

# SUCHE NACH EXTRASOLAREN PLANETEN DURCH BEOBACHTUNG VON TRANSITZEITVARIATIONEN

## Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades  
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät  
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Dipl.-Phys. Stefanie Rätz  
geboren am 28. 01. 1984 in Bad Salzungen

Gutachter

1. ....
2. ....
3. ....

Tag der Disputation: .....

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Transitmethode . . . . .	3
1.1.1	Geometrie . . . . .	3
1.1.2	Lichtkurvenform . . . . .	5
1.2	Transitzeitvariationen . . . . .	8
1.2.1	Zusätzliche Planeten . . . . .	9
1.2.2	Monde . . . . .	12
1.2.3	Trojaner . . . . .	13
1.2.4	Lang-Zeit-Effekte . . . . .	14
1.3	Gezeiten und Exzentrizität . . . . .	16
1.3.1	Gebundene Rotation . . . . .	17
1.3.2	Zirkularisierung . . . . .	17
1.3.3	Heiße Jupiter mit Exzentrizität . . . . .	18
1.3.4	Messung der Exzentrizität . . . . .	19
<b>2</b>	<b>Beobachtung und Auswertung</b>	<b>20</b>
2.1	Beobachtungen . . . . .	20
2.1.1	Universitäts-Sternwarte Jena . . . . .	21
2.1.2	TTV@YETI . . . . .	21
2.1.3	Auswahl der beobachteten Transitplaneten . . . . .	22
2.1.4	Defokussierte Beobachtungen . . . . .	25
2.2	Datenreduktion . . . . .	27
2.3	Fotometrie . . . . .	28
2.3.1	Differentielle Fotometrie mit <i>IRAF</i> . . . . .	28
2.3.2	Optimale Aperturgröße . . . . .	29
2.3.3	Die Methode des künstlichen Vergleichssterne . . . . .	30
2.4	Lichtkurvenanalyse . . . . .	30
2.4.1	Parameterkorrelationen . . . . .	31
2.4.2	Vorgehensweise beim Fit . . . . .	32
2.4.3	Fehlerabschätzung . . . . .	33
2.5	Genauigkeit der Transitbeobachtungen . . . . .	34
<b>3</b>	<b>TrES-2</b>	<b>36</b>
3.1	Beobachtungen . . . . .	38
3.2	Auswertung . . . . .	38
3.2.1	Lichtkurvenanalyse . . . . .	40
3.2.2	Randverdunklung . . . . .	40
3.2.3	Beispiel: Lichtkurve vom 15. August 2009 . . . . .	41

3.2.4	Ergebnisse . . . . .	42
3.2.5	Zusätzliches Licht von schwachen, nahen Objekten . . . . .	45
3.3	Daten des Kepler Weltraumteleskops . . . . .	47
3.3.1	<i>Kepler</i> Lichtkurven aus dem „NASA Exoplanet Archive“ . . . . .	47
3.3.2	Beschreibung der verwendeten <i>Kepler</i> -Daten . . . . .	48
3.3.3	Analyse der <i>Kepler</i> -Lichtkurven . . . . .	49
3.3.4	Effekt der Randverdunklung . . . . .	50
3.4	Bestimmung der Systemparameter . . . . .	52
3.5	Änderung der Systemparameter . . . . .	53
3.6	Physikalischen Eigenschaften des TrES-2-Systems . . . . .	55
3.7	Transit Timing . . . . .	57
<b>4</b>	<b>WASP-14 b</b>	<b>60</b>
4.1	Beobachtungen . . . . .	62
4.1.1	TTV@YETI . . . . .	62
4.1.2	Calar Alto . . . . .	64
4.2	Auswertung . . . . .	65
4.2.1	Lichtkurvenanalyse . . . . .	66
4.2.2	Beispiel: Lichtkurve vom 29. März 2011 . . . . .	67
4.2.3	Ergebnisse . . . . .	70
4.3	Bestimmung der Systemparameter . . . . .	71
4.4	Physikalischen Eigenschaften des Systems . . . . .	73
4.5	Transit Timing . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Diskussion</b>	<b>78</b>
<b>A</b>	<b>Zusätzliche Informationen</b>	<b>87</b>
A.1	Einzelergebnisse aller Transits von <i>Kepler</i> . . . . .	87
A.2	Transitzeiten TrES-2 . . . . .	92
A.3	Lichtkurven von TrES-2 . . . . .	95
A.4	Lichtkurven von WASP-14 b . . . . .	102
	<b>Literatur</b>	<b>105</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>116</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>118</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung einer Transitlichtkurve . . . . .	4
1.2	Winkel zwischen Oberflächennormale und Sichtlinie . . . . .	8
1.3	TTVs aufgrund eines zusätzlichen inneren Planeten . . . . .	10
1.4	TTVs aufgrund eines zusätzlichen äußeren Planeten . . . . .	10
1.5	Masse des zusätzlichen Planeten als Funktion des Periodenverhältnisses . . . . .	11
1.6	Zusammensetzung einer Exomond-Lichtkurve . . . . .	12
1.7	Skizze des Stern-Planet-Mond-Systems . . . . .	12
1.8	Position der Lagrange-Punkte in einen Orbit . . . . .	13
1.9	Schematische Darstellung der Wirkung von Gezeiten . . . . .	17
1.10	Die Verteilung der Exzentrizitäten als Funktion der großen Halbachse . . . . .	19
2.1	Teleskop Netzwerk TTV@YETI . . . . .	22
2.2	Vergleich von fokussierten und defokussierten Beobachtungen . . . . .	26
2.3	Bestimmung der optimalen Apertur . . . . .	30
3.1	TrES-2 Lichtkurve vom 15. August 2009 . . . . .	42
3.2	Drei TrES-2 Lichtkurven vom 24.10.2010 . . . . .	45
3.3	TrES-2 Beobachtung vom 09.08.2011 mit CAFOS . . . . .	45
3.4	Ausschnitt einer STK Aufnahme um TrES-2 . . . . .	46
3.5	<i>Kepler</i> Transit 1 aus Q0 . . . . .	49
3.6	Gebinnte Lichtkurve von <i>Kepler</i> . . . . .	50
3.7	Abbildung 3.6 gefittet mit 2 verschiedenen Modellen . . . . .	51
3.8	Residuen zwischen Fit und Modell . . . . .	51
3.9	Inklination über Beobachtungsepoche . . . . .	54
3.10	Häufigkeitsverteilung für Inklination . . . . .	54
3.11	Summe des fraktionellen Radius über Beobachtungsepoche . . . . .	54
3.12	Häufigkeitsverteilung für Summe des fraktionellen Radius . . . . .	54
3.13	Radiusverhältnis über Beobachtungsepoche . . . . .	54
3.14	Häufigkeitsverteilung für Radiusverhältnis . . . . .	54
3.15	$B - R$ über Beobachtungsepoche . . . . .	57
3.16	Häufigkeitsverteilung des $B - R$ für <i>Kepler</i> . . . . .	57
3.17	$B - R -$ Diagramm für alle 210 ausgewerteten Transits . . . . .	58
4.1	$R$ -Band Aufnahme von WASP-14 mit der CTK . . . . .	63
4.2	$R$ -Band Aufnahme der STK von WASP-14 . . . . .	63
4.3	$V$ -Band CAFOS-Aufnahme von WASP-14 . . . . .	64
4.4	3D-Oberflächenprofil von WASP-14 mit CAFOS. . . . .	64
4.5	Partielle CAFOS-Lichtkurve von WASP-14 b . . . . .	65
4.6	Beste WASP-14 Lichtkurve von CAFOS . . . . .	65

4.7	WASP-14 Lichtkurve vom 29. März 2011 . . . . .	68
4.8	Lichtkurve von WASP-14 vom 1. April 2009 . . . . .	70
4.9	Transit vom 20. März 2011 . . . . .	70
4.10	Gebinnte Lichtkurve von WASP-14 b . . . . .	72
4.11	Periodogramm des $B - R$ von WASP14 b . . . . .	76
4.12	$B - R$ - Diagramm für WASP-14 b . . . . .	76
4.13	$B - R$ - Diagramm für Werte mit hoher Qualität . . . . .	77
4.14	$B - R$ - Diagramm berechnet mit neuen Elementen . . . . .	77
5.1	Masse-Radius-Diagramm für die bekannten Transitplaneten . . . . .	83
5.2	Masse des Planeten über die Orbitperiode . . . . .	83
5.3	Safronov Zahl sowie Planetenmasse als Funktion von $T_{\text{eq}}$ . . . . .	84
A.1 — A.42	Alle Lichtkurven von TrES-2 . . . . .	95
A.43 — A.60	Alle Lichtkurven von WASP-14 b . . . . .	102

# Tabellenverzeichnis

2.1	Übersicht der Observatorien und der verwendeten Instrumente . . . . .	23
2.2	Zusammenfassung der von TTV@YETI beobachteten Transitplaneten . . .	24
2.3	Beobachtete Transits, Stand: 6.3.2012 . . . . .	25
3.1	Systemparameter für TrES-2 und seinen Mutterstern. . . . .	37
3.2	Übersicht der Transitbeobachtungen von TrES-2 . . . . .	39
3.3	Anfangswerte für die Eingabe bei <i>jktEBop</i> . . . . .	40
3.4	Theoretisch berechnete Randverdunklungskoeffizienten für TrES-2 . . . . .	41
3.5	Ergebnisse des Fits der TrES-2 STK Lichtkurve vom 15.08.2009 . . . . .	43
3.6	Zusammenfassung der Lichtkurvenanalyse für die Transits von TrES-2 . . .	44
3.7	Übersicht der TrES-2 Beobachtungen des <i>Kepler</i> -Weltraumteleskops. . . .	48
3.8	Bei Lichtkurvenanalyse erhaltene Parameter für Transit 1 aus Q0. . . . .	49
3.9	Zusammenfassung der Ergebnisse der Lichtkurvenanalyse. . . . .	52
4.1	Systemparameter für WASP-14b und seinen Mutterstern. . . . .	61
4.2	Übersicht der Transitbeobachtungen von WASP-14 . . . . .	63
4.3	Anfangswerte für den Fit von WASP-14 b . . . . .	66
4.4	Theoretisch berechnete Randverdunklungskoeffizienten für Wasp14 . . . . .	67
4.5	Ergebnisse des Fits der WASP-14 b-Lichtkurve vom 29.03.2011 . . . . .	69
4.6	Zusammenfassung der Lichtkurvenanalyse von WASP-14 b . . . . .	71
4.7	Zusammenfassung der Ergebnisse der Lichtkurvenanalyse. . . . .	72
4.8	Physikalischen Eigenschaften des WASP-14-Systems . . . . .	74
4.9	Transitzeiten für alle beobachteten Transits von WASP-14b . . . . .	75
A.1	Ergebnisse der Lichtkurvenanalyse für alle <i>Kepler</i> -Transits . . . . .	87
A.2	Transitzeiten von TrES-2 für alle beobachteten Transits . . . . .	92

# Liste der Einheiten und Größen

Da es in der Astrophysik üblich ist, SI-Einheiten auf bekannte Astronomische Größen zu skalieren und da oftmals cgs-Einheiten verwendet werden, sollen hier nun die in dieser Arbeit verwendeten Einheiten und Größen aufgelistet werden:

- AE — Astronomische Einheit (mittlere Entfernung Sonne–Erde):  
 $1 \text{ AE} = 149,6 \cdot 10^9 \text{ m}$
- pc — Parsec (Entfernung aus der der Abstand Sonne–Erde unter einem Winkel von einer Bogensekunde erscheint):  $1 \text{ pc} = 3,086 \cdot 10^{16} \text{ m}$
- $R_{\odot}$  — mittlerer Radius der Sonne:  $1 R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^8 \text{ m}$
- $M_{\odot}$  — Masse der Sonne:  $1 M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
- $R_{\text{Jup}}$  — äquatorialer Radius von Jupiter:  $1 R_{\text{Jup}} = 71,4 \cdot 10^6 \text{ m}$
- $M_{\text{Jup}}$  — Masse von Jupiter:  $1 M_{\text{Jup}} = 1,9 \cdot 10^{27} \text{ kg}$
- $\rho_{\odot}$  — mittlere Dichte der Sonne:  $1 \rho_{\odot} = 1,41 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} = 1410 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
- $\rho_{\text{Jup}}$  — mittlere Dichte von Jupiter:  $1 \rho_{\text{Jup}} = 1,33 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} = 1330 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
- JD — Julianisches Datum (fortlaufende Tageszählung, dessen Nullpunkt am 1. Januar 4713 v. Chr. 12:00 Uhr liegt)
- Counts — Anzahl der Elektronen in jedem Pixel, welche mittels eines Analog-Digitalwandlers verstärkt (Gain) und in eine digitale Zahl umgewandelt wird.
- $\log g$  — Logarithmus der Schwerebeschleunigung.  
Dabei ist  $g$  angegeben in  $\frac{\text{cm}}{\text{s}^2} = 0,01 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$
- $\left[\frac{Fe}{H}\right]$  — Metallizität, ausgedrückt als Logarithmus der Eisenhäufigkeit bezogen auf Wasserstoff relativ zu den Häufigkeiten der Sonne  
$$\left[\frac{Fe}{H}\right] = \log_{10} \left( \frac{N_{\text{Fe}}}{N_{\text{H}}} \right)_{*} - \log_{10} \left( \frac{N_{\text{Fe}}}{N_{\text{H}}} \right)_{\odot}$$

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Frage nach der Existenz anderer Welten außerhalb des Sonnensystems hat eine lange Geschichte und beschäftigte gleichermaßen die Denker verschiedener Zeitalter. Die Hauptmotivation liegt in der Suche nach anderen Zivilisationen und der Frage, ob der Mensch das einzigste vernunftbegabte Wesen im Universum ist. Es wurde allgemein vermutet, dass in einem unendlichen Weltall auch unendlich viele Planeten existieren sollten. In Henseling (1939, „Laienfragen an einen Sternkundigen“) ist zum Beispiel zu lesen:

„12. Frage: Sagen die anderen, sonnenähnlichen Sterne auch Planeten?“

Im „Inflationsmaßstab“ 1 : 1 Billion wird die Sonne zum Sandkorn, die Erde zu einem Nichts von  $\frac{1}{100}$  mm Durchmesser, eine kleine Sandspanne von dem Sandkorn entfernt. Die nächsten Nachbarn wären aber wären in 40 bis 100 Kilometer Abstand zu setzen. Daß man ein entsprechend kräftig strahlendes Sandkorn auf solche Entfernung hin als unmeßbar kleinen hellen Punkt wahrnehmen kann, leuchtet ein. Aber kein noch so lichtmächtiges Fernrohr wird je das mikroskopische Stäubchen zeigen, das ohne Eigenlicht, nur von dem Strahlungspunkt dürftig beschienen, neben ihm schwebt.

Die Frage nach anderen Erden bei anderen Sonnen kann nur aus Wahrscheinlichkeitsüberlegungen heraus beantwortet werden. Am nächstliegenden ist die Antwort: Unsere Sonne ist ein Stern unter vielen Milliarden ebenbürtigen anderen. Wie sollte es denkbar sein, daß gerade ihr und nur ihr allein Planeten zuteil geworden wären? Solange nicht gute Gegengründe auftauchen, werden wir annehmen, daß wohl schwerlich alle die so verschiedenartigen Fixsterne mit einem Planetengefolge versehen sind, aber doch sicherlich unzählbar viele von ihnen...“

Mitte des 20. Jahrhunderts rückte die Suche nach Planeten außerhalb des Sonnensystems (extrasolare Planeten, kurz: Exoplaneten) in den Fokus der wissenschaftlichen Forschung. Struve (1952) sagte voraus, dass die durch Bewegung von zwei Objekten um einen gemeinsamen Massenschwerpunkt hervorgerufene Dopplerverschiebung bei sehr großen Planeten, die sehr nah um einen sonnenähnlichen Stern kreisen, messbar sei. Die damals schon für Doppelsterne bekannte Radialgeschwindigkeitsmethode hat den Nachteil, dass sie keine

Informationen über die Inklination des Systems liefert und deshalb nur eine Minimummasse bestimmbar ist. Weiterhin erkannte Struve (1952), dass solche sehr großen Planeten unter bestimmten Bedingungen ihre Sterne bedecken können, was zu einem Abfall der beobachteten Helligkeit führt.

Erst vier Jahrzehnte später konnte die erste Detektion eines Exoplaneten bekanntgegeben werden. Wolszczan und Frail (1992) entdeckten die ersten beiden Planeten außerhalb des Sonnensystems um den Pulsar PSR 1257+12. Die erste Detektion eines Exoplanetenkandidaten um einen gewöhnlichen Hauptreihenstern (51 Pegasi) mit der Radialgeschwindigkeitsmethode gelang Mayor und Queloz (1995). Diese Entdeckungen leiteten eine neue Ära in der Suche nach Exoplaneten ein.

Im Jahr 2005 konnte erstmals mehrere Planetenkandidaten direkt abgebildet werden (Neuhäuser u. a. 2005; Chauvin u. a. 2005a,b). Der technische Fortschritt, insbesondere beim Bau von immer größeren Teleskopen und bei der Entwicklung von Methoden zur Kompensation der Luftunruhe (Adaptive Optik), machte die direkte Abbildung vieler Planetenkandidaten möglich – ein Erfolg, an den bis vor 20 Jahren ähnlich wie Henseling (1939) wohl niemand geglaubt hätte.

Durch die Beobachtung von immer mehr Planeten (-Kandidaten) außerhalb des Sonnensystems konnte eine Vielfalt an Planetensystemen identifiziert werden, die vorher unvorstellbar schien — Pulsarplaneten um Neutronensterne, sogenannte heiße Jupiter, d. h. Planeten mit der Masse von Jupiter oder schwerer, die ihren Zentralstern in einem sehr engen Orbit umkreisen, jupiterähnliche Begleiter bei weit höheren Entfernungen vom Mutterstern als je im Sonnensystem beobachtet oder Objekte von planetarer Masse, die sich – ganz ohne an einen Stern gebunden zu sein – durch ihre Galaxien bewegen. Durch diese Andersartigkeit der Exoplaneten im Gegensatz zu den Planeten im Sonnensystem mussten die zuvor gültige Theorien der Planetenentstehung grundlegend überarbeitet werden. Den größten Erfolg bei der Suche nach Exoplaneten hatten bisher die sogenannten indirekten Nachweismethoden, die den Einfluss des Planeten auf den Zentralstern oder auf die Umgebung wie z. B. auf Hintergrundsterne nutzen.

In dieser Arbeit wird die sogenannte Transitmethode, eine indirekte Methode zum Nachweis von Exoplaneten, die unter dem Namen *Bedeckungsmethode* erstmals von Struve (1952) erwähnt wurde, angewandt, um bekannte Transitplaneten nachzubeobachten. Ziel ist die präzise Identifizierung von Transitzeitvariationen, welche auf zusätzliche Körper im System hinweisen könnten.

Zu Beginn soll zunächst eine Einführung zu den wichtigsten Themen, die in dieser Arbeit berührt werden, gegeben werden.

## 1.1 Transitmethode

Seit der Entdeckung der ersten Exoplaneten (Wolszczan und Frail 1992; Mayor und Queloz 1995) wurden in der „Enzyklopädie der Extrasolaren Planeten“ („The Extrasolar Planets Encyclopaedia“, [www.exoplanet.eu](http://www.exoplanet.eu) Schneider 2012) 760 Planeten (-Kandidaten) veröffentlicht (Stand: 14.03.2012). Die meisten Planetenkandidaten wurden durch die Relativbewegung von Stern und Planet um einen gemeinsamen Massenschwerpunkt gefunden (Radialgeschwindigkeitsmethode, astrometrische Methode). Ist der Orbit des Planeten so orientiert, dass er in der Sichtlinie des Beobachters liegt, ist immer dann, wenn der Planet vom Beobachter aus gesehen vor seinem Mutterstern vorbeizieht, ein Helligkeitsabfall beim Stern messbar. Das nennt man einen Transit.

Großer Vorteil der Transitmethode ist, dass allein aus der Lichtkurve bzw. aus der Geometrie des Systems, Parameter der Planeten wie z. B. Radius  $R_b$ , Inklination  $i$  (bei Transitplaneten ist  $i \approx 90^\circ$ ) und Impaktparameter  $b$  abgeleitet werden können. In Verbindung mit spektroskopischen Untersuchungen des Sterns und Messungen der Radialgeschwindigkeit des Systems kann die wahre Masse des Planeten berechnet werden. Dies hat zur Folge, dass die Beobachtung von Transits die einzige Methode ist, um Kandidaten als Planeten zu bestätigen. Erstmals gelang dies bei dem Planeten um HD 209458, welcher bereits vorher mit der Radialgeschwindigkeitsmethode detektiert, aber durch Nachbeobachtungen mit der Transitmethode bestätigt wurde (Charbonneau u. a. 2000).

### 1.1.1 Geometrie

Aus der Lichtkurve eines Transits können direkt drei Hauptparameter abgeleitet werden: die Tiefe des Transits  $\Delta F$ , die Dauer des Transits  $D$  und die Dauer der Totalität  $d$  (Planet steht komplett vor Stern; schematische Darstellung einer Transitlichtkurve in Abbildung 1.1). Die Geometrie des Systems kann durch drei Gleichungen komplett beschrieben werden (Seager und Mallén-Ornelas 2003). Die Tiefe des Transits (Formel 1.1) wird aus der vom Planetenscheibchen abgedeckte Fläche des Sterns und somit aus dem Verhältnis von Radius des Planeten  $R_b$  zu Radius des Sterns  $R_A$  bestimmt.

$$\Delta F = \frac{A_b}{A_A} = \left( \frac{R_b}{R_A} \right)^2 \quad (1.1)$$

Die Transitdauer (1.-4. Kontakt) ist gegeben durch Formel 1.2 ( $a$ : große Halbachse,  $P$ : Orbitperiode).

$$D = \frac{P}{\pi} \sin^{-1} \left( \frac{\sqrt{(R_A + R_b)^2 - a^2 \cos^2 i}}{a} \right) \quad (1.2)$$

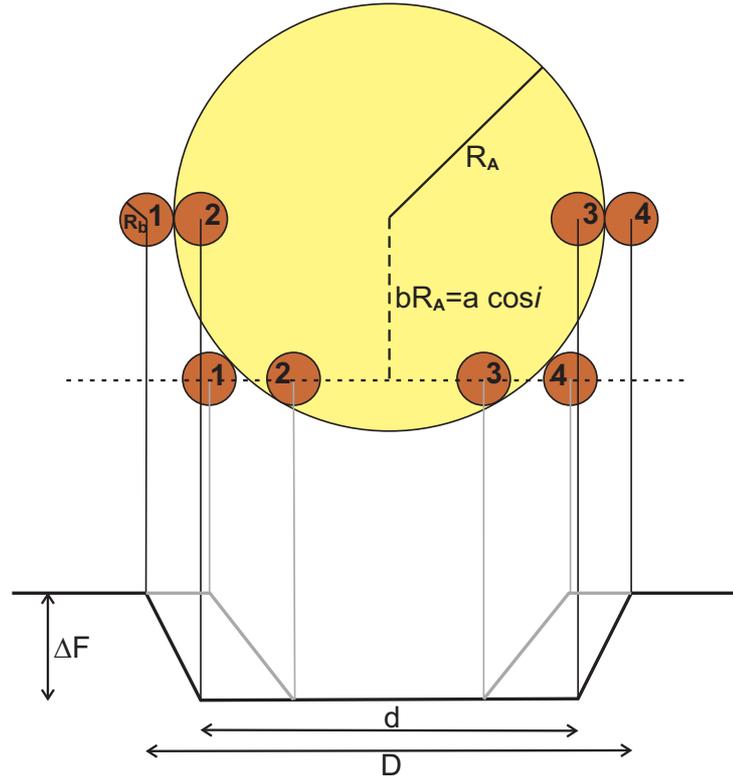


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung einer Transitlichtkurve mit Definition der Hauptparameter (nach Seager und Mallén-Ornelas 2003)

Analog kann die Dauer der Totalität (2.-3. Kontakt) berechnet werden mit Formel 1.3.

$$d = \frac{P}{\pi} \sin^{-1} \left( \frac{\sqrt{(R_A - R_b)^2 - a^2 \cos^2 i}}{a} \right) \quad (1.3)$$

Durch das Verhältnis von Formel 1.2 und Formel 1.3 wird die Form eines Transits mit einem Stillstand (flacher Boden,  $d$  in Abbildung 1.1) beschrieben. Durch Einsetzen des Radiusverhältnisses von Planet zu Stern  $k = \frac{R_b}{R_A}$  und des Impaktparameters  $b = \frac{a}{R_A \cos i}$ , welcher den kürzesten Abstand vom Mittelpunkt der Sternscheibe zur Überlaufstrecke des Planeten in Relation zum Radius des Sterns repräsentiert, kann die Form des Transits mit Formel 1.4 ausgedrückt werden.

$$\frac{\sin(d \frac{\pi}{P})}{\sin(D \frac{\pi}{P})} = \frac{\sqrt{(1 - k)^2 - b^2}}{\sqrt{(1 + k)^2 - b^2}} \quad (1.4)$$

Zusätzlich zu den geometrischen Gleichungen, kann mit Hilfe des 3. Keplerschen Gesetzes (Formel 1.5) der Orbit des Planeten um den Stern charakterisiert werden.

$$P^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_A + M_b)} \quad (1.5)$$

Aus den vorangegangenen Gleichung ist die stellare Dichte ableitbar. Aus der Transitdauer (Formel 1.2) in Verbindung mit Formel 1.1 und Formel 1.5 unter der Annahme, dass die Masse des Sterns  $M_A \gg M_b$  (Masse des Planeten) kann die Dichte des Sterns (Formel 1.6) also direkt aus der Lichtkurve eines Transit bestimmt werden.

$$\rho_A \equiv \frac{M_A}{R_A^3} = \left( \frac{4\pi^2}{P^2 G} \right) \sqrt[3]{\frac{(1 + \sqrt{\Delta F})^2 - b^2 [1 - \sin^2(D \frac{\pi}{P})]}{\sin^2(D \frac{\pi}{P})}} \quad (1.6)$$

Damit all diese Gleichungen gültig sind, müssen bestimmte Voraussetzungen gegeben sein. Der Planet selbst emittiert kein Licht und der komplette Durchmesser des Planeten bedeckt den Stern, sodass die Lichtkurve im Transit einen flachen Boden zeigt. Außerdem befindet sich der Planet auf einem kreisförmigen Orbit um den Stern (Exzentrizität  $e = 0$ ). Letztgenannte Annahme ist in vielen Fällen nicht gegeben. Ungefähr 25% der Transitplaneten zeigen eine signifikante Exzentrizität (www.exoplanet.eu, Schneider 2012), welche durch Messung der Radialgeschwindigkeit bestimmt wurde. Für einen elliptischen Orbit und unter der Bedingung  $R_b \ll R_A \ll a$ , sodass die Transitdauer sehr viel kleiner ist als die Orbitperiode, sowie der Annahme, dass der Abstand zwischen Stern und Planet  $r_t$  während des Transits annähernd konstant bleibt, ergibt sich unter Verwendung von  $\sin^{-1}x \approx x$  für die Transitdauer Formel 1.7 ( $\nu_t$ ,  $E_t$  wahre und exzentrische Anomalie,  $\omega$  Länge des Periastrons) aus Ford u. a. (2008).

$$D_e = \frac{P R_A}{\pi a \sqrt{1 - e^2}} \sqrt{(1 + k)^2 - b^2} \frac{r_t}{a} \quad (1.7)$$

mit:

$$r_t = a(1 - e \cos E_t) = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \nu_t} = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \omega}$$

Das Verhältnis der Transitdauer eines exzentrischen Orbits zu der eines Planeten auf einen äquivalenten kreisförmigen Orbit ist  $\frac{1+e \cos \omega}{\sqrt{1-e^2}}$ . Auch der Impaktparameter  $b$  muss im Fall eines exzentrischen Orbits angepasst werden. Dadurch ergibt sich Formel 1.8.

$$b_e = \frac{a \cos i}{R_A} \frac{1 - e^2}{1 + e \cos \omega} \quad (1.8)$$

Alle in diesem Kapitel beschriebenen Zusammenhänge bilden die Basis für eine einfache analytische Lösung von Transitlichtkurven und können verwendet werden, um planetare, stellare und geometrische Parameter abzuschätzen.

### 1.1.2 Lichtkurvenform

Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben lassen sich viele Parameter eines Transitsystems aus der Geometrie des Systems ableiten. In diesen Überlegungen wird der

Transit als eine Art Box mit flachen Boden idealisiert. In der Realität variiert die Transittiefe während des Vorbeizugs des Planeten. Im Zentrum der Sternscheibe ist die Tiefe am größten, während sie zum Rand hin abnimmt. Dieser Effekt lässt sich auf die Mitte-Randverdunklung zurückführen.

Karl Schwarzschild entdeckte bereits bei einer Sonnenfinsternis 1905 die radiative Natur der Sonnenatmosphäre. Mit Hilfe des Strahlungsgleichgewichtes berechnete er den von außen nach innen zunehmenden Temperaturgradienten in der Photosphäre und konnte somit erstmals die Randverdunklung erklären (Schwarzschild 1906).

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon, welches in einer bestimmten Schicht der Sternatmosphäre emittiert wird, die Sternoberfläche verlässt, hängt von der optische Tiefe  $\tau$  der Schicht ab. Für eine bestimmte Frequenz  $\nu$  ist die optische Tiefe gegeben durch

$$\tau_\nu = \int_x^\infty \rho(s)\kappa_\nu ds \quad (1.9)$$

und ist somit von der Opazität  $\kappa$  und der Dichte  $\rho$  des Mediums zwischen der Position  $x$ , bei der das Licht emittiert wird, und dem unendlich entfernten Beobachter ( $s = \text{Lichtweg}$ ) abhängig (Haswell 2010).

Die optische Tiefe für eine bestimmte Schicht in der Sternatmosphäre nimmt in Richtung des Sternrandes zu. Das bedeutet, dass die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon aus dieser Schicht den Beobachter erreicht, am Rand geringer ist als im Zentrum.

Die Photonen, die der Beobachter von den Randbereichen empfängt sind daher mit hoher Wahrscheinlichkeit aus äußeren und damit kühleren Schichten der Sternatmosphäre, während im Zentrum der Sternscheibe auch Photonen aus den heißeren, tieferen Schichten beobachtet werden können. Aus diesen Grund erscheint die Sternscheibe zunehmend dunkler und röter in Richtung des Sternenrandes.

Weil die Opazität und damit die optische Tiefe abhängig von der Wellenlänge des Lichtes ist, ist auch die Mitte-Randverdunklung nicht in jeden Wellenlängenbereich gleich. Im blauen Licht ist sie viel stärker ausgeprägt als im roten Licht.

Die exakte Form der Randverdunklung ist nicht nur eine Funktion der Opazität sondern auch des Emissionsvermögens, welches wiederum von der Wellenlänge, dem Spektraltyp, der chemischen Zusammensetzung und der thermischen Eigenschaften der Sternatmosphäre abhängt.

Die Randverdunklung kann bei keinem anderen Stern außer der Sonne direkt beobachtet werden. Der Helligkeitsverlauf anderer Sterne wird mit Hilfe von numerischen Berechnungen des Strahlungstransports in Sternatmosphären modelliert.

Bei der Analyse von Transitlichtkurven ist Randverdunklung von großer Wichtigkeit, da eine Vernachlässigung zu systematischen Fehlern bei der Bestimmung der Systemparameter führt. Zu diesem Zweck kann die Variation der Helligkeit auf der Sternscheibe durch verschiedene Parametrisierungen, den so genannten Randverdunklungsgesetzen, darge-

stellt werden. Das einfachste Gesetz, lineare Randverdunklung (Formel 1.10), wurde empirisch bestimmt und bereits Anfang des 20. Jahrhunderts formuliert (Russell 1912b). Allerdings ist lineare Randverdunklung eine schlechte Näherung für die Vorhersagen der Modellatmosphären. Auch Beobachtungen von bedeckungsveränderlichen Sternen zeigten teils schlechte Übereinstimmungen mit modellierten Lichtkurven. Deswegen wurden Gesetze mit zwei Koeffizienten wie das quadratische Gesetz (Formel 1.11, Kopal 1950), das logarithmische Gesetz (Formel 1.12, Klinglesmith und Sobieski 1970) und das Wurzelgesetz (Formel 1.13, Diaz-Cordoves u. a. 1995), implementiert.

lineares Gesetz:

$$\frac{I(\mu)}{I(0)} = 1 - u_l(1 - \mu) \quad (1.10)$$

quadratisches Gesetz:

$$\frac{I(\mu)}{I(0)} = 1 - u_q(1 - \mu) - v_q(1 - \mu)^2 \quad (1.11)$$

logarithmisches Gesetz:

$$\frac{I(\mu)}{I(0)} = 1 - u_{lg}(1 - \mu) - v_{lg}(\mu \ln \mu) \quad (1.12)$$

Wurzelgesetz:

$$\frac{I(\mu)}{I(0)} = 1 - u_w(1 - \mu) - v_w(1 - \sqrt{\mu}) \quad (1.13)$$

mit:

$$\mu = \cos \gamma$$

$\gamma$  ... Winkel zwischen Oberflächennormale und Sichtlinie

(siehe Abbildung 1.2)

$u, v$  ... Randverdunklungskoeffizienten

Die Koeffizienten für diese Gesetze können aus Beobachtungen bestimmt werden. Dafür ist eine sehr hohe Genauigkeit erforderlich (siehe Kapitel 3.3.4). Deshalb gibt es Tabellen für die Randverdunklungskoeffizienten, die mit Hilfe von verschiedenen Modellatmosphären erstellt wurden. Entsprechende Tabellen können z. B. bei van Hamme (1993); Claret u. a. (1995); Claret (2000) und Claret und Hauschildt (2003) gefunden werden. Mit den Randverdunklungskoeffizienten kann nun auch die variierende Tiefe während eines Transits erklärt werden (Formel 1.14 aus Csizmadia 2011/2012, Vorlesung).

$$d = \left( \frac{R_{Pl}}{R_S} \right)^2 \frac{(1 - u(1 - \sqrt{1 - b^2}) - v(1 - \sqrt{1 - b^2}))^2}{1 - \frac{u}{3} - \frac{v}{6}} \quad (1.14)$$

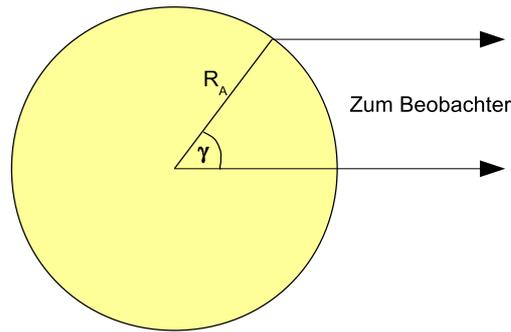


Abbildung 1.2: Erklärung von  $\gamma$ , den Winkel zwischen Oberflächennormale und Sichtlinie.

Neben den schon genannten Randverdunklungsgesetzen gibt es weitere, kompliziertere wie z.B. das exponentielle Gesetz (Claret und Hauschildt 2003), das 3-parametrische Gesetz (Sing u. a. 2009) und das 4-parametrische Gesetz (Claret 2000). Nachteil dieser Gesetze ist, dass ihre Koeffizienten nur für bestimmte fotometrische Filter berechnet wurden, während die Koeffizienten für die vier zuerst genannten Gesetze für die meist verwendeten Standardfiltersätze verfügbar sind.

## 1.2 Transitzeitvariationen

Das Transit-Event ist in erster Näherung ein strikt periodisches Phänomen. Angenommen, der Planet befindet sich auf einem Kepler Orbit um seinen Stern, dann sollte die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Transits  $\Delta T_c$  gleich der Orbitperiode  $P$  sein. Wird jedoch der Orbit des Transitplaneten durch gravitative Wechselwirkungen von weiteren Objekten im System gestört, so wird sich die Zeit zwischen zwei Transits verändern,  $\Delta T_c = P + \delta P(t)$ . Die Störungen des linearen Modells,  $\delta P(t)$ , ist eine Funktion der Masse des zusätzlichen Objektes.

Allgemein wird eine Abweichung von der Periodizität der Transits als Transitzeitvariationen (engl. transit timing variation - TTV) bezeichnet. TTVs können allerdings von einer Vielzahl von Effekten ausgelöst werden. Nicht nur zusätzliche Planeten, Trojaner und Monde im System können TTVs verursachen, sondern auch Präzession des Planetenorbits, Einfluss von Gezeitenkräften oder relativistische Effekte. Allein die Beobachtung von TTVs macht eine Interpretation schwierig und eine endgültige Lösung kann nicht gefunden werden.

Zur Detektion von TTVs wird ein so genanntes  $B - R$  - Diagramm (Beobachtung minus Rechnung) erstellt. Ist  $B - R = 0$ , hat der Transit zu den erwarteten Transitzeitpunkt stattgefunden, bei  $B - R < 0$  zu früh und bei  $B - R > 0$  zu spät. Werden in einem bekannten Transitsystem TTVs hervorgerufen, resultieren diese in einem quasi-periodischen Signal im  $B - R$  - Diagramm. Die Analyse von  $B - R$  - Diagrammen ist ein großartiges

Werkzeug, welches häufig für astrophysikalische Untersuchungen von Pulsations- und Bedeckungsveränderlichen verwendet wird.

Unter der Annahme, dass die Variationen durch ein zusätzliches Objekt im System hervorgerufen werden, können numerische Drei-Körper-Simulationen durchgeführt werden, um stabile Lösungen zu finden. Es ist also möglich, weitere Körper zu detektieren und deren Massen zu bestimmen, indem man Transitbeobachtungen und in speziellen Zeiten von Transitmittelpunkten analysiert.

Im Folgenden wird auf die verschiedenen Effekte, die TTVs verursachen können, die aufgrund von Beobachtungen gewonnen Hinweisen auf Auslöser von TTVs und die Bedeutung von TTVs für die Suche nach Exoplaneten eingegangen.

### 1.2.1 Zusätzliche Planeten

Wenn in einem bekannten Transitsystem ein weiterer Planet, welcher nicht notwendigerweise einen Transit zeigt, mit dem bekannten Planeten wechselwirkt, werden TTVs hervorgerufen (Holman und Murray 2005). Während der Orbitbewegung tauschen die beiden Planeten aufgrund ihres gegenseitigen gravitativen Einflusses Energie und Drehmoment aus. Diese Wechselwirkung, welche bei Konjunktion der beiden Planeten am stärksten ist, resultiert in kurzzeitigen Oszillationen ihrer großen Halbachse und Exzentrizität, was wiederum das Intervall zwischen aufeinanderfolgenden Transits ändert. Holman und Murray (2005) berechneten den Einfluss der äußeren Gasriesen auf die terrestrischen Planeten im Sonnensystem und fanden TTVs zwischen mehreren Zehn Sekunden für Merkur und mehrere Tausend Sekunden für Mars.

Die Herleitung der Systemparameter des zusätzlichen Planeten aus Beobachtungen von TTVs ist komplexer als bei anderen Methoden zur Planetendetektion, da das Signal eine Kombination aus verschiedenen Effekten, wie z. B. Bewegung von Stern und Planeten um gemeinsamen Massenschwerpunkt, gravitative Wechselwirkung der Planeten, Lichtlaufzeiteffekte und Gezeiten, ist (Steffen u. a. 2007). Allerdings ist die Größenordnung des TTV-Signals proportional zur Masse des zusätzlichen Planeten. Das Weltraumteleskop *Kepler* hat inzwischen eine Vielzahl von Multi-Planetensystemen identifiziert, bei denen die Planeten gegenseitige TTVs hervorrufen. Anhand der Modellierung dieser TTVs konnten die Massen auch für Planeten bestimmt werden, die zu massearm für die Messung der Radialgeschwindigkeit sind. Ein Beispiel eines Multi-Transitplanetensystems mit starken TTVs ist Kepler-9 bcd (Holman u. a. 2010).

Agol u. a. (2005) beschrieb die Auswirkungen von zusätzlichen Planeten auf bekannte Transitplaneten und definierte verschiedene Grenzfälle, auf die im Folgenden eingegangen werden soll.

### Innerer Planet auf kreisförmigen Orbit

Im einfachsten Fall befinden sich ein äußerer, bekannter Transitplanet und ein innerer, zusätzlicher Planet auf einem kreisförmigen Orbit um ihren Stern. In diesem Fall ist die Planet-Planet-Wechselwirkung vernachlässigbar. TTVs werden hervorgerufen, weil sich der innere Planet und der Stern um einen gemeinsamen Massenschwerpunkt bewegen. Der Transit findet statt, wenn Stern und Transitplanet sich in der Sichtlinie des Massenschwerpunkts des inneren Systems ausrichten. Allerdings verschiebt die Orbitbewegung des inneren Planeten den Stern aus dieser Position. Der Transit wird periodisch zu früh oder zu spät stattfinden, wie schematisch in Abbildung 1.3 gezeigt.

Ist der Orbit der beiden Planeten exzentrisch, können die TTVs leicht höher sein. Trotzdem erzeugt ein innerer terrestrischer Planet bei einem äußeren jupiterartigen Transitplanet nur TTVs von etwa ein paar Sekunden (Haswell 2010).

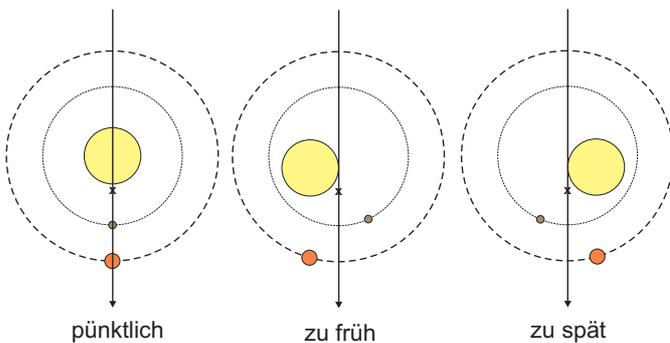


Abbildung 1.3: Die schematische Darstellung nach Agol u. a. (2005) zeigt die Veränderung der Transitzeit aufgrund eines zusätzlichen inneren Planeten.

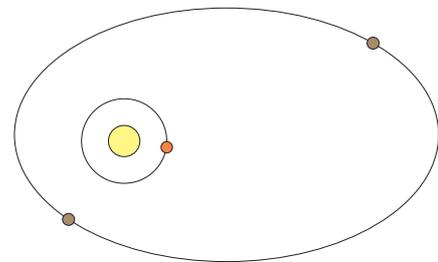


Abbildung 1.4: Veränderung der Transitzeit aufgrund eines zusätzlichen äußeren Planeten. Wegen der variierenden Entfernung der beiden Planeten, wirkt die Gravitation unterschiedlich stark auf den Transitplaneten.

### Äußerer Planet auf exzentrischen Orbit

In diesem Fall befindet sich die Transitplanet auf einem relativen kurzen, kreisförmigen, inneren Orbit um seinen Stern. Ein zusätzlicher Planet umkreist den Stern auf einer viel größeren, exzentrischen Bahn (Abbildung 1.4). Die Existenz dieses Planeten ruft eine leichte Erhöhung der Periode des Transitplaneten hervor, dessen Größenordnung abhängig von der Entfernung zwischen Transitplanet und äußeren Planet ist. Durch die Exzentrizität des äußeren Orbits ändert sich die Entfernung als Funktion der Zeit, was in periodische Variationen der Periode des Transitplaneten resultiert. TTVs, die durch einen äußeren Planeten hervorgerufen werden, haben typischerweise die Größenordnung von einigen Sekunden (Haswell 2010).

## Planeten und Resonanzen

Während der Konjunktion von zwei Planeten in einem System ist die Wechselwirkung so groß, dass die Exzentrizität des Transitplaneten ansteigt. Befinden sich die zwei Planeten nicht in Resonanz, verändert sich der Ort der Konjunktion mit der Zeit. Die Exzentrizität steigt nur so lange an, bis der Punkt der Konjunktion einen halben Orbit zurückgelegt hat. Danach nimmt die Exzentrizität wieder ab. Je näher die Planeten der Resonanz sind, desto länger braucht der Punkt der Konjunktion für einen halben Orbit, desto länger kann die Exzentrizität ansteigen. Sind die Planeten genau in Resonanz, findet die Konjunktion immer am gleichen Ort statt. Die Exzentrizität steigt an und dadurch ändert sich die große Halbachse und die Periode. Der Punkt der Konjunktion beginnt zu wandern. Nach einem halben Orbit sinkt die Exzentrizität und damit auch große Halbachse und Periode. Es kommt zu einer periodischen Libration der große Halbachse um die Resonanz, die in TTVs resultiert. Folglich ist auf halbem Weg zwischen zwei Resonanzen die Wechselwirkung zwischen den beiden Planeten klein und somit sind die TTVs gering. Sie steigen an, je näher das Periodenverhältnis einer Resonanz kommt. Am stärksten ist die Variation

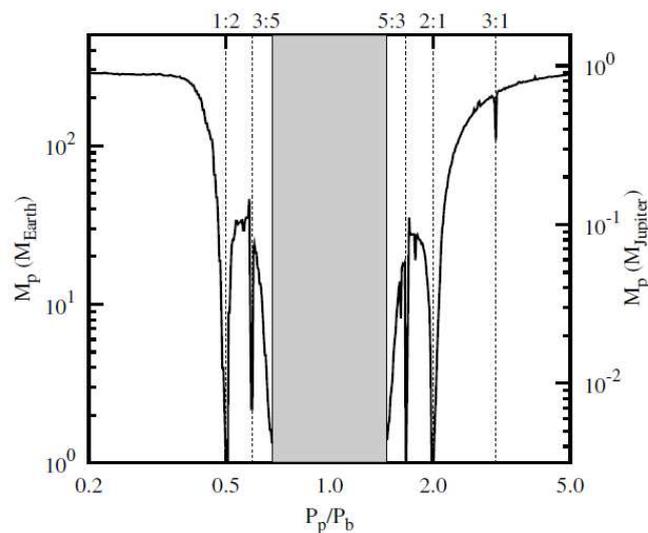


Abbildung 1.5: Die Masse des zusätzlichen Planeten ( $M_p$ ) als Funktion des Verhältnisses von Periode des zusätzlichen Planeten ( $P_p$ ) und Periode des Transitplaneten ( $P_b$ ) am Beispiel von WASP-12 b aus Maciejewski u. a. (2011b). In Resonanzen können viel masseärmere zusätzliche Planeten detektiert werden

der Transitzeit, wenn sich beide Planeten in oder nahe einer Resonanz befinden.

Die TTV-Methode zur Detektion von Exoplaneten ergänzt andere Techniken, weil sie am empfindlichsten auf Resonanzen reagiert (siehe Abbildung 1.5). Zum Beispiel ruft ein zusätzlicher Planet mit der Masse der Erde, welcher sich in 2:1 Resonanz mit einen Transitplanet mit der Masse von Jupiter und einer Periode von  $P = 3$  d befindet, TTVs  $> 1$  min hervor (Steffen u. a. 2007). Daher ist es möglich, selbst mit boden-gebundenen Teleskopen

Exoplaneten von der Masse der Erde, welche in Resonanz zu einem Transitplaneten sind, zu detektieren.

### 1.2.2 Monde

Die Entdeckung von Planeten außerhalb des Sonnensystems führte zu der Frage, ob solche Planeten auch Satelliten (Exomonde) haben. Ausgehend von der großen Anzahl von Monden im Sonnensystem, ist es realistisch anzunehmen, dass Exomonde existieren könnten. Eine weitere Motivation für die Suche nach Exomonden ist, dass sie, basierend auf den Monden im Sonnensystem, von terrestrischer Natur sein können. Das bedeutet, dass sie, im Gegensatz zu den extrasolaren Gasriesenplaneten, habitabel sein könnten.

Die fotometrische Detektion eines Exomondes ist möglich, wenn Planet und Mond so orientiert sind, dass sie beide an ihren Stern vorbeiziehen. Die Form der Lichtkurve ist dann die Summe aus zwei Transits: Transit des Planeten und Transit des Mondes (Abbildung 1.6, Simon u. a. 2007). Allerdings können die Monde so klein sein, dass selbst Weltraumteleskope wie *CoRoT* und *Kepler* Schwierigkeiten bei der Detektion haben könnten. Ein zusätzliches Problem ist, dass, in Abhängigkeit der Phase des Mondes während des Transits, der Mond oft nicht in der Lichtkurve zu sehen ist, weil er vor oder hinter dem Planeten steht (Sartoretti und Schneider 1999).

Um die Existenz von Exomonden indirekt nachzuweisen, kann die Beobachtung von TTVs verwendet werden. Kreist ein Mond um einen Exoplaneten, bewegen sich beide um einen gemeinsamen Massenschwerpunkt. Der Planet vollführt eine Taumelbewegung („Wobble“), die bewirkt, dass die Zeit des Transitmittelpunktes variiert. Ein solches System ist schematisch in Abbildung 1.7 dargestellt. Die Amplitude des TTV-Signals ist proportional

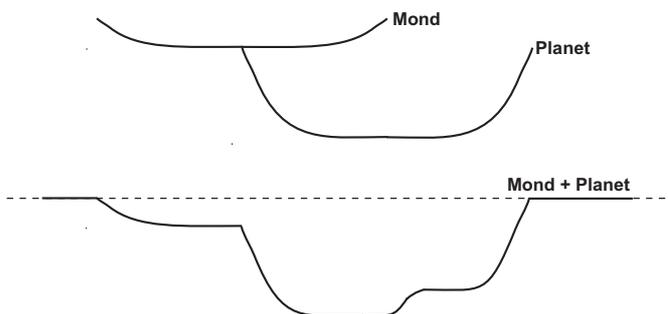


Abbildung 1.6: Zusammensetzung einer Lichtkurve aus dem Transit des Mondes und dem Transit des Planeten nach Simon u. a. (2007).

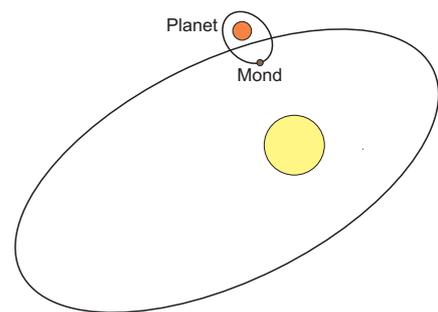


Abbildung 1.7: Skizze des Stern-Planet-Mond-Systems. Die Bewegung von Planet und Mond um den gemeinsamen Massenschwerpunkt führt zu TTVs.

zur Masse des Exomondes  $M_S$  und zum Abstand zwischen Mond und Planet  $a_S$ . Dadurch können beide Parameter nicht separat bestimmt werden (Kipping 2009).

Exomonde erzeugen zusätzlich einen weiteren Timing Effekt: die Variation der Transitdauer (engl. transit duration variation" - TDV). Die Dauer eines Transits ist umgekehrt proportional zu der projizierten Geschwindigkeit des Planeten, wenn er am Stern vorbeizieht. Die Geschwindigkeit des Planeten um den Stern setzt sich aus der Geschwindigkeit des Planet-Mond-Schwerpunktes um dem Mutterstern und der Geschwindigkeit des Planeten um den Planet-Mond-Schwerpunkt zusammen. Solange das Periodenverhältnis von Planet zu Mond nicht ganzzahlig ist, wird die Geschwindigkeit des Planeten um den Planet-Mond-Schwerpunkt für jeden Transit anders sein und damit auch die Transitdauer. Dieser Effekt ist proportional zu  $a_S^{-1/2} M_S$ .

Mit Hilfe des Verhältnisses von TDV zu TTV können  $M_S$  und  $a_S$  individuell bestimmt werden. Ein weitere Vorteil ist, dass TTV- und TDV-Signal in Phase um  $90^\circ$  verschoben sind, was daraus resultiert, dass TTVs ein räumlicher Effekt und TDVs ein Geschwindigkeitseffekt ist. Deswegen ist TDV eine ideale, ergänzende Methode zu TTV, um Exomonde zu detektieren (Kipping 2009).

### 1.2.3 Trojaner

Theoretische Rechnungen sagen voraus, dass Trojaner eine häufiges Nebenprodukt der Planetenentstehung und -entwicklung sind. Da im Sonnensystem Mars, Jupiter und Neptun ihre Orbits mit Asteroiden nahe der stabilen Lagrangepunkte L4/L5 teilen, könnten Trojaner sehr wahrscheinlich auch bei Exoplaneten existieren. Trojaner befinden sich  $60^\circ$  weiter vorn oder weiter hinten auf dem gleichen Orbit wie der Planet (siehe Abbildung 1.8), haben also die gleiche Periode um den Stern. Es gibt verschiedene Wege, die so

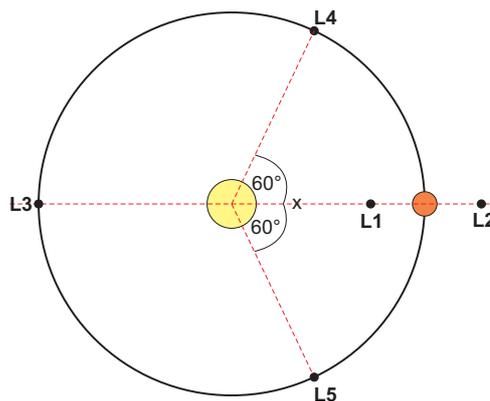


Abbildung 1.8: Position der Lagrange-Punkte in einen Orbit. Trojaner können sich an L4 und L5 aufhalten.

genannten Exotrojaner zu detektieren. Die einfachste Methode ist die Beobachtung des Transitsignals direkt. Angenommen Exoplanet und Exotrojaner sind auf einem kreisförmigen Orbit, würde der Transit des Trojaners dem Transit des Planeten ein sechstel der Orbitperiode vorausseilen oder nachhinken. Trojaner können allerdings eine signifikante

Inklination aufweisen (Morbidelli u. a. 2005) oder sind so klein, dass der Transit nicht sichtbar bzw. nachweisbar ist.

Eine weitere Möglichkeit ist der Nachweis des Effekts, den Exotrojaner auf die Radialgeschwindigkeit haben. Wenn der Planet auf einem kreisförmigen Orbit das einzige Objekt im System ist, stimmt der Zeitpunkt des Transitmittelpunktes mit dem Nulldurchgang der Radialgeschwindigkeit überein. Sind zusätzlich Exotrojaner vorhanden, ändert sich der Massenschwerpunkt des Systems und die Übereinstimmung ist nicht mehr gegeben. Durch die einzigartige Geometrie wiederholt sich diese Störung bei jedem Transit und ist nahezu konstant (Ford und Gaudi 2006).

Wenn der Exotrojaner um den L4 oder L5 Punkt libriert, werden TTVs hervorgerufen, welche mit Formel 1.15 berechnet werden können ( $M_T$ : Masse der Trojaner,  $\Delta\psi(t_i)$ : Winkelabstand des Exotrojaners von L4/L5 Punkt zum Zeitpunkt des  $i$ -ten Transits).

$$TTV \approx \mu_T P \frac{\Delta\psi(t_i)}{2\pi} \quad \text{mit} \quad \mu_T = \frac{M_T}{(M_b + M_T)} \quad (1.15)$$

Ein Exotrojaner mit kleiner Librationsamplitude wird sinusförmige TTVs induzieren (Ford und Holman 2007). Für einen Planeten mit der Masse von Jupiter, welcher mit  $P = 4$  d um einen Stern mit der Masse der Sonne kreist, wird ein Trojaner mit der Masse der Erde und einem Winkelabstand von  $25^\circ$  (typische Librationsamplitude für Trojaner bei Jupiter) TTVs von 72 s mit einer Periode von  $\sim 50$  d erzeugen (Haswell 2010). Mit der gegenwärtigen Technik ist es also möglich, Exotrojaner mit der Masse der Erde durch boden-gebundene Beobachtungen zu detektieren.

### 1.2.4 Lang-Zeit-Effekte

Auf langen Zeitskalen gesehen, kann das Transit Timing von einer Vielzahl weiterer Effekte beeinflusst werden. Wenn ein Planet auf einer elliptischen Bahn seinen Zentralstern umläuft, kann es unter bestimmten äußeren Störungen zu einer Präzession des Orbits kommen. Bei der sogenannten Perihel- oder Apsidendrehung ändert sich die Orientierung der Umlaufbahn innerhalb der Bahnebene. Form des Orbits sowie die Lage der Bahnebene im Raum bleiben erhalten. Da etwa 25% der Transitplaneten eine signifikante Exzentrizität zeigen, könnte die Periheldrehung beobachtbar sein.

Eine mögliche Ursache für die Präzession eines Planetenorbites liegt in der Allgemeinen Relativitätstheorie. Um die Bewegung und das Gravitationsfeld von zwei Körpern, welche miteinander gravitativ wechselwirken, allgemein-relativistisch zu berechnen, müssen die nichtlinearen Feldgleichungen der gekrümmten Raumzeit gelöst werden (Stephani 1988). Dies ist analytisch nicht möglich, lediglich eine exakte Lösung für den Fall  $M_1 \gg M_2$  konnte gefunden werden – die Schwarzschild-Lösung (Schwarzschild 1916).

Planeten bewegen sich auf dem kürzesten Weg zwischen zwei Punkten in der gekrümmten

Raumzeit (Geodäte). Solche geodätischen Lösungen können für die Präzession verantwortlich sein (Stephani 1988). Mit der Allgemeinen Relativitätstheorie konnte z. B. erstmals die starke Periheldrehung bei Merkur erklärt werden, was als große Bestätigung der Allgemeinen Relativitätstheorie angesehen wird (Einstein 1915; Nobili und Will 1986).

Der Effekt der allgemein-relativistischen Präzession auf Exoplanetensysteme und dessen Beobachtbarkeit wurde von Heyl und Gladman (2007), Pál und Kocsis (2008) und Jordán und Bakos (2008) untersucht. Für Transitsysteme kann eine durch Periheldrehung hervorgerufene Änderung der Transitdauer, der Zeit zwischen Primär- und Sekundärbedeckung oder der Periode beobachtet werden. Für super-schwere heiße Jupiter wie z. B. HAT-P-2 b (Bakos u. a. 2007) und XO-3 b (Johns-Krull u. a. 2008) ist die Änderung der Transitdauer mit etwa 20-50 s pro zehn Jahre mit der verfügbaren Technik messbar, während für den Nachweis der Periodenänderung in der Größenordnung von  $10^{-4}$  s in zehn Jahren tausende von Transitbeobachtungen mit hoher Genauigkeit nötig sind (Jordán und Bakos 2008).

Eine weitere mögliche Ursache für Apsidendrehung ist die Abweichung des Zentralsterns von der Kugelform, was entweder durch die Rotation des Sterns selbst oder durch die Gezeitenwirkung des Planeten auf den Stern (siehe Kapitel 1.3) hervorgerufen werden kann. Miralda-Escudé (2002) analysierte den Effekt der Störungen des Planetenorbits wegen des Quadrupolmomentes des Sterns und berechnete die Präzessionsrate und somit die Änderung der Transitdauer und der Periode. Außer in schnell rotierenden Sternen ist der Effekt des stellaren Quadrupols viel kleiner als die allgemein-relativistische Präzession.

Auch die Existenz von anderen Körpern im System, welche zusätzliche Gravitationskräfte auf den Transitplaneten ausüben, kann zu Periheldrehung führen. Miralda-Escudé (2002) berechnete, dass der Orbit des Transitplaneten mit einer ähnlichen Rate wie bei der allgemein-relativistischen Periheldrehung präzediert. Die gesamte Präzession des Planetenorbits ist die Summe aus allen drei Periheldrehung hervorrufenden Effekten.

Auch die Eigenbewegung von Planetensystemen kann für Langzeit-Variationen der Transitdauer und der Periode verantwortlich sein (Rafikov 2009). Durch die 3-dimensionale Eigenbewegung werden die Orbits der Transitplaneten bezüglich ihrer Sichtlinie zum Beobachter ständig reorientiert. Zusätzlich ändert sich die Entfernung zu diesen Systemen, was durch die endliche Lichtgeschwindigkeit zu einer Veränderung der Transitzeit führt.

Im Gegensatz zur Periheldrehung existiert der Timing-Effekt durch die Eigenbewegung auch bei Systemen mit kreisförmigen Orbits und wird stärker, wenn die Periode des Planeten größer wird. Für ein typisches Transitsystem mit einer Orbitperiode von wenigen Tagen und einer Eigenbewegung der Größenordnung  $100 \frac{\text{Milli-Bogensekunde}}{\text{Jahr}}$  variiert die Transitdauer um  $\sim 10 - 100 \frac{\text{ms}}{\text{Jahr}}$  und ist damit vergleichbar mit der quadrupolinduzierten und allgemein-relativistischen Periheldrehung (Rafikov 2009).

Zwei weitere TTV auslösende Effekte resultieren aus der Multiplizität der Planetenmuttersterne. Befindet sich der Planet um eine Komponente eines weiten Doppelsternsystems ( $P_b \ll P_B$ ; gravitativer Einfluss des Doppelsterns ist vernachlässigbar) wird sich durch den

Lichtlaufzeiteffekt die Transitzeit verändern (Montalto 2010). Während der Bewegung des Doppelsternsystems um den gemeinsamen Massenschwerpunkt ändert sich die Entfernung zwischen Beobachter und Planetensystem und somit die Transitzeit mit der Periode des Doppelsterns. Montalto (2010) untersuchte, wie anhand des Lichtlaufzeiteffekts stellare Begleiter vom Planetenmutterstern nachgewiesen werden können, selbst wenn sie durch die Entfernung zum System nicht durch direkte Abbildung detektiert werden können. Die Studie ergab, dass innerhalb einer Beobachtungszeit von zehn Jahren nur Doppelsternsysteme mit  $a \lesssim 75$  AE die Transitzeit merklich beeinflussen ( $a \lesssim 36$  AE für fünf Jahre Beobachtungszeit).

Im Falle eines Planeten um eine Komponente eines Doppelsternsystems kann auch der Kozai-Mechanismus (Kozai 1962) für die Änderung der Transitzeit und der Transitudauer verantwortlich sein. Durch die Orbitbewegung des Doppelsterns werden die Inklination und die Exzentrizität des Planeten gestört. Bei bestimmten Anfangsbedingungen kommt es zu einer periodischen, synchronen Schwankung der beiden Größen. Eine anfänglich recht kleine Inklination und Exzentrizität resultiert nicht im resonanten Austausch, sondern in der oben beschriebenen Periheldrehung. Ist die ursprüngliche Inklination groß (wie bei Transitplaneten) ergibt sich neben der periodischen Änderung von  $i$  und  $e$  eine Libration des Perizentrums. Die Änderung der Bahnelemente führt zu einer Änderung der Transitzeit. Allerdings oszilliert die Exzentrizität für einen Planeten um einen Stern mit einem weiten Hauptreihensternbegleiter mit einer Periode von etwa 25 Ma und ist damit nicht beobachtbar (Takeda und Rasio 2005).

Akkurate Fotometrie von Transits kann zur Detektion von langsamen Orbitveränderungen, welche die Lichtkurven beeinflussen, führen. All diese Effekte sind so gering, dass sie bei den Beobachtungen für die vorliegende Arbeit vernachlässigt werden konnten.

