkorona mit geschlossener Magnetfeldtopologie, auf.

Spezifische Plasma- und Magnetfeldeigenschaften

Die magnetischen Wolken besaßen sehr hohe Magnetfeldstärken im Vergleich zum "ungestörten" Sonnenwind. Die Auswertung der Plasma- und Magnetfelddaten ergab, daß das Plasma- β_p im Inneren einer magnetischen Wolke, unabhängig vom Abstand zur Sonne, viel kleiner als eins und der totale Plasmadruck P_T wesentlich höher als im "ungestörten" Sonnenwind ist. In erster Näherung können daher die zeitlichen Grenzen einer magnetischen Wolke durch den Verlauf des Plasma- β_p bestimmt werden. Bei Stoßwellen-assoziierten magnetischen Wolken wird, im Bereich zwischen der Stoßwelle und der magnetischen Wolke, der vorher "ungestörte" Sonnenwind komprimiert und um die Wolke umgelenkt. Daß in diesem Bereich häufig festgestellte Maximum des Impulsflusses $\rho_p \cdot V_p^2$ deutet darauf hin, daß magnetische Wolken Stoßwellen direkt antreiben. Die Richtungsänderungen des interplanetaren Magnetfeldes (IMF), die bei der Umströmung der Wolke verursacht werden, hängen in erster Näherung von der Position eines Beobachters relativ zum Zentrum der Wolke und der Polarität des IMF am Ort des Beobachters ab. Vor der Wolke wird dabei als Folge des Draping die azimutale (By-) Komponente des IMF stark erhöht.

Die Magnetfeldstruktur magnetischer Wolken

Mit Hilfe der Minimum-Varianz-Methode wurde die Magnetfeldstruktur der mit Helios 1/2 beobachteten magnetischen Wolken untersucht. Die Ergebnisse zeigen, daß magnetische Wolken als großräumige magnetische Flußröhren mit helikaler Magnetfeldstruktur erklärt werden können. Die vier Magnetfeldkonfigurationen (Flußröhrentypen) die magnetische Wolken nach diesem Modell besitzen können, wurden mit Helios 1/2 in situ beobachtet. Zwischen 1975 und 1981 traten diese Konfigurationen allerdings mit stark unterschiedlicher Häufigkeit auf, was auf einen Zusammenhang mit der globalen magnetischen Polarität der Sonne hindeutet. Die berechnete Orientierung der Zylinderachse dieser Flußröhren bzw. magnetischen Wolken lag im Mittel nahe der Ost-Westrichtung sowie nahe der Ekliptik. Stark davon abweichende Orientierungen der Flußröhren wurden sehr selten festgestellt. Als Ursache kommen eruptive Protuberanzen, deren Orientierung bei CMEs vorwiegend parallel zum Sonnenäquator beobachtet wird, in Frage.

Ausmaß, Stabilität und Expansion magnetischer Wolken

Durch die Korrelation der Helios-Beobachtungen mit den Sonnenwindmessungen von Erdsatelliten und den Raumsonden Voyager 1/2 konnten in einigen Fällen magnetische Wolken gleichzeitig an unterschiedlichen Positionen im interplanetaren Raum untersucht werden. Die Analyse dieser Ereignisse bestätigt das Modell einer magnetischen Wolke als großräumige magnetische Flußröhre mit charakteristischer Magnetfeldkonfiguration. Es wurde für die Ausdehnung magnetischer Wolken ein Winkelbereich von bis zu 50° - 60° solarer Länge in der Ekliptik beobachtet. Daß die Längenausdehnung magnetischer Wolken wesentlich größer als ihre radiale Ausdehnung ist, bestätigt die Modellvorstellung. Eine mit Helios 1 bei 0,9 AU und den Voyager-Sonden bei 2,5 AU beobachtete Wolke zeigte, daß die Magnetfeldstruktur bis zu großen Abständen von der Sonne erhalten bleiben kann. Dabei fand eine starke radiale Expansion der Wolke statt. Mit Helios-, Pioneer- und Voyager-Daten wurde über den Bereich 0,3 bis 4,1 AU die radiale Expansion magnetischer Wolken systematisch untersucht. Danach beträgt die radiale Ausdehnung magnetischer Wolken im Erdabstand 0,24 AU. Die radiale Ausdehnung magnetischer Wolken nimmt proportional zu $R^{0,8}$ zu. Ein Vergleich dieses Ergebnisses mit der Expansion und Größe schleifenförmiger eruptiver Protuberanzen nach Koronagraphenbeobachtungen zeigte eine qualitative Übereinstimmung. Als Erklärung der Expansion magnetischer Wolken kommt der im Verhältnis zum "ungestörten" Sonnenwind wesentlich höhere Plasmadruck in Betracht. Die Plasmadichte nimmt, wie die Helios-Messungen zeigen, proportional zu $R^{-2,4}$, d.h. wesentlich stärker als im "ungestörten" Sonnenwind, ab. Magnetische Wolken sollten daher nahe der Sonne hohe Dichten besitzen, was auch mit der Eigenschaft von Protuberanzen auf der Sonne übereinstimmt, die eine höhere Dichte als die umgebende Sonnenatmosphäre besitzen.

Der Zusammenhang magnetischer Wolken mit "verschwindenden" Filamenten (eruptiven Protuberanzen) auf der Sonne

Eine Reihe der mit Helios 1/2 beobachteten magnetischen Wolken wurde direkt als Folge eines auf der Sonne im (nahe des) Winkelbereich(s) der Sonde, im Licht von H_{α} verschwindenden, großen Filaments festgestellt. Die Zeit des Verschwindens der Filamente war in Übereinstimmung mit der unter Annahme konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit des Filaments bzw. der Protuberanz von der Sonne zur Position der Sonde aus der

Plasmageschwindigkeit der Wolke ermittelten Zeitspanne. Die Untersuchung zeigte, daß zwischen magnetischen Wolken und eruptiven Protuberanzen (verschwindenden Filamenten) ein enger Zusammenhang besteht. Ein Vergleich der nach einfachen Modellvorstellungen zu erwartenden Magnetfeldkonfiguration der verschwindenden Filamente mit den in situ beobachteten Flußröhrentypen der zugehörigen magnetischen Wolken zeigte eine Übereinstimmung für Fälle mit einfacher Magnetfeldstruktur. Dieses Ergebnis wurde durch eine weitere Untersuchung an Erdsatellitendaten bestätigt. Man kann aufgrund dieser Ergebnisse schließen, daß eine magnetische Wolke durch eine eruptive Protuberanz auf der Sonne hervorgerufen wird. Bei einfacher Magnetfeldstruktur des Filaments entspricht die Konfiguration der magnetischen Wolke der des Filaments. Unklar bleibt, weshalb nicht nach jedem verschwindenden Filament auch eine magnetische Wolke im interplanetaren Raum beobachtet wird. Da zusätzlich von vornherein die Struktur des Filaments sowohl eine komplexe als auch eine einfache Struktur aufweisen kann, kann nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit im Falle des Verschwindens eines Filaments im Winkelbereich eines Beobachters auf eine magnetische Wolke sowie die zu erwartende Magnetfeldkonfiguration im interplanetaren Raum geschlossen werden.

Der Einfluß magnetischer Wolken bzw. CMEs auf die Magnetosphäre der Erde

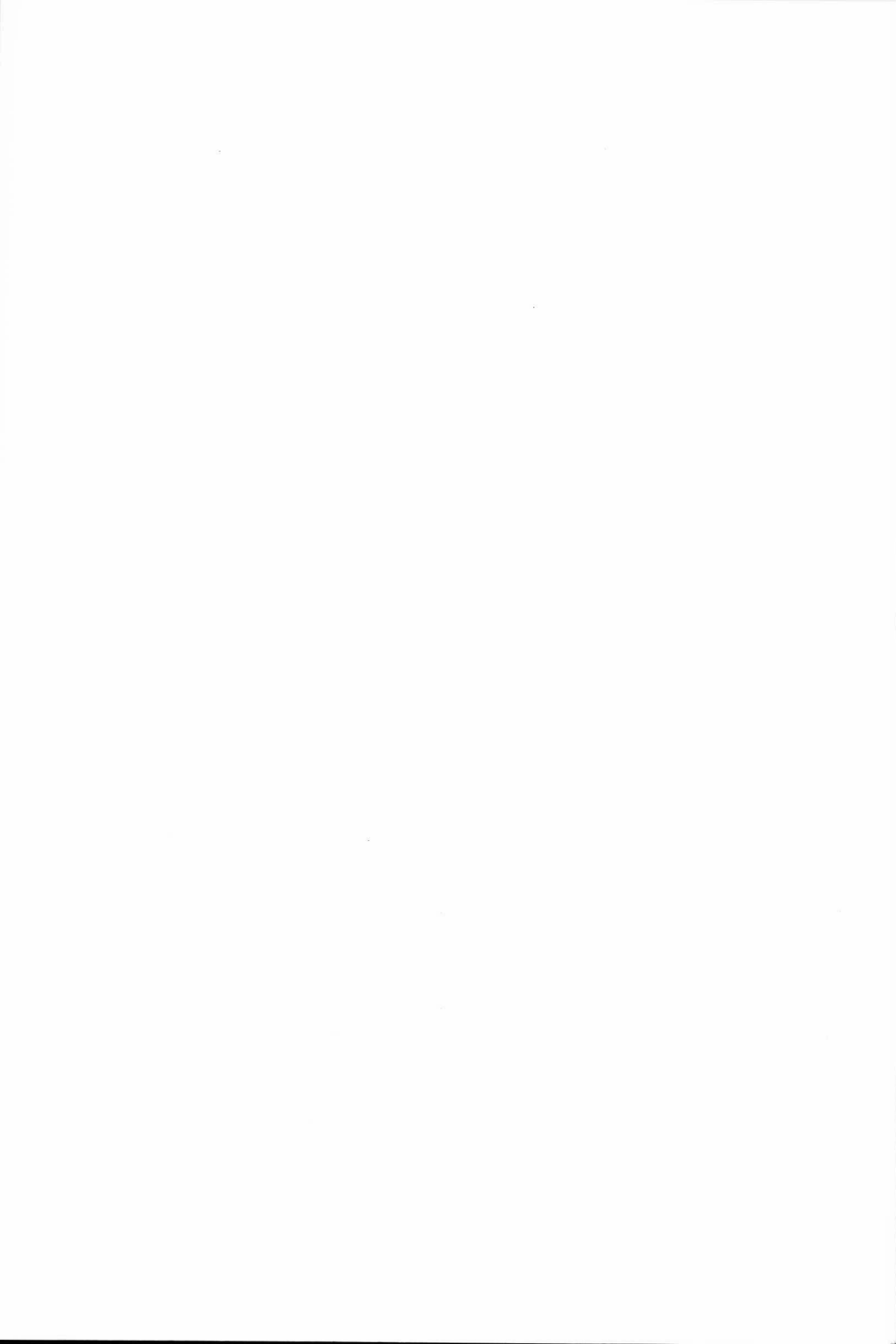
Die Analyse der Erdsatellitendaten für erdmagnetische Stürme mit $Kp \geq 8$ -, die über den Zeitraum 1965 bis 1990 untersucht wurden, zeigt, daß CMEs bzw. Stoßwellen-assoziierte transiente Sonnenwindströme (magnetische Wolken) die interplanetaren Ursachen dieser Stürme waren. Die hohen Kp -Werte wurden durch starke südwärtsgerichtete Komponenten des IMF im sheath-Bereich Stoßwellen-assoziiierter transienter Sonnenwindströme (magnetischer Wolken) als Folge des Draping des IMF oder (und) durch die Magnetfeldkonfigurationen der magnetischen Wolken hervorgerufen. Einige Stürme wurden von magnetischen Wolken verursacht, die direkt als Folge eines großen verschwindenden Filaments auf der Sonne beobachtet wurden.

