

**Estudio de variaciones en los tiempos de mínimo en
estrellas con planetas transitantes del Hemisferio
Sur**

por Romina Paola Petrucci

Presentado ante la Facultad de Matemática, Astronomía y
Física como parte de los requerimientos para obtener el título
de Doctor en Astronomía de la

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA

Marzo de 2015

©FaMAF - UNC 2015

Director: Dr. Pablo J. D. Mauas
Co-Directora: Dra. Mercedes Gómez



Estudio de variaciones en los tiempos de mínimo en estrellas con planetas transitantes del Hemisferio Sur por Romina Paola Petrucci se distribuye bajo una [Licencia Creative Commons Atribución-NoComercial-SinDerivadas 2.5 Argentina](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.5/arg/).

Índice general

Resumen	III
Abstract	VII
Introducción	1
1. Planetas extrasolares	5
1.1. Definición de planeta	5
1.2. Técnicas de detección	6
1.3. Tránsitos planetarios	10
1.3.1. Oscurecimiento al limbo	13
1.3.2. Fuentes de error fotométricas	14
1.3.3. Principales fuentes de contaminación	16
1.3.4. Importancia de la técnica	17
1.4. TTVs: Variaciones en los Tiempos de Mínimo	18
1.5. Proyectos de búsqueda de tránsitos planetarios	24
1.5.1. En Tierra	24
1.5.2. En el espacio	25
Misión CoRoT	25
Misión Kepler	26
Misión TESS	27
2. Instrumental utilizado y reducción de los datos	29
2.1. Los telescopios	29
2.2. Obtención de las curvas de luz	34
2.2.1. Tratamiento de las imágenes	34
2.2.2. Fotometría de Apertura	35
2.2.3. Programa FOTOMCC	39
2.2.4. Fuentes de ruido que limitan la precisión	42
3. Análisis de los datos	47
3.1. Selección de la muestra	47
3.2. Obtención de los parámetros del sistema	48

3.2.1.	El programa JKTEBOP	48
3.2.2.	Determinación de parámetros fotométricos	51
3.2.3.	El programa JKTABSDIM	53
	Determinación de parámetros físicos	54
3.2.4.	Ruido Rojo	55
3.2.5.	Determinación de los tiempos de mínimo	57
4.	El exoplaneta WASP-28b	59
4.1.	Antecedentes	59
4.2.	Obtención de los datos	59
4.3.	Obtención de los parámetros del sistema	61
	4.3.1. Determinación de parámetros fotométricos	61
	4.3.2. Determinación de parámetros físicos	65
4.4.	En busca de posibles perturbadores	66
	4.4.1. Determinación de efemérides y análisis de TTVs	66
	4.4.2. Comportamiento a largo plazo de i y k	69
4.5.	Propiedades cinemáticas de WASP-28	71
5.	El exoplaneta WASP-4b	77
5.1.	Antecedentes	77
5.2.	Obtención de los datos	78
5.3.	Obtención de los parámetros del sistema	80
	5.3.1. Determinación de parámetros fotométricos	80
	5.3.2. Determinación de parámetros físicos	81
5.4.	En busca de posibles perturbadores	84
	5.4.1. Determinación de efemérides y análisis de TTVs	84
	5.4.2. Comportamiento a largo plazo de i y k	90
6.	El exoplaneta WASP-43b	93
6.1.	Antecedentes	93
6.2.	Obtención de los datos	94
6.3.	Obtención de los parámetros del sistema	96
	6.3.1. Determinación de parámetros fotométricos	96
	6.3.2. Determinación de parámetros físicos	102
6.4.	En busca de posibles perturbadores	102
	6.4.1. Determinación de efemérides y análisis de TTVs	102
	6.4.2. Comportamiento a largo plazo de i y k	108
6.5.	Análisis de la variabilidad estelar	109
7.	Correlaciones	115
7.1.	Comportamiento a largo plazo de i y k	115
	7.1.1. Completitud del tránsito	116

7.1.2. Ruido Rojo	121
7.1.3. Photon Noise Rate	122
7.2. Comparación entre los T_0	123
7.3. Conclusiones del presente capítulo	126
Conclusiones	129
Apéndices	138
A. Unidades de los tiempos de mínimo	139
B. Periodograma de Lomb-Scargle	141
B.1. Probabilidad de Falsa Alarma	142
Agradecimientos	157

Resumen

En este trabajo presentamos los resultados del monitoreo y análisis homogéneo de tránsitos de planetas que orbitan alrededor de estrellas del Hemisferio Sur. El propósito principal de este seguimiento fotométrico fue el de buscar variaciones en los tiempos de mínimo (TTVs) que pudieran atribuirse a la presencia de otros cuerpos de masa planetaria no detectados, ligados gravitacionalmente al sistema.

Para ello realizamos observaciones con los telescopios argentinos Horacio Ghielmetti (THG) de 40 cm localizado en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) y el telescopio de 1.54 m ubicado en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre (EABA). Desarrollamos en el lenguaje de programas IRAF la tarea FOTOMCC para medir magnitudes diferenciales de gran precisión y obtener curvas de luz de alta calidad. Evaluamos cuál es la precisión fotométrica que es posible alcanzar con este instrumental y analizamos cuáles son las principales fuentes de ruido que la limitan. En ambos casos encontramos que la principal fuente de ruido es el de carácter fotónico. La dispersión típica de los puntos fuera del tránsito para una estrella de magnitud entre 12 y 13 bajo condiciones de observación usuales y, teniendo en cuenta la presencia de efectos sistemáticos, es de ~ 4 mmag tanto para el THG como para el telescopio de la EABA.

Dado que se requieren muchos datos para llevar a cabo análisis de TTVs confiables, sólo estudiamos las estrellas de nuestra muestra que presentaron más de 10 observaciones entre propias y extraídas de la literatura: WASP-4, WASP-28 y WASP-43. Como subproducto del análisis de variaciones en los tiempos de mínimo, para cada uno de nuestros objetos computamos nuevas efemérides y redeterminamos los parámetros físicos de la estrella y el exoplaneta a partir de los programas JKTEBOP y JKTABSDIM. Considerando que los puntos analizados comprenden como mínimo 3 años de observaciones, además de estudiar las variaciones a largo plazo de los tiempos de mínimo, evaluamos las variaciones en la inclinación de la órbita (i) y la profundidad del tránsito (k) que también pudieran atribuirse a la presencia de otro cuerpo de masa planetaria en el sistema. Para cada objeto encontramos los siguientes resultados:

– WASP-28: Derivamos parámetros físicos para ambas componentes del sistema consistentes con los obtenidos en el trabajo de Anderson et al. (2014). Realizamos el primer estudio de TTVs para este objeto. A partir del análisis de los 7 tránsitos completos de nuestra muestra encontramos que los datos se comportan de acuerdo a una efemérides lineal ($\chi_r^2 = 0.7$). Este resultado, junto con la ausencia de variaciones en la inclinación y la profundidad, apoyan la conclusión de que no existiría un tercer cuerpo en el sistema. A partir de la determinación de las componentes de la velocidad espacial galáctica de WASP-28 confirmamos su pertenencia al disco fino de la Galaxia y encontramos que, a pesar de su baja metalicidad ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.2$ dex), tanto la teoría de acreción de núcleos (Pollack et al., 1996) como la de inestabilidad gravitacional (Boss, 2002, 2006) podrían explicar la formación de WASP-28b. Estos resultados fueron publicados en la revista *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (Petrucci et al. 2015, *MNRAS*, 446, 1389).

– WASP-4: Los parámetros determinados para la estrella y el exoplaneta son coincidentes con los publicados en trabajos previos, excepto por la inclinación, para la que obtuvimos un valor más bajo. Creemos que esto último se debe a que el método empleado en este trabajo difiere del utilizado en el resto de los estudios. Obtuvimos que la inclusión de curvas de luz con altos niveles de ruido rojo no afecta el valor del tiempo de mínimo de referencia, mientras que la inclusión de tránsitos incompletos sí lo hace. Por otra parte, encontramos que una efemérides lineal describe correctamente el comportamiento de los datos pertenecientes a curvas de luz completas ($\chi_r^2 = 0.94$). Esto indica que no existen variaciones en los datos que puedan ser atribuidas a la presencia de un perturbador. Esta conclusión está de acuerdo con la ausencia de un período significativo en el análisis del comportamiento a largo plazo de i y k . En este sentido, la dispersión de 2 minutos encontrada para las diferencias entre los tiempos de mínimo medidos y los calculados (O-C) podría explicarse por la presencia de manchas sobre la superficie estelar. Parte de este trabajo fue publicada en la revista *Astrophysical Journal Letters* (Petrucci et al. 2013, *ApJL*, 779, 23).

– WASP-43: Los valores de los parámetros físicos determinados para ambas componentes del sistema coinciden con los calculados por otros autores, excepto por la edad y la temperatura de equilibrio modificada planetaria para los cuales existe un desacuerdo general entre todos los valores publicados. En este sentido, para el segundo de estos parámetros nuestro resultado está de acuerdo con el obtenido por Hellier et al. (2011). Nuestros cálculos indican que la mejor representación de los datos viene dada por una efemérides lineal ($\chi_r^2 = 1.28$), lo cual difiere de lo encontrado en algunas publicaciones anteriores que indican que las efemérides del sistema son mejor descritas por medio de un ajuste cuadrático. Creemos que la existencia de puntos que se ubican por fuera de la zona de $\pm\sigma$ en el diagrama O-C puede explicarse por el pasaje del planeta frente a manchas estelares. Respecto a este último punto, decidimos confirmar

el período de rotación de 15.6 días encontrado por Hellier et al. (2011) realizando un seguimiento fotométrico de WASP-43 desde fines de marzo a fines de junio de 2014. Con un total de 26 observaciones en el filtro V_J y 27 en el R_J no encontramos ninguna periodicidad en los datos que pudiera asociarse con la actividad propia de la estrella.

A partir de los parámetros medidos para WASP-28, WASP-4 y WASP-43, estudiamos posibles correlaciones entre i y k y diferentes factores que caracterizan las curvas de luz: falta de puntos, ruido rojo y calidad (factor PNR). Por un lado, encontramos que la falta de puntos en los tránsitos incompletos podría llevar a estimaciones de inclinación y profundidad que se diferencian notablemente de los valores reales de estos parámetros. Mientras que, por otra parte, existiría una posible relación positiva ($r = 0.242$) entre los valores medidos de profundidad y la calidad de las curvas de luz.

Finalmente, encontramos diferencias de hasta 10 minutos entre los valores de los tiempos de mínimo publicados en la ETD y los calculados en este trabajo con JKTEBOP, resultado que confirma la necesidad de realizar análisis homogéneos cuando se estudian TTVs.

Clasificación:

- 97.82.-j Sistemas planetarios extrasolares
- 97.82.Cp Detección fotométrica y espectroscópica
- 95.75.De Fotografía y fotometría (incluyendo técnicas de microlentes)
- 97.20.Jg Secuencia principal: estrellas de tipo tardío (G, K y M)
- 97.10.Jb Actividad estelar
- 95.75.Wx Análisis de series temporales, variabilidad temporal

Palabras clave:

planetas extrasolares – técnica: fotometría – variaciones en los tiempos de mínimo – sistemas planetarios – actividad estelar

Abstract

We present the results of a photometric follow-up and homogeneous analysis of planetary transits around Southern stars. The main purpose of this monitoring was to search for transit timing variations (TTVs) that could be attributable to the presence of undetected planetary-mass bodies, gravitationally bound to the system.

We made the observations with the argentinian telescopes Horacio Ghielmetti (THG) of 40 cm located at the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) and the 1.54 mts telescope at the Estación Astrofísica de Bosque Alegre (EABA). We developed the task `FOTOMCC` in IRAF language to measure high-precision differential magnitudes and to obtain high-quality light-curves. We evaluated the photometric precision of the instruments and analyzed the main sources of noise. For both telescopes we found that the photon noise is the main source. The out-of-transit data-points dispersion for a star with a magnitude between 12 and 13 in a typical night, taking systematic effects into account, is ~ 4 mmag for the THG and the 1.54 mts telescope.

Due to the fact that a large number of data is needed to carry on reliable TTVs analysis, we only studied the transiting-exoplanets host-stars of our sample with more than 10 observations (between ours and those extracted from literature): WASP-4, WASP-28 and WASP-43. As a byproduct of the transit timing variations analysis, we computed new ephemeris and redetermined the star and exoplanet's physical parameters of our objects employing the JKTEBOP and JKTABSDIM codes. Considering that our data comprises 3 years, besides studying TTVs, we searched for variations in the orbital inclination (i) and the transit depth (k) that could be attributable to the presence of another planetary-mass body in the system. For each object we found the following results:

- WASP-28: We derived physical parameters for both components, which agree with the ones obtained in Anderson et al. (2014). We made the first TTVs study for this object. From the analysis of the 7 complete transits of our sample we found that a linear ephemeris explains well the behaviour of the data ($\chi_r^2 = 0.7$). This result and the

absence of variations of inclination and depth, support the conclusion that it wouldn't exist a third body in the system. From the determination of the components of the galactic spatial velocity we confirmed the membership of WASP-28 to the thin disk of the Galaxy. We also found that, in spite of the stellar low metallicity ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.2$ dex), the core-accretion (Pollack et al., 1996) and gravitational instability (Boss, 2002, 2006) theories could explain the formation of WASP-28b. These results were published in the Monthly Notices of the Royal Astronomical Society journal (Petrucchi et al. 2015, MNRAS, 446, 1389).

– WASP-4: The determined parameters for the star and the exoplanet are coincident with the ones published in previous works, except for the inclination for which we have a lower value than the rest. We believe that this is due to that the program we used to fit the data differs from the one employed by the other authors. We obtained that the inclusion of light curves with high levels of red noise does not affect the value of the minimum time of reference, but the inclusion of incomplete transits does it. On the other hand, we found that a linear ephemeris correctly describes the behaviour of the data corresponding to complete light-curves ($\chi_r^2 = 0.94$). It indicates that there are not variations in the data that can be attributable to the presence of a perturber. This conclusion agrees with the absence of a significant period in the analysis of the long-term behaviour of i and k . In this sense, the dispersion of 2 minutes found for the differences between the measured and calculated minimum times (O-C) could be explained by the presence of spots over the stellar surface. Part of this work was published in the Astrophysical Journal Letters (Petrucchi et al. 2013, ApJL, 779, 23).

– WASP-43: The values of the physical parameters determined for both components of the system agree with the ones calculated by other authors, except for the age and the planetary modified equilibrium-temperature for which there is a general disagreement among all the published values. In this sense, for the second parameter, our result is coincident with that obtained by Hellier et al. (2011). Our calculations indicate that the linear ephemeris is the best representation of the data ($\chi_r^2 = 1.28$). This result differs from the conclusions reached in previous publications, which indicate that the ephemeris is better described by a quadratic fit. We think that the points located outside $\pm\sigma$ in the O-C diagram can be explained by the passage of the planet in front of stellar spots. Concerning to this, we decided to confirm the rotation period of 15.6 days found by Hellier et al. (2011). To do this we made a photometric follow-up of WASP-43 from the end of March to the end of June of 2014. With 26 observations in the V_J filter and 27 in the R_J , we found no periodicity in the data that could be associated to stellar activity.

From the measured parameters of WASP-28, WASP-4 y WASP-43 we studied possible correlations among i y k and different factors that characterize the light-curves: lack

of complete coverage, red noise and quality factor (PNR). On one hand, we found that the values of the parameters i y k obtained from incomplete transits can largely differ from the real values. Meanwhile, it would exist a possible positive relation ($r = 0.242$) between the measured values of the depth and the quality of the light-curves.

Finally, we found differences up to 10 minutes between the values of the minimum times published by the ETD and those calculated in this work with JKTEBOP. This result confirms the need for homogeneous analysis when TTVs are searched and/or studied.

Classification:

97.82.-j Extrasolar planetary systems

97.82.Cp Photometric and spectroscopic detection

95.75.De Photography and photometry (including microlensing techniques)

97.20.Jg Main-sequence: late-type stars (G, K, and M)

97.10.Jb Stellar activity

95.75.Wx Time series analysis, time variability

Keywords:

extrasolar planets – technique: photometry – transit timing variations – planetary systems – stellar activity

Introducción

En el año 2000, Henry et al. (2000) e independientemente Charbonneau et al. (2000) reportaron la primera detección de un planeta extrasolar por medio de la técnica de tránsitos: HD 209458b. Puesto que este objeto había sido descubierto por la técnica de velocidades radiales (Henry et al., 1999), este suceso constituyó la primera confirmación de que planetas de la masa de Júpiter localizados en órbitas cercanas a sus estrellas huéspedes tenían radios y densidades comparables a las de los gigantes gaseosos de nuestro propio Sistema Solar.

A partir de este momento el número de planetas extrasolares detectados por medio de esta técnica se incrementó rápidamente. En un principio se comenzó monitoreando fotométricamente los planetas descubiertos por la técnica Doppler, específicamente en los tiempos de las conjunciones inferiores estimados a partir de las órbitas espectroscópicas (Kane, 2007; Kane et al., 2009). Actualmente, muchos de los planetas transitantes son detectados por medio de telescopios de pequeña apertura con dispositivos que producen imágenes de campo amplio, basados en ópticas comerciales de costo moderado, los cuales monitorean estrellas brillantes localizadas en todo el cielo.

Sin embargo, en los últimos 4 años el número de cuerpos planetarios detectados alrededor de otras estrellas a través del método de tránsitos experimentó un crecimiento acelerado, pasando de alrededor de 110 planetas a fines de 2009 a casi 1200 a comienzos de 2015. Este punto de quiebre fue posible gracias a los resultados provistos por el satélite Kepler (Borucki et al., 2010). El objetivo fundamental de esta misión fue el de detectar planetas de tipo Tierra orbitando alrededor de estrellas de tipo Solar que además se encuentren en la zona habitable¹. Con un total de 1013 planetas confirmados y 4175 candidatos (<http://kepler.nasa.gov/>), uno de los resultados más interesantes que se desprende de los datos analizados es que los planetas son objetos

¹La zona habitable circumestelar se define como la región desde la estrella en la que un planeta con una atmósfera similar a la de la Tierra, recibe una cantidad de radiación estelar que permite mantener los reservorios de agua líquida sobre su superficie (Kopparapu et al., 2013; Kasting et al., 1993; Seager, 2013; Güdel et al., 2014).

comunes cuyo número en la Vecindad Solar extendida de nuestra Galaxia sería comparable, o incluso mayor, al número de estrellas (Dressing & Charbonneau, 2013). Es más, el número de planetas terrestres por estrella ubicados en la zona habitable sería de 11 % para estrellas de tipo espectral G-F (Petigura et al., 2013) y del orden de 15 % para estrellas de tipo M (Dressing & Charbonneau, 2013).

Directamente vinculado a la técnica de tránsitos planetarios se encuentra el método de TTVs (Holman & Murray, 2005; Agol et al., 2005), cuya importancia fundamental radica en que permite la detección de otros cuerpos planetarios en sistemas en los que ya se sabe que existe un planeta que transita. En este sentido la misión Kepler ha detectado y confirmado un gran número de planetas por medio de esta técnica (Cochran et al., 2011; Ford et al., 2012; Fabrycky et al., 2012; Carter et al., 2012). A continuación citamos algunos de los casos más llamativos:

- Kepler-9: Éste constituyó el primer gran descubrimiento de la misión Kepler. Se trata de un sistema formado por 2 planetas gigantes transitantes con períodos orbitales de 19.24 y 38.91 días (Holman et al., 2010) que se localizan en las posiciones de la resonancia orbital de movimientos medios 2:1 ($38.91/19.24=2.02$), e inducen variaciones en los tiempos de mínimo de 10 minutos cada uno. El análisis de estos TTVs permitió estimar las masas y por ende la naturaleza planetaria de ambos objetos: en tamaño son similares a Saturno pero poseen menos de la mitad de su masa.

- Kepler-11: es una estrella de tipo solar con 6 planetas transitantes cuyos tamaños varían desde aproximadamente 1.8 a $4.2 R_{\oplus}$ (Lissauer et al., 2011, 2013). Los períodos orbitales de los 5 planetas más internos se encuentran entre 10 y 47 días y los cocientes de los mismos se encuentran entre 1.26 y 1.74. Por comparación, los cocientes de los períodos orbitales en el Sistema Solar van desde 1.63 (Venus y Tierra) a 6.3 (Marte y Júpiter). El planeta más externo, Kepler-11g, tiene un período de 118.4 días. Aquí se han utilizado TTVs para estimar las masas planetarias. La mayoría de ellos poseen una fracción sustancial de su volumen ocupada por hidrógeno (en la forma de hidrógeno molecular) y helio, lo cual implica que estos gases livianos pueden llegar a dominar el volumen de un planeta aunque sea sólo unas pocas veces más masivo que la Tierra.

La presencia de variaciones en los tiempos de mínimo también ha permitido descubrir planetas no transitantes tales como Kepler-19c (Ballard et al., 2011) y Kepler-46c (Nesvorný et al., 2012). Es importante señalar que actualmente también se están llevando a cabo monitoreos exhaustivos con telescopios localizados en Tierra (Maciejewski et al., 2011; Nascimbeni et al., 2011; von Essen et al., 2013; Hoyer et al., 2013b) con el objetivo de detectar variaciones en los tiempos de mínimo.

Sin embargo, hasta el momento no hay ninguna confirmación segura de TTVs con

observaciones realizadas desde Tierra, y existe un debate importante sobre la detección de algunos sistemas en particular (por ejemplo: HAT-P-13b, Southworth et al. 2012; WASP-12b, Maciejewski et al. 2013). Creemos que esto se debe fundamentalmente a que la confirmación de un TTV depende básicamente de 3 factores: separación entre observaciones, homogeneidad en el análisis de los datos y duración de los seguimientos.

Por un lado, respecto al primer y tercer factor, para poder confirmar sin ambigüedad la presencia de un TTV, las variaciones deben estar bien definidas, es decir que se requiere no sólo de un gran número de datos sino que además es necesario que estos datos estén bien distribuidos a lo largo de todas las fases de la curva de TTVs. Esto último implica que las observaciones deben realizarse regularmente y que, en particular, los seguimientos deben ser a largo plazo.

Mientras que, respecto al segundo factor, existen algunos trabajos en la literatura (Barros et al., 2013; Nascimbeni et al., 2013) que han demostrado que la falta de homogeneidad en el análisis de los datos y en los tratamientos del error empleados, pueden llevar a conclusiones erróneas respecto a la presencia o ausencia de variaciones en los tiempos de mínimo. En este sentido, la gran mayoría de los trabajos publicados con observaciones realizadas desde Tierra que reportan la existencia de TTVs, o bien están basados en muestras de pocos datos, ampliamente separadas temporalmente, o las conclusiones que alcanzan provienen de estudios inhomogéneos. Esto último se debe a que, por lo general, toman los valores y errores de los tiempos de mínimo determinados por distintos autores a partir de procedimientos diferentes.

Es por ello que el objetivo fundamental de este trabajo consiste en buscar variaciones en los tiempos de mínimo de sistemas con planetas transitanes conocidos del Hemisferio Sur, empleando para todos los datos el mismo procedimiento de ajuste y los mismos criterios para la determinación de los errores. Para recolectar el mayor número de tránsitos posibles de forma regular, además de las observaciones extraídas de la literatura, obtuvimos datos propios con los telescopios argentinos “Horacio Ghilmetti” (THG) localizado en CASLEO² y el de 1.54 m ubicado en la EABA³. En este sentido, otro de los propósitos de esta tesis fue el desarrollo de un protocolo para la reducción de imágenes y determinación de magnitudes diferenciales de las observaciones obtenidas con ambos telescopios, lo cual dió origen al programa FOTOMCC.

A continuación detallamos brevemente el contenido de cada uno de los capítulos de

²Complejo Astronómico El Leoncito, operado bajo acuerdo entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina (CONICET) y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan.

³Estación Astrofísica de Bosque Alegre, Observatorio Astronómico de Córdoba, dependiente de la Universidad Nacional de Córdoba.

esta tesis:

En el Capítulo 1 describimos los métodos de detección de planetas haciendo hincapié en la técnica de tránsitos planetarios. Además, revisamos en detalle la técnica de TTVs para la búsqueda de cuerpos en sistemas con planetas transitantes confirmados.

En el Capítulo 2 caracterizamos el instrumental empleado para llevar a cabo este trabajo. Detallamos el proceso de reducción de las imágenes y presentamos la tarea FOTOMCC que desarrollamos para determinar magnitudes instrumentales. Finalmente, realizamos un análisis de las fuentes de error y la precisión alcanzada con cada instrumento.

En el Capítulo 3 describimos la metodología empleada para la determinación de parámetros y la medición precisa de los tiempos de mínimo, a partir del ajuste realizado sobre las curvas de luz.

En los Capítulos 4 a 6 presentamos los resultados obtenidos para 3 de los objetos analizados y, finalmente, en el Capítulo 7 empleamos estos resultados para analizar distintas correlaciones entre los parámetros fotométricos medidos de los planetas y diversos factores que caracterizan a las curvas de luz.

Capítulo 1

Planetas extrasolares

En este capítulo definimos el concepto de planeta y describimos sus métodos de detección, haciendo hincapié en la técnica de tránsitos. Respecto a esto último presentamos las fórmulas generales para la determinación de parámetros, su importancia, fuentes de error y de contaminación. Explicamos en qué consiste el método de variaciones en los tiempos de mínimo, el cual se emplea para buscar cuerpos planetarios en sistemas en los que ya se conoce la existencia de un planeta que transita. Finalmente, describimos brevemente algunos de los relevamientos más exitosos de búsqueda de planetas por medio de la técnica de tránsitos, incluyendo aquéllos con telescopios en Tierra y en el espacio.

1.1. Definición de planeta

Hasta la fecha se conocen un total de 1876 planetas extrasolares confirmados, dentro de los cuales se cuentan 475 sistemas planetarios múltiples¹. Es importante tener en cuenta cuáles son las condiciones que debe reunir un objeto para que pueda ser identificado como “planeta”. En este sentido la Unión Astronómica Internacional (IAU), en su resolución B5 (IAU, 2006), define como “planeta” a todo objeto que cumpla los siguientes criterios:

- Que orbite alrededor de una estrella o un sistema estelar múltiple. Esto excluye objetos de masa planetaria que flotan libremente, aunque es posible que alguno de ellos se haya formado originalmente en un disco circumestelar y haya sido eyectado por una colisión con otro planeta (Bryden, 2001).
- Que no esté en órbita alrededor de otro planeta. Este requerimiento excluye lunas.

¹Estos datos fueron extraídos del catálogo de exoplanetas (exoplanet.eu) el día 20 de enero de 2015.

- Que presente una masa mínima de 10^{22} kg. Este criterio distingue planetas de planetesimales, asteroides y cometas.
- Que presente una masa máxima de $13 M_J^2$. Este criterio distingue entre planetas y enanas marrones. El valor de $13 M_J$ coincide aproximadamente con el límite de masa necesario para quemar Deuterio (Burrows et al., 1997).

1.2. Técnicas de detección

Como puede deducirse de la definición anterior, el parámetro fundamental para decidir si un objeto es o no un planeta es su masa. De modo que si no conocemos cuál es el valor real de su masa sólo podemos hablar de “candidato” a planeta. Desde el descubrimiento del primer planeta extrasolar orbitando alrededor de una estrella de secuencia principal (Mayor & Queloz, 1995), se han desarrollado distintos métodos para la detección de planetas. A continuación describiremos brevemente cada uno de ellos, excepto la técnica de tránsitos planetarios, que desarrollaremos con mayor profundidad:

– Imagen directa:

Este método consiste en detectar la imagen puntual de un planeta como resultado de la luz que éste refleja de la estrella. Por el momento la detección de planetas por medio de esta técnica sigue siendo un desafío debido al alto contraste ($\sim 10^8$) que existe entre el brillo estelar y la luz reflejada o emitida por el planeta. Dado que la observación en longitudes de onda IR disminuye tal contraste, hasta la fecha sólo han sido detectados 51 planetas gigantes jóvenes, auto-luminosos y de largo período. En la actualidad los instrumentos VLT-SPHERE y GPI (Gemini Planet Imager, McBride et al. 2011), especialmente diseñados para llevar a cabo este tipo de observaciones, cuentan con componentes de óptica adaptiva “extrema” (para minimizar la dispersión atmosférica de la luz proveniente de la estrella) y coronógrafos (para atenuar la luz estelar). Por medio de esta técnica es posible conocer la separación angular entre la estrella y el planeta y el radio planetario relativo a la órbita (R_P/a^3 , Wright & Gaudi 2013).

– Microlentes gravitacionales:

Cuando visto desde la Tierra se produce un alineamiento perfecto entre una estrella de fondo (a la cual llamaremos “fuente”) y una estrella localizada a una distancia intermedia (a la cual llamaremos “lente”), la luz proveniente de la estrella de fondo será separada en dos imágenes. Estas imágenes, típicamente no resueltas, son magnificadas por una cantidad que depende de la separación angular entre la lente y la fuente. Puesto que esta separación es una función del tiempo, la fuente exhibirá una magnificación suave y simétrica respecto a la variable tiempo, es decir se producirá un

² M_J es la masa de Júpiter.

³ R_P es el radio planetario y a el semieje mayor de su órbita.

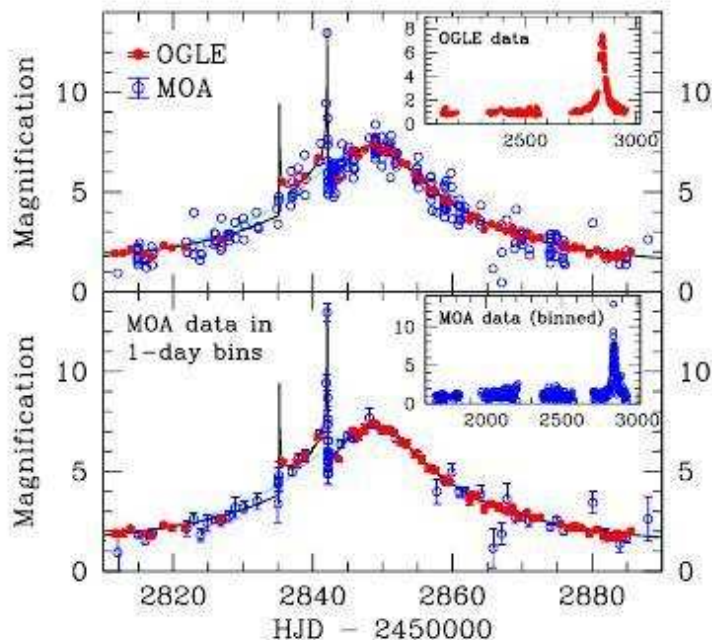


Figura 1.1: Evento de microlente en el que se infiere la presencia de un planeta (Bond et al., 2004). Figura extraída de Wright & Gaudi (2013).

evento de microlente. En el caso particular en el que la estrella que opera como “lente” tenga una compañera planetaria, la gravedad del planeta también afectará a la luz de la fuente generando una breve perturbación en el evento de microlente que será observada como un “pico” dentro de la curva de magnificación (Fig. 1.1). Este tipo de anomalías es el que permite inferir la presencia de planetas localizados en órbitas alejadas de la estrella “lente” y determinar sus masas (M_P) y semiejes mayores (Perryman, 2014). La principal desventaja de este método es que los eventos de microlentes son eventos irrepetibles que proveen una sola medición. Actualmente se conocen 32 planetas detectados por medio de esta técnica.

Por otra parte, a medida que el planeta orbita alrededor de su estrella huésped, ambos describen un movimiento periódico en torno del centro de masa del sistema. Existen tres métodos de detección dinámicos que se basan en este movimiento:

– Astrometría:

Esta técnica consiste en detectar pequeñas variaciones en la posición de la estrella respecto al plano del cielo, las cuales son ocasionadas por la presencia de un planeta (Fig. 1.2). Hasta el momento, sólo un exoplaneta ha sido descubierto por medio de este método (Mutterspaugh et al., 2010) dado que la precisión requerida para detectar los cambios de posición esperados es muy alta. Se espera que el número de detecciones se

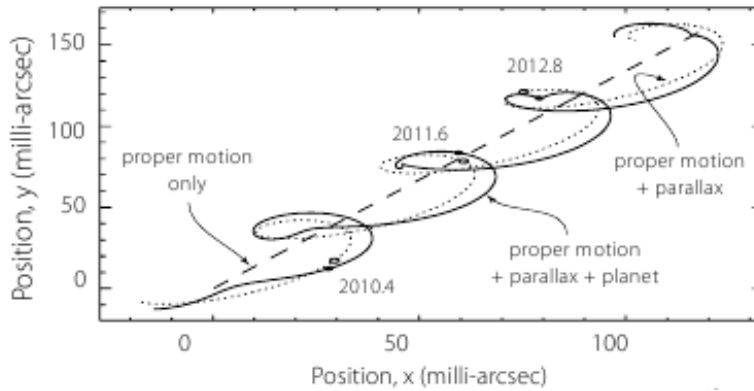


Figura 1.2: Representación esquemática de cómo se determinaría por medio del método astrométrico la trayectoria proyectada sobre el plano del cielo de una estrella. Figura extraída de Perryman (2014).

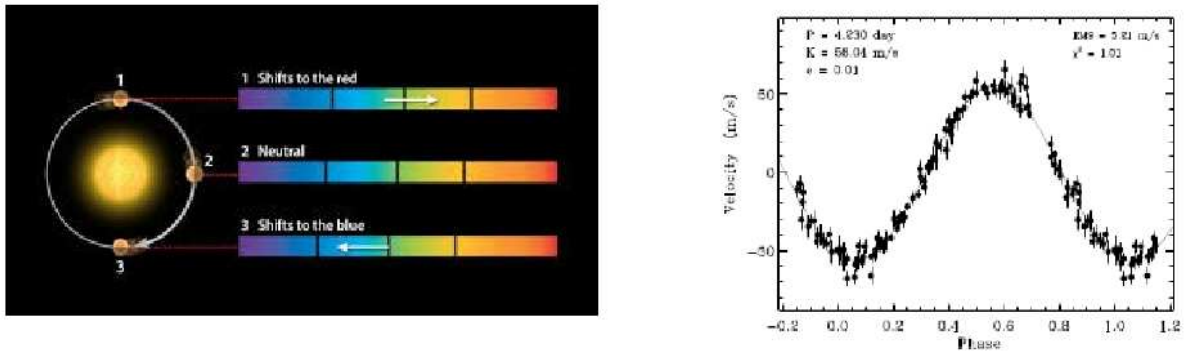


Figura 1.3: Panel izquierdo: Efecto Doppler observado en las líneas de absorción del espectro ocasionado por el movimiento de la estrella en torno del centro de masa. Figura extraída de <http://crab0.astr.nthu.edu.tw/~hchang/ga2/ch07-04.html>. Panel derecho: Curva de Velocidad Radial. Figura extraída de <http://exoplanets.org/no51pegb.html>.

incremente sustancialmente a partir de las observaciones que está proveyendo la misión espacial GAIA⁴. Por medio de este método es posible medir directamente el desplazamiento angular de la estrella sobre el plano del cielo (Wright & Gaudi, 2013).

-Timing:

Consiste en revelar la presencia de planetas a través de la detección de una falta de periodicidad en ciertas señales temporales, estrictamente periódicas, asociadas a las estrellas que los hospedan. Tales señales son relativamente poco comunes pero incluyen pulsaciones estelares radiales, emisiones de radio de púlsares y eclipses de binarias espectroscópicas. A partir de esta técnica es posible conocer la masa planetaria mínima

⁴<http://sci.esa.int/gaia/>

(Queloz et al., 2006), y hasta el momento se conocen 18 planetas detectados por este medio.

– Velocidades radiales:

Para detectar planetas a través de este método se deben tomar espectros estelares de alta resolución separados en el tiempo, y buscar variaciones periódicas en los corrimientos Doppler de las líneas de absorción. Estos corrimientos son ocasionados por el movimiento de la estrella alrededor del centro de masa del sistema estrella-planeta, el cual se produce debido al “tirón gravitacional” que ejerce el planeta sobre la estrella. Cuando la estrella se aleja del observador las líneas se corren hacia el rojo respecto de su posición de reposo, mientras que se mueven hacia longitudes de onda azules cuando la estrella se acerca, de acuerdo al efecto Doppler (Fig. 1.3, panel izquierdo). Estos desplazamientos periódicos en las líneas espectrales corresponden a variaciones en las velocidades radiales estelares ocasionadas por la presencia de un planeta. El gráfico que muestra estas variaciones en velocidad radial a lo largo del tiempo permite construir lo que se conoce como “curva de velocidad radial” (Fig. 1.3, panel derecho). A partir de ella es posible determinar la amplitud K de velocidad radial, definida como

$$K = \left(\frac{2\pi G}{P} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{M_P \sin i}{(M_\star + M_P)^{\frac{2}{3}}}, \frac{1}{(1 - e^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (1.1)$$

donde G es la constante de gravitación universal, P es el período orbital del planeta, M_\star es la masa de la estrella, e es la excentricidad de la órbita e i es la inclinación orbital del sistema. Es decir, que por medio de esta técnica es posible conocer el período, la masa planetaria mínima y los elementos orbitales a y e .

Hasta la fecha casi 600 planetas en más de 400 sistemas han sido descubiertos con este método. Varios espectrógrafos alrededor del mundo han contribuido a estos descubrimientos, siendo HARPS (Mayor et al., 2003) ubicado en el telescopio de 3.6 m de la ESO⁵, y HIRES (Vogt et al., 1994) en el telescopio Keck de 10 m, los instrumentos dominantes en término de resolución (> 84000), número de descubrimientos y precisión. Sin embargo, si bien ésta es una de las técnicas más prolíficas y, como puede verse de la Ec. (1.1), la amplitud es independiente de la distancia a la estrella, consideraciones de relación señal-ruido limitan las observaciones de velocidad radial a las estrellas más cercanas y brillantes.

Por último, dada la relevancia que tiene para esta tesis la técnica de tránsitos planetarios, la describiremos con mayor detalle en la próxima sección.

⁵European Southern Observatory.

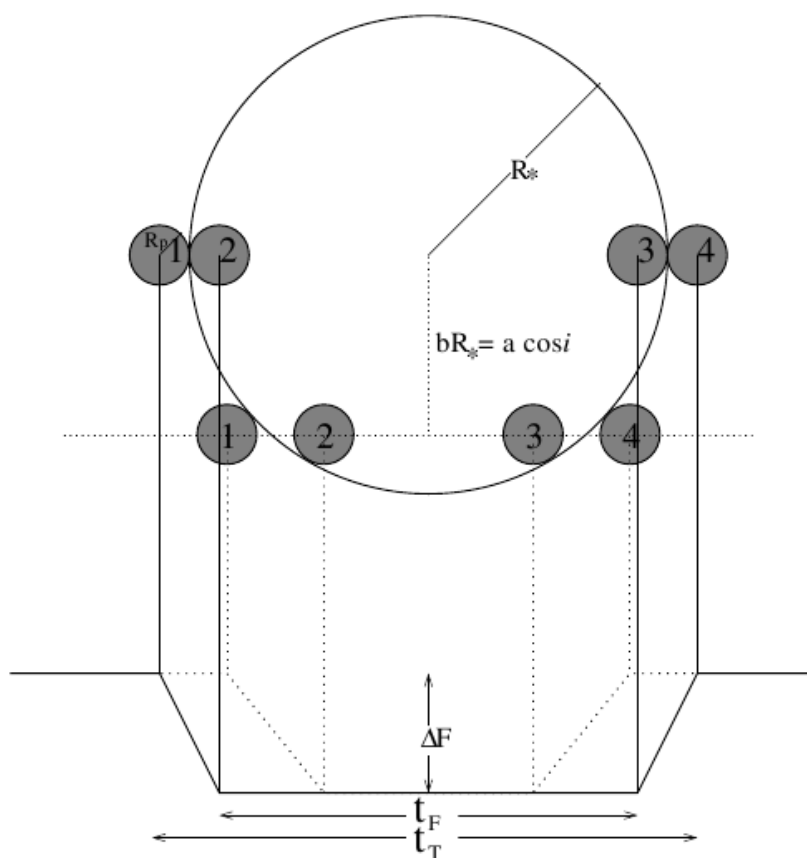


Figura 1.4: Observables de una curva de luz. En la parte inferior de la figura se muestran en líneas sólida y punteada dos curvas de luz, mientras que en la parte superior se presenta la configuración geométrica correspondiente a la estrella y el planeta. Además se indican el primer, segundo, tercer y cuarto contactos. Figura extraída de Seager & Mallén-Ornelas (2003).

1.3. Tránsitos planetarios

Esta técnica, primero propuesta por Struve (1952), es la que ha proporcionado el mayor número de exoplanetas (> 1000) detectados hasta la fecha. La base del método es conceptualmente simple: si la inclinación del plano orbital es perpendicular a nuestra línea de la visual, entonces el tránsito de un planeta que orbita alrededor de una estrella producirá una disminución del brillo estelar que se repetirá con cada período orbital del planeta. Como ejemplo, el cambio en luminosidad ocasionado por el tránsito de Júpiter alrededor del Sol a una distancia de 10 pc es del orden del 2% o 0.02 mag (Perryman, 2001).

Si suponemos que el planeta describe una órbita circular alrededor de su estrella

huésped, entonces los tránsitos se producirán si y sólo si

$$a \cos i \leq R_{\star} + R_P, \quad (1.2)$$

donde los parámetros a , R_P e i fueron definidos previamente y R_{\star} es el radio absoluto de la estrella. En un conjunto de órbitas orientadas aleatoriamente $\cos i$ se distribuye entre 0 y 1 (Queloz et al., 2006). Luego, la probabilidad de que se produzca un tránsito se deduce directamente de la ecuación anterior,

$$p_{trans} = \frac{R_{\star} + R_P}{a} \approx \frac{R_{\star}}{a}. \quad (1.3)$$

Los valores típicos de p_{trans} van desde $\sim 5 \times 10^{-5}$ para planetas terrestres hasta $\sim 10^{-4}$ para gigantes gaseosos. Estos números ponen de manifiesto una de las principales dificultades para buscar tránsitos planetarios: si no se conocen las inclinaciones individuales de los sistemas, es necesario monitorear miles de estrellas durante muchos años para poder encontrar unos pocos eclipses. Sin embargo, hay dos excepciones a esta regla. Por un lado la búsqueda de planetas del tipo Júpiter caliente, los cuales poseen semiejes mayores pequeños y, por ende, altos valores de p_{trans} ; y por el otro la búsqueda en sistemas binarios con inclinaciones orbitales conocidas (tales como los sistemas eclipsantes), lo cual supone que los potenciales planetas serían coplanares con el par estelar.

Si suponemos que tanto la estrella como el planeta son dos esferas perfectas con discos de brillo uniforme, entonces la curva de luz de un tránsito planetario puede ser descripta a partir de 4 observables directos (Fig. 1.4):

- la profundidad del tránsito ΔF ,
- la forma del tránsito, la cual está parametrizada por la duración total del tránsito t_T , es decir el tiempo entre el primer y el cuarto contacto, y la duración de la parte plana del tránsito t_F , entre el segundo y tercer contacto⁶, y
- el período orbital.

A partir de esta información, extraída directamente de dos o más curvas de luz, es posible obtener una solución única para M_{\star} , R_{\star} , i , a y R_P , adoptando las siguientes suposiciones:

- la órbita planetaria es circular⁷.

⁶Los puntos de contacto se definen de la siguiente manera: el primer contacto marca el comienzo del tránsito cuando el círculo proyectado más externo del planeta entra en contacto con el círculo proyectado más externo de la estrella. Similarmente, el cuarto contacto marca el final del tránsito cuando el círculo proyectado más externo del planeta deja el contacto con el círculo proyectado más externo de la estrella. El segundo y tercer contacto indican los momentos en que el círculo del planeta proyectado en el cielo cae completamente dentro del círculo proyectado de la estrella, durante el ingreso y el egreso respectivamente.

⁷La gran mayoría de los planetas de corto período, conocidos hasta la fecha, poseen órbitas con $e \sim 0$ como resultado de sus cortas escalas de tiempo de circularización tidal.

- $M_P \ll M_*$ y además la compañera planetaria es oscura respecto a la estrella central.
- la relación masa-radio estelar es conocida.
- la luz proviene de una única estrella, y no de dos o más estrellas superpuestas⁸.
- entre el segundo y tercer contacto la curva de luz es plana. Esto se puede lograr observando en longitudes de onda en las cuales los efectos del oscurecimiento al limbo (véase la Sección 1.3.1) son despreciables (por ejemplo en las bandas del IR).
- el período puede derivarse de la curva de luz (por ejemplo si los dos tránsitos observados son consecutivos).
- $R_* \ll a$. Este requerimiento es equivalente a suponer que $t_T \pi / P \ll 1$.

Luego, los parámetros físicos del sistema pueden expresarse en término de los observables, medidos directamente sobre la curva de luz, de la siguiente manera

$$\left(\frac{R_P}{R_*}\right)^2 = \Delta F \equiv \frac{F_{NT} - F_T}{F_{NT}}, \quad (1.4)$$

donde $F_{NT} = \pi(R_*)^2 B_*$ es el flujo total recibido fuera del tránsito y, $F_T = \pi(R_*)^2 B_* - \pi(R_P)^2 (B_* - B_P)$ es el flujo total recibido durante del tránsito, siendo B_* y B_P los brillos de la estrella y el planeta, respectivamente.

El parámetro de impacto, $b = \frac{a}{R_*} \cos i$, que está directamente relacionado con la inclinación y se define como la distancia proyectada entre el planeta y el centro de la estrella durante el tiempo de mínimo del tránsito, está dado en unidades de R_* por

$$b = \frac{a}{R_*} \cos i = \left[\frac{(1 - \sqrt{\Delta F})^2 - (t_F/t_T)^2 (1 + \sqrt{\Delta F})^2}{1 - (t_F/t_T)^2} \right]^{1/2}, \quad (1.5)$$

el cociente a/R_* se define como

$$\frac{a}{R_*} = \frac{2P}{\pi} \frac{\Delta F^{1/4}}{(t_T^2 - t_F^2)^{1/2}} \quad (1.6)$$

y finalmente, la densidad estelar ρ_* se obtiene de la siguiente manera

$$\rho_* = \frac{32}{G\pi} P \frac{\Delta F^{3/4}}{(t_T^2 - t_F^2)^{3/2}}. \quad (1.7)$$

⁸Puede suceder que el brillo recibido provenga no sólo de la fuente central sino de una segunda estrella, la cual puede estar ligada físicamente a la primera o simplemente encontrarse en la línea de la visual.

Entonces, si tenemos en cuenta la relación entre la masa y el radio estelar

$$R_{\star} = kM_{\star}^x, \quad (1.8)$$

donde k es un coeficiente constante distinto para cada secuencia estelar (secuencia principal, gigantes, etc) y x describe la ley de potencia de la secuencia (por ejemplo, $x \approx 0.8$ para estrellas de secuencia principal F-K; Cox 2000), y consideramos la 3^{ra} Ley de Kepler,

$$P^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_{\star} + M_P)}, \quad (1.9)$$

podemos combinarlas con lo obtenido para R_P/R_{\star} , b , a/R_{\star} y ρ_{\star} , y obtener los cinco parámetros físicos mencionados al comienzo de esta sección: M_{\star} , R_{\star} , i , a y R_P .