### 1.3 Gezeiten und Exzentrizität

In einem Planetensystem wirken bei der Bewegung um den gemeinsamen Massenschwerpunkt sowohl auf den Stern als auch auf den Planeten Gezeitenkräfte, die daraus resultieren, dass beide Objekte keine Punktmassen sind, sondern ausgedehnte Körper. Die Gezeitenkraft ist die Differenz zwischen der Gravitations- und der Zentrifugalkraft. Während die Zentrifugalkraft an jedem Punkt der Körper konstant ist, zeigt die Gravitationskraft eine umgekehrte Proportionalität zum Quadrat der Entfernung, d. h. am Punkt in Richtung Verbindungslinie Stern-Planet ist sie am stärksten und auf der entgegengesetzten Seite am schwächsten. Im Zentrum beider Körper heben sich beide Kräfte gegenseitig auf. Die Gezeitenkräfte führen zur Bildung von Gezeitenbergen. Durch die Rotation des Sterns sind aufgrund der Massenträgheit die Gezeitenberge nicht in Richtung der Verbindungslinie ausgerichtet. Rotiert der Stern schneller als die Umlaufperiode der Planeten läuft der

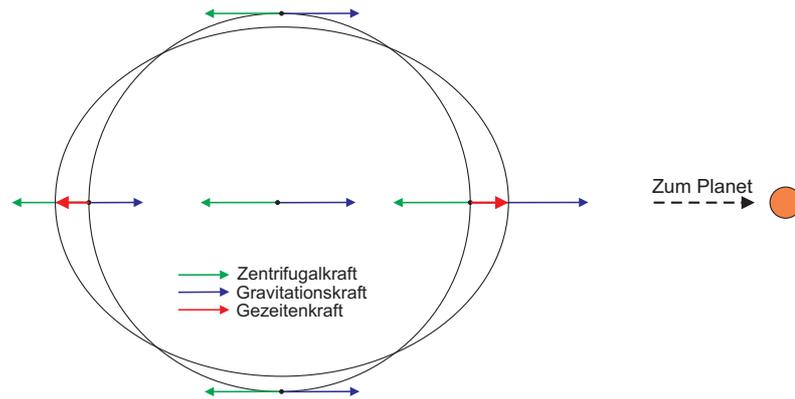


Abbildung 1.9: Schematische Darstellung der Wirkung von Gezeiten und Ausbildung von Gezeitenbergen.

Gezeitenberg vor der Verbindungslinie, rotiert der Stern langsamer als die Umlaufperiode, läuft der Gezeitenberg der Verbindungslinie hinterher. Der Versuch, den Gezeitenberg durch die Verminderung bzw. Erhöhung des Drehmoments wieder in die Verbindungslinie zu zwingen, führt zu einer Abbremsung bzw. Beschleunigung der Rotation. Wegen der Übertragung von Drehimpuls aufgrund der Drehimpulserhaltung vergrößert bzw. verkleinert sich der Orbit des Planeten um den Stern.

### 1.3.1 Gebundene Rotation

Eine Folge der Gezeitenreibung ist, dass sich eine gebundene Rotation einstellt, d. h. der Planet rotiert genauso schnell wie er seinen Zentralstern umkreist. In manchen Fällen synchronisiert nicht nur der Stern den Planeten, sondern auch umgekehrt. Im Fall der doppelten Synchronisation ist die Rotationsperiode des Sterns gleich der Rotationsperiode des Planeten und gleich der Orbitperiode. Ein Beispiel von einem doppelt synchronen Orbit im Sonnensystem ist Neptun mit seinem Mond Charon.

Je kleiner der Abstand zwischen Stern und Planet, desto stärker wirken die Gezeitenkräfte. Im Fall der Heißen Jupiter sind sowohl Stern als auch Planet verformt. Alle bisher gefundenen massereichen Exoplaneten innerhalb von  $a \leq 0,1$  AE vollführen eine gebundene Rotation, d. h. sie wenden ihren Sternen immer die gleiche Seite zu. Dadurch entstehen auf dem Planeten starke Temperaturunterschiede. Je nach der chemischen Zusammensetzung der Atmosphäre des Gasriesen kommt es zu einem mehr oder weniger effektiven Wärmeaustausch zwischen der dem Stern zugewandten Seite („Tagseite“) und der abgewandten Seite („Nachtseite“).

### 1.3.2 Zirkularisierung

Die Gezeitenreibung ändert nicht nur die Größe des Orbits von Exoplaneten, sondern auch seine Form (Zahn 1977). Im allgemeinen wird für einen normalen heißen Jupiter

mit einer Orbitperiode von einigen Tagen (Orbitperiode  $<$  Rotationsperiode des Sterns) sowohl die große Halbachse  $a$  als auch die Exzentrizität  $e$  kleiner werden, das bedeutet der Orbit wird zirkularisiert. Die Zeit, welche das System zur Zirkularisierung benötigt (Zirkularisierungszeitskala), ist definiert durch das Verhältnis von Exzentrizität  $e$  und Größe der Änderungsrate der Exzentrizität  $|\dot{e}|$  (Formel 1.16 aus Mardling 2007).

$$\tau_{\text{circ}} = \frac{e}{|\dot{e}|} = \frac{P}{21\pi} \left( \frac{Q_b}{k_b} \right) \left( \frac{M_b}{M_A} \right) \left( \frac{a}{r_b} \right)^5 \quad (1.16)$$

Der Faktor  $\frac{Q_b}{k_b}$  kombiniert die Love Zahl  $k_b$ , welche die Verformung des Gravitationsfeldes eines Körpers aufgrund eines äußeren störenden Potentials beziffert (Kramm u. a. 2011), und den Gezeitendissipationsfaktor  $Q_b$ , welcher den Energieverlust durch die Gezeiten misst (Haswell 2010). Allerdings sind sowohl  $k_b$  als auch  $Q_b$  nur ungenau bekannt. Goldreich und Soter (1966) leiteten  $Q_b$  für die Gasriesen im Sonnensystem her und fanden Werte für  $\frac{Q_b}{k_b}$  zwischen  $10^4$  und  $10^6$ .

Da  $\tau_{\text{circ}} \propto P a^5$ , bzw. nach Ersetzen mit dem 3. Keplerschen Gesetz  $\tau_{\text{circ}} \propto a^{\frac{13}{2}}$ , ist die Zirkularisierungszeitskala sehr stark abhängig von der Größe des Orbits. Das bedeutet, dass kleine Orbits sehr schnell zirkularisiert werden.

### 1.3.3 Heiße Jupiter mit Exzentrizität

Wie in Abbildung 1.10 gezeigt, steigt die durchschnittliche Exzentrizität aller bekannten Exoplaneten mit der großen Halbachse und der Periode, ist also größer für weite Systeme. Die Mehrheit der Sterne mit einem heißen Jupiter haben  $e \approx 0$ , befinden sich also auf einen kreisförmigen Orbit, wie aus der Gezeitentheorie und der Berechnung der Zirkularisierungszeitskalen erwartet wird. Allerdings wurde bei 25% der Transitplaneten eine signifikante Exzentrizität detektiert. Da die Zirkularisierungszeitskala von heißen Jupitern sehr kurz ist, sind die Planeten entweder sehr jung oder ein Mechanismus hat die Zirkularisierung verzögert oder verhindert. Verschiedene Erklärungen wie z. B. gravitative Wechselwirkung zwischen Planeten (Mardling 2007), enge Begegnung von Planeten (Chatterjee u. a. 2008) oder die Existenz eines stellaren Begleiters des Planetenmuttersterns (Takeda und Rasio 2005) wurden gegeben. Eine von Null verschiedene Exzentrizität könnte also auf zusätzliche, bisher nicht entdeckte, Körper im System hinweisen. Transitplaneten auf einem exzentrischen Orbit sind daher exzellente Objekte für die Planetensuche mit TTV. Die Beobachtung und Analyse von exzentrischen Transitplaneten liefert Informationen über den Aufbau des Planetensystems, sowie über seine Entstehung und Entwicklung.

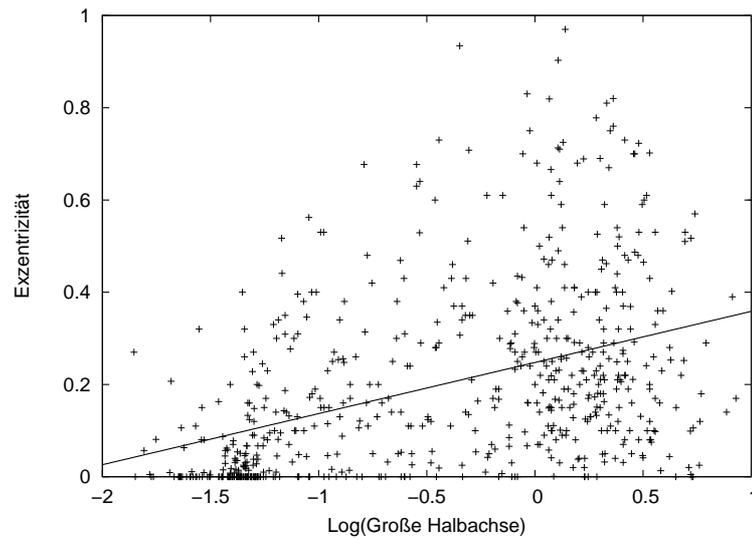


Abbildung 1.10: Die Verteilung der Exzentrizitäten als Funktion der großen Halbachse von [www.exoplanet.eu](http://www.exoplanet.eu) (Schneider 2012).

### 1.3.4 Messung der Exzentrizität

Die Exzentrizität von Transitplaneten kann nur in wenigen Fällen direkt aus der Fotometrie bestimmt werden. Dies ist nur durch Beobachtung des Sekundärtransits möglich und der dadurch präzisen Bestimmung der Zeit zwischen Primär- und Sekundärbedeckung. Zur Ermittlung der Systemparameter eines Transitplaneten sind neben der Beobachtung von Transitlichtkurven auch Radialgeschwindigkeitsmessungen notwendig. Aus dem Fit des spektroskopischen Orbits kann die Exzentrizität abgeleitet werden.

Kreisen mehrere Planeten um einen Zentralstern, kann in der Radialgeschwindigkeit nur eine Überlagerung der Signale beobachtet werden. Das kann zu Fehlinterpretationen der Daten führen. Systeme mit mehreren Planeten können mit Systemen, in dem ein Planet auf einer exzentrischen Bahn seinen Stern umkreist, verwechselt werden. Ein Beispiel hierfür ist 55 Cnc b, bei dem die Exzentrizität von Butler u. a. (1997) als  $e = 0,050$  angegeben wurde. Nach der Detektion von vier weiteren Planeten sank die Exzentrizität von 55 Cnc b auf  $e = 0,014$  (Fischer u. a. 2008).

Anglada-Escudé u. a. (2010) fanden heraus, dass speziell zwei Planeten in einer 2:1 Resonanz das Signal eines Planeten auf einem exzentrischen Orbit nachahmen können. Auch dieses Ergebnis motiviert die Suche nach zusätzliche Planeten in bekannten Transitsystemen mit der TTV-Methode bei exzentrischen Transitplaneten.

# Kapitel 2

## Beobachtung und Auswertung

Mit der Beobachtung von Transitplaneten wurde an der Universitäts-Sternwarte Jena im Frühjahr 2007 begonnen. Ziel war die fotometrische Nachbeobachtung von bekannten Transitplaneten, was zur Entdeckung von zusätzlichen, massearmen Körpern in diesen Systemen führen kann. Das ist möglich, indem man TTVs detektiert und analysiert.

Besonders wichtig für den Nachweis von TTVs ist die genaue Bestimmung des Transitmittelpunktes. Notwendig ist hierzu, die Genauigkeit der Einzelmessungen soweit wie möglich zu erhöhen sowie systematische Fehler weitestgehend zu vermeiden. Dieses Ziel wurde durch eine sorgfältige Auswahl der beobachteten Objekte und durch eine homogene Ausführung der Beobachtung, Datenreduktion und -auswertung erreicht.

### 2.1 Beobachtungen

Viele Transitplaneten kreisen um helle Planetenmuttersterne. Das ist ein großer Vorteil, da für die Beobachtung auch kleinere Teleskope ( $\sim 20$  cm) eingesetzt werden können. Da ein Transit eine kurzzeitige Veränderung ( $\sim$  Stunden) der Helligkeit eines Sterns ist, müssen die Beobachtungen speziell auf dieses Problem angepasst durchgeführt werden. Die Beobachtung des Planetenmuttersterns sollte ca. 1 h vor dem 1. Kontakt beginnen und bis ca. 1 h nach dem 4. Kontakt dauern, um genügend Messpunkte im Normallicht zu erhalten. Die Belichtungszeit ist so zu wählen, dass einerseits ein möglichst großes Signal-Rausch-Verhältnis (engl. signal-to-noise-ratio, S/N) erreicht wird, andererseits aber die Zeitauflösung nicht zu gering ist. Optimal sind dabei Belichtungszeiten von 1-2 Minuten. Dann wird eine Sequenz (Zeitreihe) gestartet, wobei über einige Stunden, bzw. die Dauer der Veränderlichkeit (Transitdauer) Objektbilder aufgenommen werden.

Um eine hohe fotometrische Genauigkeit zu erreichen, sollte in einem Wellenlängenbereich beobachtet werden, in dem die Quantenausbeute und somit die Empfindlichkeit des verwendeten CCD-Chips ein Maximum hat. Bei den meisten CCD-Kameras liegt dieser Maximalwert im roten Bereich des Spektrums. Die Beobachtung im roten Licht bietet au-

ßerdem noch weitere Vorteile. Viele der Transitplanetenmuttersterne sind sonnenähnliche Sterne mit einem Spektraltyp von F5-K5. Die spektrale Energieverteilung dieser Sterne hat ihr Maximum zwischen 570-850 nm, also im roten Spektralbereich. Weiterhin ist die stellare Aktivität (Linsky 1999) sowie der Effekt der Randverdunklung (Kapitel 1.1.2) bei roten Wellenlängen deutlich geringer. Aus diesen Gründen wurden die Beobachtungen vorwiegend in den Filtern  $V$ ,  $R$  oder  $I$  durchgeführt.

### 2.1.1 Universitäts-Sternwarte Jena

Ein Großteil der in dieser Arbeit verwendeten boden-gebundenen Beobachtungen wurden an der Universitäts-Sternwarte Jena gewonnen. Die Außenstelle der Universitäts-Sternwarte Jena befindet sich nahe dem kleinen Dorf Großschwabhausen, 10 km westlich von Jena. Dort stehen drei Teleskope zur Verfügung. Das Hauptrohr ist ein Kombinationsinstrument auf einer Gabelmontierung und ist als Schmidt-Kamera oder Quasi-Cassegrain Teleskop (Nasmyth-System) einsetzbar. Es wurde in den fünfziger Jahren des letzten Jahrhunderts als eins von vier fast identischen Teleskopen von der Firma Carl Zeiss Jena angefertigt. Der Durchmesser des Hauptspiegels misst 1 m, wovon im Nasmyth-Modus eine freie Öffnung von 90 cm genutzt werden kann. Beim Einsatz des Teleskops als Schmidt-Kamera wird die volle Öffnung durch eine Korrektionsplatte auf 60 cm begrenzt. Als Leitrohr ist ein 20 cm Refraktor mit einer Brennweite von 3 m montiert. Das dritte Teleskop ist ein Cassegrain-System mit einem 25 cm großen Hauptspiegel. Alle drei Teleskope sind mit CCD-Kameras ausgerüstet. Das macht es möglich, denselben Transit simultan in verschiedenen Farbbändern zu fotometrieren.

Die ersten Bemühungen, ein TTV-Signal bei den Transitplaneten XO-1b, TrES-1 und TrES-2b fast ausschließlich mit Beobachtungen der Universitäts-Sternwarte Jena zu detektieren, wurden in Raetz u. a. (2009b,a) veröffentlicht und führten zur Neubestimmung ihrer Ephemeriden.

### 2.1.2 TTV@YETI

Die ersten Ergebnisse der Beobachtungen mit dem 25 cm Cassegrain Teleskop der Universitäts-Sternwarte Jena (Raetz u. a. 2009b,a) ergaben eine Genauigkeit des Transitmittelpunktes von etwa 2-3 min. Es zeigte sich, dass diese Genauigkeit nicht ausreicht, um TTVs mit hoher Signifikanz zu detektieren. Darüber hinaus ist die Beobachtung einer großen Anzahl von individuellen Transits eines Planeten vor seinem Mutterstern von nur einem Beobachtungsort schwierig. Durch die Wetterbedingungen in Mitteleuropa und durch die Orbitalperiode der Planeten um ihre Sterne ist es fast unmöglich, aufeinanderfolgende Transits zu beobachten.

Aus diesem Grund wurde im Jahr 2009 eine internationale Beobachtungskampagne ge-



Abbildung 2.1: Teleskop Netzwerk TTV@YETI. Die Weltkarte zeigt die Standpunkte aller am Projekt beteiligten Observatorien. An allen rot gekennzeichneten Standorten, wurden Beobachtungen für diese Arbeit gewonnen (siehe Tabelle 2.1).

startet, die der Detektion und Charakterisierung von TTVs für sorgfältig ausgewählte Transitplaneten gewidmet ist. Das Programm wird durch die Beobachtung mit weltweit an verschiedenen Längengraden verteilten Teleskopen realisiert und stützt sich auf die Zusammenarbeit im Rahmen der „Young Exoplanet Transit Initiative“ („YETI“, Neuhäuser u. a. 2011). Eine Beschreibung von „Transit Timing Variations @ YETI“ ist auf der Internetseite des Projektes zu finden (TTV@YETI 2011, <http://web.astri.umk.pl/ttv/doku.php>). Abbildung 2.1 zeigt die Standpunkte aller am Projekt TTV@YETI beteiligten Observatorien. Für die in dieser Arbeit beobachteten Transitplaneten konnten sieben der auf Abbildung 2.1 dargestellten Teleskope Datenpunkte beisteuern. Diese Observatorien sind mit ihren Teleskopen und Instrumenten in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Insgesamt wurden neben den Beobachtungen an der Universitäts-Sternwarte Jena 14 Lichtkurven von TTV@YETI-Teleskopen verwendet.

### 2.1.3 Auswahl der beobachteten Transitplaneten

Vor dem Beginn der internationalen Zusammenarbeit wurde fast ausschließlich an der Beobachtungsstation Großschwabhausen beobachtet. Um eine gute Datenbasis zu schaffen, wurden Lichtkurven vieler verschiedener bekannter Transitplaneten, die von Jena aus in den entsprechenden (klaren) Nächten sichtbar waren, aufgenommen.

Bei Beginn des Projektes 2009 wurde eine sorgfältige Auswahl von vielversprechenden Transitsystemen durchgeführt. Aus der Literatur wurden die ermittelten Eigenschaften und Parameter für alle bekannten Systeme zusammengestellt. Zu diesen Parametern ge-

Tabelle 2.1: Übersicht der Observatorien und der verwendeten Instrumente. [1] Mugrauer (2009), [2] Mugrauer und Berthold (2010), [3] Mugrauer (2012a, in Vorbereitung), [4] Mugrauer (2012b, in Vorbereitung), [5] Roth (1990), [6] Raetz u. a. (2009a), [7] Meisenheimer (1994), [8] Pribulla und Chochol (2003), [9] Ortiz u. a. (2006)

Ort	östl. Länge	nördl. Breite	Höhe [m]	Teleskop [m]	Kamera	# Pixel	Pixel-skala	Ref
Jena	11.48°	50.93°	370	0.25	CTK	1024 x 1024	2.23	[1]
				0.60	STK	2048 x 2048	1.55	[2]
				0.20	RTK	765 x 510	0.63	[3]
				0.25	CTK-II	1056 x 1027	1.19	[4]
WS <sup>a</sup>	12.01°	47.70°	1838	0.80	MONICA	1024 x 1024	0.50	[5]
H-H <sup>b</sup>	10.55°	50.69°	431	0.20	ST6	375 x 242	2.18	[6]
				0.20	G2-1600	1536 x 1024	1.88	
CAHA <sup>c</sup>	357.45°	37.22°	2168	2.20	CAFOS	2048 x 2048	0.47	[7]
Trebur <sup>d</sup>	8.41°	49.93°	103	1.20	STL-6K 3	3072 x 2048	0.20	
St. L. <sup>e</sup>	20.29°	49.15°	785	0.50	ST10XE	2184 x 1472	0.55	[8]
OSN <sup>f</sup>	356.62°	30.06°	2896	1.50	VersArray:			
					2048B	2048 x 2048	0.23	[9]

<sup>a</sup> Wendelstein Observatorium

<sup>b</sup> Herges-Hallenberg

<sup>c</sup> Centro Astronómico Hispano Alemán, Calar Alto

<sup>d</sup> Michael-Adrian-Observatorium in Trebur

<sup>e</sup> Stará Lesná

<sup>f</sup> Observatorio de Sierra Nevada

hören die Koordinaten (Rektaszension, Deklination), der Spektraltyp, die scheinbare Helligkeit des Sterns sowie die Kenngrößen des Planetenorbits (Umlaufperiode, große Halbachse, Exzentrizität) und des Transits (Dauer, Tiefe).

Aussortiert wurden zunächst alle, die nicht von Jena aus beobachtbar sind bzw. zu tief über dem Horizont stehen. Desweiteren wurden keine Planeten berücksichtigt, die bereits von Weltraumteleskopen wie *CoRoT* und *Kepler* entdeckt wurden sind, da die fotometrischen Genauigkeit und kontinuierliche Beobachtbarkeit aus dem Weltraum mit denen von boden-gebundenen Beobachtungen nicht erreichbar sind.

Ein wichtiger Faktor, den es zu berücksichtigen galt, war die bei der Beobachtung zu erwartende Genauigkeit. Aus vorangegangenen Testbeobachtungen konnte geschlossen werden, dass mit den zur Verfügung stehenden Instrumenten nur Transits mit einer Tiefe von  $> 10$  mmag ein ausreichendes S/N liefern, um Transitzeitvariationen präzise zu bestimmen. Zu schwache aber auch zu helle Sterne wurden aufgrund der zu geringen fotometrischen Genauigkeit oder der fehlenden Vergleichssterne aussortiert.

Ein Indiz für die mögliche Existenz eines weiteren Körpers im System und somit ein wichtiges Auswahlkriterium ist eine von Null verschiedene Exzentrizität  $e$  (siehe Kapitel 1.3). Allerdings ist dabei zu beachten, dass viele Autoren der Originalveröffentlichungen  $e = 0$  festsetzen, da eine genaue Bestimmung aufgrund zu weniger Radialgeschwindigkeitsmess-

Tabelle 2.2: Zusammenfassung der von TTV@YETI beobachteten Transitplaneten  
Referenzen: [1] Kovács u. a. (2010), [2] Buchhave u. a. (2010), [3] Hartman u. a. (2011a), [4] Anderson u. a. (2011), [5] Béky u. a. (2011), [6] Hartman u. a. (2011b), [7] O’Donovan u. a. (2006), [8] O’Donovan u. a. (2010), [9] Mandushev u. a. (2007), [10] Narita u. a. (2010), [11] Pollacco u. a. (2008), [12] Maciejewski u. a. (2010), [13] Christian u. a. (2009), [14] Hebb u. a. (2009), [15] Husnoo u. a. (2011) [16] Joshi u. a. (2009), [17] Johnson u. a. (2009), [18] Bouchy u. a. (2010), [19] Barros u. a. (2011)

Name Planet	$\alpha$ [h min s]	$\delta$ [° ' "]	V [mag]	Spek.- typ	P [d]	Ref	Exzen- trizität e	Ref für e
HAT-P-15 b	04 24 60	+39 27 38	12.16	G5	10.86	[1]	0.190	[1]
HAT-P-16 b	00 38 18	+42 27 47	10.80	F8	2.78	[2]	0.036	[2]
HAT-P-18 b	17 05 24	+33 00 45	12.76	K3	5.51	[3]	0.084	[3]
HAT-P-19 b	00 38 04	+34 42 42	12.90	K2	4.01	[3]	0.067	[3]
HAT-P-27 b	14 51 04	+05 56 51	12.21	G8	3.04	[4]	0.078	[5]
HAT-P-32 b	02 01 10	+46 41 16	11.29	F8	2.15	[6]	0.163	[6]
TrES-2	19 07 14	+49 18 59	11.41	G0	2.47	[7]	0	[8]
TrES-4	17 53 13	+37 12 42	11.30	F9	3.55	[9]	0 <sup>†</sup>	[10]
WASP-3 b	18 34 32	+35 39 42	10.64	F7	1.85	[11]	0.050	[12]
WASP-10 b	23 15 58	+31 27 46	12.70	K5	3.09	[13]	0.059	[13]
WASP-12 b	06 30 33	+29 40 20	11.69	G0	1.09	[14]	0.017	[15]
WASP-14 b	14 33 06	+21 53 41	9.75	F5	2.24	[16]	0.0903	[17]
WASP-21 b	23 09 58	+18 23 46	11.60	G3	4.32	[18]	0 <sup>†</sup>	[18]
WASP-38 b	16 15 50	+10 01 57	9.42	F8	6.87	[19]	0.0321	[19]

<sup>†</sup> Wegen zu wenig Datenpunkten für Radialgeschwindigkeit beim Fit festgehalten

punkte nicht möglich ist. In solchen Fällen kann  $e > 0$  nicht ausgeschlossen werden.

Ein weiterer Hinweis für Planeten oder Monde im System kann den Radialgeschwindigkeitskurven entnommen werden. Zeigen diese Langzeit-Trends oder streuen die Messwerte stark um den angenährten Planetenorbit, könnte sich ein weiteres Objekt darin verbergen. Nach Berücksichtigung aller Kriterien wurde eine Liste mit insgesamt 14 Transitsystemen zusammengestellt (Tabelle 2.2). TrES-2 stellt dabei eine Ausnahme dar, da er sich im Gesichtsfeld von *Kepler* befindet und kontinuierlich durch das Weltraumteleskop überwacht wird. Allerdings war TrES-2 bereits vor dem Start von *Kepler* Ziel dieser TTV Kampagne. Durch die Zusammenfassung der Datenpunkte von TTV@YETI und *Kepler* wird eine genaue Einsicht in den Aufbau der Planetensystems ermöglicht.

Tabelle 2.3 zeigt eine Übersicht aller zwischen März 2007 und März 2012 von TTV@YETI beobachteten Transits. Durch die gezielte Beobachtung ausgewählter Planeten konnten bereits Hinweise auf TTVs in WASP-3 b und WASP-10 b gefunden werden (Maciejewski u. a. 2010, 2011a,c). Weitere Ergebnisse des Projektes für die Planeten WASP-12 b und XO-5 b wurden in Maciejewski u. a. (2011b,d) veröffentlicht.

Die Bearbeitung der verschiedenen Planeten wurde unter den Mitarbeitern von TTV@YETI aufgeteilt. In dieser Arbeit werden die Datenaufnahme und -auswertung beispielhaft an zwei Transitplaneten (TrES-2, WASP-14 b) erklärt und die Ergebnisse diskutiert.

Tabelle 2.3: Beobachtete Transits, Stand: 6.3.2012

Transitplanet	# Transits	# Lichtkurven
WASP-12 b	53	66
WASP-3 b	38	50
WASP-10 b	34	40
TrES-2	29	42
WASP-14 b	12	18
HAT-P-16 b	6	10
HAT-P-32 b	5	7
WASP-1 b	5	6
TrES-3	5	5
TrES-1	4	5
TrES-4	4	5
XO-1 b	4	4
HAT-P-19 b	3	6
HAT-P-13 b	3	3
HAT-P-18 b	3	3
HAT-P-27 b	3	3
XO-4 b	2	4
WASP-39 b	2	2
HAT-P-2 b	1	2
WASP-21 b	1	2
HAT-P-15 b	1	1
HAT-P-4 b	1	1
HAT-P-6 b	1	1
HD189733 b	1	1
Qatar-1 b	1	1
WASP-33 b	1	1
WASP-38 b	1	1
XO-5 b	1	1

### 2.1.4 Defokussierte Beobachtungen

Lichtkurven mit sehr geringen individuellen Fehlern mit boden-gebunden Teleskopen zu erhalten ist schwierig. Ungenauigkeiten entstehen durch atmosphärische Effekte, die sich während der Beobachtung ändern, Flat-Field-Fehler und Probleme mit der Teleskop-Nachführung. Außerdem kann man meist nur eine kurze Belichtungszeit wählen, um eine Sättigung des beobachteten Sterns zu vermeiden.

Eine wirkungsvolle Methode, so viele der oben genannten Effekte wie möglich aufzuheben, ist starkes Defokussieren des Teleskops. Die Idee ist, eine relativ hohe Belichtungszeit zu wählen und die daraus resultierende hohe Anzahl von Photonen auf viele CCD-Pixel zu verteilen. Dies hat den großen Vorteil, dass Flat-Field-Fehler sich herausmitteln und dass die normalen Änderungen der Atmosphäre für die Messung bedeutungslos werden (Southworth u. a. 2009b,a, 2010).

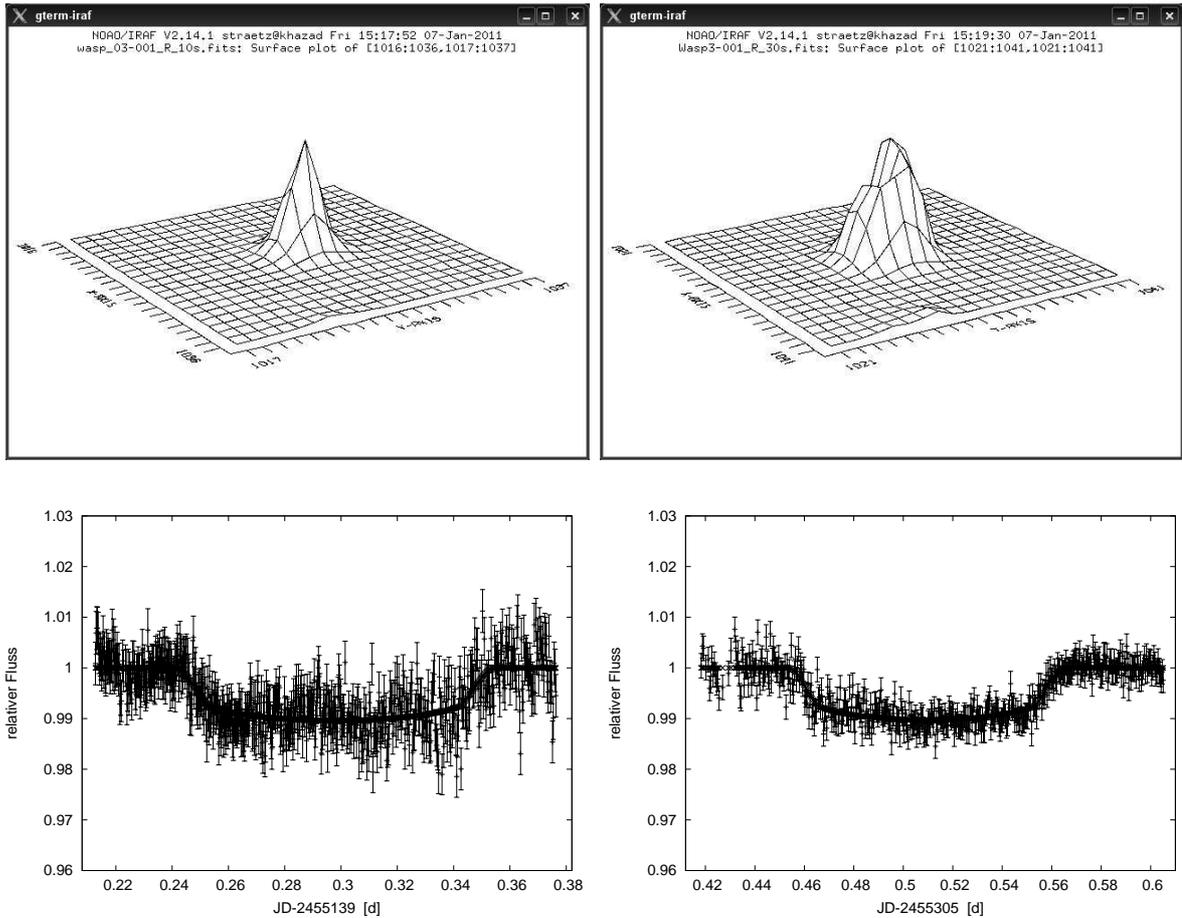


Abbildung 2.2: Vergleich von Beobachtungen bei fokussierten und defokussierten Teleskop am Beispiel von WASP-3 b. Die linke Seite zeigt die PSF des Sterns und die resultierende Lichtkurve vom 03.11.2009, die rechte Seite PSF und Lichtkurve vom 18.04.2010.

Abbildung 2.2 zeigt einen Vergleich von Beobachtungen mit fokussierten und defokussierten Teleskop am Beispiel zweier Lichtkurven von WASP-3 b. Beide Lichtkurven wurden unter gleichen Bedingungen im *R*-Band mit der STK an der Universitäts-Sternwarte Jena aufgenommen. Neben den Lichtkurven zeigt Abbildung 2.2 auch eine 3-dimensionale Darstellung der Punktverbreiterungsfunktion (engl. Point spread function - PSF) des Sterns auf einer CCD-Aufnahme der jeweiligen Nacht. Die linke Seite zeigt die fokussierten Beobachtung vom 3. November 2009. Mit einer Belichtungszeit der Einzelaufnahme von 10 s konnte eine Standardabweichung von  $\sigma = 4,5$  mmag ( $S/N = 2,5$ ) erreicht werden. Auf der rechten Seite sind die defokussierten Beobachtungen vom 18. April 2010 dargestellt. Durch die deutlich höhere Belichtungszeit von 30 s konnte die fotometrische Genauigkeit fast verdoppelt werden ( $\sigma = 2,6$  mmag,  $S/N = 4,4$ ).

## 2.2 Datenreduktion

Während der Suche nach präzisen Transitzeitvariationen ist es notwendig, systematische Fehler, die durch die Datenreduktion und -analyse entstehen, zu vermeiden. Aus diesem Grund wurden nur Transitereignisse ausgewertet, die an der Universitäts-Sternwarte Jena bzw. bei TTV@YETI von den teilnehmenden Teleskopen gewonnen wurden. Somit konnte die Datenreduktion einheitlich durchgeführt werden und systematische Effekte durch die genaue Kenntnis der verwendeten Teleskope und Instrumente auf ein Minimum beschränkt werden. Eine Ausnahme hierbei sind die Beobachtungen des *Kepler* Weltraumteleskopes, dessen Daten bereits reduziert heruntergeladen werden können. Genaue Ausführungen zu den Auswertungen der *Kepler*-Beobachtungen sind im Kapitel 3.3 zu finden.

Um eine homogene Datenreduktion zu gewährleisten, wurden auch die bereits in Raetz u. a. (2009a) und Raetz u. a. (2011) veröffentlichten Daten neu bearbeitet.

Für die Standard-Datenreduktion wurden nur die drei Hauptkalibrationen, *Bias*-, *Dark*-, und *Flat-Field*-Korrektur, verwendet.

Zunächst wurde von allen gewonnenen Aufnahmen das Grundrauschlevel der CCD-Kamera, das so genannte *Bias*, subtrahiert. Dies geschieht bei den meisten der verwendeten Kameras durch einen „Overscan“. Als „Overscan“ wird ein Bereich am äußeren Rand des CCD-Bildes bezeichnet, der nicht mit belichtet, sondern nur ausgelesen wird. Dadurch kann das Grundrauschlevel inklusive Ausleserauschen der Kamera zum Zeitpunkt der Aufnahme gemessen und so aus dem CCD-Bild subtrahiert werden.

Im zweiten Schritt muss das thermische Rauschen („Dunkelstrom“), welches jedes Material über dem absoluten Nullpunkt besitzt, herausgerechnet werden. Dazu wird ein *Dark* mit der selben Belichtungszeit wie die der zu bearbeiteten Bilder aufgenommen und ebenfalls von den Aufnahmen abgezogen. Da im *Dark* auch die Informationen des Grund- und Ausleserauschniveaus enthalten sind, kann bei Kameras ohne „Overscan“-Region auf ein zusätzliches *Bias* verzichtet werden.

Zuletzt wird das unterschiedliche Verhalten der einzelnen Pixel eines CCD-Chips korrigiert. Hiefür wird ein *Flat-Field*, ein überall gleichmäßig beleuchtetes Bild (wolkenloser Dämmerungshimmel, angestrahlte weiße Fläche oder eine von hinten beleuchtete *Flat-Field*-Box innerhalb der Kuppel) verwendet. Durch die Division eines normierten *Flat-Fields* werden die Effekte der unterschiedlichen Pixel-Reaktion, aber auch Vignettierung und Staub auf dem CCD-Chip und im Strahlengang des Teleskops, korrigiert.

Auf weitere Kalibrationen wie z. B. Korrektur von ungewöhnlich reagierenden Pixeln, Entfernung von Helligkeitsgradienten sowie Bildverzerrungen wurde aufgrund der Möglichkeit der Induzierung von Rauschen weitestgehend verzichtet. Eine ausführliche Beschreibung der Datenreduktion ist in Howell (2006) zu finden. Die Standard-Datenreduktion wurde mit dem Programm *IRAF* („Image Reduction and Analysis Facility“, Tody und Murdin 2000) und dessen Routinen *darkcombine*, *flatcombine* und *ccdproc* durchgeführt.

## 2.3 Fotometrie

Als Methode zur Bestimmung der Helligkeit der Sterne auf den einzelnen CCD-Aufnahmen wird differentielle Fotometrie, insbesondere Aperturfotometrie, verwendet. Dabei wird der Helligkeitsunterschied zwischen dem Transitplaneten-Mutterstern und konstanten Vergleichssterne gemessen.

Als Apertur wird eine Blende bezeichnet, die aus drei Kreisen mit vorgegebenen Radius besteht. Um jeden Stern auf einer Aufnahme wird eine Apertur gelegt. Der innere Kreis umschließt den Stern, der äußere eine sternleere Fläche, in der der Wert des Himmels hintergrundes gemessen wird. Innerer und äußerer Kreis sind durch eine Lücke getrennt, die dazu dient, die Verfälschung der Messung des Himmelshintergrundes durch Streulicht vom Stern zu verhindern.

Vorteil der differentiellen Fotometrie ist, dass durch den Vergleich der Helligkeiten von Sternen im Gesichtsfeld der Kamera atmosphärische Effekte und die Luftsäule (engl. Air-mass) herausgerechnet werden können.

### 2.3.1 Differentielle Fotometrie mit *IRAF*

Zur Fotometrie wurde die *IRAF* Routine *chphot* (Broeg 2002) verwendet, die auf der Standard Routine *phot* basiert. Mit *chphot* ist es möglich, die Helligkeiten für jeden Stern in jeder Aufnahme simultan zu messen. Dazu ist es nötig, *IRAF* eine Liste mit den Pixelkoordinaten aller Sterne für jedes Bild zu übergeben. Diese Listen werden durch Kreuzkorrelation mit Hilfe der Routine *jitter* der ESO Software *ECLIPSE* (Devillard 2001) anhand eines Referenzbildes automatisch erstellt. Außerdem wird eine Referenzkoordinatendatei für das Referenzbild benötigt, welche mit dem *Source Extractor* (Bertin und Arnouts 1996) erzeugt wurde.

*IRAF* berechnet die Helligkeit des Sterns als instrumentelle Magnitude. Das bedeutet, dass die Helligkeit in die Magnitudenskala umgerechnet wird, sie jedoch nicht die scheinbare oder absolute Magnitude der Objektes widerspiegelt. Für die Berechnung werden die Formeln 2.1, 2.2, 2.3 und 2.4 verwendet (*IRAF Task phot* 1992).

$$flux = sum - A \cdot sky \quad (2.1)$$

$$mag = zmag - 2,5 \cdot \log(flux) + 2,5 \cdot \log(T_{exp}) \quad (2.2)$$

$$err = \sqrt{\frac{flux}{Gain} + A + \sigma^2 + \frac{A^2 \cdot \sigma^2}{nsky}} \quad (2.3)$$

$$merr = 1,0857 \cdot \frac{err}{flux} \quad (2.4)$$

mit:

<i>flux</i>	...	Summe der Counts in der Apertur ohne Hintergrund
<i>sum</i>	...	Summe der Counts in der Apertur mit Hintergrund
<i>A</i>	...	Fläche der Apertur in Pixel
<i>sky</i>	...	Pixelwert des Hintergrunds in Counts
<i>mag</i>	...	instrumentelle Magnitude
<i>zmag</i>	...	Nullpunktverschiebung
$T_{\text{exp}}$	...	Belichtungszeit
<i>Gain</i>	...	Gain des Detektors in Counts
$\sigma$	...	Standardabweichung des Hintergrunds
<i>nsky</i>	...	Für Berechnung des Hintergrunds verwendet Pixelanzahl
<i>merr</i>	...	Fehler bei der Bestimmung der Magnitude

### 2.3.2 Optimale Aperturgröße

Im Gegensatz zu der in Raetz u. a. (2009a) veröffentlichten Fotometrie, bei der die Größe der Apertur a priori festgesetzt wurde, wurden die Helligkeiten der Sterne gleichzeitig mit 10 verschiedenen Aperturgrößen gemessen, wobei die Größe des Messrings für den Himmelshintergrund konstant gehalten wurde. Da die Halbwertsbreite (engl. Full width half maximum - FWHM) der PSF der Sterne vom verwendeten Teleskop und vor allem vom „Seeing“, welches durch Turbulenzen der Atmosphäre hervorgerufen wird, abhängig ist, muss für jede individuelle Beobachtungsnacht die optimale Größe der Apertur bestimmt werden.

Ausgangspunkt sind die instrumentellen Magnituden einer ausgewählten Anzahl von konstanten Sternen. Durch Vergleich bzw. Subtraktion der instrumentellen Magnituden jedes Sterns mit den jeweiligen anderen, werden Lichtkurven für alle Kombinationen der verwendeten Sterne erzeugt. Die Aperturgröße, bei der die Standardabweichung dieser Lichtkurven am geringsten ist, wird für die Erzeugung der Transitlichtkurve verwendet. Ein Beispiel für die Bestimmung der optimalen Apertur zeigt Abbildung 2.3. Mit sechs hellen, konstanten Sternen wurden insgesamt 15 Lichtkurven pro Aperturgröße erzeugt. Für jede Größe wurden die Standardabweichungen der Lichtkurven addiert und dann über dem Radius der Apertur aufgetragen. Bei Abbildung 2.3 liegt das Minimum und somit die optimale Apertur bei einem Radius von 12 Pixel.

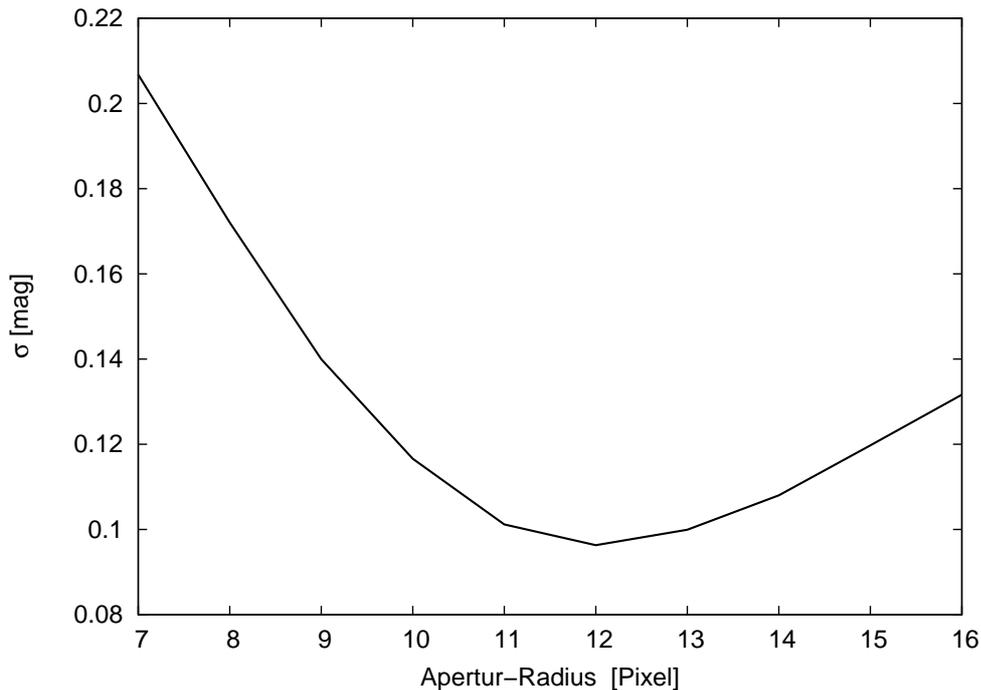


Abbildung 2.3: Summierte Standardabweichung für 15 Lichtkurven pro Aperturgröße über Apertur-Radius zum Bestimmen der optimalen Apertur.

### 2.3.3 Die Methode des künstlichen Vergleichssterne

Ein wichtiger Aspekt bei der differentiellen Fotometrie ist die Wahl geeigneter Vergleichsterne. Um das Ergebnis nicht durch eventuelle variable Vergleichsterne zu beeinflussen, wurde die von Broeg u. a. (2005) entwickelte Methode des optimierten, künstlichen Vergleichssterne verwendet. Dabei werden alle verfügbaren Sterne im Feld durch Bildung eines gewichteten Mittelwerts zu einem künstlichen Vergleichssterne zusammengefasst. Sehr schwache oder variable Sterne erhalten eine geringe Wichtung, während helle, konstante Sterne großen Einfluss auf den künstlichen Vergleichssterne haben. Werden die relativen Magnituden des Transitplaneten-Muttersterne bezüglich des künstlichen Vergleichssterne über die Beobachtungszeit aufgetragen, erhält man die Lichtkurve des Transits.

## 2.4 Lichtkurvenanalyse

Die Form der Lichtkurve eines Transitsystems und damit die Abhängigkeit von den verschiedenen Parametern wurde schon in Kapitel 1.1 beschrieben. Um die Parameter des Systems zu bestimmen, ist es notwendig, eine theoretischen Lichtkurve zu berechnen und diese mit den Beobachtungen zu vergleichen.

Transitplaneten sind ein Spezialfall von bedeckungsveränderlichen Sternen, bei denen statt zwei Sternen ein Planet um einen Stern kreist. Die erste sinnvolle Methode, Lichtkurven von Bedeckungsveränderlichen zu analysieren, wurde von Russell (1912a,b) eingeführt

und von Russell und Merrill (1952) und Kopal (1959) verbessert. Mit der Einführung von Computern wurde die Methode durch Modelle ersetzt, die auf numerischen Integrationen basieren. Für den Spezialfall der Transitplaneten stehen vollständig analytische Modelle zur Verfügung wie zum Beispiel Mandel und Agol (2002) und Giménez (2006). Die Routine von Mandel und Agol (2002) ist die Bekannteste und wird von einer Vielzahl von Transitplaneten-Beobachtern genutzt. Durch die Veröffentlichung einer einfachen Online-Benutzeroberfläche zur Annäherung von Transitlichtkurven auf der „Exoplanet Transit Database (ETD Poddaný u. a. 2010), ist der Mandel und Agol (2002) Algorithmus das universelle Werkzeug für die Bestimmung der Systemparameter.

Ein Nachteil dieser Methode ist allerdings, dass sowohl Stern als auch Planet als sphärisch angenommen werden. Das ist aber nicht bei jedem System gegeben, da der Planet wegen seiner Nähe zum Mutterstern stark verformt sein kann (siehe Kapitel 1.3). Die Annahme der sphärischen Form kann bei der Bestimmung der Systemparameter zu systematischen Fehlern führen.

Deshalb wurde für die Annäherung der beobachteten Lichtkurven das Programm *jktEBop* verwendet, eine von Southworth stark modifizierte Version des „Eclipsing Binary Orbit Program - *EBop*“ (Etzcel 1975, 1981; Popper und Etzcel 1981). *EBop* basiert auf dem Modell von Nelson und Davis (1972). Zur Berechnung der Gesamthelligkeit des Transitsystems als Funktion der Orbitphase wird das Licht, welches von der für den Beobachter sichtbaren Oberfläche beider Komponenten emittiert wird, aufsummiert. Dazu wird die Oberfläche in kleine Flächenelemente aufgeteilt. Bei *EBop* werden die Sterne durch die biaxiale Näherung des triaxialen Ellipsoiden repräsentiert. Das bedeutet, dass die beiden kleineren Achsen des Ellipsoiden die gleiche Länge aufweisen. Wie bei Nelson und Davis (1972) beschrieben wird der bedeckte Stern in konzentrische Ringe aufgeteilt. Durch die ellipsoide Form der Sterne ist die Fläche der Kreisringe nicht überall gleich. Das Licht, welches von jedem Kreisring emittiert wird, hängt von seiner Fläche ab, aber auch von der Randverdunklung. Die Helligkeit wird durch numerische Integration über die Kreisringe bestimmt.

### 2.4.1 Parameterkorrelationen

Die Wahl der Parameter, die in die Modellierung einer Lichtkurve eingehen, ist sehr wichtig. Lichtkurven von Transitsystemen hängen von vielen Größen ab, die teilweise stark korreliert sind. Southworth (2008) analysierte mit Hilfe der Ergebnisse von *jktEBop* die Abhängigkeiten verschiedener Parameter untereinander und fand, dass im Fall der Parameterkorrelation die Fehler deutlich unterschätzt werden. Bei der Berechnung einer theoretischen Lichtkurve ist es wichtig, einen Satz von Parametern zu verwenden, für den das Modell die Beobachtungen bestmöglich wiedergibt, die aber so wenig wie möglich korreliert sind. Bei *jktEBop* sind diese Parameter neben der Orbitperiode  $P$  und der Zeit

der Transitmittelpunktes  $T_c$  auch die Inklination  $i$  und die Radien von Stern und Planet ausgedrückt in Bruchteilen der großen Halbachse  $a$  (fraktioneller Radius, Formel 2.5).

$$r_A = \frac{R_A}{a}, \quad r_b = \frac{R_b}{a} \quad (2.5)$$

mit:  $R_A, R_b$ ...wahrer Radius von Stern und Planet

Southworth (2008) zeigt, dass sowohl  $r_A$  und  $r_b$ , aber auch  $r_A$  und das Radienverhältnis  $k = \frac{r_b}{r_A}$  stark korrelieren. Anstatt  $r_A$  und  $r_b$  direkt zu fitten, verwendet *jktEBop* Parameterkombinationen wie die Summe der fraktionellen Radien ( $r_A + r_b$ ) sowie das Radienverhältnis  $k$ , da diese deutlich schwächer korreliert sind.

Der für die Lichtkurvenanalyse verwendete Parametersatz ist  $r_A + r_b$ ,  $k$ ,  $i$  und  $T_c$  (Southworth u. a. 2005). Die Orbitperiode lässt sich aus einer Einzelbeobachtung nicht bestimmen und muss beim Fit als gegeben vorausgesetzt werden. Das Massenverhältnis von Planet zu Stern ( $\frac{M_b}{M_A}$ ) hat nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Lichtkurve und kann somit auf einen Literaturwert festgesetzt werden (Southworth 2006).

### 2.4.2 Vorgehensweise beim Fit

Startpunkt für die Bestimmung der Systemparameter ist die Berechnung einer Modelllichtkurve. Diese sollte den beobachteten Daten so ähnlich wie möglich sein. Dazu ist es notwendig, realistischen Anfangswerte abzuschätzen. Die meisten Parameter können der Theorie oder früheren Veröffentlichungen entnommen werden.

Für die Lichtkurvenanalyse werden *jktEBop* die Anfangswerte für  $r_A + r_b$ ,  $k$ ,  $i$ ,  $\frac{M_b}{M_A}$ , Exzentrizität  $e$ , Länge der Periastrons  $\omega$ , Rand- und Gravitationsverdunklung für beide Komponenten, Orbitperiode und ungefähre Zeit des Transitmittelpunktes übergeben. Werte für die Radien, die Inklination, die Periode, das Massenverhältnis sowie Exzentrizität und Länge der Periastrons sind in der Literatur zu finden. Die theoretischen Werte der Randverdunklungskoeffizienten für verschiedene Sterne, d. h. verschiedene Effektivtemperatur, Schwerebeschleunigung und chemische Zusammensetzung für verschiedene Wellenlängenbereiche werden mit Hilfe von bilinearer Interpolation aus veröffentlichten Tabellen gewonnen. Der Planet emittiert im optischen Wellenlängenbereich kein Licht und besitzt somit keine Randverdunklung. Diese Werte können also auf Null festgesetzt werden. Die Gravitationsverdunklung wird mit dem typischen Wert für radiative Atmosphären  $\beta = 1$  (von Zeipel 1924) angenommen. Als Referenz für die Zeit des Transitmittelpunktes wird der theoretische Wert, welcher aus bereits publizierten Ephemeriden berechnet wurde, angegeben.

Die aus den Anfangswerten berechnete Modelllichtkurve wird nun iterativ an die Beobachtungen angepasst, bis das  $\chi^2$  minimal ist. Bei *jktEBop* wird zur  $\chi^2$ -Minimierung der Levenberg-Marquardt Algorithmus eingesetzt (Levenberg 1944; Marquardt 1963).

Da die Beobachtung eines Transits mehrere Stunden dauert, wandert der Stern am Himmel. Während dieser Wanderung ändert sich seine Höhe und Airmass, was zu positiven oder negativen Trends in den resultierenden Lichtkurven führen kann. *jktEBop* kann solche Trends berücksichtigen, indem ein Polynome bis zum sechsten Grad an die Beobachtungen angepasst wird. In dieser Arbeit wird sich auf die Verwendung von Polynomen zweiten Grades beschränkt.

### 2.4.3 Fehlerabschätzung

Bei den meisten Fehlerbetrachtungen werden nur formale Fehler, die aus dem Fit der Lichtkurve resultieren, berücksichtigt. Allerdings werden dadurch Parameterkorrelationen vernachlässigt. Um die Fehler unabhängig der Fit-Fehler realistisch einschätzen zu können, ist bei *jktEBop* eine Monte-Carlo Simulation implementiert.

Nachdem der beste Fit gefunden ist, wird eine synthetische Lichtkurve mit den Best-Fit-Parametern erzeugt. Rauschen auf dem Level der realen Beobachtungen wird beigelegt. Die synthetische Lichtkurve wird nun wiederum mit einer Modelllichtkurve angenähert. Dieser Vorgang wird eine große Anzahl von Malen wiederholt. Vor jedem Fit werden die Anfangsparameter zufällig erheblich gestört. Dies erlaubt eine detaillierte Erkundung des Parameterraums. Die Verteilung der resultierenden Ergebniswerte wird analysiert, um robuste und realistische Fehler zu bestimmen (Southworth u. a. 2004, 2005).

Lichtkurven, die von boden-gebundenen Teleskopen gewonnen werden, sind durch systematische Effekte wie z. B. Änderung von Airmass, atmosphärische Bedingungen, Teleskop-Fokus oder Verhalten des CCD-Chips beeinflusst. Auch die Datenreduktion kann Trends in der Lichtkurven hervorrufen. Solche systematischen Effekte erzeugen Rauschen auf Zeitskalen ähnlich der Dauer des Transits. Dieses so genannte „Rote Rauschen“ führt dazu, dass benachbarte Datenpunkte voneinander anhängig sein können (Pont u. a. 2006). Die Monte-Carlo Simulation basiert auf zufälliges, Gaußsches Rauschen („weißes Rauschen“), bezieht somit die systematischen Effekte nicht mit ein. Um den Einfluss des „roten“ Rauschens abzuschätzen, wurde bei *jktEBop* ein Residuen-Permutations-Algorithmus implementiert (Southworth u. a. 2005). Die Residuen der Lichtkurve des besten Fits werden alle zum nächsten Datenpunkt verschoben. Die Lichtkurve wird erneut mit einer Modelllichtkurve angenähert. Dieser Prozess wird wiederholt, bis nach einer Runde alle Residuen wieder an ihren Platz sind. Da man dies mit den Perlen eines Rosenkranzes vergleichen kann, wird die Methode auch „prayer bead“ genannt. Als Ergebnis des „prayer bead“-Algorithmus entsteht eine Verteilung der Fit-Parameter, aus der Fehler bestimmt werden können, die sensitiv zu „rotem“ Rauschen sind.

Für alle beobachteten Lichtkurven wurden die Fehler mit beiden Algorithmen bestimmt und verglichen. So ließ sich direkt aus der Fehlerabschätzung auf die Existenz von systematischen Effekten schließen.

## 2.5 Genauigkeit der Transitbeobachtungen

Das genaue Messen der Zeit des Transitmittelpunktes ist die Basis, um TTVs zu identifizieren. Ungenauigkeiten können hier zum einen durch die Qualität der Daten, aber auch bei dem Zeitstempel, welcher als Referenz gesetzt wird (Beobachtungszeit im Datei-Header der CCD-Bildes), entstehen.

Bei TTVs ist der Fehler durch die Datenqualität meist auf eine Minute begrenzt. Die bisher beste Präzision, die erreicht wurde, sind etwa ein paar Sekunden (Beobachtungen von HD 189733 b durch das *Hubble*-Weltraumteleskop:  $\Delta t = 2,6$  s; Pont u. a. 2007). Da Transitzeiten genutzt werden sollen, um über viele Jahre TTVs zu bestimmen, müssen die Zeitstempel langzeitstabil sein. Ein generelles Fehlen von Homogenität der angegebenen Transitzeit macht die Detektion von TTVs auf dem Level von  $\leq 1$  min unmöglich. Eastman u. a. (2010) empfehlen daher die Angabe der Transitzeit im Baryzentrischen Julianischen Datum auf Basis des baryzentrischen dynamischen Zeitstandards (frz. temps dynamique barycentrique, TDB) -  $\text{BJD}_{\text{TDB}}$ .

Die Zeitstempel einer Beobachtung, die in den Headern der CCD-Aufnahmen zu finden sind, werden in koordinierter Weltzeit (UTC) angegeben. UTC läuft auf der selben Rate wie die internationale Atomzeit. Demnach ist 1 s „...das 9 192 631 770-fache der Periodendauer der dem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinstruktur-niveaus des Grundzustandes von Atomen des Nuklids  $^{133}\text{Cs}$  entsprechenden Strahlung“ (Bureau International des Poids et Mesures, bipm 2006).

Die UTC darf nicht mehr als 0,9s von der durch den mittleren Sonnentag definierte UT1 (mittlere Sonnenzeit am Nullmeridian durch Greenwich) abweichen. Um dies zu gewährleisten, wird in regelmäßigen Abständen entweder eine Schaltsekunde zugefügt oder abgezogen<sup>1</sup>. Das führt dazu, dass UTC diskontinuierlich ist.

Mit der Standard-*IRAF*-Routine *setjd* lässt sich die Beobachtungszeit einfach in ein  $\text{JD}_{\text{UTC}}$  umrechnen. Die Überführung in das  $\text{BJD}_{\text{TDB}}$  geschieht mit Formel 2.6 aus Eastman u. a. (2010).

$$\text{BJD}_{\text{TDB}} = \text{JD}_{\text{UTC}} + \Delta_{R\odot} + \Delta_C + \Delta_{S\odot} + \Delta_{E\odot} \quad (2.6)$$

$\Delta_{R\odot}$  – Rømer Verzögerung: Wegen der endlichen Lichtgeschwindigkeit wird das Licht von einem astronomischen Objekt etwa 8,3 min früher oder später beim Beobachter ankommen, während der Bahnbewegung der Erde um die Sonne. Die Rømer Verzögerung kann mit Hilfe der Näherung für ebene Wellen berechnet werden durch

---

<sup>1</sup>Eine Tabelle mit den Schaltsekunden ist auf <ftp://maia.usno.navy.mil/ser7/tai-utc.dat> verfügbar

$$\Delta_{R\odot} = \frac{\vec{r} \cdot \hat{n}}{c} \quad \text{mit:} \quad \hat{n} = \begin{pmatrix} \cos(\delta)\cos(\alpha) \\ \cos(\delta)\sin(\alpha) \\ \sin(\delta) \end{pmatrix}, \quad (2.7)$$

wobei  $\vec{r}$  der Vektor vom Beobachter zum Massenschwerpunkt des Sonnensystems,  $\hat{n}$  der Einheitsvektor vom Beobachter zum Objekt,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\alpha$  und  $\delta$  die Koordinaten des Objektes in Rektaszension und Deklination sind.

$\Delta_C$  – Korrektur des Zeitstandards: Die Korrektur von UTC zu TBD kann als Summe der Korrekturen von UTC zu internationaler Atomzeit (Schaltsekunde; Anzahl der Schaltsekunden seit 1. Januar 2009  $N = 34$ ), internationale Atomzeit zu terrestrischen Zeit (einfacher Versatz um 32,184s) und von terrestrischen Zeit zu TBD geschrieben werden.

$$\Delta_C = N + 32,184s + (\text{TDB} - \text{TT}) \quad (2.8)$$

TBD ist im Vergleich zur terrestrischen Zeit auf eine Verzögerung wegen Zeitdilatation und Rotverschiebung durch die Bewegung der Sonne und anderer Körper im Sonnensystem korrigiert. Diese so genannte Einstein Verzögerung in Bezug auf das Geozentrum hat eine Amplitude von 3,4 ms und eine Periode von einem Jahr.

$\Delta_{S\odot}$  – Shapiro Verzögerung: Das ist ein genereller relativistischer Effekt, bei dem Licht, welches nahe an einem massereichen Objekt vorbeigeht, verzögert wird. Am Sonnenrand ist  $\Delta_{S\odot} \sim 0,1$  ms. Für Objekte, die mehr als  $30^\circ$  von der Sonne entfernt sind, ist  $\Delta_{S\odot} < 20 \mu\text{s}$ .

$\Delta_{E\odot}$  – Einstein Verzögerung: Die Korrektur der Einstein Verzögerung in Bezug auf das Geozentrum ist bereits bei der Korrektur von UTC zu TDB eingeflossen. Allerdings befindet sich der Beobachter nicht im Zentrum der Erde, sondern an einem Punkt an der Erdoberfläche. Dieser, wenn auch sehr kleine, Effekt muss zusätzlich berücksichtigt werden.

Die beiden letzteren Effekte sind so klein, dass sie bei der Beobachtung von Transits kaum Einfluss haben. Die Genauigkeit wird begrenzt durch die Präzision der Computeruhren und der verwendeten Programme. Den Zeiten in den Headern sollte auf nicht besser als 0,25s vertraut werden (Eastman u. a. 2010).

Zur Umrechnung von  $\text{JD}_{\text{UTC}}$  zu  $\text{BJD}_{\text{TDB}}$  wird das von Eastman u. a. (2010) entwickelte Online-Programm<sup>2</sup> verwendet.

---

<sup>2</sup><http://astrutils.astronomy.ohio-state.edu/time/utc2bjd.html>

# Kapitel 3

## TrES-2

Der Transit von TrES-2 um seinen Mutterstern GSC 03549-02811 wurde erstmals im Sommer 2005 vom *Transatlantic Exoplanet Survey (TrES)* beobachtet und von O'Donovan u. a. (2006) veröffentlicht. Mit einer Periode von  $\sim 2,47$  Tagen ist TrES-2 ein heißer Jupiter und der erste, der eine stark streifende Bedeckung zeigt.

Um die stellaren und planetaren Eigenschaften zu bestimmen, wurden Nachbeobachtungen mit größeren Teleskopen (Holman u. a. 2007) und spektroskopische Untersuchungen (Sozzetti u. a. 2007; Ammler-von Eiff u. a. 2009) durchgeführt. Diese sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Winn u. a. (2008) konnten durch Beobachtung und Modellierung der Doppler-Verschiebung aufgrund der Rotation des G0V Sterns während eines Transits (Rossiter-McLaughlin-Effekt) feststellen, dass der Orbit des Planeten kaum gegenüber dem projizierten stellaren Äquator geneigt ist. Das bedeutet, dass die Umlaufbahn von TrES-2 prograd zur Rotation seines Muttersterns verläuft.

