

Wechselwirkung des Mars mit dem Sonnenwind: Hybrid-Simulationen mit besonderem Bezug zur Wasserbilanz

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 Alexander Bößwetter
aus Altdöbern

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

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

1. Referentin oder Referent: Prof. Dr. Uwe Motschmann
 2. Referentin oder Referent: Prof. Dr. Karl-Heinz Glaßmeier
- eingereicht am: 18. August 2008
mündliche Prüfung (Disputation) am: 11. Dezember 2008

ISBN 978-3-936586-93-0

Copernicus Publications 2009

<http://publications.copernicus.org>

© Alexander Bößwetter

Printed in Germany

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Plasmastrukturen bei Mars	11
3	Simulationsmodell	17
3.1	Simulationsstudien zur Plasmaumgebung des Mars	17
3.2	Anwendungsbereiche des Hybrid-Modells	19
3.3	Modellbeschreibung	21
3.3.1	Bewegung der Ionen	21
3.3.2	Elektronenflüssigkeit & Elektromagnetische Felder	22
3.4	Numerisches Berechnungsschema - Particle-In-Cell Verfahren	24
3.5	Simulationsgitter	26
3.6	Numerische Stabilität	28
3.6.1	Courant Kriterium	28
3.6.2	Glättung der elektrischen und magnetischen Felder	29
3.6.3	Minimale Ladungsdichte	30
3.7	Randbedingungen	30
3.7.1	Äußere Ränder der Simulationsbox	30
3.7.2	Innere Rand zur Oberfläche des Hindernisses	31
3.8	Zusammenfassung	33
4	Modellierung des Mars	35
4.1	Parameter	35
4.2	Simulationsgeometrie	39
4.3	Marsionosphäre	39
4.3.1	Ionenproduktion bei einer Ionensorte	42
4.3.2	Ionenproduktion bei mehreren Ionensorten	43
4.4	Ionzähler an den Rändern der Box	44
4.5	Zusammenfassung	45
5	Mars-Express: ASPERA-3 Experiment	47
5.1	Die Raumsonde Mars-Express	48
5.2	Plasmamessungen entlang des Orbits Nr. 1614	50
5.2.1	Unsicherheiten bei der Ableitung der Teilchenspektren	55
5.3	Ergebnisse der Hybrid-Simulation	56
5.4	Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Messungen	62

5.5	Zusammenfassung	65
6	Rosetta's Swing-by an Mars	67
6.1	Die Raumsonde Rosetta	68
6.2	Swing-by Manöver	70
6.3	Magnetfeldmessungen auf Rosetta	70
6.3.1	Daten von ROMAP	72
6.3.2	Daten von RPC-MAG	75
6.4	Krustenmagnetfeld am Mars	75
6.5	Eingabeparameter des Hybrid-Modells	78
6.6	Ergebnisse der Hybrid-Simulation	80
6.7	MEX-Daten im Vergleich mit den Simulationsergebnissen	82
6.8	ROMAP-Daten im Vergleich mit den Simulationsergebnissen	83
6.9	Zusammenfassung	85
7	Die heutige Atmosphäre des Mars mit Blick auf vergangene Epochen	87
7.1	Atmosphärische Eigenschaften	87
7.1.1	Zusammensetzung, Druck und Oberflächenfarbe	87
7.1.2	Wasserdampf	88
7.1.3	Wind	88
7.1.4	Marsatmosphäre in früheren Epochen	89
7.1.5	Staub und Luftzirkulation	89
7.2	Einfluß der Bahnparameter	90
7.2.1	Bahnexzentrizität	90
7.2.2	Polneigung	90
7.2.3	Präzession	91
7.3	Morphologie & Erosion	91
7.4	Polkappen - Hinweise zur Klimageschichte	92
7.5	Klimaveränderungen auf Mars	94
7.5.1	Jährliche klimatische Schwankungen	94
7.5.2	Quasi-periodische klimatische Schwankungen	95
7.5.3	Langfristige klimatische Veränderungen	96
7.6	Zusammenfassung	98
8	Die Evolution der Plasmawechselwirkung mit Mars	101
8.1	Der Strahlungsfluß der Sonne	101
8.2	Der Teilchenfluß der Sonne	103
8.3	Das Interplanetare Magnetfeld	105
8.4	Zusammenfassung der abgeleiteten Sonnenwindparameter	108
8.5	Die Atmosphäre in den früheren Marsepochen	109
8.5.1	Neutralgastemperaturen, Ionen- und Elektronentemperaturen	110
8.5.2	Atmosphärische Profile	111
8.6	Planetare Ionenproduktion	113
8.6.1	Berechnungen der Ionenproduktionsraten	115
8.6.2	Evolutionäre Anpassung der Produktionsraten	119
8.7	Stoßfrequenzen zwischen Neutralgas und Ionen	119

8.8 Zusammenfassung	123
9 Verlustprozesse der Marsatmosphäre	125
9.1 Thermischer Verlust	125
9.1.1 Jeans-Flucht	125
9.1.2 Hydrodynamische Flucht bei intensivem solarem Strahlungsfluß .	126
9.2 Nicht-Thermischer Verlust	127
9.2.1 Photochemische Flucht durch dissoziative Rekombination	128
9.2.2 Flucht durch sich ablösende ionosphärische Plasmawolken	128
9.2.3 Atmosphärisches Sputtering	128
9.2.4 Flucht durch Ionen Pick-up	129
9.2.5 Impuls-Transport auf die Ionosphäre	129
9.2.6 Einlagerung in oberflächennahe Bodenschichten	130
9.3 Zusammenfassung	131
10 Ergebnisse und Verlustraten in der Geschichte des Mars	133
10.1 Simulationen und Plasmaparameter	134
10.2 Ergebnisse bei gegenwärtigen Bedingungen	136
10.2.1 Ionenproduktion nach atmosphärischen und exosphärischen Pro- filen	136
10.2.2 Umkehrung des IMF-Vektors	141
10.2.3 Ionen-Verlustraten	142
10.2.4 Ionosphäre nach Profilen eines thermosphärischen Modells	144
10.3 Ergebnisse zum frühen Mars	147
10.4 Bestimmung des Wasserverlustes	151
10.5 Zusammenfassung und Vergleich mit anderen Studien	154
11 Zusammenfassung und Ausblick	157
A Anhang: Chemische Prozesse in der Atmosphäre	163
A.1 Ionosphäre	163
A.2 Atmosphäre	164
B Anhang: Mittlere Ionenenergien in der Plasmaumgebung des Mars	167
Literaturverzeichnis	171
Veröffentlichungen	187
Danksagung	191
Lebenslauf	193

1 Einleitung

Mars ist seit den 60er Jahren des letzten Jahrhunderts das Ziel vieler Raumfahrtmissionen gewesen, um der Beantwortung der immer wieder aufkommende Frage nach Wasser oder sogar Leben auf unserem Nachbarplaneten näher zu kommen. Dabei sind ungefähr die Hälfte dieser Missionen gescheitert, entweder aufgrund von technischen Problemen oder Konstruktionsfehlern. Als erste Raumsonde flog Mariner 4 am 15. Juli 1965 in einer Entfernung von rund 10 000 Kilometern am Mars vorbei. Die nur grobkörnigen Aufnahmen einer sehr alten Region auf der Marsoberfläche vermitteln einen mondähnlichen und von Einschlagskratern zerklüfteten Eindruck. Atmosphärische Messungen ergaben einen Oberflächendruck zwischen 4 und 7 mbar und Tagestemperaturen von ungefähr -100°C . Aufgrund dieser dünnen und kalten Atmosphäre reduzierten sich die lang gehegten Hoffnungen intelligentes Leben auf Mars zu finden. Wenn es Leben gab, würde es kleiner sein und einfachere Formen annehmen. Die Sonde Mariner 9 schwenkte schließlich im November 1971 in eine Umlaufbahn des Planeten ein. Ihre Aufnahmen zeigten Flußbette, Krater, mächtige Vulkane, wie den Olympus Mons als größten bekannten Vulkan im Sonnensystem, aber auch weit ausgedehnte Talsysteme, wie Valles Marineris. Diese Oberflächenmerkmale ließen zum ersten Mal die Vermutung aufkommen, daß flüssiges Wasser an der Formung der Oberfläche beteiligt gewesen sein könnte.

Fünf Jahre später begann am 20. Juli 1976 mit dem erfolgreichen Aufsetzen des Landegerätes von Viking 1 (siehe Abb. 1.1) eine neue Ära der Marsforschung. Nun konnte die Oberfläche in situ untersucht werden. Die Ergebnisse der biologischen Experimente zum Nachweis von Leben im Marsboden waren nicht eindeutig. Wahrscheinlich wurden sie von nichtbiologischen chemischen Reaktionen der stark oxidierenden Bodenbedingungen beeinflusst.

Nach den Sonden Spirit und Opportunity, die als Rover seit Januar 2004 auf der äquatornahen Marsoberfläche Gesteinsuntersuchungen vornehmen, erforscht seitdem eine weitere Sonde die Polregion des Planeten. Und tatsächlich stieß die Sonde Phoenix im Juni 2008 bei Grabungen in einigen Zentimetern Tiefe auf eine harte Schicht aus einem weißem Material. Die Wissenschaftler rätselten, ob es sich dabei um Wassereis oder um Salz handelt. In Abb. 1.2 erkennt man, daß mehrere kleine weiße Bröckchen der abgeschürften Oberfläche nach einigen Tagen wieder verschwanden. Sie konnten daher nur aus Wassereis bestehen, das unter den Druck- und Temperaturbedingungen unmittelbar an der Oberfläche nicht stabil ist und bei der Einwirkung von direktem Sonnenlicht verdampfte. Damit konnte eine Raumsonde zum ersten Mal direkt Wassereis auf der Marsoberfläche nachweisen.

Weitere Beobachtungen von umfangreichen Talsystemen auf der Marsoberfläche in den letzten Jahrzehnten lassen die Vermutung aufkommen, daß Mars einmal hydrologisch sehr aktiv gewesen sein könnte, zumindest während den ersten hundert Millionen Jahren



Abbildung 1.1: Das erste Bild, das jemals von der Oberfläche des Mars übermittelt wurde, zeigt die Landbeine von Viking 1 einige Minuten nach der Landung. Es vermittelt eine trockene, von Staub bedeckte Oberfläche. Man nimmt an, daß die Eintrübung auf der linken Seite des Bildes vom aufgewirbelten Staub nach der Landung herrührt. Der Stein im Zentrum des Bildes ist ungefähr 10 cm groß. Das Foto wurde am 20. Juli 1976 aufgenommen und stammt aus dem Viking Bildarchiv der NASA.

nach seiner Entstehung. Carr und Head (2003) bestimmten die Menge eines möglichen frühen Wasserreservoirs auf dem Mars aus geomorphologischen Analysen der Küstenlinien, indem sie Bilder der Raumsonde Mars Global Surveyor (MGS) auswerteten. In ihrer Schlußfolgerung der Analyse kommt zum Ausdruck, daß ein früher Wasserozean mit einer Tiefe von ungefähr 150 m die Oberflächenmerkmale erklären könnte.

Warum es heute auf dem Mars nur noch so wenig Wasser gibt, wird in dieser Arbeit mit Hilfe von globalen Plasmasimulationen untersucht. Es hat sich herausgestellt, daß in den letzten Milliarden Jahren ein Großteil der Wassermoleküle durch atmosphärischen Verlust in den Weltraum entwichen ist. Bei diesen Verlustprozessen spielen Wechselwirkungen des Sonnenwindes mit der oberen Atmosphäre des Planeten eine entscheidende Rolle. Diese Art der Wechselwirkung führt zur Bildung charakteristischer Plasmastrukturen in der Umgebung des Mars, welche im Kapitel 2 zusammenfassend skizziert werden. Es hat sich herausgestellt, daß die charakteristischen Skalen des Plasmas bei Mars ein Simulationsmodell erfordern, das die Kinetik der Ionen erfaßt. Ein solches Modell wird in Kapitel 3 vorgestellt. Eine Anpassung des Simulationsgitters wird in Abschnitt 3.5 vorgenommen, mit dem Ziel die Ionosphäre des Planeten möglichst fein aufzulösen. Die Modellierung des anströmenden Sonnenwindes sowie der Atmosphäre und Ionosphäre gibt das Kapitel 4 wieder. Anhand von Vergleichen der Simulationsergebnisse mit den Plasmadaten der Raumsonden Mars-Express und Rosetta wird gezeigt, daß das Simulationsmodell die komplizierten Plasmastrukturen in der Umgebung des Planeten reproduzieren kann. Der Leser findet in Kapitel 5 dazu eine Analyse eines ausgewählten Orbits von Mars-Express und in Kapitel 6 die Analyse der Plasmadaten vom Vorbeiflug der Raumsonde Rosetta am Mars.

Die gute Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit den Meßdaten der realen Plasmaumgebung erlauben schließlich die Untersuchung, wie sich die Plasmaumgebung des Mars in der Vergangenheit entwickelt hat. Ausgehend von der heutigen Atmosphäre, der Entwicklung der Bahnparameter und der Oberflächenmerkmale des Planeten wird in

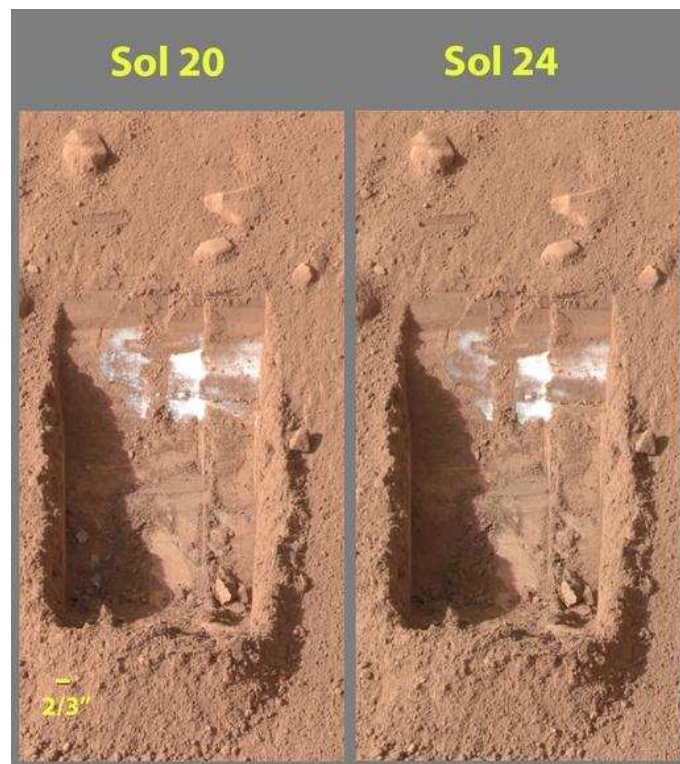


Abbildung 1.2: Der NASA Lander Phoenix hat mit seinem Roboterarm mehrere Furchen in den Marsboden gegraben, um unter dem Staub nach Anzeichen von Wasser zu suchen. Deutlich zu erkennen ist, daß kleine Bröckchen aus Eis in den Furchen bereits nach vier Tagen sublimiert sind. Das linke Bild wurde am 20. Marstag (15. Juni 2008) und das rechte am 24. Marstag (19. Juni 2008) nach dem Aufsetzen des Landers auf der Marsoberfläche aufgenommen.

Kapitel 7 die mögliche Entwicklung des Marsklimas skizziert. Das Kapitel 8 zeigt die Evolution der Plasmamparameter des Sonnenwindes und der Ionosphäre auf. Nach einer Diskussion der typischen Verlustprozesse atmosphärischer Teilchen in Kapitel 9 stellt das Kapitel 10 die Ergebnisse der Simulationen zu den gegenwärtigen und vergangenen Plasmabedingungen am Mars vor. Die Analyse des Wasserverlustes aus der Atmosphäre beendet das Kapitel. Nach einer Zusammenfassung in Kapitel 11 werden im Anhang A die wichtigsten chemischen Prozesse zwischen der Atmosphäre und Ionosphäre des Mars erläutert. Zum Vergleich mit weiteren Raumsondendaten enthält der Anhang B in mehreren Konturplots eine Übersicht der mittleren Ionenenergien aus der simulierten Plasmaumgebung des Planeten.

2 Plasmastrukturen bei Mars

Mars besitzt wie die Venus kein globales Magnetfeld, um die obere Atmosphäre vor dem kontinuierlich von der Sonne kommenden Plasmaström aus geladenen Teilchen, dem Sonnenwind, zu schützen (siehe Abb. 2.1). Dieser Teilchenstrom entweicht aus der äußeren Atmosphäre der Sonne und strömt radial nach außen. Seine Geschwindigkeit liegt im Mittel bei 400 km/s, was ungefähr eine Größenordnung über den lokalen Schall- und Alfvén-Geschwindigkeiten ist (siehe Kapitel 4). Andererseits ist die Anzahldichte der Protonen im Sonnenwind mit einigen Teilchen pro Kubikzentimeter um 19 Größenordnungen kleiner als die Anzahl der Moleküle in einem Kubikzentimeter Luft auf der Erde. Stöße zwischen den Teilchen sind sehr unwahrscheinlich. Die mittlere freie Weglänge liegt bei einer Astronomischen Einheit. Die Überschallströmung befindet sich im Gegensatz zu unserer Neutralgasatmosphäre im Plasmazustand. Das solare Magnetfeld ist ein weiterer Bestandteil des Sonnenwindes. Obwohl der kinetische Plasmadruck viel größer als der magnetische (und thermische) ist, hat das im Sonnenwind mittransportierte Magnetfeld entscheidenden Einfluß auf die Plasmastrukturen an unmagnetisierten Planeten. Doch bevor es zur Ausbildung solcher Strukturen kommt, muß die Frage beantwortet werden, wie die Neutralgasatmosphäre des Mars mit den Protonen und Elektronen des Sonnenwindes wechselwirken kann. Die Abb. 2.2 unterstützt zur Beantwortung der Frage .

Die oberste Region einer planetaren Neutralgasatmosphäre wird als Exosphäre bezeichnet. In den unteren atmosphärischen Regionen kommt es häufig zu Stößen zwischen den Neutralgasteilchen. Mit ansteigender Höhe sinkt die Stoßfrequenz. Bei einer bestimmten Höhe zwischen der Atmosphäre und der Exosphäre beträgt die mittlere freie Weglänge der atmosphärischen Teilchen eine Skalenhöhe aus der barometrischen Höhenformel. In der Exosphäre kommt es kaum noch zu Stößen mit anderen Teilchen. Bei Mars liegt die Exobase zwischen 200 km und 300 km über der Oberfläche.

Trifft solare Strahlung auf die Atmosphäre, so erzeugt sie durch Photoionisation geladene planetare Ionen. Diese werden auch als Schwerionen bezeichnet, weil ihre Masse mindestens 10 mal schwerer als die der Sonnenwindprotonen ist. Ein typischer Vertreter dieser Ionen ist das Sauerstoffion O^+ mit der Atommasse 16 amu. Wenn sich eine dichte Schicht von planetarem Plasma über den unteren atmosphärischen Schichten gebildet hat, ist eine Ionosphäre entstanden. Die Mars-Ionosphäre weist mit $2 \cdot 10^5$ Elektronen pro Kubikzentimeter bei 125 km eine maximale Anzahldichte auf. Auf der Erde erreicht die Elektronendichte Werte bis zu $1 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ bei 350 km. Der Fluß der geladenen Sonnenwindteilchen trifft nun auf dieses Hindernis. Ein Teil des Sonnenwindes geht Ladungsaustauschreaktionen mit planetaren Ionen ein, ein anderer Teil strömt am Hindernis vorbei und hinterläßt auf der Nachtseite eine Wake-Region, in die kaum Sonnenwindplasma eindringt. Die elektrisch leitende Ionosphäre wechselwirkt auch mit dem vorbeiziehenden Sonnenwindmagnetfeld, wobei Ströme in der Ionosphäre erzeugt werden, die die tieferen

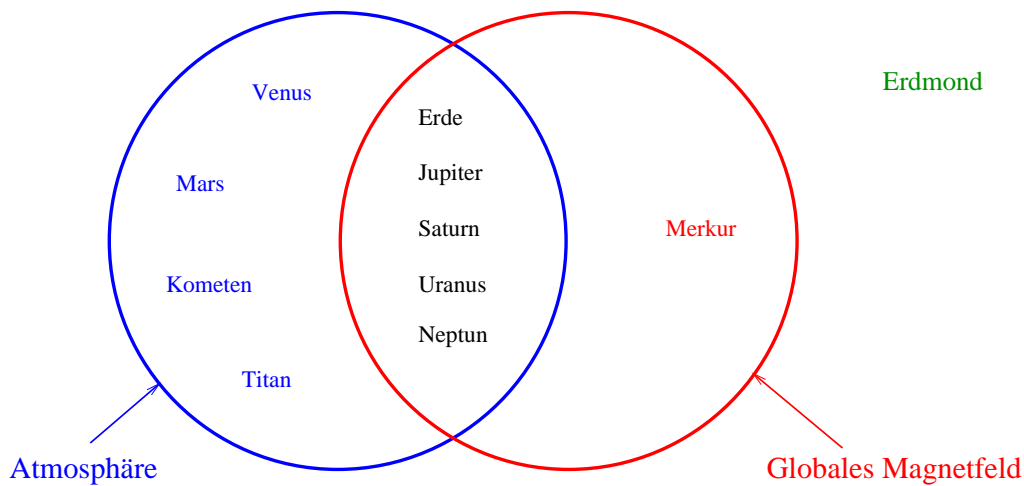


Abbildung 2.1: Die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit einem Planet oder anderen Himmelskörper wird dadurch charakterisiert ob das Objekt ein intrinsischen Magnetfeldes und/oder einer Atmosphäre oder wie der Erdmond keines von beiden besitzt.

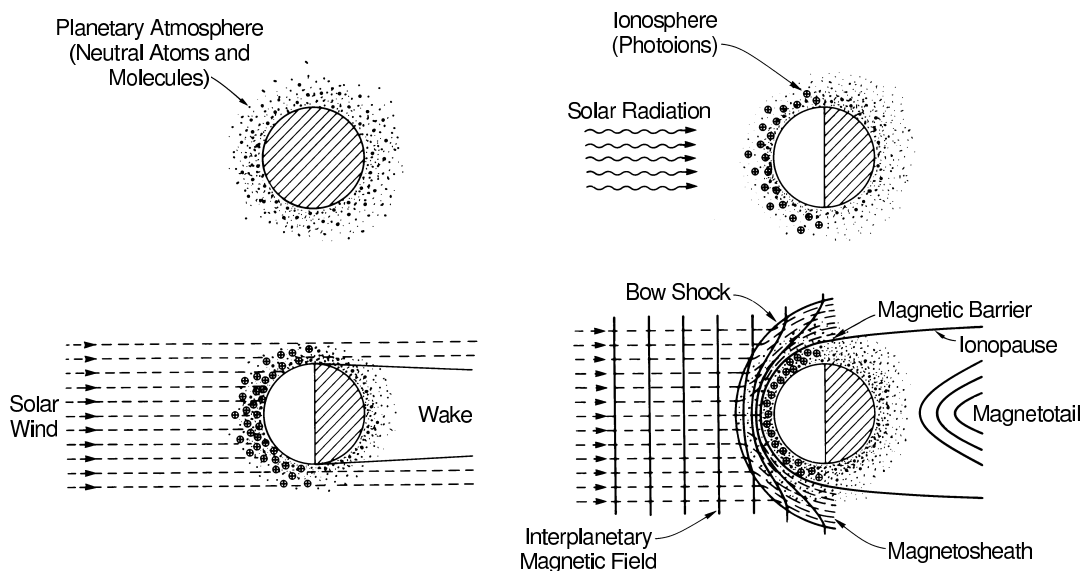


Abbildung 2.2: Wechselwirkung des Sonnenwindes mit einer planetaren Atmosphäre; nach Luhmann (1995). Bei einer planetaren Atmosphäre aus Neutralteilchen entsteht auf der Tagseite durch die Sonnenstrahlung eine Ionosphäre. Der Sonnenwind strömt an dem Hindernis vorbei und hinterläßt auf der Nachtseite ein Wake-Region mit sehr geringer Sonnenwinddichte. Da der mit Überschallgeschwindigkeit anströmende Sonnenwind ein interplanetares Magnetfeld mittransportiert, kommt es zur Wechselwirkung mit der Ionosphäre. Es bildet sich eine Bugstoßwelle, die im folgenden mit Bow Shock bezeichnet wird. Weiterhin bildet sich eine Region erhöhter Magnetfeldstärke aufgrund der um den Planeten drapierenden Magnetfeldlinien. Diese Region wird bei der Venus 'Magnetic Barrier' genannt, am Mars 'Magnetic Pile-up Region'. In noch tieferen Schichten befindet sich die Ionopause, in die kein Magnetfeld eindringen kann. Auf der Nachtseite bildet sich der Magnetotail durch die Konvektion der gekrümmten Magnetfeldlinien.

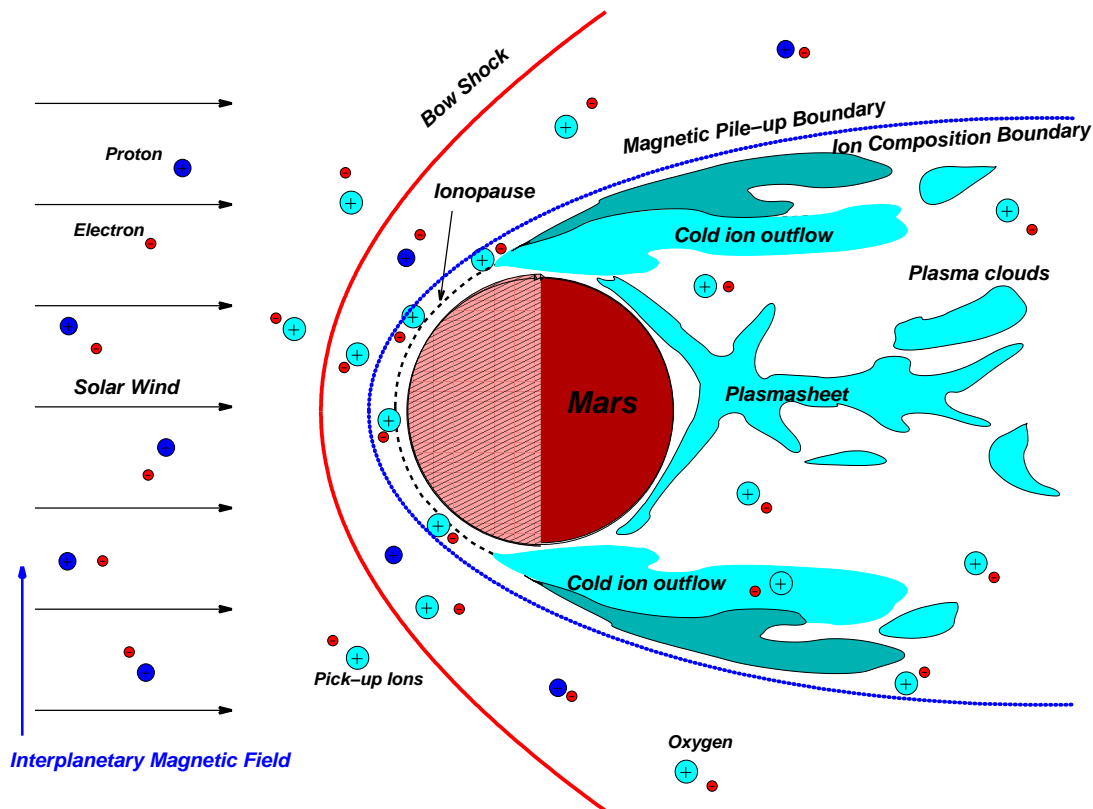


Abbildung 2.3: Skizze der Wechselwirkung des Sonnenwinds mit der Ionosphäre des Mars in der Äquatorebene. Liegt der Magnetfeldvektor des IMF in dieser Ebene, weisen die Plasma-Strukturen eine Symmetrie zur Linie Sonne-Planet auf.

Schichten der Atmosphäre vom Sonnenwind und seinem Magnetfeld abschirmen. Man bezeichnet diesen Typ der Wechselwirkung mit dem Sonnenwind auch als induziertes bzw. ionosphärisches Hindernis.

Die obere Grenze einer Ionosphäre, die Ionopause, ist durch einen steilen Anstieg in der Elektronendichte zum dichten ionosphärischen Plasma charakterisiert. Diese Plasmagrenzschicht bildet sich in einer Höhe, in der der 'innere' thermische Plasmadruck der Ionosphäre mit dem 'äußeren' Druck des Sonnenwinds übereinstimmt. Der Druck im Sonnenwind setzt sich aus seinem Anströmdruck, dem thermischen Druck und dem magnetischen Druck zusammen. An der Venus wird die Ionopause am subsolaren Punkt bei 300 km beobachtet, am Mars konnte bisher keine Ionopause eindeutig festgestellt werden.

Eine weitere Plasmagrenzschicht bildet sich weit vor dem ionosphärischen und planetaren Hindernis im Sonnenwind. Die Überschallströmung trifft auf das Hindernis und löst eine Bugstoßwelle aus, die sich stromaufwärts ausbreitet. Die Position des Bow Shocks befindet sich bei Mars in subsolarer Richtung ungefähr bei 1,5 Marsradien (R_M). Mars hat einen Radius von 3400 km.

Direkt hinter dem Bow Shock wird das Plasma aufgeheizt. Es wird dichter, reduziert seine Geschwindigkeit und strömt am Hindernis vorbei. Diese Region hinter dem Bow Shock wird Magnetosheath genannt. Die im Sonnenwindfluß eingefrorenen Magnetfeldlinien drapieren sich in dieser Region um das Hindernis. Sie stauen sich vor dem

Hindernis an, werden von der nachfolgenden Strömung immer mehr komprimiert und bilden so die Region erhöhter Magnetfeldstärke, der 'Magnetic Pile-up Region' (MPR). Die äußere Grenze dieser Region erhöhter Magnetfeldstärke wird von zwei weiteren Plasmagrenzschichten begrenzt, der 'Magnetic Pile-up Boundary' (MPB) und der 'Ion Composition Boundary' (ICB). Plasma- und Magnetfelddaten der Raumsonde Phobos-2 zeigten, daß beide Grenzschichten an der gleichen Position auftreten, welches die Schlußfolgerung nahelegt, daß die plasmaphysikalische Natur beider Grenzschichten die gleiche ist. An der MPB ändert sich die Richtung des Magnetfeldvektors und die Magnetfeldstärke steigt sprunghaft um ungefähr einen Faktor 3 vom Magnetosheath auf Werte zwischen 20-30 nT in der MPR an. An der gleichen Position ändert sich die Ionenzusammensetzung. Es kommt zu einer Trennung der Protonen des Sonnenwindes auf der Seite des Magnetosheath und den Ionen des planetaren Plasmas auf der dem Planeten zugewandten Seite. Die Abb. 2.3 skizziert die Plasmagrenzschichten auf der Tagseite und Nachtseite des Planeten.

Auf der Nachtseite bilden sich kompliziertere Plasmastrukturen bei der Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Ionosphäre des Mars. Zudem weisen diese deutliche Asymmetrien hinsichtlich der Linie Sonne-Planet auf. Wie bei einer typischen Umströmung eines Gases um ein Hindernis entsteht hinter dem Hindernis eine Region reduzierter Dichte des anströmenden Mediums. Diese Region wird auch Wake-Region genannt. Sie wird entweder wie beim Erdmond aufgrund der thermischen Energie des anströmenden Plasmas teilweise aufgefüllt oder wenn das Hindernis wie Mars oder Venus eine eigene Ionenquelle besitzt, vornehmlich von planetare Ionen gefüllt.

Wie schon oben angedeutet beeinflußt das interplanetare Magnetfeld nicht nur die Wechselwirkungsregion vor dem ionosphärischen Hindernis, auch die Struktur des planetaren Ionenschweifes hinter dem Planeten wird durch die Richtung des Feldes im ungestörten Sonnenwind bestimmt. So erzeugen um den Planeten gespannte Feldlinien auf der Nachtseite eine Feldkonfiguration antiparalleler Feldlinien, bei der ein Bündel von der Sonne wegzeigt und das andere auf ihr zu. Zwischen beiden Bündeln, die auch Tail Lobes genannt werden, kommt es zu einem Absinken des magnetischen Drucks. Zur Aufrechterhaltung des Druckgleichgewichts füllt sich diese schmale Schichtebene zwischen den Tail Lobes mit planetarem Plasma. Man bezeichnet diese Schicht analog zur Konfiguration auf der Nachtseite der Erde als Plasmasheet. Bei der Erde begrenzen die Feldlinien des intrinsischen Magnetfeldes diese Schicht, während am Mars das drapierte interplanetare Magnetfeld diese Aufgabe übernimmt. Plasmamessungen von Phobos-2 haben ergeben, daß sich auch hochenergetischen Ionenstrahlen (Ion Beams) im Plasmasheet bilden können. Dreidimensionale Hybrid-Simulationen von Bößwetter et al. (2004) zeigten, daß sich das Plasma in dieser Schicht mit einer Geschwindigkeit von ca. 50 km/s bedeutend geringer als die Sonnenwindgeschwindigkeit von ungefähr 400 km/s vom Planeten entfernt. Eine weitere Anhäufung planetarer Ionen wird an den Flanken des Schweifes sowohl von der Messungen wie auch in Simulationen beobachtet. Man bezeichnet diesen niederenergetischen Fluß der Schwerionen als 'Cold Ion Outflow'. Sein Ursprungsgebiet sind die ionosphärischen Schichten am Terminator, der Ebene, die die Tagseite von der Nachtseite des Planeten trennt.

Aufgrund des hohen Geschwindigkeitsunterschieds an der Flanke des Schweifes zwischen dem schnell strömenden Plasmas in der Magnetosheath und dem langsamen Fluß planetarer Ionen bilden sich an der Grenzfläche Instabilitäten, die Wellen auslösen und

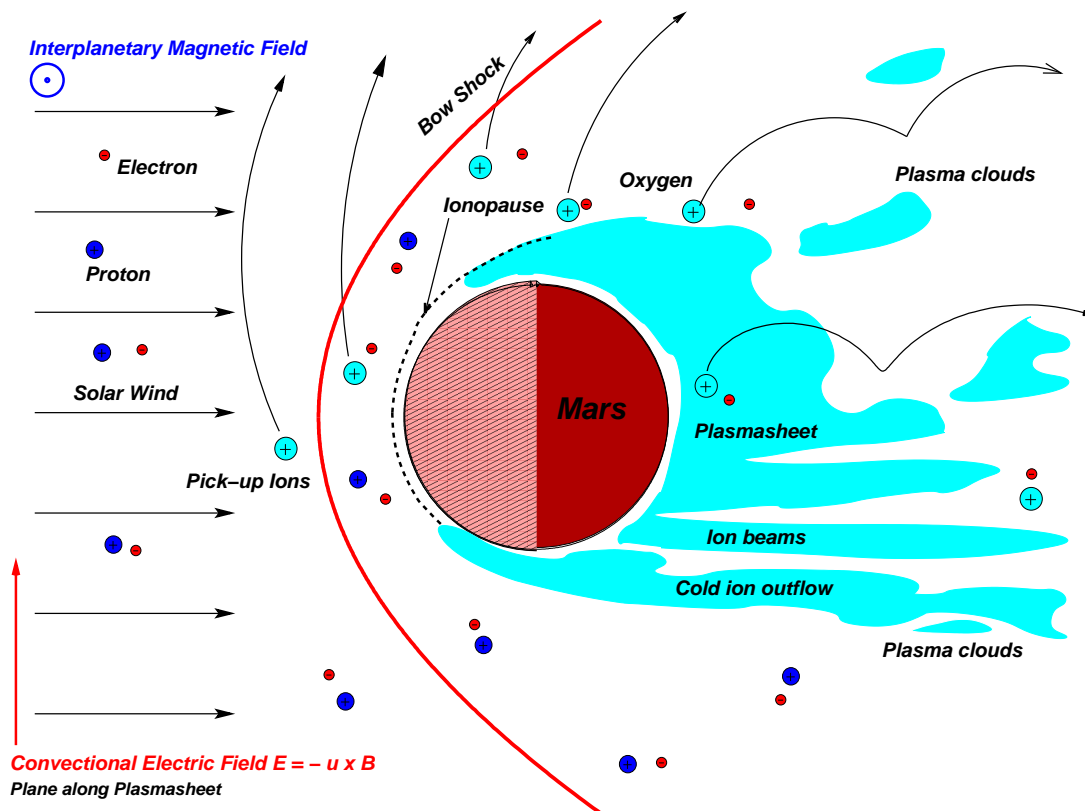


Abbildung 2.4: Skizze der Wechselwirkung des Sonnenwinds mit der Ionosphäre des Mars in der Polarebene. Wie Bößwetter et al. (2004) in dreidimensionalen Hybrid-Simulationen zeigten, weist die Struktur in dieser Schnittebene deutliche Asymmetrien auf, die von der Richtung des konvektiven elektrischen Feldes bestimmt werden.

zu einem Ablösen von Ansammlungen planetaren Plasmas, den Plasma Clouds, führen können.

Betrachtet man eine Schnittebene durch die Wechselwirkungsregion, die senkrecht zur Strömungsrichtung \mathbf{u}_{sw} und zum interplanetaren Magnetfeld \mathbf{B}_{sw} ausgerichtet ist, so treten Asymmetrien in den oben beschriebenen Strukturen auf. Diese Asymmetrien begründen sich auf dem ebenfalls mit dem Sonnenwind mittransportierten konvektiven elektrischen Feld $\mathbf{E}_{\text{sw}} = -\mathbf{u}_{\text{sw}} \times \mathbf{B}_{\text{sw}}$. In Abb. 2.4 zeigt der elektrische Feldvektor nach Norden. Diese Ebene verläuft durch den Mittelpunkt des Planeten und liegt innerhalb des Plasmasheet. Besonders die Hemisphäre, in der das elektrische Feld vom Planeten weg zeigt, weist Unterschiede zu den bisher beschriebenen Strukturen auf. Man bezeichnet diese, hier nördliche, Hemisphäre mit E^+ -Hemisphäre. Eine ICB ist nicht auszumachen, da das elektrische Feld die planetaren Ionen auf großen Gyrationradien von einigen tausend Kilometern durch die gesamte Hemisphäre vom Planeten weg beschleunigt und somit die Ausbildung einer ionentrennenden Grenzschicht verhindert. In der Magnetosheath und auch vor dem Bow Shock kommt es zu einer Vermischung planetarer Ionen mit Sonnenwindprotonen. Dieser Vorgang des Mitnehmens planetarer Ionen im Sonnenwindplasma wird Pick-up Prozeß genannt. Da Mars eine über mehrere Marsradien ausgedehnte Exosphäre aus thermisch-heißen Sauerstoff- und Wasserstoffatomen besitzt, werden nicht nur

Ionen der Ionosphäre nahe des Planeten vom Sonnenwind mitgenommen, sondern auch ionisierte Teilchen aus der Exosphäre.

Abschließend muß darauf hingewiesen werden, daß die Asymmetrien in der Plasmawechselwirkung mit Mars von der Richtung des interplanetaren Magnetfeldes abhängen. Immer auftretende Schwankungen oder auch eine Umkehr der Feldrichtung stören das konvektive elektrische Feld und damit auch die Ausbildung der asymmetrischen Strukturen.

3 Simulationsmodell

Dieses Kapitel gibt dem Leser einen Überblick zu den wichtigsten Merkmalen des Simulationsmodells hinsichtlich seiner Anwendung auf die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit Mars. Nach einer Beschreibung bereits durchgeführter Studien anderer Gruppen und ihrer Modelle werden die grundlegenden Konzepte zur Näherung eines Plasmas mit einem sogenannten Hybrid-Ansatz vorgestellt. Mit der Implementierung eines Mars-Hindernisses im Simulationscode schließt das Kapitel.

3.1 Simulationsstudien zur Plasmaumgebung des Mars

In den letzten 40 Jahren wurden viele Modelle entwickelt, um die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit unmagnetisierten Planeten wie Mars oder Venus zu beschreiben. An dieser Stelle soll nur eine kleiner Abriss einiger wichtiger Modelltypen gegeben werden. Oft hing das Aufkommen eines neuen Modells auch von den stetig ansteigenden Speicher- und Rechenkapazitäten der Computerentwicklung ab.

Gasdynamische Modelle sind einfache Modelle zur Beschreibung der Wechselwirkung mit dem Sonnenwind. Sie lösen die Fluidgleichungen für die Umströmung eines Hindernisses unter der Annahme, daß sich das Magnetfeld im Sonnenwind mitbewegt und keine Wechselwirkung mit anderen Plasmagrößen eingeht. Diese Modelle geben Auskunft über großskalige Verteilungen von Dichte, Geschwindigkeit, Temperatur und Magnetfeld des Plasmas. Viele Studien konnten in der Frühphase der Computersimulationen erfolgreich mit diesen Modellen die Magnetosheath des Mars modellieren (Spreiter und Stahara 1980, Russell et al. 1984). Ergebnisse von gasdynamischen Modellen werden aber auch heute noch herangezogen, um Magnetfelddaten von Raumsonden zu analysieren. So reproduzierten Crider et al. (2004) die von der Raumsonde Mars Global Surveyor (MGS) gemessene Magnetfeldkonfiguration in der Magnetosheath mit einem gasdynamischen Modell. Prozesse innerhalb der Übergangsregion zwischen dem Sonnenwindplasma und dem planetaren Plasma wie auch Prozesse in großen Bereichen auf der Nachtseite können mit diesen Modellen nicht erfaßt werden. In diesen Regionen kommt es zur Ausbildung von Stromschichten, die von den Modellen nicht reproduziert werden können. Diese Ströme wiederum erzeugen $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Kräfte, welche den Plasmafluß und die Massenbeladung des Sonnenwindes durch Mitnahme von Ionen beeinflussen (Spreiter und Stahara 1992).

MHD-Modelle, mit denen man die magnetohydrodynamischen Gleichungen löst, sind durch Tanaka (1993), Shinagawa und Bougher (1999) und Liu et al. (1999) entwickelt worden, um den Beitrag der Massenbeladung des Sonnenwindes zu bestimmen. In diesen Modellen können u.a. auch Stöße durch eine Abbremsung des Plasmas vor dem Hindernis modelliert und $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Kräfte berücksichtigt werden, wenn das Modell den Hall-Term

enthält.

Es hat sich besonders für Mars gezeigt, daß eine genauere Beschreibung der Wechselwirkung notwendig ist, weil die Längenskala für die Bewegung der Ionen mit dem Planetenradius vergleichbar ist. Am Mars liegt der Gyrationradius der Protonen im ungestörten Sonnenwind bei ungefähr 1200-2900 km. Schwerere planetare Ionen bewegen sich auf noch größeren Gyrationradien, die eine Größenordnung über der der Protonen liegt. Der Marsradius liegt mit $R_M = 3400$ km in der Größenordnung der Protonengyrationradien.

Um diese Bewegung der planetaren Ionen aufzulösen, wurden MHD-Modelle mit zwei Flüssigkeiten entwickelt (Sauer et al. 1994, Sauer und Dubinin 2000). Diese Modelle können erfolgreich die Plasmagrenzschichten am Mars wie die ICB und die MPB reproduzieren. Kinetische Effekte, wie Ionenverteilungen die nicht der Maxwell-Verteilung gehorchen, werden aber von Flüssigkeitsmodellen nicht erfaßt. Als Folge davon wurden Hybrid-Modelle entwickelt (Brecht 1997, Shimazu 1999, Kallio und Janhunen 2001), in denen Ionen als Einzelteilchen und Elektronen als Flüssigkeit behandelt werden. Es hat sich gezeigt, daß der Hybrid-Ansatz einen guten Kompromiß zwischen der adäquaten kinetischen Beschreibung der Ionendynamik und den derzeitigen Kapazitäten eines Computers bildet, um die Eigenschaften der Plasma- und Magnetfeldumgebung am Mars zu untersuchen (Brecht 1997, Shimazu 1999, Kallio und Janhunen 2002, Bößwetter et al. 2004, Modolo et al. 2005).

In früheren Hybrid-Simulationen repräsentierten Brecht et al. (1993) und Brecht (1997) den Planeten durch eine leitfähige Kugel, wobei die Kugeloberfläche für die realen Stromschichten in der oberen Ionosphäre angenommen wurde. Mit diesem Typ des Hindernisses konnte die Magnetfeldstruktur in der Umgebung des Mars gut wiedergegeben werden. Einflüsse der Massenbeladung des Sonnenwindes durch planetare Ionen konnten aber nicht berücksichtigt werden. Kallio und Janhunen (2002) modellierten die Ionosphäre durch eine Kugeloberfläche, die planetare Sauerstoffionen mit einer Plasmatemperatur von 110000K emittiert. Ein exosphärisches Profil als Quelle der Sauerstoffkorona des Mars wurde ebenfalls verwendet. Bößwetter et al. (2004) und Brecht und Ledvina (2006) fanden heraus, daß es notwendig ist das planetare Plasma nicht kalt, sondern mit einer Elektronentemperatur von einigen tausend Kelvin zu beschreiben. Das Sonnenwindplasma weist zum Vergleich eine um zwei Größenordnungen höhere Elektronentemperatur auf. Modolo et al. (2006) fügten mehrere Ionisationsprozesse selbstkonsistent in das Modell ein und analysierten den Einfluß des hochenergetischen Strahlungsflusses der Sonne auf die Position des Bow Shocks und anderer Plasmagrenzschichten um den Planeten. Alle Hybrid-Modelle zeigen eindeutig eine Beschleunigung planetarer Ionen in Richtung des konvektiven elektrischen Feldes, welches senkrecht zum strömenden Sonnenwindplasma weist. Dieser Beschleunigungsmechanismus spielt eine entscheidende Rolle bei der Teilchenflucht aus der Marsatmosphäre.

Magnetohydrodynamische Modelle berücksichtigen nicht Effekte, die aus Ionengyrationbewegungen hervorgehen. Diese Modelle weisen jedoch an der Ionosphäre bedeutend höhere räumliche Auflösungen auf als kinetische Modelle. Liu et al. (2001) und Ma et al. (2002) zeigten in MHD-Studien eine gute Übereinstimmung der Position des Bow Shocks mit Positionen, die von MGS gemessen wurden. Weiterhin zeigten die Ergebnisse von Ma et al. (2002), daß die Krustenmagnetfelder keine wesentlichen Einflüsse auf die Position des Bow Shocks haben, jedoch die Strukturen im Magnetosheath verändern. Ei-

ne MHD-Studie mit mehreren Ionensorten von Ma und Nagy (2007) beschäftigte sich mit der Frage inwieweit die Ionenfluchtraten vom Mars von unterschiedlichen Bedingungen des Sonnenwindes, der Sonnenaktivität und der Orientierung des Krustenmagnetfeldes abhängen.

Die numerischen Simulationen in dieser Arbeit basieren auf einen Hybrid-Code, der von Bagdonat und Motschmann (2002a) entwickelt wurde. Die gegenwärtige Version des Codes ist in der Lage, die Kinetik mehrere Ionensorten zu simulieren. Die Simulation der Wechselwirkung des Sonnenwindes mit durch UV-Strahlung produzierten Schwerionen wurde bereits erfolgreich bei Kometen (Bagdonat et al. 2004, Motschmann und Kührt 2006), Mars (Bößwetter et al. 2004), Venus (Martinez et al. 2009) und Titan (Simon et al. 2007b, Simon et al. 2008) angewendet. Die Plasmawechselwirkung mit schwach magnetisierte Asteroiden wurden von Simon et al. (2006) untersucht.

3.2 Anwendungsbereiche des Hybrid-Modells

Im allgemeinen wird die komplette Elektrodynamik eines stoßfreien Plasmas von den Maxwell Gleichungen beschrieben:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad , \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad , \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_c}{\epsilon_0} \quad , \quad (3.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad . \quad (3.4)$$

Für die kinetische Modellierung der Ionen im Plasma müßte im allgemeinen für jede einzelne Teilchensorte s die Vlasov-Gleichung gelöst werden:

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{x}} + \frac{q_s}{m_s} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad . \quad (3.5)$$

Die Parameter q_s und m_s beschreiben die Masse und die Ladung der Teilchen. Das Hybrid-Modell löst allerdings nicht unmittelbar diese Gleichungen, sondern die dazu äquivalenten charakteristischen Gleichungen. Für die Beschreibung der Elektronenflüssigkeit wird eine aus der Vlasov-Gleichung abgeleitete Momentengleichung benutzt.

In einem warmen Plasma können nun verschiedene charakteristische Skalen eingeführt werden. Maßgeblich sind dabei die Plasmafrequenz ω_p und die Debye-Länge λ_D :

$$\omega_p = \sqrt{\sum_s \frac{q_s^2 n_s}{m_s \epsilon_0}} \quad , \quad \lambda_D = \sqrt{\left(\sum_s \frac{q_s^2 n_s}{\epsilon_0 k_B T_s} \right)^{-1}} \quad . \quad (3.6)$$

Dabei ist T_s die Temperatur der Teilchensorte s . Weil im Sonnenwindplasma auch ein Magnetfeld eingefroren ist, existieren noch weitere Skalen, die die Gyration der geladenen Teilchen um das Magnetfeld beschreiben. Als charakteristische Zeitskala gilt hier die

inverse Gyrationfrequenz $\Omega_{g,s}^{-1}$ und als Längenskala der mittlere Gyrationradius $r_{g,s}$ des Teilchens der Sorte s im Magnetfeld B :

$$\Omega_{g,s}^{-1} = \frac{m_s}{q_s B} \quad , \quad r_{g,s} = \frac{v_s}{\Omega_{g,s}} = \frac{m_s v_s}{q_s B} \quad . \quad (3.7)$$

Das Teilchen bewegt sich mit einer Geschwindigkeit v_s senkrecht zur Magnetfeldrichtung.

Mit Hybrid-Modellen lassen sich wegen der korrekten Beschreibung der Ionenkinematik elektromagnetische Phänomene in der Nähe der Ionengyrationfrequenz $\Omega_{g,s}$ und räumliche Skalen bei der Ionenträgheitslänge $c/\omega_{p,s}$ oder dem Gyrationradius $r_{g,s}$ simulieren. Die Größe c ist die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit. Die Simulation von Zeitskalen $T \gg \Omega_{g,s}^{-1}$ und Längen $L \gg r_{g,s}$ ist mit dem Hybrid-Code auch möglich, allerdings erhöht sich dann der numerische Aufwand. Die MHD-Näherung ist dafür am geeignetesten, da die Gyrationbewegungen von der Simulation nicht mehr erfaßt werden brauchen. Für kleinere Skalen kommt man in den Bereich der Gyration der Elektronen. Um dann die physikalischen Prozesse noch korrekt zu beschreiben, benötigt man einen Voll-Teilchen-Code.

Die numerischen Simulationen in dieser Arbeit wurden mit einem Hybrid-Code von Bagdonat und Motschmann (2002a) durchgeführt, der Ionenbewegung kinetisch als Einzelteilchen erfaßt und die Elektronen als eine magnetohydrodynamische Flüssigkeit beschreibt. Eine oder mehrere Ionensorten werden durch Particle-In-Cell Methoden beschrieben (siehe Abschnitt 3.4). Diese werden auch bei vollständigen Teilchencodes verwendet. Der hier verwendete Code erlaubt es, auf einem beliebigen krummlinigen Gitter in bis zu drei räumlichen Dimensionen Plasmasimulationen durchzuführen. Damit kann ein speziell an die Geometrie des Mars angepaßtes Gitter verwendet werden. Andere Codes sind häufig auf ein äquidistantes kartesisches Gitter beschränkt. Die an den Planeten angepaßte Gitterform wird in Abschnitt 3.5 beschrieben. Die numerischen Details für den Umgang mit einem krummlinigen Gitter basieren auf dem durch Eastwood et al. (1995) eingeführten Schema und werden in Bagdonat und Motschmann (2002a) und Bagdonat (2005) genauer erläutert. In diesem Simulationsmodell wurden einige vereinfachende Annahmen verwendet:

Quasineutralität

Es wurde angenommen, daß das Plasma quasineutral ist. Das bedeutet, daß die mittlere Anzahldichte der Elektronen und Ionen identisch ist:

$$n_e = n_i \quad (3.8)$$

Diese Näherung der Neutralität ist für hinreichend langsame und großräumige Prozesse gültig. Mit dem Begriff langsam soll zum Ausdruck gebracht werden, daß die Prozesse Frequenzen unterhalb der Elektronenplasmafrequenz $\omega_{p,e}$ besitzen. Großräumig symbolisiert charakteristische Längenskalen über der Debye-Länge λ_D , die im Sonnenwind bei der Erdumlaufbahn etwa 20m beträgt. Auf diesen Längenskalen wird die Plasmadynamik von kollektiven Effekten dominiert.

Massenlose Flüssigkeit

In der Hybrid-Näherung können Prozesse auf Skalen beschrieben werden, die vergleich-

bar mit mittleren Ionengyrationsradien und den Ionengyrationsfrequenzen sind. Auf diesen großen Skalen können die viel leichteren Elektronen ohne Verzögerung den Ionen folgen. Daher kann hier eine verschwindende Elektronenmasse

$$m_e \approx 0 \quad (3.9)$$

angenommen werden. Damit ist die Elektronenkomponente eine massenlose Flüssigkeit.

Darwin Näherung

Da mit diesem Simulationsmodell Phänomene auf niedrigen Frequenzen untersucht werden, kann der Verschiebungsstrom im Ampèreschen Gesetz vernachlässigt werden:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 \quad (3.10)$$

Diese Vereinfachung wird von Hewett (1985) auch als Darwin Näherung bezeichnet.

Der Teilchencode hier ist weit komplizierter als ein Simulationscode, der die magneto-hydrodynamischen Gleichungen löst wie er z.B. von Ma et al. (2004) verwendet wird. Kleinere Gitterzellen mit weniger Teilchen verursachen wesentlich mehr Rauschen in Bereichen höherer Auflösung. Um diesen Nachteil bei Teilchencodes zu überwinden, werden Techniken wie die Trennung und das Zusammenfügen von Teilchen angewendet. Solche Verfahren werden in Coppa et al. (1996), Lapenta und Brackbill (1994) und Kallio und Janhunen (2001) genauer beschrieben.

3.3 Modellbeschreibung

In der Hybrid Näherung werden Elektronen als massenlose Flüssigkeit modelliert, die Ionen hingegen als Einzelteilchen behandelt. An dieser Stelle wird nur auf die dynamischen Gleichungen eingegangen. Weitergehende Beschreibungen der im Simulationsmodell angewandten numerische Techniken findet man in Bagdonat (2005). In dieser Arbeit wurden zwei verschiedenen Versionen des Modells verwendet. Nahezu alle Plasmastrukturen in der Umgebung des Mars lassen sich qualitativ mit einem Modell bestehend aus zwei Teilchensorten, den Sonnenwindprotonen und den planetare Schwerionen sowohl in der Ionosphäre als auch in der Exosphäre gut beschreiben (Bößwetter et al. 2004, 2007). Für eine detailliertere Betrachtung zur Simulation des Vorbeifluges der Raumsonde Rosetta am Mars und für Simulationen der Verlustraten von den Sauerstoffionen O^+ und O_2^+ war jedoch eine Implementierung weiterer Ionensorten, die im folgenden mit i bezeichnet werden, notwendig (Bößwetter et al. 2008).

3.3.1 Bewegung der Ionen

Das Hybrid-Modell behandelt die Ionen kinetisch. Die Verteilungsfunktion der Vlasov-Gleichung wird jedoch nicht an bestimmten Punkten im gesamten sechsdimensionalen Phasenraum bestimmt, sondern die Vlasov-Gleichung wird durch ihre Charakteristiken gelöst. Diese sind die Bewegungsgleichungen der Einzelteilchen:

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = \mathbf{v}_i \quad (3.11)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \frac{q_i}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) - \nu_{in} (\mathbf{v}_i - \mathbf{u}_n) \quad (3.12)$$

wobei q_i , m_i und \mathbf{v}_i die Ladung, Masse und Geschwindigkeit eines Einzelteilchens der Sorte i ist.

Die Stoßfrequenz $\nu_{in} = k_{in} \cdot n_n$ beschreibt Stöße von Ionen mit Neutralteilchen. Sie ist abhängig von der Dichte des Neutralgases n_n und einer phänomenologischen Stoßrate k_{in} welche wiederum eine Funktion von der Differenzgeschwindigkeit beider Stoßpartner ist. Häufig wird letztere Abhängigkeit auch vereinfachend als Abhängigkeit von der Ionen- und Neutralgastemperatur angenähert. Für weitergehende Ausführungen zur Stoßfrequenz mit mehreren Ionensorten wird auf Abschnitt 8.7 verwiesen. Die Simulationen mit einer Schwerionensorte, dem Sauerstoff, welcher am häufigsten in der oberen Ionosphäre vorkommt, hat sich $k_{in} = 1.7 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ als angemessener Parameter erwiesen. Er wurde von Israelevich et al. (1999) bei Simulationen des Kometen Halley verwendet. Weil die Neutralteilchengeschwindigkeit \mathbf{u}_n in der oberen Ionosphäre mit einigen km/s viel kleiner als die Plasmageschwindigkeit ist, wurde $\mathbf{u}_n = 0$ angenommen.

3.3.2 Elektronenflüssigkeit & Elektromagnetische Felder

Die Elektronen werden als Flüssigkeit behandelt. Die dazugehörige Verteilungsfunktion wird über die Vlasov-Gleichung durch die Anzahldichte n_e , die mittlere Geschwindigkeit \mathbf{u}_e sowie den Druck p_e ersetzt. Daraus kann dann die Gleichung der Impulserhaltung für die Elektronenflüssigkeit abgeleitet werden:

$$\frac{d(n_e m_e \mathbf{u}_e)}{dt} = -en_e(\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) - \nabla p_e + en_e R \mathbf{j} \quad (3.13)$$

Die anormale Resistivität R beschreibt die Wechselwirkung der Ionen und Elektronen über Prozesse bei denen die geladenen Teilchen und fluktuierenden elektromagnetischen Feldern wechselwirken. In einem idealen stoßfreien Plasma verschwindet diese Größe, d.h. $R = 0$. Aber in einem realen stoßfreien Plasma weist die Resistivität kleine aber endliche Werte auf. Bei der Simulation kann sie jedoch aufgrund der deutlich höheren numerischen Diffusion vernachlässigt werden. Wie im Abschnitt 3.2 erläutert, wird die Näherung angenommen, daß die Elektronenmasse in der linken Seite der Gl. (3.13) verschwindet:

$$m_e = 0 \quad (3.14)$$

Diese Annahme ist erlaubt um großskalige und niederfrequente Phänomene zu untersuchen, die hauptsächlich durch die Ionendynamik bestimmt werden. Aus Gl. (3.13) und (3.14) kann ein Ausdruck für das elektrische Feld \mathbf{E} abgeleitet werden:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u}_e \times \mathbf{B} - \frac{\nabla p_{e,sw} + \nabla p_{e,hi}}{\rho_c} \quad (3.15)$$

Hier wurde zusätzlich der Gradient des Elektronendrucks ∇p_e in zwei Terme aufgespalten, jeweils für das Plasma des Sonnenwindes $\nabla p_{e,sw}$ und der planetaren Schwerionen $\nabla p_{e,hi}$. Das planetare Schwerionenplasma soll in der weiteren Betrachtung mit 'hi' für 'heavy ions' abgekürzt werden. Strenggenommen kann das Plasma jeder Ionensorte i im

Simulationsmodell mit einer eigenen Gleichung (3.13) für die jeweilige Elektronenflüssigkeit beschrieben werden. Mit der Addition aller Gleichungen erhält man eine gesamte Elektronendichte n_e und eine mittlere Elektronengeschwindigkeit \mathbf{u}_e :

$$n_e = \sum_i n_{e,i} \quad , \quad \mathbf{u}_e = \sum_i \frac{n_{e,i}}{n_e} \mathbf{u}_{e,i} \quad . \quad (3.16)$$

Um die Übersicht in diesem Abschnitt zu erhalten, werden sämtliche Elektronendruckterme, die das planetare Plasma beschreiben, additiv zu einem Term $\nabla p_{e,hi}$ zusammengefaßt. Mithilfe des Ampèreschen Gesetzes kann der Gesamtstrom

$$\frac{\nabla \times \mathbf{B}}{\mu_0 \rho_c} = \mathbf{j} = \mathbf{j}_e + \mathbf{j}_i = -en_e \mathbf{u}_e + en_i \mathbf{u}_i \quad (3.17)$$

als Summe der Elektronenströme \mathbf{j}_e und Ionenströme \mathbf{j}_i aufgeteilt werden. Unter Ausnutzung der Quasineutralität $n_i = n_e = n$ ergibt sich die Elektronengeschwindigkeit \mathbf{u}_e zu

$$\mathbf{u}_e = \frac{\mathbf{j}_i}{\rho_c} - \frac{\nabla \times \mathbf{B}}{\mu_0 \rho_c} \quad . \quad (3.18)$$

Die gesamte Elektronenladungsdichte beträgt $\rho_c = ne$. Das Einsetzen von Gl. (3.18) in (3.15) liefert die Gleichung zur Berechnung des elektrischen Feldes:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u}_i \times \mathbf{B} + \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{\mu_0 en_e} - \frac{\nabla P_{e,sw} + \nabla P_{e,hi}}{en_e} \quad . \quad (3.19)$$

Die Gl. (3.19) setzt sich aus drei Termen zusammen. Der erste Term beschreibt das konvektive elektrische Feld. Er korrespondiert zu dem Bild der eingefrorenen Magnetfeldlinien im Plasmafluß des Sonnenwindes. Die planetaren Ionen 'spüren' im Sonnenwind dieses konvektive elektrische Feld, da sie nach der Ionisation sehr langsam sind. Sie werden über die Lorentzkraft senkrecht zur Strömungsrichtung abgelenkt. Protonen des Sonnenwindes spüren dagegen die Lorentzkraft nicht, weil sie sich mit der mittleren Plasmageschwindigkeit des Sonnenwindes mitbewegen. Der zweite Term, auch Hall-Term genannt, liefert dann Beiträge zum elektrischen Feld, wenn das Magnetfeld große Änderungen in kleinen Raumbereichen aufweist. Er liefert einerseits am Sprung des Bow Shocks ein elektrisches Feld, welches vom Planeten weg zeigt, andererseits beschleunigt er das Plasma in den stark gekrümmten Feldlinien über den Polregionen und auf der Nachtseite des Planeten. Man bezeichnet die Kräfte, die durch diesen Term auf das Plasma wirken auch als $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Kräfte. Der dritte Term erzeugt ein elektrisches Feld, wenn im Plasma Dichtegradienten auftreten. Er kommt insbesondere am Übergangsbereich vom Plasma des Magnetosheath zum hochdichten ionosphärischen Plasma zur Geltung.

Der Elektronendruckterm in Gl. (3.19) wurde wiederum in zwei Terme aufgespalten, um die unterschiedlichen Temperaturen des Sonnenwindes und der ionosphärischen Elektronen zu berücksichtigen. Hanson und Mantas (1988) haben durch die Messungen der Viking-Lander sogar drei unterschiedliche Elektronenpopulationen der Ionosphäre mit verschiedenen Temperaturen festgestellt (siehe Abschnitt 8.5.1). In dieser Arbeit wird nur eine ionosphärische Elektronentemperatur auch für die Plasmen anderer planetarer Ionensorten verwendet. Wie im Abschnitt 8.5 gezeigt wird, hängt die Temperatur auch wesentlich vom Strahlungsfluß der Sonne ab. Für Simulationen der Marsionosphäre in

der Frühphase des Sonnensystems werden höhere Elektronentemperaturen als die heutige verwendet. Die Elektronen des Sonnenwindes und der Ionosphäre werden als adiabatisch angenommen, also

$$p_{e,sw} = \beta_{e,sw} \left(\frac{n_{sw}}{n_0} \right)^\kappa \quad \text{und} \quad p_{e,hi} = \beta_{e,hi} \left(\frac{n_{hi}}{n_0} \right)^\kappa \quad (3.20)$$

mit zwei unterschiedlichen Temperaturen, die durch $\beta_{e,sw}$ für die Sonnenwindelektronen und $\beta_{e,hi}$ für die ionosphärischen Elektronen repräsentiert werden. Das Plasma-Beta β gibt das Verhältnis zwischen thermischen und magnetischem Druck des Plasmas an. Als Adiabatenexponent wurde $\kappa = 2$ verwendet anstatt von $5/3$, weil die Bewegung der Elektronen in einem magnetischen Plasma auf zwei Dimensionen f senkrecht zum Magnetfeldrichtung erfolgt. Damit folgt für $\kappa = (f + 2)/2 = 2$. Die Anzahldichte n_0 beschreibt die ungestörte Sonnenwinddichte, die als Normierungsparameter in die Simulation eingeht.

Das Schema für die Zeitintegration des Codes begründet sich auf einem von Matthews (1994) entwickelten Verfahren. Für die Zeitentwicklung erhält man mit Gl. (3.19) und dem Faraday'sche Induktionsgesetz:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) \quad . \quad (3.21)$$

Mit dem Einsetzen der Elektronengeschwindigkeit \mathbf{u}_e aus Gl. (3.18) in Gl. (3.21) erhält man eine partielle Differentialgleichung, die die Berechnung des Magnetfeldes im Hybrid-Modell ermöglicht:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u}_i \times \mathbf{B}) - \nabla \times \left(\frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{\mu_0 e n_e} \right) \quad . \quad (3.22)$$

Der erste Term beschreibt den Transport des Magnetfeldes mit dem Sonnenwindfluß. In tagseitige Regionen wo das ionosphärische Plasma dominiert und der Sonnenwind nicht weiter vordringen kann, wird die Konvektion der Magnetfeldlinien gestoppt. Die Feldlinien werden tagseitig komprimiert und drapieren sich um das Hindernis. Im Simulationsmodell dringt ein kleiner Anteil des Magnetfeldes aufgrund von numerischer Diffusion in die tieferen Schichten der Ionosphäre vor. Der zweite Term führt zu einem Abbau des magnetischen Drucks und einer Entspannung der gekrümmten Feldlinien.

3.4 Numerisches Berechnungsschema - Particle-In-Cell Verfahren

Die folgenden Abschnitte behandeln einige numerische Techniken und Aspekte, die beim Lösen der Hybrid-Gleichungen berücksichtigt werden müssen. In diesem Abschnitt wird ein kurzer Überblick über das Berechnungsschema vermittelt. Eine weitergehende Diskussion findet man bei Bagdonat (2005).

Die im letzten Abschnitt erläuterten Hybrid-Gleichungen werden mit einem Particle-In-Cell (PIC) Verfahren numerisch gelöst. Diese Methode erlaubt während der Simulation Einzelteilchen oder auch Fluidelemente im kontinuierlichen Phasenraum zu verfolgen,

hingegen die Momente der Verteilung wie Dichten und Ströme gleichzeitig auf stationären Gitterpunkten zu berechnen. PIC Verfahren wurden schon 1955 verwendet, noch bevor die ersten Fortran-Compiler programmiert wurden. In den späten 50'er und frühen 60'er Jahren des letzten Jahrhunderts gewann die Methode an Popularität für Plasmasimulationen von Buneman, Dawson, Hockney, Birdsall, Morse und vielen anderen. Birdsall und Langdon (1985) geben einen weiteren Überblick über dieses Verfahren in der Computersimulation.

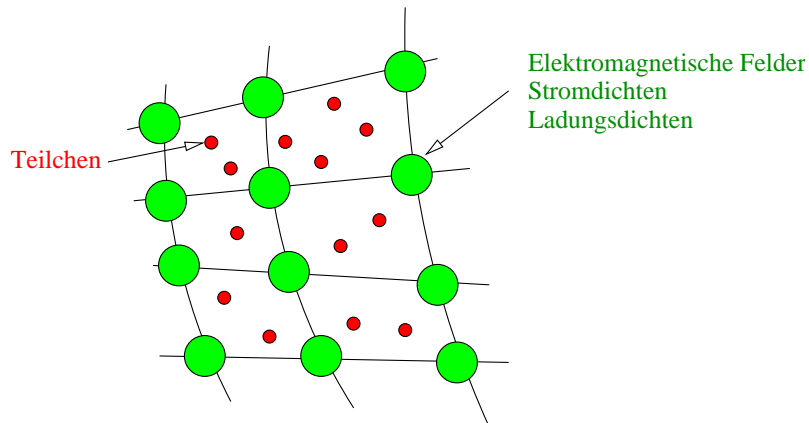


Abbildung 3.1: Bei Particle-In-Cell Verfahren werden Größen wie das Magnetfeld, das elektrische Feld, die Ladungsdichten und die Ströme auf den Knoten eines Gitters berechnet, während die Teilchen sich dazwischen bewegen können.

In Plasmasimulationen beginnt das PIC-Verfahren mit der Definition eines festen Gitters im Ortsraum. Sowohl die elektromagnetischen Felder als auch die Ladungsdichten und Ströme werden nur auf den Knoten dieses Gitters definiert, während sich die Einzelteilchen irgendwo dazwischen aufhalten (siehe Abb. 3.1). Um die Bewegungsgleichungen jedes Einzelteilchens zu lösen, sind die elektromagnetischen Felder an der Position jedes Einzelteilchens erforderlich. Diese Feldgrößen werden in einem weiteren Schritt von den Gitterknoten auf die Position der Teilchen interpoliert. Nun können die wirkenden Kräfte auf die Teilchen berechnet werden und die Teilchen im Simulationsgitter verschoben werden.

Die wesentlichen vier Schritte, die der Code innerhalb eines Zeitschrittes Δt ausführt werden hier kurz erläutert. Die Abb. 3.2 verdeutlicht die zyklische Natur der grundlegenden Schritte. Eine genaue Beschreibung findet man bei Bagdonat und Motschmann (2002a) und Bagdonat (2005).

1. **Sammeln alle Momente.** Gegeben sind alle Positionen und Geschwindigkeiten der Teilchen. Die Momente der Verteilungsfunktion (Dichten und Stromdichten) werden auf jedem Gitterknotenpunkt anhand von PIC-Gewichtungsfunktionen berechnet.
2. **Berechnung der Felder.** Unter Verwendung der Dichten und Stromdichten werden die Feldgleichungen (3.15) und (3.21) gelöst. Damit wird für jeden Gitterpunkt ein neuer elektrischer und magnetischer Feldvektor erzeugt.

3. **Interpolation der Kräfte.** Für jedes Teilchen werden die elektromagnetischen Feldgrößen von den Positionen der Gitterpunkte auf die Teilchenpositionen interpoliert.
4. **Bewegung der Teilchen.** Mit den elektromagnetischen Feldern an den Positionen der Einzelteilchen können über die Gleichung (3.12) die Geschwindigkeiten und die Positionen der Teilchen aktualisiert werden.

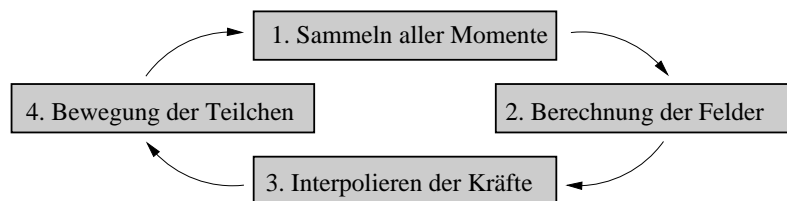


Abbildung 3.2: In jedem Simulationsschritt werden diese vier grundlegenden Schritte vom Particle-In-Cell Code durchgeführt.

3.5 Simulationsgitter

Die Auflösung der Plasmastrukturen um ein Hindernis im Sonnenwind wird entscheidend von der Feinheit des Simulationsgitters bestimmt. Magnetohydrodynamische Simulationen der Plasmaumgebung des Mars von Ma et al. (2002) verwenden adaptive Gitter um unterschiedlich großen Strukturen, wie z.B. den Bow Shock und die Ionosphäre, mit einer maximalen Auflösung von etwa 50 km aufzulösen. Dieses Gitter paßt sich während der Simulation dynamisch an die Größe der auftretenden Strukturen an. Um die Skalenhöhen in der Ionosphäre aufzulösen ist eine noch feinere Auflösung notwendig. Ma und Nagy (2007) und Terada et al. (2008) verwenden ein sphärisches Gitter mit einer radialen Auflösung von 10 km am inneren Rand der Simulationsbox. Bei dieser hohen Auflösung ist eine Berechnung der Ionen-Produktionsraten nach komplizierten ionosphärischen Modellen möglich. Allerdings nimmt die radiale Auflösung bei diesen Modellen zu den äußeren Rändern der Simulationsbox mit ungefähr 600 km bis 1000 km deutlich ab. Aufgrund einer konstanten Winkelauflösung von etwa 2.0° bis 4.0° werden Strukturen am Bow Shock und im Schweif des Planeten nur grob aufgelöst.

Semikinetische Simulationen mit Hybrid Modellen, wie sie Modolo et al. (2006) und Brecht und Ledvina (2006) verwenden, werden häufig auf kartesischen Simulationsgittern durchgeführt und erreichen Auflösungen zwischen 250-300km, da die maximale Gitterzellenanzahl mit den darin enthaltenen Einzelteilchen vom Arbeitsspeicher des Computers begrenzt ist. Kallio et al. (2006) veröffentlichten eine weitere Möglichkeit mit einem Hybrid Modell eine höhere Auflösung in der Ionosphäre und im Magnetosheath vor dem Planeten zu erzielen. Auf der Tagseite des Planeten wird ein hierarchisch, zweistufig verfeinertes Simulationsgitter benutzt. Das gesamte Gitter ist wie ein kartesisches Gitter quaderförmig strukturiert. Der Gitterabstand im ungestörten Sonnenwind und im Schweif beträgt 720 km, in einer ersten Verfeinerung auf der Tagseite zwischen $r = 1.5 R_M$ und $r = 2.0 R_M$ sinkt er auf 360 km und schließlich in der zweiten Verfeinerung zwischen

$r = 1.06 R_M$ und $r = 1.5 R_M$ auf 180 km. Eine hohe Auflösung von 10 km wie in den MHD Modellen wird jedoch nicht erreicht.

Das hier verwendete Hybrid-Modell läßt ein krummlinig, gleichförmig strukturiertes Simulationsgitter zu. Die Grundstruktur jeder Gitterzelle muß quaderförmig von acht Gitterknoten aufgespannt werden. Eine beliebigen Verzerrungsfunktion kann nun die Positionen der Gitterknoten verschieben, ohne die Struktur des Gitters aufzubrechen. An den äußeren Rändern der Simulationsbox müssen die Gitterlinien wieder orthogonal zueinander ausgerichtet sein, um prinzipiell auch periodische Randbedingungen zu ermöglichen. Mit diesem Gittertyp können die Gitterlinien um das planetare Hindernis so verbogen werden, das sich in der Nähe der Hindernisgrenze eine radial höhere Auflösung einstellt als in den anderen Bereichen der Simulationsbox. Wie man in Abb. 3.3 erkennt, ähnelt es einem Fischauge, das einen großen Blickwinkel ermöglicht. Eine solche Transformation gerade Linien, die nicht durch die Bildmitte laufen, stark zu verkrümmen wird einerseits in der Fotografie als Fischaugenobjektiv genutzt, andererseits wird sie auch in der Kartographie als Lupe an Bildschirmen eingesetzt.

Das nichtorthogonale *Fischaugen*-Gitter geht über eine nichtlineare Transformation aus dem kartesischen Gitter hervor. Bei dieser Transformation wird die radiale Distanz durch eine Funktion $f(r)$ vom Zentrum der Simulationsbox zu den Gitterpunkten modifiziert. Im folgenden sei eine würfelförmige Simulationsbox der Kantenlänge L mit N Gitterpunkten in jeder Raumrichtung gegeben. Die Positionen der Knotenpunkte i, j, k im kartesischen Gitter sind gegeben durch

$$\mathbf{r}_{ijk}^{kart} = \left[\left(\frac{i}{N} - \frac{1}{2} \right) L, \left(\frac{j}{N} - \frac{1}{2} \right) L, \left(\frac{k}{N} - \frac{1}{2} \right) L \right] \quad (3.23)$$

wobei $i, j, k = 0, \dots, N$. Die radiale Entfernung des Gitterpunktes i, j, k zum Zentrum der Simulationsbox ist $r_{ijk}^{kart} = |\mathbf{r}_{ijk}^{kart}|$. Um ein krummliniges Gitter zu erzeugen wird die radiale Entfernung r_{ijk}^{kart} durch eine Transformation zu der neuen radiale Entfernung r_{ijk}^{fisch} im Fischaugen-Gitter modifiziert:

$$r_{ijk}^{fisch} = r_{ijk}^{kart} \left(1 + f(r_{ijk}^{kart}) \cdot \frac{2i(i-N)}{N^2} \cdot \frac{2j(j-N)}{N^2} \cdot \frac{2k(k-N)}{N^2} \right) \quad (3.24)$$

Setzt man $i, j, k = 0$ bzw. $i, j, k = N$ für die Gitterpunkte an den äußeren Rändern der Box so verschwindet der zweite Summand in Gl. (3.24) und das Fischaugen-Gitter geht wieder in ein kartesisches Gitter über. Die Verzerrungsfunktion $f(r)$ ist definiert über

$$f(r) = \frac{H}{1 + \exp(J(r - R))} \quad (3.25)$$

mit den Parametern H, J und R , welche eine Justierung der Position und der Stärke der Krümmung im modifizierten Gitter ermöglichen. Somit können die Positionen der modifizierten Gitterpunkte mittels

$$\mathbf{r}_{ijk}^{fisch} = \frac{r_{ijk}^{fisch}}{r_{ijk}^{kart}} \mathbf{r}_{ijk}^{kart} \quad (3.26)$$

berechnet werden.

Mit diesem Gitter erhält man eine typische Auflösung von 150 - 250 km pro Gitterzelle für 80-100 Gitterzellen pro Raumrichtung bei einer Boxgröße von $6 R_M$. Nahe der

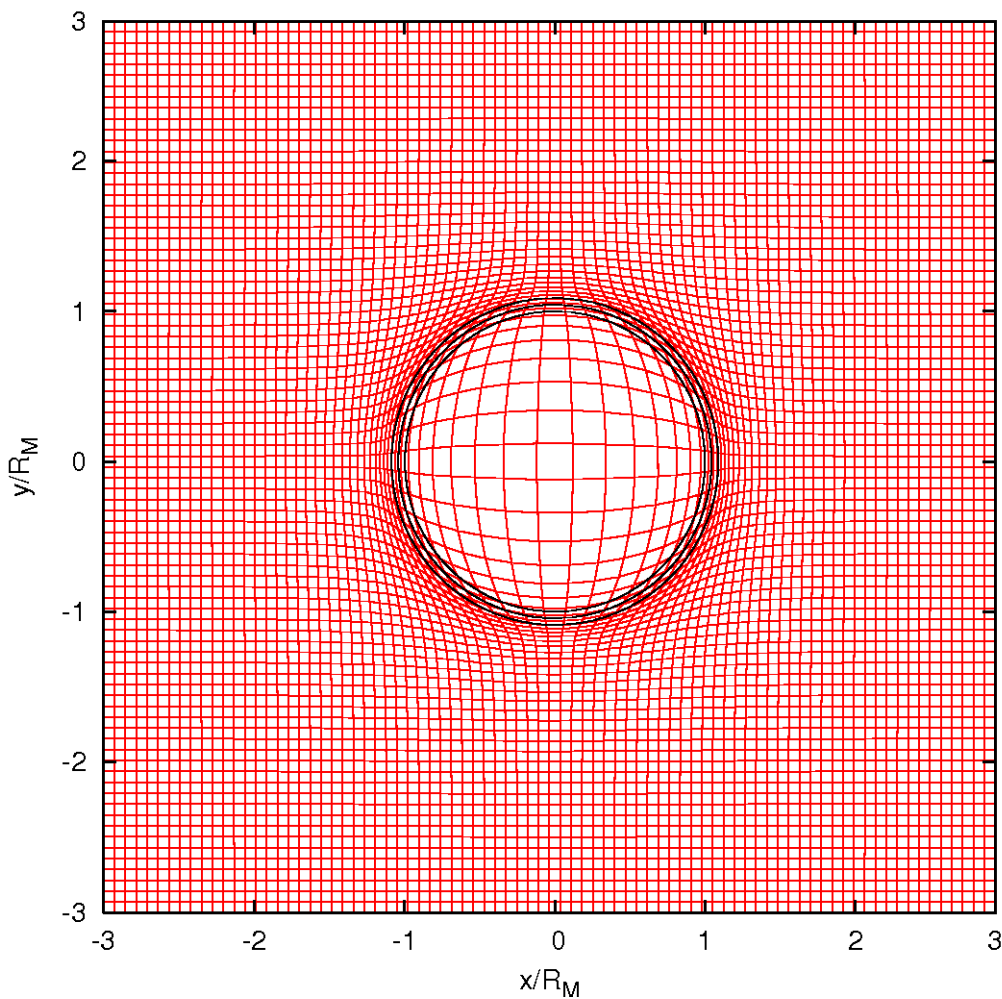


Abbildung 3.3: *Fischaugen*-Simulationsgitter mit den Parametern $H=30$, $J=0,15$, $R=6$. Der innerste der drei schwarzen Kreise markiert die Planetenoberfläche, der mittlere eine Höhe von 150 km und der äußerste eine Höhe von 300 km über der Oberfläche. Die höchste radiale Auflösung beträgt 87 km.

Hindernisoberfläche bietet das Gitter eine maximale Auflösung bis zu 50 km pro Zelle. Aus Gründen der Simulationsstabilität wird eine Auflösung von 70 - 90 km gewählt. Bößwetter et al. (2004) verwendeten bereits eine vereinfachte, nicht so stark gekrümmte Version des Gitters. Dieser Gittertyp hat sich verstärkt noch in dieser Arbeit als ein exzellenter Kompromiß zwischen einer niedrigen Gitterzellenanzahl in der Simulationsbox und einer hohen Auflösung in der Ionosphäre des Mars bestätigt.

3.6 Numerische Stabilität

3.6.1 Courant Kriterium

Die numerische Stabilität einer Strömungssimulation durch diskretisierte zeitabhängige partielle Differentialgleichungen hängt entscheidend von der Wahl der Courant-

Friedrichs-Lewy-Zahl (CFL-Zahl oder auch Courant-Zahl) ab. Für ein krummliniges Gitter, dessen kleinster Abstand zweier Gitterebenen Δ_{min} in der Simulationsbox beträgt, ist die Courant-Zahl definiert als

$$C = V_{max} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta_{min}}, \quad (3.27)$$

wobei V_{max} die größte physikalische Ausbreitungsgeschwindigkeit von Teilchen oder Wellen während der Simulation darstellt. Um numerische Stabilität zu garantieren, sollte die Courant-Zahl immer kleiner als Eins sein. Der Zeitschritt Δt sollte so klein gewählt werden, daß die Ausbreitung aller physikalischen Informationen während der Simulation adäquat beschrieben werden kann

$$\frac{\Delta_{min}}{\Delta t} > V_{max} \quad (3.28)$$

Die Courant-Zahl ist nach den Mathematikern Richard Courant, Kurt Friedrichs und Hans Lewy benannt, die sie 1928 definierten.

Bei Strömungssimulationen mit hohen Mach-Zahlen ist die durchschnittliche Strömungsgeschwindigkeit u_0 des Sonnenwindes größer als seine thermische Geschwindigkeit $u_{th} = \sqrt{3kT/m}$. Bei Plasmasimulationen der Ionosphäre des Mars erreicht der Sonnenwind typischerweise Mach-Zahlen die größer als 7 sind. Daher kann die maximale Strömungsgeschwindigkeit V_{max} während der Simulation durch die Sonnenwindgeschwindigkeit approximiert werden $V_{max} \approx u_0$. Untersucht man Umströmungsprobleme im wärmeren Plasma von Magnetosphären, wie z.B. Titan in der Magnetosphäre des Saturn, so kann dort die thermische Geschwindigkeit die Strömungsgeschwindigkeit um mehrere Faktoren überschreiten (Simon 2007). Eine obere Grenze des Zeitschrittes Δt kann somit allgemein für beliebig warme Plasmen bestimmt werden mittels

$$\Delta t \approx P \cdot \frac{\Delta_{min}}{u_0 + \sqrt{3kT/m}}. \quad (3.29)$$

Da Ionen nach der Maxwell-Verteilung in die Simulationsbox eingefügt werden, weisen einige Ionen auch noch höhere Energien als die mittlere thermische Energie der Verteilung auf. Darum muß der Zeitschritt um den Parameter $P = 0.1 \dots 0.5$ verkleinert werden.

