

# **Untersuchung von quasiperiodischer ULF-Wellenaktivität in der Saturnmagnetosphäre**

Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik  
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina  
zu Braunschweig  
zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr.rer.nat.)  
genehmigte  
Dissertation

von Gero Kleindienst  
aus Helmstedt

## **Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

1. Referentin oder Referent: Prof. Dr. Karl-Heinz Glaßmeier
  2. Referentin oder Referent: Prof. Dr. Uwe Motschmann
- eingereicht am: 3. Juli 2009  
mündliche Prüfung (Disputation) am: 29. Oktober 2009

ISBN 978-3-942171-30-4

uni-edition GmbH 2010

<http://www.uni-edition.de>

© Gero Kleindienst

Titelbild: NASA / JPL



This work is distributed under a  
Creative Commons Attribution 3.0 License

Printed in Germany

## Vorabveröffentlichungen der Dissertation

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik vertreten durch den Mentor der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

### Publikationen:

Kleindienst, G., Glassmeier, K.-H., Simon, S., Dougherty, M. K. und Krupp, N. Quasi-periodic ULF-Pulsations in Saturn's Magnetosphere, *Ann. Geophys.*, 27, 885-894, 2009.

### Tagungsbeiträge:

Cassini MAG Meeting, Imperial College, London, Großbritannien 28. August 2005, (ULF Waves in the Kronian Magnetosphere, Vortrag)

AGU (American Geophysical Union) Fall Meeting 2005, San Francisco, Vereinigten Staaten von Amerika, 3.-12. Dezember 2005 (ULF Waves in the Kronian Magnetosphere, Poster)

Cassini MAG Meeting, Imperial College, London, Großbritannien 14. Juni 2006, (ULF Waves in the Kronian Magnetosphere, Vortrag)

COSPAR (Committee on Space Research) 36th COSPAR Scientific Assembly, Peking, China, 16.-23. Juli 2006 (ULF Pulsations in the Kronian Magnetosphere and their Relation to Plasma Sheet Dynamics, Poster)



# Inhaltsverzeichnis

<b>Vorabveröffentlichungen der Dissertation</b>	<b>3</b>
<b>Zusammenfassung</b>	<b>7</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>9</b>
<b>2 Saturn</b>	<b>15</b>
2.1 Aufbau und Eigenschaften des Saturns . . . . .	15
2.2 Die Magnetosphäre des Saturn . . . . .	19
2.2.1 Das Magnetfeld des Saturn . . . . .	23
2.2.1.1 Das interne Magnetfeld des Saturn . . . . .	26
2.2.1.2 Magnetfeldbeiträge des Ringstromes . . . . .	31
2.2.1.3 Magnetfeldbeiträge von Birkelandströmen . . . . .	34
2.2.2 Plasma in der Saturnmagnetosphäre . . . . .	37
2.2.2.1 Räumliche Verteilung des Plasmas . . . . .	37
2.2.2.2 Großskalige Plasmadynamik . . . . .	42
2.3 Wellen in der Saturnmagnetosphäre . . . . .	44
2.3.1 MHD-Wellen . . . . .	46
2.3.2 Eigenschwingungen der Saturnmagnetosphäre . . . . .	49
2.3.3 Beobachtungen von ULF-Wellen in den Magnetosphären von Sa- turn und Jupiter . . . . .	54
2.4 Die Rotationsperiode des Saturn . . . . .	59
<b>3 Daten und Methoden</b>	<b>73</b>
3.1 Magnetfeldmessungen mit CASSINI / HUYGENS . . . . .	73
3.1.1 Missionsziele . . . . .	73
3.1.2 Das Cassini-Magnetfeldexperiment . . . . .	75
3.1.3 Magnetfelddaten . . . . .	78
3.2 Koordinatensysteme . . . . .	79
3.2.1 Kronographische Koordinaten (KG) . . . . .	81
3.2.2 Kronozentrisch-Solar-Magnetische Koordinaten (KSM) . . . . .	83
3.2.3 Feldlinienparallele Koordinaten (MFA) . . . . .	86
3.3 Korrektur des kronographischen Längensystems . . . . .	87

3.3.1	Längenentwicklung bei konstanten Rotationsperioden . . . . .	88
3.3.2	Längenentwicklung bei zeitlich veränderlichen Rotationsperioden .	89
3.3.3	Lokalisierung längenfixierter Merkmale . . . . .	89
3.3.3.1	Lokalisierung bei konstanten Rotationsperioden . . . . .	90
3.3.3.2	Längenkorrektur durch Driftmessung stationärer Strukturen . . . . .	93
3.3.3.3	Lokalisierung bei zeitlich veränderlichen Rotationsperioden . . . . .	94
3.3.4	Korrektur der kronographischen Länge . . . . .	95
3.4	Hintergrundmagnetfelder . . . . .	96
3.5	Minimum-Varianz-Analyse (MVA) . . . . .	104
3.6	Analytisches Signal und Wellenaktivitätsindex . . . . .	108
3.7	Automatisierte Suche nach lokalen Maxima . . . . .	114
3.8	Spektrale Methoden . . . . .	121
3.9	Korrelationsanalyse . . . . .	125
<b>4</b>	<b>Datenauswertung und Ergebnisse</b>	<b>131</b>
4.1	Korrektur des kronographischen Längensystems . . . . .	131
4.2	Wellenereignisse . . . . .	151
4.2.1	Falluntersuchung an Wellenpaketen . . . . .	152
4.3	Korrelation von Wellenpaketen und Hintergrundmagnetfeld . . . . .	181
4.4	Statistische Analyse des Wellenaktivitätsindex . . . . .	185
4.4.1	Wellenaktivität und Lokalzeit . . . . .	188
4.4.2	Wellenaktivität und Abstand . . . . .	190
4.4.3	Wellenaktivität und Elevation . . . . .	193
4.5	ULF-Wellenaktivität in kronographischen Koordinaten . . . . .	194
4.6	Kartierung des Wellenaktivitätsindex . . . . .	201
4.7	Anmerkungen zur Qualität der Magnetfeldmessung . . . . .	224
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>253</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>259</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>283</b>

# Kurzfassung

Ultraniederfrequente (ULF) Wellen und geomagnetische Pulsationen in der Erdmagnetosphäre sind ein gut untersuchtes Phänomen, zu dessen Erforschung eine Vielzahl von Messungen der Magnetfeldvariationen am Erdboden oder an Bord von Satelliten zur Verfügung stehen. Analoge Phänomene sind bei den äußeren Planeten nur wenig untersucht, da die Datengrundlage auf zum Teil nur wenigen Messungen mit beschränkter räumlicher und zeitlicher Abdeckung beruht.

Zielstellung dieser Arbeit ist es daher, auf Grundlage von Magnetfeldmessungen des Satelliten *CASSINI*, der sich seit Juli 2004 in einer Umlaufbahn um den Saturn befindet, die Eigenschaften und räumliche Verteilung von ULF-Wellen in der Saturnmagnetosphäre zu untersuchen und bisher unentdeckte stehende Wellen im Magnetfeld zu identifizieren. Die Arbeit gibt einen umfangreichen Überblick über die Konfiguration der Saturnmagnetosphäre und die daraus abgeleiteten, erwarteten Eigenschwingungen des Magnetfeldes und stellt an die Situation am Saturn angepaßte Auswertungsmethoden vor.

Die Ergebnisse dieser Arbeit behandeln die typischen Eigenschaften von ultraniederfrequenten Magnetfeldfluktuationen in der äquatornahen Saturnmagnetosphäre und untersuchen die räumliche Verteilung von ULF-Wellenaktivität. In engem Zusammenhang zur Lokalisierung der Magnetfeldfluktuation wird die Definition des kronographischen Längensystems diskutiert und die Bestimmung einer zeitveränderlichen Periode auf Grundlage von Magnetfeldmessungen vorgestellt.



# 1 Einleitung

Die Magnetfelder der Planeten unseres Sonnensystems gehören zu den ausgiebig erforschten physikalischen Eigenschaften dieser Körper. Besonders umfangreich ist das Magnetfeld der Erde und dessen Dynamik auf verschiedenen Zeitskalen untersucht worden. Die wissenschaftliche Beobachtung von periodischen Variationen des Magnetfeldes am Erdboden wird schon seit Mitte des 19. Jahrhunderts durchgeführt (Stewart 1860). Während des internationalen geophysikalischen Jahres 1957-1958 wurden die ersten in-situ Messungen im erdnahen Weltraum durchgeführt, was zu einem tieferen Verständnis der bisher beobachteten Phänomene führte und neue faszinierende Einblicke in die Struktur der Erdmagnetosphäre und ihrer Wechselwirkungsmechanismen lieferte (Lovell 1960). Gleichzeitig bedeutete dieser Schritt den Aufbruch zur direkten Erkundung unserer Nachbarplaneten.

Die mit am besten erforschten dynamischen Phänomene innerhalb der Erdmagnetosphäre sind ultraniederfrequente (ULF) Wellen und Pulsationen, ihre Anregungsmechanismen und ihre Ausbreitungseigenschaften in der Plasmaumgebung der Magnetosphäre.

Diese Wellen können nicht nur in der Erdmagnetosphäre beobachtet werden, sondern auch in der Plasmaumgebung von Kometen, wo neuerzeugte Ionen, die durch die Ionisierung an das Magnetfeld gebunden werden (*pick-up*), niederfrequente Wellen bei ihrer lokalen Gyrofrequenz erzeugen (Tsurutani und Smith 1986, Glassmeier und Neubauer 1993, Glassmeier et al. 1993). Ähnliche Anregungsmechanismen im Zusammenhang mit *pick-up* Ionen führen in den Wechselwirkungsgebieten von Venus und Mars mit dem Sonnenwind ebenfalls zu Anregung von niederfrequenten Wellen (Luhmann et al. 1983, Espley et al. 2004). Der Prototyp für viele Magnetosphären und magnetosphärische Wechselwirkungen und die klassische Umgebung zur Untersuchung von ULF-Wellen ist die Erdmagnetosphäre. In dieser sind typische Anregungsmechanismen wie Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten an der Magnetopause (Fujita et al. 1996), Instabilitäten des Ringstromes (Southwood 1976) oder kompressible Anregung (*buffeting*) durch Änderung des dynamischen Sonnenwinddrucks der gesamten Magnetosphäre (Mathie und Mann 2000) und die resonante Kopplung von kompressibelen MHD-Moden und transversalen Alfvén-Moden in inhomogenen Plasmaumgebungen (Tamao 1965, Southwood 1974) sowie die Ausbildung von stehenden Alfvén-Wellen entlang magnetosphärischer Magnetfeldlinien gut untersucht.

Die Magnetosphären bilden so natürliche Plasmalabore, deren grundsätzliche Konfiguration, wie z.B. die Geometrie, Stärke oder Orientierung des Magnetfeldes, nicht oder nur

in begrenztem Maße veränderbar ist. Die Erkundung der Magnetfelder und Magnetosphären von weiteren Planeten unseres Sonnensystems bietet daher einerseits eine Möglichkeit, die Erkenntnisse im Bereich der Magnetosphärenphysik, die durch Beobachtungen der Erdmagnetosphäre erarbeitet wurden, auf die Magnetosphären anderer Planeten zu übertragen und diese dort durch experimentelle Beobachtungen auf ihre allgemeine Gültigkeit zu überprüfen. Andererseits bieten die unterschiedlichen Eigenschaften der planetaren Magnetfelder, sofern ein im Inneren des Planeten erzeugtes Magnetfeld überhaupt vorhanden ist, die Möglichkeit, Wechselwirkungsphänomene zu studieren, die in der Erdmagnetosphäre nicht zu beobachten sind. So zeigen die Gasplaneten Saturn und Jupiter wegen ihrer schnellen Rotation eine stark um die Äquatorebene lokalisierte Plasmascheibe (z.B. Arridge et al. 2007, Khurana und Schwarzl 2005), bei der die auf das Plasma wirkenden Zentrifugalkräfte Ströme hervorrufen, die zu einer deutlichen Verzerrung des Magnetfeldes und einer allein durch die Rotation bedingten Abweichung von der zu erwartenden dominierenden Multipolgestalt des im Planeten generierten Magnetfeldes führen und daher als Magnetscheibe (*magnetodisc*) bezeichnet wird.

Die schnelle Rotation des Saturn und des Jupiter, deren starke Magnetfelder und das an ihrer Umlaufbahn nur noch schwach ausgeprägte interplanetare Magnetfeld führen zusätzlich dazu, daß das korotationselektrische Feld im Vergleich zum konvektionselektrischen Feld stark ausgeprägt ist. Im Gegensatz zur Erde, wo Plasma innerhalb des korotationsdominierten Gebietes azimuthal um den Planeten drifft und sich deutlich durch einen Dichtesprung (Plasmapause) vom durch Konvektion dominierten Gebiet abgrenzt, erstreckt sich die Region, in der die Bewegung des Plasmas durch Korotation dominiert wird, beim Saturn annähernd bis zur Magnetopause. Die grundsätzliche Plasmaverteilung ist also stark in einer Scheibe in der Äquatorebene konzentriert und deren großskalige Bewegung wird bis zur Magnetopause durch Korotation bestimmt.

Die äußeren Planeten sind jedoch wegen ihrer Entfernung am wenigsten durch in-situ Messungen erforscht, da Satellitenmissionen zu ihnen mit einem hohen technologischen, organisatorischen, zeitlichen und somit finanziellen Aufwand verbunden sind.

Direkte wissenschaftliche Messungen und Beobachtungen und die darauf gestützten Erkenntnisse über die Magnetosphären der Planeten Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun, waren erst mit Satellitenmissionen wie PIONEER 11 (1979), VOYAGER 1 (1980) und VOYAGER 2 (1981) möglich. Bei diesen Missionen handelte es sich um reine Vorbeiflüge, bei denen sich die Satelliten nur relativ kurze Zeit innerhalb der jeweiligen Magnetosphäre und nur innerhalb eines beschränkten planetozentrischen Breitenbereiches befunden haben. Die zugehörigen Beobachtungen sind daher lediglich Momentaufnahmen, die unser Bild der besuchten Planeten zwar maßgeblich geprägt haben aber gerade auf Grund der zeitlichen und räumlichen Beschränkungen der Messungen (z.B. auch des Magnetfeldes) große Freiräume zur Spekulation (z.B. über die Multipolentwicklung des Saturnmagnetfeldes) lieferten.

Erst Satellitenmissionen wie GALILEO (1989) zum Jupiter oder CASSINI (1997) zum Saturn waren mit der Zielsetzung konzipiert worden, jeweils einen der beiden Gasriesen zu besuchen und während einer Vielzahl von Umlaufbahnen mit verschiedenen Bahnparametern

über einen mehrjährigen Zeitraum in den Magnetosphären ihrer Zielplaneten mit möglichst hoher räumlicher Abdeckung und hoher Genauigkeit wissenschaftliche Beobachtungen durchzuführen.

Der Planet Saturn wurde erstmals von der Raumsonde PIONEER 11 im September 1979 während eines Vorbeifluges besucht. Es folgten die Vorbeiflüge der beiden VOYAGER-Raumsonden im November 1980 und August 1981. Bei allen drei Vorbeiflügen wurden neben einer Vielzahl aufsehenerregender Bilder auch Messungen des Magnetfeldes (Acuña et al. 1980, Ness et al. 1981, 1982) gemacht, die zu ersten Modellen des planetaren Magnetfeldes (Acuña et al. 1983), des beobachteten Ringstromes (Connerney et al. 1983) und einem ersten globalen Magnetosphärenmodell (Behannon et al. 1983) führten.

Seit Juli 2004 befindet sich die im Oktober 1997 gestartete Raumsonde CASSINI in einer Umlaufbahn um den Saturn und vermisst seit ihrer Ankunft unter anderem das Magnetfeld (Dougherty et al. 2004) in verschiedenen Regionen, die umfassende planetozentrische Breitenbereiche, radiale Abstände und Lokalzeiten erfassen. Damit ist zum ersten Mal eine zeitlich und räumlich ausgedehnte Beobachtung des Saturnmagnetfeldes (Dougherty et al. 2005) und dessen Variation auf verschiedenen Zeitskalen möglich.

Die Zielsetzung dieser Arbeit ist es, auf Grundlage der mit CASSINI gemessenen Magnetfelddaten, Wellen im Bereich ultraniederfrequenter (ULF) Frequenzen innerhalb der Saturnmagnetosphäre zu lokalisieren, sie z.B. an Hand ihres räumlichen Auftretens oder typischer Frequenzen zu klassifizieren und mögliche Anregungsmechanismen vorzuschlagen. Eine zusätzliche Zielstellung ist es, Eigenschwingungen der Saturnmagnetosphäre unter Berücksichtigung der für das Saturnsystem grundsätzlich zu erwartenden Schwierigkeiten (vgl. Cramm 1997) zu beobachten und den bisher fehlenden Nachweis von stehenden magneto-hydrodynamischen Wellen in der Saturnmagnetosphäre zu erbringen.

In diesem Zusammenhang kann alternativ überprüft werden, ob die vermutete Nichtexistenz von stehenden magneto-hydrodynamischen Wellen in der Saturnmagnetosphäre auf die geringe räumliche und zeitliche Abdeckung durch die bisher verfügbaren Meßdaten zurückzuführen ist, oder ob die deutlich breitere Datengrundlage der CASSINI-Mission die vermutete Nichtexistenz unterstützt.

Diese Arbeit bezieht ihre Motivation daraus, daß magneto-hydrodynamische Wellen innerhalb der Saturnmagnetosphäre bisher nur wenig untersucht wurden. Lepping et al. (1981) haben mit der Beschreibung von Oberflächenwellen an der Magnetopause des Saturn als erste niederfrequente periodische Variationen des Saturnmagnetfeldes untersucht. Diese Beobachtungen wurden von Cramm et al. (1998) im Rahmen der Untersuchung von ULF Pulsationen im Zusammenhang mit einer resonanter Modenkopplung aufgegriffen und konnten die von Lepping et al. (1981) beschriebenen Oberflächenwellen unmittelbar als Ursprung einer später resonant koppelnden Fast-Mode identifizieren. Weitere Arbeiten greifen die Beobachtung von Zyklotron-Wellen auf Grundlage von Meßdaten der Voyager-Vorbeiflüge (z.B. Barbosa 1993, Barbosa und Kurth 1993) und später auch mit Hilfe der von CASSINI gelieferten Magnetfelddaten (z.B. Russell et al. 2005, 2006) auf. Magneto-hydrodynamische Wellen, d.h. mit Frequenzen deutlich unterhalb der Gyration-frequenzen der charakteristischen Plasmakomponenten des umgebenden Plasmas sind

auf Grundlage von Magnetfeldmessungen der CASSINI-Raumsonde am Saturn bisher nicht beobachtet und beschrieben worden. Diese Lücke versucht diese Arbeit mit der Beobachtung und Dokumentation von ultraniederfrequenten Wellen in der Saturnmagnetosphäre zu schließen.

Seit die CASSINI-Raumsonde im Jahr 2004 in ihre geplante Umlaufbahn um den Saturn eingeschossen wurde, war eine der unerwartetsten unmittelbaren Beobachtungen die auffällige Modulation des Magnetfeldes mit einer Periodendauer, die etwa der Rotationsperiode des Planeten entspricht (Giampieri et al. 2006). Diese beobachtete Modulation des Magnetfeldes war insofern erstaunlich, als eine solche Signatur für ein rein axialsymmetrisches Magnetfeld, dessen Dipolachse weniger als  $1^\circ$  von der Rotationsachse abweicht (Connerney 1993, Gehrels und Matthews 1984, Dougherty et al. 2005), nicht zu beobachten sein sollte. Die Abweichung dieser Periodizität des Magnetfeldes von der offiziell definierten Rotationsperiode (Seidelmann et al. 2007) und die ebenso beobachtete Abweichung der für die Bestimmung und Definition der planetaren Rotationsperiode herangezogenen periodischen Emission von Radiostrahlung (*Saturnian Kilometric Radiation*, (z.B. Desch und Kaiser 1981)), haben eine intensive Diskussion über die Rotationsperiode des Saturn verursacht (Kurth et al. 2007, Zarka et al. 2007, Southwood und Kivelson 2007, Kivelson 2007, Goldreich und Farmer 2007, Sánchez-Lavega 2005), die noch nicht abgeschlossen ist. Die Konsequenzen einer nicht eindeutig bestimmten Rotationsperiode für die Lokalisierung und Kartierung physikalischer Phänomene in planetozentrischen Koordinaten wird wegen des direkten Zusammenhanges zur Zielstellung dieser Arbeit diskutiert werden.

Aufbauend auf die Zielstellung dieser Arbeit behandeln die Kapitel „Der Saturn“, „Daten und Methoden“ und „Ergebnisse und Auswertung“ die folgenden Aspekte. Das nachfolgende Kapitel 2 gibt zunächst mit dem Abschnitt 2.1 einen relativ weiten Überblick über die wichtigsten Eigenschaften des Saturns, seinen Aufbau und seine Entstehungsgeschichte. In Abschnitt 2.2 wird die Magnetosphäre des Saturn als Wechselwirkungsgebiet mit dem Sonnenwind vorgestellt und darauf folgend die Struktur des magnetosphärischen Magnetfeldes (Abschnitt 2.2.1) und dessen wichtigsten Quellen, dem planetaren Dynamo (Abschnitt 2.2.1.1), dem Ringstrom (Abschnitt 2.2.1.2) und den feldparallelen Stromsystemen (Abschnitt 2.2.1.3), beschrieben. Darauf folgt eine Übersicht über die Plasmaverteilung (Abschnitt 2.2.2.1) und deren großskalige Dynamik in der Saturnmagnetosphäre (Abschnitt 2.2.2.2).

Auf Grundlage dieser Informationen werden anschließend in Abschnitt 2.3 die Wellenphänomene in der Saturnmagnetosphäre dargestellt, die vorhandenen Überlegungen zur Existenz und Beobachtbarkeit von resonanter Modenkopplung, stehenden Wellen und Eigenschwingungen aufgegriffen und die bisherigen Beobachtungen von magneto-hydrodynamischen Wellen in den Magnetosphären von Jupiter und Saturn diskutiert.

Der Abschnitt 2.4 gibt einen Überblick über die derzeit umfangreich diskutierte Rotationsperiode des Saturns, deren Bestimmungsmethode und die damit zusammenhängenden Periodizitäten des Magnetfeldes, die in unmittelbarem Zusammenhang zu ultraniederfrequenten Wellenereignissen zu stehen scheinen.

Das Kapitel 3 widmet sich den in dieser Arbeit verwendeten Daten und Methoden.

Hierzu gehört eine Übersicht über die Zielstellung der Satellitenmission CASSINI (Abschnitt 3.1.1) und eine kurze Beschreibung seines Magnetfeldmeßgerätes (Abschnitt 3.1.2), dessen Funktionsweise und den daraus gewonnenen Daten (Abschnitt 3.1.3), die die experimentelle Datengrundlage dieser Arbeit bilden. Im Anschluß werden verschiedene Koordinatensysteme (Abschnitt 3.2), Transformationen und Analysemethoden vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden. Ein besonderes Augenmerk liegt hierbei auf der Einführung einer eigenen Kennzahl, dem Wellenaktivitätsindex (Abschnitt 3.6) und einer Korrekturmethode für das Längensystem des Saturns (Abschnitt 3.3), um auf Grundlage verschiedener diskutierter Rotationsperioden alternative planetozentrische Koordinatensysteme zu gewinnen und physikalische Beobachtungen in diesen darzustellen. Gleichzeitig erfolgt in diesem Zusammenhang die Darstellung einer von den bisher verfolgten Ansätzen (z.B. Giampieri und Dougherty 2004b, Gurnett et al. 2007, Anderson und Schubert 2007, Kurth et al. 2007, Sánchez-Lavega 2005) unabhängige Methode zur Bestimmung einer „angepassten magnetosphärischen Rotationsperiode“, und deren Anwendung in einem einfachen Korrekturverfahren für das Längengradsystem des Saturns zum praktischen Gebrauch.

Das Kapitel 4 stellt die Ergebnisse dieser Arbeit dar. Dies ist zum einen die erste direkte Ermittlung einer zeitlich veränderlichen magnetosphärischen Rotationsperiode des Saturns auf Grundlage von Magnetfeldmessungen (Abschnitt 4.1) zur Korrektur des kronographischen Längensystems. In Abschnitt 4.2 werden Falluntersuchungen dargestellt, die repräsentativ für die in der Saturnmagnetosphäre beobachteten irregulären Wellenphänomene sind. Der Abschnitt 4.3 diskutiert eine interessante Beziehung zwischen der zur Bestimmung der Rotationsperiode herangezogenen globalen Modulation des Magnetfeldes und dem quasiperiodischen Auftreten von ULF-Wellen. In Abschnitt 4.4 wird die statistische Verteilung der beobachteten Wellenaktivität in Abhängigkeit von verschiedenen räumlichen Parametern untersucht und in Abschnitt 4.5 wird das Auftreten der Wellenaktivität in ausgezeichneten Längenbereichen des kronographischen Längensystems analysiert und eine Anwendungsmöglichkeit der in Abschnitt 4.1 gefundenen veränderlichen Rotationsperiode gegeben. In Abschnitt 4.6 werden ergänzend zu den vorangehenden Abschnitten Karten der Wellenaktivität und der bevorzugten Polarisierungen für die Ebenen des KSM-Koordinatensystems vorgestellt, um nach Strukturen zu suchen, die in den vorangehenden Darstellungen verborgen geblieben sein könnten. Der letzte Abschnitt 4.7 des Kapitels enthält einige Anmerkungen zur Qualität der verfügbaren Magnetfelddaten und den daraus resultierenden Schwierigkeiten bei der Analyse.

Am Schluß dieser Arbeit steht eine Zusammenfassung (Kapitel 5), die die wichtigsten Ergebnisse in kurzer Form zusammenführt.



## 2 Der Saturn

Dieses einführende Kapitel über den Saturn soll einen breiten Überblick über den Planeten, seinen Aufbau und die ihn umgebende Magnetosphäre geben. Hierbei sollen die besonderen Eigenschaften des Saturns, seines planetaren Magnetfeldes und der Konfiguration seiner Plasmaumgebung deutlich gemacht werden. Ziel ist es, an Hand verschiedener Aspekte zu verdeutlichen, daß die Saturnmagnetosphäre spezifische Eigenschaften aufweist, die sich nicht durch einfache Größenskalierung der gut untersuchten Erdmagnetosphäre vorhersagen lassen. Dieses Kapitel versucht im Rahmen dieser Zielsetzung aus einer Vielzahl von Veröffentlichungen einen aktuellen Überblick über den derzeitigen Stand der Erkenntnisse über den Saturn und seine Magnetosphäre zu geben.

Am Anfang dieses Kapitels steht eine Einführung in wichtige Kenngrößen und den derzeit vermuteten Aufbau des Saturns. Anschließend wird die Magnetosphäre des Saturns, insbesondere die Konfiguration des magnetosphärischen Magnetfeldes und seine wichtigsten Quellen, als Wechselwirkungsumgebung mit dem Sonnenwind vorgestellt. Weiter wird die Plasmaverteilung in der Saturnmagnetosphäre und die Dynamik des Plasmas unter Einfluß des planetaren Magnetfeldes und der schnellen planetaren Rotation dargestellt. Auf dieser Grundlage folgt zunächst eine kurze Einführung in die magneto-hydrodynamischen Wellenmoden im kalten magnetisierten Plasma, eine Übersicht über die bisherigen Beobachtungen und Eigenschaften von magneto-hydrodynamischen Wellen in der Saturnmagnetosphäre und ein Vergleich zu Beobachtungen und Interpretationen in der Jupitermagnetosphäre. Am Abschluß des Kapitels steht ein kurzer Überblick über die aktuellen Diskussionen zur Rotationsperiode des Saturns, die beobachteten Periodizitäten im Magnetfeld und einige Erklärungsversuche für eine scheinbar variable Periode, da diese in einem Zusammenhang zur Untersuchung von ULF-Wellen im Rahmen dieser Arbeit steht.

### 2.1 Aufbau und Eigenschaften des Saturns

Der Saturn ist ausgehend vom Zentrum des Sonnensystems betrachtet der sechste Planet und mit einer Masse von  $M_S = 95.2 M_E$  (mit einer Erdmasse von  $M_E = 5.974 \cdot 10^{24}$  kg) und einem Radius von  $R_S = 60268$  km nach Jupiter der zweitgrößte Planet im Sonnensystem. Der Saturn umläuft die Sonne im Abstand von 9.54 AE (1 AE =  $149.6 \cdot 10^6$  km) in 29.54 Jahren auf einer nahezu kreisförmigen Umlaufbahn mit einer noch näher zu diskutierenden Rotationsperiode von etwa 10 h 40 min. Der Saturn besitzt, so wie die anderen

äußeren Planeten (Jupiter, Uranus, Neptun) auch, ein Ringsystem, nur das dies auf deutlich beeindruckendere Weise ausgeprägt ist, so daß die Ringe des Saturn bereits im Jahr 1610 von Galileo Galilei entdeckt wurden, wobei dieser seine Beobachtungen noch nicht als ein Ringsystem um den Planeten interpretierte (z.B. Erber 1912).

Die Saturnringe bestehen hauptsächlich aus Wassereis. Radiale Unterschiede im Reflexionsvermögen und der Farbgebung der Ringe (Tiscareno et al. 2007) deuten auf weitere Bestandteile wie z.B. Silikate hin (Hillier et al. 2007, Cuzzi et al. 2002, Pollack 1975). Dieses Ringsystem wechselwirkt auf verschiedene Weise mit der Magnetosphäre des Saturn. Die Wassereisbestandteile der Ringe können in ihrer Umgebung eine relativ dichte Ringatmosphäre mit aus Wassereis ableitbaren Neutralgaskonstituenten (z.B.  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{H}$ ) bilden (Jurac et al. 2001), deren Bestandteile durch Photoionisation oder Stoßwechselwirkung (Carbary et al. 2008b, Coates et al. 2005) ionisiert werden können und so eine wichtige Quelle des magnetosphärischen Plasmas darstellen (Ip 2005, Tokar et al. 2005). Im Zusammenhang mit Ionisationsprozessen in der Ringatmosphäre wurden Ionenzyklotronwellen beobachtet, deren Auftreten deutlich mit der räumlichen Ausdehnung des E-Ringes korreliert ist (Leisner et al. 2006) und die Eigenschaft der Ringe als Quelle neu generierten Plasmas unterstützt. Ein weiterer Wechselwirkungsprozeß des Ringsystemes mit der Saturnmagnetosphäre, dessen Ursachen und scheinbarer Zusammenhang zu anderen magnetosphärischen Phänomenen weiterhin ungeklärt ist, führt zur Ausbildung von zeitlich und räumlich veränderlichen Speichenstrukturen (*spokes*) innerhalb der Ringebene (Goertz 1989, Mitchell et al. 2006), die auf elektromagnetische Wechselwirkungen in Verbindung mit Stoßprozessen in der Ringebene zurückgeführt werden (Jones et al. 2006, Tagger et al. 1991, Farrell et al. 2006, Hood 1987).

Weiter hat der Saturn eine große Anzahl von Monden. Derzeit sind über 60 Monde um den Saturn entdeckt worden, von denen einige besonders bemerkenswerte Eigenschaften haben. Titan, der größte Mond im Saturnsystem und nach dem Jupitermond Ganymed der zweitgrößte Mond im Sonnensystem, hat eine dichte Atmosphäre aus Stickstoff und Methan (Baines et al. 2005, Vuitton et al. 2007, Sittler et al. 2006b, 2005), mit einer Ionosphäre, die nicht nur eine Plasmaquelle für die Saturnmagnetosphäre darstellt, sondern selbst eine kleine induzierte Magnetosphäre um den Titan innerhalb der Saturnmagnetosphäre ausbildet und umfangreich mit der Plasmaumgebung und dem Magnetfeld des Saturn wechselwirkt (Backes et al. 2005, Kabin et al. 2000, Simon et al. 2007, Brecht et al. 2000, Neubauer 1990). Beim Enceladus wurde ein umfangreicher Kryovulkanismus beobachtet, der eine wichtige Quelle des magnetosphärischen Plasmas in der Saturnmagnetosphäre darstellt (Vasyliūnas 2008, Smith et al. 2007, Pontius und Hill 2006, Khurana et al. 2007, Smith et al. 2005). Iapetus, der drittgrößte Mond des Saturn, zeigt einen deutlichen Unterschied der Albedo in zwei Hemisphären (Porco et al. 2005, Ellis 2007). Die daraus resultierende Helligkeitsvariation wurde bereits von Gian Domenic Cassini beobachtet und von William Herschel als Resultat einer Resonanz von Umlaufperiode und Mondrotation richtig interpretiert (vgl. Gehler 1833). Der niederländische Astronom Christiaan Huygens war der erste, der 1655 einen Mond um den Saturn, den Titan, entdeckte, wobei zu bemerken ist, daß zu dieser Zeit die Monde des Saturn noch nicht mit Namen versehen

wurden, sondern auf Grund ihrer Bahnradialen nummeriert wurden (vgl. Lamont 1837). Der französische Astronom Gian Domenic Cassini entdeckte im Jahr 1671 den zweiten Saturnmond, den Iapetus, und in Folge noch weitere Saturnmonde (Gehler 1833, Morrison 1982). Zur Ehre dieser beiden Astronomen wurde die aktuelle Saturnmission CASSINI/HUYGENS genannt, die aus einem Orbiter (CASSINI) und einem Landemodul (HUYGENS) für die in-situ Erkundung der Titanatmosphäre und -oberfläche besteht. Eine namentliche Benennung der Saturnmonde nach dem Göttergeschlecht der Titanen wurde erst im Jahr 1847 von John Herschel, dem Sohn des englisch-deutschen Astronomen William Herschel, der im Jahr 1789 die Monde Enceladus und Mimas mit seinem berühmten 40-füßigen Teleskop entdeckte, vorgeschlagen. Eine Übersicht über die Namensgebung und die mythologischen Hintergründe sind bei Matson et al. (2002) dargestellt. Weitergehende Informationen zu historischen Beobachtungen und Deutungen des Saturns auch früher Kulturen sind z.B. bei Gehrels und Matthews (1984) und Erber (1912) zu finden.

Die innere Struktur des Saturn kann aus seiner Masse  $M_S$ , dem Äquatorradius  $a$ , seiner Rotationsperiode  $T_S$  und den zonalen Koeffizienten  $J_2$ ,  $J_4$ ,  $J_6$  der Kugelflächenfunktionsentwicklung des Gravitationspotentials modelliert werden (z.B. Baraffe 2005, Guillot 2005, Stevenson 1982c, Bullen 1969). Die Rotation des Planeten deformiert die Sphäre, die sich für einen nicht rotierenden Gasplaneten im hydrostatischen Gleichgewicht ergeben würde zu einem oblaten (abgeplatteten) Rotationsellipsoiden. Der Grad der Abplattung hängt nun neben der Rotationsperiode maßgeblich von der Dichteveriation mit dem Radius zusammen, d.h. mit der Zusammensetzung des Planeten und der zugehörigen Zustandsgleichung, die den Zusammenhang von Druck, Temperatur und Dichte herstellt (vgl. Spohn und Jaumann 2006, Spohn 1997, Stevenson 1982c, Guillot 1999b).

Für den Saturn wie auch für den Jupiter ist auf Grundlage der bestehenden Beobachtungen derzeit ein Modell für den inneren Aufbau akzeptiert, das die beiden Gasriesen in drei Regionen unterteilt (Guillot 1999a, Hubbard et al. 2002, Smoluchowski 1981). Im Zentrum befindet sich ein dichter innerer Kern aus Gestein und Eisen, der vermutlich von Eis umschlossen ist. Diesen umgibt eine Hülle aus metallischem Wasserstoff, dessen hohe Leitfähigkeit die Aufrechthaltung eines Magnetfeldes durch Dynamoprozesse (Stevenson 2003, 1983, 1982a) ermöglicht. Diese Schicht aus metallischem Wasserstoff wird wiederum durch die atmosphärische sichtbare Hülle aus molekularem Wasserstoff und Helium umschlossen (Encrenaz 2005).

Die molekulare Atmosphäre reicht von der sichtbaren „Oberfläche“ bis zu der oberen radialen Grenze des metallischen Wasserstoffs. Die molekulare Hülle, die allgemein als homogen durchmischt angenommen wird, besteht hauptsächlich aus Wasserstoff ( $\approx 92\%$ ) und Helium ( $\approx 6\%$ ) mit Spuren von Ammonium, Methan und Wasser (Fortney und Hubbard 2003, Encrenaz 2005, Eshleman et al. 1987). Der relative Anteil von Helium in der molekularen Atmosphäre ist im Vergleich zur relativen Häufigkeit im protosolaren Nebel vermindert, was zu der Schlußfolgerung führt, daß sich das Helium in einer tieferliegenden Schicht angereichert hat (Guillot 1999b, Gudkova und Zharkov 1999). Die Untergrenze der molekularen Hülle wird bei etwa  $0.5 R_S$  vermutet (Spohn und Jaumann 2006, Smoluchowski 1981, Nellis 2000), wobei die Unterscheidung zwischen molekularer und metallischer

Hülle schwierig ist, da die Zustandsgleichungen und Phasendiagramme für die im Inneren der Planeten auftretenden hohen Drücke und hohen Temperaturen nicht genau bekannt sind, bzw. nur theoretisch vorhergesagt (Saumon und Guillot 2004), aber in den relevanten Druck- und Temperaturbereichen nicht experimentell verifiziert sind (Nellis 2000, Saumon und Guillot 2004, Saumon et al. 1992). Derzeit ist noch ungeklärt, ob der Übergang zwischen der molekularen und metallischen Phase des Wasserstoffs kontinuierlich verläuft, oder ob ein unstetiger Plasmaphasenübergang 1. Ordnung (*Plasma Phase Transition, PPT*), der mit einem Dichtesprung verbunden ist, stattfindet (Baraffe 2005). Dieser Plasmaphasenübergang wird theoretisch vorausgesetzt (Saumon und Chabrier 1992); da dieser Phasenübergang experimentell bisher nicht beobachtet wurde (Fortov et al. 2007), kann man vermuten, daß der unstetige Phasenübergang 1. Ordnung nicht existiert.

Dieser vorhergesagte Plasmaphasenübergang hat interessante Konsequenzen für den Wärmehaushalt des Saturn und damit auf die Aufrechterhaltung von Dynamoprozessen im Inneren des Planeten. Die Phasengrenze stellt nach Guillot (1999b) eine Entropiebarriere dar, die nicht durch Konvektion durchbrochen werden kann und somit die Regionen metallischen und molekularen Wasserstoffes scharf voneinander trennt.

Stevenson (1979, 1980) hat die Mischbarkeit von Helium in metallischem Wasserstoff untersucht: die begrenzte Löslichkeit von Helium in metallischem Wasserstoff führt zur Bildung von heliumreichen Tröpfchen, die so schnell anwachsen, daß sie unbeeinflusst von aufwärtsgerichteter Konvektion in Richtung des Gravitationszentrums fallen. Die potentielle Energie der Tröpfchen im Gravitationsfeld des Saturn wird auf dem Weg ins tiefere Innere durch viskose Wechselwirkung in Wärmeenergie umgewandelt. Dieser Prozess stellt eine zusätzliche Energiequelle dar, die notwendig ist, um die thermische Entwicklung des Saturn (Fortney und Hubbard 2003, Guillot 2005) und seine beobachtete Leuchtkraft (Hubbard et al. 1999, Stevenson 1982b,b, Grossman et al. 1980) erklären zu können. Um die gesamte Wärmeenergie des Saturn erklären zu können, benötigt man trotz des Differentiationsprozesses von Helium weiterhin den Beitrag der primordialen Wärme aus der Entstehungszeit des Planeten (Hubbard et al. 1999, Grossman et al. 1980).

Während der Wärmehaushalt der terrestrischen Planeten durch ihre primordiale Wärme, die aus der Differentiation während der Akkretionsphase stammt, bestimmt wird und ihre thermische Entwicklung, d.h. ihre Abkühlung aus einem heißen Ausgangszustand, dem möglichen Wärmefluß und der daraus resultierenden Kühlung bestimmt wird, benötigt der Saturn eine zusätzlich Wärme- bzw. Energiequelle, da die beobachtete Leuchtkraft nicht allein durch die thermische Entwicklung der primordialen Wärme aus der Kontraktions- oder Differentiationsphase erklärbar ist (z.B. Fortney und Hubbard 2003, Guillot 2005).

Die Hülle aus metallischem Wasserstoff ist auch die Region, die als Ort eines planetaren Dynamoprozesses vermutet werden kann, da hier konvektive Strömungen von gut leitfähigem metallischen Wasserstoff auftreten können (Stevenson 1983). Nellis (2000) hat diskutiert, daß sowohl die theoretisch vorhergesagte Leitfähigkeit von metallischem Wasserstoff (Saumon et al. 1995, Saumon und Guillot 2004, Stevenson und Salpeter 1977a,b) von etwa  $10^4 - 10^6$  S/m als auch die durch radiale Temperaturgradienten thermisch getriebene Konvektion innerhalb der metallischen Hülle ausreichend sind, um einen planetaren

Dynamo aufrechtzuerhalten, der die Stärke des beobachteten Magnetfeldes erklären kann.

Unterhalb der Dynamoregion, im Zentrum des Planeten, befindet sich vermutlich ein Kern aus Gestein und Metall, der von einer Eisschicht umgeben ist (Spohn und Jaumann 2006, Smoluchowski 1981, Stevenson 1982b). Modelle für den Aufbau der Gasplaneten erlauben zwar grundsätzlich, daß sowohl Saturn als auch Jupiter keinen Kern haben; dies wird jedoch allgemein als unwahrscheinlich betrachtet (Guillot 1999b). Denn betrachtet man die weithin akzeptierten Modelle der Planetenentstehung (Lissauer 2005, Weidenschilling 2005, Alibert et al. 2005, Hubickyj et al. 2005), die auch heute noch im Kern auf der Kant-Laplace-Hypothese (Kant 1798, Laplace 1813) einer Bildung aus solarem Urnebel beruhen, so kann man folgern, daß die Gasplaneten vermutlich einen zentralen Kern aus Silikaten, Metallen und Eis besitzen.

Der solare Nebel kollabierte zu einer zentralen Protosonne um die sich eine dünne Gasscheibe bildete. Während der anschließenden Abkühlungsphase der Gasscheibe kondensierten zunächst Silikate und Eisen, später auch volatilere Elemente, die Eis bildeten. Diese Bestandteile formten durch Agglomeration und Koagulation von Silikaten, Metallen und Eis immer weiter anwachsende Aggregate. Ab einer kritischen Größe bzw. Masse konnte auch gravitative Anziehung zur weiteren Masseanreicherung beitragen, bis planetesimale Körper etwa in der Größe der terrestrischen Planeten entstanden. Im äußeren Sonnensystem kann diese Masseanreicherung bis zu einer kritischen Masse von etwa  $10 - 20 M_E$  führen, die notwendig ist, um eine Helium-Wasserstoffatmosphäre aus dem protoplanetaren Nebel gravitativ zu binden und nach hydrodynamischer Kontraktion und anschließender Abkühlung mit einem vergrößerten Gravitationspotential weiteres Gas aus dem solaren Nebel zu akkretieren (*runaway-grow*) bis das Reservoir an protoplanetarem Material um die Bahn des Planeten erschöpft ist (z.B. Weidenschilling 2005, Goldreich et al. 2004, Pollack et al. 1996).

Nachdem zunächst einige interessante grundlegende Eigenschaften des Saturn, die im Zusammenhang mit der Saturnmagnetosphäre (Monde als Plasmaquelle, Lage der Dynamoregion) in einem weiteren Kontext dargestellt wurden, soll im Folgenden die Saturnmagnetosphäre beschrieben und mit anderen planetaren Magnetosphären verglichen werden. Hierzu gehört die Beschreibung des planetaren Magnetfeldes, sowie weitere signifikante Magnetfeldquellen, die die Konfiguration des magnetosphärischen Magnetfeldes maßgeblich bestimmen.

## 2.2 Die Magnetosphäre des Saturn

Die Sonne ist Ursprungsort einer kontinuierlichen Teilchenstrahlung, dem Sonnenwind, die durch einen Druckgradienten zwischen der Sonnenatmosphäre und dem interstellaren Raum getrieben wird. Diese stationäre Sonnenwindströmung wurde schon an Hand von Kometenbeobachtungen (Biermann 1951) vermutet und vorhergesagt. Parker (1958, 1960, 1965) nahm diese Hypothese Biermanns auf und formulierte als erster ein thermisch getriebenes gasdynamisches Modell für die Sonnenkorona als deren Ergebnis eine statische

radiale Strömung resultiert, die ab einem kritischen radialen Abstand von der Sonne von einer Unterschallströmung in eine Überschallströmung übergeht und die Geschwindigkeiten von etwa 500 km/s erreicht, die Biermann aus den Beobachtungen von Kometenschweifchen für die solare Korpuskularstrahlung abgeleitet hat.

Der Sonnenwind besteht hauptsächlich aus Protonen ( $\approx 96\%$ ), Anteilen von Heliumkernen ( $\approx 4\%$ ) und Spuren schwererer Elemente (z.B. Prössl 2001, Schwenn 1991). Das Sonnenwindplasma bildet ein elektrisch sehr gut leitfähiges Medium, in das das solare Magnetfeld eingebettet ist. Diese nahezu ideale Leitfähigkeit des Sonnenwindplasmas und das damit verbundene hydromagnetische Theorem (der idealen Magneto hydrodynamik) ist gleichbedeutend mit der Interpretation, daß sich der magnetische Fluß durch eine mit dem ideal leitfähigen Medium mitbewegte Referenzfläche nicht verändert, darin quasi „eingefroren“ (*frozen-in-theorem*) ist. In der Folge bedeutet dies, daß das solare Magnetfeld an das radial abströmende Sonnenwindplasma gebunden ist und dies auch bleibt, solange die elektrische Leitfähigkeit wie vorausgesetzt als nahezu unendlich groß betrachtet werden kann. Das solare Magnetfeld strömt also eingebunden in das Sonnenwindplasma ebenfalls radial von der Sonne ab. Die Überlagerung der radialen stationären Sonnenwindströmung mit der Rotationsbewegung der Sonne führt zu einer Krümmung der Magnetfeldlinien in Form einer archimedischen Spirale, da die mit dem Sonnenwind mitkonvektierten Magnetfeldlinien weiter mit ihren Fußpunkten in der rotierenden Sonnenoberfläche verankert sind. In der Folge geht das in Sonnennähe ursprünglich hauptsächlich radiale Magnetfeld für große Abstände von der Sonne in ein überwiegend azimuthales Magnetfeld über. An der Umlaufbahn der Erde hat der Sonnenwind typische Geschwindigkeiten von etwa  $v_{SW} \approx 450$  km/s, eine Anzahldichte von etwa  $n_{SW} \approx 5$  cm $^{-3}$  und die Magnitude des interplanetaren Magnetfeldes beträgt etwa  $B_{IMF} \approx 5$  nT. An der Umlaufbahn des Saturn ist die Sonnenwindgeschwindigkeit mit der an der Erdumlaufbahn vergleichbar, da die Geschwindigkeit des Sonnenwindes bis zur Neptunbahn nahezu unverändert ( $v_{SW} \sim r^0$ ) bleibt (vgl. Rucker 1997, Neubauer 1991). Die Dichte des Sonnenwindplasmas hingegen nimmt quadratisch mit der Entfernung von der Sonne ab ( $n_{SW} \sim r^{-2}$ ) und beträgt an der Umlaufbahn des Saturn nur noch etwa  $n_{SW} \approx 0.1$  cm $^{-3}$  (z.B. Dryer et al. 1973).

Ebenso verringert sich die Stärke des interplanetaren Magnetfeldes mit dem radialen Abstand von der Sonne; jedoch unterschiedlich stark für die radiale Komponente ( $B_{IMF,r} \sim r^{-2}$ ) und die azimuthale Komponente ( $B_{IMF,\phi} \sim r^{-1}$ ) des interplanetaren Magnetfeldes, so daß das interplanetare Magnetfeld für große radiale Abstände einer Parkerspirale entsprechend einen fast ausschließlichen azimuthalen Anteil mit einem Winkel von  $\phi \approx 84^\circ$  gegenüber dem Richtungsvektor, der radial von der Sonne zum Saturn weist, hat. An der Umlaufbahn des Saturn ist der Betrag des interplanetaren Magnetfeldes bei fast vollständiger azimuthaler Orientierung auf etwa  $B_{IMF} \approx 0.5$  nT abgefallen.

Die durch den Sonnenwind gebildete Überschallströmung kann sich nicht völlig ungehindert ausbreiten, denn die planetaren Körper im Sonnensystem stellen auf verschiedene Art und Weise Hindernisse für diese Strömung aus magnetischem Plasma dar. Dabei wirken nicht nur die planetaren Körper selbst als Hindernis für den Sonnenwind. Besonders die bei einigen Planeten vorhandenen planetaren Magnetfelder, die weit in die Umgebung ihres

Ursprungs hinausreichen, stellen eine Wechselwirkungsumgebung für den Sonnenwind dar, die bewirkt, daß der Sonnenwind und das in ihm eingebettete interplanetare Magnetfeld schon in einiger Entfernung vom Planeten auf charakteristische Weise verformt wird. Chapman und Ferraro (1931a,b) haben postuliert, daß der Sonnenwind das Erdmagnetfeld in Form eines Hohlraums (*geomagnetic cavity*<sup>1</sup>), der durch das Dipolfeld der Erde im Sonnenwind erzeugt wird, umströmt, wobei sich der irreführende Begriff Hohlraum darauf bezieht, daß das Plasma des Sonnenwindes nur mit geringer Effizienz in diesen Hohlraum eindringen kann (Neubauer 1991), denn Magnetosphären enthalten nennenswerte Mengen an Plasma und Neutralgas aus verschiedenen Quellen innerhalb und außerhalb der Magnetosphäre (Bagenal 1992). Chapman und Ferraro (1931a) gingen jedoch noch nicht von einer kontinuierlichen Plasmaströmung aus, sondern sahen in einem sporadisch auftretenden Sonnenwind die Ursache für geomagnetische Stürme (vgl. Stern 2002). Der Begriff der Magnetosphäre für diesen Hohlraum im Sonnenwindplasma wurde jedoch erst von Gold (1959) für die Region oberhalb der Ionosphäre, innerhalb der das Erdmagnetfeld einen dominierenden Einfluß auf die Bewegung von ionisiertem Gas und geladenen Teilchen hat, vorgeschlagen. Baumjohann (1991) definiert eine Magnetosphäre mit Bezug auf die Erde als einen mit heißem, dünnen Plasma gefüllten Hohlraum, der von einem dichten kalten Sonnenwind mit Überschallgeschwindigkeit umströmt wird. Die Definition von Gold (1959) setzt voraus, daß es ein planetares Magnetfeld und eine Ionosphäre, also eine planetare Atmosphäre, gibt. Obwohl der Saturn beide Bedingungen erfüllt, denn der Saturn verfügt über ein signifikantes in seinem Inneren erzeugtes planetares Magnetfeld (z.B. Smith et al. 1980, Connerney et al. 1983) und als Gasriese sogar über eine ausgeprägte Atmosphäre, die die Ausbildung einer Ionosphäre (z.B. Kaiser et al. 1984, Majeed und McConnell 1991, Nagy et al. 2006) erlaubt, ist es hilfreich den Begriff der Magnetosphäre zu erweitern und als Magnetosphäre im weiteren Sinne ein Wechselwirkungsgebiet des Sonnenwindes mit einem planetaren Körper zu verstehen. Blanc et al. (2002) definieren eine „intrinsische Magnetosphäre“ als ein Wechselwirkungsgebiet, das durch die Wechselwirkung eines planetaren intrinsischen Magnetfeldes mit einer Plasmaströmung gebildet wird. Durch einen derart erweiterten Magnetosphärenbegriff wird eine allgemeinere Behandlung der Wechselwirkungsstrukturen und eine Klassifizierung von Magnetosphären ermöglicht. Neben den intrinsischen Magnetosphären (Erde, Saturn, Jupiter), also den Magnetosphären im eigentlichen Sinne, deren Wechselwirkungsregion durch das planetares Magnetfeld dominiert wird, kann man noch induzierte Magnetosphären klassifizieren, die magnetosphärenähnliche Strukturen z.B. durch Wechselwirkung der Ionosphären (Venus im Sonnenwind, Titan innerhalb des korotierenden Plasmas der Saturnmagnetosphäre) mit dem anströmenden magnetischen Plasma aufbauen und planetare Körper (Asteroiden, Erdmond), die nur minimale Wechselwirkungen mit dem Sonnenwind zeigen und keine ausgeprägten Wechselwirkungsgebiete ausbilden.

Eine historische Einführung in die Magnetosphärenphysik ist bei Stern (1989, 1996)

<sup>1</sup>Chapman und Ferraro (1931a) verwenden selbst ursprünglich den Begriff *hollow*, der in Chapman und Ferraro (1931b) bildhaft konkretisiert wird: „An open hollow is thus “carved” in the stream by the geomagnetic field“

zu finden. Eine umfangreich aktuelle Übersicht über die Eigenschaften der verschiedenen Magnetosphären im Sonnensystem gibt Blanc et al. (2005). Bagenal (1992) gibt einen schwerpunkthaften Überblick über die Magnetosphären der vier Riesenplaneten Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun, während sich Blanc et al. (2002) einer eingehenden Beschreibung der Saturnmagnetosphäre und offenen Fragestellungen, die durch die CASSINI-Mission am Saturn geklärt werden sollen, widmet.

Was bestimmt nun die Konfiguration und Wechselwirkungsstrukturen der einzelnen Planetenmagnetosphären und wie läßt sich die Saturnmagnetosphäre im Vergleich mit der Erdmagnetosphäre, der am besten untersuchten Magnetosphäre in unserem Sonnensystem, und der Magnetosphäre des dem Saturn strukturell sehr ähnlichen Jupiters einordnen?

Die Größe einer Magnetosphäre ist sicher eines der augenfälligsten Merkmale. Die Dimension einer Magnetosphäre ergibt sich aus der Betrachtung eines Druckgleichgewichtes aus dem dynamischen Druck des anströmenden Sonnenwindes und dem ihm entgegenstehenden magnetischen Druck des planetaren Magnetfeldes. Die freie Grenzfläche entlang dieses Druckgleichgewichtes begrenzt die planetare Magnetosphäre nach Außen und wird entsprechend Magnetopause genannt. Die Verbindungslinie zwischen dem Planeten und der Sonne schneidet die Magnetopause im sog. subsolaren Punkt. Der Abstand des subsolaren Punktes vom Saturnzentrum beträgt etwa  $R_{S,S} \approx 19 - 26 R_S$ . Im Vergleich zur Erdmagnetosphäre, deren subsolarer Punkt bei etwa  $R_{S,S} \approx 10 R_E$  liegt, hat die Saturnmagnetosphäre eine beeindruckende absolute Größe, da mit zunehmender Entfernung von der Sonne ein geringerer magnetischer Gegendruck nötig ist, um eine bestimmte Magnetosphärengröße auszubilden. Bei relativer Betrachtung im Vergleich mit dem Planetenradius ist die Saturnmagnetosphäre jedoch gerade einmal um einen Faktor zwei größer als die Erdmagnetosphäre, da das äquatoriale Magnetfeld im Abstand von  $1 R_S$  mit einem Betrag von  $B_{S,\hat{A}q} = 21\,000$  nT erstaunlich klein und mit dem äquatorialen Magnetfeld der Erde bei  $1 R_E$  vergleichbar ist. Das starke Magnetfeld des Jupiter, das an seinem Äquator mit einer Stärke von  $B_{J,\hat{A}q} = 428\,000$  nT etwa zwanzigmal größer ist als das äquatoriale Saturnmagnetfeld, führt dazu, daß die Jupitermagnetosphäre nicht nur absolut, sondern auch relativ zum Planetenradius die größte Magnetosphäre im Sonnensystem ausbildet. Die Lage des subsolaren Punktes der Jupitermagnetosphäre ist dabei mit  $R_{S,S} \approx 45 - 100 R_J$  sehr variabel.

Da die Konfiguration der Magnetosphäre im wesentlichen von der Struktur und Stärke des magnetosphärischen Magnetfeldes, das sich aus verschiedenen Quellen zusammensetzt, sowie von der Zusammensetzung, der Dichte, der Energie und der Dynamik des Plasmas, das diese Magnetosphäre erfüllt, abhängt, wird im Folgenden ein Überblick über die Quellen des magnetosphärischen Magnetfeldes und deren Besonderheiten gegeben und ein Überblick über die Zusammensetzung und Verteilung des magnetosphärischen Plasmas in der Saturnmagnetosphäre vermittelt.

### 2.2.1 Das Magnetfeld des Saturn

Das Magnetfeld der Erde wurde über viele Jahrhunderte lang untersucht (Stern 2002) und ist in seiner Gestalt und zeitlichen Entwicklung gut bekannt. Die Ursache des Erdmagnetfeldes sind komplexe dynamische Systeme im flüssigen Erdkern, die dort einen Dynamoprozeß aufrechterhalten (z.B. Busse 1983, Stevenson 2003, 1983). Ob es analoge Dynamoprozesse auch bei anderen Planeten gibt, war bis 1955 nicht bekannt. Burke und Franklin (1955) haben aus der Beobachtung von langwelliger Radiostrahlung, die dem Planeten Jupiter zugeordnet wurde, auf die Existenz eines planetaren Magnetfeldes geschlossen. Die Raumsonden PIONEER 10 und PIONEER 11 haben in den Jahren 1974 und 1975 die ersten in-situ Messungen des Jupitermagnetfeldes geliefert (z.B. Smith et al. 1974, Jones et al. 1974, Acuña und Ness 1975, Smith et al. 1975). Die Raumsonde PIONEER 11 war es auch, die als erste im Jahr 1980 das Magnetfeld des Saturn gemessen hat (Acuña et al. 1980, Acuña und Ness 1980). Im Gegensatz zum Jupiter konnten vor dem Vorbeiflug von PIONEER 11 keine Anzeichen für ein planetares Magnetfeld des Saturn abgeleitet werden. Zwar werden auch innerhalb der Saturnmagnetosphäre vergleichbare langwellige Radioemissionen erzeugt (Desch und Kaiser 1981), deren Frequenzen lassen aber eine Ausbreitung durch die Ionosphäre der Erde nicht zu (*cut-off*) und eine Messung der aus der Saturnmagnetosphäre emittierten Radiostrahlung am Erdboden ist somit nicht möglich. Die Entdeckung des Saturnmagnetfeldes war daher von dem Vorbeiflug eines Satelliten und der in-situ Messung des Magnetfeldes bzw. der Beobachtung von Radioemissionen außerhalb der irdischen Ionosphäre abhängig.

Den Saturn haben zuerst die Satelliten PIONEER 11 im Jahr 1980, VOYAGER 1 im Jahr 1980 und VOYAGER 2 im Jahr 1981 während eines Vorbeifluges besucht. Danach sollte es noch weitere 23 Jahre dauern, bevor mit dem Satelliten CASSINI erneut ein Raumfahrzeug den Planeten Saturn erreicht und diesen sogar in einer Umlaufbahn für einen längeren Zeitraum umrundet.

Die Messungen aus dem Vorbeiflug des Satelliten PIONEER 11 zeigten ein vorwiegend dipolares und rein axialsymmetrisches Magnetfeld, das durch einen Dipol mit einem Dipolmoment<sup>2</sup> von etwa  $M \approx 21\,000 \text{ nT R}_S^3$  beschrieben werden kann, der leicht nach Norden aus dem Mittelpunkt des Planeten verschoben ist (Smith et al. 1980, Acuña et al. 1980, 1981).

Eine der erstaunlichsten Entdeckungen im Zusammenhang mit den ersten Messungen des Saturnmagnetfeldes aber war die fast perfekte Übereinstimmung der Orientierung der Dipolachse und der Rotationsachse des Planeten. Die Vorbeiflüge der beiden VOYAGER-Sonden bestätigten die Eigenschaften des Saturnmagnetfeldes, wobei die Abdeckung hoher nördlicher und südlicher planetarer Breiten durch die Satellitentrjektorien zu Magnetfeldmessungen führte, die zusätzlich zur Beschreibung durch ein axialsymmetrisches Dipolfeld einen axialsymmetrischen zonalen Term der Ordnung 3 erforderten, um das durch die

<sup>2</sup>Das magnetische Dipolmoment (Strom · Fläche) hat die SI-Einheit Am<sup>2</sup>. In der Geophysik und Planetologie wird auch die mit  $\mu_0/(4\pi) = 10^{-7} \text{ Tm A}^{-1}$  multiplizierte Größe als magnetisches Dipolmoment bezeichnet. Dieses Moment wird in der SI-Einheit Tm<sup>3</sup> angegeben (vgl. Spohn 1997, S.700).

beiden VOYAGER-Satelliten gemessene Magnetfeld qualitativ ausreichend zu beschreiben.

Die aktuellen Messungen des Saturnmagnetfeldes durch CASSINI haben gezeigt, daß das Magnetfeld des Saturn in den letzten Jahren im Rahmen der Messgenauigkeit keine signifikante Veränderung erfahren hat. Sowohl die Stärke des planetaren Magnetfeldes als auch die bemerkenswerte parallele Ausrichtung von Rotationsachse und Dipolachse weisen keine Veränderung auf (Dougherty et al. 2005).

Die Kenntnis der globalen Magnetfeldstruktur ist grundlegend für das Verständnis von Magnetfeldmessungen und Plasmadaten innerhalb planetarer Magnetosphären und deren Variabilität. Die Magnetfeldmeßgeräte an Bord von Satelliten messen hierbei nur lokale Magnetfelder, so daß zeitliche und räumliche Variationen durch die Messungen eines Satelliten nicht voneinander zu unterscheiden sind, da sich der Satellit stets in Bewegung befindet.

Physikalisch sinnvolle Magnetfeldmodelle sind daher eine wichtige Grundlage um lokale Messungen zu extrapolieren und einen Schätzer für die globale Struktur des Magnetfeldes zu erhalten. Für die Modellierung des magnetosphärischen Magnetfeldes sind daher Modelle des internen planetaren Magnetfeldes und Modelle für die Magnetfeldbeiträge externer Quellen notwendig. Die Anpassung existierender Magnetfeldmessungen in der Umgebung des Saturn an eine Kugelflächenfunktionsentwicklung des Magnetfeldes führte zu verschiedenen Modellen des planetaren Magnetfeldes: dem  $P_{11}$ -Modell auf Grundlage der Messungen von PIONEER 11 (Acuña et al. 1980, Smith et al. 1980, Acuña und Ness 1980), dem  $Z_3$ -Modell (Acuña et al. 1983, Connerney et al. 1983, 1984) auf Grundlage der Messungen beider VOYAGER-Satelliten, das dem axialsymmetrischen Dipolfeld einen weiteren Term für einen zonalen Oktupolbeitrag hinzufügt, und dem SPV-Modell (Connerney et al. 1984, Davis und Smith 1990, Connerney 1993), das auf den kombinierten Messungen des PIONEER 11-Satelliten und beider VOYAGER-Vorbeiflüge beruht. Giampieri und Dougherty (2004b) haben eine Neumodellierung des Saturnmagnetfeldes unter Annahme einer veränderten Rotationsperiode (Galopeau et al. 1995) durchgeführt. Dougherty et al. (2005) haben auf Grundlage von Magnetfeldmessungen des CASSINI-Satelliten ein Modell für das planetare Magnetfeld vorgeschlagen, das rein axialsymmetrisch ist und zonale Term bis zum Grad  $n=3$  aufweist.

Die Messungen aller Vorbeiflüge vor der Ankunft von CASSINI am Saturn zeigten deutliche Anzeichen für die Existenz eines Ringstromes, der zunächst analog zur Magnetscheibe (*magnetodisc*) am Jupiter (Smith et al. 1974) auf Grundlage von PIONEER 11-Messungen durch Connerney et al. (1981a) und von VOYAGER-Messungen (Connerney et al. 1983) modelliert wurde. Bunce und Cowley (2003) und Giampieri und Dougherty (2004a) haben verschiedene Modelle des Ringstromes auf Grundlage der verfügbaren Magnetfelddaten der verschiedenen Vorbeiflüge vorgestellt und Bunce et al. (2007, 2008) haben auf Grundlage von Magnetfeldmessungen durch CASSINI Modelle für den Ringstrom mit zeitlich veränderlichen Ringstromparametern entwickelt. Arridge et al. (2008) haben zusätzlich die Lokalzeitabhängigkeit der äquatorialen Stromschicht untersucht, die sich für radiale Abstände von  $20 - 30 R_S$  an den Ringstrom anschließt.

Die Beschreibung des planetaren Magnetfeldes und des Ringstroms führten unmittelbar

nach den ersten Messungen zur Entwicklung von weitergehenden Magnetosphärenmodellen.

Behannon et al. (1981) haben das erste globale Magnetfeldmodell für den Saturn beschrieben, das aus einem Dipolfeld und einem Ringstrom bzw. einer Stromschicht analog zu Connerney et al. (1981a) besteht. Behannon et al. (1981) berücksichtigen die Beiträge von Magnetopausenströmen durch Spiegeldipole und die Magnetfeldbeiträge von Strömen im Schweif der Magnetosphäre durch eine Anordnung von parallelen Linienströmen innerhalb des Magnetosphärenschweifes.

Ein weitgehendes, in der Literatur nur wenig beachtetes, Magnetosphärenmodell wird durch Beard und Gast (1987) mit der Zielsetzung die Modellierung des internen planetaren Magnetfeldes zu verbessern beschrieben. Der Magnetfeldbeitrag der Magnetopausenströme wird bei Beard und Gast (1987) durch eine Kugelflächenfunktionsentwicklung beschrieben und der Ringstrom wird durch eine äquatoriale Stromschicht konstanter Schichtdicke und einer radialen Abhängigkeit der Stromdichte ( $j(r) = A_1 r^{-1} + A_2 r^{-2}$ ) beschrieben. Das Modell von Beard und Gast (1987) führt zu dem gleichen Gesamtstrom von etwa 10 MA in der Stromschicht wie das Modell von Connerney et al. (1983), zeigt aber nicht die bei Connerney et al. (1983) auftretende Unstetigkeitsstelle an der inneren Begrenzung des Ringstromes.

Maurice und Engle (1995) modellieren die Magnetosphäre auf Grundlage eines rein axialsymmetrischen Dipolfeldes und des von Connerney et al. (1983) beschriebenen Ringstromes. Hinzu kommt eine von Mead und Beard (1964) beschriebene Methode, die es erlaubt selbstkonsistent gleichzeitig die Form der Magnetopause und die damit verbundene Stromverteilung zu bestimmen, deren Magnetfeldbeitrag in Kugelflächenfunktionen entwickelt wird.

Bunce und Cowley (2003) und Cowley und Bunce (2003) haben ausgehend von den für die Erdmagnetosphäre entwickelten globalen Magnetfeldmodellen (Tsyganenko 1995) eine Anpassung der zugehörigen Modellparameter für den Saturn vorgenommen, mit der Zielsetzung, die Ursache von beobachteten azimutalen Magnetfeldbeiträgen in der Saturnmagnetosphäre zu untersuchen. Der Dst-Index, der die Magnetfeldstörung durch den Ringstrom am Erdboden beschreibt, wird hierbei so gewählt, daß er den Magnetfeldbeitrag des Ringstromes im Zentrum des Saturns beschreibt. Für die Koeffizienten des internen Magnetfeldes werden hierbei nur die zonalen Koeffizienten des SPV-Modells von Connerney et al. (1983) verwendet. Für diese heuristische Anpassung des magnetosphärischen Magnetfeldes liegen derzeit allerdings keine Aktualisierungen unter Verwendung von Magnetfelddaten des CASSINI-Satelliten vor.

Die bisherigen Magnetfeldmodelle sind in ihrer Aussagekraft eingeschränkt, da die Trajektorien von PIONEER 11, VOYAGER 1 und VOYAGER 2 nur eine geringe Abdeckung der planetaren Breiten aufweisen und nur Lokalzeiten zwischen 04:30 Uhr und 13:00 Uhr überstrichen werden, wodurch Lokalzeitasymmetrien z.B. des Ringstromes nicht erfasst werden können. Ferner zeigte keiner der bisherigen Vorbeiflüge einen Durchgang durch die Regionen des Magnetosphärenschweifes. Aus den Messungen des Satelliten CASSINI wurden bisher keine vollständigen Magnetosphärenmodelle, in denen einzelne Beiträge zum

magnetosphärischen Magnetfeld getrennt dargestellt werden, abgeleitet. Für das interne Magnetfeld des Saturn existiert eine Kugelflächenfunktionsentwicklung (Dougherty et al. 2005) mit einem Vergleich der auf Grundlage aller bisherigen Vorbeiflüge gewonnenen Gauß-Koeffizienten und einer Beschreibung des Ringstrombeitrages zum magnetosphärischen Magnetfeld mit variablen Ringstromparametern für eine große Anzahl der durch CASSINI abgedeckten Umlaufbahnen (Bunce et al. 2007, 2008). Eine Modellierung der Magnetopausenströme, von Schweifströmen und feldparallelen Birkelandströmen und deren jeweilige Beiträge zum magnetosphärischen Magnetfeld auf Grundlage von aktuellen Magnetfeldmessungen durch CASSINI existieren zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht. Daher werden im folgenden nur das planetare Magnetfeld und der Ringstrom beschrieben. Zusätzlich wird die grundsätzliche Bedeutung von feldparallelen Stromsystemen in der Saturnmagnetosphäre als Mechanismus zum Transport von Drehimpuls aus der Atmosphäre bzw. Ionosphäre des Saturn in das magnetosphärischen Systems kurz dargestellt.

### 2.2.1.1 Das interne Magnetfeld des Saturn

Das interne Magnetfeld des Saturn wird durch magneto-hydrodynamische Prozesse in der Region metallischen Wasserstoffs tief im Inneren des Planeten erzeugt. Eine Übersicht über die Funktionsmechanismen planetarer Dynamos geben Stevenson (1983), Busse (1983) und Cowling (1981) während Stevenson (1982a) die Erzeugung rein axialsymmetrischer Magnetfelder durch Dynamoprozesse beschreibt und Christensen und Wicht (2008) die Anwendung der bestehenden Dynamotheorie auf den Saturn mit seinem axialsymmetrischen Dipolmagnetfeld diskutieren.

Das beobachtete Magnetfeld kann als Summe von Feldbeiträgen verschiedener Quellen betrachtet werden, bei dem der Beitrag des planetaren Dynamos in der Nähe des Planeten deutlich überwiegt. Unter der Annahme, daß lokal keine Ströme fließen, kann das Magnetfeld als Gradient  $\mathbf{B} = -\nabla V$  eines skalaren Potentials  $V$  ausgedrückt werden (z.B. Kertz 1992a, Spohn 1997). Das Potential  $V$  kann als Reihe von Kugelflächenfunktionen entwickelt werden und nimmt bei Quellen, die ausschließlich innerhalb des Radius  $R_S$  liegen, die Form

$$V(r, \vartheta, \varphi) = R_S \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left\{ P_n^m(\cos \vartheta) \left( \frac{R_S}{r} \right)^{n+1} (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) \right\} \quad (2.1)$$

an, mit dem Äquatorradius  $R_S$  des Planeten, den nach Schmidt quasi-normierten assoziierten Legendrepoly-nomen  $P_n^m(\cos \vartheta)$  vom Grad  $n$  und der Ordnung  $m$  und den Koeffizienten der Kugelflächenfunktionsentwicklung  $g_n^m$  und  $h_n^m$ , die bereits in der von Gauß (1839) entwickelten mathematischen Beschreibung des Erdmagnetfeldes durch Kugelflächenfunktionen mit den gleichen Buchstaben versehen wurden und Gauß zu Ehren auch Gaußkoeffizienten genannt werden.

Das zugehörige Magnetfeld  $\mathbf{B}(r, \vartheta, \varphi)$  zum Potential  $V$  erhält man durch partielle

Ableitung des Potentials  $V$  für jede Komponente in Kugelkoordinaten:

$$B_r = -\frac{\partial}{\partial r} V(r, \vartheta, \varphi) \quad (2.2)$$

$$B_\vartheta = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \vartheta} V(r, \vartheta, \varphi) \quad (2.3)$$

$$B_\varphi = -\frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \varphi} V(r, \vartheta, \varphi) \quad (2.4)$$

Für rein axialsymmetrische Felder, die also unabhängig vom Azimutwinkel  $\varphi$  sind, müssen nur noch die zonalen Terme mit  $m = 0$  der Kugelflächenfunktionsentwicklung berücksichtigt werden. Da sowohl die Summe über  $m$  verschwindet und nur noch die  $g_n^0$  Terme erhalten bleiben vereinfacht sich das Potential für eine rein zonale Entwicklung zu

$$V(r, \vartheta, \varphi) = R_S \sum_{n=1}^{\infty} P_n^0(\cos \vartheta) \left(\frac{R_S}{r}\right)^{n+1} g_n^0 \quad (2.5)$$

und das daraus abgeleitete Magnetfeld  $\mathbf{B}$  vereinfacht sich entsprechend. Für ein zonales Magnetfeld bis zum Grad  $n = 3$  erhält man daher:

$$B_r = \sum_{n=1}^3 (n+1) \left(\frac{R_S}{r}\right)^{n+2} g_n^0 P_n^0(\cos \vartheta) \quad (2.6)$$

$$B_\vartheta = -\sum_{n=1}^3 (n+1) \left(\frac{R_S}{r}\right)^{n+2} g_n^0 \frac{\partial}{\partial \vartheta} P_n^0(\cos \vartheta) \quad (2.7)$$

$$B_\varphi = 0 \quad (2.8)$$

mit den quasi-normierten zugeordneten Legendrepolyomen  $P_1^0 = \cos \vartheta$ ,  $P_2^0 = \frac{1}{2} \cdot (3 \cos^2 \vartheta - 1)$  und  $P_3^0 = \frac{1}{2} \cdot (\cos^3 \vartheta - 3 \cos \vartheta)$ .

Die Messungen des Saturnmagnetfeldes durch den Satelliten CASSINI haben bisher nur eine neue Anpassung der Kugelflächenfunktionsentwicklung durch Dougherty et al. (2005) geliefert. Dougherty et al. (2005) verwenden für die Anpassung Daten aus dem ersten Orbit von CASSINI um den Saturn bei Ankunft am Planeten, so daß die Messung in der räumlichen Abdeckung den bisherigen Vorbeifügen der vorherigen Satelliten vergleichbar ist. PIONEER 11, VOYAGER 1 und VOYAGER 2 durchflogen während der Annäherung an den Planeten alle einen Lokalzeitbereich um 12:00 Uhr und PIONEER 11 und VOYAGER 1 verließen den Planeten im Bereich um 06:00 Uhr Lokalzeit. CASSINI näherte sich bei seiner Ankunft am Saturn in einem Lokalzeitbereich um 03:00 Uhr an und verließ die Magnetosphäre nach der ersten Annäherung an den Planeten bei einer Lokalzeit von etwa 07:00 Uhr und bei hohen südlichen Breiten; vergleichbar mit dem Vorbeiflug von VOYAGER 2. Für die Anpassung der Kugelflächenfunktionsentwicklung des internen Magnetfeldes durch Dougherty et al. (2005) wurden Magnetfelddaten aus der inneren Magnetosphäre mit radialen Abständen nicht größer als  $r \leq 8 R_S$  ausgewählt und an ein explizit axialsymmetrisches Magnetfeldmodell angepasst, das ausschließlich zonale Koeffizienten bis zum Grad 3

Gaußkoeffizient	Cassini	SPV	Z3	GD
$g_1^0$	21084	21225	21248	21232
$g_2^0$	1544	1566	1613	1563
$g_3^0$	2150	2332	2683	2821

Tabelle 2.1: Zonale Koeffizienten der Kugelflächenfunktionsentwicklung des Saturnmagnetfeldes für alle bisher verfügbaren Anpassungen bezogen auf einen planetaren Äquatortoradius von  $R_S = 60268$  km. (Bem.: Das GD-Magnetfeldmodell enthält auch nicht-axialsymmetrische Terme bis zum Grad 3.)

enthält. Externe Beiträge werden in dieser Anpassung durch einen mit drei Parametern beschriebenen axialsymmetrischen Ringstrom (Giampieri und Dougherty 2004a) berücksichtigt. Die von Dougherty et al. (2005) gefundenen zonalen Gaußkoeffizienten  $g_1^0$ ,  $g_2^0$  und  $g_3^0$  sind im Vergleich mit denen des  $Z_3$ -Magnetfeldmodells von Connerney et al. (1983), dem SPV-Magnetfeldmodell von Acuña et al. (1983) und dem GD-Magnetfeldmodell von Giampieri und Dougherty (2004a) in Tabelle 2.1 angegeben.

Der Quotient  $g_2^0/(2g_1^0)$  kann als nordwärtige Verschiebung eines äquivalenten Dipols interpretiert werden und entspricht mit den von Dougherty et al. (2005) ermittelten Werten einer Verschiebung von  $0.037 R_S$ , was mit den Verschiebungen des SPV-Modells ( $0.037 R_S$ ), des  $Z_3$ -Modells ( $0.038 R_S$ ) und des GD-Modells ( $0.037 R_S$ ) in guter Übereinstimmung steht. Der magnetische Äquator und der Rotationsäquator fallen durch diese nordwärtige Verschiebung nicht exakt zusammen, d.h. sie liegen nicht in einer Ebene, sind aber parallel zueinander, so daß weiterhin Rotationssymmetrie besteht.

Die bemerkenswerteste Eigenschaft des Saturnmagnetfeldes ist die ausgeprägte Axialsymmetrie, die durch alle bisherigen Magnetfeldmessungen inklusive denen der CASINI-Sonde bestätigt wird. Bemerkenswert insofern, als der Saturn der einzige Planet ist, dessen Rotations- und Dipolachse nicht mehr als  $1^\circ$  voneinander abweichen (z.B. Smith et al. 1980). Desweiteren kann nach dem Cowling-Theorem (Cowling 1933, 1968, Hide und Palmer 1982) ein rein axialsymmetrisches Magnetfeld nicht durch einen sich selbst erhaltenden Dynamoprozess aufrechterhalten werden. Was ist nun aber die Ursache der beobachteten Axialsymmetrie des Saturnmagnetfeldes? Acuña et al. (1983) weisen auf paläomagnetische Untersuchungen von Hoffman (1977) und Hoffman und Fuller (1978) hin, die andeuten, daß Axialsymmetrie ein Merkmal für Feldumkehrprozesse des Erdmagnetfeldes sei. Diese zur damaligen Zeit verbreitete Hypothese einer rein zonalen Magnetfeldkonfiguration während einer Magnetfeldumkehr wird durch neuere paläomagnetische Messungen jedoch nicht weiter unterstützt (Bogue 1991, Bogue und Merrill 1992, Merrill und McFadden 1999). Acuña et al. (1983) nehmen diese Hypothese als Grundlage dafür, darüber zu spekulieren, ob die vorhandenen Messungen des Saturnmagnetfeldes auf eine Umkehr des Magnetfeldes hindeuten könnten und sehen ihre Überlegungen durch das beobachtete ausgeprägte Quadrupolmoment unterstützt, da nach Modellierungen von Williams und Fuller (1981) während einer Umkehrung des Magnetfeldes die magnetische Energie des dipolaren Hauptfeldes in die Magnetfeldbeiträge höherer Ordnungen umver-

teilt wird. Davis und Smith (1990) haben als weiteren – wenn auch als unwahrscheinlich erachteten – Erklärungsversuch angeführt, daß der Dynamoprozeß des Saturns zum Erliegen gekommen sein könnte und die nicht-axialsymmetrischen Magnetfeldanteile schneller abgeklungen sind als die axialsymmetrischen Magnetfeldbeiträge. Hathaway und Dessler (1986) haben die Magnetfeldumkehr für Saturn und Jupiter modelliert und Zeitskalen für eine quasiperiodische Feldumkehr von etwa 100 a abgeschätzt. Die Messungen von CASSINI und die Modellanpassungen von Dougherty et al. (2005) wiesen bei Ankunft am Saturn und während des bisherigen Missionsverlaufes aber keine Anzeichen für eine Säkularvariation des Saturnmagnetfeldes auf, so daß diese als unwahrscheinlich erachtete Erklärung ausgeschlossen werden kann.

Eine weitere Erklärung für das beobachtete axialsymmetrische Magnetfeld durch eine Abschirmung von nicht-zonalen Termen oberhalb der Dynamoregion wurde von Stevenson (1982a) vorgeschlagen. Denn das Cowling-Theorem gilt zwar uneingeschränkt für das Magnetfeld innerhalb der Dynamoregion, nicht aber für das beobachtete Magnetfeld außerhalb der leitfähigen Region, in der es erzeugt wird.

Stevenson (1982a) schlägt daher vor, daß sich oberhalb der eigentlichen Dynamoregion eine flüssige und gut leitfähige Kugelschale befindet, die symmetrisch zur Rotationsachse des Saturn differentiell rotiert. Diese leitfähige Schale kann nicht-axialsymmetrische Komponenten des Magnetfeldes durch einen dem Skin-Effekt analogen Mechanismus in radialer Richtung dämpfen. Denn im Bezugssystem eines mit der differentiell rotierenden Schale mitbewegten Beobachters würde dieser zeitunabhängige axialsymmetrische Komponenten und variable nicht-axialsymmetrische Komponenten auf Zeitskalen in der Größenordnung der differentiellen Rotationsperiode beobachten. Diese variablen nicht-axialsymmetrischen Komponenten werden dann durch den Skin-Effekt innerhalb der differentiell rotierenden Schale gedämpft.

Die gegenüber Konvektion stabile Kugelschale oberhalb der Dynamoregion wirkt demnach als Frequenzfilter, der schnelle variable Feldkomponenten unterdrückt. Die räumlichen Skalenlängen des Magnetfeldes stehen in Beziehung zu dessen Zeitvariabilität. Höhere Multipolanteile zeigen die Eigenschaft zeitlich schneller veränderlich zu sein als Magnetfeldbeiträge niedriger Multipolmomente, mit der Konsequenz, daß die höheren Multipolanteile stärker durch den Skin-Effekt in der leitfähigen nichtkonvektiven Schale um die Dynamoregion gedämpft werden. Während ein solcher „passiver Skin-Effekt“ für eine rotierende leitfähige Kugelschale um die Dynamoregion die Bevorzugung großer Skalenlängen an deren Oberfläche erklären kann, reicht dies allein für die Bevorzugung der zonalen Magnetfeldanteile nicht aus. Die zusätzliche differentielle Rotation der Kugelschale führt zu einer Unterdrückung der nicht-zonalen Magnetfeldanteile und wird durch aktuelle numerische Modelle (Christensen und Wicht 2008) bestätigt. Der axialsymmetrische Anteil des Magnetfeldes bleibt auch in einem differentiell rotierenden Bezugssystem stationär und wird somit nicht durch einen Skin-Effekt beeinflusst.

Ein derartiger Mechanismus steht nicht im Widerspruch zum Cowling-Theorem, da die nicht-axialsymmetrischen Terme innerhalb der Dynamoregion nicht verschwinden, sondern außerhalb der Dynamoregion lediglich stark gedämpft werden. Stevenson (1982a)

schlägt weiter vor, daß Scherströmungen in der als Modenfilter wirkenden leitfähigen Kugelschale zu einer weiteren Dämpfung der nicht-axialsymmetrischen Magnetfeldkomponenten führen. Auf diese Weise kann nicht nur die bemerkenswerte Axialsymmetrie des beobachteten Magnetfeldes erklärt werden, sondern auch die geringe Abweichung der Dipolachse von der Rotationsachse.

Die leitfähige Kugelschale oberhalb der Dynamoregion ist nach Stevenson (1982a) ein Resultat der begrenzten Löslichkeit von Helium in metallischem Wasserstoff (Stevenson 1980), durch die das Helium mit dem metallischen Wasserstoff eine inhomogene, stabil geschichtete Region bildet, die großskalige Konvektion oberhalb und unterhalb dieser Schicht erlaubt, nicht aber durch sie hindurch, was zu einer Abgrenzung sowohl zur tieferliegenden Dynamoregion als auch zur atmosphärischen Hülle führt. Die erforderliche differentielle Rotation dieser Hülle wird nach Stevenson (1982a) durch thermische Winde verursacht, die durch meridionale Temperaturdifferenzen vom Äquator zum Pol getrieben werden. Stevenson (1982a) schätzt in seinen Überlegungen weiterhin ab, daß die Neigung der Rotationsachse des Saturn zu seiner Bahnebene um die Sonne zu Jahreszeiteffekten bei den thermisch getriebenen Windsystemen führt, die auf einer Zeitskala von etwa 10 a ins Innere des Saturn propagieren und Störungen des großräumigen Konvektionsmusters die vorgeschlagene Symmetrie stören. Die beobachtete maximale Abweichung der Dipolachse des Magnetfeldes von der Rotationsachse des Planeten wäre dann nach Stevenson (1982a) ein Maß für die Nicht-Axialsymmetrie des zugrundeliegenden Strömungsfeldes, das die differentielle Rotation der leitfähigen Kugelschale oberhalb der Dynamoregion antreibt.

Der von Stevenson (1982a) vorgeschlagene Mechanismus zur Dämpfung von nicht-axialsymmetrischen Magnetfeldanteilen wurde von Love (2000) an Hand eines kinematischen Dynamomodells geprüft und führte zu dem Ergebnis, daß eine differentiell rotierende, leitfähige Hülle zu einem rein axialsymmetrischen Magnetfeld führen kann, wenn die zugrundeliegende Magnetfeldkonfiguration einem axialen Dipol entspricht.

Stadelmann (persönliche Mitteilung, 2004) hat die abschirmende Wirkung einer leitfähigen Schale auf harmonische Oszillationen der poloidalen Magnetfelder an der Obergrenze der Dynamoregion untersucht, um deren Dämpfung innerhalb der leitfähigen Hülle abzuschätzen. Hierbei wurde keine differentielle Rotation der Hülle angenommen, sondern nur Induktionseffekte berücksichtigt. Als Ergebnis hat Stadelmann abgeschätzt, daß harmonische Anregungen mit Perioden von  $T \leq 20$  a durch Induktionseffekte in der leitfähigen Schale um einen Faktor von  $\approx 2 \cdot 10^{-5}$  abgeschwächt werden, wenn die Obergrenze der Dynamoregion bei einem Radius von etwa  $0.7 R_S$  angenommen wird. Liegt die Dynamoregion noch tiefer (z.B. bei  $0.6 R_S$ ), so werden nach Stadelmann Perioden mit  $T \leq 100$  a praktisch vollständig unterdrückt. In der Konsequenz ist daher zu erwarten, daß Magnetfeldänderungen an der Oberfläche des Saturns als Ergebnis von Änderungen des durch den Dynamo erzeugten Magnetfeldes außerordentlich langsam erfolgen, wenn die Dynamoregion von einer gut leitfähigen Schicht, so wie sie Stevenson (1982a) vorgeschlagen hat, umgeben ist.

Aktuelle numerische Modellierungen von Christensen und Wicht (2008) des Saturndynamos mit einer stabilen äußeren Schicht, die nicht an der Konvektion der darunterliegen-

den Dynamoregion teilnimmt, haben gezeigt, daß schnelle variable Multipolanteile eine solche leitfähige nichtkonvektive Schicht wegen des Skin-Effektes kaum durchdringen können und nicht-axialsymmetrische Moden durch diese Schicht eliminiert werden. Die differentielle Rotation einer solchen leitfähigen Schicht leistet einen zusätzlichen wichtigen Beitrag zur Auslöschung der nicht-axialsymmetrischen Magnetfeldanteile außerhalb der Dynamoregion. Während die Simulation eines Dynamos in einem vollständig konvektiven Kern ein dominierendes Dipolfeld mit signifikanten Anteilen nicht-axialsymmetrischer Magnetfelder liefert, die etwa 24% der gesamten magnetischen Energie an der Saturnoberfläche enthalten, führt die Einführung einer leitfähigen Schicht, die nicht an der Konvektion des Kerns beteiligt ist, zu einem ebenfalls hauptsächlich dipolaren Magnetfeld mit einer Neigung der Dipolachse von etwa  $1.5^\circ$  gegenüber der Rotationsachse und einem vernachlässigbaren Beitrag der nicht-axialsymmetrischen Magnetfeldanteile an der Oberfläche von nur 0.2%. Christensen und Wicht (2008) haben mit ihrer numerischen Modellierung die Bedeutung der von Stevenson (1982a) vorgeschlagenen leitfähigen Schicht zur Unterdrückung von nicht-axialsymmetrischen Magnetfeldanteilen weiter unterstrichen. Die Wirkung als Modenfilter führt zusätzlich zu einer Verzögerung von Säkularvariationen des Oberflächenmagnetfeldes. Christensen und Wicht (2008) haben charakteristische Zeitskalen für Veränderungen des Oberflächenmagnetfeldes berechnet und für Modelle mit einer gegenüber Konvektion stabilen Schicht oberhalb des Dynamos Zeitskalen gefunden, die 1000 a überschreiten, während die Zeitskalen für einen vollständig konvektiven Kern bei etwa 100 a liegen. Die Ergebnisse der numerischen Dynamomodelle von Christensen und Wicht (2008) sind damit vergleichbar mit den Zeitskalen, die Stadelmann für Säkularvariationen des Saturnmagnetfeldes abgeschätzt hat.

Die Erklärung eines rein axialsymmetrischen Magnetfeldes durch Dämpfung von nicht-axialsymmetrischen Magnetfeldanteilen führt jedoch zu Erklärungsschwierigkeiten von Beobachtungen wie der Periodizität von Radioemissionen mit der Rotationsperiode des Saturn. Diese wurden bisher durch die Anwesenheit von nicht-axialsymmetrischen Magnetfeldkomponenten in Verbindung gebracht und auch dazu verwendet, die Rotationsperiode des Planeteninneren zu beschreiben. Neben einer magnetischen Anomalie (Galopeau et al. 1995) als möglicher Ursache wird auch eine Steuerung der Periodizität durch magnetosphärische Prozesse angenommen (Gurnett et al. 2007). Letzteres stellt jedoch die Brauchbarkeit der bisher angenommenen Rotationsperiode in Frage und hat unmittelbare Konsequenzen für Modelle des inneren Aufbaus des Saturns und alle von der Rotationsperiode abhängigen Vorgänge im Inneren des Planeten.

### 2.2.1.2 Magnetfeldbeiträge des Ringstromes

Die bisherigen Magnetfeldbeobachtungen am Saturn durch PIONEER 11, VOYAGER 1 und VOYAGER 2 zeigten neben dem bemerkenswert axialsymmetrischen planetaren Magnetfeld des Saturns auch deutliche Abweichungen von der vorherrschenden idealen Dipolkonfiguration, die auf externe Quellen zurückzuführen sind.

Connerney et al. (1983) erklärt diese Abweichungen für die Magnetfeldmessungen durch die beiden VOYAGER-Satelliten mit einem ostwärts fließenden äquatorialen Ringstrom, der durch eine scheibenförmige Stromschicht mit einer radialen Ausdehnung von  $8.5 R_S$  bis  $15.5 R_S$ , einer konstanten Schichtdicke von  $5 R_S$  und einer radial nach außen abnehmenden Stromdichte  $j \sim r^{-1}$  beschrieben werden kann. Da die Längenskala der radialen Ausdehnung dieser Stromschicht vergleichbar ist mit der Dicke der Stromschicht, zieht Connerney et al. (1981a) die Bezeichnung Ringstrom vor, um die dicke Stromschicht um den Saturn von der dünnen, eher zweidimensionalen Magnetscheibe (*magnetodisc*) um den Jupiter abzugrenzen, die durch ein analoges Stromschichtmodell (Connerney et al. 1981b) beschrieben wurde. Nach dem Vorbeiflug von PIONEER 11, dessen Magnetfeldmessungen zu ersten Vermutungen über eine äquatoriales Stromsystem führten, bestätigten die Messungen von VOYAGER 1 und VOYAGER 2 die Existenz eines Ringstromes in der von Connerney et al. (1981a) beschriebenen Ausdehnung mit einem Gesamtstrom von etwa 10 MA. Der Ringstrom liefert hierbei einen signifikanten Anteil zum Gesamtmagnetfeld. Die maximalen Störungen des poloidalen Magnetfeldes durch den azimuthalen Strom liegen in der Größenordnung von etwa 10 nT und sind daher bei einem Abstand von etwa  $10 R_S$  mit den Beiträgen des planetaren Magnetfeldes vergleichbar.

Bunce und Cowley (2003) haben die Modellierung von Connerney et al. (1981a) durch die Verwendung von numerisch bestimmten Besselfunktionen an Stelle von Approximationen zur Beschreibung des Magnetfeldbeitrages eines azimuthalen Ringstromes mit annähernd rechteckigem Querschnitt verbessert und den ersten Nachweis eines Ringstromes in den Magnetfeldmessungen von PIONEER 11 beim Saturn erbracht. Der Vergleich der verwendeten Ringstromparameter mit den für die VOYAGER-Messungen bestimmten Parametern zeigte, daß der Ringstrom näher am Planeten lokalisiert war und einen Gesamtstrom vergleichbarer Stärke von etwa 9.6 MA trug.

Giampieri und Dougherty (2004a) haben die Ringstromparameter für alle bisherigen Vorbeiflüge im Vergleich untersucht und herausgefunden, daß für ein Ringstrommodell<sup>3</sup> die Parameter nicht gleichzeitig optimal für verschiedene Lokalzeitbereiche der einzelnen Vorbeiflüge angepasst werden können. Hieraus schließen Sie auf Lokalzeitasymmetrien des Ringstromes, deren Ursache nicht bekannt sind, aber mit den verschiedenen bisher unzureichend bestimmten Plasmaquellen, die durch Zufuhr von ionisierbaren Teilchen einen Beitrag zum Ringstrom liefern, in Verbindung gebracht werden.

Bunce et al. (2007) haben für Magnetfeldmessungen durch den Satelliten CASSINI im Zeitraum von Juli 2004 bis Oktober 2006 die Einflüsse eines Ringstromes auf das Magnetfeld untersucht, für jeden einzelnen Umlauf um den Saturn die Ringstromparameter bestimmt und einen Dst-Index für den Saturn als Größe des axialen Magnetfeldes  $B_z$  im Mittelpunkt des Planeten berechnet. Die Modellierung des Ringstromes erfolgte auf die gleiche Weise wie bei Bunce und Cowley (2003), d.h. daß die Besselfunktionen zur Beschreibung des Magnetfeldbeitrages durch die Stromdichteverteilung nicht wie bei Connerney et al. (1981a) approximiert, sondern numerisch bestimmt werden, um die Rand-

---

<sup>3</sup>Giampieri und Dougherty (2004a) verwenden analog hierzu den Begriff Stromscheibenmodell (*current disc model*)

effekte an den äußeren Grenzen der Stromdichteverteilung zu minimieren. Für insgesamt 17 Umläufe bestimmen Bunce et al. (2007) Parameter zur Beschreibung des modellierten Ringstromes, wobei besonders der angepasste äußere Radius  $r_2$  des Ringstromes mit Werten von  $r_2 = 15 - 20 R_S$  und der Gesamtstrom  $I_T$  des Ringstromes mit Werten von  $I_T = 8.4 - 77.2 \text{ MA}$  sehr variabel sind.

Bunce et al. (2007) finden weiter einen Zusammenhang des mit dem Ringstrom verbundenen magnetischen Momentes mit der Größe der Magnetosphäre. Das magnetische Moment des Ringstromes nimmt mit zunehmender Magnetosphärengröße ebenfalls zu. Die Quellen für das magnetische Moment des Ringstromes bestehen aus zwei unterschiedlichen Strombeiträgen. Einen Beitrag liefert der Magnetisierungsstrom als Resultat der Gyration der Ionen um ihr Führungszentrum. Die magnetischen Momente der gyrierenden Ionen und Elektronen sind dem umgebenden Magnetfeld entgegengerichtet und erzeugen so in der Summe ein magnetisches Gesamtmoment, das im Zentrum des Planeten das magnetische Moment des planetaren Dipols verstärkt. Einen weiteren Beitrag liefert die Gradientendrift im Dipolfeld und die Krümmungsdift für geladene Teilchen, die entlang von Feldlinien zwischen den nördlichen und südlichen Spiegelpunkten des Magnetfeldes driften, sowie die Polarisationsdrift, die durch Dichtegradienten in der Ringstrompopulation hervorgerufen wird.

Alle diese Driftkomponenten führen zu Nettoströmen gleicher Richtung, deren zugeordnetes magnetisches Gesamtmoment für Ionen und Elektronen in die gleiche Richtung weist wie das diamagnetische Moment. Das magnetische Gesamtmoment des Ringstromes wird somit durch die Plasmadichte beeinflusst, die durch Plasmaquellen und -senken zeitlich und räumlich variieren kann.

Im Ergebnis haben Bunce et al. (2007) für die verschiedenen Umläufe von CASSINI um den Saturn unterschiedliche Ringstromparameter gefunden. Für eine fixierte Halbwertsbreite des Ringstromes von  $D = 2.5 R_S$  werden die Parameter für die radialen Begrenzungen der Stromschicht  $r_1$  (innerer Rand) und  $r_2$  (äußerer Rand) und  $\mu_0 I_0$  als Parameter für die Größe der Gesamtstromdichte innerhalb des Ringstromes bestimmt. Die von Bunce et al. (2007) gefundenen Parameter werden später im Rahmen dieser Arbeit zur Modellierung des Ringstrombeitrages (vgl. Abschnitt 3.4) mit den in Tab. 3.3 angegebenen Werten für die einzelnen Umläufe verwendet.

Ein Ergebnis von Bunce et al. (2007) ist, daß hauptsächlich der äußere Rand des Ringstromes mit der Lage der subsolaren Magnetopause, also mit der Größe der Magnetosphäre variiert; die verbleibenden Parameter zeigen keine systematische Variation. Der aus der Stärke des Ringstrommagnetfeldes abgeleitete Dst-Index für den Saturn steigt mit zunehmender Magnetosphärengröße hauptsächlich wegen der Zunahme des radialen Abstandes der äußeren Begrenzung des Ringstromes  $r_2$  deutlich an. Bunce et al. (2007) schließen aus diesem Verhalten, daß der Ringstrom durch Polarisationsströme getragen wird und eine effiziente Kopplung von Magnetosphäre und Ionosphäre zur Aufrechterhaltung der Korotation des magnetosphärischen Plasmas entscheidenden Anteil an der Stärke des Ringstromes hat.

Arridge et al. (2007) haben hingegen gezeigt, daß der Ringstrom in einer sehr dünnen

Stromschicht lokalisiert ist, innerhalb der die Zentrifugalkraft die dominierende mechanische Kraftwirkung auf das magnetosphärische Plasma ausübt. Arridge et al. (2007) schließen daraus, daß der Ringstrom eher als dünne Stromschicht um den Zentrifugaläquator, also eher als Magnetscheibe wie beim Jupiter, zu interpretieren ist. Die Ursache dieser dünnen Stromschicht ist nach Arridge et al. hauptsächlich durch die schnelle Rotation des Planeten begründet und führt für radiale Abstände ab  $15 R_S$  zu einer radial nach außen verzerrten Magnetfeldkonfiguration, die eine scheibenförmige Struktur hat. In diesem Bild ist der Ringstrom um den Saturn eher einem Neutralschichtstrom vergleichbar, der in der Äquatorebene in azimuthaler Richtung fließen muß, um die Konfiguration eines fast radialen Magnetfeldes mit entgegengesetzter Richtung nördlich und südlich des Äquators zu erreichen.

Der beschriebene Ringstrom um den Saturn ist demnach trotz gleicher Bezeichnung nicht direkt mit dem Ringstrom um die Erde vergleichbar und kann nicht als dessen Analogon bei schnell rotierenden Planeten aufgefasst werden. Der Ringstrom um die Erde wird durch die Driftbewegung von geladenen Teilchen in der Ringstromregion verursacht, dessen Stärke von der verfügbaren Gesamtteilchenpopulation in der Ringstromregion abhängt. Die Ionen bewegen sich hierbei auf geschlossenen Driftkurven zwischen den nördlichen und südlichen Spiegelpunkten azimuthal um die Erde (symmetrischer Teil) bzw. auf „offenen“ Bahnen von der Nachtseite zur Tagseite (asymmetrischer Teil).

Der äquatoriale Ringstrom, der beim Saturn beobachtet wurde, ähnelt in seiner Struktur mehr der scheibenförmigen äquatorialen Stromschicht, die in der Jupitermagnetosphäre beobachtet wird und dessen Hauptursache in den ausgeprägten Zentrifugalkräften liegt, die bei beiden Planeten auf das um den Zentrifugaläquator konzentrierte Plasma wirken.

### 2.2.1.3 Magnetfeldbeiträge von Birkelandströmen

Eine weitere Quelle für Beiträge zum magnetosphärischen Magnetfeld bilden feldlinienparallele Stromsysteme in der Magnetosphäre des Saturn. Die Magnetosphäre bzw. das magnetosphärische Plasma in der Saturnmagnetosphäre korotiert fast starr mit dem Planeten. So liegt die Korotationsgeschwindigkeit bei  $r \approx 12 R_S$  noch etwa bei 70 – 90% der idealen Korotationsgeschwindigkeit (Saur et al. 2004, Bunce et al. 2003, Gehrels und Matthews 1984). Um diese Korotation aufrechtzuerhalten bzw. neuionisiertes Plasma, das sich nach Massenbeladung (*mass loading*) noch nicht mit Korotationsgeschwindigkeit sondern mit der Keplergeschwindigkeit des Neutralgases bewegt, auf Korotationsgeschwindigkeit zu beschleunigen und somit seine azimuthale Geschwindigkeit zu erhöhen, muß der Drehimpuls eines solchen Plasmamassenelementes erhöht werden.

Feldlinienparallele Stromsysteme koppeln die Magnetosphäre mit der Ionosphäre und bilden Mechanismen, die in der Lage sind, Drehimpuls vom Planeten in die Magnetosphäre zu übertragen.

Im Folgenden soll kurz erläutert werden, auf welcher physikalischen Grundlage dieser Mechanismus funktioniert, welche Bedingungen und Voraussetzungen für eine effiziente Kopplung erfüllt sein müssen und wie diese feldlinienparallele Ströme interpretiert werden

können.

Werden Plasmamassenelemente radial nach außen transportiert, so haben sie eine für diesen vergrößerten Radius zu niedrige azimuthale Geschwindigkeit und müssen genau wie neuionisiertes Plasma auf die lokale Korotationsgeschwindigkeit beschleunigt werden. Die Beschleunigung von radial nach außen transportierten Plasmamassenelementen wurde erstmals von Hill (1976) zur Beschreibung der azimuthalen Plasmageschwindigkeit in der Jupitermagnetosphäre vorgeschlagen.

Um ein Plasmamassenelement in der Äquatorebene azimuthal in Rotationsrichtung zu beschleunigen wird eine Kraft  $F_\varphi$  in azimuthaler Richtung benötigt, die durch Lorentzkräfte  $\sim \mathbf{j} \times \mathbf{B}$  vermittelt wird. Das äquatoriale Magnetfeld des Saturn weist nach Süden, so daß mit  $F_\varphi \sim j_r \cdot B_\theta$  ein radial nach außen gerichteter Strom  $j_r$  zusammen mit dem meridionalen Magnetfeld  $B_\theta$  eine Beschleunigung des Plasmas in Rotationsrichtung verursacht. Die Ströme werden also durch die Trägheit des „eingefrorenen“ Plasmas getrieben und feldlinienparallele Stromsysteme verbinden den radialen Strom  $j_r$  mit der Ionosphäre, innerhalb der das Stromsystem geschlossen wird. Konkret werden diese radialen Ströme durch Druckgradienten  $\nabla p$  dargestellt, da in dem stoßfreien Plasma der Magnetosphäre eigentlich kein Impulsübertrag durch Ströme stattfinden kann und die ideale Magnetohydrodynamik keinen Nettostromfluß senkrecht zum Magnetfeld zulässt.

Die magnetischen Feldlinien, die die Äquatorebene bei unterschiedlichen Abständen schneiden, werden in der Ionosphäre bei verschiedenen planetaren Breiten abgebildet (*field line mapping*). Das Stromsystem muß in der Ionosphäre also durch einen meridionalen Strom  $j_\theta$  geschlossen werden. In der nördlichen Hemisphäre weist dieser meridionale Strom  $j_\theta$  südwärts in Richtung des Äquators. Das Magnetfeld weist in der nördlichen polaren Ionosphäre radial nach außen. In der südlichen Hemisphäre weist der meridionale Strom nordwärts in Richtung des Äquators und das planetare Magnetfeld weist radial zum Planeten hin. Die aus dieser Konfiguration resultierende  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Kraft weist innerhalb der Ionosphäre daher für beide Hemisphären nach Westen und ist somit der Richtung der planetaren Rotation entgegengerichtet.

In einem solchen geschlossenen Stromsystem sind die durch die Ströme vermittelten Kräfte, die durch ihre azimuthale Richtung mit Drehmomenten identifiziert werden können, gleich groß aber in der Ionosphäre und der Magnetosphäre entgegengesetzt ausgerichtet. Das Stromsystem überträgt also Drehimpuls aus der polaren Ionosphäre (und bremst diese ab) in die äquatoriale Magnetosphäre (und beschleunigt diese).

Die Ströme, die das Stromsystem in der Ionosphäre schließen, fließen dort annähernd senkrecht zum Magnetfeld. Das ionosphärische Plasma ist nicht mehr stoßfrei, so daß ein Stromfluß senkrecht zum Magnetfeld möglich ist. Dieser Stromfluß wird durch die ionosphärische Leitfähigkeit beeinflusst. Für Ströme senkrecht zum Magnetfeld sind dies die Pedersen- und die Hall-Leitfähigkeit, die durch die typischen Stoßfrequenzen des ionosphärischen Plasmas bestimmt werden (z.B. Pröls 2001, S.361).

Der maximal mögliche Drehimpulsaustausch wird somit durch die maximal möglichen Pedersenströme, die die feldparallelen Birkelandströme in der Ionosphäre schließen, bestimmt. Die ionosphärische Pedersen-Leitfähigkeit ist daher die begrenzenende Größe

für die Beschleunigung des magnetosphärischen Plasmas und bestimmt die Effizienz der Kopplung zwischen Ionosphäre und Magnetosphäre.

Die Rotationsenergie wird dabei letztlich der Atmosphäre durch Stöße des Plasmas mit dem Neutralgas in der Ionosphäre und nachfolgendem vertikalen Impulstransport durch viskose Wechselwirkung entnommen (Smith und Aylward 2008).

Wird der Widerstand des magnetosphärischen Plasmas erhöht, z.B. durch Massenbeladung mit neuionisiertem Plasma oder durch umfangreichen radialen Transport von magnetosphärischem Plasma nach außen, so muß der Stromfluß entlang der Magnetfeldlinien ebenfalls erhöht werden, um die Korotation aufrecht zu erhalten.

Kann die Pedersen-Leitfähigkeit in der Ionosphäre die hierfür benötigten Ströme nicht tragen, so fällt das nicht vollständig korotierende Plasmaelement im Vergleich zu der ihm umgebenden Plasmaumgebung zurück. Da das umgebende Magnetfeld im Plasma „eingefroren“ ist, kommt es zu einer Verscherung der Magnetfeldlinien, die mit nicht starr korotierenden Plasmaelementen verbunden sind. Diese Verscherung nimmt solange zu, bis die sie verursachenden Plasmamassenelemente auf Korotationsgeschwindigkeit beschleunigt werden.

Aus diesem Mechanismus ergibt sich auch der Haupteinfluß auf das magnetosphärische Magnetfeld. Da die lokalen Massenbeladungen und der radiale Transport nicht deterministisch bestimmt sind, können ihre Einflüsse durch Verscherung des Magnetfeldes und Magnetfeldänderungen durch feldparallele Ströme nicht modelliert werden. Sie sind hier aber als wichtiges Phänomen innerhalb der Saturnmagnetosphäre an dieser Stelle mit aufgeführt.

Betrachtet man die Kopplung der Ionosphäre mit der Magnetosphäre in einem einfachen Bild, so wird ersichtlich, daß aus jedem Geschwindigkeitsunterschied zwischen der Winkelgeschwindigkeit des Plasmas in der äquatorialen Magnetosphäre und in der Ionosphäre ein elektrisches Feld  $E$  im Ruhesystem der Ionosphäre resultiert. Dieses ionosphärische elektrische Feld treibt Pedersenströme in Richtung des Äquators, die verbunden durch feldlinienparallele Ströme innerhalb der Magnetosphäre geschlossen werden müssen. Reagiert die Magnetosphäre trägheitslos auf Geschwindigkeitsänderungen und beschleunigt das Plasma instantan auf Korotationsgeschwindigkeit, so kommt es zum Zusammenbruch des beschriebenen Stromsystems, da das für den Strom ursächliche elektrische Feld nicht mehr existiert.

Wird hingegen kontinuierlich Plasma, das nicht starr korotiert, durch verschiedene Prozesse „bereitgestellt“, so kommt es zu einem ebenfalls kontinuierlichen Drehimpulstransport vom Planeten durch die Atmosphäre und die Ionosphäre in die Magnetosphäre, der durch ein dauerhaftes Stromsystem aufrechterhalten wird. Somit würde langfristig Rotationsenergie in der Magnetosphäre akkumuliert werden. Der sog. Vasyliūnas-Zyklus (vgl. Abschnitt 2.2.2.2) entfernt Rotationsenergie durch schweifseitigen Transport von Plasma aus der Magnetosphäre hinaus dauerhaft aus dem System der Saturnmagnetosphäre.

## 2.2.2 Plasma in der Saturnmagnetosphäre

Die Zusammensetzung und räumliche Verteilung des Plasmas in der Saturnmagnetosphäre hat als wichtige physikalische Umgebungsgröße Einfluß auf die Ausbreitung von magneto-hydrodynamischen Wellen innerhalb der Magnetosphäre und die Dynamik des Plasmas kann mit der Anregung von Wellenphänomenen verbunden sein.

Ein wichtiges Merkmal des Plasmas in der Saturnmagnetosphäre ist, daß seine Verteilung, Zusammensetzung und Dynamik eher mit dem Plasma in der Jupitermagnetosphäre vergleichbar ist als mit dem der Erdmagnetosphäre.

Zum einen führt die schnelle Rotation der beiden Gasplaneten zu Magnetosphären, deren großskaliger Plasmatransport durch Korotation geprägt ist; gleichzeitig wird das Plasma durch die schnelle Rotation in einer äquatorialen Plasmaschicht konzentriert und unterscheidet sich somit von der Verteilung des Plasmas in der Plasmasphäre um die Erde.

Ein weiteres wichtiges Merkmal sind die ergiebigen Quellen für Plasma innerhalb der Saturnmagnetosphäre. Als wichtige Plasmaquellen dominieren in der Saturnmagnetosphäre die Eismonde (z.B. Enceladus, Dione, Rhea) die innere und mittlere Magnetosphäre bis zu einem Abstand von etwa  $10 R_S$ . Der Mond Enceladus ist hier mit einem Massenausstoß von etwa  $100 \text{ kg/s}$  die wichtigste Quelle für Plasma bzw. für ionisierbares Neutralgas (Pontius und Hill 2006, Kivelson 2006) und stellt bezogen auf die Größe der Magnetosphäre eine mindestens ebenso wichtige Plasmaquelle für die Saturnmagnetosphäre dar wie der Mond Io für die Jupitermagnetosphäre und übertrifft im relativen Vergleich nach aktuellen Abschätzungen (Vasyliūnas 2008) sogar dessen Bedeutung.