TrES-2 liegt im Gesichtsfeld des *Kepler* Weltraumteleskops und ist damit einer der fotometrisch am besten untersuchten Transitplaneten. Allerdings gab es bereits kontroverse Diskussionen über TrES-2. Mislis und Schmitt (2009) behaupteten, dass sich die Transit-Dauer seit 2006 um  $\sim 3,16$  min verkürzt hätte, was auf eine Änderung der Inklination der Umlaufbahn hinweist. Während Rabus u. a. (2009) diesen Trend nicht bestätigen konnten, zeigen neue Beobachtungen von Mislis u. a. (2010) eine weitere Abnahme der Inklination. Die Analyse der Beobachtungsdaten von Scuderi u. a. (2010) ergab mit  $\Delta i = -0,08^\circ \pm 0,07^\circ$  nur eine unwesentliche Abweichung der Inklination zwischen 2006 und 2009, und schließen somit die prognostizierte Änderung der Bahnneigung mit  $\sim 11\sigma$  aus. Zusätzliche neun Transits der *NASA EPOXI Mission* von Christiansen u. a. (2011a) schwächen die Behauptungen einer abnehmenden Inklination. Die Auswertung der Daten des *Kepler* Weltraumteleskops von Gilliland u. a. (2010) und Kipping und Bakos (2011b) schließen eine Veränderung der Inklination als Funktion der Zeit auf dem von Mislis und Schmitt (2009) vorhergesagten Level endgültig aus. Allerdings fanden Schröter u. a. (2012) durch Modellierung der Transits aus vier Beobachtungs-Quartalen von *Kepler*

Hinweise für eine systematische Schwankung der Inklination in der Größenordnung von  $\Delta i = 0,02^\circ$ .

Die ganze Diskussion verkomplizierte sich durch die Detektion eines visuellen Begleiters zum TrES-2 Mutterstern von Daemgen u. a. (2009), welcher wellenlängenabhängige systematische Fehler hervorruft.

Krivov u. a. (2011) fanden eine Trümmerscheibe um den TrES-2 Mutterstern. Die Modellierung der Exzess-Emission im Infraroten Wellenlängenbereich weist auf einen Staubring mit einem Radius von einigen AE hin und gibt wichtige Informationen über die Planetenentstehung und Migration.

Nicht nur der Transit der Planeten vor seinem Stern, sondern auch die Sekundärbedeckung des Planeten durch den Stern ist in verschiedenen Wellenlängen gut vermessen. Die Beobachtungen im Infrarot mit Spitzer (O'Donovan u. a. 2010), im nahen Infrarot mit bodengebunden Teleskopen (Croll u. a. 2010) und im optischen Wellenlängenbereich mit *Kepler* (Kipping und Bakos 2011b; Kipping und Spiegel 2011) geben erste Indizien über die Oberfläche des Planeten.

TrES-2 wird an der Universitäts-Sternwarte Jena bereits seit dem Jahr 2007 in Hinsicht auf Transitzeitvariationen beobachtet. Die Auswertung von 10 Transits wurde bereits in Raetz u. a. (2009a) veröffentlicht, weitere 12 Transits in Raetz u. a. (2011). In diesem Kapitel soll nun die homogene Auswertung dieser 22 und weiterer sieben Transits, die zwischen Herbst 2010 und Ende 2011 aufgenommen wurden, beschrieben werden. Weiterhin wurden zusätzlich sechs Beobachtungsquartale von *Kepler* in gleicher Art und Weise analysiert. Die Ergebnisse geben neue Limits für mögliche Transitzeitvariationen.

Tabelle 3.1: Systemparameter für TrES-2 und seinen Mutterstern.

Parameter	Wert	Referenz
$T_0$ [d]	$2453957.63492 \pm 0.00013$	Raetz u. a. (2009a)
$P$ [d]	$2.470614 \pm 0.000001$	Raetz u. a. (2009a)
$a$ [AE]	$0.03556 \pm 0.00075$	Daemgen u. a. (2009)
$i$ [°]	$83.62 \pm 0.14$	Daemgen u. a. (2009)
$e$	0	O'Donovan u. a. (2010)
$M_A$ [ $M_\odot$ ]	$0.98 \pm 0.06$	O'Donovan u. a. (2006)
$R_A$ [ $R_\odot$ ]	$1.00 \pm 0.04$	O'Donovan u. a. (2006)
$T_{\text{eff}}$	$5795 \pm 73$	Ammler-von Eiff u. a. (2009)
$\log g_A$	$4.457 \pm 0.004$	Southworth (2010)
$\left[\frac{Fe}{H}\right]$	$0.06 \pm 0.08$	Ammler-von Eiff u. a. (2009)
$M_b$ [ $M_{\text{Jup}}$ ]	$1.26 \pm 0.05$	Southworth (2010)
$R_b$ [ $R_{\text{Jup}}$ ]	$1.169 \pm 0.034$	Christiansen u. a. (2011a)

## 3.1 Beobachtungen

An der Universitäts-Sternwarte Jena wurde TrES-2 in 26 Nächten von März 2007 bis Oktober 2011 beobachtet. Durch die Beobachtung mit bis zu drei Teleskopen gleichzeitig konnten 35 Lichtkurven gewonnen werden. Zusätzliche sieben Transits wurden im Rahmen von TTV@YETI an verschiedenen anderen Observatorien teilweise parallel zu den Beobachtungen der Universitäts-Sternwarte Jena aufgenommen: zwei Transits von 2007 am Wendelstein-Observatorium, drei Transits von dem Amateur Manfred Rätz in seiner privaten Sternwarte, ein Transit von August 2011 mit dem 2,2m Teleskop am Calar Alto und ein Transit am Michael-Adrian-Observatorium in Trebur. Die Zusammenfassung der Teleskope und Instrumente mit denen die Transits beobachtet wurden, findet man in Tabelle 2.1. Insgesamt wurden bei der Beobachtung von 29 verschiedenen Transits  $\sim 28$  GB Daten erzeugt. Tabelle 3.1 gibt eine Übersicht zu allen beobachteten Transits.

Die Bedingungen in den einzelnen Nächten war sehr unterschiedlich. Teilweise musste die Beobachtung wegen schlechten Wetters abgebrochen werden oder sie startete erst nach Beginn des Transits, sodass nur partielle Lichtkurven ausgewertet werden konnten. Auch technische Probleme, wie zum Beispiel Probleme mit der Shutter der CTK, Unterbrechungen der Datenverbindung von PC und Kamera und ähnliches, behinderten einige Beobachtungen. Daraus resultiert, dass die Lichtkurven eine sehr unterschiedlichen Qualität aufweisen, was sich wiederum in den Fehlern der Bestimmung des Transitmittelpunktes niederschlägt.

## 3.2 Auswertung

Um eine homogene Auswertung zu gewährleisten, wurden alle aufgenommen Transits wie in den Kapiteln 2.2 und 2.3 beschrieben auf die gleiche Weise reduziert und fotometriert. Für jede Zeitserie wurde dabei die optimale Apertur individuell bestimmt. Bei differentiellen Fotometrie wurden im ersten Schritt alle im CCD-Feld vorhandenen Sterne zu einem optimierten künstlichen Vergleichssterne zusammengerechnet. Um das bestmögliche Ergebnis zu erhalten, wurden Sterne mit einem niedrigen Signal-Rausch-Verhältnis (S/N, schwache Sterne) und stark veränderliche Sterne nachträglich aussortiert. Für die endgültigen Lichtkurven wird ein künstlicher Vergleichssterne verwendet, welcher nur aus den konstantesten Sternen mit dem höchsten S/N im ganzen CCD-Feld besteht.

An die resultierenden Lichtkurven wird mit dem in Kapitel 2.4 beschriebenen Programm *jktEBop* eine analytische Lichtkurve berechnet, aus der sich die Systemparameter ableiten lassen. Die Fehlerbetrachtung geschieht entweder durch eine Monto Carlo Simulation oder durch das Verfahren der Residuenpermutation („prayer bead“). Welche Methode realistischere Fehler liefert, ist von Lichtkurve zu Lichtkurve unterschiedlich und hängt von der Qualität der Daten ab. Ist die Lichtkurve stark durch systematische Effekte („Rotes“

Tabelle 3.2: Übersicht der Transitbeobachtungen von TrES-2 zwischen März 2007 und Oktober 2011

Datum	Epoche <sup>a</sup>	Instrument <sup>b</sup>	Zeit [UT]	Filter	# Bilder	$T_{\text{exp}}$
13.03.2007	87	CTK	00:17–03:56	<i>I</i>	147	60 s
03.05.2007	108	CTK	20:58–01:09	<i>I</i>	135	60 s
17.07.2007	138	CTK	00:20–02:04	<i>I</i>	70	60 s
26.07.2007	142	MONICA	20:21–02:51	<i>R</i>	157	30 s
16.09.2007	163	CTK	19:27–00:03	<i>I</i>	180	60 s
		MONICA	18:33–23:33	<i>R</i>	137	30 s
		ST6	18:48–01:21	clear	180	60 s
21.09.2007	165	CTK	18:40–00:14	<i>I</i>	217	60 s
13.10.2007	174	CTK	22:15–02:19	<i>I</i>	149	60 s
26.06.2008	278	CTK	22:13–01:47	<i>I</i>	145	60 s
28.09.2008	316	CTK	18:04–21:57	<i>I</i>	158	60 s
03.10.2008	318	CTK	19:05–20:15	<i>I</i>	48	60 s
11.04.2009	395	CTK	22:48–03:06	<i>V</i>	172	60 s
21.04.2009	399	CTK	19:45–01:08	<i>I</i>	218	60 s
28.05.2009	414	CTK	21:25–01:44	<i>I</i>	175	60 s
02.06.2009	416	CTK	21:10–00:32	<i>I</i>	137	60 s
15.08.2009	446	STK	22:28–02:44	<i>V</i>	397	30 s, 25 s
		RTK	22:29–02:44	<i>V</i>	183	80 s
		G2-1600	22:59–02:55	clear	113	120 s
20.08.2009	448	STK	22:02–23:22	<i>R</i>	128	30 s, 25 s
		CTK	22:03–23:17	<i>V</i>	23	180 s
		RTK	22:02–23:17	<i>I</i>	16	300 s
30.08.2009	452	G2-1600	19:40–21:46	clear	61	120 s
26.09.2009	463	STK	23:29–02:46	<i>V</i>	249	35 s
		RTK	23:42–02:41	<i>V</i>	50	200 s
27.11.2009	488	CTK	16:58–20:55	<i>R</i>	137	60 s, 80 s
24.04.2010	548	CTK	23:11–02:26	<i>V</i>	52	200 s
10.06.2010	567	CTK	22:10–01:14	<i>R</i>	72	120 s
27.07.2010	586	STK	20:48–23:47	<i>R</i>	245	35 s, 30 s
24.10.2010	622	STK	18:31–22:16	<i>R</i>	410	20 s, 18 s, 15 s
		CTK-II	18:58–22:16	<i>R</i>	126	90 s
		Trebur	18:13–22:02	<i>R</i>	563	20 s
29.10.2010	624	STK	17:22–19:21	<i>R</i>	196	25 s
22.03.2011	682	STK	00:45–04:00	<i>R</i>	242	35 s
		CTK-II	00:57–03:59	<i>V</i>	86	120 s
27.03.2011	684	STK	00:17–03:00	<i>R</i>	228	30 s
		CTK-II	00:20–03:00	<i>V</i>	150	60 s
04.08.2011	737	STK	21:37–00:00	<i>R</i>	223	25 s
		CTK-II	21:43–23:59	<i>V</i>	89	90 s
09.08.2011	739	CAFOS	20:28–23:49	<i>R</i>	195	35 s
25.09.2011	758	STK	18:43–20:06	<i>R</i>	80	50 s
		CTK-II	18:45–22:31	<i>R</i>	165	80 s

<sup>a</sup> Berechnet mit den Elementen in Raetz u. a. (2009a)<sup>b</sup> Erklärung siehe Tabelle 2.1

Rauschen) beeinflusst, werden die Fehler bei der Monte Carlo Simulation unterschätzt. In diesem Fall liefert die „prayer bead“ Methode realistischere Fehler, da systematische Effekte und eventuelle Parameterkorrelationen berücksichtigt werden.

### 3.2.1 Lichtkurvenanalyse

Für das Anpassen der simulierten Lichtkurve an die Beobachtungen mit *jktEBop* wird von einer Modelllichtkurve ausgegangen. Die Anfangswerte für die Berechnung des Modells können Tabelle 3.3 sowie Tabelle 3.1 entnommen werden. Da sich die Qualität der

Tabelle 3.3: Anfangswerte für die Eingabe bei *jktEBop* (Southworth 2010).

Parameter	Wert
$r_A$	$0.1282 \pm 0.0035$
$r_b$	$0.01658 \pm 0.00043$
$k = \frac{r_b}{r_A}$	0.129329
$r_A + r_b$	0.14478
$\frac{M_b}{M_A}$	0.00123

beobachteten Lichtkurven sehr stark unterscheidet, konnten nicht bei jedem Transit alle Parameter frei variiert werden. In Fällen von Lichtkurven mit sehr kleinen S/N oder bei partiellen Transits mussten Parameter festgehalten werden, da sonst unphysikalische Ergebnisse erzeugt wurden. Um mögliche Transitzeitvariationen zu detektieren, war die Zeit des Transitmittelpunkts immer ein freier Parameter, dessen Anfangswert mit den Elementen aus Raetz u. a. (2009a) berechnet wurde.

### 3.2.2 Randverdunklung

Wie im Kapitel 1.1.2 gezeigt, hat die Randverdunklung starken Einfluss auf die Form der Lichtkurve. Gerade wegen des hohen Impaktparameters von TrES-2 ist das System empfindlich gegenüber dem gewählten Randverdunklungsgesetz. Southworth u. a. (2007) zeigte, dass das lineare Randverdunklungsgesetz eine schlechte Näherung zu den Vorhersagen der Modellatmosphären ist und gerade im blauen und visuellen Licht signifikant schlechtere Ergebnisse erzeugt als komplexere Gesetze. Für alle Transits wurden daher die simulierten Lichtkurven für drei nicht-lineare Randverdunklungsgesetze (quadratisch, logarithmisch und Wurzelgesetz, Formeln 1.11, 1.12, 1.13) berechnet. Die theoretischen Koeffizienten dieser Gesetze wurden mit Hilfe der Tabellen von Claret (2000), die aus ATLAS9 Modellatmosphären berechnet wurden, bilinear interpoliert. Um die Randverdunklungskoeffizienten für den TrES-2 Mutterstern zu bestimmen, wurden ein von Southworth entwickeltes Programm (*jktLD*) und die stellaren Parameter aus Tabelle 3.1 verwendet. Tabelle 3.4 enthält die theoretischen Koeffizienten für alle bei der Beobachtung verwendeten Filter (Bemerkung: Für den Wellenlängenbereich der *Kepler*-Beobachtungen wurden

Tabelle 3.4: Theoretisch berechnete Randverdunklungskoeffizienten für TrES-2

Filter	linear	quadratisch		logarithmisch		Wurzelgesetz	
	$u_l$	$u_q$	$v_q$	$u_{lg}$	$v_{lg}$	$u_s$	$v_s$
Vj	0.6668	0.3955	0.3203	0.7448	0.2639	0.2646	0.5324
Rc	0.5921	0.3051	0.3388	0.6751	0.2808	0.1621	0.5692
Ic	0.5111	0.2293	0.3326	0.5932	0.2777	0.0832	0.5664
<i>Kepler</i>	0.5880	0.3622	0.2795				

die Tabellen von Sing (2010) verwendet).

Im Allgemeinen ist es nach Csizmadia (2011/2012, Vorlesung) nicht möglich die Koeffizienten der Randverdunklungsgesetze aus dem Fit boden-gebundener Lichtkurven zu bestimmen. Dazu wäre ein sehr viel höheres S/N notwendig, wie es nur mit Weltraumteleskopen erreicht werden kann. Allerdings hat Southworth (2008) gezeigt, dass es zu einer Unterschätzung der Fehler kommt, wenn die Randverdunklungskoeffizienten auf den theoretischen Wert fixiert werden. Ein Kompromiss ist die Verwendung eines freien ersten Koeffizienten, während der zweite festgehalten wird. Bei den in Tabelle 3.1 zusammengefassten Transit konnte dieser Kompromiss nur bei wenigen Lichtkurven angewendet werden. Meist war das S/N so gering, dass beide Koeffizienten festgehalten werden mussten. In allen Fällen wurden auch festgehaltene Randverdunklungskoeffizienten in die Fehleranalyse mit einbezogen, indem sie um den theoretischen Wert  $\pm 0,1$  ausgelenkt wurden.

### 3.2.3 Beispiel: Lichtkurve vom 15. August 2009

Beispielhaft soll hier nun die Auswertung für eine Lichtkurve vom 15. August 2009 durchgeführt werden. Mit der STK wurden in der Zeit von 22.28 UT - 2.44 UT 397 V-Band Belichtungen von TrES-2 aufgenommen. Mit einem S/N von 5,5 hat dieser Transit die höchste mit der STK bei TrES-2 erreichte Qualität. Die fertige Lichtkurve wurde mit *jktEBop* analysiert. Tabelle 3.5 zeigt die Ergebnisse der Auswertung mit unterschiedlichen Randverdunklungsgesetzen. Dabei wurde einmal beide Randverdunklungskoeffizienten beim Fit festgehalten, einmal nur der zweite Koeffizient auf den theoretischen Wert fixiert und einmal waren beide Koeffizienten freie Fit-Parameter. Die Fehler der abgeleiteten Parameter wurden für jedes Randverdunklungsgesetz auf zwei Arten bestimmt. Zuerst wurden 1000 Monte Carlo Simulationen durchgeführt. Der 68,3% Bereich der resultierenden Verteilung der einzelnen Parameter gibt die Fehlerabschätzung. Als zweites wurde die „prayer bead“ Methode angewendet, um zu überprüfen, ob der Datensatz durch „Rotes“ Rauschen beeinflusst wurde. Im Fall der Lichtkurve vom 15. August 2009 gaben beide Methoden ähnliche Fehler zurück, was es erlaubt, die Monte Carlo Fehler als Ergebnis anzunehmen. Im Allgemeinen sind bei Lichtkurven mit geringer Qualität bzw. beim Vorhandensein des „Roten“ Rauschens die Fehler der „prayer bead“ Methode 2-3 mal hö-

her als die Monte Carlo Fehler. Deshalb wurde bei den meisten beobachteten Lichtkurven „prayer bead“ Fehler angenommen.

Ein Vergleich der Ergebnisse der verschiedenen Ansätze in Tabelle 3.5 bestätigt die Schlussfolgerungen von Southworth (2008). Werden beide Randverdunklungskoeffizienten festgehalten, erhält man die kleinsten Fehler. Das Loslassen eines der beiden Koeffizienten kann auch bei einer Lichtkurve mit relativ hoher Qualität unphysikalische Ergebnisse erzeugen: z. B. ist beim logarithmischem Gesetz  $u_{lg} > 1$ , was eine Randaufhellung und keine -verdunklung bedeuten würde. Lässt man beide Koeffizienten frei, erhält man teilweise unrealistische Ergebnisse mit sehr großen Fehlern. Im Rahmen der Fehler ist der Wert für die Zeit des Transitmittelpunkts in jedem der neun Teile von Tabelle 3.5 konsistent. Den besten Fit der STK Lichtkurve vom 15. August 2009 liefert allerdings quadratische Randverdunklung mit festgehaltenen Koeffizienten, was an der Standardabweichung  $\sigma$  deutlich wird. Der Transit vom 15. August 2009 mit dem besten Fit der simulierten Lichtkurve zeigt Abbildung 3.1.

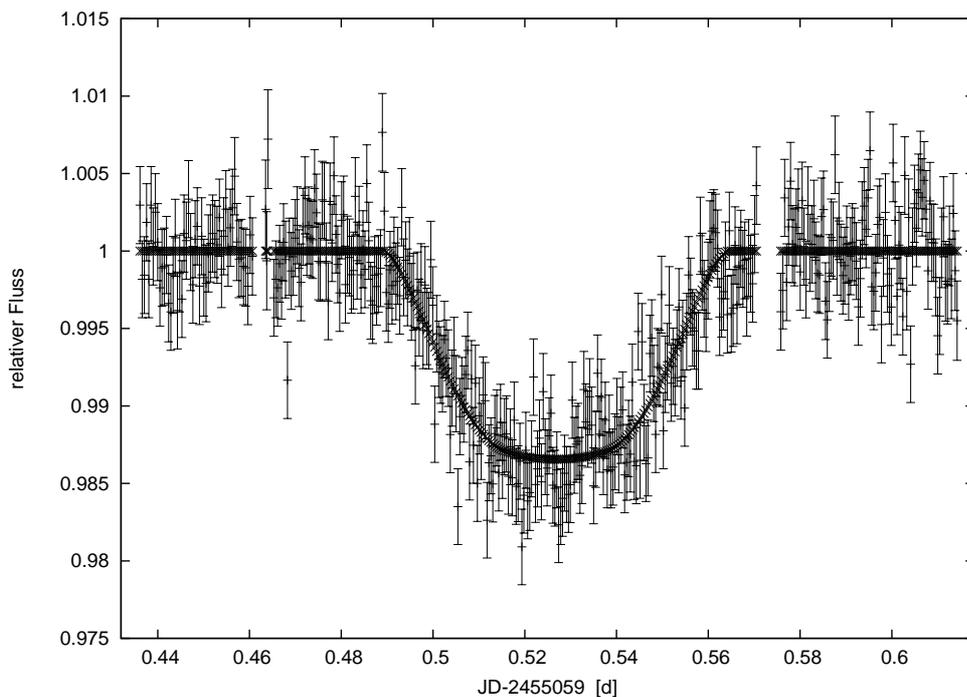


Abbildung 3.1: TrES-2 Lichtkurve vom 15. August 2009 beobachtet im V-Band mit der STK an der Universitäts-Sternwarte Jena.

### 3.2.4 Ergebnisse

Alle in Tabelle 3.1 aufgelisteten Transits wurden auf die gleiche Weise ausgewertet, wie im Kapitel 3.2.3 beschrieben. Bei einigen Transits musste ein Großteil der Fitparameter festgehalten werden, um realistische Ergebnisse zu erzielen. Welches Randverdunklungsgesetz

Tabelle 3.5: Ergebnisse des *jktEBop* Fits der TrES-2 STK V-Band Lichtkurve vom 15.08.2009 unter Verwendung verschiedener Randverdunklungsgesetze. Für jeden Teil der Tabelle sind die oberen Parameter direkt gefittet, während die unteren davon abgeleitet sind.

	quadratisches Gesetz	logarithmisches Gesetz	Wurzelgesetz
Alle Koeffizienten auf theoretischen Wert festgesetzt			
$r_A + r_b$	$0.1494^{+0.0079}_{-0.0077}$	$0.1507^{+0.0084}_{-0.0077}$	$0.1506^{+0.0073}_{-0.0073}$
$k$	$0.1241^{+0.0041}_{-0.0033}$	$0.1248^{+0.0038}_{-0.0035}$	$0.1252^{+0.0037}_{-0.0032}$
$i$ [°]	$83.59^{+0.50}_{-0.48}$	$83.50^{+0.47}_{-0.47}$	$83.49^{+0.44}_{-0.42}$
$T_c - 2455059$ [d]	$0.52692^{+0.00049}_{-0.00047}$	$0.52690^{+0.00046}_{-0.00048}$	$0.52678^{+0.00049}_{-0.00048}$
$u$	0.3955 (fest*)	0.7448 (fest*)	0.2646 (fest*)
$v$	0.3202 (fest*)	0.2639 (fest*)	0.5324 (fest*)
$r_A$	$0.1330^{+0.0066}_{-0.0067}$	$0.1338^{+0.0070}_{-0.0063}$	$0.1339^{+0.0060}_{-0.0063}$
$r_b$	$0.0165^{+0.0013}_{-0.0012}$	$0.0167^{+0.0013}_{-0.0012}$	$0.0167^{+0.0012}_{-0.0010}$
$\sigma$ [mmag]	2.7340	2.7342	2.7365
Nur der zweite Koeffizient auf theoretischen Wert festgesetzt			
$r_A + r_b$	$0.1553^{+0.0190}_{-0.0125}$	$0.1573^{+0.0209}_{-0.0124}$	$0.1567^{+0.0205}_{-0.0115}$
$k$	$0.1229^{+0.0065}_{-0.0082}$	$0.1242^{+0.0071}_{-0.0079}$	$0.1250^{+0.0069}_{-0.0079}$
$i$ [°]	$83.56^{+0.89}_{-0.80}$	$83.45^{+0.79}_{-0.93}$	$83.49^{+0.70}_{-0.90}$
$T_c - 2455059$ [d]	$0.52683^{+0.00047}_{-0.00054}$	$0.52665^{+0.00052}_{-0.00056}$	$0.52663^{+0.00050}_{-0.00054}$
$u$	$0.87^{+0.29}_{-0.65}$	$1.22^{+0.29}_{-0.78}$	$0.74^{+0.27}_{-0.67}$
$v$	0.3202 (fest*)	0.2639 (fest*)	0.5324 (fest*)
$r_A$	$0.1382^{+0.0163}_{-0.0105}$	$0.1402^{+0.0176}_{-0.0108}$	$0.1393^{+0.0176}_{-0.0101}$
$r_b$	$0.0170^{+0.0025}_{-0.0020}$	$0.0173^{+0.0029}_{-0.0019}$	$0.0173^{+0.0030}_{-0.0017}$
$\sigma$ [mmag]	2.7365	2.7403	2.7407
Beide Koeffizienten frei			
$r_A + r_b$	$0.1558^{+0.0193}_{-0.0134}$	$0.1544^{+0.0180}_{-0.0199}$	$0.1579^{+0.0216}_{-0.0173}$
$k$	$0.1135^{+0.0148}_{-0.0094}$	$0.1163^{+0.0120}_{-0.0109}$	$0.1229^{+0.0122}_{-0.0117}$
$i$ [°]	$83.32^{+1.15}_{-0.97}$	$83.53^{+1.42}_{-0.93}$	$83.53^{+1.28}_{-1.05}$
$T_c - 2455059$ [d]	$0.52684^{+0.00049}_{-0.00053}$	$0.52679^{+0.00051}_{-0.00056}$	$0.52654^{+0.00053}_{-0.00056}$
$u$	$-0.60^{+2.40}_{-6.27}$	$1.38^{+1.53}_{-1.39}$	$1.37^{+3.10}_{-3.72}$
$v$	$1.75^{+7.11}_{-2.87}$	$0.79^{+4.02}_{-2.52}$	$-0.49^{+4.97}_{-4.77}$
$r_A$	$0.1398^{+0.0162}_{-0.0129}$	$0.1384^{+0.0167}_{-0.0191}$	$0.1406^{+0.0182}_{-0.0147}$
$r_b$	$0.0160^{+0.0025}_{-0.0017}$	$0.0160^{+0.0023}_{-0.0019}$	$0.0172^{+0.0031}_{-0.0023}$
$\sigma$ [mmag]	2.7405	2.7414	2.7526

\*um den theoretischen Wert  $\pm 0,1$  ausgelenkt

Tabelle 3.6: Zusammenfassung der Lichtkurvenanalyse für die Transits von TrES-2

Epoche	S/N	partiell?	Beim Fit fixiert	Transitzeit [JD]	Randver- dunklung	$\sigma$ [mmag]
87	3.42		$k, i, u, v$	$2454172.57826^{+0.00350}_{-0.00224}$	quad	6.10
108	2.77		$k, i, u, v$	$2454224.47039^{+0.00555}_{-0.00291}$	log	6.70
138	3.41	✓	$r_A + r_b, i, u, v$	$2454298.57440^{+0.00273}_{-0.00217}$	quad	5.01
142	8.39		$v$	$2454308.46410^{+0.00179}_{-0.00148}$	sqrt	1.86
163 <sup>(1)</sup>	3.21	✓	$r_A + r_b, k, i, u, v$	$2454360.34563^{+0.00295}_{-0.00317}$	sqrt	4.48
163 <sup>(6)</sup>	1.29		$r_A + r_b, u, v$	$2454360.33791^{+0.00962}_{-0.00507}$	quad	11.88
163 <sup>(5)</sup>	5.25		$u, v$	$2454360.34364^{+0.00108}_{-0.00094}$	sqrt	2.77
165	3.86	✓	$r_A + r_b, i, u, v$	$2454365.28358^{+0.00296}_{-0.00318}$	sqrt	4.46
174	3.51		$u, v$	$2454387.52132^{+0.00185}_{-0.00188}$	log	5.31
278	4.34	✓	$k, i, u, v$	$2454644.46398^{+0.00193}_{-0.00209}$	quad	3.67
316	2.71		$r_A + r_b, i, u, v$	$2454738.35094^{+0.00224}_{-0.00233}$	quad	5.74
318	6.16	✓	$r_A + r_b, u, v$	$2454743.29548^{+0.00699}_{-0.01212}$	quad	3.59
395	2.40		$i, u, v$	$2454933.52642^{+0.00148}_{-0.00223}$	sqrt	6.06
399	2.94		$r_A + r_b, k, u, v$	$2454943.40977^{+0.00255}_{-0.00191}$	quad	5.80
414	4.88		$k, i, u, v$	$2454980.46774^{+0.00301}_{-0.00103}$	log	4.04
416	3.94	✓	$k, u, v$	$2454985.41494^{+0.00185}_{-0.00208}$	log	4.68
446 <sup>(7)</sup>	5.11		$r_A + r_b, k, u, v$	$2455059.52724^{+0.00086}_{-0.00089}$	sqrt	3.10
446 <sup>(2)</sup>	1.78		$r_A + r_b, k, u, v$	$2455059.52813^{+0.00245}_{-0.00278}$	sqrt	8.50
446 <sup>(3)</sup>	5.46		$u, v$	$2455059.52692^{+0.00049}_{-0.00047}$	quad	2.73
448 <sup>(1)</sup>	2.77	✓	$r_A + r_b, k, i, u, v$	$2455064.46655^{+0.00508}_{-0.00569}$	quad	4.93
448 <sup>(2)</sup>	3.93	✓	$r_A + r_b, k, i, u, v$	$2455064.46831^{+0.00434}_{-0.00395}$	sqrt	4.23
448 <sup>(3)</sup>	2.09	✓	$r_A + r_b, i, u, v$	$2455064.47047^{+0.00354}_{-0.00351}$	quad	14.86
452	7.37	✓	$u, v$	$2455074.34964^{+0.00222}_{-0.00211}$	sqrt	2.57
463 <sup>(2)</sup>	1.74		$u, v$	$2455101.52503^{+0.00509}_{-0.01712}$	quad	10.73
463 <sup>(3)</sup>	1.81		$u, v$	$2455101.52641^{+0.00111}_{-0.00123}$	log	7.04
488	2.43		$k, i, u, v$	$2455163.29415^{+0.00348}_{-0.00368}$	log	6.93
548	3.19		$r_A + r_b, u, v$	$2455311.53356^{+0.00229}_{-0.00318}$	sqrt	4.30
567	6.27		$k, i, u, v$	$2455358.46907^{+0.00375}_{-0.00209}$	log	3.11
586	4.22	✓	$k, i, u, v$	$2455405.41225^{+0.00249}_{-0.00177}$	quad	3.77
622 <sup>(4)</sup>	4.96		$i, u, v$	$2455494.35490^{+0.00192}_{-0.00212}$	quad	3.06
622 <sup>(3)</sup>	5.43		$u, v$	$2455494.35586^{+0.00088}_{-0.00048}$	log	4.16
622 <sup>(8)</sup>	9.20		$u, v$	$2455494.35565^{+0.00040}_{-0.00037}$	sqrt	1.70
624	4.35	✓	$r_A + r_b, k, i, u, v$	$2455499.29647^{+0.00269}_{-0.00168}$	sqrt	4.75
682 <sup>(4)</sup>	5.19	✓	$u, v$	$2455642.59593^{+0.00181}_{-0.00184}$	log	2.99
682 <sup>(3)</sup>	5.53		$u, v$	$2455642.59547^{+0.00052}_{-0.00057}$	sqrt	2.81
684 <sup>(4)</sup>	5.42	✓	$r_A + r_b, k, i, u, v$	$2455647.53500^{+0.00259}_{-0.00279}$	sqrt	5.21
684 <sup>(3)</sup>	6.54	✓	$u, v$	$2455647.53821^{+0.00181}_{-0.00156}$	quad	2.64
737 <sup>(4)</sup>	7.11	✓	$k, i, u, v$	$2455778.47345^{+0.00310}_{-0.00260}$	log	3.29
737 <sup>(3)</sup>	6.67	✓	$i, u, v$	$2455778.47347^{+0.00139}_{-0.00135}$	sqrt	3.07
739	13.62		$u, v$	$2455783.41589^{+0.00048}_{-0.00048}$	log	1.37
758 <sup>(4)</sup>	6.18		$i, u, v$	$2455830.36055^{+0.00087}_{-0.00089}$	log	2.65
758 <sup>(3)</sup>	10.72	✓	$r_A + r_b, k, u, v$	$2455830.35826^{+0.00356}_{-0.00348}$	sqrt	1.50

(1) CTK (2) RTK (3) STK (4) CTK-II (5) MONICA (6) ST6 (7) G2-1600 (8) Trebur

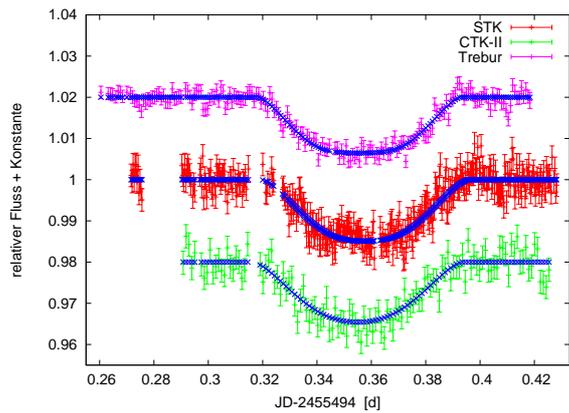


Abbildung 3.2: TrES-2 Transit vom 24.10.2010 beobachtet mit drei verschiedenen Instrumenten an zwei verschiedenen Observatorien.

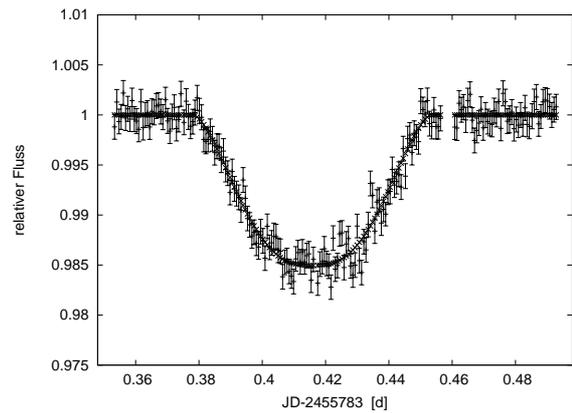


Abbildung 3.3: Beobachtung von TrES-2 mit CAFOS am 2,2 m Teleskop am Calar Alto. Die Lichtkurve hat  $\sigma = 1,37$  mmag und ein S/N von 13,62.

für den jeweiligen Transit am besten passt, wurde anhand der Standardabweichung  $\sigma$  bestimmt. Im Allgemeinen kann bei der erreichten Genauigkeit nicht zwischen den Gesetzen unterschieden werden, da  $\sigma$  erst in der zweiten oder dritten Nachkommastelle variiert (siehe Tabelle 3.5). Trotzdem soll hier als bester Fit immer die simulierte Lichtkurve mit der kleinsten Standardabweichung zu den Beobachtungsdaten bezeichnet werden. In Tabelle 3.6 wurden für alle Transits die Ergebnisse des besten Fits zusammengefasst.

Die Abbildungen 3.2 und 3.3 zeigen weitere Beispiele für aufgenommene Transits. Der Transit vom 24. Oktober 2010 konnte sowohl an der Universitäts-Sternwarte Jena mit der STK und der CTK-II, als auch am Michael-Adrian-Observatorium in Trebur aufgenommen werden (Abbildung 3.2). Der Transit mit dem höchsten S/N, beobachtet mit dem 2,2 m Teleskop am Calar Alto, ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Alle beobachteten Transitlichtkurven werden der Arbeit angehängt.

### 3.2.5 Zusätzliches Licht von schwachen, nahen Objekten

Befindet sich der beobachtete Transitplanet in einem Feld mit hoher Sternendichte, ist es möglich, dass die PSF durch das Licht eines nahen Sterns beeinflusst wird. Dieses Extralicht verfälscht fotometrische Beobachtungen. Dadurch vermindert sich zum Beispiel die Transittiefe, was zu systematischen Fehlern bei der Bestimmung der Lichtkurvenparameter führt. Abbildung 3.4 zeigt einen Ausschnitt des Gesichtsfeldes der STK um TrES-2. Deutlich ist ein schwacher Stern nahe dem TrES-2 Mutterstern zu erkennen. Die bei den Beobachtungen an der Universitäts-Sternwarte Jena verwendeten CCD-Kameras besitzen eine zu große Pixelskala und damit eine zu geringe Auflösung, um die PSF des TrES-2 Muttersterns und die des schwachen, nahen Sterns zu trennen. Lediglich die Pixelskala von MONICA, der Kamera am 80 cm Teleskop des Wendelstein Observatoriums und der

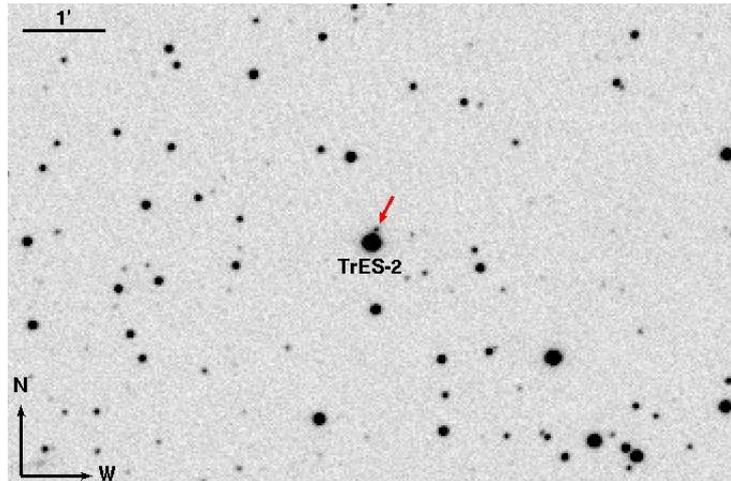


Abbildung 3.4: Ausschnitt einer STK V-Band 30 s Belichtung um TrES-2. Der rote Pfeil markiert ein schwaches, nahes Objekt.

CCD-Kamera des Michael-Adrian-Observatorium in Trebur sind ausreichend, um beide Objekte klar zu trennen. Bei den Beobachtungen mit CAFOS am 2,2 m Teleskop am Calar Alto wurde so stark defokussiert, dass die PSF als Beugungsring zu erkennen ist, wobei sich die Ringe der beiden Objekte überlappen.

Zusätzlich zu dem bereits erwähnten schwachen, nahen Stern berichteten Daemgen u. a. (2009) über die Detektion eines visuellen Begleiters zum TrES-2 Mutterstern in hochauflösten Bildern, die mit der *AstraLux* Lucky Imaging Kamera des Calar Alto Observatoriums gewonnen wurden. Der Winkelabstand dieses Begleiters beträgt  $1.089 \pm 0.009''$  und verfälscht damit alle Transitbeobachtungen von TrES-2. Southworth (2010) bestimmte mit Hilfe von simulierten Lichtkurven den Einfluss der zusätzlichen Lichtes. Die Resultate zeigen, dass die Existenz eines nahen Objektes der fraktionellen Radius der Sterns  $r_A$  überschätzt während der fraktionelle Radius der Planeten  $r_b$  und die Inklination  $i$  unterschätzt werden. Wird der Beitrag der Lichtes eines nahen Objektes zum Licht der Transitmuttersterns nicht berücksichtigt entstehen systematischen Fehler in den Systemparametern ohne die Qualität des Lichtkurvenfits zu verschlechtern. Eine Abschätzung der Größenordnung dieses Effekts von Southworth (2010) zeigt, dass 5% zusätzliches Licht durch eine Erhöhung von  $r_A$  um 1% und durch Verminderung von  $r_b$  um 2% und  $i$  um  $0.1^\circ$  kompensiert werden kann.

Um nahe Sterne bei der Analyse der Lichtkurven zu berücksichtigen muss das Spektrum des Objektes mit der Filterkurve des zur Beobachtung verwendeten Filters gefaltet werden oder, wie in Raetz u. a. (2009a) gezeigt, mit Hilfe des Flussverhältnises beider Objekte. Letzteres funktioniert nur bei Objekten, die bei der Beobachtung gleichzeitig mit dem Transitmutterstern detektierbar sind.

Da es bei dieser Arbeit besonders auf die genaue Bestimmung des Transitmittelpunktes ankam, wurde bei der Auswertung auf die Berücksichtigung das zusätzlichen Lichtes

verzichtet. Zwar sind die Systemparameter dadurch systematisch verfälscht, auf die Bestimmung der Transitzeit hat das aber keinen Einfluss. Im Allgemeinen reicht die Präzision der boden-gebundenen Beobachtungen von TTV@YETI für TrES-2 nicht aus, um die Systemparameter mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Im Kapitel 3.4 bei der Auswertung der *Kepler*-Daten wird nochmal auf diese Thematik eingegangen.

### 3.3 Daten des Kepler Weltraumteleskops

*Kepler* ist ein Weltraumteleskop der NASA, welches entwickelt wurde, um erdähnliche Planeten in der habitablen Zone um sonnenähnliche Sterne mit der Transitmethode zu detektieren. Dieses Ziel erfordert eine sehr hohe fotometrische Genauigkeit bei einer großen Anzahl von Sternen, außerdem kontinuierlichen Beobachtung über eine lange Zeitspanne. Die *Kepler*-Mission, die am 6. März 2009 gestartet wurde, überwacht ein Feld mit etwa 100.000 Sternen zwischen den Sternbildern Schwan und Lyra. Informationen über das Design und die Eigenschaften des *Kepler* Satelliten liefert Van Cleve und Caldwell (2009, *Kepler Instrument Handbook*). Das Teleskop basiert auf einem klassischen Schmidt-System mit ein Öffnung von 95 cm und einem Gesichtsfeld von mehr als 100 Quadratgrad. Als Detektor dient ein Fotometer mit einer Anordnung von 42 CCD-Chips mit insgesamt über 95 Millionen Pixel und eine Pixelskala von  $3.98''/px$ . *Kepler* beobachtet im optischen Wellenlängenbereich von 423 nm bis 897 nm. Jede Aufnahme vom *Kepler*-Fotometer hat eine Belichtungszeit von 6,02 s und 0,52 s Auslesezeit. Die Daten von jedem CCD-Chip werden direkt an Bord des Satelliten zusammenaddiert. Die Daten können in zwei Modi heruntergeladen werden, die als „Long Cadence“ (LC) und „Short Cadence“ (SC) bezeichnet werden. Für LC werden 270 Bilder addiert, was einer Belichtungszeit von 1766 s ( $\sim 30$  min) entspricht. Parallel werden für eine limitierte Anzahl von Sternen auf jedem Chip neun Aufnahmen summiert (SC), also eine Belichtungszeit von 58,85 s ( $\sim 1$  min). Für die Detektion von Transitplaneten werden hauptsächlich LC-Daten verwendet, wohingegen SC-Daten bei zeitkritischen Studien wie z. B. Timing verwendet werden (Koch u. a. 2010).

#### 3.3.1 *Kepler* Lichtkurven aus dem „NASA Exoplanet Archive“

Etwas mehr als ein Jahr nach Beobachtung werden die Daten der *Kepler*-Mission für die Öffentlichkeit verfügbar gemacht. Mit der neusten Daten-Veröffentlichung vom 7. Januar 2012, können nun die Beobachtungsquartale 0, 1, 2, 3, 4, 5 und 6 (Q0, Q1, Q2, Q3, Q4, Q5 und Q6) zur Auswertung verwendet werden.

Das „NASA Exoplanet Archive“ (<http://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>) sammelt öffentliche Daten, um die Suche nach und die Charakterisierung von extrasolaren Planeten und ihrem Muttersterne zu unterstützen. Die Daten umfassen unter anderem Lichtkur-

ven, Bilder, Spektren und Parameter von verschiedenen Transitsuchprogrammen, sowohl boden-gebunden, aber auch Weltraummissionen. Ein Vorteil ist, dass das „NASA Exoplanet Archive“ Programme bereit stellt, um die Daten direkt darzustellen und zu bearbeiten. Die erzeugten Lichtkurven können als ASCII-Datei heruntergeladen werden.

Die verwendeten Lichtkurven wurden mit der „*Kepler* Data Processing Pipeline“ erzeugt. Diese schließt die Reduktion, Kalibration und Fotometrie sowie die baryzentrische Korrektur und Detektion systematischer Effekte ein. Die Daten können in Form der rohen Aperturfotometrie („Simple Aperture Photometry“, SAP) oder vollständig bearbeitet („Pre-Search Data Conditioning“, PDCSAP) heruntergeladen werden. Während bei SAP Daten systematische Effekte wie zum Beispiel thermische Effekte, kosmische Strahlung, Geschwindigkeitsabweichungen, Höhen-Korrekturen oder „Argabrightening<sup>1</sup>“ nur markiert werden, sind sie in den PDCSAP-Daten komplett entfernt. Die genaue Beschreibung der „*Kepler* Data Processing Pipeline“ findet sich bei Fanelli u. a. (2011, Data Processing Handbook).

### 3.3.2 Beschreibung der verwendeten *Kepler*-Daten

Die aus dem „NASA Exoplanet Archive“ heruntergeladenen Lichtkurven umfassen insgesamt einen Beobachtungszeitraum vom 2. Mai 2009 bis zum 22. September 2010 und enthalten insgesamt 168 Transit von TrÉS-2 vor seinem Mutterstern. Die Beschreibung von Beobachtung, Qualität der Daten und Datenbearbeitung sind für jedes Quartal in den „*Kepler* Data Release Notes“ zusammengefasst (Van Cleve u. a. 2010a,b,c; Christiansen u. a. 2010; Machalek u. a. 2010, 2011).

Tabelle 3.7 zeigt für die ausgewerteten Quartale den Beobachtungszeitraum und die Anzahl der darin enthaltenen Transits. Ein Transit aus Q2 konnte nicht genutzt werden.

Tabelle 3.7: Übersicht der TrÉS-2 Beobachtungen des *Kepler*-Weltraumteleskops.

Quartal	Beginn	Ende	Datenpunkte	# Transits
0	02. Mai 2009	11. Mai 2009	14234	4
1	13. Mai 2009	15. Juni 2009	49032	14
2	20. Juni 2009	16. Sep 2009	123536	33
3	18. Sep 2009	17. Dez 2009	125131	33
4	19. Dez 2009	09. Jan 2010	30570	9
5	20. März 2010	23. Juni 2010	135734	38
6	24. Juni 2010	22. Sep 2010	128942	37

Durch kontinuierliche Höhen-Veränderungen des Satelliten drifteten die Sterne aus ihren definierten Aperturen, was die Fotometrie unbrauchbar macht. Im Q2 waren daher Höhen-Korrekturen („Altitude Tweaks“) nötig, welche zu Diskontinuitäten in der Lichtkurve führ-

<sup>1</sup>vorübergehende Anstieg der Hintergrundhelligkeit wahrscheinlich wegen Staubteilchen, benannt nach seinen Entdecker V. Argabright (Christiansen u. a. 2011b, *Kepler* Data Characteristics Handbook)

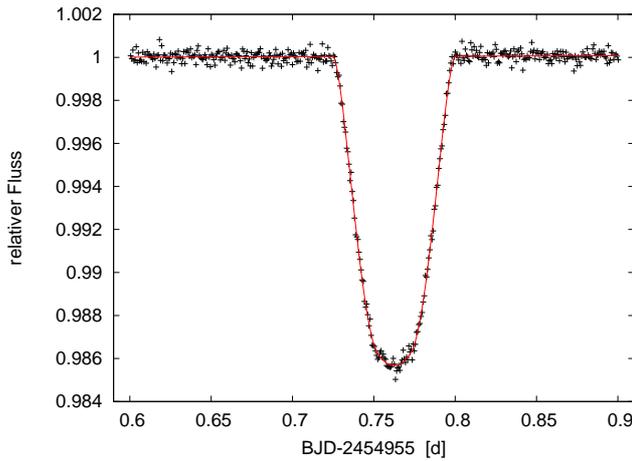


Abbildung 3.5: *Kepler* Transit 1 aus Q0. Die rote Linie zeigt das beste Modell.

Tabelle 3.8: Bei der Lichtkurvenanalyse mit *jktEBop* erhaltene Parameter für Transit 1 aus Q0.

Parameter	Wert
$r_A + r_b$	$0.14443^{+0.00076}_{-0.00088}$
$k$	$0.12400^{+0.00034}_{-0.00036}$
$i$ [°]	$83.732^{+0.049}_{-0.048}$
$T_c$ [d]	$2454955.762499^{+0.000050}_{-0.000047}$
$u_q$	0.038 (fest)
$v_q$	0.547 (fest)
$r_A$	$0.12850^{+0.00065}_{-0.00076}$
$r_b$	$0.01593^{+0.00012}_{-0.00012}$
$\sigma$ [mmag]	0.2597

ten. Diese konnten durch die Software nicht ordnungsgemäß entfernt werden (Christiansen u. a. 2011b, *Kepler* Data Characteristics Handbook). Während Q4 fiel einer der 42 CCD-Chips von *Kepler* aus. Das führte dazu, dass 70 Tage keine Daten von TrES-2 gewonnen werden konnten (Van Cleve u. a. 2010c). Da *Kepler* jedes Quartal um 90° rotiert wird und TrES-2 somit auf einen anderen Chip fällt, konnte ab Q5 wieder beobachtet werden. TrES-2 ist einer der SC-Sterne von *Kepler*. Da die Transiddauer nur etwa 105 Minuten beträgt, sind bei den LC Daten zu wenig Datenpunkte vorhanden, um Variationen der Systemparameter zu detektieren. Kipping und Bakos (2011b) verglichen die Lichtkurven von LC und SC und fanden heraus, dass durch die größeren Datenpunktabstände die Form der Lichtkurve „verschmiert“ wird. Obwohl bei LC eine Zeitgenauigkeit von  $\sim 20$ s erreicht werden kann, lässt sich der Transitmittelpunkt bei SC um eine Größenordnung genauer bestimmen (Kipping und Bakos 2011a). Deshalb wurde sich in der Auswertung auf die SC-Daten beschränkt.

### 3.3.3 Analyse der *Kepler*-Lichtkurven

Für die Analyse der *Kepler*-Transits wurden die Lichtkurven in der Form PDCSAP-Fluss über dem  $\text{BJD}_{\text{UTC}}$  verwendet. Für jede Lichtkurve wurde individuell das beste Modell mit *jktEBop* angenähert. Wie noch im Kapitel 3.3.4 gezeigt wird, reicht das S/N der Einzellichtkurven nicht aus, um die Randverdunklungskoeffizienten zu bestimmen. Diese wurden beim Fit auf die im Kapitel 3.4 bestimmten Werte für die quadratische Randverdunklung festgesetzt. Alle anderen Parameter wurden freigelassen. Da für das Weltraumteleskop kaum korreliertes Rauschen (jedenfalls keins, was mit atmosphärischen Bedingungen zusammenhängt) zu erwarten ist, wurden für die Fehlerabschätzung je 1000 Monte Carlo Simulationen durchgeführt. Abbildung 3.5 und Tabelle 3.8 zeigen die Auswertung am Beispiel des ersten von *Kepler* beobachteten Transits in Q0. Eine Tabelle mit der Ergebnissen

für jeden einzelnen der 168 *Kepler*-Transits ist im Anhang dieser Arbeit zu finden.

### 3.3.4 Effekt der Randverdunklung

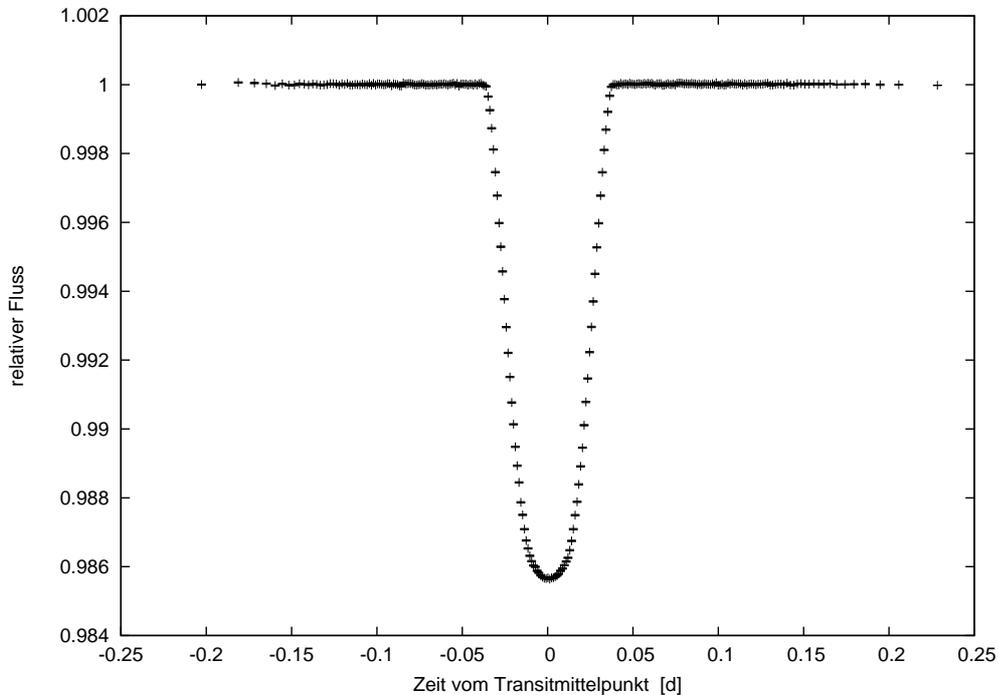


Abbildung 3.6: Gebinnte Lichtkurve aus 84 Einzellichtkurven von *Kepler*. Je 125 Messwerte wurden zu einem zusammengefasst.

Wie Csizmadia (2011/2012, Vorlesung) gezeigt hat, braucht man zu Bestimmung der Randverdunklungskoeffizienten Lichtkurven mit einer sehr hohen Qualität ( $S/N \geq 400$ ). Trotz der unglaublich hohen fotometrischen Genauigkeit von *Kepler*, hat selbst eine Einzellichtkurve „nur“ ein  $S/N \sim 80$ . Das ist zwar etwa 6 mal höher als die beste hier beobachtete boden-gebundene Lichtkurve (siehe Tabelle 3.6), aber zur Bestimmung des Effekts der Randverdunklung nicht ausreichend. Deshalb wurden 84 Transits (Q0, Q1, Q2, Q3; vor der neusten Daten-Veröffentlichung vom 7. Januar 2012) mit der aus diesen Transits bestimmten besten Periode in eine Phase gefaltet. Datenpunkte, die mehr als zweimal die Standardabweichung vom besten Fit der Modelllichtkurve abweichen, wurden entfernt. Von der phasengefaltete Lichtkurve, die 33546 Datenpunkte enthält, wurden immer 125 Punkte zu einem zusammengefasst. Dadurch erhöhte sich das  $S/N$  auf 761. Die aus 268 Punkten bestehende, resultierende, gebinnte<sup>2</sup> Lichtkurve ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Mit *jktEBop* wurde die resultierende Lichtkurve gefittet. Für die Analyse wurde das quadratische Randverdunklungsgesetz (Formel 1.11) und als Anfangswerte die Parameter aus

<sup>2</sup>Unter Binning versteht man das Zusammenfassen benachbarter Elemente (Pixel einer CCD-Kamera oder Datenpunkte einer Lichtkurve). Dadurch wird eine höhere Genauigkeit erreicht, jedoch wird die Auflösung reduziert.

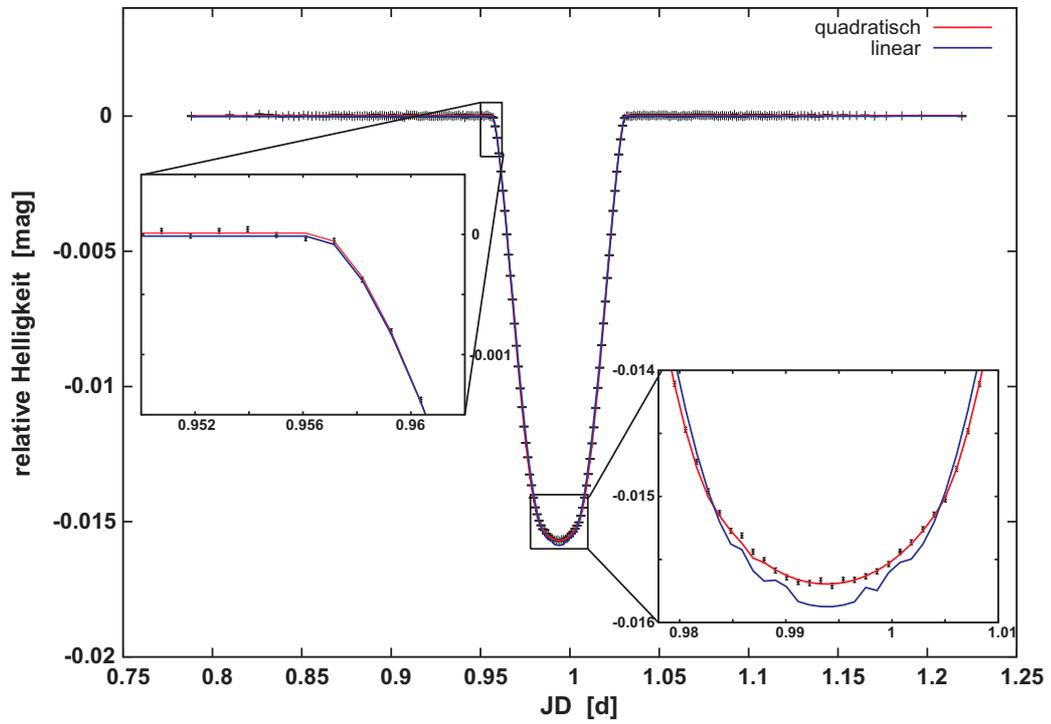


Abbildung 3.7: Abbildung 3.6 gefittet mit 2 verschiedenen Modellen

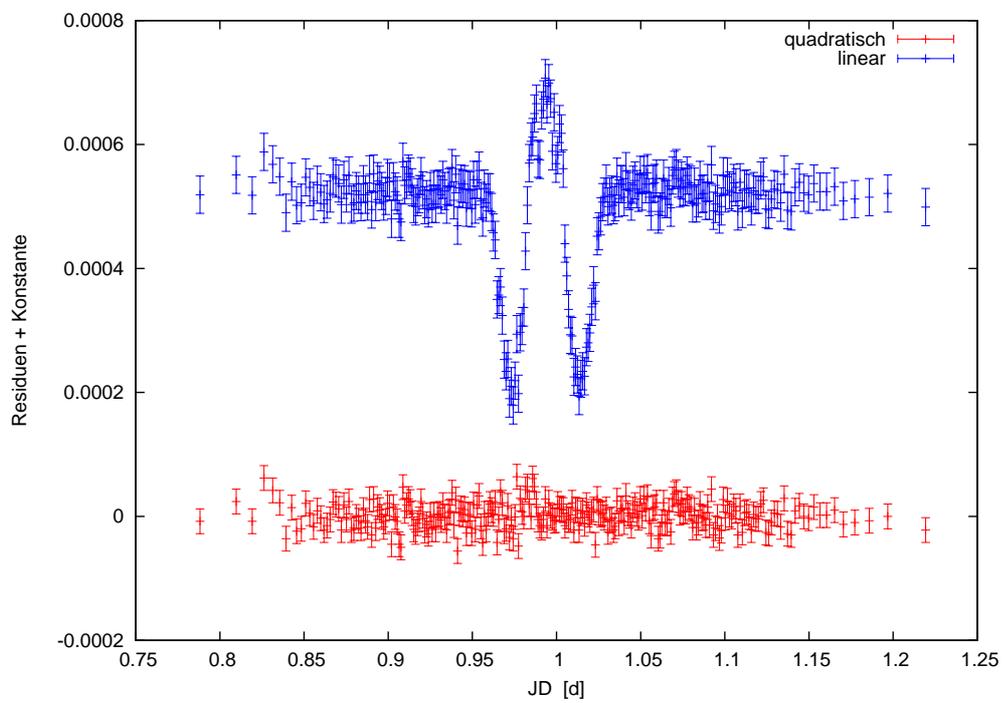


Abbildung 3.8: Residuen zwischen Fit und Modell

Tabelle 3.9: Zusammenfassung der Ergebnisse der Lichtkurvenanalyse.

Ohne Einfluss von zusätzlichen Licht		Mit Einfluss von zusätzlichen Licht	
Parameter	Wert	Parameter	Wert
$r_A + r_b$	$0.14347^{+0.00058}_{-0.00059}$	$r_A + r_b$	$0.14181^{+0.00057}_{-0.00051}$
$k$	$0.12361^{+0.00093}_{-0.00092}$	$k$	$0.12654^{+0.00093}_{-0.00101}$
$i$ [°]	$83.779^{+0.041}_{-0.040}$	$i$ [°]	$83.905^{+0.037}_{-0.042}$
$u_q$	$0.038 \pm 0.177$	$u_q$	$0.350 \pm 0.140$
$v_q$	$0.547 \pm 0.187$	$v_q$	$0.229 \pm 0.148$
$r_A$	$0.12769^{+0.00062}_{-0.00063}$	$r_A$	$0.12588^{+0.00062}_{-0.00055}$
$r_b$	$0.01578^{+0.00004}_{-0.00005}$	$r_b$	$0.01593^{+0.00006}_{-0.00006}$
$\sigma$ [mmag]	0.021	$\sigma$ [mmag]	0.021

Tabelle 3.3, 3.1 und 3.4 verwendet. Alle Parameter durften dabei frei variieren.

Um zu bestimmen, welchen Einfluss die Wahl der Randverdunklungsgesetzes hat, wurde die Analyse mit dem linearen Gesetz (Formel 1.10) wiederholt. Dabei wurde alle Parameter auf den Werten des vorherigen Fits fixiert bis auf den Randverdunklungskoeffizienten und die Tiefe, welche nach Formel 1.14 von der Randverdunklung abhängig ist. Abbildung 3.7 macht den Unterschied zwischen beiden Ansätzen deutlich. Die lineare Randverdunklung überschätzt die Tiefe des Transit und passt daher schlechter zu der beobachteten Lichtkurve als das quadratische Gesetz. Die Abweichungen von einer glatten Kurve lassen auf numerische Fehler des Modells schließen, was allerdings nur bei dieser hohen Genauigkeit auffällt. Normalerweise ist die Genauigkeit viele Größenordnungen schlechter, was die winzigen numerischen Fehler vernachlässigbar macht. Die Analyse bestätigt die Ergebnisse von Southworth u. a. (2007).