Fazit

Eine magnetische Wolke im Sonnenwind besitzt nach den Ergebnissen dieser Arbeit die Struktur einer großräumigen zylindersymmetrischen magnetischen Flußröhre, die durch eine eruptive Protuberanz bzw. ein verschwindendes Filament auf der Sonne hervorgerufen wird. Stoßwellen-assoziierte magnetische Wolken und das Draping des IMF um transiente Sonnenwindströme (magnetische Wolken), d.h. CMEs auf der Sonne, sind die interplanetaren Ursachen der stärksten erdmagnetischen Stürme.

Ausblick

Mit einem Koronagraphen an Bord eines Satelliten, der in einem der beiden Librationspunkte L4/L5 des Systems Sonne-Erde positioniert wäre, könnten CMEs in Zielrichtung auf die Erde beobachtet werden. So wäre eine Vorhersage der stärksten erdmagnetischen Stürme möglich. In Verbindung mit den Sonnenwindmessungen eines erdnahen Satelliten könnten interessante weitere Studien des Zusammenhangs zwischen magnetischen Wolken, eruptiven Protuberanzen und CMEs durchgeführt werden. Es wäre wünschenswert, wenn in näherer Zukunft ein solches Weltraumprojekt realisierbar wäre.



11 Anhang

A1 Liste der wichtigsten Symbole und Abkürzungen

AE	Index für die Intensität der polaren Elektrojets (Auroral Electrojets) auf der Nordhalbkugel der Erde
AU	Astronomische Einheit (Astronomical Unit), $1 \text{ AU} = 150 \cdot 10^6 \text{ km}$
B	Magnetfeldbetrag
\underline{B}	Magnetfeldvektor
B	Betrag der Magnetfeldkomponente B
$B_x, B_y,$ B_z	Kartesische Komponenten des Magnetfeldvektors
$B_x^*, B_y^*,$ B_z^*	Kartesische Komponenten des Magnetfeldvektors im Minimum-Varianz-Koordinatensystem
BDEs	Bi-Directional Streaming Electrons
BDPs	Bi-Directional Streaming Protons
CME	Koronaler Massenauswurf (Coronal Mass Ejection)
D_{st}	Index für die Intensität des äquatorialen Ringstroms
GSE	Geocentric Solar Ecliptic -Koordinatensystem
GSM	Geocentric Solar Magnetospheric -Koordinatensystem
HCS	Heliosphärische Stromschicht (Heliospheric Current Sheet)
HS	Schneller Sonnenwindstrom (High Speed Stream)
IMF	Interplanetares Magnetfeld (Interplanetary Magnetic Field)
IR	Wechselwirkungszone zw. einem schnellen und einem langsamen Sonnenwindstrom (Interaction Region)

J:T:M (:S) Jahr:Tag:Monat (:Stunde)

K_p	Erdmagnetische Kennziffer (planetarisch)
k	Boltzmann-Konstante
MHD	Magnetohydrodynamik
m_p	Masse der Protonen
N, S, E(O), W	Nord, Süd, Ost, West
NOS	Flußröhrentyp einer magnetischen Wolke bei der der Magnetfeldvektor erst nach Norden, dann nach Osten und schließlich nach Süden schwenkt
NWS	Flußröhrentyp einer magnetischen Wolke bei der der Magnetfeldvektor erst nach Norden, dann nach Westen und schließlich nach Süden schwenkt
N_p	Anzahldichte der Protonen
N_α	Anzahldichte der alpha-Teilchen
PS	Parkerspiralwinkel
P_T	Totaler Druck des Plasmas
R	Abstand zur Sonne
R_E	Radius der Erde
R_S	Radius der Sonne
s	radiale Ausdehnung einer magnetischen Wolke
SB	Sektorgrenze (Sector Boundary)
SE	Solar Ecliptic -Koordinatensystem
SON	Flußröhrentyp einer magnetischen Wolke bei der der Magnetfeldvektor erst nach Süden, dann nach Osten und schließlich nach Norden schwenkt
SSC	Sudden Storm Commencement
SWN	Flußröhrentyp einer magnetischen Wolke bei der der Magnetfeldvektor erst nach Süden, dann nach Westen und schließlich nach Norden schwenkt

11 Anhang

t	Zeit
T_E	Temperatur der Elektronen
T_P	Temperatur der Protonen
T_α	Temperatur der alpha-Teilchen
UT	Weltzeit (Universal Time)
V	Plasmageschwindigkeit
V_A	Alfvéngeschwindigkeit
V_P	Geschwindigkeit der Protonen
V_α	Geschwindigkeit der alpha-Teilchen
β	Plasma- β
β_P	Plasma- β , berechnet mit den Protonenparametern
Δt	Zeitdifferenz
λ_i	Eigenwerte
φ	Azimetwinkel des Magnetfeldvektors in der Ekliptik
σ	Standardabweichung
θ	Elevationswinkel des Magnetfeldvektors senkrecht zur Ekliptik
$\langle x \rangle$	Arithmetisches Mittel der Größe x

A2 Koordinatensysteme

Die in dieser Arbeit verwendeten Koordinatensysteme für die Plasma- und Magnetfelddaten sind wie folgt definiert [s. z.B. RUSSELL, 1971]:

SE (Solar Ecliptic) -Koordinatensystem:

x-Richtung: zeigt in der Ekliptik von der Raumsonde zur Sonne

y-Richtung: zeigt senkrecht zur x-Richtung in der Ekliptik nach Osten

z-Richtung: zeigt senkrecht zur Ekliptik nach Norden

GSE (Geocentric Solar Ecliptic) -Koordinatensystem:

x-Richtung: zeigt von der Erde in Richtung zur Sonne

y-Richtung: zeigt senkrecht zur x-Richtung in der Ekliptik nach Osten

z-Richtung: zeigt senkrecht zur Ekliptik nach Norden

GSM (Geocentric Solar Magnetospheric) -Koordinatensystem:

x-Richtung: zeigt positiv von der Erde in Richtung zur Sonne

y-Richtung: steht senkrecht zur magnetischen Dipolachse der Erde senkrecht auf x

z-Richtung: zeigt in Richtung des nördlichen magnetischen Pols der Erde

A3 Tabellen

- 1) **Tab. A1a) bis A1c):** Daten zu den mit Helios 1/2 beobachteten magnetischen Wolken.

- 2) **Tab. A2a) bis A2b):** Daten zu magnetischen Wolken und verschwindenden Filamenten für die Helios 1/2 Beobachtungen.

- 3) **Tab. A3a) bis A3c):** Daten zu magnetischen Wolken und verschwindenden Filamenten für die Erdsatellitenbeobachtungen.

- 4) **Tab. A4a) bis A4c):** Daten zu den untersuchten erdmagnetischen Stürmen mit $K_p \geq 8$.

Tab. A1a) Daten zu den mit Helios 1/2 beobachteten magnetischen Wolken. Von links nach rechts sind angegeben: Nr. der Wolke (Nr.), Jahr:Tag (J:T), Sonde (So), Abstand Helios-Sonne (R), Position der Sonde in der Ekliptik relativ zur Erde (LE), heliogr. Breite (HB), Zeit zw. Stoßwelle u. Wolke (!=eine Stoßwelle propagierte in die Wolke), Sektor-grenzen (SB, innerhalb von ± 24 h vor (der Stoßwelle) und nach der Wolke), Polarität (P) und Typ (UM) des "ungestörten" Sonnenwindes (T=transient, L=langsam, HS=schneller Sonnenwindstrom, IR=Kompressionszone), Flußröhrentyp, Anfangs- und Endzeit der Wolke (Tag:Stunde), Richtung minimaler Varianz (MV), Orientierung der Achse (OA), Verhältnis der Eigenvektoren mittlerer zu minimaler Varianz (EV) u. Anteil der Magnetfeldkomp. in Richtung minimaler Var. über den Zeitraum der Wolke in nT, Ref: Wolke bei der Erde oder einer weiteren Sonde beobachtet ? (V=Voyager 1/2, J=Ja, N=Nein, · =konnte nicht eindeutig entschieden werden).

Nr.	J:T	So	R [AU]	LE [°]	HB [°]	Δt [h]	SB	P	UM	Typ	Cloud T:S	MV φ_θ	OA φ_θ	EV $\langle Bz^* \rangle$	Ref
01	75:007	H1	0,92	352	-3	-03	N	+	HS	SON	007:00 007:10	154° +23°	102° -56°	016 0,5	J
02	75:063	H1	0,39	030	-7	—	N	+	HS	SON	063:16 064:05	222° -36°	124° -10°	020 0,1	·
03	75:092	H1	0,48	157	+7	-16	N	+	IR	SON	092:06 092:16	234° -02°	144° +13°	007 0,1	·
04	75:313	H1	0,81	355	+4	-13	J	+	IR	NWS	313:03 313:18	220° +47°	179° -35°	003 0,1	·
05	75:321	H1	0,87	355	+3	—	J	+	L	SON	321:06 321:18	145° -21°	042° -31°	014 0,1	J
06	76:090	H2	0,47	009	-6	-04!	N	-	L	SWN	090:09 090:21	204° +06°	091° +75°	004 0,1	J
07	76:187	H1	0,98	156	-1	—	J	-	IR	SWN	187:03 187:21	181° +12°	091° -01°	016 0,2	·
08	77:029	H1	0,95	323	-2	-08	J	-	L	NOS	029:10 030:10	191° -15°	103° +08°	007 0,4	·
09	77:076	H2	0,71	345	-7	-09	N	-	L	SWN	076:05 076:20	201° +13°	076° +68°	002 0,3	·
10	77:078	H1	0,57	330	-7	-14	N	-	L	NWS	078:22 079:08	185° -43°	024° -45°	006 0,2	·
11	77:159	H1	0,86	150	+3	-10	N	+	L	SON	159:18 160:13	207° -27°	121° +06°	004 0,2	·
12	77:240	H1	0,84	135	-4	-07	J	+	L	SON	240:14 241:10	205° +17°	112° +12°	120 0,4	N
13	77:268	H1	0,57	145	-7	-11	N	-	HS	NOS	268:14 269:12	146° -01°	055° -32°	004 0,7	·
14	77:335	H1	0,75	324	+5	-05	J	+	L	SON	335:14 336:00	197° -41°	119° +14°	027 0,2	·
15*	78:003	H1	0,95	320	+2	-06	J	+	HS	SWN ?	003:15 004:17	265° +40°	124° +43°	010 0,2	J V
15*	78:004	H2	0,94	355	-3	-17	J	-	L	SWN	004:08 005:10	212° +38°	104° +21°	016 0,2	J V
16	78:006	H2	0,95	354	-3	—	J	+	T	SWN	006:01 006:13	158° +04°	074° -59°	040 0,3	·
17	78:017	H2	0,98	351	-4	—	J	+	L	NOS	017:01 017:23	175° +10°	082° +13°	023 0,1	J

Tab. A1 b) Daten zu den mit Helios 1/2 beobachteten magnetischen Wolken.

