

Szenarien der Plasmawechselwirkung in kurzperiodischen extrasolaren Planetensystemen

Von der Fakultät für Physik und Geowissenschaften
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina
zu Braunschweig
zur Erlangung des Grades einer
Doktorin der Naturwissenschaften
(Dr.rer.nat.)
genehmigte
Dissertation

von Sabine Preuße
aus Bochum-Wattenscheid

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. U. Motschmann

2. Referentin oder Referent: Prof Dr. J. Büchner

eingereicht am: 10.10.2005

mündliche Prüfung (Disputation) am: 22.12.2005

Copyright © Copernicus GmbH 2006

ISBN 3-936586-48-9

Copernicus GmbH, Katlenburg-Lindau

Druck: Schaltungsdienst Lange, Berlin

Printed in Germany

Vorveröffentlichungen der Dissertation

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Gemeinsamen Naturwissenschaftlichen Fakultät, vertreten durch die Mentorin oder den Mentor/die Betreuerin oder den Betreuer der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

Publikationen

- S. Preusse, A. Kopp, J. Büchner, U. Motschmann, 2005, Stellar wind regimes of close-in extrasolar planets, *Astron. & Astrophys.*, 434, 1191
- S. Preusse, A. Kopp, J. Büchner, U. Motschmann, submitted, Magnetic communication scenarios for close-in extrasolar planets, *Proceedings of Haute Provence Observatory Colloquium*

Tagungsbeiträge

- S. Preusse, J. Büchner, J.-M. Grießmeier, U. Motschmann, 2003, Plasma Interactions in Extrasolar Planetary Systems (Poster), 40th Culham Plasma Physics Summer School, Oxford (UK), 14.-25. Juli
- S. Preusse, J. Büchner, U. Motschmann, A. Kopp, 2004, Numerical Simulations of the Magnetospheric Interaction in Extrasolar Planetary Systems (Poster), Jahrestagung der Arbeitsgemeinschaft Extraterrestrische Forschung, Kiel, 8.-11. März
- S. Preusse, J. Büchner, U. Motschmann, 2004, Stellar wind regimes at the orbit of close-in extrasolar planets (Vortrag), Workshop on Extrasolar Planets, Orsay (France), 14. Mai
- S. Preusse, A. Kopp, J. Büchner und U. Motschmann, 2004, Sternwindregime von extrasolaren Planeten in kurzperiodischen Orbits (Vortrag), 3. Workshop Planetenbildung: Das Sonnensystem und extrasolare Planeten, Münster, 6.-8. Oktober
- S. Preusse, A. Kopp, J. Büchner und U. Motschmann, 2005, Plasma Interactions in Extrasolar Planetary Systems (Vortrag), Jahrestagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Fachverband Extraterrestrische Physik, Berlin, 4.-9. März
- S. Preusse, A. Kopp, J. Büchner und U. Motschmann, 2005, Magnetic communication scenarios for close-in extrasolar planets (Vortrag), Tenth anniversary of 51 Peg-b: Status of and prospects for hot Jupiter studies, Observatoire de Haute-Provence, France, 22.-26. August

Für meinen Großvater

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	7
Zusammenfassung	9
1 Einleitung	11
2 Beobachtung und physikalische Eigenschaften extrasolarer Planetensysteme	21
2.1 Beobachtungsmethoden	21
2.1.1 Radialgeschwindigkeitsmethode	22
2.1.2 Methode der Astrometrie	22
2.1.3 Transitmethode	23
2.1.4 Sekundärer Transit	24
2.1.5 Gravitations-Mikrolinsen	24
2.1.6 Direkte Beobachtung	24
2.1.7 Beobachtung des reflektierten Sternenlichtes	25
2.1.8 Radiostrahlung	25
2.2 Eigenschaften der Stern-Planeten-Systeme	26
2.2.1 Planetare Parameter	28
2.2.2 Stellare Parameter	31
3 Sternwindmodelle für kurzperiodische Planeten	37
3.1 Sternwindmodelle	37
3.1.1 Nicht-rotierender Stern ohne Magnetfeld	39
3.1.2 Rotierender Stern ohne Magnetfeld	40
3.1.3 Rotierender Stern mit Magnetfeld	42
3.1.4 Lösungsverfahren des Weber & Davis-Modells	44
3.2 Sternwinde in Abhängigkeit von Spektraltyp und Alter der Sterne	46
3.2.1 Sternmodellparameter auf der Nullalter-Hauptreihe	47
3.2.2 Zeit- und spektraltypabhängige Sternwindmodelle	54
3.3 Systematik der Sternwindmodellierung	56
3.3.1 Das Sonnenwindmodell	57
3.3.2 Parametrisierung der Rotationsperioden	57
3.3.3 Parametrisierung des Magnetfeldes	57
3.3.4 Parametrisierung der Koronatemperatur	59
3.3.5 Parametrisierung des Massenflusses	59
3.4 Ergebnisse der Sternwindmodelle	59

3.4.1	Einfluss von Magnetfeld und Rotation auf die Geschwindigkeit . . .	59
3.4.2	Lage der kritischen Punkte	61
3.4.3	Radiale Alfvén-Geschwindigkeiten und Mach-Zahlen	63
3.4.4	Sternmodelle mit Berücksichtigung von Spektraltyp und Zeit . . .	66
3.4.5	Spektraltypabhängige Sternwindmodelle für Sterne mit Planeten .	68
4	Szenarien für die magnetische Wechselwirkung zwischen Stern und Planet	71
4.1	Das Io-Jupiter-Szenario	71
4.1.1	Zyklotron-Maser-Instabilität als Ursache von Radiostrahlung . . .	72
4.1.2	Sternwinde als Quelle für Radiostrahlung	74
4.2	Wechselwirkung zwischen Sternwind und planetarer Magnetosphäre . . .	77
4.2.1	Abhängigkeit der Energieeinspeisung von den Sternparametern .	80
4.2.2	Magnetopausenabstände und Energieeinspeisung	80
4.3	Das HD 179949 b-Szenario	83
4.3.1	Alfvén-Flügel-Modell	85
4.3.2	Test am Fall HD 179949 b	89
4.3.3	Abhängigkeit der Leistung von den Sternparametern	91
4.3.4	Laufzeiten für Alfvén-Wellen zwischen Planet und Stern	92
4.4	Superflares	95
4.4.1	Eigenschaften von Superflares	97
4.4.2	Das Superflaremodell von Rubenstein & Schaefer	99
5	Extrasolare Planetenmagnetosphären - MHD Simulationen	101
5.1	Allgemeine Modellgleichungen	101
5.1.1	Normierung der Gleichungen	102
5.1.2	Das Lösungsverfahren	104
5.1.3	Startmodelle	105
5.1.4	Realisierung des Planeten – physisch	110
5.1.5	Realisierung des planetaren Magnetfeldes	112
5.2	Vergleich der Startmodelle	112
5.3	Ergebnisse	116
5.3.1	Charakteristische Eigenschaften der Magnetosphären	118
5.3.2	Magnetopausenabstände bei realistischen Sternwinden	121
5.3.3	Poynting-Fluss in simulierten Magnetosphären	124
5.3.4	Simulation von Stromsystemen	128
6	Diskussion und Ausblick	135
A	Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne	141
	Literaturverzeichnis	161
	Danksagung	171
	Lebenslauf	173

Zusammenfassung

Im Jahre 1995 gelang es erstmals, Planeten in Umlaufbahnen um sonnenähnliche Sterne außerhalb des Sonnensystems zu entdecken. Eine besondere Eigenschaft vieler der seitdem entdeckten Planetensysteme ist die geringe Entfernung der Planeten von ihrem Stern. Dabei handelt es sich häufig um Planeten mit Massen in der Nähe der Masse von Jupiter, weshalb sie auch als „Heiße Jupiter“ bezeichnet werden.

Aufgrund dieser großen Nähe wird erwartet, dass Strahlungsereignisse, die durch die Wechselwirkung der Planeten oder ihrer Magnetosphären mit dem Sternwind entstehen, im Vergleich zu den im Sonnensystem beobachtbaren Ereignissen wesentlich strahlungsreicher ablaufen. Zudem besteht, wie im Rahmen dieser Arbeit gezeigt wird, die Möglichkeit einer wechselseitigen Beziehung zwischen Planet und Stern, d.h. dass in der Nähe des Sterns beobachtbare Phänomene durch die Existenz des kurzperiodischen Planeten bedingt sind.

In diesen Kontext eingebettet werden in dieser Arbeit, von einer selbstkonsistenten Beschreibung der Sternwinde ausgehend, verschiedene Arten der Wechselwirkung zwischen Stern und Planet untersucht, die zu Strahlungsereignissen führen können. Dabei wird anhand des Io-Jupiter-Szenarios für kurzperiodische extrasolare Planeten ermittelt, inwiefern im Sternwind eine notwendige Bedingung für die Entstehung von Radiostrahlung erfüllt ist. Weiterhin wird der Eintrag elektromagnetischer Energie durch den Sternwind in mögliche Magnetosphären kurzperiodischer extrasolare Planeten abgeschätzt und im Rahmen eines Alfvén-Flügel-Modells die Wechselwirkung zwischen Planet und Stern über ein Stromsystem untersucht.

Für realistischere Betrachtungen wurde ein numerischer Simulationscode im Rahmen der resistiven Magnetohydrodynamik auf die kurzperiodischen extrasolaren Planeten adaptiert. Auf der Basis der Sternwindmodellierung wird somit erstmals die Wechselwirkung zwischen realistischen Sternwinden und möglichen Magnetosphären von kurzperiodischen extrasolaren Planeten simuliert. Kernpunkte bilden dabei die Abstandsabhängigkeit der Wechselwirkung zwischen Sternwind und planetarer Magnetosphäre und eine Auswahl an den oben vorgestellten Wechselwirkungsmodellen. Durch eine Verknüpfung der verschiedenen Ansätze miteinander werden obere und untere Grenzen für die Abschätzungen der Leistung der Wechselwirkungen erhalten. Durch das Zusammenfügen von realistischen analytischen Modellen und numerischen Simulationen ist es somit erstmals möglich, die magnetische Wechselwirkung zwischen Stern und Planet qualitativ und quantitativ zu verstehen.

1 Einleitung

Gibt es irgendwo im Universum eine zweite Erde mit Leben? Ein Blick in den nächtlichen Sternenhimmel eröffnet dem Betrachter Milliarden an Möglichkeiten und doch ist diese Frage bis heute unbeantwortet. Nach Frank Drake, dem langjährigen Direktor des SETI¹-Programms, kann die Anzahl N der kommunikativen Zivilisationen nach

$$N = R_{\star} \cdot f_{\text{Pl}} \cdot n_{\text{Erde}} \cdot f_{\text{Leben}} \cdot f_{\text{Intell}} \cdot f_{\text{Technik}} \cdot L$$

abgeschätzt werden. Dabei ist R_{\star} die Sternentstehungsrate innerhalb der Galaxis. Der Faktor f_{Pl} ist der Teil der Sterne, die Planeten besitzen, von denen n_{Erde} die Anzahl erdähnlicher Planeten ist oder anders formuliert, die Anzahl der Planeten, die für die Entwicklung von Leben geeignet sind. Der Anteil von diesen „lebensfreundlichen“ Planeten, auf denen sich tatsächlich Leben in irgendeiner Form entwickelt hat, wird durch f_{Leben} angegeben. Von diesen Lebensformen tragenden Planeten wird der Anteil, der intelligentes Leben hervorgebracht hat, durch f_{Intell} erfasst, mit dem Anteil f_{Technik} , der Technologien zu Raumfahrt oder interstellarer Kommunikation entwickelt hat. Durch den letzten Faktor L geht in diese Abschätzung noch die Lebensdauer der Technologien ein.

Der erste Faktor, die Sternentstehungsrate R_{\star} , ist recht gut bekannt. Strassmeier (1997) gibt dafür einen Schätzwert von etwa 1 Sonnenmasse pro Jahr an. Nach Rees (2004) sind gerade sonnenähnliche Sterne oder masseärmere Sterne für die Frage nach Leben außerhalb des Sonnensystems von besonderem Interesse. Im Vergleich zu massereichen Sternen verweilen solche Sterne lange genug auf der Hauptreihe, um der Evolution von Leben hinreichend Zeit zu geben. Für die Sonne ist die Lebensdauer auf der Hauptreihe etwa 10 Mrd. Jahre, von denen ca. 4.6 Mrd. Jahre bis zur heutigen menschlichen Zivilisation vergangen sind.

Der zweite Faktor, der Anteil der Sterne, die Planeten besitzen, ist nicht mehr so gut zu erfassen. Die große Anzahl an Planeten außerhalb des Sonnensystems, die bis heute bekannt ist, ist das Ergebnis einer Reihe an Auswahlwirkungen, die sich durch die Beobachtungsmethoden ergeben. Lineweaver und Grether (2003) schätzen den Anteil an Sternen mit Planeten mit verschiedenen Ansätzen ab. Der Anteil an Sternen mit Planeten von den Sternen, die im Rahmen der Planetensuche beobachtet wurden, beträgt 5 %. Werden diese auf die Sterne mit Planeten, die bei der Suche nach Planeten am längsten (~ 15 Jahre) beobachtet wurden, eingeschränkt, kann der Anteil auf 11 % vergrößert werden kann. Auf der Grundlage verschiedener Extrapolationsansätze schlussfolgern Lineweaver und Grether (2003), dass der wirkliche Anteil von Sternen mit Planeten zwischen 10 und 25 % liegt.

¹Search for ExtraTerrestrial Intelligence

Extrasolare Planeten - Entdeckung und Definition

Bis 1992 waren neun Planeten bekannt, die sich in einer Umlaufbahn um die Sonne befinden und von denen nur einer, die Erde, nach heutigem Stand des Wissens belebt ist. Wolszczan und Frail (1992) entdeckten zwei weitere Planeten mit Erdmasse, die sich allerdings in enger Umlaufbahn um den Millisekunden-Pulsar B1257+12 befinden. Leben ist in dieser Umgebung schwer vorstellbar. 1994 erweiterte ein dritter Planet das Pulsar-Planetenensemble und heute sind es insgesamt vier Planeten in Umlaufbahn um zwei Pulsare.

Die Suche nach Planeten von Hauptreihensternen war erst 1995 erfolgreich: Mayor und Queloz (1995) entdeckten den ersten Planeten in einer Umlaufbahn um den sonnenähnlichen Stern 51 Peg. Dies ist nicht der einzige: Bis zum 20. September 2005 verteilten sich insgesamt 168 Planeten auf 144 Hauptreihensterne, von denen 18 mehrere Planeten haben². Doch was sind Planeten? Planeten gehören zu den massearmen Begleitern von Sternen, zwischen denen die Arbeitsgruppe für Extrasolare Planeten der International Astronomical Union³ (IAU) wie folgt unterscheidet:

- Unabhängig von ihrer Entstehung sind „Planeten“ Objekte mit einer Masse unterhalb der Grenze für thermonukleare Fusion von Deuterium, die sich in einer Umlaufbahn um einen Stern oder einen stellaren Rest befinden. Diese Grenze wird zur Zeit für Objekte mit sonnenähnlicher Metallizität zu 13 Jupitermassen berechnet. Die Minimalmasse bzw. -Größe, bei der ein extrasolares Objekt als Planet bezeichnet wird, entspricht der, wie sie im Sonnensystem verwendet wird. Der kleinste Planet des Sonnensystems ist entweder Pluto oder Merkur, je nachdem, ob Pluto als Planet betrachtet wird oder als größtes bekanntes Objekt des Kuipergürtels (Anmerkung der Autorin).
- „Braune Zwerge“ sind Objekte kleiner als Sterne, aber mit einer Masse größer als der Minimalmasse, die für thermonukleare Fusion von Deuterium gebraucht wird. Auch diese Definition ist unabhängig von der Entstehung.
- Frei umherwandernde Objekte in jungen stellaren Clustern mit Massen unterhalb der Grenze für thermonukleare Fusion von Deuterium sind keine „Planeten“, sondern werden als „Unter-Braune Zwerge“ (oder mit einem anderen angemessenen Begriff) bezeichnet.

Hierbei handelt es sich um eine mögliche Definition. In der Literatur gibt es auch andere, konkurrierende Definitionen.

Entstehungsmodelle

Für die Entstehung von Planetensystemen gibt es verschiedene Modelle, die detailliert von Perryman (2000) und Udry (2000) diskutiert werden. Das Standardmodell zur Planetenentstehung geht von Agglomeration und späterer Akkretion aus. Dabei haften zunächst Staubteilchen im dichten Inneren der Akkretionsscheibe nach Stößen aneinander

²<http://vo.obspm.fr/exoplanetes/encyclo/catalog-main.php>

³<http://www.dtm.ciw.edu/boss/IAU/div3/wgesp/definition.html>

und bilden so mikrometer- bis dekametergroße Teilchen. Obwohl alle Teilchen in derselben Richtung den Stern umlaufen, führen weitere Stöße zu der Bildung von kilometergroßen Planetesimalen. Sind diese groß genug, können sie weitere Masse gravitativ an sich binden.

In Migrationsmodellen wandern die weit vom Stern entfernt gebildeten Planeten aufgrund der Wechselwirkung mit der Staubscheibe näher zum Stern. Dabei werden Mechanismen benötigt, die verhindern, dass die Planeten zu weit auf den Stern zuwandern und in diesen hineinstürzen (Udry 2000). Andererseits könnten sich die Planeten nach in-situ Modellen bereits in der Nähe des Sterns gebildet haben.

Auch die Entstehung von Planeten durch Gravitationskollaps der Gaswolke bzw. durch Wechselwirkung eines Sterns mit einem Protostern ist vorstellbar. Bei letzterem Mechanismus entstehen nach Oxley und Woolfson (2004) die Planeten in sehr großen Abständen vom Stern. Auch hier müsste eine anschließende Migration stattfinden, um die beobachteten Abstände vom Stern zu erklären.

Beobachtung der Planeten

Die Beobachtung von extrasolaren Planeten ist schwierig, da sie ein hohes Auflösungsvermögen erfordert. Es gibt verschiedene Ansätze zur direkten und indirekten Beobachtung, über die Udry (2000), Perryman (2000), Trimble und Aschwanden (2004) und Trimble (2004) einen Überblick geben.

Das klassische und erfolgreichste Verfahren ist die Radialgeschwindigkeitsmethode. Dabei wird die periodische Doppler-Verschiebung des stellaren Spektrums beobachtet, die durch die Eigenbewegung des Sterns um den gemeinsamen Massenmittelpunkt des Stern-Planeten-Systems verursacht wird. Diese Beobachtungen liefern u.a. eine untere Grenze für die Masse des Objektes, die allerdings nur bedingt geeignet ist, zu entscheiden, um was für ein Objekt es sich handelt.

Befindet sich der Beobachter in einem günstigen Winkel relativ zur Ekliptik des Planetensystems so erscheint der Stern verdunkelt, wenn sich der Planet oder Braune Zwerg zwischen Beobachter und Stern befindet. Diese Art der Beobachtung wird als Transitmethode bezeichnet und liefert in Kombination mit der Radialgeschwindigkeitsmethode die wirkliche Masse des Planeten und seinen Radius.

Die Eigenbewegung um den gemeinsamen Massenmittelpunkt beeinflusst auch die Erscheinung der Eigenbewegung des Sterns auf der Himmelsebene. Durch die Existenz eines Begleiters, sei es Planet, Brauner Zwerg oder Stern, erscheint sie als Ellipse, was bei der Beobachtung von Planeten durch Vermessung der astrometrischen Position des Sterns ausgenutzt wird. Dies gelang erstmals Benedict et al. (2002).

Erst kürzlich beobachteten Charbonneau et al. (2005) im Infrarotbereich des stellaren Spektrums den Sekundärtransit eines Planeten. Als Sekundärtransit wird der Vorbeizug des Planeten hinter dem Stern bezeichnet. Auch die Beobachtung eines Planeten über Mikrogravitationslinsen war erfolgreich und konnte bestätigt werden (Bond et al. 2004). Nur ist bei diesem Verfahren die Wiederholung des Ereignisses unwahrscheinlich und weitere Beobachtungen mit anderen Verfahren sind notwendig.

Chauvin et al. (2004) berichten von der direkten Beobachtung der Infrarotstrahlung eines „Planetenkandidaten“ mit mehreren Jupitermassen. Allerdings befindet sich dieser in Umlaufbahn um einen Braunen Zwerg, wodurch die Bezeichnung als Planet der Defi-

dition der IAU (s.o.) widerspricht.

Extrasolare Planeten mit kurzen Perioden

Sowohl die Radialgeschwindigkeitsmethode als auch die Beobachtung des planetaren Transits bevorzugen Planeten in geringen Abständen von ihrem Stern. Dies führt zu einem Selektionseffekt, der sich in den orbitalen Eigenschaften der bis heute bekannten extrasolaren Planeten widerspiegelt. Abgesehen von den erdähnlichen Planeten um die Pulsare und dem Planeten Gliese 876 d (s.u.) handelt es sich bei den meisten bekannten Planeten um Objekte mit einer Minimalmasse in der Nähe der Masse von Jupiter, der ca. 318-mal so schwer ist wie die Erde. Für diese Planeten hat sich in der Literatur die Bezeichnung „Heiße Jupiter“ durchgesetzt. Die für den Titel dieser Arbeit gewählte Bezeichnung „kurzperiodische Planeten“ soll auf die Übertragbarkeit einiger hier betrachteter Wechselwirkungsszenarien auf kleinere Planeten als die Heißen Jupiter hinweisen. Der kleinste bisher entdeckte Planet Gliese 876 d (Rivera et al. 2005) hat 7.5 Erdmassen und ist der Planet mit dem bislang geringsten Abstand zum Stern von 0.0208 AU. Im Sonnensystem ist Merkur der Planet mit dem geringsten Abstand von seinem Stern. Seine große Bahnhalbachse beträgt jedoch 0.387 AU also mehr als das zehnfache. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Planet OGLE-TR-56 b mit einer Masse von 1.4 Jupitermassen als Planet mit dem geringsten Abstand betrachtet. Seine Umlaufbahn ist kreisförmig und hat einen Radius von 0.0225 AU. Bei einem Sternradius von 1.1 Sonnenradien entspricht das einem Abstand von 4.4 Sternradien. Merkurs Umlaufbahn hat im Perihel hingegen einen Abstand von 66 Sonnenradien.

Die extrem geringen Abstände der Planeten von ihrem Stern waren nicht nur überraschend, sondern sind auch Ausgangspunkt für viele weiterführende Fragestellungen. Wie bereits angedeutet, ist die Beobachtung dieser Systeme stark eingeschränkt, und die Bestätigung vieler Modellvorstellungen durch Beobachtungen ist erst in der Zukunft mit besseren Technologien zu erwarten. Trotzdem bieten sich Möglichkeiten, einen Einblick in (noch) nicht beobachtbare Eigenschaften der Planetensysteme zu erhalten.

Gravitative Wechselwirkung zwischen Stern und Planet

Die gravitative Wechselwirkung zwischen Stern und Planet spielt bei massereichen kurzperiodischen Planeten und ihren Sternen eine wichtige Rolle. Pätzold et al. (2004) zeigen, dass die Migration des Planeten zum Stern zu einer Beschleunigung der stellaren Rotation führen kann. Andererseits führt die Dissipation der in der gravitativen Wechselwirkung enthaltenen Energie zu einer Abbremsung der Eigenrotation des Planeten. Für eine jupiterähnlichen Planeten in 0.05 AU Abstand von seinem Stern bedeutet dies nach Seager und Hui (2002), dass er sich innerhalb von $2 \cdot 10^6$ a in einer gebundenen Rotation befindet, d.h. dass seine Rotationsperiode der Zeit entspricht, die er für einen Umlauf um den Stern benötigt.

Cuntz et al. (2000) erwarten eine Aufheizung der oberen Schichten des Sterns durch die Gezeitenwechselwirkung mit einem kurzperiodischen extrasolaren Planeten. Dies wiederum kann die Aktivität des Sterns erhöhen.

Verlust der Atmosphäre

Lammer et al. (2003), Lecavelier des Etangs et al. (2004) und Baraffe et al. (2004) zeigen, dass ein Planet in geringer Umlaufbahn einen großen Massenverlust durch Verdampfen der Atmosphäre erfahren kann. Tatsächlich weisen Beobachtungen des Planeten HD 209458 b durch Vidal-Madjar et al. (2004) auf eine entweichende Atmosphäre hin. Dies kann die Lebenszeit in solch einer Umlaufbahn verkürzen bzw. dazu führen, dass von ehemals Heißen Jupitern nur noch ein fester Kern übrig bleibt. Dabei wird die Frage aufgeworfen, ob beobachtete Planeten mit erdähnlicher Masse in so nahen Umlaufbahnen um den Stern, erdähnliche Planeten sind oder die übrig gebliebenen Kerne von Gasplaneten.

Magnetfelder von extrasolaren Planeten

Bis heute gibt es keine direkten Beobachtungen von Magnetfeldern von extrasolaren Planeten. Aus der gravitativen Wechselwirkung ergeben sich jedoch Konsequenzen für ihre Stärke, die z.B. Grießmeier et al. (2004) untersucht haben. Durch die gravitative Wechselwirkung wird die Eigenrotation der Planeten abgebremst, so dass sie innerhalb kurzer Zeit gebunden um den Stern rotieren (s.o). Die Rotation des Planeten spielt eine entscheidende Rolle für die Abschätzung der magnetischen Momente nach Skalierungsgesetzen (Farrell et al. 1999, Grießmeier et al. 2004). Obwohl die Orbitalperioden der kurzperiodischen Planeten (ein bis mehrere Tagen) sehr klein sind, sind sie wesentlich länger als die Rotationsperiode von Jupiter (ca. 10 h). Dies kann für die Heißen Jupiter zu wesentlich geringeren magnetischen Momenten im Vergleich zu dem von Jupiter führen. Grießmeier et al. (2004) zeigen, dass unter diesen Bedingungen während der Evolution eines kurzperiodischen extrasolaren Planeten seine Magnetosphäre (s.u.) durch den Sonnenwind so weit komprimiert werden kann, dass sie keinen Schutz für eine Atmosphäre bildet.

Auch Sánchez-Lavega (2004) schätzt magnetische Momente für kurzperiodische extrasolare Planeten ab. Er berücksichtigt dabei die Konvektion im Inneren der Planeten mit einem detaillierten Ansatz ihrer möglichen inneren Struktur. Darüberhinaus verwendet er auch Skalierungen. Mit diesem Ansatz erhält er, je nach Planetenmasse und Rotationsrate, auch magnetische Momente, die größer sind als das von Jupiter.

Magnetische Wechselwirkung

Nach unserem heutigen Verständnis spielt das Magnetfeld der Erde eine besondere Rolle bei der Entstehung und Erhaltung von Leben. Die Magnetosphäre bildet eine Art Hülle um die Erde, die zum einen vor hochenergetischer Strahlung aus dem Weltraum schützt, zum anderen ein direktes Zusammentreffen mit dem Sonnenwind verhindert. Ein eindrucksvolles Beispiel für die Wechselwirkung der Erdmagnetosphäre mit dem Sonnenwind sind Polarlichter.

Aber auch Prozesse innerhalb einer planetaren Magnetosphäre, wie z.B. bei Jupiter, können zu Polarlichtern und damit verknüpften Strahlungsereignissen vor allem im Radiowellenbereich führen.

Unabhängig von ihrer eigentlichen Ursache tragen Strahlungsereignisse, die auf magnetischer Wechselwirkung beruhen, Informationen über die beteiligten Plasmen und Magnetfelder in sich. Dadurch können Informationen über planetare Eigenschaften erschlos-

sen werden wie z.B. die Eigenrotation, die über die oben vorgestellten Beobachtungsmöglichkeiten nicht zugänglich sind.

Motivation der Arbeit

Die extreme Nähe der kurzperiodischen Planeten zu ihrem Zentralgestirn lässt erwarten, dass Prozesse, die auf einer magnetischen Wechselwirkung zwischen Stern und Planet, bzw. Sternwind und Planetenmagnetosphäre beruhen, wesentlich intensiver und möglicherweise auch vollkommen andersartig ablaufen als es vom Sonnensystem bekannt ist.

Ein Beispiel ist die Radiostrahlung von extrasolaren Planeten, die vorhergesagt, die aber noch nicht beobachtet wurde (s.u.). Dies kann verschiedene Gründe haben. Zum einen gibt es Hinweise darauf, dass die Sensitivität der heutigen Antennenanlagen noch nicht ausreicht, zum anderen sind die Vorhersagemodelle in der Regel Abschätzungen, denen einfache Modelle anhand von Skalierungen aus dem Sonnensystem zugrunde liegen.

Diese Arbeit macht einen ersten Schritt weg von Skalierungen hin zu selbstkonsistenten Modellen, wobei verschiedene Wechselwirkungsmodelle vom Sonnensystem auf extrasolare Planetensysteme übertragen werden. Die Basis dafür bildet die selbstkonsistente Beschreibung der Plasmaumgebung der Planeten, dem Sternwind. Ziel ist es, die Abhängigkeiten verschiedener magnetischer Wechselwirkungen von den Systemparametern zu verstehen. Dabei umfasst der Begriff Systemparameter die Eigenschaften des Sterns, die die Umgebung des Planeten mitbestimmen, sowie die Bahnparameter des Planeten und die Eigenschaften seines Magnetfeldes. Dies ermöglicht die Eingrenzung von möglichen Wechselwirkungen, die für den Beobachter aufgrund der beteiligten Energien interessant sind.

Darüber hinausgehend ist es Ziel dieser Arbeit, ein besseres Verständnis der möglichen magnetischen Wechselwirkung zwischen Planet und Stern zu entwickeln. Zur Ausgangsfrage zurückkehrend könnte dies ein Schritt zur Eingrenzung des dritten Faktors von Drakes Gleichung sein: der Anzahl an Planeten, die für die Entwicklung von Leben geeignet sind.

Gliederung der Arbeit und ihre Einbettung in die Literatur

Diese Arbeit besteht aus drei Teilen, den physikalischen Eigenschaften der extrasolaren planetaren Systeme (Kap. 2), der Modellierung der Sternwinde (Kap. 3) und den Szenarien der Wechselwirkung zwischen Stern und Planet. Dabei sind die Wechselwirkungsszenarien auf zwei Kapitel aufgeteilt, deren gemeinsame Grundlage die modellierten Sternwinde bilden. Sie unterscheiden sich jedoch grundlegend in der gewählten Vorgehensweise. In Kap. 4 werden verschiedene Modelle im Rahmen der Sternwindlösungen betrachtet. Kap. 5 hingegen zeigt die Ergebnisse numerischer Simulationen im Rahmen der resistiven Magnetohydrodynamik zur Wechselwirkung zwischen Sternwind und planetarer Magnetosphäre, um auch die nichtlineare Wechselwirkung zwischen Sternwind und Planet auf adäquate Weise beschreiben zu können.

Die einzelnen Kapitel betrachten die im Folgenden kurz zusammengefassten inhaltlichen Aspekte. Dabei wird gleichzeitig ihre Einbettung in die Literatur erläutert.

Kap. 2 Bei der Betrachtung der physikalischen Eigenschaften der extrasolaren Planetensysteme werden diese nicht auf ihre planetare Komponente reduziert, sondern das Zentralgestirn als eine wichtige Komponente detailliert selbstkonsistent mit berücksichtigt. Zum allgemeinen Verständnis werden dafür zunächst die Beobachtungsmethoden erläutert, mit denen die verwendeten physikalischen Eigenschaften der Planeten abgeleitet wurden.

Daran anschließend wird aufgezeigt, wie die Eigenschaften der Sterne aus der Literatur und Datenbanken ermittelt wurden, was einen Vergleich der verschiedenen planetaren Systeme ermöglicht. Im Rahmen dieser Arbeit steht die Wechselwirkung der kurzperiodischen extrasolaren Planeten mit ihrem Zentralgestirn im Vordergrund, wofür die obere Abstandsgrenze auf 0.06 AU gesetzt wurde. Diese entspricht für nicht zu kleine Sterne einem Abstand von ca. 10 Sternradien. Den Vorbetrachtungen folgt deshalb eine detaillierte Diskussion der Eigenschaften dieser Planeten und ihrer Zentralgestirne, so wie sie im Rahmen dieser Arbeit weiterverwendet werden.

Kap. 3 Eine zentrale Rolle bei der Modellierung von Plasmaprozessen zur Beschreibung der Wechselwirkung von Stern und Planet kommt dem Sternwind zu. Durch ihn wird nicht nur die Plasmaumgebung der Planeten definiert, sondern auch das stellare Magnetfeld in den interplanetaren Raum transportiert.

Sternwinde der hier betrachteten Sternstypen sind nur schwer zu beobachten und bis heute liegen nur über den Sonnenwind detaillierte Daten vor. Häufig wurden bislang deshalb die Eigenschaften des Sonnenwindes bei 1 AU und seine zeitliche Änderung auf die Sternwinde der Zentralgestirne der extrasolaren Planeten in weniger als 0.06 AU Abstand übertragen, wie z.B. bei Farrell et al. (1999) und Griebmeier et al. (2004). Dabei wird jedoch sowohl die Geschwindigkeit des Sternwindes überschätzt als auch die Teilchendichte unterschätzt.

In einem anderen Ansatz werden die benötigten Parameter entsprechend ihrer räumlichen Abhängigkeiten auf die geringen Abstände skaliert wie z.B. Erkaev et al. (2005). Einen weiterführenden Ansatz verwenden Stracke (2004) und Griebmeier et al. (2005c), die mit Hilfe des hydrodynamischen Parker-Modells (s.u.) die Sternwindeigenschaften am Ort der Planeten modellieren. Das Parker-Modell und die Berechnung des Magnetfeldes aus der Parker-Spirale sind jedoch nur gültig für langsam rotierende Sterne, bei denen das Magnetfeld nicht auf die Ausbreitung des Sternwindes rückwirkt.

Der Blick in die Literatur zeigt, dass, obwohl der Sternwind eine wichtige Rolle spielt, seine Beschreibung in vielen Aspekten stark vereinfacht wird. Deshalb ist Abschnitt 3.1 der Modellierung von Sternwinden für die Zentralgestirne der kurzperiodischen extrasolaren Planeten gewidmet, wobei das Sternmagnetfeld erstmals konsistent berücksichtigt wird. Ausgehend von dem Parker-Modell wird dies mit dem Sternwindmodell von Weber und Davis (1967) erreicht, das eine magneto-hydrodynamische Beschreibung des Sternwindes verwendet. Dies ermöglicht die Berücksichtigung verschiedener stellarer Rotationsperioden und erlaubt somit auch eine realistische Modellierung für schnell rotierende Sterne mit starken Magnetfeldern.

Nicht alle Sterneigenschaften, die für die Modellierung der Sternwinde benötigt werden, sind für die Zentralgestirne der im Rahmen dieser Arbeit betrachteten extrasolaren Planeten bekannt. Es werden deshalb Parameterstudien durchgeführt, um die Auswirkungen der einzelnen Sternparameter auf die in den folgenden Kapiteln modellierten Wechselwirkungen zu untersuchen. Für Hauptreihensterne zeigen aber die stellaren Eigenschaften Abhängigkeiten voneinander, so dass sie für realistische Modelle nicht wahllos miteinander kombiniert werden können. Um eine sinnvolle Bewertung der Wechselwirkungsmodelle zu ermöglichen, die über den Bereich der bisher beobachteten Sterneigenschaften hinausgeht, werden in Abschnitt 3.2 die Sterneigenschaften miteinander verknüpft. Dabei können zum ersten Mal empirisch und theoretisch abgeleitete Sternparameterabhängigkeiten von verschiedenen Autoren in ein allgemeines Sternmodell zusammengeführt werden.

Die Ergebnisse der Sternwindmodellierungen sind in Abschnitt 3.4 zusammengestellt. Dabei liegt das Hauptaugenmerk auf der Lage der kurzperiodischen extrasolaren Planeten in Bezug zu den kritischen Radien, an denen die Sternwinde die Alfvén-Geschwindigkeit, bzw. die der langsamen und schnellen magnetosonischen Welle erreichen.

Kap. 4 Eine zentrale Rolle bei den hier betrachteten Szenarien zur magnetischen Wechselwirkung spielt das Io-Jupiter Szenario, das in Abschnitt 4.1 eingeführt wird. Zunächst wird anhand der Io-Jupiter-Analogie untersucht, ob innerhalb des Sternwindes die Zyklotronfrequenz der Elektronen wesentlich größer ist als die Plasmafrequenz. Dies ist eine notwendige Voraussetzung für die Entstehung von Radiostrahlung innerhalb des Sternwindes. Bereits Zarka et al. (2001) diskutieren diesen Ansatz, jedoch in stark vereinfachter Form. Abseits der Hauptreihensterne untersuchen Willes und Wu (2004) und Willes und Wu (2005) Radiostrahlung von erdähnlichen Planeten ohne Magnetfeld in Umlaufbahn um Weiße Zwerge. Sie finden, dass erdgroße Planeten mit einer Orbitalperiode von etwa 30 h detektierbare Radioquellen sind.

Farrell et al. (1999), Zarka et al. (2001), Griebmeier et al. (2005a) und Stevens (2005) schätzen planetare Radiostrahlung ab, die auf die Wechselwirkung mit dem Sternwind zurückzuführen ist. Dabei zeigen sie, dass aufgrund der großen Nähe der extrasolaren Planeten zu ihrem Stern, Radiostrahlung mit hoher Intensität zu erwarten ist. Bastian et al. (2000) berichten über erst kürzlich zurückliegende Beobachtungsversuche, die nicht zum Erfolg geführt haben. Rucker (2002), Lazio et al. (2004), Griebmeier et al. (2005a) und Stevens (2005) schätzen jedoch zukünftige Technologien als potenziell erfolgreich ein.

Diese Abschätzungen beruhen auf der dynamischen Wechselwirkung des Sternwindes mit einer planetaren Magnetosphäre. Im Rahmen dieser Arbeit wird in Abschnitt 4.2 ein anderer Ansatz verwendet, der auf die Arbeit von Perreault und Akasofu (1978) zurückgeht. Dabei wird der Energieeintrag in die planetare Magnetosphäre durch den radialen Poynting-Fluss beschrieben. So wird die maximal zur Verfügung stehende Energie abgeschätzt, die z.B. in der Erdmagnetosphäre bei Teilsturmprozessen oder im Ringstromsystem dissipiert wird.

Auch andere Formen der magnetischen Wechselwirkung zwischen Stern und Pla-

net, die mit intensiver Emission von Strahlung verbunden sind, sind vorstellbar. Cuntz et al. (2000) sagen etwa die Erhöhung der stellaren Aktivität durch eine Wechselwirkung der Magnetfelder von Stern und Planet vorher. Ein Hinweis dazu sind die Beobachtungen von Shkolnik et al. (2003), Shkolnik et al. (2004), Shkolnik (2004) und Shkolnik et al. (2005), die auf eine erhöhte chromosphärische Aktivität auf den Sternen HD 179949 und ν And hinweisen. Beide Sterne haben einen kurzperiodischen Begleiter. Die Autoren schließen Aufheizung durch gravitative Wechselwirkung sowie die Existenz eines Sternfleckens aus, und favorisieren die Erklärung über eine magnetische Wechselwirkung zwischen Planet und Stern.

Dieses Szenario wird in Abschnitt 4.3 auf der Basis des Alfvén-Flügelmodells von Neubauer (1980) untersucht. Dies beschreibt im Io-Jupiter-System die Entstehung eines von Alfvén-Wellen aufrechterhaltenen Stromsystems, das auch Quelle für die Entstehung von Radiostrahlung im dekametrischen Bereich ist. Ein besonderes Merkmal dieses Stromsystems sind seine Fußpunkte in Jupiters Aurora. Mit den in Kap. 3 entwickelten Sternwindmodellen ist es erstmals möglich, solch eine Wechselwirkung zwischen einem kurzperiodischen extrasolaren Planeten und seinem Stern selbstkonsistent zu modellieren und auf seine Anwendbarkeit zu überprüfen.

Als einen weiteren Aspekt einer noch energiereicheren Wechselwirkung zwischen einem Planeten und seinem Stern schlagen Rubenstein und Schaefer (2000) die Entstehung von so genannten Superflares vor, die Schaefer et al. (2000) auf sonnenähnlichen Sternen beobachtet haben. Diese Sterne haben keinen engen stellaren Begleiter und sind nicht besonders jung. Trotzdem ähneln diese Flares in ihrer Dauer und Intensität solchen wie sie in RS Canum Venaticorum-artigen Doppelsternsystemen beobachtet werden. Diese werden durch die Verwicklung der Magnetfelder beider Komponenten erklärt, wobei Rekonnexion zur Freisetzung der hohen Energien angesetzt wird. In Analogie zu diesem Szenario schlagen Rubenstein und Schaefer (2000) ein Superflaremodell vor, in dem ein kurzperiodischer jupiterähnlicher Planet mit einem starken Magnetfeld die zweite stellare Komponente ersetzt. Dieses Modell wird in Abschnitt 4.4 diskutiert.

Kap. 5 Numerische Simulationen im Rahmen der resistiven Magnetohydrodynamik wurden für kurzperiodische extrasolare Planeten bisher nur von Ip et al. (2004) durchgeführt. Sie betrachten einzig den Planeten OGLE-TR-56 b, der sich in einem Abstand von 0.0225 AU von seinem Stern befindet. Dabei verwenden sie einen homogen strömenden Sternwind wahlweise mit einem homogenen oder einem dipolaren Magnetfeld, dem das Dipolfeld des Planeten, dessen Dipolachse senkrecht zur Ekliptik angeordnet ist, überlagert wird. Unter der Annahme, dass sich durch zeitliche Variationen die relative Orientierung von Sternwindmagnetfeld und planetarem Dipolfeld ändern kann, berücksichtigen sie drei Fälle: eine offene und eine geschlossene Magnetosphäre, bei denen das Magnetfeld des Sternwindes jeweils senkrecht zur Ekliptik, antiparallel oder parallel zum magnetischen Dipolmoment des Planeten orientiert ist, und einen Fall, bei dem das Magnetfeld des Sternwindes parallel zur Strömung verläuft.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Simulationscode von Ip et al. (2004) weiter

für die Simulation von kurzperiodischen Planeten an die besonderen Parameterregimes, die sich durch die Modellierung der Sternwinde ergeben haben, angepasst. Dies beinhaltet die Erweiterung durch Implementierung verschiedener Startmodelle. So kann neben dem homogenen Sternwind, die Strömung als Potenzialströmung um den Planeten herum vorgegeben werden. Ebenfalls kann ein Verschwinden des Sternwindmagnetfeldes innerhalb des Planeten durch die Wahl eines einer Potenzialströmung nachempfundenen Magnetfeldes erreicht werden. Zudem wurde unter Ausnutzen der Symmetrien eine zweidimensionale Weber & Davis-Sternwindlösung als Startmodell implementiert. Dies ermöglicht die Simulation einer planetaren Magnetosphäre unter realistischen Sternwindbedingungen. Die Verwendung der Weber & Davis-Sternwindlösungen als Startmodell erforderte die Weiterentwicklung der Realisierung des Planeten im Simulationsgebiet, da für diesen kein innerer Rand vorgesehen ist. Damit ist nun die Verwendung eines inhomogenen dreidimensionalen Startmodells möglich. Zusätzlich wurde der Simulationscode dahingehend weiterentwickelt, dass das Dipolfeld des Planeten nicht notwendigerweise dem Sternwindmagnetfeld im Startmodell überlagert wird, sondern langsam hochgefahren werden kann.

In diesem Kapitel werden anhand spezifischer Fragestellungen die Simulationsergebnisse mit einer Auswahl an den in Kap. 4 verwendeten Ansätzen verglichen. Dadurch kann erstmals gezeigt werden, dass sich die Magnetopausenabstände der Magnetosphären in Abhängigkeit von den über das Weber & Davis-Sternwindmodell definierten Eigenschaften des Sternwindes anders verhalten als durch die übliche Abschätzung über ein Druckgleichgewicht vorhergesagt wird. Zudem wird durch die Verwendung der Simulationsergebnisse eine Abschätzung einer unteren Grenze für den in Kap. 4 berechneten Energieeintrag in die Magnetosphäre durch den Poynting-Fluss des Sternwindes erhalten. Weiterhin ist es möglich, eine Wechselwirkung zwischen Planet und Stern, wie sie in Kap. 4 anhand eines Alfvén-Flügelmodells untersucht wird, in den Simulationen nachzuweisen.

2 Beobachtung und physikalische Eigenschaften extrasolarer Planetensysteme

Da die Beobachtung extrasolarer Planeten extreme Anforderungen an die Auflösung und Messgenauigkeit der verwendeten Instrumente stellt, konnte erst 1995 der erste extrasolare Planet entdeckt und bestätigt werden. Im September 2005 waren 168 extrasolare Planeten bekannt. Sie verteilten sich auf 144 Sterne, wobei es 18 Systeme mit mehreren Planeten gab. Obwohl die Zahl an Planeten beständig mit der Verbesserung der Messtechnologien wächst, ist die Anzahl der beobachtbaren planetaren Eigenschaften sehr begrenzt. Welche diese sind, ist abhängig von den verwendeten Beobachtungsmethoden. Diese werden anhand des Übersichtsartikels von Perryman (2000) im Folgenden kurz vorgestellt, bevor die Eigenschaften der Planeten und Sterne, die im Rahmen dieser Arbeit betrachtet werden, diskutiert werden.

2.1 Beobachtungsmethoden

Zu den bisher erfolgreichen Beobachtungsmethoden gehören die Radialgeschwindigkeitsmethode, die Methode der Astrometrie und die Beobachtung planetarer Transits vor bzw. hinter der Sternscheibe (sekundäre Transits). Dabei beruhen die beiden ersten Verfahren auf Effekten der Gravitationswechselwirkung zwischen Planet und Stern. Diese bewegen sich um ihren gemeinsamen Massenmittelpunkt. Bei einer kreisförmigen Umlaufbahn des Planeten ist die Bahn des Sterns um den Massenmittelpunkt ebenfalls kreisförmig. Der Radius der Sternbahn a_s ist gegeben durch den Radius der Planetenbahn a und durch das Verhältnis der Masse des Planeten M_P zur Masse des Sterns M_* . Es gilt

$$a_s = a \frac{M_P}{M_*}.$$

Die Bewegung des Sterns um den gemeinsamen Massenmittelpunkt verursacht periodische Schwankungen der Beobachtungsgrößen Radialgeschwindigkeit, Winkelposition und Ankunftszeit eines periodischen Referenzsignals (wie z.B. bei Planeten mit Umlaufbahnen um Pulsare, Wolszczan und Frail 1992). Liegt die Planetenbahn in der Sichtlinie des Beobachters, kann das Vorbeiziehen des Planeten vor dem Stern, der Transit, als leichte Verdunkelung beobachtet werden (siehe unten).

2.1.1 Radialgeschwindigkeitsmethode

Die Bewegung des Sterns um den gemeinsamen Massenmittelpunkt von Stern und Planet wird durch eine periodische Blau- bzw. Rotverschiebung des stellaren Spektrums sichtbar. Nach Perryman (2000) ist die Geschwindigkeitsamplitude K gegeben durch

$$K = \left(\frac{2\pi G}{P_{\text{orb}}} \right)^{1/3} \frac{M_{\text{P}} \sin i}{(M_{\text{P}} + M_{\star})^{2/3}} \frac{1}{(1 - e^2)^{1/2}} \quad (2.1)$$

wobei G die Gravitationskonstante ist, P_{orb} die Periode der Planetenumlaufbahn, M_{P} die Masse des Planeten, i der Neigungswinkel der Planetenbahn zum Beobachter, M_{\star} die Masse des Sterns und e die Bahnexzentrizität. Bei einer kreisförmigen Bahn entspricht der Verlauf der Geschwindigkeitsamplitude einer Sinusschwingung. Hierfür liefert das dritte Keplersche Gesetz bei einem Vergleich mit einem bekannten System, z.B. Sonne (Index \odot) - Erde, folgenden Zusammenhang zwischen Periode in a und großer Bahnhalbachse

$$P_{\text{orb}} = \left(\frac{a}{1 \text{ AU}} \right)^{3/2} \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right)^{-1/2} \text{ a.}$$

Der Neigungswinkel i der Planetenbahn ist, wenn die Planeten nur mit der Radialgeschwindigkeitsmethode beobachtet werden, unbekannt. Deshalb kann, wenn keine anderen Beobachtungen des Planeten vorliegen, mit dieser Methode nur eine untere Grenze für die Masse des Planeten, d.h. $M_{\text{P}} \sin i$, die große Bahnhalbachse a , die Exzentrizität e und die Periode der Umlaufbahn P_{orb} angegeben werden. Die Parameter werden durch eine Anpassung der Messungen ermittelt. Zur Bestimmung der wirklichen Masse des Planeten ist eine zusätzliche Beobachtung der astrometrischen Bewegung des Sterns oder die Beobachtung eines Transits des Planeten vor dem Stern notwendig (siehe Abschnitte 2.1.2 und 2.1.3).

Aus Gl. (2.1) wird ersichtlich, dass diese Methode besonders sensitiv gegenüber den heißen Jupitern ist. Nach Perryman (2000) müssen Messgenauigkeiten von 15 ms^{-1} oder weniger erreicht werden, wobei die zum Einsatz kommenden Geräte im Jahr 2000 bis zu 3 ms^{-1} erreichen. Diese Grenze konnte bis 2005 auf 1 ms^{-1} verringert werden.

Mit der Radialgeschwindigkeitsmethode gelang es Mayor und Queloz (1995), den ersten extrasolaren Planeten um einen sonnenähnlichen Stern zu entdecken.

2.1.2 Methode der Astrometrie

Die periodische Änderung der Sternposition bildet bei Projektion auf die Himmelsebene eine Ellipse, deren Winkelhalbachse

$$\alpha = \frac{M_{\text{P}} a}{M_{\star} d}$$

ist. α wird in Bogensekunden (as) angegeben, wenn a die große Bahnhalbachse in AU ist und d der Abstand vom Beobachter in pc. Die Methode der Astrometrie bevorzugt große Bahnhachsen und damit lange Bahnperioden (> 1 Jahr), wodurch sie die Radialgeschwindigkeitsmethode gut ergänzt. Problematisch sind dabei allerdings die langen Beobachtungszeiten. Für extrasolare Planeten werden Messgenauigkeiten im μas Bereich

benötigt. Deshalb ist ihre Beobachtung mit bodengebundenen Messungen, die durch atmosphärische Effekte auf Genauigkeiten im *mas* Bereich begrenzt sind, problematisch. In Bezug zu extrasolaren Planeten gelang der erste erfolgreiche Einsatz dieser Methode Benedict et al. (2002). Allerdings ist zu erwarten, dass mit Interferometrie die Genauigkeit bis auf $10 \mu\text{as}$ verbessert werden kann. Für Weltraummissionen sind die Bedingungen besser, jedoch wurde bis heute nur eine Mission, HIPPARCOS, durchgeführt, die Positionen von ungefähr 120000 Sternen mit einer Genauigkeit von $\sim 1 \text{ mas}$ bestimmt hat. Auch für die Raumfahrt werden μas -Geräte entwickelt, so dass in Zukunft weitere Beiträge der Astrometrie zur Beobachtung extrasolarer Planeten zu erwarten sind.

2.1.3 Transitmethode

Als Transit wird die teilweise Verdunkelung der Sternscheibe durch einen Planeten, der sich zwischen Beobachter und Stern bewegt, bezeichnet. Dabei ist intuitiv ersichtlich, dass sich der Beobachter in einer günstigen Position zum System Stern-Planet befinden muss, da sich sonst in der Projektion auf die Himmelsebene zu keinem Zeitpunkt Planetenbahn und Sternscheibe überlagern. Diese Überlagerung verursacht eine Verringerung ΔL der Luminosität des Sterns, für deren Verhältnis zur ungestörten Luminosität L_\star

$$\frac{\Delta L}{L_\star} \simeq \left(\frac{R_P}{R_\star} \right)^2$$

gilt (siehe Perryman 2000). Ist der Radius des Sterns bekannt, so liefert diese Methode den Radius des Planeten. Die Dauer eines Transits τ in h ist nach dem dritten Keplerschen Gesetz

$$\tau = \frac{P_{\text{orb}}}{\pi} \left(\frac{R_\star \cos \delta + R_P}{a} \right) \simeq \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{-1/2} \left(\frac{1}{1 \text{ AU}} \right)^{1/2} \left(\frac{R_\star}{R_\odot} \right) 13 \text{ h.} \quad (2.2)$$

Darin ist δ die Breite auf der Sternscheibe, bei der der Transit stattfindet. Der rechte Teil von Gl. (2.2) ergibt sich durch einen Vergleich mit einem erdähnlichen System im Transit vor der Sonne, der 13 h dauern würde. Durch Kombination der Transitmethode mit der Methode der Astrometrie oder der Radialgeschwindigkeitsmethode kann die Inklination der Bahn nach

$$\cos i = \frac{R_\star \sin \delta}{a}$$

bestimmt werden und somit die wahre Masse des Planeten (Perryman 2000) berechnet werden. Mit der Transitmethode wurden bisher mehrere Planeten entdeckt und auch andere Planeten beobachtet. Die erste erfolgreiche Verwendung dieser Methode gelang Charbonneau et al. (2000) und Henry et al. (2000) bei der Beobachtung eines Transits von HD 209458 b. Wie bei der Methode der Astrometrie liefert die Erdatmosphäre bei der Beobachtung eines planetaren Transits eine Grenze für die Genauigkeit, die bei 0.01 % liegt, wobei schon 0.1 % problematisch sind (Perryman 2000). Auch hier werden Weltraummissionen wie z.B. MOST (seit 2003), COROT, Kepler u.a. die Möglichkeiten, Transits zu beobachten, verbessern.

2.1.4 Sekundärer Transit

Als sekundärer Transit wird der Vorbeizug des Planeten hinter dem Stern bezeichnet. Aufgrund ihrer hohen Temperatur weisen kurzperiodische extrasolare Planeten eine hohe Infrarotstrahlung auf. Diese addiert sich zu der des Sterns, wenn der Planet für den Beobachter sichtbar ist. Befindet sich der Planet hinter dem Stern, so ist ein geringer Abfall der Intensität zu beobachten. Der Strahlungsanteil des Planeten kann somit von dem des Sterns getrennt werden. Ein Vergleich der planetaren Infrarotstrahlung mit der Strahlung eines schwarzen Körpers ermöglicht die Bestimmung der Temperatur des Planeten. Dieses Verfahren wurde erstmals von Charbonneau et al. (2005) bei der Beobachtung von TrES-1 und etwa zeitgleich von Deming et al. (2005) bei HD 209458 b erfolgreich eingesetzt.

2.1.5 Gravitations-Mikrolinsen

Licht wird im Schwerfeld von Körpern abgelenkt. Je größer die Masse des als Linse fungierenden Objektes ist, desto größer ist die Ablenkung der Lichtstrahlen eines hinter der Linse befindlichen Objektes. Da Sterne in dieser Beziehung eher Objekte mit geringer Masse sind, wird bei Ihnen vom Mikrolinseneffekt gesprochen. Wandert ein als Mikrolinse fungierendes Objekt durch die Sichtlinie eines im Hintergrund liegenden Sternes, wird der Lichtkurve eine symmetrisches Signal aufgeprägt. Diese Symmetrie wird gestört, wenn die Linse ein Stern mit einem Begleiter ist. Der Effekt kann für die Beobachtung von Gasriesen bis hin zu Planeten mit Erdmasse ausgenutzt werden. Dabei beträgt die Dauer des Effektes einige Tage für Gasriesen bis zu wenigen Stunden für erdähnliche Planeten, was in Kombination mit der Unvorhersagbarkeit solcher Ereignisse eine große Schwierigkeit dieser Methode ausmacht. Bond et al. (2004) liefern den ersten Kandidaten für ein Mikrolinsenereignis, einen Planeten mit ca. $1.5 M_J$ in einem Abstand von 3 AU um den M2-M7 Zwerg OGLE 2003-BLG-235/MOA 2003-BLG-53, der eine Masse von $0.36 M_\odot$ hat.

2.1.6 Direkte Beobachtung

In einer photometrischen Aufnahme eines Sterns wird dieser auf einem CCD-Chip abgebildet. Ist sein Begleiter ebenfalls sichtbar, so wird dies als direkte Beobachtung bezeichnet. Dabei ist die direkte Beobachtung von extrasolaren Planeten aufgrund der großen Helligkeit des Sterns im Vergleich zum Planeten schwierig. Der Helligkeitsunterschied verringert sich im Infrarotbereich des Spektrums aufgrund der geringeren Strahlung des Sterns und der erhöhten Eigenstrahlung des Planeten. Diese ist nach Neuhäuser et al. (2005) besonders hoch für junge Objekte, wodurch junge Systeme favorisiert werden. Eine weitere Möglichkeit, den Helligkeitsunterschied zugunsten des Planeten zu verbessern ist die Ausblendung des Sterns durch einen Koronagraphen oder durch Interferometrie in der das Sternlicht destruktiv überlagert wird. Chauvin et al. (2004) berichtet über die erste erfolgreiche Beobachtung eines sub-stellaren Objektes mit $5 M_J$ in Umlaufbahn um einen Braunen Zwerg. Nach der Definition der IAU (siehe 1) ist das sub-stellare Objekt damit kein Planet. Die Eingrenzung der Masse des von Neuhäuser et al. (2005) beobachteten sub-stellaren Objektes in einer Umlaufbahn um den jungen T Tauri-Stern GQ Lup ist wi-

dersprüchlich, so dass nicht sicher ist, ob es sich hierbei nach obiger Definition tatsächlich um einen Planeten handelt.

2.1.7 Beobachtung des reflektierten Sternenlichtes

Generell reflektieren Körper jeglicher Größe, also auch Staubkörnchen, das Licht ihres Sterns. Ob sie darüber beobachtbar sind, hängt davon ab, ob ihr Strahlungsfluss oberhalb der Detektionsgrenze liegt und ob er z.B. von dem des Sterns getrennt werden kann. Für Planeten ist das Verhältnis des reflektierten Strahlungsflusses f_p zu dem des Sterns f_* nach Charbonneau (2004) für die Wellenlänge λ gegeben durch

$$\left(\frac{f_p}{f_*}\right)_\lambda(\alpha) = \left(\frac{R_p}{a}\right)^2 p_\lambda \Phi_\lambda(\alpha).$$

Das Strahlungsflussverhältnis hängt somit ab vom Phasenwinkel α zwischen Stern und Beobachter aus Sicht des Planeten, vom Radius des Planeten R_p und seinem Abstand vom Stern, der durch die große Halbachse a beschrieben wird. Desweiteren sind p_λ die geometrische Albedo und $\Phi_\lambda(\alpha)$ die Phasenfunktion. Letzere gibt den Strahlungsfluss des Planeten bei Beobachtung unter dem Phasenwinkel α im Verhältnis zu dem Strahlungsfluss, der vorliegt wenn $\alpha = 0$ ist.

Durch die Orbitalbewegung des Planeten ist das durch das reflektierte Licht entstehende Sekundärspektrum spektroskopisch sehr gut vom Primärspektrum getrennt, obwohl es extrem schwach ist. Charbonneau (2004) gibt $f_p/f_* \sim 1 \cdot 10^{-4}$ für Heiße Jupiter an. Ist das Sekundärspektrum sichtbar, kann das Verhältnis der Massen von Stern und Planet aus den projizierten Geschwindigkeitsunterschieden ermittelt werden. Desweiteren liefert diese Methode Abschätzungen für die Albedo des Planeten und seinen Radius. Sie wurde bisher für einige wenige bereits bekannte Heiße Jupiter erfolgreich angewendet (siehe Charbonneau 2004).

2.1.8 Radiostrahlung

Alle Planeten des Sonnensystems, die ein starkes Magnetfeld haben, emittieren Radiostrahlung. Dabei ist die Leistung der Radiostrahlung in erster Näherung proportional zur Leistung durch die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Magnetosphäre der Planeten, deren Quelle der kinetische (Farrell et al. 1999) als auch der magnetische Energiefluss (Zarka et al. 2001) sein kann. Griebmeier et al. (2005a) zeigen, dass, obwohl die Sonne selber Radiostrahlung emittiert, im Frequenzbereich der planetaren Radiostrahlung die von Jupiter um mehrere Größenordnung stärker sein kann. Dabei ist die Gesamtleistung

$$P_{\text{rad}} \propto \mathcal{M}^{2/3} n(r)^{2/3} v(r)^{7/3}$$

proportional zum magnetischen Moment des Planeten \mathcal{M} , der Dichte des Sonnenwindes n , der Geschwindigkeit des Sonnenwindes v , die beide vom Abstand r des Planeten von der Sonne abhängen. Dieser Zusammenhang lässt u.a. Farrell et al. (1999), Zarka et al. (2001) und Griebmeier et al. (2005a) erwarten, dass die Radiostrahlung von kurzperiodischen extrasolaren Planeten, insbesondere von Heißen Jupitern, wesentlich stärker als die der Planeten im Sonnensystem sein kann.

Nach Grießmeier et al. (2005b) würde die Beobachtung von extrasolarer planetarer Radiostrahlung eine erste Möglichkeit bieten, Informationen über das Magnetfeld des emittierenden Planeten zu erhalten, da die maximale Frequenz („cutoff frequency“) vom Magnetfeld abhängt. Durch Beobachtungen in verschiedenen Frequenzbereichen könnte eine Abschätzung des magnetischen Momentes möglich sein. Darüberhinaus sollte die Rotation des Planeten die Radiostrahlung periodisch modulieren und so zugänglich werden. Nach Stevens (2005) kann die Inklination des planetaren Orbits anhand von Radioemissionen eingegrenzt werden.

Eine Übersicht, über die bis heute unternommenen Beobachtungsversuche von Radiostrahlung von extrasolaren Planeten geben Grießmeier et al. (2005c). Bisher war keiner dieser Versuche erfolgreich. Als eine mögliche Ursache sehen Grießmeier et al. (2005a) im Hinblick auf die Beobachtungen von z.B. Bastian et al. (2000), dass die Sensitivität nicht ausreichte und der beobachtete Frequenzbereich zu hoch war. Sowohl Rucker (2002), als auch Grießmeier et al. (2005a) und Stevens (2005) erwarten, dass mit zukünftigen Radioteleskopen, die Detektion von Radiostrahlung von extrasolaren Planeten möglich ist.

2.2 Eigenschaften der Stern-Planeten-Systeme

Für alle beobachteten Planeten liegen Informationen bezüglich ihrer minimalen Masse $M_P \sin i$, ihrer großen Halbachse a , der Bahnexzentrizität e und ihrer Orbitalperiode P_{orb} vor. Eine regelmäßig aktualisierte Zusammenstellung dieser Parameter einschließlich Referenzen bieten z.B. die WWW-Seiten von J. Schneider¹. Diese Seiten geben auch Informationen zu den Eigenschaften des Zentralgestirns, wie z.B. Spektraltyp, Masse und scheinbare Helligkeit. Zusätzlich wurden dieselben Sternparameter aus der astronomischen Datenbasis Simbad² abgefragt. In Anhang A sind diese Informationen (Stand 19.02.2004) zusammengestellt. Die Sterne werden dabei über ihre Nummern im HIPPARCOS-Katalog (im Folgenden mit HIP abgekürzt) und die Katalognummern der Sterne im Henry-Draper-Katalog (im Folgenden mit HD abgekürzt) bezeichnet. Zum Vergleich sind für einige Sterne die Parameter von Butler et al. (1999), Fischer et al. (2001), Fischer et al. (2003), Marcy et al. (2000), Naef et al. (2001), Tinney et al. (2002), Tinney et al. (2003) und Vogt et al. (2002) mit angegeben.

Giménez (2000), Reid (2002) und Laws et al. (2003) geben eine allgemeinere Sammlung der Eigenschaften von Sternen mit Planeten, die mit im Anhang A aufgeführt sind. ViezieR³ gibt Zugang zu 3726 Katalogen, zu denen auch der „Catalogue of Stellar Diameters“ von Pasinetti Fracassini et al. (2001) und der Katalog „Fundamental Parameters of Stars“ von Allende Prieto und Lambert (1999) gehören. Sie werden im Folgenden als CADARS und APL abgekürzt. Beide lieferten für die Zusammenstellung zusätzliche Daten. Die Tabelle im Anhang A wurde mit Daten aus dem HIP-Katalog vervollständigt.

Sternradius R_* und Effektivtemperatur T_{eff} der Sterne mit Planeten wurden aus den $\log R$ und $\log T_{\text{eff}}$ Werten von APL berechnet. Die HIP-Daten bilden die Grundlage für die Berechnung der absoluten Magnituden.

¹<http://www.obspm.fr/encycl/catalog.html>

²<http://simbad.u-strasbg.fr/Simbad>

³<http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR>

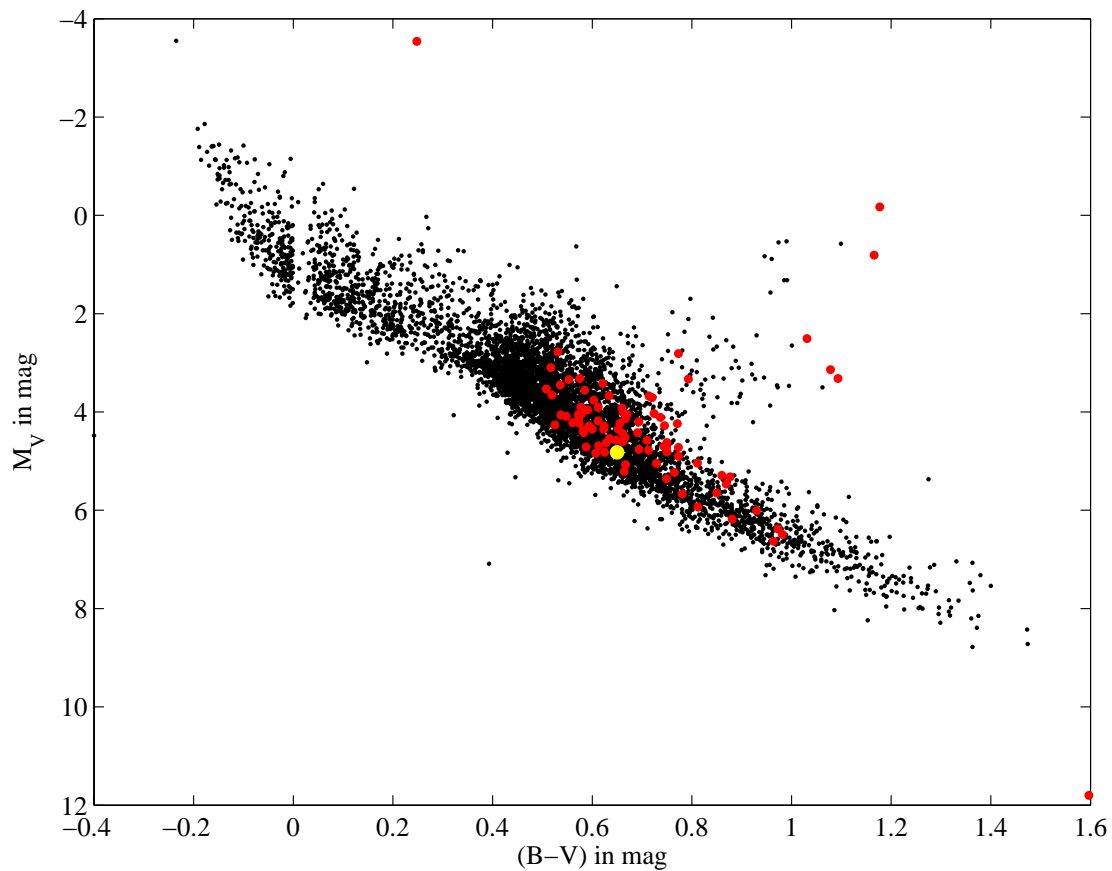


Abbildung 2.1: Hertzsprung-Russel-Diagramm mit Hauptreihensternen (schwarze Punkte) und Sternen mit Planeten (rote Punkte). Die Sonne ist als gelber Punkt dargestellt.

Das Hertzsprung-Russell-Diagramm, dargestellt in Abb. 2.1, in dem die Luminosität L_* gegen den Farbindex $B - V$ aufgetragen ist, zeigt, dass es sich bei den Sternen mit Planeten hauptsächlich um Zwerge der Spektraltypen F bis M handelt. Dabei sind die roten Punkte alle Sterne aus Anhang A, die auch im HIP-Katalog verzeichnet sind. Die schwarzen Punkte markieren Sterne, die als Hauptreihensterne im HIP-Katalog verzeichnet sind. Sie wurden dem HIP-Hauptkatalog aus dem Datensatz I/239 des XML Astronomy Archive der NASA⁴ entnommen. Dazu wurde der zur Verfügung gestellte „ADC Viewer“ verwendet, aus dem die Hauptreihensterne nach den folgenden Kriterien extrahiert wurden.

⁴<http://xml.gsfc.nasa.gov/archive/>

HIP	default	Identifier
Vmag	default	Magnitude in Johnson
Plx	-40,40	Trigonometric parallax
e_Plx	default	Standard error in Plx
B-V	default	Johnson B-V colour
e_B-V	default	Standard error on B-V
SpType	\D\dV\s9	Spectral type

Die linke Spalte enthält die Einträge im Katalog, die mittlere Spalte die Einschränkungen und die rechte die Erläuterung zum Katalogeintrag, wie sie im „ADC Viewer“ angegeben ist. Für den Spektraltyp in der letzten Zeile wurde die Auswahl über einen regexp-Ausdruck (regular expression) eingeschränkt.

Die Zahl der damit erhaltenen Daten wurde durch Einschränkung der Parallaxe Plx auf positive Werte und eine Abweichung in der Parallaxe von $e_Plx/Plx < 10\%$ und im Farbindex von $e_B-V/B-V < 10\%$ weiter reduziert. Der resultierende Datensatz umfasst 5820 Sterne.

Alle Sterne mit Planeten weisen in den HIP-Daten eine Standardabweichung in der Parallaxe von $e_Plx/Plx \leq 10\%$ auf. Ausnahmen sind HIP 1931 (10.2 %), HIP 45982 (33.7 %), HIP 60128 (74.1 %) und HIP 94075 (23.1 %). BD-10_3166 b und OGLE-TR-56 b werden nicht berücksichtigt, da sie im HIP-Katalog nicht erfasst sind. Es ist zu beachten, dass nicht alle Sterne mit Planeten Hauptreihensterne sind.

Ungefähr 80 % der Sterne mit Planeten sind in APL enthalten. Die in diesem Katalog tabellierten Sternmassen und Radien beruhen auf einer Isochroneninterpolation auf der Basis des HIP-Kataloges. Für Sterne mit Metallizitäten zwischen 0.4 und 2.5 mal der Sonnenmetallizität, d.h. $-0.4 < [Fe/H] < 0.4$, erreichten die Autoren eine Genauigkeit von $\sim 6\%$ für die Sternradien und 8% für die Sternmassen. Mit den Sternradien ist eine andere Sichtweise auf die planetaren Systeme möglich, die die Unterschiede vieler dieser Systeme im Vergleich zum Sonnensystem verdeutlicht. Dazu wurden die Aphelabstände

$$d = a(1 + e) \tag{2.3}$$

der Planeten zu ihren Sternen berechnet. Nach Normierung auf den zugehörigen Radius des Zentralgestirns wurden diese gegen den Radius des Sterns in Sonnenradien R_\odot in Abb. 2.2 aufgetragen. Die Größe der Kreise symbolisiert $M_P \sin i$ des Planeten in Jupitermassen M_J . Das Sonnensystem ist in gleicher Darstellung mit eingezeichnet. Auffällig ist die relativ große Anzahl an Planeten innerhalb eines Abstandes von $10 R_\star$, was in etwa 1/10 des Abstandes von Merkur zur Sonne entspricht. Diese geringe Entfernung, die mit kurzen Orbitalperioden verbunden ist, ist besonders für die Wechselwirkungen, die im Rahmen dieser Arbeit betrachtet werden, von großem Interesse. Eine Grenze von Abständen $< 10 R_\star$, die bei den vorliegenden Sternen ~ 0.06 AU entspricht, liefert damit die 13 extrasolaren Planeten und Zentralgestirne, die im Folgenden weiter betrachtet werden.