### 3.4 Bestimmung der Systemparameter

Um die Systemparameter mit hoher Genauigkeit bestimmen zu können, wird wie in Kapitel 3.3.4 die phasengefaltete Lichtkurven, bei der je 125 Messpunkte zusammengefasst wurden, mit *jktEBop* analysiert. Für den Wellenlängenbereich von *Kepler* ist die Anzahl der aus Modellatmosphären berechneten theoretischen Randverdunklungskoeffizienten begrenzt. Bisher wurden diese nur von Sing (2010) für das lineare, das quadratische, ein 3-parametrisches und ein 4-parametrisches Randverdunklungsgesetz berechnet. Um die Parameter mit den Beobachtungen von TTV@YETI vergleichen zu können, wurde auf die Analyse mit den beiden letzteren Gesetzen verzichtet. Bei allen Transits in Tabelle 3.1 ist die Genauigkeit so gering, dass die Verwendung von Gesetzen mit mehr als zwei Koeffizienten wenig sinnvoll ist. Kapitel 3.3.4 zeigt zusätzlich, dass die lineare Randverdunklung signifikant schlechtere Ergebnisse bringt. Aus diesem Grund wurde sich bei der Bestim-

mung der Systemparameter auf das quadratische Randverdunklungsgesetz beschränkt. Um nun allein durch den Fit die Werte zu bestimmen, wurde keiner der Parameter festgehalten. Der beste Fit der Lichtkurve ist in Abbildung 3.7 (rotes Modell) zu sehen. Das Ergebnis für die Systemparameter ist in Tabelle 3.9 (linke Seite) gegeben.

In Kapitel 3.2.5 wurde bereits die Existenz von zusätzlichem Licht von 2 schwachen, nahen Sternen angesprochen. Dieses Licht ändert die Systemparameter signifikant, ohne die Lichtkurvenanalyse negativ zu beeinflussen. Der von Daemgen u. a. (2009) detektierte visuelle Begleiter zum TrÉS-2 Mutterstern hat im  $z'$ -Band einen Helligkeitsunterschied von 3,43 mag. Damit ist er etwa 30 mal schwächer als der TrÉS-2 Mutterstern. Kipping und Bakos (2011b) waren die ersten, die den Einfluss des zusätzlichen Lichtes bei der Lichtkurvenanalyse berücksichtigten. Auch Southworth (2011) und Schröter u. a. (2012) bezogen den zusätzlichen Beitrag in die Auswertung der *Kepler*-Lichtkurven ein. Keiner dieser Autoren erwähnt das schwache, nahe Objekt auf Abbildung 3.4. Dieses Objekt hat einen projizierten Abstand von  $\sim 11,1''$  zum TrÉS-2 Mutterstern. Mit einer Pixelskala von  $3,98''/px$  und einer Größe der PSF von etwa 4 Pixel ist auch dieses Objekt in der *Kepler*-Fotometrie mit eingeschlossen. Eine Abschätzung der Helligkeit dieses Objektes zeigt allerdings, dass der Helligkeitsunterschied  $\sim 6$  mag beträgt und somit etwa 250 mal schwächer ist als der TrÉS-2 Mutterstern. Der Beitrag des zusätzlichen Lichtes ist etwa eine Größenordnung geringer als der des von Daemgen u. a. (2009) detektierten Objektes und somit vernachlässigbar.

Die Lichtkurvenanalyse wurde unter Einbezug des Beitrags der zusätzlichen Lichtes, welches von Southworth (2011) für den Wellenlängenbereich von *Kepler* auf  $L_3 = 0,0258 \pm 0,0008$  bestimmt wurde, wiederholt. Das Ergebnis findet sich in Tabelle 3.9 (rechte Seite). Ein Vergleich von beiden Seiten der Tabelle 3.9 bestätigen die Überschätzung von  $r_A$  und die Unterschätzung von  $r_b$  und  $i$ . Die Werte der Parameter sind für quadratische Randverdunklung völlig konsistent mit den Ergebnissen von Kipping und Bakos (2011b), Southworth (2011) und Schröter u. a. (2012).

### 3.5 Änderung der Systemparameter

Ein großer Vorteil des *Kepler*-Weltraumteleskops ist – neben der sehr hohen fotometrischen Genauigkeit – auch die kontinuierliche Beobachtung unter gleichen Bedingungen. Dies eröffnet die Möglichkeit, die Systemparameter unabhängig voneinander zu bestimmen und eventuelle Variationen zu detektieren. Die Abbildungen 3.9, 3.11 und 3.13 zeigen  $i$ ,  $r_A + r_b$  und  $k$  über der Beobachtungsepoche, die Abbildungen 3.10, 3.12 und 3.14 repräsentieren die Häufigkeitsverteilung der einzelnen Parameter. Alle Diagramme wurden aus den Werten der in Kapitel 3.3.3 durchgeführten Analyse erstellt, also ohne Berücksichtigung des zusätzlichen Lichtes. Für jeden Parameter wurde eine anhand der Fehler gewichtete li-

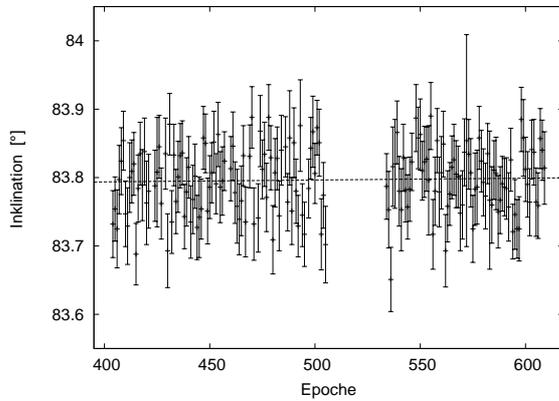


Abbildung 3.9: Inklination über Beobachtungsepoche von *Kepler*. Die gestrichelte Linie gibt den besten gewichteten linearen Fit.

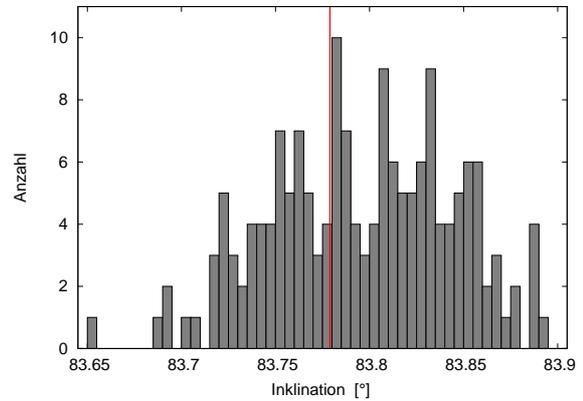


Abbildung 3.10: Häufigkeitsverteilung für Inklination. Die rote Linie markiert den Wert für die phasengefaltete, zusammengefasste Lichtkurve aus Tabelle 3.9.

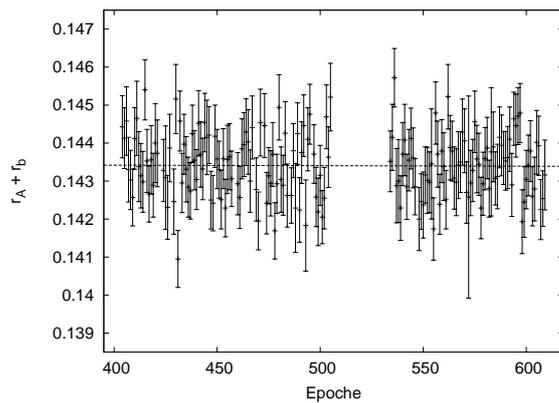


Abbildung 3.11: Wie Abb. 3.9 für Summe des fraktionellen Radius.

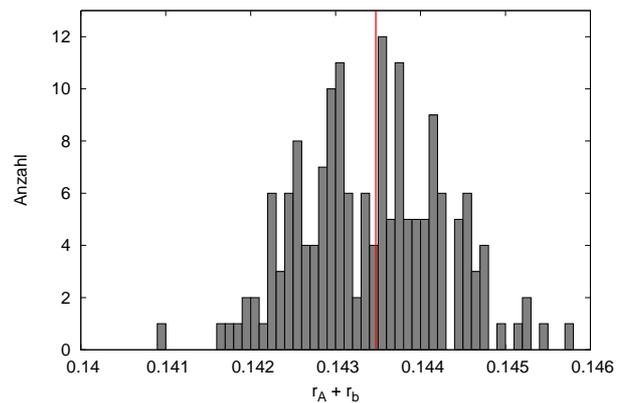


Abbildung 3.12: Wie Abb. 3.10 für Summe des fraktionellen Radius.

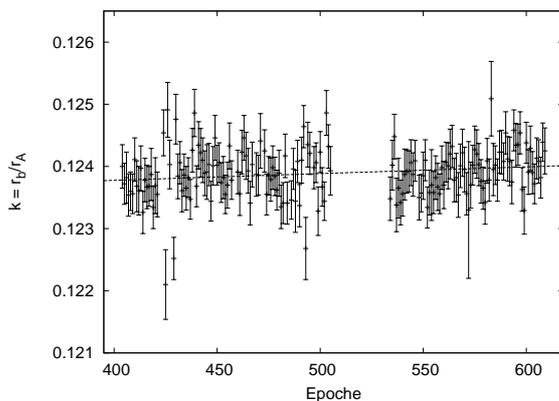


Abbildung 3.13: Wie Abb. 3.9 für Radiusverhältnis.

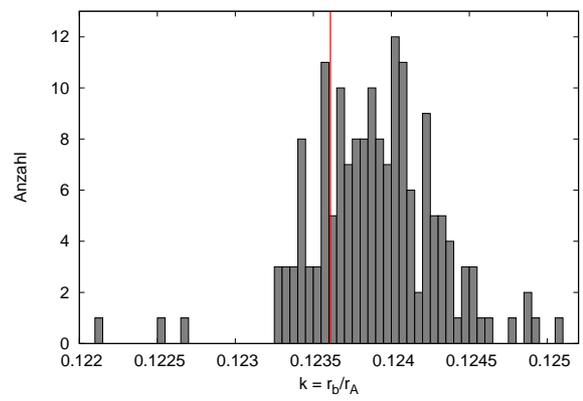


Abbildung 3.14: Wie Abb. 3.10 für Radiusverhältnis.

neare Regression durchgeführt. Während die Auswertung von Schröter u. a. (2012) in einen leichten, von Null verschiedenen Anstieg der Inklination von  $\Delta i = (8 \pm 2) 10^{-5} \text{ }^\circ/\text{Epoche}$  oder in einen linearen Trend plus sinusförmigen Signal mit einer Periode von 111 Tagen resultieren, ergab die hier durchgeführte gewichtete lineare Regression aller 168 Transits  $\Delta i = (2,7 \pm 5,8) 10^{-5} \text{ }^\circ/\text{Epoche}$ . Dieser Wert ist konsistent mit Null, kann aber im Rahmen der Fehler den von Schröter u. a. (2012) bestimmten Anstieg nicht widerlegen. Eine Frequenzanalyse zeigt kein signifikantes Signal bei der von Schröter u. a. (2012) Periode. Ähnliches ergibt sich für die Summe der fraktionellen Radien. Mit  $\Delta(r_A + r_b) = (1,3 \pm 9,9) 10^{-7} 1/\text{Epoche}$  ist im Rahmen der Fehler keine Abweichung von Null sichtbar. Einzig das Radienverhältnis zeigt einen leichten Anstieg von  $\Delta k = (1,1 \pm 0,4) 10^{-6} 1/\text{Epoche}$ . Sollte dieses Ergebnis real sein, kann darauf geschlossen werden, dass sich der Radius des Planeten leicht vergrößert. Eine nur sehr kleine Änderung des Planetenradius hat einen großen Einfluss auf das Radienverhältnis, ist aber, durch den sehr viel größeren Radius des Sterns, vernachlässigbar in der Summe der Radien. Um diese Theorie zu überprüfen, wurden die Radien von Stern und Planet einzeln betrachtet. Sowohl  $r_A$  als auch  $r_b$  zeigen keine Abweichung von einem konstanten Wert. Da nun  $r_A$  und  $r_b$  nicht individuell, sondern aus Lösung des Gleichungssystems  $k = \frac{r_b}{r_A}$  und  $r_A + r_b$  bestimmt wurden und somit auch die Fehler  $\Delta k$  und  $\Delta(r_A + r_b)$  eingehen, könnte der geringen Anstieg von  $r_b$  im Rauschen untergehen. Die Signifikanz dieses Fundes wurde getestet, indem  $k$  als Funktion der Epoche mit zwei Modellen angenähert und das  $\chi^2$  verglichen wurde. Bei Annäherung mit einem konstanten Wert, wurde das reduzierte  $\chi^2$  auf 1,14 bestimmt, während beim Fit mit einer linearen Funktion das reduzierte  $\chi^2 = 1,11$  ergab. Der Unterschied ist mit  $\Delta\chi^2 = 0,03$  wenig signifikant. Ein numerisches Artefakt durch die Punktverteilung kann daher nicht ausgeschlossen werden.

### 3.6 Physikalischen Eigenschaften des TrES-2-Systems

Die Ergebnisse aus Kapitel 3.4 erlauben es, stellare, planetare und geometrische Parameter zu berechnen. Dafür wurden die Werte aus Tabelle 3.9 (rechte Seite) verwendet.

Durch Einsetzen der verbesserten Periode (siehe Kapitel 3.7, Formel 3.4) in das 3. Keplersche Gesetz konnte die große Halbachse berechnet werden. Die dazu benötigten Massen wurden Tabelle 3.1 entnommen. Mit Hilfe der großen Halbachse konnten die fraktionellen Radien in einen wahren Radius für Stern und Planet umgerechnet werden. Aus diesen ließ sich nun sowohl die stellare als auch die planetare Dichte berechnen.

Vereinfachte Formeln zur Bestimmung der Oberflächenbeschleunigung sind in Southworth (2009) zu finden. Zur Berechnung wurde die Amplitude der Radialgeschwindigkeit von O'Donovan u. a. (2006) verwendet. Die Exzentrizität wurde auf 0 (Tabelle 3.1) gesetzt.

Unter der Annahme, dass der Planet alles einfallende Licht des  $T_{\text{eff}} = 5795 \pm 73 \text{ K}$  hei-

Tabelle 3.10: Physikalischen Eigenschaften des TrES-2-Systems, welche von der Lichtkurvenanalyse abgeleitet wurden, im Vergleich zu den Werten von Southworth (2011).

Parameter	Diese Arbeit	Southworth (2011)
planetare Eigenschaften		
$R_b$ [ $R_{\text{Jup}}$ ]	$1.187 \pm 0.025$	$1.193 \pm 0.021$
$\rho_b$ [ $\rho_{\text{Jup}}$ ]	$0.706 \pm 0.054$	$0.665 \pm 0.015$
$g_b$ [ $\frac{m}{s^2}$ ]	$21.13 \pm 0.34$	$21.02 \pm 0.31$
$T_{eq}$ [K]	$1453 \pm 18$	$1466 \pm 12$
$\Theta$	$0.0770 \pm 0.0058$	$0.0727 \pm 0.0017$
$f$	$0.0049$	
stellare Eigenschaften		
$R_A$ [ $R_\odot$ ]	$0.961 \pm 0.021$	$0.964 \pm 0.017$
$\rho_A$ [ $\rho_\odot$ ]	$1.104 \pm 0.100$	$1.105 \pm 0.011$
$\log g_A$	$4.464 \pm 0.010$	$4.466 \pm 0.008$
geometrische Eigenschaften		
$a$ [AE]	$0.03555 \pm 0.00075$	$0.03567 \pm 0.00061$
$i$ [ $^\circ$ ]	$83.911 \pm 0.040$	$83.925 \pm 0.030$
$b$	$0.843 \pm 0.007$	$0.848 \pm \begin{smallmatrix} 0.022^* \\ 0.018 \end{smallmatrix}$

\* wurde von Southworth (2011) nicht berechnet  
Wert aus Kipping und Bakos (2011b)

ßen Sterns (Tabelle 3.1) absorbiert und diese Energie über seine gesamte Oberfläche als Schwarzkörper wieder emittiert (Albedo = 0), kann die so genannte Gleichgewichtstemperatur ( $T_{eq}$ , Formel 3.1 von Hansen und Barman 2007) berechnet werden.

$$T_{eq} = T_{eff} \left( \frac{R_A}{2a} \right)^{1/2} = T_{eff} \left( \frac{r_A}{2} \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

Zusätzlich wurde mit Formel 3.2 die Safronov Zahl  $\Theta$  (Safronov 1972) berechnet, welche proportional zum Verhältnis der Fluchtgeschwindigkeit des Planeten  $v_{esc}$  und der Orbitalgeschwindigkeit  $v_{orb}$  ist (Hansen und Barman 2007). Im Grunde misst die Safronov Zahl die Effizienz, mit der ein Planet andere Körper gravitativ streut. Diese Information spielt eine wichtige Rolle im Verständnis der Migration.

$$\Theta = \frac{1}{2} \left( \frac{v_{esc}}{v_{orb}} \right)^2 = \frac{a}{R_b} \frac{M_b}{M_A} = \frac{1}{r_b} \frac{M_b}{M_A} \quad (3.2)$$

Ein Vorteil bei *jktEBop* ist, dass durch Annäherung beider Komponenten mit biaxialen Ellipsoiden, die Abplattung des Planeten (Formel 3.3 mit  $r_1$  polarer Radius und  $r_2$  äquatorialer Radius) abgeleitet werden kann.

$$f = 1 - \frac{r_1}{r_2} \quad (3.3)$$

Für TrES-2 konnte ein Abplattung von 0,0049 gefunden werden. Damit liegt die Form des Planeten zwischen der von Erde und Mars ( $f = 0,0034$  und  $f = 0,0058$ ; Zimmermann und Weigert 1995).

Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Tabelle 3.10 zusammengefasst. Zum Vergleich mit bereits veröffentlichten Werten sind dort auch die Ergebnisse von Southworth (2011) aufgeführt. Innerhalb der Fehlerbalken stimmen für TrES-2 alle Werte mit den Literaturwerten überein.

### 3.7 Transit Timing

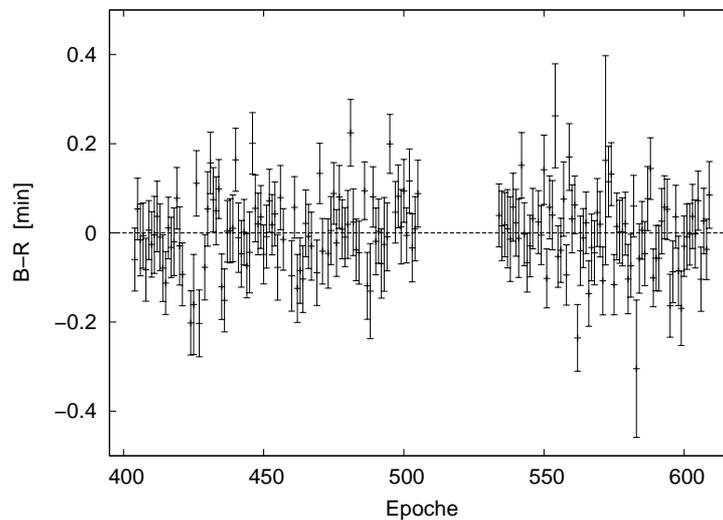


Abbildung 3.15:  $B - R$  über Beobachtungsepoche von *Kepler* berechnet für die verbesserten Elemente in Formel 3.4.

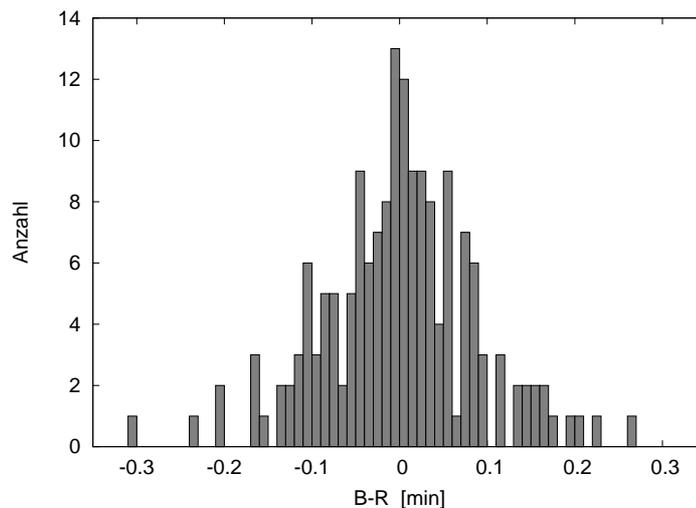


Abbildung 3.16: Häufigkeitsverteilung des  $B - R$  für alle 168 *Kepler*-Transits.

Bei der Lichtkurvenanalyse mit *jktEBop* wurde für jeden der insgesamt 210 Transits die Zeit des Mittelpunktes bestimmt. Die Zeiten wurden vom einfachen Julianischen Datum (JD) in ein baryzentrischen Julianischen Datum auf Basis der baryzentrischen, dynamischen Zeit ( $\text{BJD}_{\text{TDB}}$ , siehe Kapitel 2.5) umgewandelt.

Da die Beobachtungen eine lange Zeitspanne von fünf Jahren (2007-2011) umfassen, konnten die Lichtwechselelemente erneut verbessert werden. Dazu wurde eine anhand der Fehler gewichtete, lineare Regression der Form  $T_c(E) = T_0 + P \cdot E$  ( $T_0$  ... Zeit eines Referenztransits,  $P$  ... Periode und  $E$  ... Epochenzahl, welche die Transits vom Referenztransit ausgehend durchnummeriert) durchgeführt. Durch die hohe Genauigkeit der *Kepler*-Transits können die Ephemeriden mit sehr kleinen Fehlern berechnet werden. Formel 3.4 zeigt die neuen Elemente, die im Rahmen der Fehler konsistent mit den Ergebnissen von Kipping und Bakos (2011b), Southworth (2011) und Schröter u. a. (2012) sind.

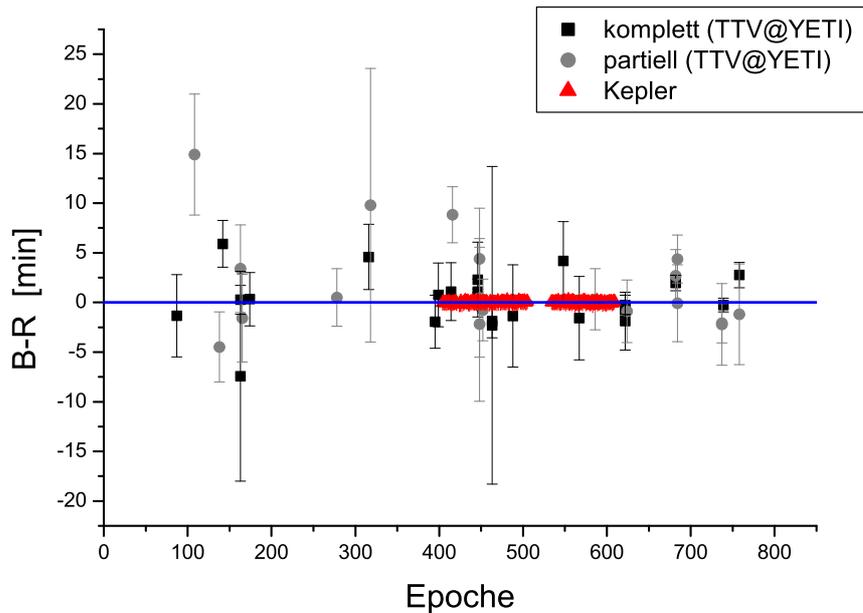


Abbildung 3.17:  $B - R$  - Diagramm für alle 210 ausgewerteten Transits berechnet mit Formel 3.4. Sowohl die Quadrate als auch die Kreise markieren die mit TTV@YETI beobachteten Transits. Alle grau dargestellten Punkte konnten nur partiell beobachtet werden.

$$T_c(E) = (2453957,635561 \pm 0,000031 + E \cdot 2,470613241 \pm 0,000000062) \text{ d} \quad (3.4)$$

Mit den Elementen in Formel 3.4 wurde das  $B - R$  berechnet. Eine Tabelle mit allen Transitzeiten in  $\text{BJD}_{\text{TDB}}$  und allen Werten für das  $B - R$  wird der Arbeit angehängt.

Abbildung 3.15 zeigt das  $B - R$  - Diagramm für alle 168 *Kepler*-Transits, Abbildung 3.16 die Häufigkeitsverteilung des  $B - R$ . Die Einhüllende des Histogramms stellt eine Gaußfunktion dar, was eine Gleichverteilung um den Wert 0 bedeutet. In der statistischen Auswertung der *Kepler*-Daten sind daher keine Transitzeitvariationen erkennbar. Zur finalen Analyse des  $B - R$  wurden die Zeiten der *Kepler*-Transits mit den Transitzeiten von TTV@YETI zusammengefasst. Das resultierende  $B - R$  - Diagramm ist in Abbildung 3.17 zu finden. Trotz der teilweise doch recht geringen Genauigkeit mancher Transits, vor allen der partiellen Transits (in Abbildung 3.17 grau dargestellt), sind die Zeiten des Transitmittelpunktes im Rahmen der Fehler größtenteils konsistent mit verbesserten Elementen (Formel 3.4). Vor allem der mit CAFOS beobachtete Transit (Epoche 739) mit dem höchsten S/N der beobachteten Transits liegt genau auf der Nulllinie. Die Transitzeiten unterstützen weder Variationen auf langen noch auf kurzen Zeitskalen. Somit können auch hier die Schlussfolgerungen von Kipping und Bakos (2011b) und Schröter u. a. (2012) bestätigt werden.

# Kapitel 4

## WASP-14 b

Der von Joshi u. a. (2009) detektierte Transitplanet WASP-14 b ist die 14. Exoplanet-Entdeckung des mit bisher 65 veröffentlichten Planeten erfolgreichsten boden-gebundenen Transitsuchprojektes *SuperWASP* (*Super Wide Angle Search for Planets*, Pollacco u. a. 2006). WASP-14 (= GSC 01482-00882) ist ein  $V = 9,75$  mag heller Hauptreihenstern vom Spektraltyp F5 und befindet sich bei einer Entfernung von  $160 \pm 20$  pc im Sternbild Bootes (Bärenhüter). Die Beobachtungen von *SuperWASP* zwischen Mai 2004 und Juni 2007 am „Observatorio del Roque de los Muchachos“ auf der Kanareninsel La Palma ergaben, dass der Planet seinen Zentralstern mit einer Periode von 2,244 Tagen umkreist und dabei einen Transit mit einer Tiefe von 11 mmag und einer Dauer von 2,8 Stunden verursacht. Die fotometrischen und spektroskopischen Nachbeobachtungen von Joshi u. a. (2009) lieferten eine Masse von  $\sim 7,3 M_{\text{Jup}}$  und einen Radius des Planeten von  $\sim 1,3 R_{\text{Jup}}$ . Damit gehört WASP-14 b zu den dichtesten bisher gefundenen Exoplaneten mit einer Orbitperiode unter drei Tagen. Die stellare Dichte, die Effektivtemperatur, die Rotationsrate und die durch spektrale Analyse des Muttersterns WASP-14 bestimmte hohe Lithium-Häufigkeit deuten auf ein recht junges Alter zwischen 0,5 - 1,0 Gigajahre (=  $10^9$  Jahre). Die aus den Untersuchungen resultierenden Parameter des WASP-14-Systems sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Ein sehr interessantes Merkmal von WASP-14 b ist seine hohe Exzentrizität ( $e \sim 0,09$ ) für seine kleine Entfernung zum Stern. Diese wurde bereits von Joshi u. a. (2009) berichtet und von Husnoo u. a. (2011) bestätigt. Bei dem kleinen Abstand zwischen Stern und Planet werden gravitative Wechselwirkungen erwartet, die den Orbit des Planeten zirkularisieren (Kapitel 1.3.2). Husnoo u. a. (2011) bestimmten eine Zirkularisierungszeitskala von  $5 \cdot 10^7$  Jahre, welche signifikant kürzer als das Alter von WASP-14 ist (Bemerkung: Die zur Berechnung der Zirkularisierungszeitskala benötigte Dissipationsfunktion ist eine Unbekannte. Bei Verwendung anderer Werte kann auch die Zeitskala völlig anders sein, siehe Kapitel 1.3). Die hohe Exzentrizität von WASP-14 b könnte demnach bedeuten, dass entweder das Systemalter überschätzt wurde oder dass ein zusätzlicher Körper im System

den Vorgang der Zirkularisierung signifikant verzögert.

Johnson u. a. (2009) fanden Anzeichen, dass im WASP-14-System die Rotationsachsen von Stern und Orbit nicht ausgerichtet sind. Durch spektroskopische Messungen des Rossiter-McLaughlin Effektes konnte der projizierte Winkel zwischen den beiden Achsen auf  $\lambda = -33,1^\circ \pm 7,4^\circ$  bestimmt werden.

WASP-14 b gehört wegen seiner Nähe zum Zentralstern zu der Klasse der hochgradig bestrahlten *heißen Jupiter*. Beobachtungen der thermischen Strahlung während drei Sekundärbedeckungen mit dem *Spitzer*-Weltraumteleskop von Bleicic u. a. (2011) gaben erste Hinweise über die atmosphärische Zusammensetzung und die thermische Struktur des Planeten. Obwohl WASP-14 b stark bestrahlt wird, deuten die Beobachtungen weder auf eine Temperaturinversion in der Atmosphäre noch auf einen effektiven Wärmeaustausch zwischen Tag- und Nachtseite hin. Die chemischen Zusammensetzung ist konsistent mit den solaren Häufigkeiten.

WASP-14 b ist neben CoRoT-3 b (Deleuil u. a. 2008), HAT-P-2 b (Bakos u. a. 2007), XO-3 b (Johns-Krull u. a. 2008) und WASP-18 b (Hellier u. a. 2009) einer der massereichsten Transitplaneten. Fast alle diese Objekte zeigen eine signifikante Exzentrizität. Dieser Fund könnte darauf hindeuten, dass sich die Entstehung und Entwicklung bei diesen Planeten von der bei masseärmeren Planeten unterscheidet. Die Beobachtung von WASP-14 ist daher besonders interessant, um Theorien von Planetenentstehung, Migration und Planet-Stern-Wechselwirkung zu beschränken.

Von WASP-14 b existieren bisher kaum fotometrischen Nachbeobachtungen bzw. Studien über Transitzeitvariationen. An der Universitäts-Sternwarte Jena wurde er bereits 2009 beobachtet und ist seit Februar 2011 Objekt der Kampagne TTV@YETI. Mit Hilfe der Teleskope des Internationalen Netzwerkes konnte eine gute Datenbasis geschaffen werden, um mögliche Transitzeitvariationen zu charakterisieren.

Tabelle 4.1: Systemparameter für WASP-14b und seinen Mutterstern.

Parameter	Wert	Referenz
$T_0$ [d]	$2454963.93676 \pm 0.00025$	Johnson u. a. (2009)
$P$ [d]	$2.2437704 \pm 0.0000028$	Johnson u. a. (2009)
$a$ [AE]	$0.036 \pm 0.001$	Joshi u. a. (2009)
$i$ [°]	$84.32 \pm 0.60$	Joshi u. a. (2009)
$e$	$0.087 \pm 0.002$	Blecic u. a. (2011)
$\omega$ [°]	$-107.1 \pm 0.5$	Blecic u. a. (2011)
$M_A$ [ $M_\odot$ ]	$1.211 \pm 0.125$	Joshi u. a. (2009)
$R_A$ [ $R_\odot$ ]	$1.306 \pm 0.070$	Joshi u. a. (2009)
$T_{\text{eff}}$	$6475 \pm 100$	Joshi u. a. (2009)
$\log g_A$	$4.29 \pm 0.04$	Joshi u. a. (2009)
$\left[\frac{Fe}{H}\right]$	$0.0 \pm 0.2$	Joshi u. a. (2009)
$M_b$ [ $M_{\text{Jup}}$ ]	$7.341 \pm 0.500$	Joshi u. a. (2009)
$R_b$ [ $R_{\text{Jup}}$ ]	$1.281 \pm 0.079$	Joshi u. a. (2009)

## 4.1 Beobachtungen

Während der Beobachtungskampagne konnte der Transit von WASP-14 b in 12 Nächten verfolgt werden, die in Tabelle 4.1 zusammengefasst sind. Dabei wurden 37,15 GB Daten erzeugt. Mit ersten Testbeobachtungen mit dem 25 cm Cassegrain-Teleskop und der CCD-Kamera CTK der Universitäts-Sternwarte Jena wurde bereits im Frühjahr 2009 begonnen. Die Beobachtung von WASP-14 stellte sich aus mehreren Gründen als recht schwierig heraus. WASP-14 ist für fotometrische Untersuchungen ein recht heller Stern ( $V = 9,75$  mag). Die Anzahl von ähnlich hellen Vergleichsternen im Gesichtsfeld um WASP-14 ist daher begrenzt. Weiterhin resultiert aus der großen Helligkeit, dass WASP-14 schon bei geringen Belichtungszeiten die Saturation erreicht. Um dies zu verhindern wurde während der Beobachtungen teilweise stark defokussiert (siehe Kapitel 2.1.4).

Ein weiteres Problem betrifft nur die Beobachtungen mit dem 25 cm Cassegrain-Teleskop. WASP-14 ist nur wenige Grad von Arktur, dem hellsten Stern des Nordhimmels, entfernt. Arktur liegt zwar weit außerhalb des Gesichtsfeldes der CCD-Kamera, aber durch die Montage des Cassegrain-Teleskops am 90/60 cm Schmidt-Teleskops wird das Licht des  $V = -0,05$  mag (ESA 1997) hellen Sterns am Tubus des Schmidt-Systems reflektiert. Es entsteht ein charakteristisches Reflexionsmuster, welches auf jeder Aufnahme deutlich erkennbar ist (siehe Abbildung 4.1).

Die besten Lichtkurven konnten dagegen mit der STK am 90/60 cm Schmidt-Teleskop (60 cm Öffnung im Schmidt-Modus) gewonnen werden. Durch das große Gesichtsfeld (Abbildung 4.2) ist das Instrument gut zur Fotometrie von WASP-14 geeignet, da eine große Anzahl von Vergleichssternen zur Verfügung steht. Insgesamt konnten an der Universitäts-Sternwarte Jena zwischen April 2009 und März 2012 elf Lichtkurven von acht verschiedenen Transits aufgenommen werden. Im Gegensatz zu TrES-2 konnte für WASP-14 trotz der sehr unterschiedlichen Wetterbedingungen meist komplette Transits inklusive konstanter Helligkeit vor und nach dem Transit beobachtet werden. Nur in zwei Nächten musste die Beobachtung früher abgebrochen bzw. zwischendrin unterbrochen werden.

### 4.1.1 TTV@YETI

Die WASP-14 b TTV-Kampagne der Universitäts-Sternwarte Jena wurde von verschiedenen Teleskopen des TTV@YETI-Netzwerkes unterstützt. Insgesamt konnten zusätzlich drei Lichtkurven verwendet werden. Zwei der drei Transits wurden mit dem 1,5 m-Teleskop des Observatorio de Sierra Nevada in Spanien aufgenommen. Die zu kurz gewählte Belichtungszeit der fokussierten Beobachtungen resultiert in eine recht hohen Streuung der Lichtkurven. Da sie aber in Nächten beobachtet wurden, an denen das Wetter in Mitteleuropa keine Beobachtung zuließ, liefern diese Lichtkurven wichtige Punkte für das  $B - R$  - Diagramm.

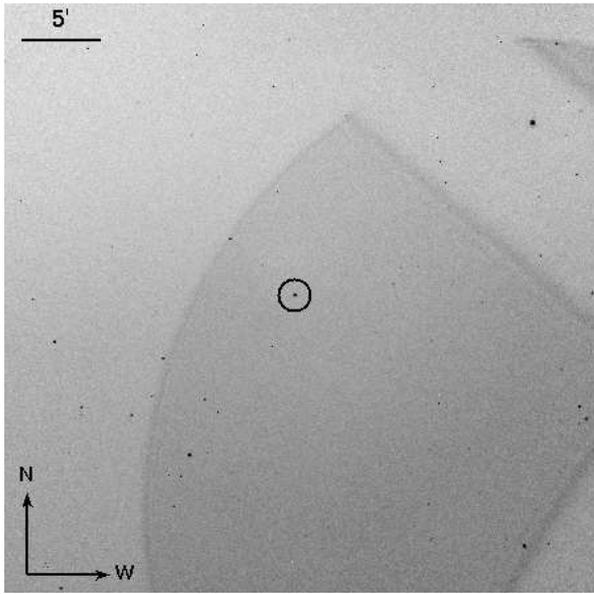


Abbildung 4.1: *R*-Band Aufnahme mit der CTK am 25 cm Cassegrain-Teleskop. Die 20s Belichtung zeigt die Reflexion von Arktur. Der Kreis markiert WASP-14.

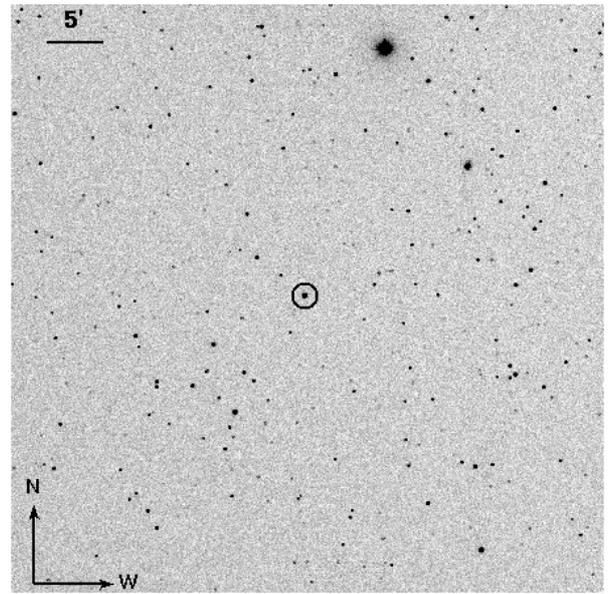


Abbildung 4.2: *R*-Band 30s Aufnahme der STK von WASP-14. Durch das etwa 53' x 53' große Gesichtsfeld ist eine Vielzahl Vergleichssterne vorhanden.

Tabelle 4.2: Übersicht der Transitbeobachtungen von WASP-14 zwischen April 2009 und März 2012

Datum	Epoche <sup>a</sup>	Instrument <sup>b</sup>	Zeit [UT]	Filter	# Bilder	$T_{\text{exp}}$
01.04.2009	205	CTK	21:15–03:44	<i>I</i>	324	60 s, 50 s, 40 s
19.04.2009	213	CTK	21:31–02:44	<i>I</i>	320	30 s
07.05.2009	221	CTK	20:39–01:02	<i>R</i>	320	25 s, 20 s
13.02.2011	509	OSN	00:41–05:44	<i>R</i>	1215	10 s
02.03.2011	517	STK	23:57–04:41	<i>R</i>	395	30 s
		CTK-II	23:53–04:18	<i>R</i>	366	40 s
		CAFOS	00:09–03:17	<i>B</i>	144	30 s
11.03.2011	521	STK	23:27–04:26	<i>R</i>	330	45 s
20.03.2011	525	STK	23:10–03:30	<i>R</i>	360	30 s
		CTK-II	23:11–03:29	<i>V</i>	535	30 s, 25 s
		CAFOS	22:43–03:33	<i>B</i>	322	30 s
29.03.2011	529	STK	22:11–02:59	<i>R</i>	401	30 s
		Stará Lesná	22:29–02:42	<i>R</i>	696	30 s
07.04.2011	533	OSN	21:24–03:02	<i>R</i>	570	30 s
16.04.2011	537	CAFOS	20:29–02:05	<i>V</i>	404	25 s
07.02.2012	669	STK	01:01–05:25	<i>R</i>	310	30 s
		CTK-II	01:02–05:24	<i>V</i>	208	60 s
25.02.2012	677	CAFOS	00:19–05:24	<i>V</i>	350	30 s

<sup>a</sup> Berechnet mit den Elementen in Joshi u. a. (2009)

<sup>b</sup> Erklärung siehe Tabelle 2.1

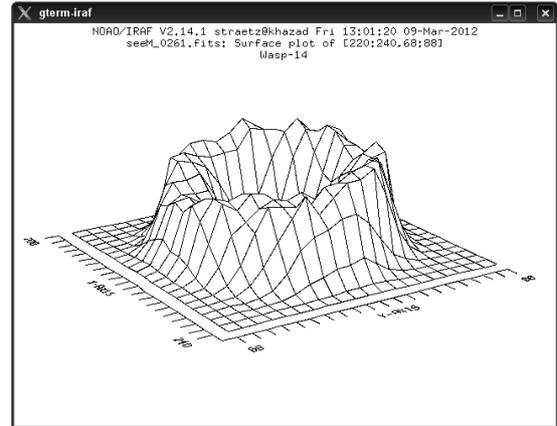
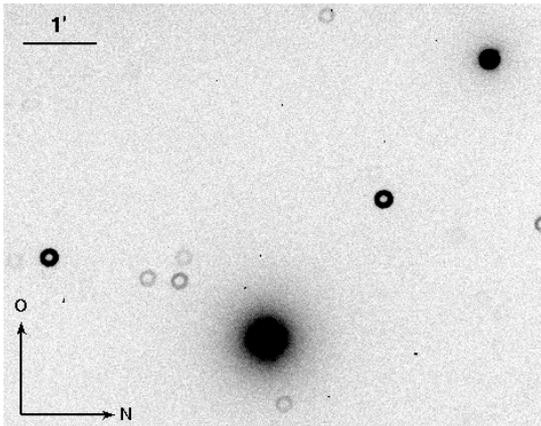


Abbildung 4.3: V-Band 30s CAFOS-Aufnahme von WASP-14 (unten Mitte) und Vergleichsternen.

Abbildung 4.4: 3D-Oberflächenprofil von WASP-14 bei den defokussierten Beobachtungen mit CAFOS.

Ein weiterer Datenpunkt konnte von Kollegen des Stará Lesná Observatoriums des astrophysikalischen Instituts der slowakischen Akademie der Wissenschaften beigesteuert werden. Die Beobachtungen am 29. März 2011 mit einem 50 cm Newton-Teleskop liefen simultan zu denen an der Universitäts-Sternwarte Jena. Dies erlaubt es, systematische Effekte bei der Bestimmung der Zeit des Transitmittelpunktes auszuschließen.

#### 4.1.2 Calar Alto

Eine Möglichkeit, die Genauigkeit bei der Bestimmung des Transitmittelpunktes zu erhöhen, ist die Beantragung von Beobachtungszeit an größeren Teleskopen. Während den TTV@YETI Kampagnen für WASP-3 b, WASP-10 b und WASP-12 b stellte sich CAFOS („Calar Alto Faint Object Spectrograph“) am 2,2m Teleskop des Observatoriums des Deutsch-Spanischen Astronomischen Zentrums auf dem Calar Alto als exzellentes Instrument heraus. Genauigkeiten des Transitmittelpunktes von  $\sim 10$  s konnten erreicht werden (Maciejewski u. a. 2011b,d,c).

Um hochpräzise Fotometrie für WASP-14 zu realisieren, wurden ein Beobachtungsantrag für CAFOS eingereicht. Insgesamt wurden acht Nächte mit verschiedenen Prioritäten für das Frühjahr 2011 beantragt, von denen fünf der höchsten Priorität genehmigt wurden. Für die Beobachtung wurde ein Ausschnitt des Gesichtsfeldes gewählt, der WASP-14 und drei passende Vergleichssterne einschließt. Zusätzlich wurde das Teleskop so stark defokussiert, dass sich die PSF der Sterne nicht mehr gaußförmig sondern als breite Ringe („Donuts“) darstellt. Die Abbildungen 4.3 und 4.4 zeigen eine CCD-Aufnahme von CAFOS und das zugehörige 3D-Oberflächenprofil von WASP-14. Am effektivsten konnte die Beobachtung im V-Band durchgeführt werden.

Leider war das Wetter im Februar und März 2011 am Calar Alto so schlecht, dass die Beobachtungen nur zu 25% erfolgreich waren. Zwei der fünf genehmigten Nächte gingen

wegen Wolken, hoher Luftfeuchtigkeit und sehr starkem Wind komplett verloren. Ein weiterer Transit konnte wegen des Wetters nur zur Hälfte beobachtet werden (Abbildung 4.5). Die zwei übrigen Transits wurden zwar aufgenommen, sind aber wegen dünner Wolken, Nebel und Vollmond von schlechter Qualität.

Wegen der schlechten Wetterbedingungen 2011 wurde der Beobachtungsantrag 2012 wieder eingereicht, wurde jedoch abgelehnt. Glücklicherweise konnte ein Transit von WASP-14b Ende Februar 2012 als Reserveobjekt für ein anderes TTV-Projekt mit CAFOS unter perfekten Wetterbedingungen aufgenommen werden. Die Lichtkurve, die in Abbildung 4.6 zu sehen ist, hat ein S/N von 12,34 und eine Standardabweichung von weniger als 1 mmag und hat somit die höchste Qualität aller beobachteten Transits von WASP-14.

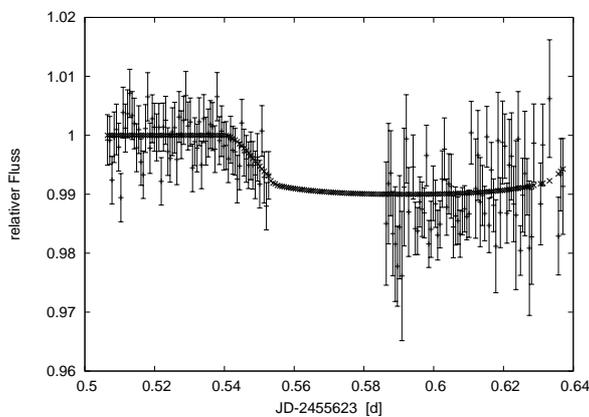


Abbildung 4.5: Partielle CAFOS-Lichtkurve vom 2. März 2011. Der Abstieg ist deutlich erkennbar.

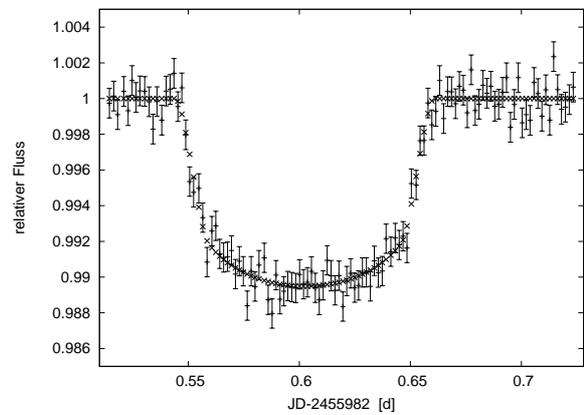


Abbildung 4.6: Beste Lichtkurve von WASP-14 aufgenommen mit CAFOS am 25. Februar 2012.

## 4.2 Auswertung

Alle aufgenommenen Transits von WASP-14b wurden wie in den Kapiteln 2.2 und 2.3 beschrieben reduziert und fotometriert. Allerdings konnte im Gegensatz zu der Auswertung von TrES-2 bei den Beobachtungen mit dem 25 cm Cassegrain Teleskop durch die von Arktur hervorgerufenen Reflexionen nicht auf die Entfernung des Helligkeitsgradienten verzichtet werden. Zur Berechnung des durch Reflexionen gestörten Himmelshintergrundes wurde der *Source Extractor* (Bertin und Arnouts 1996) verwendet. Dabei werden im ersten Schritt alle auf der CCD-Aufnahme vorhandenen Objekte entfernt. Die Pixel, an denen die Sterne waren, werden durch den Median der umgebenen Pixel ersetzt. So entsteht ein Bild, welches nur das Helligkeitsniveau inklusive des Gradienten vom Himmelshintergrund enthält. Im letzten Schritt wird dieses Bild von der eigentlichen CCD-Aufnahme abgezogen.

Die Messung der Helligkeit von allen Feldsternen geschieht wie in Kapitel 2.3 beschrieben.

Probleme entstanden teilweise bei den stark defokussierten Beobachtungen. Hat die PSF des Sterns Donut-Form anstatt eines Gaußprofils, konnten die Objekte nicht als Sterne identifiziert werden. Es zeigte sich, dass durch die Verwendung eines Autoguiders<sup>1</sup> bei der Beobachtung und somit durch die Beibehaltung einer konstanten Position der Sterne auf der CCD-Kamera eine einzige mit *IRAF* erstellte Referenzkoordinatendatei zur Fotometrie ausreichte.

Für jede Lichtkurve wurde während der differentiellen Fotometrie die optimale Aperturgröße bestimmt. In den Fällen von sehr kleinen Gesichtsfeldern konnte dafür nur wenig konstante Sterne verwendet werden. Bei den Beobachtungen mit CAFOS konnten zum Beispiel die Lichtkurven der relativen Magnituden nur für 3-5 Sterne erstellt werden. Gleiches gilt auch bei der Berechnung des optimierten künstlichen Vergleichssterne. Da der Algorithmus aber schon bei der Verwendung von drei Vergleichssterne gewichtete Mittelwerte berechnen kann, stellt das selbst bei dem kleinsten beobachteten Gesichtsfeld kein Problem dar.

Das weitere Vorgehen bei der Auswertung der Transitlichtkurven von WASP-14 unterscheidet sich nicht von der in Kapitel 3.2 beschriebenen Auswertung von TrES-2.

### 4.2.1 Lichtkurvenanalyse

Für die Bestimmung des Transitmittelpunktes und aller Systemparameter wurden die einzelnen Lichtkurven mit *jktEBop* analysiert. Tabelle 4.3 zeigt die Anfangswerte für das Lichtkurvenmodell, von welchen beim Fit der individuellen Transits ausgegangen wurde. Die Anfangswerte wurden aus den aus der Literatur entnommenen Parametern (Tabelle 4.1) berechnet.

WASP-14 b hat gegenüber TrES-2 eine etwas größere Inklination, somit einen kleineren Impaktparameter, und läuft zentraler über seinen Stern. Die Lichtkurve zeigt im Ge-

Tabelle 4.3: Anfangswerte für *jktEBop* berechnet aus der Werten in Tabelle 4.1.

Parameter	Wert
$r_A$	0.1631
$r_b$	0.0162
$k = \frac{r_b}{r_A}$	0.10
$r_A + r_b$	0.179
$\frac{M_b}{M_A}$	0.0056
$e \cos \omega$	-0.02557
$e \sin \omega$	0.0831

gensatz zu TrES-2 einen flachen Boden. Der Effekt der Randverdunklung ist deshalb im Bereich des Transitmittelpunktes geringer, dennoch wird die Form der Lichtkurve stark

<sup>1</sup>Ein Autoguider ist eine CCD-Kamera, die durch Signale an die Teleskopsteuerung verhindert, dass die Sterne über den CCD-Chip wandern.

beeinflusst. Die Randverdunklung darf also während der Analyse nicht vernachlässigt werden. Durch bilineare Interpolation (in Effektivtemperatur und Oberflächenbeschleunigung) in den aus ATLAS9 Modellatmosphären berechneten Tabellen von Claret (2000) wurden die theoretischen Randverdunklungskoeffizienten für das quadratische, das logarithmische und das Wurzelgesetz, Formeln 1.11, 1.12, 1.13, bestimmt (Tabelle 4.4). Dafür wurde das von Southworth entwickelte Programm *jktLD* genutzt, welches er auf seiner Internetseite zur Verfügung stellt.

In der Umgebung von WASP-14 sind relativ wenig andere Sterne. Im Gesichtsfeld der STK (Abbildung 4.2) sind es nur etwa 450 Sterne. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein anderer Stern die Fotometrie von WASP-14 beeinflusst, ist daher gering. Auch keine der bisher veröffentlichten Studien über WASP-14 b gibt Hinweise auf eventuelle zusätzliche Lichtquellen in der PSF des Sterns. Zur Vereinfachung der Lichtkurvenanalyse kann daher der Beitrag des zusätzlichen Lichtes unberücksichtigt bleiben.

Je nach Qualität der Lichtkurve wurde entschieden, welche Parameter frei variieren konnten und welche festgehalten werden mussten. Für die Fehlerabschätzung wurde sowohl eine Monte-Carlo-Simulation sowie das „prayer bead“-Verfahren angewandt.

Tabelle 4.4: Theoretisch berechnete Randverdunklungskoeffizienten für Wasp14

Filter	linear	quadratisch		logarithmisch		Wurzel	
	$u_l$	$u_q$	$v_q$	$u_{lg}$	$v_{lg}$	$u_s$	$v_s$
Bj	0.7294	0.4701	0.3062	0.8042	0.2528	0.3441	0.5101
Vj	0.6251	0.3131	0.3683	0.7157	0.3064	0.1557	0.6213
Rc	0.5505	0.2277	0.3810	0.6445	0.3179	0.0624	0.6461
Ic	0.4721	0.1586	0.3701	0.5638	0.3100	-0.0054	0.6321

## 4.2.2 Beispiel: Lichtkurve vom 29. März 2011

Am Beispiel der Beobachtungen vom 29. März 2011 soll nun die Auswertung gezeigt werden. Bei für Deutschland perfekten Wetterbedingungen konnten zwischen 22:11 UT und 02:59 UT 401 R-Band 30s Belichtungen aufgenommen werden. Dabei wurde das Teleskop defokussiert, sodass die FWHM der PSF  $\sim 8,7$  Pixel (Vergleich gutes Seeing mit fokussierten Teleskop: FWHM = 1,5- 1,7 Pixel) betrug. Ansatzweise stellte die PSF einen Donut dar, was aber zu keinen Problemen in der Auswertung führte. WASP-14 konnte vom *Source Extractor* mühelos als Stern identifiziert werden. Die Fotometrie wurde mit einer vorher bestimmten optimalen Apertur von 9 Pixel durchgeführt.

Die resultierende Lichtkurve, welche in Abbildung 4.7 zu sehen ist, hat ein S/N = 8,44 und eine Standardabweichung von  $\sigma = 1,26$  mmag. Dieser Transit hat damit die höchste in dieser Arbeit mit der STK erreichte Qualität.

Zum Vergleich wurde die Lichtkurve mit *jktEBop* für alle drei Randverdunklungsgeset-

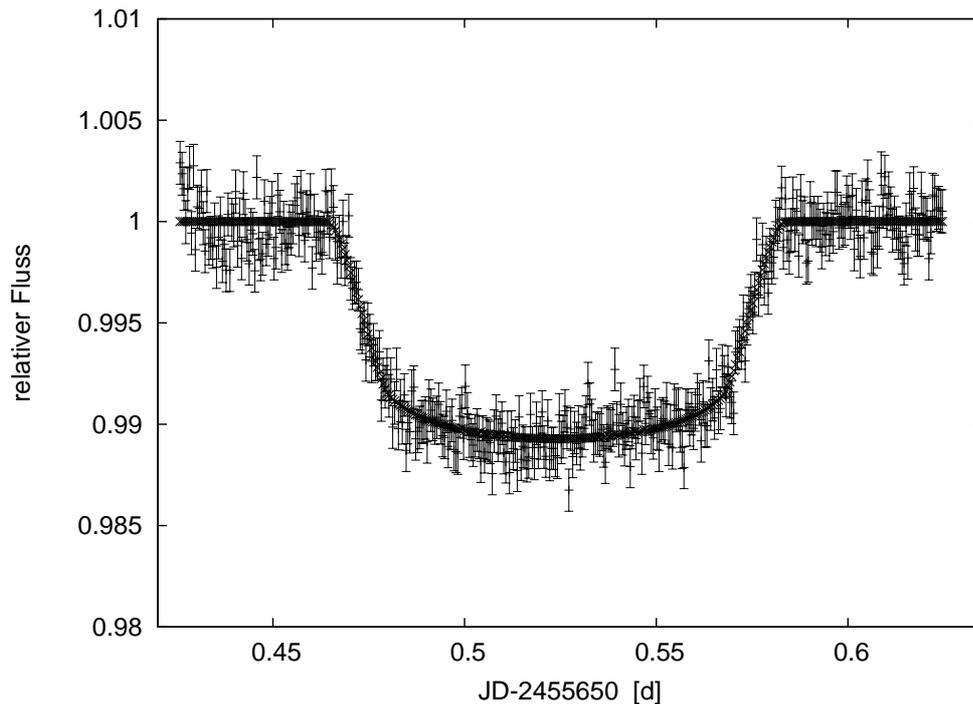


Abbildung 4.7: WASP-14 Lichtkurve vom 29. März 2011 beobachtet im R-Band mit der STK an der Universitäts-Sternwarte Jena.

ze gefittet. Bei verschiedenen Durchläufen wurden die Koeffizienten entweder komplett fixiert, komplett freigelassen oder einer freigelassen, der andere fixiert. Für die Fehlerbetrachtung wurden zuerst 1000 Monte-Carlo-Simulationen, dann die Residuenpermutation durchgeführt. Im Fall dieser hoch-präzisen Beobachtungen gaben beide Methoden ähnliche Fehler bzw. nur geringfügig höhere Werte bei „prayer bead“. Das lässt darauf schließen, dass die Lichtkurve kaum von systematischen Effekten beeinflusst wurde.

Das Ergebnis für alle Durchläufe zeigt Tabelle 4.5. Durch die hohe Qualität der Lichtkurven geben alle neun verschiedenen Simulationen ähnlich gute Ergebnisse. Große Fehler entstanden lediglich bei der Bestimmung der Randverdunklungskoeffizienten, wenn diese frei variieren durften. In einem Fall ergab sich ein unrealistischer Wert für den ersten Koeffizienten. Neben den Randverdunklungskoeffizienten ist mit Werten zwischen  $82,5^\circ$  -  $84,3^\circ$  die Inklination am ungenauesten bestimmt. Allerdings deutet schon die Form der Lichtkurve auf Werte im oberen Bereich dieses Intervalls hin.

Alle neun Fits repräsentieren die Beobachtungen gut. Der Unterschied in der Standardabweichung zwischen bestem und schlechtestem Fit ist nur  $\Delta\sigma = 0,0033$  mmag.

Wie auch schon im Kapitel 3.2.3 ist die Zeit des Transitmittelpunktes in sich konsistent in allen neun Durchläufen der Simulation. Die Detektion von möglichen TTVs kann also nicht durch die Wahl des Randverdunklungsgesetzes beeinflusst werden. Für die finale Bestimmung der Systemparameter wird der beste Fit mit dem kleinsten  $\sigma$ , also quadratische Randverdunklung mit festgehaltenen Koeffizienten, verwendet.

Tabelle 4.5: Ergebnisse des *jktEBop* Fits der WASP-14 b STK *R*-Band Lichtkurve vom 29.03.2011 unter Verwendung verschiedener Randverdunklungsgesetze. Für jeden Teil der Tabelle sind die oberen Parameter direkt gefittet, während die unteren davon abgeleitet sind.

	quadratisches Gesetz	logarithmisches Gesetz	Wurzelgesetz
Alle Koeffizienten auf theoretischen Wert festgesetzt			
$r_A + r_b$	$0.202^{+0.010}_{-0.011}$	$0.198^{+0.010}_{-0.009}$	$0.202^{+0.008}_{-0.010}$
$k$	$0.0942^{+0.0017}_{-0.0019}$	$0.0937^{+0.0016}_{-0.0018}$	$0.0943^{+0.0017}_{-0.0020}$
$i$ [°]	$83.80^{+1.29}_{-1.08}$	$84.26^{+1.02}_{-1.19}$	$83.80^{+1.12}_{-0.92}$
$T_c - 2455650$ [d]	$0.52371^{+0.00043}_{-0.00034}$	$0.52372^{+0.00042}_{-0.00035}$	$0.52373^{+0.00043}_{-0.00037}$
$u$	0.2277 (fest*)	0.6445 (fest*)	0.0624 (fest*)
$v$	0.3810 (fest*)	0.3179 (fest*)	0.6461 (fest*)
$r_A$	$0.1846^{+0.0091}_{-0.0092}$	$0.1808^{+0.0093}_{-0.0077}$	$0.1844^{+0.0075}_{-0.0088}$
$r_b$	$0.0174^{+0.0011}_{-0.0012}$	$0.0170^{+0.0010}_{-0.0009}$	$0.0174^{+0.0009}_{-0.0011}$
$\sigma$ [mmag]	1.2567	1.2571	1.2568
Nur der zweite Koeffizient auf theoretischen Wert festgesetzt			
$r_A + r_b$	$0.199^{+0.009}_{-0.010}$	$0.209^{+0.008}_{-0.008}$	$0.211^{+0.008}_{-0.007}$
$k$	$0.0936^{+0.0018}_{-0.0019}$	$0.0949^{+0.0019}_{-0.0018}$	$0.0957^{+0.0016}_{-0.0019}$
$i$ [°]	$84.05^{+1.30}_{-0.99}$	$82.93^{+0.86}_{-0.73}$	$82.67^{+0.81}_{-0.75}$
$T_c - 2455650$ [d]	$0.52372^{+0.00039}_{-0.00035}$	$0.52372^{+0.00041}_{-0.00034}$	$0.52371^{+0.00041}_{-0.00035}$
$u$	$0.18^{+0.10}_{-0.09}$	$0.55^{+0.11}_{-0.09}$	$-0.03^{+0.10}_{-0.09}$
$v$	0.3810 (fest*)	0.3179 (fest*)	0.6461 (fest*)
$r_A$	$0.1824^{+0.0081}_{-0.0093}$	$0.1909^{+0.0066}_{-0.0072}$	$0.1929^{+0.0067}_{-0.0065}$
$r_b$	$0.0171^{+0.0010}_{-0.0011}$	$0.0181^{+0.0010}_{-0.0009}$	$0.0184^{+0.0009}_{-0.0009}$
$\sigma$ [mmag]	1.2576	1.2576	1.2583
Beide Koeffizienten frei			
$r_A + r_b$	$0.209^{+0.007}_{-0.009}$	$0.210^{+0.007}_{-0.007}$	$0.213^{+0.007}_{-0.008}$
$k$	$0.0953^{+0.0020}_{-0.0020}$	$0.0942^{+0.0024}_{-0.0026}$	$0.0958^{+0.0025}_{-0.0028}$
$i$ [°]	$82.99^{+1.05}_{-0.78}$	$83.05^{+0.86}_{-0.83}$	$82.55^{+0.92}_{-0.87}$
$T_c - 2455650$ [d]	$0.52370^{+0.00041}_{-0.00032}$	$0.52371^{+0.00041}_{-0.00029}$	$0.52369^{+0.00042}_{-0.00033}$
$u$	$0.24^{+0.50}_{-0.61}$	$0.89^{+0.80}_{-0.58}$	$0.08^{+1.59}_{-2.10}$
$v$	$0.24^{+0.92}_{-0.69}$	$0.81^{+1.22}_{-1.01}$	$0.43^{+3.42}_{-2.38}$
$r_A$	$0.1905^{+0.0064}_{-0.0077}$	$0.1921^{+0.0064}_{-0.0062}$	$0.1948^{+0.0063}_{-0.0073}$
$r_b$	$0.0181^{+0.0010}_{-0.0010}$	$0.0181^{+0.0008}_{-0.0009}$	$0.0186^{+0.0011}_{-0.0010}$
$\sigma$ [mmag]	1.2600	1.2595	1.2599

\*um den theoretischen Wert  $\pm 0,1$  ausgelenkt

### 4.2.3 Ergebnisse

Bei der Lichtkurvenanalyse aller in Tabelle 4.1 aufgelisteten Transits wurde genauso verfahren wie in Kapitel 4.2.2. Obwohl der Großteil der Transits komplett beobachtet wurde, haben die Lichtkurven doch stark unterschiedliche Qualität. Während der Simulation mussten daher bei einigen Lichtkurven die meisten Parameter auf den Literaturwerten festgehalten werden. Für alle Transits wurden mehrere Durchläufe von *jktEBop* mit verschiedenen festen und freien Parametern und mit den unterschiedlichen Randverdunklungsgesetz gestartet. Im ersten Durchlauf wurden erst einmal alle Parameter freigelassen. Ergaben sich unphysikalische Werte, wurden die Parameter nach und nach auf dem theoretischen Werten fixiert. Die kleinste Standardabweichung bei der Simulation mit realistischen Ergebnissen bestimmte über das für den jeweiligen Transit am besten passende Randverdunklungsgesetz.