3.6.2 Glättung der elektrischen und magnetischen Felder

Ein weiteres Mittel zur Erhöhung der numerische Stabilität des Codes ist das Glätten lokaler Gradienten in den elektrischen und magnetischen Feldern. Bevor ein nachfolgender Simulationszyklus ausgeführt wird, werden die Felder mittels einer im folgenden kurz beschriebenen Prozedur geglättet. Sei A eine Feldkomponente und A_s die geglättete Feldkomponente auf einem beliebigen Gitterknoten der Simulationsbox. Der Glättungsparameter α legt fest, wie stark das anfangs berechnete Feld A modifiziert wird. Es wird versucht, den Parameter α so niedrig wie möglich einzustellen ohne die Stabilität der Simulation zu gefährden. Ein zu großer Wert vergrößert die numerische Diffusion und reduziert die Schärfe sich bildender Plasmastrukturen. Die Indizes i, j und k laufen von -1 bis 1 und ermöglichen eine Ansteuerung der 26 nächsten Nachbarknoten bei der Ausführung der Glättungsprozedur auf dem aktuellen Gitterknoten. Mit dem folgenden Formalismus

erhält man die geglättete Feldkomponente A_s :

$$A_s = (1 - \alpha) \cdot A + \alpha \cdot \sum_{i=-1}^{+1} \sum_{j=-1}^{+1} \sum_{k=-1}^{+1} A_{ijk} \cdot 2^{-(i^2+j^2+k^2+3)} \quad (3.30)$$

Der Faktor $2^{-(i^2+j^2+k^2+3)}$ gewichtet die Feldkomponenten je nach Abstand. Die Summe über alle Gewichte ist Eins. In den Simulationen wurden Werte im Bereich von $\alpha = 0.05 \dots 0.15$ gewählt.

3.6.3 Minimale Ladungsdichte

Weil in den Gleichungen zur Berechnung des elektrischen und magnetischen Feldes die mittlere Ladungsdichte $\rho_c = n_i e$ im Nenner auftritt, kann der Grenzfall einer verschwindenden Ionendichte nicht vom Hybrid-Modell adäquat beschrieben werden. Um die numerische Stabilität nicht zu gefährden, muß vom Simulationscode in jedem Zeitschritt sichergestellt werden, daß die Plasmadichte in einigen Bereichen der Simulationsbox nicht gegen Null geht. Dieser Fall tritt vornehmlich bei Simulation der Nachtseite von Körpern ohne Ionosphäre im Sonnenwind auf, wie z.B. beim Erdmond. Auch bei Simulationen am Mars kann die mittlere Ladungsdichte auf der Nachtseite des Planeten absinken, nämlich dann, wenn sich in den ersten hundert Zeitschritten die Wake-Region noch nicht mit planetarem Plasma gefüllt hat. Diese Plasma wird im Vergleich zum Sonnenwind mit einer viel kleineren Geschwindigkeit transportiert und füllt dementsprechend die Wake-Region erst, nachdem das Sonnenwindplasma die Simulationsdomän 10 bis 20 mal durchquert hat. Unterschreitet die Ionendichte auf Gitterpunkten in solchen Raumbereichen eine feste minimale Dichte $n_{i,min}$, wird der Wert mit dem Wert der minimale Dichte $n_{i,min}$ ersetzt. Ein Wert von $n_{i,min} = 0.2n_0$ hat sich in dieser Arbeit als angebracht herausgestellt, wobei n_0 die ungestörte Sonnenwinddichte angibt.

3.7 Randbedingungen

Die quaderförmige Simulationsbox wird sowohl von den äußeren senkrecht zueinander ausgerichteten Rändern umgeben als auch nach Innen vom kugelförmigen Rand des planetaren Körpers begrenzt. Auf jedem der Ränder müssen die elektromagnetischen Felder, die mittleren Ionengeschwindigkeiten u_i und die Ladungsdichten ρ_c definiert sein um in jedem Zeitschritt mit dem Differenzenschema auch die Größen auf den Nachbarebenen berechnen zu können.

3.7.1 Äußere Ränder der Simulationsbox

Der Simulationscode kann drei unterschiedliche Arten an Randbedingungen verarbeiten, nämlich 'inflow', 'outflow' und periodische Randbedingungen. Für die dreidimensionalen Plasmasimulationen am Mars wurden in dieser Arbeit ausschließlich 'inflow' oder 'outflow' Randbedingungen verwendet. Periodische Randbedingungen sind insbesondere bei zweidimensionalen Simulationen notwendig, wie sie mit diesem Code bei der Simulation von schwachen Kometen (Bagdonat und Motschmann 2002b) als auch beim

Mars (Bößwetter 2004) angewandt wurden. Im Allgemeinen wurden bei den Plasmasimulationen mit der Marsionosphäre die Randbedingungen folgendermaßen gewählt: Der Sonnenwind kommt von der linken Seite der Simulationsbox ('inflow' Randbedingung), und verläßt die Box an der gegenüberliegenden Seite ('outflow' Randbedingung). Für die übrigen Randseiten parallel zur Strömungsrichtung ist eine Art von freien oder absorbierenden Randbedingungen wünschenswert, jedoch mit diesen konnte die Simulation nicht stabilisiert werden. Auch hier wurden 'inflow' Randbedingungen verwendet. Diese beiden Grundtypen der Randbedingungen legen auf den Randgitterknoten unterschiedliche Werte für die elektromagnetischen Felder, die Plasmadichte und die mittlere Flußgeschwindigkeit fest.

An einem 'inflow' Rand werden die elektromagnetischen Felder, die Plasmadichte und die mittlere Flußgeschwindigkeit auf konstante Werte über die gesamten Simulationszeit hinweg gesetzt. Diese Konstanten sind die Hintergrundwerte des ungestörten Sonnenwindes und werden bereits zu Beginn der Simulation in einer Parameterdatei vordefiniert. Die Teilchen werden an einem 'inflow' Rand kontinuierlich in die Simulationsdomäne eingefügt. Gelangen Teilchen während eines Zeitschrittes in diese Randzellen, so werden sie jedesmal gelöscht und mit neu erzeugtem homogenen Plasma aufgefüllt.

An einem 'outflow' Rand werden die Werte aller Plasmaparameter von der Nachbargitterebene, die sich direkt davor befindet in einem Schema nullter Ordnung auf die Randebene extrapoliert. Teilchen, die die äußeren Randzellen überqueren, werden schließlich gelöscht.

Simulationen mit mehreren planetaren Ionensorten in der Ionosphäre und Exosphäre des Mars haben gezeigt, daß planetare Wasserstoffionen am rechten 'outflow' Rand der Simulationsbox, Störungen im thermalisierte Plasma hinter dem Planeten hervorrufen. Zuerst traten diese Störungen in den rechten Randzellen auf und waren in einem Anstieg der planetaren Protonengeschwindigkeit zu bemerken. Nach einigen hundert Zeitschritten wanderten die inzwischen auch in den Dichten und Feldern sichtbaren Störungen bis weit ins Innere der Simulationsdomain. An einem 'outflow' Rand, der vom Plasma wie der Übergang ins Vakuum 'wahrgenommen' wird, wird das thermalisierte Plasma bereits durch schwache Dichtegradienten in einer Randgitterzelle nach außen in die Vakuumregion 'gezogen'. Die Dichtegradienten verstärken sich und vergrößern die gestörte Region vor dem Rand weiter. In einem Plasma, das sich mit hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Vergleich zur thermischen Geschwindigkeit durch die Box bewegt, kann es nicht zu diese Störungen kommen, da die Gitterzellen ständig von neuen Teilchen aus den Nachbarzellen gefüllt werden. Eingefügte planetare Protonen der Exosphäre des Mars werden jedoch schneller im Magnetosheathplasma thermalisiert als schwerere Sauerstoffionen. Weiterhin werden diese Protonen ohne eine Strömungsgeschwindigkeit in die Simulationsbox eingesetzt, so daß sie ausschließlich thermische Energie am Rand der Simulationsbox aufweisen und am 'outflow' Rand diese Art von Plasmastörungen verursachen können. Um diese Störungen zu beseitigen wurden auch am rechten Rand 'inflow' Randbedingungen gewählt.

3.7.2 Innere Rand zur Oberfläche des Hindernisses

Die Randbedingungen an der Oberfläche des planetaren Hindernisses werden gesondert behandelt. Diese Grenze beschreibt nicht die Oberfläche des Planeten bei $R_M = 3400$ km,

sie liegt zwischen 120 und 200 km über der Oberfläche und beschreibt die Untergrenze der simulierten Ionosphäre des Mars. In der Realität werden Sonnenwindprotonen und planetare Ionen in dieser Region der oberen dichten Atmosphäre durch Stöße mit den Neutralteilchen abgebremst. Es kommt zu Ladungsaustauschprozessen zwischen Neutralteilchen und Ionen, aber auch Rekombinationsvorgängen und anderen chemischen Reaktionen. Schließlich trifft nur ein sehr geringer Anteil der Sonnenwindprotonen auf die Marsoberfläche. Im Rahmen des Hybrid Modells ist eine ausreichend genaue Beschreibung all dieser chemischen Reaktionen nicht möglich und auch nicht das Ziel. Vielmehr wird versucht, eine Netto-Ionenproduktionsrate für einige am häufigsten vorkommenden Ionen über der Hindernisgrenze zu bestimmen und diese als Eingabeparameter der Hybrid-Simulationen zu übergeben.

Der Rand der Hindernisgrenze, auch innere Randbedingung genannt, hat im Hybrid-Modell folgende Eigenschaften. Sowohl Protonen als auch planetare Ionen, die diesen Rand durchqueren, werden aus der Simulation entfernt. Die elektromagnetischen Felder erfahren keine Randbedingung, sie werden außerhalb und im Inneren des Hindernisses berechnet. Dies hat zur Folge daß man im Inneren keine physikalisch sinnvolle Lösung erhält, da dort elektromagnetischen Felder zwar berechnet aber nicht bewegt werden. Sie können sich nur durch Diffusion ausbreiten und ins Innere eindringen. Es hat sich aber unter Verwendung des hochaufgelösten Fischaugen-Gitters herausgestellt, daß die meisten magnetischen Feldlinien durch ionosphärische Abschirmströme am Eindringen in das Hindernis gehindert werden. Mit einem noch höher aufgelösten Simulationsgitter sollte es möglich sein bei niedrigem Sonnenwinddruck auch die Ionopause in der Marsionosphäre aufzulösen. Diese Plasmagrenzschicht ist durch einen deutlichen Abfall des Magnetfeldes und einem Anstieg der ionosphärischen Plasmadichte definiert. In diesem Zusammenhang muß erwähnt werden, daß Müller (2007) ein Hybrid Modell zum Studium des Mond-Wakes entwickelte, welches die elektromagnetischen Felder im nichtleitenden Inneren des Mondes berechnet und selbstkonsistent an die Felder außerhalb anschließt. Ein interessanter Vergleich beider Hybrid Modelle – jedoch ohne Ionosphäre – ergab für Mars Diffusionszeiten des Magnetfeldes in den Planeten unter Verwendung eines Resistivitätsprofils, welche sich denen durch numerische Diffusion im Modell dieser Arbeit erstaunlich ähneln.

Das innere Hindernis im Hybrid Modell dieser Arbeit wird dagegen so 'konstruiert', das es möglichst ohne Dichtegradienten an die umgebene Ionosphärendichte anschließt. Weil keine Ionen im Inneren eine Dichte erzeugen können, wird für jede in der Simulation benutzte Ionensorte eine 'künstliche' planetare Ionendichte auf den Gitterknoten innerhalb des Hindernisses definiert. Diese künstliche Dichte wird an die umgebene ionosphärische Dichte in der Form angepaßt, daß das ionosphärische Dichtemaximum am Terminator und an der Nachtseite nur etwa 10 % des tagseitigen Wertes beträgt. Die Funktion mit der die innere Dichte während der Simulation beschrieben wird, sollte somit eine Abhängigkeit vom solaren Zenitwinkel zeigen. Dieser Zusammenhang wird durch eine Abhängigkeit von der x -Koordinate des Gitterpunktes innerhalb des Hindernisses erfaßt. Als eine gute Wahl hat sich ein Verlauf nach einem Fermi-Profil bestätigt. Der Sprung der Fermi-Funktion befindet sich an der an der Tagseite der Marsionosphäre. Weiterhin muß diese Funktion mit dem Fortschreiten der Simulationszeit anwachsen, um sich langsam der stetig dichter werdenden Ionosphäre in der Simulation anzupassen. Schließlich geht das zeitliche Anwachsen der Funktion nach einer fest vorgegebenen Anzahl

von Zeitschritten in einen konstanten Wert über. Die räumliche Abhängigkeit von der x -Koordinate bleibt erhalten. Mit den freien Parametern α , β , γ , t_0 und der maximalen Ionenproduktionsrate n_{max} an subsolaren Punkt kann die folgende 'künstliche' innere Ionenproduktionsrate

$$n_i(x, t) = \frac{t}{t + t_0} \cdot \frac{n_{max}}{1 + \exp((\alpha x - \beta)/\gamma)} \quad (3.31)$$

gut an die ionosphärischen Produktionsprofile angepaßt werden. Dieses innere Dichteprofil stellt nur eine gute Approximation an die ionosphärischen Dichten dar, kann jedoch nicht in allen Oberflächenpunkten mit den ihr übereinstimmen. Dann erzeugen Dichtegradienten nach Gl. (3.15) ein elektrisches Feld \mathbf{E} :

$$\mathbf{E} \propto -\frac{\nabla(n_i/n_0)^k}{n_e/n_0} \quad (3.32)$$

Bei der Simulation muß darauf geachtet werden, daß dieses Feld möglichst klein bleibt. Ohne eine künstliche innere Dichte würden große elektrischen Felder durch Gradienten zwischen den ionosphärischen Ionendichten und dem ionenfreien Inneren entstehen und die Simulation schnell instabil machen.

Der Nachteil des absorbierenden Hindernisses ist eine Teilchen- und damit auch Energiesenke. In der Realität finden in der Region der Hindernisgrenze häufig Ladungsaustauschreaktionen statt, wobei anströmende Sonnenwindprotonen ihre Ladung den Neutralteilchen übergeben und somit auch dem Fluß geladener Teilchen verlorengehen. Shimazu (1999) verwendet eine andere Randbedingung in Hybrid-Simulationen. In diesem Modell wird die Oberfläche vollständig durch reflektierende Randbedingungen beschrieben. Dadurch wurde zwar eine Energiesenke vermieden, aber nahe des Planeten bildeten sich hochenergetische Ionen, die so natürlich auch das Bild der Wechselwirkung am Mars verfälschten. Ma und Nagy (2007) verwenden in MHD Simulationen auch reflektierende Randbedingungen für die Strömungsgeschwindigkeit.

3.8 Zusammenfassung

Für die Studie in dieser Arbeit wurde ein dreidimensionales Hybrid-Modell auf die Plasmawechselwirkung des Sonnenwindes mit dem Planeten Mars angewendet. Dieser Ansatz stellt einen Kompromiß zwischen einem reinen Flüssigkeitsmodell und einem Vollteilchenmodell dar, indem er die Elektronen als Flüssigkeit beschreibt und die Ionen als Einzelteilchen. Dadurch ist es möglich, die Ionendynamik bei der Wechselwirkung mit Mars vollständig in den elektromagnetischen Feldern des Plasmas aufzulösen. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird sich zeigen, daß gerade diese doch numerisch recht anspruchsvolle Behandlung der Ionen als Einzelteilchen entscheidenden Einfluß auf die präzise Ausbildung der Plasmastrukturen in der Umgebung des Mars hat.

Aus der Gleichung der Impulserhaltung für die Elektronenflüssigkeit wird unter Annahme massenloser Elektronen und der Anwendung des Ampèreschen Gesetzes eine explizite Gleichung für das elektrische Feld abgeleitet. Die Zeitentwicklung des Magnetfeldes erhält man aus dem Faradayschen Gesetz. Um das Gleichungssystem abzuschließen, werden adiabatische Zustandsgleichungen für die Elektronen des Sonnenwindes und der Ionosphäre verwendet. Der Hybrid-Ansatz ermöglicht eine adäquate Beschreibung der

Ionenkinematik elektromagnetischer Phänomene in der Nähe der Ionengyrationsfrequenz und auf räumlichen Skalen in der Nähe des Ionengyrationsradius.

Zur Erhöhung der Auflösung nahe der Planetenoberfläche wurde ein krummliniges Simulationsgitter verwendet. Weiterhin wurde das Innere des Hindernisses an die umgebene ionosphärische Schwerionendichte angepaßt, um Dichtegradienten an der inneren Randbedingung zu vermeiden.

4 Modellierung des Mars

Die wesentlichen Merkmale der Funktionsweise des Hybrid-Codes wurden in Kapitel 3 beschrieben. Mit diesem Code werden nun Simulationen der Plasmaumgebung des Mars durchgeführt, um die von verschiedenen Raumsonden gemessenen Strukturen besser zu verstehen und schließlich der Frage nachzugehen, wie viele Teilchen von der Marsatmosphäre in den interplanetaren Raum entweichen. Ein Modell für die Behandlung des Marsinneren in der Simulation wurde bereits in Abschnitt 3.7.2 beschrieben. Ein krummliniges Koordinatengitter, das von der Kugelform des Planeten bestimmt wird, wurde in Abschnitt 3.5 vorgestellt. In den folgenden Abschnitten werden sowohl die Parameter des Sonnenwindes als auch die der Ionosphäre und Atmosphäre ausgewählt.

4.1 Parameter

Die Ionosphäre des Mars ist einem zeitweise sehr dynamischen Sonnenwind ausgesetzt. Die Tab. 4.1 gibt einen Überblick über die Parameter zweier Sonnenwindtypen nahe der Umlaufbahn der Erde. Hier erfolgte eine Einteilung in langsamen Sonnenwind mit Geschwindigkeiten kleiner als 400 km/s und schnellen Sonnenwind mit Geschwindigkeiten über 600 km/s. Diese Daten stammen aus einer umfassenden Analyse der Messungen von *Helios 1* und *2* sowie *IMP 7/8* von der Mitte der 70'er Jahre des letzten Jahrhunderts (Schwenn 1990). Wie man in Abb. 4.1 erkennen kann, bezieht sich diese Zeitperiode auf eine niedrige Sonnenaktivität wie sie seit ungefähr 2004 wieder vorherrscht. Somit können diese Daten nach einer Anpassung auf den Abstand zur Marsumlaufbahn direkt für Messungen von Mars-Express und Rosetta am Mars verwendet werden. Neben der unterschiedlichen Geschwindigkeit u_i beider Sonnenwindtypen zeigt sich der deutlichste Unterschied in der Teilchendichte. Die Protonendichte n_i des langsamen Sonnenwindes ist dreimal so hoch wie die des schnellen. Als Konsequenz davon ist Flussdichte $F_i = n_i u_i$ des langsamen Sonnenwinds anderthalb mal so groß wie die des schnellen Sonnenwinds (siehe 4.1). Der Anströmdruck des schnellen Windes ist aufgrund der quadratischen Abhängigkeit von der Geschwindigkeit jedoch um einen Faktor 1.5 höher. Eine weitere Besonderheit des schnellen Sonnenwindes ist seine hohe Protonentemperatur von durchschnittlich 230 000 K. Sie überschreitet bei 1 AU sogar die Elektronentemperatur um einen Faktor von 2 bis 2.5. Im schnellen Sonnenwind tragen nicht mehr die Sonnenwindelektronen die meiste innere Energie des Plasmas. Man nimmt an, daß bei diesem Typ Ionen und Elektronen voneinander entkoppelt sind (Schwenn 1990). Die in Tab. 4.1 vorgestellten Größen zeigen zusätzlich eine Abhängigkeit von der Sonnenaktivität. Die Schwankungsbreite wird im folgenden skizziert. Schwenn (1990) und vorher schon Feldman et al. (1979) gaben an, daß die durchschnittliche Sonnenwindgeschwin-

Parameter	Einheit	Sonnenwindtyp		
		langsamer Typ < 400 km/s	schneller Typ > 600 km/s	alle Typen
Protonen				
Geschwindigkeit u_i	kms^{-1}	327	702	468
Dichte n_i	cm^{-3}	8.3	2.73	6.1
Flußdichte $F_i = n_i u_i$	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$2.7 \cdot 10^8$	$1.9 \cdot 10^8$	$2.66 \cdot 10^8$
Anströmdruck $M_i = n_i m_i u_i^2$	nPa	1.48	2.25	2.23
Protonentemperatur T_i	K	34000	230000	120000
Elektronentemperatur T_e	K	130000	100000	140000

Tabelle 4.1: Durchschnittliche Werte der Sonnenwindparameter bei 1 AU, die von *Helios 1* und 2 zwischen Dezember 1976 und Dezember 1976 aufgenommen wurden (zur Zeit niedriger Sonnenaktivität). Zwischen 1972 und 1976 lieferte *IMP 7/8* auch Daten, welche bei dieser Analyse hinzugefügt wurden. Parameter, die die Protonendichte beinhalten, wurden mit einer Abhängigkeit von r^{-2} auf 1 AU extrapoliert. Eine genauere Beschreibung der Analyse der gemessenen Daten findet man in Schwenn (1990).

digkeit u_{sw} mit ungefähr 500 km/s zwischen 1974 und 1975, aber auch im Jahr 1985, am höchsten war. Diese Zeitabschnitte korrelieren nicht mit dem Minimum der Sonnenaktivität, sondern liegen 1 bis 2 Jahre davor. Das Minimum von u_i korreliert näherungsweise mit dem Maximum der Sonnenaktivität. Die Sonnenwinddichte ist bei unterschiedlicher Aktivität mit 20% vom Durchschnittswert moduliert. Bei 'ruhigem' und langsamem Sonnenwind erreicht sie meist hohe Werte. Der Teilchenfluß ist ähnlich moduliert wie die Sonnenwinddichte. Die Amplitude des Anströmdrucks ist ungefähr mit $\pm 28\%$ moduliert und zeigt ein deutliches Minimum bei maximaler Sonnenaktivität. Zwei Jahre nach dem Aktivitätsmaximum erreicht diese Größe ihre höchsten Werte. Sie hat entscheidende Auswirkungen auf die Position der Grenzschichten um ein Hindernis im Sonnenwind wie die Magnetopause der Erde. Die Position des Bow Shocks am Mars reagiert indirekt über eine Veränderung des Hindernisquerschnitts auf den Anströmdruck. Das bedeutet, daß bei hohen Anströmdrücken das ionosphärische Hindernis komprimiert wird. Als Konsequenz verschiebt sich Position der Schockwelle näher zum Planeten.

Die Stärke und Richtung des Interplanetaren Magnetfeldes am Mars kann mit dem Konzept der im Sonnenwindplasma eingefrorenen Magnetfeldlinien abgeschätzt werden. Da sich die Sonne mit einer Periode von 25.4 Tagen dreht, erhalten die von der Sonne ausgehenden Feldlinien nicht nur eine radiale Komponente, sondern auch eine azimutale Komponente. Kennt man die Feldstärke B_0 an einem Punkt (r_0, ϕ_0) der Feldlinie, wie z.B. der Erde, so kann man nach dem von Parker (1958) vorgestellten Modell des Sonnenwindes die Magnetfeldkomponenten im Abstand r in der Ebene der Ekliptik angeben:

$$B_r(r) = B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \quad \text{und} \quad B_\phi(r) = -B_0 \frac{\Omega r_0^2}{u_{sw} r} . \quad (4.1)$$

Die Winkelgeschwindigkeit der Sonne beträgt $\Omega = 2.7 \cdot 10^{-6} \text{ rad s}^{-1}$. Der Winkel des IMF-Magnetfeldvektors zur radial von der Sonne wegweisenden Strömungsgeschwindigkeit

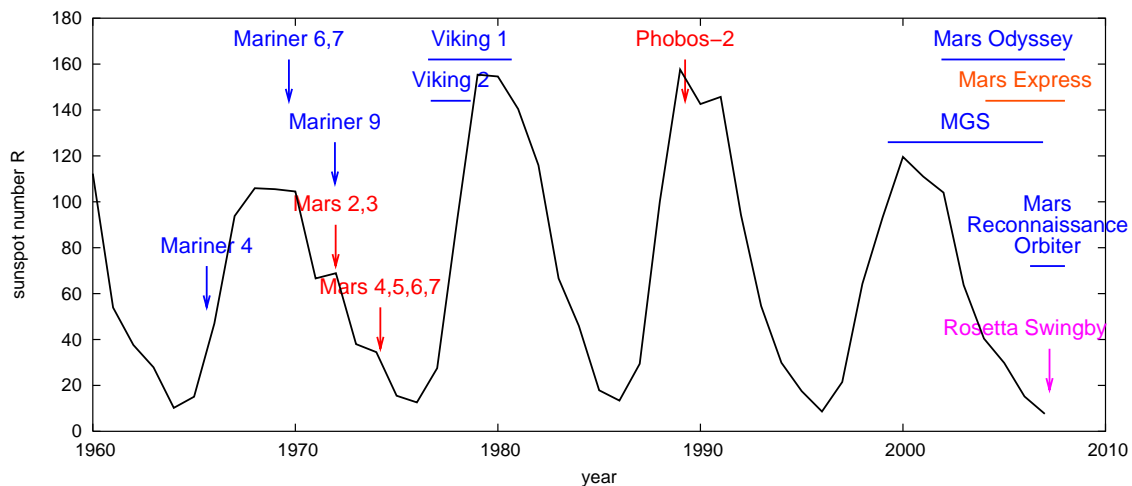


Abbildung 4.1: Jährliche Sonnenfleckenrelativzahl zur Charakterisierung der solaren Bedingungen. Zusätzlich sind diejenigen Raumsonden eingezeichnet, die am Planeten vorbeigeflogen oder ihn umrunden haben.

beträgt

$$\Phi_{IMF} = \arctan\left(\frac{|B_{\phi}(r)|}{|B_r(r)|}\right) = \arctan\left(\frac{\Omega r}{u_{sw}}\right) \quad (4.2)$$

Der IMF-Winkel Φ_{IMF} läßt sich ohne Kenntnis einer Feldstärke entlang der Feldlinie abschätzen. Er ist von der Winkelgeschwindigkeit der Sonne und der Sonnenwindgeschwindigkeit u_{sw} im Abstand r von der Sonne abhängig. Nimmt man an, daß der Sonnenwind an der Marsumlaufbahn durchschnittliche Geschwindigkeiten im Bereich von 300 bis 700 km/s aufweist, so variiert der IMF-Winkel von 64° bis 41° . Brain et al. (2003) analysierten Magnetometer-Messungen von MGS und fanden eine Stärke des IMF vor dem Bow Shock des Mars zwischen $B_{sw} = 2.5$ nT und 3.0 nT. Für den 'ruhigen' und langsamen Sonnenwind wird $u_{sw,0} = 400$ km/s, $B_{sw,0} = 3.0$ nT und $\Phi_{IMF} = 57^\circ$ verwendet.

Die Tab. 4.2 gibt Auskunft über weitere und daraus abgeleitete Parameter des anströmenden Sonnenwindes. Bei der folgenden kurzen Betrachtung der wichtigsten Plasmagrößen wurde Quasineutralität, d.h. $n_i = n_e = n$, angenommen. Die Alfvén-Geschwindigkeit $v_{A,0}$ ist eine wichtige Kenngröße in einem magnetischen Plasma.

$$v_{A,0} = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 n_i m_i}} \quad (4.3)$$

Alfvén-Wellen breiten sich vornehmlich in Richtung des Magnetfeldes aus. Die Schallgeschwindigkeit

$$c_{S,0} = \sqrt{\kappa \frac{p_{th,i} + p_{th,e}}{n_i m_i}} = \sqrt{\kappa \frac{(T_i + T_e) k_B}{m_i}} \quad (4.4)$$

ist vom thermischen Druck $p_{th} = nk_B T$ im Plasma abhängig. κ ist der Adiabatenexponent. Mit der Einführung des magnetischen Druckes $p_{mag} = B_0^2 / (2\mu_0)$ läßt sich das Plasma- β als Verhältnis des thermischen Drucks zum magnetischen Druck definieren:

$$\beta = \frac{p_{th}}{p_{mag}} = \frac{nk_B T}{B_0^2 / (2\mu_0)} \quad (4.5)$$

Größe		typischer Wert
Interplanetares Magnetfeld	$B_{sw,0}$	3 nT
IMF-Winkel	ϕ_{IMF}	57°
Dichte	$n_{sw,0}$	2.5 cm ⁻³
Geschwindigkeit	$u_{sw,0}$	400 km s ⁻¹
Elektronentemperatur	T_e	200 000 K
Protonentemperatur	T_p	50 000 K
		abgeleiteter Wert
Elektronenplasmafrequenz	$\omega_{p,e}$	89 000 s ⁻¹
Elektronenträgheitslänge	$c/\omega_{p,e}$	3.4 km
Elektronengyrationsfrequenz	$\Omega_{g,e}$	530 s ⁻¹
Elektronengyrationsradius	$r_{g,e}$	0.76 km
Debye-Länge	λ_D	8.7 m
Anströmdruck	M_{sw}	0.67 nPa
Protonenplasmafrequenz	$\omega_{p,i}$	2080 s ⁻¹
Protonenträgheitslänge	$c/\omega_{p,i}$	144 km
Protonengyrationsfrequenz	$\Omega_{g,i}$	0.3 s ⁻¹
Protonengyrationsradius	$r_{g,i}$	1390 km
Alfvén-Geschwindigkeit	$v_{A,0}$	41.4 km s ⁻¹
Schallgeschwindigkeit	$c_{S,0}$	64.1 km s ⁻¹
dimensionslose Parameter		
Alfvén-Machzahl	M_A	9.68
Schall-Machzahl	M_S	6.25
Elektronen-Plasma- β	$\beta_{e,sw}$	1.92
Protonen-Plasma- β	$\beta_{i,sw}$	0.48

Tabelle 4.2: Typische Parameter des ungestörten Sonnenwindes am Mars.

Definiert man für jede Teilchensorte ein eigenes Plasma- β , so läßt sich nach einigen Umformungen die Schallgeschwindigkeit schreiben als

$$c_{S,0} = v_{A,0} \sqrt{\kappa \frac{(\beta_i + \beta_e)}{2}} \quad . \quad (4.6)$$

Aus der Alfvén-Geschwindigkeit und Schallgeschwindigkeit lassen sich in Bezug auf die Strömungsgeschwindigkeit des Sonnenwindes die dimensionslosen Mach-Zahlen einführen:

$$M_A = \frac{u_{sw,0}}{v_{A,0}} \quad \text{und} \quad M_S = \frac{u_{sw,0}}{c_{s,0}} = \frac{M_A}{\sqrt{\kappa (\beta_i + \beta_e) / 2}} \quad . \quad (4.7)$$

Die hier vorgestellten Parameter sind wichtige Eingabeparameter des Simulationscodes. Der Code selber verarbeitet keine Eingabegrößen im SI-System, sondern dimensionslose, normierte Parameter, wie z. B. die Alfvén-Machzahl als Eingabeparameter für die Geschwindigkeit des in die Simulationsbox strömenden Sonnenwindes. Es muß noch darauf hingewiesen werden, daß die während der Simulation eingefügten planetaren Schwerionen aufgrund ihrer um eine Größenordnung höheren Masse deutlich andere Wertebereiche der Plasmaparameter aufweisen. Auch in der wärmeren und dichteren Magnetosheath des

Mars können diese Parameter von den hier aufgeführten Werten, welche für den ungestörten Sonnenwind weit vor dem Hindernis gelten, deutlich abweichen.

Die oben schon erwähnte Elektronentemperatur des Sonnenwindes $T_{e,sw} \approx 2 \cdot 10^5$ K wurde direkt aus Messungen bestimmt (Pilipp et al. 1990). Ein weiterer Parameter ist die Elektronentemperatur des planetaren Plasmas in der Ionosphäre $T_{e,hi}$. Bößwetter et al. (2004) testen drei verschiedene Temperaturen für die ionosphärischen Elektronen: $T_{e,h} = 100\,000$ K, $T_{e,h} = 20\,000$ K und $T_{e,h} = 3000$ K. Letztere beschreibt ungefähr die Temperatur der Elektronenpopulation in der unteren Ionosphäre, die die größte Dichte aufweist (Hanson und Mantas 1988). Bößwetter et al. (2004) fanden mit dieser Temperatur eine gute Übereinstimmung zu den von MGS gemessenen Positionen der Plasmagrenzschichten (Vignes et al. 2000). In den folgenden Abschnitten wird für die gegenwärtige Plasmaumgebung am Mars $T_{e,h} = 3000$ K verwendet.

4.2 Simulationsgeometrie

Der Simulationscode berechnet in jedem Zeitschritt sämtliche Feldgrößen auf einem dreidimensionalen Gitter. Bei der Ausgabe dieser Daten beschränkt man sich häufig aus Gründen der besseren Visualisierung auf eine zweidimensionale Ausgabe von Schnittebenen durch die Simulationsbox. Die Abb. 4.2 verdeutlicht diese Ebenen, welche durch den Mittelpunkt den Planeten verlaufen, der meistens in die Mitte der Box plaziert wurde. Der ungestörte Sonnenwind fließt in positive x -Richtung. Wenn das interplanetare Magnetfeld senkrecht dazu in positive y -Richtung zeigt oder in einem Winkel von 57° zur Strömungsrichtung, weist das konvektive elektrische Feld $\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ in die negative z -Richtung nach Süden. Zeigt das IMF in negative y -Richtung so ist das konvektive elektrische Feld zur positiven z -Achse nach Norden gerichtet. Die Größe der Simulationsbox beträgt $-3R_M \leq x, y, z \leq 3R_M$. R_M kennzeichnet den Marsradius. Für das Studium der Schweifstrukturen wurden größere Boxen mit $-3R_M \leq x \leq 9R_M$ und $-6R_M \leq y, z \leq 6R_M$ verwendet.

Es wird darauf hingewiesen, daß das häufig in der Literatur und in Messungen verwendetet MSO-System anders ausgerichtet ist. MSO steht für 'Mars Sun Orbit' Koordinatensystem. In diesem System zeigt die x -Achse zur Sonne, die y -Achse antiparallel zur planetaren Bewegungsrichtung um die Sonne. Die z -Achse vervollständigt das Rechtssystem und zeigt nach Norden. In Abb. 4.3 sind beide Systeme vergleichend dargestellt.

4.3 Marsionosphäre

Die Vorgehensweise zur Berechnung der planetaren Ionenprofile wurde umfassend von Bößwetter (2004) und Bößwetter et al. (2004) diskutiert. Im folgenden werden nur die wesentlichen Schritte kurz skizziert.

Die Atmosphäre des Mars wird im Rahmen des Simulationsmodells vereinfacht als eine kugelförmige Gaswolke aus Sauerstoffatomen betrachtet, die den Planeten symmetrisch in alle Richtungen umgibt. Die radiale Dichteverteilung wird durch ein atmosphärisches Exponentialprofil und ein exosphärisches $1/r$ -Profil für die heiße Sauerstoffkorona über 500 km beschrieben. Die Exosphäre entsteht durch die dissoziativen Rekombination

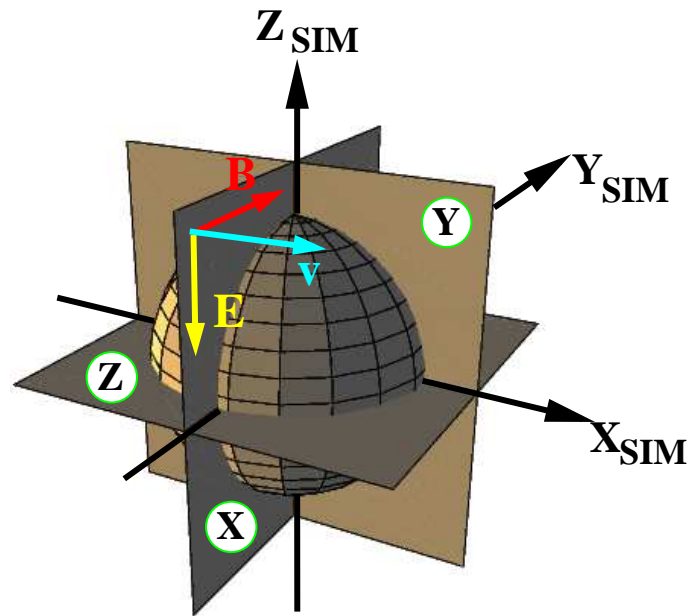


Abbildung 4.2: Querschnitte durch die Simulationsbox in der Terminatorebene ($x=0$), Polarebene ($y=0$) und Äquatorialebene ($z=0$). Die Pfeile deuten die Richtung der Koordinatenachsen im Simulationssystem (SIM). In dieser Abbildung ist das Magnetfeld um 90° zur Strömungsrichtung geneigt.

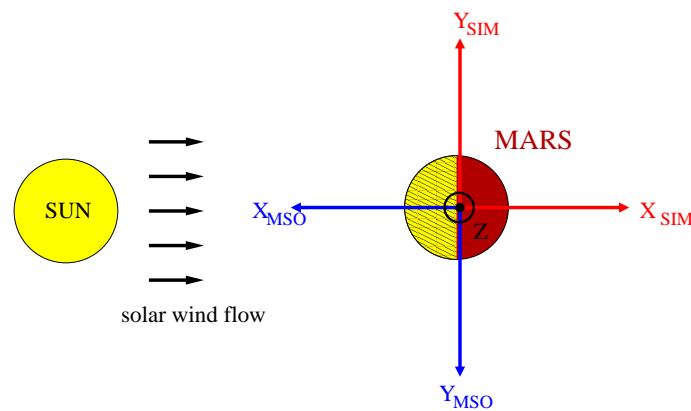


Abbildung 4.3: Ausrichtung des Simulationskoordinatensystems im Vergleich zum 'Mars Sun Orbit' Koordinatensystem (MSO). Im Koordinatensystem der Simulationsbox zeigt die x-Achse von der Sonne weg, die z-Achse wie im MSO-System aus der Ekliptik senkrecht heraus nach Norden und die y-Achse vervollständigt das rechtshändige System indem sie antiparallel zur y-Achse im MSO-System zeigt.

zwischen O_2^+ -Ionen und Elektronen. Im Anhang A.2 werden die radialen Dichteprofile für die Atmosphäre und Exosphäre dargestellt. Zur Ermittlung einer funktionalen Abhängigkeit wurden auch modellierte Profile von Kallio und Luhmann (1997) und Kotova et al. (1997) herangezogen.

Um kleine Abweichungen im atmosphärischen Profil von Sauerstoff, das aus den Viking-Messungen bestimmt wurde, zu berücksichtigen, werden hier zwei Exponenti-

untere Atmosphäre (120-200 km)	oberen Atmosphäre (200-500 km)	Exosphäre (500-3000 km)
$n_1 = 3 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$	$n_2 = 2 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$	$n_3 = 1 \cdot 10^9 \text{ m}^{-3}$
$r_1 = 140 \text{ km}$	$r_2 = 300 \text{ km}$	$r_3 = 1700 \text{ km}$
$H_1 = 27 \text{ km}$	$H_2 = 35 \text{ km}$	

Tabelle 4.3: Parameter des Atmosphären- und Exosphärenprofils für atomaren Sauerstoff am Mars. Die Parameter der Atmosphäre stammen von den Viking-Messungen und die der Exosphäre aus verschiedene Modellen (siehe Text).

alterme mit unterschiedlichen Skalenhöhen verwendet:

$$n_n(r) = n_1 \exp\left(\frac{r_1 - r}{H_1}\right) + n_2 \exp\left(\frac{r_2 - r}{H_2}\right) + n_3 \frac{r_3}{r} \quad (4.8)$$

Die atmosphärischen Parameter wurden durch Anpassungen an die Daten der Viking-Lander und an die mit ionosphärischen Modellen ermittelten Profile für das solare Minimum bestimmt.

In Tab. 4.3 sind die Anzahldichten n_i , Referenzhöhen r_i und Skalenhöhen H_i des Profils zusammenfassend angegeben. Die mit diesen Parametern ermittelte gesamte Neutralgasdichte ist als blaue Linie in Abb. 4.4 dargestellt.

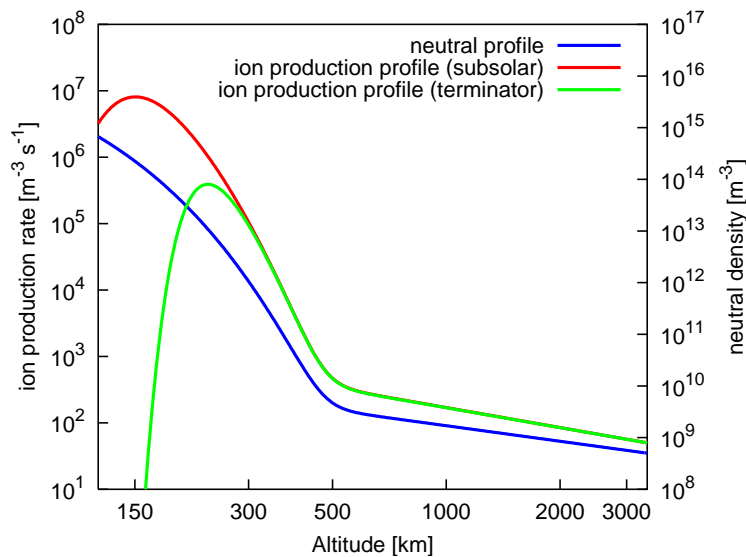


Abbildung 4.4: Dichteprofil von Sauerstoffatomen in der Atmosphäre und Exosphäre des Mars. Neutralgasdichte (blau), Ionen-Produktionsrate (rote Linie: in subsolarer Richtung; grüne Linie: am Terminator) von Sauerstoff als Funktion der Höhe beim solaren Minimum ($\nu = 1 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$). Man beachte die zwei unterschiedlichen Achsenskalierungen.

Die untere Skalenhöhe H_1 entspricht einer Neutralgastemperatur von 193 K, die obere Skalenhöhe H_2 einer Temperatur von 250 K. Unterhalb von 180 km besteht die Atmosphäre hauptsächlich aus CO_2 (Chen et al. 1978). Es wird darauf hingewiesen, daß die in dieser Arbeit vorgestellten Hybrid-Simulationen die Neutralteilchen nicht als Einzelteilchen sondern als Profil über der Marsoberfläche erfassen. In Testsimulationen hat sich

gezeigt, daß eine Verwendung der Profile von O und CO₂ die grundlegenden physikalischen Eigenschaften der Simulationsergebnisse nicht signifikant verändert. Mit diesem Neutralgasprofil konnten nicht nur charakteristische Plasmagrenzschichten in der Umgebung von Mars reproduziert werden (Bößwetter et al. 2004), auch ein erfolgreicher Vergleich mit Messungen der Raumsonde Mars-Express bestätigte die Wahl dieses einfachen Neutralgasmodells.

4.3.1 Ionenproduktion bei einer Ionensorte

Analog zur Modellrechnung verwendet man für die Erzeugung der Marsionosphäre die Neutralgasverteilung der Atmosphäre nach Gl. (4.8). Die Exosphäre beim Mars erstreckt sich wegen des im Vergleich zur Erde oder Venus um den Faktor drei schwächeren Gravitationsfeldes über mehrere Marsradien in den interplanetaren Raum. Aufgrund der begrenzten Größe der Simulationsbox kann die Exosphäre nur mit einer radialen Höhe von $1 - 2 R_M$ angenommen werden.

Trifft die UV-Strahlung der Sonne in der Höhe r unter dem solaren Zenitwinkel χ auf eine Schicht in der Atmosphäre, so kommt es zur Ionisation der Neutralgasatome. Die Strahlung wird durch bereits ionisierte Atome auf ihrem Weg in tiefere und dichtere Atmosphärenschichten weiter abgeschwächt und ionisiert kaum noch weitere Atome. Es kommt zur Bildung einer ionisierten Schicht dessen Höhenabhängigkeit nach einer Chapman-Funktion beschrieben werden kann. Treumann und Baumjohann (1996) stellen eine Herleitung der Gleichung vor. Analog dazu läßt sich wie in Gl. (4.9) eine Ionenproduktionsfunktion $q(r, \chi)$ aufstellen. Die Chapman-Funktion verwendet für Winkel $\chi > 75^\circ$ eine spezielle Ersetzung des $1/\cos(\chi)$ -Terms in der Produktionsfunktion, da für diesen Winkelbereich die Näherung der ebenen Atmosphäre nicht mehr gegeben ist. Aufgrund der geringen Unterschiede der Profile mit Chapman-Funktion wird hier diese spezielle Ersetzung nicht gemacht. Wir erhalten:

$$q(r, \chi) = \frac{\partial n_i(r, \chi)}{\partial t} = \nu \xi n_n(r) \cdot \exp \left[- \frac{\sigma}{\cos \chi} \left\{ n_1 H_1 \cdot \exp \left(\frac{r_1 - r}{H_1} \right) + n_2 H_2 \cdot \exp \left(\frac{r_2 - r}{H_2} \right) + n_3 r_3 \cdot \log(R_M/r) \right\} \right]. \quad (4.9)$$

Für die Photoionisationsfrequenz ν gilt $\nu = \sigma I_\infty$. Um in der Simulation eine O⁺-Ionosphäre zu erzeugen, wurde der Strahlungsabsorptionsquerschnitt σ als freier Parameter an die Position des Maximums der O⁺-Dichte angenähert (Bößwetter 2004). In dem Ionosphärenmodell von Krasnopolsky (2002) liegt das Maximum bei 185 km. Dieses Modell wurde aber für solare Zenitwinkel von 60° berechnet, so daß sich das subsolare Maximum bei ungefähr 150 km einstellt. Aus dieser Näherung erhält man $\sigma = 1.8 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$. Weiterhin wird eine Ionisationseffizienz von $\xi = 1$ angenommen.

Die Viking-Messungen wurden während minimaler Sonnenaktivität durchgeführt. Da bis heute die einzigen ionosphärischen Profile von den Viking-Landern stammen, beziehen sich viele Ionosphärenmodelle und Simulationen auf diese Bedingungen, um eine Referenz zur Diskussion der Ergebnisse zur Verfügung zu haben. Die Ionisationsfrequenz an der Mars-Umlaufbahn beträgt zum solaren Minimum $\nu = 1 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ (Zhang et al. 1993).

Die Produktionsraten in Abb. 4.4 beziehen sich auf diesen Fall. In Abb. 4.4 beschreibt die rote Linie die subsolare Richtung und die grüne Linie die Produktion am Terminator.

Kommen wir nun zu einer Diskussion des Ionisationsprofils. Wie man in Abb. 4.4 erkennen kann, erhöht sich für ansteigende solare Zenitwinkel die Position der maximalen Ionisationsrate von 150 km bei $\chi = 0^\circ$ (subsolar) auf 240 km bei $\chi = 87^\circ$ (nahe dem Terminator). Gleichzeitig fällt die maximale Rate am Terminator auf 10 % der subsolaren maximalen Rate ab. Offensichtlich gilt aufgrund der Cosinus-Abhängigkeit des solaren Zenitwinkels im Exponentialterm die Gl. (4.9) nur für Winkel von $-90^\circ < \chi < 90^\circ$ und kann daher weder am Terminator bei $\chi = 90^\circ$ noch auf der Nachtseite verwendet werden. Um eine Singularität zu umgehen, wurde die Produktionsfunktion nur bis $\chi = 87^\circ$ fortgesetzt. Für größere Winkel an der Terminatorlinie und auf der gesamten Nachtseite des Planeten wurde die bezüglich des solaren Zenitwinkels konstante Ionen-Produktionsfunktion $q(r, \chi = 87^\circ)$ verwendet. An der Nachtseite findet keine Photoionisation statt, aber durch Transportprozesse von der Tagseite und andere Ionisationsprozesse existiert eine schwache nachtsseitige Ionosphäre, die hier auch mit der globalen Produktionsfunktion simuliert wird. Die grüne Linie in Abb. 4.4 zeigt die nachtsseitige Produktion.

4.3.2 Ionenproduktion bei mehreren Ionensorten

Werden mehrere planetare Ionensorten im Simulationsmodell eingefügt, so erfolgt die Vorgehensweise analog zu der Einfügung einer Sorte. Abb. 4.5 beschreibt die radiale Abhängigkeit der Dichte von den am häufigsten Neutralgasatomen in der Atmosphäre (CO_2 , O_2 und O) und Exosphäre (H , O). Die exosphärischen Profile stammen von Chaufray et al. (2007) und die atmosphärischen Profile von Krasnopolsky (2002), jeweils für Bedingungen niedriger Sonnenaktivität. Die exosphärische Wasserstoffdichte liegt um zwei Größenordnungen über der exosphärischen Sauerstoffdichte. Die Ionisationsfrequenz bestimmt sich in der Ionosphäre aus Photoionisation, während die Neutralgasteichen in der Exosphäre stärker dem Sonnenwind ausgesetzt sind und zusätzlich aus Ladungsaustauschreaktionen hervorgehen (siehe Abschnitt 8.6.1). Die typische Ionisationsraten bei niedriger Sonnenaktivität sind $\nu(\text{O}_2^+) = 0.6 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, $\nu(\text{CO}_2^+) = 0.4 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, $\nu(\text{O}^+) = 0.1 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ in der Ionosphäre und $\nu(\text{O}_{\text{EXO}}^+) = 0.28 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, $\nu(\text{H}_{\text{EXO}}^+) = 0.72 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ in der Exosphäre.

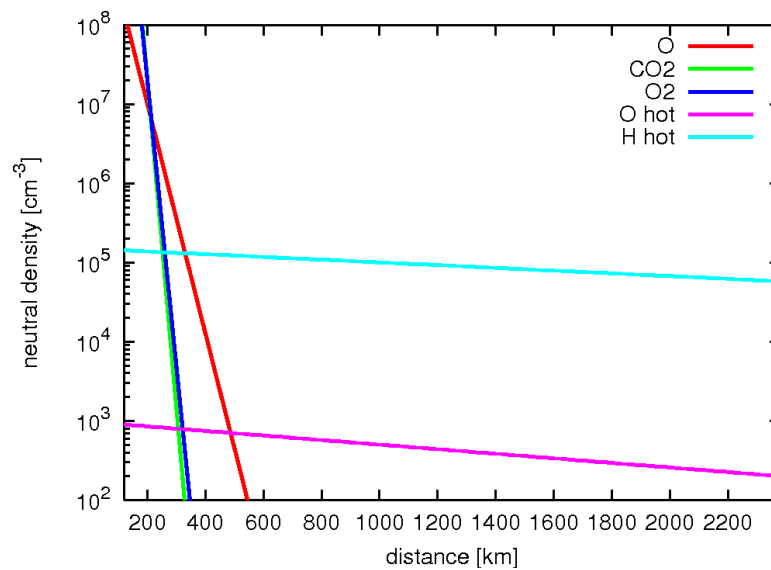


Abbildung 4.5: Dichte der Neutralgaskomponenten, wie sie in die Hybrid-Simulationen mit mehreren Teilchensorten eingegangen sind. Die atmosphärischen Profile bis 500km über der Oberfläche wurden an die Ergebnisse der Ionosphärensimulation von Krasnopolsky (2002) angenähert. Die exosphärischen Profile von Wasserstoff und Sauerstoff stammen von Chaufray et al. (2007). Sowohl die atmosphärische wie auch die exosphärische Komponente bezieht sich auf die Zeit niedriger Sonnenaktivität. Die exosphärische Wasserstoffdichte liegt um zwei Größenordnungen über der exosphärischen Sauerstoffdichte. Die Ionisationsfrequenz bestimmt sich in der Ionosphäre aus Photoionisation, während die Neutralgasteichen in der Exosphäre stärker dem Sonnenwind ausgesetzt sind und zusätzlich aus Ladungsaustauschreaktionen hervorgehen. Die Ionen werden in einem Höhenbereich von 200 km bis $2 R_M$ über der Oberfläche in die Simulationsbox eingesetzt.

4.4 Ionenzähler an den Rändern der Box

Im weiteren Verlauf der Arbeit ist es notwendig, die Anzahl der planetaren Ionen, die in jedem Zeitschritt der Simulationbox eingefügt werden auch wieder bei ihrem Verlassen zu registrieren. Dies geschieht sowohl, wenn die Teilchen an den äußeren Rändern die Simulationbox verlassen, als auch nach Innen durch die Hindernisgrenze dringen. Dorn (2008) fand anhand von Testteilchensimulationen in der Plasmaumgebung des Mars heraus, daß die Ionen je nach Spezies sehr verschieden Trajektorien aufweisen können. Neben der Pick-up-Bewegung in Richtung des konvektiven elektrischen Feldes, vollführen die Ionen auf der Nachtseite teilweise sehr komplizierte Bewegungsmuster. Es kommt zu Reflexionen an Plasmagrenzschichten und Kreuzungsmustern der Ionenbewegung zwischen der Morgen- und Abend-Hemisphäre auf der Nachtseite des Planeten. Weiterhin ergab diese Studie, daß das Eindringen der exosphärischen Ionen in die Atmosphäre des Planeten entscheidend davon abhängt, in welcher Hemisphäre bezüglich der Richtung des konvektiven elektrischen Feldes die Ionen ionisiert wurden. Abb. 4.6 vermittelt einen Eindruck der Testteilchentrajektorien im Schweif des Planeten. Dargestellt sind Querschnitte des elektrischen Feldes in der Polar- und einer Parallelebene zur Äquatorialebene im Abstand von $0.86 R_M$.

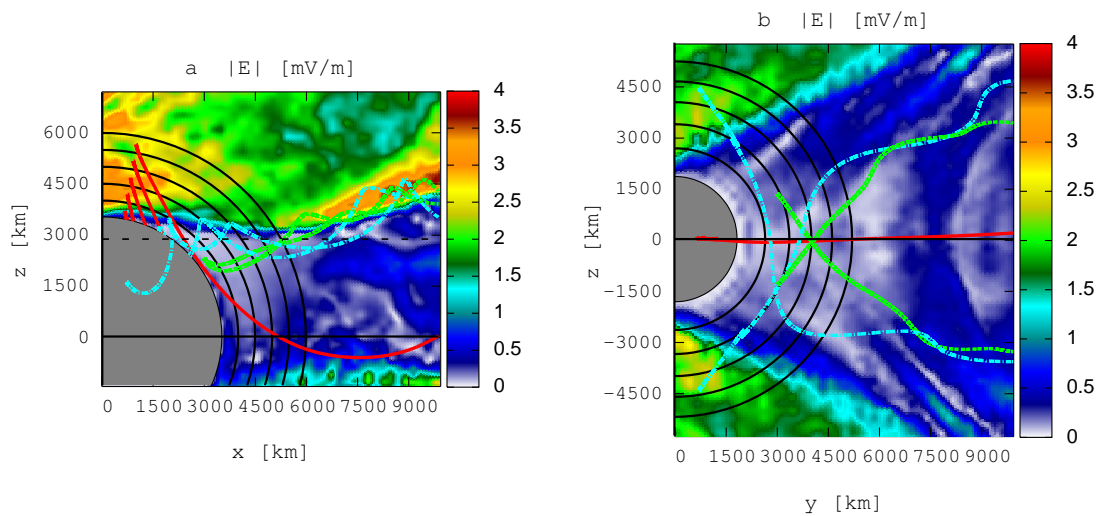


Abbildung 4.6: Querschnitte des elektrischen Feldes auf der Nachtseite des Mars in der E^- -Hemisphäre mit Projektionen von Trajektorien auf die Schnittebenen (entnommen von Dorn (2008)). a) zeigt ein Teil der Polarebene ($y_{SIM} = 0$). (b) liegt parallel zur Äquatorebene mit $z = 0.86 R_M$. Die Lage von b) ist in (a) mit einer gestrichelten Linie markiert. Man erkennt, daß planetare Ionen, die in unterschiedlichen Entfernungen von der Planetenoberfläche ionisiert werden auf der Nachtseite teilweise sehr komplizierte Bewegungsmuster ausführen. Die schwarzen Kreise markieren Kugelschalen um den Planeten in denen die Ionen ionisiert wurden.

4.5 Zusammenfassung

Mars ist zeitweise sehr unterschiedlichen Sonnenwindbedingungen ausgesetzt. Man unterscheidet einen langsamen 'ruhigen' Typ mit Geschwindigkeiten unter 400 km/s und hohen Anzahldichten von einem schnellen Typ mit Geschwindigkeiten über 600 km/s und niedrigen Dichten. Diese und weitere Parameter der verschiedenen Sonnenwindtypen sind wichtige Eingabeparameter der in den nächsten Kapiteln folgenden Simulationszenarien, nämlich Plasmamessungen der Raumsonden Mars-Express und Rosetta. Die Ionosphäre des Mars wird durch eine Chapman-Schicht bestehend aus Sauerstoffionen modelliert. Ein Modell mit mehreren Ionensorten trennt zwischen den Ionen in der Ionosphäre und der Exosphäre. Um eine quantitative Analyse der Verlusten an planetaren Ionen vornehmen zu können, werden die Ionen, die die Simulationsbox verlassen, gezählt.

5 Mars-Express: ASPERA-3 Experiment

In diesem Kapitel werden Messungen des ASPERA-3 Experiments auf der Raumsonde Mars-Express (abgekürzt MEX) vorgestellt und mit Ergebnissen der Hybrid-Simulationen entlang der Trajektorie des Orbiters verglichen. Die Ergebnisse dieser Studie sind bereits veröffentlicht Böswetter et al. (2007). Die Ergebnisse zeigen, daß die kinetische Effekte wie die Gyration der Sonnenwindprotonen 'shocklet'-Strukturen in der Magnetosheath erzeugen und Asymmetrien in der Massenbeladung des Sonnenwindplasmas hervorrufen.

Bereits die Instrumente ASPERA und TAUS auf Phobos-2 erlaubten die direkte Detektion von Ionen (Lundin et al. 1989, Rosenbauer et al. 1989), die aus der Planetenatmosphäre stammen. Die Interpretation dieser Messung führte einerseits zur Entdeckung des Ionen-Pick-up in einer Übergangsregion des Sonnenwindplasmas zum planetaren Plasma, dem sogenannten 'Boundary Layer' und ionosphärischen Dichteanhäufungen, die aus Sauerstoffionen bestehen und sich strahlenförmig in den Plasmaschweif des Planeten erstrecken.

In Übereinstimmung mit Plasmamessungen von MEX zeigten die Ergebnisse der Hybrid-Simulationen von Kallio et al. (2006) planetare Ionen in der Hemisphäre, in die das konvektive elektrische Feld zeigt. Modolo et al. (2005) studierten die Plasmaumgebung des Planeten unter dem Einfluß verschiedener solarer Strahlungsflüsse. Auch sie fanden eine Beeinflussung der Plasmastrukturen im Ionenschweif des Planeten durch ausgeprägte Asymmetrien hinsichtlich der Richtung des konvektiven elektrischen Feldes.

Die Studie in dieser Arbeit zeigt, daß die Position des Bow Shocks und der ICB sehr deutlich in den MEX Daten wiederzufinden sind und diese mit den Positionen der Plasmagrenzschichten aus den Hybrid-Simulationen nahezu übereinstimmen. Die charakteristischen Merkmale dieser Grenzschichten, wie ein Anstieg der Protonendichte und Temperatur am Bow Shock und der Übergang vom Sonnenwindplasma zum ionosphärischen Plasma an der ICB, sind deutlich in den Meßdaten der Sensoren des ASPERA-3 Experiments sichtbar. Der 'Ion Mass Analyser' und das 'Electron Spectrometer' liefern seit 2004 Ionen- und Elektronenmomente. Fränz et al. (2006) berechneten aus diesen Rohdaten Dichte- und Temperaturkarten für die Plasmaumgebung des Mars. Sie bestätigten, daß sich bei der Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Atmosphäre und Ionosphäre des Mars Plasmagrenzschichten ausbilden. Weiterhin gaben sie eine qualitative Beschreibung des Plasmaverhaltens in verschiedenen Wechselwirkungsregionen.

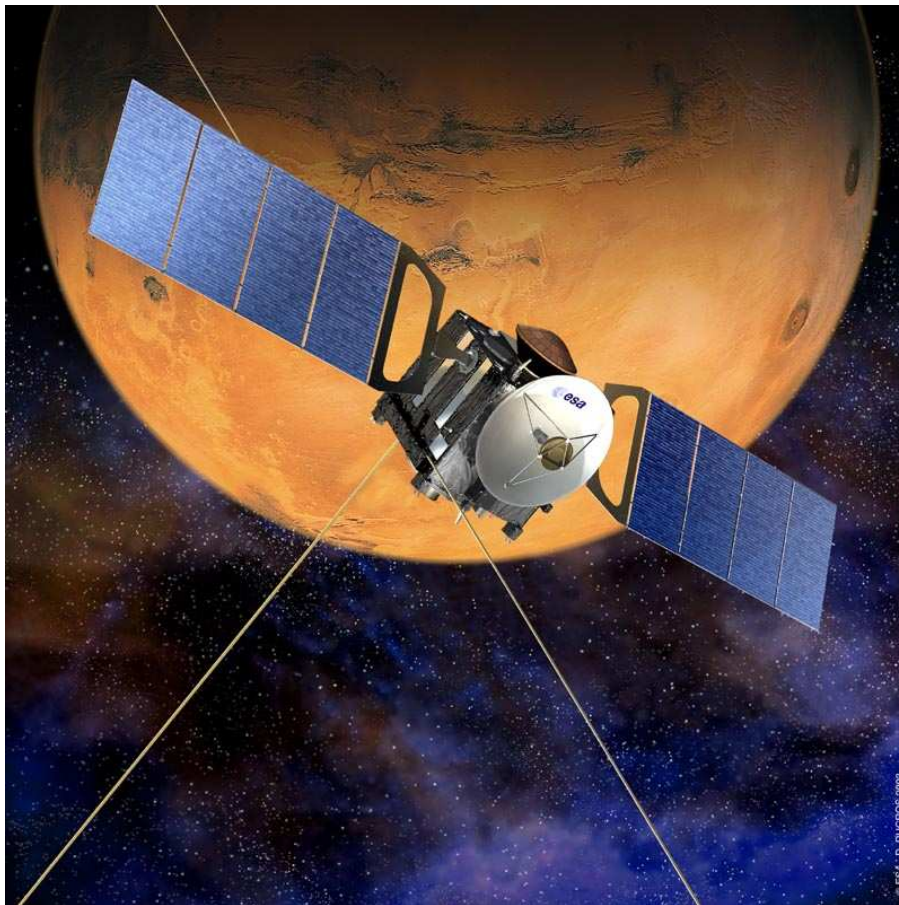


Abbildung 5.1: Die Raumsonde Mars-Express. Das Bild stammt von der ESA - Mars Express Homepage.

5.1 Die Raumsonde Mars-Express

Mars-Express ist eine Mars-Sonde der ESA. Sie wurde am 2. Juni 2003 mit einer russischen Sojus-FG/Fregat Rakete von Baikonur aus gestartet. Sie erreichte den Planeten bereits am 25. Dezember 2003. Die Hauptaufgabe der Mission ist die vollständige Kartografierung der Oberfläche des Mars, die Erforschung seiner Atmosphäre, sowie des Materials in oberflächennahen Schichten. Zusätzlich hatte die Sonde das Landegerät 'Beagle 2' an Bord.

Mars-Express schwenkte im Januar 2004 in die planmäßige Umlaufbahn um den Planeten ein und umkreist ihn seitdem auf einer elliptischen, polnahen Bahn mit einer Inklination von 86° . Der geringste Abstand von der Oberfläche beträgt nur 300 km (Perihel), während der bahnfernste Punkt 11 000 km beträgt (Aphel). Die Primärmission des Orbiters war beginnend mit Juni 2004 auf ein Marsjahr (etwa 23 Erdmonate) ausgelegt, wurde jedoch im September 2005 um ein weiteres Marsjahr verlängert. Im Februar 2007 verlängerte die ESA die Mission ein weiteres Mal. Mars Express führt sieben Messinstrumente mit sich:

1. Der Radarsensor MARSIS, eine Abkürzung für 'Mars Advanced Radar for Sub-

surface and Ionospheric Sounding', untersucht den Marsboden nach Wasser bzw. Eis. Das Instrument arbeitet im Frequenzbereich von 1.3 MHz bis 5.5 MHz und kann von 500 m bis zu 5 km tief die Oberflächenkruste eindringen. Es sendet niederfrequente Radiowellen aus, die überwiegend von der Marsoberfläche reflektiert werden. Ein kleiner Teil jedoch dringt in die Oberfläche ein und wird erst zurückgeworfen, wenn die Radiowellen auf Grenzschichten zwischen verschiedenen Materialien treffen.

2. Die 'High Resolution Stereo Camera' (HRSC) liefert Bilder mit einer Auflösung von bis zu 10 m, aus denen eine dreidimensionale Marskarte erstellt werden kann. Hierzu verfügt sie über 9 CCD-Zeilen, die das Objekt in verschiedenen Winkeln durch dieselbe Optik anvisieren. Durch die Bewegung der Sonde über die Oberfläche entstehen 9 vollständige Bilder, die den Mars unter verschiedenen Blickwinkeln darstellen. Eine computertechnische Verarbeitung erzeugt daraus ein dreidimensionales Oberflächenmodell. Farbfilter vor vier CCD-Zeilen ermöglichen überdies eine farbige Darstellung.
3. Das 'Planetary Fourier Spectrometer' (PFS) bestimmt die Zusammensetzung der Marsatmosphäre in zwei Wellenlängenbereichen: dem sichtbaren Spektrum, welches von den Molekülen in der Atmosphäre absorbiert wird, und der Infrarotstrahlung, die sie emittieren.
4. Das 'Mars Radio Science Experiment' (MaRS) erforscht die Atmosphäre, Ionosphäre und Sonnenkorona. Weiterhin liefert es Aussagen über die Marsoberfläche und untersucht Gravitationsanomalien.
5. Das Spektrometer OMEGA arbeitet im sichtbaren und infraroten Wellenlängenbereich, um die mineralogische Zusammensetzung der Oberfläche zu untersuchen. Es konnte bereits große Mengen Wassereis auf den südlichen Polkappen des Mars nachweisen. Ähnliche Daten lieferte 2001 schon die Raumsonde Mars Odyssey.
6. Ein weiteres Spektrometer SPICAM bestimmt die Zusammensetzung der Atmosphäre über Absorptionsspektren der Gase. Ein UV-Sensor mißt Ozon, das bei 250 nm die Strahlung absorbiert. Ein Infrarotsensor mißt Wasserdampf, der Licht bei einer Wellenlänge von $1.38 \mu\text{m}$ absorbiert.
7. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt jedoch auf dem ASPERA-3 Experiment, eine Weiterentwicklung von ASPERA-1 (auf Phobos 1 und 2) und ASPERA-2 (auf Mars 96). Die Abkürzung ASPERA steht für 'Analyzer of Space Plasmas and Energetic Atoms'. Dieser Analysator registriert Teilchen in der oberen Atmosphäre und Exosphäre. ASPERA-4, ein baugleicher Analysator zu ASPERA-3, wird auf der Raumsonde Venus-Express eingesetzt.

Da in diesem Abschnitt ausschließlich Daten des ASPERA-3 Experiments verwendet werden, folgt eine kurze Beschreibung dieses Meßinstruments. Eine detailliertere Beschreibung dieses Meßinstruments geben Barabash et al. (2006). Das ASPERA-3 Experiments besteht aus vier Sensoren:

1. Der 'Energetic Neutral Atoms Imager' (ENA-Imager) erfaßt die Verteilung der neutralen Teilchen, die vom Sonnenwind angeregt wurden. Eine kreisförmige Eintrittsöffnung von 150 mm lenkt geladene Teilchen mit einer Spannung von 5 kV von den neutralen Teilchen ab. Dies ENAs treffen auf einen der 32 Kollimatoren. Jeder hat einen Öffnungswinkel von 9° . Beim Auftreffen der Neutralteilchen bilden sich Sekundärelektronen oder Ionen, die von 32 Anoden registriert werden. Dadurch kann der Ort und die Bahn des ursprünglichen Neutralteilchens bestimmt werden. Alle 62.5 ms wird jeder der 32 Sensoren abgefragt.
2. Der 'Neutral Particle Detector' (NPD) erfaßt ausschließlich Wasserstoff- und Sauerstoffatome mit einer Energie im Bereich von 0.1 bis 10 keV. Er bestimmt nicht deren räumliche Verteilung, sondern die Anzahl der Atome. Auch hier werden durch eine Spannung von 8 kV zwischen zwei Platten die geladenen Teilchen abgelenkt. Zwei Detektoren können den Ort der Teilchen auf 20° genau bestimmen.
3. Der 'Ion Mass Analyser' (IMA) bestimmt jeweils die Anzahl und die Masse vorkommender Ionen. Dies ist ein Massenspektrometer. Ein regelbares elektrisches Feld lenkt die Ionen in Abhängigkeit von ihrer Masse ab. Auf einer Platte bestimmen 32 konzentrische Kreise die radiale Position und 32 außen liegende Sektoren die azimutale Eingangsrichtung. Der Sensor mißt alle 192 s Ionen der Ladung q im Energiebereich zwischen $0.02 \text{ keV}/q$ und $30 \text{ keV}/q$.
4. In Ergänzung dazu wird mit einem 'Electron Spectrometer' (ELS) der Elektronenfluß alle 4 s gemessen im Energiebereich zwischen 0.01 und 20 keV. Dazu hat das Instrument 16 Eingangsfelder mit einer Größe von je 22.5° . Das Instrument wird in Schritten von $1.5^\circ - 6^\circ$ pro Sekunde einmal im Halbkreis bewegt, um einen Winkelbereich von 180° abzutasten. Es verfügt weiterhin über eine Elektronik zur Datenaufbereitung.

5.2 Plasmamessungen entlang des Orbits Nr. 1614

Der 1614. Orbit von Mars-Express am 19. April 2005 steht hier für eine repräsentative Umrundung des Planeten in den ersten zwei Jahren der Mission zwischen dem 1. Februar 2004 und dem 1. Februar 2006. Die Wahl dieses Orbits hing nicht nur von den ruhigen Sonnenwindbedingungen ab, die zu der Zeit herrschten, sondern es wurde auch eine Bahntrajektorie über starke Krustenmagnetfelder vermieden. Einen Überblick der von der Raumsonde 'Mars Global Surveyor' (MGS) festgestellten lokalen Krustenmagnetfelder folgt in Kapitel 6. Weil das Simulationsmodell kein Modell für ein Krustenmagnetfeld beinhaltet, erscheint dieser Orbit somit angemessen.

Die Abbildung 5.2 zeigt die Position von MEX auf diesem Orbit zwischen 15.15 UT und 17.40 UT. Wie aus Abb. 5.2(a) entnommen werden kann, ist die Bahnebene stärker zur Polar- als zur Äquatorebene geneigt. Zur besseren Orientierung für den Leser wurde der Verlauf des Bow Shocks als Projektion der Magnetfeldmessungen von MGS (Vignes et al. 2000) auf die Schnittebenen des Simulationskoordinatensystems eingezeichnet. MEX näherte sich dem Bow Shock von der Abendseite und durchquerte ihn um 15.25 UT. Die Raumsonde erreichte um 16.51 UT mit 330 km die nächste Annäherung

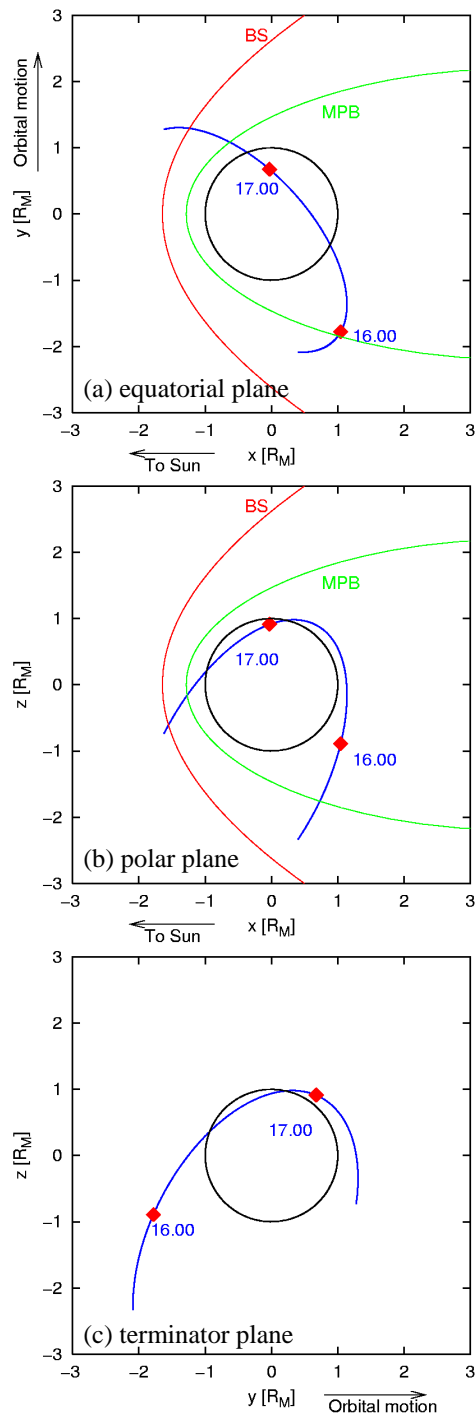


Abbildung 5.2: Projektionen der Bahntrajektorie von MEX entlang des Orbits Nr. 1614 auf die (a) Äquatorebene, (b) Polarebene und die (c) Terminatorebene des Simulationskoordinatensystems (SIM). Der ungestörte Sonnenwind strömt in positive x-Richtung, das IMF zeigt in positive y-Richtung und das konvektive elektrische Feld zeigt in die negative z-Richtung. Die Bahnebene von MEX verläuft näherungsweise in der Polarebene. Die Raumsonde durchquerte den Bow Shock um 15.25 UT in die Magnetosheath und um 17.25 UT wieder in den ungestörten Sonnenwind.

an die Planetenoberfläche in der Nordpolregion des Planeten. Die Raumsonde verließ die Magnetosheath wieder an der Tagseite um 17.25 UT. Die Abb. 5.2 (c) zeigt den Verlauf der Trajektorie auf der Nachtseite des Planeten.

Die Raumsonde umrundete den Planeten auf einem deutlich elliptischen Orbit: Um 16.00 UT befand sich MEX in einer Entfernung von $2.3 R_M$ (4420 km) von der Planetenoberfläche und um 16.30 UT betrug die Entfernung $1.5 R_M$ (1700 km) von der Planetenoberfläche. Kurz nach der nächsten Annäherung an den Planeten betrug ihr Abstand um 17.00 UT nur 340 km von der Oberfläche.

Die Energiespektren der gemessenen Elektronen und Ionen sind in Abb. 5.3 (a) und (b) dargestellt. Deutlich waren die beiden Durchquerungen des Bow Shocks bei 15.25 UT und 17.25 UT im Anstieg der mittleren Teilchenenergien zu verzeichnen. Zwischen 15.55 UT und 17.08 UT passierte die Raumsonde eine Region kalten Plasmas mit einer Elektronenenergie von ungefähr 10 eV. Ionosphärisches Plasma ist gewöhnlich mit ungefähr 0.5 eV niederenergetischer (Hanson und Mantas 1988); hierbei könnte es sich um beschleunigtes Plasma handeln, jedoch nicht typisch ionosphärischen Ursprungs. Signifikante planetare Schwerionendichten mit Energien um 400 eV traten nur an ICB bei 15.55 UT und 17.08 UT auf. Diese Ionen sind deutlich in Abb. 5.3 (b) an den grün skalierten Regionen unterhalb von 1 keV zu erkennen.

Zwischen 16.30 UT und 16.50 UT weist das Energiespektrum der Elektronen beträchtliche Fluktuationen zwischen Zählraten von 10 und 100 auf. Fränz et al. (2006b) verweisen bei diesen Plasmastörungen auf schwache Krustenmagnetfelder, die die Plasmaumgebung in der Nähe der Oberfläche beeinflussen. Weiterhin treten im gleichen Zeitintervall mehrere scharf begrenzte Gebiete reduzierter Plasmadichte auf. Brace et al. (1982b) fanden bei der Auswertung von 'Pioneer Venus Orbiter' (PVO)-Messungen ähnliche Strukturen auf der Nachtseite der Venus.

Wie Fränz et al. (2006) beschreiben, werden die energieabhängigen Zählraten des Instrumentes mit einer Gauss-Verteilung angepaßt und die Momente über eine Integration der Phasenraumverteilung berechnet. Während die Integration der approximierten Gauss-Funktionen das gesamte Spektrum abbildet, werden die nieder- und hochenergetischen Teile des Spektrums getrennt angenähert, jeweils für Verteilungen innerhalb und außerhalb der Ionosphäre.

Für die vergleichende Studie der abgeleiteten Momente können die Elektronendaten mit einer Abtastrate von 4 s herangezogen werden. Im Gegensatz dazu werden die Ionendaten in einem Intervall von 192 s detektiert. Im Vergleich mit den Elektronendaten erscheint diese Auflösung sehr grob. Die Abb. 5.4 zeigt Variationen der Plasmaparameter und erlaubt eine detaillierte Analyse der Plasmasignaturen in diesem Orbit. Im Sonnenwind zeigt die Elektronendichte eine gute Übereinstimmung mit der Protonendichte, welche in der Größenordnung von 1 bis 3 Teilchen pro Kubikzentimeter liegt. Die Temperaturen werden durch Anpassungen an den hochenergetischen Teil des Spektrums erhalten. Die Meßdaten ergeben die folgenden charakteristischen Sonnenwindparameter: $T_e = 3-5$ eV, $T_i = 20-30$ eV, $u_i = 600-700$ km/s und $p_{th,e} \approx 0.005$ nPa. Im Allgemeinen sind die Werte, die aus der Anpassungsprozedur stammen repräsentativer als die Werte aus der Integration an das Spektrum. Besonders in Regionen hoher Protonentemperatur wird die Temperatur durch die Integrationsprozedur überbestimmt.

Sowohl die Elektronen- als auch die Protonendaten erlauben eine klare Identifikation der Durchquerung des Bow Shocks, welche durch die grün gestrichelten Linie in Abb. 5.4

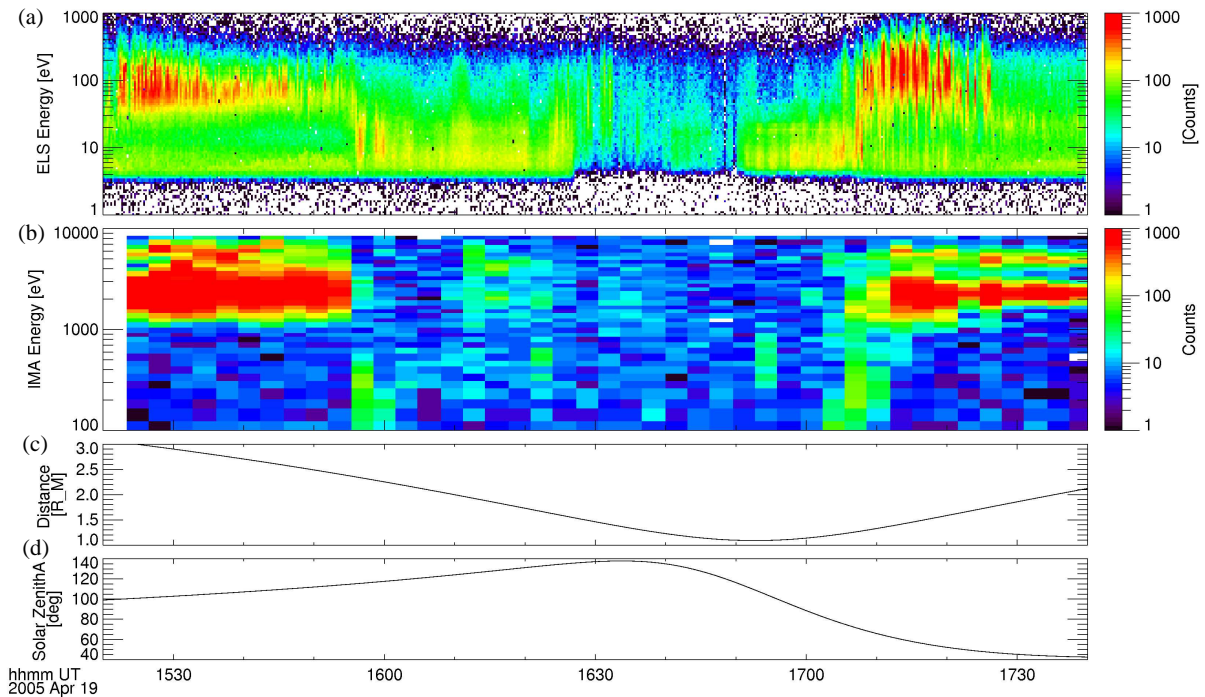


Abbildung 5.3: Energiespektren der Elektronen (a) und Ionen (b) gemessen von ELS und IMA auf dem ASPERA-3 Experiment der Raumsonde Mars-Express. Abb. (c) zeigt die Entfernung der Raumsonde von der Oberfläche des Planeten und (d) den solaren Zenitwinkel. Das Orbit Nr. 1614 wurde von MEX am 19. April 2005 durchflogen. MEX durchquerte den Bow Shock um 15.25 UT und um 17.25 UT. Zwischen 15.55 UT und 17.08 UT registrierten die Plasmainstrumente kaltes, eventuell ionosphärisches Plasma mit Elektronenenergien von ungefähr 10 eV. Deutliche Ansammlungen von planetaren Ionen erscheinen an der ICB um 15.55 UT und 17.08 UT.

angezeigt wird. An der Rampe des Bow Shocks steigt die Dichte von 2 auf 8 cm^{-3} . Dies ist wiederum in Übereinstimmung mit den Rankine-Hugoniot-Sprungbedingungen an Plasmadiskontinuitäten. Die Thermalisierung des Sonnenwindplasmas stimmt mit einem Anstieg der Elektronentemperatur von 5 eV vor dem Schock auf bis zu 40 eV in der Magnetosheath überein. Ein analoger Sprung von 0.005 nPa auf 0.1 nPa ist im Elektronendruck zu verzeichnen. Die Protonentemperatur wie auch die Protonengeschwindigkeit zeigen nur leichte Veränderungen an der Schockposition.