2.2.1 Planetare Parameter

Die verwendeten planetaren Parameter sind der Zusammenstellung von J. Schneider entnommen und in Tab. 2.1 zusammengestellt. Dabei sind die minimale Masse $M_P \sin i$ in

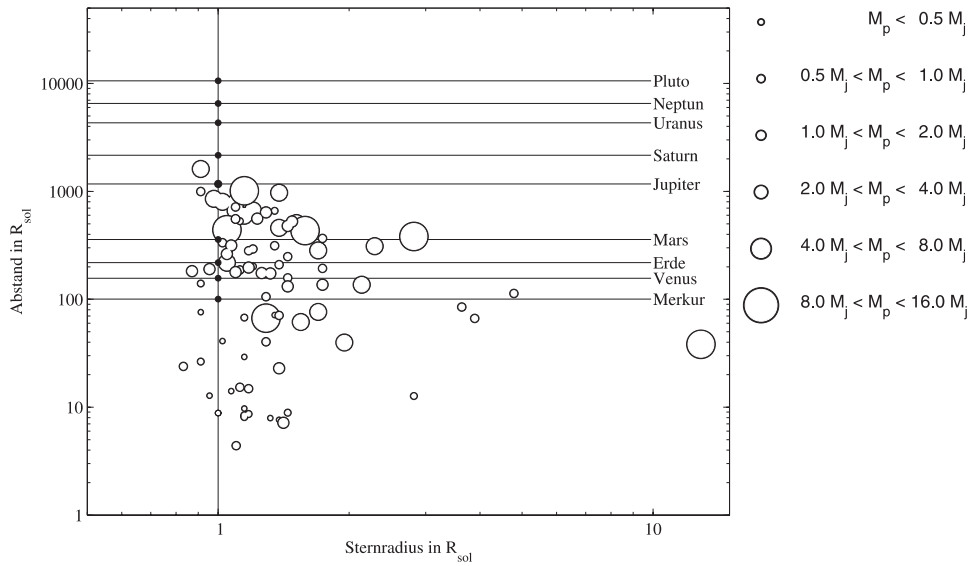


Abbildung 2.2: Aphelabstände der Planeten normiert auf den Sternradius in Abhängigkeit vom Sternradius. Die Größe der Kreise symbolisiert $M_p \sin i$ in Jupitermassen M_J .

Tabelle 2.1: Planetenparameter zusammengestellt aus dem Katalog von J. Schneider. Tabelliert sind die minimale Masse $M_p \sin i$ in M_J bzw., falls i bekannt ist, die wirkliche Masse M_p in M_J und der Radius R in R_J . Ebenso werden die große Halbachse a , die Exzentrizität e und die Inklination i der Planetenbahn angegeben. Aus diesen wurden der Abstand d vom Stern in AU und in R_\star (s. 2.2.2) berechnet. P_{orb} ist die Orbitalperiode in d.

Planet	$M_p \sin i$ [M_J]	R_p [R_J]	a [AU]	e	i [$^\circ$]	d [AU]	d [R_\star]	P_{orb} [d]
OGLE-TR-56 b	1.45	1.3	0.0225	0	81	0.0225	4.4	1.2
HD 83443 b	0.35		0.038	0.08		0.041	8.83	2.99
HD 46375 b	0.249		0.041	0		0.041	8.82	3.02
HD 187123 b	0.52		0.042	0.03		0.0433	8.1	3.1
HD 179949 b	0.84		0.045	0.05		0.0473	8.65	3.1
HD 209458 b	0.69	1.43	0.045	0	86.1	0.045	8.43	3.52
HD 75289 b	0.42		0.046	0.054		0.0485	7.91	3.51
BD-10_3166 b	0.48		0.046	0	< 84.3	0.046		3.49
τ Boo b	3.87		0.0462	0.018		0.047	7.16	3.31
HD 76700 b	0.197			0.049	0	0.049	7.64	3.97
51 Peg b	0.46		0.0512	0.013		0.0519	9.72	4.23
HD 49674 b	0.12		0.0568	0		0.0568	12.79	4.95
v And b	0.69		0.059	0.012		0.0597	8.89	4.62

Jupitermassen M_J bzw., falls i bekannt ist, die wirkliche Masse M_P in Jupitermassen M_J . Ebenso werden der Radius R in Jupiterradien R_J , die große Halbachse a in AU, die Exzentrizität e und die Inklination i der Planetenbahn in Grad angegeben. Mit diesen wurde der Aphelabstand d des Planeten vom Stern in AU und in Sternradien R_* (s. auch Abschnitt 2.2.2) mit Gl. (2.3) berechnet. Da OGLE-TR-56 weder durch die HIP-Mission beobachtet wurde noch in Allende Prieto und Lambert (1999) enthalten ist, wurde der Abstand mit dem von Konacki et al. (2003) angegebenen Sternradius berechnet. Die letzte Spalte zeigt die Orbitalperiode P_{orb} in d.

Für die Modellierung möglicher Wechselwirkungen von Stern und Planet, bei der Magnetfelder involviert sind, werden weitere Informationen zu den planetaren Magnetfeldern benötigt. Bis heute konnten diese jedoch durch Beobachtungen nicht ermittelt werden. Grießmeier et al. (2004) schätzen die planetaren magnetischen Momente \mathcal{M} über Skalierungsgesetze für die Planeten OGLE-TR-56 b und HD 209458 b ab, für die der Planetenradius durch Transitbeobachtungen bekannt ist. Die Skalierungsgesetze selbst wurden dabei anhand der beobachteten Magnetfelder im Sonnensystem durch verschiedene Autoren abgeleitet. Grießmeier et al. (2004) führen die planetaren magnetischen Momente \mathcal{M} zurück auf die Dichteverteilung ρ_{core} und Leitfähigkeit σ der Dynamoregion mit Radius r_{core} , wobei der Planet mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotiert. Grießmeier et al. (2004) verwenden dabei die Skalierungen von

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M} &\propto \rho_{\text{core}}^{1/2} \omega r_{\text{core}}^4 && \text{(Busse, 1976)} \\
 \mathcal{M} &\propto \rho_{\text{core}}^{1/2} \omega^{1/2} r_{\text{core}}^3 \sigma^{-1/2} && \text{(Stevenson, 1983, dissipativ)} \\
 \mathcal{M} &\propto \rho_{\text{core}}^{1/2} \omega^{3/4} r_{\text{core}}^{7/2} \sigma^{-1/4} && \text{(Mizutani et al. a, 1992)} \\
 \mathcal{M} &\propto \rho_{\text{core}}^{1/2} \omega^{1/2} r_{\text{core}}^3 \sigma^{-1/2} && \text{(Mizutani et al. b, 1992)} \\
 \mathcal{M} &\propto \rho_{\text{core}}^{1/2} \omega r_{\text{core}}^{7/2} && \text{(Sano, 1993).}
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

Da r_{core} auch für die Planeten im Sonnensystem schwer bestimmbar ist, skalieren Curtis und Ness (1986) diesen mit einem empirischen Skalierungsgesetz mit der planetaren Masse und erhalten als beste Anpassung für das Sonnensystem

$$r_{\text{core}} \propto M_P^{0.44}. \tag{2.5}$$

Mit der Bedingung, dass $r_{\text{core}} < R_P$ ist, ist diese Skalierung ungültig für $M_P > 2.6 M_J$, wobei sie für $M_P < 2.6 M_J$ im Einzelfall überprüft werden muss. Grießmeier et al. (2004) berücksichtigen in ihrer eigenen Skalierung

$$r_{\text{core}} \propto M_P^{0.75} R_P^{-0.96}, \tag{2.6}$$

dass bei konstanter Masse eine Vergrößerung des planetaren Radius eine Reduzierung der Dichte innerhalb der Dynamoregion mit sich bringt und somit das dynamofähige Volumen und damit r_{core} verringert. Für die Dichte innerhalb der Dynamoregion nehmen Grießmeier et al. (2004) Proportionalität zur mittleren Dichte $\bar{\rho}$ des Planeten an

$$\rho_{\text{core}} \propto \bar{\rho} = \frac{3M_P}{4\pi R_P^3}. \tag{2.7}$$

Da für beide Skalierungen Gl. (2.6) und Gl. (2.7) der planetare Radius bekannt sein muss, sind sie nur für die Planeten anwendbar, die auch im Transit beobachtet wurden. Dies ist

Tabelle 2.2: Magnetische Momente für die Planeten aus Tab. 2.1 nach den Skalierungsgesetzen Gl. (2.4) unter Verwendung von Gl. (2.5).

Planet	\mathcal{M} in \mathcal{M}_J				
	Busse 1976	Stevenson 1986	Mizutani a 1992	Mizutani b 1992	Sano 1993
OGLE-TR-56 b	0.67	0.97	0.80	0.97	0.61
HD 46375 b	0.01	0.06	0.03	0.06	0.02
HD 83443 b	0.02	0.09	0.04	0.09	0.03
HD 187123 b	0.04	0.15	0.08	0.15	0.05
HD 209458 b	0.06	0.21	0.11	0.21	0.07
BD-10_3166 b	0.03	0.13	0.06	0.13	0.04
Tau Boo b	1.34	2.10	1.68	2.10	0.99
HD 179949 b	0.10	0.29	0.17	0.29	0.10
HD 75289 b	0.03	0.11	0.05	0.11	0.03
HD 76700 b	0.01	0.04	0.01	0.04	0.01
51 Peg b	0.02	0.11	0.05	0.11	0.03
HD 49674 b	0.002	0.02	0.01	0.02	0.003
ν And b	0.05	0.18	0.09	0.18	0.05

nur bei zwei Planeten des oben zusammengestellten Satzes der Fall. Deshalb wird im Rahmen dieser Arbeit für alle Planeten die Skalierung Gl. (2.5) verwendet. Die Größen ρ_{core} und σ werden denen für Jupiter gleichgesetzt. Bei Normierung der magnetischen Momente auf das von Jupiter ergeben sich die in Tab. 2.2 zusammengestellten Werte. Dabei wurden $M_J = 1.9 \cdot 10^{27}$ kg, $\omega_J = 1.76 \cdot 10^{-4}$ s $^{-1}$ und $\mathcal{M}_J = 1.55 \cdot 10^{27}$ Am 2 verwendet.

2.2.2 Stellare Parameter

Die Sterne, um die die Planeten mit $d < 0.06$ AU kreisen, sind überwiegend Hauptreihensterne des Spektraltyps G. In diesem Spektraltyp ist auch ein Unterriese mit vertreten. Weiterhin gibt es Sterne der Spektraltypen F und K, wobei zu letzteren auch ein Unterriese gehört. Alle Sterne bis auf OGLE-TR-56 (1500 pc nach Schneider) befinden sich in weniger als 60 pc Entfernung. Für BD-10_3166 ist die Entfernung unbekannt. Auf der Basis der HIP-Daten wurde Abb. 2.3 erstellt. Als Referenz wurden die Hauptreihensterne (schwarze Punkte) aus Abb. 2.1 mit abgebildet. Die Sterne mit kurzperiodischen extrasolaren Planeten sind als rote Punkte eingezeichnet, die Sonne als gelber. Alle abgebildeten Sterne weisen im Bezug zur Sonne eine höhere Metallizität, d.h. $0 < [Fe/H] < 0.33$. OGLE-TR-56 und BD-10_3166 wurden in der Abbildung nicht berücksichtigt.

Für die Modellierung der Wechselwirkungen werden Sternparameter wie Masse M_* , Radius R_* , Rotationsperiode $P_{*,\text{rot}}$, Alter, Koronatemperatur T , Massenfluss F_m , Magnetfeldstärke B_* benötigt. Von diesen können i. d. R. die ersten drei der Literatur oder Katalogen entnommen werden, für die weiteren müssen Annahmen verwendet werden. In Tab. 2.3 sind Masse, Radius, Alter und Rotationsperiode für die Zentralgestirne der

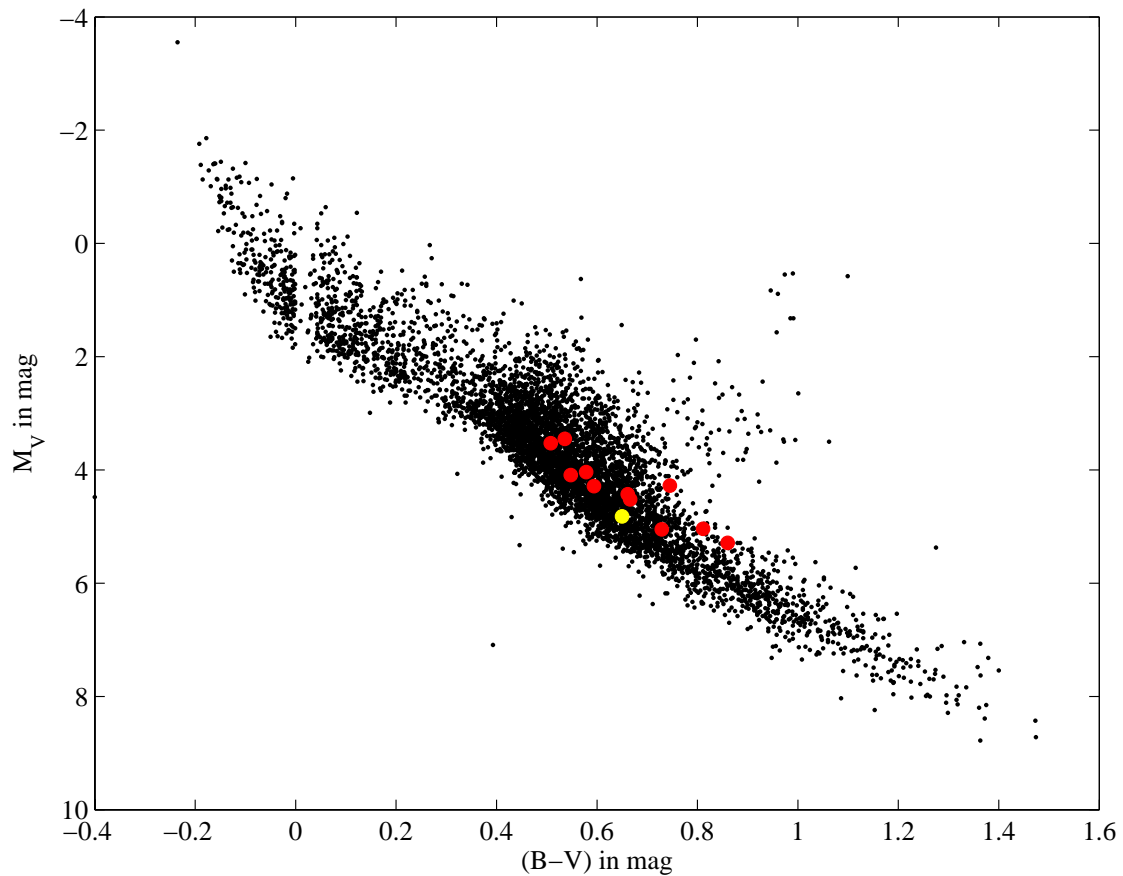


Abbildung 2.3: Hertzsprung-Russel-Diagramm mit Hauptreihensternen (schwarze Punkte) und Sternen mit Planeten innerhalb 0.06 AU (rote Punkte). Die Sonne ist dargestellt als gelber Punkt.

ausgewählten Planeten aus verschiedenen Quellen zusammengetragen, wobei jeweils der kleinste und der größte Literaturwert angegeben werden. Die zugehörigen Referenzen stehen in der Zeile unter dem Parameterwert, wobei sie anhand der Größe der angegebenen Werte sortiert sind. Werden von den Autoren zwei Werte angegeben, so werden sie entsprechend zweimal referenziert.

Da APL für fast alle Sterne Masse und Radius angeben, sind die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Werte ihrem Katalog entnommen. Diese sind in Tab. 2.4 nochmals explizit zusammengestellt. Dabei steht in der ersten Spalte jeweils der Name des Planeten in der jeweils ersten Zeile. In der darauf folgenden Zeile entspricht die erste Zahl der HD-Katalognummer (HD-Nummer) und die zweite Zahl der HIP-Katalognummer. Die angegebenen Parameter sind die scheinbare visuelle Helligkeit m_V , die Parallaxe π , die absolute visuelle Helligkeit M_V , die Farbe $B - V$, sowie Masse M_* , Radius R_* , Bolometrische Korrektur BC und die Effektivtemperatur T_{eff} . Dabei wurde der Radius mit dem von APL angegebenen $\log R_*$ Wert berechnet. In der zweiten Zeile für jeden Stern stehen die Fehler, soweit von den Autoren angegeben. Für die berechneten Werte R_* entsprechen die angegebenen Werte der Abweichung, die mit den Fehlern für den $\log(R_*/R_\odot)$ -Wert berechnet wurde. Weder BD-10_3166 noch OGLE-TR-56 sind mit HIPPARCOS beob-

Tabelle 2.3: Sternparameter. Tabelliert sind die kleinste und größte in der Literatur angegebene Sternmasse, Radius, Alter und Rotation soweit sie in den unten stehenden Literaturquellen angegeben werden. Dabei sind die Referenzen in jeder auf die Parameter folgende Spalte nach der Größe des angegebenen Wertes sortiert.

	M_{\star} [M_{\odot}] ref.	R_{\star} [R_{\odot}] ref.	Alter [Gyr] ref.	$P_{\star,rot}$ [d] ref.
OGLE-TR-56	1.04 1	1.10 1		
HD 83443	0.79-0.98 7,15,4,2,3	1.00 3	3.2-10.7 2	
HD 46375	0.83-1.0 15,5,2,3,4,6	1.00 3	4.5-16.5 2,4	
HD 187123	0.98-1.12 15,8,9,4,5,2,3	1.14-1.15 8,3	4.0-10.7 9,2,5,15	23-30 8,9
HD 179949	1.14-1.3 3,6,5,15	1.17 3	4.00 15	
HD 209458	1.03-1.15 3,15,4,8,9,2,5	1.1-1.15 8,3	2.4-5.1 2,9,4,15	15.7-17 9,8
HD 75289	1.0-1.24 3,8,9,1,2	1.31-1.32 3,8	0.8-5.6 2,15,9,2,9,4	16-17 9,8
BD-10_3166	0.9-1.1 15,10,4		4.00 4	
τ Boo	1.3-1.42 3,4,12,8,9	1.1-1.48 13,3,8,11	1-2 4,9,2,14,9,15	3.2-5.1 9,8,14,9,14
HD 76700	1.00 3	0.91-1.38 13,3	4.3-7.1 2,9,4,9,2	
51 Peg	0.97-1.11 15,3,5,8,9,12,4,2,11	0.98-1.16 13,3,8,11	13.50 15	21.9-29.5 9,8,9
HD 49674	0.95-1.0 3,6	0.95 3		
ν And	1.20-1.37 15,11,12,5,4,2,8,9,3	1.2-1.69 13,3,8,11	2.7-5 4,9,2,9,15,14,2	11.6-14 9,14,8,9

Referenzen: ¹ Konacki et al. (2003); ² Laws et al. (2003); ³ Allende Prieto und Lambert (1999); ⁴ Santos et al. (2000); ⁵ Santos et al. (2003); ⁶ Schneider; ⁷ Butler et al. (2002); ⁸ Cuntz et al. (2000); ⁹ Barnes (2001); ¹⁰ Butler et al. (2000); ¹¹ Fuhrmann (1998); ¹² Takeda et al. (2002); ¹³ Johnson und Wright (1983); ¹⁴ Baliunas et al. (1997); ¹⁵ Chen und Zhao (2002)

Tabelle 2.4: Sternparameter nach Allende Prieto und Lambert (1999). In der ersten Spalte steht der Planetenname gefolgt von HD- und HIP-Nummer. Die anderen Spalten enthalten die scheinbare Helligkeit, die Parallaxe, die absolute Helligkeit, den Farbindex $B - V$, sowie Sternmasse, Radius, bolometrische Korrektur und Effektivtemperatur. Die rms-Fehler sind unter den Werten angegeben. Dabei ist zu beachten, dass Allende Prieto und Lambert (1999) den Radius als $\log R_*$ angegeben haben. Deshalb entspricht die Fehlerangabe für den Radius der maximalen Abweichung der Werte, die durch Berücksichtigung des rms-Fehlers bei der Berechnung des Radius entsteht.

Planet	m_V [mag]	π [mas]	M_V [mag]	$B - V$ [mag]	M_* [M_\odot]	R_* [R_\odot]	BC [mag]	$\log T_{\text{eff}}$ [K]
OGLE-TR-56 b								
HD 83443 b	8.23	22.97	5.04	0.811	0.98	1	0.13	3.74
83443,47202		0.9	0.17		0.01	0.05	0.01	0
HD 46375 b	7.91	29.93	5.29	0.86	0.9	1	0.16	3.73
46375,31246		1.07	0.16		0.01	0.05	0.01	0
HD 187123 b	7.83	20.87	4.43	0.661	1.12	1.15	0.04	3.77
187123,97336		0.71	0.15		0.1	0.05	0.03	0.01
HD 179949 b	6.25	36.97	4.09	0.548	1.14	1.17	0.03	3.79
179949,94645		0.8	0.1		0.07	0.03	0.02	0
HD 209458 b	7.65	21.24	4.29	0.594	1.03	1.15	0.06	3.78
209458,108859		1	0.21		0.11	0.08	0.02	0.01
HD 75289 b	6.35	34.55	4.04	0.578	1	1.32	0.07	3.78
75289,43177		0.56	0.07		0.1	0.06	0.02	0.01
BD-10_3166 b								
τ Boo b	4.5	64.12	3.53	0.508	1.3	1.41	-0.01	3.81
120136,67275		0.7	0.05		0.12	0.07	0.03	0.01
HD 76700 b	8.16	16.75	4.28	0.745	1	1.38	0.1	3.75
76700,43686		0.66	0.17		0.09	0.1	0.03	0.01
51 Peg b	5.45	65.1	4.52	0.666	1.01	1.15	0.08	3.76
217014,113357		0.76	0.05		0.01	0.03	0	0
HD 49674 b	8.1	24.55	5.05	0.729	0.95	0.95	0.11	3.75
49674,32916		1.14	0.2		0.04	0.07	0	0
v And b	4.1	74.25	3.45	0.536	1.37	1.45	-0.03	3.81
9826,7513		0.72	0.05		0.01	0.03	0	0

achtet worden und sind auch nicht in APL enthalten. Deshalb wurden für OGLE-TR-56 die Parameter von Konacki et al. (2003) übernommen.

3 Sternwindmodelle für kurzperiodische Planeten

Aufgrund der Schwierigkeiten bei der Beobachtung extrasolarer Planetensysteme sind nur wenige physikalische Eigenschaften bekannt. Dazu gehören z.B. Masse und Radius des Sterns, Masse und Radius des Planeten sowie Bahnparameter wie große Halbachse, Exzentrizität und Orbitalperiode. Für die Entwicklung von Modellen zur Wechselwirkung zwischen Planet und Stern werden jedoch weitere Eigenschaften von Stern, Planet und ihrer Plasmaumgebung benötigt. Die bekannten Parameter müssen deshalb unter Zuhilfenahme von Modellen und Annahmen ergänzt werden. Aufgrund der Ähnlichkeit vieler Zentralgestirne kurzperiodischer extrasolarer Planeten mit der Sonne wird das Sonnensystem als Referenzsystem verwendet. Dies hat den Vorteil, dass für die Planeten im Sonnensystem, ihre Plasmaumgebung und ihr Zentralgestirn detaillierte Beobachtungen vorliegen. Viele der im Sonnensystem bekannten Plasmaprozesse werden auf die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Magnetosphäre der Planeten wie Merkur, Venus, Erde, Jupiter und Saturn zurückgeführt. Vor diesem Hintergrund ist dieses Kapitel der Abschätzung für die Sternwinde gewidmet, da es im Gegensatz zum gut untersuchten Sonnenwind nur vereinzelte Beobachtungen von sonnenwindähnlichen Sternwinden gibt. Die Ergebnisse bilden die Grundlage für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Szenarien der Wechselwirkung zwischen Planet und Stern (Kap. 4) und für die Simulationen der Planetenmagnetosphäre (Kap. 5).

3.1 Sternwindmodelle

Massenverlust in Form eines Sternwindes ist ein für Sterne typisches Phänomen, bei dem abhängig vom Spektraltyp und vom Alter des Sterns verschiedene ursächliche Prozesse beteiligt sind. Das Plasma des Sternwindes, charakterisiert durch Geschwindigkeit, Dichte, Teilchenart, Temperatur und Magnetfeld, füllt den Raum um den Stern und bildet durch Wechselwirkung mit dem interstellaren Medium die Astrosphäre. Charakteristisch für Sternwinde ist, dass bei geringer Dichte in großer Entfernung hohe Geschwindigkeiten erreicht werden. Dabei spiegeln sich die unterschiedlichen Spektraltypen und das Alter der Sterne in den unterschiedlichen Prozessen, die zur Beschleunigung des Windes führen, wider.

Die heißen Sterne am oberen Ende der Hauptreihe, z.B. O- und A-Sterne, zeigen eine enge Korrelation zwischen Massenverlust und Luminosität (Lamers und Cassinelli 1999). Dies legt nahe, dass der Hauptmechanismus für die Beschleunigung der Sternwinde dieser Sterne Impulsübertragung durch Strahlungsdruck ist. Im Gegensatz dazu ist der Zu-

sammenhang zwischen Sternwinden und Beschleunigungsmechanismen bei Sternen der Spektralklassen F bis M weniger eindeutig. Diese Sterne verfügen ähnlich der Sonne über Koronae, deren Expansion mit verschiedenen Modellansätzen erklärt werden kann. Eine wichtige Rolle scheinen thermische Druckgradienten zu spielen. Ein weiterer effektiver Mechanismus zur Beschleunigung von Sternwinden ist schnelle Rotation. Diese ist kennzeichnend für z.B. junge Sterne, Wolf-Rayet-Sterne oder beschleunigt rotierende Komponenten in Doppelsternsystemen. Einen Überblick über Beobachtungen und eine ausführliche Zusammenstellung verschiedener Sternwindmodelle zu diesen und anderen Sternwindtypen geben Lamers und Cassinelli (1999).

Da, wie in Kap. 2 dargelegt, die Sterne der hier betrachteten extrasolaren Planetensysteme als sonnenähnlich angesehen werden können, ist die Modellierung auf Sternwinde begrenzt, die über Druckgradienten und Rotation beschleunigt werden. Dazu werden das hydrodynamische Modell von Parker (1958), Abschnitt 3.1.1, und das magnetohydrodynamische Modell von Weber und Davis (1967), Abschnitt 3.1.3, verwendet. Als Zwischenschritt wird in Abschnitt 3.1.2 das Parker-Modell um Rotation, nicht aber um ein Magnetfeld, erweitert. Die zugrundeliegenden Annahmen werden zuvor kurz zusammengefasst.

Eine hydrodynamische Beschreibung des Sternwindplasmas am Ort eines Planeten beinhaltet die Teilchendichte n oder die Massendichte $\rho = nm$ mit der mittleren Teilchenmasse m , seine Temperatur T und die Strömungsgeschwindigkeit \mathbf{v} . Ein magnetohydrodynamisches Modell berücksichtigt zusätzlich die magnetische Flussdichte \mathbf{B} .

Zur Vereinfachung wird angenommen, dass sich die Sternkorona sphärisch ausdehnt, d.h. alle Größen hängen nur vom Abstand r vom Sternmittelpunkt ab. Im Folgenden wird ein sphärisches Koordinatensystem (r, ϑ, φ) verwendet, dessen Ursprung mit dem Sternmittelpunkt zusammenfällt. Aufgrund dieser Symmetrie kann die Betrachtung auf die Ekliptik des Stern-Planetensystems bei $\vartheta = 90^\circ$ beschränkt werden, wobei $\vartheta = 0^\circ$ die Rotationsachse des Sterns ist. Dabei wird ein Ein-Fluid-Modell für ein ideales Plasma verwendet.

Die Masse der Korona bleibt entsprechend

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (3.1)$$

erhalten. Die stationäre Ausdehnung der Korona wird im hydrodynamischen Modell durch das Zusammenspiel von Druckgradienten und Gravitation

$$\rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p - \frac{GM_\star}{r^2} \mathbf{e}_r \quad (3.2)$$

beschrieben, wobei \mathbf{e}_r der radiale Einheitsvektor ist, G die Gravitationskonstante und M_\star die Masse des Sterns. Im magnetohydrodynamischen Ansatz muss Gl. (3.2) um die Lorentzkraft ergänzt werden, so dass

$$\rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p - \frac{GM_\star}{r^2} \mathbf{e}_r + \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (3.3)$$

Der Druck p wird in beiden Fällen als skalar angenommen und durch

$$p = nk_B(T_e + T_i) = 2nk_B T \quad (3.4)$$

beschrieben, wobei k_B die Boltzmannkonstante ist. Die gemeinsame Temperatur von Elektronen (Index e) und Ionen (Index i) wird im Folgenden als konstant angenommen.

3.1.1 Nicht-rotierender Stern ohne Magnetfeld

Die Expansion der Korona eines nicht-rotierenden Sterns ohne Magnetfeld wurde erstmals durch Parker (1958) beschrieben und weiter durch Parker (1960a), Parker (1960b) und Parker (1964) untersucht. Eine anschauliche Zusammenfassung und Herleitung ist z.B. in Lamers und Cassinelli (1999) zu finden.

Da der Stern nicht rotiert, hat die Geschwindigkeit nur eine Komponente in radialer Richtung, d.h. $v(r) = v_r e_r$. Das Umformen der radialen Bewegungsgleichung (3.2) in eine Konstante der Integration liefert

$$\left(\frac{v_r}{v_c}\right)^2 - 2 \ln\left(\frac{v_r}{v_c}\right) = 4 \ln\left(\frac{r}{r_c}\right) + 4\frac{r_c}{r} + C, \quad (3.5)$$

wobei C die Konstante der Integration ist und

$$v_c = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$$

die Schallgeschwindigkeit. Die Lösungscharen, im Folgenden auch Geschwindigkeitsprofile genannt, unterscheiden sich durch die Wahl von C . In Gl. (3.5) treten Geschwindigkeit und Ort im Verhältnis zu der Schallgeschwindigkeit oder kritischen Geschwindigkeit v_c bzw. dem kritischen Punkt r_c auf.

Die Bedeutung beider Größen ergibt sich durch Einsetzen der Zustandsgleichung (3.4) in Gl. (3.2). Umformen liefert eine Differentialgleichung für die radiale Geschwindigkeit

$$\frac{r}{v_r} (v_r^2 - v_c^2) \frac{dv_r}{dr} = 2v_c^2 - \frac{GM_\star}{r}, \quad (3.6)$$

die unabhängig von der Dichte ist. Für $v_r = v_c$ verschwindet die linke Seite, woraufhin die rechte Seite ebenfalls verschwinden muss, damit die Gleichung nicht singular wird. Zu Null-Setzen der rechten Seite und Auflösen nach r liefert den kritischen Punkt r_c

$$r_c = \frac{mGM_\star}{4k_B T} \quad \text{mit} \quad v_r = v_c. \quad (3.7)$$

Der kritische Punkt wird auch Schallpunkt oder Parker-Punkt genannt.

Das Prinzip der Windbeschleunigung und die Bedeutung der beiden kritischen Größen veranschaulicht Abb. 3.1. Der weiße Bereich der Abbildung symbolisiert die Querschnittsfläche einer Laval-Düse, deren Radius in kritischen Radien r_c auf der linken y-Achse angegeben ist. Mit Hilfe einer Laval-Düse wird Gas von geringer Geschwindigkeit auf Überschallgeschwindigkeit beschleunigt. Dafür muss die kleinste Querschnittsfläche so im Gasstrom platziert sein, dass der Wind dort Schallgeschwindigkeit erreicht. Dies wird durch die Konvergenz der Düse beeinflusst. Die Divergenz der Düse sorgt für einen Druckabfall hinter dem Schallpunkt, der das Gas weiter beschleunigt. In einem Sternwind, der durch Gl. (3.5) und Gl. (3.6) beschrieben wird, entsprechen Konvergenz und Divergenz dem Gegenspiel von Gravitation und Druck. Die Geschwindigkeitsprofile für verschiedene Integrationskonstanten C , d.h. die Lösungen von Gl. (3.5) sind in Abb. 3.1 in grau dargestellt, wobei die rechte y-Achse die Bezugsachse für die Geschwindigkeit in Einheiten der Schallgeschwindigkeit ist. Es gibt verschiedene Lösungsbereiche, die durch die rote und blaue Linie voneinander getrennt werden.

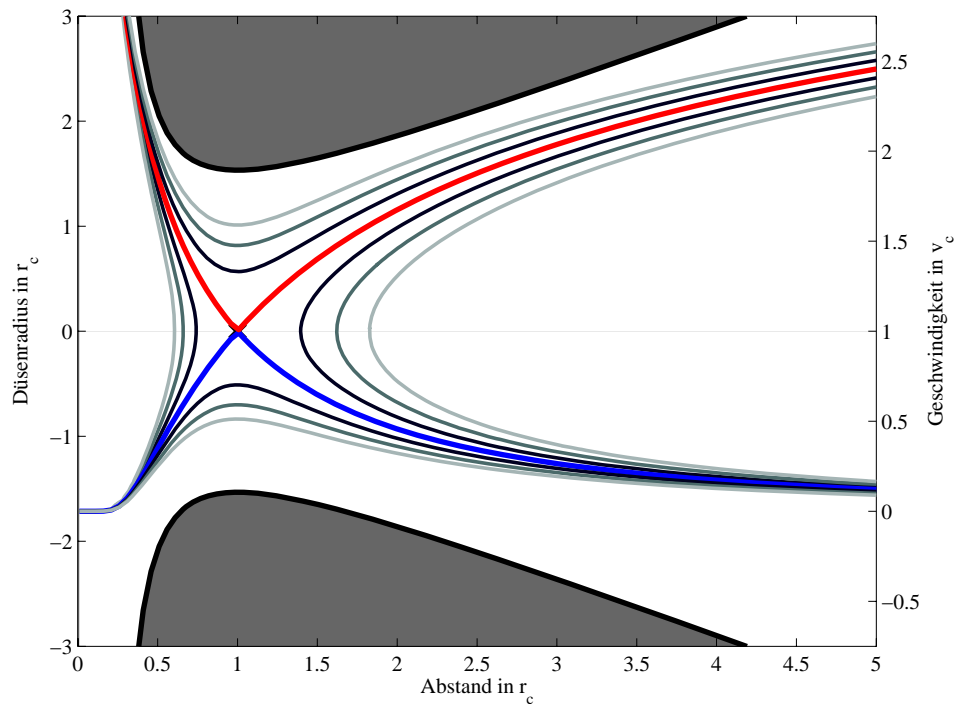


Abbildung 3.1: Dimensionslose Darstellung von Geschwindigkeitsprofilen einer Laval-Düse. Die weiße Fläche zeigt einen Querschnitt der Düse, deren Radius auf der linken y-Achse normiert auf den kritischen Radius angegeben ist. Die Geschwindigkeitsprofile sind in kritischen Geschwindigkeiten angegeben und gehören zur rechten y-Achse. Weitere Erläuterungen siehe Text.

Genau eine Lösung entspricht dem Sternwind, bzw. dem gewünschten Geschwindigkeitsprofil einer Laval-Düse: In der Nähe des Sterns ist die Geschwindigkeit gering, weit entfernt ist sie groß. Diese Lösung setzt sich zusammen aus dem unteren Ast der blauen Kurve und dem oberen Ast der roten. Dabei werden die Teilstücke am Schnittpunkt beider Kurven zusammengesetzt. In der dimensionslosen Darstellung liegt dieser Schnittpunkt bei $(1, 1)$, d.h. am Schallpunkt entspricht die Geschwindigkeit des Windes der Schallgeschwindigkeit (also $v(r = r_c) = v_c$). Die Integrationskonstante C , die zu dieser Lösung gehört, ergibt sich durch Einsetzen von Gl. (3.7) in Gl. (3.5) zu $C = -3$. Gleichung (3.5) kann damit bei vorgegebenem r numerisch für v_r gelöst werden. Dabei gilt für die gesuchte Lösung

$$\frac{v_r}{v_c} = \begin{cases} < 1 & \text{für } \frac{r}{r_c} < 1 \\ > 1 & \text{für } \frac{r}{r_c} > 1. \end{cases}$$

3.1.2 Rotierender Stern ohne Magnetfeld

In dem oben vorgestellte Parker-Modell kann die Rotation des Sterns indirekt über eine azimutale Komponente der Geschwindigkeit eingebaut werden, d.h.

$$\mathbf{v}(r) = v_r(r)\mathbf{e}_r + v_\varphi(r)\mathbf{e}_\phi.$$

Dieser Fall wurde ausführlich von Weidelt (1973) und Mufson und Liszt (1975) untersucht. Wird \mathbf{v} in die Bewegungsgleichung (3.2) eingesetzt, zerfällt diese unter Berücksichtigung der Vektoridentität

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = \frac{1}{2}\nabla v^2 - \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{v})$$

in eine radiale

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dr} (v_r^2 + v_\varphi^2) - \frac{v_\varphi}{r} \frac{d}{dr} (rv_\varphi) + \frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{GM_\star}{r^2} = 0 \quad (3.8)$$

und eine azimutale

$$\frac{v_r}{r} \frac{d}{dr} (rv_\varphi) = 0 \quad (3.9)$$

Bewegungsgleichung.

Wie sofort ersichtlich, liefert Gl. (3.9) eine Konstante der Integration \mathcal{L} , den Drehimpuls pro Masseneinheit

$$\mathcal{L} = rv_\varphi = \text{konst.} = R_\star^2 \Omega.$$

Die radiale Bewegungsgleichung (3.8) wird unter Ausnutzung der Zustandsgleichung $p = 2nk_B T = 2\rho k_B T/m = \rho v_c^2$ und mit einigen Zwischenschritten umgeformt in eine Differentialgleichung für die radiale Geschwindigkeitskomponente

$$\frac{r}{v_r} (v_r^2 - v_c^2) \frac{dv_r}{dr} = 2v_c^2 - \frac{GM_\star}{r} + \frac{\mathcal{L}^2}{r^2}.$$

Wie in Gl. (3.6) verschwindet die linke Seite bei Erreichen der Schallgeschwindigkeit, d.h. $v_r = v_c$. Damit die Gleichung nicht singular wird, muss die rechte Seite ebenfalls verschwinden, was die kritischen Punkte $r_{c,1,2}$

$$r_{c,1,2} = \frac{GM_\star}{4v_c^2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{GM_\star}{2v_c^2} \right)^2 - \frac{R_\star^4 \Omega^2}{2v_c^2}} \quad (3.10)$$

mit dem Sternradius R_\star und der Winkelgeschwindigkeit Ω liefert. Es existieren folglich vier kritische Lösungen, die sich aus der Kombination der beiden Lösungen von Gl. (3.10) mit $v_{\text{krit}} = \pm v_c$ ergeben. Die Lösungen mit $v_{\text{krit}} = -v_c$ sind physikalisch irrelevant, die anderen beiden unterscheiden sich in der Lösung von Gl. (3.10). Die Lösung von Gl. (3.10) mit positivem Vorzeichen vor der Wurzel entspricht dem Parker-Punkt für einen rotierenden Stern. Die andere wird erst bei genügend starker Rotation physikalisch relevant und entspricht dem Übergang zwischen einem negativen Geschwindigkeitsgradienten in der Nähe des Sterns zu dem für die Sternwindlösung geforderten positiven Gradienten.

Weidelt (1973) gibt detaillierte Bedingungen für die Existenz einer Sternwindlösung. Unter anderem müssen

$$\mathcal{L} \leq GM_\star R_\star \quad \text{und} \quad \frac{GM_\star}{R_\star v_c^2} \geq 4 \quad (3.11)$$

erfüllt sein, damit eine Lösung existiert, deren kritischer Punkt außerhalb des Sterns liegt.

Durch Ausnutzen von Gl. (3.9) und einiger Umformungen kann Gl. (3.8) in eine Konstante der Integration

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \frac{v_r^2}{v_c^2} + \frac{1}{2} \frac{v_\varphi^2}{v_c^2} + \ln \rho_c - \ln \frac{v_r}{v_c} - 2 \ln \frac{r}{r_c} - \frac{GM_\star}{v_c^2}$$

umgeformt werden, die nach Subtraktion von $\ln \rho_c$ auf das Geschwindigkeitsprofil

$$\left(\frac{v_r}{v_c}\right)^2 + \left(\frac{v_\varphi}{v_c}\right)^2 - 2 \ln \frac{v_r}{v_c} = 4 \ln \frac{r}{r_{c,\text{rot}}} + 4 \frac{r_c}{r} + C_{P,\text{rot}}$$

führt. Bei abnehmender Rotation des Sterns, der kein Magnetfeld hat, konvergiert die Lösung zur Parker-Lösung aus Abschnitt 3.1.1.

3.1.3 Rotierender Stern mit Magnetfeld

Der allgemeine Fall eines rotierenden Sterns mit Magnetfeld wurde selbstkonsistent im Rahmen der Magnetohydrodynamik von Weber und Davis (1967) beschrieben. Eine ausführliche Herleitung der unten aufgeführten Gleichungen ist z.B. in Lamers und Cassinelli (1999) zu finden. Im Folgenden werden die wichtigsten Aspekte des Modells zusammenfassend diskutiert.

Die Rotation des Sterns wird im Modell von Weber und Davis (1967) durch die Einführung einer Azimutalkomponente für Geschwindigkeit und Magnetfeld berücksichtigt. Unter den in Kapitel 3.1 eingeführten Annahmen sind

$$\mathbf{v} = v_r(r)\mathbf{e}_r + v_\varphi(r)\mathbf{e}_\phi \quad \text{und} \quad \mathbf{B} = B_r(r)\mathbf{e}_r + B_\varphi(r)\mathbf{e}_\phi \quad (3.12)$$

nur von der Entfernung r zum Stern abhängig.

Für die folgende Betrachtung werden zunächst zwei Konstanten eingeführt. Die erste ist der Massenfluss

$$F_m = \rho v_r r^2,$$

der als Konsequenz aus Gl. (3.1) konstant ist. Unter der Annahme eines idealen, nicht-resistiven Plasmas kann eine ähnliche Konstante für den magnetischen Fluss hergeleitet werden. Dabei wird das Magnetfeld als in das Plasma „eingefroren“ angenommen, d.h.

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}.$$

Einsetzen in die stationäre Faraday'sche Gleichung $\nabla \times \mathbf{E} = 0$ und Integration der nicht-verschwindenden Komponente liefert

$$r(v_\varphi B_r - v_r B_\varphi) = \text{konst.} = -r_0^2 \Omega B_r(r_0). \quad (3.13)$$

Diese Konstante der Integration wird an der Basis der Korona r_0 festgelegt. Dort sei die Tangentialgeschwindigkeit $v_\varphi(r_0) = r_0 \Omega$ mit der Winkelgeschwindigkeit Ω des Sterns. Da die Radialgeschwindigkeit bei r_0 sehr klein ist und die Feldlinien an der Sternoberfläche radial sind, folgen $v_r(r_0) \ll v_\varphi(r_0)$ und $B_\varphi(r_0) \ll B_r(r_0)$ und damit $v_r(r_0)B_\varphi(r_0) \ll v_\varphi(r_0)B_r(r_0)$. Einsetzen in Gl. (3.13) und Ausnutzen der Quellenfreiheit des Magnetfeldes liefert mit dem konstanten magnetischen Fluss F_B

$$\frac{d}{dr} r^2 B_r = \frac{d}{dr} F_B = 0 \Leftrightarrow F_B = r^2 B_r. \quad (3.14)$$

Wie für den rotierenden Stern ohne Magnetfeld (Abschnitt 3.1.2) ergeben sich durch Einsetzen der Geschwindigkeit und des Magnetfeldes in Gl. (3.3) zwei Bewegungsgleichungen, eine radiale und eine azimutale. Unter Verwendung der ortsabhängigen Alfvén-Geschwindigkeit

$$\mathbf{v}_A = (v_{Ar}, 0, v_{A\phi}) = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \rho}} (B_r, 0, B_\phi),$$

wird die radiale Bewegungsgleichung umgeformt in

$$\frac{r}{v_r} \left(\underbrace{v_r^2 - v_c^2}_{(1)} - \underbrace{\frac{v_{A\phi}^2 v_r^2}{v_r^2 - v_{Ar}^2}}_{(2)} \right) \frac{dv_r}{dr} = \underbrace{2v_c^2 - \frac{GM_\star}{r}}_{(1)} + \underbrace{v_\phi^2 + 2 \frac{v_{Ar} v_{A\phi} v_r v_\phi}{v_r^2 - v_{Ar}^2}}_{(2)}. \quad (3.15)$$

Die linke Seite dieser Gleichung verschwindet, wenn die Windgeschwindigkeit den Geschwindigkeiten der langsamen magnetosonischen Welle

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left(v_c^2 + |\mathbf{v}_A|^2 - \sqrt{(v_c^2 + |\mathbf{v}_A|^2)^2 - 4v_c^2 |\mathbf{v}_A|^2 \cos^2 \varphi} \right)$$

bzw. der der schnellen magnetosonischen Welle

$$v_f^2 = \frac{1}{2} \left(v_c^2 + |\mathbf{v}_A|^2 + \sqrt{(v_c^2 + |\mathbf{v}_A|^2)^2 - 4v_c^2 |\mathbf{v}_A|^2 \cos^2 \varphi} \right)$$

entspricht. Dies führt zu den zugehörigen kritischen Punkten r_s bzw. r_f . Eine zentrale Rolle spielt zusätzlich der Alfvén-Radius r_A , der als der Radius definiert ist, an dem der Sternwind die radiale Alfvén-Geschwindigkeit v_{Ar} erreicht.

Für einen Stern ohne Magnetfeld, der nicht rotiert, verschwinden die mit (2) bezeichneten Ausdrücke in Gl. (3.15). Die Lösung entspricht dann der Sonnenwindlösung von Parker (1958), die in Abschnitt 3.1.1 vorgestellt wurde. Sind die Zentrifugalkräfte aufgrund schneller Rotation und einem stärkeren Magnetfeld so stark, dass die mit (2) bezeichneten Anteile in Gl. (3.15) die mit (1) bezeichneten Anteile dominieren, dann geht Gl. (3.15) in eine Approximation für schnelle magnetische Rotatoren über, wie sie z.B. Belcher und MacGregor (1976) beschreiben.

Nach Umformen von Gl. (3.3) in eine Konstante der Integration ist die radiale Geschwindigkeit gegeben durch

$$v_r^2 + v_\phi^2 - 2v_c^2 \ln \left(\frac{v_r}{v_{Ar}} \right) = 4v_c^2 \ln \left(\frac{r}{r_A} \right) + 2 \frac{GM_\star}{r} + 2 \frac{\Omega r}{\mu_0} \frac{F_B}{F_m} B_\phi + C, \quad (3.16)$$

wobei C wieder die Konstante bezeichnet.

Die azimutale Bewegungsgleichung liefert wie in Abschnitt 3.1.2 eine Konstante der Integration, den Drehimpuls pro Masseneinheit \mathcal{L} , der durch

$$\mathcal{L} = r v_\phi - \left(\frac{r B_r B_\phi}{\mu_0 \rho v_r} \right) = \text{konst.} \quad (3.17)$$

gegeben ist.

Aus Gl. (3.13) ergibt sich unter Ausnutzung des konstanten magnetischen Flusses die azimutale Magnetfeldkomponente zu

$$B_\varphi = B_r \frac{v_\varphi - r\Omega}{v_r} = B_r \frac{r\Omega \left(\frac{\mathcal{L}v_r}{r^2\Omega} - v_r \right)}{v_r^2 - v_{Ar}^2}. \quad (3.18)$$

Mit dieser ist die azimutale Geschwindigkeit durch Gl. (3.17) gegeben als

$$v_\varphi = r\Omega \frac{\frac{\mathcal{L}v_r^2}{r^2\Omega} - v_{Ar}^2}{v_r^2 - v_{Ar}^2}.$$

Für $v_r = v_{Ar}$ muss $\mathcal{L} = r_A^2\Omega$ gefordert werden, damit v_φ nicht singulär wird. Innerhalb des Alfvén-Radius r_A ist das Magnetfeld, das mit dem Sternwind in den Raum um den Stern mitgetragen wird, stark genug, um das Sternwindplasma zur Korotation mit dem Stern durch Drehimpulsübertragung zu zwingen. Außerhalb des Alfvén-Radius ist dieser Einfluss nicht mehr effizient genug und die Strömung des Plasmas dominiert die Struktur des Magnetfeldes. Das Gesamtbild des Magnetfeldes ähnelt vom Stern ausgehend einer archimedischen Spirale, die in Bezug zu Sternwinden als Parker-Spirale bezeichnet wird.

Auch hier ist die Sternwindlösung durch die Lösung von Gl. (3.16) definiert, die durch die kritischen Punkte r_s , r_A und r_f verläuft. Goldreich und Julian (1970) zeigen jedoch, dass die Bedingung $v_r(r_s) = v_s$ und $v_r(r_f) = v_f$ hinreichend ist, da die zugehörige Lösung dann automatisch der Bedingung $v_r(r_A) = v_{Ar}$ genügt.

3.1.4 Lösungsverfahren des Weber & Davis-Modells

Im Vergleich zum Parker-Modell ist die Berechnung der kritischen Punkte zu vorgegebenen Sternparametern aufgrund der Struktur der Lösungen zu Gl. (3.16) ungleich schwieriger. Da die Lösungen einen zentralen Teil dieser Arbeit bilden, wird das hierzu entwickelte Verfahren in diesem Abschnitt näher erläutert. Es ermöglicht die Berechnung des Windes ohne Einschränkung auf die Approximation der schnellen magnetischen Rotatoren wie z.B. bei Belcher und MacGregor (1976) und Lamers und Cassinelli (1999) oder die Kenntnis der Sternwindparameter am Alfvén-Radius. Letztere wurden z.B. von Weber und Davis (1967) aus den Sonnenwindparametern bei einem Abstand von 1 AU ermittelt. Das hier vorgestellte Verfahren ermöglicht dagegen die Berechnung des Alfvén-Radius und damit des Sternwindmodelles in Abhängigkeit der vorgegebenen Sternparameter an der Basis der Korona.

Unter Einführung der dimensionslosen Variablen

$$x = \frac{r}{r_A} \quad \text{und} \quad u = \frac{v_r}{v_{Ar}}$$

werden die Gleichungen (3.15) und (3.16) umgeformt in eine Differentialgleichung für die radiale Alfvén-Mach-Zahl u

$$\begin{aligned} & \left(1 - \frac{\mathcal{V}}{u^2} + \mathcal{W}x^2 \frac{(1-x^2)^2}{(1-x^2u)^3} \right) x^2 u \frac{du}{dx} \\ &= 2\mathcal{V}x - \mathcal{U} + \mathcal{W} \frac{x^3(1-u)^2}{(1-x^2u)^2} + \mathcal{W} \frac{2x^3u(1-u)(1-x^2)}{(1-x^2u)^3} \end{aligned} \quad (3.19)$$

und eine Konstante der Integration

$$\tilde{C} = \mathcal{W} + \frac{1}{2}u^2 + \frac{1}{2}\mathcal{W}\frac{x^2(1-u)^2}{(1-x^2u)^2} - \mathcal{V}\ln(x^2) - \mathcal{V}\ln(u) - \frac{\mathcal{U}}{x} - \mathcal{W}\frac{x^2(1-u)}{1-x^2u}. \quad (3.20)$$

Dabei werden als dimensionslose Konstanten

$$\mathcal{U} = \frac{GM_\star}{r_A v_{Ar}^2}, \quad \mathcal{V} = \frac{v_c^2}{v_{Ar}^2} \quad \text{und} \quad \mathcal{W} = \frac{(r_A \Omega)^2}{v_{Ar}^2}$$

verwendet. Die Größen sind jeweils bezogen auf die Bedingungen am Alfvén-Radius. $\sqrt{2\mathcal{U}}$ ist das Verhältnis von Fluchtgeschwindigkeit zu Strömungsgeschwindigkeit, $\sqrt{\mathcal{V}}$ das Verhältnis von Schallgeschwindigkeit zu Strömungsgeschwindigkeit und $\sqrt{\mathcal{W}}$ das Verhältnis von Rotationsgeschwindigkeit bei starrer Rotation zu Strömungsgeschwindigkeit. Mit dem konstanten Massenfluss F_m und dem konstanten magnetischen Fluss am Alfvén-Radius r_A ,

$$F_m = \rho(r_A)v_{Ar}r_A^2 \quad \text{und} \quad F_B = r_A^2 B_r(r_A)$$

kann die Abhängigkeit vom Alfvén-Radius eliminiert werden. Dadurch können \mathcal{U} und \mathcal{W} in Abhängigkeit von Massenfluss und magnetischem Fluss ausgedrückt werden, d.h.

$$\mathcal{U} = \frac{GM_\star \sqrt{\mu_0 F_m v_{Ar}}}{F_B v_{Ar}^2} \quad \text{und} \quad \mathcal{W} = \frac{(F_B \Omega)^2}{F_m \mu_0 v_{Ar}^3}.$$

Da eine analytische Lösung nicht möglich ist, werden für die Suche des Alfvén-Radius, der zu den Sternparametern M_\star , R_\star , T , F_m und F_B gehört, zunächst mit einem geeignet gewählten Startwert für die radiale Alfvén-Geschwindigkeit v_{Ar} Startwerte für \mathcal{U} , \mathcal{V} und \mathcal{W} berechnet. Mit diesen werden für die linke (lS) und rechte Seite (rS) von Gl. (3.19) gemeinsame reelle Nullstellen gesucht, d.h. für ein Paar (x, u) müssen beide Ausdrücke verschwinden.

In Abb. 3.2 sind in einem dimensionslosen u-x-Diagramm für einen Stern mit $1 M_\odot$ und $1 R_\odot$, einer Koronatemperatur von $1.0 \cdot 10^6$ K und $B_\star = 5.0 \cdot 10^{-4}$ T die Werte, die $lS = 0$ und $rS = 0$ von Gl. (3.19) erzeugen, gestrichelt bzw. punktiert dargestellt. Die Schnittpunkte entsprechen gemeinsamen Nullstellen. Im Folgenden bezeichnen x_s und x_f den langsamen und den schnellen magnetosonischen Punkt, normiert auf den Alfvén-Radius. Diese Punkte sind in der Abbildung entsprechend markiert. Der Alfvén-Radius befindet sich in dieser Form der Darstellung bei 1. Die Sternwindlösung (durchgezogene Linie), die durch diese Punkte verläuft, ist monoton steigend, d.h. sie verläuft nur durch Bereiche, in denen $\frac{du}{dx}$ positiv ist, wie z.B. Yeh (1976) gezeigt hat. Diese Bereiche positiver Steigung sind nacheinander durch die drei Punkte $x = x_s$, $x = 1$ und $x = x_f$ miteinander verbunden. Für die gesuchten kritischen Punkte und Geschwindigkeiten gilt demnach

$$0 < x_s < 1 \quad \text{und} \quad 0 < u_s < 1 \quad \text{bzw.} \quad 1 < x_f < a \quad \text{und} \quad 1 < u_f < a.$$

Dabei wird a als ein Vielfaches von r_A ausgedrückt.

Als nächster Schritt wird Gl. (3.20) mit den kritischen Punkten und Geschwindigkeiten ausgewertet. Ein Vergleich von \tilde{C}_s und \tilde{C}_f weist indirekt auf die Güte der gewählten Alfvén-Geschwindigkeit hin. Je geringer die Abweichung ist, desto näher liegt der

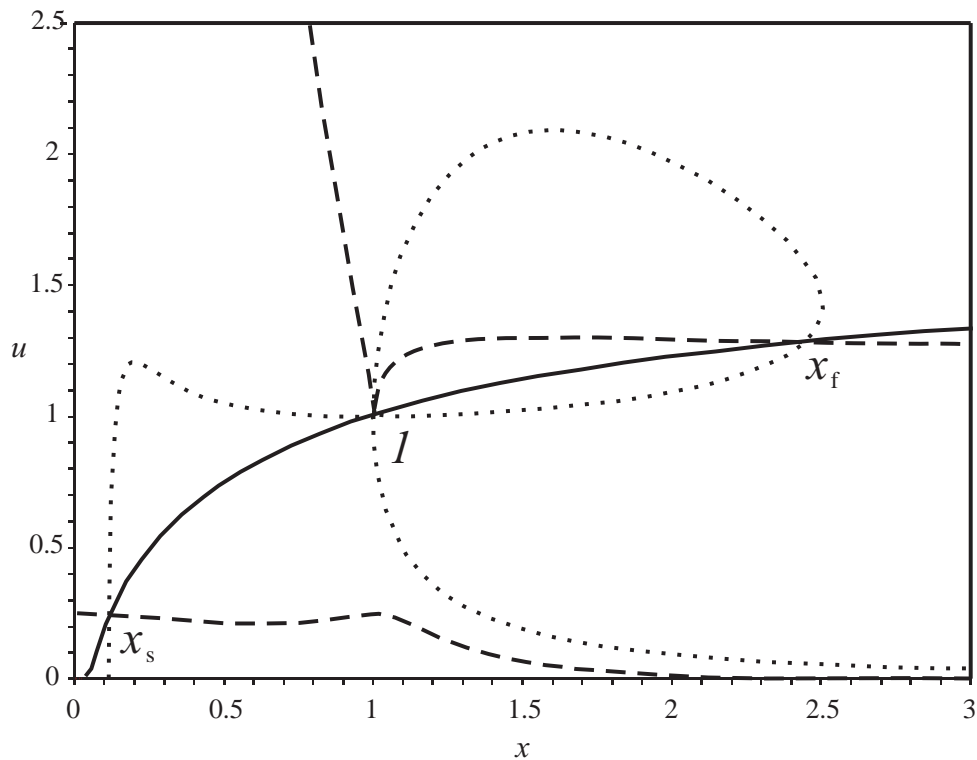


Abbildung 3.2: Nullstellen der linken (gestrichelt) und rechten (punktiert) Seite von Gl. (3.19) in einer dimensionslosen u - x -Darstellung. Die rote Linie entspricht der zugehörigen Sternwindlösung.

Schätzwert am gesuchten Wert. In der Implementierung des oben beschriebenen Algorithmus wird \mathcal{V} verändert und daraus eine neue Alfvén-Geschwindigkeit bestimmt, bis iterativ eine gewünschte Differenz von \tilde{C}_s und \tilde{C}_f unterschritten wird. Der dafür festgesetzte Schwellwert liegt zwischen $2 \cdot 10^{-9}$ und $1 \cdot 10^{-10}$. Ein Unterschied in diesem Bereich verursacht Schwankungen in den Geschwindigkeiten in der Größenordnung von einigen kms^{-1} , also im Bereich weniger Prozent.

3.2 Sternwinde in Abhängigkeit von Spektraltyp und Alter der Sterne

Wie z.B. Grießmeier et al. (2004) und Grießmeier et al. (2005a) zeigen, ist für Wechselwirkungsszenarien für kurzperiodische extrasolare Planeten auch das Alter des Sterns von besonderem Interesse. Junge Sterne weisen einen höheren Massenverlust auf als entwickelte Sterne (siehe Wood et al. 2002), was sich in einer größeren Teilchendichte und einer höheren Geschwindigkeit des Sternwindes ausdrückt. Der damit verbundene höhere dynamische Druck kann, wie Grießmeier et al. (2004) zeigen, für magnetisierte Planeten zu einer signifikanten Änderung des Magnetopausenabstands führen. In ihrer Abschätzung der zeitlichen Entwicklung des Magnetopausenabstands von OGLE-TR-56 und HD 209458 b verwenden die Autoren die Eigenschaften des Sonnenwindes in einem

Abstand von 1 AU, die räumlich konstant gehalten, aber zeitlich variiert werden. Als Ergebnis erhalten sie, dass der Sternwind eines jungen Sternes über einen langen Zeitraum die Magnetosphäre der Planeten soweit komprimieren kann, dass sie keinen Schutz für die Atmosphäre bildet. Andererseits zeigen Griebmeier et al. (2005a), dass im Hinblick auf die Detektierbarkeit von Radiostrahlung von Heißen Jupitern gerade Planeten mit jungen Zentralgestirnen von Interesse sind.

Die Abschätzungen des Sternwindregimes am Ort der kurzperiodischen extrasolaren Planeten (Abschnitt 3.4) zeigen, dass die räumliche Abhängigkeit der Sternwindeigenschaften für Wechselwirkungsmodelle nicht vernachlässigbar ist. Deshalb wird der Ansatz von Griebmeier et al. (2004) zur Zeitabhängigkeit des Massenverlustes in diesem Kapitel im Rahmen der oben vorgestellten Sternwindmodelle für Hauptreihensterne weiterentwickelt. Dies beinhaltet ein Modell (Abschnitt 3.2.1), das die Abhängigkeit der Sternparameter vom Spektraltyp für F- bis M-Hauptreihensterne beschreibt. Ausgangspunkt hierfür bildet die Nullalter-Hauptreihe, d.h. der Zeitpunkt, an dem die Sterne in ihrer Entwicklung die Hauptreihe erreichen. Die Nullalter-Hauptreihe wird i.d.R. mit ZAMS abgekürzt, was seinen Ursprung in der englischen Bezeichnung als „Zero Age Main Sequence“ hat. Die Zeitabhängigkeit der Sternparameter (Abschnitt 3.2.2) wird dann von Griebmeier et al. (2004) für das Parker-Modell adaptiert. Für das Weber & Davis-Modell werden diese zeitabhängigen Sternparameter in Anlehnung an die Ergebnisse von Griebmeier et al. (2004) durch eine Zeitabhängigkeit des Magnetfeldes und der Rotation ergänzt.

3.2.1 Sternmodellparameter auf der Nullalter-Hauptreihe

Die Klassifizierung von Sternen in Spektraltypen erfolgt anhand der Absorptions- und Emissionslinien im stellaren Spektrum. Dabei hängt die Entstehung der Spektrallinien direkt von der Temperatur des Sterns ab. Die spektrometrische oder photometrische Beobachtung eines Sterns liefert die scheinbare Helligkeit innerhalb des Wellenlängenbereiches, in dem beobachtet wird. Dabei ist der Farbindex eines Sterns als Differenz der scheinbaren Helligkeiten in zwei verschiedenen Wellenlängenbereichen definiert. Einen Standard für die Wellenlängenbereiche ultraviolett (U), blau (B) und sichtbar (V) bildet das UBV-System von H. L. Johnson und W. W. Morgan (siehe Unsöld und Baschek 2004). Der Farbindex $B - V$ entspricht damit dem Helligkeitsunterschied im blauen und sichtbaren Bereich des Spektrums. Die Farbindices sind eng verbunden mit grundlegenden Sternparametern wie Effektivtemperatur und Gravitationsbeschleunigung und werden im Folgenden für die Verknüpfung der Sternparameter mit dem Spektraltyp verwendet. Da die verwendeten Zusammenhänge zum großen Teil für die Null-Hauptreihe ermittelt wurden, bildet diese den Ausgangspunkt.

Die folgenden Abschnitte zeichnen die schrittweise Verknüpfung der einzelnen Sternparameter zu einem spektraltypabhängigen Modell nach. Die Sternmasse bildet dabei den Ausgangspunkt, da sie einer der grundlegenden Parameter ist, die durch Beobachtungen von den Sternen mit extrasolaren Planeten bekannt sind. Die verwendeten Modelle basieren auf Beobachtungen und auf theoretischen Modellrechnungen der in den einzelnen Abschnitten angegebenen Autoren. Ziel ist es, die Sternparameter über funktionale Zusammenhänge so miteinander zu verknüpfen, dass anhand bekannter Größen die weiteren, für die Sternwinde benötigten, Sternparameter ermittelt werden können.

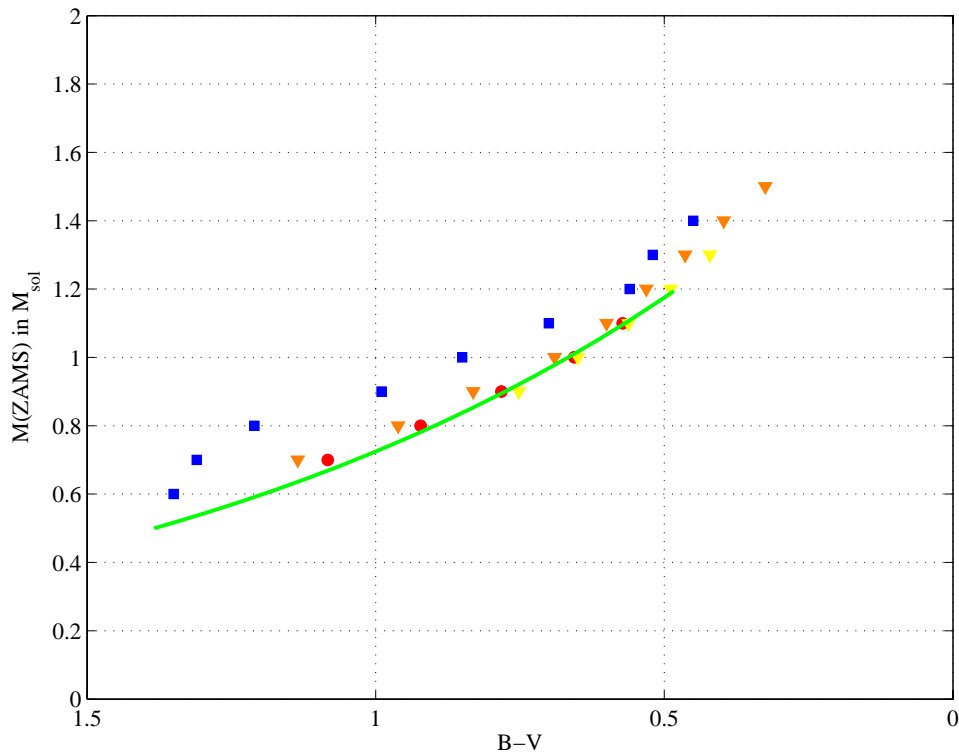


Abbildung 3.3: Abhängigkeit der Sternmasse vom Farbindex $B - V$ für die ZAMS. Die grüne Linie entspricht Gl. (3.21), die roten Kreise den Werten von Collier Cameron und Jianke (1994), die orangenen Dreiecke denen von VandenBerg und Bridges (1984), die gelben Dreiecke denen von Rucinski und Vandenberg (1990) und die blauen Quadrate denen von Pizzolato et al. (2001).

Abhängigkeit der Masse vom Spektraltyp

Noyes et al. (1984) erhalten aus Daten aus dem Katalog von Allen (1973) für die Sternmasse eine Funktion des Spektraltyps gemäß

$$\log \frac{M}{M_{\odot}} = 0.28 - 0.42(B - V). \quad (3.21)$$

Im Gültigkeitsbereich $0.4 < B - V < 1.4$ beträgt der Fehler $\pm 0.01 \log(M/M_{\odot})$. Dieser Zusammenhang ist im angegebenen Bereich in Abb. 3.3 als grüne Linie dargestellt. Unter der Annahme, dass diese Relation auch für die ZAMS verwendbar ist, sind zum Vergleich theoretische ermittelte Werte von Collier Cameron und Jianke (1994) (rote Kreise), VandenBerg und Bridges (1984) (orangefarbene Dreiecke), Rucinski und Vandenberg (1990) (gelbe Dreiecke) und Pizzolato et al. (2001) (blaue Quadrate) mit dargestellt. Collier Cameron und Jianke (1994) verwenden Sternmodelle für ein Verhältnis von Helium zu Wasserstoff von $Y = 0.27$ und von schweren Elementen zu Wasserstoff (Metallizität) von $Z = 0.0169$, was der solaren Metallizität entspricht. Die Werte wurden durch Interpolation von Modellen von VandenBerg und Bridges (1984) ermittelt. Die abgebildeten Werte von VandenBerg und Bridges (1984) entsprechen ZAMS Sternmodellen mit

$Y = 0.25$, $Z = 0.0169$ und einem Mischungslängen-Parameter α von 1.5. Dabei gibt die Mischungslänge die Weglänge an, über die sich ein Konvektionsvolumen fortbewegt, bevor es in kleinere Volumina zerfällt. Der Mischungsparameter α selbst ist das Verhältnis der Mischungslänge zur Skalenhöhe. Für turbulente Konvektionsströmungen ist $\alpha \sim 1$. Die Werte von Rucinski und Vandenberg (1990) gelten für $Y = 0.27$ und $Z = 0.0169$ bei $\alpha = 1$. Die verwendeten Werte von Pizzolato et al. (2001) basieren hingegen auf $\alpha = 1.9$, entsprechen aber einem Alter von $t = 2 \cdot 10^7$ a, das einem ZAMS-Stern von $1.3 M_{\odot}$ entspricht.

Abhängigkeit des Radius von der Masse

Zur Verknüpfung von Sternmasse und Radius wird eine Radien-Massen-Anpassung von Tout et al. (1996) verwendet, die für die ZAMS die Abhängigkeit des Radius und der Leuchtkraft von der Masse und Metallizität des Sterns anhand von berechneten Sternmodellen untersuchten. Der Radius für Sterne von 0.1 bis $100 M_{\odot}$ ist gegeben durch die Funktion

$$R(M) = \frac{\vartheta M^{2.5} + \iota M^{6.5} + \kappa M^{11} + \lambda M^{19} + \mu M^{19.5}}{\nu + \xi M^2 + \omicron M^{8.5} + M^{18.5} + \pi M^{19.5}}. \quad (3.22)$$

Bei solarer Metallizität entsprechen die Koeffizienten

$\vartheta = 1.71535900$	$\iota = 6.59778800$	$\kappa = 10.08855000$
$\lambda = 1.01249500$	$\mu = 0.07490166$	$\nu = 0.01077422$
$\xi = 3.08223400$	$\omicron = 17.84778000$	$\pi = 0.00022582$

Gl. (3.22) weist im angegebenen Massenbereich eine maximale Abweichung von 1.2 % von den berechneten Modellen auf. Die Funktion ist in Abb. 3.4 dargestellt.

Die Sterne, die im Rahmen dieser Arbeit betrachtet werden, sind überwiegend G-Zwerg und zusätzlich F- und K-Sterne, wobei insgesamt zwei Sterne als Unterriesen klassifiziert werden (siehe Abschnitt 2.2). Aufgrund ihrer Vielzahl, ihrer großen Lebensdauer und ihrer geringen Helligkeit sind auch M-Sterne für die Erforschung von extrasolaren Planeten von besonderem Interesse. Diese werden durch die oben angegebene Relation mit erfasst.

Abhängigkeit der magnetischen Flussdichte vom Spektraltyp

Die Kenntnisse über stellare Magnetfelder sind begrenzt, da ihre Beobachtung mit Hilfe des Zeeman-Effektes schwierig ist (Schrijver und Zwaan 2000). Eine Erklärung dafür ist die starke Durchmischung der Polaritäten, so dass sie sich gegenseitig auslöschen. Ist das Magnetfeld jedoch stark genug und sein Anteil an der Sternoberfläche groß genug, so weisen Spektrallinien, die für den Zeemann-Effekt sensitiv sind, im unpolarisierten Spektrum eine zusätzliche Spektrallinienverbreiterung auf. Dieser Effekt wird bei der Messung der Magnetfelder von kühlen Sternen (Spektraltyp F und kühler) ausgenutzt.

Für die Analyse der Beobachtungen wird in der Regel ein Zweikomponentenmodell angesetzt (siehe Schrijver und Zwaan 2000). Dabei wird der Strahlungsfluss aufgeteilt in einen Teil, der der ruhigen, als nichtmagnetisch angenommenen Photosphäre entstammt, und einen Teil, der von magnetischen Regionen verursacht wird. Der Oberflächenanteil

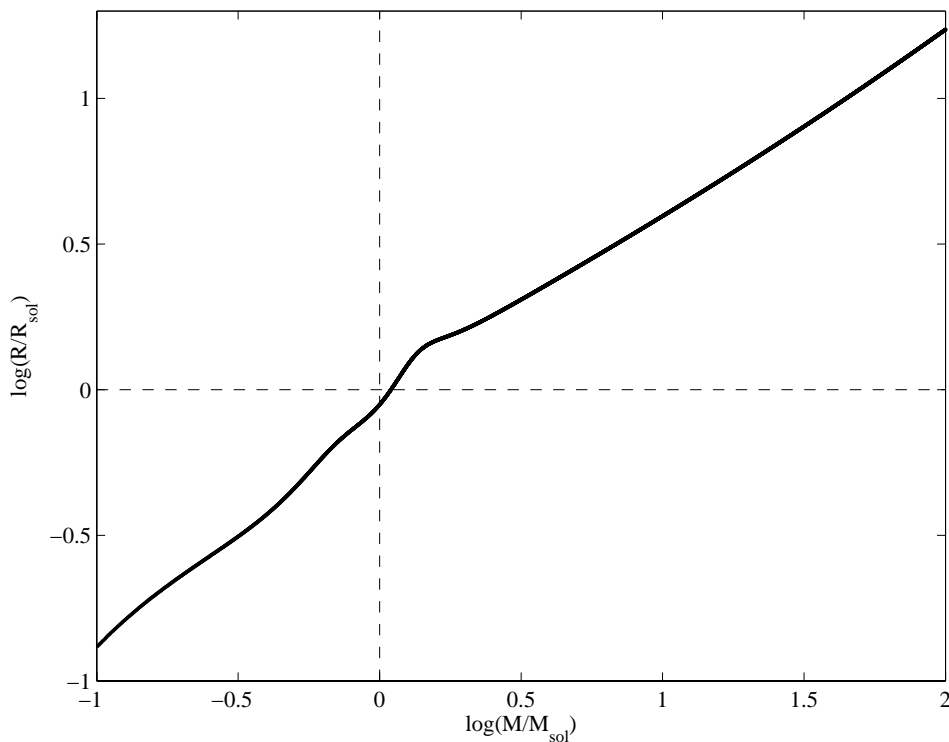


Abbildung 3.4: Sternradius als Funktion der Sternmasse nach Tout et al. (1996).

der magnetischen Regionen wird durch den Füllfaktor f in % angegeben. Die Bestimmung der mittleren Flussdichte $\langle |\phi| \rangle = f B_{\text{phot}}$ ist genauer als die Ermittlung von Füllfaktor f und Feldstärke B_{phot} getrennt. In kühlen Sternen besteht eine enge Verknüpfung zwischen den Eigenschaften verschiedener magnetischer Konfigurationen, wie z.B. Netzwerk, Mikroporen, dunkle Poren und Sternflecken und dem Spektraltyp. Der Füllfaktor selbst hängt zudem mit der Stärke des Dynamos zusammen.