Auch bei der Lichtkurvenanalyse der anderer Transits stellte sich heraus, dass die Wahl des Randverdunklungsgesetztes keinen Einfluss auf die Zeit der Transitmittelpunktes hat. Lediglich bei partiellen Transits könnten durch die schlecht definierte Lichtkurvenform Probleme entstehen. In solchen Fällen wurde die Randverdunklung und die Transitdauer bzw. Parameter, die mit der Transitdauer zusammenhängen, von Anfang an festgehalten. In Tabelle 4.6 wurden die für die Lichtkurvenanalyse relevanten Eigenschaften beim besten Fit, wie z. B. S/N,  $\sigma$ , die fixierten Parameter und das verwendete Randverdunklungsgesetz, zusammengefasst. Zwei Beispiele für Transits, die an der Universitäts-Sternwarte 2009 mit der CTK und 2011 mit CTK-II und STK beobachtet wurden, zeigen die Abbildungen 4.8 und 4.9. Alle gewonnenen Lichtkurven von WASP-14 werden der Arbeit angehängen.

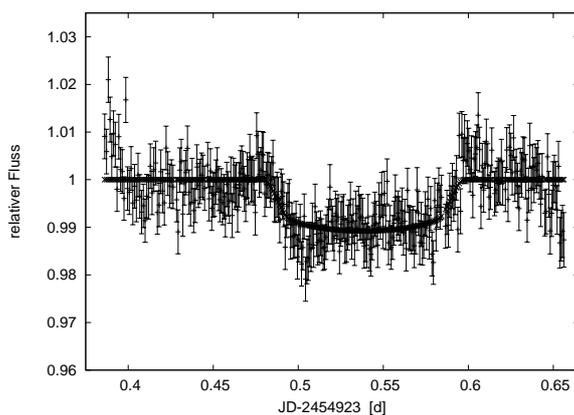


Abbildung 4.8: Lichtkurve von WASP-14 vom 1. April 2009 beobachtet mit der CTK im I-Band.

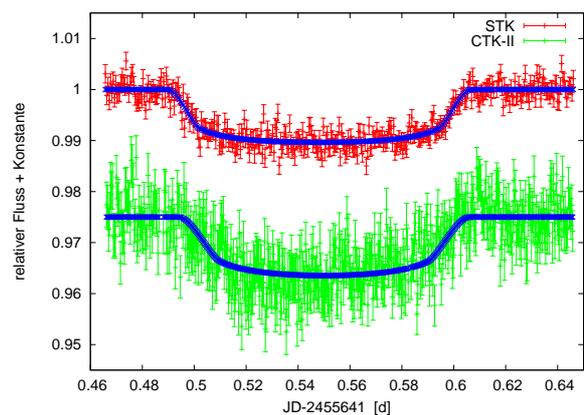


Abbildung 4.9: Transit vom 20. März 2011 beobachtet sowohl mit der STK als auch mit der CTK-II.

Tabelle 4.6: Zusammenfassung der Lichtkurvenanalyse für die Transits von WASP-14 b

Epoche	S/N	partiell?	Beim Fit fixiert	Transitzeit [JD]	Randver- dunklung	$\sigma$ [mmag]
205	2.04		$i, u, v$	$2454923.53924^{+0.00234}_{-0.00281}$	quad	5.20
213	1.86		$i, u, v$	$2454941.49348^{+0.00236}_{-0.00315}$	quad	5.57
221	0.93		$i, u, v$	$2454959.45344^{+0.00421}_{-0.00473}$	log	10.00
509	4.05		$i, u, v$	$2455605.65524^{+0.00193}_{-0.00152}$	sqrt	3.58
517 <sup>(1)</sup>	3.22	✓	$u, v$	$2455623.59394^{+0.00126}_{-0.00128}$	sqrt	7.11
517 <sup>(2)</sup>	2.20	✓	$k, i, u, v$	$2455623.59671^{+0.00342}_{-0.00496}$	sqrt	5.10
517 <sup>(3)</sup>	4.16	✓	$r_A + r_b, k, i, u, v$	$2455623.59230^{+0.00209}_{-0.00191}$	sqrt	6.12
521	5.90		$i, v$	$2455632.56811^{+0.00134}_{-0.00138}$	log	2.39
525 <sup>(1)</sup>	5.72		$i, v$	$2455641.54799^{+0.00045}_{-0.00039}$	log	1.86
525 <sup>(2)</sup>	2.75		$r_A + r_b, u, v$	$2455641.54873^{+0.00145}_{-0.00113}$	quad	4.63
525 <sup>(3)</sup>	1.29		$i, u, v$	$2455641.53959^{+0.00482}_{-0.00414}$	quad	10.45
529 <sup>(1)</sup>	8.44		$u, v$	$2455650.52371^{+0.00043}_{-0.00034}$	quad	1.26
529 <sup>(4)</sup>	3.27		$u, v$	$2455650.52238^{+0.00127}_{-0.00131}$	sqrt	3.15
533	2.99		$i, u, v$	$2455659.50032^{+0.00241}_{-0.00304}$	log	4.06
537	1.17		$i, u, v$	$2455668.47466^{+0.00363}_{-0.00401}$	log	9.98
669 <sup>(1)</sup>	2.61	✓	$i, u, v$	$2455964.65383^{+0.00159}_{-0.00122}$	quad	4.22
669 <sup>(2)</sup>	1.75	✓	$i, u, v$	$2455964.65324^{+0.00814}_{-0.00727}$	log	6.58
677	12.34		$u, v$	$2455982.60239^{+0.00052}_{-0.00055}$	quad	0.92

(1) STK (2) CTK-II (3) CAFOS (4) Stará Lesná

### 4.3 Bestimmung der Systemparameter

Auch für WASP-14 können mit Hilfe der Lichtkurvenanalyse die Parameter des Systems bestimmt werden. Da die Qualität der Einzellichtkurven nicht ausreicht, um eine hohe Genauigkeit zu erreichen, wurden mehrere Beobachtungen zusammengefasst. Um dabei systematische Effekte zu verhindern, wurden nur Transits verwendet, die an der Universitäts-Sternwarte Jena mit der STK aufgenommen wurden. Aufgrund des unterschiedlichen Einflusses der Randverdunklung in den verschiedenen Wellenlängenbereichen, wurden nur  $R$ -Band Beobachtungen einbezogen. Insgesamt konnten fünf Transits von WASP-14 b vor seinem Mutterstern zu einer Gesamtlichtkurve zusammengefasst werden, indem sie mit der Orbitperiode in eine Phase gefaltet und ein gewichteter Mittelwert von immer 15 benachbarten Messpunkten gebildet wurde. Das S/N erhöhte sich durch das Binning auf 26,43, mehr als doppelt so hoch wie bei der besten Einzellichtkurve (siehe Tabelle 4.6). Unglücklicherweise sind drei der fünf verwendeten Transits entweder partiell oder von durchziehenden Wolken beeinflusst. Alle diese Effekte treten im hinteren Teil der Lichtkurve bzw. im Aufstieg auf. Das führt beim Binning zu einer geringeren Zeitauflösung und somit zu einer systematischen Verzerrung der Lichtkurvenform.

Um bei der Analyse der gebinneten Lichtkurve mit *jktEBop* die Systemparameter bestimmen zu können, durften alle Parameter frei variieren. Wie im Kapitel 3.3.4 gezeigt, ist ein

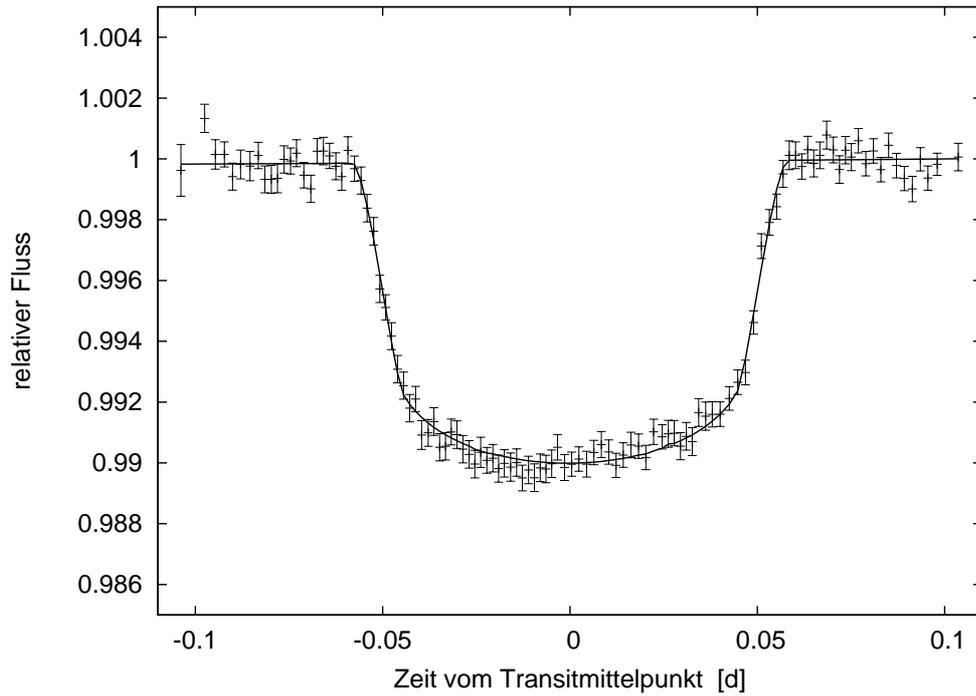


Abbildung 4.10: Aus fünf Einzellichtkurven zusammengefasste Lichtkurve.

$S/N = 26,34$  nicht ausreichend, um die Randverdunklungskoeffizienten zu bestimmen. Bei einem ersten Durchlauf von *jktEBop* ergaben sich unrealistische Werte für die Koeffizienten, sodass sie auf die theoretischen Werte fixiert werden mussten. Die Lichtkurve wurde, wie auch alle Einzellichtkurven, mit den drei Randverdunklungsgesetzen analysiert. Die kleinste Standardabweichung und somit der beste Fit konnte für das Wurzelgesetz erzielt werden. Abbildung 4.10 zeigt die gebintete Lichtkurve mit dem besten Fit der analytischen Lichtkurve unter Verwendung des Wurzel-Randverdunklungsgesetzes. In Tabelle 4.7 sind die Systemparameter zusammengefasst.

Tabelle 4.7: Zusammenfassung der Ergebnisse der Lichtkurvenanalyse.

Parameter	Wert
$r_A + r_b$	$0.1982 \pm 0.0081$
$k$	$0.0946 \pm 0.0012$
$i$ [°]	$84.15 \pm 0.96$
$u_q$	0.0624 (fest*)
$v_q$	0.6461 (fest*)
$r_A$	$0.1811 \pm 0.0073$
$r_b$	$0.0171 \pm 0.0009$
$e \cos \omega$	-0.02557 (fest*)
$e \sin \omega$	0.0831 (fest*)
$\sigma$ [mmag]	0.43

\*um den theoretischen Wert  $\pm 0,1$  ausgelenkt

## 4.4 Physikalischen Eigenschaften des Systems

Analog zu Kapitel 3.4 können mit Hilfe der in Tabelle 4.7 zusammengefassten Ergebnisse der Lichtkurvenanalyse der gebinnten Lichtkurve von WASP-14 stellare, planetare und geometrische Parameter des Systems abgeleitet werden.

Zur Berechnung der großen Halbachse  $a$  mit dem 3. Keplerschen Gesetz werden die in Kapitel 4.5 verbesserte Orbitperiode sowie die Massen von Stern und Planet aus Tabelle 4.1 verwendet. Aus den Massen und Radien, die aus der Umrechnung der fraktionellen Radien resultieren, wird die stellare und planetare Dichte bestimmt. Die Amplitude der Radialgeschwindigkeit, welche in die Formel für die Oberflächenbeschleunigung eingeht, wurde Bleicic u. a. (2011) entnommen.

Im Gegensatz zu TrES-2 muss bei den Berechnungen der physikalischen Eigenschaften von WASP-14 die von Null verschiedene Exzentrizität berücksichtigt werden. Diese geht vor allem in die Formeln für den Impaktparameter  $b$  und die Oberflächenbeschleunigungen für Stern und Planet ein. Weiterhin können durch das Einsetzen der Werte aus Tabelle 4.1 in die Formeln 3.1 und 3.2 die Gleichgewichtstemperatur unter der Annahme Albedo = 0 und die Safronov Zahl  $\Theta$  bestimmt werden.

Die Abplattung von WASP-14 b wird direkt von *jktEBop* ausgegeben. Der gefundene Wert von 0,0013 deutet an, dass jede Abweichung der Form von WASP-14 b von einer idealen Kugel vernachlässigt werden kann.

Im Vergleich mit Literaturwerten aus Joshi u. a. (2009) sind die Ergebnisse für die physikalischen Eigenschaften in Tabelle 4.8 aufgeführt. Mit den Beobachtungen an der Universitätssternwarte Jena konnte ein ähnlich gutes Ergebnis erzielt werden, wie von Joshi u. a. (2009). Innerhalb der sich überlappenden Fehlerbereiche, die in beiden Studien gleiche Größenordnung haben, sind die Ergebnisse mit Ausnahme der Gleichgewichtstemperatur untereinander konsistent. In der Veröffentlichung von Joshi u. a. (2009) ist nicht beschrieben, wie  $T_{\text{eq}}$  bestimmt wurde. Daher ist nicht sicher ob der dort gegebene Wert für  $T_{\text{P}}(\text{Albedo}=0) \hat{=} T_{\text{eq}}$ .

## 4.5 Transit Timing

Um das Transit Timing zu untersuchen, durfte bei der Lichtkurvenanalyse  $T_c$  immer frei variieren. Für alle 18 Lichtkurven wurde auf diese Weise der Transitmittelpunkt inklusive realistischer Fehler bestimmt. Problem gab es auch hier, wie auch schon in Kapitel 4.2.3, bei partiellen Transits, bei denen die Transitedauer nicht genau definiert ist. Durch eine Änderung der Transitedauer um wenige Minuten verschiebt sich beim Fit auch die Zeit des Transitmittelpunktes. Dieser systematische Effekt hat Auswirkungen auf die Detektion von TTVs.

Alle Transitzeiten, welche in Tabelle 4.9 zusammengefasst sind, wurden mit dem Online-

Tabelle 4.8: Physikalischen Eigenschaften des WASP-14-Systems, welche von der Lichtkurvenanalyse abgeleitet wurden, im Vergleich zu den Werten von Joshi u. a. (2009).

Parameter	Diese Arbeit	Joshi u. a. (2009)
planetare Eigenschaften		
$R_b$ [ $R_{\text{Jup}}$ ]	$1.286 \pm 0.080$	$1.281 \pm \begin{smallmatrix} 0.075 \\ 0.082 \end{smallmatrix}$
$\rho_b$ [ $\rho_{\text{Jup}}$ ]	$3.238 \pm 0.642$	$3.501 \pm \begin{smallmatrix} 0.636 \\ 0.495 \end{smallmatrix}$
$\log g_b$	$4.040 \pm 0.045$	$4.010 \pm \begin{smallmatrix} 0.049 \\ 0.042 \end{smallmatrix}$
$T_{\text{eq}}$ [K]	$1948 \pm 30$	$1866^* \pm \begin{smallmatrix} 37 \\ 42 \end{smallmatrix}$
$\Theta$	$0.338 \pm 0.045$	
$f$	$0.0013$	
stellare Eigenschaften		
$R_A$ [ $R_{\odot}$ ]	$1.394 \pm 0.073$	$1.306 \pm \begin{smallmatrix} 0.066 \\ 0.073 \end{smallmatrix}$
$\rho_A$ [ $\rho_{\odot}$ ]	$0.447 \pm 0.084$	$0.542 \pm \begin{smallmatrix} 0.079 \\ 0.060 \end{smallmatrix}$
$\log g_A$	$4.231 \pm 0.038$	$4.287 \pm \begin{smallmatrix} 0.043 \\ 0.038 \end{smallmatrix}$
geometrische Eigenschaften		
$a$ [AE]	$0.036 \pm 0.001$	$0.036 \pm 0.001$
$i$ [ $^{\circ}$ ]	$84.15 \pm 0.96$	$84.32 \pm \begin{smallmatrix} 0.67 \\ 0.57 \end{smallmatrix}$
$b$	$0.574 \pm 0.096$	$0.535 \pm \begin{smallmatrix} 0.031 \\ 0.041 \end{smallmatrix}$

\* Methode der Bestimmung nicht bekannt

Programm von Eastman u. a. (2010) in das  $\text{BJD}_{\text{TDB}}$  umgerechnet (siehe Kapitel 2.5). Zieht man den mit den Elementen von Joshi u. a. (2009) berechneten theoretischen Transitzeitpunkt von den beobachteten Wert ab, erhält man das  $B - R$ . In der dritten Spalte von Tabelle 4.9 ist deutlich zu erkennen, dass die Werte stark von Null abweichen. Das  $B - R$  zeigt einen positiven Trend, d. h. die Transits finden später statt als mit den Elemente von Joshi u. a. (2009) vorhergesagt. Eine Neubestimmung der Ephemeriden ist somit erforderlich. Da es sich bei dem Datenpunkt von Joshi u. a. (2009) nicht um eine einzelne Transitbeobachtung handelt, sondern um eine aus viele Transits berechnete Nullepoche, wird dieser in die Ermittlung der Lichtwechselelemente mit einbezogen. Aufgrund der dadurch längeren Zeitspanne kann eine höhere Genauigkeit erreicht werden. Die Berechnung der Periode und der Nullepoche geschieht mit einer anhand der Fehler gewichteten, linearen Regression. Die neu bestimmten linearen Ephemeriden werden durch Formel 4.1 repräsentiert.

$$T_c(E) = (2454463,57637 + E \cdot 2,24376549) \text{ d} \pm \begin{smallmatrix} 0,00051 \\ \pm 0,00000099 \end{smallmatrix} \quad (4.1)$$

Zieht man den positiven Trend im  $B - R$  ab, streuen die Werte trotzdem recht stark um die Nulllinie. Um ein TTV-Signal zu detektieren, wird mit Hilfe des Programms *Period04* (Lenz und Breger 2004) eine Frequenzanalyse durchgeführt. Das resultierende Periodogramm ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Wenn auch nicht sehr signifikant, weist die höchste Spitze auf eine Periodizität des  $B - R$  hin. Für die von *Period04* ausgegebene

Tabelle 4.9: Transitzeiten für alle beobachteten Transits von WASP-14b. Der Wert des  $B - R$  wurde mit zwei unterschiedlichen Ephemeriden berechnet, Joshi u. a. (2009) und den verbesserten Elementen von Formel 4.1.

Epoche	$T_c$ [BJD <sub>TDB</sub> ]	$B - R$ [min] (Joshi u. a. 2009)	$B - R$ [min] (Formel 4.1)
205	2454923.54433±0.00257	-2.020±3.701	-5.71463±3.701
213	2454941.49891±0.00276	4.552±3.974	0.70210±3.974
221	2454959.45824±0.00447	17.964±6.437	13.95883±6.437
509	2455605.65835±0.00172	17.293±2.477	7.69231±2.477
517 <sup>(1)</sup>	2455623.59801±0.00127	2.380±1.829	-7.37576±1.829
517 <sup>(2)</sup>	2455623.60105±0.00419	6.758±6.034	-2.99816±6.034
517 <sup>(3)</sup>	2455623.59636±0.00200	0.004±2.880	-9.75176±2.880
521	2455632.57272±0.00136	1.951±1.958	-7.88260±1.958
525 <sup>(1)</sup>	2455641.55297±0.00042	9.500±0.605	-0.41183±0.605
525 <sup>(2)</sup>	2455641.55379±0.00129	10.680±1.858	0.76897±1.858
525 <sup>(3)</sup>	2455641.54459±0.00448	-2.568±6.451	-12.47903±6.451
529 <sup>(1)</sup>	2455650.52901±0.00038	10.986±0.547	0.99653±0.547
529 <sup>(4)</sup>	2455650.52765±0.00129	9.027±1.858	-0.96187±1.858
533	2455659.50576±0.00272	13.494±3.917	3.42730±3.917
537	2455668.48011±0.00382	12.547±5.501	2.40206±5.501
669 <sup>(1)</sup>	2455964.65629±0.00140	13.864±2.023	1.15522±2.023
669 <sup>(2)</sup>	2455964.65491±0.00771	11.884±11.098	-0.82564±11.098
677	2455982.60608±0.00054	13.534±0.773	0.66930±0.773

(<sup>1</sup>) STK (<sup>2</sup>) CTK-II (<sup>3</sup>) CAFOS (<sup>4</sup>) Stará Lesná

Sinusfunktion wird mit Formel 4.2 das  $\chi^2$  berechnet, wobei  $F_j^B$  und  $F_j^R$  die beobachteten und berechneten Flüsse zu Zeit  $j$ ,  $\sigma_j$  die Fehler der individuellen Messung und  $N$  die Anzahl der Datenpunkte ist.

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^N \left[ \frac{F_j^B - F_j^R}{\sigma_j} \right]^2 \quad (4.2)$$

Nach der Minimierung von  $\chi^2$  ergibt sich ein sinusförmiges Signal des  $B - R$  mit einer Frequenz von  $0,03513 \frac{1}{\text{Epoche}}$ , was einer Periode von 28,47 Epochen entspricht, und einer Amplitude von  $\sim 6,7$  min. Die Größenordnung der Periodizität des  $B - R$  könnte auf einen zusätzlichen Körper in der 2:1 Resonanz hindeuten (Ford und Holman 2007). Unter Berücksichtigung des Sinus und eines linearen Trends ergeben sich die verbesserten Ephemeriden zu Formel 4.3.

$$T_c(E) = ((6,734 \cdot \sin(2\pi(0,035 \cdot E - 0,5)) - 0,646) + (2454463,576 \cdot E - 2,244)) \text{ d} \quad (4.3)$$

Die Abbildung 4.12 zeigt zwei Darstellungen des  $B - R$ , welches für die Elemente von Joshi u. a. (2009) berechnet wurde. Im Großen und Ganzen weicht nur ein einziger Punkt

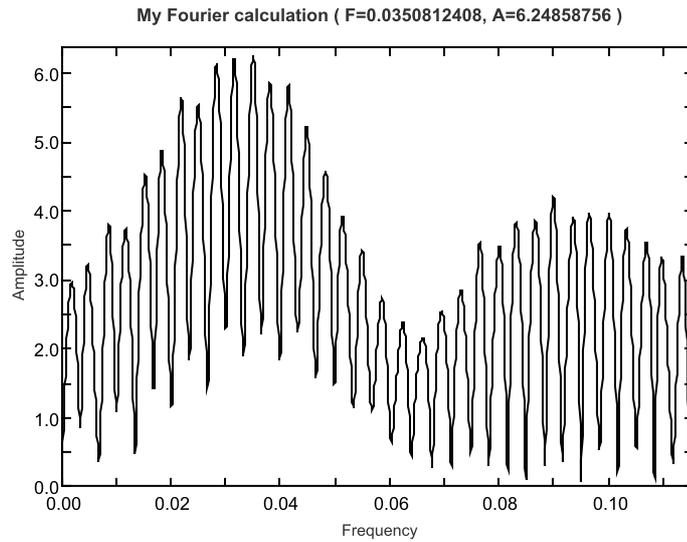


Abbildung 4.11: Periodogramm des  $B - R$  von WASP14 b

stark von der Sinusform ab und liegt etwa  $7\sigma$  unterhalb des vorhergesagten Maximums im  $B - R$  - Diagramm. Ohne diesen Datenpunkt war das  $\chi^2 = 48,13$  für die Elemente in Formel 4.3 und damit deutlich geringer als für einen Fit mit einer linearen Funktion ( $\chi^2 = 70,34$  für Formel 4.1). Durch die erst kürzlich durchgeführten Beobachtungen vom 25. Februar 2012 mit CAFOS am 2,2 m Teleskop am Calar Alto änderte sich die Situation. Das  $\chi^2$  für Formel 4.3 erhöhte sich mit dieser hoch-präzisen Messung des Transitmittelpunktes auf 94,33. Durch die Lage des Datenpunktes auf der mit Formel 4.1 berechneten Nulllinie im  $B - R$  - Diagramm stellen nun die linearen Ephemeriden mit einem  $\chi^2 = 71,08$

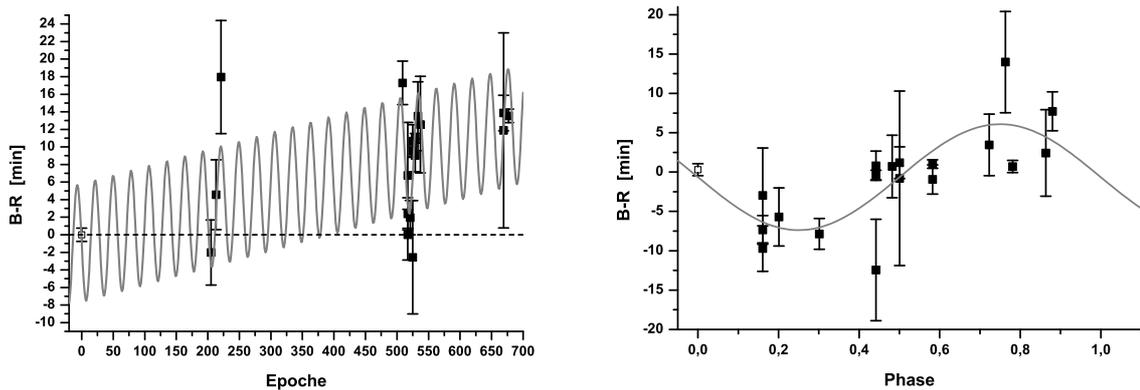


Abbildung 4.12: **Linke Seite:**  $B - R$  - Diagramm für WASP-14 b. Die gestrichelte Linie gibt die Elemente von Joshi u. a. (2009), die graue, durchgezogene Linie Formel 4.3 wieder **Rechte Seite:** Das  $B - R$  gefaltet in eine Phase mit einer Periode von 28,47 Epochen ( $\cong 68,87$  d). Der lineare Trend wurde vorher abgezogen (schwarze Quadrate: diese Arbeit, weißes Quadrat: Wert von Joshi u. a. 2009).

die bessere Näherung der Beobachtungen dar.

Dieses Ergebnis ist ein Indiz dafür, dass Beobachtungen mit kleinerem Teleskop und somit geringerer fotometrischer Genauigkeit, sowie partielle Transits oder solche, die teilweise von Wolken beeinflusst sind, systematische Fehler bei der Bestimmung des Transitmittelpunktes hervorrufen können. Wenn nur Transits mit einer hohen Qualität, d. h. mit einer hohen fotometrischen Genauigkeit zum Erstellen des  $B - R$  - Diagrammes verwendet werden, liegen alle Werte innerhalb von  $1 \sigma$  auf der Nulllinie. Ein solches Diagramm zeigt Abbildung 4.13. Es wurden nur Transitbeobachtungen eingezeichnet, dessen Genauigkeit der Transitzeit  $\lesssim 2$  min und dessen Lichtkurven komplett und unbeeinflusst von systematischen Effekten sind.

Der beste Fit mit dem geringsten  $\chi^2$  des  $B - R$  für alle während dieser Arbeit beobachteten Transits von WASP-14 b vor seinem Mutterstern (Formel 4.1) ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Zwar konnte mit der neuesten Beobachtung mit CAFOS die vorhergesagte

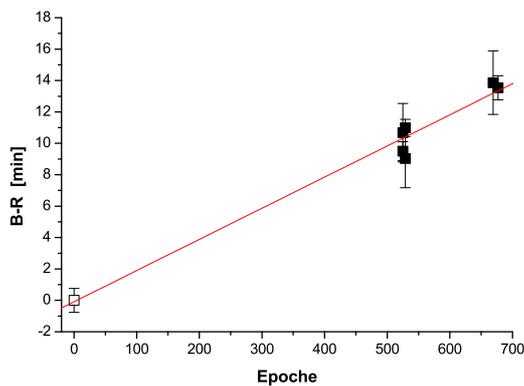


Abbildung 4.13:  $B - R$  berechnet mit den Elementen von Joshi u. a. (2009) nur für die Transitzeiten mit hoher Qualität (schwarze Quadrate: diese Arbeit, weißes Quadrat: Wert von Joshi u. a. 2009).

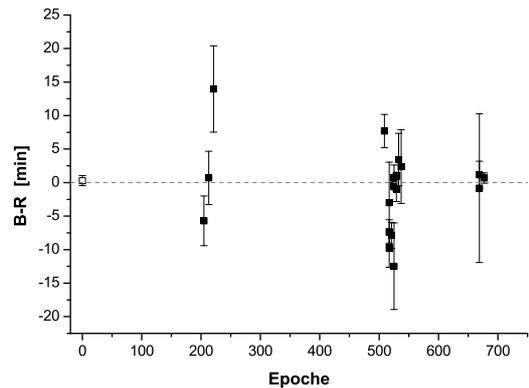


Abbildung 4.14:  $B - R$  - Diagramm für WASP-14 b berechnet mit den neu bestimmten linearen Elementen in Formel 4.1 (schwarze Quadrate: diese Arbeit, weißes Quadrat: Wert von Joshi u. a. 2009).

sinusförmige Variation widerlegt werden, trotzdem sind TTVs nicht ausgeschlossen.

Das sinusförmige Signal von TTVs ist nur eine erste Näherung und muss nicht immer gegeben sein (siehe z. B. Holman und Murray 2005). Außerdem ist die Zeitspanne der Beobachtungen immer noch recht klein. TTVs bei WASP-14 b können auf anderen Zeitskalen und in anderen Größenordnungen vorliegen. Ein Problem für die Detektion von TTVs in anderer Periodenbereichen ist die Beobachtbarkeit. Komplette Transits von WASP-14 können in Europa nur zwischen Februar und April beobachtet werden, was an den Blöcken von Datenpunkten in den  $B - R$ -Diagrammen ersichtlich wird. Um genaue Aussagen über mögliche TTVs zu treffen, werden die Beobachtungen an der Universitäts-Sternwarte Jena und mit dem Teleskop von TTV@YETI fortgesetzt.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung und Diskussion

Gegenstand dieser Arbeit war die Suche nach zusätzlichen Planeten in bereits bekannten Transitplanetensystemen durch die Beobachtung von Transitzeitvariationen. Die Entdeckung von Gesteinsplaneten von terrestrischer Natur ist von sehr großen wissenschaftlichen und öffentlichen Interesse. In Kapitel 1.2.1 wurde gezeigt, dass mit hoch-präzisen Messungen der Transitzeit die Größenordnung und Zeitskala von TTVs, welche von erdähnlichen Planeten nahe einer Resonanz hervorgerufen werden, nachweisbar ist. Aus diesem Grund wurde 2009 das Projekt TTV@YETI gestartet, welches in Kapitel 2.1.2 beschrieben wurde. Die TTV Kampagnen liefern Informationen über die Planetenentstehung einschließlich der Migrationsgeschichte und gegenseitiger Wechselwirkung aufgrund von Gezeiten. Da die Methode besonders empfindlich für Planeten nahe einer Resonanz ist, kann vor allem der Aufbau und die Dynamik des Planetensystems untersucht werden.

Da zur Identifizierung von TTVs Fotometrie von sehr hoher Qualität notwendig ist, wurde besonders auf die Homogenität der Beobachtung und Auswertung geachtet. Nur Transitzeiten wurden berücksichtigt, die in einer der an TTV@YETI beteiligten Sternwarten gewonnen wurden. Die Datenreduktion, Fotometrie und Lichtkurvenanalyse wurde immer auf die selbe Art und Weise durchgeführt. Eine deutliche Erhöhung der Qualität der Lichtkurven bei gegebenem Teleskop und Instrument konnte durch starkes Defokussieren erreicht werden. Bei der Fotometrie wurde die Helligkeit der Sterne simultan mit zehn verschiedenen Aperturgrößen gemessen. Im Gegensatz zu früheren Veröffentlichungen, welche als Faustregel für die Größe der Apertur 3-4 mal die FWHM des Sterns annehmen (z. B. Howell 2006), wurde hier festgestellt, dass in den meisten Fällen die optimale Apertur in der Größenordnung der FWHM liegt.

Neben der Vermeidung von systematischen Fehlern bei Beobachtung und Auswertung spielt vor allem die Auswahl der untersuchten Transitplaneten eine grundlegende Rolle bei der Suche nach erdähnlichen Planeten. Unter Berücksichtigung aller in Kapitel 2.1.3 beschriebenen Auswahlkriterien, wurden sich in diese Arbeit die für Untersuchung der beiden heißen Jupiter TrES-2 und WASP-14 b entschieden.

TrES-2 ist einer der wenigen Exoplaneten, bei welchem sich die einzigartige Möglichkeit bietet, die langjährigen boden-gebundenen Beobachtungen mit kontinuierlich aufgenommenen Satellitendaten zu verbinden. Durch die Position von TrES-2 im Sternbild Leier und die daraus resultierende gute Beobachtbarkeit auf der Nordhalbkugel sowie der Beobachtungen von *Kepler* ist TrES-2 einer der am besten fotometrisch untersuchten Transitplaneten. Unter Einbezug aller verfügbaren Transitzeitpunkte konnten erstmal von Raetz u. a. (2009a) genaue Transitephemeriden bestimmt werden. Nachfolgende Studien wie z. B. Scuderi u. a. (2010) bestätigten dieses Ergebnis.

In dieser Arbeit wurden fünf Jahre Beobachtungen der Universitäts-Sternwarte Jena und des TTV@YETI Netzwerkes zusammen mit sechs Beobachtungsquartalen des Weltraumteleskops *Kepler* ausgewertet. Der lange Beobachtungszeitraum ermöglichte die sehr präzise Neubestimmung der Transitephemeriden.

Das Eintragen aller Transitzeiten in ein  $B - R$  - Diagramm zeigte keine Abweichung von der Nulllinie. Innerhalb des Beobachtungszeitraums gab es weder sinusförmige Variationen noch periodisch wiederkehrende kurzzeitige Veränderungen der Transitzeit, welche durch die Konjunktion zweier Planeten hervorgerufen werden. Durch die kontinuierliche Beobachtung von *Kepler* konnten vor allem kurzzeitige Variationen, also Veränderungen zwischen aufeinanderfolgenden Transits, ausgeschlossen werden. Dennoch möglich sind Variationen auf größeren Zeitskalen als der Beobachtungszeitraum sowie die im Kapitel 1.2.4 beschriebenen Langzeitveränderungen. Sollte es sich bei dem von Daemgen u. a. (2009) gefundenen visuellen Begleiterkandidat des TrES-2-Muttersterns um eine gravitativ gebundene Komponente des Systems handeln (gemeinsame Eigenbewegung bisher nicht bestätigt), ist es wahrscheinlich, dass dieser Einfluss auf TrES-2 und somit auf die Transitzeit ausübt. Um solche Veränderungen nachzuweisen müsste TrES-2 über einen Zeitraum von mehreren Dekaden weiter verfolgt werden.

Die sehr hohe Genauigkeit der *Kepler*-Messungen bietet die Möglichkeit, weitere Effekte zu untersuchen. Neben der Transitzeit können sich auch die Transittiefe und die Transiddauer durch den Einfluss von zusätzlichen Planeten ändern. Die Größen, die mit diesen Hauptparametern zusammenhängen (Inklination, Radiusverhältnis, Summe der fraktionellen Radien), wurde für jeden Transit individuell bestimmt. Die über 2,5 Jahre nahezu kontinuierlichen Transitbeobachtungen von *Kepler* zeigen keine statistisch signifikante Zu- oder Abnahme der genannten Parameter. Auch die in früheren Publikationen prognostizierte Änderung der Inklination konnte nicht bestätigt werden. Im Rahmen der erreichten Genauigkeit kann allerdings ein leichter Anstieg auch nicht ausgeschlossen werden. Um die Genauigkeit weiter zu erhöhen, wurden 84 *Kepler*-Transits mit der Orbitperiode in eine Phase gefaltet und zusammengefasst. Anhand der resultierenden Lichtkurve konnte der Effekt der Randverdunklung untersucht werden. Die Modellierung mit einer analytischen Lichtkurve und linearer Randverdunklung zeigte eine deutliche Abweichung

von der beobachteten Lichtkurve, während das quadratische Randverdunklungsgesetz die Beobachtungen gut wiedergab. Dieses Ergebnis rechtfertigt, bei der Lichtkurvenanalyse auf die Verwendung des linearen Randverdunklungsgesetzes zu verzichten. Im Allgemeinen ist anzumerken, dass bei den boden-gebundenen Lichtkurven kein Unterschied zwischen den verschiedenen Gesetzen festgestellt werden kann. Einige Transits wurden an der Universitäts-Sternwarte Jena simultan mit drei verschiedenen Teleskopen in drei verschiedenen Filtern beobachtet, um die Wellenlängenabhängigkeit der Randverdunklung zu untersuchen. Allerdings konnte nicht die benötigte Genauigkeit erreicht werden, um die Unterschiede in der Transittiefe zu detektieren. Daher ist zum Zweck der Beobachtung von TTVs die Verwendung von einem Filter ausreichend.

Durch Lichtkurvenanalyse der zusammengefasste *Kepler*-Lichtkurve von TrES-2 konnten die Systemparameter sehr genau bestimmt werden. Der Einfluss des visuellen Begleiters zum TrES-2-Mutterstern konnte vor allem anhand der Systemparameter festgestellt werden. Da dieser allerdings weder die Qualität des Fits noch die Transitzeit beeinträchtigt, wurde der Beitrag des zusätzlichen Lichtes weitgehend vernachlässigt.

Aus den Systemparametern unter Einbeziehung des visuellen Begleiters wurden physikalische Eigenschaften des TrES-2-Systems berechnet. Diese sind im Rahmen der Fehler vollständig konsistent mit vorangegangenen Studien.

Bei keinem der seit Raetz u. a. (2009a) beobachteten Transits konnte der dort erwähnte kurzzeitige Abfall der Helligkeit 1-2 h nach dem Transit („Dip“) beobachtet werden. Auch in den Lichtkurven von *Kepler* gibt es keine Anzeichen für ein solches Ereignis. Das könnte bedeuten, dass der „Dip“ durch ein zufälliges Vorbeiziehen an einem Hintergrundstern entstanden sein könnte. Auch ein systematischer Fehler durch kurzzeitige dünne Wolken oder die Existenz von ungewöhnlich reagierenden Pixel auf dem CCD-Chip kann nicht ausgeschlossen werden.

Durch die Verlängerung der *Kepler*-Mission bis mindestens 2016 wird TrES-2 noch weitere vier Jahre kontinuierlich fotometrisch überwacht. Die Veränderung der Systemparameter können somit weiter eingeschränkt bzw. bestätigt oder ausgeschlossen werden.

WASP-14 b ist aus mehreren Gründen ein sehr interessantes Beobachtungsobjekt. Zum einen gehört er durch seine recht hohe Masse und seinen jupiterähnlichen Radius zu den dichtesten Exoplaneten mit einer Orbitperiode unter 3 Tagen. Zum anderen besitzt WASP-14 b trotz seines engen Orbits um seinen Mutterstern eine recht hohe Exzentrizität. Desweiteren wurde durch Beobachtungen des Rossiter-McLaughlin-Effekts eine Abweichung der Rotationsachse des Sterns zu der des Orbits festgestellt. All diese Beobachtungsfunde könnten darauf hindeuten, dass es entweder zusätzliche Körper im System gibt, die WASP-14 b gravitativ beeinflussen, oder dass sich die Planetenentstehung von massereichen heißen Jupitern von der anderer Exoplaneten unterscheidet.

Trotz der Hinweise auf mögliche zusätzliche Körper im System war WASP-14 b bisher

kein Beobachtungsobjekt fotometrischer Kampagnen. Auch wurden keine hoch-präzisen Beobachtungen mit großen Teleskopen oder Weltraumteleskopen veröffentlicht, mit welchen die Systemparameter mit hoher Genauigkeit bestimmt werden konnten.

Durch die große Helligkeit von WASP-14 ist präzise Fotometrie schwierig. Die CCD-Kamera STK am 90/60 cm Teleskop der Universitäts-Sternwarte Jena stellte sich jedoch durch ihr großes Gesichtsfeld als exzellentes Gerät für die Beobachtung der Transits von WASP-14 b heraus. Zusätzlich konnte durch starkes Defokussieren auch Lichtkurven von sehr hoher Qualität am 2,2 m Teleskop am Calar Alto gewonnen werden. Aus all diesen Gründen wurde WASP-14 b für die Beobachtung mit den Teleskopen von TTV@YETI ausgewählt.

Auch bei WASP-14 b wurde zur Detektion möglicher TTVs nur Lichtkurven verwendet, die von Mitgliedern des Projektes TTV@YETI beobachtet wurden und die auf die im Kapitel 2 beschriebene Art reduziert und fotometriert wurden. Zur Bestimmung der Systemparameter wurden alle mit der STK im *R*-Band aufgenommene Transits in Phase gefaltet und gebinnt. Von den fünf verwendeten Lichtkurven sind drei von Wolken beeinflusst. Bei der Bestimmung der Systemparameter konnte die Genauigkeit der Literaturwerte erreicht werden. Durch das Zusammenfassen weitere Transits von hoher Qualität kann die Genauigkeit jedoch weiter erhöht werden, wie bereits bei TrES-2 gezeigt. Aus diesem Grund wird die Beobachtung von WASP-14 b an der Universitäts-Sternwarte Jena fortgesetzt.

Auch für WASP-14 wurde anhand der Systemparameter die physikalischen Eigenschaften des Systems berechnet. Diese sind innerhalb der sich überlappenden  $1\sigma$ -Fehlerbereiche konsistent mit den Literaturwerten.

Durch die Beobachtungen von Transits in den Jahren 2009 und 2011 konnten nach der notwendigen Neubestimmung der Transitephemeriden Hinweise auf sinusförmige TTVs identifiziert werden. Dieses Signal konnte mit den neusten Beobachtungen Anfang 2012 nicht bestätigt werden. Im Gegensatz zu TrES-2 kann bei WASP-14 im betrachteten Beobachtungszeitraum TTV-Signale von anderer Form und auf anderen Zeitskalen zum jetzigen Zeitpunkt nicht ausgeschlossen werden.

Die beobachteten Lichtkurven von WASP-14 b haben stark unterschiedliche Qualität. Gerade bei fokussierten Beobachtungen mit kleineren Gesichtsfeldern und bei Lichtkurven, die von Wolken beeinflusst sind, musste eine Vielzahl der Fitparameter auf theoretische Werte bzw. Literaturwerte fixiert werden. Im Gegensatz zu der exzellenten Datenbasis von TrES-2 ist eine Abschätzung potenzieller Änderungen der Systemparameter nicht möglich. Meist reichte die erzielte Genauigkeit der Lichtkurven nicht aus, um Tiefe und Dauer des Transits mit hoher Signifikanz zu messen. Vor allem im Fall von durchziehenden Wolken während Abstieg oder Aufstieg kann die Form des Transits und somit die Dauer nicht eindeutig bestimmt werden. Zu diesem Zweck werden weitere hoch-präzise Transits von WASP-14 b benötigt. Die TTV@YETI-Kampagne ist daher noch nicht abgeschlossen.

Nicht nur die Suche nach zusätzlichen Planeten, sondern auch Aussagen über die Existenz von Monden und Trojanern sollte Ziel dieser Arbeit sein. Monde, die ähnlich wie ihr Planet am Zentralstern vorbeiziehen, können sich durch die Änderung der Form der Lichtkurve verraten (Kapitel 1.2.2). Bei den TrES-2-Beobachtungen von *Kepler* wurde eine so hohe Genauigkeit erreicht, dass eine solche Veränderung sichtbar wäre. In dem in dieser Arbeit ausgewerteten Beobachtungszeitraum wurden keine Abweichungen von der Form des Transits festgestellt.

Die kontinuierliche Beobachtung von *Kepler* macht es zudem möglich, auch außerhalb der Transits nach, von Exotrojanern verursachten, zusätzlichen Abweichungen vom Normallicht zu suchen (Kapitel 1.2.3). Auch dafür gab es keine Anzeichen.

Sowohl Trojaner als auch Monde rufen TTVs hervor. Da solche während dieser Arbeit nicht detektiert werden konnten, kann auch eine Existenz von Monden oder Trojanern nicht nachgewiesen werden. Da für WASP-14 b bisher nur boden-gebundene Ergebnisse existieren, welche nicht die Genauigkeit besitzen, um Änderungen der Transitform zu detektieren, kann über Exomonde keine Aussage getroffen werden. Auch wurde bisher keine hoch-präzise Langzeitbeobachtung außerhalb des Transits durchgeführt, weswegen zusätzliche Transits nicht ausgeschlossen werden können. Das TTV-Signal von WASP-14 b kann weder bestätigt noch verworfen werden. Somit kann auch über Exomonde und Exotrojanern nichts ausgesagt werden.

Im Allgemeinen ist anzumerken, dass allein aus der Detektion von periodischen TTVs nicht auf die Orbitalelemente eines zusätzlichen Planeten, Mondes oder Trojaners geschlossen werden kann. Es handelt sich um ein komplexes, inverses Problem, da die Periodizität der TTVs durch verschiedene physikalische Effekte einschließlich „Wobble“ des Zentralsterns, gravitative Wechselwirkung zwischen den Komponenten des Systems, Gezeitenwirkung, Lichtlaufzeiteffekte bzw. eine Kombination aus allen genannten Effekten hervorgerufen sein kann. Das bedeutet, dass ein TTV-Signal oftmals durch Abweichungen vom einfachen sinusförmigen Modell dominiert wird. Daher ist es notwendig, N-Körper-Simulationen durchzuführen, um TTVs für jedes mögliche Modell zu berechnen. Bei TTV@YETI wurde durch solche Simulationen bereits mögliche zusätzliche Planeten in den Systemen WASP-3 und WASP-10 (Maciejewski u. a. 2010, 2011a) charakterisiert. Auch für die Modellierung der in dieser Arbeit betrachteten Systeme ist nach Bestätigung eines TTV-Signals eine Simulation in Planung.

Die Detektion und Charakterisierung von TTVs wird zusätzlich durch das Sampling erschwert, wie besonders am Beispiel von WASP-14 b deutlich wird. Durch seine Orbitperiode kann nicht jeder Transit beobachtet werden bzw. findet mancher Vorbeizug des Planeten zur Tagzeit statt. Die Anzahl der beobachtbaren Transits wird weiterhin durch die Wetterbedingungen limitiert. Bei WASP-14 b konnte daher im Durchschnitt im besten Beobachtungszeitraum von Februar bis April nur jeder vierte Transit beobachtet werden. Die

Zahl der tatsächlich nutzbaren Transits von höchster Qualität ist noch deutlich geringer. Allein dieser Beschränkungen führen zu systematischen Effekten in den  $B - R$  - Diagrammen und können TTVs nachahmen. TTV-Beobachtungen sind von boden-gebundenen Teleskopen daher nur sinnvoll, wenn sich, wie bei TTV@YETI, in einem Projekt viele Teleskope mit uneingeschränkter Beobachtungszeit zu einem Netzwerk zusammenschließen, um so viele Transits wie möglich von ausgewählten Systemen zu beobachten. Je höher die Anzahl der beobachteten Transits, desto eher können Aussagen über TTV getroffen werden. Aus diesem Grund wird vor allem WASP-14 b sowie andere ausgewählte Transitsysteme aus Tabelle 2.2 in den nächsten Jahren und Jahrzehnten weiterhin Objekt von TTV@YETI bleiben.

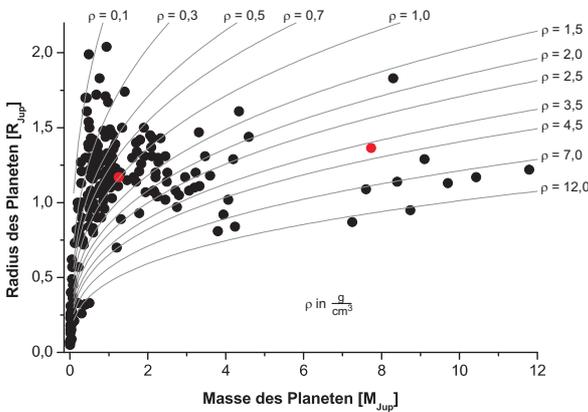


Abbildung 5.1: Masse-Radius-Diagramm für die bekannten Transitplaneten. In grau sind Linien gleicher Dichte zu sehen. TrES-2 (links) und WASP-14 b (rechts) sind in rot dargestellt.

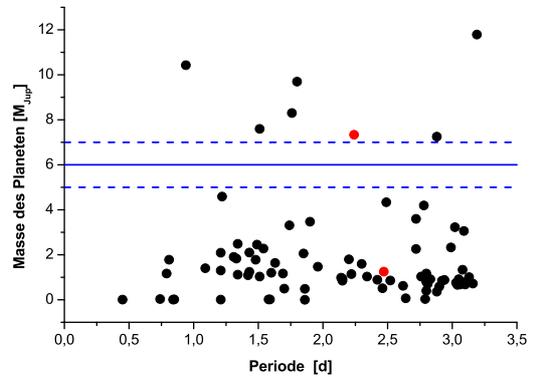


Abbildung 5.2: Masse des Planeten über die Orbitperiode. Die blauen Linien zeigen eine deutliche Abgrenzung von zwei Gruppen. In Rot dargestellt: TrES-2 (unten) und WASP-14 b (oben).

Durch die Neubestimmung der physikalischen Eigenschaften können beide in dieser Arbeit behandelten Transitplaneten zur Charakterisierung in Korrelationsdiagramme eingezeichnet werden. Die Korrelation verschiedener Parameter könnte wichtige Einsicht in die Planetenentstehung, Struktur der Planeten und ihre Entwicklung geben.

Die Beobachtung von Transitplaneten erlaubt, durch die Messung des Planetenradius, den inneren Aufbau des Planeten mittels der Radius-Masse-Beziehung zu untersuchen. Ein solches Diagramm zeigt Abbildung 5.1, in das TrES-2 und WASP-14 b eingezeichnet wurden. Zusätzlich sind Linien gleicher Dichte dargestellt. WASP-14 b hat eine hohe Dichte. Nur eine Handvoll Transitplaneten besitzen eine ähnlich hohe oder höhere Dichte. Oft wird der Versuch unternommen, die Transitplaneten anhand der Korrelationsdiagramme in verschiedene Gruppen einzuteilen. Wenn die Masse des Planeten über die Orbitperiode für sehr nahe Planeten ( $P \leq 3,5$  d) aufgetragen wird (Abbildung 5.2), sind deutlich verschiedene Bereiche erkennbar. Der Großteil der Planeten besitzt eine Masse unterhalb

$5 M_{\text{Jup}}$ . Gar keine Planeten befinden sich dagegen im Bereich  $5-7 M_{\text{Jup}}$ , während oberhalb von  $7 M_{\text{Jup}}$  einige Objekte zu finden sind, welche oft als heiße Super-Jupiter bezeichnet werden. Die deutliche Abgrenzung könnte auf einen physikalischen Unterschied bei der Planetenentstehung und Entwicklung hinweisen.

Eine weitere Parametrisierung, um die Transitplaneten in verschiedene Gruppen einzuteilen, wurde in Hansen und Barman (2007) präsentiert. Sie fanden eine Zweiteilung der

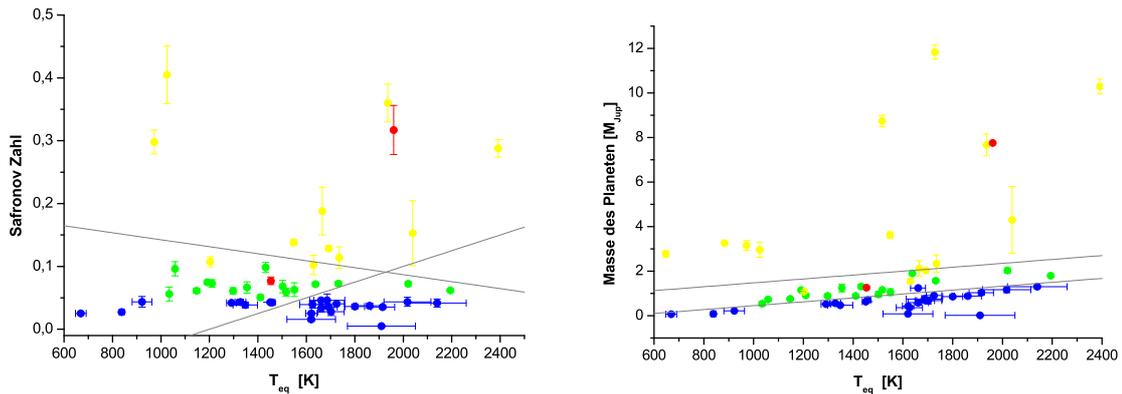


Abbildung 5.3: **Links:** Safronov Zahl über die Gleichgewichtstemperatur und Einteilung der Planetenklassen von Hansen und Barman (2007) **Rechts:** Planetenmasse der verschiedenen Klassen als Funktion der Gleichgewichtstemperatur. Grün: Klasse 1. Blau: Klasse 2. Gelb: unklassifizierte Objekte. Rot: TrES-2 (unten) und WASP-14 b (oben). Die grauen Linien zeigen eine mögliche Neueinteilung der Gruppen.

heißen Jupiter, wenn die Safronov Zahl  $\Theta$  über die Gleichgewichtstemperatur  $T_{\text{eq}}$  aufgetragen wird und teilten somit die Planeten in zwei Klassen. Mit Hilfe der 61 von Southworth (2008, 2009, 2010, 2011) ausgewerteten Planeten sowie den Berechnungen in dieser Arbeit, kann dieses Diagramm erneut erstellt werden. Abbildung 5.3 (links) zeigt farbkodiert das Diagramm mit der Einteilung der verschiedenen Klassen. Mit der größeren Datenbasis scheint sich die Lücke zwischen den verschiedenen Klassen zu schließen bzw. in eine andere Richtung auszubilden. Die grauen Linien in Abbildung 5.3 (links) zeigen, wie die einzelnen Gruppen rein optisch eingeteilt sein könnten.

Werden die Massen der Planeten der verschiedenen Klassen über ihrer Gleichgewichtstemperatur aufgetragen (Abbildung 5.3, rechts), ist zu erkennen, dass die Planeten der Klasse 2 systematisch masseärmer sind, als die in Klasse 1 für die selbe Gleichgewichtstemperatur, wie auch bei Hansen und Barman (2007) berichtet. Der physikalische Unterschied der verschiedenen Planetenklassen ist noch nicht vollständig verstanden. Eine Möglichkeit könnte in der unterschiedlichen Effektivität des Wärme- bzw. Energieaustauschs liegen. Beobachtungen von Planeten aus Klasse 1 zeigen, dass der Wärmeaustausch recht effektiv funktioniert. Zu dieser Klasse gehört auch TrES-2. Beobachtungsdaten des Infrarot-Weltraumteleskops *Spitzer* in Spiegel und Burrows (2010) bestätigen die

Tag-Nacht-Seiten-Wärmeumverteilung.

WASP-14 b gehört in den früheren Veröffentlichungen zu den Objekten, die in keine der Klassen eingeteilt werden kann, da er eine sehr hohe Safronov Zahl besitzt. Auch viele weitere sehr massereiche Planeten liegen weit oberhalb der Klassen im  $T_{\text{eq}} - \Theta$  - Diagramm. Auch dies könnte ein Indiz für eine physikalische Abgrenzung der Gruppe der heißen Super-Jupiter sein. Da bisher nur eine Handvoll heißer Super-Jupiter bekannt sind, ist dieser massereiche Bereich nur ungenügend erkundet, um allgemeingültige Aussagen zu treffen.

Die in dieser Arbeit untersuchten Transitplaneten gehören zu den Gruppen der heißen Jupiter und Super-Jupiter. Solche Gasriesen sehr nah an ihrem Zentralstern werden von boden-gebundenen Transitsuchprogrammen bevorzugt gefunden. Die von Borucki u. a. (2011) veröffentlichte Statistik, welche aus den ersten vier Monaten *Kepler*-Daten erstellt wurde, zeigt, dass heiße Jupiter recht seltene Objekte sind. Bei der Auswertung von insgesamt 1235 Planetenkandidaten stellte sich heraus, dass die Häufigkeitsverteilung ihr Maximum bei Planeten der Größe von Neptun hat. Zusätzlich wurde von Latham u. a. (2011) die Multiplizität der Planeten innerhalb der gefundenen Systeme untersucht. 17% der Systeme besitzen mehr als einen Planetenkandidaten, welche mit einem noch größeren prozentualen Anteil als Systeme mit nur einen Planeten von neptunartigen Planeten dominiert werden. Mehr-Planetensysteme beinhalten weniger wahrscheinlich einen Gasriesen. Dieses Ergebnis könnte bedeuten, dass heiße Jupiter die Inklination von möglichen zusätzlichen Planeten so stören, dass der Transit des Planeten nicht beobachtet werden kann, oder dass die Existenz eines Gasriesen die Entstehung kleinerer Planeten verhindert. Im ersteren Fall könnten zusätzliche Planeten durch TTVs detektiert werden.

Bisher wurde eine Vielzahl Systeme von *Kepler* identifiziert, die teilweise starke TTVs zeigen (z. B. das System um Kepler-9 mit  $\Delta T_c \approx 2$  h, Holman u. a. 2010). All diese Systeme bestehen vor allem aus Planeten von der Größe Neptuns oder kleiner. Kein System beinhaltet jupiterartige Planeten. Auch bei den boden-gebundenen Beobachtungen konnten noch keine TTVs von heißen Jupitern endgültig bestätigt werden (Maciejewski u. a. 2012, in Vorbereitung). Dies könnte für die Theorie sprechen, dass in Systemen mit heißen Jupitern keine kleinen Planeten dort entstehen, wo sie einen starken gravitativen Einfluss auf den Transitplaneten haben. Dieses Ergebnis ist von großem Interesse für das Verständnis der Planetenentstehung und Migration. Das Modell der Kernakkretion sagt voraus, dass terrestrische Planeten oft in Resonanzen mit einen Gasriesen gefangen werden, während der Planet nach innen migriert (z. B. Zhou u. a. 2005). Das Gravitations-Instabilitäten-Modell hingegen erwartet nicht die Existenz solcher Planeten (Steffen u. a. 2007).

Die Theorie der Migration kann nicht in jedem Fall die Beobachtungen erklären. Probleme machen vor allem die Systeme, bei denen die Rotationsachse des Sterns nicht parallel zur Orbitachse ausgerichtet ist. Eine Erklärung für solche Systeme könnte zum Beispiel

Planet-Planet-Streuung sein. Zwei Planeten können so nah aneinander vorbeigezogen sein, dass die gravitative Wechselwirkung der beiden die Umlaufbahnen beträchtlich gestört hat, sodass ein Planet weit nach innen, der andere weit nach außen geschleudert wurde. Im Fall von zwei Gasriesen könnte dieser Prozess die Entstehung kleinerer Planeten verhindern oder existierende Planeten zerstören. Bei dieser Theorie sollte neben den heißen Jupitern auch ein Gasriese auf einen sehr weiten Orbit um seinen Mutterstern existieren. Ein solcher Planet könnte mittels direkter Abbildung detektiert werden. Mit der heutigen Technik ist die direkte Abbildung nur bei jungen Systemen möglich (Neuhäuser u. a. 2005). Daher wird diese Theorie mit einem Projekt innerhalb des Programms „The first 10 million years of the solar system“ durch gemeinsame Suche nach Exoplaneten mit der Transitmethode (YETI) und mit direkter Abbildung getestet.

Die Planet-Planet-Streuung ist eine Möglichkeit, die Eigenschaften von WASP-14 b zu erklären. Neben der signifikanten Exzentrizität wurde in dieser Arbeit eine nur sehr geringen Abplattung des Planeten festgestellt. Beide Werte könnten darauf hindeuten, dass die Gezeiten von Stern auf Planet noch nicht ausreichend lang gewirkt haben, um den Planeten zu zirkularisieren oder signifikante Gezeitenberge auszuprägen. Es ist daher möglich, dass WASP-14 b vor kurzer Zeit (kürzer als die Zirkularisierungszeitskala) durch eine enge Begegnung mit einem weiteren Gasriesen auf den sehr engen Orbit geschleudert wurde. Auch die Abweichung der Rotationsachse des Sterns von der des Orbits würde diese Theorie unterstützen.

Durch die bisher recht kleine Datenbasis der TTV-Beobachtungen und der daraus resultierenden „low-number“-Statistik kann noch keine endgültige Aussage über die richtige Theorie getroffen werden. Daher ist die Beobachtung von TTVs bei heißen Jupitern, welche auch mit boden-gebundenen Teleskopen möglich ist, auch weiterhin von großer Wichtigkeit.

# Anhang A

## Zusätzliche Informationen

### A.1 Einzelergebnisse aller Transits von *Kepler*

Tabelle A.1: Ergebnisse der Lichtkurvenanalyse mit *jktEBop* für alle 168 *Kepler*-Transits.