Die Erdmagnetosphäre besitzt keine derartige direkte Plasmaquelle innerhalb der Magnetosphäre und für den Saturn kommt als weiteres Alleinstellungsmerkmal noch die Ringexosphäre (Ip 2000), insbesondere des E-Ringes (in den auch die Eismonde eingebettet sind), als wichtige Plasmaquelle hinzu.

Eine relativ geringe Menge von Sonnenwindplasma kann über den Schweif in die Saturnmagnetosphäre eindringen (Richardson 1998), stellt aber genau wie die Ionosphäre keine wichtige Quelle für das magnetosphärische Plasma dar. Eine umfangreiche Übersicht über die Struktur und Zusammensetzung des Plasmas in der Saturnmagnetosphäre sind bei Richardson (1998) oder bei Gehrels und Matthews (1984) zu finden.

### 2.2.2.1 Räumliche Verteilung des Plasmas

Die Magnetosphäre des Saturns läßt sich in drei Hauptregionen unterteilen: die innere Magnetosphäre, die mittlere Magnetosphäre und die äußere Magnetosphäre.

Die innere Magnetosphäre erstreckt sich in der Äquatorebene von etwa  $1 R_S$  bis  $9 R_S$  und ist durch eine gleichförmige Struktur geprägt. In der inneren Magnetosphäre ist das Magnetfeld in guter Näherung dipolar (Connerney et al. 1984) und in der Äquatorebene ist eine hohe Plasmamassendichte bei geringen Skalenhöhen von  $0.2 R_S$  bis  $3.0 R_S$  zu beobachten (Gehrels und Matthews 1984, Richardson und Sittler 1990, Sittler et al. 2008). Die innere Magnetosphäre ist auch der Ort eines ausgedehnten Neutralgastorus, der bei etwa  $4.5 R_S$  mit einer Skalenhöhe von  $0.45 R_S$  zentriert ist. Dieser Neutralgastorus zeigt

hierbei Teilchendichten von etwa  $160 \text{ cm}^{-3}$  und besteht hauptsächlich aus OH-Molekülen (Richardson 1998). Der Neutralgastorus, der vermutlich durch Zerstäuben (*sputtering*) von Eispartikeln der Ringe und der Eismonde sowie durch den umfangreichen Kryovulkanismus von Enceladus (Matson et al. 2007) hervorgerufen wird, ist eine wichtige Quelle für kaltes Plasma (Richardson et al. 1998).

An die innere Magnetosphäre schließt sich in einem Abstand von etwa  $7 R_S$  bis  $15 R_S$  die mittlere Magnetosphäre mit der sog. „ausgedehnte Plasmaschicht“ an. Das Plasma ist unmittelbar um den Zentrifugaläquator angereichert, d.h. innerhalb der Ebene, in der eine magnetische Feldlinie ihren entferntesten Punkt von der Rotationsachse hat. Für den Saturn mit seinen parallelen Rotations- und Dipolachsen fallen der Rotationsäquator und der Zentrifugaläquator bis auf eine minimale Verschiebung in Achsenrichtung zusammen.

Diese Anlagerung in der Äquatorebene, insbesondere der schweren Ionen der Wassergruppe  $\text{W}^+$  ( $\text{OH}^+$ ,  $\text{H}_2\text{O}^+$ ,  $\text{H}_3\text{O}^+$ ), wird durch eine ausgeprägte Anisotropie der thermischen Energie des Plasmas verursacht. Das in unmittelbarer Nähe der Äquatorebene ionisierte Plasma hat eine niedrige thermische Energie  $E_{\parallel}$  parallel zum Magnetfeld, so daß die magnetischen Spiegelpunkte der Ionen dicht oberhalb bzw. unterhalb des Äquators liegen. Neubauer (1991) hat den Einfluß der Zentrifugalkräfte auf die Verteilung der Plasmamassendichte entlang von Magnetfeldlinien quantitativ dargestellt und Richardson und Sittler (1990) haben ein quantitatives Modell für die Verteilung der Plasmamassendichte auf Grundlage einer Impulsbilanzgleichung parallel zu den Feldlinien des Saturnmagnetfeldes bestimmt. Die typische Lebensdauer eines Ions, die durch Rekombinationsprozesse beschränkt ist, in der Plasmapopulation ist deutlich kleiner als die Zeitskalen der für die Isotropisierung des Plasmas verantwortlichen Prozesse, so daß die Konzentration des Plasmas in der Äquatorebene dauerhaft erhalten bleibt, weil ein Ion einer Plasmapopulation während seiner mittleren Lebensdauer keine signifikante Energie  $E_{\parallel}$  parallel zum Magnetfeld erhalten kann.

Ab einem Schalenparameter <sup>4</sup> von  $L = 1.9$  wird der Einfluß der Zentrifugalkräfte auf das magnetosphärische Plasma durch die schnelle Rotation des Planeten größer als die gravitative Anziehungskraft durch den Saturn (z.B. Kivelson 2006). Das in der Äquatorebene konzentrierte Plasma erfährt eine Kraft radial nach außen und das in ihm „eingefrorene“ Magnetfeld wird in der Äquatorebene mit dem Plasma transportiert und somit radial nach außen verzerrt, da das südwärtige Magnetfeld  $B_{\theta}$  und die radial nach außen gerichtete Zentrifugalkraft  $F_r$  durch Stromkräfte  $F_r \sim j_{\varphi} \cdot B_{\theta}$  miteinander verbunden sind und die azimutale Stromdichte  $j_{\varphi}$  eine Verzerrung des Magnetfeldes (im Sinne einer Dehnung der Magnetfeldlinien) nach außen verursacht (vgl. Neubauer 1991). Mit zunehmendem radialen Abstand und wachsenden Zentrifugalkräften beginnt das Magnetfeld immer deutlicher von der in der inneren Magnetosphäre dominierenden Dipolkonfiguration abzuweichen und das Magnetfeld weist in der ausgedehnten Plasmaschicht nördlich und südlich des Äquators annähernd radial nach außen.

An die mittlere Magnetosphäre schließt sich ab etwa  $12 R_S$  bis  $15 R_S$  die äußere Magne-

---

<sup>4</sup>Der Schalenparameter  $L$  ist eine dimensionslose Größe, die durch den Äquatorabstand  $R_0$  einer Feldlinie und den planetaren Radius  $R_S$  mit  $L := R_0 R_S^{-1}$  definiert ist (McIlwain 1961).

tosphäre an (Belcher et al. 1990), die sich bis zur Magnetopause erstreckt und hauptsächlich mit heißem dünnen Plasma erfüllt ist. In dieser Region befindet sich auch der größte Saturnmond Titan, der eine mögliche Quelle für Massenbeladung mit neu ionisiertem Plasma ist. Hierauf weist eine um die Titanumlaufbahn zentrierte azimutalsymmetrische Neutralgaswolke (Shemansky und Hall 1992) hin. Eine direkte Beobachtung einer ausgeprägten Massenbeladung mit Titan als ursächlicher Quelle durch in-situ Messungen gibt es noch nicht.

Die äußere Magnetosphäre zeigt für die Plasmadichte und die Temperatur des Plasmas eine starke Variabilität. Die Messungen von VOYAGER 1 und VOYAGER 2 haben für die äußere Magnetosphäre Plasmadichten für die schweren Ionen, denen die Molekülen der Wassergruppe ( $W^+$ ) und Stickstoff ( $N^+$ ) zugeordnet werden, von  $0.2 \text{ cm}^{-3} - 1.0 \text{ cm}^{-3}$  und zugehörige Temperaturen von  $200 \text{ eV} - 400 \text{ eV}$  geliefert (z.B. Bridge et al. 1982), die zur Modellierung sowohl einer kalten dichten als auch alternativ einer heißen dünnen äußeren Magnetosphäre durch Richardson (1995) führte.

Die Ionen des magnetosphärischen Plasmas bestehen hauptsächlich aus zwei Komponenten: Protonen und schwere Ionen, die der Wassergruppe und Stickstoff zugeordnet werden (Richardson 1995). Alle diese Spezies haben Ionenmassen um etwa  $16 \text{ amu}$  ( $1 \text{ amu} = 1.66054 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ ) und sind mögliche Konstituenten des Plasmas, da das Plasmainstrument der VOYAGER-Satelliten die Massenverteilung nicht detaillierter auflösen konnte (Bridge et al. 1982, Richardson 1998).

Bis zu einem Radius von  $5 R_S$  wird das Plasma von schweren Ionen dominiert, deren Quellen die Eismonde und die Ringe des Saturn sind. Ip (2000) gibt die Hauptkonstituenten des Neutralgases ( $H_2O:OH:O:O_2:H_2:H$ ) sowie deren relative Häufigkeit ( $0.1:0.3:0.5:0.1:0.05:0.0$ ) an, so daß als Hauptkonstituenten des Plasmas die Spezies  $H_2O^+$ ,  $H_3O^+$ ,  $OH^+$ ,  $O_2^+$ ,  $H^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$  zu berücksichtigen sind.

Richardson und Sittler (1990) haben die Plasmaumgebung und die Verteilung der Plasmamassendichte entlang der Magnetfeldlinien für die innere Magnetosphäre numerisch modelliert, hierfür aber keinen Zusammenhang der Plasmamassendichte entlang der Magnetfeldlinien angeben.

Bridge et al. (1982) haben auf Grundlage von VOYAGER-Messungen einen Zusammenhang der Elektronendichte  $n_e$  mit dem Schalenparameter  $L$  für die mittlere Magnetosphäre ab  $L > 6$  gefunden:

$$n_e = \alpha L^{-4} \quad , \quad (2.9)$$

mit  $\alpha = 5.5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , wobei die Elektronendichte innerhalb der äquatorialen Plasmaschicht unabhängig vom Abstand von der Äquatorebene ist und scharf abgegrenzt innerhalb von  $L \approx 6$  deutlich abnimmt.

Persoon et al. (2005) haben Elektronendichtemessungen mit CASSINI durchgeführt und für Datenintervalle nahe der Äquatorebene und bei Schalenparametern von  $L > 5$  eine

radiale Abstandsabhängigkeit der äquatorialen Elektronendichte von

$$n_e = 2.2 \cdot 10^4 \text{cm}^{-3} \quad L^{-(3.63 \pm 0.05)} \quad (2.10)$$

gefunden und bewerten dieses Ergebnis trotz der deutlichen Abweichung des Dichteparameters  $\alpha$  als konsistent mit der von Bridge et al. (1982) gefundenen Abstandsabhängigkeit.

Für einen erweiterten Zeitraum finden Persoon et al. (2006) wieder für Schalenparametern von  $L > 5$  erneut ein Potenzgesetz zur Beschreibung der radialen Abstandsabhängigkeit der äquatorialen Elektronendichte von

$$n_e = 5.188 \cdot 10^4 \text{cm}^{-3} \quad L^{-4.1} \quad , \quad (2.11)$$

was als gute Übereinstimmung mit den vorherigen Ergebnissen von Persoon et al. (2005) betrachtet wird.

Zusätzlich liefern Persoon et al. (2006) einen experimentell ermittelten Zusammenhang für die Skalenhöhe eines von Protonen ( $\text{H}^+$ ) und Ionen der Wassergruppe ( $\text{W}^+$ ) dominierten Plasmas in Abhängigkeit vom Schalenparameter  $L$ :

$$H(L) = 0.047 \cdot L^{1.8} R_S \quad . \quad (2.12)$$

Die Skalenhöhe der  $\text{W}^+$ -Ionen hingegen ist geringer als die von Persoon et al. (2006) für das Plasma bestimmte, da die Protonen wegen ihrer geringeren Masse eine größere Skalenhöhe haben als schwere Ionen und somit für höhere Breiten, also einen größeren Abstand von der Äquatorebene, eine größere relative Häufigkeit aufweisen als schwere Ionen.

Derzeit liegen keine Modelle für die Verteilung der Plasmamassendichte in der Saturnmagnetosphäre vor, die auf aktuellen direkten Messungen durch Instrumente des Satelliten CASSINI beruhen.

Cramm et al. (1998) haben jedoch ein einfaches Plasmamodell für die Saturnmagnetosphäre vorgestellt, das auf der Annahme eines quasineutralen Zweikomponentenplasmas aus Protonen ( $\text{H}^+$ ) und Sauerstoff ( $\text{O}^+$ ) beruht. Die Wahl von  $\text{O}^+$ -Ionen als schwere Ionenspezies anstelle von  $\text{N}^+$ -Ionen oder Ionen der Wassergruppe schränkt das Plasmamassenmodell wegen der vergleichbaren Ionenmassen nach Einschätzung von Cramm et al. (1998) nicht ein.

Mit der Voraussetzung eines quasineutralen Zweikomponentenplasmas mit der Teilchendichte  $n$  wird die Quasineutralität des Plasmas durch

$$n_{\text{O}^+} + n_{\text{H}^+} = n_e \quad (2.13)$$

beschrieben. Und unter Verwendung eines relativen Verhältnisses der Ionendichten von  $n_{\text{O}^+} = 4 \cdot n_{\text{H}^+}$ , in dem die Anzahldichte der schweren  $\text{O}^+$ -Ionen überwiegt (Sittler et al. 1983), kann die äquatoriale Plasmamassendichte  $\rho$  durch die Elektronendichte  $n_e$  ausgedrückt

werden:

$$\varrho = n_{\text{H}^+} m_{\text{H}^+} + n_{\text{O}^+} m_{\text{O}^+} = 13 m_{\text{H}^+} n_e \quad (2.14)$$

und führt mit der von Bridge et al. (1982) gefundenen und durch Persoon et al. (2006) bestätigten radialen Abstandsabhängigkeit der äquatorialen Elektronendichte zu einer vom Schalenparameter  $L$  abhängigen äquatorialen Plasmamassendichte von

$$\varrho_{\text{Äq}}(L) = \varrho_{\text{MP}} r_{\text{MP}}^4 L^{-4} \quad (2.15)$$

mit der Plasmamassendichte  $\varrho_{\text{MP}}$  an der Magnetopause bei einem Abstand des subsolaren Punktes von  $r_{\text{MP}}$ . Die Konzentration des Plasmas in der Äquatorebene wird durch eine abstandsabhängige Plasmamassendichte

$$\varrho(L, s) \approx \varrho_{\text{Äq}}(L) \exp\left\{\frac{-s^2}{H^2(L)}\right\} \quad (2.16)$$

in Abhängigkeit vom Abstand  $s$  entlang einer magnetischen Feldlinie vom Äquator und einer vom Schalenparameter  $L$  abhängigen Skalenhöhe von

$$H_{\text{H}^+}(L) \approx \frac{4}{3}(L-2)R_S \quad (2.17)$$

$$H_{\text{O}^+}(L) \approx \frac{1}{3}(L-2)R_S \quad (2.18)$$

beschrieben (vgl. Sittler et al. 1983). Für das Gebiet der mittleren Magnetosphäre ist dieser lineare Verlauf der Skalenhöhe mit dem von Persoon et al. (2006) gefundenen fast parabolischen Verlauf vergleichbar.

Cramm et al. (1998) fassen die Gesamtplasmamassendichte als Summe der Massendichten der beiden dominierenden Ionenspezies

$$\varrho(L, s) = \varrho_{\text{O}^+}(L, s) + \varrho_{\text{H}^+}(L, s) \quad (2.19)$$

zusammen und erhalten insgesamt einen Modellschätzer für die Verteilung der Plasmamassendichte entlang einer Magnetfeldlinie in der Saturnmagnetosphäre:

$$\varrho(L, s) = \frac{n_{e, \text{MP}} m_{\text{H}^+}}{5} \left(\frac{r_{\text{MP}}}{LR_S}\right)^4 \cdot \left\{64 \exp\left\{\frac{-9s^2}{(L-2)^2 R_S^2}\right\} + \exp\left\{\frac{-9s^2}{16(L-2)^2 R_S^2}\right\}\right\} \quad (2.20)$$

mit einer Elektronendichte von  $n_{e, \text{MP}} = 10^5 \text{ m}^{-3}$  und einem subsolaren Abstand der Magnetopause von  $r_{\text{MP}} \approx 21 R_S$  (vgl. Sittler et al. 1983), der quantitativ gut in Übereinstimmung mit den von Bridge et al. (1982) und Persoon et al. (2005, 2006) gefundenen Werten steht. Cramm et al. (1998) haben auf Grundlage ihres Plasmamodells die Alfvéngeschwindigkeit im Plasma der Saturnmagnetosphäre und die sich daraus ergebenden Eigenperioden von globalen Schwingungen des Saturnmagnetfeldes bestimmt (vgl. Abschnitt 2.3.2).

Auf Grundlage der CASSINI-Mission ist bisher noch keine großräumige Übersicht über die Verteilung der Plasmamassendichte, der makroskopischen Plasmageschwindigkeit oder die detaillierte Zusammensetzung des Saturnplasmas verfügbar. Die verfügbaren Beschreibungen über die Verteilung des Plasmas in der Magnetosphäre basieren derzeit auf Messungen der Elektronendichte, der Annahme von Quasineutralität und einer weiteren Annahme über die relativen Häufigkeiten der Plasmakonstituenten (Persoon et al. 2005, 2006, Sittler et al. 2008). Eine Messung der Plasmamassendichte in Verbindung mit der relativen Häufigkeit der wichtigen Ionenspezies liegt derzeit nicht vor, so daß auch aktuelle Veröffentlichungen weiterhin auf Plasmamassendichte der VOYAGER-Mission zurückgreifen (z.B. Simon et al. 2008, Sittler et al. 2006a, Ledvina et al. 2004).

### 2.2.2.2 Großskalige Plasmadynamik

Die großskalige Plasmadynamik in der Saturnmagnetosphäre wird durch drei wesentliche Prozesse (vgl. Bunce et al. 2005) und die mit ihnen verbundenen Regionen, in denen einzelnen Transportregime dominieren, bestimmt: die Regionen in denen Plasma auf azimutale Korotationsgeschwindigkeit beschleunigt wird (Hill 1979), die Regionen in denen der Plasmatransport durch tagseitige Rekonnexion an der Magnetopause induziert wird (Dungey 1961) und die Regionen in denen Plasma unter Ausbildung von Plasmoiden radial schweifwärts driftet (Vasyliūnas 1983).

Das Plasma in der Saturnmagnetosphäre korotiert bis zu großen radialen Abständen nahezu vollständig mit der Rotationsgeschwindigkeit des Planeten. Erst ab einem Schalenparameter von  $L > 5.5$  (gemessen von VOYAGER 1) und  $L > 8.5$  (gemessen von VOYAGER 2) rotiert das Plasma mit einer geringeren Geschwindigkeit (Richardson 1998), hat aber bis fast  $20 R_S$  noch 70–90% der idealen Korotationsgeschwindigkeit (Saur et al. 2004), d.h. ungefähr bis an die Grenze der tagseitigen Magnetosphäre. Dieser azimutale Plasmatransport wird durch die in Abschnitt 2.2.1.3 vorgestellten Stromsysteme aufrechterhalten.

In der Saturnmagnetosphäre kommt es, ebenso wie in der Erdmagnetosphäre, neben der Korotation des magnetosphärischen Plasmas zu einem weiteren großräumigen Plasmatransport, der durch die  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift des durch den Sonnenwinddynamo erzeugten elektrischen Feldes verursacht wird. Das aus dem konvektionselektrischen Feld resultierende Strömungsmuster bewirkt in der Saturnmagnetosphäre analog dem Prozeß bei der Erde einen Transport magnetosphärischen Plasmas aus Richtung des Schweifes zur Tagseite. Gemeinsam mit dem magnetosphärischen Plasma wird auch magnetischer Fluß, der nach dem Theorem vom eingefrorenen Fluß mit jedem Plasmaelement verknüpft ist, nach diesem Konvektionsmuster transportiert. Entlang der magnetischen Neutrallinie im Schweif kann es zu Rekonnexionsvorgängen kommen, die es ermöglichen, daß magnetische Flußröhren, die ihre Fußpunkte wieder in der Ionosphäre haben, dipolarisieren und zurück zur tagseitigen Magnetosphäre driften, wo die zugehörigen Magnetfeldlinien erneut für Rekonnexion an der tagseitigen Magnetopause und den Transport mit dem Sonnenwind über die Polkappen hinaus zur Verfügung stehen. Diese großräumige Zirkulation von Plasma und magnetischem Fluß von der Tagseite über die Polkappen zum

Magnetosphärenschweif und dessen Rücktransport in der sog. „offenen“ Magnetosphäre wird Dungey-Zyklus genannt (Dungey 1961). Während dieser Dungey-Zyklus bei der Erde zwei symmetrische Konvektionszellen auf der Morgenseite und auf der Abendseite ausbildet, wird beim korotationsdominierten Saturn nur eine Dungey-Konvektionszelle auf der Morgenseite ausgebildet (Bunce et al. 2005).

Während die Korotation des Plasmas in der Erdmagnetosphäre auf den Bereich der Plasmasphäre ( $L \lesssim 4$ ) beschränkt bleibt, führt die schnelle Rotation des Saturns zu einem ausgeprägten Korotationsgebiet, das die gesamte Magnetosphäre beeinflusst und auch in den magnetosphärischen Regionen, in denen Wechselwirkungen von Sonnenwind und Saturnmagnetosphäre auftreten, von Bedeutung ist. Neben dem Transport von magnetischem Fluß in Form eines Dungey-Zyklus wie bei der Erde, der unter anderem zur Ausbildung eines ausgedehnten Magnetosphärenschweifes führt, kommt es beim Saturn zu einem weiteren großräumigen Transportmechanismus, bei dem Plasma und mit diesem verbundener magnetischer Fluß durch Zentrifugalkräfte radial von der inneren in die äußere Magnetosphäre transportiert wird und durch Rekonnexionsprozesse innerhalb der Magnetosphäre über den Schweif aus der Saturnmagnetosphäre entfernt wird. Dieser Transportprozess, der Plasma und Drehimpuls dauerhaft aus der Magnetosphäre entfernt, wird Vasyliūnas-Zyklus (Vasyliūnas 1983, Hill 1976) genannt. Zu Beginn eines solchen Zyklus wird neu erzeugtes Plasma an das Magnetfeld gebunden und Zentrifugalkräfte am Rande des Korotationsgebietes führen zu einem radialem Transport nach außen, der insbesondere auf der Tagseite durch den Sonnenwinddruck an der Magnetopause begrenzt wird. Bei weiterer Bewegung in den Bereich des Abendsektors ist ein weiterer radialer Transport nach außen und eine Ausdehnung der Flußröhre in den Schweif möglich und ermöglicht auf der Nachtseite die Abtrennung eines mit Plasma beladenen Plasmoids durch zentrifugal induzierte Rekonnexion. Die durch diesen Verlustprozess stark massenreduzierte Flußröhre driftet daraufhin durch die magnetische Spannung des verzerrten Magnetfeldes getrieben wieder durch den Morgensektor radial nach innen zur Tagseite, nimmt wieder eine dipolare Konfiguration an und kann auf dem Weg in der inneren Magnetosphäre erneut mit Masse beladen werden, worauf ein neuer Zyklus beginnt.

Badman und Cowley (2007) haben die relativen Anteile von Plasmatransport durch den Dungey-Zyklus und den Vasyliūnas-Zyklus sowie die Möglichkeit der Koexistenz beider Prozesse während gleichzeitiger kontinuierlicher Prozeßzyklen untersucht. Im Ergebnis finden Badman und Cowley (2007), daß in der inneren Magnetosphäre, dort wo auch der Betrag des Magnetfeldes groß ist, der Transport durch Rotation absolut dominiert, während im Bereich der mittleren Magnetosphäre der Plasmatransport durch das korotationselektrische Feld nur etwa eine Größenordnung größer ist als der durch den Dungey-Zyklus induzierte konvektive Transport. Der mit dem Dungey-Zyklus verbundene Rücktransport von magnetischem Fluß aus dem Schweif auf die Tagseite tritt nach Abschätzungen von Badman und Cowley (2007) nur in einer etwa  $2 R_S$  breiten Rücktransportzone (*dungey-layer*) auf der Morgenseite der Magnetosphäre und nur während etwa 10% aller Zeiten auf, während der rotationsinduzierte Plasmatransport ein ständiges Phänomen darstellt. Die Rücktransportzone sollte heiße Ionen aus dem Sonnenwind oder der Ionosphäre enthalten,

wurde bisher aber noch nicht nachgewiesen.

Milan et al. (2005) haben auf den interessanten Unterschied hingewiesen, daß der durch die ausgeprägte Rotation dominierte Transportmechanismus in der Saturnmagnetosphäre zu einem magnetischen Flußtransport führt, bei dem zunächst Fluß akkumuliert und später wieder abgetragen wird (*last-in-first-out*), während bei dem die Erdmagnetosphäre dominierenden konvektiven Dungey-Zyklus die magnetischen Flußröhren annähernd in der zeitlichen Reihenfolge ihrer Rekonexion und ihres Transportes über die Polkappe wieder zur Tagseite driften (*first-in-first-out*).

### 2.3 Wellen in der Saturnmagnetosphäre

Die Dynamik eines Vielteilchensystems, das ein Plasma darstellt, kann durch die Bewegung jedes Einzelteilchens vollständig beschrieben werden. Ist die Orts- und Geschwindigkeitskoordinate jedes Teilchens im Phasenraum bekannt, so läßt sich auch die Zeitentwicklung für alle Teilchen des Systems bestimmen.

Eine derartige Beschreibung ist für realistische Systeme auf Grund der großen Teilchenzahl nicht möglich und in vielen Fällen (wie z.B. der Behandlung von ultraniederfrequenten Wellen) ist eine detaillierte kinetische Beschreibung des betrachteten Systems gar nicht notwendig, um Phänomene zu untersuchen, die nicht auf den kinetischen Eigenschaften individueller Teilchen beruhen, sondern durch das makroskopische Verhalten des Teilchenensembles geprägt werden.

Eine alternative Betrachtungsweise bieten daher Beschreibungen, die das Plasma als leitfähige Flüssigkeit aus ein oder mehreren Komponenten auffassen und es durch makroskopisch meßbaren Größen wie Geschwindigkeit, Druck und Temperatur dieser Modellflüssigkeit charakterisieren.

Für ein System mit nur einer Teilchensorte erhält man diese makroskopischen Momente des Systems durch Integration der Zeitentwicklung der Verteilungsfunktion  $f(\mathbf{x}, \mathbf{v})$  des Teilchenensembles, die für z.B. stoßfreie Systeme durch die Vlasov-Gleichung gegeben ist, über den Geschwindigkeitsraum. Die Bildung der Geschwindigkeitsmomente liefert zunächst eine Kontinuitätsgleichung (0. Moment) und eine Impulserhaltungsgleichung (1. Moment). Ein geschlossenes Gleichungssystem ist durch die Hierarchie der Momente (die Bildung des  $k$ -ten Moments enthält immer auch das  $(k + 1)$ -ten Moment) nicht möglich, denn in den Gleichungen zur Bestimmung neuer höherer Momente sind rekursiv weitere noch höhere Momente enthalten. Das so entstehende, stetig wachsende Gleichungssystem ist daher nur durch die explizite Einführung von höheren Momenten zu schließen. Hierbei ist es von der zu untersuchenden Fragestellung abhängig, ab welchem Moment man eine derartige Schließungsbedingung einführt, um das Gleichungssystem zu schließen und man somit bestimmte Prozesse explizit aus der Beschreibung ausschließt. Das häufigste und einfachste Vorgehen die Hierarchie der Momentenbildung zu durchbrechen, ist die Schließung des Gleichungssystems nach dem ersten Moment mit einer adiabatischen Zustandsgleichung, die Druck, Dichte und Temperatur miteinander verknüpft. Dadurch

wird eine Beschreibung des Energietransportes (3. Moment) vermieden und somit auch der Wärmefluß vernachlässigt.

Zusätzlich zu den mechanischen und thermodynamischen Größen zur Beschreibung des Plasmas als Flüssigkeit treten noch die Maxwell-Gleichungen in vereinfachter Form hinzu, um die elektromagnetischen Wechselwirkungen eines leitfähigen Fluids zu beschreiben und man erhält insgesamt die folgenden Grundgleichungen der Magnetohydrodynamik (MHD):

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.21)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \mathbf{F} \quad (2.22)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \right) \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0 \quad (2.23)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (2.24)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.25)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.26)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.27)$$

mit der Plasmamassendichte  $\rho$ , der Plasmageschwindigkeit  $\mathbf{v}$ , dem thermischen Druck  $p$ , der Stromdichte  $\mathbf{j}$  und allgemeinen äußeren Kräften  $\mathbf{F}$ .

Bei der Formulierung der Grundgleichungen der Magnetohydrodynamik werden vereinfachende Annahmen gemacht, die den Gültigkeitsbereich der magnetohydrodynamischen Beschreibung einschränken. Neben der Vernachlässigung von viskosen Wechselwirkungskräften und der Annahme einer adiabatischen Zustandsgleichung bei den hydrodynamischen Gleichungen der MHD wurden auch die Maxwell-Gleichungen (Gl. 2.24-2.27) vereinfacht. Unter der Annahme, daß die Leitungsströme deutlich größer sind als die Verschiebungsströme, werden letztere im Ampèreschen Gesetz (2.24) vernachlässigt. Aus der Annahme eines quasineutralen Plasmas folgt, daß keine Raumladungsdichte vorhanden ist ( $\rho_e = 0$ ) und mit dieser der Quellterm der Coulomb-Gleichung (2.26) identisch verschwindet. Durch die Beschreibung des Plasmas im Flüssigkeitsbild folgt implizit, daß Effekte, die auf Einzelteilchenbewegung oder der Wechselwirkung zwischen Einzelteilchen beruhen, ebenfalls vernachlässigt werden. Aus dieser Annahme folgt entsprechend, daß die typischen betrachteten Frequenzen  $\omega$  des Systems klein im Vergleich zur typischen Gyrationfrequenz  $\Omega_i = |q_i| B/m_i$  des Plasmas bzw. der dominierenden Plasmakomponente sein müssen und die betrachteten Längenskalen  $L$  groß gegenüber den Gyrationradien  $r_{gi} = m_i v_{\perp i} / (|q_i| B)$  der dominierenden Ionenspezies sind.

Berücksichtigt man in der Impulsbilanzgleichung auch zusätzliche äußere Krafterwirkungen, so muß die rechte Seite von Gl. 2.22 um die entsprechenden Terme erweitert werden. Im oben dargestellten Gleichungssystem ist bereits die Lorentzkraft in einem zusätzlichen Term (*Hall-Term*) als weitere äußere Kraft in der Impulsbilanz berücksichtigt.

Die Einführung der Lorentzkraft führt aber zu der Problematik, daß die Stromdichte  $\mathbf{j}$  nicht mehr mit den Größen  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{v}$  verknüpft ist. Das Gleichungssystem muß also erneut durch einen geeigneten Zusammenhang, einem Ohmschen Gesetz

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.28)$$

geschlossen werden. Unter der idealisierenden Annahme, daß die elektrische Leitfähigkeit des betrachteten Mediums nahezu unendlich groß ( $\sigma \rightarrow \infty$ ) ist, erhält man das Ohmsche Gesetz für den Grenzfall der idealen MHD (Hydromagnetisches Theorem)

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad , \quad (2.29)$$

damit für  $\sigma \rightarrow \infty$  die Stromdichte  $\mathbf{j}$  endlich bleibt und die Induktionsgleichung läßt sich dann wie folgt schreiben:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) . \quad (2.30)$$

Eine kurze Übersicht über die Ableitungen der Grundgleichungen der Magnetohydrodynamik aus einer plasmakinetischen Beschreibung geben Seidel und Wende (1992). Bei Benz (1988) findet man eine sehr übersichtliche und bei Baumjohann und Treumann (1997) eine umfangreiche kommentierte Ableitung der Grundgleichungen der Magnetohydrodynamik mit zahlreichen Erläuterungen. Eine direkte Zusammenstellung der Grundgleichungen der Magnetohydrodynamik auf Grundlage von hydrodynamischen Gleichungen unter Hinzunahme der Maxwell-Gleichungen geben z.B. Cowling (1962), Kallenrode (2001), Kivelson (1995) und Goldston und Rutherford (1998).

### 2.3.1 MHD-Wellen

Im vereinfachten Modell der idealen Magnetohydrodynamik beschreiben die Gleichungen 2.24-2.27 das Plasma vollständig und müssen für jeden Zustand des Systems gleichzeitig erfüllt sein. Die Ausbreitung von Wellen im magnetischen Plasma kann daher untersucht werden, indem die Antwort des beschriebenen Gleichungssystems auf eine Störung analysiert wird. Betrachtet man kleine Störungen  $\delta g(\mathbf{x}, t)$  einer zeitlich nicht veränderlichen Hintergrundgröße  $g_0(\mathbf{x})$  mit

$$G(\mathbf{x}, t) = g_0(\mathbf{x}) + \delta g(\mathbf{x}, t) \quad (2.31)$$

und überträgt dies auf die Größen der Magnetohydrodynamik

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \delta\mathbf{B} \quad (2.32)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \delta\mathbf{E} \quad (2.33)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \delta\mathbf{v} \quad (2.34)$$

$$\varrho = \varrho_0 + \delta\varrho \quad (2.35)$$

dann lassen sich diese gestörten Größen in das Gleichungssystem 2.24-2.27 einsetzen.

Unter der Annahme, daß die gestörten Größen deutlich kleiner sind als ihr Hintergrundwert, können Produkte aus gestörten Größen vernachlässigt und das Gleichungssystem linearisiert werden. Im Ergebnis dieser Linearisierung steht ein homogenes lineares System gekoppelter Differentialgleichungen, das mit einem Ansatz für harmonische ebene Wellen gelöst werden kann. Das Gleichungssystem kann dann durch eine Fourier-Transformation direkt in den Frequenzraum überführt werden und die zeitlichen und räumlichen Ableitungen gehen dort in Faktoren über. Die gekoppelten Differentialgleichungen werden so in ein System von algebraischen Gleichungen überführt (vgl. Kallenrode 2001), das für ein kaltes Plasma ( $\nabla p = 0$ ) die folgende Form annimmt:

$$-i\omega\rho\delta\mathbf{v} = \frac{i}{\mu_0} (\mathbf{k} \times \delta\mathbf{B}) \times \mathbf{B}_0 \quad (2.36)$$

$$-i\omega\delta\mathbf{B} = i\mathbf{k} \times (\delta\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \quad (2.37)$$

$$\mathbf{k} \cdot \delta\mathbf{B} = 0 \quad (2.38)$$

Das so beschriebene Gleichungssystem wird im Fall des kalten Plasmas durch zwei verschiedene Klassen von Lösungen unabhängig voneinander gelöst und liefert so mit den Lösungsbedingungen die Dispersionsrelationen für die Ausbreitung zweier magnetohydrodynamischer Wellenmoden: die sich isotrop ausbreitende longitudinale schnelle Wellenmode (*Fast-Mode*) mit der Dispersionsrelation

$$\omega^2 = v_A^2 k^2 \quad (2.39)$$

und die anisotrope, nur parallel zum Hintergrundmagnetfeld ausbreitungsfähige transversale intermediäre Wellenmode (*Alfvén-Mode*) mit der Dispersionsrelation

$$\omega^2 = v_A^2 k^2 \cos^2 \vartheta \quad (2.40)$$

mit der Alfvéngeschwindigkeit  $v_A = \mathbf{B}_0 / (\mu_0 \varrho_0)$  und dem Winkel  $\vartheta$ , der vom Wellenvektor  $\mathbf{k}$  und dem Hintergrundmagnetfeld  $\mathbf{B}_0$  eingeschlossen wird.

Eine detaillierte Übersicht über die Ableitung der Wellenmoden im magnetischen Plasma ist z.B. bei Glassmeier (1991, 1995b), Benz (1988), Baumjohann und Treumann (1997) zu finden. Eine allgemeinere Ableitung für die Dispersionsrelation von elektromagnetischen Wellen im Plasma als dielektrischem Medium und den magnetohydrodynamischen Wellenmoden als Grenzfall für kleine Frequenzen im kalten magnetischen Plasma geben

Landau und Pitajewski (1990) und Benz (1988).

Die planetare Rotation ist für die beiden Gasplaneten Saturn und Jupiter vermutlich das wichtigste Energiereservoir, das durch magnetosphärische Prozesse genutzt werden kann. Da mit magnetohydrodynamischen Wellen Massenbewegungen des Plasmas verbunden sind, kann aus den Einflüssen der Rotation durch Zentrifugal-, Coriolis oder Eulerkräfte grundsätzlich eine Modifikation der diskutierten Wellenmoden folgen. Kräfte, die im Zusammenhang mit der Rotationsbewegung des Plasmas stehen, wurden in der Impulsbilanzgleichung bisher nicht berücksichtigt.

Ob die Corioliskraft in der Impulsbilanzgleichung für ein rotierendes Plasma berücksichtigt werden muß und ob dies die Dispersionsrelation der Wellenmoden beeinflusst, kann durch die magnetische Rossby-Zahl  $Q$ , einer dimensionslosen Größe, die die relative Bedeutung von Corioliskraft und Lorentzkraft in der Impulsbilanzgleichung

$$\varrho \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - 2\varrho \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} \quad (2.41)$$

vergleicht, abgeschätzt werden. Die magnetische Rossby-Zahl  $Q$  ist durch

$$Q = \frac{v_A k}{2\Omega} = \frac{\omega}{2\Omega} \quad (2.42)$$

definiert, mit der Alfvéngeschwindigkeit  $v_A$ , der Kreisfrequenz der planetaren Rotation  $\Omega$  und der Kreisfrequenz der auftretenden Wellenmoden  $\omega$ .

Für  $Q \gg 1$  dominiert die Lorentzkraft die Impulsbilanz und Rotationseffekte sind für die Impulsbilanzgleichung und die Dispersionsrelation der Wellenmoden vernachlässigbar und die magnetohydrodynamischen Wellen bleiben dispersionslos, während für  $Q \ll 1$  Rotationseffekte einen dominierenden Einfluß gegenüber den Lorentzkräften haben und berücksichtigt werden müssen.

Glassmeier et al. (1999) haben die magnetische Rossby-Zahl für Jupiter ( $Q_{\text{Jupiter}} \approx 20$ ) und Saturn ( $Q_{\text{Saturn}} \approx 11$ ) abgeschätzt und gefolgert, daß die Impulsbilanzgleichung der Magnetohydrodynamik auch für die im Vergleich zur Erde schnell rotierenden Gasplaneten ohne Berücksichtigung von Corioliskräften verwendet werden kann.

Die planetare Rotation ist entsprechend dieser Abschätzung zwar eine bedeutende Energiequelle für Saturn und Jupiter, beeinflusst aber die magnetohydrodynamischen Wellenmoden und deren Ausbreitungseigenschaften nicht signifikant.

Lofting et al. (1997) haben gezeigt, daß die Einflüsse der Zentrifugalkraft in der Impulsbilanzgleichung der Magnetohydrodynamik für transversale Wellen, deren Frequenz die Rotationsfrequenz des Planeten deutlich übersteigt, vernachlässigt werden kann. Die Berücksichtigung der Corioliskraft in der Impulsbilanzgleichung führt zu einer positiven Frequenzverschiebung des rechtshändig polarisierten Anteils und zu einer negativen Frequenzverschiebung des linkshändig polarisierten Anteils einer transversalen Störung des Hintergrundmagnetfeldes. Die Frequenzverschiebung  $\Delta\omega$  ist dabei proportional zur Kreisfrequenz der planetaren Rotation  $\Omega$ .

Eine zunächst linear polarisierte Welle würde dann unter dem Einfluß der Corioliskraft

in eine zirkular linkshändige und eine zirkular rechtshändige Welle mit benachbarten Frequenzen aufspalten. Die Größenordnung der Frequenzaufspaltung beträgt beim Saturn etwa  $\Delta\omega \approx 2.6 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$ . Für Wellen mit typischen Frequenzen um 1 mHz liegt diese Aufspaltung in der Größenordnung von etwa 3%. Diese Aufspaltung könnte bei genügend hoher spektraler Frequenzauflösung grundsätzlich als „Doublette“ im Frequenzspektrum beobachtet werden. Um eine spektralen Frequenzauflösung von  $\Delta\omega \approx 2.6 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$  zu erreichen, wird mindestens eine Zeitreihe der Länge  $\Delta T = 1/(2\Delta f) = \pi/\Delta\omega$ , d.h. mit  $\Delta T \approx 2000 \text{ min}$ , benötigt. Die Beobachtung einer solchen Frequenzaufspaltung wird daher wegen der benötigten langen Zeitreihen, der damit einhergehenden Bewegung des Satelliten durch unterschiedliche Raumbereiche und den sich zeitlich verändernden Umgebungsbedingungen nicht erwartet.

Ferrière et al. (1999) sowie Ferrière und André (2005) haben die Dispersionsrelation für magnetohydrodynamische Wellen unter Berücksichtigung von rotationsbedingten Krafttermen in der Impulsbilanzgleichung der Magnetohydrodynamik bestimmt und den Einfluß von Zentrifugal- und Corioliskräften detailliert untersucht. Im Allgemeinen führt die Lösung des linearisierten gestörten Gleichungssystems für kleine Störungen zu einer Bestimmungsgleichung, in der die Frequenz  $\omega$  in Potenzen bis zum Grad 6 auftritt. Ohne Berücksichtigung von allgemeinen Krafttermen, wie z.B. der Corioliskraft reduziert sich die Dispersionsrelation zu einer Gleichung dritten Grades in  $\omega^2$  und liefert die bekannten Moden (Alfvén-Mode, Fast-Mode, Slow-Mode) der Magnetohydrodynamik (Ferrière 2006, Ferrière und André 2003). Unter dem Einfluß einer weiteren äußeren Kraft (z.B. der Corioliskraft) ist die Dispersionsrelation nicht länger eine kubische Gleichung in  $\omega^2$ , die Entartung von  $\omega^2$  also aufgehoben, und es kommt zu einer (rotationsbedingten) Frequenzaufspaltung. Ferrière et al. (1999) finden analog zu Lofting et al. (1997), daß die Corioliskraft die Fast-Mode nicht beeinflusst und nur dann eine Auswirkung auf die Dispersionsrelation der Alfvén-Mode hat, wenn diese sich mit  $k_{\parallel} \ll k$  quasisenkrecht zum Magnetfeld ausbreitet. Da die Alfvén-Mode eine geführte Mode ist, die sich parallel zum Hintergrundmagnetfeld ausbreitet, kann der Einfluß der Corioliskraft daher vernachlässigt werden.

### 2.3.2 Eigenschwingungen der Saturnmagnetosphäre

Die Ausbreitungseigenschaften der magnetohydrodynamischen Wellen hängen vom lokalen Hintergrundmagnetfeld und der lokalen Plasmamassendichte ab. An Grenzschichten, wie der planetaren Ionosphäre oder der Magnetopause, ändern sich die Ausbreitungsbedingungen für die magnetohydrodynamischen Wellen und es kommt zu Reflexion und Absorption von Wellenenergie (Glassmeier 1991, 1995b). Wird eine Welle zwischen zwei Grenzschichten reflektiert, so können sich stehende Wellen ausbilden, wenn sich die zwischen den Grenzschichten ausbreitenden Wellen konstruktiv überlagern. Eine quantitative vollständige Beschreibung von solchen Eigenschwingungen erfordert die Lösung der

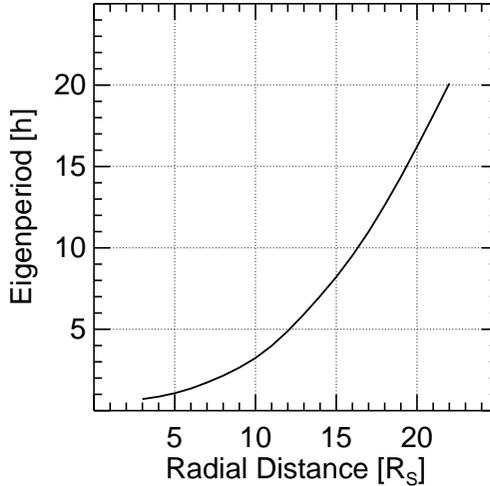


Abbildung 2.1: Modellierte Eigenperioden der Magnetfeldlinien in der Saturnmagnetosphäre unter Verwendung eines dipolaren Magnetfeldverlaufes. In der Region der mittleren Magnetosphäre werden Eigenperioden erwartet, die in der Größenordnung der planetaren Rotationsperiode liegen (nach Cramm et al. 1998).

allgemeinen Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mathbf{v}_A \times \mathbf{v}_A \times (\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E})) \quad (2.43)$$

für realistische Konfigurationen des Hintergrundmagnetfeldes und für die räumliche Verteilung der Plasmamassendichte (Glassmeier 1991).

Cramm et al. (1998) haben die Eigenperiode  $T$  der Grundschnitungen des Saturnmagnetfeldes durch Laufzeitberechnung

$$T = 2 \int_s^N \frac{ds}{v_A(s)} \quad (2.44)$$

der Alfvén-Mode zwischen der südlichen und nördlichen Ionosphäre unter Annahme eines Dipolmagnetfeldes und der in Abschnitt 2.2.2.1 vorgestellten Verteilung der Plasmamassendichte bestimmt. Als Ergebnis erhalten Cramm et al. (1998) die in Abb. 2.1 dargestellten Eigenperioden in Abhängigkeit vom radialen Abstand der betreffenden Feldlinie in der Äquatorebene. Die Eigenperioden betragen typischerweise mehrere Stunden und sind innerhalb der mittleren Magnetosphäre mit der planetaren Rotationsperiode vergleichbar.

Die Ursache hierfür liegt zum einen an den langen Signallaufzeiten der Alfvén-Wellen entlang der langen Dipolfeldlinien der ausgedehnten Saturnmagnetosphäre und der Kon-

zentration von schweren Ionen in der Äquatorebene. Durch die hohe Plasmamassendichte und das vergleichsweise niedrige Magnetfeld in der mittleren Magnetosphäre ist die Alfvéngeschwindigkeit in der Äquatorebene nur sehr gering ( $v_A \approx 75 \text{ km/s}$ ), wodurch sich die Laufzeiten weiter erhöhen. Cramm (1997) unterstreicht die Eigenschaft der extrem langen Eigenperioden, die sein Modell liefert und einen unteren Schätzer für realistische Eigenperioden darstellen, da das Verhältnis von schweren zu leichten Ionen und die Plasmamassendichte tendenziell unterschätzt sind und das verwendete Modell keine erneute Zunahme der Plasmamassendichte in der Nähe der planetaren Ionosphäre berücksichtigt. Diese drei Faktoren führen jeweils zu einer überschätzten Alfvéngeschwindigkeit, wodurch eine realistische Signallaufzeit gegenüber der modellierten Laufzeit noch weiter erhöht werden würde.

Khurana (1993) hat mit einem einfachen Modell unter Annahme einer konstanten Verteilung der Plasmamassendichte entlang der Feldlinien die räumliche Verteilung der Alfvéngeschwindigkeit in den Magnetosphären der äußeren Planeten abgeschätzt und erhält aus Laufzeitberechnungen Schätzer für die Perioden der Grundschrwingungen von Eigenoszillationen in der mittleren Saturnmagnetosphäre zwischen  $10^4 - 10^5 \text{ s}$ . Da die Alfvéngeschwindigkeit in der Äquatorebene wegen nur zweier Durchflüge durch die Äquatorebene nach Einschätzung von Khurana (1993) nicht zuverlässig bestimmt werden konnte, verwendet Khurana (1993) Plasmadichten, die von VOYAGER 2 in etwa  $1 - 2 R_S$  Abstand von der Äquatorebene gemessen wurden. Die Grundschrwingungen von stehenden Wellen entlang der Feldlinien werden damit als leicht unterschätzt bewertet. Die von Khurana (1993) abgeschätzten Eigenperioden liegen aber in der gleichen Größenordnung wie die von Cramm et al. (1998) modellierten, der die von ihm berechneten Eigenperioden ebenfalls als unterschätzt ansieht.

Cramm et al. (1998) und Cramm (1997) schließen daraus, daß stehende Wellen und Eigenschwingungen von Magnetfeldlinien in der Saturnmagnetosphäre nicht zu erwarten sind, da sich die Umgebungsbedingungen in der Magnetosphäre durch die fast starre Korotation des magnetosphärischen Plasmas auf ähnlichen Zeitskalen verändern wie die erwarteten Eigenperioden.

Eine Annahme für die Ableitung der magnetohydrodynamischen Wellen war, daß sich die ungestörten Hintergrundgrößen zeitlich nicht ändern und Störungen klein sind im Vergleich zu ihrem Hintergrundwert. Die Bestimmung der Eigenperiode einer Magnetfeldlinie aus der Laufzeitbetrachtung einer Alfvén-Welle, die sich zwischen zwei Reflexionspunkten ausbreitet, beruht implizit auf der Annahme, daß sich die Ausbreitungsbedingungen entlang der betrachteten Feldlinie zeitlich nicht ändern. Eigenperioden sind also nur dort zu erwarten, wo die Ausbreitungsbedingungen für Alfvén-Wellen auf Zeitskalen, die deutlich größer sind als die zu erwartenden Eigenperioden, stationär sind (Cramm 1997).

Das Konzept der Feldlinienresonanz (Tamao 1965, Southwood 1974, Glassmeier 1995b) beschreibt die Ausbreitung einer isotropen Fast-Mode im nicht gleichförmigen Plasma ( $\rho(\mathbf{x}), B(\mathbf{x})$ ) und die durch die somit auftretenden Gradienten ermöglichte resonante Modenkopplung der longitudinalen Fast-Mode in eine stehende transversale Alfvén-Welle (Glassmeier et al. 2004, 1999). Daher wird für die Saturnmagnetosphäre keine Feldlinien-

resonanz erwartet (Glassmeier et al. 2004).

Cramm et al. (1998) berichten aber über eine Magnetfeldmessung mit einer lokalisierten Amplitude der toroidalen Magnetfeldkomponente und einem Phasensprung um  $180^\circ$  beim Amplitudenmaximum der radialen Magnetfeldkomponente, was eine Interpretation als Feldlinienresonanz nahelegt. Um diese Beobachtung trotz der vermutlich nicht unterstützten Ausbildung von stehenden Wellen zu interpretieren schlagen Cramm et al. (1998) eine alternative, allgemeinere Interpretation der resonanten Modenkopplung vor, die die klassische Feldlinienresonanz als Sonderfall einer Kopplung zwischen Fast-Mode und Alfvén-Mode beinhaltet.

Die allgemeine Resonanzbedingung ist nämlich nicht an die Existenz oder die Frequenz von Eigenoszillationen gebunden. Resonante Modenkopplung kann immer dann stattfinden, wenn zwei unterschiedliche Wellenmoden lokal eine Resonanzbedingung erfüllen. Für die Kopplung zwischen der kompressiblen Fast-Mode und der transversalen Alfvén-Mode ist diese Resonanzbedingung (z.B. Glassmeier et al. 1999)

$$\frac{\omega^2}{k_{\parallel}^2} = v_A^2 \quad , \quad (2.45)$$

d.h. die Modenkopplung kann dann auftreten, wenn die Phasengeschwindigkeit der feldlinienparallelen Komponente der anregenden isotropen Fast-Mode mit der lokalen Phasengeschwindigkeit der geführten Alfvén-Mode übereinstimmt. Die so angeregte Alfvén-Welle propagiert dann entlang der Magnetfeldrichtung aus der Resonanzregion.

Feldlinienresonanz tritt dann auf, wenn nicht nur eine resonante Modenkopplung erfolgt, sondern zusätzlich die möglichen Eigenfrequenzen der mit der Kopplungsregion verbundenen Feldlinien mit der Resonanzfrequenz übereinstimmen.

Anschaulich bedeutet dies, daß Modenkopplung fast überall in der Magnetosphäre auftreten kann. Aber nur dort, wo die möglichen Eigenperioden der Feldlinie mit der Resonanzfrequenz übereinstimmen, bilden sich durch konstruktive Überlagerung stehende Wellen aus (die eine ausreichend lange Lebensdauer haben), in die durch den „doppelt resonanten Kopplungsprozeß“ über einen ausreichend langen Zeitraum genügend viel Energie überführt wurde, um beobachtet werden zu können.

Im Zusammenhang mit der ausgedehnten Saturnmagnetosphäre bedeutet dies, daß die typische Anregungsdauer deutlich länger sein muß als die Signallaufzeit zwischen den Reflexionspunkten, da sich sonst keine stehenden Wellen ausbilden können. In der Regel betrachtet man den eingeschwungenen Zustand des Systems und berücksichtigt keine An- oder Abschaltvorgänge. Ist nun aber der Zeitraum der Anregung kürzer als die Laufzeit zwischen Resonanzort und Reflexionspunkt, dann „erfährt“ die zurücklaufende Welle nichts mehr von der Anregung in der Kopplungsregion und kann entsprechend auch nicht phasenrichtig verstärkt werden. Im Rahmen einer solchen Situation wäre es höchstens vorstellbar, daß ein resonant angeregter und propagierender Wellenzug in Abhängigkeit von seiner Länge in der unmittelbaren Umgebung des Reflexionspunktes kurzzeitig mit sich selbst interferiert.

Für den Saturn scheint daher die allgemeinere Interpretation der resonanten Modenkopplung geeigneter zu sein als das klassische Paradigma der Feldlinienresonanz und ist der enormen Systemgröße geschuldet. Wegen der langen Laufzeiten der Alfvén-Welle entlang der Dipolfeldlinien hat die Reflexion an der Ionosphäre während eines resonanten Prozesses keine Rückwirkung auf die Modenkopplung am Resonanzpunkt.

Die Bevorzugung von Kopplung in ausschließlich propagierende Alfvén-Wellen und die Abwesenheit von resonant angeregten stehenden Alfvén-Wellen sind daher ein wichtiges Merkmal der Saturnmagnetosphäre im Vergleich zur Erdmagnetosphäre und den dort regelmäßig beobachteten ULF-Pulsationen.

Cramm (1997) weist zusätzlich zu der vermuteten Abwesenheit von Eigenoszillationen neben Störungen in den Magnetfelddaten auf Grund von Steuerungsmanövern und Lageänderungen des Satelliten auch auf weitere grundsätzliche Schwierigkeiten bei der Beobachtung von Eigenschwingungen und ULF-Pulsationen in der Saturnmagnetosphäre hin. Die Grundschiebungen der Feldlinien weisen sehr lange Eigenperioden auf, was jedoch nicht ausschließt, daß höherfrequente Oberschwingungen auftreten können. Für die höheren Harmonischen werden aber sehr kleine Amplituden erwartet, so daß eine Detektion unwahrscheinlich ist.

Durch die Dominanz der schweren Ionen der Wassergruppe  $W^+$  ( $OH^+$ ,  $H_2O^+$ ,  $H_3O^+$ ) wird der Gültigkeitsbereich der Magnetohydrodynamik durch sehr niedrige Frequenzen nach oben beschränkt und magnetohydrodynamische Wellen werden nur deutlich unterhalb der kleinsten lokalen Gyrationfrequenz erwartet. Um Wellen bei derartig niedrigen Frequenzen zu beobachten und spektral analysieren zu können, bedarf es einer entsprechend langen Zeitreihe, denn eine verlässliche und glaubwürdige Spektralanalyse sollte mindestens auf einer Zeitreihe beruhen, die 4-6 Perioden des zu analysierenden Signals beinhaltet (Song und Russell 1999).

Die VOYAGER-Satelliten haben in der Saturnmagnetosphäre mit Geschwindigkeiten in der Größenordnung von etwa  $1 R_s h^{-1}$  große Gebiete der Magnetosphäre in kurzer Zeit überstrichen, so daß lokale Pulsationsereignisse nicht deutlich aus der Zeitreihe und innerhalb einer spektralen Analyse hervortreten.

Der Satellit CASSINI hat auf seiner Keplerbahn die größte Geschwindigkeit von etwa  $0.9 R_s h^{-1}$  im Perizentrum bei etwa  $5 R_s$  und in der mittleren Magnetosphäre typische Geschwindigkeiten von etwa  $0.2 R_s h^{-1}$  bis  $0.5 R_s h^{-1}$ . Dies bedeutet, daß CASSINI auf Zeitskalen, die den Perioden von möglichen magnetohydrodynamischen Wellen entsprechen, Raumgebiete durchmißt, die bei einer angenommenen Eigenperiode in der mittleren Magnetosphäre von  $T \approx 8$  h radiale Abstände von  $1.6 R_s$  bis  $3.2 R_s$  umfassen.

Die Beobachtung von lokalisierten Pulsationsereignissen über mehrere Perioden ist daher auch in den durch die CASSINI-Mission gewonnenen Magnetfelddaten vermutlich schwierig.

Erschwerend kommt hinzu, daß in den Magnetfelddaten von CASSINI periodische Modulationen des Magnetfeldes mit einer der planetaren Rotationsperiode ähnlichen Periodizität und einer Amplitude von etwa 2 nT beobachtet wurden. Dieses die Magnetfeldmessungen dominierende Signal liegt damit in dem Frequenzbereich der für die mittlere Magne-

tosphäre erwarteten globalen Eigenschwingungen des Magnetfeldes und erschwert die Beobachtung von Pulsationen in diesem Frequenzbereich deutlich bzw. verhindert eine glaubwürdige Analyse von Wellenphänomenen im Frequenzband um die planetare Rotationsperiode vollständig.

Da die CASSINI-Mission die Saturnmagnetosphäre aber für einen mehrjährigen Zeitraum sondiert und dabei verschiedene Raumbereiche abdeckt, bieten die Magnetfeldmessungen von CASSINI die Möglichkeit auf eine bisher nicht zugängliche Datenmenge zuzugreifen, so daß mit einer größeren Anzahl von Magnetfeldmessungen auch die Wahrscheinlichkeit für die Beobachtung von magnetischen Pulsationen – sollten sie trotz der vermuteten Abwesenheit existieren – steigt.

### 2.3.3 Beobachtungen von ULF-Wellen in den Magnetosphären von Saturn und Jupiter

Obwohl Eigenschwingungen in der Saturnmagnetosphäre nicht erwartet werden, hat Cramm (1997) Fluktuationen des Saturnmagnetfeldes auf Grundlage von Daten der Satelliten VOYAGER 1 und VOYAGER 2 untersucht und beschreibt Störungen in der Größenordnung von 0.1 – 0.5 nT die keine erkennbare Periodizität zeigen und unabhängig von der Stärke des Hintergrundmagnetfeldes sind.

Cramm (1997) beschreibt als typisches Merkmal der von ihm beobachteten Fluktuationen, daß deutlich mehr transversale als kompressible Aktivität registriert wird. Die typischen Perioden liegen hierbei zwischen 4 – 30 min. Für einen Zeitabschnitt im Morgensektor der Magnetosphäre findet Cramm (1997) für Magnetfeldmessungen von VOYAGER 2 ein deutlich transversal polarisiertes langperiodisches Signal während eines Zeitraumes von sechs Stunden mit einer Periode, die während der radialen Entfernung des Satelliten vom Saturn von anfänglich 20 min bis auf 30 min ansteigt. Für das beobachtete Pulsationsereignis wird keine der in Erwägung gezogenen Erklärungsmöglichkeiten (stehende Welle in der äquatorialen Plasmaschicht, stehende Welle zwischen den Ionosphären, stehende Welle zwischen Ionosphäre und Plasmaschicht) als befriedigende Interpretation angesehen.

Neben den Untersuchungen von Cramm et al. (1998) und bei Cramm (1997) gibt es nur wenige Arbeiten, die ultraniederfrequente Wellen in der Saturnmagnetosphäre behandeln. In diesem Zusammenhang ist auf die nicht einheitliche Verwendung des Begriffs ULF-Welle hinzuweisen. In der vorliegenden Arbeit wird der Begriff ultraniederfrequent und ULF-Welle analog zu der bei Glassmeier und Espley (2006) und Espley et al. (2004) gegebenen Definition verwendet. Unter ULF-Wellen werden also Wellen mit der niedrigsten möglichen Frequenz in einem magnetischen Plasma, d.h. insbesondere mit Frequenzen deutlich unterhalb der Ionengyrationsfrequenz der dominierenden Ionenspezies, verstanden. Diese Begriffsbestimmung ist mit den für die Grundgleichungen der Magnetohydrodynamik gemachten Annahmen konsistent.

Khurana et al. (1992) beschreiben Wellen im Magnetosphärenschweif des Saturn, die von VOYAGER 1 registriert wurden. Diese Wellen sind vorwiegend transversal polarisiert und haben maximale Amplituden innerhalb der Plasmaschicht in der Größenordnung von

0.5 nT, wobei keine die Wellenaktivität dominierende Frequenz diskutiert wird

Orlowski et al. (1995) vergleichen ULF-Wellen in der Region der Bugstoßwelle von Venus und Saturn. Die auf Grundlage von Magnetfeldmessungen durch VOYAGER 2 in der Bugstoßwelle des Saturn beobachteten Wellen haben Frequenzen im Bereich vom 1.7 – 2.0 mHz, sind elliptisch polarisiert und zeigen Maxima der spektralen Leistungsdichte bei 0.35 mHz und 1.7 mHz. Die Wellenamplituden liegen etwa bei 0.1 – 0.2 nT und haben damit die Größenordnung des Hintergrundmagnetfeldes von ebenfalls etwa 0.2 nT. Da Wellenamplituden und Hintergrundmagnetfeld annähernd in der gleichen Größenordnung liegen, ist die Beschreibung durch eine lineare Störungstheorie sicher nicht mehr möglich. Weiterhin liegen die beobachteten Frequenzen in der Größenordnung der lokalen Gyrationfrequenz der Ionen  $H^+$  ( $\approx 3$  mHz),  $He^+$  ( $\approx 0.7$  mHz) und  $He^{++}$  ( $\approx 1.5$  mHz), die als Bestandteile des Sonnenwindes im Plasma der Bugstoßregion auftreten können, so daß die beobachteten „ULF-Wellen“ außerhalb des von uns definierten Frequenzbereiches und sicher auch außerhalb des Gültigkeitsbereiches der Magnetohydrodynamik liegen.

Ähnlich verhält es sich mit Beobachtungen von Russell et al. (2006), die auf magneto-hydrodynamische Phänomene in der Saturnmagnetosphäre hinweisen und hauptsächlich Ionenzyklotronwellen beschreiben und diskutieren. Die beschriebenen Ionenzyklotronwellen in der Umgebung der Ionenzyklotronfrequenz der Ionen der Wassergruppe  $W^+$  sind ein häufig zu beobachtendes Phänomen in der Umgebung der Ringebene (vgl. Leisner et al. 2005) und wird mit Massenbeladungsprozessen in der Ringionosphäre in Verbindung gebracht. Die Verwendung des Begriffes ULF-Wellen bei Leisner et al. (2005) im Zusammenhang mit Ionenzyklotronwellen liegt erneut außerhalb des hier verwendeten Begriffes.

ULF-Wellen werden, im Sinne der hier verwendeten Definition, aber auch in einer Vielzahl von anderen planetaren Magnetosphären als der der Erde beobachtet (Glassmeier und Espley 2006, Glassmeier et al. 2004, 1999, Glassmeier 1995a).

Besonders interessant sind die Beobachtungen von ULF-Pulsationen in der Jupitermagnetosphäre (Glassmeier 1995a), da das magnetosphärische System des Jupiters auf Grund seiner enormen Größe, der schnellen planetaren Rotation und der die Magnetosphäre dominierenden internen Plasmaquelle Io eher mit dem Saturn vergleichbar ist als die Magnetosphäre der Erde und die Saturnmagnetosphäre daher vergleichbare Vorgänge erwarten läßt.

Arbeiten, die Ionenzyklotronwellen mit niedrigen Frequenzen in der Jupitermagnetosphäre als ULF-Wellen diskutieren (Dougherty et al. 1997, Petkaki und Dougherty 2000, 2001a,b, Petkaki 2002, Russell et al. 2000, 2001, 2003) sollen an dieser Stelle nicht weiter behandelt werden.

Stehende ULF-Wellen in der Jupitermagnetosphäre werden von Glassmeier et al. (1989) als Eigenschwingungen des Plasmatorus um die Bahn des Mondes Io zusammen mit einem wahrscheinlichen Anregungsmechanismus beschrieben. Khurana und Kivelson (1989) beobachten ausgeprägte transversale Wellenaktivität mit typischen Perioden von 10 – 20 mHz in der um den Zentrifugaläquator des Jupiter konzentrierten Plasmaschicht in der mittleren Jupitermagnetosphäre und geben einen Erklärungsversuch für die in der Plasmaschicht

lokalisieren Amplitudenmaxima der Wellen. Ein wahrscheinlicher Anregungsmechanismus für die Wellen wird nicht vorgeschlagen. Wilson und Dougherty (2000) haben ULF-Wellen im Periodenbereich von 10 – 20 min in den Magnetfelddaten von GALILEO auf statistischer Basis untersucht und als Ergebnis Wellenaktivität in der überwiegenden Anzahl von Durchflügen des Satelliten durch die äquatoriale Plasmaschicht für die gesamte Jupitermagnetosphäre gefunden, d.h. es konnte keine Lokalzeitabhängigkeit für die Wellenaktivität gefunden werden.

Glassmeier et al. (1989) haben ULF-Pulsationen in der Jupitermagnetosphäre gefunden, die sie als Eigenschwingungen des gesamten Io-Plasmatorus interpretieren. Der Mond Io entläßt durch Vulkanismus getrieben etwa 1000 kg/s Neutralgas, das hauptsächlich aus atomarem Natrium (Na) und Schwefeldioxid (SO<sub>2</sub>) besteht. Durch anschließende Ionisation des Neutralgases entsteht so entlang der Umlaufbahn des Io ein Plasmatorus, der sich durch eine gegenüber der umgebenden Magnetosphäre deutlich erhöhte Plasmamassendichte auszeichnet. Die Alfvéngeschwindigkeit innerhalb des Io-Plasmatorus beträgt etwa  $v_A \approx 300$  km/s, während sie in der umliegenden Magnetosphäre etwa eine Größenordnung höher ist. Der Plasmatorus ist also ein begrenztes Gebiet niedriger Phasengeschwindigkeit (*low velocity layer*) innerhalb dessen magnetohydrodynamische Wellen geführt werden können und dessen Oberfläche eine Grenzschicht innerhalb der Jupitermagnetosphäre darstellt.

Glassmeier et al. (1989) beobachten außerhalb dieses Plasmatorus nur irreguläre Fluktuationen des Magnetfeldes mit Amplituden um 1 nT, während innerhalb des Plasmatorus quasiperiodische Oszillationen mit Amplituden um 4 nT auftreten. Die azimutale Komponente  $b_\varphi$  und longitudinale Komponente  $b_\theta$  der beobachteten Magnetfeldoszillation schwingen hierbei mit deutlich unterschiedlichen Perioden von etwa 1200 s bzw. 800 s, was auf entkoppelte toroidale und poloidale Eigenschwingungen des Plasmatorus hindeutet. Die theoretische Analyse einer einfachen Modellmagnetosphäre belegt die Möglichkeit von entkoppelten axialsymmetrischen toroidalen und poloidalen Eigenschwingungen des gesamten Plasmatorus unter der Bedingung (Entkopplungsbedingung), daß diese Wellen global, d.h. mit Moden  $m \approx 0$ , angeregt werden, denn nur dann ist das zugehörige Gleichungssystem nicht mehr verkoppelt (vgl. Glassmeier et al. 1989, 1999). Die numerische Analyse liefert eine gute Übereinstimmung der Periodendauern für die theoretisch vorhergesagten stehenden Wellen mit den beobachteten toroidalen und poloidalen Perioden.

Als Anregungsmechanismus für die Eigenschwingungen werden die Wechselwirkung des Io mit dem magnetosphärischen Plasma (Neubauer 1980), transiente Kompression der tagseitigen Magnetosphäre durch Schwankungen des Sonnenwinddruckes (*sudden impulse*) und Magnetfeldstörungen, die im Zusammenhang mit Massenbeladung durch neugenerierte Ionen stehen, diskutiert.

Als plausibelster Mechanismus wird eine Anregung favorisiert, die im Zusammenhang mit einer vergrößerten Massenbeladung und dem daraus resultierenden Stromsystem zwischen Ionosphäre und Magnetosphäre (vgl. Abschnitt 2.2.1.3) steht, da die feldlinienparallelen Ströme, die die Magnetosphäre mit der Ionosphäre verbinden mit Alfvén-Wellen

identifiziert werden können, da die Alfvén-Welle als einzige magnetohydrodynamische Wellenmode einen feldlinienparallelen Strom trägt. Gestützt wird diese Vermutung durch spektroskopische Untersuchungen der Variation der Geschwindigkeit des korotierenden Plasmas, die auf der gleichen Zeitskala wie die beobachteten Eigenschwingungen des Plasmatorus auftreten.

Die augenfällige Ähnlichkeit der magnetosphärischen Systeme von Saturn und Jupiter bezüglich Größe, Einfluß der Rotation auf die Plasmadynamik und die Dominanz von internen Plasma- und Energiequellen legt nahe, daß auch beim Saturn ähnliche Prozesse wie die oben beschriebenen stattfinden können. Insbesondere war bis vor kurzer Zeit die Funktion des Mondes Enceladus als wichtige Plasmaquelle für die Saturnmagnetosphäre, die durchaus mit der des Io beim Jupiter vergleichbar ist (Vasyliūnas 2008), nicht erkannt worden. Möglicherweise bildet auch der Mond Enceladus einen umfangreichen Plasmatorus aus, der ähnliche Wellenphänomene zuläßt, wie sie beim Io-Plasmatorus beobachtet wurden.

Modelle für die Dichteverteilung der Ionen der Wassergruppe  $W^+$  beschreiben im Abstand der Umlaufbahn von Enceladus ein deutlich ausgeprägtes Maximum (Sittler et al. 2008, Johnson et al. 2006b, 2008), so daß auch hier ein begrenztes Gebiet mit einer niedrigen Phasengeschwindigkeit eine geführte Ausbreitung von Wellenmoden grundsätzlich erlauben könnte.

Derzeit liegen aber keine Messungen für die Plasmaverteilung um den Enceladus vor und die bisherigen fünf Vorbeiflüge von CASSINI zeigten in den Magnetfelddaten mit Ausnahme von sehr ausgeprägten Ionenzyklotronwellen keine auffälligen niederfrequenten Wellensignaturen.

Khurana und Kivelson (1989) haben Magnetfeldmessungen des VOYAGER 2-Satelliten analysiert und in der Äquatorebene der mittleren Jupitermagnetosphäre transversal und kompressibel polarisierte Magnetfeldstörungen mit Amplituden zwischen 4 – 8 nT und Perioden zwischen 10 – 30 min gefunden, die in der äquatorialen Plasmaschicht konzentriert sind. Hierbei zeigen die transversalen Störungen beim Durchgang des Satelliten durch die Äquatorebene ein klares Amplitudenmaximum, während die Amplitude der Magnetfeldstörung nur wenig außerhalb der Äquatorebene nahezu verschwindet und so wellenpaketartige Strukturen um den Äquator ausgebildet werden. Die kompressiblen Störungen weisen keine derartig scharf abgegrenzte Struktur auf und ihre Amplituden ändern sich nur leicht in Abhängigkeit vom Abstand von der Äquatorebene. Der kinetische Druck des Plasmas und der magnetische Druck sind für die beobachteten kompressiblen Störungen antikorreliert und die transversale Wellenamplitude zeigt eine deutliche Antikorrelation mit der lokalen Alfvéngeschwindigkeit.

Khurana und Kivelson (1989) schlagen als Ursache der ausgeprägten Lokalisierung der transversalen Wellenamplitude um die Äquatorebene die Symmetrie der räumlichen Plasmaverteilung zur Äquatorebene entlang der Magnetfeldlinien und die Erhaltung des Energieflusses innerhalb von magnetischen Flußröhren vor. Wenn die Energieflußdichte einer propagierenden transversal polarisierten Welle pro Periode proportional zu  $\langle b_T^2 \rangle v_A / \mu_0$

ist und sich der Flußröhrenquerschnitt invers proportional zu  $|B|$  verhält, dann folgt für einen konstanten Energiefluß durch die Querschnittsfläche  $A$  einer Flußröhre mit  $A \propto |B|^{-1}$ , daß  $1/(\mu_0|B|)\langle b_T^2 \rangle_{v_A} = \text{const.}$  sein muß. Die transversale Wellenamplitude  $\langle b_T^2 \rangle$  muß sich dann proportional zur Quadratwurzel der Plasmamassendichte  $\rho$  verhalten:  $\langle b_T^2 \rangle \propto \sqrt{\rho}$ .

Die Amplitude einer durch eine Dichtehomogenität laufenden transversalen Magnetfeldstörung soll also mit zunehmender Plasmamassendichte ansteigen, um trotz der damit verbundenen abnehmenden Phasengeschwindigkeit die gleiche Energiemenge pro Periode transportieren zu können. Die Alfvéngeschwindigkeit steigt außerhalb der äquatorialen Plasmaschicht deutlich an, so daß in dieser Amplitudenmaxima auftreten und außerhalb der Plasmaschicht die transversale Wellenamplitude stark abfällt. Die numerische Lösung der Wellengleichung für transversale Wellen (Southwood und Kivelson 1986) unter Verwendung eines realistischen räumlichen Profils der Alfvéngeschwindigkeit in der Äquatorebene zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den modellierten und den beobachteten Wellenamplituden. Die modellierten Perioden sind hierbei deutlich größer als eine Stunde und weichen deutlich von den beobachteten Perioden ab, die bevorzugt bei etwa 15 min liegen.

Die weniger stark ausgeprägte Konzentration der kompressiblen Wellen in der Plasmaschicht erklären Khurana und Kivelson (1989) dadurch, daß die temperaturabhängige Skalenhöhe des heißen Plasmas deutlich größer ist als die der kalten Ionen. Den durch heißes Plasma dominierten kompressiblen Wellen steht dann entlang der Magnetfeldlinien ein ausgedehnteres Gebiet mit hohen Plasmamassendichten und daraus resultierenden höheren Wellenamplituden zur Verfügung.

Als mögliche Anregungsmechanismen haben Khurana und Kivelson (1989) die Anregung durch Drift-Mirror-Instabilitäten, die Kopplung von Alfvén-Wellen an Drift-Mirror-Moden und die Anregung durch Drift-Bounce-Resonanz in Betracht gezogen. Für keinen der drei vorgeschlagenen Mechanismen konnte ein Nachweis dafür erbracht werden, daß diese eine wahrscheinliche Quelle der beobachteten magnetischen Störungen sind.

Die Beobachtungen von Khurana und Kivelson (1989) kann man ähnlich wie die von Glassmeier et al. (1989) versuchen auf den Saturn zu übertragen. So ist auch beim Saturn wegen seiner schnellen Rotation das magnetosphärische Plasma hauptsächlich in der unmittelbaren Nähe der Äquatorebene konzentriert und die Plasmamassendichte nimmt mit zunehmendem Abstand von der Äquatorebene entlang der Feldlinien exponentiell ab. Die Beobachtungen und Interpretationsversuche von Khurana und Kivelson (1989) lassen daher vermuten, daß transversale magnetohydrodynamische Wellen in der Saturnmagnetosphäre ebenfalls ausgeprägte Amplitudenmaxima in der näheren Umgebung der äquatorialen Plasmaschicht oder in Gebieten von lokal erhöhten Plasmamassendichten aufweisen, während gleichzeitig in Regionen mit hoher Alfvéngeschwindigkeit nur geringe Wellenamplituden erwartet werden, da zur Ausbildung signifikanter Amplituden entsprechend energiereiche Anregungen notwendig sind.

## 2.4 Die Rotationsperiode des Saturn

Die Rotationsperiode eines Planeten ist eine seiner elementaren Kennzahlen. So geht die Rotationsperiode nicht nur in die Modelle für den inneren Aufbau und somit die Gestalt der Gasplaneten ein und bestimmt die Dynamik der Atmosphäre, sondern wirkt sich auch über das korotationselektrische Feld und die Kopplung von Ionosphäre und Magnetosphäre auf die Dynamik des magnetosphärischen Plasmas aus.

Da die Rotationsperiode des Saturns und das Auftreten verschiedener periodischer Phänomene mit variabler Periodendauer in der Nähe der definierten Rotationsperiode von 10 h 39 min ( $24 \pm 7$ ) s (Seidelmann et al. 2002) ein derzeit vieldiskutiertes Phänomen ist und Auswirkungen auf die in dieser Arbeit vorgestellte Lokalisierung von Wellenereignissen bezüglich der planetographischen Länge hat, wird folgend ein Überblick über die bisherige Bestimmung der Rotationsperiode beim Saturn, den ersten Anzeichen für eine Variabilität der beobachteten Rotationsperiode des Saturns und Beispiele für die Beobachtungen von Phänomenen durch CASSINI, die eine der festgelegten Rotationsperiode ähnliche und zeitveränderliche Periode zeigen, gegeben.

Um die Rotationsperiode eines Planeten zu bestimmen, kann man im einfachsten Fall ein oberflächenfixiertes Merkmal entlang der Sichtlinie des Beobachters auswählen und die Zeit bestimmen, die dieses Merkmal benötigt, um nach einer vollen Rotation des Planeten wieder die Sichtlinie zu überqueren. Hierbei muß lediglich die Relativbewegung zwischen Beobachter und Planet berücksichtigt werden.

Bei Gasplaneten wie dem Saturn oder Planeten mit einer optisch dichten Atmosphäre wie z.B. der Venus ist ein solches Verfahren nicht möglich. Im Fall des Planeten Venus kann das Problem der dichten Atmosphäre durch nichtoptische Meßverfahren wie z.B. Radar-Altimetrie (z.B. Pettengill et al. 1980) gelöst werden. Für die Gasplaneten stellt die Bestimmung der Rotationsperiode eine große Herausforderung dar, da sie keine Oberfläche im eigentlichen Sinne besitzen, die als Bezugsfläche herangezogen werden kann. Welche Möglichkeiten bestehen nun alternativ, die Rotationsperiode von Gasplaneten aus der Entfernung und mit direkten Messungen in-situ zu bestimmen?

Die Beobachtungen von Strukturen in der Atmosphäre können zur Bestimmung der Rotationsperiode herangezogen werden, wobei nicht grundsätzlich davon ausgegangen werden kann, daß atmosphärische Merkmale räumlich und zeitlich stationär sind und in einer festen Beziehung zum Planeteninneren und dessen Rotationsperiode stehen. Die ersten optischen Beobachtungen, die so zu einer Bestimmung der Rotationsperiode des Saturns führten, fanden hierfür Werte zwischen 10 h 14 min und 10 h 38 min (Schoenberg 1933). Sánchez-Lavega (2005) stellt die Messungen der breitenabhängigen Verteilung atmosphärischer Windsysteme durch VOYAGER 1, VOYAGER 2, HUBBLE und CASSINI vor, die Rotationsperioden zwischen 10 h 12 min am Äquator und 10 h 43 min bei polaren Breiten liefern. Eine Übersicht über einige historische Werte der Rotationsperiode für den Saturn ist in Tab. 2.4 angegeben.

Eine alternative Möglichkeit zur Bestimmung der Rotationsperiode besteht darin, die periodische Modulation des Magnetfeldes zu messen, die sich ergibt, wenn die Rotations-

Rotationsperiode	Jahr	Quelle
10 h 16 min	1794	Herschel in Schoenberg (1933)
10 h 16 min	1810	Herschel (1810)
10 h 16 min 0.4 s	1814	Schweigger (1814)
10 h 18 min	1817	Schoene (1817)
10 h 16 min	1822	Robinson (1822)
10 h 16 min 20 s	1830	Littrow (1830)
10 h 14 min	1876	Hall in Schoenberg (1933)
10 h 38 min	1903	Barnard in Schoenberg (1933)
10 h 14 min	1933	Weber in Schoenberg (1933)
10 h 14 min - 10 h 38 min	1975	Ferrin (1975)

Tabelle 2.2: Übersicht über historische Werte, die für die Rotationsperiode des Saturn bestimmt wurden.

achse des Planeten und die Dipolachse des dipolaren Magnetfeldanteils des planetaren Magnetfeldes nicht parallel zueinander sind. Dann werden die Komponenten des Magnetfeldes von einem stationären Beobachter aus gesehen mit der planetaren Rotationsperiode variieren, da der überwiegende Anteil des Magnetfeldes seinen Ursprung im Inneren des Planeten hat. Eine solche Messung der Rotationsperiode scheint zunächst auf in-situ Messungen des Magnetfeldes beschränkt zu sein. Die Anwesenheit eines planetaren Magnetfeldes und dessen Modulation kann aber zu einer Emission von langwelliger Radiostrahlung führen, deren Intensität mit der Magnetfeldstärke und so mit der Periode der planetaren Rotation moduliert ist, so daß eine Fernerkundung sowohl des Magnetfeldes als auch der Rotationsperiode möglich ist.

Bereits im Jahr 1955 beobachteten Burke und Franklin (1955) durch bodengebundene Messungen Radioemissionen im Dekameter-Wellenlängenbereich, die als Elektronen-Zyklotronwellen interpretiert wurden und auf Grund der Richtung ihrer Quelle erste Hinweise auf die Existenz eines planetaren Magnetfeldes beim Jupiter gaben (Franklin und Burke 1956). Aus der maximalen beobachteten Frequenz der Elektronen-Zyklotronwellen von 40 MHz wurde auf einen maximalen Magnetfeldbetrag oberhalb von  $10^6$  nT geschlossen.

Als wahrscheinlicher Erzeugungsmechanismus für diese nicht-thermische Strahlung wird die Zyklotron-Maser-Instabilität (Wu und Lee 1979) betrachtet. Dieser Mechanismus wandelt freie Energie, die ihre Quelle in anisotropen Geschwindigkeitsverteilungen von Elektronen (Lau und Chu 1983, Freund et al. 1987) hat, direkt mit hoher Effizienz in Radiowellen um (Blanc et al. 2002, Galopeau et al. 2004, Zarka und Kurth 2005). In stark magnetisierten Plasmen wird hauptsächlich die außerordentliche Mode (X-Mode) in der Nähe der lokalen Elektronenzyklotronfrequenz  $f_{ce} = eB/(2\pi m_e)$  angeregt, die innerhalb eines schmalen Kegelmantels fast senkrecht zum Magnetfeld abgestrahlt wird. Aus der Frequenz der Radioemissionen lassen sich so Aussagen über die Stärke des lokalen Magnetfeldes in der Ursprungsregion der Zyklotronstrahlung treffen.

Eine Beobachtung gleichartiger Radioemissionen vom Saturn ist durch erdgebundene Messungen nicht möglich, da Radiowellen in einem Plasma nur oberhalb der lokalen Plas-

mafrequenz von  $f_{pe} = 1/(2\pi) \sqrt{ne^2/(m_e \epsilon_0)}$  ausbreitungsfähig sind. Dies bedeutet einerseits, daß innerhalb von planetaren Magnetosphären erzeugte Radiowellen diese nicht verlassen können, wenn ihre Frequenz unterhalb der lokalen Plasmafrequenz  $f_{pe}$  des die Magnetosphäre umströmenden Sonnenwindes liegt. Andererseits können auf der Erdoberfläche nur solche Radiowellen aus dem Weltraum und der Erdmagnetosphäre detektiert werden, deren Frequenz oberhalb der maximalen Plasmafrequenz in der Erdionosphäre von etwa 10 MHz liegen. Niedrigere Frequenzen werden an der Ionosphäre reflektiert und können nicht bis zum Erdboden gelangen.

Der Frequenzbereich der Radioemissionen beim Saturn liegt etwa zwischen 50 kHz und 1 MHz mit einem spektralen Maximum um 500 kHz. Daher konnten sowohl die Radioemissionen aus der Saturnmagnetosphäre, die Saturn-Kilometerstrahlung (*Saturn Kilometric Radiation, SKR*), als auch deren Intensitätsmodulation mit der Rotationsperiode des Planeten erst durch Messungen außerhalb der Erdionosphäre mit Satelliten beobachtet werden. Entsprechend konnten auch die ersten Hinweise für ein planetares Magnetfeld beim Saturn erst mit satellitengestützten Messungen gewonnen werden.

Mit VOYAGER 1 konnten die SKR-Emissionen des Saturn erstmals beobachtet werden. Aus der ebenfalls vorhandenen periodischen Emission der Intensität dieses Signals (Desch und Kaiser 1981, Carr et al. 1981) wurde auf eine Rotationsperiode von 10 h 39 min ( $24 \pm 7$ ) s des Saturn geschlossen und dieser Wert durch die International Astronomical Union (IAU) offiziell festgelegt (Seidelmann et al. 2002).

Der so definierte Wert erklärte aber nicht die beobachteten atmosphärischen Strömungssysteme und das Gravitationspotential des Saturn. So sind nach Sánchez-Lavega (2005) schnelle ostwärtige Windsysteme, ähnlich wie die beim Jupiter beobachteten, vorzugsweise für eine kleinere Rotationsperiode als die von Desch und Kaiser (1981) gefundene durch die bestehenden Modelle für die atmosphärische Zirkulation der Gasplaneten vereinbar. Anderson und Schubert (2007) untersuchen die Gestalt des Gravitationspotentials und finden die beste Übereinstimmung des gemessenen Gravitationspotentials mit plausiblen Modellen für den inneren Aufbau des Saturns bei einer Rotationsperiode von 10 h 32 min 35 s. Die interne planetare Rotation wird nach Anderson und Schubert (2007) nicht durch die beobachtete Magnetfeldmodulation oder die SKR-Emissionen wiedergegeben: Die periodischen Signale bei 10 h 47 min 6 s geben nicht die Rotation des Planeteninneren wieder, sondern sind Ergebnis eines Schlupfes (*slippage*) zwischen der magnetosphärischen Plasmabewegung relativ zum Planeteninneren und werden vermutlich durch Zentrifugalinstabilitäten in der Magnetosphäre verursacht.

Nach den Beobachtungen von VOYAGER 1 und VOYAGER 2 in den Jahren 1980 und 1981 richtete auch der Satellit ULYSSES seine Antennen in Richtung Saturn aus und beobachtete in den Jahren 1994 bis 1997 für die Modulation der SKR-Intensität eine Veränderung von bis zu 1% (Galopeau und Lecacheux 2000) im Vergleich zu den Messungen durch die beiden VOYAGER-Satelliten. Aus diesen Beobachtungen resultierte eine durchschnittliche Periode von 10 h 45 min 45 s.

Auch mit CASSINI werden die SKR-Emissionen und ihre Intensitätsmodulation gemessen. Gurnett et al. (2005) finden zunächst eine Periode von 10 h 45 min ( $45 \pm 36$ ) s, die mit

dem Wert von Galopecau und Lecacheux (2000) vergleichbar ist. Durch kontinuierliche Messungen der SKR-Periode seit Ankunft von CASSINI am Saturn zeigte sich eine Variabilität dieser Periode zwischen 10 h 45 min 36 s (10.76 h) und 10 h 48 min 0 s (10.8 h) (Kurth et al. 2007) im Zeitraum von Januar 2004 bis August 2006. Weitere Messungen bis zum Juli 2007 bestätigen die ausgeprägte Variation der SKR-Periodizität, deren Veränderlichkeit Kurth et al. (2008) durch einen polynominalen Zusammenhang beschreiben.

Vergleicht man sowohl die Ergebnisse von Desch und Kaiser (1981) mit denen von Galopecau und Lecacheux (2000), deren Werte für die Rotationsperiode einen Unterschied von etwa 6 min aufweisen, wirft dies natürlich die Frage auf, ob die Periodizität der SKR-Emissionen tatsächlich die planetare Rotationsperiode des Saturn wiedergibt. Dies ist nur schwer vorstellbar, da zur Veränderung der Rotationsperiode von 6 min innerhalb von 16 Jahren (1981 bis 1997) aus Überlegungen zur Energie- und Drehimpulserhaltung eine erhebliche Veränderung der Geschwindigkeitsverteilung im Planeteninneren oder eine deutliche Veränderung des Trägheitsmomentes des Planeten notwendig ist. Die Beobachtung einer veränderlichen SKR-Periode durch Kurth et al. (2007, 2008) geben Grund zum berechtigten Zweifel daran, daß die Periodizität der SKR-Emissionen ein tauglicher Indikator für die Rotationsperiode des Planeteninneren ist.

Eine weitere interessante Fragestellung besteht darin, warum überhaupt eine signifikante Intensitätsmodulation der SKR-Emissionen mit der planetaren Rotationsperiode auftritt, da für das interne Magnetfeld des Saturns keine signifikanten nicht-zonalen Multipolanteile bestimmt wurden und die Achse des das Magnetfeld dominierenden Dipols mit der Rotationsachse zusammenfällt. Die besonderen Symmetrieeigenschaften des Magnetfeldes sollten dann nicht zu periodischen Phänomenen führen, die mit dem Magnetfeld und seinem Ursprungsort im Planeteninneren in Verbindung gebracht werden können. Die Messungen von Galopecau und Lecacheux (2000) und frühere Überlegungen zu einer magnetischen Anomalie innerhalb des Planeten als Ursache der periodischen SKR-Emissionen (Galopecau et al. 1991, Galopecau und Zarka 1992) haben zu einer erneuten Untersuchung der Magnetfeldmessungen von PIONEER 11, VOYAGER 1 und VOYAGER 2 mit der Zielsetzung, dort periodische nicht-axialsymmetrische Magnetfeldanteile nachzuweisen (Espinosa und Dougherty 2000, 2001, Espinosa et al. 2003a, Bunce et al. 2003), geführt. Denn alle bisherigen Modelle des planetaren Magnetfeldes und des Ringstromes sind explizit axialsymmetrisch und können keine periodischen Veränderungen des Magnetfeldes beschreiben.

Espinosa und Dougherty (2000) untersuchen die Magnetfelddaten von PIONEER 11, VOYAGER 1 und VOYAGER 2 und finden in den Datensätzen von PIONEER 11 und VOYAGER 2 deutliche und mit der planetaren Rotationsperiode vergleichbare periodische Störungen in den radialen und azimutalen Komponenten des Magnetfeldes, die aber nicht durch eine Neigung der Dipolachse gegenüber der Rotationsachse oder ein periodisches Eintauchen des Satelliten in die Plasmaschicht erklärt werden kann. Espinosa und Dougherty (2001) erweitern ihre Analyse der periodischen Magnetfeldstörungen des Saturnmagnetfeldes und versuchen die beobachtete Asymmetrie des planetaren Magnetfeldes durch eine kontinuierliche Massenbeladung mit neuionisiertem Plasma durch die verschiedenen Plasmaquellen

in der Saturnmagnetosphäre zu erklären. Das Magnetfeld könne bei kontinuierlichem Anwachsen der lokalen Plasmamassendichte in der Äquatorebene keine ausreichende Gegenkraft mehr ausüben, um die Zentrifugalkraft auf ein Plasmamassenelement auszugleichen, was zu einem radialen Transport des Plasmas nach außen führt, bei dem das Magnetfeld radial verzerrt und deformiert wird (*ballooning*). Während der zeitlichen Entwicklung dieser Verzerrung des Magnetfeldes und der gleichzeitigen Rotation dieser Konfiguration mit dem Planeten kann eine Magnetfeldstörung erzeugt werden, die eine Periodizität nahe der planetaren Rotationsperiode zeigt.

Espinosa et al. (2003a) stellen zusammenfassend dar, daß die periodischen Störungen des Saturnmagnetfeldes ein globales Phänomen innerhalb der Saturnmagnetosphäre sind, das nicht direkt auf das planetare Magnetfeld zurückgeführt werden kann. In diesem Zusammenhang weisen Espinosa et al. (2003a) darauf hin, daß eine eindeutige Phasenbeziehung der periodischen Magnetfeldmodulation mit dem planetaren Längensystem des Saturn nicht eindeutig möglich ist, da die Unsicherheit der definierten Rotationsperiode von  $\pm 7$  s zu einem kontinuierlich anwachsenden Fehler bei der Bestimmung der planetaren Länge führt, der insbesondere eine Vergleichbarkeit dieser Phasenbeziehung während der Vorbeiflüge von PIONEER 11, VOYAGER 1 und VOYAGER 2 verhindert.

Espinosa et al. (2003b) stellen darauf aufbauend ein sog. „Nockenwellen-Modell“ (*camshaft model*) vor, das für die beobachtete periodische Modulation des Magnetfeldes eine äquatoriale Anomalie vorschlägt. Diese vermutlich magnetische Anomalie, die bisher noch nicht entdeckt ist und über deren Ursprung und Ursache bei Espinosa et al. (2003b) nicht spekuliert wird, soll auf einen beschränkten kronographischen Längebereich konzentriert sein. Eine solche mit dem Planeten rotierende Anomalie kann mit einer periodischen Druckstörung im magnetosphärischen Plasma identifiziert werden und erzeugt eine kompressible Welle, die sich radial in der Magnetosphäre nach außen ausbreitet. Diese kompressible magnetohydrodynamische Welle kann dann eine periodische Bewegung des Plasmas bewirken, die von der azimuthalen Rotationsbewegung des Plasmas in der Äquatorebene entkoppelt ist. Espinosa et al. (2003b) erläutern weiter, daß es auf Grundlage der Modulation der SKR-Emissionen wohlbegründet sei, eine Längenasymmetrie des planetaren Magnetfeldes anzunehmen. Neben der Annahme einer äquatorialen magnetischen Anomalie wird aber auch eine magnetische Anomalie bei höheren Breiten als möglich erachtet, so wie sie Galopeau et al. (1991), Galopeau und Zarka (1992) oder Dessler (1985) vorgeschlagen haben.

Giampieri und Dougherty (2004b) haben die Magnetfelddaten der Satellitenvorbeiflüge vor PIONEER 11 verwendet und zum ersten Mal eine Rotationsperiode des Saturns nur auf Grundlage von Magnetfeldmessungen bestimmt. Giampieri und Dougherty (2004b) erhalten einen Wert von 10 h 39 min ( $23 \pm 2.4$ ) s, der im wesentlichen mit dem Wert von Desch und Kaiser (1981) übereinstimmt, aber einen geringeren Fehler aufweist. Gleichzeitig weisen Giampieri und Dougherty (2004b) auf die Konsequenzen einer unsicher bestimmten Rotationsperiode für die Längenbestimmung im kronographischen Längensystem des Saturns hin, aus denen grundsätzliche Schwierigkeiten bei der Identifizierung nichtzonaler Magnetfeldanteile resultieren. Desweiteren berichten Giampieri und Dougher-

ty (2004b) eine signifikante Neigung der Dipolachse gegenüber der Rotationsachse von  $0.17^\circ$  gefunden zu haben. Kaiser et al. (2005) weisen aber deutlich darauf hin, daß die Gültigkeit der Ergebnisse von Giampieri und Dougherty (2004b) stark eingeschränkt ist, da insbesondere die exakte Lage des PIONEER 11-Satelliten nur mit einer Genauigkeit von etwa  $1.4^\circ$  bestimmt werden konnte und zur weiteren Korrektur der Lageinformationen im nachhinein die Magnetfeldrichtung auf Grundlage des  $Z_3$ -Modells (Connerney et al. 1984) hinzugezogen wurde. Insgesamt stellen Kaiser et al. (2005) deutlich heraus, daß die Untersuchungen von Giampieri und Dougherty (2004b) nicht dazu beitragen, die Rotationsperiode des Saturn genauer zu bestimmen oder neue Einblicke in die Struktur des Saturnmagnetfeldes zu liefern.

Giampieri et al. (2006) haben nach Ankunft von CASSINI am Saturn Magnetfelddaten im Zeitraum von Juli 2004 bis August 2005 untersucht und nach periodischen Signalen im Magnetfeld nach Abzug von modellierten Magnetfeldbeiträgen eines axialsymmetrischen planetaren Magnetfeldes und eines ebenfalls axialsymmetrischen Ringstromes gesucht. Die spektrale Analyse für Magnetfelddaten in der inneren und mittleren Magnetosphäre liefert eine Periode der Magnetfeldvariationen von 10 h 47 min ( $6 \pm 40$ ) s, die sowohl von der offiziell definierten Periode der IAU als auch von der durch Galopeau und Lecacheux (2000) gefundenen Periode abweicht. Da diese neue Periode für den betrachteten Zeitraum nach Giampieri et al. (2006) keine Veränderung der Periode, Phase oder Amplitude zeigt, schlagen Giampieri et al. (2006) vor, daß diese neue Periode als neue, verbesserte Rotationsperiode für das planetare Magnetfeld definiert werden kann. Als Konsequenz einer solchen Neudefinition müsste das Längensystem des Saturns, insbesondere sein Nullmeridian, ebenfalls neu definiert werden, damit verschiedene Magnetfeldmessungen, die bei der gleichen kronographischen Länge, aber zu verschiedenen Zeitpunkten erfolgen, übereinstimmen. Diese interessante Anmerkung wird bei Giampieri et al. (2006) nicht weiter ausgeführt und wird im Rahmen dieser Arbeit in Abschnitt 3.3 detaillierter diskutiert. Die Annahme und Verwendung einer neuen, verbesserten Rotationsperiode, die keine Veränderung in Periode oder Amplitude zeigt, wird in Abschnitt 4.1 dieser Arbeit überprüft. Giampieri et al. (2006) verweisen auf das Nockenwellen-Modell von Espinosa et al. (2003b) als mögliche Ursache der periodischen Magnetfeldvariationen, geben aber keinen Erklärungsversuch für das beobachtete Magnetfeldsignal mit „scheinbar stabiler Periode“, die eine unmittelbare Verbindung zur Rotation des Planeteninneren andeutet.

Auch Giampieri et al. (2006) diskutieren, ob das periodische Magnetfeldsignal eine direkte Verbindung zur Rotationsperiode des Saturns aufweist. Wenn die SKR-Emissionen in direktem Zusammenhang zur Rotation des Planeteninneren stehen, hätte sich die Rotationsperiode innerhalb von 25 Jahren um etwa 8 min verlängert, was nur durch ein sehr großes äußeres Drehmoment oder eine signifikante Umverteilung von Massendichte und Geschwindigkeitsfeldern im Inneren des Saturns zu erreichen wäre. Diese Möglichkeit wird auf Grund der notwendigen hohen Energiedissipationsrate, die Giampieri et al. (2006) mit etwa  $10^{23}$  W abschätzt, verworfen, da dieser Wert einem Vielfachen der Leuchtkraft des Planeten entspricht. Die Schlußfolgerung, die Giampieri et al. (2006) daraus ziehen, ist, daß die Periodizität der SKR-Emissionen durch Effekte außerhalb des Planeten gesteuert

wird und die Periodizität des Magnetfeldes tauglicher zur Bestimmung einer verbesserten planetaren Rotationsperiode sei.

Kurth et al. (2007) haben auf Grund der Beobachtungen einer veränderlichen Periode der SKR-Emissionen ein Längensystem für den Saturn entwickelt, das an die veränderliche Periodendauer der SKR-Emissionen gekoppelt ist. Die Motivation hierfür ziehen Kurth et al. (2007) daraus, daß ein derartiges Längensystem in der Lage sein kann, magnetosphärische Phänomene innerhalb dieses Längensystems zu lokalisieren und zu einem besseren Verständnis dieser Phänomene und der zugrundeliegenden Zusammenhänge beizutragen.

Die variable SKR-Periode, die Kurth et al. (2007) finden, liegt für den von Giampieri et al. (2006) beschriebenen Zeitraum innerhalb der Fehlergrenzen der durch die Magnetfeldmodulationen bestimmten Periode, so daß auch diese Periode als variabel und weniger stabil als von Giampieri et al. (2006) behauptet, angesehen werden kann. Kurth et al. (2007) schlagen daher vor, daß die SKR-Periode identisch mit der Periode ist, die das Magnetfeld zeigt, da beide Bestimmungsmethoden letztendlich auf der Periodizität des Magnetfeldes beruhen. Ein quantitativer Nachweis für diese Vermutung wird in Abschnitt 4.1 dieser Arbeit gegeben, da später ein räumlicher Zusammenhang zwischen der ULF-Wellenaktivität und dem kronographischen Längensystem untersucht wird.

Kurth et al. (2008) haben ihre Analyse der Drift der Längenpositionen der SKR-Intensitätsmaxima in einem subsolaren Längensystem innerhalb eines Zeitraumes von Januar 2004 bis August 2007 erweitert. Die bei Kurth et al. (2007) beschriebene Zeitveränderlichkeit der SKR-Periode und dem zugehörigen Längensystem, dem sog. SLS2-System, kann den Verlauf der relativen Phasendrift der SKR-Intensitätsmaxima, die bei einer unzureichend genauen Bestimmung der Rotationsperiode auftritt, für den Zeitraum ab September 2006 nicht mehr ausreichend beschreiben. Kurth et al. (2008) führen daher ein subsolares Längensystem ein, dessen variable Rotationsperiode durch ein Polynom 3. Grades beschrieben wird und die Phasendrift der SKR-Intensitätsmaxima für den Beobachtungszeitraum minimiert. Kurth et al. (2008) weisen darauf hin, daß diese verbesserte variable Periode des sog. SLS3-Systems genau wie das zuvor gefundene SLS2-System den Nachteil hat, nicht konstant zu sein, so daß ein direkter Zusammenhang mit der Rotationsperiode des Planeten als zweifelhaft erachtet werden muß. Gleichzeitig liefern Kurth et al. (2008) eine zweite, deutlich kürzere Periode von etwa 10 h 35 min 24 s, die die Drift der SKR-Intensitätsmodulation ebenfalls minimiert und in der Nähe der Rotationsperiode von 10 h 32 min ( $30 \pm 17$ ) s liegt, die Anderson und Schubert (2007) auf Grundlage von Messungen des Gravitationspotentials erhalten.

Die Systeme von Kurth et al. (2007, 2008) haben dazu beigetragen, weitere magnetosphärische Phänomene mit einem periodischen Verhalten wie die variable Plasmadichte der inneren Magnetosphäre (Gurnett et al. 2007), die Längenverteilung energiereicher Neutralgasatome (Paranicas et al. 2005) oder die periodische Intensitätsvariationen von Elektronendichten (Carbary et al. 2007b) strukturierter darzustellen.

Für die beobachteten Periodizitäten des Magnetfeldes und den damit verbundenen Abweichungen von der beschriebenen Axialsymmetrie wurden neben dem Nockenwellen-Modell (Espinosa et al. 2003b) seit Ankunft von CASSINI am Saturn und den dort beobachte-

ten deutlich ausgeprägten Magnetfeldmodulationen verschiedene weitere Erklärungsversuche gegeben, die aber sowohl die beobachteten Eigenschaften der Magnetfeldstörungen als auch die veränderliche Periodizität trotz hoher Komplexität und schwerer Verständlichkeit nur unzureichend beschreiben. Einige Erklärungsansätze sind nachfolgend kurz umrissen, um einen Überblick über den derzeitigen Diskussionsstand zu geben.

Bunce et al. (2003) diskutieren die Stromsysteme, die die Korotation des magnetosphärischen Plasmas aufrechterhalten (vgl. Abschnitt 2.2.1.3) als Quellen für azimutale Magnetfeldbeiträge, die in der Saturnmagnetosphäre durch Espinosa et al. (2003b) beschrieben wurden, und schätzen quantitativ die notwendigen ionosphärischen Leitfähigkeiten ab, um die Korotation des Plasmas in der Magnetosphäre aufrechtzuerhalten.

Goldreich und Farmer (2007) greifen die Beobachtungen von periodischen, nicht-axialsymmetrischen Magnetfeldkomponenten, deren Magnituden nur eine geringe Abhängigkeit vom Abstand zum Planeten zeigen, auf und schließen auf Ströme außerhalb des Planeten als Ursache dieser Magnetfelder. Goldreich und Farmer (2007) schlagen hierfür einen radialen Plasmatransport nach außen vor, der in einem begrenzten Längenbereich auftritt und so die Axialsymmetrie des magnetosphärischen Magnetfeldes bricht. Ähnlich wie bei Bunce et al. (2003) sollen auch hier feldlinienparallele Stromsysteme Drehimpuls von der planetaren Ionosphäre in die äquatoriale „Plasmazunge“, die sich radial von einer Quellregion bis in die äußere Magnetosphäre erstreckt, übertragen, damit diese mit dem Planeten rotiert. Das so resultierende Stromsystem, das mit der „Plasmazunge“ und dem Planeten rotiert, erzeugt lokal nicht-axialsymmetrische Beiträge zum Magnetfeld. Als mögliche Plasmaquelle, um den radialen Plasmatransport dauerhaft aufrechtzuerhalten, ziehen Goldreich und Farmer (2007) den Mond Enceladus in Betracht. Denn die abgeschätzte Massenbelastung mit neuionisiertem Plasma von  $dM/dt \approx 100 \text{ kg/s}$ , die zur Erklärung der beobachteten Magnetfeldstörungen notwendig wäre, stimmt gut mit den für den Enceladus abgeschätzten Plasmaproduktionsraten überein (Pontius und Hill 2006, Kivelson 2006, Vasyliūnas 2008). Zusätzlich postulieren Goldreich und Farmer (2007), daß die SKR-Emissionen einem schmalen Längenbereich zugeordnet werden können, dessen Magnetfeldlinien mit dem äußeren Ende der „Plasmazunge“ verbunden sind. Die feldlinienparallelen Stromsysteme tragen in diesem äußeren Bereich große Ströme und erzeugen die SKR-Emissionen im korrespondierenden Längenbereich oberhalb der polaren Ionosphäre, so daß die SKR-Emissionen die gleiche Periodizität aufweisen wie die Variationen des Magnetfeldes. Goldreich und Farmer (2007) weisen daher deutlich darauf hin, daß auf Grundlage ihres Modells die beobachtete Periodizität des Magnetfeldes und der SKR-Intensität keinerlei Verbindung zur Rotationsperiode des Planeteninneren aufweist.

Southwood und Kivelson (2007) untersuchen die Eigenschaften periodischer Magnetfeldvariationen in der mittleren Magnetosphäre zwischen  $12 - 15 R_S$  und zeigen, daß die beobachteten Magnetfeldvariationen durch feldlinienparallele Ströme erzeugt werden können, die innerhalb begrenzter radialer Abstände entlang von dipolaren Feldlinien fließen und deren Stärke eine sinusoidale Variation mit der planetaren Länge aufweisen. Eine derartige Stromkonfiguration, die mit dem Planeten rotiert, kann eine Magnetfeldstörung erzeugen, die gemeinsam mit dem planetaren Magnetfeld ein effektives Dipolmoment

erzeugt, das eine Neigung zur Rotationsachse des Planeten aufweist. Innerhalb der stromdurchflossenen Gebiete wird so ein rotierendes gleichförmiges Magnetfeld erzeugt und außerhalb der Stromregionen, in der mittleren und äußeren Magnetosphäre, hat das Magnetfeld dipolare Gestalt. Die Ströme müssen in dem Modell von Southwood und Kivelson (2007), das als Erweiterung des Nockenwellen-Modells (Espinosa et al. 2003b) angesehen werden kann, zwischen der nördlichen und südlichen Ionosphäre fließen, um die gewünschte Konfiguration der Magnetfeldstörung zu erzeugen. Für ein derartiges Stromsystem gibt es jedoch keine plausible Ursache als Erklärungsmöglichkeit. Zwar können Unterschiede in den ionosphärischen Leitfähigkeiten zwischen der nördlichen und südlichen Ionosphäre grundsätzlich zu feldlinienparallelen Strömen zwischen den Hemisphären führen, um die mit den jeweiligen ionosphärischen Gebieten verbundenen magnetischen Flußröhren auf die gleiche Winkelgeschwindigkeit zu beschleunigen; für eine systematische sinusoidale Abhängigkeit der ionosphärischen Leitfähigkeit mit der planetaren Länge gibt es jedoch keinen tragfähigen Erklärungsansatz. Southwood und Kivelson (2007) argumentieren lediglich, daß es ein derartiges Stromsystem geben kann, wenn es eine globale Asymmetrie gäbe, die zu einer sinusoidalen Variation der ionosphärischen Leitfähigkeit mit der planetaren Länge in einer der beiden polaren Ionosphären führt. Die vorgeschlagenen feldparallelen Ströme sehen Southwood und Kivelson (2007) auch als Ursache der SKR-Emissionen an, die in vergleichbarer Weise wie das Magnetfeld moduliert werden.

Andrews et al. (2008) diskutieren die verschiedenen beobachteten Periodizitäten in der Saturnmagnetosphäre und untersuchen die Phasenbeziehungen zwischen den Variationen der Magnetfeldkomponenten und den Zusammenhang zu den Variationen der SKR-Intensität. Hierbei finden Andrews et al. (2008), daß die beobachtete Oszillation des Magnetfeldes mit der Intensitätsvariation der SKR-Emission korreliert ist und die Magnetfeldstörungen für individuelle Orbits des Satelliten jeweils eine Periode aufweisen, die gut mit der jeweiligen SKR-Periode im gleichen Zeitintervall übereinstimmt. Die Phasenbeziehung zwischen Magnetfeldoszillation und SKR-Intensitätsmodulation ist nach Andrews et al. (2008) für alle Orbits stabil. Andrews et al. (2008) schließen aus ihren Beobachtungen, daß der Ursprung der langperiodischen Variationen des Magnetfeldes in der Magnetosphäre liegt und nicht mit dem Planeteninneren in Verbindung steht. Aus den beobachteten Phasenbeziehungen der meridionalen und azimutalen Magnetfeldkomponenten  $B_{\theta}$  und  $B_{\varphi}$  schließen Andrews et al. (2008), daß die beobachteten Störungen nicht durch das Modell einer äquatorialen „Nockenwelle“ (Espinosa et al. 2003b) erklärt werden kann und auch das von Southwood und Kivelson (2007) vorgeschlagene Stromsystem zwischen den polaren Ionosphären die Eigenschaften der beobachtete Störung nicht ausreichend beschreiben kann. Die von Andrews et al. (2008) beobachteten Phasenbeziehungen der Magnetfeldkomponenten  $B_{\theta}$  und  $B_{\varphi}$  führen zu einem Modell über die Magnetfeldstörung, deren Magnetfeldlinien in einer Ebene, die die Rotationsachse des Planeten enthält, bogen- oder ringförmig aus der südlichen Hemisphäre über die nördliche Hemisphäre zurück in die südliche Hemisphäre laufen und in dieser Konfiguration mit der langsam veränderlichen SKR-Periode rotiert. Eine Quelle oder Ursache für dieses Konfiguration der Magnetfeldstörung und die Verbindung zur SKR-Intensitätsmodulation geben Andrews

et al. (2008) nicht.

Ein relativ einfaches und anschauliches Modell für die periodische Modulation des Magnetfeldes und von Plasmaparametern geben Khurana et al. (2009) und diskutieren umfangreich die Konzepte, Vor- und Nachteile sowie Einschränkungen bisheriger Hypothesen (Espinosa und Dougherty 2000, Espinosa et al. 2003a,b, Goldreich und Farmer 2007, Paranicas et al. 2005, Gurnett et al. 2007, Southwood und Kivelson 2007, Carbary et al. 2007b) über die Ursache der verschiedenen Periodizitäten in der Saturnmagnetosphäre.