Nr.	J:T	So	R [AU]	LE [°]	HB [°]	Δt [h]	S	P	UM	Typ	Cloud T:S	MV φ, θ	OA φ, θ	EV $\langle B_z^* \rangle$	Ref
18	78:029	H2	0,98	347	-5	---	N	-	HS	SON	029:12 030:01	139° +30°	045° +07°	007 0,3	J
19	78:037	H2	0,98	344	-5	-08	J	-	L	NWS	037:16 038:16	244° +27°	154° -01°	002 0,2	.
20 ^a	78:046	H1	0,95	307	-2	-12	J	+	L	NWS ?	046:14 047:20	224° -23°	071° -65°	003 0,1	J
20 ^b	78:047	H2	0,95	341	-6	-25	J	-	L	SWN	047:03 048:09	164° +16°	076° -06°	012 0,3	J
21	78:061	H1	0,87	305	-4	-12	J	+	L	SON	061:01 062:01	189° -20°	119° +44°	017 0,1	N V
22	78:092	H2	0,61	343	-7	-17	N	+	IR	SWN	092:02 092:07	206° -08°	122° +33°	126 0,3	J
23	78:114	H2	0,32	039	-1	---	N	-	L	NWS	114:12 114:19	143° +23°	046° +17°	005 0,3	.
24	78:189	H1	0,94	134	+2	-11	J	+	L	SON	189:22 190:22	167° -23°	076° -03°	008 0,1	.
25	78:292	H1	0,47	143	-7	-08	N	-	L	NOS	292:01 292:14	143° +08°	051° +18°	007 0,7	N
26	78:358	H2	0,85	351	-1	-06	N	+	L	SON	358:15 359:15	208° +25°	142° -40°	002 0,4	.
27	78:363	H1	0,85	309	+4	-09	J	-	HS	SWN	363:09 364:14	230° +47°	177° -30°	005 0,2	.
28	79:058	H1	0,96	293	-2	-12	N	-	L	SWN	058:15 059:15	198° -23°	028° -67°	005 0,6	.
29	79:062	H1	0,94	292	-2	-07	J	-	L	SON	062:09 062:17	146° -19°	050° -16°	011 0,5	N
30	79:093	H2	0,68	333	-7	-05	J	-	L	SWN	093:02 093:18	164° -19°	079° +14°	010 0,3	J
31	79:129	H2	0,30	084	+6	-02!	N	+	L	SON	129:06 129:12	244° -28°	173° +32°	012 0,4	.
32	79:148	H1	0,43	091	+7	-04	N	-	L	SON	148:23 149:07	223° +05°	133° -03°	006 0,3	.
33	79:305	H1	0,50	124	-7	---	N	+	L	SWN	305:03 305:19	116° -23°	025° -04°	008 0,6	.
34	79:365	H2	0,84	345	-1	-08	J	+	L	NOS	365:00 365:10	212° +36°	068° +48°	003 0,2	.
35	80:082	H1	0,92	276	-3	-01	J	+	L	NOS	082:17 083:12	213° +28°	100° +37°	017 0,1	.
36	80:090	H1	0,88	275	-3	-13	N	+	L	SON	090:01 090:15	174° -25°	081° -06°	004 0,5	.

Tab. A1 c) Daten zu den mit Helios 1/2 beobachteten magnetischen Wolken.

Nr.	J:T	So	R [AU]	LE [°]	HB [°]	Δt [h]	S	P	UM	Typ	Cloud T:S	MV ϕ, θ	OA ϕ, θ	EV $\langle B_z^* \rangle$	Ref
37	80:162	H1	0,41	072	+7	-22	J	-	IR	SWN	162:17 163:01	213° +25°	130° -15°	002 0,2	.
38	80:172	H1	0,53	092	+7	-06	J	+	L	NWS	172:02 172:20	168° +26°	087° -17°	036 0,1	N
39	80:175	H1	0,57	096	+7	-08	J	-	L	NWS	175:05 175:17	141° -30°	072° +31°	014 0,1	.
40	80:231	H1	0,97	103	+1	-05	N	-	L	SWN	231:00 231:18	184° -32°	090° -06°	022 0,1	.
41	81:117	H1	0,79	260	-5	-05	N	+	L	SWN	117:09 118:03	263° +50°	003° +08°	004 0,8	.
42	81:131	H1	0,66	264	-6	-07	N	-	T	SON	131:15 132:03	099° -12°	025° +54°	004 0,1	.
43	81:146	H1	0,48	281	-7	-06	N	+	L	SON	146:03 147:07	197° -03°	157° +86°	004 0,4	N
44	81:170	H1	0,34	030	+5	-01	N	-	L	SWN	170:03 170:09	143° +53°	056° -03°	009 0,3	.

Tab. A2a) Daten zu den mit Helios 1/2 beobachteten magnetischen Wolken und verschwindenden Filamenten. Von links nach rechts sind angegeben: Nummer der Wolke (Nr.), Beobachtungszeit der magnetischen Wolke (Cloud, Jahr:Monat:Tag), Sonde (So), Position von Helios (Abstand zur Sonne (R), Position in der Ekliptik rel. zur Erde (LE), heliogr. Breite (HB)), minimale (V_{Min}) und max. (V_{Max}) Plasmageschwindigkeit in der Wolke, Zeitfenster (auf die Sonne zurückgerechnet aus V_{Min} und V_{Max} unter Annahme konstanter Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wolke von der Sonne zu Helios, Monat:Tag:Stunde), Verschwinden des Filaments in H_{α} (u. Genauigkeitsbereich, Monat:Tag:Stunde \pm Stunden), Position (Pos.) des Filaments auf der Sonne u. Lage des Filamentmittelpunktes (N=Nord, ... ; Nein =es konnte kein verschw. Filament zugeordnet werden), magnetische Polarität westl. des Filaments (bei horizontalen Filamenten äquatorwärts) und Flußröhrentyp des Filaments nach den Modellvorstellungen, Flußröhrentyp der Wolke.

Nr.	Cloud J:M:T	So	Pos. R [AU], LE [°], HB [°]	V_{Min} V_{Max} [km/s]	Fenster M:T:S	Filament M:T:S	Position [°]	Polarität und Typ des Filaments	Cloud Typ
01	75:01:07	H1	0,92 E08 -3	658 736	01:04:13 01:04:19	01:05:10 ± 12	S18E08 S04E01 S11E04	?	
02	75:03:04	H1	0,39 W30 -7	418 507	03:03:00 03:03:07	Nein			
03	75:11:09	H1	0,81 E05 +4	377 453	11:05:08 11:06:00	Nein			
04	75:11:17	H1	0,87 E05 +3	321 335	11:12:12 11:13:00	Nein			
05	76:03:30	H2	0,47 W09 -6	417 519	03:28:09 03:28:15	Nein			
06	77:01:29	H1	0,95 E37 -2	419 506	01:25:11 01:26:03	01:26:02 ± 02	S31E89 S42E34 S40E64	+ SON	NOS
07	77:03:17	H2	0,71 E15 -7	339 391	03:13:13 03:14:00	Nein			
08	77:03:19	H1	0,57 E30 -7	402 459	03:17:10 03:17:17	03:17:07 ± 08	S46E86 S40E48 S45E66	- SWN	NWS
09	77:12:01	H1	0,75 E36 +5	401 431	11:28:07 11:28:12	11:28:06 ± 09	N60E65 N50E33 N56E47	+ SON	SON
10 ^a	78:01:03	H1	0,95 E40 +2	589 917	12:31:19 01:01:19	Lücke			
10 ^b	78:01:04	H2	0,94 E05 -3	465 684	12:31:19 01:01:22	Lücke			

Tab A2b) Daten zu den mit Helios 1/2 beobachteten magnetischen Wolken und verschwindenden Filamenten.

Nr.	Cloud J:M:T	So	Position R [AU], LE [°], HB [°]	V_{Min} V_{Max} [km/s]	Fenster M:T:S	Filament M:T:S	Position [°]	Polarität und Typ des Filaments	Cloud Typ
11	78:01:06	H2	0,95 E06 -3	535 609	01:02:22 01:03:07	Lücke			-
12	78:01:17	H2	0,98 E09 -4	305 340	01:11:10 01:12:00	01:11:09 ±12	S37W01 S10W17 S24W10	+ NOS	NOS
13	78:01:29	H2	0,98 E13 -5	475 549	01:25:21 01:26:09	01:26:06 ±09	N55E25 N39E08 N47E15	+ SON	SON
14	78:02:06	H2	0,98 E16 -5	367 444	02:02:00 02:02:19	Nein			
15 ^a	78:02:15	H1	0,95 E53 -2	386 605	02:11:06 02:12:20	02:11:15 ±09	S39E45 S37E26 S38E35	+ NOS	SWN
15 ^b	78:02:16	H2	0,95 E19 -6	385 491	02:11:19 02:12:17	s. 15 ^a	s. 15 ^a	s.o.	SWN
16	78:03:02	H1	0,87 E55 -4	376 502	02:26:00 02:27:00	Nein			
17	78:04:02	H2	0,61 E17 -7	420 441	03:30:12 03:30:15	03:30:03 ±12	S60E39 S45E09 S53E21	- SWN	SWN
18	78:04:24	H2	0,32 W39 -1	360 441	04:22:22 04:23:05	Nein			
19	78:12:24	H2	0,85 E09 -1	361 462	12:20:12 12:21:09	12:21:06 ±09	N50E25 N45W00 N48E10	- NWS	SON
20	78:12:29	H1	0,85 E51 +4	571 850	12:26:01 12:27:14	12:28:04 ±13	N08E53 N03E23 N06E38	?	
21	79:04:03	H2	0,68 E27 -7	389 496	03:31:00 03:31:16	Nein			
22	79:12:31	H2	0,84 E15 -1	375 442	12:27:02 12:27:16	Nein			

Tab. A3 a) Daten zu den mit Erdsatelliten beobachteten magnetischen Wolken und verschwindenden Filamenten (Abkürzungen s. Tab. A2, M:T=Monat:Tag).