Um 15.55 UT registrierte das IMA-Instrument an der ICB einen deutlichen Abfall der Protongeschwindigkeit von 600 km/s auf Werte um ungefähr 350 km/s (siehe blau gestrichelte Linie in Abb. 5.4). Dieser Abfall korreliert mit einer deutlichen Reduktion der Protonendichte von 5 cm^{-3} auf Werte unterhalb von 1 cm^{-3} . Wie auch aus Abb. 5.3 (b) ersichtlich ist, stimmt diese Modifikation der Protodichte mit der ersten Detektion planetarer Schwerionen durch den IMA-Sensor überein. Diese Veränderung in den Plasmaparametern kennzeichnet die Position der ICB, die eine Vermischung des Magnetosheath-Plasmas mit kaltem ionosphärischen Plasma verhindert. Weil MEX kein Magnetometer an Bord hat, bleibt es unmöglich zu bestimmen, ob ein Abfall der Protonendichte mit einer Veränderung in der Magnetfeldtopologie einhergeht. Eine umfangreiche theoretische

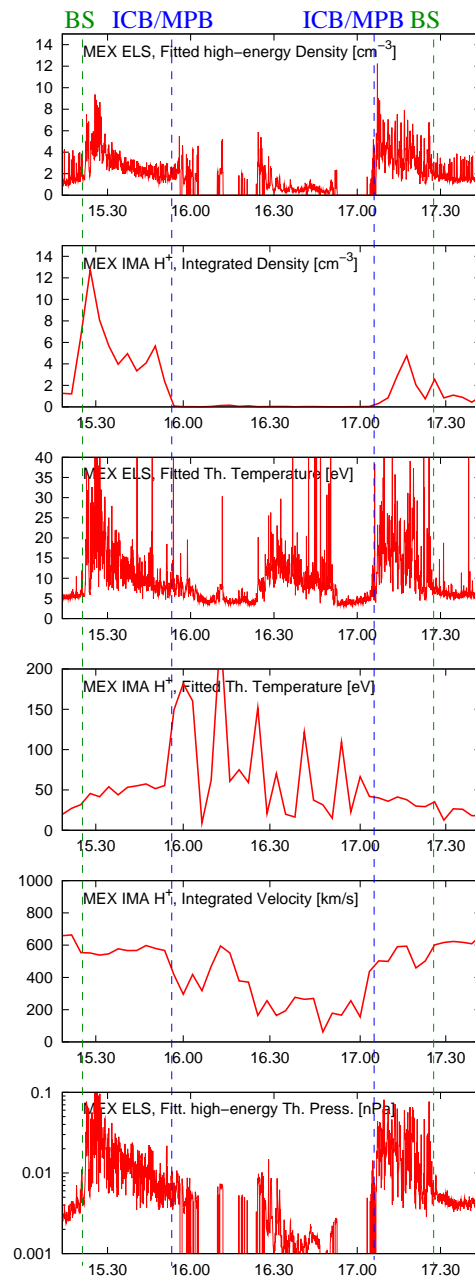


Abbildung 5.4: Mars-Express ELS and IMA Daten. Diese Abbildung zeigt von oben nach unten: die Protonendichte integriert über den gesamten Energiebereich des Spektrums, Elektronentemperatur berechnet aus einer Anpassung über das gesamte Spektrum, Protonentemperatur berechnet von einer Anpassung über das gesamte Spektrum, die integrierte Protonengeschwindigkeit und der thermische Elektronendruck berechnet vom hochenergetischen Teil des Spektrums.

sche Diskussion dieser Plasmagrenzschicht im Rahmen des Hybrid-Modells findet man bei Bößwetter et al. (2004) und Simon et al. (2007a). Nagy et al. (2004) schlugen vor, daß die Elektronen des Sonnenwindes entlang der drapierten Magnetfeldlinien durch die

ICB/MPB in ionosphärische Bereiche eindringen können. Anzeichen, die diese Hypothese bestätigen, können im Spektrum in Abb. 5.3 (a) gefunden werden. An der ICB sinkt zwar die Energie der Elektronen ab, jedoch weist das Spektrum für einige Minuten noch ähnlich hohe Zählraten auf wie sie in der Magnetosheath registriert werden.

Wie in Abb. 5.3 (a) und 5.4 zu erkennen ist, wurden auch an der Nachtseite des Planeten lokale Konzentrationen von Elektronen, die eine hohe thermische Energie um 10 – 15 eV besitzen, detektiert. Diese Signaturen traten zwischen 16.00 UT und 17.00 UT auf. Das ELS-Instrument registrierte jedoch auch kalte Elektronen mit einer Temperatur von 4 eV. Diese Temperatur wird durch eine Anpassung an den niederenergetischen Bereich des Spektrums bestimmt. Teilchen mit dieser niedrigen Energie stammen aus der Ionosphäre. Hanson und Mantas (1988) analysierten Daten der Raumsonde Viking und erhielten eine Temperatur von 0.5 eV für diese Elektronenverteilung. Sie ist ungefähr acht mal kleiner als der Wert aus dem MEX-Spektrum. Folglich muß angenommen werden, daß die von MEX detektierte Elektronenverteilung sowohl aus Sonnenwindelektronen als auch aus ionosphärischen Elektronen besteht.

Zwischen 17.00 UT und 17.08 UT detektierte der IMA-Sensor Schwerionen planetaren Ursprungs. Die Durchquerung der ICB in die Magnetosheath fand um 17.08 UT statt, wie man auch an der blau gestrichelten Linie in Abb. 5.4 erkennen kann. Um 17.25 UT verließ die Raumsonde die Magnetosheath des Mars, indem sie den Bow Shock wieder in den ungestörten Sonnenwind durchquerte (siehe grün gestrichelte Linie). Wie in Abb. 5.2 (b) an der Polarebene deutlich wird, durchquerte MEX den Bow Shock an verschiedenen Positionen der Schockfront. Auch aus Abb. 5.4 kann entnommen werden, daß in der subsolaren Region beim Verlassen der Plasmaumgebung der Magnetosheath stärker komprimiert wird, als beim Eintritt in die Plasmaumgebung des Mars in der südlichen Hemisphäre.

Zusammenfassend sind die Positionen vom Bow Shock und der ICB deutlich in den MEX-Daten zu erkennen. Charakteristische Merkmale dieser Grenzschichten wie z.B. einen Anstieg der Protodichte und Temperatur am Bow Shock und ein Übergang von Sonnenwind- zu ionosphärischen Teilchen an der ICB sind auch klar in den Daten auszumachen. In den folgenden Abschnitten werden mit Hilfe von Hybrid-Simulationen die Plasmagrenzschichten und ihre Positionen reproduziert.

5.2.1 Unsicherheiten bei der Ableitung der Teilchenspektren

Es ist wichtig zu erwähnen, daß die Qualität der Teilchenspektren durch verschiedene experimentelle Faktoren beeinflußt wird. Das Elektronenspektrum wird durch die elektrostatische Aufladung der Raumsonde über Photoelektronen verfälscht. Da die Energieauflösung des ELS-Sensors mit 8% in einem Messfeld von $4^\circ \times 360^\circ$ relativ hoch ist, können diese Störungen im Spektrum identifiziert, die Aufladungen berechnet und dann im Spektrum korrigiert werden. Außerhalb der Ionosphäre nimmt das elektrostatische Potential der Raumsonde deutlich unterschiedliche Werte an, so daß das resultierende Potential einfacher berechnet werden kann. Innerhalb der Ionosphäre ist oft das negativ angelegte Potential des Sensors höher als die Energie der ionosphärischen Elektronen. Dieses Potential verhindert, daß der Sensor durch Photoelektronen der Raumsonde gesättigt wird. Ionosphärische Elektronen unter 1eV lassen sich daher nicht detektieren.

Andererseits registriert der IMA-Sensor auch Protonen in ionosphärischen Regionen.

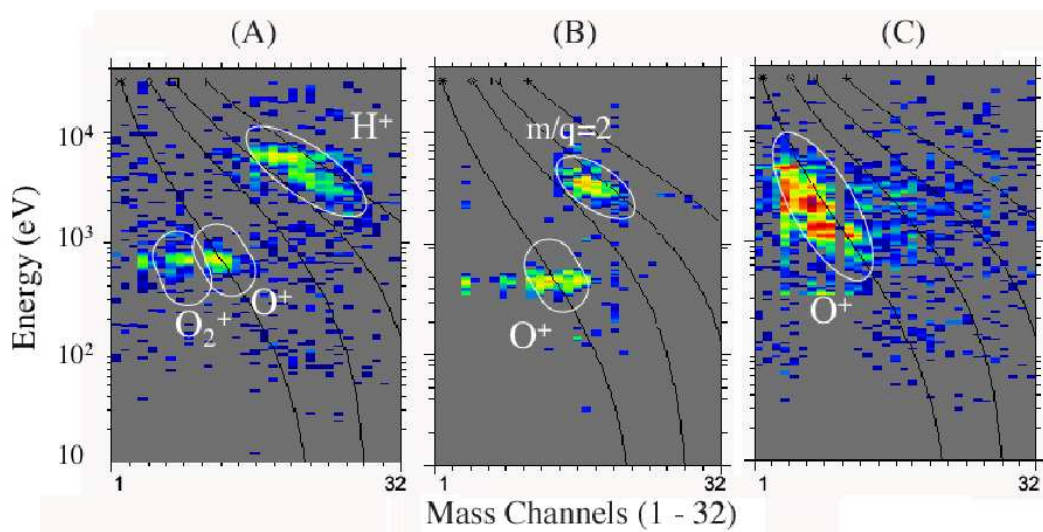


Abbildung 5.5: Drei Beispiele von Energie- m/q Spektren für energetische Ionen. Die schwarzen Linien zeigen die nominale Massenbestimmung von $m/q=1, 2, 4$ und 16 . (A) 27. Februar 2004, Protonen H^+ mit Energien zwischen 2 und 7 keV und Schwerionen O^+, O_2^+ bei 700 eV in einer Höhe von ≈ 290 km. (B) 25. Januar 2004, Schwerionen bei 500 eV und Ionen des Verhältnisses $m/q=2$ bei Energien im keV-Bereich in 900 km Höhe. Bei diesem m/q -Verhältnis könnte es sich um He^{++}, H_2^+, D^+ oder anderen unbekanntem Ionen handeln. (C) 22. März 2004, breite energetische Verteilung der Schwerionen bei einer Höhe von ≈ 330 km. Entnommen von Lundin et al. (2004).

Ob es sich dabei um Störungen des Instrumentes und dessen schwieriger Auswertung handelt oder um tief in ionosphärische Schichten eindringende Sonnenwindprotonen, welche auch von Lundin et al. (2004) bis in 270 km über der Oberfläche festgestellt wurden, lässt sich nicht für jedes Orbit mit Sicherheit feststellen. Die Abb. 5.5 zeigt drei Beispiele von Energie- m/q Spektren für verschiedene Orbits. Ohne eine spezielle Bestimmungstechnik ist es schwierig zwischen verschiedenen Schwerionensorten wie molekularem und atomarem Sauerstoff zu trennen. Für weitere Ausführungen siehe z.B. Lundin et al. (2004), Fränz et al. (2006) und Carlsson et al. (2006).

5.3 Ergebnisse der Hybrid-Simulation

Die genauen Werte der Sonnenwinddichte n_{sw} und Geschwindigkeit u_{sw} sind für diesen MEX Orbit nicht genau bekannt. Wie schon im Abschnitt 5.2 diskutiert wurde, ergeben unterschiedliche Analysemethoden für das Spektrum unterschiedliche Sonnenwindhintergrundwerte. Es wurden zwei Simulationen durchgeführt. Für den Simulationsrun 1 wurden die gleichen Hintergrundwerte gewählt wie in Bößwetter et al. (2004) mit mittleren Sonnenwindbedingungen. Ein zweiter Simulationsrun basiert auf Eingabeparameter, die von ELS und IMA im ungestörtem Sonnenwind registriert wurden. Die wichtigsten Eingabeparameter werden in Tab. 5.1 und Tab. 5.2 aufgelistet. Die Eingabeparameter für den Run 1 liefern einen dynamischen Anströmdruck des Sonnenwindes von

$$M_{sw} = n_{sw} m_p u_{sw}^2 = 0.71 \text{ nPa.} \quad (5.1)$$

Tabelle 5.1: Eingabeparameter für den Simulationsrun 1.

Parameter	Symbol	Numerischer Wert
Sonnenwinddichte	n_{sw}	4 cm^{-3}
Sonnenwindgeschwindigkeit	u_{sw}	327 km/s
Dynamischen Anströmdruck	M_{sw}	0.71 nPa
Alfvénische Machzahl	M_A	10
Hintergrundmagnetfeld	B_{sw}	3 nT in y-Richtung
Protonentemperatur	T_i	50000 K = 4.3 eV
Elektronentemperatur	T_e	200000 K = 17.3 eV
Ionosph. Photoionisationsfrequenz	ν	$2 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$
Ionosph. Elektronentemperatur	$T_{e,hi}$	3000 K = 0.26 eV

Tabelle 5.2: Eingabeparameter für den Simulationsrun 2.

Parameter	Symbol	Numerischer Wert
Sonnenwinddichte	n_{sw}	1 cm^{-3}
Sonnenwindgeschwindigkeit	u_{sw}	611 km/s
Dynamischen Anströmdruck	M_{sw}	0.62 nPa
Alfvénische Machzahl	M_A	7
Hintergrundmagnetfeld	B_{sw}	4 nT südwärts
Protonentemperatur	T_i	275000 K = 25 eV
Elektronentemperatur	T_e	44000 K = 4 eV
Ionosph. Photoionisationsfrequenz	ν	$1 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$
Ionosph. Elektronentemperatur	$T_{e,hi}$	3000 K = 0.26 eV

Simulationen zeigen, daß dieser Wert des Druckes den Bow Shock gerade an der beobachteten Position wiedergibt. Der Simulationsrun 2 weist einen etwas geringeren Wert von $M_{sw} = 0.62 \text{ nPa}$ auf. Dieser Wert basiert auf einer Sonnenwindgeschwindigkeit, die nicht genau zu bestimmen war.

Da keine Magnetfelddaten im ungestörten Sonnenwind vorhanden sind, ist weder die Stärke noch die Richtung als Eingabeparameter für die Simulation vorhanden. Die Richtung des Magnetfeldes bestimmt die Orientierung des konvektiven elektrischen Feldes $\mathbf{E}_{sw} = -\mathbf{u}_{sw} \times \mathbf{B}_{sw}$. Dieses Feld bestimmt die asymmetrischen Strukturen im ionosphärischen Schweif des Planeten und damit die Lage der Region, in der die Ionen vom Sonnenwind mitgenommen werden (Pick-up). Wie schon von Bößwetter et al. (2004) und Simon et al. (2007a) festgestellt wurde, zeigt der ionosphärische Schweif eine deutliche Vorzugsrichtung in die Hemisphäre, in der das elektrische Feld vom Planeten aus weg zeigt. Die Existenz der Asymmetrien wurde sowohl von Simulationen als auch Messungen bestätigt (Brecht 1997, Kallio und Janhunen 2002, Modolo et al. 2005, Fedorov et al. 2006).

Für den MEX-Orbit Nr. 1614 verwenden wir zwei Szenarios: Im ersten Simulationsrun zeigt der ungestörte Magnetfeldvektor parallel zur y_{SIM} -Achse, d.h. \mathbf{B} liegt parallel zur Äquatorebene und senkrecht zur ungestörten Flußrichtung des Sonnenwindes. Abb. 4.2

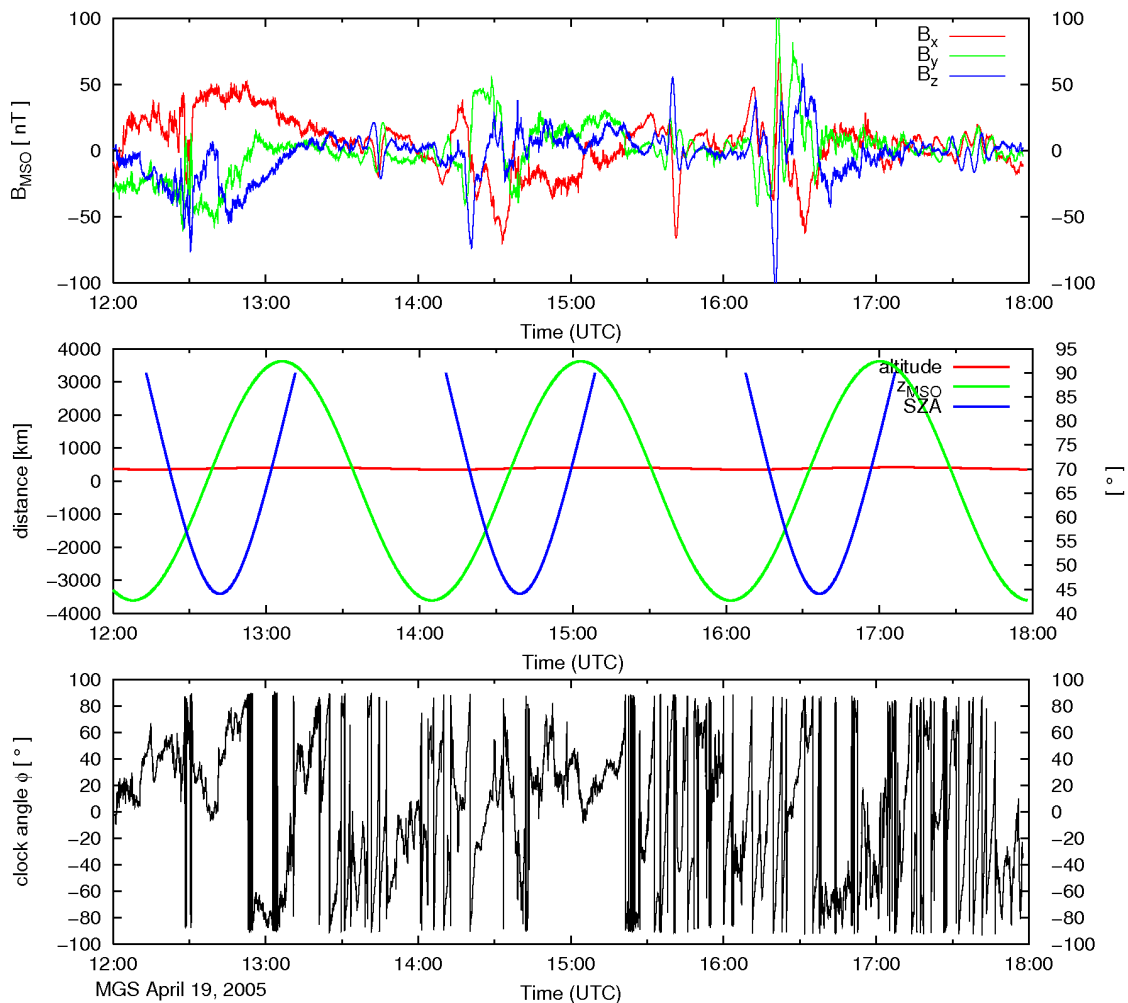


Abbildung 5.6: Bestimmung des Uhrenwinkels $\phi = \arctan(B_z/B_y)$ aus den Magnetfeldmessungen von MGS während des MEX Orbits am 19. April 2005. (Oben) Die drei aufgezeichneten Magnetfeldkomponenten von MGS im MSO Koordinatensystem. (Mitte) Position von MGS in der Entfernung von der Oberfläche (altitude), Entfernung von der Äquatorebene (z_{MSO}) und vom solaren Zenitwinkel (SZA). (Unten) Berechneter Uhrenwinkel aus den Magnetfelddaten. Eine Analyse des Winkels ist dem Text zu entnehmen.

beschreibt diese Geometrie. Im zweiten Simulationsrun wurde versucht die Magnetfeldrichtung, insbesondere den Uhrenwinkel $\phi = \arctan(B_z/B_y)$ aus MGS-Messungen von diesem Tag zu bestimmen. MGS umkreiste an diesem Tag den Mars auf einem Orbit zwischen 350-420 km, relativ nahe an der Planetenoberfläche, so daß nur eine drapierte Feldkonfiguration gemessen werden konnte. Trotzdem kann aus dieser Feldkonfiguration an der Tagseite und fernab von Störungen der lokalen Krustenfelder der Uhrenwinkel bestimmt werden. Dieser Winkel bestimmt die Richtung des Magnetfeldes in der y-z Ebene. Positive Winkel werden von der y-Achse nach Norden hin abgetragen. Das bedeutet, wenn der Winkel hohe Werte zwischen 70 – 90° aufweist, hat das IMF eine große positive z-Komponente. Die Abb. 5.6 zeigt das vom MAG/ER-Instrument auf MGS gemessene Magnetfeld am Nachmittag des 19. April 2005 im MSO-Koordinatensystem. Magnetfeld-

maxima über 100 nT werden zwischen 16 - 17 UT gemessen, gerade zur der Zeit, in der MEX Regionen planetaren Plasmas durchfliegt. Vergleicht man die z -Positionsordinate der Raumsonde im mittleren Bild mit den Magnetfeldstrukturen im oberen Bild, so zeigt sich eine stärkere Variabilität des Magnetfeldes mit deutlichen Maxima immer dann wenn MGS von seinem südlichsten Bahnpunkt in die Äquatorebene zurückkehrt. Die Raumsonde durchquert auf diesem Teil ihres Orbits die starken lokalen Krustenfeldanomalien auf der südlichen Marsoberfläche. Eine weitere Einschränkung zur Bestimmung des Uhrenwinkels ist, daß MGS sich in der tagseitigen drapierten Feldkonfiguration aufhalten muß. Dazu zeigt die mittlere Abbildung die Intervalle des Orbits, in denen der SZA $<90^\circ$ ist. Somit bleiben drei Zeitintervalle, bei denen eine Bestimmung des Uhrenwinkels, der im unteren Bild der Abb. 5.6 gezeigt wird, möglich ist: zwischen 12.40 UT und 12.50 UT mit $20-70^\circ$, zwischen 14.50 UT und 15.20 UT mit $20-40^\circ$ und zwischen 16.34 UT und 16.50 UT mit -70° . Ein Umkehren der z -Komponente zwischen 15.30 UT und 16.00 UT deutet auf einen stattfindenden Vorzeichenwechsel der z -Komponente des IMF. Gelegentlich große B_z -Komponenten haben jedoch die Eigenschaft, das sie Fluktuationen auf kurzen Zeitskalen darstellen können (Schwenn 1990). Somit erhalten wir aus dieser Analyse nahezu für den gesamten Zeitabschnitt, in dem sich MEX im Plasma der Magnetosheath befand, ein IMF mit einer deutlich negativen z -Komponente. Dave Brain analysierte das drapierte Magnetfeld mithilfe des anströmenden, dynamischen Sonnenwinddrucks und schlug für diesen MEX-Orbit eine IMF-Stärke von 4 nT vor, sowie ein hauptsächlich südwärts gerichtetes IMF zu verwenden. Da diese Werte nur abgeleitet wurden und MGS sich innerhalb der MPB befand, deren subsolare Position mit ungefähr 950 km über der Oberfläche angegeben wird, muß erwähnt werden, das diese Werte mit einer gewissen Unsicherheit verknüpft sind.

Nachdem alle Eingabeparameter abgeschätzt werden konnten, kommen wir nun zur Durchführung der Hybrid-Simulationen. Die gesamte Simulationszeit liegt bei 1800 s. Diese Zeitdauer entspricht ungefähr der Zeit in der der Sonnenwind die gesamte Simulationsbox 28 mal passiert. Aufgrund der niedrigen Geschwindigkeit der planetaren Ionen im Schweif von ungefähr 20-40 km/s ist eine lange Simulationszeit notwendig um einen quasi-stationären Zustand mit einer vollständig entwickelten Schweifstruktur zu erhalten.

Die dreidimensionale Struktur der Plasmaumgebung des Mars wird in Abb. 5.7 für die Sonnenwinddichte (a) und die Schwerionendichte (b) beschrieben. Die Stromlinien in diesen Abbildungen zeigen die Umlenkung des Plasmaflusses um das Hindernis. Die Wechselwirkung beider Plasmen führt kaum zu einer Vermischung, es bildet sich hinter dem Planeten eine ausgeprägte Wake-Region mit reduzierter Protonendichte. Seine äußeren Flanken kennzeichnen die Position der ICB. Wie auch in den Abb. 5.7 (a), (b) und 5.8 gezeigt wird, ist die Region reduzierter Protonendichte durch eine erhöhte Schwerionendichte charakterisiert. Teilchen planetaren Ursprungs füllen die Kavität in der Protonendichte.

Im folgenden soll die Hemisphäre in der das elektrische Feld zeigt mit E^- -Hemisphäre bezeichnet werden, und die Hemisphäre in der das elektrische Feld vom Planeten weg zeigt mit E^+ -Hemisphäre bezeichnet wird. Bei dieser Simulation, bei der IMF-Vektor in positive y_{SIM} -Richtung verläuft, ist folglich die nördliche Hemisphäre identisch mit der E^- -Hemisphäre und die südliche Hemisphäre identisch mit der E^+ -Hemisphäre.

In der E^- -Hemisphäre ist die Grenzschicht zwischen dem Sonnenwind und den ionosphärischen Ionen deutlich ausgeprägt. Im Gegensatz dazu wird die Bildung einer scharf

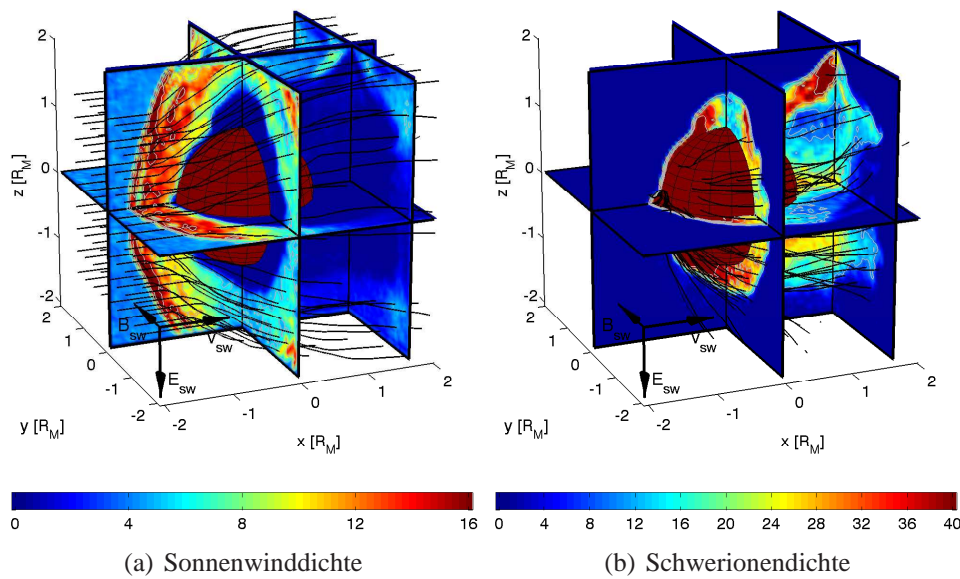


Abbildung 5.7: Die Schnittebenen innerhalb der Simulationsbox zeigen die Sonnenwinddichte (a) und die Dichte der planetaren Sauerstoffionen (b) in cm^{-3} . Die schwarzen Linien zeigen die Strömungslinien des korrespondierenden Geschwindigkeitsfeldes. Die Schwerionen bilden eine komplexe Schweifstruktur hinter dem Planeten (von Bößwetter et al. (2004)).

ausgeprägten Grenzschicht in der E^+ -Hemisphäre verhindert, da das elektrische Feld dort vom Planeten weg zeigt. Eine umfangreiche Diskussion des dafür verantwortlichen Mechanismus wird in Bößwetter et al. (2004) und für eine vergleichende Studie zwischen Mars und Titan in Simon et al. (2007a) vorgestellt.

Da die Protonengeschwindigkeit an den Flanken des Schweifes in der E^- -Hemisphäre ungefähr sieben mal größer ist als die Schwerionengeschwindigkeit im Schweif, ist es wahrscheinlich, dass sich eine Kelvin-Helmholtz Instabilität in dieser Region ausbilden kann, die an der tagseitigen Flanke beginnt (Penz et al. 2004). Die Notwendigkeit einer kinetischen Behandlung kann deutlich an der Substruktur des Bow Shocks, den sogenannten 'shocklets' illustriert werden. Diese parabolisch geformten Regionen erhöhter Protonendichte liegen im Gyrationradius der Protonen begründet. Dies haben Omidi und Winske (1990), Shimazu (2001) für unmagnetisierte Planeten, Bagdonat und Motschmann (2002b) für den Fall schwach ausgasender Kometen und Simon et al. (2006) für den Fall magnetisierter Asteroiden diskutiert.

Zweidimensionale Schnittebenen durch die Simulationsbox werden in Abb. 5.8 und 5.9 dargestellt. Sie zeigen die Plasmaparameter des Sonnenwindes und der Ionosphäre. Sowohl Bow Shock als auch die ICB können deutlich identifiziert werden. Weiterhin zeigt die Schwerionendichte in Abb. 5.8 Strahlenstrukturen auf der Nachtseite des Hindernisses: Der zentrale Schweif hinter dem Planeten wird flankiert von einer anderen strahlenartigen Dichtestruktur auf jeder Seite des Schweifes. Diese Strukturen weisen eine geringere Dichte auf als die in der zentralen Schweifregion. Lichtenegger und Dubinin (1998) und Dorn (2008) fanden eine ähnliche Schweifstruktur in ihren Testteilchensimulationen.

Im allgemeinen zeigt die Schweifstruktur in der Äquatorebene eine hohe Symme-

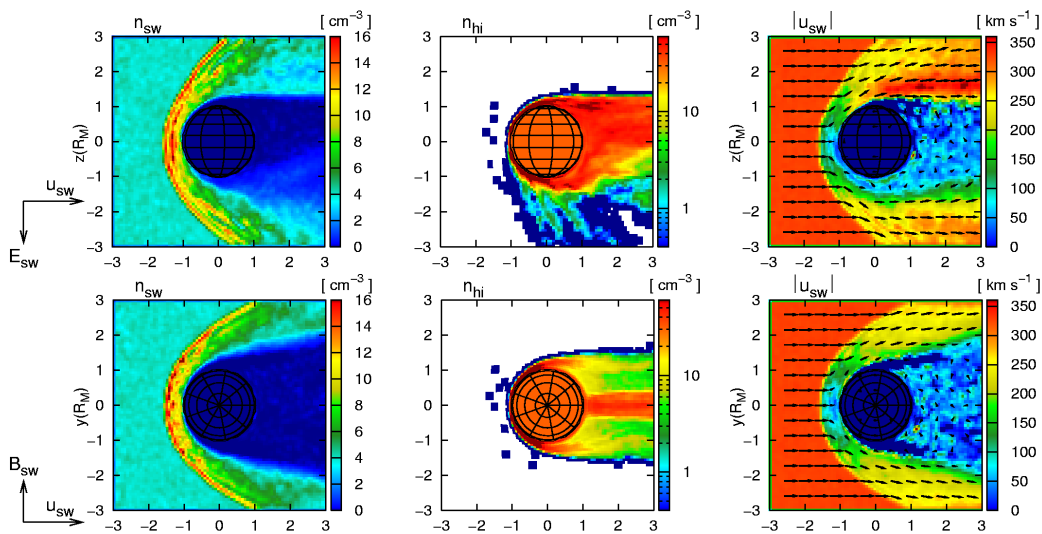


Abbildung 5.8: Simulationsergebnisse in der Polarebene (oben) und in der Äquatorebene (unten). Die Unterabbildungen zeigen von rechts nach links die Sonnenwinddichte n_{sw} , die Schwerionendichte n_{hi} und die Sonnenwindgeschwindigkeit u_{sw} . Neben dem Bow Shock vor dem Hindernis kann die ICBS ausgemacht werden. Bei dieser Grenzschicht sinkt die Sonnenwinddichte während die Schwerionendichte deutlich ansteigt. Auf der Nachtseite zeigen die Simulationsergebnisse einen Plasmasheet und Strahlen bestehend aus Schwerionen.

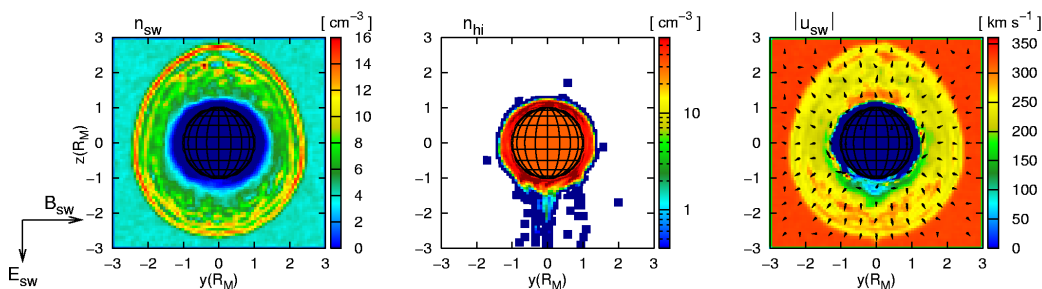


Abbildung 5.9: Simulationsergebnisse in der Terminatorebene. Die Abbildungen zeigen die gleichen Größen wie in Abb 5.8. Die Sonnenwindrichtung zeigt aus der Papierebene heraus. Die ovale Form des Bow Shocks liegt in der Ausbreitung der schnellen magnetosonischen Welle begründet, die wiederum stark von der Richtung des IMF abhängt.

trie, während ausgeprägte Asymmetrien hinsichtlich der Richtung des konvektiven elektrischen Feldes in der Polarebene zu verzeichnen sind.

Die asymmetrische Struktur der Pick-up Region ist ein gemeinsames Merkmal der Plasmaumgebung unmagnetisierter Planeten. Fedorov et al. (2006) konnte aus den Messungen von MEX die Existenz solcher Strukturen für das Mars-Szenario bestätigen. Eine ähnliche Struktur konnte während der ersten Vorbeiflüge der Raumsonde Cassini an Titan festgestellt werden (Wahlund et al. 2005). Simon et al. (2007b) gaben eine Erklärung für diese Signatur in den Magnetometermessungen. Die Analogie zwischen der Plasmaumgebung des Mars und der Wechselwirkung des Titan mit der Saturnmagnetosphäre wurden von Simon et al. (2007a) in einer vergleichenden Diskussion vorgestellt. Diese Asymmetrien sollten bei der Datenanalyse von MEX und zukünftigen Raumsondenmissionen an

unmagnetisierten Planeten berücksichtigt werden. Es stellt sich jedoch als schwierig heraus zum Zeitpunkt der Messung die Richtung der Asymmetrie eindeutig zu bestimmen, da diese stark von der Richtung des Magnetfeldes abhängt und der Zeit, die das Plasma, insbesondere das trägere Schwerionenplasma, benötigt auf Änderungen der Richtung des Magnetfeldes zu reagieren. In Abschnitt 10.2.2 wird gezeigt, daß der Schwerionenschweif ungefähr 600 s benötigt um sich nach einer Umkehr des IMF neu zu auszurichten.

Nach einer Diskussion der Simulationsergebnisse in der gesamten Plasmaumgebung des Planeten, werden die Meßdaten mit den Simulationsergebnissen entlang des Orbits von MEX verglichen.

5.4 Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Messungen

Die Ergebnisse des Vergleichs zwischen den Messungen von MEX/ASPERA-3 und den Simulationen werden in Abb. 5.10 und 5.11 jeweils für Run 1 und 2 dargestellt. Die Abbildungen zeigen die Elektronentemperatur, den thermischen Elektronendruck und die Komponenten der Protonengeschwindigkeit. Die Simulationsdaten wurden entlang der MEX-Trajektorie extrahiert und erlauben einen genauen Vergleich der Plasmaparameter in Abhängigkeit der aktuellen Zeit in UT.

Wie in Abb. 5.10 zu sehen ist, hält sich die Raumsonde nach der ersten Durchquerung des Bow Shocks für ca. 30 min in der Magnetosheath auf. Beim zweiten Durchflug zurück in den ungestörten Sonnenwind beträgt dieser Durchgang nur ca. 20 min. Diese Merkmale sind mit den Hybrid-Simulationen vollständig reproduzierbar. Abb. 5.11 zeigt dieselben Daten nun im Vergleich mit den Simulationsergebnissen des Runs 2. In dieser Simulation erscheint die erste Durchquerung des Bow Shocks und die Durchquerung der ICB/MPB ungefähr 15 min später.

Die 'shocklet'-Struktur, die in den Simulationsergebnissen identifiziert werden kann wurde auch von ELS um 15.30 UT und um 17.20 UT festgestellt. Die Dichteerhöhungen in den 'shocklets', die aus den Simulationen stammen, zeigen eine gute qualitative Übereinstimmung mit den Daten, die in Abb. 5.10 und 5.11 (rechts) dargestellt wurden. Geringe Unterschiede zwischen den Simulationen und den Messungen können Fluktuationen im anströmenden Sonnenwind zugeschrieben werden, welcher in der Simulation als homogen angenommen wurden. Die Durchquerungen des Bow Shocks werden durch einen Anstieg in der Plasmadichte um einen Faktor 3 – 4 beschrieben, wie es auch das Simulationsmodell wiedergibt. Abb. 5.11 zeigt gute qualitative Übereinstimmungen hinsichtlich der absolut gemessenen Werte.

In Abb. 5.10 zu sehen ist, daß die Elektronen im Sonnenwind während der Durchquerung in die Magnetosheath eine Temperatur von ungefähr 5 eV aufweisen. Das Instrument registriert einen Anstieg um einen Faktor 5 wenn es in das Plasma der Magnetosheath eindringt. Im Gegensatz dazu steigt die Temperatur im simulierten Szenario von 17 eV auf 50 eV. Der Sprung ist hier nicht so ausgeprägt wie in den Messungen. Der Grund für diese Diskrepanz dürfte in der vereinfachten adiabatischen Beschreibung der Elektronen im Simulationsmodell liegen. Jede Art von thermischen Flusses wird unterdrückt. Abb. 5.11 zeigt nur einen kleineren Anstieg von 5 eV auf ungefähr 15 eV für die Durchquerung in die Magnetosheath und auf ungefähr 20 eV für die zweite Durchquerung in den Sonnenwind

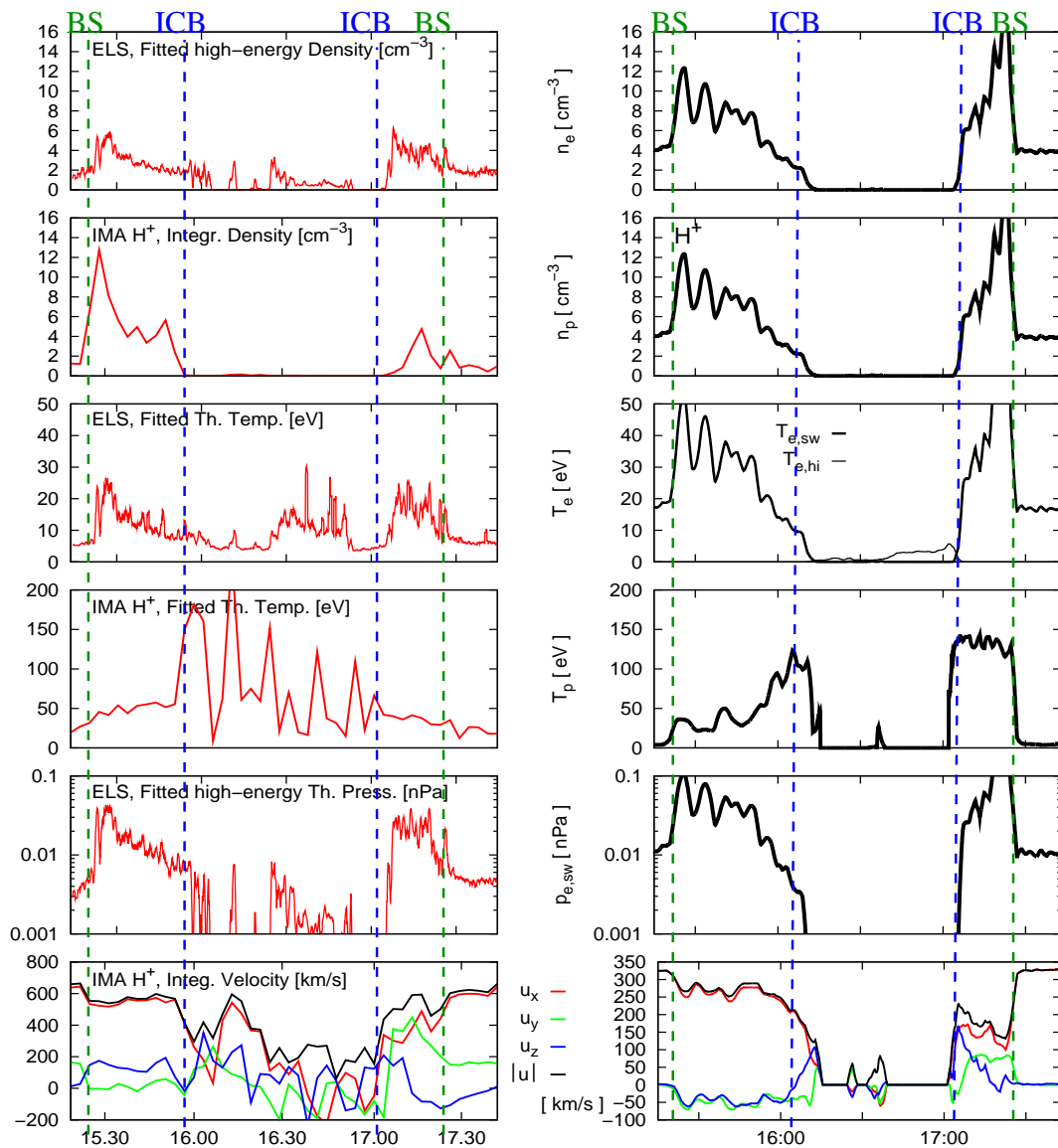


Abbildung 5.10: Daten der Sensoren ELS und IMA (linke Seite) werden im direkten Vergleich mit Ergebnissen des Runs 1 (rechte Seite) dargestellt. Hochfrequente Anteile der Meßdaten wurden mittels eines Glättungsprozesses herausgefiltert. Die Simulationsdaten wurden exakt entlang der MEX Trajektorie aus der Simulationsbox extrahiert. Zusätzlich sind die Positionen des Bow Shocks und der ICB/MPB als grün und rot gestrichelte Linien markiert. Dargestellt sind von oben nach unten: Die Elektronen- und Protonendichte, die Temperatur, der thermische Elektronendruck sowie die Protonengeschwindigkeit in ihren Komponenten und dem Absolutbetrag. Die Simulationsergebnisse zeigen eine gute qualitative Übereinstimmung mit den MEX/ASPERA-3 Daten sowohl hinsichtlich des Verlaufs als auch bei den Positionen der Grenzschichten.

zurück.

Auf der Nachtseite zwischen 16.00 UT und 17.00 UT unterscheiden sich die simulierten Größen wie die Elektronendichte, der thermische Druck und die Protonentemperatur beträchtlich von den Werten die von MEX/ASPERA-3 aufgezeichnet wurden. Weil die Dichte und der thermische Druck in Abb. 5.10 bei der Datenanalyse darauf abgestimmt

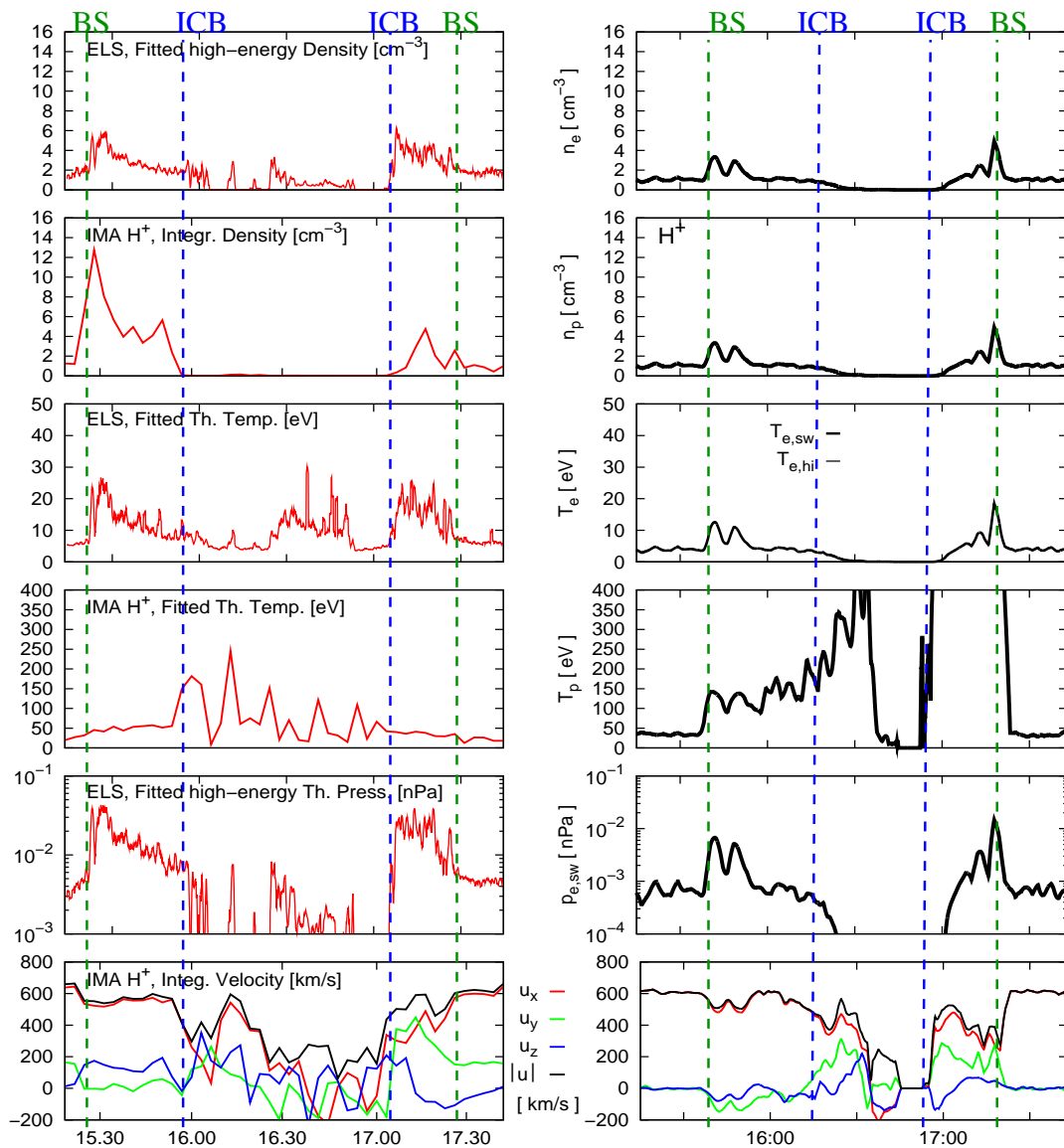


Abbildung 5.11: Daten der Sensoren ELS und IMA (linke Seite) werden im direkten Vergleich mit Ergebnissen des Runs 2 (rechte Seite) dargestellt. Hochfrequente Anteile der Meßdaten wurden mittels eines Glättungsprozesses herausgefiltert. Zusätzlich sind die Positionen des Bow Shocks und der ICB/MPB als grün und rot gestrichelte Linien markiert. Dargestellt sind von oben nach unten die gleichen Größen wie in Abb. 5.10. Die Simulationsergebnisse des Runs 2 mit den angepassten Sonnenwindparametern zeigen eine gute quantitative Übereinstimmung mit den Daten, die von MEX/ASPERA-3 erhalten wurden. Die erste Durchquerung durch den Bow Shock und die folgende Durchquerung durch die ICB/MPB erscheint in dieser Simulation ungefähr 15 min später.

wurden mit dem hochenergetischen Teil des Spektrums übereinzustimmen, können die Signaturen in den niederenergetischen, ionosphärischen Regionen nicht adäquat wiedergegeben werden.

Die untersten Bilder in Abb. 5.10 und 5.11 erlauben einen Vergleich der Protonengeschwindigkeiten der Simulation mit den gemessenen Daten. Die Abbremsung des Son-

nenwindes während der Durchgänge des Bow Shocks und der Magnetosheath wird von der Simulation gut reproduziert. Der Abfall der Protonengeschwindigkeit, der die Position der ICB kennzeichnet wird vom ASPERA-3/MEX Experiment um 15.55 UT und 17.00 UT detektiert. Während die Position des Sprungs der Protonengeschwindigkeit von dem Simulationsrun 1 reproduziert wird, kann ein signifikanter Unterschied in den absoluten Werten gefunden werden. Es ist wahrscheinlich, daß die gemessenen Geschwindigkeitswerte in dieser Region verfälscht werden, da die Protonendichte zu gering für einen adäquaten Mittelungsprozeß ist. Abb. 5.11 zeigt eine gute Übereinstimmung in den absoluten Werten, jedoch geringe Unterschiede bei den Positionen der Grenzschichten.

5.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Plasmasignaturen, die während eines Orbits vom ASPERA-3 Experiment auf der Raumsonde Mars-Express aufgezeichnet wurden, mit den Ergebnissen zweier Hybrid-Simulationen verglichen. Die Plasmaumgebung des Mars wird durch mehrere zum Teil scharf ausgeprägte Plasmagrenzschichten charakterisiert. Die Wechselwirkung führt zur Bildung eines Bow Shocks vor dem Planeten, dessen kinetische Natur durch die Bildung der 'shocklet'-Struktur zum Ausdruck kommt. Es zeigt sich weiterhin, daß der Sonnenwind deutlich vom ionosphärischen Plasma durch eine Ion Composition Boundary (ICB) getrennt ist. Da beide Signaturen sowohl in den MEX/ASPERA-3 Daten als auch in den Simulationsergebnissen auftreten, verdeutlicht dies, daß der Hybrid-Ansatz fähig ist ein geeignetes Bild der globalen Plasma-Prozesse am Mars zu liefern.

6 Rosetta's Swing-by an Mars

Die Raumsonde Rosetta flog am 25. Februar 2007 in einer Entfernung von 260 km am Mars vorbei. Bei diesem Manöver und insgesamt weiteren drei Erdvorbeiflügen holte die Sonde den nötigen Schwung um im Jahr 2014 den Kometen 67P/Churyumov-Gerasimenko zu erreichen. Wie die Analyse der Plasmaumgebung eines Kometen gezeigt hat, wird erwartet, daß die Plasmaumgebung von Churyumov-Gerasimenko qualitativ große Ähnlichkeiten mit der Plasmaumgebung am Mars aufweist. So werden beide Körper von einer hauptsächlich durch solare UV-Strahlung ionisierten Ionosphäre umgeben. Keiner von beiden entwickelt ein substantielles Magnetfeld. Daher wird der Sonnenwind vor dem Hindernis abgebremst, was zu einer Bildung eines Bow Shocks führt. In beiden Fällen wird erwartet, daß sich der Sonnenwind von der ionosphärischen Schwerkraftverteilung mit einer ICB trennt.

Bei der Annäherung von Rosetta an den oberflächennächsten Punkt zum Mars wurde das Magnetometer ROMAP auf der Lander-Einheit eingeschaltet. Die Magnetfeld-daten, die während dieses Swing-by Manövers gemessen wurden, tragen dazu bei, das Bild der Plasmaumgebung des Mars besser zu verstehen: nach einer Durchquerung des Bow Shocks registrierte ROMAP die Signatur eines angestauten Magnetfeldes der um den Planeten drapierten Magnetfeldlinien. In seiner Eigenschaft, die zweite Raumsonde nach MGS zu sein, die das Magnetfeld am Mars in einer niedrigen Höhe gemessen hat, konnten die ROMAP Messungen auf Rosetta bestätigen, daß die von MGS entdeckten magnetischen Krustenfeldanomalien litosphärischen Ursprungs sind. Um die gemessene Magnetfeldtopologie zu verstehen, wurden Hybrid-Simulationen mit mehreren ionosphärischen Spezies durchgeführt. Einige der Eingabeparameter für die Simulationen wurden aus MEX-Daten gewonnen, die gleichzeitig mit den ROMAP-Daten während des Rosetta Swing-by Manövers aufgezeichnet wurden. Diese Simulationen reproduzieren sehr befriedigend die ROMAP-Magnetfeldmessungen und zeigen, daß das IMF während der Vorbeiflugs nordwärts gerichtet gewesen sein muß. Eine spektrale Analyse zeigt Wellen vor dem Bow Shock, die stromaufwärts verlaufen. Weiterhin zeigt die Analyse das Vorhandensein einer MPB an. Das Multi-Ion-Modell der Ionosphäre reproduziert die von MEX/ASPERA-3 gemessenen Ionenflüsse mit einer Übereinstimmung zu den Messungen innerhalb einer Größenordnung.

Die Diskussion zielt nicht nur auf eine Interpretation der Daten ab, sondern auch auf die globale Topologie der Plasmaumgebung des Mars im Hinblick auf das Modell bestehend aus mehreren Ionensorten. Weiterhin werden die globalen Simulationsergebnisse mit der Vorgängerstudie Bößwetter et al. (2007), welche nur eine Ionensorte berücksichtigte, verglichen.

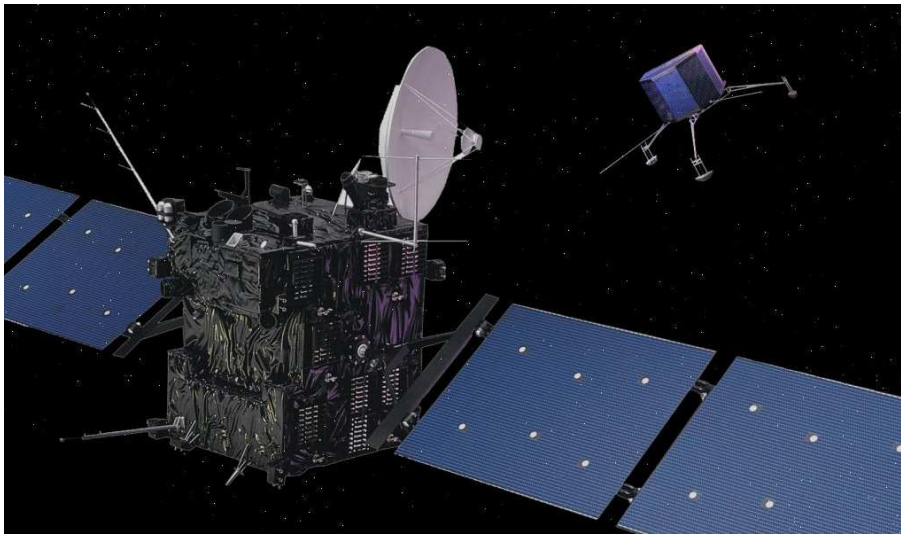


Abbildung 6.1: Die Raumsonde Rosetta und ihr Lander Philae. Das Bild stammt von der ESA-Rosetta Homepage.

6.1 Die Raumsonde Rosetta

Rosetta ist eine Raumsonde der ESA, die am 2. März 2004 mit einer Ariane 5 G+ gestartet wurde und nun auf dem Weg zum Kometen 67P/Churyumov-Gerasimenko ist. Rosetta wird als erster Kometen-Orbiter im Jahr 2014 in eine Umlaufbahn um den Kometen einschwenken und ihn erforschen. An Bord von Rosetta ist auch der 100 kg schwere Lander Philae, der auf der Oberfläche des Kometen aufsetzen soll. Die Abb. 6.1 zeigt sowohl das Raumfahrzeug als auch den Lander.

Der Name Rosetta bezieht sich auf den Stein von Rosetta, mit dessen Hilfe die Entzifferung der ägyptischen Hieroglyphen gelang. Auf dieselbe Weise soll Rosetta dazu verhelfen, das Geheimnis zu lüften, wie unser Universum aussah, bevor die Planeten entstanden. Der Name des Landers Philae bezieht sich auf eine Insel im Nil, auf der ein Obelisk gefunden wurde, der bei der Entzifferung des Steins von Rosetta half. An Bord befindet sich ein Prototyp der sogenannten Rosetta-Disk, einer etwa 5 cm großen Scheibe aus einer Nickellegierung, auf der etwa 15000 Seiten Text mit Informationen über 2500 Sprachen in mikroskopischer Größe eingätzt sind. An Bord des Orbiters befinden sich elf wissenschaftliche Instrumente:

1. Das Ultraviolett-Spektrometer ALICE wird nach verschiedenen Edelgasen suchen, deren Verteilung etwas über die Umgebungstemperatur während der Entstehung vor 4.5 Milliarden Jahren aussagt.
2. Die Kamera OSIRIS soll den Kometenkern in hoher Auflösung im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich fotografieren.
3. VIRTIS, eine Kamera, die im sichtbaren und infraroten Wellenlängenbereich arbeitet, soll Bilder vom Kometenkern machen, aus denen auf die räumliche Verteilung der gefundenen Elemente geschlossen werden kann.

4. Das Instrument MIRO soll mittels Mikrowellenstrahlung nach extrem flüchtigen Elementen suchen und ihre Verdampfungsraten messen.
5. ROSINA besteht aus zwei Massenspektrometern, die Ionen und Neutralgastteilchen nachweisen können. Dadurch lassen sich zum Beispiel die Zusammensetzung der kaum vorhandenen Kometenatmosphäre und die Wechselwirkungen der Teilchen bestimmen.
6. Für die Untersuchung des Kometenstaubs wird COSIMA, auch ein Massenspektrometer, die Häufigkeiten von Elementen, Isotopen und Molekülen bestimmen.
7. Das hochauflösende Mikroskop MIDAS kann die Feinstruktur einzelner Staubteilchen abbilden.
8. Die Messungen des 'Radio Science Experiments' (RSI) sollen der Erforschung des Schwerefeldes des Kometen sowie seiner Kometenkoma dienen.
9. Ein weiteres Experiment CONSERT arbeitet mit Radiosignalen zwischen dem Orbiter und dem Lander. Es soll Rückschlüsse über die innere Struktur des Kometen möglich machen.
10. Das Staubanalysator GIADA untersucht den kometaren Staub und seine dynamischen Eigenschaften.
11. Das Plasma-Instrument 'Rosetta Plasma Consortium' (RPC) besteht aus fünf Einzel-Instrumenten und einer 'Plasma Interface Unit' (PIU), die der Instrumentenkontrolle, als Interface zur Raumsonde und als Stromversorgungseinheit dient.

- Der 'Ion Composition Analyser' (ICA) mißt die dreidimensionale Geschwindigkeitsverteilung und Massendichte der positiven Ionen.
- Der 'Ion and Electron Sensor' (IES) registriert gleichzeitig den Elektronen- und Ionenfluß im Plasma um den Kometen in einem Energiebereich von 1 eV bis 22 keV.
- Die 'Langmuir Probe' (LAP) mißt die Dichte, Temperatur und Geschwindigkeit des kometaren Plasmas.
- Das Magnetometer Experiment (MAG) hat die Aufgabe das Magnetfeld bei der Wechselwirkung des Sonnenwindes mit dem kometaren Plasma zu messen. Es besteht aus zwei dreiachsigen Fluxgate-Magnetometern, die auf einem 1.5 m langen Ausleger montiert sind. Während sich der Outboard Sensor (OB) an der Spitze des Auslegers befindet, ist der Inboard Sensor (IB) am Ausleger näher zur Raumsonde montiert. Der Vorteil bei der Verwendung zweier Sensoren liegt in der Detektion von etwaigen Störmagnetfeldern, die von der Raumsonde selber verursacht werden.

MAG wird in Kooperation mit dem ROMAP-Magnetometer auf dem Lander das Magnetfeld in der Nähe des Kometen untersuchen. Beide Magnetometer wurden am Institut für Geophysik und Extraterrestrische Physik der TU Braunschweig entwickelt.

- Die 'Mutual Impedance Probe' (MIP) bestimmt die Elektronengasdichte, seine Temperatur und Driftgeschwindigkeit in der inneren Koma des Kometen.

6.2 Swing-by Manöver

Bevor die Raumsonde ihr Ziel den Kometen 67P/Churyumov-Gerasimenko (Glassmeier et al. 2007a) erreicht, werden einige Swing-by Manöver durchgeführt. Ein Swing-by Manöver, bei dem die Sonde den Planeten in einer niedrigeren Umlaufbahn um die Sonne einholt, kann man sich folgendermaßen vorstellen. Sie wird vom Planeten auf eine höhere Umlaufbahn gehoben, wobei sie zwar Energie aufnimmt, aber gleichzeitig ihre Winkelgeschwindigkeit verringert. Dies geht soweit bis sie hinter dem Planeten in dessen Bahn einschwenkt und nun tangential zur Umlaufbahn beschleunigt wird. Dadurch wird sie von ihrer Zentrifugalkraft auf eine noch höhere Bahn gehoben und verringert wiederum ihre Winkelgeschwindigkeit, wodurch ihr der Planet wieder davonläuft. Es geht letztlich um die Übertragung des Bahndrehimpulses. Da es meist nur darauf ankommt, daß die Sonde relativ zur Sonne Bahndrehimpuls gewinnt, muß die Sonde die Bewegungsenergie einem Objekt, wie hier beim Rosetta-Vorbeiflug dem Mars, entnehmen, das sich selbst relativ zur Sonne bewegt und somit Drehimpuls aufweist.

Nach dem ersten Erdvorbeiflug im März 2005 erfolgte ein Swing-by am Mars im Februar 2007. Im November 2007 und November 2009 sind zwei weitere Erdvorbeiflüge nötig, um dann von Mai 2011 bis Januar 2014 den nötigen Schwung zu erhalten weiter durch den Asteroidengürtel bis zur Jupiterumlaufbahn vorzudringen. Während dieser Zeit wird die Kometensonde in einen Tiefschlaf-Zustand (Hibernation) versetzt, um Energie für die Mission am Kometen zu sparen. Vorher sind noch zwei Vorbeiflüge an Asteroiden geplant: am 5. September 2008 am Asteroiden 2867 Steins und am 10. Juli 2010 am Asteroiden 21 Lutetia.

6.3 Magnetfeldmessungen auf Rosetta

Kommen wir nun zu den Magnetfelddaten des Magnetometers ROMAP, das sich auf dem Lander Philae befindet, und Magnetometer RPC-MAG auf dem Orbiter. Die Magnetfeldsignaturen nahe des bahnnächsten Punktes zum Planeten, dem 'closest approach' (CA), werden mit dem Krustenmagnetfeldmodell, das von Daten der Raumsonde MGS abgeleitet wurde, verglichen.

Die Abb. 6.2 zeigt die Projektion von Rosettas Trajektorie und von dem MEX Orbit projiziert auf Koordinatenebenen des MSO-Systems. Wie in Abschnitt 4.2 erläutert, zeigt die x-Achse in diesem Koordinatensystem zur Sonne, die y-Achse verläuft entgegen der Bewegungsrichtung des Planeten, und die z-Achse vervollständigt das rechtshändige System indem diese zum Nordpol zeigt. Rosetta erreichte den Planeten von der Abendseite, kommend aus dem ungestörten Sonnenwind. Sie erreichte den bahnnächsten Punkt in einer Höhe von 262 km über dem Planeten um ungefähr 5 Uhr lokaler Marszeit (LT), noch auf der Nachtseite des Planeten. Rosettas Trajektorie befand sich fast in der Äquatorebene, sie wurde nur ein wenig in die nördliche Hemisphäre verschoben. Die Orbitalebene von MEX lag näherungsweise in der Terminatorebene. Zusätzlich werden in der Abb. 6.2 die Magnetfeldmessungen von ROMAP entlang Rosettas Trajektorie als Richtungsstriche

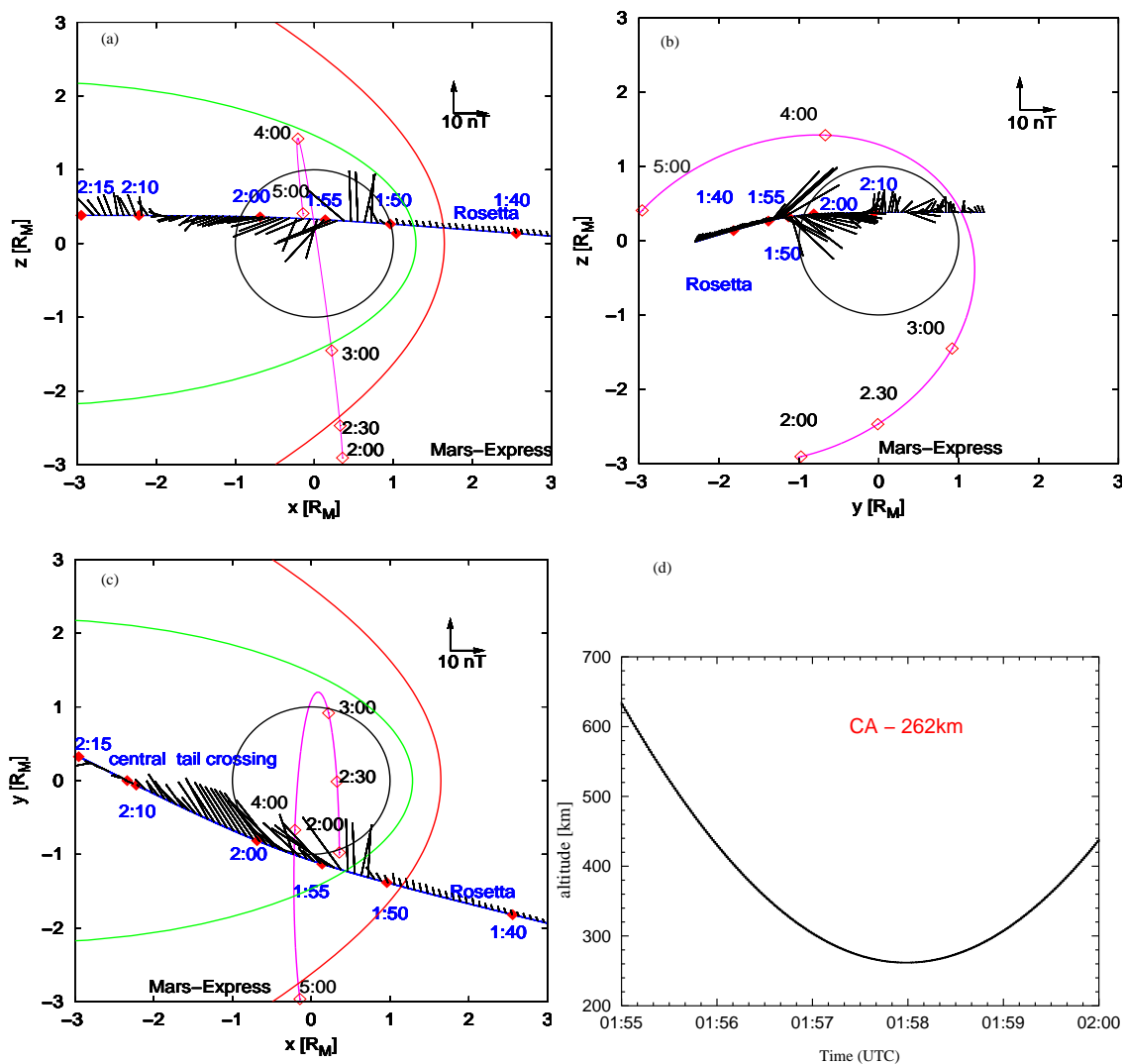


Abbildung 6.2: Orbit-Projektionen der Trajektorie von Rosetta und MEX auf Koordinatenebenen im MSO-System (a)-(c). Die x-Achse zeigt zur Sonne, die y-Achse in die negative Richtung der Bahnbewegung des Planeten und die z-Achse vervollständigt das rechtshändige System indem es zum Nordpol zeigt. Rosetta erreicht den Planeten von der Abendseite her und nähert sich dem 'closest approach' CA bei einer Höhe von 262 km um ungefähr 05:00 LT = 01:58 UT, noch auf der Nachtseite des Planeten. Rosettas Trajektorie liegt in der Äquatorebene, sie ist etwas in die nördliche Hemisphäre verschoben. Die Orbitalebene von MEX liegt hauptsächlich in der Terminatorebene (x-z Ebene). Zusätzlich sind die Magnetfeldmessungen von ROMAP entlang der Trajektorie von Rosetta als Striche dargestellt. Die mittlere Position des Bow Shocks ist in rot und die mittlere Position der MPB in grün dargestellt (Vignes et al. 2000). (d) Höhe von Rosetta über der Marsoberfläche während des Vorbeiflugs.

präsentiert. Die mittlere Position des Bow Shocks wird in rot und die mittlere Position der MPB als grüne Linie dargestellt. Beide Grenzschichten wurden von MGS registriert (Vignes et al. 2000).

6.3.1 Daten von ROMAP

Während des Swing-by Manövers zeichnete das Magnetometer ROMAP während ungefähr einer Stunde als Rosetta den bahnnächsten Punkt um 01:58 UT erreichte hochauflösende Daten im 64 Hz Modus auf. Eine detaillierte Beschreibung des Instrumentes wird in Auster et al. (2007) gegeben. ROMAP registrierte den Bow Shock des Mars bei 01:51 UT. Nach dem Verlassen des Bow Shocks, trat die Raumsonde in eine Region drapierter und verdichteter Magnetfeldlinien auf der Anströmseite des Mars ein. Diese Magnetic Pile-up Region (MPR) wurde von Bertucci et al. (2003), Bertucci et al. (2005a) und Brain et al. (2006) diskutiert und von Bößwetter et al. (2004) und Modolo et al. (2006) mittels Hybrid-Simulationen modelliert.

Wie in Abb. 6.3 dargestellt wird, ist die Vorschock-Region deutlich in den Daten sichtbar, die ROMAP während des Swing-bys aufgezeichnet hat. Die erhöhte spektrale Leistungsdichte bis zu 10^{-3} nT²/Hz des Magnetfeldes ist ein Anzeichen für Wellenaktivität in allen drei Komponenten von 40 – 70 mHz zwischen 01:36 UT and 01:50 UT. Um 01:48 UT wurde ein maximale Frequenz von 60 mHz in allen drei Komponenten gemessen. Die Protonengyrationsfrequenz in einem Hintergrundfeld von $B = 4$ nT beträgt $f_p = eB/(2\pi m_p) = 61$ mHz. Diese Wellen mit einer Frequenz um die lokale Protonengyrationsfrequenz (PCWs) weisen niedrige Amplituden auf (≈ 0.15 nT). Sie wurden von Russell et al. (1990) bei der Auswertung der ASPERA-2 Daten von Phobos-2 beschrieben. Wie Brain et al. (2002) bemerkte, werden diese Wellen nicht in größeren subsolaren Abständen als $3 R_M$ vom Mars beobachtet. Die erste Signatur dieser Anströmwellen in den ROMAP Daten wurde um 01:36 UT beobachtet, als Rosetta in eine Entfernung von ungefähr $2 R_M$ über der Marsoberfläche war. Russell et al. (1990) schlußfolgerte, daß diese linkshändig polarisierten Wellen sich mit der Ionisation der Wasserstoffexosphäre vor dem Bow Shock bilden. Barabash et al. (1991) konnte diese Schlußfolgerung durch Ergebnisse von ASPERA-2 auf Phobos-2 bestätigen. ASPERA-2 registrierte Ring-Verteilungen von Pick-up Protonen der Wasserstoffkorona. Ring-Verteilungen sind instabil und erzeugen Alfvénwellen, die vom Magnetometer gemessen werden können.

In der Vorschock-Region zeigt das gemessene Magnetfeld nur geringe Fluktuationen auf Zeitskalen von einigen Sekunden während gleichzeitig die Foot-Region des Schocks erreicht wurde, wo sich die Feldmagnitude von 4 auf ungefähr 6 nT erhöht. Die Anströmseite des Bow Shocks wurde um 01:51 UT erreicht. Wie Abb. 6.3 (c) zeigt, stieg die Magnetfeldmagnitude deutlicher um einen Faktor 4 an. Danach, um ungefähr 01:54 UT, näherte sich Rosetta der MPR.

Zu diesem Zeitpunkt machte CIVA, einer Kamera auf der Lander-Einheit, beeindruckende Bilder von der Planetenoberfläche. So zeigt die Abb. 6.4 die Talregion Marwth. Diese Tal ist besonders interessant, da es eines der Gebiete auf der Marsoberfläche darstellt, wo das OMEGA-Instrument auf MEX hydratisierte Ton- und Lehmmineralien entdeckte. Sie deuten darauf hin, daß es reichlich fließendes Wasser auf Mars in seiner sehr frühen Entwicklungsgeschichte gab. Die Frage wieviel Wasser es gab, wird in dieser Arbeit in Kap. 10 untersucht.

Doch nun zurück zu den Magnetometerdaten von ROMAP, die bei 01:54 UT eine deutliche Rotation des Magnetfeldvektors zeigen. Diese Beobachtung stimmt mit vorherigen Beobachtungen (Bertucci et al. 2005b) überein, aber auch mit den Ergebnissen numerischer Modelle (Bößwetter et al. 2004, Modolo et al. 2006).

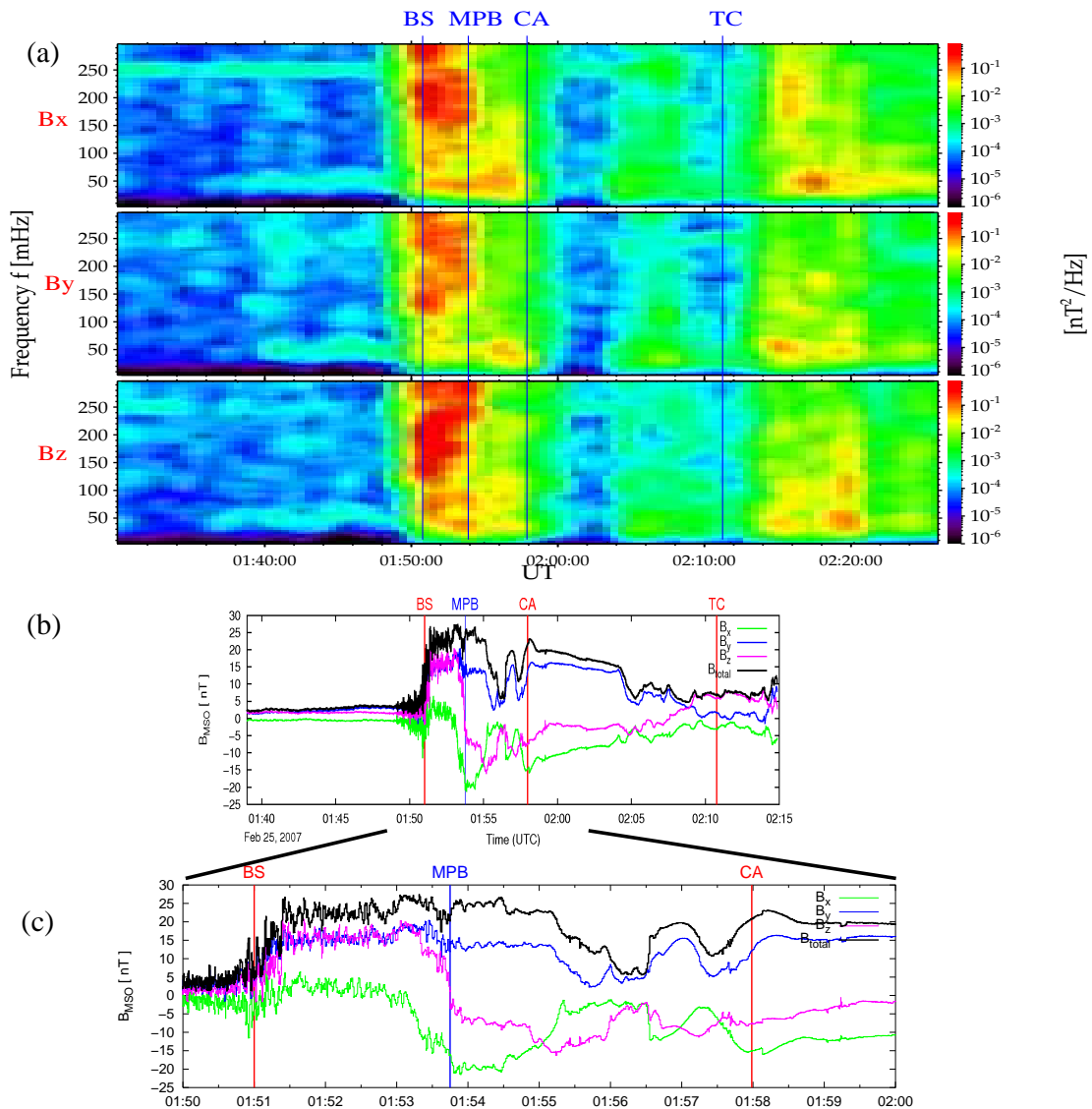


Abbildung 6.3: Magnetfelddaten, gemessen von ROMAP. (a) Dynamisches Frequenzspektrum, (b) Daten in MSO Koordinaten, (c) Daten in einer Ausschnittsvergrößerung. Ungefähr 10 min vor dem Durchgang des Bow Shocks registrierte ROMAP niederfrequente Wellen um 60 mHz, nahe der Protonengyrationsfrequenz. Nach der Detektion der Vorschockregion um 01:49 UT, durchflog Rosetta den Bow Shock um 01:51 UT. Um 01:54 UT kreuzte Rosetta die MPB, wo die Fluktuationen deutlich reduziert wurden. Um 01:58 UT erreicht Rosetta den bahnnächsten Punkt. Eine Minute vorher, schon unter 300 km über der Oberfläche, wurden Fluktuationen eines schwachen Krustenmagnetfeldes gemessen (siehe Abb. 6.7). Nach dem Kreuzen der Mitternachtslinie (TC) verstärkten sich wieder die Fluktuationen in allen drei Komponenten. Es muß hinzugefügt werden, daß die Offsets aller drei Komponenten nicht exakt bestimmt werden konnten. Die Daten sind jedoch in sich schlüssig, besonders die deutlich negative B_x Komponente in der Magnetosheath führt zu der Erklärung, daß das IMF eine deutliche B_z Komponente hatte (vgl. Abb. 6.14). Dieses Verhalten konnte auch durch die Ergebnisse der Hybrid-Simulation bestätigt werden (siehe Abb. 6.13)

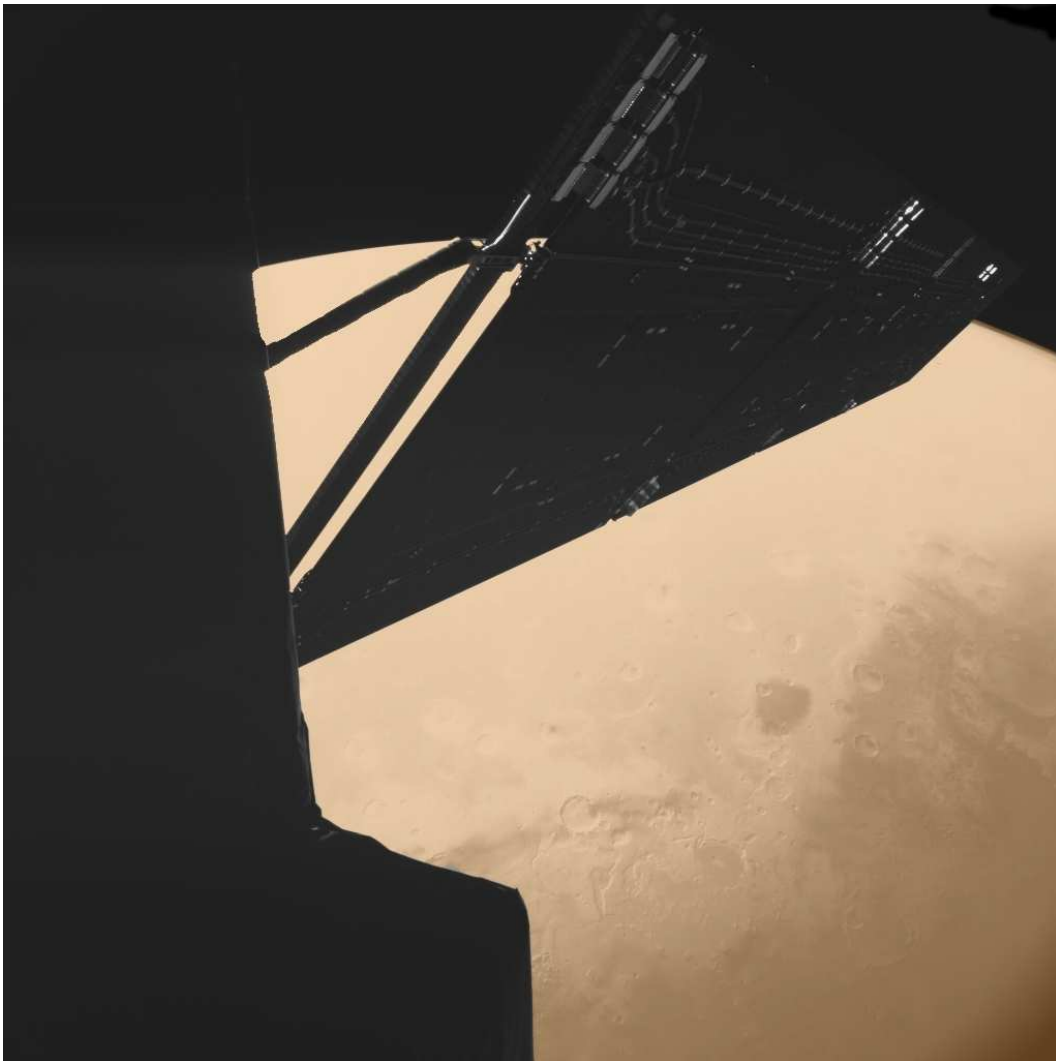


Abbildung 6.4: Sicht von Rosetta auf den Mars vier Minuten bevor die Sonde den geringsten Abstand zur Marsoberfläche erreichte. Zu diesem Zeitpunkt hatte Rosetta einen Abstand von ca. 1000 km von der Planetenoberfläche und durchquerte gerade die MPB. Das Bild wurde von CIVA, einer Kamera auf der Lander-Einheit gemacht. Man erkennt einen Teil der Raumsonde und eins der beiden Solarmodule. Darunter ist die Mawrth Talregion auf der Planetenoberfläche sichtbar. Diese Tal ist besonders interessant, da es eines der Gebiete auf der Marsoberfläche darstellt, in dem das OMEGA Instrument auf MEX hydratisierte Ton- und Lehmmineralien entdeckte. Sie deuten darauf hin, daß es reichlich fließendes Wasser auf Mars in seiner sehr frühen Entwicklungsgeschichte gab. Quellennachweis: Jean-Pierre Bibring, CIVA Kamera, entnommen aus der Multimedia Gallery der ESA-Hompage zur Rosetta-Mission.

Das Spektrum in Abb. 6.3 (a) zeigt ein ähnliches Verhalten an dieser Grenzschicht: eine reduzierte Leistungsdichte von 1 bis auf 10^{-2} nT²/Hz der Wellenaktivität über mittlere und hohe Frequenzen von 100 mHz und darüber. Dieses Verhalten deutet auf die MPB, die Rosetta durchquerte, allerdings auf eine Art, die kein Anstieg in der Magnetfeldstärke registrieren ließ. Eine Minute vor dem bahnächsten Punkt, um ungefähr 01:57 UT, zeigt die Abb. 6.3 (c) eine scharf aufgeprägte Variationen in allen drei Komponenten. Wie im

Abschnitt 6.4 im Detail gezeigt wird, durchquerte Rosetta hier eine schwache Krustenmagnetfeldregion.

Rosetta durchquerte nach dem Passieren des bahnächsten Punktes eine magnetisch sehr ruhige Region. Die Leistungsdichte der Wellenaktivität fiel kontinuierlich über den gesamten Frequenzbereich von 10^{-2} nT²/Hz auf 10^{-4} nT²/Hz ab. Beim Passieren der Mitternachtslinie im Schweif des Mars (tail crossing: TC) um 02:11 UT erhöhte sich die Wellenaktivität wieder auf Leistungsdichtewerte zwischen 10^{-2} nT²/Hz und 10^{-1} nT²/Hz.

Edberg et al. (2009) diskutierten, daß Rosetta für ungefähr zwei Stunden nach dem Erreichen des bahnächsten Punktes im thermalisierten Plasma der Magnetosheath blieb, bevor die Sonde wieder den Bow Shock durchquerte und um 04:04 UT in den Sonnenwind eintrat. Die Autoren diskutierten zusätzlich die Möglichkeit eines zweiten Bow Shock Durchgangs aufgrund des hochgradig dynamischen Verhaltens des Bow Shocks in dieser weit vom Planeten entfernten Schweifregion. Eine kurzzeitige Expansion der Magnetosphäre des Mars könnte dazu geführt haben, daß Rosetta nach dem Durchqueren des ersten Bow Shocks wieder vom magnetosphärischen Plasma eingeholt wurde und nun noch einmal die Grenzschicht durchquerte. Es muß auch angemerkt werden, daß die Sprunghöhe der Magnetfeldstärke bei diesem Schockdurchgang äußerst gering ist, so daß die Analyse der Daten auch mehrere Schockdurchgänge zuläßt, bevor Rosetta das vom Mars gestörte Sonnenwindplasma endgültig verlassen hat.