Khurana et al. (2009) erläutern, daß die beobachteten Periodizitäten das Ergebnis aus dem Zusammenspiel zweier Phänomene sind: einer rotierenden Asymmetrie in der azimutalen Verteilung energetischen Plasmas in der inneren und mittleren Magnetosphäre sowie einer Neigung der Stromschicht um den Saturn. Diese Neigung der Stromschicht hat nach Khurana et al. (2009) ihre Ursache in einer nicht azimutalsymmetrischen Anhebung der tagseitigen Magnetosphäre durch den Sonnenwind bei Anwesenheit einer Asymmetrie des Ringstromes um den Saturn. Zunächst diskutieren Khurana et al. (2009) den Einfluß einer azimutalen Ringstromasymmetrie auf das umgebende Magnetfeld und nehmen an, daß der Ringstrom aus zwei Anteilen zusammengesetzt ist: einem axialsymmetrischen Anteil und einem lokal erhöhten Ringstromanteil, der mit einer ausgezeichneten Länge des SKR-Koordinatensystems (Kurth et al. 2007, 2008) zusammenfällt (*prime sector*). Das Magnetfeld sollte in diesem ausgezeichneten Gebiet innerhalb des Ringstromes wegen der diamagnetischen Eigenschaften des Plasmas erniedrigt sein; oberhalb und unterhalb der Ringstromregion ist das Magnetfeld aus Gründen der Flußerhaltung erhöht. Der asymmetrische Ringstrom kann so dem Magnetfeld eine sinusoidale Variation mit der planetaren Länge aufprägen. Die Magnetfeldmessungen von CASSINI zeigen derartige sinusoidale Variationen des Magnetfeldes bei mittleren Breiten mit der SKR-Periode. Der asymmetrische Anteil des Ringstromes kann aber nicht das Verhalten der radialen Magnetfeldkomponente bei niedrigen Breiten in der Nähe der Äquatorebene erklären. Die radiale Komponente des Magnetfeldes zeigt dort nicht nur eine periodische Zu- und Abnahme während einer SKR-Periode, sondern wechselt während einer Periode zweimal ihr Vorzeichen. Diese Beobachtung ist ein typisches Merkmal für den periodischen Durchgang durch eine Stromschicht, der nur möglich ist, wenn die Stromschicht gegenüber der Äquatorebene geneigt ist und etwa mit der planetaren Rotationsperiode rotiert. Diese notwendige Neigung der Stromschicht gegenüber dem Rotationsäquator führen Khurana et al. (2009) auf eine Wechselwirkung des Sonnenwindes mit einer nicht azimutalsymmetrisch konfigurierten Magnetosphäre zurück. Während sich nahe am Planeten, dort wo das interne Magnetfeld dominiert, geladene Teilchen in einer Fläche minimaler Energie ansammeln (Vasyliūnas 1983, Blanc et al. 2002), wird die Lage und Gestalt der Plasmaschicht in weiterer Entfernung durch Parameter bestimmt, die ihre Ursache innerhalb (Temperatur, Dichteprofil, azimutale Plasmageschwindigkeit) wie außerhalb (dynamischer Druck und Richtung des anströmenden Sonnenwindes) der Magnetosphäre haben. In sehr großer Entfernung vom Planeten wird die Struktur der Plasmaschicht auch durch die Form der Magnetopause bestimmt. Die Kraft, die der Sonnenwind über die Magnetopause auf die Magnetosphäre ausübt, kann in eine Komponente senkrecht und eine Komponente parallel zum magneti-

schen Dipoläquator zerlegt werden. Die Komponente des Sonnenwindes senkrecht zum magnetischen Dipoläquator kann die Magnetopause in Richtung des Dipolmomentes anheben; die parallele Komponente staucht die tagseitige Magnetopause. Die Kraft, die die Magnetopause durch den Sonnenwinddruck erfährt, wird auf die Stromschicht übertragen, die bei starker Neigung der Dipol- bzw. Rotationsachse gegenüber der Sonnenwindrichtung zu einer flachen „schüsselartigen“ Form verzerrt wird (vgl. Arridge et al. 2007).

Mit dieser Verzerrung der Stromschicht durch Wechselwirkungen mit dem Sonnenwind und der zuvor beschriebenen Asymmetrie des Ringstromes kann eine Neigung der Stromschicht mit periodischem Verhalten erklärt werden. Auf Grund der Längenasymmetrie des Ringstromes zeigt das Magnetfeld eine azimutale Periodizität mit der Wellenzahl  $m=1$ . Da der Gleichgewichtsabstand der Magnetopause von der Stärke des planetaren Magnetfeldes abhängt, wird der Magnetopause als Konsequenz der sinusoidalen Magnetfeldvariation mit der planetaren Länge eine ebenfalls sinusoidal strukturierte Verformung aufgeprägt. Der Sonnenwinddruck vermag die „leichten“ Längenbereiche, die eine geringere Teilchendichte in der Ringstromregion aufweisen, stärker anzuheben als den „schwereren“ Längenbereich, der die Ringstromasymmetrie mit einer vergrößerten Teilchenpopulation enthält. Im Ergebnis ist so der Abstand der Stromschicht vom Zentrifugaläquator eine Funktion der planetaren Länge und erzeugt eine effektive Neigung der Stromschicht, da der Abstand der Stromschicht vom Zentrifugaläquator insgesamt eine Funktion des radialen Abstandes und der planetaren Länge ist. Khurana et al. (2009) betonen, daß dieser Mechanismus keinen geneigten Dipol in der Magnetosphäre generiert, sondern lediglich eine Neigung der Stromschicht, die üblicherweise Ergebnis eines gegenüber der Rotationsachse geneigten Dipols ist, für die Saturnmagnetosphäre erklären kann.

Khurana et al. (2009) haben die aus ihrem Modell resultierenden verschiedenen Orientierungen und damit verbundenen Vorzeichenwechsel für die radiale Magnetfeldkomponente ( $B_r$ -Polaritätsdiagramm) modelliert und die radiale Abstandsabhängigkeit der Richtung der radialen Magnetfeldkomponente für verschiedene Konfigurationen axialer Dipole und geneigter Stromschichten untersucht. Die gemessenen Magnetfelddaten zeigen im Vergleich eine hohe Übereinstimmung der Orientierung der radialen Magnetfeldkomponente mit der Richtung, die sich für das Modell einer durch den Sonnenwind asymmetrisch angehobenen und dadurch geneigten Stromschicht ergibt. Das vorgeschlagene Modell wird also durch Messungen gut gestützt. Khurana et al. (2009) diskutieren in diesem Zusammenhang auch das Modell eines extern erzeugten, scheinbar geneigten Dipols (Southwood und Kivelson 2007) und zeigen, daß die beobachtete räumliche Struktur des Vorzeichenwechsels der radialen Magnetfeldkomponente nicht den für diese Konfiguration vorgesehenen Verlauf zeigt.

Khurana et al. (2009) werfen auch die Fragestellung auf, durch welche Art von Mechanismus die azimutale Asymmetrie des Ringstromes erzeugt und aufrechterhalten wird. Denn eine lokal begrenzte Asymmetrie der Anzahldichte energetischer Teilchen der Ringstrompopulation stellt keinen stabilen Gleichgewichtszustand dar und würde innerhalb weniger Tage nivelliert werden. Die Asymmetrie des Ringstromes muß also durch einen noch unbekanntem Mechanismus kontinuierlich verstärkt bzw. aufrechterhalten werden.

Nach Khurana et al. (2009) gibt es bisher keinen konkreten Hinweis für die Ursache eines solchen Mechanismus, der vermutlich aus einer der beiden Hauptenergiequellen der Saturnmagnetosphäre, der planetaren Rotation und dem Sonnenwind, angetrieben werden muß. Um eine Längenasymmetrie zu erzeugen, müssen nach Khurana et al. (2009) zwei Bedingungen erfüllt sein. Erstens müssen ionosphärische Gebiete, die mit dem Transport von Energie und Drehimpuls in die Magnetosphäre verbunden sind, mit der beobachteten Periode der SKR rotieren und zweitens müssen innerhalb einer ausgezeichneten Längeregion deutlich höhere Energiemengen in die Magnetosphäre übertragen werden, um dort die erhöhte Anzahldichte energetischer Teilchen aufrechtzuerhalten. Dieser Energietransport kann bevorzugt durch feldlinienparallele Stromsysteme, die eine entsprechende Längenasymmetrie aufweisen, erfolgen. Die mit den Modellen von Southwood und Kivelson (2007) verbundenen feldlinienparallelen Stromsysteme sind hierfür nicht geeignet, da diese zwar die nördliche und südliche Ionosphäre miteinander verbinden, aber keine nennenswerte Kopplung mit der äquatorialen Magnetosphäre zeigen. Die Modelle von Goldreich und Farmer (2007) und ähnliche auf Zentrifugalinstabilitäten (Hill 1976, 1979) beruhende Prozesse übertragen zwar Energie und Impuls in die Magnetosphäre, liefern aber aus Symmetriegründen in der äquatorialen Magnetosphäre keinen nennenswerten Magnetfeldbeitrag.

Obwohl nicht klar ist, wie die Asymmetrie in der Ringstromregion innerhalb der inneren Magnetosphäre erzeugt und aufrechterhalten wird und wie diese Längenasymmetrie in der Ringstrompopulation die Intensität der SKR-Emissionen moduliert, wird z.B. durch die periodische Variation der Ringstrompopulation (Carbary et al. 2008a,b) genau mit der SKR-Periode ein deutlicher Hinweis darauf gegeben, daß die Anomalien im Ringstrom eine Ursache für periodische Intensitätsmodulation der SKR-Emissionen sein können.

In der Konsequenz führt auch diese Argumentation zu dem Schluß, daß die beobachtete Periode von Magnetfeld- und Plasmamessungen nicht die Rotationsperiode des Planeteninneren wiedergibt, sondern eine längere Periode aufweisen, da das Plasma in der Ringstromregion durch Massenbeladung und radialen Plasmatransport nach außen nicht starr mit der Ionosphäre korotiert.

Khurana et al. (2009) schlagen zusammen mit ihrem Modell auch eine Möglichkeit zu dessen Überprüfung vor. Denn im August 2009 ist Frühlingsanfang auf der nördlichen Hemisphäre des Saturns und der Sonnenwind strömt die Magnetosphäre parallel zur Äquatorebene an. Die beschriebene nordwärtige Anhebung der tagseitigen Magnetosphäre durch den Sonnenwind sollte dann nicht mehr auftreten, und während eines Zeitraumes um die Tag- und Nachtgleiche sollte folglich auch keine Anhebung der Stromschicht erfolgen, so daß ein Ausbleiben der periodischen Vorzeichenwechsel der radialen Magnetfeldkomponente erwartet wird.

An Hand der vorausgegangenen Darstellungen scheint es zweifelhaft, ob die Rotationsperiode des Saturns, also die Rotationsperiode des Planeteninneren überhaupt direkt gemessen werden kann. Denn derzeit scheint akzeptiert zu sein, daß weder die periodischen Veränderungen des Magnetfeldes noch die der SKR-Intensitätsvariationen im Zusammen-

hang mit der Rotation des Planeteninneren stehen. Durch den Vergleich von Messungen und Modellen der atmosphärischen Windsysteme erhält man die Rotationsperiode nur indirekt und ist auf Annahmen über den inneren Aufbau des Planeten, insbesondere die Untergrenze der atmosphärischen Hülle des Planeten, angewiesen. In die Modelle für das Gravitationspotential des Saturn geht die Rotationsperiode ebenfalls ein, so daß aus dem Vergleich von modellierten und gemessenem Gravitationspotential grundsätzlich Rückschlüsse auf die planetare Rotationsperiode gezogen werden können. Hierfür werden aber genaue Modelle und Annahmen über die Massendichteverteilung innerhalb des Planeten und detaillierte Kenntnisse über die Zustandsgleichung benötigt, so daß eine genaue indirekte Bestimmung der Rotationsperiode auf diesem Wege vermutlich nicht möglich ist.

Dennoch kann es sinnvoll sein, eine (variable) Rotationsperiode zu bestimmen, die zu einem planetozentrischen Längensystem führt, in dem sich die Beobachtungsorte physikalischer Phänomene strukturiert darstellen lassen. Eine Fragestellung dieser Arbeit ist die der räumlichen Verteilung von ULF-Wellenereignissen. In diesem Zusammenhang wurde die Problematik der unsicher bestimmten Rotationsperiode aufgegriffen (Abschnitt 3.3) und unabhängig von den mittlerweile verfügbaren variablen Periodendauern eine zeitveränderliche Periodendauer bestimmt (Abschnitt 4.1), um beobachtete ULF-Wellenereignisse in einem kronographischen Längensystem einordnen zu können (Abschnitt 4.5).



## 3 Daten und Methoden

Dieses Kapitel gibt eine Übersicht über die in dieser Arbeit verwendeten Daten und Methoden. Am Anfang steht ein kurzer Überblick über das Magnetfeldexperiment des Satelliten CASSINI, das den „experimentellen Aufbau“ dieser Arbeit darstellt, und dessen grundsätzliche Funktionsweise. Weiter werden die verwendeten Koordinatensysteme vorgestellt und die grundlegenden Methoden zu Datenanalyse, die in dieser Arbeit Anwendung finden, mit einigen Verwendungshinweisen kurz dargestellt. Ein besonderes Augenmerk liegt auf der Definition eines Wellenaktivitätsindex für den Saturn und auf einem Korrekturverfahren für das kronographische Längensystem bei fehlerhaft bestimmter Rotationsperiode.

### 3.1 Magnetfeldmessungen mit CASSINI / HUYGENS

Der Saturn war schon antiken Kulturen bis zurück zu den Babyloniern und Chaldäern bekannt (Matson et al. 2002, Erber 1912). Eine intensive detaillierte Beobachtung begann durch Galileo, Huygens und Cassini am Anfang des 17. Jahrhunderts und führte zur Entdeckung der Ringe und Monde des Saturnsystems.

Die ersten in-situ Beobachtungen und Messungen im Saturnsystem erfolgten zunächst durch Vorbeiflüge der Satelliten PIONEER 11 im Jahr 1979, VOYAGER 1 im Jahr 1980 und VOYAGER 2 im Jahr 1981. Diese Missionen haben uns eindrucksvolle Bilder und eine Vielzahl von Daten geliefert, die neben Erklärungen auf existierende Fragestellungen weitere neue Fragen aufgeworfen haben und eine weitere Mission zum Saturn selbst motivierten.

Die Zielstellung und Motivation der Mission CASSINI/HUYGENS soll im folgenden neben dem Magnetfeldexperiment, das die experimentelle Grundlage für die in dieser Arbeit verwendeten Daten darstellt, kurz beschrieben werden.

#### 3.1.1 Missionsziele

Einen Satelliten in das ferne Sonnensystem und zum Saturn zu entsenden, ist neben dem grundsätzlichen Bedürfnis Erkenntnisse über unsere Umwelt zu erlangen auch dadurch motiviert, daß eine Mission zum Saturn einen fast unbekanntem Teil unseres Sonnensystems erkundet.

Durch die Beobachtung von (physikalischen) Eigenschaften innerhalb des Saturnsystems und den Vergleich mit den Erkenntnissen über die Erde und anderer Planeten können

im Rahmen einer vergleichenden Planetenwissenschaft Aussagen über die allgemeine Gültigkeit von vermuteten Zusammenhängen getroffen werden.

Aus dieser Motivation heraus folgt auch das durch die NASA festgelegte Hauptmissionsziel von CASSINI/HUYGENS, eine eingehende Erkundung des Saturnsystems durchzuführen (Matson et al. 2002). Aus diesem allgemeinen Missionsziel und den vorhandenen Kenntnissen über das Saturnsystem leiten sich wissenschaftliche Zielstellungen ab, deren wissenschaftliche Bedeutung sich konkret in unterschiedlichen Prioritäten bei der Missionsplanung und -durchführung niederschlägt. So stelltz.B. die Erkundung des Mondes Titan einen wissenschaftlichen Hauptschwerpunkt der CASSINI-Mission dar. Dies wird nicht nur durch das eigene Landemodul HUYGENS deutlich, das im Januar 2005 auf dem Titan gelandet ist, sondern spiegelt sich auch in der gesamten Missionsplanung wieder. Der Titan ist wichtigster Untersuchungsgegenstand und wird gleichzeitig dazu verwendet, durch geschickt ausgewählte Vorbeiflüge treibstoffsparend die Bahn von CASSINI zu ändern (Wolf 2002). Damit bestimmt der Mond Titan letztendlich relativ direkt die Umlaufbahnen von CASSINI um den Saturn und wesentliche Abschnitte der Mission. Diesem Hauptziel ordnen sich die weiteren Missionsziele, wie die der Erkundung der Magnetosphäre unter. Zu den wissenschaftlichen Fragestellungen, die im Zusammenhang zur Magnetosphäre des Saturns auftreten, sind die Konfiguration des magnetischen Hauptfeldes und dessen Zusammenhang mit der Intensitätsmodulation der SKR-Strahlung, die Bestimmung von Stromsystemen, die Zusammensetzung des Plasmas und dessen Quellen und Senken sowie die Wechselwirkung des Titans mit dem magnetosphärischen Plasma. Für diese Aufgaben ist CASSINI mit insgesamt 18 verschiedenen wissenschaftlichen Experimenten ausgestattet, über die Matson et al. (2002) und Henry (2002) einen Überblick geben.

Matson et al. (2002) beschreiben in einer umfangreichen Übersicht die Konzeption des mit einem Startgewicht von 7636 kg schwersten jemals gestarteten wissenschaftlichen Satelliten die Reise von CASSINI/HUYGENS seit seinem Start im Oktober 1997 bis zur Ankunft am 1. Juli 2004 am Saturn, die während der Vorbeiflüge an Venus, Erde und Jupiter gewonnenen Ergebnisse sowie die wissenschaftlichen Fragestellungen, die während der nominellen Missionsdauer von Juli 2004 bis Juni 2008 bearbeitet werden sollen und geben Informationen zum mythologischen Hintergrund der Namensgebung der Saturnmonde.

Henry (2002) beschreibt die einzelnen Komponenten, Subsysteme und Schnittstellen des Satelliten und Wolf (2002) gibt einen Überblick darüber, wie die wissenschaftlichen Prioritäten in der Planung und Umsetzung der einzelnen Umlaufbahnen um den Saturn unter Berücksichtigung weiterer operationaler Nebenbedingungen implementiert wurden.

Der aktuelle Zustand des Satelliten und seiner Subsysteme, technische Probleme, geplante bzw. geänderte Umlaufbahnen und neue oder geänderte Schwerpunktziele werden regelmäßig durch Mitchell (2006, 2007, 2008) zusammenfassend dargestellt.

Im folgenden soll das Magnetfeldexperiment (Dougherty et al. 2004), das ein wesentlicher Bestandteil der wissenschaftlichen Instrumentierung des CASSINI-Satelliten ist, näher dargestellt werden.

### 3.1.2 Das Cassini-Magnetfeldexperiment

Das Magnetfeldexperiment an Bord des Satelliten CASSINI besteht aus zwei unterschiedlichen Sensoren: einem Saturationskern- oder Fluxgate-Magnetometer (FGM) und einem Vektor-Helium-Magnetometer (VHM), die an einem Ausleger außerhalb der eigentlichen Satellitenstruktur positioniert sind. Das absolut messende Vektor-Helium-Magnetometer befindet sich dabei am äußeren Ende des etwa 11 m langen Auslegers, um einen maximal möglichen Abstand von magnetischen Störungsquellen im Inneren des Satelliten zu erreichen. Das Fluxgate-Magnetometer ist etwa auf halbem Abstand zwischen dem Satelliten und dem Vektor-Helium-Magnetometer am Ausleger befestigt.

Dougherty et al. (2004) beschreiben umfangreich die Bauweise beider Instrumente und deren Kenndaten, die an der Technischen Universität Braunschweig entwickelte Sensorelektronik und die ebenfalls in Braunschweig im Kalibrierlabor „Magnetrode“ des Instituts für Geophysik und Meteorologie durchgeführte Kalibrierung des Fluxgate-Magnetometers. Narvaez (2004) geben Informationen über die erfolgreiche Umsetzung eines Programms zur magnetischen Reinheit des Satelliten, das die Zielsetzung hatte, die magnetischen Gleichfeldstörungen aller Satellitensubsysteme am Ort des Vektor-Helium-Magnetometers auf einen Betrag von maximal 0.2 nT zu reduzieren.

Das optisch gepumpte Vektor-Helium-Magnetometer, das zur Messung des Magnetfeldes die Linienaufspaltung von Spektrallinien mit sonst entarteten Energieniveaus unter Magnetfeldeinfluß (Zeeman-Effekt) nutzt, entspricht im wesentlichen dem Ersatzinstrument des für den ULYSSES-Satelliten gebauten Sensors (Balogh et al. 1992). Dieses Instrument ist aber bereits kurze Zeit nach dem Beginn der nominalen Mission ausgefallen (z.B. Mitchell 2008) und soll daher nicht weiter beschrieben werden, da die Daten dieses Instrumentes nicht verwendet wurden.

Das einfachste Prinzip auf dessen Grundlage Magnetfelder gemessen werden können, sind Spannungsmessungen, die durch zeitliche Veränderung des magnetischen Flusses  $\Phi$ , z.B. durch eine Spule, verursacht werden:

$$U_{Ind} = -N \frac{d\Phi}{dt} \quad , \quad (3.1)$$

mit der Windungszahl  $N$  der Spule, die hier der Einfachheit halber identisch Eins angenommen sei. Der magnetische Fluß durch die Spule mit einer Fläche von  $A = A \mathbf{n}_A$  ist dann für eine ebene Spulenfläche und ein homogenes Magnetfeld

$$\Phi = \int \mathbf{B} \cdot \mathbf{n}_A dA = A \cdot \mathbf{B} = \mu A \cdot \mathbf{H} \quad , \quad (3.2)$$

mit der magnetischen Permeabilität  $\mu = \mu_0 \mu_r$ , der magnetischen Feldstärke  $\mathbf{H}$  und der magnetischen Induktion  $\mathbf{B}$ . Eine zeitliche Veränderung des magnetischen Flusses  $\Phi$  durch die Spulenfläche und die daraus resultierende Induktionsspannung  $U_{Ind}$  kann als Konsequenz der Kettenregel der Differentialrechnung nun durch drei verschiedene Mechanismen

realisiert werden:

$$U_{\text{Ind}} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt}(\mu A \cdot \mathbf{H}) = -B \frac{dA_{\perp}}{dt} - \mu A_{\perp} \frac{dH}{dt} - A \cdot \mathbf{H} \frac{d\mu}{dt} \quad (3.3)$$

Während der erste Summand Flußänderungen durch Änderungen der Orientierung oder Größe der Spulenfläche zum umgebenden Magnetfeld beschreibt und der zweite Term Flußänderungen durch zeitliche Änderungen des Magnetfeldes selbst erfasst, beruht auf dem dritten Summanden das Funktionsprinzip des Saturationskernmagnetometers.

Das Funktionsprinzip des Saturationskernmagnetometers, daß eine hohe Empfindlichkeit mit einer einfachen und robusten Bauweise verbindet, nutzt die Nichtlinearität der Hysteresekurve  $B(H)$  von ferromagnetischen Materialien und erzeugt durch periodische zeitabhängige Magnetisierung eines in der Regel weichmagnetischen Materials bis in den Bereich der Sättigungsmagnetisierung eine aufgeprägte zeitliche Veränderung der relativen Permeabilität  $\mu_r = dB/(\mu_0 dH)$  (Primdahl 1979).

Wird das Magnetfeld  $H$  nur durch eine periodische Induktion  $B$  verursacht, das durch einen hochfrequenten Strom durch eine Primärspule um einen weichmagnetischen Kern, der Stab- oder Ringform haben kann, erregt wird, so wird der Strom und die magnetische Induktion  $B$ , die notwendig sind, um den Kern bis in die Sättigungsmagnetisierung zu treiben, für jedes Vorzeichen gleich groß sein. Im Kern wird dann ein symmetrischer Magnetfeldverlauf  $H(B(t))$  induziert, der durch die Induktion in einer Sekundärspule gemessen werden kann. Sind zusätzlich externe Magnetfelder  $H_{E,xt}$  parallel zur Achse der Sekundärspule vorhanden, so ist der in der Sekundärspule induzierte Spannungsverlauf nicht mehr symmetrisch, da die Sättigungsmagnetisierung für eine Richtung der Hysteresekurve bereits für eine geringere magnetische Induktion erreicht wird, da das umgebende Magnetfeld bereits einen zusätzlichen Beitrag zum Magnetfeld im Kern leistet.

Der grundsätzliche Aufbau und die Funktionsweise (vgl. Kertz 1992a, Kallenrode 2001) kann daher wie folgt beschrieben werden. Grundlage für den Aufbau und die Funktion eines Fluxgate-Magnetometers sind Ring- oder Stabkerne aus einem in der Regel weichmagnetischen Material mit einer nichtlinearen Abhängigkeit der relativen Permeabilität, die von einer Primär- oder Erregerspule umwunden werden. Diese Erregerspule wird von einem zeitabhängigen hochfrequenten z.B. sinusoidalen Strom durchflossen, so daß der Ringkern bei jeder halben Periode bis in den Bereich der Sättigungsmagnetisierung getrieben wird.

In einer den Ringkern vollständig umgebenden Sekundärspule wird dann eine zeitveränderliche Spannung  $U_{\text{Ind}}$  induziert. Der zeitliche Verlauf der in der Sekundärspule induzierten Spannung ist dann neben dem zeitlichen Verlauf des ursächlichen Stromes durch die Erregerspule auch von der relativen Permeabilität und somit vom Verlauf der Hysteresekurve des Materials, aus dem der Ringkern besteht, abhängig. Bei einem Material mit einer deutlich nichtlinearen Hysteresekurve wird die Form des Ausgangssignals an der Sekundärspule gegenüber dem Eingangssignal der Primärspule stark verzerrt. In dem induzierten Ausgangssignal sind dann neben der ursprünglichen Frequenz  $\omega$  des Stromes durch die Erregerspule auch höhere Harmonische enthalten.

Bei Anwesenheit eines externen Magnetfeldes  $H_{Ext}$  tritt insbesondere die zweite Harmonische der ursprünglichen Erregerfrequenz auf, deren Amplitude direkt proportional zum umgebenden Magnetfeld  $H_{Ext}$  ist, da durch einen zusätzlichen Magnetfeldbeitrag in Zusammenhang mit der nichtlinearen Übertragungsfunktion eine Symmetriebrechung stattfindet. Betrachtet man z.B. den mathematisch einfachen nichtlinearen Verlauf

$$B(H(t)) = 3H(t) - H(t)^3 \quad (3.4)$$

für die Magnetisierungskurve mit einem zeitabhängigen periodischen Erregerfeld  $H(t)$ , so kann das Erregerfeld auch durch die Summe des durch die Primärspule erzeugten Magnetfeldes  $H_p(t)$  und einem externen Magnetfeld  $H_{Ext}$

$$H(t) = H_{Ext} + H_p(t) \quad (3.5)$$

$$= H_{Ext} + h \sin(\omega t) \quad (3.6)$$

mit der Frequenz  $\omega$  und der Amplitude  $h$  des periodischen Erregerfeldes, beschrieben werden. Setzt man diesen Ansatz für das zeitabhängige Magnetfeld in den nichtlinearen Zusammenhang (Gleichung 3.4) für die aus dem erregenden Magnetfeld  $H(t)$  resultierende magnetische Induktion  $B(t)$  ein, so erhält man nach der Zeitableitung des Ausdrucks eine Beziehung für die in der, den Ringkern ebenfalls umgebenden, Sekundärspule induzierte Spannung:

$$U_{Ind} \sim \frac{dB(t)}{dt} \quad (3.7)$$

$$\sim 3h \left( 1 - H_{Ext}^2 - \frac{1}{4} \right) \omega \cos(\omega t) - 3H_{Ext}h^2\omega \sin(2\omega t) + \frac{3}{4}h^3\omega \cos(3\omega t) \quad (3.8)$$

Ist kein externes Magnetfeld  $H_{Ext}$  entlang der Achse der Sekundärspule vorhanden, so treten im Signalverlauf der induzierten Spannung  $U_{Ind}$  nur harmonische Bestandteile bei der Erregerfrequenz und ihrer dritten Harmonischen auf. Bei Anwesenheit eines zusätzlichen externen Magnetfeldes  $H_{Ext}$  tritt im Signal der in der Sekundärspule induzierten Spannung auch die zweite Harmonische der Erregerfrequenz  $\omega$  auf. Die Amplitude dieses Signalbestandteiles ist direkt proportional zur Stärke des externen Magnetfeldes und abhängig von der Lage des Magnetfeldvektors zur Achse der Sekundärspule. Durch einen schmalbandigen Filter um  $2\omega$  kann dann die zweite Harmonische aus dem in der Sekundärspule induzierten Spannungsverlauf herausgefiltert und ausgewertet werden.

In der technischen Umsetzung ist es üblich, durch eine geeignete Spulengeometrie die im Vergleich zur zweiten Harmonischen deutlich stärker ausgeprägten Signalbestandteile ungeradzahlgiger Harmonischer zu unterdrücken, so daß sich im Ausgangssignal bevorzugt die zweite Harmonische befindet, die gefiltert, verstärkt und gemessen werden kann.

Die technische Umsetzung von Saturationskernmagnetometern ist natürlich komplexer als das hier beschriebene Grundprinzip. Insbesondere werden Fluxgate-Magnetometer häufig als Null-Instrument betrieben, bei der die Ausgangsspannung der Sekundärspule

einen Rückkopplungskreis ansteuert, der über eine zusätzliche Gegenkopplungsspule das Magnetfeld entlang der Sensorachse exakt kompensiert. Dadurch können eine hohe Linearität des Sensors um den Arbeitspunkt und verschiedene Meßbereiche realisiert werden. Eine vektorielle Messung wird durch drei separate Sensoren mit paarweise orthogonalen Spulenachsen ermöglicht.

Im Gegensatz zum Protonen-Präzessions-Magnetometer oder einem Helium-Magnetometer ist das Fluxgate-Magnetometer kein absolut messendes Instrument, da die Eigenschaften des Ausgangssignals neben dem externen Magnetfeld nicht ausschließlich von elementaren Naturkonstanten abhängen und das Fluxgate-Magnetometer bezüglich eines Referenznormals kalibriert werden muß.

Das Fluxgate-Magnetometer an Bord des Satelliten CASSINI ist aus drei Ringkernsensoren, die orthogonal zueinander auf einem Glaskeramikblock befestigt sind, aufgebaut (Dougherty et al. 2004). Die weichmagnetischen Ringkerne sind von den Windungen der Primärspule vollständig umschlossen und werden durch ein Rechtecksignal mit einer Frequenz von 15.625 kHz zweimal pro Periode bis in die Sättigungsmagnetisierung getrieben. Hierbei sind zur einfacheren technischen Umsetzung die Primärspulen aller Sensoren in Reihe geschaltet (Dougherty et al. 2004). Wie zuvor beschrieben wird auch bei diesem Instrument der Verlauf der Magnetisierungskurve unsymmetrisch bezüglich  $H(t)$ , wenn ein externes Magnetfeld parallel zur Achse der jeweiligen Sekundärspule vorhanden ist und führt zu dem beschriebenen Auftreten der zweiten Harmonischen der Erregerfrequenz.

Das Fluxgate-Magnetometer an Bord von CASSINI wird als Null-Instrument betrieben, d.h. daß das bezüglich der zweiten Harmonischen schmalbandig gefilterte Signal integriert und als proportionaler Strom in eine Gegenkopplungsspule eingespeist wird, um das gemessene externe Magnetfeld zu kompensieren. Durch die Änderung der Rückkopplungsparameter kann das Fluxgate-Magnetometer in vier verschiedenen Meßbereichen betrieben werden, die in Tabelle 3.1 zusammen mit dem zugehörigen Auflösungsvermögen dargestellt sind.

Weitere Details über das Fluxgate-Magnetometer und das Vektor-Helium-Magnetometer an Bord von CASSINI sind bei Dougherty et al. (2004) zu finden und Dunlop et al. (1999) beschreiben die ersten Ergebnisse des Magnetfeldexperimentes während des Vorbeifluges von CASSINI an der Erde.

#### 3.1.3 Magnetfelddaten

Die Magnetfelddaten des CASSINI-Magnetfeldexperimentes stehen für die beiden Instrumente FGM und VHM in verschiedenen Zeitauflösungen (1/32 s, 1 s, 60 s, 60 min) und in verschiedenen Koordinatensystemen (vgl. Abschnitt 3.2) zur Verfügung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden nur Magnetfelddaten des Fluxgate-Magnetometers verwendet, da das Vektor-Helium-Magnetometer sowohl in einem skalaren Modus oder alternativ in einem vektoriellen Modus betrieben werden kann und so nicht durchgängig vektorielle Meßdaten zur Verfügung stehen. Zusätzlich hat das Vektor-Helium-Magneto-

Meßbereich	Auflösung
±40 nT	4.9 pT
±400 nT	48.8 pT
±10 000 nT	1.2 nT
±44 000 nT	5.4 pT

Tabelle 3.1: Meßbereiche des Fluxgate-Magnetometers an Bord von CASSINI. Die maximal mögliche Datenrate beträgt 32 Vektoren/s und für das Rauschniveau des analogen Ausgangssignals des Sensors bei 1 Hz wurde ein Wert von  $5 \text{ pT} / \sqrt{\text{Hz}}$  ermittelt (vgl. Dougherty et al. 2004).

meter seit Herbst 2005 mit zunehmender Häufigkeit keine Daten mehr geliefert und wurde ab Dezember 2005 außer Betrieb genommen, so daß für die späteren Zeiträume der Mission keine Daten dieses Instrumentes mehr verfügbar sind. Um eine vergleichbare Datenbasis zu gewährleisten wurden daher ausschließlich Messungen des Fluxgate-Magnetometers verwendet, die für den gesamte Missionszeitraum mit nur gelegentlichen Datenlücken vorliegen.

Für die zu untersuchenden Magnetfelddaten wurde eine Zeitauflösung von 1 min gewählt, da sich gezeigt hat, daß diese Zeitauflösung ausreichend ist, um innerhalb der betrachteten Raumgebiete die Ionenzyklotronfrequenz der dominierenden Ionenspezies ( $\text{H}_3\text{O}^+$ ,  $\text{H}_2\text{O}^+$ ,  $\text{N}^+$ ) aufzulösen und so der Gültigkeitsbereich der Magneto hydrodynamik auch durch die verwendete Abtastrate ausreichend gut abgedeckt wird.

Für die Magnetfelddaten werden Darstellungen im kronographischen Koordinatensystem (Abschnitt 3.2.1) und im kronozentrisch-solar-magnetischen Koordinatensystem (Abschnitt 3.2.2) verwendet und aus den verfügbaren Daten die Intervalle ausgewählt, die sich auf Grund einer visuellen Durchsicht der Datensätze innerhalb der Saturnmagnetosphäre befinden.

Bei der ersten Durchsicht zeigten die Magnetfelddaten um den Punkt der größten Annäherung deutliche Artefakte in Form von transienten Signaturen, Sprüngen und langperiodischen monochromatischen Signalen, so daß diese Bereiche um den Punkt der größten Annäherung nicht in der späteren Auswertung berücksichtigt wurden.

In der Tabelle 3.2 sind die ausgewählten Zeitintervalle zusammenfassend dargestellt, die zur weiteren Bearbeitung und Analyse verwendet werden. Für jeden Umlauf erhält man so zwei Zeitintervalle; eins für die Annäherung des Satelliten an den Planeten und eins für die Entfernung vom Planeten nach dem Zeitpunkt der größten Annäherung.

## 3.2 Koordinatensysteme

Für die Darstellung von Daten wie Satellitenpositionen und skalaren oder vektoriellen Meßgrößen können abhängig von der Zielsetzung der geplanten Untersuchung jeweils verschiedene Koordinatensysteme vorteilhaft sein. Koordinatensysteme, die ausgezeich-

### 3 Daten und Methoden

zum Planeten				vom Planeten			
Beginn		Ende		Beginn		Ende	
Datum	Uhrzeit	Datum	Uhrzeit	Datum	Uhrzeit	Datum	Uhrzeit
29.06.2004	06:00	30.06.2004	22:00	01.07.2004	06:30	03.07.2004	00:00
25.10.2004	09:00	28.10.2004	16:00	30.10.2004	17:00	04.11.2004	12:00
12.12.2004	12:00	15.12.2004	03:00	15.12.2004	06:00	21.12.2004	18:00
-	-	-	-	17.01.2005	10:00	23.01.2005	18:00
15.02.2005	00:00	18.02.2005	02:00	18.02.2005	06:00	25.02.2005	00:00
08.03.2005	06:00	10.03.2005	07:00	10.03.2005	18:00	15.03.2005	12:00
26.03.2005	06:00	30.03.2005	20:00	31.03.2005	03:00	05.04.2005	00:00
13.04.2005	03:00	15.04.2005	18:00	16.04.2005	06:00	20.04.2005	00:00
02.05.2005	02:00	03.05.2005	22:00	04.05.2005	06:00	08.05.2005	00:00
18.05.2005	03:00	22.05.2005	03:00	22.05.2005	08:00	28.05.2005	00:00
06.06.2005	01:00	09.06.2005	08:00	09.06.2005	14:00	17.06.2005	18:00
25.06.2005	03:00	27.06.2005	12:00	27.06.2005	18:00	01.07.2005	00:00
13.07.2005	15:00	15.07.2005	18:00	16.07.2005	03:00	20.07.2005	00:00
29.07.2005	22:00	03.08.2005	04:00	03.08.2005	10:00	09.08.2005	00:00
17.08.2005	06:00	21.08.2005	06:00	21.08.2005	18:00	23.08.2005	03:00
04.09.2005	00:00	06.09.2005	06:00	07.09.2005	15:00	11.09.2005	18:00
21.09.2005	00:00	24.09.2005	23:30	25.09.2005	23:00	03.10.2005	12:00
11.10.2005	00:00	12.10.2005	18:00	13.10.2005	06:00	19.10.2005	00:00
27.10.2005	00:00	30.10.2005	18:00	31.10.2005	00:00	06.11.2005	00:00
22.11.2005	00:00	28.11.2005	12:00	28.11.2005	12:00	04.12.2005	00:00
20.12.2005	00:00	25.12.2005	18:00	25.12.2005	22:00	26.12.2005	00:00
12.01.2006	00:00	17.01.2006	00:00	18.01.2006	00:00	23.01.2006	00:00
23.02.2006	00:00	26.02.2006	18:00	26.02.2006	18:00	08.03.2006	00:00
17.03.2006	00:00	21.03.2006	18:00	22.03.2006	02:00	28.03.2006	00:00
17.04.2006	06:00	30.04.2006	00:00	30.04.2006	00:00	06.05.2006	23:59
14.05.2006	00:00	23.05.2006	12:00	23.05.2006	18:00	03.06.2006	00:00
21.06.2006	00:00	01.07.2006	12:00	01.07.2006	12:00	12.07.2006	12:00
14.07.2006	00:00	24.07.2006	12:00	25.07.2006	12:00	05.08.2006	00:00
06.08.2006	18:00	17.08.2006	12:00	18.08.2006	04:00	29.08.2006	00:00
30.08.2006	12:00	10.09.2006	15:00	10.09.2006	21:00	18.09.2006	06:00
18.09.2006	22:00	26.09.2006	18:00	26.09.2006	22:00	04.10.2006	06:00
05.10.2006	06:00	12.10.2006	22:00	10.09.2006	21:00	18.09.2006	06:00
19.10.2006	00:00	28.10.2006	21:00	29.10.2006	03:00	06.11.2006	00:00
04.11.2006	06:00	09.11.2006	21:30	10.11.2006	04:00	15.11.2006	18:00
16.11.2006	12:00	21.11.2006	21:00	22.11.2006	03:00	25.11.2006	03:00
29.11.2006	00:00	03.12.2006	17:30	04.12.2006	00:00	09.12.2006	00:00
11.12.2006	00:00	15.12.2006	21:00	16.12.2006	00:00	23.12.2006	15:00
24.12.2006	12:00	01.01.2007	00:00	02.01.2007	00:00	08.01.2007	12:00
12.01.2007	00:00	17.01.2007	11:30	17.01.2007	14:00	29.01.2007	21:00
29.01.2007	22:00	02.02.2007	06:00	02.02.2007	12:00	06.02.2007	00:00
07.02.2007	06:00	20.02.2007	09:00	20.02.2007	02:00	27.02.2007	08:00
27.02.2007	08:00	08.03.2007	12:00	08.03.2007	12:00	15.03.2007	06:00

Tabelle 3.2: Übersicht über die zur weiteren Untersuchung verwendeten Zeitintervalle der CASSINI-Mission, die Magnetfeldmessungen innerhalb der Magnetosphäre enthalten. Kurze Datenabschnitte um den Punkt der größten Annäherung sind bei einigen Intervallen wegen offensichtlicher Störungen ausgenommen.

nete Raumrichtungen wie z.B. Symmetrieachsen oder Hintergrundfelder als Bestandteile ihrer Basis verwenden, können die Komplexität bei der Darstellung von Daten reduzieren und ermöglichen so einen einfacheren Zugang zum Verständnis der gemessenen Daten. Der nachfolgende Abschnitt soll daher einen Überblick über die Koordinatensysteme geben, in denen die zu untersuchenden Magnetfelddaten und ihre Beobachtungsorte (Satellitenpositionen) zur Verfügung stehen und zur weiteren Analyse dargestellt werden. Dies können einerseits planetenzentrierte Koordinatensysteme, wie das mit dem Saturn rotierende kronographische Koordinatensystem oder das an der Richtung der Dipolachse orientierte kronozentrisch-solar-magnetische Koordinatensystem, sein. Eine weitere interessante Anwendungsmöglichkeit bieten lokale Koordinatensysteme, wie das feldlinienparallele Koordinatensystem, daß sich an der Richtung des Hintergrundmagnetfeldes orientiert, oder das Minimum-Varianz-Koordinatensystem, daß auf Grundlage einer Hauptkomponentenanalyse (in unserem Falle des Magnetfeldes) konstruiert werden kann.

### 3.2.1 Kronographische Koordinaten (KG)

Die Definition planetozentrischer Koordinatensysteme wird durch grundsätzliche Richtlinien der International Astronomical Union (IAU) bestimmt, denen auch die Definition des kronographischen Koordinatensystems unterliegt. Hierzu gehören sinngemäß insbesondere die folgenden Definitionen (Seidelmann et al. 2002):

- Der Pol eines Planeten der auf der nördlichen Seite der unveränderlichen Ebene des Sonnensystems liegt, wird Nordpol genannt und nördlichen Breiten werden positive Werte zugeordnet.
- Wird ein zentraler Meridian (Nullmeridian) aus einer Richtung betrachtet, die bezüglich eines Inertialsystem fest ist, so nimmt die planetographische Länge dieses zentralen Meridians mit der Zeit zu.

Dies bedeutet, daß westliche Längen (Längen, die positiv in Richtung Westen gemessen werden) bei prograder<sup>1</sup> Rotation verwendet werden und östliche Längen (Längen, die positiv in Richtung Osten gemessen werden) bei retrograder<sup>2</sup> Rotation verwendet werden. Der Ursprung des Koordinatensystems ist das Massenzentrum des Planeten. Aus historischen Gründen weicht das Längensystem von Erde, Sonne und Mond von dieser Vereinbarung ab. Alle drei Objekte weisen prograde Rotation auf aber ihre Längensysteme verlaufen entweder von 0° bis 180° nach Ost und West oder aber von 0° bis 360° in östliche Richtung.

Die Lage des Längensystems von Planeten und damit auch ihres Nullmeridians wird in der Regel durch die Lage des planetaren Nordpols und bezüglich markanter beobachtbarer Oberflächenstrukturen wie zum Beispiel Mittelpunkte von Kratern oder Berggipfeln bestimmt. Unter der Annahme, daß der Nullmeridian gleichförmig um den Ursprung rotiert,

<sup>1</sup>Die Rotation des Planeten erfolgt in gleicher Richtung wie die Revolution des Planeten um die Sonne.

<sup>2</sup>Die Rotation des Planeten erfolgt in der Richtung, die der Revolution des Planeten um die Sonne entgegengesetzt ist.

wird sich seine Lage, die durch den Winkel  $W$  des Nullmeridians vom Knotenpunkt  $Q$  (Knotenpunkt des planetaren Äquators mit dem Standardäquator) ausgedrückt wird, linear mit der Zeit verändern. Vergrößert sich  $W$  mit der Zeit, so rotiert der Planet prograd (direkte Rotation); verkleinert sich  $W$  mit der Zeit, so handelt es sich um eine retrograde Rotation. Der Winkel  $W$  bestimmt daher die Ephemeridenposition des Nullmeridians. Für Planeten ohne deutlich beobachtbare feste Oberflächenstrukturen wird der Winkel  $W$  und somit die Lage des Nullmeridian per Definition festgelegt.

Der empfohlene Wert für den Winkel  $W$  des Nullmeridians des Saturnsystems wird durch die IAU mit

$$W = W_0 + \omega d = 38.90^\circ + 810.7939024^\circ \text{d}^{-1} d \quad (3.9)$$

angegeben, wobei  $d$  die Zeit in Tagen seit Beginn der Standarddepoche  $J2000$  (01.01.2000, 12:00 UT) ist und sich  $W$  im Fall des Saturnsystems auf die Rotation des Magnetfeldes (System III) bezieht (vgl. Seidelmann et al. 2007).

Einer Rotationsrate von  $810.7939024^\circ \text{d}^{-1}$ ,  $33.783079^\circ \text{h}^{-1}$  oder  $9.3841885 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$  kann also eine Rotationsperiode von

$$T = \frac{360^\circ}{810.7939024^\circ \text{d}^{-1}} \quad (3.10)$$

$$= 0.44400927 \text{ d} \quad (3.11)$$

$$= 10.656222 \text{ h} \quad (3.12)$$

$$= 38362.2 \text{ s} \quad (3.13)$$

zugeordnet werden.

Somit erhält man in der Übersicht für die Rotationsperiode  $T$ , die Frequenz  $f$  und die Kreisfrequenz  $\omega$  die folgenden Werte:

$$T = 38362.2 \text{ s} \quad (3.14)$$

$$f = 2.6067191 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1} \quad (3.15)$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 0.00016378499 \text{ s}^{-1} \quad (3.16)$$

Die Verwendung der kronographischen Koordinaten bietet sich für alle Darstellungen von Größen an, bei denen erwartet wird, daß sie mit einem ausgezeichneten Längen- oder Breitenbereich des Planeten zusammenhängen. Durch die Verwendung von kronographischen Koordinaten kann ein ortsfest mit dem Planeten rotierendes Phänomen systematisch einer bestimmten Länge zugeordnet werden, während in einem anderen nicht mitrotierenden Koordinatensystem eine unsystematisch erscheinende Verteilung der mit dem Phänomen verbundenen Ereignisse erwartet wird.

### 3.2.2 Kronozentrisch-Solar-Magnetische Koordinaten (KSM)

Für die Anwendung im Gebiet der Magnetosphärenphysik sind verschiedene relevante Koordinatensysteme für die Erdmagnetosphäre definiert (Russell 1995, 1971, Hapgood 1992). Hierzu gehören auch das geozentrisch-solar-ekliptische Koordinatensystem (GSE) und das geozentrisch-solar-magnetische Koordinatensystem (GSM), deren Vorzugsrichtungen durch die Verbindungslinie von der Erde zur Sonne und der Ekliptik bzw. der Richtung der Dipolachse bestimmt werden.

Für die Verwendung in Zusammenhang mit anderen Planeten liegt eine Generalisierung der für die Erde verwendeten Koordinatensysteme nahe, so daß aus geozentrischen Koordinaten mit der Ekliptik als Referenzebene allgemeine planetozentrische Koordinaten mit der Orbitalebene des jeweiligen Planeten als Referenzebene werden.

Verallgemeinert man nun die Definition des geozentrisch-solar-ekliptischen Koordinatensystems (Russell 1995) auf beliebige Planeten (PSM), so kann analog für den Saturn ein kronozentrisch-solar-magnetisches Koordinatensystem (KSM) definiert werden, daß analog GSM-Koordinatensystem der Erde durch die Verbindungslinie vom Saturn zur Sonne und die Lage der Dipolachse charakterisiert wird. Das KSM-Koordinatensystem ist dabei wie folgt definiert:

- Die x-Achse liegt in der Bahnebene des Saturn und weist parallel zum Verbindungsvektor vom Saturn zur Sonne.
- Die z-Achse weist nach Norden und die Dipolachse des Saturn liegt in der durch die x-Achse und die z-Achse aufgespannte Ebene.
- Die y-Achse ergänzt das rechtshändige orthogonale Koordinatensystem.

Die Konstruktion eines solchen planetozentrischen Koordinatensystems kann bei Kenntnis der Bahnelemente des Planeten durchgeführt werden. Die offiziell festgelegten Bahnelemente der Planeten und Monde unseres Sonnensystems findet man z.B. bei Seidelmann et al. (2002, 2007) oder Davies et al. (1995), die dort in einem erdfixierten Inertialsystem bezogen auf einen festen Zeitpunkt mit der Ekliptik als Referenzebene angegeben sind. Um daraus das KSM-Koordinatensystem zu konstruieren, das die Orbitalebene des Saturn als Referenzebene verwendet sind auf Grundlage dieser so festgelegten Bahnelemente unübersichtliche Transformationen notwendig, die aber grundsätzlich ein lösbares Problem darstellen.

Eine sinnvolle Alternative zu der Konstruktion des KSM-Koordinatensystems aus diesen Bahnelementen stellt das Programmpaket NAIF/SPICE dar (Acton 1996, 1999), in dem die Bahnelemente aller Planeten und Monde und vieler Kleinkörper unseres Sonnensystems implementiert sind und so die Berechnung von Ephemeriden in verschiedenen Koordinatensystemen und die Berechnung zeitabhängiger Transformationsmatrizen zwischen unterschiedlichen Koordinatensystemen ermöglicht. Gleichzeitig kann das modular aufgebaute Programmpaket um die Bahnelemente vieler künstlicher Satelliten, darunter

auch CASSINI, erweitert werden und erlaubt so die Berechnung, anschließende Darstellung und Transformation der Satellitenbahn in verschiedenen Koordinatensystemen.

Auf Grund der vielfältigen Möglichkeiten dieses mächtigen Programmpaketes läßt sich z.B. auch das KSM-Koordinatensystem auf Grundlage der oben angegebenen Definition wie folgt konstruieren.

Die Dipolachse des Saturns ist parallel zur Rotationsachse des Planeten (vgl. Abschnitt 2.2.1.1). Die Rotationsachse des Saturn ist per Definition identisch mit der z-Achse des mit dem Planeten mitrotierenden kronographischen Koordinatensystems in kartesischen Koordinaten. Transformiert man diese z-Achse in das ekliptische Inertialsystem J2000 (vgl. Seidelmann et al. 2002), so erhält man automatisch auch die Lage und Orientierung der Dipolachse in diesem Inertialsystem. Im nächsten Schritt bestimmt man die Verbindungslinie vom Saturn zur Sonne ebenfalls im J2000-Inertialsystem und erhält so die x-Achse des KSM-Koordinatensystems. Die y-Achse des KSM-Koordinatensystems erhält man, indem man den Einheitsvektor konstruiert, der senkrecht zur x-Achse und zur Dipolachse in den Koordinaten des J2000-Inertialsystems steht. Konstruiert man nun abschließend den Einheitsvektor, der senkrecht zur xy-Ebene ist, so erhält man die z-Achse des rechtshändigen orthogonalen Koordinatensystems und die Dipolachse liegt per Konstruktion in der xz-Ebene dieses Koordinatensystems, wie es die Definition der KSM-Koordinaten verlangt, und weist nach Definition nach Norden, da auch die Rotationsachse des Saturn per Definition nach Norden gerichtet ist. Somit erhält man das KSM-Koordinatensystem auf Grundlage der Einheitsvektoren im J2000-Inertialsystem.

Die Bahnelemente der Saturnmonde und der CASSINI-Raumsonde sind ebenfalls im Programmpaket NAIF/SPICE implementiert und können in kronographischen Koordinaten oder in J2000-Koordinaten berechnet werden. Eine Transformation und Darstellung der Satellitenpositionen in der Basis des zeitabhängigen KSM-Koordinatensystems ist daher unmittelbar mit dem dargestellten Verfahren möglich.

Die Zeitreihen der Magnetfeldvektoren stehen sowohl in kronographischen Koordinaten als auch direkt in KSM-Koordinaten zur Verfügung. Eine Transformation der Magnetfeldvektoren in das KSM-Koordinatensystem ist daher zunächst nicht notwendig, aber grundsätzlich möglich, denn das Programmpaket NAIF/SPICE stellt auf Grundlage der Bahnelemente die zeitabhängige Matrix für die Transformation von Vektoren aus dem kronographischen Koordinatensystem in das J2000-Inertialsystem unmittelbar zur Verfügung. Die in kronographischen Koordinaten vorliegenden Magnetfeldvektoren können daher direkt in das J2000-Inertialsystem und von dort in andere darauf beruhende Koordinatensysteme, wie das KSM-Koordinatensystem, transformiert werden.

Da die Magnetfeldvektoren und Satellitenpositionen in den offiziell veröffentlichten Datenquellen bereits in KSM-Koordinaten bereitgestellt werden, kann die Konstruktion des KSM-Koordinatensystems und die damit zusammenhängende Koordinatentransformation überprüft werden, indem man die Magnetfeldvektoren in kronographischen Koordinaten zunächst in das J2000-Koordinatensystem transformiert, von dort auf die Basis des KSM-Koordinatensystems abbildet und mit den Magnetfelddaten vergleicht, die bereits in KSM-Koordinaten veröffentlicht wurden. Durch diesen Vergleich der Magnetfelddaten konnte

die oben angegebene Konstruktionsvorschrift für das KSM-Koordinatensystem qualifiziert werden.

Die gleichzeitige Überprüfung für die Positionsvektoren des Satelliten auf Grundlage der gleichen Überlegungen wie für die Magnetfelddaten zeigt jedoch deutliche Abweichungen, die auf Grund der erfolgreich verifizierten Koordinatentransformationen zunächst nicht erklärbar sind.

Die Magnetfeldvektoren werden mit einer Rate von etwa 32 Hz gemessen und zu jedem Meßzeitpunkt kann die zugehörige Satellitenposition berechnet werden. Für die Veröffentlichung der Magnetfelddaten werden verschiedene, an den Verwendungszweck angepasste, niedrigere Zeitauflösungen von z.B. 1 s, 1 min oder 60 min bereitgestellt, die durch Mittelwertbildung der ursprünglichen hochaufgelösten (32 Hz) Magnetfelddaten generiert werden. Die Abweichungen der Satellitenpositionen sind bei den hochaufgelösten Datensätzen nicht vorhanden, sondern treten erst bei den daraus erzeugten Daten mit einer geringeren Zeitauflösung auf. Die Abweichungen werden dabei umso größer, je niedriger die Zeitauflösung ist. Dieses systematische Verhalten legt den Verdacht nahe, daß bei der Verarbeitung der Magnetfeld- und Positionsdaten nicht nur der zeitliche Mittelwert der Magnetfeldvektoren, sondern auch der Satellitenpositionen gebildet wird. Dieser Verdacht konnte durch den Vergleich der Satellitenpositionen mit zeitlich gemittelten Positionsvektoren, die für die gleiche Zeitbasis wie die hochaufgelösten Magnetfelddaten berechnet wurden, bestätigt werden.

Diese Mittelwertbildung der Positionsvektoren ist kein sinnvolles Verfahren. Bestimmt man den Mittelwert des Magnetfeldes innerhalb eines Zeitintervalls und bezieht diesen auf den Zeitpunkt in der Mitte dieses Zeitintervalls, so entspricht dieser zentrierte Zeitpunkt natürlich auch dem Mittelwert aller Zeitpunkte in diesem Intervall, wenn eine äquidistante Abtastung vorausgesetzt wird, da die Zeit linear voranschreitet. Für die Positionsvektoren des Satelliten entlang seiner Keplerbahn ist dies natürlich nicht der Fall, so daß es angebracht ist die tatsächliche Position des Satelliten an dem gewünschten Referenzzeitpunkt zu verwenden, da die Bahn des Satelliten in guter Näherung deterministisch bestimmbar ist.

Besonders deutlich wird die Problematik der Mittelwertbildung von Satellitenpositionen in der Umgebung des Perizentrums, wo der Satellit seine größte Geschwindigkeit hat und sich die Satellitenposition entlang der zugehörigen Keplerellipse am schnellsten ändert. Berechnet man hier den Mittelwert mehrerer Satellitenpositionen, so wird dieser nicht mit einem Punkt entlang der tatsächlichen, deterministisch bestimmten Bahn übereinstimmen, obwohl die wahre Position grundsätzlich bekannt ist.

Auf Grund dieser Feststellungen werden im Folgenden für die Untersuchung und die räumliche Zuordnung der Magnetfelddaten nicht die zusammen mit den Magnetfelddaten ausgelieferten Positionsinformationen des Satelliten verwendet, sondern diese unabhängig mit Hilfe des Programmpaketes NAIF/SPICE berechnet.

### 3.2.3 Feldlinienparallele Koordinaten (MFA)

Die Magnetfelddaten des CASSINI-Magnetfeldexperimentes stehen in unterschiedlichen Koordinatensystemen zur Verfügung. Je nach Zielsetzung der Untersuchung kann die Darstellung in verschiedenen Koordinatensystemen vorteilhaft sein, um charakteristische Phänomene oder Regionen innerhalb der Magnetosphäre zu identifizieren. So kann man z.B. durch die Darstellung des Magnetfeldes in einem sphärischen Koordinatensystem  $\mathbf{B}_{Sph.} = (B_r, B_\theta, B_\varphi)$  unmittelbar erkennen, wie stark das Magnetfeld in der Umgebung der Neutralstromschicht von der Dipolkonfiguration abweicht (z.B. Arridge et al. 2008). Für die Analyse von MHD-Wellen bietet sich ein feldlinienorientiertes Koordinatensystem, das MFA-System (*Mean Field Aligned Coordinate System*) an, dessen eine Koordinatenachse parallel zum lokalen Hintergrundmagnetfeld orientiert ist; die beiden weiteren Koordinatenachsen liegen zueinander senkrecht in der Normalenebene der ersten Koordinatenachse. In dieser Darstellung lassen sich Störungen des Magnetfeldes unmittelbar als transversal oder kompressibel identifizieren.

Die Transformation in das MFA-System erfolgt zunächst durch die Konstruktion eines orthonormalen rechtshändigen Koordinatensystems  $(\mathbf{e}_x^{MFA}, \mathbf{e}_y^{MFA}, \mathbf{e}_z^{MFA})$ , bei dem  $\mathbf{e}_z^{MFA}$  der Einheitsvektor in Richtung des Hintergrundmagnetfeldes  $\mathbf{B}_0$  ist.  $\mathbf{e}_y^{MFA}$  ist der Einheitsvektor senkrecht zu der Ebene, die durch  $\mathbf{e}_z^{MFA}$  und den Ortsvektor  $\mathbf{r}_{SC}$  der Raumsonde aufgespannt wird. Der Einheitsvektor  $\mathbf{e}_x^{MFA}$  vervollständigt das rechtshändige System. Das MFA-System ist also wie folgt definiert:

$$\mathbf{e}_x^{MFA} = \mathbf{e}_y^{MFA} \times \mathbf{e}_z^{MFA} \quad (3.17)$$

$$\mathbf{e}_y^{MFA} = \frac{\mathbf{B}_0 \times \mathbf{r}_{SC}}{|\mathbf{B}_0 \times \mathbf{r}_{SC}|} \quad (3.18)$$

$$\mathbf{e}_z^{MFA} = \frac{\mathbf{B}_0}{|\mathbf{B}_0|} \quad (3.19)$$

Das Hintergrundfeld  $\mathbf{B}_0$  wird wie in Abschnitt 3.4 beschrieben bestimmt. Bei der Konstruktion des lokalen Koordinatensystems ist zu beachten, daß die Orientierung des Saturnmagnetfeldes im Gegensatz zum Erdmagnetfeld von Nord nach Süd weist. Der feldlinienparallele Vektor  $\mathbf{e}_z^{MFA}$  weist daher für niedrige magnetische Breiten ebenfalls nach Süden; der Vektor  $\mathbf{e}_y^{MFA}$  weist in azimutaler Richtung westwärts (vgl. Abbildung 3.1).

Mit den so gewonnenen Basisvektoren kann das Magnetfeld in das MFA-System transformiert werden:

$$\mathbf{B}_x^{MFA} = \mathbf{B}_{Obs} \cdot \mathbf{e}_x^{MFA} \quad (3.20)$$

$$\mathbf{B}_y^{MFA} = \mathbf{B}_{Obs} \cdot \mathbf{e}_y^{MFA} \quad (3.21)$$

$$\mathbf{B}_z^{MFA} = \mathbf{B}_{Obs} \cdot \mathbf{e}_z^{MFA} \quad (3.22)$$

Durch die gewählte Konstruktion enthalten die Vektoren  $\mathbf{B}_x^{MFA}$  und  $\mathbf{B}_y^{MFA}$  die transversalen Störungen des Magnetfeldes,  $\mathbf{B}_z^{MFA}$  enthält die Magnetfeldstörungen parallel zum Hintergrundmagnetfeld und auch das Hintergrundmagnetfeld  $\mathbf{B}_0$  selbst, da der Betrag

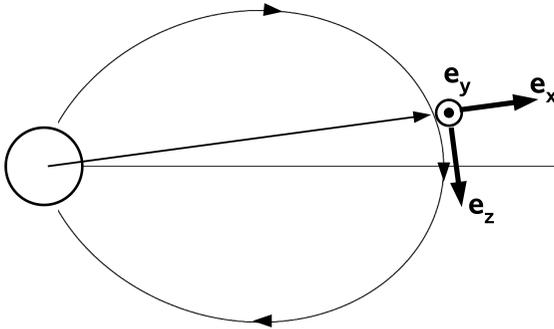


Abbildung 3.1: Die Basisvektoren des MFA-Systems:  $e_z^{MFA}$  weist in Richtung des lokalen Hintergrundmagnetfeldes  $\mathbf{B}_0$ ,  $e_y^{MFA}$  ist senkrecht zu  $\mathbf{B}_0$  und dem Ortsvektor  $r_{SC}$ ,  $e_x^{MFA}$  ergänzt das rechtshändige System.

des Magnetfeldes bei der Transformation erhalten bleibt. Die Ausprägung der kompressiblen Störung tritt in dieser Darstellung gegenüber dem Hintergrundmagnetfeld nicht deutlich hervor. Um kompressible Störungen deutlicher hervorzuheben und mit den transversalen Störungen vergleichen zu können, wird das Hintergrundmagnetfeld  $\mathbf{B}_0$  von der feldparallelen Komponente  $\mathbf{B}_z^{MFA}$  subtrahiert:

$$\mathbf{B}_z^{MFA} = (\mathbf{B}_{Obs} - \mathbf{B}_0) \cdot \mathbf{e}_z^{MFA} \quad (3.23)$$

In der Äquatorebene eines Dipolfeldes entsprechen die  $\mathbf{B}_x^{MFA}$ ,  $\mathbf{B}_y^{MFA}$  und  $\mathbf{B}_z^{MFA}$  Komponenten des MFA-Systems poloidalen, toroidalen bzw. feldparallelen Störungen. Die Transformation in das MFA-System erlaubt daher bereits eine Polarisationsanalyse von Magnetfeldstörungen und Wellenereignissen.

### 3.3 Korrektur des kronographischen Längensystems

Die Untersuchungen von Giampieri und Dougherty (2004b), Giampieri et al. (2006) haben periodische Oszillationen, die mit der planetaren Rotationsperiode in Zusammenhang gebracht werden, im Magnetfeld des Saturn untersucht und auf die Konsequenzen einer veränderten Rotationsperiode für das definierte kronographische Längensystem hingewiesen, die Auswirkungen aber nicht weiter qualitativ betrachtet.

Ausgehend von der Definition des kronographischen Längensystems und seinen Parametern (Seidelmann et al. 2007) kann man die Zeitentwicklung des Nullmeridians unter Berücksichtigung zweier verschiedener Rotationsraten betrachten um abzuschätzen, welche Auswirkungen eine fehlerbehaftete oder zeitlich variable Rotationsperiode auf das kronographische Längensystem hat und wie dieses Längensystem korrigiert werden kann,

um magnetosphärische Phänomene in diesem darzustellen.

### 3.3.1 Längentwicklung bei konstanten Rotationsperioden

Sei  $\omega_{IAU}$  die offiziell durch die IAU definierte Rotationsrate in  $^{\circ}/d$  und  $\omega_{Krono}$  eine hiervon abweichende alternative Rotationsrate ebenfalls in  $^{\circ}/d$ . Der Nullmeridian  $\lambda_0$  befinde sich zum Zeitpunkt  $t_0$  bei der Länge  $\lambda_0$ . Seine Zeitentwicklung wird sich dann wie folgt darstellen:

$$\lambda_{IAU}(t) = \lambda_0(t_0) + \omega_{IAU} \cdot (t - t_0) \quad (3.24)$$

$$\lambda_{Krono}(t) = \lambda_0(t_0) + \omega_{Krono} \cdot (t - t_0) \quad (3.25)$$

Mit zunehmender Zeit wird somit eine Differenz zwischen der Lage des Nullmeridians bezüglich der definierten fehlerhaften Rotationsrate und seiner Lage bezüglich seiner wahren Rotation entstehen, deren Betrag kontinuierlich wächst. Da die planetographischen Längen bei prograder Rotation von  $0 - 360^{\circ}$  positiv nach Westen gezählt werden, wird sich diese Differenz in regelmäßigen Abständen zu einer vollen Umdrehung addieren, so daß  $\lambda_{IAU}$  und  $\lambda_{Krono}$  dann wieder zusammenfallen.

Ist die definierte und die davon abweichende Rotationsrate jeweils konstant, so ist die Differenz zwischen beiden eine lineare Funktion der Zeit. Kennt man nun die planetographische Länge eines beobachtbaren Merkmals auf Grundlage der definierten Rotationsrate und zusätzlich die tatsächliche Rotationsrate, so kann man wie folgt eine Korrektur der Länge durchführen:

$$\lambda_{Krono}(t) = \lambda_{IAU}(t) + \Delta\lambda(t) \quad (3.26)$$

$$\Delta\lambda(t) = \lambda_{Krono}(t) - \lambda_{IAU}(t) \quad (3.27)$$

$$\Delta\lambda(t) = \omega_{Krono} \cdot (t - t_0) - \omega_{IAU} \cdot (t - t_0) \quad (3.28)$$

$$= (\omega_{Krono} - \omega_{IAU}) \cdot (t - t_0) \quad (3.29)$$

Dies bedeutet, daß für einen Planeten mit prograder Rotation qualitativ folgende Korrektur durchgeführt werden kann, wenn die tatsächliche Rotationsrate  $\omega_{Krono}$  kleiner als die definierte Rotationsrate  $\omega_{IAU}$  ist:

$$\omega_{Krono} < \omega_{IAU} \Rightarrow (\omega_{Krono} - \omega_{IAU}) < 0 \quad (3.30)$$

$$t > t_0 \Rightarrow (t - t_0) > 0 \quad (3.31)$$

$$\Rightarrow \Delta\lambda(t) < 0 \quad (3.32)$$

$$\lambda_{Krono}(t) = \lambda_{IAU}(t) + \underbrace{\Delta\lambda(t)}_{<0} \quad (3.33)$$

$$\Rightarrow \lambda_{Krono}(t) < \lambda_{IAU}(t) \quad (3.34)$$

Ein Beobachter im ruhenden System, der seine planetozentrische Länge auf Grundlage einer zu großen definierten Rotationsrate berechnet, befindet sich bezüglich  $\omega_{Krono}$  bei einer kleineren planetozentrischen Länge als er unter Annahme von  $\omega_{IAU}$  annimmt bzw. berechnet hat. Zusammenfassend erhält man also bis hier:

$$\lambda_{IAU}(t) = \lambda_0(t_0) + \omega_{IAU} \cdot (t - t_0) \quad (3.35)$$

$$\lambda_{Krono}(t) = \lambda_0(t_0) + \omega_{Krono} \cdot (t - t_0) \quad (3.36)$$

$$\Delta\lambda(t) = (\omega_{Krono} - \omega_{IAU}) \cdot (t - t_0) \quad (3.37)$$

$$\lambda_{Krono}(t) = \lambda_{IAU}(t) + \Delta\lambda(t) \quad (3.38)$$

$$\lambda_{Krono}(t) = \lambda_{IAU}(t) + (\omega_{Krono} - \omega_{IAU}) \cdot (t - t_0) \quad (3.39)$$

### 3.3.2 Längenentwicklung bei zeitlich veränderlichen Rotationsperioden

Die oben dargestellte Argumentation gilt in gleicher Weise für die Annahme, daß sowohl die definierte Rotationsrate  $\omega_{IAU}$  als auch eine davon abweichende Rotationsrate  $\omega_{Krono}$  zeitlich variabel ist. Das Produkt aus Rotationsrate und Zeit wird dann durch das Integral über die zeitlich variable Rotationsrate  $\omega(t)$  ersetzt, wobei der „spezielle“ aber gebräuchlichere Fall von konstanten Rotationsperioden natürlich in der integralen Darstellung mit enthalten ist.

$$\lambda_{IAU}(t) = \lambda_0(t_0) + \int_{t_0}^t \omega_{IAU}(\tau) d\tau \quad (3.40)$$

$$\lambda_{Krono}(t) = \lambda_0(t_0) + \int_{t_0}^t \omega_{Krono}(\tau) d\tau \quad (3.41)$$

$$\Delta\lambda(t) = \int_{t_0}^t (\omega_{Krono}(\tau) - \omega_{IAU}(\tau)) d\tau \quad (3.42)$$

$$\lambda_{Krono}(t) = \lambda_{IAU}(t) + \Delta\lambda(t) \quad (3.43)$$

$$\lambda_{Krono}(t) = \lambda_{IAU}(t) + \int_{t_0}^t (\omega_{Krono}(\tau) - \omega_{IAU}(\tau)) d\tau \quad (3.44)$$

Da die definierte Rotationsrate  $\omega_{IAU}$  festgelegt und konstant ist, vereinfacht sich die Korrektur entsprechend und man erhält einen einfachen Zusammenhang für die Beziehung zweier Längensysteme mit unterschiedlicher Zeitentwicklung:

$$\lambda_{Krono}(t) = \lambda_{IAU}(t) - \omega_{IAU} \cdot (t - t_0) + \int_{t_0}^t \omega_{Krono}(\tau) d\tau \quad (3.45)$$

### 3.3.3 Lokalisierung längenfixierter Merkmale

Um die Konsequenzen, die eine fehlerbehaftete Rotationsrate auf die planetozentrische Lokalisierung von Ereignissen hat, besser zu verstehen, soll dies an Hand von elementaren

Beispielen veranschaulicht werden: Auf der Oberfläche eines rotierenden Planeten befindet sich eine im rotierenden System ortsfeste Struktur  $S$  bei der Länge  $\lambda_S$ . Wie wird nun ein Beobachter  $B$  in einem ruhenden System außerhalb des Planeten diese Struktur beobachten? Wie kann der Beobachter aus der Längenmessung der Struktur  $S$  und seiner eigenen berechneten Länge auf die wahre Rotationsrate der Oberfläche schließen?

### 3.3.3.1 Lokalisierung bei konstanten Rotationsperioden

Um die qualitative Auswirkung unterschiedlicher Rotationsraten auf die Lokalisierung von ortsfesten Strukturen auf der Planetenoberfläche zu veranschaulichen, wird im folgenden dargestellt, wie sich eine fehlerbehaftete Rotationsrate, die zur Berechnung der Position des Beobachters verwendet wird, auf die Längenbestimmung auswirkt, wenn der Planet langsamer ( $\omega_{Krono} < \omega_{IAU}$ ) oder schneller ( $\omega_{Krono} > \omega_{IAU}$ ) rotiert als definiert, bzw. die definierte Rotationsrate der wahren Rotationsrate entspricht ( $\omega_{Krono} = \omega_{IAU}$ ).

$$\omega_{Krono} = \omega_{IAU}$$

Eine Struktur  $S$  sei bei  $\lambda_S = const.$  auf dem Planeten fixiert und rotiere mit der definierten Rotationsrate von  $\omega_{Krono} = \omega_{IAU}$ . Der Beobachter  $B$  befindet sich außerhalb des rotierenden Planetensystems und berechnet seine eigene planetozentrische Längenposition auf Grundlage der definierten Rotationsrate  $\omega_{IAU}$ . Dabei ist es unerheblich, ob der Beobachter im ruhenden Bezugssystem ruht, wie wir im weiteren annehmen wollen, oder er eine Bewegung um den Planeten ausführt, wie man für reale Situationen annehmen wird, da die berechnete Längenposition des Beobachters für jeden Zeitpunkt auf Grundlage der definierten Rotationsperiode berechnet werden kann. Diese Längenberechnung ist unabhängig davon, ob sich der Beobachter schnell, langsam oder auch gar nicht bewegt, so daß der überschaubare Fall eines ruhenden Beobachters ohne Einschränkung der Allgemeinheit betrachtet werden darf. Als weitere vereinfachende Annahme für diese Betrachtung soll die Laufzeit des Signals von der zu beobachtenden Struktur zum Beobachter vernachlässigbar kurz sein, also instantan beim Beobachter eintreffen. Der Beobachter  $B$  kann unter diesen Annahmen der Struktur  $S$  immer die Länge  $\lambda_S$  zuordnen, die seiner eigenen Längenposition entspricht. Wie werden nun zwei Beobachter, die die Längenposition der Struktur jeweils auf Grundlage von  $\omega_{IAU}$  bzw.  $\omega_{Krono}$  bestimmen, die Struktur lokalisieren?

Ein Beobachter  $B_{Krono}$ , der die Längenposition der Struktur mit der wahren Rotationsrate  $\omega_{Krono}$  berechnet, wird die Struktur nach ganzzahligen Vielfachen der wahren Periode  $T_{Krono}$  immer bei der gleichen Längenposition beobachten:

$$\lambda_{S,Krono} = \lambda_S(t_0) + \omega_{Krono} \cdot T_{Krono} \cdot n \quad , \quad (3.46)$$

mit  $n \in \{0, 1, 2, \dots\}$ . Der Beobachter  $B_{IAU}$ , der die Längenposition mit der definierten Rotationsperiode  $\omega_{IAU}$  bestimmt, wird die Struktur gleichzeitig mit dem Beobachter  $B_{Krono}$  beobachten, also ebenfalls immer nach ganzzahligen Vielfachen der wahren Periode  $T_{Krono}$ . Die Länge bestimmt Beobachter  $B_{IAU}$  jedoch mit der definierten Rotationsrate  $\omega_{IAU}$ , so

daß er die Struktur bei

$$\lambda_{S,Krono} = \lambda_S(t_0) + \omega_{IAU} \cdot T_{Krono} \cdot n \quad , \quad (3.47)$$

mit  $n \in \{0, 1, 2, \dots\}$  beobachtet. Die Differenz zwischen den beobachteten Längen von Beobachter  $B_{IAU}$  und Beobachter  $B_{Krono}$  ist dann

$$\Delta\lambda_S = \lambda_{S,Krono} - \lambda_{S,IAU} \quad (3.48)$$

$$= \underbrace{(\omega_{Krono} - \omega_{IAU})}_{=0} \cdot T_{Krono} \cdot n \quad . \quad (3.49)$$

Für diesen (trivialen) Fall ist aber  $\omega_{Krono} = \omega_{IAU}$ , so daß die Differenz  $\Delta\lambda$  identisch Null ist. Trägt der Beobachter  $B_{IAU}$  die Längenpositionen  $\lambda_S$  der beobachteten Struktur über der Beobachtungszeit  $t$  auf, so werden diese Punkte eine Gerade mit der Steigung  $d\lambda_S/dt = 0$  ergeben, denn der Beobachter wird die Struktur immer bei der gleichen Längenposition beobachten. Für den als ruhend angenommenen Beobachter  $B_{IAU}$  sollte der zeitliche Abstand zwischen zwei Beobachtungszeitpunkten  $\Delta t$  konstant sein und gleich der zu  $\omega_{IAU}$  zugehörigen Periode  $T_{IAU} = 360^\circ/\omega_{IAU}$  sein. Für einen im ruhenden System bewegten Beobachter ist der Abstand zwischen zwei Beobachtungszeitpunkten natürlich nicht mehr konstant und kann nicht mehr unmittelbar (ohne Dopplerkorrektur) auf die Rotationsperiode des Planeten zurückgeführt werden; dennoch wird die Struktur stets bei der gleichen Längenposition beobachtet werden.

$$\omega_{Krono} < \omega_{IAU}$$

Die Struktur  $S$  befinde sich weiterhin an einer festen Position  $\lambda_S$  auf der Oberfläche des Planeten, der Planet rotiere mit einer langsameren Rotationsrate als definiert ( $\omega_{Krono} < \omega_{IAU}$ ) und der Beobachter  $B_{IAU}$  mißt seine Längenposition weiterhin mit der definierten Rotationsrate  $\omega_{IAU}$ . An welcher Position wird der Beobachter  $B_{IAU}$  im ruhenden System nun die Struktur  $S$  beobachten?

Der Beobachter  $B_{IAU}$  bestimmt seine Position auf Grundlage von  $\omega_{IAU}$ , während der Planet und die auf ihm fixierte Struktur mit  $\omega_{Krono}$  rotieren. Wenn eine Struktur z.B. bei  $\lambda_S = 0^\circ$  fixiert ist dann wird sie nach einer Zeit  $t = T_{Krono}$  wieder beim Beobachter registriert werden. Da diese Periode länger ist, denn die wahre Rotationsrate ist kleiner als die definierte Rotationsrate des Beobachters angenommen, ist die Phasenentwicklung des Längensystems im System des Beobachters  $B_{IAU}$  schon weiter fortgeschritten und der Beobachter wird die Struktur bei einer größeren Länge lokalisieren.

Die Differenz zwischen den beobachteten Längen von Beobachter  $B_{IAU}$  und Beobachter  $B_{Krono}$  ist für diesen Fall

$$\Delta\lambda_S = \lambda_{S,Krono} - \lambda_{S,IAU} \quad (3.50)$$

$$= \underbrace{(\omega_{Krono} - \omega_{IAU})}_{<0} \cdot \underbrace{T_{Krono} \cdot n}_{\geq 0} \leq 0 \quad . \quad (3.51)$$

Die Länge der beobachteten Struktur, die mit der definierten Rotationsrate  $\omega_{IAU}$  bestimmt wird, ist also mit

$$\lambda_{S,IAU} = \underbrace{\lambda_{S,Krono}}_{\geq 0} - \underbrace{\Delta\lambda_S}_{\leq 0} \quad (3.52)$$

$$\lambda_{S,IAU} \geq \underbrace{\lambda_{S,Krono}}_{\geq 0} \quad . \quad (3.53)$$

stets größer als die Länge, die mit der wahren Rotationsrate  $\omega_{IAU}$  bestimmt wird.

Trägt der Beobachter  $B_{IAU}$  die beobachteten Längenpositionen  $\lambda_S$  erneut über der Beobachtungszeit  $t$  auf, so werden diese Punkte wieder eine Gerade bilden. Diese Gerade hat für den Fall  $\omega_{Krono} < \omega_{IAU}$  eine positive Steigung  $d\lambda_S/dt > 0$ , da mit jeder Periode die Längenposition der Struktur im definierten System größer wird. Diese Drift kann aus Sicht des Beobachters als eine Bewegung der Struktur auf der Oberfläche des Planeten oder aber als eine fehlerhaftbehaftete Rotationsrate gedeutet werden.

$$\omega_{Krono} > \omega_{IAU}$$

Analag zum obigen Beispiel befinde sich die Struktur  $S$  weiterhin an einer festen Position  $\lambda_S$  auf der Oberfläche des Planeten und der Planet rotiere in diesem Fall mit einer größeren Rotationsrate als definiert ( $\omega_{Krono} > \omega_{IAU}$ ). Der Beobachter  $B_{IAU}$  mißt seine Längenposition weiterhin mit der definierten Rotationsrate  $\omega_{IAU}$ .

Die Differenz zwischen der jeweils beobachteten Länge von Beobachter  $B_{IAU}$  und Beobachter  $B_{Krono}$  ist für den Fall  $\omega_{Krono} > \omega_{IAU}$

$$\Delta\lambda_S = \lambda_{S,Krono} - \lambda_{S,IAU} \quad (3.54)$$

$$= \underbrace{(\omega_{Krono} - \omega_{IAU})}_{>0} \cdot \underbrace{T_{Krono} \cdot n}_{\geq 0} \geq 0 \quad . \quad (3.55)$$

Die Länge der beobachteten Struktur, die mit der definierten Rotationsrate  $\omega_{IAU}$  bestimmt wird, ist also mit

$$\lambda_{S,IAU} = \underbrace{\lambda_{S,Krono}}_{\geq 0} - \underbrace{\Delta\lambda_S}_{\geq 0} \quad (3.56)$$

$$\lambda_{S,IAU} \leq \underbrace{\lambda_{S,Krono}}_{\geq 0} \quad . \quad (3.57)$$

stets kleiner als die Länge, die auf Grundlage der tatsächlichen Rotationsrate  $\omega_{IAU}$  berechnet wird.

Da die wahre Rotation des Planeten schneller ist als definiert, wird eine fixierte Struktur nach einer Zeit  $t = T_{Krono}$  wieder beim Beobachter  $B_{IAU}$  registriert werden. Das Längensystem des Beobachters  $B_{IAU}$  hat daher zu dem Zeitpunkt, an dem er die Struktur beobachtet also noch keine vollständige Umdrehung beschrieben und er wird die Struktur daher bei einer kleineren planetozentrischen Länge beobachten als ihrer wahren Lage entspricht.

Auch diese Differenz wird mit jeder Periode zunehmen, so daß der Beobachter eine Drift der Längenposition wahrnimmt, wenn er die Länge  $\lambda_S$  über der Beobachtungszeit  $t$  aufträgt. Die Beobachtungspunkte werden erneut entlang einer Geraden liegen, die eine negative Steigung  $d\lambda_S/dt < 0$  aufweist.

### 3.3.3.2 Längenkorrektur durch Driftmessung stationärer Strukturen

Wie kann der Beobachter unter Annahme einer bezüglich der Planetenoberfläche ortsfesten Struktur und der Drift, die aus der fehlerhaft bestimmten Längenposition des Beobachtungsortes (wegen einer fehlerbehafteten Rotationsrate  $\omega_{IAU}$ ) resultiert, die wahre Rotationsperiode  $\omega_{Krono}$  bestimmen bzw. abschätzen?

Für den Fall, daß die Rotationsraten  $\omega_{IAU}$  und  $\omega_{Krono}$  konstant sind, wurde folgende Notation eingeführt:

$$\lambda_{Krono}(t) = \lambda_{IAU}(t) + \Delta\lambda(t) \quad (3.58)$$

$$\Delta\lambda(t) = (\omega_{Krono} - \omega_{IAU}) \cdot (t - t_0) \quad (3.59)$$

Ein Beobachter  $B$ , der seine planetozentrische Länge mit einer fehlerbehafteten Rotationsrate bestimmt, wird eine stationäre Struktur  $S$  wie folgt beobachten:

$$\lambda_{S,Krono}(t) = \lambda_{S,IAU}(t) + \Delta\lambda(t) \quad (3.60)$$

$$\lambda_{S,Krono}(t) = \lambda_{S,IAU}(t) + (\omega_{Krono} - \omega_{IAU}) \cdot (t - t_0) \quad (3.61)$$

und kann aus  $\lambda_{S,IAU}(t)$ , also der Länge, bei der der Beobachter die Struktur beobachtet und der Kenntnis von  $\omega_{Krono}$  die korrekte planetozentrische Länge  $\lambda_{S,Krono}(t)$  der Struktur  $S$  bestimmen.  $\omega_{Krono}$  ist aber zunächst nicht bekannt. Stellt man die Korrekturformel um und bildet die zeitliche Ableitung

$$\lambda_{S,Krono}(t) = \lambda_{S,IAU}(t) + (\omega_{Krono} - \omega_{IAU}) \cdot (t - t_0) \quad (3.62)$$

$$\lambda_{S,IAU}(t) = -(\omega_{Krono} - \omega_{IAU}) \cdot (t - t_0) + \lambda_{S,Krono}(t) \quad (3.63)$$

$$\frac{d\lambda_{S,IAU}(t)}{dt} = -(\omega_{Krono} - \omega_{IAU}) \quad , \quad (3.64)$$

unter der Voraussetzung, daß eine stationäre Struktur immer bei der gleichen Länge beobachtet werden sollte ( $d\lambda_{S,Krono}(t)/dt = 0$ ), so erhält man einen Zusammenhang, der die messbare Längendrift der als fixiert angenommenen Struktur mit der Differenz zwischen definierter und wahrer Rotationsrate verknüpft. Aus der Steigung der Driftkurve  $d\lambda_{S,IAU}(t)/dt$  und unter Kenntnis der definierten Rotationsrate  $\omega_{IAU}$  kann man somit auf die tatsächliche Rotationsrate  $\omega_{Krono}$  schließen:

$$\omega_{Krono} = \omega_{IAU} - \frac{d\lambda_{S,IAU}(t)}{dt} \quad (3.65)$$

Für die oben dargestellten Beispiele erhielt man für den Fall  $\omega_{Krono} < \omega_{IAU}$  eine positive Steigung der Driftkurve. Mit Hilfe der gefundenen Korrekturformel würde dies bedeuten, daß

$$\omega_{Krono} = \omega_{IAU} - \underbrace{\frac{d\lambda_{S,IAU}(t)}{dt}}_{>0} \quad (3.66)$$

$$\omega_{Krono} < \omega_{IAU} \quad (3.67)$$

ist, was genau den Voraussetzungen der obigen Überlegung entspricht.

### 3.3.3 Lokalisierung bei zeitlich veränderlichen Rotationsperioden

Die vorausgehenden Betrachtungen zur Bestimmung der wahren Rotationsrate aus Kenntnis der definierten verwendeten Rotationsrate und der Driftkurve einer stationären Struktur an der Oberfläche des Planeten läßt sich verallgemeinern, wenn man für die wahre Rotationsrate keinen konstanten Wert  $\omega_{Krono} = const.$  sondern eine zeitlich variable Rotationsrate  $\omega_{Krono}(t)$  verwendet. Die definierte Rotationsrate bleibe hierbei aber stets  $\omega_{IAU} = const.$ , da sie üblicherweise auch als Konstante angegeben wird. Die Driftkurve wird für den Fall einer variablen Rotationsrate dann keine Gerade mehr sein. Mit einer zeitlich variablen Rotationsperiode  $\omega_{Krono}(t)$  erhält man den folgenden Zusammenhang:

$$\lambda_{S,IAU}(t) = \lambda_{S,Krono}(t) - \Delta\lambda(t) \quad (3.68)$$

$$\lambda_{S,IAU}(t) = \lambda_{S,Krono}(t) + \left( \omega_{IAU} \cdot (t - t_0) - \int_{t_0}^t \omega_{Krono}(\tau) d\tau \right) \quad (3.69)$$

Wählt man als einfaches Modell für die zeitliche Veränderung der Rotationsrate z.B. ein Polynom

$$\omega_{Krono}(t) = \omega_0 + \alpha t + \beta t^2 + \gamma t^3 + \dots \quad , \quad (3.70)$$

und wählt als Referenzzeitpunkt  $t_0 = 0$  dann liefert die explizite Ausführung des Integrals

$$\lambda_{S,IAU}(t) = \lambda_{S,Krono}(t) - \left( \omega_0 t + \frac{1}{2} \alpha t^2 \right) \quad (3.71)$$

$$+ \frac{1}{4} \gamma t^4 + \frac{1}{3} \beta t^3 + \dots \quad (3.72)$$

$$+ \lambda_0 - \omega_{IAU} t \quad , \quad (3.73)$$

mit der Integrationskonstanten  $\lambda_0$ .

Die zeitliche Änderung der beobachteten Lage der stationären Störung in dem ruhenden

Bezugssystem des Beobachters  $B$  führt dann mit der Längenentwicklung

$$\lambda_{S,IAU}(t) = (\lambda_{S,Krono}(t) - \lambda_0) \quad (3.74)$$

$$- (\omega_0 - \omega_{IAU}) \cdot t \quad (3.75)$$

$$- \frac{1}{2}\alpha t^2 - \frac{1}{3}\beta t^3 - \frac{1}{4}\gamma t^4 - \dots \quad (3.76)$$

zu einer Driftkurve der Form

$$\frac{\lambda_{S,IAU}(t)}{dt} = \omega_{IAU} - (\omega_0 + \alpha t + \beta t^2 + \gamma t^3 + \dots) \quad (3.77)$$

also gerade

$$\frac{\lambda_{S,IAU}(t)}{dt} = \omega_{IAU} - \omega_{Krono}(t) \quad (3.78)$$

Mißt der Beobachter nun in seinem ruhenden System die Driftkurve  $\lambda_{S,IAU}(t)$  einer im rotierenden Planetensystem ruhenden Struktur  $S$ , so kann er die wahre Rotationsrate  $\omega_{Krono}$  bestimmen, indem er die Driftkurve z.B. durch ein Polynom anpaßt. Aus den Koeffizienten des Polynoms, das die Driftkurve anpaßt, können dann die Koeffizienten des Polynoms ermittelt werden, das die zeitlich variable Rotationsrate beschreibt. Paßt man etwa ein Polynom der Form

$$\lambda_{S,IAU}(t) = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3 + a_4 t^4 \quad (3.79)$$

mit den freien Parametern  $a_i$  an die Driftkurve an, so erhält man durch Ableitung

$$\frac{\lambda_{S,IAU}(t)}{dt} = a_1 + 2a_2 t + 3a_3 t^2 + 4a_4 t^3 \quad (3.80)$$

die Koeffizienten für die zeitlich veränderliche Rotationsrate

$$\omega_{Krono}(t) = \omega_{IAU} - \frac{\lambda_{S,IAU}(t)}{dt} \quad (3.81)$$

$$= \omega_{IAU} - (a_1 + 2a_2 t + 3a_3 t^2 + 4a_4 t^3) \quad (3.82)$$

$$= (\omega_{IAU} - a_1) - (2a_2 t + 3a_3 t^2 + 4a_4 t^3) \quad (3.83)$$

### 3.3.4 Korrektur der kronographischen Länge

Hat man die Driftkurve in ausreichend guter Näherung beschrieben und einen Ausdruck für die zeitlich variable Rotationsrate gefunden, so kann man grundsätzlich eine Korrektur der definierten planetozentrischen Länge durchführen und Längenangaben von beliebigen Ereignissen in das auf der wahren veränderlichen Rotationsrate beruhende Längensystem

transformieren:

$$\lambda_{Krono}(t) = \lambda_{IAU}(t) + \Delta\lambda(t) \quad (3.84)$$

$$\Delta\lambda(t) = (\omega_0 t + a_2 t^2) \quad (3.85)$$

$$+ a_3 t^3 + a_4 t^4 + \lambda_0) - \omega_{IAU} \cdot t \quad (3.86)$$

Bei genauerer Betrachtung dieses Zusammenhanges fällt auf, daß die Integrationskonstante  $\lambda_0$  in der Korrekturformel auftritt. Diese Integrationskonstante kann aber durch die Anpassung der Driftkurve nicht bestimmt werden, denn sie tritt dort zusammen mit einer weiteren Unbekannten, der wahren Lage  $\lambda_{S,Krono}$  der Struktur  $S$ , auf:

$$\lambda_{S,Krono} = a_0 + \lambda_0 \quad (3.87)$$

Für die Bestimmung der korrigierten zeitabhängigen Rotationsrate war die Integrationskonstante  $\lambda_0$  unerheblich, da sie bei der Differentiation entfällt. Und sie kann auch nicht auf anderem Wege bestimmt werden, denn der Referenzzeitpunkt  $t_0$ , zu dem das definierte und das wahre Längensystem zusammenfallen ist nicht bekannt. Durch die vorgeschlagene Längenkorrektur kann das definierte Längensystem also bis auf eine konstante Phase  $\lambda_0$  in ein korrigiertes Längensystem überführt werden. Diese konstante Phase  $\lambda_0$  kann dabei grundsätzlich frei gewählt werden. Ebenso kann der Referenzzeitpunkt  $t_0$  grundsätzlich beliebig aber fest gewählt werden, denn seine Festlegung ändert zwar die numerische Größe der Parameter der zeitlichen Entwicklung für  $\omega_{Krono}(t)$  nicht aber den Wert von  $\omega_{Krono}(t)$  zum Zeitpunkt  $t$ , da es sich um eine reine Transformation handelt. Würde man die Zeitpunkte kennen, zu denen das definierte und das wahre Längensystem zusammenfallen, so würde man  $t_0$  sinnvollerweise mit einem dieser Zeitpunkte identifizieren und hat automatisch einen Wert für die Integrationskonstante  $\lambda_0$ . Da sie die Phasenlage zwischen  $\lambda_{IAU}$  und  $\lambda_{Krono}$  angibt, ist sie gerade identisch Null, wenn zum Zeitpunkt  $t = t_0$  beide Längensysteme übereinstimmen, da

$$\lambda_{Krono}(t) = \lambda_{IAU}(t) + \Delta\lambda(t) \quad (3.88)$$

$$\Delta\lambda(t = t_0) = \lambda_0 = 0 \quad (3.89)$$

Die praktische Anwendung der vorausgegangenen Überlegungen zur Bestimmung einer variablen Zeitentwicklung des kronographischen Längensystems wird in Abschnitt 4.1 gezeigt und in Abschnitt 4.5 wird das vorgestellte einfache Korrekturverfahren als wichtiges Hilfsmittel zur räumlichen Lokalisierung von Wellenaktivität in kronographischen Koordinaten verwendet.

### 3.4 Hintergrundmagnetfelder

Möchte man Störungen des Magnetfeldes untersuchen, die klein sind im Vergleich zum Hintergrundmagnetfeld, so ist es sinnvoll, diesen Hintergrund zu entfernen, damit die

Strukturen der Störungen deutlicher hervortreten.

Um das Hintergrundmagnetfeld zu bestimmen und von der Zeitreihe eines gemessenen Magnetfeldes zu entfernen, gibt es zwei grundlegende Möglichkeiten: die Bestimmung des lokalen Magnetfeldes aus einem empirisch ermittelten globalen magnetosphärischen Magnetfeldmodell, wie es z.B. für die Erde existiert (z.B. Tsyganenko 1995) oder die Abschätzung des lokalen Hintergrundmagnetfeldes durch die Anpassung einer geeigneten Funktion, wie z.B. eines Polynoms, an die gemessene Zeitreihe.

Die Nutzung eines globalen magnetosphärischen Magnetfeldmodells ist hierbei der eleganteste Lösungsansatz, um das Hintergrundmagnetfeld und dessen Störungen voneinander zu trennen.

Für die Magnetosphäre des Saturn gibt es verschiedene Ansätze für die Modellierung des globalen magnetosphärischen Magnetfeldes (Connerney 1987, Maurice und Engle 1995, Belenkaya et al. 2006, Alexeev et al. 2006). Diese können jedoch trotz ihrer Komplexität das lokale Hintergrundmagnetfeld nicht mit ausreichender Genauigkeit wiedergeben, so daß eine unmittelbare Analyse von Wellen und Störungen mit kleinen Amplituden nicht möglich ist.

Das Magnetfeld des Saturn wird zunächst in guter Näherung durch das interne Magnetfeld  $\mathbf{B}_I$  mit einem dominierenden Dipolanteil und deutlich kleineren Quadrupol- und Oktupolanteilen beschrieben (vgl. Abschnitt 2.2.1.1).

Für die Modellierung des internen Magnetfeldes  $\mathbf{B}_I$  werden die Gauß-Koeffizienten benutzt, die aus den Magnetfeldmessungen während des Einschusses der CASSINI-Sonde am 1. Juli 2004 in ihre stationäre Umlaufbahn um den Saturn gewonnen wurden (Dougherty et al. 2005).

Die von Dougherty et al. (2005) bestimmten Gauß-Koeffizienten unterscheiden sich nur geringfügig von denen, die aus bisher existierenden Magnetfelddaten (z.B. Davis und Smith 1990, Acuña et al. 1983, Ness et al. 1981, 1982) berechnet wurden.

In sphärischen Koordinaten kann das axialsymmetrische planetare Magnetfeld  $\mathbf{B}_I = (B_r, B_\theta, B_\varphi)$  durch die zonalen ( $m = 0$ ) Beiträge zur Multipolentwicklung des Magnetfeldes bis zum Grad  $n = 3$  durch

$$B_{I,r} = \sum_{n=1}^3 (n+1) \left( \frac{R_S}{r} \right)^{n+2} g_n^0 P_n^0(\cos \vartheta) \quad (3.90)$$

$$B_{I,\theta} = - \sum_{n=1}^3 (n+1) \left( \frac{R_S}{r} \right)^{n+2} g_n^0 \frac{\partial P_n^0(\cos \vartheta)}{\partial \vartheta} \quad (3.91)$$

$$B_{I,\varphi} = 0 \quad (3.92)$$

mit dem Radius  $R_S = 60268$  km, den mit CASSINI bestimmten Gauß-Koeffizienten  $g_1^0 = 21084$  nT,  $g_2^0 = 1544$  nT,  $g_3^0 = 2150$  nT (Dougherty et al. 2005) und den nach Schmidt quasi-normierten zugeordneten Legendrepolyomen  $P_1^0 = \cos \vartheta$ ,  $P_2^0 = \frac{1}{2} \cdot (3 \cos^2 \vartheta - 1)$  und  $P_3^0 = \frac{1}{2} \cdot (5 \cos^3 \vartheta - 3 \cos \vartheta)$  (vgl. Kertz 1992a) dargestellt werden.

Das modellierte interne Magnetfeld  $\mathbf{B}_I$  und das gemessene Magnetfeld  $\mathbf{B}_{Obs}$  sind in

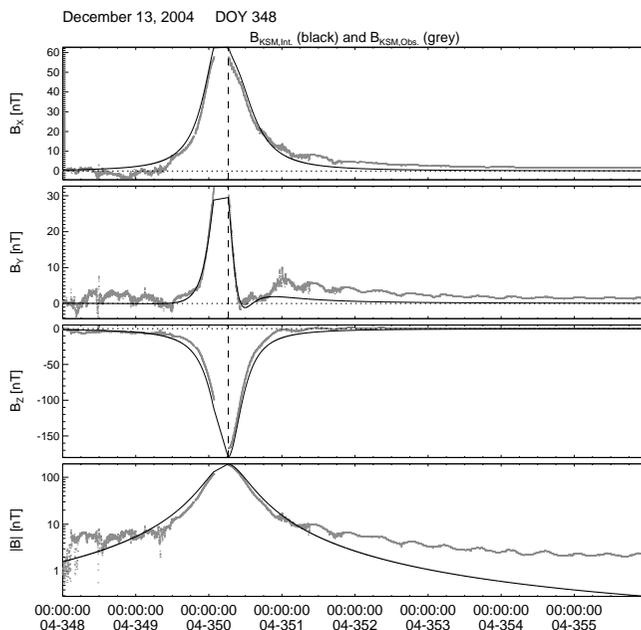


Abbildung 3.2: Gemessenes Magnetfeld  $\mathbf{B}_{Obs}$  (grau) und Modell des internen Magnetfeldes  $\mathbf{B}_I$  (schwarz) in KSM Koordinaten während des Zeitintervalls vom 13.12.2004 bis zum 21.12.2004. Entlang der Zeitachse ist das Datum in der Jahr-Tag-Notierung angegeben. Die unterbrochene senkrechte Linie kennzeichnet den Zeitpunkt der größten Annäherung des Satelliten an den Saturn.

Abbildung 3.2 für einen Umlauf während eines Zeitraumes vom 12. Dezember 2004 bis zum 20. Dezember 2004 in KSM-Koordinaten dargestellt.

Die zu beobachtende deutliche Abweichung des gemessenen Magnetfeldes  $\mathbf{B}_{Obs}$  vom modellierten internen Magnetfeld  $\mathbf{B}_I$  ist auf den nicht zu vernachlässigenden Beitrag des Ringstromes in der Äquatorebene (vgl. Abschnitt 2.2.1.2) zurückzuführen. Um den Magnetfeldbeitrag des Ringstromes  $\mathbf{B}_{RC}$  zu berechnen, wird das von Bunce et al. (2007) beschriebene Modell eines azimuthalen axialsymmetrischen Ringstromes verwendet, das zeitlich veränderliche Ringstromparameter berücksichtigt.

Die Modelle von Giampieri und Dougherty (2004a) und Bunce et al. (2007) beinhalten analog zu Connerney et al. (1981a, 1983) eine axialsymmetrische azimuthale Stromschicht um die Äquatorebene. In Zylinderkoordinaten  $(z, r, \varphi)$  mit einer zur Dipolachse des Magnetfeldes parallelen  $z$ -Achse können die Komponenten des Magnetfeldes des Ringstromes  $\mathbf{B}_{RC}$  innerhalb und außerhalb einer durch  $|z| \leq D$  und  $a < r < \infty$  begrenzten Stromschicht

mit einer radial nach außen abnehmenden azimutalen Stromdichte  $j_\varphi = I_0/r$  durch

$$B_{RC,z} = \begin{cases} \mu_0 I_0 \int_0^\infty J_0(r, x) \cdot J_0(ax) (1 - \exp(-Dx) \cdot \cosh(zx)) \frac{dx}{x} & |z| \leq D \\ \mu_0 I_0 \int_0^\infty J_0(r, x) \cdot J_0(ax) \sinh(Dx) \cdot \exp(-|z|x) \frac{dx}{x} & |z| > D \end{cases} \quad (3.93)$$

$$B_{RC,r} = \begin{cases} \mu_0 I_0 \int_0^\infty J_1(r, x) \cdot J_0(ax) \sinh(zx) \cdot \exp(-Dx) \frac{dx}{x} & |z| \leq D \\ \mu_0 I_0 \frac{z}{|z|} \int_0^\infty J_0(r, x) \cdot J_0(ax) \sinh(Dx) \cdot \exp(-|z|x) \frac{dx}{x} & |z| > D \end{cases} \quad (3.94)$$

$$B_{RC,\varphi} = 0 \quad (3.95)$$

mit  $R_S = 60268$  km, den Besselfunktionen  $J_n(x)$  des Grades  $n$  (Connerney et al. 1981a) und den in Tabelle 3.3 aufgeführten Ringstromparametern, die von Bunce et al. (2007) für die angegebenen Zeiträume ermittelt wurden, berechnet werden. Für Zeiträume, für die keine Modellparameter angegeben sind, wird der Mittelwert der in Tabelle 3.3 angegebenen Ringstromparameter zur Näherung verwendet.

Die  $B_\varphi$ -Komponente liefert wegen der zugrundegelegten Axialsymmetrie des Magnetfeldes keine Beiträge. Das modellierte Magnetfeld betrachtet eine bei  $r = r_1$  beginnende unendlich weit nach außen ausgedehnte Stromschicht. Zur Modellierung einer Stromschicht mit nur endlicher Ausdehnung und einer äußeren Begrenzung bei  $r = r_2$  kann das Feld eines bei  $r = r_2$  beginnenden Schichtstromes bestimmt werden und die Differenz

$$\mathbf{B}_{RC}(z, r, r_1, r_2) = \mathbf{B}_{RC}(z, r, r_1) - \mathbf{B}_{RC}(z, r, r_2) \quad (3.96)$$

liefert das Magnetfeld eines radial nach innen und außen begrenzten Schichtstromes, wobei der Beitrag von  $\mathbf{B}_{RC}(z, r, r_2)$  als Konsequenz eines Stromes in entgegengesetzter Richtung aufgefasst werden kann.

Der modellierte Magnetfeldbeitrag des Ringstromes ist wieder für den Zeitraum vom 12. Dezember 2004 bis zum 20. Dezember 2004 in Abbildung 3.3 zusammen mit der Differenz aus gemessenem Magnetfeld  $\mathbf{B}_{Obs}$  und dem modellierten internen Magnetfeld  $\mathbf{B}_I$  in KSM-Koordinaten dargestellt und gibt den Verlauf des Differenzfeldes  $\mathbf{B}_{Obs} - \mathbf{B}_I$  insbesondere für große Werte des Magnetfeldes in der  $B_z$  Komponente gut wieder.

Trägt man die Differenz auf, die man erhält, wenn man vom gemessenen Magnetfeld  $\mathbf{B}_{Obs}$  die modellierten Beiträge des internen Magnetfeldes  $\mathbf{B}_I$  und des Ringstromes  $\mathbf{B}_{RC}$  abzieht, so verbleibt noch ein deutlicher Magnetfeldbeitrag (vgl. Abbildung 3.4), der nicht durch die beiden oben genannten Quellen beschrieben wird.

Als weitere Quellen wurden der Beitrag des Magnetopausenstromes  $\mathbf{B}_{MP}$  sowie die Beiträge  $\mathbf{B}_T$  der Stromsysteme im Schweif der Magnetosphäre vernachlässigt.

Der Beitrag des Magnetopausenstromes kann grundsätzlich in Abhängigkeit von Sonnenwindparametern ( $v_{SW}, \mathbf{B}_{IMF}, \rho_{SW}$ ) modelliert werden (Belenkaya et al. 2006, Connerney 1987) und kann auch das Stromsystem im Magnetosphärenschweif (Maurice und Engle 1995, Belenkaya et al. 2006, Alexeev et al. 2006) mit einschließen. Da die Sonnenwindparameter beim Saturn aber nicht zeitgleich mit dem Magnetfeld in der Saturnmagnetosphäre gemessen werden können, der Magnetopausenstrom weit entfernt von der Magnetopause in

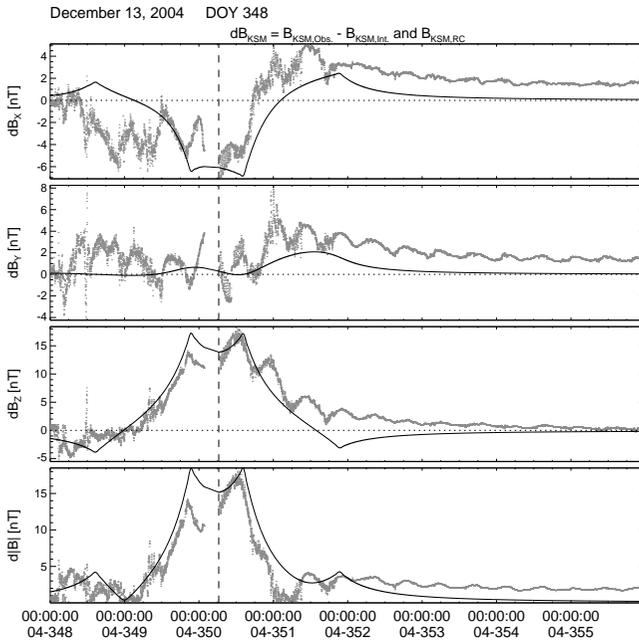


Abbildung 3.3: Differenz aus gemessenem Magnetfeld und internem Magnetfeld  $B_{Obs} - B_I$  (grau) und Magnetfeldbeitrag des modellierten Ringstromes  $B_{RC}$  (hellgrau) in KSM-Koordinaten für den gleichen Zeitraum wie in Abb. 3.2.

der inneren Magnetosphäre im Vergleich mit dem Magnetfeldbeitrag des Ringstromes nur einen vernachlässigbaren Beitrag zum Hintergrundmagnetfeld liefert und es innerhalb der inneren Magnetosphäre einen weiteren signifikanten, periodischen Beitrag zum Magnetfeld gibt, der nicht durch ein Modell beschrieben werden kann, wird der Magnetopausenstrom nicht als separate Quelle des magnetosphärischen Magnetfeldes mit einbezogen.

Einen deutlich signifikanteren Beitrag liefert das Magnetfeld, daß in der inneren Magnetosphäre vermutlich durch feldlinienparallele Ströme (*field aligned currents, FAC*) hervorgerufen wird (Southwood und Kivelson 2007). Das Magnetfeld dieser Ströme ist mit einer Periode moduliert, die mit der planetaren Rotationsperiode von  $T_{Saturn} = 10\text{ h }39\text{ min }24\text{ s}$  vergleichbar ist (vgl. Giampieri et al. 2006, Southwood und Kivelson 2007). Dieses periodische Signal liefert einen Magnetfeldbeitrag von etwa  $1 - 3\text{ nT}$  in allen Komponenten des Magnetfeldes. Über die genauen Eigenschaften der zugehörigen Stromsysteme wird derzeit noch spekuliert (Southwood und Kivelson 2007, Goldreich und Farmer 2007, Kivelson 2007, Bunce et al. 2003); ein empirisches Modell zur Beschreibung dieses variablen Magnetfeldbeitrages steht derzeit nicht zur Verfügung.

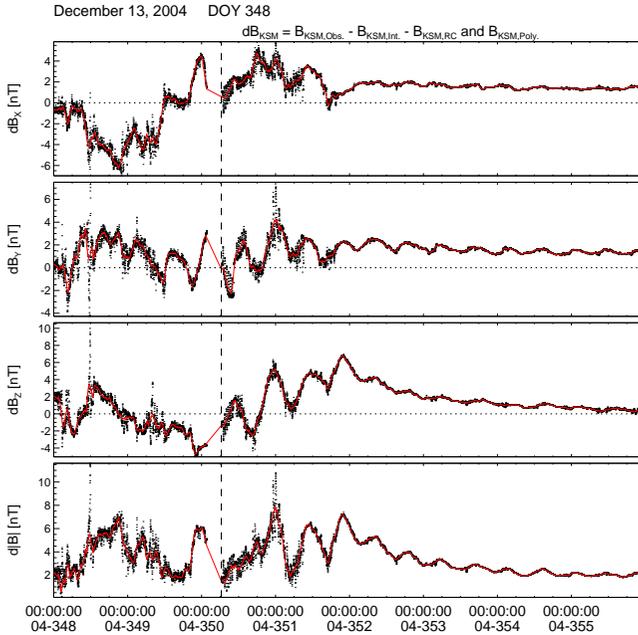


Abbildung 3.4: Differenz  $\mathbf{B}_{Diff}$  aus gemessenem Magnetfeld, internem Magnetfeld und Magnetfeld des Ringstromes  $\mathbf{B}_{Obs} - \mathbf{B}_I - \mathbf{B}_{RC}$  (schwarz) und der hieran durch ein gleitendes Polynom angepaßte Magnetfeldanteil  $\mathbf{B}_{Poly}$  (rot) für das gleiche Zeitintervall wie in Abb. 3.2.

Daher ist es notwendig, auch den zweiten erwähnten Ansatz zur Abschätzung des Hintergrundfeldes zu verfolgen und das lokale Hintergrundmagnetfeld durch eine geeignete Funktion, z.B. ein Polynom, anzupassen. Da die Beiträge des internen Magnetfeldes  $\mathbf{B}_I$  und des Ringstromes  $\mathbf{B}_{RC}$  durch die vorgestellten einfachen Modelle gut beschrieben werden, wird die weitere Anpassung für das verbleibende Differenzfeld  $\mathbf{B}_{Diff} = \mathbf{B}_{Obs} - \mathbf{B}_I - \mathbf{B}_{RC}$  durchgeführt. Auf diesem Weg werden sowohl der periodisch modulierte Beitrag der feldparallelen Stromsysteme zum Magnetfeld  $\mathbf{B}_{FAC}$  als auch weitere Magnetfeldbeiträge wie die der Magnetpausenströme oder der Schweifströme als Bestandteile des Hintergrundmagnetfeldes erfasst.