Nr.	Cloud J:M:T	V [km/s]	Filament M:T	Position des Filaments [°]	Polarität des Filaments	Typ des Filaments	Cloud Typ
01	65:11:04	350-450	10:31	N20E16 N31E13 N26E15	+	NS	NS
02	67:01:14	400-500	01:12	N68E83 N43E06 N61E30	+	SN	SN
03	67:05:02	400-500	04:28	S10W01 S04W29 S07W15	+	NS	NS
04	67:12:30	400-500	12:27	S25E13 S20E07 S23E10	+	NS	NS
05	68:09:07	400-600	09:04	N29E45 N29E16 N30E30	+	NS	NS
06	69:02:11	450-550	02:08	N43E17 N45E02 N44E10	-	NS	SN
07	69:03:24	450-550	03:19	S32E04 S17W03 S25E00	-	SN	SN
08	69:08:26	350-450	08:21	N05E13 N07W01 N06E06	+	NS	NS
09	70:01:15	350-400	01:10	S40W03 S40W15 S40W09	-	NS	NS
10	71:06:23	≈350	Nein				SN
11	72:03:27	350-450	03:23	N44E20 N18E02 N31E10	+	SN	SN

Tab. A3b) Daten zu den mit Erdsatelliten beobachteten magnetischen Wolken u. verschwindenden Filamenten.

Nr.	Cloud J:M:T	V [km/s]	Filament M:T	Position des Filaments [°]	Polarität des Filaments	Typ des Filaments	Cloud Typ
12	72:11:01	<750	10:30	S33E14 S35W01 S34E07	+	SN	SN
13	73:04:01	≈450	Lücke				NS
14	73:05:21	<750	Nein				SN
15	73:09:26	350-550	Nein				SN
16	74:10:13	400-550	10:11	N30E12 N38E10 N34E11	?		SN
17	75:04:20	400-500	Nein				SN
18	75:05:25	400-500	05:20	N41E07 N40W02 N41E02	?		SN
19	75:11:17	300-400	Nein				SN
20	76:01:10	350-400	01:04	N29W01 N29W04 N29W02	?		SN
21	77:09:27	550-700	09:19	S50E03 S47W17 S49W07	?		SN
22	77:09:22	≈400	Nein				SN
23	78:01:04	450-650	Lücke				SN
24	78:01:17	300-350	01:11	S37W01 S10W17 S24W10	+	NS NOS	NS NOS

Tab. A3c) Daten zu den mit Erdsatelliten beobachteten magnetischen Wolken und verschwindenden Filamenten.

Nr.	Cloud J:M:T	V [km/s]	Filament M:T	Position des Filaments [°]	Polarität des Filaments	Typ des Filaments	Cloud Typ
25	78:04:03	450-500	03:30	S60E39 S45E09 S53E21	-	SN SWN	SN SWN
26	78:08:27	400-450	08:23	N16E18 N11E04 N14E11	-	NS NWS	NS NWS
27	78:09:29	650-700	09:25	S55E41 S50E03 S54E21	?		SN
28	78:10:30	350-400	Nein				SN
29	79:04:03	450-600	Nein				SN
30	79:04:25	500-600	04:22	S40E29 S36E07 S39E18	-	SN SWN	SN SWN
31	79:09:18	350-400	Nein				SN
32	80:02:16	350-450	02:11	N19E02 N17W22 N18W10	+	SN SON	SN SON
33	80:03:19	300-400	03:16	S48W10 S53W32 S51W20	+	NS NOS	NS NOS
34	80:12:19	450-550	12:14	N18E18 N18E07 N18E12	+	NS NOS	SN SON

Tab. A4a) Ergebnisse aus der Analyse der Satellitendaten für erdmagnetische Stürme mit $K_p \geq 8$. Es bedeuten von links nach rechts: Sturm (Jahr:Monat:Tag), SSC u. Stoßwelle (indizierte Referenz s.u., Monat:Tag:Stunde), max. K_p -Wert u. Tagesachtel, "höchster" -Bz-Wert (GSM) u. Zeitdiff. in h zu K_p -Max () Ereignis mit Datenlücken), V zur Zeit des "höchsten" -Bz-Wertes, Anzahl h mit Bz-Werten < -10 nT bzw. < -20 nT, max. Magnetfeldbetrag während des Ereignisses, Charakteristika des transienten Sonnenwindes (TG=Treibergas, CI=Wolke), Ursache von K_p -Max u. indizierte Referenzen (D=Drap., MT=mehrere trans. Sonnenwindströme, ?=konnte nicht eindeutig entschieden werden).

Sturm J:M:T	SSC Shock ^{Ref} M:T:S	K_p - Max	-Bz-Wert (GSM) [nT], Δt zu K_p -Max [h]	V [km/s]	t [h] Bz < -10 , Bz < -20 [nT]	B [nT]	TG CI ^{Ref}	Urs
66:09:03 04	Kein SSC 09:03:21	9_8 9_1	-28, 0 -26, 0	30 ?	(15) 6	30	J ?	?
67:01:14	01:13:12 01:13:12	8_2	-25, -5	< 500	(10) (2)	(37)	J J ^k	CI
67:02:16	02:15:23 02:16:00	8_4	-22, 0	633	3 1	33	J N	D
68:06:11	06:10:21 06:10:22?	8_2	-7, 0	790	0 0	20	? ?	D
68:10:31	10:31:08 10:31:09	8_5 8_6	-19, 0 -16, 0	740 754	6 0	22	? ?	D,CI? MT
68:11:01	11:01:09 ?	8_{8+} 8_{8+}	-16, 0 -15, 0	? (908)	3 0	23	? N	D MT
69:02:02	02:02:15 02:02:15	8_7	-24, 0	608	2 1	30	J ?	CI?
69:03:23 24	03:23:10 03:23:09	8_8 8_1	(-17), -1 -14, 0	543 525	(10) (0)	(25)	J J	D,CI MT?
69:05:15	05:14:19 05:14:19?	8_4 8_5	(-11), 0 ?	(626) ?	(3) 0	19	? ?	?
70:03:08	03:08:14 03:08:14	9_7	-22, 0	553	4 1	36	J ?	D MT?
70:07:25	07:24:23 07:25:00	8_2	(-13), 0	(879)	(2) (0)	22	? ?	?
70:08:17	08:16:22 08:16:22?	9_2	-26, 0	544	5 3	35	? ?	D
71:04:14	04:14:12 04:14:13 ^B	8_8	-13, 0	456	(5) 0	18	? ?	D
72:05:15	05:15:18 05:15:19 ^B	8_7	-16, 0	486	1 0	35	J J	D
72:06:18	06:17:13 06:17:13?	8_{1+}	-18, -1	?	10 0	24	? J	D,CI
72:08:09	08:09:00 08:09:00?	8_{4+}	-11, 0	?	1 0	22	? ?	?

Tab. A4b) Daten zu den untersuchten erdmagnetischen Stürmen mit $K_p \geq 8$.

Sturm J:M:T	SSC Shock ^{Ref} M:T:S	K_p - Max	-Bz-Wert (GSM) [nT] Δt zu K_p -Max [h]	V [km/s]	t [h] Bz < -10, Bz < -20 [nT]	B [nT]	TG C _i ^{Ref}	Urs
72:11:01	10:31:16 10:31:17 ^B	8 ₂	-24, -1	(662)	5 1	30	J J ^K	CI
73:04:01	04:01:12 N ^K	8 ₇₊	-21, 0	453	11 5	27	J J ^K	CI IR
73:04:14	04:14:02 04:14:03 ^B	8 ₅₋	-14, 0	496	2 0	31	J J ^K	D,CI MT
73:05:14	05:13:17 N	8 ₁₋	?	700	? ?	(21)	N N	IR
74:07:06	07:06:03 07:06:03 ^B	9 ₃₋	-20, -1	597	3 1	32	J ? ^B	D MT
75:01:07	01:07:23 01:07:23 ^B	8 ₁₋	-12, ?	658	? 0	18	J J	CI
76:04:01	04:01:02 ?	8 ₂₊ 8 _{3,4+}	?	?	? ?	(21)	J J	D,CI
78:04:30	04:30:09 04:30:12?	8 ₆	-14, 0	526	(1) (0)	(24)	? ?	D
78:08:28	08:27:02 08:27:02 ^G	8 ₃₊	-23, 0	480	15 2	24	J J ^{L,M,Z}	CI IR
78:09:29	09:29:03 09:28:20 ^G	8 ₄ 8 ₅	-24, 0 -18, 0	817 809	8 3	25	J J ^{M,Z}	CI MT
79:04:03	04:03:10 04:03:09 ^G	8 ₈	-17, 0	554	7 0	19	J J ^{B,Z}	CI MT
79:04:25	04:24:23 04:24:23 ^G	8 ₂	(-14), -2	(577)	(4) (0)	33	J J ^B	D
79:08:29	08:29:04 08:29:05 ^G	8 ₆₋	-11, 0	555	3 0	17	? ?	?
80:12:19	12:19:04 12:19:04 ^G	8 ₆₋	-31, 0	522	10 5	36	J J ^{L,T,Z}	CI MT?
81:04:13	04:12:14 04:12:21 ^G	8 ₂₊	-26, -3	581	3 2	30	J J ^{M,T}	?
81:07:25	07:25:05 07:25:04 ^G	8 ₅₊ 8 ₆₊	-29, 0 -25, 0	768 786	6 2	38	J J ^{B7,M}	D,CI MT?
81:10:14	10:13:22 10:13:22 ^G	8 ₁	?	?	? ?	(25)	J ?	D MT
82:03:01	03:01:11 03:01:11 ^G	8 ₈	-25, 0	607	13 2	33	J J ^B	D,CI MT

Tab. A4c) Daten zu den untersuchten erdmagnetischen Stürmen mit $K_p \geq 8$.

Sturm J:M:T	SSC Shock ^{Ref} M:T:S	K _p - Max	-B _z (GSM) [nT], Δt zu K _p -Max [h]	V [km/s]	t [h] B _z <-10, B _z <-20 [nT]	B [nT]	TG C ₁ ^{Ref}	Urs
82:07:13 14	07:13:16 07:13:16 ^G	9 ₈ 9 ₁	-50 ^T , ?	1360 ^T	?	60 ^T	J N ^{B,T}	D ^T MT
82:08:07	08:06:18 08:06:20 ^G	8 _{2,6} ⁻	?	?	(2) ?	(22)	J ?	?
82:09:06	09:05:22 09:05:22 ^G	9 ₃ ⁻	(-20) ^T , ?	750 ^T	?	25 ^T	J ?, N ^T	D ^T MT
82:09:22	09:21:03 09:21:03 ^G	8 ₂ ⁺	(-15), 0	(717)	(3) ?	23	J J ^B	C ₁ MT
86:02:07	02:06:13 02:07:14	9 ₇	?	(926)	(9) ?	(31)	? ?, N ^T	D ^T MT?
89:10:20	10:20:09 10:20:10	8 ₇ ⁺	(-10), ?	794	?	?	? ?	?
90:04:12	04:12:03 04:12:03	8 ₂ ⁻	-15, ?	609	?	?	? ?	?
90:06:12	06:12:08 ?	8 ₈ ⁺	-15, -1	758	?	?	? ?	?
90:06:14	06:14:03 06:13:14	8 ₆ ⁻	-15, -1	699	?	?	? ?	?