6.3.2 Daten von RPC-MAG

Das zweite Magnetometer RPC-MAG (Glassmeier et al. 2007b), befindet sich auf dem Orbiter und besteht aus zwei Sensoren, einem Inboard (IB) und einem Outboard (OB) Sensor. Diese Konfiguration läßt die Methode zu, raumsondengenerierte Magnetfeldstörungen zu detektieren und sie von den Daten zu entfernen (wie Ströme auf der Raumsonde und Temperaturänderungen).

Abb. 6.5 zeigt die Magnetfelddaten, die zwischen 23.-25. Februar 2007 vom RPC-MAG Outboard Sensor gemessen wurden. Sowohl der Inboard als auch der Outboard Sensor zeigten ähnliche Signaturen während dieses Intervalls. Während der Periode zwischen dem 24. Februar um 17:00 UT und dem 25. Februar um 08:00 UT weisen die Daten beider Sensoren Unterschiede auf. Vernachlässigt man diese Periode bei der Analyse, so läßt sich ein mittleres Hintergrundfeld von $\mathbf{B} = (0, 0, 4)$ nT im Sonnenwind bestimmen, das wiederum als Eingabeparameter für die in Abschnitt 6.5 diskutierten Hybrid-Simulationen verwendet wurde. Während des bahnächsten Punktes wurden RPC-MAG und alle anderen Instrumente des Orbiters ausgeschaltet, um Energie zu sparen.

6.4 Krustenmagnetfeld am Mars

Frühe Anzeichen eines Krustenmagnetfeldes des Mars wurden bereits von Moehlmann (1992) aus Phobos-2 Messungen aufgezeigt. Später entdeckte MGS viele Stellen lokaler Krustenmagnetisierung hauptsächlich über der südlichen Hemisphäre (Acuña et al. 1999, Connerney et al. 1999). Abb. 6.6 zeigt, daß seine Amplitude bei 200 km Höhe um ± 650 nT variiert. An der Oberfläche erreicht seine Magnitude mehrere tausend nT.

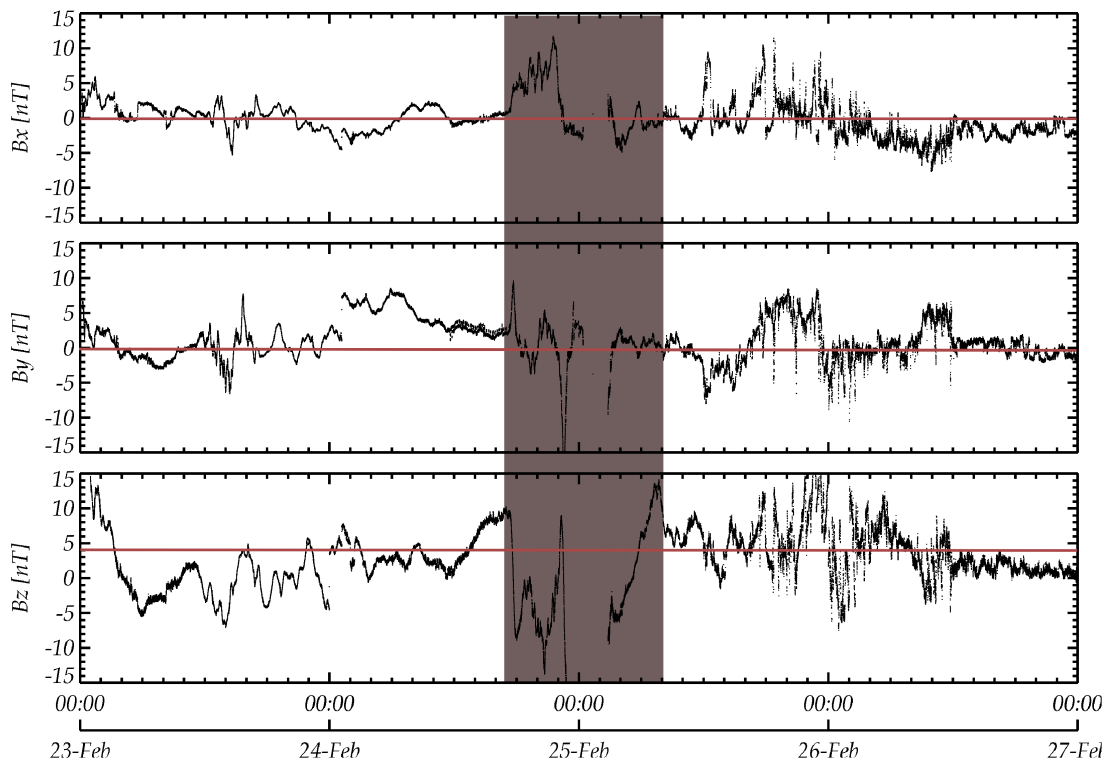


Abbildung 6.5: Magnetfelddaten in MSO Koordinaten, gemessen vom RPC-MAG Outboard Sensor am 23-25. Februar 2007. Sowohl der Inboard wie auch der Outboard Sensor zeigen den gleichen Verlauf. Nur der dunkel schraffierte Bereich zwischen dem 24. Februar um 17:00 UT und dem 25. Februar um 08:00 UT zeigt ein unterschiedliches Verhalten beider Sensoren. Dieser Unterschied wird als Anzeichen von Störungen betrachtet, die durch Raumsonden bedingte Ströme und Temperaturveränderungen verursacht werden. Vernachlässigt man diese Periode, so kann man einen durchschnittlichen IMF-Wert von $\mathbf{B} = (0, 0, 4)$ nT während der Zeit des Swing-bys bestimmen.

Es wurden mehrere Versuche durchgeführt, die lokalen Krustenmagnetfeldanomalien des Mars mit verschiedenen Techniken und Datensätzen zu modellieren. Purucker et al. (2000) verwendete rein radiale, vorläufig aufgezeichnete MGS-Beobachtungen von niedrigen Orbithöhen, um eine Magnetfeldkarte für eine konstante Höhe zu berechnen. Eine verbesserte Version des ursprünglichen Purucker-Modells verwendete kalibrierte Daten. Es korrigierte einen kleinen numerischen Fehler, der einen Nachweis eines globalen Magnetfeldes ergab. Dieses resultierende Modell war aber noch nicht vollständig aufgrund einer bei weitem nicht vollständigen Abdeckung der Daten in den niedrigen Höhen. Andere Studien von Arkani-Hamed (2002) und Cain et al. (2003) verwendeten die häufig angewendete Methode der sphärischen Harmonischen, die auf Gauss (1839) zurückgeht. Ein aktualisiertes Modell von Arkani-Hamed (2002) nutzt die drei Komponenten von niedrigen und hohen Messungen um ein sphärisches harmonisches Modell bis zur 50. Ordnung zu erstellen. Cain et al. (2003) leitete ein anderes sphärisch harmonisches Modell bis zur 90. Ordnung ab. Das letzte sehr detaillierte Modell wurde von Langlais et al. (2004) vorgestellt, das die MGS-Daten in verschiedenen Höhenbereichen zwischen 1997-2001 verwendet. Sie betrachteten 'Equivalent Source Dipoles' (ESD) auf einem äquidistanten

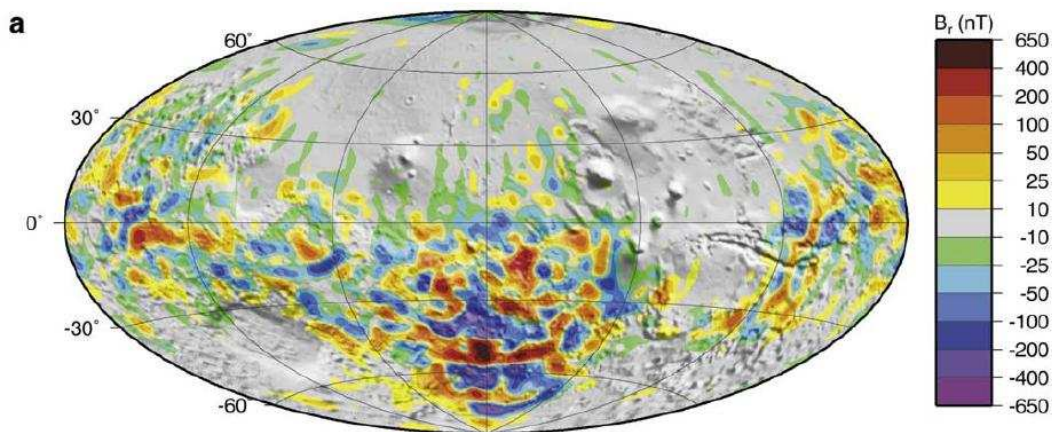


Abbildung 6.6: Magnetfeldstärke B_r des Krustenfeldes in radialer Richtung bei 200 km über der Oberfläche. Die Abbildung wurde aus Langlais et al. (2004) entnommen.

ikosaederförmigen ¹ Gitter unter der Marsoberfläche. Das Dipolgitter hat einen mittleren Gitterabstand von 173 km, oder 2.91° am Äquator. In dieser Studie wird ein Vergleich mit den Ergebnissen dieses entwickelten Modells vorgenommen.

Die Abb. 6.7 zeigt die ROMAP-Magnetfelddaten und Vorbestimmungen des Krustenmagnetfeldmodells von Langlais et al. (2004). Diese Daten sind über planetarische kartesische Koordinaten (pc) aufgetragen. Das entsprechende Koordinatensystem ist folgendermaßen definiert: die positive x und die positive y -Richtung definieren die Äquatorialebene. Die x -Achse zeigt zu 0° und die y -Achse zu 90° östliche Länge. Die positive z -Richtung zeigt zum geographischen Nordpol. Von den ROMAP-Daten wurde der Trend entfernt, das bedeutet, daß alle niederfrequenten Informationen von den Daten entfernt wurden. Die hochfrequenten Störungen vom turbulenten Sonnenwindplasma hinter dem Bow Shock bleiben noch in den Daten enthalten. Die meisten Anteile in den Daten nahe des bahnächsten Punktes stammen von den Krustenmagnetfeldanomalien zwischen 01:56:30 UT und 01:58:40 UT (siehe Abb. 6.2 d). Während dieser Zeitperiode befand sich Rosetta unterhalb von 300 km nahe des Terminators. Dieser Höhenbereich befindet sich unterhalb der Position der MPB, der typische Höhen zwischen 1200-1600 km am Terminator aufweist (Trotignon et al. 1996, Vignes et al. 2000). Rosetta befand sich weiterhin noch auf der Nachtseite des Planeten, so daß Störungen durch Sonnenlicht nicht auftreten. Diese guten Bedingungen erlauben einen Vergleich zwischen den gemessenen Magnetometerdaten und dem Krustenmagnetfeldmodell. Die hier verwendeten Ergebnisse des Modells wurden von Langlais et al. (2004) geliefert. Sie sagen eine schwache Magnetfeldstärke unterhalb von 10 nT voraus, was in guter Übereinstimmung mit den ROMAP-Daten ist. Wie in Abb. 6.7 zu sehen ist, kann nahezu jeder Peak in dieser Region vom Krustenmagnetfeldmodell reproduziert werden. Subtrahiert man noch den niederfrequenten Trend von den Modelldaten, stimmt die Amplitude der Krustenfeldsignatur auch sehr gut zu den vom Trend bereinigten ROMAP Messungen.

¹Das Ikosaeder (nach griech. eikosaédron = Zwanzigflächer) ist einer der fünf platonischen Körper, genauer: ein Polyeder (ein Vielflacher) mit zwanzig (kongruenten) gleichseitigen Dreiecken, als Flächen dreißig (gleich langen) Kanten und zwölf Ecken, in denen jeweils fünf Flächen zusammentreffen

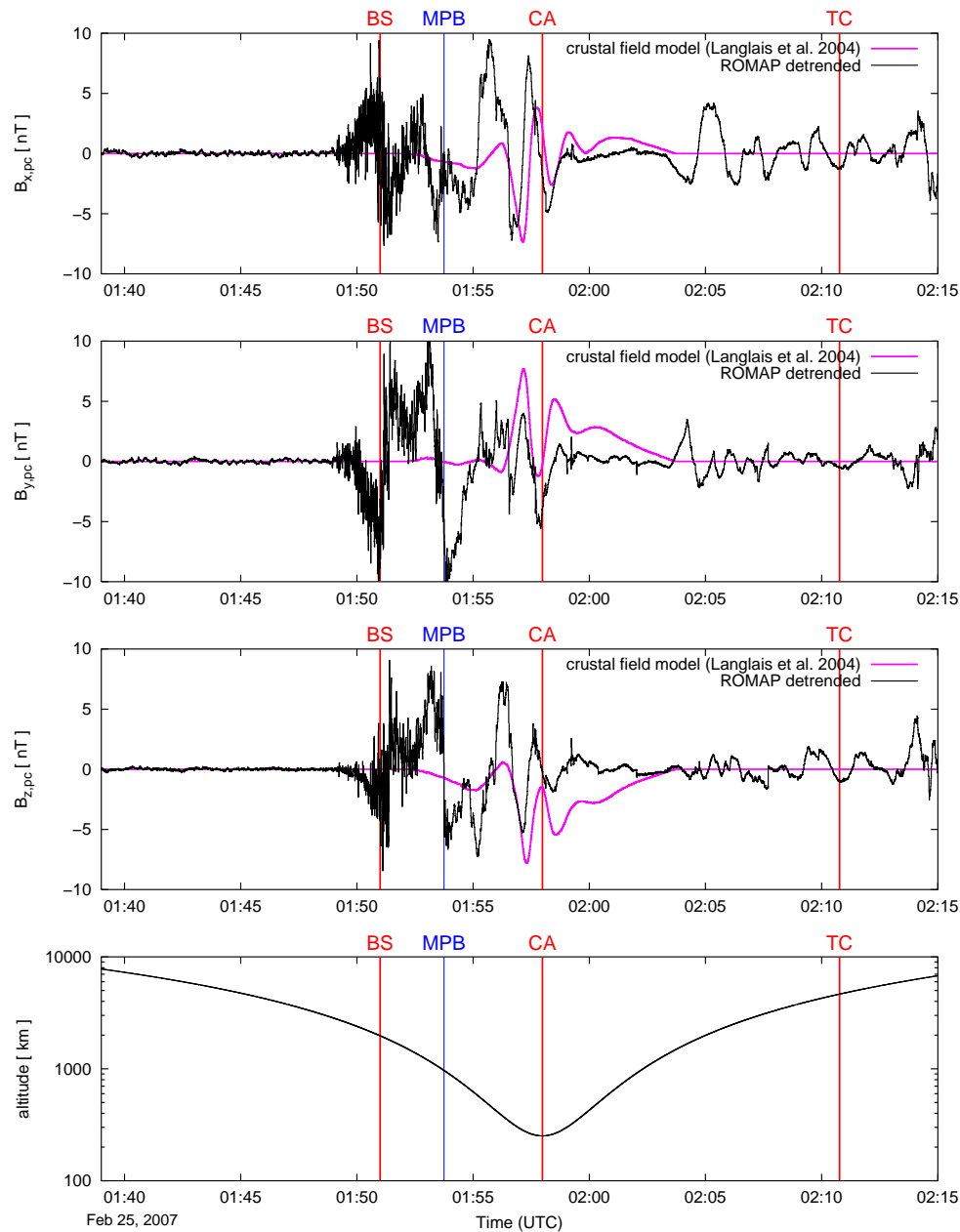


Abbildung 6.7: ROMAP-Daten ohne niederfrequenten Störungen im Vergleich mit den Vorbestimmungen des Krustenmagnetfeldes von Langlais et al. (2004). Alle Extrema der ROMAP Daten in einem Zeitintervall um den CA können vom Krustenmagnetfeldmodell vorhergesagt werden.

6.5 Eingabeparameter des Hybrid-Modells

Die Raumsonde MEX befand sich auf einer Umlaufbahn nahe der Terminator-Ebene, als Rosetta das Swing-by Manöver bei Mars durchführte. MEX erreichte seinen bahnächsten Punkt zum Mars um 03:35 UT. Um 02:00 UT war MEX noch im Sonnenwind, als Rosetta die oberen ionosphärischen Schichten des Mars passierte. Beide Raumsonden hatten lediglich eine Entfernung von $3.3 R_M$ voneinander. Wie Abb. 6.2 zeigt näherte sich MEX

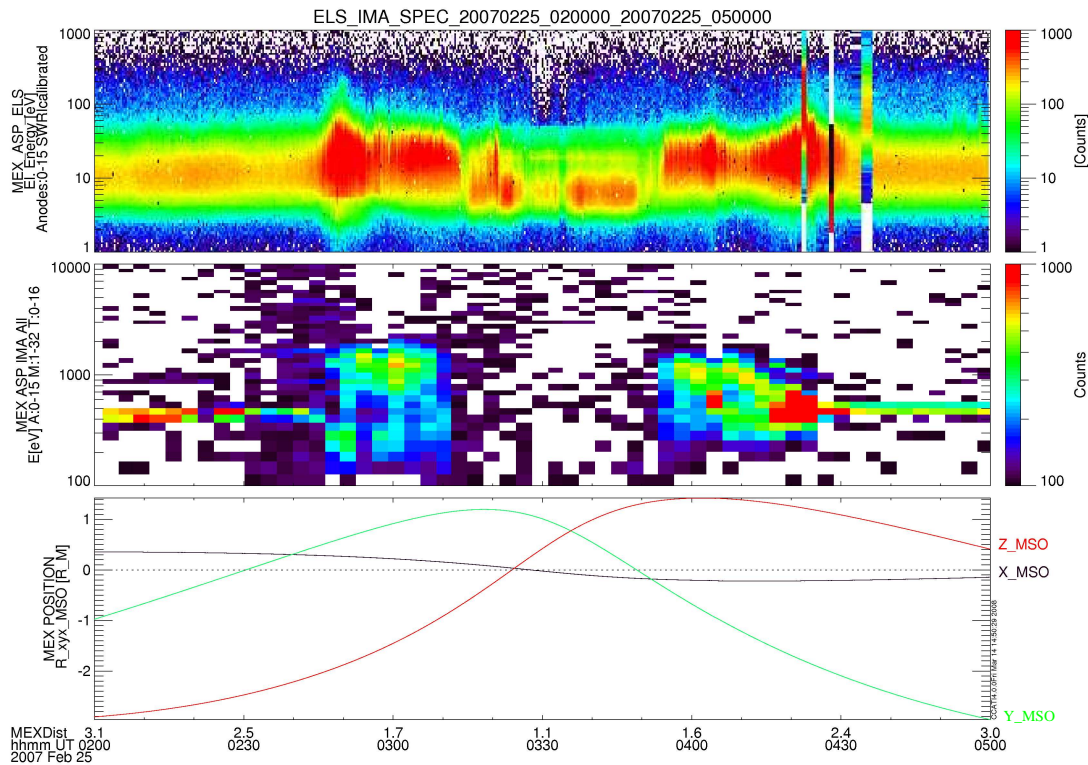


Abbildung 6.8: Elektronen- und Ionenspektren, gemessen von den ELS und IMA Sensoren auf MEX/ASPERA-3 von 02:00 UT (nur zwei Minuten nach dem bahnächsten Punkt von Rosetta zum Mars) bis 05:00 UT. Im unteren Bild sind zusätzlich die Koordinaten des MEX-Orbits in MSO abgebildet. MEX durchquerte um 02:45 UT die Vorschock-Region, um 02:48 UT den Bow Shock und um 03:14 UT die ICB/MPB. Bei der Position der ICB/MPB fällt die Intensität im Ionenspektrum deutlich über den gesamten Energiebereich. IMA konnte nur Sonnenwindprotonen und Heliumionen messen. Nach dem Durchqueren der Ionopause um 03:22 UT wurden nur niedereenergetische Elektronen um 5 eV gemessen. Beim Verlassen der Magnetosheath traten beim ELS Sensor Datenlücken auf.

von der südlichen Hemisphäre in die Magnetosheath und verließ sie auf der Abendseite des Planeten. Auf diesem Orbit registrierten die Plasmasensoren auf MEX/ASPERA-3 Elektronen- und Ionendaten. Da MEX kein Magnetometer an Bord trägt, sind keine Magnetfelddaten verfügbar um die Datensätze gegenseitig zu kalibrieren.

Die ELS und IMA Sensoren auf MEX/ASPERA-3 erlauben die Berechnung der Elektronen- und Ionenmomente. Wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, haben die Elektronendaten eine Zeitauflösung von 4s und der IMA Sensor eine von 192 s. Eine detaillierte Beschreibung des Instrumentes findet man in Barabash et al. (2006).

Die Abb. 6.8 zeigt die von MEX/ASPERA-3 gemessenen Elektronen- und Ionenspektren. Von diesen Spektren wurden Dichten und Geschwindigkeiten abgeleitet, um Eingabeparameter für die Hybrid-Simulationen zu erhalten. MEX erreichte die Vorschock-Region um 02:45 UT, bei der die Elektronen zunehmend thermalisiert wurden. Die Sonde durchquerte den Bow Shock um 02:48 UT und erreicht die ICB um 03:14 UT. Bei dieser Plas-

Tabelle 6.1: Eingabeparameter für die Hybrid-Simulation.

Parameter	Symbol	Numerischer Wert
Sonnenwinddichte	n_{sw}	8.0 cm^{-3}
Sonnenwindgeschwindigkeit	u_{sw}	290 km/s
Dynamischer Sonnenwinddruck	M_p	1.12 nPa
Alfvénische Machzahl	M_A	9.39
IMF Vektor	B_{sw}	$4 \cdot (-0.09, 0.15, 0.98) \text{ nT}$
Protonentemperatur	T_p	50000 K = 4.3 eV
Elektronentemperatur	T_e	200000 K = 17.3 eV
Ionosphärische Elektronentemp.	$T_{e,hi}$	3000 K = 0.26 eV

magrenzschicht registrierte IMA einen deutlichen Abfall im Protonenfluß. Die Ionopause wurde um 03:22 UT erreicht, bei der nur niederenergetische Elektronen gemessen wurden. Beim Verlassen der verschiedenen Plasmaregionen, durchquerte MEX die Ionopause um 03:49 UT, die ICB um 03:54 UT den Bow Shock um 04:25 UT und den Vorschock um 04:32 UT. Beim zweiten Durchqueren des Bow Shocks weist das ELS-Spektrum Datenlücken auf. Planetare Schwerionen konnten nicht beobachtet werden, da der entsprechende Modus des Instrumentes bei diesem Orbit nicht arbeitete. Der mit der größten Sicherheit bestimmbare Parameter von IMA war die Protonengeschwindigkeit mit ungefähr 290 km/s im ungestörten Sonnenwind. Die Sonnenwinddichte variiert zwischen 2 und 10 cm^{-3} , je nachdem, welche Methode verwendet wurde, um das Elektronenspektrum von ELS zu approximieren. IMA gab einen Wertebereich von ungefähr $1 - 3 \text{ cm}^{-3}$. Hier werden Ergebnisse eines Simulationsruns präsentiert, der eine Anströmdichte von $n_{sw} = 8.0 \text{ cm}^{-3}$ und eine Geschwindigkeit von $u_{sw} = 290 \text{ km/s}$ verwendet, welche wiederum gut zu den MEX-Plasmamessungen passen. Um eine Orientierung des IMF in der Äquatorebene zu erhalten, verwendet die hier präsentierte Simulation einen IMF-Winkel von 120° zur Strömungsrichtung des Sonnenwindes. Dieser Winkel wurde mittels eines Sonnenwindmodells von McKenna-Lawlor et al. (2005), dem Modell Hakamada-Akasofu-Fry in der Version 2 berechnet.

Die Abb. 6.9 zeigt, daß der IMF-Winkel näherungsweise in einem Bereich zwischen $120^\circ - 160^\circ$ lag. Der große Wertebereich läßt sich durch Unsicherheiten der Sonnenwindgeschwindigkeit an der inneren Grenzschicht des Modells zurückführen. Eine Variation des Winkels zwischen dem angenommenen IMF-Vektor und z_{MSO} wurde so lange durchgeführt bis eine gute Übereinstimmung mit den ROMAP-Messungen gefunden wurde. Der ermittelte Winkel wies einen Wert von 10° auf. Weitere Eingabeparameter sind in Tab. 6.1 aufgelistet.

6.6 Ergebnisse der Hybrid-Simulation

Die Simulationsergebnisse der Hybrid-Simulation werden in Abb. 6.10 als Konturplots der Äquatorebene vorgestellt. Die Abbildung zeigt die Sonnenwinddichte (a) und die Flußdichten der Ionensorten exosphärischer Komponenten H (b), O (c), sowie ionosphäri-

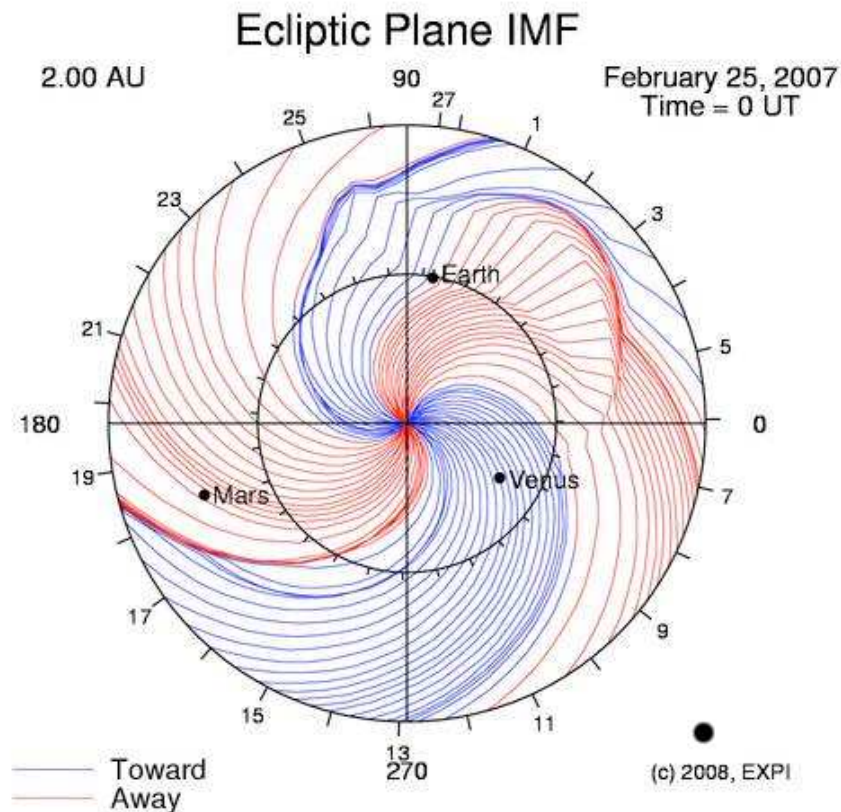


Abbildung 6.9: Ergebnisse der Simulationen eines Sonnenwindmodells von McKenna-Lawlor et al. (2005) in der Ekliptik für den 25. Februar 2007 um 02.00 UT. Man erkennt vier Sonnenwindsektoren in denen das IMF entweder zur oder von der Sonne weg zeigt. Bei der Marsposition zeigt die Simulation, daß der Winkel des IMF-Vektors zur Strömungsrichtung des Sonnenwindes zwischen 120° und 160° lag.

scher Komponenten CO_2 (d), O_2 (e) und O (f). Das konvektive elektrische Feld zeigt zur Hemisphäre der Morgenseite des Planeten, wobei der elektrische Feldvektor um 9° aus der Ebene heraus gedreht ist.

Der Sonnenwind strömt um das Hindernis und erzeugt ein Wake-Region stromabwärts hinter dem Hindernis. Ein kommt zur Bildung eines Bow Shock mit einer Substruktur, den 'shocklets' oder auch 'multiple shocks' genannt (siehe 6.10(a)). Diese Substruktur wird auch von Omid und Winske (1990) und Shimazu (2001) beschrieben. Sie geht auf den kinetischen Wechselwirkungscharakter der gyrierenden Sonnenwindprotonen zurück. Der dichte Sonnenwind wird durch UV-Ionisation und Ladungsaustauschprozesse von planetaren Ionen massenbeladen (Szegö et al. 2000).

Die Abbildungen 6.10(b,c) zeigen die Flußdichte von exosphärischen Wasserstoff- und Sauerstoff-Ionen. Die exosphärischen Sauerstoffionen werden auf großen Gyrationradien auf der Morgenseite vom Planeten weg beschleunigt, und auf der Abendseite zum Planeten hin beschleunigt. Die exosphärischen Protonen werden um den Planeten herum-

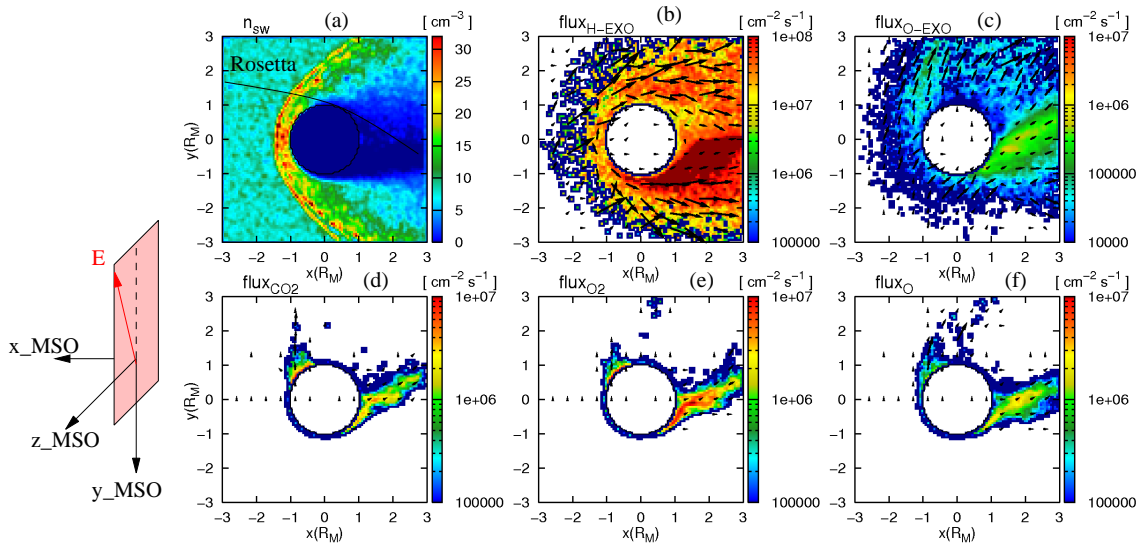


Abbildung 6.10: Ergebnisse der Hybrid-Simulation zum Rosetta Swing-by Manöver. Konturplots der Äquatorebene zeigen die Sonnenwinddichte (a) und Ionenflußwerte (b-f). Der konvektive elektrische Feldvektor liegt in der y - z Ebene. Die Projektion von Rosettas Trajektorie ist in Bild (a) dargestellt. Vor dem Mars bildet sich ein Bow Shock, der eine zwei-shocklet Substruktur aufweist. Der Sonnenwind wird durch ionosphärische und exosphärische Schwerionen massenbeladen (b-f). Exosphärische Sauerstoffionen (c) werden vom elektrischen Feld des Sonnenwindes mitgenommen (Pick-up). In der Wake-Region des Planeten werden Plasmawolken von der Ionosphäre abgelöst und in den Schweif gezogen (d-f).

gelenkt. Dieses unterschiedliche Verhalten stimmt gut mit dem Gyrationradius der planetaren Protonen von ungefähr 420 km überein. Dieser ist mehr als eine Größenordnung kleiner als der der planetaren Sauerstoffionen in der Exosphäre. Der kleinere Gyrationradius im Vergleich zur Hindernisgröße führt zu einem flüssigkeitsähnlichen Verhalten der Protonen. Die ionosphärischen Ionenflußdichten werden in Abb. 6.10 (d) bis (f) angegeben. Die Flußdichte hat einen Wertebereich von 10^5 bis zu $10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Diese sind in sehr guter Übereinstimmung mit Daten von MEX, wie Abb. 6.11 zeigt, die von Barabash et al. (2007) veröffentlicht wurden.

Direkt hinter dem Planeten erkennt man in Abb. 6.10 eine Struktur sich ablösender Plasmawolken. Diese Plasmawolken bewegen sich langsam entlang der Plasmasheet zwischen den magnetischen Lobes in den Schweif. Ähnliche Strukturen wurden auch an der Venus von Brace et al. (1982a) beobachtet und von Bößwetter et al. (2004) in Ergebnissen von Hybrid-Simulationen ausgemacht.

6.7 MEX-Daten im Vergleich mit den Simulationsergebnissen

Die Daten von MEX/ASPERA-3 und die Simulationsergebnisse des Hybrid-Modells werden in Abb. 6.12 entlang des MEX Orbits vergleichend gegenübergestellt. Dieser Orbit bezieht sich auf die Zeit des Rosetta Swing-by Manövers. Es wird die Sonnenwinddichte n_p ,

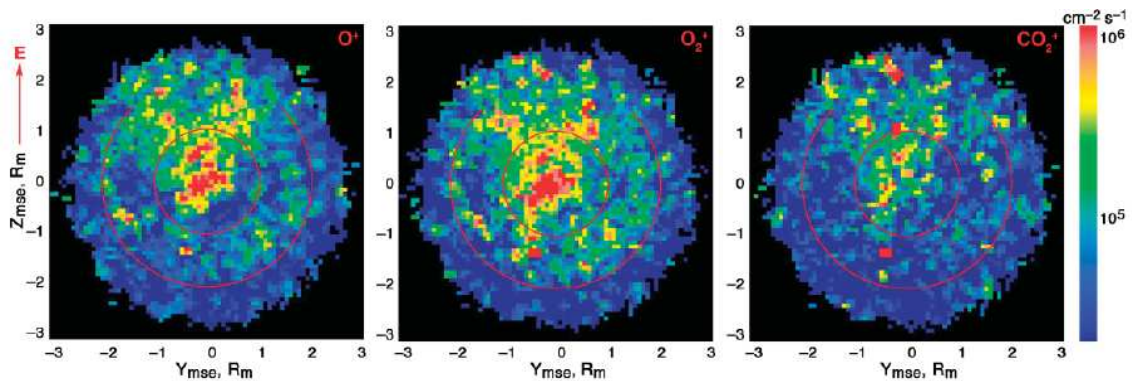


Abbildung 6.11: Integrierte Flußdichte von MEX (in $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) in der y - z -Ebene von den folgenden Schwerionen O^+ (links), O_2^+ (Mitte), und CO_2^+ (rechts). Die Flüsse wurden gemittelt über Stromlinien um und hinter dem Planeten von $x \approx 0$ bis $x \approx 3.5 R_M$. Die durchschnittliche Flußverteilung wurde auf die Ebene $x = 2 R_M$ hinter dem Planeten projiziert. Zum Vergleich sind die Kreise des Marsschattens und der MPB bei einer Entfernung $x = 2 R_M$ im Schweif des Planeten eingezeichnet. Die Richtung des konvektiven elektrischen Feldes wird vom roten Vektor angezeigt. Entnommen von Barabash et al. (2007)

die Sonnenwindgeschwindigkeit u_{sw} und die Sonnenwindflußdichte verglichen. Die Anzahldichte und die Flußdichte der exosphärischen planetaren Protonen werden zusätzlich durch eine grüne Linie in der rechten Spalte der Abb. 6.12 angegeben. Ein Vergleich der beobachteten Daten und der Simulationsergebnisse demonstriert eine gute Übereinstimmung hinsichtlich der charakteristischen Plasmastrukturen. Insbesondere reproduziert die Simulation die Positionen des Bow Shocks und der ICB ziemlich gut. Diese Übereinstimmung bestätigt die Wahl der Eingabeparameter aus Tab. 6.1 für die Hybrid-Simulation. Einen umfangreicheren Vergleich von Daten der Raumsonde MEX mit Simulationsergebnissen findet man in Abschnitt 5.4, sowie bei Bößwetter et al. (2007), aber auch bei Kallio et al. (2006).

6.8 ROMAP-Daten im Vergleich mit den Simulationsergebnissen

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden in Abb. 6.13 die Magnetfelddaten von ROMAP einem direkten Vergleich mit den Simulationsergebnissen entlang der Trajektorie von Rosetta gegenübergestellt. Während Rosetta den Bow Shock um 01:51 UT durchquerte, zeigen die Simulationsergebnisse die Position des Bow Shocks ungefähr eine Minute früher. Es scheint, daß die Position des Bow Shocks von der mittleren Position des Bow Shocks, wie Analysen der MGS-Daten (Vignes et al. 2000) ergeben haben, hier beim Rosetta Swing-by um eine Minute verschoben war. Andererseits stimmen die Ergebnisse der Hybrid-Simulation gut mit der durchschnittlichen Position des Bow Shocks überein.

Der Bow Shock zeigt in den Simulationsergebnissen eine deutliche 'shocklet' Struktur. Die abfallende Magnetfeldstärke in allen drei Komponenten wird an der Position der MPB sehr gut von der Hybrid Simulation reproduziert. Ein interessante Eigenschaft der

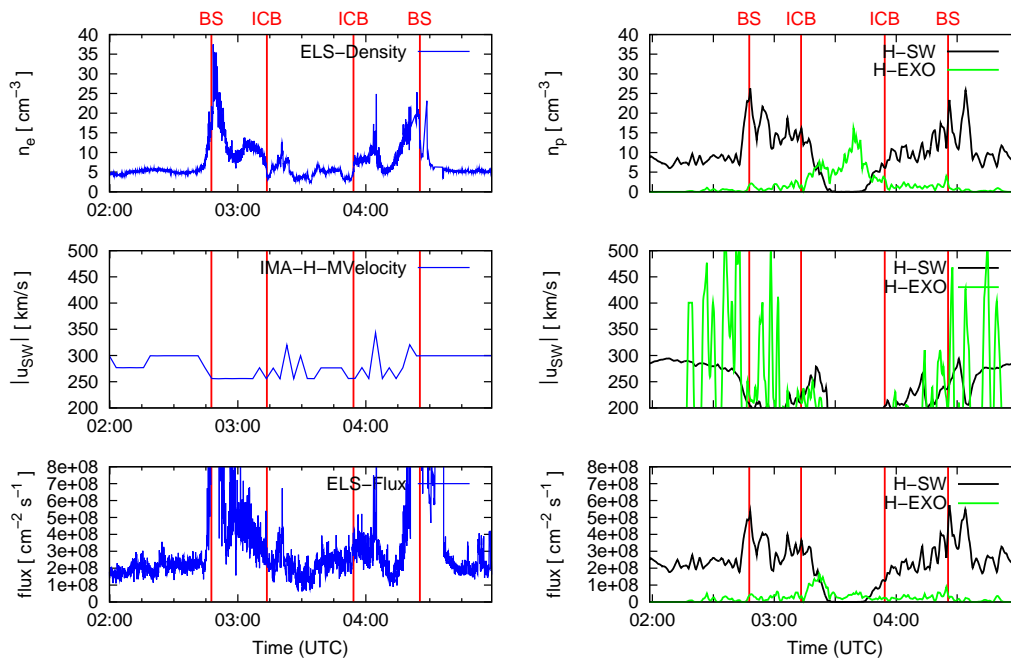


Abbildung 6.12: Vergleich der Daten von MEX/ASPERA-3 (rechts) mit Simulationsergebnissen entlang der Trajektorie von MEX (links). Von oben nach unten sind die Sonnenwinddichte, die Protonengeschwindigkeit und der Sonnenwindfluß abgebildet. Die entsprechenden Größen von exosphärischem Wasserstoff sind in grün dargestellt.

drapierten Magnetfeldlinien wird in Abb. 6.14 (a) verdeutlicht. Nur eine IMF Richtung mit einer positiven B_z Komponente erklärt die negative B_x -Komponente während der Messungen in der Magnetosheath, als Rosetta über der Äquatorebene war.

Eine andere Frage kann mit Hilfe der Simulationsergebnisse beantwortet werden: Warum zeigen die ROMAP-Daten keinen Sprung an der Position der MPB? Ein Aufsteilen der Magnetfeldstärke an der MPB hängt von der Orbitalebene der Raumsonde zur Richtung des Hintergrundmagnetfeldes ab. Liegt der IMF Vektor in der Ebene des Raumsondenorbits, durchquert die Raumsonde den magnetischen Lobe von der Flanke. Bei dieser Art von Durchquerung findet man in den Messungen der Magnetfeldstärke an der MPB einen deutlichen Anstieg. ROMAP registrierte jedoch keinen deutlichen Sprung im Magnetfeld. Der Grund kann anhand von Abb. 6.14 (b) erklärt werden. Diese Abbildung zeigt einen Querschnitt durch die Simulationsbox entlang des Terminators. Die Projektion der Rosettatrajektorie ist auch dargestellt. In Übereinstimmung mit den Messungen von ROMAP erwartet man aus den Simulationsergebnissen nur einen schwachen Anstieg des Magnetfelds, als Rosetta die MPB erreichte. In dieser Swing-by-Geometrie kreuzt Rosetta keinen ausgeprägten Magnetfeldanstieg an der MPB, wie es der Fall wäre, wenn die Trajektorie der Raumsonde in der Polarebene liegen würde.

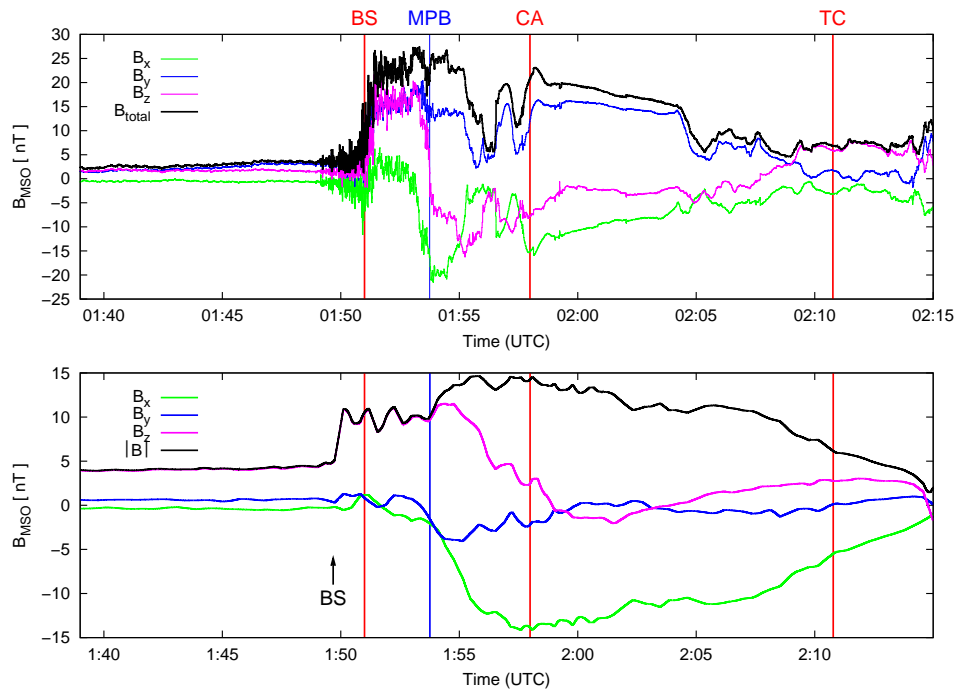


Abbildung 6.13: Magnetfelddaten von ROMAP auf Rosetta (oben) im Vergleich mit Ergebnissen der Hybrid-Simulation (unten). Während Rosetta den Bow Shock um 01:51 UT durchquert, prognostizieren die Simulationsergebnisse seine Position eine Minute früher. Diese Simulationsergebnisse erklären die ROMAP-Messungen qualitativ sehr gut, insbesondere die abnehmende Feldstärke in allen drei Komponenten an der MPB ist in guter Übereinstimmung mit den Messungen. Nur ein IMF-Vektor mit einer positiven B_z -Komponente kann eine negative B_x -Komponente im Plasma der Magnetosheath erklären. Für eine genauere Erklärung betrachte man Abb. 6.14.

6.9 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt wurden Magnetfelddaten von einem Swing-by Manöver der Raumsonde Rosetta an Mars vorgestellt. Dieses Raumfahrzeug konnte als zweite Sonde mit einem Magnetometer an Bord das Vorhandensein der Krustenmagnetfeldanomalien am Mars bestätigen. Diese Anomalien wurden ursprünglich durch Messungen der Raumsonde MGS berichtet.

Das aktuelle Krustenmagnetfeld von Langlais et al. (2004) zeigt eine exzellente Übereinstimmung mit den vom Rosetta-Magnetometer gemessenen Magnetfeldsignaturen. Eine detaillierte spektrale Analyse zeigt Protonenwellen vor dem Bow Shock bei einer Frequenz von ≈ 60 mHz.

Während des Rosetta Swing-by Manövers befand sich die Raumsonde MEX in einem Orbit um den Planeten und zeichnete Plasmatdaten auf. Diese Daten liefern zusätzliche Informationen über die Sonnenwindparameter als notwendige Eingabeparameter für die Hybrid-Simulationen. Diese abgeleiteten Hintergrund-Sonnenwindparameter reproduzieren die ROMAP-Magnetfeldmessungen in guter Genauigkeit mit Hilfe von Hybrid-Simulationen.

Die Simulationsergebnisse ergeben eine subsolare Position des Bow Shocks bei

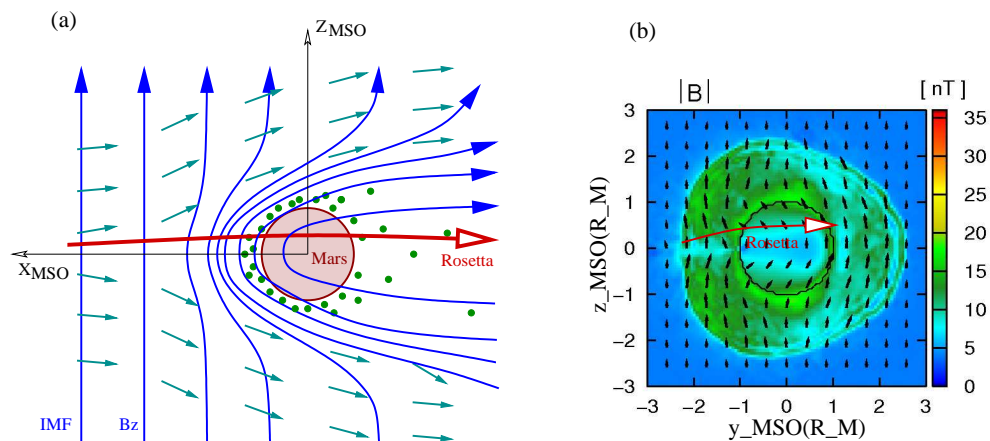


Abbildung 6.14: Morphologie des IMF beim Swing-by Manöver von Rosetta. (a) Daten von RPC-MAG (siehe Abb. 6.5) sowie mehrere Tests von Hybrid-Simulationen mit verschiedenen Richtungen des IMF-Vektors haben gezeigt, daß der IMF-Vektor hauptsächlich durch seine z -Komponente bestimmt wird, um die negative B_x -Komponente in der Magnetosheath des Mars zu erklären. (b) Simulationsergebnisse des Magnetfeldes entlang der Terminatorebene in MSO-Koordinaten. Dieses Bild erklärt, warum ROMAP nur einen schwachen Anstieg des Magnetfeldes beobachtete als Rosetta in die MPR eintrat. Bei dieser Swing-by Geometrie und der Richtung des IMF ist es nicht möglich, daß Rosetta einen ausgeprägten Magnetfeldanstieg an der MPB registriert.

$1.5 R_M$ in guter Übereinstimmung mit der durchschnittlichen Bow Shock Position. Die Magnetfeldmessungen von ROMAP zeigen eine etwas komprimiertere Magnetosheath. Der Bow Shock ist stärker zum Planeten verschoben, während die Position der MPB sehr gut mit den Simulationsergebnissen übereinstimmt. Mehrere Simulationen haben gezeigt, daß eine höhere IMF-Stärke und Variationen in seiner Richtung die Position des Bow Shocks nur geringfügig verschieben. Ein kurzzeitig dichter Sonnenwind könnte zu einem höheren Anströmdruck führen, der die Schockfront nach innen drückt bevor eine höhere Ionisationsrate durch Ladungsaustauschprozesse den Sonnenwind stärker mit Masse belädt, das effektive Hindernis im Sonnenwind vergrößert und den Schock wieder nach außen drückt.

Die weiterentwickelten Hybrid-Simulationen mit mehreren Ionensorten zeigen eine statistisch besser aufgelöste Exosphäre, die auch exosphärischen Wasserstoff beinhaltet. Die Ergebnisse dieser Simulationen zeigen Flußwerte von planetaren Schwerionen, die in der gleichen Größenordnung liegen wie von MEX/ASPERA-3 gemessen.

7 Die heutige Atmosphäre des Mars mit Blick auf vergangene Epochen

Dieses Kapitel diskutiert klimarelevante Atmosphären- und Bahnparameter des Mars im Vergleich mit denen der Erde. Insbesondere wird versucht die Entwicklung dieser Parameter in die Vergangenheit zu berücksichtigen. Das Kapitel 8 wird sich später intensiver mit der Frage beschäftigen, welche plasmaphysikalischen Einflüsse bei der Evolution der Atmosphäre des Mars eine Rolle gespielt haben. Um einen Überblick über verschiedene Zeiträume in der vergangenen Marsgeschichte zu erhalten, haben Geologen die Marsgeschichte in drei Zeitepochen eingeteilt, in denen sich die großen Landeinheiten gebildet haben. Die Tab. 7.1 gibt einen Überblick wann die Epochen stattfanden und welche Prozesse die Oberfläche geformt haben.

7.1 Atmosphärische Eigenschaften

Beim Mars gibt es wegen der geringen Dichte der Gashülle im Gegensatz zur Erde keinen scharf begrenzten Übergang von der neutralen Atmosphäre zur Ionosphäre. Meist wird der Bereich zwischen 100 und 500 Kilometern über der Marsoberfläche als Ionosphäre oder auch als 'obere Atmosphäre' bezeichnet. Die unteren Atmosphärenschichten sind jedoch sehr aktiv. Regelmäßig umhüllen globale Staubstürme den gesamten Mars und verhindern den Blick auf die Planetenoberfläche. Um den Nordpol formten die Marswinde sogar ein ausgedehntes, zirkumpolares Dünenfeld. Immer wieder bilden sich Wirbelstürme und sogenannte Staubteufel.

Die oberen Atmosphärenschichten sind stark durch die Wechselwirkung mit dem Sonnenwind beeinflusst. Messungen von MEX haben gezeigt, daß der Sonnenwind bis zu 270 Kilometer über der Oberfläche in die Atmosphäre vordringt. Dieses tiefe Eindringen begründet sich durch das fehlende globale Magnetfeld des Planeten. In der Vergangenheit erzeugte Mars dieses Magnetfeld - wie aktuell die Erde - durch Dynamoeffekte in seinem Inneren. Heute besitzt Mars nur noch ein schwaches Magnetfeld, das vom Sonnenwind induziert wird.

7.1.1 Zusammensetzung, Druck und Oberflächenfarbe

Die sehr dünne Atmosphäre des Mars erzeugt an der Oberfläche lediglich einen atmosphärischen Druck von etwa 0.7% des Druckes in der Erdatmosphäre. Dieser niedrige Druck ist in der Erdatmosphäre in einer Höhe von 35 km über der Erdoberfläche anzutreffen, in

Tabelle 7.1: Geologische Epochen auf dem Mars.

Epoche	Zeitabschnitt (Gyr)	charakteristische Merkmale
Noachische Periode	4.6-3.5	sehr aktive Geologie, hydrologische Prozesse
Hesperische Periode	3.5-1.8	Abklingphase Verschwinden des Wassers
Amazonische Periode	1.8 bis jetzt	Geologisch 'ruhige' Phase

die nur Heliumballons aufsteigen können. Die Atmosphäre des Mars besteht nahezu vollständig aus Kohlendioxid (95%) mit sehr kleinen Anteilen von Stickstoff (2.7%), Argon (1.6%), Sauerstoff (0.13%) und Spuren von einigen anderen Edelgasen.

Die Oberflächentemperatur schwankt zwischen 100 K auf der Nachtseite und 300 K auf der Tagseite in den Sommermonaten. Da der Atmosphärendruck unterhalb des Tripelpunktes von Wasser liegt, führt ein Ansteigen der Temperatur über den Gefrierpunkt von Wasser nicht zu einem Schmelzen des Wassers, sondern zu einer direkten Sublimation zu Wasserdampf. Diese Eigenschaften führen dazu, daß der Mars extrem trocken ist und sein typisches Landschaftsbild denen der Wüstenregionen auf der Erde gleicht. Die Atmosphäre des Mars ist hochgradig oxidierend. Seine rote Farbe erhält Mars durch eine oxidierenden Reaktion wobei Spuren von Wasserstoffperoxid in der Atmosphäre beteiligt sind. Im Lauf von drei oder vier Milliarden Jahren ist so auf den Gesteinsoberflächen eine dünne Schicht aus Rost entstanden. Sobald sie entfernt wird, sieht man darunter das unveränderte Material.

7.1.2 Wasserdampf

Wasserdampf, der das Wettergeschehen und Klima auf der Erde maßgeblich beeinflusst, existiert auf dem Mars nur in sehr kleinen Mengen ($\approx 0.03\%$ pro Volumen). Würde man diese Menge gleichmäßig auf die Oberfläche verteilen, würde dies eine Schicht von 10 Mikrometer Dicke ergeben. Kondensiert man den gesamten Wasserdampf der Erde aus, erhält man globale Schicht von 2 Zentimeter Dicke. Flüssiges Wasser kann nicht stabil über längere Zeit auf der Oberfläche des Mars vorkommen, da der atmosphärische Druck zu niedrig ist. Wassereis ist jedoch am Nordpol vorhanden. Die meiste Zeit des Jahres wird es von einer Kohlendioxideissschicht bedeckt und erreicht nur in den Sommermonaten auf der Nordhalbkugel die Atmosphäre, wenn das Kohlendioxid bereits sublimiert ist. Das Wassereis kann dann ebenfalls sublimieren und gelangt so in niedrigere Breiten. Besonders um die Gipfel der Vulkane können sich Wolken bilden. Wärmere Luft aus der Äquatorregion führt dort zur Bildung von Wolkenbändern in der gleichen Art und Weise wie sie auf der Erde entstehen.

7.1.3 Wind

Die Kräfte, die das Klima auf dem Mars beeinflussen gleichen jenen, die das Klima der Erde steuern. Die Strahlungsenergie der Sonne heizt die Atmosphäre, welche mit dem Pla-

neten rotiert. Wie auf der Erde wird das häufigste Zirkulationsmuster durch aufsteigende warme Luft in den Tropen hervorgerufen. Diese wird in niedriger Höhe durch anströmende kühlere Luft aus den mittleren Breiten ersetzt. Auf beiden Planeten führt dieses Zirkulationsmuster, das auch Hadley-Zelle genannt wird, zu den Passatwinden. Das Höhenprofil der Planetenoberfläche beeinflusst auch die Windrichtung. Auf dem Mars tendiert der Wind dazu tagsüber an Steigungen nach oben zu wehen und nachts an ihnen herunter zu wehen.

Ein großer Unterschied zwischen dem Klima auf der Erde und dem Mars rührt von der niedrigeren Temperatur und den höheren Konzentrationen an Kohlendioxid in der Atmosphäre her. Im Winter kondensiert um beide Polregionen ein großer Teil des Kohlendioxids zu Eis aus. Diese Menge an Kohlendioxid, das der Atmosphäre entzogen wird, ist so groß, daß der atmosphärische Druck global um ungefähr 30% abfällt. Darum gibt es auf dem Mars jedes Jahr zwei Druckmaxima und zwei Minima: wenn die Eismassen an den Polen tauen und wenn sie gefrieren. Dieser Transport von Kohlendioxid zwischen den Polkappen erzeugt ein Zirkulationsmuster auf dem Mars, das nicht mit dem der Erde vergleichbar ist. An den Rändern der Kohlendioxideisschicht erzeugen die Temperaturgradienten starke Winde.

7.1.4 Marsatmosphäre in früheren Epochen

Die Atmosphäre und das Klima des Mars haben sich in seiner Geschichte vermutlich grundlegend verändert. Vor einigen hunderttausend bis einigen Millionen Jahren war die Rotationsachse stärker zur Sonne geneigt als heute. Dies führte zu einem noch größeren Unterschied zwischen den Jahreszeiten auf Nord- und Südhalbkugel als dem oben beschriebenden. Folglich war der Wasserzyklus zwischen den Polkappen etwa hundertmal intensiver, die Atmosphäre zwei bis dreimal dichter und möglicherweise auch staubiger. Kleinere Abwasserkanäle bildeten sich durch flüssiges Wasser, das lokal über eine kurze Dauer floß und in der Äquatorregion zu Gletschern geführt haben könnte, da die Einstrahlung der Sonne an den Polen bei einer großen Neigung der Drehachse intensiver war.

Vor mehreren Milliarden Jahren war die Atmosphäre viel dichter als heute; es gab Flüsse und möglicherweise einen Ozean. Anzeichen dafür stammen von Raumsondenbeobachtungen und Messungen der Isotopenverhältnisse von Marsmeteoriten. Sie lassen vermuten, daß der Mars einen Großteil seiner frühen Atmosphäre in den Weltraum verloren hat. Solche Messungen haben eine Trennung der verschiedenen Isotope desselben Gases in der Atmosphäre aufgezeigt. Für ein beliebiges Gas wie z.B. Stickstoff entweichen mehr leichtere Bestandteile (oder Isotope) als schwerere in den Weltraum. Die Messungen der Isotopenverhältnisse in der Atmosphäre des Mars haben gezeigt, daß sich die schwereren Bestandteile in dem nicht entweichendem Gas angereichert haben.

7.1.5 Staub und Luftzirkulation

Ein Großteil der Marsoberfläche ist mit Staub bedeckt. In dieser ausgetrockneten Umgebung können Winde trotz der niedrigen atmosphärischen Dichte hervorgerufen werden. Bei schwachen umgebenden Winden treten Staubteufel nur tagsüber auf, wenn die Luft vom relativ heißen Untergrund aufgeheizt wird, schnell aufsteigt und turbulent wird. Sind die umgebenden Winde stark, können Staubteufel starke regionale Stürme auslösen, die

vereinzelt während des Sommers auf der Südhalbkugel globale Ausmaße annehmen können. So mußte z.B. die Raumsonde Mariner 9 im November 1971 monatelang mit der Aufzeichnung von Bildern warten, da in der Atmosphäre ein nahezu globaler Staubsturm tobte.

Die südliche Hemisphäre des Mars ist der Sonne zugewandt, wenn der Planet seinen bahnächsten Punkt zur Sonne erreicht. Weist die nördliche Hemisphäre zur Sonne erreicht Mars auf seiner Umlaufbahn den am weitesten entfernten Punkt zur Sonne. Folglich ist der Sommer auf der Südhalbkugel wärmer als der Sommer auf der Nordhalbkugel, da die eingestrahlte Leistung am bahnächsten Punkt leicht erhöht ist. Die zusätzliche Wärmeeintrag in atmosphärische Schichten der südlichen Hemisphäre erhöht dort die Zirkulation und treibt stärkere Winde an. Globale Staubstürme entstammen meist der südlichen Hemisphäre aufgrund der größeren Erwärmung, den stärkeren Passatwinden und der erhöhten Windstärke über dem hügeligeren Untergrund.

7.2 Einfluß der Bahnparameter

Die Jahreszeiten auf der Nord- und Südhalbkugel der Erde gleichen sich, da die Umlaufbahn um die Sonne nahezu kreisförmig ist. Die Marsumlaufbahn ist jedoch deutlich elliptischer als die der Erde. Folglich steht für einen Teil des Jahres der Planet näher zur Sonne als zu anderen Zeiten. Die Hemisphäre die zur Sonne zeigt, wenn Mars seinen Perihel erreicht, weist wärmere Sommer auf, als die andere Hemisphäre, die beim Aphel zur Sonne zeigt. Da der Planet am Perihel die größten Umlaufgeschwindigkeiten erreicht, hat die Hemisphäre mit dem wärmeren Sommer auch den kürzeren Sommer. Gegenwärtig zeigt die südliche Hemisphäre zur Sonne während Mars sein Perihel erreicht.

7.2.1 Bahnexzentrizität

Die Form des Marsumlaufbahn um die Sonne verändert sich zyklisch. Dies hat Auswirkungen auf das Klima: Je elliptischer die Bahn, umso größer ist der Entfernungsunterschied zwischen Perihel und Aphel des Planeten zur Sonne. Damit unterscheiden sich auch beide Hemisphären klimatisch. Die Exzentrizität der Umlaufbahn des Mars durchläuft zwei Typen von Variationen: eine mit einer Periode von ungefähr 100 000 Jahren, die andere mit einer Periode von ungefähr 2 Millionen Jahren. Gegenwärtig besitzt die Umlaufbahn eine merkliche Exzentrizität, hat jedoch noch nicht sein Maximum erreicht. Klimatische Unterschiede zwischen den Hemisphären können mehr oder weniger extrem als derzeit ausfallen aufgrund unterschiedlichen Bahnexzentrizitäten.

7.2.2 Polneigung

Die Neigung der Drehachse des Planeten zu seiner Bahnnormalen, dem Polneigungswinkel, stellt einen weiteren und wie sich weiter zeigt entscheidenden Einfluß auf das Klima dar. Für den Mars und die Erde beträgt dieser Polneigungswinkel gegenwärtig 24° . Dieser Winkel variiert aber für beide Planeten deutlich. Die Polneigung von Mars variiert zyklisch mit einer Periode von ungefähr 150 000 Jahre in einem Bereich von 15° bis 35° innerhalb der letzten 4 Millionen Jahre. Schaut man noch weiter in die Vergangenheit

zurück, so zeigen Simulationen des gesamten Planetensystems, das auch Werte von 47° erreicht wurden. Bei solch großen Neigungswinkeln der Polachse ist die Oberfläche um die Polregion im Sommer ganztägig dem Sonnenlicht ausgesetzt und im Winter komplett in Dunkelheit gehüllt.

7.2.3 Präzession

Weiterhin ist die Rotationsachse einer Präzession unterworfen. Das bedeutet, daß die Rotationsachse am Himmel alle 51 000 Jahre einen Kreis beschreibt. Somit zeigen die nördliche und südliche Hemisphäre abwechselnd im Perihel zur Sonne. Einige periodische Veränderungen in der Exzentrizität der Marsumlaufbahn, die Neigung seiner Drehachse und die Präzession dieser Achse können genau berechnet und auch in die Vergangenheit zurückgerechnet werden. Ihre Auswirkungen auf das Klima sind jedoch schwierig vorherzusagen.

7.3 Morphologie & Erosion

Um die jüngeren Ausflusstäler auf der Marsoberfläche zu erklären, ist flüssiges Wasser ist nicht notwendig. Die Ausflußkanäle mit einem durchschnittlichen Alter von 3.5 Milliarden Jahren und einige jüngere, die vor einer Milliarden Jahre entstanden sind, haben sich durch ausgedehnte Grundwasser- oder Grundeisvorkommen gebildet. Eine kontinuierlich, sich wiederfüllende Quelle von Oberflächenwasser kann diese Täler nicht geformt haben. Man bezeichnet sie daher auch als Ausflußkanäle. Ihre enormen Ausmaße spiegeln sich nicht nur in der Länge wieder, sondern auch im Querschnitt. Typischerweise beträgt er an der Quelle einige 10 km, weiter stromabwärts vergrößert er sich auf einige hunderte Kilometer.

Einige Ausflußkanäle, wie jene im Osten des Valles Marineris, scheinen sich gebildet zu haben, als die Eindämmung eines Sees plötzlich durchbrochen wurde und die ausströmenden Fluten das massive Tal formten. Andere Ausflußkanäle wiederum scheinen in Regionen entstanden zu sein, wo der Untergrund einstürzte und einen Irrwald an großen Gesteinsblöcken zurückließ. Diese Areale chaotisch geformten Terrains sind die Quellen vieler Ausflußkanäle. Große Mengen schnell strömender Flüssigkeiten erzeugen stromlinienförmige Inseln. Die Kraft dieser Fluten hinterließ deutliche Erosionsspuren: So durchbrach der Mangala-Strom beispielsweise die Wände eines großen Einschlagkraters (siehe Abb. 7.1 oben). Sein Quellgebiet liegt tausend Kilometer weiter südlich (rechts im Bild). Die Abb. 7.1 zeigt aber auch einige kleinere eingestürzte Oberflächeareale beispielsweise einige Kilometer talaufwärts in Minio Vallis (unten Mitte).

Auf dem Mars dürfte das Grundwassereis große Mengen an Wasser bei sehr hohem Druck beinhalten. Das Wasser wurde freigesetzt, als das Grundwassereis plötzlich schmolz. Ein wärmeres Klima könnte das Schmelzen bewirkt haben, aber wahrscheinlicher sind andere Mechanismen die Wärme erzeugt haben, wie der Einschlag eines Himmelskörpers, Vulkanausbrüche oder plötzliche Aufheizungen des Untergrundes. Mehrere dieser Mechanismen dürften zu verschiedenen Fluten beigetragen haben, die episodisch über einer Zeitspanne von mehr als zwei Milliarden Jahren aufgetreten sind. Ereignisse vor 3.8 Milliarden Jahren liefen wahrscheinlich ohne Grundwassereis ab. Danach dürfte

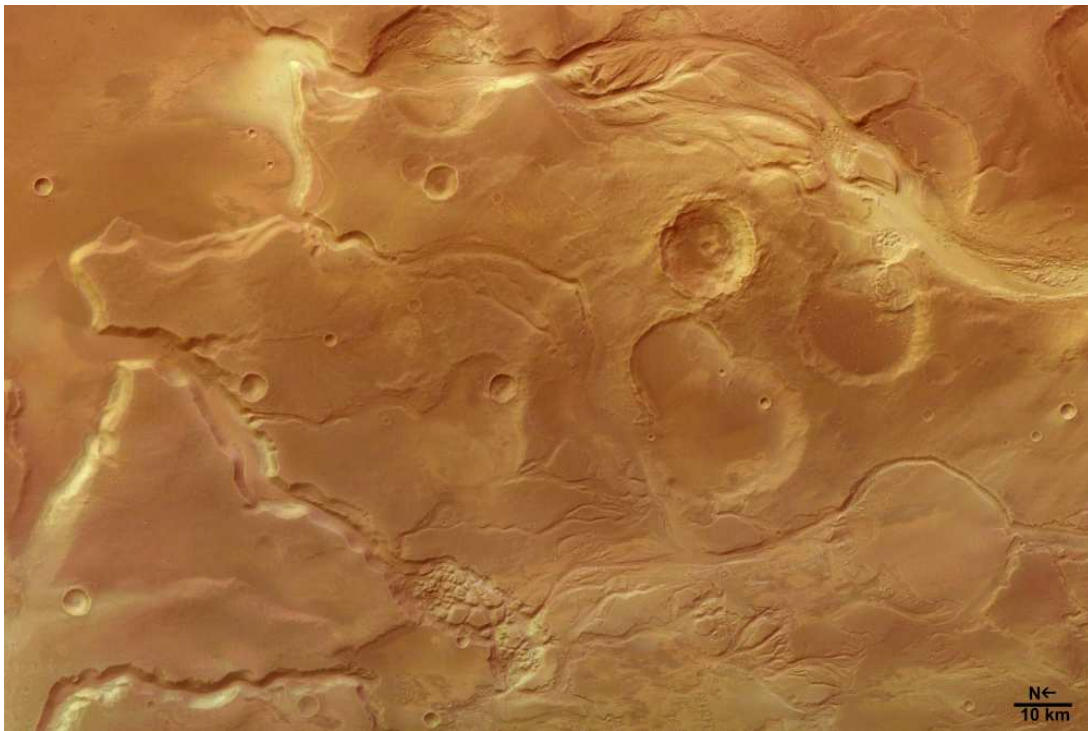


Abbildung 7.1: Mündung der Mangala-Täler, aufgenommen von der hochauflösenden Stereokamera HRSC auf MEX. Das dargestellte Gebiet zeigt die Mündung des kleineren Minio Vallis (links unten im Bild, Norden ist links) und der breiten Mangala Valles (im Bild oben, mit den stromlinienförmigen 'Inseln' im Talverlauf) am markanten Übergang zwischen Hoch- und Tiefland. Die Region befindet sich am Südwestrand der vulkanischen Tharsis-Hochebene.

das Grundwassereises zu einem wichtigen Bestandteil oberflächennaher Schichten geworden sein.

7.4 Polkappen - Hinweise zur Klimageschichte

Bereits im Jahre 1666 beobachtete der italienisch-französische Astronom Gian Domenico Cassini wie die weißen Polkappen des Mars mit den Jahreszeiten des Planeten wachsen und wieder schrumpfen. Er vermutete, daß sie wie die Erdpolkappen mit Wassereis bedeckt seien. Heute wissen wir, daß auch gefrorenes Kohlendioxid vorhanden ist und ein Terrain von Schichtstrukturen beide Pole umgibt.

Die beiden Pole sind bei weitem nicht identisch. Die ständig vorhandene Eiskappe am Nordpol ist größer als die Eiskappe über dem Südpol. Das Gebiet des geschichteten Terrains ist jedoch an der Südpolkappe kleiner als am Nordpol. Sanddünenfelder, die dieses Terrain an beiden Polen umgeben, bedecken größere Areale im Norden. In dieser Region des Nordpols untersucht der Lander Phoenix den Marsboden und seine Eisschicht in einigen Zentimetern Tiefe.

Die ständige vorhandene Eiskappe am Nordpol besteht nahezu vollständig aus Wassereis, wobei gefrorenes Kohlendioxid hauptsächlich an der Südpolkappe vorkommt. Kürzlich haben Montmessin et al. (2007) mit dem OMEGA Instrument auf MEX eine

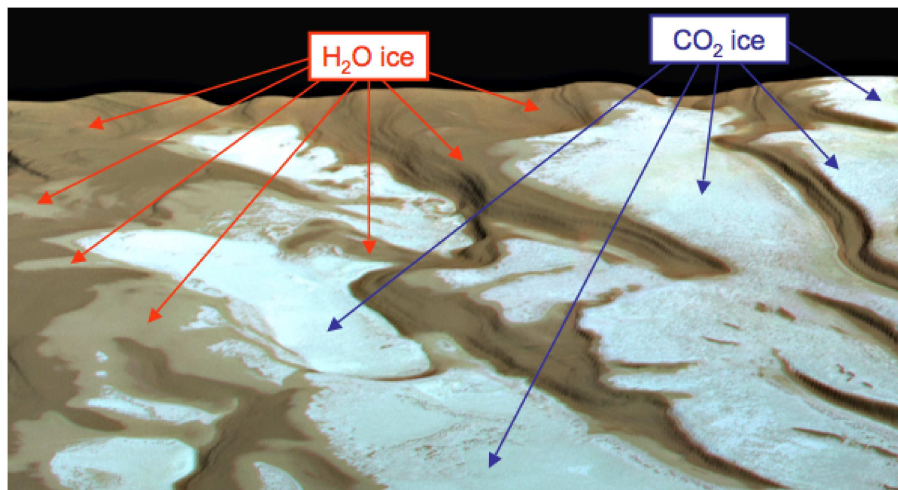


Abbildung 7.2: Das OMEGA Instrument auf MEX hat drei Arten von Eisablagerungen auf der Südpolarkappe des Mars charakterisiert: zum einen Wassereis gemischt mit Kohlendioxideis, dann Gebiete von Wassereis und schließlich Ablagerungen, die mit einer dünnen Schicht aus Kohlendioxideis überzogen sind (siehe Pfeile). Das Bild wurde von der Stereokamera HRSC auf MEX aufgenommen (Montmessin et al. 2007).

genauere Analyse des Eises auf dem Südpol vorgenommen. Die Autoren vermuten, daß die Eisablagerungen Relikte des Präzessionszyklus der Drehachse des Mars sind und daß diese Ablagerungen entstanden sind als das Perihel mit dem Sommer auf der Nordhalbkugel synchronisiert war, also vor etwa 21 000 Jahren. In diesem Zeitabschnitt wurde das Wasser in Form von Wasserdampf von der wärmeren Nordpolregion zum Südpol transportiert, kondensierte wieder und froh dort auf der Oberfläche aus. Später, vor etwa 10 000 Jahren, kehrte sich der Präzessionszyklus um und begann in die gegenwärtige Konfiguration zurückzukehren. Das Wassereis am Südpol wurde instabil und wurde zum Nordpol transportiert. Vor ungefähr 1000 Jahren hörte die Erosion der Wassereisablagerungen am Südpol auf, als Schichten aus Kohlendioxideis sich über das Wassereis legten und es damit vor einer weiteren Erosion bewahrte. Die Analyse zeigte, daß die gegenwärtigen ständigen Eisablagerungen am Südpol des Mars aus drei Eistypen bestehen: zum einen Wassereis gemischt mit Kohlendioxideis, dann existieren mehrere 10 km große Gebiete aus Wassereis und weiterhin gibt es Ablagerungen, die mit einer dünnen Schicht aus Kohlendioxideis überzogen sind. Abb. 7.2 verdeutlicht die Eisablagerungen des Südpols anhand von Ergebnissen des OMEGA-Instrumentes in Verbindung mit Bildern der Stereokamera auf MEX. Während der Wintermonate expandieren beide Pole beträchtlich auf der Oberfläche und bestehen aus gefrorenem Wasser und Kohlendioxid.

Weitere erstmalige Einblicke auf die innere Struktur der Polkappen hat das Bodenradar-Instrument MARSIS auf MEX geliefert: es identifizierte dort mehrere Kilometer starke Schichten aus Wassereis und polare Terrains mit Schichtstrukturen sowohl für die Nord- als auch für die Südpolkappe. Die Nordpolkappe wird von Wassereis dominiert mit unterschiedlichen Beiträgen an Staub. Die größere Südpolarkappe scheint weniger Staub zu enthalten. Sie erreicht eine Maximale Dicke von 3.7 km. Würde dieses Eisvorkommen auftauen, würde sich ein globaler Ozean von 11 m Tiefe bilden. Es wird

angenommen, daß diese polaren Terrains aus Schichtstrukturen eine Schlüsselrolle beim Verständnis der Klimageschichte des Mars spielen. An beiden Polen haben diese Schichten eine Stärke von einigen zehn bis einige hundert Metern. Helle und dunkle Schichten wechseln sich dort ab. Solche Schichten entstehen, wenn Ablagerungen, die vom Wind herangetragen wurden, nacheinander sedimentieren.

In jeder Jahreszeit lagern die gefrorenen Wasser- und Kohlendioxidvorkommen den vom Wind angewehten Staub und andere Ablagerungen ein. Allmählich werden Schichten aufgebaut, die Wasser, Kohlendioxid und Staub auf Zeitskalen konservieren, die sich vom Wechsel der Jahreszeiten bis auf Millionen von Jahren erstrecken. Beide Polregionen liegen höher als die umgebenen Gebiete. Dies verstärkt den Eindruck, daß sich diese Schichten dort seit Ewigkeiten dort ablagern.

Die Ausdehnung der geschichteten Terrains über die ständigen Polkappen hinaus, läßt vermuten, daß sich die Pole mit der Zeit bewegt haben. Diese Vermutung kann durch die zyklisch über tausende von Jahren schwankende Rotationsachse bestätigt werden. Zyklische Schwankungen der Marsumlaufbahn um die Sonne beeinflussen auch das Klima, was wiederum das Wachstum der Schichtablagerungen beeinflusst. Es ist bislang ungeklärt, warum das Schichtterrain im Süden weiter zu niedrigen Breiten ausgedehnt ist als im Norden. Wenn die Nordhemisphäre einmal von einem Ozean bedeckt war, hätte dieser auch die Ausdehnung der polaren Ablagerungen begrenzt. Ein anderes Anzeichen für einen Ozean sind die ausgedehnten Sanddünenfelder um das nördliche Schichtterrain, denn Sand stellt eine Komponente des Sediments auf dem Ozeangrund dar.

7.5 Klimaveränderungen auf Mars

Nachdem die gegenwärtigen atmosphärischen und klimatischen Bedingungen erläutert wurden, wird nun untersucht, welche klimatischen Veränderungen in der Marsatmosphäre in den letzten Milliarden Jahren stattfanden. Klimaveränderungen erstrecken sich in einem komplexen wechselwirkenden System auf großen Zeitskalen. Die wesentlichen Elemente des Klimasystems des Mars sind die Oberfläche, Atmosphäre und Ionosphäre, sowie die Polkappen und die oberen Bodenschichten. Es hat sich durch diverse Beobachtungen von Raumsonden und Modellen gezeigt, daß dieses Klimasystem in der Geschichte des Planeten signifikante Veränderungen durchlaufen hat. Nach dem bisherigen Kenntnisstand bietet es sich an, die klimatischen Veränderungen in drei Zeitskalen einzuteilen: die jährlichen klimatischen Schwankungen, die quasi-periodischen klimatischen Schwankungen und die langfristigen klimatischen Veränderungen.

7.5.1 Jährliche klimatische Schwankungen

Erwärmt solare Strahlung die atmosphärischen Gase mit einer Rate Q , so stellt sich nach einer gewissen Zeit eine Atmosphärentemperatur T ein. Die charakteristische Zeit, mit der die Atmosphäre auf eine Änderung der Rate Q mit einer Temperaturänderung reagiert, hängt von der Strahlungszeitkonstanten τ_{rad} über $\tau_{\text{rad}}^{-1} = \partial Q / \partial T$ ab. Auf der Erde beträgt $\tau_{\text{rad}} = 0.131$ Jahre. Mars weist mit $\tau_{\text{rad}} = 0.006$ Jahre eine wesentlich kleinere Strahlungszeitkonstante auf, reagiert also deutlich schneller auf Temperaturänderungen als die Erde. Nach dem Sommeranfang erreicht die Marsatmosphäre wesentlich schneller

ihr Temperaturmaximum als auf der Erde. Mars besitzt im Vergleich zur Erde auch keinen ozeanischen Wärmespeicher.

Beobachtungen großer Staubstürme über mehrere Jahrzehnte, langjährige Messungen der Oberflächendrücke an den Landstellen der Viking-Lander sowie Beobachtungen der Eisbedeckung der Polkappen und große Schwankungen des atmosphärischen Wasserdampfes haben gezeigt, daß das Klima des Mars deutliche klimatische Schwankungen von einem Jahr zum nächsten aufweist (z.B. Zurek und Martin (1993)).

7.5.2 Quasi-periodische klimatische Schwankungen

Einen der Meilensteine unseres Verständnisses des Erdklimas ist, das kleinskalige quasi-periodische Veränderungen der Bahn- und Achsenelemente der Erde auf Zeitskalen von einigen zehntausend bis einigen hunderttausenden Jahren großskalige Veränderungen des Erdklimas ergeben (Imbrie 1982). Die Auswirkungen dieser quasi-periodischen Klimavariationen sind am stärksten bei hohen geographischen Breiten zu beobachten. Diese Regionen haben wiederholt Zyklen der Vergletscherung über einige Milliarden von Jahren erfahren.

Die Bahn- und Achsenelemente des Mars schwanken auf Zeitskalen, die mit denen der Erde vergleichbar sind. Jedoch ist die Stärke der Variationen beim Mars ungleich größer (Ward 1992). So zeigen z.B. Bahnrechnungen, daß die Polneigung innerhalb der letzten Millionen Jahre von ihrem gegenwärtigen Wert von 25.1° auf 35° anstieg und in kurzen Perioden vor 5.5 und 9 Millionen Jahren sogar 47° erreichte (Laskar et al. 2002). Die Abb. 7.3 zeigt die daraus resultierenden ständigen Veränderungen der Einstrahlung in hohen Breiten. Veränderungen der Einstrahlung haben wiederum bedeutende Veränderungen in den jahreszeitlichen Zyklen von Kohlendioxid, Wasser und Staub verursacht (Toon et al. 1980). Mars ist wahrscheinlich der Planet im Sonnensystem, der die signifikantesten quasi-periodischen Veränderungen in seiner Klimageschichte erfahren hat.

Auf der Erde sind physikalische und chemische Klimaaufzeichnungen eines der nützlichsten Hilfsmittel zur Untersuchung und zum Verständnis der quasi-periodischen Klimaschwankungen geworden. Eiskerne aus Grönland und der Antarktis, sowie Bohrkerne von Ozeansedimenten enthalten eine Fülle von nahezu ununterbrochenen Informationen vom Zustand des globalen Klimasystems über die letzten 200 000 Jahre (Petit et al. 1997).

Auf dem Mars existieren wahrscheinlich ähnliche Aufzeichnungen der vergangenen Klimaschwankungen in Form von geschichteten Ablagerungen in den Polregionen und in den mittleren geographischen Breiten (Malin und Edgett 2000). Geschichtete Ablagerungen treten an offenen Steilhängen zutage, die schon auf Bildern von Mariner 9 sichtbar wurden und später auch von Viking, MGS und MEX aufgenommen wurden. Die Abb. 7.4 zeigt eine der ausgedehnten Schichtstrukturen, die sowohl die Nordpol- auch auch die Südpolkappe umgeben. Auf den Bildern der Kamera MOC auf MGS können einzelne Schichten über hunderte von Kilometer verfolgt werden. An einigen Stellen erstreckt sich die vertikale Skala der Schichtstruktur bis herunter auf 1.5 m und erreicht damit schon die Auflösungsgrenze der Kamera (Malin et al. 1998). Feinskalig geschichtete Ablagerungen, die wahrscheinlich Sedimente sind, wurden auch von MOC bei niedrigeren Breitengraden innerhalb von Einschlagskratern und Tälern beobachtet (Malin und Edgett 2000).

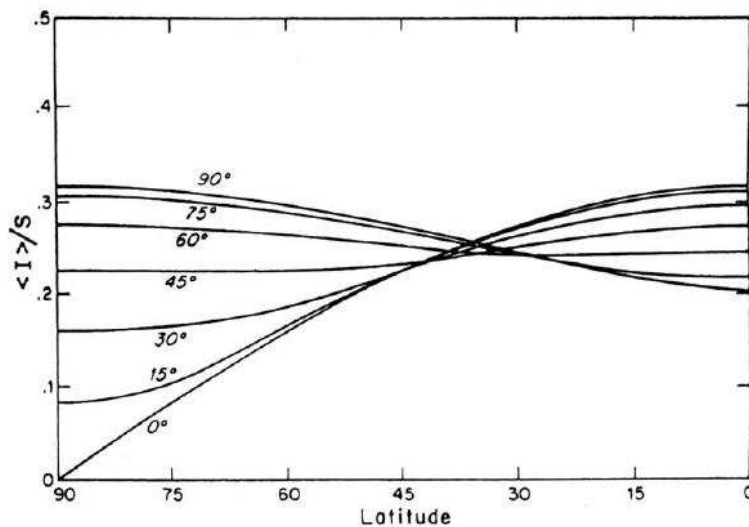


Abbildung 7.3: Durchschnittliche jährliche Einstrahlung $\langle I \rangle$, normiert auf den durchschnittlichen Strahlungsfluß S der Sonne als Funktion des Breitengrades für verschiedene Werte der Polneigung. Bei Polneigungen größer als 54° ist die durchschnittliche jährliche Einstrahlung an den Polen größer als am Äquator. Entnommen von Ward (1992).

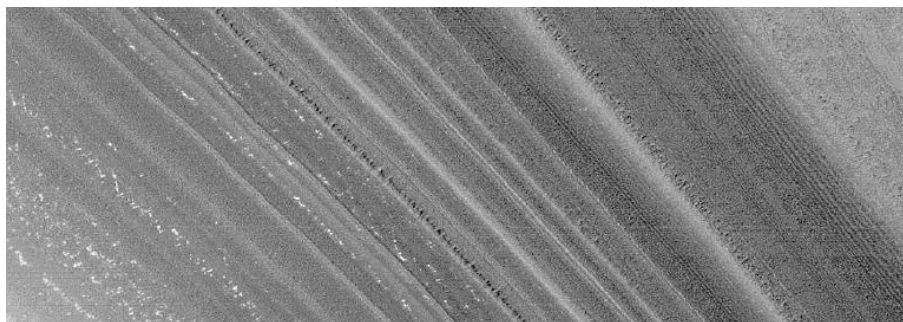


Abbildung 7.4: Feinskalige Schichtstrukturen der mit Wassereis bedeckten Polkappe des Nordpols, aufgenommen von der MOC-Kamera auf MGS am 22. Dezember 2000. Der Ausschnitt ist 4 km mal 2 km groß.