Zur Ermittlung des Hintergrundmagnetfeldes an einem Datenpunkt zur Zeit  $t_i$  werden innerhalb eines Zeitfensters  $[t_i - \delta t, t_i + \delta t]$  komponentenweise Polynome 2. Grades an das Differenzfeld  $\mathbf{B}_{Diff}$  angepasst. Die Werte der angepassten Polynome an der Stelle  $t_i$  sind dann die Schätzer für die Komponenten des Hintergrundmagnetfeldes ( $\langle \mathbf{B}_{Diff} \rangle$ ) zum Zeitpunkt  $t_i$ . Durch die Verschiebung des Zeitfensters  $[t_i - \delta t, t_i + \delta t]$  kann so ein Schätzer

für das Hintergrundmagnetfeld der gesamten Zeitreihe ermittelt werden.

Die Anpassung durch Polynome  $\mathbf{B}_{Poly}$  für das beschriebene Differenzfeld  $\mathbf{B}_{Diff}$  hat den Vorteil, daß durch vorherige Subtraktion größerer bekannter Magnetfeldbeiträge räumliche Gradienten reduziert werden. Dies ist vorteilhaft, da das Fenster des anzupassenden Zeitintervalls lang genug sein muß, um Magnetfeldsignaturen von Wellen mit langer Periodendauer nicht als Hintergrundfeld zu behandeln und gleichzeitig kurz genug, um die charakteristischen Magnetfeldmodulationen mit Perioden in der Nähe der planetaren Rotationsperiode als Beitrag zum Hintergrundmagnetfeld zu erfassen.

In Zeitintervallen, bei denen die Raumsonde den Punkt ihrer nächsten Annäherung an den Planeten erreicht, verändert sich das gemessene Magnetfeld sehr schnell, so daß um den Punkt der nächsten Annäherung die Anpassung durch ein Polynom Ergebnisse für das Hintergrundmagnetfeld liefern können, die deutlich vom gemessenen Magnetfeld in dieser Region abweichen.

Bei der Bestimmung des Hintergrundmagnetfeldes mit Hilfe von gleitenden Mittelwerten oder der punktwisen Anpassung von Polynomen in verschiebbaren Zeitfenstern ist zu beachten, daß diese Verfahren wie ein Tiefpaßfilter wirken. Dies ist einerseits erwünscht, da der Betrag eines Hintergrundfeldes mit einem niederfrequenten Beitrag zum Magnetfeld identifiziert werden kann, der separiert werden soll. Gleichzeitig besteht die Gefahr, daß auch niederfrequente Wellen, die von Interesse sein können, durch diese Funktionsweise als Tiefpaßfilter als Hintergrundmagnetfeld behandelt und entfernt werden.

In der Eigenschaft als Tiefpaßfilter zu wirken, liegt eine grundsätzliche Problematik dieses Verfahrens, das besonders bei der Analyse von Wellen in der Saturnmagnetosphäre deutlich wird.

Einerseits muß das Zeitfenster zur Bestimmung des Hintergrundfeldes genügend kurz sein, um das lokale Hintergrundfeld hinreichend gut anpassen zu können, gleichzeitig muß das verwendete Zeitfenster aber auch deutlich länger sein als die erwarteten Wellenperioden, die man analysieren möchte, um diese nicht als Beitrag zum Hintergrundmagnetfeld zu behandeln.

Möchte man den mit einer Periode von etwa 10 h 39 min 24 s modulierten Magnetfeldbeitrag als Hintergrundmagnetfeld erfassen, so sollte das Zeitfenster für die punktwise Anpassung eines Polynoms höchstens halb so lang sein, wie die Periode dieses Signals. Gleichzeitig wirkt dieser Tiefpaßfilter aber auch auf alle weiteren Magnetfeldvariationen mit Perioden, die länger sind als das Zeitfenster, über das die Polynome punktwise angepasst werden. Die besten Ergebnisse zur Beschreibung des periodisch modulierten Magnetfeldbeitrages wurden nicht für die halbe Periodendauer, sondern für  $\delta t = 70$  min also eine Fensterbreite von 141 min erzielt. Dieser Wert wurde nachfolgend für alle Analysen verwendet. Dies bedeutet, daß Wellen mit einer Periodendauer von mehr als 141 min als Hintergrundmagnetfeld erfasst werden und in der nach Abzug des Hintergrundmagnetfeldes verbleibenden Zeitreihe nicht mehr auftreten. In Abb. 3.4 ist der Verlauf des punktwise angepaßten Polynoms  $\mathbf{B}_{Poly}$  zusammen mit dem Differenzfeld  $\mathbf{B}_{Diff}$  dargestellt.

Cramm et al. (1998) haben Eigenperioden von Feldlinien in der Saturnmagnetosphäre im Periodenbereich von 30 min bei einem Abstand von  $4 R_S$  bis zu 300 min bei  $12 R_S$  in der

Jahr/Tag	$R_1$	$R_2$	$\mu_0 I_0$
04/317 – 318	6.5	20.0	63.7
04/300 – 305	7.5	18.0	63.5
04/348 – 353	7.0	19.0	50.3
05/045 – 050	7.0	20.0	53.3
05/065 – 070	6.0	20.0	35.6
05/085 – 090	6.0	18.0	37.5
05/102 – 107	6.0	16.0	44.0
05/121 – 126	6.5	16.0	45.4
05/138 – 143	7.0	22.0	50.7
05/157 – 162	6.5	16.0	54.5
05/175 – 180	5.0	15.0	31.7
05/193 – 198	7.0	16.0	56.6
05/212 – 217	7.0	20.0	48.8
05/246 – 251	6.0	15.0	41.7
05/264 – 269	6.5	18.0	42.1
05/283 – 288	7.0	17.0	39.3
06/015 – 019	7.5	18.0	42.3
06/054 – 058	8.0	15.0	56.4
06/078 – 081	5.5	15.5	32.2
06/117 – 120	8.0	25.0	43.3
06/140 – 144	7.5	25.0	39.5
06/179 – 183	7.5	25.0	48.3
Mittelwert	6.8	18.6	46.4

Tabelle 3.3: Übersicht über die Ringstromparameter für eine angenommene Halbwertsbreite der Stromschicht von  $D = 2.5 R_S$  aus Bunce et al. (2007) bzw. Kellet (persönliche Mitteilung, 11.04.2008) für die Ringstromparameter des Jahres 2006.

Äquatorebene modelliert (vgl. Abschnitt 2.3.2). Damit liegen die erwarteten Eigenperioden von Feldlinienoszillationen in der Saturnmagnetosphäre gerade in dem Periodenbereich, der zur Beschreibung der beschriebenen Magnetfeldmodulationen dem Hintergrundfeld zugeordnet wird, was eine Beobachtung von Eigenschwingungen in der Saturnmagnetosphäre mit Ausnahme der vermuteten sehr kleinen Perioden nahe des Planeten nahezu unmöglich macht.

Das im weiteren verwendete Hintergrundmagnetfeld  $\mathbf{B}_0$  setzt sich also insgesamt aus dem internen planetaren Magnetfeld  $\mathbf{B}_I$ , dem Magnetfeld des Ringstromes  $\mathbf{B}_{RC}$  und dem durch punktweise Anpassung durch Polynome 2. Grades gewonnenen Magnetfeldbeitrag  $\mathbf{B}_{Poly}$  zusammen:

$$\mathbf{B}_0 = \mathbf{B}_I + \mathbf{B}_{RC} + \mathbf{B}_{Poly} \quad (3.97)$$

### 3.5 Minimum-Varianz-Analyse (MVA)

Die Minimum-Varianz-Analyse (MVA) ermöglicht es ein weiteres Koordinatensystem zu konstruieren, das für die Darstellung und Auswertung von Zeitreihen vorteilhaft sein kann. Insbesondere kann die MVA für eine Zeitreihe von Magnetfeldvektoren an einem Raumpunkt einen Schätzer für die Ausbreitungsrichtung einer ggf. in dieser Zeitreihe enthaltenen und als eben angenommenen Welle liefern. Gleichzeitig kann man mit dieser Methode auch Informationen über die Polarisationsseigenschaften dieser Welle erlangen.

Mathematische Grundlage der MVA ist die Hauptkomponentenanalyse, also die Suche nach einer neuen Basis in einem Vektorraum, deren orthogonale Einheitsvektoren in die Richtungen der minimalen, mittleren und maximalen Varianz eines Merkmales von dessen Mittelwert weisen. Hierdurch können komplexe Datensätze vereinfacht, strukturiert und auf eine möglichst geringe Zahl möglichst aussagekräftiger Linearkombinationen reduziert werden. Da diese Einheitsvektoren orthogonal und linear unabhängig sind, können sie eine Einheitsbasis bilden, die eine Koordinatentransformation in das Hauptachsensystem vermittelt.

Für eine Zeitreihe von Magnetfelddaten kann man dieses Verfahren wie folgt veranschaulichen: die Spitze eines Magnetfeldvektors beschreibt eine Bahn um den Mittelwert des Magnetfeldes im Raum. Die Spitzen aller Magnetfeldvektoren des betreffenden Zeitintervalls können also auch als Punktwolke um den Mittelwert aufgefaßt und dargestellt werden. An diese Punktwolke kann nun ein Ellipsoid angepaßt werden, von dessen Oberfläche die Summe des Abstandes aller Punkte minimal wird. Die Achsen, die die Oberfläche dieses angepaßten Ellipsoiden beschreiben, sind die drei Hauptachsen, wobei die Länge jeder dieser drei Achsen ein Maß für die Standardabweichung der Magnetfeldvariation von dessen Mittelwert ist. Mathematisch sind die Hauptachsen die Eigenvektoren und die Quadrate der Standardabweichung in jede der Hauptachsenrichtungen die Eigenwerte der zugehörigen Hauptachsentransformation, die eine Transformation in das Koordinatensystem minimaler Varianz vermittelt.

Die Grundlage, um aus dem Funktionsprinzip der Hauptkomponentenanalyse einen Schätzer für die Ausbreitungsrichtung einer Welle im magnetischen Plasma zu gewinnen, ist die Quellenfreiheit  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  des magnetischen Feldes (vgl. Sonnerup und Scheible 2000). Unter der Annahme einer ebenen Welle als Störung eines homogenen Hintergrundmagnetfeldes

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b} \exp i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (3.98)$$

folgt aus der Divergenzfreiheit  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ , daß

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{b} = 0, \quad \text{also} \quad (3.99)$$

$$\mathbf{k} \perp \mathbf{b} \quad \forall |\mathbf{k}| \neq 0 \neq |\mathbf{b}| \quad (3.100)$$

d.h. die Ausbreitungsrichtung einer Welle ist die Richtung, in der keine Variationen

auftreten. Da das Skalarprodukt positiv definit ist, ist die Ausbreitungsrichtung allerdings nur bis auf einen Winkel von  $\pm 180^\circ$  bestimmt.

Diese Voraussetzung wird für reale Messungen des Magnetfeldes im Allgemeinen nicht zu erfüllen sein, da es z.B. unter der Annahme eines unvermeidbaren stochastischen Rauschsignals des Meßinstruments keine Richtung gibt, die keine Variation vom Hintergrundmagnetfeld aufweist. Alternativ kann man jedoch mit der Methode der Hauptkomponentenanalyse die Richtung bestimmen, in der die Varianz vom Hintergrundmagnetfeld minimal wird und so den besten Schätzer für die Richtung finden, für die fast keine Variation auftritt.

Die Bestimmung der Ausbreitungsrichtung, bzw. der Richtung minimaler Varianz ist ein Extremwertproblem mit Nebenbedingungen, das z.B. mit der Methode der Lagrangeschen Multiplikatoren (z.B. Kuypers 1997, Courant und Hilbert 1993) gelöst werden kann.

Der Einheitsvektor  $\mathbf{n}$ ,  $|\mathbf{n}| = 1$  sei der Schätzer für die Ausbreitungsrichtung  $\mathbf{k}$  einer Welle,  $\sigma^2$  die zu minimierende Varianz und

$$\langle \mathbf{B} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{B}_i \quad (3.101)$$

der Mittelwert des Magnetfeldes  $\mathbf{B}$  über dem betrachteten Zeitintervall. Dann kann man das Extremwertproblem wie folgt formulieren:

$$\min \stackrel{!}{=} \sigma^2 = \frac{1}{N} |(\mathbf{B}_i - \langle \mathbf{B} \rangle) \cdot \mathbf{n}|^2 \quad (3.102)$$

und man erhält mit der Nebenbedingung, daß  $|\mathbf{n}| = \sqrt{\sum n_i^2} = 1$  unter Verwendung der Methode der Lagrangeschen Multiplikatoren (in kartesischen Koordinaten) drei homogene lineare Gleichungen

$$\frac{\partial}{\partial n_i} (\sigma^2 - \lambda(|\mathbf{n}|^2 - 1)) = 0 \quad (3.103)$$

Nach Ausführung der Ableitungen kann dieses Gleichungssystem in ein Eigenwertproblem in Matrixschreibweise

$$\sum_{j=1}^3 C_{ij} n_j = \lambda n_i \quad (3.104)$$

$$\mathbf{C} \cdot \mathbf{n} = \lambda \mathbf{n} \quad (3.105)$$

überführt und gelöst werden, mit der Kovarianzmatrix  $C$ , die durch

$$C_{ij} = \langle B_i B_j \rangle - \langle B_i \rangle \langle B_j \rangle \quad \text{und} \quad (3.106)$$

$$\langle B_{ij} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N B_i^n B_j^n \quad i, j = \{1, 2, 3\} \quad (3.107)$$

gegeben ist.

Als Lösung dieses Eigenwertproblems erhält man die Eigenwerte  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  der Kovarianzmatrix  $C_{ij}$  des Magnetfeldes. Die Eigenwerte sind reellwertig und die zugehörigen Eigenvektoren  $e_1, e_2, e_3$  orthogonal. Die Eigenvektoren  $e_1, e_2, e_3$  weisen in Richtung der maximalen, mittleren und minimaler Varianz der Magnetfeldvariationen. Die Richtung der minimalen Variation ist identisch mit dem Eigenvektor zum kleinsten Eigenwert und gibt die Ausbreitungsrichtung der Welle an.

Die Zuverlässigkeit der Bestimmung der Hauptachsen und somit der Ausbreitungsrichtung hängt von den relativen Größenverhältnissen der Eigenwerte  $\lambda_1 \gg \lambda_2 \gg \lambda_3$  ab. Die Eigenwerte dürfen nicht entartet sein, denn bei exakter Entartung von nur zwei Eigenwerten wäre die Kovarianzmatrix unterbestimmt und eine eindeutige Lösung des Gleichungssystems nicht mehr möglich. Sonnerup und Scheible (2000) geben als Richtgröße für eine ausreichend gute Bestimmung der Richtung minimaler Varianz für längere Zeitreihen ein relatives Verhältnis zwischen dem minimalen Eigenwert  $\lambda_3$  und dem mittleren Eigenwert  $\lambda_2$  von

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_3} > 10 \quad (3.108)$$

an, wobei eine geringfügige Veränderung des zugrundeliegenden Zeitintervalls (z.B. eine Verschiebung, Verkürzung oder Verlängerung um einige Datenpunkte) keine deutliche Veränderung der Eigenvektoren und ihrer zugehörigen Eigenwerte zur Folge haben sollte, wenn diese zuverlässig bestimmt wurden.

Da die Entartung der Eigenwerte einen Einfluß auf die Güte der Minimum-Varianz-Analyse hat, ist es sinnvoll die verschiedenen Entartungsmöglichkeiten und deren Auswirkung auf die Qualität der Analyse zu betrachten.

Sind die Eigenwerte  $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3 > 0$  und relativ deutlich voneinander abzugrenzen, so ist das Ergebnis der Minimum-Varianz-Analyse als vertrauenswürdig einzuschätzen, da alle Richtungen gut bestimmt und eindeutig sind. Eine Ausbreitungsrichtung kann angegeben werden und die Verhältnisse der Eigenwerte lassen erste Aussagen über die Polarisation der Welle zu.

Sind der mittlere Eigenwert  $\lambda_2$  und der maximale Eigenwert  $\lambda_1$  vergleichbar, also  $\lambda_1 \approx \lambda_2 > \lambda_3 > 0$ , so hat dies augenscheinlich keinen Einfluß auf die Zuverlässigkeit der Bestimmung der Ausbreitungsrichtung, denn die Richtung minimaler Varianz läßt sich ausreichend von den beiden anderen Eigenwerten abgrenzen.

Für den Fall, daß der kleinste und der mittlere Eigenwert vergleichbar sind, also  $\lambda_1 > \lambda_2 \approx \lambda_3 > 0$  ist zwar die Richtung der maximalen Varianz zuverlässig bestimmt, aber

eine vertrauenswürdige Ausbreitungsrichtung kann nicht mehr angegeben werden, da die Eigenwerte fast entartet sind; es ist unter Umständen sogar vorstellbar, daß bei geringer Veränderung des zugrundeliegenden Datenintervalls die Richtungen kleinster und mittlerer Varianz ihre Plätze tauschen, was einer Rotation des verwendeten Koordinatensystems entspricht.

Für den Fall, daß alle Eigenwerte vergleichbare Größen haben  $\lambda_3 \simeq \lambda_2 \simeq \lambda_1 > 0$ , also alle Varianzen etwa gleich groß sind, kann keine Minimum-Varianz-Richtung und somit auch keine Ausbreitungsrichtung angegeben werden.

Neben der Problematik der möglichen Entartung bzw. beinahe Entartung der Eigenwerte ist zu beachten, daß die Minimum-Varianz-Analyse die Ausbreitungsrichtung einer ebenen Welle bestimmen kann, nicht aber deren Orientierung. Denn ist  $\mathbf{e}_3$  ein Eigenvektor, dann sind auch alle Vektoren  $\alpha \cdot \mathbf{e}_3$  mit  $\alpha \in \mathfrak{R}$  ebenfalls Lösungsvektoren des Gleichungssystems mit der Konsequenz, daß weder Orientierung noch Betrag des Wellenvektors  $\mathbf{k}$  ermittelt werden können, sondern nur die Lage.

In der Folge ist es mit der Methode der Minimum-Varianz-Analyse nicht möglich Größen zu bestimmen, die von der Kenntnis des Wellenvektors  $\mathbf{k}$  abhängen. So kann keine Dispersionsrelation  $\omega(k)$  für die analysierten Wellen angegeben werden und auch eine Dopplerkorrektur der im Referenzsystem einer Raumsonde gemessenen Wellenfrequenz kann nicht vorgenommen werden, da hierfür ebenfalls der Wellenvektor  $\mathbf{k}$  benötigt wird.

Bei der Untersuchung von MHD-Wellen kann man unterstützend auch die Variation der makroskopischen Plasmageschwindigkeit zusammen mit der Minimum-Varianz-Analyse des Magnetfeldes nutzen, da diese für Alfvén-Moden durch die Alfvén-Relation

$$\mathbf{v} = \mp \frac{\mathbf{b}}{\sqrt{\mu_0 \varrho}} \quad (3.109)$$

miteinander verknüpft sind (z.B. Glassmeier 1991). Für Wellen, die sich parallel zum Hintergrundmagnetfeld  $B_0$  ausbreiten, sind die Störung der Plasmageschwindigkeit  $\mathbf{v}$  und die Störung des Magnetfeldes  $\mathbf{b}$  antikorreliert, bzw. korreliert, wenn sich die Welle antiparallel zum Hintergrundmagnetfeld ausbreitet. Kennt man die Variation der Plasmageschwindigkeit und des Magnetfeldes, so kann man aus einer Punktmessung sowohl die Ausbreitungsrichtung der Alfvén-Welle als auch die Plasmamassendichte  $\varrho$  bestimmen. Liefert die Minimum-Varianz-Analyse eine Ausbreitungsrichtung parallel zum Hintergrundmagnetfeld, dann sollte eine zusätzliche Untersuchung mithilfe der Alfvén-Relation eine Minimum-Varianz-Richtung ergeben, die bis auf die Orientierung im Einklang mit der Minimum-Varianz-Analyse steht. Dieser Zusammenhang kann derzeit nicht für eine weitere Untersuchung herangezogen werden, da bisher keine bzw. nur sehr vereinzelte Messungen der Plasmageschwindigkeit und der Plasmamassendichte vorliegen. Der Vollständigkeit wegen ist die grundsätzliche Option zur Unterstützung und Erweiterung der Richtungsbestimmung aber mit angeben.

Grundsätzlich ist die Minimum-Varianz-Analyse auf alle vektoriellen Zeitreihen anwendbar, eignet sich hierbei aber besonders für längere Zeitreihen mit einer großen Anzahl

von Punkten.

Im Vergleich zum feldlinienparallelen MFA-Koordinatensystem ist zu bemerken, daß die Minimum-Varianz-Analyse konstante Eigenwerte für das gesamte gewählte Datenintervall liefert und so alle Datenpunkte mit der gleichen Transformationsmatrix in das Hauptachsensystem überführt, während das MFA-Koordinatensystem eine individuelle Transformation für jeden einzelnen Datenpunkt vornimmt.

### 3.6 Analytisches Signal und Wellenaktivitätsindex

Ähnlich wie die Fouriertransformation einer Zeitreihe eine andere aber äquivalente Darstellung dieser Zeitreihe durch ihre spektralen Anteile vermittelt, kann es weitere Transformationen geben, die angepasst an die Zielstellung einer Analyse eine vorteilhaftere Darstellung einer Zeitreihe als im Zeitraum oder im Frequenzraum geben. Die Carson-Gabor-Darstellung (z.B. Glassmeier und Motschmann 1995, Glassmeier 1980, Cramm et al. 2000) ist eine solche alternative Darstellung einer Zeitreihe, deren Eigenschaften und zeitlicher Verlauf durch ihre momentane oder instantane Amplitude und die momentane Phase repräsentiert wird.

Ausgehend von einer reelwertigen Zeitreihe  $x(t)$  kann man das komplexwertige sog. analytische Signal

$$z(t) = x(t) + iy(t) \quad (3.110)$$

erzeugen, dessen komplexwertiger Anteil  $y(t)$  durch die Hilbert-Transformation  $\mathcal{H}$

$$y(t) = \mathcal{H}\{x(t)\} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x(\tau)}{t - \tau} d\tau \quad (3.111)$$

erzeugt wird. Die momentane Amplitude  $A(t)$  des analytischen Signals ist dann durch

$$A(t) = \sqrt{x(t)^2 + y(t)^2} \quad (3.112)$$

und die momentane Phase  $\phi(t)$  durch

$$\phi(t) = \arctan\{x(t)/y(t)\} \quad (3.113)$$

gegeben und aus der zeitlichen Ableitung der momentanen Phase  $\phi(t)$  des Signals folgt unmittelbar die momentane Frequenz des Signals:

$$\omega(t) = \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (3.114)$$

Die instantane Amplitude  $A(t)$  des analytischen Signals  $z(t)$  kann als Einhüllende der ursprünglichen Zeitreihe  $x(t)$  aufgefasst werden und bietet damit eine Möglichkeit, die

Amplitudenmodulation einer Zeitreihe übersichtlich darzustellen.

Abb. 3.6 zeigt ein Beispiel für die Anwendung der Carson-Gabor-Darstellung für ein künstliches Signal mit einer maximalen Amplitude von 1 (in einer beliebigen Einheit) und einer Frequenz von 5.05 mHz, dessen momentane Amplitude durch eine gaußförmige Einhüllende moduliert ist. Die Carson-Gabor-Darstellung liefert als Ergebnis die abgebildete momentane Amplitude und die momentane Frequenz der Zeitreihe. Die momentane Frequenz ist in Abb. 3.6 für das nicht abgebildete unmodulierte Signal und das modulierte Signal zusammen mit der nominalen Frequenz aufgetragen. Beide Zeitreihen zeigen, daß die Carson-Gabor-Darstellung für stationäre Zeitreihen eine Möglichkeit bietet, die momentanen Eigenschaften einer Zeitreihe übersichtlich darzustellen. Die Nutzen der Carson-Gabor-Methode ist lediglich dadurch beschränkt, daß die jeweiligen Beiträge unterschiedlicher Frequenzen zur Gesamtamplitude nicht aufgelöst werden können. Die Methode hat ihre Grenzen also bei Signalen, die nicht in guter Näherung als monochromatisch angenommen werden können. Um die einzelnen Beiträge verschiedener Frequenzen zur Gesamtamplitude zu bestimmen, eignet sich die Verwendung der üblichen Fourier-Analyse. Variationen der Frequenz auf längeren Zeitskalen können hingegen durch die Carson-Gabor-Methode beschrieben werden.

Auf Grundlage der momentanen Amplitude kann man so einen Wellenaktivitätsindex (WAI) als Maßzahl für die Störung des Hintergrundmagnetfeldes definieren. Ausgehend von der momentanen Amplitude wird der Wellenaktivitätsindex für jede Komponente als der gleitende Mittelwert der zugehörigen momentanen Amplitude über ein Zeitintervall von einer Stunde mit  $\Delta T = t_n - t_{-n}$  definiert:

$$\text{WAI}_x(t_i) = \frac{1}{\Delta T} \sum_{j=-n}^n A_x(t_{i-j}) \quad , \quad (3.115)$$

$$\text{WAI}_y(t_i) = \frac{1}{\Delta T} \sum_{j=-n}^n A_y(t_{i-j}) \quad , \quad (3.116)$$

$$\text{WAI}_z(t_i) = \frac{1}{\Delta T} \sum_{j=-n}^n A_z(t_{i-j}) \quad . \quad (3.117)$$

Für die Magnetfeldstörungen im feldlinienparallelen MFA-Koordinatensystem erhält man

$$\text{W}_x(t_i) = \frac{1}{\Delta T} \sum_{j=-n}^n A_x^{MFA}(t_{i-j}) \quad , \quad (3.118)$$

$$\text{W}_y(t_i) = \frac{1}{\Delta T} \sum_{j=-n}^n A_y^{MFA}(t_{i-j}) \quad , \quad (3.119)$$

$$\text{W}_z(t_i) = \frac{1}{\Delta T} \sum_{j=-n}^n A_z^{MFA}(t_{i-j}) \quad (3.120)$$

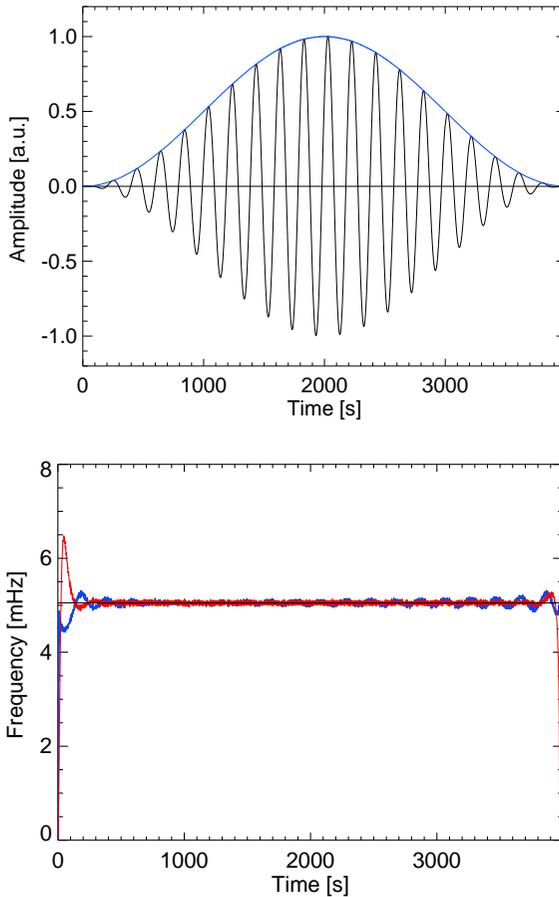


Abbildung 3.5: Die obere Abbildung zeigt ein künstliches Signal mit einer Frequenz von 5.05 mHz (schwarze Linie) und die mit der Carson-Gabor-Methode ermittelte momentane Amplitude (blaue Linie). Die mit der Carson-Gabor-Methode ermittelte momentane Frequenz ist in der unteren Abbildung für das unmodulierte Signal (blaue Linie), das modulierte Signal (rote Linie) gemeinsam mit der nominalen Frequenz (schwarze Linie) aufgetragen.

und kann daraus den totalen Wellenaktivitätsindex  $W$

$$W(t) := \sqrt{W_x^2 + W_y^2 + W_z^2} \quad , \quad (3.121)$$

den transversalen Wellenaktivitätsindex

$$W_{\perp}(t) := \sqrt{W_x^2 + W_y^2} \quad (3.122)$$

und den parallelen (oder kompressiblen) Wellenaktivitätsindex

$$W_{\parallel}(t) := \sqrt{W_z^2} = W_z \quad (3.123)$$

definieren.

Der so gewonnene totale Wellenaktivitätsindex  $W$  ist ein einfaches Maß für die Stärke von Magnetfeldstörungen und aus dem Vergleich von transversalem und parallelem Wellenaktivitätsindex lassen sich Aussagen über bevorzugte Polarisierungen dieser Störungen machen. Denn betrachtet man

$$P_{\perp} := \frac{W_{\perp}(t)}{W(t)} = \frac{\sqrt{W_x^2 + W_y^2}}{\sqrt{W_x^2 + W_y^2 + W_z^2}} \leq 1 \quad (3.124)$$

erhält man einen Schätzer für die mittlere momentane Polarisation der Störung, der für eine rein transversale Störung ( $W_{\parallel} = 0$ ) den maximalen Wert 1 annimmt und für Störungen, die ausschließlich parallel zum Magnetfeld auftreten, verschwindet. Analog hierzu kann man einen Schätzer für die mittlere momentane kompressible Polarisation

$$P_{\parallel} := \frac{W_{\parallel}(t)}{W(t)} = \frac{\sqrt{W_z^2}}{\sqrt{W_x^2 + W_y^2 + W_z^2}} \leq 1 \quad (3.125)$$

konstruieren, der für vorwiegend parallele Störungen einen Maximalwert von 1 aufweisen kann.

Die beiden Polarisationsindizes, die nicht unabhängig voneinander sind, können an Hand der nachfolgenden Beispiele verdeutlicht werden. Für eine rein transversale Störung mit  $W_x = W_y = 1$ ,  $W_z = 0$  folgen mit  $W_{\perp} = \sqrt{2}$ ,  $W_{\parallel} = 0$  und  $W = \sqrt{2}$  die Polarisationsindizes

$$P_{\perp} = 1 \quad (3.126)$$

$$P_{\parallel} = 0 \quad . \quad (3.127)$$

Und für eine rein kompressible Störung mit  $W_x = W_y = 0$ ,  $W_z = 1$  folgen mit  $W_{\perp} = 0$ ,

$W_{\parallel} = 1$  und  $W = 1$  die Polarisationsindizes entsprechend mit

$$P_{\perp} = 0 \quad (3.128)$$

$$P_{\parallel} = 1 \quad (3.129)$$

Diese Grenzfälle der rein transversalen oder rein kompressiblen Störung werden in der Regel nicht auftreten, so daß es hilfreich ist eine weitere Größe zu definieren, mit der man aus den bestimmten Polarisationsindizes  $P_{\perp}$  und  $P_{\parallel}$  das relative Verhältnis von transversalen und feldlinienparallelen Störungsanteilen angeben kann.

Sei der transversale Wellenaktivitätsindex  $W_{\perp}$  proportional zum parallelen Wellenaktivitätsindex  $W_{\parallel}$  mit der Proportionalitätskonstanten  $\xi$

$$W_{\perp} = \xi W_{\parallel} \quad (3.130)$$

dann kann mit  $W_{\perp}^2 = W_x^2 + W_y^2 = \xi^2 W_{\parallel}^2$  der totale Wellenaktivitätsindex durch

$$W = \sqrt{W_x^2 + W_y^2 + W_z^2} \quad (3.131)$$

$$= \sqrt{W_{\perp}^2 + W_{\parallel}^2} \quad (3.132)$$

$$= \sqrt{\xi^2 W_{\parallel}^2 + W_{\parallel}^2} \quad (3.133)$$

$$= W_{\parallel} \sqrt{\xi^2 + 1} \quad (3.134)$$

ausgedrückt werden und man erhält den zugehörigen transversalen Polarisationsindex

$$P_{\perp} = \frac{W_{\perp}}{W} \quad (3.135)$$

$$= \frac{\xi \cdot W_{\parallel}}{W_{\parallel} \sqrt{\xi^2 + 1}} \quad (3.136)$$

$$= \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + 1}} \quad (3.137)$$

und den parallelen Polarisationsindex

$$P_{\parallel} = \frac{W_{\parallel}}{W} \quad (3.138)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + 1}} \quad (3.139)$$

die wie erwartet nur noch vom relativen Verhältnis des transversalen und parallelen Wellenaktivitätsindex  $\xi$  abhängen. Der Verlauf für  $P_{\perp}(\xi)$  und  $P_{\parallel}(\xi)$  ist in Abb. 3.6 gemeinsam dargestellt. Die Kurven für  $P_{\perp}(\xi)$  und  $P_{\parallel}(\xi)$  schneiden sich bei  $\xi = 1$  an der Stelle  $P_{\perp} = P_{\parallel} = 1/\sqrt{2} \approx 0.71$ . An dieser Stelle haben transversale und kompressible Störungen den gleichen relativen Beitrag zur Gesamtstörung des Magnetfeldes.

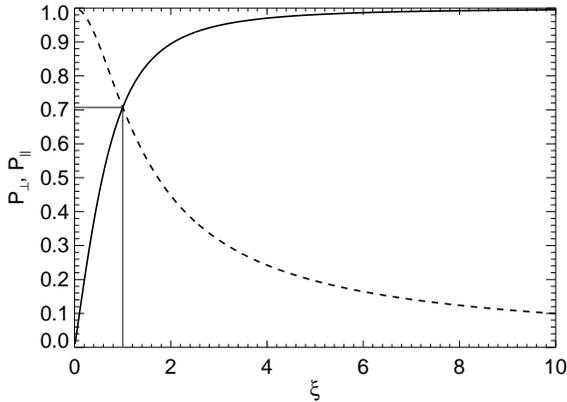


Abbildung 3.6: Abhängigkeit des transversalen Polarisationsindex  $P_{\perp}$  (durchgehende Linie) und des parallelen Polarisationsindex  $P_{\parallel}$  (unterbrochene Linie) vom relativen Verhältnis  $\xi$  des transversalen und parallelen Wellenaktivitätsindex .

In der Konsequenz bedeutet dies, daß man eine dominierende transversale Polarisation ab  $\xi > 1$  für  $P_{\perp} > 1/\sqrt{2}$  und  $P_{\parallel} < 1/\sqrt{2}$  hat. Analog herrscht für  $\xi < 1$ , also  $P_{\perp} < 1/\sqrt{2}$  und  $P_{\parallel} > 1/\sqrt{2}$  eine eher kompressible Polarisation vor.

Hat man andererseits die Polarisationsindizes aus den Wellenaktivitätsindizes bestimmt, wird der umgekehrte funktionale Zusammenhang benötigt, der das relative Verhältnis  $\xi$  der Störungsanteile in Abhängigkeit von den Polarisationsindizes angibt.

Für die transversale Polarisation  $P_{\perp}$  lautet dieser Zusammenhang

$$\xi = \frac{P_{\perp}}{\sqrt{1 - P_{\perp}^2}} \tag{3.140}$$

und aus dem kompressiblen Polarisationsindex kann analog

$$\xi = \sqrt{P_{\parallel}^{-2} - 1} \tag{3.141}$$

bestimmt werden.

Aus der Kenntnis des transversalen oder parallelen Polarisationsindex kann dann der relative Beitrag der Störungsamplituden zueinander bestimmt werden.

Der transversale Polarisationsindex  $P_{\perp}$  und der parallele Polarisationsindex  $P_{\parallel}$  sind nicht unabhängig voneinander, da in beide Größen die Wellenaktivitätsindizes aller Komponenten über den totalen Wellenaktivitätsindex eingehen. Daher sind beide Indizes äquivalent zueinander und tragen die gleichen Informationen.

In Abb. 3.7 ist der Zusammenhang  $\xi(P_{\perp})$  und  $\xi(P_{\parallel})$  des transversalen Polarisationsindex und des parallelen Polarisationsindex aufgetragen. Um den Schnittpunkt bei  $\xi = 1$  haben beide Kurven einen annähernd linearen Verlauf, so daß sich die relativen Anteile von

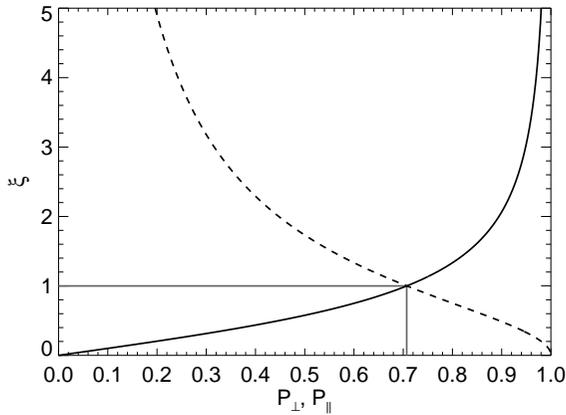


Abbildung 3.7: Relatives Verhältnis  $\xi = W_{\perp}/W$  des transversalen und parallelen Wellenaktivitätsindex in Abhängigkeit vom transversalen Polarisationsindex  $P_{\perp}$  (durchgehende Linie) und vom parallelen Polarisationsindex  $P_{\parallel}$  (unterbrochene Linie).

transversalen und parallelen Störungen aus dem Polarisationsindex gut bestimmen lassen. Ab etwa  $P_{\perp} \approx 0.9$  hat die Kurve  $\xi(P_{\perp})$  eine deutlich vergrößerte Steigung, so daß schon kleine Änderungen von  $P_{\perp}$  zu einem stark veränderten relativen Verhältnis  $\xi$  von  $W_{\perp}$  zu  $W_{\parallel}$  führen.

Der Vorteil der so gewonnenen Wellenaktivitätsindizes besteht darin, daß durch die Verwendung des zeitlichen Mittelwertes der momentanen Amplitude Variationen von Magnetfeldstörungen, die auf kleinen Zeitskalen auftreten, in diesen Indizes nicht mehr vorhanden sind. Die Darstellung des Signals verliert somit deutlich an Komplexität und kann einfacher statistisch erfasst werden. Charakteristische Strukturen hingegen, wie etwa Wellenpaketstrukturen oder ausgeprägte lokale Maxima in der Zeitreihe, bleiben erhalten und treten deutlich hervor.

Ein weiterer Vorteil der Wellenaktivitätsindizes besteht darin, daß für Signale, die weder ausgeprägte spektrale Maxima im Frequenzraum noch deutlich sichtbare kohärente Strukturen im Zeitraum zeigen, eine Möglichkeit, besteht das momentane Fluktuationsniveau durch charakteristische Kennzahlen zur beschreiben und diese bezüglich ihres Auftretens zu untersuchen.

### 3.7 Automatisierte Suche nach lokalen Maxima

Das Magnetfeld des Saturn zeigt quasiperiodische Fluktuationen, die durch lokalisierte erhöhte Fluktuationsniveaus eine paketartige Struktur aufweisen. Um diese Strukturen räumlich zu lokalisieren ist es sinnvoll, das zeitliche und räumliche Auftreten der lokalen Maxima dieser Fluktuationsregionen zu identifizieren. Eine visuelle Inspektion der Daten

und Auswahl der lokalen Maxima ist möglich, jedoch wegen der fehlenden Objektivität und Reproduzierbarkeit nicht sinnvoll oder wünschenswert.

Daher wird ein numerisches Verfahren vorgestellt, daß eine parametrisierte, automatische und damit reproduzierbare Auswahl von lokalen Maxima der Fluktuationen ermöglicht. Grundlage für die Auswahl der Maxima bildet der in Abschnitt 3.6 beschriebene Wellenaktivitätsindex, der einen Schätzer für die Störung des Magnetfeldes angibt.

Die automatische Identifizierung der lokalen Maxima erfolgt durch drei aufeinanderfolgende Schritte: die Datenvorbereitung (*Preprocessing*), die Maximumsuche und die Datennachbereitung (*Postprocessing*). Die grundsätzliche Vorgehensweise des vorgestellten Verfahrens ist hierbei nicht auf die Identifizierung von lokalen Maxima des Wellenaktivitätsindex beschränkt und kann durch geeignete Wahl der verwendeten Parameter auch für andere ähnliche Problemstellungen angewandt werden.

## Datenvorbereitung

Die Auswahl von Maxima in Zeitreihen und anderen Datensätzen hängt erheblich von der gewählten Umgebung, also von der verwendeten Zeit- oder Längenskala, ab. Eng damit verbunden ist die Fragestellung, was ein lokales Maximum in einer Zeitreihe auszeichnet und welche Kriterien für eine Auswahl angewendet werden. Die mathematische Definition, daß die erste Ableitung verschwindet und die zweite Ableitung einen negativen Wert hat ist für reale Meßreihen, die durch kleinskalige Fluktuationen, viele Nebenmaxima und Hintergrundrauschen gekennzeichnet sind, nicht hilfreich. Die Bestimmung eines einzigen globalen Maximums ist hingegen auch für reale Zeitreihen unproblematisch. Hat man innerhalb eines Datensatzes jedoch mehrere lokale Maxima, so ist die Definition eines Maximums nicht mehr eindeutig.

Hat man einen längeren Datensatz vorliegen, wie z.B. den zeitlichen Verlauf des totalen Wellenaktivitätsindex in Abb. 3.8 im Zeitintervall vom 24.07.2006 bis zum 04.08.2006, so ist das globale Maximum am 27.07.2006 (06-208) um etwa 03:00 Uhr deutlich erkennbar und kann unmittelbar als solches identifiziert werden. Welche objektiven Kriterien lassen sich für weitere lokale Maxima finden, die in dem dargestellten Zeitabschnitt der Abb. 3.8 offensichtlich vorhanden sind?

Ein einfaches Kriterium wäre, nach Maxima innerhalb der Zeitintervalle zu suchen, die oberhalb des Mittelwertes der vorliegenden Zeitreihe liegen. Für den vorliegenden Beispieldatensatz ist der Mittelwert über den totalen Wellenaktivitätsindex in Abb. 3.8 durch eine durchgehende Linie dargestellt.

Als strengeres Kriterium kann man alternativ Maxima in den Zeitabschnitten wählen, die oberhalb des Mittelwertes der Zeitreihe über das gesamt betrachtete Datenintervall zuzüglich der halben, einfachen oder doppelten Standardabweichung der Zeitreihe vom Mittelwert liegen. In Abb. 3.8 sind die Grenzen für die halbe Standardabweichung um den Mittelwert (dunkelgrauer Unterlegung), die einfache Standardabweichung um den Mittelwert (mittelgraue Unterlegung) und die doppelte Standardabweichung um den Mittelwert (hellgraue Unterlegung) dargestellt. Dieses Kriterium ist jedoch nur bedingt tauglich für

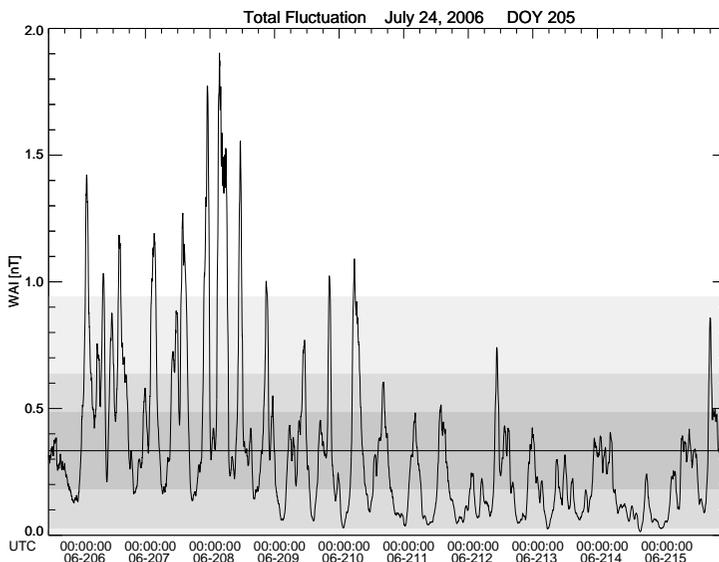


Abbildung 3.8: Totaler Wellenaktivitätsindex  $W$  im Zeitraum vom 24. Juli 2006 (06-205) bis zum 4. August 2006 (06-216). Die horizontale Linie kennzeichnet den Mittelwert der Datenreihe für das gesamte Zeitintervall. Die Unterlegung kennzeichnet die halbe (dunkelgrau), einfache (mittelgrau) und doppelte (hellgrau) Standardabweichung der Datenpunkte um den Mittelwert. Die Darstellung zeigt, daß eine Vielzahl von deutlich ausgeprägten lokalen Maxima unterhalb des Mittelwertes liegen.

die zuverlässige Identifizierung von lokalen Maxima, da sowohl der Mittelwert selbst und entsprechend der Wert der Standardabweichung von der gewählten Länge des verwendeten Zeitintervalls abhängen. So erfüllt das visuell klar erkennbare Maximum am 02.08.2006 (06-214) um etwa 18:00 Uhr keines der genannten Maximumbedingungen, da die die Maxima mit höherer Amplitude im Zeitraum vom 24.07.2006 bis zum 29.07.2006 einen deutlichen Beitrag zum Mittelwert und zur Standardabweichung über das gesamte dargestellte Zeitintervall liefern.

Innerhalb eines begrenzten Zeitintervalls vom 01.08.2006 bis zum 04.08.2006 würde das deutlich erkennbare Maximum am 02.08.2006 um etwa 18:00 Uhr die besprochenen Kriterien erfüllen und als Maximum identifiziert werden.

Damit die Kriterien an ein Maximum nicht unmittelbar von der Länge des zu analysierenden Datensatzes abhängen, wird daher der Mittelwert als auch die Standardabweichung punktweise auf ein längeres gleitendes Zeitfenster in Form eines gleitenden Mittelwertes und einer zugehörigen (gleitenden) Standardabweichung bezogen (vgl. Abschnitt 3.4).

Wendet man dieses Verfahren für ein gleitendes Fenster mit einer Fensterbreite von  $\Delta T = 600$  min an, so erhält man einen zeitlich variablen, gleitenden Mittelwert für jeden

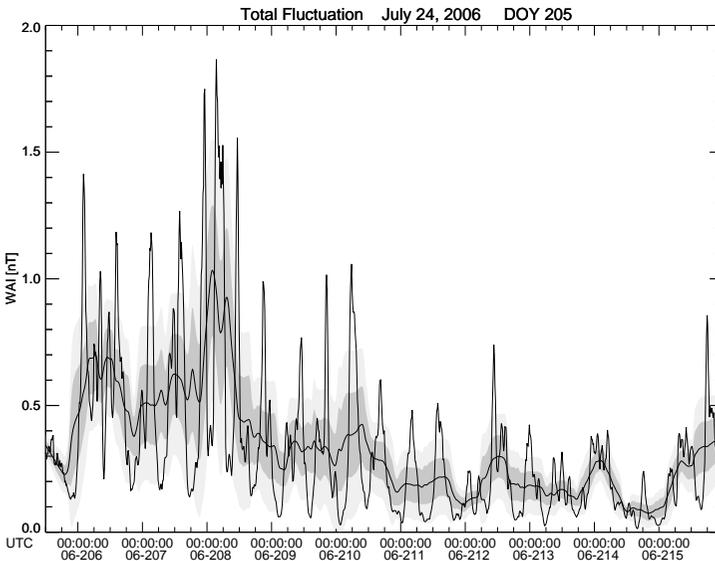


Abbildung 3.9: Totaler Wellenaktivitätsindex  $W$  für das gleiche Zeitintervall wie in Abb. 3.8 gemeinsam mit dem gleitenden Mittelwert von  $W$  für ein Zeitfenster von  $\Delta T = 600$  min Länge. Die Unterlegung kennzeichnet die einfache (mittelgrau) und doppelte (hellgrau) Standardabweichung der Datenpunkte um den Mittelwert innerhalb des sie umgebenden gleitenden Zeitfensters. Die Darstellung zeigt, daß durch dieses Verfahren ausgeprägte lokale Maxima oberhalb des ermittelten gleitenden Mittelwertes liegen.

Datenpunkt und die zugehörigen Grenzen für den gleitenden Mittelwert zuzüglich der halben, einfachen und doppelten Standardabweichung bezogen auf das verwendete Zeitfenster. In Abb. 3.9 sind diese Werte für den Zeitraum vom 24.07.2006 bis zum 04.08.2006 dargestellt. Bei diesem Verfahren wird deutlich, daß lokale Maxima, die man visuell deutlich als solche erkennen und auswählen würde (z.B. am 31.07.2006 um etwa 02:00 Uhr), auch den zunehmend strengeren Kriterien entsprechen, daß die Regionen, innerhalb derer ein lokales Maximum bestimmt werden soll, oberhalb des Mittelwertes zuzüglich der halben, einfachen oder doppelten Standardabweichung liegen müssen.

Die Abb. 3.10 zeigt die um den gleitenden Mittelwert zentrierte Zeitreihe und die Wertebereiche der einfachen (dunkelgraue Unterlegung) und doppelten Standardabweichung (hellgraue Unterlegung) um den gleitenden Mittelwert.

In Abb. 3.11 ist die Zeitreihe um den Mittelwert zuzüglich der einfachen Standardabweichung zentriert und die Grenzen der doppelten Standardabweichung (dunkelgraue Unterlegung) um den gleitenden Mittelwert dargestellt.

Die Abb. 3.12 zeigt die Zeitreihe zentriert um den gleitenden Mittelwert zuzüglich der doppelten Standardabweichung um den Mittelwert. Die Abb. 3.12 zeigt hierbei deutlich,

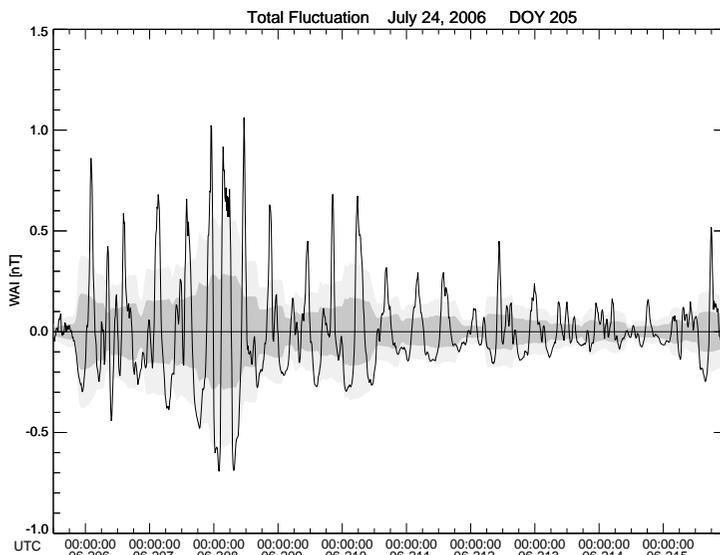


Abbildung 3.10: Totaler Wellenaktivitätsindex  $W$  für den in Abb. 3.8 dargestellten Zeitraum zentriert um den gleitenden Mittelwert von  $W$  für ein Zeitfenster von  $\Delta T = 600$  min. Die graue Unterlegung kennzeichnet die einfache (mittelgrau) und doppelte (hellgrau) Standardabweichung der Datenpunkte um den gleitenden Mittelwert innerhalb des Zeitfensters  $\Delta T$ . Die Darstellung zeigt, daß die überwiegende Zahl von lokalen Maxima durch Maximumregionen oberhalb des gleitenden Mittelwertes erfasst werden.

daß durch dieses Kriterium alle Regionen mit deutlichen lokalen Maxima ausgewählt werden, dabei aber kleinere Nebenmaxima nicht mehr erfasst werden.

Auf Grundlage dieser Datenvorbereitung können nun die lokalen Maxima in den ausgewählten Maximumregionen bestimmt werden. Die Auswahl der Regionen hängt bei dem vorgestellten Verfahren nur von der Wahl des Zeitfensters ab, über das der gleitende Mittelwert gebildet wird. Hierbei hat das zunächst willkürlich gewählte Zeitfenster mit 600 min Länge gute Ergebnisse geliefert und wurde nach Versuchen mit verschiedenen Datensätzen dauerhaft verwendet.

### Auswahl der Maxima

Das oben beschriebene Verfahren zur Bestimmung von Maximumregionen ist eine Vorbereitung der Daten zur anschließenden Identifikation von lokalen Maxima innerhalb längerer Datensätze bzw. Zeitreihen. Die automatisierte Maximumsuche bestimmt für eine gegebene Zeitreihe die Intervalle, die oberhalb eines frei wählbaren aber konstanten Schwellwertes liegen. Für jedes so generierte Teilintervall kann daraufhin das lokale Maxi-

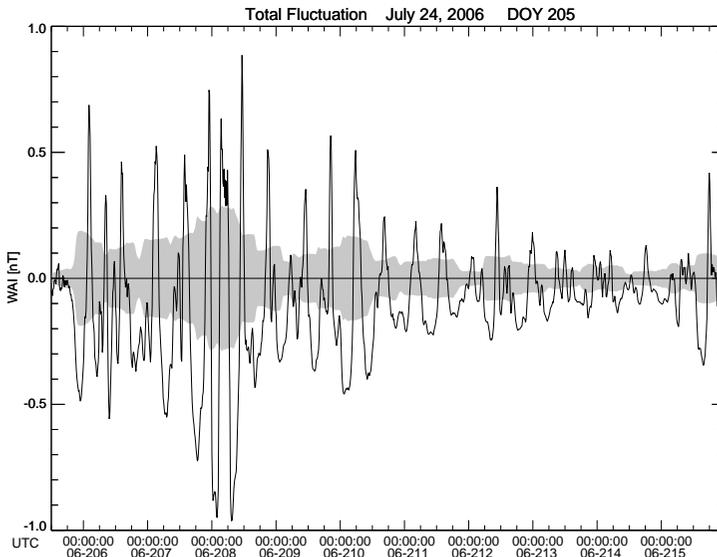


Abbildung 3.11: Totaler Wellenaktivitätsindex  $W$  wie in Abb. 3.9, jedoch zentriert um den gleitenden Mittelwert zuzüglich der einfachen Standardabweichung. Die graue Unterlegung kennzeichnet die doppelte Standardabweichung um den Mittelwert des gleitenden Zeitintervalls  $\Delta T$ . Der größte Teil der ausgeprägten Maximumregionen und ihrer lokalen Maxima liegen oberhalb der gewählten Nulllinie.

zum bestimmt werden. Als Ergebnis liefert die automatische Maximumsuche sowohl die Zeitpunkte, an denen die lokalen Maxima identifiziert wurden als auch die Zeitpunkte für den Beginn und das Ende der zugehörigen Teilintervalle, für die das jeweilige Maximum bestimmt wurde. Die Länge dieser Zeitabschnitte kann im weiteren als ein möglicher Indikator für die Qualität eines Maximums dienen bzw. dieses klassifizieren.

Die automatisierte Maximumsuche kann so für eine wie zuvor beschrieben vorbereitete Zeitreihe jeweils mit einem Schwellwert von Null verwendet werden, d.h. für die um den gleitenden Mittelwert zentrierte Zeitreihe, die um den gleitenden Mittelwert zuzüglich der einfachen Standardabweichung zentrierte Zeitreihe und die um den gleitenden Mittelwert zuzüglich der doppelten Standardabweichung zentrierten Zeitreihe.

Die zu der jeweiligen Wahl der Zentrierung um die Nulllinie gehörigen Maximumkriterien sind natürlich unterschiedlich streng, so daß bei der weiteren Verwendung dieser Maxima nach diesem Verfahren eine Auswahl an Hand der verwendeten Kriterien ausgewählt werden kann. Um eine numerisch quantifizierbare Aussage über die Qualität eines Maximums zu erhalten, wird den ausgewählten Maxima ein Indikatorwert zugeordnet, der angibt, nach welchen Kriterien die zugehörige Maximumregion eingegrenzt wurde. In der späteren Verarbeitung kann so direkt ohne eine erneute Suche auf verschieden ausgeprägte

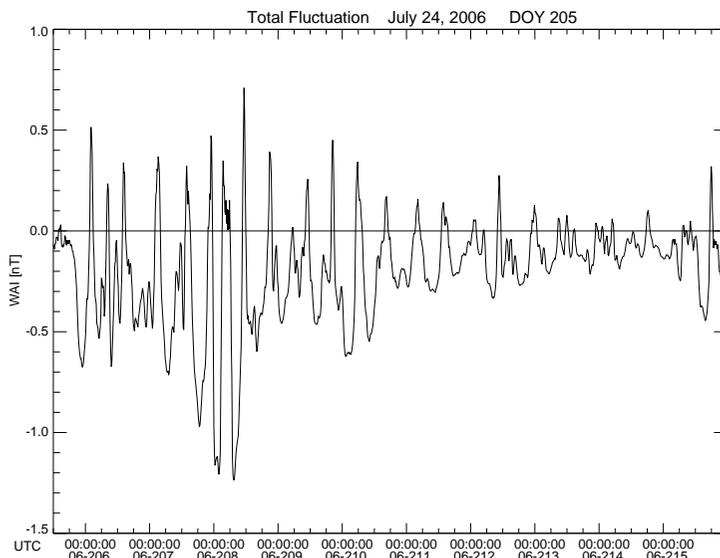


Abbildung 3.12: Totaler Wellenaktivitätsindex  $W$  wie in Abb. 3.9, jedoch zentriert um den gleitenden Mittelwert zuzüglich der doppelten Standardabweichung um den Mittelwert für das gewählte gleitende Zeitfenster  $\Delta T$ . Die ausgeprägtesten Maximumregionen und ihre lokalen Maxima werden auch durch das strengste Auswahlkriterium für lokale Maxima noch erfasst, während kleinere Nebenmaxima unterhalb der gewählten Nulllinie liegen.

Maxima durch ihre Qualitätsindikatoren zugegriffen werden. Als weiteres Qualitätskriterium kann die absolute Größe des Maximums (z.B. des Wellenaktivitätsindex) herangezogen werden. Bei weiteren Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit werden, wenn nicht explizit angemerkt, die Maxima verwendet, die oberhalb des gleitenden Mittelwertes zuzüglich der einfachen Standardabweichung liegen.

### Nachbearbeitung der ausgewählten Maxima

Die automatisch bestimmten Maxima werden zusätzlich einer Nachbearbeitung unterzogen. Zum einen werden hierbei automatisch bestimmte Maxima entfernt, deren absolute Größe einen unglaublich hohen oder kleinen Wert aufweisen. So werden für die Maximumbestimmung des Wellenaktivitätsindex Maxima mit Werten oberhalb von 5 nT und Werte unterhalb von 0.05 nT verworfen, da die visuelle Begutachtung von Aktivitätsregionen keine Amplituden oberhalb dieser Werte gezeigt haben und Maxima mit größeren absoluten Amplituden vermutlich auf transiente Störungen oder Signaturen von Vorbeiflügen an Saturnmonden zurückzuführen sind. Maxima unterhalb eines Niveaus von 0.05 nT werden vernachlässigt, da diese im Grenzbereich des Auflösungsvermögens für den kleinsten

Meßbereich des FGM-Magnetfeldsensors liegen (Dougherty et al. 2004).

Weiterhin werden von zwei oder mehreren Maxima, die weniger als 60 min voneinander entfernt liegen, alle bis auf das Maximum mit der größten Amplitude entfernt. Die visuelle Begutachtung der Aktivitätsregionen und ihrer Maxima hat gezeigt, daß Maxima, die auch durch visuelle Auswahl gewählt würden, einen zeitlichen Abstand von mehreren Stunden haben und automatisch detektierte Maxima, die in kürzeren Zeitintervallen als 60 min aufeinanderfolgen auf geringe Variation des Wellenaktivitätsindex zurückzuführen sind, die aber noch der gleichen Aktivitätsregion bzw. dessen Gesamtmaximum zugeordnet werden können.

Die so gewonnenen Maxima der einzelnen Wellenaktivitätsindizes stehen somit für eine Kartierung und statistische Behandlung zur Verfügung und sind durch die Automatisierung bei entsprechender Auswahl der Parameter bei der Datenvorbereitung objektiv reproduzierbar.

### 3.8 Spektrale Methoden

Eine der wichtigsten Methode zur Analyse von Zeitreihen ist die Fourier-Analyse zur frequenz aufgelösten alternativen Darstellung einer Zeitreihe. Denn als Transformation enthält die Darstellung in Frequenz und komplexer Amplitude die gleichen Informationen wie der ursprüngliche Datensatz, hebt aber in dieser Darstellung charakteristische Eigenschaften, wie erhöhte Signalbeiträge bei bevorzugten Frequenzen, deutlicher hervor.

In real gemessenen Zeitreihen wird man in der Regel kein monochromatisches sinusoidales Signal erwarten bei dem Amplitude und Frequenz im Zeitbereich direkt ablesbar sind, sondern Überlagerungen von Signalen verschiedener Frequenzen mit unterschiedlichen Amplituden und Phasenbeziehungen finden, so daß eine Analyse im Frequenzraum sinnvoll ist.

Die Grundlagen der Fourier-Analyse nebst ihren Annahmen über die transformierten Zeitreihen und die Besonderheiten, die sich aus der Verwendung endlicher, diskreter nicht zeitkontinuierlicher Zeitreihen ergeben sind z.B. bei Eriksson (2000) sehr anwendungsnah beschrieben. Eine umfassende Behandlung spektraler Analysemethoden und ihrer Anwendung geben Jenkins und Watts (1968).

Da Magnetfeldmessungen vektorielle Größen sind, muß auch die Fourier-Analyse für vektorielle Größen durchgeführt werden. Dies kann im einfachsten Fall für die Zeitreihe jeder einzelnen Komponente erfolgen. Dann wird aber nicht der volle Informationsgehalt der vektoriellen Zeitreihe genutzt. Denn ist man z.B. an der Analyse von Wellenphänomenen interessiert, so erwartet man einen Zusammenhang zwischen den Störungen in den einzelnen vektoriellen Komponenten und sollte die in dieser Korrelation enthaltene Information nutzen.

Die Analyse der Kreuzspektraldichte bietet die Möglichkeit nach Beziehungen zwischen spektralen Anteilen von zwei Zeitreihen zu suchen. Dies kann durch die Analyse zweier Zeitreihen des gleichen Signals, die an verschiedenen Orten gemessen wurden

geschehen oder für zwei Zeitreihen von verschiedenen Meßgrößen oder Komponenten vektorwertiger Größen am gleichen Ort durchgeführt werden.

Anstelle der komponentenweisen Fourierdarstellung im Frequenzraum kann man daher die Kovarianzmatrix im Frequenzraum, die sog. Kreuzspektraldichtematrix oder kurz Spektralmatrix bestimmen:

$$C_{ij}(\omega, T) = \frac{1}{T} \tilde{B}_i(\omega) \tilde{B}_j^*(\omega) \quad (3.142)$$

mit der komponentenweise transformierten Fourier-Darstellung  $\tilde{B}(\omega)$  und ihrer komplex konjugierten  $\tilde{B}^*(\omega)$  der Zeitreihe  $B(t)$  für ein Zeitintervall der Länge  $T$ .

Die Spektralmatrix ist in der Regel komplexwertig und enthält entlang ihrer Hauptdiagonalelemente die spektrale Leistungsdichte  $P_{ii}(\omega)$  in der jeweiligen Koordinatenrichtung und die Spur der Spektralmatrix enthält somit die gesamte spektrale Leistungsdichte. Die bekannte spektrale Leistungsdichte der harmonischen Analyse ist also lediglich ein Spezialfall der Kreuzspektraldichte mit identischen Komponenten.

In einem feldlinienparallelen Koordinatensystem (vgl. Abschnitt 3.2.3) geben die Elemente  $C_{xx}$  und  $C_{yy}$  Informationen über den transversalen Anteil von Magnetfeldstörungen und die Komponente  $C_{zz}$  der Kreuzspektraldichtematrix enthält Informationen über die feldparallelen, kompressiblen Störungen des Magnetfeldes.

Diese Information aus den Hauptdiagonalelementen der Kreuzspektraldichtematrix hätte auch direkt aus den spektralen Leistungsdichten der einzelnen Magnetfeldkomponenten gewonnen werden können. Welche zusätzlichen Informationen aus den Nebendiagonalelementen der Kreuzspektraldichtematrix gewonnen werden kann, soll im folgenden kurz dargestellt werden.

Die aus der Spektralmatrix ableitbaren frequenz aufgelösten Größen sind neben der direkt ablesbaren Kreuzspektraldichte (*cross-spectral-density*) die Phase, die Polarisation in Form der Elliptizität und die Kohärenz der transformierten Signale zweiter Zeitreihen, die aus der Leistungsdichte des Amplitudenspektrums und dem Phasenspektrum gewonnen werden können. Einen kurzen praxisnahen Überblick über die spektralen Analysemethoden gibt z.B. Glassmeier (1995a) und eine umfangreiche Darstellung und Diskussion der Methoden liefert Eriksson (2000). Bei Arthur et al. (1976) und Song und Russell (1999) findet man eine detaillierte Ableitung der Polarisationsparameter aus der Kreuzspektraldichte für Anwendungen der Wellenanalyse in Weltraumplasmen.

Die komplexwertige Kreuzspektraldichtematrix  $C_{ij}(\omega)$  kann in ihren reelwertigen Anteil, das sog. Koinzidenzspektrum und ihren komplexwertigen Anteil, das sog. Quadraturpektrum aufgeteilt werden. Die beiden Anteile sind in der Anschauung etwa mit der Wirk- und Blindleistung in der Elektrotechnik vergleichbar, da der reelwertige Anteil die phasenrichtige Amplitudeninformation trägt und der komplexwertige Anteil die Information über Amplituden außer Phase enthält. Entsprechend läßt sich auch die Phase  $\varphi(\omega)$  der Kreuzspektraldichte bestimmen, die die Phasendifferenz der beiden zugrundeliegenden

Zeitreihen bei einer bestimmten Frequenz  $\omega$  beschreibt:

$$\tan \varphi(\omega) = \frac{\operatorname{Im} C_{ij} \operatorname{Im} C_{ij}}{|\operatorname{Im} C_{ij}| \operatorname{Re} C_{ij}} \quad (3.143)$$

Aus dieser Phasendifferenz lassen sich erste Aussagen z.B. über die Polarisation von transversalen Wellen treffen, denn für eine zirkular oder elliptisch polarisierte Welle wird man eine Phasendifferenz von etwa  $90^\circ$  erwarten.

Das so gewonnene Phasenspektrum  $\varphi(\omega)$  enthält zunächst keine Information über die zugehörige Signalstärke, und Frequenzen bei denen eine hohe Signalamplitude auftritt sind im Phasenspektrum genauso vertreten wie zufällige Fluktuationen und Rauschen. Denn ein Signal enthält in der Regel Signalbeiträge verschiedener Wellenmoden, d.h. mit jeweils eigener Frequenz und eigener Polarisation und man wird bei einer Messung immer eine Summe dieser Beiträge und eines unvermeidbaren Rauschanteils messen.

Woher weiß man nun, daß es bei einer betrachteten Frequenz tatsächlich einen Zusammenhang zwischen den Zeitreihen gibt? Denn das Phasenspektrum und so die Phasendifferenz bei einer bestimmten Frequenz kann formal immer bestimmt werden, ohne das daraus eine Aussage über den statistischen Zusammenhang zwischen den Zeitreihen abgeleitet werden kann. Für stationäre Prozesse kann auf Grundlage der Kreuzspektraldichte ein sog. Kohärenzspektrum  $\gamma(\omega)$  definiert werden:

$$\gamma(\omega)^2 := \frac{|C_{ij}|^2}{|C_{ii}| |C_{jj}|} \quad (3.144)$$

das die Korrelation der beiden Komponenten der Zeitreihe bei einer bestimmten Frequenz angibt. Die Kohärenz wird im wesentlichen durch die Stabilität der Phase zwischen den Spektraldichten  $\tilde{B}_i(\omega)$  und  $\tilde{B}_j(\omega)$  bestimmt und liefert so eine Aussage über die Stabilität des Phasenspektrums.

Bei der Bestimmung der Kohärenz ist zu beachten, daß wegen der Definition für  $C_{ij}$ ,  $C_{ii}$  und  $C_{jj}$  unabhängig von  $C_{ii}$  und  $C_{jj}$  immer  $\gamma \equiv 1$  folgt (vgl. Eriksson 2000), solange nicht Mittelwerte über benachbarte Frequenzen der Kreuzspektraldichten in die Bestimmung der Kohärenz eingehen. Dann wird die Kohärenz Werte zwischen Null und Eins annehmen. Für zufällige, unkorrelierte Fluktuationen der Phase und ausreichend viele Mittelwerte sollte die Kohärenz dann etwa bei Null liegen. Eine geringe Kohärenz bedeutet also, daß Phänomene bei dieser Frequenz nicht korreliert und zeitlich nicht stationär sind. Ein stationäres Signal mit deterministischer Ursache sollte eine hohe Korrelation mit einer stabilen Phase und somit eine hohen Kohärenz aufweisen.

Für kompressible Wellen wird man in einem geeignet zu wählenden Koordinatensystem eine geringe Kohärenz der kompressiblen mit den transversalen Komponenten erwarten und für transversale Wellen sollte die Kohärenz der beiden transversalen Komponenten hoch sein. Somit ist die Kohärenz ein wichtiger Indikator für die Identifikation von Wellenmoden.

Im Vergleich zu den Methoden der Datenanalyse im Zeitbereich ist die Kreuzspektral-

dichte-Analyse mit der Kreuzkorrelations-Analyse vergleichbar, da beide grundsätzlich auf einer Kovarianzanalyse beruhen (Bendat und Piersol 1980). Die Kohärenz entspricht im Zeitbereich dem Korrelationskoeffizienten und die Phasendifferenz entspricht der Versatzzeit bzw. Retardierung  $\tau$ , für die bei der Kreuzkorrelations-Analyse die maximalen Korrelationskoeffizienten für positiv korrelierte Zusammenhänge auftreten.

Aus dem Quadratur- oder Blindspektrum der Kreuzspektralrichtematrix lassen sich weitere zusätzliche Informationen über die Polarisationseigenschaften einer Welle bei einer Frequenz gewinnen, d.h. ob eine Welle rechtshändig oder linkshändig polarisiert ist und ob die Polarisation zirkular, elliptisch oder linear ist.

Mit dem Ansatz einer ebenen, harmonischen und monochromatischen Welle kann dann die Elliptizität  $\varepsilon$  als Verhältnis der kleinsten zur größten transversalen Wellenamplitude bestimmt werden (z.B. Song und Russell 1999, Romanov 2007) und man erhält

$$\varepsilon = \tan \varphi \tag{3.145}$$

mit dem Phasenwinkel (Arthur et al. 1976)

$$\arcsin 2\varphi = \frac{2 \operatorname{Im} C_{ij}}{\sqrt{(\sum C_{ii})^2 - 4|C_{ij}|}} \tag{3.146}$$

Einer linearen Polarisation entspricht bei einer Phasendifferenz von  $0^\circ$  oder  $180^\circ$  eine Elliptizität von  $\varepsilon = 0$ . Eine ideale zirkulare Polarisation erhält man für eine Phasendifferenz von  $\pm 90^\circ$  bei gleichen Amplituden der transversalen Magnetfeldstörung, was einer Elliptizität von  $\varepsilon = \pm 1$  entspricht. Für  $\varepsilon = +1$  ist die Polarisation dabei rechtshändig und für  $\varepsilon = -1$  linkshändig.

Eine alternative Bestimmungsmöglichkeit der Elliptizität als Ergebnis einer Hauptkomponenten- und Eigenwertanalyse der Kreuzspektralrichtematrix für ein ausgewähltes Frequenzintervall geben Song und Russell (1999).

Bei der Identifikation von Maxima in den Kreuzspektralrichtematrix ist zu beachten, daß die Standardabweichung der Kreuzspektralrichtematrix bei einer gegebenen Frequenz gleich der Kreuzspektralrichtematrix selbst ist. Der erwartete Fehler beträgt also 100% und läßt daher zunächst keine Aussage über die Qualität des Spektrums zu (Eriksson 2000). Eine Verringerung des Fehlers und eine Vergrößerung des Konfidenzintervalls kann man durch die Mittelwertbildung über die spektralen Dichten benachbarter Frequenzen erreichen und erhält daraus einen Schätzer für das Konfidenzintervall zu einem gewünschten Konfidenzniveau. Das Konfidenzintervall hat dann für jeden Frequenzwert  $\omega$  die oberen und unteren Grenzen

$$\log C_{ii}(\omega) + \log \frac{\nu}{\chi_{\nu}(1 - \frac{\alpha}{2})} \tag{3.147}$$

$$\log C_{ii}(\omega) + \log \frac{\nu}{\chi_{\nu}(\frac{\alpha}{2})} \tag{3.148}$$

die in logarithmischer Darstellung der Kreuzspektralrichtematrix frequenzunabhängig sind (vgl.

Glassmeier 1995a). Die Grenzen des Konfidenzintervalls sind dabei abhängig von den gewählten Freiheitsgraden  $\nu$ , denen die Anzahl der bei der Mittelwertbildung verwendeten benachbarten Frequenzwerte um  $\omega$  entspricht, dem Konfidenzniveau  $(1 - \alpha)$  und dem Wert der Chi-Quadrat-Verteilungsfunktion  $\chi^2_\nu$  in Abhängigkeit von  $\alpha$  und  $\nu$  (Jenkins und Watts 1968, Bendat und Piersol 1971). Durch die Mittelwertbildung wird zwar die spektrale Auflösung künstlich reduziert, aber die Aussagekraft der verbliebenen Daten wird durch die Vergrößerung des Konfidenzintervalls bzw. die Verkleinerung des Standardfehlers mit der Anzahl der Frequenzen, über die der Mittelwert im Frequenzraum gebildet wird, signifikant erhöht. Daher ist die Angabe der Anzahl der verwendeten Freiheitsgrade oder des daraus bestimmten Konfidenzintervalls zusammen mit jedem Spektrum notwendig, damit die Qualität eines Spektrums und der daraus abgeleiteten Eigenschaften bewertet werden kann.

Eine interessante Erweiterung der spektralen Methoden besteht in der spektralen Analyse benachbarter oder überlappender aufeinanderfolgender Zeitintervalle, die zu einer Zeit-Frequenz-Darstellung der spektralen Dichten führt und eine übersichtliche Darstellung der zeitlichen Veränderung der Frequenzbestandteile eines Signals bietet. Bei der Berechnung und Darstellung solcher dynamischer Spektren ist aber stets zu beachten, daß selbst bei fast vollständiger Überlappung aufeinanderfolgender Zeitintervalle, die z.B. nur um einen Datenpunkt verschoben werden, nur scheinbar eine visuell erhöhte Auflösung der zugrundeliegenden Zeitreihe im dynamischen Spektrum erreicht wird. Eine effektive Erhöhung der Zeit- oder Frequenzauflösung wird durch ein solches Vorgehen jedoch nicht gewonnen, da die Unbestimmtheitsrelation der Fourier-Transformation ( $\Delta f \Delta t \geq 1$ ) natürlich weiterhin uneingeschränkt gültig ist. Anschaulich bedeutet dies, daß eine erhöhte spektrale Dichte in einem dynamischen Spektrum z.B. bei einer Frequenz und einem Zeitpunkt lokalisiert sein kann, die Beiträge des Signals zu dieser Erhöhung aber weiterhin aus dem gesamten Zeitintervall stammen, das dieser spektralen Leistungsdichte zugrunde liegt.

Die vorgestellten Verfahren werden im Zusammenhang mit der Untersuchung von Wellenereignissen in Abschnitt 4.2 und den Anmerkungen zur Datenqualität in Abschnitt 4.7 verwendet.

### 3.9 Korrelationsanalyse

Eine fundamentale Frage bei der Analyse von Datensätzen und Zeitreihen lautet, ob zwei Datensätze voneinander abhängen, wie diese Abhängigkeit beschrieben werden kann und ob die Zeitreihen Periodizitäten aufweisen. Durch den Korrelationskoeffizienten  $r$  lassen sich Ähnlichkeiten und lineare Abhängigkeiten zwischen zwei Zeitreihen  $x(t_i)$  und  $y(t_i)$ , die in diesem Fall als diskret mit  $i = 0 \dots n$  angenommen werden sollen, quantitativ beschreiben (vgl. Kertz 1992b).

Um den Korrelationskoeffizienten zu berechnen werden die Zeitreihen  $x(t_i)$  und  $y(t_i)$  zunächst durch Zentrierung und Normierung in eine ähnliche Form gebracht, indem

zunächst jede der Zeitreihen durch

$$\tilde{x}(t) = x(t_i) - \bar{x} \tag{3.149}$$

$$\tilde{y}(t) = y(t_i) - \bar{y} \tag{3.150}$$

um ihren Mittelwert  $\bar{x}$  und  $\bar{y}$  zentriert und die zentrierten Zeitreihen durch ihre mittleren quadratischen Abweichungen  $\sigma_x^2$  und  $\sigma_y^2$  mit

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n [x(t_i) - \bar{x}]^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n \tilde{x}(t)^2 \tag{3.151}$$

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n [y(t_i) - \bar{y}]^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n \tilde{y}(t)^2 \tag{3.152}$$

zur Normierung dividiert werden. Den Korrelationskoeffizienten  $r$  kann man dann durch

$$r = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n \frac{\tilde{x}(t)\tilde{y}(t)}{\sigma_x\sigma_y} \tag{3.153}$$

aus den zentrierten und normierten Zeitreihen berechnen (vgl. Brandt 1999). Der Korrelationskoeffizient  $r$  kann dabei Werte zwischen  $-1 \leq r \leq +1$  annehmen und ist ein Maß für die Abhängigkeit der Zeitreihen  $x(t_i)$  und  $y(t_i)$  voneinander. Je größer der Betrag des Korrelationskoeffizienten  $|r|$  ist, desto höher ist die lineare Abhängigkeit der Zeitreihen voneinander, wobei diese formale Korrelation noch keine Aussage über einen kausalen Zusammenhang zuläßt. Die möglichen Extremwerte des Korrelationskoeffizienten  $r = \pm 1$  werden für den Fall einer exakten linearen positiven Abhängigkeit ( $r = +1$ ) zwischen  $x(t_i)$  und  $y(t_i)$  angenommen, d.h. daß ein linearer Anstieg von  $x(t_i)$  mit einer linearen Zunahme von  $y(t_i)$  verbunden ist. Für eine exakte negative Abhängigkeit zwischen  $x(t_i)$  und  $y(t_i)$ , d.h. einer linearen Abnahme von  $y(t_i)$  bei einem Anstieg von  $x(t_i)$ , erhält man einen negativen Korrelationskoeffizienten  $r = -1$ . Für vollständig unabhängige Zeitreihen oder Zufallsvariablen, also unkorrelierte Prozesse, sollte der Korrelationskoeffizient identisch oder nahe Null sein.

Auf Grundlage des Korrelationskoeffizienten lassen sich zwei weitere Größen konstruieren, die eine zeitliche Verschiebung der zu untersuchenden Zeitreihen  $x(t_i)$  und  $y(t_i)$  zueinander zulassen und Informationen über Periodizität und gemeinsame Wiederholungsneigungen der Zeitreihen geben. Dies ist zum einen die Kreuzkorrelationsfunktion  $P_{xy}(\tau)$

$$P_{xy}(\tau) = \frac{1}{n - \tau} \sum_{i=0}^{n-\tau} \frac{\tilde{x}(t)\tilde{y}(t + \tau)}{\sigma_x\sigma_y} \tag{3.154}$$

mit der Versatzzeit oder Retardierung  $\tau$  und dem daraus ableitbaren Sonderfall der Auto-

Korrelationsfunktion  $P_{xx}(\tau)$

$$P_{xx}(\tau) = \frac{1}{n - \tau} \sum_{i=0}^{n-\tau} \frac{\tilde{x}(i)\tilde{x}(i + \tau)}{\sigma_x \sigma_y} \quad (3.155)$$

für  $x(t_i)$  und die um  $\tau$  verschobene identische Zeitreihe  $x(t_i + \tau)$  (vgl. Kertz 1992b, Bendat und Piersol 1980).

Die Korrelationsfunktionen sind mit der Kovarianzfunktion der verallgemeinerten harmonischen Analyse eng verwandt und spiegeln wie diese für den Fall der Autokorrelationsfunktion die inneren Eigenschaften einer Zeitreihe und ihre Wiederholungs- und Erhaltungsneigung wieder. Für eine Versatzzeit von  $\tau = 0$  ist  $P_{xx}(\tau)$  stets maximal und die Korrelation nimmt mit zunehmendem  $\tau$  umso schneller ab, je weniger ausgeprägt die Erhaltungsneigung der Zeitreihe  $x(t_i)$  ist. Ein Wiederanstieg von  $P_{xx}(\tau)$  deutet auf Periodizitäten innerhalb der Zeitreihe hin, wenn sich die Versatzzeit  $\tau$  der vorhandenen Periode nähert.

Analog dazu gibt die Kreuzkorrelationsfunktion an, wie stark die Zeitreihen  $x(t_i)$  und  $y(t_i)$  miteinander korreliert sind und ob es eine gemeinsame Erhaltungsneigung oder eine gemeinsame Periodizität für beide Zeitreihen gibt. Diese sollte analog zur Autokorrelationsfunktion ebenfalls durch einen Wiederanstieg der Kreuzkorrelationsfunktion und ein lokales Maximum des Korrelationskoeffizienten bei der gemeinsamen Periode gekennzeichnet sein. Eine Anwendung der Kreuzkorrelationsfunktion kann es z.B. sein, herauszufinden, ob zwei Prozesse nicht nur miteinander korreliert sind, sondern ob der lineare Zusammenhang zwischen  $x(t_i)$  und  $y(t_i)$  zeitlich verschoben (retardiert) ist und eine Periodizität aufweist. Ein Beispiel hierfür kann ein physikalisches System sein, dessen meßbare Eigenschaft  $y(t_i)$  (z.B. Temperatur) auf Grund der Trägheit des Systems (z.B. Wärmekapazität) erst mit einer zeitlichen Verzögerung auf eine Veränderung der Umgebung (z.B. Temperaturerhöhung der Umgebung durch eine Wärmequelle) reagiert. Auch Laufzeiteffekte von Signalen, die von verschiedenen Empfängern aufgenommen werden, können durch die Kreuzkorrelationsfunktion aufgedeckt werden.

In Abb. 3.9 sind zwei phasenverschobene aber sonst identische harmonische Zeitreihen  $A(t)$  und  $B(t)$  gemeinsam mit ihren Autokorrelationsfunktionen  $P_{AA}$ ,  $P_{BB}$  und ihrer Kreuzkorrelationsfunktion  $P_{AB}$  aufgetragen.

Die Autokorrelationsfunktionen haben erwartungsgemäß ihr Maximum für eine Versatzzeit von  $\tau = 0$  und die lokalen Maxima der Korrelation spiegeln die innere Periodizität der harmonischen Zeitreihe wieder. Die beiden Zeitreihen sind bis auf ihre Phasenverschiebung identisch, daher sind auch ihre Autokorrelationsfunktionen fast identisch. Nur an den Rändern treten minimale Unterschiede auf, die durch die Phasenverschiebung der Zeitreihen bedingt sind. Hierbei muß beachtet werden, daß die Anzahl der Datenpunkte, die für die Auto- und Kreuzkorrelationsfunktion für zunehmende Versatzzeiten  $\tau$  in die Berechnung des Korrelationskoeffizienten eingehen, kontinuierlich abnehmen. Daher werden die Korrelationsfunktionen mit dem Faktor  $1/(n - \tau)$  normiert, der den Einfluß der abnehmenden Anzahl von Datenpunkten für zunehmende Retardierungen  $\tau$  berücksichtigt.

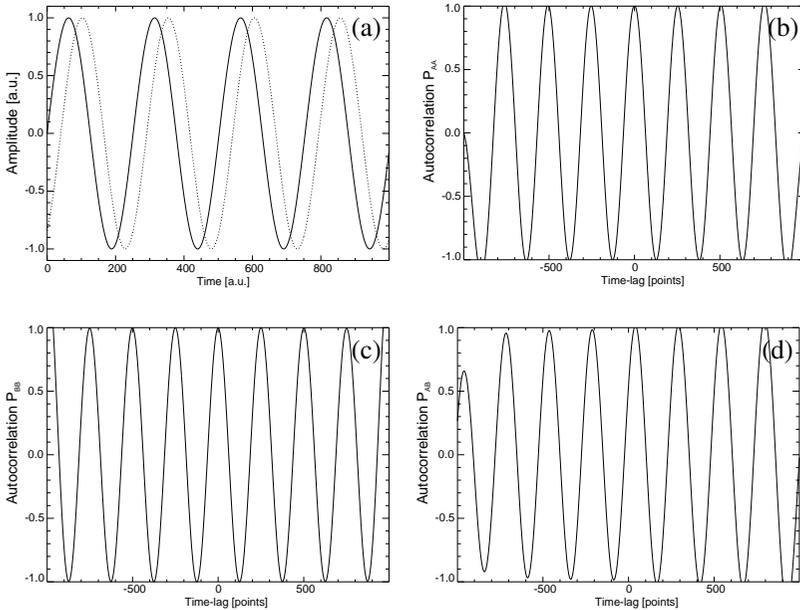


Abbildung 3.13: (a) Harmonische Zeitreihen  $A(t)$  (durchgehende Linie) und  $B(t)$  (unterbrochene Linie) mit einer Periode von 250 Zeiteinheiten und einer gegenseitigen zeitlichen Verschiebung um 45 Zeiteinheiten. (b) Autokorrelationsfunktion der Zeitreihe  $A(t)$  für verschiedene Versatzzeiten. Die Autokorrelationsfunktion  $P_{AA}$  zeigt lokale Maxima im Abstand der Periode von  $A(t)$ . (c) Autokorrelationsfunktion der Zeitreihe  $B(t)$  für verschiedene Versatzzeiten. Die Autokorrelationsfunktion  $P_{BB}$  zeigt lokale Maxima im Abstand der Periode von  $B(t)$ . (d) Kreuzkorrelationsfunktion  $P_{AB}$  für die Zeitreihen  $A(t)$  und  $B(t)$ . Die Maxima treten in Abständen voneinander auf, die der Periode von 250 Zeiteinheiten der beiden Zeitreihen entspricht. Die zeitliche Verschiebung der beiden Zeitreihen zueinander wird in dieser Abbildung durch die Verschiebung des ersten Maximums der Kreuzkorrelationsfunktion zu größeren Versatzzeiten deutlich.

Die Kreuzkorrelationsfunktion  $P_{AB}$  zeigt erneut die Periodizität der Zeitreihe im Abstand ihrer lokalen Extremalwerte und das Maximum von  $P_{AB}$  tritt nicht mehr bei  $\tau = 0$  auf, sondern bei einem Versatz von etwa 45 Datenpunkten und spiegelt die Phasenverschiebung der Zeitreihen  $A(t)$  und  $B(t)$  wieder. Das erste Maximum bei einer positiven Retardierung  $\tau$  bedeutet, daß die Zeitreihe  $B(t)$  ihr Maximum um  $\tau$  Zeitschritte später annimmt als die Zeitreihe  $A(t)$ .

Die Auto- und Kreuzkorrelationsfunktionen in Abb.3.9 zeigen extreme Werte, die betragsmäßig geringfügig größer als Eins sind. Dies mag zunächst verwundern, da der Korrelationskoeffizient  $r$  per Definition nur  $-1 \leq r \leq +1$  sein kann. Daß die Kreuzkorrelationsfunktion Werte annehmen kann, die betragsmäßig auch größer als Eins sind, hat seine Ursache darin, daß sich die Kovarianz im Zähler der Kreuzkorrelationsfunktion auf die Summe über  $i = 0 \dots (n - \tau)$  Datenpunkte bezieht und im Nenner weiterhin die Standardabweichungen der vollständigen Zeitreihen eingehen. Das bedeutet, daß die Werte der Kreuzkorrelationsfunktion nicht mehr per Definition begrenzt sind, da die Kovarianz für die Teilintervalle der Länge  $(n - \tau)$  durchaus größer sein kann als das Produkt der Standardabweichungen beider Zeitreihen.

Eine interessante Alternative könnte daher eine Korrelationsfunktion sein, die zwei Zeitreihen zunächst um einen Versatz  $\tau$  verschiebt und dann für ein Intervall mit  $n$  Datenpunkten den Korrelationskoeffizienten nach Gl. 3.153 als Funktion der Versatzzeit  $\tau$  berechnet. Durch eine solche Konstruktion ist wieder per Definition  $|r| \leq 1$  gewährleistet.

Die Korrelationsfunktionen bieten also eine relativ einfache aber effiziente, anschauliche und aussagekräftige Möglichkeit zur Untersuchung der Abhängigkeiten zweier Zeitreihen voneinander und ihrer Periodizitäten im Sinne einer Wiederholungsneigung, ohne daß dabei auf die Methoden der Fourier-Analyse und die mit ihr verbundenen Annahmen an die verwendbaren Zeitreihen zugegriffen werden muß.

Verwendung findet die durch spektrale Analysemethoden häufig verdrängte Untersuchungsmethode in Abschnitt 4.3, wo ein möglicher Zusammenhang zwischen langperiodischen Variationen des Hintergrundmagnetfeldes und dem Auftreten von ultraniederfrequenten Fluktuationsereignissen betrachtet wird.



## 4 Datenauswertung und Ergebnisse

Das folgende Kapitel wendet die zuvor vorgestellten Daten und Methoden an und stellt die Bestimmung einer zeitveränderlichen Rotationsperiode auf Grundlage von Magnetfeldmessungen dar. Anschließend werden an Hand einiger beispielhafter Falluntersuchungen die typischen Eigenschaften von ULF-Wellenereignissen in der Saturnmagnetosphäre dargestellt und eine Korrelation zwischen der ULF-Wellenaktivität und den langperiodischen Oszillationen des Hintergrundmagnetfeldes untersucht. Eine statistische Analyse des eingeführten Wellenaktivitätsindex und dessen räumliche Kartierung versucht bevorzugte Wellenaktivitätsregionen zu identifizieren und zu deuten. Am Ende dieses Kapitels wird die Qualität der verfügbaren Magnetfeldmessungen kritisch hinterfragt und typische Störungen nichtnatürlichen Ursprungs vorgestellt und diskutiert.

### 4.1 Korrektur des kronographischen Längensystems

In Abschnitt 2.4 wurde die beobachtete scheinbare Veränderung der Rotationsperiode des Saturn und weitere periodisch auftretende Phänomene in der Saturnmagnetosphäre diskutiert und in Abschnitt 3.3 die Konsequenzen für das durch die International Astronomical Union (IAU) (Seidelmann et al. 2007) definierte kronographische Längensystem, die schon Giampieri und Dougherty (2004b) aufgezeigt haben, nebst einem einfachen Korrekturverfahren vorgestellt.

Daß eine tatsächliche Veränderung der Rotationsperiode um mehrere Minuten aus Überlegungen zur Energie- und Drehimpulserhaltung nicht vorstellbar ist, wurde z.B. von Giampieri et al. (2006) oder Andrews et al. (2008) angemerkt und durch Giampieri et al. (2006) auch quantitativ grob abgeschätzt. Daher kann und sollte davon ausgegangen werden, daß die Modulation der SKR-Strahlung mit einer variablen Periode genausowenig wie eine langperiodische Oszillation des Magnetfeldes mit einer vergleichbaren variablen Periode die tatsächliche planetare Rotation des Planeteninneren des Saturn repräsentiert. Dennoch kann es hilfreich und sinnvoll sein, ein Längensystem zu konstruieren, daß auf einer alternativen oder variablen Rotationsperiode beruht. Denn gibt es magnetosphärische Phänomene, die keine systematische Anordnung im definierten kronographischen Längensystem aufweisen, aber einen Zusammenhang zu den beobachteten langperiodischen Oszillationen zeigen, so kann eine Beschreibung in einem zeitlich variablen Längensystem, das an die Periodizität dieser langperiodischen Oszillationen angepaßt ist, zur Ausbildung von lokalisierten Strukturen in diesem Längensystem führen, die ursprünglich unsyste-

matisch streuten, wie z.B. Carbury et al. (2007b,a) oder Gurnett et al. (2007) gezeigt haben.

Giampieri et al. (2006) haben in der Untersuchung von Magnetfelddaten des CASSINI-Magnetfeldexperimentes (Dougherty et al. 2004) die Beobachtungen eines periodisch veränderlichen azimutalen Magnetfeldes von Espinosa und Dougherty (2000) aufgegriffen und durch Analyse einer deutlich ausgeprägten Oszillation des Magnetfeldes eine Periode von  $T = 10 \text{ h } 47 \text{ min } 6 \text{ s}$  gefunden und diese der planetaren Rotationsperiode zugeordnet, da der Ursprung des Magnetfeldes, die Dynamoregion, tief im Inneren des Planeten liegt und langperiodische Magnetfeldänderungen auf die Rotation des Planeteninneren zurückgeführt werden.

Als eine Konsequenz wurde in Abschnitt 3.3 diskutiert, daß eine bei einer festen kronographischen Länge lokalisierte Struktur, wie z.B. eine magnetischen Anomalie des oberflächennahen Magnetfeldes (Galopeau et al. 1989, 1991, 1995) eine scheinbare Längendrift aufweist, wenn der Beobachter deren kronographische Länge zum Beobachtungszeitpunkt auf Grundlage einer von der tatsächlichen Rotationsperiode abweichenden Periode bestimmt. Was bedeutet dies nun für die von Giampieri und Dougherty aufgestellte Hypothese einer alternativen Rotationsperiode? Giampieri und Dougherty (2004b) benutzen zur Bestimmung der Rotationsperiode die Oszillationen der azimutalen Magnetfeldkomponente. Punkte gleicher Phase dieser Oszillation sollten im durch die IAU definierten kronographischen Längensystem eine deutliche Drift aufweisen und nach einer geeigneten Längenkorrektur (vgl. Abschnitt 3.3) auf Grundlage der neu bestimmten Rotationsperiode bei einer festen, ausgezeichneten kronographischen Länge zu finden sein.

Um die von Giampieri und Dougherty vorgeschlagene Rotationsperiode und ihre Verwendbarkeit für eine spätere Korrektur anderer magnetosphärischer Beobachtungen zu überprüfen, wird von dem gemessenen Magnetfeld in KSM-Koordinaten der Magnetfeldbeitrag des planetaren Magnetfeldes  $\mathbf{B}_{Int}$  und des Ringstromes  $\mathbf{B}_{RC}$  abgezogen und das verbleibende Residuum nach Abzug eines gleitenden Mittelwertes über ein Zeitfenster von 600 min mit einem Bandpaßfilter im Frequenzbereich von  $f_{min} = 10^{-3}$  mHz bis  $f_{min} = 0.05$  mHz gefiltert, um Oszillationen mit Perioden in der Umgebung der Rotationsperiode hervorzuheben und wesentlich längerperiodische Trends sowie hochfrequente Variationen des Magnetfeldes zu unterdrücken. Das Ergebnis dieses Verfahrens ist für den Zeitraum vom 17.12.2004 bis zum 21.12.2004 in Abb. 4.1 beispielhaft dargestellt. Der Satellit befand sich während dieses Zeitintervalls bei radialen Abständen zwischen  $20 R_S$  und  $42 R_S$  in der Nähe der Äquatorebene auf der Tagseite der Magnetosphäre in Lokalzeitbereichen von 04 Uhr bis 06 Uhr. Die Satellitenbahn dieses Intervalls in der xy-Ebene des KSM-Koordinatensystems ist in Abb. 4.2 dargestellt und zeigt, daß es sich bei den Oszillationen um ein globales Phänomen in der Saturnmagnetosphäre auf großen Längenskalen handelt.

Für alle Komponenten und den Betrag des Magnetfeldes werden in den gefilterten Zeitreihen die lokalen Minima und Maxima bestimmt. Die Auswahl dieser Extrema erfolgte zunächst visuell und auch durch das in Abschnitt 3.7 beschriebene Verfahren, wobei die Ergebnisse des automatisierten Suchverfahrens mit Hilfe der visuell bestimmten Extrema

December 17, 2004 DOY 351

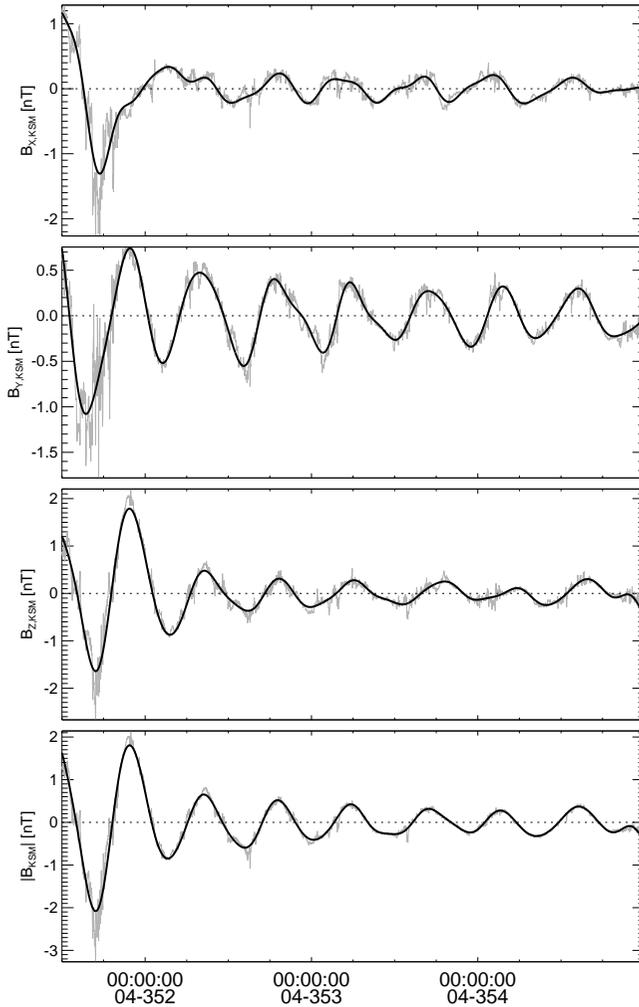


Abbildung 4.1: Langperiodische Oszillationen des Saturnmagnetfeldes im Zeitraum vom 17.12.2004 (04-351) bis zum 21.12.2004 (04-355) in KSM Koordinaten. Die Zeitreihen aller Magnetfeldkomponenten wurden im Frequenzbereich von  $f_{min} = 0.001 - 0.05$  mHz gefiltert (schwarze Linie im Vordergrund) nachdem vom Residuum aus  $\mathbf{B}_{Obs} - \mathbf{B}_{Int} - \mathbf{B}_{RC}$  ein gleitender Mittelwert über ein Zeitfenster von 600 min abgezogen wurde (graue Linie im Hintergrund).

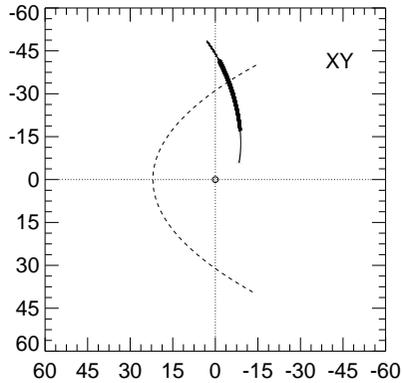


Abbildung 4.2: Projektion der Satellitenbahn im Zeitraum vom 17.12.2004 bis zum 21.12.2004 in die  $xy$ -Ebenen des KSM-Koordinatensystems. Der weitere Verlauf der Trajektorie ist zur besseren Orientierung mit einer zusätzlichen Linie gekennzeichnet. Die Lage einer parabolischen Modellmagnetopause ist mit einem Abstand des subsolaren Punktes von  $R_{SS} = 23 R_S$  aufgetragen. Die räumliche Ausdehnung der Trajektorie zeigt, daß die großskalige Modulation des gemessenen Magnetfeldes in Abb. 4.1 ein globales Phänomen in der Saturnmagnetosphäre darstellt.

abgeglichen wurden und nur automatisch bestimmte Extrema weiterverwendet wurden, die in der unmittelbaren Umgebung eines visuell ausgewählten Extremums liegen. Für den Zeitraum vom 01.07.2004 bis zum 30.04.2008 wurden mit diesem Verfahren für die  $B_z$ -Komponente der Magnetfeldmodulation 485 Maxima und 462 Minima ausgewählt. Für den Magnetfeldbetrag wurden 461 Maxima und 449 Minima ausgewählt. Für die Zeitpunkte an denen die Extrema in einer Komponente beobachtet werden, wird die Position des Satelliten in sphärischen kronographischen Koordinaten  $(r, \theta, \varphi)$  mit der Ephemeridensoftware NAIF/SPICE (Acton 1999) auf Grundlage der durch die IAU definierten Rotationsperiode, die fest in dieser Software eingebettet ist, bestimmt.

Die praktische Konsequenz aus den Untersuchungen von Giampieri und Dougherty (2004b) ist nun, daß die bestimmten kronographischen Längen der Extrema über der Zeit aufgetragen eine deutliche Drift zeigten sollten, wenn die tatsächliche Rotationsperiode nicht mit der definierten Rotationsperiode übereinstimmt. Das beispielhaft in Abb. 4.3 dargestellte Länge-Zeit-Diagramm für die Maxima der  $B_z$ -Komponente des Magnetfeldes zeigt, genau wie die weiteren Komponenten und der Betrag des Magnetfeldes, keine erkennbare Drift der Längen der Maxima mit der Zeit, sondern eine über alle Längen gleichmäßig gestreute Verteilung. Dieser scheinbare Widerspruch zur oben genannten Hypothese kann dadurch erklärt werden, daß die Längendrift derart stark ausgeprägt ist, daß aufeinanderfolgende Maxima durch die Drift nicht nur geringfügig von einander abweichen, sondern eine so starke Drift (inklusive eines Phasensprunges bei  $360^\circ$ ) zeigen,

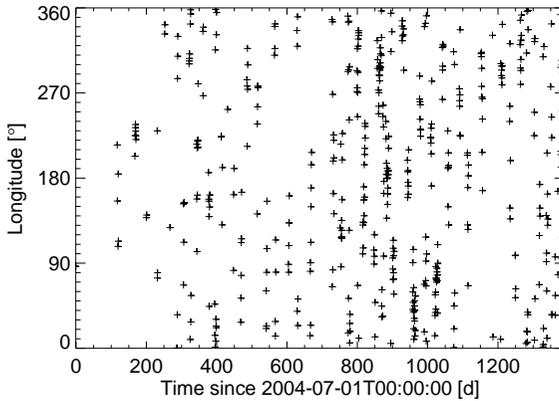


Abbildung 4.3: Längenpositionen, an denen die Maxima der langperiodischen Magnetfeldoszillation der  $B_z$ -Komponente auf Grundlage einer Rotationsperiode von  $T = 38362$  s beobachtet werden im Zeitraum vom 01.07.2004 bis zum 30.04.2008

daß die systematische Drift nicht mehr als solche wahrgenommen werden kann.

Um die Hypothese von Giampieri et al. (2006) und die Qualität ihrer alternativen Rotationsperiode zu überprüfen, werden die korrigierten kronographischen Längen der beobachteten Extrema mit dem im Abschnitt 3.3 vorgestellten Korrekturverfahren bestimmt. Dabei wird die Annahme gemacht, daß die Koordinatensysteme, die sich auf Grundlage zweier verschiedener Rotationsraten  $\omega_{IAU} = 9.384 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ/\text{s} = 810.8 \text{ }^\circ/\text{d}$  und  $\omega_{Cassini} = 9.272 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ/\text{s} = 801.1 \text{ }^\circ/\text{d}$  entwickeln, zu Beginn der J2000-Epoche zusammenfallen. Die unterschiedlichen Rotationsperioden führen zu einer Drift der Koordinatensysteme zueinander, wobei die Koordinatensysteme oder ihre Nullmeridiane für die o.g. Rotationsraten etwa alle 37 Tage wieder übereinstimmen (Abb. 4.4). Das Ergebnis der Längenkorrektur ist erneut beispielhaft in Abb. 4.5 für die Maxima der  $B_z$ -Komponente des Magnetfeldes dargestellt.

Die korrigierten Längen der Maxima organisieren sich nicht wie vermutet um eine konstante Länge, sondern zeigen eine deutlich erkennbare Drift. Diese Längendrift steht im Widerspruch zu der von Giampieri und Dougherty verwendeten Methode, die implizit eine feste Längenlokalisierung des für die Bestimmung der Rotationsperiode herangezogenen Signals annimmt.

In der in Abb. 4.5 dargestellten Längendrift lassen sich weiterhin die nachfolgenden Beobachtungen machen. Auf der einen Seite erkennt man eine deutliche Längendrift der ausgewählten Maxima in Richtung zunehmender kronographischer Längen, was darauf hindeutet, daß die von Giampieri und Dougherty gefundene Rotationsperiode zu groß ist. Die weniger ausgeprägte Drift am Anfang des Länge-Zeit-Diagramms hingegen deutet darauf hin, daß die Rotationsperiode nicht nur um einen konstanten Wert von der von Giampieri und Dougherty gefundenen oder von der IAU definierten Rotationsperiode

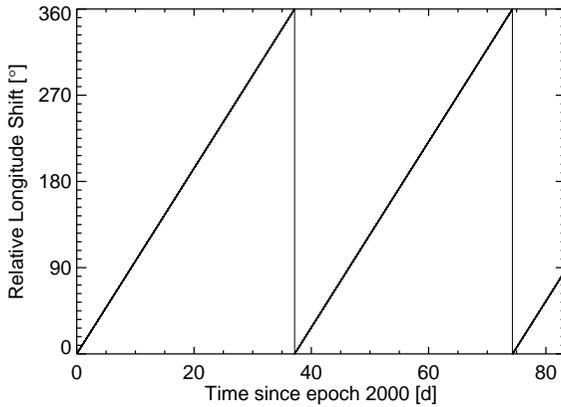


Abbildung 4.4: Relative Verschiebung des Saturn-Nullmeridians für eine angenommene Rotationsperiode von  $T = 38826$  s, die von der offiziell definierten Rotationsperiode der IAU von  $T = 38362$  s abweicht.

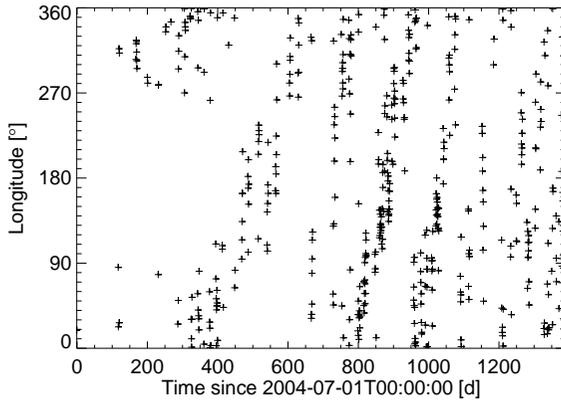


Abbildung 4.5: Längenposition der Maxima der  $B_z$ -Komponente der langperiodischen Magnetfeldoszillationen nach Korrektur mit einer angenommenen tatsächlichen Rotationsperiode von  $T = 38826$  s.

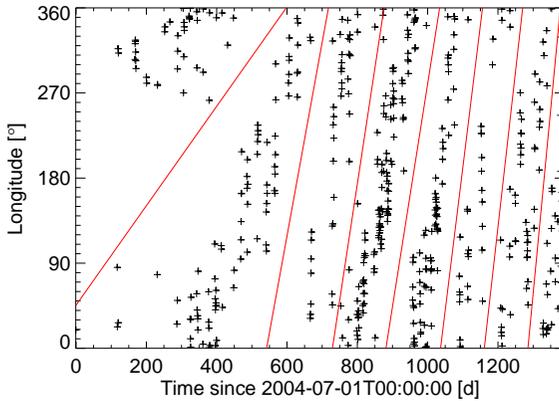


Abbildung 4.6: Längenpositionen der Maxima der  $B_z$ -Komponente wie in Abb. 4.5. Die roten Linien trennen die Bereiche der Datenpunkte, die durch stückweise Anhebung um  $n \cdot 360^\circ$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) in eine kontinuierliche Driftkurve überführt werden.

abweicht, sondern zeitlich variabel ist. Auf der anderen Seite zeigt die Längenverteilung der gefundenen Maxima eine deutliche Streuung für die Zeitabschnitte jedes einzelnen Orbits, die vermutlich auf Laufzeitverschiebungen zwischen der Quelle der Oszillationen und dem Beobachter zurückgeführt werden kann.

Trägt man analog mit dem gleichen Korrekturverfahren die Längenverteilung der Minima der  $B_z$ -Komponente sowie des Betrags der Magnetfeldoszillationen auf, so erhält man eine qualitativ ähnliche Verteilung mit einer vergleichbaren Längendrift. Die Extrema der Oszillation in der  $B_x$ - und  $B_y$ -Komponente des Magnetfeldes zeigen derweil keine deutlich ausgeprägte Struktur in ihrer Längenverteilung.

Die Längendrift der Extrema wird noch deutlicher hervorgehoben, wenn man die Phasensprünge in der Längenverteilung entfernt, indem man die Verteilung der Extrema um ganzzahlige Vielfache von  $360^\circ$  zu kontinuierlich fortlaufenden Längen fortsetzt. Die Bereiche des Länge-Zeit-Diagramms, die hierfür entsprechend anzuheben sind, sind wieder am Beispiel für die Maxima der  $B_z$ -Komponente in Abb. 4.6 durch Trennlinien markiert und führen zu der in Abb. 4.7 dargestellten kontinuierlich zunehmenden Längendrift.

Diese Darstellung der Driftkurve zeigt erneut, daß eine rein lineare Beschreibung der Längendrift nicht ausreichend sein wird, folgerichtig eine konstante Rotationsperiode die Längenentwicklung des kronographischen Koordinatensystem nur unzureichend beschreibt und die von Giampieri und Dougherty vorgeschlagene Rotationsperiode von  $T = 10 \text{ h } 47 \text{ min } 6 \text{ s}$  nur zu den Zeitpunkten, an denen  $d\lambda/dt = 0$  ist, einen ausreichend guten Schätzer für eine magnetosphärische Rotationsperiode angibt. Da die alternative, von der Definition der IAU abweichende Rotationsperiode ihre Hauptmotivation aus einer Verwendung für magnetosphärische Phänomene bezieht, soll sie die Bezeichnung *magnetosphärische Rotationsperiode* erhalten.

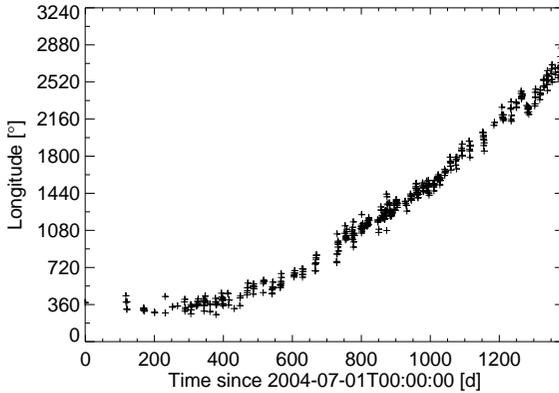


Abbildung 4.7: Längenpositionen der Maxima der  $B_z$ -Komponente aus Abb. 4.5 nach Überführung in eine Darstellung mit kontinuierlich zunehmender Phase.