Nr	$r_A + r_b$	$k$	$i$ [deg]	$T_c$ [BJD <sub>UTC</sub> ]	$\sigma$ [mmag]
1	0.14443 <sup>+0.00076</sup> <sub>-0.00088</sub>	0.12400 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00036</sub>	83.732 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.048</sub>	2454955.762499 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000047</sub>	0.260
2	0.14413 <sup>+0.00078</sup> <sub>-0.00081</sub>	0.12372 <sup>+0.00032</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.754 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.048</sub>	2454958.233200 <sup>+0.000047</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.255
3	0.14458 <sup>+0.00087</sup> <sub>-0.00093</sub>	0.12382 <sup>+0.00041</sup> <sub>-0.00041</sub>	83.725 <sup>+0.057</sup> <sub>-0.051</sub>	2454960.703760 <sup>+0.000055</sup> <sub>-0.000058</sub>	0.284
4	0.14330 <sup>+0.00088</sup> <sub>-0.00082</sub>	0.12354 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.797 <sup>+0.050</sup> <sub>-0.054</sub>	2454963.174378 <sup>+0.000048</sup> <sub>-0.000054</sub>	0.257
5	0.14303 <sup>+0.00075</sup> <sub>-0.00081</sub>	0.12360 <sup>+0.00031</sup> <sub>-0.00031</sub>	83.824 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.046</sub>	2454965.644942 <sup>+0.000047</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.255
6	0.14257 <sup>+0.00079</sup> <sub>-0.00071</sub>	0.12356 <sup>+0.00031</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.854 <sup>+0.043</sup> <sub>-0.047</sub>	2454968.115614 <sup>+0.000045</sup> <sub>-0.000046</sub>	0.243
7	0.14412 <sup>+0.00079</sup> <sub>-0.00082</sub>	0.12411 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.747 <sup>+0.048</sup> <sub>-0.049</sub>	2454970.586206 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000052</sub>	0.259
8	0.14465 <sup>+0.00101</sup> <sub>-0.00095</sub>	0.12368 <sup>+0.00042</sup> <sub>-0.00041</sub>	83.729 <sup>+0.056</sup> <sub>-0.058</sub>	2454973.056836 <sup>+0.000058</sup> <sub>-0.000063</sub>	0.310
9	0.14338 <sup>+0.00097</sup> <sub>-0.00087</sub>	0.12361 <sup>+0.00039</sup> <sub>-0.00038</sub>	83.800 <sup>+0.051</sup> <sub>-0.058</sub>	2454975.527477 <sup>+0.000056</sup> <sub>-0.000054</sub>	0.297
10	0.14314 <sup>+0.00092</sup> <sub>-0.00079</sub>	0.12397 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.809 <sup>+0.046</sup> <sub>-0.054</sub>	2454977.998056 <sup>+0.000055</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.268
11	0.14298 <sup>+0.00082</sup> <sub>-0.00078</sub>	0.12326 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.820 <sup>+0.046</sup> <sub>-0.048</sub>	2454980.468623 <sup>+0.000053</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.264
12	0.14540 <sup>+0.00083</sup> <sub>-0.00075</sub>	0.12378 <sup>+0.00038</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.688 <sup>+0.045</sup> <sub>-0.048</sub>	2454982.939213 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.266
13	0.14353 <sup>+0.00081</sup> <sub>-0.00084</sub>	0.12367 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.784 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.051</sub>	2454985.409911 <sup>+0.000048</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.260
14	0.14266 <sup>+0.00073</sup> <sub>-0.00075</sub>	0.12368 <sup>+0.00032</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.835 <sup>+0.046</sup> <sub>-0.043</sub>	2454987.880493 <sup>+0.000048</sup> <sub>-0.000045</sub>	0.248
15	0.14356 <sup>+0.00091</sup> <sub>-0.00089</sub>	0.12387 <sup>+0.00042</sup> <sub>-0.00042</sub>	83.789 <sup>+0.052</sup> <sub>-0.053</sub>	2454990.351111 <sup>+0.000054</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.275
16	0.14289 <sup>+0.00084</sup> <sub>-0.00083</sub>	0.12334 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.838 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.051</sub>	2454992.821796 <sup>+0.000048</sup> <sub>-0.000048</sub>	0.263
17	0.14400 <sup>+0.00107</sup> <sub>-0.00102</sub>	0.12369 <sup>+0.00046</sup> <sub>-0.00044</sub>	83.763 <sup>+0.061</sup> <sub>-0.065</sub>	2454995.292333 <sup>+0.000062</sup> <sub>-0.000060</sub>	0.321
18	0.14373 <sup>+0.00087</sup> <sub>-0.00089</sub>	0.12355 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00036</sub>	83.780 <sup>+0.054</sup> <sub>-0.051</sub>	2454997.762905 <sup>+0.000048</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.268
19	0.14328 <sup>+0.00081</sup> <sub>-0.00084</sub>	0.12454 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00036</sub>	83.788 <sup>+0.052</sup> <sub>-0.048</sub>	2455005.174668 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.275
20	0.14309 <sup>+0.00141</sup> <sub>-0.00131</sub>	0.12210 <sup>+0.00057</sup> <sub>-0.00055</sub>	83.808 <sup>+0.080</sup> <sub>-0.083</sub>	2455007.645310 <sup>+0.000081</sup> <sub>-0.000075</sub>	0.417

; wird fortgesetzt auf der nächsten Seite

Nr	$r_A + r_b$	$k$	$i$ [deg]	$T_c$ [BJD <sub>UTC</sub> ]	$\sigma$ [mmag]
21	0.14231 <sup>+0.00091</sup> <sub>-0.00078</sub>	0.12491 <sup>+0.00045</sup> <sub>-0.00044</sub>	83.845 <sup>+0.046</sup> <sub>-0.052</sub>	2455010.116115 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000053</sub>	0.271
22	0.14387 <sup>+0.00090</sup> <sub>-0.00089</sub>	0.12403 <sup>+0.00039</sup> <sub>-0.00040</sub>	83.762 <sup>+0.052</sup> <sub>-0.052</sub>	2455012.586508 <sup>+0.000054</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.275
23	0.14246 <sup>+0.00083</sup> <sub>-0.00088</sub>	0.12252 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.835 <sup>+0.052</sup> <sub>-0.051</sub>	2455017.527823 <sup>+0.000052</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.265
24	0.14516 <sup>+0.00089</sup> <sub>-0.00094</sub>	0.12476 <sup>+0.00042</sup> <sub>-0.00038</sub>	83.693 <sup>+0.054</sup> <sub>-0.053</sub>	2455019.998525 <sup>+0.000057</sup> <sub>-0.000059</sub>	0.290
25	0.14095 <sup>+0.00076</sup> <sub>-0.00074</sub>	0.12384 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.878 <sup>+0.045</sup> <sub>-0.045</sub>	2455022.469210 <sup>+0.000048</sup> <sub>-0.000048</sub>	0.259
26	0.14458 <sup>+0.00079</sup> <sub>-0.00080</sub>	0.12406 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.735 <sup>+0.046</sup> <sub>-0.050</sub>	2455024.939765 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.260
27	0.14295 <sup>+0.00083</sup> <sub>-0.00073</sub>	0.12361 <sup>+0.00033</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.833 <sup>+0.045</sup> <sub>-0.047</sub>	2455027.410366 <sup>+0.000051</sup> <sub>-0.000055</sub>	0.265
28	0.14397 <sup>+0.00080</sup> <sub>-0.00078</sub>	0.12386 <sup>+0.00033</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.765 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.048</sub>	2455029.881011 <sup>+0.000047</sup> <sub>-0.000046</sub>	0.253
29	0.14331 <sup>+0.00083</sup> <sub>-0.00089</sub>	0.12365 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.801 <sup>+0.052</sup> <sub>-0.047</sub>	2455032.351469 <sup>+0.000052</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.264
30	0.14284 <sup>+0.00080</sup> <sub>-0.00078</sub>	0.12382 <sup>+0.00033</sup> <sub>-0.00031</sub>	83.832 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.048</sub>	2455034.822062 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000048</sub>	0.260
31	0.14274 <sup>+0.00071</sup> <sub>-0.00076</sub>	0.12347 <sup>+0.00032</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.836 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.043</sub>	2455037.292785 <sup>+0.000047</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.248
32	0.14425 <sup>+0.00072</sup> <sub>-0.00078</sub>	0.12426 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.743 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.044</sub>	2455039.763397 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.250
33	0.14355 <sup>+0.00074</sup> <sub>-0.00083</sub>	0.12486 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00040</sub>	83.779 <sup>+0.050</sup> <sub>-0.046</sub>	2455042.234013 <sup>+0.000051</sup> <sub>-0.000053</sub>	0.267
34	0.14304 <sup>+0.00080</sup> <sub>-0.00078</sub>	0.12368 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00031</sub>	83.815 <sup>+0.045</sup> <sub>-0.050</sub>	2455044.704736 <sup>+0.000048</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.259
35	0.14452 <sup>+0.00084</sup> <sub>-0.00087</sub>	0.12434 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00041</sub>	83.735 <sup>+0.053</sup> <sub>-0.050</sub>	2455047.175225 <sup>+0.000054</sup> <sub>-0.000054</sub>	0.280
36	0.14370 <sup>+0.00088</sup> <sub>-0.00084</sub>	0.12422 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00040</sub>	83.768 <sup>+0.050</sup> <sub>-0.054</sub>	2455049.645813 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000055</sub>	0.277
37	0.14332 <sup>+0.00084</sup> <sub>-0.00077</sub>	0.12410 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.802 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.049</sub>	2455052.116462 <sup>+0.000052</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.261
38	0.14454 <sup>+0.00074</sup> <sub>-0.00080</sub>	0.12389 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.727 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.045</sub>	2455054.587023 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.253
39	0.14415 <sup>+0.00096</sup> <sub>-0.00100</sub>	0.12391 <sup>+0.00047</sup> <sub>-0.00042</sub>	83.742 <sup>+0.059</sup> <sub>-0.056</sub>	2455057.057654 <sup>+0.000064</sup> <sub>-0.000062</sub>	0.320
40	0.14421 <sup>+0.00078</sup> <sub>-0.00073</sub>	0.12403 <sup>+0.00033</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.754 <sup>+0.044</sup> <sub>-0.047</sub>	2455059.528443 <sup>+0.000047</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.256
41	0.14250 <sup>+0.00075</sup> <sub>-0.00078</sub>	0.12344 <sup>+0.00031</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.858 <sup>+0.046</sup> <sub>-0.045</sub>	2455061.998952 <sup>+0.000053</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.251
42	0.14242 <sup>+0.00076</sup> <sub>-0.00071</sub>	0.12401 <sup>+0.00031</sup> <sub>-0.00031</sub>	83.850 <sup>+0.043</sup> <sub>-0.045</sub>	2455064.469539 <sup>+0.000046</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.255
43	0.14418 <sup>+0.00081</sup> <sub>-0.00083</sub>	0.12446 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00036</sub>	83.751 <sup>+0.048</sup> <sub>-0.048</sub>	2455066.940163 <sup>+0.000048</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.255
44	0.14358 <sup>+0.00076</sup> <sub>-0.00080</sub>	0.12402 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00030</sub>	83.786 <sup>+0.046</sup> <sub>-0.046</sub>	2455069.410720 <sup>+0.000047</sup> <sub>-0.000044</sub>	0.252
45	0.14330 <sup>+0.00073</sup> <sub>-0.00076</sub>	0.12406 <sup>+0.00031</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.807 <sup>+0.044</sup> <sub>-0.045</sub>	2455071.881363 <sup>+0.000046</sup> <sub>-0.000052</sub>	0.249
46	0.14251 <sup>+0.00078</sup> <sub>-0.00075</sub>	0.12374 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00031</sub>	83.852 <sup>+0.045</sup> <sub>-0.047</sub>	2455074.352029 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.253
47	0.14359 <sup>+0.00080</sup> <sub>-0.00079</sub>	0.12382 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.791 <sup>+0.044</sup> <sub>-0.046</sub>	2455076.822607 <sup>+0.000045</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.255
48	0.14229 <sup>+0.00075</sup> <sub>-0.00077</sub>	0.12355 <sup>+0.00030</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.863 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.044</sub>	2455079.293237 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.247
49	0.14357 <sup>+0.00091</sup> <sub>-0.00089</sub>	0.12370 <sup>+0.00038</sup> <sub>-0.00036</sub>	83.786 <sup>+0.052</sup> <sub>-0.054</sub>	2455081.763763 <sup>+0.000053</sup> <sub>-0.000048</sub>	0.267
50	0.14364 <sup>+0.00088</sup> <sub>-0.00086</sub>	0.12433 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00037</sub>	83.795 <sup>+0.050</sup> <sub>-0.052</sub>	2455084.234489 <sup>+0.000051</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.269
51	0.14306 <sup>+0.00073</sup> <sub>-0.00074</sub>	0.12378 <sup>+0.00032</sup> <sub>-0.00030</sub>	83.824 <sup>+0.043</sup> <sub>-0.044</sub>	2455086.705037 <sup>+0.000046</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.253
52	0.14293 <sup>+0.00080</sup> <sub>-0.00083</sub>	0.12391 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.813 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.049</sub>	2455094.116821 <sup>+0.000053</sup> <sub>-0.000058</sub>	0.272
53	0.14257 <sup>+0.00078</sup> <sub>-0.00087</sub>	0.12356 <sup>+0.00033</sup> <sub>-0.00036</sub>	83.846 <sup>+0.050</sup> <sub>-0.048</sub>	2455096.587538 <sup>+0.000046</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.260
54	0.14385 <sup>+0.00080</sup> <sub>-0.00079</sub>	0.12423 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.778 <sup>+0.045</sup> <sub>-0.048</sub>	2455099.058026 <sup>+0.000055</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.261
55	0.14396 <sup>+0.00082</sup> <sub>-0.00086</sub>	0.12446 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00038</sub>	83.758 <sup>+0.054</sup> <sub>-0.048</sub>	2455101.528665 <sup>+0.000052</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.268

; wird fortgesetzt auf der nächsten Seite

Nr	$r_A + r_b$	$k$	$i$ [deg]	$T_c$ [BJD <sub>UTC</sub> ]	$\sigma$ [mmag]
56	0.14429 <sup>+0.00085</sup> <sub>-0.00090</sub>	0.12417 <sup>+0.00039</sup> <sub>-0.00037</sub>	83.739 <sup>+0.052</sup> <sub>-0.051</sub>	2455103.999267 <sup>+0.000052</sup> <sub>-0.000053</sub>	0.285
57	0.14403 <sup>+0.00084</sup> <sub>-0.00086</sub>	0.12393 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.766 <sup>+0.051</sup> <sub>-0.051</sub>	2455106.469970 <sup>+0.000047</sup> <sub>-0.000057</sub>	0.267
58	0.14300 <sup>+0.00084</sup> <sub>-0.00080</sub>	0.12341 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.832 <sup>+0.044</sup> <sub>-0.051</sub>	2455108.940560 <sup>+0.000052</sup> <sub>-0.000048</sub>	0.269
59	0.14441 <sup>+0.00082</sup> <sub>-0.00084</sub>	0.12403 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00036</sub>	83.735 <sup>+0.051</sup> <sub>-0.051</sub>	2455111.411154 <sup>+0.000054</sup> <sub>-0.000053</sub>	0.276
60	0.14278 <sup>+0.00088</sup> <sub>-0.00077</sub>	0.12387 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.831 <sup>+0.046</sup> <sub>-0.054</sub>	2455116.352341 <sup>+0.000053</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.277
61	0.14195 <sup>+0.00078</sup> <sub>-0.00074</sub>	0.12386 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00031</sub>	83.888 <sup>+0.045</sup> <sub>-0.047</sub>	2455118.823110 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000046</sub>	0.257
62	0.14454 <sup>+0.00088</sup> <sub>-0.00087</sub>	0.12441 <sup>+0.00043</sup> <sub>-0.00044</sub>	83.732 <sup>+0.053</sup> <sub>-0.052</sub>	2455121.293603 <sup>+0.000051</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.276
63	0.14446 <sup>+0.00083</sup> <sub>-0.00084</sub>	0.12425 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.741 <sup>+0.050</sup> <sub>-0.048</sub>	2455126.234826 <sup>+0.000051</sup> <sub>-0.000056</sub>	0.273
64	0.14242 <sup>+0.00077</sup> <sub>-0.00086</sub>	0.12355 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00031</sub>	83.868 <sup>+0.052</sup> <sub>-0.045</sub>	2455128.705474 <sup>+0.000055</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.267
65	0.14314 <sup>+0.00076</sup> <sub>-0.00073</sub>	0.12385 <sup>+0.00032</sup> <sub>-0.00030</sub>	83.812 <sup>+0.043</sup> <sub>-0.048</sub>	2455131.176143 <sup>+0.000052</sup> <sub>-0.000044</sub>	0.251
66	0.14294 <sup>+0.00088</sup> <sub>-0.00083</sub>	0.12379 <sup>+0.00039</sup> <sub>-0.00031</sub>	83.834 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.055</sub>	2455133.646685 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000054</sub>	0.276
67	0.14370 <sup>+0.00085</sup> <sub>-0.00082</sub>	0.12398 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.771 <sup>+0.050</sup> <sub>-0.049</sub>	2455136.117364 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000048</sub>	0.265
68	0.14169 <sup>+0.00068</sup> <sub>-0.00079</sub>	0.12384 <sup>+0.00031</sup> <sub>-0.00031</sub>	83.888 <sup>+0.048</sup> <sub>-0.042</sub>	2455138.587934 <sup>+0.000043</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.245
69	0.14293 <sup>+0.00078</sup> <sub>-0.00078</sub>	0.12362 <sup>+0.00032</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.829 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.047</sub>	2455141.058529 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000043</sub>	0.235
70	0.14494 <sup>+0.00085</sup> <sub>-0.00086</sub>	0.12389 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00038</sub>	83.709 <sup>+0.050</sup> <sub>-0.049</sub>	2455143.529165 <sup>+0.000053</sup> <sub>-0.000053</sub>	0.275
71	0.14304 <sup>+0.00088</sup> <sub>-0.00085</sub>	0.12335 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.807 <sup>+0.050</sup> <sub>-0.054</sub>	2455145.999918 <sup>+0.000053</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.279
72	0.14289 <sup>+0.00081</sup> <sub>-0.00076</sub>	0.12341 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.828 <sup>+0.046</sup> <sub>-0.049</sub>	2455148.470391 <sup>+0.000052</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.257
73	0.14426 <sup>+0.00079</sup> <sub>-0.00087</sub>	0.12417 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.744 <sup>+0.051</sup> <sub>-0.047</sub>	2455150.940962 <sup>+0.000046</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.251
74	0.14262 <sup>+0.00081</sup> <sub>-0.00085</sub>	0.12341 <sup>+0.00032</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.840 <sup>+0.051</sup> <sub>-0.051</sub>	2455153.411572 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.265
75	0.14262 <sup>+0.00071</sup> <sub>-0.00074</sub>	0.12346 <sup>+0.00030</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.845 <sup>+0.044</sup> <sub>-0.044</sub>	2455158.352894 <sup>+0.000045</sup> <sub>-0.000045</sub>	0.247
76	0.14380 <sup>+0.00070</sup> <sub>-0.00072</sub>	0.12396 <sup>+0.00033</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.764 <sup>+0.042</sup> <sub>-0.044</sub>	2455160.823357 <sup>+0.000058</sup> <sub>-0.000047</sub>	0.239
77	0.14229 <sup>+0.00111</sup> <sub>-0.00122</sub>	0.12344 <sup>+0.00053</sup> <sub>-0.00047</sub>	83.858 <sup>+0.069</sup> <sub>-0.072</sub>	2455163.293966 <sup>+0.000074</sup> <sub>-0.000075</sub>	0.394
78	0.14425 <sup>+0.00080</sup> <sub>-0.00082</sub>	0.12408 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.751 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.048</sub>	2455165.764728 <sup>+0.000047</sup> <sub>-0.000047</sub>	0.259
79	0.14224 <sup>+0.00084</sup> <sub>-0.00086</sub>	0.12337 <sup>+0.00033</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.851 <sup>+0.051</sup> <sub>-0.048</sub>	2455168.235271 <sup>+0.000051</sup> <sub>-0.000054</sub>	0.269
80	0.14375 <sup>+0.00080</sup> <sub>-0.00082</sub>	0.12410 <sup>+0.00038</sup> <sub>-0.00036</sub>	83.780 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.048</sub>	2455170.705900 <sup>+0.000051</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.261
81	0.14446 <sup>+0.00084</sup> <sub>-0.00078</sub>	0.12464 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.729 <sup>+0.045</sup> <sub>-0.050</sub>	2455173.176463 <sup>+0.000052</sup> <sub>-0.000056</sub>	0.263
82	0.14183 <sup>+0.00125</sup> <sub>-0.00115</sub>	0.12268 <sup>+0.00048</sup> <sub>-0.00052</sub>	83.876 <sup>+0.067</sup> <sub>-0.077</sub>	2455175.647105 <sup>+0.000078</sup> <sub>-0.000068</sub>	0.377
83	0.14410 <sup>+0.00086</sup> <sub>-0.00081</sub>	0.12435 <sup>+0.00039</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.745 <sup>+0.046</sup> <sub>-0.050</sub>	2455178.117733 <sup>+0.000055</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.258
84	0.14476 <sup>+0.00080</sup> <sub>-0.00078</sub>	0.12421 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.717 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.048</sub>	2455180.588485 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000042</sub>	0.240
85	0.14371 <sup>+0.00081</sup> <sub>-0.00073</sub>	0.12398 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.784 <sup>+0.043</sup> <sub>-0.047</sub>	2455185.529609 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000046</sub>	0.246
86	0.14258 <sup>+0.00079</sup> <sub>-0.00077</sub>	0.12406 <sup>+0.00030</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.843 <sup>+0.045</sup> <sub>-0.047</sub>	2455188.000247 <sup>+0.000047</sup> <sub>-0.000052</sub>	0.262
87	0.14219 <sup>+0.00091</sup> <sub>-0.00087</sub>	0.12328 <sup>+0.00038</sup> <sub>-0.00041</sub>	83.867 <sup>+0.052</sup> <sub>-0.053</sub>	2455190.470812 <sup>+0.000058</sup> <sub>-0.000057</sub>	0.292
88	0.14315 <sup>+0.00082</sup> <sub>-0.00076</sub>	0.12423 <sup>+0.00033</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.806 <sup>+0.044</sup> <sub>-0.049</sub>	2455192.941482 <sup>+0.000051</sup> <sub>-0.000047</sub>	0.249
89	0.14205 <sup>+0.00069</sup> <sub>-0.00071</sub>	0.12367 <sup>+0.00032</sup> <sub>-0.00030</sub>	83.873 <sup>+0.040</sup> <sub>-0.043</sub>	2455195.412025 <sup>+0.000043</sup> <sub>-0.000043</sub>	0.231
90	0.14255 <sup>+0.00079</sup> <sub>-0.00084</sub>	0.12344 <sup>+0.00030</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.851 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.048</sub>	2455197.882725 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.266

; wird fortgesetzt auf der nächsten Seite

Nr	$r_A + r_b$	$k$	$i$ [deg]	$T_c$ [BJD <sub>UTC</sub> ]	$\sigma$ [mmag]
91	0.14469 <sup>+0.00079</sup> <sub>-0.00089</sub>	0.12486 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.717 <sup>+0.052</sup> <sub>-0.048</sub>	2455200.353238 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000056</sub>	0.257
92	0.14363 <sup>+0.00079</sup> <sub>-0.00081</sub>	0.12432 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.774 <sup>+0.048</sup> <sub>-0.049</sub>	2455202.823870 <sup>+0.000051</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.263
93	0.14521 <sup>+0.00086</sup> <sub>-0.00093</sub>	0.12393 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00043</sub>	83.702 <sup>+0.056</sup> <sub>-0.052</sub>	2455205.294545 <sup>+0.000052</sup> <sub>-0.000052</sub>	0.282
94	0.14352 <sup>+0.00080</sup> <sub>-0.00080</sub>	0.12348 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.787 <sup>+0.048</sup> <sub>-0.048</sub>	2455276.942291 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.268
95	0.14415 <sup>+0.00079</sup> <sub>-0.00094</sub>	0.12402 <sup>+0.00039</sup> <sub>-0.00042</sub>	83.753 <sup>+0.056</sup> <sub>-0.046</sub>	2455279.412890 <sup>+0.000053</sup> <sub>-0.000056</sub>	0.282
96	0.14572 <sup>+0.00073</sup> <sub>-0.00082</sub>	0.12448 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.651 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.044</sub>	2455281.883505 <sup>+0.000048</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.257
97	0.14288 <sup>+0.00101</sup> <sub>-0.00095</sub>	0.12338 <sup>+0.00044</sup> <sub>-0.00041</sub>	83.816 <sup>+0.058</sup> <sub>-0.059</sub>	2455284.354113 <sup>+0.000064</sup> <sub>-0.000059</sub>	0.315
98	0.14300 <sup>+0.00113</sup> <sub>-0.00106</sub>	0.12365 <sup>+0.00046</sup> <sub>-0.00050</sub>	83.820 <sup>+0.065</sup> <sub>-0.069</sub>	2455286.824710 <sup>+0.000065</sup> <sub>-0.000067</sub>	0.366
99	0.14229 <sup>+0.00091</sup> <sub>-0.00079</sub>	0.12342 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.866 <sup>+0.046</sup> <sub>-0.056</sub>	2455289.295372 <sup>+0.000053</sup> <sub>-0.000053</sub>	0.271
100	0.14371 <sup>+0.00081</sup> <sub>-0.00085</sub>	0.12356 <sup>+0.00038</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.780 <sup>+0.051</sup> <sub>-0.048</sub>	2455291.765963 <sup>+0.000051</sup> <sub>-0.000053</sub>	0.265
101	0.14408 <sup>+0.00087</sup> <sub>-0.00101</sub>	0.12387 <sup>+0.00040</sup> <sub>-0.00042</sub>	83.753 <sup>+0.060</sup> <sub>-0.052</sub>	2455294.236549 <sup>+0.000061</sup> <sub>-0.000060</sub>	0.299
102	0.14285 <sup>+0.00090</sup> <sub>-0.00082</sub>	0.12392 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.829 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.054</sub>	2455296.707272 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000052</sub>	0.276
103	0.14355 <sup>+0.00083</sup> <sub>-0.00078</sub>	0.12392 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.782 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.050</sub>	2455299.177782 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.255
104	0.14412 <sup>+0.00081</sup> <sub>-0.00079</sub>	0.12406 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00036</sub>	83.757 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.049</sub>	2455301.648353 <sup>+0.000045</sup> <sub>-0.000046</sub>	0.248
105	0.14361 <sup>+0.00078</sup> <sub>-0.00081</sub>	0.12387 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.783 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.047</sub>	2455304.118989 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000047</sub>	0.258
106	0.14285 <sup>+0.00078</sup> <sub>-0.00070</sub>	0.12409 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.823 <sup>+0.042</sup> <sub>-0.047</sub>	2455306.589645 <sup>+0.000047</sup> <sub>-0.000047</sub>	0.245
107	0.14200 <sup>+0.00085</sup> <sub>-0.00080</sub>	0.12350 <sup>+0.00038</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.887 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.051</sub>	2455311.530873 <sup>+0.000046</sup> <sub>-0.000052</sub>	0.275
108	0.14246 <sup>+0.00072</sup> <sub>-0.00075</sub>	0.12357 <sup>+0.00031</sup> <sub>-0.00030</sub>	83.858 <sup>+0.045</sup> <sub>-0.044</sub>	2455314.001462 <sup>+0.000046</sup> <sub>-0.000046</sub>	0.251
109	0.14237 <sup>+0.00085</sup> <sub>-0.00088</sub>	0.12385 <sup>+0.00038</sup> <sub>-0.00038</sub>	83.863 <sup>+0.052</sup> <sub>-0.050</sub>	2455316.472173 <sup>+0.000054</sup> <sub>-0.000054</sub>	0.283
110	0.14316 <sup>+0.00076</sup> <sub>-0.00072</sub>	0.12410 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00030</sub>	83.810 <sup>+0.043</sup> <sub>-0.047</sub>	2455318.942619 <sup>+0.000048</sup> <sub>-0.000044</sub>	0.248
111	0.14302 <sup>+0.00087</sup> <sub>-0.00087</sub>	0.12334 <sup>+0.00032</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.823 <sup>+0.052</sup> <sub>-0.051</sub>	2455321.413345 <sup>+0.000051</sup> <sub>-0.000047</sub>	0.262
112	0.14297 <sup>+0.00080</sup> <sub>-0.00081</sub>	0.12358 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00037</sub>	83.827 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.051</sub>	2455323.883946 <sup>+0.000054</sup> <sub>-0.000055</sub>	0.277
113	0.14345 <sup>+0.00150</sup> <sub>-0.00139</sub>	0.12370 <sup>+0.00056</sup> <sub>-0.00058</sub>	83.796 <sup>+0.080</sup> <sub>-0.092</sub>	2455326.354713 <sup>+0.000081</sup> <sub>-0.000080</sub>	0.426
114	0.14174 <sup>+0.00080</sup> <sub>-0.00084</sub>	0.12358 <sup>+0.00032</sup> <sub>-0.00036</sub>	83.890 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.047</sub>	2455328.825105 <sup>+0.000048</sup> <sub>-0.000047</sub>	0.269
115	0.14479 <sup>+0.00078</sup> <sub>-0.00087</sub>	0.12382 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.717 <sup>+0.051</sup> <sub>-0.045</sub>	2455331.295730 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.264
116	0.14371 <sup>+0.00088</sup> <sub>-0.00085</sub>	0.12367 <sup>+0.00041</sup> <sub>-0.00036</sub>	83.780 <sup>+0.050</sup> <sub>-0.054</sub>	2455333.766425 <sup>+0.000054</sup> <sub>-0.000061</sub>	0.288
117	0.14239 <sup>+0.00078</sup> <sub>-0.00080</sub>	0.12356 <sup>+0.00032</sup> <sub>-0.00031</sub>	83.854 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.047</sub>	2455336.236918 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000045</sub>	0.254
118	0.14379 <sup>+0.00082</sup> <sub>-0.00084</sub>	0.12398 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.779 <sup>+0.051</sup> <sub>-0.049</sub>	2455338.707714 <sup>+0.000053</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.260
119	0.14338 <sup>+0.00093</sup> <sub>-0.00085</sub>	0.12370 <sup>+0.00038</sup> <sub>-0.00038</sub>	83.807 <sup>+0.053</sup> <sub>-0.054</sub>	2455341.178229 <sup>+0.000054</sup> <sub>-0.000053</sub>	0.279
120	0.14251 <sup>+0.00074</sup> <sub>-0.00081</sub>	0.12407 <sup>+0.00033</sup> <sub>-0.00031</sub>	83.849 <sup>+0.048</sup> <sub>-0.044</sub>	2455343.648865 <sup>+0.000048</sup> <sub>-0.000043</sub>	0.247
121	0.14522 <sup>+0.00081</sup> <sub>-0.00089</sub>	0.12401 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00036</sub>	83.693 <sup>+0.053</sup> <sub>-0.048</sub>	2455346.119276 <sup>+0.000051</sup> <sub>-0.000054</sub>	0.268
122	0.14388 <sup>+0.00084</sup> <sub>-0.00086</sub>	0.12420 <sup>+0.00040</sup> <sub>-0.00039</sub>	83.758 <sup>+0.052</sup> <sub>-0.049</sub>	2455348.590021 <sup>+0.000052</sup> <sub>-0.000056</sub>	0.287
123	0.14379 <sup>+0.00079</sup> <sub>-0.00078</sub>	0.12432 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.776 <sup>+0.046</sup> <sub>-0.047</sub>	2455351.060655 <sup>+0.000046</sup> <sub>-0.000045</sub>	0.249
124	0.14308 <sup>+0.00082</sup> <sub>-0.00081</sub>	0.12378 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.815 <sup>+0.046</sup> <sub>-0.050</sub>	2455353.531289 <sup>+0.000048</sup> <sub>-0.000047</sub>	0.256
125	0.14297 <sup>+0.00089</sup> <sub>-0.00087</sub>	0.12382 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00040</sub>	83.826 <sup>+0.052</sup> <sub>-0.053</sub>	2455356.001792 <sup>+0.000053</sup> <sub>-0.000048</sub>	0.278

; wird fortgesetzt auf der nächsten Seite

Nr	$r_A + r_b$	$k$	$i$ [deg]	$T_c$ [BJD <sub>UTC</sub> ]	$\sigma$ [mmag]
126	0.14342 <sup>+0.00093</sup> <sub>-0.00082</sub>	0.12354 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.805 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.058</sub>	2455358.472476 <sup>+0.000053</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.277
127	0.14350 <sup>+0.00083</sup> <sub>-0.00077</sub>	0.12401 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.801 <sup>+0.045</sup> <sub>-0.052</sub>	2455360.943085 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.266
128	0.14429 <sup>+0.00083</sup> <sub>-0.00091</sub>	0.12422 <sup>+0.00038</sup> <sub>-0.00039</sub>	83.748 <sup>+0.055</sup> <sub>-0.049</sub>	2455363.413761 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000056</sub>	0.272
129	0.14406 <sup>+0.00082</sup> <sub>-0.00085</sub>	0.12395 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00036</sub>	83.760 <sup>+0.050</sup> <sub>-0.049</sub>	2455365.884357 <sup>+0.000048</sup> <sub>-0.000055</sub>	0.277
130	0.14270 <sup>+0.00078</sup> <sub>-0.00083</sub>	0.12356 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.837 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.046</sub>	2455368.354885 <sup>+0.000051</sup> <sub>-0.000055</sub>	0.271
131	0.14258 <sup>+0.00261</sup> <sub>-0.00271</sub>	0.12330 <sup>+0.00109</sup> <sub>-0.00111</sub>	83.854 <sup>+0.155</sup> <sub>-0.154</sub>	2455370.825683 <sup>+0.000153</sup> <sub>-0.000173</sub>	0.840
132	0.14295 <sup>+0.00083</sup> <sub>-0.00089</sub>	0.12370 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00037</sub>	83.834 <sup>+0.051</sup> <sub>-0.050</sub>	2455373.296260 <sup>+0.000055</sup> <sub>-0.000055</sub>	0.284
133	0.14328 <sup>+0.00082</sup> <sub>-0.00083</sub>	0.12402 <sup>+0.00033</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.807 <sup>+0.050</sup> <sub>-0.049</sub>	2455375.766885 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.256
134	0.14456 <sup>+0.00082</sup> <sub>-0.00081</sub>	0.12427 <sup>+0.00039</sup> <sub>-0.00037</sub>	83.725 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.049</sub>	2455378.237327 <sup>+0.000047</sup> <sub>-0.000047</sub>	0.264
135	0.14358 <sup>+0.00087</sup> <sub>-0.00090</sub>	0.12420 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00041</sub>	83.783 <sup>+0.053</sup> <sub>-0.052</sub>	2455380.708034 <sup>+0.000052</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.274
136	0.14344 <sup>+0.00074</sup> <sub>-0.00089</sub>	0.12403 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.786 <sup>+0.054</sup> <sub>-0.044</sub>	2455383.178636 <sup>+0.000046</sup> <sub>-0.000051</sub>	0.254
137	0.14229 <sup>+0.00082</sup> <sub>-0.00081</sub>	0.12376 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.858 <sup>+0.046</sup> <sub>-0.050</sub>	2455385.649251 <sup>+0.000053</sup> <sub>-0.000053</sub>	0.272
138	0.14293 <sup>+0.00088</sup> <sub>-0.00078</sub>	0.12365 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00032</sub>	83.824 <sup>+0.045</sup> <sub>-0.053</sub>	2455388.119876 <sup>+0.000051</sup> <sub>-0.000047</sub>	0.261
139	0.14359 <sup>+0.00085</sup> <sub>-0.00079</sub>	0.12342 <sup>+0.00033</sup> <sub>-0.00036</sub>	83.793 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.050</sub>	2455390.590405 <sup>+0.000053</sup> <sub>-0.000054</sub>	0.266
140	0.14387 <sup>+0.00078</sup> <sub>-0.00084</sub>	0.12409 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.773 <sup>+0.048</sup> <sub>-0.050</sub>	2455393.061036 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.271
141	0.14280 <sup>+0.00077</sup> <sub>-0.00073</sub>	0.12378 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.835 <sup>+0.044</sup> <sub>-0.047</sub>	2455395.531739 <sup>+0.000052</sup> <sub>-0.000044</sub>	0.254
142	0.14377 <sup>+0.00164</sup> <sub>-0.00174</sub>	0.12509 <sup>+0.00060</sup> <sub>-0.00059</sub>	83.767 <sup>+0.101</sup> <sub>-0.095</sub>	2455398.002099 <sup>+0.000113</sup> <sub>-0.000102</sub>	0.462
143	0.14390 <sup>+0.00092</sup> <sub>-0.00091</sub>	0.12395 <sup>+0.00041</sup> <sub>-0.00042</sub>	83.760 <sup>+0.056</sup> <sub>-0.054</sub>	2455400.472890 <sup>+0.000053</sup> <sub>-0.000055</sub>	0.278
144	0.14307 <sup>+0.00069</sup> <sub>-0.00071</sub>	0.12402 <sup>+0.00030</sup> <sub>-0.00031</sub>	83.811 <sup>+0.043</sup> <sub>-0.042</sub>	2455402.943544 <sup>+0.000047</sup> <sub>-0.000042</sub>	0.238
145	0.14312 <sup>+0.00085</sup> <sub>-0.00085</sub>	0.12378 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.806 <sup>+0.053</sup> <sub>-0.053</sub>	2455405.414124 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000050</sub>	0.250
146	0.14415 <sup>+0.00075</sup> <sub>-0.00085</sub>	0.12423 <sup>+0.00032</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.750 <sup>+0.053</sup> <sub>-0.045</sub>	2455407.884819 <sup>+0.000052</sup> <sub>-0.000048</sub>	0.261
147	0.14394 <sup>+0.00077</sup> <sub>-0.00082</sub>	0.12423 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.767 <sup>+0.049</sup> <sub>-0.045</sub>	2455410.355481 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000047</sub>	0.253
148	0.14361 <sup>+0.00072</sup> <sub>-0.00068</sub>	0.12408 <sup>+0.00030</sup> <sub>-0.00029</sub>	83.791 <sup>+0.040</sup> <sub>-0.043</sub>	2455412.825925 <sup>+0.000043</sup> <sub>-0.000047</sub>	0.236
149	0.14353 <sup>+0.00084</sup> <sub>-0.00070</sub>	0.12454 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.786 <sup>+0.042</sup> <sub>-0.051</sub>	2455415.296568 <sup>+0.000052</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.264
150	0.14362 <sup>+0.00085</sup> <sub>-0.00080</sub>	0.12412 <sup>+0.00034</sup> <sub>-0.00038</sub>	83.784 <sup>+0.045</sup> <sub>-0.051</sub>	2455417.767184 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000052</sub>	0.263
151	0.14410 <sup>+0.00087</sup> <sub>-0.00084</sub>	0.12408 <sup>+0.00040</sup> <sub>-0.00038</sub>	83.757 <sup>+0.050</sup> <sub>-0.052</sub>	2455420.237850 <sup>+0.000050</sup> <sub>-0.000053</sub>	0.266
152	0.14290 <sup>+0.00085</sup> <sub>-0.00081</sub>	0.12375 <sup>+0.00036</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.826 <sup>+0.046</sup> <sub>-0.052</sub>	2455422.708486 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.269
153	0.14464 <sup>+0.00068</sup> <sub>-0.00071</sub>	0.12458 <sup>+0.00032</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.721 <sup>+0.040</sup> <sub>-0.044</sub>	2455425.179096 <sup>+0.000048</sup> <sub>-0.000045</sub>	0.248
154	0.14446 <sup>+0.00083</sup> <sub>-0.00084</sub>	0.12434 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.746 <sup>+0.051</sup> <sub>-0.046</sub>	2455427.649561 <sup>+0.000046</sup> <sub>-0.000052</sub>	0.264
155	0.14471 <sup>+0.00075</sup> <sub>-0.00074</sub>	0.12435 <sup>+0.00033</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.725 <sup>+0.043</sup> <sub>-0.046</sub>	2455430.120226 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000047</sub>	0.237
156	0.14479 <sup>+0.00076</sup> <sub>-0.00080</sub>	0.12454 <sup>+0.00033</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.725 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.046</sub>	2455432.590925 <sup>+0.000049</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.258
157	0.14193 <sup>+0.00088</sup> <sub>-0.00080</sub>	0.12363 <sup>+0.00035</sup> <sub>-0.00035</sub>	83.885 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.052</sub>	2455435.061451 <sup>+0.000054</sup> <sub>-0.000054</sub>	0.287
158	0.14245 <sup>+0.00091</sup> <sub>-0.00096</sub>	0.12329 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00040</sub>	83.858 <sup>+0.056</sup> <sub>-0.055</sub>	2455437.532011 <sup>+0.000057</sup> <sub>-0.000059</sub>	0.298
159	0.14304 <sup>+0.00073</sup> <sub>-0.00081</sub>	0.12438 <sup>+0.00033</sup> <sub>-0.00033</sub>	83.812 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.044</sub>	2455440.002722 <sup>+0.000046</sup> <sub>-0.000049</sub>	0.246
160	0.14341 <sup>+0.00079</sup> <sub>-0.00081</sub>	0.12391 <sup>+0.00037</sup> <sub>-0.00034</sub>	83.790 <sup>+0.048</sup> <sub>-0.050</sub>	2455442.473351 <sup>+0.000048</sup> <sub>-0.000053</sub>	0.263

; wird fortgesetzt auf der nächsten Seite

Nr	$r_A + r_b$	$k$	$i$ [deg]	$T_c$ [BJD <sub>UTC</sub> ]	$\sigma$ [mmag]
161	$0.14379^{+0.00079}_{-0.00082}$	$0.12429^{+0.00037}_{-0.00035}$	$83.764^{+0.049}_{-0.047}$	$2455444.943962^{+0.000045}_{-0.000050}$	0.261
162	$0.14260^{+0.00085}_{-0.00072}$	$0.12390^{+0.00036}_{-0.00033}$	$83.841^{+0.043}_{-0.049}$	$2455447.414605^{+0.000051}_{-0.000049}$	0.267
163	$0.14279^{+0.00084}_{-0.00083}$	$0.12372^{+0.00032}_{-0.00032}$	$83.837^{+0.048}_{-0.050}$	$2455449.885197^{+0.000051}_{-0.000055}$	0.264
164	$0.14402^{+0.00082}_{-0.00086}$	$0.12413^{+0.00035}_{-0.00032}$	$83.764^{+0.050}_{-0.051}$	$2455452.355856^{+0.000047}_{-0.000046}$	0.256
165	$0.14393^{+0.00073}_{-0.00083}$	$0.12408^{+0.00036}_{-0.00034}$	$83.759^{+0.048}_{-0.044}$	$2455454.826346^{+0.000049}_{-0.000052}$	0.257
166	$0.14225^{+0.00083}_{-0.00074}$	$0.12382^{+0.00036}_{-0.00030}$	$83.857^{+0.044}_{-0.049}$	$2455457.297052^{+0.000051}_{-0.000051}$	0.258
167	$0.14254^{+0.00071}_{-0.00076}$	$0.12439^{+0.00033}_{-0.00030}$	$83.840^{+0.044}_{-0.044}$	$2455459.767621^{+0.000046}_{-0.000048}$	0.254
168	$0.14316^{+0.00093}_{-0.00090}$	$0.12425^{+0.00037}_{-0.00036}$	$83.814^{+0.053}_{-0.056}$	$2455462.238314^{+0.000054}_{-0.000049}$	0.265

## A.2 Transitzeiten TrES-2

Tabelle A.2: Transitzeiten für alle beobachteten Transits inklusive der 168 *Kepler*-Transits. Der Wert des  $B - R$  wurde berechnet mit der Elementen aus Formel 3.4.

Ep	$T_c$ [BJD <sub>TDB</sub> ]	$B - R$ [min]	Ep	$T_c$ [BJD <sub>TDB</sub> ]	$B - R$ [min]
87	$2454172.57798 \pm 0.00287$	$-1.34 \pm 4.14$	491	$2455170.70667 \pm 0.00005$	$0.00 \pm 0.07$
108	$2454224.47213 \pm 0.00423$	$14.89 \pm 6.09$	492	$2455173.17723 \pm 0.00005$	$-0.07 \pm 0.08$
138	$2454298.57707 \pm 0.00245$	$-4.49 \pm 3.53$	493	$2455175.64787 \pm 0.00007$	$-0.03 \pm 0.11$
142	$2454308.46673 \pm 0.00164$	$5.89 \pm 2.36$	494	$2455178.11850 \pm 0.00005$	$-0.01 \pm 0.08$
163	$2454360.34570 \pm 0.00101$	$0.27 \pm 1.46$	495	$2455180.58925 \pm 0.00005$	$0.20 \pm 0.07$
163	$2454360.34788 \pm 0.00306$	$3.40 \pm 4.40$	497	$2455185.53037 \pm 0.00005$	$0.05 \pm 0.07$
163	$2454360.34035 \pm 0.00734$	$-7.44 \pm 10.57$	498	$2455188.00101 \pm 0.00005$	$0.08 \pm 0.07$
165	$2454365.28565 \pm 0.00307$	$-1.58 \pm 4.42$	499	$2455190.47158 \pm 0.00006$	$0.01 \pm 0.08$
174	$2454387.52250 \pm 0.00187$	$0.34 \pm 2.69$	500	$2455192.94225 \pm 0.00005$	$0.09 \pm 0.07$
278	$2454644.46639 \pm 0.00201$	$0.50 \pm 2.89$	501	$2455195.41279 \pm 0.00004$	$-0.01 \pm 0.06$
316	$2454738.35253 \pm 0.00228$	$4.58 \pm 3.29$	502	$2455197.88349 \pm 0.00005$	$0.12 \pm 0.07$
318	$2454743.29737 \pm 0.00956$	$9.79 \pm 13.76$	503	$2455200.35400 \pm 0.00005$	$-0.03 \pm 0.08$
395	$2454933.52645 \pm 0.00185$	$-1.94 \pm 2.67$	504	$2455202.82464 \pm 0.00005$	$0.01 \pm 0.07$
399	$2454943.41077 \pm 0.00223$	$0.76 \pm 3.21$	505	$2455205.29531 \pm 0.00005$	$0.09 \pm 0.07$
404	$2454955.76327 \pm 0.00005$	$-0.06 \pm 0.07$	534	$2455276.94306 \pm 0.00005$	$0.04 \pm 0.07$
405	$2454958.23396 \pm 0.00005$	$0.05 \pm 0.07$	535	$2455279.41366 \pm 0.00005$	$0.02 \pm 0.08$
406	$2454960.70453 \pm 0.00006$	$-0.02 \pm 0.08$	536	$2455281.88427 \pm 0.00005$	$0.02 \pm 0.07$
407	$2454963.17515 \pm 0.00005$	$-0.01 \pm 0.07$	537	$2455284.35488 \pm 0.00006$	$0.01 \pm 0.09$
408	$2454965.64571 \pm 0.00005$	$-0.08 \pm 0.07$	538	$2455286.82548 \pm 0.00007$	$-0.01 \pm 0.10$
409	$2454968.11638 \pm 0.00005$	$0.01 \pm 0.07$	539	$2455289.29614 \pm 0.00005$	$0.06 \pm 0.08$
410	$2454970.58697 \pm 0.00005$	$-0.03 \pm 0.07$	540	$2455291.76673 \pm 0.00005$	$0.02 \pm 0.07$
411	$2454973.05760 \pm 0.00006$	$0.00 \pm 0.09$	541	$2455294.23732 \pm 0.00006$	$-0.01 \pm 0.09$
412	$2454975.52824 \pm 0.00006$	$0.04 \pm 0.08$	542	$2455296.70804 \pm 0.00005$	$0.15 \pm 0.07$
413	$2454977.99882 \pm 0.00005$	$-0.01 \pm 0.07$	543	$2455299.17855 \pm 0.00005$	$0.00 \pm 0.07$

; wird fortgesetzt auf der nächsten Seite

Ep	$T_c$ [BJD <sub>TDB</sub> ]	$B - R$ [min]	Ep	$T_c$ [BJD <sub>TDB</sub> ]	$B - R$ [min]
414	2454980.46939 ± 0.00005	-0.08 ± 0.07	544	2455301.64912 ± 0.00005	-0.07 ± 0.07
414	2454980.47019 ± 0.00202	1.08 ± 2.91	545	2455304.11976 ± 0.00005	-0.03 ± 0.07
415	2454982.93998 ± 0.00005	-0.11 ± 0.07	546	2455306.59041 ± 0.00005	0.03 ± 0.07
416	2454985.41068 ± 0.00005	0.01 ± 0.07	548	2455311.53163 ± 0.00005	0.02 ± 0.07
416	2454985.41680 ± 0.00196	8.83 ± 2.83	548	2455311.53453 ± 0.00273	4.19 ± 3.94
417	2454987.88126 ± 0.00005	-0.03 ± 0.07	549	2455314.00223 ± 0.00005	0.00 ± 0.07
418	2454990.35188 ± 0.00005	-0.02 ± 0.08	550	2455316.47294 ± 0.00005	0.14 ± 0.08
419	2454992.82256 ± 0.00005	0.08 ± 0.07	551	2455318.94339 ± 0.00005	-0.10 ± 0.07
420	2454995.29310 ± 0.00006	-0.03 ± 0.09	552	2455321.41411 ± 0.00005	0.06 ± 0.07
421	2454997.76367 ± 0.00005	-0.09 ± 0.07	553	2455323.88471 ± 0.00005	0.04 ± 0.08
424	2455005.17544 ± 0.00005	-0.20 ± 0.07	554	2455326.35548 ± 0.00008	0.26 ± 0.12
425	2455007.64608 ± 0.00008	-0.16 ± 0.11	555	2455328.82587 ± 0.00005	-0.05 ± 0.07
426	2455010.11688 ± 0.00005	0.11 ± 0.07	556	2455331.29650 ± 0.00005	-0.04 ± 0.07
427	2455012.58727 ± 0.00005	-0.20 ± 0.07	557	2455333.76719 ± 0.00006	0.08 ± 0.08
429	2455017.52859 ± 0.00005	-0.08 ± 0.07	558	2455336.23768 ± 0.00005	-0.09 ± 0.07
430	2455019.99929 ± 0.00006	0.05 ± 0.08	559	2455338.70848 ± 0.00005	0.17 ± 0.07
431	2455022.46998 ± 0.00005	0.16 ± 0.07	560	2455341.17900 ± 0.00005	0.03 ± 0.08
432	2455024.94053 ± 0.00005	0.07 ± 0.07	561	2455343.64963 ± 0.00005	0.06 ± 0.06
433	2455027.41113 ± 0.00005	0.05 ± 0.08	562	2455346.12004 ± 0.00005	-0.24 ± 0.07
434	2455029.88178 ± 0.00005	0.10 ± 0.07	563	2455348.59079 ± 0.00005	-0.04 ± 0.08
435	2455032.35224 ± 0.00005	-0.12 ± 0.07	564	2455351.06142 ± 0.00005	-0.01 ± 0.07
436	2455034.82283 ± 0.00005	-0.15 ± 0.07	565	2455353.53206 ± 0.00005	0.02 ± 0.07
437	2455037.29355 ± 0.00005	0.00 ± 0.07	566	2455356.00256 ± 0.00005	-0.14 ± 0.07
438	2455039.76416 ± 0.00005	0.00 ± 0.07	567	2455358.47325 ± 0.00005	-0.03 ± 0.07
439	2455042.23478 ± 0.00005	0.01 ± 0.07	567	2455358.47217 ± 0.00292	-1.59 ± 4.21
440	2455044.70550 ± 0.00005	0.16 ± 0.07	568	2455360.94385 ± 0.00005	-0.04 ± 0.07
441	2455047.17599 ± 0.00005	-0.01 ± 0.08	569	2455363.41453 ± 0.00005	0.05 ± 0.08
442	2455049.64658 ± 0.00005	-0.05 ± 0.07	570	2455365.88512 ± 0.00005	0.02 ± 0.07
443	2455052.11723 ± 0.00005	0.00 ± 0.07	571	2455368.35565 ± 0.00005	-0.11 ± 0.08
444	2455054.58779 ± 0.00005	-0.07 ± 0.07	572	2455370.82645 ± 0.00016	0.16 ± 0.23
445	2455057.05842 ± 0.00006	-0.04 ± 0.09	573	2455373.29703 ± 0.00006	0.11 ± 0.08
446	2455059.52921 ± 0.00005	0.20 ± 0.07	574	2455375.76765 ± 0.00005	0.13 ± 0.07
446	2455059.52950 ± 0.00050	0.62 ± 0.72	575	2455378.23809 ± 0.00005	-0.12 ± 0.07
446	2455059.52983 ± 0.00088	1.10 ± 1.26	576	2455380.70880 ± 0.00005	0.01 ± 0.07
446	2455059.53066 ± 0.00262	2.29 ± 3.77	577	2455383.17940 ± 0.00005	0.00 ± 0.07
447	2455061.99972 ± 0.00005	0.05 ± 0.07	578	2455385.65002 ± 0.00005	0.00 ± 0.08
448	2455064.47031 ± 0.00005	0.02 ± 0.07	579	2455388.12064 ± 0.00005	0.02 ± 0.07
448	2455064.47335 ± 0.00353	4.40 ± 5.08	580	2455390.59117 ± 0.00005	-0.10 ± 0.08
448	2455064.46877 ± 0.00539	-2.19 ± 7.76	581	2455393.06180 ± 0.00005	-0.07 ± 0.07
448	2455064.47061 ± 0.00414	0.46 ± 5.97	582	2455395.53251 ± 0.00005	0.06 ± 0.07
449	2455066.94093 ± 0.00005	0.04 ± 0.07	583	2455398.00287 ± 0.00011	-0.30 ± 0.15
450	2455069.41149 ± 0.00005	-0.05 ± 0.07	584	2455400.47365 ± 0.00005	-0.06 ± 0.08
451	2455071.88213 ± 0.00005	-0.01 ± 0.07	585	2455402.94431 ± 0.00005	0.01 ± 0.06

; wird fortgesetzt auf der nächsten Seite

Ep	$T_c$ [BJD <sub>TDB</sub> ]	$B - R$ [min]	Ep	$T_c$ [BJD <sub>TDB</sub> ]	$B - R$ [min]
452	2455074.35280 ± 0.00005	0.07 ± 0.07	586	2455405.41489 ± 0.00005	-0.05 ± 0.07
452	2455074.35222 ± 0.00216	-0.76 ± 3.11	586	2455405.41514 ± 0.00213	0.32 ± 3.06
453	2455076.82337 ± 0.00005	0.02 ± 0.07	587	2455407.88559 ± 0.00005	0.08 ± 0.07
454	2455079.29400 ± 0.00005	0.04 ± 0.07	588	2455410.35625 ± 0.00005	0.14 ± 0.07
455	2455081.76453 ± 0.00005	-0.08 ± 0.07	589	2455412.82669 ± 0.00005	-0.10 ± 0.06
456	2455084.23525 ± 0.00005	0.08 ± 0.07	590	2455415.29733 ± 0.00005	-0.06 ± 0.07
457	2455086.70580 ± 0.00005	-0.01 ± 0.07	591	2455417.76795 ± 0.00005	-0.06 ± 0.07
460	2455094.11759 ± 0.00006	-0.10 ± 0.08	592	2455420.23862 ± 0.00005	0.03 ± 0.07
461	2455096.58831 ± 0.00005	0.06 ± 0.07	593	2455422.70925 ± 0.00005	0.06 ± 0.07
462	2455099.05879 ± 0.00005	-0.12 ± 0.08	594	2455425.17986 ± 0.00005	0.05 ± 0.07
463	2455101.52943 ± 0.00005	-0.08 ± 0.07	595	2455427.65033 ± 0.00005	-0.16 ± 0.07
463	2455101.52819 ± 0.00117	-1.88 ± 1.69	596	2455430.12099 ± 0.00005	-0.09 ± 0.07
463	2455101.52790 ± 0.01110	-2.29 ± 15.99	597	2455432.59169 ± 0.00005	0.04 ± 0.07
464	2455104.00003 ± 0.00005	-0.10 ± 0.07	598	2455435.06222 ± 0.00005	-0.09 ± 0.08
465	2455106.47073 ± 0.00005	0.02 ± 0.07	599	2455437.53278 ± 0.00006	-0.17 ± 0.08
466	2455108.94133 ± 0.00005	-0.01 ± 0.07	600	2455440.00349 ± 0.00005	-0.03 ± 0.07
467	2455111.41192 ± 0.00005	-0.03 ± 0.08	601	2455442.47411 ± 0.00005	-0.01 ± 0.07
469	2455116.35311 ± 0.00005	-0.09 ± 0.07	602	2455444.94473 ± 0.00005	0.00 ± 0.07
470	2455118.82388 ± 0.00005	0.13 ± 0.07	603	2455447.41537 ± 0.00005	0.04 ± 0.07
471	2455121.29437 ± 0.00005	-0.04 ± 0.07	604	2455449.88596 ± 0.00005	0.00 ± 0.08
473	2455126.23559 ± 0.00005	-0.05 ± 0.08	605	2455452.35662 ± 0.00005	0.07 ± 0.07
474	2455128.70624 ± 0.00005	0.01 ± 0.08	606	2455454.82711 ± 0.00005	-0.10 ± 0.07
475	2455131.17691 ± 0.00005	0.09 ± 0.07	607	2455457.29782 ± 0.00005	0.03 ± 0.07
476	2455133.64745 ± 0.00005	-0.02 ± 0.07	608	2455459.76839 ± 0.00005	-0.04 ± 0.07
477	2455136.11813 ± 0.00005	0.08 ± 0.07	609	2455462.23908 ± 0.00005	0.09 ± 0.07
478	2455138.58870 ± 0.00005	0.01 ± 0.07	622	2455494.35653 ± 0.00039	-0.67 ± 0.56
479	2455141.05930 ± 0.00005	-0.01 ± 0.07	622	2455494.35569 ± 0.00202	-1.88 ± 2.91
480	2455143.52993 ± 0.00005	0.02 ± 0.08	622	2455494.35682 ± 0.00068	-0.25 ± 0.98
481	2455146.00069 ± 0.00005	0.22 ± 0.07	624	2455499.29760 ± 0.00219	-0.90 ± 3.15
482	2455148.47116 ± 0.00005	0.02 ± 0.07	682	2455642.59515 ± 0.00055	1.96 ± 0.79
483	2455150.94173 ± 0.00005	-0.04 ± 0.07	682	2455642.59565 ± 0.00183	2.68 ± 2.63
484	2455153.41234 ± 0.00005	-0.04 ± 0.07	684	2455647.53806 ± 0.00168	4.37 ± 2.42
486	2455158.35366 ± 0.00005	0.09 ± 0.06	684	2455647.53496 ± 0.00269	-0.08 ± 3.87
487	2455160.82413 ± 0.00005	-0.12 ± 0.07	737	2455778.47607 ± 0.00137	-2.09 ± 1.98
488	2455163.29473 ± 0.00007	-0.13 ± 0.11	737	2455778.47598 ± 0.00285	-2.22 ± 4.11
488	2455163.29388 ± 0.00358	-1.36 ± 5.15	739	2455783.41856 ± 0.00048	-0.26 ± 0.69
489	2455165.76549 ± 0.00005	0.08 ± 0.07	758	2455830.36231 ± 0.00088	2.76 ± 1.27
490	2455168.23604 ± 0.00005	-0.02 ± 0.07	758	2455830.35957 ± 0.00352	-1.19 ± 5.07