7.5.3 Langfristige klimatische Veränderungen

Die Idee, daß Mars einmal warm und feucht war, obwohl er heute kalt und trocken ist, geht auf Zeiten vor Lowell (1909) zurück. Mit dem heutigen Wissen über die Oberflächenstrukturen kann bestätigt werden, daß diese Spekulation bereits damals richtig war. Es gibt eine Fülle von Oberflächenmerkmalen auf dem Planeten, die einst auf wärmere klimatische Bedingungen zu verschiedenen Zeiten in der Geschichte des Mars hindeuten. Unsicher bleibt jedoch, ob diese Merkmale für die Existenz eines einzigen stabilen, warmen und feuchten Klimas sprechen, oder ob sie in episodisch kurzen Warmperioden entstanden sind, die nicht im Gleichgewicht mit der damaligen Atmosphäre standen (Squyres 1989).

Die Ergebnisse der spektralen Oberflächenanalyse vom OMEGA-Instrument auf

MEX deuten eher auf episodische Ereignisse, bei denen durch Vulkanismus schlagartig große Mengen an Eis im Untergrund schmolzen und deren Wasser dann mit erodierenden Fluten die Ausflusstäler formten. Nur in einer kurze Ära nach der Abkühlung der Planetenoberfläche, die nur wenige hundert Millionen Jahre gedauert haben dürfte (etwa vor 4.5 – 4.2 Gyr), haben sich wasserhaltige Tonminerale, sogenannte Phyllosilikate gebildet. Während dieser Zeit gab es nach Bibring et al. (2006) wenigstens stellenweise flüssiges Wasser auf der Oberfläche. In der zweiten Zeitepoche, die bis vor 3.8 – 3.5 Gyr andauerte, kam es zu vulkanischen Eruptionen, die auf der gesamten Planetenoberfläche auftraten und einen globalen Klimawechsel auslösten. Insbesondere gelangte Schwefel aus diesen Eruptionen in die Atmosphäre und reagierte mit dem Wasser aus dem schmelzenden Eis im Untergrund. Aus dieser Reaktion entstanden Sulfate, die als Kruste zurückblieben, weil das Wasser in der bereits dünnen Atmosphäre instabil war und sofort verdampfte. In der dritten und längsten Zeitepoche, die vor 3.5 Gyr begann und bis heute andauert, wird angenommen, daß nur wenig Wasser an klimatischen Vorgängen beteiligt gewesen ist, da sich der Vulkanismus abschwächte, jedoch nicht vollständig verschwand, und die Atmosphäre intensiven Verlustprozessen unterlegen war und sich abgekühlte.

Vom Standpunkt theoretischer Klimastudien aus gibt es die allgemeine Übereinstimmung, daß Mars alle notwendigen flüchtigen Bestandteile aufweist um ein warmes und feuchtes Klima zu entwickeln (McKay et al. 1992). Allerdings liegen bei der großen Entfernung des Mars von der Sonne die flüchtigen Bestandteile nicht in der Atmosphäre als Gas vor, sondern in kondensierten flüssigen oder festen Phasen. Die Abb. 7.5 macht diese Eigenschaft an dem Verlauf der mittleren Oberflächentemperatur bei unterschiedlicher solarer Leuchtkraft S_{\odot} deutlich. Bei der gegenwärtigen solaren Leuchtkraft würde nur eine dichte Atmosphäre von mindestens 2.2 bar flüssiges Wasser auf der Oberfläche ermöglichen. Daher kann nur schwierig ein stabiler Treibhauseffekt auf dem Mars aufrechterhalten werden. Dieser Effekt wird noch durch die Tatsache verschärft, daß die solaren Evolutionsmodelle eine signifikant geringere solare Leuchtkraft vor einigen Milliarden Jahren vorhersagen (z.B. Kasting und Catling (2003), siehe auch Abschnitt 8.1). Das würde nach Abb. 7.5 bedeuten, daß in der Noachischen Epoche vor 4.6 – 3.5 Gyr, die Atmosphäre mit mindestens 5 bar noch wesentlich dichter hätte sein müssen, um flüssiges Wasser an der Oberfläche zu ermöglichen. Trotzdem macht die extreme Komplexität des Klimasystems und der vielen Wechselwirkungen zwischen seinen verschiedenen Komponenten und äußeren Faktoren (solaren Schwankungen, Schwankungen der Bahnparameter, Vulkanismus, Meteoriten- und Kometeneinschläge) es möglich, daß das frühe Klima des Mars warm und feucht war.

Obwohl die frühe Atmosphäre wahrscheinlich durch Erosion von Meteoriten- und Kometeneinschlägen und hydrodynamischer Flucht in der frühen Noachischen Zeitepoche verloren wurde, scheint sich während der Noachischen Zeitepoche eine relativ robuste Atmosphäre wieder etabliert zu haben. Beteiligt waren dabei flüchtige Substanzen, die sich bei der Entstehung der Tharsis-Region aus vulkanischen und magmatischen Prozessen gebildet haben. Diese flüchtigen Substanzen sind wahrscheinlich in den Weltraum oder teilweise in Reservoirs wie Carbonate entwichen, obwohl die relativen Beiträge unbekannt sind.

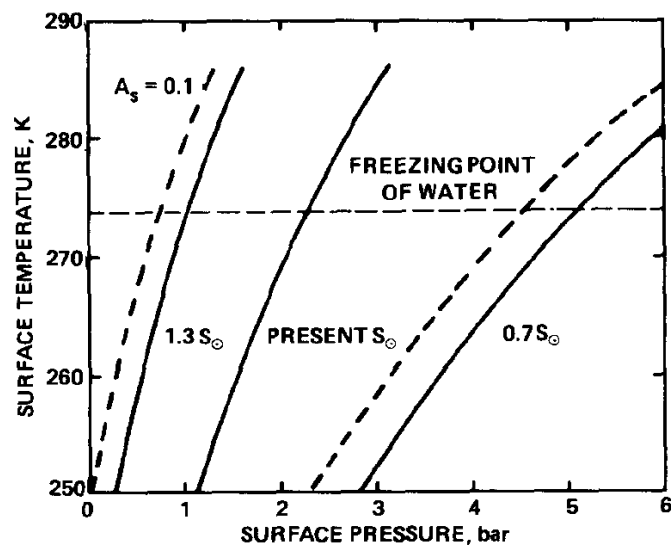


Abbildung 7.5: Oberflächentemperatur auf dem Mars als Funktion des Oberflächendruckes als Ergebnis eines eindimensionalen, global gemittelten Strahlungsgleichgewichtsmodell mit konvektiver Troposphäre (entnommen von Pollack et al. (1987)). Der Oberflächendruck bestimmt die optische Tiefe von CO_2 . Es wird angenommen, daß Wasser 77% an der Oberfläche gesättigt sei mit einer relativen Feuchtigkeit, die mit der Höhe abnimmt. Die durchgezogene Linie bezieht sich auf ein Oberflächenalbedo mit dem gegenwärtigen Wert von 0.215; die gestrichelte Linie bezieht sich auf einen niedrigeren Albedo-Wert von 0.1. Die Berechnungen wurden für drei Werte des Strahlungsflusses durchgeführt: $0.7 \cdot S_{\odot}$ korrespondiert mit den erwarteten Bedingungen in der Noachischen Epoche. Der notwendige Druck für das Vorhandensein von flüssigem Wasser variiert von 2.2 bar heute zu 5 bar in der Noachischen Periode.

7.6 Zusammenfassung

Die folgende Aufzählung faßt die wesentlichen Merkmale der Noachischen Zeitepoche beim Mars zusammen. Abb. 7.6 zeigt wie man sich die Oberfläche des Mars zu dieser Zeit vorstellen kann.

Dauer: etwa 1 Milliarde Jahre, von der Entstehung des Planeten vor 4.6 Gyr bis vor 3.5 Gyr,

Meteoriteneinschläge: späte, abklingende Phase von Einschlägen kleiner Himmelskörper wie Meteoriten und Planetesimalen,

Oberfläche: älteste sehr dicht mit Kratern bedeckte Landform in den südlichen Hochebenen,

Vulkanismus: intensive vulkanische Aktivität,

Atmosphäre: aktive Erosion der Atmosphäre, zeitweise eine Atmosphärendichte von einigen Bar möglich,

Wasser: Seen und möglicherweise Ozeane, Sedimentierungsvorgänge.

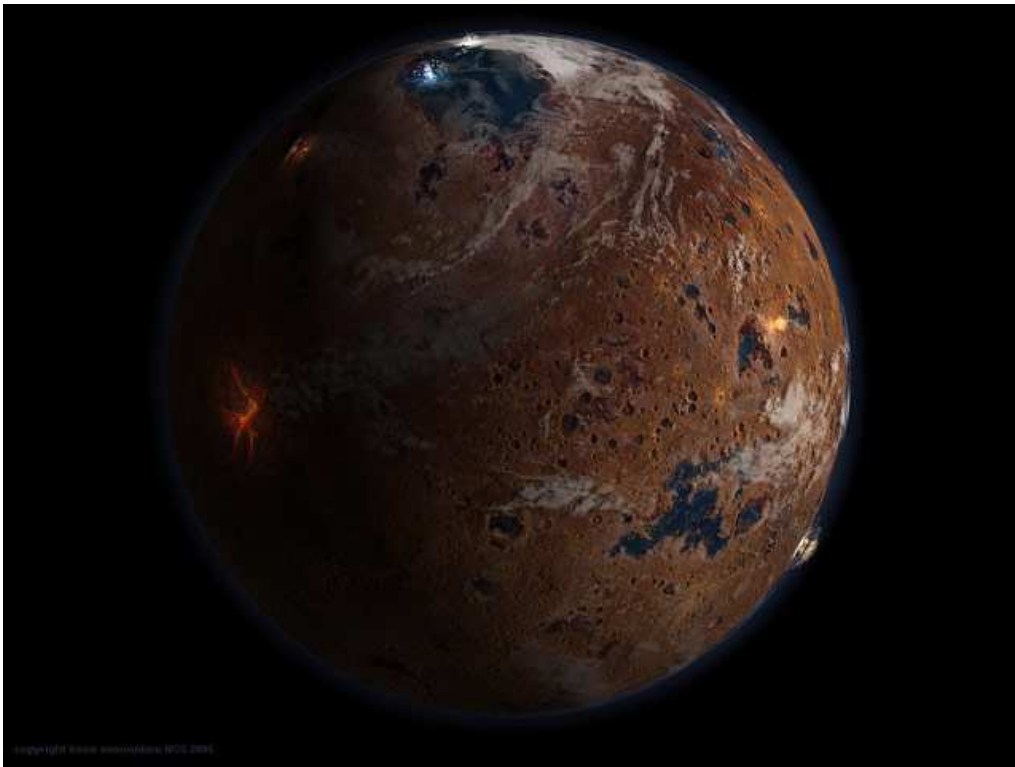


Abbildung 7.6: Mars während der Noachischen Zeitperiode mit Seen und aktiven Vulkanen. Die Nördliche Hemisphäre zeigt das mit Wasser gefüllte Vastitas Bolearis und Eis um den Nordpol. Der große See unten rechts ist die Meridan Ebene, in der der Rover Opportunity Nachweise für einen See fand. Das linke Lavafeld leuchtet in der Dunkelheit auf. Einige Meteoriten blitzen in der Atmosphäre auf. Die künstlerische Darstellung von Kees Veenenbos wurde auf der Grundlage von realen Raumsondendaten erstellt. Entnommen von [www.space.com]

Das Ende der Noachischen Periode wird durch einen Wechsel im Klima und auch wahrscheinlich im Stoffhaushalt der flüchtigen Bestandteile markiert. Es wird vermutet, daß die atmosphärischen Erosionsraten, die Neuformung an Tälern und die Magnetfeldstärke des inneren Magnetfeldes zurückgegangen sind. Der Verlust des schützenden Magnetfeldes führte insbesondere zur Erosion der Atmosphäre durch nicht-thermische Verlustprozesse, welche in den folgenden Kapiteln quantitativ untersucht werden.

Wie bei den quasi-periodischen Klimaschwankungen benötigt die Untersuchung von langzeitigen Klimaveränderungen einige interpretierbare klimatologische Beweise. Solche Beweise könnten aus der Entdeckung ausgedehnter in Wasservorkommen entstandener Sedimente, oder großen Ablagerungen an Carbonaten, Hydraten oder hydratogenes Gestein stammen.

8 Die Evolution der Plasmawechselwirkung mit Mars

Dieses Kapitel beschreibt die Plasmawechselwirkung des Sonnenwindes mit der Atmosphäre des Mars in der Frühphase des Sonnensystems. Die frühe Marsatmosphäre wurde nicht nur von Änderungen im Strahlungsfluß der Sonne beeinflusst; auch ein intensiverer Sonnenwind hatte große Auswirkungen auf Ionisationsraten der planetaren Neutralgasatome. Diese Raten werden für drei Ionisationsprozesse zu unterschiedlichen Zeiten in der planetaren Entwicklung berechnet.

8.1 Der Strahlungsfluß der Sonne

Während der Ausbildung der Protosonne stiegen die Temperatur und der Druck im Zentrum der Sonne so weit an, bis Kernfusionsprozesse einsetzten. Dadurch wurde ein Strahlungsdruck wirksam, der der Schwerkraft entgegenwirkte. Die weitere Kontraktion wurde aufgehalten, so daß sich der Stern stabilisierte. Die Sonne hatte das Stadium eines sogenannten Hauptreihensterns, die sog. Zero-Age-Main-Sequence (ZAMS) erreicht. Standard Sternmodelle zeigen, daß sie in dieser Phase 11 Milliarden Jahre (Gyr) verweilt. Während dieser Zeit steigt die Leuchtkraft um das Dreifache von $0.7 S_{\odot}$ auf $2.2 S_{\odot}$ und der Radius auf fast das Doppelte von $0.9 R_{\odot}$ auf $1.6 R_{\odot}$ an¹. Das bedeutet, daß die Sonne vor 4.5 Gyr ungefähr 200 K kälter und ungefähr 10% kleiner als heute war. Die Leuchtkraft betrug nur 70% der gegenwärtigen Sonne. Der Verlauf der Leuchtkraft $S(t)$ kann mit einem Potenzgesetz als Funktion der Zeit t in Milliarden Jahren (Gyr)

$$S(t)/S(t_0) = \left[1 + \frac{2}{5} \left(1 - \frac{t}{t_0} \right) \right]^{-1} \quad (8.1)$$

angenähert werden (Gough 1981). Dabei ist t_0 der gegenwärtige Zeitpunkt.

Die niedrigere Leuchtkraft $S(t)$ sollte zu viel kühleren Oberflächentemperaturen T_e auf der Oberfläche der Planeten in der Frühphase des Sonnensystems geführt haben. Abb. 8.1 beschreibt die zeitliche Entwicklung der Leuchtkraft. Mit dem Erreichen der Hauptreihe hätte die Leuchtkraft der Sonne eine atmosphärenlose Erde lediglich auf eine Gleichgewichtstemperatur von 255 K erwärmt (Kasting und Catling 2003). Nimmt man an, daß die Oberfläche Strahlung auch wieder reemittiert und eine atmosphärische Zusammensetzung, die der gegenwärtigen Erde ähnlich ist, hätte die mittlere Oberflächentemperatur bis vor ungefähr 2 Gyr unter dem Gefrierpunkt von Wasser gelegen

¹Das Symbol \odot gilt für die gegenwärtigen Bedingungen.

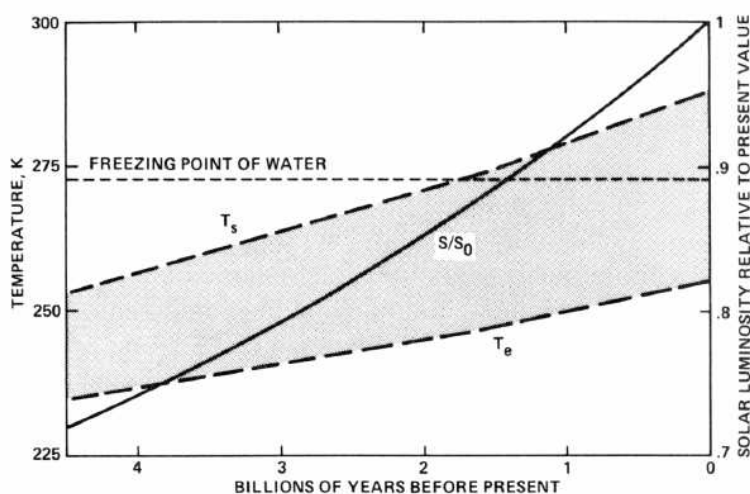


Abbildung 8.1: Das Paradoxon der schwachen frühen Sonne nach Berechnungen eines eindimensionalen, strahlungskonvektiven Klimamodells am Beispiel der Erde. Die durchgezogene Linie zeigt die Leuchtkraft $S(t)$ der Sonne relativ zu ihrem gegenwärtigen Wert S_0 (rechte Ordinate); die Temperaturkurve T_e (linke Ordinate) sei die effektive Strahlungstemperatur der Erde, wenn ihre Oberfläche als Schwarzer Strahler betrachtet wird. Die schraffierte Fläche zeigt den Einfluß des Treibhauseffekts auf die Oberflächentemperatur. Entnommen von Kasting und Catling (2003).

(Sagan und Mullen 1972). Der Anstieg der Oberflächentemperatur in Verbindung mit dem Vorhandensein einer Atmosphäre liegt am Treibhauseffekt. Das ist die Eigenschaft einer atmosphärischen Zusammensetzung, für sichtbares und kurzwellig-infrarotes Licht transparent zu erscheinen, jedoch von der Oberfläche emittiertes längerwellig-infrarotes Licht zu absorbieren und die Atmosphäre zu erwärmen. Die Oberflächentemperatur der gegenwärtigen Erdatmosphäre ist nur 33 K wärmer als die atmosphärenlose Gleichgewichtstemperatur.

Flüssiges Wasser auf der Oberfläche wäre über längere Zeiträume in der Vergangenheit der Erde aber auch des Mars instabil gewesen. Andererseits gibt es eindeutige geologische Beweise für ein wärmeres Klima in der frühen Geschichte der Erde, sogar mit einer Durchschnittstemperatur, die deutlich über der gegenwärtiger Werte gelegen haben dürfte (Karhu und Epstein 1986). Gesteine, die durch Sedimentation entstanden sind (Bowring und Podosek 1989) und indirekte Beweise mikrobiologischer Lebewesen in Gesteinen, die auf Zeiten vor 3,8 Gyr datiert werden deuten auf die Gegenwart flüssigen Wassers in der Frühphase der Erde (Mojzsis et al. 1996). Wie in Kap. 7 erläutert, existieren auch geologische Beweise, daß der Mars in der Frühphase zumindest zeitweise flüssiges Wasser aufwies. Der offenbare Widerspruch zwischen den Folgerungen der Standard-Sonnenmodelle und den geologischen Anzeichen warmer Klimate auf Erde und Mars ist als das Paradoxon der schwachen frühen Sonne ('Faint Young Sun Paradox') in die Literatur eingegangen (Sagan und Mullen 1972).

Neben der eher geringen Zunahme der Leuchtkraft gibt es eine deutliche Abnahme des hochenergetischen solaren Strahlungsflusses I_{XUV} . Die zeitliche Entwicklung dieses Flusses im Röntgen- und extremen UV-Bereich (EUV) hat entscheidenden Einfluß auf die Entwicklung der thermischen Flucht, der Ionisation und der Photodissoziation ei-

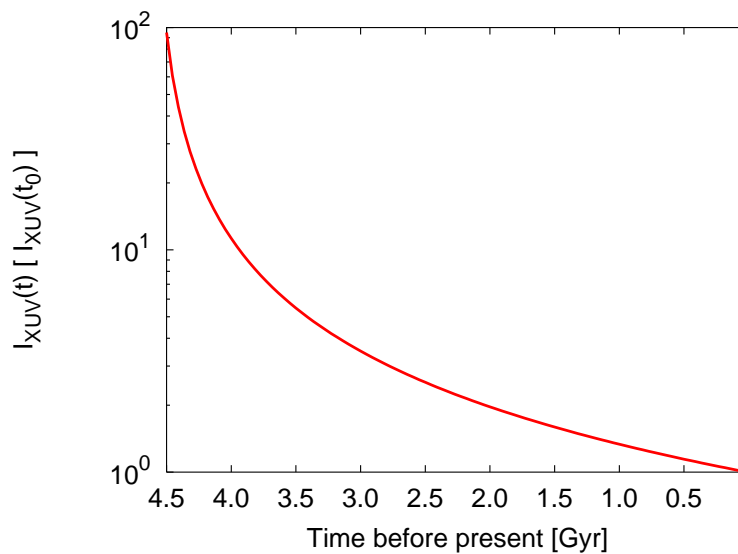


Abbildung 8.2: Strahlungsfluß der Sonne im Röntgen- und extremen UV-Bereich normalisiert auf den gegenwärtigen Strahlungsfluß $I_{XUV}(t_0)$ bei 1 AU als Funktion der Zeit nachdem die Sonne die ZAMS erreichte.

ner planetaren Atmosphäre. Durch den Vergleich von Nachbarsternen mit unserer Sonne in verschiedenen Wellenlängen, welches als 'Sun in Time'-Programm bezeichnete wird, kann der hochenergetische Strahlungsfluß unserer frühen Sonne indirekt bestimmt werden (Guinan und Ribas 2002). Die untersuchten Nachbarsterne decken die Hauptreihe im Hertzsprung-Russel-Diagramm von 0.13 Gyr bis 7 Gyr ab. Die auf diese Weise bestimmten XUV-Flüsse ergeben eine sehr signifikante Korrelation zwischen dem emittierten Fluß und dem stellaren Alter. Im relevanten Wellenlängenbereich zwischen 1 \AA und 1000 \AA können die Strahlungsflüsse mit dem Potenzgesetz

$$I_{XUV}(t)/I(t_0) = 6.13 \cdot t^{-1.19} \quad (8.2)$$

berechnet werden (Guinan und Ribas 2002, Ribas et al. 2005). Die Zeit t wird in Gyr angegeben.

Die Abb. 8.2 zeigt, daß der XUV Strahlungsfluß der jungen Sonne vor 2.5 Gyr dreimal größer war als heute. Für eine Zeit vor 3.5 Gyr wies er einen 6-fachen und vor 4.5 Gyr einen 100-fach größeren Wert auf als heute. Diese hohen XUV-Flüsse sind verantwortlich für hohe Raten der Photodissoziation von Wasserstoff, der Photoionisation und weiteren dissoziativen Reaktionen atmosphärischer Komponenten wie Methan und Ammoniak, die wichtige Treibhausgase darstellen.

8.2 Der Teilchenfluß der Sonne

Das Hubble Weltraumteleskop beobachtete HI^2 Ly- α Absorptionslinien in Regionen, in denen Sternwinde junger, sonnenähnlicher Sterne mit dem interstellaren Medium kol-

²HI steht in der Astronomie für neutralen und HII für ionisierten Wasserstoff.

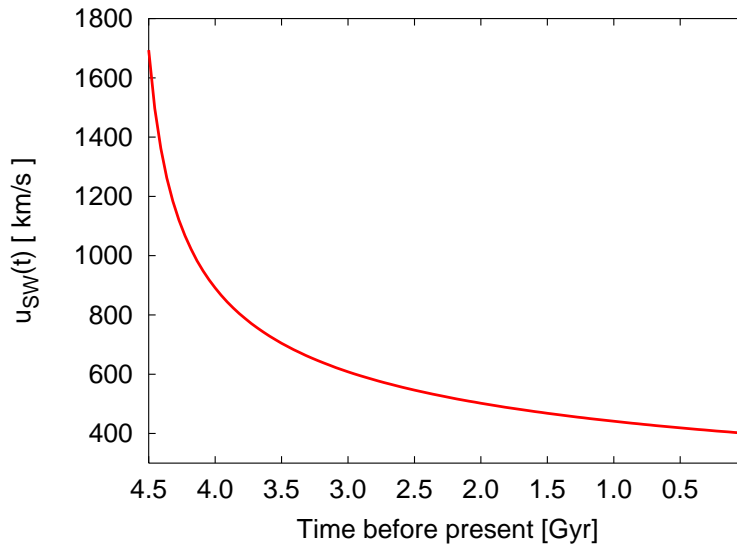


Abbildung 8.3: Sonnenwindgeschwindigkeit u_{SW} an der Marsumlaufbahn als Funktion der Zeit an der Marsumlaufbahn nach Newkirk (1980). Vor 4.5 Gyr betrug die Sonnenwindgeschwindigkeit mit ungefähr 1800 km/s den 4- bis 5-fachen Wert des heutigen Wertes.

lidieren. Diese Beobachtungen zeigten, daß der Massenverlust der dortigen 'jungen Sonnen', die gerade die ZAMS erreicht haben, 1000 mal höher ist als der sonnenähnlicher Sterne im Alter unserer Sonne. Diese weisen eine Verlustrate auf, die der unserer gegenwärtigen Sonne entspricht (Wood et al. 2002). Die Masse der frühen Sonne betrug nach diesen Beobachtungen $1.03 M_{\odot}$. Wood et al. (2002) konnten damit zeigen, daß eine massivere junge Sonne einen Großteil ihrer Masse in den ersten hundert Millionen Jahren ihrer Lebenszeit verliert. Neuere Messungen der Massenverlustraten deuten auf kleiner Werte. Bestimmungen von Wood et al. (2005) resultierten in einer Sonnenmasse beim Erreichen der Hauptreihe von nicht mehr als $1.01 M_{\odot}$. Es sind jedoch noch weitere Messungen notwendig, um einen genaueren Massenverlust besonders bei hoher Aktivität in den ersten hundert Millionen Jahren nach Erreichen der Hauptreihe zu bestimmen.

Der Massenverlust der Sonne ist direkt verknüpft mit den Eigenschaften des Sonnenwindes: seiner Dichte n_{SW} und Geschwindigkeit u_{SW} . Wie diese Arbeit zeigt, hat der dichtere und schnellere Sonnenwind entscheidende Auswirkungen auf die Ionosphäre des Planeten, besonders nach dem Abklingen des intrinsischen planetaren Magnetfeldes. Abb. 8.3 zeigt die Entwicklung der Sonnenwindgeschwindigkeit $u_{SW}(t)$ als Funktion der Zeit. Gl. (8.3) beschreibt den funktionalen Zusammenhang nach Newkirk (1980)

$$u_{SW}(t) = u_c(1 + t/t_c)^{-0.4} \quad . \quad (8.3)$$

Folgender Parameter werden verwendet: $t_c = 2.56 \cdot 10^{-2}$ Gyr, $u_c = 3200$ km/s. Die Abb. 8.4 zeigt die Entwicklung der Sonnenwinddichte bezogen auf die durchschnittliche Entfernung des Mars zur Sonne von 1.5 AU (Selsis et al. 2002). Gl. (8.4) beschreibt den funktionalen Zusammenhang

$$n_{SW}(t) = n_c(1 + t/t_c)^{-1.54} \quad (8.4)$$

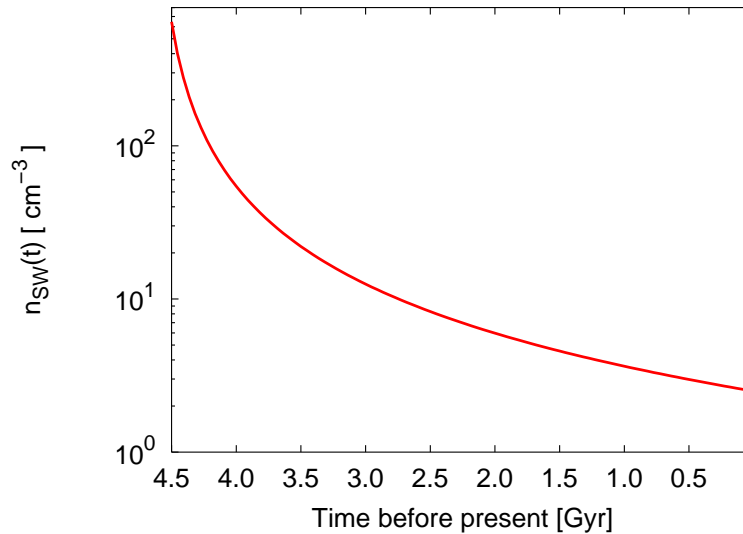


Abbildung 8.4: Sonnenwinddichte als Funktion der Zeit . Vor 4.5 Gyr war der Sonnenwind ungefähr 300 mal dichter als heute. Aufgrund der hohen Unsicherheit der Massenverlustraten in dieser frühen Phase der Sternentstehung ist auch ein Faktor von 3000 bezüglich der heutigen Dichte möglich (Lundin et al. 2007).

mit dem Parameter $n_c = 7475 \text{ cm}^{-3}$. Aufgrund der hohen Unsicherheiten der Massenverlustraten wird darauf hingewiesen, daß in der ersten Milliarde Jahre nach dem Erreichen der Hauptreihe die maximale Sonnenwinddichte auch Werte aufweisen kann, die zehnmal größer sind als in Abb. 8.4 angegeben (Lundin et al. 2007).

Die Analyse von Daten der Raumsonde Helios zeigt eine mittlere Elektronentemperatur von 200 000 K im Sonnenwind (Schwenn 1990). Die durchschnittliche Protontemperatur beträgt 50 000 K. Da bisher keine Informationen über die Temperaturen im frühen Sonnensystem verfügbar sind, werden diese Temperaturen auch für den frühen Sonnenwind angenommen.

8.3 Das Interplanetare Magnetfeld

Für die zeitliche Evolution des interplanetaren Magnetfeldes (IMF) wurde ein Sonnenwind-Modell von Weber und Davis (1967) verwendet. Es beschreibt selbstkonsistent im Rahmen der Magnetohydrodynamik die expandierende Sonnenkorona für den allgemeinen Fall der rotierenden Sonne mit Magnetfeld. Im Unterschied zur nichtrotierenden Sonne ohne Magnetfeld dessen Lösung erstmals von Parker (1958) beschrieben wurde, wird die Rotation im sog. Weber & Davis-Modell durch die Einführung einer Azimutalkomponente für Geschwindigkeit und Magnetfeld berücksichtigt. Das Modell beschränkt sich auf die Ekliptikebene und verwendet in Polarkoordinaten nur den Abstand r vom Zentrum der Sonne als eine unabhängige Variable: .

$$\mathbf{v} = v_r(r)\mathbf{e}_r + v_\phi(r)\mathbf{e}_\phi \quad \text{und} \quad \mathbf{B} = B_r(r)\mathbf{e}_r + B_\phi(r)\mathbf{e}_\phi \quad (8.5)$$

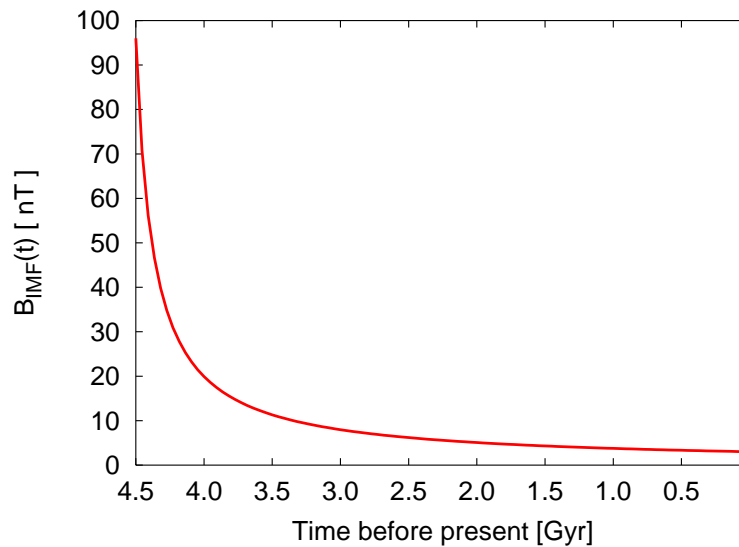


Abbildung 8.5: Stärke des IMF an der Marsumlaufbahn als Funktion der Zeit. Vor 4.5Gyr war die Magnetfeldstärke ungefähr 30 mal größer als heute. Die Berechnung erfolgte mittels eines Sonnenwindmodells für die rotierende Sonne mit Magnetfeld von Weber und Davis (1967). Es wurde u.a. von Preusse et al. (2005) für die Berechnung des Sonnenwindes an extrasolaren Planeten mit geringen Bahnradien zum Stern verwendet.

Lösungen des Weber & Davis-Modells lassen sich nur numerisch berechnen. Preusse et al. (2005) verwendeten es zur Untersuchung des Sternenwindes an extrasolaren Planeten mit geringen Bahnradien. Diese Planeten können sich in einem Plasmaregime befinden, das sich deutlich von dem der Planeten im Sonnensystem unterscheidet. So befinden sich einige extrasolare Planeten aufgrund ihrer Nähe zum Stern in einer unter-alfvénischen Plasmaströmung. Um auch Wechselwirkungen zwischen den Planeten und den Magnetfeldern von Sternen unterschiedlichen Alters und verschiedenen Rotationsfrequenzen diskutieren zu können, ist ein Weber & Davis-Modell notwendig. Da unsere Sonne im Vergleich mit anderen 'jungen' Sternen aus dem 'Sun in Time'-Programm in ihrer Frühphase auch eine höhere Winkelgeschwindigkeit aufwies, bietet es sich an mit diesem Modell die Evolution des IMF an der Umlaufbahn des Mars zu berechnen.

Die numerischen Ergebnissen des Weber & Davis-Modells liefern den Geschwindigkeitsvektor \mathbf{v} und den Vektor \mathbf{B} des IMF an der Position des Mars in den letzten 4.6 Gyr. Da während des gesamten simulierten Zeitraum die Werte der azimuthale Geschwindigkeitskomponente v_ϕ nur weniger als 0.5% der radialen Komponente aufweisen, wurde im Folgenden v_ϕ vernachlässigt und ein radial nach außen strömender Sonnenwind angenommen. Die Abbildungen 8.5 und 8.6 zeigen als Ergebnisse der Simulationen die Entwicklung der Magnetfeldstärke $B_{IMF}(t)$ und die Entwicklung des Winkels Φ_{IMF} zwischen der Strömungsrichtung und dem Vektor \mathbf{B} des IMF in der Ekliptik. Vor 4.5 Gyr war die Magnetfeldstärke an der Mars-Umlaufbahn mit ungefähr 100 nT etwa 30 mal so groß wie heute. Ein stärkeres früheres Magnetfeld der Sonne geht auf ihre damalige schnellere Rotation zurück. Dieser Zusammenhang kann folgendermaßen abgeschätzt werden. Aus den gemessenen Massenverlusten von Wood et al. (2002, 2005) verwendeten Grieb-

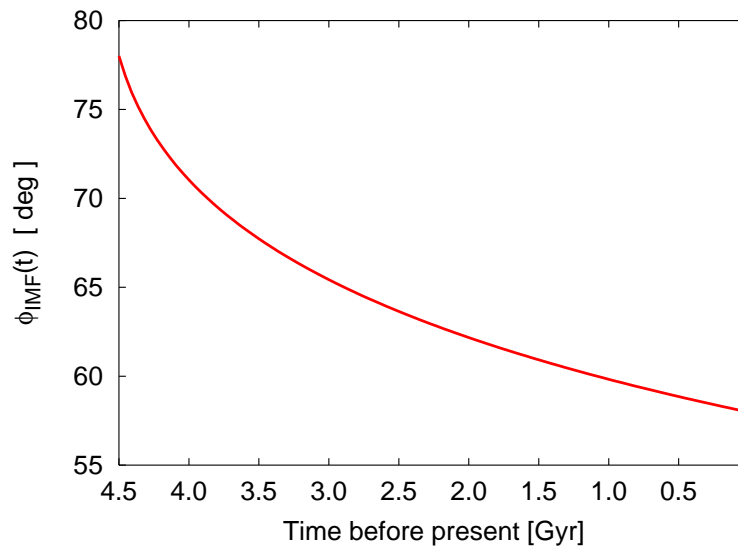


Abbildung 8.6: Winkel des IMF-Vektors zur Verbindungslinie Sonne - Mars als Funktion der Zeit. Die Lösung des Sonnenwindmodells von Weber und Davis (1967) für die rotierende Sonne mit Magnetfeld zeigt einen um 20° größeren Winkel Φ_{IMF} an der mittleren Mars-Umlaufbahn vor 4.5 Gyr als heute, da die Sonne damals schneller rotierte.

meier et al. (2004) folgende Zeitabhängigkeit der Rotationsperiode eines Sterns

$$P_{\text{rot}}(t) \propto (1 + t/t_c)^{0.7} \quad . \quad (8.6)$$

Saar (1996) erhält aus photometrischen Beobachtungen unterschiedlich rotierender Sterne folgenden Zusammenhang zu einer über die gesamte Sternoberfläche gemittelte Magnetfeldstärke B

$$B \propto P_{\text{rot}}^{-1.7} \quad . \quad (8.7)$$

Mit dem Einsetzen von Gl. (8.6) in Gl. (8.7) erhält man Gl. (8.8), die eine mit der Zeit absinkenden Magnetfeldstärke an der Sonnenoberfläche B_\odot beschreibt

$$B_\odot \propto (1 + t/t_c)^{-1.19} \quad . \quad (8.8)$$

Die Abb. 8.6 zeigt die Entwicklung der Winkels zwischen der radialen Richtung und dem Vektor \mathbf{B} des IMF in der Ekliptik. Vor 4.5 Gyr wies der Winkel Φ_{IMF} mit ungefähr 78° einen um 20° größeren Wert an der mittleren Mars-Umlaufbahn auf als heute. Eine schneller rotierende Sonne krümmt die nach außen verlaufenden Feldlinien stärker nach Art einer Archimedischen Spirale. Die Abb. 8.7 zeigt hierzu eine magnetischen Feldlinie in einem mitrotierenden sonnenzentrischen Bezugssystem.

Die Gln. (8.9) und (8.10) sind Anpassungen an die numerischen Ergebnisse des Weber & Davis-Modells. Die Zeitkonstante $t_c = 2.56 \cdot 10^{-2}$ Gyr stammt von Newkirk (1980), die folgenden Parameter aus einer Anpassung an die simulierten Ergebnisse: $B_{r,c} = 60.8$ nT, $B_{\phi,c} = -461$ nT.

$$B_r(t) = B_{r,c}(1 + t/t_c)^{-0.7008} \quad (8.9)$$

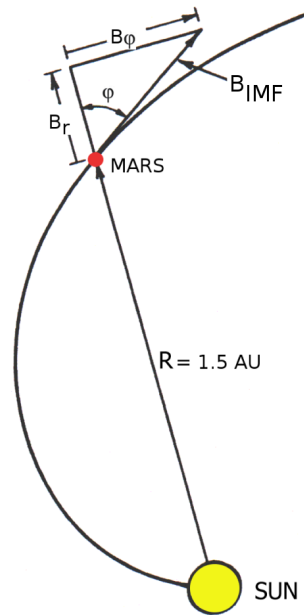


Abbildung 8.7: Skizze einer magnetischen Feldlinie in einem Bezugssystem welches mit der Geschwindigkeit des Sonnenäquators um die Sonne rotiert. Die Tangentialkomponente B_ϕ ist das Ergebnis der Rotation der Sonne.

$$B_\phi(t) = B_{\phi,c}(1 + t/t_c)^{-1.0003} \quad (8.10)$$

Damit erhält man

$$B_{\text{IMF}}(t) = \sqrt{B_r(t)^2 + B_\phi(t)^2} \quad (8.11)$$

und den Winkel

$$\Phi_{\text{IMF}} = \arctan\left(\frac{|B_\phi(t)|}{|B_r(t)|}\right) \quad (8.12)$$

zwischen der Linie Sonne-Planet und dem Vektor \mathbf{B} des IMF in der Ekliptik.

8.4 Zusammenfassung der abgeleiteten Sonnenwindparameter

Die Tab. 8.1 enthält zusammenfassend die Sonnenwindparameter zu verschiedenen Zeiten in der Vergangenheit an der Umlaufbahn des Mars. Die Zeitachse verläuft hier negativ, d.h. $t_{\text{BP}} = 0$ ist die Gegenwart und $t_{\text{BP}} = 4.59$ Gyr ist der Zeitpunkt 'before present' (BP) bei dem die Sonne die Hauptreihe erreicht hat. Da die Messungen an anderen Sternen zeigen, dass die Massenverlustrate in der ersten Milliarde Jahren starken Schwankungen unterworfen ist und man bisher nur wenig sonnenähnliche Sterne in diesem Stadium beobachten konnte, sind die Sonnenwindparameter über 10 EUV mit Unsicherheiten verbunden. Lundin et al. (2007) wiesen darauf hin, daß die Sonnenwinddichte während dieser

Tabelle 8.1: Entwicklung der Sonnenwindparameter an der Umlaufbahn des Mars.

EUV	t_{BP} [Gyr]	n [cm^{-3}]	v [km/s]	$ B_{IMF} $ [nT]	ϕ_{IMF} [°]
1	0.0	2.51	401	3.01	58.0
2	2.03	6.12	505	5.14	62.3
5	3.4	19.66	684	10.54	67.3
10	3.93	46.98	858	18.16	70.5
30	4.33	178.82	1214	42.29	74.6
100	4.49	679.96	1717	99.27	78.1
100	4.49	10000	1717	99.27	78.1

Zeit auch zehnmal so große Werte aufweisen könnte. Die Häufigkeit koronaler Massenauswürfe (CMEs) war in dieser aktiven Phase der Sonne bedeutend höher als heute. Andererseits nimmt die Dichte der CMEs schneller ab als mit $1/r^2$, so daß an der Marsbahn keine wesentlichen Auswirkungen auftreten sollten (Grießmeier et al. 2007). Um dennoch wie in Lundin et al. (2007) erwähnt den Fall eines oberen Dichtegrenzwertes zu untersuchen wird die modellierte Atmosphäre vor 4.5 Gyr einem extrem dichten Sonnenwind von $n_{sw} = 10\,000\text{ cm}^{-3}$ ausgesetzt.

8.5 Die Atmosphäre in den früheren Marsepochen

In den früheren Marsepochen haben höhere solare Flüsse im extremen UV-Bereich haben die Atmosphäre viel stärker beeinflusst wahrscheinlich als die geringere Leuchtkraft im sichtbaren Spektrum des Lichts. Im Folgenden wird gezeigt, daß diese höheren Flüsse im EUV die atmosphärischen Dichten, die Temperaturen des Neutralgases und damit auch die Skalenhöhen beeinflussen. Aufgrund der höheren Ionisationsraten wurde auch das Plasma der Ionosphäre in seiner Dichte und Temperatur beeinflusst.

Lammer et al. (2006) und Kulikov et al. (2007) berechneten die atmosphärische Zusammensetzung für unterschiedliche EUV-Flüsse der Sonne mit einem thermosphärischen Modell von Kulikov et al. (2006), das eindimensional und zeitabhängig die Kontinuitätsgleichungen und Diffusionsgleichungen für CO_2 , O, CO, N_2 , O_2 , Ar, He, NO und H_2O löst. Neben Gleichungen zur Beschreibung des Wärmehaushalts sind im Modell auch Gleichungen zur Beschreibung von Schwingungsübergängen bei Molekülen enthalten. Die emittierte Strahlung von Schwingungsübergängen liegt im mittleren Infrarot ungefähr zwischen 3 und $15\ \mu\text{m}$, die von Rotationsübergängen im fernen Infrarot, ca. zwischen 30 und $150\ \mu\text{m}$. Insbesondere wird im o.g. Modell die Abkühlung durch die Emission von infraroter Strahlung bei schwingenden und rotierenden CO_2 -Molekülen berücksichtigt. Wie Gordiets und Kulikov (1985) und Bougher et al. (1999) bereits zeigten, stellt diese Emission im $15\ \mu\text{m}$ -Band den wichtigsten Abkühlungsprozeß in den unteren Thermosphären von Venus, Erde und Mars dar. Man nimmt an, daß die frühe Atmosphäre des Mars, ähnlich wie die heutige Marsatmosphäre, zu einem Großteil aus CO_2 bestand.

Lammer et al. (2006) fanden heraus, daß für eine Atmosphäre, die wie die heutige aus 96% CO_2 besteht, in den ersten 300 Millionen Jahren nachdem die Sonne die Haupttrei-

he erreicht hat, die exosphärischen Temperaturen mit über 1000 K so hoch waren, daß die leichteste Spezies, der atomare Wasserstoff durch Jeans-Flucht und hydrodynamische Flucht vom Planeten entweichen konnte und dabei auch schwerere Gase mit sich zog. Eine detaillierte Beschreibung dieser Verlustprozesses findet man in Abschnitt 9.1. Wenn man annimmt, daß die frühe Marsatmosphäre ein niedrigeres Mischungsverhältnis zwischen CO₂ und N als heute hatte, erreichen die exosphärischen Temperaturen sogar mehrere tausend Kelvin, was dazu führt, daß eine Atmosphäre mit einem Druck von einigen Bar in den Weltraum abgetragen werden kann. Auch schwere atomarer Teilchensorten wie O, C oder N können durch Jeans-Flucht die Atmosphäre verlassen (siehe Abschnitt 9.1.1). Beide Verlustprozesse sind von thermischer Natur und unabhängig vor der schützenden Wirkung einer frühen Magnetosphäre, die durch ein globales Magnetfeld hervorgerufen wurde.

8.5.1 Neutralgastemperaturen, Ionen- und Elektronentemperaturen

Der höhenabhängige Verlauf der Neutralgastemperatur wird für die Bestimmung der planetaren Ionen- und Elektronentemperaturen benötigt. Diese wiederum sind wichtige Eingabeparameter für die Hybrid-Simulationen. So zeigten Bößwetter et al. (2004), daß die Elektronentemperatur des planetaren Schwerionenplasmas über Druckgradienten das elektrische Feld beeinflusst. Eine höhere Elektronentemperatur in der Ionosphäre erhöht den thermischen Druck und verschiebt die Ionopause und ICB weiter vom Planeten weg. In Abschnitt 8.7 wird ausgeführt, daß alle drei Temperaturprofile Einfluß auf die Stoßfrequenzen der Ionen mit dem Neutralgas der Marsatmosphäre haben. Im weiteren bestimmen die Temperaturen die Stärke der Rekombination und des Ladungsaustausches von exosphärischem Sauerstoff, da der Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse von der Temperatur abhängt.

Eine häufig verwendete Standartannahme ist, daß die Elektronentemperatur T_e und die Ionentemperatur T_i in der Nähe der Exobase in 200 km Höhe gleich der Temperatur T_n des umgebenen Neutralgases ist ($T_e = T_i = T_n$). Bei Höhen über 150 km beträgt die Elektronentemperatur $T_e = 2 \cdot T_i$ und fällt linear zu $T_e = T_i = T_n$ bei 120 km ab. Über 250 km nähert sich T_i dem Wert von T_e an. Die Meßdaten des Viking-1 Landers in Abb. 8.10 (b) zeigen die Plausibilität dieser einfachen Standartannahme.

Hier und in folgenden Berechnungen werden Ergebnisse der Neutralgastemperaturprofile des thermosphärischen Modell von Lammer et al. (2006) zu verschiedenen Zeiten in der Geschichte der Marsatmosphäre verwendet. Die Abb. 8.8 zeigt die Neutralgastemperaturen einer Atmosphäre mit 96% CO₂-Anteil als Funktion der Höhe über der Planetenoberfläche. Alle Profile beziehen sich auf eine mittlere Sonnenaktivität.

Abb. 8.9 zeigt die Ionentemperaturprofile für verschiedene Zeitpunkte in der Geschichte der Marsatmosphäre. Die Berechnung dieser Profile erfolgte mittels

$$T_{\text{ion}} = T_{\text{ion,Viking}} + (T_n - T_{n,\text{Viking}}). \quad (8.13)$$

Ähnliche Annahmen zur Bestimmung der Ionentemperatur wurden für unterschiedliche Sonnenaktivitäten bereits bei gegenwärtigen Bedingungen an der Venus gemacht (Fox und Sung 2001).

Die Elektronentemperaturprofile für die vergangenen Zeitpunkte in der Geschichte der Marsatmosphäre werden ähnlich wie die Ionentemperaturprofile abgeleitet. Das planeta-

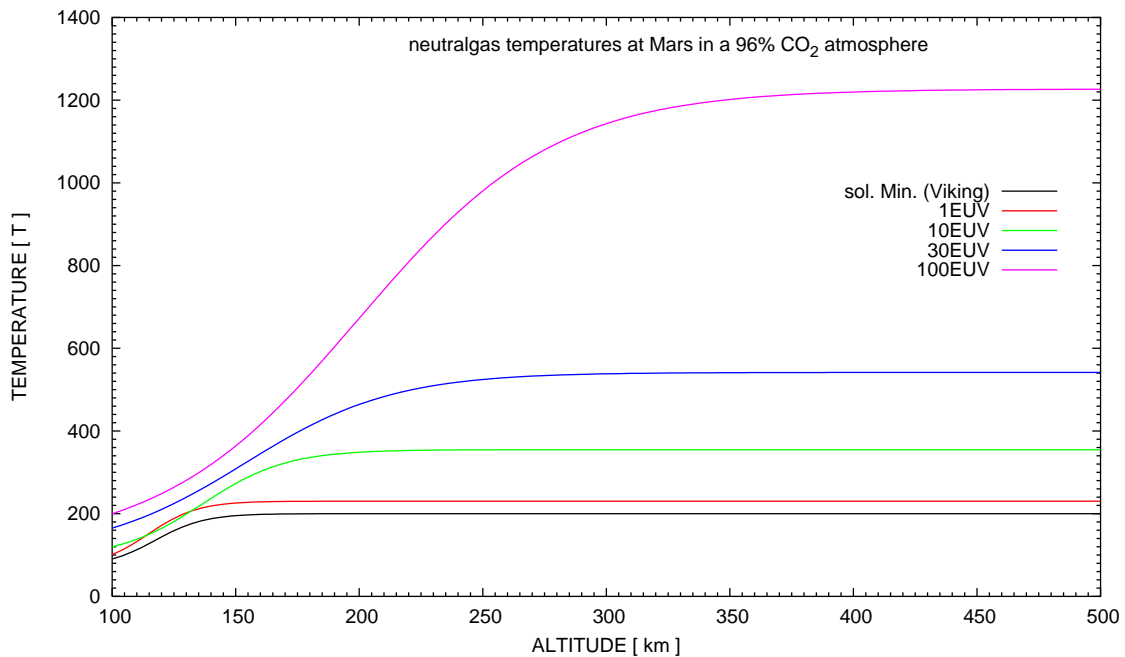


Abbildung 8.8: Profile der Neutralgastemperatur einer Atmosphäre mit 96% CO₂-Anteil als Funktion der Höhe über der Planetenoberfläche nach Lammer et al. (2006). Alle Profile beziehen sich auf mittlere Sonnenaktivität. Die gegenwärtige Situation wird mit dem Profil von 1 EUV wiedergegeben, 10 EUV vor 3.93 Gyr, 30 EUV vor 4.33 Gyr und 100 EUV vor 4.50 Gyr.

re Plasma wird in den Hybrid-Simulationen über der Exobase in einer Höhe von 200 km eingefügt. Wie man aus Abb. 8.10 entnehmen kann, wurde vom Viking-Lander bereits bei dieser Höhe eine Elektronentemperatur von 2000-3000 K bei der dominierenden Elektronengaspopulation N_{e1} gemessen. Ab 350 km liegt die Dichte der zweiten, heißeren Elektronengaspopulation in der gleichen Größenordnung wie die Erstere. Somit wird für das planetare Plasma eine Elektronentemperatur von 3000 K zur Zeit einer niedrigen Sonnenaktivität (Viking) angenommen. Zu früheren Zeiten werden die Elektronentemperaturen T_e analog zu den Iontemperaturen berechnet:

$$T_e = T_{e,\text{Viking}} + (T_n - T_{n,\text{Viking}}) \quad (8.14)$$

Mit $T_{n,\text{Viking}} = 200$ K erhält man die in Tab. 8.2 dargestellten Elektronentemperaturprofile für verschiedene Zeitpunkte in der Geschichte der Marsatmosphäre.

8.5.2 Atmosphärische Profile

Neben der Neutralgastemperatur liefert das thermosphärische Modell die Dichte der atmosphärischen Bestandteile als Funktion der Höhe über der Planetenoberfläche von der unteren Grenzschicht der Mesopause bei etwa 100 km bis zu 1400 km über der Oberfläche.

Das Modell beginnt die Simulationen mit der gegenwärtigen Atmosphärenzusammensetzung als Startparameter. Es wurden verschiedene Simulationen für mittlere Sonnenak-

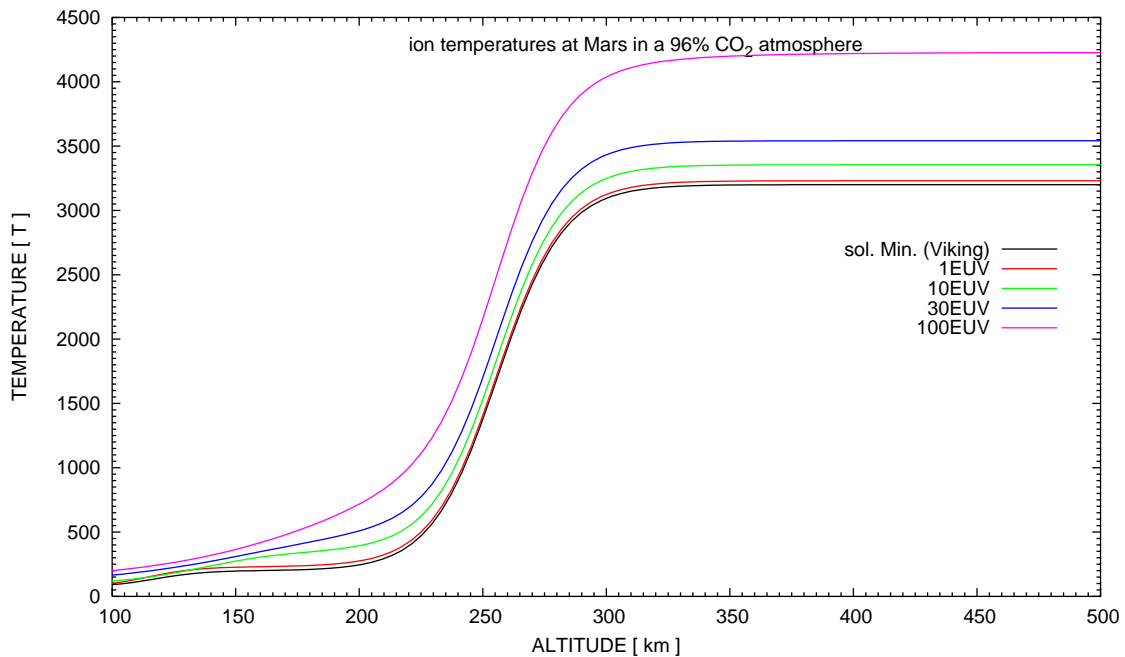


Abbildung 8.9: Profile der Ionentemperatur einer Atmosphäre mit einem CO₂-Anteil von 96% als Funktion der Höhe über der Planetenoberfläche. Die Berechnung dieser Profile erfolgte mittels $T_{\text{ion}} = T_{\text{ion,Viking}} + (T_{\text{n}} - T_{\text{n,Viking}})$. Ähnliche Annahmen zur Bestimmung der Ionentemperatur wurden für unterschiedliche Sonnenaktivitäten bereits bei gegenwärtigen Bedingungen an der Venus gemacht (Fox und Sung 2001).

Tabelle 8.2: Neutralgas- und Elektronentemperaturen des planetaren Plasmas in einer Höhe von 350 km über der Marsoberfläche.

EUV	t_{BP} [Gyr]	T_{n} [K]	T_{e} [K]
1	0.0	230	3030
2	2.03	250	3050
5	3.4	296	3096
10	3.93	355	3155
30	4.33	542	3342
100	4.49	1227	4027

tivität durchgeführt bei denen die Startatmosphäre jeweils unterschiedlichen EUV-Flüssen der Sonne ausgesetzt wurden. Weiterhin wurde angenommen, daß das CO₂/N₂-Verhältnis zu allen Zeiten 96% betrug. Dieser Wert entspricht dem der gegenwärtigen Atmosphäre. Eine Anpassung an die Ergebnisse dieser Simulationen ist für 1 EUV (Abb. 8.11), 10 EUV (8.12) und 100 EUV (8.13) dargestellt. Diese Abbildungen geben die atmosphärische Zusammensetzung von O, O₂ und CO₂ für die Gegenwart, vor 3.93 Gyr und vor 4.50 Gyr wieder. In Abb. 8.13 wird deutlich ersichtlich, daß rund 100 Millionen Jahre nach der Entstehung des Planeten eine Erosion der dichte Exosphäre durch hydrodynamische

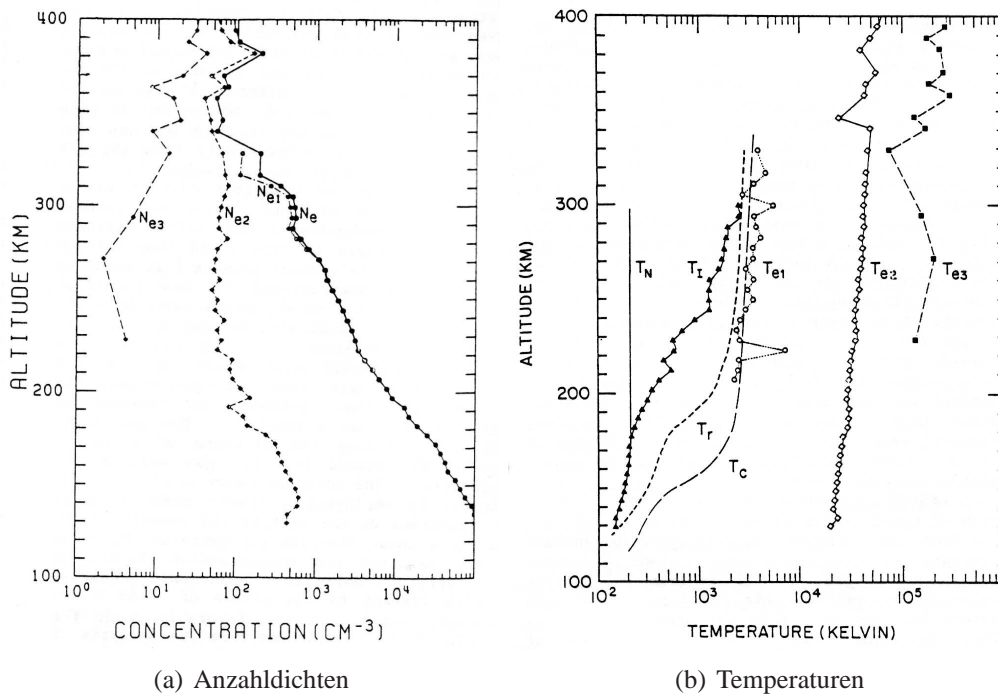


Abbildung 8.10: Anzahldichte (a) und Temperaturen (b) der drei koexistierenden Elektronenpopulationen; übernommen von Hanson und Mantas (1988). Die Gesamtdichte ergibt N_e . Neben den einzelnen Temperaturen T_{e1} , T_{e2} und T_{e3} der Elektronengase sind die Ionentemperatur T_i und die Neutralgastemperatur T_n dargestellt (aus Messungen von Viking 1).

mische Entweichprozesse in der aufgeheizten Atmosphäre stattfand. Die höheren Atmosphärentemperaturen spiegeln sich in den größeren Skalenhöhen wider. Deutlich wird auch, daß sich die Neutralgasdichten unter 200 km weniger stark änderten als in der Exosphäre, da jede Simulation mit der gleichen, heutigen Zusammensetzung gestartet wurde. Die senkrechte Linie in allen Abbildungen bei 200 km markiert die gegenwärtige Position der Exobase und die Höhe über der planetare Ionen in die Simulationsdomäne der Hybrid-Simulationen eingefügt wurden. Wie man aus dem atmosphärischen Profile das Profil berechnet, nach dem die Ionen in die Hybrid-Simulation eingefügt werden berechnet, wird im folgenden Abschnitt erläutert.

8.6 Planetare Ionenproduktion

Die Produktion des Ions i aus der entsprechenden Neutralgaskomponente wird sich in dieser Studie nicht mit einer Chapman-Funktion berechnet, sondern, wie Gl. 8.15 zeigt, durch die komponentenweise Multiplikation der totalen Ionisationsfrequenz (siehe Tab. 8.4) mit dem jeweiligen Neutralgasprofil.

$$q_i(r, \chi) = \nu_{\text{total}}(i) n_n(r) \cos \chi \quad (8.15)$$

Die Abhängigkeit vom solaren Zenitwinkel χ wird analog zur Chapman-Funktion mittels einer Cosinus-Abhängigkeit beibehalten. Für die Profile am Terminator und auf der

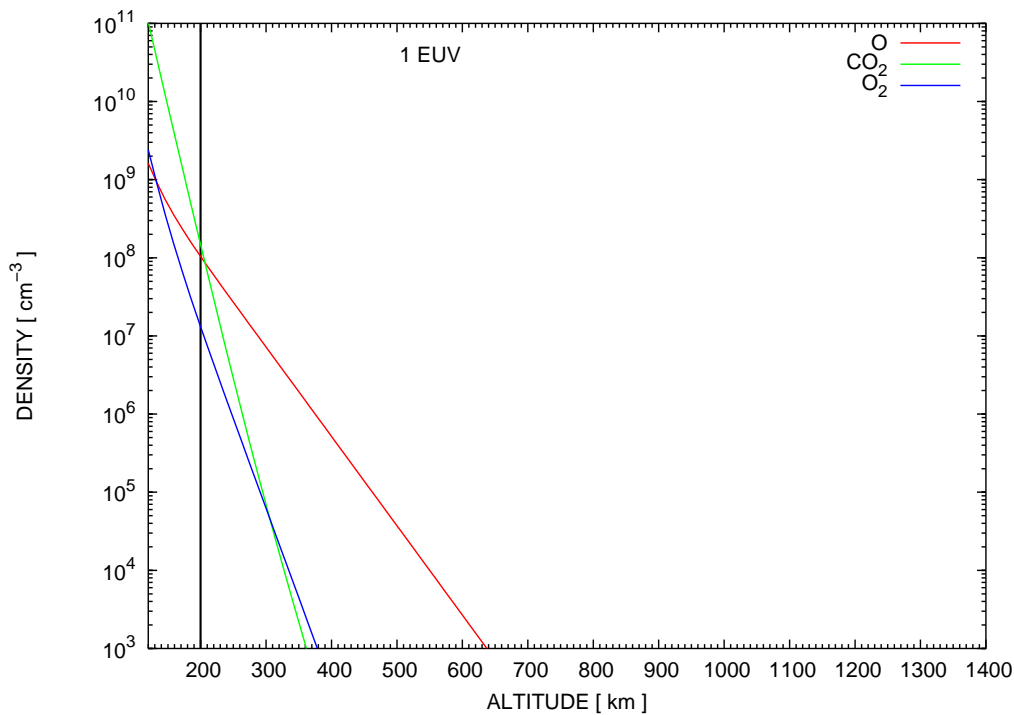


Abbildung 8.11: Gegenwärtige Dichteprofile der atmosphärischen Neutralteilchen von O, O₂ und CO₂ als Funktion der Höhe über der Marsoberfläche. Die Profile wurden an Daten des thermosphärischen Modells der Marsatmosphäre von Lammer et al. (2006) angepaßt. Die senkrechte Linie bei 200 km kennzeichnet die Höhe oberhalb der planetare Ionen in der Hybrid-Simulation eingefügt werden.

Nachtseite wird ein konstanter Wert von $\chi = 87^\circ$ verwendet. Aufgrund der fehlenden Photoionisation auf der Nachtseite verliert dort die Produktionsfunktion $q_i(r)$ ihre Cosinus-Abhängigkeit und zeigt nur noch eine Abhängigkeit vom radialen Abstand r . Dies hat das Ziel die niedrige Ionenproduktion der anderen Ionisationsprozesse zu imitieren. Alle Ionen werden nach diesen Produktionsfunktionen im Abstand von 200 km über der Oberfläche bis zu einem Abstand von $3 R_M$ in die Simulationbox eingefügt.

In Vorbereitung eines quantitativen Vergleichs der Verlustraten mehrerer planetarer Ionensorten ist es notwendig, zu berücksichtigen, daß neben der Photoionisation auch andere Ionisationsmechanismen von Bedeutung sein können. Die folgenden Abschnitte zeigen, daß in der Frühphase des Sonnensystems in Verbindung mit einem größeren Sonnenwindfluß die Ionisation durch Ladungsaustausch zum dominierenden Mechanismus wurde. Die Abhängigkeit nach der Chapman-Funktion wurde aus zwei Gründen nicht verwendet: Zum einen beschreibt sie nur die Photoionisation, zum anderen hat sich gezeigt, daß sich die Ionenproduktionsfunktion qualitativ über einer Höhe von 250 km kaum vom Verlauf der Neutralgasfunktion unterscheidet. Die Chapman-Funktion bildet ein subsolares Produktionsmaximum bei einer Höhe von 150 km aus. In diesem Höhenbereich finden hauptsächlich Reaktionen innerhalb der Ionosphäre statt. In dieser Studie werden die unteren ionosphärischen Schichten jedoch nicht berücksichtigt. Es sollen nur die Wechselwirkung mit dem Sonnenwind oberhalb der Exobase erfaßt werden.

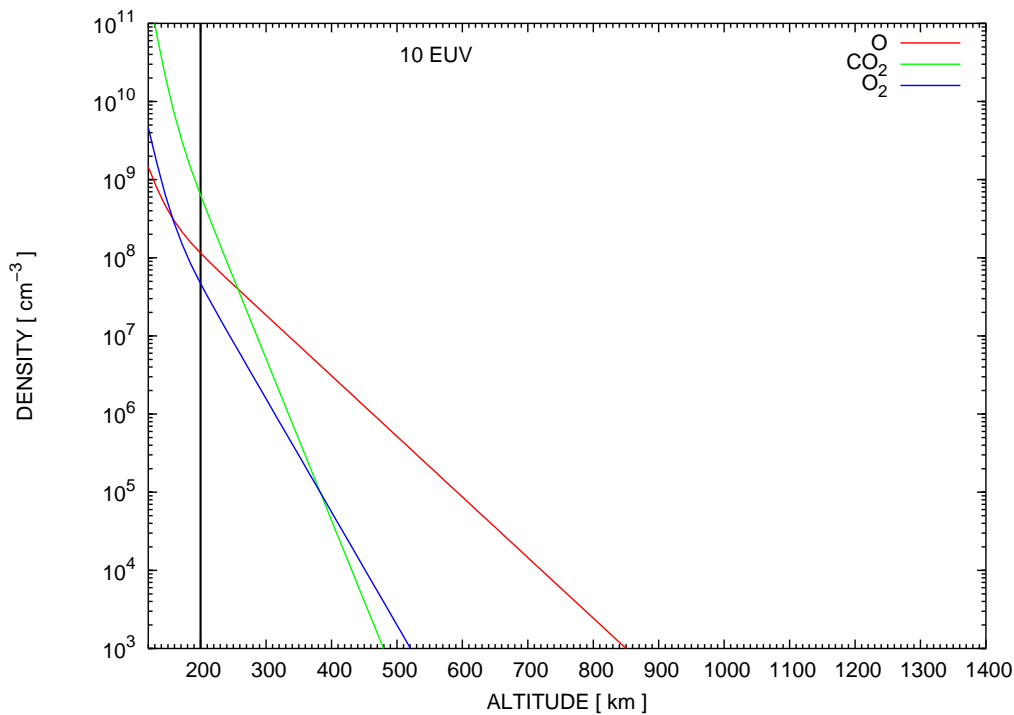


Abbildung 8.12: Simulierte Dichteprofile vor 3.93 Gyr von O, O₂ und CO₂ als Funktion der Höhe über der Marsoberfläche. Für die Simulation wurde die Zusammensetzung der gegenwärtigen Marsatmosphäre einem solaren EUV-Fluß ausgesetzt, der 10 mal höher ist als der, den die gegenwärtigen Sonne aufweist. Die Profile wurden an Daten des thermosphärischen Modells der Marsatmosphäre von Lammer et al. (2006) angepaßt.

8.6.1 Berechnungen der Ionenproduktionsraten

Neben komplexen chemischen Reaktionen in der unteren Ionosphäre, wo es durch die geringe mittlere freie Weglänge oft zu Rekombinationsvorgängen kommt, können planetare Ionen über der Exobase auf drei Arten aus ihren Neutralteilchen entstehen. Man unterscheidet die Photoionisation, den Ladungsaustauschprozeß, auch 'charge exchange' genannt, und die Ionisation durch Stöße mit Elektronen des Sonnenwindplasmas, auch 'electron impact' genannt.

Photoionisation

Überschreiten die Energien solare Photonen im extremen UV-Wellenlängenbereich (EUV) das Ionisationspotential I einer gegebenen neutralen Spezies, können die Moleküle oder Atome dieser Spezies ionisiert werden. Als Beispiel tritt hier die Photoionisation an Sauerstoff ein, welche eine häufig vorkommende Reaktion in der oberen Ionosphäre ist.



Die entstehenden Photoelektronen e^- haben eine Energie von $E = h\nu_{ph} - I$. Das Photoion tritt nach der Ionisation in den Grundzustand oder in einen angeregten Zustand, je nachdem wie hoch das Ionisationspotential dieser Teilchenspezies und der energetische Endzustand des Ions ist. Dieser Ionisationsmechanismus ist für mittlere und hohe solare

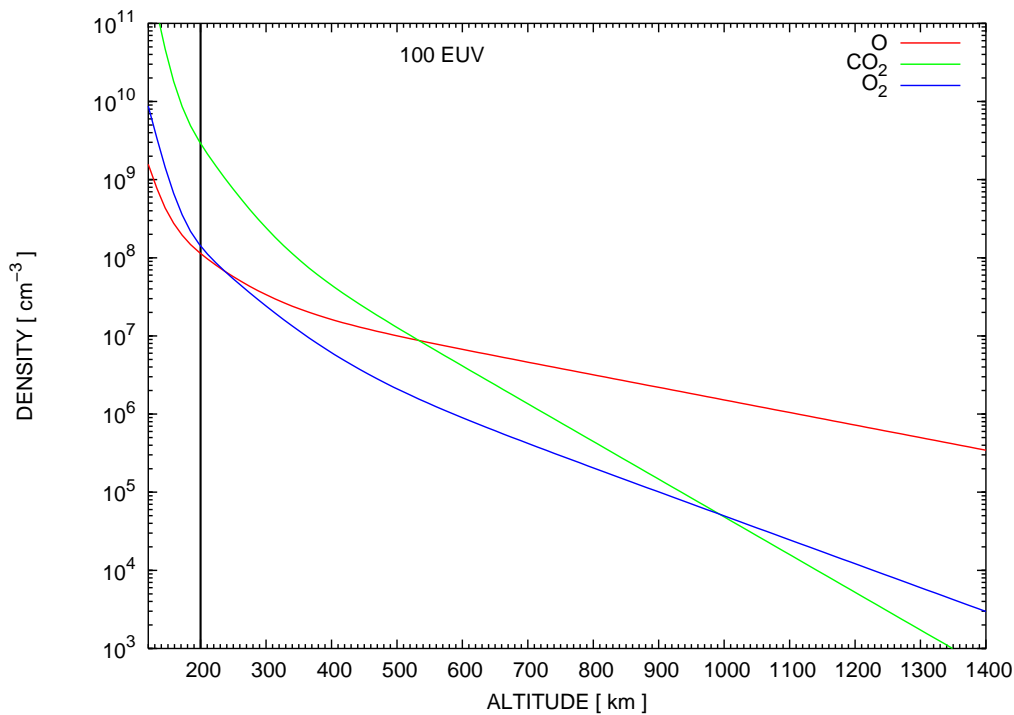


Abbildung 8.13: Simulierte Dichteprofile vor 4.50 Gyr von O, O₂ und CO₂ als Funktion der Höhe über der Marsoberfläche. Für die Simulation wurde die Zusammensetzung der gegenwärtigen Marsatmosphäre einem solaren EUV-Fluß ausgesetzt, der 100 mal höher ist als der, den die gegenwärtige Sonne aufweist. Die Profile wurden an Daten des thermosphärischen Modells der Marsatmosphäre von Lammer et al. (2006) angepaßt. Die Exosphäre besteht aus Neutralteilchen, die durch thermische Flucht der Atmosphäre entwichen sind.

Sonnenaktivität der dominierende Prozeß zur Erzeugung planetarer Ionen am Mars. Die gegenwärtige Photoionisationsfrequenz für Sauerstoff bei mittlerer Sonnenaktivität beträgt an der Marsumlaufbahn $\nu_{ph} = 2.0 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$. Die Tab. 8.3 zeigt die Photoionisationsraten der am häufigsten vorkommenden Ionen auch für niedrige und hohe Sonnenaktivität an der Erde und über den $1/r^2$ -Abfall der solaren Strahlung an der Umlaufbahn des Mars bei einer mittleren Entfernung zu Sonne von $r = 1.524 \text{ AU}$.

Die Ionisation von molekularem Sauerstoff zu O₂⁺-Ionen erfolgt nicht über eine einfache Photoionisation, daher existieren auch keine Photoionisationsfrequenzen in der Literatur. Das am häufigsten in der Atmosphäre von Mars vorkommende Ion entsteht durch Reaktionen zwischen CO₂⁺-Ionen und O oder O₂, aber auch durch die Reaktion von CO₂ mit O⁺-Ionen. Die zugehörigen Reaktionsgleichungen befinden sich im Anhang. Da der IMA-Sensor auf MEX auch dieses Ion im Plasmaschweif detektierte und zwar mit einer Rate die in der gleichen Größenordnung liegt wie die der O⁺ und CO₂⁺-Ionen (Barabash et al. 2007), erfolgt die Produktion von O₂⁺-Ionen in den Hybrid-Simulationen mit einer angepaßten Ionisationsfrequenz von $\nu_{ph} = 6.0 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. Ihr Wert übersteigt den der Photoionisation von CO₂ etwas, um die ungefähr dreimal so hohe Dichte der O₂⁺-Ionen wie der CO₂⁺-Ionen in der Marsionosphäre zu simulieren (Krasnopolsky 2002).

Tabelle 8.3: Gegenwärtige Photoionisationsfrequenzen bei 1 AU (Erde) und 1.524 AU (Mars) in 10^{-7} s^{-1} jeweils für mittlere solare Bedingungen, sowie Bedingungen zum solaren Minimum und Maximum.

Ionen	Erde			Mars			Referenz
	ν_{ph}^{min}	ν_{ph}^{max}	ν_{ph}^{mittel}	ν_{ph}^{min}	ν_{ph}^{max}	ν_{ph}^{mittel}	
H ⁺	0.55	0.96	0.755	0.237	0.413	0.325	Huebner (1985)
O ⁺	2.38	7.01	4.70	1.03	3.02	2.02	Torr und Torr (1985)
N ₂ ⁺	3.06	8.82	5.94	1.32	3.80	2.56	Torr und Torr (1985)
CO ⁺	3.87	11.2	7.54	1.67	4.82	3.24	Torr und Torr (1985)
CO ₂ ⁺	6.04	17.1	11.9	2.6	7.62	5.11	Torr und Torr (1985)

Ladungsaustausch

Der Ladungsaustauschprozeß ist keine Ionisationsquelle, denn hier entstehen keine zusätzlichen Elektronen. Dieser Prozeß des Austausches der Ladung der Sonnenwindprotonen mit den Neutralteilchen der Atmosphäre und Exosphäre des Mars trägt in der gleichen Weise wie die Photoionisation dazu bei, den Sonnenwind mit Masse zu beladen. Ladungsaustauschreaktionen der Sonnenwindprotonen mit atomarem Wasserstoff, der um den Mars eine Korona bildet, tragen nicht zu einer Massenbeladung des überalfvénischen Sonnenwindflusses bei, da beide Spezies die gleiche atomare Masse aufweisen. Aber sie beeinflussen die Dynamik durch eine Aufheizung des Plasmas. Die erzeugten Ionen bewegen sich auf zyklidalen Trajektorien und sind wärmer als die Sonnenwindprotonen, die sie ersetzt haben. Ionen, die im thermisch heißen, subsonischen Plasma des Magnetosheath durch diesen Prozeß erzeugt werden sind langsamer als die aufgeheizten Sonnenwindprotonen und kühlen das Plasma. Galeev et al. (1985) zeigten diesen Zusammenhang an analytischen Berechnungen des Sonnenwindflusses um Kometen.

Folgende Vorgänge laufen während des Ladungsaustauschprozesses zwischen einem Ion und einem Neutralteilchen ab. Bei der Annäherung beider Teilchen wechselt ein Elektron vom Neutralteilchen auf das Ion über. Auf diese Art können schnelle Ionen nach dem Stoß zu schnellen Neutralteilchen, den sogenannten 'energetic neutral atoms' (ENAs) werden. Beim Stoß werden hohe Beiträge an Impuls und Energie zwischen den Stoßpartnern ausgetauscht. Der resonante Stoß des Ladungsaustausches ist kein elastischer Stoß, sondern eher ein pseudo-elastischer in der Hinsicht, daß eine sehr kleine Menge an Energie beim Stoß verloren geht. Mit dieser Näherung ist es möglich, das Stoßintegral der Boltzmann-Gleichung anzuwenden, um Transporteigenschaften beim Stoß zu berechnen. Für Stöße zwischen Ionen und ihren entsprechenden Neutralgasteilchen sind die Stoßquerschnitte σ nicht konstant. Sie unterscheiden sich für elastische Stöße und resonante Ladungsaustauschprozesse. Bei letzterem ist der Stoßquerschnitt von der relativen Energie der Stoßpartner abhängig.

Der Ladungsaustauschprozess produziert Sauerstoffionen und Wasserstoffionen durch die Reaktionen



Die Ionisationsfrequenz ν_{ch} wird nach der Gleichung

$$\nu_{ch} = n_{sw} \cdot v_{sw} \cdot \sigma_{ch} \quad (8.19)$$

berechnet, wobei n_{sw} die Protodichte und v_{sw} die Plasmageschwindigkeit des Sonnenwindes darstellt. Die energieabhängigen Stoßquerschnitte

$$\sigma(\text{O}, \text{H}^+) = 1,20 \cdot 10^{-15} (1 - 0.058 \log_{10} E(\text{eV}))^2 \text{ cm} \quad (8.20)$$

$$\sigma(\text{H}, \text{H}^+) = 5,78 \cdot 10^{-15} (1 - 0.139 \log_{10} E(\text{eV}))^2 \text{ cm} \quad (8.21)$$

wurden von Stebbings et al. (1964) und Fite et al. (1962) gemessen. Verwendet man als relative Energie zwischen beiden Stoßpartnern eine mittlere Protonenenergie in Sonnenwind von 1000 – 2500 eV so erhält man $\sigma(\text{O}, \text{H}^+) = 8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ und $\sigma(\text{H}, \text{H}^+) = 16 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$. Höhere Energien, wie sie in der Frühphase des Sonnenwindes vorkamen, beeinflussen diese Werte der Stoßquerschnitte kaum noch. Der Stoßquerschnitt der leichtesten Sorte $\sigma(\text{H}, \text{H}^+)$ fällt bei Energien von 20 000 eV auf $9 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$. Für weitere Ladungsaustauschreaktionen der Sonnenwindprotonen mit CO_2 gaben Cravens et al. (1987) einen Stoßquerschnitt von $\sigma(\text{CO}_2, \text{H}^+) \approx 20 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ an. Dieser Wert wird auch hier für den Querschnitt von $\sigma(\text{O}_2, \text{H}^+)$ angenommen.

Elektroneneinschlagprozeß

Der Stoß eines Sonnenwindelektrons mit einem Neutralgasteilchen beschreibt den dritten Ionisationsproß. Weil die Energie des Elektrons hoch sein muß, um das Ionisationspotential des Neutralgasteilchens zu überschreiten, spricht man auch vom Ionisationsprozeß durch Elektroneneinschlag. Gl. (8.22) stellt dieser Prozeß für Sauerstoffatome dar.



Die beim Stoß produzierten Sekundärelektronen besitzen Energien, die der Differenz zwischen der Energie des einfallenden Elektrons und des Ionisationspotentials entsprechen. Sollten diese Elektronen noch ausreichend Energie nach dem Stoß haben, können so auch weitere Neutralteilchen durch dasselbe Elektron ionisiert werden. Die Ionisationsfrequenz ν_{el} wird mit der Gleichung

$$\nu_{el} = n_{sw} \cdot k_{el}(n) \quad (8.23)$$

berechnet, wobei die Ionisationsrate $k_{el}(n)$ der Neutralgassorte n eine Funktion der Elektronentemperatur ist. Cravens et al. (1987) gaben für mehrere Neutralgasteilchen und zwar H_2O , O , CO_2 , CO , N_2 und H in verschiedenen Tabellen diese Rate $k_{el}(k)$ temperaturabhängig an. Dabei wurde angenommen, daß die Elektronen eine Maxwell-Verteilung haben. Zur Bestimmung der Ionisationsraten wird eine Elektronentemperatur im Sonnenwind von $T_e = 200\,000 \text{ K}$ zu allen Zeiten in der Entwicklung des Sonnenwindes angenommen. Damit erhält man nach Cravens et al. (1987) die folgenden Ionisationsraten

$$\begin{aligned} k_{el}(\text{O}) &= 2.01 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}, \\ k_{el}(\text{CO}_2) &= 3.52 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}, \\ k_{el}(\text{H}) &= 1.11 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}, \\ k_{el}(\text{O}_2) &= k_{el}(\text{CO}_2) \quad . \end{aligned}$$

Für Sauerstoff erhält man eine gegenwärtige Ionisationsfrequenz von $\nu_{el} = 0.5 \cdot 10^{-7} \text{s}^{-1}$, die ungefähr 50% der Photoionisationsrate bei niedriger Sonnenaktivität ausmacht (siehe Tab. 8.3). Hinter dem Bow Shock erhöht sich die Plasmadichte auf ungefähr 10cm^{-3} und die Elektronentemperatur auf ungefähr 10^6K , was dazu führt, daß die Ionisationsfrequenz mit $\nu_{el} = 7.1 \cdot 10^{-7} \text{s}^{-1}$ sogar noch über die der Photoionisation bei hoher Sonnenaktivität steigt. Diese Anpassung wird im Rahmen dieser Studie nicht durchgeführt. Sie führt zu einer weitergehenden Beschreibung des Ionisationsmechanismus, wie Modolo et al. (2005) es für den Elektroneneinschlag- als auch für den Ladungsaustauschprozess umsetzen. Beim Ladungsaustauschprozess ändern sich die Ionisationsfrequenzen auf der stromabwärtsgerichteten Seite des Bow Shocks kaum, da der mittlere Fluß $\langle n_{sw} \cdot v_{sw} \rangle$ mit ungefähr $3 \cdot 10^8 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ in beiden Plasmaregionen vor und hinter dem Bow Shock gleich bleibt.

Die Tab. 8.4 zeigt in der ersten Spalte für die gegenwärtige mittlere Sonnenaktivität von 1EUV sämtliche Ionisationsfrequenzen der Neutralteilchen CO_2 , O_2 und O . Da bisher im Modell von Lammer et al. (2006) keine evolutionäre Berechnungen der angeregten atomaren Wasserstoffdichte in der Exosphäre gemacht wurden, konzentriert sich diese Studie auf Simulation der planetaren Ionen CO_2^+ , O_2^+ und O^+ .