Luego, de todo lo expresado en esta sección y en la anterior, podemos ver que la técnica de tránsitos planetarios y la de velocidades radiales son complementarias. Es decir que, combinando los resultados obtenidos a partir de ambas, podemos determinar la masa del cuerpo que genera las variaciones y confirmar su naturaleza planetaria. Sin embargo, como se mencionó anteriormente, cuando la estrella es débil ($V > 14$) la medición de velocidades radiales se dificulta y por ello varios de los objetos que producen tránsitos permanecen como candidatos.

1.3.1. Oscurecimiento al limbo

Para poder determinar parámetros físicos confiables es necesario conocer, al menos cualitativamente, cuál es la influencia del oscurecimiento al limbo⁹ sobre las curvas de luz. En la Fig. 1.5 pueden observarse los efectos del oscurecimiento al limbo solar en 3 curvas de luz sintéticas con valores de $b = 0, 0.4, 0.8$, generadas para las siguientes longitudes de onda: $\lambda = 0.45 \mu m$, $\lambda = 0.55 \mu m$, $\lambda = 0.8 \mu m$, $\lambda = 3 \mu m$ y $\lambda > 3 \mu m$. De estos gráficos podemos concluir que las observaciones de estrellas de tipo solar realizadas en longitudes de onda menores a $1 \mu m$ (lo cual es equivalente a hablar de filtros “azules”) muestran un notable oscurecimiento al limbo, cuyos efectos generales son los siguientes:

- Modifica la profundidad de la curva de luz (ΔF) como función del parámetro de impacto, aumentando la profundidad de la curva de luz para la mayoría de los valores de b .
- Redondea la parte plana del tránsito, lo cual implica que la separación entre el segundo y tercer contacto se acorta, reduciendo t_F .
- Vuelve menos claros los límites entre el ingreso/egreso y la parte plana.

⁹Variación del brillo desde el centro del disco estelar hasta el borde.

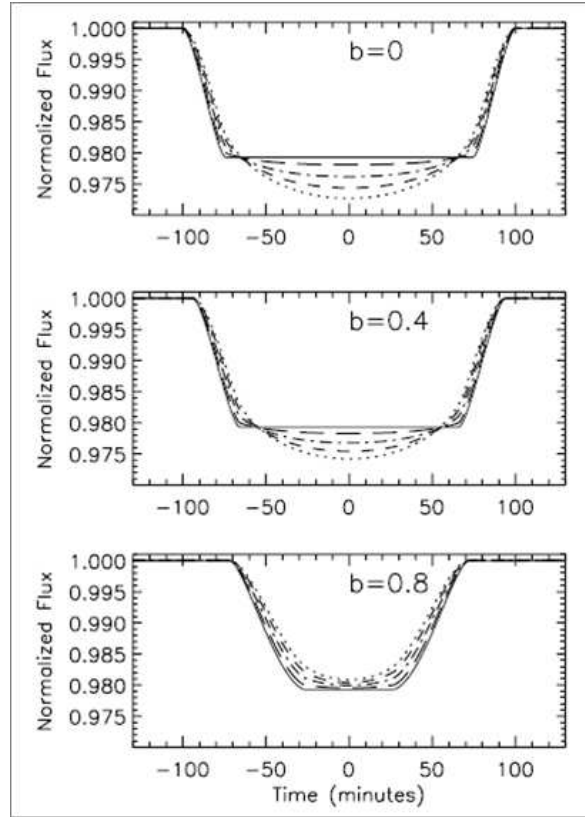


Figura 1.5: Curvas de luz sintéticas correspondientes a $R_p = 1.4R_J$, $a = 0.05$ UA, $R_\star = 1R_\odot$ y $M_\star = 1M_\odot$. De arriba hacia abajo los valores de b considerados son 0, 0.4 y 0.8. Por cada curva se grafica el efecto del oscurecimiento al limbo para $\lambda = 0.45 \mu m$ (línea de puntos), $\lambda = 0.55 \mu m$ (línea a trazos pequeños), $\lambda = 0.8 \mu m$ (línea de puntos y trazos), $\lambda = 3 \mu m$ (línea a trazos grandes) y $\lambda > 3 \mu m$ (línea continua). Figura extraída de Seager & Mallén-Ornelas (2003).

Estos resultados ponen de manifiesto la importancia de tener en cuenta los valores de los coeficientes de oscurecimiento al limbo cuando se extraen parámetros de las curvas de luz. En este sentido, la inclusión de estos coeficientes en las expresiones presentadas en la sección anterior todavía permite obtener una solución única, asegurando además que los parámetros resultantes no estarán afectados por ninguna dependencia de color vinculada al oscurecimiento al limbo.

1.3.2. Fuentes de error fotométricas

Dado que las profundidades típicas de los tránsitos planetarios son de entre 15 y 20 mmag, la detección de planetas por medio de esta técnica requiere de fotometría de alta precisión. Es por ello que es importante tener en cuenta cuáles son los principales factores que introducen ruido en las curvas de luz. Para las estrellas brillantes la precisión está limitada en última instancia por el ruido fotónico, mientras que para las

estrellas más débiles es el brillo del cielo el que constituye la principal limitación¹⁰. Sin embargo, existe una serie de efectos sistemáticos que frecuentemente impiden alcanzar el límite teórico. A continuación describimos brevemente cada uno de ellos:

1) Ruido estelar:

Es posible identificar muchos mecanismos que generan variaciones en el flujo estelar emitido, ya sean oscilaciones, manchas, fulguraciones, etc. La actividad estelar varía intensamente con el tipo espectral y la edad. Por ejemplo, muchas estrellas M de secuencia principal despliegan fulguraciones con amplitudes superiores a 1 magnitud (Allard et al. 1997 y referencias en ese trabajo) y también presentan manchas frías sobre sus superficies generando variaciones fotométricas de varias decenas de mmag (Buccino et al., 2011, 2014; Díaz et al., 2007). De hecho, los relevamientos destinados a la búsqueda de tránsitos planetarios detectan muchas estrellas variables. Sin embargo, los tránsitos planetarios son, en general, de corta duración y presentan un aspecto muy característico, que hacen que sean difíciles de imitar por la actividad estelar.

2) Ruido atmosférico:

La atmósfera terrestre es el obstáculo fundamental que limita la precisión que puede ser alcanzada en las observaciones fotométricas realizadas desde Tierra. Los efectos más importantes a considerar son:

- Centelleo: generado por la interferencia de los haces de luz al ser difractados en las celdas turbulentas de la atmósfera, causando fluctuaciones en la intensidad y fase de la luz. Como es un fenómeno de interferencia depende de la longitud de onda. Este tipo de ruido se vuelve más importante para observaciones realizadas con telescopios de pequeña apertura y tiempos de exposición cortos. Sin embargo, estimaciones cuantitativas (véase por ejemplo Dravins et al. 1998) indican que este tipo de ruido no es normalmente un factor limitante para la búsqueda de tránsitos planetarios.
- Extinción: depende de la longitud de onda y se produce por variaciones en la masa de aire durante las observaciones o por condiciones no fotométricas. Si el campo del CCD es lo suficientemente grande, muchas estrellas pueden ser medidas simultáneamente. De este modo es posible realizar fotometría diferencial y así eliminar el efecto de la variación de extinción, al menos de primer orden. Un análisis más cuidadoso permite considerar también la dependencia de este efecto en el color de las estrellas, pero sólo es posible si hay suficientes estrellas en el campo con el mismo índice de color, lo cual no siempre es fácil de garantizar para las estrellas más brillantes.

¹⁰Estos errores pueden reducirse incrementando el tiempo de exposición t_{exp} , ya que escalan con $t_{exp}^{-1/2}$.

- Seeing: causado por variaciones de densidad en la atmósfera que deforman el camino óptico recorrido por los rayos de luz estelares. Variaciones de corto término o de noche a noche del seeing producen cambios en el ancho y la forma de la PSF¹¹ que pueden ser una fuente de error significativa, en particular en zonas del cielo con muchas estrellas. Por ejemplo, estrellas que durante una buena noche se observan perfectamente separadas en una imagen, durante una noche con mal seeing pueden aparecer superpuestas.

1.3.3. Principales fuentes de contaminación

Los relevamientos que tienen como finalidad encontrar tránsitos planetarios deben cumplir dos objetivos principales:

- 1) identificar candidatos a tránsitos, es decir estrellas con disminuciones en su brillo regularmente espaciadas, que sean consistentes con tránsitos planetarios, y
- 2) confirmar que las disminuciones en brillo observadas en las curvas de luz realmente corresponden a tránsitos planetarios.

Respecto al primer punto, una vez que se obtiene un gran número de imágenes del campo del objeto de interés, la estrategia más directa es buscar en forma automática variaciones en el flujo estelar que tengan una profundidad y duración consistentes con las esperadas en el caso de tránsitos planetarios. Si existen al menos tres de estas variaciones en la curva de luz de una estrella, y además las diferencias entre los tiempos en los que ocurren son pequeños múltiplos de un intervalo común (el período orbital), entonces se puede decir que se ha encontrado un candidato.

En relación al segundo punto, una vez que se tiene la muestra de candidatos, debe llevarse a cabo un seguimiento cuidadoso de los mismos para poder discernir entre planetas verdaderos y falsas alarmas. En este caso, las fuentes más importantes de contaminación estelar son las binarias eclipsantes, las cuales pueden llegar a imitar tránsitos planetarios de distintas maneras:

– Eclipses rasantes: generados cuando el disco total de la estrella secundaria nunca llega a pasar completamente por enfrente del disco de la estrella primaria. Esto produce un eclipse superficial, el cual puede ser confundido con el tránsito de un objeto más pequeño.

– Eclipses en sistemas triples: existen 2 posibilidades. Una de las ellas se produce

¹¹Se denomina PSF (por sus siglas en inglés *Point Spread Function*) a la función que representa la forma de la imagen real de una fuente puntual sobre el detector, que se origina como resultado de los efectos combinados de la turbulencia atmosférica, óptica y guiado.

cuando una binaria eclipsante de fondo se encuentra alineada con la estrella de interés. Este caso se conoce como “Binaria eclipsante de *background*”. Mientras que, la otra posibilidad se da en sistemas triples en los que la primaria es una estrella de tipo solar y la secundaria un par eclipsante de estrellas tardías. En esta situación las binarias eclipsantes no resueltas producen eclipses profundos que son fuertemente diluídos por la tercer estrella brillante, imitando así el tránsito de un planeta gigante.

– Eclipse de una estrella primaria evolucionada ocasionado por una estrella secundaria de secuencia principal: el cociente entre los diámetros de una estrella evolucionada y una de secuencia principal puede ser similar al de una estrella de secuencia principal y un planeta gigante. Esto lleva a eclipses de profundidad idéntica y forma similar para estos dos tipos de sistemas.

En principio todos estos casos pueden ser reconocidos como falsas alarmas a partir de las curvas de luz, puesto que los detalles del tránsito tales como duración total, duración del ingreso y del egreso, perfil del oscurecimiento hacia el limbo y variaciones en el color, difieren de los esperados para el caso de planetas. Sin embargo, esto es posible sólo a partir de fotometría de muy alta precisión, alcanzada únicamente en misiones espaciales.

Por lo tanto, como las observaciones desde Tierra no son lo suficientemente precisas, es necesario realizar un seguimiento de los candidatos con otras técnicas. Puede emplearse espectroscopía de resolución media para determinar el tipo espectral y la clase de luminosidad de la primaria, y de esa manera descartar eclipses generados por estrellas de secuencia principal alrededor de estrellas evolucionadas. El monitoreo de velocidades radiales con relativamente baja precisión ($\sim 100 \text{ m s}^{-1}$) permite excluir eclipses generados por secundarias rasantes. En particular, un resultado nulo luego de estas pruebas significa que, al menos, el tránsito no puede ser producido por una secundaria de masa estelar localizada en una órbita casi perpendicular a la línea de la visual, con un semieje mayor de unas pocas UA o menos. Luego, para una confirmación certera de la naturaleza planetaria de la compañera, se requiere de una detección positiva de la variación en velocidad radial. Sin embargo, esto involucra, comúnmente, mediciones con una precisión de unos pocos m s^{-1} , lo cual es bastante difícil en el caso de primarias débiles pero necesario para descartar eclipses en sistemas triples.

1.3.4. Importancia de la técnica

Además de todo lo mencionado en las secciones anteriores, esta técnica presenta otras 3 ventajas para ampliar nuestro conocimiento sobre los sistemas planetarios:

- Por un lado, permite estimar la estructura del interior planetario si conocemos la

masa y el radio del planeta transitante. De este modo, es posible contrastar los valores de estos parámetros empíricos con los predichos por los modelos de estructura física de exoplanetas (por ejemplo, Burrows et al., 2007; Fortney et al., 2007). Mientras que para algunos objetos el acuerdo entre los radios observados y los esperados, basados en la masa observada y una composición química supuesta, es bueno, existen muchos planetas cuyos radios exceden notoriamente las predicciones. Hasta el momento ningún modelo es capaz de explicar la diversidad de planetas conocidos.

- Por otra parte, posibilita el estudio espectroscópico de las atmósferas planetarias por medio de 2 métodos distintos. En primer lugar, la técnica de espectroscopía de transmisión (Charbonneau et al., 2002) que consiste en “restar” espectros de la estrella tomados durante y fuera del tránsito. Así, es posible detectar diferencias en las líneas de absorción, dependientes de la longitud de onda, que son indicativas de la presencia de ciertos átomos y moléculas en la atmósfera planetaria. En segundo lugar, las observaciones de eclipses secundarios en longitudes de onda infrarrojas (Charbonneau et al., 2005; Deming et al., 2005) permiten monitorear el brillo IR de la estrella y el planeta y, luego, determinar la distribución de temperaturas del planeta por medio de la inversión de los cambios observados en el brillo (por ejemplo Knutson et al. 2007).
- Finalmente, permite el estudio de planetas terrestres que transitan alrededor de estrellas M (por ejemplo Gaidos et al. 2007; Nutzman & Charbonneau 2008). En este sentido, supongamos el caso de una estrella de tipo espectral M5V. En este caso, los tránsitos planetarios serán:
 - 1- Más probables: la probabilidad geométrica será de 1.6 %, es decir 3.2 veces más grande que para un tránsito alrededor de una estrella G2V.
 - 2- Más frecuentes: a 0.074 UA de una estrella M5V, el planeta transitará una vez cada 15 días, comparado con 1 año para una estrella de tipo solar.
 - 3- Más profundos: la profundidad del tránsito será de 0.5 % comparado con el 0.03 % para una primaria de tipo G2V. En cuanto a las velocidades radiales, incrementarán la amplitud de la señal en más de 8 m s^{-1} .

1.4. TTVs: Variaciones en los Tiempos de Mínimo

Ésta es una técnica novedosa que se utiliza para detectar otros cuerpos de tipo planetario, planetas o lunas, en sistemas en donde ya se sabe que existe un planeta que transita.

Si tenemos un sistema conformado únicamente por un planeta transitante y su es-

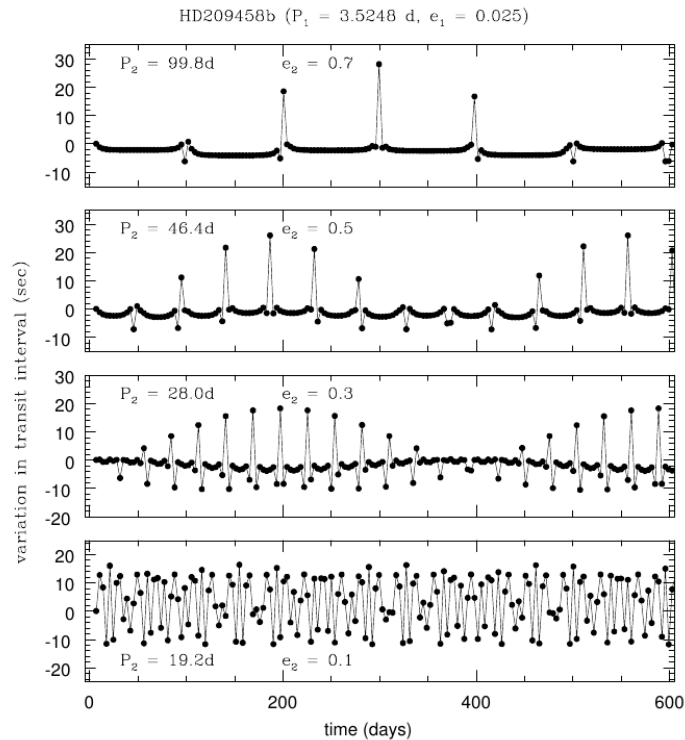


Figura 1.6: Variaciones en los tiempos de mínimo del planeta transigente HD 209458b, provocadas por un hipotético segundo planeta. Figura extraída de Holman & Murray (2005).

trella, el intervalo de tiempo entre tránsitos sucesivos será siempre el mismo¹²(véase más adelante, “Caso secular”). Sin embargo, la presencia de un tercer cuerpo (perturbador) en el sistema, orbitando la estrella, puede producir, además de las variaciones de largo término, variaciones periódicas de corto plazo en el tiempo de mínimo del planeta transigente. Estas variaciones, denominadas en inglés *Transit Timing Variations* o TTVs, son las que le dan el nombre a la técnica.

La interpretación física de este fenómeno es la siguiente: durante el movimiento orbital, el planeta transigente y el perturbador intercambian energía y momento angular como consecuencia de su interacción gravitacional mutua. Esta interacción se amplifica en cada conjunción planetaria¹³, lo cual genera pequeñas oscilaciones en los semiejes mayores y excentricidades de los planetas, alterando el intervalo de tiempo entre los tránsitos del planeta transigente. En la Fig. 1.6 presentamos los resultados obtenidos por Holman & Murray (2005) al integrar numéricamente las ecuaciones de movimiento de Lagrange. En ella muestran cómo se verían las variaciones en los tiem-

¹²Aquí no se tienen en cuenta las pequeñas correcciones que es necesario realizar debidas a la precesión orbital y al decaimiento del semieje mayor del planeta a causa de la interacción tidal con la estrella.

¹³Momento en que dos planetas observados desde un tercero se ubican en la misma longitud celeste.

pos de mínimo de los tránsitos correspondientes al planeta HD 209458b producidos por un hipotético segundo planeta en el sistema con $M_2 = 10^{-3}M_*$, distintos períodos orbitales $P_2 = 99.8, 46.4, 28, 19.2$ días y excentricidades $e = 0.7, 0.5, 0.3, 0.1$ desde el panel superior al inferior.

Si suponemos que el planeta que transita posee un semieje mayor a_1 y un período P_1 , y que el planeta perturbador es externo, es decir $a_2 > a_1$, con período P_2 y masa M_2 , las variaciones típicas en el intervalo de tiempo entre tránsitos sucesivos, δt , pueden aproximarse con bastante precisión para $e_2 \geq 0.3$ por medio de (Holman & Murray, 2005)

$$\delta t = \frac{45\pi}{16} \frac{M_2}{M_*} P_1 \left(\frac{a_1}{a_2(1-e_2)} \right)^3 \left[1 - \sqrt{2} \left(\frac{a_1}{a_2(1-e_2)} \right)^{\frac{3}{2}} \right]^{-2}. \quad (1.10)$$

De la expresión anterior se puede deducir que:

- la variación de los intervalos entre tránsitos depende en primer lugar de la distancia al periastro del perturbador, es decir $a_2(1-e_2)$. Cuanto más cerca, más notable serán las variaciones.
- dada una cierta excentricidad para el perturbador, las variaciones del período disminuirán a medida que el período y semieje mayor del perturbador se incrementen.
- para un período del perturbador fijo, la variación será más grande cuanto mayor sea la excentricidad del perturbador y cuanto más grande sea el período del planeta que transita (es decir cuanto más alejado esté de su estrella).
- el efecto se hace más notorio a medida que la masa del perturbador es más grande.
- para una masa dada del planeta perturbador las variaciones en los tiempos de mínimo serán también más grandes para planetas que orbiten estrellas menos masivas.

Como conclusión de las deducciones anteriores vemos que las variaciones en los tiempos de mínimo son más fácilmente detectables alrededor de estrellas frías con compañeras planetarias alejadas de la fuente central.

Si se supone que el período del planeta perturbador es mucho más grande que el del planeta transitante, el factor final de la Ec. (1.10) puede ignorarse, y reorganizando la expresión es posible conocer la masa del planeta perturbador a partir de

$$M_2 = \frac{16}{45\pi} M_* \frac{\delta t}{P_1} \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^2 (1-e_2)^3. \quad (1.11)$$

Cuando tanto el planeta como el perturbador transitan, las masas y radios de cada uno pueden ser estimados, y por lo tanto se pueden determinar sus densidades. Luego, para tales sistemas las mediciones de velocidad radial no serán necesarias para determinar masas y por ende densidades. El que no sea necesario utilizar determinaciones espectroscópicas convierte a la técnica de TTVs en una herramienta muy poderosa, ya que no sólo permite detectar planetas alrededor de estrellas débiles, sino que además podría llegar a ser la única técnica capaz de permitir estimaciones de masa y densidad de planetas terrestres.

Por otra parte, suponiendo que las órbitas del planeta transitante y del perturbador son coplanares, la probabilidad de que el segundo planeta también transite será (a_1/a_2) , si $a_2 > a_1$, mientras que si $a_2 < a_1$, los tránsitos del segundo planeta están asegurados. Si las órbitas de ambos planetas son mutuamente inclinadas y uno de ellos transita por el centro de la estrella, entonces la probabilidad de que el segundo planeta también transite será (Holman & Murray, 2005),

$$P_{t_2} = \frac{2}{\pi} \arcsen \left(\frac{R_\star}{a_2} \sen i' \right) \quad (1.12)$$

donde i' es la inclinación mutua entre las órbitas de los dos planetas. Para la expresión anterior se supone que $\sen i' > R_\star/a_2$, ya que en el caso contrario la probabilidad de que se produzcan los tránsitos del segundo planeta es de 1. De la ecuación anterior se deduce entonces que para una estrella de radio similar al Sol, una inclinación mutua de unos pocos grados y un semieje mayor $a_2 = 1 \text{ UA}$, la probabilidad es de aproximadamente 0.1, indicando que los sistemas con más de un planeta transitante serían bastante usuales.

– Caso resonante:

Un caso muy particular se produce en aquellos sistemas en los cuales el planeta transitante y el perturbador se encuentran en resonancia de movimientos medios¹⁴. Supongamos que se tiene un sistema cuya inclinación es 90 grados, en donde, además, las órbitas del planeta transitante y del perturbador poseen inicialmente baja excentricidad (casi circulares), son coplanares y se encuentran en una resonancia de movimientos medios de primer orden $(j + 1 : j)$. Cualitativamente, la variación de los tiempos de mínimo puede explicarse de la siguiente manera: en resonancia, ambos planetas presentarán conjunciones sucesivas exactamente en la misma longitud. Las fuertes interacciones que toman lugar durante la conjunción incrementarán la excentricidad del planeta causando un cambio en el semieje mayor y el período del mismo. Este cambio en el período provocará un corrimiento en la longitud a la cual se produce la conjunción. Una

¹⁴La resonancia de movimientos medios se da cuando el cociente entre los períodos orbitales del planeta transitante (P_1) y el perturbador (P_2) es un número entero. Generalmente se simbolizan como $P_2:P_1$.

vez que la longitud alcanza un desplazamiento de π respecto de su posición original, la excentricidad comenzará a disminuir nuevamente dando lugar a un ciclo de oscilación. Así mismo la oscilación del semieje mayor ocasionará que las diferencias entre los tiempos de mínimo también cambien.

A partir de esta descripción cualitativa es posible realizar una estimación de las variaciones en los tiempos de mínimo. Con cada período de oscilación, la longitud de cada conjunción se desplazará casi media órbita. Puesto que tales conjunciones ocurren sólo una vez cada j órbitas, la desviación máxima entre los tiempos de mínimo del planeta menos masivo durante el período de oscilación será P_2/j . Si el planeta transitante es de mayor masa que el perturbador, entonces por conservación de la energía el cambio en los períodos de ambos planetas será inversamente proporcional a las masas, y las variaciones en los tiempos de mínimo estarán dadas por $(M_2/M_1)P/j$. En particular, Agol et al. (2005) encuentran que las expresiones

$$\delta t \sim \frac{P_1}{4.5j} \frac{M_2}{M_2 + M_1} \quad (1.13)$$

para la variación máxima esperable en los tiempos de mínimo y

$$P_{osc} \sim 0.5j^{-4/3} \left(\frac{M_1}{M_\star} \right)^{-2/3} P_1 \quad (1.14)$$

para el período con el que se repite esa variación, presentan un muy buen acuerdo con los resultados obtenidos a partir de simulaciones numéricas. Cuando cualesquiera de los dos planetas posee un valor de excentricidad suficientemente alto, las resonancias de orden más alto se vuelven más importantes. En el caso particular en que ambos cuerpos presenten altas excentricidades, se llega a un resultado similar al del caso circular para la variación máxima esperable en los tiempos de mínimo. Sin embargo, el período de la oscilación disminuirá significativamente a medida que la excentricidad se incremente. De las Ecs. (1.12) y (1.13) podemos ver que para un planeta del tipo Júpiter caliente que produce un tránsito cada 3 días alrededor de una estrella como el Sol, un perturbador de la masa de la Tierra localizado en la resonancia 2:1 producirá un $\delta t \sim 3$ minutos con un $P_{osc} \sim 5$ meses. Dicha señal sería fácilmente detectable con un telescopio ubicado en Tierra.

– Caso secular:

En este caso, la precesión del periastro se produce muy lentamente. Es decir que puede considerarse que el semieje mayor de la órbita no cambia con el tiempo. Por ejemplo, un perturbador de la masa de Júpiter ($M_2 = 10^{-3}M_\odot$) ubicado a una distancia de 10 veces el semieje mayor de un Júpiter caliente de 3 días de período, provocará una precesión completa de la órbita del Júpiter caliente en aproximadamente 8000 años; mientras que un planeta de $3 M_\oplus$ ($M_2 = 10^{-5}M_\odot$) localizado 1.5 veces más distante

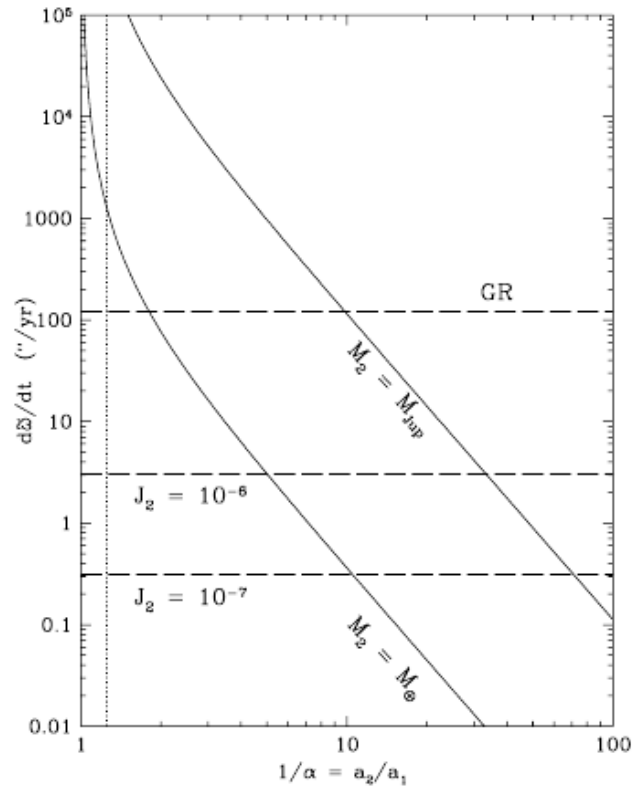


Figura 1.7: Tasas de precesión del periastro para un planeta de masa similar a la de Júpiter y otro de masa terrestre. Las líneas a trazos horizontales indican las contribuciones esperadas ocasionadas por efectos relativistas y por la falta de esfericidad de la estrella. Figura extraída de Heyl & Gladman (2007).

que un Júpiter caliente causará una precesión completa en aproximadamente 800 años (Heyl & Gladman, 2007).

Sin embargo, existen otros dos efectos que también pueden provocar una precesión del periastro. Ellos son: la falta de esfericidad en la forma de la estrella y los efectos relativistas causados por su masa (Misner et al., 1973), o bien causados por la extrema proximidad entre la estrella y el planeta (Richardson & Kelly, 1988; Kidder, 1995). En este sentido, la Fig. 1.7, muestra cuál es el aporte de cada uno de estos efectos al avance del periastro. Dado que la tasa de precesión inducida por la relatividad general es proporcional a la masa de la estrella (véase la Ec. 2 de Heyl & Gladman 2007) la precisión con la que puede determinarse dependerá del error en la medición de la masa estelar. Por otra parte, por el momento sólo es posible establecer límites superiores para los valores de J_2 (que indica el apartamiento de la esfericidad) de las estrellas con planetas. Teniendo en cuenta que para el Sol, J_2 es alrededor de pocas veces $\sim 10^{-7}$ (Pireaux & Rozelot, 2003), se puede hacer una estimación del valor de este parámetro para una estrella con planetas escalando su velocidad de rotación a la velocidad de

rotación solar. De los resultados obtenidos por Winn et al. (2005)¹⁵, los valores de J_2 de las estrellas con planetas no superarían los $\sim 10^{-6}$, lo cual, de acuerdo a la Ec. (3) de Heyl & Gladman (2007), indicaría que la contribución de la no-esfericidad estelar a la precesión del periastro sería despreciable.

De todo esto puede concluirse que existen en general dos contribuciones dominantes a la precesión del periastro: la relatividad general y la presencia de otros planetas. La falta de esfericidad en la forma de la estrella puede también contribuir pero sólo si el valor de J_2 es aproximadamente dos órdenes de magnitud más grande que el del Sol. Consecuentemente si el avance del periastro observado excede el esperado por efectos relativistas, o bien el sistema posee planetas adicionales o la estrella huésped presenta una forma cuyo apartamiento de la esfericidad es inusualmente grande.

1.5. Proyectos de búsqueda de tránsitos planetarios

1.5.1. En Tierra

En la actualidad existen varios proyectos alrededor del mundo dedicados a la detección de planetas extrasolares mediante la técnica de tránsitos. Algunos de ellos utilizan telescopios de pequeña apertura (entre 10-20 cm) y campo muy amplio, lo cual les permite observar miles de estrellas simultáneamente. La disponibilidad y bajo costo de los telescopios pequeños permite que estos proyectos cuenten con instrumentos emplazados en distintos puntos del planeta, distribuidos en diferentes longitudes. El objetivo es obtener una cobertura temporal lo más completa posible, y de esta manera lograr reducir la posibilidad de perder tránsitos durante el día. La única desventaja se encuentra en que, debido a la pequeña apertura que poseen estos instrumentos, la búsqueda se limita sólo a las estrellas más brillantes del cielo.

Dos de los proyectos de este tipo actualmente en vigencia son: HAT¹⁶ (*Hungarian Automated Telescope*) y Super-WASP¹⁷ (*Wide Angle Search for Planets*). A continuación describiremos brevemente el que hasta la fecha ha detectado el mayor número de planetas.

¹⁵Estos autores determinaron la tasa de rotación de la estrella HD 209458, que posee un planeta transitante. El valor que obtuvieron, $v \sin i = (4.70 \pm 0.16) \text{ km s}^{-1}$, es sólo un poco más grande que los valores típicos determinados para el Sol ($1.4 - 2.0 \text{ km s}^{-1}$). Esto implica que es poco probable que el J_2 de este sistema sea mucho mayor que el del Sol.

¹⁶<http://hatnet.org/>

¹⁷<http://www.superwasp.org/>

Super-WASP

El relevamiento Super-WASP emplea dos observatorios robóticos que operan de forma continua durante todo el año permitiendo cubrir ambos hemisferios del cielo. El primero de estos observatorios, SuperWASP-Norte, se encuentra localizado en la isla de La Palma entre el *Isaac Newton Group of telescopes* (ING); mientras que el segundo, SuperWASP-Sur está ubicado en Sudáfrica, en el mismo sitio que el *South African Astronomical Observatory* (SAAO). Cada una de estas instalaciones posee una montura robótica con 8 cámaras de campo extremadamente amplio que cubren un total de 61 grados² cada una. Esto les permite capturar hasta 100000 estrellas por imagen con magnitudes de hasta $V = 13$, y monitorear simultáneamente el cielo en busca de tránsitos planetarios. Este proyecto, que comenzó en el año 2006, lleva detectados hasta la fecha más de 100 planetas entre candidatos y confirmados.

1.5.2. En el espacio

Por otra parte, además de los proyectos de búsqueda de tránsitos planetarios con observatorios instalados en Tierra, un gran número de los exoplanetas conocidos hasta la fecha por medio de esta técnica fueron descubiertos por dos misiones espaciales: Kepler y CoRoT. A continuación describiremos brevemente cada una de ellas.

Misión CoRoT¹⁸

La misión CoRoT (acrónimo francés de *CO*nvection *RO*tation et *TR*ansits *pl*anétaires) fue aprobada y liderada por la Agencia Espacial Francesa (CNES) en asociación con laboratorios franceses (CNRS) y varios socios internacionales (países europeos y Brasil). La sonda CoRoT, equipada con un telescopio de 27 cm de diámetro y 4 detectores CCD sensibles a pequeñas variaciones en los flujos estelares, realizó observaciones de dos regiones circulares de aproximadamente 10 grados de radio, centradas en la intersección del Ecuador celeste y el plano galáctico, en direcciones opuestas. La sonda fue lanzada exitosamente el 27 de Diciembre de 2006. Sin embargo, el 2 de Noviembre de 2012, CoRoT sufrió una falla irreparable en una de sus computadoras, lo cual marcó el final de la misión.

Los objetivos científicos principales de este proyecto fueron:

- Sismología estelar: analizar los modos de vibración de las estrellas, los cuales generan variaciones de luminosidad en la superficie estelar, con el fin de determinar algunos parámetros importantes de la física estelar, tales como el tamaño y la

¹⁸<http://smc.cnes.fr/COROT/>

composición del núcleo, los límites entre las zonas radiativa y convectiva, o el perfil de rotación interno.

- Búsqueda de planetas tipo Tierra por medio de la técnica de tránsitos planetarios: CoRoT sería lo suficientemente sensible como para detectar planetas rocosos de tan solo un par de veces el tamaño de la Tierra, aunque también se esperaba el descubrimiento de nuevos planetas gigantes gaseosos. Para este propósito se emplearon 2 CCDs que monitorearon simultáneamente 6000 estrellas cada uno con magnitudes V entre 11 y 16.

Dado que todavía continúan analizándose los datos provistos por la misión, hasta la fecha CoRoT ha detectado un total de 28 planetas, siendo CoRoT-24b el menos masivo, con una masa de $5.7 M_{\oplus}$ (Alonso et al., 2014).

Misión Kepler¹⁹

La misión Kepler (bautizada así en honor al astrónomo y matemático Johannes Kepler) fue financiada por la NASA como parte del programa *Discovery*²⁰. El satélite Kepler es esencialmente un fotómetro tipo Schmidt de 0.95 m de apertura y un espejo primario de 1.4 m con un campo de visión de 102 grados² (casi 12 grados de diámetro) que obtuvo observaciones continuas de alrededor de 150000 estrellas con V entre 9 y 16, situadas entre las constelaciones del Cisne y Lira. Con una cámara CCD de 95 millones de píxeles fue posible analizar de forma simultánea el brillo de estas estrellas cada 30 minutos para detectar posibles tránsitos planetarios.

En particular, los tránsitos de planetas terrestres alrededor de estrellas de tipo solar producen una variación en la luminosidad de la estrella de aproximadamente 1/10000 (100 partes por millón, ppm). Teniendo esto en cuenta, el sistema completo de la misión Kepler fue diseñado de tal modo que la precisión fotométrica diferencial combinada en 6.5 horas de integración fuese menos de 20 ppm para una estrella tipo solar con V=12.

El satélite fue lanzado exitosamente el 6 de Marzo de 2009 y se esperaba que la duración de la misión se extendiera hasta Septiembre de 2016. Sin embargo, el 15 de Mayo de 2013, debido al fallo de uno de los giróscopos del satélite, la misión finalizó abruptamente.

El objetivo científico de este proyecto era el de explorar la estructura y diversidad de sistemas planetarios. Para ello se observó una gran muestra de estrellas con el fin de:

¹⁹<http://kepler.nasa.gov>

²⁰Programa de costo relativamente bajo, enfocado en misiones científicas específicas.

- Determinar la frecuencia de planetas terrestres y más grandes en, o cerca de la zona habitable de una amplia variedad de estrellas,
- Determinar la distribución de tamaños y formas de las órbitas de estos planetas,
- Estimar el número de planetas que existen en sistemas estelares múltiples,
- Determinar la variedad de órbitas, tamaños, masas y densidades de planetas gigantes de corto período,
- Identificar miembros adicionales de cada sistema planetario descubierto empleando otras técnicas,
- Determinar las propiedades de las estrellas que albergan sistemas planetarios.

Hasta la fecha la misión Kepler ha detectado un total de 4175 candidatos y 1013 planetas confirmados, siendo Kepler-186f uno de los objetos más interesantes encontrados hasta el momento, ya que posee un radio similar al terrestre y se encuentra ubicado en la zona habitable de su estrella (Quintana et al., 2014).

A partir de la gran cantidad de datos provista por la misión se ha podido estimar la tasa de ocurrencia planetaria, es decir el número promedio de planetas por estrella cuyas propiedades (tales como masa y distancia orbital) se encuentran dentro de un cierto rango (Winn & Fabrycky, 2014). Idealmente, las tasas de ocurrencia se calculan teniendo en cuenta 1) la posibilidad de que muchas de las señales de tránsitos encontradas correspondan realmente a binarias eclipsantes, 2) la eficiencia del algoritmo de búsqueda de tránsitos planetarios, 3) las incertezas y los efectos de selección en los parámetros estelares y 4) el hecho de que muchas de las estrellas monitoreadas sean en realidad sistemas estelares múltiples. Si bien ninguno de los estudios publicados hasta la fecha tiene en cuenta todos estos puntos, los trabajos de Fressin et al. (2013) y Petigura et al. (2013) han dado pasos significativos por alcanzar este ideal. Por un lado, Fressin et al. (2013) estimaron el número de binarias eclipsantes entremezcladas con las señales planetarias, mientras que Petigura et al. (2013) cuantificaron la sensibilidad de los algoritmos de búsqueda. Los resultados obtenidos por estos autores teniendo en cuenta los factores mencionados se muestran en la Tabla 1. Estos señalan que la tasa de ocurrencia de planetas con radios entre 1 y $2 R_{\oplus}$ sin tener en cuenta el período sería, como mínimo, de un 17 %. Esto indicaría que los planetas tipo Tierra serían comunes.

Misión TESS²¹

El satélite de sondeo de planetas transitantes (TESS por sus siglas en inglés *Transiting Exoplanet Survey Satellite*) es un telescopio espacial planificado por el Programa

²¹<http://tess.gsfc.nasa.gov/>

Tabla 1.1.: Tasa de ocurrencia planetaria alrededor de estrellas FGK

Referencia	Período (días)	R_p (R_{\oplus})	Ocurrencia [%]
Fressin et al. (2013)	< 10	6-22	0.43 ± 0.05
	< 85	0.8-1.25	16.6 ± 3.6
	< 85	1.25-2	20.3 ± 2.0
	< 85	2-4	19.9 ± 1.2
	< 85	1.25-22	52.3 ± 4.2
Petigura et al. (2013)	5-100	1-2	26 ± 3
	5-100	8-16	1.6 ± 0.4

Explorer de la NASA.

TESS estará equipado con 4 telescopios de campo amplio y CCDs con un tamaño total de 67 millones de píxeles, lo cual le permitirá cubrir 400 veces más cielo que cualquier misión espacial previa, incluida Kepler. Su lanzamiento está programado para 2017 y se espera que la duración de la misión sea de 2 años.

El objetivo primario de la misión será realizar un relevamiento de las estrellas más brillantes cercanas a la Tierra que poseen planetas transitantes. Además permitirá estudiar la masa, tamaño, densidad y órbita de un gran número de pequeños planetas, incluyendo una muestra de mundos rocosos localizados en las zonas habitables de sus estrellas huéspedes. Este relevamiento se enfocará en estrellas de tipos espectrales G y K con magnitudes V más brillantes que 12. Se estudiarán aproximadamente 500000 de estas estrellas incluyendo las 1000 enanas rojas más cercanas a la Tierra. Se predice que TESS descubrirá entre 1000 y 10000 candidatos que presenten tránsitos con tamaños similares a la Tierra o más grandes y períodos orbitales de hasta 2 meses.

De este modo la misión proveerá de blancos primarios para su posterior caracterización con el *Automated Planet Finder telescope*, el espectrógrafo HARPS, el futuro espectrógrafo ESPRESSO²² (*Echelle SPectrograph for Rocky Exoplanet and Stable Spectroscopic Observations*) y el *James Webb Space Telescope*, así como también otros telescopios en Tierra.

²²<http://www.eso.org/sci/facilities/develop/instruments/espresso.html>

Capítulo 2

Instrumental utilizado y reducción de los datos

En este capítulo presentamos las características generales del instrumental utilizado para llevar a cabo las observaciones. Describimos además el proceso de reducción de las observaciones y la técnica empleada para determinar magnitudes instrumentales y realizar la fotometría diferencial. Finalmente, hacemos un análisis de la precisión alcanzada y de las principales fuentes de ruido de cada instrumento.

2.1. Los telescopios

Para llevar a cabo las observaciones de los tránsitos planetarios empleamos el telescopio localizado en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre (EABA; Córdoba, Argentina) y el telescopio Horacio Ghilmetti (THG) ubicado en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO; San Juan, Argentina). A continuación describiremos cada uno de ellos:

El telescopio de la EABA es un reflector con un espejo primario de 1.54 m de diámetro que puede operar tanto en foco Cassegrain como en Newtoniano. Está equipado con una cámara Apogee Alta U9 de 3070 x 2048 pixeles de $9 \mu\text{m}$ de lado cada uno. Esta cámara provee una escala de $0.25''/\text{pix}$ y un campo de visión de $8' \times 12'$ y tiene una ganancia de $1.5 \text{ e-}/\text{ADU}$, ruido de lectura de 10 e- y corriente de oscuridad de $0.1 \text{ e-}/\text{pixel}/\text{s}$. El instrumento cuenta con una rueda de filtros de banda ancha Johnson BVRI. Para todas las observaciones realizadas con este instrumento empleamos el foco Newtoniano.

El THG es un telescopio MEADE-RCX 400 con un diseño Ritchey-Chretien cuyo

Tabla 2.1.: Parámetros fundamentales determinados para la cámara Apogee Alta U8300

Parámetro	Valor determinado
Ruido de lectura (e-)	9
Escala de Placa ("/pix)	0.34
Ganancia (e-/ADU)	0.51
Respuesta lineal hasta (ADUs)	50000

espejo primario es de 40 cm de diámetro. Tiene una razón focal f/8 y se encuentra equipado con una rueda de filtros Johnson UBVRI de banda ancha y una cámara Apogee Alta U16M de 4096 x 4096 pixeles de 9 μm de lado cada uno, que resulta en una escala de placa de 0.57 "/pix y un campo de visión de 49'x 49'. La cámara presenta además una ganancia de 1.6 e-/ADU, ruido de lectura de 10.7 e- y corriente de oscuridad de 0.1 e-/pixel/s (para más detalles véase von Essen et al. 2009). Debido a que la configuración en la que operamos el *slide* de la cúpula sólo permite visualizar objetos con alturas superiores a 40 grados, únicamente realizamos observaciones de estrellas que durante todo el tránsito se encontraron por encima de este límite. La ventaja fundamental de este instrumento es que la cúpula, el telescopio y el CCD se operan en forma completamente remota (Schwartz et al., 2011) desde cualquier PC conectada a internet mediante VNC (*Virtual Network Computing*). Para facilitar el control del instrumento se cuenta con una cámara web dentro de la cúpula, la cual también se controla remotamente. Este modo de operación convierte al THG en una herramienta ideal para realizar seguimientos fotométricos de largo plazo, como el que presentamos en esta tesis.

En noviembre de 2011 una descarga por tormenta eléctrica provocó daños en gran parte del instrumental del THG, incluida una de las placas de la cámara U16M que la dejó fuera de funcionamiento hasta su posterior arreglo en septiembre de 2012. En su lugar se instaló una cámara Apogee Alta U8300 con 3326 x 2504 pixeles de 5.4 μm cada uno, la cual se utilizó entre los meses de mayo y agosto de 2012, y para la que fue necesario calcular sus parámetros fundamentales. Los valores que listamos en la Tabla 2.1 fueron determinados a partir de observaciones realizadas durante la noche del 15 de mayo de 2012 en bin 1x1. Estas observaciones incluyeron imágenes del campo de WASP-15 (AR(2000)=13h 55m 42s, DEC(2000)=-32° 09' 35"), 8 bias y 45 darks. A continuación explicamos brevemente la metodología empleada para determinar cada uno de estos parámetros:

–Ruido de Lectura:

Agrupamos los 8 bias en pares y generamos 4 imágenes a partir de la resta de imágenes de cada par. Estas diferencias nos permitieron eliminar cualquier modulación presente

Tabla 2.2.: Parámetros fundamentales determinados para la cámara Apogee Alta U16M

Parámetro	Valor determinado
Ruido de lectura (e-)	10.7
Escala de Placa ("/pix)	0.57
Ganancia (e-/ADU)	1.6
Respuesta lineal hasta (ADUs)	60000

Tabla 2.3.: Desviaciones estándares de las imágenes diferencia entre bias

Imagen diferencia	$\sigma_{B_i-B_j}$
$B_1 - B_2$	24.62
$B_3 - B_4$	24.61
$B_5 - B_6$	24.63
$B_7 - B_8$	24.61

en las imágenes restadas. Con la tarea “imstat” de IRAF computamos la desviación estándar de cada imagen “diferencia” ($\sigma_{B_i-B_j}$), donde B_k corresponde a cada bias restado. Teniendo en cuenta que la única fuente de ruido en un bias es el ruido de lectura (R_L), entonces tenemos:

$$\sigma_{B_i-B_j}^2 = \sigma_{B_i}^2 + \sigma_{B_j}^2 = R_L^2 + R_L^2 = 2R_L^2 \quad (2.1)$$

luego, para $\sigma_{B_i-B_j}$ adoptamos el promedio de los valores mostrados en la segunda columna de la Tabla 2.3 y obtuvimos $R_L = 17.4$ ADUs.