Der Sitz eines stellaren Dynamos wird in der Konvektionszone angenommen, die unterhalb der Photosphäre angesiedelt ist. Durch Konvektionsbewegung des Fluids in der Konvektionszone werden magnetische Flussröhren verformt, wodurch die Energie des Magnetfeldes erhöht wird. Überwiegt dieser Prozess gegenüber der Diffusion, kann ein sich selbsterhaltender Dynamo funktionieren. Zwei Prozesse spielen dabei eine tragende Rolle. Beim ω -Effekt wird ein poloidales Magnetfeld in ein toroidales umgewandelt. Dabei spielt die Corioliskraft eine tragende Rolle. Im α -Effekt wird das toroidale Magnetfeld durch Wirbelstrukturen in der Fluidbewegung in ein poloidales Feld umgewandelt. Dieser Prozess funktioniert auch andersherum. Je nach Gewichtung der Prozesse, die das toroidale Magnetfeld erzeugen, wird zwischen verschiedenen Dynamos unterschieden. Siehe hierzu z.B. Wicht (1995) und Schrijver und Zwaan (2000).

Die Dynamozahl beschreibt das Verhältnis von Magnetfelderzeugung zu Diffusion. Sie ist invers proportional zum Quadrat der Rossby-Zahl R_o (Noyes et al. 1984, Schrijver und Zwaan 2000). Diese dimensionslose Zahl beschreibt wiederum das Verhältnis von Rotationsperiode $P_{\star, \text{rot}}$ zur Konvektionszeit τ_c und ist damit ein Maß für die Bedeutung der Corioliskraft zur Erzeugung von Helizität in konvektierenden Strömungen. Die

Konvektionszeit beschreibt anschaulich die Zeit, die ein Plasmapaket von der Basis der Konvektionszone bis zum oberen Rand benötigt.

Noyes et al. (1984) passen das Verhältnis R'_{HK} der chromosphärischen H- und K-Emissionen der CaII-Linie im Spektrallinienkern zur gesamten bolometrischen Emission an einen Parameter an, der der Rossby-Zahl stark ähnelt. Sie erhalten als Zusammenhang zwischen Rotationsperiode und R'_{HK}

$$R'_{\text{HK}} = 6 \cdot 10^{-5} \exp\left(\frac{-0.9P_{\star,\text{rot}}}{g(B-V)}\right),$$

wobei $P_{\star,\text{rot}}$ die Rotationsperiode des Sterns ist und $g(B-V)$ eine farbabhängige Skalierungsfunktion. Diese Funktion nähert die Konvektionszeit gerade oberhalb des unteren Randes der Konvektionszone, so wie sie aus der Mischungslängentheorie berechnet wird. Die beste Anpassung wird für einen Mischungslängen-Parameter $\alpha = 1.9$ erreicht. Noyes et al. (1984) setzen $x = 1 - (B - V)$ und erhalten als spektraltypabhängige Funktion für die Konvektionszeit

$$\log \tau_c = \begin{cases} 1.362 - 0.166x + 0.025x^2 - 5.323x^3, & x > 0 \\ 1.362 - 0.14x, & x < 0. \end{cases} \quad (3.23)$$

Die Ergebnisse der bereits oben berücksichtigten Autoren sind in Abb. 3.5 dargestellt. Die grüne Linie entspricht Gl. (3.23). Zum Vergleich sind die verwendeten Werte von Collier Cameron und Jianke (1994) (rote Kreise), VandenBerg und Bridges (1984) (orangene Dreiecke), Rucinski und Vandenberg (1990) (gelbe Dreiecke) und Pizzolato et al. (2001) (blaue Vierecke), die auf theoretischen Sternwindmodellen beruhen, mit abgebildet. Dabei verwendeten Collier Cameron und Jianke (1994) eine Polynomianpassung von Rucinski und Vandenberg (1990) zur Berechnung der Konvektionszeiten. Für geringe Massen sind signifikante Unterschiede zwischen den Werten der einzelnen Autoren zu beobachten. Pizzolato et al. (2001) diskutieren die Abweichung ihrer Werte im Vergleich zu den Ergebnissen von Noyes et al. (1984). Die Abweichung der Rossby-Zahlen beider Autoren entspricht demnach einem maximalen Faktor von ca. 1.4. Pizzolato et al. (2001) weisen darauf hin, dass nur fünf Sterne mit $B - V > 1$ unter den von Noyes et al. (1984) untersuchten 41 Zwergen enthalten sind. Sie schlussfolgern, dass die empirische Bestimmung der Konvektionszeit für Sterne roter als $B - V \sim 1.3$ nicht gut begrenzt ist. Hierauf weisen auch Noyes et al. (1984) hin. Im Folgenden wird ihre Relation verwendet, da sie im Vergleich zu Pizzolato eine untere Grenze liefert.

Die oben dargelegten Zusammenhänge werden bei der Anknüpfung des Magnetfeldes an den Spektraltyp des Sterns in Analogie zu Collier Cameron und Jianke (1994) mitberücksichtigt. Dabei wird die Feldstärke des Sterns B_{\star} entsprechend

$$B_{\star} = B_{\odot} \frac{\tau_{c,\star} \Omega_{\star}}{\tau_{c,\odot} \Omega_{\odot}} \quad (3.24)$$

über das Verhältnis der Konvektionszeiten von Stern zu Sonne sowie dem der Winkelgeschwindigkeiten von Stern zu Sonne skaliert. Nach diesem Zusammenhang haben bei gleicher Rotationsperiode Sterne älteren Spektraltyps (also geringerer Masse) im Vergleich zur Sonne ein stärkeres Magnetfeld, da bei ihnen die Konvektionszeit wesentlich größer ist (siehe Abb. 3.5).

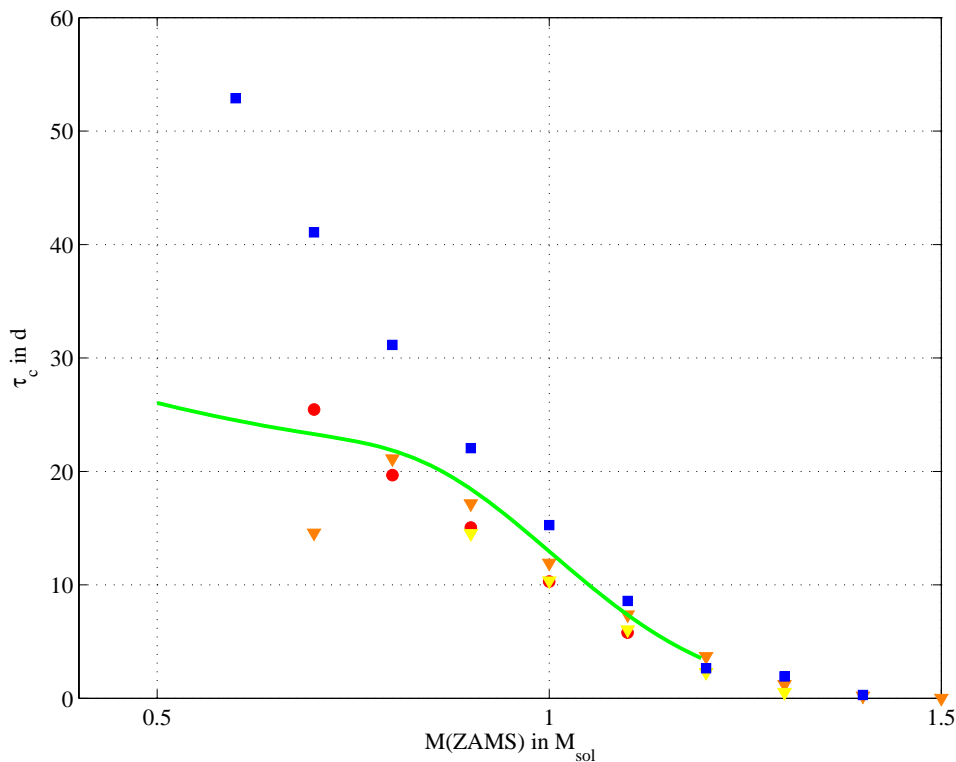


Abbildung 3.5: Abhängigkeit der Konvektionszeit τ_c von der Sternmasse für die ZAMS. Die grüne Linie entspricht Gl. (3.23), die roten Kreise den Werten von Collier Cameron und Jianke (1994), die orangenen Dreiecke denen von VandenBerg und Bridges (1984), die gelben Dreiecke denen von Rucinski und Vandenberg (1990) und die blauen Quadrate denen von Pizzolato et al. (2001).

Abhängigkeit der Rotationsperiode vom Spektraltyp

Kraft (1967) zeigt, dass Sterne mit Spektraltypen jünger als F in der Regel schnelle Rotatoren sind, während Sterne älteren Spektraltyps langsamer rotieren. Dabei nimmt ab spätem Spektraltyp F die Rotation eines Sterns während seiner Entwicklung ab. Dieses Phänomen wird in Windmodellen, die die Rückwirkung des Magnetfeldes auf die Geschwindigkeit des Windes zulassen, als magnetische Abbremsung bezeichnet. Die Ursache ist die Drehimpulsübertragung auf das Plasma durch das Magnetfeld innerhalb des Alfvén-Radius, die zu einem Drehimpulsverlust des Sterns führt.

Stauffer (2003) ergänzt die Untersuchungen von Kraft (1967) um Hauptreihensterne mit weniger als einer Sonnenmasse. Dabei vergleicht er Hauptreihensterne geringer Massen in den Pleiaden (Alter ~ 100 Ma) mit Sternen in NGC2516 (Alter ~ 200 Ma), M34 (Alter ~ 200 Ma) und den Hyaden (Alter ~ 600 Ma). Nach Stauffer (2003) sind die massearmen Sterne der Pleiaden eine gute Näherung der Rotationsverteilung, wie sie für diese Sterne auf der ZAMS zu erwarten ist. Dabei beobachtet er eine breite Verteilung verschiedener Rotationsperioden, die mit zunehmendem Alter der Cluster zu den Hyaden hin homogenisiert wird. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit die Rotationsperiode und der Spektraltyp anhand der Rotationsverteilung in den Hyaden zum Zeitpunkt $t = 600$ Ma

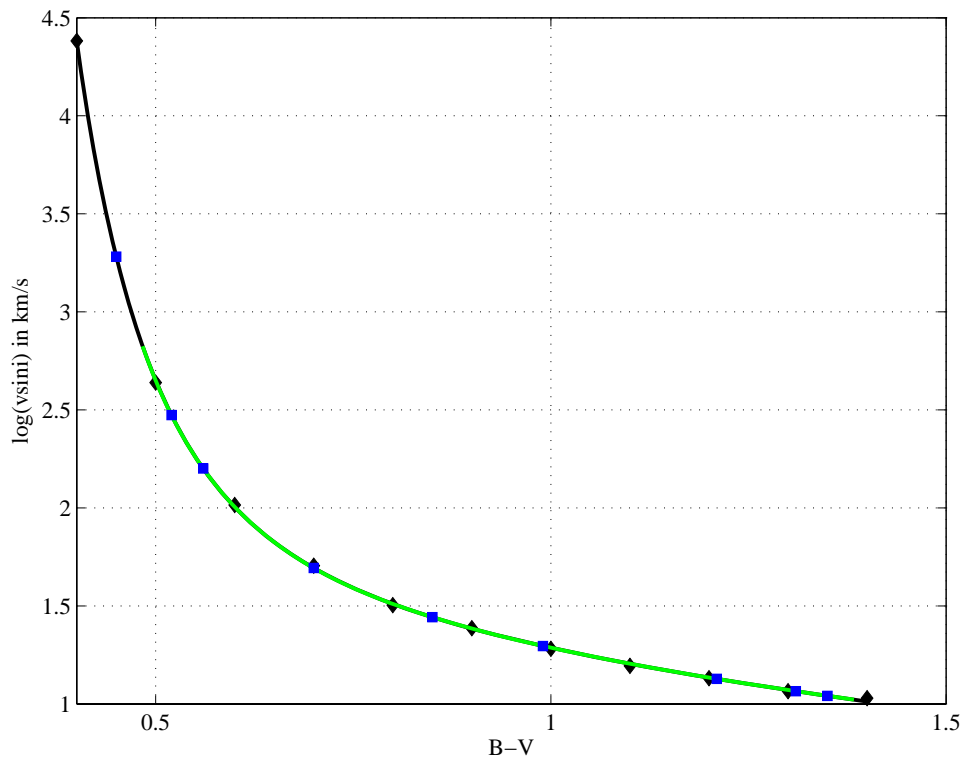


Abbildung 3.6: Abhängigkeit von $v \sin i$ vom Farbindex für Sterne im Alter von 600 Ma nach Soderblom et al. (1993). Die interpolierten Werte für Noyes et al. (1984) sind in grün dargestellt, für Collier Cameron und Jianke (1994) als rote Kreise und für Pizzolato et al. (2001) als blaue Quadrate.

vorgenommen. Dazu werden die projizierten äquatorialen Rotationsgeschwindigkeiten $v \sin i$ von Soderblom et al. (1993) interpoliert, die in Abb. 3.6 dargestellt sind. i ist der Winkel zwischen Beobachter und Rotationsachse des Sterns. Die schwarze Linie entspricht der Interpolation auf Basis von Soderblom et al. (1993). Die interpolierten Rotationsperioden für den Gültigkeitsbereich der Massen-Farbindexrelation von Noyes et al. (1984), Gl. (3.21), sind in grün dargestellt und für die Massen-Farbindexwertepaare von Pizzolato et al. (2001) als blaue Quadrate. Für die weiteren Berechnungen werden die $v \sin i$ -Werte über

$$P_{\star, \text{rot}} = R_{\star} \frac{2\pi}{v \sin i} \quad (3.25)$$

in Rotationsperioden umgerechnet, wobei i vereinfachend als 90° angenommen wird.

Abhängigkeit des Massenflusses vom Spektraltyp

Die Aufheizung der Korona kühler Sterne wird auf die magnetische Aktivität in der Photosphäre zurückgeführt, siehe hierzu z.B. Shi et al. (1998). Veränderungen in der Temperaturstruktur beeinflussen die Druckgradienten, die für die Beschleunigung des Windes mit verantwortlich sind. Es erscheint somit plausibel, dass der Massenfluss nicht nur durch Sternparameter wie Radius und Masse gesteuert wird, sondern auch indirekt von magne-

tischen Heizprozessen abhängt. Collier Cameron und Jianke (1994) berücksichtigen dies, indem sie die Massenverlustrate

$$F_{m,\star} = F_{m,\odot} \left(\frac{R_\star}{R_\odot} \right)^2 \left(\frac{B_\star}{B_\odot} \right)^b \quad (3.26)$$

des Sterns im Vergleich zur Sonne im Hinblick auf das Verhältnis von Oberfläche und Magnetfeld skalieren.

Der Exponent b steuert dabei den Übergang zwischen einem allein vom Druckgradienten getriebenen Wind, $b = 0$, und einem allein zentrifugalgetriebenen Wind, $b = 2$. Collier Cameron und Jianke (1994) erhalten für $b = 2$ bei Anpassung an die offenen Cluster von α Per, Pleiaden und Hyaden eine geringere Abweichung von den beobachteten Rotationsperioden der schnellen Rotatoren der Pleiaden als für $b = 1$. Für langsamere Rotation ist die Anpassung für beide Werte vergleichbar, so dass im Folgenden $b = 1$ weiterverwendet werden.

3.2.2 Zeit- und spektraltypabhängige Sternwindmodelle

Im vorhergehenden Abschnitt wurden die Sternparameter Masse, Radius, Magnetfeld und Massenfluss für Sterne auf der ZAMS mit dem Farbindex verknüpft. Der Zusammenhang zwischen Rotationsperiode und Farbindex wurde für Sterne im Alter von ca. 600 Ma abgeleitet. Im Folgenden werden die Parameter über ihre zeitliche Entwicklung in ein einheitliches Modell überführt. Ausgangspunkt ist die heutige Sonne mit ihrem Sonnenwind bei 1 AU im Alter von ca. 4.6 Ga. Die benötigten ZAMS-Parameter werden von den heute beobachteten Werten extrapoliert.

Die Beobachtungsgrundlage dafür liefern Wood et al. (2002). Beim Umströmen der Astrosphäre durch das teilweise ionisierte interstellare Medium entsteht durch Abbremsung des interstellaren Mediums ein Bugschock, der der Astropause vorgelagert ist. Dabei sammelt sich verstärkt neutraler Wasserstoff in dem Raum zwischen Bugschock und Astropause an, der als Wasserstoffwand bezeichnet wird. Durch hochaufgelöste spektroskopische Beobachtungen von nahen Hauptreihensternen mit dem Hubble Space Telescope konnten Wood und Linsky (1998) und Wood et al. (2002) HI Lyman- α -Absorptionssignaturen nachweisen, die auf die Wechselwirkung zwischen dem interstellaren Medium und dem Sternwind zurückgeführt werden. Durch Modellierung der Absorptionssignaturen ziehen Wood und Linsky (1998) und Wood et al. (2002) Rückschlüsse auf den Massenverlust der beobachteten Sterne, bei denen es sich um G- und K-Zwerg handelt. Die Ergebnisse zwischen beiden Veröffentlichungen unterscheiden sich stark, was auf einen wesentlich detaillierteren Modellansatz in Wood et al. (2002) zurückzuführen ist. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Ergebnisse von Wood et al. (2002) in der Form von Griebmeier et al. (2004) verwendet. Letztere berücksichtigen eine zeitlich variable Sternwind-Geschwindigkeit v , mit der der Zusammenhang zwischen Massenverlustrate \dot{M} und Rotation $P_{\star,\text{rot}}$ geschrieben wird als

$$\dot{M}v \propto P_{\star,\text{rot}}^{-3.3}.$$

Griebmeier et al. (2004) verwenden als Zeitabhängigkeit der Rotationsperiode

$$P_{\star,\text{rot}} \propto \left(1 + \frac{t}{\tau} \right)^{0.7} \quad (3.27)$$

nach Newkirk (1980), mit der für die Massenverlustrate

$$F_m v \propto \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{-2.3} \quad (3.28)$$

folgt. Die Konstante τ wurde von Griebmeier et al. (2004) nach Newkirk (1980) zu $\tau = 2.56 \cdot 10^7$ a berechnet.

Für die Geschwindigkeit des Sternwindes verwenden Griebmeier et al. (2004) eine von der Massenverlustrate unabhängige Zeitabhängigkeit, wodurch aus Gl. (3.28) die Dichte ermittelt werden kann. Sie erhalten so

$$v = v_0 \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{-0.4} \quad \text{und} \quad n = n_0 \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{-1.5} \quad (3.29)$$

für die zeitliche Abhängigkeit von Geschwindigkeit und Teilchendichte.

Der Massenfluss ergibt sich aus dem Produkt nv an einem Referenzort, der hier als 1 AU angenommen wird. Mit langräumigen Durchschnittswerten für den Sonnenwind bei 1 AU von $n = 6.59 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$ und $nv = 2.8 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ (siehe Mann et al. 1999) sind die Parameter auf der ZAMS, d.h. bei $t = 0$,

$$\begin{aligned} v_0 &= 3397 \text{ km s}^{-1} \\ n_0 &= 1.6 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-3} \\ P_{\star,0} &= 0.67 \text{ d} \\ F_{m,0} &= 9.0 \cdot 10^{38} \text{ s}^{-1}. \end{aligned}$$

Mit Gl. (3.27) wird die Rotationsperiode von $P_{\odot,\text{rot}} = 25.5$ d für die Sonne auf ein Alter von 600 Ma extrapoliert und mit der Rotationsperiode für das heute solare $B - V = 0.656$ nach Gl. (3.25) verglichen. Zum Angleich der Rotationsperioden wird Gl. (3.25) mit dem Verhältnis der Rotationsperioden bei 600 Ma multipliziert, d.h.

$$P_{\star,\text{rot}} = R_{\star} \frac{2\pi}{v \sin i} \frac{P_{\odot,\text{rot}}(600 \text{ Ma})}{P_{\star,\text{rot}}(600 \text{ Ma})} = 0.88 R_{\star} \frac{2\pi}{v \sin i}. \quad (3.30)$$

Für die Zeitabhängigkeit des Magnetfeldes wird nochmals die Korrelation zwischen Feldstärke und Rotationsperiode ausgenutzt. Saar (1996) erhält aus der Anpassung an Beobachtungen für die mittlere Flussdichte $\langle f B_{\text{phot}} \rangle \propto P_{\star,\text{rot}}^{-1.7}$. Mit $B_{\star} = f B_{\text{phot}}$ (siehe Cuntz et al. 2000) ergibt sich durch Einsetzen von Gl. (3.27)

$$B_{\star} = B_0 \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^{-1.19}, \quad (3.31)$$

wobei ein Ansatz in gleicher Form zu dem für Teilchendichte und Geschwindigkeit, Gl. (3.29), von Griebmeier et al. (2004) gewählt wurde. Mit der gleichen Zeitkonstante τ folgt daraus für das Sonnenmagnetfeld auf der ZAMS $B_{\odot}(ZAMS) = 0.2425$ T, das aus der Weber & Davis-Lösung für die heutige Sonne mit $B_{\odot} = 1.435 \cdot 10^{-4}$ T extrapoliert wurde.

Wie aus Abschnitt 3.2.1 (Gl. 3.24) ersichtlich, spielt die Konvektionszeit in der spektraltypabhängigen Skalierung des Magnetfeldes eine bedeutende Rolle. Pizzolato et al.

(2001) untersuchen anhand von Modellierungen die Abhängigkeit der Konvektionszeit von Alter und Metallizität der Sterne. Sie finden, dass junge Sterne mit $B - V > 0.7$ längere Konvektionszeiten aufweisen als ältere Sterne mit gleichem Farbindex, was sie auf eine größere Konvektionszone bei Erreichen der ZAMS zurückführen. Für die Rossby-Zahl verschwindet der Alterseinfluss bei Farbindex $B - V \sim 0.5$, wächst aber auf einen Faktor zwei für Sterne von $B - V \sim 1.3$ an. Durch die enge Verknüpfung des Magnetfelds mit der Rotationsperiode, die bei Spektraltypen von F bis M der Abbremsung durch das Magnetfeld unterworfen ist, ist der Einfluss auf die Aktivitäts-Rotations-Beziehung schwer vorherzusagen (Pizzolato et al. 2001). Aus diesem Grund wird im Folgenden die Konvektionszeit in erster Näherung als zeitlich konstant angesetzt.

Ebenso werden der Farbindex und die Masse des Sterns als zeitlich konstant angenommen. Dafür wird die zeitliche Entwicklung des Sternradius der Entwicklung des Sonnenradius gleichgesetzt. Nach Guinan und Ribas (2002) folgt bis 4.6 Ga nach linearer Interpolation

$$R_{\star} = R_0 + 0.28 \frac{R_0}{Ga} \Delta t, \quad (3.32)$$

wobei R_0 dem Sternradius auf der ZAMS entspricht und $\Delta t = t - t_0$.

Über die Zeitabhängigkeit der einzelnen Modellparameter wird durch Einsetzen in die Skalierungen aus dem vorhergehenden Abschnitt auch die Verknüpfung der einzelnen Größen zeitabhängig. Dies ermöglicht es die Sternwindmodelle (Abschnitt 3.1.1 und 3.1.3) für die Sternparameter zu verschiedenen Zeitpunkten zu lösen, wobei angenommen wird, dass der Wind sich zu jedem Zeitpunkt in einem stationären Zustand befindet. Wird als Randbedingung gefordert, dass der Sternwind bei 1 AU die Geschwindigkeit aus Gl. (3.29) erreicht, so kann die dafür erforderliche Koronatemperatur iterativ ermittelt werden. Dafür wird das in Abschnitt 3.1.4 beschriebene Lösungsverfahren solange unter Variation der Temperatur T wiederholt, bis die berechnete Geschwindigkeit bei 1 AU nur noch um $\pm 0.2\%$ vom vorgegebenen Wert v abweicht.

3.3 Systematik der Sternwindmodellierung

Das Ziel der Modellierung der Sternwinde ist, ein Bild der Plasmaumgebung der extrasolaren Planeten zu entwickeln. Da viele der dafür notwendigen Sternparameter nur schlecht bekannt oder sogar unbekannt sind, wird auf ein Weber & Davis-Modell für den Sonnenwind und Parameterstudien zurückgegriffen. Dabei werden verschiedene Strategien verfolgt.

Das Sonnenwindmodell ist, wie unten detailliert beschrieben, gegeben durch spezifische Werte für den Massenfluss, das Magnetfeld an der Basis der Korona und die Temperatur der Korona. In erster Näherung werden diese Werte für die Sterne aus Tab. 2.4 übernommen, wobei aber Radius und Masse entsprechend Tab. 2.4 bei der Berechnung der Sternwindmodelle verwendet werden. In den Parameterstudien werden dann Rotationsperiode, Magnetfeld und Temperatur der Korona innerhalb plausibler Grenzen variiert, die in den Abschnitten 3.3.2, 3.3.3 und 3.3.4 begründet werden.

Diese Vorgehensweise wird auch in Kap. 4 bei direktem Bezug auf die Sterne mit Planeten weiterverfolgt. Stehen allgemeinere Abhängigkeiten der betrachteten Wechselwirkungsszenarien im Vordergrund, wird auf die Sonne als Referenzstern zurückgegriffen,

da es sich bei den meisten der beobachteten Sterne mit Planeten um G -Zwerge handelt. In diesem Kapitel wird auch eine Parametrisierung des Massenflusses notwendig, die in 3.3.5 kurz begründet wird.

Die in Kap. 5 vorgestellten Simulationen zur Wechselwirkung von Sternwind und planetarer Magnetosphäre beruhen ebenfalls auf dem Weber & Davis-Sonnenwindmodell. Für die genaue Umsetzung im Rahmen der Simulationen sei auf den Anfang von Abschnitt 5.1.3 und Kap. 5.3 verwiesen.

3.3.1 Das Sonnenwindmodell

Im Rahmen dieser Arbeit wird der heutige Sonnenwind, d.h. bei einem Alter der Sonne von 4.6 Ga, als Referenzmodell verwendet. Dies liegt darin begründet, dass er der einzige Sternwind ist, dessen Eigenschaften durch direkte Beobachtungen zugänglich sind. Bei 1 AU entsprechen die gemessenen Durchschnittswerte für die Teilchendichte $n = 6.59 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$ und für den Teilchenfluss $nv = 2.8 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ (Mann et al. 1999). Daraus ergibt sich ein Massenfluss von $F_m = m_p \cdot 6.3 \cdot 10^{34} \text{ s}^{-1} = 1.05 \cdot 10^8 \text{ kgs}^{-1}$, wobei m_p die Masse der Protonen ist. Mit der oben angegebenen Dichte ergibt sich die Durchschnittsgeschwindigkeit des Sonnenwindes bei 1 AU zu 425 kms^{-1} . Mit der Rotationsperiode am Äquator von 25.5 d und einer beobachteten radialen Magnetfeldkomponente von $\sim 3.1 \text{ nT}$ bei 1 AU erfordert die Weber & Davis-Lösung für den Sonnenwind eine Temperatur von $0.8132 \cdot 10^6 \text{ K}$ und eine Magnetfeldstärke B_\star von $1.435 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ an der Basis der Korona. Mit diesen Werten liegt der Alfvén-Radius bei $r_A = 0.08 \text{ AU}$ ($\approx 18R_\odot$).

Für das zeitabhängige Weber & Davis-Sternwindmodell wird eine Referenzgeschwindigkeit benötigt, an die die Sternwindlösungen durch Variation der Koronatemperatur angepasst werden. Hierzu wird die zeitliche Entwicklung der Sonnenwindgeschwindigkeit bei 1 AU verwendet, die in Abb. 3.7 für den Zeitraum von 0.6 bis 4.6 Ga dargestellt ist. Auch hier ist der Bezug auf die Sonne damit begründet, dass sie der am besten verstandene Stern ist.

3.3.2 Parametrisierung der Rotationsperioden

Die in Tab. 2.3 aufgeführten Rotationsperioden für die Sterne mit kurzperiodischen Planeten liegen zwischen 3 bis 30 d, die als natürlicher Parameterbereich für die Sternwindmodelle übernommen werden. Im Vergleich dazu gehört die Sonne mit ihrer Rotationsperiode von 25.5 d zu den langsameren Rotatoren. Mit einer Rotationsperiode von 3 d hat ein Stern mit $R_\star = 0.5 R_\odot$ eine äquatoriale Geschwindigkeit (Annahme $i = 90^\circ$ in $v \sin i$) von 8 kms^{-1} . Ein Stern mit $R_\star = 1.5 R_\odot$ hingegen erreicht 25 kms^{-1} . Die natürlich vorgegebene untere Grenze der Rotationsperioden von 3 d erlaubt somit auch die Betrachtung der Sterne bei schneller Rotation.

3.3.3 Parametrisierung des Magnetfeldes

Die Weber & Davis-Sonnenwindlösung ergibt ein Magnetfeld von $1.435 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ an der Basis der Korona (hier bei $r = 1 R_\star$). Sie wurde durch die Vorgabe von $B_r \sim 3.1 \text{ nT}$ bei 1 AU, gemessen von z.B. Ulysses (Banaszkiewicz et al. 1998), ermittelt. Als untere

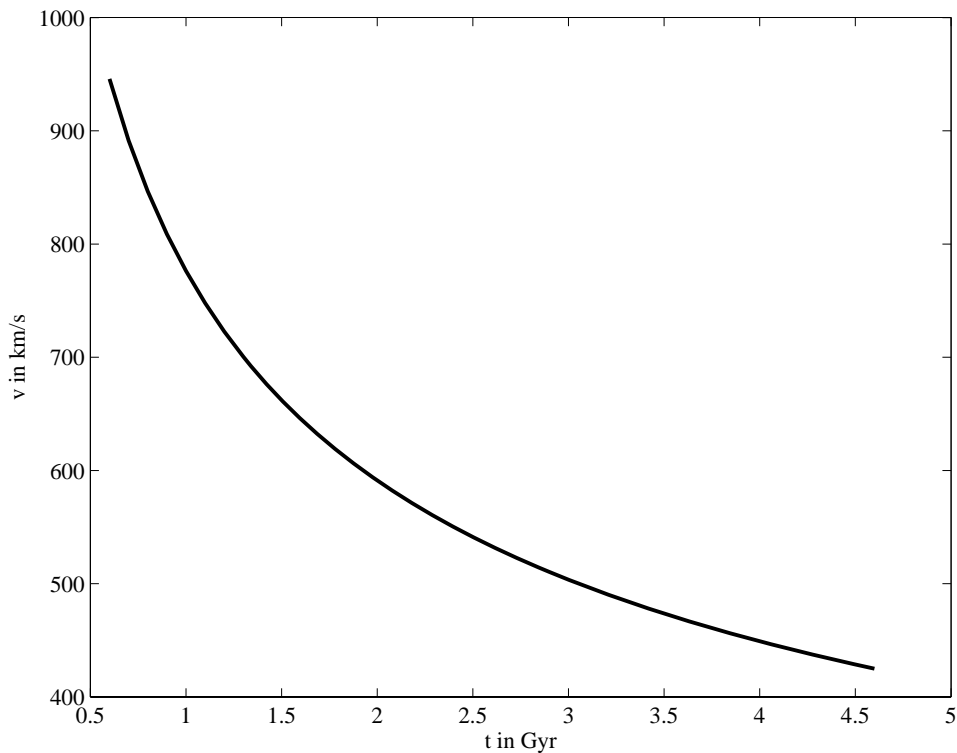


Abbildung 3.7: Entwicklung der Radialgeschwindigkeit bei 1 AU zwischen 0.6 und 4.6 Ga für das Weber & Davis-Sonnenwindmodell.

Grenze für die Flussichten B_* wird deshalb $1 \cdot 10^{-4}$ T angenommen. Die obere Grenze liefert eine Abschätzung für die Feldstärke an der Basis eines koronalen Loches nach einem Modell von Banaszekiewicz et al. (1998). Das Modell beschreibt analytisch das Magnetfeld der Sonne, zusammengesetzt aus Dipol- und Quadrupolanteilen sowie einer Stromschicht. Das Magnetfeld besteht dann aus einem offenen Anteil, der den koronalen Löchern entstammt und einem geschlossenen Anteil im Äquatorialbereich des Sterns. Im Gegensatz zu der einfachen Abschätzung mit $F_B = \text{konst.}$ ist in diesem Modell ein zusätzlicher Formfaktor A enthalten, so dass $F_B = AR_*^2 B_*$ gilt. Dieser Formfaktor beschreibt die zusätzliche Expansion, die eine Flussröhre mit Ursprung in einem koronalen Loch aufgrund des geschlossenen magnetischen Flusses im Äquatorialbereich des Sterns erfährt. In dem Modell von Banaszekiewicz et al. (1998) beträgt der Formfaktor am Pol etwa 10, was die obere Grenze der magnetischen Flussdichte auf $\sim 1 \cdot 10^3$ T festlegt.

Die Betrachtung des Io-Jupiter-Szenarios zielt auf Prozesse ab, die starke Magnetfelder benötigen. In diesem Rahmen wird der Parameterbereich von 1 bis $10 \cdot 10^{-4}$ T verschoben. Hintergrund dazu bildet die gemittelte magnetische Flussdichte an der Basis der Sonnenkorona, die 4 bis $5 \cdot 10^{-4}$ T beträgt. Die neue untere Grenze des Parameterbereiches wird deshalb auf $5 \cdot 10^{-4}$ T gesetzt, die obere entsprechend auf $15 \cdot 10^{-4}$ T.

3.3.4 Parametrisierung der Koronatemperatur

Die Weber & Davis-Sternwindlösung benötigt eine Temperatur der Sonnenkorona von $0.8132 \cdot 10^6$ K, wobei hier nochmals darauf hingewiesen sei, dass die Korona als isotherm angenommen wird. Aufgrund der Isothermie wird in dem Sternwindmodell bei Anpassung an die oben genannten Parameter die Temperatur der Korona unterschätzt, was ein Vergleich mit der maximalen Temperatur der Sonnenkorona bei einem Abstand von $2 R_{\odot}$ von $1.6 \cdot 10^6$ K (Cox 2000) verdeutlicht. Die realen Temperaturen können jedoch unter diesem Wert liegen und es ist zu erwarten, dass Sterne, die weniger aktiv sind als die Sonne eine geringere Koronatemperatur aufweisen. Die untere Grenze des Parameterbereiches für die Koronatemperatur wird deshalb auf $0.5 \cdot 10^6$ K angesetzt. Die obere Grenze von $2.0 \cdot 10^6$ K ist an den $1.6 \cdot 10^6$ K der Sonnenkorona orientiert, mit Spielraum für aktivere Sterne.

3.3.5 Parametrisierung des Massenflusses

Der Massenfluss der heutigen Sonne liegt für den durchschnittlichen Sonnenwind bei $F_m = 1.05 \cdot 10^8$ kgs⁻¹ (siehe 3.3.1). Dieser Wert wird zunächst unter Vernachlässigung der Größenunterschiede für alle Sterne konstant gesetzt. Ausnahmen dazu bilden in Abschnitt 3.4.4 die Sternwinde unter Berücksichtigung von Spektraltyp und Zeit, bei denen der Massenfluss nach Gl. (3.26) skaliert wird.

Bei der Betrachtung des Io-Jupiter Szenarios in Bezug zur Entstehung von Radiostrahlung zeigt sich, dass der Massenfluss eine tragende Rolle spielt. Bei der Abhängigkeit vom Sternradius, wird deshalb nach Gl. (3.26) ohne Berücksichtigung des Magnetfeldes der Massenfluss entsprechend des Oberflächenverhältnisses von Stern zu Sonne skaliert. Zur Verdeutlichung der Abhängigkeiten wird der Massenfluss von dem der Sonne ausgehend bei konstanten Sternradius um Größenordnungen variiert. Bei der Betrachtung der Sterne aus Tab. 2.4 wird am Verfahren dieses Kapitels festgehalten und der Massenfluss gleich dem der Sonne gesetzt.

3.4 Ergebnisse der Sternwindmodelle

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Sternwindmodellierungen im Einzelnen vorgestellt. Ausgangspunkt bilden dabei die Eigenschaften der Plasmaumgebung der kurzperiodischen extrasolaren Planeten aus Tab. 2.1, die durch die Eigenschaften ihrer Sterne (Tab. 2.4) bestimmt werden. Die Ergebnisse hierzu sind in den Abschnitten 3.4.1 bis 3.4.3 zusammengestellt. Daran schließt sich die Abhängigkeit der Sternwinde vom Spektraltyp der Sterne und ihrer zeitlichen Entwicklung in Abschnitt 3.4.4 in allgemeiner Form an, bzw. spezieller für die Sterne mit kurzperiodischen extrasolaren Planeten in Abschnitt 3.4.5.

3.4.1 Einfluss von Magnetfeld und Rotation auf die Geschwindigkeit

Wie in Abschnitt 3.1.3 erläutert, umfasst das Weber & Davis-Modell alle Sternwindlösungen von einem nicht rotierenden Stern ohne Magnetfeld (Parker-Modell) bis zu schnellen

magnetischen Rotatoren. Es wird nun untersucht, für welche Bedingungen die Verwendung des Parker-Modells gerechtfertigt ist.

Dazu wird zunächst der Einfluss des Magnetfeldes auf die Sternwindlösung für verschiedene Temperaturen und Rotationsperioden ermittelt. Als Sternparameter werden die in Tab. 2.4 aufgeführten Sternradien und Massen verwendet. Der verwendete Massenfluss entspricht für alle Sterne dem solaren Wert von $F_m = 1.05 \cdot 10^8 \text{ kgs}^{-1}$. Für die Temperatur der Korona wird jeweils als untere Grenze für eine kühle Korona $T = 0.5 \cdot 10^6 \text{ K}$ angesetzt und als obere Grenze für eine heiße Korona $T = 2.0 \cdot 10^6 \text{ K}$. Die Parametrisierung der Rotationsperiode in Abschnitt 3.3.2 liefert 3 und 30 d als Parameterbereich. Die Weber & Davis-Lösungen für die 13 Sterne aus Tab. 2.4 werden deshalb für beide Koronatemperaturen mit einer Rotationsperiode von 3 bzw. 30 d unter Variation der Magnetfeldstärke in den oben aufgestellten Grenzen von 1 und $10 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ (siehe Abschnitt 3.3.3) berechnet.

Mit den zusammengestellten Parametern werden zunächst für jeden Stern die Parker-Lösungen berechnet, die sich nur in der Koronatemperatur unterscheiden. Zusätzlich wird für jede Kombination der Parameter Temperatur, Rotationsperiode und Magnetfeld eine Weber & Davis-Lösung ermittelt. Die Ergebnisse für eine Rotationsperiode von 30 d sind in Abb. 3.8 dargestellt. Die beiden punktierten Bereiche entsprechen den Parker-Lösungen, wobei der untere $T = 0.5 \cdot 10^6 \text{ K}$ entspricht und der obere $T = 2.0 \cdot 10^6 \text{ K}$. Die Breite der Bereiche markiert die Wertebereiche, die durch alle Einzellösungen für die jeweilige Temperatur abgedeckt werden. Den oberen Rand beider Kurven bildet die Sternwindlösung für HD 46375, dem kleinsten und leichtesten Stern aus Tab. 2.4. Der untere Rand gehört zu $\nu \text{ And}$, dem größten und schwersten der betrachteten Sterne. Bei der gewählten Rotationsperiode von 30 d sind die Parker-Lösungen identisch der Lösungen des Weber & Davis-Modells für die verschiedenen magnetischen Flussdichten. Diese sind für $B_\star = 1 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ als blaue Punkte und für $B_\star = 10 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ als rote Dreiecke dargestellt. Das graue Rechteck deutet den Bereich der Abstände der Planeten zu ihren Zentralgestirnen an.

Nach dem gleichen Prinzip sind die Ergebnisse für eine Rotationsperiode von 3 d in Abb. 3.9 dargestellt. Hier zeigt sich, dass die Stärke des Magnetfeldes den Einfluss der Rotationsperiode auf die Radialgeschwindigkeit erhöht. Die Rückwirkung des Magnetfeldes auf die Radialgeschwindigkeit ist um so effizienter, je geringer die Temperatur der Korona ist. Die Weber & Davis-Lösungen für $T = 0.5 \cdot 10^6 \text{ K}$ weisen Schnittpunkte der Lösungen für HD 46375 und $\nu \text{ And}$ auf, d.h. der Wind von $\nu \text{ And}$ erfährt eine größere Beschleunigung als der von HD 46375. Dies ist durch die Festsetzung der Rotationsperiode auf 3 d für beide Sterne unabhängig von ihrem Radius bedingt. Der Stern $\nu \text{ And}$ hat einen Radius von $R_\star = 1.45 R_\odot$, was im Vergleich zu $R_\star = 1.0 R_\odot$ von HD 46375 einer wesentlich stärkeren Zentrifugalbeschleunigung des Windes an der Oberfläche des Sterns entspricht.

Diese Ergebnisse zeigen, dass das Parker-Modell für die betrachteten Parameterbereiche nur bedingt eine gute Näherung darstellt. Da das Weber & Davis-Modell diesen Bereich auch abdeckt und zudem Magnetfeld und Rotation selbstkonsistent berücksichtigt, liegt der Schwerpunkt der weiteren Untersuchungen auf diesem Modellansatz.

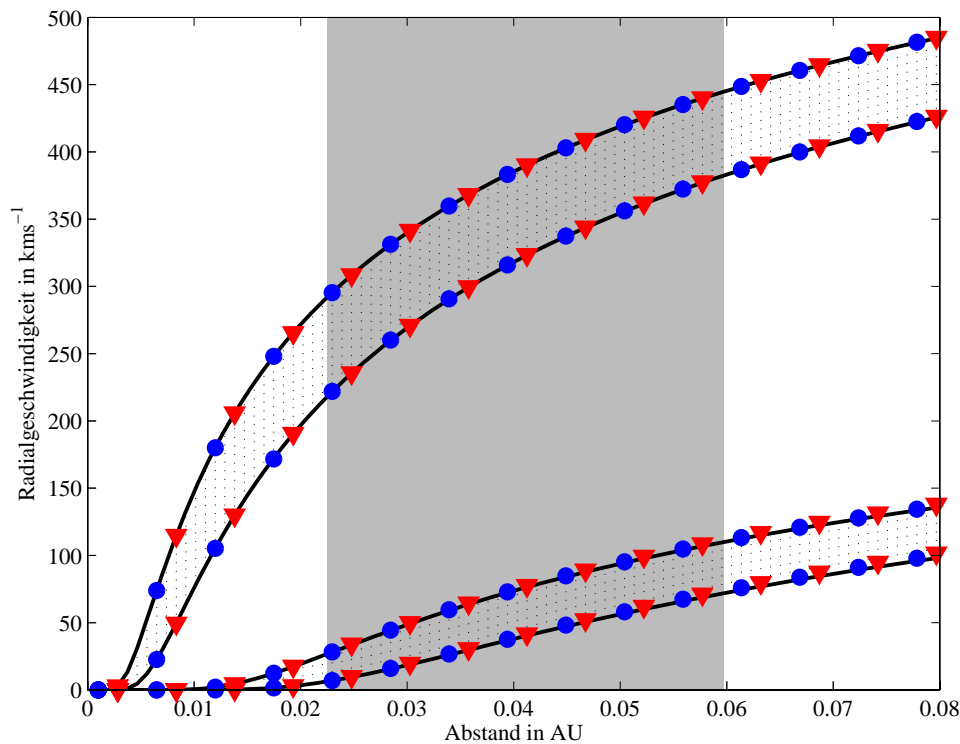


Abbildung 3.8: Radialgeschwindigkeiten aus den Sternwindmodellen von Parker und Weber & Davis. Die durch die schwarze Linie begrenzten punktierten Bereiche zeigen die Geschwindigkeiten, die die Parker-Lösungen für die in Tab. 2.4 aufgeführten Sterne ergeben. Der untere gehört zu einer Temperatur von $T = 0.5 \cdot 10^6$ K und der obere zu $T = 2.0 \cdot 10^6$ K. Zu beiden Temperaturbereichen sind für jeweils zwei Sterne mit einer Rotationsperiode von 30 d zu zwei verschiedenen Magnetfeldstärken die Weber & Davis-Lösungen dargestellt. Dabei gehören die blauen Punkte zu $B_\star = 1 \cdot 10^{-4}$ T und die roten zu $B_\star = 10 \cdot 10^{-4}$ T. Die Lage der zu den Sternen gehörigen Planeten wird durch das graue Rechteck symbolisiert.

3.4.2 Lage der kritischen Punkte

Von besonderem Interesse für die Modellierung magnetischer Wechselwirkung zwischen kurzperiodischen Planeten und ihren Zentralgestirnen ist die Lage der kritischen Punkte bezüglich der Planeten.

Zunächst wird für die Sterne aus Tab. 2.4 für die Sonnenwindlösung, d.h. $F_m = 1.05 \cdot 10^8 \text{ kgs}^{-1}$, $T = 0.8132 \cdot 10^6$ K und $B_\star = 1.435 \cdot 10^{-4}$ T, mit den entsprechenden Sternradien und Massen die Sternwindlösungen für Rotationsperioden von 3 und 30 d berechnet.

Die resultierenden Geschwindigkeitsprofile sind für eine Rotationsperiode von 30 d in Abb. 3.10 dargestellt. Der schraffierte Bereich zeigt die Wertebereiche, die von den verschiedenen Lösungen abgedeckt werden. Das Abstandsintervall, in dem sich die Planeten befinden, ist durch das graue Rechteck markiert. Das rote Rechteck bildet die Alfvén-Radien ab und das orangene die Lage der schnellen magnetosonischen Punkte. Die Überlappung entsteht durch die verschiedenen Sternparameter. In den einzelnen Sternwind-

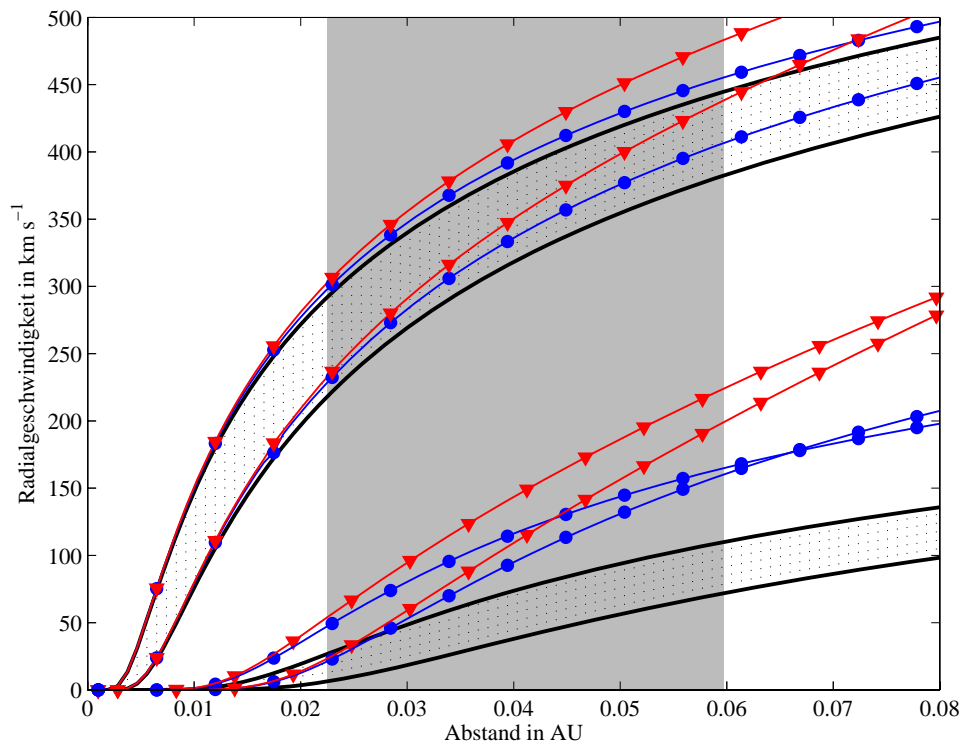


Abbildung 3.9: Radialgeschwindigkeiten aus den Sternwindmodellen von Parker und Weber & Davis. Die Darstellung entspricht der von Abb. 3.8. Die abgebildeten Weber & Davis-Lösungen entsprechen einer Rotationsperiode von 3 d.

lösungen sind die kritischen Punkte deutlich unterscheidbar. Die Geschwindigkeit der langsamen magnetosonischen Welle von 116 km s^{-1} erreichen die Windlösungen zwischen 0.0296 und 0.0449 AU. Zwei Geschwindigkeitsprofile sind gesondert abgebildet. Die durchgezogene Linie zeigt das Geschwindigkeitsprofil von HD 46375 und die Strichpunktlinie das von v And. Der grüne Balken am rechten Rand der Abbildung markiert die Geschwindigkeiten, die die Sternwinde bei einem Abstand von 1 AU erreichen. Dabei ergeben sich wieder die höchsten Geschwindigkeiten für den kleinsten und leichtesten Stern, hier vertreten durch HD 46375. Die kleinste Geschwindigkeit bei 1 AU erreicht der Sternwind von v And, dem größten und schwersten Stern aus Tab. 2.4.

Nach dem gleichen Prinzip sind in Abb. 3.11 die Radialgeschwindigkeiten bei einer Rotationsperiode von 3 d dargestellt. Hier liegen die langsamen magnetosonischen Punkte zwischen 0.0239 und 0.0314 AU, wobei Geschwindigkeiten von 110 bis 112 km s^{-1} erreicht werden. Der Stern v And, der die größte Masse und den größten Radius der betrachteten Sterne und bei großer Rotationsperiode den langsamsten Sternwind besitzt, erreicht jetzt die höchsten Geschwindigkeiten bei 1 AU. Der langsame Wind wird allerdings nicht vom kleinsten und leichtesten Stern HD 46375, sondern vom schwersten der kleinsten Sterne aus Tab. 2.4, HD 83443, erzeugt.

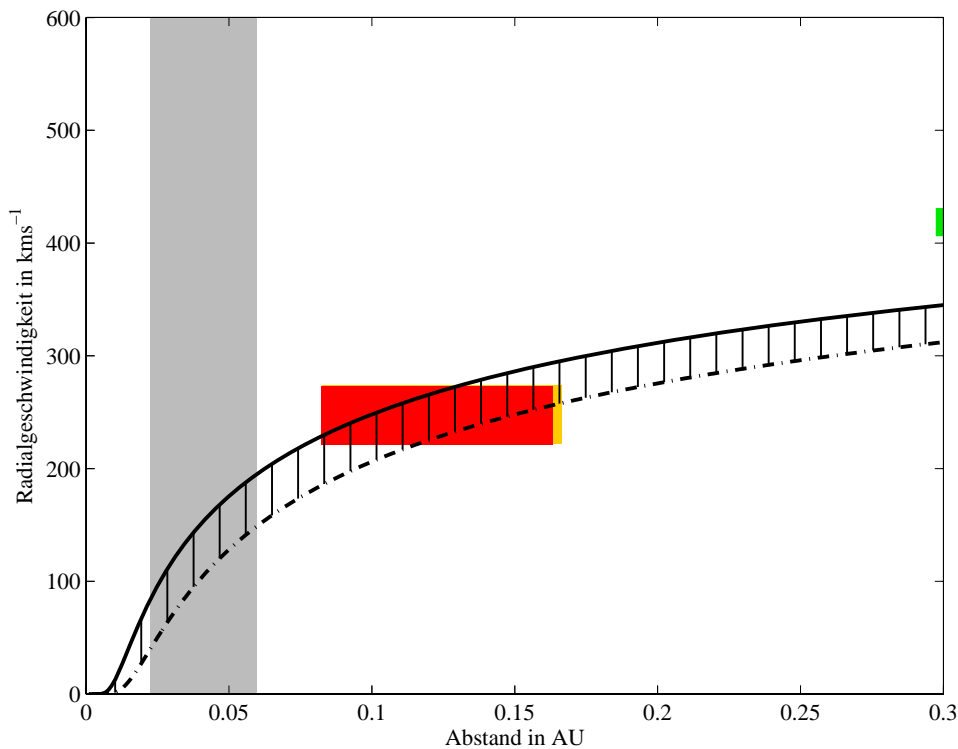


Abbildung 3.10: Geschwindigkeitsprofile für Sternwinde nach dem Weber & Davis-Modell bei $P_{*,\text{rot}} = 30$ d. Die Sterne entsprechen denen aus Tab. 2.4. Die schwarze Linie gehört zum Sternwind des kleinsten und leichtesten Sterns, die Strichpunktlinie gehört zum größten und schwersten Stern. Der schraffierte Bereich zeigt die Geschwindigkeitsintervalle, in denen die Lösungen der anderen Sterne liegen. Dabei befinden sich die Planeten innerhalb der Abstände, die durch das graue Rechteck abgedeckt werden. Die anderen beiden Rechtecke geben Radius- und Geschwindigkeitsintervalle der Alfvén-Punkte (rot) und der schnellen magnetosonischen Punkte (orange) an. Die Lage der langsamen magnetosonischen Punkte ist im Text angegeben. Der grüne Balken am rechten Rand markiert die Geschwindigkeiten, die bei 1 AU erreicht werden.

3.4.3 Radiale Alfvén-Geschwindigkeiten und Mach-Zahlen

Die Geschwindigkeitsprofile in Abschnitt 3.4.2 wurden für Parameter berechnet, die an der Sternoberfläche (T , B_* , $P_{*,\text{rot}}$) bzw. bei 1 AU (F_m) vorgegeben wurden. Die berechneten kritischen Punkte sowie die Alfvén-Punkte r_A sind somit Funktionen dieser Parameter. Der Einfluss von Magnetfeld und Rotationsperiode auf die radiale Geschwindigkeitskomponente wurde bereits in Abschnitt 3.4.1 untersucht. Die zu den Weber & Davis-Lösungen für HD 46375 und v And gehörenden Alfvén-Punkte r_A und Geschwindigkeiten $v_{A,r}$ sind in Tab. 3.1 aufgeführt. Als Zusatzinformation ist die radiale Geschwindigkeitskomponente bei einem AU, $v_{r,1\text{AU}}$ angegeben. Die an der Sternoberfläche definierten Sternparameter stehen im Tabellenkopf. Der verwendete Massenfluss entspricht $F_m = 1.05 \cdot 10^8 \text{ kg s}^{-1}$.

Der Planet HD 46375 b befindet sich in einem Abstand von 0.041 AU von seinem Zentralgestirn, und v And b in einem Abstand von 0.0597 AU. Es zeigt sich, dass bei-

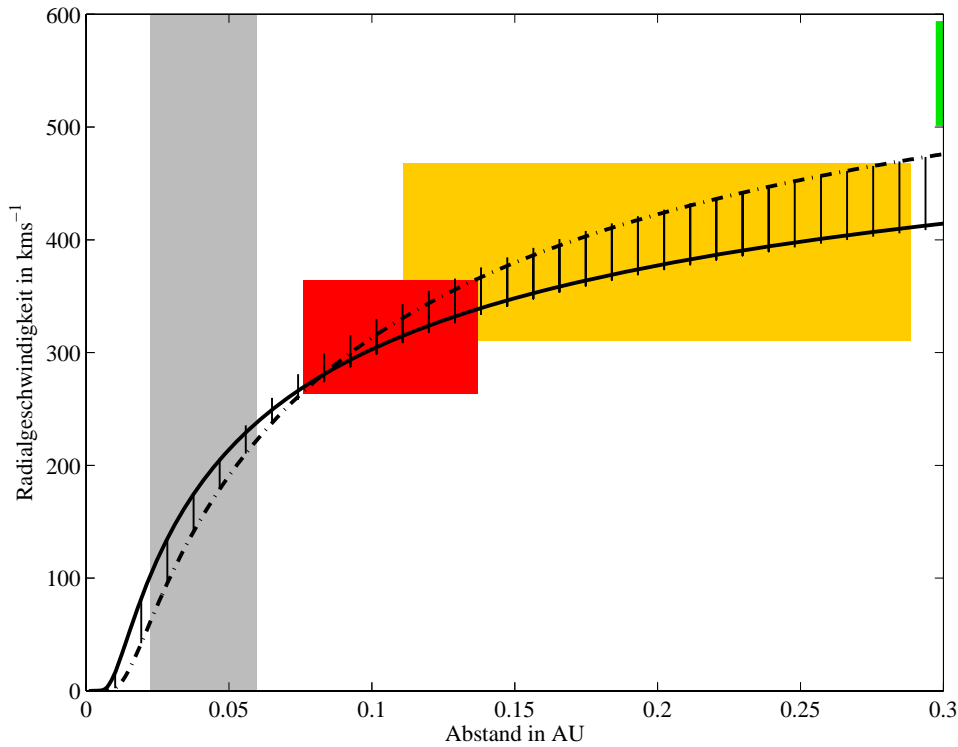


Abbildung 3.11: Geschwindigkeitsprofile für Sternwinde nach dem Weber & Davis-Modell bei $P_{*,\text{rot}} = 3$ d. Die Darstellung entspricht der von Abb. 3.10.

Tabelle 3.1: Alfvén-Radien r_A und radiale Alfvén-Geschwindigkeiten v_{Ar} berechnet mit dem Weber & Davis-Modell für HD 46375 und v And. Variiert wurden die magnetische Feldstärke B_0 an der Koronabasis, die Rotationsperiode $P_{*,\text{rot}}$ und die Koronatemperatur T . Zusätzlich sind die Geschwindigkeiten bei 1 AU $v_{r,1AU}$ angegeben.

		0.5				2.0			
T / 10^6 K		1		10		1		10	
B_0 / 10^{-4} T		1	1	10	10	1	1	10	10
P_{rot} / d		3	30	3	30	3	30	3	30
HD 46375	r_A / AU	0.07	0.08	0.33	0.52	0.04	0.04	0.31	0.35
	v_{Ar} / kms^{-1}	178	133	706	288	409	401	846	660
	$v_{r,1AU}$ / kms^{-1}	387	313	938	332	777	762	1090	765
v And	r_A / AU	0.09	0.09	0.54	0.71	0.12	0.15	0.56	1.01
	v_{Ar} / kms^{-1}	468	442	1218	696	263	156	1129	340
	$v_{r,1AU}$ / kms^{-1}	4467	292	1351	339	775	723	1450	731

Tabelle 3.2: Radiale Alfvén-Mach-Zahlen $M_A = v_r/v_{Ar}$ am Ort der Planeten HD 46375 b und v And b für parallele ($\uparrow\uparrow$) und antiparallele ($\uparrow\downarrow$) Ausrichtung von Bahnbewegung und Sternrotation. Die Sternwinde wurden für die angegebenen Magnetfeldstärken B_0 an der Koronabasis sowie verschiedenen Rotationsperioden $P_{*,rot}$ und verschiedenen Temperaturen T ermittelt.

		T / 10^6 K		0.5				2.0			
		B_0 / 10^{-4} T		1	1	10	10	1	1	10	10
		P_{rot} / d		3	30	3	30	3	30	3	30
HD 46375 b	M_A	0.50	0.40	0.06	0.04	0.92	0.91	0.09	0.09		
	$M_{A\uparrow\uparrow}$	0.61	0.84	0.06	0.08	0.96	0.97	0.10	0.10		
	$M_{A\uparrow\downarrow}$	1.03	0.91	0.12	0.09	1.00	0.98	0.11	0.10		
v And b	M_A	0.40	0.27	0.05	0.03	0.64	0.63	0.07	0.06		
	$M_{A\uparrow\uparrow}$	0.42	0.55	0.05	0.05	0.66	0.66	0.07	0.07		
	$M_{A\uparrow\downarrow}$	0.73	0.63	0.09	0.06	0.71	0.67	0.08	0.07		

de Planeten für alle Sternwindmodelle innerhalb des Alfvén-Radius liegen. Die nach dem Parker-Modell berechneten Sternwindlösungen erreichen bei 1 AU Geschwindigkeit von 310 km s^{-1} (v And) bzw. 313 km s^{-1} (HD 46375) bei einer Koronatemperatur von $0.5 \cdot 10^6$ K. Für die heiße Korona mit einer Temperatur von $2.0 \cdot 10^6$ K liegen die Geschwindigkeiten bei 759 (v And) bzw. 764 km s^{-1} (HD 46375). Der Einfluss von Magnetfeld und Rotation drückt sich im Weber & Davis-Modell für v And in einer bis zu 1.6-fachen Geschwindigkeit bei 1 AU im Vergleich zum Parker-Modell aus.

Die radiale Alfvén-Mach-Zahl M_A ist definiert als das Verhältnis von Radialgeschwindigkeit v_r zur radialen Alfvén-Geschwindigkeit v_{Ar} . Für die Sternwindmodelle aus Abschnitt 3.4.1 sind die radialen Alfvén-Mach-Zahlen am Ort der Planeten, d.h. 0.041 bzw. 0.057 AU, in Tab. 3.2 zusammengefasst. Zur Berücksichtigung der Relativbewegung zwischen Planet und Stern sind zwei weitere Mach-Zahlen angegeben. Dafür werden die Effektivgeschwindigkeiten

$$v_{\text{eff},\uparrow\uparrow} = \sqrt{v_r^2 + \left(v_\varphi - \frac{2\pi d}{P_{\text{orb}}}\right)^2} \quad \text{und} \quad v_{\text{eff},\uparrow\downarrow} = \sqrt{v_r^2 + \left(v_\varphi + \frac{2\pi d}{P_{\text{orb}}}\right)^2}$$

definiert. Der Index $\uparrow\uparrow$ steht für die parallele Ausrichtung der Planetenbewegung und der Sternrotation, während $\uparrow\downarrow$ für ihre antiparallele Ausrichtung steht. Die Orbitalperioden P_{orb} der Planetenbahnen wurden Tab. 2.1 entnommen. Die mit den beiden Effektivgeschwindigkeiten berechneten Mach-Zahlen werden in Tab. 3.2 mit $M_{A\uparrow\uparrow}$ und $M_{A\uparrow\downarrow}$ bezeichnet.

Die Effektivgeschwindigkeit verändert die Mach-Zahlen nur geringfügig. Bei einer Rotationsperiode von 30 d ist jedoch die Orbitalgeschwindigkeit des Planeten im Vergleich zur azimuthalen Geschwindigkeitskomponente v_φ des Sternwindes groß. Gleichzeitig ist die radiale Alfvén-Geschwindigkeit klein, was vor allem für die kühlen Koronae zutrifft. Bei antiparalleler Ausrichtung von Bahnbewegung und Sternrotation kann die Berücksichtigung der Effektivgeschwindigkeit die radialen Alfvén-Mach-Zahlen auf Werte um $M_A = 1$ vergrößern.

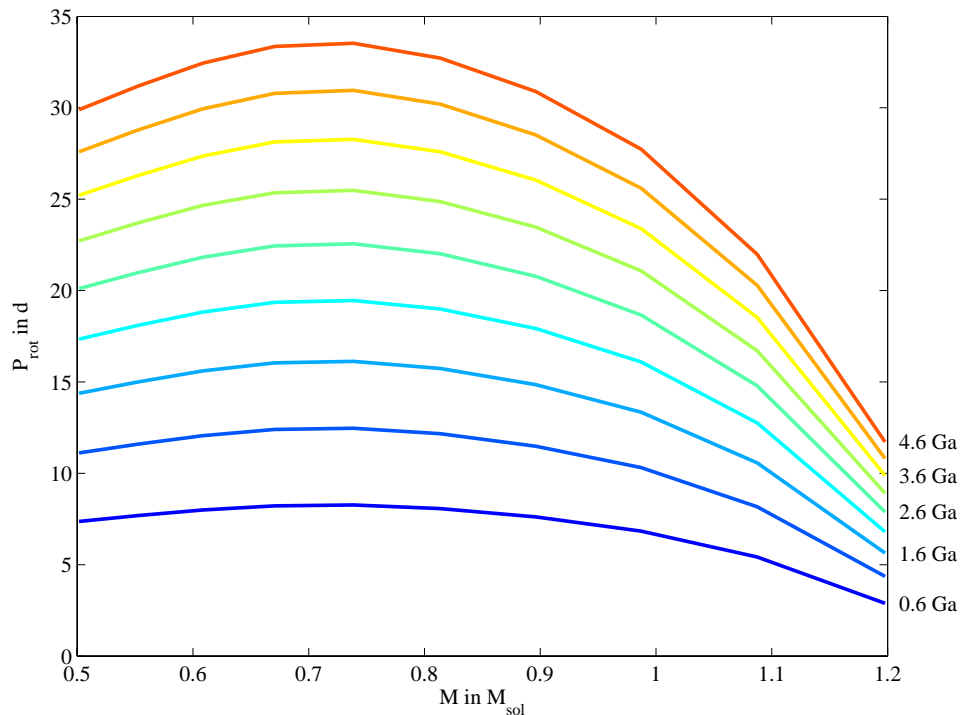


Abbildung 3.12: Entwicklung der Rotationsperiode zwischen 0.6 und 4.6 Ga in Abhängigkeit von der Sternmasse.

3.4.4 Sternmodelle mit Berücksichtigung von Spektraltyp und Zeit

Das in den Abschnitten 3.2.1 und 3.2.2 entwickelte Modell verknüpft die Sternparameter mit dem Spektraltyp und beschreibt ihre zeitliche Entwicklung. In Abb. 3.12 ist die Entwicklung der Rotationsperioden $P_{\star, \text{rot}}$ für den Zeitraum von 0.6 bis 4.6 Ga in Abhängigkeit von der Sternmasse dargestellt. Dabei wurden die Rotationsperioden unter Verwendung von Gl. (3.27) und Gl. (3.30) berechnet.

Der Zusammenhang zwischen Rotationsperiode und Spektraltyp wirkt sich nach den Gleichungen (3.24) und (3.26) auch auf Magnetfeld und Massenfluss aus. Die zeitliche Entwicklung des Magnetfeldes wird durch Gl. (3.31) beschrieben, die durch Einsetzen von B_{\star} in Gl. (3.26) mit der Änderung des Radius, Gl. (3.32), die zeitliche Änderung des Teilchenflusses beeinflusst. Nach dem in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Verfahren wurden so für einen linearen Zusammenhang zwischen Massenfluss und Magnetfeld, d.h. $b = 1$ (Exponent des Magnetfeldbeitrages bei der Berechnung des Massenflusses nach Gl. (3.26)), die in Abb. 3.13 und Abb. 3.14 dargestellten Magnetfelder und Teilchenflüsse berechnet. Dafür wurde die zu Beginn dieses Kapitels beschriebene Sonnenwindlösung als Referenzfall verwendet.

Nach dem in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Verfahren zur Berechnung der zeitabhängigen Weber & Davis-Sternwindmodelle, ist der freie Sternparameter die Temperatur der Korona. Dabei muss die Geschwindigkeit des Sternwindes zu jedem Zeitpunkt bei einem festen Abstand vorgegeben werden, für den hier 1 AU gewählt wurde. Als Referenz wird die zeitliche Entwicklung der Geschwindigkeit des Sonnenwindes verwendet, an die

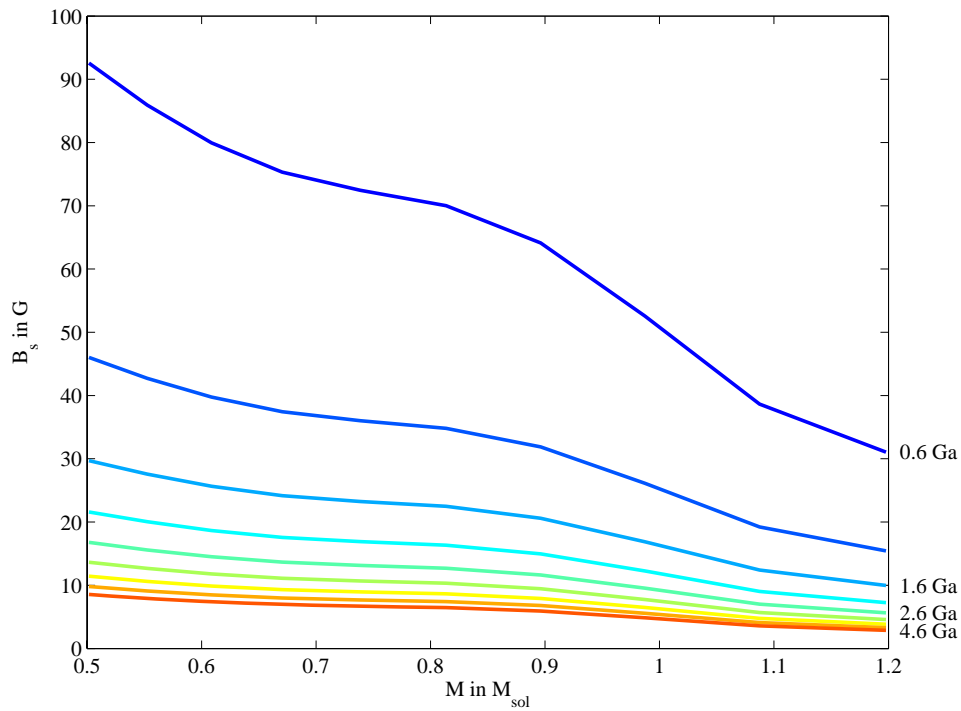


Abbildung 3.13: Entwicklung des Magnetfeldes an der Sternoberfläche zwischen 0.6 und 4.6 Ga in Abhängigkeit von der Sternmasse.

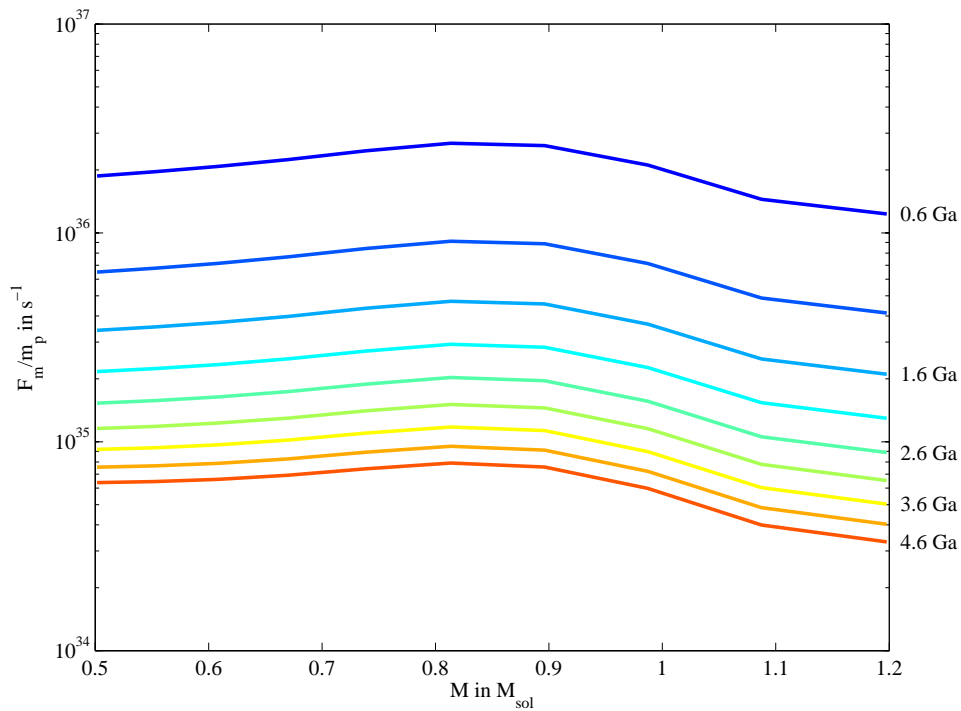


Abbildung 3.14: Entwicklung des Massenflusses zwischen 0.6 und 4.6 Ga in Abhängigkeit von der Sternmasse.