### A.3 Lichtkurven von TrES-2

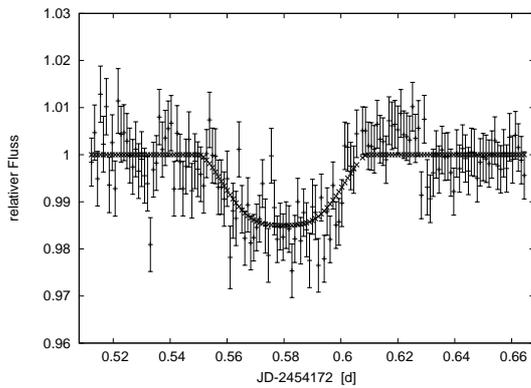


Abbildung A.1: 13.03.2007: CTK, *I*

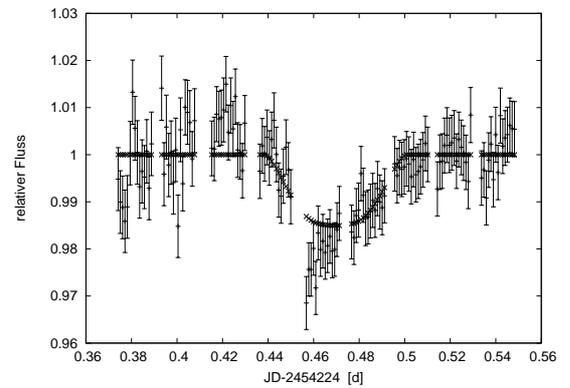


Abbildung A.2: 03.05.2007: CTK, *I*

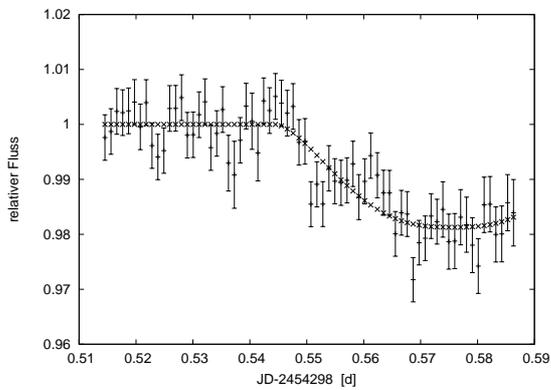


Abbildung A.3: 17.07.2007: CTK, *I*

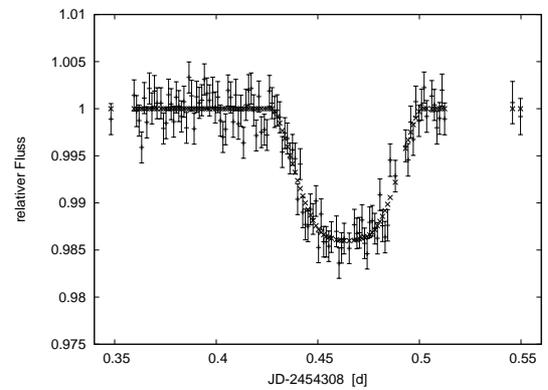


Abbildung A.4: 26.07.2007: MONICA, *R*

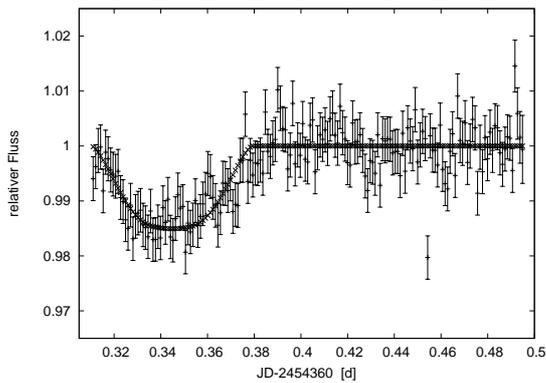


Abbildung A.5: 16.09.2007: CTK, *I*

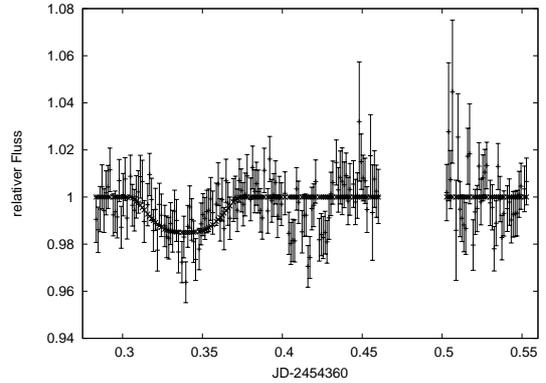


Abbildung A.6: 16.09.2007: ST6, *clear*

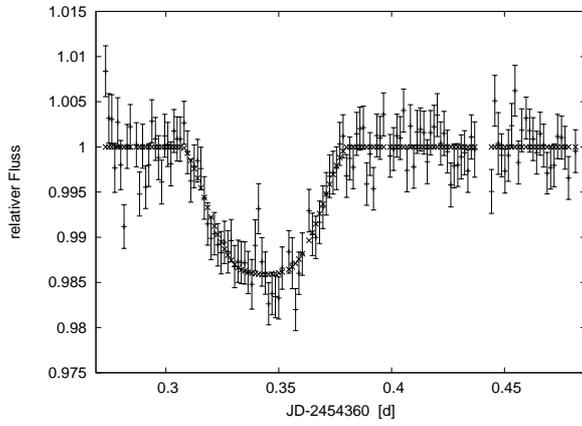


Abbildung A.7: 16.09.2007: MONICA, *R*

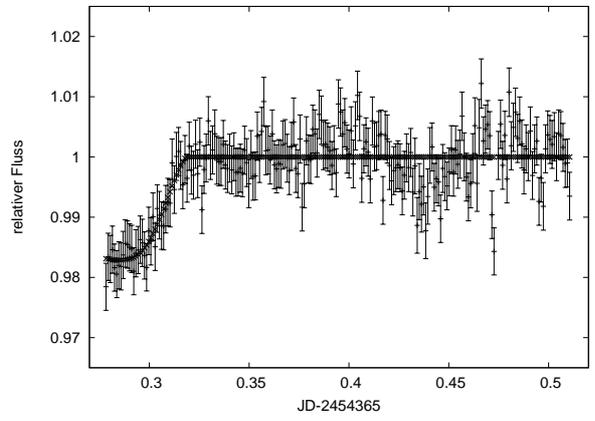


Abbildung A.8: 21.09.2007: CTK, *I*

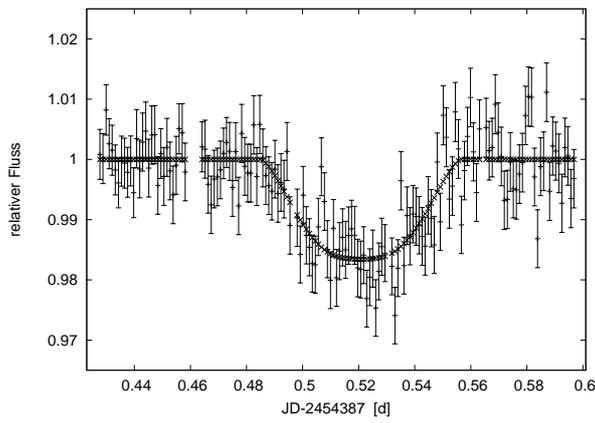


Abbildung A.9: 13.10.2007: CTK, *I*

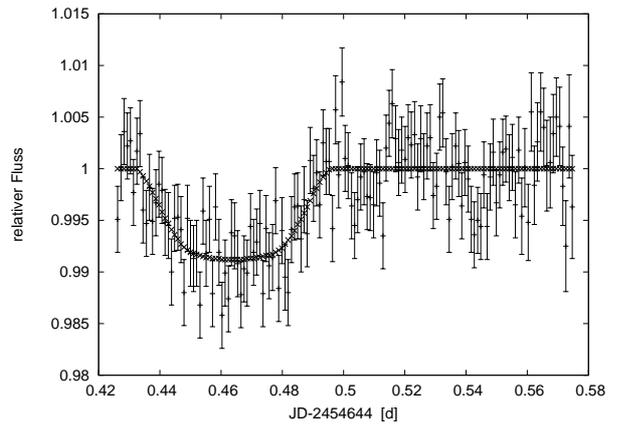


Abbildung A.10: 26.06.2008: CTK, *I*

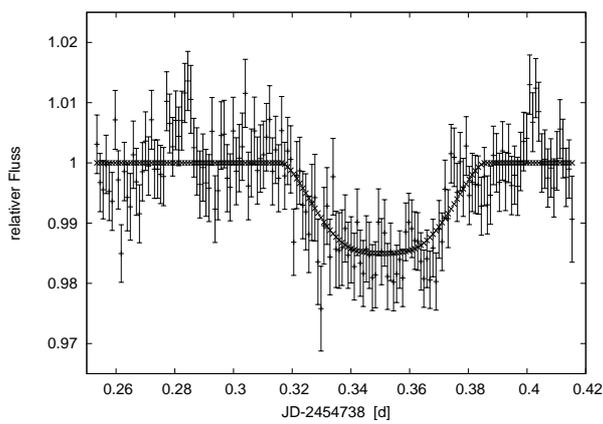


Abbildung A.11: 28.09.2008: CTK, *I*

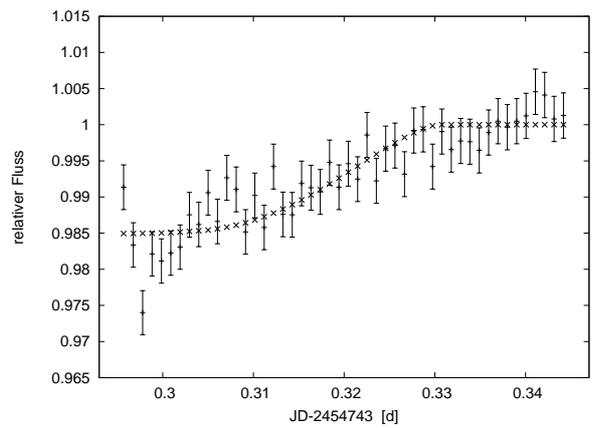


Abbildung A.12: 03.10.2008: CTK, *I*

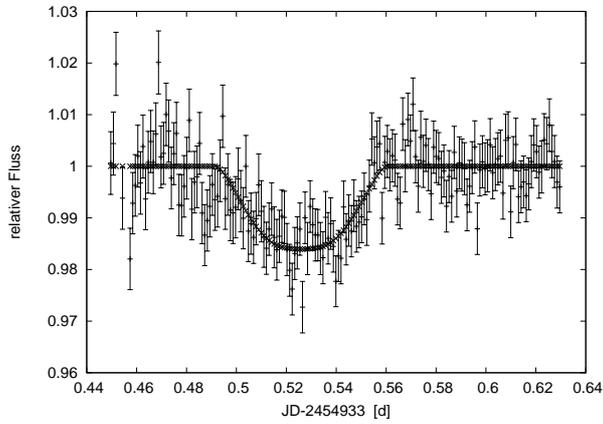


Abbildung A.13: 11.04.2009: CTK, *V*

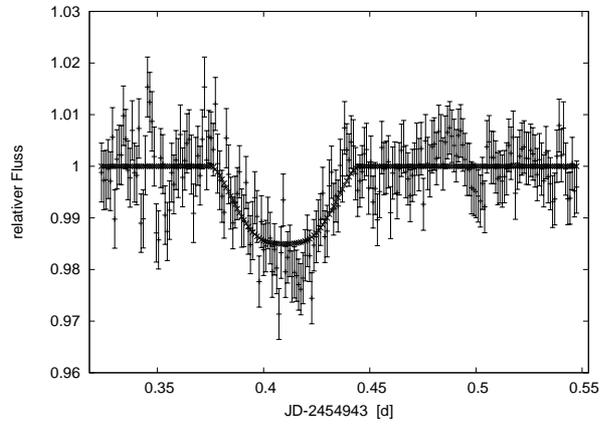


Abbildung A.14: 21.04.2009: CTK, *I*

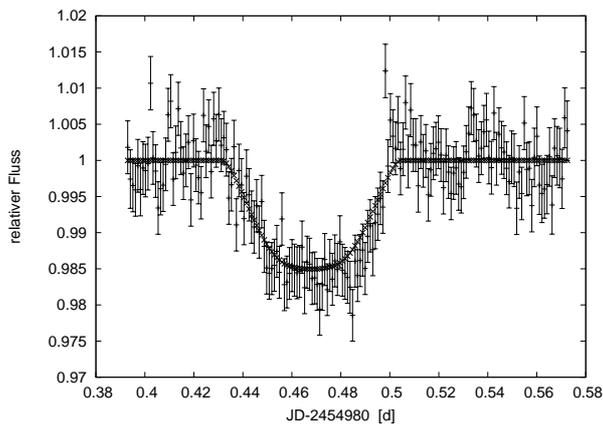


Abbildung A.15: 28.05.2009: CTK, *I*

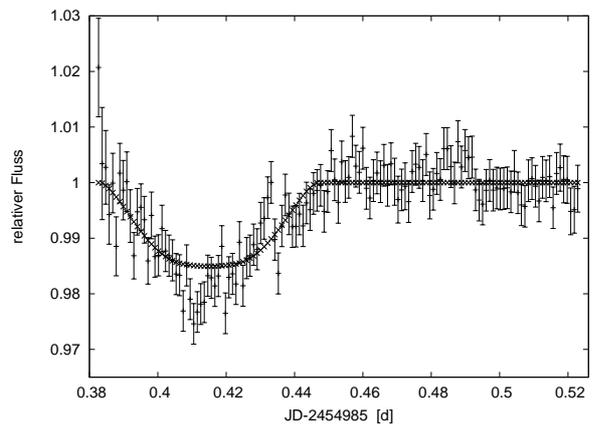


Abbildung A.16: 02.06.2009: CTK, *I*

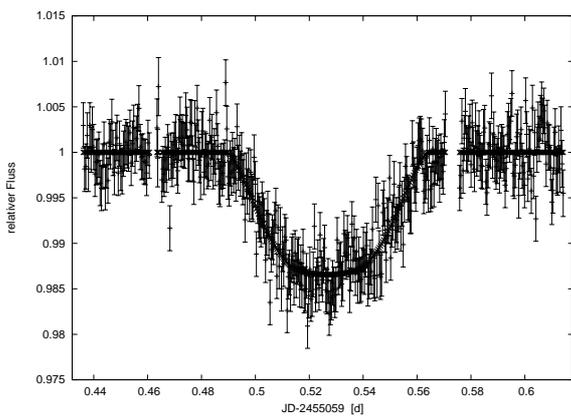


Abbildung A.17: 15.08.2009: STK, *V*

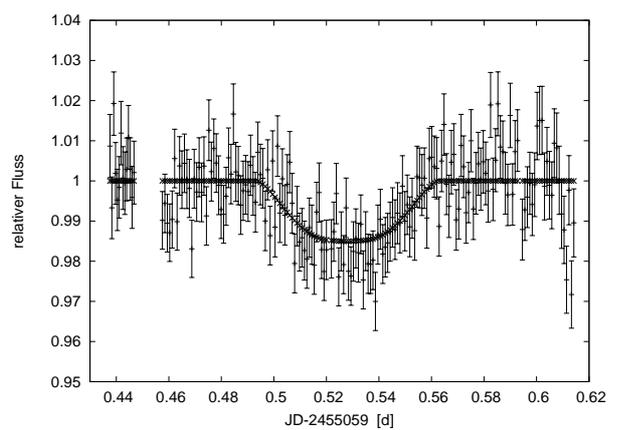


Abbildung A.18: 15.08.2009: RTK, *V*

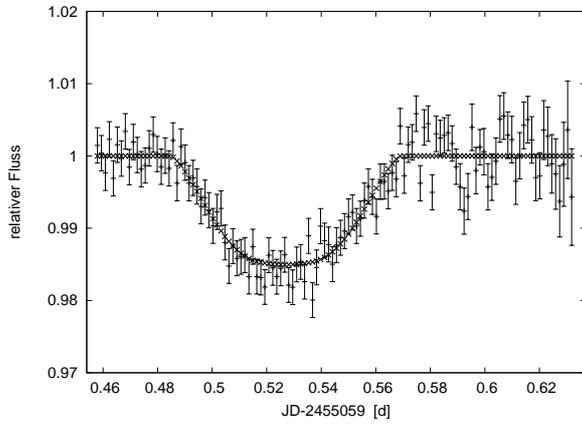


Abbildung A.19: 15.08.09: G2-1600, *clear*

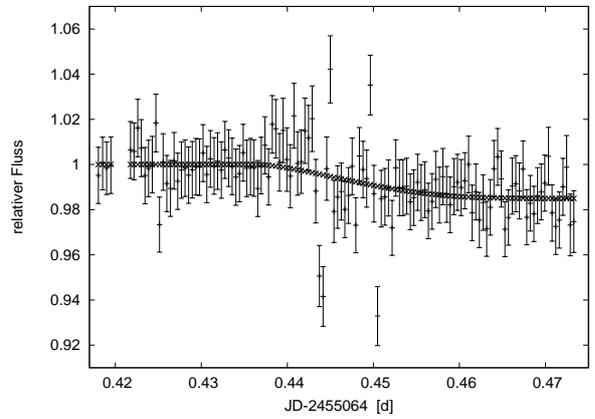


Abbildung A.20: 20.08.2009: STK, *R*

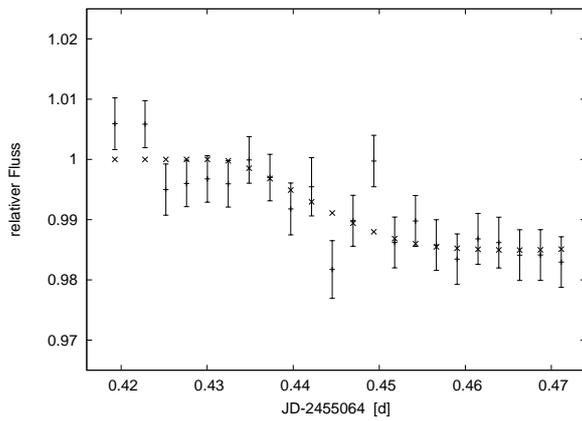


Abbildung A.21: 20.08.2009: CTK, *V*

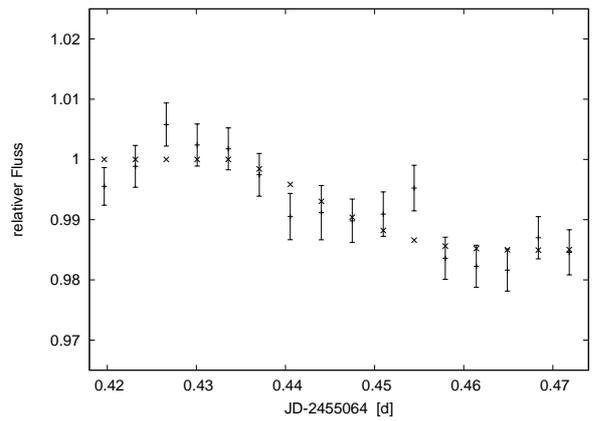


Abbildung A.22: 20.08.2009: RTK, *I*

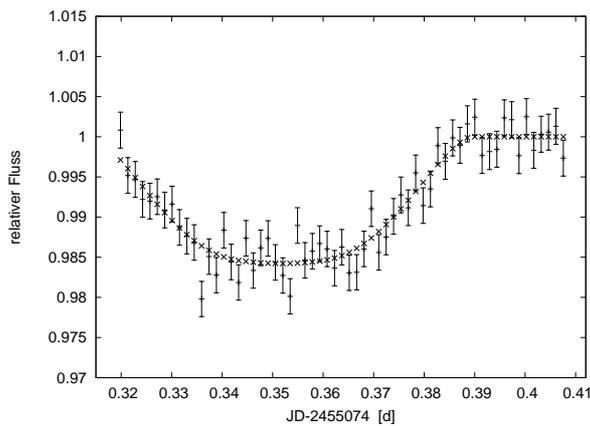


Abbildung A.23: 30.08.09: G2-1600, *clear*

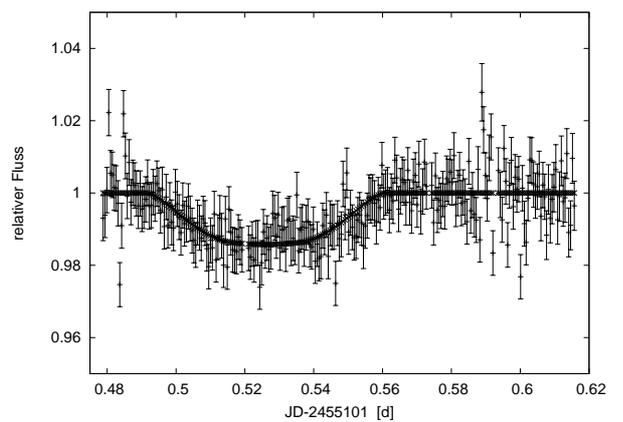


Abbildung A.24: 26.09.2009: STK, *V*

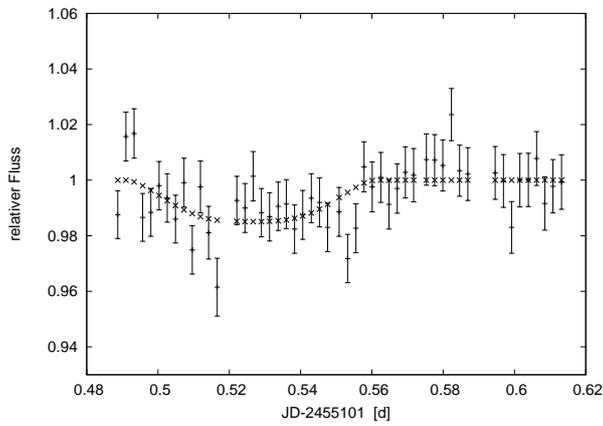


Abbildung A.25: 26.09.2009: RTK, *V*

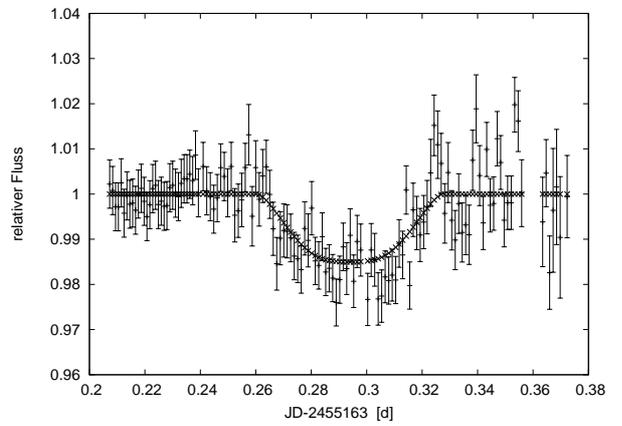


Abbildung A.26: 27.11.2009: CTK, *R*

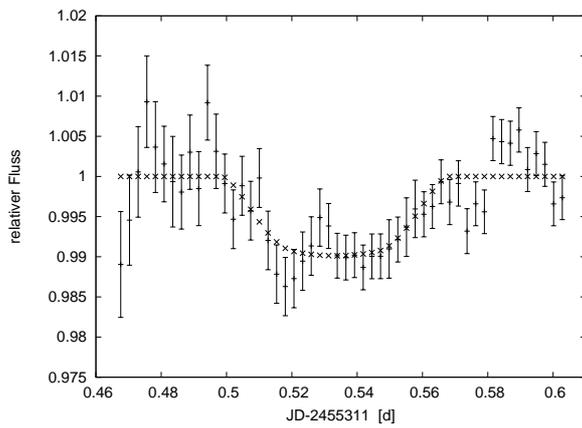


Abbildung A.27: 24.04.2010: CTK, *V*

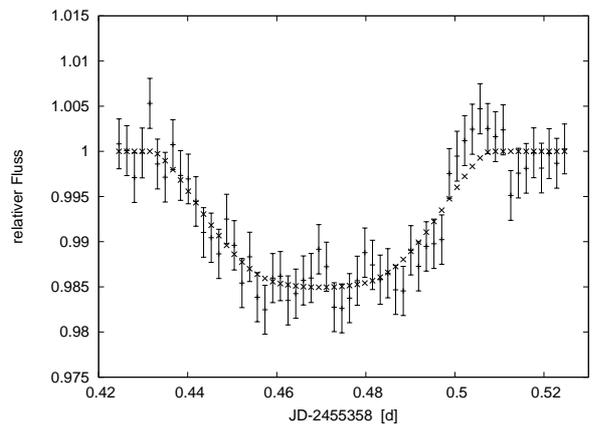


Abbildung A.28: 10.06.2010: CTK, *R*

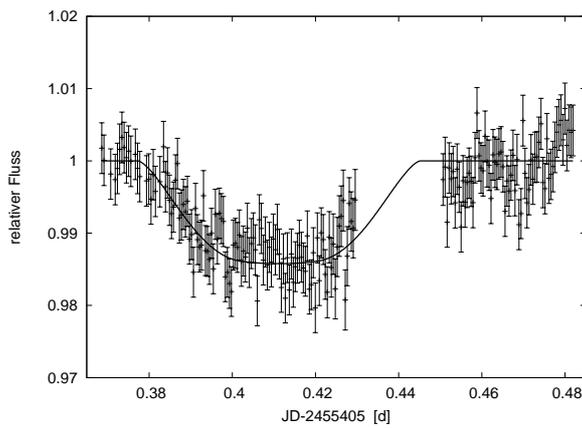


Abbildung A.29: 27.07.2010: STK, *R*

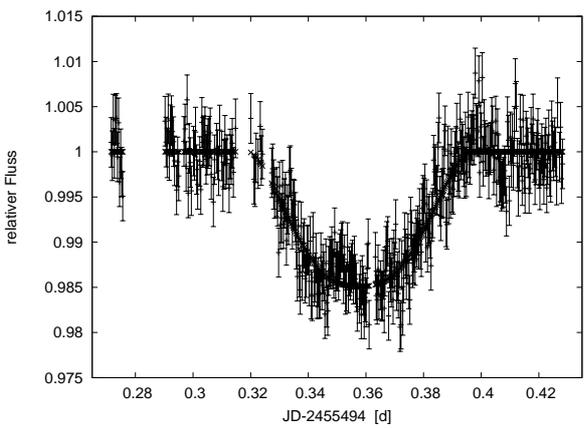


Abbildung A.30: 24.10.2010: STK, *R*

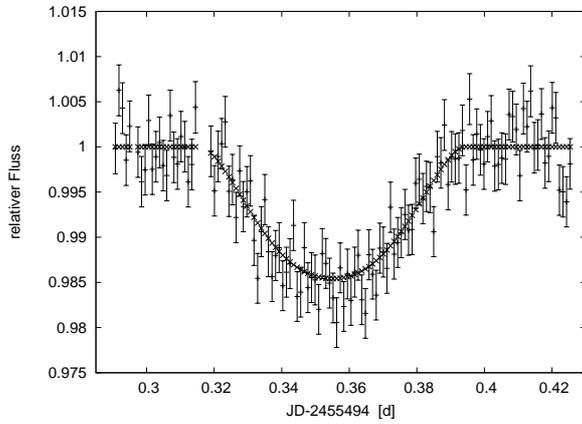


Abbildung A.31: 24.10.2010: CTK-II,  $R$

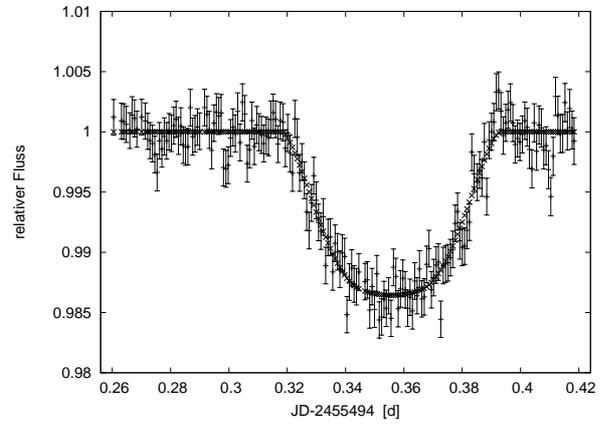


Abbildung A.32: 24.10.2010: Trebur,  $R$

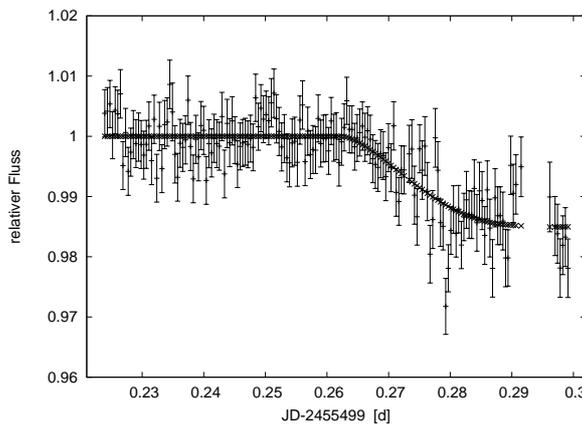


Abbildung A.33: 29.10.2010: STK,  $R$

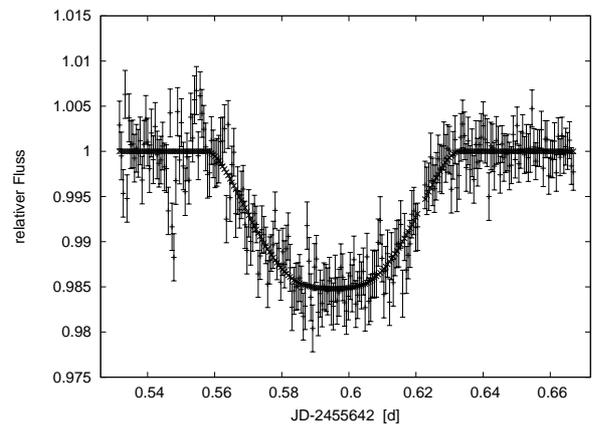


Abbildung A.34: 22.03.2011: STK,  $R$

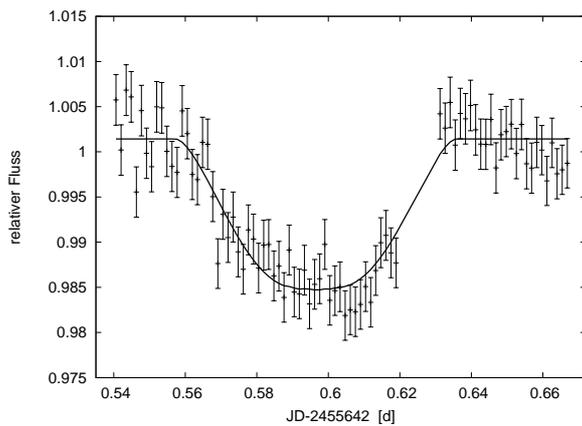


Abbildung A.35: 22.03.2011: CTK-II,  $V$

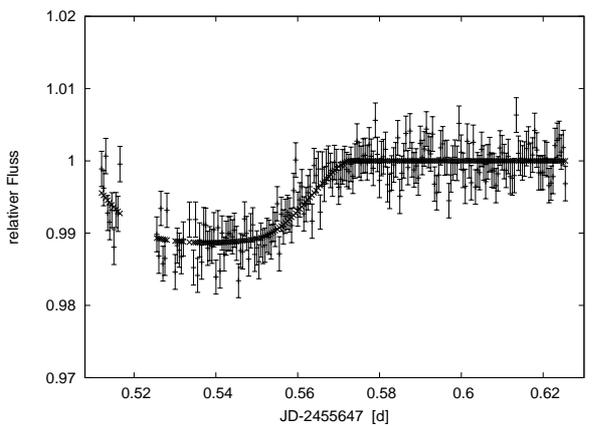


Abbildung A.36: 27.03.2011: STK,  $R$

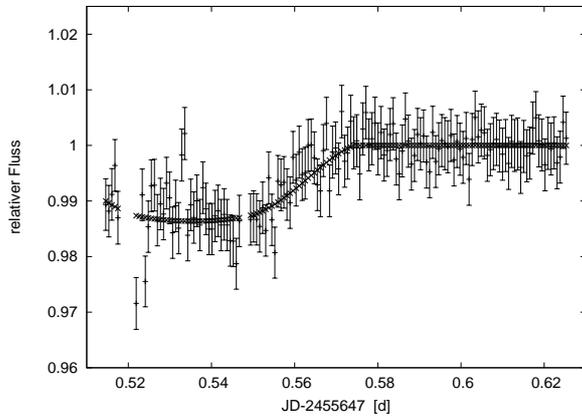


Abbildung A.37: 27.03.2011: CTK-II, *V*

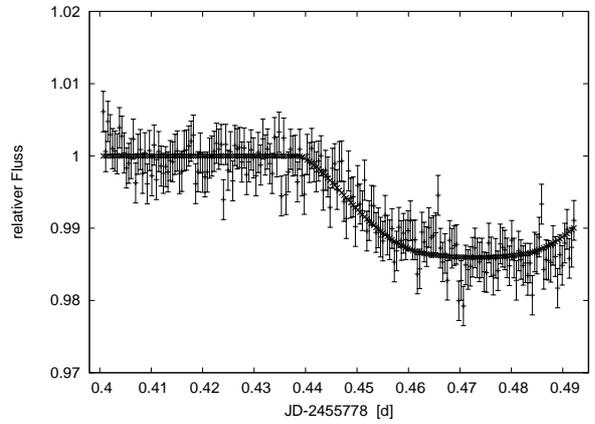


Abbildung A.38: 04.08.2011: STK, *R*

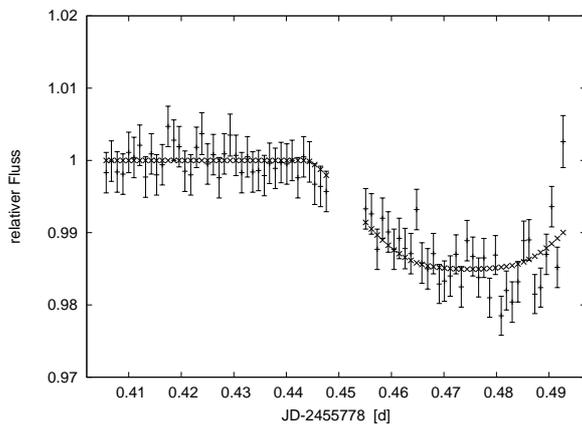


Abbildung A.39: 04.08.2011: CTK-II, *V*

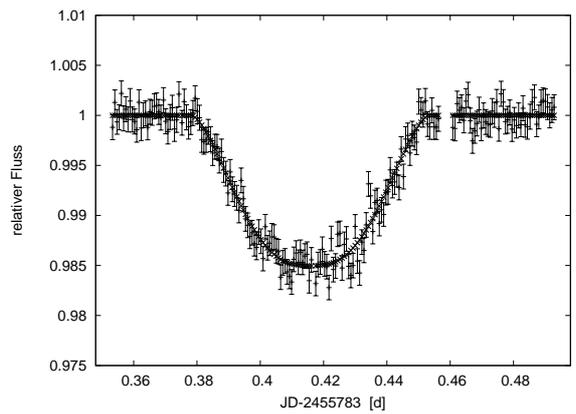


Abbildung A.40: 09.08.2011: CAFOS, *R*

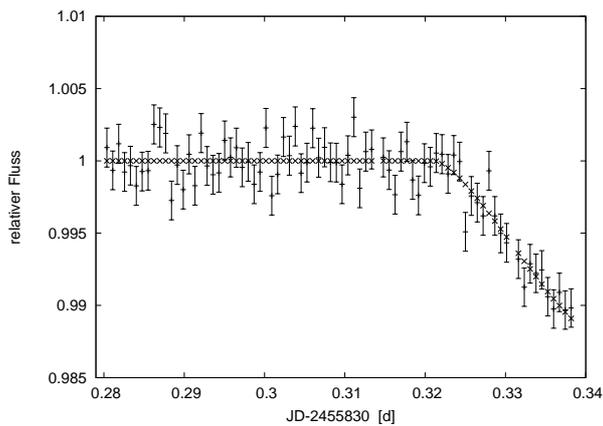


Abbildung A.41: 25.09.2011: STK, *R*

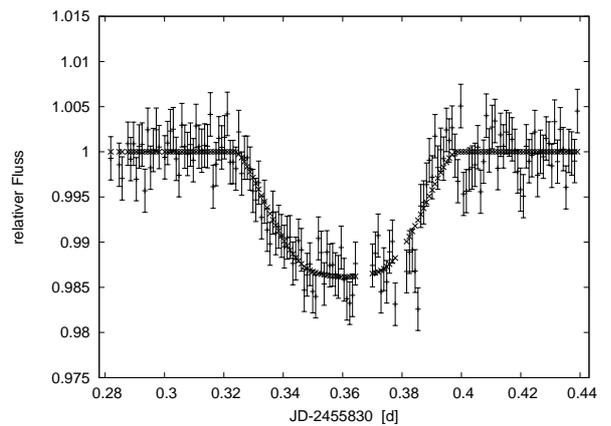


Abbildung A.42: 25.09.2011: CTK-II, *R*

## A.4 Lichtkurven von WASP-14b

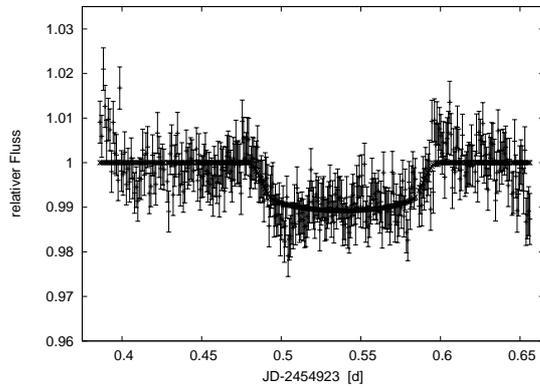


Abbildung A.43: 01.04.2009: CTK, *I*

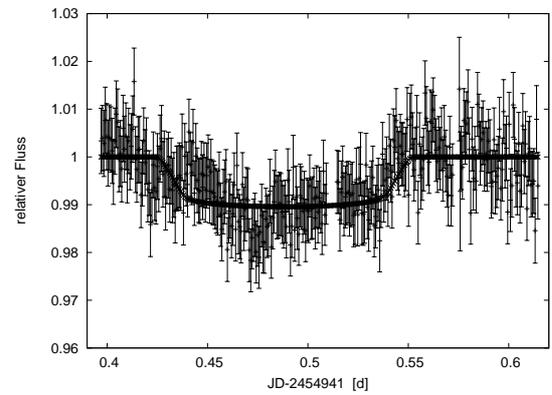


Abbildung A.44: 19.04.2009: CTK, *I*

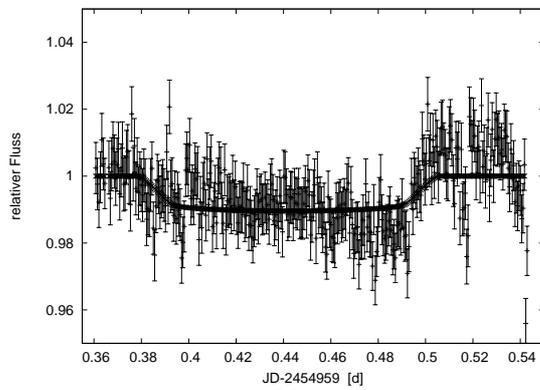


Abbildung A.45: 07.05.2009: CTK, *R*

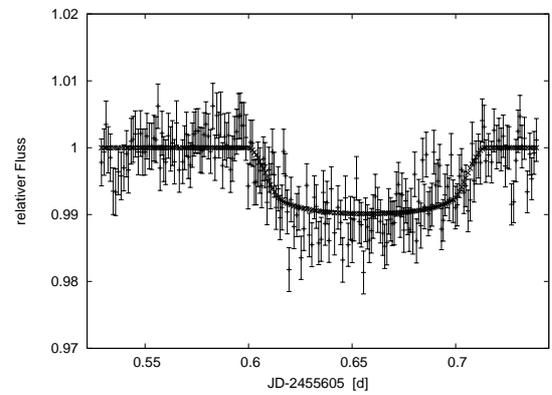


Abbildung A.46: 12.02.2011: OSN, *R*

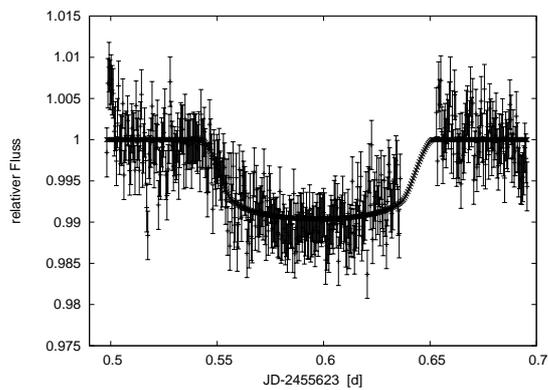


Abbildung A.47: 02.03.2011: STK, *R*

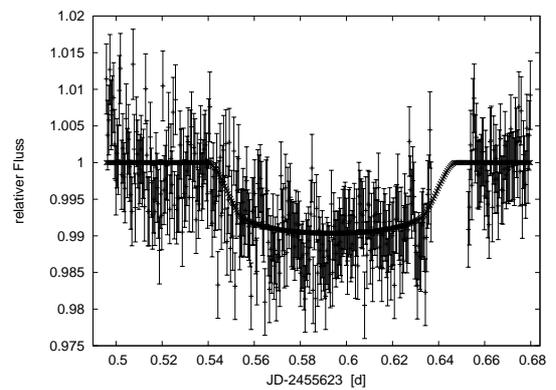


Abbildung A.48: 02.03.2011: CTK-II, *R*

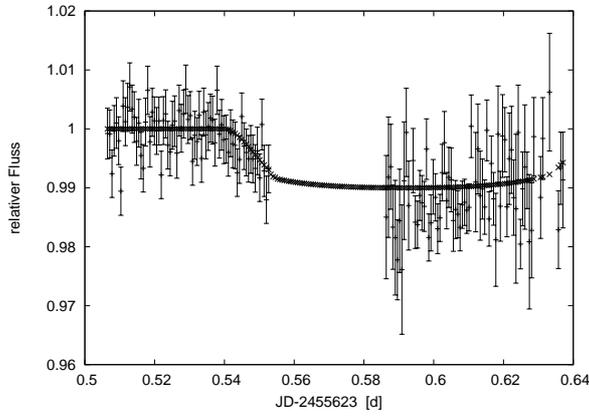


Abbildung A.49: 02.03.2011: CAFOS, *B*

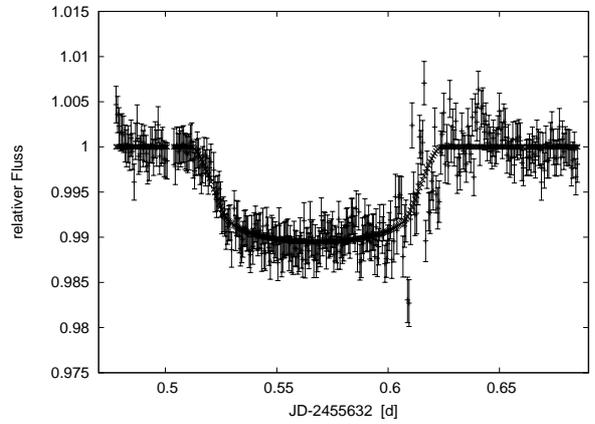


Abbildung A.50: 11.03.2011: STK, *R*

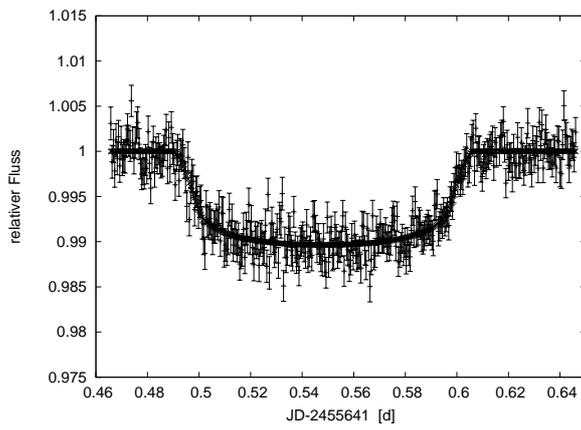


Abbildung A.51: 20.03.2011: STK, *R*

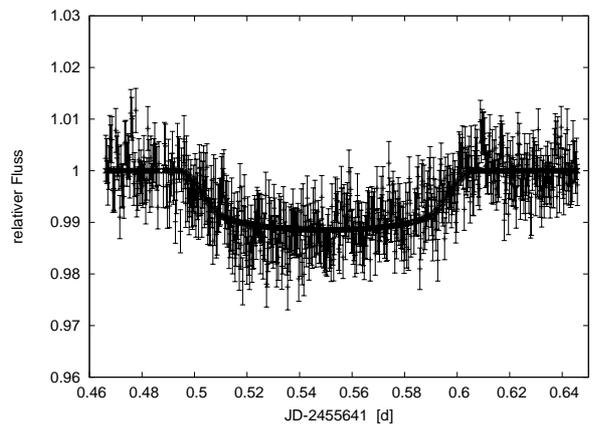


Abbildung A.52: 20.03.2011: CTK-II, *V*

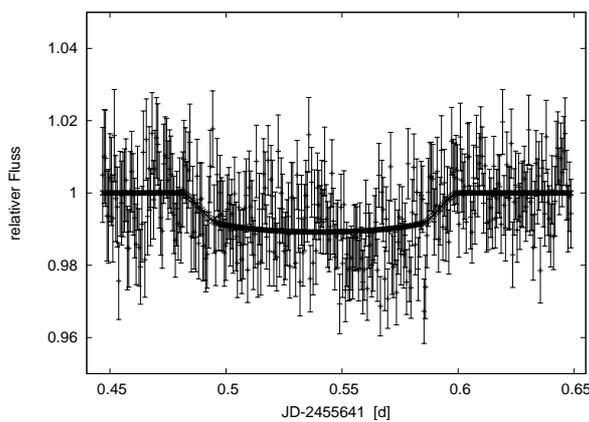


Abbildung A.53: 20.03.2011: CAFOS, *B*

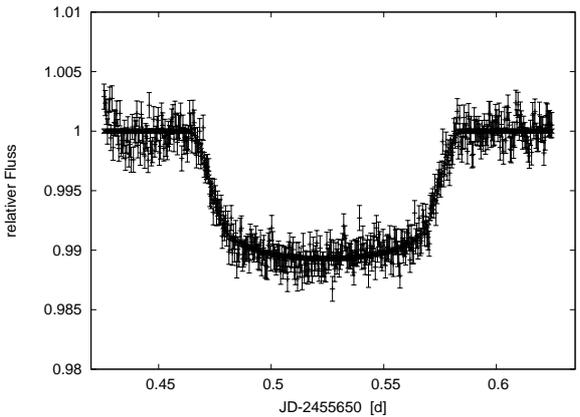


Abbildung A.54: 29.03.2011: STK, *R*

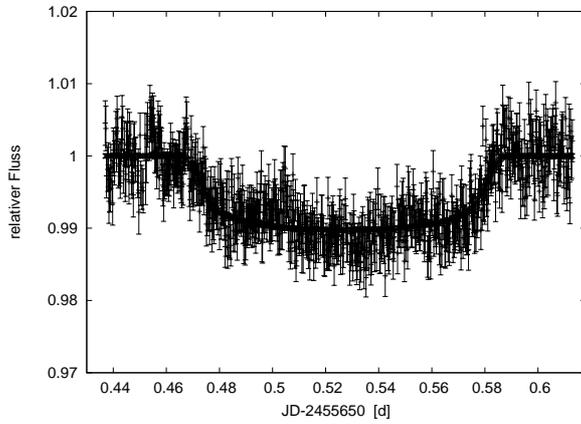


Abbildung A.55: 29.03.2011: Slowakai, *R*

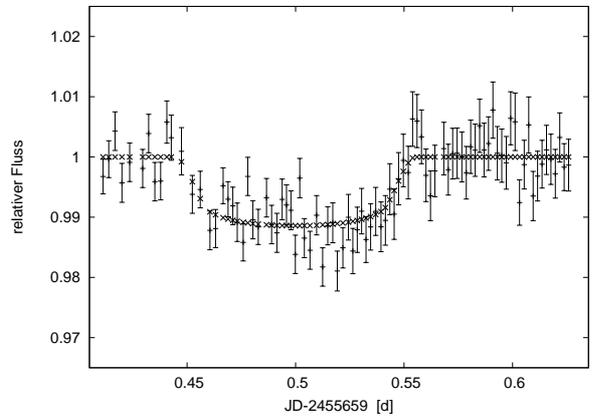


Abbildung A.56: 07.04.2011: OSN, *R*

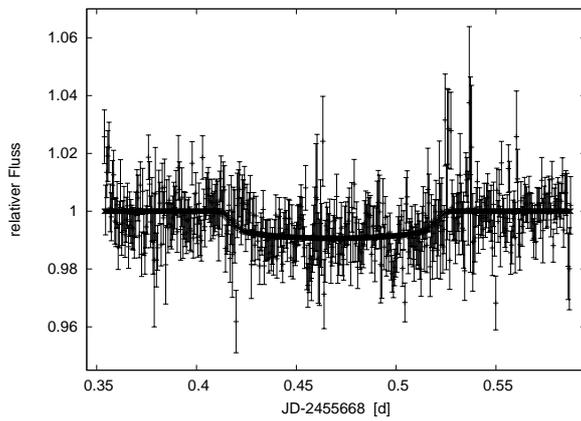


Abbildung A.57: 16.04.2011: CAFOS, *V*

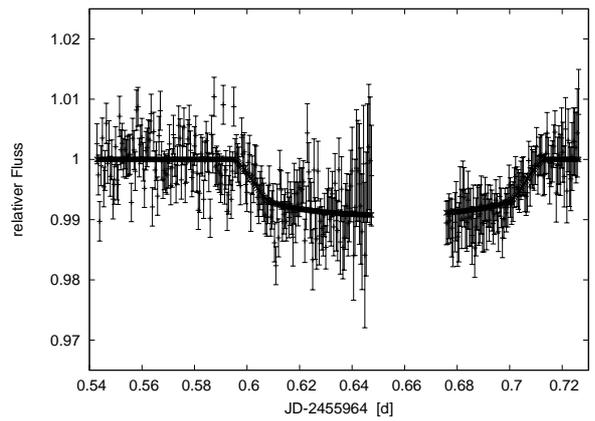


Abbildung A.58: 06.02.2012: STK, *R*

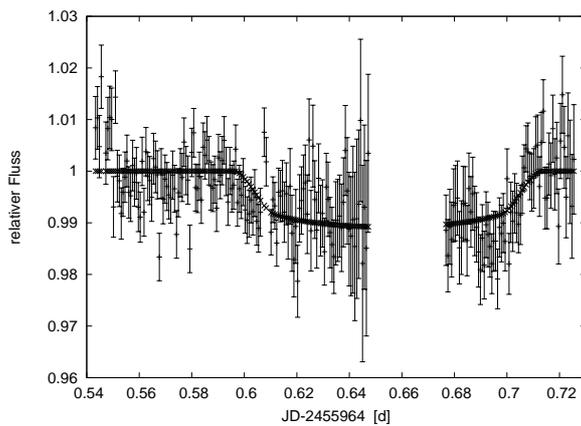


Abbildung A.59: 06.02.2012: CTK-II, *V*

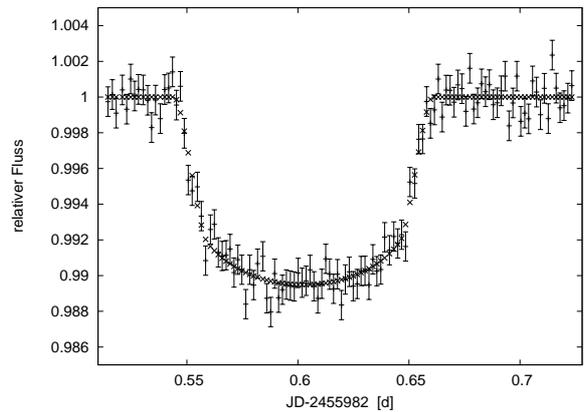


Abbildung A.60: 24.02.2012: CAFOS, *R*

# Literaturverzeichnis

- [bipm 2006] The International System of Units (SI). Paris : Bureau International des Poids et Mesures, 2006. – Forschungsbericht
- [Agol u. a. 2005] AGOL, E. ; STEFFEN, J. ; SARI, R. ; CLARKSON, W.: On detecting terrestrial planets with timing of giant planet transits. In: *MNRAS* 359 (2005), Mai, S. 567–579
- [Ammler-von Eiff u. a. 2009] AMMLER-VON EIFF, M. ; SANTOS, N. C. ; SOUSA, S. G. ; FERNANDES, J. ; GUILLOT, T. ; ISRAELIAN, G. ; MAYOR, M. ; MELO, C.: A homogeneous spectroscopic analysis of host stars of transiting planets. In: *A&A* 507 (2009), November, S. 523–530
- [Anderson u. a. 2011] ANDERSON, D. R. ; BARROS, S. C. C. ; BOISSE, I. ; BOUCHY, F. ; COLLIER CAMERON, A. ; FAEDI, F. ; HEBRARD, G. ; HELLIER, C. ; LENDL, M. ; MOUTOU, C. ; POLLACCO, D. ; SANTERNE, A. ; SMALLEY, B. ; SMITH, A. M. S. ; TODD, I. ; TRIAUD, A. H. M. J. ; WEST, R. G. ; WHEATLEY, P. J. ; BENTO, J. ; ENOCH, B. ; GILLON, M. ; MAXTED, P. F. L. ; MCCORMAC, J. ; QUELOZ, D. ; SIMPSON, E. K. ; SKILLEN, I.: WASP-40b: Independent Discovery of the 0.6 M Transiting Exoplanet HAT-P-27b. In: *PASP* 123 (2011), Mai, S. 555–560
- [Anglada-Escudé u. a. 2010] ANGLADA-ESCUDE, G. ; LÓPEZ-MORALES, M. ; CHAMBERS, J. E.: How Eccentric Orbital Solutions Can Hide Planetary Systems in 2:1 Resonant Orbits. In: *ApJ* 709 (2010), Januar, S. 168–178
- [Bakos u. a. 2007] BAKOS, G. A. ; KOVÁCS, G. ; TORRES, G. ; FISCHER, D. A. ; LATHAM, D. W. ; NOYES, R. W. ; SASSELOV, D. D. ; MAZEH, T. ; SHPORER, A. ; BUTLER, R. P. ; STEFANIK, R. P. ; FERNÁNDEZ, J. M. ; SOZZETTI, A. ; PÁL, A. ; JOHNSON, J. ; MARCY, G. W. ; WINN, J. N. ; SIPÓCZ, B. ; LÁZÁR, J. ; PAPP, I. ; SÁRI, P.: HD 147506b: A Supermassive Planet in an Eccentric Orbit Transiting a Bright Star. In: *ApJ* 670 (2007), November, S. 826–832
- [Barros u. a. 2011] BARROS, S. C. C. ; FAEDI, F. ; COLLIER CAMERON, A. ; LISTER, T. A. ; MCCORMAC, J. ; POLLACCO, D. ; SIMPSON, E. K. ; SMALLEY, B. ; STREET, R. A. ; TODD, I. ; TRIAUD, A. H. M. J. ; BOISSE, I. ; BOUCHY, F. ; HÉBRARD, G. ; MOUTOU, C. ; PEPE, F. ; QUELOZ, D. ; SANTERNE, A. ; SEGRANSAN, D. ; UDRY, S. ; BENTO, J. ; BUTTERS, O. W. ; ENOCH, B. ; HASWELL, C. A. ; HELLIER, C. ; KEENAN, F. P. ; MILLER, G. R. M. ; MOULDS, V. ; NORTON, A. J. ; PARLEY, N. ; SKILLEN, I. ; WATSON, C. A. ; WEST, R. G. ; WHEATLEY, P. J.: WASP-38b: a transiting exoplanet in an eccentric, 6.87d period orbit. In: *A&A* 525 (2011), Januar, S. A54
- [Béky u. a. 2011] BÉKY, B. ; BAKOS, G. A. ; HARTMAN, J. ; TORRES, G. ; LATHAM, D. W. ; JORDÁN, A. ; ARRIAGADA, P. ; BAYLISS, D. ; KISS, L. L. ; KOVÁCS, G. ; QUINN, S. N. ; MARCY, G. W. ; HOWARD, A. W. ; FISCHER, D. A. ; JOHNSON, J. A. ; ESQUERDO, G. A. ; NOYES, R. W. ; BUCHHAVE, L. A. ; SASSELOV, D. D. ; STEFANIK, R. P. ; PERUMPILLY, G. ; LÁZÁR, J. ; PAPP, I. ; SÁRI, P.: HAT-P-27b: A Hot Jupiter Transiting a G Star on a 3 Day Orbit. In: *ApJ* 734 (2011), Juni, S. 109
- [Bertin und Arnouts 1996] BERTIN, E. ; ARNOUITS, S.: SExtractor: Software for source extraction. In: *A&AS* 117 (1996), Juni, S. 393–404
- [Blecic u. a. 2011] BLECIC, J. ; HARRINGTON, J. ; MADHUSUDHAN, N. ; STEVENSON, K. B. ; HARDY, R. A. ; CAMPO, C. J. ; BOWMAN, W. C. ; NYMEYER, S. ; CUBILLOS, P. ; ANDERSON, D. R.: Thermal Emission of WASP-14b Revealed with Three Spitzer Eclipses. In: *ArXiv e-prints* (2011), November
- [Borucki u. a. 2011] BORUCKI, W. J. ; KOCH, D. G. ; BASRI, G. ; BATALHA, N. ; BROWN, T. M. ; BRYSON, S. T. ; CALDWELL, D. ; CHRISTENSEN-DALSGAARD, J. ; COCHRAN, W. D. ; DEVORE, E. ; DUNHAM, E. W. ; GAUTIER, T. N. ; GEARY, J. C. ; GILLILAND, R. ; GOULD, A. ; HOWELL, S. B. ; JENKINS, J. M. ; LATHAM, D. W. ; LISSAUER, J. J. ; MARCY, G. W. ; ROWE, J. ; SASSELOV, D. ; BOSS, A. ; CHARBONNEAU, D. ; CIARDI, D. ; DOYLE, L. ; DUPREE, A. K. ; FORD, E. B. ; FORTNEY, J. ; HOLMAN, M. J. ; SEAGER, S. ; STEFFEN, J. H. ; TARTER, J. ; WELSH, W. F. ; ALLEN, C. ;

- BUCHHAVE, L. A. ; CHRISTIANSEN, J. L. ; CLARKE, B. D. ; DAS, S. ; DÉSSERT, J.-M. ; ENDL, M. ; FABRYCKY, D. ; FRESSIN, F. ; HAAS, M. ; HORCH, E. ; HOWARD, A. ; ISAACSON, H. ; KJELDSEN, H. ; KOŁODZIEJCZAK, J. ; KULESA, C. ; LI, J. ; LUCAS, P. W. ; MACHALEK, P. ; MCCARTHY, D. ; MACQUEEN, P. ; MEIBOM, S. ; MIQUEL, T. ; PRSA, A. ; QUINN, S. N. ; QUINTANA, E. V. ; RAGOZZINE, D. ; SHERRY, W. ; SHPORER, A. ; TENENBAUM, P. ; TORRES, G. ; TWICKEN, J. D. ; VAN CLEVE, J. ; WALKOWICZ, L. ; WITTEBORN, F. C. ; STILL, M.: Characteristics of Planetary Candidates Observed by Kepler. II. Analysis of the First Four Months of Data. In: *ApJ* 736 (2011), Juli, S. 19
- [Bouchy u. a. 2010] BOUCHY, F. ; HEBB, L. ; SKILLEN, I. ; COLLIER CAMERON, A. ; SMALLEY, B. ; UDRY, S. ; ANDERSON, D. R. ; BOISSE, I. ; ENOCH, B. ; HASWELL, C. A. ; HÉBRARD, G. ; HELLIER, C. ; JOSHI, Y. ; KANE, S. R. ; MAXTED, P. F. L. ; MAYOR, M. ; MOUTOU, C. ; PEPE, F. ; POLLACCO, D. ; QUELOZ, D. ; SÉGRANSAN, D. ; SIMPSON, E. K. ; SMITH, A. M. S. ; STEPELS, H. C. ; STREET, R. ; TRIAUD, A. H. M. J. ; WEST, R. G. ; WHEATLEY, P. J.: WASP-21b: a hot-Saturn exoplanet transiting a thick disc star. In: *A&A* 519 (2010), September, S. A98
- [Broeg u. a. 2005] BROEG, C. ; FERNÁNDEZ, M. ; NEUHÄUSER, R.: A new algorithm for differential photometry: computing an optimum artificial comparison star. In: *Astronomische Nachrichten* 326 (2005), Februar, S. 134–142
- [Broeg 2002] BROEG, C. H.: *Rotationsperioden von roentgenselektierten T Tauri Sternen im Sternentstehungsgebiet Taurus-Auriga*, Technische Universität München, Diplomarbeit, Dezember 2002
- [Buchhave u. a. 2010] BUCHHAVE, L. A. ; BAKOS, G. A. ; HARTMAN, J. D. ; TORRES, G. ; KOVÁCS, G. ; LATHAM, D. W. ; NOYES, R. W. ; ESQUERDO, G. A. ; EVERETT, M. ; HOWARD, A. W. ; MARCY, G. W. ; FISCHER, D. A. ; JOHNSON, J. A. ; ANDERSEN, J. ; FŰRÉSZ, G. ; PERUMPILLY, G. ; SASSELOV, D. D. ; STEFANIK, R. P. ; BÉKY, B. ; LÁZÁR, J. ; PAPP, I. ; SÁRI, P.: HAT-P-16b: A 4 M<sub>J</sub> Planet Transiting a Bright Star on an Eccentric Orbit. In: *ApJ* 720 (2010), September, S. 1118–1125
- [Butler u. a. 1997] BUTLER, R. P. ; MARCY, G. W. ; WILLIAMS, E. ; HAUSER, H. ; SHIRTS, P.: Three New "51 Pegasi-Type" Planets. In: *ApJL* 474 (1997), Januar, S. L115
- [Charbonneau u. a. 2000] CHARBONNEAU, D. ; BROWN, T. M. ; LATHAM, D. W. ; MAYOR, M.: Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star. In: *ApJL* 529 (2000), Januar, S. L45–L48
- [Chatterjee u. a. 2008] CHATTERJEE, S. ; FORD, E. B. ; MATSUMURA, S. ; RASIO, F. A.: Dynamical Outcomes of Planet-Planet Scattering. In: *ApJ* 686 (2008), Oktober, S. 580–602
- [Chauvin u. a. 2005a] CHAUVIN, G. ; LAGRANGE, A.-M. ; DUMAS, C. ; ZUCKERMAN, B. ; MOUILLET, D. ; SONG, I. ; BEUZIT, J.-L. ; LOWRANCE, P.: Giant planet companion to 2MASSW J1207334-393254. In: *A&A* 438 (2005), August, S. L25–L28
- [Chauvin u. a. 2005b] CHAUVIN, G. ; LAGRANGE, A.-M. ; ZUCKERMAN, B. ; DUMAS, C. ; MOUILLET, D. ; SONG, I. ; BEUZIT, J.-L. ; LOWRANCE, P. ; BESSELL, M. S.: A companion to AB Pic at the planet/brown dwarf boundary. In: *A&A* 438 (2005), August, S. L29–L32
- [Christian u. a. 2009] CHRISTIAN, D. J. ; GIBSON, N. P. ; SIMPSON, E. K. ; STREET, R. A. ; SKILLEN, I. ; POLLACCO, D. ; COLLIER CAMERON, A. ; JOSHI, Y. C. ; KEENAN, F. P. ; STEPELS, H. C. ; HASWELL, C. A. ; HORNE, K. ; ANDERSON, D. R. ; BENTLEY, S. ; BOUCHY, F. ; CLARKSON, W. I. ; ENOCH, B. ; HEBB, L. ; HÉBRARD, G. ; HELLIER, C. ; IRWIN, J. ; KANE, S. R. ; LISTER, T. A. ; LOEILLET, B. ; MAXTED, P. ; MAYOR, M. ; McDONALD, I. ; MOUTOU, C. ; NORTON, A. J. ; PARLEY, N. ; PONT, F. ; QUELOZ, D. ; RYANS, R. ; SMALLEY, B. ; SMITH, A. M. S. ; TODD, I. ; UDRY, S. ; WEST, R. G. ; WHEATLEY, P. J. ; WILSON, D. M.: WASP-10b: a 3M<sub>J</sub>, gas-giant planet transiting a late-type K star. In: *MNRAS* 392 (2009), Februar, S. 1585–1590
- [Christiansen u. a. 2011a] CHRISTIANSEN, J. L. ; BALLARD, S. ; CHARBONNEAU, D. ; DEMING, D. ; HOLMAN, M. J. ; MADHUSUDHAN, N. ; SEAGER, S. ; WELLNITZ, D. D. ; BARRY, R. K. ; LIVENGOOD, T. A. ; HEWAGAMA, T. ; HAMPTON, D. L. ; LISSE, C. M. ; A'HEARN, M. F.: System Parameters, Transit Times, and Secondary Eclipse Constraints of the Exoplanet Systems HAT-P-4, TrES-2, TrES-3, and WASP-3 from the NASA EPOXI Mission of Opportunity. In: *ApJ* 726 (2011), Januar, S. 94
- [Christiansen u. a. 2010] CHRISTIANSEN, J. L. ; MACHALEK, P. ; VAN CLEVE, J. E. ; JENKINS, J. M. ; CALDWELL, D. A. ; ALLEN, C. L. ; BRYSON, S. T. ; CLARKE, B. D. ; COTE, M. T. ; DOTSON, J. L. ; FANELLI, M. N. ; GILLILAND, R. L. ; GIROUARD, F. ; HAAS, M. R. ; HALL, J. R. ; IBRAHIM, K. ; KINEMUCHI, K. ; KLAUS, T. C. ; KOŁODZIEJCZAK, J. J. ; LI, S. D. ; MIDDOUR, C. K. ; MULLALLY, F. ; QUINTANA, E. V. ; SEADER, S. ; SMITH, J. C. ; STILL, M. D. ; TENENBAUM, P. G. ; THOMPSON, S. E. ; TWICKEN, J. D. ; UDDIN, A. K. ; WOHLER, B. ; WU, H. Y.: *Kepler Data Release Notes 7*. 2010. – KSCI-19047-001