Indizierte Referenzen:

B=BURLAGA et al. [1987]

B=BORRINI et al. [1982] (Stoßwellen)

G=GOSLING et al. [1990] (Stoßwellen)

K=KLEIN und BURLAGA [1982]

L=LEPPING et al. [1991]

M=MARSDEN et al. [1987]

T=TSURUTANI et al. [1992]

Z=ZHANG und BURLAGA [1988]

Literaturverzeichnis

- Akasofu, S.-I., Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere, *Space Sci. Rev.* **28**, 121, 1981.
- Alfvén, H., C.-G. Fälthammar, *Cosmical Electrodynamics*, Oxford University Press, 1963.
- Alfvén, H., Electric currents in cosmic plasmas, *Rev. Geophys. Space Physics* **15**, 271-284, 1977.
- Allen, J., H. Sauer, L. Frank, P. Reiff, Effects of the March 1989 Solar Activity, *EOS* **70-46**, 1486-1488, 1989.
- Altschuler, M.D., R.H. Levine, M. Stix, J. Harvey, High Resolution Mapping Of The Magnetic Field Of The Solar Corona, *Solar Physics* **51**, 345-375, 1977.
- Bame, S.J., J.R. Asbridge, W.C. Feldman, E.E. Fenimore, J.T. Gosling, Solar wind heavy ions from flare heated coronal plasma, *Solar Physics* **62**, 179-201, 1979.
- Bame, S.J., J.R. Asbridge, W.C. Feldman, J.T. Gosling, 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**, 173-176, 1981.
- Bartels, J., Terrestrial-magnetic activity and its relations to solar phenomena, *Terr. Magn. Atmosph. Electr.* **37**, 1-52, 1932.
- Bartels, J., J. Veldkamp, Geomagnetic and Solar Data - International Data on Magnetic Disturbances, *J. Geophys. Res.* **54**, 295-299, 1949.
- Biermann, L., Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung, *Z. Astrophys.* **29**, 276, 1951.
- Bird, M.K., P. Edenhofer, Remote Sensing Observations of the Solar Corona, in *Physics of the Inner Heliosphere Vol.I*, ed. by R. Schwenn and E. Marsch, Springer, Berlin/Heidelberg, 1990.
- Bohlin, J.D., N.R. Sheeley Jr., Extreme Ultraviolet Observations Of Coronal Holes: II. Association of Holes with Solar Magnetic Fields and a Model for their Formation during the Solar Cycle, *Solar Physics* **56**, 125-151, 1978.
- Borini, G., J.T. Gosling, S.J. Bame, W.C. Feldman, J.M. Wilcox, Solar Wind Helium and Hydrogen Structure Near the Heliospheric Current Sheet: A Signal of Coronal

- Streamers at 1 AU, *J. Geophys. Res.* **86**, 4565-4573, 1981.
- Borrini, G., J.T. Gosling, S.J. Bame, W.C. Feldman, An Analysis of Shock Wave Disturbances Observed at 1 AU From 1971 Through 1978, *J. Geophys. Res.* **87**, 4365-4373, 1982.
- Bothmer, V., R. Schwenn, Magnetic Structures at Sector Boundaries in the Inner Heliosphere, in *Solar Wind Seven*, ed. by E. Marsch and R. Schwenn, *Pergamon*, Oxford, 1992a.
- Bothmer, V., R. Schwenn, Magnetic Cloud Observations By The Helios Spacecraft, in *Solar Wind Seven*, ed. by E. Marsch and R. Schwenn, *Pergamon*, Oxford, 1992b.
- Bruno, R., L.F. Burlaga, A.J. Hundhausen, Quadrupole distortions of the heliospheric current sheet in 1976 and 1977, *J. Geophys. Res.* **87**, 10339-10346, 1982.
- Bruno, R., L.F. Burlaga, A.J. Hundhausen, K-coronameter observations and potential field model comparison in 1976 and 1977, *J. Geophys. Res.* **89**, 5381-5385, 1984.
- Bruno, R., U. Villante, B. Bavassano, R. Schwenn, F. Mariani, In-situ observations of the latitudinal gradients of the solar wind parameters during 1976 and 1977, *Solar Physics* **104**, 431-445, 1986.
- Bruzek, A., Durrant, C.J., Illustrated Glossary for Solar and Solar-Terrestrial Physics, *D. Reidel*, Dordrecht, 1977.
- Burlaga, L.F., Interaction with the earth, *Space Sci. Rev.* **17**, 327-352, 1975.
- Burlaga, L.F., Magnetic clouds and force-free fields with constant alpha, *J. Geophys. Res.* **93**, 7217-7224, 1988.
- Burlaga, L.F., Magnetic clouds, in *Physics of the Inner Heliosphere Vol.II*, ed. by R. Schwenn and E. Marsch, *Springer*, Berlin/Heidelberg, 1991.
- Burlaga, L.F., J.H. King, Intense interplanetary magnetic fields observed by geocentric spacecraft during 1963-1975, *J. Geophys. Res.* **84**, 6633-6640, 1979.
- Burlaga, L.F., K.W. Behannon, Magnetic Clouds: Voyager Observations between 2 and 4 AU, *Solar Physics* **81**, 181, 1982.
- Burlaga, L.F., E. Sittler, F. Mariani, R. Schwenn, Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations, *J. Geophys. Res.* **86**, 6673-6684, 1981.
- Burlaga, L.F., L. Klein, N.R. Sheeley Jr., D.J. Michels, R.A. Howard, M.J. Koomen, R. Schwenn, H. Rosenbauer, A magnetic cloud and a coronal mass ejection, *Geophys.*

- Res. Lett.* **9**, 1317-1320, 1982.
- Burlaga, L.F., K.W. Behannon, L.W. Klein, Compound streams, magnetic clouds, and major geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.* **92**, 5725-5734, 1987.
- Burlaga, L.F., R.P. Lepping, J.A. Jones, Global configuration of a magnetic cloud, in *Physics of Magnetic Flux Ropes*, ed. by E.R. Priest, L.C. Lee, C.T. Russell, *AGU Geophysical Monograph* **58**, 373-377, 1990.
- Cane, H.V., The Large-Scale Structure of Flare-Associated Interplanetary Shocks, *J. Geophys. Res.* **93**, 1-6, 1988.
- 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.
- Chao, J.K., R.P. Lepping, A Correlative Study of SSC's, Interplanetary Shocks, and Solar Activity, *J. Geophys. Res.* **79**, 1799-1807, 1974.
- Chapman, S., V.C.A. Ferraro, Solar streams of corpuscles, their geometry, absorption of light and penetration, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **89**, 470, 1929.
- Chapman, S., V.C.A. Ferraro, A new theory of magnetic storms; Part 1, The initial phase, *Terr. Magn. Atmosph. Elec.* **36**, 77, 1931.
- Cocconi, G., T. Gold, K. Greisen, S. Hayakawa, P. Morrison, The cosmic ray flare effect, *Nuovo Cimento* **8**, 161, 1958.
- Crooker, N.U., G.L. Siscoe, The Effect Of The Solar Wind On The Terrestrial Environment, in *Physics of the sun Vol. III*, 193-249, *D. Reidel Publishing*, 1986.
- Crooker, N.U., J.T. Gosling, E.J. Smith, C.T. Russell, A bubblelike coronal mass ejection flux rope in the solar wind, in *Physics of Magnetic Flux Ropes*, ed. by E.R. Priest, L.C. Lee, C.T. Russell, *AGU Geophysical Monograph* **58**, 365-370, 1990.
- Davis, T.N., M. Sugiura, Auroral electrojet activity index AE and its Universal Time variations, *J. Geophys. Res.* **71**, 785-801, 1966.
- Demoulin, P., J.C. Vial, Structural Characteristics of Eruptive Prominences, *Solar Physics* **141**, 289-301, 1992
- DGLR, Deutsche Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt, *Raumfahrtforschung* Band **19**, Heft 5, 1975.
- Dungey, J.W., Interplanetary magnetic fields and the auroral zones, *Planet. Res. Lett.* **6**, 47-48, 1961.

- Eddy, J.A., A new sun - The solar results from Skylab, *NASA Solar Physics* **402**, Washington D.C., 1979.
- Fairfield, D.H., L.J. Cahill Jr., Transition region magnetic field and polar magnetic disturbances, *J. Geophys. Res.* **71**, 155, 1966.
- Fairfield, D.H., Advances in Magnetospheric Storms and Substorm Research: 1989-1991, *J. Geophys. Res.* **97**, 10865-10874, 1992.
- Feldman, W.C., J.R. Asbridge, S.J. Bame, M.D. Montgomery, S.P. Gary, Solar wind electrons, *J. Geophys. Res.* **80**, 4181-4196, 1975.
- Ferraro, V.C.A., C. Plumpton, An Introduction to Magneto-Fluid Mechanics, *Clarendon Press Oxford*, 1966.
- Friedman, H., Die Sonne , *Spektrum der Wissenschaften* Verlagsgesellschaft, Heidelberg, 1987.
- Gold, T., Contribution to Discussion, in *Gas Dynamics of Cosmic Clouds*, 103, North-Holland, Amsterdam, 1955.
- Gold, T., Plasma and magnetic fields in the solar system, *J. Geophys. Res.* **64**, 1665-1674, 1959.
- Gold, T., Magnetic storms, *Space Sci. Rev.* **1**, 100-114, 1962.
- Goldstein, H., On the field configuration in magnetic clouds, in Solar Wind Five, *NASA Conf. Publ.* **2280**, 731, 1983.
- Gonzalez, W.D., A unified view of solar wind-magnetosphere coupling functions, *Planet. Space Sci.* **38**, 627-632, 1990.
- Gonzalez, W.D., B.T. Tsurutani, Criteria Of Interplanetary Parameters Causing Intense Magnetic Storms ($D_{sc} < 100$ nT), *Planet. Space Sci.* **35**, 1101-1109, 1987.
- Gonzalez, W.D., B.T. Tsurutani, A.L.C. Gonzalez, E.J. Smith, F. Tang, S.-I. Akasofu, Solar Wind-Magnetosphere Coupling During Intense Magnetic Storms, *J. Geophys. Res.* **94**, 8835-8851, 1989.
- Gosling, J.T., Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space, in Physics of Magnetic Flux Ropes, ed. by E.R. Priest, L.C. Lee, C.T. Russell, *AGU Geophysical Monograph* **58**, 343-364, 1990.
- Gosling, J.T., D.J. McComas, Field line draping about fast coronal mass ejecta: A source of strong out-of-the-ecliptic interplanetary magnetic fields, *Geophys. Res. Lett.* **14**, 355-358, 1987.