8.6.2 Evolutionäre Anpassung der Produktionsraten

Die evolutionäre Anpassung der Photoionisationsrate erfolgt durch eine Multiplikation der gegenwärtigen durchschnittlichen Photoionisationsrate mit dem Gewichtungsfaktor proportional zum EUV-Fluß. Da sich wie in Tab. 8.1 zusammenfassend dargestellt auch der Sonnenwind hinsichtlich Dichte und Geschwindigkeit über die letzten Milliarden Jahre verändert hat, wird die Ionisationsrate durch Elektroneneinschlag und insbesondere durch Ladungsaustauschreaktionen modifiziert. Die Tab. 8.4 listet sämtliche Ionisationsfrequenzen zu verschiedenen EUV-Flüssen auf. Nicht berücksichtigt werden zusätzliche Verluste von neutralem Sauerstoff, die durch atmosphärisches 'Sputtering' planetarer Ionen hinzukommen würden (Luhmann und Kozyra 1991).

8.7 Stoßfrequenzen zwischen Neutralgas und Ionen

Durch Stöße mit atmosphärischen Neutralgasteilchen werden die Ionen des Sonnenwindes und der Ionosphäre abgebremst. Dies wirkt als Kühlungsmechanismus und ist in der unteren Atmosphäre bei hohen Neutralgasdichten besonders effektiv. In Abschnitt 8.5.2 wurde zudem ersichtlich, daß die frühe Atmosphäre des Mars und seine Exosphäre viel dichter waren. Darum ist eine quantitativ genauere Beschreibung des Abbremssterms in der Bewegungsgleichung (3.12) der Ionen erforderlich. Im Kontext des Simulationsmodells wird dieser Term auch 'drag'-Term genannt. Allgemein wird die Stoßfrequenz durch folgende Relation berechnet:

$$\nu_{in} = k(i, n) \cdot n_n. \quad (8.24)$$

wobei ν_{in} die Stoßfrequenz in s^{-1} zwischen dem Ion der Sorte i und dem Neutralgas der Sorte n ist. $k(i, n)$ ist eine Konstante, die die Wechselwirkung charakterisiert. $k(i, n)$ wird hier immer in $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ angegeben. Das Neutralgas habe eine Dichte von n_n in cm^{-3} .

Tabelle 8.4: Ionisationsraten ν in 10^{-7} s^{-1} . Das Symbol * kennzeichnet den Fall extremer Sonnenwinddichte von $10\,000 \text{ cm}^{-3}$.

	EUV						
10^{-7} s^{-1}	1	2	5	10	30	100	100*
$\nu_{\text{ph}}(\text{CO}_2)$	5.1	10	26	51	150	510	510
$\nu_{\text{ch}}(\text{CO}_2)$	2.0	6.2	27	81	430	2300	34000
$\nu_{\text{e}}(\text{CO}_2)$	0.88	2.1	6,9	17	63	240	3500
$\nu_{\text{total}}(\text{CO}_2)$	8.0	19	59	150	650	3100	38000
$\nu_{\text{ph}}(\text{O}_2)$	6.0	12	30	60	180	600	600
$\nu_{\text{ch}}(\text{O}_2)$	2.0	6.2	27	81	430	2300	34000
$\nu_{\text{e}}(\text{O}_2)$	0.88	2.1	6.9	17	63	240	3500
$\nu_{\text{total}}(\text{O}_2)$	8.9	20	64	160	680	3200	38000
$\nu_{\text{ph}}(\text{O})$	2.0	4.0	10	20	61	200	200
$\nu_{\text{ch}}(\text{O})$	0.81	2.5	11	32	170	930	14000
$\nu_{\text{e}}(\text{O})$	0.5	1.2	3.9	9.4	36	140	2000
$\nu_{\text{total}}(\text{O})$	3.3	7.7	25	62	270	1300	16000

Ionen können mit Neutralteilchen auf zwei Arten stoßen. Man unterscheidet elastische, nichtresonante und als Spezialfall resonante Stöße. Nichtresonante Stöße berücksichtigen die Wechselwirkung zwischen dem Ion und dem induzierten Dipol des Neutralteilchens, welcher bei der Annäherung des Ions durch Polarisation entstanden ist. Diese Art des Stoßes tritt bei geringen relativen Geschwindigkeiten zwischen den Stoßpartnern und Neutralgastemperaturen auf. In diesem Fall leiten Bauer und Lammer (2004) die Konstante $k(i, n)$, auch 'rate coefficient' genannt, folgendermaßen ab:

$$k(i, n) = 2\pi e \sqrt{\alpha_n / \mu_{in}} = 2.3 \cdot 10^3 \sqrt{\alpha_n / \mu_{in}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (8.25)$$

Hierbei gibt α_n die Polarisierbarkeit der Neutralteilchen an und μ_{in} ist die reduzierte Masse der Neutralteilchen und Ionen in atomaren Masseneinheiten (amu):

$$\mu_{in} = \frac{m_n m_i}{m_n + m_i}. \quad (8.26)$$

Die Tab. 8.5 zeigt einige nicht-resonante Kollisionsfrequenzen. Für Stöße zwischen Protonen und Sauerstoffatomen ergibt die Gl. (8.25) bei einer Polarisationskonstante $\alpha_O = 0.89 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3$ von Sauerstoff (Schunk und Nagy 2000) den Wert $k(\text{H}^+, \text{O}) = 20.8 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Die Tab. 8.5 weist darauf hin, daß dieser Stoß schon zum resonanten Typ gehört. Er wird weiter unten detaillierter beschrieben.

In den Hybrid-Simulationen mit einer planetaren Teilchensorte, dem Sauerstoff, wurde die Kollisionsfrequenz von $k = 17 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ zwischen Sauerstoffatomen und Protonen verwendet. Israelevich et al. (1999) gaben diesen Wert für Stöße im dichten ausgasenden Neutralgas am Kometen Halley an.

Im zweiten komplizierten Fall der Beschreibung eines Stoßes wird sowohl die Polarisation induzierter Dipole als auch Ladungsaustausch, der vornehmlich bei hohen Geschwindigkeiten und Temperaturen auftritt, von den Gleichungen erfaßt. Die Gleichungen

Tabelle 8.5: Kollisionsfrequenzen $k(i, n)$ für nicht-resonante Wechselwirkungen zwischen Ionen der Sorte i und Neutralteilchen der Sorte n . Entnommen von Schunk und Nagy (2000).

$k(i, n)$ [cm^3s^{-1}]	Neutralgas n			
Ionen i	H	O	O ₂	CO ₂
H ⁺	resonant	resonant	$32.0 \cdot 10^{-10}$	$41.4 \cdot 10^{-10}$
O ⁺	resonant	resonant	$6.64 \cdot 10^{-10}$	$8.95 \cdot 10^{-10}$
O ₂ ⁺	$0.65 \cdot 10^{-10}$	$2.31 \cdot 10^{-10}$	resonant	$5.63 \cdot 10^{-10}$
CO ₂ ⁺	$0.47 \cdot 10^{-10}$	$1.76 \cdot 10^{-10}$	$3.18 \cdot 10^{-10}$	resonant

für k werden nun energie- oder temperaturabhängig und haben die Form

$$k = A \cdot \sqrt{B} (1 - C \log_{10} B)^2. \quad (8.27)$$

Die Tab. 8.6 gibt eine Übersicht der wichtigsten resonanten Kollisionsfrequenzen. Die Koeffizienten A , B und C sind charakteristisch für ein bestimmtes Gas und wurden entweder experimentell als Stoßquerschnitte gemessen oder über numerische Berechnungen bestimmt. Stubbe (1968) zum Beispiel bestimmte durch Berechnungen unabhängig von einer speziellen Ionosphäre Kollisionsfrequenzen für Stöße mit verschiedenen Neutralteilchen. Der Koeffizient C beschreibt die Energie der relativen Bewegung zwischen den Ionen und Neutralteilchen. Häufig wird auch wie in Tab. 8.6 eine Temperaturabhängigkeit verwendet. Man beachte, daß einige Kollisionsfrequenzen eine mittlere Temperatur $T_r = (T_i + T_n)/2$ aus der Iontemperatur T_i und der Neutralgastemperatur T_n verwenden. Beide Temperaturverläufe in der Ionosphäre zeigen die Abbildungen 8.8 und 8.9 für unterschiedliche EUV-Flüsse. Berechnet man nun die gegenwärtige mittlere Kollisionsfrequenz zwischen Protonen und Sauerstoffatomen mit $k(\text{H}^+, \text{O})$ aus Tab 8.6 und der Iontemperatur T_i aus Abb. 8.9 so erhält man in einer Höhe von 200 km über der Marsoberfläche $k(\text{H}^+, \text{O}) = 8.59 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ und bei 500 km, schon in der Exosphäre, $k(\text{H}^+, \text{O}) = 26.2 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. An diesem Wertebereich wird ersichtlich, daß die verwendete Kollisionsfrequenz von $k = 17 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$, wie sie von Bagdonat et al. (2004) für Kometensimulationen verwendet wurde, gut mit den realen Kollisionsfrequenzen in der oberen Ionosphäre des Mars übereinstimmt.

Da die Hybrid-Simulation nur Dichteprofile, aber keine Einzelteilchen der Neutralgaskomponenten berücksichtigt, wird im Modell die Ionengeschwindigkeit für jede Ionsorte nach einem Stoß reduziert:

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -\nu_{in} \cdot \mathbf{v}_i. \quad (8.28)$$

Der Simulationscode beschreibt nicht den Stoßvorgang an sich, vielmehr werden bei der diskreten Zeiteinteilung in einzelne Zeitschritte Δt die neuen Geschwindigkeiten für den folgenden Zeitschritt nach dem Stoß mittels Gl. (8.29) berechnet.

$$\mathbf{v}_{neu} = \mathbf{v}_{alt} \cdot (1 - \nu_{in} \cdot \Delta t \cdot t_0) \quad (8.29)$$

Dabei ist die inverse Gyrationfrequenz $t_0 = m_p/(e \cdot B_0)$ die reale Zeit die pro Zeitschritt vergeht.

Tabelle 8.6: Kollisionsfrequenzen $k(i, n)$ für resonante Wechselwirkungen zwischen Ionen der Sorte i und Neutralteilchen der Sorte n . Entnommen von Schunk und Nagy (2000).

(i,n)	T_r, K	$k(i, n) [\text{cm}^3\text{s}^{-1}]$
(O ⁺ , O)	> 235	$3.67 \cdot 10^{-11} \sqrt{T_r} (1 - 0.064 \log_{10} T_r)^2$
(O ₂ ⁺ , O ₂)	> 800	$2.59 \cdot 10^{-11} \sqrt{T_r} (1 - 0.073 \log_{10} T_r)^2$
(CO ₂ ⁺ , CO ₂)	> 850	$2.85 \cdot 10^{-11} \sqrt{T_r} (1 - 0.083 \log_{10} T_r)^2$
(H ⁺ , O)	> 300	$6.61 \cdot 10^{-11} \sqrt{T_i} (1 - 0.047 \log_{10} T_i)^2$
(O ⁺ , H)	> 300	$6.61 \cdot 10^{-11} \sqrt{T_i} (1 - 0.047 \log_{10} T_i)^2$

Tabelle 8.7: Dichten der Neutralgassorten bei 200 km über der Marsoberfläche nach Daten der thermosphärischen Modellrechnungen von Lammer et al. (2006) mit den Kollisionsfrequenzen der häufigsten Ionen in der Plasmaumgebung des Planeten.

	Neutralgas $n(200 \text{ km}) [\text{cm}^{-3}]$			$\nu_i [\text{s}^{-1}]$			
	O	O ₂	CO ₂	ν_{H^+}	ν_{O^+}	$\nu_{\text{O}_2^+}$	$\nu_{\text{CO}_2^+}$
1 EUV	$1.04 \cdot 10^8$	$1.31 \cdot 10^7$	$1.47 \cdot 10^8$	0.734	0.184	0.11	0.0651
10 EUV	$1.15 \cdot 10^8$	$4.68 \cdot 10^7$	$6.33 \cdot 10^8$	2.86	0.654	0.398	0.25
100 EUV	$1.13 \cdot 10^8$	$1.41 \cdot 10^8$	$2.90 \cdot 10^9$	12.5	2.76	1.72	1.34

Wie Gl. (8.24) im Allgemeinen beschreibt, ist die Stoßfrequenz ν_{in} das Produkt aus der spezifischen Stoßrate $k(i, n)$ mit der Anzahldichte n_n der Neutralgassorte. Da die Atmosphäre aus vielen Neutralgassorten zusammengesetzt ist, erhält man für die Stoßfrequenz der Ionensorte i an allen Neutralgassorten:

$$\nu_i(r) = \sum_{\text{Sorte } n} k(i, n) n_n(r) \quad (8.30)$$

$$\nu_{\text{H}^+}(r) = k(\text{H}^+, \text{O}) \cdot n_{\text{O}}(r) + k(\text{H}^+, \text{CO}_2) \cdot n_{\text{CO}_2}(r) + k(\text{H}^+, \text{O}_2) \cdot n_{\text{O}_2}(r) \quad (8.31)$$

$$\nu_{\text{O}^+}(r) = k(\text{O}^+, \text{O}) \cdot n_{\text{O}}(r) + k(\text{O}^+, \text{CO}_2) \cdot n_{\text{CO}_2}(r) + k(\text{O}^+, \text{O}_2) \cdot n_{\text{O}_2}(r) \quad (8.32)$$

$$\nu_{\text{O}_2^+}(r) = k(\text{O}_2^+, \text{O}) \cdot n_{\text{O}}(r) + k(\text{O}_2^+, \text{CO}_2) \cdot n_{\text{CO}_2}(r) + k(\text{O}_2^+, \text{O}_2) \cdot n_{\text{O}_2}(r) \quad (8.33)$$

$$\nu_{\text{CO}_2^+}(r) = k(\text{CO}_2^+, \text{O}) \cdot n_{\text{O}}(r) + k(\text{CO}_2^+, \text{CO}_2) \cdot n_{\text{CO}_2}(r) + k(\text{CO}_2^+, \text{O}_2) \cdot n_{\text{O}_2}(r) \quad (8.34)$$

Die Gln. (8.32) bis (8.34) verdeutlichen die Berechnung der Stoßfrequenzen ν_i von H⁺, O⁺, O₂⁺ und CO₂⁺-Ionen in der Atmosphäre. Es sei darauf hingewiesen, daß sowohl die Stoßraten $k(i, n)$ als auch die Neutralgasdichten n_n höhenabhängig sind. Die Tab. 8.7 gibt ein Beispiel der Neutralgasdichten und Stoßfrequenzen bei einer Höhe von 200 km über der Oberfläche des Mars, jeweils in verschiedenen atmosphärischen Zusammensetzungen bei einem energetischen solaren Strahlungsfluß von 1, 10 und 100 EUV. Die Stoßfrequenzen zeigen eine große Variabilität sowohl zwischen den Ionen untereinander als auch zu verschiedenen Zeiten in der Geschichte der Marsatmosphäre. Dieses Verhalten

Tabelle 8.8: Dichten der Neutralgassorten bei 500 km über der Marsoberfläche nach Daten der thermosphärischen Modellrechnungen von Lammer et al. (2006) mit den Kollisionsfrequenzen der häufigsten Ionen in der Plasmaumgebung des Planeten. Man beachte, daß Stöße in der dichteren, durch thermische Fluch bestimmten, frühen Exosphäre wieder häufiger stattfinden.

	Neutralgas $n(500 \text{ km})$ [cm^{-3}]			ν_i [10^{-3} s^{-1}]			
	O	O ₂	CO ₂	$\nu_{\text{H}^+,n}$	$\nu_{\text{O}^+,n}$	$\nu_{\text{O}_2^+,n}$	$\nu_{\text{CO}_2^+,n}$
1 EUV	$3.73 \cdot 10^4$	$1.67 \cdot 10^0$	$1.55 \cdot 10^{-1}$	0.1	0.04	0.009	0.007
10 EUV	$5.19 \cdot 10^5$	$2.00 \cdot 10^3$	$3.75 \cdot 10^2$	1.39	0.52	0.12	0.09
100 EUV	$1.0 \cdot 10^7$	$2.11 \cdot 10^6$	$1.29 \cdot 10^7$	89.2	24.6	11.2	12.2

unterstreicht nochmal die Notwendigkeit dieser detaillierten Betrachtung. Je schwerer das zu stoßende Ion ist, um so geringer wird die Stoßfrequenz. Gl. 8.29 zeigt die grundlegende Eigenschaft, daß schwere Ionen folglich weniger stark im Neutralgas abgebremst werden. Je weiter man in die Geschichte der Marsatmosphäre zurückgeht, umso wärmer werden die Neutral- und Ionentemperaturen und um so dichter wird die gesamte Atmosphäre. Daher war die Stoßfrequenz zwischen Ionen und Neutralteilchen in der Noachischen Zeitepoche 3.5 bis 4.5 Gyr bis zu 20 mal größer als in der heutigen Marsatmosphäre. Nimmt man an, daß die O⁺-Ionen in der Ionosphäre eine Geschwindigkeit von ungefähr $V_{\text{O}^+} = 5 \text{ km s}^{-1}$ besitzen so beträgt ihre gegenwärtige mittlere freie Weglänge $\lambda \approx V_{\text{O}^+} / \nu_{\text{O}^+,n} = 7 \text{ km}$. Vor 4.5 Gyr betrug ihre Geschwindigkeit in der expandierenden Ionosphäre ungefähr $V_{\text{O}^+} = 10 \text{ km s}^{-1}$. Die mittlere freie Weglänge reduziert sich auf ungefähr 800 m.

Zum Vergleich zeigt die Tab. 8.8 die gleichen Größen wie in Tab. 8.7, jedoch hier nun an einer Höhenmarke von 500 km über der Oberfläche, schon in der Exosphäre des Planeten. In dieser Höhe sind die Stoßfrequenzen rund 1000 mal kleiner als bei 200 km, da die Neutralgasdichten zum Beispiel von CO₂ um 9 Größenordnungen kleiner sind als bei 200 km. Es fällt jedoch auf, daß Stöße in der dichteren früheren Exosphäre, die durch thermische Fluchtprozesse (siehe Abschnitt 9.1.2) bestimmt werden, wieder häufiger stattfinden.

Die gegenwärtige mittlere freie Weglänge für O⁺-Ionen in der Exosphäre bei 500 km beträgt $\lambda \approx 2 \cdot 10^5 \text{ km}$, wenn eine Ionengeschwindigkeit von $V_{\text{O}^+} = 20 \text{ km s}^{-1}$ verwendet wird. In dieser verdünnten Region kommt es damit statistisch nur alle $60 R_M$ zu einem Stoß. Vor 4.5 Gyr betrug ihre Geschwindigkeit in der expandierenden Ionosphäre ungefähr $V_{\text{O}^+} = 400 \text{ km s}^{-1}$. Die mittlere freie Weglänge reduzierte sich auf ungefähr $\lambda = 4500 \text{ km}$. Diese Entfernung ist mit dem Marsradius vergleichbar.

8.8 Zusammenfassung

Dieses Kapitel behandelt die Entwicklung der Plasmawechselwirkung mit der Atmosphäre des Mars. Die Sonne leuchtete zwar in der Frühphase mit einer geringeren Helligkeit, strahlte aber im harten UV und Röntgen-Bereich wesentlich intensiver. Die Atmosphäre des frühen Mars war einem höheren Sonnenwindfluß ausgesetzt. Diese äußeren massiven

Einflüsse auf die Atmosphäre führten zu einem Anstieg der Ionisationsraten und 'verstärkten' das die Wirkung des Planeten mit seiner Ionosphäre als Hindernis im Sonnenwind. Besonders der Ionisationsprozeß durch Ladungsaustauschreaktionen mit Sonnenwindprotonen wurde in der Frühphase der Ionosphäre und Exosphäre zum dominierenden Ionisationsprozeß. Die Exosphäre und Ionosphäre waren damit vor 4 Milliarden Jahren um mehrere Größenordnungen dichter als heute. Die hohen Dichten wiederum führten zu häufigeren Stößen mit Protonen des Sonnenwindplasmas.

9 Verlustprozesse der Marsatmosphäre

Aus der Marsatmosphäre entweichen ständig sowohl Neutralgasatome wie auch planetare Ionen. Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die Mechanismen der Fluchtprozesse. Man unterscheidet thermische und nicht-thermische Fluchtmechanismen. Der Verlust an Teilchen durch thermische Flucht geht zurück auf ihre Temperatur und damit die Breite ihrer Verteilungsfunktion. Die nicht-thermische Flucht wird entweder vom Sonnenwind oder von Reaktionen mit anderen Teilchen gesteuert. Wie im letzten Kapitel gezeigt wurde, war die frühe Atmosphäre des Mars intensiveren solaren Einflüssen ausgesetzt, die wiederum einen höheren Verlust an Teilchen widerspiegeln.

9.1 Thermischer Verlust

Die thermischen Fluchtmechanismen atmosphärischer Teilchen lassen sich in zwei Typen einteilen, die Jeans-Flucht und die in der Frühphase des Sonnensystems dominierende Hydrodynamische Flucht planetarer Atmosphären. Da die hydrodynamische Flucht von kinetischen Prozessen bestimmt wird, kann man sie auch als nicht-thermischen Mechanismus klassifizieren.

9.1.1 Jeans-Flucht

Überschreitet die Geschwindigkeit leichter Moleküle in der Exosphäre die der Fluchtgeschwindigkeit, so entweichen diese aus der Exosphäre des Planeten. Diese thermische Flucht wird auch als Jeans-Flucht bezeichnet.

Die nach außen gerichtete Flußdichte von atmosphärischen Teilchen mit einer bestimmten thermischen Energie, dessen Geschwindigkeit die Fluchtgeschwindigkeit v_{esc} an der Exobase überschreiten, kann mit der Gl. (9.1) bestimmt werden:

$$F_{esc} = \frac{v_0}{2\sqrt{\pi}} n_{exo} (1 + X_{esc}) e^{-X_{esc}} \quad , \quad (9.1)$$

wobei v_0 die wahrscheinlichste Geschwindigkeit ihrer Maxwell-Verteilung ist, n_{exo} ihre Anzahldichte an der Exobase und X_{esc} der Fluchtparameter:

$$X_{esc} = \frac{v_{esc}^2}{v_0^2} = \frac{GMm}{rk_B T_\infty} \quad . \quad (9.2)$$

Tabelle 9.1: Thermische Flucht von atomarem Wasserstoff bei niedriger und hoher Sonnenaktivität.

	sol. min	sol. max	Referenz
n_{exo} [cm ⁻³]	$2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^4$	Chaufray et al. (2007)
T_∞ [K]	200	350	Viking, Anderson und Hord (1971)
v_0 [km/s]	1.82	2.41	$v_0 = \sqrt{2k_B T_\infty / m}$
X_{esc}	7.0	4.0	
F_{esc} [cm ⁻² s ⁻¹]	$7.45 \cdot 10^7$	$1.24 \cdot 10^8$	
Φ_{esc} [s ⁻¹]	$6.4 \cdot 10^{25}$	$1.1 \cdot 10^{26}$	

Hier steht G für die Gravitationskonstante, k_B für die Boltzmann Konstante, m für die Teilchenmasse und M für die Masse des Planeten. v_{esc} ist die Fluchtgeschwindigkeit $v_{esc} = \sqrt{2GM/r}$ des Teilchens im Abstand r zum Zentrum des Planeten. Die Exobase befindet sich beim Mars zwischen 200 und 300 km Höhe. Die thermische Fluchtrate von atomarem Wasserstoff wird für den gegenwärtigen Mars zwischen $6.4 \cdot 10^{25} \text{ s}^{-1}$ für solares Minimum und $1.1 \cdot 10^{26} \text{ s}^{-1}$ für solares Maximum bestimmt (siehe Tab. 9.1). Die thermische Fluchtrate von molekularem Wasserstoff H_2 beträgt nach den spektroskopischen Messungen der H_2 -Linien im Marsspektrum des Satelliten *FUSE* nur $3.3 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ (Krasnopolsky und Feldman 2001a). Damit liegt die totale thermische Fluchtrate von Wasserstoff ungefähr zwischen $6.7 \cdot 10^{25} \text{ s}^{-1}$ und $1.1 \cdot 10^{26} \text{ s}^{-1}$.

9.1.2 Hydrodynamische Flucht bei intensivem solarem Strahlungsfluß

Hydrodynamische Flucht kann als Grenzfall der thermischen Flucht betrachtet werden. Steigt der heutige EUV-Fluß auf das zehnfache, wie es vor rund 4 Gyr der Fall war, so erhöhen sich in einem ersten Schritt atmosphärischen Temperaturen, worauf nachfolgend die Höhe der Exobase ansteigt. Erreicht der energetische Strahlungsfluß ein bestimmten Wert, gibt es keine quasistatische Lösung mehr, und die Höhe der Exobase wandert ins Unendliche. Solare Strahlungsenergie im EUV-Bereich kann nicht mehr in vollständig in thermische Energie umgewandelt werden: überschüssige thermische Energie wird in kinetische Energie umgewandelt und hydrodynamische Flucht wird ausgelöst. Jeans-Flucht tritt auf, wenn nur ein kleiner Teil der Atome aus dem energetischen Ausläufer der Maxwell-Verteilung die Fluchtgeschwindigkeit überschreitet und in den Weltraum entweicht. Dabei wird die Quasi-Stationarität nicht aufgehoben. Hydrodynamische Flucht dagegen läßt die Teilchen der gesamten Maxwell-Verteilung entweichen.

Die kürzliche Modellierung der atmosphärischen Entwicklung auf terrestrischen Planeten hat die Fraktionierung der ursprünglichen atmosphärischen Zusammensetzung während eines vom solaren Strahlungsfluß ausgelösten hydrodynamischen Fluchtprozesses in den Mittelpunkt gerückt (Lammer et al. 2006, Kulikov et al. 2006). Die obere Atmosphäre der terrestrischen Planeten wird hauptsächlich durch die Absorption von EUV-Strahlung bestimmt und zusätzlich durch die Einlagerung von Energie bei großen Ein-

schlägen von Meteoriten und Asteroiden (Bauer 1971). Da man aus dem Sun-in-Time Programm die Entwicklung der EUV-Strahlung kennt, kann man eine Skalenrelation für die Bestimmung der exosphärischen Temperatur T_∞ , die für die thermische Flucht verantwortlich ist, über die Geschichte des Mars hin anwenden. Diese Relation basiert auf der Annahme eines Gleichgewichtszustandes zwischen der Wärmeeinlagerung des hochenergetischen Strahlungsflusses und dem Wärmetransport in tiefere atmosphärische Schichten durch Wärmeleitung:

$$\frac{(T_\infty - T_0)_1}{(T_\infty - T_0)_0} \approx \frac{I_{XUV1} \cdot g_0}{I_{XUV0} \cdot g_1} \quad (9.3)$$

Dabei bezeichnet g die Gravitationsbeschleunigung und T_0 die Temperatur an der unteren Thermosphärenschicht, der Mesopause, zur gegenwärtigen Zeit t_1 und zum vergangenen Zeitpunkt t_0 (Bauer und Hantsch 1989). Wenn T_∞ groß ist und der thermische Fluchtparameter X_{esc} Werte kleiner als 1.5 erreicht, wird die Exosphäre instabil und das hydrostatische Gleichgewicht ist nicht länger gültig.

Aus dieser hydrodynamischen Betrachtung folgt, daß für Exosphärentemperaturen $T_\infty \geq 1000$ bei Mars die thermische Energie $3k_B T_\infty$ die Gravitationsenergie $2MmG/r$ übersteigt. Leichte atmosphärische Anteile wie Wasserstoff entweichen vom Planeten. Dieser Prozeß wird nur vom EUV-Fluß und von der Diffusion der schweren atmosphärischen CO_2 -Moleküle begrenzt. Die Atmosphäre des Mars erfuhr eine diffusionsbegrenzte hydrodynamische Flucht von Wasserstoff aus dem ursprünglichen Wasservorkommen zumindest während der ersten 300 Millionen Jahre nach der Entstehung des Planeten. Verschiedene Studien, die diesen Prozeß in der Frühphase nach der Planetenentstehung untersucht haben, sagen Wasserstoff-Verlustraten in der Größenordnung von ungefähr 10^{28} bis 10^{29} s^{-1} bei Mars voraus (Hunten 1993, Kasting und Pollack 1983). Diese Raten sind groß genug, um in 300 Millionen Jahren den Betrag an Wasserstoff, der in einem terrestrischen Ozean vorhanden ist zu entfernen.

Unter diesen extremen Bedingungen steigen die Wasserstofffluchtraten so stark an, um über aufwärtsgerichtete Reibungskräfte schwerere atmosphärische Bestandteile mit aus der Atmosphäre zu entfernen. Leichtere Spezies werden vom entweichenden Wasserstoff mitgerissen. Diese werden sogar noch einfacher entzogen als die schwereren, was zu einer Massentrennung der Spezies in der zurückbleibenden Atmosphäre führt.

9.2 Nicht-Thermischer Verlust

Wie im Abschnitt 9.1.1 gezeigt wurde, sind Wasserstoff-Atome leicht genug, um durch thermische Flucht aus der Atmosphäre entweichen zu können. Schwerere Spezies wie Sauerstoff und Stickstoff können dagegen nicht effizient durch Jeans-Flucht aus der Atmosphäre entfernt werden. Wenn Sauerstoff nicht aus der Atmosphäre entweichen würde, führt die Photodissoziation von H_2O -Molekülen gefolgt von einer thermischen Flucht von Wasserstoff zu einem Ansteigen der Sauerstoffmenge in der Atmosphäre. Wenn man annimmt, daß die Oberfläche neben einer gleichmäßigen Oxydation der oberen Bodenschichten keine bedeutende Senke für Sauerstoff darstellt, hätte sich über die letzten Milliarden Jahre der Evolution des Mars eine Atmosphäre aus mehreren hundert Millibar Sauerstoff ansammeln müssen. Dies wurde aber nicht beobachtet. McElroy und Donahue (1972) zeigten, daß die erwarteten Fluchtraten von H und O im Verhältnis von 2 : 1

zueinander seien. Infolgedessen sollte Sauerstoff in beträchtlichen Mengen aus der Marsatmosphäre entweichen. Die Mechanismen für diesen Sauerstoffverlust sind relativ gut bekannt. Bei den meisten Prozessen sind der Sonnenwind, die solare Strahlung im EUV-Bereich oder andere planetare energetische Teilchen beteiligt. Weitere schwere planetare Teilchen wie Stickstoff, Kohlenstoff, Neon entweichen auch durch diese Prozesse in den Weltraum. Man bezeichnet sie als nicht-thermische Fluchtprozesse, die im folgenden genauer beschrieben werden.

9.2.1 Photochemische Flucht durch dissoziative Rekombination

Dissoziative Rekombination von ionosphärischen O_2^+ -Ionen produziert sehr niederenergetische neutrale Sauerstoffatome, wobei ein Anteil entweichen kann und der andere Anteil die planetare Korona bildet. Monte Carlo Modelle verfolgen die thermisch-heißen Sauerstoffatome durch Hinzunahme von Stößen und Energieverlust auf ihrem Weg in die Exosphäre (Lammer et al. 2003). Sie ergeben durchschnittlichen Fluchtraten thermisch-heißen Sauerstoffs von $5 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$.

9.2.2 Flucht durch sich ablösende ionosphärische Plasmawolken

Ein anderer atmosphärischer Verlustprozeß am Mars ist die Erscheinung von MHD-Instabilitäten an der Grenzschicht zwischen dem Sonnenwindplasma und dem ionosphärischen Plasma. Plasmamessungen von Phobos-2 wie auch Hybrid-Simulationen von Bößwetter et al. (2004) und Simon et al. (2007a) konnten eine ICB bei Mars feststellen. Da das magnetosphärische Sonnenwindplasma eine viel höhere Geschwindigkeit aufweist als das an dieser Grenzschicht unmittelbar angrenzende ionosphärische Plasma, kommt es zur Bildung von Instabilitäten. Insbesondere kann sich ein Kelvin-Helmholtz-Instabilität ausbilden. Abhängig von Dichte-, Temperaturgradienten oder der Magnetfeldrichtung kann die Instabilität in den nichtlinearen Zustand übergehen. Besonders an den Flanken der ICB, an denen die Geschwindigkeitsunterschiede beider Plasmen groß sind, führt die Instabilität zu Wellen mit einer großen räumlichen Amplitude in der Größenordnung von 10^3 km . Schließlich können sich mit dieser Wellenaktivität auch ionosphärischen Plasmawolken ablösen.

An der Venus wurden diese Plasmawolken durch Messungen von PVO beobachtet (Brace et al. 1982a). Datenanalysen des MAG/ER Instrumentes auf MGS ergaben kalte Elektronen über der Ionopause des Mars, die auf Plasmawolken an Mars hindeuten (Acuña et al. 1998). Lammer et al. (2003) skalierten die Situation an der Venus auf Plasmapbedingungen am Mars und erhielten eine gegenwärtige Verlustrate zwischen 10^{23} und $5 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$.

9.2.3 Atmosphärisches Sputtering

Das Auftreffen von energetischen Teilchen auf Neutralgasteilchen in Marsatmosphäre kann zu dem Effekt des Sputtering führen. Dabei können die getroffenen Teilchen genügend Energie erhalten, um aus der Atmosphäre gestreut zu werden und mit Geschwindigkeiten von $v > v_{esc}$ vom Planeten entweichen. In einer Studie von Leblanc und Johnson (2002) wurde die gestreute Verteilung innerhalb der thermisch-heißen Korona modelliert.

Die entweichenden Teilchen wurden mit einem 3D-Testteilchenmodell studiert. Koppelt man ein Monte Carlo Modell mit einem molekular dynamischen Modell um die Stöße zwischen den heißen Teilchen und den kalten Molekülen der Marsatmosphäre zu beschreiben, erhält man eine gegenwärtige Fluchttrate von Sauerstoff durch Sputtering von $4.3 \cdot 10^{23} \text{ s}^{-1}$ (Lammer et al. 2003).

9.2.4 Flucht durch Ionen Pick-up

Werden Neutralgasteilchen ionisiert und können sie in Regionen gelangen in denen sie das konvektive elektrische Feld in die Sonnenwindströmung aufnimmt und vom Planeten wegtransportiert. Bereits Messungen des ASPERA Instrumentes auf Phobos-2 haben gezeigt, daß der Plasmaschweif des Mars hauptsächlich aus planetaren Ionen besteht (Lundin et al. 1991). Das Testteilchen-Modell von Lammer et al. (2003) ergab eine Verlustrate von $3.0 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ Sauerstoffionen. Ergebnisse der Hybrid-Simulationen, die im Abschnitt 10.2.1 vorgestellt werden, ergeben eine Verlustrate von $3.0 \cdot 10^{23} \text{ s}^{-1}$ Sauerstoffionen aus der Exosphäre und $7.0 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ Sauerstoffionen aus der Ionosphäre. Beim exosphärischen Verlust handelt es sich hauptsächlich um Pick-up Ionen. Am ionosphärischen Anteil sind auch andere Verlustprozesse beteiligt.

9.2.5 Impuls-Transport auf die Ionosphäre

Der Fluß von kalten ionosphärischen Ionen aus der Terminatorregion des Mars in den Schweif wurde vom ASPERA Instrument auf Phobos-2 beobachtet. Der Sonnenwind übergibt seinen Impuls dem kalten ionosphärischen Plasma in einer tagseitigen Übergangsregion bei der ICB. Dieser Impulsübertrag erfolgt im stoßfreien Plasma entweder über die Beschleunigung geladener Teilchen mittels des konvektiven elektrischen Feld im Sonnenwind oder mittels elektromagnetischer Wellen im Plasma. Lundin und Guglielmi (2006) schlugen vor, daß sich in einem Plasma mit oszillierenden elektromagnetischen Feldern nichtlineare Kräfte, die sogenannten Ponderomotiven Kräfte entstehen. Mit ihnen können Plasmabeschleunigungen beschrieben werden.

Der Impulsübertrag führt dazu, daß das ionosphärische Plasma in den Plasmaschweif transportiert wird (Lundin et al. 1991, Pérez-de-Tejada 1998). An der Venus registrierte die Raumsonde PVO eine mittlere Geschwindigkeit von ungefähr 5 km/s der O^+ -Ionen nahe des Terminators (Pérez-de-Tejada 1992). Diese Geschwindigkeit entspricht ungefähr der Fluchtgeschwindigkeit von Sauerstoffatomen am Mars. Am Terminator des Mars registrierte IMA auf MEX auch ähnlich hohe Geschwindigkeiten von planetaren Sauerstoffionen. Die instrumentelle Bestimmung einer unteren Geschwindigkeitsgrenze gestaltet sich jedoch schwierig, da die Geschwindigkeit der Raumsonde und ihr Potential von der gleichen Größenordnung sind. Das Instrument auf PVO war speziell für kalte Ionen optimiert, IMA jedoch nicht. Die Ergebnisse der Studien von Pérez-de-Tejada (1992) und Pérez-de-Tejada (1998) zeigen, daß dieser Impulstransportmechanismus ionosphärischen Sauerstoffionen auf Geschwindigkeiten größer als 5 km/s beschleunigen kann. (Pérez-de-Tejada 1992) zeigt, daß die Flucht von kalten Ionen durch den Impulstransport des Sonnenwindes auf die Ionosphäre die Menge an Wasser vom Planeten entfernt hat, die einem globalen Ozean in einer Tiefe von 10-30 m entspricht.

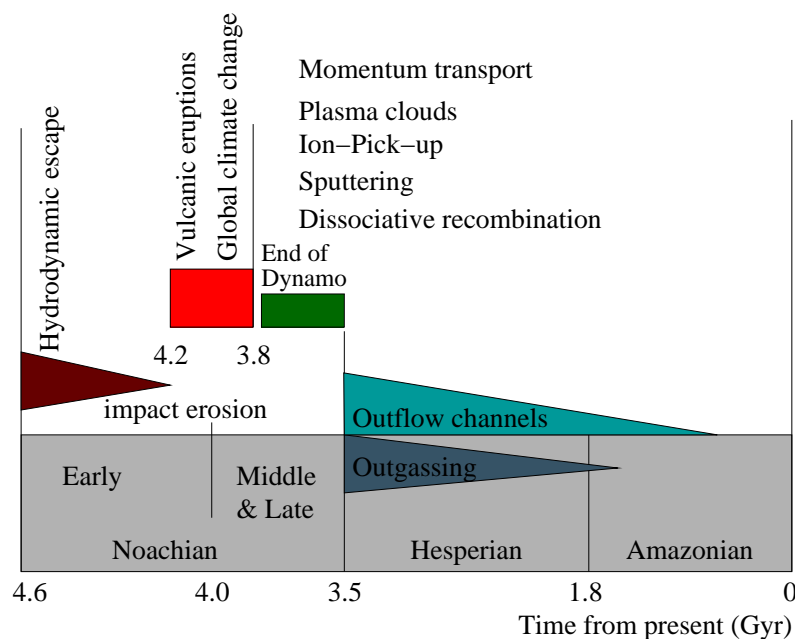


Abbildung 9.1: Chronologie von verschiedenen Ereignissen, die zu großen Veränderungen in der Marsatmosphäre geführt haben.

Lammer et al. (2003) studierten diesen Verlustprozeß indem sie beobachtete Sternwinddaten von jungen sonnenähnliche Sternen und eine Ionosphäre, wie sie in der Frühphase des Mars vorkam, verwendeten. Für die gegenwärtigen Bedingungen fanden sie eine Fluchtrate von Sauerstoff von $1.0 \cdot 10^{25} \text{ s}^{-1}$.

Im Rahmen des hier verwendeten Hybrid-Modells wird der Transportmechanismus über das elektrische Feld mit berücksichtigt. Es zeigt sich im folgenden Kapitel 10, daß dieser Verlustprozeß eine wichtige Rolle in der Geschichte des Mars spielt, da er eng mit der Sonnenwind- und ionosphärischen Dichte verknüpft ist, die in der Frühphase des Sonnensystems um mehrere Größenordnungen höher waren. Die durchschnittliche gegenwärtige Verlustrate von O^+ aus der Ionosphäre des Mars wurde mit $7.0 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ ermittelt, welche einen etwas geringeren Wert aufweist als der Wert von Lammer et al. (2003).

9.2.6 Einlagerung in oberflächennahe Bodenschichten

Lammer et al. (2003) fanden heraus, daß das Verhältnis der Fluchraten zwischen H:O von 2 : 1 für eine Atmosphäre im Gleichgewichtszustand nicht aufrechterhalten werden kann infolge der größeren Masse von Sauerstoff. Zieht man jedoch eine weitere Teichen-senke, nämlich die Reaktion von Sauerstoff mit der Oberfläche in Betracht, kann das Verhältnis eingehalten werden. Lammer et al. (2003) bestimmte, daß sich ungefähr 10^{42} Sauerstoffteilchen seit ungefähr 2 Gyr in die Marsboden eingelagert hat. Eisenoxide und Sulphate sind die häufigsten Verbindungen als Oxydationsprodukte. Da die ursprüngliche mineralogische Zusammensetzung auf Mars Eisen und Schwefel beträchtlich niedrigeren Oxydationsstufen enthielt, wurden diese Elemente eine bedeutende Senke für atmosphärischen Sauerstoff (Lammer et al. 2003).

9.3 Zusammenfassung

Im Kapitel 7 wurde die planetare Evolution des Mars in drei Epochen eingeteilt, der Noachischen, frühen Epoche vor 3.5 Gyr, einer Hesperianischen Periode zwischen 3.5 und 1.8 Gyr und der Amazonische Periode, die vor 1.8 Gyr begann und bis in die Gegenwart reicht. Die Abb. 9.1 skizziert diese Entwicklungsepochen entlang einer Zeitachse. Es wird gezeigt, wann die wichtigsten geologischen und klimatischen Veränderungen stattfanden. Die angegebenen Zeiten können heute nur bis auf einige hundert Millionen Jahre genau angegeben werden. Es wird davon ausgegangen, daß oft geologische Veränderungen klimatische Veränderungen nach sich zogen. So wurde der globale Klimawechsel vor 3.8 Gyr wahrscheinlich vom aufkommenden Vulkanismus auf der Oberfläche ausgelöst. Aber auch äußere Einflüsse, wie der verstärkte Einschlag von Meteoriten und Kometen in der Noachische Periode hatten große Auswirkungen auf die frühe Atmosphäre. Solare Einflüsse steuerten das Einsetzen und die Stärke der atmosphärischen Verlustprozesse. Besonders in den ersten 500 Millionen Jahren hat die thermische Flucht große Anteile der ständig vom Planeten noch ausgasenden Atmosphäre immer wieder entfernt. Ein globales Magnetfeld schützte die unteren Schichten der Atmosphäre vor dem Einwirken von nicht-thermischen Verlustprozessen. Als dieses Feld vor ungefähr 3.5 Gyr verschwand, war zwar der solare Einfluß nicht mehr so stark um die Atmosphäre durch thermische Flucht zu dezimieren, nun wirkten jedoch die nicht-thermischen Verlustprozesse. Insbesondere sind dabei der Übertrag von Impuls des Sonnenwindes auf die ionosphärischen Schichten und der Pick-up Effekt hervorzuheben. Beide Prozesse haben auch heute noch die höchsten Anteile bei den Verlustraten planetarer Ionen.

10 Ergebnisse und Verlustraten in der Geschichte des Mars

Wie im Kapitel 7 verdeutlicht wurde, ist das gegenwärtige Klima auf dem Mars zu kalt und die Atmosphäre zu dünn, um Wasser in seinem flüssigen Aggregatzustand zu halten. Es gibt jedoch mittlerweile durch diverse Raumsondenbeobachtungen eindeutige Anzeichen, daß diese Situation in der Vergangenheit anders war. Beobachtungen von Talsystemen in kraterreichen und damit sehr alten Gebieten auf der südlichen Hemisphäre lassen die Vermutung aufkommen, daß Mars einmal hydrologisch sehr aktiv gewesen sein könnte, zumindest während der ersten hundert Millionen Jahre nach seiner Entstehung (Carr 1987, Head et al. 1999, Baker 2001, Lunine et al. 2003, Chassefière und Leblanc 2004, Donahue 2004). Carr und Head (2003) bestimmten die Menge eines möglichen frühen Wasserreservoirs auf dem Mars aus geomorphologischen Analysen der vermutlichen Küstenlinien, indem sie Bilder von MGS auswerteten. Ihre Analyse zeigt, daß ein früher Wasserozean mit einer Tiefe von ungefähr 150 m die Oberflächenmerkmale erklären könnte.

Um die Evolution des Wasserverlust in der Entwicklungsgeschichte der Mars zu bestimmen, ist die Kenntnis notwendig wie die Marsatmosphäre in jeder Epoche zusammengesetzt war. Eine genaue Entwicklung der Zusammensetzung ist nicht bekannt. Man nimmt an, daß Stickstoff einen größeren Anteil in der frühen Marsatmosphäre als heute gehabt haben könnte. Nach dem Ende des Ausgasen aus der Planetenoberfläche vor etwa 3.5 Gyr hat sich wahrscheinlich die heutige Atmosphärenzusammensetzung eingestellt. Aus diesen Gründen bietet es sich an in Simulationen die gegenwärtige Atmosphärenzusammensetzung den solaren Einflüssen vergangener Epochen auszusetzen, um die Evolution des Wasserhaushalts zu untersuchen. Dabei ist es notwendig, die gegenwärtigen Parameter der Marsionosphäre möglichst genau zu bestimmen, um Fehler zu minimieren. Weiterhin wurde im Kapitel 8 gezeigt, daß weitere Ionisationsmechanismen neben der Photoionisation besonders in der Frühphase des Sonnensystems, als der Sonnenwind dichter war, bei der Ionenproduktion zu berücksichtigen sind. Eine Simulation sollte mehrere Ionenspezies beinhalten, um den Verlust jeder Spezies und ihre Wechselwirkung untereinander zu studieren. Schon aufgrund der unterschiedlichen Masse zeigen die drei häufigsten Ionen-Spezies O^+ , O_2^+ und CO_2^+ ein unterschiedliches kinetisches Verhalten. So ist CO_2^+ fast dreimal schwerer als O^+ , was zu einem dreimal so großen Gyrationradius führt. Diese verschiedenen Effekte beeinflussen die Bildung des Schwereionenschweifes hinter dem Planeten. Mit dem Hybrid-Modell können im Unterschied zu vielen anderen Ansätzen die nicht-thermischen Verlustprozesse studiert werden. Dazu werden der Impuls-Transport des Sonnenwindes auf die Ionosphäre, der Ionen-Pick-up

und die Flucht durch sich ablösende ionosphärische Plasmawolken gezählt.

Es hat sich herausgestellt, daß neben dem Ionen-Pick-up die Übertragung des Sonnenwindimpulses auf die oberen Schichten der Ionosphäre ein entscheidender Prozeß bei der Flucht planetarer Ionen aus den Ionosphären von Mars und Venus ist. Dieser Prozeß führt in Regionen der Terminatorebene zu einer Ionenflucht in den Plasmaschweif. Er wurde von Pérez-de-Tejada (1992, 1998), Terada et al. (2002), Lundin et al. (1990), Lundin et al. (1991, 2007) und kürzlich auch von Lundin et al. (2008) untersucht. Diese Studien wiesen nach, daß die Verlustrate planetarer Sauerstoffionen von diesem Prozeß dominiert wird. Bößwetter et al. (2004) identifizierten einen langsamen Ionenausfluß nahe der Terminatorregion in ihren Hybrid-Simulationen. Merkmale von Plasmawolken, die sich von der Ionosphäre ablösen, wurden auch von Bößwetter et al. (2004) gefunden. Eine Instabilität erzeugt Wellenaktivität in den oberen Schichten der tagseitigen Ionosphäre. In diesen Regionen strömt das aufgeheizte Sonnenwindplasma am dichten planetaren Schwerionenplasma vorbei. Wenn die Wellenamplitude ansteigt, können sich Plasmawolken von der Ionosphäre ablösen und in den Schweif bewegen (Penz et al. 2004).

In diesem Kapitel wird die Evolution der Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Atmosphäre über die letzten 4.5 Gyr untersucht. Verwendet wird dazu das Hybrid-Modell mit mehreren planetaren Ionensorten. Der Verlust planetarer Ionen wird analysiert und mit den Ergebnissen anderer Studien verglichen. Die Simulationen vernachlässigen ein intrinsisches planetares Magnetfeld, schon deswegen, weil bislang große Unsicherheiten bestehen wann ein früher Marsdynamo einsetzte und welche Stärke er hatte (Schubert et al. 2000, Stevenson 2001, Breuer und Spohn 2003). Daher können diese Ergebnisse als obere Grenze für die Ionenflucht über die Geschichte des Mars betrachtet werden. Ein Magnetfeld würde die Ionosphäre abschirmen und den nicht-thermischen Verlust an Ionen reduzieren.

10.1 Simulationen und Plasmaparameter

Zur Bestimmung des planetaren Ionenverlustes wurden 20 verschiedene Simulationen durchgeführt. Für die gegenwärtige Plasmawechselwirkung am Mars wurden zwei verschiedene Ionosphärenmodelle verwendet, nämlich ein Modell nach ionosphärischen Profilen von Krasnopolsky (2002) und Chaufray et al. (2007), welches im Abschnitt 4.3.2 vorgestellt wurde und das thermosphärische Modell nach Lammer et al. (2006). Die Simulationen zu früheren Zeitepochen verwenden ausschließlich das Modell nach Lammer et al. (2006) als Eingabeparameter, da dieses Modell die intensiveren solaren Einflüsse auf die Neutralgasatmosphäre erfaßt. Auf der anderen Seite beinhaltet dieses Modell keine exosphärischen Profile der gegenwärtigen thermisch-heißen Sauerstoff- und Wasserstoffkorona des Mars. Wie im Abschnitt 8.5 beschrieben, sagt das Modell allerdings für die frühe Phase nach der Planetenentstehung vor 4 Milliarden Jahren eine dichte Neutralgasexosphäre voraus. Diese exosphärischen Anteile werden bei den entsprechenden Simulationen als Eingabeparameter berücksichtigt.

Neben den unterschiedlichen Ionosphärenmodellen wurden mehrere Simulationen auf kartesischen und krummlinigen Gittern gestartet, um eine Abhängigkeit der Verlustraten vom verwendeten Simulationsgitter auszuschließen. Besonders die Verlustraten der Ionen an der inneren Hindernisgrenze in die unteren ionosphärischen Schichten können von der

Tabelle 10.1: Parameter der Simulationen zum frühen Mars. Die Zeit t_{BP} markiert den Zeitpunkt in der Vergangenheit 'before present'. Weitere ungestörte Sonnenwindparameter findet man in Tab. 8.1. Das Symbol * kennzeichnet die Parameter der Simulation extremer Sonnenwinddichte von $10\,000\text{cm}^{-3}$. Der Anströmdruck des Sonnenwindes wird mit M_{sw} bezeichnet.

EUV	t_{BP} [Gyr]	M_A	$\beta_{e,sw}$	$\beta_{i,sw}$	$\beta_{e,hi}$	M_{sw} [nPa]
1	0.00	9.66	1.91	0.48	0.0289	0.67
2	2.03	11.12	1.59	0.40	0.0243	2.6
5	3.40	13.18	1.22	0.31	0.0189	15.4
10	3.93	14.83	0.98	0.25	0.0155	57.7
30	4.33	17.58	0.69	0.17	0.0115	440
100	4.49	20.66	0.48	0.12	0.0096	3347
100*	4.49	79.22	7.0	1.75	0.1410	49220

Wahl der Gitterauflösung beeinflusst werden. Da sich in ersten Testsimulationen gezeigt hat, daß eine Heizung der Elektronen in der Ionosphäre mit einem Adiabatenexponenten von $\kappa = 2$ einen erhöhten thermischen Druck erzeugt und den Bow Shock bis zu $1.8 R_M$ weit nach außen vor den Planeten verschiebt, wurden weitere Simulationen mit Adiabatenexponenten von $\kappa = 1$ (isotherm) und $\kappa = 5/3$ (rein adiabatisch) durchgeführt. Die Elektronenflüssigkeit des Sonnenwindes wurde weiterhin mit $\kappa = 2$ behandelt.

In weiteren Simulationen zu den gegenwärtigen Bedingungen am Mars wurde der Winkel zwischen dem Interplanetaren Magnetfeld und der Strömungsrichtung von 57° auf 90° gesetzt. Es wird vermutet, daß im Fall der senkrechten Magnetfeldrichtung die Verlustaten der Ionen höher sind, da das konvektive elektrische Feld und damit die Lorentzkraft auf die planetaren Ionen höher ist als im schräg zu Strömungsrichtung stehenden Magnetfeld. Schließlich wurde auch eine Umkehrung des Magnetfeldvektors im Sonnenwind simuliert, da dieses Szenario häufig auftritt, wenn der Planet die Grenzschicht zwischen zwei Sektoren des interplanetaren Magnetfeldes durchquert (siehe Abb. 6.9).

Die Sonnenwindparameter der durchgeführten Simulationen wurden in Tab. 8.1 und 10.1 aufgelistet. Die Tab. 10.2 gibt die Werte wichtiger Plasmaparamter im ungestörten Sonnenwind an, wie die Ionenträgheitslänge c/ω_{pi} und die Gyrationenradien der Protonen, O^+ -Ionen und CO_2^+ -Ionen. Es sei darauf hingewiesen, daß bei den Simulationen zum vor 4.5 Gyr die Gyrationenradien von O^+ -Ionen mit $r_g = 2900$ km die gleiche Größenordnung aufweisen wie die von Protonen in der gegenwärtigen Situation. Die Protonengyrationenradien zum Szenario des frühen Mars dagegen sind um eine Größenordnung kleiner als ihre heutigen Werte. Mit $r_g = 179$ km sind sie etwa 20 mal kleiner als der Radius von Mars. Betrachtet man allerdings die Weite der Zykloidenbögen, $w = 2\pi r_g = 1125$ km, so liegt diese Länge wieder in der Größenordnung des Planetenradius. Somit kann festgestellt werden, daß die Gyrationenradien der planetaren Schwerionen auch in der frühen Zeitepoche der Plasmawechselwirkung mit Mars ein kinetisches oder Multi-Fluid-Modell erfordern.

Tabelle 10.2: Charakteristische Skalen der Plasmasimulationen im ungestörten Sonnenwind. Es wird angemerkt, daß die Schwerionen eine Zykloidenbewegung ausführen. Ihre Weite $w = 2\pi r_g$ und ihre Höhe $h = 2r_g$ vergrößern noch einmal die Bewegungsskalen im Vergleich zum Gyrationradius r_g und unterstreichen den kinetischen Charakter der Wechselwirkung.

EUV	t_{BP} [Gyr]	c/ω_{pi} [km]	$r_g(\text{H}^+)$ [km]	$r_g(\text{O}^+)$ [km]	$r_g(\text{CO}_2^+)$ [km]
1	0.00	143	1380	22100	60700
2	2.03	92	1018	16300	44800
5	3.40	51	673	10800	29600
10	3.93	33	490	7800	21600
30	4.33	17	298	4800	13100
100	4.49	8.7	179	2900	7900
100*	4.49	2.3	179	2900	7900

10.2 Ergebnisse bei gegenwärtigen Bedingungen

Dieser Abschnitt behandelt die Simulationsergebnisse für den Mars bei gegenwärtigen mittleren Bedingungen der Sonnenaktivität. Dazu werden zwei ausgewählte Simulationen mit unterschiedlichen ionosphärischen Profilen vorgestellt.

10.2.1 Ionenproduktion nach atmosphärischen und exosphärischen Profilen

Die Abbildungen 10.1, 10.2 und 10.3 zeigen die typischen Plasmagrößen für zueinander senkrecht stehende Querschnitte durch die Simulationsbox im quasistationären Zustand der Simulation nach $t = 2436$ s. Betrachtet man Abb. 10.2(f), so erkennt man, daß der Sonnenwind mit einer Geschwindigkeit von 400 km/s von links entlang der positiven x-Richtung in die Simulationsbox strömt. Er hat sie in der gezeigten Situation rund 23 mal durchquert. Die Abb. 10.1 zeigt einen Schnitt entlang der Äquatorebene und die Abb. 10.2 einen Schnitt entlang der Polarebene des Planeten. Es sei darauf hingewiesen, daß die dritte Ebene in Abb. 10.3 keinen Schnitt entlang der Terminatorebene zeigt, sondern eine zu ihr parallele Ebene im Abstand von $x = 3R_M$ stromabwärts vom Mittelpunkt des Planeten. Um Strukturen im Schweif großräumiger zu untersuchen, wurde der Planet aus der Mitte der Simulationsbox um $3R_M$ stromaufwärts verschoben. Der Betrachter der Abb. 10.3 befindet sich geometrisch auf der Nachtseite des Planeten und sieht in Richtung Sonne, wie der Sonnenwind auf ihn zuströmt.

Im ungestörten Sonnenwindplasma sind das Interplanetare Magnetfeld und das konvektive elektrische Feld wie folgt ausgerichtet. Wie man an Abb. 10.1(a) erkennt, liegt der IMF-Vektor in der Äquatorebene und ist mit 57° schräg zur Strömungsrichtung ausgerichtet. Im Koordinatensystem der Simulation trägt er eine negative y-Komponente. Die Abb. 10.2(b) zeigt die Richtung und Stärke des konvektiven elektrischen Feldes im ungestörten Sonnenwind. Es weist entlang der positiven z-Achse in die E^+ -Hemisphäre.

In der weiteren Diskussion der Simulationsergebnisse wird insbesondere auf die groß-

räumigen Plasmastrukturen eingegangen. Eine umfassende Analyse der Strukturen nahe des Planeten wurde in Bößwetter et al. (2004) durchgeführt. Der Abschnitt 2 stellt dem Leser bereits wichtige Strukturen und Grenzschichten in der Plasmaumgebung des Planeten vor. Insbesondere lohnt sich ein Vergleich der Abb. 2.3 mit Abb. 10.2 und der Abb. 2.4 mit der Abb. 10.1. Die ersten beiden Abbildungen zeigen die Äquatorebene, die letzteren zwei die Polarebene bei der Plasmawechselwirkung. Ein genauerer Blick auf Abb. 10.1 macht jedoch deutlich, daß die Äquatorebene doch nicht vollständig symmetrisch zur Linie Sonne-Planet ist. Weiterhin wird darauf hingewiesen, daß Bößwetter et al. (2008) bereits Ergebnisse der Hybrid-Simulationen mit mehreren planetaren Ionen vorstellte. Im Abschnitt 6.6 findet man auch eine Auswahl davon.

Bow Shock

Der Bow Shock befindet sich in dieser Simulation am subsolaren Punkt bei ungefähr $x = -2 R_M$. Magnetometermessungen von Phobos-2 und MGS sagen eine durchschnittliche Position bei $x = -1.5 R_M$ voraus (Vignes et al. 2000, Trotignon et al. 2006). Unterschiedliche Anströmdrücke des Sonnenwindes, die Ausrichtung der lokalen Krustenmagnetfelder auf der Südhalbkugel und die Richtung des IMF lassen die Position des Bow Shocks besonders an den Flanken sehr variieren. Die Messungen von ROMAP auf Rosetta ergaben z.B. eine stärker zum Planeten verschobene Position (siehe Kap. 6). Aus der Sicht der Simulationen wurde eine Abhängigkeit der Bow-Shock-Position von der Heizung der Elektronen in der Ionosphäre festgestellt. In dieser Simulation betrug der Adiabatenexponent $\kappa = 2$. Weitere Simulationen zeigten mit $\kappa = 5/3$ eine Position bei $x = -1.5 R_M$. Ein weitere Ursache für die ungenaue Bow-Shock-Position liegt in der relativ groben Gitterauflösung von $\Delta x = 12 R_M / 122$ Zellen = 334 km in dieser Simulation. Ein krummliniges Gitter wurde nicht verwendet. Mit dieser Auflösung lassen sich die ionosphärischen Skalenhöhen nicht ausreichend genau approximieren, um einen deutlichen Dichteabfall des ionosphärischen Plasmas 200-300 km über der Oberfläche des Planeten zu reproduzieren. Folglich vergrößert sich das ionosphärische Hindernis und verschiebt sich Position des Bow Shocks weiter stromaufwärts.

An den Flanken des Bow Shocks lassen sich im Querschnitt von Abb. 10.3(c) auch deutliche Asymmetrien in der Position feststellen. Sie stammen von der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der schnellen Magnetoschallwelle zur Richtung des IMF. Senkrecht zum Magnetfeldvektor beträgt die Machzahl, mit der sich diese Welle ausbreitet, $(M_A^2 + M_S^2)^{1/2}$, parallel breitet sie sich für den Fall $v_A < c_S$ mit der Schall-Machzahl M_S aus. Auch eine verstärkte Massenbeladung des Plasmas in der E^+ -Hemisphäre senkt ihre Geschwindigkeit herab und verschiebt die Position des Schocks näher zum Planeten.

Tiefer im Schweif bei $x = 7 R_M$ werden nicht nur Störungen in der Dichte (siehe Abb. 10.1(c)) sondern auch im Magnetfeld zwischen den Tail Lobes beobachtet (siehe Abb. 10.1(a)). Sie sind wie im Abschnitt 3.7.1 erläutert Auswirkungen der Randbedingungen. Da sich die Störungen jedoch nicht weiter stromaufwärts ausbreiten, können sie vernachlässigt werden.

Planetare Ionen der Exosphäre

Die exosphärischen planetaren Ionen werden im Abstand von zwei Marsradien über der Planetenoberfläche kugelsymmetrisch in die Simulationsbox eingesetzt. Die Abbildungen 10.1(d), 10.2(d) und 10.3(d) veranschaulichen, daß besonders die thermisch-heiße

Wasserstoffkorona den planetaren Wake hinter dem Hindernis füllt. Wahrscheinlich führen die in allen Raumrichtungen gleichen Ionenproduktionsprofile zu einer höheren Dichte dieser Ionen auf der Nachtseite des Planeten, als man in der Realität beobachtet. Eine Ionenproduktion auf der Nachtseite erfolgt in der Realität nicht über Photoionisation und kaum durch Ladungsaustauschreaktionen, da die Sonnenwindflußdichte im Wake nur sehr gering ist.

Man erkennt in Abb. 10.1(d), daß sich die planetaren Protonen innerhalb des magnetischen Lobes anhäufen. Ihre Dichte fällt deutlich an der MPB/ICB zum Plasma in der Magnetosheath ab. Einige Protonen, die sich vor der ICB in der Magnetosheath befinden, werden vom heißen Sonnenwindplasma thermalisiert und in den Schweif mitgenommen. Wie die Abbildungen 10.1(g) und 10.2(g) zeigen, werden sie auf hohe Geschwindigkeiten z.T. über die ungestörte Sonnenwindgeschwindigkeit beschleunigt (vgl. B.2(e)). Vergleicht man die Dichten der planetaren Protonen in der Äquatorebene zwischen der Abend- und Morgenseite des Planeten, so wird deutlich, daß diese Ebene leichte Asymmetrien aufweist. An der Morgenseite des Planeten ($y > 0$) können Protonen aus der Exosphäre stromaufwärts vordringen. An dieser Seite zeigen die Feldlinien des IMF quasiparallel zur Normalen des Bow Shocks. Es liegt ein quasiparalleler Schock vor. Ionen können sich entlang der Feldlinien weit vor die Schockfront stromaufwärts bewegen. Diese Ionen stören den Sonnenwindfluß über Instabilitäten, welche wiederum Wellen auslösen. Man bezeichnet diese von diversen Teilchen und Wellen gestörte Region auch als Vorschockregion. In den Ergebnissen der Hybrid-Simulation erscheinen lediglich die stromaufwärts vordringenden planetaren Protonen, jedoch keine Störungen in der Vorschockregion, da die Gitterauflösung dafür zu niedrig ist und die Felder zur numerischen Stabilität geglättet werden.

Anhand der Abbildungen 10.2(e) und (h) sieht man sehr deutlich zwei unterschiedliche Ionenverlustprozesse. Exosphärische Ionen werden vom Pick-up-Prozeß des elektrischen Feldes im Sonnenwindes auf großen Gyrationen in die E^+ -Hemisphäre beschleunigt. Im gleichen Bild ist zu sehen, wie ein anderer Teil der planetaren Ionen als 'cold ion outflow' mit viel kleineren Geschwindigkeiten parallel zur Sonnenwindströmung in den Schweif transportiert wird. Abb. 10.2(b) zeigt kleine Werte für das elektrische Feld des Sonnenwindes in Regionen hoher planetarer Ionendichte. Somit erreicht die Geschwindigkeit der Ionen über die $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift nur niedrige Werte von 50-100 km/s. Bis auf mehrere keV beschleunigte hochenergetische Ionenstrahlen im Plasmasheet wurden von ASPERA auf Phobos 2 registriert (Lundin et al. 1990). Man nimmt an, daß diese Ionenstrahlen durch Schwankungen des Sonnenwindes und des IMF ausgelöst werden. In den Ergebnissen der Hybrid-Simulationen können die hochenergetische Ionenstrahlen nicht beobachtet werden, weil der Sonnenwindfluß als homogen angenommen wurde.

Schwerionen der Ionosphäre

Die Plasmastrukturen der planetaren Ionen aus der Ionosphäre wurden im Abschnitt 2 diskutiert. Die Schweifstrukturen der drei Schwerionensorten CO_2^+ , O_2^+ und O^+ in den Abbildungen 10.1(i-k) und 10.2(i-k) zeigen ein ähnliches Verhalten. Man erkennt, daß O^+ -Ionen mit ungefähr 20 cm^{-3} eine höhere Dichte im Plasmasheet aufweisen als CO_2^+ und O_2^+ , da sie in der oberen Ionosphäre 300 km über der Marsoberfläche zur dominanten Ionensorte werden. An der Richtung der Pfeile der Pick-up Ionen in den Geschwindigkeiten der Abbildungen 10.2(l-n) wird der ersichtlich, daß CO_2^+ -Ionen ihre Zykloiden-

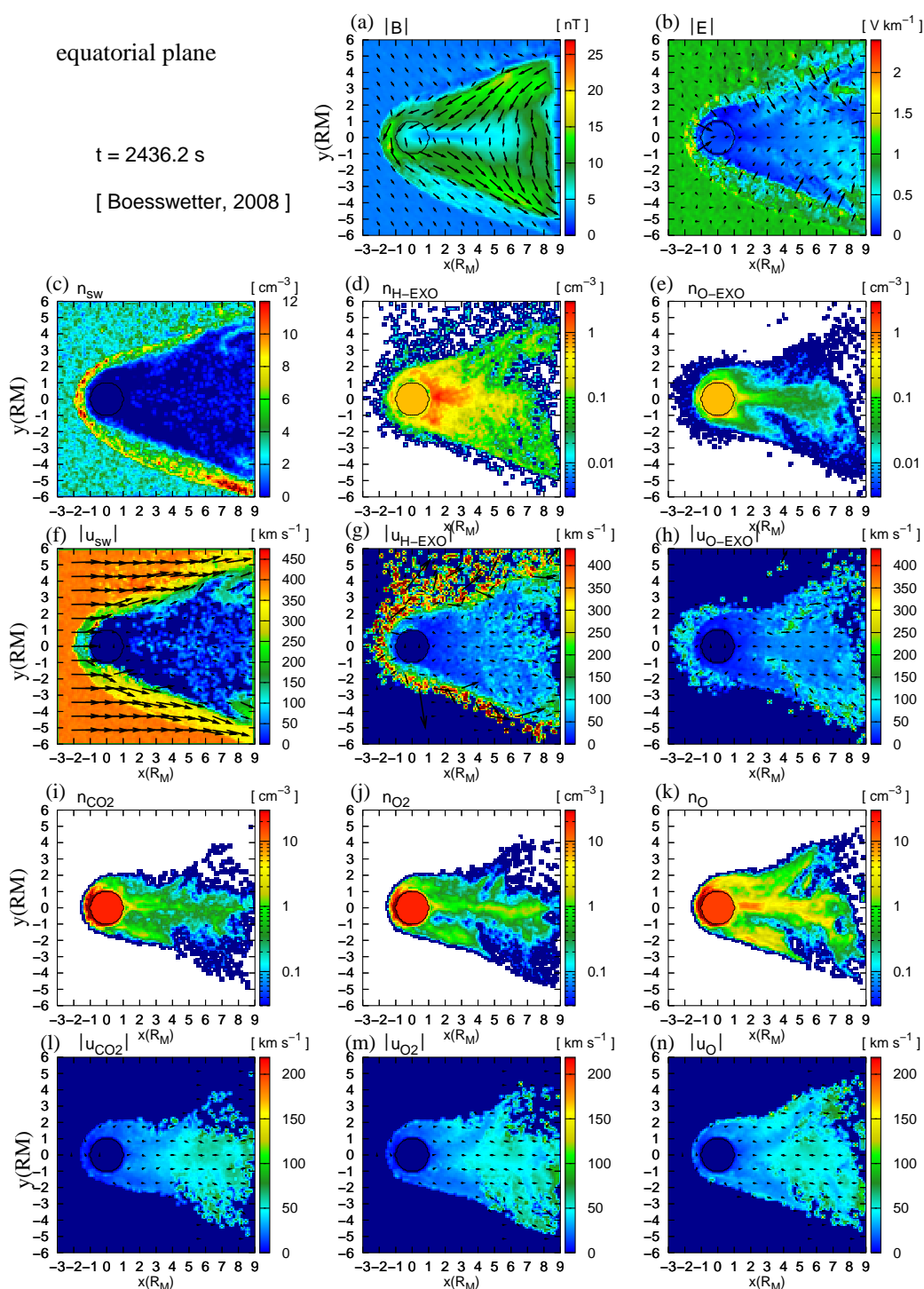


Abbildung 10.1: Querschnitt durch die Simulationsbox entlang der Äquatorebene. Dargestellt sind in (a),(b) die elektromagnetischen Felder, in (c), (d), (e) die Anzahldichten der Sonnenwindprotonen, sowie die H^+ und O^+ -Ionen aus der Exosphäre mit ihren Geschwindigkeiten in (f), (g), (h). Die Dichten der ionosphärischen Schwerionen CO_2^+ , O_2^+ und O^+ zeigen (i), (j), (k) mit ihren Geschwindigkeiten (l), (m) und (n). Infolge eines zum Sonnenwind schrägen Magnetfeldes treten auch in der Äquatorebene leichte Asymmetrien auf.

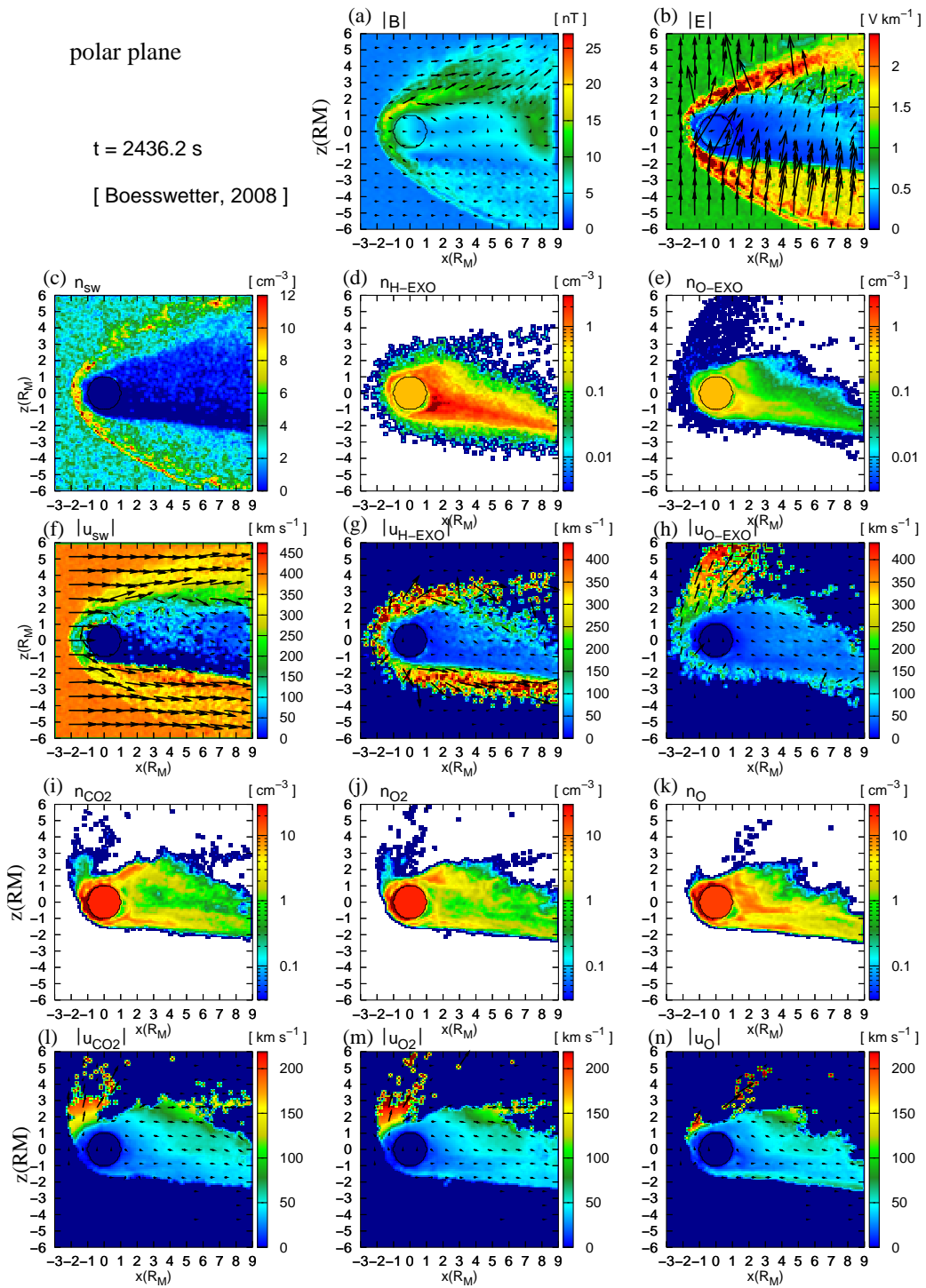


Abbildung 10.2: Querschnitt durch die Simulationsbox entlang der Polarebene. Dargestellt sind dieselben Plasmagrößen wie in Abb. 10.1. Asymmetrien erscheinen im Schweif der planetaren Ionen. Sie werden von der Richtung des konvektiven elektrischen Feldes hervorgerufen.

bewegung auf viel größeren Gyrationradien beginnen als O^+ -Ionen. Die Fokussierung der planetaren Ionen auf den Plasmasheet zwischen den magnetischen Lobes kann in den Abbildungen 10.3(i-k) beobachtet werden.

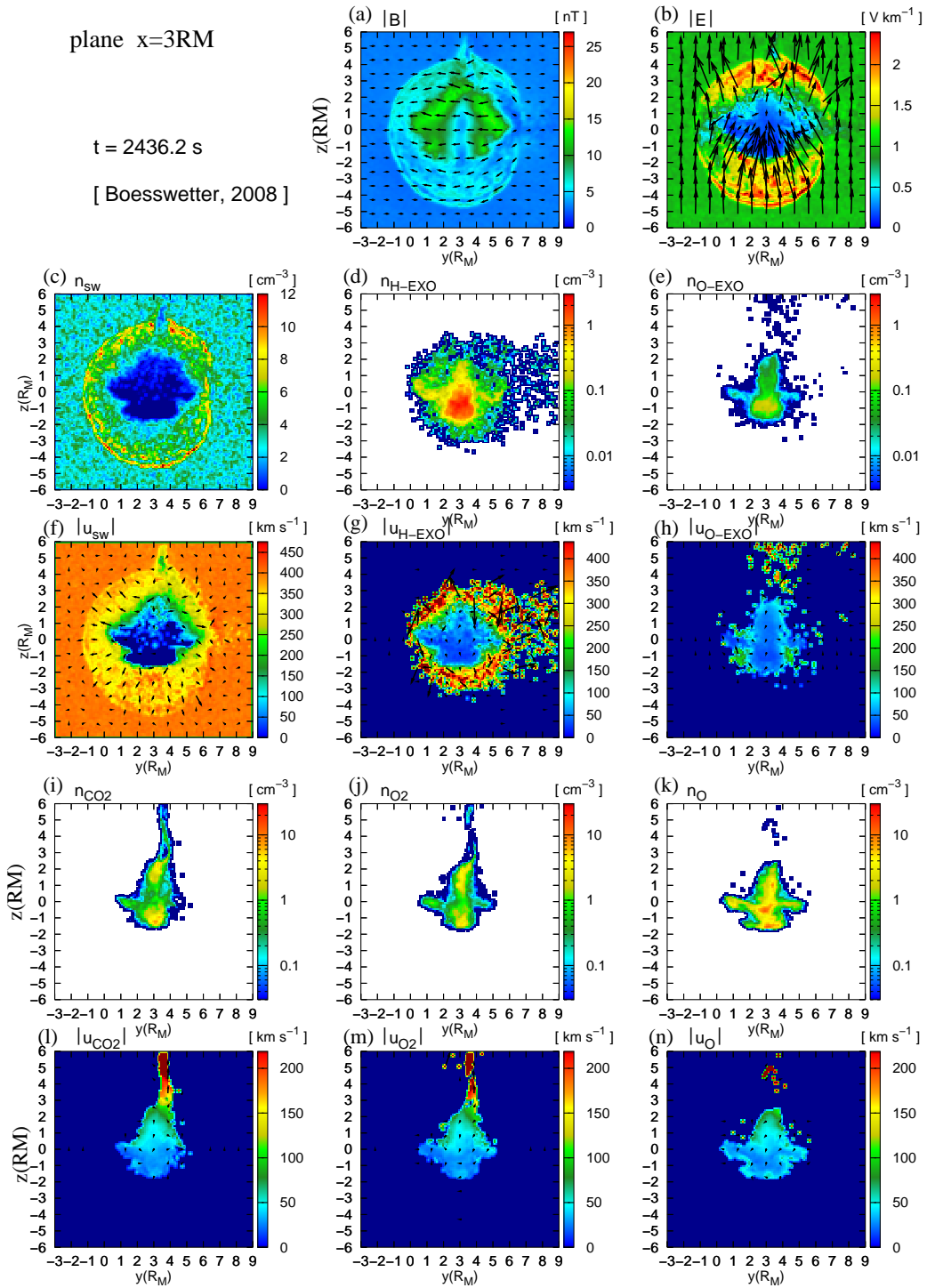


Abbildung 10.3: Querschnitt durch die Simulationsbox parallel zur Terminatorebene bei $x = 3 R_M$. Dargestellt sind dieselben Plasmagrößen wie in Abb. 10.1. In (i), (j) und (k) wird die Fokussierung der planetaren Ionen auf den Plasmasheet zwischen den magnetischen Lobes deutlich.

10.2.2 Umkehrung des IMF-Vektors

Da sich Mars im Abständen von Stunden bis Tagen durch einzelne Sektoren des Sonnenwindes mit jeweils einem zur Sonne hin- und von ihr weggerichteten Magnetfeld bewegt,

erfährt er beim Durchqueren der Sektorgrenzschicht eine Umkehrung des interplanetaren Magnetfeldvektors. Die Abb. 6.9 verdeutlicht die einzelnen Sektoren an einem exemplarischen Beispiel vom 25. Februar 2007 zur Zeit des Vorbeifluges von Rosetta an Mars. Die Auswirkungen der Durchquerung auf die Plasmastrukturen im planetaren Ionenschweif und auf die Verlustraten planetarer Ionen sollen im folgenden diskutiert werden.

Gestartet wurde die Simulation, deren Ergebnisse im vorigen Abschnitt präsentiert wurden, mit einer Magnetfeldrichtung von 57° zur Strömungsrichtung des Sonnenwindes. Im quasistationären Zustand wurde die Simulation unterbrochen, der IMF-Winkel von 57° auf $(57+180)^\circ$ neu eingestellt und die Simulation wieder gestartet. Die Teilchen- und Feldgrößen wurden zwischengespeichert. Bei $t_{\text{umkehr}} = 2600$ s erreicht die Ebene antiparalleler IMF-Magnetfeldlinien den Bow Shock.

Die Abb. 10.4 zeigt die simulierten elektromagnetischen Felder \mathbf{B} und \mathbf{E} in der Äquatorebene und Polarebene, als sich die Ebene antiparalleler Magnetfeldlinien durch die MPR des Planeten bewegt. Vermutlich kommt es bei der Konvektion der antiparallelen Magnetfeldlinien in der subsolare MPR zur Rekonnexion von Magnetfeldlinien. Die Tatsache, daß der Simulationscode prinzipiell zur Beschreibung von Rekonnexion imstande ist, wurde von Simon et al. (2009) bewiesen, die die Rekonfiguration von Titans Plasmaschweif bei einem Durchgang des Mondes durch Saturns Magnetopause untersuchten. In Abb. 10.4(a) erkennt man, daß sich die Region der antiparallelen Feldlinien um das Hindernis drapiert. Man erkennt deutlich, daß die dicht drapierten Feldlinien am der Tagseite des Planeten kurzfristig für ungefähr 100 s verschwinden. Es entsteht eine Region an der Tagseite und auch in den Tail-Lobes, in der die Magnetfeldstärke nahezu auf Null absinkt. In den Abbildungen 10.4(b) und (d) ist das elektrische Feld dargestellt. Mit dem Absinken des Magnetfeldes stellt sich dort auch kurzfristig eine Region eines sehr geringen elektrischen Feldes ein.

Die Abb. 10.5 zeigt zu drei aufeinanderfolgenden Zeitpunkten, wie sich die Grenzschicht durch den planetaren Schweif bewegt. Dargestellt ist links das Magnetfeld und rechts die Anzahldichte der CO_2^+ -Ionen. Zwischen den Simulationszeiten der Abb. 10.5(a) und der Abb. 10.5(e) liegen etwa 200 s. An der Bewegung der Grenzschicht durch die Region erhöhter Magnetfeldstärke erkennt man, daß die Grenzschicht nach etwa 300 s die Tail-Lobes durchquert hat und die Simulationsbox wieder verläßt. Etwa 600 s nachdem die Störung den Bow Shock erreicht hat, hat sich auch der planetare Schwerionschweif vollständig neu orientiert, welcher nun mit der neuen Richtung des elektrischen Feldes zur südlichen Hemisphäre zeigt (siehe Abb. 10.4(d)). Wie man in Abb. 10.5 erkennen kann, kommt es bei der Umkehr der Pick-up Richtung des Ionenschweifes zu einer teilweise Trennung des zentralen Plasmaschweifes.

10.2.3 Ionen-Verlustraten

Planetare Ionen, die während der Simulation die Simulationsdomäne verlassen haben, werden kontinuierlich gezählt. Im quasistationären Zustand der Simulation ergaben sich die in Tab. 10.3 zusammengestellten Verlustraten. Ionen können die Simulationsdomäne auf zwei Arten verlassen: zum einen über die äußeren Ränder in den Weltraum, zum anderen über den inneren Rand des Hindernisses in die Ionosphäre zurück. Es zeigt sich, daß O^+ -Ionen mit $7.3 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ den größten Anteil am ionosphärischen und exosphärischen Verlust ausmachen, gefolgt von CO_2^+ -Ionen mit $6.0 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ und O_2^+ -Ionen mit

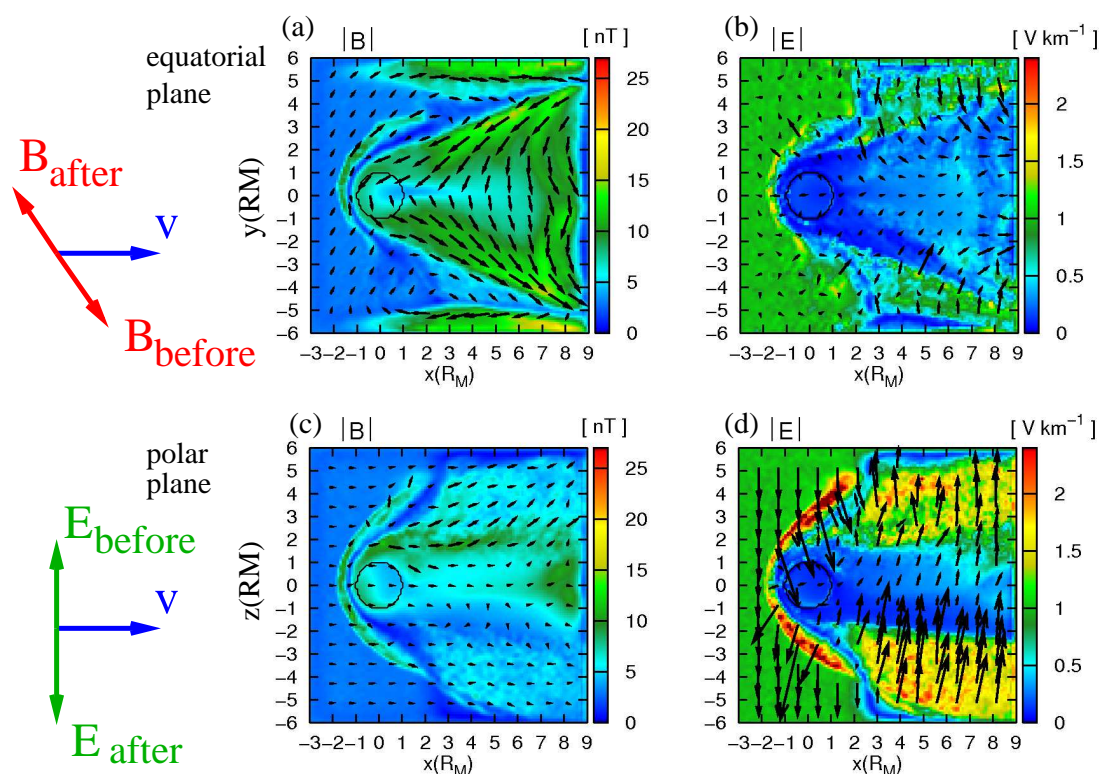


Abbildung 10.4: Querschnitt durch die Simulationsbox entlang der Äquatorialebene (oben) und entlang der Polarebene (unten) zur Visualisierung einer Umkehr des IMF-Winkels von 57° auf $(57+180)^\circ$. Der Simulationszeit beträgt $t = 2659$ s. An den seitlichen Rändern der Simulationsbox kommt es zu Störungen im Magnetfeld infolge der Wechselwirkung der Feldumkehr mit den Randbedingungen des Simulationsbox.