Als Konsequenz dieser Beobachtung soll nun versucht werden, eine Funktion an die jeweilig beobachteten Driftkurven anzupassen und hieraus auf Grundlage der in Abschnitt 3.3 dargestellten Weise eine Beschreibung für eine zeitlich variable Rotationsperiode zu erhalten. Die so gewonnenen Parameter einer funktionalen Anpassung können dann in das in Abschnitt 3.3 vorgestellte Korrekturverfahren einfließen.

## Anpassung durch Polynome 2. Grades

Die beobachtete Driftkurve in Abb. 4.7 zeigt einen Verlauf, der augenscheinlich nicht durch einen ausschließlich linearen Zusammenhang beschrieben werden kann. Daher wird zunächst eine quadratische Funktion der Form

$$\lambda_{Drift,2}(t) = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 \quad (4.1)$$

mit der Zeit  $t$  in Tagen seit dem Einschuss des Satelliten in die Umlaufbahn um den Saturn (*Saturn Orbit Insertion (SOI)*) am 01.07.2004 an die Driftkurven der Extrema der Oszillationen in der  $B_z$ -Komponente und dem Betrag des Magnetfeldes angepasst.

Die Extrema der  $B_x$ - und  $B_y$ -Komponenten zeigen nach dem Korrekturverfahren mit der Rotationsperiode von Giampieri und Dougherty weder die ursprünglich erwartete fixierte Längenlokalisierung noch die deutlich ausgeprägte driftende Bandstruktur, wie sie für die  $B_z$ -Komponente und den Betrag des Magnetfeldes zu beobachten ist. Da keine systematische Längendrift für diese Komponenten beobachtet werden kann, ist eine Identifikation der Phasensprünge mit der zeitlichen Entwicklung und die Überführung in eine Driftkurve mit kontinuierlich zunehmender Länge nicht möglich und könnte höchstens unter willkürlichen Annahmen durchgeführt werden, so daß eine glaubwürdige Untersu-

Komp.	$a_0 [^\circ]$	$\sigma_0 [^\circ]$	$a_1 [^\circ/d]$	$\sigma_1 [^\circ/d]$	$a_2 [^\circ/d^2]$	$\sigma_2 [^\circ/d^2]$	Fehler [ $^\circ$ ]
$B_{z,max}$	202.69	15.4	$9.549 \cdot 10^{-2}$	$4.04 \cdot 10^{-2}$	$1.237 \cdot 10^{-3}$	$2.46 \cdot 10^{-5}$	65.3
$B_{z,min}$	207.97	17.3	$8.875 \cdot 10^{-2}$	$4.44 \cdot 10^{-2}$	$1.235 \cdot 10^{-3}$	$2.67 \cdot 10^{-5}$	70.0
$ B _{max}$	267.34	13.7	$-9.606 \cdot 10^{-2}$	$3.82 \cdot 10^{-2}$	$1.351 \cdot 10^{-3}$	$2.38 \cdot 10^{-5}$	66.6
$ B _{min}$	320.75	14.0	$-21.187 \cdot 10^{-2}$	$3.89 \cdot 10^{-2}$	$1.427 \cdot 10^{-3}$	$2.41 \cdot 10^{-5}$	66.6

Tabelle 4.1: Koeffizienten  $a_i$ , deren Standardabweichung  $\sigma_i$  und der Standardfehler für die Anpassung einer quadratischen Funktion an die beobachtete Längendrift.

chung der Längendrift und der Anpassung geeigneter Funktionen für diese Komponenten nicht sinnvoll ist.

Für die Koeffizienten  $a_i$  und deren Standardabweichung  $\sigma_i$  erhält man für die verwendeten Driftkurven die in Tabelle 4.1 angegebenen Werte inklusive des Standardfehlers für die Residuen aus jeweils beobachteter Drift und angepasstem Polynom (Abb. 4.8 und Abb. 4.9).

Die an die kontinuierliche Driftkurve angepassten Polynome 2. Grades in Abb. 4.8 und Abb. 4.9 zeigen sowohl für die Maxima als auch für die Minima einen plausiblen Verlauf im direkten Vergleich mit den Datenpunkten. Die Anpassung zeigt aber im Zeitraum bis etwa 300 Tage nach dem 01.07.2004 eine bessere Anpassung für die Extrema des Magnetfeldbetrages als für die Extrema der  $B_z$ -Komponente. Betrachtet man die Residuen aus der beobachteten Drift und den angepaßten Polynomen, so kann man die Qualität der Anpassung an Hand von verbliebenen systematischen Trends im Verlauf der Residuen bewerten. Das Residuum aus dem Verlauf der Maxima des Magnetfeldbetrages und dem daran angepaßten Polynom zeigt keinen erkennbaren systematischen Trend mehr, was darauf hindeutet, daß die angepasste Kurve die Entwicklung der Drift für die Maxima des Magnetfeldbetrages gut wiedergibt. Eine ähnliche Entwicklung erhält man für das Residuum aus der Driftkurve für die Minima und dem zugehörigen angepassten Polynom. Wieder weist die Verteilung der Datenpunkte keinen systematischen Trend oder deutlich erkennbare Strukturen mehr auf.

Die Residuen aus den Driftkurven für die Maxima und Minima der  $B_z$ -Komponente zeigen noch eine verbleibende Struktur, die darauf hindeutet, daß die Beschreibung durch das angepaßte Polynom 2. Grades nicht ausreichend ist. Die Abweichungen der Datenpunkte von den angepaßten Polynomen für den Anfang des Zeitintervalls waren bereits in der gemeinsamen Darstellung der Datenpunkte mit der Ausgleichskurve zu beobachten. Die Residuen zeigen sowohl für die Minima als auch für die Maxima der  $B_z$ -Komponente zunächst eine lineare Abnahme ausgehend von etwa  $180^\circ$  am Anfang des Datenintervalls nach  $-135^\circ$  bei etwa 700 Tagen nach dem 01.07.2004. Danach zeigen die Datenpunkte erneut eine leichte Drift von etwa  $+90^\circ$  bis  $-90^\circ$  im Zeitintervall von 700 Tagen bis 1050 Tagen nach dem 01.07.2004, die für die Minima der  $B_z$ -Komponente etwas stärker ausgeprägt ist, als für die Residuen der Maxima. Diese systematische Entwicklung des Residuums kann z.B. darauf hindeuten, daß der Drift der Datenpunkte noch eine weitere langperiodische Zeitentwicklung überlagert ist.

Die Betrachtung der Residuen für die Anpassung an die Extrema der  $B_z$ -Komponente

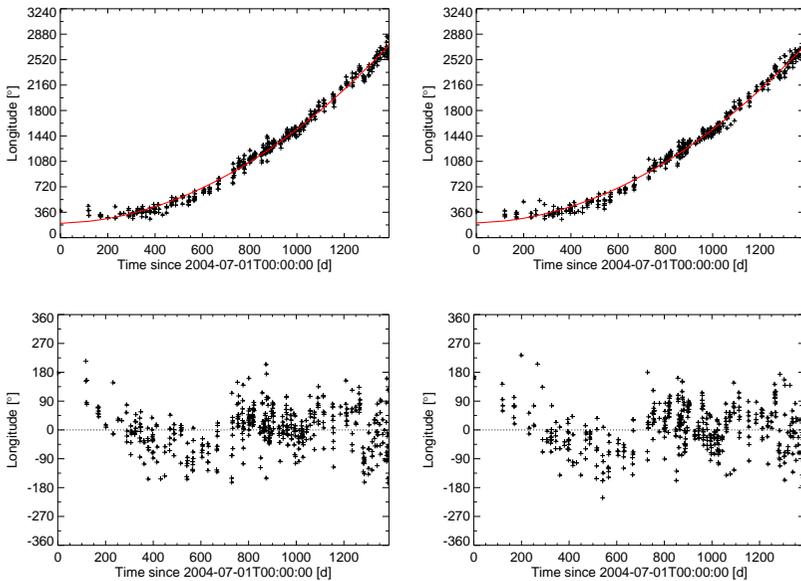


Abbildung 4.8: Die obere Zeile zeigt die kontinuierliche Längendrift und das angepasste Polynom 2. Grades (rote Linie) für die Maxima (links) und Minima (rechts) der  $B_z$ -Komponente der Magnetfeldoszillation im Beobachtungszeitraum vom 01.07.2004 bis zum 30.04.2008. Die untere Zeile zeigt die Differenz aus beobachteter Längendrift und angepasstem Polynom für die Maxima (links) und die Minima (rechts) der  $B_z$ -Komponente

motiviert dazu, eine weitere Anpassung mit Polynomen höheren Grades durchzuführen und eine mögliche Verbesserung der Beschreibung zu erreichen, die sich in einer unsystematischen Streuung der Datenpunkte um die angepasste Funktion äußern sollte.

Die gefundenen Parameter für die Extrema der  $B_z$ -Komponente sind jeweils miteinander vergleichbar, wobei zu beachten ist, daß die linearen Koeffizienten  $a_1$  und die zugehörigen Standardabweichungen  $\sigma_1$  in der gleichen Größenordnung liegen. Relevant für die zeitliche Entwicklung der Rotationsperiode hingegen sind die quadratischen Koeffizienten  $a_2$  der angepassten Funktionen. Diese liegen für beide betrachteten Komponenten und Extrema in einer vergleichbaren Größenordnung und haben zugehörige Standardabweichungen, die ebenfalls miteinander vergleichbar und zwei Größenordnungen kleiner als die Koeffizienten sind. Die Anzahl der Dezimalstellen der Koeffizienten geben hier und im folgenden nicht die Genauigkeit der ermittelten Koeffizienten wieder, sondern sollen veranschaulichen, ab welcher Stelle die Parameter signifikante Abweichungen voneinander aufweisen.

Aus der zeitlichen Ableitung der Driftkurve, der zugrundeliegenden Rotationsperiode und dem in Abschnitt 3.3 vorgestellten Verfahren erhält man für jede der angepassten

#### 4.1 Korrektur des kronographischen Längensystems

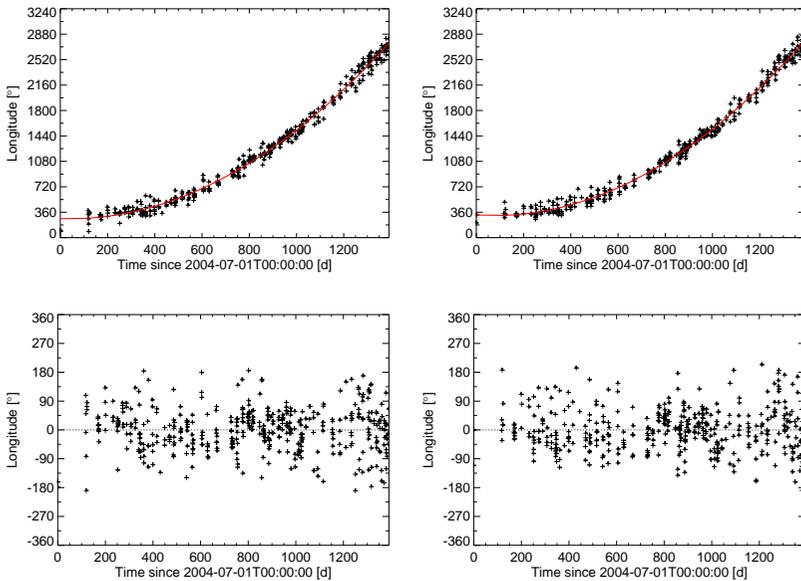


Abbildung 4.9: Die obere Zeile zeigt die kontinuierliche Längendrift und das angepasste Polynom 2. Grades (rote Linie) für die Maxima (links) und Minima (rechts) der Oszillation des Magnetfeldbetrages im Beobachtungszeitraum vom 01.07.2004 bis zum 30.04.2008. Die untere Zeile zeigt die Differenz aus beobachteter Längendrift und angepasstem Polynom für die Maxima (links) und die Minima (rechts) des Magnetfeldbetrages.

Komp.	$\omega_{2004} [^{\circ}/d]$	$\omega_{2008} [^{\circ}/d]$	$T_{2004} [s]$	$T_{2008} [s]$
$B_{z,max}$	$9.2710 \cdot 10^{-3}$	$9.2312 \cdot 10^{-3}$	38830	38998
$B_{z,min}$	$9.2711 \cdot 10^{-3}$	$9.2313 \cdot 10^{-3}$	38830	38997
$ B _{max}$	$9.2732 \cdot 10^{-3}$	$9.2297 \cdot 10^{-3}$	38821	39004
$ B _{min}$	$9.2746 \cdot 10^{-3}$	$9.2286 \cdot 10^{-3}$	38815	39009

Tabelle 4.2: Rotationsraten  $\omega$  und Rotationsperioden  $T$  zu Beginn (01.07.2004) und am Ende (30.04.2008) des untersuchten Zeitintervalls als Ergebnis der Anpassung einer quadratischen Funktion an die beobachtete Längendrift.

Driftkurven eine variable, linear mit der Zeit zunehmende magnetosphärische Rotationsperiode, die im Zeitraum vom 01.07.2004 bis zum 30.04.2008 zwischen den in Tabelle 4.2 angegebenen Rotationsperioden bzw. -raten variiert.

In Abb. 4.10 ist der zeitliche Verlauf für die variablen Rotationsperioden, die sich aus der Anpassung von Polynomen 2. Grades an die Driftkurven ergeben dargestellt. Die abgebildeten Rotationsperioden für die Minima (rot gestrichelte Kurve) und die Maxima (rote durchgängige Kurve) der  $B_z$ -Komponente sind in der graphischen Darstellung nicht

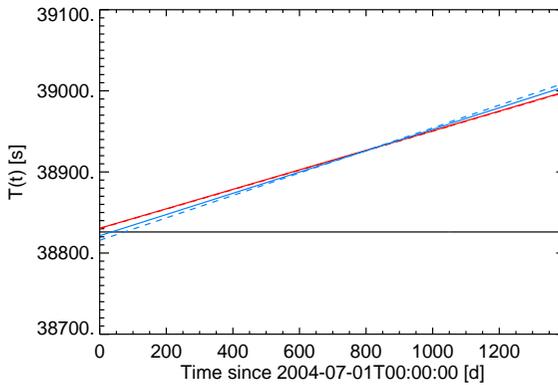


Abbildung 4.10: Entwicklung der Rotationsperiode im Zeitraum vom 01.07.2004 bis zum 30.04.2008 auf Grundlage eines Polynoms 2. Grades für die Maxima (durchgezogene rote Linie) und die Minima (gestrichelte rote Linie) der  $B_z$ -Komponente und für die Maxima (durchgezogene blaue Linie) und die Minima (gestrichelte blaue Linie) des Magnetfeldbetrages. Zur Orientierung ist die von Giampieri et al. (2006) ermittelte Rotationsperiode (durchgezogene schwarze Linie) aufgetragen. Die offizielle Rotationsperiode der IAU liegt mit  $T = 38362$  s außerhalb des abgebildeten Bereiches.

unterscheidbar, was im Vergleich mit den in Tab. 4.2 angegebenen Werten bereits ersichtlich ist. Die von Giampieri et al. bestimmte Rotationsperiode (schwarze durchgängige Linie) ist in Abb. 4.10 zur Orientierung ebenfalls wiedergegeben. Die zeitliche Entwicklung der variablen Rotationsperiode auf Grundlage des Magnetfeldbetrages zeigt einen qualitativ vergleichbaren Verlauf, wobei die Minima (blaue durchgängige Linie) und die Maxima (blaue unterbrochene Linie) unterscheidbar bleiben. Alle linearen Verläufe schneiden sich etwa 775 Tage nach dem Beginn des Zeitintervalls, also am 15.08.2006. Die hier bestimmten Kurven für die lineare zeitliche Entwicklung schneiden die von Giampieri et al. bestimmte Rotationsperiode zu Beginn des Zeitintervall bei etwa 50 Tagen für die Maxima des Magnetfeldbetrages und bei etwa 75 Tagen für die Minima des Magnetfeldbetrages nach dem 01.07.2004, also am 12.01.2005, 20.08.2004 und am 14.09.2004 für die Extrema der  $B_z$ -Komponente. Giampieri et al. haben für ihre Untersuchung Magnetfelddaten vom 01.07.2004 bis zum 15.08.2005 herangezogen und geben für ihren gefundenen Wert von  $T = 38826$  s einen Standardfehler von  $\Delta T = \pm 40$  s an. Dieses Zeitintervall entspricht auf der hier verwendeten Zeitachse dem Bereich vom Anfang bis 438 Tage nach dem 01.07.2004. Im gleichen Zeitraum entwickeln sich die abgeleiteten Rotationsperioden von  $38830$  s –  $38880$  s für die Minima und Maxima der  $B_z$ -Komponente, von  $38815$  s –  $38872$  s für die Minima des Magnetfeldbetrages und von  $38821$  s –  $38875$  s für dessen Maxima. Damit liegen die hier ermittelten zeitlichen Entwicklungen weitgehend innerhalb der von Giampieri et al. angegebenen Fehlergrenzen. Betrachtet man die lineare Entwicklung nur bis zum 30.04.2005, so liegen alle durch Analyse des Magnetfeldes gewonnenen

Rotationsperioden innerhalb der von Giampieri et al. angegebenen Fehlergrenzen.

### Anpassung durch Polynome 3. Grades

Analog zu dem oben durchgeführten Verfahren kann man Polynome höheren Grades an die Driftkurven anpassen. Da die Anpassung der Driftkurven durch eine quadratische Funktion eine lineare zeitliche Entwicklung der Rotationsperiode beschreibt, die kontinuierliche steigt bzw. fällt, erscheint es sinnvoll eine alternative Anpassung durch ein Polynom höheren Grades durchzuführen, um auch Richtungsänderungen in der hieraus abgeleiteten Zeitentwicklung der Rotationsperiode zuzulassen. Für ein Polynome 3. Grades der Form

$$\lambda_{\text{Drift},3}(t) = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3 \quad (4.2)$$

erhält man die in Tabelle 4.3 angegebenen Koeffizienten.

Die Längendrift der Extrema und das jeweils an die Driftkurve angepaßte Polynom 3. Grades ist für die Extrema der  $B_z$ -Komponente in Abb. 4.11 und für die Extrema des Magnetfeldbetrages in Abb. 4.12 zusammen mit den Residuen aus beobachteter Driftkurve und angepaßter Funktion abgebildet.

Die an die Driftkurven angepaßten Polynome 3. Grades zeigen erneut eine gute Übereinstimmung mit dem Verlauf der Datenpunkte für die Minima und Maxima der  $B_z$ -Komponente und des Magnetfeldbetrages. Für die Extrema des Magnetfeldbetrages zeigt der Verlauf der angepaßten Kurven keine systematische Verbesserung oder erkennbare Veränderung gegenüber der Anpassung durch ein Polynom 2. Grades, was schon durch die fehlende Struktur in den Residuen für die Anpassung durch das Polynom 2. Grades vermutet werden konnte. Das Residuum aus Längenpositionen und angepaßtem Polynom zeigt keine systematische Struktur mehr und weicht im Vergleich zum Residuum für die Polynome 2. Grades nur kaum erkennbar hiervon ab.

Für die Extrema der  $B_z$ -Komponente des Magnetfeldes hingegen führt die Anpassung durch ein Polynom 3. Grades zu einem verbesserten Verlauf der Ausgleichskurve. Zu Beginn des betrachteten Zeitintervalls werden die Längenpositionen sowohl für die Maxima als auch für die Minima gut durch den Verlauf des Polynoms wiedergegeben und zeigen eine deutlichere Übereinstimmung als bei der Beschreibung durch quadratische Funktionen. Dieser Eindruck wird durch Betrachtung des Residuums aus Datenpunkten und angepaßten Polynomen im wesentlichen bestätigt. Am Anfang des Zeitintervalls streuen die gemessenen Längenpositionen gleichmäßig um die jeweils angepaßte Kurve. Zwischen 750 Tagen und 1050 Tagen nach dem 01.07.2004 zeigen beide Residuen erneut einen scheinbar linearen Trend, entlang dessen die Datenpunkte der Residuen von Anfangs etwa  $90^\circ$  bis zu  $-90^\circ$  gegenüber der Nulllinie verlaufen. Dies kann als Indiz dafür gewertet werden, daß auch ein Polynom 3. Grades die Längendrift der Extrema der  $B_z$ -Komponente nicht vollständig beschreibt und der gefundenen Anpassung evtl. eine periodische Variation überlagert ist. Eine Anpassung einer periodischen Funktion an die verbliebenen Residuen lieferte auf Grund der starken Streuung der einzelnen Datenpunkte keine stabilen

#### 4 Datenauswertung und Ergebnisse

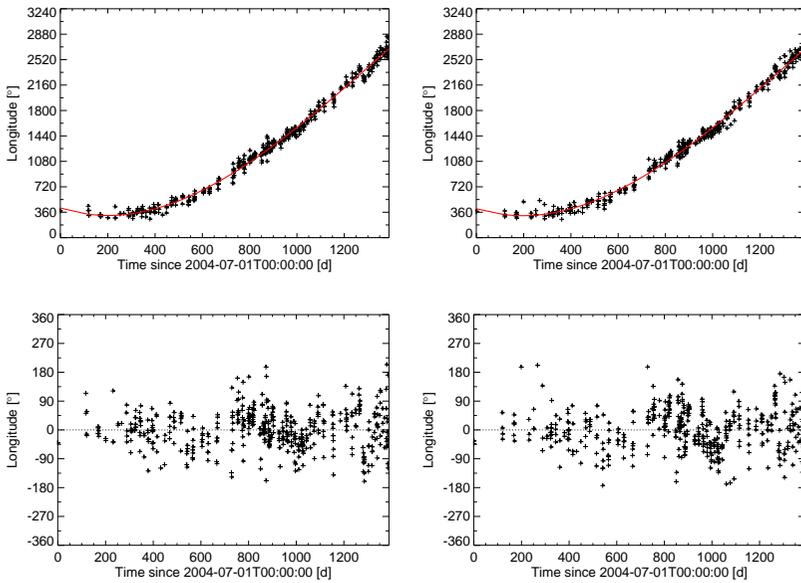


Abbildung 4.11: Die obere Zeile zeigt die kontinuierliche Längendrift und das angepasste Polynom 3. Grades (rote Linie) für die Maxima (links) und Minima (rechts) der  $B_z$ -Komponente der Magnetfeldoszillation im Beobachtungszeitraum vom 01.07.2004 bis zum 30.04.2008. Die untere Zeile zeigt die Differenz aus beobachteter Längendrift und angepasstem Polynom für die Maxima (links) und die Minima (rechts) der  $B_z$ -Komponente

Komp.	$a_0 [^\circ]$	$\sigma_0 [^\circ]$	$a_1 [^\circ/d]$	$\sigma_1 [^\circ/d]$	$a_2 [^\circ/d^2]$	$\sigma_2 [^\circ/d^2]$	$a_3 [^\circ/d^3]$	$\sigma_3 [^\circ/d^3]$	Fehler [°]
$B_{z,max}$	418.9	25.3	-1.085	0.121	$2.934 \cdot 10^{-3}$	$1.672 \cdot 10^{-4}$	$-7.095 \cdot 10^{-7}$	$6.93 \cdot 10^{-8}$	59.2
$B_{z,min}$	409.3	26.5	-1.040	0.126	$2.873 \cdot 10^{-3}$	$1.743 \cdot 10^{-4}$	$-6.867 \cdot 10^{-7}$	$7.24 \cdot 10^{-8}$	64.1
$ B _{max}$	272.1	23.2	-0.124	0.118	$1.393 \cdot 10^{-3}$	$1.692 \cdot 10^{-4}$	$-1.812 \cdot 10^{-8}$	$7.19 \cdot 10^{-8}$	66.7
$ B _{min}$	347.9	23.8	-0.372	0.120	$1.666 \cdot 10^{-3}$	$1.715 \cdot 10^{-4}$	$-1.021 \cdot 10^{-7}$	$7.24 \cdot 10^{-8}$	66.6

Tabelle 4.3: Koeffizienten  $a_i$ , deren Standardabweichung  $\sigma_i$  und der Standardfehler für die Anpassung eines Polynoms 3. Grades an die beobachtete Längendrift.

Ergebnisse und wurde daher nicht weiter verfolgt.

Die Koeffizienten für die Anpassung an die Extrema der  $B_z$ -Komponente liegen für das Polynom 3. Grades jeweils bei vergleichbaren Werten. Die Koeffizienten für die Anpassung der Extrema des Magnetfeldbetrages weichen sowohl im direkten Vergleich als auch im Vergleich mit den Koeffizienten der  $B_z$ -Komponente deutlich voneinander ab.

Wird die Driftkurve durch ein Polynom 2. Grades angepasst, so lassen sich die daraus resultierenden Rotationsraten wegen  $\omega = d\lambda/dt$  noch durch zwei Referenzwerte am Anfang und am Ende des Beobachtungszeitraums in einer übersichtlichen Tabelle angeben.

## 4.1 Korrektur des kronographischen Längensystems

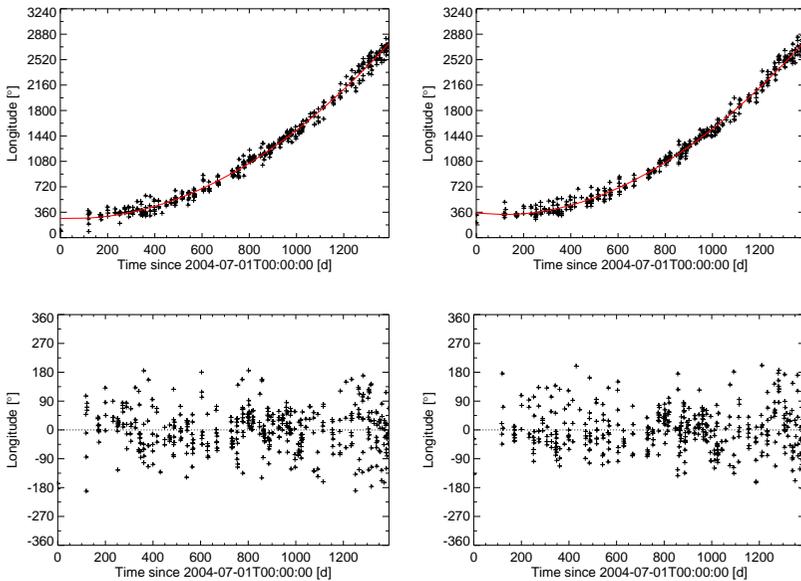


Abbildung 4.12: Die obere Zeile zeigt die kontinuierliche Längendrift und das angepasste Polynom 3. Grades (rote Linie) für die Maxima (links) und Minima (rechts) der Oszillation des Magnetfeldbetrages im Beobachtungszeitraum vom 01.07.2004 bis zum 30.04.2008. Die untere Zeile zeigt die Differenz aus beobachteter Längendrift und angepasstem Polynom für die Maxima (links) und die Minima (rechts) des Magnetfeldbetrages.

Für Polynome 3. Grades ergeben sich im Beobachtungszeitraum vom 01.07.2004 bis zum 20.04.2008 die in Abb. 4.13 dargestellten Verläufe für die variable Rotationsperiode.

Die aus den Polynomen 3. Grades abgeleiteten Rotationsperioden sind in Abb. 4.13 wieder gemeinsam für die Maxima (rote durchgängige Linie) und die Minima (rote gestrichelte Linie) der  $B_z$ -Komponente und für die Maxima (blaue durchgängige Linie) und die Minima (blaue gestrichelte Linie) des Magnetfeldbetrages wiedergegeben. Aus den Ableitungen der Polynome 3. Grades ergeben sich entsprechend quadratische Zusammenhänge der zeitlichen Entwicklung. Die von Giampieri et al. gefundene Rotationsperiode ist erneut zur Orientierung mit aufgetragen. Die durch die IAU definierte Rotationsperiode ist hingegen nicht mit in dieses Diagramm aufgenommen, da die resultierende Skalierung der Ordinate eine Unterscheidung der Kurvenverläufe nicht mehr zulassen würde.

Die für die Längenentwicklung der Minima und Maxima der  $B_z$ -Komponente bestimmten Rotationsperioden zeigen eine deutliche Krümmung und sind wie im Fall der linearen Zeitentwicklung kaum unterscheidbar. Die Rotationsperioden entwickeln sich im Zeitraum vom 01.07.2004 bis zum 30.04.2008 von  $T = 38776 \text{ s} - 38970 \text{ s}$  für die Maxima der  $B_z$ -Komponente und von  $T = 38774 \text{ s} - 38970 \text{ s}$  für die Minima der  $B_z$ -Komponente. Der

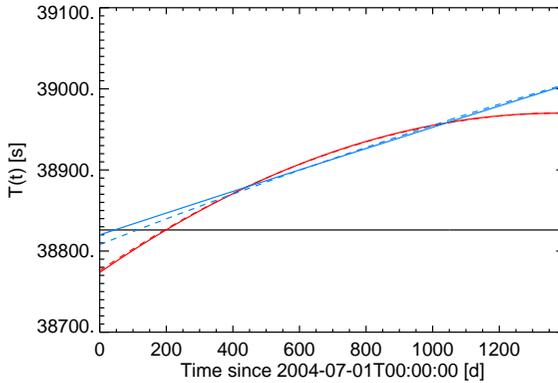


Abbildung 4.13: Entwicklung der Rotationsperiode im Zeitraum vom 01.07.2004 bis zum 30.04.2008 auf Grundlage eines Polynoms 3. Grades für die Maxima (durchgezogene rote Linie) und die Minima (gestrichelte rote Linie) der  $B_z$ -Komponente und für die Maxima (durchgezogene blaue Linie) und die Minima (gestrichelte blaue Linie) des Magnetfeldbetrages. Zur Orientierung ist die von Giampieri et al. (2006) ermittelte Rotationsperiode (durchgezogene schwarze Linie) aufgetragen. Die offizielle Rotationsperiode der IAU liegt mit  $T = 38862$  s außerhalb des abgebildeten Bereiches.

von Giampieri et al. angegebene Wert wird somit durch die quadratische Beschreibung der Rotationsperioden mit den  $B_z$ -Komponenten erfasst. Im Zeitintervall vom 10.08.2004 bis zum 15.07.2005 liegen die ermittelten Rotationsperioden für die Extrema der  $B_z$ -Komponente innerhalb des Fehlerbereichs von  $\Delta T = \pm 40$  s um den von Giampieri et al. (2006) gefundenen Wert ( $T = 38826$  s).

Die jeweiligen Entwicklungen der Rotationsperiode auf Grundlage der Extrema des Magnetfeldbetrages weisen keine vergleichbare Krümmung auf; ihr Verlauf bleibt durch die im Vergleich mit der  $B_z$ -Komponente deutlich kleineren Koeffizienten  $a_3$  (vgl. Tab. 4.3) nahezu linear. Dies ist nicht erstaunlich, wenn man sich erinnert, daß die Anpassung des Polynoms 3. Grades an die Driftkurven keine signifikante Veränderung bewirkt hat. Die Rotationsperioden entwickeln sich im Zeitraum vom 01.07.2004 bis zum 30.04.2008 von  $T = 38820$  s – 39005 s für die Maxima und von  $T = 38808$  s – 39006 s für die Minima des Magnetfeldbetrages. Dabei werden die beiden stärker gekrümmten Kurven für die  $B_z$ -Komponente in der Umgebung um den 18.09.2005 bei etwa  $T = 38879$  s und um den 04.05.2007 bei etwa  $T = 38957$  s geschnitten. Der Verlauf der Rotationsperiode für den Magnetfeldbetrag liegt dabei innerhalb des Zeitraumes vom 01.07.2004 bis zum 01.07.2005 fast vollständig in dem von Giampieri et al. (2006) angegebenen Fehlerintervall.

Die Residuen aus beobachteten Extrema und angepaßten Polynomen 3. Grades zeigen sowohl für die Maxima und Minima der  $B_z$ -Komponente als auch für die Minima und Maxima des Magnetfeldbetrages keinen systematischen Trend mehr und sind sowohl für die Anpassung durch ein Polynom 2. Grades als auch durch ein Polynom 3. Grades

qualitativ vergleichbar. Daher erscheint es an dieser Stelle nicht sinnvoll auch noch Polynome höheren Grades anzupassen. Mit viel Vorstellungskraft kann man in den Residuen möglicherweise noch einen periodischen Verlauf um die Nulllinie mit einer Periode von etwa 500 d ausmachen, der durch die starke Streuung der beobachteten Längen aber nicht deutlich hervortritt.

Die Längendrift der Extrema der langperiodischen Oszillationen des Saturnmagnetfeldes beschreiben einen Trend, der darauf hindeutet, daß das magnetosphärische Längensystem nicht starr mit dem Planeten rotiert bzw. in Abhängigkeit vom radialen Abstand vom Planeten auf bestimmte Weise subkorrotiert, sondern eine zeitliche Variabilität aufweist. Diese zeitliche Variabilität wurde im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal auf Grundlage von Magnetfeldmessungen untersucht und beschrieben. Auf Basis der gefundenen systematischen Drift und der daraus bestimmten variablen Rotationsperiode kann nun ein alternatives zeitlich variables Längensystem konstruiert werden, in dem physikalische Phänomene wie z.B. das räumliche Auftreten von Wellenereignissen innerhalb der Saturnmagnetosphäre eingeordnet werden können.

Neben Giampieri et al. (2006), dessen bereits diskutierte Untersuchungen zu einer konstanten magnetosphärischen Rotationsperiode führten, die bei entsprechender Längenkorrektur Punkte fester Phase der zugrundegelegten Magnetfeldoszillation zwar systematisch anordnen, aber eine klare Längendrift zeigen, wurde von Kurth et al. (2007) eine zeitliche Veränderung in der Periodizität der Kilometerstrahlung (SKR) beobachtet. Zeitgleich zur vorliegenden Analyse haben Kurth et al. (2007) eine feste Periode an die periodisch auftretenden Intensitätsmaxima der SKR angepasst, so daß die Quelle der SKR bei einer festen kronographischen Länge zu finden sein sollte. Dabei konnten Kurth et al. ebenfalls eine systematische Drift der als längenfixiert angenommenen SKR-Quelle feststellen. An diese Driftkurve der kronographischen Länge der SKR-Quelle haben Kurth et al. (2007) ebenfalls ein Polynom 3. Grades (SLS2-System) angepaßt und erhalten die in Tabelle 4.4 aufgeführten Koeffizienten. Die von Kurth et al. (2007) gefundenen Koeffizienten sind nicht direkt mit den in dieser Arbeit bisher bestimmten Parametern vergleichbar, da erstere den 01.01.2004, 12 Uhr als Referenzzeitpunkt verwenden. Dieses Vorgehen beruht darauf, daß die SKR schon aus großer Entfernung bei Annäherung an den Saturn gemessen werden kann (vgl. Galopeau und Lecacheux 2000) und Meßwerte der SKR schon deutlich vor dem Einschub in eine stationäre Umlaufbahn um den Saturn vorliegen, während das Magnetfeld des Saturn nur in-situ durch den Satelliten gemessen werden kann. Um die Ergebnisse von Kurth et al. mit denen dieser Arbeit vergleichen zu können, wurden die Driftkurven der Extrema der Magnetfeldoszillationen erneut durch Polynome 3. Grades mit dem Referenzzeitpunkt  $t_0=01.01.2004, 12 \text{ Uhr}$  angepasst. Die Koeffizienten dieser Anpassung sind ebenfalls in Tabelle 4.4 zum direkten Vergleich aufgeführt.

Der Vergleich der relevanten Koeffizienten in 4.4 zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den von Kurth et al. gefundenen Werten und den Koeffizienten, die mit der Längendrift in der  $B_z$ -Komponente gewonnen wurden. Die Koeffizienten, die aus den Oszillationen des Magnetfeldbetrages bestimmt wurden, zeigen weder eine Übereinstimmung mit den Parametern von Kurth et al. noch mit denen der  $B_z$ -Komponente. Die aus den

#### 4 Datenauswertung und Ergebnisse

Komp.	$a_0 [^\circ]$	$\sigma_0 [^\circ]$	$a_1 [^\circ/d]$	$\sigma_1 [^\circ/d]$	$a_2 [^\circ/d^2]$	$\sigma_2 [^\circ/d^2]$	$a_3 [^\circ/d^3]$	$\sigma_3 [^\circ/d^3]$	Fehler [°]
SLS2	87.77	10.1	-2.527	0.009	$3.041 \cdot 10^{-3}$	$2.17 \cdot 10^{-4}$	$-7.913 \cdot 10^{-7}$	$1.47 \cdot 10^{-7}$	-
$B_{z,max}$	717.71	52.3	-2.223	0.187	$3.321 \cdot 10^{-3}$	$2.04 \cdot 10^{-4}$	$-7.095 \cdot 10^{-7}$	$6.93 \cdot 10^{-8}$	59.2
$B_{z,min}$	697.86	54.4	-2.153	0.195	$3.248 \cdot 10^{-3}$	$2.13 \cdot 10^{-4}$	$-6.867 \cdot 10^{-7}$	$7.23 \cdot 10^{-8}$	64.1
$ B _{max}$	340.92	49.7	-0.633	0.185	$1.403 \cdot 10^{-3}$	$2.08 \cdot 10^{-4}$	$-1.812 \cdot 10^{-8}$	$7.19 \cdot 10^{-8}$	66.7
$ B _{min}$	471.39	50.7	-0.988	0.188	$1.721 \cdot 10^{-3}$	$2.11 \cdot 10^{-4}$	$-1.021 \cdot 10^{-7}$	$7.24 \cdot 10^{-8}$	66.6

Tabelle 4.4: Koeffizienten  $a_i$ , deren Standardabweichung  $\sigma_i$  und der Standardfehler für die Anpassung eines Polynoms 3. Grades an die beobachtete Längendrift der SKR-Quelle nach Kurth et al. (2007) (SLS2) und an die Extrema der Magnetfeldoszillationen bezogen auf den Referenzzeitpunkt am 01.01.2004.

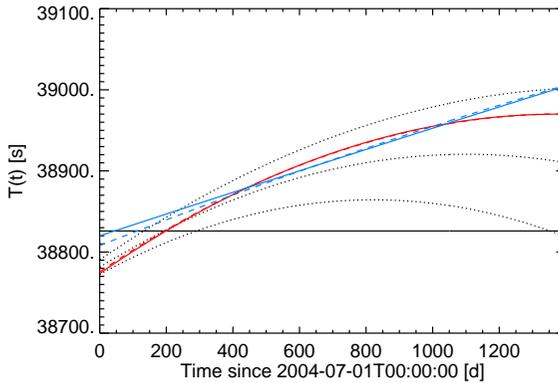


Abbildung 4.14: Entwicklung der Rotationsperiode im Zeitraum vom 01.07.2004 bis zum 20.04.2008 auf Grundlage von Polynomen 3. Grades für die Maxima (durchgezogene rote Linie) und die Minima (gestrichelte rote Linie) der  $B_z$ -Komponente und für die Maxima (durchgezogene blaue Linie) und die Minima (gestrichelte blaue Linie) des Magnetfeldbetrages. Die gepunkteten Linien geben den Verlauf der Rotationsperiode für die von Kurth et al. (2007) bestimmten Parameter des SLS2 Systems und den erwarteten Standardfehler wieder. Zur Orientierung ist die von Giampieri et al. (2006) ermittelte Rotationsperiode (durchgezogene schwarze Linie) aufgetragen. Die offizielle Rotationsperiode der IAU liegt mit  $T = 38362$  s außerhalb des abgebildeten Bereiches.

angepaßten Polynomen resultierenden variablen Rotationsperioden sind erneut für den Beobachtungszeitraum vom 01.07.2004 bis zum 20.04.2008 in Abb. 4.14 zum direkten Vergleich gemeinsam aufgetragen.

Die auf Grundlage des Längensystems von Kurth et al. (2007) abgeleitete zeitliche Entwicklung der Rotationsperiode und deren Fehlergrenzen sind in Abb. 4.14 durch schwarze gepunktete Linien wiedergegeben. In dieser Darstellung zeigt sich deutlich, daß die aus der Längendrift der Extrema der  $B_z$ -Komponente des Magnetfeldes gewonnene Rotationsperiode vollständig innerhalb des Bereiches liegt, der durch die Parameter nach Kurth et al. und deren Fehlergrenzen beschrieben wird. Bemerkenswert ist, daß etwa 200 Tage nach

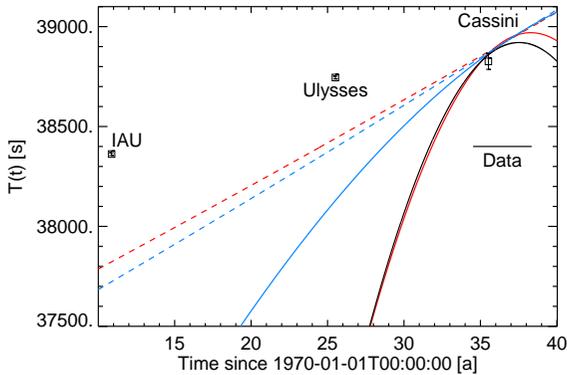


Abbildung 4.15: Extrapolierte Entwicklung der Rotationsperiode im Zeitraum vom 01.01.1970 bis zum 01.01.2010 auf Grundlage von Polynomen 3. Grades für die Maxima (durchgehende rote Linie) und die Minima (durchgehende blaue Linie) der  $B_2$ -Komponente und für die von Kurth et al. (2007) bestimmten Parameter des SLS2 Systems (durchgehende schwarze Linie). Die unterbrochenen Linien geben den extrapolierten Verlauf für eine lineare Entwicklung für die Maxima (rot) und Minima (blau) der  $B_2$ -Komponente wieder. Der durch Messungen von CASSINI abgedeckte Zeitbereich ist durch das Intervall DATA gekennzeichnet. Die von Desch und Kaiser (1981), Galopeau und Lecacheux (2000) und Giampieri et al. (2006) ermittelten Rotationsperioden sind in der Mitte ihrer jeweiligen Beobachtungszeiträume aufgetragen.

dem nominalen Missionsbeginn (SOI) am 01.07.2004, also um den 17.01.2005, sowohl die Kurve nach Kurth et al. als auch beide Kurven für die Extrema der  $B_2$ -Komponente mit der von Giampieri et al. beschriebenen konstanten Rotationsperiode zusammenfallen.

Zusätzlich zur Darstellung der ermittelten Rotationsperioden im Beobachtungszeitraum können die gewonnenen variablen Rotationsperioden auch in die Vergangenheit extrapoliert werden, um einen Eindruck zu gewinnen, wie sich die variablen Rotationsperioden innerhalb des auf Messung der SKR-Periode zuerst gefundenen (Desch und Kaiser 1981), der ersten Beobachtung einer Variation mit ULYSSES durch Galopeau und Lecacheux (2000) und dem von Giampieri et al. (2006) gefundenen Wert einordnen. Diese Referenzwerte sind zum Zeitpunkt ihrer Messung in Abb. 4.15 zusammen mit den extrapolierten Rotationsperioden für die Extrema der  $B_2$ -Komponente aufgetragen. Die gestrichelten Linien zeigen den Verlauf für eine quadratische Anpassung der Maxima (rot) und der Minima (blau) der  $B_2$ -Komponente des Magnetfeldes. Setzt man die aus der quadratischen Anpassung resultierende lineare Entwicklung der Rotationsperiode in die Vergangenheit fort, so erkennt man, daß die extrapolierten Rotationsperioden deutlich unterhalb der Periode von Desch und Kaiser (1981) oder der von Galopeau und Lecacheux (2000) beobachteten liegen würde, also eine deutlich zu schnelle Rotation in der Vergangenheit beschreiben würde.

Ein ähnliches Bild gibt die Extrapolation des zeitlichen Verlaufs für eine quadratische Zeitentwicklung der Rotationsperiode. Die durchgehenden Kurven geben den Verlauf einer extrapolierten Zeitentwicklung für die Maxima (rot) und Minima (blau) der  $B_z$ -Komponente, sowie den extrapolierten zeitlichen Verlauf der Kurve wieder, die aus den von Kurth bestimmten Parametern abgeleitet wurde (schwarze durchgehende Linie).

Vergleicht man diese Zeitentwicklung mit den in der Vergangenheit ermittelten Rotationsperioden, so ist unmittelbar festzustellen, daß die in die Vergangenheit extrapolierten Werte stets deutlich kleiner sind als innerhalb des zur Anpassung verwendeten Zeitintervalls und die Werte deutlich unterhalb der Kurven für eine lineare Zeitentwicklung liegen.

Vergleicht man die zeitliche Änderung der Rotationsperiode nach Kurth et al. mit den für die Maxima der  $B_z$ -Komponente bestimmten Werten, so liegen diese auch in der Vergangenheit nah beieinander, wobei die Kurve für die  $B_z$ -Komponente stets etwas kleinere Werte annimmt, während sie für Zeiten während der CASSINI-Mission etwa dem linearen Verlauf folgt und in die Zukunft (bis zum 01.01.2010) fortgesetzt wieder abnimmt; dies jedoch später und langsamer als der Verlauf nach den Parametern von Kurth et al..

Beide Kurven fallen jedoch von allen betrachteten Zeitverläufen am schnellsten ab, so daß ihre Fortsetzung in die Vergangenheit keine Werte liefert, die mit den Messungen von VOYAGER 1 im Jahr 1980 und von ULYSSES im Jahr 1995 verträglich sind. Die vorgeschlagene Anpassung für Polynome ist folglich nur für Zeiträume und Daten während der CASSINI-Mission verwendbar und muß für zukünftige Zeiträume mit erweiterter Datengrundlage neu angepaßt werden.

Da die variable Rotationsperiode, die mit einem Polynom 3. Grades für die Maxima der  $B_z$ -Komponente ermittelt wurde, die größte Übereinstimmung mit der bereits erfolgreich in der Magnetosphärenphysik verwendeten SKR-Periode nach Kurth et al. (2007) zeigt und innerhalb deren Fehlergrenzen liegt, werden nachfolgende Korrekturen des kronographischen Längensystems innerhalb der Saturnmagnetosphäre im weiteren Verlauf dieser Arbeit für die Parameter des an die Maxima der  $B_z$ -Komponente angepassten Polynoms 3. Grades durchgeführt.

Dieser Abschnitt zeigte, daß eine Korrektur des kronographischen Längensystems für die Saturnmagnetosphäre mit einer zeitveränderlichen Rotationsperiode (auf Grundlage von Magnetfeldmessungen) möglich ist. Diese Beschreibung liefert zum ersten Mal eine direkt auf Grundlage von Magnetfeldmessungen bestimmte zeitabhängige magnetosphärische Rotationsperiode. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind mit denen vergleichbar, die auf Grundlage einer zeitlich variablen SKR-Periode bestimmt wurden. Kurth et al. (2007) haben in ihren Untersuchungen Laufzeitkorrekturen mit einfließen lassen. Diese sind für große Entfernungen, also Zeiten weit vor dem Beginn der nominalen Missionsphase auf einer Saturnumlaufbahn wegen signifikanter Laufzeiten des Radiosignals zum Beobachter notwendig, können aber für Messungen entlang von Trajektorien um den Saturn vernachlässigt werden.

Eine analoge Laufzeitkorrektur für die magnetischen Signale wäre ebenfalls denkbar. Die Laufzeit für das magnetische Signal wäre dann durch den Ursprungsort der Magnetfeld-

störung, den radialen Verlauf der Alfvéngeschwindigkeit zwischen diesem Ursprungsort und dem Satelliten und der radialen Variation der azimuthalen Plasmageschwindigkeit innerhalb der Magnetosphäre bestimmt. Die Betrachtung einer solchen Laufzeitkorrektur kann vermutlich zu einer Reduktion der Streuung der Längenpositionen der Extrema für jeden einzelnen Orbit führen und so die Anpassung der Längendrift und den zugehörigen Standardfehler optimieren. Über die Lage der Störungsquelle können plausible Annahmen wie z.B. Lokalisierung bei  $r = 1 R_S$  gemacht werden, die radiale Variation der azimuthalen Plasmageschwindigkeit und die räumliche Verteilung der Plasmamassendichte sind derzeit nur unzureichend durch Messungen beschrieben. Eine derartige Laufzeitkorrektur wurde daher für die langperiodischen Variationen des Magnetfeldes nicht weiter verfolgt, da die azimuthale Plasmageschwindigkeit bisher nur modelliert wurde und die räumliche Variation der Alfvéngeschwindigkeit nicht ausreichend durch Messungen der Plasmazusammensetzung und deren Anzahl-dichte belegt ist.

## 4.2 Wellenereignisse

Um einen Überblick über die Wellenphänomene in der Saturnmagnetosphäre zu erhalten, wurden Magnetfeldmessungen des CASSINI-Satelliten im Zeitraum vom 1. Juli 2004 bis zum 15. März 2007 während des Aufenthalts des Satelliten innerhalb der Saturnmagnetosphäre untersucht (vgl. Abschnitt 3.1.3). Diese Daten umfassen die ersten 40 Umlaufbahnen von CASSINI um den Saturn.

Die Umlaufbahnen deckten dabei alle Lokalzeitbereiche mit einer erhöhten Aufenthaltsdauer in Bereich zwischen 18 Uhr und 06 Uhr auf der Nachtseite der Magnetosphäre ab. Die Häufigkeitsverteilung für die Aufenthaltsdauer des Satelliten innerhalb eines Lokalzeitbereiches während des oben angegebenen Beobachtungszeitraumes ist in Abb. 4.16 in einer Histogrammdarstellung mit einer Intervallbreite von 1 h aufgetragen.

In Abb. 4.17 ist die Überdeckung der magnetischen Elevation, die wegen der Parallelität von Rotations- und Dipolachse mit der kronographischen Breite übereinstimmt, durch den Satelliten dargestellt. Die Intervallbreite des Histogramms beträgt  $5^\circ$ . Während des Beobachtungszeitraumes befand sich der Satellit vorzugsweise in der Nähe des Äquators. Während etwa 80% der gesamten Aufenthaltsdauer liegen die Satellitenpositionen innerhalb eines Breitenbereiches von  $\pm 20^\circ$  um die Äquatorebene.

Die Häufigkeit mit der sich der Satellit bei einem radialen Abstand vom Planeten befindet ist in Abb. 4.18 für eine Intervallbreite von  $5 R_S$  dargestellt. Der Satellit hat während des untersuchten Zeitraumes radiale Abstände zwischen  $3 R_S$  und  $50 R_S$  eingenommen. Die Häufigkeitsverteilung zeigt dabei bevorzugte radiale Abstände im Bereich von  $15 R_S$  bis  $35 R_S$ . Daß die Aufenthaltsdauer für große radiale Abstände ebenfalls groß ist, ist eine direkte Konsequenz des zweiten Keplerschen Gesetzes, nach dem die Bahngeschwindigkeit mit zunehmendem Abstand sinkt und der Satellit so eine längere Zeit innerhalb eines entfernten Raumgebietes lokalisiert ist.

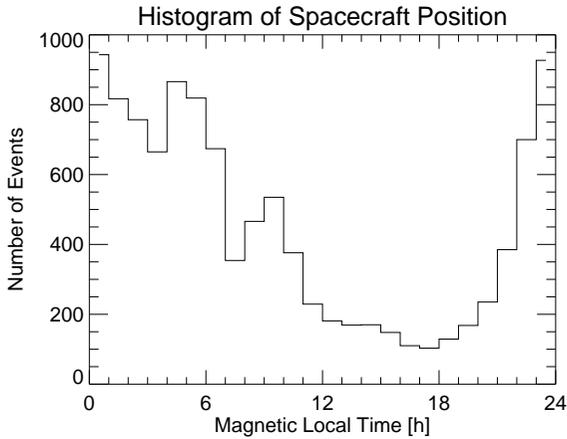


Abbildung 4.16: Lokalzeitverteilung der Aufenthaltsdauer des CASSINI-Satelliten in der Saturnmagnetosphäre vom 1. Juli 2004 bis zum 15. März 2007 mit einer Intervallbreite von 1 h. Ein Ereignis entspricht einer Aufenthaltsdauer von einer Stunde. Der Satellit befindet sich innerhalb dieses Zeitraumes bevorzugt auf der Nacht- und Morgenseite der Magnetosphäre, während der Nachmittags- und Abendsektor vergleichsweise selten frequentiert wird.

#### 4.2.1 Falluntersuchung an Wellenpaketen

Die typischen Eigenschaften von Fluktuationen des Saturnmagnetfeldes sollen nachfolgend an Hand einer exemplarischen Falluntersuchung dargestellt werden. Dazu werden Magnetfelddaten des CASSINI-Fluxgate-Magnetometers (vgl. Abschnitt 3.1.2) im Zeitraum vom 17.12.2004, 00 Uhr bis zum 21.12.2004, 06 Uhr mit einer Zeitauflösung von 1 min verwendet. Die Zeitauflösung ist im betrachteten Zeitintervall hoch genug, um die typischen Gyrationfrequenzen der Ionen der Wassergruppe  $W^+$  ( $OH^+$ ,  $H_2O^+$ ,  $H_3O^+$ ) bei den gegebenen Hintergrundmagnetfeldern aufzulösen. Die Magnitude des Hintergrundmagnetfeldes variiert für diesen Zeitraum zwischen 2 nT und 6 nT, so daß den  $W^+$ -Ionen Gyrationfrequenzen zwischen 1.7 mHz und 5.1 mHz zugeordnet werden können. Die Nyquist-Frequenz liegt bei einer Zeitauflösung von  $\Delta t = 60$  s bei  $f_{Nyq} = 8.3$  mHz, so daß sowohl die typischen Gyrationfrequenzen und der deutlich darunter liegende Frequenzbereich der magnetohydrodynamischen Wellen aufgelöst werden kann.

CASSINI befindet sich während des gesamten Zeitintervalls in einem Abstand von maximal  $6 R_S$  von der Äquatorebene auf der Morgenseite der Magnetosphäre (vgl. Abb. 4.19).

Der Satellit bewegt sich innerhalb dieses Zeitintervalls mit einer Geschwindigkeit von maximal  $6.5 \text{ km s}^{-1}$  radial vom Planeten weg und überstreicht dort den Lokalzeitbereich von 3 Uhr bis 6 Uhr in Abständen von etwa  $19 R_S$  bis  $42 R_S$ . Am Ende des Zeitintervalls

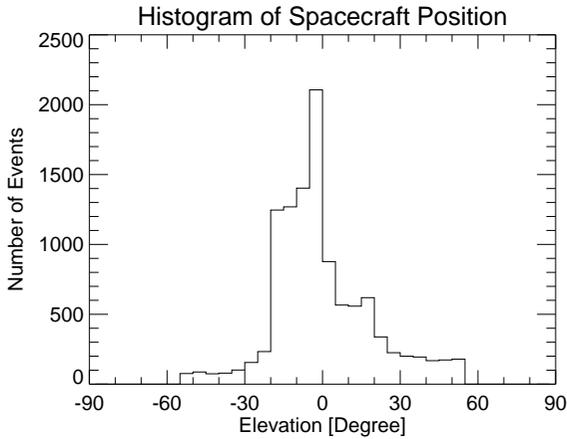


Abbildung 4.17: Histogrammdarstellung der Aufenthaltsdauer des CASSINI-Satelliten für verschiedene kronographische Breiten mit einer Intervallbreite von  $5^\circ$ . Ein Ereignis entspricht der mittleren Aufenthaltsdauer während einer Stunde. Während etwa 80% des gesamten Zeitraumes befindet sich der Satellit innerhalb einer Breite von  $\pm 20^\circ$ .

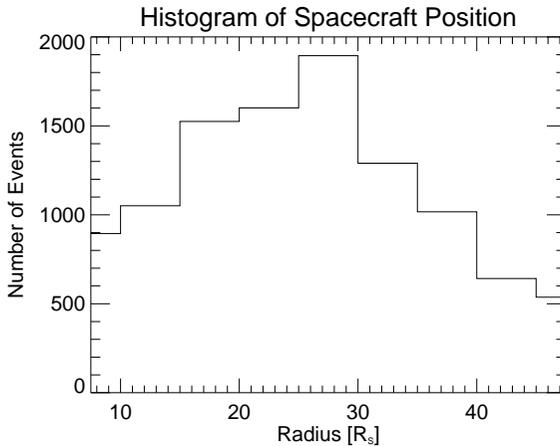


Abbildung 4.18: Histogrammdarstellung der Aufenthaltsdauer von CASSINI bei verschiedenen radialen Abständen vom Planeten mit einer Intervallbreite von  $5 R_s$ . Ein Ereignis entspricht der mittleren Aufenthaltsdauer während einer Stunde. Der Satellit hat bevorzugt radiale Abstände im Bereich der mittleren Magnetosphäre zwischen  $15 R_s$  und  $35 R_s$ .

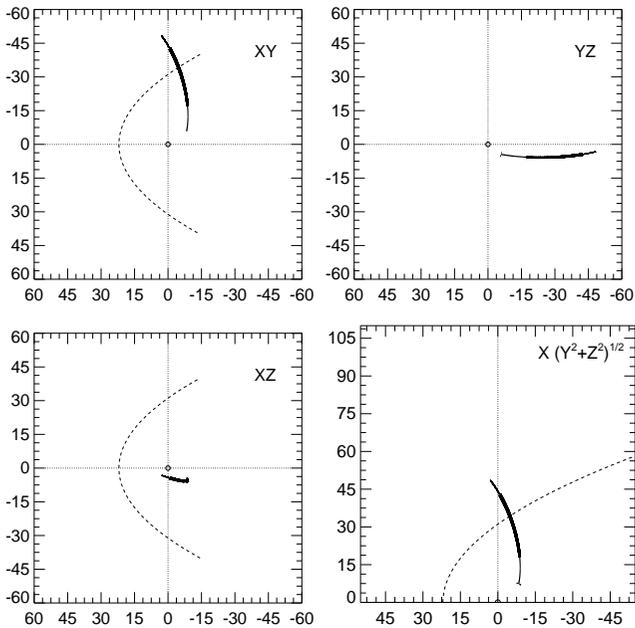


Abbildung 4.19: Trajektorie des CASSINI-Satelliten in KSM-Koordinaten während eines Zeitraumes vom 17.12.2004, 00 Uhr bis zum 21.12.2004, 06 Uhr. Die Koordinaten sind in Einheiten von  $R_S$  angegeben. Der Satellit befindet sich etwas unterhalb der Äquatorebene und entfernt sich auf der Morgenseite der Magnetosphäre vom Planeten.

hat CASSINI die nominale parabolische Modellmagnetopause (vgl. Abschnitt 4.6) mit einem Abstand des subsolaren Punktes von  $r_{SS} = 23 R_S$  durchlaufen. Eine Signatur im Magnetfeld, die auf einen Magnetopausendurchgang hindeutet, wird jedoch nicht beobachtet, so daß angenommen werden kann, daß sich die Magnetopause während des Beobachtungszeitraumes weiter als auf Grund ihres durchschnittlichen Abstandes erwartet vom Planeten entfernt befunden hat. Die Magnetfeldmessungen des gewählten Zeitintervalls stammen also vollständig aus der Magnetosphäre des Saturns.

Die Satellitenpositionen innerhalb dieses Zeitintervalls sind mit der deutlichen Nähe zur Äquatorebene, dem Aufenthalt im Morgensektor und bei Abständen, die dem Gebiet der mittleren und äußeren Magnetosphäre entsprechen, also für die räumlichen Abdeckungen der in Abb. 4.16 bis 4.18 dargestellten Aufenthaltshäufigkeiten des Satelliten repräsentativ.

In Abb. 4.20 ist die Zeitreihe des gemessenen Magnetfeldes in KSM-Koordinaten komponentenweise zusammen mit dem Betrag des Magnetfeldes abgebildet. Deutlich erkennbar ist in dieser Darstellung die periodische Modulation des Magnetfeldes in allen

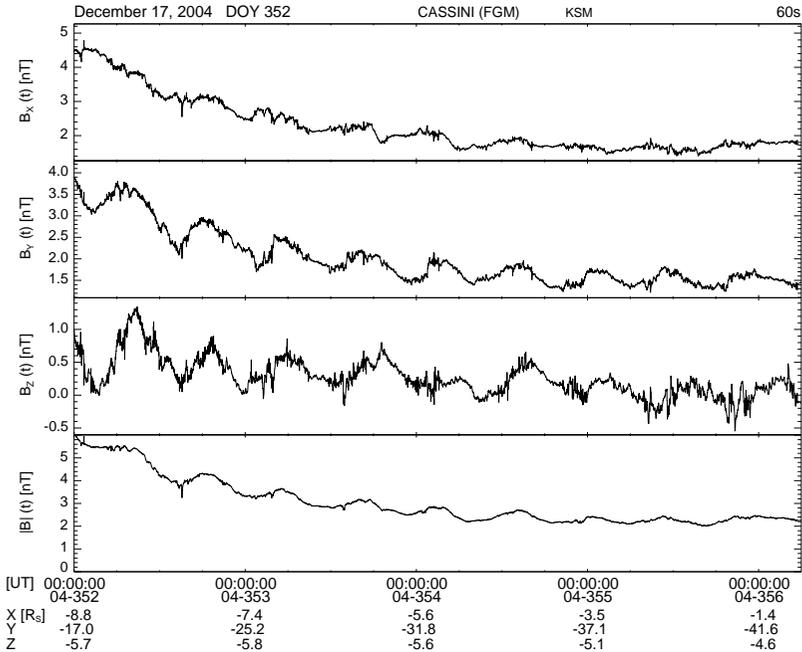


Abbildung 4.20: Übersicht über die Komponenten des Magnetfeldes in KSM-Koordinaten und den Magnetfeldbetrag vom 17.12.2004, 00 Uhr bis zum 21.12.2004, 06 Uhr. Deutlich erkennbar ist die ausgeprägte periodische Modulation aller Magnetfeldkomponenten sowie die überlagerten kleinskaligen Störungen des Magnetfeldes.

Komponenten und im Betrag des Magnetfeldes mit einer Amplitude von etwa 0.5 nT und eine scheinbar in Gruppen auftretende überlagerte Fluktuation des Magnetfeldes mit Amplituden um 0.2 nT.

Um diese überlagerten kleinskaligen Oszillationen deutlicher hervorzuheben und genauer analysieren zu können, wird die Zeitreihe des betrachteten Magnetfeldes auf die in Abschnitt 3.2.3 beschriebene Weise in ein feldlinienparalleles Koordinatensystem (MFA) transformiert und das Hintergrundmagnetfeld (vgl. Abschnitt 3.4) abgezogen, um die Fluktuationen mit geringer Amplitude deutlicher herauszustellen. Die Abb. 4.21 zeigt die Komponenten des in feldlinienparallele Koordinaten transformierten Magnetfeldes zusammen mit der transversalen und parallelen momentanen Wellenamplitude. Die Darstellung in feldlinienparallelen Koordinaten erlaubt einen ersten Überblick über die Polarisations-eigenschaften der beobachteten Magnetfeldstörungen. In einem dipolaren Magnetfeld nahe der Äquatorebene beschreiben  $B_x^{MFA}$ ,  $B_y^{MFA}$  und  $B_z^{MFA}$  in guter Näherung die poloidale, toroidale und feldparallele Komponente der Magnetfeldfluktuationen.

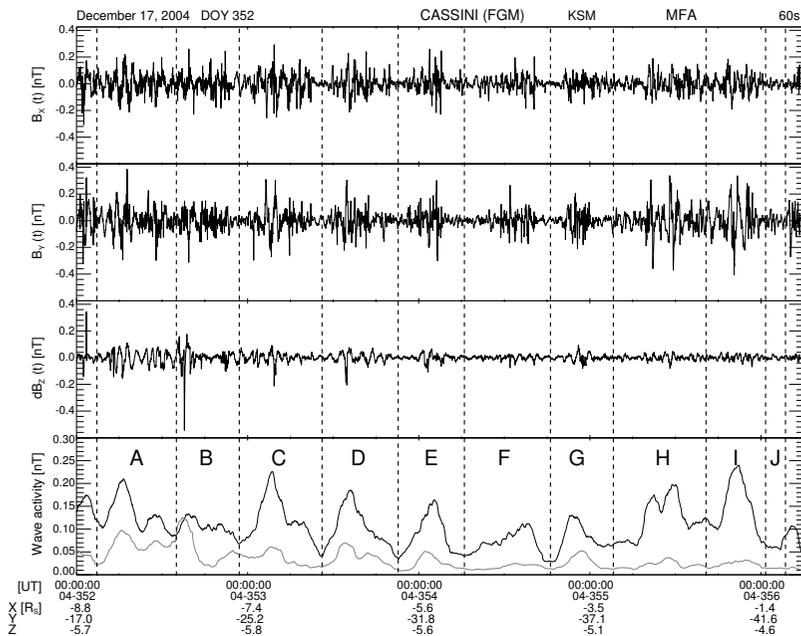


Abbildung 4.21: Übersicht über die Komponenten des in feldlinienparallele Koordinaten transformierten Magnetfeldes aus Abb. 4.20. Das unterste Teilbild zeigt die momentane Amplitude der transversalen (schwarz) und der kompressiblen (hellgrau) Störungen des Magnetfeldes. Deutlich erkennbar ist eine quasiperiodische Zu- und Abnahme der Störungsamplitude und eine Dominanz der transversalen Störungen. Die Intervalle, die abschnittsweise weiter untersucht werden, sind alphabetisch mit A bis J gekennzeichnet.

Die Zeitreihe in Abb. 4.21 läßt einige deutliche Charakteristika der Fluktuationen des Magnetfeldes erkennen. Sofort ersichtlich ist, daß die beiden Fluktuationenkomponenten transversal zum Hintergrundmagnetfeld mit Amplituden um etwa 0.2 nT deutlicher ausgeprägt sind als die Fluktuationen parallel zum Hintergrundmagnetfeld. Die Magnetfeldstörungen werden daher als hauptsächlich alfvénisch charakterisiert.

Die transversalen Magnetfeldfluktuationen zeigen einen eher irregulären Verlauf und zeigen keine Ähnlichkeit mit den in der Erdmagnetosphäre zu beobachtenden quasisinusoidalen Pulsationen. Gleichzeitig erscheinen die Fluktuationen stark moduliert: die Einhüllende der Fluktuationen zeigt eine quasiperiodische Zu- und Abnahme, die in der zeitlichen Entwicklung der momentanen transversalen Wellenamplitude deutlich wird. Die instantane Amplitude der Wellenaktivität und der daraus abgeleitete Wellenaktivitätsindex ist also ein tauglicher Schätzer für die zeitliche Entwicklung des Fluktuationsniveaus.

Vergleicht man die periodischen Modulationen in Abb. 4.20 mit der Modulation der

transversalen Magnetfeldfluktuation in Abb. 4.21, so wird eine strukturelle Ähnlichkeit deutlich, die in einem späteren Abschnitt näher analysiert wird.

Im Folgenden werden zunächst die einzelnen Wellenpakete näher betrachtet und im Anschluß daran der vermutete Zusammenhang zwischen der großskaligen Modulation des Magnetfeldes und den irregulären Fluktuationen näher untersucht.

Wird die Zeitreihe in Abb. 4.21 einer dynamischen Spektralanalyse unterzogen (vgl. Abschnitt 3.8), so wird auch hier die ausgeprägte Modulation der Magnetfeldfluktuationen deutlich: Regionen mit leicht erhöhten Leistungsdichten, die sich relativ breitbandig über den Frequenzraum verteilen, werden von Zeitabschnitten separiert, die keine nennenswerten Leistungsdichten aufweisen (Abb. 4.22). Deutlich wird in dieser Darstellung ebenfalls, daß die Wellenaktivität im wesentlichen in den transversalen Komponenten der Magnetfeldfluktuationen konzentriert ist. Lediglich am 17.12.2004 im Zeitintervall von 12 Uhr bis 18 Uhr hebt sich eine sehr breitbandige Erhöhung der spektralen Leistungsdichte in der  $B_z^{MFA}$ -Komponente ab, die durch eine kurzzeitige transiente Signatur in den Daten verursacht wird.

Die innerhalb des vorliegenden Zeitintervalls erkennbaren quasiperiodisch auftretenden Gruppen von Wellenaktivität sind in Abb. 4.21 durch die Abschnitte A bis J gekennzeichnet und werden nachfolgend jeweils vergrößert dargestellt und einzeln untersucht, um die individuellen Eigenschaften der Fluktuationen, ihre ggf. auftretenden Gemeinsamkeiten oder systematischen Änderungen ihrer Eigenschaften in Verbindung mit dem Ort ihres Auftretens festzustellen.

Hierfür werden die Magnetfelddaten der in Abb. 4.21 markierten und in Tabelle 4.2.1 zusammengefassten Teilintervalle jeweils einer spektralen Analyse unterzogen. Für die spektralen Leistungsdichten, die aus der Fourieranalyse gewonnen werden, werden im Frequenzbereich die Mittelwerte über  $n = 9$  Datenpunkte gebildet, um daraus einen Schätzer für das Konfidenzintervall (vgl. Abschnitt 3.8) zu gewinnen. Das resultierende Vertrauensintervall ist jeweils für ein Konfidenzniveau von 95% zum Vergleich mit den berechneten spektralen Leistungsdichten graphisch mit aufgetragen (z.B. Abb. 4.24). Die Kreuzspektraldichteanalyse liefert für die Teilintervalle mit Ausnahme des Teilintervalls G keine erhöhten Kreuzspektraldichten, die gemeinsam mit signifikanten Werten für die Kohärenz zwischen den einzelnen Komponenten einhergehen und ist daher nicht für alle Teilintervalle dargestellt.

Zusätzlich wird eine Minimum-Varianz-Analyse (vgl. Abschnitt 3.5) für jedes der Teilintervalle durchgeführt, um auf eine Ausbreitungsrichtung der Wellen schließen zu können. Die Eigenwerte zu den Basisvektoren des Minimum-Varianz-Koordinatensystem sind gemeinsam mit dem Winkel, der durch den Vektor des mittleren Hintergrundmagnetfeldes ( $\mathbf{B}_0$ ) und dem Eigenvektor zum kleinsten Eigenwert eingeschlossen wird für die Zeitintervalle A bis J in Tabelle 4.6 zusammengefaßt aufgeführt.

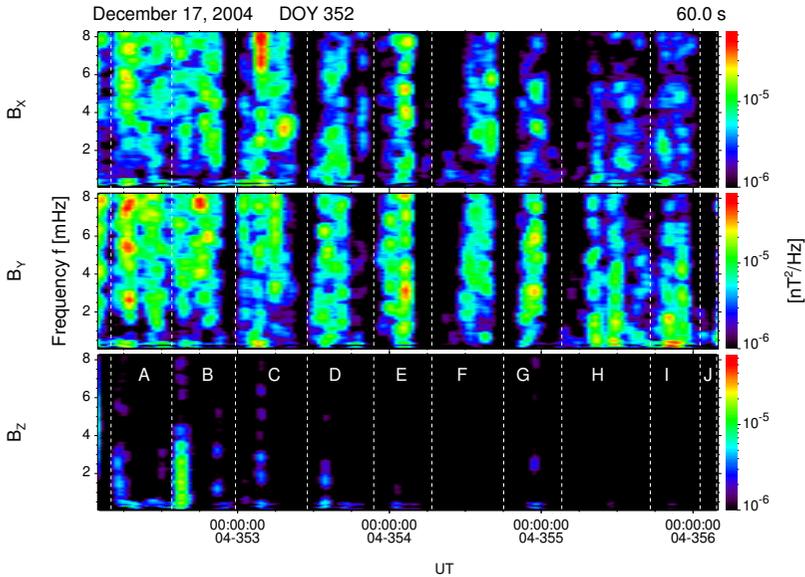


Abbildung 4.22: Dynamisches Spektrum der Zeitreihen für die Komponenten des Magnetfeldes in feldlinienparallelen Koordinaten für den Zeitraum vom 17.12.2004, 00 Uhr bis zum 21.12.2004, 06 Uhr. Die Teilintervalle A bis J sind analog zu Abb. 4.21 gekennzeichnet. Der Verlauf der spektralen Leistungsdichten zeigt eine deutliche Dominanz der transversalen Störungskomponenten gegenüber feldparallelen Störungen und im zeitlichen Verlauf deutlich unterscheidbare Gebiete mit breitbandigen Signalanteilen und jenen mit vernachlässigbarer Wellenenergie.

#### Teilintervall A (17.12.2004, 03:00 Uhr - 17.12.2004, 13:00 Uhr)

Im Zeitintervall A am 17.12.2004 von 03:00 Uhr bis 13:00 Uhr befindet sich der Satellit in etwa  $22 R_S$  Abstand vom Saturn auf der Morgenseite der äquatornahen Magnetosphäre. Die transversalen Störungen sind mit Amplituden von etwa 0.2 nT nur wenig ausgeprägt (Abb. 4.23), zeigen nur eine leichte Periodizität zwischen 5:30 Uhr und 8:30 Uhr und sind von irregulärer Natur.

Das Frequenzspektrum (Abb. 4.24) zeigt eine überwiegend transversale Polarisation und für die transversalen Komponenten erhöhte Leistungsdichten im Bereich von 0.1 mHz bis 0.3 mHz und eine leichte Überhöhung bei etwa 2.3 mHz. Die spektrale Leistungsdichte der transversalen Störung fällt hier zudem mit einem spektralen Exponenten  $P(f) \sim f^{\alpha_{\perp}}$  von  $\alpha_{\perp} = -0.98$  weniger stark ab als die feldparallele Leistungsdichte mit einem Exponenten von  $\alpha_{\parallel} = -1.98$ .

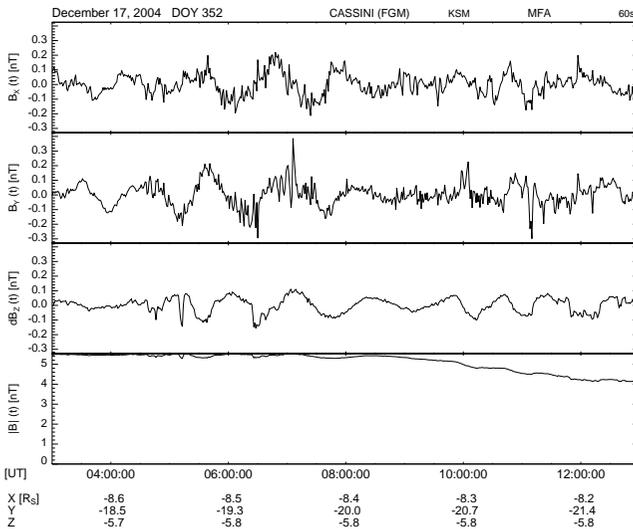


Abbildung 4.23: Ausschnittsvergrößerung des Magnetfeldes in feldlinienparallelen Koordinaten und dem Magnetfeldbetrag am 17.12.2004 von 03:00 Uhr bis 13:00 Uhr (Intervall A). Die transversalen Störungsamplituden sind gegenüber den parallelen Störungen deutlich stärker ausgeprägt und zeigen auf verschiedenen Zeitskalen eine erhöhte Variabilität.

#### Teilintervall B (17.12.2004, 16:00 Uhr - 17.12.2004, 23:00 Uhr)

Das Teilintervall B am 17.12.2004 von 16:00 Uhr bis 23:00 Uhr in Abb. 4.25 zeigt ähnlich wie das vorangehende Teilintervall A eine vorwiegend transversale Polarisierung mit Amplituden um 0.2 nT bei einem Hintergrundmagnetfeld von 3.4 nT bis 4.3 nT. Der Gesamteindruck ist für dieses Teilintervall erneut irregulär und zeigt keine deutlich ausgeprägten Periodizitäten. Die spektrale Leistungsdichte der transversalen Magnetfeldstörungen dominieren auch das Frequenzspektrum (Abb. 4.26) und zeigen eine leichte Überhöhung bei 1.3 mHz und 2.9 mHz. Die spektrale Leistungsdichte der feldparallelen Störungskomponente ist etwa eine Größenordnung kleiner als die der transversalen Störungen, zeigt aber ausgeprägte Maxima deutlich oberhalb des Vertrauensintervalls bei etwa 1 mHz und 3 mHz. Die Minimum-Varianz-Analyse liefert einen Winkel von etwa  $16^\circ$  zwischen dem Hintergrundmagnetfeld und der Richtung minimaler Varianz. Die relative Größe der Eigenwerte  $\lambda_3 < \lambda_2 < \lambda_1$  beträgt etwa  $1 < 3 < 4$ . Die Richtung minimaler Varianz ist also nicht optimal bestimmt (vgl. Abschnitt 3.5), unterscheidet sich aber von den fast entarteten Eigenwerten  $\lambda_2$  und  $\lambda_1$ .

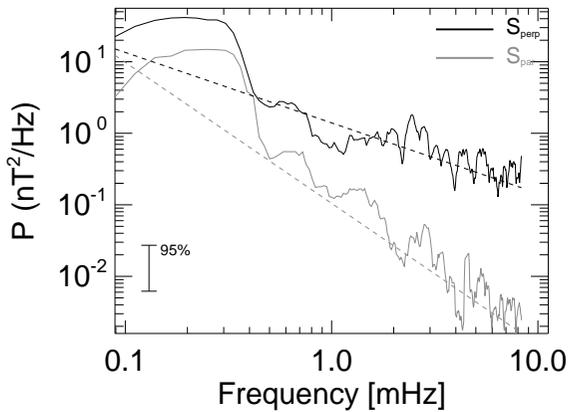


Abbildung 4.24: Spektrale Leistungsdichte des in Abb. 4.23 dargestellten Zeitintervalls A am 17.12.2004 von 03:00 Uhr bis 13:00 Uhr. Die schwarze Kurve stellt die Summe der spektralen Leistungsdichte der beiden Störungskomponenten transversal zum Hintergrundmagnetfeld dar. Die graue Kurve beschreibt die spektrale Leistungsdichte der Magnetfeldstörungen parallel zum Hintergrundmagnetfeld. Die unterbrochenen Geraden kennzeichnen den Abfall der spektralen Leistungsdichte, die jeweils an die Leistungsdichten angepaßt wurden.

#### Teilintervall C (17.12.2004, 23:30 Uhr - 18.12.2004, 11:00 Uhr)

Während des Teilintervalls C vom 17.12.2004, 23:30 Uhr bis zum 18.12.2004, 11:00 Uhr befindet sich der Satellit etwa bei einem Abstand von  $28 R_S$  vom Saturn und mißt dabei Beträge des Hintergrundmagnetfeldes zwischen 2.8 nT und 3.6 nT. Die transversalen Störungen nehmen kurzzeitig Werte von bis zu 0.3 nT an, bleiben aber sonst auf einem durchschnittlichen Niveau um 0.2 nT, während die feldparallelen Störungen im Durchschnitt Amplituden unterhalb von 0.1 nT haben (Abb. 4.27).

Die Polarisation der Fluktuationen ist wieder bevorzugt transversal und die spektrale Leistungsdichte liegt für die transversalen Störungskomponenten etwas eine Größenordnung oberhalb der parallelen Leistungsdichte (Abb. 4.28). Die Spektren zeigen ein Maximum um 0.2 mHz und eine leichte Überhöhung bei 1.3 mHz und 3.2 mHz für die transversalen Magnetfeldkomponenten und bei 0.3 mHz, 1.9 mHz und 2.9 mHz in der feldparallelen Störungskomponente.

Die Ionengyrationsfrequenz der  $W^+$ -Ionen liegt für den Betrag des Magnetfeldes in diesem Zeitintervall zwischen 2.4 mHz und 4.2 mHz, so daß die spektralen Maxima ab diesem Frequenzbereich nicht mehr dem Bereich der magneto-hydrodynamischen Wellen zugeordnet werden sollten.

Die Richtung der minimalen Varianz ist mit einem Eigenwertverhältnis von  $\lambda_2/\lambda_3 > 5$  nicht optimal bestimmt und schließt mit der Richtung des Hintergrundmagnetfeldes eine

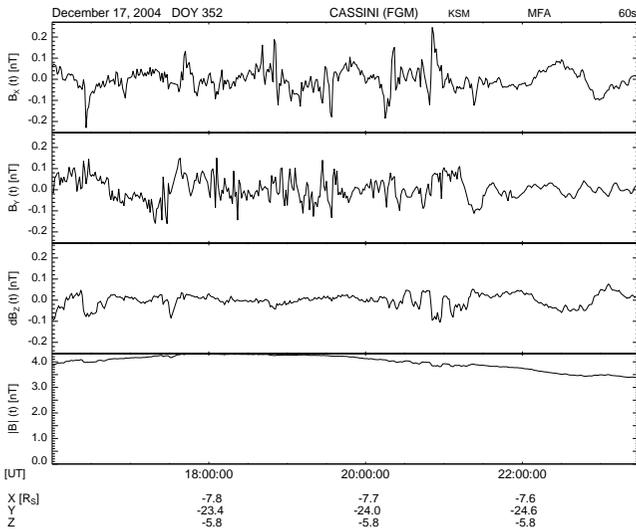


Abbildung 4.25: Magnetfeld in feldlinienparallelen Koordinaten und Betrag des Magnetfeldes wie in Abb. 4.23 für den Ausschnitt B vom 17.12.2004, 03:00 Uhr bis zum 17.12.2004, 13:00 Uhr.

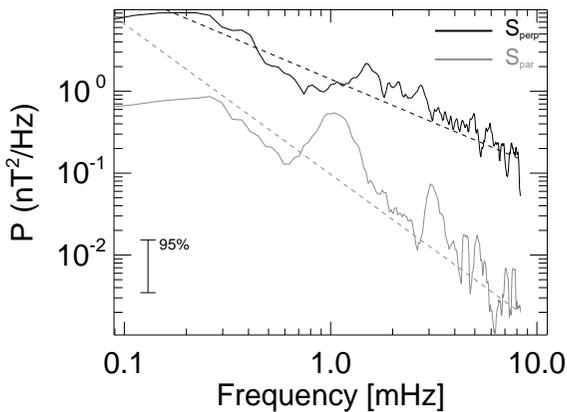


Abbildung 4.26: Spektrale Leistungsdichte und angepasste spektrale Steigung wie in Abb. 4.24 für den Ausschnitt B vom 17.12.2004, 03:00 Uhr bis zum 17.12.2004, 13:00 Uhr.

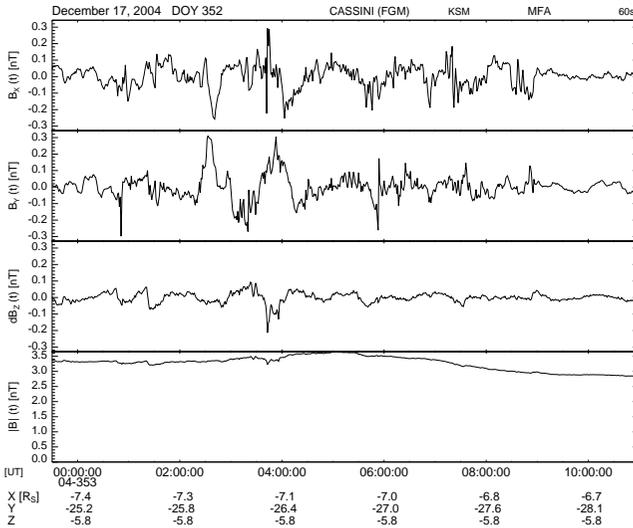


Abbildung 4.27: Magnetfeld in feldlinienparallelen Koordinaten und Betrag des Magnetfeldes wie in Abb. 4.23 für den Ausschnitt C vom 17.12.2004, 23:30 Uhr bis zum 18.12.2004, 11:00 Uhr.

Winkel von etwa  $12^\circ$  ein. Die Störungen propagieren also quasiparallel zum Hintergrundmagnetfeld.

**Teilintervall D (18.12.2004, 11:00 Uhr - 18.12.2004, 21:00 Uhr)**

Das Teilintervall D zeigt im Zeitraum vom 18.12.2004, 11:00 Uhr bis zum 18.12.2004, 21:00 Uhr wieder sehr turbulente Störungen ohne erkennbare Periodizität mit dominierenden transversalen Fluktuationsamplituden von etwa 0.2 nT und kompressiblen Störungen unterhalb von 0.1 nT bei Beträgen des Hintergrundmagnetfeldes zwischen 2.7 nT und 3.1 nT.

Die spektralen Leistungsdichten zeigen für die transversalen Komponenten eine leichte Überhöhung bei 1 mHz, 1.2 mHz und 3 mHz während im Spektrum der kompressiblen Komponente lokale Maxima um 0.2 mHz, 1.8 mHz und 2.4 mHz auftreten. Die Zyklotronfrequenzen der  $W^+$ -Ionen liegen für den vorliegenden Betrag des lokalen Hintergrundmagnetfeldes zwischen 2.3 mHz und 2.6 mHz.

Die Richtung der minimalen Varianz ist mit einem Eigenwertverhältnis von  $\lambda_2/\lambda_3 \approx 2$  nicht besonders gut bestimmt. Die ermittelte Ausbreitungsrichtung schließt mit der Richtung des Hintergrundmagnetfeldes eine Winkel von etwa  $9^\circ$  ein, so daß eine Ausbreitung der Störung parallel zum Hintergrundmagnetfeld vorliegt.

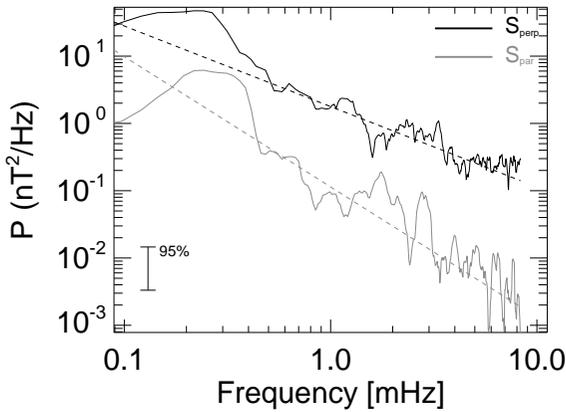


Abbildung 4.28: Spektrale Leistungsdichte und angepasste spektrale Steigung wie in Abb. 4.24 für den Ausschnitt C vom 17.12.2004, 23:30 Uhr bis zum 18.12.2004, 11:00 Uhr.

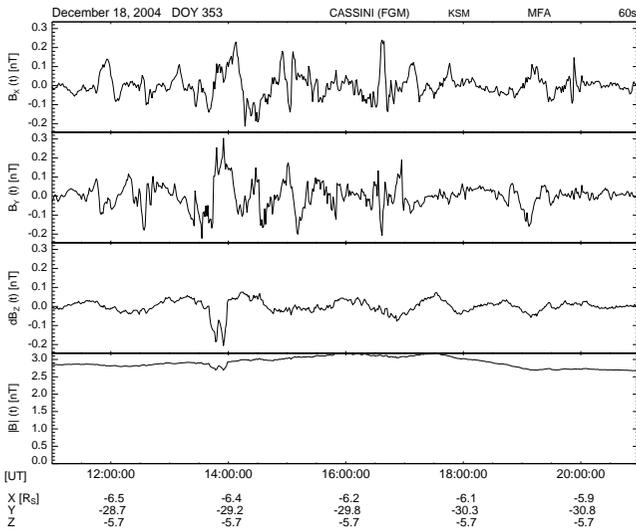


Abbildung 4.29: Magnetfeld in feldlinienparallelen Koordinaten und Betrag des Magnetfeldes wie in Abb. 4.23 für den Ausschnitt D am 18.12.2004 von 11:00 Uhr bis 21:00 Uhr.

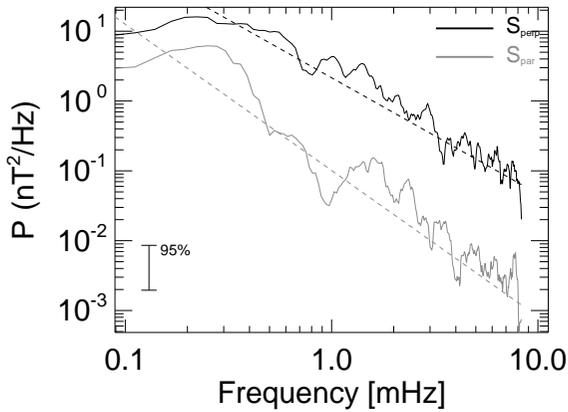


Abbildung 4.30: Spektrale Leistungsdichte und angepasste spektrale Steigung wie in Abb. 4.24 für den Ausschnitt D am 18.12.2004 von 11:00 Uhr bis 21:00 Uhr.

**Teilintervall E (18.12.2004, 21:00 Uhr - 19.12.2004, 06:00 Uhr)**

Für das Teilintervall E im Zeitraum vom 18.12.2004, 21:00 Uhr bis zum 19.12.2004, 06:00 Uhr treten irreguläre Fluktuationen auf, die in den transversalen Komponenten kurzzeitig Maximalamplituden von bis zu 0.3 nT annehmen, durchschnittlich aber nicht größer als 0.1 nT sind (Abb. 4.31). Die feldparallele Störungskomponente verschwindet bis zum 19.12.2004, 01:00 Uhr fast vollständig und erreicht danach nur Störungsamplituden von maximal 0.1 nT. Der Betrag des Hintergrundmagnetfeldes variiert in diesem Zeitabschnitt zwischen 2.4 nT und 2.9 nT und die Zyklotronfrequenz der  $W^+$ -Ionen liegt bei diesen Magnetfeldbeträgen zwischen 2.0 mHz und 2.4 mHz.

Die in diesem Datenabschnitt dominierende transversale Polarisation spiegelt sich konsistent im zugehörigen Frequenzspektrum (Abb. 4.32) wieder, wo die spektrale Leistungsdichte der transversalen Störung mindestens eine Größenordnung oberhalb der der kompressiblen Magnetfeldstörung liegt. Das transversale Spektrum zeigt leichte Überhöhungen bei 1 mHz und bei 3 mHz, die aber nicht deutlich ausgeprägt sind. Der kompressible Teil des Spektrums hat leichte Überhöhungen bei etwa 1.2 mHz, 1.8 mHz und 3 mHz mit Leistungsdichten, die deutlich unterhalb der des Spektrums der transversalen Komponenten liegen.

Die Minimum-Varianz-Analyse liefert Eigenwertverhältnisse von  $\lambda_2/\lambda_3 \approx 3$  und  $\lambda_1/\lambda_2 \lesssim 2$  und einem Winkel zwischen der Richtung minimaler Varianz und dem Hintergrundmagnetfeld von  $2^\circ$ . Die Ausbreitung der Störung erfolgt also fast parallel zum Hintergrundmagnetfeld, ist aber nur unzureichend bestimmt.

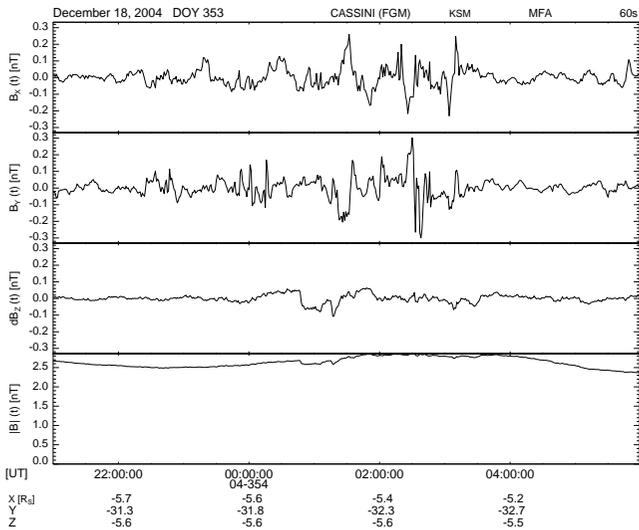


Abbildung 4.31: Magnetfeld in feldlinienparallelen Koordinaten und Betrag des Magnetfeldes wie in Abb. 4.23 für den Ausschnitt E vom 18.12.2004, 21:00 Uhr bis zum 19.12.2004, 06:00 Uhr.

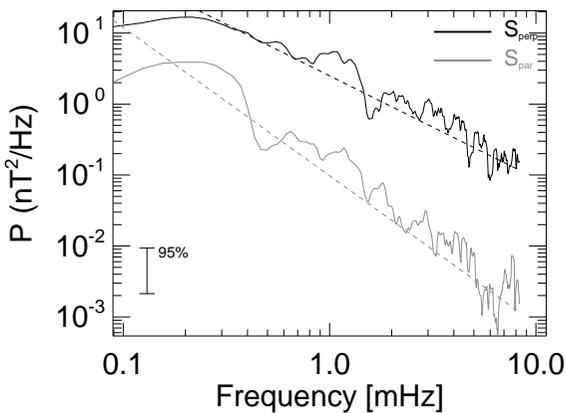


Abbildung 4.32: Spektrale Leistungsdichte und angepasste spektrale Steigung wie in Abb. 4.24 für den Ausschnitt E vom 18.12.2004, 21:00 Uhr bis zum 19.12.2004, 06:00 Uhr.

### Teilintervall F (19.12.2004, 06:00 Uhr - 19.12.2004, 18:00 Uhr)

Während des Teilintervalls F am 19.12.2004 von 06:00 Uhr bis 18:00 Uhr befindet sich der Satellit bei einem Abstand von etwa  $35 R_S$  und sollte die tagseitige Magnetopause durchqueren. Die Zeitreihe des Magnetfeldes gibt hierfür jedoch keine Hinweise.

Der Betrag des Magnetfeldes nimmt Werte zwischen 2.2 nT und 2.7 nT an und die Störungsamplituden liegen wieder bei maximal 0.2 nT für die transversalen Komponenten und deutlich unterhalb von 0.1 nT für die kompressible Komponente. Die typischen Zyklotronfrequenzen für Ionen der Wassergruppe liegen bei dieser Stärke des umgebenden Magnetfeldes zwischen 1.9 mHz und 2.3 mHz.

Das Frequenzspektrum zeigt Maxima um 0.7 mHz, bei 1.9 mHz und bei 2.9 mHz für die transversalen Komponenten und deutlich ausgeprägte Maxima bei 1.8 mHz, 3.4 mHz und 4.4 mHz im Spektrum der feldparallelen Komponente. Die Maxima liegen also bevorzugt oberhalb der für dieses Zeitintervall erwarteten Ionenzyklotron-Frequenzen. Das Maximum um 0.7 mHz entspricht einer typischen Frequenz, die im Zusammenhang mit Lageänderungen des Satelliten steht (vgl. Abschnitt 4.7). Die für den Beobachtungszeitraum verfügbaren Lageinformationen zeigen keine Rotation des Satelliten um eine seiner Achsen.

Die Minimum-Varianz-Richtung ist mit einem Eigenwertverhältnis von  $\lambda_2/\lambda_3 \approx 6$  relativ gut bestimmt und schließt mit dem Vektor des Hintergrundmagnetfeldes einen Winkel  $< 1^\circ$  ein. Die Welle propagiert also parallel zum Magnetfeld

### Teilintervall G (19.12.2004, 21:00 Uhr - 20.12.2004, 03:00 Uhr)

Das Teilintervall G im Zeitraum vom 19.12.2004, 21:00 Uhr bis zum 20.12.2004, 03:00 Uhr beinhaltet Störungen des Hintergrundmagnetfeldes, die wieder transversale Amplituden von maximal 0.2 nT und kompressible Amplituden von 0.1 nT annehmen (Abb. 4.35). Der Betrag des Hintergrundmagnetfeldes nimmt Werte zwischen 2.2 nT und 2.4 nT an, was typischen Zyklotronfrequenzen der  $W^+$ -Ionen von 1.7 mHz und 2.0 mHz entspricht.

Die Magnetfeldfluktuationen erscheinen grundsätzlich wieder irregulär und inkohärent, zeigen aber gegen 23:00 Uhr eine vergleichsweise regelmäßige Struktur in Amplitude und Frequenz.

Die Spektralanalyse (Abb. 4.36) liefert wieder eine deutlich stärkere Leistungsdichte der transversalen Komponente gegenüber den kompressiblen Störungen und beide Spektren zeigen ausgeprägte Maxima. Die transversale Komponente hat deutliche Überhöhungen bei etwa 2.0 mHz, 3.0 mHz, 5.0 mHz und 6.0 mHz und die feldparallele Komponente bei 2.5 mHz, 6.0 mHz und 8.0 mHz.

Das Maximum bei 2.0 mHz entspricht gut der möglichen Zyklotronfrequenz der  $W^+$ -Ionen; die weiteren Maxima liegen oberhalb dieser dominierenden Gyrationfrequenz.

Für das betrachtete Teilintervall liefert auch die Analyse der Kreuzspektraldichte weitere Informationen. Die Kreuzspektraldichte zwischen den Oszillationen in der  $B_x$ - und  $B_y$ -Komponente des Magnetfeldes (Abb. 4.37) enthält lokale Maxima der Kreuzspektraldichte bei 2.25 mHz, 3.0 mHz, die mit einer deutlich ausgeprägten Kohärenz von nahezu

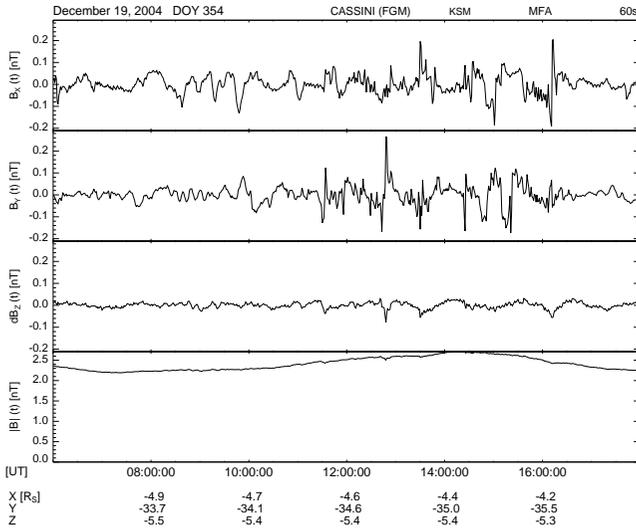


Abbildung 4.33: Magnetfeld in feldlinienparallelen Koordinaten und Betrag des Magnetfeldes wie in Abb. 4.23 für den Ausschnitt F vom 19.12.2004, 06:00 Uhr - 19.12.2004, 18:00 Uhr

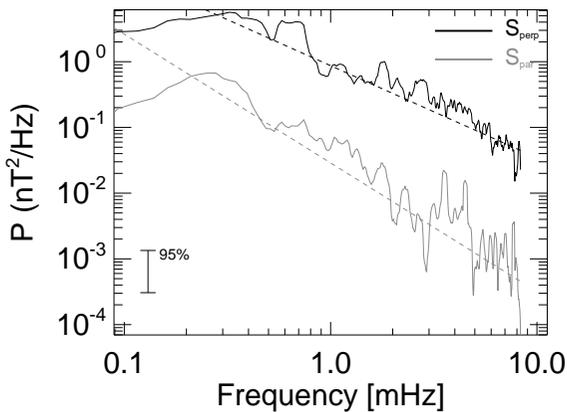


Abbildung 4.34: Spektrale Leistungsdichte und angepasste spektrale Steigung wie in Abb. 4.24 für den Ausschnitt F vom 19.12.2004, 06:00 Uhr bis zum 19.12.2004, 18:00 Uhr.

## 4 Datenauswertung und Ergebnisse

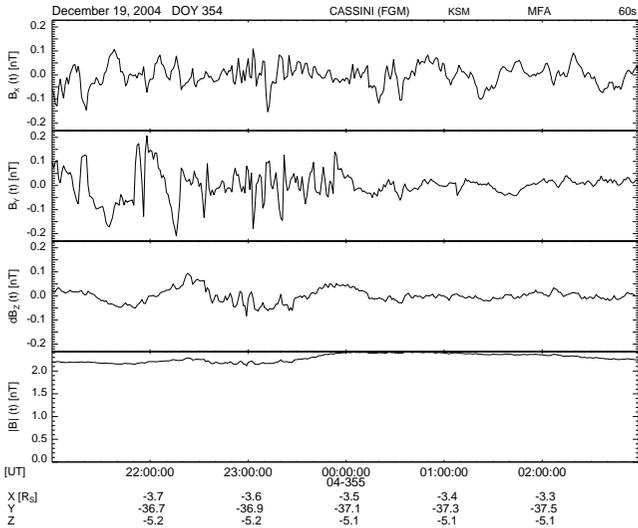


Abbildung 4.35: Magnetfeld in feldlinienparallelen Koordinaten und Betrag des Magnetfeldes wie in Abb. 4.23 für den Ausschnitt G vom 19.12.2004, 21:00 Uhr bis zum 20.12.2004, 03:00 Uhr.

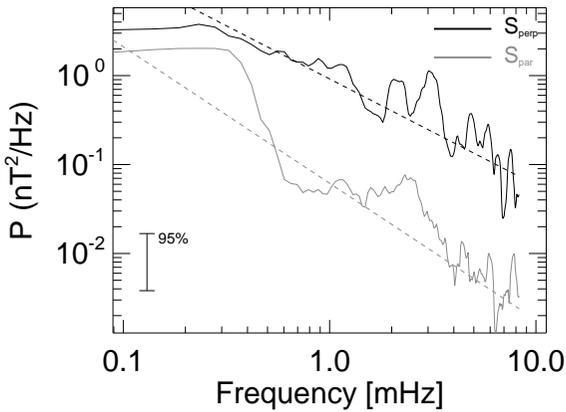


Abbildung 4.36: Spektrale Leistungsdichte und angepasste spektrale Steigung wie in Abb. 4.24 für den Ausschnitt G vom 19.12.2004, 21:00 Uhr bis zum 20.12.2004, 03:00 Uhr.

0.8 einhergehen. Das Signal bei 2.25 mHz ist mit  $\varepsilon \approx -0.3$  linkshändig elliptisch polarisiert mit einer fast vollständigen Polarisation von  $\approx 90\%$  und einer um die Maximumfrequenz stabilen Phase von etwa  $-120^\circ$ . Das Signal bei 3.0 mHz ist fast vollständig ( $\approx 90\%$ ) linear ( $\varepsilon \approx 0$ ) polarisiert und die Phase zwischen den Störungen der  $B_x$ - und  $B_y$ -Komponente liegt in der Umgebung von 3.0 mHz stabil bei  $180^\circ$ .

Die Kreuzspektraldichte der  $B_y$ - und  $B_z$ -Komponente des Magnetfeldes (Abb. 4.38) zeigt analog zu den Frequenzspektren ein Maximum mit  $0.1 \text{ nT}^2/\text{Hz}$  um 6.0 mHz bei einer Kohärenz von etwa 0.75. das Signal ist bei dieser Frequenz mit  $\varepsilon \approx -0.2$  eher linear polarisiert und der Polarisationsgrad erreicht fast 100%. Die Phasenlage ist um 6.0 mHz stabil bei einer Phasendifferenz von  $110^\circ$ .

Die Minimum-Varianz-Richtung ist für dieses Intervall mit einem Eigenwertverhältnis von  $\lambda_2/\lambda_3 \approx 2$  nicht zuverlässig bestimmt und liefert eine nahezu feldparallele Ausbreitungsrichtung der Störung, die mit dem Hintergrundmagnetfeld einen Winkel von etwa  $4^\circ$  einschließt.

#### **Teilintervall H (20.12.2004, 03:00 Uhr - 20.12.2004, 16:00 Uhr)**

Das in Abb. 4.39 Zeitintervall H am 20.12.2004 von 03:00 Uhr bis 16:00 Uhr zeigt sehr irreguläre Fluktuationen ohne erkennbare Periodizität mit maximalen Störungsamplituden in der transversalen  $B_y$ -Komponente von 0.4 nT und vernachlässigbaren kompressiblen Störungsamplituden deutlich unterhalb von 0.1 nT. Das Hintergrundmagnetfeld nimmt Werte zwischen 2.0 nT und 2.4 nT an, so daß die erwarteten Zyklotronfrequenzen der  $W^+$ -Ionen im Bereich zwischen 1.7 mHz und 2.1 mHz liegen.

Das Spektrum in Abb. 4.40 zeigt für die dominierende transversale Leistungsdichte keine ausgeprägten Maxima, lediglich eine Überhöhung zwischen 1 mHz und 2 mHz. Die kompressible Spektralkomponente hat mehrere ausgeprägte Maxima geringer Leistungsdichte oberhalb von 4 mHz. Sowohl die transversale als auch die kompressible Komponente weisen eine Überhöhung zwischen 0.1 mHz und 0.2 mHz auf, die aber keine Entsprechung als sichtbarer periodischer Signalanteil in der Zeitreihe hat.

Die Minimum-Varianz-Analyse ist mit einem Eigenwertverhältnis von  $\lambda_2/\lambda_3 > 7$  relativ zuverlässig bestimmt und schließt mit der durchschnittlichen Richtung des Hintergrundmagnetfeldes einen Winkel von  $7^\circ$  ein; die Störung propagiert also quasiparallel zum Hintergrundmagnetfeld.

#### **Teilintervall I (20.12.2004, 17:30 Uhr - 21.12.2004, 00:30 Uhr)**

Im Zeitraum vom 20.12.2004, 17:30 Uhr bis zum 21.12.2004, 00:30 Uhr mißt CASSINI bei einem radialen Abstand von etwa  $41 R_S$  Beträge des Hintergrundmagnetfeldes zwischen 2.1 nT und 2.5 nT und Störungsamplituden zwischen 0.1 nT und 0.4 nT in den transversalen Komponenten und um 0.1 nT in der kompressiblen Komponente. Die Fluktuationen in Abb. 4.41 erscheinen wie zuvor irregulär und turbulent. Nur die Störung in der  $B_y^{MFA}$ -Komponente kann ggf. als langperiodisches Signal geringer Amplitude mit insgesamt 3 Perioden und einer Periodendauer von etwa 85 min gedeutet werden.

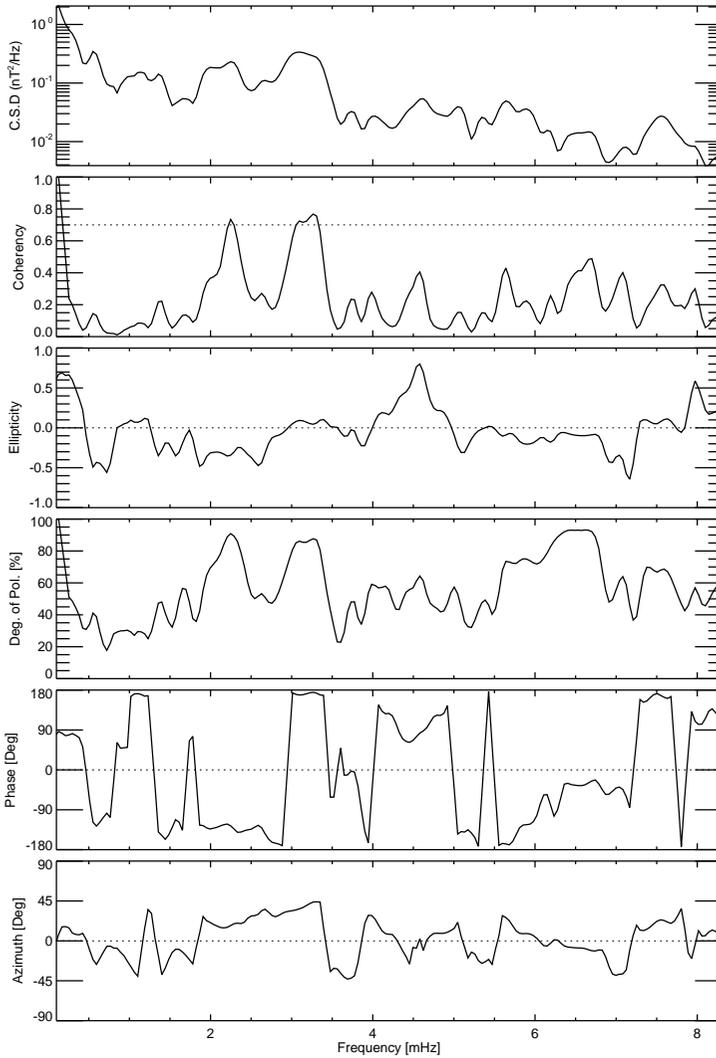


Abbildung 4.37: Kreuzspektraldichteanalyse und daraus abgeleitete Polarisationsparameter für die Zeitreihen der  $B_x$ - und  $B_y$ -Komponenten des Magnetfeldes für den Ausschnitt G in Abb. 4.35 vom 19.12.2004, 21:00 Uhr bis zum 20.12.2004, 03:00 Uhr.

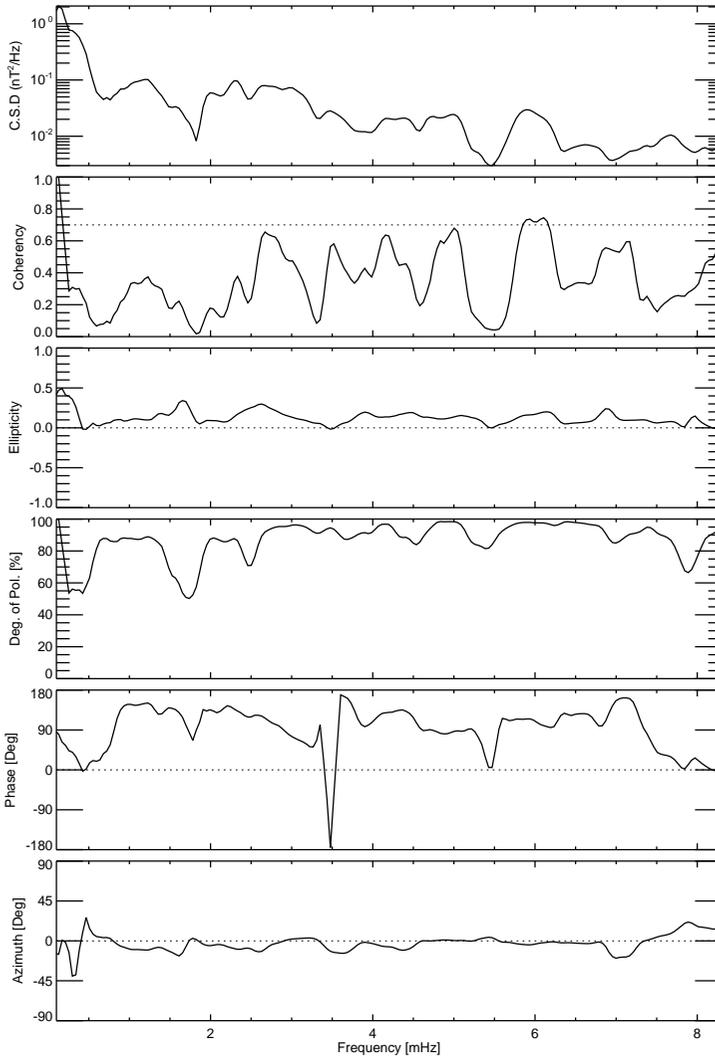


Abbildung 4.38: Kreuzspektraldichteanalyse und daraus abgeleitete Polarisationsparameter für die Zeitreihen der  $B_y$ - und  $B_z$ -Komponenten des Magnetfeldes für den Ausschnitt G in Abb. 4.35 vom 19.12.2004, 21:00 Uhr bis zum 20.12.2004, 03:00 Uhr.