- [Christiansen u. a. 2011b] CHRISTIANSEN, J. L. ; VAN CLEVE, J. E. ; JENKINS, J. M. ; CALDWELL, D. A. ; ALLEN, C. L. ; BARCLAY, T. ; BRYSON, S. T. ; BURKE, C. J. ; CLARKE, B. D. ; COTE, M. T. ; FANELLI, M. N. ; GILLILAND, R. L. ; GIROUARD, F. ; HAAS, M. R. ; HALL, J. R. ; IBRAHIM, K. ; KINEMUCHI, K. ; KLAUS, T. C. ; KOLODZIEJCZAK, J. J. ; LI, J. ; MACHALEK, P. ; MCCAULIFF, S. D. ; MIDDOUR, C. K. ; MORRIS, R. ; MULLALLY, F. ; QUINTANA, E. V. ; SEADER, S. ; SMITH, J. C. ; STILL, M. D. ; STUMPE, M. C. ; TENENBAUM, P. G. ; THOMPSON, S. E. ; TWICKEN, J. D. ; UDDIN, A. K. ; WOHLER, B.: *Kepler Data Characteristics Handbook*. August 2011. – KSCI-19040-002
- [Claret 2000] CLARET, A.: A new non-linear limb-darkening law for LTE stellar atmosphere models. Calculations for  $-5.0 \leq \log[M/H] \leq +1$ ,  $2000 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 50000 \text{ K}$  at several surface gravities. In: *A&A* 363 (2000), November, S. 1081–1190
- [Claret u. a. 1995] CLARET, A. ; DIAZ-CORDOVES, J. ; GIMENEZ, A.: Linear and non-linear limb-darkening coefficients for the photometric bands R I J H K. In: *A&AS* 114 (1995), Dezember, S. 247
- [Claret und Hauschildt 2003] CLARET, A. ; HAUSCHILDT, P. H.: The limb-darkening for spherically symmetric NextGen model atmospheres: A-G main-sequence and sub-giant stars. In: *A&A* 412 (2003), Dezember, S. 241–248
- [Croll u. a. 2010] CROLL, B. ; ALBERT, L. ; LAFRENIERE, D. ; JAYAWARDHANA, R. ; FORTNEY, J. J.: Near-Infrared Thermal Emission from the Hot Jupiter TrES-2b: Ground-based Detection of the Secondary Eclipse. In: *ApJ* 717 (2010), Juli, S. 1084–1091
- [Csizmadia 2011/2012] CSIZMADIA, S.: *Transiting Exoplanets*. Vorlesung: Prof. Dr. Artie Hatzes, Mittwoch 14:00 - 16:00, Seminarraum, AIU, Schillergaesschen 2, Jena. Wintersemester 2011/2012. – Gastdozent: Szilard Csizmadia
- [Daemgen u. a. 2009] DAEMGEN, S. ; HORMUTH, F. ; BRANDNER, W. ; BERGFORS, C. ; JANSON, M. ; HIPPLER, S. ; HENNING, T.: Binariness of transit host stars. Implications for planetary parameters. In: *A&A* 498 (2009), Mai, S. 567–574
- [Deleuil u. a. 2008] DELEUIL, M. ; DEEG, H. J. ; ALONSO, R. ; BOUCHY, F. ; ROUAN, D. ; AUVERGNE, M. ; BAGLIN, A. ; AIGRAIN, S. ; ALMENARA, J. M. ; BARBIERI, M. ; BARGE, P. ; BRUNTT, H. ; BORDÉ, P. ; COLLIER CAMERON, A. ; CSIZMADIA, S. ; DE LA REZA, R. ; DVORAK, R. ; ERIKSON, A. ; FRIDLUND, M. ; GANDOLFI, D. ; GILLON, M. ; GUENTHER, E. ; GUILLOT, T. ; HATZES, A. ; HÉBRARD, G. ; JORDA, L. ; LAMMER, H. ; LÉGER, A. ; LLEBARIA, A. ; LOEILLET, B. ; MAYOR, M. ; MAZEH, T. ; MOUTOU, C. ; OLLIVIER, M. ; PÄTZOLD, M. ; PONT, F. ; QUELOZ, D. ; RAUER, H. ; SCHNEIDER, J. ; SHPORER, A. ; WUCHTERL, G. ; ZUCKER, S.: Transiting exoplanets from the CoRoT space mission . VI. CoRoT-Exo-3b: the first secure inhabitant of the brown-dwarf desert. In: *A&A* 491 (2008), Dezember, S. 889–897
- [Devillard 2001] DEVILLARD, N.: ESO C Library for an Image Processing Software Environment (eclipse). In: F. R. HARDEN JR., F. A. PRIMINI, & H. E. PAYNE (Hrsg.): *Astronomical Data Analysis Software and Systems X* Bd. 238, 2001, S. 525
- [Diaz-Cordoves u. a. 1995] DIAZ-CORDOVES, J. ; CLARET, A. ; GIMENEZ, A.: Linear and non-linear limb-darkening coefficients for LTE model atmospheres. In: *A&AS* 110 (1995), April, S. 329
- [Eastman u. a. 2010] EASTMAN, J. ; SIVERD, R. ; GAUDI, B. S.: Achieving Better Than 1 Minute Accuracy in the Heliocentric and Barycentric Julian Dates. In: *PASP* 122 (2010), August, S. 935–946
- [Einstein 1915] EINSTEIN, A.: Erklärung der Perihelionbewegung der Merkur aus der allgemeinen Relativitätstheorie. In: *Sitzungsber. preuss.Akad. Wiss., vol. 47, No.2, pp. 831-839, 1915* 47 (1915), S. 831–839
- [ESA 1997] ESA: The Hipparcos and Tycho Catalogues (ESA 1997). In: *VizieR Online Data Catalog* 1239 (1997), Februar, S. 0
- [Etzel 1975] ETZEL, P. B.: A Precision Photoelectric Analysis of the Eclipsing Binary WW Aurigae. In: *Bulletin of the American Astronomical Society* Bd. 7, Juni 1975, S. 463
- [Etzel 1981] ETZEL, P. B.: A Simple Synthesis Method for Solving the Elements of Well-Detached Eclipsing Systems. In: E. B. CARLING & Z. KOPAL (Hrsg.): *Photometric and Spectroscopic Binary Systems*, 1981, S. 111
- [Fanelli u. a. 2011] FANELLI, M. N. ; JENKINS, J. M. ; BRYSON, S. T. ; QUINTANA, E. V. ; TWICKEN, J. D. ; WU, H. W. ; TENENBAUM, P. ; ALLEN, C. L. ; CALDWELL, D. A. ; CHANDRASEKARAN, H. ; CHRISTIANSEN, J. L. ; CLARKE, B. D. ; COTE, M. T. ; DOTSON, J. L. ; GILLILAND, R. ; GIROUARD, F. ; GUNTER, J. P. ; HALL, J. ; HAAS, M. R. ; IBRAHIM, K. ; KINEMUCHI, K. ; KLAUS, T. ; KOLODZIEJCZAK, J. ; LI, J. ; MACHALEK, P. ; MCCAULIFF, S. D. ; MIDDOUR, C. K. ; MORRIS, R. ; MULLALLY, F. ; SEADER, S. ; SMITH, J. C. ; STILL, M. ; THOMPSON, S. E. ; UDDIN, A. K. ; VAN CLEVE, J. ; WOHLER, B.: *Data Processing Handbook*. April 2011. – KSCI-19081-001

- [Fischer u. a. 2008] FISCHER, D. A. ; MARCY, G. W. ; BUTLER, R. P. ; VOGT, S. S. ; LAUGHLIN, G. ; HENRY, G. W. ; ABOUAV, D. ; PEEK, K. M. G. ; WRIGHT, J. T. ; JOHNSON, J. A. ; MCCARTHY, C. ; ISAACSON, H.: Five Planets Orbiting 55 Cancri. In: *ApJ* 675 (2008), März, S. 790–801
- [Ford und Gaudi 2006] FORD, E. B. ; GAUDI, B. S.: Observational Constraints on Trojans of Transiting Extrasolar Planets. In: *ApJL* 652 (2006), Dezember, S. L137–L140
- [Ford und Holman 2007] FORD, E. B. ; HOLMAN, M. J.: Using Transit Timing Observations to Search for Trojans of Transiting Extrasolar Planets. In: *ApJL* 664 (2007), Juli, S. L51–L54
- [Ford u. a. 2008] FORD, E. B. ; QUINN, S. N. ; VERAS, D.: Characterizing the Orbital Eccentricities of Transiting Extrasolar Planets with Photometric Observations. In: *ApJ* 678 (2008), Mai, S. 1407–1418
- [Gilliland u. a. 2010] GILLILAND, R. L. ; JENKINS, J. M. ; BORUCKI, W. J. ; BRYSON, S. T. ; CALDWELL, D. A. ; CLARKE, B. D. ; DOTSON, J. L. ; HAAS, M. R. ; HALL, J. ; KLAUS, T. ; KOCH, D. ; MCCALIFF, S. ; QUINTANA, E. V. ; TWICKEN, J. D. ; VAN CLEVE, J. E.: Initial Characteristics of Kepler Short Cadence Data. In: *ApJL* 713 (2010), April, S. L160–L163
- [Giménez 2006] GIMÉNEZ, A.: Equations for the analysis of the light curves of extra-solar planetary transits. In: *A&A* 450 (2006), Mai, S. 1231–1237
- [Goldreich und Soter 1966] GOLDBREICH, P. ; SOTER, S.: Q in the Solar System. In: *Icarus* 5 (1966), S. 375–389
- [Hansen und Barman 2007] HANSEN, B. M. S. ; BARMAN, T.: Two Classes of Hot Jupiters. In: *ApJ* 671 (2007), Dezember, S. 861–871
- [Hartman u. a. 2011a] HARTMAN, J. D. ; BAKOS, G. A. ; SATO, B. ; TORRES, G. ; NOYES, R. W. ; LATHAM, D. W. ; KOVÁCS, G. ; FISCHER, D. A. ; HOWARD, A. W. ; JOHNSON, J. A. ; MARCY, G. W. ; BUCHHAVE, L. A. ; FÜRESZ, G. ; PERUMPILLY, G. ; BÉKY, B. ; STEFANIK, R. P. ; SASSELOV, D. D. ; ESQUERDO, G. A. ; EVERETT, M. ; CSUBRY, Z. ; LÁZÁR, J. ; PAPP, I. ; SÁRI, P.: HAT-P-18b and HAT-P-19b: Two Low-density Saturn-mass Planets Transiting Metal-rich K Stars. In: *ApJ* 726 (2011), Januar, S. 52
- [Hartman u. a. 2011b] HARTMAN, J. D. ; BAKOS, G. A. ; TORRES, G. ; LATHAM, D. W. ; KOVÁCS, G. ; BÉKY, B. ; QUINN, S. N. ; MAZEH, T. ; SHPORER, A. ; MARCY, G. W. ; HOWARD, A. W. ; FISCHER, D. A. ; JOHNSON, J. A. ; ESQUERDO, G. A. ; NOYES, R. W. ; SASSELOV, D. D. ; STEFANIK, R. P. ; FERNANDEZ, J. M. ; SZKLENÁR, T. ; LÁZÁR, J. ; PAPP, I. ; SÁRI, P.: HAT-P-32b and HAT-P-33b: Two Highly Inflated Hot Jupiters Transiting High-jitter Stars. In: *ApJ* 742 (2011), November, S. 59
- [Haswell 2010] HASWELL, C. A. ; HASWELL, C. A. (Hrsg.): *Transiting Exoplanets*. 2010
- [Hebb u. a. 2009] HEBB, L. ; COLLIER-CAMERON, A. ; LOEILLET, B. ; POLLACCO, D. ; HÉBRARD, G. ; STREET, R. A. ; BOUCHY, F. ; STEMPELS, H. C. ; MOUTOU, C. ; SIMPSON, E. ; UDRY, S. ; JOSHI, Y. C. ; WEST, R. G. ; SKILLEN, I. ; WILSON, D. M. ; McDONALD, I. ; GIBSON, N. P. ; AIGRAIN, S. ; ANDERSON, D. R. ; BENN, C. R. ; CHRISTIAN, D. J. ; ENOCH, B. ; HASWELL, C. A. ; HELLIER, C. ; HORNE, K. ; IRWIN, J. ; LISTER, T. A. ; MAXTED, P. ; MAYOR, M. ; NORTON, A. J. ; PARLEY, N. ; PONT, F. ; QUELOZ, D. ; SMALLEY, B. ; WHEATLEY, P. J.: WASP-12b: The Hottest Transiting Extrasolar Planet Yet Discovered. In: *ApJ* 693 (2009), März, S. 1920–1928
- [Hellier u. a. 2009] HELLIER, C. ; ANDERSON, D. R. ; COLLIER CAMERON, A. ; GILLON, M. ; HEBB, L. ; MAXTED, P. F. L. ; QUELOZ, D. ; SMALLEY, B. ; TRIAUD, A. H. M. J. ; WEST, R. G. ; WILSON, D. M. ; BENTLEY, S. J. ; ENOCH, B. ; HORNE, K. ; IRWIN, J. ; LISTER, T. A. ; MAYOR, M. ; PARLEY, N. ; PEPE, F. ; POLLACCO, D. L. ; SEGRANSAN, D. ; UDRY, S. ; WHEATLEY, P. J.: An orbital period of 0.94days for the hot-Jupiter planet WASP-18b. In: *Nature* 460 (2009), August, S. 1098–1100
- [Henseling 1939] HENSELING, R. ; HENSELING, R. (Hrsg.): *Laienfragen an einen Sternkundigen*. 1939
- [Heyl und Gladman 2007] HEYL, J. S. ; GLADMAN, B. J.: Using long-term transit timing to detect terrestrial planets. In: *MNRAS* 377 (2007), Juni, S. 1511–1519
- [Holman u. a. 2010] HOLMAN, M. J. ; FABRYCKY, D. C. ; RAGOZZINE, D. ; FORD, E. B. ; STEFFEN, J. H. ; WELSH, W. F. ; LISSAUER, J. J. ; LATHAM, D. W. ; MARCY, G. W. ; WALKOWICZ, L. M. ; BATALHA, N. M. ; JENKINS, J. M. ; ROWE, J. F. ; COCHRAN, W. D. ; FRESSIN, F. ; TORRES, G. ; BUCHHAVE, L. A. ; SASSELOV, D. D. ; BORUCKI, W. J. ; KOCH, D. G. ; BASRI, G. ; BROWN, T. M. ; CALDWELL, D. A. ; CHARBONNEAU, D. ; DUNHAM, E. W. ; GAUTIER, T. N. ; GEARY,

- J. C. ; GILLILAND, R. L. ; HAAS, M. R. ; HOWELL, S. B. ; CIARDI, D. R. ; ENDL, M. ; FISCHER, D. ; FÜRÉSZ, G. ; HARTMAN, J. D. ; ISAACSON, H. ; JOHNSON, J. A. ; MACQUEEN, P. J. ; MOORHEAD, A. V. ; MOREHEAD, R. C. ; OROSZ, J. A.: Kepler-9: A System of Multiple Planets Transiting a Sun-Like Star, Confirmed by Timing Variations. In: *Science* 330 (2010), Oktober, S. 51–
- [Holman und Murray 2005] HOLMAN, M. J. ; MURRAY, N. W.: The Use of Transit Timing to Detect Terrestrial-Mass Extrasolar Planets. In: *Science* 307 (2005), Februar, S. 1288–1291
- [Holman u. a. 2007] HOLMAN, M. J. ; WINN, J. N. ; LATHAM, D. W. ; O'DONOVAN, F. T. ; CHARBONNEAU, D. ; TORRES, G. ; SOZZETTI, A. ; FERNANDEZ, J. ; EVERETT, M. E.: The Transit Light Curve (TLC) Project. VI. Three Transits of the Exoplanet TrES-2. In: *ApJ* 664 (2007), August, S. 1185–1189
- [Howell 2006] HOWELL, S. B. ; HOWELL, S. B. (Hrsg.): *Handbook of CCD astronomy*. 2006
- [Husnoo u. a. 2011] HUSNOO, N. ; PONT, F. ; HÉBRARD, G. ; SIMPSON, E. ; MAZEH, T. ; BOUCHY, F. ; MOUTOU, C. ; ARNOLD, L. ; BOISSE, I. ; DÍAZ, R. F. ; EGGENBERGER, A. ; SHPORER, A.: Orbital eccentricity of WASP-12 and WASP-14 from new radial velocity monitoring with SOPHIE. In: *MNRAS* 413 (2011), Juni, S. 2500–2508
- [IRAF Task phot 1992] IRAF TASK phot: *Online Hilfe IRAF Task phot*. 1992
- [Johns-Krull u. a. 2008] JOHNS-KRULL, C. M. ; MCCULLOUGH, P. R. ; BURKE, C. J. ; VALENTI, J. A. ; JANES, K. A. ; HEASLEY, J. N. ; PRATO, L. ; BISSINGER, R. ; FLEENOR, M. ; FOOTE, C. N. ; GARCIA-MELENDO, E. ; GARY, B. L. ; HOWELL, P. J. ; MALLIA, F. ; MASI, G. ; VANMUNSTER, T.: XO-3b: A Massive Planet in an Eccentric Orbit Transiting an F5 V Star. In: *ApJ* 677 (2008), April, S. 657–670
- [Johnson u. a. 2009] JOHNSON, J. A. ; WINN, J. N. ; ALBRECHT, S. ; HOWARD, A. W. ; MARCY, G. W. ; GAZAK, J. Z.: A Third Exoplanetary System with Misaligned Orbital and Stellar Spin Axes. In: *PASP* 121 (2009), Oktober, S. 1104–1111
- [Jordán und Bakos 2008] JORDÁN, A. ; BAKOS, G. A.: Observability of the General Relativistic Precession of Periastra in Exoplanets. In: *ApJ* 685 (2008), September, S. 543–552
- [Joshi u. a. 2009] JOSHI, Y. C. ; POLLACCO, D. ; COLLIER CAMERON, A. ; SKILLEN, I. ; SIMPSON, E. ; STEELE, I. ; STREET, R. A. ; STEPELS, H. C. ; CHRISTIAN, D. J. ; HEBB, L. ; BOUCHY, F. ; GIBSON, N. P. ; HÉBRARD, G. ; KEENAN, F. P. ; LOEILLET, B. ; MEABURN, J. ; MOUTOU, C. ; SMALLEY, B. ; TODD, I. ; WEST, R. G. ; ANDERSON, D. R. ; BENTLEY, S. ; ENOCH, B. ; HASWELL, C. A. ; HELLIER, C. ; HORNE, K. ; IRWIN, J. ; LISTER, T. A. ; McDONALD, I. ; MAXTED, P. ; MAYOR, M. ; NORTON, A. J. ; PARLEY, N. ; PERRIER, C. ; PONT, F. ; QUELOZ, D. ; RYANS, R. ; SMITH, A. M. S. ; UDRY, S. ; WHEATLEY, P. J. ; WILSON, D. M.: WASP-14b: 7.3 M<sub>J</sub> transiting planet in an eccentric orbit. In: *MNRAS* 392 (2009), Februar, S. 1532–1538
- [Kipping und Bakos 2011a] KIPPING, D. ; BAKOS, G.: An Independent Analysis of Kepler-4b Through Kepler-8b. In: *ApJ* 730 (2011), März, S. 50
- [Kipping und Bakos 2011b] KIPPING, D. ; BAKOS, G.: Analysis of Kepler's Short-cadence Photometry for TrES-2b. In: *ApJ* 733 (2011), Mai, S. 36
- [Kipping 2009] KIPPING, D. M.: Transit timing effects due to an exomoon. In: *MNRAS* 392 (2009), Januar, S. 181–189
- [Kipping und Spiegel 2011] KIPPING, D. M. ; SPIEGEL, D. S.: Detection of visible light from the darkest world. In: *MNRAS* 417 (2011), Oktober, S. L88–L92
- [Klinglesmith und Sobieski 1970] KLINGLESMTIH, D. A. ; SOBIESKI, S.: Nonlinear Limb Darkening for Early-Type Stars. In: *AJ* 75 (1970), März, S. 175
- [Koch u. a. 2010] KOCH, D. G. ; BORUCKI, W. J. ; BASRI, G. ; BATALHA, N. M. ; BROWN, T. M. ; CALDWELL, D. ; CHRISTENSEN-DALSGAARD, J. ; COCHRAN, W. D. ; DEVORE, E. ; DUNHAM, E. W. ; GAUTIER, T. N. ; GEARY, J. C. ; GILLILAND, R. L. ; GOULD, A. ; JENKINS, J. ; KONDO, Y. ; LATHAM, D. W. ; LISSAUER, J. J. ; MARCY, G. ; MONET, D. ; SASSELOV, D. ; BOSS, A. ; BROWNEE, D. ; CALDWELL, J. ; DUPREE, A. K. ; HOWELL, S. B. ; KJELDSSEN, H. ; MEIBOM, S. ; MORRISON, D. ; OWEN, T. ; REITSEMA, H. ; TARTER, J. ; BRYSON, S. T. ; DOTSON, J. L. ; GAZIS, P. ; HAAS, M. R. ; KOLODZIEJCZAK, J. ; ROWE, J. F. ; VAN CLEVE, J. E. ; ALLEN, C. ; CHANDRASEKARAN, H. ; CLARKE, B. D. ; LI, J. ; QUINTANA, E. V. ; TENENBAUM, P. ; TWICKEN, J. D. ; WU, H.: Kepler Mission Design, Realized Photometric Performance, and Early Science. In: *ApJL* 713 (2010), April, S. L79–L86

- [Kopal 1950] KOPAL, Z.: Detailed effects of limb darkening upon light and velocity curves of close binary systems. In: *Harvard College Observatory Circular* 454 (1950), S. 1–12
- [Kopal 1959] KOPAL, Z.: Semi-detached Binaries and Stellar Evolution. In: *Leaflet of the Astronomical Society of the Pacific* 8 (1959), S. 81
- [Kovács u. a. 2010] KOVÁCS, G. ; BAKOS, G. A. ; HARTMAN, J. D. ; TORRES, G. ; NOYES, R. W. ; LATHAM, D. W. ; HOWARD, A. W. ; FISCHER, D. A. ; JOHNSON, J. A. ; MARCY, G. W. ; ISAACSON, H. ; SASSELOV, D. D. ; STEFANIK, R. P. ; ESQUERDO, G. A. ; FERNANDEZ, J. M. ; LÁZÁR, B. B. J. ; PAPP, I. ; SÁRI, P.: HAT-P-15b: A 10.9 Day Extrasolar Planet Transiting a Solar-type Star. In: *ApJ* 724 (2010), Dezember, S. 866–877
- [Kozai 1962] KOZAI, Y.: Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity. In: *AJ* 67 (1962), November, S. 591
- [Kramm u. a. 2011] KRAMM, U. ; NETTELMANN, N. ; REDMER, R. ; STEVENSON, D. J.: On the degeneracy of the tidal Love number  $k_2$  in multi-layer planetary models: application to Saturn and GJ 436b. In: *A&A* 528 (2011), April, S. A18
- [Krivov u. a. 2011] KRIVOV, A. V. ; REIDEMEISTER, M. ; FIEDLER, S. ; LÖHNE, T. ; NEUHÄUSER, R.: Debris disc candidates in systems with transiting planets. In: *MNRAS* 418 (2011), November, S. L15–L19
- [Latham u. a. 2011] LATHAM, D. W. ; ROWE, J. F. ; QUINN, S. N. ; BATALHA, N. M. ; BORUCKI, W. J. ; BROWN, T. M. ; BRYSON, S. T. ; BUCHHAVE, L. A. ; CALDWELL, D. A. ; CARTER, J. A. ; CHRISTIANSEN, J. L. ; CIARDI, D. R. ; COCHRAN, W. D. ; DUNHAM, E. W. ; FABRYCKY, D. C. ; FORD, E. B. ; GAUTIER, T. N. ; GILLILAND, R. L. ; HOLMAN, M. J. ; HOWELL, S. B. ; IBRAHIM, K. A. ; ISAACSON, H. ; JENKINS, J. M. ; KOCH, D. G. ; LISSAUER, J. J. ; MARCY, G. W. ; QUINTANA, E. V. ; RAGOZZINE, D. ; SASSELOV, D. ; SHPORER, A. ; STEFFEN, J. H. ; WELSH, W. F. ; WOHLER, B.: A First Comparison of Kepler Planet Candidates in Single and Multiple Systems. In: *ApJL* 732 (2011), Mai, S. L24
- [Lenz und Breger 2004] LENZ, P. ; BREGER, M.: Period04: A software package to extract multiple frequencies from real data. In: J. ZVERKO, J. ZIZNOVSKY, S. J. ADELMAN, & W. W. WEISS (Hrsg.): *The A-Star Puzzle* Bd. 224, Dezember 2004, S. 786–790
- [Levenberg 1944] LEVENBERG, K.: A method for the solution of certain problems in least squares. In: *Quarterly of Applied Mathematics* 2 (1944), S. 164–168
- [Linsky 1999] LINSKY, J. L.: Activity in the Sun and Late-type Stars - What have we Learned so Far? In: C. J. BUTLER & J. G. DOYLE (Hrsg.): *Solar and Stellar Activity: Similarities and Differences* Bd. 158, 1999, S. 401
- [Machalek u. a. 2010] MACHALEK, P. ; CHRISTIANSEN, J. L. ; VAN CLEVE, J. E. ; JENKINS, J. M. ; CALDWELL, D. A. ; ALLEN, C. L. ; BRYSON, S. T. ; CLARKE, B. D. ; COTE, M. T. ; DOTSON, J. L. ; N., Fanelli, M. ; GILLILAND, R. L. ; GIROUARD, F. ; HAAS, M. R. ; HALL, J. R. ; IBRAHIM, K. ; KINEMUCHI, K. ; KLAUS, T. C. ; KOLODZIEJCZAK, J. J. ; LI, J. ; MCCAULIFF, S. D. ; MIDDOUR, C. K. ; MULLALLY, F. ; QUINTANA, E. V. ; SEADER, S. ; SMITH, J. C. ; STILL, M. D. ; TENENBAUM, P. G. ; THOMPSON, S. E. ; TWICKEN, J. D. ; UDDIN, A. K. ; WOHLER, B. ; WU, H. Y.: *Kepler Data Release Notes* 8. 2010. – KSCI-19048-001
- [Machalek u. a. 2011] MACHALEK, P. ; CHRISTIANSEN, J. L. ; VAN CLEVE, J. E. ; JENKINS, J. M. ; CALDWELL, D. A. ; ALLEN, C. L. ; BRYSON, S. T. ; CLARKE, B. D. ; COTE, M. T. ; FANELLI, M. N. ; GILLILAND, R. L. ; GIROUARD, F. ; HAAS, M. R. ; HALL, J. R. ; IBRAHIM, K. ; KINEMUCHI, K. ; KLAUS, T. C. ; KOLODZIEJCZAK, J. J. ; LI, J. ; MCCAULIFF, S. D. ; MIDDOUR, C. K. ; MORRIS, R. L. ; MULLALLY, F. ; QUINTANA, E. V. ; ROWE, J. F. ; SEADER, S. ; SMITH, J. C. ; STILL, M. D. ; TENENBAUM, P. G. ; THOMPSON, S. E. ; TWICKEN, J. D. ; UDDIN, A. K. ; WOHLER, B.: *Kepler Data Release Notes* 9. 2011. – KSCI-19049-001
- [Maciejewski u. a. 2010] MACIEJEWSKI, G. ; DIMITROV, D. ; NEUHÄUSER, R. ; NIEDZIELSKI, A. ; RAETZ, S. ; GINSKI, C. ; ADAM, C. ; MARKA, C. ; MOUALLA, M. ; MUGRAUER, M.: Transit timing variation in exoplanet WASP-3b. In: *MNRAS* 407 (2010), Oktober, S. 2625–2631
- [Maciejewski u. a. 2011a] MACIEJEWSKI, G. ; DIMITROV, D. ; NEUHÄUSER, R. ; TETZLAFF, N. ; NIEDZIELSKI, A. ; RAETZ, S. ; CHEN, W. P. ; WALTER, F. ; MARKA, C. ; BAAR, S. ; KREJCOVÁ, T. ; BUDAJ, J. ; KRUSHEVSKA, V. ; TACHIHARA, K. ; TAKAHASHI, H. ; MUGRAUER, M.: Transit timing variation and activity in the WASP-10 planetary system. In: *MNRAS* 411 (2011), Februar, S. 1204–1212
- [Maciejewski u. a. 2011b] MACIEJEWSKI, G. ; ERRMANN, R. ; RAETZ, S. ; SEELIGER, M. ; SPALENIAK, I. ; NEUHÄUSER, R.: High-precision photometry of WASP-12 b transits. In: *A&A* 528 (2011), April, S. A65

- [Maciejewski u. a. 2011c] MACIEJEWSKI, G. ; RAETZ, S. ; NETTELMANN, N. ; SEELIGER, M. ; ADAM, C. ; NOWAK, G. ; NEUHÄUSER, R.: Analysis of new high-precision transit light curves of WASP-10 b: starspot occultations, small planetary radius, and high metallicity. In: *A&A* 535 (2011), November, S. A7
- [Maciejewski u. a. 2011d] MACIEJEWSKI, G. ; SEELIGER, M. ; ADAM, C. ; RAETZ, S. ; NEUHÄUSER, R.: Refining Parameters of the XO-5 Planetary System with High-Precision Transit Photometry. In: *Acta Astronomica* 61 (2011), März, S. 25–35
- [Mandel und Agol 2002] MANDEL, K. ; AGOL, E.: Analytic Light Curves for Planetary Transit Searches. In: *ApJL* 580 (2002), Dezember, S. L171–L175
- [Mandushev u. a. 2007] MANDUSHEV, G. ; O'DONOVAN, F. T. ; CHARBONNEAU, D. ; TORRES, G. ; LATHAM, D. W. ; BAKOS, G. A. ; DUNHAM, E. W. ; SOZZETTI, A. ; FERNÁNDEZ, J. M. ; ESQUERDO, G. A. ; EVERETT, M. E. ; BROWN, T. M. ; RABUS, M. ; BELMONTE, J. A. ; HILLENBRAND, L. A.: TrES-4: A Transiting Hot Jupiter of Very Low Density. In: *ApJL* 667 (2007), Oktober, S. L195–L198
- [Mardling 2007] MARDLING, R. A.: Long-term tidal evolution of short-period planets with companions. In: *MNRAS* 382 (2007), Dezember, S. 1768–1790
- [Marquardt 1963] MARQUARDT, D. W.: An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters. In: *SIAM Journal on Applied Mathematics* 11 (1963), Nr. 2, S. 431–441. – URL <http://www.jstor.org/stable/2098941>
- [Mayor und Queloz 1995] MAYOR, M. ; QUELOZ, D.: A Jupiter-Mass Companion to a Solar-Type Star. In: *Nature* 378 (1995), November, S. 355–+
- [Meisenheimer 1994] MEISENHEIMER, K.: Cafos 2.2 - Der Fokalreduktor des 2.2-m-Teleskops auf dem Calar-Alto. In: *Sterne und Weltraum* 33 (1994), Juli, S. 516–522
- [Miralda-Escudé 2002] MIRALDA-ESCUDE, J.: Orbital Perturbations of Transiting Planets: A Possible Method to Measure Stellar Quadrupoles and to Detect Earth-Mass Planets. In: *ApJ* 564 (2002), Januar, S. 1019–1023
- [Mislis und Schmitt 2009] MISLIS, D. ; SCHMITT, J. H. M. M.: Detection of orbital parameter changes in the TrES-2 exoplanet? In: *A&A* 500 (2009), Juni, S. L45–L49
- [Mislis u. a. 2010] MISLIS, D. ; SCHRÖTER, S. ; SCHMITT, J. H. M. M. ; CORDES, O. ; REIF, K.: Multi-band transit observations of the TrES-2b exoplanet. In: *A&A* 510 (2010), Februar, S. A107
- [Montalto 2010] MONTALTO, M.: Planetary transit timing variations induced by stellar binarity. The light travel time effect. In: *A&A* 521 (2010), Oktober, S. A60
- [Morbidelli u. a. 2005] MORBIDELLI, A. ; LEVISON, H. F. ; TSGANIS, K. ; GOMES, R.: Chaotic capture of Jupiter's Trojan asteroids in the early Solar System. In: *Nature* 435 (2005), Mai, S. 462–465
- [Mugrauer 2009] MUGRAUER, M.: CTK: A new CCD Camera at the University Observatory Jena. In: *Astronomische Nachrichten* 330 (2009), Mai, S. 419
- [Mugrauer und Berthold 2010] MUGRAUER, M. ; BERTHOLD, T.: STK: A new CCD camera at the University Observatory Jena. In: *Astronomische Nachrichten* 331 (2010), April, S. 449
- [Narita u. a. 2010] NARITA, N. ; SATO, B. ; HIRANO, T. ; WINN, J. N. ; AOKI, W. ; TAMURA, M.: Spin-Orbit Alignment of the TrES-4 Transiting Planetary System and Possible Additional Radial-Velocity Variation. In: *PofASofJ* 62 (2010), Juni, S. 653–
- [Nelson und Davis 1972] NELSON, B. ; DAVIS, W. D.: Eclipsing-Binary Solutions by Sequential Optimization of the Parameters. In: *ApJ* 174 (1972), Juni, S. 617
- [Neuhäuser u. a. 2011] NEUHÄUSER, R. ; ERRMANN, R. ; BERNDT, A. ; MACIEJEWSKI, G. ; TAKAHASHI, H. ; CHEN, W. P. ; DIMITROV, D. P. ; PRIBULLA, T. ; NIKOGOSSIAN, E. H. ; JENSEN, E. L. N. ; MARSCHALL, L. ; WU, Z.-Y. ; KELLERER, A. ; WALTER, F. M. ; BRICEÑO, C. ; CHINI, R. ; FERNANDEZ, M. ; RAETZ, S. ; TORRES, G. ; LATHAM, D. W. ; QUINN, S. N. ; NIEDZIELSKI, A. ; BUKOWIECKI, Ł. ; NOWAK, G. ; TOMOV, T. ; TACHIHARA, K. ; HU, S. C. ; HUNG, L. W. ; KJURKCHIEVA, D. P. ; RADEVA, V. S. ; MIHOV, B. M. ; SLAVCHEVA-MIHOVA, L. ; BOZHINOVA, I. N. ; BUDAJ, J. ; VAŇKO, M. ; KUNDRÁ, E. ; HAMBÁLEK, Ľ. ; KRUSHEVSKA, V. ; MOVSESSIAN, T. ; HARUTYUNYAN, H. ; DOWNES, J. J. ; HERNANDEZ, J. ; HOFFMEISTER, V. H. ; COHEN, D. H. ; ABEL, I. ; AHMAD, R. ; CHAPMAN, S. ; ECKERT, S. ; GOODMAN,

- J. ; GUERARD, A. ; KIM, H. M. ; KOONTHARANA, A. ; SOKOL, J. ; TRINH, J. ; WANG, Y. ; ZHOU, X. ; REDMER, R. ; KRAMM, U. ; NETTELMANN, N. ; MUGRAUER, M. ; SCHMIDT, J. ; MOUALLA, M. ; GINSKI, C. ; MARKA, C. ; ADAM, C. ; SEELIGER, M. ; BAAR, S. ; ROELL, T. ; SCHMIDT, T. O. B. ; TREPL, L. ; EISENBEISS, T. ; FIEDLER, S. ; TETZLAFF, N. ; SCHMIDT, E. ; HOHLE, M. M. ; KITZE, M. ; CHAKROVA, N. ; GRÄFE, C. ; SCHREYER, K. ; HAMBARYAN, V. V. ; BROEG, C. H. ; KOPPENHOEFER, J. ; PANDEY, A. K.: The Young Exoplanet Transit Initiative (YETI). In: *Astronomische Nachrichten* 332 (2011), Juli, S. 547
- [Neuhäuser u. a. 2005] NEUHÄUSER, R. ; GUENTHER, E. W. ; WUCHTERL, G. ; MUGRAUER, M. ; BEDALOV, A. ; HAUSCHILDT, P. H.: Evidence for a co-moving sub-stellar companion of GQ Lup. In: *A&A* 435 (2005), Mai, S. L13–L16
- [Nobili und Will 1986] NOBILI, A. M. ; WILL, C. M.: The real value of Mercury's perihelion advance. In: *Nature* 320 (1986), März, S. 39–41
- [O'Donovan u. a. 2010] O'DONOVAN, F. T. ; CHARBONNEAU, D. ; HARRINGTON, J. ; MADHUSUDHAN, N. ; SEAGER, S. ; DEMING, D. ; KNUTSON, H. A.: Detection of Planetary Emission from the Exoplanet TrES-2 Using Spitzer/IRAC. In: *ApJ* 710 (2010), Februar, S. 1551–1556
- [O'Donovan u. a. 2006] O'DONOVAN, F. T. ; CHARBONNEAU, D. ; MANDUSHEV, G. ; DUNHAM, E. W. ; LATHAM, D. W. ; TORRES, G. ; SOZZETTI, A. ; BROWN, T. M. ; TRAUGER, J. T. ; BELMONTE, J. A. ; RABUS, M. ; ALMENARA, J. M. ; ALONSO, R. ; DEEG, H. J. ; ESQUERDO, G. A. ; FALCO, E. E. ; HILLENBRAND, L. A. ; ROUSSANOVA, A. ; STEFANIK, R. P. ; WINN, J. N.: TrES-2: The First Transiting Planet in the Kepler Field. In: *ApJL* 651 (2006), November, S. L61–L64
- [Ortiz u. a. 2006] ORTIZ, J. L. ; GUTIÉRREZ, P. J. ; SANTOS-SANZ, P. ; CASANOVA, V. ; SOTA, A.: Short-term rotational variability of eight KBOs from Sierra Nevada Observatory. In: *A&A* 447 (2006), März, S. 1131–1144
- [Pál und Kocsis 2008] PÁL, A. ; KOCSIS, B.: Periastron precession measurements in transiting extrasolar planetary systems at the level of general relativity. In: *MNRAS* 389 (2008), September, S. 191–198
- [Poddaný u. a. 2010] PODDANÝ, S. ; BRÁT, L. ; PEJCHA, O.: Exoplanet Transit Database. Reduction and processing of the photometric data of exoplanet transits. In: *New Astronomy* 15 (2010), März, S. 297–301
- [Pollacco u. a. 2008] POLLACCO, D. ; SKILLEN, I. ; COLLIER CAMERON, A. ; LOEILLET, B. ; STEMPELS, H. C. ; BOUCHY, F. ; GIBSON, N. P. ; HEBB, L. ; HÉBRARD, G. ; JOSHI, Y. C. ; McDONALD, I. ; SMALLEY, B. ; SMITH, A. M. S. ; STREET, R. A. ; UDRY, S. ; WEST, R. G. ; WILSON, D. M. ; WHEATLEY, P. J. ; AIGRAIN, S. ; ALSUBAI, K. ; BENN, C. R. ; BRUCE, V. A. ; CHRISTIAN, D. J. ; CLARKSON, W. I. ; ENOCH, B. ; EVANS, A. ; FITZSIMMONS, A. ; HASWELL, C. A. ; HELLIER, C. ; HICKEY, S. ; HODGKIN, S. T. ; HORNE, K. ; HRUDKOVÁ, M. ; IRWIN, J. ; KANE, S. R. ; KEENAN, F. P. ; LISTER, T. A. ; MAXTED, P. ; MAYOR, M. ; MOUTOU, C. ; NORTON, A. J. ; OSBORNE, J. P. ; PARLEY, N. ; PONT, F. ; QUELOZ, D. ; RYANS, R. ; SIMPSON, E.: WASP-3b: a strongly irradiated transiting gas-giant planet. In: *MNRAS* 385 (2008), April, S. 1576–1584
- [Pollacco u. a. 2006] POLLACCO, D. L. ; SKILLEN, I. ; COLLIER CAMERON, A. ; CHRISTIAN, D. J. ; HELLIER, C. ; IRWIN, J. ; LISTER, T. A. ; STREET, R. A. ; WEST, R. G. ; ANDERSON, D. ; CLARKSON, W. I. ; DEEG, H. ; ENOCH, B. ; EVANS, A. ; FITZSIMMONS, A. ; HASWELL, C. A. ; HODGKIN, S. ; HORNE, K. ; KANE, S. R. ; KEENAN, F. P. ; MAXTED, P. F. L. ; NORTON, A. J. ; OSBORNE, J. ; PARLEY, N. R. ; RYANS, R. S. I. ; SMALLEY, B. ; WHEATLEY, P. J. ; WILSON, D. M.: The WASP Project and the SuperWASP Cameras. In: *PASP* 118 (2006), Oktober, S. 1407–1418
- [Pont u. a. 2007] PONT, F. ; GILLILAND, R. L. ; MOUTOU, C. ; CHARBONNEAU, D. ; BOUCHY, F. ; BROWN, T. M. ; MAYOR, M. ; QUELOZ, D. ; SANTOS, N. ; UDRY, S.: Hubble Space Telescope time-series photometry of the planetary transit of HD 189733: no moon, no rings, starspots. In: *A&A* 476 (2007), Dezember, S. 1347–1355
- [Pont u. a. 2006] PONT, F. ; ZUCKER, S. ; QUELOZ, D.: The effect of red noise on planetary transit detection. In: *MNRAS* 373 (2006), November, S. 231–242
- [Popper und Etzel 1981] POPPER, D. M. ; ETZEL, P. B.: Photometric orbits of seven detached eclipsing binaries. In: *AJ* 86 (1981), Januar, S. 102–120
- [Pribulla und Chochol 2003] PRIBULLA, T. ; CHOCHOL, D.: High-Precision UBVR Photometry with a New 50 CM Telescope at Stará Lesná. In: *Baltic Astronomy* 12 (2003), S. 555–560
- [Rabus u. a. 2009] RABUS, M. ; DEEG, H. J. ; ALONSO, R. ; BELMONTE, J. A. ; ALMENARA, J. M.: Transit timing analysis of the exoplanets TrES-1 and TrES-2. In: *A&A* 508 (2009), Dezember, S. 1011–1020

- [Raetz u. a. 2011] RAETZ, S. ; MACIEJEWSKI, G. ; MUGRAUER, M. ; SCHMIDT, T. O. B. ; ROELL, T. ; EISENBEISS, T. ; BERNDT, A. ; HOHLE, M. M. ; GINSKI, C. ; ERRMANN, R. ; SEELIGER, M. ; ADAM, C. ; PRIBULLA, T. ; TETZLAFF, N. ; VAŇKO, M. ; KOPPENHOFER, J. ; RAETZ, M. ; NEUHÄUSER, R.: Transit timing, depth, and duration variation in exoplanet TrES-2? In: *Detection and Dynamics of Transiting Exoplanets, St. Michel l'Observatoire, France, Edited by F. Bouchy; R. Díaz; C. Moutou; EPJ Web of Conferences, Volume 11, id.05007* 11 (2011), Februar, S. 5007
- [Raetz u. a. 2009a] RAETZ, S. ; MUGRAUER, M. ; SCHMIDT, T. O. B. ; ROELL, T. ; EISENBEISS, T. ; HOHLE, M. M. ; KOELTZSCH, A. ; VAŇKO, M. ; GINSKI, C. ; MARKA, C. ; MOUALLA, M. ; TETZLAFF, N. ; SEIFAHRT, A. ; BROEG, C. ; KOPPENHOFER, J. ; RAETZ, M. ; NEUHÄUSER, R.: Planetary transit observations at the University Observatory Jena: TrES-2. In: *Astronomische Nachrichten* 330 (2009), Mai, S. 459
- [Raetz u. a. 2009b] RAETZ, S. ; MUGRAUER, M. ; SCHMIDT, T. O. B. ; ROELL, T. ; EISENBEISS, T. ; HOHLE, M. M. ; TETZLAFF, N. ; VAŇKO, M. ; SEIFAHRT, A. ; BROEG, C. ; KOPPENHOFER, J. ; NEUHÄUSER, R.: Planetary transit observations at the University Observatory Jena: XO-1b and TrES-1. In: *Astronomische Nachrichten* 330 (2009), Mai, S. 475
- [Rafikov 2009] RAFIKOV, R. R.: Stellar Proper Motion and the Timing of Planetary Transits. In: *ApJ* 700 (2009), August, S. 965–970
- [Roth 1990] ROTH, M. M.: Monica - The MT Wendelstein Observatory monochromatic imaging camera. In: G. H. JACOBY (Hrsg.): *CCDs in astronomy* Bd. 8, 1990, S. 380–386
- [Russell 1912a] RUSSELL, H. N.: On the Determination of the Orbital Elements of Eclipsing Variable Stars. I. In: *ApJ* 35 (1912), Juni, S. 315
- [Russell 1912b] RUSSELL, H. N.: On the Determination of the Orbital Elements of Eclipsing Variable Stars. II. In: *ApJ* 36 (1912), Juli, S. 54
- [Russell und Merrill 1952] RUSSELL, H. N. ; MERRILL, J. E. ; RUSSELL, H. N. & MERRILL, J. E. (Hrsg.): *The determination of the elements of eclipsing binaries.* 1952
- [Safronov 1972] SAFRONOV, V. S. ; SAFRONOV, V. S. (Hrsg.): *Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets.* 1972
- [Sartoretti und Schneider 1999] SARTORETTI, P. ; SCHNEIDER, J.: On the detection of satellites of extrasolar planets with the method of transits. In: *A&AS* 134 (1999), Februar, S. 553–560
- [Schneider 2012] SCHNEIDER, J.: *The Extrasolar Planets Encyclopaedia.* <http://www.exoplanet.eu>. 2012. – Zugriff am 14. März 2012
- [Schröter u. a. 2012] SCHRÖTER, S. ; SCHMITT, J. H. M. M. ; MÜLLER, H. M.: A consistent analysis of three years of ground- and space-based photometry of TrES-2. In: *A&A* 539 (2012), März, S. A97
- [Schwarzschild 1906] SCHWARZSCHILD, K.: Über das Gleichgewicht der Sonnenatmosphäre. In: *Nachrichten von der Königlich-Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Math.-phys. Klasse, 195, p. 41-53* 195 (1906), S. 41–53
- [Schwarzschild 1916] SCHWARZSCHILD, K.: Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einstein'schen Theorie. In: *Abh. Konigl. Preuss. Akad. Wissenschaften Jahre 1906,92, Berlin,1907* (1916), S. 189–196
- [Scuderi u. a. 2010] SCUDERI, L. J. ; DITTMANN, J. A. ; MALES, J. R. ; GREEN, E. M. ; CLOSE, L. M.: On the Apparent Orbital Inclination Change of the Extrasolar Transiting Planet TrES-2b. In: *ApJ* 714 (2010), Mai, S. 462–468
- [Seager und Mallén-Ornelas 2003] SEAGER, S. ; MALLÉN-ORNELAS, G.: A Unique Solution of Planet and Star Parameters from an Extrasolar Planet Transit Light Curve. In: *ApJ* 585 (2003), März, S. 1038–1055
- [Simon u. a. 2007] SIMON, A. ; SZATMÁRY, K. ; SZABÓ, G. M.: Determination of the size, mass, and density of “exomoons” from photometric transit timing variations. In: *A&A* 470 (2007), August, S. 727–731
- [Sing 2010] SING, D. K.: Stellar limb-darkening coefficients for CoRot and Kepler. In: *A&A* 510 (2010), Februar, S. A21
- [Sing u. a. 2009] SING, D. K. ; DÉSSERT, J.-M. ; LECAVELIER DES ETANGS, A. ; BALLESTER, G. E. ; VIDAL-MADJAR, A. ; PARMENTIER, V. ; HEBRARD, G. ; HENRY, G. W.: Transit spectrophotometry of the exoplanet HD 189733b. I. Searching for water but finding haze with HST NICMOS. In: *A&A* 505 (2009), Oktober, S. 891–899

- [Southworth 2006] SOUTHWORTH, J.: *Eclipsing binary stars in open clusters*, Keele University, Dissertation, March 2006
- [Southworth 2008] SOUTHWORTH, J.: Homogeneous studies of transiting extrasolar planets - I. Light-curve analyses. In: *MNRAS* 386 (2008), Mai, S. 1644–1666
- [Southworth 2009] SOUTHWORTH, J.: Homogeneous studies of transiting extrasolar planets - II. Physical properties. In: *MNRAS* 394 (2009), März, S. 272–294
- [Southworth 2010] SOUTHWORTH, J.: Homogeneous studies of transiting extrasolar planets - III. Additional planets and stellar models. In: *MNRAS* 408 (2010), November, S. 1689–1713
- [Southworth 2011] SOUTHWORTH, J.: Homogeneous studies of transiting extrasolar planets - IV. Thirty systems with space-based light curves. In: *MNRAS* 417 (2011), November, S. 2166–2196
- [Southworth u. a. 2007] SOUTHWORTH, J. ; BRUNTT, H. ; BUZASI, D. L.: Eclipsing binaries observed with the WIRE satellite. II.  $\beta$  Aurigae and non-linear limb darkening in light curves. In: *A&A* 467 (2007), Juni, S. 1215–1226
- [Southworth u. a. 2009a] SOUTHWORTH, J. ; HINSE, T. C. ; BURGDORF, M. J. ; DOMINIK, M. ; HORNSTRUP, A. ; JØRGENSEN, U. G. ; LIEBIG, C. ; RICCI, D. ; THÖNE, C. C. ; ANGUITA, T. ; BOZZA, V. ; NOVATI, S. C. ; HARPSØE, K. ; MANCINI, L. ; MASI, G. ; MATHIASSEN, M. ; RAHVAR, S. ; SCARPETTA, G. ; SNODGRASS, C. ; SURDEJ, J. ; ZUB, M.: High-precision photometry by telescope defocussing - II. The transiting planetary system WASP-4. In: *MNRAS* 399 (2009), Oktober, S. 287–294
- [Southworth u. a. 2009b] SOUTHWORTH, J. ; HINSE, T. C. ; JØRGENSEN, U. G. ; DOMINIK, M. ; RICCI, D. ; BURGDORF, M. J. ; HORNSTRUP, A. ; WHEATLEY, P. J. ; ANGUITA, T. ; BOZZA, V. ; NOVATI, S. C. ; HARPSØE, K. ; KJÆRGAARD, P. ; LIEBIG, C. ; MANCINI, L. ; MASI, G. ; MATHIASSEN, M. ; RAHVAR, S. ; SCARPETTA, G. ; SNODGRASS, C. ; SURDEJ, J. ; THÖNE, C. C. ; ZUB, M.: High-precision photometry by telescope defocusing - I. The transiting planetary system WASP-5. In: *MNRAS* 396 (2009), Juni, S. 1023–1031
- [Southworth u. a. 2010] SOUTHWORTH, J. ; MANCINI, L. ; NOVATI, S. C. ; DOMINIK, M. ; GLITRUP, M. ; HINSE, T. C. ; JØRGENSEN, U. G. ; MATHIASSEN, M. ; RICCI, D. ; MAIER, G. ; ZIMMER, F. ; BOZZA, V. ; BROWNE, P. ; BRUNI, I. ; BURGDORF, M. ; DALL'ORA, M. ; FINET, F. ; HARPSØE, K. ; HUNDERTMARK, M. ; LIEBIG, C. ; RAHVAR, S. ; SCARPETTA, G. ; SKOTTFELT, J. ; SMALLEY, B. ; SNODGRASS, C. ; SURDEJ, J.: High-precision photometry by telescope defocusing - III. The transiting planetary system WASP-2. In: *MNRAS* 408 (2010), November, S. 1680–1688
- [Southworth u. a. 2004] SOUTHWORTH, J. ; MAXTED, P. F. L. ; SMALLEY, B.: Eclipsing binaries in open clusters - I. V615 Per and V618 Per in h Persei. In: *MNRAS* 349 (2004), April, S. 547–559
- [Southworth u. a. 2005] SOUTHWORTH, J. ; SMALLEY, B. ; MAXTED, P. F. L. ; CLARET, A. ; ETZEL, P. B.: Absolute dimensions of detached eclipsing binaries - I. The metallic-lined system WW Aurigae. In: *MNRAS* 363 (2005), Oktober, S. 529–542
- [Sozzetti u. a. 2007] SOZZETTI, A. ; TORRES, G. ; CHARBONNEAU, D. ; LATHAM, D. W. ; HOLMAN, M. J. ; WINN, J. N. ; LAIRD, J. B. ; O'DONOVAN, F. T.: Improving Stellar and Planetary Parameters of Transiting Planet Systems: The Case of TrES-2. In: *ApJ* 664 (2007), August, S. 1190–1198
- [Spiegel und Burrows 2010] SPIEGEL, D. S. ; BURROWS, A.: Atmosphere and Spectral Models of the Kepler-field Planets HAT-P-7b and TrES-2. In: *ApJ* 722 (2010), Oktober, S. 871–879
- [Steffen u. a. 2007] STEFFEN, J. H. ; GAUDI, B. S. ; FORD, E. B. ; AGOL, E. ; HOLMAN, M. J.: Detecting and Characterizing Planetary Systems with Transit Timing. In: *ArXiv e-prints* (2007), April
- [Stephani 1988] STEPHANI, H. ; STEPHANI, H. (Hrsg.): *Allgemeine Relativitätstheorie. Eine Einführung in die Theorie des Gravitationsfeldes*. 1988
- [Struve 1952] STRUVE, O.: Proposal for a project of high-precision stellar radial velocity work. In: *The Observatory* 72 (1952), Oktober, S. 199–200
- [Takeda und Rasio 2005] TAKEDA, G. ; RASIO, F. A.: High Orbital Eccentricities of Extrasolar Planets Induced by the Kozai Mechanism. In: *ApJ* 627 (2005), Juli, S. 1001–1010

- [Tody und Murdin 2000] TODY, D. ; MURDIN, P.: *Software: IRAF*. In: MURDIN, P. (Hrsg.): *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, November 2000
- [TTV@YETI 2011] MACIEJEWSKI, G. ; RAETZ, St. ; SEELIGER, M.: *Transit Timing Variations @ YETI*. <http://web.astr.uni.wroc.pl/ttv/doku.php>. Januar 2011. – Zugriff am 6. März 2012
- [Van Cleve und Caldwell 2009] VAN CLEVE, J. E. ; CALDWELL, D. A.: *Kepler Instrument Handbook*. Juli 2009. – KSCI-19033
- [Van Cleve u. a. 2010a] VAN CLEVE, J. E. ; JENKINS, J. M. ; CALDWELL, D. A. ; ALLEN, C. L. ; BATALHA, N. M. ; BRYSON, S. T. ; CHANDRASEKHARAN, H. ; CLARKE, B. D. ; COTE, M. T. ; DOTSON, J. L. ; GILLILAND, R. L. ; GIROUARD, F. ; HAAS, M. R. ; HALL, J. R. ; IBRAHIM, K. ; KLAUS, T. C. ; KOLODZIEJCZAK, J. J. ; LI, J. ; MCCAULIFF, S. D. ; MIDDOUR, C. K. ; PLETCHER, D. L. ; QUINTANA, E. V. ; TENENBAUM, P. G. ; TWICKEN, J. D. ; UDDIN, A. K. ; WOHLER, H. Y.: *Kepler Data Release Notes 4*. 2010. – KSCI-19044-001
- [Van Cleve u. a. 2010b] VAN CLEVE, J. E. ; JENKINS, J. M. ; CALDWELL, D. A. ; ALLEN, C. L. ; BRYSON, S. T. ; CLARKE, B. D. ; COTE, M. T. ; DOTSON, J. L. ; GILLILAND, R. L. ; GIROUARD, F. ; HAAS, M. R. ; HALL, J. R. ; IBRAHIM, K. ; KLAUS, T. C. ; KOLODZIEJCZAK, J. J. ; LI, J. ; MCCAULIFF, S. D. ; MIDDOUR, C. K. ; QUINTANA, E. V. ; TENENBAUM, P. G. ; TWICKEN, J. D. ; UDDIN, A. K. ; WOHLER, B. ; WU, H. Y.: *Kepler Data Release Notes 5*. 2010. – KSCI-19045-001
- [Van Cleve u. a. 2010c] VAN CLEVE, J. E. ; JENKINS, J. M. ; CALDWELL, D. A. ; ALLEN, C. L. ; BRYSON, S. T. ; CLARKE, B. D. ; COTE, M. T. ; DOTSON, J. L. ; GILLILAND, R. L. ; GIROUARD, F. ; HAAS, M. R. ; HALL, J. R. ; IBRAHIM, K. ; KLAUS, T. C. ; KOLODZIEJCZAK, J. J. ; LI, J. ; MCCAULIFF, S. D. ; MIDDOUR, C. K. ; QUINTANA, E. V. ; TENENBAUM, P. G. ; TWICKEN, J. D. ; UDDIN, A. K. ; WOHLER, B. ; WU, H. Y.: *Kepler Data Release Notes 6*. 2010. – KSCI-19046-001
- [van Hamme 1993] VAN HAMME, W.: New limb-darkening coefficients for modeling binary star light curves. In: *AJ* 106 (1993), November, S. 2096–2117
- [von Zeipel 1924] VON ZEIPEL, H.: The radiative equilibrium of a rotating system of gaseous masses. In: *MNRAS* 84 (1924), Juni, S. 665–683
- [Winn u. a. 2008] WINN, J. N. ; JOHNSON, J. A. ; NARITA, N. ; SUTO, Y. ; TURNER, E. L. ; FISCHER, D. A. ; BUTLER, R. P. ; VOGT, S. S. ; O'DONOVAN, F. T. ; GAUDI, B. S.: The Prograde Orbit of Exoplanet TrES-2b. In: *ApJ* 682 (2008), August, S. 1283–1288
- [Wolszczan und Frail 1992] WOLSZCZAN, A. ; FRAIL, D. A.: A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. In: *Nature* 355 (1992), Januar, S. 145–147
- [Zahn 1977] ZAHN, J.-P.: Tidal friction in close binary stars. In: *A&A* 57 (1977), Mai, S. 383–394
- [Zhou u. a. 2005] ZHOU, J.-L. ; AARSETH, S. J. ; LIN, D. N. C. ; NAGASAWA, M.: Origin and Ubiquity of Short-Period Earth-like Planets: Evidence for the Sequential Accretion Theory of Planet Formation. In: *ApJL* 631 (2005), September, S. L85–L88
- [Zimmermann und Weigert 1995] ZIMMERMANN, H. ; WEIGERT, A. ; ZIMMERMANN, H. & WEIGERT, A. (Hrsg.): *ABC-Lexikon Astronomie*. 1995

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen haben.

Vor allem gilt mein Dank Gracjan Maciejewski, der als Leiter unserer TTV-Gruppe den Grundstein für die effektive Beobachtung und Auswertung von TTVs legte und immer offen für Fragen und Probleme war. Außerdem danke ich ihm für die Chance Beobachtungserfahrung am Calar Alto Observatorium zu sammeln.

Weiterhin danke ich Tobias Schmidt, mit dem ich sein nunmehr 5,5 Jahren ein Büro teile. Er fand immer Zeit für meine Probleme und konnte stets neue Denkanstöße geben. Zusätzlich danke ich für die vielen Gespräche und Diskussionen über nicht-astronomische Themen. Ich bedanke mich auch bei Ludwig Trepl, der zusammen mit Tobias Schmidt all meine Probleme mit IDL und LaTeX lösen konnte.

Ich danke Ronny Errmann für die Entwicklung von Programmen zur Automatisierung der Auswertung, die auch mir in Teilen zugute kamen. Auch gilt mein Dank Martin Seeliger, welcher als Mitglied der TTV-Gruppe viele Ideen für die Beobachtung von Transits und die Auswertung der Lichtkurven hatte. Ich danke beiden für die vielen Gemeinsamen Konferenzen und Beobachtungsreisen wie z. B. nach Berlin, Rostock, Almería, Torun oder Nördlingen, die immer sehr erfolgreich und lustig waren.

Nicht weniger möchte ich Prof. Dr. Neuhäuser für die gute Betreuung danken. Er war jederzeit am Fortgang dieser Doktorarbeit interessiert und immer für Fragen offen. Ich danke ihm, dass er mir ermöglichte, mehrere Konferenzen zu besuchen, wobei ich wertvolle Erfahrungen sammeln und interessante Leute kennenlernen konnte.

Besonderen Dank gilt dem Gsh-Observer-Team, was zur Zeit der Datenaufnahme für die Doktorarbeit aus Markus Mugrauer, Tobias Schmidt, Tristan Röhl, Thomas Eisenbeiß, Markus Hohle, Nina Tetzlaff, Alexandra Berndt, Mohammad Moualla, Christian Ginski, Claudia Marka, Martin Seeliger, Manfred Kitze, János Schmidt, Ronny Errmann und Christian Adam bestand. Vielen Dank für die vielen schlaflosen Nächte der Beobachtung.

Außerdem geht mein Dank an Markus Mugrauer und Frank Gießler für die Möglichkeit, in Großschwabhausen zu beobachten. Durch ihre Erfahrung und technisches Können konnten alle Probleme beseitigt und der Beobachtungsbetrieb erleichtert werden. Ich danke für die vielen Testmessungen, von denen ich profitieren konnte. Weitgehend danke ich Jürgen Weiprecht für die Betreuung der Pcs und vor allem für das Warten mit dem Update bis zum Ende meiner Doktorarbeit.

Desweiteren danke ich den Mitgliedern des YETI-Netzwerkes für ihre Beobachtungen. Mein Dank geht insbesondere an Johannes, Koppenhöfer, Martin Vaňko, Johannes Ohlert, Gzegorz Nowak und Matilde Fernandez, die zusätzliche Transits für diese Arbeit aufgenommen haben.

Ich danke den Theoretikern Torsten Löhne, Martin Reidemeister und Christian Vitense für die unzähligen lustigen Teepausen und DVD-Seminaren und natürlich für das „Donnerstagsniveau“. Die tägliche bzw. wöchentliche Ablenkung von Probleme diente vor allem der Vermeidung von Stress.

Ich danke Jürgen Schulz und allen Mitgliedern des Vereins der Volkssternwarte Kirchheim für das Interesse an meiner Arbeit und der Möglichkeit die Teleskope für die Beobachtung von Transits zu benutzen. Ich komme immer wieder gerne nach Kirchheim.

Schließlich danke ich meinen Eltern, die immer für mich da waren. Durch ihr Studium der Astronomie konnten sie mir immer hilfreich zur Seite stehen. Ich bedanke mich für das Engagement bei der Lösung meiner Probleme und ebenso für die Beobachtungen in der heimischen Sternwarte.

Ich danke auch meiner kleinen Schwester Carolin und ihrem Ehemann Marco Ullrich, die mich auch mal von der Arbeit ablenkten.

Ich danke meiner Oma Inge Reichenbächer, die die Fertigstellung dieser Arbeit leider nicht mehr miterleben konnte.

Last but not least danke ich allen Mitarbeiter des Instituts für die freundliche Atmosphäre und die lehrreichen Gespräche. Ich habe mich von Anfang an zu Hause gefühlt, und es war mir stets eine Freude, ins Institut zu gehen.

# Lebenslauf

## Zur Person:

Vor- und Zuname: Dipl.-Phys. Stefanie Rätz

Hauptwohnsitz: Stiller Berg 06, 98587 Herges-Hallenberg

Zweitwohnsitz: Hermann-Löns-Str. 26, 07745 Jena

Geburtsdatum: 28.01.1984

Geburtstort: Bad Salzungen

Nationalität: deutsch

Familienstand: ledig

E-Mail: [straetz@astro.uni-jena.de](mailto:straetz@astro.uni-jena.de)

Eltern: Dipl.-Phys. Manfred Rätz, Netzwerkingenieur  
Dipl.-Phys. Kerstin Rätz, Werkstoffprüferin

Geschwister: Carolin Ullrich geb. Rätz (24),  
Rechtsanwaltsfachangestellte

## Schul- und Hochschulausbildung:

1990 - 1992 Grundschole Herges-Hallenberg

1992 - 1994 Grundschole Viernau

1994 - 2002 Philipp-Melanchthon Gymnasium Schmalkalden  
2002 Abitur (Durchschnitt: 1,7)

2002 - 2008 Studium der Physik an der  
Friedrich-Schiller-Universität (FSU) Jena

- 2006 - 2008                      Diplomand am Astrophysikalischen Institut (AIU)  
und Universitäts-Sternwarte der FSU Jena  
2008 Diplom mit Gesamtnote „gut (2)“
- Seit 2008                              Doktorand am AIU der FSU Jena

**Praktika und  
Arbeitserfahrung:**

- 23.11 - 27.11.98 und  
03.04 - 07.04.2000                      D&C Gesellschaft für Datenkommunikation  
und Computersysteme mbH  
An der Asbacher Str. 5  
98574 Schmalkalden
- 25.03. - 27.03.2002                      Physik für Schülerinnen  
Physikalisch-Astronomische Fakultät, FSU Jena
- April - Juli 2006                      Studentische Hilfskraft an der  
Physikalisch-Astronomische Fakultät, FSU Jena

**Sprachkenntnisse:**

- Englisch                                      8 Jahre Schulunterricht  
Sommersemester 2006 - Sprachkurs an der FSU Jena  
„Conversation inside and outside the workplace“
- Französisch                                      4 Jahre Schulunterricht
- Spanisch                                      2 Semester Sprachkurs an der FSU Jena  
Anfängerkurse A1+A2 & A3+A4

**Interessen:**                              Astronomie, Musik, Reisen

Jena, 10. Februar 2012

Unterschrift:

## Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise entgeltlich/unentgeltlich geholfen:

1. Die Beobachtungen an der Universitäts-Sternwarte Jena Außenstelle Großschwabhausen werden vom kompletten Gsh-Observer-Team durchgeführt. Folgende Personen waren an den Transitbeobachtungen von TrES-2 und WASP-14 b zwischen 2007 und 2012 beteiligt: Thomas Eisenbeiß, Neil Young, Markus Mugrauer, Alexandra Berndt, Katharina Schreyer, Markus Hohle, Martin Vaňko, Nina Tetzlaff, Martin Seeliger, János Schmidt, Daniel Sebastian, Tristan Röhl, Christian Ginski, Annegret Reithe, Wissam Rammo, Simone Fiedler, Izabela Spaleniak, Donna Keeley, Ronny Errmann, Christian Adam, Theo Pribulla, Emmanuel Schmidt, Gracjan Maciejewski, Hartmut Gilbert, Manfred Kitze, Claudia Marka, Ina Häusler, Ludwig Trepl und Jakob Gelszinnis.
2. Für diese Arbeit wurden zusätzliche Transits von Johannes, Koppenhöfer, Manfred Rätz, Martin Vaňko, Johannes Ohlert, Gzegorz Nowak, Łukasz Bukowiecki und Matilde Fernandez aufgenommen.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

.....

Ort, Datum

.....

Unterschrift des Verfassers