$4.0 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$. Ein Drittel bis ein Viertel des Ionenverlustes dringt in die unteren Ionosphärenschichten ein und wird dort absorbiert. Die Verluste aus der Exosphäre sind aufgrund der um mehrere Größenordnungen niedrigeren Neutralgasdichten ein bis zwei Größenordnungen geringer. H_{EXO}^+ -Ionen gehen um mehr als eine Größenordnung häufiger aus der Exosphäre verloren als O_{EXO}^+ -Ionen. Dieses Ergebnis kann mit der in Abb. 4.5 gezeigten höheren Dichte der thermisch-heißen Wasserstoffatome in der Exosphäre begründet werden.

Abb. 10.6 zeigt die zeitliche Entwicklung des Verlustes der Sauerstoffionen aus der Ionosphäre und Exosphäre während der Simulation. Während sich der exosphärische Verlust bereits nach etwa 500 s stabilisiert, erreicht der ionosphärische Verlust erst nach 2500 s einen quasistationären Zustand. Das liegt daran, daß die exosphärischen Ionen in der Magnetosheath und im ungestörten Sonnenwind dem ungestörten konvektiven elektrischen Feld ausgesetzt sind und einen effizienteren Pick-up-Prozeß erfahren als die in die Simulation eingefügten ionosphärischen Ionen nahe an der planetaren Oberfläche. Man beachte auch die große Schwankungsbreite der Verlustrate von $4 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ bis $1.2 \cdot 10^{25} \text{ s}^{-1}$ durch Plasmawolken, die sich von der Ionosphäre ablösen. Simulationen mit einer Richtung des IMF-Vektors von 90° zur Strömungsrichtung ergaben nicht wie erwartet höhere Verlustraten als bei einem Winkel von 57° . Auch eine Umkehrung des

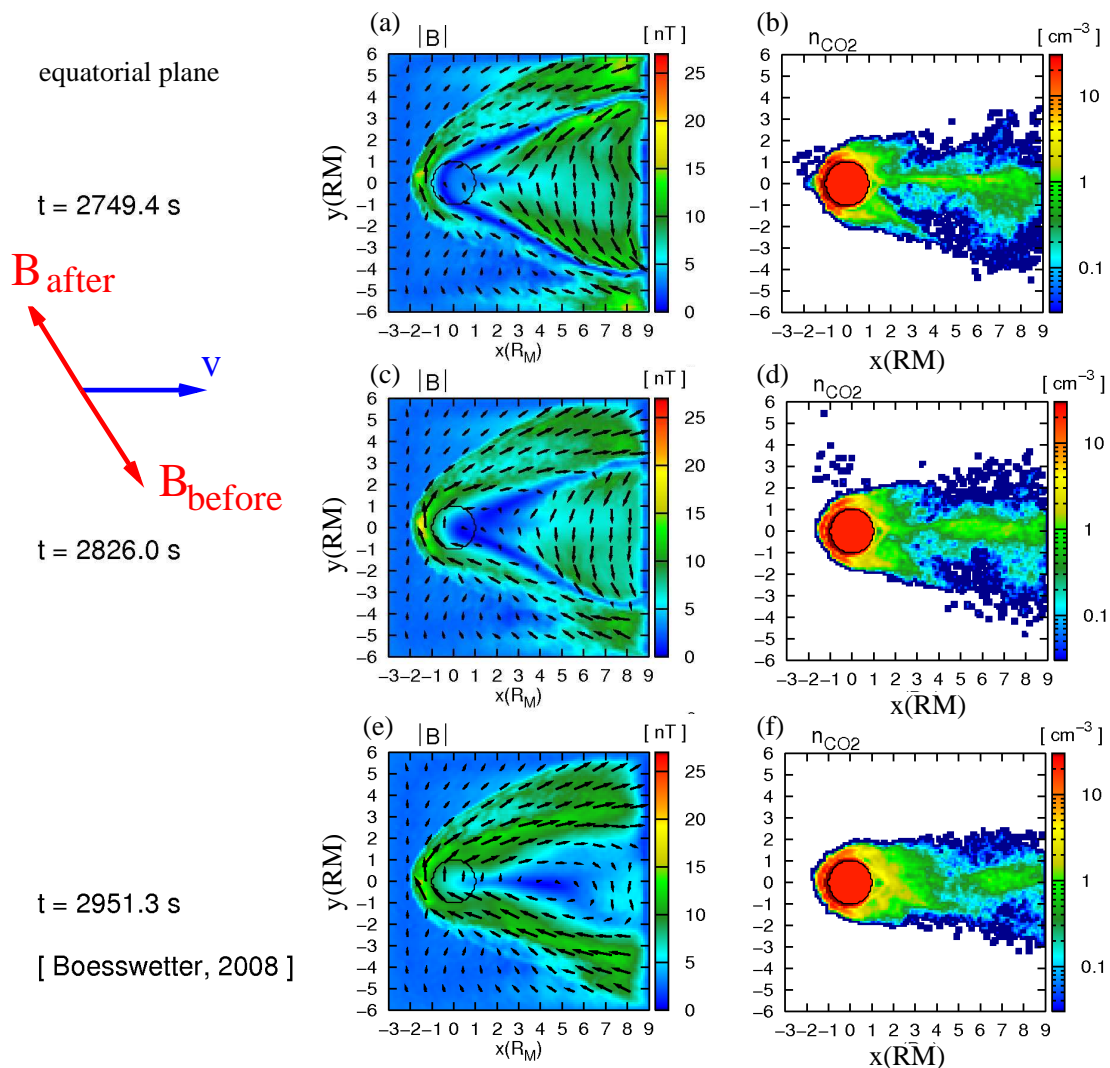


Abbildung 10.5: Teilweise Abtrennung des zentralen Plasmaschweifs bei einer Umkehrung der Magnetfeldrichtung. Die Grenzschicht zwischen beiden Magnetfeldrichtungen hat nach 250 s die Simulationsbox verlassen. Etwa 600 s nach dem Zeitpunkt der Umkehr $t_{\text{umkehr}} = 2600 \text{ s}$ hat sich auch der planetare Schweif vollständig neu in Richtung des elektrischen Feldes orientiert.

IMF-Magnetfeldvektors bei etwa $t_{\text{umkehr}} = 2650 \text{ s}$ hatte keine wesentlichen Einflüsse auf den zeitlichen Verlauf der Verlustrate.

10.2.4 Ionosphäre nach Profilen eines thermosphärischen Modells

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Hybrid-Simulationen diskutiert, die mit dem im Abschnitt 8.5.2 beschriebenen Atmosphärenprofil nach dem thermosphärischen Modell von Lammer et al. (2006) durchgeführt wurden. Diese Simulation bezieht sich auch auf die gegenwärtige Situation mittlerer Sonnenaktivität. Es wurden die gleichen Sonnenwindparameter verwendet wie im Modell des vorangegangenen Abschnitts. Es gibt

Tabelle 10.3: Ionenverlustraten der gegenwärtigen Ionosphäre in Teilchen pro s unter Verwendung ionosphärischer Profile von Krasnopolsky (2002) und Chaufray et al. (2007) in Verbindung mit folgenden Ionisationsraten: $\nu(\text{O}^+) = 0.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, $\nu(\text{H}^+) = 0.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, $\nu(\text{O}_2^+) = 0.4 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ und $\nu(\text{CO}_2^+) = 0.7 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$.

	in den Weltraum	in die Ionosphäre zurück
O^+	$7.0 \cdot 10^{24}$	$2.0 \cdot 10^{24}$
O_2^+	$4.0 \cdot 10^{24}$	$1.3 \cdot 10^{24}$
CO_2^+	$6.0 \cdot 10^{24}$	$2.0 \cdot 10^{24}$
O_{EXO}^+	$3.0 \cdot 10^{23}$	$4.0 \cdot 10^{22}$
H_{EXO}^+	$5.5 \cdot 10^{24}$	$2.0 \cdot 10^{23}$

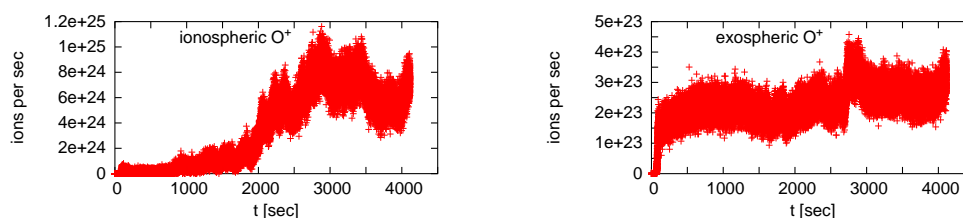


Abbildung 10.6: Zeitliche Entwicklung der Anzahl der Sauerstoffionen aus der Ionosphäre (links) und Exosphäre (rechts), die die Simulationsbox verlassen. Als Eingabeparameter wurden ionosphärische und exosphärische Profile von Krasnopolsky (2002) und Chaufray et al. (2007) verwendet, die in Abschnitt 4.3.2 vorgestellt wurden. Im Durchschnitt gehen $7 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ O^+ -Ionen aus der Ionosphäre und $3 \cdot 10^{23} \text{ s}^{-1}$ O_{hot}^+ -Ionen aus der Exosphäre verloren. Man beachte jedoch die große Schwankungsbreite der Ausflußrate von $4 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ bis $1.2 \cdot 10^{25} \text{ s}^{-1}$ durch Plasmawolken, die sich von der Ionosphäre ablösen. Eine Veränderung des IMF-Magnetfeldvektors im ungestörten Sonnenwind erfolgte etwa bei $t_{\text{umkehr}} = 2650 \text{ s}$.

neben dem modifizierten Ionosphärenmodell drei weitere Unterschiede zu der vorigen Simulation:

1. Die Ionosphäre nach dem thermosphärischen Modell enthält keine Exosphäre.
2. Der Adiabatenexponent der ionosphärischen Elektronen wurde auf $\kappa = 5/3$ herabgesetzt, um die Positionen der Plasmagrenzschichten mit Messungen in Einklang zu bringen.
3. Diese und auch die anschließenden Simulationen zum frühen Mars wurden mit einer Simulationsbox von $6 R_M$ Kantenlänge bei 80 Gitterzellen pro Raumrichtung und einem krummlinigen Fischaugen-Gitter durchgeführt. Die räumliche Auflösung an der inneren Hindernisgrenze konnte somit von 334 km auf 70-90 km erhöht werden.

Die wesentlich höhere Auflösung dieser Simulationen wird in Abb. 10.7 nahe der Hindernisgrenze deutlich. Infolge des Auflösungsgewinns konnten die ionosphärischen Dichten oberhalb von 200 km sehr gut im Vergleich zu von Messungen und Modellen vorhergesagten Dichtenverläufen reproduziert werden. Sie liegen in den Simulationen zwischen

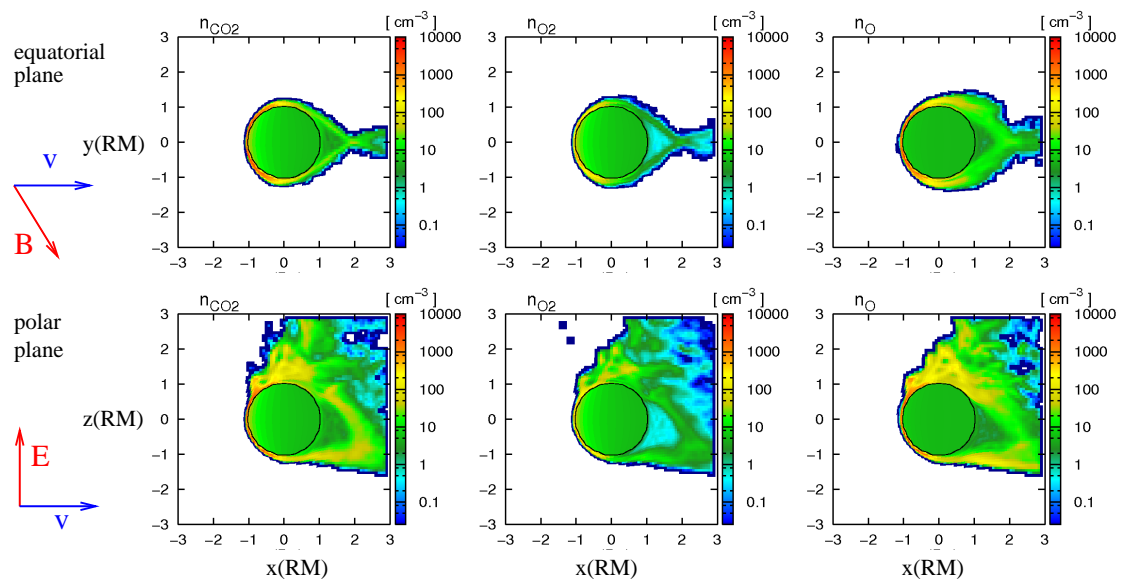


Abbildung 10.7: Plasmaparameter in der Äquatorebene und Polarebene, hier mit dem Ionosphärenmodell nach Lammer et al. (2006) als Eingabeparameter zur Zeit $t = 1922$ s. Eine Exosphäre wurde nicht berücksichtigt. Die Ionosphärendichten über der Exobasenhöhe von 200 km (untere Höhe, wo die planetaren Ionen in die Simulation eingefügt werden) liegen zwischen 1000 und 10 000 cm^{-3} . Nur mit einem hochauflösenden Simulationsgitter wie dem Fischaugen-Gitter ist es möglich, die ionosphärischen Skalenhöhen gut reproduzieren. Man vergleiche z.B. die maximalen Dichten mit den gemessenen ionosphärischen Dichten in Abb. A.1 im Anhang dieser Arbeit. Sehr deutlich wird auch die Gabelung planetarer Ionen in der Äquatorialebene auf der Nachtseite des Planeten. Luhmann (1990) fand dieses Muster auch in Testteilchensimulationen. Weiterhin führen Plasmainstabilitäten in der tagseitigen E^+ -Hemisphäre zu Ablösung von Plasmawolken.

Tabelle 10.4: Ionenverlustraten der gegenwärtigen Ionosphäre in s^{-1} unter Verwendung des thermosphärischen Modells nach Lammer et al. (2006). Die Neutralgasprofile sind in Abb. 8.11 dargestellt und die Ionisationsraten in Tab. 8.4 für den Fall 1 EUV.

	in den Weltraum	in die Ionosphäre zurück
O^+	$5.0 \cdot 10^{24}$	$2.0 \cdot 10^{24}$
O_2^+	$1.0 \cdot 10^{24}$	$3.0 \cdot 10^{23}$
CO_2^+	$5.0 \cdot 10^{24}$	$1.8 \cdot 10^{25}$

1000 und 10 000 cm^{-3} . Die ionosphärischen Messungen der beiden Viking-Lander registrierten bei minimaler Sonnenaktivität Werte von etwa 1000 cm^{-3} zwischen 200 und 300 km über der Oberfläche (siehe Anhang A.1). Die simulierten Werte sind bei mittlerer Aktivität wie erwartet um maximal eine Größenordnung höher. Weiterhin zeigt die Simulation in der Äquatorebene deutliche Muster sich gabelnder Schwerionenstrahlen auf der Nachtseite. Diese Muster fand bereits Luhmann (1990) in Testteilchensimulationen. Um den Planeten drapierte Feldlinien fokussieren die Ionenbewegung in Richtung des Plasmasheet.

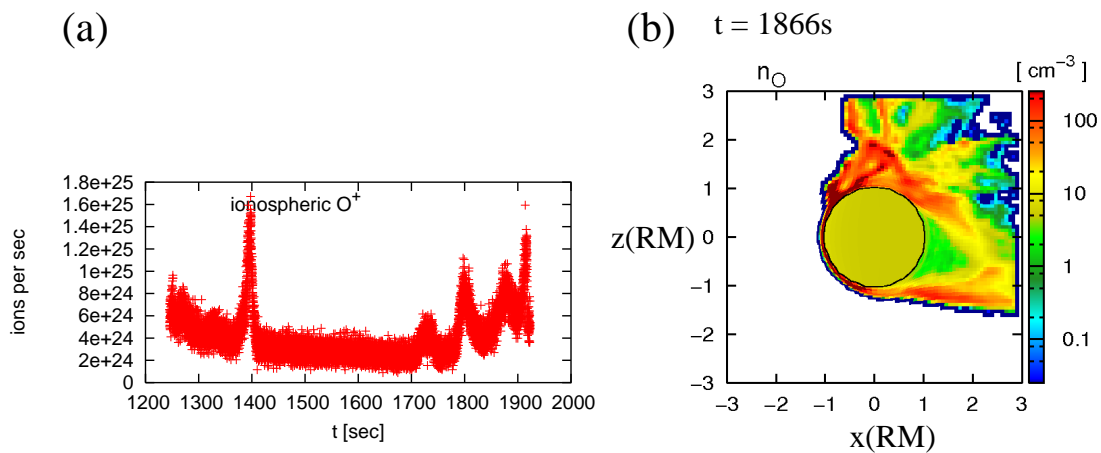


Abbildung 10.8: Sauerstoffionen aus der Ionosphäre, die die Simulationsbox verlassen. (a) Zeitliche Entwicklung der Verlustrate. Als Eingabeparameter wurden Neutralgasprofile des thermosphärischen Modells nach Lammer et al. (2006) verwendet. Im Vergleich mit dem Verlustraten des Ionosphärenmodells nach Profilen von Krasnopolsky (2002) und Chaufray et al. (2007) aus Abb. 10.6 schwankt die O^+ -Verlustrate hier zwischen $3 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ und $1.5 \cdot 10^{25} \text{ s}^{-1}$. Im Durchschnitt verliert die Ionosphäre $5 \cdot 10^{24}$ Sauerstoffionen pro Sekunde. (b) Plasmainstabilitäten an der Tagseite des Planeten führen mit dem Ablösen von Plasmawolken zu einer zeitweisen Erhöhung der Verlustrate.

Abschließend werden in Tab. 10.4 die Verlustraten aus den Ergebnissen dieser Simulation dargestellt. Sie weisen ähnliche Werte auf wie das Ionosphärenmodell nach Profilen von Krasnopolsky (2002) und Chaufray et al. (2007). Ein Unterschied wird aber verzeichnet: Es verlassen mehr als dreimal so viele CO_2^+ -Ionen durch den inneren Rand wie durch die äußeren Ränder der Simulationsbox. Die Ursache dafür könnte in dem feiner aufgelösten Simulationgitter zu finden sein, welches die sehr niedrige Skalenhöhe von CO_2 besser auflösen kann. Die Abb. 10.8(a) stellt die zeitliche Entwicklung des Verlustes der ionosphärischen Sauerstoffionen dar. Die Verlustrate stellt sich im Intervall zwischen $3 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ und $1.5 \cdot 10^{25} \text{ s}^{-1}$ ein. Bildet man aus der Entwicklung der Verlustrate einen gewichteten Mittelwert, so zeigt sich daß die Ionosphäre $5 \cdot 10^{24}$ Sauerstoffionen pro Sekunde verliert. Im Vergleich mit Abb. 10.8(b) wird deutlich, daß sich abgelöste Plasmawolken zu einer zeitweisen Erhöhung der Verlustrate führen. Diese Erhöhung dauert ungefähr 100 s, wenn eine hochdichte Schwerionenwolke die Simulationsbox verläßt. Insgesamt ist die Schwankungsbreite des planetaren Ionenverlustes bei dieser Simulation höher als bei der Simulation mit der vergrößerten Simulationsbox. Vermutlich kann der Verlustprozeß durch sich ablösende Plasmawolken von einer höheren räumlichen Auflösung genauer erfaßt werden.

10.3 Ergebnisse zum frühen Mars

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der Hybrid-Simulationen zu vergangenen Zeitpunkten in der Geschichte des Mars diskutiert. Insbesondere wird untersucht, wie sich die Ionenverlustraten in der Noachischen Zeitepoche vor 4.5 bis 3.5 Milliarden Jahren

Tabelle 10.5: Verlustraten der planetaren Ionen über die Geschichte des Mars in s^{-1} . In der Exosphäre vor 4 Gyr kam es neben Photoionisation (p) hauptsächlich durch Ladungsaustausch (charge exchange = c) und durch den Einschlag von Elektronen (electron impact = e) zur Ionisation planetarer Neutralgasteilchen. Das Symbol * kennzeichnet die Simulation mit extremer Sonnenwinddichte von $10\,000\text{ cm}^{-3}$.

EUV	Pro- zeß	t_{BP} [Gyr]	in den Weltraum			in die Ionosphäre zurück		
			O^+	O_2^+	CO_2^+	O^+	O_2^+	CO_2^+
1	p.	0.0	$5.0 \cdot 10^{24}$	$1.0 \cdot 10^{24}$	$5.0 \cdot 10^{24}$	$2.0 \cdot 10^{24}$	$3.0 \cdot 10^{23}$	$1.8 \cdot 10^{25}$
2	p.	2.03	$3.0 \cdot 10^{25}$	$1.2 \cdot 10^{25}$	$7.0 \cdot 10^{25}$	$4.0 \cdot 10^{25}$	$1.0 \cdot 10^{25}$	$2.0 \cdot 10^{26}$
5	p.	3.4	$1.0 \cdot 10^{26}$	$3.0 \cdot 10^{25}$	$2.0 \cdot 10^{26}$	$5.0 \cdot 10^{24}$	$3.0 \cdot 10^{24}$	$4.0 \cdot 10^{26}$
10	p.	3.93	$3.0 \cdot 10^{26}$	$1.5 \cdot 10^{26}$	$6.0 \cdot 10^{26}$	$1.0 \cdot 10^{25}$	$1.5 \cdot 10^{25}$	$3.0 \cdot 10^{26}$
30	p.c.e.	4.33	$2.8 \cdot 10^{26}$	$2.5 \cdot 10^{25}$	$8.0 \cdot 10^{25}$	$6.0 \cdot 10^{25}$	$1.5 \cdot 10^{25}$	$2.3 \cdot 10^{27}$
100	p.c.e.	4.49	$3.0 \cdot 10^{26}$	$1.0 \cdot 10^{26}$	$8.0 \cdot 10^{26}$	$8.0 \cdot 10^{26}$	$5.0 \cdot 10^{26}$	$1.4 \cdot 10^{27}$
100*	p.c.e.	4.49	$2.0 \cdot 10^{29}$	$1.5 \cdot 10^{28}$	$1.2 \cdot 10^{29}$	$7.0 \cdot 10^{27}$	$2.0 \cdot 10^{27}$	$3.0 \cdot 10^{28}$

Tabelle 10.6: Berechnete Verlustraten der planetaren Ionen durch Impulsaustausch und die induzierte Magnetfeldstärke am subsolaren Punkt und am Terminator im Verlauf der Geschichte des Mars. Das Symbol * kennzeichnet die Simulation mit extremer Sonnenwinddichte von $10\,000\text{ cm}^{-3}$.

EUV	Pro- zeß	t_{BP} [Gyr]	B_{term} [nT]	B_{sub} [nT]	δ [R_M]	ϕ_O [$(\text{cm}^2\text{s})^{-1}$]	Verlustrate [s^{-1}]
1	p.	0.0	20	30	1/4	$2 \cdot 10^7$	$4.0 \cdot 10^{24}$
2	p.	2.03	30	45	1/4	$4 \cdot 10^7$	$8.0 \cdot 10^{24}$
5	p.	3.4	60	75	1/4	$8 \cdot 10^7$	$1.6 \cdot 10^{25}$
10	p.	3.93	160	250	1/4	$6 \cdot 10^8$	$1.2 \cdot 10^{26}$
30	p.c.e.	4.33	300	400	1/4	$8 \cdot 10^8$	$1.6 \cdot 10^{26}$
100	p.c.e.	4.49	1000	2000	1/2	$1 \cdot 10^9$	$4.5 \cdot 10^{26}$
100*	p.c.e.	4.49	500	1000	1/2	$1 \cdot 10^{12}$	$4.5 \cdot 10^{29}$

entwickelt haben. Für jeden Zeitpunkt in der Vergangenheit wurde die ionosphärischen Eingabeparameter nach dem thermosphärischen Modell zu den damals vorherrschenden Strahlungs- und Sonnenwindflüssen berechnet. Um die Verlustraten zu verschiedenen Zeitpunkten miteinander vergleichen zu können, wurde die untere Höhe der Ioneneinfügung in der Simulationsdomäne bei 200 km über der Oberfläche für alle simulierten Zeiten beibehalten. Eine eventuell noch dichtere frühe Atmosphäre und Ionosphäre des Mars verschiebt andererseits die Höhe des Ionenproduktionsmaximum und der Exobase einige hundert Kilometer weiter vom Planeten weg.

Die Abb. 10.9 und 10.10 zeigen die Plasmaumgebung der Sonnenwinddichte und Flußdichte planetarer Sauerstoffionen jeweils in der Äquator- und Polarebene vor 4.5 Gyr.

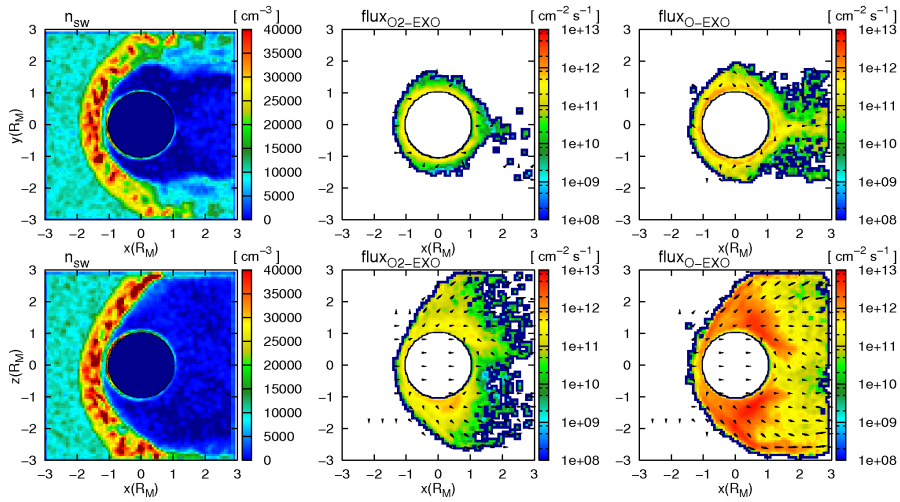


Abbildung 10.9: Simulationsergebnisse während einer Phase sehr hoher Sonnenwinddichte vor 4.5 Gyr. Dargestellt ist die Sonnenwinddichte in der linken Spalte, die Flußdichte der O_2^+ -Ionen und O^+ -Ionen jeweils für die Äquatorialebene (unten) und die Polarebene (oben).

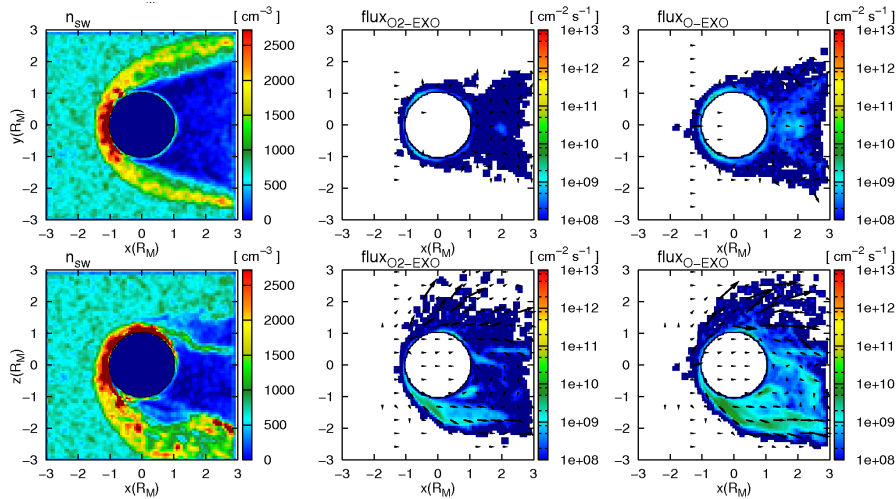


Abbildung 10.10: Simulationsergebnisse der Studie mit moderater Sonnenwinddichte vor 4.5 Gyr. Dargestellt sind dieselben Plasmagrößen wie in Abb. 10.9.

Dabei bezieht sich die Abb. 10.9 auf die Simulation mit sehr hoher Sonnenwinddichte von $10\,000\text{ cm}^{-3}$, als oberen Grenzwert der Situation vor 4.5 Gyr. Für moderate Dichte mit einem Wert von 680 cm^{-3} zeigt Abb. 10.10 die entsprechenden Simulationsergebnisse. Die hohe Sonnenwinddichte von $10\,000\text{ cm}^{-3}$ führt über extensive Ladungsaustauschprozesse zu einer höheren planetaren Ionenproduktion und mit $10^{12}\text{ cm}^{-3}\text{ s}^{-1}$ zu einer um etwa drei Größenordnungen höheren Flußdichte der Schwerionen als bei moderate Sonnenwinddichten. Pérez-de-Tejada (1992) schätzte über Gl. 10.1 den Fluß Φ des Ionenausflusses durch eine Kreisscheibe der Breite δ_i in der Terminatorebene um den Planeten ab

$$\Phi = \pi \left((R_M + \delta_i)^2 - R_M^2 \right) n_i u_i \quad . \quad (10.1)$$

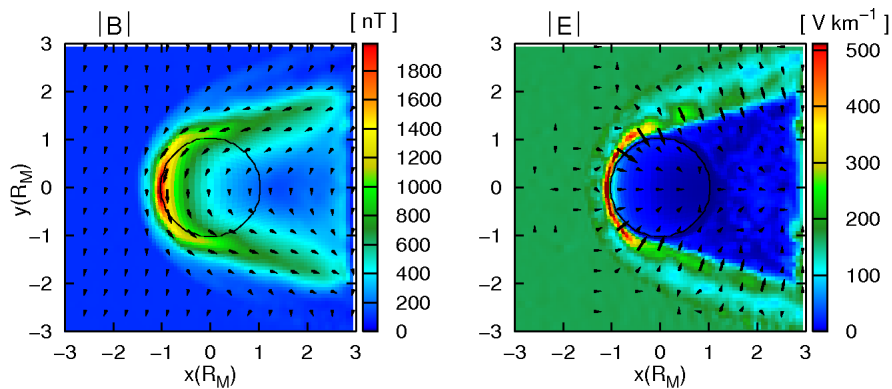


Abbildung 10.11: Die elektromagnetischen Felder in der Äquatorebene für die Simulation mit moderater Sonnenwinddichte von 680 cm^{-3} vor 4.5 Gyr. Infolge des hohen Anströmdrucks werden die Plasmagrenzschichten nahe an den Planeten verschoben. Das induzierte Magnetfeld erreicht am subsolaren Punkt Feldstärken von bis zu 2000 nT. Die heutige induzierte Magnetfeldstärke beträgt etwa 30 nT.

Aus Abb. 10.9 liest man als mittlere Flußdichte $u_i \cdot n_i = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ im Bereich des Terminators ab. Die Breite der Ausflußregion um den Planeten beträgt gemittelt $\delta_i \approx R_M/2$.

Wie man aus Tab. 10.5 entnehmen kann, beträgt die simulierte Verlustrate von O^+ für diesen extremen Fall an den Rändern der Simulationsbox $1.2 \cdot 10^{29} \text{ s}^{-1}$, welche nur um einen Faktor 4 kleiner ist als die über Gl. (10.1) abgeschätzte Verlustrate von $4.5 \cdot 10^{29} \text{ s}^{-1}$. Auch bei mittlerer Sonnenwinddichte liegen beide Verlustraten mit $3.0 \cdot 10^{26} \text{ s}^{-1}$ in der gleichen Größenordnung. Neben dem Ausfluß planetarer Ionen aus der Terminatorregion durch $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift werden die exosphärischen Ionen auf großen Gyrationradien in den Schweif bewegt, wenn diese direkt dem ungestörten konvektiven elektrischen Feld im Sonnenwindplasma ausgesetzt sind. Man erkennt jedoch besonders in Abb. 10.9, daß Asymmetrien hinsichtlich der Richtung des elektrischen Feldes im Schweif des Planeten weniger ausgeprägt waren als bei der gegenwärtigen Plasmawechselwirkung. Im stärker magnetisierten Sonnenwindplasma der frühen Zeitepochen sind die Gyrationradien und Zykloidenbewegungen der Schwerionen zwar kleiner als heute, jedoch liegen sie noch in der Größenordnung der Wechselwirkungsregion des Hindernisses (siehe Tab. 10.2).

Weiterhin kann ein deutlicher Unterschied zwischen beiden Simulationen ausgemacht werden. Die Simulation mit der moderaten Sonnenwinddichte zeigt näher zum Planeten verschobene Plasmagrenzschichten als im Fall sehr hoher Sonnenwinddichte. Das deutet darauf hin, daß im ersten Fall der ionosphärische Gegendruck zu niedrig ist, um dem hohen Anströmdruck des frühen schnellen Sonnenwindes standzuhalten. Konsequenterweise werden in diesem Fall die Grenzschichten näher zum Planeten verschoben. Wie man in Abb. 10.12 erkennt, ist zudem in der E^+ -Hemisphäre die Dichte der planetaren Schwerionen um etwa zwei Größenordnungen kleiner als die Dichte des ungestörten Sonnenwindes. Aufgrund des fehlenden Hindernisses in dieser Hemisphäre wird die Bildung eines Bow Shocks unterbunden.

Abschließend soll ohne Beachtung eines intrinsischen planetaren Magnetfeldes abgeschätzt werden, wie stark ein frühes vom Sonnenwind induziertes Magnetfeld war. Dazu

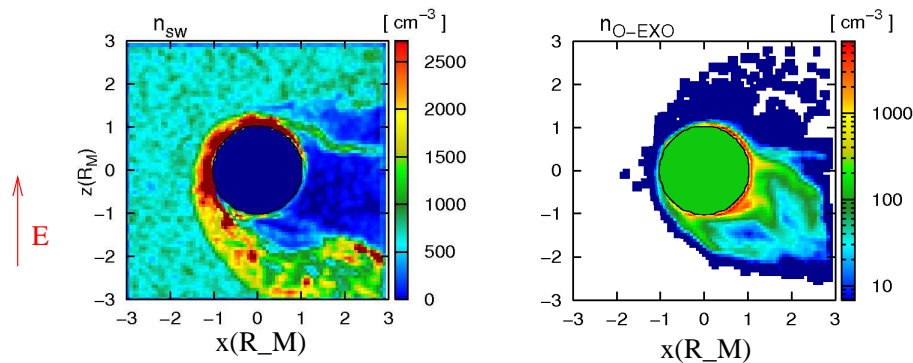


Abbildung 10.12: Die Sonnenwinddichte n_{sw} und die exosphärische O^+ -Ionendichte n_{O-EXO} in der Äquatorebene für die Simulation mit durchschnittlicher Sonnenwinddichte vor 4.5 Gyr. Der Sonnenwind weist mit 680 cm^{-3} in der E^+ -Hemisphäre eine um ungefähr zwei Größenordnungen höhere Dichte auf als die planetaren Schwerionen. Diese Dichte ist zu gering, um dem Sonnenwindfluß ein Hindernis entgegenzusetzen. Die Bildung eines Bow Shocks wird daher unterbunden.

veranschaulicht die Abb. 10.11 das Magnetfeld und das elektrische Feld in der Äquatorebene. Die Magnetfeldrichtung im Sonnenwind ist um 78° zur Strömungsrichtung geneigt. Es drapiert sich um das Hindernis und wird vor dem Planeten komprimiert. Am subsolaren Punkt erreicht die Feldstärke Werte bis zu 2000 nT. In der Terminatoregion werden bis zu 1000 nT erreicht. Die induzierte Feldstärke zu anderen Zeiten in der Geschichte des Mars ist in Tab. 10.6 angegeben. Das elektrische Feld kann beim frühen Mars tiefer in die oberen ionosphärischen Schichten eindringen als bei gegenwärtigen Bedingungen. Sollte der Sonnenwind jedoch dichter als 680 cm^{-3} gewesen sein, wäre die planetare Ionenproduktion höher gewesen und hätte damit einen stärkeren ionosphärischen Druck aufgebaut, um dem Anströmdruck des Sonnenwindes standzuhalten. In diesem Fall hätte sich vermutlich auch vor dem tagseitigen Hindernis eine ICB ausgebildet.

10.4 Bestimmung des Wasserverlustes

Aufgrund einer unterschiedlichen atmosphärischen Zusammensetzung in bestimmten Höhen über der Planetenoberfläche und Sonnenwindparametern, die von verschiedenen Potenzgesetzen abhängig sind, läßt sich die Evolution der Verlustraten nicht mit einfachen funktionalen Zusammenhängen erfassen. Vergleicht man die Verlustraten in der frühen Phase 500 Millionen Jahre nach der Planetenentstehung, so zeigen sich größere Schwankungen, die auf Unsicherheiten der Parameter des Sonnenwindflusses zurückgehen. Während moderate Sonnenwinddichten eine O^+ -Verlustrate von $3.0 \cdot 10^{26} \text{ s}^{-1}$ liefern, erhöht sich die Rate bei hohen Dichten auf bis zu $2.0 \cdot 10^{29} \text{ s}^{-1}$. All diese Einflußfaktoren neben dem nichtlinearen Gleichungssystem, das mit dem Hybrid-Code gelöst wird, demonstrieren den hochgradig nichtlinearen Verlauf der Verlustraten. Der sowohl unter den Spezies als auch zu verschiedenen Zeiten variierenden Teilchenverlust in die Ionosphäre zurück bestätigt diese Feststellung (siehe Tab. 10.5).

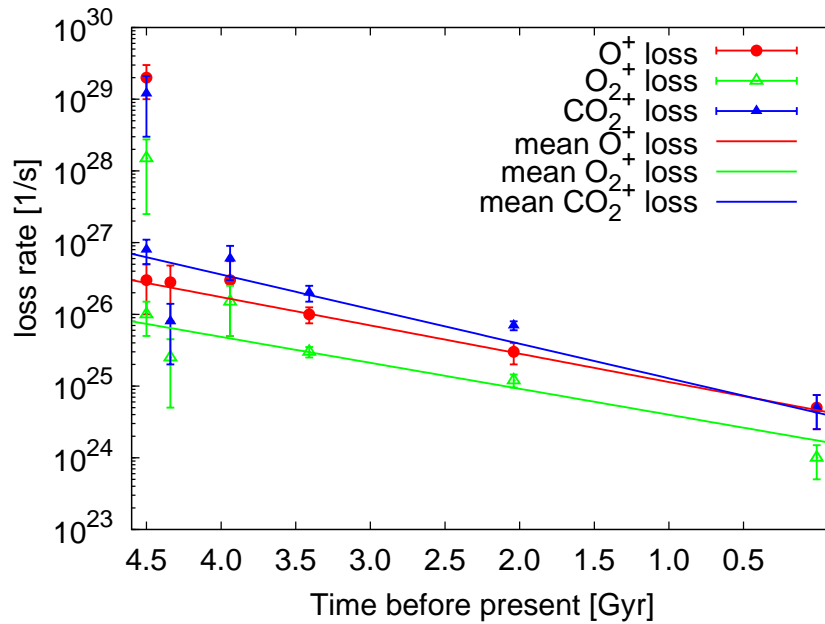


Abbildung 10.13: Nicht-thermische Verlustraten von O^+ , O_2^+ und CO_2^+ -Ionen in der Evolution der Marsatmosphäre, entnommen aus Tab. 10.5. Die hohen Verlustraten vor 4.5 Gyr sind die Ergebnisse der Simulation mit einer hohen Sonnenwinddichte von $10\,000\text{ cm}^{-3}$ als Eingabeparameter. Die übrigen Raten repräsentieren mittlere solare Bedingungen. Ihr Verlauf wurde mit einer Exponentialfunktion angepaßt, um die Menge der aus der Marsatmosphäre verlorenen Ionen zu bestimmen. Die Raten wurden auch mit Fehlerbalken versehen, welche die Schwankungsbreite der detektierten Ionen wiedergeben.

Um jedoch einen mittleren Verlust der Ionen aus der Ionosphäre und Exosphäre zu bestimmen, mußte der zeitliche Verlauf der Verlustraten aus Tab. 10.5 angenähert werden. Die Abb. 10.13 zeigt den Verlauf der Anpassungskurven. Integriert man die erhaltene Funktion von der Gegenwart zurück bis vor 4.5 Gyr auf und subtrahiert den gegenwärtigen integrierten Verlust, so erhält man die Anzahl der Ionen, die über der Geschichte dem Planeten verlorengegangen sind. Die Verlustrate bei hoher Sonnenwinddichte wurde getrennt untersucht. Da die frühe Atmosphäre des Planeten durch häufigen Einschlag von Meteoriten und thermischen Verlustprozessen immer wieder stark erodiert wurde, kann angenommen werden, daß der nicht-thermischen Verlust mit der berechneten Rate nur während eines Zeitraumes von 150 Millionen Jahre auf die Atmosphäre einwirken kann.

Da das CO_2 -Molekül zum Wasserhaushalt des Planeten keinen direkten Beitrag leistet, wird sein Verlust getrennt analysiert. Aus den Simulationsergebnissen erhält man die folgende Menge Q an verlorenen CO_2^+ -Ionen, jeweils für moderate Sonnenwindbedingungen (mean) und hohe Dichten (max):

$$Q_{\text{mean}}(CO_2^+, \Delta t = 3.5 \text{ Gyr}) = 5.27 \cdot 10^{42} \text{ Teilchen} \cong 3.85 \cdot 10^{17} \text{ kg} \quad , \quad (10.2)$$

$$Q_{\text{mean}}(CO_2^+, \Delta t = 4.5 \text{ Gyr}) = 1.71 \cdot 10^{43} \text{ Teilchen} \cong 1.24 \cdot 10^{18} \text{ kg} \quad , \quad (10.3)$$

$$Q_{\text{max}}(CO_2^+, \Delta t = 0.15 \text{ Gyr}) = 5.68 \cdot 10^{44} \text{ Teilchen} \cong 4.15 \cdot 10^{19} \text{ kg} \quad . \quad (10.4)$$

Hätte die Marsatmosphäre einen Druck von $p = 1.0$ bar, so würde sie eine Gesamtmasse von $3.9 \cdot 10^{18}$ kg besitzen. Zum Vergleich beträgt die Masse der gegenwärtigen Marsatmosphäre bei 6.36 mbar lediglich $\approx 2.5 \cdot 10^{16}$ kg. Dies bedeutet, daß der Mars für moderate Sonnenwindparameter eine Atmosphäre von ungefähr 0.3 bar in den letzten 4.5 Gyr durch nicht-thermischen Verlust verloren hat. Betrachtet man die Zeitspanne der letzten 3.5 Gyr, so ergibt sich ein Verlust von ungefähr 0.1 bar. Bei sehr hohen Sonnenwinddichten vor 4.5 Gyr stieg der Verlust schon in einer kurzen Zeitspanne von 150 Millionen Jahren bis auf 10.6 bar an.

Eine direkte Berechnung des gesamten Wasserverlustes ist nicht möglich, da unbekannt ist wie hoch der Anteil der entweichende Sauerstoffionen ist, welche aus der Photodissoziation von Wasser stammen. Nimmt man an, daß alle Sauerstoffionen, O^+ und O_2^+ , aus der Photodissoziation von Wasser stammen, so erhält man als oberen Grenzwert der gesamten entweichenden Wassermoleküle bei moderaten Sonnenwindbedingungen

$$\begin{aligned} Q_{\text{mean}}(\Delta t = 3.5 \text{ Gyr}) &= Q_{\text{mean}}(O^+) + 2Q_{\text{mean}}(O_2^+) & (10.5) \\ &= 3.16 \cdot 10^{42} + 2 \cdot (9.55 \cdot 10^{41}) \\ &= 5.07 \cdot 10^{42} \quad \text{und} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q_{\text{mean}}(\Delta t = 4.5 \text{ Gyr}) &= Q_{\text{mean}}(O^+) + 2Q_{\text{mean}}(O_2^+) & (10.6) \\ &= 8.70 \cdot 10^{42} + 2 \cdot (2.47 \cdot 10^{42}) \\ &= 1.36 \cdot 10^{43} \quad , \end{aligned}$$

sowie bei hohen Sonnenwinddichten vor 4.5 Gyr

$$\begin{aligned} Q_{\text{max}}(\Delta t = 0.15 \text{ Gyr}) &= Q_{\text{max}}(O^+) + 2Q_{\text{max}}(O_2^+) & (10.7) \\ &= 9.47 \cdot 10^{44} + 2 \cdot (7.10 \cdot 10^{43}) \\ &= 1.09 \cdot 10^{45} \quad . \end{aligned}$$

Die Berechnung der Höhe ΔS eines hypothetischen globalen Marsozeans über der Planetenoberfläche A_M erfolgt über sein Volumen ΔV und seine Masse ΔM :

$$\Delta S = \frac{\Delta V}{A_M} = \frac{\Delta M}{4\pi R_M^2 \cdot \rho_{H_2O}} = \frac{Q \cdot m_{H_2O}}{4\pi R_M^2 \cdot \rho_{H_2O}} \quad , \quad (10.8)$$

wobei R_M mit 3400 km den Planetenradius bezeichnet und ρ_{H_2O} die Dichte von Wasser. Als einfache Abschätzung der Höhe in Meter erhält man $\Delta S = Q \cdot 2.06 \cdot 10^{-43}$ m. Damit folgt schließlich:

$$\Delta S_{\text{mean}}(H_2O) = 1.0 \text{ m} \quad \text{in den vergangenen} \quad 3.5 \text{ Gyr} \quad (10.9)$$

$$\Delta S_{\text{mean}}(H_2O) = 2.8 \text{ m} \quad \text{in den vergangenen} \quad 4.5 \text{ Gyr} \quad (10.10)$$

$$\Delta S_{\text{max}}(H_2O) = 224 \text{ m} \quad \text{in den ersten} \quad 0.15 \text{ Gyr} \quad (10.11)$$

Der gesamte nicht-thermische Verlust an Wasser von der Marsatmosphäre über die letzten 4.5 Gyr entspricht einem Ozean, der den Planeten mit einer Höhe von 2.8 m bedeckt. Der Verlust der letzten 3.5 Gyr entspricht einer Wasserhöhe von 1.0 m. In kurzfristigen Zeitspannen von 150 Millionen Jahren konnten bei hohen Sonnenwinddichten in der Noachischen Epoche die Verlustraten so groß werden, um einen globaler Ozean von 224 m abzutragen.

10.5 Zusammenfassung und Vergleich mit anderen Studien

Die Simulationsergebnisse für die gegenwärtige Plasmaumgebung des Mars zeigen, daß die Flucht planetarer Ionen deutlich von der Richtung des konvektiven elektrischen Feldes beeinflußt wird. Besonders die exosphärischen planetaren Schwerionen werden auf Gyrationenradien von einigen zehntausend Kilometern in die Richtung der E^+ -Hemisphäre beschleunigt. Diese Ionen verhalten sich wie Testteilchen, da sie eine um mindestens drei Größenordnungen geringen Dichte als der Sonnenwind aufweisen. Der Fluß kalter planetarer Ionen im Wake des Planeten strömt parallel zur Strömungsrichtung des Sonnenwindes. Seine Dichte weist mit ungefähr der Sonnenwinddichte höhere Werte auf als die planetaren Ionen der Exosphäre. Er strömt mit Geschwindigkeiten von ungefähr 50 km/s in den Schweif. Variationen des IMF, wie eine Drehung des Feldvektors um 180° kehrt die Pick-up-Richtung der planetaren Ionen in die entgegengesetzte E -Hemisphäre. Die Ergebnisse zeigen, daß sich schon nach einigen hundert Sekunden eine neue Schweifkonfiguration einstellt. Auswirkungen der Feldumkehr auf die Verlustaten konnten nicht festgestellt werden. Jedoch lassen Plasmawolken, die sich von der Ionosphäre ablösen, die gegenwärtige Verlustate der Sauerstoffionen zwischen $3 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ und $1.5 \cdot 10^{25} \text{ s}^{-1}$ schwanken. Ein Verlust bei mittlerer Sonnenaktivität kann mit $5 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ angegeben werden. Dieser liegt zwischen der gemessenen Verlustate von $\approx 2 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ (Lundin et al. 2008) für minimale Sonnenaktivität und $2 \cdot 10^{25} \text{ s}^{-1}$ (Lundin et al. 1990) für maximale Sonnenaktivität. Damit liefert das Simulationsmodell gegenwärtige Verlustaten, die von Messungen bestätigt worden sind.

Die Ergebnisse der Hybrid-Simulationen zu vergangenen Zeitpunkten in der Geschichte des Mars zeigen, daß die planetaren Sauerstoffionen kleinere Gyrationenradien als zu gegenwärtigen Bedingungen aufweisen. Der Gyrationradius liegt jedoch mit 2900 km noch in der gleichen Größenordnung wie der Planetenradius. Aufgrund einer mit 1800 km/s hohen Anströmgeschwindigkeit und geringen Ionisationsrate bei einer mittlerer Sonnenwinddichte von 680 cm^{-3} verkleinert sich das planetare Hindernis und damit auch der Magnetosheath des Planeten. Das induzierte Magnetfeld erreicht subsolar Feldstärken bis zu 2000 nT. Diese sind um mehr als eine Größenordnung kleiner als das globale Oberflächenmagnetfeld der Erde und zwei Größenordnungen größer als das heutige induzierte Magnetfeld am Mars. Als das globale intrinsische Magnetfeld vor 3.5 – 4.0 Gyr abnahm, erreichte das vom Sonnenwind induzierte Feld lediglich Werte um 250 nT. Die Verlustate der Sauerstoffionen betrug $1.0 - 3.0 \cdot 10^{26} \text{ s}^{-1}$. Trifft Sonnenwind mit einer Dichte von $10\,000 \text{ cm}^{-3}$ auf die frühe Marsatmosphäre, so erhöhte sich die totale Ionisationsfrequenz der Sauerstoffionen um mehr als eine Größenordnung und die Verlustate stieg auf $2.0 \cdot 10^{29} \text{ s}^{-1}$. Insgesamt zeigt sich in der geschichtlichen Entwicklung der Verlustate kein einfach funktionaler Verlauf. Paßt man jedoch den Verlauf einer Ausgleichsfunktion an und kann man die mittlere Verlustate der Sauerstoffionen über die vergangenen 4.5 Milliarden Jahre integrieren. Nimmt an, daß die O^+ und O_2^+ -Ionen vollständig aus der Photodissoziation von Wasser stammen, so erhält man eine Menge an Wassermolekülen, die einem globalen Marsozean mit einer Höhe von 2.8 m entspricht. Berücksichtigt man bei dieser Rechnung nur die letzten 3.5 Gyr, so erhält man eine Wasserhöhe von 1.0 m. Im Extremfall bei hohen Sonnenwinddichten kann sich der nicht-thermische Verlust auf un-

gefähr 224 m innerhalb der ersten 150 Millionen Jahren nach der Entstehung des Planeten erhöhen.

Die Simulationsergebnisse des nicht-thermischen Verlustes der CO₂-Moleküle am Mars zeigen für moderate Sonnenwindparameter einen Atmosphärenverlust von ungefähr 0.3 bar in den letzten 4.5 Gyr und von ungefähr 0.1 bar in den letzten 3.5 Gyr. Bei sehr hohen Sonnenwinddichten vor 4.5 Gyr stieg der Verlust schon in einer Zeitspanne von 150 Millionen Jahren bis auf 10.6 bar an. Bei diesem hohen Atmosphärendruck ist es möglich, daß Wasser in flüssiger Form vorlag, zumindest in Zeitabschnitten der Frühphase des Mars.

Vergleicht man die Ergebnisse dieser Studie mit Studien anderer Gruppen aus den letzten 20 Jahren, so fällt auf, daß es in der Literatur zwei Klassen von Modellen gibt. Die erste Klasse bezieht sich auf die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Atmosphäre des Planeten. Die zweite Gruppe von Modellen analysiert Schmelzeinschlüsse und Isotopen-Verhältnisse der SNC-Meteoriten (Leshin et al. 1996). Die sogenannten SNC-Meteorite setzen sich aus drei Meteoriten-Klassen zusammen, den Shergottiten, Nakhiliten und Chassigniten. Es wird vermutet, daß sie vom Mars stammen.

Studien der ersten Klasse untersuchen die Plasmawechselwirkung des Mars unter Bedingungen nach einem Abklingen des globalen Magnetfeldes. In frühen Studien berechneten Zhang et al. (1993) und Kass (2001) sowie Krasnopolsky und Feldman (2001b) eine Tiefe des Ozeans zwischen 30 und 80 m. Leblanc und Johnson (2002) und Lammer et al. (2003) schlugen vor, daß die Tiefe eines globalen Marsozeans beträchtlich kleiner sein könnte als es jene frühere Studien der Sonnenwindwechselwirkung annahmen.

Die Studie des Wasserverlustes von Lammer et al. (2003) beinhaltet verschiedene Fluchtmechanismen, nämlich thermische Flucht, Ionen-Pick-up, dissoziative Rekombination und Flucht durch Sputtering. Weiterhin rekonstruierten die Autoren ähnlich wie in dieser Arbeit die Entwicklung des Teilchen- und Strahlungsverlustes der Sonne von heute zurück bis vor 3.5 Gyr. Sie bestimmten einen totalen Verlust an Wasser während dieser Zeitspanne, der äquivalent zu einem globalen Ozean auf dem Mars mit einer Tiefe von 12 m ist.

Wie schon oben angedeutet, liefert die zweite Gruppe an Modellen auch Abschätzungen zum Wasserverlust. Rückschlüsse dafür erhält man aus der Entwicklung des Deuterium/ Wasserstoff-Verhältnisses auf der Marsoberfläche. Das gegenwärtige Verhältnis kann aus Beobachtungen des atmosphärischen Wasserdampfes gewonnen werden. Die Verhältnisse in früheren Zeitepochen erhält man aus den SNC-Meteoriten und theoretischen Studien, die versuchen abzuschätzen, wieviel Wasser Mars in seiner Frühphase durch Asteroiden und Kometeneinschlägen erhalten hat. Vergleicht man die erhaltenen Verhältnisse, so wird deutlich, daß sich Deuterium deutlich auf dem Mars angereichert hat. Man nimmt an, daß ein Großteil des ursprünglichen Anteils von Wasserstoff in den Weltraum entwichen ist. Lammer et al. (2003b) bestimmten durch Abschätzungen, daß der gesamte Wasserverlust gleichbedeutend ist mit einer globalen Ozeantiefe zwischen 14 m und 34 m. Um diese Werte zu erhalten, addierten sie die Verlustraten von Pick-up der O⁺-Ionen (Lammer et al. 2003), die Verlustraten dissoziativer Rekombination von thermisch-heißen O^{*}-Teilchen (Luhmann 1997), die Verlustraten von O⁺-Ionen über Plasmaintabilitäten (Penz et al. 2004) und die Verlustraten durch Sputtering von O, CO und CO₂-Teilchen (Leblanc und Johnson 2002).

Pérez-de-Tejada (1992) studierte den Ionenausfluß der frühen Marsatmosphäre und

seine Auswirkungen auf den Wasserhaushalt. Er berechnete eine mögliche Wassermenge, die vom Mars entwichen sein könnte, mit einer Tiefe von 10 bis 30 m. Die größten Unsicherheiten in seinen Bestimmungen resultieren vom Fehlen geeigneter ionosphärischen Profile für die Frühphase des Mars.

Vergleicht man die Höhe des vom Sonnenwind entfernten globalen Wasserozeans in unserer Studie mit den Studien von Lammer et al. (2003) und Lammer et al. (2003b), so fällt auf, daß der Wert unserer Studie um eine Größenordnung kleiner ist als in jene Studien. Die Gründe sind, daß (1) vom Hybrid-Modell weitere nicht-thermische Fluchtprozesse wie photochemische Flucht durch dissoziative Rekombination und atmosphärisches Sputtering nicht erfaßt werden können und (2) die Studie von Lammer et al. (2003) keine selbstkonsistente Beschreibung der Fluchtmechanismen von Ionen-Pick-up, Impulsübertrag auf die Ionosphäre und das Ablösen von ionosphärischen Plasmawolken beinhaltet. Die kürzlich veröffentlichte MHD-Simulationsstudie von Terada et al. (2008) ergab eine Verlustrate der Sauerstoffionen von $1.5 \cdot 10^{28} \text{ s}^{-1}$ für den Ionen-Pick-up und maximal $1.2 \cdot 10^{29} \text{ s}^{-1}$ für den Ausfluß kalter planetarer Ionen in die Wake-Region. Als Eingabeparameter der Simulation verwendete man die gleiche atmosphärische Zusammensetzung wie in dieser Arbeit, eine Sonnenwinddichte von 1000 cm^{-3} , eine Sonnenwindgeschwindigkeit von 2000 km/s und eine Magnetfeldstärke des IMF von 60 nT. Obwohl diese Sonnenwindparameter in der gleichen Größenordnung liegen wie die in dieser Arbeit verwendeten Parameter und sich auf moderate Bedingungen beziehen, liefert das Modell von Terada et al. (2008) eine ungefähr um zwei Größenordnungen höhere Verlustrate. Möglicherweise führt eine stärkere vom Planeten weg gerichtete Diffusion planetarer Sauerstoffionen in der Frühphase des Mars zu einer höheren Verlustrate als die Werte in dieser Arbeit ergeben. Andererseits muß erwähnt werden, daß kinetische Aspekte der Ionen auch unter einem erhöhten IMF keinesfalls vernachlässigt werden können. Die Anwendung eines Hybrid-Modells ist auch für Simulationen zur Zeitepoche des frühen Mars notwendig. Es muß abschließend erwähnt werden, daß man oft die Ergebnisse der Studien nicht miteinander vergleichen kann, da jede Studie andere Eingabeparameter für den frühen Sonnenwind verwendet. Wie in diesem Abschnitt gezeigt wurde, weisen diese Eingabeparameter entscheidenden Einfluß auf die Verlustrate der planetaren Ionen auf.

11 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die anfangs gestellte Frage, wieviel Wasser Mars in den vergangenen 4.5 Milliarden Jahren verloren hat und welche Mechanismen dabei eine Rolle gespielt haben, versucht zu beantworten. Es hat sich gezeigt, daß der Sonnenwind die Marsatmosphäre umströmt und mittels seiner elektromagnetischen Felder entscheidenden Einfluß auf den Verlust planetarer Sauerstoff- und Wasserstoffionen hat, die die Bestandteile des Wassermoleküls sind. Die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Marsatmosphäre wurde in dieser Studie mit einem Hybrid-Modell simuliert. Dieses numerisch aufwendige Modell erfaßt die vollständige Ionendynamik durch eine kinetische Beschreibung der Ionen. Das bedeutet, daß die Ionen als Einzelteilchen im Plasma beschrieben werden. Die Elektronen werden als eine neutralisierende Flüssigkeit modelliert. Die getrennte Beschreibung der Ionen und Elektronen ist besonders dann notwendig, wenn der Gyrationradius der Sonnenwindprotonen in der gleichen Größenordnung wie der Planetenradius liegt. Die planetaren Sauerstoffionen besitzen sogar aufgrund ihrer höheren Masse einen um eine Größenordnung höheren Gyrationradius als die Protonen. Die unterschiedlichen Bewegungsmuster der planetaren Ionen erzeugen Teichenverteilungen, die nicht der Maxwell-Verteilung gehorchen. Um diese Effekte zu berücksichtigen, ist ein Ansatz wie das Hybrid-Modell erforderlich, das die Ionendynamik vollständig beschreibt.

Um eine quantitative Analyse der vom Planeten entweichenden Ionen vornehmen zu können, wurden zwei Ionosphärenmodelle mit jeweils mehreren Teilchensorten für die Hybrid-Simulationen entwickelt. Beide Modelle verwenden atmosphärische höhenabhängige Neutralteilchenprofile als Eingabeparameter. Für das erste Modell wurden Profile aus der Literatur sowohl für die Atmosphäre und die thermisch-heiße Exosphäre herangezogen. Das zweite Modell verwendet atmosphärische Profile, welche nach dem thermosphärischen Modell von Lammer et al. (2006) berechnet wurden. Es liefert nicht nur die atmosphärischen Profile der gegenwärtigen Marsatmosphäre sondern auch den höhenabhängigen Verlauf der Marsatmosphäre in vergangenen Zeitepochen, als ein intensiverer energetischer Strahlungsfluß der Sonne auf die Atmosphäre einwirkte. Bis zu 100 mal größerer solare Strahlungsflüsse im harten UV- und Röntgenwellenlängenbereich vergrößerten die Exosphärentemperaturen beträchtlich und führten in den ersten 500 Millionen Jahren nach der Entstehung des Planeten zur hydrodynamischen Flucht großer Teile der frühen Marsatmosphäre. Im nächsten Schritt wurden aus den Neutralgasprofilen in beiden Modellen Ionenproduktionsprofile generiert. Nach diesen Profilen sind die planetaren Ionen in die Simulationsbox des Hybrid-Modells eingefügt worden. Die Ableitung der Ionenproduktionsprofile erfolgte unter Berücksichtigung mehrerer Ionisationsmechanismen, nämlich Photoionisation, Ladungsaustausch und Elektroneneinschlag. Es hat sich herausgestellt, daß in den vergangenen Zeitepochen bis vor ungefähr 3.5 Milliarden Jahren die Photoionisation der dominierende Ionisationsprozeß bei Mars war. Geht man noch weiter

in die Vergangenheit zurück so bestimmten Ladungsaustauschreaktionen die Ionisation der planetaren Teilchen.

Die Hybrid-Simulationen wurden auf kartesischen und krummlinigen Simulationsgittern ausgeführt. Das krummlinige *Fischaugen*-Gitter erreicht mit 70-80 km pro Gitterzelle seine höchste Auflösung nahe Exobase des Mars, welche sich ungefähr 200 km über der Oberfläche befindet. Mit dieser Auflösung können die ionosphärischen Dichteprofile ausreichend genau von den Hybrid-Simulationen wiedergegeben werden. Weiterhin erfaßt das Hybrid-Modell auch unterschiedliche Elektronentemperaturen für das heiße Sonnenwindplasma und das um zwei Größenordnungen kühlere ionosphärische Plasma. Testsimulationen haben gezeigt, daß sowohl die Temperatur als auch die Wahl des Adiabatenexponenten für die Heizung der ionosphärischen Elektronen einen Einfluß auf die Position der Plasmagrenzschichten am Mars haben. Schließlich ermöglicht das Modell auch die Beschreibung von Stößen zwischen Ionen und dem Neutralgas über einen Abbremssterm in der Ionenbewegungsgleichung. Die Implementierung des Abbremssterms in das Modell erforderte eine ionen- und neutralgasspezifische Analyse der Stoßquerschnitte zwischen den Stoßpartnern. Die Analyse ergab, daß in der dichten Exosphäre des Mars vor 4.5 Milliarden Jahren die mittlere freie Weglänge der Sauerstoffionen von gegenwärtigen 200 000 km auf 4500 km sank.

Bevor die Plasmaumgebung am frühen Mars untersucht wurde, ergaben die Vergleiche der Plasmadaten von Mars-Express und Rosetta mit den Ergebnissen der Hybrid-Simulationen eine sehr gute Übereinstimmung. Das ASPERA-3 Experiment auf Mars-Express konnte zwei Plasmagrenzschichten und zwar den Bow Shock und die ICB feststellen. Beide Grenzschichten konnten von den Hybrid-Simulationen entlang eines Orbits um den Planeten reproduziert werden. Auch die Bildung der Shocklet-Struktur hinter dem Bow Shock wurde aufgrund der kinetischen Beschreibung der Sonnenwindprotonen von den Hybrid-Simulationen korrekt wiedergegeben. Die Raumsonde Rosetta flog am 25. Februar 2007 in einer Entfernung von 260 km am Mars vorbei. Nach einer Durchquerung des Bow Shocks registrierte das Magnetometer ROMAP auf der Lander-Einheit eine Signatur erhöhter Magnetfeldstärke. Nahe des bahnächsten Punktes zum Mars zeichnete ROMAP eine schwache Krustenmagnetfeldanomalie auf, wie eine Analyse der Daten mit einem Krustenmagnetfeldmodell eindeutig bestätigte. Damit konnte Rosetta als zweite Raumsonde nach MGS nachweisen, daß die Krustenmagnetfeldanomalien lithosphärischen Ursprungs sind. Um die gemessenen Magnetfeldstrukturen beim Swing-by Manöver an Mars zu verstehen, wurden Hybrid-Simulationen mit mehreren Ionensorten durchgeführt. Einige Eingabeparameter wurden aus den Plasmamessungen gewonnen, die MEX nur ungefähr drei Marsradien von Rosetta entfernt aufzeichnete. Die Simulationsergebnisse reproduzieren eindeutig die ROMAP-Magnetfeldmessungen und zeigen, daß das Interplanetare Magnetfeld während des Vorbeifluges nordwärts gerichtet gewesen sein muß. Rosetta durchquerte die MPB und die MPR des Planeten. Weiterhin konnte das Multi-Ion-Modell der Ionosphäre die aus Daten von MEX abgeleiteten planetaren Ionenflüsse im Schweif des Planeten bis auf einer Größenordnung genau wiedergeben.

Die gute Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit den Meßdaten der realen Plasmaumgebung erlaubte schließlich die Untersuchung, wie sich die Plasmaumgebung des Mars in der Vergangenheit entwickelt hat. Ausgehend von Beobachtungen der heutigen Atmosphäre, der Entwicklung der Bahnparameter und der Oberflächenmerkmale des Planeten wurde die mögliche Entwicklung des Marsklimas skizziert. Das Klimasy-

stem des Mars beinhaltet die Oberfläche, die Atmosphäre, die Ionosphäre, sowie die Polkappen und die oberflächennahen Bodenschichten. Darin kommt es auf drei Zeitskalen zu Schwankungen. Die jährlichen Schwankungen findet man in der Eisbedeckung der Polkappen, des atmosphärischen Wasserdampfes und dem Auftreten großer Staubstürme. Quasi-periodische klimatische Schwankungen finden auf Zeitskalen von einigen zehntausend bis einigen hunderttausend Jahren statt. Sie werden durch Variationen der Bahn- und Axenelemente des Mars hervorgerufen. Die Schichtstrukturen in den Regionen der Polkappen sind ein Abbild dieser Schwankungen im jährlichen Kohlendioxid-, Wasser- und Staubzyklus auf dem Planeten. Langfristige klimatische Veränderungen beeinflussten besonders die frühen Epochen der Marsgeschichte. Eine Fülle von Oberflächenmerkmalen auf dem Planeten deuten auf wärmere klimatische Bedingungen zu verschiedenen Zeiten in der frühen Geschichte des Mars. Man fand Anzeichen, daß in den ersten hundert Millionen Jahren nach der Abkühlung der Planetenoberfläche eine frühe Atmosphäre den Planeten umgab, in der stellenweise flüssiges Wasser auf der Oberfläche vorkam. Wahrscheinlich ließ der aufkommende intensive Vulkanismus in einer späteren Zeitepoche, die sich bis vor 3.5 Milliarden Jahren erstreckte, Eisvorkommen im Untergrund episodisch schmelzen. Das aufgetaute Wasser strömte in mächtigen Fluten über das Land und formte umfangreiche Ausflußtäler. Nach diesem Klimawechsel verdünnte sich die Atmosphäre und flüssiges Wasser wurde in ihr instabil. Zum Ende der Noachischen Zeitepoche vor 3.5 Milliarden Jahren verschwand mit dem Abklingen des Dynamos im Inneren des Mars das globale Magnetfeld. Die Erosion der Atmosphäre durch den Sonnenwind wurde damit verstärkt.

Spektroskopische Messungen von 'jungen' sonnenähnlichen Sternen haben gezeigt, daß der solare Strahlungsfluß und der Sonnenwind seit der Bildung des Sonnensystems auch großen Veränderungen unterworfen worden war. Die Sonne leuchtete zwar in der Frühphase mit einer geringeren Helligkeit von ungefähr 70%, strahlte aber im harten UV- und Röntgenwellenlängenbereich um ungefähr 100 mal intensiver als heute. Der Sonnenwind war 300 bis 3000 mal dichter als heute und seine mittlere Geschwindigkeit mit 1800 km/s bis zu fünfmal höher als heute. Das interplanetare Magnetfeld erreichte mit 100 nT einen 30 mal so hohen Wert wie heute. Diese 'äußeren' auf den Planeten einwirkenden Einflüsse 'verstärkten' einerseits das planetare Hindernis durch höhere Ionisationsraten, andererseits erhöhten sich die Fluchtraten planetarer Ionen durch nicht-thermische Verlustprozesse. Insbesondere sind dabei der Übertrag von Impuls des Sonnenwindes auf die ionosphärischen Schichten und der Pick-up Effekt hervorzuheben. Beide Prozesse haben auch heute noch die höchsten Anteile in den Verlustraten planetarer Ionen.

Die Simulationsergebnisse der gegenwärtigen Plasmaumgebung des Mars zeigen, daß die Flucht von planetaren Ionen deutlich von der Richtung des konvektiven elektrischen Feldes beeinflusst wird. Besonders die exosphärischen planetaren Schwerionen werden auf Gyrationradien von einigen zehntausend Kilometern in die Richtung der E^+ -Hemisphäre beschleunigt. Aufgrund ihrer um mindestens drei Größenordnungen geringen Dichte als der Sonnenwind verhalten sie sich wie Testteilchen. Der 'cold ion'-Fluß planetarer Ionen mit der Strömungsrichtung des Sonnenwindes weist mit ungefähr der Sonnenwinddichte höhere Werte auf und strömt mit Geschwindigkeiten um ungefähr 50 km/s in den Schweif. In den meisten hier vorgestellten Hybrid-Simulationen wurde das magnetische Feld sowohl in seiner Stärke als in seiner Richtung als konstant angenommen. Im Gegensatz

dazu variieren das Magnetfeld, die Dichte und Geschwindigkeit der Sonnenwindes häufig in der Realität auf viel kürzeren Zeitskalen als die hier durchgeführten Simulationen. Dorn (2008) zeigte, daß allein alfvénische Störungen mit höheren Frequenzen als die Gyrationfrequenz die Teilchenbahnen nicht wesentlich stören. Großräumige Änderungen wie eine Drehung des Feldvektors um 180° kehrt die Pick-up Richtung der planetaren Ionen in die entgegengesetzte E -Hemisphäre. Die Ergebnisse zeigen, daß sich schon nach einigen hundert Sekunden eine neue Schweifkonfiguration einstellt. Auswirkungen der Feldumkehr auf die Verlustraten konnten nicht festgestellt werden. Jedoch lassen Plasmawolken, die sich von der Ionosphäre ablösen, die gegenwärtige Verlustrate der Sauerstoffionen zwischen $3 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ und $1.5 \cdot 10^{25} \text{ s}^{-1}$ schwanken. Ein mittlerer Verlust bei mittlerer Sonnenaktivität kann mit $5 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ angegeben werden. Dieser liegt zwischen der gemessenen Verlustrate von $\approx 2 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ (Lundin et al. 2008) für minimale Sonnenaktivität und $2 \cdot 10^{25} \text{ s}^{-1}$ (Lundin et al. 1990) für maximale Sonnenaktivität.

Die Ergebnisse der Hybrid-Simulationen zu vergangenen Zeitpunkten in der Geschichte des Mars zeigen, daß die Gyrationradien der Ionen im stärker magnetisierten Sonnenwind im Vergleich zur heutigen Situation verkleinert sind. Der Gyrationradius der Sauerstoffionen liegt mit 2900 km in der gleichen Größenordnung wie der Planetenradius. Aufgrund einer mit 1800 km/s hohen Anströmgeschwindigkeit und geringen Ionisationsrate bei einer mittlerer Sonnenwinddichte von 680 cm^{-3} verkleinert sich das planetare Hindernis und damit auch der Magnetosheath des Planeten. Das induzierte Magnetfeld erreicht subsolar Feldstärken bis zu 2000 nT. Diese sind um mehr als eine Größenordnung kleiner als das globale Oberflächenmagnetfeld der Erde. Die Verlustrate der Sauerstoffionen erreicht $3.0 \cdot 10^{26} \text{ s}^{-1}$. Trifft der Sonnenwind mit einer Dichte von $10\,000 \text{ cm}^{-3}$ die frühe Marsatmosphäre, so erhöht sich die totale Ionisationsfrequenz der Sauerstoffionen um mehr als eine Größenordnung und die Verlustrate steigt auf $2.0 \cdot 10^{29} \text{ s}^{-1}$. Insgesamt zeigt sich in der geschichtlichen Entwicklung der Verlustrate kein einfacher funktionaler Zusammenhang. Integriert man die mittlere Verlustrate der Sauerstoffionen O^+ und O_2^+ über die vergangenen 4.5 Milliarden Jahre und nimmt an, daß diese vollständig aus der Photodissoziation von Wasser stammen, so erhält man eine Menge an Wassermolekülen, die einen globalen Marsozean mit einer Höhe von 2.8 m entspricht. Bei hohen Sonnenwinddichten kann sich der nicht-thermische Verlust auf ungefähr 224 m innerhalb der ersten 150 Millionen Jahre nach der Entstehung des Planeten erhöhen.

Die Höhe des vom Sonnenwind entfernten globalen Wasserozeans ist etwa eine Größenordnung kleiner als Studien von Lammer et al. (2003) und Lammer et al. (2003b) über die letzten 3.5 Milliarden Jahre ergaben. Der Grund liegt einerseits daran, daß vom Hybrid-Modell weitere nicht-thermische Fluchtprozesse wie Photochemische Flucht durch Dissoziative Rekombination und Atmosphärisches Sputtering nicht erfaßt werden können, andererseits die Studie von Lammer et al. (2003) keine selbstkonsistente Beschreibung der Fluchtmechanismen wie Ion Pick-up, Impulsübertrag auf die Ionosphäre und das Ablösen von ionosphärischen Plasmawolken beinhaltet. Diese Arbeit hat gezeigt, daß sich die Entwicklung der Verlustraten in der Vergangenheit nicht über einen einfachen funktionalen Zusammenhang beschreiben lassen. Zukünftige Studien würden von einer genaueren Kenntnis der Sonnenwindparameter und der atmosphärischen Zusammensetzung in der Frühphase des Mars profitieren.

Die Simulationen in dieser Arbeit konnten quantitativ viele von Raumsonden gemessene Plasmastrukturen und Verlustraten reproduzieren und ihren räumlichen und zeitli-

chen Verlauf analysieren. Da ein globaler Vollteilchencode noch einen zu hohen numerischen Aufwand für die Computertechnologie darstellt, sind weitere Fortschritte nur in einer Parallelisierung des Hybrid-Modells und der Verwendung von Verfahren adaptiver Gitteranpassung vorstellbar. Mit diesen Verfahren kann unter Aufrechterhaltung einer ausreichend hohen Teilchenstatistik Gitterzellen in ionosphärischen Regionen bis auf einige Kilometer pro Zelle verfeinert werden. Erreicht man diese Auflösungen, so können auch mit der Implementierung einiger wichtiger Reaktionsgleichungen chemische Prozesse in bestimmten Raumbereichen der oberen Ionosphäre korrekt beschrieben werden. Reaktionen durch Ladungsaustausch und dem Einschlag von Elektronen in Neutralteilchen werden schon heute bei Modolo et al. (2005) selbstkonsistent erfaßt, allerdings nicht auf Simulationsgittern in dieser hohen Auflösung. Schließlich kann dann auch der Einfluß der Krustenmagnetfelder auf die Sonnenwindwechselwirkung studiert werden. Insbesondere können dann in diesen Wechselwirkungsbereichen die Teilchenverteilungsfunktionen aber auch das Verhalten der magnetischen Feldlinien untersucht werden.

A Anhang: Chemische Prozesse in der Atmosphäre

A.1 Ionosphäre

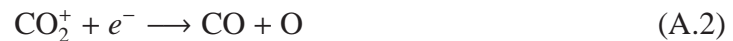
Die oberen Atmosphären von Mars und Venus enthalten als häufigsten neutralen Bestandteil CO_2 und als ionischen Bestandteil O_2^+ -Ionen. Chemische Reaktionen werden von zwei Quellen hervorgerufen:

1. EUV Strahlung der Sonne (0.1 - 100 nm)
2. Wechselwirkungen mit Teilchen des Sonnenwindes

Eine zentrale Rolle spielt die *Photoionisation* von CO_2 :



CO_2^+ -Ionen können durch *Dissoziative Rekombination*



oder durch *Ladungsaustauschprozesse* wie



abgebaut werden. Da die Reaktion A.6 schneller abläuft als die Produktion von O^+ , ist die Entwicklung einer signifikanten Schicht aus O^+ -Ionen nicht möglich. Allein diese Reaktionen entwickeln eine ionosphärische Zusammensetzung wie sie 1976 beim Abstieg der Viking-Lander gemessen wurden und in Abb. A.1 dargestellt sind. O_2^+ -Ionen werden zum Hauptbestandteil der Ionosphäre und bestimmen die ionosphärischen Maximaldichte von ungefähr 10^5 cm^{-3} bei ca. 130 km.

Die Instrumente der Viking-Lander führten die einzigen in-situ-Messungen der thermischen Plasmazusammensetzung der Ionosphäre des Mars durch (Hanson et al. 1977). Man erhielt zwei vertikale Dichteprofile (siehe Abb. A.1) der drei häufigsten Ionen (O_2^+ , O^+ und CO_2^+) in einem Höhenbereich von 120–300 km. Die Viking-Lander durchquerten die Atmosphäre bei niedrigen Breitengraden mit solaren Zenitwinkeln von 45–60° nahe des solaren Minimums.

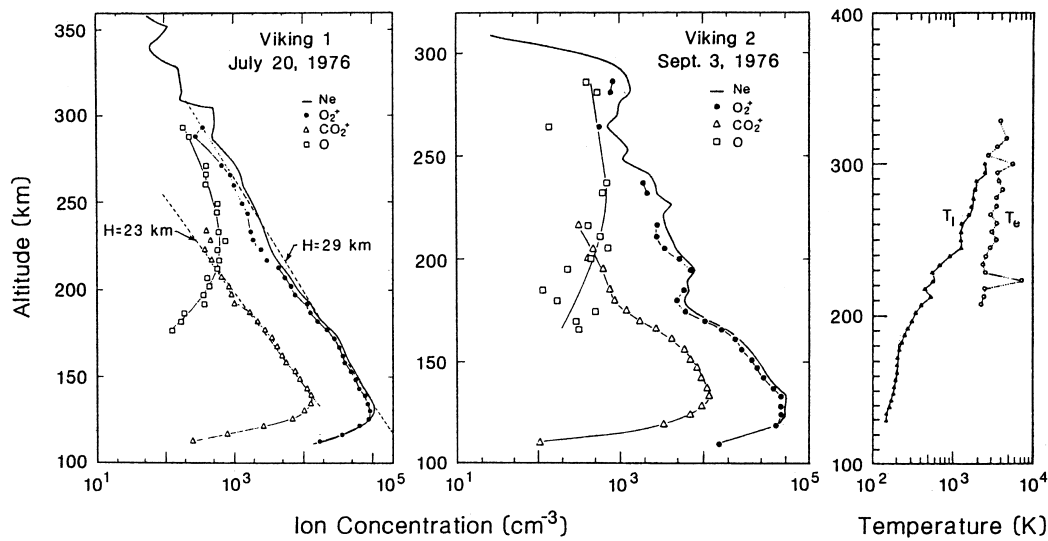


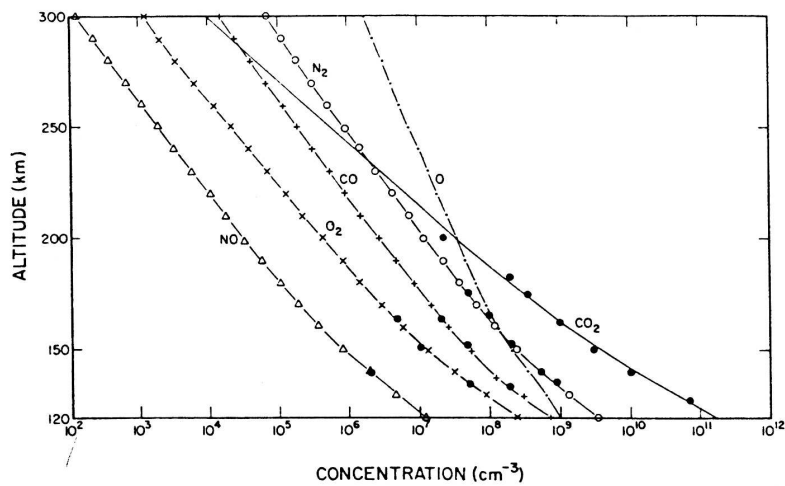
Abbildung A.1: Ionenkonzentration in der Marsionosphäre in Abhängigkeit von der Höhe, gemessen mit den Landern von Viking 1 und Viking 2, Hanson et al. (1977). Das mit O gekennzeichnete Profil zeigt die Dichte der Sauerstoffionen O^+ . Rechts: Temperatur der Elektronen T_e und der Ionen T_i , nach Hanson und Mantas (1988) aus den Beobachtungen der Viking-Lander bestimmt.

Die beobachteten Ionendichten in der Region der Ionosphäre unter 200 km können durch das photochemische Gleichgewicht erklärt werden, wenn die Neutralgasdichte von Sauerstoff angemessen gewählt wird (Hanson et al. 1977, Chen et al. 1978). Oberhalb von ungefähr 200 km scheidet jedoch das photochemische Modell. Nach den Beobachtungen von Viking ist O_2^+ auch bei großen Höhen dominant, während nach dem photochemischen Gleichgewicht O^+ der wesentliche Bestandteil über 250 km werden sollte. Obwohl die Produktionsrate von O_2^+ im Vergleich mit der Produktionsrate von O^+ über 250 km praktisch vernachlässigbar ist, überschreitet die O_2^+ -Dichte sogar die O^+ -Dichte in der oberen Ionosphäre. Diese Tatsache legt nahe, daß ein aufwärtsgerichteter Ionentransport von der unteren Ionosphäre zur oberen Ionosphäre existiert. In der Tat erhält man nur unter der Annahme eines großen aufwärtsgerichteten diffusen Transports eine gute Übereinstimmung zwischen den beobachteten und den berechneten Profilen der Ionendichten an der oberen Ionosphäre (Chen et al. 1978, Fox 1997).