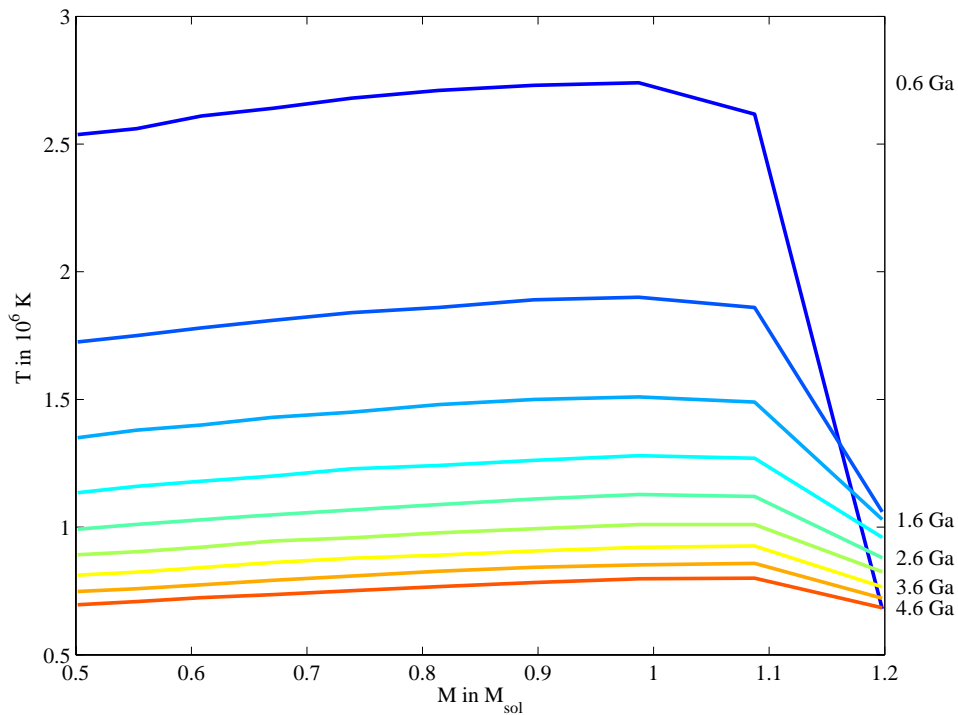


Abbildung 3.15: Entwicklung der Koronatemperatur zwischen 0.6 und 4.6 Ga.

die Dichte durch ihre Abhängigkeit von der Geschwindigkeit über den durch Gl. (3.28) gegebenen Massenfluss gekoppelt ist. Für die oben zusammengestellten Parameter sind die zugehörigen Koronatemperaturen in Abb. 3.15 abgebildet. Für Massen größer als eine Sonnenmasse ist ein deutlicher Temperaturabfall zu beobachten, obwohl die starke Verringerung des Magnetfeldes durch die größeren Sternradien in der Berechnung des Teilchenflusses teilweise kompensiert wird. Im Parker-Modell sind für diese Sterne höhere Temperaturen zum Erreichen einer festgesetzten Geschwindigkeit zu erwarten, da sie, wie bereits in Abschnitt 3.4.1, im Vergleich zu massearmen Sternen die langsameren Winde haben. Indes wird im Weber & Davis-Modell die Rotation des Sterns berücksichtigt. Der Beitrag der Zentrifugalkräfte sorgt für eine zusätzliche Beschleunigung des Windes, die durch eine niedrigere Temperatur der Korona kompensiert wird, da die bei 1 AU zu erreichende Geschwindigkeit für alle Spektraltypen gleich festgesetzt wurde.

3.4.5 Spektraltypabhängige Sternwindmodelle für Sterne mit Planeten

Im Folgenden wird das spektraltypabhängige Sternparametermodell aus Abschnitt 3.2 für die Sterne mit kurzperiodischen extrasolaren Planeten aus Tab. 2.4 angewendet. Die Sternradien und Massen, die in dieser Tabelle angegeben sind, werden in dieser Untersuchung als zeitlich konstant betrachtet. Dabei werden die ebenfalls in dieser Tabelle aufgeführten Farbindices $B - V$ für die Berechnung der Konvektionszeiten nach Gl. (3.23) übernommen. Die weitere Vorgehensweise entspricht dem in Abschnitt 3.4.4 beschriebenen Verfahren.

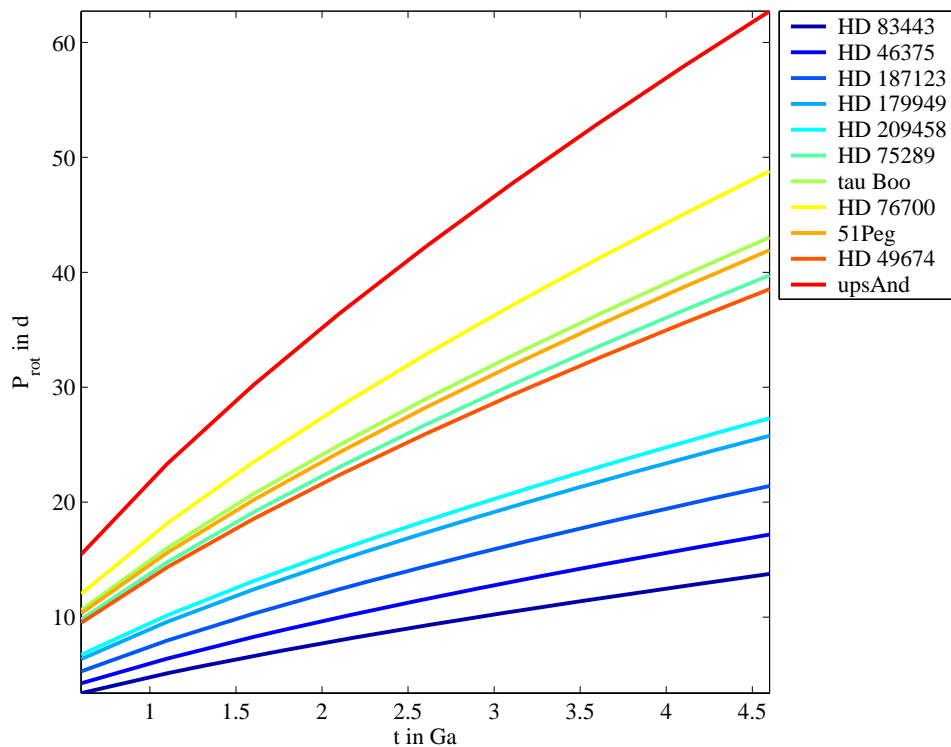


Abbildung 3.16: Entwicklung der Rotationsperioden der Sterne mit kurzperiodischen extrasolaren Planeten zwischen 0.6 und 4.6 Gyr.

Die zeitliche Entwicklung der Rotationsperioden der Zentralgestirne zwischen 0.6 und 4.6 Ga ist in Abb. 3.16 dargestellt. Ein Vergleich mit den in der Literatur angegebenen Rotationsperioden und Altern der Sterne in Tab. 2.3 zeigt sehr große Unterschiede. Diese können u.a. dadurch entstehen, dass die verwendeten Farbindices $B - V$ nicht den Farbindices der Sterne auf der ZAMS entsprechen, die in dem spektraltypabhängigen Sternparametermodell als konstant angenommen werden. Zudem wurde vernachlässigt, dass die Sterne mit kurzperiodischen Planeten eine andere Metallizität aufweisen als die Sonne. Eine höhere Metallizität drückt sich in einer Rotverschiebung des Farbindex aufgrund der höheren Opazität des Oberflächengases aus (Pizzolato et al. 2001). Eine ganz andere Ursache für die starken Abweichungen kann die Gezeitenwechselwirkung zwischen Planet und Stern sein, wie sie z.B. von Pätzold et al. (2004) diskutiert wird. Eine durch die Gezeitenwechselwirkung mögliche Beschleunigung des Sterns kann der Abbremsung entgegenwirken. Den größten Einfluss wird aber die Wahl der Rotationsperioden auf der ZAMS anhand der Rotationsperiodenverteilung von Soderblom et al. (1993) haben. Diese gibt mittlere Werte für die Rotationsperioden in Abhängigkeit vom Spektraltyp. Abweichungen davon sind zu erwarten und können sich auf das Ergebnis stark auswirken. Eine Verstärkung des Effektes durch in Abhängigkeit vom Spektraltyp verschieden effiziente magnetische Abbremsung ist dabei wahrscheinlich.

In der Anwendung des spektraltypabhängigen Sternwindmodells auf die Zentralgestirne der kurzperiodischen extrasolaren Planeten zeigt sich, dass dieses Modell nicht geeignet ist, die zeitliche Entwicklung der Plasmaumgebung dieser Planeten zu untersuchen.

Es zeigt aber Verknüpfungen zwischen den Sternparametern auf, die für die Interpretation der allgemeinen Parameterstudien im folgenden Kapitel herangezogen werden, um sinnvolle Kombinationen von Sternparametern einzugrenzen.

4 Szenarien für die magnetische Wechselwirkung zwischen Stern und Planet

Ein wichtiges Ergebnis der Sternwindmodellierungen aus Kap. 3 für die kurzperiodischen extrasolaren Planeten ist, dass diese sich für die betrachteten Eigenschaften der Zentralgestirne innerhalb des Alfvén-Radius befinden. Dies ist gleichbedeutend mit der Aussage, dass die Expansion der Korona und damit die Geschwindigkeit des Sternwindes am Ort der Planeten geringer ist als die Gruppengeschwindigkeit der Alfvén-Welle. Physikalisch gesehen ist damit die Ausbreitung von Alfvén-Wellen vom Planeten zurück zum Stern und damit entgegen der Expansionsrichtung der Korona möglich.

Ein derartiges Szenario ist für die Planeten im Sonnensystem nicht bekannt, da sie sich alle außerhalb des Alfvén-Radius der Sonne befinden. Wird jedoch die Größenordnung der betrachteten Objekte verändert, d.h. der Stern durch einen Planeten ersetzt und der kurzperiodische extrasolare Planet durch einen Mond, so finden sich auch im Sonnensystem Körper in einem Plasmaregime, in dem sich beide Objekte relativ zu einander mit sub-Alfvénischer Geschwindigkeit bewegen. Ein bemerkenswertes Beispiel für eine magnetische Zweikörperwechselwirkung ist Jupiter und sein Mond Io, auf dem viele in der Literatur vorgeschlagene Wechselwirkungsszenarien beruhen, siehe z.B. Zarka et al. (2001) und Shkolnik et al. (2005). Diese werden in diesem Kapitel aufgegriffen und auf der Grundlage des Weber & Davis-Modells untersucht. Die dabei betrachteten Aspekte sind notwendige Voraussetzungen für Radiostrahlung und Abschätzungen des Energieeintrags durch den Sternwind in mögliche planetare Magnetosphären. Desweiteren wird ein durch Alfvén-Wellen erzeugtes Stromsystem zwischen Stern und Planet untersucht. Eine weitere, wesentlich energiereichere Art der Wechselwirkung ist die von Rubenstein und Schaefer (2000) auf kurzperiodische Planeten zurückgeführte Entstehung von stellaren Superflares. Dieses Modell wird am Ende dieses Kapitels vorgestellt und diskutiert.

4.1 Das Io-Jupiter-Szenario

Der Gasriese Jupiter, ca. 5.2 AU von der Sonne entfernt, dient als Namensvetter für die massereichen kurzperiodischen extrasolaren Planeten, den Heißen Jupitern. Jupiter rotiert mit einer Rotationsperiode von 9 h 55 min sehr schnell und hat ein großes magnetisches Dipolmoment von $\mathcal{M}_J = 1.55 \cdot 10^{27} \text{ Am}^2$. Die Dipolachse ist gegenüber der Rotationsachse um 9.6° geneigt. Bei einem Radius von 71492 km führt dies zu einer Feldstärke am Äquator von 428000 nT und einer Ausdehnung der Magnetosphäre von 50 bis 100 R_J .

In $5.9 R_J$ Abstand befindet sich Jupiters nächster Galileischer Mond Io, der eine Orbitalperiode von 1.7691 d hat. Mit einem Radius von 1821 km ist er ein Viertel mal so groß wie die Erde. Aufgrund seiner großen Nähe und der 1:2:4-Resonanz mit Europa und Ganymed ist Io der vulkanisch aktivste Körper im Sonnensystem. Dies macht ihn zur wichtigsten Plasmaquelle in der Jupitermagnetosphäre, was sich vor allem in der Existenz eines Plasmatorus ausdrückt. Da seine Orbitalperiode von ca. 41 h wesentlich länger als die Rotationsperiode von Jupiter ist, beträgt die Relativgeschwindigkeit zwischen Io und seiner Plasmaumgebung 57 km s^{-1} . Dies führt zu einer Alfvén-Mach-Zahl von 0.3 (Saur 2000). Io befindet sich damit in einem sub-Alfvénischen Plasmaregime.

Konsens der Missionen Pioneer, Voyager und Galileo ist, dass eine starke elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Io und Jupiter existiert, obwohl Io kein intrinsisches Magnetfeld hat. Einen kurzen Überblick hierüber gibt z.B. Saur (2000). Ein besonderes Kennzeichen für die Beziehung, in der Jupiter, seine Magnetosphäre und Io stehen, sind Ios Fußpunkte in Jupiters Aurora. Dabei handelt es sich um Bereiche erhöhter Strahlungsintensität, die die Position des Satelliten entlang der Feldlinien auf die obere Atmosphäre Jupiters projiziert widerspiegeln. Auch die anderen der Galileischen Satelliten weisen solche Fußpunkte in Jupiters oberer Atmosphäre auf.

Eine genauere Betrachtung des Spektrums von Jupiters Radiostrahlung zeigt einen Anteil im Dekameterbereich, der durch Io kontrolliert wird und als Io-DAM bezeichnet wird. Dies wird auch als Io-Effekt bezeichnet. Sie entsteht im konvergierenden Bereich der Flussröhre, die Io und Jupiter miteinander verbindet. Zarka (1998) beschreibt in seinem Übersichtsartikel nicht nur die einzelnen Anteile der Radiostrahlung der Radioplaneten im Sonnensystem, sondern gibt auch einen Überblick über verschiedene Entstehungsmodelle. Als Entstehungsmodell für die Io-DAM wird die Zyklotron-Maser-Instabilität (CMI) favorisiert. Vor allem im Hinblick auf die Beobachtung von kurzperiodischen extrasolaren Planeten ist die planetare Radiostrahlung von besonderem Interesse. Dabei gibt es zwei Szenarien: Planetare Radiostrahlung, die in der planetaren Magnetosphäre durch die Wechselwirkung mit dem Sternwind entsteht (siehe z.B. Grießmeier et al. 2005a), und ein Io-Jupiter ähnliches Szenario, in dem der Planet die Rolle von Io übernimmt und Jupiter durch den Stern ersetzt wird (siehe z.B. Zarka et al. 2001).

4.1.1 Zyklotron-Maser-Instabilität als Ursache von Radiostrahlung

Den fünf Planeten mit starken intrinsischen Magnetfeldern im Sonnensystem, Erde, Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun ist das Auftreten von Aurora-Radiostrahlung gemeinsam. Die primäre Energiequelle ist der Sonnenwind. Für Jupiter spielt auch die Wechselwirkung vor allem mit seinem innersten Mond Io (Io-DAM Strahlung), aber auch mit Ganymed und Europa eine tragende Rolle bei der Erzeugung und Kontrolle eines Teils der Radiostrahlung. Für ein detaillierten Überblick über Beobachtungen und verschiedene Theorien sei auf Zarka (1998) verwiesen. Im Folgenden wird die Zyklotron-Maser-Instabilität betrachtet, die nach Zarka (1998) zu der am weitesten entwickelten und akzeptierten Theorie zur Erzeugung von Aurora-Radiostrahlung gehört. Die Klasse an Masern (**M**icrowave **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation), die hier von Interesse ist, verstärkt Strahlung von Frequenzen in der Nähe der Elektronen-Zyklotron-Frequenz oder ihrer höheren harmonischen Moden.

Dabei sind die grundlegenden Voraussetzungen für die Entstehung der Zyklotron-

Maser-Strahlung eine Inversion der Elektronenpopulation im Vergleich zur Gleichgewichtspopulation und ein starkes Magnetfeld, so dass die Zyklotronfrequenz der Elektronen

$$\Omega_{ce} = \frac{eB}{m_e} \quad (4.1)$$

größer als die Plasmafrequenz der Elektronen

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (4.2)$$

ist. Dabei ist e die Ladung der Elektronen, m_e und n_e ihre Masse und Teilchendichte und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. Das Verhältnis von Zyklotron- zu Plasmafrequenz wird im Folgenden mit $f_{ce,pe} = \Omega_{ce}/\omega_{pe}$ bezeichnet, wobei nach Bedingungen gesucht wird, unter denen

$$f_{ce,pe} \gg 1 \quad (4.3)$$

gilt. Ist Gl. (4.3) nicht erfüllt, ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass die freie Energie nicht direkt in elektromagnetische Energie umgewandelt wird, sondern in verschiedenen Plasmawellen dissipiert. Eine Zusammenfassung der Theorie zu stellaren Masern geben Dulk (1985) und, bezogen auf die Erzeugung der Radiostrahlung verbunden mit planetarer Aurora, Zarka (1998). Der Entstehungsmechanismus wird im Folgenden kurz erläutert.

Die am häufigsten auftretende Form der Populationsinversion ist in astrophysikalischen Anwendungen nach Dulk (1985) die Verlustkegelverteilung. Sie entsteht z.B., wenn Elektronen in magnetischen Flussröhren mit konvergierenden Fußpunkten in einer dichten Atmosphäre beschleunigt werden. Dies ist z.B. bei Feldlinien planetarer Magnetosphären oder in magnetischen Flussröhren aktiver Regionen von Sternen der Fall. Die Beschleunigung der Elektronen entsteht dabei beispielsweise durch Heizprozesse oder Rekonnexion. Die damit verbundene Energieverteilung lässt sich in einen zum Magnetfeld parallelen und einen senkrechten Anteil aufspalten. Für den Verlustkegel-Maser ist das Vorhandensein beider Komponenten Voraussetzung, wobei die Energieanteile nicht gleich sein müssen. Typische Elektronenenergien liegen zwischen 10 keV und 1 MeV.

Ist der Einfallswinkel der Elektronen an den Fußpunkten der konvergierenden magnetischen Flussröhren kleiner als ein kritischer Winkel α_{lc} , dann werden sie nicht mehr reflektiert, sondern werden von der dichteren Atmosphäre absorbiert. Für eine symmetrische Flussröhre gilt

$$\alpha_{lc} = \arcsin \left(\frac{B_{top}}{B_{foot}} \right)^{1/2} .$$

Typische Werte für das Verhältnis der Magnetfeldstärken am oberen Ende einer Flussröhre (B_{top}) zum Fußpunkt (B_{foot}) können zwischen 0.1 bis 0.5 liegen, wobei 5 bis 30 % der Elektronen verloren gehen.

In einem kalten und stark magnetisierten Plasma ist für die O- und X-Moden der Larmor-Radius

$$r_L = \frac{m_e v_{\perp}}{eB}$$

der Elektronen klein im Vergleich zur senkrechten Wellenlänge λ_{\perp} . Dadurch erscheinen das zeitabhängige elektrische Feld \mathbf{E} und das Magnetfeld \mathbf{B} aus Sicht der Elektronen als homogen. Die elektrische Kraft übertrifft die Lorentz-Kraft, wodurch die X-Mode von

den Elektronen als ein rotierendes elektrisches Feld wahrgenommen wird. Die Anisotropie der Elektronenpopulation, die durch den Verlustkegel erzeugt wird, liefert die für den Maser benötigte freie Energie. Dabei ist durch den Verlustkegel in einem Bereich der Verteilungsfunktion die Elektronenpopulation im Vergleich zu einer Gleichgewichtsverteilung verringert. Elektronen aus einem Bereich höherer Energie, die durch Wechselwirkung mit einer Welle in diesen Bereich gelangen, können Energie an die Welle abgeben. Durch den Teilchenverlust stehen weniger Elektronen zur Verfügung, die Energie von der Welle absorbieren können. Netto kann eine Verstärkung der Welle stattfinden. Bei $f_{ce,pe} \gg 1$ können Stöße aufgrund der geringen Teilchendichte vernachlässigt werden, und eine kinetische Beschreibung wird notwendig. Für diese sei auf Wu und Lee (1979), Dulk (1985) und Zarka (1998) verwiesen.

Kurzperiodische extrasolare Planeten und Radiostrahlung werden mit zwei verschiedenen Ansätzen in Verbindung gebracht. Ein Ansatz wird von Zarka et al. (2001) vorgeschlagen. Als eine Art riesiges Io-Jupiter System begünstigt der Planet Radiostrahlung, deren Quellen im Sternwind selbst zu finden sind. Ein anderer Ansatz entspricht dem eines Planeten mit Magnetfeld, bei dem der Sternwind die Radiostrahlung kontrolliert. Abschätzungen hierfür geben z.B. Farrell et al. (1999). Auch Zarka et al. (2001) erwarten starke Radiostrahlung aufgrund des hohen Energieeintrags durch den Sternwind in die Magnetosphäre. Bisher war die Suche nach Radiostrahlung von extrasolaren Planeten nicht erfolgreich, wie Bastian et al. (2000) berichten. Die Möglichkeiten mit gegenwärtigen Instrumenten werden von Rucker (2002) diskutiert. Eine detaillierte Betrachtung zur Radiostrahlung geben Griebmeier et al. (2005a), die den Sternwind als zum Sonnenwind unterschiedlich betrachten und das Alter der untersuchten Planetensysteme mit berücksichtigen. Beide Ansätze werden in den nächsten beiden Abschnitten auf Grundlage des Weber & Davis–Sternwindmodells weiter verwendet.

4.1.2 Sternwinde als Quelle für Radiostrahlung

Eine notwendige Voraussetzung für die Entstehung der Zyklotron-Maser-Instabilität ist, wie in Abschnitt 4.1.1 erläutert, dass die Zyklotronfrequenz der Elektronen wesentlich größer ist als ihre Plasmafrequenz. Einsetzen von Gl. (4.1) und Gl. (4.2) in Gl. (4.3) zeigt, dass dafür

$$\frac{\varepsilon_0}{m_e} \mathbf{B}^2 \gg n_e$$

gelten muss. Dabei ist nach Gl. (3.18) und Gl. (3.14)

$$\mathbf{B}^2 = B_r^2 + B_\varphi^2 = B_\star^2 \left(\frac{R_\star}{r} \right)^4 \left(1 + \left(\frac{v_\varphi - r\Omega_\star}{v_r} \right)^2 \right)$$

abhängig von der Magnetfeldstärke an der Basis der Korona B_\star , dem Sternradius R_\star , der Rotationsgeschwindigkeit des Sterns Ω_\star , dem Abstand vom Stern r und den Geschwindigkeitskomponenten des Sternwindes, v_φ und v_r . Die Abhängigkeit von der Geschwindigkeit ist über die Radialkomponente mit einer Abhängigkeit von Massenfluss F_m und Teilchendichte n verknüpft. Das Frequenzverhältnis ist damit stark abhängig von den Sternparametern, die sich allerdings in ihrem Einfluss auf das Ergebnis unterscheiden. Wie wichtig die einzelnen Anteile für das resultierende Frequenzverhältnis sind, wird im Folgenden untersucht.

Einfluss von Radius und Masse

Zunächst wird der Einfluss von Radius und Masse des Sterns auf das Frequenzverhältnis untersucht. Dabei werden beide Parameter im Bereich von 0.5 bis 1.5 R_\odot bzw. 0.5 bis 1.5 M_\odot unabhängig voneinander variiert. Die Temperatur der Korona beträgt für alle Rechnungen $T = 2.0 \cdot 10^6$ K und die Magnetfeldstärke an der Sternoberfläche $15 \cdot 10^{-4}$ T. Der Massenfluss wird mit dem Oberflächenverhältnis von Stern zu Sonne skaliert, d.h.

$$F_m = \left(\frac{R_\star}{R_\odot} \right)^2 \cdot 1.05 \cdot 10^8 \text{ kgs}^{-1},$$

um die unterschiedlich großen Sternoberflächen auszugleichen. Würde nun die Rotationsperiode auf einen konstanten Wert gesetzt, beinhalteten die Sternwindlösungen noch den Einfluss der unterschiedlichen Zentrifugalkraft aufgrund der verschiedenen Radien. Deshalb wird zum Ausgleich für einen Stern mit $R_\star = 1.0 R_\odot$ und einer Rotationsperiode $P_{\star, \text{rot}} = 3$ d die Zentrifugalbeschleunigung

$$a_z = \Omega_\star^2 R_\star = \frac{4\pi^2}{P_{\star, \text{rot}}^2} R_\star$$

berechnet. Damit folgt als Rotationsperiode für die einzelnen Sterne

$$P_{\star, \text{rot}} = 2\pi \sqrt{\frac{R_\star}{a_z}},$$

was zur Folge hat, dass trotz der verschiedenen Radien die Sternwinde die gleiche Zentrifugalbeschleunigung an der Sternoberfläche erfahren. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.1 für einen Abstand vom Stern von 0.0225 AU dargestellt. Es zeigt sich, dass der Einfluss des Radius auf das Frequenzverhältnis größer ist als der Einfluss der Masse. Dies spiegelt die Abhängigkeit des Massenflusses F_m und des magnetischen Flusses F_B vom Radius wider.

Einfluss von Magnetfeld und Rotationsperiode

Am Beispiel eines Sterns mit solarer Masse und Radius, d.h. $M_\star = 1M_\odot$ und $R_\star = 1R_\odot$, wird der Einfluss von Magnetfeld und Rotationsperiode auf das Frequenzverhältnis $f_{\text{ce,pe}}$ untersucht. Der Massenfluss beträgt $F_m = 1.05 \cdot 10^8 \text{ kgs}^{-1}$ bei einer Koronatemperatur von $T = 2.0 \cdot 10^6$ K. Das Frequenzverhältnis ist in Abb. 4.2 in Abhängigkeit von Rotationsperiode und Magnetfeld an der Sternoberfläche für einen Abstand von 0.0225 AU dargestellt. Der Einfluss der Rotationsperiode im modellierten Bereich von 3 bis 30 d ist vernachlässigbar, nur um 3 d ist ein leichter Anstieg des Frequenzverhältnisses zu verzeichnen. Das Magnetfeld hingegen steuert das Frequenzverhältnis bei konstantem Massenfluss linear. Das Frequenzverhältnis steigt bei zunehmendem Magnetfeld.

Einfluss von Temperatur und Massenfluss

Der Einfluss der Koronatemperatur auf $f_{\text{ce,pe}}$ wird für einen Stern mit solarer Masse und Radius, d.h. $M_\star = 1M_\odot$ und $R_\star = 1R_\odot$, für verschiedene Massenflüsse F_m untersucht.

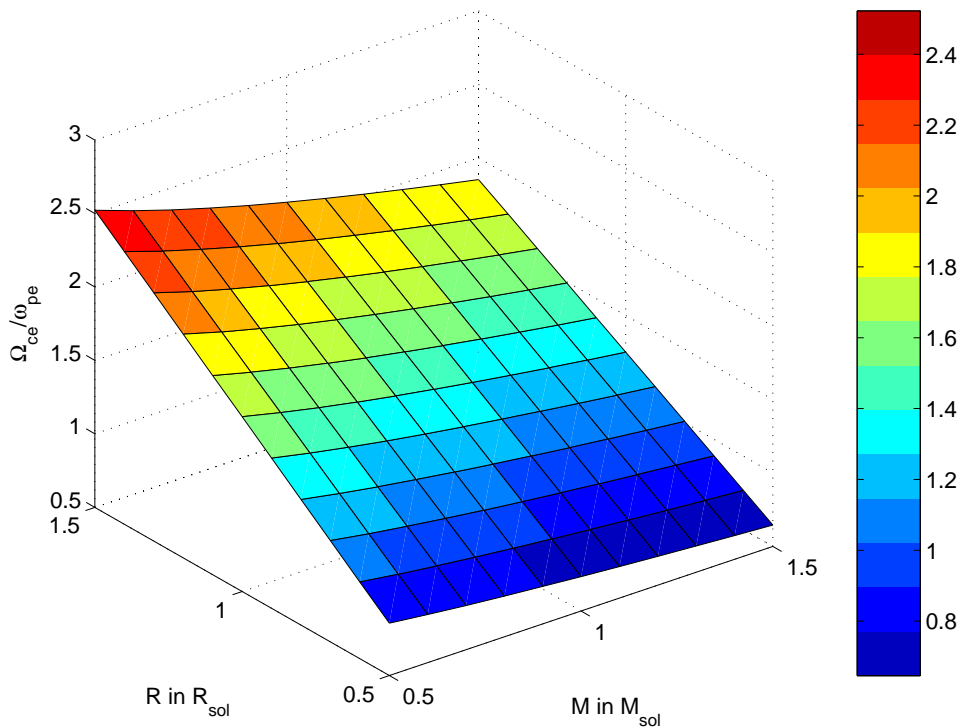


Abbildung 4.1: Frequenzverhältnisse bei 0.0225 AU in Abhängigkeit von Sternmasse und Radius bei konstanter Temperatur $T = 2.0 \cdot 10^6$ K und konstantem Magnetfeld $B_\star = 15 \cdot 10^{-4}$ T. Die Zentrifugalbeschleunigung entspricht einem Stern mit $R_\star = 1 R_\odot$ und einer Rotationsperiode von $P_{\star,rot} = 3$ d. Der Massenfluss von $1.05 \cdot 10^8 \text{ kgs}^{-1}$ für einen Stern mit $R = 1 R_\odot$ ist entsprechend des Oberflächenverhältnisses skaliert.

Die Rotationsperiode ist auf 3 d festgesetzt und das Magnetfeld auf $15 \cdot 10^{-4}$ T. Die Ergebnisse sind für einen Abstand vom Stern von 0.0225 AU in Abb. 4.3 dargestellt. Zur Beurteilung des Einflusses des Massenflusses F_m ist in Abb. 4.4 die Abhängigkeit des Frequenzverhältnisses vom Massenfluss für $T = 1 \cdot 10^6$ K, $T = 2 \cdot 10^6$ K und $T = 3 \cdot 10^6$ K abgebildet. Dabei ist das Verhältnis zwischen den Werten bei zwei verschiedenen Temperaturen zu einem Massenfluss immer konstant, d.h. in doppeltlogarithmischer Darstellung verlaufen die Kurven parallel.

Es wird deutlich, dass neben dem Magnetfeld die Temperatur der Korona und der Massenfluss eine entscheidende Rolle spielen. Mit einer geeigneten Kombination der verschiedenen Sternparameter kann folglich ein Stern konstruiert werden, für den entlang einer Flussröhre, die Planet und Stern verbindet, $f_{ce,pe} \gg 1$ ist, und somit eine notwendige Voraussetzung für die CMI erfüllt ist. Der CMI-Kandidat hat günstigenfalls eine kleine Masse, einen großen Radius, eine hohe Temperatur der Korona, ein starkes Magnetfeld und dabei einen geringen Massenverlust. Ein Vergleich mit den Ergebnissen aus Abschnitt 3.2.1, in dem die Sternparameter mit dem Spektraltyp für Sterne auf der ZAMS verknüpft wurden, zeigt jedoch, dass dies zumindest für Hauptreihensterne der Spektralklassen G bis M nicht zutrifft. Obwohl nach dem Modell massenarme Sterne klein sind, haben sie starke Magnetfelder. Diesem, im Hinblick auf die Entstehungsmöglichkeit der CMI vorteilhaften Zusammenhang, wirkt die damit verbundene Erhöhung des Massenver-

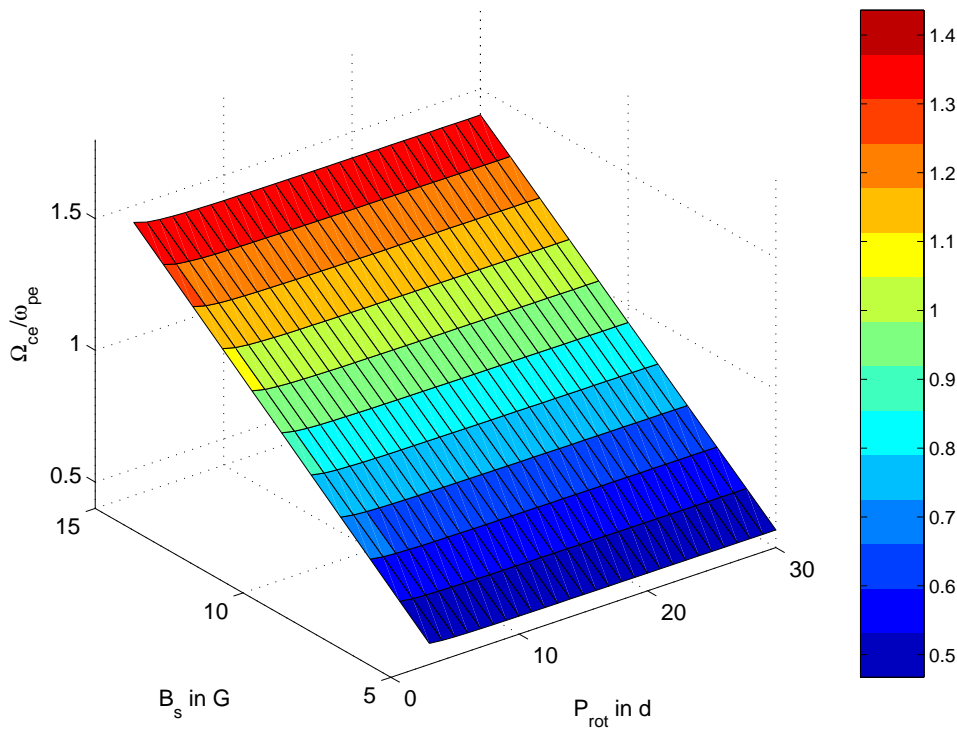


Abbildung 4.2: Frequenzverhältnisse bei 0.0225 AU in Abhängigkeit von Rotationsperiode und Magnetfeld bei konstantem Massenfluss von $F_m = 1.05 \cdot 10^8 \text{ kgs}^{-1}$ für einen Stern mit solarer Masse und Radius.

lustes entgegen. Damit ist zu erwarten, dass für Hauptreihensterne das Frequenzverhältnis $f_{ce,pe}$ eher ungünstig für die Entstehung der CMI ist.

4.2 Wechselwirkung zwischen Sternwind und planetarer Magnetosphäre

Für die folgende Abschätzung der Energiezufuhr der Magnetosphäre eines kurzperiodischen extrasolaren Planeten durch den Sternwind wird zunächst mit den in Abschnitt 2.2.1 abgeschätzten magnetischen Momenten der substellare Punkt der Magnetosphäre für die in Abschnitt 3.4 modellierten Sternwinde bestimmt. Der substellare Punkt wird dann im Folgenden als charakteristische Länge für die räumliche Ausdehnung der planetaren Magnetosphäre verwendet.

Die Entfernung des substellaren Punktes vom Planetenzentrum R_m ist gegeben durch das Druckgleichgewicht von Sternwind und Magnetosphäre. Dabei deformieren der dynamische Druck $p_{d,sw}$ und der Druck des Sternwindmagnetfeldes $p_{B,sw}$ die dem Stern zugewandte Seite der Magnetosphäre. Auf Seiten der planetaren Magnetosphäre steuern die Magnetfelddrücke des planetaren Dipolfeldes B_{pd} und eines durch Magnetopausen-

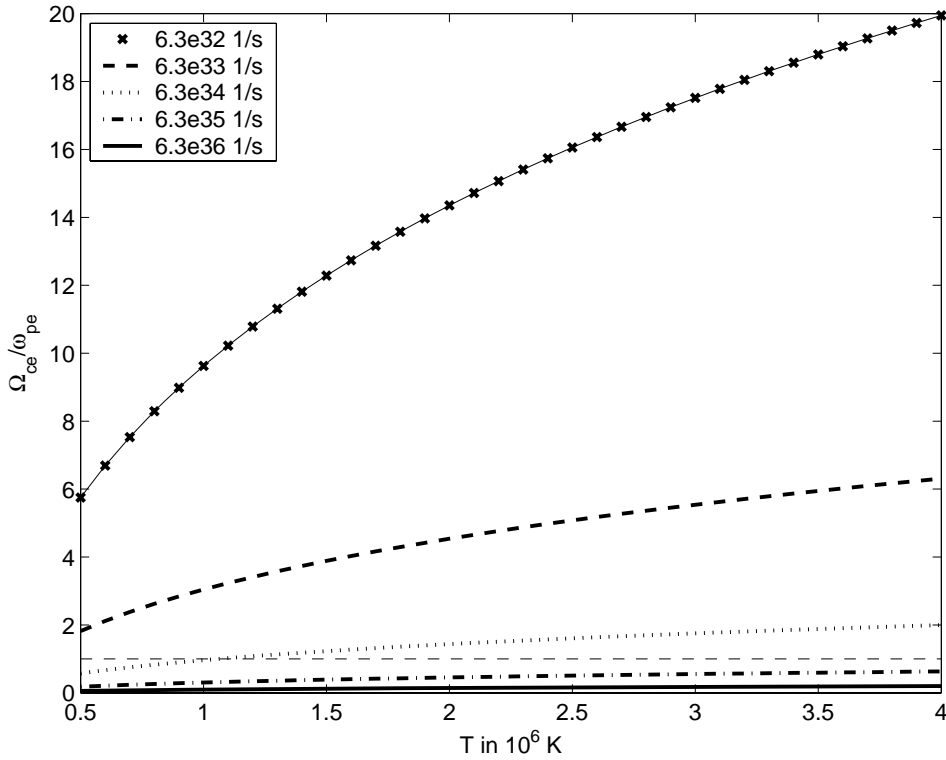


Abbildung 4.3: Frequenzverhältnisse bei 0.0225 AU in Abhängigkeit von Koronatemperatur und Teilchenfluss bei konstantem $B_\star = 15 \cdot 10^{-4}$ T und einer Rotationsperiode von $P_{\star, \text{rot}} = 3$ d für einen Stern mit solarer Masse und Radius. Die gestrichelte Linie markiert ein Verhältnis von eins.

ströme induzierten Magnetfeldes B_{mc} entgegen. Das Druckgleichgewicht entspricht

$$p_{\text{d,sw}} + p_{B,\text{sw}} = \frac{1}{2\mu_0} (\mathbf{B}_{\text{pd}} + \mathbf{B}_{\text{mc}})^2, \quad (4.4)$$

wobei, Grießmeier et al. (2004) folgend, von einer Magnetosphäre ohne Atmosphäre ausgegangen wird, dafür aber der Magnetdruck des Sternwindes mit berücksichtigt wird (Preusse et al. 2005). Da die Atmosphäre des Planeten fehlt, wird der Plasmadruck in Gl. (4.4) nicht mit berücksichtigt. Grießmeier et al. (2004) argumentieren, dass eine Beschreibung von B_{mc} mit Kugelfunktionen am substellaren Punkt durch das Planetenmagnetfeld approximiert werden kann und folgern

$$\mathbf{B}_{\text{pd}} + \mathbf{B}_{\text{mc}} = 2f_0 \mathbf{B}_{\text{pd}}. \quad (4.5)$$

Der Formfaktor f_0 beschreibt die Form der Magnetosphäre. Im Gegensatz zu Grießmeier et al. (2004), die $f_0 = 1.16$ für eine nicht-sphärische Magnetopause verwenden, wird $f_0 = 1.5$ gesetzt, wobei eine sphärische Magnetosphärenform angenommen wird. An der Magnetopause ist das planetare Magnetfeld gegeben durch

$$\mathbf{B}_{\text{pd}} = \frac{\mu_0 \mathcal{M}}{4\pi R_m^3} \quad (4.6)$$

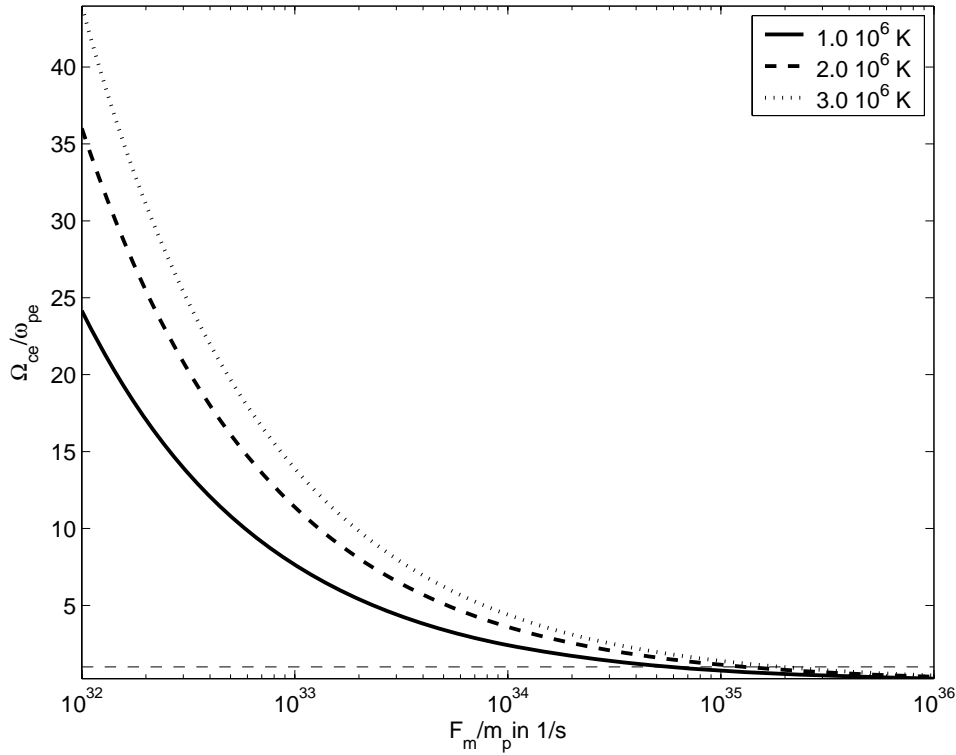


Abbildung 4.4: Frequenzverhältnisse bei 0.0225 AU in Abhängigkeit von Teilchenfluss und Koronatemperatur bei konstantem $B_\star = 1.5 \cdot 10^{-3}$ T und einer Rotationsperiode von $P_{\star, \text{rot}} = 3$ d für einen Stern mit solarer Masse und Radius. Die gestrichelte Linie markiert ein Verhältnis von eins.

mit dem planetaren Dipolmoment \mathcal{M} . Die Abschätzung des Dipolmomentes erfolgt wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben.

Einsetzen von

$$p_{\text{d,sw}} = \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0} = \frac{B_r^2 + B_\varphi^2}{2\mu_0}$$

mit \mathbf{B} dem Magnetfeld des Sternwindes in Gl. (4.6) und Gl. (4.5) in Gl. (4.4) führt zu

$$R_m = \left(\frac{f_0^2 \mu_0^2 \mathcal{M}^2}{4\pi^2 (2\mu_0 \rho v^2 + \mathbf{B}^2)} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (4.7)$$

für den Abstand des substellaren Punktes.

Der Poynting-Fluss des Sternwindes wird gemäß

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \quad (4.8)$$

berechnet, wobei angenommen wird, dass das Magnetfeld im Sternwindplasma eingefroren ist. Dadurch folgt für das elektrische Feld $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ mit $\mathbf{v} = (v_r, 0, v_\varphi)^T$ und $\mathbf{B} = (B_r, 0, B_\varphi)^T$. Aus dem Weber & Davis-Modell ist mit Gl. (4.8) die radiale Komponente des Poyntingflusses gegeben durch

$$S_r = \frac{1}{\mu_0} (v_r B_\varphi^2 - v_\varphi B_r B_\varphi). \quad (4.9)$$

Ist die Querschnittsfläche der Magnetosphäre πR_m^2 , kann nach Perreault und Akasofu (1978) und D'Angelo und Goertz (1979) der Energiefluss in die Magnetosphäre abgeschätzt werden. Dafür wird angenommen, dass die Sternwindparameter, die das Weber & Davis-Modell liefert, senkrecht zur Ekliptik nicht variieren. Multiplikation der Radialkomponente des Poynting-Flusses mit der Querschnittsfläche liefert die in die Magnetosphäre eingetragene Leistung

$$P = S_r \cdot \pi R_m^2 = \frac{\pi R_m^2}{\mu_0} (v_r B_\varphi^2 - v_\varphi B_r B_\varphi). \quad (4.10)$$

P ist eine obere Grenze für die Energiezufuhr in die Magnetosphäre durch den Sternwind, da der Einfluss der relativen Orientierung der Magnetfelder zueinander hierbei nicht berücksichtigt wird.

4.2.1 Abhängigkeit der Energieeinspeisung von den Sternparametern

Zunächst wird die Abhängigkeit der der Magnetosphäre zugeführten Energie P von den Sternparametern Radius R_\star und Masse M_\star untersucht. Die für die Berechnungen verwendete Koronatemperatur beträgt $T = 2.0 \cdot 10^6$ K, die Magnetfeldstärke an der Basis der Korona wird auf $15 \cdot 10^{-4}$ T festgesetzt. Wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben, wird der Massenfluss $F_m = 1.05 \cdot 10^8$ kgs $^{-1}$ um das Oberflächenverhältnis in Bezug zu einem Stern mit $R = 1R_\odot$ angepasst und die Rotationsperiode durch Festhalten der Zentrifugalbeschleunigung eines Sterns mit $R = 1R_\odot$ und einer Rotationsperiode von 3 d vorgegeben. Der für die Berechnung verwendete Planet befindet sich jeweils in 0.0225 AU Abstand mit einem Radius von $1R_J$. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.5 dargestellt. Dabei gehört die obere Fläche zu einem magnetischen Dipolmoment von $1\mathcal{M}_J$, die untere zeigt zum Vergleich die Ergebnisse mit $\mathcal{M} = 0.01\mathcal{M}_J$. Es zeigt sich, dass der Einfluss von Sternradius und Masse auf die maximal durch den Sternwind in die Magnetosphäre zugeführte Energie innerhalb einer Größenordnung liegt.

Der Einfluss von Magnetfeldstärke und Rotationsperiode wird anhand eines Sterns mit $R_\star = 1R_\odot$ und $M_\star = 1M_\odot$ mit $F_m = 1.05 \cdot 10^8$ kgs $^{-1}$ und $T = 2 \cdot 10^6$ K untersucht. Der Planet wird analog wie oben in einem Abstand von 0.0225 AU angenommen. Sein magnetisches Dipolmoment beträgt $1\mathcal{M}_J$. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.6 dargestellt. Die Energie, die durch einen Sternwind eines schnell rotierenden Sterns mit starkem Magnetfeld einer planetaren Magnetosphäre zugeführt werden kann, ist bis zu zwei Größenordnungen höher als bei einem langsam rotierenden Stern mit schwachem Magnetfeld.

4.2.2 Magnetopausenabstände und Energieeinspeisung

Für die Abschätzung der Magnetopausenabstände und der möglichen Energieeinspeisung durch den Sternwind für die kurzperiodischen extrasolaren Planeten werden die modellierten Sternwinde aus Abschnitt 3.4.2 verwendet. Grundlage hierfür bildet die Sonnenwindlösung mit $F_m = 1.05 \cdot 10^8$ kgs $^{-1}$, $T = 0.8132 \cdot 10^6$ K und $B_\star = 1.435 \cdot 10^{-4}$ T. Mit diesen Werten werden für die Sterne aus Tab. 2.4 unter Verwendung der entsprechenden

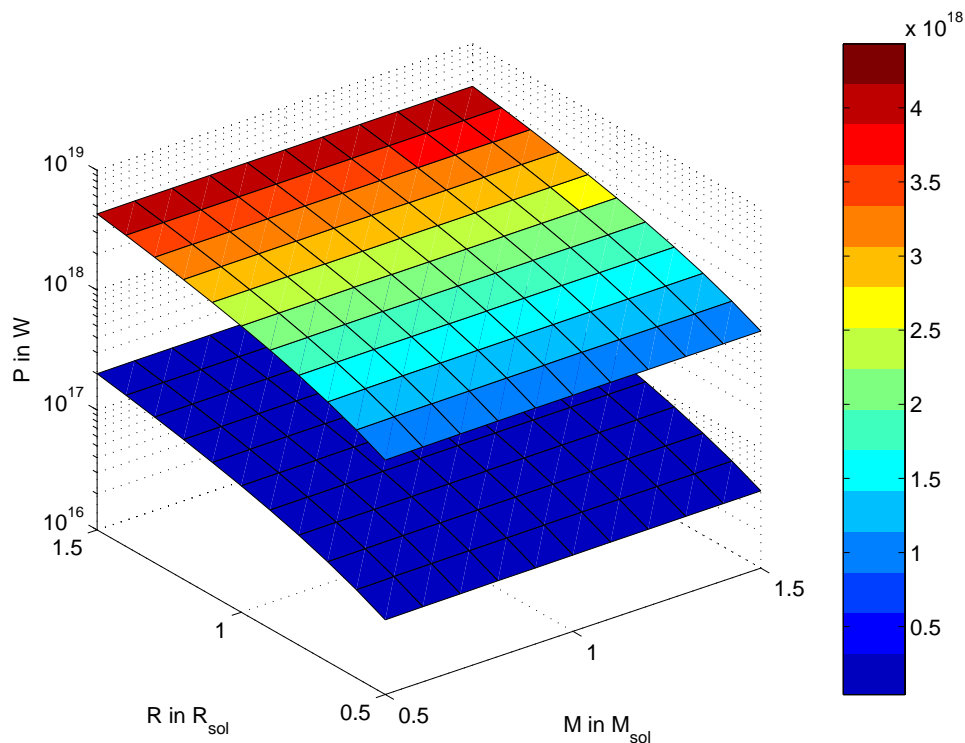


Abbildung 4.5: Einfluss von Sternradius und Sternmasse auf den Energieeinspeisung in die Magnetosphäre eines Planeten mit Jupiterradius in 0.0225 AU Abstand vom jeweiligen Stern. Die obere Fläche gehört zu einem magnetischen Dipolmoment von $1\mathcal{M}_J$, die untere zu $0.01\mathcal{M}_J$.

Sternradien und Massen die Sternwindlösungen für Rotationsperioden von 3 und 30 d berechnet. Für die Berechnung der Magnetopausenabstände werden die kleinsten und größten magnetischen Momente aus Tab. 2.2 verwendet.

In Abb. 4.7 sind die Magnetopausenabstände für eine Rotationsperiode des Sterns von 3 d für die entsprechend bezeichneten Planeten dargestellt. Die grauen Balken zeigen die Magnetopausenabstände, die mit den minimalen magnetischen Momenten berechnet wurden. Das untere Ende des Balkens entspricht dem Magnetopausenabstand für die Planeten in den in Tab. 2.1 aufgeführten Abständen, das obere Ende für einen Abstand von 1 AU. Die Ausdehnung des Balkens zeigt somit den Unterschied in der Ausdehnung der Magnetosphäre. Die schwarzen Balken zeigen in gleicher Darstellung die Ergebnisse mit den maximalen magnetischen Momenten.

Die Magnetopausenabstände sind für eine Rotationsperiode des Sterns von 30 d analog in Abb. 4.8 dargestellt.

Es wird deutlich, dass durch den geringeren Druck des Sternwindes, der Magnetopausenabstand der planetaren Magnetosphären bei einem Abstand des Planeten von 1 AU wesentlich größer wäre, als im wirklichen Abstand. Dennoch ist die Leistung der Wechselwirkung in der Nähe des Sterns erheblich größer als bei 1 AU. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 4.9 das Verhältnis der Leistung zwischen wirklichem Abstand der Planeten und der Leistung bei einem Abstand von 1 AU für verschiedene Rotationsperioden der Ster-

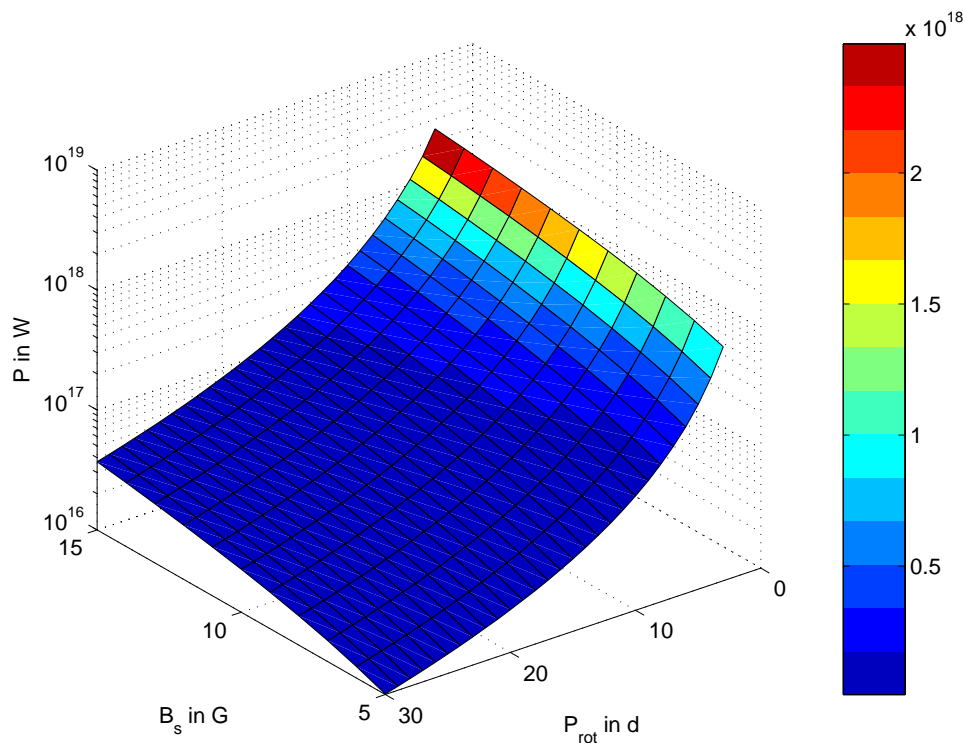


Abbildung 4.6: Einfluss von Sternmagnetfeld und Rotationsperiode auf die Energieeinspeisung in die Magnetosphäre eines Planeten mit Jupiterradius in 0.0225 AU Abstand vom jeweiligen Stern. Das magnetische Dipolmoment des Planeten beträgt $1\mathcal{M}_J$.

ne dargestellt. Dabei entsprechen die grauen Balken der Rotationsperiode von 3 d, die schwarzen der von 30 d. Das Verhältnis ist unabhängig von der Wahl der magnetischen Momente.

Die maximale Leistung ist für die verschiedenen Rotationsperioden der Sterne in Abb. 4.10 dargestellt. Dabei entsprechen die oberen Enden der Balken einer Rotationsperiode von 3 d, die unteren einer Rotationsperiode von 30 d. Die Ergebnisse, die mit den minimalen magnetischen Momenten erhalten wurden, sind in grau dargestellt, die Ergebnisse, die zu den maximalen magnetischen Momenten gehören, in schwarz.

Eine Betrachtung von Gl. (4.10) und Gl. (4.7) erklärt, warum, obwohl Magnetfeld und Magnetopausenabstand mit der gleichen Potenz in die Berechnung der Leistung eingehen, die Leistung am realen Abstand der Planeten wesentlich höher ist, als bei einem Abstand von 1 AU. Das Magnetfeld fällt mit dem Abstand schneller ab als der Magnetopausenabstand unter dem abnehmenden magnetischen Druck anwachsen kann. Der Beitrag durch die Zunahme der Windgeschwindigkeit in Gl. (4.10) kann zudem nur einen Teil des Magnetfeldbeitrages in Gl. (4.7) kompensieren.

Für die Magnetosphäre der Erde sind zwei Prozesse erkennbar, durch die in die Magnetosphäre eingespeiste Energie dissipiert wird, s. z.B. Baker et al. (1986), Rostoker et al. (1987), Lu et al. (1998) und Sun et al. (1998). Für den ersten Prozess ist die direkte Ohm'sche oder konvektive Dissipation der Energie, etwa in der Ionosphäre oder im Ringstromsystem charakteristisch. Dahingegen zeichnet sich der zweite Prozess durch die

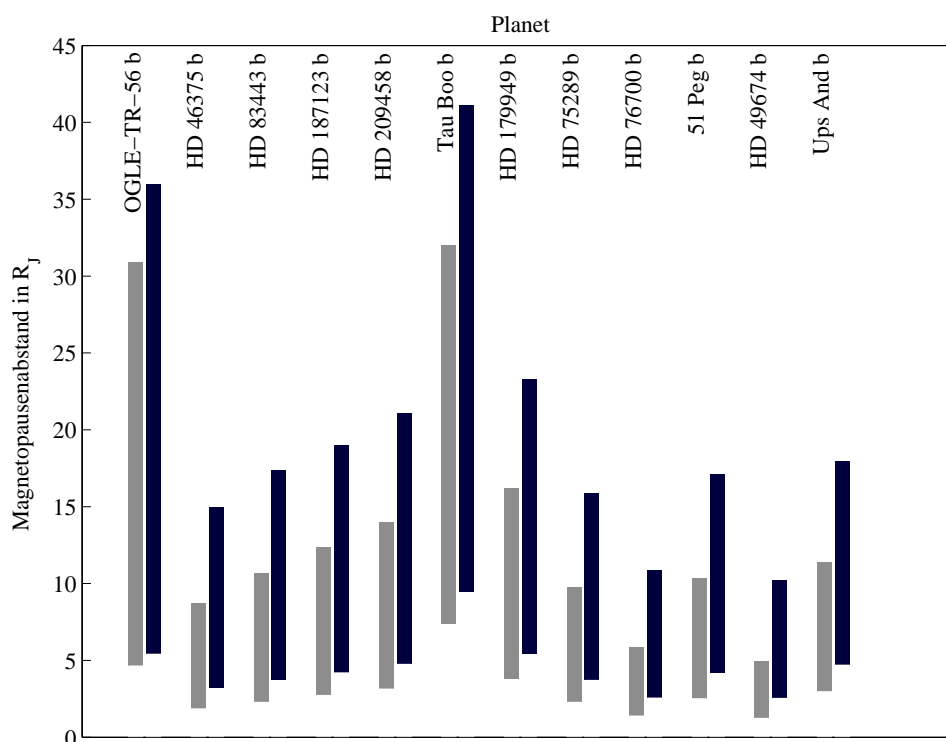


Abbildung 4.7: Magnetopausenabstände für die entsprechend bezeichneten Planeten. Die Rotationsperiode des Sterns beträgt 3 d. Die grauen Balken zeigen die Ergebnisse mit den minimalen magnetischen Momenten der Planeten aus Tab. 2.2 und die schwarzen die mit den maximalen magnetischen Momenten. Die Unterkante der Balken entspricht den Werten im realen Abstand der Planeten, die Oberkante einem Abstand von 1 AU vom Zentralgestirn.

zeitweilige Speicherung der Energie im Magnetosphärenschweif (loading) und der plötzlichen Energiefreisetzung während des Teilsturm-Prozesses (unloading) aus. Die Zeit t_{load} , in der die Energie im Magnetosphärenschweif gespeichert wird, beträgt in der Regel ~ 1 h. Der Vergleich zwischen den Ergebnissen für die Planeten an ihrem realen Orbit bzw. in einem fiktiven Abstand von 1 AU zeigt, dass die Energieeinspeisung am realen Orbit um zwei bis drei Größenordnungen höher ist. Das lässt erwarten, dass Strahlungsereignisse, die mit der Dissipation der durch den Sternwind zur Verfügung stehenden Energie verknüpft sind, weitaus intensiver ablaufen, als es z.B. von der Erde bekannt ist.

4.3 Das HD 179949 b-Szenario

Shkolnik et al. (2003), Shkolnik et al. (2004), Shkolnik (2004) und Shkolnik et al. (2005) untersuchten chromosphärische CaII H- und K-Emissionen von Sternen mit kurzperiodischen extrasolaren Planeten. Ziel dieser Studien war die Beobachtung nächtlicher Modulationen der CaII H- und K-Emissionen der Zentralgestirne. CaII H- und K-Emissionen im Kern der Spektrallinien entstammen der Chromosphäre und werden als Aktivitätsindikatoren verwendet. Aktivität auf sonnenähnlichen Sternen kann verschiedene Ursachen

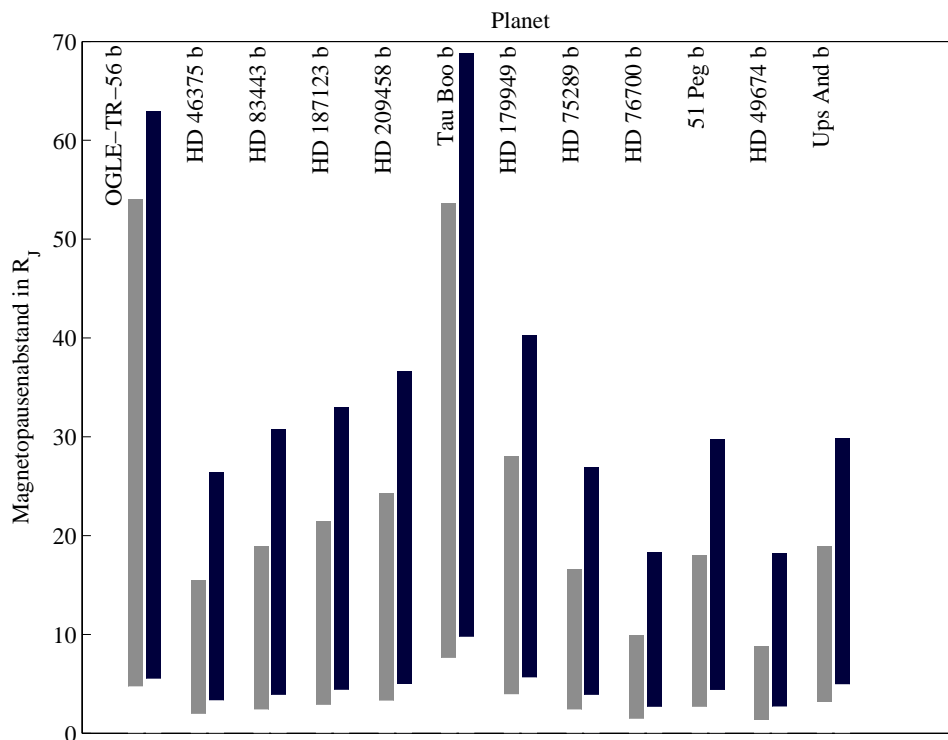


Abbildung 4.8: Magnetopausenabstände für die entsprechend bezeichneten Planeten. Die Rotationsperiode des Sterns beträgt 30 d. Die Darstellung entspricht der in Abb. 4.7.

haben, wie z.B. die Existenz von Sternflecken. Cuntz et al. (2000) postulierten eine mögliche Verstärkung der stellaren Aktivität durch magnetische Wechselwirkung mit einem kurzperiodischen planetaren Begleiter. Solche Art der Wechselwirkung mit einer daraus resultierenden erhöhten Anzahl an Sternflecken ist aus RS Canum Venaticorum ähnlichen Doppelsternsystemen bekannt (s. z.B. Shkolnik 2004). Deshalb führen Shkolnik et al. (2005) als Bedingungen für auf eine auf Planeten rückführbare chromosphärische Aktivität folgende Kriterien an:

- Bei magnetischer Wechselwirkung entspricht die Periode der Aktivität der Orbitalperiode des Planeten, für Gravitationswechselwirkung der halben Orbitalperiode.
- Nach Cuntz et al. (2000) ist das Maximum der Aktivität in der Nähe des subplanetaren Punktes.
- Die Aktivität dauert länger als die normale Lebensdauer eines Sternfleckens an.

Für die Sterne HD 179949 und ν And zeigen die Emissionen zeitliche Variationen, deren Periode mit derjenigen der zugehörigen kurzperiodischen Planeten übereinstimmt. Die Phasenwinkel betragen für HD 179949 60° und für ν And 180° (Shkolnik et al. 2005). Nach Shkolnik et al. (2003), Shkolnik (2004) und Shkolnik et al. (2005) erfüllen die für HD 179949 und ν And beobachteten nächtlichen Modulationen der Ca II H- und K-Emissionen die o.g. Kriterien und sprechen damit für eine magnetische Wechselwirkung zwischen Planet und Stern.

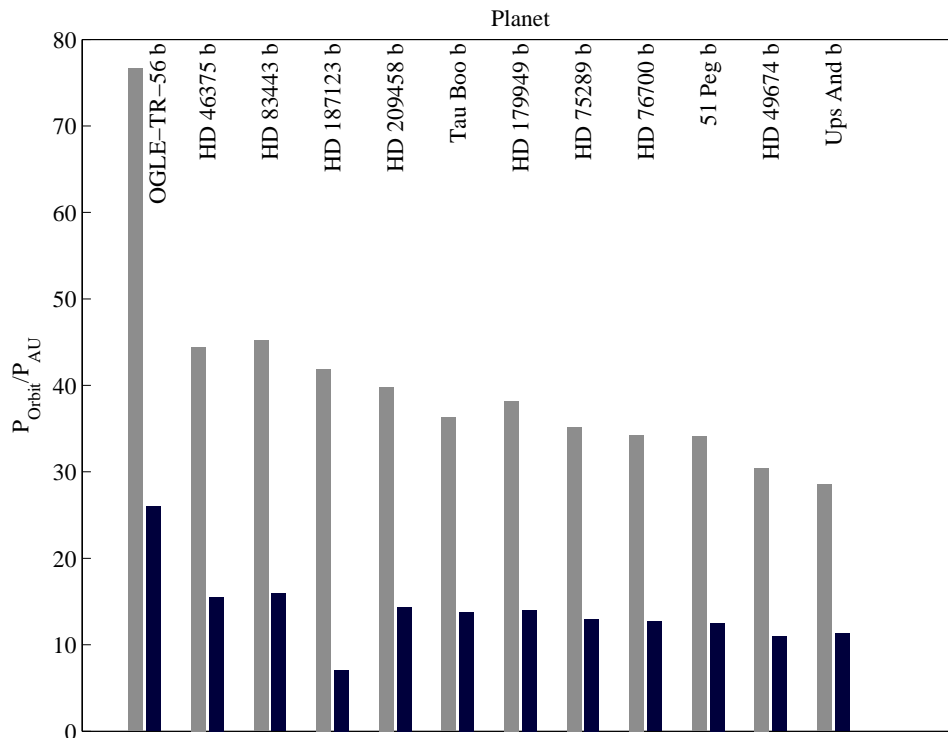


Abbildung 4.9: Verhältnis von Leistung bei wirklichem Abstand der Planeten zur Leistung bei einem Abstand von 1 AU bei einer Rotationsperiode von 3 d (graue Balken) und einer Rotationsperiode von 30 d (schwarze Balken).

Im Folgenden wird diese Art der Wechselwirkung im Rahmen eines durch Alfvén-Wellen erzeugten Stromsystems, kurz Alfvén-Flügel-Modell, betrachtet und in seiner Anwendbarkeit für das HD 179949 b-Szenario näher untersucht.

4.3.1 Alfvén-Flügel-Modell

Jupiter und seine inneren Galileischen Monde wie Io und Ganymed sind über ein Stromsystem miteinander verbunden, in dem Alfvén-Wellen eine tragende Rolle für den Stromtransport entlang der Flussröhre spielen, siehe z.B. Neubauer (1980), Goertz (1980), Neubauer (1998), Kopp und Schröer (1998) und Neubauer (1999). Zarka et al. (2001) schlagen für kurzperiodische extrasolare Planeten, die sich innerhalb des Alfvén-Radius befinden, ein ähnliches Szenario vor, das Shkolnik et al. (2005) in ihrer Interpretation der erhöhten chromosphärischen Aktivität von HD 179949 und υ And aufgreifen. Analog wird in diesem Abschnitt verfahren, wobei die Grundlage wieder das Weber & Davis-Modell bildet und die Abhängigkeit des Szenarios von den Sternparametern untersucht wird. Anschließend werden die Planeten aus Tab. 2.1 gesondert betrachtet.

Mit der Alfvén-Geschwindigkeit

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}}$$

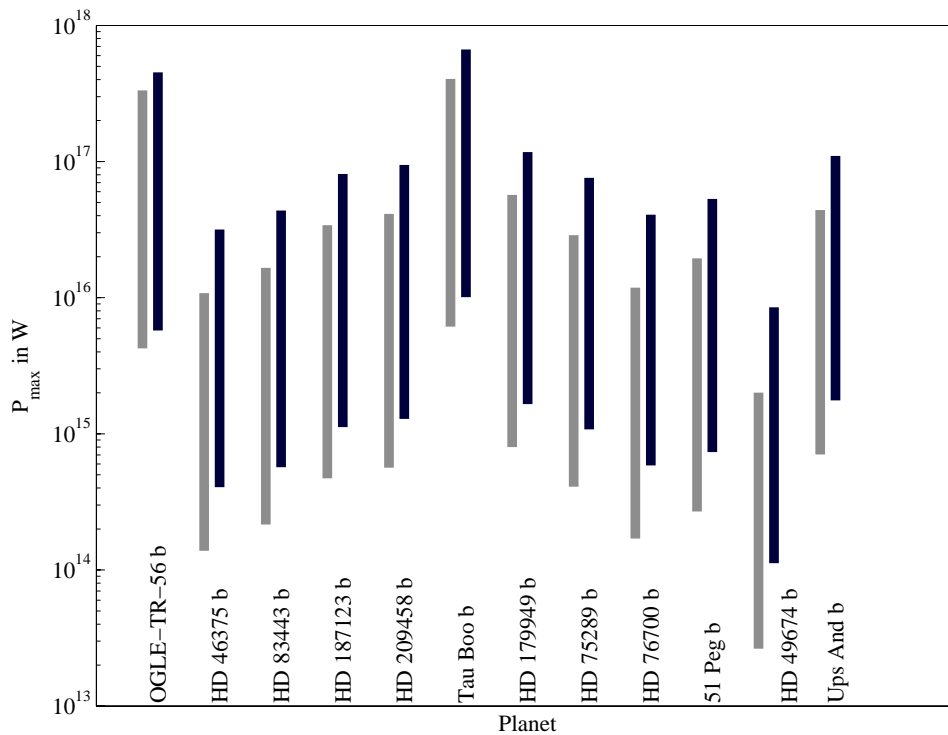


Abbildung 4.10: Maximale Leistung für die entsprechend bezeichneten Planeten aus Tab. 2.1 für verschiedene magnetische Momente. Die grauen Balken beziehen sich auf die minimalen magnetischen Momente aus Tab. 2.2, die schwarzen auf die maximalen. Die Oberkante der Balken gehört zu einer Rotationsperiode von 3 d, die Unterkante zu einer Rotationsperiode von 30 d.

sind die Alfvén-Charakteristiken gegeben durch

$$c_A^{\pm} = v \pm v_A, \quad (4.11)$$

wobei v die Geschwindigkeit des Sternwindes ist, ρ die Massendichte und B die magnetische Flussdichte des Sternwindes. Aufgrund der Verwendung des Weber & Davis-Modells wird hier ein sphärisches Koordinatensystem verwendet mit

$$\mathbf{v} = (v_r, 0, v_\varphi) \quad \text{und} \quad \mathbf{B} = (B_r, 0, B_\varphi),$$

von dem im folgenden nur die r - φ -Ebene betrachtet wird. Abb. 4.11 zeigt die Koordinatensysteme, die für die folgende Herleitung verwendet werden. Das System r - φ ist das Koordinatensystem der Sternwindlösung. r' - φ' ist definiert durch die charakteristische Geschwindigkeit c_A^- , die parallel zu φ' ist. Dahingegen ist r'' - φ'' definiert durch die Parallelität von φ'' zu \mathbf{B} . Die im folgenden verwendeten Winkel sind entsprechend eingezeichnet.

Ohne Einschränkung der Allgemeinheit wird hier nur c_A^- , d.h. die möglicherweise zum Stern führende Charakteristik, betrachtet. c_A^- ist gegeben durch

$$c_A = |c_A^-| = \sqrt{(\mathbf{v} - \mathbf{v}_A) \cdot (\mathbf{v} - \mathbf{v}_A)} = \sqrt{v^2 + v_A^2 - 2vv_A \cos \angle(\mathbf{v}, \mathbf{v}_A)}.$$

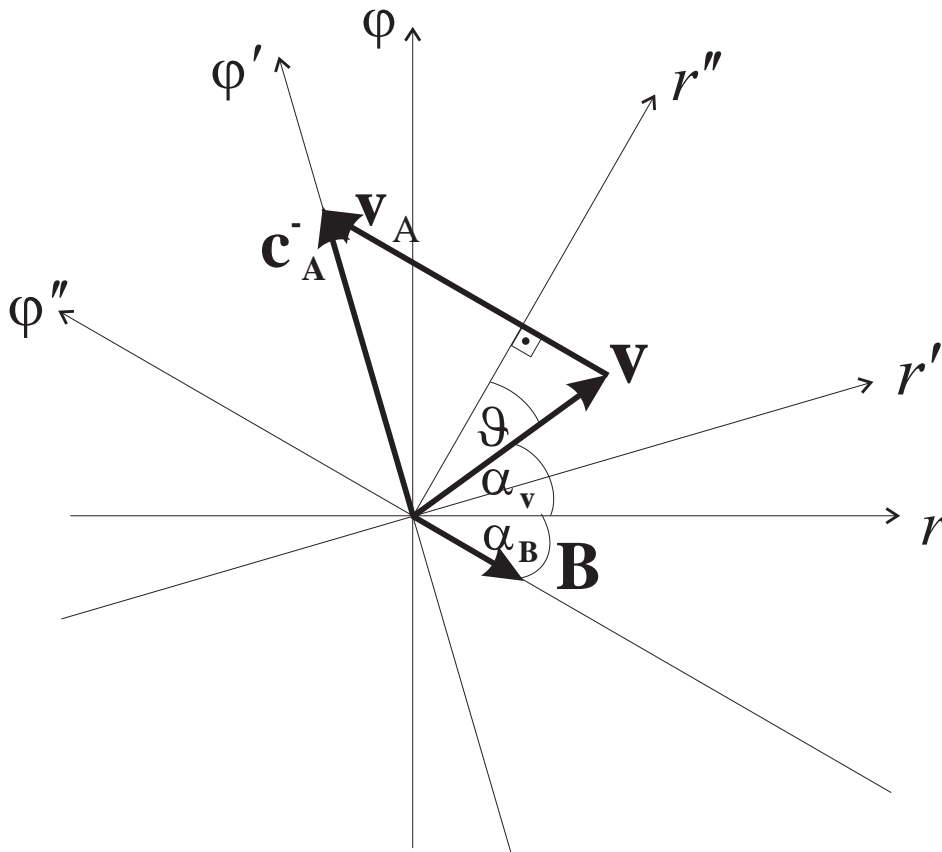


Abbildung 4.11: Koordinatensysteme für Betrachtung des Stromsystems. Das System r - φ ist das Koordinatensystem der Sternwindlösung. r' - φ' ist definiert durch die charakteristische Geschwindigkeit c_A^- , die parallel zu φ' ist. Dahingegen ist r'' - φ'' definiert durch die Parallelität von φ'' zu B .