–Linealidad:

Para evaluar el número de cuentas a partir del cual la respuesta del CCD deja de ser lineal, tomamos imágenes con distintos tiempos de exposición del campo de WASP-15. Elegimos este campo en particular porque atraviesa el meridiano del observador muy cerca del cenit, lo cual evita que debamos realizar la corrección por extinción. Tomamos 9 series de 5 imágenes cada una con tiempos de exposición de 2, 5, 7, 10, 15, 20, 25, 30 y 35 segundos y medimos el número de cuentas por pixel de cada estrella del campo. En el panel superior de la Figura 2.1 mostramos los resultados obtenidos para la estrella más brillante. Los círculos vacíos corresponden al número de cuentas máximo medido por pixel para cada imagen, mientras que los triángulos llenos representan el número de cuentas máximo promedio de cada serie. Podemos ver claramente que a partir de las 50000 cuentas los datos comienzan a apartarse del ajuste lineal dado por $\text{ADUs}_{\max} = 2434 * t_{\text{exp}} + 346.4$, es decir se produce un cambio de pendiente que indica que aproximadamente alrededor de ese valor, la respuesta del CCD deja de ser lineal. A modo de comparación mostramos en el panel inferior de la Figura 2.1 los resultados obtenidos para la cámara U16M. En este caso vemos que los datos

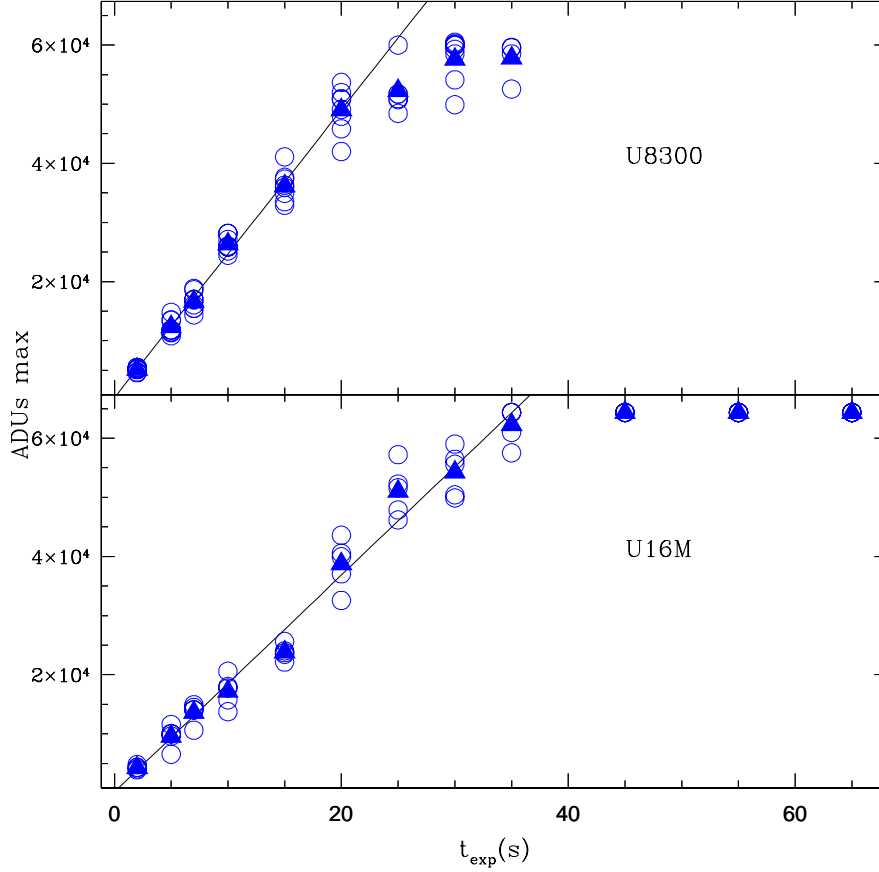


Figura 2.1: Tiempo de exposición vs Número de cuentas medido para la estrella más brillante del campo utilizando las cámaras U8300 (panel superior) y U16M (panel inferior). Los círculos vacíos corresponden a cada una de las mediciones realizadas para cada tiempo de exposición y los triángulos llenos al número de cuentas máximo promedio de cada serie. La línea continua representa el mejor ajuste lineal a los datos. Como puede verse, para la cámara U8300 para más de 50000 cuentas los puntos comienzan a apartarse claramente del ajuste indicando que la respuesta del CCD deja de ser lineal. Para la cámara U16M la pérdida de linealidad se produce para más de 60000 cuentas.

se apartan del ajuste lineal, $ADUs_{max} = 1832 * t_{exp} + 207$, a partir de las 60000 cuentas.

–Escala de placa:

Se expresa en "/pix y se computa teóricamente por medio de la siguiente expresión (Howell, 2006)

$$P = \frac{206265 T_{pix}}{1000 f} \quad (2.2)$$

donde T_{pix} es el tamaño del pixel expresado en micrones, f es la longitud focal del espejo primario en milímetros, 206265 es el número de " en un radián y 1000 es el

Tabla 2.4.: Datos de las estrellas empleadas para determinar la escala de placa

Objeto	$\delta(^{\circ} \text{ ' } \text{ ''})$	$y(\text{pixel})$
WASP-15	-32 09 35	1666.75
TYC7283-1167-1	-32 07 43	1348.44

factor de conversión entre milímetros y micrones. Si tenemos en cuenta que para el THG y la U8300 $T_{pix} = 5.4 \mu\text{m}$ y $f = 3251 \text{ mm}$, la escala de placa computada es: $P = 0.342 \text{ ''/pix}$. Para chequear este resultado obtenido teóricamente también calculamos la escala de placa en forma observacional. Para ello extrajimos de SIMBAD¹ las declinaciones (δ_1 y δ_2), y de las imágenes obtenidas, las coordenadas “y” (y_1 e y_2) de las estrellas WASP-15 y TYC7283-1167-1 localizada directamente al Norte de WASP-15 (Tabla 2.4). De este modo, puesto que el eje “y” de la cámara coincide con la dirección de declinación, cualquier variación en las coordenadas verticales representa una variación en declinación. A partir de estos datos calculamos la escala de placa con la siguiente expresión

$$P = \frac{|\delta_1 - \delta_2|}{|y_1 - y_2|}, \quad (2.3)$$

y obtuvimos $P = 0.349 \text{ ''/pix}$, valor que es coincidente con el obtenido en forma teórica.

– Ganancia:

Debido a que no tomamos flats durante la noche, determinamos la ganancia calculando el cociente entre el valor en electrones del ruido de lectura que figura en el manual de la cámara ($R_L = 9 \text{ e-}$) y el valor en cuentas que computamos a partir de los bias. De esta manera obtuvimos: $g = 0.517 \text{ e-/ADU}$. A modo de chequeo, realizamos el cociente entre el número de electrones y el número de cuentas para los cuales el CCD pierde linealidad. El primero de estos valores lo extrajimos del manual de la cámara, mientras que el segundo lo determinamos como se explicó previamente. De esta forma, el valor de ganancia computado fue de $g = 0.51 \text{ e-/ADU}$, el cual acuerda con el obtenido empleando el ruido de lectura.

Es importante notar que los parámetros fundamentales (ruido de lectura, escala de placa, ganancia y linealidad) de la cámara U16M (Tabla 2.2) los determinamos utilizando la misma metodología que para la cámara U8300, pero empleando imágenes del campo de TYC7062-50-1 (AR(2000)=05h 59m 09s, DEC(2000)=-32° 10' 31").

¹<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-fid>

2.2. Obtención de las curvas de luz

2.2.1. Tratamiento de las imágenes

Antes del comienzo de cada observación, el reloj de la computadora fue automáticamente sincronizado con la señal del GPS para que los tiempos medios en los que fueran tomadas las imágenes estuvieran expresados como Tiempo Universal Coordinado. Luego, estos tiempos fueron expresados en Día Juliano Heliocéntrico basado en Tiempo Universal Coordinado (HJD_{UTC}). Siempre que fue posible observamos desde 90 minutos antes hasta 90 minutos después de cada tránsito para obtener un alto número de datos fuera del mismo con el fin de poder emplearlos para corregir posibles tendencias presentes en las curvas de luz. Para minimizar los efectos del oscurecimiento al limbo estelar, procuramos utilizar el filtro R para todos los tránsitos observados. Sin embargo, para las noches de baja calidad fotométrica fue necesario emplear el filtro V o directamente no utilizar filtro, con el objetivo de recolectar el mayor número posible de cuentas en tiempos de exposición menores a 1 minuto. Esto nos permitió garantizar que las observaciones de los objetos de interés fuesen de alta relación señal-ruido, bien muestreadas temporalmente y que, además, pudieran ser utilizadas para realizar estudios de TTVs, ya que $t_{exp} > 60$ seg disminuye la precisión en la determinación de los tiempos de mínimo (Kipping, 2010).

Además de las imágenes propias del objeto, tomamos imágenes de calibración bias, dark y flat.

– Bias:

Se utilizan para determinar el nivel de ruido de la electrónica del CCD. Se obtienen realizando una exposición de tiempo cero con el obturador cerrado.

– Darks:

Permiten estimar el nivel de electrones generados térmicamente y no por incidencia de la luz sobre el detector. Pueden, además, proveer información sobre pixeles malos o muertos. Se obtienen realizando una exposición de tiempo de integración similar al del objeto de ciencia, pero con el obturador cerrado.

– Flats:

Estas exposiciones se usan para corregir tanto las variaciones de pixel a pixel en la respuesta del CCD como también cualquier iluminación no uniforme del detector. Pueden obtenerse tomando imágenes de una pantalla uniformemente iluminada o del cielo al atardecer o amanecer.

Por cada noche de observación tomamos 10 bias, 8 darks y entre 15 y 20 flats

de cúpula. Para la corrección por las imágenes de calibración adoptamos el siguiente procedimiento: generamos un *master* bias a partir del promedio de los bias individuales, mientras que el *master* dark lo construimos como la mediana de los darks corregidos por bias. Luego promediamos los flats ya corregidos por bias y dark y generamos una imagen *master* en la banda correspondiente. Finalmente, corregimos todas las imágenes del objeto por bias, dark y flat empleando las tareas estándar del paquete de programas IRAF. En el caso particular del THG, por el momento no es posible adquirir flats de cielo o iluminar de manera uniforme una pantalla, de modo que las imágenes flat presentan un gradiente de brillo que varía de un extremo al otro del campo. Es por ello que, para los tránsitos observados con el THG no realizamos la corrección por flat debido a que la misma introduce errores mayores que los obtenidos sin corregir por flat. En la Figura 2.2 presentamos las dispersiones calculadas para 58 curvas de luz, con más de 50 puntos, pertenecientes a estrellas del campo de WASP-96, el cual fue observado con el THG la noche del 27 de noviembre de 2013. En el eje X mostramos los valores de σ relativos al número de imágenes (N) para las imágenes corregidas por flat y en el eje Y aquéllos calculados para las mismas imágenes no corregidas por flat. La línea continua es la identidad. Del gráfico podemos apreciar que la corrección por flat incrementa notoriamente la dispersión de las curvas de luz.

2.2.2. Fotometría de Apertura

Como las estrellas estudiadas en este trabajo se localizan en regiones poco pobladas, determinamos magnitudes instrumentales por medio de fotometría de apertura. Esta técnica no hace ninguna suposición respecto a la forma de la fuente sino que simplemente recolecta y suma las ADUs contenidas dentro de una apertura específica centrada en el objeto de interés. Esencialmente consiste en definir un área circular (A_1) de radio r en el centro de cada fuente. Usualmente se adopta $r = 3FWHM$, es decir 3 veces el ancho a mitad de altura de la PSF, el cual contendría prácticamente el 100% del flujo total del objeto (Merline & Howell, 1995). El flujo medido dentro de A_1 va a ser el resultante de sumar el flujo correspondiente al objeto (S) y el correspondiente al cielo de fondo (B_1). Este último, es calculado como el producto entre el área de la región circular (A_1) y el número de fotones de cielo por pixel (B). Para determinar este número se define un “anillo” circular cuyo radio interior está separado por unos pocos pixeles de la apertura, y se mide el flujo dentro de esa región. Este valor (B_2) correspondería entonces al producto entre el número de fotones de cielo por pixel (B) y el área de la región anular (A_2). Teniendo todo esto en cuenta, el flujo del objeto se obtiene de la siguiente manera

$$S = (S + B_1) - \frac{A_1}{A_2} B_2 = (S + B.A_1) - \frac{A_1}{A_2} (B.A_2) = (S + B.A_1) - (A_1.B) = S, \quad (2.4)$$

donde $(S + B_1)$ y B_2 son los flujos medidos en la imagen. Finalmente, conocido el flujo correspondiente al objeto es posible calcular su magnitud instrumental.

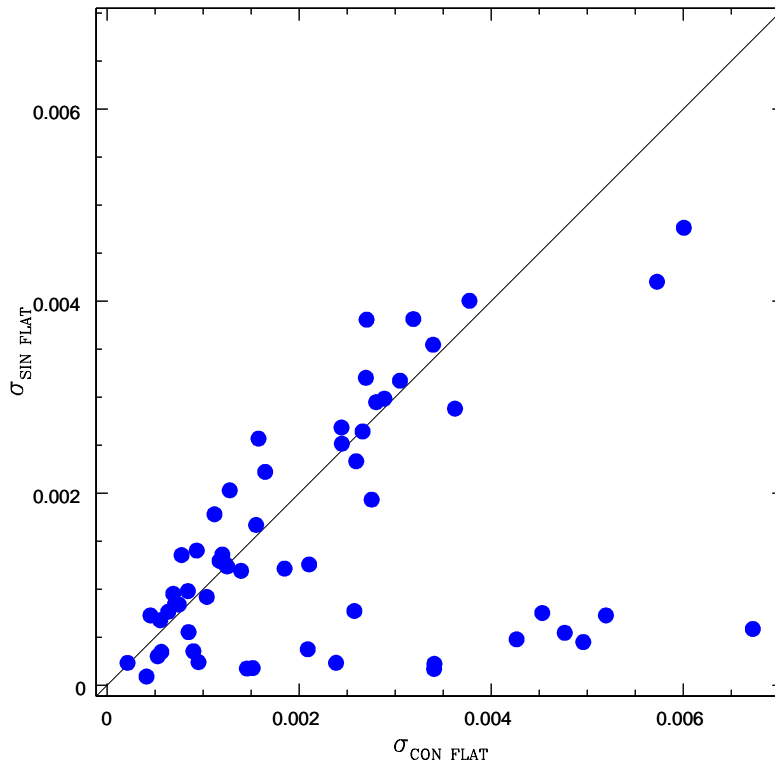


Figura 2.2: Dispersiones relativas al número de imágenes (N) para las imágenes corregidas por flat, $\sigma_{\text{CON FLAT}}$, vs las calculadas para las mismas imágenes no corregidas por flat $\sigma_{\text{SIN FLAT}}$. Estas dispersiones corresponden a las curvas de luz de varias estrellas del campo de WASP-96 observado con el THG. La línea continua es la identidad.

– Curvas de S/N :

Howell (1989, 1992) mostró que existe una relación bien comportada entre el radio de la apertura de una fuente puntual y la relación señal-ruido (S/N , véase la Sección 2.2.4) obtenida a partir de la medición. En particular, existe un radio de apertura “óptimo” para el cual se obtiene la mejor S/N (Figura 2.3). Este radio depende del brillo de la fuente, siendo más pequeño para objetos más débiles. Esta relación entre el radio óptimo y la S/N puede entenderse de la siguiente manera: Para obtener en una medición de una fuente una alta S/N , es necesario recolectar más flujo, lo cual puede hacerse empleando una apertura más grande. Sin embargo, un r mayor significa un número más grande de píxeles n_{pix} y por ende un incremento en el error. De modo que la existencia de un radio “óptimo” es consecuencia del balance entre la inclusión de más flujo (r mayores) y la minimización de n_{pix} . Es importante notar que con este método gran parte del flujo de la estrella se “pierde” y por lo tanto sería necesario realizar una corrección por apertura o utilizar “curvas de crecimiento” al momento de obtener magnitudes instrumentales.

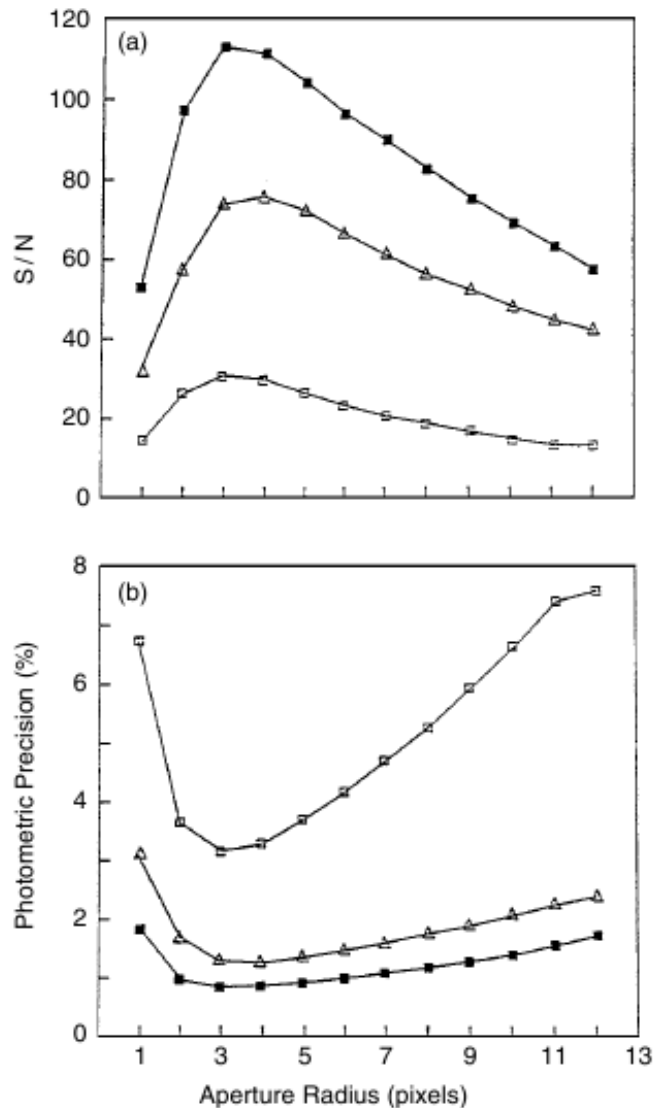


Figura 2.3: Panel superior: S/N como función del radio de la apertura. Panel inferior: Precisión como función del radio de la apertura. Los triángulos y cuadrados vacíos corresponden a estrellas con diferencias en brillo de 0.3 y 2 magnitudes respectivamente, respecto de la fuente indicada en cuadrados llenos. Figura extraída de Howell (1989).

– Curvas de crecimiento:

A diferencia del método anterior, en esta técnica el radio óptimo es aquel para el cual la magnitud instrumental alcanza un valor límite y deja de variar para radios de apertura mayores. Es decir que con el radio óptimo el 100 % del flujo estelar está contenido dentro de la apertura. Como puede verse en la Figura 2.4, esta técnica es sólo aplicable a las estrellas más brillantes ($V < 14$), ya que para las más débiles deja de producirse el comportamiento asintótico esperado cuando la totalidad del flujo estelar cae dentro

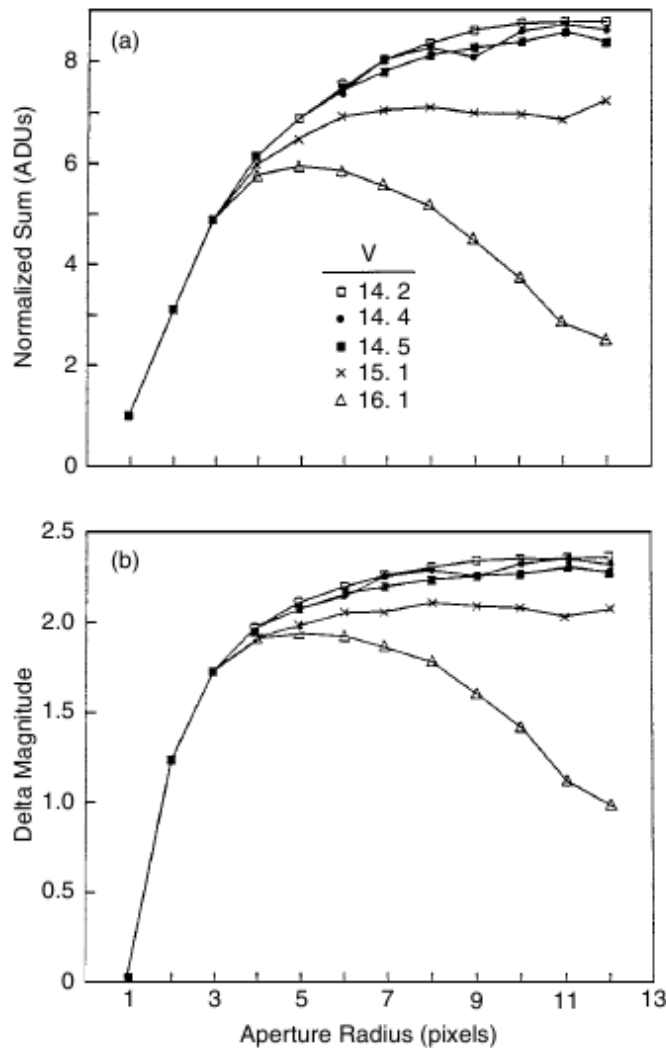


Figura 2.4: Panel superior: Curvas de crecimiento del número de cuentas total dentro de la apertura. Panel inferior: Curvas de crecimiento de las magnitudes relativas. Los distintos símbolos corresponden a estrellas con distintas magnitudes V , como se indica en el panel superior. Figura extraída de Howell (1989).

la apertura. En general, a medida que la fuente se vuelve más débil, las “alas” de la PSF contienen un error debido a la contribución del cielo cada vez mayor, lo cual lleva a las magnitudes instrumentales a desviarse de las esperadas. Esto implica que para las fuentes más débiles es necesario también llevar a cabo una corrección por apertura.

No obstante, para ambos métodos (S/N y curvas de crecimiento) no será necesario llevar a cabo la corrección por apertura si se realiza fotometría diferencial con estrellas de brillo similar al del objeto de interés.

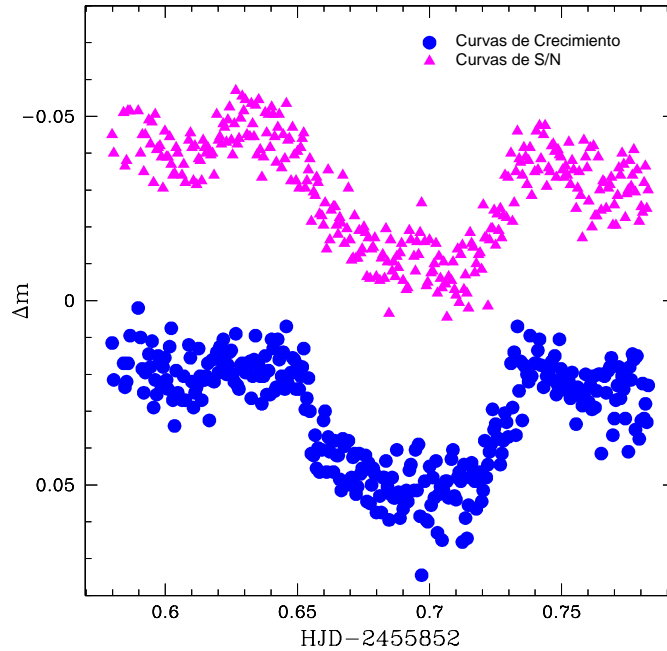


Figura 2.5: Tránsito de WASP-4b observado la noche del 17 de octubre de 2011. Los círculos y triángulos fueron obtenidos a partir de magnitudes instrumentales calculadas con las técnicas de curvas de crecimiento y curvas de S/N , respectivamente.

Dado que, como mencionamos en el capítulo previo, la observación de tránsitos planetarios, y en particular la determinación correcta de los tiempos de mínimo, requieren fotometría de alta precisión, evaluamos cuál de estos dos métodos permite obtener los resultados más precisos. En la Figura 2.5 mostramos el tránsito de WASP-4b correspondiente a la noche del 17 de octubre de 2011. En triángulos y círculos presentamos la fotometría diferencial realizada a partir de las magnitudes instrumentales calculadas por los métodos de curvas de S/N y curvas de crecimiento, respectivamente. Si bien por inspección visual no se observa ninguna diferencia notoria entre ambas curvas, calculamos sus desviaciones estándar considerando sólo los puntos obtenidos fuera del tránsito, y encontramos que $\sigma_{\text{SNR}} = 0.008$ y $\sigma_{\text{CC}} = 0.0067$. Dado que con la técnica de curvas de crecimiento la dispersión de los datos es 1.3 mmag menor decidimos adoptar este método para calcular las magnitudes instrumentales de los objetos analizados en esta tesis.

2.2.3. Programa FOTOMCC

Para poder medir de forma automática las magnitudes instrumentales de las estrellas observadas desarrollamos en lenguaje IRAF un procedimiento cuasi-automático de nombre FOTOMCC. Este programa requiere como entrada la ganancia, ruido de lectura y nivel de saturación, las imágenes del campo en estudio y además una imagen de refe-

rencia, previamente seleccionada por el usuario. Por cada campo analizado procuramos emplear como referencia una de las imágenes tomadas a mitad de la observación y en lo posible con el mayor contraste entre el cielo y las estrellas del campo. Antes de ejecutar el programa identificamos los objetos estelares de la imagen de referencia por medio de la tarea “daofind” del paquete DAOPHOT de IRAF, la cual requiere de parámetros tales como el FWHM, el número de cuentas del cielo, etc, medidos de forma directa sobre la imagen. Para identificar los centroides de las estrellas en todas las imágenes, FOTOMCC requiere de una estimación del desplazamiento en pixeles de las estrellas respecto de sus posiciones en la imagen de referencia. En el caso de Bosque Alegre los desplazamientos típicos son de menos de 20 pixeles, mientras que para el THG pueden llegar a ser tan grandes como 400 pixeles². Debido a esto último, para muchos de los tránsitos observados desde CASLEO utilizamos la tarea “imshift” antes de correr el programa. Esta tarea nos permitió desplazar los objetos estelares de varias imágenes a posiciones cercanas a las de la imagen de referencia. Una vez que FOTOMCC identifica los centros de todas las estrellas en todas las imágenes, escoge el tamaño óptimo para el radio de la apertura por medio de la técnica de curvas de crecimiento. Específicamente adopta, para cada imagen, el tamaño de apertura para el cual la magnitud de la estrella de interés permanece estable con variaciones ≤ 0.001 magnitudes. A partir del radio óptimo seleccionado y del nivel de cuentas del cielo medido sobre la imagen, computa las magnitudes instrumentales y los respectivos errores de todas las estrellas del campo con la tarea “phot” del paquete DAOPHOT. Tanto el radio inferior del anillo de cielo (“annulus”) como el espesor del mismo (“dannulus”) son considerados de 5 pixeles.

Por su parte para llevar a cabo la fotometría diferencial empleamos la siguiente metodología:

1. Realizamos las diferencias entre la magnitud de la estrella de interés y la magnitud de cada una de las estrellas del campo para todas las imágenes.
2. Calculamos la desviación estándar (σ) de todas las diferencias obtenidas y seleccionamos aquellas estrellas que tienen diferencias de menor dispersión y que aparecen en un gran número de imágenes.
3. Con las estrellas seleccionadas construimos una estrella *master* cuya magnitud y error fueron la magnitud promedio y la suma de los errores de todas las estrellas elegidas.
4. La curva de luz del tránsito se construyó realizando la resta entre la magnitud de la estrella de interés y la de la estrella *master* para cada imagen. Por cada

²Aquí es importante recalcar que, a diferencia de las observaciones remotas llevadas a cabo con el THG, las observaciones en Bosque Alegre deben realizarse con un observador en la sala de control del telescopio.

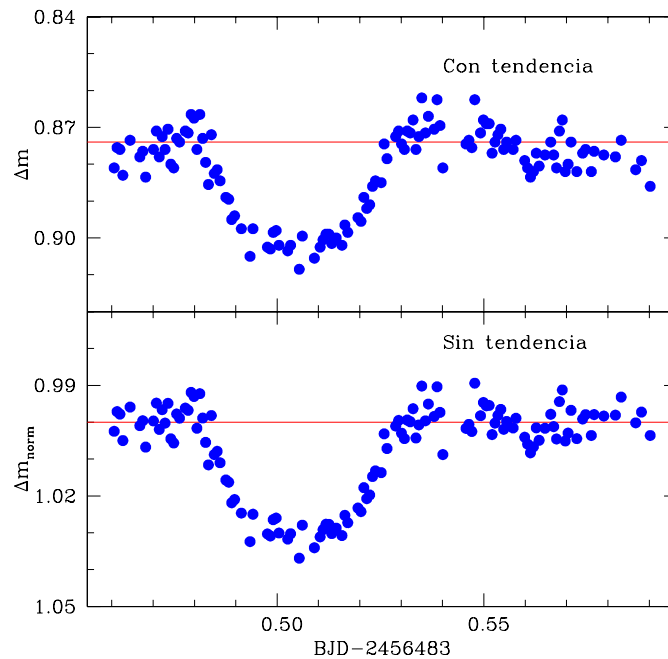


Figura 2.6: Tránsito de WASP-43b observado la noche del 14 de mayo de 2012. Panel superior: Sin corregir la tendencia. Panel inferior: Una vez corregida la tendencia.

punto fotométrico estimamos el error formal como la raíz cuadrada de la suma cuadrática de los errores de la estrella de interés y la de la estrella *master*.

Debido a diferencias entre los tipos espectrales de las estrellas escogidas como comparación y la que posee el exoplaneta³, por extinción diferencial y, ocasionalmente por la actividad estelar, las curvas de luz presentan generalmente tendencias suaves que es necesario remover. Para ello, seleccionamos los puntos obtenidos antes y después del tránsito y ajustamos un polinomio de Legendre, generalmente de orden 2. De esta manera, eliminamos las tendencias presentes restándole a todos los puntos de la curva de luz (incluidos los del tránsito) el mejor ajuste encontrado. Como paso final normalizamos a uno aquellos puntos observados fuera del tránsito. Como ejemplo, en la Figura 2.6 mostramos el tránsito de WASP-43b observado la noche del 14 de mayo de 2012, antes y después de eliminar estas tendencias. En el panel superior podemos ver cómo antes de corregir la tendencia, los puntos antes del comienzo y después del final

³La magnitud aparente de una estrella puede expresarse como $m = m_0 + k'X + k''(IC)X$ donde m_0 corresponde a su magnitud fuera de la atmósfera, k' y k'' son los coeficientes de extinción de primer y segundo orden, respectivamente, X representa la masa de aire e IC es el índice de color de la estrella, directamente relacionado con el tipo espectral de la misma. Si la estrella seleccionada como comparación posee un índice de color distinto al de la estrella que presenta el tránsito entonces la resta entre sus magnitudes aparentes estará dada por la resta entre sus magnitudes fuera de la atmósfera más un término que incluirá la diferencia entre sus valores de IC . Este último término es el que introduce una dependencia de las magnitudes diferenciales con el color.

del tránsito toman valores de Δm que disminuyen a medida que se acercan al primer y cuarto contacto, respectivamente. Mientras que una vez corregida la tendencia (panel inferior), tanto los puntos previos al ingreso como los posteriores al egreso presentan valores de Δm que se mantienen invariantes alrededor de la línea continua. En este caso, el polinomio de Legendre ajustado fue de orden 2.

2.2.4. Fuentes de ruido que limitan la precisión

Dado que, como mencionamos previamente, el éxito de estos estudios depende fundamentalmente de la precisión fotométrica alcanzada, analizamos cuáles son las fuentes de ruido más importantes que contribuyen al error de nuestras observaciones.

De acuerdo al trabajo de Merline & Howell (1995) el ruido total esperado para una fuente está dado teóricamente por

$$\sigma = \left(\frac{S}{N}\right)^{-1} = \frac{1}{N_{\star}} \sqrt{N_{\star} + n_{pix} \left(1 + \frac{n_{pix}}{n_B}\right) (N_S + N_D + N_R^2) + \sigma_S^2}, \quad (2.5)$$

donde N_{\star} es el número total de fotones de la estrella de interés dentro de los n_{pix} que conforman la apertura utilizada, y N_S , N_D y N_R corresponden al número de fotones por pixel provenientes del cielo de fondo, corriente oscura y ruido de lectura, respectivamente. En este caso, esta expresión supone que la cantidad N_S fue medida en un anillo de n_B pixeles. El término σ_S es la contribución del centelleo atmosférico y, de acuerdo a Dravins et al. (1998), está dado por

$$\sigma_S = 0.09 N_{\star} \frac{X^{3/2}}{D^{2/3} \sqrt{2t_{exp}}} \exp(-h/8), \quad (2.6)$$

donde X es la masa de aire, D , el diámetro del telescopio en cm, t_{exp} el tiempo de exposición en segundos y h la altitud del observatorio en km. Como puede verse en Howell (2006), el numerador de la ecuación (2.5) surge de sumar los ruidos en cuadraturas. Excepto por el ruido de lectura, el resto de los términos provienen de su comportamiento de acuerdo a la estadística de Poisson siendo en todos los casos $\sigma = \sqrt{N}$ donde N representa la señal o número de fotones. Por su parte el término $(1 + n_{pix}/n_B)$ provee una estimación del ruido resultante de cualquier error introducido en la medición del nivel de cielo en la imagen CCD. Es importante recordar que cuando hacemos alusión a los distintos tipos de ruido nos referimos a cada uno de los términos de la ecuación (2.5) contenidos dentro de la raíz cuadrada, divididos por el número de fotones de la estrella, N_{\star} .

Para conocer cuáles son los tipos de ruido que tienen mayor influencia en el error en magnitudes analizamos, para cada instrumento, las observaciones de uno de los ob-

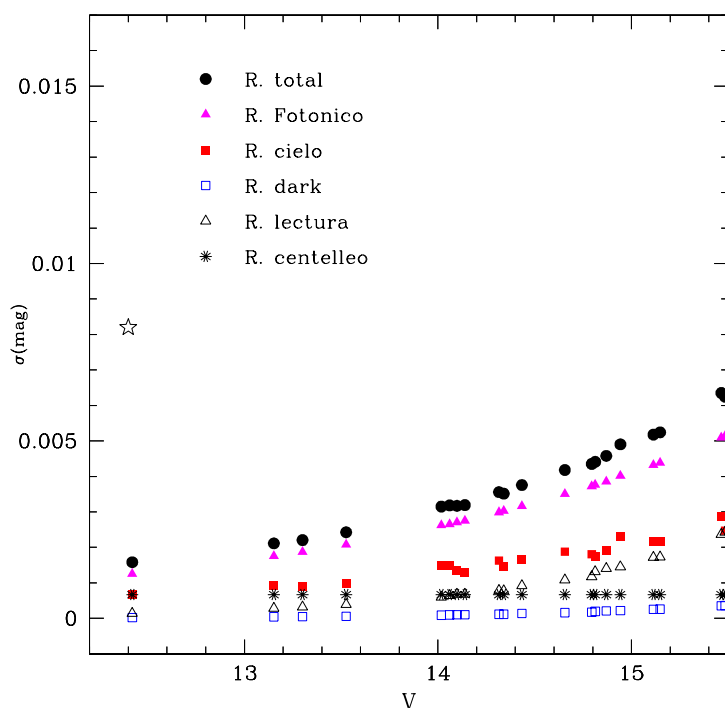


Figura 2.7: Contribución de cada uno de los tipos de ruido al error total en magnitudes como función de la magnitud V observada con el THG. El símbolo en forma de estrella indica la desviación cuadrática media de WASP-43 empleando únicamente los puntos de la curva de luz que corresponden al fuera de tránsito.

jetos transitantes pertenecientes a un campo estelar poblado, cuyas estrellas abarquen un amplio rango dinámico y cuyas condiciones de seeing y cielo fueran las típicas de una noche de observación. De este modo, basados en la información extraída de las imágenes calculamos la influencia de cada tipo de ruido sobre cada una de las estrellas del campo. Puesto que estábamos interesados en conocer la contribución al error en magnitudes, multiplicamos a cada tipo de ruido por el valor 1.0857 que permite convertir el error en flujo (electrones) en un error en magnitudes (Howell, 2006).

En la Figura 2.7 mostramos los resultados obtenidos para el campo de WASP-43b observado la noche del 10 de abril de 2013 con el telescopio Horacio Ghilmetti y la cámara Apogee Alta U16M. Cada punto corresponde al ruido promedio sobre una de las estrellas del campo. De la figura podemos apreciar que, para todo el rango de magnitudes analizado, la principal contribución al error proviene del ruido fotónico y, en menor medida, del ruido del cielo. Por otra parte en la Figura 2.8 presentamos los resultados para las observaciones realizadas el 13 de mayo de 2013 del campo de WASP-16b con el instrumental de Bosque Alegre. Al igual que para las observaciones realizadas con el THG, el ruido fotónico es el que más influye en el error total de las

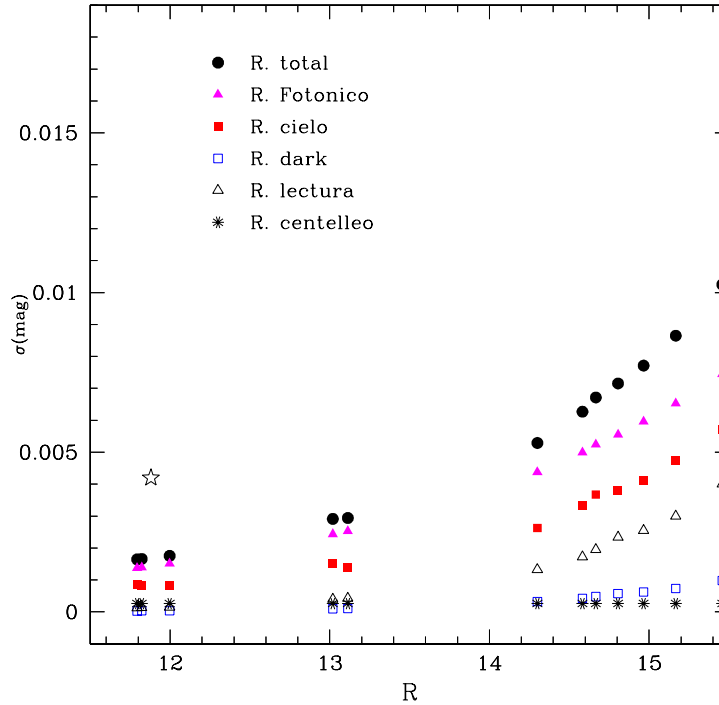


Figura 2.8: Contribución de cada uno de los ruidos al error total en magnitudes como función de la magnitud R observada desde la EABA. El símbolo en forma de estrella indica la desviación cuadrática media de WASP-16 empleando únicamente los puntos de la curva de luz que corresponden al fuera de tránsito.

estrellas estudiadas. En ambos casos las magnitudes instrumentales fueron convertidas a magnitudes aparentes. Es importante notar que para objetos con magnitudes V y R entre 12 y 13, los errores típicos estimados por la tarea “phot” (y por ende por el programa FOTOMCC) oscilan entre las 2 y 5 mmag, es decir que son similares a los que se muestran en las Figuras 2.7 y 2.8 para el mismo rango de magnitudes. Esta concordancia se debe a que el error calculado por la tarea “phot” sólo tiene en cuenta las contribuciones provenientes del ruido fotónico y del ruido del cielo, las cuales resultan ser las principales fuentes de ruido que limitan nuestra precisión.

Finalmente, a partir de las curvas de luz de WASP-43b y WASP-16b observadas con cada telescopio, determinamos las desviaciones cuadráticas medias empleando sólo los puntos obtenidos fuera del tránsito. En cada caso indicamos el valor medido con un símbolo en forma de estrella en las Figuras 2.7 y 2.8. Para el caso de WASP-16b encontramos $\sigma = 0.0042$, resultado que difiere ligeramente del valor esperado para el ruido total. Creemos que esto se debe a la presencia de efectos sistemáticos (Kovács et al., 2005) que generan “ruido rojo” (véase la sección 3.2.4), el cual no tuvimos en cuenta en la expresión (2.5) ya que es difícil de cuantificar. Para WASP-43b obtuvimos

$\sigma = 0.0082$, valor notablemente distinto al esperado para una estrella de esa magnitud. En este caso creemos que, si bien puede existir una pequeña contribución al error proveniente de efectos sistemáticos no cuantificados, la gran dispersión que presentan los datos fuera del tránsito se debe a la actividad intrínseca de la estrella (véase la Sección 6.5).

Es importante aclarar que no es posible comparar los errores mostrados en las Figuras 2.7 y 2.8 obtenidos con cada telescopio, dado que son observaciones realizadas no sólo con distintos filtros (V y R) sino que además no se trata del mismo campo estelar, ni del mismo tiempo de exposición y las condiciones de observación de cada noche pueden haber variado. Respecto a esto último, hacemos notar que si bien el área colectora del telescopio de Bosque Alegre es casi 4 veces más grande que la del THG, la falta de aluminizado del espejo primario, hasta antes del 3 de julio de 2014, daba como resultado que las magnitudes instrumentales de los objetos observados en Bosque Alegre fueran ~ 2.5 veces más débiles que sus magnitudes instrumentales reales.

Capítulo 3

Análisis de los datos¹

En este capítulo presentamos la muestra de objetos analizada y describimos en detalle los métodos empleados para determinar las propiedades físicas de cada componente del sistema y obtener tiempos de mínimo precisos.

3.1. Selección de la muestra

Inicialmente seleccionamos un total de 15 estrellas con planetas transitantes confirmados, es decir con mediciones fotométricas y espectroscópicas que permitiesen corroborar su naturaleza planetaria. Los criterios que utilizamos para llevar a cabo esta primera selección fueron los siguientes:

- que fueran visibles desde el Hemisferio Sur y observables con el THG. Esta condición implicó que las estrellas observadas debieron presentar trayectorias proyectadas en el cielo que superaran los 40 grados o, equivalentemente, $\delta < 5$ grados.
- que fueran más brillantes que $V = 14$ para obtener imágenes con buena relación S/N en tiempos de exposición menores a 1 minuto.
- que las profundidades de los tránsitos fueran superiores a 14 mmag. Esto último nos permitió garantizar la detección de los eclipses planetarios.

Como el objetivo principal de esta tesis es el de buscar variaciones en los tiempos de mínimo que puedan deberse a la presencia de otros cuerpos, es necesario disponer de un gran número de tránsitos observados. Es por ello que establecimos como última condición que los objetos analizados presentaran más de 10 tránsitos entre propios y extraídos de otras fuentes. Esto redujo la muestra inicial a 3 estrellas con planetas

¹Parte de las características de los programas y métodos descritos en esta sección fueron publicados en Petrucci et al. (2013, ApJL, 779, 23) y Petrucci et al. (2015, MNRAS, 446, 1389).

Tabla 3.1.: Muestra de objetos

Estrella	AR (2000)	DEC (2000)	V	k (mmag)
WASP-4	23h 34m 15s	-42° 03' 41"	12.5	19.4
WASP-28	23h 34m 28s	-01° 34' 48"	12.03	14.0
WASP-43	10h 19m 38s	-09° 48' 22"	12.4	28.9

transitantes, cuyas características principales presentamos en la Tabla 3.1. Estos valores los extrajimos de la Base de Datos de Tránsitos de Planetas Extrasolares (ETD², por sus siglas en inglés *Exoplanet Transit Database*). Esta base de datos provee curvas de luz de todos los planetas transitantes conocidos que han sido obtenidas tanto por astrónomos profesionales como aficionados. Para cada tránsito observado, la ETD pone a disposición información sobre la fotometría diferencial realizada, coordenadas del lugar de observación y filtro empleado, entre otras cosas. Además, a cada curva de luz se le asigna un número del 1 al 5 dependiendo de su “calidad”. Así, las curvas de luz que presenten menor dispersión y con los cuatro puntos de contacto claramente visibles serán clasificadas como de calidad 1, mientras que las de mayor dispersión en las que la forma del tránsito sea difícil de distinguir serán indicadas como de calidad 5. Esta página dispone además de herramientas que permiten, entre otras cosas, ajustar los datos fotométricos y predecir los tránsitos visibles de un determinado objeto dependiendo de las coordenadas del lugar en el que se quiere llevar a cabo la observación.

3.2. Obtención de los parámetros del sistema

3.2.1. El programa JKTEBOP

Un sistema planetario extrasolar transitante es simplemente un caso especial de un sistema binario eclipsante. Una de las características generales de estos sistemas planetarios es que los radios de sus componentes son muy distintos y pueden ser determinados a partir de modelos que emplean integraciones numéricas sobre las superficies de sus componentes. Los modelos que utilizan geometría de Roche (como por ejemplo el código WD, Wilson & Devinney 1971) simulan la superficie de cada componente a partir de varios miles de puntos. Esto permite que puedan reproducir superficies distorsionadas de forma muy precisa, pero pueden abortarse por errores numéricos cuando el planeta es tan pequeño que sólo cubre una pequeña fracción de los puntos sobre la superficie estelar. Por otra parte, el empleo de modelos completamente analíticos (tales como el de Mandel & Agol (2002), específicamente diseñado para sistemas planetarios) que requieren la suposición de esfericidad en sus componentes, pueden llevar a errores sistemáticos no cuantificables en sistemas en los que el planeta se encuentra distor-

²<http://var2.astro.cz/ETD> (Poddaný et al., 2010).

sionado como resultado de su cercanía a la estrella.

En particular, el código JKTEBOP³, que empleamos a lo largo de toda esta tesis, es una versión fuertemente modificada del modelo EBOP (Etzzel, 1975, 1981; Popper & Etzel, 1981). Este modelo simula las componentes de un sistema binario eclipsante empleando elipsoides biaxiales. También puede ser restringido a objetos esféricos, de modo que los efectos sistemáticos que surgieran debido a la forma física supuesta pueden ser fácilmente cuantificados. EBOP computa la curva de luz integrando una serie de anillos concéntricos considerados sobre cada una de las componentes (Nelson & Davis, 1972). Comparado con EBOP, el código JKTEBOP (Southworth et al., 2004a,b) incorpora el algoritmo de optimización Levenberg-Marquardt⁴ (MRQMIN; Press et al. 1992), un tratamiento mejorado del oscurecimiento al limbo y técnicas exhaustivas para el análisis de los errores.

Como vimos en el Capítulo 1, la inclinación y los radios relativos, estelar y planetario, pueden extraerse directamente de la curva de luz. Teniendo en cuenta esto, JKTEBOP permite ajustar, entre otras cosas, la suma de los radios fraccionales, $\Sigma = r_{\star} + r_{\text{P}}$ donde $r_{\star} = R_{\star}/a$, y el cociente de los radios, k . La elección de estas expresiones se debe a que, para una amplia variedad de curvas de luz, Σ y k se encuentran débilmente correlacionados, lo cual mejora la convergencia de la solución (Southworth, 2008). Otros parámetros importantes que también es posible ajustar son la inclinación i , la excentricidad e , el tiempo de mínimo T_0 , el nivel de flujo del fuera de tránsito l_0 , el período orbital P , el cociente de masas y los coeficientes lineal y no lineal correspondientes a la ley de oscurecimiento hacia el limbo adoptada. Como generalmente P se conoce con mucha más precisión que cualquier otro parámetro es usual mantenerlo fijo. Del mismo modo, el cociente de masas también es fijado a un cierto valor, ya que este parámetro sólo gobierna cuán apartada de la esfericidad es la forma del planeta y tiene una influencia despreciable sobre la solución. Por su parte, el oscurecimiento al limbo afecta la forma de la curva de luz. Es por eso que JKTEBOP tiene implementadas 4 leyes de oscurecimiento al limbo que pueden utilizarse en el proceso de modelado de la curva. Ellas son:

– Ley Lineal (Russell, 1912):

$$I_{\mu} = I_0[1 - u(1 - \mu)], \quad (3.1)$$

donde $\mu = \cos \gamma$ y γ es el ángulo entre la normal a la superficie estelar y la línea de la visual. I_0 es la intensidad en el centro del disco estelar, I_{μ} es la intensidad en el ángulo γ y u es el coeficiente de oscurecimiento al limbo. Esta ley es una aproximación pobre

³<http://www.astro.keele.ac.uk/jkt/codes.html>

⁴El algoritmo Levenberg-Marquardt es utilizado para resolver problemas de cuadrados mínimos no lineales, los cuales surgen especialmente en el ajuste de curvas.

a las predicciones de los modelos de atmósferas (por ej. van Hamme 1993).