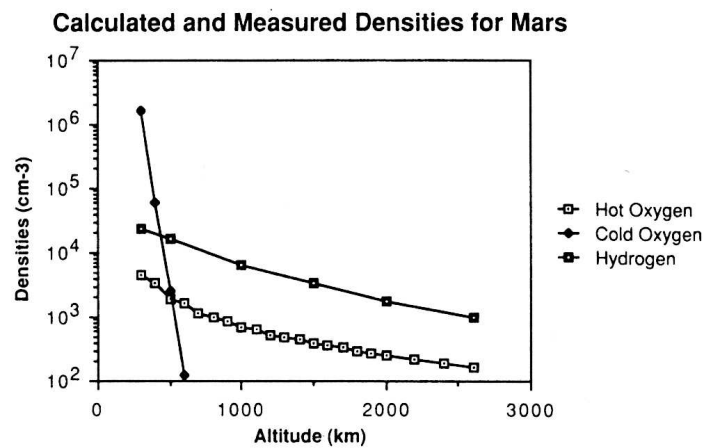
A.2 Atmosphäre

Die jeweiligen atmosphärischen Höhenprofile der Anzahldichte werden in McElroy et al. (1977) ausgewertet. In Abb. A.2 (a) ist eine Extrapolation der Dichten auf die obere Atmosphäre dargestellt. Im Vergleich ist die oberflächennahe Atmosphäre der Venus 1000-mal dichter als die des Mars. In Höhen von 250–450 km über der Oberfläche weisen beide Planeten atmosphärische Dichten der gleicher Größenordnung auf.

Neutralteilchen können über die Exobase bei ca. 200 km fliehen, wenn ihre aufwärtsgerichtete Geschwindigkeitskomponente hinreichend groß ist. Jene Teilchen, deren Geschwindigkeit größer als die Fluchtgeschwindigkeit von 5 km/s ist, tragen zur Erosion der Marsatmosphäre bei, die anderen bleiben durch Gravitation in der Exosphäre gebun-



(a) Atmosphäre



(b) Exosphäre

Abbildung A.2: (a) Atmosphärenmodell des Mars, das man durch Extrapolation der Viking-Lander-Beobachtungen auf größere Höhen erhalten hat; nach Hanson et al. (1977). (b) Modell der Exosphäre des Mars nach Nagy und Cravens (1988). Die Sauerstoffdichte wurde aus einem Modell abgeleitet, während die Wasserstoffdichte auf Beobachtungen basiert.

den. Mögliche Energiequellen sind photochemische Prozesse oder das Auftreffen anderer energetischer Teilchen. So produzieren z.B. O_2^+ -Ionen, die den wesentlichen Bestandteil der Ionosphäre bilden, energetische Sauerstoffatome O^* durch folgende dissoziative Rekombination:



Diese angeregten Sauerstoffatome erhalten genügend Energie, um von der planetennahen Ionosphäre zu entkommen und in der Exosphäre eine Sauerstoffkorona mit einer Temperatur von einigen tausend Grad aufzubauen (siehe Abb A.2 (b)).

B Anhang: Mittlere Ionenenergien in der Plasmaumgebung des Mars

Bei Vergleichen mit Meßdaten von Plasmainstrumenten auf Raumsonden ist es oft hilfreich vorher eine Vorstellung über der Ionenenergien in dem zu untersuchenden Raum-bereich der Plasmaumgebung am Mars zu haben. Da die Instrumente keine Anzahldichten direkt messen sondern energieabhängige Zählraten (counts) der Teilchen, sind in den Abbildungen B.1, B.2 und B.3 der mittleren Ionenenergien aller Ionen als Ergebnisse der Hybrid-Simulation aus Abschnitt 10.2.1 dargestellt. Sie zeigen die mittlere kinetische und thermische Energie als Querschnitte durch die Simulationsbox entlang der Äquatorebene, Polarebene und Terminatorebene:

$$E_{\text{kin},i} = \frac{m_i \bar{u}_i^2}{2} \quad (\text{B.1})$$

$$E_{\text{therm},i} = \frac{m_i}{2} (v_i^2 - \bar{u}_i^2) \quad . \quad (\text{B.2})$$

Dabei gibt v_i die Geschwindigkeit des Ions der Spezies i an und \bar{u}_i die mittlere Strömungsgeschwindigkeit auf jedem Gitterknoten. Weil die Geschwindigkeit v_i über eine Gewichtung-prozedur von allen Ionen der Sorte i auf jedem Gitterknoten berechnet wurde, können hochenergetische Ionen mit dieser Methode nicht erfaßt werden. Somit beschreibt die hier abgebildete $E_{\text{therm},i}$ eine mittlere thermische Energie der Ionen.

Aus den Abbildungen wird ersichtlich, daß sich planetare Ionen im Sonnenwind oder in der Magnetosheath hohe kinetische Energien erhalten, da sie vom konvektiven elektrischen Feld beschleunigt werden. Sehr deutlich wird dieser Pick-up Effekt in Abb. B.2(f), wo die exosphärischen O^+ -Ionen nahezu senkrecht zu Strömungsrichtung auf Energien über 10keV in die nördliche Hemisphäre beschleunigt werden.

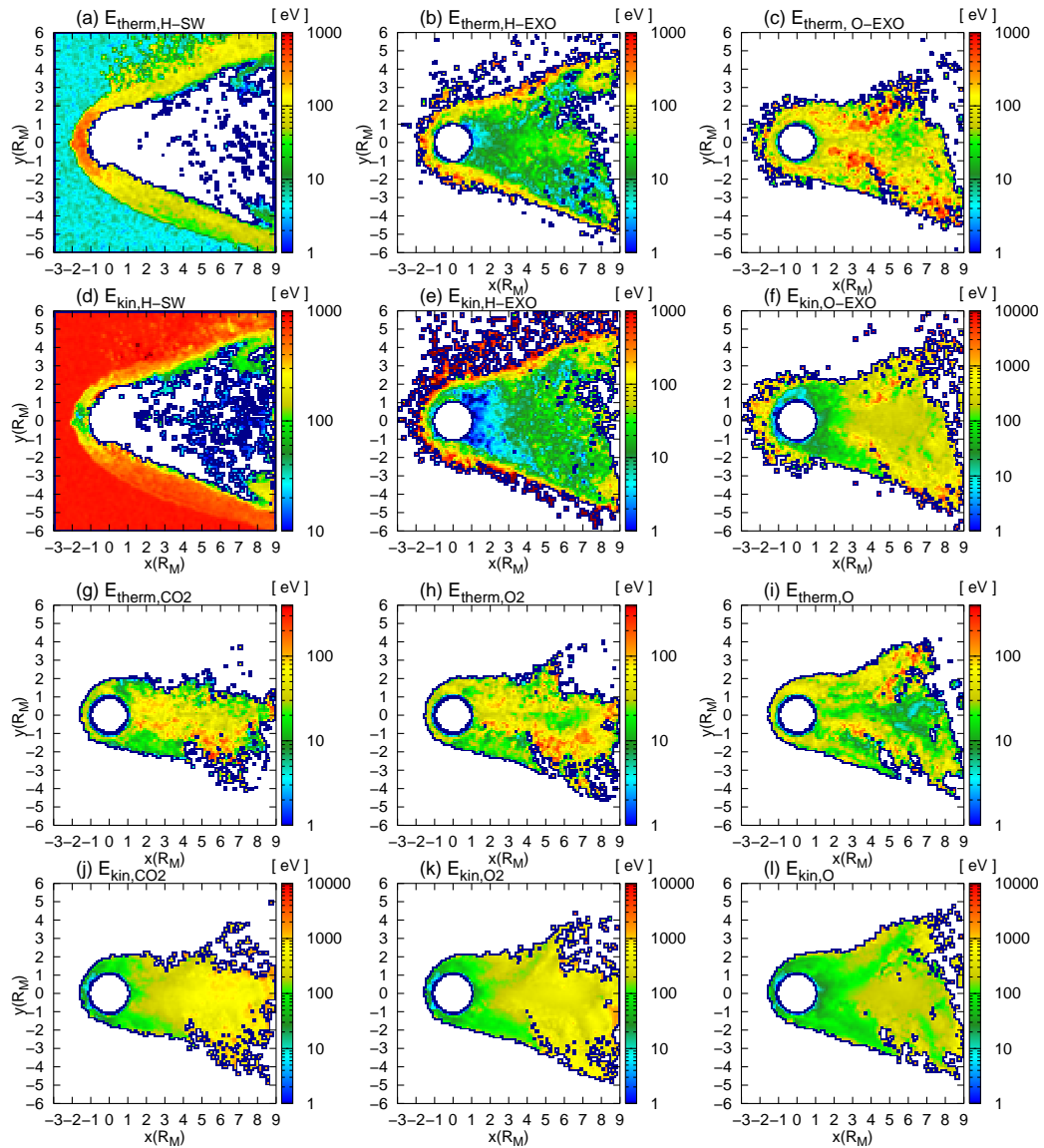


Abbildung B.1: Thermische und kinetische Energien aller Ionen dargestellt als Querschnitte durch die Äquatorebene einer Simulation (siehe Abschnitt 10.2.1). Der Sonnenwind fließt von links in die Simulationsbox. Seine ungestörte Magnetfeldrichtung liegt in dieser Ebene und ist um 57° zur Strömungsrichtung in die negative y -Richtung geneigt.

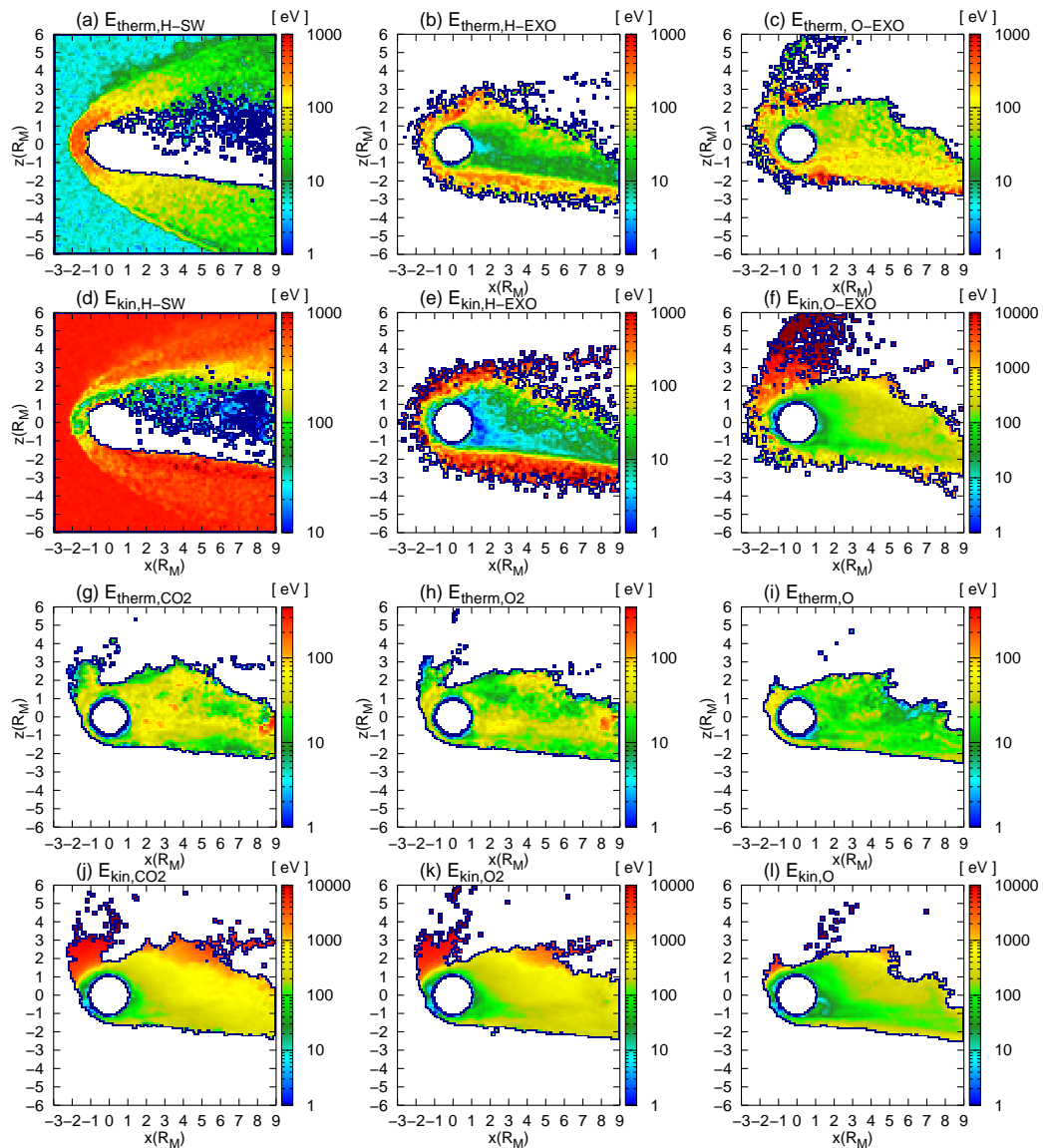


Abbildung B.2: Thermische und Kinetische Energien aller Ionen dargestellt als Querschnitte durch die Polarebene einer Simulation (siehe Abschnitt 10.2.1). Der Sonnenwind fließt von links in die Simulationsbox. Seine ungestörte Magnetfeldrichtung liegt in der Äquatorebene und ist um 57° zur Strömungsrichtung in die negative y -Richtung geneigt. Das konvektive elektrische Feld zeigt nach Norden in die positive z -Richtung.

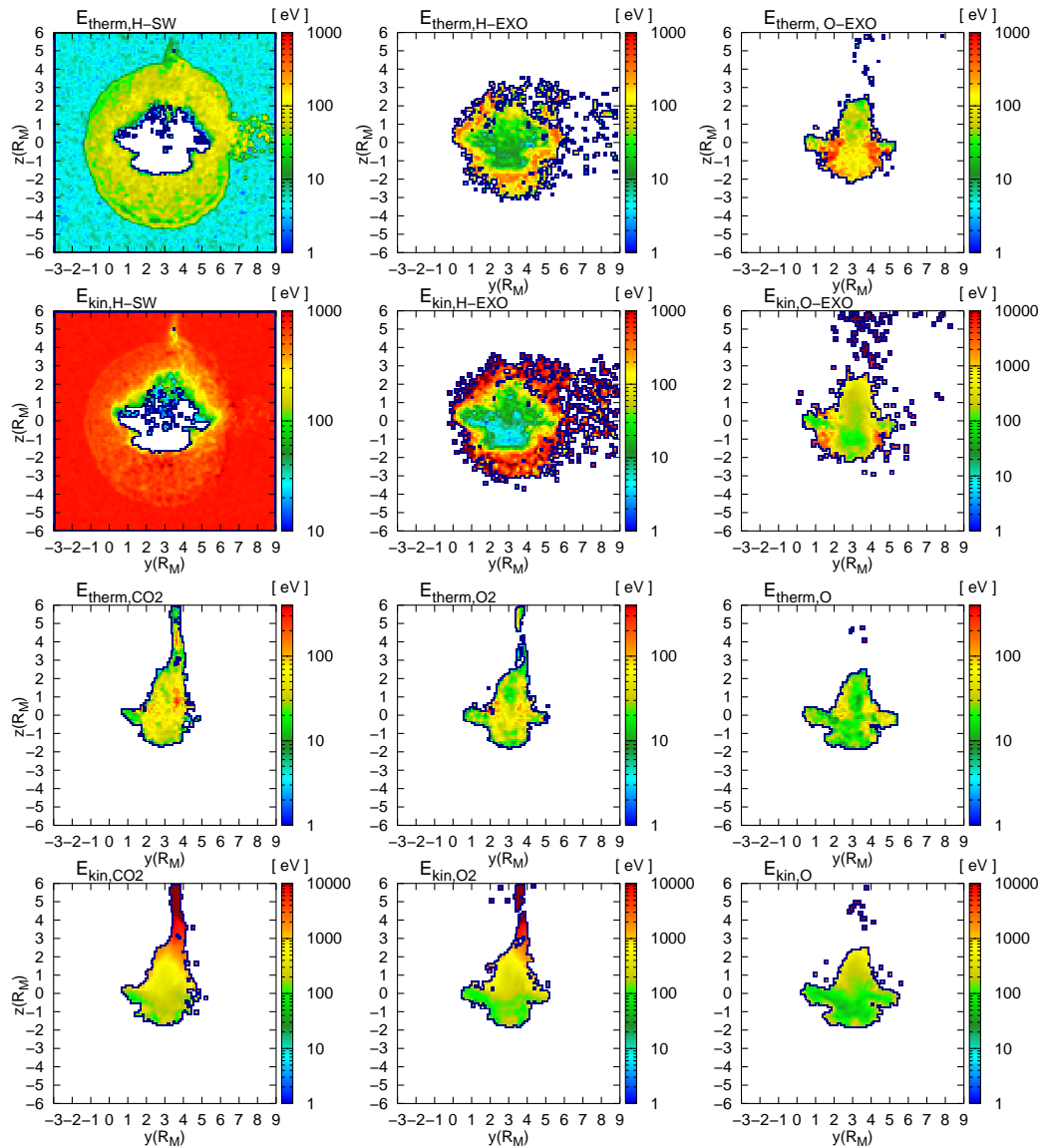


Abbildung B.3: Thermische und Kinetische Energien aller Ionen dargestellt als Querschnitte im Abstand von $3R_M$ stromabwärts der Terminatorebene einer Simulation (siehe Abschnitt 10.2.1). Der Sonnenwind strömt auf den Betrachter zu. Seine ungestörte Magnetfeldrichtung liegt in der Äquatorebene und ist um 57° zur Strömungsrichtung in die negative y -Richtung geneigt.

Literaturverzeichnis

- Acuña, M. H., Connerney, J. E. P., Wasilewski, P., Lin, R. P., Anderson, K. A., Calson, C. W., McFadden, J., Curtis, D. W., Mitchell, D., Rème, H., Mazelle, C., Sauvaud, J. A., d'Uston, C., Cros, A., Medale, J. L., Bauer, S. J., Cloutier, P., Mayhew, M., Winterhalter, D., Ness, N. F., 1998, Magnetic field and plasma observations at Mars: Initial results of the Mars Global Surveyor mission, *Science*, 279, 1676–1680
- Acuña, M. H., Connerney, J. E. P., Ness, N. F., Lin, R. P., Mitchell, D., Carlson, C. W., McFadden, J., Anderson, K. A., Rème, H., Mazelle, C., Vignes, D., Wasilewski, P., Cloutier, P., 1999, Global Distribution of Crustal Magnetization Discovered by the Mars Global Surveyor MAG/ER Experiment, *Science*, 284, 790–793
- Anderson, Jr., D. E., Hord, C. W., 1971, Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment: Analysis of hydrogen Lyman-alpha data., *J. Geophys. Res.*, 76, 6666–6673
- Arkani-Hamed, J., 2002, An improved 50-degree spherical harmonic model of the magnetic field of Mars derived from both high-altitude and low-altitude data, *J. Geophys. Res.*, 107, 5083
- Auster, H. U., Apathy, I., Berghofer, G., Remizov, A., Roll, R., Fornacon, K. H., Glassmeier, K. H., Haerendel, G., Hejja, I., Kührt, E., Magnes, W., Moehlmann, D., Motschmann, U., Richter, I., Rosenbauer, H., Russell, C. T., Rustenbach, J., Sauer, K., Schwingschuh, K., Szemerey, I., Waesch, R., 2007, ROMAP: Rosetta Magnetometer and Plasma Monitor, *Space Sci. Rev.*, 128, 221–240
- Bagdonat, T., 2005, Hybrid Simulation of Weak Comets, Doktorarbeit, TU Braunschweig, ISBN 3-936586-45-4
- Bagdonat, T., Motschmann, U., 2002a, 3D hybrid simulation code using curvilinear coordinates, *J. Comput. Phys.*, 183, 470–485
- Bagdonat, T., Motschmann, U., 2002b, From a weak to a strong comet – 3D global hybrid simulation results, *Earth, Moon and Planets*, 90, 305–321
- Bagdonat, T., Motschmann, U., Glassmeier, K.-H., Kührt, E., 2004, Plasma environment of comet Churyumov-Gerasimenko - 3D hybrid code simulations, in *ASSL Vol. 311: The New Rosetta Targets. Observations, Simulations and Instrument Performances*, (Hg.) L. Colangeli, E. Mazzotta Epifani, P. Palumbo, S. 153
- Baker, V. R., 2001, Water and the martian landscape, *Nature*, 412, 228–236

- Barabash, S., Dubinin, E., Pisarenko, N., Lundin, R., Russell, C. T., 1991, Picked-up protons near Mars - PHOBOS observations, *Geophys. Res. Lett.*, 18, 1805–1808
- Barabash, S., Lundin, R., Andersson, H., Brinkfeldt, K., Grigoriev, A., Gunell, H., Holmström, M., Yamauchi, M., Asamura, K., Bochsler, P., Wurz, P., Cerulli-Irelli, R., Mura, A., Milillo, A., Maggi, M., Orsini, S., Coates, A. J., Linder, D. R., Kataria, D. O., Curtis, C. C., Hsieh, K. C., Sandel, B. R., Frahm, R. A., Sharber, J. R., Winningham, J. D., Grande, M., Kallio, E., Koskinen, H., Riihelä, P., Schmidt, W., Säles, T., Kozyra, J. U., Krupp, N., Woch, J., Livi, S., Luhmann, J. G., McKenna-Lawlor, S., Roelof, E. C., Williams, D. J., Sauvaud, J.-A., Fedorov, A., Thocaven, J.-J., 2006, The Analyzer of Space Plasmas and Energetic Atoms (ASPERA-3) for the Mars Express Mission, *Space Sci. Rev.*, 126, 113–164
- Barabash, S., Fedorov, A., Lundin, R., Sauvaud, J.-A., 2007, Martian Atmospheric Erosion Rates, *Science*, 315, 501–503
- Bauer, S. J., 1971, Solar cycle variation of planetary exospheric temperatures., *Nature*, 232, 101–102
- Bauer, S. J., Hantsch, M. H., 1989, Solar cycle variation of the upper atmosphere temperature of Mars, *Geophys. Res. Lett.*, 16, 373–376
- Bauer, S. J., Lammer, H., 2004, *Planetary Aeronomy*, Springer-Verlag
- Bertucci, C., Mazelle, C., Crider, D. H., Vignes, D., Acuña, M. H., Mitchell, D. L., Lin, R. P., Connerney, J. E. P., Rème, H., Cloutier, P. A., Ness, N. F., Winterhalter, D., 2003, Magnetic field draping enhancement at the Martian magnetic pileup boundary from Mars global surveyor observations, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 1099–2003
- Bertucci, C., Mazelle, C., Acuña, M., 2005a, Structure and variability of the Martian magnetic pileup boundary and bow shock from MGS MAG/ER observations, *Adv. Space Res.*, 36, 2066–2076
- Bertucci, C., Mazelle, C., Acuña, M. H., Russell, C. T., Slavin, J. A., 2005b, Structure of the magnetic pileup boundary at Mars and Venus, *J. Geophys. Res.*, 110, 1209–1218
- Bibring, J.-P., Langevin, Y., Mustard, J. F., Poulet, F., Arvidson, R., Gendrin, A., Gondet, B., Mangold, N., Pinet, P., Forget, F., 2006, Global Mineralogical and Aqueous Mars History Derived from OMEGA/Mars Express Data, *Science*, 312, 400–404
- Birdsall, C. K., Langdon, A. B., 1985, *Plasma Physics via Computer Simulation*, McGraw-Hill
- Bößwetter, A., 2004, *Plasmagrenzschichten am Mars: Eine 3D-Simulationsstudie*, Diplomarbeit, TU Braunschweig
- Bößwetter, A., Bagdonat, T., Motschmann, U., Sauer, K., 2004, Plasma boundaries at Mars: a 3-D simulation study, *Ann. Geophys.*, 22, 4363–4379

- Böswetter, A., Simon, S., Bagdonat, T., Motschmann, U., Fränz, M., Roussos, E., Krupp, N., Woch, J., Schüle, J., Barabash, S., Lundin, R., 2007, Comparison of plasma data from ASPERA-3/Mars-Express with a 3-D hybrid simulation, *Ann. Geophys.*, 25, 1851–1864
- Böswetter, A., Auster, U., Richter, I., Fränz, M., Langlais, B., McKenna-Lawlor, S., Simon, S., Motschmann, U., Glassmeier, K. H., Edberg, N., Lundin, R., 2008, Rosetta Swing-by at Mars - An Analysis of the ROMAP Measurements in comparison with results of 3d multi-ion hybrid simulations and MEX/ASPERA-3 data, *Ann. Geophys.*, accepted
- Bougher, S. W., Engel, S., Roble, R. G., Foster, B., 1999, Comparative terrestrial planet thermospheres 2. Solar cycle variation of global structure and winds at equinox, *J. Geophys. Res.*, 104, 16591–16611
- Bowring, S. A., Podosek, F. A., 1989, Nd isotopic evidence from Wopmay Orogen for 2.0-2.4 Ga crust in western North America, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 94, 217–230
- Brace, L. H., Theis, R. F., Hoegy, W. R., 1982a, Plasma clouds above the ionopause of Venus and their implications, *Planet. Space Sci.*, 30, 29–37
- Brace, L. H., Theis, R. F., Mayr, H. G., Curtis, S. A., Luhmann, J. G., 1982b, Holes in the nightside ionosphere of Venus, *J. Geophys. Res.*, 87, 199–211
- Brain, D. A., Bagenal, F., Acuña, M. H., Connerney, J. E. P., Crider, D. H., Mazelle, C., Mitchell, D. L., Ness, N. F., 2002, Observations of low-frequency electromagnetic plasma waves upstream from the Martian shock, *J. Geophys. Res.*, 107, 1076–1090
- Brain, D. A., Bagenal, F., Acuña, M. H., Connerney, J. E. P., 2003, Martian magnetic morphology: Contributions from the solar wind and crust, *J. Geophys. Res.*, 108, 1424
- Brain, D. A., Mitchell, D. L., Halekas, J. S., 2006, The magnetic field draping direction at Mars from April 1999 through August 2004, *Icarus*, 182, 464–473
- Brecht, S. H., 1997, Hybrid simulations of the magnetic topology of Mars, *J. Geophys. Res.*, 102, 4743–4750
- Brecht, S. H., Ledvina, S. A., 2006, The Solar Wind Interaction With the Martian Ionosphere/Atmosphere, *Space Sci. Rev.*, 126, 15–38
- Brecht, S. H., Ferrante, J. R., Luhmann, J. G., 1993, Three-dimensional simulations of the solar wind interaction with Mars, *J. Geophys. Res.*, 98, 1345–1357
- Breuer, D., Spohn, T., 2003, Early plate tectonics versus single-plate tectonics on Mars: Evidence from magnetic field history and crust evolution, *J. Geophys. Res.*, 108, 5072
- Cain, J. C., Ferguson, B. B., Mozzoni, D., 2003, An $n = 90$ internal potential function of the Martian crustal magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 108, 5008

- Carlsson, E., Fedorov, A., Barabash, S., Budnik, E., Grigoriev, A., Gunell, H., Nilsson, H., Sauvaud, J.-A., Lundin, R., Futaana, Y., Holmström, M., Andersson, H., Yamauchi, M., Winningham, J. D., Frahm, R. A., Sharber, J. R., Scherrer, J., Coates, A. J., Linder, D. R., Kataria, D. O., Kallio, E., Koskinen, H., Säles, T., Riihelä, P., Schmidt, W., Kozyra, J., Luhmann, J., Roelof, E., Williams, D., Livi, S., Curtis, C. C., Hsieh, K. C., Sandel, B. R., Grande, M., Carter, M., Thocaven, J.-J., McKenna-Lawler, S., Orsini, S., Cerulli-Irelli, R., Maggi, M., Wurz, P., Bochsler, P., Krupp, N., Woch, J., Fränz, M., Asamura, K., Dierker, C., 2006, Mass composition of the escaping plasma at Mars, *Icarus*, 182, 320–328
- Carr, M. H., 1987, Water on Mars, *Nature*, 326, 30–35
- Carr, M. H., Head, J. W., 2003, Oceans on Mars: An assessment of the observational evidence and possible fate, *J. Geophys. Res.*, 108, 5042–5070
- Chassefière, E., Leblanc, F., 2004, Mars atmospheric escape and evolution; interaction with the solar wind, *Planet. Space Sci.*, 52, 1039–1058
- Chaufray, J. Y., Modolo, R., Leblanc, F., Chanteur, G., Johnson, R. E., Luhmann, J. G., 2007, Mars solar wind interaction: Formation of the Martian corona and atmospheric loss to space, *J. Geophys. Res.*, 112, 9009–9024
- Chen, R. H., Cravens, T. E., Nagy, A. F., 1978, The Martian ionosphere in the light of the Viking observations, *J. Geophys. Res.*, 83, 3871–3876
- Connerney, J. E. P., Acuña, M. H., Wasilewski, P. J., Ness, N. F., Reme, H., Mazelle, C., Vignes, D., Lin, R. P., Mitchell, D. L., Cloutier, P. A., 1999, Magnetic Lineations in the Ancient Crust of Mars, *Science*, 284, 794–798
- Coppa, G. G. M., Lapenta, G., Dellapiana, G., Donato, F., Riccardo, V., 1996, Blob method for kinetic plasma simulation with variable-size particles, *J. Comput. Phys.*, 127, 268–284
- Cravens, T. E., Kozyra, J. U., Nagy, A. F., Gombosi, T. I., Kurtz, M., 1987, Electron impact ionization in the vicinity of comets, *J. Geophys. Res.*, 92, 7341–7353
- Crider, D. H., Brain, D. A., Acuña, M. H., Vignes, D., Mazelle, C., Bertucci, C., 2004, Mars Global Surveyor Observations of Solar Wind Magnetic Field Draping Around Mars, *Space Sci. Rev.*, 111, 203–221
- Donahue, T. M., 2004, Accretion, loss, and fractionation of martian water, *Icarus*, 167, 225–227
- Dorn, M., 2008, Untersuchung des Pickup-Prozesses in räumlich und zeitlich variierenden Feldern, Diplomarbeit, TU Braunschweig
- Eastwood, J. W., Arter, W., Brealey, N. J., Hockney, R. W., 1995, Body-fitted electromagnetic PIC software for use on parallel computers, *Comput. Phys. Commun.*, 112, 155–178

- Edberg, N., Eriksson, A., Auster, U., Barabash, S., Bößwetter, A., Carr, C., Cowley, S., Cupido, E., Fränz, M., Glassmeier, K.-H., Goldstein, R., Leister, M., Lundin, R., Modolo, R., Nilsson, H., Richter, I., Samara, M., Trotignon, J., 2009, Simultaneous measurements of the Martian Plasma environment by Rosetta and Mars Express, *Planet. Space Sci.*, in press
- Fedorov, A., Budnik, E., Sauvaud, J.-A., Mazelle, C., Barabash, S., Lundin, R., Acuña, M., Holmström, M., Grigoriev, A., Yamauchi, M., Andersson, H., Thocaven, J.-J., Winningham, D., Frahm, R., Sharber, J. R., Scherrer, J., Coates, A. J., Linder, D. R., Kataria, D. O., Kallio, E., Koskinen, H., Säles, T., Riihelä, P., Schmidt, W., Kozyra, J., Luhmann, J., Roelof, E., Williams, D., Livi, S., Curtis, C. C., Hsieh, K. C., Sandel, B. R., Grande, M., Carter, M., McKenna-Lawler, S., Orsini, S., Cerulli-Irelli, R., Maggi, M., Wurz, P., Bochsler, P., Krupp, N., Woch, J., Fränz, M., Asamura, K., Dierker, C., 2006, Structure of the martian wake, *Icarus*, 182, 329–336
- Feldman, W. C., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Gosling, J. T., 1979, Long-term solar wind electron variations between 1971 and 1978, *J. Geophys. Res.*, 84, 7371–7377
- Fite, W. L., Smith, A. C. H., Stebbings, R. F., 1962, Charge Transfer in Collisions Involving Symmetric and Asymmetric Resonance, *Royal Society of London Proceedings Series A*, 268, 527–536
- Fox, J. L., 1997, Upper limits to the outflow of ions at Mars: Implications for atmospheric evolution, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 2901–2904
- Fox, J. L., Sung, K. Y., 2001, Solar activity variations of the Venus thermosphere/ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 106, 21 305–21 336
- Fränz, M., Dubinin, E., Roussos, E., Woch, J., Winningham, J. D., Frahm, R., Coates, A. J., Fedorov, A., Barabash, S., Lundin, R., 2006, Plasma Moments in the Environment of Mars, *Space Sci. Rev.*, 126, 165–207
- Fränz, M., Winningham, J. D., Dubinin, E., Roussos, E., Woch, J., Barabash, S., Lundin, R., Holmström, M., Andersson, H., Yamauchi, M., Grigoriev, A., Frahm, R. A., Sharber, J. R., Scherrer, J. R., Coates, A. J., Soobiah, Y., Linder, D. R., Kataria, D. O., Kallio, E., Säles, T., Riihelä, P., Schmidt, W., Koskinen, H. E. J., Kozyra, J., Luhmann, J., Roelof, E., Williams, D., Livi, S., Curtis, C. C., Hsieh, K. C., Sandel, B. R., Grande, M., Carter, M., Sauvaud, J.-A., Fedorov, A., Thocaven, J.-J., McKenna-Lawler, S., Orsini, S., Cerulli-Irelli, R., Maggi, M., Wurz, P., Bochsler, P., Krupp, N., Asamura, K., Dierker, C., 2006b, Plasma intrusion above Mars crustal fields - Mars Express ASPERA-3 observations, *Icarus*, 182, 406–412
- Galeev, A. A., Cravens, T. E., Gombosi, T. I., 1985, Solar wind stagnation near comets, *Astrophys. J.*, 289, 807–819
- Gauss, C., 1839, *Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus.*, in *Resultate aus den Beobachtungen Magnetischen Vereins im Jahre 1838*, S. 1–57, Weidmann, Leipzig, Germany, translated into English by E. Sabine and edited by R. Taylor in *Scientific Memoirs*, vol. 2, 1841, edited by Taylor and Taylor, pp. 184–251, London

- Glassmeier, K.-H., Boehnhardt, H., Koschny, D., Kührt, E., Richter, I., 2007a, The Rosetta Mission: Flying Towards the Origin of the Solar System, *Space Sci. Rev.*, 128, 1–4
- Glassmeier, K.-H., Richter, I., Diedrich, A., Musmann, G., Auster, U., Motschmann, U., Balogh, A., Carr, C., Cupido, E., Coates, A., Rother, M., Schwingenschuh, K., Szegö, K., Tsurutani, B., 2007b, RPC-MAG The Fluxgate Magnetometer in the ROSETTA Plasma Consortium, *Space Sci. Rev.*, 128, 649–670
- Gordiets, B. F., Kulikov, Y. N., 1985, On the mechanisms of cooling of the nightside thermosphere of Venus, *Adv. Space Res.*, 5, 113–117
- Gough, D. O., 1981, Solar interior structure and luminosity variations, *Sol. Phys.*, 74, 21–34
- Grießmeier, J.-M., Stadelmann, A., Penz, T., Lammer, H., Selsis, F., Ribas, I., Guinan, E. F., Motschmann, U., Biernat, H. K., Weiss, W. W., 2004, The effect of tidal locking on the magnetospheric and atmospheric evolution of “Hot Jupiters”, *Astron. Astrophys.*, 425, 753–762
- Grießmeier, J.-M., Zarka, P., Spreeuw, H., 2007, Predicting low-frequency radio fluxes of known extrasolar planets, *Astron. Astrophys.*, 475, 359–368, [arXiv:0806.0327](https://arxiv.org/abs/0806.0327)
- Guinan, E. F., Ribas, I., 2002, Our Changing Sun: The Role of Solar Nuclear Evolution and Magnetic Activity on Earth’s Atmosphere and Climate, in *The Evolving Sun and its Influence on Planetary Environments*, (Hg.) B. Montesinos, A. Gimenez, E. F. Guinan, Bd. 269 von *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.*, S. 85–107
- Hanson, W. B., Mantas, G. P., 1988, Viking electron temperature measurements: Evidence for a magnetic field in the Martian ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 93, 7538–7544
- Hanson, W. B., Sanatani, S., Zuccaro, D. R., 1977, The Martian ionosphere as observed by the Viking Retarding Potential Analyzers, *J. Geophys. Res.*, 82, 4351–4363
- Head, III, J. W., Hiesinger, H., Ivanov, M. A., Kreslavsky, M. A., Pratt, S., Thomson, B. J., 1999, Possible ancient oceans on Mars: evidence from Mars Orbiter Laser Altimeter data., *Science*, 286, 2134–2137
- Hewett, D. W., 1985, Elimination of Electromagnetic Radiation in Plasma Simulation - the DARWIN or Magnetoinductive Approximation, *Space Sci. Rev.*, 42, 29–40
- Huebner, W. F., 1985, The photochemistry of comets, S. 437–481, *Photochemistry of Atmospheres: Earth, the Other Planets, and Comets*
- Hunten, D. M., 1993, Atmospheric evolution of the terrestrial planets, *Science*, 259, 915–920
- Imbrie, J., 1982, Astronomical theory of the Pleistocene ice ages - A brief historical review, *Icarus*, 50, 408–422

- Israelevich, P. L., Gombosi, T. I., Ershkovich, A. I., DeZeeuw, D. L., Neubauer, F. M., Powell, K. G., 1999, The induced magnetosphere of comet Halley. 4. comparison of in situ observations and numerical simulations, *J. Geophys. Res.*, 104, 28 309–28 319
- Kallio, E., Janhunen, P., 2001, Atmospheric effects of proton precipitation in the Martian atmosphere and its connection to the Mars-solar wind interaction, *J. Geophys. Res.*, 106, 5617–5634
- Kallio, E., Janhunen, P., 2002, Ion escape from Mars in a quasi-neutral hybrid model, *J. Geophys. Res.*, 107, 1035
- Kallio, E., Luhmann, J. G., 1997, Charge exchange near Mars: The solar wind absorption and energetic neutral atom production, *J. Geophys. Res.*, 102, 22 183–22 197
- Kallio, E., Fedorov, A., Budnik, E., Säles, T., Janhunen, P., Schmidt, W., Koskinen, H., Riihelä, P., Barabash, S., Lundin, R., Holmström, M., Gunell, H., Brinkfeldt, K., Futaana, Y., Andersson, H., Yamauchi, M., Grigoriev, A., Sauvaud, J.-A., Thocaven, J.-J., Winningham, J. D., Frahm, R. A., Sharber, J. R., Scherrer, J. R., Coates, A. J., Linder, D. R., Kataria, D. O., Kozyra, J., Luhmann, J. G., Roelof, E., Williams, D., Livi, S., Curtis, C. C., Hsieh, K. C., Sandel, B. R., Grande, M., Carter, M., McKenna-Lawler, S., Orsini, S., Cerulli-Irelli, R., Maggi, M., Wurz, P., Bochsler, P., Krupp, N., Woch, J., Fränz, M., Asamura, K., Dierker, C., 2006, Ion escape at Mars: Comparison of a 3-D hybrid simulation with Mars Express IMA/ASPERA-3 measurements, *Icarus*, 182, 350–359
- Karhu, J., Epstein, S., 1986, The implication of the oxygen isotope records in coexisting cherts and phosphates, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 50, 1745–1756
- Kass, D. M., 2001, Loss of Water to Space from Mars: Processes and Implications, AGU Fall Meeting Abstracts, Dec. 10-14
- Kasting, J. F., Catling, D., 2003, Evolution of a Habitable Planet, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 41, 429–463
- Kasting, J. F., Pollack, J. B., 1983, Loss of water from Venus. I - Hydrodynamic escape of hydrogen, *Icarus*, 53, 479–508
- Kotova, G., Verigin, M., Remizov, A., Rosenbauer, H., Livi, S., Szegö, K., Tatrallyay, M., Slavin, J., Lemaire, J., Schwingenschuh, K., Zhang, T. L., 1997, Study of the solar wind deceleration upstream of the Martian terminator bow shock, *J. Geophys. Res.*, 102, 2165–2173
- Krasnopolsky, V. A., 2002, Mars' upper atmosphere and ionosphere at low, medium, and high solar activities: Implications for evolution of water, *J. Geophys. Res.*, 107, 5128
- Krasnopolsky, V. A., Feldman, P. D., 2001a, Detection of Molecular Hydrogen in the Atmosphere of Mars, *Science*, 294, 1914–1917
- Krasnopolsky, V. A., Feldman, P. D., 2001b, Detection of Molecular Hydrogen in the Atmosphere of Mars, *Science*, 294, 1914–1917

- Kulikov, Y. N., Lammer, H., Lichtenegger, H. I. M., Terada, N., Ribas, I., Kolb, C., Langmayr, D., Lundin, R., Guinan, E. F., Barabash, S., Biernat, H. K., 2006, Atmospheric and water loss from early Venus, *Planet. Space Sci.*, 54, 1425–1444
- Kulikov, Y. N., Lammer, H., Lichtenegger, H. I. M., Penz, T., Breuer, D., Spohn, T., Lundin, R., Biernat, H. K., 2007, A Comparative Study of the Influence of the Active Young Sun on the Early Atmospheres of Earth, Venus, and Mars, *Space Sci. Rev.*, 129, 207–243
- Lammer, H., Lichtenegger, H. I. M., Kolb, C., Ribas, I., Guinan, E. F., Abart, R., Bauer, S. J., 2003, Loss of water from Mars: Implications for the oxidation of the soil, *Icarus*, 165, 9–25
- Lammer, H., Kolb, C., Penz, T., Amerstorfer, U. V., Biernat, H. K., Bodiselitsch, B., 2003b, Estimation of the past and present Martian water-ice reservoirs by isotopic constraints on exchange between the atmosphere and the surface, *Int. J. Astrobiol.*, 2, 195–202
- Lammer, H., Kulikov, Y. N., Lichtenegger, H. I. M., 2006, Thermospheric X-Ray and Euv Heating by the Young Sun on Early Venus and Mars, *Space Sci. Rev.*, 122, 189–196
- Langlais, B., Purucker, M. E., Manda, M., 2004, Crustal magnetic field of Mars, *J. Geophys. Res.*, 109, 2008–2024
- Lapenta, G., Brackbill, J. U., 1994, Dynamic and selective control of the number of particles in kinetic plasma simulations, *J. Comput. Phys.*, 115, 213–227
- Laskar, J., Levrard, B., Mustard, J. F., 2002, Orbital forcing of the martian polar layered deposits, *Nature*, 419, 375–377
- Leblanc, F., Johnson, R. E., 2002, Role of molecular species in pickup ion sputtering of the Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 107, 5010–5016
- Leshin, L. A., Epstein, S., Stolper, E. M., 1996, Hydrogen isotope geochemistry of SNC meteorites, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 60, 2635–2650
- Lichtenegger, H., Dubinin, E., 1998, Model calculation of the planetary ion distribution in the Martian tail, *Earth Planets Space*, 50, 445–452
- Liu, Y., Nagy, A. F., Groth, P. T., DeZeeuw, D. L., Gombosi, T. I., 1999, 3D multi-fluid MHD studies of the solar wind interaction with Mars, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 2689–2692
- Liu, Y., Nagy, A. F., Gombosi, T. I., DeZeeuw, D. L., Powell, K. G., 2001, The solar wind interaction with Mars: results of three-dimensional three-species MHD studies, *Adv. Space Res.*, 27, 1837–1846
- Lowell, P., 1909, Mars as the Abode of Life, *Science*, 30, 880
- Luhmann, J. G., 1990, A model of the ion wake of Mars, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 869–872

- Luhmann, J. G., 1995, Introduction to space physics, in Introduction to space physics, (Hg.) M. G. Kivelson, C. T. Russell, Kap. 8, Plasma interactions with unmagnetized bodies, S. 203–226, Cambridge University Press
- Luhmann, J. G., 1997, Correction to “The ancient oxygen exosphere of Mars: Implications for atmosphere evolution” by Zhang et al., *J. Geophys. Res.*, 102, 1637–1638
- Luhmann, J. G., Kozyra, J. U., 1991, Dayside pickup oxygen ion precipitation at Venus and Mars: Spatial distributions, energy deposition, and consequences, *J. Geophys. Res.*, 96, 5457–5467
- Lundin, R., Guglielmi, A., 2006, Ponderomotive Forces in Cosmos, *Space Sci. Rev.*, 127, 1–116
- Lundin, R., Borg, H., Hultqvist, B., Zakharov, A., Pellinen, R., 1989, First measurements of the ionospheric plasma escape from Mars, *Nature*, 341, 609–612
- Lundin, R., Zakharov, A., Pellinen, R., Barabash, S. W., Borg, H., Dubinin, E. M., Hultqvist, B., Koskinen, H., Liede, I., Pissarenko, N., 1990, ASPERA/Phobos measurements of the ion outflow from the Martian ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 873–876
- Lundin, R., Norberg, O., Dubinin, E. M., Pissarenko, N., Koskinen, H., 1991, On the momentum transfer of the solar wind to the Martian topside ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 18, 1059–1062
- Lundin, R., Barabash, S., Andersson, H., Holmström, M., Grigoriev, A., Yamauchi, M., Sauvaud, J.-A., Fedorov, A., Budnik, E., Thocaven, J.-J., Winningham, D., Frahm, R., Scherrer, J., Sharber, J., Asamura, K., Hayakawa, H., Coates, A., Linder, D. R., Curtis, C., Hsieh, K. C., Sandel, B. R., Grande, M., Carter, M., Reading, D. H., Koskinen, H., Kallio, E., Riihela, P., Schmidt, W., Säles, T., Kozyra, J., Krupp, N., Woch, J., Luhmann, J., McKenna-Lawler, S., Cerulli-Irelli, R., Orsini, S., Maggi, M., Mura, A., Milillo, A., Roelof, E., Williams, D., Livi, S., Brandt, P., Wurz, P., Bochsler, P., 2004, Solar Wind-Induced Atmospheric Erosion at Mars: First Results from ASPERA-3 on Mars Express, *Science*, 305, 1933–1936
- Lundin, R., Lammer, H., Ribas, I., 2007, Planetary Magnetic Fields and Solar Forcing: Implications for Atmospheric Evolution, *Space Sci. Rev.*, 129, 245–278
- Lundin, R., Barabash, S., Fedorov, A., Holmström, M., Nilsson, H., Sauvaud, J.-A., Yamauchi, M., 2008, Solar forcing and planetary ion escape from Mars, *Geophys. Res. Lett.*, 35, 9203–9208
- Lunine, J. I., Chambers, J., Morbidelli, A., Leshin, L. A., 2003, The origin of water on Mars, *Icarus*, 165, 1–8
- Ma, Y., Nagy, A. F., Hansen, K. C., DeZeeuw, D. L., Gombosi, T. I., Powell, K. G., 2002, Three-dimensional multispecies MHD studies of the solar wind interaction with Mars in the presence of crustal fields, *J. Geophys. Res.*, 107, 1282–1289

- Ma, Y., Nagy, A. F., Sokolov, I. V., Hansen, K. C., 2004, Three-dimensional, multispecies, high spatial resolution MHD studies of the solar wind interaction with Mars, *J. Geophys. Res.*, 109, 7211–7220
- Ma, Y.-J., Nagy, A. F., 2007, Ion escape fluxes from Mars, *Geophys. Res. Lett.*, 34, 8201–8205
- Malin, M. C., Edgett, K. S., 2000, Sedimentary Rocks of Early Mars, *Science*, 290, 1927–1937
- Malin, M. C., Carr, M. H., Danielson, G. E., Davies, M. E., Hartmann, W. K., Ingersoll, A. P., James, P. B., Masursky, H., McEwen, A. S., Soderblom, L. A., Thomas, P., Ververka, J., Caplinger, M. A., Ravine, M. A., Soulanille, T. A., Warr En, J. L., 1998, Early Views of the Martian Surface from the Mars Orbiter Camera of Mars Global Surveyor, *Science*, 279, 1681–1685
- Martinez, C., Boesswetter, A., Fränz, M., Roussos, E., Woch, J., Krupp, N., Dubinin, E., Motschmann, U., Simon, S., Barabash, S., Lundin, R., Zhang, T. L., Lammer, H., Lichtenegger, H., Kulikov, Y., 2009, The plasma environment of venus: comparison of venus express aspera-4 measurements with 3d hybrid simulations, *J. Geophys. Res.*, 114, 30–45
- Matthews, A. P., 1994, Current advance method and cyclic leapfrog for 2D multispecies hybrid plasma simulations, *J. Comput. Phys.*, 112, 102–116
- McElroy, M. B., Donahue, T. M., 1972, Stability of the martian atmosphere, *Science*, 177, 986–988
- McElroy, M. B., Kong, T. Y., Yung, Y. L., 1977, Photochemistry and evolution of Mars' atmosphere: A Viking perspective, *J. Geophys. Res.*, 82, 4379–4388
- McKay, C. P., Friedman, E. I., Wharton, R. A., Davies, W. L., 1992, History of water on Mars: a biological perspective., *Adv. Space Res.*, 12, 231–238
- McKenna-Lawlor, S. M. P., Dryer, M., Fry, C. D., Sun, W., Lario, D., Deehr, C. S., Sanaahuja, B., Afonin, V. A., Verigin, M. I., Kotova, G. A., 2005, Predictions of energetic particle radiation in the close Martian environment, *J. Geophys. Res.*, 110, 3102
- Modolo, R., Chanteur, G. M., Dubinin, E., Matthews, A. P., 2005, Influence of the solar EUV flux on the Martian plasma environment, *Ann. Geophys.*, 23, 433–444
- Modolo, R., Chanteur, G. M., Dubinin, E., Matthews, A. P., 2006, Simulated solar wind plasma interaction with the Martian exosphere: influence of the solar EUV flux on the bow shock and the magnetic pile-up boundary, *Ann. Geophys.*, 24, 3403–3410
- Moehlmann, D., 1992, The question of a Martian planetary magnetic field, *Adv. Space Res.*, 12, 213–217
- Mojzsis, S. J., Arrhenius, G., McKeegan, K. D., Harrison, T. M., Nutman, A. P., Friend, C. R. L., 1996, Evidence for life on Earth before 3,800 million years ago, *Nature*, 384, 55–59

- Montmessin, F., Haberle, R. M., Forget, F., Langevin, Y., Clancy, R. T., Bibring, J.-P., 2007, On the origin of perennial water ice at the south pole of Mars: A precession-controlled mechanism?, *J. Geophys. Res.*, 112, 8
- Motschmann, U., Kührt, E., 2006, Interaction of the Solar Wind with Weak Obstacles: Hybrid Simulations for Weakly Active Comets and for Mars, *Space Sci. Rev.*, 122, 197–207
- Müller, J., 2007, Entwicklung eines numerischen Modells zur Untersuchung der Wechselwirkung leitfähiger Objekte mit dem Sonnenwind, Diplomarbeit, TU Braunschweig
- Nagy, A. F., Cravens, T. E., 1988, Hot oxygen atoms in the upper atmospheres of Venus and Mars, *Geophys. Res. Lett.*, 15, 433–435
- Nagy, A. F., Winterhalter, D., Sauer, K., Cravens, T. E., Brecht, S., Mazelle, C., Crider, D., Kallio, E., Zakharov, A., Dubinin, E., Verigin, M., Kotova, G., Axford, W. I., Bertucci, C., Trotignon, J. G., 2004, The plasma Environment of Mars, *Space Sci. Rev.*, 111, 33–114
- Newkirk, Jr., G., 1980, Solar variability on time scales of 10^5 years to $10^{9.6}$ years, in *The Ancient Sun: Fossil Record in the Earth, Moon and Meteorites*, (Hg.) R. O. Pepin, J. A. Eddy, R. B. Merrill, S. 293–320
- Omidi, N., Winske, D., 1990, Steepening of kinetic magnetosonic waves into shocklets: Simulations and consequences for planetary shocks and comets, *J. Geophys. Res.*, 95, 2281–2300
- Parker, E. N., 1958, Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields., *Astrophys. J.*, 128, 664–676
- Penz, T., Erkaev, N. V., Biernat, H. K., Lammer, H., Amerstorfer, U. V., Gunell, H., Kallio, E., Barabash, S., Orsini, S., Milillo, A., Baumjohann, W., 2004, Ion loss on Mars caused by the Kelvin-Helmholtz instability, *Planet. Space Sci.*, 52, 1157–1167
- Pérez-de-Tejada, H., 1992, Solar wind erosion of the Mars early atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 97, 3159–3167
- Pérez-de-Tejada, H., 1998, Momentum transport in the solar wind erosion of the Mars ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 103, 31 499–31 508
- Petit, J. R., Basile, I., Leruyet, A., Raynaud, D., Lorius, C., Jouzel, J., Stievenard, M., Lipenkov, V. Y., Barkov, N. I., Kudryashov, B. B., Davis, M., Saltzman, E., Kotlyakov, V., 1997, Four climate cycles in Vostok ice core, *Nature*, 387, 359–360
- Pilipp, W. G., Miggenrieder, H., Mühlhäuser, K.-H., Rosenbauer, H., Schwenn, R., 1990, Large-scale variations of thermal electron parameters in the solar wind between 0.3 and 1 AU, *J. Geophys. Res.*, 95, 6305–6329
- Pollack, J. B., Kasting, J. F., Richardson, S. M., Poliakov, K., 1987, The case for a wet, warm climate on early Mars, *Icarus*, 71, 203–224

- Preusse, S., Kopp, A., Büchner, J., Motschmann, U., 2005, Stellar wind regimes of close-in extrasolar planets, *Astron. Astrophys.*, 434, 1191–1200
- Purucker, M., Ravat, D., Frey, H., Voorhies, C., Sabaka, T., Acuña, M., 2000, An altitude-normalized magnetic map of Mars and its interpretation, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 2449–2452
- Ribas, I., Guinan, E. F., Güdel, M., Audard, M., 2005, Evolution of the Solar Activity over Time and Effects on Planetary Atmospheres. I. High-Energy Irradiances (1-1700 Å), *Astrophys. J.*, 622, 680–694, [arXiv:astro-ph/0412253](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0412253)
- Rosenbauer, H., Shutte, N., Apáthy, I., Galeev, A., Gringauz, K., Grünwaldt, H., Hemmerich, P., Jockers, K., Király, P., Kotova, G., Livi, S., Marsch, E., Richter, A., Riedler, W., Remizov, T., Schwenn, R., Schwingenschuh, K., Steller, M., Szegö, K., Verigin, M., Witte, M., 1989, Ions of Martian origin and plasma sheet in the Martian magnetosphere/ initial results of the TAUS experiment, *Nature*, 341, 612–614
- Russell, C. T., Luhmann, J. G., Spreiter, J. R., Stahara, S. S., 1984, The magnetic field of Mars: implications from gas dynamic modeling, *J. Geophys. Res.*, 89, 2997–3003
- Russell, C. T., Luhmann, J. G., Schwingenschuh, K., Riedler, W., Yeroshenko, Y., 1990, Upstream waves at Mars - PHOBOS observations, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 897–900
- Saar, S. H., 1996, Recent magnetic fields measurements of stellar, in *Stellar Surface Structure*, (Hg.) K. G. Strassmeier, J. L. Linsky, Bd. 176 von IAU Symposium, S. 237–244
- Sagan, C., Mullen, G., 1972, Earth and Mars: Evolution of Atmospheres and Surface Temperatures, *Science*, 177, 52–56
- Sauer, K., Dubinin, E., 2000, The nature of the Martian "obstacle boundary", *Adv. Space Res.*, 26, 1633–1637
- Sauer, K., Bogdanov, A., Baumgärtel, K., 1994, Evidence of an ion composition boundary (protonopause) in bi-ion fluid simulations of solar wind mass loading, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 2255–2258
- Schubert, G., Russell, C. T., Moore, W. B., 2000, Geophysics: Timing of the Martian dynamo, *Nature*, 408, 666–667
- Schunk, R. W., Nagy, A. F., 2000, *Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry*, Cambridge, Atmospheric and Space Science Series
- Schwenn, R., 1990, Large-scale structure of the interplanetary medium, in *Physics of the Inner Heliosphere - Part One - Largescale Phenomena*, Bd. 20 von *Physics and Chemistry in Space - Space and Solar Physics*, S. 99–181, Springer-Verlag
- Selsis, F., Lammer, H., Ribas, I., Guinan, E. F., Lichtenegger, H. I. M., Lara, L.-M., Tehrany, M. G., Hanslmeier, A., 2002, Radiation and particle exposure of the Martian paleoatmosphere: implications for the loss of water, in *Proceedings of the First European Workshop on Exo-Astrobiology*, 16 - 19 September 2002, Graz, Austria., (Hg.)

- N. Huguette Lacoste, Noordwijk, Bd. 518, S. 553 – 554, ESA Publications Division, ISBN 92-9092-828-X
- Shimazu, H., 1999, Three-dimensional hybrid simulation of magnetized plasma flow around an obstacle, *Earth Planets Space*, 51, 383–393
- Shimazu, H., 2001, Three-dimensional hybrid simulation of solar wind interaction with unmagnetized planets, *J. Geophys. Res.*, 106, 8333–8342
- Shinagawa, H., Bougher, 1999, A two-dimensional MHD model of the solar wind interaction with Mars, *Earth Planets Space*, 51, 55–60
- Simon, S., 2007, Titan's highly variable plasma environment: A 3D hybrid simulation study, Doktorarbeit, TU Braunschweig, ISBN 978-3-936586-73-2
- Simon, S., Bagdonat, T., Motschmann, U., Glassmeier, K.-H., 2006, Plasma environment of magnetized asteroids: A 3D hybrid simulation study, *Ann. Geophys.*, 24, 407–414
- Simon, S., Boesswetter, A., Bagdonat, T., Motschmann, U., 2007a, Physics of the ion composition boundary: a comparative 3-d hybrid simulation study of mars and titan, *Ann. Geophys.*, 25, 99–115
- Simon, S., Boesswetter, A., Bagdonat, T., Motschmann, U., Schuele, J., 2007b, Three-dimensional multispecies hybrid simulation of titan's highly variable plasma environment, *Ann. Geophys.*, 25, 117–144
- 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, 4107
- Simon, S., Motschmann, U., Kleindienst, G., Saur, J., Bertucci, C. L., Dougherty, M. K., Arridge, C. S., Coates, A. J., 2009, Titan's plasma environment during a magnetosheath excursion: Real-time scenarios for cassini's t32 flyby from a hybrid simulation, *Ann. Geophys.*, 27, 669–685
- Spreiter, J. R., Stahara, S. S., 1980, A new predictive model for determining solar wind-terrestrial planet interactions, *J. Geophys. Res.*, 85, 6769–6777
- Spreiter, J. R., Stahara, S. S., 1992, Computer modeling of the solar wind interaction with Venus and Mars, in *Venus and Mars: Atmospheres, Ionospheres, and Solar Wind interactions*, Bd. 66 von *Geophysical Monograph*, S. 345–383, American Geophysical Union
- Squyres, S. W., 1989, Urey prize lecture - Water on Mars, *Icarus*, 79, 229–288
- Stebbins, R. F., Smith, A. C. H., Ehrhardt, H., 1964, Charge Transfer between Oxygen Atoms and O⁺ and H⁺ Ions, *J. Geophys. Res.*, 69, 2349–2355
- Stevenson, D. J., 2001, Mars' core and magnetism, *Nature*, 412, 214–219

- Stubbe, P., 1968, Frictional forces and collisions frequencies between moving ion and neutral gases, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 30, 1965–1985
- Szegö, K., Glassmeier, K.-H., Bingham, R., Bogdanov, A., Fischer, C., Haerendel, G., Brinca, A., Cravens, T., Dubinin, E., Sauer, K., Fisk, L., Gombosi, T., Schwadron, N., Isenberg, P., Lee, M., Mazelle, C., Möbius, E., Motschmann, U., Shapiro, V.D., Tsurutani, B., Zank, G., 2000, Physics of Mass Loaded Plasmas, *Space Sci. Rev.*, 94, 429–671
- Tanaka, T., 1993, Configurations of the solar wind flow and magnetic field around the planets with no magnetic field: Calculation by a new MHD simulation scheme, *J. Geophys. Res.*, 98, 17 251–17 262
- Terada, N., Machida, S., Shinagawa, H., 2002, Global hybrid simulation of the Kelvin-Helmholtz instability at the Venus ionopause, *J. Geophys. Res.*, 107, 1471–1491
- Terada, N., Kulikov, Y.N., Lammer, H., Lichtenegger, H. I. M., Tanaka, T Shinagawa, H., Zhang, T., 2008, Atmosphere and water loss from early Mars under extreme solar wind and EUV conditions, *Astrobiology*, submitted
- Toon, O. B., Pollack, J. B., Ward, W., Burns, J. A., Bilski, K., 1980, The astronomical theory of climatic change on Mars, *Icarus*, 44, 552–607
- Torr, M. R., Torr, D. G., 1985, Ionization frequencies for solar cycle 21 - Revised, *J. Geophys. Res.*, 90, 6675–6678
- Treumann, R. A., Baumjohann, W., 1996, Basic plasma physics, Imperial College Press
- Trotignon, J. G., Dubinin, E., Grard, R., Barabash, S., Lundin, R., 1996, Martian plane-topause as seen by the plasma wave system onboard Phobos 2, *J. Geophys. Res.*, 101, 24 965–24 977
- Trotignon, J. G., Mazelle, C., Bertucci, C., Acuña, M. H., 2006, Martian shock and magnetic pile-up boundary positions and shapes determined from the Phobos 2 and Mars Global Surveyor data sets, *Planet. Space Sci.*, 54, 357–369
- Vignes, D., Mazelle, C., Rme, H., Acuña, M. H., Connerney, J. E. P., Lin, R. P., Mitchell, D. L., Cloutier, P., Crider, D. H., Ness, N. F., 2000, The solar wind interaction with Mars: locations and shapes of the bow shock and the observations of the MAG/ER experiment onboard Mars Global Surveyor, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 49–52
- Wahlund, J.-E., Boström, R., Gustafsson, G., A., G. D., Kurth, W. S., Pedersen, A., Averkamp, T. F., Hospodarsky, G. B., Persoon, A. M., Canu, P., Neubauer, F. M., Dougherty, M. K., Eriksson, A. I., Morooka, M. W., Gill, R., André, M., Eliasson, L., Mueller-Wodarg, I., 2005, Cassini Measurements of Cold Plasma in the Ionosphere of Titan, *Science*, 308, 986–989
- Ward, W. R., 1992, Long-term orbital and spin dynamics of Mars, in *Mars*, (Hg.) H. Kieffer, B. Jakosky, C. Snyder, M. Matthews, S. 298–320, University of Arizona Press, Tucson

- Weber, E. J., Davis, L. J., 1967, The Angular Momentum of the Solar Wind, *Astrophys. J.*, 148, 217–227
- Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., Linsky, J. L., 2002, Measured Mass-Loss Rates of Solar-like Stars as a Function of Age and Activity, *Astrophys. J.*, 574, 412–425, [arXiv:astro-ph/0203437](#)
- Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., Linsky, J. L., Redfield, S., 2005, New Mass-Loss Measurements from Astrospheric Ly α Absorption, *Astrophys. J.*, 628, L143–L146, [arXiv:astro-ph/0506401](#)
- Zhang, M. H. G., Luhmann, J. G., Bougher, S. W., Nagy, A. F., 1993, The ancient oxygen exosphere of Mars - Implications for atmosphere evolution, *J. Geophys. Res.*, 98, 10915–10923
- Zhang, M. H. G., Luhmann, J. G., Nagy, A. F., Spreiter, J. R., Stahara, S. S., 1993, Oxygen ionization rates at Mars and Venus: Relative contributions of impact ionization and charge exchange, *J. Geophys. Res.*, 98, 3311–3318
- Zurek, R. W., Martin, L. J., 1993, Interannual variability of planet-encircling dust storms on Mars, *J. Geophys. Res.*, 98, 3247–3259

Veröffentlichungen

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Fakultät für Physik und Geowissenschaften, vertreten durch die Mentorin oder den Mentor der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

Veröffentlichungen:

- Bößwetter et al.(2005): Bößwetter, A., Bagdonat, T., Motschmann, U., Sauer, K., Global 3d hybrid simulation study of the Martian plasma boundaries, Proceedings of ISSS-7, 235–236, 2005.
- Bößwetter et al.(2007): Bößwetter, A., Simon, S., Bagdonat, T., Motschmann, U., Fränz, M., Roussos, E., Krupp, N., Woch, J., Schüle, J., Barabash, S., Lundin, R., Comparison of plasma data from ASPERA-3/Mars-Express with a 3-D hybrid simulation, Ann. Geophys., 25, 1851–1864, 2007.
- Bößwetter et al.(2008): Bößwetter, A., Auster, U., Richter, I., Fränz, M., Langlais, B., McKenna-Lawlor, S., Simon, S., Motschmann, U., Glassmeier, K. H. Edberg, N.J.T., Lundin, R., Rosetta Swing-by at Mars - An Analysis of the ROMAP Measurements in comparison with results of 3d multi-ion hybrid simulations and MEX/ASPERA-3 data, Ann. Geophys., accepted, 2009.
- Bößwetter et al.(2008): Bößwetter, A., Lammer, H., Kulikov, Y., Motschmann, U., Simon, S., Non-thermal loss of water from the atmosphere of the early Mars: 3D multi-ion hybrid simulations, Ann. Geophys., submitted, 2009.
- Erkaev et al.(2007): Erkaev, N. V., Bößwetter, A., Motschmann, U., Biernat, H. K., Aspects of solar wind interaction with Mars: comparison of fluid and hybrid simulations, Ann. Geophys., 25, 145–159, 2007.
- Simon et al.(2007a): Simon, S., Boesswetter, A., Bagdonat, T., Motschmann, U., Physics of the ion composition boundary: a comparative 3-d hybrid simulation study of mars and titan, Ann. Geophys., 25, 99–115, 2007.
- Simon et al.(2007b): Simon, S., Boesswetter, A., Bagdonat, T., Motschmann, U., Schuele, J., Three-dimensional multispecies hybrid simulation of titan's highly variable plasma environment, Ann. Geophys., 25, 117–144, 2007.
- Roussos et al.(2008): Roussos, E., Müller, J., Simon, S., Boesswetter, A., Motschmann, U., Krupp, N., Fränz, M., Woch, J., Khurana, K. K. and Dougherty, M. K.,

Plasma and fields in the wake of Rhea: 3D hybrid simulation and comparison with Cassini data, *Ann. Geophys.*, 26, 619–637, 2008.

- Martinecz et al.(2009): Martinecz, C., Boesswetter, A., Fränz, M., Roussos, E., Woch, J., Krupp, N., Dubinin, E., Motschmann, U., Simon, S., Barabash, S., Lundin, R., Zhang, T.L., Lammer, H., Lichtenegger, H., Kulikov, Y., The plasma environment of venus: comparison of venus express aspera-4 measurements with 3d hybrid simulations, *J. Geophys. Res.*, 114, E00B30, doi:10.1029/2008JE003174, 2009.
- Edberg et al.(2008): Edberg, N. J. T., Eriksson, A. I., Auster, U., Barabash, S., Bößwetter, A., Carr, C. M., Cowley, S. W. H., Cupido, E., Fränz, M., Glassmeier, K.-H., Goldstein, R., Lester, M., Lundin, R., Modolo, R., Nilsson, H., Richter, I., Samara, M., Trotignon, J. G., Simultaneous measurements of the Martian plasma environment by Rosetta and Mars Express, *Planet. Space Sci.*, in press, 2009.
- Gortsas et al.(2009): Gortsas, N., Motschmann, U., Kühr, E., Knollenberg, J., Simon, S., Boesswetter, A., Mapping of coma anisotropies to plasma structures of weak comets: a 3-D hybrid simulation study, *Ann. Geophys.*, 27, 1555–1572, 2009.
- Edberg et al.(2009): Edberg, N. J. T., Eriksson, A. I., Auster, U., Barabash, S., Brain, D. A., Burch, J. L., Bößwetter, A., Carr, C. M., Cowley, S. W. H., Cupido, E., Fränz, M., Glassmeier, K.-H., Goldstein, R., Lester, M., Lundin, R., Modolo, R., Nilsson, H., Richter, I., Samara, M., Trotignon, J. G., Rosetta and Mars Express observations of a shape asymmetry in the Martian plasma boundaries, *Geophys. Res. Letters*, submitted, 2009.
- Brain et al.(2009): Brain, D., Barabash, S., Boesswetter, A., Bougher, S., Brecht, S., Chanteur, G., Crider, D., Dubinin, E., Fang, X., Fraenz, M., Halekas, J., Harnett, E., Holmstrom, M., Kallio, E., Lammer, H., Ledvina, S., Liemohn, M., Liu, K., Luhmann, J., Ma, Y., Modolo, R., Nagy, A., Motschmann, U., Nilsson, H., Shinagawa, H., Simon, S., Terada, N., A Comparison of Global Models for the Solar Wind Interaction with Mars, *Icarus*, submitted, 2009.

Vorträge und Tagungsbeiträge:

1. A. Bößwetter, T. Bagdonat, U. Motschmann and K. Sauer: *Plasma boundaries at Mars: A 3D simulation study*, Vortrag, European Geosciences Union (EGU) General Assembly, Nice, France, 25-30. April 2004.
2. A. Bößwetter, T. Bagdonat, U. Motschmann und K. Sauer: *Plasmagrenzschichten am Mars: Eine 3D Hybrid-Simulations-Studie*, Vortrag, Frühjahrstagung der Arbeitsgemeinschaft Extraterrestrische Forschung, Kiel, Germany, 8.- 11. März 2004.
3. A. Bößwetter, T. Bagdonat, U. Motschmann und K. Sauer: *Plasmagrenzschichten am Mars: Eine 3D Hybrid-Simulations-Studie*, Vortrag, Erste Absolventenfeier des Fachbereichs für Physik und Geowissenschaften, TU Braunschweig, Braunschweig, Germany, 26. Juni 2004.

4. A. Bößwetter, T. Bagdonat, U. Motschmann und K. Sauer: *Plasma boundaries at Mars: A 3D simulation study*, Vortrag, Solar System Seminar, Max Planck Institute for Solar System Research (MPS), Katlenburg-Lindau, Germany, 1. Dezember 2004.
5. A. Bößwetter, T. Bagdonat, U. Motschmann und K. Sauer: *Global 3d hybrid simulation study of the Martian plasma boundaries*, Poster, 7th International School/Symposium for Space Simulations (ISSS-7), Kyoto University, Kyoto, Japan, 26-31. März 2005.
6. A. Bößwetter, U. Motschmann: *Plasma and field transport through the Martian induced magnetosphere: Global 3d hybrid simulation*, Vortrag, Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) Priority Program 1115, Mars and the Terrestrial Planets, 3rd Colloquium, Berlin, Germany, 29-30. August 2005.
7. A. Bößwetter, J. Schüle, U. Motschmann: *Simulation of the evolution of the Martian water inventory*, Vortrag, Solar System Seminar, Max Planck Institute for Solar System Research (MPS), Katlenburg-Lindau, Germany, 18. Januar 2006.
8. A. Bößwetter, U. Motschmann, J. Schüle: *3-D Hybrid simulations of nonthermal atmospheric loss at Mars*, Vortrag, International Space Science Institute (ISSI), 2th team meeting 'Evolution of Habitable Planets', Bern, Switzerland, 21. Februar 2006.
9. A. Bößwetter, J. Schüle, U. Motschmann: *Parallelisierung eines 3D Hybrid-Codes für die Untersuchung der Plasmaumgebung am Mars*, Vortrag, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (DPG), Heidelberg, Germany, 13 - 16. März 2006.
10. A. Boesswetter; S. Simon, M. Fraenz, N. Krupp, J. Woch, E. Roussos, T. Bagdonat, U. Motschmann: *The Martian Plasma Environment: Comparison of Mars-Express ASPERA-3 measurements with 3d hybrid simulations*, Vortrag, European Planetary Science Congress, Berlin, Germany, 18 - 22. September 2006.
11. A. Bößwetter, S. Simon, M. Fraenz, N. Krupp, J. Woch, E. Roussos, J. Schüle, S. Barabash, and R. Lundin, T. Bagdonat and U. Motschmann, *Plasmaumgebung am Mars: Simulationen im Vergleich mit Mars-Express Beobachtungen*, Vortrag, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) - Institut für Planetenforschung, Berlin, Germany, 24. November 2006.
12. A. Boesswetter, S. Simon, U. Motschmann, T. Bagdonat, H. Lammer: *Three-dimensional Hybrid Simulations of the Evolution of the Martian Plasma Environment*, Poster, American Geophysical Union (AGU), Fall Meeting, San Francisco, California, USA, 11-15. Dezember 2006.
13. A. Boesswetter, Y. Kulikov, H. Lammer, T. Bagdonat, S. Simon, U. Motschmann: *3d hybrid simulations of the evolution of the Martian atmosphere*, Vortrag, Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) Priority Program 1115, Mars and the Terrestrial Planets, 4th Colloquium, Berlin, Germany, 19-20. Februar 2007.

14. A. Bößwetter, S. Simon, U. Motschmann: *Transport Processes in the Martian Plasma Environment*, Vortrag, Solar System Seminar, Max Planck Institute for Solar System Research (MPS), Katlenburg-Lindau, Germany, 14. Februar 2007.
15. A. Bößwetter, U. Motschmann, K.H. Glaßmeier, I. Richter, U. Auster: *RPC and ROMAP data in Comparison with 3D Hybrid Simulations*, Vortrag, Rosetta Mission, 22nd Science Working Team Meeting, European Space Research and Technology Centre (ESTEC), Noordwijk, The Netherlands, 26-28. März 2007.
16. A. Boesswetter, Y. Kulikov, H. Lammer: *3d hybrid simulations of the evolution of the Martian atmosphere*, Poster, European Geosciences Union (EGU) General Assembly, Vienna, Austria, 15-20. April 2007.
17. A. Boesswetter, U. Motschmann, K. Glassmeier, U. Auster, I. Richter, N. Edberg, A. Eriksson, R. Lundin: *3d Hybrid Simulation of the Martian Plasma Environment and Comparison With Rosetta Flyby Data*, Vortrag, Europlanet - European Planetary Science Congress #2, Potsdam, Germany, 19-24. August 2007.
18. A. Boesswetter, Y. Kulikov, H. Lammer, N. Terada, T. Bagdonat, J. Schuele, U. Motschmann: *Evolution of the ancient Martian atmosphere and plasma environment studied by 3d hybrid simulations*, Poster, Europlanet - European Planetary Science Congress #2, Potsdam, Germany, 19-24. August 2007.
19. A. Bößwetter, U. Motschmann, K.H. Glassmeier, I. Richter, U. Auster, N. Edberg, A. Eriksson, R. Lundin: *3d Hybrid Simulation of the Martian Plasma Environment and Comparison With Rosetta Flyby Data*, Vortrag, Rosetta Mission, RPC Team Meeting, Swedish Institute of Space Physics, Kiruna, Sweden, 28-30. August 2007.
20. A. Boesswetter, H. Lammer, T. Bagdonat, U. Motschmann, S. Barabash, J. Schüle, M. Dorn: *3D Hybrid Simulations: A Global Picture of the Martian Plasma Environment*, Chapman Conference on the Solar Wind Interaction with Mars, San Diego, California, USA, 22-25. Januar 2008.
21. A. Boesswetter, U. Motschmann, H. Lammer, M. Fraenz, J. Schüle, I. Richter: *3D Hybrid simulations: A global picture of the Martian plasma environment - Multi-Ion-Simulations*, Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) Priority Program 1115, Mars and the Terrestrial Planets, 5th Colloquium, Münster, Germany, 28-29. Februar 2008.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Herrn Prof. Dr. Uwe Motschmann für die stete und engagierte Unterstützung und Betreuung dieser Arbeit. Er ist für seine Mitarbeiter in jeder Situation ein freundlicher und hilfsbereiter Ansprechpartner. Einerseits profitierte meine Arbeit von den Diskussionen der Simulationsergebnisse mit ihm, andererseits erleichterte er das Schreiben der Veröffentlichungen mit vielen Vorschlägen und Korrekturen. Insbesondere möchte ich mich jedoch dafür bei ihm bedanken, daß er es ermöglichte mich an den vielen Konferenzen und Meetings im Ausland teilnehmen zu lassen. Mit den Vorträgen der Simulationsstudien kam es zu vielen interessanten Diskussionen und Begegnungen innerhalb der wissenschaftlichen Community.

Ich bedanke mich sehr herzlich bei Herrn Prof. Dr. Karl-Heinz Glaßmeier, der immer ein offenes Ohr für mich hatte, auch wenn ich unangemeldet mit einem kleinen Anliegen bei seinem Büro vorbeischaute. Ich erinnere mich auch an die interessanten abendlichen Gespräche im niederländischen Noordwijk beim Rosetta-Meeting 2007 an der ESTEC. Mein Dank gilt auch für seine Bereitschaft, die vorliegende Arbeit als Zweitgutachter zu betreuen.

Die vielen Gespräche und Simulationen über die Natur der 'Ion Composition Boundary' mit Prof. Dr. Konrad Sauer konnten zwar noch nicht ihr Erscheinen vollständig klären, jedoch das Thema in der Community immer wieder entfachen. Ich möchte mich ganz herzlich bei ihm und seiner Frau für die angenehme Zeit bei der Chapman Konferenz im Januar 2008 in San Diego bedanken.

Weiterhin möchte ich Dr. Helmut Lammer vom Institut für Weltraumforschung an der Österreichischen Akademie der Wissenschaften für die Gespräche bei meinem Aufenthalt in Graz danken, aus dem eine Reihe wertvoller Ideen und eine gute Zusammenarbeit resultierte. Bedanken möchte ich mich auch für den Besuch der vielen sehenswerte Burgen auf einer langen Autorundreise durch Kärnten.

Bei Dr. Ingo Richter und Dr. Uli Auster aus der Institut für Geophysik möchte ich mich sehr für die erfolgreiche Zusammenarbeit der Auswertung der Magnetometer-Daten zum Vorbeiflug von Rosetta an Mars bedanken. Wie oft ich bei einigen IDL-Programmen zur Transformierung der Daten Ingo um Rat bat, vermag ich nicht mehr zu sagen. Stets löste sich das Problem mit seiner Hilfe in einigen Sekunden. In diesem Zusammenhang gilt mein Dank auch meinem Studienkollegen Gero Kleindienst, der sich immer viele Stunden Zeit nahm, wenn ich mit IDL nicht mehr weiterkam.

Dank gilt auch Dr. Markus Fränz aus dem Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung in Katlenburg-Lindau, der mir die Auswertung der Daten von ASPERA-3/MEX sehr erleichtert hat und stets hilfsbereit viele Details zur Datenanalyse bei der Chapman Conference erklärt hat.

Für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit im Rahmen des DFG-Schwerpunkt-

programms 'Mars und die Terrestrischen Planeten' danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft DFG.

In unserer Arbeitsgruppe gilt mein Dank vor allem Dr. Thorsten Bagdonat, der mich während der Diplomarbeit betreute und mir durch seine lockere und freundliche Art in vielen Gesprächen seines 'rauchenden' Büros die Neugier zur Plasmaphysik und zur Arbeitsgruppe weckte. Beeindruckt von seinem intuitiven physikalischen Wissen sah ich so in diesem Institut die Chance, mich mit der Diplom- und Doktorarbeit über plasmaphysikalische Prozesse am Mars, dem bereits frühen Kindheitsinteresse für Astronomie wieder zu nähern und es zu vertiefen.

Dr. Sven Simon danke ich für seine ständige Hilfsbereitschaft nicht nur aufgrund seiner wertvollen Tips, die er aus seinem umfangreichen physikalischen Wissen schöpft, sondern auch für die Zeit und Energie, mit der er mich beim Verfassen der Veröffentlichungen und Korrekturlesen der Arbeit unterstützt hat.

Dr. Yasuhito Narita aus dem Institut für Geophysik danke ich für die interessanten Einblicke in die japanische Kultur. Bei Dr. Jean-Mathias Griebmeier bedanke ich mich für die vielen sorgsam ausgearbeiteten Tips zur Administration eines Computernetzwerkes und die interessanten Hörabende klassischer Musik. Ein herzlicher Dank geht auch an Cornelia Martinecz aus dem Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung für die nette Zusammenarbeit, die sich aus den Simulationen zur Venus ergab.

Weiteren Dank gilt allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern unserer Arbeitsgruppe sowie der Arbeitsgruppe der Festkörper-Theorie. Insbesondere möchte ich mich bei 'meinem' Diplomanden Michael Dorn bedanken, der Joachim Müller und mich oft in lange und interessante gesellschaftspolitische Diskussionen in der Cafeteria verstrickt hat und doch nie eine Kaffee dabei trank. Ohne Joachims enormes numerisches Wissen hätten viele Probleme, die den Simulationscode betreffen, nicht in der Schnelle gelöst werden können. Einen herzlichen Dank an ihn. Erik Johansson begleitete uns oft auf den vielen Cafeteria-Besuchen und bereicherte die Diskussionen mit schwedischen Einzelheiten. Besonders danke ich ihn dafür, daß ich mit seiner Hilfe meine Jalousie reparieren konnte.

Dank gilt auch der Geduld unserer 'neuen' Diplomanden der Arbeitsgruppe, nämlich Christoph Koenders, Hendrik Kriegel und Stefan Wiehle, die so lange auf eine Umstrukturierung unseres Computernetzwerks warten mußten. Nun endlich nach Abgabe der Doktorarbeit werden alle Computer besser und schneller arbeiten. Unserer erst kürzlich in die Arbeitsgruppe hinzugekommenen PhD-Studentin 'Jinnee' Yung-Ching Wang danke ich für die vielen Tips zur chinesischen und taiwanesischen Kultur. Ein ganz herzlicher Dank geht an unsere Sekretärin Frau Renate Strassek, deren Hilfsbereitschaft und kleine Süßigkeiten ich nicht missen möchte. Schließlich möchte ich mich bei Alexander Hirsch für die viele gute Zeit als langjährigen Freund seit dem Studium bedanken.

Zu guter Letzt gebührt der tiefste Dank meinen Eltern, die mich auf dem anstrengenden Weg zur Promotion in jeglicher Hinsicht unterstützt haben. Ohne sie wäre mir dieser Weg nicht möglich gewesen. Das elterliche Heim wird für mich immer ein angenehmer Ort des Rückzugs zum Entspannen bleiben. Ich möchte diese Worte nicht beenden ohne mich bei Yuyu für die lange Zeit des Wartens zu bedanken. Ihre Liebe gab mir in den letzten Monaten die nötige Energie, die Doktorarbeit abzuschließen.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Alexander Bößwetter
Geburtsdatum: 19. September 1977
Geburtsort: Altdöbern, Deutschland

Schule:

1984-1991 Goethe Schule Ilsenburg
1991-1997 Werner-von-Siemens-Gymnasium, Bad Harzburg
1997 Abitur

Ausbildung:

1997-2004 Student der Technischen Universität Braunschweig
in Physik, Geophysik und Informatik
2004 Abschluß des Studium mit dem Diplom
und einer Diplomarbeit am Institut für Theoretische Physik
in Zusammenarbeit mit dem Institut für Geophysik und Extraterrestrische Physik.
Betreuer: Prof. Dr. U. Motschmann und Prof. Dr. K.-H. Glaßmeier
Thema der Diplomarbeit:
Plasmagrenzschichten am Mars: Eine 3D Simulationsstudie
2004-2008 Doktorand am Institut für Theoretische Physik, TU Braunschweig
Mitglied der 'International Max Planck Research School
on Physical Processes in the Solar System and Beyond'
am Max Planck Institut für Sonnensystemforschung,
Katlenburg-Lindau, Deutschland
Betreuer: Prof. Dr. U. Motschmann and Prof. Dr. K.-H. Glaßmeier

Wissenschaftliche Veröffentlichungen allgemeiner Art:

- Bößwetter et al.(2004): Bößwetter, A., Bagdonat, T., Motschmann, U., Sauer, K.,
Plasma boundaries at Mars: a 3-D simulation study, Ann. Geophys., 22, 4363–
4379, 2004.