Der Winkel zwischen Sternwindgeschwindigkeit und Alfvén-Geschwindigkeit kann durch den in Abb. 4.11 als ϑ bezeichneten Winkel ausgedrückt werden. Daraus folgt

$$c_A = \sqrt{v^2 + v_A^2 - 2vv_A \cos(90 - \vartheta)} = \sqrt{v^2 + v_A^2 + 2vv_A \sin(\vartheta)},$$

bzw. mit der Mach-Zahl $M_A = v/v_A$

$$c_A = v_A \sqrt{M_A^2 + 1 + 2M_A \sin \vartheta}. \quad (4.12)$$

Nun wird in Analogie zu Neubauer (1980) angenommen, dass ρ , der Druck p , B und c_A^- konstant sind, so dass die Alfvén-Charakteristiken in der gestörten Region denen der ungestörten entsprechen. Weiterhin sei das Magnetfeld eingefroren, so dass das elektrische Feld durch

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

gegeben ist. Die Divergenz des elektrischen Feldes kann damit unter Verwendung von Vektoridentitäten umgeformt werden zu

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \nabla \times \mathbf{B} = c_A^- \cdot \mathbf{j} \mu_0,$$

wobei \mathbf{j} die Stromdichte ist und Gl. (4.11) verwendet wurde. Da in

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B},$$

$B_{\vartheta} = 0$ und $\partial/\partial\vartheta = 0$ ist, hat die Stromdichte nur eine Komponente in Richtung \mathbf{e}_{ϑ} . Somit folgt

$$j_{\vartheta} = \frac{1}{\mu_0 c_A} \nabla \cdot \mathbf{E} = \Sigma_A \nabla \cdot \mathbf{E},$$

wobei

$$\Sigma_A = \frac{1}{\mu_0 v_A \sqrt{1 + M_A^2 + 2M_A \sin \vartheta}}$$

die Alfvén-Leitfähigkeit ist. Zu ihrer Berechnung anhand der Weber & Davis–Sternwindlösungen kann der unbekannte Winkel ϑ durch

$$\vartheta = 90 - \alpha_B - \alpha_v$$

ausgedrückt werden, woraus

$$\Sigma_A = \frac{1}{\mu_0 v_A \sqrt{1 + M_A^2 + 2M_A \cos(\alpha_B + \alpha_v)}}$$

folgt.

Die Leistung des Stromsystems ist dann nach Neubauer (1980) gegeben durch

$$P_{\max} = \pi R_P^2 |\mathbf{E}|^2 \Sigma_A,$$

wobei im Falle Neubauers $R_P = R_{Io}$ entspricht. Unter nochmaliger Verwendung des Theorems für das eingefrorene Magnetfeld folgt im Rahmen des Weber & Davis-Modells

$$P_{\max} = \pi R_P^2 (v_r B_{\varphi} - v_{\varphi} B_r)^2 \frac{1}{\mu_0 v_A \sqrt{1 + M_A^2 + 2M_A \cos(\alpha_B + \alpha_v)}}. \quad (4.13)$$

Zarka et al. (2001) schätzen die Leistung des Alfvén-Wellen-Stromsystems aufgrund des Modells von Neubauer (1980) für eine senkrecht zum Magnetfeld einfallende Plasmaströmung ab. Diese ergibt sich im Falle Ios durch seine Orbitalbewegung relativ zur durch Korotation gegebenen Plasmaströmung der Jupiter-Magnetosphäre. Im Gegensatz dazu ist im Sternwind der Winkel zwischen Geschwindigkeit und Magnetfeld am Ort der kurzperiodischen Planeten sehr klein (siehe auch Preusse et al. 2005). Zarka et al. (2001) weisen zwar darauf hin, rechtfertigen ihren Ansatz aber durch die Begründung, dass die Orbitalbewegung der Planeten den Anteil des Magnetfeldes senkrecht zur Geschwindigkeit erhöht. Im folgenden wird durch Verwendung des Weber & Davis–Sternwindmodells ein realistischer Ansatz möglich, bei dem die Annahme, dass das Magnetfeld senkrecht zur einfallenden Plasmaströmung orientiert ist, nicht mehr notwendig ist. Zusätzlich wird die azimutale Geschwindigkeitskomponente des Sternwindes v_{φ} durch die Relativgeschwindigkeit ersetzt, die sich durch die Orbitalbewegung des Planeten relativ zum Sternwind ergibt. Unter der Annahme, dass sich der Planet auf einer Kreisbahn bewegt, ist seine Bahngeschwindigkeit

$$v_{\text{bahn}} = a \cdot \frac{2\pi}{P_{\text{orb}}}.$$

Damit folgt für die azimutale Geschwindigkeitskomponente in Gl. (4.13)

$$v_\varphi = v_\varphi - v_{\text{bahn}}.$$

Für den Fall, dass P_{orb} unbekannt ist, wird das dritte Keplersche Gesetz verwendet, wonach

$$P_{\text{orb}} = \sqrt{\frac{2\pi a^3}{GM_\star}}$$

gegeben ist.

4.3.2 Test am Fall HD 179949 b

Zunächst wird am Beispiel von HD 179949 überprüft, ob das Alfvén-Flügel-Modell geeignet ist, um die von Shkolnik et al. (2003) und Shkolnik et al. (2005) ermittelten Phasenwinkel von 60° (HD 179949) zwischen dem Auftreten der erhöhten chromosphärischen Aktivität und dem subplanetaren Punkt zu reproduzieren. Dafür werden mit einem Massenfluss von $F_m = 1.4 \cdot 10^8 \text{ kgs}^{-1}$, der dem um das Oberflächenverhältnis von HD 179949 ($R_\star = 1.17 R_\odot$) zur Sonne angepassten Massenfluss der Sonne entspricht, verschiedene hochaufgelöste Weber & Davis-Sternwindmodelle berechnet. Diese werden unter Beachtung der Rotationssymmetrie in ein kartesisches Koordinatensystem transformiert. Der Wechsel in ein kartesisches Koordinatensystem beruht auf der Weiterverwendung der Weber & Davis-Sternwindlösungen als Startmodelle für die MHD-Simulationen in Kap. 5. Anschließend werden, vom Ort des Planeten ausgehend, die Feldlinien s

$$\frac{ds}{d\tau} = c_A^\pm(\tau)$$

der Charakteristiken c_A^\pm berechnet, wobei τ die Zeit ist. Befindet sich der Planet innerhalb des Alfvén-Radius, so endet die zur Charakteristik c_A^- gehörende Feldlinie auf der Oberfläche des Sterns. Der Winkel zwischen diesem Endpunkt und der Verbindungslinie von Stern und Planet ist der gesuchte Phasenwinkel.

In Abb. 4.12 sind die Stromlinien der Charakteristiken der Sternwindlösungen von HD 179949 mit dem oben angegebenen Massenfluss, einer Koronatemperatur von $T = 0.8132 \cdot 10^6 \text{ K}$ und einem konstanten Magnetfeld von $0.9 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ für Rotationsperioden von 3 bis 9 d dargestellt. Im Ursprung des Koordinatensystems befindet sich der Stern (großer Kreis), in einem Abstand von 0.045 AU (entspricht der großen Bahnhalbachse von HD 179949 b befindet sich der Planet (kleiner Kreis)). Die Linien zeigen die von dem Planeten ausgehenden Charakteristiken. Die Charakteristiken c_A^+ führen vom Stern weg, die c_A^- führen zum Stern hin. Die dunkelste und oberste Linie für c_A^- entspricht einer Rotationsperiode von 3 d, die hellste einer von 9 d. Die sich ergebenden Phasenwinkel sind in der Legende angegeben.

Es ist zu beobachten, dass die Phasenwinkel mit länger werdender Rotationsperiode und größer werdenden Mach-Zahlen (0.53 bis 0.55) von 80° auf 30° abnehmen. Hingegen ergibt ein Festhalten der Rotationsperiode bei 3 d und eine Variation der Magnetfeldstärke zwischen 0.8 und $1.4 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ einen Anstieg des Phasenwinkels mit abnehmenden Feldstärken. Das Verhalten bezüglich den Mach-Zahlen ist hier gegenläufig: Die Phasenwinkel nehmen mit größer werdenden Mach-Zahlen zu. Der Phasenwinkel scheint also nicht durch die Mach-Zahl bestimmt zu werden.

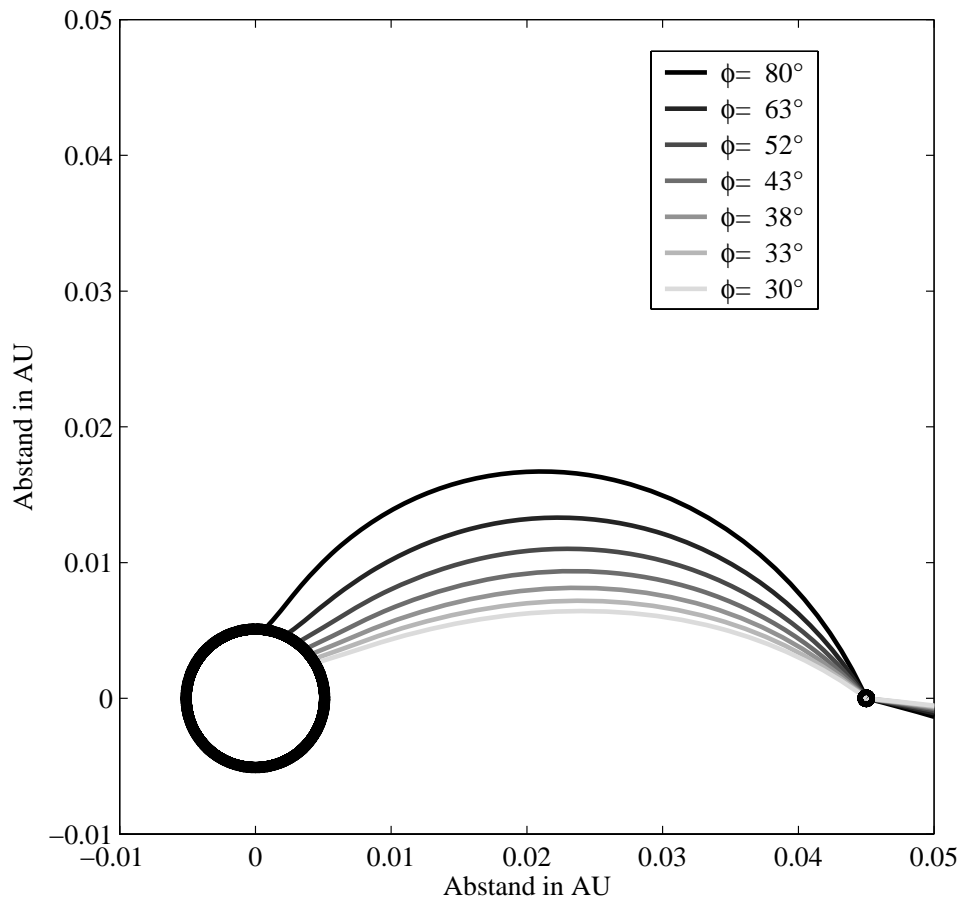


Abbildung 4.12: Stromlinien der Charakteristiken für HD 179949 bei $F_m = 1.4 \cdot 10^8 \text{ kgs}^{-1}$, $T = 0.8132 \cdot 10^6 \text{ K}$, $B_\star = 0.9 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ und Rotationsperioden von 3 (schwarz) bis 9 d (hellgrau). Die Charakteristiken c_A^- führen vom Planeten (kleiner Kreis) zum Stern (großer Kreis), die c_A^+ vom Planeten weg.

Tatsächlich zeigt sich, dass die Phasenwinkel von den Winkeln zwischen Charakteristiken und Verbindungslinie r zwischen Stern und Planet am Ort des Planeten abhängen. Dies ist in Abb. 4.13 dargestellt, wobei die x -Achse den Winkel zwischen r und c_A^- am Ort des Planeten zeigt und die y -Achse den Phasenwinkel. Die durchgezogene Linie entspricht den Ergebnissen bei konstanter Rotationsperiode (3 d) und variierendem Magnetfeld (0.8 bis $1.4 \cdot 10^{-4} \text{ T}$), die gestrichelte Linie gehört zu einem konstanten Magnetfeld ($0.9 \cdot 10^{-4} \text{ T}$) und variierende Rotationsperiode (3 bis 9 d). Die gepunktete Linie zeigt die Ergebnisse für einen weiteren Satz an Sternwindlösungen, die bei Erhöhung des Massenflusses auf $F_m = 1.4 \cdot 10^{10} \text{ kgs}^{-1}$, einer Koronatemperatur von $4 \cdot 10^6 \text{ K}$ und einem konstanten Magnetfeld von $17 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ für die Rotationsperioden 0.9, 0.95, 1, 2 und 3 d berechnet wurden. Es zeigt sich, dass auch mit diesen extremen Sternparametern, die zu einem jungen Stern gehören könnten, große Phasenwinkel erreicht werden können. Das Alfvén-Flügel-Modell kann somit für realistische Sternparameter die beobachteten Phasenwinkel, in diesem Falle 60° , reproduzieren.

Die Leistung des Stromsystems für die sonnenwindähnlichen Sternwindlösungen liegt

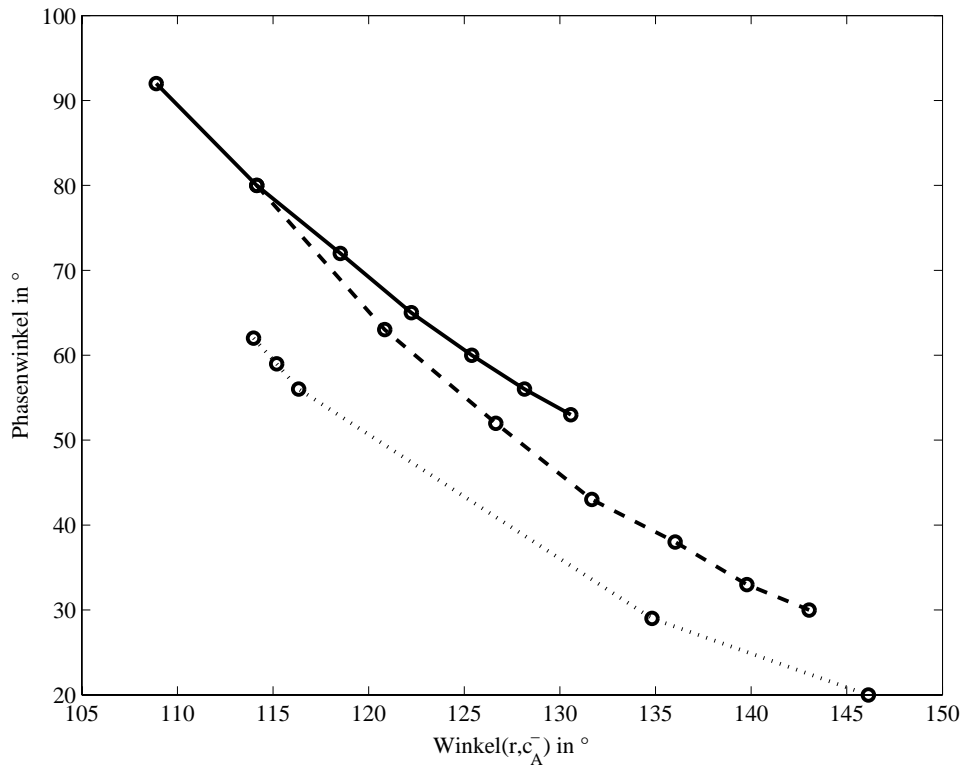


Abbildung 4.13: Phasenwinkel in Abhängigkeit vom Winkel zwischen c_A^- und der Verbindungslinie r zwischen Stern und Planet. Die durchgezogene Linie entspricht $F_m = 1.4 \cdot 10^8 \text{ kgs}^{-1}$, $T = 0.8132 \cdot 10^6 \text{ K}$, $P = 3 \text{ d}$ und $B_\star = 0.8 \dots 1.3 \cdot 10^{-4} \text{ T}$, die gestrichelte bei gleicher Temperatur und $B_\star = 0.9 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ Rotationsperioden von 3 bis 9 d. Die gepunktete Linie gehört zu $F_m = m_p \cdot 8.6 \cdot 10^{36} \text{ s}^{-1}$, $T = 4 \cdot 10^6 \text{ K}$, $B_\star = 17 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ und $P_{\star, \text{rot}} = (0.9, 0.95, 1, 2, 3) \text{ d}$.

zwischen 10^{14} und 10^{15} W unter Vernachlässigung der Orbitalbewegung des Planeten, und bei etwa 10^{15} W bei ihrer Berücksichtigung. Die zu den extremen Sternwinden gehörenden Stromsysteme erreichen 10^{17} bis 10^{18} W bzw. bei Berücksichtigung der Orbitalbewegung des Planeten bei 10^{17} W . Der von Shkolnik et al. (2005) angegebene Energiefluss beträgt etwa 10^{20} W und ist damit höher als die von den untersuchten Modellen abgedeckten Wertebereiche.

4.3.3 Abhängigkeit der Leistung von den Sternparametern

Im Folgenden wird die Leistung des Stromsystems für einen Stern mit solarer Masse und Radius, einem Massenfluss $F_m = 1.05 \cdot 10^8 \text{ kgs}^{-1}$ und einer Koronatemperatur von $T = 2 \cdot 10^6 \text{ K}$ in Abhängigkeit von Rotationsperiode und Magnetfeld berechnet. Für einen Planeten bei 0.0225 AU sind die Ergebnisse, für die die Relativbewegung zwischen Planet und Sternwind berücksichtigt wurde, in Abb. 4.14 dargestellt.

Anhand der Sternwindlösungen aus Abschnitt 3.4 für die Sterne aus Tab. 2.4 und den Bahnparametern für die Planeten aus Tab. 2.1 wird die im Stromsystem vorhande-

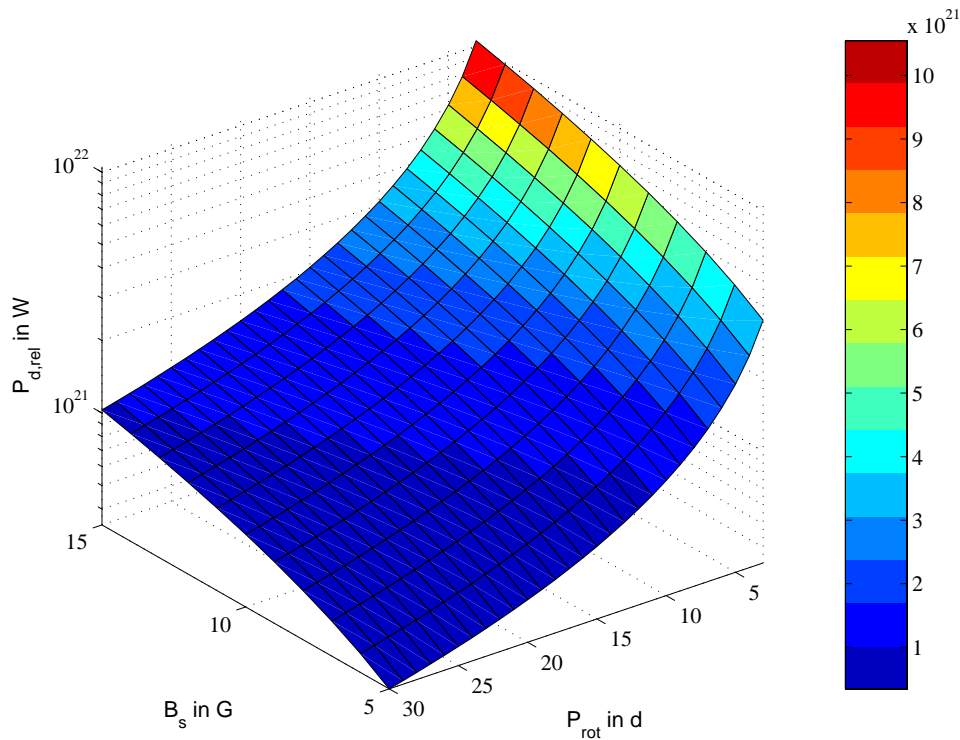


Abbildung 4.14: Maximale Leistung des Alfvén-Wellen-Stromsystems für einen Stern mit solarer Masse und Radius und einem Planeten mit $R_P = 1R_J$ in Abhängigkeit von der stellaren Rotationsperiode und des stellaren Magnetfeldes. Die Relativbewegung zwischen Planet, der sich bei 0.0225 AU befindet, und Sternwind wurde berücksichtigt.

ne maximale Leistung für die kurzperiodischen extrasolaren Planeten abgeschätzt. Diese Ergebnisse sind in Abb. 4.15 dargestellt. Die Oberkante der Balken gehört zu einer Rotationsperiode von 3 d, die Unterkante zu einer Rotationsperiode 30 d.

4.3.4 Laufzeiten für Alfvén-Wellen zwischen Planet und Stern

Ein geschlossenes Stromsystem zwischen Planet und Stern kann sich auf der Basis von Alfvén-Wellen nur dann ausbilden, wenn die Laufzeit vom Planeten zum Stern und zurück so kurz ist, dass noch eine Verbindung gegeben ist. Die Laufzeiten der Alfvén-Wellen entlang der Alfvén-Charakteristiken können mit den nach dem oben beschriebenen Verfahren berechneten Stromlinien der Charakteristiken abgeschätzt werden.

Mit der Bogenlänge s und der Zeit t ist die charakteristische Geschwindigkeit gegeben durch

$$c_A = \frac{ds}{dt}.$$

Da c_A sowie s bekannt sind, ergibt sich die Laufzeit vom Planeten zum Stern aus

$$t = \int \frac{1}{c_A} ds.$$

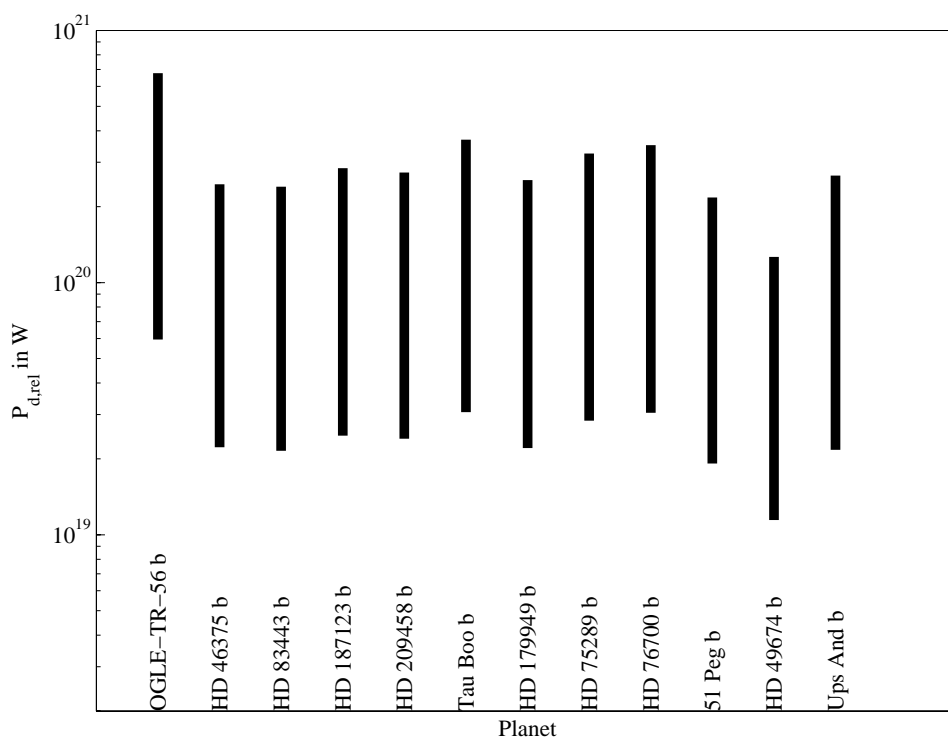


Abbildung 4.15: Maximale Leistung des Alfvén-Wellen-Stromsystems für die kurzperiodischen extrasolaren Planeten aus Tab. 2.1 unter Berücksichtigung der Relativbewegung von Sternwind und Planet. Die Oberkante der Balken gehört zu einer Rotationsperiode von 3 d, die Unterkante zu einer Rotationsperiode von 30 d.

Die Funktion $f(\tau) = 1/c_A$ ist nicht analytisch gegeben, sondern äquidistant diskretisiert, weshalb die Integration anhand der summierten Simpsonregel durchgeführt wird. Für die gesamte Laufzeit ist $t_2 = 2t$, wenn die Alfvén-Welle ohne Zeitverzögerung reflektiert wird.

In Abb. 4.16 sind die Gesamtlaufzeiten t_2 für verschiedene Weber & Davis-Sternwindmodelle in Abhängigkeit vom Abstand dargestellt. Bei allen Modellen handelt es sich um einen Stern mit solarer Masse und solarem Radius und einem Massenfluss $F_m = 1.05 \cdot 10^8 \text{ kgs}^{-1}$. Für eine Koronatemperatur von $1 \cdot 10^6 \text{ K}$ bzw. $2 \cdot 10^6 \text{ K}$ wurden die Sternwindlösungen für Rotationsperioden von jeweils 3 d und 30 d berechnet. Diese Parameter sind entsprechend in der Legende den Linien zugeordnet. Da eine deutliche Gruppierung der Laufzeitkurven anhand der verwendeten stellaren Magnetfeldstärke zu sehen ist, ist diese entsprechend am rechten Rand der Abbildung angegeben.

Es ist ein starker Anstieg der Laufzeit für eine geringe Magnetfeldstärke zu beobachten. Das Abbrechen der Kurven für die heiße Korona bei einer Magnetfeldstärke von $1 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ wird durch den Übergang in ein Sternwindregime mit über-Alfvénischer Geschwindigkeit verursacht. Prinzipiell sind die Laufzeiten in der kühleren Korona länger als in der heißen, da die Phasenwinkel größer sind und damit die Bogenlänge der Charakteristikenfeldlinien.

Nachfolgen wird untersucht, für welche Größe des Planeten in Abhängigkeit von sei-

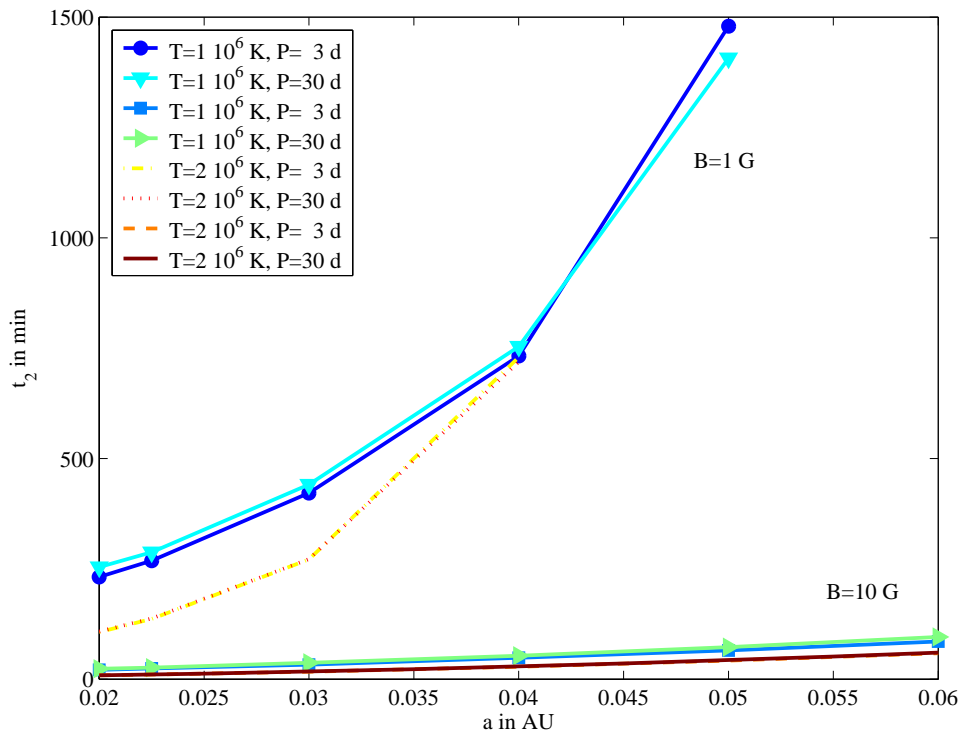


Abbildung 4.16: Maximale Laufzeit für eine Alfvén-Welle entlang der Charakteristik vom Planeten zum Stern und zurück für die angegebenen Sternparameter Temperatur T und Rotationsperiode P . Das Magnetfeld des Sterns ist innerhalb der Abbildung bei den zugehörigen Kurven in G angegeben.

nem Abstand ein geschlossenes Stromsystem entstehen kann. Dazu werden die oben diskutierten Sternwindlösungen mit einer stellaren Magnetfeldstärke von $10 \cdot 10^{-4}$ T betrachtet, da die zugehörigen Laufzeiten für eine Alfvén-Welle vom Planeten zum Stern und zurück am kürzesten sind. Da sich in dieser Zeit der Planet auf seiner Bahn weiterbewegt, wird zunächst die Zeit berechnet, die er bei einer kreisförmigen Umlaufbahn benötigt, um sich um eine Bogenlänge τ fortzubewegen. Wird diese mit dem Radius des Planeten oder der Ausdehnung seiner Atmosphäre identifiziert, ist die maximale Laufzeit

$$t_2 = \frac{\tau P_{\text{orb}}}{2\pi a}$$

die Zeit, die die Alfvén-Welle von Planet zum Stern und zurück benötigen darf, um den Planeten gerade noch anzutreffen. Braucht sie länger, kann kein geschlossener Stromkreislauf entstehen. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 4.17 dargestellt. Die in der Legende gekennzeichneten Laufzeitkurven zeigen, wie lange die Alfvén-Welle vom Planet zum Stern und zurück benötigt. Die schwarzen Kurvenscharen zeigen die Abstandsabhängigkeit der Zeit, die der Planet benötigt, um sich um die am rechten Rand der Abbildung angegebene Bogenlänge auf seiner Umlaufbahn weiterzubewegen. Ein Schnittpunkt zwischen der Laufzeitkurve und einer Kurve der Kurvenscharen, bedeutet, dass ab diesem Abstand, die Welle den Planeten nicht mehr erreicht. In Planetengrößen ausgedrückt geben die Schnittpunkte der Laufzeitkurven mit den Kurvenscharen die minimale Größe des

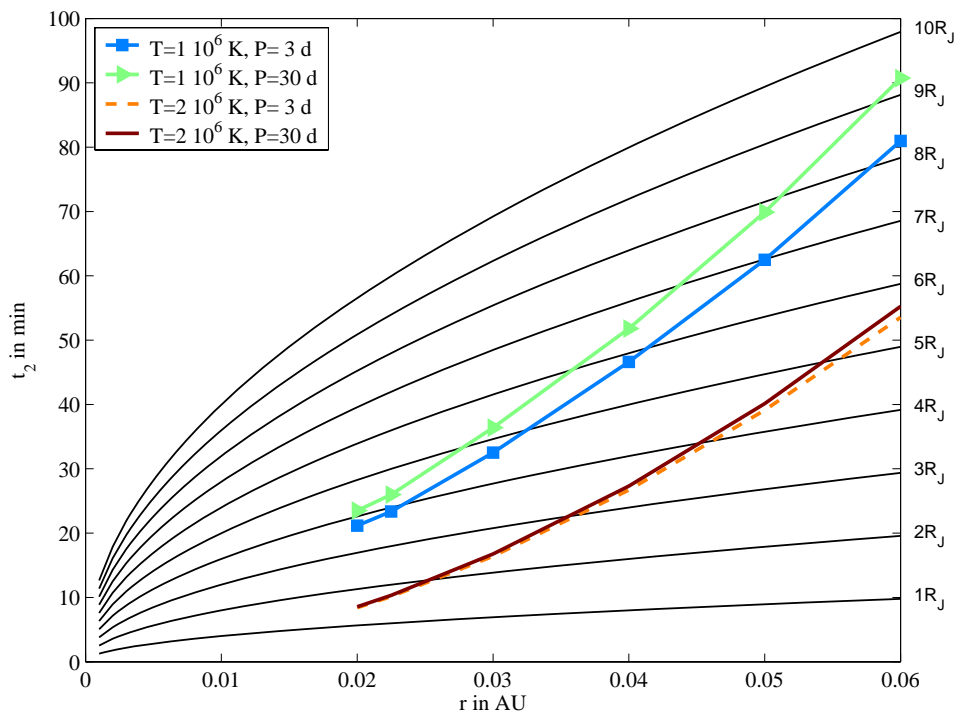


Abbildung 4.17: Maximale Laufzeit für eine Alfvén-Welle von Planet zum Stern und zurück für Sternwindlösungen mit den in der Legende angegebenen Parametern und einer Magnetfeldstärke von $10 \cdot 10^{-4}$ T. Die schwarzen Linien, zeigen an, wie lange ein Planet in Abhängigkeit vom Abstand braucht, um sich um eine Bogenlänge von $1R_J$ (blau) bis $10R_J$ (rot) auf seiner Umlaufbahn weiterzubewegen. Wird die Bogenlänge auf die Größe des Planeten bezogen, so erreicht die vom Stern zurücklaufende Welle jeden Planeten, dessen Laufzeitkurve oberhalb der der Sternwindlösung liegt.

Planeten an, damit ein geschlossenes Stromsystem entstehen kann. Es zeigt sich, dass im Rahmen der betrachteten Sternwindmodelle dies nur für Planeten möglich ist, die wesentlich ausgedehnter sind als Jupiter und sich sehr dicht an ihrem Stern befinden.

4.4 Superflares

Haisch et al. (1991) definieren einen stellaren Flare als katastrophale Freisetzung magnetischer Energie, die zu Teilchenbeschleunigung führt und von Freisetzung elektromagnetischer Strahlung begleitet ist. Nach Pettersen (1989) gibt es drei klassische Typen von Flaresternen:

- Flaresterne, d.h. K- und M-Zwerg mit vorübergehendem Intensitätsanstieg im optischen Bereich,
- Flash- bzw. Cluster-Flaresterne: Sterne in jungen Clustern und Sternentstehungsregionen, manchmal mit Ähnlichkeiten zu T Tauri-Sternen und
- nichtklassische Flaresterne im Bereich der frühen Spektraltypen.

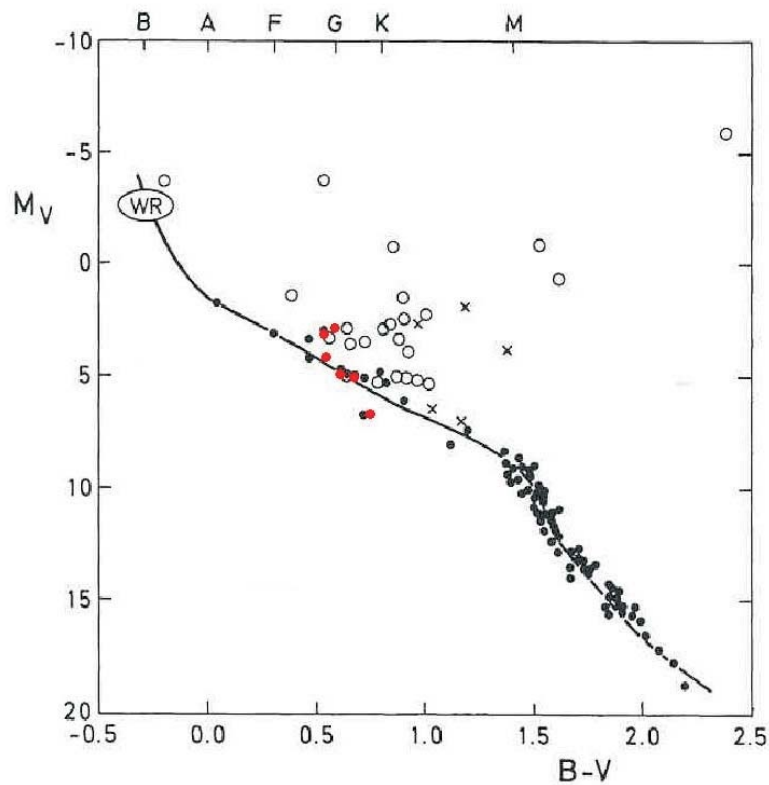


Abbildung 4.18: Modifiziertes Hertzsprung-Russell-Diagramm für Flaresterne nach Pettersen (1989). Hauptreihensterne sind als Punkte dargestellt, junge Sterne als Kreuze, (Unter-)Riesen und Überriesen als Kreise. Nachträglich wurden sechs der neun Superflaresterne von Schaefer et al. (2000) als rote Punkte hinzugefügt. WR steht für Wolf-Rayet-Sterne.

Einen Überblick über die bis dahin bei diesen Typen beobachteten stellaren Flares gibt Pettersen (1989). Schaefer (1989) diskutiert Flashes, die auf normalen Sternen beobachtet wurden. Sie werden von Schaefer et al. (2000) um sogenannte Superflares auf sonnenähnlichen Sternen erweitert, in denen über 100-mal mehr Energie freigesetzt wird als während der energiereichsten solaren Flareereignisse.

In dem in Abb. 4.18 gezeigten Hertzsprung-Russell Diagramm von Pettersen (1989) werden einzelne Flarestertypen unterschieden. Punkte repräsentieren Sterne mit Flares auf der Hauptreihe, Kreuze repräsentieren junge Sterne, (Unter-)Riesen sowie Überriesen sind als Kreise angegeben. Die Abkürzung WR steht für Wolf Rayet-Sterne. Die sechs roten Punkte wurden nachträglich hinzugefügt und repräsentieren sechs der neun Sterne mit Superflares von Schaefer et al. (2000).

Alle bis auf einen Stern mit Superflares (Spektraltyp F8 IV-V) sind F- und G-Zwerg. Schaefer et al. (2000) sind überzeugt, dass die Flares nicht zu bis dahin nicht beobachteten Objekten geringer Luminosität gehören. Weiterhin schließen sie aus, dass die Sterne sehr jung sind, schnell rotieren, d.h. $v \sin(i) < 10 \text{ km s}^{-1}$, oder zu engen Doppelsystemen gehören. Daraus folgt, dass die beobachteten Superflares zu sonnenähnlichen Sternen gehören, was ihre explizite Definition als eigene Flareklasse nach Schaefer et al.

(2000) rechtfertigt. Die während der Flares freigesetzte Energie beträgt zwischen 10^{27} und 10^{31} J, wobei die Flares zwischen 10 min und 25 d andauern. Während des Flares wird vom Röntgenbereich bis zum optischen Bereich Strahlung emittiert. Im sichtbaren Bereich wird während der Superflares mehr als 3000-mal so viel Energie freigesetzt wie in den energiereichsten solaren Flares. Im Röntgenbereich sind die Superflares 100- bis 1000-mal so energiereich wie die stärksten Röntgenflares auf der Sonne. Dabei reichen die Temperaturen von über ~ 1.3 eV (He I-Emissionslinie) bis ~ 10 keV (Anpassung des Röntgenkontinuums). Von Dauer und räumlicher Überdeckung von Sternbeobachtungen und der Anzahl der entdeckten Superflares, leiten Schaefer et al. (2000) eine durchschnittliche Periode von Dekaden bis Jahrhunderten für die Wiederholung eines Superflares ab. Für die Sonne schließen sie Superflares für die letzten 2000 Jahre aufgrund fehlender Beobachtungsevidenzen aus. Obwohl für größere Zeiträume Aussagen über die Existenz solarer Superflares schwierig sind, folgern Schaefer et al. (2000), dass die solare Superflareaktivität wesentlich geringer ist als bei Superflaresternen.

4.4.1 Eigenschaften von Superflares

Ein interessanter Aspekt bei der Diskussion von Superflares ist das Verhältnis von der während des Flares freigesetzten Energie E_f zur normalerweise freigesetzten Energie E_n . Dafür wird zunächst mit der Parallaxe des Sterns π die absolute Helligkeit M aus der scheinbaren Helligkeit m nach

$$M = 5 + 5 \log(\pi) + m$$

ermittelt. Die absolute Helligkeit ist über

$$M - 4.8 = -2.5 \log\left(\frac{L_\star}{L_{sol}}\right)$$

mit der Luminosität L_\star des Sterns verknüpft. Nach Umstellen folgt für diese

$$L_\star = L_{sol} \cdot 10^{-0.4(M-4.8)}.$$

Die solare Luminosität L_{sol} beträgt $3.86 \cdot 10^{26}$ W. Multiplikation mit der Dauer des Flares liefert die in diesem Zeitraum normal abgestrahlte Energie E_n . Mit den Parallaxen und Helligkeiten von Schaefer et al. (2000), ergeben sich die in Tab. 4.1 angegebenen absoluten Helligkeiten (Spalte 3) und Luminositäten (Spalte 4). Die Dauer der Superflares in Spalte 5 ist ebenfalls Schaefer et al. (2000) entnommen. In der vorletzten Spalte ist die in dieser Zeit normal abgestrahlte Energie angegeben, in der letzten das Verhältnis E_f/E_n . Bei der Betrachtung dieser Verhältnisse muss bedacht werden, dass für Gmb 1830 die Magnitude des Flares im blauen Spektralbereich gegeben ist, diese aber mit der normal freigesetzten Energie im sichtbaren verglichen wird. Ebenso sind für α Aql und 5 Ser die Flarenergien aus dem blauen bzw. sichtbaren Spektralbereich, wohingegen sie nur mit der normal freigesetzten Energie im sichtbaren verglichen werden. Dies erklärt möglicherweise das hohe Energieverhältnis. Die Röntgenflares werden direkt mit den von Schaefer et al. (2000) angegebenen Röntgenluminositäten verglichen.

Tabelle 4.1: Sterne mit Superflares. Angegeben sind Parallaxe π , absolute Helligkeit M , Luminosität L , Dauer des Superflares Δt , normal abgestrahlte Energie E_n und das Verhältnis von während des Flares freigesetzter Energie E_f zu E_n in %.

Stern	π [mas]	M [mag]	L [W]	Δt [min]	E_n [J]	E_f/E_n [%]
Gmb 1830	109.21	6.64	$7.08 \cdot 10^{25}$	18	$7.6 \cdot 10^{28}$	13.18
κ Ceti	109.18	5.02	$3.15 \cdot 10^{26}$	40	$7.6 \cdot 10^{29}$	0.26
MT Tau	1/2200	5.09	$2.96 \cdot 10^{26}$	10	$1.8 \cdot 10^{29}$	5.6
π^1 UMa	70.07	X-ray	$9.30 \cdot 10^{21}$	35	$2.0 \cdot 10^{25}$	1024.07
S For	6.81	2.80	$2.42 \cdot 10^{27}$	376	$5.3 \cdot 10^{31}$	37.49
BD-10_2783	1/150	X-ray	$9.00 \cdot 10^{22}$	49	$2.6 \cdot 10^{26}$	1133.79
σ Aql	51.57	3.67	$1.09 \cdot 10^{27}$	5 d	$7.9 \cdot 10^{30}$	114.58
5 Ser	40.5	3.1	$1.85 \cdot 10^{27}$	3 d	$8.0 \cdot 10^{30}$	87.49
UU CrB	12.25	4.1	$7.56 \cdot 10^{26}$	57	$2.6 \cdot 10^{30}$	2.71

Als Energiequelle schlagen Rubenstein und Schaefer (2000) die stellaren Magnetfelder vor. Dabei ist nach Rubenstein und Schaefer (2000) die gesamte magnetische Energie E_{mag} außerhalb des Sterns mit Radius R_* für ein magnetisches Dipolfeld gegeben durch

$$E_{\text{mag}} = \frac{4}{3} \pi R_*^3 \frac{B_*^2}{2\mu_0}$$

bzw.

$$E_{\text{mag}} = f \cdot \frac{B_*^2}{2\mu_0} \frac{4}{3} \pi R_*^3,$$

wenn nur ein Teil des Magnetfeldes während eines Rekonnexionsevents umgewandelt wird. Dabei ist f der Füllfaktor, der den Oberflächenanteil angibt, der vom rekonnektierten magnetischen Fluss durchsetzt ist. Mit Füllfaktoren zwischen 0.1 und 0.001 leiten Rubenstein und Schaefer (2000) für die Superflares notwendige Feldstärken von $1 \cdot 10^{-3}$ bis 0.3 T bzw. 0.01 bis 3 T ab. Mit einer Feldstärke von 0.15 T für κ Ceti bei einem Füllfaktor von 0.35 und einer durchschnittlichen Feldstärke von 0.19 T für π^1 UMa finden sie, dass von der gesamten magnetischen Energie von $2 \cdot 10^{30}$ bzw. $2 \cdot 10^{31}$ J nur der 10^{-3} bzw. 10^{-5} -te Teil in den Superflares umgesetzt wurde.

Aschwanden et al. (2001) untersuchen die Verteilung der Flarefrequenz von EUV (Extreme UltraViolet) Nanoflares, weichen Röntgenmikroflares und harten Röntgenflares auf der Sonne. Über die einzelnen Verteilungen $N(E)$ der Flarefrequenz in Abhängigkeit von der Energie für die einzelnen Flaretypen leiten sie ein Potenzgesetz für

$$N(E) \approx 10^{-35} \cdot \left(\frac{E}{10^{17} \text{ J}} \right)^{-1.8} [\text{s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ J}^{-1}], \quad 10^{17} < E < 10^{25} \text{ J} \quad (4.14)$$

ab. Diese Funktion ist in Abb. 4.19 innerhalb des gültigen Energiebereichs über die ein-

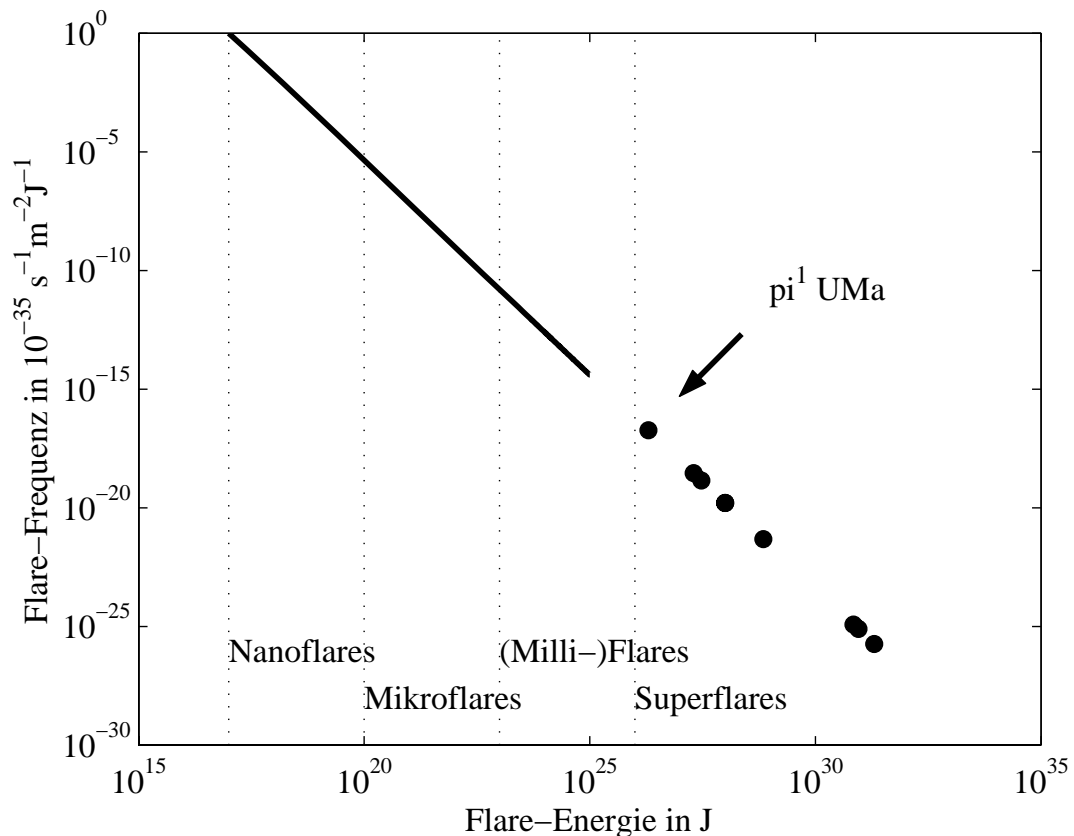


Abbildung 4.19: Frequenzverteilung für Superflares nach Extrapolation einer Frequenz-Energie-Beziehung von Aschwanden et al. (2001) für Nano-, Mikro- und Milliflares.

zelenen Flaretypen abgebildet. Die Punkte repräsentieren Superflares, wobei angenommen wurde, dass das Potenzgesetz bis in diese Energiebereiche extrapoliert werden kann. Für den π^1 UMa-Flare ermitteln Landini et al. (1986) eine Flussröhrenlänge $L = 2.3 \cdot 10^4$ m. Bei einem Durchmesser des Querschnitts der Flussröhre von αL und $\alpha \approx 0.1$, einem typischen Wert für solare Flussröhren, kann die am Flare beteiligte Fläche zu $\alpha L^2 = 5.3 \cdot 10^{10}$ m² bestimmt werden. Dies ist 0.072 % der Sternoberfläche ($R_{\pi^1 \text{ UMa}} = 1.1 R_{\star}$, CADARS, Pasinetti Fracassini et al. 2001). Die thermische Energie im Flaremaximum wird von Landini et al. (1986) zu $E_{th} = 3nk_B TV \cong 1.2 \cdot 10^{26}$ J angegeben, wobei V das Volumen der Flussröhre ist. Aus Gl. (4.14) folgt $N = 1.8119 \cdot 10^{-53}$ s⁻¹ m⁻² J⁻¹, was eine Periode von ~ 333 a ergibt. Dies liegt im Bereich der Jahrhunderte, die von Schaefer et al. (2000) für das Wiedereintreten von Superflareereignissen abgeschätzt wurden.

4.4.2 Das Superflaremodell von Rubenstein & Schaefer

Forbes (2000) fasst die Charakteristiken von kompakten solaren und eruptiven solaren Flares, Flares auf roten Zwergen, T Tauri-Sternen und Doppelsternen des Typ RS CVn zusammen. In dieser Reihenfolge variiert die mit dem Flare verbundene Energie zwischen 10^{22} J bis 10^{29} J, wobei die kompakten solaren Flares die energieärmsten sind. Die Anstiegs- und Abfallzeiten betragen 10^2 bis 10^4 s bzw. 10^2 bis 10^5 s. Nach den oben zu-

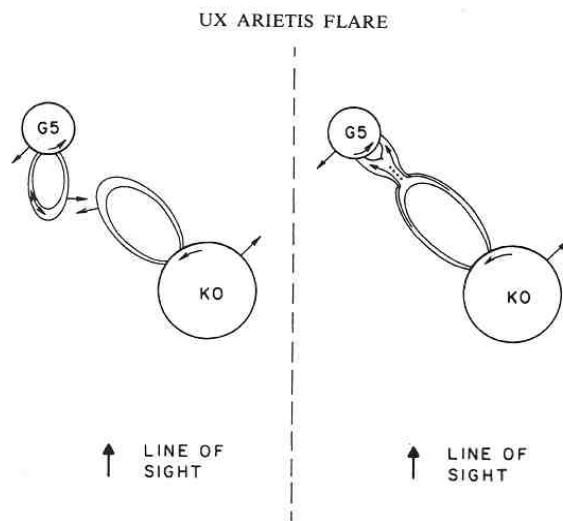


Abbildung 4.20: Schematische Darstellung eines UX Arietis-Flares von Simon et al. (1980). Links sind die K0 IV- und die G5 V-Komponenten von UX Ari dargestellt und rechts während des Flares. Die Pfeile deuten die Richtung der Orbitalbewegung, der Sternrotation und der Bewegung der Flussröhren zueinander an. Strömungen entlang der Flussröhren sind ebenfalls angedeutet. Die magnetische Kopplung, die durch Rekonnexion zustande kommt, erleichtert den Massenaustausch. Die punktierte Linie deutet die Neutrallinie an.

sammengestellten Charakteristiken sind die von Schaefer et al. (2000) definierten Superflares am oberen Ende der bisher beobachteten Energie- und Zeitskalen für stellare Flares angesiedelt. Ein Vergleich zeigt große Ähnlichkeiten zwischen den Superflares und den Flares in Doppelsternen.

Vor diesem Hintergrund schlagen Rubenstein und Schaefer (2000) ein Modell zur Entstehung von Superflares vor, das auf Modellen für Flares in RS CVn- und BY Dra-Doppelsternen beruht. Ein erstes qualitatives Modell für solch eine Wechselwirkung wurde von Simon et al. (1980) vorgeschlagen. Eine Skizze von Simon et al. (1980) ist in Abb. 4.20 reproduziert. UX Arietis besteht aus einem K0 IV- und einem G5 V-Stern. Im linken Teil der Abbildung sind beide Komponenten vor dem Flare dargestellt, rechts während des Flares. Die Pfeile deuten die Richtung der Orbitalbewegung, der Sternrotation und der Bewegung der Flussröhren zueinander an. Strömungen entlang der Flussröhren sind ebenfalls angedeutet. Die durch Rekonnexion erzeugte magnetische Kopplung erleichtert den Massenaustausch. Die punktierte Linie deutet die Neutrallinie an.

Dieses Modell übertragen Rubenstein und Schaefer (2000) auf Superflares, wobei der Sternbegleiter durch einen kurzperiodischen, jupiterähnlichen Planeten ersetzt wird. Um eine Verwicklung der Magnetfelder zu ermöglichen, fordern sie für den Planeten ein magnetisches Dipolmoment, das so groß ist wie das von Jupiter oder größer. Weitere Randbedingungen sind das über ein breites Spektrum verteilte Energiebudget und die lange Dauer der Flares. Ihr Fehlen auf der Sonne wird nach diesem Modell darauf zurückgeführt, dass die Sonne keine Begleiter in ausreichender Nähe hat.

5 Extrasolare Planetenmagnetosphären - MHD Simulationen

Die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Plasmaprozesse beschränken sich auf Phänomene, die auf räumlichen Skalen stattfinden, die wesentlich größer sind als Gyroradien und Debye-Längen. Dies ermöglicht ihre Beschreibung im Rahmen der Magnetohydrodynamik (MHD). Der Code, mit dem die Integration der Gleichungen numerisch durchgeführt wird, hat seine Ursprünge bei Otto (1990) und wurde u.a. von Kopp (1996) und Ip und Kopp (2002) weiterentwickelt und für die Anwendung auf planetare Magnetosphärensimulationen im Sonnensystem angepasst. Die Gleichungen, Normierungen und das Lösungsverfahren sind ausführlich in Kopp (1995) dargestellt und werden hier nochmals zusammengefasst, wobei insbesondere die notwendigen Anpassungen an das besondere Parameterregime der kurzperiodischen extrasolaren Planeten diskutiert werden.

5.1 Allgemeine Modellgleichungen

Im Rahmen der MHD werden vollständig oder teilweise ionisierte Plasmen als Fluid beschrieben, wobei die Existenz von elektrischen und magnetischen Feldern mit berücksichtigt wird. Die charakteristischen makroskopischen Zustandsgrößen des Fluids wie Teilchendichte n , Geschwindigkeit \mathbf{v} , Drucktensor \mathbb{P} und Wärmefluss \mathbf{q} entsprechen den mittleren Zustandsgrößen der betrachteten Teilchenspezies. In dieser Arbeit werden quasineutrale, vollständig ionisierte Plasmen betrachtet, die aus Elektronen (Index e) und Ionen (Index i) bestehen. Quasineutral bedeutet dabei, dass die Teilchendichten von Elektronen und Ionen gleichgesetzt werden und damit die Ladungsdichte σ verschwindet. Das resistive Plasma wird dann beschrieben durch die Bilanzgleichungen für die Massendichte $\rho = mn$ mit der Masse der Plasma„teilchen“ $m = m_e + m_i$, die Impulsdichte $\rho\mathbf{v}$ und die innere Energiedichte $\rho\varepsilon$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho\mathbf{v}) \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{v})}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho\mathbf{v}\mathbf{v}) - \nabla \cdot \mathbb{P} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho\varepsilon\mathbf{v}) - \nabla \cdot \mathbf{q} - \mathbb{P} : (\nabla\mathbf{v}) + \eta\mathbf{j}^2, \quad (5.3)$$

sowie durch das Ohm'sche Gesetz in seiner einfachsten Form und den Maxwell-Gleichungen

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} \quad (5.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (5.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (5.6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (5.7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} = 0. \quad (5.8)$$

η ist dabei die Resistivität des Plasmas, μ_0 die magnetische und ε_0 die elektrische Feldkonstante. Gl. (5.4) und Gl. (5.6) können zum Faraday'schen Gesetz

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \eta \mathbf{j}) \quad (5.9)$$

zusammengesetzt werden.

Der Abschluss des Gleichungssystems erfolgt unter Annahme eines idealen Gases mit der Zustandsgleichung

$$p = \frac{\rho k_B (T_e + T_i)}{m} = \frac{2\rho k_B T}{m} \quad (5.10)$$

mit Gasdruck p , Boltzmann-Konstante k_B und Temperatur T über den Ausdruck für die innere Energie

$$\varepsilon = c_V T = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{k_B T}{m} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}.$$

Dabei wurde angenommen, dass die Temperaturen von Elektronen und Ionen gleich ist, d.h. $T = T_e = T_i$. Weiterhin wird der Druck als skalar angenommen, d.h. $\mathbb{P} = p\mathbb{I}$ (\mathbb{I} ist der Einheitstensor) und die Wärmestromdichte \mathbf{q} vernachlässigt, siehe hierzu auch Otto (1987) und Kopp (1995). Hierbei ist c_V die spezifische Wärmekapazität und γ der Adiabatenindex.

5.1.1 Normierung der Gleichungen

Die Gleichungen (5.4), (5.5), (5.6) und (5.9) werden für die numerische Integration normiert und so die einzelnen Variablen auf dimensionslose Größen zurückgeführt. Dies bietet den Vorteil, dass die Unterschiede in den Werten, die in der Natur über Größenordnungen variieren, dahingehend reduziert werden, dass sie numerisch handhabbar sind.

Als charakteristische Länge L wird ein Planetenradius ($L = 1 R_P$) verwendet, über die die charakteristische Alfvén-Zeit $\tau_A = L/v_A$ mit

$$v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_0}}$$

bestimmt ist. Ort und Zeit werden durch die dimensionslosen Größen

$$\mathbf{x} = \frac{\mathbf{x}_{\text{phys}}}{L} \quad \text{und} \quad t = \frac{t_{\text{phys}}}{\tau_A}$$

ausgedrückt, wobei der Index *phys* die physikalischen Größen mit Dimension bezeichnet. Der normierte Druck entspricht dem Plasma- β

$$\beta = \frac{p}{p_{B,0}},$$

wobei

$$p_{B,0} = \frac{B_0^2}{2\mu_0}$$

dem magnetischen Druck entspricht. Hieraus folgt der Faktor 1/2 in den normierten Gleichung (s.u.). Die Normierung der Resistivität wird durch die Lundquist-Zahl

$$S = \frac{\tau_D}{\tau_A} = \frac{\mu_0 L v_A}{\eta},$$

dem Verhältnis von Diffusionszeit τ_D zu Alfvén-Zeit τ_A ausgedrückt. Das normierte Gleichungssystem ist dann gegeben durch

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \quad (5.11)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) - \frac{1}{2} \nabla P + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (5.12)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{S} \nabla \eta \times \mathbf{j} - \frac{\eta}{S} \Delta \mathbf{B} \quad (5.13)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\nabla \cdot (p \mathbf{v}) + (\gamma - 1) \left(p \nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{\eta}{S} \mathbf{j}^2 \right). \quad (5.14)$$

Schließlich wird vereinfachend noch die Impulsdichte

$$\mathbf{s} := \rho \mathbf{v}$$

eingeführt und über

$$u := \left(\frac{p}{2} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

der Druck mit dem durch die Normierung auftretenden Faktor 1/2 in eine Variable gefasst, wodurch nach Umformungen der Ausdruck $p(\nabla \cdot \mathbf{v})$ in Gl. (5.14) verschwindet. Der Faktor η/S in Gl. (5.14) ist für normale Parameterregimes so klein, dass Effekte im Bereich der Rechengenauigkeit der Maschine liegen. Der Wert für η/S , der für die Simulation verwendet wird, ist aber, um Effekte wie Rekonnexion realistisch wiedergeben zu können, wesentlich größer als der eigentliche physikalische Wert. Dies führt im Rahmen der Simulation in der Ohm'schen Heizung im vorliegenden Parameterregime der kurzperiodischen extrasolaren Planeten zu unphysikalischen Effekten. Aus diesem Grund werden in Gl. (5.14) für η/S physikalisch „sinnvolle“ Werte angenommen und der Term daher vernachlässigt.

Das für die Simulation der Wechselwirkung der Sternwinde mit den Magnetosphären

von kurzperiodischen extrasolaren Planeten adaptierte Gleichungssystem entspricht somit

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{s} \quad (5.15)$$

$$\frac{\partial \mathbf{s}}{\partial t} = -\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \mathbf{s} \mathbf{s} + u \gamma \mathbb{I} \right) + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (5.16)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left(\frac{1}{\rho} \mathbf{s} \times \mathbf{B} \right) + \frac{\eta}{S} \Delta \mathbf{B} - \frac{1}{S} \nabla \eta \times \mathbf{j} \quad (5.17)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} u \mathbf{s} \right). \quad (5.18)$$

5.1.2 Das Lösungsverfahren

Die zu lösenden Gleichungen gehören bis auf die Induktionsgleichung (5.17) zum Typ einer hyperbolischen Differentialgleichung. Zu ihrer numerischen Integration wird ein Leapfrog-Verfahren verwendet. Das Verfahren wird am Beispiel der Massenbilanz kurz erläutert: Die zeitliche Änderung der Dichte wird durch die Differentialgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{s}$$

beschrieben. Mit der Dichte

$$\rho_i^n := \rho(\mathbf{x}_i, t^n)$$

am Gitterpunkt \mathbf{x}_i zum Zeitpunkt t^n und der Impulsdichte

$$\mathbf{s}_i^n := \mathbf{s}(\mathbf{x}_i, t^n)$$

am selben Gitterpunkt und zum gleichen Zeitpunkt, ist die Dichte nach dem Leapfrog-Verfahren zum $n + 1$ -Zeitschritt gegeben durch

$$\rho_i^{n+1} = \rho_i^{n-1} - \frac{\Delta t}{\Delta x} (\mathbf{s}_{i+t}^n - \mathbf{s}_{i-1}^n). \quad (5.19)$$

Zu jedem Zeitschritt werden nur die Ableitungen aus dem vorhergehenden Zeitschritt an den beiden benachbarten Gitterpunkten benötigt. Daraus ergibt sich die Aufteilung des gesamten Gitters in zwei ineinander verschachtelte Gitter, die um einen Gitterpunkt und einen Zeitschritt versetzt angeordnet sind. Die Kopplung der beiden Gitter erfolgt im Code durch eine künstliche Viskosität (Otto 1987). Eine detaillierte Beschreibung des Verfahrens ist in Kopp (1995) zu finden. Das Verfahren ist sowohl stabil als auch physikalisch sinnvoll, wenn die Courant-Friedrichs-Lewy-Bedingung erfüllt ist. Für den vorliegenden dreidimensionalen Fall muss damit

$$\Delta t \leq \frac{|\Delta \mathbf{x}|_{\min}}{\sqrt{3} |\mathbf{v}|_{\max}} = \frac{\Delta x}{\sqrt{3} v_f}$$

gelten. Dabei ist $|\Delta \mathbf{x}|_{\min}$ der minimale Gitterabstand, der bei dem verwendeten Gitter Δx entspricht und $|\mathbf{v}|_{\max}$ die größte Systemgeschwindigkeit, die im Falle der idealen MHD der schnellen magnetosonischen Mode v_f entspricht.

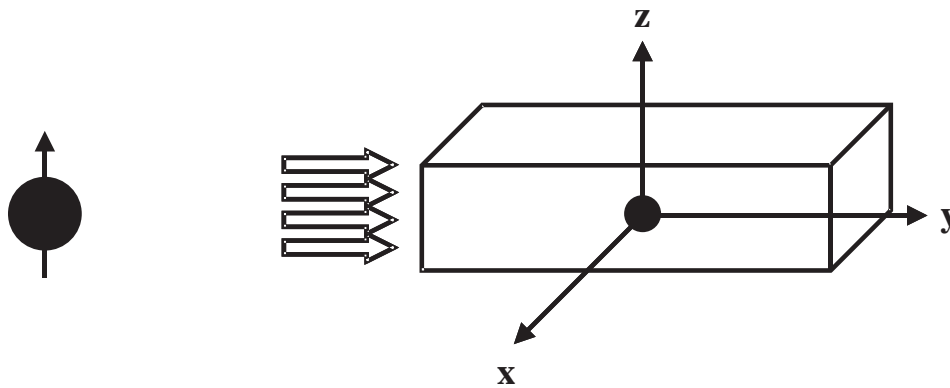


Abbildung 5.1: Schema zum Aufbau der Simulation.

Wie oben erwähnt, ist die Induktionsgleichung keine hyperbolische Differentialgleichung, sondern aufgrund des Terms $\frac{\eta}{S}\Delta\mathbf{B}$ parabolisch. Da das Leapfrog-Verfahren für parabolische Gleichungen immer instabil ist, wird das semi-implizite Dufort-Frankel-Verfahren zur Integration dieser Gleichung verwendet. Dabei wird mit einer zusätzlichen Mittelung in der Zeit gemäß

$$\mathbf{B}_i^{n+1} = \mathbf{B}_i^{n-1} + \frac{2\Delta t}{\Delta x^2} (\mathbf{B}_{i+1}^n - (\mathbf{B}_i^{n+1} + \mathbf{B}_i^{n-1}) + \mathbf{B}_{i-1}^n)$$

Stabilität erreicht.

Abb. 5.1 zeigt eine schematische Darstellung des Simulationsaufbaus. Das verwendete kartesische Koordinatensystem hat seinen Ursprung im Mittelpunkt des Planeten (kleiner Kreis rechts). Die x - und die y -Achse liegen in der Ekliptik von Stern (großer Kreis links) und Planet, wobei die y -Achse die Verbindungslinie zwischen den Mittelpunkten der beiden bildet. Die Rotationsachse des Sterns, wie sie für die Weber & Davis-Sternwindmodelle benötigt wird, ist parallel zur z -Achse des Koordinatensystems ausgerichtet. Der Quader, in dessen Umrisen der Planet eingezeichnet ist, zeigt die Ränder des in der Regel verwendeten Simulationsgebietes an. Die Pfeile zeigen die vorherrschende Strömungsrichtung des Windes, die parallel der y -Achse ist. Ein wichtiges Merkmal dieses Modellaufbaus ist, dass der Stern sich nicht innerhalb des Simulationsgebietes befindet. Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Startmodelle implementiert, die in Abschnitt 5.1.3 erläutert werden. Die durch diese Startmodelle vorgegebenen Werte am linken Rand des Simulationsgebietes, d.h. dort wo der Sternwind einströmt, werden im Laufe der Simulation festgehalten. An allen anderen Rändern wird extrapoliert. Der Planet selbst bildet keinen Rand innerhalb des Simulationsgebietes, sondern er wird entweder durch die Wahl des Startmodells oder durch ein Abbremsverfahren im Nachhinein initialisiert werden. Letzteres wird in Abschnitt 5.1.4 beschrieben.

5.1.3 Startmodelle

Im Simulationscode waren ursprünglich zwei Startmodelle implementiert, die beide eine homogene Strömung in y -Richtung mit homogener Dichte im Simulationsgebiet vorge-

ben. Dabei ist das Hintergrund-Magnetfeld entweder homogen bei beliebiger Orientierung oder ein Dipolfeld entsprechend des Abstandes des Simulationsgebietes vom Stern. Das vollständig homogene Startmodell findet seine Begründung in der Simulation von Magnetosphären bei den Planeten im Sonnenwind. Hier ist die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit dem Magnetfeld der Planeten vor allem durch die z -Komponente des Magnetfeldes bestimmt. Ähnliches gilt für die Simulation der Wechselwirkung einer Planetenmagnetosphäre mit einem Mond des Planeten. Hier bildet ein mit dem Monde wechselwirkendes Dipolfeld ein sinnvolles Startmodell, das in erster Näherung auch häufig als homogenes Feld approximiert werden kann.

Für die Simulation der Wechselwirkung des Sternwindes mit Magnetosphären von kurzperiodischen extrasolaren Planeten sind die ursprünglich implementierten Startmodelle nur dann realistisch, wenn sich der Planet innerhalb der sogenannten source-surface befindet. Diese ist als die Oberfläche definiert, auf der das Magnetfeld in radialer Richtung verläuft. Für die Sonne wird der Abstand der source-surface von Schrijver et al. (2003) als $2.5 R_{\odot}$ angegeben. Dieser kann aber für einen Stern mit 10-facher Aktivität im Vergleich zur Sonne auf bis zu $19 R_{\odot}$ anwachsen. In so einem Fall würden die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten extrasolaren Planeten innerhalb der source-surface liegen.

Um dem besonderen Sternwindregime der kurzperiodischen extrasolaren Planeten Rechnung zu tragen, wurden deshalb im Rahmen dieser Arbeit weitere Startmodelle implementiert. Eine realistische Beschreibung des Sternwindes wird so durch die Verwendung von Weber & Davis-Sternwindlösungen (siehe Kap. 3) erreicht. Zusätzlich wurden die homogenen Fälle um Potenzialströmungen erweitert, was eine andere Realisierung der Umströmung des Planeten ermöglicht (siehe Abschnitt 5.1.4). Damit stehen die folgenden Startmodelle zur Verfügung:

Homogenes Magnetfeld bei homogener Strömung

Bei diesem Startmodell wird jeder Gitterpunkt im Simulationsgebiet mit den gleichen Werten für Dichte, Impulsdichte, Magnetfeld und Druck vorbesetzt. Für die Definition der Raumrichtungen von Impulsdichte und Magnetfeld gibt es zwei Möglichkeiten:

1. Das Startmodell wird durch die Angabe der einzelnen Werte vorgegeben. Dabei ist die Strömungsrichtung des Sternwindes parallel zur y -Achse. Die Orientierung des Magnetfeldes wird über die Angabe der Winkel ϑ und φ eines sphärischen Koordinatensystemes vorgegeben.
2. Das homogene Startmodell wird aus einer numerisch berechneten Weber & Davis-Sternwindlösung ermittelt und aus einem zusätzlichen Datensatz eingelesen. Dafür werden die Werte der einzelnen Sternwindparameter am Ort des Planeten ausgewertet und für das gesamte Simulationsgebiet als konstant angenommen.

In Abb. 5.2 sind sowohl das Geschwindigkeitsfeld (links) als auch das Magnetfeld (rechts) in Form von Strömungs- bzw. Feldlinien in der Ekliptik, d.h. bei $z = 0$, dargestellt. Die Pfeile deuten die Richtungen der Felder an. Der Umriss des Planeten ist durch den Kreis um den Ursprung angedeutet. Der Planet ist in dieser Startlösung noch nicht initialisiert.

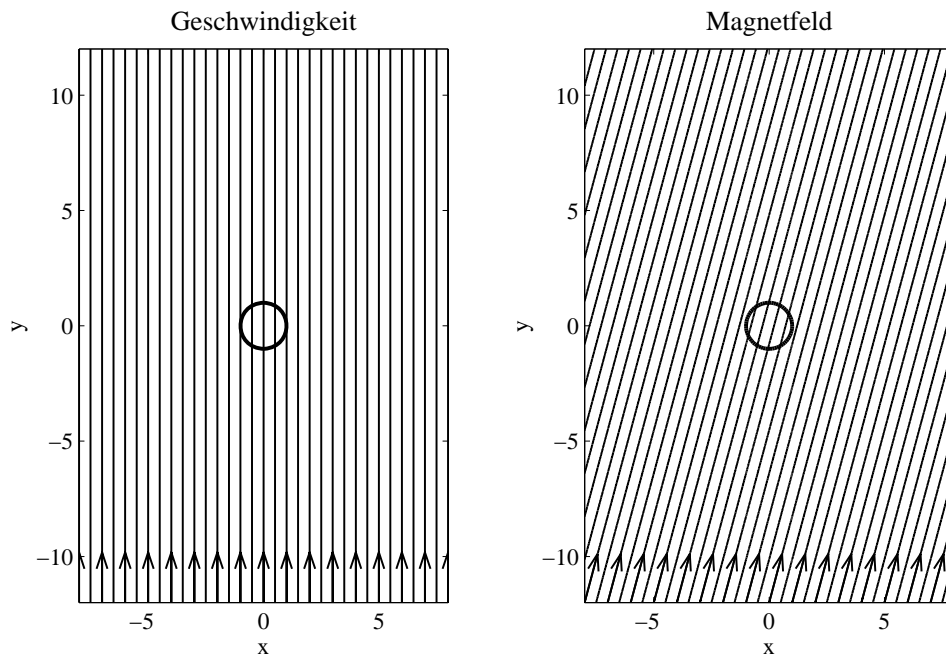


Abbildung 5.2: Feldlinien für Geschwindigkeit (links) und Magnetfeld (rechts) bei $z = 0$ für ein Startmodell, das ein homogenes Strömungs- und Magnetfeld vorgibt. Der schwarze Kreis markiert den Umriss des Planeten. Die Pfeile markieren die Richtung der Felder.