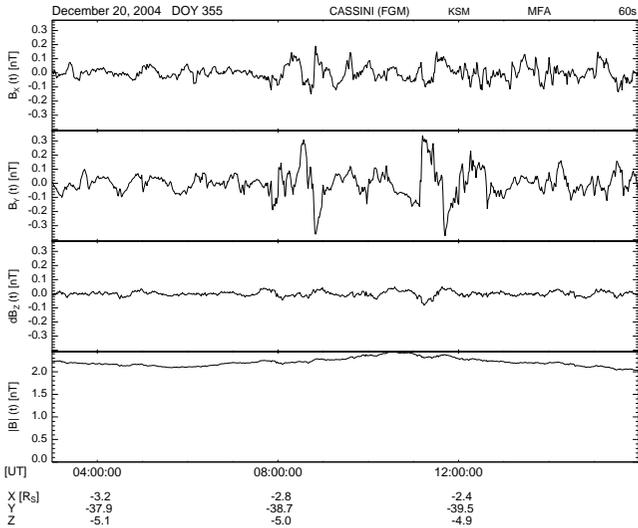


Abbildung 4.39: Magnetfeld in feldlinienparallelen Koordinaten und Betrag des Magnetfeldes wie in Abb. 4.23 für den Ausschnitt H am 20.12.2004 von 03:00 Uhr bis 16:00 Uhr.

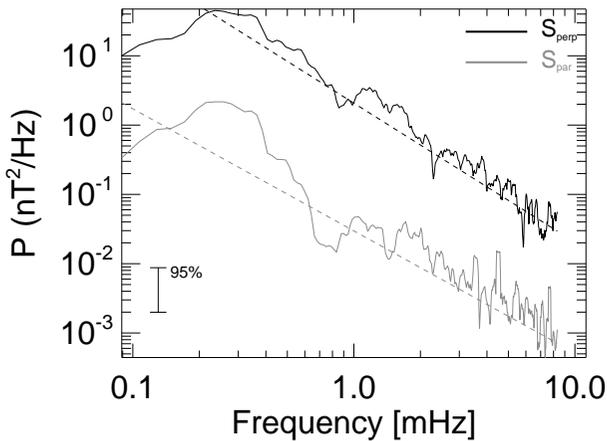


Abbildung 4.40: Spektrale Leistungsdichte und angepasste spektrale Steigung wie in Abb. 4.24 für den Ausschnitt H am 20.12.2004 von 03:00 Uhr bis 16:00 Uhr.

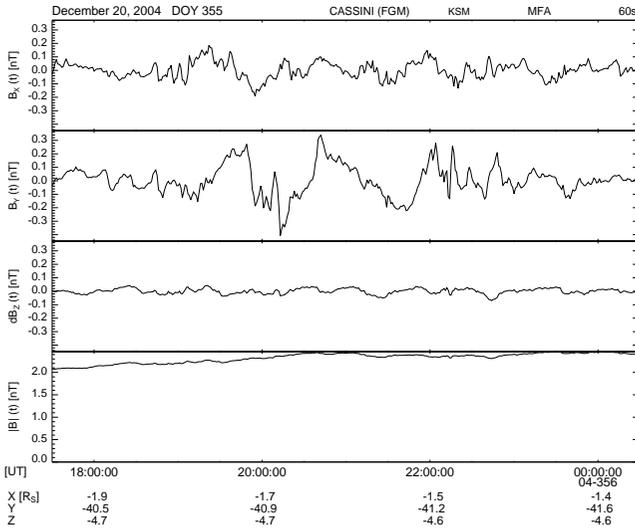


Abbildung 4.41: Magnetfeld in feldlinienparallelen Koordinaten und Betrag des Magnetfeldes wie in Abb. 4.23 für den Ausschnitt I vom 20.12.2004, 17:30 Uhr bis zum 21.12.2004, 00:30 Uhr.

Das Frequenzspektrum (Abb. 4.42) zeigt deutlich erhöhte Leistungsdichten der transversalen Magnetfeldstörung und leicht ausgeprägte lokale Leistungsmaxima bei 0.3 mHz, 1.0 mHz, 1.6 mHz und 2.9 mHz. Die kompressible Leistungsdichte hat leichte Überhöhungen ebenfalls bei 0.3 mHz, 0.55 mHz und 1.9 mHz sowie einige ausgeprägte Leistungsspitzen oberhalb von 3.0 mHz. Die lokale Ionenzyklotronfrequenz der  $W^+$ -Ionen liegt innerhalb dieses Zeitintervalls zwischen 1.8 nT und 2.1 nT, wodurch der Gültigkeitsbereich der Magnetohydrodynamik bereits bei relativ geringen Frequenzen nach oben begrenzt wird. Die beschriebene erkennbare Periodizität der Zeitreihe findet sich auch in dem wenig ausgeprägten Maximum in der Nähe von 0.2 mHz im Frequenzspektrum der transversalen Komponenten wieder. Die Minimum-Varianz-Richtung ist mit einem Eigenwertverhältnis von  $\lambda_2/\lambda_3 \approx 7$  wieder relativ zuverlässig bestimmt und die Störung breitet sich mit einem Winkel von etwa  $3^\circ$  parallel zum Hintergrundmagnetfeld aus.

In Abb. 4.43 sind die Basisvektoren des Minimum-Varianz-Systems gemeinsam mit dem Richtungsvektor des durchschnittlichen Hintergrundmagnetfeldes am Beobachtungsort und der Lage einer parabolischen Modellmagnetopause für einen Abstand des subsolaren Punktes von  $R_{SS} = 23R_S$  dargestellt. Das lokale Magnetfeld weist quasisenkrecht zur Flächennormalen der Magnetopause und die transversalen Störungen weisen quasiparallel in Richtung der Flächennormalen und parallel zur z-Achse des KSM-Koordinatensystems. Dies kann ein Hinweis darauf sein, daß die beobachteten Oszillationen im Zusammenhang

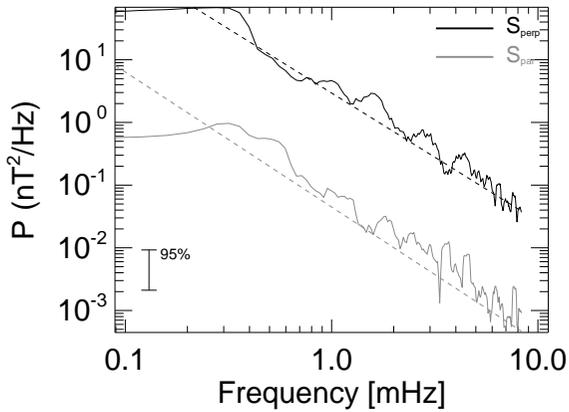


Abbildung 4.42: Spektrale Leistungsdichte und angepasste spektrale Steigung wie in Abb. 4.24 für den Ausschnitt I vom 20.12.2004, 17:30 Uhr bis zum 21.12.2004, 00:30 Uhr.

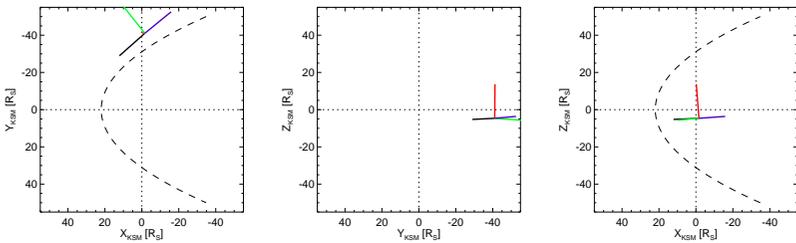


Abbildung 4.43: Lage der Eigenvektoren des Minimum-Varianz-Koordinatensystems, das für die Zeitreihe des Intervalls I in Abb. 4.41 vom 20.12.2004, 17:30 Uhr bis zum 21.12.2004, 00:30 Uhr bestimmt wurde. Die Richtungen minimaler (blau), mittlerer (grün) und maximaler Varianz (rot) sind zusammen mit der Richtung des Hintergrundmagnetfeldes (schwarz) und der Lage einer parabolischen Modellmagnetopause (unterbrochene Linie) in den Ebenen des KSM-Koordinatensystems angegeben.

zur Anregung von Oberflächenwellen an der Magnetopause stehen. Die Untersuchung von Oberflächenwellen an der Saturnmagnetopause durch Lepping et al. (1981) liefern typische Perioden, die etwa 23 min betragen, und somit nicht unmittelbar mit der in diesem Zeitintervall vorhandenen niedrigfrequenten Oszillation zusammenfallen.

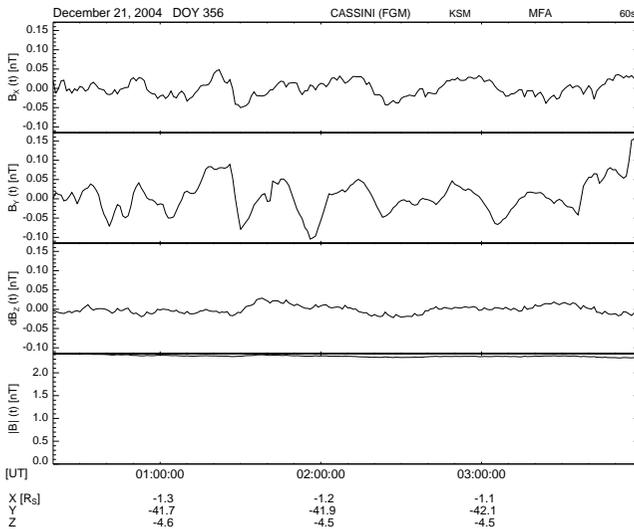


Abbildung 4.44: Magnetfeld in feldlinienparallelen Koordinaten und Betrag des Magnetfeldes wie in Abb. 4.23 für den Ausschnitt J am 21.12.2004 von 00:20 Uhr bis 03:30 Uhr.

#### Teilintervall J (21.12.2004, 00:20 Uhr - 21.12.2004, 03:30 Uhr)

Die in Abb. 4.44 dargestellten Fluktuationen im Teilintervall J am 21.12.2004 im Zeitraum von 00:20 Uhr bis 03:30 Uhr zeigen ähnliche Eigenschaften wie der unmittelbar vorangehende Zeitabschnitt H. Der Betrag des Magnetfeldes nimmt hier von 2,42 nT auf 2,34 nT ab und ist somit als relativ konstant zu betrachten. Die Amplituden der transversalen Störungen sind deutlich kleiner als 0,1 nT und die feldparallelen Störungen liegen deutlich unterhalb von 0,05 nT; sie sind also nur sehr schwach ausgeprägt. Die Fluktuation in den transversalen Komponenten ist in der Gesamterscheinung weniger irregulär als die bisher betrachteten Datenintervalle und zeigt von 00:30 Uhr bis 02:45 Uhr eine erkennbare Periodizität von etwa vier vollen Perioden, woraus sich eine durchschnittliche Periodendauer von etwa 48 min abschätzen läßt.

Die Spektralanalyse (Abb. 4.45) bestätigt die dominierende transversale Polarisierung und weist ein deutliches lokales Maximum der spektralen Leistungsdichte zwischen 0,3 mHz und 0,7 mHz auf. Weitere lokale Maxima, die aber nicht signifikant oberhalb des Konfidenzintervalls liegen, treten bei 3,2 mHz, 4,5 mHz, 6 mHz und 8 mHz sowohl in der transversalen als auch in der kompressiblen Leistungsdichte auf. Die in der Zeitreihe sichtbare Periodizität wird also auch durch das Spektrum wiedergegeben aber nicht besonders scharf aufgelöst.

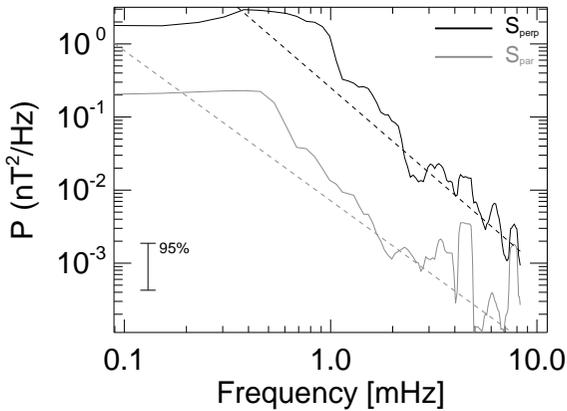


Abbildung 4.45: Spektrale Leistungsdichte und angepasste spektrale Steigung wie in Abb. 4.24 für den Ausschnitt J am 21.12.2004 von 00:20 Uhr bis 03:30 Uhr.

Die Minimum-Varianz-Analyse liefert ein Eigenwertverhältnis von  $\lambda_2/\lambda_3 \approx 4$  und von  $\lambda_1/\lambda_2 \approx 4$ . Die Richtung minimaler Varianz kann daher nicht als sehr zuverlässig bestimmt angesehen werden und schließt mit der Richtung des durchschnittlichen Hintergrundmagnetfeldes einen Winkel von ungefähr  $5^\circ$  ein. Die beobachtete Welle propagiert also quasiparallel zum Hintergrundmagnetfeld. Die Darstellung der auf eine willkürliche Länge normierten Richtungsvektoren des durchschnittlichen Hintergrundmagnetfeldes und der Eigenvektoren des Minimum-Varianz-Koordinatensystems in die Ebenen des KSM-Koordinatensystems in Abb. 4.46 zeigt, daß die Ausbreitungsrichtung senkrecht zur Flächennormale der eingezeichneten Modellmagnetopause verläuft. Die Richtung mittlerer Varianz liegt parallel zur Flächennormale der Modellmagnetopause und die Richtung maximaler Varianz weist in polare Richtung quasisenkrecht zur Flächennormale der Magnetopause. Die Welle ist also hauptsächlich linear polarisiert mit einer Polarisationssebene, die parallel zu der hier verwendeten Modellmagnetopause liegt.

### Diskussion

Die beispielhaft vorgestellten Welleneignisse lassen sich zusammenfassend dadurch charakterisieren, daß sie keine kohärente Wellenstruktur zeigen, so wie es z.B. bei den in der Erdmagnetosphäre beobachtbaren Pulsationen der Fall ist, sondern hauptsächlich in Form irregulärer Fluktuationen mit nur geringer Amplitude auftreten.

Dabei werden keine Frequenzen innerhalb des Gültigkeitsbereiches der Magnetohydrodynamik bevorzugt und die Spektren zeigen keine Leistungsspitzen, die außerhalb des jeweiligen Konfidenzintervalls liegen. Der Vergleich der Verteilung der spektralen Leistung zeigt, wie schon in den Zeitreihen der Magnetfeldkomponenten ersichtlich, eine

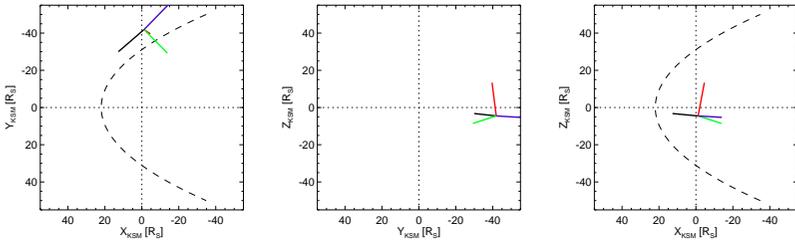


Abbildung 4.46: Lage der Eigenvektoren des Minimum-Varianz-Koordinatensystems, das für die Zeitreihe des Intervalls J in Abb. 4.44 am 21.12.2004 von 00:20 Uhr bis 03:30 Uhr bestimmt wurde. Die Richtungen minimaler (blau), mittlerer (grün) und maximaler Varianz (rot) sind zusammen mit der Richtung des Hintergrundmagnetfeldes (schwarz) und der Lage einer parabolischen Modellmagnetopause (unterbrochene Linie) in den Ebenen des KSM-Koordinatensystems angegeben.

vorherrschende Bevorzugung von transversalen Störungen des Hintergrundmagnetfeldes.

Die beobachteten Wellen bzw. Fluktuationen propagieren bevorzugt parallel zum Hintergrundmagnetfeld. Der vom Richtungsvektor der Wellenausbreitung und der Richtung des Hintergrundmagnetfeldes eingeschlossene Winkel beträgt in der Regel nicht mehr als  $\pm 11^\circ$ . Die hauptsächlich feldparallele Ausbreitung bei vorwiegend transversaler Polarisation stützt die zuvor geäußerte Vermutung einer dominierenden alfvénischen Polarisation der beobachteten Wellenereignisse.

Weitere analysierte Datenintervalle der CASSINI-Mission zeigen Fluktuationen mit ähnlichen zu den hier beschriebenen Eigenschaften. Die beispielhaft vorgestellten Zeitintervalle können daher in gewissem Umfang als repräsentativ für die Saturnmagnetosphäre angesehen werden.

Kohärente Wellenereignisse, die stabile Phasenbeziehungen aufweisen oder Perioden in dem von Cramm et al. (1998) angegebenen Frequenzbereich haben, konnten nicht gefunden werden. Eine weitere Analyse der Wellenereignisse mit Unterstützung ergänzender Datensätze, wie z.B. Messungen der Plasmamassendichte, können weitere Erkenntnisse über die Natur der Fluktuationen liefern. Messungen der Plasmamassendichte stehen aber derzeit nur für wenige kurze Zeitabschnitte der gesamten CASSINI-Mission zur Verfügung, so daß zusätzliche Informationen, die aus der Korrelation von Magnetfeld- und Plasmatdaten erhalten werden können, nicht genutzt werden können.

Wie ordnen sich die bisher erhaltenen Ergebnisse in die bekannten Beobachtungen magnetohydrodynamischer Wellen und Fluktuationen in den Magnetosphären von Saturn und Jupiter ein? Die irreguläre Struktur der beobachteten Fluktuationen, die eher als turbulent denn als kohärent beschrieben werden können, sind konsistent mit den Untersuchungen von Cramm (1997) und ein Indiz dafür, daß die postulierte Nichtexistenz von stehenden Wellen, die Cramm et al. (1998) als wesentliches Merkmal der Saturnmagnetosphäre be-

zeichnet hat, nicht auf Grund einer unzureichenden räumlichen und zeitlichen Abdeckung mit Meßdaten beruht, sondern eine grundsätzliche Eigenschaft der Saturnmagnetosphäre ist, die durch die bisherigen Magnetfeldmessungen von CASSINI bestätigt wird.

Die Amplituden der beobachteten Wellen sind mit durchschnittlich etwa 0.2 nT vergleichbar zu denen von Cramm (1997) beschriebenen Magnetfeldstörungen und zu den von Khurana et al. (1992) gefundenen Wellen, der transversale Störungen mit etwa 0.2 nT Amplitude und feldparallele Fluktuationen mit Amplituden von 0.1 nT beschreibt. Die zugehörigen Spektren zeigen sowohl bei Khurana et al. (1992) als auch bei Cramm (1997) wenig ausgeprägte Maxima und Khurana et al. (1992) schließt daraus, daß es keinen Hinweis auf Wellen mit (signifikanter) „spektraler Leistung“ gibt, die zwischen der Magnetopause und der Plasmaschicht propagieren. Die hier vorgestellten Ergebnisse fügen sich daher konsistent in die Ergebnisse auf Grundlage der bisherigen Satellitenmissionen ein und unterstützen die Hypothese der Nichtexistenz von stehenden Wellen in der Saturnmagnetosphäre.

Die ausgeprägte Paketstruktur der Wellenereignisse wurde beim Saturn bisher noch nicht beobachtet oder beschrieben. Die Wellenpakete zeigen aber eine deutliche Ähnlichkeit zu den Wellen, die Khurana und Kivelson (1989) in der Plasmaschicht der Jupitermagnetosphäre beobachtet haben (vgl. Abschnitt 2.3.3). Auf Grund der charakteristischen Ähnlichkeiten der beiden magnetosphärischen Systeme liegt die Vermutung nahe, daß auch die transversale Amplitude der beim Saturn beobachteten Wellen, wie bei Khurana und Kivelson (1989) beschrieben, durch die veränderliche Plasmamassendichte entlang der Magnetfeldlinien verursacht wird.

Die periodische Modulation der Wellenamplitude wäre dann ein Anzeichen für das periodische Eintauchen des Satelliten in die Plasmaschicht, wodurch mit zunehmender Plasmamassendichte, die eine exponentielle Abstandsabhängigkeit von der Äquatorebene hat, nach Khurana und Kivelson (1989) auch die Wellenamplitude ansteigen muß. Dieser Erklärungsansatz scheidet jedoch zunächst für den Saturn, da durch die Parallelität von Rotations- und Dipolachse und das rein axialsymmetrische Magnetfeld, also durch die ausgeprägte Rotationssymmetrie der Magnetosphäre, eigentlich keine derartige periodische Modulation beobachtet werden dürfte, wenn sich der Satellit während einer Planetenrotation immer bei annähernd der gleichen magnetischen Breite befindet und somit nicht periodisch in die Plasmaschicht eintauchen kann.

Über die möglichen Ursachen der beobachteten Periodizität, wie eine lokale Krümmung und Stauchung der Plasmaschicht (Arridge et al. 2007), wird derzeit umfangreich spekuliert. Der von Khurana et al. (2009) vorgeschlagene Erklärungsversuch für die verschiedenen beobachteten Periodizitäten in der Saturnmagnetosphäre auf Grundlage einer Plasmadichteanomalie in Verbindung mit einer zeitlichen Modulation durch den Sonnenwind im Bereich der tagseitigen Magnetosphäre, die zu einer asymmetrischen Verformung der Plasmaschicht und einer abstandsabhängigen Anhebung aus der Eben des Rotationsäquators führt, kann die periodischen Modulationen der Plasmamassendichte bei fester magnetischer Breite und eine daraus resultierende Modulation der Fluktuationsamplitude erklären. Gleichzeitig enthält dieser Erklärungsansatz einen weiteren interessanten Aspekt.

Intervall	Beginn		Ende	
	Datum	Uhrzeit	Datum	Uhrzeit
A	17.12.2004	03:00	17.12.2004	13:00
B	17.12.2004	16:00	17.12.2004	23:30
C	17.12.2004	23:30	18.12.2004	11:00
D	18.12.2004	11:00	18.12.2004	21:00
E	18.12.2004	21:00	19.12.2004	06:00
F	19.12.2004	06:00	19.12.2004	18:00
G	19.12.2004	21:00	20.12.2004	03:00
H	20.12.2004	03:00	20.12.2004	16:00
I	20.12.2004	17:30	21.12.2004	00:30
J	21.12.2004	00:20	21.12.2004	03:30

Tabelle 4.5: Übersicht über die Anfangs- und Endzeiten der Teilintervalle A bis J, die als Abschnitte der Zeitreihe in Abb. 4.21 näher untersucht werden.

Denn die im Modell von Khurana et al. (2009) auftretende benötigte Plasmadichteanomalie, die fest in einer bevorzugten Region des Ringstromes lokalisiert sein soll und mit dem umgebenden Plasma mitrotiert, bietet gleichzeitig einen periodischen Anregungsmechanismus für Wellenphänomene, um diese in ausgewählten Regionen anzuregen.

Die quasiperiodische Paketstruktur der Wellenereignisse weist eine sichtbare Ähnlichkeit zu den periodischen Modulationen des Hintergrundmagnetfeldes auf (Abb. 4.21), was als Indiz dafür gedeutet werden kann, daß auch die beobachteten Fluktuationen durch eine Anomalie im Magnetfeld (Galopeau et al. 1991) oder einer Anomalie der Plasmadichteverteilung (Carbary et al. 2007b) angeregt wird. Diese Vermutung soll im folgenden Abschnitt an Hand der räumlichen Verteilung der Wellenaktivität näher untersucht werden.

Intervall	$ \mathbf{B}_0 $ [nT]	$\delta B_{\perp}$ [nT]	$\delta B_{\parallel}$ [nT]	$\Omega_{\text{WP}}$ [mHz]	$f_{\text{max}}^+$ [mHz]	$f_{\text{max}}^{\parallel}$ [mHz]	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$\lambda_3$	$\angle(\mathbf{k}_3, \mathbf{B}_0)$ [°]	$\alpha_{\perp}$	$\alpha_{\parallel}$	Pol.	Eindruck
A	4.2 – 5.4	$\approx 0.2$	$\approx 0.2$	3.6 – 4.6	0.2 2.5	0.2	0.0085	0.0054	0.0030	168	-0.98	-1.98	⊥	turbulent
B	3.4 – 4.3	$\approx 0.2$	$\approx 0.1$	2.9 – 3.7	1.6 2.9	1.0 3.0	0.0038	0.0034	0.0010	164	-1.06	-1.84	⊥	turbulent
C	2.8 – 3.6	$\approx 0.3$	$\approx 0.1$	2.4 – 3.1	0.2 2.0	1.8 2.8	0.0074	0.0056	0.0010	12	-1.20	-1.94	⊥	turbulent
D	2.7 – 3.2	$\approx 0.2$	$\approx 0.1$	2.3 – 2.8	1.0 1.5 3.0	1.8 2.4 3.0	0.0050	0.0053	0.0020	9	-1.66	-2.09	⊥	turbulent
E	2.4 – 2.9	$\approx 0.2$	$\approx 0.1$	2.0 – 2.5	1.0 3.0	1.2 1.8 2.8	0.0049	0.0026	0.0008	2	-1.45	-2.09	⊥	turbulent
F	2.2 – 2.7	$\approx 0.2$	$\leq 0.05$	1.9 – 2.3	0.6 1.8 2.9	1.8 3.4 4.4	0.0023	0.0018	0.0003	2	-1.40	-1.96	⊥	turbulent
G	2.1 – 2.4	$\approx 0.2$	$\approx 0.1$	1.8 – 2.0	2.0 3.0 5.0 6.0	2.5 6.0	0.0042	0.0018	0.0010	4	-1.19	-1.53	⊥	deutliche Welle
H	2.1 – 2.5	$\approx 0.3$	$< 0.1$	1.8 – 2.1	0.3 1.2	0.3	0.0086	0.0030	0.0004	7	-2.01	-1.76	⊥	turbulent
I	2.1 – 2.5	$\approx 0.4$	$\approx 0.1$	1.8 – 2.2	0.3 1.0 1.6 2.9	0.3 0.5 1.9 3.8 4.5	0.0151	0.0041	0.0006	177	-2.00	-2.20	⊥	1-2 Perioden
J	2.3 – 2.4	$\approx 0.1$	$< 0.05$	2.0 – 2.1	0.6 4.5 6.0	4.5	0.0017	0.0004	0.0001	174	-2.40	-2.10	⊥	4 Perioden

Tabelle 4.6: Übersicht über die Eigenschaften der in Tab. 4.2.1 angegebenen Zeitreihen A bis J: Wertebereich des Magnetfeldbetrages ( $|\mathbf{B}_0|$ ), Magnitude der transversalen ( $\delta B_{\perp}$ ) und parallelen ( $\delta B_{\parallel}$ ) Magnetfeldstörungen, Gyrationfrequenz der Ionen der Wassergruppe ( $\Omega_{\text{WP}}$ ), Maxima in den Spektren der transversalen ( $f_{\text{max}}^+$ ) und parallelen ( $f_{\text{max}}^{\parallel}$ ) Magnetfeldstörungen, Eigenwerte der Minimum-Varianz-Analyse ( $\lambda_{(1,2,3)}$ ), Winkel zwischen der Minimum-Varianz-Richtung und dem Hintergrundmagnetfeld ( $\angle(\mathbf{k}_3, \mathbf{B}_0)$ ), spektraler Index der transversalen ( $\alpha_{\perp}$ ) und parallelen ( $\alpha_{\parallel}$ ) Leistungsdichten, bevorzugte Polarisation ( $\perp, \parallel$ ) und subjektiver Gesamteindruck der Zeitreihe.

### 4.3 Korrelation von Wellenpaketen und Hintergrundmagnetfeld

Da die beobachteten irregulären Magnetfeldfluktuationen keine kohärente periodische Struktur aufweisen, wird die in Abschnitt 3.6 vorgestellte Carson-Gabor-Darstellung der Fluktuationen in Form des analytischen Signals und dem daraus abgeleiteten Wellenaktivitätsindex zur näheren Untersuchung der Verteilung der räumlichen Verteilung der Wellenaktivität verwendet.

Im vorangehenden Abschnitt zeigte die Amplitudenmodulation der ULF-Fluktuationen einen scheinbaren Zusammenhang zur periodischen Modulation des Hintergrundmagnetfeldes (vgl. Abb. 4.21), auf den dort schon hingewiesen wurde. Dieser augenscheinliche Zusammenhang soll an dieser Stelle näher untersucht werden. In Abb. 4.47 ist der Betrag des Hintergrundmagnetfeldes gemeinsam mit der momentanen Amplitude der transversalen Magnetfeldstörungen für den Zeitraum vom 17.12.2004, 06:00 Uhr bis zum 21.12.2004, 03:00 Uhr über dem radialen Abstand vom Saturn aufgetragen. Für den Betrag des Hintergrundmagnetfeldes ist zusätzlich ein dipolarer Trend angegeben, der vom Betrag des Hintergrundmagnetfeldes abgezogen wird, um die periodische Änderung von Magnetfeldbetrag und momentaner Amplitude vergleichen zu können. Für beide so bestimmten Zeitreihen wurde zusätzlich der gleitende Mittelwert über ein Zeitfenster von 60 min Länge gebildet, um Variationen auf kleinen Zeitskalen zu glätten, damit das langperiodische Verhalten deutlicher hervortritt. Der Verlauf der momentanen Amplitude zeigt zwischen  $25 R_s$  und  $35 R_s$  eine gute Übereinstimmung mit der Periodizität des Hintergrundmagnetfeldes. Für kleinere und größere Abstände hat die Einhüllende der transversalen Fluktuation zusätzlich kleinskalige Signalanteile, die nicht durch den gleitenden Mittelwert geglättet wurden und die zugrundeliegende Periodizität störend überlagern.

Um die vermutete Korrelation der beiden Zeitreihen zu überprüfen, wird zunächst die Autokorrelation für verschiedene Versatzzeiten zwischen  $\pm 1000$  min bestimmt (vgl. Abschnitt 3.9). Innerhalb dieser maximalen Zeitverschiebungen werden Korrelationen, die auf Zeitskalen der planetaren Rotationsperiode auftreten, gut erfasst.

Die Abb. 4.48 zeigt die Autokorrelationsfunktion für den um den dipolaren Trend bereinigten Betrag des Hintergrundmagnetfeldes und für die momentane Amplitude der transversalen Fluktuationen. Beide Kurven zeigen eine periodische Struktur und nehmen lokale Maxima für Versatzzeiten um  $\pm 645$  min an, was etwa der planetaren Rotationsperiode entspricht. Die Nebenmaxima der Autokorrelationsfunktion für die Modulation des Magnetfeldes nehmen dabei Werte von fast 0.6 bei Versatzzeiten von  $\pm 645$  min an und kann für mindestens zwei volle Rotationsperioden als kohärent angenommen werden. Die Autokorrelationsfunktion für die instantane Amplitude erreicht ihre lokalen Maxima für betraglich leicht größere Versatzzeiten bei etwa  $\pm 675$  min und erreicht Korrelationskoeffizienten von fast 0.5. Gleichzeitig kann beobachtet werden, daß die Nebenmaxima der Autokorrelationsfunktion der instantanen Amplitude schwächer ausgeprägt sind als die der Modulation des Magnetfeldbetrages. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß

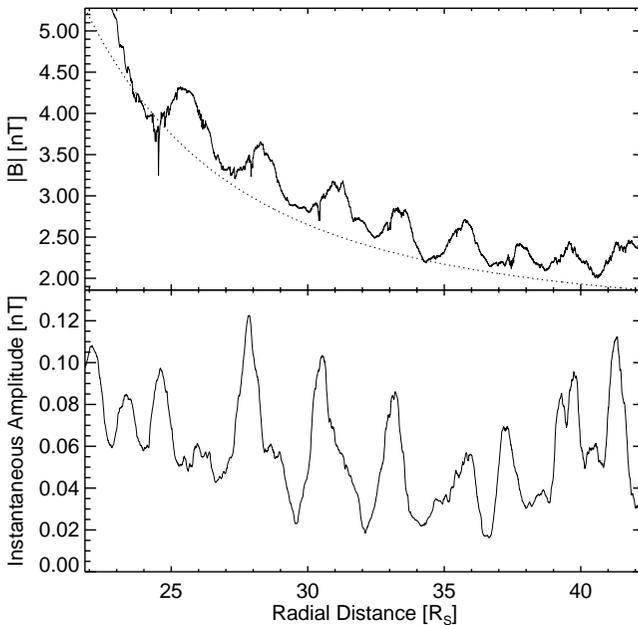


Abbildung 4.47: Oberes Teilbild: Betrag des Magnetfeldes über dem radialen Abstand im Zeitraum vom 17.12.2004, 06:00 Uhr bis zum 21.12.2004, 03:00 Uhr. Die unterbrochene Linie zeigt den Trend des Hintergrundmagnetfeldes, der vom Magnetfeldbetrag vor einer anschließenden Korrelationsanalyse abgezogen wurde. Unteres Teilbild: Instantane Amplitude der transversalen Magnetfeldfluktuationen über dem radialen Abstand. Die Zusammenschau beider Zeitreihen deutet einen Zusammenhang zwischen der Modulation des Magnetfeldes und den transversalen Fluktuationen an.

die Modulation des Magnetfeldbetrages quasiperiodisch ist und bei einer Phasenverschiebung von  $180^\circ$  fast perfekt antikorreliert ist, wohingegen die Variationen der instantanen Amplitude noch weitere kleinskalige Strukturen aufweisen, die die Periodizität stören.

Da beide Autokorrelationsfunktionen eine Periodizität in der Größenordnung der planetaren Rotationsperiode zeigen, liegt der Verdacht nahe, daß entweder beide Zeitreihen nicht nur miteinander korreliert sind, sondern auch kausal zusammenhängen oder, daß beide periodischen Vorgänge direkt unabhängig voneinander sind, aber beide durch den gleichen Prozeß angeregt werden, der seinerseits an die planetare Rotationsperiode gekoppelt ist.

Da beide Autokorrelationsfunktionen ähnliche periodische Strukturen und vergleichbare Versatzzzeiten für lokale Maxima zeigen, wie der erste Eindruck in Abb. 4.21 erwarten ließ, wird im folgenden die Kreuzkorrelationsfunktion zwischen den in Abb. 4.47 aufgetragenen Zeitreihen wieder für maximale Versatzzzeiten von  $\pm 1000$  min berechnet.

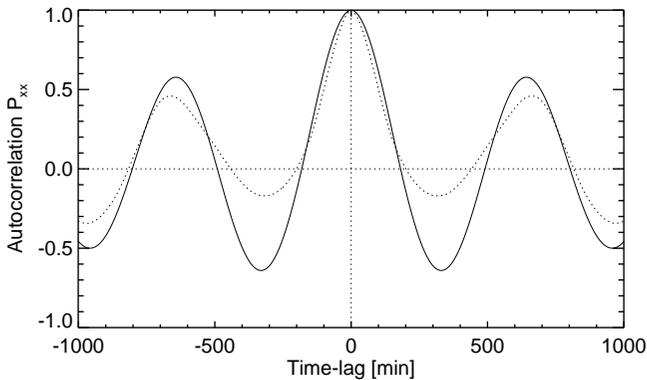


Abbildung 4.48: Autokorrelationsfunktion für die trendbereinigte Zeitreihe des Magnetfeldbetrages aus Abb. 4.47 (durchgehende Linie) und Autokorrelationsfunktion für die instantane Amplitude der transversalen Magnetfeldstörungen (unterbrochene Linie) für verschiedene Versatzeiten zwischen  $-1000$  min und  $1000$  min. Beide Autokorrelationsfunktionen zeigen eine vergleichbare Periodizität, die durch einen Wiederanstieg und ein lokales Maximum des Funktionswertes gekennzeichnet ist.

Die Kreuzkorrelationsfunktion aus der Modulation des Magnetfeldbetrages und der transversalen instantanen Wellenamplitude in Abb. 4.49 zeigt ebenfalls eine deutliche periodische Struktur und weist ein erstes lokales Maximum für eine Versatzzeit von etwa  $-100$  min und einem Korrelationskoeffizienten von etwa  $0.5$  auf. Die negative Versatzzeit für das erste Maximum kann anschaulich so gedeutet werden, daß die Modulation des Magnetfeldbetrages ihr Maximum etwa  $100$  min nach dem Maximum der instantanen Amplitude annimmt.

Der ermittelte Korrelationskoeffizient von  $0.5$  ist niedriger als der visuelle Eindruck der beiden Zeitreihen erwarten ließ. Dies ist vermutlich auf die kleinskaligen Strukturen im zeitlichen Verlauf der momentanen Amplitude (besonders im Bereich zwischen  $34 R_S$  und  $37 R_S$ ) zurückzuführen. Gleichzeitig ist zu beachten, daß die instantane Amplitude durch sämtliche Störungen des Magnetfeldes geprägt wird, so daß selbst bei einem direkt korrelierten kausalen Zusammenhang zwischen beiden Zeitreihen wegen der anzunehmenden Beiträge zusätzlicher Störungsquellen, die mit keiner der beiden Zeitreihen in Zusammenhang stehen, keine besonders hohe Korrelation erwartet werden kann.

Bestimmt man hingegen die Kreuzkorrelationsfunktion der beiden Zeitreihen zwischen  $26 R_S$  und  $35 R_S$  (Abb. 4.50) so erhält man einen maximalen Korrelationskoeffizienten von  $0.75$  für eine Versatzzeit von  $-98$  min bei einem insgesamt gleich ausgeprägten periodischen Verhalten der Korrelationsfunktion in Abhängigkeit von der Versatzzeit. Die gefundene Korrelation deutet also auf einen Zusammenhang zwischen der Modulation des Hintergrundmagnetfeldes und der Variabilität der magnetischen Fluktuationen in der

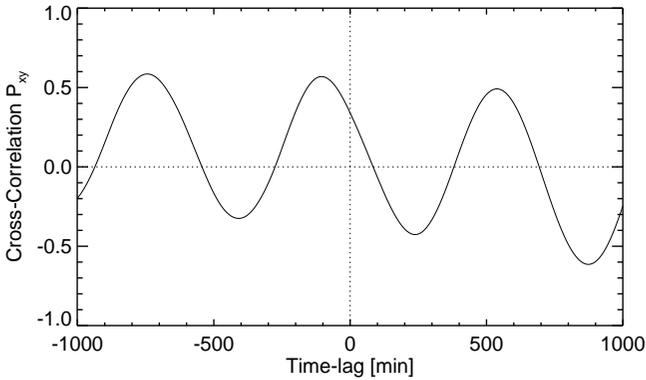


Abbildung 4.49: Kreuzkorrelationsfunktion für die trendbereinigte Zeitreihe des Magnetfeldbetrages aus Abb. 4.47 und die instantane Amplitude der transversalen Magnetfeldstörungen für verschiedene Versatzzeiten zwischen  $-1000$  min und  $1000$  min. Das erste lokale Maximum tritt für eine Versatzzeit von etwa  $-2$  h auf, d.h. der Magnetfeldbetrag erreicht sein Maximum etwa zwei Stunden nach der instantanen Amplitude der transversalen Magnetfeldstörung. Die Kreuzkorrelationsfunktion weist eine deutliche periodische Struktur auf und erreicht maximale Korrelationskoeffizienten um  $0.5$ .

Saturnmagnetosphäre hin.

Sowohl die ausgeprägte Modulation des Magnetfeldes als auch die quasiperiodischen Fluktuationen des Magnetfeldes sind ein für alle Satellitenumläufe beobachtetes Phänomen, wobei Modulation und Fluktuation unterschiedlich ausgeprägt sind und verschieden deutlich in den Daten hervortreten. Das quasiperiodische Auftreten der Fluktuationen wird für alle Umläufe und Regionen der Magnetosphäre beobachtet; dabei werden nicht immer so hohe Korrelationskoeffizienten wie im dargestellten Beispiel erreicht und die jeweiligen Versatzzeiten variieren deutlich. Als den Magnetfelddaten gemeinsame Eigenschaft kann aber die deutliche periodische Änderung der Auto- und Kreuzkorrelationsfunktion mit der Versatzzeit beobachtet werden, wobei die typischen Perioden, d.h. die Abstände aufeinanderfolgender lokaler Extrema, wie die Modulation des Magnetfeldes im Bereich der planetaren Rotationsperiode liegen.

Problematisch bei der Korrelationsanalyse unter Verwendung der momentanen Fluktuationsamplitude ist, daß eine Vielzahl von möglichen Signalquellen das Fluktuationsniveau beeinflussen und z.B. auch transiente Störungen in die momentane Amplitude eingehen. Da die Vielzahl von möglichen Beiträgen zur Fluktuation nicht voneinander trennbar sind, erschwert dies die Korrelationsanalyse und Interpretation, da verschiedene zufällige Signalbeiträge jede möglicherweise zugrundeliegende Korrelation, selbst wenn sie kausal bedingt ist, verdeckt.

Da die beispielhaft vorgestellten Falluntersuchungen an einzelnen Wellenereignissen

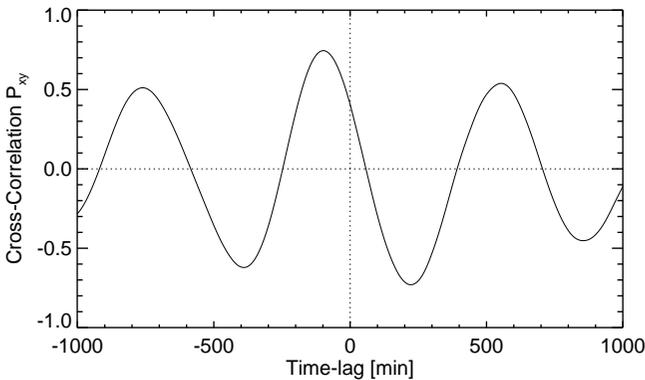


Abbildung 4.50: Kreuzkorrelationsfunktion für die trendbereinigte Zeitreihe des Magnetfeldbetrages und die instantane Amplitude der transversalen Magnetfeldstörungen für ein Teilintervall der Zeitreihen in Abb. 4.47 zwischen  $26 R_S$  und  $35 R_S$ . Das erste lokale Maximum wird bei einer Versatzzeit von etwa  $-100$  min und einen Korrelationskoeffizienten oberhalb von  $0.7$  erreicht. Der Magnetfeldbetrag muß für eine maximale Korrelation mit der instantanen Amplitude also auf der Zeitachse nach hinten verschoben werden, d.h. die Fluktuationsmaxima treten auf der ansteigenden Flanke der Magnetfeldmodulationen auf.

keine ausgeprägten Merkmale in den spektralen Eigenschaften zeigen, keine Hinweise auf mögliche systematische Zusammenhänge mit der Umgebung geben und als wichtigstes Merkmal die quasiperiodische Zeitentwicklung der Einhüllenden der Fluktuationen und ihr Zusammenhang zu der langperiodischen Modulation des Hintergrundmagnetfeldes deutlich wird, soll im nachfolgenden Abschnitt der Wellenaktivitätsindex und seine räumliche Verteilung näher untersucht werden, um Hinweise auf bevorzugte Regionen für ausgeprägte Wellenaktivität, deren Amplituden und bevorzugte Polarisationen zu erhalten.

## 4.4 Statistische Analyse des Wellenaktivitätsindex

Um die räumliche Verteilung der Wellenaktivität, die durch eine deutliche Periodizität und Paketstruktur der momentanen Amplitude gekennzeichnet ist, näher zu untersuchen, werden die Magnetfelddaten wie in Abschnitt 3.2.3 und 3.6 beschrieben in ein feldlinienparalleles Koordinatensystem überführt und auf dieser Grundlage ein totaler Wellenaktivitätsindex  $W$ , ein transversaler Wellenaktivitätsindex  $W_{\perp}$  und ein paralleler Wellenaktivitätsindex  $W_{\parallel}$  als stündlicher Mittelwert für die Zeitintervalle während derer CASSINI sich innerhalb der Saturnmagnetosphäre befand (vgl. Tab. 3.2), berechnet.

Die Verteilungsfunktion für die Wellenaktivität ist in Abb. 4.51 für eine Intervallbreite (*bin-size*) von  $0.1$  nT in einem Histogramm (oder auch Stufendiagramm) aufgetragen. Die Verteilung der Wellenaktivität zeigt für alle Wellenaktivitätsindizes eine exponentielle

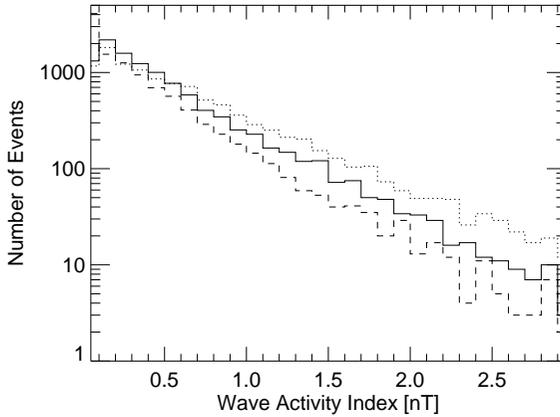


Abbildung 4.51: Stufendiagramm für die Häufigkeitsverteilung der Wellenaktivitätsindizes  $W$  (gepunktete Linie),  $W_{\perp}$  (durchgehende Linie) und  $W_{\parallel}$  (unterbrochene Linie) in der Saturnmagnetosphäre. Der für jeweils eine Stunde ermittelte Wellenaktivitätsindex wird als ein Ereignis registriert. Für alle Wellenaktivitätsindizes nimmt die Häufigkeit des Auftretens mit zunehmender Wellenamplitude exponentiell ab. Die Verteilung zeigt keine Amplitudenbereiche, für die der transversale, kompressible oder totale Wellenaktivitätsindex bevorzugt auftritt.

Abnahme für die beobachtete Anzahl von Ereignissen für einen zunehmenden Wellenaktivitätsindex. Der Mittelwert über eine Stunde wird hierbei als ein Ereignis klassifiziert.

Diese Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex  $W$  zeigt, daß die meisten Fluktuationen nur sehr kleine Amplituden aufweisen, die Werte von 3 nT in der Regel nicht überschreiten bzw. für höhere Werte durch transiente Störungen des Magnetfeldes verursacht werden. Die Verteilungsfunktion zeigt keine besonderen Merkmale, die auf eine bevorzugte Wellenamplitude, die mit größerer Häufigkeit auftritt, hinweisen. Die Verteilungsfunktionen für den transversalen und den parallelen Wellenaktivitätsindex  $W_{\perp}$  und  $W_{\parallel}$  zeigen vergleichbare Eigenschaften und weisen keine Merkmale auf, die auf bevorzugte Amplituden der Fluktuationen hinweisen. Der transversale Wellenaktivitätsindex ist für alle Amplitudenintervalle gegenüber dem kompressiblen Wellenaktivitätsindex erhöht, wobei oberhalb von 1.5 nT beide Wellenaktivitätsindizes Häufigkeiten in der gleichen Größenordnung aufweisen.

Betrachtet man die Häufigkeitsverteilung für den in Abschnitt 3.6 eingeführten transversalen und parallelen Polarisationsindex  $P_{\perp}$  und  $P_{\parallel}$  in einem Stufendiagramm mit einer Intervallbreite von 0.1 (Abb. 4.52), so ist zu beobachten, daß die Häufigkeitsverteilung für den parallelen Polarisationsindex  $P_{\parallel}$  relativ gleichmäßig über alle Polarisationsindizes verteilt ist und einen Schwerpunkt um etwa 0.45 aufweist.

Der transversale Polarisationsindex  $P_{\perp}$  ist zwischen 0.7 und 1.0 konzentriert und

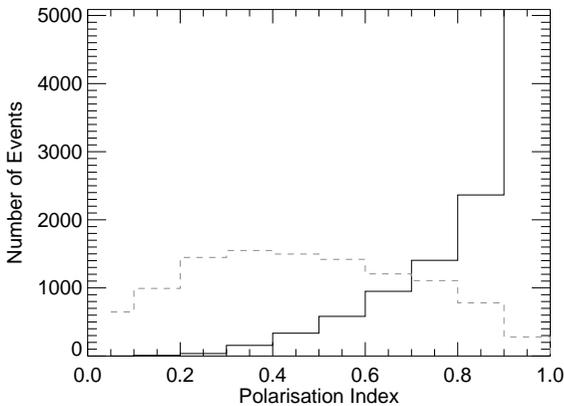


Abbildung 4.52: Stufendiagramm für die Verteilung des transversalen (durchgehende Linie) und parallelen (unterbrochene Linie) Polarisationsindex. Der für jeweils eine Stunde aus den Wellenaktivitätsindizes ermittelte Polarisationsindex wird als ein Ereignis registriert. Die Verteilung zeigt, daß der überwiegende Teil der berechneten transversalen Polarisationsindizes deutlich oberhalb von  $1/\sqrt{2} \approx 0.71$  liegt: der transversale Anteil der Magnetfeldstörungen überwiegt den kompressiblen Störungsanteil für mehr als 80% aller Zeitabschnitte.

die Anzahl der Ereignisse je Intervall nimmt mit zunehmendem transversalen Polarisationsindex ebenfalls zu. Für Werte des transversalen Polarisationsindex oberhalb von  $1/\sqrt{2} \approx 0.71$  überwiegt die transversale Polarisation die parallele Polarisation, während für Werte des parallelen Polarisationsindex  $P_{\parallel}$  oberhalb von  $1/\sqrt{2}$  die parallele oder kompressible Wellenaktivität den dominierenden Anteil zur totalen Wellenaktivität beiträgt (vgl. Abschnitt 3.6).

Qualitativ ist die dominierende transversale Polarisation der Wellenaktivität in Abb. 4.52 deutlich zu erkennen, da der überwiegende Anteil der Ereignisse einen parallelen Polarisationsindex deutlich unterhalb von  $1/\sqrt{2} \approx 0.71$  hat und der Schwerpunkt der Verteilung bei etwa 0.45 ebenfalls unterhalb von  $1/\sqrt{2}$  liegt. Die Verteilung des transversalen Polarisationsindex hat ihr Maximum oberhalb von  $1/\sqrt{2}$  und nur eine vergleichsweise geringe Anzahl von Ereignissen nimmt einen transversale Polarisationsindex unterhalb von  $1/\sqrt{2}$  an. Quantitativ liegen 8858 von insgesamt 10926 erfassten Ereignissen für den transversalen Polarisationsindex, d.h. über 80%, oberhalb von  $1/\sqrt{2}$ .

Dieses Ergebnis ist konsistent mit den Häufigkeitsverteilungen für den totalen, transversalen und parallelen Wellenaktivitätsindex in Abb. 4.51 und bestätigt auf breiterer statistischer Basis die Beobachtungen einer gegenüber der kompressiblen Wellenaktivität dominierenden Wellenaktivität aus Abschnitt 4.2.1.

Die vorgestellten Verteilungen der Wellenaktivitätsindizes wurden innerhalb dieser

Übersichtsanalyse global für alle Regionen innerhalb der Saturnmagnetosphäre erfasst, die CASSINI während des Zeitraumes vom 01.07.2004 bis zum 15.03.2004 überdeckt hat. Im folgenden soll daher eine mögliche Abhängigkeit der Wellenaktivität von räumlichen Parametern untersucht werden.

Um einen Zusammenhang der Verteilung von Wellenaktivität mit verschiedenen Regionen der Saturnmagnetosphäre, in denen sie beobachtet werden, zu untersuchen, wird die Häufigkeitsverteilung der Ereignisse in Abhängigkeit vom totalen Wellenaktivitätsindex  $W$  jeweils zusammen mit der magnetischen Lokalzeit, dem radialen Abstand vom Planeten und der magnetischen Elevation berechnet. Die Intervallbreite für den totalen Wellenaktivitätsindex beträgt hierbei wieder 0.1 nT. Für die magnetische Lokalzeit wurde eine Intervallbreite von 1 h, für den radialen Abstand eine Intervallbreite von  $5 R_S$  und für die magnetische Elevation eine Intervallbreite von  $5^\circ$  gewählt.

### 4.4.1 Verteilung der Wellenaktivität in Abhängigkeit von der Lokalzeit

Die Untersuchung der Lokalzeitabhängigkeit der Wellenaktivität ist dadurch motiviert, daß in der Erdmagnetosphäre ULF-Pulsationen bevorzugt im Bereich der Morgen- und Abendseite auftreten, wo der tangential an der Magnetopause vorbeiströmende Sonnenwind Oberflächenwellen durch Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten anregen kann. Die Untersuchung der lokalzeitabhängigen Verteilung der Wellenaktivität kann daher Hinweise darauf geben, ob beim Saturn vergleichbare bevorzugte Regionen mit ähnlichen Anregungsmechanismen auftreten.

Die Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex ist in Abb. 4.53 über der Lokalzeit für Intervallbreiten von 0.1 nT bzw. 1 h aufgetragen. Für Wellenaktivitätsindizes oberhalb von 0.5 nT ist die Verteilung homogen über alle Lokalzeiten verteilt. Für Wellenaktivitätsindizes unterhalb von 0.5 nT gibt es eine erhöhte Anzahl von beobachteten Wellenereignissen zwischen 23 Uhr und 06 Uhr Lokalzeit, d.h. eine deutliche Bevorzugung der morgenseitigen Magnetosphäre. Eine analoge Abhängigkeit zeigen auch die Häufigkeitsverteilungen für den transversalen und den parallelen Wellenaktivitätsindex, wobei die parallele Wellenaktivität im Lokalzeitbereich zwischen 00 Uhr und 06 Uhr Werte oberhalb von 0.1 nT nicht in größerer Zahl annimmt und die transversale Wellenaktivität eine erhöhte Anzahl von Ereignissen zwischen 0.1 nT und 0.5 nT aufweist.

Bei der Bewertung der räumlichen Verteilung der Wellenaktivitätsindizes muß jedoch die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Satelliten in unterschiedlichen magnetosphärischen Regionen berücksichtigt werden. Denn befindet sich der Satellit auf Grund der Gestalt seiner Umlaufbahn besonders lange in einem Raumgebiet, dann ist dort natürlich auch die Detektionswahrscheinlichkeit für ein Ereignis besonders hoch, ohne daß daraus direkt eine Aussage abgeleitet werden kann, daß diese Region gegenüber anderen Gebieten, die möglicherweise noch gar nicht oder kaum besucht wurden, für die Anregung und Ausbreitung von z.B. Wellenphänomenen bevorzugt ist.

In Abb. 4.54 ist die Verteilung für die Aufenthaltsdauer des CASSINI-Satelliten bezüglich

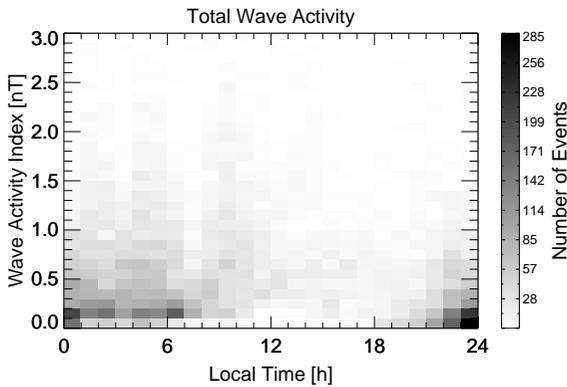


Abbildung 4.53: Histogramm der absoluten Häufigkeitsverteilung in Stunden des totalen Wellenaktivitätsindex über der Lokalzeit. Die Verteilung ist nicht bezüglich der Aufenthaltsdauer des Satelliten bei den einzelnen Lokalzeit zeigt normiert. Die Verteilung zeigt eine leichte Erhöhung der Ereignishäufigkeit zwischen 18 Uhr und 06 Uhr.

der Lokalzeit in einem Stufendiagramm aufgetragen. Einem Ereignis entspricht hier die Lokalzeitposition des Satelliten zu dem Zeitpunkt, für den der stündliche Mittelwert der Wellenaktivitätsindizes berechnet wird. Die Verteilung zeigt ein deutliches Maximum für die Aufenthaltsdauer des Satelliten auf der Nachtseite zwischen 23 Uhr und 03 Uhr Lokalzeit und zwei weitere lokale Maxima zwischen 03 Uhr und 07 Uhr sowie zwischen 07 Uhr und 11 Uhr. Die Verteilung ist also nicht gleichmäßig über alle Lokalzeitbereiche verteilt, so daß es notwendig ist, die Lokalzeitverteilung der Wellenaktivität bezüglich der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Satelliten zu normieren. Die Normierung wird für alle Verteilungen so gewählt, daß der größte auftretende Wert in der Häufigkeitsverteilung nach der Normierung den Wert von Eins erhält.

In Abb. 4.55 ist die bezüglich der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Satelliten normierte Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex in Abhängigkeit von der Lokalzeit aufgetragen. Die normierte Verteilung zeigt, daß die Häufigkeitsverteilung des totalen Wellenaktivitätsindex höhere Werte nicht oberhalb von 1.0 nT annimmt und dort gleichmäßig verteilt ist. Für Werte unterhalb von 0.5 nT ist die Verteilung ebenfalls gleichmäßig über alle Lokalzeitbereiche verteilt und zeigt einen leichten Anstieg für Wellenaktivitätsindizes um 0.5 nT in der Umgebung der Mittagsregion bei Lokalzeiten zwischen 10 - 16 Uhr, die jedoch nicht besonders deutlich ausgeprägt ist, so daß grundsätzlich auf eine eher gleichförmige Verteilung geschlossen werden kann.

Die Merkmale in der Lokalzeitverteilung der transversalen Wellenaktivität gleichen denen der totalen Wellenaktivität: eine erhöhte Anzahl von Ereignissen tritt nur bis maximal 1.0 nT auf und der transversale Wellenaktivitätsindex ist bis auf eine leichte Erhöhung in der Umgebung der Mittagsregion gleichmäßig über alle Lokalzeiten verteilt.

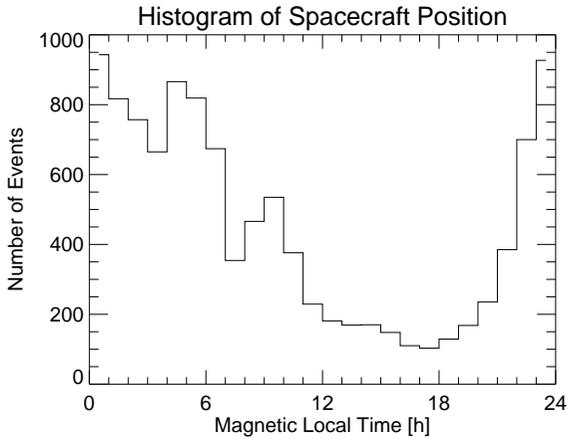


Abbildung 4.54: Histogrammdarstellung der Lokalzeitverteilung für die Aufenthaltsdauer des CASSINI-Satelliten während des Beobachtungszeitraumes vom 1. Juli 2004 bis zum 15. März 2007 mit einer Intervallbreite von 1 h. Ein Ereignis entspricht einer Aufenthaltsdauer von einer Stunde. Der Satellit befindet sich innerhalb dieses Zeitraumes bevorzugt auf der Nacht- und Morgenseite der Magnetosphäre. Die nicht gleichmäßige Lokalzeitverteilung der Satellitenposition muß in der Darstellung für die Häufigkeitsverteilung der Wellenaktivitätsindizes berücksichtigt werden.

Die Verteilung der parallelen Wellenaktivität erreicht nur Werte bis 0.5 nT und ist ähnlich homogen wie der totale Wellenaktivitätsindex über die Lokalzeitbereiche verteilt, wobei auch nach der Normierung ein leicht bevorzugtes Auftreten auf der Nachtseite zwischen 18 - 01 Uhr für sehr kleine Wellenaktivitätsindizes erkennbar ist.

#### 4.4.2 Verteilung der Wellenaktivität in Abhängigkeit vom radialen Abstand

Die Verteilung der Wellenaktivität und die Normierung bezüglich der Aufenthaltsdauer des Satelliten wird analog für die radiale Verteilung mit einer radialen Intervallbreite von  $5 R_S$  berechnet. Die nicht normierte Verteilungen der Wellenaktivitätsindizes zeigen eine deutliche Häufung für radiale Abstände zwischen  $20 R_S$  und  $40 R_S$ . Das Maximum zwischen  $25 R_S$  und  $30 R_S$  fällt mit dem Maximum für die Aufenthaltsdauer des Satelliten bei diesem Abstand zusammen. Die bezüglich der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Satelliten normierten Verteilungen der Wellenaktivitätsindizes sind in Abb. 4.4.2 dargestellt. Die totale Wellenaktivität zeigt nach der Normierung eine Verteilung, die für Werte des Wellenaktivitätsindex größer als 0.5 nT nur wenig ausgeprägt ist. Die größte Häufung von Ereignissen hat einen totalen Wellenaktivitätsindex von unter 0.5 nT und ist gleichmäßig

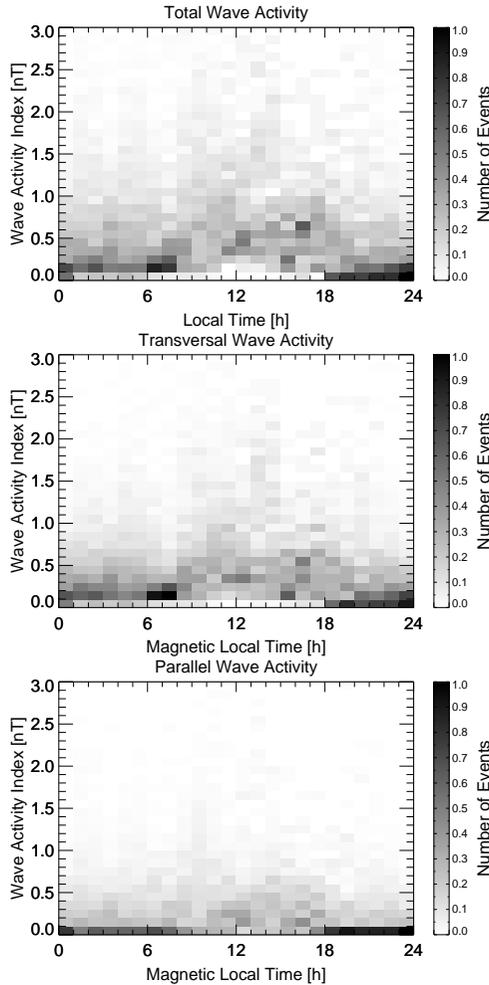


Abbildung 4.55: Bezüglich der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Satelliten normierte Histogrammdarstellung für die Verteilung der Wellenaktivitätsindizes über der Lokalzeit. Die maximale Häufigkeit erhält nach der Normierung einen Wert von Eins. Die Verteilung nimmt höhere Werte bevorzugt unterhalb von 1.0 nT an und unterhalb von 0.5 nT sind die Häufigkeiten relativ gleichmäßig über alle Lokalzeiten verteilt.

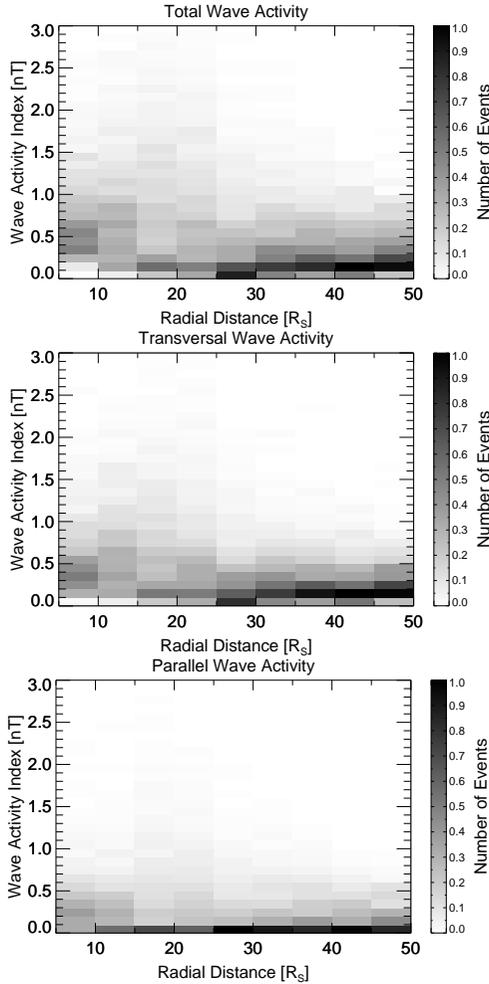


Abbildung 4.56: Bezüglich der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Satelliten normierte Histogrammdarstellung für die Verteilung der Wellenaktivitätsindizes über dem radialen Abstand vom Saturn. Die maximale Häufigkeit erhält nach der Normierung einen Wert von Eins. Die Verteilung ist für Wellenaktivitätsindizes oberhalb von 0.5 nT nur wenig ausgeprägt. Unterhalb von 0.5 nT ist die Wellenaktivität über alle radiale Abstände relativ gleichmäßig verteilt, mit leicht erhöhten Häufigkeiten für größere Abstände.

über alle radialen Abstände verteilt, zeigt aber für größere radiale Abstände eine insgesamt höhere Häufigkeit für das Auftreten von Wellenaktivität, die aber stets, wie bei allen anderen Abständen, auf sehr niedrigem Niveau des Wellenaktivitätsindex vorliegt. Es kann kein radialer Abstand identifiziert werden, für den besonders ausgeprägte Wellenaktivität mit deutlich erhöhten Amplituden, also erhöhtem Wellenaktivitätsindex stattfindet.

Die radiale Verteilung des transversalen Wellenaktivitätsindex zeigt die gleichen Merkmale wie die Verteilung für den totalen Wellenaktivitätsindex, was wegen der überwiegen- den transversalen Polarisation aller Fluktuationsereignisse (vgl. Abb. 4.52) zu erwarten ist. Die normierte Verteilung des parallelen Wellenaktivitätsindex weist keine Strukturen auf, in denen eine erhöhte Anzahl von Ereignissen mit parallelen Wellenaktivitätsindizes oberhalb von 0.2 nT auftreten. Die radiale Verteilung des parallelen Wellenaktivitätsindex zeigt eine leichte Bevorzugung größerer radialer Abstände jenseits von  $25 R_S$  und ist für Abstände kleiner als  $10 R_S$  bei Wellenaktivitätsindizes bis 0.5 nT leicht erhöht.

Für die radiale Verteilung der Wellenaktivität kann insgesamt also keine ausgeprägte Region identifiziert werden, die besonders häufig erhöhte Wellenaktivität unterstützt. Es ist lediglich eine erhöhte Anzahl von Wellenereignissen für größere radiale Abstände ab etwa  $25 R_S$  zu erkennen.

#### 4.4.3 Verteilung der Wellenaktivität in Abhängigkeit von der Elevation

Um eine mögliche Abhängigkeit der Wellenaktivität von der magnetischen Elevation zu untersuchen, wird die normierte Verteilung der Wellenaktivitätsindizes für verschiedene Elevationen berechnet. Da die Rotationsachse und Dipolachse des Magnetfeldes im Rahmen der Meßgenauigkeit zusammenfallen, entspricht die magnetische Elevation mit der Äquatorebene als Referenzfläche der kronographischen Breite. Die Verteilung der Aufenthaltsdauer des Satelliten für verschiedene Elevationen in Abb. 4.17 zeigt eine deutlich höhere Abdeckung der Äquatorregion im Vergleich mit polnahen Breiten. Kronographische Breiten größer als  $\pm 60^\circ$  werden nicht eingenommen. Der Satellit befand sich während etwa 80% des gesamten betrachteten Zeitraumes innerhalb von Regionen von  $\pm 20^\circ$  kronographischer Breite.

Die normierte Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex in Abb. 4.57 zeigt eine leicht erhöhte Anzahl von Wellenereignissen für Elevationen außerhalb von  $\pm 30^\circ$  bei Wellenaktivitätsindizes nicht größer als 0.4 nT. Eine gleichartige Verteilung zeigen sowohl der transversale als auch der parallele Wellenaktivitätsindex.

Die leichte Erhöhung der Anzahl von Ereignissen außerhalb von  $\pm 30^\circ$  wird als Artefakt durch die Normierung bezüglich der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Satelliten gedeutet. Die Gesamtaufenthaltsdauer des Satelliten ist für Breiten außerhalb von  $\pm 30^\circ$  je Breitenintervall sehr gering, so daß die Normierung der Verteilung bezüglich der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Satelliten in diesen Bereichen zu einer unverhältnismäßigen Überhöhung der Verteilung führt. Daher scheint eine vorsichtige Deutung der leichten Erhöhung der normierten Ereignishäufigkeiten außerhalb von  $\pm 30^\circ$  angebracht, so daß insgesamt auch

für die Wellenaktivitätsindizes über der Elevation eine gleichmäßige Verteilung besteht, die keine ausgezeichneten Bereiche mit deutlich erhöhtem Wellenaktivitätsindex andeutet.

Die Beobachtungen der Verteilung des transversalen, des parallelen und des totalen Wellenaktivitätsindex für verschiedene Raumgebiete zeigte, wenn die Verteilung bezüglich der Aufenthaltsdauer des Satelliten normiert wurde, keine deutliche Präferenz für einen bestimmten Lokalzeitbereich, einen bestimmten Abstand oder eine ausgezeichnete magnetische Elevation. Daraus kann zusammenfassend der Schluß gezogen werden, daß ULF-Wellenaktivität mit vergleichbarer geringer Amplitude ein in allen magnetosphärischen Regionen beobachtetes Phänomen ist, das keine Abhängigkeit von den untersuchten räumlichen Parametern Lokalzeit, radialem Abstand oder der magnetischen Breite zeigt.

Da das periodische Auftreten der ULF-Fluktuationen mit ihrer charakteristischen Paketstruktur einen scheinbaren Zusammenhang zu der langperiodischen Modulation des Magnetfeldes zeigt, deren Periodizität mit der Rotation des Planeten in Verbindung gebracht wird, soll im folgenden untersucht werden, ob die Wellenaktivität in einem mit dem Planeten mitrotierenden Koordinatensystem in einer bevorzugten Region lokalisiert ist.

### **4.5 Verteilung der ULF-Wellenaktivität in kronographischen Koordinaten**

Im vorangehenden Abschnitt wurde gezeigt, daß für ULF-Wellenaktivität keine Verteilung in deutlich bevorzugten räumlichen Regionen erkennbar ist. In dieser Arbeit wurde an verschiedenen Stellen auf die Bedeutung der planetaren Rotation z.B. für die Plasmaverteilung, Plasmadynamik und die Magnetfeldkonfiguration hingewiesen. Im Abschnitt 4.3 wurde der scheinbare Zusammenhang zwischen der Modulation des Magnetfeldbetrages und der Einhüllenden der Fluktuationen des Magnetfeldes diskutiert. Wenn der Zusammenhang zwischen der ULF-Wellenaktivität und der Modulation des Magnetfeldes, die auch zur Bestimmung einer Rotationsperiode verwendet wurde, kausal bedingt ist, weil etwa die ULF-Wellenaktivität durch eine mit dem Planeten rotierende magnetische Anomalie (Galopeau et al. 1991) angeregt wird oder in einem mit dem magnetosphärischen Plasma korotierenden Raumgebiet eingeschlossen ist, dann ist die Lokalisierung und Darstellung von Wellenereignissen in einem mitrotierenden kronographischen Koordinatensystem sinnvoll. In einem planetenfesten Koordinatensystem sollten sich Aktivitätsregionen um ausgezeichnete Längengrade (vgl. Abschnitt 3.2.1) ausbilden, wenn die ULF-Wellenaktivität direkt oder indirekt in Zusammenhang mit den Vorgängen steht, die zur Bestimmung der planetaren bzw. magnetosphärischen Rotationsperiode und deren Variabilität herangezogen wurden.

Auf Grund der mangelnden Lokalisierbarkeit in nicht mitrotierenden Koordinaten und den Hinweisen auf einen Zusammenhang der ULF-Wellenaktivität mit der planetaren Rotation, kann man erwarten, daß sich z.B. die lokalen Maxima der Wellenaktivität um einen ausgezeichneten kronographischen Längengrad ansammeln und möglicherweise eine

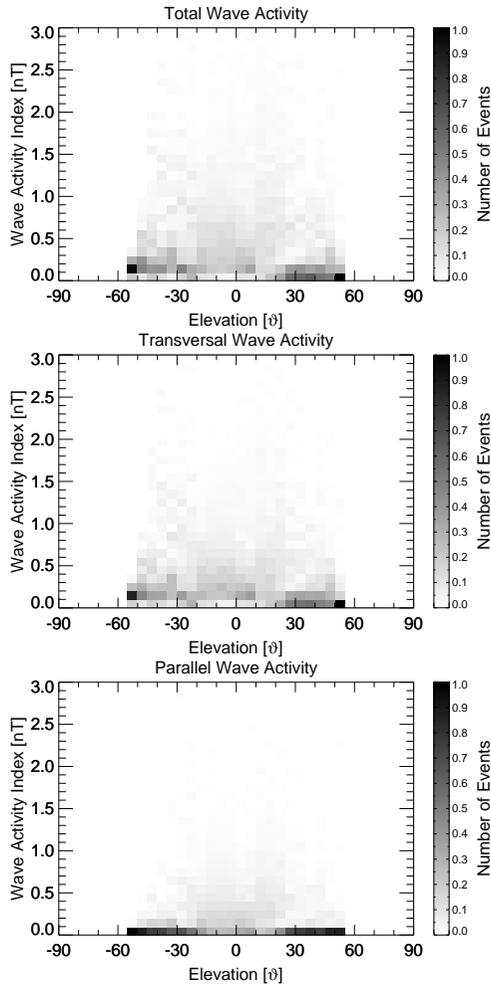


Abbildung 4.57: Bezüglich der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Satelliten normierte Histogrammdarstellung für die Verteilung der Wellenaktivitätsindizes über der Elevation bzw. der kronographischen Breite. Die maximale Häufigkeit erhält nach der Normierung einen Wert von Eins. Die leichte Erhöhung der Anzahl von Ereignissen außerhalb von  $\pm 30^\circ$  mit Wellenaktivitätsindizes um 0.5 nT wird als Artefakt der sehr niedrigen Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Satelliten in diesen Breiten gedeutet.

durch Laufzeiteffekte verursachte, systematische Abhängigkeit mit dem Abstand von der Quelle, die die ULF-Fluktuationen anregt, auftritt. Für unterschiedliche radiale Abstände oder L-Schalenparameter sollte dann eine systematische und kontinuierliche Änderung des Längengrades, um den die maximale Wellenaktivität lokalisiert ist, zu beobachten sein.

Um eine Abhängigkeit des Auftretens der Wellenaktivität von der kronographischen Länge zu untersuchen, werden zunächst die Zeitpunkte, an denen die totale Wellenaktivität lokale Maxima annimmt mit dem in Abschnitt 3.7 vorgestellten Verfahren bestimmt. Dabei werden die Maxima der totalen Wellenaktivität ausgewählt, deren Maximumregion oberhalb des gleitenden Mittelwertes zuzüglich der einfachen Standardabweichung des zugrundeliegenden Teilintervalls liegen. Insgesamt wurden mit diesem Verfahren für den Zeitraum vom 01.07.2004 bis zum 15.03.2007 für die totale Wellenaktivität 1630 Maxima identifiziert und ausgewählt. Den Zeitpunkten, bei denen die lokalen Maxima auftreten, werden anschließende die Satellitenpositionen in planetozentrischen kronographischen Koordinaten, d.h. die kronographische Länge  $\lambda$ , die kronographische Breite  $\vartheta$  und der radiale Abstand  $r$  zugeordnet.

In Abb. 4.58 ist die Längenverteilung der ermittelten Maxima in Abhängigkeit des radialen Abstandes vom Planeten dargestellt. Die Längenverteilung läßt keine Lokalisierung der maximalen Wellenaktivität in einem bevorzugten kronographischen Längenbereich erkennen, so daß die weitere Frage nach einer systematischen Abhängigkeit vom radialen Abstand zunächst nicht sinnvoll ist. Die Verteilung ist gleichmäßig über alle Längen und Abstände gestreut und zeigt auch keine weiteren Strukturen. Lediglich in einer subjektiv wahrnehmbaren höheren Punktdichte spiegelt sich die bevorzugte Aufenthaltsdauer des Satelliten zwischen  $20 R_S$  und  $30 R_S$  wieder.

Die Ergebnisse von Giampieri et al. (2006) zur Bestimmung der Rotationsperiode auf Grundlage von Magnetfeldmessungen haben die Brauchbarkeit der offiziellen durch die IAU definierten Rotationsperiode des Saturns in Frage gestellt. Gleichzeitig wurde von Giampieri und Dougherty (2004b) auf die Konsequenzen für die Definition und die Brauchbarkeit des damit verbundenen Längensystems hingewiesen.

Für die Kartierung von Wellenereignissen bedeutet dies, daß eine ausgezeichnete Längenlokalisierung durch eine nicht ausreichend fehlerfreie Bestimmung des Längensystems beginnt, relativ zu diesem Längensystem zu driften und diese Drift die beobachtbare Lokalisierung bei einer ausgezeichneten kronographischen Länge auflöst (vgl. Abschnitt 4.1).

Aus den mit Abb. 4.58 gewonnenen Ergebnissen können daher zunächst zwei verschiedene Schlüsse gezogen werden: entweder ist die Quelle für die Wellenaktivität bezogen auf das kronographische Längensystem nicht stationär oder die Rotationsperiode und das darauf basierende Koordinatensystem sind nicht hinreichend genau bestimmt. Diese Arbeitshypothese hat die Einführung eines korrigierten Längensystems (vgl. Abschnitt 3.3) auf Grundlage einer von Giampieri et al. (2005) vorgeschlagenen alternativen Rotationsperiode motiviert.

Die Verteilung der gleichen Maxima wie in Abb. 4.58 ist für das so korrigierte Längensystem in Abb. 4.59 gezeigt. Die Maxima sind genauso unstrukturiert und gleichmäßig über alle Längen und Abstände verteilt wie für das unkorrigierte Längensystem. Da

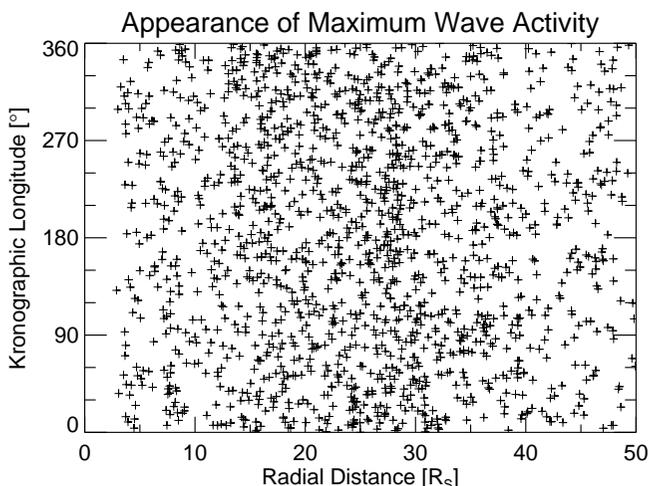


Abbildung 4.58: Lage der lokalen Maxima des totalen Wellenaktivitätsindex in kronographischer Länge über dem radialen Abstand vom Planeten auf Grundlage des offiziell definierten Längensystems der IAU mit einer Rotationsperiode von 10 h 39 min 22 s. Die Maxima sind nicht in einem bevorzugten Längenbereich lokalisiert und weisen keine Abhängigkeit vom radialen Abstand auf.

die Wellenaktivität trotz der durchgeführten Korrektur nicht bei einer bestimmten kronographischen Länge lokalisiert ist, muß das Ergebnis im Rahmen der oben aufgeführten Arbeitshypothese zunächst so gedeutet werden, daß die Quelle für die Wellenaktivität innerhalb des kronographischen Koordinatensystems nicht stationär ist. Alternativ kann das Ergebnis aber auch so ausgelegt werden, daß das Längensystem trotz der vorgenommenen Korrektur noch nicht ausreichend genau bestimmt ist.

Dieses Zwischenergebnis hat zu der Motivation geführt, die von Giampieri et al. (2006) vorgeschlagene Rotationsperiode zu hinterfragen und im Rahmen der von Giampieri et al. (2006) implizit gemachten Annahmen auf Plausibilität zu überprüfen. Die hierdurch motivierten Untersuchungen zur Variabilität der scheinbaren Rotationsperiode wurden in Abschnitt 4.1 vorgestellt und führen im Ergebnis zu einem zeitlich veränderlichen Längensystem auf Grund einer scheinbar zeitlich veränderlichen magnetosphärischen Rotationsperiode. Diese schon für sich genommen interessanten Ergebnisse werden als Grundlage für eine Längenkorrektur mit einer zeitlich veränderlichen Rotationsperiode nach dem im Abschnitt 3.3 beschriebenen Verfahren verwendet.

In Abb. 4.60 ist die Verteilung der Maxima der totalen Wellenaktivität nach der Korrektur für eine veränderliche Rotationsperiode dargestellt. Die Verteilung zeigt erneut keine erkennbare Struktur oder eine systematische Verteilung der Maxima bezüglich ei-

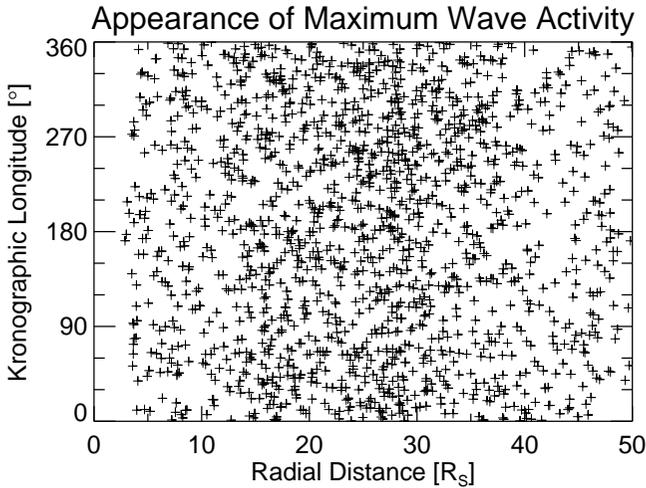


Abbildung 4.59: Lage der lokalen Maxima des totalen Wellenaktivitätsindex in kronographischer Länge über dem radialen Abstand vom Planeten auf Grundlage eines korrigierten kronographischen Längensystems unter der Annahme, daß die Rotationsperiode 10 h 47 min 6 s beträgt (Giampieri et al. 2006). Die Korrektur führt nicht zu einer strukturierten Anordnung der Maxima in einem bevorzugten Längenbereich oder einem systematischen Zusammenhang zum radialen Abstand.

nes bevorzugten Längengrades oder eine Abhängigkeit mit dem radialen Abstand vom Planeten.

Die Darstellung in einem Streudiagramm wie in Abb. 4.60 mag die quantitative Verteilung der Maxima verbergen, so daß eine alternative Darstellung durch eine Häufigkeitsverteilung mehr Informationen liefert. In Abb. 4.61 ist die normierte Häufigkeitsverteilung für die Maxima der totalen Wellenaktivität für eine longitudinale Intervallbreite von  $15^\circ$  und eine radiale Intervallbreite von  $5 R_S$  aufgetragen. Die Verteilung wurde wieder bezüglich der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Satelliten in den verwendeten Abstands- und Längenintervallen normiert; das Intervall mit der maximalen Häufigkeit nach der Normierung erhält dabei einen Wert von Eins.

Auch diese Darstellung durch eine Häufigkeitsverteilung, die das akkumulierte Auftreten der Maxima hervorheben sollte, zeigt keine erkennbare Struktur, die auf einen bevorzugten kronographischen Längenbereich oder eine damit verbundene radiale Abstandsabhängigkeit schließen läßt. Die Aussagekraft der Häufigkeitsverteilung in Abb. 4.61 ist grundsätzlich vorsichtig zu betrachten, da in den einzelnen Intervallen der nichtnormierten Häufigkeitsverteilung eine maximale absolute Anzahl von 19 Ereignissen zugeordnet wird, so daß Unterschiede in der absoluten Anzahl der Ereignisse zwischen den einzelnen

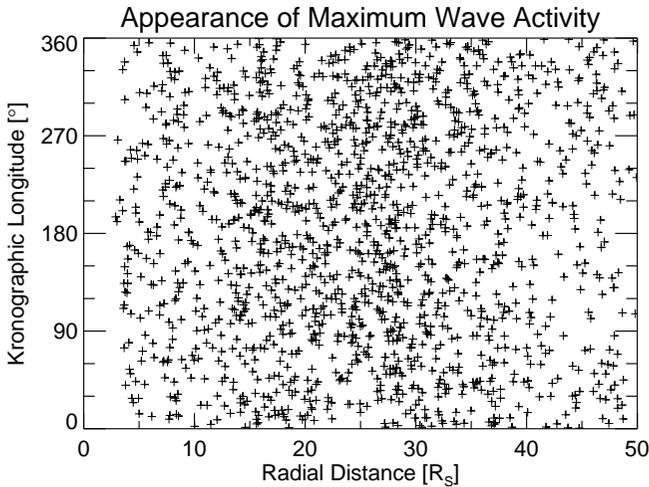


Abbildung 4.60: Lage der lokalen Maxima des totalen Wellenaktivitätsindex in kronographischer Länge über dem radialen Abstand vom Planeten auf Grundlage eines korrigierten zeitabhängigen kronographischen Längensystems unter Verwendungen einer variablen Rotationsperiode (vgl. Abschnitt 4.1). Nach der Korrektur des Längensystems ordnen sich die Maxima der totalen Wellenaktivität nicht in einem bevorzugten Längenbereich an oder bilden räumliche Strukturen aus.

Intervallen stets in einer vergleichbaren Größenordnung liegen.

## Diskussion

In den vorgestellten Untersuchungen wurde auf einen möglichen Zusammenhang zwischen der periodischen Modulation des Saturnmagnetfeldes und dem Auftreten von ULF-Wellenaktivität hingewiesen. Als mögliche Ursache für die periodische Modulation kann eine schon von Galopeau et al. (1991) vorgeschlagene Magnetfeldanomalie verantwortlich sein, die z.B. durch eine Abweichung von der Axialsymmetrie innerhalb der Dynamoregion, durch ein großskaliges Stromsystem (Southwood und Kivelson 2007), radial ausgedehnte und längenbegrenzte „Plasmazungen“ (Goldreich und Farmer 2007) oder lokal begrenzte stationäre Dichteinhomogenitäten der Plasmadichte (Carbary et al. 2007b) verursacht wird. Eine solche periodisch auftretende Störung erzeugt lokale Abweichungen des Magnetfeldes aus dem Gleichgewichtszustand mit großen Amplituden, die anschließend in kleinskalige Oszillationen zerfallen kann.

Während sich die angeregte großskalige Störung innerhalb der gesamten Magnetosphäre ausbreitet, wird die Anregung der kleinskaligen ULF-Wellen nur in vereinzelten begrenzten Raumbereichen unterstützt, die durch ihre lokalen Umgebungsgrößen, wie z.B.

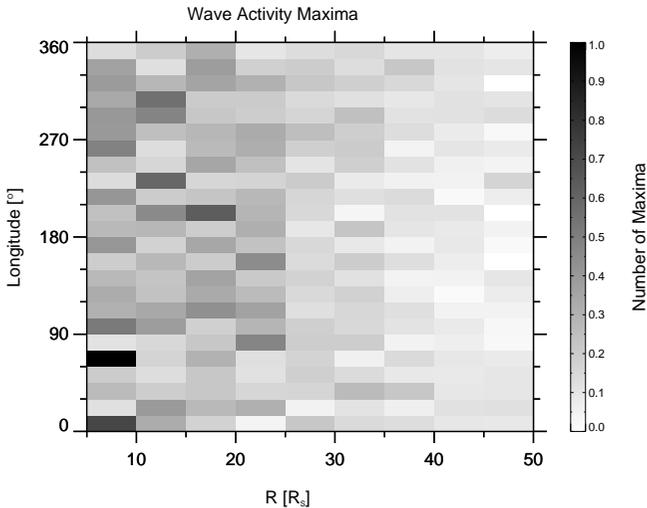


Abbildung 4.61: Histogrammdarstellung der in Abb. 4.60 gezeigten Verteilung der Maxima des totalen Wellenaktivitätsindex für die kronographische Länge und den radialen Abstand vom Planeten. Die Verteilung wurde bezüglich der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Satelliten normiert und der größte Wert der normierten Häufigkeitsverteilung erhält den Wert Eins. In dieser Darstellung zeigen sich gegenüber der Darstellung in einem Streudiagramm keine weiteren Strukturen.

eine erhöhte Plasmamassendichte, ausgezeichnet werden. Für einen derartigen Mechanismus erwartet man eine ausgeprägte Lokalisierung der ULF-Wellenaktivität bei einer kronographischen Länge, die in einer festen Phasenbeziehung zur kronographischen Längenposition der anregenden Störung steht. Zusätzlich sind auch zwei kronographische Längenregionen als bevorzugtes Aktivitätsgebiet vorstellbar, wenn die Störung z.B. durch ein wie von Southwood und Kivelson (2007) vorgeschlagendes Stromsystem verursacht wird, da dieses zwei Stromdichtemaxima mit entgegengesetzter Stromrichtung bei gegenüberliegenden kronographischen Längen vorschlägt. Die ULF-Wellen könnten dann erst durch das Stromdichtemaximum und die damit verbundene Magnetfeldstörung und eine halbe Periode später durch das entgegengesetzt orientierte zweite Stromdichtemaximum angeregt werden. Die beobachtete Längenverteilung der Maxima für den totalen Wellenaktivitätsindex, die keine bevorzugte Längenverteilung aufweist, unterstützt dieses Hypothese nicht. Zusätzliche sollte die Wellenaktivität für eine derartige Konfiguration auch die halbe Periode des anregenden Signals haben. Ein solcher Zusammenhang wird nicht beobachtet (vgl. Abschnitt 4.3), so daß mit der vergleichbaren Periodizität von ULF-Wellenaktivität und Magnetfeldmodulation auch der Erklärungsversuch von Southwood und Kivelson (2007) in Frage gestellt werden muß.

Die gleichmäßige Verteilung der Wellenaktivität über alle kronographischen Längen kann als Hinweis darauf gedeutet werden, daß die typische Lebensdauer der angeregten ULF-Wellen in den bevorzugten Aktivitätsregionen deutlich länger ist als die Periode der anregenden Störung. In diesem Fall kann die Phase zwischen der anregenden Störung und der beobachteten Wellenaktivität einer einzelnen Anregungsregion nicht mehr zugeordnet werden. Es ist also nicht ermittelbar, zu welchem Zeitpunkt Oszillationen in einer Aktivitätsregion angeregt werden und welchen magnetosphärischen Transportprozessen die Aktivitätsregionen zwischen der ursprünglichen Anregung und der Detektion durch den Satelliten unterworfen waren.

Eine genauere Untersuchung und Modellierung der Anregung unter Berücksichtigung der Ausbreitung von Störungen in der Saturnmagnetosphäre und einer genauen Kenntnis von lokalen Umgebungsbedingungen, die mögliche bevorzugte und räumlich begrenzte Aktivitätsregionen auszeichnen, ist auf Grund der verfügbaren Daten nicht möglich. Insbesondere ist die Verfügbarkeit von Plasmamomenten, die derzeit nicht gegeben ist, eine wichtige Voraussetzung, um z.B. Regionen mit lokalisierten Plasmainhomogenitäten, in denen ULF-Wellen angeregt und auch eingeschlossen werden können, zu identifizieren. Die derzeit verfügbaren Modelle (Sittler et al. 2006c, Richardson 1995, Richardson und Jurac 2004) geben keine kleinskaligen Strukturen in der räumlichen Plasmaverteilung wieder und sind nicht geeignet, lokalisierte Wellenaktivitätsregionen näher zu beschreiben. Sollten in der Zukunft gemessene Daten über die Plasmaeigenschaften in der Saturnmagnetosphäre zur Verfügung stehen, könnte es aufschlußreich sein, dies mit den beobachteten irregulären ULF-Fluktuationen in Verbindung zu setzen. Dies könnte zum einen eine direkte Korrelationsanalyse mit den Schwankungen der Plasmadichte sein, um mit Hilfe der Alfvén-Relation die Ausbreitungsrichtung der ULF-Wellen zu bestimmen. Andererseits kann eine Untersuchung des Zusammenhangs zwischen der momentanen Wellenamplitude und der Plasmamassendichte weitere Hinweise auf räumliche Vorzugsregionen geben, z.B. ob die momentane Amplitude ähnlich wie in den Beobachtungen von Khurana und Kivelson (1989) von der Plasmamassendichte der Umgebung abhängt.

## 4.6 Kartierung des Wellenaktivitätsindex

Im Abschnitt 3.6 wurde beschrieben, wie aus den Variationen des Saturnmagnetfeldes ein totaler Wellenaktivitätsindex  $W$ , ein transversaler Wellenaktivitätsindex  $W_{\perp}$  und ein feldparalleler Wellenaktivitätsindex  $W_{\parallel}$  bestimmt werden kann. Hierbei liefert der transversale Wellenaktivitätsindex  $W_{\perp}$  einen Schätzer für alfvénische Störungen und der feldparallele Wellenaktivitätsindex  $W_{\parallel}$  einen Schätzer für kompressible Störungen des Hintergrundmagnetfeldes. Der transversale Polarisationsindex  $P_{\perp} = W_{\perp}/W$  und der parallele Polarisationsindex  $P_{\parallel} = W_{\parallel}/W$  geben daher einen Überblick darüber, wie stark ausgeprägt die Magnetfeldstörungen transversal und parallel im Vergleich zur gesamten Variation des Magnetfeldes sind.

Um die räumliche Verteilung der Magnetfeldvariationen und ihre bevorzugte Polaris-

tion zu untersuchen, werden nachfolgend die einzelnen Wellenaktivitätsindizes entlang der einzelnen Trajektorien des Satelliten in der Umgebung des Saturn kartiert. Hierfür wird die  $xy$ -Ebene, die  $xz$ -Ebene und die  $yz$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems in gleichgroße Flächenelemente mit einer Ausdehnung von  $\Delta F_{xy} = \Delta x \cdot \Delta y$ ,  $\Delta F_{xz} = \Delta x \cdot \Delta z$  und  $\Delta F_{yz} = \Delta y \cdot \Delta z$  mit  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 2 R_S$  aufgeteilt, so daß sich eine gleichmäßige Überdeckung in jeder der drei Koordinatenebenen ergibt.

Während die Projektion der Satellitentrajektorie in eines der Flächenelemente fällt, wird die Summe der zeitlichen Abfolge der einzelnen Wellenaktivitätsindizes entlang der zugehörigen Zeitintervalle gebildet und der entsprechenden Region zugeordnet. Um eine Vergleichbarkeit der einzelnen Regionen miteinander zu erreichen, werden zusätzlich die Quotienten aus den summierten Wellenaktivitätsindizes und der Anzahl der Datenpunkte in der zugehörigen Region gebildet (Abb. 4.62):

$$\langle W(\Delta F_{x^k, x^l}) \rangle = \left( \sum_n 1 \right)^{-1} \sum_n W(t_n) \quad \forall \{t_n | \mathbf{r}(t_n) \in \Delta F_{x^k, x^l}\} \quad (4.3)$$

mit  $x^k, x^l = \{x, y, z\}$ ,  $x^k \neq x^l$  und  $k = 0 \dots k_{max}$ ,  $l = 0 \dots l_{max}$  und den Satellitenpositionen  $\mathbf{r}(t_n)$  in der Mitte des einstündigen Zeitintervalls, für das der Wellenaktivitätsindex berechnet wird. Die Anzahl der Datenpunkte entspricht durch die Definition des Wellenaktivitätsindex der Aufenthaltsdauer des Satelliten innerhalb jedes Flächenelementes in Stunden. Die kartierten Wellenaktivitätsindizes sind daher Durchschnittswerte für jede einzelne Region und sollten nicht mehr deutlich durch die verschiedenen Aufenthaltsdauern des Satelliten in einzelnen Regionen der Magnetosphäre beeinflusst sein. Regionen, die sich regelmäßig oder dauerhaft durch eine hohe Wellenaktivität entlang verschiedener Trajektorien auszeichnen, werden durch dieses Verfahren hervorgehoben, während Regionen mit nur vereinzelter, unregelmäßiger Wellenaktivität durch die Bildung des Mittelwertes in jedem Flächenelement unterdrückt werden. Eine gleichartige Kartierung kann auch für den eingeführten Polarisationsindex berechnet werden.

## Verteilung der Wellenaktivität in der $xz$ -Ebene

Die Abb. 4.63 zeigt die Projektion der Satellitentrajektorie in die  $xy$ -Ebene mit der farbkoordinierten gesamten Aufenthaltsdauer pro Flächenelement. Insgesamt wird der größte Teil der Magnetosphäre durch die Umlaufbahnen abgedeckt, wobei mehrere räumlich als auch zeitlich eng benachbarte Trajektorien auf der Morgenseite und auf der Nachtseite zu einer erhöhten Abdeckung führen. Die positive  $x$ -Achse weist vom Mittelpunkt des Saturn in Richtung Sonne. Die  $z$ -Achse ist senkrecht zur  $x$ -Achse und liegt in der Ebene, die durch die  $x$ -Achse und die Dipolachse aufgespannt wird. Die  $y$ -Achse vervollständigt das rechtshändige orthogonale Koordinatensystem.

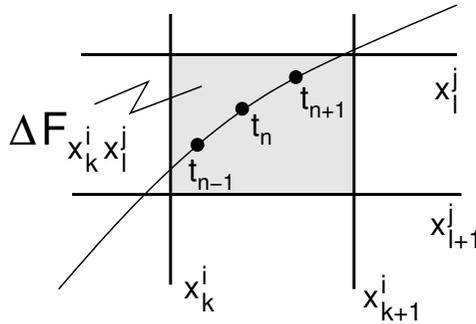


Abbildung 4.62: Der mittlere Wellenaktivitätsindex für ein Flächenelement der KSM-Koordinatenebene wird durch die Bildung des Mittelwertes aller Wellenaktivitätsindizes gebildet, die in eines der Flächenelemente fallen.

### Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex

Die räumliche Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex  $W$  in der  $xy$ -Ebene ist in Abb. 4.64 aufgetragen. Trotz der Bildung des durchschnittlichen Wellenaktivitätsindex über einzelne Flächenelemente ist der ellipsenförmige Verlauf der Satellitentrajektorie noch zu erkennen. Die gestrichelte Linie kennzeichnet zur Orientierung den Verlauf einer einfachen Modellmagnetopause, die auf einem Paraboloiden basierend (vgl. Alexeev et al. 2006) durch

$$\frac{x}{R_{SS}} = 1 - \frac{x^2 + y^2}{2R_{SS}} \tag{4.4}$$

mit einem durchschnittlichen Abstand des subsolaren Punktes von  $R_{SS} = 23 R_S$  angenommen wird.

Die Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex  $W$  in der  $xy$ -Ebene zeigt, daß die durchschnittliche Amplitude für weite Raumbereiche deutlich unterhalb von 1.0 nT liegt. Für die Nachtseite liegt die Wellenaktivität bei radialen Abständen ab etwa  $12 R_S$  vom Saturn unterhalb von 0.5 nT. Innerhalb eines Bereiches mit einer maximalen radialen Ausdehnung von etwa  $10 - 15 R_S$  ist die Wellenaktivität nur wenig ausgeprägt. Innerhalb dieser Darstellung treten jedoch einzelne Raumbereiche auch leicht hervor. So hebt sich eine Region im oberen linken Quadranten dieser Projektion innerhalb eines Lokalzeitbereiches von ungefähr 07 Uhr bis 11 Uhr für radiale Entfernungen ab etwa  $12 R_S$  bis zur angenommenen Magnetopause mit einem totalen Wellenaktivitätsindex von bis 2.0 nT von der Umgebung ab. Das Gebiet erhöhter Wellenaktivität scheint dabei von der eingezeichneten Modellmagnetopause nach außen begrenzt zu werden. Symmetrisch zur  $x$ -Achse tritt auch auf der Nachmittagsseite zwischen 13 Uhr und 17 Uhr Lokalzeit ein erhöhter totaler Wellenaktivitätsindex mit ähnlichen Werten um 2.0 nT auf. Die Region

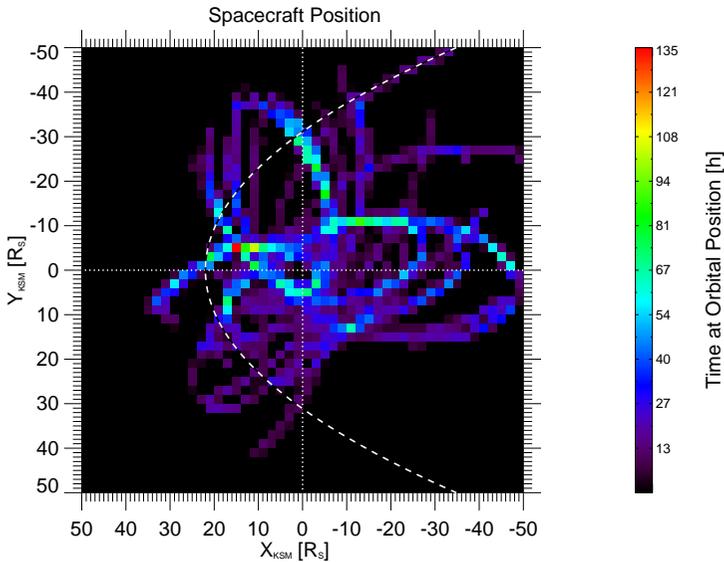


Abbildung 4.63: Räumliche Verteilung der Aufenthaltsdauer des Cassini-Satelliten projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta x = \Delta y = 2 R_S$  in die  $xy$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Die unterbrochene Linie kennzeichnet den Verlauf einer parabolischen Modellmagnetopause mit  $R_{SS} = 23 R_S$ . Die Umlaufbahnen decken einen großen Teil der  $xy$ -Ebene ab, wobei die meisten Regionen insgesamt nur für maximal 30 Stunden abgedeckt werden.

erhöhter Wellenaktivität erscheint hierbei aber nicht so scharf durch die angenommene Modellmagnetopause begrenzt zu werden wie die Region auf der Morgenseite. In der unmittelbaren Umgebung des Planeten im Abstand bis etwa  $2 R_S$  zeigt sich ein deutlich erhöhter Wellenaktivitätsindex. Diese Werte sind jedoch mit Vorsicht zu betrachten, da der Satellit nur sehr kurze Aufenthaltsdauern (z.T. nur wenige Stunden während eines oder zweier Orbits) für diese Bereiche (vgl. Abb. 4.63) hat. Erhöhte Werte des Wellenaktivitätsindex in diesen Regionen mit einer insgesamt kurzen Aufenthaltsdauer führen dann zu einem unplausiblen, stark erhöhten durchschnittlichen Wellenaktivitätsindex. Analog trifft dieses auch für die weiteren Kartierungen zu.

### Verteilung des transversalen Wellenaktivitätsindex

In Abb. 4.65 ist analog zur Darstellung in Abb. 4.64 der transversale Wellenaktivitätsindex  $W_{\perp}$  kartiert. Qualitativ ergibt sich eine dem totalen Wellenaktivitätsindex vergleichbare räumliche Verteilung. Innerhalb eines radialen Bereiches bis zu  $12 R_S$  um den Saturn

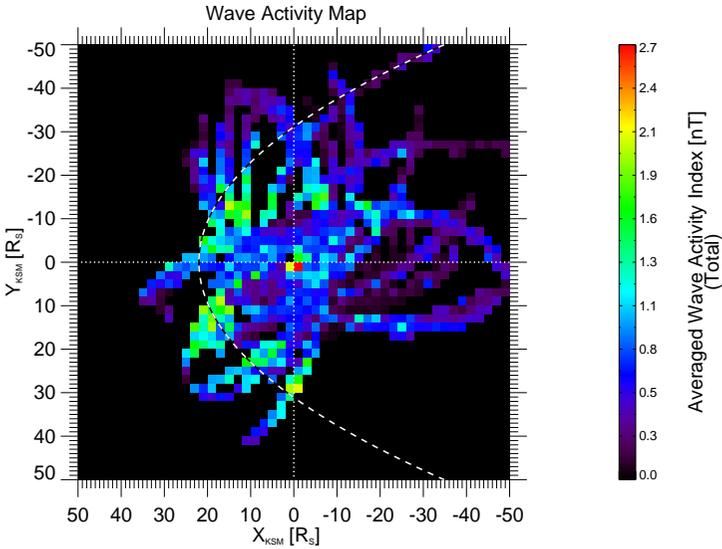


Abbildung 4.64: Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex  $W$  projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta x = \Delta y = 2 R_S$  in die  $xy$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Die unterbrochene Linie kennzeichnet den Verlauf einer parabolischen Modellmagnetopause mit  $R_{SS} = 23 R_S$ . Die Darstellung zeigt, daß die totale Wellenaktivität in der inneren und mittleren Magnetosphäre nur wenig ausgeprägt ist. Leicht erhöhte Wellenaktivität tritt im Vormittags- und Nachmittagssektor der äußeren Magnetosphäre in der Nähe der eingezeichneten Modellmagnetopause auf.

ist der durchschnittliche transversale Wellenaktivitätsindex mit Werten von maximal 1.0 nT schwach ausgeprägt. Ähnlich wie in der Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex zeigen sich an der Morgenseite der Magnetopause und auf der Nachmittagsseite Regionen, deren transversaler Wellenaktivitätsindex durchschnittliche Werte zwischen 1.5 nT und 2.0 nT annimmt. Die Nachtseite der Magnetosphäre weist für radiale Abstände ab etwa  $10 R_S$  einen insgesamt niedrigen transversalen Wellenaktivitätsindex  $W_{\perp}$  auf, der deutlich unterhalb eines Wertes von 0.5 nT liegt. Im Lokalzeitbereich zwischen 02 Uhr und 03 Uhr können bis etwa  $30 R_S$  leicht erhöhte Werte von bis zu 1.1 nT gefunden werden. Die gleiche Farbskalierung und große Ähnlichkeit der räumlichen Verteilungen für den totalen Wellenaktivitätsindex und den transversalen Wellenaktivitätsindex geben bereits erste Anzeichen darauf, daß die transversalen Störungen einen deutlichen Anteil an der Gesamtstörung des magnetischen Feldes haben.

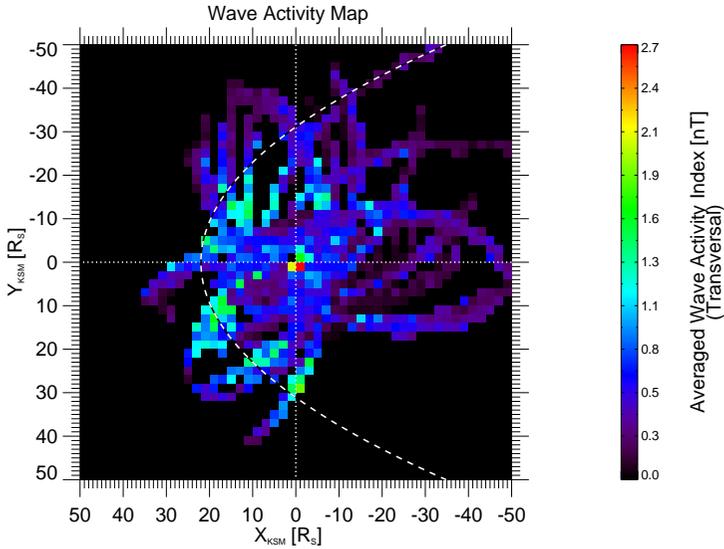


Abbildung 4.65: Verteilung des transversalen Wellenaktivitätsindex  $W_{\perp}$  projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta x = \Delta y = 2 R_S$  in die  $xy$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Die unterbrochene Linie kennzeichnet den Verlauf einer parabolischen Modellmagnetopause mit  $R_{SS} = 23 R_S$ . Ähnlich wie bei der Kartierung des totalen Wellenaktivitätsindex in Abb. 4.64 tritt leicht erhöhte Wellenaktivität lediglich in der Nähe der Magnetopause im Vormittags- und Nachmittagssektor auf.

### Verteilung des parallelen Wellenaktivitätsindex

Der durchschnittliche parallele Wellenaktivitätsindex  $W_{\parallel}$  weist in der  $xy$ -Ebene weniger große Werte auf als der totale oder transversale Wellenaktivitätsindex (Abb. 4.66). Der parallele Wellenaktivitätsindex überschreitet innerhalb der durch die angenommene Modellmagnetopause begrenzten Gebiete Werte von etwa 1.3 nT nicht. Für große Teile der Magnetopause werden jedoch nur Werte bis zu 0.5 nT erreicht. Besonders die Region bis zum Abstand von  $10 R_S$  zeigt hierbei eine gleichmäßige Verteilung des durchschnittlichen parallelen Wellenaktivitätsindex mit Werten, die kleiner als 0.5 nT sind.

Betrachtet man diesen Wert als ein gleichmäßiges Hintergrundniveau für die feldparallelen Störungen des Hintergrundmagnetfeldes, dann lassen sich drei Regionen identifizieren, die einen erhöhten parallelen Wellenaktivitätsindex zeigen. Dies ist zum Einen eine Region, die sich auf der Morgenseite von etwas 04 Uhr bis 12 Uhr Lokalzeit von der angenommenen Modellmagnetopause bis etwa  $12 R_S$  in Richtung des Planeten erstreckt. Hier treten parallele Wellenaktivitätsindizes von 1.0 nT bis zu 1.3 nT auf. Auf der Nachmittagsseite erstreckt sich zwischen 13 Uhr und 18 Uhr Lokalzeit ein Gebiet mit ebenfalls leicht erhöhtem

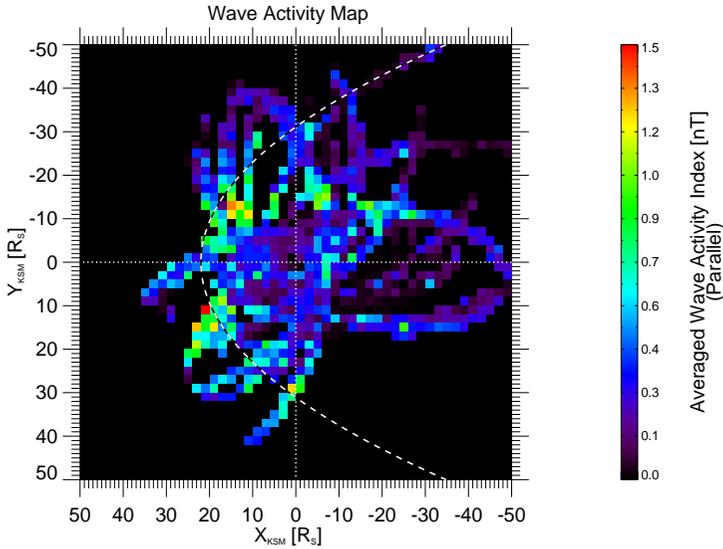


Abbildung 4.66: Verteilung des parallelen Wellenaktivitätsindex  $W_{\parallel}$  projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta x = \Delta y = 2 R_S$  in die  $xy$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Die unterbrochene Linie kennzeichnet den Verlauf einer parabolischen Modellmagnetopause mit  $R_{SS} = 23 R_S$ . Die kompressible Wellenaktivität ist in der inneren und mittleren Magnetosphäre nahezu vernachlässigbar. Leicht ausgeprägte parallele Wellenaktivität ist in der Nähe der morgenseitigen Magnetopause zu beobachten.

parallelem Wellenaktivitätsindex mit Werten von 0.7 nT bis zu 1.2 nT. Die Abgrenzung durch die angenommene Magnetopause ist in dieser Region nicht so deutlich ausgeprägt wie auf der Morgenseite. Ein weiteres Gebiet mit erhöhtem parallelem Wellenaktivitätsindex kann man auf der Nachtseite zwischen etwa 02 Uhr und 03 Uhr Lokalzeit bei Radien von etwa  $8 R_S$  bis  $30 R_S$  identifizieren. In diesem langgestreckten Bereich nimmt der durchschnittliche parallele Wellenaktivitätsindex Werte zwischen 0.5 nT und 1.0 nT an. Diese Region ist auch in der räumlichen Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex sichtbar und ebenfalls für den transversalen Wellenaktivitätsindex ausgeprägt, hebt sich für diesen aber nicht so deutlich von der Umgebung ab.