- Gosling, J.T., V. Pizzo, S.J. Bame, Anomalous low proton temperatures in the solar wind following interplanetary shock waves: Evidence for magnetic bottles ?, *J. Geophys. Res.* **78**, 2001, 1973.
- Gosling, J.T., J.R. Asbridge, S.J. Bame, W.C. Feldman, R.D. Zwickl, Observations of large fluxes of He⁺ in the solar wind following an interplanetary shock, *J. Geophys. Res.* **85**, 3431-3434, 1980.
- Gosling, J.T., G. Borrini, J.R. Asbridge, S.J. Bame, W.C. Feldman, R.T. Hansen, Coronal streamers in the solar wind at 1 AU, *J. Geophys. Res.* **86**, 5438-5448, 1981.
- Gosling, J.T., D.N. Baker, S.J. Bame, W.C. Feldman, R.D. Zwickl, E.J. Smith, Bidirectional Solar Wind Electron Heat Flux Events, *J. Geophys. Res.* **92**, 8519-8535, 1987.
- Gosling, J.T., S.J. Bame, D.J. McComas, J.L. Phillips, Coronal Mass Ejections And Large Geomagnetic Storms, *Geophys. Res. Lett.* **17**, 901-904, 1990.
- Gosling, J.T., D.J. McComas, J.L. Phillips, S.J. Bame, Geomagnetic Activity With Earth Passage of Interplanetary Shock Disturbances and Coronal Mass Ejections, *J. Geophys. Res.* **96**, 7831-7839, 1991.
- Gosling, J.T., D.J. McComas, J.L. Phillips, Counterstreaming Solar Wind Halo Electron Events On Open Field Lines ?, in *Solar Wind Seven*, ed. by E. Marsch and R. Schwenn, *Pergamon*, Oxford, 1992.
- Hansen, R.T., S.F. Hansen, C. Sawyer, Long-lived Coronal Structures and Recurrent Geomagnetic Patterns in 1974, *Planet. Space Sci.* **24**, 381-388, 1976.
- Hapgood, M.A., M. Lockwood, G.A. Bowie, D.M. Willis, Variability of the interplanetary medium at 1 A.U. over 24 years: 1963-1986, *Planet. Space Sci.* **39**, 411-423, 1991.
- Harrison, R.A., Solar coronal mass ejections and flares, *Astron. Astrophys.* **162**, 283-291, 1986.
- Harrison, R.A., Coronal mass ejection, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **336**, 401-412, 1991.
- Hildner, E., Do We Understand Coronal Mass Ejections Yet ?, *Adv. Space Res.* **6**, 297-306, 1986.
- Hirshberg, J., D.S. Colburn, Interplanetary field and geomagnetic variations: A unified view, *Planet. Space Sci.* **17**, 1183-1206, 1969.
- Hirshberg, J., A. Alksne, A. Colburn, D.S. Bame, 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, P.H. Scherrer, The structure of the heliospheric current sheet: 1978-1982, *J. Geophys. Res.* **88**, 9910-9918, 1983.
- Hoeksema, J.T., X. Zhao, Prediction of Magnetic Orientation in Driver Gas Associated $-B_z$ Events, *J. Geophys. Res.* **97**, 3151-3157, 1992.
- Howard, R.A., D.J. Michels, N.R. Sheeley Jr., M.J. Koomen, The observation of a coronal transient directed at earth, *Astrophys. J.* **263**, L101-104, 1982.
- Howard, R.A., N.R. Sheeley Jr., M.J. Koomen, D.J. Michels, Coronal mass ejections: 1979-1981, *J. Geophys. Res.* **90**, 8173-8191, 1985.
- Howard, R.A., N.R. Sheeley Jr., D.J. Michels, M.J. Koomen, The solar cycle dependence of coronal mass ejections, in: *The Sun and the Heliosphere in Three Dimensions*, ed. by R.G. Marsden, *D. Reidel*, Dordrecht, 1986.
- Hundhausen, A.J., Coronal Expansion and Solar Wind, *Physics and chemistry in space* **5**, 1972.
- Hundhausen, A.J., The origin and propagation of coronal mass ejections, *Proceedings of the Sixth International Solar Wind Conference*, ed. by V.J. Pizzo, T.E. Holzer, D.G. Sime, *NCAR/TN 306+Proc*, Boulder, Colorado, 181-214, 1988.
- Hundhausen, A.J., C.B. Sawyer, L. House, R.M.E. Illing, W.J. Wagner, Coronal Mass Ejections Observed During the Solar Maximum Mission: Latitude Distribution and Rate of Occurrence, *J. Geophys. Res.* **89**, 2639-2646, 1984.
- Jackson, B.V., Helios Observations Of The Earthward-Directed Mass Ejection of 27 November, 1979, *Solar Physics* **95**, 363-370, 1985.
- Jackson, B.V., C. Leinert, Helios images of solar mass ejections, *J. Geophys. Res.* **90**, 10759-10764, 1985.
- Joselyn, J.A., P.S. McIntosh, Disappearing Solar Filaments: A Useful Predictor of Geomagnetic Activity, *J. Geophys. Res.* **86**, 4555-4564, 1981.
- Joselyn, J.A., The Impact of Solar Flares and Magnetic Storms on Humans, *EOS* **73**, 7, 1992.
- Kahler, S., Coronal mass ejections, *Reviews of Geophysics* **25**, 663-675, 1987.
- Kamide, Y., Is Substorm Occurrence a Necessary Condition for a Magnetic Storm ?, *J. Geomag. Geoelectr.* **44**, 109-117, 1992.
- Kamide, Y., J.A. Slavin, Eds.: *Solar Wind-Magnetosphere Coupling*, Astrophysics and Space Sci. Library, *D. Reidel Publishing Company*, Dordrecht, Boston, Lancaster,

- Tokyo, 126, 1986.
- King, J.H., Long-Term Solar Wind Variations and Associated Data Sources, *J. Geomag. Geoelectr. Suppl.* **43**, 865-880, 1991.
- Kippenhahn, R., C. Möllenhoff, Elementare Plasmaphysik, *B.I. Wissenschaftsverlag*, Zürich, 1975.
- Klein, L.W., L.F. Burlaga, Interplanetary Magnetic Clouds At 1 AU, *J. Geophys. Res.* **87**, 613-624, 1982.
- Kneer, F., Small-scale waves and motions in photosphere and chromosphere of the Sun, *Ann. Geophys.* **10**, 47-53, 1992.
- Koutchmy, S., P. Lamy, G. Stellmacher, O. Koutchmy, N.I. Dzubenko, V.I. Ivanchuk, O.S. Popov, G.A. Rubo, S.K. Vsekhsvjatsky, Photometrical analysis of the June 30, 1973 solar corona, *Astron. Astrophys.* **69**, 35-42, 1978.
- Lepping, R.P., K.W. Behannon, Magnetic Field Directional Discontinuities: 1. Minimum Variance Errors, *J. Geophys. Res.* **85**, 4695-4703, 1980.
- Lepping, R.P., J.A. Jones, L.F. Burlaga, Magnetic Field Structure of Interplanetary Magnetic Clouds at 1 AU, *J. Geophys. Res.* **95**, 11957-11965, 1990.
- Lepping, R.P., L.F. Burlaga, B.T. Tsurutani, K.W. Ogilvie, A.J. Lazarus, D.S. Evans, L.W. Klein, The Interaction of a Very Large Interplanetary Magnetic Cloud With the Magnetosphere and With Cosmic Rays, *J. Geophys. Res.* **96**, 9425-9438, 1991.
- Lüst, R., A. Schlüter, Kraftfreie Magnetfelder, *Z. Astrophys.* **34**, 263-282, 1954.
- MacQueen, R.M., R.R. Fisher, The Kinematics Of Solar Inner Coronal Transients, *Solar Physics* **89**, 89-102, 1983.
- MacQueen, R.M., D.M. Cole, Broadening Of Looplike Solar Coronal Transients, *Astrophys. J.* **299**, 526-535, 1985.
- MacQueen, R.M., T.E. Holzer, The solar coronal mass ejection of 20-21 November, 1973, *Solar Physics* **116**, 349, 1988.
- Mariani, F., F.M. Neubauer, Interplanetary magnetic field, in Physics of the Inner Heliosphere Vol.I, ed. by R. Schwenn and E. Marsch, *Springer*, Berlin/Heidelberg, 1990.
- Marsden, R.G., T.R. Sanderson, C. Tranquille, K.-P. Wenzel, E.J. Smith, ISEE 3 Observations of Low-Energy Proton Bidirectional Events and Their Relation to Isolated Interplanetary Magnetic Structures, *J. Geophys. Res.* **92**, 11009-11019, 1987.

- Martens, P.C.H., A.A. van Ballegooijen, Helical Flux Ropes in Solar Prominences, in Physics of Magnetic Flux Ropes, *AGU Geophysical Monograph* **58**, 337-342, 1990.
- Marubashi, K., Structure of the interplanetary magnetic clouds and their solar origins, *Adv. Space Res.* **6**, 335, 1986.
- Marubashi, K., The space weather forecast program, *Space Sci. Rev.* **51**, 197-214, 1989.
- Mayaud, P.N., Derivation, Meaning, and Use of Geomagnetic Indices, *AGU Geophysical Monograph* **22**, Washington D.C., 1980.
- McComas, D.J., J.T. Gosling, D. Winterhalter, E.J. Smith, Interplanetary Magnetic Field Draping About Fast Coronal Mass Ejecta in the Outer Heliosphere, *J. Geophys. Res.* **93**, 2519-2526, 1988.
- McComas, D.J., J.T. Gosling, S.J. Bame, E.J. Smith, H.V. Cane, A Test of Magnetic Field Draping Induced B_z Perturbations Ahead of Fast Coronal Mass Ejecta, *J. Geophys. Res.* **94**, 1465-1471, 1989.
- McPherron, R.L., Substorm related changes in the geomagnetic tail: the growth phase, *Planet. Space Sci.* **20**, 1531-1539, 1972.
- Michels, D.J., N.R. Sheeley Jr., R.A. Howard, M.J. Koomen, R. Schwenn, K.H. Mühlhäuser, H. Rosenbauer, Synoptic Observations Of Coronal Transients And Their Interplanetary Consequences, *Adv. Space Res.* **4**, 311-321, 1984.
- Montgomery, M.D., J.R. Asbridge, S.J. Bame, W.C. Feldman, Solar wind electron temperature depressions following some interplanetary shock waves: Evidence for magnetic merging ?, *J. Geophys. Res.* **79**, 3103, 1974.
- Morrison, P., Solar-connection variations of the cosmic rays, *Phys. Rev.* **95**, 646, 1954.
- Morrison, P., Solar origin of cosmic ray time variations, *Phys. Rev.* **101**, 1397-1404, 1956.
- Mouschovias, T.Ch., A.I. Poland, Expansion and broadening of coronal loop transients: A theoretical explanation, *Astrophys. J.* **220**, 675-682, 1978.
- Munro, R.H., J.T. Gosling, E. Hildner, R.M. MacQueen, A.I. Poland, C.L. Ross, The Association Of Coronal Mass Ejection Transients With Other Forms Of Solar Activity, *Solar Physics* **61**, 201-215, 1979.
- Munro, R.H., D.G. Sime, White-Light Coronal Transients Observed From Skylab - May 1973 To February 1974: A Classification By Apparent Morphology -, *Solar Physics* **97**, 191-201, 1985.
- Musmann, G., F.M. Neubauer, A. Maier, E. Lammers, Das Förstersonden-Magnetfeld-