– Ley Cuadrática (Kopal, 1950):

$$I_\mu = I_0[1 - q_1(1 - \mu) - q_2(1 - \mu)^2], \quad (3.2)$$

donde q_1 y q_2 son los coeficientes de oscurecimiento al limbo cuadráticos lineal y no lineal respectivamente.

– Ley Logarítmica (Klinglesmith & Sobieski, 1970):

$$I_\mu = I_0[1 - l_1(1 - \mu) - l_2\mu \ln \mu], \quad (3.3)$$

donde l_1 y l_2 son los coeficientes de oscurecimiento al limbo logarítmicos lineal y no lineal respectivamente. Finalmente,

– Ley Raíz-Cuadrada (Diaz-Cordoves & Gimenez, 1992):

$$I_\mu = I_0[1 - s_1(1 - \mu) - s_2(1 - \sqrt{\mu})], \quad (3.4)$$

donde s_1 y s_2 son los coeficientes de oscurecimiento al limbo raíz cuadrada lineal y no lineal respectivamente.

Respecto de los errores en los parámetros estimados con JKTEBOP, las incertezas obtenidas con el algoritmo Levenberg-Marquardt son computadas a partir de la matriz de covarianza y son poco realistas cuando existen correlaciones entre tales parámetros (Maceroni & Rucinski, 1997; Southworth & Clausen, 2007). Sin embargo, para el cálculo confiable de errores, JKTEBOP cuenta con otros 3 algoritmos:

– Monte-Carlo:

Este algoritmo encuentra el mejor ajuste a los puntos de la curva de luz observada y a partir de este ajuste genera una curva de luz con el mismo muestreo temporal. Luego, se le suma ruido Gaussiano y se realiza un ajuste a esta curva de luz sintética del mismo modo en el que se ajustó la curva real. Este último paso se repite muchas veces (típicamente ~ 1000) y a partir de los resultados obtenidos se construye una distribución de frecuencias para cada parámetro ajustado. El promedio o mediana de cada distribución es adoptado como el valor real del parámetro en cuestión, mientras que los errores de cada parámetro se suponen similares a las desviaciones cuadráticas $\pm\sigma$ de la distribución. Una parte crucial de este proceso es que se aplican perturbaciones aleatorias sustanciales a los valores de los parámetros iniciales antes de ajustar cada curva de luz simulada. Esto permite una exploración detallada del espacio de parámetros y de las correlaciones entre parámetros.

– Permutación de Residuos:

Mientras que los errores aleatorios pueden cuantificarse de forma directa, la presencia de ruido “rojo” (véase la Sección 3.2.4) puede causar errores sistemáticos que el algoritmo de Monte-Carlo no considera apropiadamente. Para poder evaluar el efecto de estos errores sistemáticos sobre las incertezas en los parámetros medidos a partir de la curva de luz, JKTEBOP cuenta con el algoritmo de Permutación de Residuos. En este método, los residuos obtenidos considerando el mejor ajuste son desplazados punto por punto a través de los datos observacionales. Es decir que el algoritmo encuentra el mejor ajuste a la curva de luz y, luego, todos los puntos son desplazados en una posición pasando el último punto a ocupar el primer lugar y el anteúltimo a ocupar el último lugar. Para esta nueva curva de luz se computa entonces el mejor ajuste. Este proceso continúa hasta que todos los puntos vuelven a ocupar sus posiciones iniciales. Al finalizar el ciclo se tendrán tantos ajustes como puntos pertenecientes a la curva de luz. Como en el método de Monte-Carlo, los errores adoptados corresponden a los valores que involucran el 68.3% de los datos contenidos en la distribución generada para cada parámetro. Si bien este método provee resultados confiables y fácilmente interpretables, sus propiedades estadísticas no son totalmente claras y es sólo sensible a ruido correlacionado en escalas temporales distintas a la de la duración del eclipse.

– Bootstrapping:

Este algoritmo remuestrea muchas veces y en forma aleatoria la curva de luz. Luego, cada conjunto de datos resultante es ajustado individualmente. De este modo, a partir del rango de valores encontrado para cada parámetro obtiene la incerteza del mismo.

3.2.2. Determinación de parámetros fotométricos

La metodología que empleamos para determinar los denominados parámetros fotométricos (i , Σ y k) correspondientes a cada una de las curvas de luz fue la siguiente: como primer paso obtuvimos los parámetros estelares fundamentales (temperatura efectiva T_{eff} , gravedad superficial $\log g$, velocidad de microturbulencia ξ , y metalicidad $[\text{Fe}/\text{H}]$). Luego, a partir de estos parámetros calculamos los coeficientes de oscurecimiento al limbo con el programa JKTL D⁵ por medio de una interpolación bilineal de la temperatura efectiva y la gravedad superficial a partir de valores tabulados. Para cada tránsito ejecutamos el programa JKTEBOP siguiendo los pasos que listamos a continuación:

1) Supusimos como parámetros libres, i , Σ , k , el factor de escala para ajustar la magnitud del fuera de tránsito l_0 y T_0 . Del mismo modo que en Southworth (2008), ajustamos cada curva de luz con las 4 leyes de oscurecimiento al limbo disponibles en JKTEBOP: lineal, cuadrática, logarítmica y raíz-cuadrada. Además por cada ley

⁵<http://www.astro.keele.ac.uk/jkt/codes/jktld.html>

evaluamos 3 posibilidades distintas:

- los coeficientes lineal y no lineal fijos,
- el coeficiente lineal variable y el no lineal fijo y,
- ambos coeficientes variables.

De entre todos estos ajustes adoptamos como el mejor aquel para el cual el estadístico χ_r^2 es mínimo y los parámetros ajustados tienen valores coherentes.

2) Multiplicamos los errores fotométricos por la raíz cuadrada del χ_r^2 , de modo que el valor del estadístico χ_r^2 sea igual a 1 para el mejor ajuste a la curva de luz. De esta manera, eliminamos cualquier sub/sobre estimación de los errores fotométricos que pudiera haberse producido durante el proceso de reducción.

3) Como el algoritmo de optimización Levenberg-Marquardt que utilizamos para obtener el mejor ajuste a la curva de luz sólo computa errores formales para los parámetros ajustados, ejecutamos una serie de simulaciones Monte-Carlo y el algoritmo de Permutación de Residuos. Sólo para el exoplaneta WASP-4b ejecutamos simulaciones Bootstrapping (véase el Capítulo 5). Como resultado, de cada algoritmo obtuvimos para cada parámetro el valor de la mediana y, como error, las incertezas asimétricas (σ_+ y σ_-). Optamos por considerar dichas incertezas, dado que están basadas en datos empíricos y son más realistas que las obtenidas suponiendo una distribución Gausiana. Por último, en forma conservadora, adoptamos las medianas y las incertezas asimétricas correspondientes al algoritmo que dió los errores más grandes.

Para obtener resultados realistas sólo tuvimos en cuenta los valores de i , k y Σ determinados a partir de las curvas de luz de nuestra muestra que fueran completas y de alta calidad. Una forma de evaluar la calidad de una curva de luz es a través del parámetro *photometric noise rate* (PNR). En Fulton et al. (2011) este parámetro se define como

$$\text{PNR} = \frac{rms}{\sqrt{\Gamma}}, \quad (3.5)$$

donde rms es la desviación estándar de los residuos de la curva de luz y Γ es el número promedio de exposiciones (que incluye no sólo el tiempo de integración sino también el tiempo de lectura) por minuto. En nuestro caso consideramos como curvas de luz de alta calidad a aquellas con valores de PNR menores a 5 mmag y bajo nivel de ruido rojo. Luego, tomando en cuenta solamente los parámetros fotométricos de estos tránsitos, computamos los valores y errores de i , k y Σ como el promedio pesado y la desviación estándar de la muestra, respectivamente.

3.2.3. El programa JKTABSDIM

Existen distintos métodos para determinar las propiedades físicas de las componentes de un sistema planetario. Una posibilidad es determinar la masa y el radio de la estrella huésped por medio de la comparación de su T_{eff} , $\log g$ y $[\text{Fe}/\text{H}]$ (generalmente obtenidas a partir de espectros de alta dispersión) con las predicciones de modelos evolutivos estelares. Luego, el conocimiento de estos parámetros estelares permite determinar los correspondientes al planeta⁶. Con frecuencia este procedimiento conduce a resultados poco precisos, generando errores importantes en las propiedades físicas de ambas componentes del sistema (por ejemplo Alonso et al. 2004; Sato et al. 2005). En lugar de $\log g$, un método mejorado consiste en utilizar la densidad estelar, la cual puede calcularse de forma precisa a partir del análisis de la curva de luz (véase Sección 1.3) y es un buen indicador de la masa de una estrella de secuencia principal.

En este trabajo utilizamos el método empleado en el código JKTABSDIM (Southworth, 2012) para calcular las propiedades físicas del sistema. JKTABSDIM utiliza datos espectroscópicos y fotométricos para computar las dimensiones absolutas de un sistema de 2 componentes empleando las mismas fórmulas estándares que se usan para sistemas binarios (Southworth, 2009). Específicamente requiere como entrada las cantidades medidas: P , i , r_{\star} , r_{P} , K_{\star} , T_{eff} y $[\text{Fe}/\text{H}]$. Sin embargo, para calcular las propiedades físicas del sistema es necesaria una cantidad adicional, que normalmente se deriva de la teoría de evolución estelar. En el caso de JKTABSDIM esa cantidad es un valor razonable para la amplitud de velocidad del planeta K_{P} , que, independientemente de su significado físico, es empleada exclusivamente como un parámetro de ajuste. A partir de todas estas cantidades el código computa un valor inicial para la masa de la estrella M_{\star} utilizando (Southworth, 2009),

$$M_{\star} = \frac{P}{2\pi G} \frac{(1 - e^2)^{3/2}}{\sin^3 i} (K_{\star} + K_{\text{P}})^2 K_{\text{P}}. \quad (3.6)$$

Luego, el código interpola la masa y la metalicidad entre los valores tabulados que surgen de las predicciones de los modelos estelares, y de ese modo calcula un radio y una temperatura efectiva estelares. Este proceso se repite para distintos valores de K_{P} hasta encontrar el mejor radio estelar y la mejor temperatura efectiva predichos por los modelos. En la práctica es difícil incluir la edad de la estrella en el proceso debido a la fuerte dependencia no lineal de los parámetros estelares con la edad. Sin embargo, dado que el procedimiento mencionado es aplicado a una serie de edades, los valores

⁶Si suponemos que el sistema estrella-planeta se comporta como una binaria de línea simple, entonces a partir de los datos espectroscópicos de la estrella se obtiene un valor para la función de masa, $f(M_{\text{P}})$. Suponiendo que el planeta es mucho menos masivo que la estrella, es posible calcular la masa del mismo a partir de la masa estelar y de $f(M_{\text{P}})$. Por otra parte, si el planeta transita se conoce la profundidad del tránsito y, teniendo en cuenta el radio de la estrella, se puede estimar el radio planetario a partir de la Ec. (1.4).

finales para los parámetros físicos dependerán del mejor ajuste encontrado para el radio estelar, la temperatura efectiva y la edad.

Es importante destacar dos ventajas fundamentales del método empleado por JKTABSDIM:

- Para encontrar el mejor ajuste no utiliza valores de $\log g$ derivados de la espectroscopía.
- La solución encontrada depende implícitamente de la densidad estelar obtenida a partir de la curva de luz.

La única desventaja del procedimiento descrito anteriormente es que depende fuertemente del modelo estelar empleado. Es por ello que es de vital importancia utilizar un conjunto de modelos confiables que provean resultados realistas.

En cuanto al análisis de los errores utilizado en JKTABSDIM, consiste en perturbar a cada parámetro por el valor de su incerteza, manteniendo fijos los parámetros restantes, y de ese modo medir su influencia sobre los resultados finales. El error final de cada una de las propiedades físicas calculadas se computa como la suma en cuadraturas de las contribuciones resultantes de cada error individual. Por otra parte, para la incerteza en la relación masa-radio se adopta el σ de los errores en los dos coeficientes.

Determinación de parámetros físicos

A continuación describimos la metodología que empleamos para determinar los parámetros físicos (radios y masas absolutas, logaritmo de la gravedad y edad) de cada una de las estrellas y sus exoplanetas. Para el código JKTABSDIM utilizamos los siguientes parámetros de entrada: las cantidades fotométricas finales i , r_* y r_P , el período orbital, la amplitud de velocidad de la estrella K_* , la excentricidad, T_{eff} , $[\text{Fe}/\text{H}]$, y la amplitud de velocidad del planeta K_P , todos estos valores con sus respectivos errores. Para K_P elegimos el valor que minimiza la figura de mérito

$$fom = \left[\frac{r_*^{(obs)} - (R_*^{(calc)}/a)}{\sigma(r_*^{(obs)})} \right]^2 + \left[\frac{T_{\text{eff}}^{(obs)} - T_{\text{eff}}^{(calc)}}{\sigma(T_{\text{eff}}^{(obs)})} \right]^2 \quad (3.7)$$

(Southworth, 2010), donde el radio y la temperatura efectiva ($R_*^{(calc)}$ y $T_{\text{eff}}^{(calc)}$) predichos para la estrella se determinan interpolando linealmente la masa estelar, obtenida a partir de la ecuación (3.6), y la metalicidad $[\text{Fe}/\text{H}]$ dentro de los valores tabulados de modelos de evolución estelar. Para minimizar la dependencia de nuestros resultados del modelo empleado, realizamos este procedimiento para distintos modelos. Para cada uno consideramos un conjunto de isócronas que abarcan el tiempo total de vida de

la estrella sobre la secuencia principal. Esto nos permitió estimar la edad del sistema. Para K_P adoptamos como valor final el promedio de las amplitudes obtenidas para cada modelo y para el error en velocidad consideramos la desviación estándar. Luego, obtuvimos M_* , R_* , $\log g_*$, M_P , R_P , a y la edad.

Por completitud calculamos la gravedad superficial del planeta (Southworth et al., 2007),

$$g_P = \frac{2\pi}{P} \frac{\sqrt{(1-e^2)}K_*}{r_P^2 \sin(i)}, \quad (3.8)$$

y su temperatura de equilibrio modificada (Southworth, 2010),

$$T'_{eq} = T_{eff} \sqrt{\frac{R_*}{2a}}, \quad (3.9)$$

en la cual se supone implícitamente que el albedo planetario es cero. Luego, tanto g_P como T'_{eq} son independientes del modelo estelar adoptado.

3.2.4. Ruido Rojo

El ruido rojo es el que se produce cuando los puntos adyacentes de una curva de luz están correlacionados (Pont et al., 2006). Este tipo de ruido es generado por errores sistemáticos, debido a cambios en las condiciones atmosféricas, masa de aire, seguimiento del telescopio, errores relativos en el flat, o a una combinación de todos estos factores. Ocasionalmente, también puede ser causado por variabilidad intrínseca de la estrella. El ruido rojo posee escalas de variación similares a la de la duración típica de un tránsito planetario (2-3 hs). Aunque no está completamente bien entendido, la existencia de esta clase de ruido puede llevar a una subestimación de los errores en los parámetros ajustados (incluido T_0) resultando en una determinación poco precisa de los mismos.

Supongamos que tenemos un tránsito planetario que consiste de N mediciones de flujo f_i con errores σ_i , los cuales, por simplicidad, son iguales para todos los puntos, es decir $\sigma_i = \sigma_0$. Llamemos d a la profundidad y n al número de puntos correspondientes al tránsito. La profundidad d será entonces la diferencia entre el flujo promedio de los datos durante el tránsito ($\langle f^{in} \rangle$) y el nivel de flujo fuera del tránsito (que suponemos igual a 1)

$$d = 1 - \langle f^{in} \rangle = 1 - \frac{\sum f_i^{in}}{n}, \quad (3.10)$$

dado que $n < N$ para tránsitos planetarios, despreciamos el error promedio de los puntos fuera del tránsito, y por lo tanto, bajo la suposición de ruido blanco o no

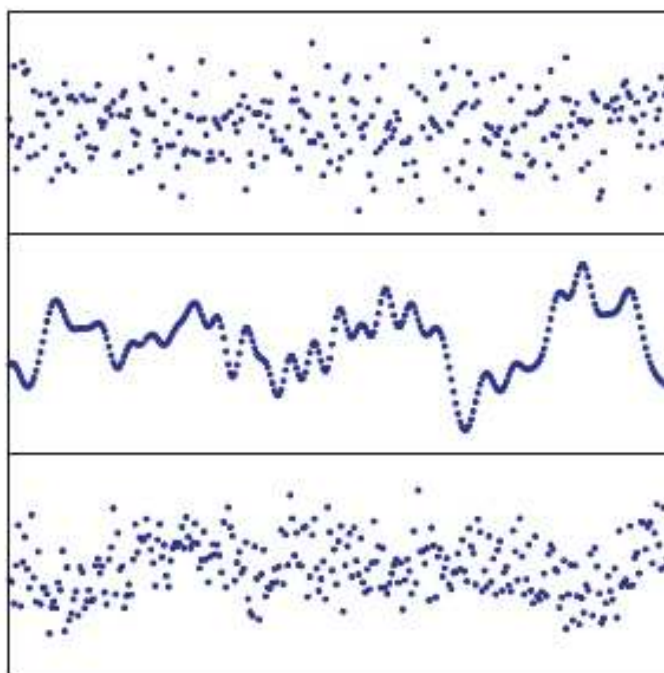


Figura 3.1: Gráficos de tiempo vs magnitud considerando ruido blanco (panel superior), ruido rojo (panel del medio) y ruidos blanco y rojo combinados (panel inferior). Figura extraída de Pont et al. (2006).

correlacionado, el error en d será la incerteza en el promedio de f_i^{in} , es decir

$$\sigma_d = \sigma(\langle f^{in} \rangle) = \frac{\sigma_0}{\sqrt{n}}, \quad (3.11)$$

lo cual indica que cuanto mayor sea el número de puntos observados durante el tránsito menor será σ_d . Sin embargo, en presencia de ruido rojo la ecuación anterior se convierte en

$$\sigma_d^2 = \frac{\sigma_0^2}{n} + \frac{1}{n^2} \Sigma C_{ij}, \quad (3.12)$$

donde C_{ij} (con i distinto de j) son los coeficientes de covarianza entre las mediciones i -ésima y j -ésima, que corresponden a las observaciones tomadas durante el tránsito. La diagonal de la matriz de covarianza contiene los errores individuales σ_i^2 que supusimos iguales a σ_0^2 . En este sentido, la presencia de ruido rojo en los datos hace que σ_d ya no disminuya al incrementar n , dado que los puntos se encuentran correlacionados. En la Figura 3.1, extraída de Pont et al. (2006), se muestra en el panel inferior una porción de una curva de luz típica en los relevamientos que buscan tránsitos planetarios. Mientras que en los paneles superior y del medio se muestran por separado las componentes de ruidos blanco y rojo, respectivamente.

Generalmente la matriz de covarianza es desconocida. Sin embargo, el ruido rojo

puede ser cuantificado con el factor $\beta = \sigma_r/\sigma_N$, definido por Winn et al. (2008). En este caso, σ_r se obtiene promediando los residuos correspondientes a M intervalos de N puntos y luego calculando la desviación estándar de dichos residuos, y σ_N representa la desviación estándar esperada, la cual se calcula como

$$\sigma_N = \frac{\sigma_1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{M}{M-1}}, \quad (3.13)$$

donde σ_1 es la desviación estándar de los residuos sin binear.

Para todos los objetos que analizamos, considerando que la duración del ingreso/egreso de un hipotético tránsito es T_{ing} (en minutos), promediamos los residuos en intervalos entre $T_{ing} + 10$ y $T_{ing} - 10$. Luego, adoptamos el valor de la mediana correspondiente como el valor del parámetro β de ese tránsito.

3.2.5. Determinación de los tiempos de mínimo

En principio, empleamos el conversor *on-line* de Eastman et al. (2010) para transformar los tiempos centrales de mínimo de todas las observaciones a BJD_{TDB} (véase el Apéndice A).

Como los tiempos de mínimo no están correlacionados con el resto de los parámetros directamente medibles de las curvas de luz, para cada sistema particular rehicimos el ajuste de cada uno de los tránsitos individuales considerando a T_0 como el único parámetro libre. Para los parámetros restantes, adoptados como fijos, consideramos los valores finales que determinamos como explicamos en las secciones anteriores. Finalmente, supusimos que los T_0 se distribuyen de forma Gausiana y adoptamos para los tiempos centrales de tránsito los valores promedio y los errores simétricos ($\pm\sigma$) dados por el mejor ajuste a la curva de luz. Como explicamos previamente, los errores considerados son los más grandes entre los estimados por los algoritmos Monte-Carlo, RP y Bootstrapping.

En los siguientes capítulos mostramos los resultados que obtuvimos para cada objeto particular de nuestra muestra utilizando los métodos que acabamos de presentar. Además, basándonos en el comportamiento a largo plazo de los parámetros fotométricos i y k y de los tiempos de mínimo, establecemos límites superiores para las masas y semiejes mayores de otros cuerpos eventualmente presentes en cada sistema.

Capítulo 4

El exoplaneta WASP-28b¹

4.1. Antecedentes

El exoplaneta WASP-28b, descubierto por el programa SuperWASP (Pollacco et al., 2006), es un planeta del tipo Júpiter caliente ($M_P = 0.907 M_J$, $R_P = 1.213 R_J$ y $a = 0.044$ UA) que describe una órbita circular alrededor de una estrella de tipo espectral F8 (Anderson et al., 2014) cuya baja abundancia de metales ($[Fe/H] = -0.29$ dex) la ubica en la cola de baja metalicidad de la distribución de estrellas de secuencia principal con planetas. A partir de espectros tomados durante el tránsito, Anderson et al. (2014) computaron un valor de 8 ± 18 grados para la oblicuidad proyectada del sistema (λ). Dado que λ es el ángulo formado entre el eje de rotación de la estrella y el de la órbita planetaria proyectados sobre el plano del cielo, un valor de λ pequeño (como en este caso) implica que la órbita descrita por WASP-28b está alineada y es directa. Estos autores indican que la ubicación actual del planeta puede deberse a una migración planeta-disco (Lin et al., 1996; Marzari & Nelson, 2009), o bien a un proceso de dispersión y circularización (Matsumura et al., 2010; Naoz et al., 2011). En caso de suponer esta última posibilidad, la órbita original del planeta pudo haberse alineado con el eje de rotación estelar a través de la interacción gravitacional de WASP-28b con otros cuerpos presentes durante su etapa de formación, o por medio de interacción tidal con la estrella.

4.2. Obtención de los datos

Entre agosto de 2011 y octubre de 2013 observamos 4 tránsitos de WASP-28b. Todas las observaciones las llevamos a cabo con el telescopio THG. El tránsito correspondiente

¹El contenido de este capítulo fue publicado en Petrucci et al. (2015, MNRAS, 446, 1389).

al 26 de julio de 2012 fue observado con la cámara U8300, mientras que las 3 curvas de luz restantes las obtuvimos con la cámara U16M. Las imágenes correspondientes al tránsito del 26 de octubre de 2013 fueron fuertemente desenfocadas para minimizar la dispersión de los puntos de la curva de luz. En este sentido, la técnica de desenfocado se ha convertido en un método muy popular para disminuir errores sistemáticos (Southworth et al., 2009a), ya que cuanto mayor es el número de píxeles involucrados en la apertura, menor será la influencia de píxeles malos o incorrectamente calibrados sobre el flujo total medido. Si el error de cada píxel es independiente, entonces esta componente del error total disminuirá como $1/\sqrt{N}$ donde N es el número de píxeles. Otra de las ventajas de esta técnica es que también disminuye la influencia de los cambios en el seeing y permite realizar exposiciones más largas sin saturar el CCD. El factor limitante de este método lo constituye la resolución temporal adecuada que es necesario obtener. Como mencionamos en el capítulo anterior, es recomendable que los tiempos de integración empleados no excedan el minuto cuando se realizan análisis de TTVs. En nuestro caso vemos que, en la última fila de la Tabla 4.1, la disminución en la dispersión obtenida desenfocando es muy pequeña. Esto se debe fundamentalmente a que como el área colectora del THG es de sólo 40 cm los beneficios producidos por el desenfocado son compensados por el empobrecimiento en la relación S/N alcanzada, al menos para las estrellas con magnitudes como las estudiadas en este trabajo.

Puesto que cuanto más grande es el tamaño de bin empleado en el CCD menor es el tiempo de exposición necesario para alcanzar un determinado número de cuentas, tamaños de bin más grandes implicarán un mejor muestreo temporal. Teniendo esto presente obtuvimos curvas de luz en bin 2x2 y 4x4 para evaluar con qué tamaño alcanzamos la mejor resolución temporal sin afectar la calidad del tránsito. Como podemos ver en la segunda y tercer fila de la Tabla 4.1, el bin 2x2 es el que nos permite obtener el mejor muestreo temporal sin comprometer la calidad de la curva de luz y es por ello que decidimos adoptarlo para el resto de nuestras observaciones. Los tiempos de integración adoptados (desde 10 a 120 segundos) dependieron de la masa de aire, los valores de seeing y del filtro utilizado. En la Tabla 4.1 presentamos un resumen de nuestras observaciones.

Los tiempos de las imágenes tomadas por cada tránsito fueron expresados en unidades de HJD_{UTC} . Por cada noche de observación tomamos 10 bias y 8 darks y corregimos todas las imágenes del objeto empleando el procedimiento estándar (véase Sección 2.2.1). Obtuvimos magnitudes con el programa FOTOMCC (véase Sección 2.2.3) y luego realizamos la fotometría diferencial empleando usualmente una única estrella de comparación.

Como uno de los propósitos de este análisis fue estudiar posibles variaciones en los tiempos de mínimo, incluimos todos los tránsitos de WASP-28b disponibles en la litera-

Tabla 4.1.: Resumen de nuestras observaciones de WASP-28

Fecha	Cámara	Filtro	Bin	T_{exp} (s)	N_{obs}^a	σ^b (mag)
27-08-2011	U16M	sin filtro	1x1	120	105	0.0042
26-07-2012	U8300	sin filtro	4x4	10	711	0.0078
05-08-2013	U16M	R	2x2	30	407	0.0049
26-10-2013	U16M	sin filtro	2x2	50	231	0.0040

^a Número de datos.

^b Desviación estándar de los puntos fuera del tránsito.

tura. Además de las 4 curvas de luz mencionadas, empleamos otras 11 publicadas en la ETD en las cuales la forma de los tránsitos se distinguiera claramente (calidad entre 1 y 3 de acuerdo al criterio de clasificación empleado por la ETD). En general aplicamos un polinomio de Legendre de segundo orden para corregir las tendencias presentes en las curvas de luz y normalizamos a 1 el nivel del fuera de tránsito.

4.3. Obtención de los parámetros del sistema

4.3.1. Determinación de parámetros fotométricos

Para obtener los parámetros fotométricos de cada curva de luz derivamos, en primer lugar, los parámetros estelares fundamentales de WASP-28 utilizando un espectro HARPS de alta relación señal-ruido (~ 100) que fue construido a partir del promedio de 33 espectros individuales públicos disponibles en el archivo de datos del Observatorio Europeo Austral (ESO)². Los parámetros fundamentales fueron derivados en LTE (Equilibrio Termodinámico Local) con el código fortran FUNDPAR³ (Saffe, 2011). FUNDPAR determina parámetros fundamentales a partir de los anchos equivalentes de ciertas líneas de Fe, utilizando la versión 2010 del código MOOG (Snedden, 1973), y calcula modelos de atmósferas ATLAS9 (Kurucz, 1993) con capas plano-paralelas. Con el código ARES (Sousa et al., 2007) se midieron automáticamente los anchos equivalentes de 27 líneas débiles y aisladas de Fe I y 12 de Fe II. Los valores resultantes obtenidos a partir de este análisis son: $T_{\text{eff}} = (6084 \pm 45)$ K, $\log g = (4.51 \pm 0.03)$ cm s⁻¹, $\xi = (2.0 \pm 0.1)$ km s⁻¹, $[\text{Fe}/\text{H}] = (-0.20 \pm 0.07)$ dex. Estos resultados están de acuerdo con los valores de los parámetros fundamentales publicados por Anderson et al. (2014).

Luego del cálculo de parámetros espectroscópicos estelares, computamos los coeficientes de oscurecimiento al limbo con el programa JKTL D. En este caso empleamos las

²Based on observations collected at the La Silla Paranal Observatory, ESO (Chile) with the HARPS spectrograph at the 3.6-m telescope, programme ID 085.C-0393(A).

³Este programa fue recientemente utilizado para determinar parámetros fundamentales de 223 estrellas evolucionadas con y sin planetas (Jofré et al., 2015).

tabulaciones de Claret (2000), que fueron construidas empleando modelos de atmósferas ATLAS9 de Kurucz. Como estas tabulaciones no incluyen coeficientes de oscurecimiento al limbo teóricos para el filtro R de Johnson, para los tránsitos que observamos en esta banda adoptamos los valores tabulados para el filtro R de Cousins. Por otra parte, para aquellas curvas de luz obtenidas sin filtro consideramos el promedio de los valores correspondientes a las bandas V de Johnson y R de Cousins.

Ajustamos cada curva de luz aplicando el procedimiento descrito en la Sección 3.2.2. Como parámetros iniciales adoptamos aquéllos determinados por Anderson et al. (2014). Calculamos Σ y k empleando los valores de R_* , R_P y a computados en el mismo trabajo. Por último ejecutamos 10000 simulaciones Monte-Carlo y el algoritmo de Permutación de Residuos, y consideramos como error el más grande de estos 2. En la Figura 4.1 mostramos los 15 tránsitos analizados (círculos) y el mejor ajuste indicado en líneas continuas, mientras que en la Tabla 4.2 listamos los parámetros fotométricos determinados para cada curva de luz.

En este caso particular, para estimar el parámetro β consideramos que la duración del ingreso/egreso de los tránsitos de WASP-28b es de aproximadamente 20 minutos. En la columna 7 de la Tabla 4.2 mostramos los valores obtenidos. Puesto que en ausencia de ruido rojo β toma valores menores o a lo sumo iguales a 1, vemos que en casi todos los tránsitos la influencia del ruido rojo es despreciable y el ruido predominante en tales curvas de luz es el ruido blanco.

Para este sistema computamos los valores finales y errores de i , k y Σ a partir de 5 curvas de luz que consideramos como las de mejor calidad de acuerdo a los requisitos detallados en la Sección 3.2.2. Las estimaciones finales de estos parámetros son:

$$i = 87.92^\circ \pm 0.45^\circ$$

$$k = 0.127 \pm 0.013$$

$$\Sigma = 0.131 \pm 0.006.$$

Cuando los tránsitos son incompletos el código JKTEBOP determina parámetros confiables pero menos precisos que los obtenidos cuando se tienen tránsitos completos (Mancini et al., 2014). Teniendo esto en cuenta, para evaluar cuán bien el algoritmo de optimización Levenberg-Marquardt explora el espacio de parámetros en el caso de tránsitos parciales, analizamos la influencia de los parámetros iniciales en los resultados finales. Para ello, calculamos los parámetros fotométricos de los 8 tránsitos incompletos de nuestra muestra adoptando como valores iniciales los publicados por Anderson et al. (2014) ± 3 veces el error⁴, alternativamente. En el primer caso, a los parámetros finales

⁴Para i , k y Σ consideramos como errores a aquéllos calculados utilizando las mejores 5 curvas de luz. Mientras que para l_{limbo} y los coeficientes de oscurecimiento al limbo, adoptamos 0.001 y 0.01, respectivamente.

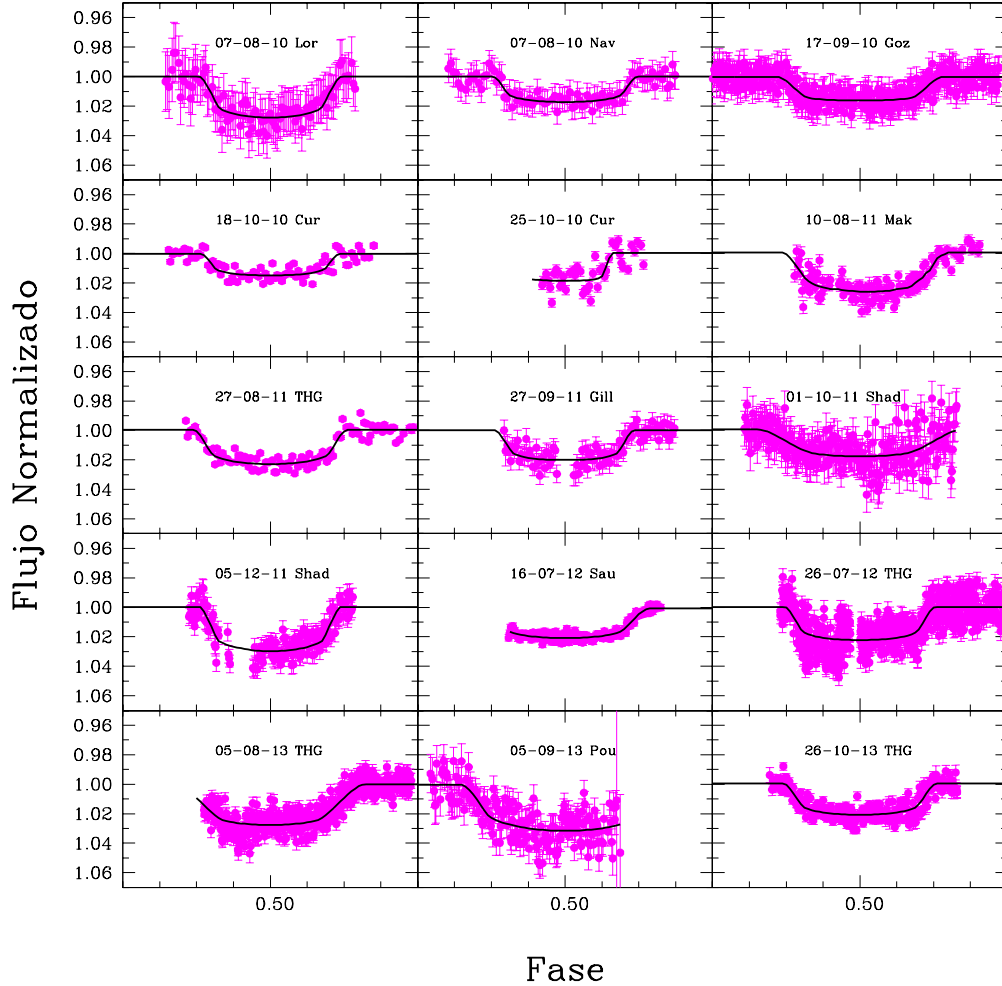


Figura 4.1: Tránsitos de WASP-28b analizados en este trabajo. En cada recuadro indicamos la fecha de la observación y un nombre corto que corresponde al observador. En este último caso las abreviaturas corresponden a: (Lor) Lorenz E. R. (ETD); (Nav) Naves R. (ETD); (Goz) Saral G. (ETD); (Cur) Curtis I. (ETD); (Mak) Makely N., Pree C. D. (ETD); (THG) Este trabajo; (Gill) Gillier Ch. (ETD); (Shad) Shadic S. (ETD); (Sau) Sauer T. (ETD); (Pou) Pouzenc C. (ETD).

los llamamos i_+ , k_+ y Σ_+ , mientras que en el segundo los indicamos como i_- , k_- y Σ_- . En la Tabla 4.3 mostramos las diferencias entre los parámetros listados en la Tabla 4.2 y aquéllos obtenidos como explicamos previamente. Excepto por los tránsitos de las épocas 160 y 367, todas las diferencias permanecen dentro de los errores. Los dos valores anómalos corresponden a las curvas de luz de peor calidad de acuerdo al factor PNR (véase la columna 8 de la Tabla 4.2). Estos resultados indican que, debido a que la ecuación del tránsito es no lineal, el algoritmo Levenberg-Marquardt puede quedar “atrapado” en un mínimo local (que no necesariamente es el mínimo global) por lo que

Tabla 4.2.: Características de las curvas de luz y parámetros fotométricos determinados

Fecha	Época	i ($^{\circ}$)	k	Σ	Filtro	β	PNR	Completo?	Ref
07-08-10*	37	$88.86^{+1.10}_{-3.15}$	$0.1488^{+0.0059}_{-0.0064}$	$0.1244^{+0.0208}_{-0.0064}$	R	1.1508	3.977	Sí	1
07-08-10*	37	$88.30^{+1.45}_{-3.70}$	$0.1164^{+0.0048}_{-0.0049}$	$0.1255^{+0.0220}_{-0.0066}$	R	0.9475	2.211	Sí	2
17-09-10	49	$84.46^{+2.56}_{-2.51}$	$0.1169^{+0.0032}_{-0.0048}$	$0.1681^{+0.0304}_{-0.0273}$	R	0.8963	5.053	Sí	3
18-10-10*	58	$88.03^{+1.90}_{-3.69}$	$0.1076^{+0.0070}_{-0.0051}$	$0.1215^{+0.0367}_{-0.0081}$	sin filtro	0.9337	2.239	Sí	4
25-10-10	60	$88.31^{+1.65}_{-10.52}$	$0.1257^{+0.0140}_{-0.1248}$	$0.0901^{+0.0447}_{-0.0231}$	sin filtro	0.8813	3.949	No	4
10-08-11	145	$86.28^{+3.60}_{-1.89}$	$0.1431^{+0.0100}_{-0.0062}$	$0.1439^{+0.0296}_{-0.0156}$	B	0.9776	4.362	No	5
27-08-11*	150	$87.98^{+1.86}_{-2.37}$	$0.1353^{+0.0044}_{-0.0064}$	$0.1357^{+0.0205}_{-0.0069}$	sin filtro	0.8789	2.223	Sí	6
27-09-11	159	$88.34^{+1.21}_{-2.80}$	$0.1272^{+0.0056}_{-0.0050}$	$0.1231^{+0.0227}_{-0.0079}$	R	1.2533	3.191	No	7
01-10-11	160	$81.83^{+2.27}_{-3.93}$	$0.1303^{+0.0156}_{-0.0124}$	$0.2122^{+0.0697}_{-0.0348}$	sin filtro	1.0963	8.906	No	8
05-12-11	179	$88.67^{+1.26}_{-3.46}$	$0.1507^{+0.0118}_{-0.0068}$	$0.1275^{+0.0224}_{-0.0075}$	R	1.4977	5.509	No	8
16-07-12	245	$85.11^{+1.84}_{-1.24}$	$0.1288^{+0.0044}_{-0.0065}$	$0.1636^{+0.0157}_{-0.0165}$	R	0.7990	1.818	No	9
26-07-12	248	$87.19^{+2.57}_{-4.65}$	$0.1363^{+0.0108}_{-0.0107}$	$0.1402^{+0.0366}_{-0.0148}$	sin filtro	2.2044	13.428	Sí	6
05-08-13	358	$82.73^{+2.26}_{-2.81}$	$0.1551^{+0.0129}_{-0.0063}$	$0.2004^{+0.0513}_{-0.0300}$	R	1.7519	7.727	No	6
05-09-13	367	$87.45^{+2.17}_{-4.36}$	$0.1563^{+0.0106}_{-0.0071}$	$0.1879^{+0.0533}_{-0.0273}$	sin filtro	1.3380	8.518	No	10
26-10-13*	382	$87.54^{+2.37}_{-1.69}$	$0.1293^{+0.0044}_{-0.0035}$	$0.1369^{+0.0155}_{-0.0089}$	sin filtro	0.8783	4.495	Sí	6

*Tránsitos utilizados para calcular los valores finales de i , k y Σ . Columnas 3-5: Parámetros fotométricos y sus errores.

Columna 7: Mediana para el ruido rojo. Columna 8: Photon noise rate. Ref: (1) Lorenz E. R. (ETD); (2) Naves R. (ETD); (3) Saral G. (ETD); (4) Curtis I. (ETD); (5) Makely N., Pree C. D. (ETD); (6) Este trabajo; (7) Gillier Ch. (ETD); (8) Shadic S. (ETD); (9) Sauer T. (ETD); (10) Pouzenc C. (ETD).

podría llegar a no explorar correctamente el espacio de parámetros.

Tabla 4.3.: Diferencias en i , k y Σ para tránsitos parciales

Época	Δi_+ (°)	Δk_+	$\Delta \Sigma_+$
60	0.30	0.000384	0.0009
145	0.43	-0.001754	-0.0023
159	0.27	-0.001447	-0.0021
160	5.54	-0.018349	-0.0645
179	-0.24	0.002130	-0.0019
245	-0.16	0.000861	0.0029
358	0.02	-0.000290	0.0001
367	0.12	-0.000478	-0.0002
	Δi_- (°)	Δk_-	$\Delta \Sigma_-$
60	-0.01	0.002184	-0.0009
145	0.40	-0.000054	-0.0048
159	-0.13	0.000753	-0.0012
160	-4.90	0.030651	0.0854
179	0.21	0.004130	-0.0039
245	-0.47	0.001861	0.0056
358	0.00	0.000210	-0.0005
367	-7.48	0.023822	0.0782

Las diferencias señaladas con los subíndices $+$ y $-$ representan las restas entre los parámetros i , k y Σ listados en la Tabla 4.2 y los obtenidos adoptando como valores iniciales los publicados por Anderson et al. (2014) ± 3 veces el error, alternativamente.

4.3.2. Determinación de parámetros físicos

Para determinar los parámetros físicos de la estrella y el planeta seguimos la metodología explicada en la Sección 3.2.3. Para el código JKTABSDIM utilizamos los siguientes parámetros de entrada: las cantidades fotométricas finales i , r_* , r_P obtenidas en la sección anterior, el período orbital computado a partir de las efemérides (véase Sección 4.4.1), la amplitud de velocidad de la estrella K_* , para la cual adoptamos el valor dado por Anderson et al. (2014), la excentricidad para la cual supusimos una órbita circular ($e = 0$), la T_{eff} y $[\text{Fe}/\text{H}]$ calculadas a partir de los espectros HARPS y, finalmente, la amplitud de velocidad del planeta K_P , todos estos valores con sus respectivos errores⁵. Respecto al valor de K_P , lo estimamos a partir de 3 modelos estelares distintos: Y^2 (Demarque et al., 2004), Padova (Girardi et al., 2000) y Teramo

⁵Para los parámetros fotométricos consideramos como error el más grande entre σ_+ y σ_- .

Tabla 4.4.: Propiedades físicas de la estrella y el exoplaneta

Parámetro	Este trabajo	Anderson et al. (2014)
Período P (días)	3.408840 ± 0.000003	3.408830 ± 0.000006
$T_{\text{minref}} T_0$ (BJD_{TDB})	$2455290.40551 \pm 0.00102$	$2455290.40519 \pm 0.00031$
Inclinación i ($^\circ$)	87.92 ± 0.45	88.61 ± 0.67
Masa Estelar M_\star (M_\odot)	1.011 ± 0.028	1.021 ± 0.050
Radio Estelar R_\star (R_\odot)	1.123 ± 0.052	1.094 ± 0.031
Gravedad Estelar $\log g_\star$ (cm/s)	4.342 ± 0.040	4.370 ± 0.018
Masa Planetaria M_P (M_J)	0.899 ± 0.035	0.907 ± 0.043
Radio Planetario R_P (R_J)	1.354 ± 0.166	1.213 ± 0.042
Temp. de Eq. Planetaria T'_{eq} (K)	1473 ± 30	1468 ± 37
Gravedad Planetaria $\log g_P$ (cm/s)	3.083 ± 0.091	3.149 ± 0.028
Semieje mayor a (UA)	0.0445 ± 0.0004	0.0446 ± 0.0007
Edad (Gyr)	4.2 ± 1.0	5_{-2}^{+3}

(Pietrinferni et al., 2004). En un trabajo reciente, Southworth (2010) muestra que estos 3 modelos presentan un buen acuerdo entre ellos para un amplio rango de masas y temperaturas. Además de los ya mencionados, empleamos los modelos de VandenBerg et al. 2006 (VRSS) para estimar el valor de K_P . Sin embargo problemas de convergencia impidieron obtener valores realistas para la edad y amplitud de velocidad del planeta, razón por la cual no los consideramos en el cómputo del promedio final.

En la segunda columna de la Tabla 4.4 presentamos nuestros resultados. Como mencionamos anteriormente, calculamos los valores finales de las propiedades físicas de la estrella y el exoplaneta y sus respectivos errores considerando los parámetros fotométricos determinados previamente en esta misma sección, que computamos a partir de las mejores curvas de luz de nuestra muestra. A modo de comparación, en la tercer columna de la misma tabla incluimos los valores determinados por Anderson et al. (2014). Podemos apreciar que nuestros parámetros coinciden, dentro de los errores, con los determinados en el artículo de descubrimiento.

4.4. En busca de posibles perturbadores

4.4.1. Determinación de efemérides y análisis de TTVs

Determinamos los tiempos de mínimo de cada tránsito a partir del procedimiento descrito en la Sección 3.2.5, adoptando como error el más grande entre los estimados por los algoritmos Monte-Carlo y RP. En la Tabla 4.5 presentamos los tiempos de mínimo computados para todas las curvas de luz. En la Figura 4.2 mostramos el diagrama O-C construido a partir de los datos, es decir las diferencias entre los tiempos de

Tabla 4.5.: Tiempos de mínimo medidos (T_0) y sus respectivos errores (e_{T_0})

Época	T_0 (BJD_{TDB})	e_{T_0} (BJD_{TDB})	Referencias
37	2455416.529869	0.005214	1
37	2455416.533777	0.001582	2
49	2455457.435933	0.002501	3
58	2455488.118293	0.003719	4
60	2455494.942504	0.003327	4
145	2455784.684716	0.002644	5
150	2455801.733205	0.00161	6
159	2455832.416153	0.001629	7
160	2455835.830611	0.004218	8
179	2455900.587763	0.005352	8
245	2456125.571263	0.000681	9
248	2456135.795042	0.002203	6
358	2456510.753533	0.003411	6
367	2456541.455445	0.004124	10
382	2456592.582836	0.000698	6

Referencias: (1) Lorenz E. R. (ETD); (2) Naves R. (ETD); (3) Saral G. (ETD); (4) Curtis I. (ETD); (5) Makely N., Pree C. D. (ETD); (6) Este trabajo; (7) Gillier Ch. (ETD); (8) Shadic S. (ETD); (9) Sauer T. (ETD); (10) Pouzenc C. (ETD).

mínimo calculados y los esperados como función de la época. Si incluimos los 15 puntos encontramos que $\chi_r^2 = 3.27$, lo que parece sugerir la posibilidad de variaciones en los datos. Sin embargo, como puede notarse en la Figura 4.2, existen 5 puntos anómalos que se desvían notablemente del resto de los datos. Todos ellos corresponden a tránsitos incompletos (triángulos).