Dipolfeld bei homogener Strömung

Auch hier wird jeder Gitterpunkt mit einem konstanten Wert für Dichte, Impulsdichte und Druck vorbesetzt. Für das Magnetfeld wird die Flussdichte auf der Sternoberfläche angegeben. Weiterhin wird der Abstand zwischen Planet und Stern benötigt, aus dem dann für jeden Gitterpunkt die Magnetfeldkomponenten innerhalb des Simulationsgebietes für ein stellares Dipolfeld berechnet werden. Über die Vorgabe der Winkel ϑ und φ wird die räumliche Orientierung des magnetischen Momentes des Sterns vorgegeben.

Homogenes Magnetfeld bei Potenzialströmung

Für dieses Startmodell wird jeder Gitterpunkt mit einem konstanten Wert für Dichte, Magnetfeld und Druck vorbesetzt. Die Richtung des Magnetfeldes kann wiederum über die Winkel ϑ und φ (s.o.) definiert werden. Die Impulsdichte ergibt sich aus Multiplikation der Dichte mit einer Potenzialströmung. Ist dabei Φ das Potenzial, dann lautet die Laplace-Gleichung

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0.$$

Dabei sind die Geschwindigkeitskomponenten gegeben durch die partiellen Ableitungen des Potentials nach den Koordinatenrichtungen, d.h.

$$v_x = \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad v_y = \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad v_z = \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (5.20)$$

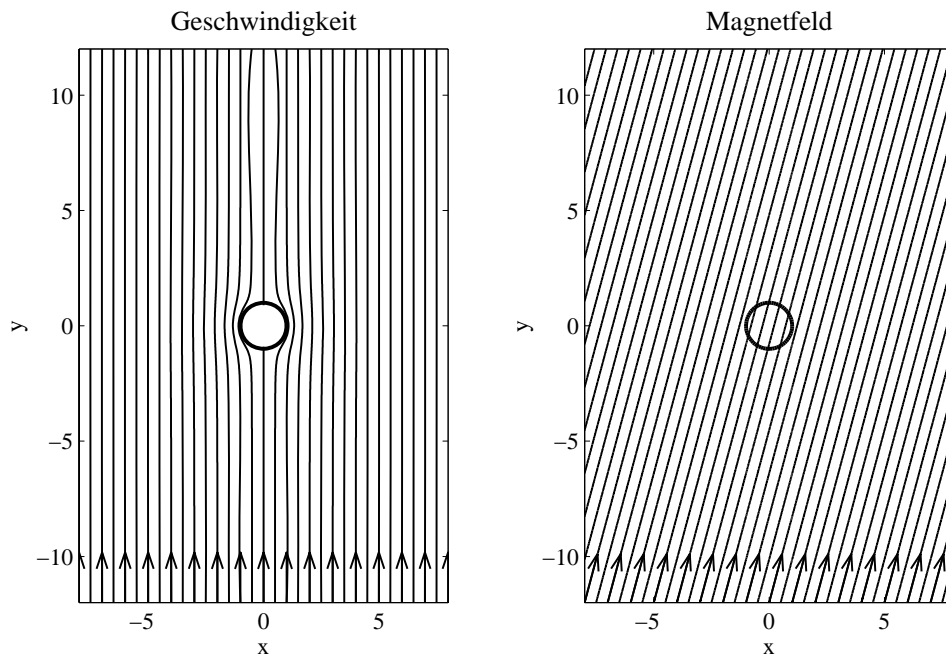


Abbildung 5.3: Feldlinien für Geschwindigkeit (links) und Magnetfeld (rechts) bei $z = 0$ für ein Startmodell, das ein homogenes Magnetfeld bei einer Potenzialströmung vorgibt. Der schwarze Kreis markiert den Umriss des Planeten. Die Pfeile deuten die Richtung der Felder an.

Die Strömung um eine Kugel ergibt sich formell aus einem Dipol, d.h. Quellen und Senken liegen dicht beieinander. Wird der Planet als Kugel mit dem Radius R_P idealisiert, so ist das Potenzial

$$\Phi = \mathbf{v} \cdot \mathbf{r} \left(1 + \frac{R_P^3}{2\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right).$$

Aus den partiellen Ableitungen ergeben sich die Geschwindigkeitskomponenten für eine Strömung in y -Richtung mit $\mathbf{v} = v_0 \mathbf{e}_y$ und dem Betrag des Ortsvektor $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$ zu

$$\begin{aligned} v_x &= -\frac{3v_0}{2r^5} R_P^3 xy \\ v_y &= \frac{v_0}{2r^5} (2r^5 + r^2 R_P^3 - 3y^2 R_P^3) \\ v_z &= -\frac{3v_0}{2r^5} R_P^3 yz. \end{aligned}$$

Diese Startlösung für das Geschwindigkeitsfeld (links) und das Magnetfeld (rechts) ist in Abb. 5.3 für die Ekliptik, d.h. bei $z = 0$, dargestellt. Die Pfeile deuten die Richtungen der Felder an. Der Umriss des Planeten ist durch den Kreis um den Ursprung angedeutet. Der Planet ist im Geschwindigkeitsfeld durch die Verwendung der Potenzialströmung bereits initialisiert.

Magnetfeld in Analogie einer Potenzialströmung bei homogener Strömung

Diese Startmodell wurde entwickelt, um Simulationen zu ermöglichen, in denen das Magnetfeld des Sternwindes von vornherein im Planeten verschwindet. Die Vorbesezung des Simulationsgitters erfolgt mit konstanten Werten für Dichte, Druck und Impulsdichte, wobei die Strömungsrichtung die y -Richtung ist. Das Magnetfeld wird einer Potenzialströmung nachempfunden, d.h.

$$\Phi = \mathbf{B} \cdot \mathbf{r} \left(1 + \frac{R_P^3}{2\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right),$$

wobei R_P wieder der Planetenradius ist. Unter Vorgabe der Winkel ϑ und φ (s.o) wird die räumliche Orientierung des Magnetfeldes bestimmt. Sind

$$\begin{aligned} b_x &:= B_0 \sin \vartheta \cos \varphi \\ b_y &:= B_0 \sin \vartheta \sin \varphi \\ b_z &:= B_0 \cos \vartheta, \end{aligned}$$

dann ergeben sich die Magnetfeldkomponenten zu

$$\begin{aligned} B_x &= \left(1 + \frac{R_P^2}{2r^3} \right) b_x - \frac{3R_P^2}{2r^5} (x^2 b_x + yx b_y + zx b_z) \\ B_y &= \left(1 + \frac{R_P^2}{2r^3} \right) b_y - \frac{3R_P^2}{2r^5} (xy b_x + y^2 b_y + zy b_z) \\ B_z &= \left(1 + \frac{R_P^2}{2r^3} \right) b_z - \frac{3R_P^2}{2r^5} (xz b_x + yz b_y + z^2 b_z). \end{aligned} \tag{5.21}$$

Diese Anordnung von Geschwindigkeitsfeld und Magnetfeld ist in Form von Feldlinien in Abb. 5.4 dargestellt. Auch hier ist das Geschwindigkeitsfeld links und das Magnetfeld rechts dargestellt. Die Strömungsrichtung ist wieder durch Pfeile angedeutet. Obwohl der Planet für das Magnetfeld existiert, ist das Geschwindigkeitsfeld ungestört. Die Initialisierung des Planeten muss wiederum noch über ein Abbremsverfahren durchgeführt werden.

Magnetfeld in Analogie einer Potenzialströmung bei Potenzialströmung

Dieses Startmodell verwendet konstante Werte für Dichte und Druck. Strömung und Magnetfeld werden, wie oben beschrieben, als Strömung um eine Kugel berechnet. Dabei verläuft die Strömung des Sternwindes entlang der y -Achse. Das Magnetfeld hingegen kann mit über die Winkel ϑ und φ beliebig im Raum orientiert werden. Dies ist in Abb. 5.5 dargestellt. Die Richtung der Felder ist wieder durch Pfeile angedeutet. Bei diesem Fall ist der Planet schon vollständig durch das Startmodell initialisiert.

Weber & Davis-Sternwindmodell

Für dieses Startmodell wird eine hochaufgelöste Weber & Davis-Sternwindlösung berechnet (siehe Abschnitt 3.1.3). Die Lösung, die in sphärischen Koordinaten gegeben ist,

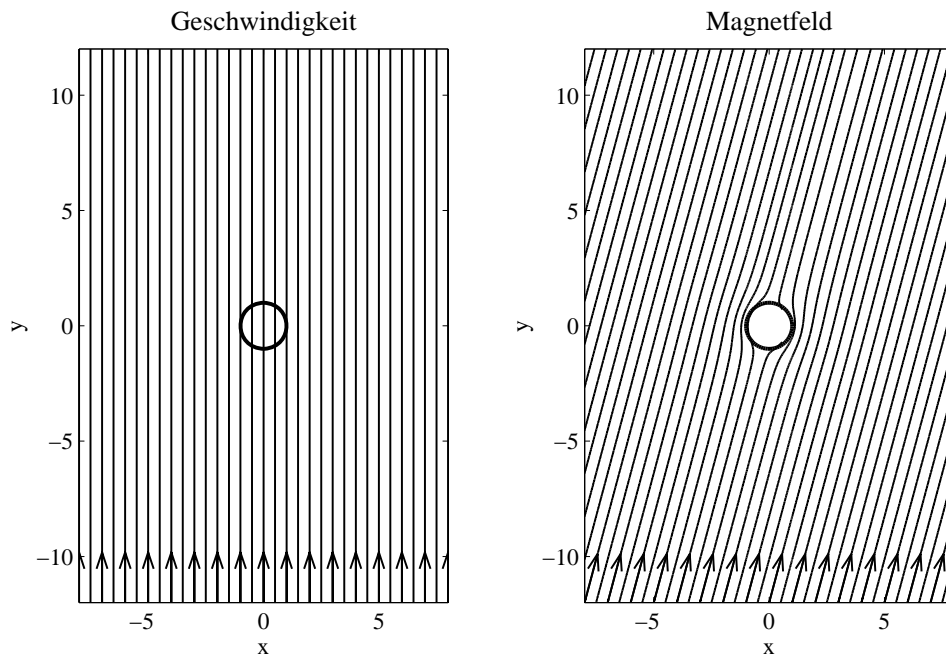


Abbildung 5.4: Feldlinien für Geschwindigkeit (links) und Magnetfeld (rechts) bei $z = 0$ für ein Startmodell, das eine homogene Strömung und ein Magnetfeld, das einer Potenzialströmung nachempfunden ist, vorgibt. Der schwarze Kreis markiert den Umriss des Planeten. Die Pfeile deuten die Richtung der Felder an.

wird zunächst in das kartesische Koordinatensystem des Simulationscodes transformiert. Dabei wird die Rotationssymmetrie der Sternwindlösung ausgenutzt, um die Ebene der Ekliptik in der Simulationsbox, d.h. $z = 0$, vorzubesetzen. Die Besetzung der Ebenen mit $z \neq 0$ erfolgt durch eine entsprechende Rotation der Ekliptik um den Winkel ϑ im Abstand des Sterns. Dadurch wird ein dreidimensionales Startmodell erzeugt, das eine sphärische Expansion der stellaren Korona annimmt.

5.1.4 Realisierung des Planeten – physisch

Da zur Realisierung des Planeten keine inneren Ränder im Simulationsgebiet enthalten sind, sind zwei Möglichkeiten im Simulationscode implementiert, um ihn zu initialisieren. Die erste Variante ist wie oben beschrieben die Vorgabe einer Potenzialströmung um den Planeten herum. Dabei wird die Geschwindigkeit nach jedem Integrationsschritt innerhalb des Planeten auf Null gesetzt, um eine eventuell nachträglich entstehende Strömung am Ort des Planeten zu verhindern. Aufgrund der Verwendung einer Potenzialströmung bedingt dieser Ansatz eine Einschränkung auf ein homogenes Sternwindmodell.

Die zweite Variante verwendet ein Abbremsverfahren, was als schrittweise Initialisierung des Planeten aufgefasst werden kann. Aufgrund der ursprünglichen Einschränkung auf eine homogene Strömung des Sternwindes und ein Magnetfeld, das vorzugsweise entlang der z -Richtung, also senkrecht zur Strömung, orientiert war, war in bisherigen Versionen des Codes ein einfaches Abbremsverfahren ausreichend. Dabei wurde in jeder

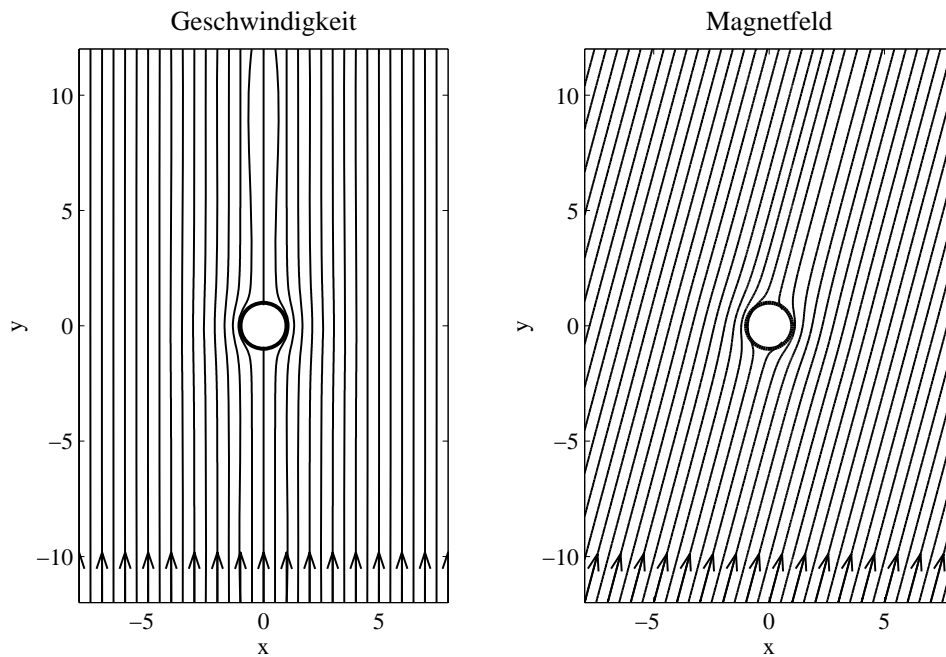


Abbildung 5.5: Feldlinien für Geschwindigkeit (links) und Magnetfeld (rechts) bei $z = 0$ für ein Startmodell, bei dem sowohl Strömung als auch Magnetfeld einer Potenzialströmung nachempfunden sind. Der schwarze Kreis markiert den Umriss des Planeten. Die Pfeile deuten die Richtung der Felder an.

Gitterebene entlang der z -Achse die Geschwindigkeit innerhalb des Planeten mit jedem Integrationsschritt verringert. Nach einer vorzugebenen Anzahl an Integrationsschritten wurde so eine Umströmung des Planeten durch Erzwingen des Verschwindens der Strömung innerhalb des Planeten erreicht. Damit keine Strömungen nachträglich im Planeten auftraten, wurde danach die Geschwindigkeit innerhalb des Planeten nach jedem Integrationsschritt auf Null gesetzt.

Bei Verwendung einer realistischeren Startlösung, wie z.B. der Weber & Davis-Sternwindlösung oder eines beliebig orientierten Magnetfeldes erzeugt dieses Abbremsverfahren unphysikalische Kräfte, die die Strömung in den Planeten hineinlenken können. Dies hat zur Folge, dass nach Beendigung des Abbremsens, die Strömung zwar innerhalb des Planeten verschwindet, sie von außerhalb jedoch auf seine Oberfläche auftrifft, d.h. es gibt eine auf den Planeten gerichtete Normalkomponente der Geschwindigkeit. Es findet folglich keine Umströmung statt. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Abbremsverfahren auf eine echt-dreidimensionale Umströmung entwickelt. Dazu wird zu Beginn der Simulation zunächst der radiale Einheitsvektor

$$\mathbf{e}_r = \frac{\mathbf{r}}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}$$

berechnet. Im Folgenden wird nach jedem Integrationsschritt die Impulsdichte in zwei Anteile, einen radialen

$$\mathbf{s}_{\text{rad}} = (\mathbf{s} \cdot \mathbf{e}_r) \cdot \mathbf{e}_r$$

und einen dazu senkrechten

$$s_{\text{tan}} = s - s_{\text{rad}}$$

aufgespalten. Entsprechend der vorgegebenen Zeitspanne in Alfvén-Zeiten werden beide Anteile abgebremst, so dass danach die Geschwindigkeit innerhalb des Planeten Null ist. Dabei verläuft die Abbremsung des nicht radialen Geschwindigkeitsanteils etwas langsamer (Faktor 0.8), was die Entstehung einer Umströmung des Planeten unterstützt. Nach dem Erreichen der Umströmung werden auch hier eventuell nachträglich entstehende Strömungen innerhalb des Planeten durch zu Null-Setzen der Geschwindigkeiten wirkungsvoll unterbunden.

5.1.5 Realisierung des planetaren Magnetfeldes

Das Magnetfeld des Planeten wird als Dipolfeld vorgegeben. Die Orientierung seines magnetischen Momentes wird durch die Vorgabe der Winkel ϑ_p und φ_p gesteuert. Grundsätzlich bestehen folgende Möglichkeiten, von denen die zweite im Rahmen dieser Arbeit zusätzlich im Simulationscode implementiert wurde:

- Das Dipolfeld des Planeten wird direkt dem Hintergrundfeld der Startlösung überlagert, unabhängig davon, ob der Planet physisch initialisiert worden ist oder nicht. Das ist insofern möglich, als im Vergleich zum Feld des Planeten das Hintergrundfeld innerhalb des Planeten vernachlässigt werden kann.
- Das Dipolfeld des Planeten wird nach der physischen Realisierung des Planeten allmählich innerhalb einer vorzugegebenen Zeit „hochgefahren“. Nachdem die vorgegebene Dipolstärke erreicht worden ist, wird bis zum Erreichen einer stationären Lösung weiter gerechnet.

Sobald zu dem Hintergrundfeld das Magnetfeld des Dipols addiert wird, wird die Induktionsgleichung innerhalb des Planeten aus numerischen Gründen nicht mehr integriert, sondern auf dem „Startfeld“ festgehalten. Zusätzlich wird die Feldstärke des Dipolfeldes im Zentrum des Planeten durch eine Hilfsfunktion stetig differenzierbar zu Null gesetzt, so dass die Singularität des Feldes im Ursprung verschwindet.

5.2 Vergleich der Startmodelle

Die Fragestellung hinter der Implementierung der verschiedenen Startmodelle, die eine unterschiedliche Initialisierung des Planeten und seiner Magnetosphäre ermöglichen, war die nach der Abhängigkeit der Simulationsergebnisse vom gewählten Startmodell. Grundlage bildet das Sonnenwindmodell aus Abschnitt 3.4 mit einem Massenfluss von $F_m = 1.05 \cdot 10^8 \text{ kgs}^{-1}$, einer Rotationsperiode von 25.5 d bei einer Koronatemperatur $0.8132 \cdot 10^6 \text{ K}$ und einer Magnetfeldstärke B_* von $1.435 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ an der Basis der Korona, die hier bei $1 R_\odot$ angenommen wird.

Die Weber & Davis-Sternwindlösung ergibt für dieses Modell bei einem Abstand von 0.0225 AU eine Sternwindgeschwindigkeit von 72 kms^{-1} bei einer Teilchendichte von $7.7 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-3}$ und einer Magnetfeldstärke von $6.1 \cdot 10^3 \text{ nT}$. Der Winkel zwischen Magnetfeld und Geschwindigkeit beträgt in diesem Abstand etwa 8° . Aus diesem Modell

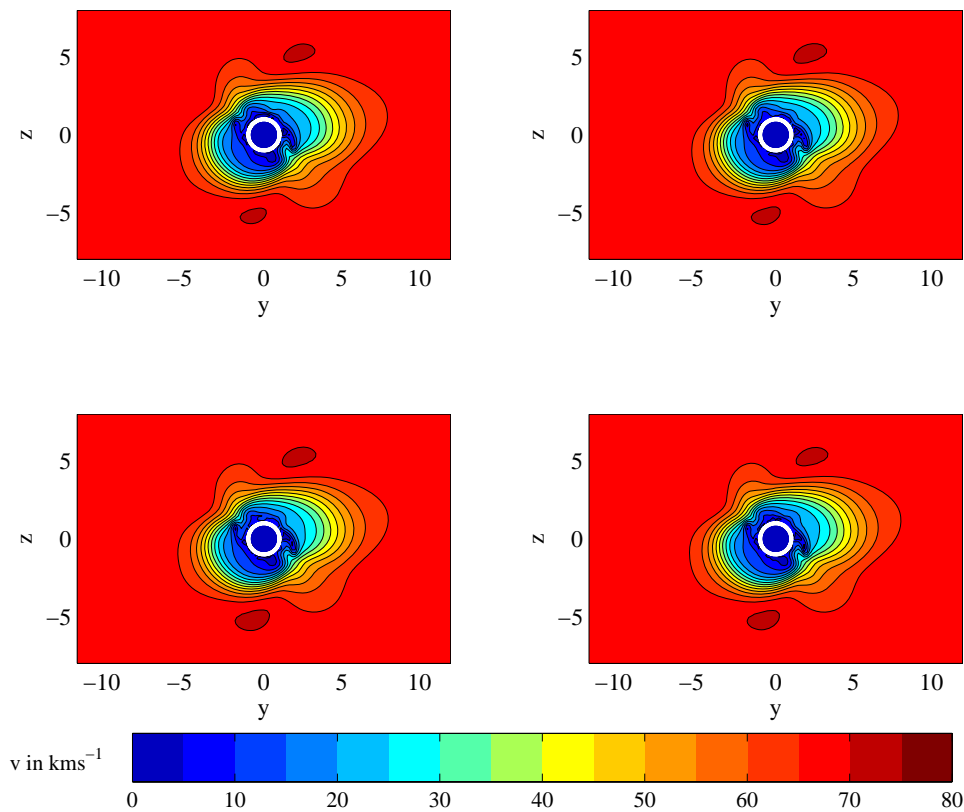


Abbildung 5.6: Betrag der Geschwindigkeiten für verschiedene Startmodelle bei $x = 0$: homogene Strömung und homogenes Magnetfeld (l.o.), homogene Strömung und Potenzialfeld (r.o.), Potenzialströmung und Potenzialfeld (l.u.), Potenzialströmung und homogenes Magnetfeld (r.u.).

wurden zum Vergleich der einzelnen Startmodelle homogene Sternwinde konstruiert. Die Strömung in y -Richtung wurde mit der oben angegebenen Geschwindigkeit des Sternwindmodells vorbesetzt. Das gleiche gilt für die Vorbesetzung der Dichte. Das homogene Magnetfeld liegt in der $x - y$ -Koordinatenebene, wobei der Winkel zur Geschwindigkeit auf 15° heraufgesetzt wurde, um Effekten durch deutlichere Unterschiede in der Orientierung von Magnetfeld zu Strömung Rechnung zu tragen. Die Dipolfeldstärke am Äquator des Planeten beträgt bei einem zur z -Achse parallel ausgerichtetem Dipolmoment das Siebenfache der Hintergrundfeldstärke. Die Abbremsung des Sternwindes innerhalb des Planeten verläuft über $80 \tau_A$. Die im Folgenden dargestellten Ergebnisse gehören zu $100 \tau_A$, was bereits einem stationären Zustand entspricht.

Für die verschiedenen homogenen Startmodelle mit dem überlagerten planetaren Dipol sind in Abb. 5.6 die Beträge der Geschwindigkeiten in der $y - z$ -Ebene bei $x = 0$ dargestellt. Die zugrundeliegenden Startmodelle sind: homogene Strömung bei einem homogenen Magnetfeld (l.o.), homogene Strömung mit einem einer Potenzialströmung nachempfundenen Magnetfeld (r.o.), Potenzialströmung mit einem einer Potenzialströmung nachempfundenen Magnetfeld (l.u.) und Potenzialströmung bei einem homogenen Magnetfeld (r.u.). Die Unterschiede sind sehr klein.

Die Auswirkungen, die ein schrittweises Hochfahren des Dipols zur Folge hat, werden

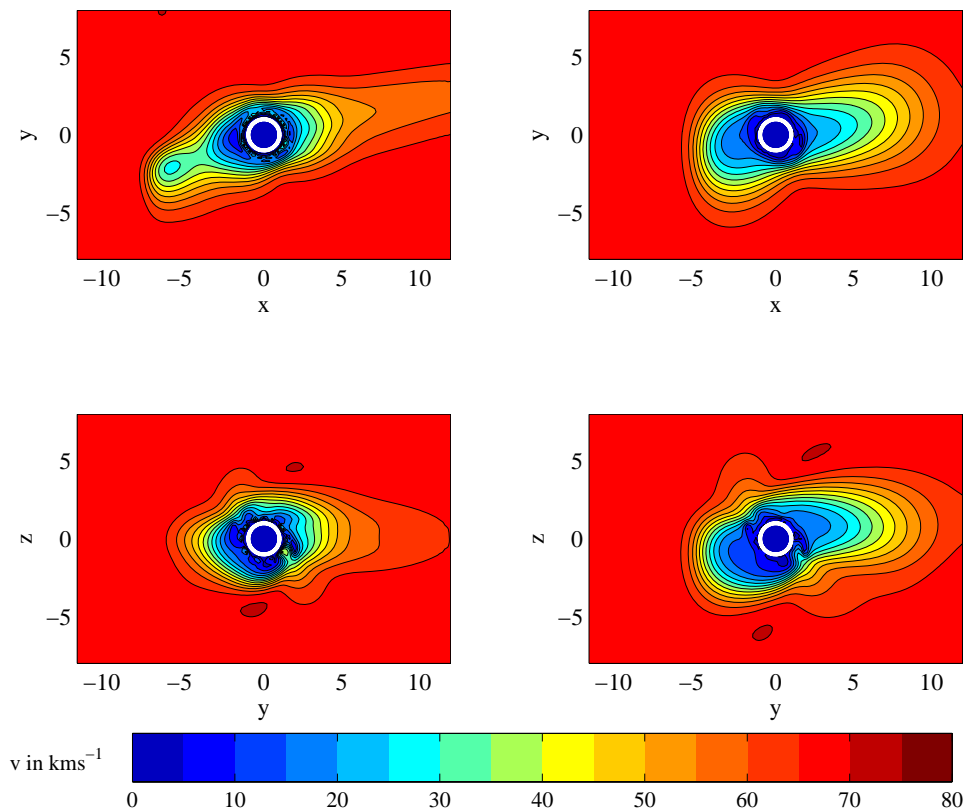


Abbildung 5.7: Vergleich der Geschwindigkeiten nach $200 \tau_A$ für die homogene Strömung bei homogenen Magnetfeld und Herauffahren des Dipols (links) bzw. bei Initialisierung des Dipols in der Startlösung. Die oberen Abbildungen zeigen einen Schnitt bei $z = 0$, die unteren bei $x = 0$.

am Beispiel der homogenen Strömung bei homogenen Magnetfeld untersucht. Dazu sind in Abb. 5.7 Schnitte bei $z = 0$ (obere Abbildungen) und bei $x = 0$ (untere Abbildungen) dargestellt. Die beiden linken Abbildungen entsprechen einem homogenen Startmodell, in dem der Planet zunächst über $80 \tau_A$ im Geschwindigkeitsfeld initialisiert wird. Nach Erreichen eines stationären Zustands bei $100 \tau_A$ wird der Dipol über weitere $80 \tau_A$ schrittweise heraufgefahren. Die rechten Abbildungen zeigen die stationäre Lösung desselben Startmodells bei Überlagerung des planetaren Dipolfeldes über das Hintergrundfeld in der Startlösung.

Tatsächlich unterscheiden sich die beiden Lösungen im Magnetfeld kaum. Durch die zeitliche Änderung des Magnetfeldes im Bereich des Dipols wird jedoch eine Kraft erzeugt, die die Strömung beeinflusst. Dies hat zur Folge, dass sich die Strömung auch im Bereich vor dem Planeten stärker verändert. Die zeitliche Änderung der Strömung ist anhand von Strömungslinien in Abb. 5.8 für $100 \tau_A$ nach vollständigem Abbremsen, für $120 \tau_A$ und $160 \tau_A$ bei Hochfahren des Dipols und für $200 \tau_A$ mit vollständigem Dipol dargestellt. Das Hochfahren des Dipols endete bei $180 \tau_A$. Abb. 5.9 zeigt zum Vergleich die Strömung nach $200 \tau_A$ in der Ekliptik für eine homogene Strömung mit homogenem Magnetfeld bei Initialisierung des Dipols im Startmodell.

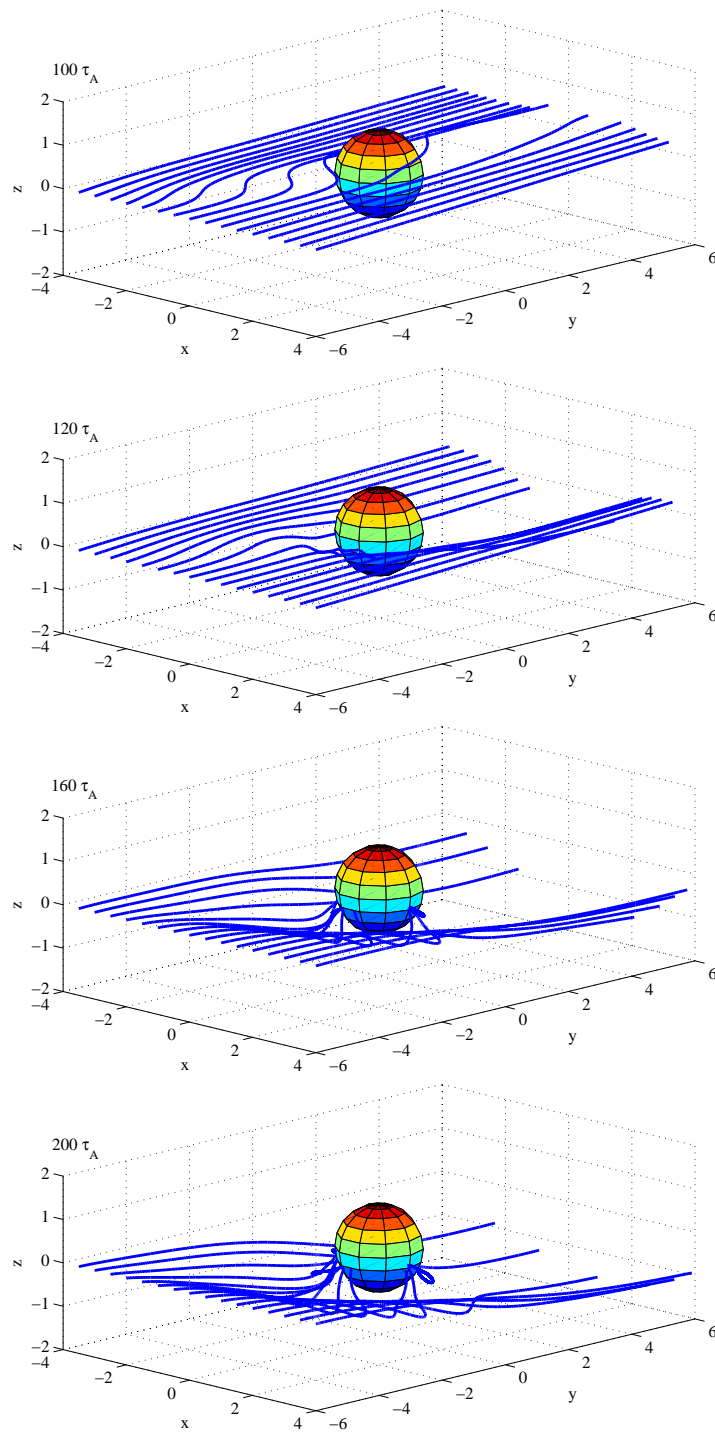


Abbildung 5.8: Strömungslinien in der Ekliptik nach Beenden des Abbremsens bei $100 \tau_A$, bei Hochfahren des Dipols nach $120 \tau_A$ und $160 \tau_A$ und bei $200 \tau_A$. Das Hochfahren des Dipols endete bei $180 \tau_A$.

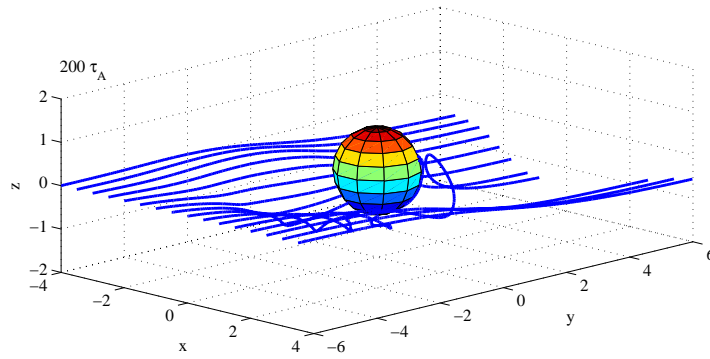


Abbildung 5.9: Strömung nach $200 \tau_A$ in der Ekliptik für ein homogenes Startmodell bei Initialisierung des Dipolfeldes zu Beginn der Simulation.

5.3 Ergebnisse

Grundlage der Ergebnisse bilden zwei Simulationsreihen, die auf dem Sonnenwindmodell aus Abschnitt 3.4 aufbauen. Ziel ist es, eine genauere Modellvorstellung von planetaren Magnetosphären in so großer Nähe zum Zentralgestirn, von ihrer Wechselwirkung mit dem Sternwind sowie von ihrer Andersartigkeit im Vergleich zu den bekannten Magnetosphären der Planeten und Monde im Sonnensystem zu entwickeln. Beide Simulationsreihen verwenden dasselbe Sonnenwindmodell und dieselben Abstände der Planeten zum Stern, nämlich 0.02, 0.0225, 0.025, 0.03, 0.035, 0.05, 0.075, 0.1, 0.125, 0.15, 0.175, 0.2 AU. Der Radius der Planeten wird als ein Jupiterradius ($R_P = 1 R_J$) angenommen.

Die im Folgenden als SRSW 1 (Simulations-Reihe-Sonnen-Wind 1) bezeichneten Simulationen verwenden einen Planeten mit einer Magnetfeldstärke am Äquator von $0.2 \cdot 10^{-4}$ T, was einem magnetischen Moment von $0.05 M_J$ entspricht. Dieses Modell entspricht folglich einer Simulation des gleichen Planeten in verschiedenen Abständen vom Stern, wodurch das Verhältnis B_{pl}/B_{sw} der Feldstärke am Äquator des Planeten zum Hintergrundfeld mit dem Abstand zunimmt. Im Gegensatz dazu wird in den als SRSW 2 bezeichneten Simulationen, das Verhältnis der Feldstärke am Äquator des Planeten zum Hintergrundfeld B_{pl}/B_{sw} konstant gehalten. Dies bedeutet, dass das planetare Dipolmoment mit zunehmendem Abstand vom Stern abnimmt. Hier wurde eine weitere Simulation in einem Abstand von 1 AU durchgeführt.

Die Sternwindregimes unterscheiden sich aufgrund der Verwendung des Weber & Davis-Sonnenwindmodells nicht nur in den unterschiedlichen Beträgen der Dichte, Geschwindigkeit und des Magnetfeldes, sondern auch in der Orientierung von Strömung und Magnetfeld zueinander. Die Beträge der einzelnen Sternwindgrößen sind in der Alfvén-Mach-Zahl

$$M_A = v \frac{\sqrt{\mu_0 \rho}}{B_{sw}}$$

des Sternwindregimes charakterisiert. Diese ist in Abb. 5.10 in Abhängigkeit vom Abstand als schwarze Linie dargestellt. Die gestrichelte horizontale Linie markiert den Wert 1. Die gepunkteten vertikalen Linien markieren die Abstände der Planeten in den einzelnen Simulationen beider Simulationsreihen. Die gestrichelte Linie zeigt den Verlauf des Plasma- β 's in Abhängigkeit vom Abstand des Sterns. Das Plasma- β ist definiert als das

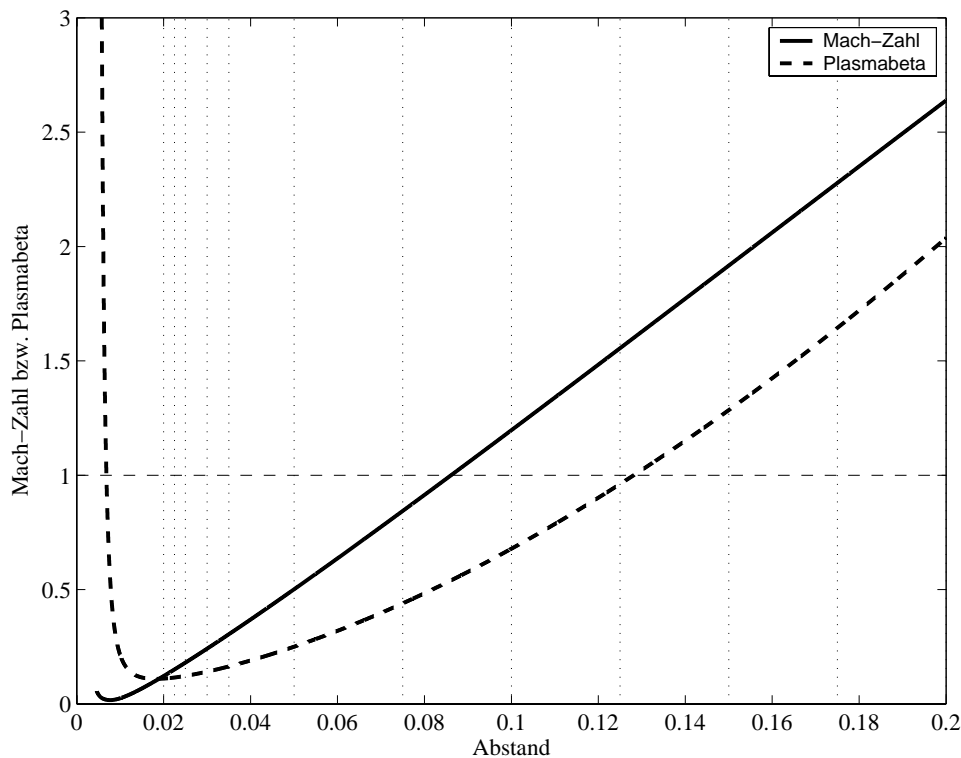


Abbildung 5.10: Alfvén-Mach-Zahl (schwarze Linie) und Plasma- β (gestrichelte Linie) des Sternwindes in Abhängigkeit vom Abstand. Die Abstände der simulierten Planeten sind als gepunktete Linien eingezeichnet.

Verhältnis von Gas- zu Magnetdruck

$$\beta = \frac{P_{\text{Gas}}}{P_{B_{\text{sw}}}} = \frac{4\mu_0 k_B n T}{B_{\text{sw}}^2},$$

und enthält somit Dichte, Temperatur und Magnetfeld miteinander. $\beta < 1$ bedeutet, dass der magnetische Druck dominiert und die Strömung durch das Magnetfeld bestimmt wird. Bei einem Plasma- $\beta > 1$ dominiert der Gasdruck und die Strömung bestimmt die Verformung des Magnetfeldes. Zentrale Punkte im Rahmen der Simulation sind der Schallpunkt, d.h. der Punkt an dem der Wind die Geschwindigkeit der langsamen magnetosonischen Welle erreicht, der hier bei 0.0328 AU liegt, sowie der Alfvén-Punkt, der im vorliegenden Falle bei 0.0861 AU liegt und damit fast mit dem Abstand, an dem die Geschwindigkeit der schnellen magnetosonischen Welle erreicht wird (0.0864 AU), zusammenfällt.

Ein weiterer wesentlicher Aspekt ist die Orientierung des Magnetfeldes relativ zur Strömung bzw. der Verbindungslinie zwischen Stern und Planet, hier die y -Achse des Koordinatensystems. Zur Veranschaulichung der Unterschiede zwischen den einzelnen Simulationen wird in Abb. 5.11 in einer Polardarstellung der Winkel zwischen Magnetfeld und y -Achse des verwendeten Sonnenwindmodells dargestellt. Der Radius der Darstellung zeigt den Abstand vom Stern. Die Abstände der Planeten sind als Ringe eingezeichnet. Es zeigt sich, dass das Modell den Winkel des Sonnenwindmagnetfeldes bei 1 AU, der nach Prölss (2001) etwa 43° beträgt, um gut 2° überschätzt.

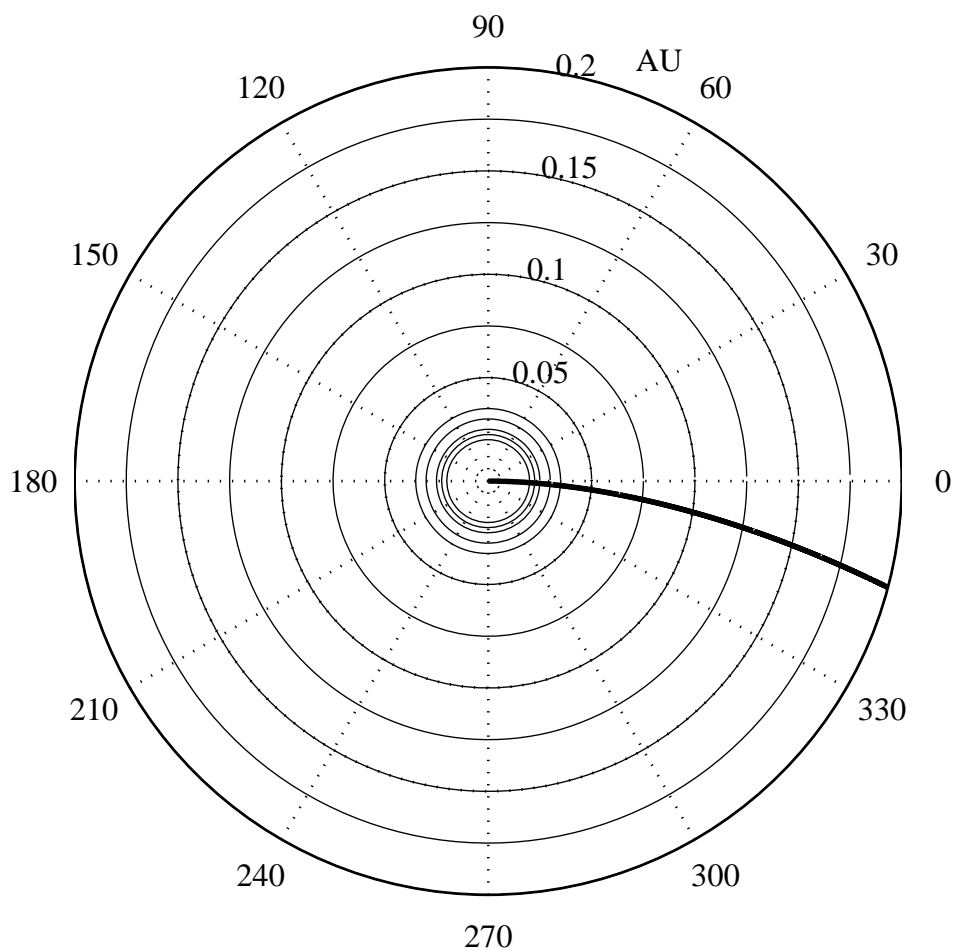


Abbildung 5.11: Polardarstellung des Winkels zwischen Magnetfeld und Planetenabstand als Radius in AU. Die Abstände der simulierten Planeten sind als Ringe eingezeichnet.

5.3.1 Charakteristische Eigenschaften der Magnetosphären

Zunächst werden die Magnetosphären in ihrer Gesamterscheinung in den verschiedenen Sternwindregimes untersucht und mit einem einfachen Modell der Erdmagnetosphäre verglichen. Letztere ist in Abb. 5.12 (entnommen aus Prölss 2001) für ein südwärts gerichtetes Sonnenwindmagnetfeld schematisch dargestellt. Die wesentlichen Bestandteile sind die Bugstoßwelle (nicht dargestellt), an der der Sonnenwind abgebremst wird, die Magnetopause, die der Sonne zugewandte Seite, die vom Sonnenwind deformiert wird, und der Magnetosphärenschweif. Weiterhin ist zu erkennen, dass es einen geschlossenen Anteil gibt, der durch das infolge der Umströmung durch den Sonnenwind verformte Dipolfeld bestimmt wird und einen Teil, der an den Polarkappen geöffnet ist. Diese Öffnung entsteht durch die Verbindung von Feldlinien des Dipolfeldes mit denen des Sonnenwindes, was als Merging (Dungey 1961) bezeichnet wird. Diese Dipolfeldlinien, die ihre Fußpunkte in den Polarregionen des Planeten haben, werden nach der Verbindung mit den Feldlinien des Sonnenwindes durch die Strömung des Sonnenwindes in den interplanetaren Raum hinter dem Planeten gestreckt und bilden so den Schweif der Magnetosphäre, um sich

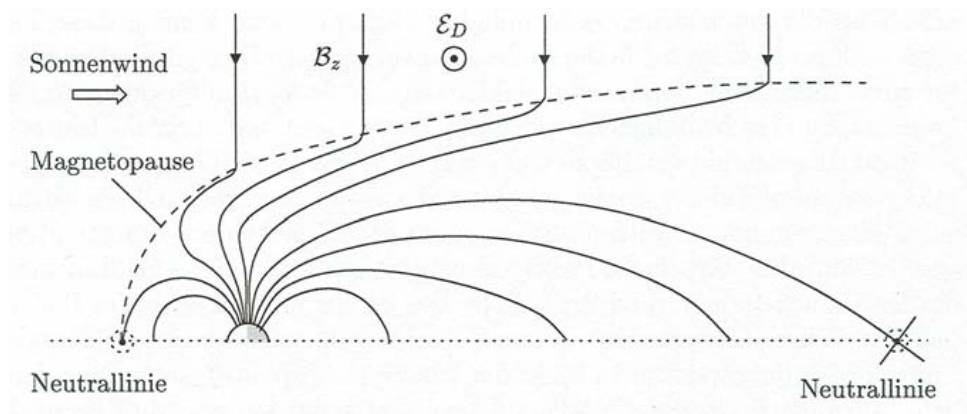


Abbildung 5.12: Schematische Darstellung der nördlichen Hemisphäre der Erdmagnetosphäre aus Prölss (2001) für ein südwärts gerichtetes Sonnenwindmagnetfeld. Die Feldlinien zeigen das durch den Sonnenwind deformiert Dipolfeld der Erde mit geschlossenen und offenen Feldlinien. Die Magnetopause ist als gestrichelte Linie eingezeichnet, über die die offenen Feldlinien mit den Feldlinien des Sonnenwindes verbunden sind.

dann neu zu verbinden, was als Rekonnexion bezeichnet wird.

Vereinfacht kann die Erdmagnetosphäre als ein einem homogenen Hintergrundfeld überlagerter Dipol modelliert werden. Ist die Orientierung des Hintergrundfeldes antiparallel zum magnetischen Moment des Planeten, entsteht eine geschlossene Magnetosphäre mit Rekonnexion in der Nähe der Pole, bei paralleler Orientierung entsteht eine an den Polen geöffnete Magnetosphäre durch Rekonnexion an der Tagseite (siehe z.B. Prölss 2001). Dies ist in Abb. 5.13 für verschiedene Alfvén-Mach-Zahlen in einer Feldliniendarstellung des Magnetfeldes in der $y-z$ -Ebene bei $x=0$ dargestellt. Die zugrundeliegenden Simulationen berücksichtigen die oben beschriebenen Sternwindparameter bei Abständen von 0.075, 0.1, 0.125 und 0.15 AU. Als Startmodell wurde eine homogene Strömung mit homogenem Magnetfeld verwendet, wobei das Magnetfeld des Sternwindes als $(0, 0, \pm B_{sw})$ angenommen wurde. Die Simulationen sind vergleichbar mit denen in SRSW 2 und verwenden $B_{pl}/B_{sw} = 10$. Die Startpunkte der dargestellten Feldlinien sind für alle Fälle dieselben, so dass ihre relative Lage zueinander einen Eindruck der unterschiedlichen Topologie und Stärke des Magnetfeldes vermittelt.

Werden die Feldlinien in Teilstücke unterteilt, kann für jedes Linienelement der Abstand vom Planetenmittelpunkt berechnet werden. Wird dies für eine dichte Überdeckung der Planetenoberfläche mit Feldlinienfußpunkten durchgeführt, so kann der größte Abstand R_m der geschlossenen Feldlinien des sternzugewandten Teils der Magnetosphäre, im Folgenden als Magnetopausenabstand bezeichnet, bzw. der des sternabgewandten Magnetosphärenteils R_t bestimmt werden. Dazu wird die Planetenoberfläche mit 18036 Fußpunkten überdeckt, von denen 36 äquidistant entlang der Längengrade verteilt sind und 501 derart entlang der Breitenkreise, dass die Flächen zwischen den Punkten gleich groß sind. Zu jedem Fußpunkt wird eine Feldlinie berechnet. Feldlinien, deren Endpunkte auf der Planetenoberfläche liegen werden als geschlossen klassifiziert, Feldlinien, die auf einem der Ränder des Simulationsgebietes enden, als offen.

Der mit diesem Verfahren bestimmte Magnetopausenabstand nimmt bei der offenen

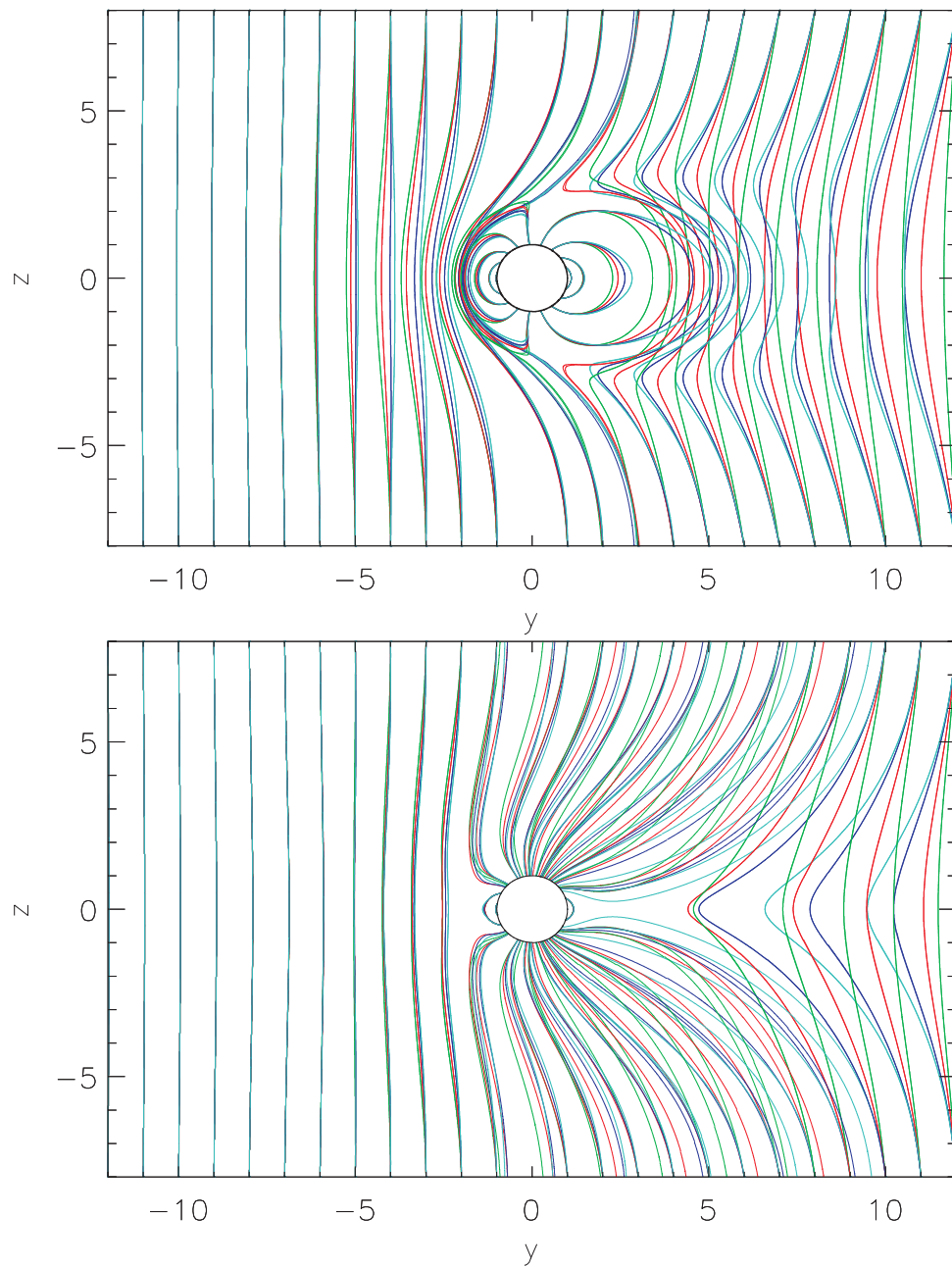


Abbildung 5.13: Geschlossene (oben) und offene (unten) Magnetosphären im Abstand von 0.075 (grün), 0.1 (rot), 0.125 (blau) und 0.15 AU (cyan).

Magnetosphäre mit um 126 % zunehmender Mach-Zahl um 6 % ab, bei der geschlossenen um 15 %. Für den Abstand der sternabgewandten Feldlinien ist eine Zunahme um 4 % bei den offenen Magnetosphären zu verzeichnen und eine Zunahme um 42 % bei den geschlossenen. Das Verhältnis von R_t zu R_m kann als Maß für die Asymmetrie des durch die geschlossenen Feldlinien gebildeten Magnetosphärenanteils verstanden werden. Im Falle der offenen Magnetosphäre liegt das Verhältnis zwischen 1.2 und 1.3, bei der geschlossenen zwischen 1.5 und 2.5 und hat bei letzterer um 67 % zugenommen.

In der oberen Abbildung von Abb. 5.14 sind Feldlinien für die Simulation einer offenen Magnetosphäre für ein homogenes Hintergrundfeld bei 0.075 AU dargestellt. Die geschlossenen Feldlinien sind rot und die offenen blau gezeichnet. Zusätzlich sind einige Feldlinien des Sternwindes (grün) ohne Verbindung zum Planeten abgebildet. Die untere Abbildung zeigt bei gleicher Wahl der Feldlinienstartpunkte das Simulationsergebnis für eine Weber & Davis–Sternwindlösung (SRSW 2) ebenfalls bei 0.075 AU. Auch diese Magnetosphäre ist an den Polen geöffnet. Aufgrund der Orientierung des Sternwindmagnetfeldes verlaufen die Feldlinien des oberen Pols vom Planeten weg, während die des unteren Pols vom Stern kommen. Der Magnetopausenabstand R_m beträgt $2.3 R_P$ und ist somit um 21 % größer als der der offenen Magnetosphäre. R_t beträgt $2.6 R_P$ und ist damit etwa 16 % größer.

Die Magnetosphären von SRSW 2 zeigen in der Struktur des Magnetfeldes nur vernachlässigbare Veränderungen bei Vergleich der verschiedenen Abstände.

5.3.2 Magnetopausenabstände bei realistischen Sternwinden

Ein wesentlicher Bestandteil bei der Abschätzung der durch die Wechselwirkung zwischen Sternwind und planetarer Magnetosphäre für Strahlungsprozesse zur Verfügung stehenden Energien ist die Fläche, über der die Wechselwirkung stattfindet. Diese Fläche ist durch eine für die Magnetosphäre charakteristische Länge definiert, für die z.B. Perreault und Akasofu (1978) und D’Angelo und Goertz (1979) für ihre Abschätzung der elektromagnetischen Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Erdmagnetosphäre $7 R_E$ (Erdradien) verwenden. Bei diesen Abschätzungen wird in der Regel eine Orientierung des Sonnenwindmagnetfeldes in der Ebene senkrecht zur Strömungsrichtung angenommen, da das Vorzeichen der z -Komponente entscheidend für die Dynamik der Erdmagnetosphäre ist. Nach Prölss (2001) verteilt sich die Feldstärke des interplanetaren Magnetfeldes bei 1 AU von ~ 3.5 nT im wesentlichen auf eine radiale und azimuthale Komponente ähnlich der Parkerspirale, wobei der Winkel zwischen Magnetfeld und radialer Richtung $\sim 43^\circ$ beträgt. Durch die Neigung der Rotationsachse der Sonne um $\sim 7^\circ$ von der Normalen zur Ekliptik wird die Struktur des Magnetfeldes verändert und der Sonnenwind kann eine Magnetfeldkomponente senkrecht zur Ekliptik mit wechselndem Vorzeichen aufweisen. Vor allem in transienten Vorgängen wie interplanetaren magnetischen Wolken und koronalen Massenauswürfen und ihrer Wechselwirkung mit der Erdmagnetosphäre spielt diese Magnetfeldkomponente senkrecht zur Ekliptik eine Rolle. Diese werden im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht berücksichtigt.

Für die Wechselwirkungsmodelle von Sternwinden mit extrasolaren planetaren Magnetosphären wird in der Regel als charakteristische Länge der Abstand des substellaren Punktes verwendet (s. z.B. Farrell et al. (1999), Zarka et al. (2001), Sánchez-Lavega (2004), Griebmeier et al. (2004), Griebmeier et al. (2005a), Stevens (2005), Preusse et al.

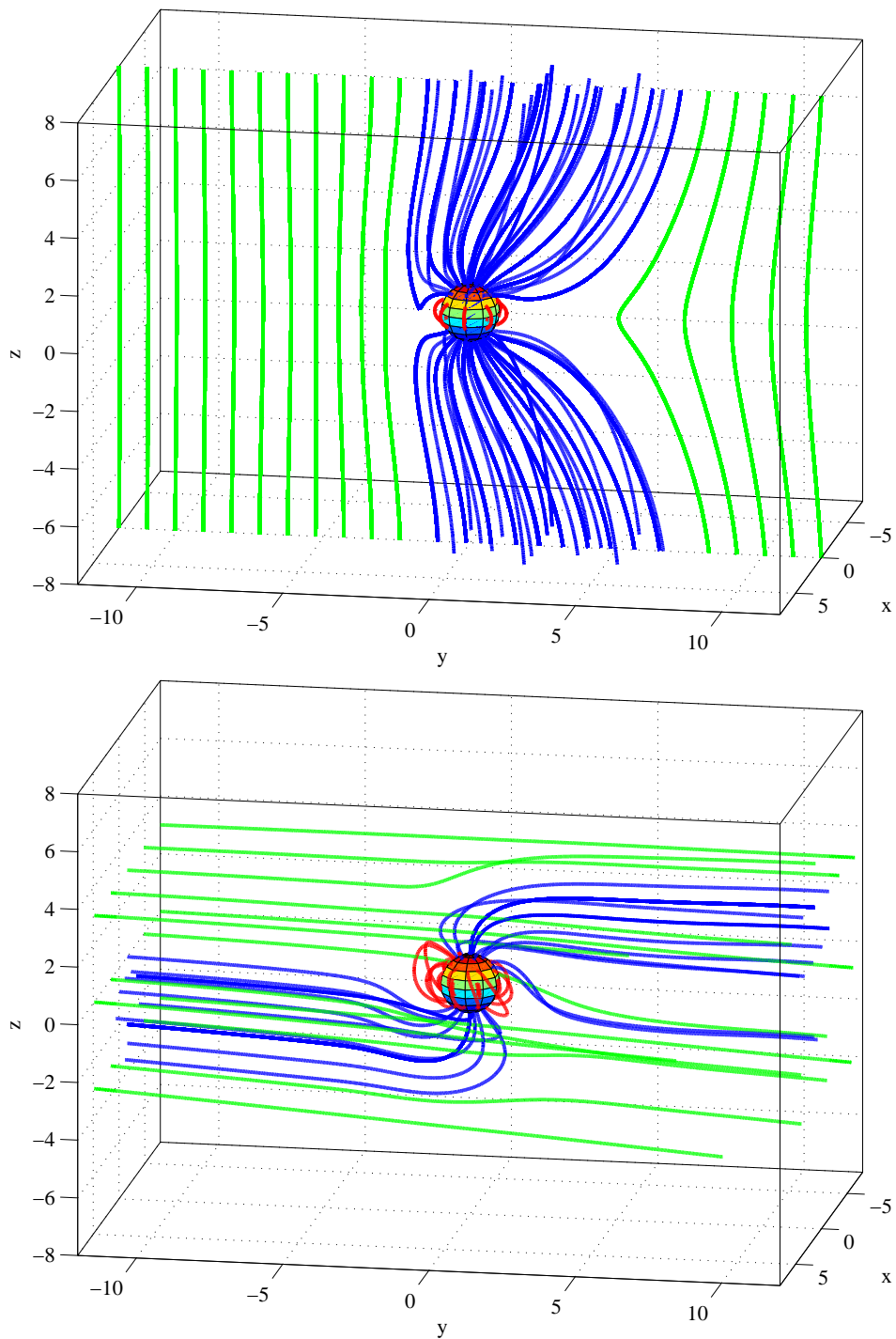


Abbildung 5.14: Feldlinien einer offenen Magnetosphäre (oben) und einer Magnetosphäre in einem Weber & Davis-Sternwind (SRSW 2; unten) jeweils bei 0.075 AU. Geschlossene Feldlinien sind rot, offene blau, und Feldlinien des Sternwindes grün.

(2005)). Die an der Wechselwirkung beteiligte Fläche wird als die Querschnittsfläche der Magnetosphäre angenommen, deren Größe vor allem durch das magnetische Moment des Planeten beeinflusst wird. Der Abstandes des substellaren Punktes wird über ein Druckgleichgewicht abgeschätzt, wie bereits in Abschnitt 4.2 erläutert, wobei im Gegensatz zu dem hier verwendeten Ansatz in der Regel das Magnetfeld des Sternwindes vernachlässigt wird.

Die hier durchgeführten Simulationen bieten die Möglichkeit, die Magnetopausenabstände der Magnetosphären unter Verwendung eines realistischen Sternwindmodells zu untersuchen und die Ergebnisse der numerischen Simulationen mit den Abschätzungen über das Druckgleichgewicht zu vergleichen. Dazu werden nach dem oben beschriebenen Verfahren die Oberflächen der Planeten aus SRSW 1 und SRSW 2 mit 18036 Fußpunkten überdeckt und für jede davon ausgehenden Feldlinie bestimmt, ob sie zu den geschlossenen oder offenen Feldlinien gehört. Für alle geschlossenen Feldlinien einer Magnetosphäre werden dann R_m und R_t bestimmt.

Mit den Sternwindparametern der Simulationsreihen und den entsprechenden Planetenparametern können die Magnetopausenabstände nach Gl. (4.7)

$$R_m = \left(\frac{f_0^2 \mu_0^2 \mathcal{M}^2}{4\pi^2 (2\mu_0 \rho v^2 + \mathbf{B}^2)} \right)^{1/6}$$

abgeschätzt werden. In Abb. 5.15 sind die Magnetopausenabstände von SRSW 1 als Punkte dargestellt. Die analytischen Magnetopausenabstände nach Gl. (4.7) sind als Kreuze dargestellt. Die durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse bei Berücksichtigung eines Formfaktors von $f_0 = 1.5$, wie er in Abschnitt 4.2 verwendet wurde, bzw. als gestrichelte Linien für $f_0 = 1$. Die Sternchen zeigen die Magnetopausenabstände, jedoch ohne Berücksichtigung des Sternwindmagnetfeldes \mathbf{B} , also

$$R_m = \left(\frac{f_0^2 \mu_0^2 \mathcal{M}^2}{8\pi^2 \mu_0 \rho v^2} \right)^{1/6}$$

für $f_0 = 1.16$ wie bei Griebmeier et al. (2004) mit einer durchgezogenen Linie bzw. als gestrichelte Linie für $f_0 = 1$.

Es zeigt sich, dass die Berücksichtigung des Sternwindmagnetfeldes zu Ergebnissen führt, die näher an den Simulationsergebnissen liegen, als die Ergebnisse, in denen nur der dynamische Druck des Sternwindes berücksichtigt wurde. Dabei überschätzen beide Modelle die Magnetopausenabstände bei geringen Abständen und unterschätzen sie bei großen Abständen. Werden in gleicher Art die Ergebnisse von SRSW 2 (Dreicke) dargestellt (s. Abb. 5.16) zeigt sich, dass bei geringen Abständen die Vernachlässigung des Sternwindmagnetfeldes zu erheblich größeren Magnetopausenabständen führt als in den Simulationen beobachtet. Die über das Druckgleichgewicht berechneten Magnetopausenabstände zeigen eine starke Abhängigkeit vom magnetischen Moment des Planeten, das in der Simulationsreihe durch festhalten von B_{pl}/B_{sw} zu größeren Abständen vom Stern abnimmt. Diese Tendenz ist in den Simulationsergebnissen jedoch kaum zu beobachten.

Der Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Magnetopausenabständen aus den Druckgleichgewichten legt eine zusätzliche Abhängigkeit vom Sternmagnetfeld nahe. In Gl. (4.7) skaliert der Magnetopausenabstand mit $\mathcal{M}^{1/3}$. Wird die gleiche Abhängigkeit

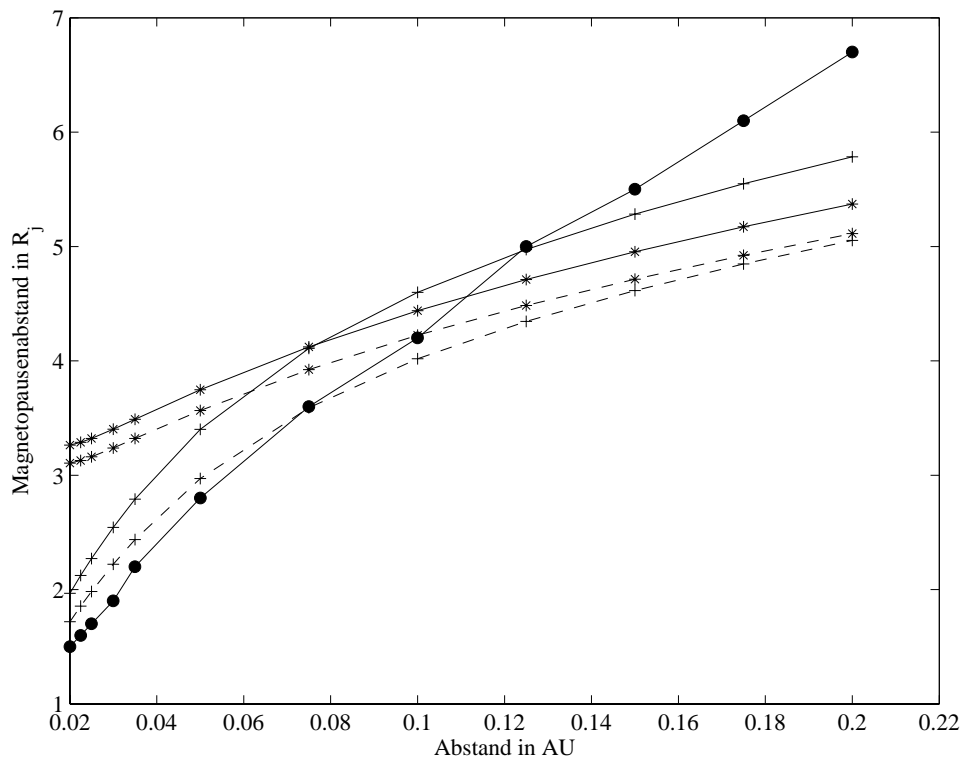


Abbildung 5.15: Magnetopausenabstände der SRSW 1 (Punkte) in Abhängigkeit vom Abstand im Vergleich zu über Druckgleichgewichte berechnete Magnetopausenabstände mit (Kreuze) und ohne (Sternchen) Berücksichtigung des Magnetfelddruckes des Sternwindes. Dabei wurden für die durchgezogene Linie Formfaktoren von 1.5 (mit Kreuzen) und 1.16 (mit Sternchen) verwendet, und jeweils $f_0 = 1$ bei den gestrichelten.

des Magnetopausenabstandes vom Verhältnis von Dipolfeldstärke zu Hintergrundfeld angenommen, d.h.

$$R_m \propto \left(\frac{B_{pl}}{B_{sw}} \right)^{1/3},$$

ergibt sich das in Abb. 5.17 gezeigt Ergebnis. Die Punkte gehören zu den Simulationsergebnissen von SRSW 1. Die Ergebnisse von SRSW 2 sind als Dreiecke dargestellt. Die gestrichelte Linie ist eine Anpassung der Form

$$R_m = a (B_{pl}/B_{sw})^{1/3},$$

wobei mit $a = 1.067$ die Anpassung eine Standardabweichung von lediglich 6 % aufweist.

5.3.3 Poynting-Fluss in simulierten Magnetosphären

In Abschnitt 4.2 wurde der elektromagnetische Poynting-Fluss in die Magnetosphäre von kurzperiodischen extrasolaren Planeten abgeschätzt. Dabei bedingt die Verwendung der

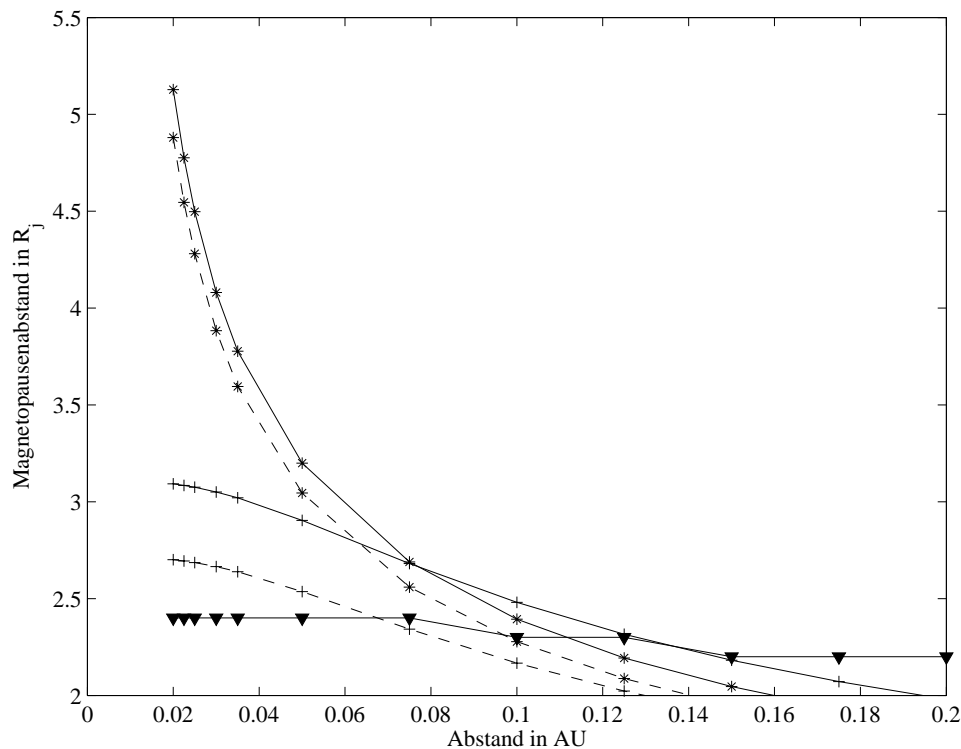


Abbildung 5.16: Magnetopausenabstände der SRSW 2 (Punkte) in Abhängigkeit vom Abstand im Vergleich zu über Druckgleichgewichte berechnete Magnetopausenabstände mit (Kreuze) und ohne (Sternchen) Berücksichtigung des Magnetfelddruckes des Sternwindes. Dabei wurden für die durchgezogene Linie Formfaktoren von 1.5 (mit Kreuzen) und 1.16 (mit Sternchen) verwendet, und jeweils $f_0 = 1$ bei den gestrichelten.

gesamten Querschnittsfläche der Magnetosphäre über den substellaren Punkt als charakteristische Länge eine Überschätzung der an der Wechselwirkung beteiligten Querschnittsfläche. Ein erster Ansatz ist die Einteilung der Magnetosphäre, wie oben dargestellt, in einen geschlossenen Anteil und einen geöffneten, in dem Feldlinien einen Fußpunkt auf der Oberfläche des Planeten haben und durch den Rand des Simulationsgebietes gehen. Wie bereits oben erläutert, befindet sich auch bei Verwendung einer Weber & Davis-Startlösung in den Simulationen die Region der offenen Feldlinien an den Polen der Planeten. Im Weiteren werden sie in Analogie zur Erdmagnetosphäre als Polkappen bezeichnet.