- experiment (E2), *Raumfahrtforschung* **19**, Heft 5, 232-237, 1975.
- Neubauer, F.M., G. Musmann, G. Dehmel, Fast magnetic fluctuations in the solar wind: Helios 1, *J. Geophys. Res.* **82**, 3201-3212, 1977.
- Neugebauer, M., The Problem of Associating Solar and Interplanetary Events, in Proceedings of the Sixths International Solar Wind Conference, ed. by V.J. Pizzo, T.E. Holzer, D.G. Sime, *NCAR/TN 306+Proc*, Boulder, Colorado, 243-252, 1987.
- NSSDC, 90-07, A Guide To The National Space Science Data Center, *NASA Goddard Space Flight Center*, Greenbelt Maryland 20771, 1990.
- NSSDC, NSSDC News Vol. **8**, No.2, *NASA Goddard Space Flight Center*, Greenbelt Maryland 20771, 1992.
- Parker, E.N., Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields, *Astrophys. J.* **128**, 664-675, 1958.
- Parker, E.N., Sudden expansion of the corona following a large solar flare and the attendant magnetic field and cosmic ray effects, *Astrophys. J.* **133**, 1014, 1961.
- Parks, G.K., Physics of Space Plasmas - An Introduction, *Addison-Wesley Publishing Company*, The Advanced Book Program, 350 Bridge Parkway, Redwood City, 1991.
- Petschek, H.E., Magnetic field annihilation, in AAS-NASA Symposium on the Physics of Solar Flares, *NASA Spec. Publ.*, **SP-50**, 425, 1964.
- Phillips L.J., J.T. Gosling, D.J. McComas, S.J. Bame, W.C. Feldman, Quantitative Analysis of Bidirectional Electron Fluxes within Coronal Mass Ejections at 1 AU, in Solar Wind Seven, ed. by E. Marsch and R. Schwenn, *Pergamon*, Oxford, 1992.
- Piddington, J.H., Interplanetary Magnetic Field and Its Control of Cosmic-Ray Variations, *Phys. Rev.* **112**, 589-596, 1958.
- Pilipp, W.G., H. Miggenrieder, K.-H. Mühlhäuser, H. Rosenbauer, 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.
- Porsche, H., Ed.: 10 Jahre HELIOS, Festschrift aus Anlaß des 10. Jahrestages des Starts der Sonnensonde Helios am 10. Dezember 1974, *DFVLR Oberpfaffenhofen*, 1984.
- Priest, E.R., Solar Magnetohydrodynamics, *Geophys. and Astrophys. Monographs* **21**, D. Reidel Publishing Company, 1982.
- Priest, E.R., The initiation of solar coronal mass ejections by magnetic nonequilibrium, *Astron. Astrophys.* **328**, 848-855, 1988.

- Priest, E.R., Ed.: Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences, *Astrophysics and Space Science Library*, Kluwer Academic Publishers, 101 Phillip Drive, Norwell, MA 02061 USA, 1989.
- Priest, E.R., The Equilibrium Of Magnetic Flux Ropes, *AGU Geophys. Monograph* **58**, 1990.
- Pudovkin, M.I., S.A. Zaitseva, E.E. Benevslenska, The structure and parameter of flare streams, *J. Geophys. Res.* **84**, 6649-6652, 1979.
- Richter, A.K., K.C. Hsieh, A.H. Luttrell, E. Marsch, R. Schwenn, Review of interplanetary shock phenomena near and within 1 AU, in Collisionless Shocks in the Heliosphere: Reviews of Current Research, *AGU Geophysical Monograph* **35**, 33-50, 1985.
- Rosenbauer, H., R. Schwenn, E. Marsch, B. Meyer, H. Miggenrieder, M.D. Montgomery, K.-H. Mühlhäuser, W. Pilipp, W. Voges, 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, J. H. Wolfe, Die Instrumente des Plasmaexperimentes auf den HELIOS-Sonnensonden, *BMFT-Forschungsbericht W 81-015*, Luft- und Raumfahrt-Weltraumforschung/Weltraumtechnologie, 1981.
- Rostoker, G., Geomagnetic Indices, *Reviews of Geophysics and Space Physics* **10**, 935-950, 1972.
- Russell, C.T., Geophysical Coordinate Transformations, *Cosmic Electrodynamics* **2**, 184-196, 1971.
- Russell, C.T., R.L. McPherron, The magnetotail and substorms, *Space Sci. Rev.* **15**, 205-266, 1973.
- Russell, C.T., R.C. Elphic, ISEE observations of flux transfer events at the dayside magnetopause, *Geophys. Res. Lett.* **6**, 33-36, 1979.
- Sabine, E., *Phil. Trans.* **142**, 103, 1852.
- Sanderson, T.R., J. Beeck, R.G. Marsden, C. Tranquille, K.-P. Wenzel, R.B. McKibbern, E.J. Smith, Energetic ion and cosmic ray characteristics of a magnetic cloud, in Physics of Magnetic Flux Ropes, ed. by E.R. Priest, L.C. Lee, C.T. Russell, *AGU Geophys. Monograph* **58**, 1990.
- Scheffler, H., H. Elsässer, Physik der Sterne und der Sonne, *B.I. Wissenschaftsverlag*, 1974.
- Schlüter, A., Kraftfreie Magnetfelder II, *Z. Naturforschung* **12a**, 855, 1957.

- Scholer, M., Stoßwellen in stoßfreien Plasmen, in *Plasmaphysik im Sonnensystem*, Hrsg. K.-H. Glassmeier, M.Scholer, *B.I. Wissenschaftsverlag*, 1991a.
- Scholer, M., Die Magnetopause der Erdmagnetosphäre, in *Plasmaphysik im Sonnensystem*, *B.I. Wissenschaftsverlag*, 1991b.
- Schwenn, R., Solar wind and its interaction with the magnetosphere: measured parameters, *Adv. Space Res.* **1**, 3-17, 1981.
- Schwenn, R., The "average" solar wind in the inner heliosphere: structures and slow variations, in *Solar Wind Five, NASA Conf. Publ.* **2280**, 489-507, 1983a.
- Schwenn, R., Direct correlations between coronal transients and interplanetary disturbances, *Space Sci. Rev.* **34**, 85-99, 1983b.
- Schwenn, R., 10 Jahre Plasmaexperiment auf den Helios-Sonnensonden - Eine Übersicht über wissenschaftliche Ergebnisse, *MPAE-W-79-84-41*, 1984.
- Schwenn, R., Relationship of coronal transients to interplanetary shocks: 3 D aspects, *Space Sci. Rev.* **44**, 139-168, 1986.
- Schwenn, R., Der Sonnenwind, in *Plasmaphysik im Sonnensystem*, Herausgeber: K.-H. Glassmeier und M. Scholer, *B.I. Wissenschaftsverlag*, 1991.
- Schwenn, R., E. Marsch, Eds.: Physics of the Inner Heliosphere: 1 Large-Scale Phenomena, *Springer*, Berlin/Heidelberg, 1990.
- Schwenn, R., E. Marsch, Eds.: Physics of the Inner Heliosphere : 2 Turbulence, Waves, *Springer*, Berlin/Heidelberg, 1991.
- Schwenn, R., H. Rosenbauer, H. Miggenrieder, Das Plasmaexperiment auf HELIOS (E1), *Raumfahrtforschung* **19**, Heft 5, 226-231, 1975.
- Schwenn, R., M. Montgomery, H. Rosenbauer, H. Miggenrieder, K.-H. Mühlhäuser, S.J. Bame, W.C. Feldman, R.T. Hansen, Direct observations of the latitudinal extent of a high speed stream in the solar wind, *J. Geophys. Res.* **83**, 1011-1017, 1978.
- Schwenn, R., H. Rosenbauer, K.-H. Mühlhäuser, Singly-Ionized Helium In The Driver Gas Of An Interplanetary Shock Wave, *Geophys. Res. Lett.* **7**, 201-204, 1980.
- Sheeley, N.R. Jr., J.W. Harvey, W.C. Feldman, Coronal Holes, Solar Wind Streams, And Recurrent Geomagnetic Disturbances: 1973-1976, *Solar Physics* **49**, 271-278, 1976.
- Sheeley, N.R. Jr., D.J. Michels, R.A. Howard, M.J. Koomen, The great solar eruption of May 24, 1979, *EOS* **62**, 153, 1981.

- Sheeley, N.R. Jr., R.A. Howard, M.J. Koomen, D.J. Michels, R. Schwenn, K.-H. Mühlhäuser, H. Rosenbauer, Coronal mass ejections and interplanetary shocks, *J. Geophys. Res.* **90**, 163-175, 1985.
- Siebert, M., Maßzahlen der erdmagnetischen Aktivität, *Handb. Physik* **49/3** (Geophysik 3/3), 206-275, Berlin/Heidelberg/New York, 1971.
- Sime, D.G., Coronal transient apparent morphology and the associated solar activity, *Solar Physics*, 1986.
- Siscoe, G.L., R.W. Suey, Significance Criteria for Variance Matrix Applications, *J. Geophys. Res.* **77**, 1321-1322, 1972.
- Sonnerup, B.U.Ö., Solar wind interaction with planetary magnetic fields, in *Future Missions in Solar, Heliospheric and Space Plasma Physics*, ed. by E. Rolfe and B. Battrock, *ESA Solar Physics* **235**, 53-64, 1985.
- Sonnerup, B.U.Ö., L.J. Cahill, Magnetopause Structure and Attitude from Explorer 12 Observations, *J. Geophys. Res.* **72**, 171-183, 1967.
- Stern, D.P., Energetics of the Magnetosphere, *NASA Tech. Mem. 82039*, Goddard Space Flight Center, Greenbelt Maryland, 1980.
- Suess, S.T., Magnetic Clouds and the Pinch Effect, *J. Geophys. Res.* **93**, 5437-5445, 1988.
- Sugiura, M., Hourly values of equatorial D_{st} for the IGY, *Ann. Intern. Geophys. Year* **35**, 9-45, 1964.
- Tandberg-Hanssen, E., A.G. Emslie, The physics of solar flares, *Cambridge University Press*, 1988.
- Tang, F., B.T. Tsurutani, W.D. Gonzalez, S.I. Akasofu, E.J. Smith, Solar Sources of Interplanetary Southward B_z Events Responsible for Major Magnetic Storms (1978-1979), *J. Geophys. Res.* **94**, 3535-3541, 1989.
- Tsurutani, B.T., W.D. Gonzalez, F. Tang, S.-I. Akasofu, E.J. Smith, Origin of interplanetary southward magnetic fields responsible for major magnetic storms near solar maximum (1978-1979), *J. Geophys. Res.* **93**, 8519-8531, 1988.
- Tsurutani, B.T., B.E. Goldstein, E.J. Smith, W.D. Gonzalez, F. Tang, S.I. Akasofu, R.R. Anderson, The Interplanetary And Solar Causes Of Geomagnetic Activity, *Planet. Space Sci.* **38**, 109-126, 1990.
- Tsurutani, B.T., W.D. Gonzalez, F. Tang, Y.T. Lee, Great Magnetic Storms, *Geophys. Res. Lett.* **19**, 73-76, 1992.