Gibson et al. (2009) mostraron que en un alto porcentaje de los casos, los tiempos de mínimo determinados a partir de tránsitos parciales son irreales. Ellos atribuyen este hecho a que la falta de puntos en el fuera de tránsito afecta la simetría de la curva de luz y por ende el tiempo del centro del tránsito, debido a una incorrecta normalización. Por otra parte, los puntos correspondientes a las épocas 159, 358 y 367 pertenecen a tránsitos con un alto nivel de ruido rojo (todo ellos con $\beta \geq 1$), mientras que los puntos de las épocas 160, 358 y 367 corresponden a curvas de luz de baja calidad. Fulton et al. (2011) mostraron que la inclusión de puntos anómalos puede llevar a falsas conclusiones respecto a la existencia de TTVs. Teniendo presente toda esta información decidimos excluir todos los tránsitos parciales de nuestro análisis para tener la certeza de que los mismos no influirían en los resultados obtenidos. Para computar el período (P) y el tiempo de mínimo de referencia (T_{minref}), realizamos un ajuste lineal por medio de

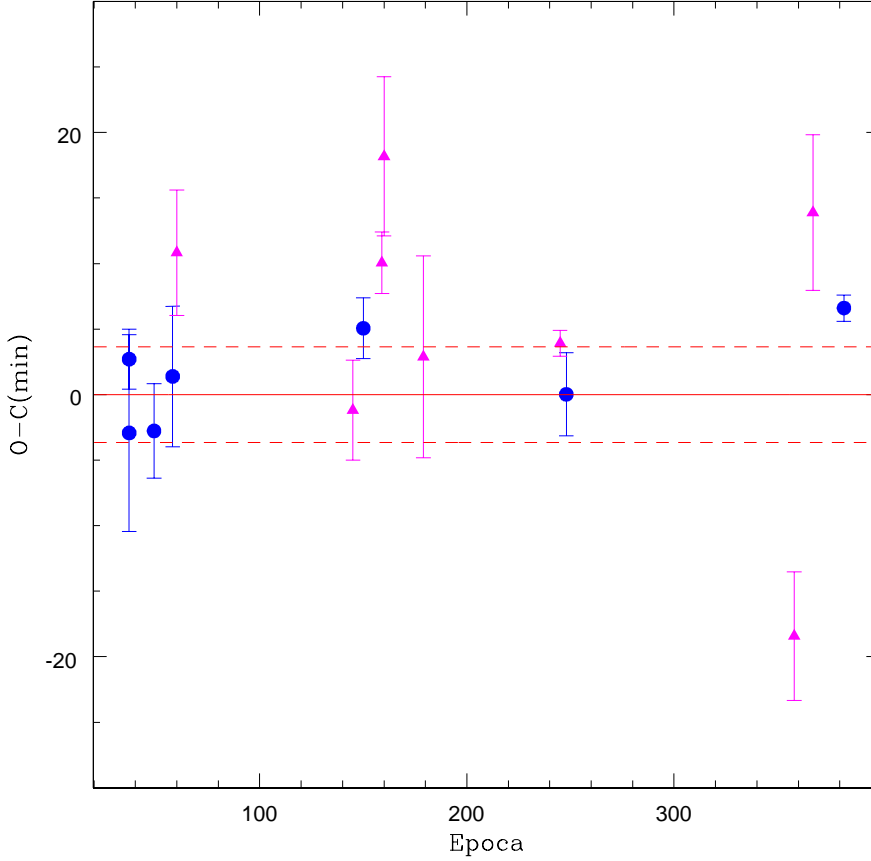


Figura 4.2: Diagrama O-C de WASP-28b. Los triángulos indican los tránsitos incompletos, que fueron excluidos del cálculo de las nuevas efemérides, mientras que las líneas a trazos indican los valores de $\pm 1\sigma$ sólo considerando los círculos.

cuadrados mínimos pesados a los 7 puntos restantes. Las nuevas efemérides obtenidas son,

$$T_0(E) = T_{\text{minref}} + E * P \quad (4.1)$$

donde $P = 3.408840 \pm 0.000003$ días y $T_{\text{minref}} = 2455290.40551 \pm 0.00102$ BJD_{TDB} . Aquí E representa la época. Las incertezas las obtuvimos a partir de la matriz de covarianza del ajuste y las reescalamos multiplicándolas por $\sqrt{\chi_r^2}$. En este caso $\chi_r^2 = 0.7$, lo que implica que estas mediciones están de acuerdo con una efemérides lineal y no existe evidencia de variaciones periódicas en el diagrama O-C. Como mostramos en la Figura 4.2, el punto correspondiente a la época 382 cae fuera del área comprendida entre las líneas a trazos $\pm 1\sigma$. No podemos explicar la causa de este valor anómalo.

Cabe destacar que la versión del código JKTEBOP empleada en este trabajo (versión 28) no permite normalizar los puntos fuera de tránsito y ajustar las curvas de luz

simultáneamente. En este sentido, trabajos recientes (Gibson et al., 2009; Barros et al., 2013) han notado que los tiempos de mínimo medidos podrían llegar a correlacionar con la función de normalización, sugiriendo que los parámetros utilizados para normalizar deberían ser tomados en cuenta durante el proceso de ajuste.

Luego, por completitud investigamos la masa que tendría un posible perturbador considerando diferentes configuraciones orbitales. Para ello supusimos un perturbador externo cuyo semieje mayor sea mucho más grande que el del planeta transitante y empleamos la ecuación (1.11). Para P_1 y M_\star supusimos los valores obtenidos en las secciones previas y para δt adoptamos 3.6 minutos, cantidad que corresponde a la desviación estándar de los 7 puntos considerados para hacer el análisis de TTVs. Para el perturbador evaluamos los siguientes valores de excentricidad: 0, 0.001, 0.01, 0.05, 0.1 y 0.25 y para el semieje mayor aquellos valores desde 0.08 a 0.35 UA con paso 0.01. En la Figura 4.3 mostramos los resultados obtenidos. Por claridad cortamos el gráfico en $M_2 = 8 M_J$ y $a_2 = 0.3$ UA. Si consideramos una órbita muy excéntrica para el perturbador ($e = 0.25$) y un semieje mayor de casi el doble del semieje mayor del planeta transitante ($a = 0.08$ UA), nuestra precisión en los TTVs permite poner un límite en más de media masa de Saturno ($M_2 = 0.17 M_J$) para la masa máxima de un perturbador no detectado. Bajo la suposición de que el cuerpo que perturba posee una órbita circular ($e = 0$) y $a = 0.08$ UA, su masa máxima sería de la mitad de la masa de Júpiter.

También investigamos las masas de posibles perturbadores externos localizados en las posiciones de resonancia de movimientos medios de primer orden con WASP-28b. Para ello calculamos los valores de Δt empleando la ecuación (1.13), para las resonancias de primer orden 2:1, 3:2, 4:3 y 5:4, variando la masa del perturbador desde $1 M_\oplus$ a $10 M_J$ con paso $0.001 M_\oplus$. Considerando nuestra dispersión en los TTVs, los resultados obtenidos permiten excluir la presencia de un perturbador con una masa superior a 1.9, 2.8, 3.8 y 4.7 M_\oplus en las resonancias 2:1, 3:2, 4:3 y 5:4.

Es importante aclarar que este análisis constituye una estimación inicial de la masa de un posible perturbador. Si bien debería realizarse un estudio más riguroso en las posiciones de resonancia empleando ecuaciones de movimiento, esto último escapa a los objetivos de este trabajo.

4.4.2. Comportamiento a largo plazo de i y k

Además de las variaciones en los tiempos de mínimo, existen otras manifestaciones fotométricas que pueden indicar la presencia de otro cuerpo en el sistema, como variaciones en i y k .

En cuanto a las variaciones a largo plazo de i , Soderhjelm (1975) mostró que cuan-

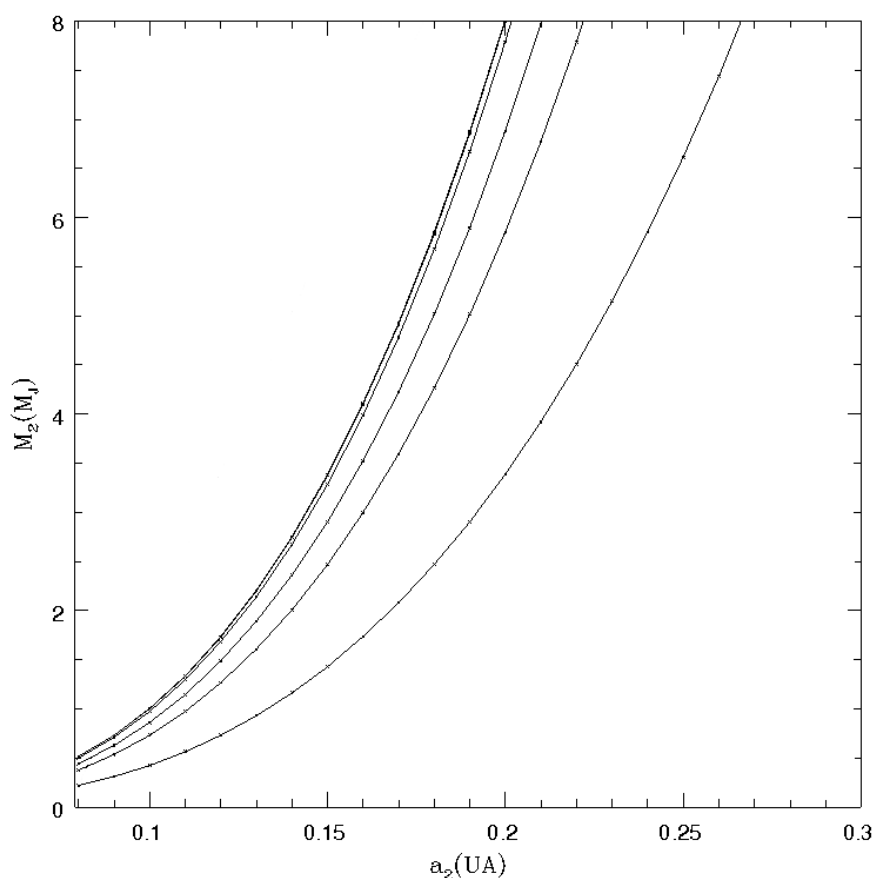


Figura 4.3: Semieje mayor vs masa de un posible perturbador. De izquierda a derecha las curvas corresponden a valores de excentricidad de 0, 0.001, 0.01, 0.05, 0.1 y 0.25. Para las excentricidades 0 y 0.001 las curvas se encuentran casi solapadas lo que impide que se visualicen correctamente cada una por separado.

do un perturbador reside en una órbita no coplanar, puede provocar una modulación en la inclinación de un objeto localizado en una órbita más interna. En este sentido, Coughlin et al. (2008) encontraron variaciones en la inclinación de GJ436b que serían compatibles con la presencia de un planeta de $5 M_{\oplus}$ en una órbita no resonante de semieje mayor $a = 0.08$ UA (Ribas et al., 2008).

En cuanto a k existen varias posibilidades para explicar la detección de variaciones a largo plazo. Aquí mencionamos 3 de ellas:

- La presencia de planetas en el sistema, también transitantes, podría generar lo que se conoce como “Eclipse Planeta-Planeta” (o PPE por sus siglas en inglés *Planet-Planet Eclipse*). Este raro fenómeno se produce cuando dos planetas transitantes se solapan parcialmente durante el tránsito doble (Masuda et al., 2013).

- Otra posibilidad, también muy interesante pero menos probable, es la variación de la profundidad del tránsito debido a la presencia de un satélite (Cabrerera & Schneider, 2007; Tusnski & Valio, 2014; Heller et al., 2014). Estas variaciones serían causadas por una distorsión en la curva de luz como consecuencia del pasaje de una “exoluna” en frente de la estrella, ya sea durante o fuera del tránsito. Según la Figura 4.4, extraída de Sartoretti & Schneider (1999), el tránsito de una luna un poco más grande que la Tierra alrededor de un planeta del tipo de Júpiter con un período orbital grande generaría una variación en la profundidad de tan sólo 1 mmag, mientras que la variación en TTVs sería de tan sólo 0.6 segundos. Algunos autores (por ejemplo, Weidner & Horne 2010) mencionan que si bien es perfectamente factible que existan satélites alrededor de planetas gaseosos cercanos a su estrella, la probabilidad de que los mismos sean masivos, como por ejemplo del tamaño de la Tierra o más grandes, es muy baja. Incluso, aunque podrían haberse formado en sistemas cercanos a la estrella, la contracción del planeta con el tiempo (ver Fortney et al. 2007) puede llevar a un decaimiento y eventual destrucción del satélite.
- Una tercera posibilidad se da si el planeta precesa y además es oblado. En este caso, el área proyectada del planeta va a ir cambiando con el tiempo, lo que causará variaciones en la profundidad del tránsito. Los planetas que poseen mayor probabilidad de presentar este tipo de variaciones son aquéllos con períodos orbitales de entre 15 y 30 días alrededor de estrellas como el Sol. Lo interesante es que una vez detectada la precesión del planeta, se podría llegar a inferir la presencia de una luna o bien un anillo (aunque esto es un poco más difícil) si se detecta que el período de precesión observado es menor que el predicho.

En la Figura 4.5 mostramos el comportamiento a largo plazo en i y k . Puede verse que en ambos casos hay puntos que se apartan por encima de $\pm 1\sigma$ respecto del valor medio. Computamos un periodograma de Lomb-Scargle (Horne & Baliunas 1986; véase el Apéndice B) para ver si existe alguna periodicidad en los datos que pudiera atribuirse a la presencia de un perturbador, pero no encontramos ningún pico significativo.

4.5. Propiedades cinemáticas de WASP-28

Como mencionamos anteriormente, WASP-28 es una estrella pobre en metales con una metalicidad de -0.2 dex. Considerando este bajo valor de $[\text{Fe}/\text{H}]$, decidimos investigar si WASP-28 es miembro del halo, el disco fino o el disco grueso de la Galaxia. Para ello realizamos un análisis cinemático que consistió en la determinación de las componentes de la velocidad galáctica (U, V, W) de WASP-28 y sus errores, empleando la metodología descrita en las Secciones III y IV de Johnson & Soderblom (1987). Adoptamos las mismas direcciones para V y W , pero para la componente U supusimos la di-

rección opuesta a la empleada en ese trabajo. Para hacer el cálculo utilizamos como cantidades iniciales: las coordenadas $RA(2000) = 353.616^\circ$, $DEC(2000) = -01.580^\circ$, los movimientos propios $pmRA = (22.5 \pm 1.3) \text{ mas yr}^{-1}$, $pmDEC = (7.8 \pm 1.3) \text{ mas yr}^{-1}$, la velocidad radial $RV = (24.33 \pm 0.02) \text{ km s}^{-1}$ y la paralaje $\pi = (2.439 \pm 0.014) \text{ mas}$. Los valores de $pmRA$ y $pmDEC$ los extrajimos de Zacharias et al. (2003), calculamos la velocidad radial con el método de correlaciones cruzadas (véase por ejemplo Jofré et al. 2009) a partir de los espectros HARPS empleados para determinar los parámetros fundamentales, mientras que tomamos el resto de los parámetros de Anderson et al. (2014). Computamos la paralaje π a partir del valor de distancia publicado en ese trabajo. Las componentes finales de la velocidad espacial galáctica las derivamos respecto al *Local Standard of Rest* asumiendo un movimiento solar de $(U, V, W)_\odot = (-10.00, +5.25, +7.17) \text{ km s}^{-1}$ determinado por Dehnen & Binney (1998).

Luego, los valores resultantes para WASP-28 fueron: $U_{\text{LSR}} = 34.56 \text{ km s}^{-1}$, $V_{\text{LSR}} = 12.84 \text{ km s}^{-1}$, $W_{\text{LSR}} = -19.12 \text{ km s}^{-1}$. Basados en estas velocidades investigamos a qué población galáctica pertenece WASP-28 teniendo en cuenta las probabilidades de pertenencia al halo y a los discos fino y grueso (p_{halo} , p_{thin} , p_{thick}). Para computarlas empleamos las ecuaciones (1) y (2) de Reddy et al. (2006) y obtuvimos los siguientes valores: $p_{\text{thin}} = 0.985$, $p_{\text{thick}} = 0.014$, $p_{\text{halo}} = 3.27 \times 10^{-5}$, los cuales sugieren que WASP-28 es una estrella del disco fino. De acuerdo a este resultado, una posibilidad es que este objeto haya sido formado en alguna de las nubes de baja metalicidad del Vecindario Local.

En los últimos años varios trabajos han discutido el escenario de formación de planetas alrededor de estrellas pobres en metales (o estrellas en la cola de baja metalicidad de la correlación planeta-metalicidad), como WASP-28. En el modelo de acreción de núcleos (Pollack et al., 1996) es necesaria una cierta densidad mínima de material sólido para que el crecimiento de los planetesimales se produzca rápidamente. Una vez que se forma un núcleo lo suficientemente masivo, éste puede acretar una atmósfera convirtiéndose así en un planeta gigante gaseoso que puede migrar cerca de la estrella antes de que el gas se disipe. Este modelo es fuertemente dependiente de la metalicidad de la nube primordial (Matsuo et al., 2007). Esto significa que cuanto mayor sea la metalicidad más rápido se formará el planeta gigante dándole tiempo suficiente para migrar a distancias menores a 0.1 UA. Pero si la metalicidad del disco es baja, el crecimiento de los planetesimales es más lento. Entonces, cuando el planeta gigante termina de formarse, la mayoría del gas cercano a la estrella se ha disipado y el planeta recientemente formado no puede migrar muy cerca de la estrella. Por lo tanto, puede suponerse que discos con baja metalicidad presentarán una baja probabilidad para formar Júpiteres calientes. Sin embargo, Natta et al. (2000) mostraron que las estrellas de alta masa tendrían discos protoplanetarios masivos. Recientemente Alibert et al.

(2011) y Mordasini et al. (2012) mostraron que la formación de planetas gigantes podría llevarse a cabo en discos protoplanetarios de baja metalicidad pero de alta masa. En este escenario, el contenido de metales mínimo requerido para formar un planeta del tipo Júpiter caliente sería menor para discos alrededor de estrellas de alta masa que para discos alrededor de estrellas menos masivas. Johnson et al. (2010) también mostraron que la frecuencia de planetas gigantes es una función creciente no sólo de la metalicidad sino también de la masa estelar, y por lo tanto de la masa del disco protoplanetario. En este contexto la masa estelar compensaría la baja metalicidad del disco protoplanetario permitiendo la formación de planetas de tipo Júpiter caliente (Kennedy & Kenyon, 2009; Ghezzi et al., 2010; Johnson et al., 2010). Como se menciona en Ida & Lin (2004) y Laughlin et al. (2004), si la masa del disco se incrementa la densidad superficial del disco protoplanetario crece, favoreciendo la formación de planetas gigantes gaseosos en el modelo de Pollack et al. (1996).

Otra posibilidad es el modelo de inestabilidad gravitacional de Boss (1997, 2002, 2006), que propuso este mecanismo para explicar la formación de planetas gigantes antes de la disipación del gas en el disco. En este escenario, si el disco protoplanetario es lo suficientemente masivo puede fragmentarse en nubes densas que se contraerán para formar protoplanetas gigantes, típicamente en varios cientos de años. En esta situación los planetas se forman rápidamente antes del vaciamiento de gas. Contrariamente a la teoría de acreción de núcleos, este modelo es casi independiente de $[\text{Fe}/\text{H}]$. Es más, Cai et al. (2006) y Meru & Bate (2010) indicaron que la eficiencia en la formación de planetas gigantes por medio del modelo de inestabilidad de disco disminuye a medida que la metalicidad aumenta.

En este contexto ambos modelos podrían explicar el origen de WASP-28b. Por un lado, si el planeta se formó a través del modelo de acreción de núcleos, los resultados del trabajo de Johnson & Li (2012) indicarían que, a pesar de que la estrella huésped es de baja metalicidad ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.2$ dex), este valor se encuentra por encima del límite inferior de -2.8 dex requerido para formar, a través del modelo de Pollack et al. (1996), un planeta gigante gaseoso cercano en este sistema. Mientras que si el planeta se formó a partir del modelo de Boss, las conclusiones de los trabajos de Cai et al. (2006) y Meru & Bate (2010) apuntan a que la baja metalicidad del disco protoplanetario habría sido la apropiada para permitir la fragmentación y el posterior colapso de los protoplanetas resultantes.

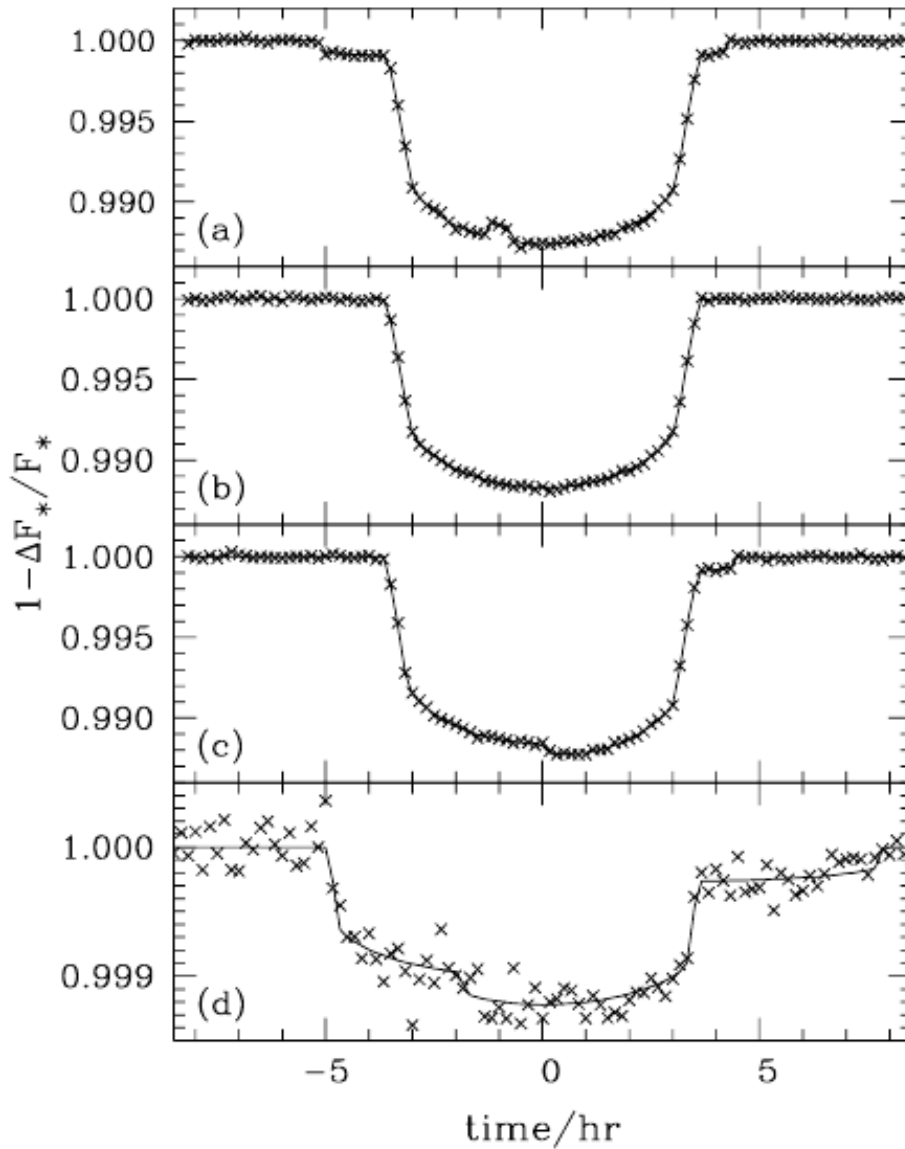


Figura 4.4: Curvas de luz con anomalías producidas por la presencia de un satélite. Tránsitos de un planeta de radio $R_P = R_J$ y período $P = 50$ días con: un satélite de radio $R_S = 2.5 R_\oplus$ y período $P_S = 0.5$ días (panel a), sin la presencia del satélite (panel b) y con un satélite de radio $R_S = 2.5 R_\oplus$ y período $P_S = 1.5$ días (panel c). En el panel d) se muestra la curva de luz de un planeta de radio $R_P = 2.5 R_\oplus$ y período $P = 100$ días con un satélite de radio $R_S = 1.5 R_\oplus$ y período $P_S = 2$ días. En los 4 casos la línea sólida representa el mejor ajuste y las cruces representan observaciones simuladas de 10 minutos de exposición con un ruido fotónico de 10^{-4} . Figura extraída de Sartoretti & Schneider (1999).

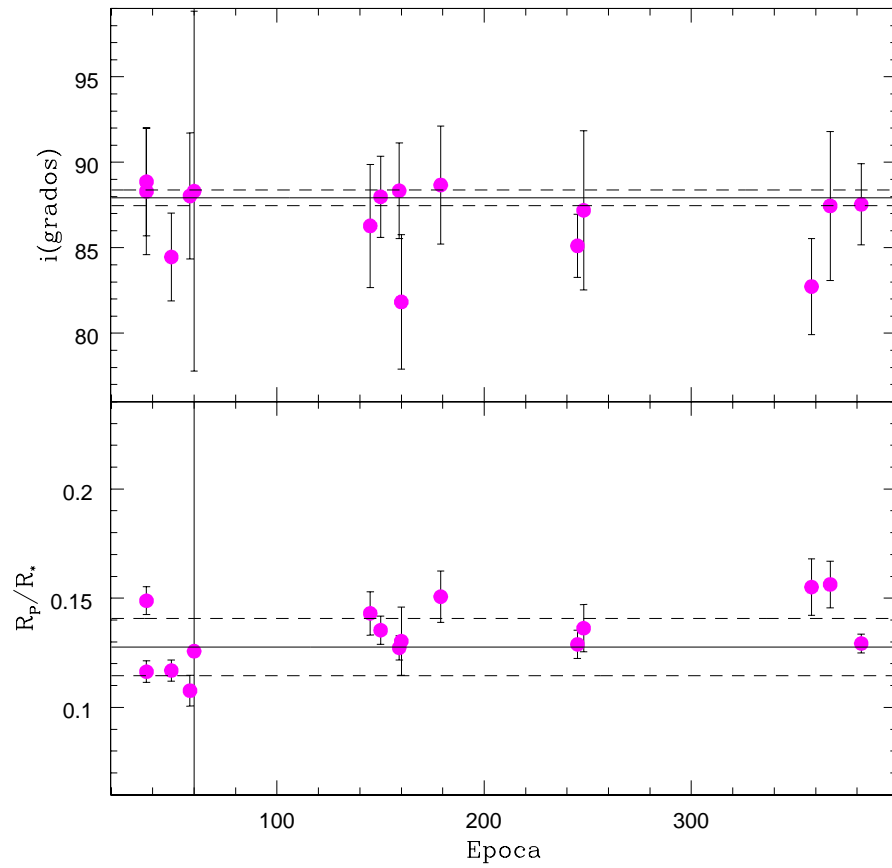


Figura 4.5: Variación de largo término de i (panel superior) y k (panel inferior). Las líneas continuas representan los promedios pesados calculados en la Sección 4.3.1, mientras que las líneas a trazos indican $\pm 1\sigma$. También se muestran las barras de error.

Capítulo 5

El exoplaneta WASP-4b¹

5.1. Antecedentes

WASP-4b es uno de los exoplanetas más estudiados en la literatura. Desde que fue descubierto por el relevamiento SuperWASP (Wilson et al., 2008), ha sido muy observado y varios autores han determinado sus propiedades físicas y las de la estrella que lo alberga (Wilson et al., 2008; Winn et al., 2009; Gillon et al., 2009; Southworth et al., 2009b; Dragomir et al., 2011; Sanchis-Ojeda et al., 2011; Nikolov et al., 2012; Hoyer et al., 2013a). Estos trabajos revelan que el sistema está formado por una estrella de secuencia principal de tipo espectral G7 (un poco más fría que el Sol) y un planeta del tipo Júpiter caliente ($M_P = 1.28 M_J$, $R_P = 1.39 R_J$, $a = 0.02$ UA) que describe una órbita circular alrededor de la estrella ocasionando un tránsito cada 1.33 días.

Un aspecto relevante del planeta es que posee un radio mayor al predicho por los modelos (Fortney et al., 2007). Una alternativa es que el posible proceso de circularización tidal que sufre actualmente la órbita del planeta provea el calor necesario para “inflarlo”. A partir de observaciones del satélite Spitzer² en 3.6 y 4.5 μm , Beerer et al. (2011) encontraron límites superiores que restringen los modelos de calentamiento tidal que podrían explicar el tamaño del radio planetario. Por otra parte, con datos obtenidos por el Telescopio Espacial Hubble en la región de 1.1 a 1.7 μm , Ranjan et al. (2014) confirmaron otro de los resultados obtenidos en el trabajo de Beerer que indica que la atmósfera de WASP-4b no posee una temperatura de inversión térmica y, además, encontraron que dicha atmósfera es rica en carbono pero carece de la presencia de agua.

¹Parte del contenido de este capítulo fue publicado en Petrucci et al. (2013, ApJL, 779, 23).

²www.spitzer.caltech.edu

Por otra parte, la estrella WASP-4 parece ser una estrella activa. A partir de algunas anomalías detectadas en sus curvas de luz, Southworth et al. (2009b) señalan que es posible que la estrella posea manchas frías. Por otra parte, Sanchis-Ojeda et al. (2011) interpretan dos asimetrías en la fotometría como ocultaciones de manchas provocadas por el pasaje del planeta frente a ellas y concluyen que el eje de rotación estelar se encuentra bien alineado con el eje orbital del planeta. Este resultado está de acuerdo con las observaciones del efecto Rossiter-McLaughlin para este sistema de Triaud et al. (2010). En particular, Hoyer et al. (2013a) estiman un período de rotación de $P = 34$ días basándose en la repetitividad de anomalías en las curvas de luz atribuidas a la presencia de manchas sobre la superficie estelar.

Al ser uno de los sistemas planetarios más estudiados, se han realizado varios análisis de TTVs y todos concluyen que no hay variaciones observables en los tiempos de mínimo. Sin embargo, excepto por el trabajo de Hoyer et al. (2013a), en el resto de los estudios se han empleado tiempos de mínimo calculados de forma no homogénea. Como indicamos en secciones previas esta falta de homogeneidad en el análisis puede llevar a conclusiones incorrectas respecto a la presencia o ausencia de TTVs. Es por eso que decidimos realizar un estudio homogéneo de TTVs para este sistema.

5.2. Obtención de los datos

Para el estudio de TTVs y la redeterminación de parámetros utilizamos un total de 34 curvas de luz. 20 de estas curvas corresponden a datos públicos pertenecientes a varios de los trabajos mencionados anteriormente. En total extrajimos: 1 tránsito de Wilson et al. (2008), 2 de Winn et al. (2009), 1 de Gillon et al. (2009), 4 de Sanchis-Ojeda et al. (2011) y 12 observados por Nikolov et al. (2012). No incluimos los 4 tránsitos de Southworth et al. (2009b) puesto que los autores reportaron problemas en el reloj de la computadora empleada para obtener las observaciones, lo cual hizo que los tiempos de mínimo medidos fueran irreales (Southworth et al., 2013). Además consideramos 8 tránsitos publicados en la base de datos ETD. De estos últimos sólo incluimos los tránsitos completos con los 4 puntos de contacto claramente visibles.

Por otro parte, también obtuvimos observaciones de 8 tránsitos de WASP-4b entre octubre de 2011 y junio de 2013. Para ello utilizamos los telescopios THG y el de 1.54 m de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre, cuyas características fueron presentadas en la Sección 2.1. Con el THG observamos 4 tránsitos, 3 de ellos con la cámara U16M y 1 con la cámara U8300, mientras que las curvas de luz restantes fueron obtenidas con el telescopio de la EABA y la cámara U9. Para 4 de nuestros tránsitos utilizamos el filtro R de Johnson disponible en ambos sitios, mientras que para los restantes las observaciones las realizamos sin filtro. Las mediciones del tránsito del 6 de junio de 2013

Tabla 5.1.: Resumen de nuestras observaciones de WASP-4

Fecha	Telescopio	Cámara	Filtro	Bin	T_{exp} (s)	N_{obs}^a	σ^b (mag)
17-10-2011	THG	U16M	sin filtro	1x1	25	315	0.0059
09-08-2012	THG	U8300	sin filtro	2x2	50	113	0.0029
09-08-2012	EABA	U9	sin filtro	1x1	40-50	306	0.0069
21-09-2012	EABA	U9	R	4x4	10	597	0.0024
11-10-2012	EABA	U9	R	2x2	25	272	0.0019
02-06-2013	THG	U16M	R	2x2	180	68	0.0090
06-06-2013	THG	U16M	R	2x2	45	90	0.0063
06-06-2013	EABA	U9	R	2x2	90	141	0.0035

^a Número de datos.

^b Desviación estándar de los puntos fuera del tránsito.

que observamos con ambos telescopios simultáneamente, las consideramos como independientes. En la Tabla 5.1 presentamos un resumen de las observaciones realizadas. Los tránsitos observados durante las noches del 9 de agosto de 2012 con el THG y la noche del 21 de septiembre de 2012 con el telescopio de la EABA fueron excluidos del análisis posterior dado que corresponden a noches de malas condiciones climáticas con gran presencia de velos. Esto los convierte en datos poco confiables que pueden llegar a afectar las conclusiones alcanzadas.

Por cada tránsito tomamos 10 bias, 8 darks y entre 15 y 20 flats de cúpula. Para aquéllos observados en la EABA empleamos las tareas estándares de IRAF para las correcciones por bias, dark y flat. Mientras que para los tránsitos observados con el THG realizamos las correcciones por bias y dark, pero no por *flat-field*. Como explicamos en la Sección 2.2.3, utilizamos el programa FOTOMCC para obtener magnitudes instrumentales. En el caso de las curvas de luz de la EABA realizamos la fotometría diferencial empleando una sola estrella de comparación. Mientras que en el caso del THG utilizamos como comparación entre 2 y 3 estrellas. La falta de estrellas de comparación para los tránsitos de la EABA se debe a que el campo de la cámara es pequeño, lo cual reduce el número de estrellas observadas.

Para corregir las tendencias presentes en las curvas de luz, en casi todos los tránsitos empleamos un polinomio de Legendre de segundo orden, mientras que para unos pocos obtuvimos una dispersión más baja ajustando una línea recta. Finalmente, para cada curva de luz restamos el polinomio ajustado a todos los puntos (incluyendo los puntos del tránsito) y normalizamos a 1 el nivel correspondiente al valor fuera del tránsito.

5.3. Obtención de los parámetros del sistema

5.3.1. Determinación de parámetros fotométricos

Determinamos los parámetros fotométricos del sistema ajustando cada uno de los tránsitos con el código JKTEBOP. Como mencionamos previamente, una de las ventajas de este programa es que considera, a diferencia de otros códigos, ligeras distorsiones en las componentes del sistema. En este caso particular, este detalle es muy importante debido a que WASP-4b no sólo es un planeta “inflado”, sino que además se encuentra muy cerca de su estrella, de modo que es esperable que su forma no sea estrictamente esférica.

A partir de espectros HARPS de alta resolución derivamos los parámetros fotosféricos fundamentales utilizando el código automático FUNDPAR (Saffe, 2011). Siguiendo un procedimiento similar al utilizado en Jofré et al. (2015) encontramos: $T_{\text{eff}} = (5436 \pm 34)$ K, $\log g = (4.28 \pm 0.06)$ cm s⁻¹, $\xi = (0.94 \pm 0.03)$ km s⁻¹ y $[\text{Fe}/\text{H}] = (-0.05 \pm 0.04)$ dex. Los valores de los parámetros fundamentales acuerdan con los previamente reportados, excepto por el $\log g$ que en nuestro caso es ligeramente más pequeño (véase por ejemplo Doyle et al. 2013). Para calcular los coeficientes de oscurecimiento al limbo teóricos utilizamos los valores tabulados de van Hamme (1993) y Claret (2004). Para los tránsitos que observamos sin filtro empleamos coeficientes de oscurecimiento al limbo bolométricos.

Para determinar los parámetros fotométricos aplicamos el mismo procedimiento que en la Sección 3.2.2. Para el cómputo de errores utilizamos, además de simulaciones Monte-Carlo (1000 iteraciones) y permutación de residuos, 1000 simulaciones Bootstrapping. Siguiendo la metodología usual adoptamos como error en cada parámetro el más grande de entre los 3 algoritmos. De esta manera, para cada tránsito obtuvimos un conjunto de valores para los parámetros fotométricos y sus respectivos errores (Tabla 5.2). En la Figura 5.1 presentamos todas las curvas de luz. En círculos mostramos los puntos correspondientes a las observaciones con sus respectivos errores, mientras que la línea continua indica el mejor ajuste a los datos.

Como explicamos en la Sección 3.2.2, para calcular los valores finales de i , k y Σ , seleccionamos de nuestra muestra aquellas curvas de luz completas y con menor nivel de ruido. En este sentido, determinamos para cada una de ellas la influencia de β considerando una duración para el ingreso/egreso del tránsito de aproximadamente 20 minutos. Como podemos apreciar en la octava columna de la Tabla 5.2 varias curvas de luz están fuertemente afectadas por la presencia de ruido rojo que atribuimos a condiciones ambientales cambiantes durante las observaciones. Finalmente, a partir de los valores correspondientes a una submuestra de 14 curvas de luz computamos los

siguientes valores para cada parámetro fotométrico:

$$\begin{aligned} i &= 86.93^\circ \pm 1.09^\circ \\ k &= 0.1505 \pm 0.0034 \\ \Sigma &= 0.2154 \pm 0.0060. \end{aligned}$$

A pesar de que el tránsito de la noche del 2 de junio de 2013 cumple con los criterios de selección de la submuestra, decidimos no utilizarlo dado que los valores obtenidos para i , k y Σ difieren fuertemente de los del resto de la muestra. Creemos que estos valores discordantes se deben a condiciones de observación variables durante la noche.

5.3.2. Determinación de parámetros físicos

Como explicamos en el Capítulo 3, los parámetros físicos de la estrella y el planeta los determinamos empleando el código JKTABSDIM. Para ello adoptamos como entrada las cantidades fotométricas i , r_* , r_P obtenidas a partir de nuestras 14 mejores curvas de luz, el período orbital computado a partir de las efemérides (véase la Sección 5.4.1), la T_{eff} y $[\text{Fe}/\text{H}]$ calculadas a partir de los espectros HARPS, la excentricidad e , la amplitud de velocidad de la estrella K_* , para la cual tomamos el valor de Triaud et al. (2010), y finalmente la amplitud de velocidad del planeta K_P , todos estos valores con sus respectivos errores. Como los trabajos anteriores indican que el planeta describe una órbita circular alrededor de la estrella, adoptamos $e = 0$. En cuanto a la amplitud de velocidad del planeta, aplicamos el mismo procedimiento empleado para determinar K_P en el caso de WASP-28b. Para evitar cualquier dependencia con el modelo estelar, utilizamos 4 modelos estelares diferentes: Y^2 , Padova, Teramo y VRSS.

En la Tabla 5.3 presentamos los valores finales y los errores calculados para los parámetros físicos de la estrella y el exoplaneta. Por comparación mostramos, además, los resultados obtenidos por otros autores. Como podemos apreciar, nuestros resultados se encuentran en buen acuerdo con las determinaciones previas excepto por la inclinación que es ligeramente menor. Creemos que esta discrepancia se debe a que el código que empleamos para computar los parámetros fotométricos difiere del utilizado por el resto de los autores a excepción de Southworth et al. (2009b). En este trabajo, en el que adoptan el mismo código de ajuste que en esta tesis, calculan un rango posible de inclinaciones cuyo límite inferior coincide, dentro de los errores, con nuestro valor computado.

Tabla 5.2.: Características de las curvas de luz y parámetros fotométricos determinados

Fecha	Época	i (°)	k	Σ	Filtro	β	PNR	Completo?	Ref
25-09-07*	-246	87.42 ^{+2.46} _{-1.92}	0.1526 ^{+0.0034} _{-0.0037}	0.2140 ^{+0.0128} _{-0.0059}	R	1.0886	1.189	Sí	1
23-10-07	-225	87.05 ^{+0.76} _{-0.46}	0.1476 ^{+0.0009} _{-0.0012}	0.2133 ^{+0.0020} _{-0.0029}	z	1.3261	0.565	Sí	2
19-08-08*	0	87.23 ^{+0.68} _{-0.60}	0.1474 ^{+0.0009} _{-0.0011}	0.2155 ^{+0.0027} _{-0.0024}	z	0.7463	0.706	Sí	3
09-10-08	38	87.72 ^{+0.72} _{-0.54}	0.1476 ^{+0.0009} _{-0.0011}	0.2125 ^{+0.0022} _{-0.0017}	z	1.2882	0.578	Sí	3
02-08-09*	260	87.29 ^{+0.59} _{-0.34}	0.1489 ^{+0.0005} _{-0.0008}	0.2145 ^{+0.0016} _{-0.0020}	z	1.0440	0.455	Sí	4
06-08-09	263	88.03 ^{+1.80} _{-0.75}	0.1454 ^{+0.0009} _{-0.0011}	0.2127 ^{+0.0024} _{-0.0024}	z	1.3337	0.450	Sí	4
10-08-09	266	88.21 ^{+1.70} _{-1.09}	0.1457 ^{+0.0016} _{-0.0012}	0.2125 ^{+0.0033} _{-0.0022}	z	1.1653	0.518	Sí	4
26-08-09*	278	86.72 ^{+3.07} _{-1.83}	0.1499 ^{+0.0042} _{-0.0036}	0.2191 ^{+0.0121} _{-0.0081}	Sloan g'	1.0048	3.064	Sí	5
26-08-09	278	87.63 ^{+2.23} _{-1.64}	0.1486 ^{+0.0028} _{-0.0021}	0.2150 ^{+0.0090} _{-0.0047}	Sloan r'	1.4950	2.991	Sí	5
26-08-09*	278	85.23 ^{+1.60} _{-0.98}	0.1530 ^{+0.0022} _{-0.0024}	0.2300 ^{+0.0088} _{-0.0106}	Sloan i'	0.9720	3.286	Sí	5
26-08-09*	278	86.81 ^{+2.81} _{-1.31}	0.1516 ^{+0.0022} _{-0.0023}	0.2192 ^{+0.0083} _{-0.0081}	Sloan z'	0.9715	3.437	Sí	5
30-08-09*	281	88.49 ^{+1.42} _{-2.47}	0.1478 ^{+0.0065} _{-0.0165}	0.2125 ^{+0.1096} _{-0.0061}	Sloan g'	0.9415	2.786	Sí	5
30-08-09	281	84.47 ^{+1.15} _{-0.83}	0.1561 ^{+0.0011} _{-0.0012}	0.2290 ^{+0.0078} _{-0.0093}	Sloan r'	1.8070	2.194	Sí	5
30-08-09*	281	87.70 ^{+2.14} _{-2.07}	0.1494 ^{+0.0023} _{-0.0019}	0.2129 ^{+0.0127} _{-0.0043}	Sloan i'	1.1495	3.018	Sí	5
30-08-09*	281	86.89 ^{+2.53} _{-1.38}	0.1520 ^{+0.0019} _{-0.0019}	0.2163 ^{+0.0084} _{-0.0066}	Sloan z'	0.8042	2.620	Sí	5
21-09-09	298	86.83 ^{+2.93} _{-3.75}	0.1545 ^{+0.0062} _{-0.0066}	0.2217 ^{+0.0349} _{-0.0115}	R	0.6714	5.114	Sí	6
26-09-09	301	87.42 ^{+1.00} _{-0.57}	0.1467 ^{+0.0006} _{-0.0007}	0.2143 ^{+0.0028} _{-0.0039}	z	1.4597	0.751	Sí	4
08-10-09	310	88.06 ^{+1.81} _{-2.34}	0.1534 ^{+0.0032} _{-0.0020}	0.2107 ^{+0.0118} _{-0.0039}	Sloan g'	1.2867	1.972	Sí	5
08-10-09	310	84.99 ^{+0.78} _{-0.60}	0.1597 ^{+0.0009} _{-0.0010}	0.2267 ^{+0.0045} _{-0.0072}	Sloan r'	1.6167	2.012	Sí	5
08-10-09	310	86.02 ^{+1.22} _{-1.04}	0.1526 ^{+0.0023} _{-0.0012}	0.2186 ^{+0.0090} _{-0.0090}	Sloan i'	1.4697	2.052	Sí	5
08-10-09*	310	88.09 ^{+1.51} _{-3.16}	0.1528 ^{+0.0024} _{-0.0015}	0.2099 ^{+0.0173} _{-0.0038}	Sloan z'	1.1299	2.152	Sí	5
07-07-10*	514	87.60 ^{+2.30} _{-2.83}	0.1536 ^{+0.0035} _{-0.0018}	0.2132 ^{+0.0194} _{-0.0056}	R	0.8727	3.282	Sí	7
04-10-10*	580	85.55 ^{+4.17} _{-2.21}	0.1502 ^{+0.0044} _{-0.0029}	0.2170 ^{+0.0235} _{-0.0116}	sin filtro	0.8692	1.921	Sí	8
07-10-10	583	88.05 ^{+1.79} _{-5.01}	0.1475 ^{+0.0059} _{-0.0034}	0.2096 ^{+0.0383} _{-0.0082}	sin filtro	1.3408	2.654	Sí	8
01-11-10*	601	87.24 ^{+2.45} _{-3.42}	0.1513 ^{+0.0044} _{-0.0047}	0.2123 ^{+0.0359} _{-0.0080}	R	1.0031	2.092	Sí	9
05-11-10*	604	87.26 ^{+2.60} _{-2.49}	0.1583 ^{+0.0044} _{-0.0043}	0.2089 ^{+0.0203} _{-0.0063}	sin filtro	0.5856	2.692	Sí	8
01-10-11	851	83.10 ^{+6.80} _{-5.64}	0.1563 ^{+0.0243} _{-0.0111}	0.2468 ^{+0.0765} _{-0.0355}	sin filtro	1.2810	3.595	Sí	6
17-10-11	863	86.74 ^{+2.98} _{-4.62}	0.1515 ^{+0.0093} _{-0.0171}	0.2170 ^{+0.0363} _{-0.0107}	sin filtro	1.2720	6.369	Sí	10
09-08-12	1085	85.95 ^{+3.74} _{-4.30}	0.1770 ^{+0.0051} _{-0.0095}	0.2114 ^{+0.0357} _{-0.0226}	sin filtro	2.3639	5.447	Sí	11
10-09-12	1109	85.64 ^{+3.80} _{-6.01}	0.1560 ^{+0.0044} _{-0.0064}	0.2254 ^{+0.0533} _{-0.0178}	sin filtro	1.0528	5.538	Sí	12
11-10-12	1132	86.34 ^{+3.50} _{-1.82}	0.1299 ^{+0.0025} _{-0.0016}	0.2194 ^{+0.0148} _{-0.0115}	R	1.2397	1.549	Sí	11
02-06-13	1307	78.72 ^{+4.56} _{-3.13}	0.1807 ^{+0.0131} _{-0.0148}	0.3037 ^{+0.0465} _{-0.0602}	R	0.8012	4.394	Sí	10
06-06-13	1310	86.93 ^{+2.92} _{-5.76}	0.1573 ^{+0.0073} _{-0.0114}	0.2155 ^{+0.0396} _{-0.0192}	R	0.9782	5.287	Sí	10
06-06-13	1310	86.89 ^{+2.90} _{-3.44}	0.1627 ^{+0.0057} _{-0.0015}	0.2315 ^{+0.0323} _{-0.0090}	R	1.2675	1.909	No	11

*Tránsitos utilizados para calcular los valores finales de i , k y Σ . Columnas 3-5: Valores de los parámetros fotométricos y sus errores. Columna 7: Valor de la mediana para el ruido rojo. Columna 8: Photon noise rate. Ref: (1) Wilson et al. (2008); (2) Gillon et al. (2009); (3) Winn et al. (2009); (4) Sanchis-Ojeda et al. (2011); (5) Nikolov et al. (2012); (6) Tifner (ETD); (7) Sauer T. (ETD); (8) Curtis I. (ETD); (9) TG Tan (ETD); (10) Este trabajo (THG); (11) Este trabajo (EABA); (12) Evans P. (ETD).