### Verteilung der Polarisationsindizes

Die transversale Polarisation  $P_{\perp}$  überwiegt die parallele Polarisation  $P_{\parallel}$  für Werte mit  $P_{\perp} > 1/\sqrt{2} \approx 0.71$  (vgl. Abschnitt 3.6). Durch die Definition der transversalen und der parallelen Polarisation als Quotient des transversalen bzw. parallelen Wellenaktivitätsindex mit dem totalen Wellenaktivitätsindex sind beide Darstellungen grundsätzlich äqui-

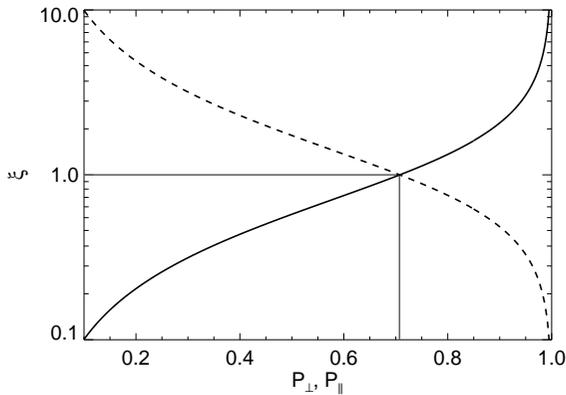


Abbildung 4.67: Relatives Verhältnis  $\xi = W_{\perp}/W$  in Abhängigkeit vom transversalen Polarisationsindex  $P_{\perp}$  (durchgehende Linie) und vom parallelen Polarisationsindex  $P_{\parallel}$  (unterbrochene Linie) mit  $\xi$  in logarithmischer Skalierung. Für  $\xi \gg 1$  dominieren transversale Störungen die Wellenaktivität und der transversale Polarisationsindex  $P_{\perp}$  nimmt Werte deutlich oberhalb von  $P_{\perp} \gg 1/\sqrt{2}$  an.

valent, da für  $P_{\perp} < 1/\sqrt{2}$  die parallele Wellenaktivität überwiegt. Umgekehrt überwiegt die transversale Wellenaktivität für  $P_{\perp} > 1/\sqrt{2}$  und für  $P_{\parallel} < 1/\sqrt{2}$  die transversale Wellenaktivität. Obwohl beide Beschreibungen gleichwertig in ihrer Aussage sind, können sie sich in ihrer jeweiligen Darstellung ergänzen, um einzelne Aktivitätsregionen deutlicher hervorzuheben. In Abb. 4.67 ist das relative Verhältnis von transversalem und parallelem Wellenaktivitätsindex in Abhängigkeit vom transversalen Polarisationsindex  $P_{\perp}$  und vom parallelen Polarisationsindex aufgetragen  $P_{\parallel}$ .

In der Karte für die transversale Polarisation des Wellenaktivitätsindex (Abb. 4.68) können Regionen identifiziert werden, die schon in den bisherigen Darstellungen hervorgetreten waren. Bis zu einem Radius von etwa  $10R_S$  bis  $12R_S$  ist die Polarisation deutlich transversal mit drei unterscheidbaren räumlichen Bereichen. Ein Gebiet bei etwa 06 Uhr Lokalzeit ist durch deutliche transversale Polarisation mit Werten zwischen 0.9 und 1.0 gekennzeichnet, d.h. daß der transversale Wellenaktivitätsindex  $W_{\perp}$  hier mindestens doppelt so stark ausgeprägt ist wie der parallele Wellenaktivitätsindex .

Zwei weitere Teilbereiche mit Polarisationsindizes von etwa 0.9 erstrecken sich symmetrisch zur x-Achse von 06 Uhr bis 12 Uhr Lokalzeit auf der Morgenseite und von 12 Uhr bis 18 Uhr auf der Abendseite. Auf der Nachtseite zeichnet sich ein Gebiet mit deutlicher transversaler Polarisation ab, das sich etwa vom Rand der abendseitigen Modellmagneto-pause bei etwa 18 Uhr Lokalzeit und einem Abstand von  $30R_S$  relativ geradlinig bis kurz hinter die Mitternachtslinie bei etwa 01 Uhr Lokalzeit und ebenfalls  $30R_S$  erstreckt.

Die Verteilung des parallelen Polarisationsindex  $P_{\parallel}$  ist wie erwartet komplementär zu

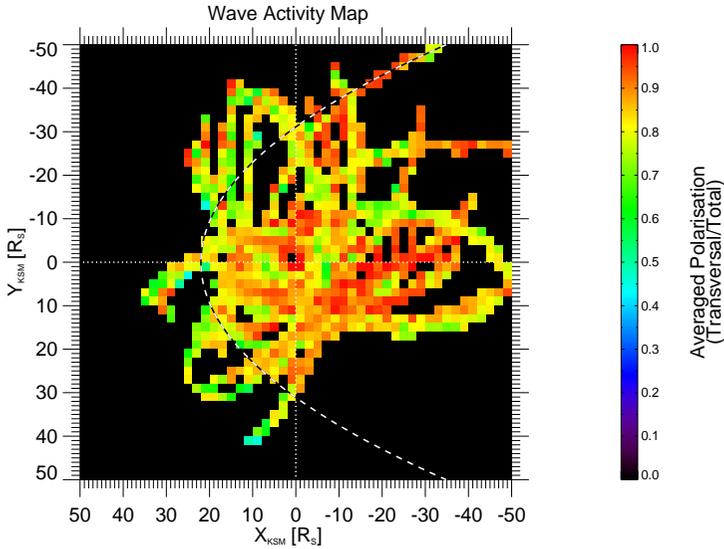


Abbildung 4.68: Verteilung des transversalen Polarisationsindex  $P_{\perp}$  projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta x = \Delta y = 2 R_S$  in die  $xy$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Die unterbrochene Linie kennzeichnet den Verlauf einer parabolischen Modellmagnetopause mit  $R_{SS} = 23 R_S$ . Auf der Abend- bis zur Nachtseite der mittleren Magnetosphäre erstreckt sich Gebiet mit bevorzugt transversaler Polarisation.

$P_{\perp}$  und zeigt, daß es keine abgrenzbaren, strukturierten Bereiche mit deutlich erhöhtem parallelen Polarisationsindex gibt (Abb. 4.69). Lediglich die schon zuvor beschriebenen Regionen in der Umgebung des subsolaren Punktes entlang der Modellmagnetopause kann man im Vergleich mit der Verteilung des transversalen Wellenaktivitätsindex wiederfinden und vereinzelte Flächenelemente, wie z.B. am subsolaren Punkt der eingezeichneten Modellmagnetopause, zeigen dort eine erhöhte parallele Wellenaktivität mit einem Wert von  $P_{\parallel} \approx 0.8$ . Großräumig strukturierte Regionen mit hauptsächlich paralleler Wellenaktivität sind nicht zu erkennen.

### Verteilung der Wellenaktivität in der $xz$ -Ebene

Die Abb. 4.70 zeigt die in die  $xz$ -Ebene projizierte Überdeckung der Satellitentrjektorie für die betrachteten Zeitintervalle im Zeitraum vom 01.07.2004 bis zum 30.04.2008. Die positive  $x$ -Achse weist nach links in Richtung Sonne und die  $z$ -Achse des KSM-Koordinatensystems liegt in der Ebene, die durch die Dipolachse des Saturn und die  $x$ -Achse aufgespannt wird. Die durch einen Paraboloid angenäherte Modellmagnetopause

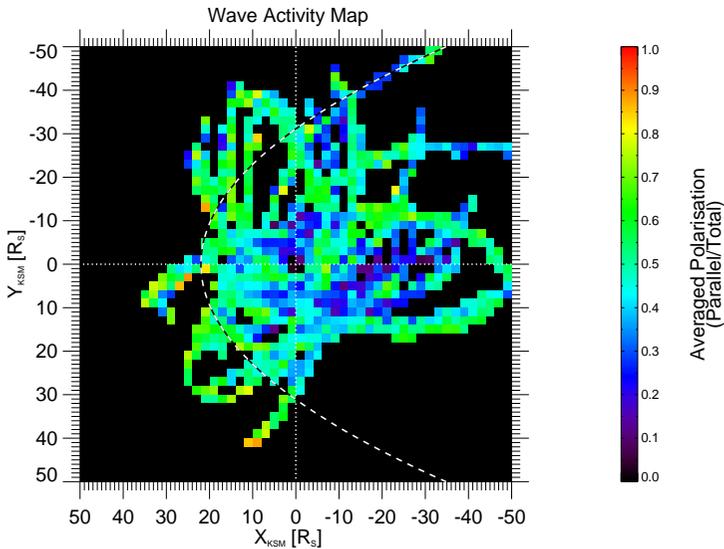


Abbildung 4.69: Verteilung des parallelen Polarisationsindex  $P_{\parallel}$  projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta x = \Delta y = 2 R_S$  in die  $xy$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Die unterbrochene Linie kennzeichnet den Verlauf einer parabolischen Modellmagnetopause mit  $R_{SS} = 23 R_S$ . Der parallele Polarisationsindex zeigt keine deutliche Erhöhung in einem der erfassten Raumgebiete. Die in Abb. 4.68 hervortretende Region ausgeprägter transversaler Polarisation zeichnet sich in dieser Darstellung durch sehr niedrige parallele Polarisation aus

ist wie zuvor für einen Abstand des subsolaren Punktes von  $R_{SS} = 23 R_S$  eingezeichnet.

Die Rotations- und Dipolachse ist für die Zeit der Cassini-Mission etwa um  $23^\circ$  gegenüber der Orbitalebene des Saturn um die Sonne geneigt; es herrscht also Winter in der nördlichen Hemisphäre. Entsprechend ist der Rotationsäquator gegenüber der Orbitalebene des Saturn geneigt. Die Projektion der Satellitentrajektorie zeigt eine sehr starke Überdeckung in der Umgebung des Rotationsäquators mit teilweise über 250 Stunden Gesamtaufenthaltsdauer pro Flächenelement. Insgesamt ist der Satellit also für wesentliche Zeiträume der Mission in einem Bereich von etwa  $\pm 5 R_S$  um den magnetischen Äquator, der mit dem Rotationsäquator identisch ist, lokalisiert.

### Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex

Die räumliche Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex in der  $xz$ -Ebene (Abb. 4.71) zeigt hier unterscheidbare Regionen mit verschiedenen durchschnittlichen Werten für den totalen Wellenaktivitätsindex. In der Umgebung des Rotations- bzw. Dipoläquators hat der

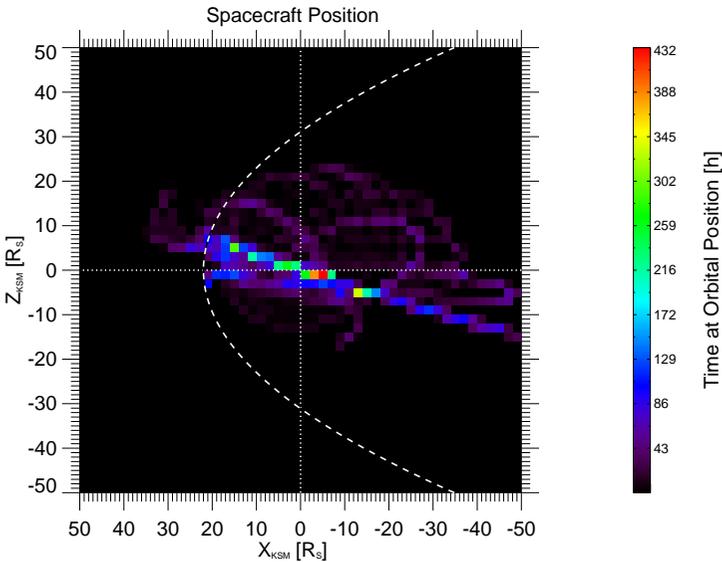


Abbildung 4.70: Räumliche Verteilung der Aufenthaltsdauer des Cassini-Satelliten projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta x = \Delta z = 2 R_S$  in die  $xz$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Die unterbrochene Linie kennzeichnet den Verlauf einer parabolischen Modellmagnetopause mit  $R_{SS} = 23 R_S$ . Der Satellit befindet sich bevorzugt innerhalb der Äquatorebene des Saturns und hat dort hohe durchschnittliche Aufenthaltsdauern.

totale Wellenaktivitätsindex Werte von etwa 0.6 nT bis etwa 1.0 nT.

Eine weitere hervorgehobene Region ist dort zu erkennen, wo der Rotationsäquator nördlich der  $x$ -Achse auf die tagseitige Modellmagnetopause trifft. Hier nimmt der totale Wellenaktivitätsindex Werte von 1.0 nT bis 1.7 nT an. Dieser Bereich und auch der restliche Bereich um den Rotationsäquator werden gut durch die Satellitentrajektorien abgedeckt und geben daher verlässliche Durchschnittswerte wieder. Oberhalb und unterhalb des Rotationsäquators ist der totale Wellenaktivitätsindex nur gering ausgeprägt und nimmt in diesen beiden Bereichen Werte von nur maximal 0.2 nT an.

### Verteilung des transversalen Wellenaktivitätsindex

Die Verteilung des transversalen Wellenaktivitätsindex zeigt eine ähnliche räumliche Verteilung wie der totale Wellenaktivitätsindex (Abb. 4.72). In der unmittelbaren Umgebung des Rotationsäquators finden wir durchschnittliche Werte von 0.6 nT bis 1.2 nT, wobei die für die entfernte Nachtseite ermittelten Werte des transversalen Wellenaktivitätsindex Werte deutlich unterhalb von 0.5 nT liegen. An der Modellmagnetopause ist wie für den totalen

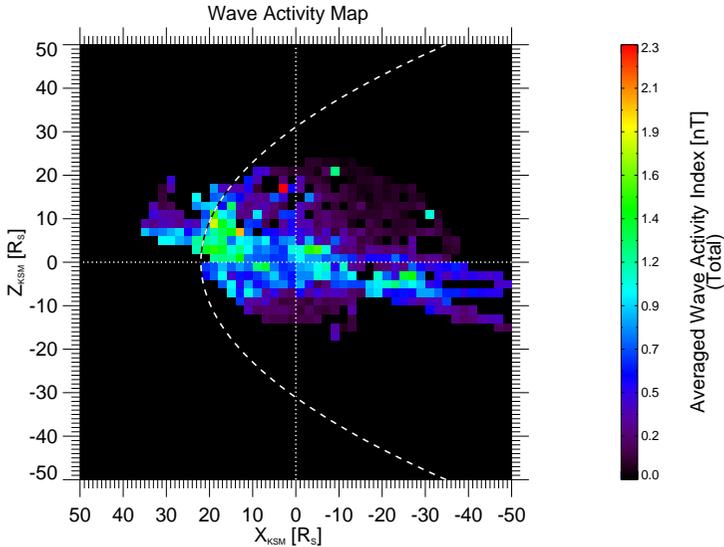


Abbildung 4.71: Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex  $W$  projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta x = \Delta z = 2 R_S$  in die  $xz$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Die unterbrochene Linie kennzeichnet den Verlauf einer parabolischen Modellmagnetopause mit  $R_{SS} = 23 R_S$ . Die totale Wellenaktivität ist bei insgesamt niedrigem Wellenaktivitätsindex in der Umgebung der Äquatorebene am ausgeprägtesten und zeigt in der Nähe der Magnetopause erhöhte Werte.

Wellenaktivitätsindex ein Gebiet mit erhöhter Aktivität identifizierbar, wo durchschnittliche Werte von 1.0 nT bis 1.4 nT angenommen werden. Die Gebiete hoher kronographischer Breiten zeigen, wie zu erwarten war, sowohl in der nördlichen als auch in der südlichen Hemisphäre nur einen sehr niedrigen transversalen Wellenaktivitätsindex, denn schon der totale Wellenaktivitätsindex hat in diesen Regionen keine höheren Werte erreicht.

### Verteilung des parallelen Wellenaktivitätsindex

Die räumliche Verteilung des parallelen Wellenaktivitätsindex in der  $xz$ -Ebene (Abb. 4.73) zeigt ähnlich wie die Verteilung des transversalen Wellenaktivitätsindex einen Bereich mit erhöhtem parallelem Wellenaktivitätsindex um die Äquatorebene, wobei hier überwiegend Wert um 0.8 nT angenommen werden; der parallele Wellenaktivitätsindex ist also mit dem transversalen Wellenaktivitätsindex in dieser Region vergleichbar.

An der tagseitigen Modellmagnetopause nimmt der transversale Wellenaktivitätsindex Werte zwischen 0.7 nT und 1.0 nT an und ist in diesem Bereich nur wenig schwächer ausgeprägt als der transversale Wellenaktivitätsindex. In den Gebieten hoher Breite ist fast

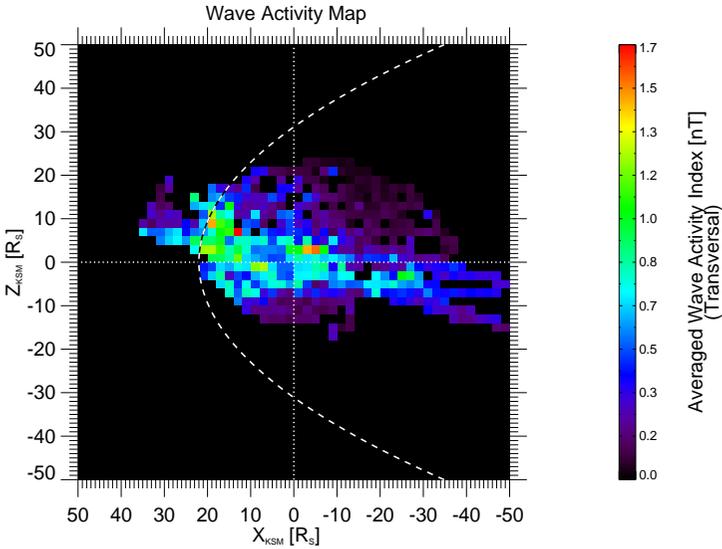


Abbildung 4.72: Verteilung des transversalen Wellenaktivitätsindex  $W_{\perp}$  projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta x = \Delta z = 2 R_S$  in die  $xz$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Die unterbrochene Linie kennzeichnet den Verlauf einer parabolischen Modellmagnetopause mit  $R_{S5} = 23 R_S$ . Die transversale Wellenaktivität zeigt mit Ausnahme einer leichten Erhöhung an der äquatorialen Magnetopause in keiner Region deutlich ausgeprägte Werte.

keine parallele Wellenaktivität zu beobachten. Die durchschnittlichen Werte des parallelen Wellenaktivitätsindex liegen überwiegend deutlich unterhalb von 0.2 nT.

### Verteilung der Polarisationsindizes

Die Kartierung der Polarisationsindizes  $P_{\perp}$  (Abb. 4.74) und  $P_{\parallel}$  (Abb. 4.75) zeigt deutlich ausgeprägte, unterscheidbare Gebiete, die im wesentlichen transversale Polarisation aufweisen. Besonders treten die Regionen hoher kronographischer Breiten in der nördlichen und südlichen Hemisphäre hervor, die transversale Polarisationsindizes von über 0.9 zeigen, wobei diese Bereiche im Vergleich zur Äquatorregion seltener durch den Satelliten frequentiert werden. Die Äquatorregion mit Polarisationsindizes von 0.7 bis 0.8 trennt diese Gebiete mit bevorzugt transversaler Polarisation und ist dabei selbst noch von transversaler Wellenaktivität dominiert.

Der Vergleich mit der Kartierung des parallelen Polarisationsindex zeigt, daß nirgendwo mit Ausnahme einzelner isolierter Flächenelemente räumliche Strukturen mit Werten signifikant oberhalb  $P_{\parallel} > 1/\sqrt{2} \approx 0.71$  von ausgebildet werden. Die äquatorialen Aktivi-

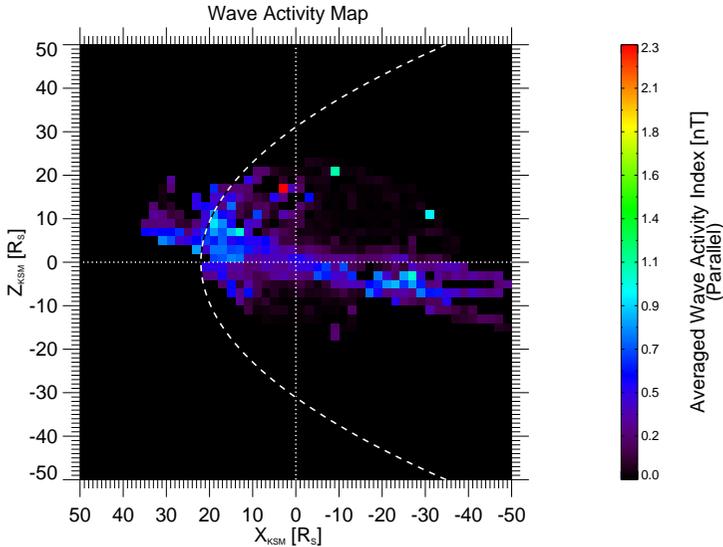


Abbildung 4.73: Verteilung des parallelen Wellenaktivitätsindex  $W_{\parallel}$  projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta x = \Delta z = 2 R_S$  in die  $xz$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Die unterbrochene Linie kennzeichnet den Verlauf einer parabolischen Modellmagnetopause mit  $R_{SS} = 23 R_S$ . Der parallele Wellenaktivitätsindex zeigt analog zum totalen Wellenaktivitätsindex leicht erhöhte durchschnittliche Werte an der tagseitigen Magnetopause in der Nähe des Äquators.

tätsregion ähnelt dabei einer Hantelform, die in der Nähe des Koordinatenursprungs verengt ist. Diese Struktur ist nicht auf die Abdeckung dieser Region durch die Satellitentrajektorie (vgl. Abb. 4.70) zurückzuführen.

### Verteilung der Wellenaktivität in der $yz$ -Ebene

In Abb. 4.76 ist die in die  $yz$ -Ebene projizierte Überdeckung der Satellitentrajektorie für das betrachtete Zeitintervall vom 01.07.2004 bis zum 30.04.2008 dargestellt. Die positive  $x$ -Achse weist hierbei aus der Bildebene in Richtung Sonne. Der Betrachter blickt also von vorn auf die Saturnmagnetosphäre in Richtung Schweif. Die  $z$ -Achse des KSM-Koordinatensystems liegt in der Ebene, die durch die Dipolachse des Saturn und die  $x$ -Achse aufgespannt wird. Die  $y$ -Achse ergänzt das rechtshändige orthogonale System und weist entgegengesetzt der Orbitalbewegung des Saturn.

Die Projektion der Satellitentrajektorie zeigt eine gleichmäßige Überdeckung in der  $yz$ -Ebene mit einer erhöhten Aufenthaltsdauer im Bereich von  $10 R_S$  um den Planeten. Höhere Aufenthaltsdauern zeichnen sich in der unmittelbaren Umgebung der Äquatorebene

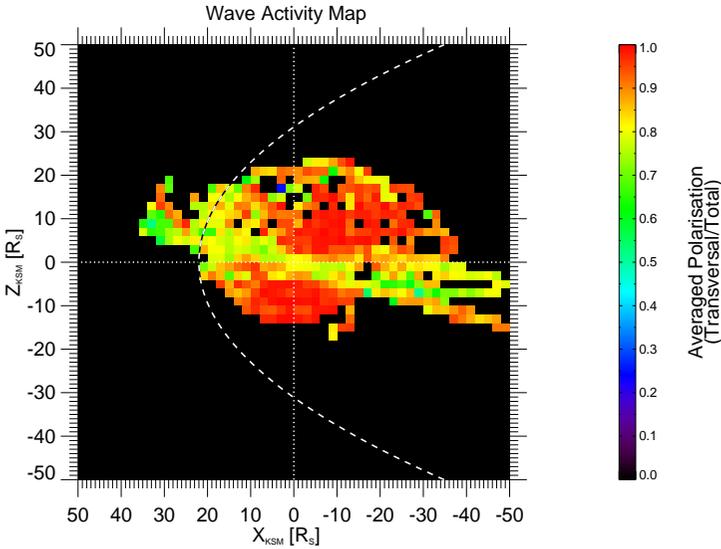


Abbildung 4.74: Verteilung des transversalen Polarisationsindex  $P_{\perp}$  projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta x = \Delta z = 2 R_S$  in die  $xz$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Die unterbrochene Linie kennzeichnet den Verlauf einer parabolischen Modellmagnetopause mit  $R_{SS} = 23 R_S$ . Für alle überdeckten Gebiete ist die Polarisation deutlich transversal. Die großen Werte für  $P_{\perp}$  in hohen Breiten sind auf Grund der insgesamt niedrigen Wellenaktivitätsindizes  $W_{\perp}$  und  $W_{\parallel}$  und der geringen Aufenthaltsdauer des Satelliten in diesem Bereich nicht aussagekräftig.

auf der Morgenseite ab. Gebiete höherer kronographischer Breite werden innerhalb von etwa  $10 R_S$  auf der Morgenseite und der Abendseite überdeckt, während höhere Breiten für größere Abstände von  $15 R_S$  bis  $20 R_S$  auf der Abendseite nur für wenige Stunden und auf der Morgenseite überhaupt nicht abgedeckt werden.

### Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex

Die räumliche Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex in der  $yz$ -Ebene (Abb. 4.77) zeigt ähnlich wie die Verteilung in der  $xz$ -Ebene eine Konzentration der Welleaktivität um die Äquatorebene mit einer leichten Verschiebung in Richtung der nördlichen Hemisphäre. Der totale Wellenaktivitätsindex weist von  $z = -5 R_S$  bis  $z = -10 R_S$  und von  $y = -20 R_S$  bis  $y = -30 R_S$  eine deutliche Erhöhung von  $1.5 \text{ nT}$  bis  $2.2 \text{ nT}$  im Vergleich zu den angrenzenden Gebieten auf. Hierbei sind die Regionen der Morgenseite, die in dieser Projektion links der  $z$ -Achse liegen im Bereich von  $y = -8 R_S$  bis  $y = -18 R_S$  besonders hervorgehoben und weisen Werte von  $1.1 \text{ nT}$  bis  $2.2 \text{ nT}$  auf. Die maximale Wellenaktivität

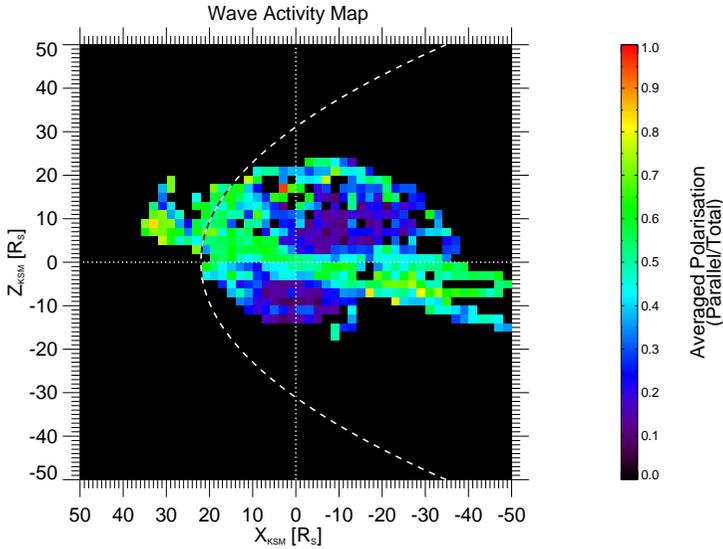


Abbildung 4.75: Verteilung des parallelen Polarisationsindex  $P_{\parallel}$  projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta x = \Delta z = 2 R_S$  in die  $xz$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Die unterbrochene Linie kennzeichnet den Verlauf einer parabolischen Modellmagnetopause mit  $R_{SS} = 23 R_S$ . Der parallele Polarisationsindex hat in Gebieten hoher Breite nur geringe Werte und in der Äquatorebene nimmt  $P_{\parallel}$  Werte an, die den Schwellwert von  $1/\sqrt{2}$  nur fast erreichen, was ergänzend zu Abb. 4.74 auf eine vorwiegend transversale Polarisation hindeutet.

ist bei etwa  $z = 4 R_S$  und  $y = 12 R_S$  innerhalb einer Umgebung mit etwa  $5 R_S$  Ausdehnung lokalisiert.

Um den Ursprung des Koordinatensystems ist die Wellenaktivität bis zu einem Abstand von etwa  $5 R_S$  weniger stark ausgeprägt und erreicht vereinzelt Werte von maximal  $1.2 \text{ nT}$ , bleibt aber sonst auf einem niedrigen Niveau um  $0.8 \text{ nT}$ .

Auf der Abendseite zeichnet sich im Bereich  $y = 8 - 30 R_S$  eine weitere Region erhöhter Wellenaktivität mit breiter Ausdehnung ab. Der totale Wellenaktivitätsindex nimmt in diesen Bereichen Werte von  $1.5 \text{ nT}$  bis  $1.9 \text{ nT}$  an. Im Vergleich mit der Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex auf der Morgenseite ist die erhöhte Wellenaktivität weniger stark lokalisiert.

Außerhalb der äquatornahen Gebiete hat der totale Wellenaktivitätsindex nur geringe Werte. Südlich von  $z \approx -5 R_S$  und auf der Morgenseite bei hohen Breiten nördlich von  $z \approx 10 R_S$  werden nur Werte um  $0.2 \text{ nT}$  bei insgesamt geringer räumlicher Strukturierung erreicht.

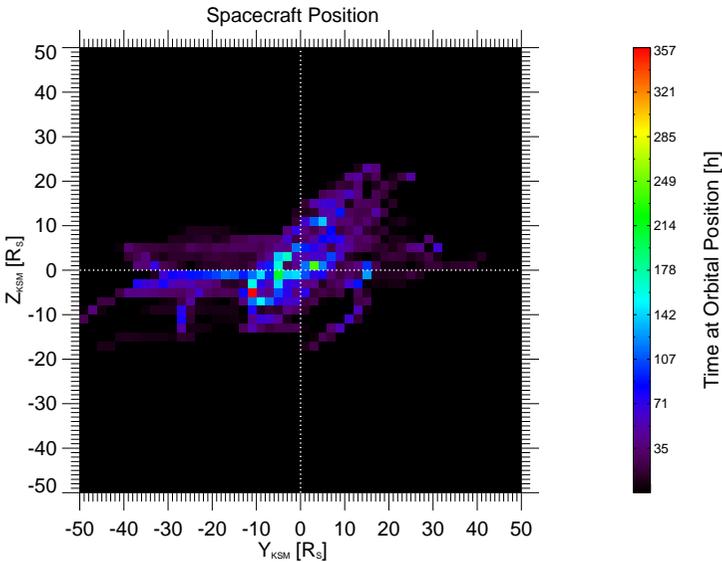


Abbildung 4.76: Räumliche Verteilung der Aufenthaltsdauer des CASSINI-Satelliten projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta y = \Delta z = 2 R_S$  in die  $yz$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Der Betrachter blickt in Richtung der Nachseite auf die  $yz$ -Ebene. Der Satellit hat sich bevorzugt mit Abständen von weniger als  $10 R_S$  um die  $z$ -Achse aufgehalten.

### Verteilung des transversalen Wellenaktivitätsindex

Für die Verteilung des transversalen Wellenaktivitätsindex (Abb. 4.78) zeichnet sich eine ähnliche Verteilung wie für den totalen Wellenaktivitätsindex ab. Der transversale Wellenaktivitätsindex hat in der Umgebung der Äquatorebene mindestens Werte von etwa  $0.8 \text{ nT}$ , wobei deutliche Erhöhungen im Bereich der Morgenseite bei etwa  $y = -12 R_S$  und auf der Abendseite bei etwa  $y = 20 R_S$  von bis zu  $1.7 \text{ nT}$  auftreten, die mit vergrößerten Werten des totalen Wellenaktivitätsindex in den gleichen räumlichen Gebieten einhergehen.

Die Trennung der Bereiche auf der Morgenseite und auf der Abendseite voneinander tritt nicht so deutlich hervor und die Verteilung des transversalen Wellenaktivitätsindex wirkt insgesamt weniger strukturiert. Die hervorgehobene Lokalisierung erhöhter Wellenaktivität bei etwa  $z = 4 R_S$  und  $y = 10 R_S$  ist auch für den transversalen Wellenaktivitätsindex mit Werten um  $1.6 \text{ nT}$  zu beobachten. Die Gebiete hoher Breiten und südlich von  $z = -5 R_S$  weisen genau wie die Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex nur geringe Wellenaktivität von maximal  $0.4 \text{ nT}$  auf.

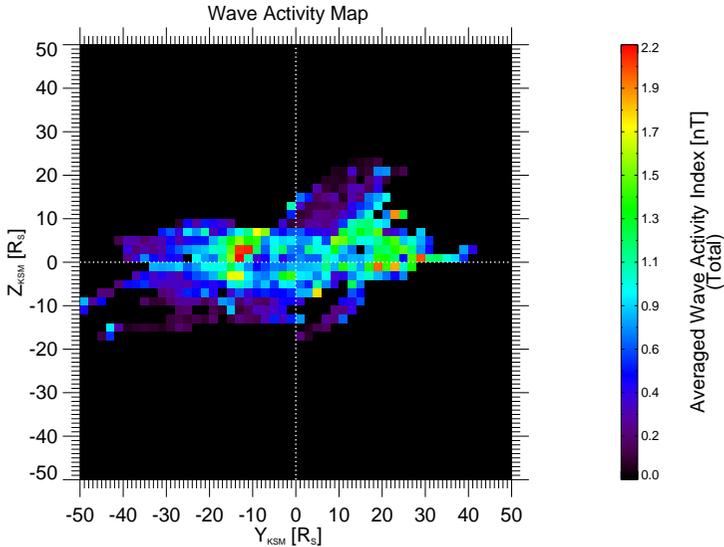


Abbildung 4.77: Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex  $W$  projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta y = \Delta z = 2 R_S$  in die  $yz$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Der totale Wellenaktivitätsindex zeigt auf der Morgen- und Abendseite erhöhte Werte und ist für Regionen hoher Breite nur wenig ausgeprägt.

### Verteilung des parallelen Wellenaktivitätsindex

Für die Projektion des parallelen Wellenaktivitätsindex in die  $yz$ -Ebene (Abb. 4.79) zeigt sich eine deutliche Strukturierung der räumlichen Verteilung. Grundsätzlich findet man für die gesamte Überdeckung zunächst nur Werte von maximal 0.4 nT. Hiervon heben sich die schon beschriebenen Raumbereiche auf der Morgenseite und der Abendseite deutlich ab.

Auf der Morgenseite ist die parallele Wellenaktivität vergleichbar mit dem totalen Wellenaktivitätsindex relativ scharf um  $z = 4 R_S$  und  $y = -12 R_S$  lokalisiert und erreicht hier Werte von 1.0 nT bis zu 1.5 nT. Der Schwerpunkt dieser räumlichen Verteilung ist hierbei wieder leicht in Richtung der nördlichen Hemisphäre verschoben. In Richtung der Sonne-Saturn-Linie nimmt der parallele Wellenaktivitätsindex deutlich ab und zeigt in der Umgebung von etwa  $8 R_S$  um den Koordinatenursprung eine relativ gleichmäßige Verteilung mit Werten unterhalb von 0.5 nT. Zwischen  $y = 10 - 30 R_S$  zeichnet sich auf der Abendseite wieder ein Gebiet mit erhöhter Wellenaktivität ab, innerhalb dessen der parallele Wellenaktivitätsindex Werte von über 0.7 nT bis zu 1.2 nT erreicht.

Die deutliche Trennung der Aktivitätsgebiete auf der Morgenseite und auf der Abendseite voneinander ist für die Verteilung des parallelen Wellenaktivitätsindex besonders deutlich sichtbar. Für Bereiche südlich von  $z = -5 R_S$  und für hohe Breiten nördlich von

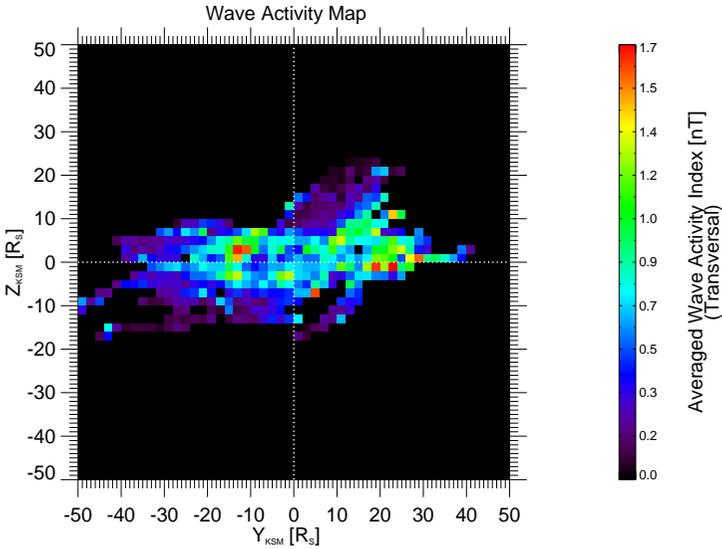


Abbildung 4.78: Verteilung des transversalen Wellenaktivitätsindex  $W_{\perp}$  projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta y = \Delta z = 2 R_S$  in die  $yz$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Die gleichmäßige Verteilung des transversalen Wellenaktivitätsindex ist qualitativ mit der Verteilung des totalen Wellenaktivitätsindex  $W$  in Abb. 4.77 vergleichbar.

$z = 10 R_S$  liegt der parallele Wellenaktivitätsindex unterhalb von 0.1 nT.

### Verteilung der Polarisationsindizes

In der Verteilung des transversalen und des parallelen Polarisationsindex in der  $yz$ -Ebene (Abb. 4.81 und Abb. 4.80) zeichnen sich für den transversalen Polarisationsindex Werte oberhalb von  $1/\sqrt{2} \approx 0.71$  für fast alle überdeckten Bereiche ab. Hierbei muß jedoch beachtet werden, daß für die besonders hervorgehobenen Regionen der totale Wellenaktivitätsindex nur geringe Werte annimmt und die Aufenthaltsdauer des Satelliten in diesen Bereichen mit etwa 30 Stunden pro Flächenelement nur kurz war. Die Aussagekraft dieser Erhöhung des transversalen Polarisationsindex ist daher nur sehr begrenzt.

Die bereits beschriebenen Aktivitätsregionen auf der Morgenseite und auf der Abendseite sind hingegen auch für die Polarisationsindizes erkennbar. Die Aktivitätsregion auf der Morgenseite zeigt sowohl für den parallelen Polarisationsindex als auch für den transversalen Polarisationsindex Werte um 0.71, wobei ein Zentrum in der morgenseitigen Aktivitätsregion mit einem erhöhten parallelen Polarisationsindex von  $P_{\parallel} > 0.8$  bei  $z = 2 R_S$  und  $y = 1 - 8 R_S$  identifiziert werden kann. In der unmittelbaren Umgebung

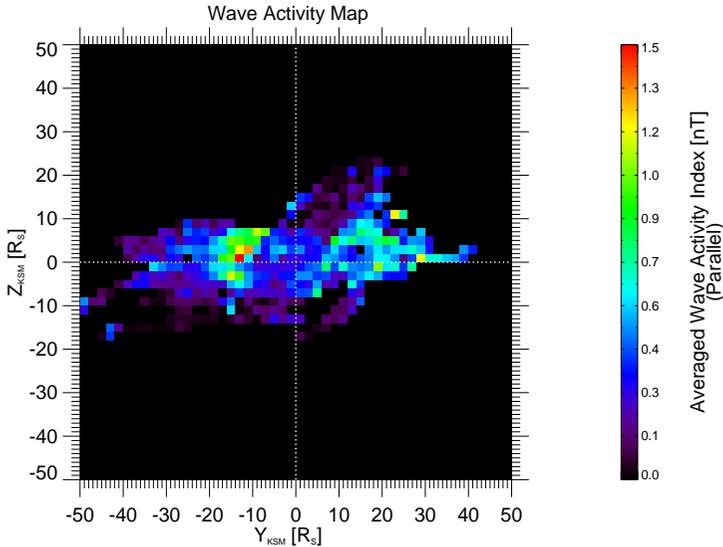


Abbildung 4.79: Verteilung des parallelen Wellenaktivitätsindex  $W_{\parallel}$  projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta y = \Delta z = 2 R_S$  in die  $yz$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Der parallele Wellenaktivitätsindex  $W_{\parallel}$  hat in Regionen auf der Morgen- und Abendseite erhöhte Werte oberhalb von 1 nT und ist bis zu einem Abstand von etwa  $5 R_S$  um die  $x$ -Achse deutlich erniedrigt.

dieses Ortes wird aber eine transversale Polarisation leicht bevorzugt und nimmt hier Werte von über 0.75 an. Die abendseitige Aktivitätsregion zeichnet sich in der Verteilung der Polarisationsindizes nicht sehr deutlich ab, da der erhöhte transversale Polarisationsindex für hohe Breite den optischen Eindruck verfälscht.

Der bereits beschriebene Aktivitätsbereich auf der Abendseite zeigt aber um  $z = 0 R_S$  zwischen  $y = 18 - 28 R_S$  eine deutlich transversale Polarisation von über 0.85, während der parallele Polarisationsindex im gleichen Gebiet Werte im Bereich 0.4 bis 0.6 annimmt. Bei  $z = 2 R_S$  und  $y = 25 R_S$  kann ein maximaler Polarisationsindex von etwa 0.95 identifiziert werden, der innerhalb einer Umgebung von etwa  $5 R_S$  abfällt und an seinen Rändern noch Werte leicht oberhalb von 0.71 hat. Auf der Abendseite gibt es also ein Gebiet mit lokalisierter transversaler Polarisation.

## Diskussion

Zusammenfassend liefert die Kartierung der Wellenaktivitätsindizes in die Ebenen des KSM-Koordinatensystems mit Ausnahme einer leicht erhöhten Wellenaktivität in der Umgebung der Magnetopause, keine deutlich hervorgehobenen und strukturierten Aktivi-

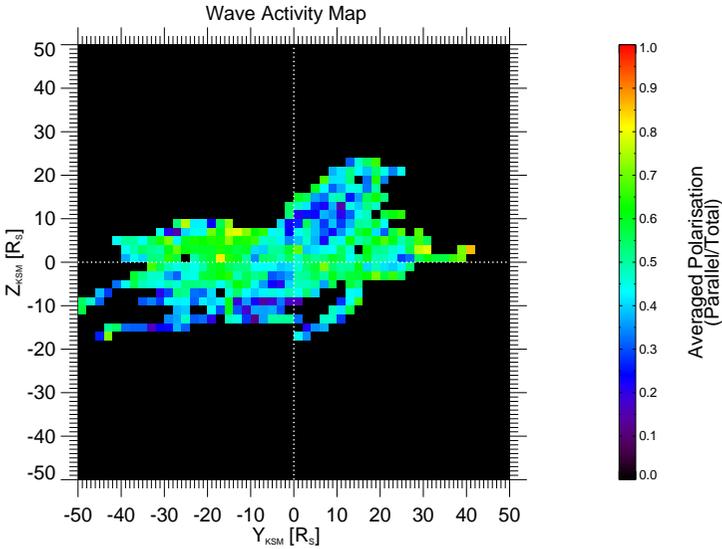


Abbildung 4.80: Verteilung des transversalen Polarisationsindex  $P_{\perp}$  projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta y = \Delta z = 2R_S$  in die  $yz$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Für alle Raumgebiete mit Ausnahme einer Region auf der Abendseite ist der transversale Polarisationsindex mit Werten oberhalb von etwa 0.75 deutlich ausgeprägt.

tätsregionen, da die beobachtete Wellenaktivität immer in der gleichen Größenordnung liegt und sich so nicht räumlich abgrenzen läßt. Da die Trajektorien einzelne Raumbereiche nur selten überdecken, ist eine tragfähige Deutung der erstellten Wellenaktivitätskarten schwierig. Um eine bessere statistische Aussagekraft zu erhalten, können die Flächenelemente in den Koordinatenebenen vergrößert werden, um eine größere Anzahl von Ereignissen zu erfassen. Gleichzeitig verliert man hierdurch an räumlichen Auflösungsvermögen. Versuche mit Flächenelementen verschiedener Größe haben keine verbesserte Strukturbildung in den räumlichen Verteilungen geliefert.

Aus den gefundenen Verteilungen der Wellenaktivitätsindizes lassen sich aber die folgenden Kernergebnisse extrahieren. Insgesamt tritt in höheren kronographischen Breiten nur eine geringe Wellenaktivität auf, was einen deutlichen Unterschied zur Erde darstellt, wo die Regionen hoher Breite bevorzugte Aktivitätsregionen für ULF-Wellenaktivität sind. Komplementär dazu findet man die beobachtete Wellenaktivität stark in der Äquatorebene konzentriert. Diese Beobachtung ist analog zu dem von Khurana und Kivelson (1989) vorgeschlagenen Modell für die Lokalisierung von Wellenaktivität in der Äquatorebene um den Jupiter deutbar. In der Äquatorebene ist das magnetosphärische Plasma konzentriert

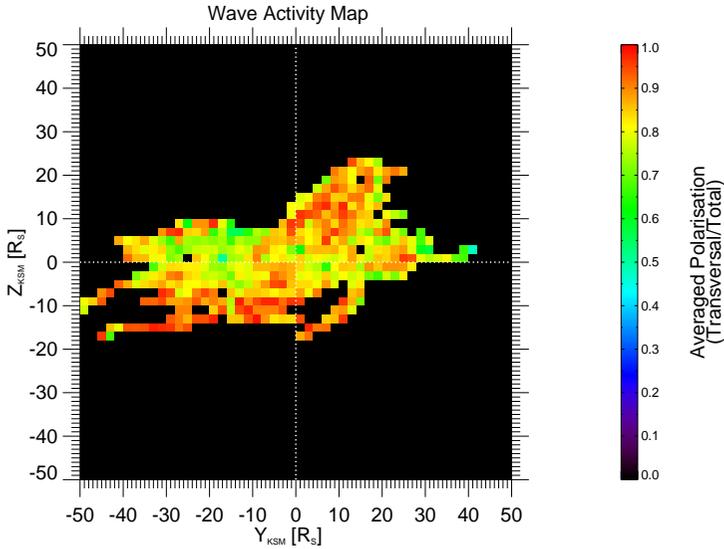


Abbildung 4.81: Verteilung des parallelen Polarisationsindex  $P_{\parallel}$  projiziert auf Flächenelemente mit einer Seitenlänge von  $\Delta y = \Delta z = 2 R_S$  in die  $yz$ -Ebene des KSM-Koordinatensystems. Der parallele Polarisationsindex zeigt eine relativ homogene Verteilung bei niedrigen Werten und erreicht nur auf der Abendseite Werte nahe 0.7 für ein größeres Gebiet.

und für die aus hohen Plasmamassendichten resultierende niedrige Phasengeschwindigkeit der Wellen erhält man große Amplituden, um einen konstanten Energietransport aufrechtzuerhalten. Hieraus ließe sich auch die nahezu verschwindende Wellenaktivität in höheren Breiten erklären. Da hier die Plasmamassendichte sehr gering ist, sind in hohen Breiten für einen vergleichbaren Energietransport nur deutlich geringere Amplituden notwendig als in der Äquatorebene. Eine direkte Vergleichbarkeit zwischen Erd- und Saturnmagnetosphäre ist in diesem Zusammenhang also nur schwer möglich, da die Plasmapverteilung bei der Erde hauptsächlich vom radialen Abstand abhängig ist und keine Konzentration in der Äquatorebene aufweist. Aus der Plasmaschicht des Saturns erwächst also ein wesentlicher struktureller Unterschied zur Plasmasphäre der Erde.

Eine weitere, leicht hervorgehobene Struktur in der Kartierung der Wellenaktivität ist die langgestreckte transversale Region auf der Abend- und Nachtseite, die zwar nicht durch erhöhte, räumlich lokalisierte Wellenaktivitätsindizes auffällt, aber einen räumlich begrenzten und erhöhten transversalen Polarisationsindex zeigt. Diese transversale Aktivitätsregion fällt etwa mit dem Gebiet zusammen, innerhalb dessen die Rekonnectionslinien für die rotationsinduzierte Rekonexion des Vasyliūnas-Zyklus liegen sollen.

Eine mögliche Erklärung für die erhöhte transversale Polarisierung könnten Anzeichen für Rekonnexionsvorgänge innerhalb dieser Region sein. Dann sollte aber innerhalb dieses Gebietes auch eine insgesamt höhere Wellenaktivität beobachtet werden. Der totale Wellenaktivitätsindex ist auf der Abend- und Nachtseite jedoch nicht deutlich ausgeprägt, so daß eine derartige Erklärung unwahrscheinlich ist. Die Morgenseite der Saturnmagnetosphäre ist das Gebiet, deren Feldlinien mit der Region verbunden sind, innerhalb der schweifseitig Rekonnexion in Zusammenhang mit dem in der Saturnmagnetosphäre nur wenig ausgeprägten Dungey-Zyklus in Verbindung gebracht werden kann.

Die leicht erhöhte Wellenaktivität auf der Morgen- und Abendseite in der Nähe der Magnetopause kann aber auch darauf hindeuten, daß die Wellenaktivität hier z.B. durch Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten angeregt wird. Dann sollte die Morgenseite gegenüber der Abendseite aber eine deutlich stärker ausgeprägte Wellenaktivität zeigen. Denn während bei der Erde die Geschwindigkeitsdifferenz der Plasmabewegung auf der Innen- und Außenseite der Magnetopause relativ symmetrisch gegenüber der Morgen- und Abendseite ist, da das magnetosphärische Plasma konvektionsdominiert zur Tagseite transportiert wird, ist der Transport des Plasmas in der Saturnmagnetosphäre oft bis zur Magnetopause korotationsdominiert, so daß die Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen magnetosphärischem Plasma und Sonnenwindplasma an der morgenseitigen Magnetopause deutlich ausgeprägter sind und zu einem schnellen Anwachsen von Instabilitäten führen sollten. Eine derartige Lokalzeitasymmetrie wird in der Verteilung der Wellenaktivitätsindizes nicht beobachtet.

Eine weitere Deutung der Verteilung des Wellenaktivitätsindex in den verschiedenen Koordinatenebenen ist insgesamt schwierig, da es sich bei den Verteilungen nicht Momentaufnahmen handelt, sondern um die Zusammenführung von Messungen über einen Zeitraum von fast drei Jahren. Ergänzende Beobachtungen, wie die Messungen der Plasmamassendichte und der Plasmageschwindigkeit könnten weitere Informationen liefern und z.B. die von Badman und Cowley (2007) vorgeschlagene schmale Rücktransportzone für den Dungey-Zyklus (vgl. Abschnitt 2.2.2.2) in Zusammenhang mit den Regionen leicht erhöhter Wellenaktivität auf der Morgenseite setzen. Denn der von Badman und Cowley (2007) vermutete Eintrag heißen Plasmas in die äußere Magnetosphäre und dessen anschließender tagseitiger Transport wäre auch eine mögliche Quelle freier Energie, die zur Anregung von Wellenphänomenen führen kann. Diese heißen Plasmapopulationen wurden bisher nicht beobachtet und Messungen weiterer makroskopischer Plasmaparameter stehen derzeit nicht zur Verfügung.

Insgesamt ist die Wellenaktivität also stark um die Äquatorebene lokalisiert und innerhalb der Region um den Äquator gleichmäßig verteilt und zeigt keine deutlich bevorzugten Regionen für transversale oder parallele Wellenaktivität, was die Hypothese einer Wellenanregung durch eine rotierende Anomalie, die ULF-Wellenaktivität periodisch in ausgewählten korotierenden Regionen anregt, unterstützt.

## 4.7 Anmerkungen zur Qualität der Magnetfeldmessung

Die Qualität und Vertrauenswürdigkeit der experimentell bestimmten Datengrundlage sind von entscheidender Bedeutung für die weitere Verarbeitung und Auswertung dieser Daten und die Bewertung und Diskussion der aus ihnen gewonnenen Ergebnisse. Da die Datenreihen des CASSINI-Magnetfeldexperimentes für viele Zeitintervalle deutliche Auffälligkeiten in den Magnetfeldmessungen zeigen, die mit großer Wahrscheinlichkeit nicht natürlichen Ursprungs sind, sollen diese Beobachtungen im folgenden in einer kurzen Übersicht beschrieben und diskutiert werden, um auf die daraus resultierenden Fehlerquellen hinzuweisen und möglichen Gefahren für Fehlinterpretationen vorzubeugen.

### Störungen im Zusammenhang mit der Lage des Satelliten

Die Daten des FGM-Magnetfeldsensors des CASSINI-Satelliten zeigen in unregelmäßigen, jedoch unregelmäßig auftretenden Abständen, periodische Magnetfeldänderungen von hoher Kohärenz und stabiler Frequenz. Die auffällige Struktur dieser periodischen Signale, die bevorzugt in zwei zeitlich aufeinanderfolgenden Abschnitte mit jeweils 5 – 6 Perioden auftreten und durch ein etwa einstündiges Zeitintervall voneinander getrennt sind, legt nahe, daß es sich hierbei nicht um ein Signal natürlichen Ursprungs handelt, sondern seine Ursache im Zusammenhang mit dem Satelliten steht.

Als nicht natürliche Störungsquellen kommen verschiedene Quellen des Satelliten in Betracht. Da die beobachteten Perioden relativ lang sind ( $T \approx 1620$  s), können sie z.B. von Lageänderungen des Satelliten stammen. Die Informationen über Position und Lage des Satelliten sind über die Ephemeridensoftware NAIF/SPICE (Acton 1999) verfügbar und können mit geeigneten Datenquellen, die die Ephemeriden des Satelliten und Informationen über dessen relative Lage im Raum enthalten, für die CASSINI-Mission berechnet und ausgegeben werden.

Die beobachteten periodischen Änderungen des Magnetfeldes können somit direkt mit der zeitlichen Lageänderung der Satellitenachsen bezüglich eines beliebigen aber festen Koordinatensystems verglichen werden. Für diesen Zweck bietet sich das J2000-System (z.B. Seidelmann et al. 2007) an, das ein fixiertes Inertialsystem im Raum darstellt. Um die Lageänderungen der Satellitenachsen qualitativ darzustellen, werden die auf Eins normierten einzelnen Achsen des Satelliten in diesem Koordinatensystem bestimmt und auf die  $e_x$ -Achse<sup>1</sup> des J2000-Koordinatensystem projiziert.

Zur weiteren quantitativen Betrachtung werden für die Magnetfelddaten im MFA-System und die projizierten Lageänderungen der Satellitenachsen Fouriertransformationen der zu betrachtenden Zeitintervalle, dynamische Fourierspektren, sowie die Kreuzspektraldichte der x- und y-Komponente des Magnetfeldes im MFA-Koordinatensystem, die die deutlichsten Variationen zeigen, durchgeführt. Die exemplarisch betrachteten Magnetfelddaten umfassen das Zeitintervall vom 14.01.2000, 00:00 Uhr bis zum 15.01.2007, 18:00

---

<sup>1</sup>Bem.: Die Auswahl der  $e_x$ -Achse ist hierbei willkürlich. Jede andere feste Richtung im Raum wäre ebenso gut für die Projektion geeignet.

Uhr. Der Satellit befand sich innerhalb dieses Zeitintervalls auf der Nachtseite des Planeten bei einer Lokalzeit von etwa 3 Uhr und bewegte sich bei kronographischen Breiten von etwa  $30^\circ$  südlich des Äquators entlang der Morgenseite der Magnetosphäre bis zu einer Lokalzeit von etwa 7 Uhr. Der radiale Abstand vom Saturn betrug dabei etwa  $15 R_S$ .

Betrachtet man die Magnetfelddaten dieses Zeitintervalls in einem MFA-Koordinatensystem (Abb. 4.82), so sind einige Merkmale hervorstechend, die im folgenden näher betrachtet werden sollen. Auffällig sind zunächst die deutlich hervortretenden periodischen Signale in den mit A (14.01.07, 04:30-13:30 Uhr), B (15.01.07, 00:00-05:45 Uhr) und C (15.01.07, 14:00-17:00 Uhr) gekennzeichneten Zeitintervallen, wobei in den Intervallen A und B alle Komponenten des Magnetfeldes die periodischen Variationen zeigen, im Intervall C hingegen nur die beiden transversalen Komponenten  $B_x$  und  $B_y$ .

Die feldparallele Komponente  $dB_z$  zeigt auffällige Strukturen in den Zeitintervallen zwischen den oben genannten periodischen Ereignissen. Am Anfang des Zeitintervalls  $I_0$  (14.01.2007, 02:00-04:00 Uhr) ist eine rampenartige Struktur und an dessen Ende ein gaußartiges lokales Maximum zu beobachten. Im Zeitintervall  $I_1$  (14.01.2007, 13:30-23:30 Uhr) ist erneut eine rampenartige Struktur am Anfang des Intervalls bei etwa 13:45 Uhr und am Ende bei etwa 23:00 Uhr zu erkennen. Im Bereich von etwa 16:00 Uhr 17:17 Uhr bildet sich eine symmetrische Struktur mit einem stabilen kurzzeitigen Plateau aus. Das Zeitintervall  $I_2$  (15.01.2007, 06:00-13:30 Uhr) zeigt erneut ein gaußartiges Maximum bei etwa 06:00 Uhr in der  $dB_z$ -Komponente des Magnetfeldes, während die  $B_y$ -Komponente in den Zeitbereichen von 06:00 Uhr bis 09:30 Uhr und 09:30 Uhr bis 13:00 Uhr ein periodisches Signal enthält. Die  $dB_z$ -Komponente wirkt dabei in diesem Zeitabschnitt im unmittelbaren Vergleich wie ein gleitender Mittelwert der  $B_x$ -Komponente. Im Zeitintervall  $I_3$  (15.01.2007, 16:00-18:30 Uhr) tritt in der  $dB_z$ -Komponente wieder eine rampenartige Signatur auf, die mit einem Vorzeichenwechsel verbunden ist. Am Ende dieses Zeitabschnittes zeigen sich zusätzlich zwei dicht beieinanderliegende Maxima in der  $B_x$ -Komponente des Magnetfeldes. Ausgehend von dieser Übersicht über die verschiedenen Auffälligkeiten in dem vorliegenden Datensatz sollen nun die einzelnen Abschnitte beginnend mit den periodischen Signalen in der Zeitreihe weiter analysiert werden.

Das Intervall A zeigt am 14.01.2007 von 04:30 Uhr bis 13:30 Uhr eine periodische Variation aller Magnetfeldkomponenten im MFA-System (Abb. 4.83), die in der zweiten Hälfte des Intervalls von 09:00 Uhr bis 13:30 Uhr besonders deutlich sichtbar sind. Stellt man die Magnetfelddaten direkt den Lageänderungen des Satelliten gegenüber, so kann man eine gute Übereinstimmung zwischen der Anzahl der beobachtbaren Perioden in beiden Datensätzen und eine stabile Phasenlage zwischen Magnetfeldvariation und Lageänderung des Satelliten erkennen.

In der ersten Hälfte des Intervalls von 04:30 Uhr bis 09:00 Uhr ist diese Übereinstimmung nicht derart offensichtlich, da von 06:00 Uhr bis 07:30 Uhr ein weiterer Magnetfeldbeitrag, der möglicherweise natürlichen Ursprungs ist, hinzutritt. In der direkten Gegenüberstellung mit den Lageänderungen läßt sich das weniger deutliche periodische Signal in diesem Zeitabschnitt aber auch auf eine Drehung des Satelliten zurückführen. Die Fourieranalyse dieses Zeitintervalls (Abb. 4.84) zeigt ein deutlich ausgeprägtes Maxi-

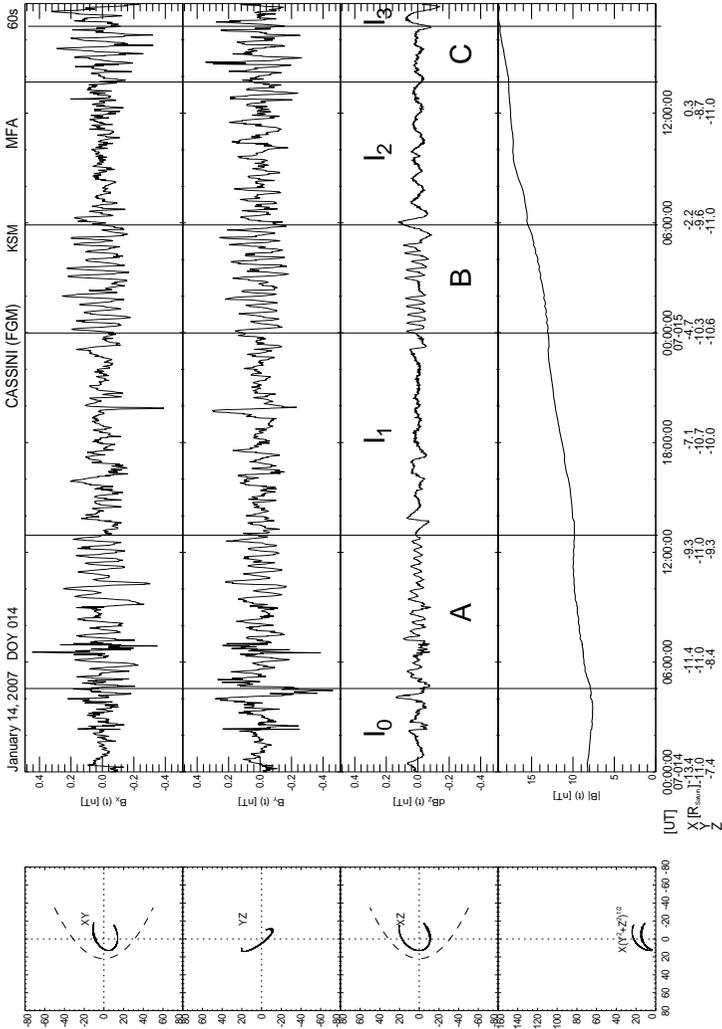


Abbildung 4.82: Übersicht über langperiodische Magnetfeldstörungen nichtnatürlichen Ursprungs im Zeitraum vom 14.01.2000, 00:00 Uhr bis zum 15.01.2007, 18:00 Uhr in feldlinienparallelen Koordinaten. Die Abschnitte A,B,C zeigen ausgeprägte monochromatische und kohärente Struktur in allen Magnetfeldkomponenten und die Abschnitte  $I_0, I_1, I_2, I_3$  zeigen auffällige transiente Signaturen in der  $B_z$ -Komponente des Magnetfelds.

## 4.7 Anmerkungen zur Qualität der Magnetfeldmessung

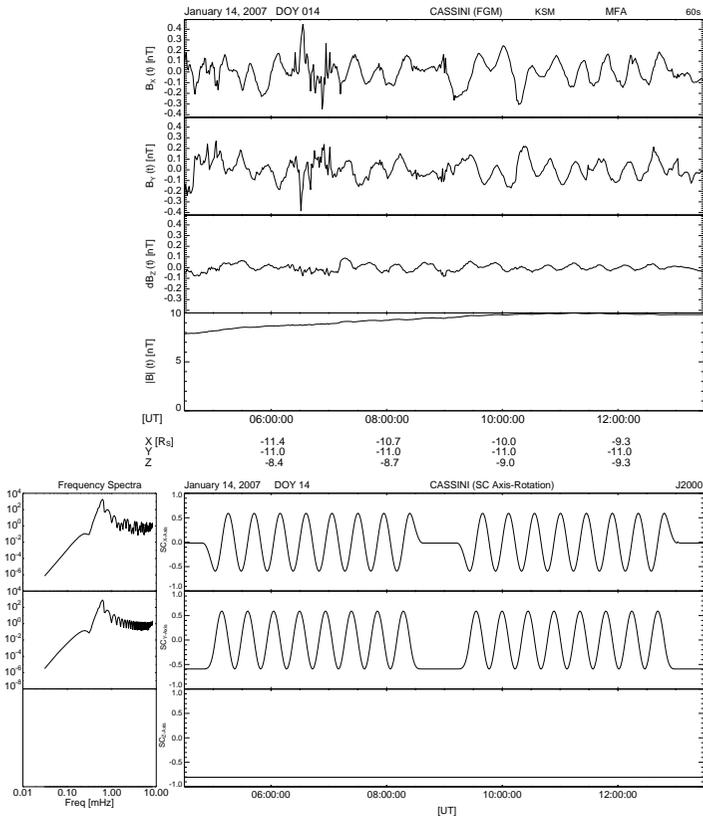


Abbildung 4.83: Magnetfeldstörungen in feldlinienparallelen Koordinaten (oben) und Projektion der Satellitenachsen auf die  $e_x$ -Achse des J2000-Koordinatensystems (unten) am 14.01.2007 von 04:30 Uhr bis 13:30 Uhr.

imum in den Spektren der  $B_x$ - und  $B_y$ -Komponenten bei etwa 0.6 mHz. Die Fourieranalyse der Projektion der  $x$ -Achse des Satelliten (Abb. 4.83) liefert ein deutlich ausgeprägtes Maximum bei einer Frequenz von etwa 0.62 mHz bzw. bei einer Periode von ungefähr 1620 s.

Das dynamische Spektrum der Magnetfelddaten (Abb. 4.85) zeigt ebenfalls eine ausgeprägte erhöhte spektrale Leistungsdichte in den Frequenzbereichen der periodischen Variation zwischen 0.5 mHz und 1.0 mHz, wobei im Zeitintervall von 06:30 Uhr bis 07:00 Uhr zusätzliche stark erhöhte Leistungsdichten bei höheren Frequenzen bis zur Nyquistfrequenz auftreten.

Die Analyse der Kreuzspektraldichte (Abb. 4.86) über das gesamte Zeitintervall A

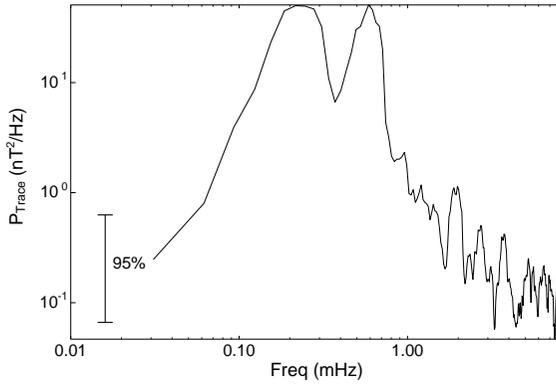


Abbildung 4.84: Summe der spektralen Leistungsdichten der Magnetfeldkomponenten in feldlinienparallelen Koordinaten in Abb. 4.83 am 14.01.2007 von 04:30 Uhr bis 13:30 Uhr.

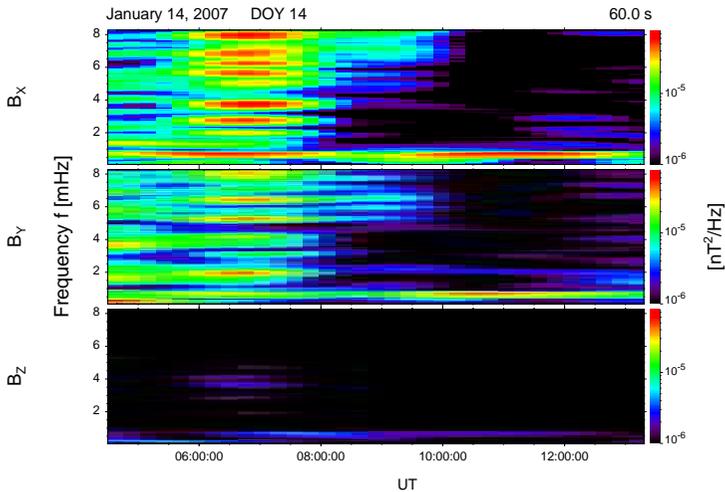


Abbildung 4.85: Dynamisches Frequenzspektrum des Magnetfeldes in feldlinienparallelen Koordinaten am 14.01.2007 von 04:30 Uhr bis 13:30 Uhr.

zeigt Maxima der Kreuzspektraldichte zwischen der  $B_x$ - und  $B_y$ -Komponente des Magnetfeldes bei etwa 0.6 mHz, 2.0 mHz, 3.6 mHz, 7.0 mHz und 8.0 mHz. Die Maxima der Kreuzspektraldichte bei 0.6 mHz, 2.0 mHz und 7.0 mHz zeigen gleichzeitig eine Kohärenz von  $\gamma \approx 0.8$ ; sie können daher als statistisch signifikant angesehen werden. Das Signal bei 0.6 mHz hat eine Elliptizität von  $\varepsilon \approx +0.6$  und eine stabile Phase von  $\phi \approx -115^\circ$ . Das Signal bei 2.0 mHz zeigt eine Elliptizität von  $\varepsilon \approx -0.3$  und eine stabile Phase von  $\phi \approx 180^\circ$ .

Diese Informationen über die spektralen Eigenschaften geben zwar keinen Einblick in die Ursache der periodischen Magnetfeldänderungen, lassen sich aber für Vergleiche mit Signalen ähnlicher Art heranziehen, wenn man das gerade analysierte Signal als eine Art „Prototyp“ der periodischen künstlichen Störungen des Magnetfeldes auffasst.

Das Intervall B zeigt im Zeitraum vom 14.01.2007, 23:30 Uhr bis zum 15.01.2007, 06:00 Uhr ähnlich wie der Zeitabschnitt A eine deutliche periodische Variation des Magnetfeldes (Abb.4.87). Deutlich erkennbar ist die Übereinstimmung der Anzahl von 15 Perioden mit der Lageänderung der x-Achse und der y-Achse des Satelliten.

Die  $dB_z$ -Komponente des Magnetfeldes gibt deutlich den Zeitabschnitt von 02:10 Uhr bis 02:50 Uhr wieder, während dem der Satellit keine Drehung ausgeführt hat. Auffällig ist jeweils eine zusätzliche Signatur von 02:10 Uhr bis 02:20 Uhr und von 05:00 Uhr bis 05:20 Uhr nach Beendigung der Satellitendrehung, die nur in der  $B_x$ - und  $B_y$ -Komponente sichtbar ist und keine Übereinstimmung mit einer Lageänderung des Satelliten aufweist, sich aber nahezu ununterscheidbar an das aus der Satellitendrehung resultierende periodische Signal anfügt. Die Fourieranalyse dieses Zeitintervalls (Abb. 4.88) zeigt spektrale Maxima bei etwa 0.7 mHz für die  $B_x$ - und  $B_y$ -Komponente des Magnetfeldes. Die Fourieranalyse der zeitlichen Entwicklung der projizierten x-Achse des Satelliten liefert ein scharfes spektrales Maximum bei 0.6 mHz bzw. bei 0.7 mHz für die Projektion der y-Achse.

Das dynamische Spektrum (Abb. 4.89) des Zeitintervalls B zeigt für die  $B_x$ - und  $B_y$ -Komponente ein ausgeprägtes Maximum der Leistungsdichte zwischen 0.5 mHz und 1.0 mHz. Die Kreuzspektraldichte für die  $B_x$ - und  $B_y$ -Komponente liefert ebenfalls ein breites Maximum für Frequenzen zwischen 0.5 mHz und 1.0 mHz bei einer signifikanten Kohärenz von  $\gamma \approx 0.9$ . Das Signal hat eine Elliptizität von  $\varepsilon \approx +0.8$  und ist damit fast zirkular polarisiert. Die Phasenlage der Signale in der  $B_x$ - und  $B_y$ -Komponente ist im betrachteten Frequenzbereich stabil und beträgt  $\phi \approx 90^\circ$ , wie es für ein zirkular polarisiertes Signal zu erwarten ist.

Die Magnetfeldkomponenten  $B_x$  und  $B_y$  zeigen im Intervall C am 15.01.2007 von 12:30 Uhr bis 18:00 Uhr periodische Variationen, die zwischen 14:00 Uhr und 16:30 Uhr besonders deutlich hervortritt (Abb. 4.90). Im Gegensatz zu den beiden vorangehenden Beispielen gibt es für diesen Datenabschnitt keine Übereinstimmung mit der Drehung des Satelliten um seine z-Achse. Vergleicht man die Variation des Magnetfeldes mit der Lageänderung des Satelliten, so erkennt man eine plötzliche Veränderung der Satellitenorientierung gegen 13:00 Uhr, die mit einer zeitlichen Änderung der  $B_y$ -Komponente des Magnetfeldes einhergeht. Die  $B_x$ -Komponente zeigt zum gleichen Zeitpunkt jedoch keine zeitliche Änderung.

#### 4 Datenauswertung und Ergebnisse

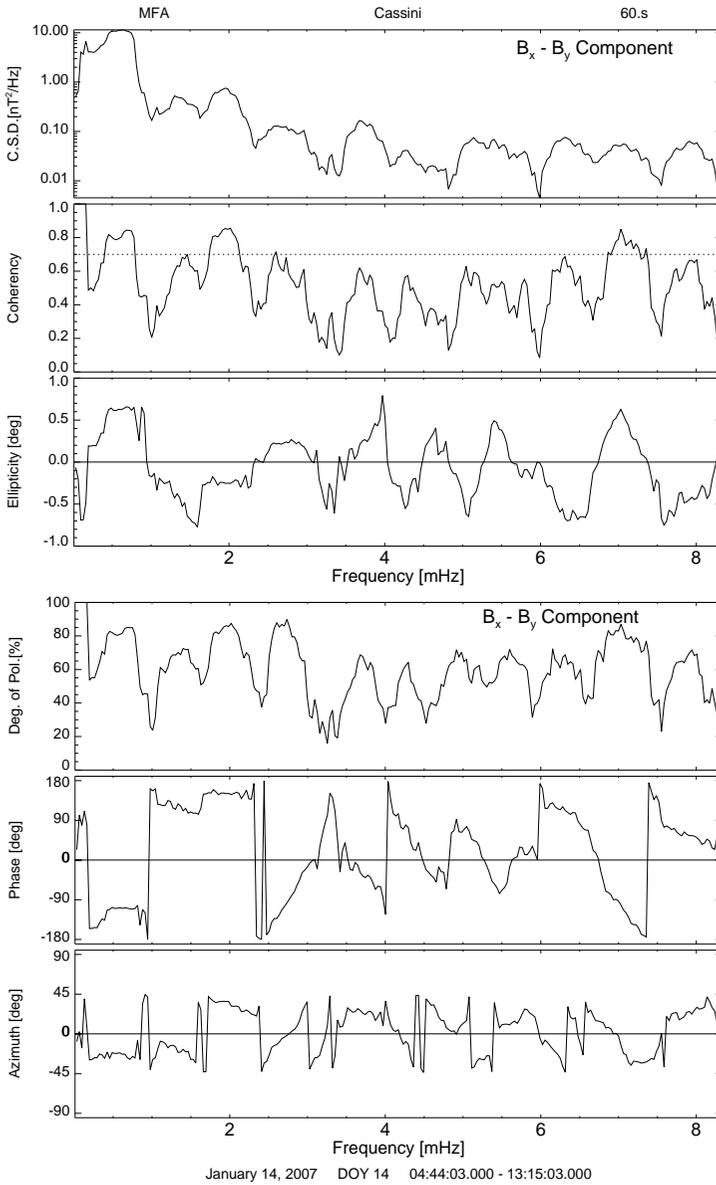


Abbildung 4.86: Kreuzspektraldichte, Kohärenz, Elliptizität, Polarisationsgrad, Phase und Azimut für die Zeitreihen der  $B_x$ -Komponente und der  $B_z$ -Komponente des Magnetfeldes in feldlinienparallelen Koordinaten am 14.01.2007 von 04:44 Uhr bis 13:15 Uhr.

## 4.7 Anmerkungen zur Qualität der Magnetfeldmessung

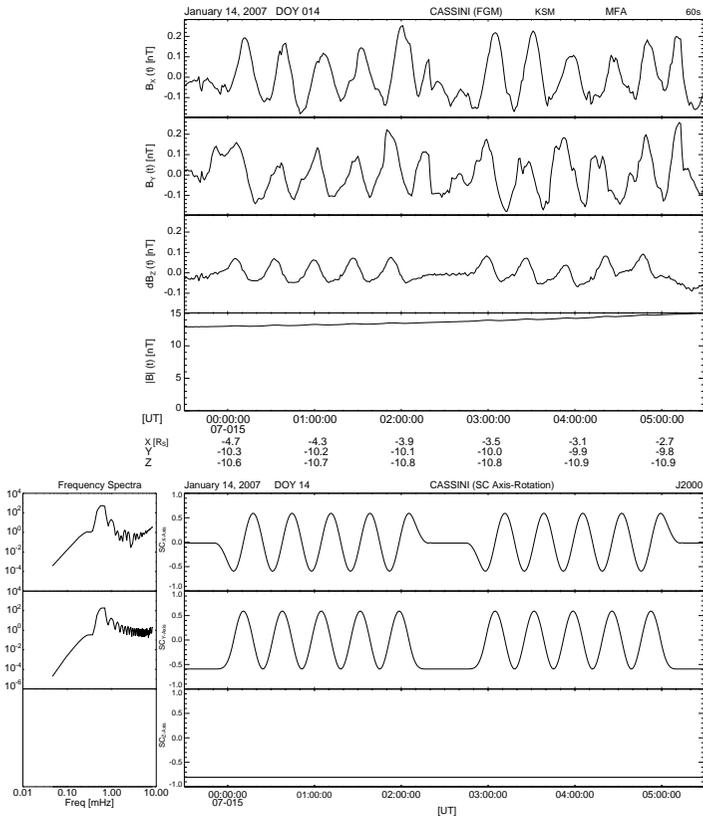


Abbildung 4.87: Magnetfeldstörungen in feldlinienparallelen Koordinaten (oben) und Projektion der Satellitenachsen auf die  $e_x$ -Achse des J2000-Koordinatensystems (unten) im Zeitintervall vom 14.01.2007, 23:30 Uhr bis zum 15.01.2007, 06:00 Uhr.

In der  $dB_z$ -Komponente tritt gegen 16:45 Uhr und 17:50 Uhr eine kurzzeitige langsame Verringerung des Magnetfeldes auf, deren Auftreten und Struktur eine deutliche Ähnlichkeit mit der zeitlichen Änderung der Orientierung der y-Achse und der z-Achse aufweist.

Die Fourieranalyse (Abb. 4.91) zeigt für die  $B_x$ - und  $B_y$ -Komponente jeweils ein ausgeprägtes spektrales Maximum bei etwa 0.6 mHz und ein weniger stark ausgeprägtes Maximum bei ungefähr 0.2 mHz, das auch in der  $dB_z$ -Komponente auftritt. Das dynamische Spektrum (Abb. 4.92) zeigt stark erhöhte spektrale Leistungsdichten in der  $B_x$ - und  $B_y$ -Komponente im Frequenzbereich zwischen 0.5 mHz und 1.0 mHz. Die spektralen Maxima liegen also im gleichen Frequenzbereich, wie die der periodischen Variationen, die

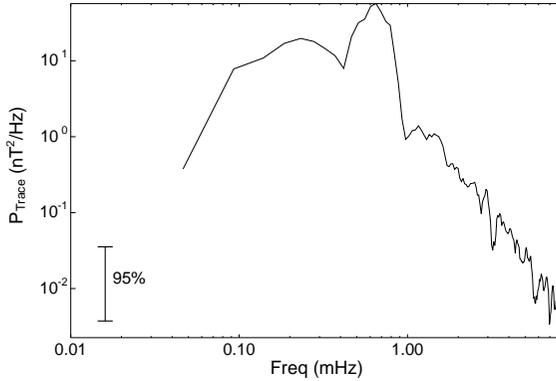


Abbildung 4.88: Summe der spektralen Leistungsdichten der Magnetfeldkomponenten in feldlinienparallelen Koordinaten in Abb. 4.87 vom 14.01.2007, 23:30 Uhr bis zum 15.01.2007, 06:00 Uhr. Das Spektrum hat ein ausgeprägtes Maximum bei etwa 0.6 mHz, das mit der Frequenz der Lageänderungen des Satelliten übereinstimmt.

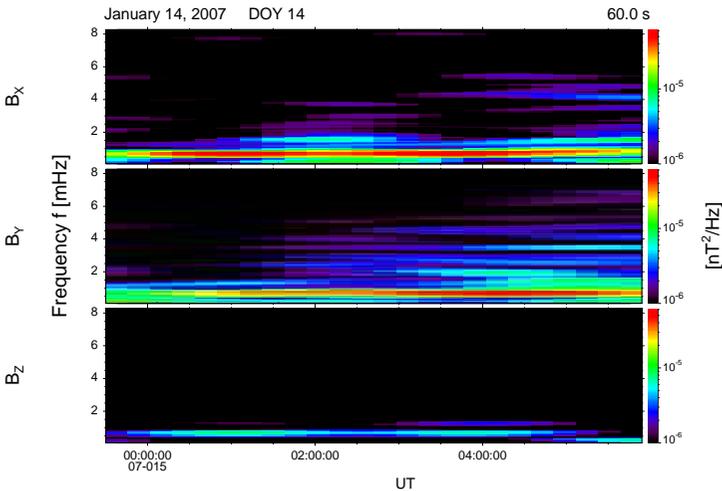


Abbildung 4.89: Dynamisches Frequenzspektrum des Magnetfeldes in feldlinienparallelen Koordinaten vom 14.01.2007, 23:30 Uhr bis zum 15.01.2007, 06:00 Uhr.

## 4.7 Anmerkungen zur Qualität der Magnetfeldmessung

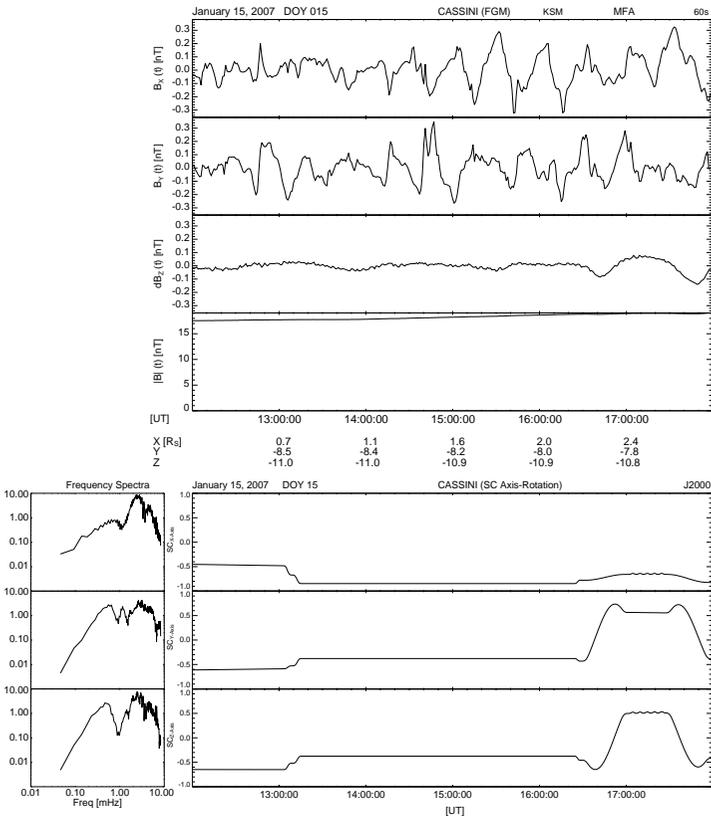


Abbildung 4.90: Magnetfeldstörungen in feldlinienparallelen Koordinaten (oben) und Projektion der Satellitenachsen auf die  $e_x$ -Achse des J2000-Koordinatensystems (unten) im Zeitintervall am 15.01.2007 von 12:30 Uhr bis 18:00 Uhr.

offensichtlich durch Drehungen des Satelliten hervorgerufen werden, obwohl für das betrachtete Datenintervall auf Basis der verfügbaren Lageinformationen keine Drehungen des Satelliten durchgeführt wurden. Das Kreuzspektrum zwischen der  $B_x$ - und  $B_y$ -Komponente zeigt weder deutlich ausgeprägte spektrale Maxima noch eine signifikante Kohärenz. Auch in den Datenintervallen zwischen den markanten Satellitendrehungen kann man auffällige Signaturen im Magnetfeld identifizieren, die beispielhaft innerhalb der oben angesprochenen Zeitabschnitte näher beschrieben werden sollen.

Im Zeitintervall  $I_0$  am 14.01.2007 von 02:00 bis 05:00 Uhr sind zwei auffällige Signale zu erkennen, die mit den Lageänderungen des Satelliten zusammenzuhängen scheinen (Abb. 4.93).

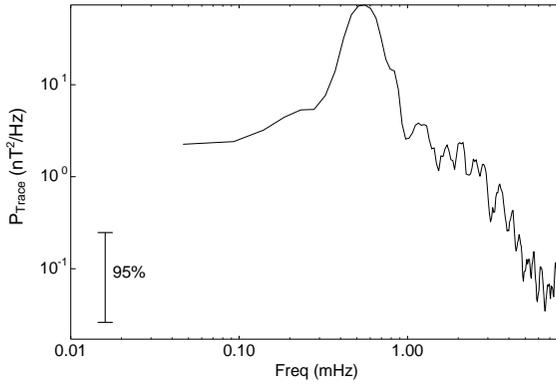


Abbildung 4.91: Summe der spektralen Leistungsdichten der Magnetfeldkomponenten in feldlinienparallelen Koordinaten in Abb. 4.90 am 15.01.2007 von 12:30 Uhr bis 18:00 Uhr.

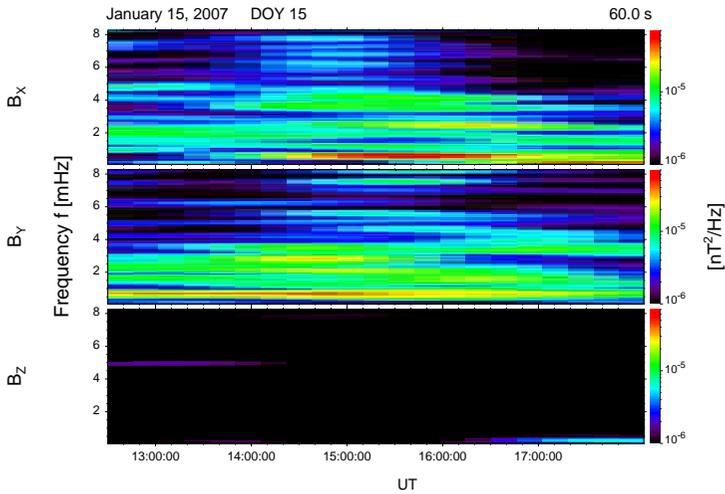


Abbildung 4.92: Dynamisches Frequenzspektrum des Magnetfeldes in feldlinienparallelen Koordinaten im Zeitintervall am 15.01.2007 von 12:30 Uhr bis 18:00 Uhr.

## 4.7 Anmerkungen zur Qualität der Magnetfeldmessung

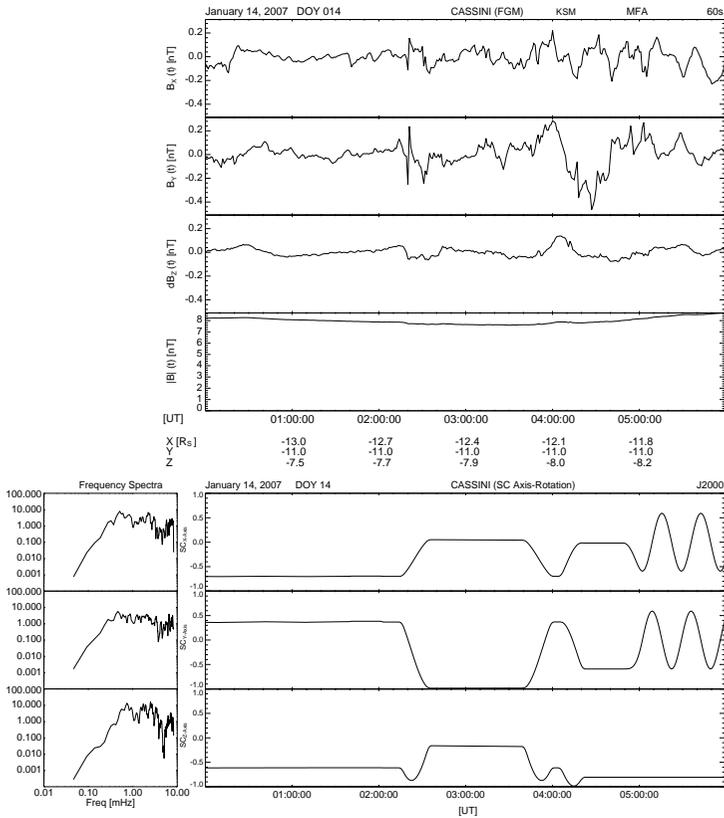


Abbildung 4.93: Magnetfeldstörungen in feldlinienparallelen Koordinaten (oben) und Projektion der Satellitenachsen auf die  $e_x$ -Achse des J2000-Koordinatensystems (unten) im Zeitintervall vom 14.01.2007, 02:00 bis zum 14.01.2007, 05:00 Uhr.

Um etwa 02:00 Uhr zeigen die  $B_x$ - und  $B_y$ -Komponente eine rasche Abnahmen gefolgt von einem plötzlichen Sprung mit einem Nulldurchgang auf positive Werte von etwa 0.2 nT. Die  $dB_z$ -Komponente zeigt zur gleichen Zeit ebenfalls einen Nulldurchgang von etwa 0.1 nT nach ungefähr  $-0.1$  nT. Zum gleichen Zeitpunkt führt der Satellit Lageänderungen aus, die einen ähnlichen zeitlichen Verlauf zeigen und ebenfalls einen Nulldurchgang aufweisen. Von etwa 03:50 Uhr bis 04:15 Uhr findet man in der  $dB_z$ -Komponente eine kurzzeitige Erhöhung des Magnetfeldes mit einem Maximum bei etwa 04:03 Uhr. Diese Struktur läßt sich an gleicher Stelle im zeitlichen Verlauf der Projektion der Satellitenachsen wiederfinden, wobei eine besonders auffällige Ähnlichkeit in der Lageänderung der z-Achse des Satelliten zu beobachten ist.

#### 4 Datenauswertung und Ergebnisse

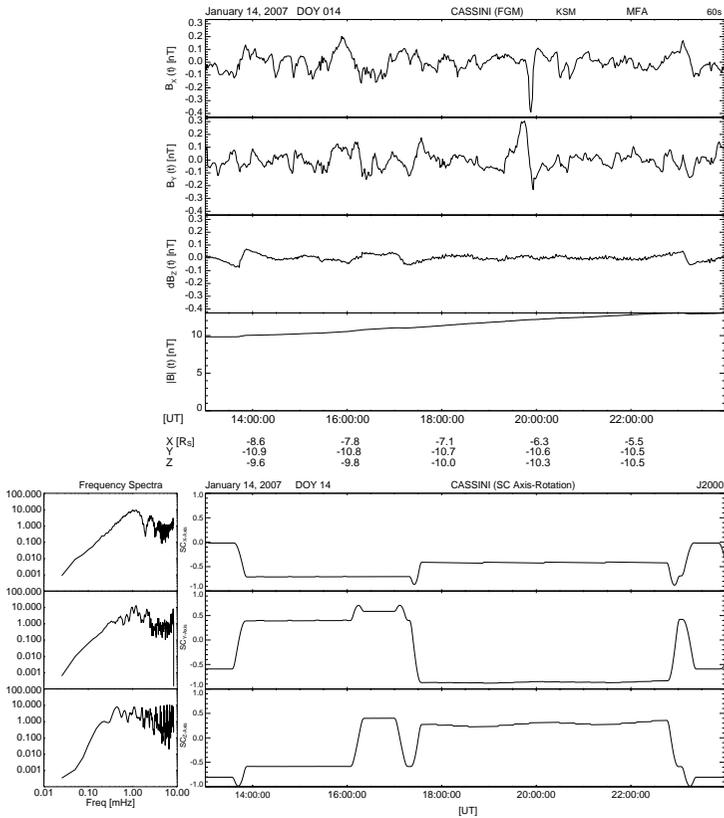


Abbildung 4.94: Magnetfeldstörungen in feldlinienparallelen Koordinaten (oben) und Projektion der Satellitenachsen auf die  $e_x$ -Achse des J2000-Koordinatensystems (unten) im Zeitintervall vom 14.01.2007, 13:00 bis zum 15.01.2007, 00:00 Uhr.

Im Zeitintervall  $I_1$  vom 14.01.2007, 13:00 bis zum 15.01.2007, 00:00 Uhr lassen sich nachfolgende Strukturen beobachten, die eine hohe Übereinstimmung mit Lageänderungen des Satelliten aufweisen. Gegen 13:30 Uhr führt der Satellit etwa eine halbe Umdrehung um seine  $y$ -Achse und seine  $z$ -Achse aus (Abb. 4.94). Vergleicht man das Magnetfeld in der  $B_x$ - und  $dB_z$ -Komponente, so erkennt man, daß die Änderungen der  $dB_z$ -Komponente gut mit der Lageänderung des Satelliten übereinstimmen, während die  $B_x$ -Komponente zu diesem Zeitpunkt ihr Vorzeichen wechselt. Diese Änderung zeigt eine gute Übereinstimmung mit der zeitlichen Veränderung der Orientierung der  $y$ -Achse des Satelliten, die zum gleichen Zeitpunkt ihr Vorzeichen wechselt.

Um etwa 16:00 Uhr dreht sich die  $z$ -Achse des Satelliten und die Projektion der  $z$ -

Achse ändert ihr Vorzeichen von  $-0.5$  auf  $+0.5$ . Der Satellit behält diese Orientierung bis kurz nach 17:00 Uhr bei und führt bis 17:15 Uhr eine weitere Drehung um die  $z$ -Achse bis etwa zur Ausgangsposition um 16:00 Uhr aus; der zeitliche Verlauf der projizierten Lage der  $z$ -Achse ähnelt dabei einer Trapezform.

Die  $dB_z$ -Komponente des Magnetfeldes zeigt zeitgleich zur Lageänderung des Satelliten einen Verlauf, der gut mit der zeitlichen Änderung der Projektion der  $z$ -Achse des Satelliten übereinstimmt. Die  $dB_z$ -Komponente steigt von etwa 16:00 Uhr bis 16:20 Uhr linear an, bleibt bis etwa 17:00 Uhr auf einem relativ konstanten Wert und nimmt danach bis etwa 17:15 Uhr wieder auf den Ausgangswert bei 16:00 Uhr ab. Die aufsteigende und absteigende Flanke dieses Verlaufs beschreiben dabei genau wie die Projektion der  $z$ -Achse des Satelliten Nulldurchgänge.

Der Satellit führt von 22:45 Uhr bis 23:00 Uhr eine erneute Drehung aus und dreht bis 23:15 Uhr wieder bis in seine ungefähre Ausgangslage bei 22:45 Uhr zurück. Im gleichen Zeitintervall kann in der  $dB_z$ -Komponente des Magnetfeldes eine lineare Veränderung beobachtet werden.

Zwischen 17:30 Uhr und 22:45 Uhr ändert sich die Lage des Satelliten kaum. Bei genauer Betrachtung kann jedoch eine schwache langperiodische Modulation in den Projektionen der  $y$ -Achse und der  $z$ -Achse beobachtet werden. Eine ähnliche, langperiodische Modulation kann auch in der  $dB_z$ -Komponente des Magnetfeldes beobachtet werden, wobei die schwach ausgeprägten Minima um etwa 19:00 Uhr und 21:30 Uhr und das undeutliche Maximum gegen 20:00 Uhr in der Projektion der  $z$ -Achse des Satelliten wiedergefunden werden können.

Im Zeitintervall zwischen 19:00 Uhr und 20:00 Uhr zeigen die  $B_x$ - und die  $B_y$ -Komponente eine deutliche Signatur des Magnetfeldes, während in der  $dB_z$ -Komponente keine Änderung des Magnetfeldes auf gleichen Skalen zu beobachten ist. Der Wert von  $B_x$  sinkt ab 19:45 Uhr von etwa  $0.0$  nT auf  $-0.4$  nT ab und erreicht kurz darauf gegen 20:00 Uhr wieder seinen ursprünglichen Wert bei  $0.0$  nT. Der Wert der  $B_y$ -Komponente steigt ab 19:00 Uhr von etwa  $0.0$  nT auf  $0.3$  nT gegen 19:45 Uhr an und sinkt dann ab 20:00 Uhr auf einen Wert bei  $-0.1$  nT. Der Nulldurchgang der  $B_y$ -Komponente erfolgt dabei etwa zur gleichen Zeit, bei der die  $B_x$ -Komponente ihr Minimum erreicht. Diese Struktur im Magnetfeld kann nicht mit einer zeitlichen Änderung der Satellitenlage in Verbindung gebracht werden.

Die Magnetfelddaten im Zeitintervall  $I_2$  am 15.01.2007 von 06:00 Uhr bis 14:00 Uhr zeigen keine auffälligen Übereinstimmungen mit der Lageänderung des Satelliten (Abb. 4.95). Die  $B_x$ - und die  $B_y$ -Komponente zeigen jedoch von 06:00 Uhr bis etwa 09:00 Uhr sowie von 09:30 Uhr bis 13:00 Uhr langperiodische Variationen von ungefähr  $0.2$  nT Amplitude.

Im Zeitintervall am 15.01.2007 von 15:40 Uhr bis 18:20 Uhr führt der Satellit eine weitere deutliche Lageänderung aus. Betrachtet man die lokalen Extrema der  $dB_z$ -Komponente des Magnetfeldes um 16:40 Uhr und um 17:50 Uhr, so fällt auf, daß diese erneut direkt mit der zeitlichen Veränderung der Satellitenorientierung in Verbindung gebracht werden können.

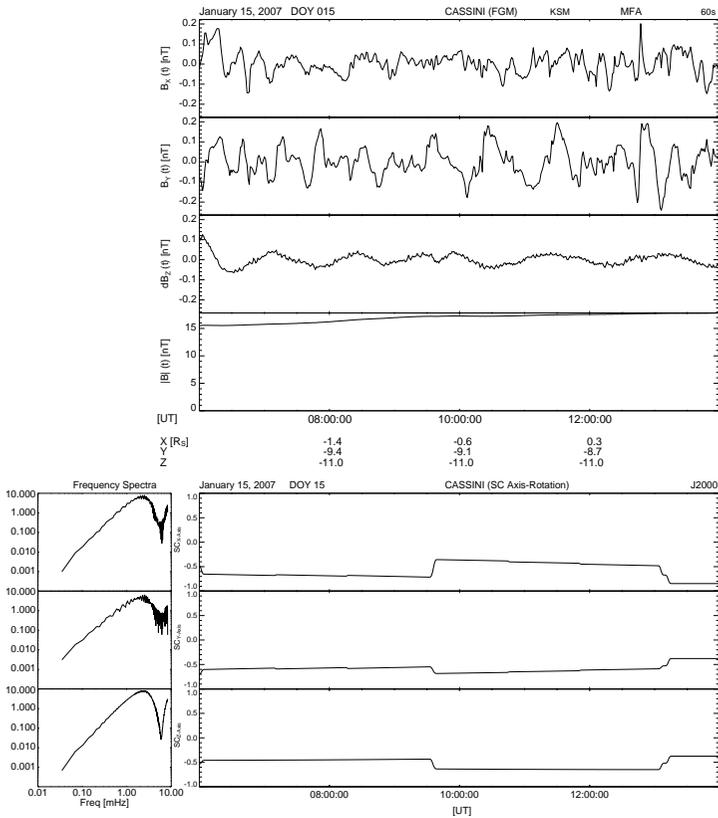


Abbildung 4.95: Magnetfeldstörungen in feldlinienparallelen Koordinaten (oben) und Projektion der Satellitenachsen auf die  $e_x$ -Achse des J2000-Koordinatensystems (unten) im Zeitintervall vom 15.01.2007, 06:00 Uhr bis zum 15.01.2007, 14:00 Uhr.

Die als Beispiel gezeigten Magnetfelddaten zeigen periodische Änderungen von bis zu 0.4 nT Amplitude, die eine hohe Übereinstimmung mit gleichzeitig auftretenden Lageänderungen bzw. Drehungen des Satelliten aufweisen. Weiter wurden einige Datenschnitte gezeigt, die in den Magnetfelddaten eine Variation mit ähnlicher Periode und einer ähnlichen Periodenanzahl (5 bis 8 aufeinanderfolgende Perioden) zeigt, der aber keine entsprechende Lageänderung zugeordnet werden kann. Weiter konnten außerhalb der Zeitabschnitte mit den sehr auffälligen regelmäßigen Variationen weitere Strukturen in den Magnetfelddaten identifiziert und gleichzeitig auftretenden Lageänderungen des Satelliten zugeordnet werden. Auf Grund dieser Beobachtungen liegt die Vermutung nahe, daß die Kalibrierung und Koordinatentransformation der Magnetfelddaten aus dem

## 4.7 Anmerkungen zur Qualität der Magnetfeldmessung

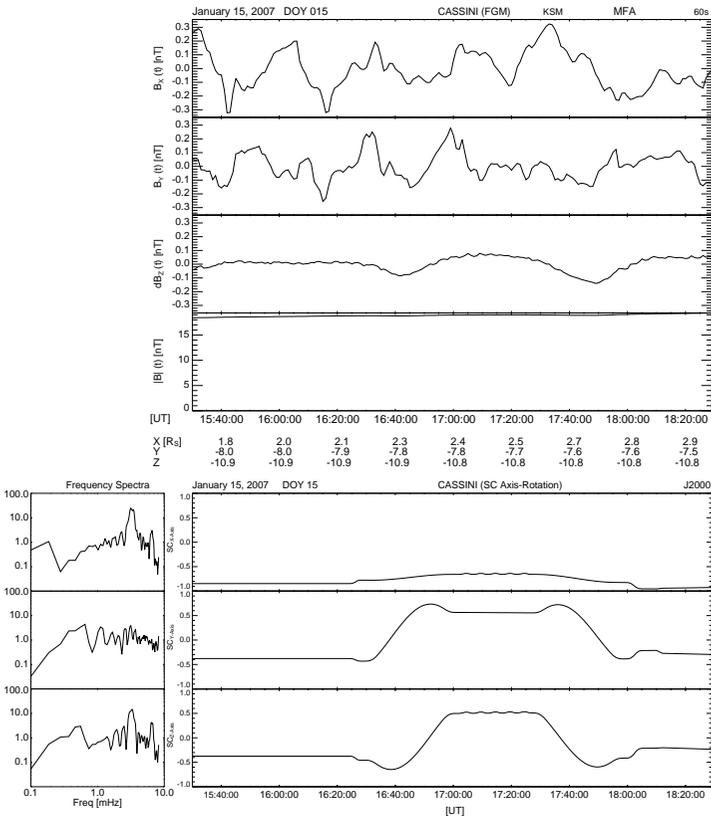


Abbildung 4.96: Magnetfeldstörungen in feldlinienparallelen Koordinaten (oben) und Projektion der Satellitenachsen auf die  $e_x$ -Achse des J2000-Koordinatensystems (unten) im Zeitintervall vom 15.01.2007, 15:40 Uhr bis zum 15.01.2007, 18:20 Uhr.

Koordinatensystem des Magnetfeldsensors in das Koordinatensystem des Satelliten und von dort in ein Inertialsystem, wie z.B. dem J2000-System nicht völlig fehlerfrei verläuft. Die möglichen Ursachen der beschriebenen künstlich erzeugten langperiodischen und transienten Magnetfeldstörungen sollen an dieser Stelle nur kurz umrissen werden.

Russell et al. (2006) hat im Zusammenhang mit einer Übersicht über die Fluktuationen des Magnetfeldes in der Saturnmagnetosphäre ebenfalls darauf hingewiesen, daß Rotationen des Satelliten periodische Signale in den Magnetfelddaten erzeugen können, wenn die Lage der Achsen des Magnetfeldsensors von ihrer nominalen Ausrichtung abweicht und die gemessenen Magnetfelddaten auf Grundlage der nominalen Richtung der Sensorachsen in ein sensorfixiertes oder satellitenfixiertes Koordinatensystem gedreht werden. Einen

Fehler, der durch eine fehlerbehaftete Information über die Lage und Orientierung des FGM-Magnetfeldsensors am Ausleger verursacht wird, sollte jedoch keine Auswirkungen auf den Betrag des gemessenen Magnetfeldes haben, da dieser richtungsunabhängig ist. Abweichung in der Orthogonalität der einzelnen Sensorachsen des FGM-Sensors können zwar als grundsätzliche Fehlerquelle auftreten, sind aber in ihrem Einfluß bei kleinen Winkelabweichungen vernachlässigbar (Hans-Ulrich Auster, persönliche Mitteilung, 10.03.2009).

Als wahrscheinliche Fehlerquelle kommen für die beobachteten Störsignale sogenannte Offset-Fehler in Betracht. Diese entstehen durch im Koordinatensystem des Magnetfeldsensors ortsfeste Magnetfeldstörungen, die ihre Quelle in Systemen des Satelliten haben. Der Magnetfeldsensor mißt dann zusätzlich zum umgebenden Magnetfeld unabhängig von seiner Lage einen konstanten Hintergrundbeitrag. Dreht sich der Satellit und der Magnetfeldsensor, so verändern sich die Komponenten des umgebenden Magnetfeldes im Referenzsystem des Sensors, nicht aber der in diesem Referenzsystem fest orientierte Störungsbeitrag. Transformiert man nun die Magnetfeldmessung in ein nicht satellitenfestes Koordinatensystem auf Basis der Lageinformationen, so wird die scheinbare Rotation des umgebenden Magnetfeldes gerade behoben, während ein konstantes Störungssignal gerade den Verlauf der Lageänderung des Satelliten aufgeprägt bekommt.

Als wesentliche Schlußfolgerung sollten daher langperiodische Variationen in der Umgebung von 0.6 mHz als auch transiente Magnetfeldänderungen bei der Suche nach natürlichen physikalischen Phänomenen mit äußerster Vorsicht behandelt werden, da die hier beispielhaft diskutierten Artefakte in fast allen Datensätzen zu finden sind und sich nicht immer so deutlich wie hier gezeigt von natürlichen Variationen und Fluktuationen abheben.

### Höherfrequente Störungen mit konstanter Frequenz

Zusätzlich zu den niedrigfrequenten Störungen des Magnetfeldes, die auf Lageänderungen des Satelliten zurückzuführen sind, zeigen die Magnetfelddaten des FGM-Magnetfeldsensors höherfrequente Störungen die häufig, unregelmäßig und jeweils für längere Zeiträume auftreten. Als Beispiel ist eines der Störsignale in Abb. 4.97 am 23.11.2007 im Zeitraum von 08:05 Uhr bis 08:40 Uhr in feldlinienparallelen Koordinaten wiedergegeben. Die Zeitauflösung beträgt für dieses Intervall 1 s. Die Frequenzanalyse des Signals (Abb. 4.98) zeigt für alle Komponenten des Magnetfeldes ausgeprägte Maxima der spektralen Leistungsdichten bei Frequenzen von 20 mHz, 40 mHz, 60 mHz und 166 mHz. Die Frequenzmaxima sind hierbei über längere Zeiträume stabil in Frequenz und Amplitude.

Das Maximum bei 20 mHz liegt dabei deutlich über dem Rauschniveau des Sensors, das mit besser als  $5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  bei 1 Hz angegeben wird (vgl. Dougherty et al. 2004). Zusätzlich sind weniger stark ausgeprägte Nebenmaxima bei 100 mHz, 120 mHz und 250 mHz erkennbar.

Betrachtet man das Kreuzspektrum dieser Zeitreihe z.B. für die  $B_x$ -Komponente und die  $B_y$ -Komponente der Magnetfeldstörung im MFA-System (Abb. 4.99), so zeigen sich

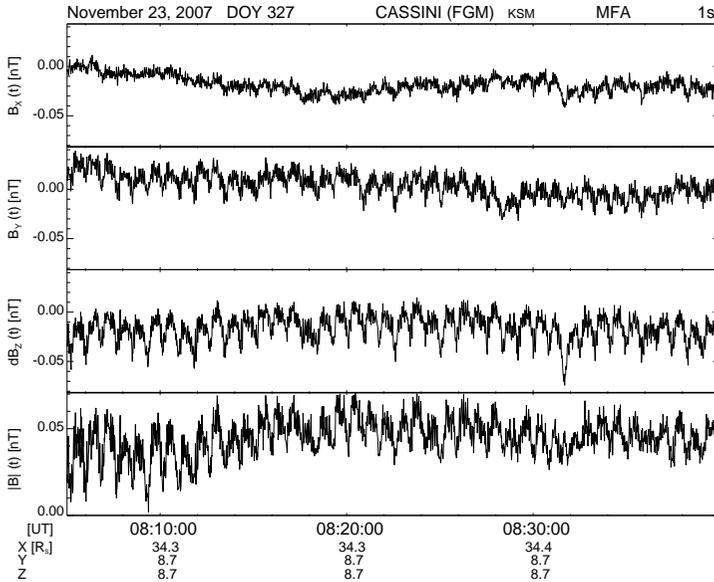


Abbildung 4.97: Periodische Störungen des Magnetfeldes am 23.11.2007 im Zeitraum von 08:05 Uhr bis 08:40 Uhr. Die Magnetfeldkomponenten sind in einem feldlinienparallelen Koordinatensystem nach Abzug des Hintergrundmagnetfeldes dargestellt.

für die beobachteten Frequenzen von 20 mHz, 40 mHz, 60 mHz, 120 mHz, 166 mHz und 255 mHz ausgeprägt Maxima in der Kreuzspektraldichte mit hoher zugehöriger Kohärenz von über 0.7. Für die Signalanteile bei 20 mHz, 40 mHz, 60 mHz und 166 mHz beträgt die Phasenlage zwischen der  $B_x$ -Komponente und der  $B_y$ -Komponente stabil etwa  $0^\circ$ ; die Phase bei 120 mHz liegt bei etwa  $40^\circ$ .

Die Konstanz dieses Signaltyps in Frequenz, Amplitude und zeitlichem Verlauf sowie das Auftreten unabhängig vom Ort der Messung legt nahe, daß es sich hierbei um ein künstliches Signal handelt, das seinen Ursprung im Satelliten hat. Über die Ursache dieses Störsignals sind derzeit keine Informationen verfügbar, aber es wird angenommen, daß es sich hierbei um ein Artefakt mit Ursprung in einem Satellitensystem handelt oder auf Zeittaktungsprobleme bei der Konvertierung der FGM-Magnetfelddaten auf eine niedrigere Datenrate vor der Übertragung zur Erde zurückzuführen ist (Steven Kellock, persönliche Mitteilung, 12.10.2005). Interessant an diesem Störsignal nicht vollständig geklärt Herkunft ist jedoch das ausgeprägte spektrale Maximum bei etwa 160 mHz, das auch für das baugleiche FGM-Magnetometer (Balogh et al. 1992) des Satelliten ULYSSES auftritt (vgl. Abb. 4.100). Dort wird das Signal bei etwa 160 mHz als Ergebnis einer Frequenzüberlagerung aus Nutationsfrequenz und Rotationsfrequenz des Satelliten interpretiert.