- UAG-100, Catalog of Solar Filament Disappearances 1964-1980, by C.S. Wright, World Data Center A for Solar Terrestrial Physics, NOAA E/GC2, 325 Broadway, Boulder, Colorado 80303-3328 USA, 1991.
- Untiedt, J., Erdmagnetische Stürme, *Phys. Bl.* **39**, 111-116, 1983.
- Vandas, M., S. Fischer, Spherical And Cylindrical Models Of Magnetized Plasma Clouds And Their Comparison With Spacecraft Data, *Planet. Space Sci.* **39**, 1147-1154, 1991.
- Vasyliunas, V.M., Theoretical models of magnetic field line merging I., *Rev. Geophys. Space Phys.* **13** (1), 303-336, 1975.
- Vrsnak, B., Magnetic structure of solar prominences, *Ann. Geophysicae* **10**, 344-353, 1992.
- Watanabe, T., T. Kakinuma, Radio-Scintillation Observations Of Interplanetary Disturbances, *Adv. Space Res.* **4**, 331-341, 1984.
- Watanabe, T., R. Schwenn, Large-Scale Propagation Properties Of Interplanetary Disturbances Revealed From IPS And Spacecraft Observations, *Space Sci. Rev.* **51**, 147-173, 1989.
- Webb, D.F., Erupting Prominences and the Geometry of Coronal Mass Ejections, *J. Geophys. Res.* **93**, 1749-1758, 1988.
- Webb, D.F., A.J. Hundhausen, Activity Associated With The Solar Origin Of Coronal Mass Ejections, *Solar Physics* **108**, 383-401, 1987.
- Webb, D.F., B.V. Jackson, The Identification and Characteristics of Solar Mass Ejections Observed in the Heliosphere by the Helios 2 Photometers, *J. Geophys. Res.* **95**, 20641-20661, 1990.
- Webb, D., B. Jackson, P. Hick, R. Schwenn, V. Bothmer, D. Reames, Comparison of CMEs, magnetic fields, and bidirectionally streaming proton events in the Heliosphere using Helios Data, Paper Presented at COSPAR, Sep. 1992, to be published in *Adv. Space Res.*, Pergamon, 1993.
- Wilson, R.M., Geomagnetic Response To Magnetic Clouds, *Pl. Space Sci.* **35**, 3, 329-335, 1987.
- Wilson, R.M., E. Hildner, Are Interplanetary Magnetic Clouds Manifestations Of Coronal Transients At 1 AU ?, *Solar Physics* **91**, 169-180, 1984.
- Wilson, R.M., E. Hildner, On the Association of Magnetic Clouds With Disappearing Filaments, *J. Geophys. Res.* **91**, 5867-5872, 1986.

- Wittmann, A.D., H. Schreiber, R. Casas, H. Wöhl, P.N. Brandt, M. Vazquez, Sonnenflecken und Polarlichter im März 1989, *Sterne und Weltraum* **6**, 354, 1989.
- Zhang, G., L.F. Burlaga, Magnetic Clouds, Geomagnetic Disturbances, and Cosmic Ray Decreases, *J. Geophys. Res.* **93**, 2511-2518, 1988.
- Zirin, H., Astrophysics of the Sun, *Cambridge University Press*, 1988.
- Zwickl, R.D., J.R. Asbridge, S.J. Bame, W.C. Feldman, J.T. Gosling, He⁺ and other unusual ions in the solar wind: A systematic search covering 1972-1983, *J. Geophys. Res.* **87**, 7379-7404, 1982.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Katlenburg-Lindau angefertigt. Den Direktoren des Instituts danke ich für die Bereitstellung des Arbeitsplatzes und der Max-Planck-Gesellschaft für die Gewährleistung eines Stipendiums.

Herrn Prof. Dr. M. Siebert danke ich für seine Bereitschaft diese Arbeit zu betreuen und für die vielen Anregungen, die er mir im Laufe dieser Arbeit und während meines Studiums gegeben hat.

Herrn Priv. Doz. Dr. K. Schlegel danke ich für seine Bereitschaft diese Arbeit zu betreuen sowie für seine freundliche Unterstützung.

Ganz besonders danke ich Herrn Dr. R. Schwenn für die vielen Anregungen und Diskussionen, die diese Arbeit ermöglichten, seine ständige Hilfsbereitschaft sowie für die Zuverfügungstellung der Helios-Daten.

Besonderer Dank gilt Herrn Priv. Doz. Dr. E. Marsch für seine Diskussionsbereitschaft.

Frau U. Spilker danke ich für ihre Hilfsbereitschaft.

Herrn Prof. Dr. F. M. Neubauer danke ich für die Erlaubnis, die Helios-Magnetfelddaten verwenden zu dürfen.

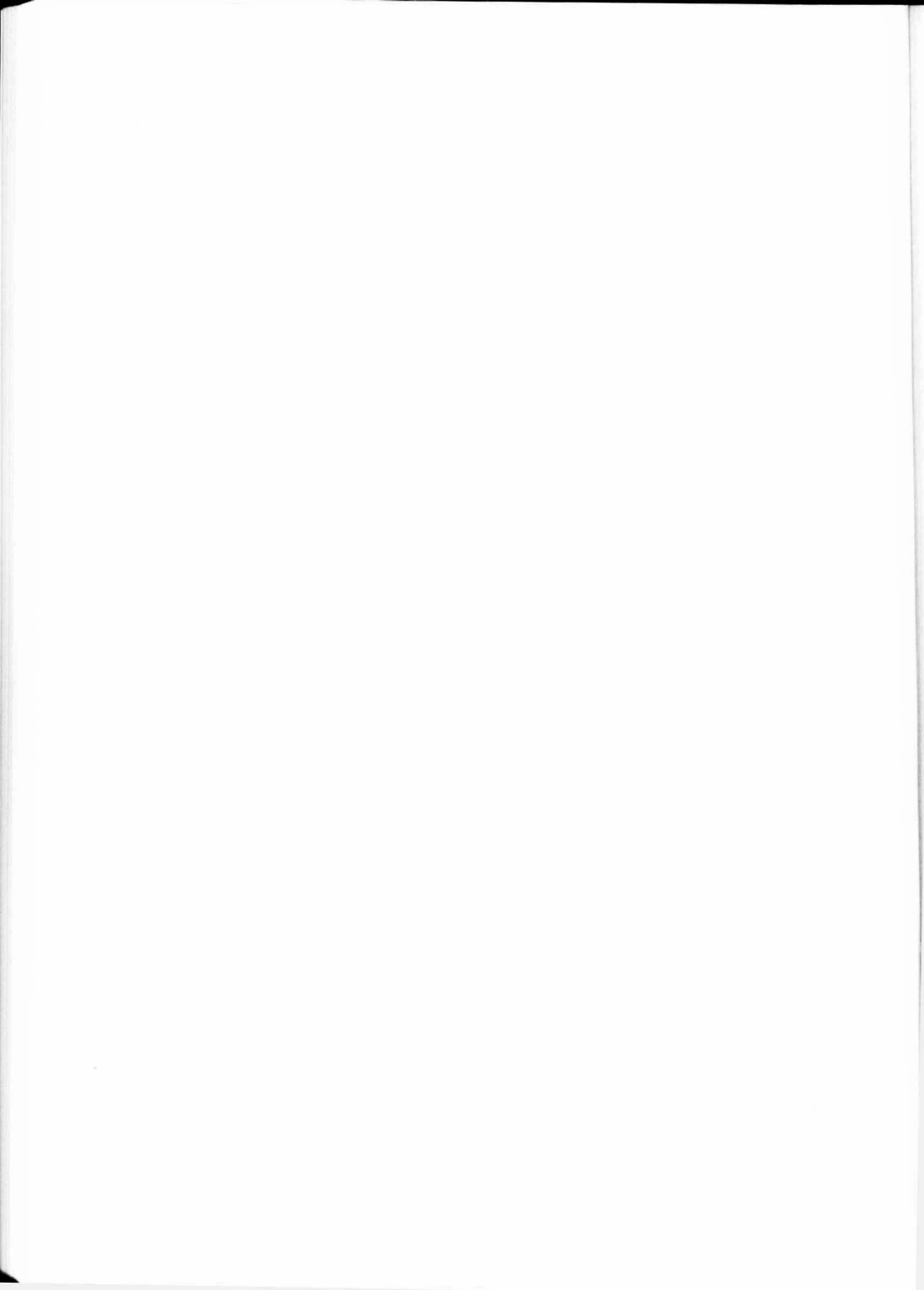
Die Auswertung der Plasma- und Magnetfelddaten der Erdsatelliten sowie der Raumsonden Voyager 1/2 war durch die freundliche Genehmigung und Hilfestellung durch Herrn Dr. J. H. King sowie Herrn Dr. J. Cooper vom National Space Science Data Center der NASA möglich. Außerhalb des Instituts danke ich den Herrn Dr. R. Bruno, Dr. L. W. Klein, Dr. D. Webb, Dr. P. Hick, Dr. A. Vinas für ihre Diskussionsbereitschaft und Hilfestellungen.

Herzlichster Dank gilt meiner Freundin Gudrun Majora für die geduldige Unterstützung während dieser Arbeit sowie auch meinen Eltern.

Herrn Torsten Brandt danke ich für die Bereitstellung seines PC und seine unermüdliche Hilfsbereitschaft.

Für die Durchsicht des Manuskripts bedanke ich mich bei Frau Heike Tönnies-Roman, Herrn Dipl.-Phys. N. Krupp, Herrn Dipl.-Phys. M. Fraentz und Herrn Dr. J. Wendt. Den Mitarbeitern des Lindauer Rechenzentrums bin ich für ihre Hilfsbereitschaft dankbar. Den Herrn H. Michels und T. Ho gilt mein Dank für die Hilfe bei der Verwendung der Graphikprogramme DISLIN und GKSLIN und bei aufgetretenen Problemstellungen in der Anwendung. Frau L. See danke ich für ihre Zusammenarbeit bei der Erstellung der Auswerteprogramme für die Helios-Daten. Für die schnelle und sorgfältige Erstellung der Zeichnungen und Photos möchte ich mich bei Frau M. Krause und Frau A. Brandt bedanken. Die numerischen Rechnungen und Computergraphiken wurden auf der VAX 8550 des Max-Planck-Instituts für Aeronomie erstellt. Es wurden die Programme DISLIN, GKSLIN und IDL benutzt. Die Reinschrift der Arbeit erfolgte mit dem Textverarbeitungssystem *Word Perfect*.





Eckart Marsch