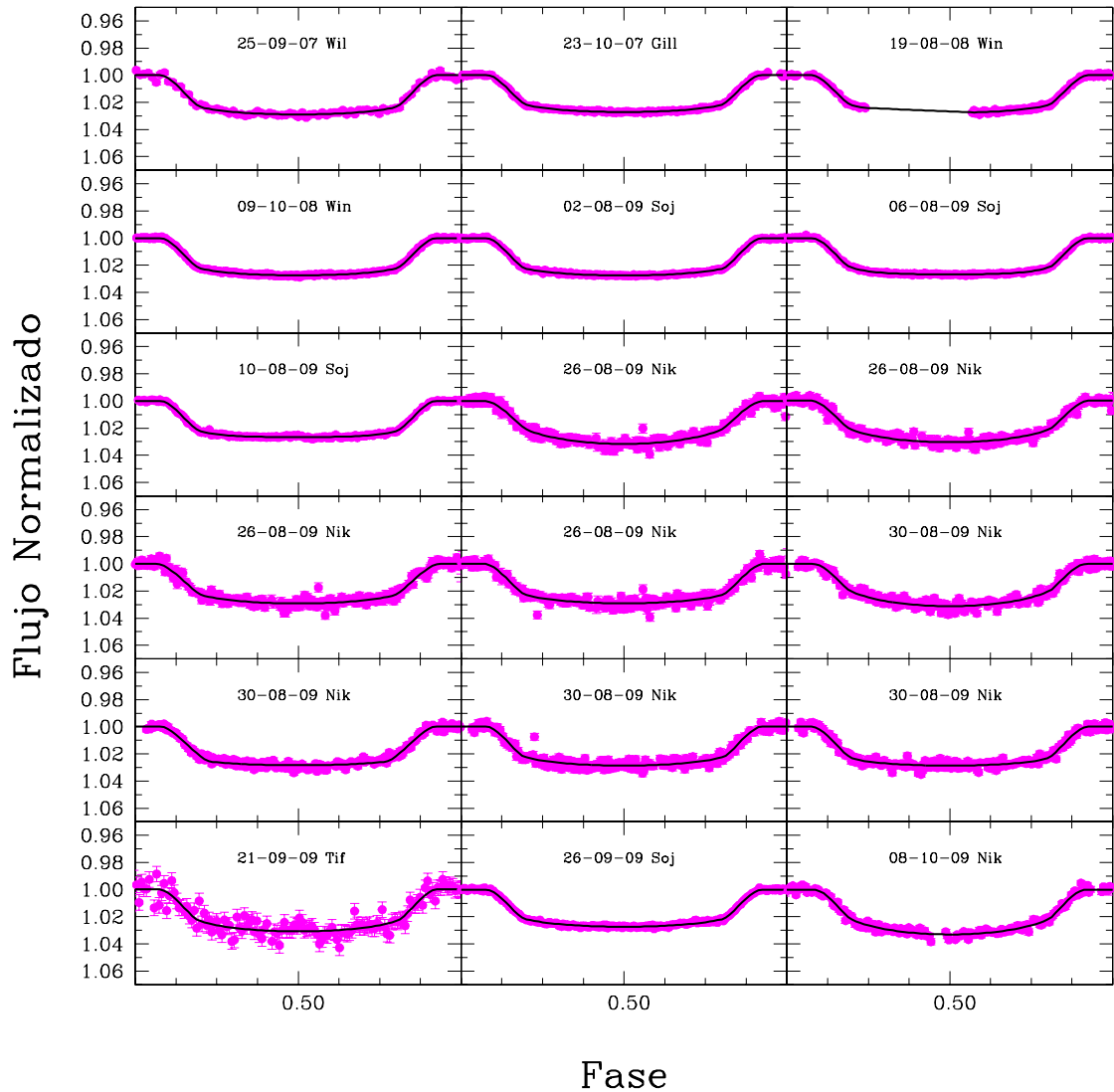


Figura 5.1: Tránsitos de WASP-4b analizados en este trabajo (excepto por los de las noches 09-08-12 y 21-09-12). En cada recuadro indicamos la fecha de la observación y un nombre corto que corresponde al observador. En este último caso las abreviaturas corresponden a: (Wil) Wilson et al. (2008); (Gill) Gillon et al. (2009); (Win) Winn et al. (2009); (Soj) Sanchis-Ojeda et al. (2011); (Nik) Nikolov et al. (2012); (Tif) Tifner (ETD); (Sau) Sauer T. (ETD); (Cur) Curtis I. (ETD); (TGT) TG Tan (ETD); (THG) Este trabajo (THG); (EABA) Este trabajo (EABA); (Eva) Evans P. (ETD).

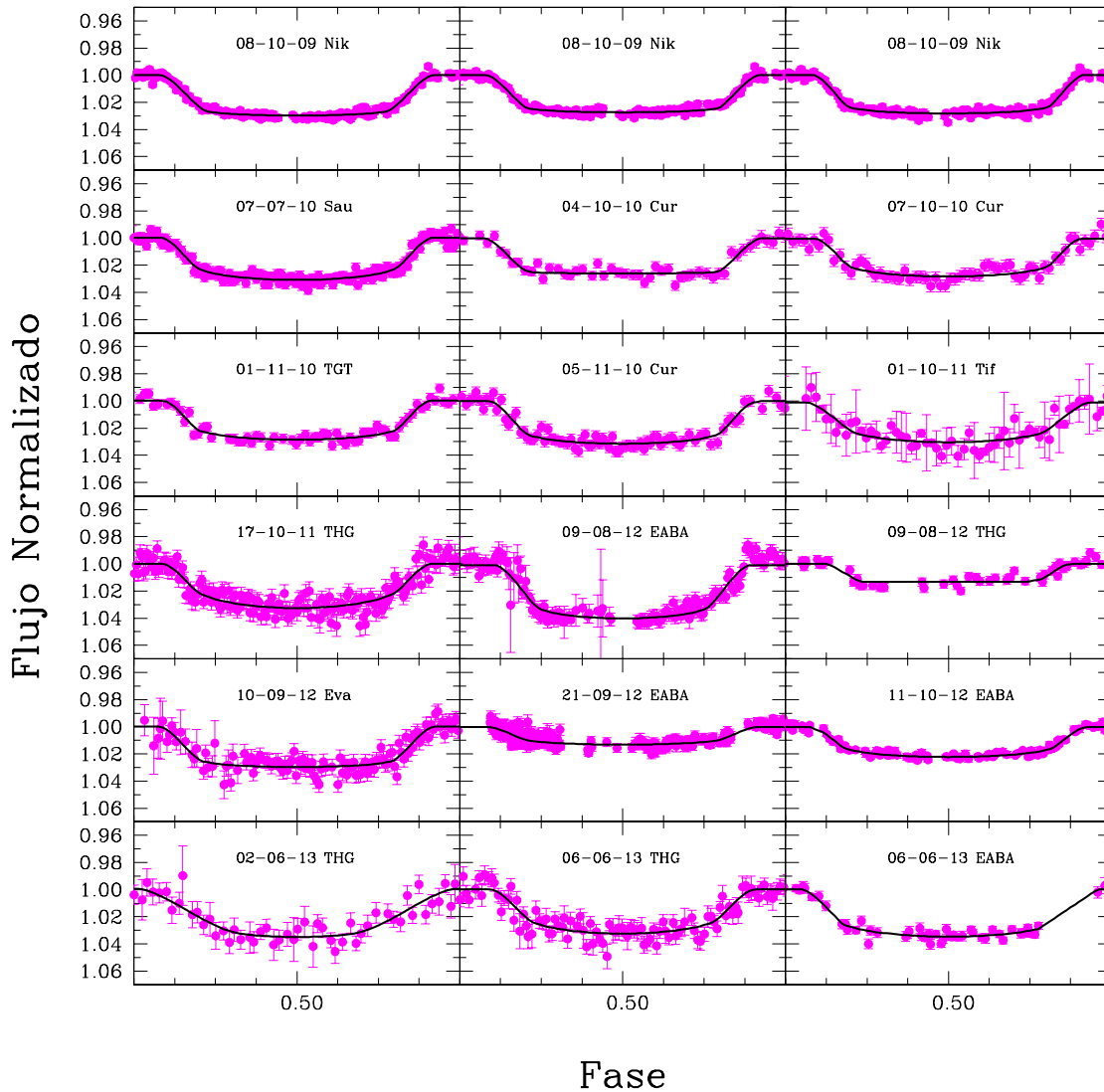


Figura 5.1: Continuación.

5.4. En busca de posibles perturbadores

5.4.1. Determinación de efemérides y análisis de TTVs

Recomputamos los tiempos de mínimo de cada una de las 34 curvas de luz siguiendo el mismo procedimiento explicado en la Sección 3.2.5. En la mayoría de los casos el error obtenido con el método RP fue el más grande, indicando que los datos están afectados por la presencia de ruido rojo.

Tabla 5.3.: Parámetros finales del sistema WASP-4 derivados en este trabajo

Parámetro	Este trabajo	W08	G09	Winn09	S09	D11	SO11	N12	H13
Período P (días)	1.3382325(29)	1.338228(3)	1.338232 ⁽⁺¹⁷⁾ ₍₋₂₉₎	1.3382321(71)	–	1.3382332(11)	1.3382318(25)	1.3382314(32)	1.3382320(16)
$T_{\text{minref}} T_0$ (BJD_{TDB})	2454697.7979(11)	–	–	2454697.79756(43)	–	2454823.59176(19)	2454697.79822(48)	2454697.79831(46)	2454823.59192(28)
Inclinación i ($^\circ$)	86.93 ± 1.09	$88.59^{+1.36}_{-1.50}$	$89.35^{+0.64}_{-0.49}$	$88.56^{+0.98}_{-0.46}$	88 a 90	$88.5^{+1.0}_{-1.6}$	$88.8^{+0.6}_{-0.4}$	88.57 ± 0.45	$88.52^{+0.39}_{-0.26}$
Radio estelar R_\star (R_\odot)	0.923 ± 0.026	$0.93^{+0.04}_{-0.03}$	$0.873^{+0.036}_{-0.027}$	0.912 ± 0.013	$0.914^{+0.020}_{-0.023}$	$0.902^{+0.031}_{-0.038}$	$0.907^{+0.014}_{-0.013}$	–	–
Masa estelar M_\star (M_\odot)	0.897 ± 0.026	$0.899^{+0.077}_{-0.072}$	$0.85^{+0.11}_{-0.07}$	0.92 ± 0.04	$0.94^{+0.06}_{-0.07}$	–	–	–	–
Gravedad estelar $\log g_\star$ (cm/s)	4.46 ± 0.02	$4.45^{+0.02}_{-0.03}$	$4.487^{+0.019}_{-0.015}$	4.480 ± 0.008	$4.49^{+0.01}_{-0.01}$	$4.496^{+0.038}_{-0.043}$	–	–	–
Semieje mayor a (UA)	0.02291 ± 0.00022	0.023 ± 0.001	$0.02255^{+0.00095}_{-0.00065}$	0.0234 ± 0.0006	$0.02329^{+0.00050}_{-0.00035}$	0.02320 ± 0.00042	0.02312 ± 0.00033	0.0230 ± 0.0003	–
Edad (Gyr)	4.02 ± 2.89	2 límite inferior	$5.2^{+3.8}_{-3.2}$	6.5 ± 2.3	$6.4^{+5.3}_{-2.6}$	–	–	–	–
Radio planetario R_P (R_J)	1.340 ± 0.050	$1.416^{+0.068}_{-0.043}$	$1.304^{+0.054}_{-0.042}$	1.365 ± 0.021	$1.371^{+0.032}_{-0.035}$	$1.389^{+0.068}_{-0.080}$	1.36 ± 0.02	1.41 ± 0.02	1.395 ± 0.022
Masa planetaria M_P (M_J)	1.223 ± 0.029	$1.215^{+0.087}_{-0.079}$	$1.21^{+0.13}_{-0.08}$	1.237 ± 0.064	$1.289^{+0.090}_{-0.073}$	–	–	–	–
Gravedad planetaria g_P (m/s^2)	16.84 ± 1.83	13.86 ± 0.01	16.29 ± 0.01	16.41 ± 0.75	$17.03^{+0.97}_{-0.54}$	16.78 ± 0.01	–	15.36 ± 0.91	–
Temp. eq. planetaria T'_{eq} (K)	1663 ± 32	1761^{+24}_{-9}	1650 ± 30	–	1662 ± 46	–	–	–	–

Para una mejor visualización de los datos indicamos entre paréntesis los errores correspondientes a los últimos dígitos de los parámetros P y T_{minref} . Referencias: W08: Wilson et al. (2008); G09: Gillon et al. (2009); Winn09: Winn et al. (2009); S09: Southworth et al (2009); D09: Dragomir et al. (2009); SO11: Sanchis-Ojeda et al. (2011); N12: Nikolov et al. (2012); H13: Hoyer et al. (2013).

La muestra completa presenta 2 tránsitos con valores de T_0 que se apartan considerablemente del resto de los puntos. En el primer caso, el punto que corresponde a la época 298 fue obtenido de la ETD, mientras que para el tránsito de la época 1085, creemos que una falla en el reloj de la computadora puede haber ocasionado este valor anómalo. Para evitar contaminar los resultados decidimos no considerarlos en el análisis posterior.

Dado que varias de las curvas de luz de WASP-4 están afectadas por ruido rojo, decidimos evaluar su influencia en el cálculo de efemérides. Para ello generamos 3 muestras,

- Incluyendo los tiempos de mínimo de todos los tránsitos (32 datos).
- Excluyendo el tránsito incompleto indicado en la Fig. 5.1 como 06-06-13 y observado en la EABA (31 datos), y finalmente
- considerando sólo aquellos tránsitos completos con $\beta \leq 1.6$ (29 datos). Aquí adoptamos $\beta = 1.6$ como el límite para distinguir entre tránsitos fuertemente afectados por ruido rojo ($\beta > 1.6$) y aquéllos levemente afectados ($\beta < 1.6$).

En los 3 casos ajustamos los datos por medio de cuadrados mínimos pesados para obtener el mejor período y tiempo de mínimo de referencia. Reescalamos los errores multiplicándolos por $\sqrt{\chi_r^2}$. Los valores y errores finales para P y T_0 obtenidos para las diferentes muestras son:

- $P = 1.33823251 \pm 0.00000028$ días y $T_{minref} = 2454697.79785 \pm 0.00010$ BJD_{TDB}
- $P = 1.33823204 \pm 0.00000031$ días y $T_{minref} = 2454697.79797 \pm 0.00011$ BJD_{TDB}
- $P = 1.33823251 \pm 0.00000029$ días y $T_{minref} = 2454697.79797 \pm 0.00011$ BJD_{TDB} .

Respecto al período, para las 3 muestras obtenemos valores que difieren entre sí en menos de 1 segundo y por lo tanto pueden considerarse similares. En cuanto al tiempo de mínimo de referencia, para la segunda y tercer muestra los T_{minref} son iguales. Dado que la única diferencia existente entre ambas es la inclusión de tránsitos con $\beta > 1.6$, concluimos que un nivel de ruido rojo alto no influye en las efemérides computadas. Sin embargo, si convertimos a segundos los valores de T_{minref} , vemos que la diferencia entre los tiempos de mínimo es de 10 segundos, cantidad que resulta significativa si se desea llevar a cabo un estudio de TTVs. Puesto que lo único que distingue a la primera muestra de las otras dos es la inclusión de un tránsito incompleto, esta diferencia sugiere que los valores de T_0 calculados a partir de curvas de luz parciales pueden llevar a una determinación incorrecta de las efemérides y, por ende, a conclusiones erróneas respecto a la presencia o no de TTVs. En este sentido este resultado está de acuerdo con las conclusiones de Gibson et al. (2009) respecto a la determinación de tiempos de

mínimo a partir de curvas de luz incompletas.

Teniendo en cuenta todo esto, adoptamos las efemérides computadas considerando la tercera de nuestras muestras ya que no incluye tránsitos incompletos y tiene el error más pequeño para el período. En la Tabla 5.4 presentamos los tiempos de mínimo medidos y sus respectivos errores. En la Figura 5.2 graficamos las diferencias entre los valores de T_0 medidos y los calculados como función de la época. Los círculos corresponden a los 33 tránsitos completos, mientras que el triángulo indica la única curva de luz incompleta de la muestra. Por simple inspección visual no notamos ninguna variación sinusoidal como se esperaría en caso de existir un perturbador. Además, la χ_r^2 del ajuste para computar P y T_{minref} , es de $\chi_r^2 = 0.94$ lo cual es coincidente con una efemérides lineal. De todos modos calculamos un periodograma de Lomb-Scargle de los datos, excluyendo los 2 puntos malos mencionados y el único tránsito incompleto, y no encontramos ningún pico significativo. Como podemos ver en el gráfico todas las diferencias, considerando las barras de error, se encuentran dentro de la zona comprendida entre $\pm\sigma$ (líneas punteadas), las cuales calculamos teniendo en cuenta todos los puntos excepto por los correspondientes a la curva de luz incompleta y a las épocas 298 y 1085.

Como la dispersión de los O-C es de casi 2 minutos, nos preguntamos si no sería posible vincular esta variación no periódica con algún fenómeno particular. En la Figura 5.3, extraída de Sanchis-Ojeda et al. (2011), se muestran algunas de las curvas de luz más precisas de WASP-4b. En todas ellas puede verse una especie de variación suave en forma de Gaussiana dentro del tránsito. Como mencionamos anteriormente WASP-4 es una estrella activa que presenta manchas. Estos detalles corresponden específicamente al pasaje del planeta sobre una mancha. Un trabajo reciente de Oshagh et al. (2013) indica que este tipo de anomalías en las curvas de luz hace que los tiempos de mínimo medidos a partir de un ajuste presenten una ligera diferencia respecto de los valores reales de T_0 , ocasionando variaciones de hasta 200 segundos. Por su parte, Barros et al. (2013) explican las variaciones y la dispersión encontrada en los tiempos de mínimo de WASP-10b por medio de la actividad estelar. Es decir que esta dispersión de casi 2 minutos, observada en nuestro análisis, podría explicarse por la presencia de manchas sobre la superficie de la estrella.

Tabla 5.4.: Tiempos de mínimo medidos (T_0) y sus respectivos errores (e_{T_0})

Época	T_0 (BJD_{TDB})	e_{T_0} (BJD_{TDB})	Referencias
-246	2454368.593203	0.000476	1
-225	2454396.696244	0.000436	2
0	2454697.797523	0.000362	3
38	2454748.650462	0.000274	3
260	2455045.738633	0.000212	4
263	2455049.753266	0.000311	4
266	2455053.767860	0.000314	4
278	2455069.826807	0.000504	5
278	2455069.826697	0.000493	5
278	2455069.826298	0.000320	5
278	2455069.826727	0.000305	5
281	2455073.841135	0.000738	5
281	2455073.841193	0.000312	5
281	2455073.841294	0.000270	5
281	2455073.841102	0.000255	5
298	2455096.587457	0.000509	6
301	2455100.605903	0.000424	4
310	2455112.650170	0.000774	5
310	2455112.650016	0.000483	5
310	2455112.649825	0.000199	5
310	2455112.649996	0.000181	5
514	2455385.649493	0.000279	7
580	2455473.972412	0.001502	8
583	2455477.985895	0.000819	8
601	2455502.075698	0.000761	9
604	2455506.090640	0.000552	8
851	2455836.636009	0.001295	6
863	2455852.692507	0.000575	10
1085	2456149.774328	0.001926	11
1109	2456181.897282	0.000603	12
1132	2456212.676224	0.002272	11
1307	2456446.868252	0.001905	10
1310	2456450.884527	0.000789	10
1310	2456450.881357	0.002030	11

Referencias: (1) Wilson et al. (2008); (2) Gillon et al. (2009); (3) Winn et al. (2009); (4) Sanchis-Ojeda et al. (2011); (5) Nikolov et al. (2012); (6) Tifner (ETD); (7) Sauer T. (ETD); (8) Curtis I. (ETD); (9) TG Tan (ETD); (10) Este trabajo (THG); (11) Este trabajo (EABA); (12) Evans P. (ETD).

Por último, consideramos las masas de posibles perturbadores en los casos secular y resonante. Para el primero de ellos, empleamos la ecuación (1.11) suponiendo un perturbador externo. Para P_1 y M_* adoptamos los valores calculados en las secciones anteriores y para δt consideramos la desviación estándar de los 29 datos utilizados para el cómputo de las efemérides, es decir, 1.96 minutos. Para el perturbador evaluamos los valores de excentricidad: 0, 0.001, 0.01, 0.05, 0.1 y 0.25 y para el semieje mayor desde 0.04 a 0.35 UA con paso 0.01. En la Figura 5.4 mostramos los resultados obtenidos. Por claridad sólo presentamos los valores de M_2 hasta $10 M_J$ y de a_2 hasta 0.15 UA. Suponiendo una órbita muy excéntrica para el perturbador ($e = 0.25$) y un semieje mayor de casi el doble del semieje mayor del planeta transitante ($a = 0.04$ UA), nuestra precisión permite limitar la masa máxima de un perturbador no detectado en un 75 % de la masa de Saturno ($M_2 = 0.23 M_J$). Mientras que si la órbita del perturbador es circular y $a = 0.04$ UA, su masa máxima sería de la mitad de la masa de Júpiter.

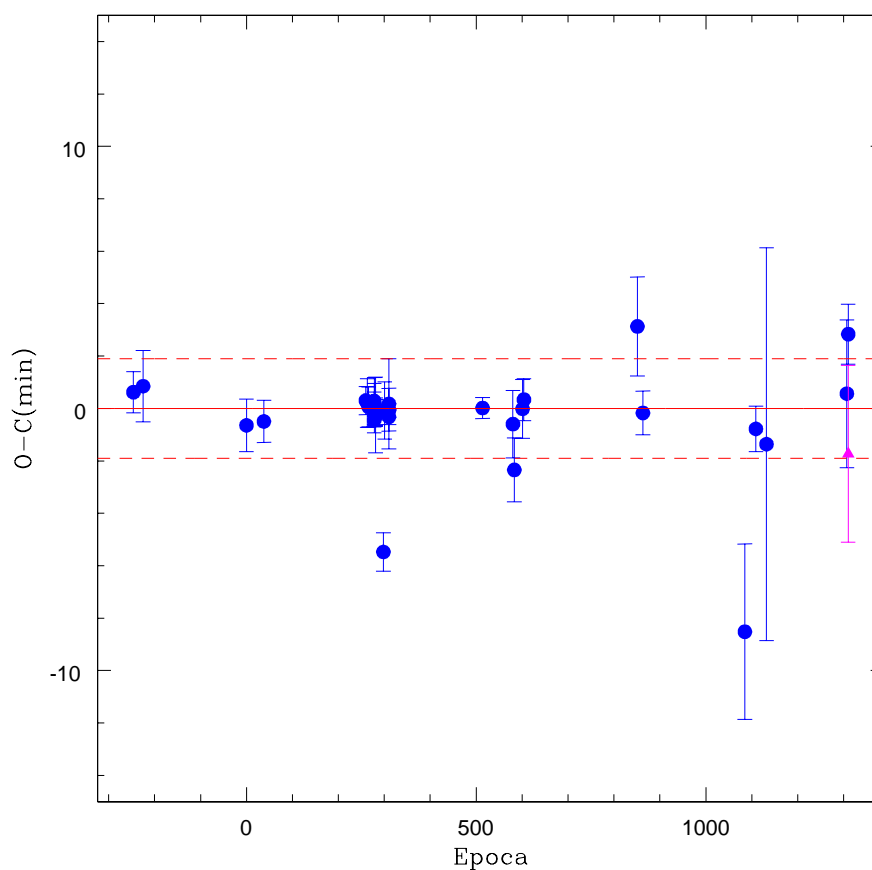


Figura 5.2: Diagrama O-C de WASP-4b. El triángulo indica el único tránsito incompleto de la muestra, mientras que las líneas a trazos indican los valores de $\pm 1\sigma$ sólo considerando los círculos, excepto por los correspondientes a la curva de luz incompleta y a las épocas 298 y 1085.

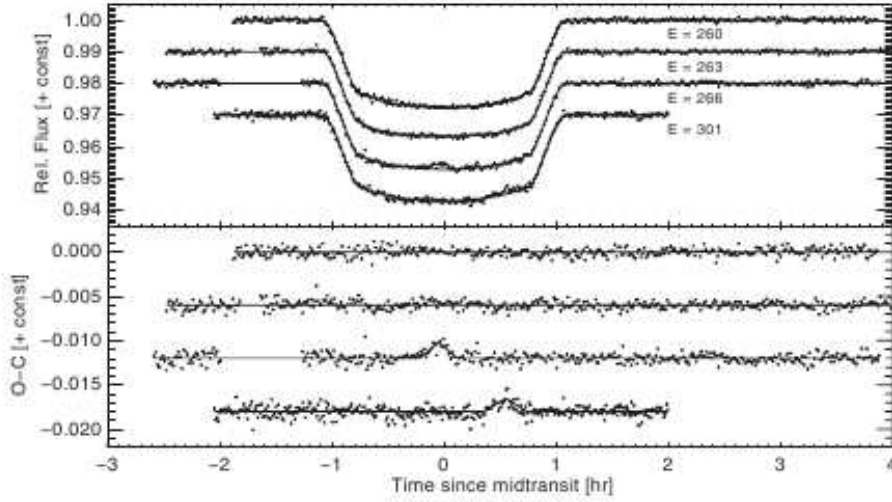


Figura 5.3: Curvas de luz con anomalías producidas por la presencia de manchas sobre la superficie de WASP-4. Panel superior: 4 tránsitos diferentes observados en la banda z con el telescopio Magellan/Baade de 6.5 m. La línea continua muestra el mejor ajuste a los datos. Panel inferior: Residuos correspondientes a los tránsitos mostrados en el panel superior. Las anomalías presentes en las 2 últimas curvas pueden interpretarse como eventos generados por el pasaje del planeta en frente de una o varias manchas. Figura extraída de Sanchis-Ojeda et al. (2011).

Por otra parte, para el caso resonante analizamos las masas de posibles perturbadores externos localizados en las resonancias de movimientos medios de primer orden 2:1, 3:2, 4:3 y 5:4. Para ello utilizamos la ecuación 1.13 variando las masas del perturbador de $1 M_{\oplus}$ a $10 M_J$ con paso $0.1 M_J$ y considerando nuestra dispersión de 1.96 minutos en los TTVs. Los resultados que obtuvimos nos permiten excluir la presencia de un perturbador con una masa superior a 1.8, 3.6, 5.4 y $7.2 M_{\oplus}$ en las resonancias 2:1, 3:2, 4:3 y 5:4.

5.4.2. Comportamiento a largo plazo de i y k

Como explicamos anteriormente, existen otros indicios de la presencia de otro cuerpo en el sistema. Es por ello que, considerando que nuestros datos comprenden 6 años de observaciones, estudiamos el comportamiento a largo plazo de i y k .

En el panel superior de la Figura 5.5 podemos ver que las inclinaciones calculadas permanecen estables dentro de un error de $\pm\sigma$ con respecto al valor del promedio pesado para i , excepto por el punto correspondiente a la época 1307, que puede ser consecuencia de condiciones de observación variables.

También analizamos posibles variaciones periódicas en k . Como mostramos en el

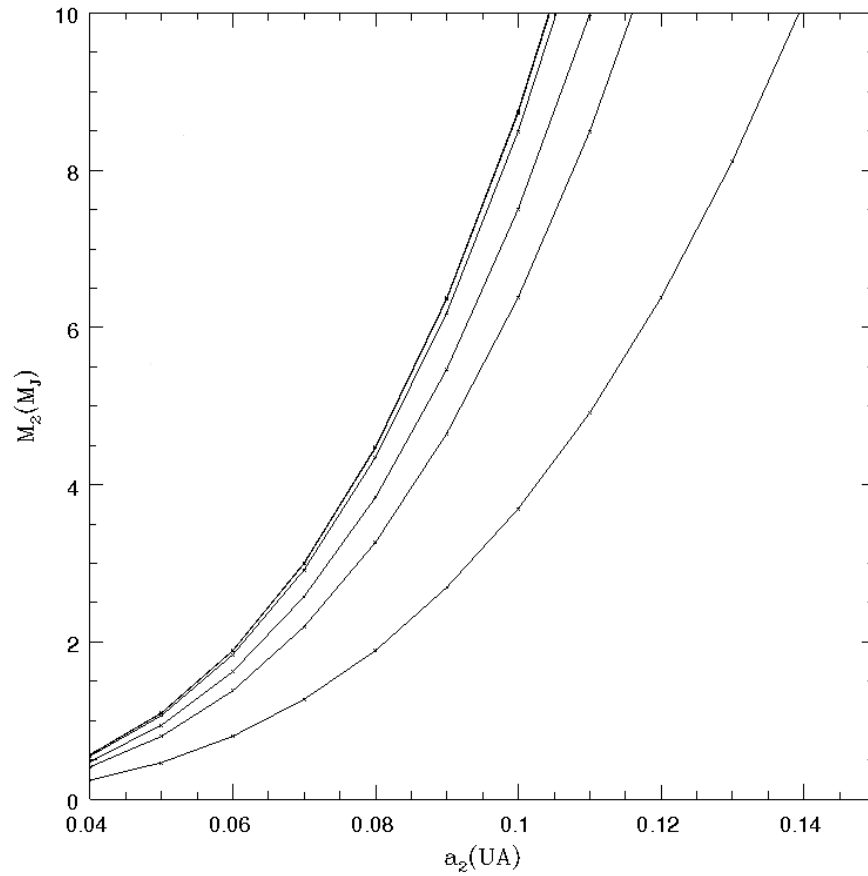


Figura 5.4: Semieje mayor vs masa de un posible perturbador. De izquierda a derecha las curvas corresponden a valores de excentricidad de 0, 0.001, 0.01, 0.05, 0.1 y 0.25. Para las excentricidades 0 y 0.001 las curvas se encuentran casi solapadas lo que impide que se visualicen correctamente cada una por separado.

panel inferior de la Figura 5.5 los valores de profundidad se mantienen estables dentro de $\pm\sigma$ de error. Es decir que el comportamiento a largo plazo no variable de i y k apoya la conclusión de que no habría un tercer cuerpo en el sistema.

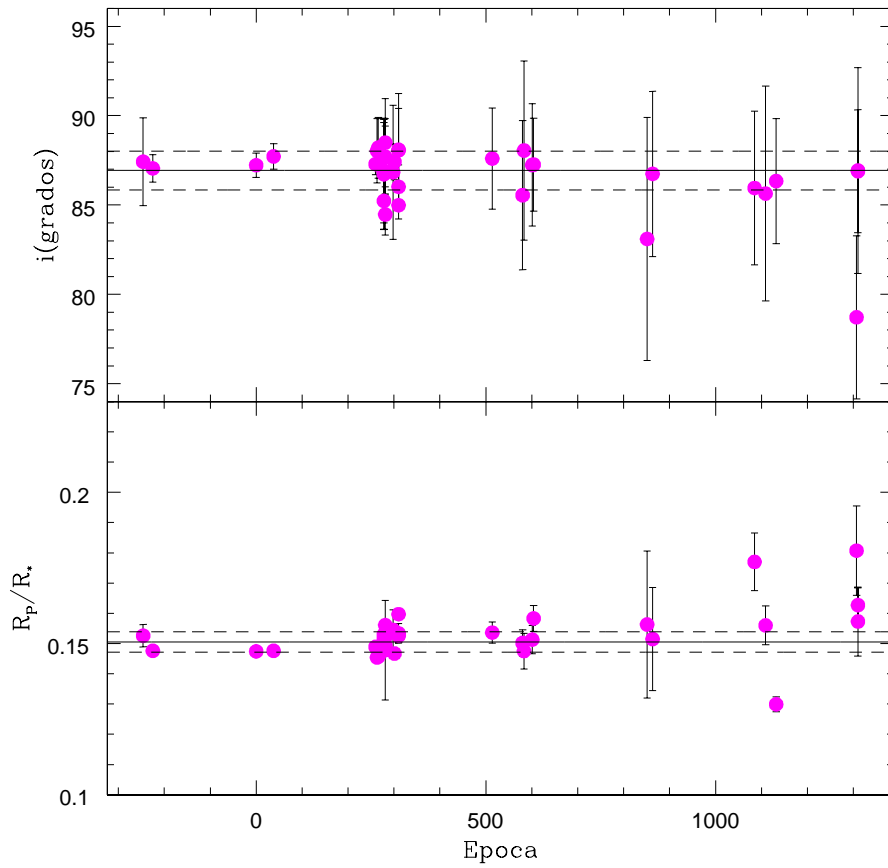


Figura 5.5: Variación de largo término de i (panel superior) y k (panel inferior). Las líneas continuas representan los promedios pesados calculados en la Sección 4.3.1, mientras que las líneas a trazos indican $\pm 1\sigma$. También se muestran las barras de error.

Capítulo 6

El exoplaneta WASP-43b

6.1. Antecedentes

El exoplaneta WASP-43b fue descubierto en el año 2010 a partir de observaciones realizadas con el espectrógrafo CORALIE y los telescopios TRAPPIST¹ y Euler (Hellier et al., 2011). Estas observaciones revelaron que el planeta posee una masa de $M_P = 1.78 M_J$, un radio de $R_P = 0.93 R_J$ y que además transita una de las estrellas más frías conocidas hasta el momento que albergan un Júpiter caliente (tipo espectral K7V, $T_\star = 4400 \pm 200$ K). Se encontró que el planeta presenta un período orbital excepcionalmente corto, de 0.81 días, y un semieje mayor de sólo 0.0142 UA, considerando que la estrella posee una masa de $0.58 M_\odot$. El análisis reveló que la órbita del planeta es casi circular con $e < 0.04$. Las mediciones espectroscópicas revelaron que WASP-43 presenta una fuerte emisión en las líneas H y K de CaII, indicando que es una estrella activa.

Gillon et al. (2012) mejoraron significativamente los parámetros del sistema a partir de 20 tránsitos observados con el telescopio TRAPPIST y otros 3 observados con Euler. Dedujeron una masa planetaria de $2.034 \pm 0.052 M_J$ y un radio de $1.036 \pm 0.019 R_J$ que indican una alta densidad, la cual favorece la existencia de un núcleo planetario masivo y viejo. También confirmaron que la variabilidad observada en los parámetros del tránsito puede ser atribuída a la variabilidad intrínseca de la estrella (consistente con lo encontrado por Hellier et al. 2011). A partir de observaciones de 7 ocultaciones detectaron la emisión térmica del planeta en 1.19 y 2.09 μm e infirieron que posee una atmósfera sin inversión térmica y cuya redistribución del calor hacia el lado oscuro del planeta es poco eficiente. Estos resultados fueron posteriormente corroborados con mediciones de eclipses secundarios en las bandas H y Ks (Wang et al., 2013) realizadas

¹<http://www.eso.org/public/teles-instr/lasilla/trappist/>

desde Tierra con la *Wide-Field Infrared Camera* (WIRCam) montada en el *Canada-France-Hawaii Telescope* (CFHT), y a partir de mediciones en las bandas de 3.6 y 4.5 μm realizadas con la *Infrared Array Camera* (IRAC) sobre el telescopio espacial Spitzer (Blecic et al., 2014). Zhou et al. (2014) también obtuvieron resultados similares.

Chen et al. (2014) observaron un tránsito y una ocultación de WASP-43b con GROND montado en el telescopio MPG de 2.2 m ubicado en la ESO. Este instrumento permite obtener curvas de luz simultáneas en los filtros g, r, i, z, J, H y K. A partir de estos datos derivaron los parámetros del sistema y obtuvieron la misma precisión que Gillon et al. (2012), aunque los valores encontrados difieren ligeramente de los obtenidos en ese trabajo. La detección de la emisión del planeta en la banda K obtenida por Chen et al. (2014) es consistente con los valores encontrados por Gillon et al. (2012). Por su parte, Murgas et al. (2014) determinaron el espectro de transmisión de WASP-43b empleando filtros de 25, 18 y 10 nm. Ellos advierten que sus resultados indicarían la presencia de NaI y ausencia de KI en la atmósfera del planeta. Stevenson et al. (2014) y Kreidberg et al. (2014) detectaron la presencia de vapor de agua en WASP-43b a partir de observaciones de altísima resolución utilizando la cámara WFC3 ubicada en el HST. Stevenson et al. (2014) derivaron, además, un valor para el albedo de Bond del planeta de $0.18^{+0.07}_{-0.12}$.

Por otra parte, a partir de los valores publicados para los tiempos de mínimo y de observaciones propias, Gillon et al. (2012), Blecic et al. (2014), Chen et al. (2014) y Murgas et al. (2014) realizaron estudios de TTVs en el sistema. Si bien en 2 de estos trabajos los puntos no pueden ser ajustados suponiendo una efemérides lineal, no encuentran ninguna periodicidad en los datos, por lo que atribuyen las dispersiones observadas a la existencia de manchas sobre la superficie de WASP-43. No obstante, excepto por el trabajo de Blecic et al. (2014), en ninguno de los trabajos restantes el análisis realizado fue homogéneo.

6.2. Obtención de los datos

Entre diciembre de 2011 y abril de 2014 observamos 9 tránsitos de WASP-43b. 2 de las curvas de luz las obtuvimos con el telescopio de 1.54 m de la EABA y la cámara U9, mientras que para las 7 restantes empleamos el telescopio THG. El tránsito correspondiente a la noche del 14 de mayo de 2012 lo observamos con la cámara U8300, mientras que las 6 curvas de luz restantes las obtuvimos con la cámara U16M. Para el tránsito del 6 de marzo de 2013 obtuvimos curvas de luz con ambos telescopios simultáneamente. En la Tabla 6.1 presentamos un resumen de estas observaciones. Como podemos apreciar en la tabla, 3 de las observaciones las llevamos a cabo sin emplear ningún filtro, mientras que para los otros 6 tránsitos utilizamos los filtros V y R de

Tabla 6.1.: Resumen de nuestras observaciones de WASP-43

Fecha	Cámara	Filtro	Bin	T_{exp} (s)	N_{obs}^a	σ^b (mag)
16-12-2011	U9	sin filtro	1x1	20	184	0.0043
14-05-2012	U8300	sin filtro	1x1	50	124	0.0042
21-12-2012	U16M	sin filtro	2x2	20	275	0.0087
06-03-2013	U9	R	2x2	6, 8, 12	558	0.0042
06-03-2013	U16M	V	2x2	60	131	0.0084
10-04-2013	U16M	V	2x2	50	157	0.0082
11-05-2013	U16M	V	2x2	50	125	0.0076
29-04-2014	U16M	R	2x2	50	167	0.0081
07-04-2014	U16M	R	2x2	40	254	0.0084

^a Número de datos.

^b Desviación estándar de los puntos fuera del tránsito.

Johnson.

Por cada curva de luz tomamos 10 bias, 8 darks y para el caso particular de los tránsitos observados desde la EABA, entre 15 y 20 flats de cúpula. Los tiempos de todas las imágenes obtenidas fueron expresados en unidades de HJD_{UTC} . Al igual que para los otros objetos analizados, empleamos las tareas estándar de IRAF para corregir las imágenes por bias, dark y flat y utilizamos el programa FOTOMCC para determinar magnitudes instrumentales. Para 5 de nuestras curvas de luz llevamos a cabo la fotometría diferencial empleando una sola estrella de comparación, mientras que para los 4 tránsitos restantes, todos observados con el THG, utilizamos como comparación 2 de las estrellas del campo. Como mencionamos en otras secciones, el criterio para seleccionar la mejor estrella/estrellas de comparación consistió en elegir aquellas que permitieran obtener la curva de luz de menor dispersión.

Además de nuestras 9 curvas de luz recopilamos todos los tránsitos de WASP-43b disponibles en la literatura. De este modo recolectamos un total de 42 curvas de luz: 22 de Gillon et al. (2012), 7 de Chen et al. (2014), 1 de Murgas et al. (2014) y otros 12 tránsitos que fueron subidos a la ETD. Para corregir las tendencias presentes en las curvas de luz aplicamos en la mayoría de los casos un polinomio de Legendre de segundo orden, mientras que para las restantes el ajuste lineal fue suficiente. En el caso particular de las 4 curvas de luz de Chen et al. (2014), que fueron obtenidas en los filtros g, r, i y z, no fue necesario realizar ninguna corrección. Como procedimos en capítulos anteriores, para todas nuestras curvas normalizamos a 1 el nivel fuera de tránsito.

Tabla 6.2.: Parámetros fundamentales de WASP-43 determinados en distintos trabajos

Parámetro	H11	H _{IRFM} 11	G12	C14
T_{eff} (K)	4400 ± 200	4430 ± 120	4520 ± 120	4536^{+98}_{-85}
$\log g$ (cm/s)	4.5 ± 0.2	–	$4.645^{+0.011}_{-0.010}$	4.652 ± 0.006
[Fe/H] (dex)	-0.05 ± 0.17	–	-0.01 ± 0.12	$0.01^{+0.10}_{-0.09}$
ξ (km/s)	0.5 ± 0.3	–	–	–

Referencias: H11 y H_{IRFM}11: Hellier et al. (2011), donde el subíndice “IRFM” indica que los parámetros fueron determinados a través del método del flujo infrarrojo; G12: Gillon et al. (2012); C14: Chen et al. (2014).

6.3. Obtención de los parámetros del sistema

6.3.1. Determinación de parámetros fotométricos

A diferencia del procedimiento descrito para los exoplanetas WASP-28b y WASP-4b, no computamos los parámetros fundamentales de la estrella huésped sino que adoptamos los publicados por otros autores. Esto se debe a que, a diferencia de las enanas F, G y K (tempranas), es difícil medir metalicidades espectroscópicas para las estrellas de tipo M y K tardías como WASP-43. A medida que el subtipo espectral aumenta, las atmósferas de las estrellas frías contienen una cantidad creciente de moléculas diatómicas y triatómicas (TiO, VO, H₂O, CO, FeH, CrH, etc). Estos componentes tienen estructuras de bandas de absorción complejas y extensas, que eventualmente no dejan un continuo definido en el espectro. Así, el análisis espectroscópico de “línea por línea” usado en estrellas más calientes se vuelve más complicado para las enanas rojas (K tardías y M) y provee resultados poco confiables. En la Tabla 6.2 mostramos los valores de T_{eff} , $\log g$, [Fe/H] y ξ determinados en trabajos previos.

En Hellier et al. (2011) computaron los parámetros fundamentales basándose en un espectro de buena relación señal-ruido (~ 70) que fue construido a partir de 15 espectros CORALIE. Determinaron la temperatura efectiva y el logaritmo de la gravedad superficial a partir de la línea H_{α} y las líneas de Na I D y Mg I b, respectivamente. Para calcular el valor de la metalicidad emplearon las mediciones de anchos equivalentes de varias líneas aisladas, mientras que obtuvieron la velocidad de microturbulencia a partir de líneas de Fe I satisfaciendo la condición de que las abundancias medidas fuesen independientes de los anchos equivalentes. El subíndice “IRFM” indica el valor de T_{eff} computado en este mismo trabajo pero empleando el método del flujo infrarrojo². Por otra parte, tanto Gillon et al. (2012) como Chen et al. (2014) determinan los pará-

²La esencia de este método consiste en encontrar los valores de temperatura efectiva y diámetro angular para los cuales los modelos de atmósfera satisfacen simultáneamente el valor observado del flujo bolométrico medido en la Tierra y el flujo observado en longitudes de onda del infrarrojo.

metros fundamentales interpolando los valores obtenidos por otros autores entre los correspondientes a modelos evolutivos estelares. Finalmente, adoptamos como parámetros fundamentales aquéllos con el error más pequeño, es decir $T_{\text{eff}} = (4536^{+98}_{-85})$ K, $\log g = (4.652 \pm 0.006)$ cm s⁻¹, $\xi = (0.5 \pm 0.3)$ km s⁻¹ y $[\text{Fe}/\text{H}] = (0.01^{+0.10}_{-0.09})$ dex.

Computamos los coeficientes teóricos de oscurecimiento al limbo interpolando los valores de los parámetros fundamentales entre los valores tabulados de Claret (2000) y Claret (2004) que fueron obtenidos a partir de modelos ATLAS9 de Kurucz. Para todos los tránsitos observados en la banda R de Johnson adoptamos los valores para el filtro R de Cousins, mientras que para las curvas de luz observadas sin filtro, empleamos el promedio de los valores correspondientes a las bandas V de Johnson y R de Cousins. Para las curvas de luz observadas por Gillon et al. (2012) en el filtro Astrodon “I+z”, utilizamos el promedio de los valores correspondientes a las bandas I de Cousins y z de Sloan.

Para determinar los parámetros fotométricos del sistema y sus respectivos errores utilizamos el programa JKTEBOP siguiendo el mismo procedimiento que para WASP-28b. En la Figura 6.1 mostramos los 51 tránsitos analizados (círculos) y el mejor ajuste indicado en líneas continuas, mientras que en la Tabla 6.3 listamos los parámetros fotométricos determinados para cada curva de luz. En la columna 7 mostramos los valores obtenidos para el parámetro β , que estimamos adoptando una duración de aproximadamente 16 minutos para el ingreso/egreso de los tránsitos de WASP-43b. Dado que la mayoría de los tránsitos presenta valores de β menores o iguales a 1, el ruido predominante en tales curvas de luz es ruido blanco.