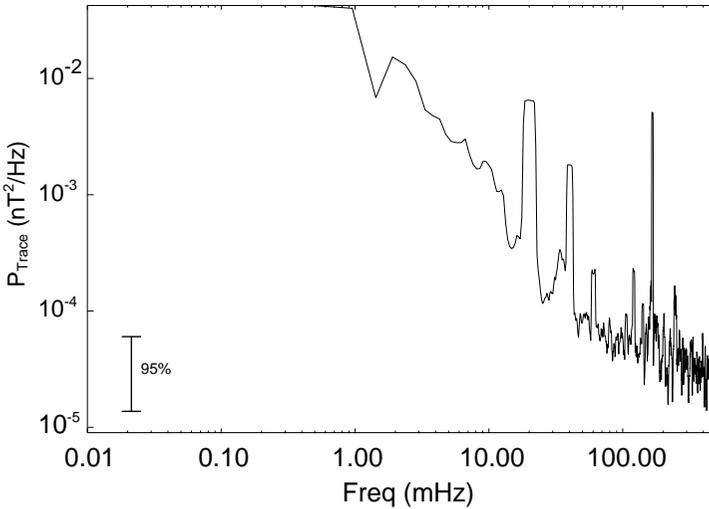


Abbildung 4.98: Summe der spektralen Leistungsdichten der Magnetfeldkomponenten in feldlinienparallelen Koordinaten in Abb. 4.97 am 23.11.2007 im Zeitraum von 08:05 Uhr bis 08:40 Uhr.

Obwohl diese Signale auf Grund ihrer charakteristischen Frequenzbestandteile zuverlässig identifiziert werden sollten, bereiten sie bei der Analyse von Daten mit höherer Zeitaufösung Probleme, wenn vorhandene natürliche Signale innerhalb ähnlicher Frequenzbereiche nicht deutlich größere Amplituden aufweisen.

### Störungen veränderlicher Frequenz

Neben den Störsignalen mit stabiler Frequenz und vergleichsweise niedriger Amplitude gibt es weitere höherfrequente Störsignale, deren Frequenzen zeitveränderlich sind. Diese Störsignale treten bevorzugt in der zeitlichen Umgebung der größten Annäherung des Satelliten an den Planeten (*closest approach*) eines jeden Umlaufes auf. Die beobachteten Frequenzsignaturen sind problematisch für die Analyse von Magnetfeldoszillationen, da bei Trajektorienabschnitten nahe am Planeten und entsprechend hohen Magnetfeldstärken die typischen Gyrationfrequenzen der Hauptkonstituenten des umgebenden Plasmas ansteigen und somit ein vergrößerter Frequenzbereich erschlossen wird, in dem nach ULF-Wellen im Sinne unseres Begriffsbildes (vgl. 2.3), also mit Frequenzen deutlich unterhalb der niedrigsten Gyrationfrequenz der vorherrschenden Ionenspezies, gesucht werden kann. Die Abb. 4.101 zeigt ein dynamisches Frequenzspektrum für Magnetfeldmessungen des FGM-Sensors mit einer Abtastrate von 1 Hz und einer zugehörigen Nyquistfrequenz von 500 mHz im Zeitintervall vom 14.04.2005, 18:30 Uhr bis zum 15.04.2005, 07:30 Uhr in

#### 4.7 Anmerkungen zur Qualität der Magnetfeldmessung

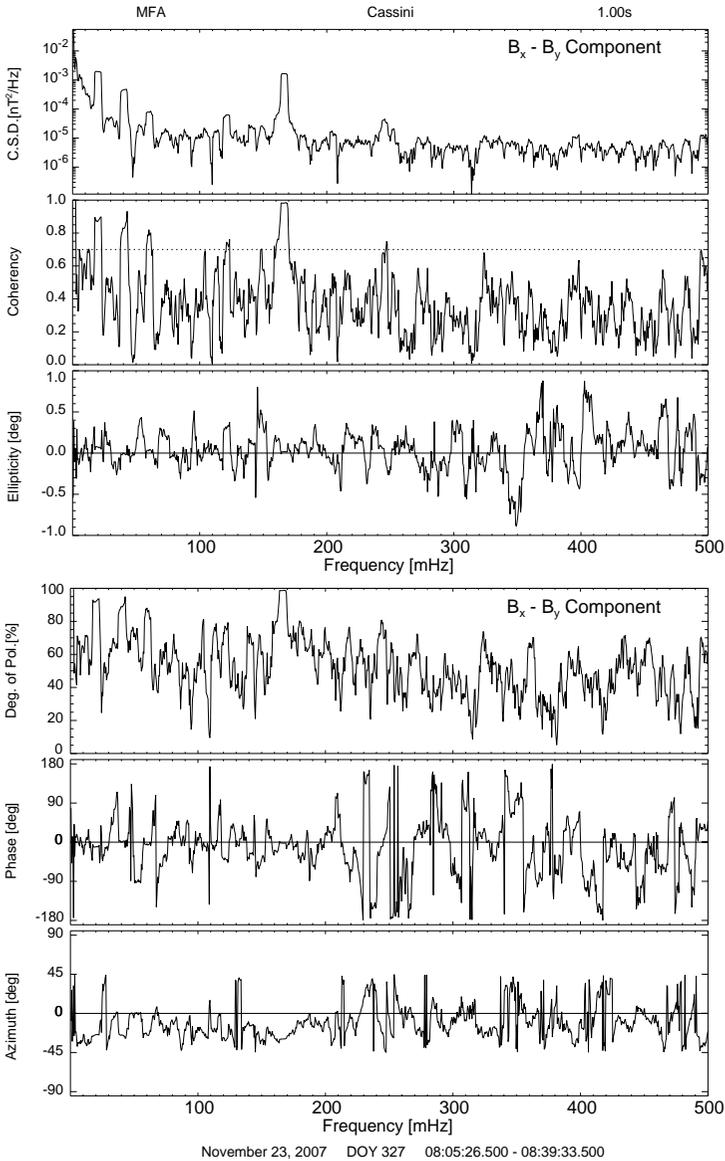


Abbildung 4.99: Kreuzspektraldichte, Kohärenz, Elliptizität, Polarisationsgrad, Phase und Azimut für die Zeitreihen der  $B_x$ -Komponente und der  $B_z$ -Komponente des Magnetfeldes in feldlinienparallelen Koordinaten 23.11.2007 im Zeitraum von 08:05:26 Uhr bis 08:39:33 Uhr.

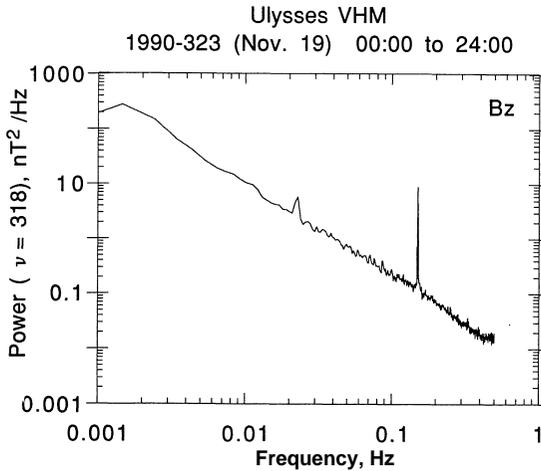


Abbildung 4.100: Spektrale Leistungsdichte der Magnetfeldkomponente parallel zur Drehachse des ULYSSES-Satelliten während einer Nutationsbewegung des Satelliten. Die spektralen Maxima resultieren nach Balogh et al. (1992) aus einer Überlagerung der Nutations- und Rotationsfrequenz des Satelliten (aus Balogh et al. 1992).

der Umgebung der größten Annäherung an den Planeten.

Die weißen Hilfslinien innerhalb des dynamischen Spektrums kennzeichnen zur Orientierung den Frequenzverlauf der Gyrationen einiger ausgewählter Ionenspezies, die in der Plasmaumgebung des Saturn auftreten können. Die drei Linien mit den jeweils niedrigsten Frequenzen markieren mit aufsteigender Frequenz die Gyrationen für  $\text{CO}_2^+$ ,  $\text{O}_2^+$  und  $\text{N}_2^+$ , die als Konstituenten mit der Titanionosphäre als Quelle auftreten können. Die unmittelbar bei etwas höheren Frequenzen auftretende Linienschar gibt die Gyrationen für Ionen der Wassergruppe  $\text{W}^+$ , d.h.  $\text{H}_3\text{O}^+$ ,  $\text{H}_2\text{O}^+$  und  $\text{OH}^+$  an, wobei zusätzlich die Gyrationen von  $\text{O}^+$  und  $\text{CH}_4^+$  gemeinsam mit der Wassergruppe auftreten, deren Gyrationen sehr nahe beieinander liegen und daher visuell nicht getrennt werden können.

Bei noch höheren Frequenzen schließen sich die Gyrationen für  $\text{N}^+$ ,  $\text{C}^+$ ,  $\text{O}^{++}$  und  $\text{He}^+$  an. Die Protonengyrationen von  $\text{H}^+$  als leichteste mögliche Ionenspezies tritt wegen der relativ hohen Magnetfeldstärke nicht innerhalb des dynamischen Frequenzspektrums auf.

Das dynamische Frequenzspektrum zeigt in diesem betrachteten Zeitintervall drei auffallende Merkmale. Am rechten Rand des am 15.04.2005 zwischen 03:00 Uhr und 07:00 Uhr tritt eine deutlich erhöhte spektrale Leistungsdichte etwas unterhalb der Gyrationen für die Ionen der Wassergruppe auf. Hierbei handelt es sich um Ionenzy-

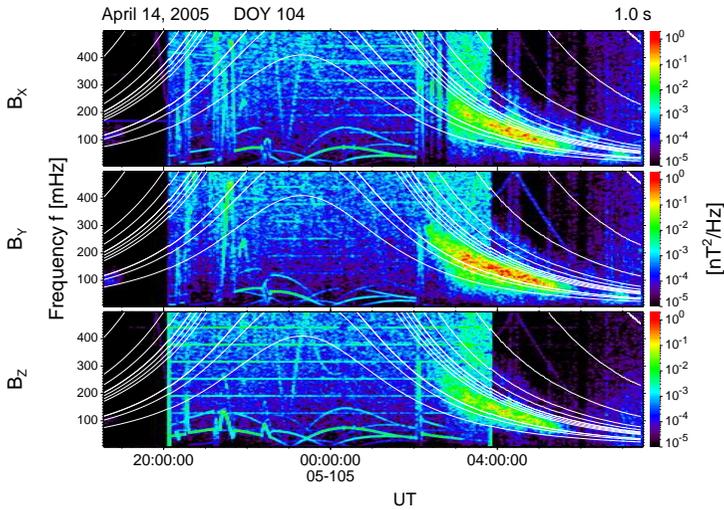


Abbildung 4.101: Dynamisches Frequenzspektrum für das Zeitintervall vom 14.04.2005, 18:30 Uhr bis zum 15.04.2005, 07:30 Uhr. Die aufgetragenen weißen Linien kennzeichnen die im Text benannten Gyrationsfrequenzen einiger ausgewählter Ionenspezies.

klotronwellen, die durch die Neuionisation von Neutralgasmolekülen angeregt werden. Leisner et al. (2006) haben das räumliche Auftreten dieser Wellen untersucht, finden eine hohe Übereinstimmung des räumlichen Auftretens dieser Wellen mit den Begrenzungen des E-Ringes und interpretieren als Quelle der Ionenzyklotronwellen die Neuionisation von Wassergruppenmolekülen aus der Neutralgasatmosphäre, die um die Ringe existiert (z.B. Johnson et al. 2006a).

Weitere, weniger auffällige Signaturen bilden Leistungsdichten mit zeitlich konstanter Frequenz mit jeweils konstantem Abstand voneinander, die bei etwa 125 mHz, 190 mHz, 250 mHz, 315 mHz, 375 mHz und 435 mHz liegen und sich fast über das gesamte Zeitintervall erstrecken. Die Ursache und Quelle dieses Signals ist vermutlich auf ähnliche Probleme zurückzuführen wie die der weiter oben beschriebenen Störsignale konstanter Frequenz.

Im Zeitintervall vom 14.04.2005, 18:30 Uhr bis zum 15.04.2005 05:00 Uhr treten unterhalb von 150 mHz relativ zum Hintergrund erhöhte Leistungsdichten bei variablen Frequenzen auf. Diese liegen mit maximalen Leistungsdichten um  $10^{-2}$  nT<sup>2</sup>/Hz etwa zwei Größenordnungen unterhalb derer der Ionenzyklotronwellen, sind aber neben diesen das einzig hervortretende Merkmal innerhalb des dargestellten dynamischen Frequenzspektrums.

Die Abb. 4.102 zeigt eine vergrößerte Darstellung bis zu einer maximalen Frequenz von 150 mHz im Zeitraum vom 14.05.2005, 20:15 Uhr bis zum 15.04.2005, 02:45 Uhr. Die

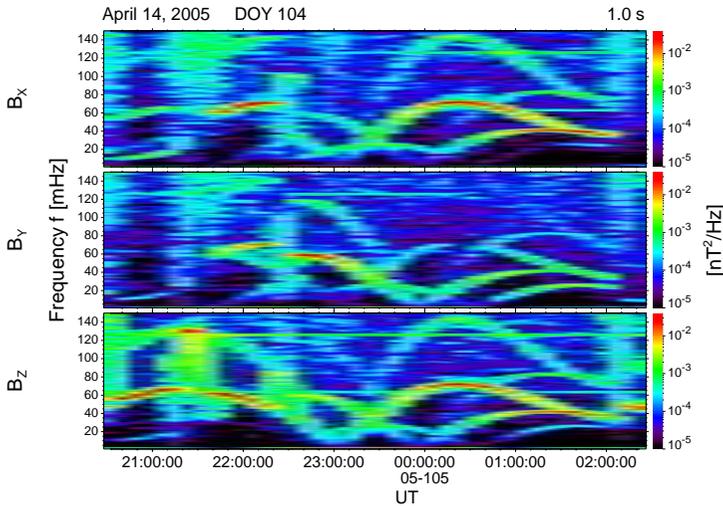


Abbildung 4.102: Dynamisches Frequenzspektrum im Zeitraum vom 14.04.2005, 20:15 Uhr bis zum 15.04.2005, 02:45 Uhr (Ausschnittsvergrößerung von Abb. 4.101). Deutlich erkennbar sind die relativ scharf begrenzten, frequenzveränderlichen erhöhten Leistungsdichten in allen Komponenten des Magnetfeldes.

Frequenzverläufe dieser Signale bilden bogenförmige Strukturen aus, die sich zum Teil überschneiden. Die Struktur in der  $B_z$ -Komponente von 20:15 Uhr bis 23:00 Uhr mit einem Scheitelpunkt bei 21:30 Uhr und 65 mHz zeigt dabei das Auftreten einer Harmonischen mit einem Frequenzmaximum bei 130 mHz.

Vom 14.05.2005, 21:15 Uhr bis zum 15.04.2005, 02:00 Uhr treten gleichzeitig in der  $B_z$ -Komponente und der  $B_x$ -Komponente Frequenzverläufe mit ähnlichen bogenförmigen Strukturen auf, die ebenfalls eine höhere Harmonische zeigen. Der Scheitelpunkt für den Signalanteil mit der höchsten spektralen Leistungsdichte liegt für beide Magnetfeldkomponenten bei etwa 75 mHz; das Maximum der Harmonischen liegt bei etwa 145 mHz.

Diese beispielhaft dargestellten Signaturen treten regelmäßig in der Umgebung des Punktes größter Annäherung an den Planeten auf und sind nach der derzeitigen Übersicht für alle Zeitabschnitte nahe am Planeten vorhanden. Charakteristisch für die Frequenzspektren für Zeiten nahe am Planeten sind die dargestellten Merkmale: Signaturen von Ionenzyklotronwellen, monochromatische Signale bei konstanten Frequenzen mit relativ geringer Leistungsdichte und bogenförmige Frequenzverläufe mit Leistungsdichten um  $10^{-2} \text{ nT}^2/\text{Hz}$ . Gleichzeitig sind neben diesen Signalen keine weiteren strukturierten Frequenzverläufe oder Zeitabschnitte mit erhöhten Leistungsdichten zu beobachten, die zweifelsfrei nicht der Signalquelle mit veränderlicher Frequenz zugeordnet werden können. Als Beispiele für diese charakteristischen dynamischen Frequenzspektren und deren Auf-

Beginn	Ende	Abbildung
14.04.2005, 18:50 Uhr	15.04.2005, 07:30 Uhr	Abb. 4.101, 4.102
02.08.2005, 04:15 Uhr	02.08.2005, 13:45 Uhr	Abb. 4.103
20.08.2005, 09:15 Uhr	20.08.2005, 15:45 Uhr	Abb. 4.104
09.09.2006, 09:15 Uhr	09.09.2006, 21:45 Uhr	Abb. 4.105
26.05.2007, 18:15 Uhr	27.05.2007, 04:00 Uhr	Abb. 4.106
03.12.2007, 04:20 Uhr	03.12.2007, 11:30 Uhr	Abb. 4.107

Tabelle 4.7: Übersicht über einige beispielhaft ausgewählte Datenintervalle, die ausgeprägte Magnetfeldstörungen mit zeitlich variablen Frequenzen zeigen.

treten über die gesamte Missionsdauer sind weitere ausgewählte dynamischen Spektren für die in Tabelle 4.7 aufgeführten Zeitintervalle abgebildet. Die Ursachen der beschriebenen frequenzveränderlichen Signale sind bisher nicht endgültig geklärt, werden aber als Signaturen der Beschleunigung bzw. Verzögerung der zur Lageregelung verwendeten Schwungräder interpretiert (Christopher Arridge, persönliche Mitteilung, 24.09.2008).

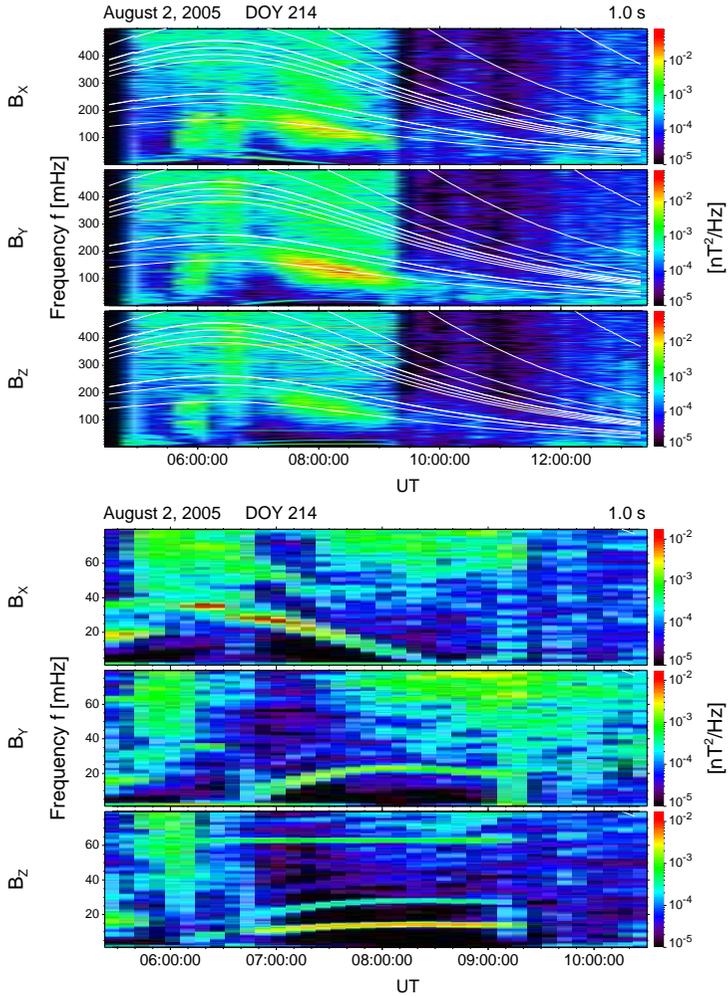


Abbildung 4.103: Dynamisches Frequenzspektrum am 02.08.2005 im Zeitraum von 04:15 Uhr bis 13:45 Uhr (oben) und Ausschnittsvergrößerung bis zu einer maximalen Frequenz von 80 mHz im Zeitraum von 05:10 Uhr bis 10:45 Uhr (unten).

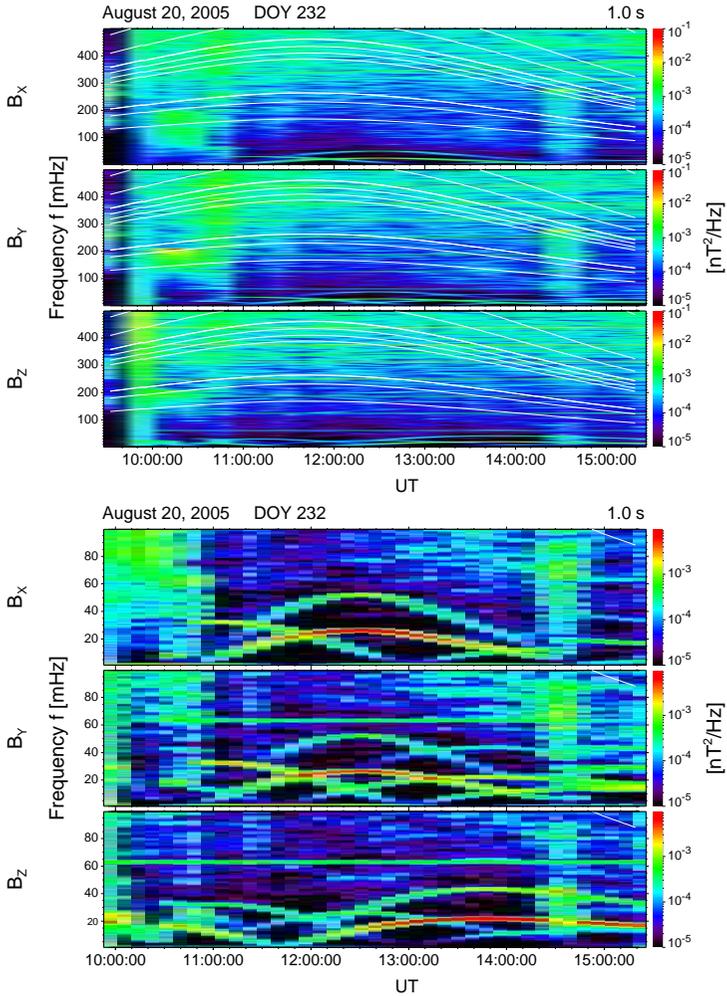


Abbildung 4.104: Dynamisches Frequenzspektrum am 20.08.2005 im Zeitraum von 09:15 Uhr bis 15:45 Uhr (oben) und Ausschnittsvergrößerung mit einer maximalen Frequenz von 100 mHz im Zeitraum von 09:40 Uhr bis 15:40 Uhr (unten).

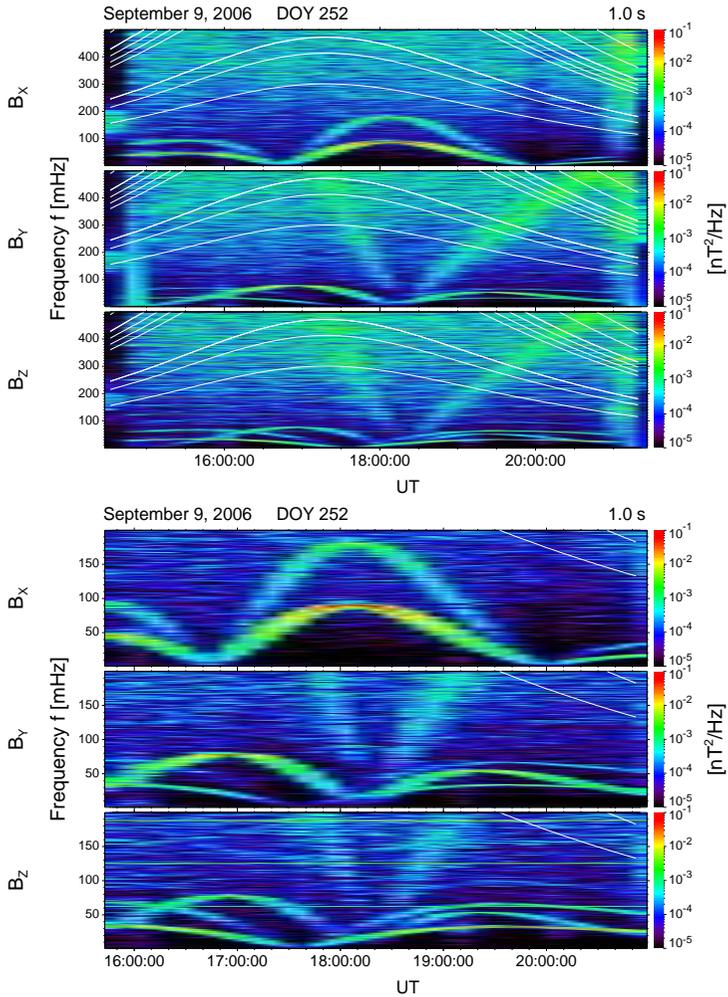


Abbildung 4.105: Dynamisches Frequenzspektrum am 09.09.2006 im Zeitraum von 14:15 Uhr bis 21:45 Uhr (oben) und Ausschnittsvergrößerung bis zu einer maximalen Frequenz von 200 mHz im Zeitraum von 15:30 bis 21:15 Uhr (unten).

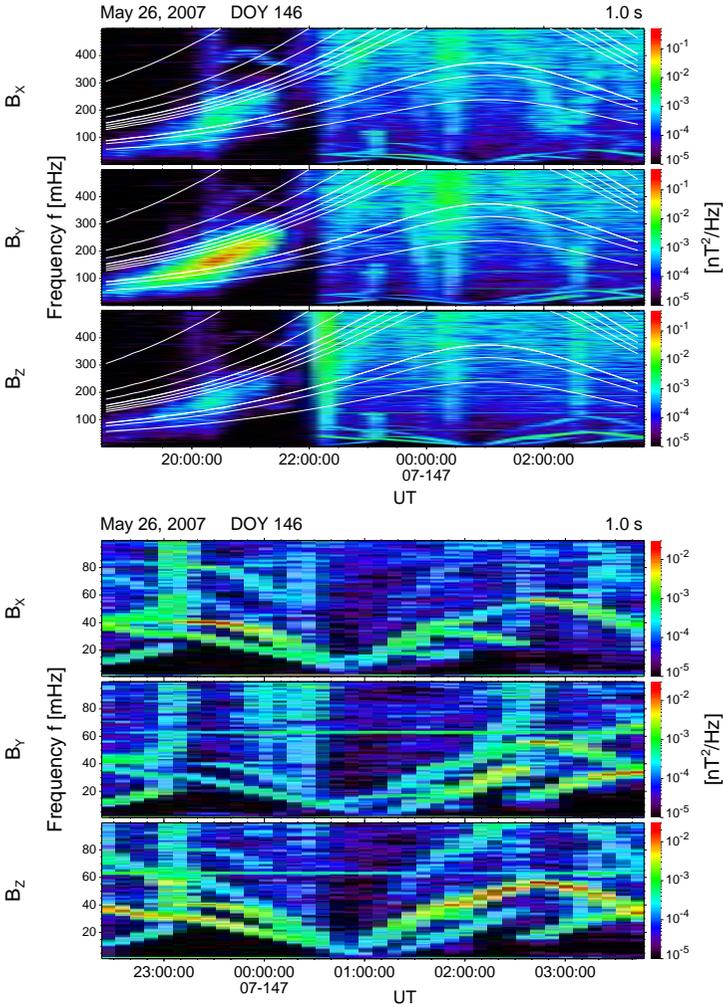


Abbildung 4.106: Dynamisches Frequenzspektrum im Zeitraum vom 26.05.2007, 18:15 Uhr bis zum 27.05.2007, 04:00 Uhr (oben) und Ausschnittsvergrößerung bis zu einer maximalen Frequenz von 100 mHz im Zeitraum vom 26.05.2007, 22:10 Uhr bis zum 27.05.2007, 04:00 Uhr (unten).

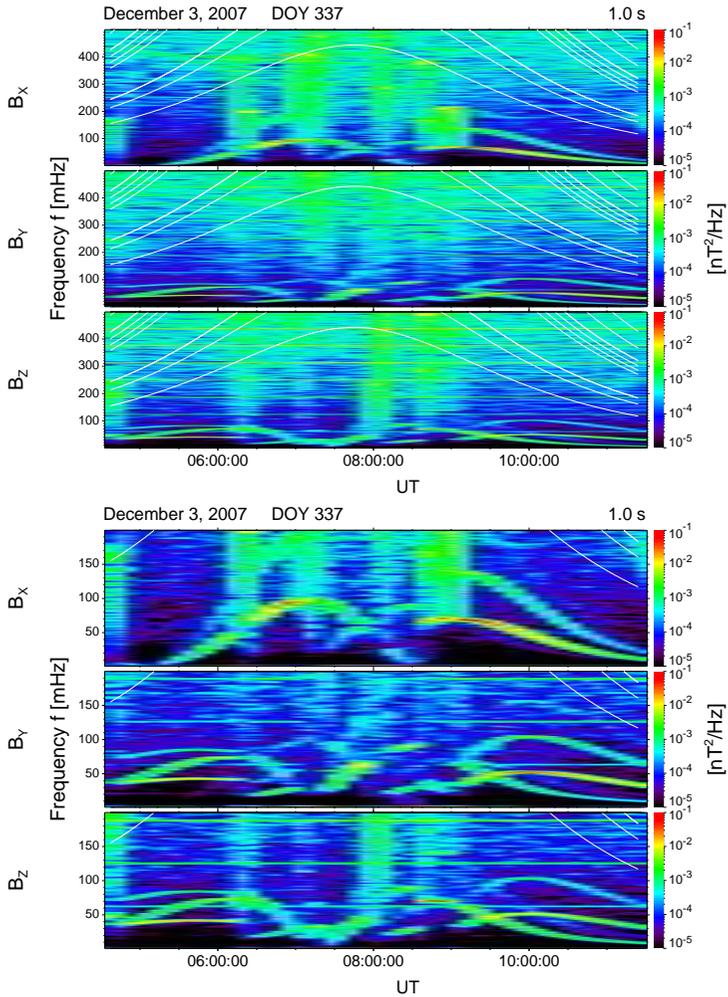


Abbildung 4.107: Dynamisches Frequenzspektrum am 03.12.2007 im Zeitraum vom 04:20 Uhr bis 11:30 Uhr (oben) und Ausschnittsvergrößerung bis zu einer Frequenz von 200 mHz (unten).

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Das Hauptziel dieser Arbeit war die Detektion und die Analyse von ULF-Wellen in der Saturnmagnetosphäre mit einem besonderen Augenmerk darauf, bisher nicht beobachtete stehende magnetohydrodynamische Wellen in der Saturnmagnetosphäre zu finden oder alternativ auf breiterer als bisher verfügbarer Datengrundlage deren systematische Abwesenheit zu verifizieren.

Im 2. Kapitel wurden zunächst das Saturnsystem und die besonderen Eigenschaften der Saturnmagnetosphäre umfangreich dargestellt. Hierzu gehörte die Beschreibung des planetaren Magnetfeldes, das durch seine bemerkenswerte Axialsymmetrie einzigartig in unserem Sonnensystem ist, und die Plasmazusammensetzung und -verteilung unter Einfluß der schnellen Rotation des Planeten.

Für die typische Konfiguration der Saturnmagnetosphäre wurde die Ausbreitung von magnetohydrodynamischen Wellen an Hand eines bestehenden Plasmamodells diskutiert und erläutert, daß stehende Wellen in der Saturnmagnetosphäre auf Grund der Konzentration des magnetosphärischen Plasmas um die Äquatorebene in Verbindung mit der enormen Systemgröße nicht erwartet werden, da die modellierten Eigenperioden in der Größenordnung der planetaren Rotationsperiode liegen. Ein eingeschwungener stationärer Zustand ist für Feldlinien in der Saturnmagnetosphäre daher nicht zu erwarten.

Der letzte Abschnitt über den Saturn hat einen kurzen Überblick über die derzeit vieldiskutierte Rotationsperiode des Saturns, deren beobachtete scheinbare Variabilität und Erklärungsversuche für periodische Magnetfeldvariationen in der Nähe der planetaren Rotationsperiode gegeben, da eine fehlerhafte Rotationsperiode Auswirkungen auf die Lokalisierung von magnetosphärischen Phänomenen in planetenfesten, mitrotierenden Koordinatensystemen hat. Gleichzeitig wurde klar dargestellt, daß die in unterschiedlichen Meßgrößen auftretende variable Periodizität in der Nähe der planetaren Rotationsperiode mit großer Sicherheit *kein* Indikator für die Rotation des Planeteninneren ist. Der offiziell definierte Wert der Rotationsperiode, der auf der periodischen Intensitätsvariation der SKR-Emissionen beim Saturn beruht, wird dadurch in Frage gestellt.

Das 3. Kapitel hat die in dieser Arbeit verwendeten Daten und Methoden vorgestellt. Hierzu wurde ein kurzer Überblick über die CASSINI-Mission gegeben und das Magnetfeldexperiment des Satelliten und dessen Funktionsweise umrissen. Im Zusammenhang mit der Darstellung der verwendeten Koordinatensysteme wurde diskutiert, welche Auswirkungen eine fehlerbehaftete Rotationsperiode auf das kronographische Längensystem hat, wie dieses Längensystem bei Kenntnis der wahren Rotationsperiode korrigiert werden kann

und wie sich durch Messung von als planetenfixiert angenommenen Merkmalen, wie periodischen Signaturen des Magnetfeldes, eine korrigierte Rotationsperiode gewinnen läßt.

Ausgehend von der Darstellung einer Zeitreihe durch ihr analytisches Signal wurde die Carson-Gabor-Methode in dieser Arbeit verwendet, um aus den Einhüllenden der Magnetfeldstörungen in einem feldlinienparallelen Koordinatensystem einen Wellenaktivitätsindex zu definieren. Für die vorherrschenden irregulären Störungen des Magnetfeldes besteht so die Möglichkeit das Fluktuationsniveau anzugeben. Durch eine analoge Definition eines Wellenaktivitätsindex transversal und parallel zum Magnetfeld lassen sich deren relative Anteile an der gesamten Magnetfeldstörung angeben und über die Definition eines Polarisationsindex auf eine einzelne Größe reduzieren. Mit Hilfe dieser verschiedenen Größen lassen sich die wesentlichen Eigenschaften der Zeitreihen von Magnetfeldstörungen übersichtlich darstellen und auswerten.

Um Extremwerte des so bestimmten Wellenaktivitätsindex automatisiert und reproduzierbar zu bestimmen, wurde ein Verfahren vorgestellt, mit dem die lokalen Maxima ermittelt und klassifiziert werden können. Die Ergebnisse dieses Verfahrens werden anschließend dazu verwendet, um aus den räumlichen Verteilungen der Wellenaktivitätsmaxima auf spezifische Aktivitätsregionen zu schließen.

Am Anfang des Ergebniskapitels (Kap. 4) wurde auf Grundlage von Magnetfeldmessungen eine veränderliche Periode in der Saturnmagnetosphäre bestimmt. Dieses Ergebnis war ursprünglich ein „Nebenprodukt“ dieser Arbeit und wurde durch die Motivation geleitet, die Amplitudenmaxima der beobachteten Wellenaktivität in einem kronographischen Längensystem strukturiert darzustellen. Diese Bestimmung einer zeitveränderlichen Periode für den Saturn wurde zeitgleich mit einer alternativen Bestimmungsmethode entwickelt, die auf der Messung der periodischen Intensitätsveränderung der SKR-Emissionen beruht. Beide Methoden führen auf eine vergleichbare zeitliche Veränderung der in der Saturnmagnetosphäre beobachtbaren Periode und stützen die Vermutung von Kurth et al. (2007), daß die Periode der SKR-Emissionen und die Periode der langperiodischen Magnetfeldoszillationen die gleiche Variabilität zeigen. Diese erstmalige Bestimmung einer zeitveränderlichen Periode direkt durch Messungen des Magnetfeldes ist bereits ein wichtiges Ergebnis und bereitet auch die Untersuchung der Wellenaktivität und deren räumliche Verteilung vor.

Die Auswertungen in Abschnitt 4.2 zeigten typische Wellenereignisse an Hand von beispielhaften Datensätzen. Die in der Saturnmagnetosphäre beobachteten Wellenereignisse innerhalb des Gültigkeitsbereichs der Magnetohydrodynamik sind irregulär und inkohärent. Es konnten keine magnetohydrodynamischen Wellen beobachtet werden, die eine deutlich erkennbare Periodizität aufweisen oder als stehende Wellen interpretiert werden können. Die beobachteten Magnetfeldstörungen weisen nur kleine Amplituden in der Größenordnung um 1 nT auf und sind nicht mit stehenden Wellen in der Erdmagnetosphäre vergleichbar, die über mehrere Perioden stabile Phasenbeziehungen zeigen und fast monochromatisch sind. Diese Beobachtungen sind konsistent mit Beschreibungen von Magnetfeldfluktuationen in der Saturn- und Jupitermagnetosphäre vor der CASSINI-Mission, die

vergleichbare Amplituden mit ähnlich irregulärem Charakter finden. Daß keine stehenden Wellen beobachtet wurden, wird als Indiz dafür gewertet, daß die postulierte Nichtexistenz von stehenden Wellen in der Saturnmagnetosphäre nicht auf die geringe räumliche und zeitliche Überdeckung der bisherigen Messungen beim Saturn zurückzuführen ist, also einen statistischen Effekt darstellt, sondern ein typisches Merkmal der Saturnmagnetosphäre ist. Dies ist der Größe dieses magnetosphärischen Systems und der dortigen Plasmaverteilung geschuldet, die zu Laufzeiten von Alfvén-Wellen zwischen den planetaren Ionosphären führen, die im Bereich der planetaren Rotationsperiode liegen und die Ausbildung von eingeschwungenen Feldlinienoszillationen und die resonante Kopplung von Energie in Eigenmoden unterbindet.

Die irregulären Magnetfeldstörungen zeigten eine quasiperiodische Zu- und Abnahme ihrer Amplitude, die einen scheinbaren Zusammenhang mit der langperiodischen Modulation des Hintergrundmagnetfeldes und somit zur planetaren Rotation aufweisen. Dies wurde als Anzeichen dafür gedeutet, daß die Ursache der Magnetfeldmodulationen, wie z.B. eine Magnetfeldanomalie, auch der Erreger der irregulären ULF-Wellenereignisse sein kann. Diese Vermutung wurde durch eine statistische Analyse der räumlichen Verteilung des Wellenaktivitätsindex näher untersucht. Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Aufenthaltsdauern des CASSINI-Satelliten in einzelnen Raumbereichen konnte kein Zusammenhang der Größe des Wellenaktivitätsindex mit der Lokalzeit, dem radialen Abstand vom Planeten oder der magnetischen Breite gefunden werden.

Die räumliche Verteilung des Wellenaktivitätsindex wurde auf Grund der beobachteten Korrelation der ULF-Wellenaktivität und der Modulation des Hintergrundmagnetfeldes auch in planetenfesten kronographischen Koordinaten untersucht. Die Maxima des Wellenaktivitätsindex organisieren sich unabhängig von der verwendeten Rotationsperiode (Seidelmann et al. 2002, Giampieri et al. 2006, Kleindienst et al. 2009) nicht strukturiert um einen oder mehrere kronographische Längenbereiche. Dieses Ergebnis wird so interpretiert, daß die großskalige Oszillation des Magnetfeldes zwar in fester Phasenbeziehung zur planetaren Rotationsperiode steht und durch die Magnetosphäre läuft, aber die Anregung und Ausbreitung von ULF-Wellen nur in begrenzten und durch ihre lokalen Umgebungsparameter ausgezeichneten Raumgebieten unterstützt wird. Ist die Lebensdauer der Wellen in diesen einzelnen Regionen deutlich größer als die planetare Rotation des sie anregenden Störungssignals, können die Aktivitätsregionen nicht mehr einer stabilen Phasenlage zur großskaligen Magnetfeldoszillation zugeordnet werden, durch die sie ursprünglich erzeugt wurden.

In einem weiteren Abschnitt wurde die Verteilung der Wellenaktivitätsindizes und der vorherrschenden Polarisierung in den Ebenen des KSM-Koordinatensystems durch Wellenaktivitätskarten untersucht. Die Kartierung der Wellenaktivitätsindizes zeigte keine ausgezeichneten Gebiete in der Saturnmagnetosphäre, in denen signifikant erhöhte Wellenaktivität strukturiert auftritt und Spekulationen über den Ursprung von Regionen deutlich erhöhter oder verringerter ULF-Wellenaktivität zuläßt. Hauptergebnis der Kartierung der Wellenaktivität ist, daß diese bevorzugt in der Äquatorebene auftritt, vorwiegend transversal polarisiert ist und gleichmäßig innerhalb der Äquatorregion mit Amplituden um 1 nT

verteilt ist.

Der letzte Abschnitt 4.7 des 4. Kapitels setzte sich kritisch mit der Qualität der verfügbaren Magnetfelddaten auseinander und wies auf einige Artefakte hin, die bei der Untersuchung des Magnetfeldes zu berücksichtigen sind und die detaillierte und vertrauenswürdige Auswertung der Magnetfelddaten deutlich erschweren oder nahezu unmöglich machen. Diese Artefakte beinhalten langperiodische Störungen, vermutlich auf Grund von Offset-Fehlern, hochfrequente Störungen unbekannter Herkunft mit stabiler Frequenz und Störungen mit variabler Frequenz, als deren Ursache die Schwungräder des Satelliten vermutet werden.

Insgesamt werden zusammenfassend inkohärente ULF-Fluktuationen mit kleinen Amplituden gefunden, die die vermutete Nichtexistenz von stehenden Wellen in der Saturnmagnetosphäre auf breiterer Datengrundlage stützen. Diese Wellen zeigen einen Zusammenhang zum Hintergrundmagnetfeld und werden vermutlich durch den gleichen, noch unbekanntem Anregungsmechanismus hervorgerufen. Um die ULF-Wellenaktivität in einem geeigneten Längensystem darstellen zu können, wurde erstmals direkt auf Grundlage von Magnetfeldmessungen eine variable Periode beschrieben, die mit der SKR-Periode vergleichbar ist.

Die in der ursprünglichen Zielstellung dieser Arbeit angestrebte Entdeckung und detaillierte Analyse von stehenden ULF-Wellen ähnlich den geomagnetischen Pulsationen oder von kohärenten magnetohydrodynamischen Wellen konnte nicht erreicht werden. Für die stattdessen auftretende irreguläre ULF-Wellenaktivität können keine räumlichen Vorzugsregionen identifiziert werden.

Eine Schwierigkeit bei der Erforschung der Saturnmagnetosphäre ergibt sich dadurch, daß die Konzepte für die durch viele Satellitenmessungen und Bodenbeobachtungen ungleich besser untersuchte Erdmagnetosphäre so dominant ausgeprägt sind, daß die Versuchung besteht, diese Konzepte direkt auf den Saturn zu übertragen, ohne dabei die zugrundeliegenden Annahmen, die ursprünglich für die Erde getroffen wurden, zu hinterfragen und zu überprüfen. Die umfangreiche Einführung in die Saturnmagnetosphäre dieser Arbeit hat deshalb dargestellt, daß die Magnetosphäre des Saturns, so wie die des Jupiters, ein System mit immenser räumlicher Ausdehnung ist und die Plasmadynamik durch Rotation dominiert wird. Allein diese beiden Hauptunterschiede zur Erdmagnetosphäre machen einen direkten Vergleich der Systeme und der dortigen Prozesse schwierig.

Eine weiterführende Analyse von Wellen in der Saturnmagnetosphäre kann aussichtsreich sein und neue Einblicke ermöglichen, wenn bei gleichmäßiger und häufiger Abdeckung von verschiedenen Raumbereichen der Saturnmagnetosphäre, insbesondere bei kleinen radialen Abständen, bei denen vergleichsweise kurze Eigenperioden erwartet werden, verlässliche Messungen des Magnetfeldes vorliegen, die gemeinsam mit makroskopischen Plasmagrößen analysiert werden können. Derzeit werden die verfügbaren Magnetfelddaten überarbeitet und möglicherweise stehen schon in naher Zukunft makroskopische Plasmamomente nicht nur für vereinzelte kurze Zeitabschnitte zur Verfügung.

Ein möglicher Ausblick besteht also darin, auf Grundlage der Ergebnisse dieser Arbeit eine erweiterte Analyse unter Hinzuziehung von Plasmamomenten durchzuführen und so die vermuteten ausgezeichneten Wellenaktivitätsregionen durch Plasmamomente identifizieren zu können und die Ausbreitungseigenschaften und Lebensdauern von ULF-Wellen in diesen Aktivitätsregionen aus diesen Messungen abzuleiten.



# Literaturverzeichnis

- Acton, C. H., 1996, Ancillary data services of NASA's Navigation and Ancillary Information Facility, *Planet. Space Sci.*, 44, 65–70
- Acton, C. H., 1999, Products Available to the Planetary Science Community, in Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts, Bd. 30 von *Lun. Planet. Inst. Tech. Rep.*, S. 1233
- Acuña, M. H., Ness, N. F., 1975, Jupiter's main magnetic field measured by Pioneer 11, *Nature*, 253, 327–328
- Acuña, M. H., Ness, N. F., 1980, The magnetic field of Saturn - Pioneer 11 observations, *Science*, 207, 444–446
- Acuña, M. H., Ness, N. F., Connerney, J. E. P., 1980, The magnetic field of Saturn - Further studies of the Pioneer 11 observations, *J. Geophys. Res.*, 85, 5675–5678
- Acuña, M. H., Connerney, J. E. P., Ness, N. F., 1981, Topology of Saturn's main magnetic field, *Nature*, 292, 721–724
- Acuña, M. H., Connerney, J. E. P., Ness, N. F., 1983, The Z3 zonal harmonic model of Saturn's magnetic field Analyses and implications, *J. Geophys. Res.*, 88, 8771–8778
- Alexeev, I. I., Kalegaev, V. V., Belenkaya, E. S., Bobrovnikov, S. Y., Bunce, E. J., Cowley, S. W. H., Nichols, J. D., 2006, A global magnetic model of Saturn's magnetosphere and a comparison with Cassini SOI data, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L08 101
- Alibert, Y., Mousis, O., Mordasini, C., Benz, W., 2005, New Jupiter and Saturn Formation Models Meet Observations, *Astrophys. J.*, 626, L57–L60
- Anderson, J. D., Schubert, G., 2007, Saturn's Gravitational Field, Internal Rotation, and Interior Structure, *Science*, 317, 1384–1387
- Andrews, D. J., Bunce, E. J., Cowley, S. W. H., Dougherty, M. K., Provan, G., Southwood, D. J., 2008, Planetary period oscillations in Saturn's magnetosphere: Phase relation of equatorial magnetic field oscillations and Saturn kilometric radiation modulation, *J. Geophys. Res.*, 113, A09 205

- Arridge, C. S., Russell, C. T., Khurana, K. K., Achilleos, N., André, N., Rymer, A. M., Dougherty, M. K., Coates, A. J., 2007, Mass of Saturn's magnetodisc: Cassini observations, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L09 108
- Arridge, C. S., Russell, C. T., Khurana, K. K., Achilleos, N., Cowley, S. W. H., Dougherty, M. K., Southwood, D. J., Bunce, E. J., 2008, Saturn's magnetodisc current sheet, *J. Geophys. Res.*, 113, A04 214
- Arthur, C. W., McPherron, R. L., Means, J. D., 1976, A comparative study of three techniques for using the spectral matrix in wave analysis, *Radio Science*, 11, 833–845
- Backes, H., Neubauer, F. M., Dougherty, M. K., Achilleos, N., André, N., Arridge, C. S., Bertucci, C., Jones, G. H., Khurana, K. K., Russell, C. T., Wennmacher, A., 2005, Titan's Magnetic Field Signature During the First Cassini Encounter, *Science*, 308, 992–995
- Badman, S. V., Cowley, S. W. H., 2007, Significance of Dungey-cycle flows in Jupiter's and Saturn's magnetospheres, and their identification on closed equatorial field lines, *Ann. Geophys.*, 25, 941–951
- Bagenal, F., 1992, Giant planet magnetospheres, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 20, 289–328
- Baines, K. H., Drossart, P., Momary, T. W., Formisano, V., Griffith, C., Bellucci, G., Bibring, J. P., Brown, R. H., Buratti, B. J., Capaccioni, F., Cerroni, P., Clark, R. N., Coradini, A., Combes, M., Cruikshank, D. P., Jaumann, R., Langevin, Y., Matson, D. L., McCord, T. B., Mennella, V., Nelson, R. M., Nicholson, P. D., Sicardy, B., Sotin, C., 2005, The Atmospheres of Saturn and Titan in the Near-Infrared First Results of Cassini/vims, *Earth, Moon, and Planets*, 96, 119–147
- Balogh, A., Beek, T. J., Forsyth, R. J., Hedgecock, P. C., Marquedant, R. J., Smith, E. J., Southwood, D. J., Tsurutani, B. T., 1992, The magnetic field investigation on the ULYSSES mission - Instrumentation and preliminary scientific results, *Astron. Astrophys. Sup.*, 92, 221–236
- Baraffe, I., 2005, Structure and Evolution of Giant Planets, *Space Sci. Rev.*, 116, 67–76
- Barbosa, D. D., 1993, Theory and observations of electromagnetic ion cyclotron waves in Saturn's inner magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 98, 9345–9350
- Barbosa, D. D., Kurth, W. S., 1993, On the generation of plasma waves in Saturn's inner magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 98, 9351–9356
- Baumjohann, W., 1991, Plasmaphysik im Sonnensystem, Kap. 5: Die Erdmagnetosphäre, S. 105–118, Bibliographisches Institut & F. A. Brockhaus AG, Mannheim
- Baumjohann, W., Treumann, R. A., 1997, Basic space plasma physics, Imperial College Press, London

- Beard, D. B., Gast, M. A., 1987, The magnetosphere of Saturn, *J. Geophys. Res.*, 92, 5763–5767
- Behannon, K. W., Connerney, J. E. P., Ness, N. F., 1981, Saturn's magnetic tail - Structure and dynamics, *Nature*, 292, 753–755
- Behannon, K. W., Lepping, R. P., Ness, N. F., 1983, Structure and dynamics of Saturn's outer magnetosphere and boundary regions, *J. Geophys. Res.*, 88, 8791–8800
- Belcher, J. W., McNutt, R. L., Richardson, J. D., 1990, Thermal plasma in outer planet magnetospheres, *Adv. Space Res.*, 10, 5–13
- Belenkaya, E. S., Alexeev, I. I., Kalegaev, V. V., Blokhina, M. S., 2006, Definition of Saturn's magnetospheric model parameters for the Pioneer 11 flyby, *Ann. Geophys.*, 24, 1145–1156
- Bendat, J. S., Piersol, A. G., 1971, Random Data: Analysis and Measurement Procedures, Kap. 4.4: Confidence Intervals, S. 113–115, Wiley-Interscience, New York/London/Sidney/Toronto
- Bendat, J. S., Piersol, A. G., 1980, Engineering Applications of Correlation and Spectral Analysis, Wiley-Interscience, New York/Chichester/Brisbane/Toronto/Singapore
- Benz, A., 1988, Plasmaphysik, Verlag der Fachvereine an den schweizerischen Hochschulen und Techniken, Zürich
- Biermann, L., 1951, Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung, *Zeitschrift für Astrophysik*, 29, 274–286
- Blanc, M., Bolton, S., Bradley, J., Burton, M., Cravens, T. E., Dandouras, I., Dougherty, M. K., Festou, M. C., Feynman, J., Johnson, R. E., Gombosi, T. G., Kurth, W. S., Liewer, P. C., Mauk, B. H., Maurice, S., Mitchell, D., Neubauer, F. M., Richardson, J. D., Shemansky, D. E., Sittler, E. C., Tsurutani, B. T., Zarka, P., Esposito, L. W., Grün, E., Gurnett, D. A., Kliore, A. J., Krimigis, S. M., Southwood, D., Waite, J. H., Young, D. T., 2002, Magnetospheric and Plasma Science with Cassini-Huygens, *Space Sci. Rev.*, 104, 253–346
- Blanc, M., Kallenbach, R., Erkaev, N. V., 2005, Solar System Magnetospheres, *Space Sci. Rev.*, 116, 227–298
- Bogue, S., 1991, Reversals of opinion, *Nature*, 351, 445–446
- Bogue, S. W., Merrill, R. T., 1992, The Character of the Field during Geomagnetic Reversals, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 20, 181–219
- Brandt, S., 1999, Datenanalyse, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg/Berlin

- Brecht, S. H., Luhmann, J. G., Larson, D. J., 2000, Simulation of the Saturnian magnetospheric interaction with Titan, *J. Geophys. Res.*, 105, 13 119–13 130
- Bridge, H. S., Bagenal, F., Belcher, J. W., Lazarus, A. J., McNutt, R. L., Sullivan, J. D., Gazis, P. R., Hartle, R. E., Ogilvie, K. W., Scudder, J. D., Sittler, E. C., Eviatar, A., Siscoe, G. L., Goertz, C. K., Vasyliunas, V. M., 1982, Plasma observations near Saturn - Initial results from Voyager 2, *Science*, 215, 563–570
- Bullen, K. E., 1969, The Interiors of the Planets, *Annu. Rev. Astron. Astr.*, 7, 177–200
- Bunce, E. J., Cowley, S. W. H., 2003, A note on the ring current in Saturn's magnetosphere: Comparison of magnetic data obtained during the Pioneer-11 and Voyager-1 and -2 fly-bys, *Ann. Geophys.*, 21, 661–669
- Bunce, E. J., Cowley, S. W. H., Wild, J. A., 2003, Azimuthal magnetic fields in Saturn's magnetosphere: effects associated with plasma sub-corotation and the magnetopause-tail current system, *Ann. Geophys.*, 21, 1709–1722
- Bunce, E. J., Cowley, S. W. H., Milan, S. E., 2005, Interplanetary magnetic field control of Saturn's polar cusp aurora, *Ann. Geophys.*, 23, 1405–1431
- Bunce, E. J., Cowley, S. W. H., Alexeev, I. I., Arridge, C. S., Dougherty, M. K., Nichols, J. D., Russell, C. T., 2007, Cassini observations of the variation of Saturn's ring current parameters with system size, *J. Geophys. Res.*, 112, A10 202
- Bunce, E. J., Arridge, C. S., Cowley, S. W. H., Dougherty, M. K., 2008, Magnetic field structure of Saturn's dayside magnetosphere and its mapping to the ionosphere: Results from ring current modeling, *J. Geophys. Res.*, 113, A02 207
- Burke, B. F., Franklin, K. L., 1955, Observations of a Variable Radio Source Associated with the Planet Jupiter, *J. Geophys. Res.*, 60, 213–217
- Busse, F. H., 1983, Recent developments in the dynamo theory of planetary magnetism, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 11, 241–268
- Carbary, J. F., Mitchell, D. G., Krimigis, S. M., Hamilton, D. C., Krupp, N., 2007a, Charged particle periodicities in Saturn's outer magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 112, A06 246
- Carbary, J. F., Mitchell, D. G., Krimigis, S. M., Krupp, N., 2007b, Electron periodicities in Saturn's outer magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 112, A03 206
- Carbary, J. F., Mitchell, D. G., Brandt, P., Paranicas, C., Krimigis, S. M., 2008a, ENA periodicities at Saturn, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L07 102
- Carbary, J. F., Mitchell, D. G., Brandt, P., Roelof, E. C., Krimigis, S. M., 2008b, Statistical morphology of ENA emissions at Saturn, *J. Geophys. Res.*, 113, A05 210

- Carr, T. D., Schauble, J. J., Schauble, C. C., 1981, Pre-encounter distributions of Saturn's low frequency radio emission, *Nature*, 292, 745–747
- Chapman, S., Ferraro, V. C. A., 1931a, A New Theory of Magnetic Storms, *J. Geophys. Res.*, 36, 77–97
- Chapman, S., Ferraro, V. C. A., 1931b, A New Theory of Magnetic Storms, *J. Geophys. Res.*, 36, 171–186
- Christensen, U. R., Wicht, J., 2008, Models of magnetic field generation in partly stable planetary cores: Applications to Mercury and Saturn, *Icarus*, 196, 16–34
- Coates, A. J., McAndrews, H. J., Rymer, A. M., Young, D. T., Cray, F. J., Maurice, S., Johnson, R. E., Baragiola, R. A., Tokar, R. L., Sittler, E. C., Lewis, G. R., 2005, Plasma electrons above Saturn's main rings: CAPS observations, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L14S09
- Connerney, J. E. P., 1987, The magnetospheres of Jupiter, Saturn, and Uranus, *Rev. Geophys.*, 25, 615–638
- Connerney, J. E. P., 1993, Magnetic fields of the outer planets, *J. Geophys. Res.*, 98, 18 659–18 679
- Connerney, J. E. P., Acuña, M. H., Ness, N. F., 1981a, Saturn's ring current and inner magnetosphere, *Nature*, 292, 724–726
- Connerney, J. E. P., Acuña, M. H., Ness, N. F., 1981b, Modeling the Jovian current sheet and inner magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 86, 8370–8384
- Connerney, J. E. P., Acuña, M. H., Ness, N. F., 1983, Currents in Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 88, 8779–8789
- Connerney, J. E. P., Acuña, M. H., Ness, N. F., 1984, The Z3 model of Saturn's magnetic field and the Pioneer 11 vector helium magnetometer observations, *J. Geophys. Res.*, 89, 7541–7544
- Courant, R., Hilbert, D., 1993, Methoden der mathematischen Physik, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg
- Cowley, S. W. H., Bunce, E. J., 2003, Corotation-driven magnetosphere-ionosphere coupling currents in Saturn's magnetosphere and their relation to the auroras, *Ann. Geophys.*, 21, 1691–1707
- Cowling, T. G., 1933, The magnetic field of sunspots, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 94, 39–48
- Cowling, T. G., 1962, Magnetohydrodynamics, *Rep. Prog. Phys.*, 25, 244–286
- Cowling, T. G., 1968, The axisymmetric dynamo, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 140, 547–548

- Cowling, T. G., 1981, The present status of dynamo theory, *Annu. Rev. Astron. Astr.*, 19, 115–135
- Cramm, R., 1997, ULF Pulsationen in der Saturnmagnetosphäre, Diplomarbeit, Technische Universität Braunschweig
- Cramm, R., Glassmeier, K.-H., Stellmacher, M., Othmer, C., 1998, Evidence for resonant mode coupling in Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 103, 11 951–11 960
- Cramm, R., Glassmeier, K. H., Othmer, C., Fornacon, K. H., Auster, H. U., Baumjohann, W., Georgescu, E., 2000, A case study of a radially polarized Pc4 event observed by the Equator-S satellite, *Ann. Geophys.*, 18, 411–415
- Cuzzi, J. N., Colwell, J. E., Esposito, L. W., Porco, C. C., Murray, C. D., Nicholson, P. D., Spilker, L. J., Marouf, E. A., French, R. C., Rappaport, N., Muhleman, D., 2002, Saturn's Rings: pre-Cassini Status and Mission Goals, *Space Sci. Rev.*, 104, 209–251
- Davies, M. E., Abalakin, V. K., Bursa, M., Lieske, J. H., Morando, B., Morrison, D., Seidelmann, P. K., Sinclair, A. T., Yallop, B., Tjuffin, Y. S., 1995, Report of the IAU/IAG/COSPAR Working Group on Cartographic Coordinates and Rotational Elements of the Planets and Satellites: 1994, *Celest. Mech. Dyn. Astr.*, 63, 127–148
- Davis, L. J., Smith, E. J., 1990, A model of Saturn's magnetic field based on all available data, *J. Geophys. Res.*, 95, 15 257–15 261
- Desch, M. D., Kaiser, M. L., 1981, Voyager measurement of the rotation period of Saturn's magnetic field, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 253–256
- Dessler, A. J., 1985, Differential rotation of the magnetic fields of gaseous planets, *Geophys. Res. Lett.*, 12, 299–302
- Dougherty, M. K., Southwood, D. J., Lachin, A., 1997, Ion cyclotron waves in the Jovian magnetosphere, *Adv. Space Res.*, 20, 215–219
- Dougherty, M. K., Kellock, S., Southwood, D. J., Balogh, A., Smith, E. J., Tsurutani, B. T., Gerlach, B., Glassmeier, K.-H., Gleim, F., Russell, C. T., Erdos, G., Neubauer, F. M., Cowley, S. W. H., 2004, The Cassini Magnetic Field Investigation, *Space Sci. Rev.*, 114, 331–383
- Dougherty, M. K., Achilleos, N., Andre, N., Arridge, C. S., Balogh, A., Bertucci, C., Burton, M. E., Cowley, S. W. H., Erdos, G., Giampieri, G., Glassmeier, K.-H., Khurana, K. K., Leisner, J., Neubauer, F. M., Russell, C. T., Smith, E. J., Southwood, D. J., Tsurutani, B. T., 2005, Cassini Magnetometer Observations During Saturn Orbit Insertion, *Science*, 307, 1266–1270
- Dryer, M., Rizzi, A. W., Shen, W.-W., 1973, Interaction of the Solar Wind with the Outer Planets, *Astrophys. Space Sci.*, 22, 329–351

- Dungey, J. W., 1961, Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47–48
- Dunlop, M. W., Dougherty, M. K., Kellock, S., Southwood, D. J., 1999, Operation of the dual magnetometer on Cassini: science performance, *Planet. Space Sci.*, 47, 1389–1405
- Ellis, E. L., 2007, The Iapetus magnitude puzzle, *J. Brit. Astron. Assoc.*, 117, 76–80
- Encrenaz, T., 2005, Neutral Atmospheres of the Giant Planets: An Overview of Composition Measurements, *Space Sci. Rev.*, 116, 99–119
- Erber, F., 1912, *Illustrierte Himmelskunde*, Neuer Allgemeiner Verlag GmbH, Berlin
- Eriksson, A. I., 2000, Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data, Kap. 1: Spectral Analysis, S. 5–42, ISSI/ESA, Bern
- Eshleman, V. R., Hinson, D. P., Tyler, G. L., Lindal, G. F., 1987, Past and future of radio occultation studies of planetary atmospheres, *Adv. Space Res.*, 7, 29–32
- Espinosa, S. A., Dougherty, M. K., 2000, Periodic perturbations in Saturn's magnetic field, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 2785–2788
- Espinosa, S. A., Dougherty, M. K., 2001, Unexpected periodic perturbations in Saturn's magnetic field data from Pioneer 11 and Voyager 2, *Adv. Space Res.*, 28, 919–924
- Espinosa, S. A., Southwood, D. J., Dougherty, M. K., 2003a, Reanalysis of Saturn's magnetospheric field data view of spin-periodic perturbations, *J. Geophys. Res.*, 108, 1085
- Espinosa, S. A., Southwood, D. J., Dougherty, M. K., 2003b, How can Saturn impose its rotation period in a noncorotating magnetosphere?, *J. Geophys. Res.*, 108, 1086
- Espley, J. R., Cloutier, P. A., Brain, D. A., Crider, D. H., Acuña, M. H., 2004, Observations of low-frequency magnetic oscillations in the Martian magnetosheath, magnetic pileup region, and tail, *J. Geophys. Res.*, 109, 7213
- Farrell, W. M., Desch, M. D., Kaiser, M. L., Kurth, W. S., Gurnett, D. A., 2006, Changing electrical nature of Saturn's rings: Implications for spoke formation, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L07 203
- Ferrière, K., 2006, Low-Frequency Waves and Instabilities in Collisionless Plasmas, *Space Sci. Rev.*, 122, 247–253
- Ferrière, K. M., André, N., 2003, A mixed magnetohydrodynamic-kinetic theory of low-frequency waves and instabilities in stratified, gyrotropic, two-component plasmas, *J. Geophys. Res.*, 108, 1308

- Ferrière, K. M., André, N., 2005, Low-frequency waves and instabilities in stratified, gyrotropic plasmas with arbitrary distribution functions, *J. Geophys. Res.*, 110, A12 201
- Ferrière, K. M., Zimmer, C., Blanc, M., 1999, Magnetohydrodynamic waves and gravitational/centrifugal instability in rotating systems, *J. Geophys. Res.*, 104, 17 335–17 356
- Ferrin, I., 1975, On the structure of Saturn's rings and the 'real' rotational period for the planet, *Astrophys. Space Sci.*, 33, 453–457
- Fortney, J. J., Hubbard, W. B., 2003, Phase separation in giant planets: inhomogeneous evolution of Saturn, *Icarus*, 164, 228–243
- Fortov, V. E., Ilkaev, R. I., Arinin, V. A., Burtzev, V. V., Golubev, V. A., Iosilevskiy, I. L., Khrustalev, V. V., Mikhailov, A. L., Mochalov, M. A., Ternovoi, V. Y., Zhernokletov, M. V., 2007, Phase Transition in a Strongly Nonideal Deuterium Plasma Generated by Quasi-Isentropical Compression at Megabar Pressures, *Phys. Rev. Lett.*, 99, 185 001
- Franklin, K. L., Burke, B. F., 1956, Radio observations of Jupiter, *Astron. J.*, 61, 177
- Freund, H. P., Dong, J. Q., Wu, C. S., Lee, L. C., 1987, A cyclotron-maser instability associated with a nongyrotropic distribution, *Phys. Fluids*, 30, 3106–3112
- Fujita, S., Glassmeier, K. H., Kamide, K., 1996, MHD waves generated by the Kelvin-Helmholtz instability in a nonuniform magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 101, 27 317–27 326
- Galopeau, P., Zarka, P., 1992, Reply to comment on 'Evidence of Saturn's magnetic field anomaly from Saturnian kilometric radiation high-frequency limit', *J. Geophys. Res.*, 97, 12 291–12 297
- Galopeau, P., Zarka, P., Le Queau, D., 1989, Theoretical model of Saturn's kilometric radiation spectrum, *J. Geophys. Res.*, 94, 8739–8755
- Galopeau, P., Zarka, P., Ortega-Molina, A., 1991, Evidence of Saturn's magnetic field anomaly from Saturnian kilometric radiation high-frequency limit, *J. Geophys. Res.*, 96, 14 129–14 140
- Galopeau, P. H. M., Lecacheux, A., 2000, Variations of Saturn's radio rotation period measured at kilometer wavelengths, *J. Geophys. Res.*, 105, 13 089–13 102
- Galopeau, P. H. M., Zarka, P., Quéau, D. L., 1995, Source location of Saturn's kilometric radiation: The Kelvin-Helmholtz instability hypothesis, *J. Geophys. Res.*, 100, 26 397–26 410
- Galopeau, P. H. M., Boudjada, M. Y., Rucker, H. O., 2004, Evidence of jovian active longitude: 1. Efficiency of cyclotron maser instability, *J. Geophys. Res.*, 109, A12 217

- Gauß, C., 1839, Resultate aus den Beobachtungen des magnetischen Vereins im Jahre 1938, Verlag der Weidmannschen Buchhandlung, Leipzig
- Gehler, J. S. T., 1833, Physikalisches Wörterbuch, Bd. 17: N-Pn, Kap. Monde des Saturn, S. 74–79, Schwickert, Leipzig
- Gehrels, T., Matthews, M. S., 1984, Saturn, The University of Arizona Press, Tucson, Arizona
- Giampieri, G., Dougherty, M., 2004a, Modelling of the ring current in Saturn's magnetosphere, *Ann. Geophys.*, 22, 653–659
- Giampieri, G., Dougherty, M. K., 2004b, Rotation rate of Saturn's interior from magnetic field observations, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L16 701
- Giampieri, G., Dougherty, M. K., Russell, C. T., Smith, E. J., 2005, Reply to comment by M. L. Kaiser et al. on "Rotation rate of Saturn's interior from magnetic field observations", *Geophys. Res. Lett.*, 32, L02 202
- Giampieri, G., Dougherty, M. K., Smith, E. J., Russell, C. T., 2006, A regular period for Saturn's magnetic field that may track its internal rotation, *Nature*, 441, 62–64
- Glassmeier, K.-H., 1980, Magnetometer array observations of a giant pulsation event, *J. Geophys.*, 48, 127–138
- Glassmeier, K.-H., 1991, Plasmaphysik im Sonnensystem, Kap. 10: Eigenschwingungen planetarer Magnetosphären, S. 207–233, Bibliographisches Institut & F. A. Brockhaus AG, Mannheim
- Glassmeier, K.-H., 1995a, Ultralow-frequency pulsations: Earth and Jupiter compared, *Adv. Space Res.*, 16, 209–218
- Glassmeier, K.-H., 1995b, Handbook of atmospheric electrodynamics, Kap. 14: ULF Pulsations, S. 463–498, CRC Press, Boca Raton/London
- Glassmeier, K.-H., Espley, J., 2006, ULF Waves in Planetary Magnetospheres, in Magnetospheric ULF Waves: Synthesis and New Directions, (Hg.) K. Takahashi, P. J. Chi, R. E. Denton, R. L. Lysak, Bd. 169 von *Geophys. Mon. Ser.*, S. 341–359, American Geophysical Union, Washington DC
- Glassmeier, K.-H., Motschmann, U., 1995, Comments on Time-Series Analysis, in Proceedings of the Cluster Workshops, Data Analysis Tools and Physical Measurements and Mission-Oriented Theory, (Hg.) K.-H. Glassmeier, U. Motschmann, R. Schmidt, Bd. 371 von *ESA Special Publication*, S. 7–14
- Glassmeier, K.-H., Neubauer, F. M., 1993, Low-frequency electromagnetic plasma waves at comet P/Grigg-Skjellerup: Overview and spectral characteristics, *J. Geophys. Res.*, 98, 20 921–20 935

- Glassmeier, K.-H., Neubauer, F. M., Ness, N. F., Acuña, M. H., 1989, Standing hydro-magnetic waves in the Io plasma torus - Voyager 1 observations, *J. Geophys. Res.*, 94, 15 063–15 076
- Glassmeier, K.-H., Motschmann, U., Mazelle, C., Neubauer, F. M., Sauer, K., Fuselier, S. A., Acuña, M. H., 1993, Mirror modes and fast magnetoacoustic waves near the magnetic pileup boundary of comet P/Halley, *J. Geophys. Res.*, 98, 20 955–20 964
- Glassmeier, K.-H., Othmer, C., Cramm, R., et al., 1999, Magnetospheric Field Line Resonances: A Comparative Planetology Approach, *Surv. Geophys.*, 20, 61–109
- Glassmeier, K.-H., Klimushkin, D., Othmer, C., Mager, P., 2004, ULF waves at Mercury: Earth, the giants, and their little brother compared, *Adv. Space Res.*, 33, 1875–1883
- Goertz, C. K., 1989, Dusty plasmas in the solar system, *Rev. Geophys.*, 27, 271–292
- Gold, T., 1959, Motions in the Magnetosphere of the Earth, *J. Geophys. Res.*, 64, 1219–1224
- Goldreich, P., Farmer, A. J., 2007, Spontaneous axisymmetry breaking of the external magnetic field at Saturn, *J. Geophys. Res.*, 112, A05 225
- Goldreich, P., Lithwick, Y., Sari, R., 2004, Final Stages of Planet Formation, *Astrophys. J.*, 614, 497–507
- Goldston, R. J., Rutherford, P. H., 1998, *Plasmaphysik*, Vieweg & Sohn, Braunschweig/Wiesbaden
- Grossman, A. S., Pollack, J. B., Reynolds, R. T., Summers, A. L., Graboske, H. C., 1980, The effect of dense cores on the structure and evolution of Jupiter and Saturn, *Icarus*, 42, 358–379
- Gudkova, T. V., Zharkov, V. N., 1999, Models of Jupiter and Saturn after Galileo mission, *Planet. Space Sci.*, 47, 1201–1210
- Guillot, T., 1999a, Interior of Giant Planets Inside and Outside the Solar System, *Science*, 286, 72–77
- Guillot, T., 1999b, A comparison of the interiors of Jupiter and Saturn, *Planet. Space Sci.*, 47, 1183–1200
- Guillot, T., 2005, THE INTERIORS OF GIANT PLANETS: Models and Outstanding Questions, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 33, 493–530
- Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Hospodarsky, G. B., Persoon, A. M., Averkamp, T. F., Cecconi, B., Lecacheux, A., Zarka, P., Canu, P., Cornilleau-Wehrin, N., Galopeau, P., Roux, A., Harvey, C., Louarn, P., Bostrom, R., Gustafsson, G., Wahlund, J.-E., Desch, M. D.,

- Farrell, W. M., Kaiser, M. L., Goetz, K., Kellogg, P. J., Fischer, G., Ladreiter, H.-P., Rucker, H., Alleyne, H., Pedersen, A., 2005, Radio and Plasma Wave Observations at Saturn from Cassini's Approach and First Orbit, *Science*, 307, 1255–1259
- Gurnett, D. A., Persoon, A. M., Kurth, W. S., Groene, J. B., Averkamp, T. F., Dougherty, M. K., Southwood, D. J., 2007, The Variable Rotation Period of the Inner Region of Saturn's Plasma Disk, *Science*, 316, 442–445
- Hapgood, M. A., 1992, Space physics coordinate transformations - A user guide, *Planet. Space Sci.*, 40, 711–717
- Hathaway, D. H., Dessler, A. J., 1986, Magnetic reversals of Jupiter and Saturn, *Icarus*, 67, 88–95
- Henry, C. A., 2002, An Introduction to the Design of the Cassini Spacecraft, *Space Sci. Rev.*, 104, 129–153
- Herschel, W., 1810, Eine neue Irregularität in der Gestalt des Planeten Saturn, *Ann. Phys.*, 6, 389–393
- Hide, R., Palmer, T. N., 1982, Generalization of Cowling's Theorem, *Geophys. Astro. Fluid*, 19, 301–309
- Hill, T. W., 1976, Interchange stability of a rapidly rotating magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 24, 1151–1154
- Hill, T. W., 1979, Inertial limit on corotation, *J. Geophys. Res.*, 84, 6554–6558
- Hillier, J. K., Green, S. F., McBride, N., Schwanethal, J. P., Postberg, F., Srama, R., Kempf, S., Moragas-Klostermeyer, G., McDonnell, J. A. M., Grün, E., 2007, The composition of Saturn's E ring, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 377, 1588–1596
- Hoffman, K. A., 1977, Polarity transition records and the geomagnetic dynamo, *Science*, 196, 1329–1332
- Hoffman, K. A., Fuller, M., 1978, Transitional field configurations and geomagnetic reversal., *Nature*, 273, 715–718
- Hood, L. L., 1987, Magnetospheric environments of outer planet rings - Influence of Saturn's axially symmetric magnetic field, *Icarus*, 71, 115–136
- Hubbard, W. B., Guillot, T., Marley, M. S., Burrows, A., Lunine, J. I., Saumon, D. S., 1999, Comparative evolution of Jupiter and Saturn, *Planet. Space Sci.*, 47, 1175–1182
- Hubbard, W. B., Burrows, A., Lunine, J. I., 2002, Theory of Giant Planets, *Annu. Rev. Astron. Astr.*, 40, 103–136

- Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J. J., 2005, Accretion of the gaseous envelope of Jupiter around a 5–10 Earth-mass core, *Icarus*, 179, 415–431
- Ip, W.-H., 2000, Thermal plasma composition in Saturn's magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 48, 775–783
- Ip, W.-H., 2005, An update on the ring exosphere and plasma disc of Saturn, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L13 204
- Jenkins, G. M., Watts, D. G., 1968, Spectral Analysis and its application, Holden-Daly, San Francisco
- Johnson, R. E., Luhmann, J. G., Tokar, R. L., Bouhram, M., Berthelier, J. J., Sittler, E. C., Cooper, J. F., Hill, T. W., Smith, H. T., Michael, M., Liu, M., Cray, F. J., Young, D. T., 2006a, Production, ionization and redistribution of O<sub>2</sub> in Saturn's ring atmosphere, *Icarus*, 180, 393–402
- Johnson, R. E., Smith, H. T., Tucker, O. J., Liu, M., Burger, M. H., Sittler, E. C., Tokar, R. L., 2006b, The Enceladus and OH Tori at Saturn, *Astrophys. J.*, 644, L137–L139
- Johnson, R. E., Famá, M., Liu, M., Baragiola, R. A., Sittler, E. C., Smith, H. T., 2008, Sputtering of ice grains and icy satellites in Saturn's inner magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 56, 1238–1243
- Jones, D. E., Smith, E. J., Davis, Jr., L., Colburn, D. S., Coleman, Jr., P. J., Dyal, P., Sonett, C. P., 1974, Pioneer 10 measurements of Jupiter's magnetic field., *Proc. Utah Acad. Sci. Arts Lett.*, 51, 153–160
- Jones, G. H., Krupp, N., Krüger, H., Roussos, E., Ip, W.-H., Mitchell, D. G., Krimigis, S. M., Woch, J., Lagg, A., Fränz, M., Dougherty, M. K., Arridge, C. S., McAndrews, H. J., 2006, Formation of Saturn's ring spokes by lightning-induced electron beams, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L21 202
- Jurac, S., Johnson, R. E., Richardson, J. D., 2001, Saturn's E Ring and Production of the Neutral Torus, *Icarus*, 149, 384–396
- Kabin, K., Israelevich, P. L., Ershkovich, A. I., Neubauer, F. M., Gombosi, T. I., De Zeeuw, D. L., Powell, K. G., 2000, Titan's magnetic wake: Atmospheric or magnetospheric interaction, *J. Geophys. Res.*, 105, 10 761–10 770
- Kaiser, M. L., Desch, M. D., Connerney, J. E. P., 1984, Saturn's ionosphere - Inferred electron densities, *J. Geophys. Res.*, 89, 2371–2376
- Kaiser, M. L., Desch, M. D., Acuña, M. H., Ness, N. F., Connerney, J. E. P., 2005, Comment on "Rotation rate of Saturn's interior from magnetic field observations" by Giacomo Giampieri and Michele K. Dougherty, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L02 201

- Kallenrode, M.-B., 2001, *Space Physics*, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg
- Kant, I., 1798, *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels, oder, Versuch von der Verfassung und dem mechanischen Ursprunge des ganzen Weltgebäudes nach Newtonischen Grundsätzen abgehandelt*, Wilhelm Webel, Zeitz
- Kertz, W., 1992a, *Einführung in die Geophysik, Bd. 1: Erdkörper*, BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim/Leipzig/Wien/Zürich
- Kertz, W., 1992b, *Einführung in die Geophysik, Bd. 2: Obere Atmosphäre und Magnetosphäre*, BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim/Leipzig/Wien/Zürich
- Khurana, K. K., 1993, ULF waves in other magnetospheres - observations and possible source mechanisms, *Ann. Geophys.*, 11, 973–989
- Khurana, K. K., Kivelson, M. G., 1989, Ultralow frequency MHD waves in Jupiter's middle magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 94, 5255–5263
- Khurana, K. K., Schwarzl, H. K., 2005, Global structure of Jupiter's magnetospheric current sheet, *J. Geophys. Res.*, 110, A07 227
- Khurana, K. K., Chen, S. H., Hammond, C. M., Kivelson, M. G., 1992, Ultralow frequency waves in the magnetotails of the earth and the outer planets, *Adv. Space Res.*, 12, 57–63
- Khurana, K. K., Dougherty, M. K., Russell, C. T., Leisner, J. S., 2007, Mass loading of Saturn's magnetosphere near Enceladus, *J. Geophys. Res.*, 112, A08 203
- Khurana, K. K., Mitchell, D. G., Arridge, C. S., Dougherty, M. K., Russell, C. T., Paranicas, C., Krupp, N., Coates, A. J., 2009, Sources of rotational signals in Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 114, L02 211
- Kivelson, M. G., 1995, *Introduction to Space Physics, Kap. 2: Physics of Space Plasma*, S. 41–55, Cambridge University Press, Cambridge
- Kivelson, M. G., 2006, Does Enceladus Govern Magnetospheric Dynamics at Saturn?, *Science*, 311, 1391–1392
- Kivelson, M. G., 2007, Planetary science: A twist on periodicity at Saturn, *Nature*, 450, 178–179
- Kleindienst, G., Glassmeier, K.-H., Simon, S., Dougherty, M. K., Krupp, N., 2009, Quasi-periodic ULF-pulsations in Saturn's magnetosphere, *Ann. Geophys.*, 27, 885–894
- Kurth, W. S., Lecacheux, A., Averkamp, T. F., Groene, J. B., Gurnett, D. A., 2007, A Saturnian longitude system based on a variable kilometric radiation period, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L02 201

- Kurth, W. S., Averkamp, T. F., Gurnett, D. A., Groene, J. B., Lecacheux, A., 2008, An update to a Saturnian longitude system based on kilometric radio emissions, *J. Geophys. Res.*, 113, A05 222
- Kuypers, F., 1997, *Klassische Mechanik*, Wiley-VCH, Weinheim
- Lamont, J. v., 1837, Schreiben des Herrn Lamont, Directors der Bogenhausener Sternwarte, an den Herausgeber, *Astron. Nachr.*, 14, 179–184
- Landau, L. D., Pitajewski, L. P., 1990, *Lehrbuch der theoretischen Physik*, Kap. V: Das Plasma im Magnetfeld, S. 231–284, Akademie-Verlag, Berlin
- Laplace, P. S., 1813, *Exposition du Système du Monde*, Courcier, Paris
- Lau, Y. Y., Chu, K. R., 1983, Electron-cyclotron maser instability driven by a loss-cone distribution, *Phys. Rev. Lett.*, 50, 243–246
- Ledvina, S. A., Luhmann, J. G., Brecht, S. H., Cravens, T. E., 2004, Titan's induced magnetosphere, *Adv. Space Res.*, 33, 2092–2102
- Leisner, J. S., Russell, C. T., Khurana, K. K., Dougherty, M. K., André, N., 2005, Warm flux tubes in the E-ring plasma torus: Initial Cassini magnetometer observations, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L14S08
- Leisner, J. S., Russell, C. T., Dougherty, M. K., Blanco-Cano, X., Strangeway, R. J., Bertucci, C., 2006, Ion cyclotron waves in Saturn's E ring: Initial Cassini observations, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L11 101
- Lepping, R. P., Burlaga, L. F., Klein, L. W., 1981, Surface waves on Saturn's magnetopause, *Nature*, 292, 750–753
- Lissauer, J. J., 2005, Formation of the Outer Planets, *Space Sci. Rev.*, 116, 11–24
- Littrow, J. J., 1830, *Vorlesungen über Astronomie*, Bd. 2, Verlag von J. G. Heubner, Wien
- Lofting, C. F. A., Dougherty, M. K., Southwood, D. J., 1997, The Coriolis effect in a rapidly rotating magnetosphere, *Adv. Space Res.*, 20, 239–242
- Love, J. J., 2000, Dynamo action and the nearly axisymmetric magnetic field of Saturn, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 2889–2892
- Lovell, A. C. B., 1960, The exploration of outer space, *The Observatory*, 80, 64–72
- Luhmann, J. G., Tatrallyay, M., Russell, C. T., Winterhalter, D., 1983, Magnetic field fluctuations in the Venus magnetosheath, *Geophys. Res. Lett.*, 10, 655–658
- Majeed, T., McConnell, J. C., 1991, The upper ionospheres of Jupiter and Saturn, *Planet. Space Sci.*, 39, 1715–1732

- Mathie, R. A., Mann, I. R., 2000, Observations of Pc5 field line resonance azimuthal phase speeds: A diagnostic of their excitation mechanism, *J. Geophys. Res.*, 105, 10 713–10 728
- Matson, D. L., Spilker, L. J., Lebreton, J.-P., 2002, The Cassini/Huygens Mission to the Saturnian System, *Space Sci. Rev.*, 104, 1–58
- Matson, D. L., Castillo, J. C., Lunine, J., Johnson, T. V., 2007, Enceladus' plume: Compositional evidence for a hot interior, *Icarus*, 187, 569–573
- Maurice, S., Engle, I. M., 1995, Idealized Saturn magnetosphere shape and field, *J. Geophys. Res.*, 100, 17 143–17 152
- McIlwain, C. E., 1961, Coordinates for Mapping the Distribution of Magnetically Trapped Particles, *J. Geophys. Res.*, 66, 3681–3691
- Mead, G. D., Beard, D. B., 1964, Shape of the Geomagnetic Field Solar Wind Boundary, *J. Geophys. Res.*, 69, 1169–1179
- Merrill, R. T., McFadden, P. L., 1999, Geomagnetic polarity transitions, *Reviews of Geophysics*, 37, 201–226
- Milan, S. E., Bunce, E. J., Cowley, S. W. H., Jackman, C. M., 2005, Implications of rapid planetary rotation for the Dungey magnetotail of Saturn, *J. Geophys. Res.*, 110, A03 209
- Mitchell, C. J., Horányi, M., Havnes, O., Porco, C. C., 2006, Saturn's Spokes: Lost and Found, *Science*, 311, 1587–1589
- Mitchell, R. T., 2006, Cassini/Huygens at Saturn and Titan, *Acta Astronaut.*, 59, 335–343
- Mitchell, R. T., 2007, The Cassini Mission at Saturn, *Acta Astronaut.*, 61, 37–43
- Mitchell, R. T., 2008, The Cassini Mission exploring Saturn, *Acta Astronaut.*, 63, 61–67
- Morrison, D., 1982, The satellites of Jupiter and Saturn, *Annu. Rev. Astron. Astr.*, 20, 469–495
- Nagy, A. F., Kliore, A. J., Marouf, E., French, R., Flasar, M., Rappaport, N. J., Anabtawi, A., Asmar, S. W., Johnston, D., Barbini, E., Goltz, G., Fleischman, D., 2006, First results from the ionospheric radio occultations of Saturn by the Cassini spacecraft, *J. Geophys. Res.*, 111, A06 310
- Narvaez, P., 2004, The Magnetostatic Cleanliness Program for the Cassini Spacecraft, *Space Sci. Rev.*, 114, 385–394
- Nellis, W. J., 2000, Metallization of fluid hydrogen at 140 GPa (1.4 Mbar): implications for Jupiter, *Planet. Space Sci.*, 48, 671–677

- Ness, N. F., Acuña, M. H., Lepping, R. P., Connerney, J. E. P., Behannon, K. W., Burlaga, L. F., Neubauer, F. M., 1981, Magnetic field studies by Voyager 1 - Preliminary results at Saturn, *Science*, 212, 211–217
- Ness, N. F., Acuña, M. H., Behannon, K. W., Burlaga, L. F., Connerney, J. E. P., Lepping, R. P., Neubauer, F. M., 1982, Magnetic field studies by Voyager 2 - Preliminary results at Saturn, *Science*, 215, 558–563
- Neubauer, F. M., 1980, Nonlinear standing Alfvén wave current system at Io - Theory, *J. Geophys. Res.*, 85, 1171–1178
- Neubauer, F. M., 1990, Satellite plasma interactions, *Adv. Space Res.*, 10, 25–38
- Neubauer, F. M., 1991, Plasmaphysik im Sonnensystem, Kap. 9: Die Magnetosphäre anderer Planeten im Sonnensystem, S. 184–206, Bibliographisches Institut & F. A. Brockhaus AG, Mannheim
- Orlowski, D. S., Russell, C. T., Krauss-Varban, D., Omid, N., 1995, Properties of ultra low frequency upstream waves at Venus and Saturn: A comparison, *Adv. Space Res.*, 16, 143–148
- Paranicas, C., Mitchell, D. G., Roelof, E. C., Brandt, P. C., Williams, D. J., Krimigis, S. M., Mauk, B. H., 2005, Periodic intensity variations in global ENA images of Saturn, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L21 101
- Parker, E. N., 1958, Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields., *Astrophys. J.*, 128, 664–676
- Parker, E. N., 1960, The Hydrodynamic Treatment of the Expanding Solar Corona., *Astrophys. J.*, 132, 175–183
- Parker, E. N., 1965, Dynamical Theory of the Solar Wind, *Space Sci. Rev.*, 4, 666–708
- Persoon, A. M., Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Hospodarsky, G. B., Groene, J. B., Canu, P., Dougherty, M. K., 2005, Equatorial electron density measurements in Saturn's inner magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L23 105
- Persoon, A. M., Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Groene, J. B., 2006, A simple scale height model of the electron density in Saturn's plasma disk, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L18 106
- Petkaki, P., 2002, Polarization properties of ULF waves in the Jovian middle magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 107, 5087
- Petkaki, P., Dougherty, M., 2000, Wave signatures in the Jovian magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 48, 341–350
- Petkaki, P., Dougherty, M. K., 2001a, Waves close to the crossover frequency in the Jovian Middle Magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 211–214

- Petkaki, P., Dougherty, M. K., 2001b, ULF wave observations in Jupiter's magnetosphere, *Adv. Space Res.*, 28, 909–914
- Pettengill, G. H., Eliason, E., Ford, P. G., Loriot, G. B., Masursky, H., McGill, G. E., 1980, Pioneer Venus radar results - Altimetry and surface properties, *J. Geophys. Res.*, 85, 8261–8270
- Pollack, J. B., 1975, The rings of Saturn, *Space Sci. Rev.*, 18, 3–93
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J. J., Podolak, M., Greenzweig, Y., 1996, Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas, *Icarus*, 124, 62–85
- Pontius, D. H., Hill, T. W., 2006, Enceladus: A significant plasma source for Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 111, A09 214
- Porco, C. C., Baker, E., Barbara, J., Beurle, K., Brahic, A., Burns, J. A., Charnoz, S., Cooper, N., Dawson, D. D., Del Genio, A. D., Denk, T., Dones, L., Dyudina, U., Evans, M. W., Giese, B., Grazier, K., Helfenstein, P., Ingersoll, A. P., Jacobson, R. A., Johnson, T. V., McEwen, A., Murray, C. D., Neukum, G., Owen, W. M., Perry, J., Roatsch, T., Spitale, J., Squyres, S., Thomas, P. C., Tiscareno, M., Turtle, E., Vasavada, A. R., Veverka, J., Wagner, R., West, R., 2005, Cassini Imaging Science: Initial Results on Phoebe and Iapetus, *Science*, 307, 1237–1242
- Primdahl, F., 1979, The fluxgate magnetometer, *Journal of Physics E Scientific Instruments*, 12, 241–253
- Prölss, G. W., 2001, Physik des erdnahen Weltraums, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg
- Richardson, J. D., 1995, An extended plasma model for Saturn, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 1177–1180
- Richardson, J. D., 1998, Thermal plasma and neutral gas in Saturn's magnetosphere., *Rev. Geophys.*, 36, 501–524
- Richardson, J. D., Jurac, S., 2004, A self-consistent model of plasma and neutrals at Saturn: The ion tori, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L24 803
- Richardson, J. D., Sittler, Jr., E. C., 1990, A plasma density model for Saturn based on Voyager observations, *J. Geophys. Res.*, 95, 12 019–12 031
- Richardson, J. D., Eviatar, A., McGrath, M. A., Vasyliūnas, V. M., 1998, OH in Saturn's magnetosphere: Observations and implications, *J. Geophys. Res.*, 103, 20 245–20 256
- Robinson, J., 1822, A System of Mechanical Philosophy, Bd. III, John Murray, London
- Romanov, S. A., 2007, On finding polarization parameters of low-frequency plasma waves, *Cosmic Res.*, 45, 265–267

- Rucker, H. O., 1997, Lehrbuch der Experimentalphysik, Kap. 6: Planetenmagnetosphären, S. 527–603, Walter der Gruyter, Berlin/New York
- Russell, C. T., 1971, Geophysical coordinate transformations., *Cosmic Electrodyn.*, 2, 184–196
- Russell, C. T., 1995, Introduction to Space Physics, Kap. 1: A Brief History of Solar-Terrestrial Physics, S. 1–26, Cambridge University Press, Cambridge
- Russell, C. T., Huddleston, D. E., Khurana, K. K., Kivelson, M. G., 2000, Waves and Fluctuations in the Jovian Magnetosphere, *Adv. Space Res.*, 26, 1489–1498
- Russell, C. T., Blanco-Cano, X., Strangeway, R. J., 2001, Ultra-low-frequency waves in the Jovian magnetosphere: causes and consequences, *Planet. Space Sci.*, 49, 291–301
- Russell, C. T., Blanco-Cano, X., Wang, Y. L., Kivelson, M. G., 2003, Ion cyclotron waves at Io: implications for the temporal variation of Io's atmosphere, *Planet. Space Sci.*, 51, 937–944
- Russell, C. T., Leisner, J. S., Khurana, K. K., Dougherty, M. K., Blanco-Cano, X., Fox, J. L., 2005, Ion cyclotron waves in the Saturnian magnetosphere associated with Cassini's engine exhaust, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L14S01
- Russell, C. T., Leisner, J. S., Arridge, C. S., Dougherty, M. K., Blanco-Cano, X., 2006, Nature of magnetic fluctuations in Saturn's middle magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 111, A12205
- Sánchez-Lavega, A., 2005, How Long Is the Day on Saturn?, *Science*, 307, 1223–1224
- Saumon, D., Chabrier, G., 1992, Fluid hydrogen at high density: Pressure ionization, *Phys. Rev. A*, 46, 2084–2100
- Saumon, D., Guillot, T., 2004, Shock Compression of Deuterium and the Interiors of Jupiter and Saturn, *Astrophys. J.*, 609, 1170–1180
- Saumon, D., Hubbard, W. B., Chabrier, G., van Horn, H. M., 1992, The role of the molecular-metallic transition of hydrogen in the evolution of Jupiter, Saturn, and brown dwarfs, *Astrophys. J.*, 391, 827–831
- Saumon, D., Chabrier, G., van Horn, H. M., 1995, An Equation of State for Low-Mass Stars and Giant Planets, *Astrophys. J. Suppl.*, 99, 713–741
- Saur, J., Mauk, B. H., Kaßner, A., Neubauer, F. M., 2004, A model for the azimuthal plasma velocity in Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 109, A05217
- Schoenberg, E., 1933, Neues über Saturn, *Die Naturwissenschaften*, 21, 690–692

- Schoene, 1817, Mathematik: Hermographische Fragmente zur genaueren Kenntniss des Planeten Merkur, *Allgemeine Literatur-Zeitung vom Jahre 1817*, 4, 83–86
- Schweigger, J. S. C., 1814, Ueber die Umdrehung der magnetischen Erdpole und ein davon abgeleitetes Gesetz des Trabanten- und Planetenumlaufes, *Beiträge zur Chemie und Physik*, 10, 3–90
- Schwenn, R., 1991, Plasmaphysik im Sonnensystem, Kap. 2: Der Sonnenwind, S. 17–46, Bibliographisches Institut & F. A. Brockhaus AG, Mannheim
- Seidel, J., Wende, B., 1992, Lehrbuch der Experimentalphysik, Kap. 2.9: Kinetische Plasmatheorie, S. 176–180, Walter der Gruyter, Berlin/New York
- Seidelmann, P. K., Abalakin, V. K., Bursa, M., Davies, M. E., de Bergh, C., Lieske, J. H., Oberst, J., Simon, J. L., Standish, E. M., Stooke, P., Thomas, P. C., 2002, Report of the IAU/IAG Working Group on Cartographic Coordinates and Rotational Elements of the Planets and Satellites: 2000, *Celest. Mech. Dyn. Astr.*, 82, 83–111
- Seidelmann, P. K., Archinal, B. A., A’Hearn, M. F., Conrad, A., Consolmagno, G. J., Hestroffer, D., Hilton, J. L., Krasinsky, G. A., Neumann, G., Oberst, J., Stooke, P., Tedesco, E. F., Tholen, D. J., Thomas, P. C., Williams, I. P., 2007, Report of the IAU/IAG Working Group on cartographic coordinates and rotational elements: 2006, *Celest. Mech. Dyn. Astr.*, 98, 155–180
- Shemansky, D. E., Hall, D. T., 1992, The distribution of atomic hydrogen in the magnetosphere of Saturn, *J. Geophys. Res.*, 97, 4143–4161
- Simon, S., Kleindienst, G., Boesswetter, A., Bagdonat, T., Motschmann, U., Glassmeier, K.-H., Schuele, J., Bertucci, C., Dougherty, M. K., 2007, Hybrid simulation of Titan’s magnetic field signature during the Cassini T9 flyby, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L24S08
- Simon, S., Motschmann, U., Kleindienst, G., Glassmeier, K.-H., Bertucci, C., Dougherty, M. K., 2008, Titan’s magnetic field signature during the Cassini T34 flyby: Comparison between hybrid simulations and MAG data, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L04 107
- Sittler, E. C., Thomsen, M., Chornay, D., Shappirio, M. D., Simpson, D., Johnson, R. E., Smith, H. T., Coates, A. J., Rymer, A. M., Crary, F., McComas, D. J., Young, D. T., Reisenfeld, D., Dougherty, M., Andre, N., 2005, Preliminary results on Saturn’s inner plasmasphere as observed by Cassini: Comparison with Voyager, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L14S08
- Sittler, E. C., Blanc, M. F., Richardson, J. D., 2006a, Proposed model for Saturn’s auroral response to the solar wind: Centrifugal instability model, *J. Geophys. Res.*, 111, L06 208
- Sittler, E. C., Johnson, R. E., Smith, H. T., Richardson, J. D., Jurac, S., Moore, M., Cooper, J. F., Mauk, B. H., Michael, M., Paranicas, C., Armstrong, T. P., Tsurutani, B., 2006b,

- Energetic nitrogen ions within the inner magnetosphere of Saturn, *J. Geophys. Res.*, 111, A09223
- Sittler, E. C., Thomsen, M., Johnson, R. E., Hartle, R. E., Burger, M., Chornay, D., Shappirio, M. D., Simpson, D., Smith, H. T., Coates, A. J., Rymer, A. M., McComas, D. J., Young, D. T., Reisenfeld, D., Dougherty, M., Andre, N., 2006c, Cassini observations of Saturn's inner plasmasphere: Saturn orbit insertion results, *Planet. Space Sci.*, 54, 1197–1210
- Sittler, E. C., Andre, N., Blanc, M., Burger, M., Johnson, R. E., Coates, A., Rymer, A., Reisenfeld, D., Thomsen, M. F., Persoon, A., Dougherty, M., Smith, H. T., Baragiola, R. A., Hartle, R. E., Chornay, D., Shappirio, M. D., Simpson, D., McComas, D. J., Young, D. T., 2008, Ion and neutral sources and sinks within Saturn's inner magnetosphere: Cassini results, *Planet. Space Sci.*, 56, 3–18
- Sittler, Jr., E. C., Ogilvie, K. W., Scudder, J. D., 1983, Survey of low-energy plasma electrons in Saturn's magnetosphere - Voyagers 1 and 2, *J. Geophys. Res.*, 88, 8847–8870
- Smith, C. G. A., Aylward, A. D., 2008, Coupled rotational dynamics of Saturn's thermosphere and magnetosphere: a thermospheric modelling study, *Ann. Geophys.*, 26, 1007–1027
- Smith, E. J., Davis, Jr., L., Jones, D. E., Coleman, Jr., P. J., Colburn, D. S., Dyal, P., Sonett, C. P., Frandsen, A. M. A., 1974, The planetary magnetic field and magnetosphere of Jupiter: Pioneer 10., *J. Geophys. Res.*, 79, 3501–3513
- Smith, E. J., Davis, Jr., L., Jones, D. E., Coleman, Jr., P. J., Colburn, D. S., Dyal, P., Sonett, C. P., 1975, Jupiter's magnetic field, magnetosphere, and interaction with the solar wind - Pioneer 11, *Science*, 188, 451–455
- Smith, E. J., Davis, L., Jones, D. E., Coleman, P. J., Colburn, D. S., Dyal, P., Sonett, C. P., 1980, Saturn's magnetosphere and its interaction with the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 85, 5655–5674
- Smith, H. T., Shappirio, M., Sittler, E. C., Reisenfeld, D., Johnson, R. E., Baragiola, R. A., Crary, F. J., McComas, D. J., Young, D. T., 2005, Discovery of nitrogen in Saturn's inner magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L14S03
- Smith, H. T., Johnson, R. E., Sittler, E. C., Shappirio, M., Reisenfeld, D., Tucker, O. J., Burger, M., Crary, F. J., McComas, D. J., Young, D. T., 2007, Enceladus: The likely dominant nitrogen source in Saturn's magnetosphere, *Icarus*, 188, 356–366
- Smoluchowski, R., 1981, Interiors of the giant planets - Recent advances, *Adv. Space Res.*, 1, 103–115

- Song, P., Russell, C. T., 1999, Time Series Data Analyses in Space Physics, *Space Sci. Rev.*, 87, 387–463
- Sonnerup, B. U. Ö., Scheible, M., 2000, Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data, Kap. 8: Minimum and Maximum Variance Analysis, S. 185–220, ISSI/ESA, Bern
- Southwood, D. J., 1974, Some features of field line resonances in the magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 22, 483–491
- Southwood, D. J., 1976, A general approach to low-frequency instability in the ring current plasma, *J. Geophys. Res.*, 81, 3340–3348
- Southwood, D. J., Kivelson, M. G., 1986, The effect of parallel inhomogeneity on magnetospheric hydromagnetic wave coupling, *J. Geophys. Res.*, 91, 6871–6876
- Southwood, D. J., Kivelson, M. G., 2007, Saturnian magnetospheric dynamics: Elucidation of a camshaft model, *J. Geophys. Res.*, 112, A12222
- Spohn, T., 1997, Lehrbuch der Experimentalphysik, Kap. 5: Planetologie, S. 427–520, Walter der Gruyter, Berlin/New York
- Spohn, T., Jaumann, R., 2006, Utilization of Space, Kap. The Solar System, S. 195–224, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg
- Stern, D. P., 1989, A brief history of magnetospheric physics before the spaceflight era, *Rev. Geophys.*, 27, 103–114
- Stern, D. P., 1996, A brief history of magnetospheric physics during the space age, *Rev. Geophys.*, 34, 1–31
- Stern, D. P., 2002, A Millenium of Geomagnetism, *Rev. Geophys.*, 40, 1007
- Stevenson, D. J., 1979, Solubility of helium in metallic hydrogen., *J. Phys. F: Met. Phys.*, 9, 791–801
- Stevenson, D. J., 1980, Saturn's luminosity and magnetism, *Science*, 208, 746–748
- Stevenson, D. J., 1982a, Reducing the non-axisymmetry of a planetary dynamo and an application to Saturn, *Geophys. Astro. Fluid*, 21, 113–127
- Stevenson, D. J., 1982b, Formation of the giant planets, *Planet. Space Sci.*, 30, 755–764
- Stevenson, D. J., 1982c, Interiors of the giant planets, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 10, 257–295
- Stevenson, D. J., 1983, Planetary magnetic fields, *Rep. Prog. Phys.*, 46, 555–557
- Stevenson, D. J., 2003, Planetary magnetic fields, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 208, 1–11

- Stevenson, D. J., Salpeter, E. E., 1977a, The phase diagram and transport properties for hydrogen-helium fluid planets, *Astrophys. J. Suppl.*, 35, 221–237
- Stevenson, D. J., Salpeter, E. E., 1977b, The dynamics and helium distribution in hydrogen-helium fluid planets, *Astrophys. J. Suppl.*, 35, 239–261
- Stewart, B., 1860, On the Great Magnetic Disturbance of August 28 to September 7, 1859, as Recorded by Photography at the Kew Observatory. [Abstract], *P. R. Soc. London, Ser. I*, 11, 407–410
- Tagger, M., Henriksen, R. N., Pellat, R., 1991, On the nature of the spokes in Saturn's rings, *Icarus*, 91, 297–314
- Tamao, T., 1965, Transmission and coupling resonance of hydromagnetic disturbances in the non-uniform earth's magnetosphere, *Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser.5*, 17(2), 43
- Tiscareno, M. S., Burns, J. A., Nicholson, P. D., Hedman, M. M., Porco, C. C., 2007, Cassini imaging of Saturn's rings, *Icarus*, 189, 14–34
- Tokar, R. L., Johnson, R. E., Thomsen, M. F., Delapp, D. M., Baragiola, R. A., Francis, M. F., Reisenfeld, D. B., Fish, B. A., Young, D. T., Cray, F. J., Coates, A. J., Gurnett, D. A., Kurth, W. S., 2005, Cassini observations of the thermal plasma in the vicinity of Saturn's main rings and the F and G rings, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L14S04
- Tsurutani, B. T., Smith, E. J., 1986, Strong hydromagnetic turbulence associated with Comet Giacobini-Zinner, *Geophys. Res. Lett.*, 13, 259–262
- Tsyganenko, N. A., 1995, Modeling the Earth's magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause, *J. Geophys. Res.*, 100, 5599–5612
- Vasyliūnas, V. M., 1983, Physics of the Jovian Magnetosphere, Kap. 11: Plasma distribution and flow, S. 395–453, Cambridge University Press, New York/London/Cambridge
- Vasyliūnas, V. M., 2008, Comparing Jupiter and Saturn: dimensionless input rates from plasma sources within the magnetosphere, *Ann. Geophys.*, 26, 1341–1343
- Vuitton, V., Yelle, R. V., McEwan, M. J., 2007, Ion chemistry and N-containing molecules in Titan's upper atmosphere, *Icarus*, 191, 722–742
- Weidenschilling, S. J., 2005, Formation of the Cores of the Outer Planets, *Space Sci. Rev.*, 116, 53–66
- Williams, I., Fuller, M., 1981, Zonal harmonic models of reversal transition fields., *J. Geophys. Res.*, 86, 11 657–11 665
- Wilson, R. J., Dougherty, M. K., 2000, Evidence Provided by Galileo of Ultra Low Frequency Waves Within Jupiter's Middle Magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 835–838

- Wolf, A. A., 2002, Touring the Saturnian System, *Space Sci. Rev.*, 104, 101–128
- Wu, C. S., Lee, L. C., 1979, A theory of the terrestrial kilometric radiation, *Astrophys. J.*, 230, 621–626
- Zarka, P., Kurth, W. S., 2005, Radio Wave Emission from the Outer Planets Before Cassini, *Space Sci. Rev.*, 116, 371–397
- Zarka, P., Lamy, L., Cecconi, B., Prangé, R., Rucker, H. O., 2007, Modulation of Saturn's radio clock by solar wind speed, *Nature*, 450, 265–267



# Danksagung

Die Erstellung einer Dissertation ist als solche per Definition zunächst immer das selbständige Werk eines Einzelnen. Aber das Ergebnis einer jeden Arbeit entsteht natürlich immer im Zusammenwirken mit verschiedenen Menschen, die einen wichtigen Beitrag durch vielfältigste Formen der fachlichen Hilfe und der persönlichen Unterstützung leisten. Ihnen allen sei hierfür an dieser Stelle herzlich gedankt.

An erster Stelle möchte ich Prof. Dr. Karl-Heinz Glaßmeier danken, der diese Arbeit betreut hat und mich auf dem oft wechselhaften und unsicheren Weg, den die vorliegende Arbeit mit sich brachte, begleitet hat. Stets hat er sich die Zeit für sehr engagierte gemeinsame Diskussionen genommen und mir für mein Projekt ein sehr großes Maß an Freiheit zugestanden. Immer konnte ich eigene Ideen entwickeln und Lösungswege ausprobieren. Prof. Glaßmeier hat dabei große Geduld gezeigt, wenn sich scheinbar einfache Probleme als deutlich zeitaufwändiger als ursprünglich angenommen herausgestellt haben, und interessante, hilfreiche Anregungen zu deren Lösung beigetragen. Die Atmosphäre, die immer eine freie und kreative wissenschaftliche Arbeit zugelassen hat, habe ich als sehr bereichernd und angenehm empfunden. Hierfür möchte ich mich herzlich bedanken. Für die beständige Unterstützung, insbesondere während der Zeiten, als die Erstellung dieser Dissertation nur sehr langsam voranging, bin ich Prof. Glaßmeier sehr verbunden. Ich habe in den letzten Jahren wissenschaftlich und auch persönlich viele wichtige Erfahrungen sammeln können und hoffe, daß mein Betreuer die vergangenen Jahre in genauso guter Erinnerung behält, wie ich es tun werde.

Prof. Uwe Motschmann möchte ich an dieser Stelle zunächst für seine Bereitschaft danken, die Arbeit als Zweitgutachter zu begleiten. Gleichzeitig danke ich Ihm und Sven Simon für die Gelegenheit, daß ich einen kleinen Beitrag zu ihrer Arbeit beisteuern konnte.

Die Zusammenarbeit mit Sven Simon habe ich in diesem Zusammenhang immer als sehr angenehm empfunden und die von mir geleistete Zuarbeit zum Vergleich seiner numerischen Simulationen mit gemessenen Daten hat mir viel Freude bereitet. Ich danke ihm aber insbesondere für seine vielen konstruktiven Verbesserungsvorschläge zu dieser Arbeit, die sicher zu einer besseren Übersichtlichkeit beigetragen haben.

Den Kollegen am Institut für Geophysik und extraterrestrische Physik danke ich für die

sehr freundschaftliche Zusammenarbeit und den Beitrag, den jeder Einzelne zu der hervorragenden Atmosphäre an unserem Institut geleistet hat. Jedes einzelne Institutsmitglied hat in der Vergangenheit auf verschiedene Weise dazu beigetragen, daß diese Arbeit beendet werden konnte. Mein besonderer Dank gilt hierbei Yasuhito Narita, der auch auf knifflige wissenschaftliche oder methodische Fragen, die in der Literatur gern elegant umschiffert werden, immer eine hilfreiche und fundierte Antwort hatte.

Lars Guicking, Daniel Heyner, Sebastian Schäfer, Maya Krause und Ferdinand Plaschke danke ich dafür, daß sie diese Arbeit auf trotz sorgfältiger Vorbereitung verbliebene Rechtschreibfehler korrigiert haben und für die freundschaftliche Zusammenarbeit in den letzten Jahren.

Sabine Filbrandt und Nicole Mundt danke ich für die immer hilfreiche und unkomplizierte Abwicklung aller regelmäßig auftretenden Verwaltungsfragen, die mir und meinen Kollegen so „den Rücken freihalten“.

Dr. Dieter Schmitt sei herzlich für seine Arbeit als Koordinator der International Max-Planck Research School am Max-Planck-Institut in Katlenburg-Lindau gedankt. Innerhalb dieses Graduiertenprogrammes konnte ich nicht nur meinen wissenschaftlichen Horizont erweitern, sondern auch interessante überfachliche Erfahrungen sammeln. Von beiden Elementen profitiere ich nachhaltig und die durch die verschiedenen Nationalitäten und Persönlichkeiten geprägte Graduiertenschule habe ich immer als große Bereicherung empfunden.

Emma Bunce und Stephanie Kellet von der Universität Leicester danke ich herzlich für die unkomplizierte Bereitstellung der von Ihnen berechneten teils unveröffentlichten Ringstromparameter und dem damit verbundenen offenen, freundlichen und kollegialen Gedanken- und Informationsaustausch; eine Praxis die leider nicht für alle „Datenprodukte“ im Zusammenhang mit der CASSINI-Mission üblich ist.

Dem Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie und dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) danke ich für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit, die im Rahmen des Projektes 50 OH 9901/4 gefördert wurde.

Joana danke ich für ihre kontinuierliche liebevolle Unterstützung in den letzten Jahren. Sie hat einen nicht unerheblichen Beitrag dazu geleistet, daß ich an kritischen Zeitpunkten beim Entstehen dieser Arbeit nicht aufgegeben habe und hat immer großes Verständnis gezeigt, wenn es am Institut „mal etwas später“ geworden ist, weil ich „nur noch mal schnell“ etwas ausprobieren oder implementieren wollte.

Zum Schluß möchte ich meinen Eltern und meiner gesamten Familie danken, die mich stets auf meinem Lebensweg unterstützt haben.