Eine Berechnung des Poynting-Flusses innerhalb der Polkappen in der unmittelbaren Nähe der Planetenoberfläche erweist sich als wenig sinnvoll, da diese Gebiete zu stark durch den Dipol geprägt sind und den Einfluss des Sternwindes nicht wiedergeben. Deshalb wird eine Kugeloberfläche mit einem Radius von einem Magnetopausenabstand $R = R_m$ definiert, die in Analogie zur Bestimmung der offenen und geschlossenen Feldlinien dergestalt mit Startpunkten diskretisiert wird, dass die Flächenanteile gleich groß sind. Von jedem Startpunkt ausgehend, werden die Feldlinien in beide Richtungen, d.h. in die Kugel hinein bzw. aus der Kugel heraus berechnet. Enden beide Feldlinien auf der Planetenoberfläche, wird die Feldlinie als geschlossen klassifiziert. Sie ist offen, wenn nur

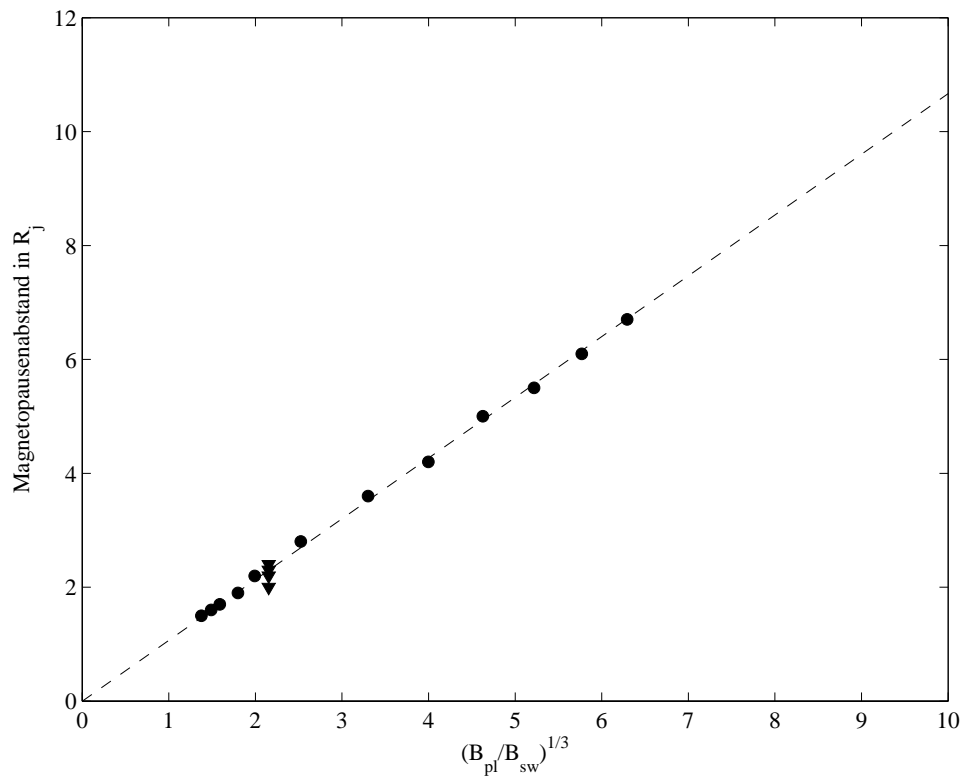


Abbildung 5.17: Abhängigkeit des Magnetopausenabstands vom Verhältnis des Dipolfeldes an der Planetenoberfläche zum Feld des Sternwindes. Die Punkte sind die Ergebnisse der Simulationen SRSW 1, die Dreiecke die der SRSW 2. Die im Text beschriebene Anpassung ist als gestrichelte Linie dargestellt.

ein Feldlinienendpunkt den Planeten erreicht und dem Sternwind zugehörig, wenn kein Feldlinienendpunkt den Planeten erreicht. Da die Energiezufuhr durch den Sternwind in die Magnetosphäre betrachtet werden soll, werden die offenen Feldlinien unterteilt in vom Stern kommende Feldlinien bzw. von der Magnetosphäre in den interplanetaren Raum weggehende Feldlinien. Dies ist bei der Simulation mit einer Weber & Davis-Startlösung dahingehend einfach, als dass vom Stern kommende Feldlinien je nach Winkel zwischen Magnetfeld und Strömung ihren Fußpunkt außerhalb des Planeten an den Rändern bei minimaler y -Koordinate bzw. maximaler x -Koordinate haben. Dieses Auswahlkriterium ist in Abb. 5.18 veranschaulicht. Rote Punkte sind Fußpunkte von geschlossenen Feldlinien, gelbe gehören zu offenen und mit dem Stern verbundenen Feldlinien, blaue zu offenen und nicht mit dem Stern verbundenen und grüne zu Feldlinien des Sternwindes, die keinen Fußpunkt auf der Planetenoberfläche haben. Es ist zu beachten, dass bei diesem Verfahren die Fußpunkte der Feldlinien nicht mehr so auf der Oberfläche des Planeten verteilt sind, dass sie gleiche Flächen begrenzen.

Der Poynting-Fluss ist nach Gl. (4.8) gegeben durch das Kreuzprodukt von elektrischem Feld und Magnetfeld

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B}. \quad (5.22)$$

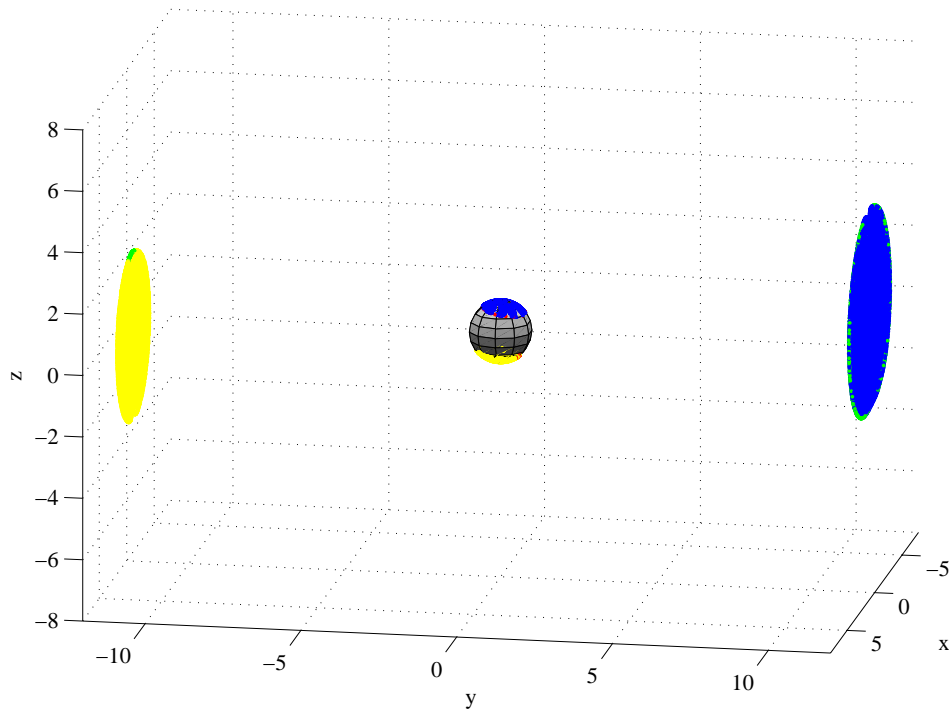


Abbildung 5.18: Fußpunkte von geschlossenen Feldlinien (rot), von offenen und mit dem Stern verbundenen Feldlinien (gelb), von offenen, nicht mit dem Stern verbundenen (blau) und Feldlinien des Sternwindes (grün).

Im Rahmen der resistiven MHD gilt $\mathbf{E} = \eta \mathbf{j} - \mathbf{v} \times \mathbf{B}$, wodurch sich nach einigen Umformungen der Poynting-Fluss zu

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} (\eta \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \mathbf{B}^2 \mathbf{v} - (\mathbf{B} \cdot \mathbf{v}) \mathbf{B}) \quad (5.23)$$

ergibt. Ein positives Vorzeichen von \mathbf{S} bedeutet einen Fluss von der Polarkappe weg, die dadurch, obwohl ihre Feldlinien in den interplanetaren Raum hinausreichen, nach D'Angelo und Goertz (1979) geschlossen ist. Der für den Poynting-Fluss offene Teil der Magnetosphäre ist somit der Teil der Polarkappe, für den \mathbf{S} ein negatives Vorzeichen hat und damit entgegengesetzt des radialen Einheitsvektors orientiert ist.

Nach der Berechnung des Poynting-Flusses im kartesischen Koordinatensystem der Simulationen wird der Poynting-Fluss an den Koordinaten der Startpunkte der Feldlinien auf der Kugel mit $R = R_m$ interpoliert. Die Leistung der Wechselwirkung ist dann gegeben durch

$$P = \sum_{n_{\text{om}}} \frac{S_x R_x + S_y R_y + S_z R_z}{\sqrt{R_x^2 + R_y^2 + R_z^2}} \frac{1}{n_{\text{ges}}} \pi R^2,$$

wobei die Koordinaten eines Punktes auf der Oberfläche einer Kugel mit Radius $R = R_m$ durch (R_x, R_y, R_z) gegeben sind. Das der Feldlinie zugehörige Flächenelement entspricht $1/n_{\text{ges}}$ der in n_{ges} gleichgroße Flächenelemente unterteilten Kugeloberfläche. Dabei wird in Anlehnung an D'Angelo und Goertz (1979) nur über die Anzahl der Flächenelemente

n_{om} mit denjenigen Feldlinien summiert, die mit dem Stern verbunden sind und für die der Poynting-Fluss ein negatives Vorzeichen hat.

Abb. 5.19 zeigt einen Vergleich des hier gewählten Ansatzes und des Ansatzes aus Abschnitt 4.2 zur Berechnung der in die Magnetosphären eingespeiste Energie für die Simulationen aus SRSW 1 (oben) und SRSW 2 (unten) in Abhängigkeit von der Alfvén-Mach-Zahl. Die Simulationsergebnisse sind jeweils als durchgezogene Linie dargestellt. Bei der Berechnung der Leistung nach dem analytischen Ansatz, Gl. (4.10), wurden die Magnetopausenabstände aus den Simulationen übernommen (gestrichelte Linie). Mit denselben Magnetopausenabständen und unter zusätzlicher Berücksichtigung der offenen Polarkappe ergeben sich die mit einer gepunkteten Linie dargestellten Ergebnisse. Für die strichgepunktete Linie wurde die Leistung ebenfalls analytisch aber mit einem zusätzlichen planetaren Dipolfeld und den Magnetopausenabständen aus den Simulationen berechnet.

Die Beschränkung der Wechselwirkung zwischen Sternwind und Magnetosphäre auf den geöffneten Teil der Polarkappen im analytischen Ansatz von Abschnitt 4.2 führt wie erwartet zu einer Verringerung der Leistung. Diese Verringerung liegt bei etwa einer Größenordnung. Im Gegensatz dazu ist bei vollständiger Verwendung der Simulationsergebnisse der Poynting-Fluss höher als der des auf die offene Polarkappe beschränkten analytischen Ansatzes. Dies kann auf den in den Simulationsergebnissen enthaltenen Beitrag des planetaren Magnetfeldes zurückgeführt werden. Dies wird dadurch deutlich, dass bei Berücksichtigung des planetaren Magnetfeldes im analytischen Ansatz (strichgepunktete Linien) der Poynting-Fluss ein bis zwei Größenordnungen über dem des analytischen ohne Magnetfeld und dem Ergebnis der Simulationen liegt.

5.3.4 Simulation von Stromsystemen

In Abschnitt 4.3 wurde ein Alfvén-Flügel-Strommodell für kurzperiodische extrasolare Planeten entwickelt und im Hinblick auf die darin enthaltene Leistung untersucht. Die durchgeführten numerischen Simulationen eröffnen die Möglichkeit, auch die sich ausbildenden Stromsysteme zu untersuchen. So haben bereits Ip und Kopp (2002) mit resistiven MHD-Simulationen die Wechselwirkung zwischen der Magnetosphäre von Jupiter und seinem Galileischen Mond Ganymed untersucht. Ein Aspekt dabei waren die feldlinienparallelen Birkeland-Ströme in Abhängigkeit von der Richtung des Magnetfeldes von Jupiter aufgrund von dessen Dipolneigung. Ganymed hat einen Radius von 2643 km, ein magnetisches Moment von $1.1 \cdot 10^{19} \text{ Am}^2$ und befindet sich in einem Abstand von etwa $15 R_J$ von Jupiter. Die Geschwindigkeit des korotierenden Plasmas der Jupiter-Magnetosphäre beträgt ca. 120 kms^{-1} , was bei einer Dichte von $5 \cdot 10^7 \text{ m}^{-3}$ einer Alfvén-Mach-Zahl von 0.06 entspricht.

Die Berechnung des Stroms erfolgt gemäß

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}.$$

Die etwa für Teilchenbeschleunigung wichtige feldlinienparallele Stromdichte j_B ist gegeben durch

$$j_B = \frac{\mathbf{j} \cdot \mathbf{B}}{B}.$$

Die Birkeland-Ströme und die feldlinienparallele Stromdichte sollen zunächst anhand der offenen Magnetosphäre aus Abschnitt 5.3.1 bei einem Abstand von 0.075 AU erläutert

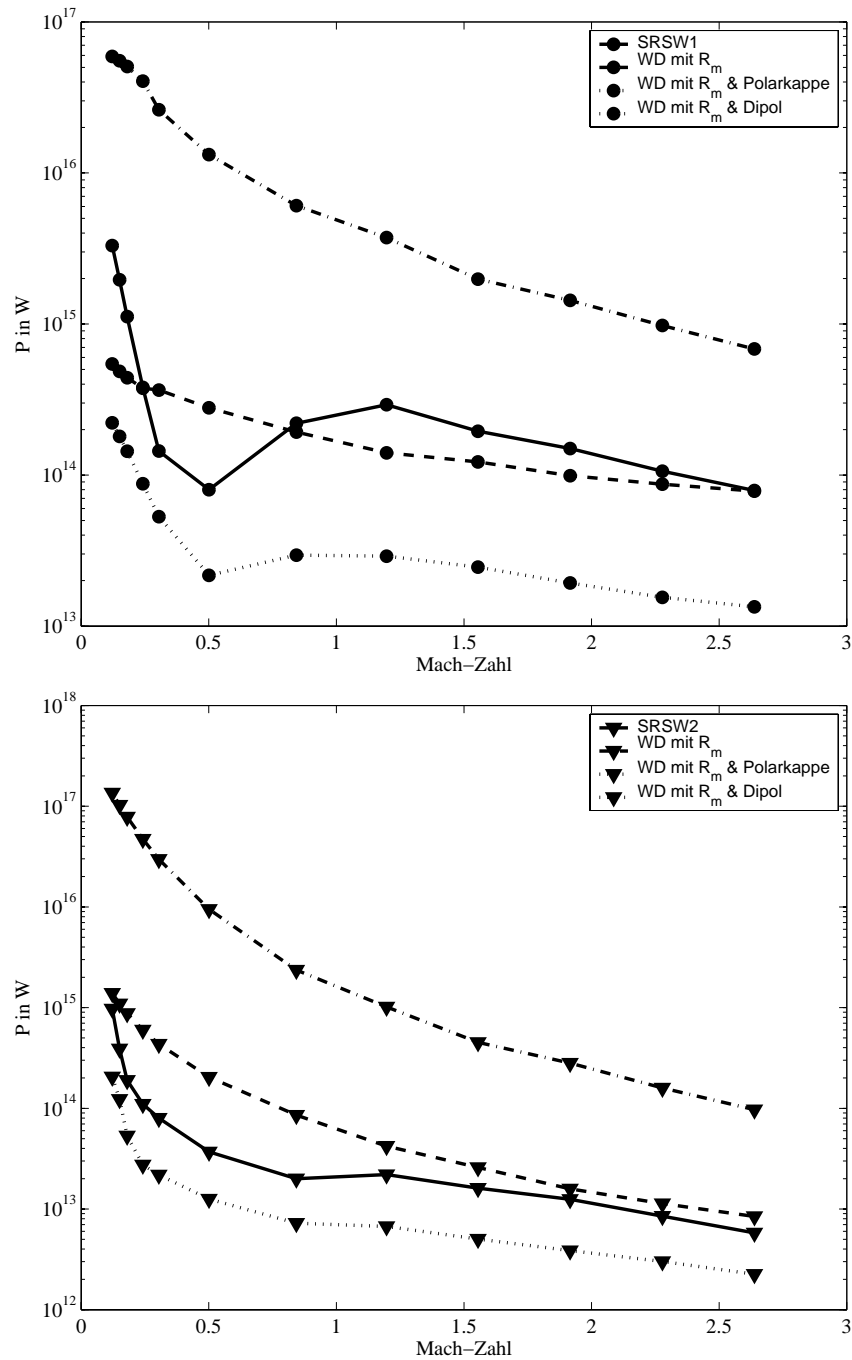


Abbildung 5.19: Energieeintrag in Magnetosphäre durch Poynting-Fluss in Abhängigkeit von der Alfvén-Mach-Zahl für SRSW 1 (oben) und SRSW 2 (unten). Die durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse der Simulationen. Zum Vergleich werden die Ergebnisse anhand der Weber & Davis-Sternwindmodelle unter Berücksichtigung der Magnetopausenabstände aus den Simulationen (gestrichelt), zusätzlich mit Berücksichtigung der offenen Polarkappe aus den Simulationen (gepunktet) oder mit Zugabe eines Dipols (strichgepunktet) gezeigt.

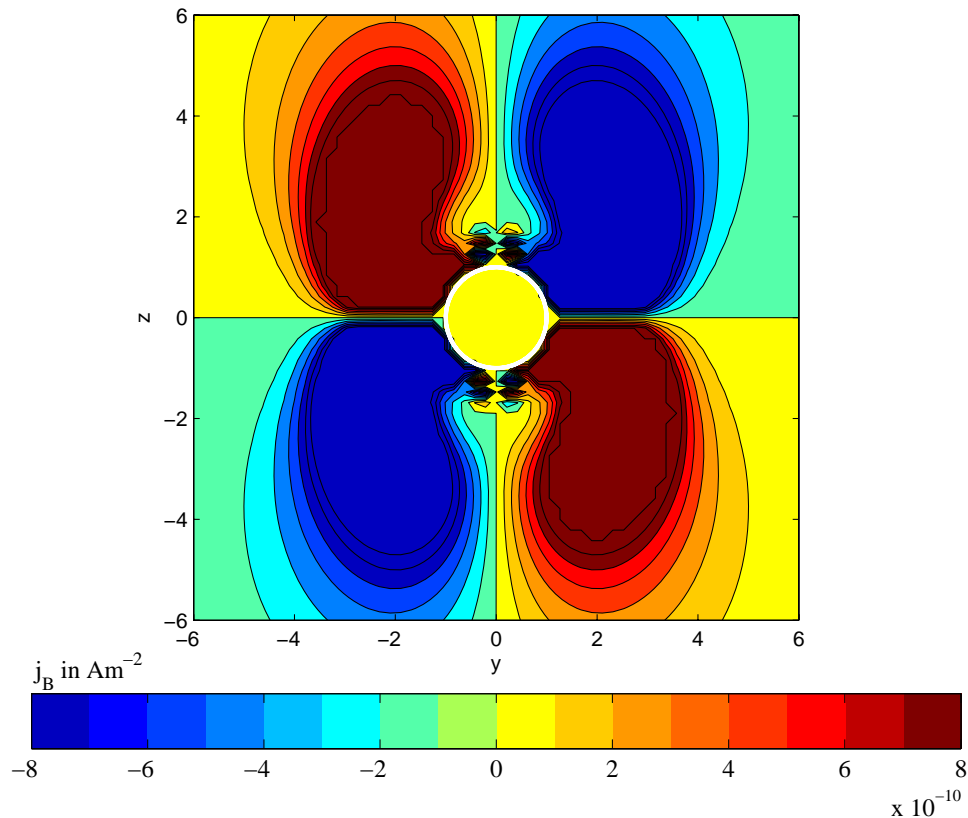


Abbildung 5.20: Feldlinienparallele Stromdichte bei $y = 0$ für eine offene Magnetosphäre bei einem Abstand von 0.075 AU im Sonnenwind.

werden. Dazu ist in Abb. 5.20 die feldlinienparallele Stromdichte j_B in der $x-z$ -Ebene bei $y = 0$ dargestellt. Rottöne entsprechen einem positiven Vorzeichen, Blautöne einem negativen. Beide Polkappen weisen Gebiete mit unterschiedlichen Vorzeichen auf. Die dazu gehörige feldlinienparallele Stromdichte ist anhand von Stromfeldlinien in Abb. 5.21 für eine offene Magnetosphäre (oben) in einem homogenen Sternwind mit homogenem Magnetfeld und für eine Magnetosphäre in der Weber & Davis-Sonnenwindlösung (SRSW 1 bei 0.00225 AU) dargestellt. Die Startpunkte für die Berechnung der Feldlinien wurden äquidistant auf einem Kreis auf der Planetenoberfläche in der gezeigten Ebene bei $y = 0$ gewählt. Die Feldlinien bilden in dieser Abbildung zwei Flügel oberhalb der Polkappen. Dabei ist zu bemerken, dass nicht alle Strom-Feldlinien aus dem Simulationsgebiet hinausführen, sondern ein Teil der Feldlinien bereits innerhalb des Simulationsgebietes geschlossen ist.

Aufgrund der sich kaum ändernden Struktur des Magnetfeldes unterscheiden sich die Stromsysteme der offenen Magnetosphäre in Abhängigkeit von der Alfvén-Mach-Zahl kaum. Dies ist bei den Simulationen mit der Weber & Davis-Startlösung anders. Abb. 5.22 zeigt parallele Stromdichten der Simulationsergebnisse von SRSW 2, d.h. bei konstantem B_{pl}/B_{sw} in Abständen von 0.025 (l.o.), 0.05 (r.o.), 0.075 (l.m.), 0.1 (r.m.), 0.15 (l.u.) und 0.2 AU (r.u.) vom Stern. Dargestellt ist die $y-z$ -Ebene bei $x = 0$. Der Stern befindet sich folglich außerhalb des linken Randes des dargestellten Schnittes. Tatsächlich ist in der

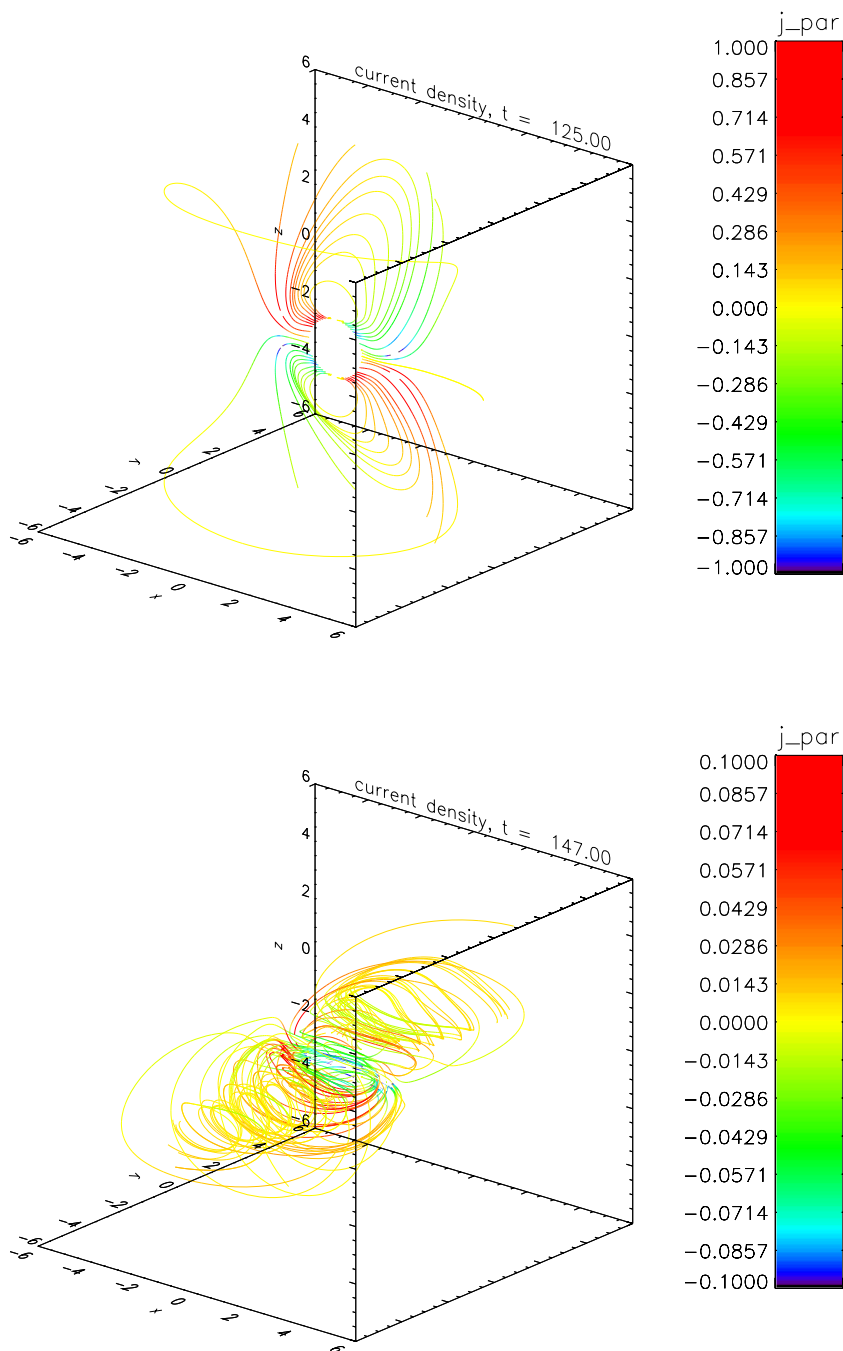


Abbildung 5.21: Stromfeldlinien für eine offene Magnetosphäre (oben) und eine Magnetosphäre in der Weber & Davis–Sonnenwindlösung (SRSW 1 bei 0.0225 AU).

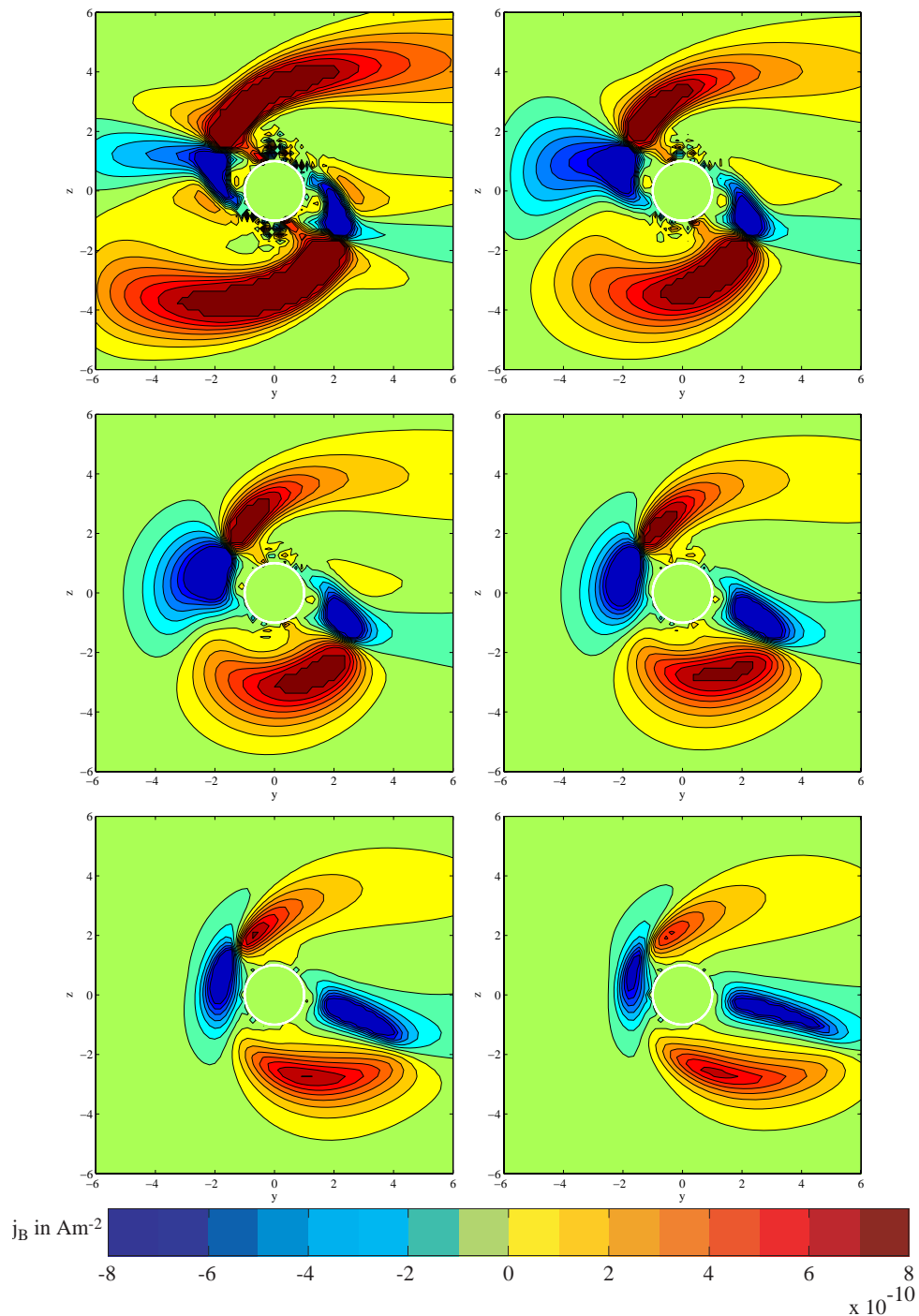


Abbildung 5.22: Parallele Stromdichten für SRSW 2 in 0.025 AU (l.o.), 0.05 AU (r.o.), 0.075 AU (l.m.), 0.01 AU (r.m.), 0.15 AU (l.u.) und 0.2 AU (r.o.). Dargestellt ist die $y-z$ -Ebene bei $x = 0$. Die kritischen Punkte liegen bei 0.033, 0.0856 und 0.0864 AU und damit jeweils zwischen den oberen und mittleren Abbildungen.

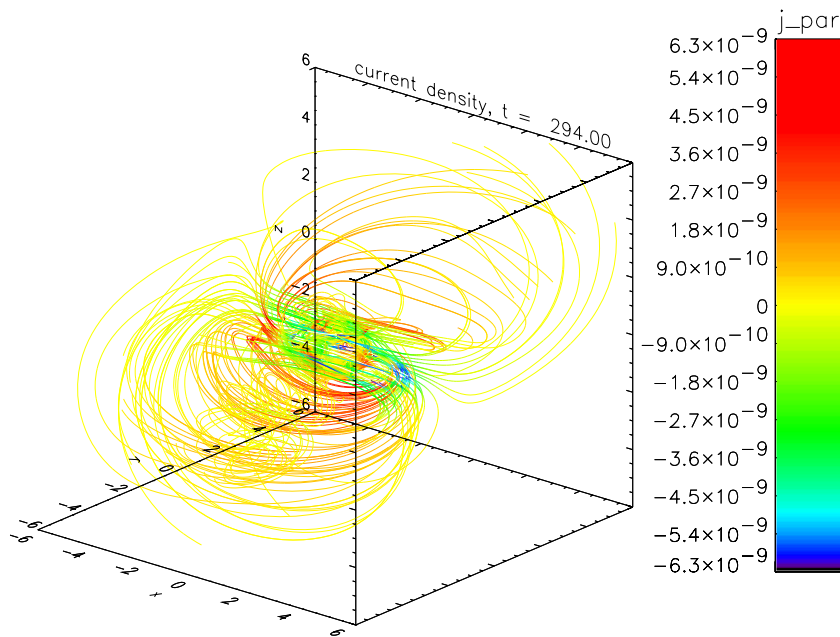


Abbildung 5.23: Stromfeldlinien für eine Weber & Davis-Magnetosphäre der SRSW 2 bei 0.0225 AU.

linken oberen Abbildung ein Stromsystem zu erkennen, das sich entlang der Feldlinien vom Planeten zum Stern hin erstreckt. Mit zunehmendem Abstand vom Stern und damit zunehmender Alfvén-Mach-Zahl nimmt die Ausdehnung des Stromsystems in Richtung des Sterns ab, bis es nur noch in Strömungsrichtung des Sternwindes ausgerichtet ist. Der Punkt, an dem der Sternwind die Geschwindigkeit der langsamen magnetosonischen Welle erreicht, liegt bei 0.033 AU, d.h. zwischen den oberen beiden Abbildungen. Der Alfvén-Punkt und der Punkt, an dem der Sternwind die Geschwindigkeit der schnellen magnetosonischen Welle erreicht, liegen bei 0.0856 bzw. 0.0864 AU und damit zwischen den beiden mittleren Abbildungen. Eine detaillierte Untersuchung beider Simulationsreihen SRSW 1 und SRSW 2 zeigt, dass die zum Stern gewandten Stromsysteme über den langsamen magnetosonischen Punkt hinaus existieren. Ihre Ausdehnung ist aber schon vor dem Alfvén-Punkt stark begrenzt.

Diese Ergebnisse legen nahe, dass bei sub-Alfvénischer und vorzugsweise bei subsonischer Geschwindigkeit ein Stromsystem zwischen Planet und Stern entsteht. Die Komplexität scheint dabei wesentlich höher zu sein als bei der oben dargestellten offenen Magnetosphäre, was die in Abb. 5.23 gezeigten Strom-Feldlinien verdeutlichen. Auch hier sind die Feldlinien mit dem Betrag der parallelen Stromdichte eingefärbt. Zwei Bereiche können unterschieden werden: einer, der sich in Richtung Stern zum vorderen Rand des Simulationsgebietes erstreckt (negative y -Richtung), und einer, der hinter dem Planeten der Strömung des Sternwindes (positive y -Richtung) folgt.

Diese Ergebnisse weisen auf ein vom Planeten zum Stern gerichtetes Stromsystem für eine sub-Alfvénische Plasmaumgebung hin. Dies unterstützt die Arbeitshypothese, dass

für kurzperiodische extrasolare Planeten in solch einer Plasmaumgebung eine magnetische Wechselwirkung mit ihrem Zentralgestirn zu erwarten ist. Sie könnte, wie in Abschnitt 4.3 diskutiert, in Form von erhöhter chromosphärischer Aktivität beobachtbar sein und ist damit eine mögliche Erklärung für die Beobachtungen von Shkolnik et al. (2003) auf HD 179949, benötigt jedoch im Gegensatz zu Shkolnik et al. (2003) und Shkolnik et al. (2005) keine intrinsische Magnetisierung des Planeten.

6 Diskussion und Ausblick

Eine der großen Herausforderungen in der Astronomie des letzten Jahrhunderts war die Suche nach Planeten außerhalb des Sonnensystems. Doch erst 1992 wurden die ersten Planeten entdeckt. Sie sind in ihrer Masse erdähnlich, befinden sich jedoch in Umlaufbahn um Pulsare. Seit 1995 sind aber auch extrasolare Planeten um sonnenähnliche Sterne bekannt. Die Tatsache, dass, obwohl die Astronomie als eine der ältesten Wissenschaften gilt, die Entdeckung dieser Planeten so lange auf sich warten lassen hat, liegt in den hohen Anforderungen an die Beobachtungsverfahren begründet. Viele der Planeten, die bis heute beobachtet werden konnten, weisen Eigenschaften auf, die unerwartet waren und die viele Fragen aufwerfen, welche durch die Verschiedenheit der extrasolaren Planeten zu den Planeten des Sonnensystems eine neue Bedeutung erhalten. Diesen Objekten ist diese Arbeit gewidmet.

Die heute auffälligste Eigenschaft vieler Planetensysteme ist die Existenz von Planeten mit jupiterähnlichen Massen in extrem geringer Entfernung (Merkur ist bis zu 18-mal weiter entfernt) von ihrem Zentralgestirn. Im Sonnensystem zeigt sich, dass viele strahlungsintensive Ereignisse durch die Wechselwirkung der Planeten mit dem Sonnenwind, der den interplanetaren Raum ausfüllt und die Heliosphäre bildet, bedingt sind. Diese Ereignisse sind dabei abhängig von den lokalen Eigenschaften des Sonnenwindplasmas und ändern sich somit mit dem Abstand vom Stern. Übertragen auf die geringen Abstände der extrasolaren Planeten kann dies bedeuten, dass viele dieser Prozesse anders, vor allem aber wesentlich strahlungsintensiver ablaufen, als es vom Sonnensystem her bekannt ist. Dies eröffnet wiederum die Möglichkeit, dass mit zukünftigen Beobachtungsverfahren die heute möglichen Beobachtungen von Planeten ergänzt werden können und weitere Eigenschaften dieser Planeten bekannt werden.

Ein detailliertes Verständnis von Planetensystemen außerhalb des Sonnensystems ermöglicht die Überprüfung von Modellen zur Planetenentstehung und zur Beziehung der Planeten zum Stern und dem interplanetaren Raum, die anhand des Sonnensystems entwickelt wurden. Dieses Verständnis bildet darüber hinaus eine Grundlage, die weit über die „leblose“ Physik der Wechselwirkungen hinausgeht. So ermöglicht es weiterführende Gedanken über die Bedingungen zur Entstehung von Leben außerhalb der Erde und im Ringschluss ein tiefer reichendes Verständnis der Erde.

In diesem Kontext war es Ziel dieser Arbeit, ein detailliertes Verständnis der mit Strahlungsereignissen verknüpften Wechselwirkung zwischen Planeten und Sternen im Rahmen der Plasmaphysik zu entwickeln. Dabei wurde die Betrachtung auf kurzperiodische Planeten um sonnenähnliche Sterne beschränkt, d.h. auf Planeten, die sich nicht weiter als 0.06 AU von ihrem Stern entfernt befinden. Obwohl sich dieses Gebiet einer lebhaften Erforschung durch viele Arbeitsgruppen erfreut, lässt sich der hier gewählte Ansatz leicht hiervon abgrenzen und doch in die unterschiedlichen Ergebnisse eingliedern.

Der erste Schritt dafür war das Verständnis des Sternwindes in seiner Rolle als bestimmendes Medium der Plasmaumgebung der Planeten. Dies beinhaltet insbesondere, dass er sich in seinen Eigenschaften wesentlich von dem bekannten Sonnenwind bei 1 AU unterscheidet, was Auswirkungen auf die physikalischen Prozesse am Ort der hier betrachteten extrasolaren Planeten hat. Deshalb wurde im Gegensatz zu den in der Regel in der Literatur verwendeten Ansätzen der Sternwind für Sterne mit kurzperiodischen Planeten erstmals unter selbstkonsistenter Berücksichtigung von stellarer Rotation und Magnetfeld im Rahmen des Weber & Davis-Sternwindmodells realistisch modelliert.

Ein wesentlicher Unterschied zu anderen Ansätzen ist zudem die Berücksichtigung der spezifischen Eigenschaften der Zentralgestirne. Dafür wurden die durch Beobachtungen bekannten Eigenschaften aus der Literatur zusammengestellt und darüber hinaus ein Modell entwickelt, das für Hauptreihensterne der Spektraltypen F bis M die Eigenschaften mit dem Spektraltyp und der zeitlichen Entwicklung des Sterns auf der Hauptreihe verknüpft. Die berücksichtigten Sterneigenschaften sind: Masse, Radius, Rotation, Massenverlust und Magnetfeld. Dies ermöglicht es, Parameterstudien im Hinblick auf die tatsächlichen Erscheinungsformen der betrachteten Sterne zu bewerten.

Es zeigte sich, dass die Verknüpfung der Rotation mit dem Spektraltyp im Rahmen der zeitlichen Entwicklung des Sterns in einem Modell, dass die Entstehung und Entwicklung des Sterns vor Erreichen der Hauptreihe nicht berücksichtigt, problematisch ist. Dies liegt darin begründet, dass zum einen ein Teil der Sternparameter als zeitlich konstant angenommen wurde und zum anderen, die zeitliche Entwicklung des Sonnenwindes als eine für alle Spektraltypen anwendbare zeitliche Entwicklung angenommen wurde. Dies ist jedoch nur bedingt realistisch. Ein Vergleich mit den beobachteten Eigenschaften von Sternen mit Planeten weist deutliche Unterschiede zu den mit diesem Modell abgeleiteten Eigenschaften auf. Eine zukünftige Weiterentwicklung dieses Ansatzes sollte deshalb die in diesem Modell als zeitlich konstant angenommenen Parameter in eine zeitliche Abhängigkeit überführen. Da die Rotation des Sterns ein Parameter ist, dessen zeitliche Entwicklung in besonderem Maße vom Spektraltyp abhängt, bietet sich eine Verknüpfung des Modells mit dem Weber & Davis-Sternwindmodell an. Dies würde die Berücksichtigung der magnetischen Abbremsung in der Entwicklung der Sternrotation in Abhängigkeit vom Spektraltyp ermöglichen. Eine weitere Verbesserung kann durch den Abgleich mit Beobachtungen von Sternen erreicht werden, der den Rahmen dieser Arbeit gesprengt hätte.

Die durchgeführten Parameterstudien zeigen, dass die kurzperiodischen extrasolaren Planeten im Rahmen der Sternwindmodelle in ein Sternwindplasma eingebettet sind, das sich langsamer als Alfvén-Wellen ausbreitet. Dies lässt erwarten, dass sich Störungen durch den Planeten im Plasma durch Alfvén-Wellen zurück zum Stern ausbreiten können. Diese Überlegung und deren Konsequenzen bildete die Arbeitshypothese für die Auswahl der im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelten Wechselwirkungsmodelle, deren Ausgangspunkt die magnetischen Wechselwirkungen zwischen Jupiter und seinen Monden bildete.

In Analogie zum Io-Jupiter-Szenario wird die zwischen Io und Jupiter beobachtete Wechselwirkung auf das Stern-Planetensystem übertragen. Ein besonderes Merkmal dieser Wechselwirkung ist die Entstehung von Radiostrahlung entlang der magnetischen Flussröhren, die Io mit Jupiter verbinden. Wird die Entstehung der Radiostrahlung auf eine Zyklotron-Maser-Instabilität zurückgeführt, so ist ein notwendiges Kriterium, dass die

Zyklotronfrequenz der Elektronen wesentlich größer als ihre Plasmafrequenz ist. Diese notwendige Bedingung wurde für die im Rahmen der Arbeit modellierten Weber & Davis-Sternwinde untersucht. Dabei zeigte sich, dass für realistische Sternwinde für Hauptreihensterne die Bedingung entlang der Feldlinien der Sternwinde wahrscheinlich nicht erfüllt sein kann. Die Zyklotron-Frequenz wird nur bei unrealistischen Kombinationen von Sternparametern wesentlich größer als die Plasmafrequenz. Es erscheint somit unwahrscheinlich, dass der Sternwind von Hauptreihensternen selbst den Entstehungsort von Radiostrahlung bildet. Es ist jedoch nicht ausgeschlossen, dass dies bei anderen Sternen oder weiter entwickelten Sternen möglich ist, was ein wichtiger Aspekt für nächste Untersuchungen diesbezüglich bilden sollte.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden darüber hinaus erstmals numerische Simulationen auf der Grundlage der resistiven Magnetohydrodynamik mit realistischen Sternwindmodellen für kurzperiodische extrasolare Planeten durchgeführt. Dazu wurde ein bestehender Simulationscode erfolgreich weiterentwickelt und den speziellen Erfordernissen dieser Anwendung angepasst. Dabei wurden für die Wahl der Startmodelle zwei neue Ansätze implementiert, die in bisherigen Simulationsmodellen nicht vorhanden waren. Durch die Vorgabe des Sternwindes als Potenzialströmung mit einem einer Potenzialströmung nachempfundenen Magnetfeld ist es nun möglich, die planetare Magnetosphäre innerhalb des Sternwindes zu simulieren, ohne dass zu Beginn der Simulation das Magnetfeld des Sternwindes den Planeten durchdringt. Eine weitere wesentliche Neuerung bildet die Implementierung der Weber & Davis-Sternwindlösung in Form eines zweidimensionalen Startmodells, was erstmals eine realistische Vorgabe des Sternwindes ermöglicht. Damit konnten im Rahmen dieser Arbeit die auf der Grundlage des Weber & Davis-Sternwindmodells untersuchten Wechselwirkungsmodelle direkt mit den Ergebnissen von numerischen Simulationen verglichen werden.

Für die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Sternwind und planetarer Magnetosphäre werden die Abstände der Magnetopausen als charakteristische Länge zur Beschreibung der Magnetosphäre der Planeten benötigt. Im Rahmen dieser Arbeit werden dabei zwei Ansätze verwendet: die Bestimmung der Magnetopausenabstände anhand von Simulationen bzw. ihre Abschätzung anhand des Druckgleichgewichtes zwischen Sternwind und planetarer Magnetosphäre. Letztere unterscheidet sich durch die explizite Berücksichtigung des magnetischen Druckes des Sternwindes von den üblicherweise in der Literatur verwendeten Ansätzen. Ein Vergleich mit Simulationen auf der Grundlage der Weber & Davis-Sternwindmodelle zeigt, dass durch die bislang erfolgte Vernachlässigung des magnetischen Druckes die Magnetopausenabstände je nach Abstand zum Stern im Vergleich zu den Simulationsergebnisse über- oder unterschätzt werden. Die Ergebnisse weisen sogar darauf hin, dass bei den geringen betrachteten Abständen, das Magnetfeld des Sternwindes eine bedeutendere Rolle spielt als es das Druckgleichgewicht ausdrückt. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass das Magnetfeld des Sternwindes im Wesentlichen in der Ekliptik des Stern-Planeten-Systems liegt. Die Simulationsergebnisse legen eine Abhängigkeit des Magnetopausenabstandes vom Verhältnis der Feldstärken des planetaren Dipolfeldes zum Sternwindmagnetfeld nahe. Zur Ableitung eines allgemeineren Zusammenhangs könnten die Simulationen auf andere als die betrachteten Abstände hin ausgeweitet werden und die Planeten des Sonnensystems mit berücksichtigt werden.

Die Abschätzungen des elektromagnetischen Energieeintrags für die Weber & Davis-Sternwindmodelle liefern eine obere Grenze für die durch die Wechselwirkung mit dem

Sternwind in die Magnetosphäre der Planeten eingetragenen Energien. Die Simulationen ermöglichen darüber hinaus eine wesentlich realistischere Bestimmung des elektromagnetischen Energieeintrags, indem die hierfür relevanten offenen Polarkappen bestimmt werden können und somit nur der hier einfließende Anteil berücksichtigt werden kann. Mit diesem kann erstmals auch eine untere Grenze für die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Sternwind und Magnetosphäre eines extrasolaren Planeten bestimmt werden.

Die Möglichkeit des Informationstransportes vom Planeten zum Stern durch Alfvén-Wellen entgegen der Ausbreitung des Sternwindes legt ein Szenario nahe, in dem die Wechselwirkung durch ein Stromsystem zwischen Planet und Stern erfolgt, das ähnlich wie im System Jupiter-Io durch Alfvén-Wellen erzeugt wird. Diese Wechselwirkung wurde im Rahmen dieser Arbeit für kurzperiodische extrasolare Planeten anhand der Weber & Davis-Sternwindmodelle modelliert, und im Rahmen von numerischen MHD-Simulationen konnte erstmals ein derartiges Stromsystem tatsächlich gefunden werden. Diese Ergebnisse werfen ein völlig neues Licht auf die von Shkolnik et al. (2003) beobachtete chromosphärische Aktivität auf HD 179949, die die gleiche Umlaufperiode wie die des Planeten aufweist und bislang im Wesentlichen noch unverstanden ist. Ein Stromsystem, wie es in den Simulationen zu sehen ist, könnte in der Tat die enge Kopplung der chromosphärischen Erscheinung an die Bewegung des Planeten erklären. Die mit dem Stern verbundenen Stromsysteme entstehen dabei vorzugsweise innerhalb eines Sternwindregimes mit sub-sonischer Geschwindigkeit, entwickeln sich aber auch darüber hinaus in Sternwinden mit sub-Alfvénischer Geschwindigkeit. Die Modellierungen anhand der Weber & Davis-Sternwindmodelle zeigen darüber hinaus, dass für realistische Sternparameter von Hauptreihensternen die von Shkolnik et al. (2005) angegebenen Phasenwinkel zwischen der chromosphärischen Erscheinung auf HD 179949 und dem subplanetaren Punkt reproduziert werden können. Im Gegensatz zur Interpretation ihrer Beobachtungen als indirekter Hinweis auf ein planetares Magnetfeld (Shkolnik et al. 2003, 2005) ist für dieses Modell kein intrinsisches Magnetfeld erforderlich.

Als nachteilig für die Simulationen hat sich die begrenzte Größe des Simulationsgebietes erwiesen. So bildet die Parallelisierung des Simulationscodes den nächsten Schritt, um anhand von erweiterten Simulationen ein besseres Verständnis der Wechselwirkung zwischen Planet und Stern zu erreichen. Durch die Implementierung von adaptiven Gittern kann das Simulationsgebiet bis in die direkte Nähe des Sterns ausgedehnt werden, was aufgrund der zu hohen Anforderungen an Rechenzeit und Speicherplatz mit dem vorliegenden Simulationscode nicht möglich ist. Von besonderem Interesse wäre auch die Verwendung von dreidimensionalen Sternwindlösungen oder die Berücksichtigung von transienten Veränderungen des Sternwindregimes durch z.B. koronale Massenauswürfe. Dadurch würden die Effekte einer Änderung der Orientierung des Sternwindmagnetfeldes bezüglich zum planetaren Dipol untersuchbar.

Die vorliegende Arbeit zeigt, dass die Wechselwirkung zwischen Planet und Stern entlang eines Stromsystems energetisch gesehen ein großes Potenzial für energiereiche Strahlungsereignisse oder beobachtbare Ereignisse auf dem Stern aufweist. Superflares bilden zur Zeit eine vorstellbare obere Grenze für solche Wechselwirkungen. Es zeigt sich aber, dass die für das Superflare-Modell von Rubenstein und Schaefer (2000) benötigten starken Magnetfelder der Planeten unwahrscheinlich sind. Durch eine Weiterentwicklung des Simulationscodes wie oben beschrieben wäre es möglich, nach alternativen

Mechanismen zu suchen bzw. anhand von Parameterstudien zu untersuchen, ob solch eine Wechselwirkung überhaupt plausibel ist.

Es wird deutlich, dass das Zusammenfügen verschiedener Modelle anhand von analytischen Abschätzungen und numerischen Simulationen einen vielversprechenden Ansatz darstellt, ein weitreichenderes Verständnis der globalen Zusammenhänge zu entwickeln. Diese Arbeit liefert dafür mit den untersuchten Wechselwirkungsmodellen einen ersten grundlegenden Beitrag.

A Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne

Die folgende Tabell enthält eine Auflistung von Daten von Sternen mit Planeten aus verschiedenen Literaturquellen (Stand 19.02.2004). Die verwendeten Symbole sind:

a	große Bahnhalbachse
AU	astronomische Einheit ($1.4959787066 * 10^{11}$ m)
d	Abstand
e	Exzentrizität
e_x	Fehler von Parameter x
$[Fe/H]$	Metallizität
HD	Henry-Draper-Katalog-Nummer
HIP	Hipparcos-Katalog-Nummer
i	Inklination
$\log R'_{HK}$	Verhältnis der chromosphärischen Emissionen
mas	Millibogensekunden
M_{bol}	bolometrische Helligkeit
M_J	Masse von Jupiter ($1898.7 * 10^{24}$ kg)
M_s	Sternmasse
$M \sin i$	Minimale Planetenmasse
m_V	scheinbare Helligkeit
M_V	absolute Helligkeit
pc	parsec
π	Parallaxe
ph	photometrisch
P_{orb}	Orbitalperiod
P_{rot}	Rotationsperiode des Sterns
R_s	Sternradius
R_{sol}	Sonnenradius ($6.955 * 10^8$ m)
sp	spektrometrisch
SpT	Spektraltyp
T_{eff}	Effektivtemperatur
uvby	Johnson UVBY-System
V_{rad}	Radialgeschwindigkeit

Die Referenzen (ref) sind wie folgt abgekürzt:

Schneider	<i>http://www.obspm.fr/encycl/catalog.html</i>
Simbad	<i>http://simbad.u-strasbg.fr/Simbad</i>
Gimenez	Giménez (2000)
Reid	Reid (2002)
Laws	Laws et al. (2003)
B1	Butler et al. (1999)
F1	Fischer et al. (2001)
F2	Fischer et al. (2003)
M1	Marcy et al. (2000)
N1	Naef et al. (2001)
T2	Tinney et al. (2002)
T2	Tinney et al. (2003)
V1	Vogt et al. (2002)
CADARS	Pasinetti Fracassini et al. (2001)
APL	Allende Prieto und Lambert (1999)

A Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne

Planet	M sin i	M sin i	R _p	a	a	d	d	P _{orb}	P _{orb}	e	e	i	aktualisiert	HIP	HD
	M _J	M _J	R _J	AU	AU	AU	R _s	d	d			°			
	Schneider Katalog	Schneider Notes	Schneider Katalog	Schneider Katalog	Schneider Notes	d=a+e*a		Schneider Katalog	Schneider Katalog	Schneider Katalog	Schneider Notes	Schneider Katalog	Schneider		
HD 142 b	1.36	1		0.98		1.3426	209.2	338	337.112	0.37		-	22.11.01	522	142
GJ 3021 b	3.21	3.32		0.49		0.7375	182.1	133.82		0.505		-	14.06.01	1292	1237
HD 2039 b	5.1			2.2		3.7180	665.2	1190		0.69		-	05.07.02	1931	2039
HD 3651 b	0.2			0.284		0.4629	62.23	62.23		0.63		-	16.01.03	3093	3651
HD 4203 b	1.64			1.09		1.6677	248.2	406		0.53		-	07.02.03	3502	4203
HD 4208 b	0.81			1.69		1.7576		829		0.04		-	07.02.03	3479	4208
HD 6434 b	0.48			0.15		0.1950	41.0	22.09		0.3		-	07.02.03	5054	6434
HD 8574 b	2.23			0.76		1.0640	173.6	228.8		0.4		-	07.02.03	6643	8574
Ups And b	0.69			0.059		0.0597	8.9	4.617		0.012		-	26.11.02	7513	9826
Ups And c	1.19	1.89		0.829		1.0611	157.9	241.5		0.28		-	-	7513	9826
Ups And d	3.75			2.53		3.2131	478.1	1284		0.27		-	-	7513	9826
HD 10697 b	6.59			2		2.2400	283.7	1083	1093	0.12		-	22.11.00	8159	10697
HD 121504 b	0.89			0.32		0.3616	67.7	64.6		0.13		-	21.08.00	68162	121504
HD 12661 b	2.3			0.83		0.9097	178.5	263.6		0.096		-	18.02.03	9683	12661
HD 12661 c	1.57			2.56		2.8160	552.4	1444.5		0.1	<0.1	-	-	9683	12661
Gl 86 b	4			0.11		0.1151		15.78		0.046		-	21.02.02	10138	13445
HD 16141 b	0.215			0.35		0.4480	71.4	75.82		0.28		-	07.02.03	12048	16141
HR 810 b	2.26	2.25		0.925		1.0739	196.6	320.1		0.161		-	11.09.01	12653	17051
HD 19994 b	2			1.3		1.5600	193.1	454		0.2		-	07.02.03	14954	19994
HD 20367 b	1.07			1.25		1.5375	281.5	500		0.23		-	19.06.02	15323	20367
Epsilon Eridani b	0.86			3.3		5.3064		2502.1		0.608		46?	07.02.03	16537	22049
Epsilon Eridani c	0.1	0.1??		40	??	52.0000		102200	280y?	0.3	0.3??	??	-	16537	22049
HD 23079 b	2.54			1.48		1.5688	314.9	627.3	627.339	0.06		-	20.11.01	17096	23079
HD 23596 b	7.19			2.72		3.5741	507.9	1558		0.314		-	19.06.02	17747	23596
HD 27442 b	1.43			1.18		1.2036	66.5	423	1.16 y	0.02		-	07.02.03	19921	27442
HD 28185 b	5.6	5.7		1	1.03	1.0600	217.7	385	383	0.06	0.07	-	29.10.01	20723	28185
HD 30177 b	7.7			2.6		3.1720	594.2	1620		0.22		-	05.07.02	21850	30177
HD 33636 b	7.8	7.82/10		2.7		3.8070	800.2	1620.54	1620.4/3030	0.41		-	07.02.03	24205	33636
HD 37124 b	0.75			0.54		0.5940	140.1	152.4		0.1		-	07.02.03	26381	37124
HD 37124 c	1.2			2.5		4.2250	996.4	1495		0.69		-	-	26381	37124
HD 38529 b	0.78			0.129		0.1664	12.7	14.309		0.29		-	22.10.02	27253	38529

A Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne

Planet	M sin i	M sin i	R _p	a	a	d	d	P _{orb}	P _{orb}	e	e	i	aktualisiert	HIP	HD
	M _J	M _J	R _J	AU	AU	AU	R _s	d	d			°			
	Schneider Katalog	Schneider Notes	Schneider Katalog	Schneider Katalog	Schneider Notes	d=a+e*a		Schneider Katalog	Schneider Katalog	Schneider Katalog	Schneider Notes	Schneider Katalog	Schneider		
HD 38529 c	12.7			3.68		5.0048	382.0	2174.3		0.36		-	-	27253	38529
HD 39091 b	10.37	10.3		3.34		5.4108	1013.7	2083		0.62		-	05.12.01	26394	39091
HD 40979 b	3.16			0.818		1.0225	174.7	263.1		0.25		-	22.10.02	28767	40979
HD 46375 b	0.249			0.041		0.0410	8.8	3.024		0		-	07.02.03	31246	46375
HD 47536 b	4.96	4.96-9.67		1.61	1.61-2.25	1.9320	712.13			0.2		-	18.12.02	31688	47536
HD 49674 b	0.12			0.0568		0.0568	12.8	4.948		0		-	13.06.02	32916	49674
HD 50554 b	4.9			2.38		3.3796	663.0	1279		0.42		-	07.02.03	33212	50554
HD 52265 b	1.13			0.49		0.6321	105.5	118.96		0.29		-	18.09.01	33719	52265
HD 68988 b	1.9			0.071		0.0809	14.8	6.276		0.14		-	07.02.03	40687	68988
HD 72659 b	2.55			3.24		3.8232	638.3	2185		0.18		-	13.06.02	42030	72659
HD 73526 b	3			0.66		0.8844	131.6	190.5		0.34		-	05.07.02	42282	73526
HD 74156 b	1.56			0.276		0.4551	70.9	51.61		0.649		-	09.05.02	42723	74156
HD 74156 c	7.5	>7.5		4.47		6.2357	971.7	2300		0.395		-	-	42723	74156
HD 75289 b	0.42			0.046		0.0485	7.9	3.51		0.054		-	16.04.01	43177	75289
55 Cnc b	0.84			0.11	0.115	0.1122	26.5	14.65	14.653	0.02		25?	19.02.03	43587	75732
55 Cnc c	0.21	0.21?		0.24	0.241	0.3216	75.8	44.28	44.276?	0.34		25?	-	43587	75732
55 Cnc d	4.05			5.9		6.8440	1614.1	5360		0.16		25?	-	43587	75732
HD 76700 b	0.197			0.049		0.0490	7.6	3.971		0		-	16.07.02	43686	76700
HD 80606 b	3.41			0.439		0.8460	190.5	111.78		0.927		-	18.06.01	45982	80606
HD 82943 c	0.88			0.73		1.1242	201.1	221.6		0.54		-	19.02.03	47007	82943
HD 82943 b	1.63			1.16		1.6356	292.6	444.6		0.41		-	-	47007	82943
HD 83443 b	0.35			0.038		0.0410	8.8	2.9861		0.08		-	26.11.02	47202	83443
HD 89744 b	7.2			0.88		1.3552	136.3	256		0.54		-	18.09.01	50786	89744
HD 92788 b	3.8	3.86/3.81		0.94	0.97/0.94	1.2784	262.6	340	377.7/340	0.36	0.27/0.34	-	24.09.02	52409	92788
47 Uma b	2.41	2.54		2.1	2.09	2.3016		1095	1089	0.096	0.061	-	12.02.03	53721	95128
47 Uma c	0.76			3.73		4.1030		2594		0.1	<0.1	-	-	53721	95128
HD 106252 b	6.81			2.61		4.0194	788.5	1500		0.54		-	11.02.02	59610	106252
HD 108147 b	0.41	0.4		0.104		0.1558	29.2	10.901		0.498		-	26.02.02	60644	108147
HD 108874 b	1.65			1.07		1.2840	401			0.2		-	15.06.02	60128	108874
HD 114386 b	0.99			1.62		2.0736		872		0.28		-	19.06.02	64295	114386
HD 114729 b	0.9			2.08		2.7664	530.3	1136		0.33		-	13.06.02	64459	114729

A Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne

Planet	M sin i	M sin i	R _p	a	a	d	d	P _{orb}	P _{orb}	e	e	i	aktualisiert	HIP	HD
	M _J	M _J	R _J	AU	AU	AU	R _s	d	d			°			
	Schneider Katalog	Schneider Katalog	Schneider Katalog	Schneider Katalog	Schneider Notes	d=a+e*a		Schneider Katalog	Schneider Katalog	Schneider Katalog	Schneider Notes	Schneider Katalog	Schneider		
HD 114762 b	11			0.3		0.4002	66.8	84.03		0.334		low ?	22.11.00	64426	114762
HD 114783 b	0.9	0.99		1.2		1.3200		501		0.1		-	17.10.01	64457	114783
70 Vir b	6.6			0.43		0.6020	76.2	116.6		0.4	0.43	-	07.02.03	65721	117176
Tau Boo b	3.87	4.09		0.0462	0.05	0.0470	7.2	3.3128		0.018	...	-	24.09.02	67275	120136
HD 128311 b	2.63			1.06	1.01	1.2826		414		0.21		-	13.06.02	71395	128311
HD 130322 b	1.08			0.088			23.8	10.724		0.048		-	30.03.00	72339	130322
HD 134987 b	1.58			0.78		0.9750	186.9	260		0.25	0.24	-	22.11.00	74500	134987
HD 136118 b	11.9			2.335	2.3	3.1896	432.9	1209.6		0.366	0.37	-	11.02.02	74948	136118
HIP 75458 b	8.64			1.34		2.2914	38.3	550.651		0.71		-	29.03.02	75458	137759
HD 141937 b	9.7			1.52		2.1432	440.2	653.22		0.41		-	26.02.02	77740	141937
rho CrB b	1.07	1.1		0.23		0.2415	40.3	39.845		0.05	0.028	-	04.11.02	78459	143761
14 Her b	4.9	3.3		2.83	2.5	3.8771	853.4	1730.461		0.37	0.326	-	24.09.02	79248	145675
HD 147513 b	1			1.26		1.9152		540.4		0.52		-	19.06.02	80337	147513
HD 150706 b	1			0.82		1.1316		264.9		0.38		-	19.06.02	80902	150706
HD 160691 b	1.7			1.5		1.9650	313.3	638		0.31		-	18.07.02	86796	160691
HD 160691 c	1	1?		2.3	2.3?	4.1400	660.1	1300		0.8	0.8?	-	-	86796	160691
HD 162020 b	13.75			0.072		0.0919		8.428198		0.277		-	26.02.02	87330	162020
HD 168443 b	7.7	7.2		0.29		0.4434	61.6	58.116		0.529		-	09.05.02	89844	168443
HD 168443 c	16.9	17.1		2.85	2.87	3.4998	486.0	1739.5		0.228		-	-	89844	168443
HD 168746 b	0.23			0.065		0.0703	14.1	6.403		0.081		-	26.02.02	90004	168746
HD 169830 b	2.96			0.823		1.1028	136.5	230.4		0.34		-	14.06.01	90485	169830
HD 177830 b	1.28			1		1.4300	84.7	391		0.43		-	22.11.00	93746	177830
HD 178911 B b	6.292			0.32		0.3598	39.7	71.487		0.1243		-	29.11.01	94075	178911 B
HD 179949 b	0.84	0.98		0.045	0.04	0.0473	8.7	3.093		0.05		-	20.04.01	94645	179949
16 Cyg B b	1.5			1.7	1.72	2.8390	556.9	804		0.67		-	18.09.01	96901	186427
HD 187123 b	0.52			0.042		0.0433	8.1	3.097		0.03		-	24.09.02	97336	187123
HD 190228 b	4.99			2.31		3.3033	310.2	1127		0.43		-	24.09.02	98714	190228
Gl 777A b	1.15			3.65		3.6500	716.0	2613		0		-	19.06.02	98767	190360
HD 195019 b	3.43			0.14		0.1470	22.9	18.3		0.05		-	13.11.02	100970	195019
HD 196050 b	3			2.5		3.2000	559.5	1289		0.28		-	07.10.02	101806	196050
HD 209458 b	0.69		1.43	0.045		0.0450	8.4	3.524738		0		86.1	17.02.03	108859	209458

Planet	M sin i	M sin i	R _p	a	a	d	d	P _{orb}	P _{orb}	e	e	i	aktualisiert	HIP	HD
	M _J	M _J	R _J	AU	AU	AU	R _s	d	d			°			
	Schneider Katalog	Schneider Notes	Schneider Katalog	Schneider Katalog	Schneider Notes	d=a+e*a		Schneider Katalog	Schneider Katalog	Schneider Katalog	Schneider Notes	Schneider Katalog	Schneider		
HD 210277 b	1.28	1.24		1.097		1.5907	334.4	437	435.6	0.45		-	14.06.01	109378	210277
HD 213240 b	4.5			2.03		2.9435	458.7	951		0.45		-	29.10.01	111143	213240
HD 216435 b	1.23			2.6		2.9640	366.9	1326		0.14		-	23.09.02	113044	216435
HD 216437 b	2.1			2.7		3.6180	526.1	1294		0.34		-	13.06.02	113137	216437
51 Peg b	0.46	0.44		0.0512		0.0519	9.7	4.23		0.013		-	07.10.02	113357	217014
HD 217107 b	1.28			0.07		0.0798	15.3	7.11	7.127	0.14		-	18.09.01	113421	217107
gamma Cephei b	1.76			2.1		2.5200	113.2	903		0.2		-	14.11.02	116727	222404
HD 222582 b	5.4			1.35		2.3085	463.4	576		0.71		-	22.11.00	116906	222582
Gliese 876 b	1.98	1.89		0.21		0.2667		61.02		0.27	0.1	37	-	113020	GI 876
Gliese 876 c	0.56			0.13		0.1456		30.1		0.12	0.27	37?	19.02.03	113020	GI 876
BD-10_3166 b	0.48			0.046		0.0460		3.487		0		<84.3	27.04.00		BD-10_3166
OGLE-TR-56 b	1.45		1.3	0.0225		0.0225	4.4	1.2	1.2119	0.00		81	30.01.03		OGLE-TR-56

A Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne

HD	π	SpT	SpT	Spt	m_v	m_v	[Fe/H]	M_s	Mv	T_{eff}	M_s	M_{bol}	[Fe/H]	B-V	P_{rot}	ref	$T_{\text{eff}}^{\text{ph}}$	[Fe/H] ^{ph}	$T_{\text{eff}}^{\text{sp}}$	[Fe/H] ^{sp}
	pc				mag	mag	[Fe/H]	M_{sol}	mag	K	M_{sol}	mag	[Fe/H]		d		K		K	K
	Schneider	Schneider	Simbad	Schneider	Schneider	Simbad	Schneider	Schneider	s. ref	s. ref	s. ref	s. ref	s. ref	s. ref	s. ref		Giménez	Giménez	Giménez	Giménez
142	20.6	G1 IV	G1 IV	G1 IV	5.7		0.04	1.1	3.66	6025	1.15	5.55	0.04			T2				
1237	17.62	G6 V	G6 V	G6 V	6.59		0.2	0.9	5.36	5417	0.9			0.749		N1				
2039	89.8	G2/G3 IV/V	G2/G3 IV/V	G2/G3 IV/V	9.01		0.1	0.98	4.25	5675	0.98	4.22	0.1			T3				
3651	11	K0 V	K0 V	K0 V	5.8		0.05	0.79	5.65	5210	0.79		0.05	0.85	44.5	F2				
4203	77.5	G5	G5	G5	8.68		0.22	1.06			1.06		0.22			V1				
4208	33.9	G5 V	G5 V	G5 V	7.79		-0.24	0.93			0.93		-0.24			V1				
6434	40.32	G3 IV	G2/G3 V	G2/G3 V	7.72		-0.52	1												
8574	44.15	F8	F8	F8	7.8		-0.09													
9826	13.47	F8 V	F8 V	F8 V	4.09		0.09	1.3	3.45	6100	1.3		0.09	0.536	12	B1	6170	0.13	6140	0.12
9826	13.47	F8 V	F8 V	F8 V	4.09		0.09	1.3	3.45	6100	1.3		0.09	0.536	12	B1	6170	0.13	6140	0.12
9826	13.47	F8 V	F8 V	F8 V	4.09		0.09	1.3	3.45	6100	1.3		0.09	0.536	12	B1	6170	0.13	6140	0.12
10697	30	G5 IV	G5 IV	G5 IV	6.292		0.15	1.1									5610	-0.03		
121504	44.37	G2 V	G2 V	G2 V	7.54	7.6	0.16	1												
12661	37.16	G6 V	G6 V	K0	7.44		0.293	1.07	4.58	5754	1.07		0.29	0.71		F1				
12661	37.16	G6 V	G6 V	K0	7.44		0.293	1.07	4.58	5754	1.07		0.29	0.71		F1				
13445	11	K1 V	K1 V	K1 V	6.17		-0.24	0.79									5280	-0.05		
16141	35.9	G5 IV	G5 IV	G5 IV	6.78		0.22	1	4.05		1.01		0.02			M1				
17051	15.5	G0 V	G0 V	G0 V	5.4		0.25										6130	0.22		
19994	22.38	F8 V	F8 V	F8 V	5.07		0.23	1.35												
20367	27	G0	G0	G0	6.41		0.1													
22049	3.2	K2 V	K2 V	K2 V	3.73		-0.1	0.8												
22049	3.2	K2 V	K2 V	K2 V	3.73		-0.1	0.8												
23079	34.8	F8/G0 V	F8/G0 V	F8/G0 V	7.1		0.32	1.1	4.42		1.1	4.25				T2				
23596	52	F8	F8	F8	7.24		0.32													
27442	18.1	K2 Iva	K2 Iva	K2 Iva	4.442		0.2	1.2												
28185	39.4	G5	G5	G5	7.81		0.24	0.99												
30177	55	G8 V	G8 V	G8 V	8.41		0.25	0.95												
33636	28.7	G0 V	G0 V	G0	7.06		-0.13-0.05	0.99												
37124	33	G4 V	G4 V	G4 IV-V	7.68		-0.32	0.91									5590	-0.31		
37124	33	G4 V	G4 V	G4 IV-V	7.68		-0.32	0.91									5590	-0.31		
38529	42.43	G4 IV	G4 IV	G4 V	5.94	5.983	0.313	1.39												

A Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne

HD	π	SpT	SpT	m _v	m _v	[Fe/H]	M _s	M _v	T _{eff}	M _s	M _{bol}	[Fe/H]	B-V	P _{rot}	ref	T _{eff} ^{ph}	[Fe/H] ^{ph}	T _{eff} ^{sp}	[Fe/H] ^{sp}	
	pc			mag	mag	[Fe/H]	M _{sol}	mag	K	M _{sol}	mag			d		K		K	K	
	Schneider	Schneider	Simbad	Schneider	Simbad	Schneider	Schneider	s. ref	s. ref	s. ref	s. ref	s. ref	s. ref	s. ref		Giménez	Giménez	Giménez	Giménez	
38529	42.43	G4 IV	G4 V	5.94		0.313	1.39													
39091	20.55	G1 IV	G1 V	5.67		0.09	1.1													
40979	33.3	F8 V	F8	6.746		0.194	1.08													
46375	33.4	K1 IV	K1 IV	7.94	7.84	0.25	1													
47536	123	K0 III	K0 III	5.261			1.1-3													
49674	40.7	G5 V	G0	8.1		0.25	1													
50554	31.03	F8	F8	6.86		0.2	1.1													
52265	28	G0 V	G0 III-IV	6.3	6.301	0.11	1.13													
68988	58	G0	G0	8.21		0.24	1.2													
72659	51.4	G0 V	G0	7.48		-0.14	0.95													
73526	99	G6 V	G6 V	9		0.28	1.02													
74156	64.56	G0	G0	7.62		0.13	1.05													
74156	64.56	G0	G0	7.62		0.13	1.05													
75289	28.94	G0 V	G0 Ia	6.35	6.36	0.29	1.05									6120	0.24	6140	0.28	
75732	13.4	G8 V	G8 V	5.95		0.29	1.03											5250	0.45	
75732	13.4	G8 V	G8 V	5.95		0.29	1.03											5250	0.45	
75732	13.4	G8 V	G8 V	5.95		0.29	1.03											5250	0.45	
76700	59.7	G6 V	G6 V	8.13		0.1	1													
80606	58.38	G5	G5	8.93		0.43	0.9													
82943	27.46	G0	G0	6.54	6.539	0.32	1.05													
82943	27.46	G0	G0	6.54	6.539	0.32	1.05													
83443	43.54	K0 V	K0 V	8.23	8.24	0.33	0.79													
89744	40	F7 V	F7 V	5.741		0.18	1.4													
92788	32.82	G5	G5	7.31	7.1	0.24	1.06													
95128	13.3	G0 V	G1 V	5.1		-0.08	1.03									5850	-0.02	5800	0.01	
95128	13.3	G0 V	G1 V	5.1		-0.08	1.03									5850	-0.02	5800	0.01	
106252	37.44	G0	G0	7.36		-0.16	1.05													
108147	38.57	F8/G0 V	F8/G0 V	6.99	7.003	0.2	1.27													
108874	68.5	G5	G5	8.76		0.14	1													
114386	28	K3 V	K3 V	8.8		-0.03														
114729	35	G3 V	G3 V	6.69		-0.22	0.93													

A Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne

HD	π	SpT	SpT	m _v	m _v	[Fe/H]	M _s	M _v	T _{eff}	M _s	M _{bol}	[Fe/H]	B-V	P _{rot}	ref	T _{eff} ^{ph}	[Fe/H] ^{ph}	T _{eff} ^{sp}	[Fe/H] ^{sp}
	pc			mag	mag	[Fe/H]	M _{sol}	mag	K	M _{sol}	mag			d		K		K	
	Schneider	Schneider	Simbad	Schneider	Simbad	Schneider	Schneider	s. ref	s. ref	s. ref	s. ref	s. ref	s. ref	s. ref		Giménez	Giménez	Giménez	
114762	28	F9 V	F9 V	7.3		-0.5	0.82									5880	-0.62	5950	-0.6
114783	22	K0	K0	7.57		0.33	0.92									5530	-0.19	5500	-0.03
117176	22	G4 V	G4 V	5		-0.03	1.1									6380	0.27	6420	0.32
120136	15	F7 V	F7 V	4.5		0.28	1.3												
128311	16.6	K0	K0	7.51		0.08	0.8									5340	-0.09		
130322	30	K0V	K0 III	8.05		-0.02	0.79									5660	0.15		
134987	25	G5 V	G5 V	6.45		0.23	1.05												
136118	52.3	F9 V	F8	6.9	6.94	-0.065	1.24												
137759	31.5	K2 III	K2 III	3.3	3.31	0.03	1.05												
141937	33.46	G2/G3 V	G2/G3 V	7.25		0.16	1												
143761	16.7	G0 V/G2 V	G0 Va	5.4		-0.19	0.95									5790	-0.22	5750	-0.29
145675	17	K0 V	K0 V	6.67		0.5	0.79											5300	0.5
147513	12.9	G3/G5 V	G5 V	5.376		-0.03	0.92												
150706	27.2	G0	G0	7.029		-0.13													
160691	15.3	G3 IV-V	G3 IV-V	5.15		0.28	1.08												
160691	15.3	G3 IV-V	G3 IV-V	5.15		0.28	1.08												
162020	31.26	K2 V	K2 V	9.18		0.01	0.7												
168443	33	G5	G5	6.92		0.1	1.01									6490	-0.23		
168443	33	G5	G5	6.92		0.1	1.01									6490	-0.23		
168746	43.12	G5	G5	7.95		-0.07	0.92												
169830	36.32	F8 V	F9 V	5.9	5.911	0.14	1.4												
177830	59	K0	K0	7.175		0	1.17												
178911 B	46.73	G5	G5	7.98		0.28	0.87												
179949	27	F8 V	F8 V	6.254		0.02	1.24												
186427	21.4	G2.5 V	G3 V	6.2		0.09	1.01									5740	0.06	5700	0.06
187123	50	G5	G5	7.9	7.86	0.16	1.06									5820	0.13	5830	0.16
190228	66.11	G5 IV	G5 IV	7.3	7.307	-0.24	1.3												
190360	15.9	G6 IV+	G6 IV+	5.71		0.14	0.9												
195019	20	G3 IV-V	G3 IV-V	6.91		0	1.02									5690	-0.12		
196050	46.9	G3 V	G3 V	7.6		0.0/0.25	1.1												
209458	47	G0 V	G0 V	7.65		0.04	1.05									6060	0.02		

A Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne

HD	π	SpT	SpT	m_v	m_v	[Fe/H]	M_s	M_v	T_{eff}	M_s	M_{bol}	[Fe/H]	B-V	P_{rot}	ref	$T_{\text{eff}}^{\text{ph}}$	[Fe/H] ^{ph}	$T_{\text{eff}}^{\text{sp}}$	[Fe/H] ^{sp}	
	pc			mag	mag	[Fe/H]	M_{sol}	mag	K	M_{sol}	mag			d		K		K		
	Schneider	Schneider	Simbad	Schneider	Simbad	Schneider	Schneider	s. ref	s. ref	s. ref	s. ref	s. ref	s. ref	s. ref		Giménez	Giménez	Giménez	Giménez	
210277	22	G0	G0	6.63		0.16	0.99									5510	0.16	5540	0.24	
213240	40.75	G4 IV	G0/G1 V	6.8		0.23	1.22													
216435	33.3	G0 V	G0 V	6.03		0.15	1.25													
216437	26.5	G4 IV-V	G2.5 IV	6.064		0.0/0.31	1.07													
217014	14.7	G2 IV	G2.5 IVa	5.5	5.49	0.06-0.19										5760	0.14	5750	0.21	
217107	37	G8 IV	G8 IV	6.16	6.18	0.3	0.98									5560	0.25			
222404	11.8	K1 IV	K1 IV	3.225		0														
222582	42	G5	G5	7.7		-0.01	1									5760	-0.08			
GI 876	4.72	M4 V	M4 V	10.17			0.32													
GI 876	4.72	M4 V	M4 V	10.17			0.32													
BD-10_3166		G4 V	K0 V	10		0.5	1.1													
OGLE-TR-56	1500	G		16.6			1.04													

A Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne

HIP	Mv	B-V	π	e_{π}	[Fe/H] ^{SP}	ref	[Fe/H] ^{lvby}	$e_{[Fe/H]lvby}$	V_{rad}	ref	HIP	m_v	SPT	R_s	ref	T_{eff}	e_{Teff}	[Fe/H]	$e_{[Fe/H]}$
		mag	mas	mas					kms ⁻¹			mag		R_{sol}		K	K		
	Reid	Reid	Reid	Reid	Reid	zitiert in Reid	Reid	Reid	Reid	zitiert in Reid		CADARS	CADARS	CADARS	CADARS	Laws	Laws	Laws	Laws
522	3.65	0.52	39	0.64	0.04	10	-0.06	-0.1	2.6	2	522	5.69	G1IV	1.2	J3				
1292	5.36	0.75	56.76	0.53	0.11	1	-0.06	-0.17	-5.8	1	1292								
1931											1931								
3093											3093	5.86	K0 V	0.86	J3				
3502	4.22	0.73	12.85	1.27	0.22	9	0.22	0	-14.1	7	3502					5587	54	0.4	0.04
3479	5.21	0.67	30.58	1.08	-0.24	9	-0.22	0.02	55.4	2	3479	7.82	G5 V	0.85	J3	5586	34	-0.25	0.03
5054	4.69	0.6	24.8	0.89	-0.55	1	-0.54	0.01	23	1	5054	7.72	G3 IV	0.57	J3	5705	84	-0.55	0.07
6643	3.9	0.58	22.65	0.82	-0.09	11	-0.22	-0.13	18.9	1	6643					6034	33	0.02	0.03
7513	3.44	0.54	74.25	0.72	0.12	2	-0.02	-0.14	-28.3	2	7513	4.1	F8 V	1.2	J3				
7513	3.44	0.54	74.25	0.72	0.12	2	-0.02	-0.14	-28.3	2	7513	4.1	F8 V	1.2	J3				
7513	3.44	0.54	74.25	0.72	0.12	2	-0.02	-0.14	-28.3	2	7513	4.1	F8 V	1.2	J3				
8159	3.73	0.67	30.71	0.81	0.16	3	0.08	-0.08	-43.5	1	8159	6.28	G4 V	1.1	J3				
68162	4.3	0.59	22.54	0.91	0.17	1	-0.02	-0.19	19.5	1	68162								
9683	4.59	0.72	26.91	0.83	0.35	3	0.25	-0.1	-52.2	6	9683								
9683	4.59	0.72	26.91	0.83	0.35	3	0.25	-0.1	-52.2	6	9683								
10138	5.98	0.77	91.63	0.61	-0.2	1	-0.14	0.06	56.6	1	10138	6.12	K0 V	0.86	J3				
12048	4	0.71	27.85	1.39	0.15	1	-0.02	-0.17	-53	2	12048	6.82	G5 IV	1	J3	5801	31	0.19	0.03
12653	4.22	0.57	58	0.55	0.25	1	0.08	-0.17	15.5	2	12653	5.41	G3 IV	1	J3				
14954	3.31	0.57	44.69	0.75	0.26	1	0	-0.26	18.3	2	14954	5.06	F8 V	1.1	J3	6164	47	0.14	0.04
15323											15323								
16537	6.19	0.88	310.74	0.85	-0.07	1	-0.28	-0.21	15.5	2	16537	3.73	K2 V	0.84	J3	5086	50	-0.09	0.03
16537	6.19	0.88	310.74	0.85	-0.07	1	-0.28	-0.21	15.5	2	16537	3.73	K2 V	0.84	J3	5086	50	-0.09	0.03
17096	4.42	0.58	28.9	0.56			-0.14		-22.2	8	17096								
17747											17747								
19921	3.14	1.08	54.84	0.5	0.22	12	0.26	0.04	29.3	2	19921	4.44	K5 IV	6.6	J3	4797	101	0.41	0.05
20723	4.82	0.71	25.28	1.08	0.24	1	0.15	-0.09	50.3	1	20723					5670	30	0.24	0.02
21850											21850								
24205	4.77	0.58	34.85	1.33	-0.13	9	-0.2	-0.07	-1	6	24205					5930	33	-0.11	0.03
26381	5.07	0.67	30.08	1.15	-0.41	3	-0.37	0.04	-12	2	26381	7.61	G4 V	0.82	J3	5551	34	-0.37	0.03
26381	5.07	0.67	30.08	1.15	-0.41	3	-0.37	0.04	-12	2	26381	7.61	G4 V	0.82	J3	5551	34	-0.37	0.03
27253	2.8	0.74	23.57	0.92	0.39	1	0.23	-0.16	28.9	2	27253								

A Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne

HIP	Mv	B-V	π	e_{π}	[Fe/H] ^{SP}	ref	[Fe/H] ^{lvby}	$e_{[Fe/H]lvby}$	V_{rad}	ref	HIP	m_v	SPT	R_s	ref	T_{eff}	e_{Teff}	[Fe/H]	$e_{[Fe/H]}$
		Reid	Reid	Reid	Reid	zitiert in Reid	Reid	Reid	Reid	zitiert in Reid		CADARS	CADARS	CADARS	CADARS	Laws	Laws	Laws	Laws
27253	2.8	0.74	23.57	0.92	0.39	1	0.23	-0.16	28.9	2	27253								
26394	4.35	0.6	54.92	0.45			0.09		9.4	2	26394	5.64	G3 IV	1.5	J3				
28767											28767								
31246	5.22	0.86	29.93	1.07	0.21	3	0.01	-0.2	4	2	31246					5241	44	0.3	0.03
31688											31688	5.27	K0 III	16	W1				
32916											32916								
33212	4.4	0.53	32.23	1.01	0.02	11	-0.12	-0.14	-3.9	1	33212					5984	31	0.02	0.02
33719	4.06	0.54	35.63	0.84	0.24	1	0.08	-0.16	53.8	1	33719								
40687	4.36	0.62	17	0.96	0.24	9	0.36	0.12	-69.5	7	40687					5922	57	0.34	0.04
42030											42030								
42282											42282								
42723	3.57	0.54	15.49	1.01	0.13	11	-0.06	-0.19	3.8	1	42723								
42723	3.57	0.54	15.49	1.01	0.13	11	-0.06	-0.19	3.8	1	42723								
43177	4.05	0.58	34.55	0.56	0.27	1	0.1	-0.17	9.3	1	43177								
43587	5.46	0.87	79.8	0.84	0.45	4	0.1	-0.35	26.6	2	43587	5.97	G8 V	0.91	J3				
43587	5.46	0.87	79.8	0.84	0.45	4	0.1	-0.35	26.6	2	43587	5.97	G8 V	0.91	J3				
43587	5.46	0.87	79.8	0.84	0.45	4	0.1	-0.35	26.6	2	43587	5.97	G8 V	0.91	J3				
43686											43686	5.97	G8 V	0.91	J3				
45982	5.1	0.72	17.13	5.77	0.43	5	0.2	-0.23	3.8	1	45982								
47007	4.35	0.59	36.42	0.84	0.33	1	0.27	-0.06	8.1	1	47007					6008	34	0.26	0.03
47007	4.35	0.59	36.42	0.84	0.33	1	0.27	-0.06	8.1	1	47007					6008	34	0.26	0.03
47202	5.05	0.79	22.97	0.9	0.39	1	0.18	-0.21	28.8	1	47202					5389	66	0.36	0.04
50786	2.79	0.49	25.65	0.7	0.3	3	0.14	-0.16	-6.5	2	50786	5.78	F6 V	1.1	J3				
52409	4.76	0.69	30.94	0.99	0.31	3	0.22	-0.09	-4.5	1	52409								
53721	4.36	0.56	71.04	0.66	0.01	6	0.02	0.01	12.6	2	53721	5.05	G0 V	1	J3	5861	30	0.05	0.02
53721	4.36	0.56	71.04	0.66	0.01	6	0.02	0.01	12.6	2	53721	5.05	G0 V	1	J3	5861	30	0.05	0.02
59610	4.49	0.64	26.71	0.91	-0.16	11	-0.93	0.03	15.5	1	59610					5852	31	-0.05	0.03
60644	4.07	0.5	25.93	0.69	0.2	1	-0.01	-0.21	-5.1	1	60644					6316	91	0.23	0.06
60128											60128								
64295											64295								
64459											64459								

A Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne

HIP	Mv	B-V	π	e_{π}	[Fe/H] ^{SP}	ref	[Fe/H] ^{lvby}	$e_{[Fe/H]lvby}$	V_{rad}	ref	HIP	m_v	SpT	R_s	ref	T_{eff}	e_{Teff}	[Fe/H]	$e_{[Fe/H]}$	
		mag	mas	mas					kms ⁻¹			mag		R_{sol}		K	K			
	Reid	Reid	Reid	Reid	Reid	zitiert in Reid	Reid	Reid	Reid	zitiert in Reid		CADARS	CADARS	CADARS	CADARS	Laws	Laws	Laws	Laws	
64426	4.26	0.52	24.65	1.44	-0.6	6	-0.74	-0.14	49.9	2	64426									
64457	6.02	0.91	48.95	1.06	0.33	9	-0.17	-0.5	-12	7	64457					5130	43	0.17	0.02	
65721	3.71	0.69	55.22	0.73	-0.01	6	-0.07	-0.06	4.9	2	65721	4.98	G5 V	1.2	J3	5530	45	-0.02	0.04	
67275	3.53	0.48	64.12	0.7	0.32	7	0.13	-0.19	-15.6	2	67275	4.5	F7 V	1.1	J3					
71395											71395									
72339	5.68	0.75	33.6	1.51	0.05	3	-0.02	-0.07	-12.5	1	72339									
74500	4.4	0.7	38.98	0.98	0.32	3	0.22	-0.1	3.4	2	74500									
74948											74948					6231	50	-0.05	0.03	
75458											75458	3.26	K2 III	16	W1					
77740	4.63	0.6	29.89	1.08	0.16	11	0.24	0.08	-3	1	77740					5856	49	0.14	0.04	
78459	4.19	0.61	57.38	0.71	-0.29	6	-0.27	0.02	18.4	2	78459	5.42	G2 V	1.1	J3					
79248	5.38	0.9	55.11	0.59	0.5	8	0.13	-0.37	-13.9	1	79248	6.65	K1 V	0.88	J3					
80337											80337	5.38	G5 V	1	J3					
80902											80902	7.01	G3 V	0.87	J3					
86796	4.23	0.7	65.46	0.8	0.28	10	0.2	-0.08	9	2	86796	5.14	G5 V	1	J3	5811	45	0.28	0.03	
86796	4.23	0.7	65.46	0.8	0.28	10	0.2	-0.08	9	2	86796	5.14	G5 V	1	J3	5811	45	0.28	0.03	
87330	6.63	0.96	31.99	1.48	0.01	1	0.11	0.1	-27.5	1	87330									
89844	4.03	0.7	26.4	0.85	0.1	3	-0.06	-0.16	-48.7	1	89844									
89844	4.03	0.7	26.4	0.85	0.1	3	-0.06	-0.16	-48.7	1	89844									
90004	4.78	0.69	23.19	0.96	-0.06	1	-0.09	-0.03	-25.6	1	90004					5577	44	-0.06	0.03	
90485	3.11	0.48	27.53	0.91	0.22	1	0.09	-0.13	-17.2	1	90485					6312	50	0.17	0.04	
93746	3.32	1.09	16.94	0.76					-7.4	2	93746									
94075	3.29	0.63	20.42	1.57	0.28	13	0.16	-0.12	-40.4	1	94075									
94645	4.09	0.51	36.97	0.8	0.22	14	0.08	-0.14	-24.7	7	94645									
96901	4.55	0.66	46.7	0.52	0.07	7	0.09	0.02	-27.1	2	96901	6.2	G5 V	1.5	G3					
97336	4.46	0.61	20.87	0.71	0.16	8	0.17	0.01	-17.5	3	97336									
98714	3.34	0.75	16.1	0.81	-0.24	1	-0.27	-0.03	-50.2	1	98714					5276	36	-0.24	0.03	
98767											98767	5.74	G6V	1.7	J3					
100970	4.05	0.64	26.77	0.89	0.16	15	-0.11	-0.27	-92.7	2	100970					5734	32	0.03	0.03	
101806											101806									
108859	4.29	0.53	21.24	1	0.04	3	-0.15	-0.19	-14.8	1	108859									

HIP	Mv	B-V	π	e_{π}	$[Fe/H]^{sp}$	ref	$[Fe/H]^{lvby}$	$e_{[Fe/H]^{lvby}}$	V_{rad}	ref	HIP	m_v	SpT	R_s	ref	T_{eff}	e_{Teff}	$[Fe/H]$	$e_{[Fe/H]}$
		mag	mas	mas					$km s^{-1}$			mag		R_{sol}		K	K		
	Reid	Reid	Reid	Reid	Reid	zitiert in Reid	Reid	Reid	Reid	zitiert in Reid		CADARS	CADARS	CADARS	CADARS	Laws	Laws	Laws	Laws
109378	4.9	0.77	46.97	0.79	0.23	1	0.16	-0.07	-20.9	3	109378	6.58	G9V	0.96	J3				
111143	3.75	0.61	24.54	0.81	0.16	1	-0.02	-0.18	-0.5	1	111143					6086	83	0.23	0.06
113044											113044	6.03	G3 IV	1.3	J3				
113137											113137	6.04	G1 V	1.1	W1				
113357	4.56	0.66	65.1	0.76	0.21	3	0.18	-0.03	-31.2	2	113357	5.5	G4 V	0.98	J3				
113421	4.71	0.72	50.71	0.75	0.39	1	0.28	-0.11	-12.1	4	113421								
116727											116727	3.21	K1 IV	8.2	J3				
116906	4.59	0.6	23.84	1.11	-0.01	16	-0.08	-0.07	12.1	7	116906								
113020	1.81	1.6	212.69	2.1					-1.8	5	113020	10.13	M5 V	0.36	J3				
113020	1.81	1.6	212.69	2.1					-1.8	5	113020	10.13	M5 V	0.36	J3				
BD-10_3166	5.5	0.84	12	4							BD-10_3166								
OGLE-TR-56											OGLE-TR-56								

A Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne

HD	M_V	e_{MV}	Alter	e_{Alter}	M_s	e_{Ms}	$\log R'_{HK}$	Alter	HIP	π	e_π	M_V	e_{MV}	B-V	M_s	e_{Ms}	$\log R_s$	$e_{\log R}$	R_s	$\log T_{eff}$	$e_{\log T_{eff}}$	
			Ga	Ga	M_{sol}	M_{sol}		Ga									R_{sol}	R_{sol}	R_{sol}			K
			Laws	Laws	Laws	Laws	Laws	Laws	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL
142									522	39	0.64	3.66	0.07	0.519	1.24	0.01	0.14	0.01	1.38	3.8	0	
1237	5.36	0.02	0.7	0.7	0.99	0.02	-4.27	<0.1	1292	56.76	0.53	5.36	0.05	0.749	0.98	0.02	-0.06	0	0.87	3.74	0	
2039									1931	11.13	1.13	4.23	0.44	0.656	1.11	0.12	0.08	0.04	1.20	3.77	0.01	
3651									3093													
4203	4.24	0.21	7.6	0.7	1.05	0.03	-5.13	8.7	3502	12.85	1.27	4.24	0.43	0.771	0.98	0.09	0.16	0.07	1.45	3.74	0.01	
4208	5.22	0.08	11.7	0.8	0.84	0.02	-4.93	4.3	3479													
6434	4.69	0.08	>17		0.8	0.04	-4.89	3.7	5054	24.8	0.89	4.69	0.16	0.613	0.99	0.13	0.01	0.02	1.02	3.77	0.01	
8574	3.9	0.16	4.4/5.6		1.16/1.11				6643	22.65	0.82	3.9	0.16	0.577	1.22	0.13	0.12	0.02	1.32	3.79	0.01	
9826	3.45	0.02	3.1	0.3	1.3	0.01	-4.97	5	7513	74.25	0.72	3.45	0.05	0.536	1.37	0.01	0.16	0.01	1.45	3.81	0	
9826	3.45	0.02	3.1	0.3	1.3	0.01	-4.97	5	7513	74.25	0.72	3.45	0.05	0.536	1.37	0.01	0.16	0.01	1.45	3.81	0	
9826	3.45	0.02	3.1	0.3	1.3	0.01	-4.97	5	7513	74.25	0.72	3.45	0.05	0.536	1.37	0.01	0.16	0.01	1.45	3.81	0	
10697	3.71	0.06	6.9	0.4	1.12	0.02	-5.02		8159	30.71	0.81	3.71	0.12	0.72	1.1	0.09	0.23	0.03	1.70	3.75	0.01	
121504									68162	22.54	0.91	4.3	0.18	0.593	1.02	0.12	0.06	0.03	1.15	3.78	0.01	
12661	4.58	0.07	3.6	0.8	1.08	0.01	-5.12	8.4	9683	26.91	0.83	4.58	0.14	0.71	1.07	0.07	0.04	0.02	1.10	3.76	0.01	
12661	4.58	0.07	3.6	0.8	1.08	0.01	-5.12	8.4	9683	26.91	0.83	4.58	0.14	0.71	1.07	0.07	0.04	0.02	1.10	3.76	0.01	
13445									10138													
16141	4.05	0.11	3.2	0.2	1.18	0.02	-5.05	6.7	12048	27.85	1.39	4.05	0.22	0.67	1.08	0.14	0.13	0.05	1.35	3.77	0.01	
17051	4.22	0.02	0.5	0.5	1.2	0.02	-4.65	1.6	12653	58	0.55	4.22	0.05	0.561	1.03	0.12	0.07	0.02	1.17	3.78	0.01	
19994	3.32	0.04	2.9	0.1	1.34	0.02	-4.84	3.1	14954	44.69	0.75	3.32	0.08	0.575	1.28	0.12	0.24	0.03	1.74	3.79	0.01	
20367									15323	36.86	1.08	4.23	0.13	0.574	1.03	0.11	0.07	0.02	1.17	3.78	0.01	
22049	6.19	0.01	2	+3-2	0.81	0.03	-4.47	0.7	16537													
22049	6.19	0.01	2	+3-2	0.81	0.03	-4.47	0.7	16537													
23079									17096	28.9	0.56	4.42	0.09	0.583	1.05	0.12	0.03	0.02	1.07	3.78	0.01	
23596									17747	19.24	0.85	3.67	0.19	0.634	1.14	0.14	0.18	0.03	1.51	3.77	0.01	
27442	3.14	0.02	3.2	0.2	1.4	0.07			19921	54.84	0.5	3.14	0.04	1.078	0.98	0.14	0.59	0.01	3.89	3.67	0	
28185	4.81	0.09	4	1	1.03	0.02	-4.82	2.9	20723	25.28	1.08	4.81	0.19	0.75	0.99	0.09	0.02	0.03	1.05	3.75	0.01	
30177									21850	18.28	0.77	4.72	0.18	0.773	0.95	0.08	0.06	0.03	1.15	3.74	0.01	
33636	4.71	0.08	2.5	1.5	1.03	0.02	-4.81	2.8	24205	34.85	1.33	4.71	0.17	0.588	0.9	0.01	0.01	0.02	1.02	3.77	0	
37124	5.07	0.08	>18		0.77	0.02	-4.9	3.9	26381	30.08	1.15	5.07	0.17	0.667	0.94	0.12	-0.04	0.01	0.91	3.76	0	
37124	5.07	0.08	>18		0.77	0.02	-4.9	3.9	26381	30.08	1.15	5.07	0.17	0.667	0.94	0.12	-0.04	0.01	0.91	3.76	0	
38529	2.81	0.08	3	0.2	1.42	0.05	-4.89		27253	23.57	0.92	2.81	0.17	0.773	1.39	0.01	0.45	0.04	2.82	3.73	0.01	

A Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne

HD	M _V	e _{MV}	Alter	e _{Alter}	M _s	e _{Ms}	log R' _{HK}	Alter	HIP	π	e _π	M _V	e _{MV}	B-V	M _s	e _{Ms}	log R _s	e _{logR}	R _s	log T _{eff}	e _{logTeff}	
	mag	mag	Ga	Ga	M _{sol}	M _{sol}	Laws	Laws	APL	mas	mas	mag	mag	mag	M _{sol}	M _{sol}	R _{sol}	R _{sol}	R _{sol}	K	K	
	Laws	Laws	Laws	Laws	Laws	Laws	Laws	Laws	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	
38529	2.81	0.08	3	0.2	1.42	0.05	-4.89		27253	23.57	0.92	2.81	0.17	0.773	1.39	0.01	0.45	0.04	2.82	3.73	0.01	
39091									26394	54.92	0.45	4.35	0.04	0.6	1	0.1	0.06	0.02	1.15	3.77	0.01	
40979									28767	30	0.82	4.13	0.12	0.573	1	0.1	0.02	0.02	1.26	3.78	0.01	
46375	5.29	0.08	16.5	3.5	0.87	0.02	-4.94	4.5	31246	29.93	1.07	5.29	0.16	0.86	0.9	0.01	0	0.02	1.00	3.73	0	
47536									31688													
49674									32916	24.55	1.14	5.05	0.2	0.729	0.95	0.04	-0.02	0.03	0.95	3.75	0	
50554	4.38	0.07	3.9	0.7	1.08	0.02	-4.94	4.5	33212	32.23	1.01	4.38	0.14	0.582	1.04	0.12	0.04	0.02	1.10	3.78	0.01	
52265	4.05	0.05	0.5	+0.5-0.3	1.25	0.01	-4.91	4	33719	35.63	0.84	4.05	0.1	0.572	1	0.09	0.11	0.02	1.29	3.78	0.01	
68988	4.35	0.12	1.6	1.5	1.18	0.04	-5.07	7.1	40687	17	0.96	4.35	0.25	0.652	1.11	0.13	0.07	0.03	1.17	3.77	0.01	
72659									42030	19.47	1.03	3.91	0.23	0.612	1.18	0.11	0.11	0.03	1.29	3.78	0.01	
73526									42282	10.57	1.01	4.11	0.42	0.737	1.02	0.1	0.16	0.05	1.45	3.75	0.01	
74156									42723	15.49	1.1	3.56	0.31	0.585	1.25	0.09	0.14	0.04	1.38	3.79	0.01	
74156									42723	15.49	1.1	3.56	0.31	0.585	1.25	0.09	0.14	0.04	1.38	3.79	0.01	
75289	4.04	0.03	0.8	+0.5-0.8	1.24	+0.03-0.01	-4.96	4.8	43177	34.55	0.56	4.04	0.07	0.578	1	0.1	0.12	0.02	1.32	3.78	0.01	
75732	5.47	0.02	11	5	0.8	0.06	1.97	5	43587	79.8	0.84	5.47	0.05	0.869	0.92	0.03	-0.04	0.01	0.91	3.73	0	
75732	5.47	0.02	11	5	0.8	0.06	1.97	5	43587	79.8	0.84	5.47	0.05	0.869	0.92	0.03	-0.04	0.01	0.91	3.73	0	
75732	5.47	0.02	11	5	0.8	0.06	1.97	5	43587	79.8	0.84	5.47	0.05	0.869	0.92	0.03	-0.04	0.01	0.91	3.73	0	
76700									43686	16.75	0.66	4.28	0.17	0.745	1	0.09	0.14	0.03	1.38	3.75	0.01	
80606									45982	17.13	5.77	5.23	1.46	0.765	0.93	0.1	-0.02	0.1	0.95	3.74	0.01	
82943	4.35	0.05	0.6	0.5	1.18	+0.05/0.01	-4.95	4.7	47007	36.42	0.84	4.35	0.1	0.623	0.93	0.09	0.08	0.02	1.20	3.77	0.01	
82943	4.35	0.05	0.6	0.5	1.18	+0.05/0.01	-4.95	4.7	47007	36.42	0.84	4.35	0.1	0.623	0.93	0.09	0.08	0.02	1.20	3.77	0.01	
83443	5.04	0.08	10.7	1.3	0.93	0.01	-4.85	3.2	47202	22.97	0.9	5.04	0.17	0.811	0.98	0.01	0	0.02	1.00	3.74	0	
89744									50786	25.65	0.7	2.78	0.12	0.531	1.34	0.09	0.33	0.02	2.14	3.79	0.01	
92788									52409	30.94	0.99	4.76	0.14	0.694	0.97	0.01	0.02	0.02	1.05	3.76	0	
95128	4.29	0.03	6.8	0.3	1.05	0.01	-5.26	12.7	53721													
95128	4.29	0.03	6.8	0.3	1.05	0.01	-5.26	12.7	53721													
106252	4.54	0.07	6.8	0.5	1	0.01	-4.97	5	59610	26.71	0.91	4.54	0.15	0.635	0.96	0.12	0.04	0.03	1.10	3.77	0.01	
108147	4.06	0.06	<1		1.23	0.03	-4.72	2	60644	25.93	0.69	4.06	0.12	0.537	1.17	0.07	0.06	0.02	1.15	3.8	0	
108874									60128													
114386									64295													
114729									64426	24.65	1.44	4.26	0.25	0.525	1.16	0.09	0.05	0.02	1.12	3.8	0	

A Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne

HD	M _V	e _{MV}	Alter	e _{Alter}	M _s	e _{M_s}	log R' _{HK}	Alter	HIP	π	e _π	M _V	e _{MV}	B-V	M _s	e _{M_s}	log R _s	e _{logR}	R _s	log T _{eff}	e _{logTeff}
114762										28.57	0.97	3.96	0.15	0.591	1.21	0.13	0.11	0.02	1.29	3.79	0.01
114783	6.02	0.05	<4.5		0.88	0.03	-4.96	4.8	64457												
117176	3.68	0.03	7.9	0.4	1.05	0.02	-4.74		65721	55.22	0.73	3.68	0.06	0.714	1.15	0.11	0.23	0.03	1.70	3.76	0.01
120136									67275	64.12	0.7	3.53	0.05	0.508	1.3	0.12	0.15	0.02	1.41	3.81	0.01
128311									71395												
130322									72339	33.6	1.51	5.67	0.2	0.781	0.95	0.03	-0.08	0.01	0.83	3.73	0
134987									74500	38.98	0.98	4.42	0.11	0.691	1.09	0.08	0.05	0.02	1.12	3.77	0.01
136118	3.34	0.09	3.2	0.2	1.28	0.01	-4.88	3.6	74948	19.13	0.85	3.34	0.19	0.553	1.31	0.09	0.2	0.03	1.58	3.8	0.01
137759									75458	31.92	0.51	0.81	0.07	1.166	1.05	0.36	1.11	0.02	12.88	3.65	0.01
141937	4.63	0.08	2.5	+1-1.5	1.08	0.02	-4.65	1.6	77740	29.89	1.08	4.63	0.16	0.628	1	0.12	0.02	0.02	1.05	3.77	0.01
143761									78459	57.38	0.71	4.18	0.06	0.612	0.95	0.09	0.11	0.02	1.29	3.77	0.01
145675	5.32	0.02	9.8	+7.1-4.8	0.87	0.05	-5.07	7.1	79248	55.11	0.59	5.32	0.06	0.877	0.88	0.01	-0.01	0.01	0.98	3.72	0
147513									80337												
150706									80902												
160691	4.2	0.03	4.5	0.4	1.14	0.01	-5.02	6	86796	65.46	0.8	4.2	0.06	0.694	1.01	0.1	0.13	0.03	1.35	3.76	0.01
160691	4.2	0.03	4.5	0.4	1.14	0.01	-5.02	6	86796	65.46	0.8	4.2	0.06	0.694	1.01	0.1	0.13	0.03	1.35	3.76	0.01
162020									87330												
168443	4.03	0.07	9.3	0.6	1.03	0.02	-5.08	7.4	89844	26.4	0.85	4.03	0.14	0.724	0.99	0.08	0.19	0.03	1.55	3.75	0.01
168443	4.03	0.07	9.3	0.6	1.03	0.02	-5.08	7.4	89844	26.4	0.85	4.03	0.14	0.724	0.99	0.08	0.19	0.03	1.55	3.75	0.01
168746	4.78	0.09	14.8	1	0.89	0.02			90004	23.19	0.96	4.78	0.18	0.713	1.04	0.08	0.03	0.02	1.07	3.76	0.01
169830	3.1	0.07	2.3	0.2	1.41	0.02	-4.93	4.3	90485	27.53	0.91	3.1	0.14	0.517	1.36	0.11	0.24	0.03	1.74	3.8	0.01
177830	3.32	0.1	3.5	0.4	1.38	0.05	-5.28		93746	16.94	0.76	3.32	0.2	1.093	1.17	0.24	0.56	0.04	3.63	3.67	0.01
178911 B									94076	20.42	1.57	3.25	0.33	0.643	1.22	0.1	0.29	0.04	1.95	3.77	0.01
179949									94645	36.97	0.8	4.09	0.1	0.548	1.14	0.07	0.07	0.01	1.17	3.79	0
186427	4.6	0.02	9.1	0.8	0.98	0.01			96901	46.7	0.52	4.6	0.05	0.661	1.01	0.01	0.04	0.01	1.10	3.76	0
187123	4.43	0.07	5	0.6	1.07	0.01			97336	20.87	0.71	4.43	0.15	0.661	1.12	0.1	0.06	0.02	1.15	3.77	0.01
190228	3.33	0.11	4.5	0.2	1.23	0.03			98714	16.1	0.81	3.33	0.22	0.793	1.2	0.05	0.36	0.06	2.29	3.73	0.01
190360									98767	62.92	0.62	4.72	0.05	0.749	0.98	0.08	0.04	0.02	1.10	3.75	0.01
195019	4.01	0.07	8.7	0.4	1.04	0.01	-4.85	3.2	100970	26.77	0.89	4.01	0.15	0.662	1.09	0.13	0.14	0.04	1.38	3.77	0.01
196050									101806	21.31	0.91	4.14	0.19	0.667	1.1	0.12	0.09	0.04	1.23	3.77	0.01
209458	4.29	0.1	2.4	+1.1-1.9	1.12	0.02	-4.93	4.3	108859	21.24	1	4.29	0.21	0.594	1.03	0.11	0.06	0.03	1.15	3.78	0.01

A Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne

HD	M_V	e_{MV}	Alter	e_{Alter}	M_s	e_{Ms}	$\log R'_{HK}$	Alter	HIP	π	e_π	M_V	e_{MV}	B-V	M_s	e_{Ms}	$\log R_s$	$e_{\log R}$	R_s	$\log T_{eff}$	$e_{\log T_{eff}}$	
			Ga	Ga	M_{sol}	M_{sol}		Ga									R_{sol}	R_{sol}	R_{sol}	K	K	
			Laws	Laws	Laws	Laws	Laws	Laws	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL	APL
210277	4.9	0.04	8.1	+1.9-2.9	0.98	0.03	-5.06	6.9	109378	46.97	0.79	4.9	0.08	0.773	0.99	0.07	0.01	0.02	1.02	3.75	0.01	0.01
213240	3.76	0.07	2.9	0.4	1.25	0.01	-4.8	2.7	111143	24.54	0.81	3.76	0.14	0.603	1.21	0.1	0.14	0.03	1.38	3.79	0.01	0.01
216435									113044	30.04	0.73	3.42	0.11	0.621	1.16	0.15	0.24	0.03	1.74	3.77	0.01	0.01
216437									113137	37.71	0.58	3.92	0.07	0.66	1.07	0.13	0.17	0.03	1.48	3.76	0.01	0.01
217014	4.52	0.02	4.3	1	1.07	0.01	-5.07	7.1	113357	65.1	0.76	4.52	0.05	0.666	1.01	0.01	0.06	0.01	1.15	3.76	0	0
217107	4.7	0.03	6.3	1.3	1.02	0.02	-5	5.6	113421	50.71	0.75	4.7	0.07	0.744	0.98	0.08	0.05	0.02	1.12	3.75	0.01	0.01
222404									116727	72.5	0.52	2.51	0.04	1.031	1.33	0	0.68	0.01	4.79	3.68	0	0
222582	4.57	0.1	8.7	0.8	0.98	0.02	-5	5.6	116906	23.84	1.11	4.57	0.2	0.648	0.98	0.1	0.03	0.03	1.07	3.76	0.01	0.01
GI 876									113020													
GI 876									113020													
BD-10_3166									BD-10_3166													
OGLE-TR-56									OGLE-TR-56													
															1.04							

HIP	m_V		π		e_π		B-V		M_V	
	mag	HIP	mas	HIP	mas	HIP	mag	HIP	mag	HIP
27253	5.95	23.57	0.92	0.773	2.81					
26394	5.65	54.92	0.45	0.6	4.35					
28767	6.74	30	0.82	0.573	4.13					
31246	7.91	29.93	1.07	0.86	5.29					
31688	5.25	8.24	0.56	1.177	-0.17					
32916	8.1	24.55	1.14	0.729	5.05					
33212	6.84	32.23	1.01	0.582	4.38					
33719	6.29	35.63	0.84	0.572	4.05					
40687	8.2	17	0.96	0.652	4.35					
42030	7.46	19.47	1.03	0.612	3.91					
42282	8.99	10.57	1.01	0.737	4.11					
42723	7.61	15.49	1.1	0.585	3.56					
42723	7.61	15.49	1.1	0.585	3.56					
43177	6.35	34.55	0.56	0.578	4.04					
43587	5.96	79.8	0.84	0.869	5.47					
43587	5.96	79.8	0.84	0.869	5.47					
43587	5.96	79.8	0.84	0.869	5.47					
43686	8.16	16.75	0.66	0.745	4.28					
45982	9.06	17.13	5.77	0.765	5.23					
47007	6.54	36.42	0.84	0.623	4.35					
47007	6.54	36.42	0.84	0.623	4.35					
47202	8.23	22.97	0.9	0.811	5.04					
50786	5.73	25.65	0.7	0.531	2.78					
52409	7.31	30.94	0.99	0.694	4.76					
53721	5.03	71.04	0.66	0.624	4.29					
53721	5.03	71.04	0.66	0.624	4.29					
59610	7.41	26.71	0.91	0.635	4.54					
60644	6.99	25.93	0.69	0.537	4.06					
60128	6.81	0.85	0.63	0.248	-3.54					
64295	8.73	35.66	1.32	0.982	6.49					
64459	6.68	28.57	0.97	0.591	3.96					

HIP	m_V		π		e_π		B-V		M_V	
	mag	HIP	mas	HIP	mas	HIP	mag	HIP	mag	HIP
522	5.7	39	0.64	0.52	3.66					
1292	6.59	56.76	0.53	0.75	5.36					
1931	9	11.13	1.13	0.66	4.23					
3093	5.88	90.03	0.72	0.85	5.65					
3502	8.7	12.85	1.27	0.77	4.24					
3479	7.78	30.58	1.08	0.66	5.21					
5054	7.72	24.8	0.89	0.61	4.69					
6643	7.12	22.65	0.82	0.58	3.90					
7513	4.1	74.25	0.72	0.54	3.45					
7513	4.1	74.25	0.72	0.54	3.45					
7513	4.1	74.25	0.72	0.54	3.45					
8159	6.27	30.71	0.81	0.72	3.71					
68162	7.54	22.54	0.91	0.59	4.30					
9683	7.43	26.91	0.83	0.71	4.58					
9683	7.43	26.91	0.83	0.71	4.58					
10138	6.12	91.63	0.61	0.81	5.93					
12048	6.83	27.85	1.39	0.67	4.05					
12653	5.4	58	0.55	0.56	4.22					
14954	5.07	44.69	0.75	0.58	3.32					
15323	6.4	36.86	1.08	0.57	4.23					
16537	3.72	310.8	0.85	0.88	6.18					
16537	3.72	310.8	0.85	0.88	6.18					
17096	7.12	28.9	0.56	0.58	4.42					
17747	7.25	19.24	0.85	0.63	3.67					
19921	4.44	54.84	0.5	1.08	3.14					
20723	7.8	25.28	1.08	0.75	4.81					
21850	8.41	18.28	0.77	0.77	4.72					
24205	7	34.85	1.33	0.59	4.71					
26381	7.68	30.08	1.15	0.67	5.07					
26381	7.68	30.08	1.15	0.67	5.07					
27253	5.95	23.57	0.92	0.773	2.81					

A Daten extrasolarer Planeten und ihrer Sterne

HIP	m_V		π		e_π		$B-V$		M_V	
	mag	HIP	mas	HIP	mas	HIP	mag	HIP	mag	HIP
109378	6.54	46.97	0.79	0.773	4.90					
111143	6.81	24.54	0.81	0.603	3.76					
113044	6.03	30.04	0.73	0.621	3.42					
113137	6.04	37.71	0.58	0.66	3.92					
113357	5.45	65.1	0.76	0.666	4.52					
113421	6.17	50.71	0.75	0.744	4.70					
116727	3.21	72.5	0.52	1.031	2.51					
116906	7.68	23.84	1.11	0.648	4.57					
113020	10.16	212.69	2.1	1.597	11.80					
113020	10.16	212.69	2.1	1.597	11.80					
BD-10_3166										
OGLE-TR-56										

HIP	m_V		π		e_π		$B-V$		M_V	
	mag	HIP	mas	HIP	mas	HIP	mag	HIP	mag	HIP
64426	7.3	24.65	1.44	0.525	4.26					
64457	7.56	48.95	1.06	0.93	6.01					
65721	4.97	55.22	0.73	0.714	3.68					
67275	4.5	64.12	0.7	0.508	3.53					
71395	7.48	60.35	0.99	0.973	6.38					
72339	8.04	33.6	1.51	0.781	5.67					
74500	6.47	38.98	0.98	0.691	4.42					
74948	6.93	19.13	0.85	0.553	3.34					
75458	3.29	31.92	0.51	1.166	0.81					
77740	7.25	29.89	1.08	0.628	4.63					
78459	5.39	57.38	0.71	0.612	4.18					
79248	6.61	55.11	0.59	0.877	5.32					
80337	5.37	77.69	0.86	0.625	4.82					
80902	7.01	36.73	0.56	0.607	4.84					
86796	5.12	65.46	0.8	0.694	4.20					
86796	5.12	65.46	0.8	0.694	4.20					
87330	9.1	31.99	1.48	0.964	6.63					
89844	6.92	26.4	0.85	0.724	4.03					
89844	6.92	26.4	0.85	0.724	4.03					
90004	7.95	23.19	0.96	0.713	4.78					
90485	5.9	27.53	0.91	0.517	3.10					
93746	7.18	16.94	0.76	1.093	3.32					
94075	7.97	21.4	4.95	0.75	4.62					
94645	6.25	36.97	0.8	0.548	4.09					
96901	6.25	46.7	0.52	0.661	4.60					
97336	7.83	20.87	0.71	0.661	4.43					
98714	7.3	16.1	0.81	0.793	3.33					
98767	5.73	62.92	0.62	0.749	4.72					
100970	6.87	26.77	0.89	0.662	4.01					
101806	7.5	21.31	0.91	0.667	4.14					
108859	7.65	21.24	1	0.594	4.29					

Literaturverzeichnis

- Allen, C. W., 1973, *Astrophysical Quantities*, Athlone P., London, 3 Aufl.
- Allende Prieto, C., Lambert, D. L., 1999, Fundamental parameters of nearby stars from the comparison with evolutionary calculations: masses, radii and effective temperatures, *Astronomy and Astrophysics*, 352, 555–562
- Aschwanden, M. J., Poland, A. I., Rabin, D. M., 2001, The new solar corona, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 39, 175–210
- Baker, D. N., Bargatze, L. F., Zwickl, R. D., 1986, Magnetospheric response to the IMF - Substorms, *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 38, 1047–1073
- Baliunas, S. L., Henry, F. W., Donahue, R. A., Fekel, F. C., Soon, W. H., 1997, Properties of sun-like stars with planets: ρ 1 Cancri, τ Bootis, and v Andromedae, *Astrophys. J.*, 474, L119–L122
- Banaszkiewicz, M., Axford, W. I., McKenzie, J. F., 1998, An analytic solar magnetic field model, *Astronomy and Astrophysics*, 337, 940–944
- Baraffe, I., Selsis, F., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., Hauschildt, P. H., Lammer, H., 2004, The effect of evaporation on the evolution of close-in giant planets, *Astronomy and Astrophysics*, 419, L13–L16
- Barnes, S. A., 2001, An assessment of the rotation rates of the host stars of extrasolar planets, *Astrophys. J.*, 561, 1095–1106
- Bastian, T. S., Dulk, G. A., Leblanc, Y., 2000, A search for radio emission from extrasolar planets, *Astrophys. J.*, 545, 1058–1063
- Belcher, J. W., MacGregor, K. B., 1976, Magnetic acceleration of winds from solar-type stars, *Astrophys. J.*, 210, 498–507
- Benedict, G. F., McArthur, B. E., Forveille, T., Delfosse, X., Nelan, E., Butler, R. P., Spiesman, W., Marcy, G., Goldman, B., Perrier, C., Jefferys, W. H., Mayor, M., 2002, A mass for the extrasolar planet Gliese 876b determined from Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensor 3 astrometry and high-precision radial velocities, *Astrophys. J.*, 581, L115–L118
- Bond, I. A., Udalski, A., Jaroszyński, M., Rattenbury, N. J., Paczyński, B., Soszyński, I., Wyrzykowski, L., Szymański, M. K., Kubiak, M., Szewczyk, O., Żebruń, K., Pietrzyński, G., Abe, F., Bennett, D. P., Eguchi, S., Furuta, Y., Hearnshaw, J. B., Kamiya, K.,

- Kilmartin, P. M., Kurata, Y., Masuda, K., Matsubara, Y., Muraki, Y., Noda, S., Okajima, K., Sako, T., Sekiguchi, T., Sullivan, D. J., Sumi, T., Tristram, P. J., Yanagisawa, T., Yock, P. C. M., 2004, Ogle 2003-blg-235/moa 2003-blg-53: A planetary microlensing event, *Astrophys. J.*, 606, L155–L158
- Butler, R. P., Marcy, G. W., Fischer, D. A., Brown, T. M., Contos, A. R., Korzennik, S. G., W., P. N. R., Noyes, 1999, Evidence for multiple companions to ν Andromedae, *Astrophys. J.*, 526, 916–927
- Butler, R. P., Vogt, S. S., Marcy, G. W., Fischer, D. A., Henry, G. W., Apps, K., 2000, Planetary companions to the metal-rich stars BD-10°3166 and HD 52265, *Astrophys. J.*, 545, 504–511
- Butler, R. P., Marcy, G. W., Vogt, S. S., Tinney, C. G., Jones, H. R. A., McCarthy, C., Penny, A. J., Apps, K., Carter, B. D., 2002, On the double-planet system around HD 83443, *Astrophys. J.*, 578, 565–572
- Charbonneau, D., 2004, A Review of the Current Status of Follow-Up Techniques to Study Known Extrasolar Planets, in *IAU Symposium*, S. 367–378
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., Mayor, M., 2000, Detection of planetary transits across a sun-like star, *Astrophys. J.*, 529, L45–L48
- Charbonneau, D., Allen, L. E., Megeath, S. T., Torres, G., Alonso, R., Brown, T. M., Gilliland, R. L., Latham, D. W., Mandushev, G., O’Donovan, F. T., Sozzetti, A., 2005, Detection of thermal emission from an extrasolar planet, *Astrophys. J.*, 626, 523–529
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., Zuckerman, B., Mouillet, D., Song, I., Beuzit, J.-L., Lowrance, P., 2004, A giant planet candidate near a young brown dwarf. direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing, *Astronomy and Astrophysics*, 425, L29–L32
- Chen, Y., Zhao, G., 2002, Planet host stars: Mass, age and kinematics, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 2, 151–160
- Collier Cameron, A., Jianke, L., 1994, Magnetic braking of G and K dwarfs without core envelope decoupling, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 269, 1099–1111
- Cox, A. N. (Hg.), 2000, *Allen’s Astrophysical Quantities*, Springer Verlag, New York, 4 Aufl.
- Cuntz, M., Saar, S. H., Musielak, Z. E., 2000, On stellar activity enhancement due to interactions with extrasolar giant planets, *Astrophys. J.*, 533, L151–L154
- Curtis, S. A., Ness, N. F., 1986, Magnetostrophic balance in planetary dynamos - predictions for Neptune’s magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 91, 11 003–11 008
- D’Angelo, N., Goertz, C. K., 1979, An interpretation of Akasofu’s substorm parameter, *Planet. Space Sci.*, 27, 1015–1018

- Deming, D., Seager, S., Richardson, L. J., Harrington, J., 2005, Infrared radiation from an extrasolar planet, *Nature*, 434, 740–743
- Dulk, G. A., 1985, Radio emission from the sun and stars, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 23, 169–224
- Dungey, J. W., 1961, Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Physical Review Letters*, 6, 47–48
- Erkaev, N. V., Penz, T., Lammer, H., Lichtenegger, H. I. M., Biernat, H. K., Wurz, P., Grießmeier, J.-M., Weiss, W. W., 2005, Plasma and magnetic field parameters in the vicinity of short-periodic giant exoplanets, *Astrophys. J. Suppl.*, 157, 396–401
- Farrell, W. M., Desch, M. D., Zarka, P., 1999, On the possibility of coherent cyclotron emission from extrasolar planets, *J. Geophys. Res.*, 104, 14 025–14 032
- Fischer, D. A., Butler, R. P., Marcy, G. W., Vogt, S. S., Henry, G., 2001, Planetary companions to HD 12661, HD 92788, and HD 38529 and variations in Keplerian residuals of extrasolar planets, *Astrophys. J.*, 551, 1107–1118
- Fischer, D. A., Butler, R. P., Marcy, G. W., Vogt, S. S., Henry, G. W., 2003, A sub-Saturn mass planet orbiting HD 3651, *Astrophys. J.*, 590, 1081–1087
- Forbes, T. G., 2000, Solar and stellar flares, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 358, 711–727
- Fuhrmann, K., 1998, Nearby stars of the Galactic disk and halo, *Astronomy and Astrophysics*, 338, 161–183
- Giménez, A., 2000, uvby photometry of stars with planets, *Astronomy and Astrophysics*, 356, 213–217
- Goertz, C. K., 1980, Io's interaction with the plasma torus, *J. Geophys. Res.*, 85, 2949–2956
- Goldreich, P., Julian, W. H., 1970, Stellar winds, *Astrophys. J.*, 160, 971–977
- 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”, *Astronomy and Astrophysics*, 425, 753–762
- Grießmeier, J.-M., Motschmann, U., Mann, G., Rucker, H. O., 2005a, The influence of stellar wind conditions on the detectability of planetary radio emissions, *Astronomy and Astrophysics*, 437, 717–726
- Grießmeier, J.-M., Motschmann, U., Mann, G., Rucker, H. O., 2005b, The potential of exoplanetary radio emissions as an observation method, in *Proceedings of Haute Provence Observatory Colloquium (22.-25. August 2005)*, (Hg.) F. B. L. Arnold, C. Moutou, eingereicht

- Grießmeier, J.-M., Stadelmann, A., Motschmann, U., Belisheva, N. K., Lammer, H., Biernat, h. K., 2005c, Cosmic ray impact on extrasolar earth-like planets in close-in habitable zones, *Astrobiology*, 5
- 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 *ASP Conf. Ser. 269: The Evolving Sun and its Influence on Planetary Environments*, S. 85–107
- Haisch, B., Strong, K. T., Rodonò, M., 1991, Flares on the sun and other stars, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 29, 275–324
- Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P., Vogt, S. S., 2000, A transiting “51 Peg-like” planet, *Astrophys. J.*, 529, L41–L44
- Ip, W., Kopp, A., 2002, MHD simulations of the solar wind interaction with mercury, *J. Geophys. Res.*, 107, SSH 4: 1–8
- Ip, W., Kopp, A., Hu, J., 2004, On the star-magnetosphere interaction of close-in exoplanets, *Astrophys. J.*, 602, L53–L56
- Johnson, H. M., Wright, C. D., 1983, Predicted infrared brightness of stars within 25 parsecs of the sun, *Astrophys. J. Suppl.*, 53, 643–711
- Konacki, M., Torres, G., Jha, S., Sasselov, D. D., 2003, An extrasolar planet that transits the disk of its parent star, *Nature*, 421, 507–509
- Kopp, A., 1995, Untersuchungen zur MHD-Simulation der Entstehung magnetfeldparalleler elektrischer Felder in rotierenden planetaren Magnetosphären, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum
- Kopp, A., 1996, Modifications of the electrodynamic interaction between Jupiter and Io due to mass loading effects, *J. Geophys. Res.*, 101, 24 943–24 954
- Kopp, A., Schröer, A., 1998, MHD simulations of large conducting bodies moving through a planetary magnetosphere, *Physica Scripta*, T74, 71–76
- Kraft, R. P., 1967, Studies of stellar rotation. v. the dependence of rotation on age among solar-type stars, *Astrophys. J.*, 150, 551–570
- Lamers, H. J. G. L. M., Cassinelli, J. P., 1999, *Introduction to Stellar Winds*, Cambridge University Press, Cambridge
- Lammer, H., Selsis, F., Ribas, I., Guinan, E. F., Bauer, S. J., Weiss, W. W., 2003, Atmospheric loss of exoplanets resulting from stellar X-ray and extreme-ultraviolet heating, *Astrophys. J.*, 598, L121–L124
- Landini, M., Monsignori Fossi, B. C., Pallavicini, R., Piro, L., 1986, EXOSAT detection of an X-ray flare from the solar type star Pi-prime UMa, *Astronomy and Astrophysics*, 157, 217–222

- Laws, C., Gonzalez, G., Walker, K. M., Tyagi, S., Dodsworth, J., Snider, K., Suntzeff, N. B., 2003, Parent stars of extrasolar planets. VII. new abundance analyses of 30 systems, *Astron. J.*, 125, 2664–2677
- Lazio, T. J. W., Farrell, W. M., Dietrick, J., Greenlees, E., Hogan, E., Jones, C., Hennig, L. A., 2004, The radiometric Bode's law and extrasolar planets, *Astrophys. J.*, 612, 511–518
- Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., McConnell, J. C., Hébrard, G., 2004, Atmospheric escape from hot jupiters, *Astronomy and Astrophysics*, 418, L1–L4
- Lineweaver, C. H., Grether, D., 2003, What fraction of Sun-like stars have planets?, *Astrophys. J.*, 598, 1350–1360
- Lu, G., Baker, D. N., McPherron, R. L., Farrugia, C. J., Lummerzheim, D., Ruohoniemi, J. M., Rich, F. J., Evans, D. S., Lepping, R. P., Brittnacher, M., Li, X., Greenwald, R., Sofko, G., Villain, J., Lester, M., Thayer, J., Moretto, T., Milling, D., Troshichev, O., Zaitzev, A., Odintzov, V., Makarov, G., Hayashi, K., 1998, Global energy deposition during the January 1997 magnetic cloud event, *J. Geophys. Res.*, 103, 11 685–11 694
- Mann, G., Jansen, F., MacDowall, R. J., Kaiser, M. L., Stone, R. G., 1999, A heliospheric density model and type iii radio bursts, *Astronomy and Astrophysics*, 348, 614–620
- Marcy, G. W., Butler, R. P., Vogt, S. S., 2000, Sub-Saturn planetary candidates of HD 16141 and HD 46375, *Astrophys. J.*, 536, L43–L46
- Mayor, M., Queloz, D., 1995, A Jupiter-mass companion to a solar-type star, *Nature*, 378, 355–359
- Mufson, S. L., Liszt, H. S., 1975, Mass loss from the infrared star CIT 6, *Astrophys. J.*, 202, 183–190
- Naef, D., Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., Santos, N. C., Udry, S., Burnet, M., 2001, The CORALIE survey for southern extrasolar planets. v. 3 new extrasolar planets, *Astronomy and Astrophysics*, 375, 205–218
- Neubauer, F. M., 1980, Nonlinear standing Alfvén wave current system at Io - theory, *J. Geophys. Res.*, 85, 1171–1178
- Neubauer, F. M., 1998, The sub-Alfvénic interaction of the Galilean satellites with the Jovian magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 103, 19 843–19 866
- Neubauer, F. M., 1999, Erratum: "the sub-Alfvénic interaction of the Galilean satellites with the Jovian magnetosphere", *J. Geophys. Res.*, 104, 3863–3863
- Neuhäuser, R., Guenther, E. W., Wuchterl, G., Mugrauer, M., Bedalov, A., Hauschildt, P. H., 2005, Evidence for a co-moving sub-stellar companion of GQ Lup, *Astronomy and Astrophysics*, 435, L13–L16
- Newkirk, 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*, S. 293–320

- Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., Vaughan, A. H., 1984, Rotation, convection, and magnetic activity in lower main-sequence stars, *Astrophys. J.*, 279, 763–777
- Otto, A., 1987, Zur linearen und nichtlinearen Analyse resistiver Instabilitätsprozesse in schwach zweidimensionalen Gleichgewichten, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum
- Otto, A., 1990, 3D resistive MHD computations of magnetospheric physics, *Comput. Phys. Commun.*, 59, 185–195
- Oxley, S., Woolfson, M. M., 2004, The formation of planetary systems, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 348, 1135–1149
- Pätzold, M., Carone, L., Rauer, H., 2004, Tidal interactions of close-in extrasolar planets: The OGLE cases, *Astronomy and Astrophysics*, 427, 1075–1080
- Parker, E. N., 1958, Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields, *Astrophys. J.*, 128, 664–676
- Parker, E. N., 1960a, The hydrodynamic treatment of the expanding solar corona, *Astrophys. J.*, 132, 175–183
- Parker, E. N., 1960b, The hydrodynamic theory of solar corpuscular radiation and stellar wind, *Astrophys. J.*, 132, 821–866
- Parker, E. N., 1964, Dynamical properties of stellar coronas and stellar winds. I. integration of the momentum equation, *Astrophys. J.*, 139, 72–92
- Pasinetti Fracassini, L. E., Pastori, L., Covino, S., Pozzi, A., 2001, Catalogue of Apparent Diameters and Absolute Radii of Stars (CADARS) - Third edition - Comments and statistics, *Astronomy and Astrophysics*, 367, 521–524
- Perreault, P., Akasofu, S.-I., 1978, A study of geomagnetic storms, *Geophysical Journal*, 54, 547–573
- Perryman, M. A. C., 2000, Extra-solar planets, *Reports of Progress in Physics*, 63, 1209–1272
- Pettersen, B. R., 1989, A review of stellar flares and their characteristics, *Solar Physics*, 121, 299–312
- Pizzolato, N., Ventura, P., D’Antona, F., Maggio, A., Micela, G., Sciortino, S., 2001, Subphotospheric convection and magnetic activity dependence on metallicity and age: Models and tests, *Astronomy and Astrophysics*, 373, 597–607
- Preusse, S., Kopp, A., Büchner, J., Motschmann, U., 2005, Stellar wind regimes of close-in extrasolar planets, *Astronomy and Astrophysics*, 434, 1191–1200
- Prölss, G. W., 2001, *Physik des erdnahen Weltraums*, Springer Verlag, Berlin
- Rees, M., 2004, *Das Rätsel unseres Universums*, C. H. Beck oHG, München, 2 Aufl.

- Reid, N., 2002, On the nature of stars with planets, *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 114, 306–329
- Rivera, E., Lissauer, J., Butler, P., Marcy, G., Vogt, S., Fischer, D., Brown, T., Laughlin, G., 2005, A ~ 7.5 Earth-mass planet orbiting the nearby star, GJ 876, *Astrophys. J.*
- Rostoker, G., Akasofu, S. I., Baumjohann, W., Kamide, Y., McPherron, R. L., 1987, The roles of direct input of energy from the solar wind and unloading of stored magnetotail energy in driving magnetospheric substorms, *Space Science Reviews*, 46, 93–111
- Rubenstein, E. P., Schaefer, B. E., 2000, Are superflares on solar analogues caused by extrasolar planets?, *Astrophys. J.*, 529, 1031–1033
- Rucinski, S. M., Vandenberg, D. A., 1990, Dependence of the Rossby number on helium and metal abundances, *Astron. J.*, 99, 1279–1283
- Rucker, H. O., 2002, Radioastronomical aspects in the search for extrasolar planets, in *ESA SP-518: Exo-Astrobiology*, S. 421–424
- Sánchez-Lavega, A., 2004, The magnetic field in giant extrasolar planets, *Astrophys. J.*, 609, L87–L90
- Saar, S. H., 1996, Recent measurements of stellar magnetic fields, in *IAU Symp. 176: Stellar Surface Structure*, S. 237–243
- Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., 2000, Chemical analysis of 8 recently discovered extra-solar planet host stars, *Astronomy and Astrophysics*, 363, 228–238
- Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., Rebolo, R., Udry, S., 2003, Statistical properties of exoplanets. ii. metallicity, orbital parameters, and space velocities, *Astronomy and Astrophysics*, 398, 363–376
- Saur, J., 2000, *Plasma Interaction of Io and Europa with the Jovian Magnetosphere*, Dissertation, Universität zu Köln
- Schaefer, B. E., 1989, Flashes from normal stars, *Astrophys. J.*, 337, 927–933
- Schaefer, B. E., King, J. R., Deliyannis, C. P., 2000, Superflares on ordinary solar-type stars, *Astrophys. J.*, 529, 1026–1030
- Schrijver, C. J., Zwaan, C., 2000, *Solar and stellar magnetic activity*, Cambridge Astrophysics Series 34, Cambridge University Press, Cambridge
- Schrijver, C. J., DeRosa, M. L., Title, A. M., 2003, Asterospheric magnetic fields and winds of cool stars, *Astrophys. J.*, 590, 493–501
- Seager, S., Hui, L., 2002, Constraining the rotation rate of transiting extrasolar planets by oblateness measurements, *Astrophys. J.*, 574, 1004–1010
- Shi, J. R., Zhao, G., Zhao, Y., You, J., 1998, The relation between the magnetic field strength and the coronal temperature of cool stars, *Astronomy and Astrophysics*, 339, 840–845

- Shkolnik, E., 2004, Chromospheric activity induced by short-period planets: A search for modulation of CA ii H & K emission, Ph.D. Thesis
- Shkolnik, E., Walker, G. A. H., Bohlender, D. A., 2003, Evidence for planet-induced chromospheric activity on HD 179949, *Astrophys. J.*, 597, 1092–1096
- Shkolnik, E., Walker, G. A. H., Bohlender, D. A., 2004, Erratum: “evidence for planet-induced chromospheric activity on HD 179949”, *Astrophys. J.*, 609, 1197–1197
- Shkolnik, E., Walker, G. A. H., Bohlender, D. A., Gu, P.-G., Kürster, M., 2005, Hot jupiters and hot spots: The short- and long-term chromospheric activity on stars with giant planets, *Astrophys. J.*, 622, 1075–1090
- Simon, T., Linsky, J. L., Schiffer, F. H., 1980, IUE spectra of a flare in the RS Canum Venaticorum-type system UX ARIETIS, *Astrophys. J.*, 239, 911–918
- Soderblom, D. R., Stauffer, J. R., Hudon, J. D., Jones, B. F., 1993, Rotation and chromospheric emission among F, G, and K dwarfs of the Pleiades, *Astrophys. J. Suppl.*, 85, 315–346
- Stauffer, J. R., 2003, Rotational evolution of intermediate and low mass main sequence stars, in *Stellar Rotation*, (Hg.) A. Maeder, P. Eenens, Bd. 215 von IAU Symp.
- Stevens, I. R., 2005, Magnetospheric radio emission from extrasolar giant planets: the role of the host stars, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 356, 1053–1063
- Stracke, B., 2004, Wechselwirkung von Sternwinden mit extrasolaren Planeten
- Strassmeier, K. G., 1997, *Aktive Sterne, Laboratorien der solaren Astrophysik*, Springer-Verlag, Wien
- Sun, W., Xu, W.-Y., Akasofu, S.-I., 1998, Mathematical separation of directly driven and unloading components in the ionospheric equivalent currents during substorms, *J. Geophys. Res.*, 103, 11 695–11 700
- Takeda, Y., Sato, B., Kambe, E., Sadakane, K., Ohkubo, M., 2002, Spectroscopic determination of stellar atmospheric parameters: Application to mid-F through early-K dwarfs and subgiants, *PASJ*, 54, 1041–1056
- Tinney, C. G., Butler, R. P., Marcy, G. W., Jones, H. R. A., Penny, A. J., McCarthy, C., Carter, B. D., 2002, Two extrasolar planets from the Anglo-Australian Planet Search, *Astrophys. J.*, 571, 528–531
- Tinney, C. G., Butler, R. P., Marcy, G. W., Jones, H. R. A., Penny, A. J., McCarthy, C., Carter, B. D., Bond, J., 2003, Four new planets orbiting metal-enriched stars, *Astrophys. J.*, 587, 423–428
- Tout, C. A., Pols, O. R., Eggleton, P. P., Han, Z., 1996, Zero-age main-sequence radii and luminosities as analytic functions of mass and metallicity, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 281, 257–262

- Trimble, V., 2004, Extra-solar system planets: searches, discoveries and characteristics, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 32, 87–98
- Trimble, V., Aschwanden, M. J., 2004, *Astrophysics in 2003*, The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 116, 187–265
- Udry, S., 2000, Planètes extra-solaire, in *Etoiles doubles*, (Hg.) D. Egret, J.-L. Halbwachs, J.-M. Haemeury, Ecole CNRS de Goutelas XXIII
- Unsöld, A., Baschek, B., 2004, *The new cosmos: An introduction to astronomy and astrophysics*, Springer-Verlag, Berlin, 5. Aufl.
- VandenBerg, D. A., Bridges, T. J., 1984, Theoretical zero-age main sequences applied to the Pleiades, Praesepe, and Hyades star clusters, *Astrophys. J.*, 278, 679–688
- Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., Ballester, G. E., Ehrenreich, D., Ferlet, R., McConnell, J. C., Mayor, M., Parkinson, C. D., 2004, Detection of oxygen and carbon in the hydrodynamically escaping atmosphere of the extrasolar planet HD 209458b, *Astrophys. J.*, 604, L69–L72
- Vogt, S. S., Butler, R. P., Marcy, G. W., Fischer, D. A., Pourbaix, D., Apps, K., Laughlin, G., 2002, Ten low-mass companions from the Keck Precision Velocity Survey, *Astrophys. J.*, 568, 352–362
- Weber, E. J., Davis, L., J., 1967, The angular momentum of the solar wind, *Astrophys. J.*, 148, 217–227
- Weidelt, R. D., 1973, Mass loss from rotating stars, *Astronomy and Astrophysics*, 27, 389–394
- Wicht, J., 1995, *Zur Zeitabhängigkeit von Konvektion und selbstkonsistenten Dynamos in rotierenden Kugelschalen*, Dissertation, Universität Bayreuth
- Willes, A. J., Wu, K., 2004, Electron-cyclotron maser emission from white dwarf pairs and white dwarf planetary systems, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 348, 285–296
- Willes, A. J., Wu, K., 2005, Radio emissions from terrestrial planets around white dwarfs, *Astronomy and Astrophysics*, 432, 1091–1100
- Wolszczan, A., Frail, D. A., 1992, A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12, *Nature*, 355, 145–147
- Wood, B. E., Linsky, J. L., 1998, The local ISM and its interaction with the winds of nearby late-type stars, *Astrophys. J.*, 492, 788–803
- Wood, B. E., Müller, H., Zank, G. R., Linsky, J. L., 2002, Measured mass-loss rates of solar-like stars as a function of age and activity, *Astrophys. J.*, 574, 412–425
- Wu, C. S., Lee, L. C., 1979, A theory of the terrestrial kilometric radiation, *Astrophys. J.*, 230, 621–626

- Yeh, T., 1976, Mass and angular momentum effluxes of stellar winds, *Astrophys. J.*, 206, 768–776
- Zarka, P., 1998, Auroral radio emissions at the outer planets: Observations and theories, *J. Geophys. Res.*, 103, 20 159–20 194
- Zarka, P., Treumann, R. A., Ryabov, B. P., Ryabov, V. B., 2001, Magnetically-driven planetary radio emissions and application to extrasolar planets, *Astrophys. Space Sci.*, 277, 293–300

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. U. Motschmann für die Möglichkeit, dieses außergewöhnliche Projekt zu bearbeiten. Seine engagierte Betreuung bereicherte diese Arbeit und mein Wissen durch viele neue Aspekte und ein tiefgründiges Verständnis.

Ohne Herrn Prof. Dr. J. Büchner wäre für mich die Arbeit an diesem Thema nicht möglich gewesen. Vielen Dank für die Betreuung am MPI für Sonnensystemforschung und die unverhoffte Motivation gerade dann, wenn die Sterne von Wolken verdeckt wurden.

Herrn Dr. A. Kopp danke ich für die immer offene Tür bei Problemen mit der Magnetohydrodynamik. Beim Programmieren stand er mir mit unendlicher Geduld zur Seite und half, die Tücken von Fortran 77 erfolgreich zu umgehen. Ohne seinen Einsatz hätte ich diese Arbeit nicht geschrieben.

Danken möchte ich auch J.-M. Griebmeier. Trotz der Entfernung nach Braunschweig war er mein „Extrasolare Planet“. Unsere enge Zusammenarbeit hat nicht nur viele Ergebnisse hervorgebracht, sondern auch meine Arbeit sehr geprägt. Die angeregten Diskussionen werde ich sehr vermissen!

Ich danke M. Buske für die Freundschaft, die durch unsere gemeinsamen Erfahrungen mit dem Projekt Promotion nicht gelitten hat. Unsere Diskussionen über unsere sehr verschiedenen Themen haben viel zum Verständnis meines eigenen beigetragen. Die täglichen Kaffeepausen mit ihrem klaren Blick aufs Leben haben mir viele neue Perspektiven eröffnet.

Meine Zeit als Mitglied der International Max Planck Research School on Physical Processes in the Solar System and Beyond at the Universities of Braunschweig and Göttingen werde ich in sehr guter Erinnerung behalten. Ich möchte vor allem Herrn Dr. D. Schmitt, dem Koordinator der Research School, für die vertrauensvolle Zusammenarbeit und für die Vorlesungen, Seminare und Retreats danken. Die Research School ist für mich einzigartig durch ihre Studenten. Vielen Dank für die schöne Zeit!

Vor allem zum Schluss war ich öfter Gast der Theoretischen Physik IV an der Ruhr-Universität Bochum. Vielen Dank für die herzliche Aufnahme, den Arbeitsplatz und natürlich Kaffee und Kuchen. Ich war gerne bei Euch!

Viele andere haben an meiner Arbeit Anteil. Ich danke Dr. T. Sander für mathematischen Beistand, Familie Misiano für ihre überstrapazierte Gastfreundschaft, den Clausthaller Tanzbären für die schönen Abende und allen anderen, die mich in den letzten drei Jahren unterstützt haben.

Zum Abschluss möchte ich noch meinem Ehemann, meiner Familie und meinem Freundeskreis für die Unterstützung und das Verständnis vor allem in der letzten Phase danken. Ihr seid nicht zu ersetzen!

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Preuße, Sabine, geb. Garnkäufer
Geburt	01.11.1976 in Bochum-Wattenscheid
Familienstand	verheiratet, keine Kinder
Nationalität	deutsch

Schulbildung

1983 – 1987	Grundschule am Haidekamp, Gelsenkirchen
1987 – 1996	Gymnasium Märkische Schule, Bochum-Wattenscheid, Abitur

Studium

1996 – 1997	Japanologie, Ruhr-Universität Bochum
1997 – 2002	Geophysik, Institut für Geophysik, TU Clausthal, Diplom- Geophysikerin

Promotion

2002 – 2005	Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, ehemals Aeronomie Mitglied der International Max Planck Research School on Physical Processes in the Solar System and Beyond at the Universities of Göttingen and Braunschweig
-------------	---