Computamos los valores finales y errores de los parámetros fotométricos a partir de las 22 curvas de luz completas y con bajos niveles de ruido que cumplen los requisitos detallados en la Sección 3.2.2 para ser consideradas como las de mejor calidad (indicadas con asteriscos en la Tabla 6.3). Luego, las estimaciones finales de los parámetros fotométricos son:

$$\begin{aligned} i &= 81.53^\circ \pm 1.14^\circ \\ k &= 0.153 \pm 0.006 \\ \Sigma &= 0.2422 \pm 0.0155. \end{aligned}$$

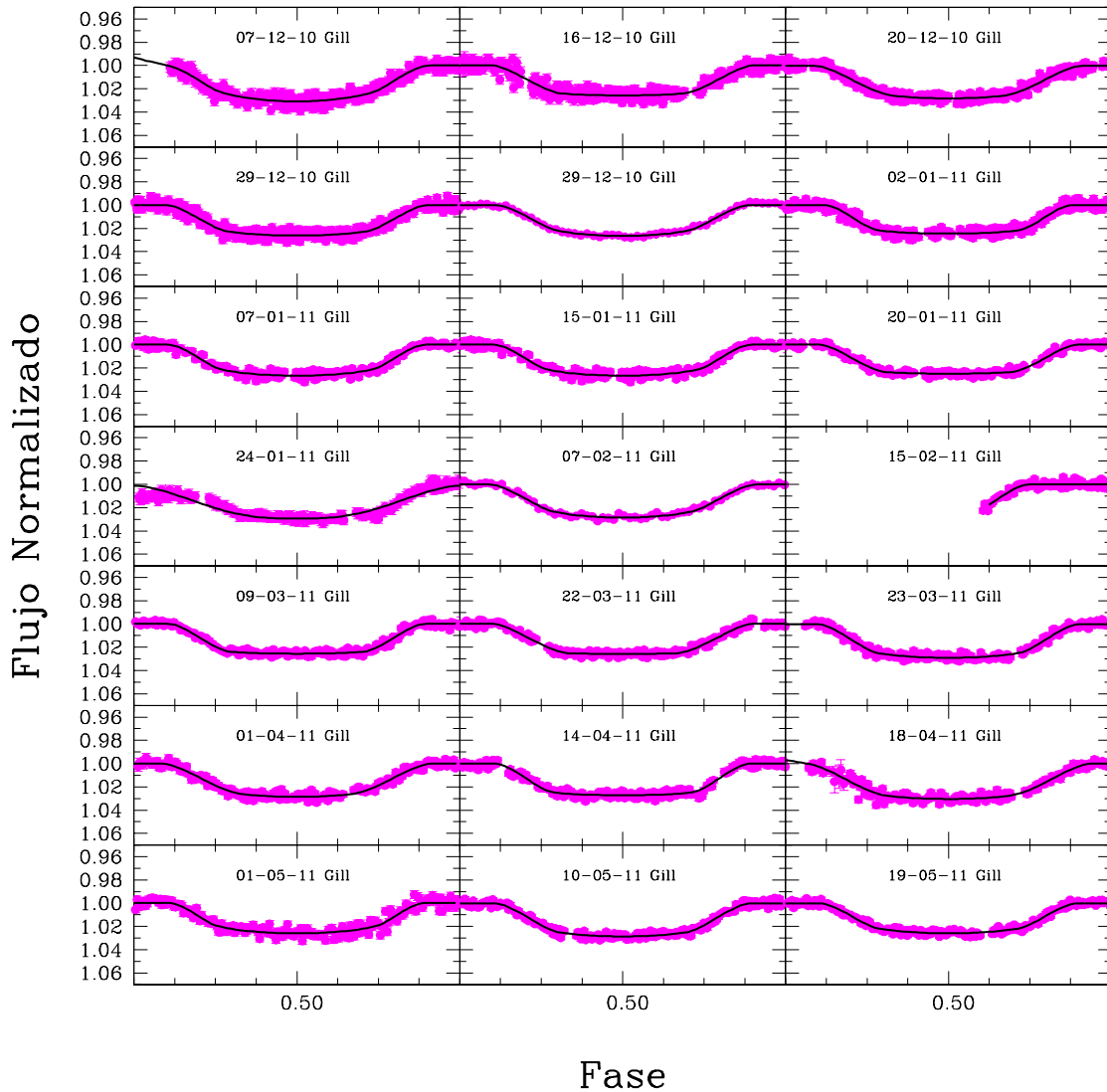


Figura 6.1: Tránsitos de WASP-43b analizados en este trabajo. En cada recuadro indicamos la fecha de la observación y un nombre corto que corresponde al observador. En este último caso las abreviaturas corresponden a: (Gill) Gillon et al. (2012); (EABA) Este trabajo (EABA); (Chen) Chen et al. (2014); (Nav) Naves (ETD); (Gon) González (ETD); (Gar) García (ETD); (Sch) Schteiman (ETD); (THG) Este trabajo (THG); (Cha) Chapman (ETD); (Mur) Murgas et al. (2014); (Eva) Evans (ETD); (Har) Haro (ETD); (Buc) Buchner (ETD).

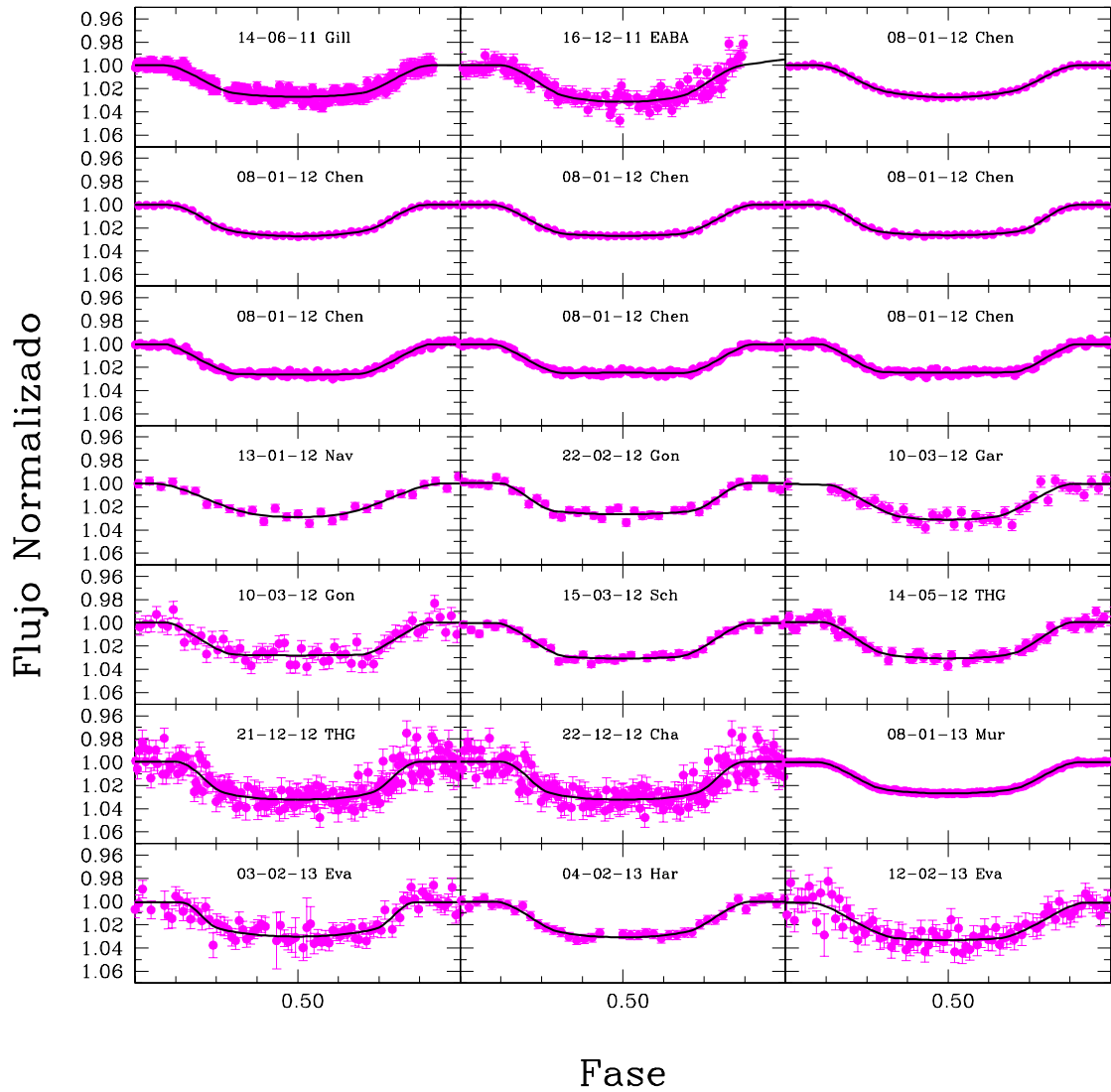


Figura 6.1: Continuación.

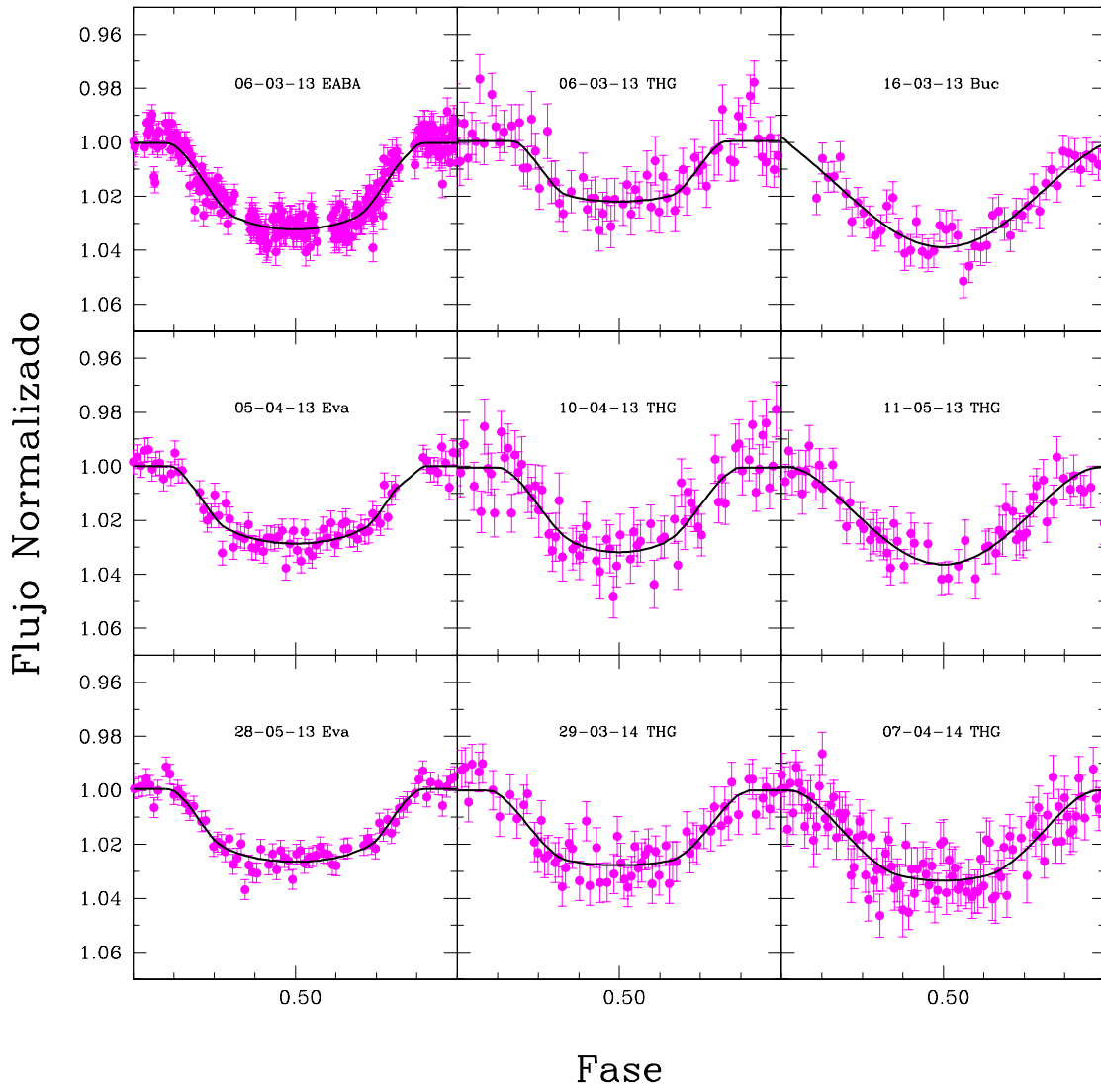


Figura 6.1: Continuación.

Tabla 6.3.: Características de las curvas de luz y parámetros fotométricos determinados

Fecha	Época	i ($^{\circ}$)	k	Σ	Filtro	β	PNR	Completo?	Ref
07-12-10	-488	$83.14^{+1.81}_{-1.75}$	$0.1547^{+0.0068}_{-0.0126}$	$0.2346^{+0.0219}_{-0.0139}$	I+z	0.5890	6.348	No	1
16-12-10	-477	$80.74^{+0.90}_{-0.84}$	$0.151^{+0.001}_{-0.002}$	$0.253^{+0.010}_{-0.011}$	I+z	0.7965	6.230	Sí	1
20-12-10*	-472	$80.47^{+1.04}_{-0.82}$	$0.1578^{+0.0018}_{-0.0029}$	$0.2604^{+0.0099}_{-0.0106}$	I+z	0.9968	4.959	Sí	1
29-12-10	-461	$81.78^{+0.84}_{-0.84}$	$0.1499^{+0.0025}_{-0.0012}$	$0.2441^{+0.0112}_{-0.0111}$	I+z	1.0234	5.897	Sí	1
29-12-10	-461	$81.79^{+0.78}_{-0.65}$	$0.151^{+0.002}_{-0.003}$	$0.2393^{+0.0089}_{-0.0109}$	r'	1.3734	0.814	Sí	1
02-01-11*	-456	$82.98^{+1.04}_{-0.77}$	$0.1445^{+0.0016}_{-0.0026}$	$0.2225^{+0.0079}_{-0.0107}$	I+z	1.1281	4.813	Sí	1
07-01-11*	-450	$83.25^{+1.26}_{-1.00}$	$0.1468^{+0.0037}_{-0.0046}$	$0.2277^{+0.0109}_{-0.0123}$	I+z	0.7269	3.224	Sí	1
15-01-11*	-440	$81.81^{+0.70}_{-0.65}$	$0.1537^{+0.0012}_{-0.0014}$	$0.239^{+0.005}_{-0.009}$	I+z	0.8990	2.439	Sí	1
20-01-11*	-434	$81.06^{+0.68}_{-0.53}$	$0.149^{+0.001}_{-0.001}$	$0.2478^{+0.0062}_{-0.0077}$	I+z	0.6338	2.445	Sí	1
24-01-11	-429	$76.92^{+2.23}_{-6.20}$	$0.1659^{+0.1344}_{-0.0112}$	$0.331^{+0.069}_{-0.044}$	I+z	2.6784	5.488	No	1
07-02-11*	-412	$81.69^{+0.59}_{-0.56}$	$0.1558^{+0.0017}_{-0.0026}$	$0.2491^{+0.0077}_{-0.0080}$	r'	0.8423	1.010	Sí	1
15-02-11	-402	$80.77^{+1.31}_{-1.02}$	$0.2309^{+0.1844}_{-0.0864}$	$0.2235^{+0.0356}_{-0.0180}$	I+z	0.9857	3.178	No	1
09-03-11*	-375	$82.8^{+0.80}_{-0.92}$	$0.1483^{+0.0016}_{-0.0017}$	$0.2308^{+0.0118}_{-0.0105}$	I+z	0.7929	2.992	Sí	1
22-03-11*	-359	$80.15^{+0.69}_{-0.65}$	$0.1524^{+0.0008}_{-0.0023}$	$0.2578^{+0.0067}_{-0.0080}$	I+z	0.9215	2.849	Sí	1
23-03-11*	-358	$82.25^{+0.84}_{-0.66}$	$0.1575^{+0.0018}_{-0.0019}$	$0.2398^{+0.0086}_{-0.0103}$	I+z	1.0074	3.038	Sí	1
01-04-11*	-347	$80.23^{+0.44}_{-0.42}$	$0.161^{+0.002}_{-0.002}$	$0.2661^{+0.0038}_{-0.0069}$	I+z	0.8619	3.284	Sí	1
14-04-11	-331	$82.23^{+1.45}_{-0.94}$	$0.1537^{+0.0015}_{-0.0025}$	$0.2352^{+0.0102}_{-0.0178}$	I+z	1.5324	3.374	Sí	1
18-04-11	-326	$80.17^{+0.85}_{-0.79}$	$0.1638^{+0.0017}_{-0.0026}$	$0.2754^{+0.0097}_{-0.0103}$	I+z	0.9755	3.726	No	1
01-05-11	-310	$83.92^{+1.93}_{-1.40}$	$0.1434^{+0.0040}_{-0.0074}$	$0.2211^{+0.0149}_{-0.0164}$	I+z	1.1712	4.602	Sí	1
10-05-11*	-299	$81.80^{+0.65}_{-0.59}$	$0.1576^{+0.0016}_{-0.0023}$	$0.2404^{+0.0069}_{-0.0074}$	I+z	0.7616	2.796	Sí	1
19-05-11*	-288	$82.11^{+0.90}_{-0.63}$	$0.1487^{+0.0014}_{-0.0031}$	$0.2369^{+0.0087}_{-0.0081}$	I+z	0.9547	2.493	Sí	1
14-06-11	-256	$81.11^{+1.14}_{-0.99}$	$0.1539^{+0.0021}_{-0.0035}$	$0.2517^{+0.0119}_{-0.0129}$	I+z	1.1344	6.022	No	1
16-12-11	-27	$82.26^{+2.18}_{-1.25}$	$0.1658^{+0.0057}_{-0.0094}$	$0.2269^{+0.0187}_{-0.0291}$	sin filtro	1.5102	7.168	No	2
08-01-12*	0	$82.00^{+0.52}_{-0.72}$	$0.1522^{+0.0028}_{-0.0038}$	$0.2405^{+0.0071}_{-0.0054}$	g	0.8968	0.432	Sí	3
08-01-12*	0	$82.42^{+0.50}_{-0.33}$	$0.1506^{+0.0011}_{-0.0025}$	$0.2333^{+0.0043}_{-0.0048}$	r	0.8050	0.336	Sí	3
08-01-12*	0	$80.93^{+0.31}_{-0.39}$	$0.1552^{+0.0007}_{-0.0008}$	$0.2504^{+0.0042}_{-0.0047}$	i	0.7165	0.428	Sí	3
08-01-12*	0	$82.63^{+0.69}_{-0.56}$	$0.1495^{+0.0011}_{-0.0017}$	$0.2301^{+0.0066}_{-0.0071}$	z	0.8017	0.521	Sí	3
08-01-12	0	$80.31^{+0.64}_{-0.65}$	$0.1527^{+0.0016}_{-0.0021}$	$0.2618^{+0.0073}_{-0.0084}$	J	1.6592	1.814	Sí	3
08-01-12	0	$80.67^{+0.48}_{-0.61}$	$0.1468^{+0.0022}_{-0.002}$	$0.2526^{+0.0085}_{-0.0073}$	H	1.9737	1.819	Sí	3
08-01-12	0	$81.36^{+0.86}_{-1.05}$	$0.1482^{+0.0008}_{-0.0019}$	$0.2449^{+0.0118}_{-0.0097}$	K	1.3761	2.088	Sí	3
13-01-12*	6	$78.85^{+1.78}_{-3.49}$	$0.1677^{+0.0215}_{-0.0098}$	$0.285^{+0.039}_{-0.029}$	R	1.0190	1.827	Sí	4
22-02-12*	55	$82.88^{+2.98}_{-1.21}$	$0.1506^{+0.0045}_{-0.0073}$	$0.2208^{+0.0158}_{-0.0310}$	sin filtro	0.6346	1.925	Sí	5
10-03-12*	77	$80.85^{+2.91}_{-1.62}$	$0.1618^{+0.0067}_{-0.0203}$	$0.2475^{+0.0306}_{-0.0299}$	sin filtro	0.7913	3.114	Sí	6
10-03-12	77	$80.68^{+5.02}_{-1.88}$	$0.155^{+0.007}_{-0.016}$	$0.2549^{+0.0198}_{-0.0467}$	sin filtro	0.8108	5.395	Sí	5
15-03-12	82	$81.63^{+1.74}_{-1.48}$	$0.162^{+0.006}_{-0.010}$	$0.2375^{+0.0201}_{-0.0160}$	sin filtro	1.5288	1.939	Sí	7
14-05-12*	157	$82.65^{+2.91}_{-2.21}$	$0.1611^{+0.0045}_{-0.0134}$	$0.2282^{+0.0258}_{-0.0280}$	sin filtro	1.0355	3.153	Sí	8
21-12-12	429	$84.79^{+4.68}_{-3.10}$	$0.1557^{+0.0195}_{-0.0182}$	$0.2056^{+0.0532}_{-0.0179}$	sin filtro	0.6931	11.377	Sí	8
22-12-12	429	$81.85^{+2.02}_{-3.69}$	$0.2246^{+0.1629}_{-0.0204}$	$0.2302^{+0.0465}_{-0.0323}$	sin filtro	0.6464	17.897	No	9
08-01-13	451	$81.53^{+0.22}_{-0.28}$	$0.1533^{+0.0010}_{-0.0008}$	$0.2453^{+0.0037}_{-0.0035}$	sin filtro	2.2930	0.673	Sí	10
03-02-13	482	$87.06^{+2.81}_{-5.06}$	$0.1508^{+0.0095}_{-0.0203}$	$0.1912^{+0.0428}_{-0.0177}$	sin filtro	0.9460	6.689	Sí	11
04-02-13*	484	$82.65^{+2.67}_{-1.78}$	$0.1601^{+0.0056}_{-0.0085}$	$0.23^{+0.02}_{-0.03}$	R	0.9860	2.354	Sí	12
12-02-13	493	$79.78^{+3.49}_{-2.18}$	$0.1646^{+0.0087}_{-0.0199}$	$0.266^{+0.036}_{-0.027}$	sin filtro	0.7241	11.057	Sí	11
06-03-13	521	$82.23^{+1.73}_{-1.62}$	$0.1649^{+0.0053}_{-0.0062}$	$0.2352^{+0.0243}_{-0.0226}$	R	1.3305	7.530	Sí	2
06-06-13	521	$81.87^{+7.51}_{-3.34}$	$0.1304^{+0.0172}_{-0.0228}$	$0.2076^{+0.0676}_{-0.0410}$	V	0.9479	6.659	Sí	8
16-03-13	533	$71.89^{+5.33}_{-1.97}$	$0.3387^{+0.0908}_{-0.1451}$	$0.3997^{+0.0308}_{-0.0656}$	sin filtro	0.8258	4.583	No	13
05-04-13	557	$83.08^{+4.31}_{-2.33}$	$0.1534^{+0.0079}_{-0.0098}$	$0.226^{+0.033}_{-0.041}$	sin filtro	1.2797	3.827	Sí	11
10-04-13	564	$81.28^{+4.13}_{-2.02}$	$0.1691^{+0.0208}_{-0.0173}$	$0.2372^{+0.0316}_{-0.0543}$	V	0.7829	7.177	Sí	8
11-05-13	602	$74.78^{+4.16}_{-2.69}$	$0.2741^{+0.1364}_{-0.0934}$	$0.345^{+0.039}_{-0.054}$	V	0.9856	5.564	Sí	8
28-05-13*	622	$83.27^{+2.99}_{-1.87}$	$0.1485^{+0.0059}_{-0.0083}$	$0.2261^{+0.0244}_{-0.0290}$	sin filtro	1.0004	3.388	Sí	11
29-04-14	998	$80.19^{+4.09}_{-2.37}$	$0.1518^{+0.0100}_{-0.0183}$	$0.2582^{+0.0383}_{-0.0452}$	R	0.9060	6.371	Sí	8
07-04-14	1009	$78.77^{+2.14}_{-1.81}$	$0.1771^{+0.0120}_{-0.0091}$	$0.2991^{+0.0292}_{-0.0310}$	R	0.7601	8.612	Sí	8

*Tránsitos utilizados para calcular los valores finales de i , k y Σ . Columnas 3-5: Valores de los parámetros fotométricos y sus errores. Columna 7: Valor de la mediana para el ruido rojo. Columna 8: Photon noise rate. Ref: (1) Gillon et al. (2012); (2) Este trabajo (EABA); (3) Chen et al. (2014); (4) Naves (ETD); (5) González (ETD); (6) García (ETD); (7) Schteiman (ETD); (8) Este trabajo (THG); (9) Chapman (ETD); (10) Murgas et al. (2014); (11) Evans (ETD); (12) Haro (ETD); (13) Buchner (ETD).

6.3.2. Determinación de parámetros físicos

Siguiendo la metodología que adoptamos para los objetos previamente analizados, determinamos los parámetros físicos de la estrella y el planeta con el código JKTABS-DIM utilizando los siguientes parámetros de entrada: los valores de i , r_* , r_P calculados en la sección anterior, el período orbital computado a partir de un modelo lineal para las efemérides (véase Sección 6.4.1), la amplitud de velocidad de la estrella K_* , para la cual adoptamos el valor obtenido por Bleicic et al. (2014), $e = 0$, la T_{eff} y $[\text{Fe}/\text{H}]$ calculadas por Chen et al. (2014), y finalmente la amplitud de velocidad del planeta K_P , todos estos valores con sus respectivos errores. En este caso, estimamos el valor de K_P y la edad del sistema sólo empleando los modelos Y^2 y Teramo, dado que los modelos evolutivos de Padova y VRSS presentaron problemas de convergencia.

En la Tabla 6.4 presentamos nuestros resultados y los obtenidos por otros autores. Como podemos apreciar, para todos los parámetros medidos, excepto por la edad y T'_{eq} , nuestros valores se encuentran en buen acuerdo con los determinados en otros trabajos. En el caso particular de la mayoría de los valores obtenidos por Hellier et al. (2011) vemos que son sistemáticamente más pequeños que los medidos por el resto de los autores. Respecto a la edad y T'_{eq} , existe un desacuerdo generalizado en relación al valor aproximado de cada parámetro. En este sentido, Stevenson et al. (2014) no sólo calcularon el factor de redistribución de calor $F = 0.503^{+0.0213}_{-0.003}$, sino que además estimaron un valor para el Albedo de Bond $A = 0.18^{+0.07}_{-0.12}$. Teniendo en cuenta este valor para el albedo y adoptando como error el más grande entre las incertezas asimétricas, determinamos la temperatura de equilibrio real del planeta dada por la ecuación,

$$T_{\text{eq}} = T_{\text{eff}}(1 - A)^{1/4} \left(\frac{R_*}{2a} \right)^{1/2} \quad (6.1)$$

la cual se reduce a la ecuación 3.9 si suponemos que el albedo planetario es cero. De este modo, obtuvimos $T_{\text{eq}} = 1399 \pm 109$ K, valor que coincide, dentro de los errores, con la temperatura de equilibrio modificada calculada en este trabajo y con la computada por Hellier et al. (2011).

6.4. En busca de posibles perturbadores

6.4.1. Determinación de efemérides y análisis de TTVs

Para las 51 curvas de luz determinamos los valores de los tiempos de mínimo y sus respectivos errores siguiendo el mismo procedimiento descrito en la Sección 3.2.5. En el caso particular de los tránsitos obtenidos por Gillon et al. (2012) el 29 de diciembre

³Este factor puede tomar valores entre 0.5 y 1, donde 0.5 indica una redistribución de calor nula, mientras que 1 implica que el calor es completamente redistribuido en la atmósfera planetaria.

Tabla 6.4.: Propiedades físicas de la estrella y el exoplaneta

Parámetro	Este trabajo	Hellier et al. (2011)	Gillon et al. (2012)	Blecic et al. (2013)	Chen et al. (2014)	Murgas et al. (2014)
Período P (días)	0.8134742(25)	0.813475(1)	0.8134775(71)	0.8134745(21)	0.8134743(13)	0.8134738(15)
$T_{\text{minref}} T_0$ (BJD_{TDB})	2455934.7923(10)	–	2455726.5433(12)	2455528.86853(5)	2455934.79223(40)	2456301.66868(58)
Inclinación i ($^\circ$)	81.53 ± 1.14	$82.6^{+1.3}_{-0.9}$	82.33 ± 0.20	–	82.60 ± 0.19	81.72 ± 0.32
Radio estelar R_\star (R_\odot)	0.692 ± 0.042	$0.60^{+0.03}_{-0.04}$	$0.667^{+0.010}_{-0.011}$	–	$0.660^{+0.008}_{-0.009}$	–
Masa estelar M_\star (M_\odot)	0.720 ± 0.031	0.58 ± 0.05	0.717 ± 0.025	–	$0.713^{+0.018}_{-0.021}$	–
Gravedad estelar $\log g_\star$ (cm/s)	4.61 ± 0.05	4.5 ± 0.2	$4.645^{+0.011}_{-0.010}$	–	4.652 ± 0.006	–
Semieje mayor a (UA)	0.0153 ± 0.0002	0.0142 ± 0.0004	0.0152 ± 0.0002	–	0.01524 ± 0.00025	–
Edad (Gyr)	2.86 ± 4.50	$0.4^{+0.2}_{-0.1}$	12 Gyr límite superior	–	$4.4^{+3.7}_{-2.4}$	–
Radio planetario R_P (R_J)	1.036 ± 0.090	$0.93^{+0.07}_{-0.09}$	1.306 ± 0.019	–	1.034 ± 0.014	–
Masa planetaria M_P (M_J)	2.049 ± 0.063	1.78 ± 0.10	$2.034^{+0.052}_{-0.051}$	–	$2.029^{+0.035}_{-0.040}$	–
Gravedad planetaria g_P (m/s^2)	47.18 ± 10.20	$46.98^{+1.20}_{-1.14}$	–	–	49.20 ± 1.02	–
Temp. de eq. planetaria T'_{eq} (K)	1471 ± 55	1370 ± 70	–	–	1878^{+108}_{-116}	–

Para una mejor visualización de los datos indicamos entre paréntesis los errores correspondientes a los últimos dígitos de los parámetros P y T_{minref} .

de 2010 y el 7 de febrero de 2011 con el telescopio Euler, como paso previo tuvimos que convertir los tiempos de mínimo que se encontraban en unidades de BJD_{UTC} a BJD_{TDB} . Para ello empleamos la siguiente ecuación de transformación,

$$BJD_{TDB} = BJD_{UTC} + 67.184 \text{ s} \quad (6.2)$$

donde la constante expresada en segundos contiene implícitamente la corrección Δ_C definida en el Apéndice A.

Dado que el período orbital de WASP-43b es menor a un día, debido a la interacción tidal con la estrella es esperable que a lo largo del tiempo el planeta vaya desplazándose hacia órbitas con semiejes mayores cada vez más pequeños y eventualmente “caiga” sobre la estrella, en una escala temporal de entre 8 y 800 millones de años, dependiendo de la eficiencia del mecanismo de disipación de energía orbital de la estrella (Hellier et al., 2011).

Por su parte, Blecic et al. (2014) mejoraron en un factor 3 la estimación del período orbital obtenido por Gillon et al. (2012) a partir de un análisis homogéneo de 49 curvas de luz. Basándose en estos tiempos de mínimo determinaron una tasa de decaimiento para el período orbital de $\dot{P} = -0.65 \pm 0.12 \text{ s año}^{-1}$, ajustándole a los datos un modelo de efemérides cuadrático de la forma

$$T_0(E) = T_{minref} + E * P + \delta P \frac{E(E - 1)}{2}, \quad (6.3)$$

donde $\delta P = P\dot{P}$. Ellos encuentran que este modelo cuadrático provee una mejor descripción del comportamiento de los datos que el ajuste lineal. Sin embargo esta tasa de decaimiento orbital implica un valor para el coeficiente de disipación tidal mucho menor que el que se supone normalmente. Murgas et al. (2014) analizaron un total de 28 tiempos de mínimo y también encontraron que los datos se ajustan mejor con una función cuadrática. No obstante, ellos calcularon una tasa de variación para el período orbital de $\dot{P} = -0.15 \pm 0.06 \text{ s año}^{-1}$, es decir un factor 4.3 veces menor que el obtenido por Blecic et al. (2014). Mientras tanto, Chen et al. (2014) repitieron el mismo ajuste cuadrático considerando 51 curvas de luz y encontraron una variación para el período de $\dot{P} = -0.09 \pm 0.04 \text{ s año}^{-1}$, la cual es 7 veces más pequeña que la encontrada por Blecic et al. (2014). Además, de la comparación entre los resultados obtenidos considerando tanto el ajuste cuadrático como el lineal, concluyen que el modelo cuadrático no mejora las efemérides obtenidas con la suposición lineal.

Para dilucidar cuál de los 2 modelos describe más apropiadamente el comportamiento de los tiempos de mínimo, ajustamos nuestros datos con una función lineal y luego con una función cuadrática utilizando la tarea “polyfit” de IRAF. Siguiendo la metodología empleada en trabajos anteriores (Blecic et al., 2014; Chen et al., 2014; Murgas et al., 2014), comparamos los valores obtenidos para el parámetro BIC con

ambos ajustes. El parámetro BIC, por sus siglas en inglés *Bayesian Information Criterion*, se utiliza para evaluar cuál de los ajustes realizados sobre un conjunto de puntos es el que mejor los representa. En este sentido, el mejor ajuste será aquel que minimice el valor del BIC. Este parámetro se define como (Blecic et al., 2014)

$$\text{BIC} = \chi^2 + k \ln N, \quad (6.4)$$

donde k es el número de parámetros libres del ajuste y N es el número de datos. En nuestro caso, considerando sólo los tiempos de mínimo correspondientes a tránsitos completos (43 datos), calculamos un valor de 83.27 para el BIC del ajuste lineal y de 87.48 para el del modelo cuadrático. Estos resultados confirman las conclusiones de Chen et al., que señalan que el modelo cuadrático no representa un ajuste mejor que el provisto por el modelo lineal. Además, determinamos una variación para el período orbital de $\dot{P} = -0.083 \pm 0.055 \text{ s año}^{-1}$, similar a la encontrada por Chen et al., que indica que la tasa de variación de P es tan baja que se requiere una cobertura temporal de 12 años para detectar una disminución en el valor del período de sólo 1 segundo.

Por otra parte, en la Tabla 6.5 presentamos los tiempos de mínimo computados para todas las curvas de luz. Con el fin de evitar contaminar nuestros resultados, excluimos de nuestro análisis todos los tránsitos incompletos, los cuales corresponden a las épocas -488, -429, -402, -326, -256, -27, 429 y 533. De esta manera, teniendo en cuenta sólo los 43 tránsitos completos y utilizando cuadrados mínimos pesados, calculamos el mejor período y tiempo de mínimo de referencia que dieron lugar a las efemérides

$$T_0(E) = (2455934.79233 \pm 0.00010) + E * (0.81347423 \pm 0.00000025), \quad (6.5)$$

donde calculamos los errores multiplicando los errores del ajuste por la χ_r^2 del mismo. En este caso obtuvimos $\chi_r^2 = 1.28$, bastante similar al valor de 1.62 encontrado por Chen et al. (2014). Este resultado indica que el ajuste lineal provee una buena descripción del comportamiento de los datos. En la Figura 6.2 mostramos el digrama O-C construido a partir de nuestras mediciones. Los círculos marcan los tránsitos completos mientras que los triángulos indican las curvas de luz incompletas. En el gráfico señalamos en líneas a trazos la dispersión en los puntos que es de 1.08 minutos. A pesar de que por simple inspección visual no observamos ninguna variación de tipo periódica en los datos, existen algunos puntos en la Figura 6.2 que se apartan de la zona comprendida entre $\pm\sigma$. Es por ello que corrimos un periodograma de Lomb-Scargle a los 43 datos utilizados para computar las efemérides, pero no encontramos ningún pico significativo. Puesto que WASP-43 es una estrella activa y que, además, algunas de las curvas de luz más precisas presentan rasgos anómalos, creemos que, al igual que en el caso de WASP-4, la dispersión que encontramos podría explicarse por la presencia de asimetrías en las curvas de luz causadas por el pasaje del planeta en frente de una o varias manchas estelares (véase la Sección 6.5).

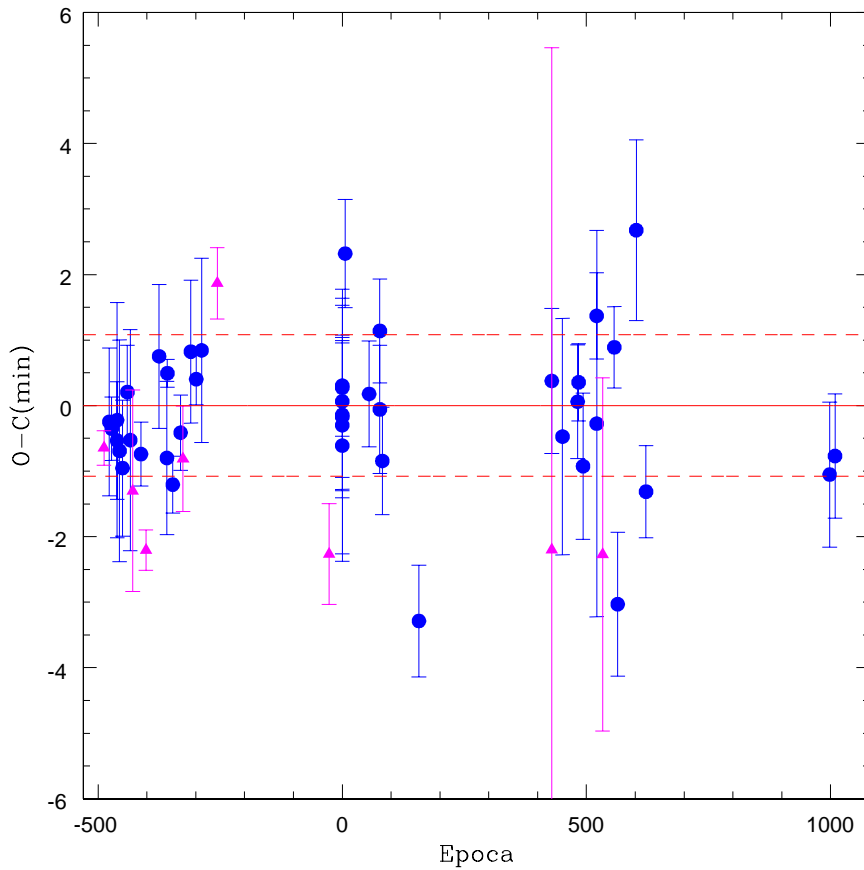


Figura 6.2: Diagrama O-C de WASP-43b. Los triángulos indican los puntos excluidos del cálculo de las nuevas efemérides, mientras que las líneas a trazos indican los valores de $\pm 1\sigma$ sólo considerando los círculos.

Al igual que para WASP-28b y WASP-4b analizamos cuál sería la masa de un hipotético perturbador que pudiera ser detectado con nuestra precisión para los tiempos de mínimo ($\delta t = 1.08$ minutos). Para el caso secular consideramos el mismo rango de excentricidades que para WASP-28b, mientras que para el semieje mayor evaluamos el rango comprendido entre 0.03 y 0.39 UA, con intervalos de 0.01 UA. En la Figura 6.3 mostramos los resultados obtenidos. Para visualizar mejor las curvas cortamos el gráfico en $a_2 = 0.11$ UA. Si suponemos que el perturbador se localiza en una órbita excéntrica con $e = 0.25$ y semieje mayor que el doble del semieje mayor del planeta transitante ($a = 0.03$ UA), la masa máxima de un perturbador no detectado sería de un cuarto de la masa de Júpiter ($M_2 = 0.25 M_J$). Mientras que si suponemos que el cuerpo perturbador se ubica en el mismo semieje mayor pero su órbita es circular, su masa máxima sería de casi un 60% de la masa de Júpiter. Por otra parte, para los posibles perturbadores que pudieran localizarse en las posiciones de resonancias de movimientos medios de primer orden con WASP-43b, nuestros resultados nos permiten

desechar la presencia de un cuerpo con una masa superior a 2.7, 5.4, 8.2 y 10 M_{\oplus} en las resonancias 2:1, 3:2, 4:3 y 5:4.

Tabla 6.5.: Tiempos de mínimo medidos (T_0) y sus respectivos errores (e_{T_0})

Época	T_0 (BJD_{TDB})	e_{T_0} (BJD_{TDB})	Referencias
-488	2455537.816454	0.000183	1
-477	2455546.764948	0.000784	1
-472	2455550.832247	0.000335	1
-461	2455559.780337	0.000623	1
-461	2455559.780554	0.001246	1
-456	2455563.847599	0.001176	1
-450	2455568.728262	0.000722	1
-440	2455576.863810	0.000498	1
-434	2455581.744146	0.001172	1
-429	2455585.810980	0.001068	1
-412	2455599.640431	0.000338	1
-402	2455607.774157	0.000215	1
-375	2455629.740014	0.000762	1
-359	2455642.754524	0.000813	1
-358	2455643.568896	0.000146	1
-347	2455652.515933	0.000301	1
-331	2455665.532071	0.000400	1
-326	2455669.599165	0.000559	1
-310	2455682.615888	0.000757	1
-299	2455691.563813	0.000270	1
-288	2455700.512335	0.000978	1
-256	2455726.544221	0.000379	1
-27	2455912.826951	0.000533	2
0	2455934.791904	0.001148	3
0	2455934.792120	0.001441	3
0	2455934.792229	0.000789	3
0	2455934.792372	0.001020	3
0	2455934.792540	0.000536	3
0	2455934.792517	0.000950	3
0	2455934.792208	0.000783	3
6	2455939.674784	0.000573	4
55	2455979.533534	0.000560	5
77	2455997.430635	0.000550	6
77	2455997.429803	0.000679	5
82	2456001.496628	0.000568	7

Tabla 6.5.: Continuación

Época	T_0 (BJD_{TDB})	e_{T_0} (BJD_{TDB})	Referencias
157	2456062.505499	0.000593	8
429	2456283.773034	0.000768	8
429	2456283.771246	0.005318	9
451	2456301.668877	0.001253	10
482	2456326.886948	0.000602	11
484	2456328.514102	0.000409	12
493	2456335.834481	0.000776	11
521	2456358.613353	0.000458	2
521	2456358.612211	0.002047	8
533	2456368.372515	0.001871	13
557	2456387.898091	0.000432	11
564	2456393.589689	0.000763	8
602	2456424.505673	0.000957	8
622	2456440.772387	0.000488	11
998	2456746.638879	0.000769	8
1009	2456755.587292	0.000658	8

Referencias: (1) Gillon et al. (2012); (2) Este trabajo (EABA); (3) Chen et al. (2014); (4) Naves (ETD); (5) González (ETD); (6) García (ETD); (7) Schteiman (ETD); (8) Este trabajo (THG); (9) Chapman (ETD); (10) Murgas et al. (2014); (11) Evans (ETD); (12) Haro (ETD); (13) Buchner (ETD).

6.4.2. Comportamiento a largo plazo de i y k

Teniendo en cuenta que nuestros datos cubren una escala temporal de 4 años analizamos el comportamiento en el tiempo de los valores de inclinación y profundidad. En la Figura 6.4 mostramos el comportamiento a largo plazo en i y k . Las líneas continuas representan los promedios pesados calculados en la Sección 6.3.1, mientras que las líneas a trazos indican $\pm 1\sigma$. Excepto por algunos puntos que se apartan de la tendencia general (véase el Capítulo 7), la mayoría presenta valores que se encuentran comprendidos en la zona de $\pm 1\sigma$. Para ambos conjuntos de datos computamos periodogramas de Lomb-Scargle pero ninguno de ellos mostró un pico significativo que indicara la presencia de variaciones periódicas en los datos.

La ausencia de un comportamiento periódico claro en la inclinación y profundidad de los tránsitos da apoyo a los resultados que obtuvimos en la sección anterior, los cuales indicarían que o bien no existe un tercer cuerpo en el sistema, o la precisión en nuestros datos es insuficiente para detectarlo.

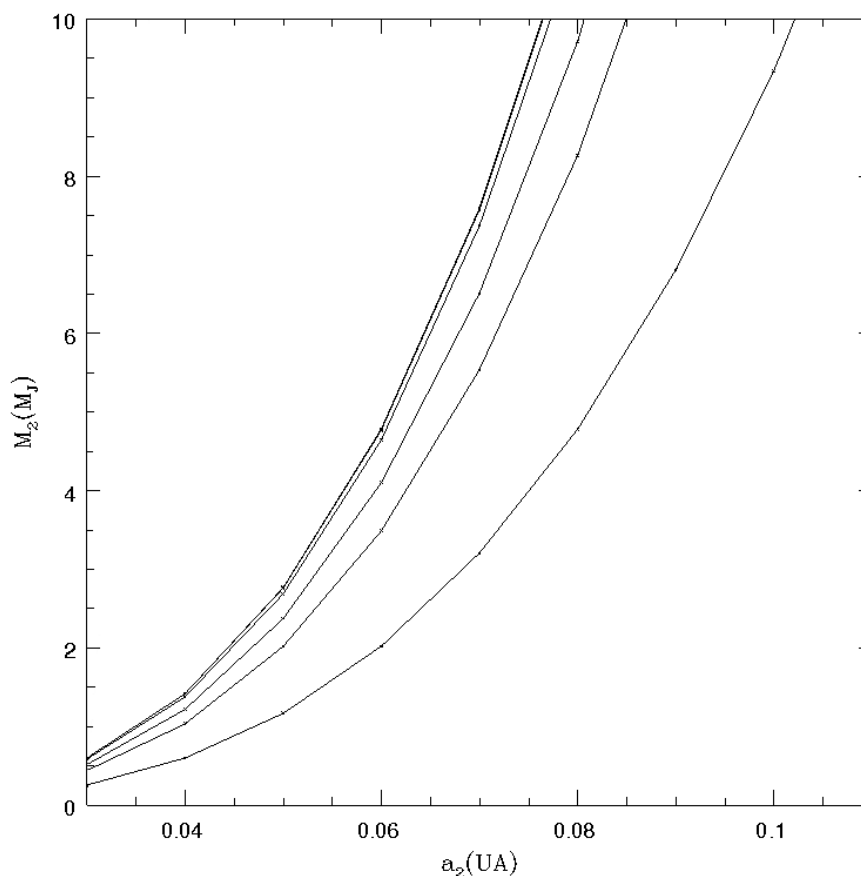


Figura 6.3: Semieje mayor vs masa de un posible perturbador. De izquierda a derecha las curvas corresponden a valores de excentricidad de 0, 0.001, 0.01, 0.05, 0.1 y 0.25. Para las excentricidades 0 y 0.001 las curvas se encuentran casi solapadas lo que impide que se visualicen correctamente cada una por separado.

6.5. Análisis de la variabilidad estelar

Hellier et al. (2011) aplicaron un algoritmo de ajuste de curvas seno a los datos fotométricos de WASP-43 obtenidos por el relevamiento WASP, con el fin de detectar alguna modulación que pudiese atribuirse a la rotación de la estrella. De este modo, a partir de los datos tomados por WASP-Sur en el año 2009, encontraron una variación rotacional de 15.6 ± 0.4 días de período con una significancia superior al 99.9%, más un primer armónico en 7.8 días. La amplitud encontrada es de 0.006 ± 0.001 mag. Estos autores indican que si bien los datos correspondientes al año 2010 muestran la misma modulación pero no tan claramente, la significancia del período continúa siendo superior al 99%. Por otra parte, Czesla et al. (2013) detectaron la emisión de rayos X prove-

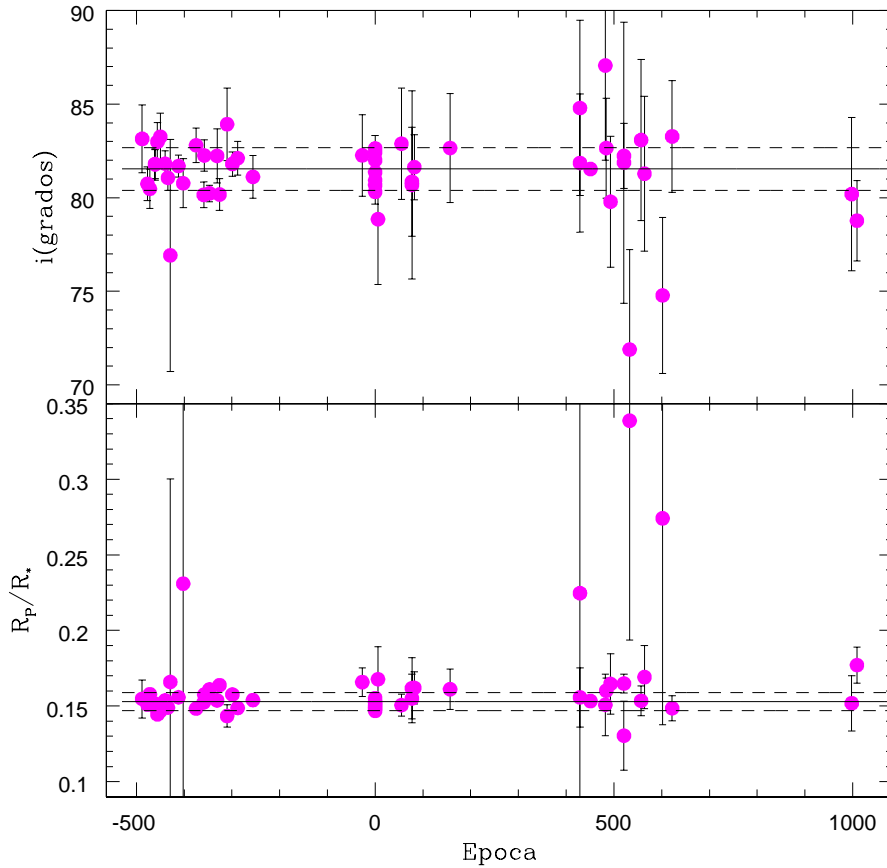


Figura 6.4: Variación de largo término de i (panel superior) y k (panel inferior). Las líneas continuas representan los promedios pesados calculados en la Sección 6.3.1, mientras que las líneas a trazos indican $\pm 1\sigma$. También se muestran las barras de error.

niente de WASP-43 utilizando observaciones del satélite XMM-Newton. A partir de esta medición computaron para el logaritmo del cociente entre la luminosidad en rayos X, L_X , y la luminosidad bolométrica, L_{bol} , un valor de $\log(L_X/L_{\text{bol}}) = -4.98 \pm 0.23$. Esta cantidad está de acuerdo con los resultados obtenidos por Pizzolato et al. (2003), quienes analizaron la relación existente entre la emisión en rayos X y la rotación de 259 estrellas de baja masa. En este estudio, ellos encuentran que las estrellas de campo con un período de rotación de aproximadamente 15.6 días muestran cocientes de $\log(L_X/L_{\text{bol}})$ entre -6 y -4.7. Es decir que los resultados de Czesla et al., son compatibles con el período de rotación encontrado por Hellier et al..

Dados estos antecedentes decidimos intentar confirmar estos resultados a partir de observaciones propias. Es por ello que desde fines de marzo de 2014 hasta fines de junio del mismo año llevamos a cabo un monitoreo fotométrico continuo de la estrella WASP-43 en los filtros V y R de Johnson. Todas estas observaciones las realizamos con

el telescopio Horacio Ghilmetti y la cámara U16M. Por cada noche de observación tomamos 5 imágenes de WASP-43 en la banda V y 5 en el filtro R. Para obtener imágenes de buena relación señal-ruido adoptamos tiempos de exposición de entre 40 y 60 segundos.

Dado que el período de rotación de WASP-43b es de menos de un día, siempre que fue posible procuramos realizar 2 series de observaciones por noche, en ambos filtros, con una separación temporal de al menos 2 horas. El objetivo de esto último fue el de evaluar si la actividad estelar podría llegar a estar asociada con una posible interacción magnética entre la estrella y el planeta. No obstante, por los motivos que explicamos más adelante, no pudimos llevar a cabo este tipo de análisis porque sólo para 2 noches pudimos observar más de una serie de puntos.

Por cada noche de observación obtuvimos, además, 10 bias y 6 darks con el mismo tiempo de exposición que el de las imágenes de WASP-43. Para la determinación de magnitudes diferenciales llevamos a cabo el mismo procedimiento que adoptamos para obtener las curvas de luz de nuestros tránsitos planetarios. Resumidamente, empleamos las tareas estándares de IRAF para corregir las imágenes del objeto de cada noche por bias y dark. Luego determinamos las magnitudes instrumentales con el programa FOTOMCC y finalmente realizamos la fotometría diferencial utilizando como comparación 2 estrellas no variables del campo y que resultaran en las curvas de luz de menor dispersión.

Debido a condiciones meteorológicas desfavorables, fallas técnicas en el instrumental, y problemas de conexión con CASLEO, entre otros, sólo determinamos magnitudes diferenciales con el filtro V para 26 noches y con el filtro R para 27 noches. Luego de eliminar datos malos, calculamos una magnitud por noche como el promedio pesado de las observaciones individuales realizadas en cada filtro (Tablas 6.6 y 6.7). En la Figura 6.5 mostramos las curvas de luz obtenidas en cada filtro. En círculos vacíos indicamos las observaciones individuales y en triángulos llenos el promedio correspondiente a cada noche. En ambos casos, a simple vista no observamos ninguna variación sinusoidal.

Para cada serie de datos calculamos periodogramas de Lomb-Scargle y encontramos un período significativo de 35 días en el filtro R y uno de 10.7 días en el filtro V, ambos con probabilidades de falsa alarma de 0.19. Si bien en ambos casos los valores de FAP (véase el Apéndice B) son pequeños, la falta de similitud entre los períodos encontrados para cada filtro estaría indicando que estos picos serían consecuencia del muestreo de las observaciones y no de la actividad estelar.

En la Figura 6.5 podemos ver que para los datos correspondientes a cada filtro existen 2 grupos de observaciones bien definidos separados por una ausencia casi total

Tabla 6.6.: Fotometría diferencial V de WASP-43

HJD_{UTC}	ΔV	e_V
2456743.610723	1.2013	0.0009
2456744.619390	1.2070	0.0038
2456744.740030	1.1988	0.0042
2456745.606768	1.2070	0.0026
2456747.650888	1.2133	0.0070
2456748.599554	1.2095	0.0036
2456748.719867	1.2026	0.0030
2456753.564908	1.2010	0.0023
2456754.518513	1.1990	0.0026
2456754.732475	1.2223	0.0037
2456756.508795	1.2137	0.0037
2456757.538107	1.2318	0.0066
2456758.522465	1.2003	0.0057
2456762.509839	1.1975	0.0039
2456785.554961	1.1948	0.0028
2456810.514623	1.1950	0.0042
2456813.510280	1.1847	0.0058
2456814.494393	1.1953	0.0021
2456815.546504	1.1770	0.0076
2456823.497531	1.2045	0.0049
2456824.468244	1.1933	0.0019
2456825.486447	1.1900	0.0028
2456834.452617	1.1945	0.0005
2456835.459858	1.2167	0.0015
2456836.439383	1.1675	0.0145
2456838.462121	1.1925	0.0035

de puntos entre los días julianos heliocéntricos 2456764 y 2456810. Teniendo esto en mente corrimos periodogramas para los 2 conjuntos de puntos bien diferenciados de cada filtro. Para las observaciones en la banda R encontramos un período de 24 días con $FAP = 0.23$ para los 15 datos anteriores a $HJD = 2456764$ y otro de 15 días con $FAP = 0.44$ para los 10 datos posteriores a $HJD = 2456810$. En cuanto a los datos tomados antes de $HJD = 2456764$ (14 puntos) y después de $HJD = 2456810$ (11 puntos) en el filtro V, encontramos períodos de 9.5 y 5.6 días con FAPs de 0.79 y 0.9, respectivamente.

Estos resultados dan apoyo a nuestra conclusión de que las periodicidades encon-

Tabla 6.7.: Fotometría diferencial R de WASP-43

HJD_{UTC}	ΔR	e_R
2456743.608293	0.8210	0.0025
2456744.615961	0.8180	0.0025
2456744.736106	0.8177	0.0015
2456745.602633	0.8170	0.0034
2456746.586764	0.8160	0.0044
2456747.647261	0.8292	0.0027
2456748.595602	0.8255	0.0024
2456753.568757	0.8170	0.0017
2456754.514782	0.8327	0.0020
2456754.729018	0.8425	0.0036
2456756.505528	0.8368	0.0025
2456757.534357	0.8536	0.0044
2456758.519331	0.8348	0.0036
2456763.515145	0.8237	0.0017
2456764.508007	0.8273	0.0054
2456776.590775	0.8143	0.0015
2456785.564326	0.8130	0.0022
2456810.511765	0.8070	0.0017
2456813.507405	0.8158	0.0058
2456814.490791	0.8183	0.0020
2456818.481384	0.8230	0.0025
2456823.493854	0.8183	0.0032
2456824.465980	0.8110	0.0034
2456834.460175	0.8195	0.0005
2456835.462694	0.8250	0.0067
2456836.443225	0.8170	0.0026
2456838.465561	0.8040	0.0009

tradas considerando todos los puntos de la muestra no son reales. En este sentido, creemos que es necesario continuar con el monitoreo fotométrico de WASP-43 con el fin de confirmar o descartar el período y la amplitud encontradas por Hellier et al. (2011).

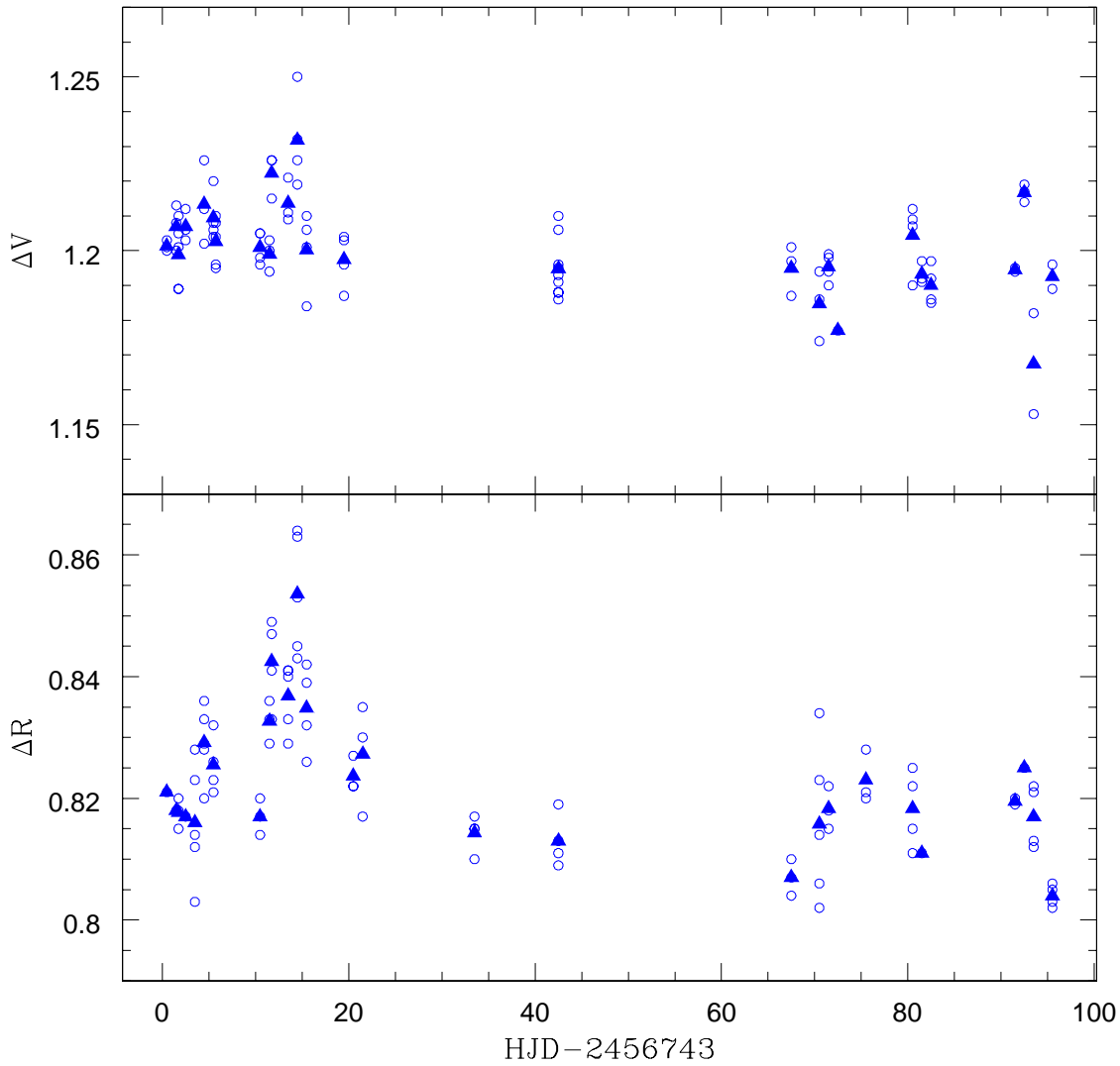


Figura 6.5: Curvas de luz de WASP-43 para los filtros V (panel superior) y R (panel inferior). En círculos vacíos indicamos las magnitudes diferenciales individuales y en triángulos llenos la magnitud diferencial promedio por noche. Por claridad no incluimos las barras de error en el gráfico.

Capítulo 7

Correlaciones

En este capítulo analizaremos posibles correlaciones entre los parámetros fotométricos inclinación y profundidad, y distintos factores que caracterizan las curvas de luz. Además evaluaremos la influencia de la falta de homogeneidad en los métodos de ajuste y tratamiento de los errores sobre los valores determinados para los tiempos de mínimo.

7.1. Comportamiento a largo plazo de i y k

Para los 3 objetos que analizamos en los capítulos previos, el análisis del comportamiento a largo plazo de los parámetros i y k reveló que varios datos se apartan considerablemente de la zona comprendida entre $\pm\sigma$. Teniendo en cuenta que σ representa la dispersión típica de los datos correspondientes a cada parámetro, evaluamos si los valores anómalos observados podrían ser explicados a partir de ciertas características propias de las curvas de luz que no guardan relación con la física del sistema planetario.

En este sentido, podemos caracterizar la calidad de una curva de luz a partir de 3 factores: completitud, ruido rojo y PNR. Estas 3 cantidades permiten describir cuantitativamente su aspecto y sólo están asociadas con las circunstancias en las que la curva de luz fue adquirida (condiciones meteorológicas del instante de la observación, tiempo de exposición adoptado para las imágenes, tipo de bineado, etc). Teniendo esto último en cuenta, estudiamos las relaciones entre estas 3 cantidades y los parámetros fotométricos i y k . Con el propósito de realizar un análisis estadísticamente significativo, utilizamos los valores de i y k de todas las curvas de luz pertenecientes a los 3 objetos analizados.

Dado que la inclinación y la profundidad difieren de un sistema a otro, para poder analizar en forma conjunta los datos correspondientes a los 3 objetos estudiados fue necesario normalizar los valores medidos para i y k de cada curva de luz. Para ello, teniendo en cuenta el valor promedio y la dispersión de los parámetros de cada objeto

normalizamos cada valor por medio de la siguiente ecuación de transformación

$$x_{norm} = \frac{x - x_{prom}}{\sigma}, \quad (7.1)$$

donde llamamos “ x ” a los valores de los parámetros sin normalizar, y x_{prom} y σ al valor final y el error de cada parámetro medido para cada objeto particular. De este modo construimos una muestra total de 100 datos, 34 pertenecientes a WASP-4b, 15 de WASP-28b y 51 pertenecientes a WASP-43b. En la Tabla 7.1 presentamos la muestra completa con los valores normalizados de cada parámetro. A continuación describiremos los resultados obtenidos para las correlaciones analizadas.

7.1.1. Completitud del tránsito

Con el objetivo de que la falta de puntos en las curvas de luz sea el único factor que condicione los resultados alcanzados al final de esta sección, excluimos de nuestro análisis posterior todos los tránsitos ruidosos, es decir aquéllos con una fuerte presencia de ruido rojo ($\beta > 1.2$) y valores de PNR mayores a 5 mmag. Como explicamos en la Sección 5.4.2, si bien la curva de luz correspondiente a la época 1307 debería ser incluida, fue obtenida bajo condiciones de alta variabilidad fotométrica, razón por la cual decidimos excluir este dato del análisis de completitud. De este modo redujimos el tamaño de nuestra muestra a 50 datos, 44 correspondientes a curvas de luz completas y 6 a incompletas.

En la Figura 7.1 presentamos los tránsitos incompletos con triángulos llenos y los completos con círculos vacíos. Aquí podemos apreciar claramente que los parámetros determinados a partir de tránsitos completos presentan un comportamiento ordenado sin datos que se desvían de la tendencia general. Mientras que para las curvas de luz incompletas los puntos se distribuyen más caóticamente, con algunos valores para los parámetros que se comportan de acuerdo a la tendencia general y otros que se apartan notoriamente de los datos restantes. Si bien la muestra de tránsitos incompletos presenta un número escaso de puntos, estos resultados indicarían una tendencia que necesita confirmarse.

Para determinar si ambos conjuntos de datos representan a la misma población calculamos el promedio y la desviación estándar de las muestras (veáse la Tabla 7.2). No pudimos realizar un *test* de Kolmogorov-Smirnov¹ (K-S) debido a que el número de datos en la submuestra de curvas de luz incompletas es menor a 10. Podemos ver que los valores promedio de i_{norm} y k_{norm} de tránsitos incompletos caen fuera de las distribuciones correspondientes a los tránsitos completos, indicando que ambos con-

¹Esta prueba se utiliza para saber si dos muestras de datos pertenecen a una misma población y se cuantifica por medio del parámetro P. Cuanto más pequeño es este parámetro menor es la probabilidad de que ambas muestras provengan de la misma distribución.

juntos de datos representan a poblaciones diferentes. Otro detalle importante es que no sólo los valores promedio son marcadamente distintos sino que la dispersiones de los parámetros, en el caso de las curvas de luz incompletas, son particularmente grandes.

Estos resultados indicarían que la ausencia de puntos en las curvas de luz puede provocar valores de inclinación y profundidad irreales, lo que está de acuerdo con las conclusiones de la Sección 4.3.1, donde señalamos que el algoritmo Levenberg-Marquardt empleado por el código JKTEBOP, podría no explorar correctamente el espacio de parámetros en el caso de tránsitos parciales. Nuestras conclusiones están de acuerdo con las obtenidas en Gibson et al. (2009) y Barros et al. (2011, 2013) quienes muestran que la incompletitud de un tránsito podría afectar los valores y errores de los parámetros del sistema obtenidos a partir de estas curvas de luz.

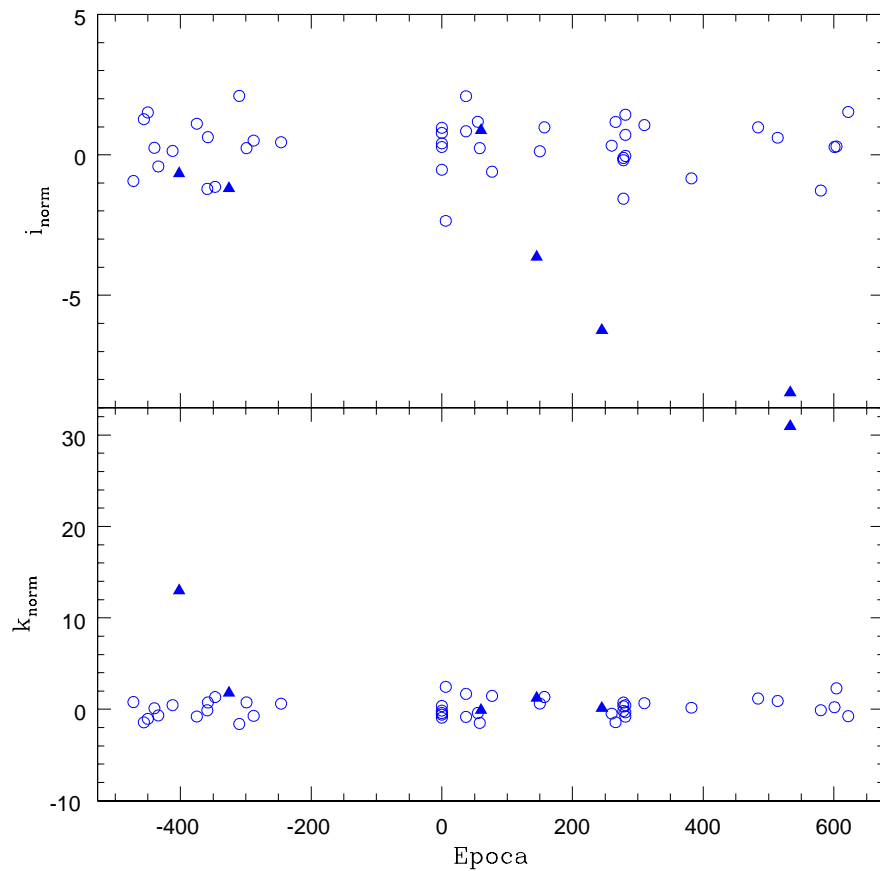


Figura 7.1: Valores i_{norm} (panel superior) y k_{norm} (panel inferior) como función de la época. Los círculos vacíos y los triángulos llenos indican tránsitos completos e incompletos, respectivamente. Por claridad no incluimos las barras de error de los puntos.

Tabla 7.1.: Parámetros fotométricos normalizados i_{norm} y k_{norm} , y factores característicos de las curvas analizados en este capítulo

Época	i_{norm}	k_{norm}	β	PNR	Completo?	Objeto
-488	1.41 ± 1.81	0.2833 ± 0.0126	0.5890	6.348	No	WASP-43b
-477	-0.69 ± 0.90	-0.3333 ± 0.0024	0.7965	6.230	Sí	WASP-43b
-472	-0.93 ± 1.04	0.8000 ± 0.0029	0.9968	4.959	Sí	WASP-43b
-461	0.22 ± 0.84	-0.5167 ± 0.0025	1.0234	5.897	Sí	WASP-43b
-461	0.23 ± 0.78	-0.2333 ± 0.0030	1.3734	0.814	Sí	WASP-43b
-456	1.27 ± 1.04	-1.4167 ± 0.0026	1.1281	4.813	Sí	WASP-43b
-450	1.51 ± 1.26	-1.0333 ± 0.0046	0.7269	3.224	Sí	WASP-43b
-440	0.25 ± 0.70	0.1167 ± 0.0014	0.8990	2.439	Sí	WASP-43b
-434	-0.41 ± 0.68	-0.6667 ± 0.0011	0.6338	2.445	Sí	WASP-43b
-429	-4.04 ± 6.20	2.1500 ± 0.1344	2.6784	5.488	No	WASP-43b
-412	0.14 ± 0.59	0.4667 ± 0.0026	0.8423	1.010	Sí	WASP-43b
-402	-0.67 ± 1.31	12.9833 ± 0.1844	0.9857	3.178	No	WASP-43b
-375	1.11 ± 0.92	-0.7833 ± 0.0017	0.7929	2.992	Sí	WASP-43b
-359	-1.21 ± 0.69	-0.1000 ± 0.0023	0.9215	2.849	Sí	WASP-43b
-358	0.63 ± 0.84	0.7500 ± 0.0019	1.0074	3.038	Sí	WASP-43b
-347	-1.14 ± 0.44	1.3333 ± 0.0017	0.8619	3.284	Sí	WASP-43b
-331	0.61 ± 1.45	0.1167 ± 0.0025	1.5324	3.374	Sí	WASP-43b
-326	-1.19 ± 0.85	1.8000 ± 0.0026	0.9755	3.726	No	WASP-43b
-310	2.10 ± 1.93	-1.6000 ± 0.0074	1.1712	4.602	Sí	WASP-43b
-299	0.24 ± 0.65	0.7667 ± 0.0023	0.7616	2.796	Sí	WASP-43b
-288	0.51 ± 0.90	-0.7167 ± 0.0031	0.9547	2.493	Sí	WASP-43b
-256	-0.37 ± 1.14	0.1500 ± 0.0035	1.1344	6.022	No	WASP-43b
-246	0.45 ± 2.46	0.6176 ± 0.0037	1.0886	1.189	Sí	WASP-4b
-225	0.11 ± 0.76	-0.8529 ± 0.0012	1.3261	0.565	Sí	WASP-4b
-27	0.64 ± 2.18	2.1333 ± 0.0094	1.5102	7.168	No	WASP-43b
0	0.28 ± 0.68	-0.9118 ± 0.0011	0.7463	0.706	Sí	WASP-4b
0	0.41 ± 0.72	-0.1333 ± 0.0038	0.8968	0.432	Sí	WASP-43b
0	0.78 ± 0.50	-0.4000 ± 0.0025	0.8050	0.336	Sí	WASP-43b
0	-0.53 ± 0.39	0.3667 ± 0.0008	0.7165	0.428	Sí	WASP-43b
0	0.96 ± 0.69	-0.5833 ± 0.0017	0.8017	0.521	Sí	WASP-43b
0	-1.07 ± 0.65	-0.0500 ± 0.0021	1.6592	1.814	Sí	WASP-43b
0	-0.75 ± 0.61	-1.0333 ± 0.0022	1.9737	1.819	Sí	WASP-43b
0	-0.15 ± 1.05	-0.8000 ± 0.0019	1.3761	2.088	Sí	WASP-43b
6	-2.35 ± 3.49	2.4500 ± 0.0215	1.0190	1.827	Sí	WASP-43b
37	2.09 ± 3.15	1.6786 ± 0.0064	1.1508	3.977	Sí	WASP-28b
37	0.84 ± 3.70	-0.8188 ± 0.0049	0.9475	2.211	Sí	WASP-28b

Tabla 7.1.: Continuación

Época	i_{norm}	k_{norm}	β	PNR	Completo?	Objeto
38	0.72 ± 0.72	-0.8529 ± 0.0011	1.2882	0.578	Sí	WASP-4b
49	-7.69 ± 2.56	-0.7784 ± 0.0048	0.8963	5.053	Sí	WASP-28b
55	1.18 ± 2.98	-0.4000 ± 0.0073	0.6346	1.925	Sí	WASP-43b
58	0.24 ± 3.69	-1.4889 ± 0.0070	0.9337	2.239	Sí	WASP-28b
60	0.87 ± 10.52	-0.0988 ± 0.1248	0.8813	3.949	No	WASP-28b
77	-0.60 ± 2.91	1.4667 ± 0.0203	0.7913	3.114	Sí	WASP-43b
77	-0.75 ± 5.02	0.3333 ± 0.0161	0.8108	5.395	Sí	WASP-43b
82	0.09 ± 1.74	1.5000 ± 0.0106	1.5288	1.939	Sí	WASP-43b
145	-3.64 ± 3.60	1.2349 ± 0.0100	0.9776	4.362	No	WASP-28b
150	0.13 ± 2.37	0.6398 ± 0.0064	0.8789	2.223	Sí	WASP-28b
157	0.98 ± 2.91	1.3500 ± 0.0134	1.0355	3.153	Sí	WASP-43b
159	0.93 ± 2.80	0.0190 ± 0.0056	1.2533	3.191	No	WASP-28b
160	-13.53 ± 3.93	0.2576 ± 0.0156	1.0963	8.906	No	WASP-28b
179	1.67 ± 3.46	1.8208 ± 0.0118	1.4977	5.509	No	WASP-28b
245	-6.24 ± 1.84	0.1415 ± 0.0065	0.7990	1.818	No	WASP-28b
248	-1.62 ± 4.65	0.7130 ± 0.0108	2.2044	13.428	Sí	WASP-28b
260	0.33 ± 0.59	-0.4706 ± 0.0008	1.0440	0.455	Sí	WASP-4b
263	1.01 ± 1.80	-1.5000 ± 0.0011	1.3337	0.450	Sí	WASP-4b
266	1.17 ± 1.70	-1.4118 ± 0.0016	1.1653	0.518	Sí	WASP-4b
278	-0.19 ± 3.07	-0.1765 ± 0.0042	1.0048	3.064	Sí	WASP-4b
278	0.64 ± 2.23	-0.5588 ± 0.0028	1.4950	2.991	Sí	WASP-4b
278	-1.56 ± 1.60	0.7353 ± 0.0024	0.9720	3.286	Sí	WASP-4b
278	-0.11 ± 2.81	0.3235 ± 0.0023	0.9715	3.437	Sí	WASP-4b
281	1.43 ± -2.47	-0.7941 ± 0.0165	0.9415	2.786	Sí	WASP-4b
281	-2.26 ± 1.15	1.6471 ± 0.0012	1.8070	2.194	Sí	WASP-4b
281	0.71 ± 2.14	-0.3235 ± 0.0023	1.1495	3.018	Sí	WASP-4b
281	-0.04 ± 2.53	0.4412 ± 0.0019	0.8042	2.620	Sí	WASP-4b
298	-0.09 ± -3.75	1.1765 ± 0.0066	0.6714	5.114	Sí	WASP-4b
301	0.45 ± 1.00	-1.1176 ± 0.0007	1.4597	0.751	Sí	WASP-4b
310	1.04 ± -2.34	0.8529 ± 0.0032	1.2867	1.972	Sí	WASP-4b
310	-1.78 ± 0.78	2.7059 ± 0.0010	1.6167	2.012	Sí	WASP-4b
310	-0.83 ± 1.22	0.6176 ± 0.0023	1.4697	2.052	Sí	WASP-4b
310	1.06 ± -3.16	0.6765 ± 0.0024	1.1299	2.152	Sí	WASP-4b
358	-11.53 ± 2.81	2.1608 ± 0.0129	1.7519	7.727	No	WASP-28b

Tabla 7.1.: Continuación

Época	i_{norm}	k_{norm}	β	PNR	Completo?	Objeto
367	-1.04 ± 4.36	2.2522 ± 0.0106	1.3380	8.518	No	WASP-28b
382	-0.84 ± 2.37	0.1740 ± 0.0044	0.8783	4.495	Sí	WASP-28b
429	2.86 ± 4.68	0.4500 ± 0.0195	0.6931	11.377	Sí	WASP-43b
429	0.28 ± 3.69	11.9333 ± 0.1629	0.6464	17.897	No	WASP-43b
451	0.00 ± 0.28	0.0500 ± 0.0010	2.2930	0.673	Sí	WASP-43b
482	4.85 ± 5.06	-0.3667 ± 0.0203	0.9460	6.689	Sí	WASP-43b
484	0.98 ± 2.67	1.1833 ± 0.0085	0.9860	2.354	Sí	WASP-43b
493	-1.54 ± 3.49	1.9333 ± 0.0199	0.7241	11.057	Sí	WASP-43b
514	0.61 ± -2.83	0.9118 ± 0.0035	0.8727	3.282	Sí	WASP-4b
521	0.61 ± 1.73	1.9833 ± 0.0062	1.3305	7.530	Sí	WASP-43b
521	0.30 ± 7.51	-3.7667 ± 0.0228	0.9479	6.659	Sí	WASP-43b
533	-8.46 ± 5.33	30.9500 ± 0.1451	0.8258	4.583	No	WASP-43b
557	1.36 ± 4.31	0.0667 ± 0.0098	1.2797	3.827	Sí	WASP-43b
564	-0.22 ± 4.13	2.6833 ± 0.0208	0.7829	7.177	Sí	WASP-43b
580	-1.27 ± 4.17	-0.0882 ± 0.0044	0.8692	1.921	Sí	WASP-4b
583	1.03 ± -5.01	-0.8824 ± 0.0059	1.3408	2.654	Sí	WASP-4b
601	0.28 ± -3.42	0.2353 ± 0.0047	1.0031	2.092	Sí	WASP-4b
602	-5.92 ± 4.16	20.1833 ± 0.1364	0.9856	5.564	Sí	WASP-43b
604	0.30 ± 2.60	2.2941 ± 0.0044	0.5856	2.692	Sí	WASP-4b
622	1.53 ± 2.99	-0.7500 ± 0.0083	1.0004	3.388	Sí	WASP-43b
851	-3.51 ± 6.80	1.7059 ± 0.0243	1.2810	3.595	Sí	WASP-4b
863	-0.17 ± -4.62	0.2941 ± 0.0171	1.2720	6.369	Sí	WASP-4b
998	-1.18 ± 4.09	-0.2000 ± 0.0183	0.9060	6.371	Sí	WASP-43b
1009	-2.42 ± 2.14	4.0167 ± 0.0120	0.7601	8.612	Sí	WASP-43b
1085	-0.90 ± -4.30	7.7941 ± 0.0095	2.3639	5.447	Sí	WASP-4b
1109	-1.18 ± -6.01	1.6176 ± 0.0064	1.0528	5.538	Sí	WASP-4b
1132	-0.54 ± 3.50	-6.0588 ± 0.0025	1.2397	1.549	Sí	WASP-4b
1307	-7.53 ± 4.56	8.8824 ± 0.0148	0.8012	4.394	Sí	WASP-4b
1310	0.00 ± -5.76	2.0000 ± 0.0114	0.9782	5.287	Sí	WASP-4b
1310	-0.04 ± -3.44	3.5882 ± 0.0057	1.2675	1.909	No	WASP-4b

7.1.2. Ruido Rojo

Para evaluar la influencia del ruido rojo en los valores de inclinación y profundidad procedimos del mismo modo que en la sección anterior. En este caso excluimos de nuestro análisis posterior todos aquellos puntos determinados a partir de tránsitos incompletos y con valores de PNR mayores a 5 mmag. De este modo nos aseguramos de que las conclusiones alcanzadas sean consecuencia sólo del nivel de ruido rojo y no de otro factor. Una vez que descartamos los puntos mencionados, nos quedamos con una muestra total de 64 datos. Adoptamos $\beta_0 = 1.2$ como límite para distinguir curvas de luz fuertemente afectadas por la presencia de ruido rojo $\beta \geq \beta_0$ (20 datos) de aquéllas ligeramente o no afectadas por ruido rojo $\beta < \beta_0$ (44 datos).

En la Figura 7.2 mostramos la variación de i_{norm} (panel superior) y k_{norm} (panel inferior) como función del parámetro β . En ambos casos marcamos con círculos vacíos los datos correspondientes a tránsitos con $\beta < \beta_0$ y en triángulos llenos aquéllos con $\beta \geq \beta_0$. A simple vista no observamos ninguna diferencia entre los parámetros computados en curvas de luz fuertemente y ligeramente afectadas por ruido rojo.

En la Tabla 7.3 presentamos los valores para los promedios y desviaciones estándares calculados en cada caso. Como podemos ver, tanto para i_{norm} como para k_{norm} , los valores de sus promedios coinciden dentro de los errores. Además, puesto que el número de puntos de ambas muestras es superior a 10, evaluamos si ambos conjuntos de datos representan a la misma población por medio de un *test* K-S. Encontramos una probabilidad de 0.37 de que los valores de i_{norm} , fuertemente y ligeramente afectados por ruido rojo, representen a la misma población. Mientras que para los valores de k_{norm} la probabilidad es de 0.35. Si bien para ambos parámetros los valores de probabilidad son relativamente pequeños (inferiores a 0.5) esto no nos permite confirmar que las 2 muestras de i_{norm} y k_{norm} pertenezcan a poblaciones diferentes.

A partir de todos estos resultados podemos concluir que no existen diferencias entre los parámetros fotométricos calculados a partir de curvas de luz con altos niveles de ruido rojo y aquéllas en las que el ruido blanco es el único ruido presente.

Tabla 7.2.: Valores promedio y desviación estándar para i_{norm} y k_{norm} considerando tránsitos completos e incompletos

Tránsito	$\langle i_{\text{norm}} \rangle$	σ_i	$\langle k_{\text{norm}} \rangle$	σ_k
Completo	0.13	1.52	0.309	1.644
Incompleto	-3.22	3.57	7.835	12.352

Tabla 7.3.: Valores promedio y desviación estándar para i_{norm} y k_{norm} considerando tránsitos con $\beta < \beta_0$ y $\beta \geq \beta_0$

Tránsito	$\langle i_{\text{norm}} \rangle$	σ_i	$\langle k_{\text{norm}} \rangle$	σ_k
$\beta < \beta_0$	0.13	1.52	0.309	1.644
$\beta \geq \beta_0$	-0.18	1.24	-0.234	1.773

Tabla 7.4.: Valores promedio y desviación estándar para i_{norm} y k_{norm} considerando tránsitos con $\text{PNR} < 5$ mmag y $\text{PNR} \geq 5$ mmag

Tránsito	$\langle i_{\text{norm}} \rangle$	σ_i	$\langle k_{\text{norm}} \rangle$	σ_k
$\text{PNR} < 5$ mmag	0.03	1.44	0.139	1.690
$\text{PNR} \geq 5$ mmag	-0.82	2.68	2.064	4.957

7.1.3. Photon Noise Rate

Como en las secciones anteriores, estudiamos la influencia de la calidad de las curvas de luz (cuantificada por el parámetro PNR) excluyendo del siguiente análisis los puntos determinados a partir de tránsitos incompletos. Debido a que los resultados de la sección anterior indican que la presencia de ruido rojo no influye en los valores determinados de inclinación y profundidad no excluimos los tránsitos con valores de β mayores o iguales a 1.2. Esto redujo el tamaño de nuestra muestra a 83 datos. Adoptamos como valor límite $\text{PNR} = 5$ mmag para distinguir curvas de luz ruidosas o de baja calidad $\text{PNR} \geq 5$ mmag (19 datos) de curvas de buena calidad $\text{PNR} < 5$ mmag (64 datos).

En la Tabla 7.4 mostramos los valores del promedio y desviación estándar calculados en cada caso. Tanto para i_{norm} como para k_{norm} podemos ver que, al igual que para el análisis de completitud, los valores promedio de ambas submuestras son notablemente distintos. Con el *test* K-S encontramos probabilidades de 0.02 y 0.09 de que los valores de i_{norm} como los de k_{norm} respectivamente, correspondientes a curvas de luz de baja y alta calidad representen a la misma población. En este caso probabilidades tan pequeñas estarían implicando que efectivamente los valores de inclinación y profundidad de ambas muestras no provienen de la misma distribución.

En la Figura 7.3 mostramos la variación de i_{norm} (panel superior) y k_{norm} (panel inferior) como función del parámetro PNR. En ambos casos marcamos con círculos vacíos los datos correspondientes a tránsitos con $\text{PNR} < 5$ mmag y en triángulos llenos aquéllos con $\text{PNR} \geq 5$ mmag. Para intentar establecer la existencia o no de correlaciones entre los parámetros normalizados y PNR, realizamos en cada caso un ajuste lineal a los datos empleando cuadrados mínimos pesados. Para la inclinación obtuvimos un coeficiente de correlación de -0.141. Un valor tan pequeño para r estaría indicando que

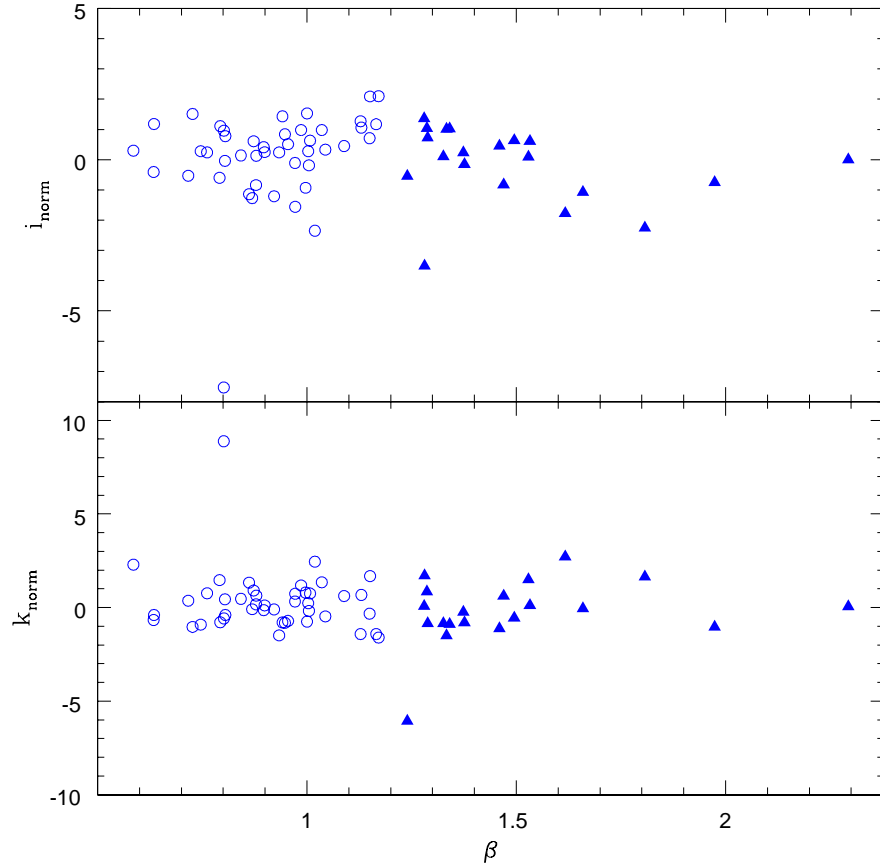


Figura 7.2: Valores i_{norm} (panel superior) y k_{norm} (panel inferior) como función de β . Los círculos vacíos y los triángulos llenos indican tránsitos con $\beta < \beta_0$ y $\beta \geq \beta_0$, respectivamente. Por claridad no incluimos las barras de error de los puntos.

los tránsitos ruidosos no influyen en los valores reales de inclinación. Por otra parte, para la profundidad encontramos una ligera correlación ($r = 0.242$), mostrada en la Figura 7.3 con una línea continua negra, de la forma,

$$k_{\text{norm}} = -0.600 + 0.270 \text{ PNR} \quad (7.2)$$

que implica que las curvas de luz de baja calidad resultarían en una sobreestimación del radio planetario para un dado valor del radio estelar.

7.2. Comparación entre los T_0 obtenidos con JK-TEBOP y los computados con la ETD

Con el objetivo de llevar a cabo análisis de TTVs estadísticamente significativos, muchos trabajos presentan estudios en los que emplean todas las curvas de luz disponibles

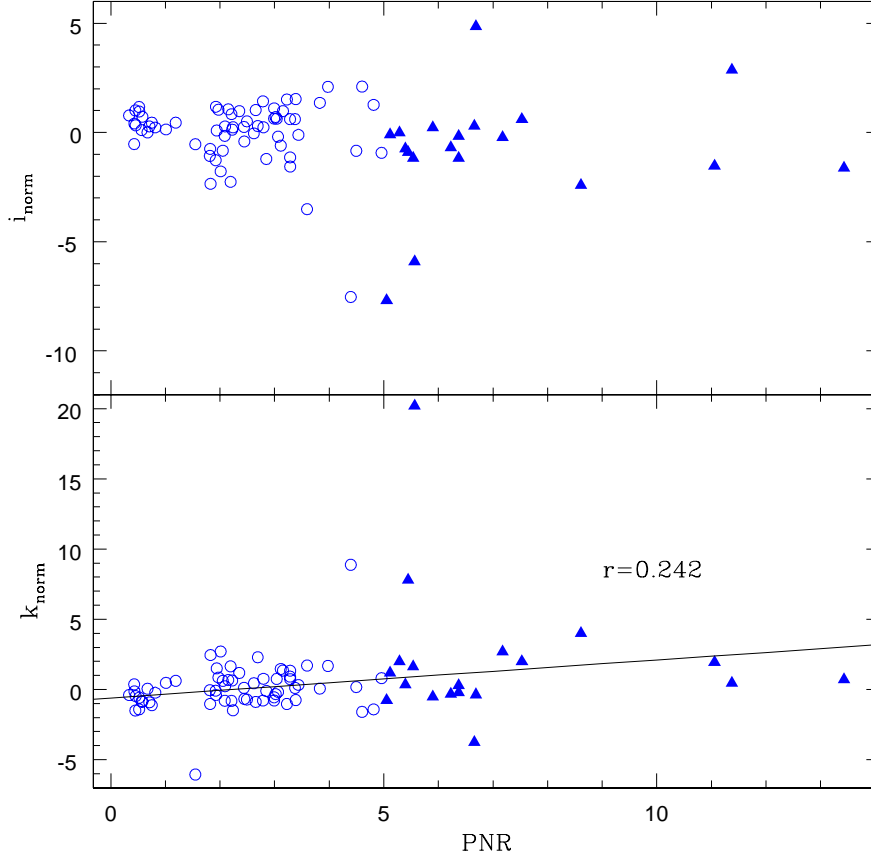


Figura 7.3: Valores i_{norm} (panel superior) y k_{norm} (panel inferior) como función de PNR. Los círculos vacíos y los triángulos llenos indican tránsitos con $\text{PNR} < 5$ mmag y $\text{PNR} \geq 5$ mmag, respectivamente. La línea continua corresponde al mejor ajuste lineal a los datos obtenido por medio de cuadrados mínimos pesados. Por claridad no incluimos las barras de error de los puntos.

en la literatura. Sin embargo, por lo general, en lugar de redeterminar los tiempos de mínimo utilizando sus propios métodos y tratamientos del error, adoptan los valores publicados por otros autores. Como vimos en los capítulos anteriores, esta falta de homogeneidad en la determinación de los valores de T_0 puede llevar a conclusiones erróneas respecto a si existen o no variaciones en los datos.

La ETD es una base de datos ampliamente utilizada por profesionales para extraer información o incluso la fotometría de los tránsitos observados de distintos exoplanetas. En este sentido, la página web da la posibilidad de realizar un ajuste automático de los datos fotométricos a través de la función (Poddaný et al., 2010)

$$m(t_i) = A - 2.5 \log F(z[t_i, t_0, D, b], p, c_1) + B(t_i - t_{\text{mean}}) + C(t_i - t_{\text{mean}})^2, \quad (7.3)$$

donde $m(t_i)$ son las magnitudes relativas determinadas para los tiempos t_i , $t_{\text{mean}} = \Sigma_i t_i / N$ es el tiempo promedio de las N observaciones (o número de datos), z es la separación entre el planeta y la estrella proyectada sobre la estrella, p es el cociente entre los radios de la estrella y el planeta, y $F(z, p, c_1)$ es la rutina “occultsmall” de Mandel & Agol (2002) que representa el flujo recibido de la estrella a medida que el planeta pasa en frente de la misma. Las variables A , B y C describen las tendencias sistemáticas presentes en los datos y el corrimiento del punto cero de magnitudes. Los términos lineal y cuadrático son computados con respecto a t_{mean} para eliminar errores numéricos. El ajuste se realiza bajo la suposición de que el disco del planeta está completamente oscurecido, que $p < 0.2$ y que la ley de oscurecimiento al limbo es lineal con el coeficiente c_1 fijado en 0.5. La trayectoria que describe el planeta a medida que se mueve sobre la superficie estelar es modelada con una línea recta, considerando un parámetro de impacto $b = a \cos i / R_*$. A partir de las suposiciones de que la aproximación más cercana entre los centros proyectados en el plano del cielo de la estrella y el planeta ocurre en el instante t_0 y de que el tránsito completo dura una cantidad D , el programa computa $z[t_i, t_0, D, b]$ para cada t_i .

Los coeficientes de la ecuación 7.4 son calculados empleando el algoritmo de cuadrados mínimos no lineales Levenberg-Marquardt (Press et al., 1992), que requiere valores iniciales para los parámetros y derivadas parciales de la función ajustada. En este sentido la ETD adopta los valores iniciales de la literatura y computa todas las derivadas parciales de la ecuación excepto por $\partial F / \partial z$, $\partial F / \partial p$ y $\partial F / \partial c_1$, las cuales son calculadas numéricamente utilizando el método de Ridder (véase Press et al. 1992). Por último, los valores finales de los parámetros son determinados iterando el procedimiento de ajuste hasta que la diferencia entre dos valores sucesivos de χ^2 es despreciable. Luego, los errores en las magnitudes σ_i , son reescalados de modo que $\chi^2 = N - g$, donde g es el número de parámetros libres (o grados de libertad), y se repite el procedimiento de ajuste para obtener los errores finales en los parámetros. Como usualmente sucede, los errores fotométricos originales están subestimados y este procedimiento permite obtener errores más razonables para los parámetros de salida. A través de este proceso el usuario tiene la posibilidad de ajustar o mantener fijos el tiempo central del tránsito, la duración y la profundidad. De este modo, para cada curva de luz, la ETD publica un valor para el tiempo central de mínimo y su error en unidades de HJD_{UTC} .

Con el objetivo de chequear cómo influye sobre los valores de T_0 la falta de homogeneidad en el método de ajuste, para todas las curvas de luz que extrajimos de la ETD comparamos los tiempos de mínimo calculados con el ajuste automático que provee la página con aquéllos obtenidos con JKTEBOP. Previamente, para cada objeto particular, convertimos los valores de los tiempos de mínimo publicados por la ETD a unidades de BJD_{TDB} con el conversor *on-line* de Eastman et al. (2010). En la Figura 7.4 y la Tabla 7.5 mostramos las diferencias entre los tiempos centrales determinados

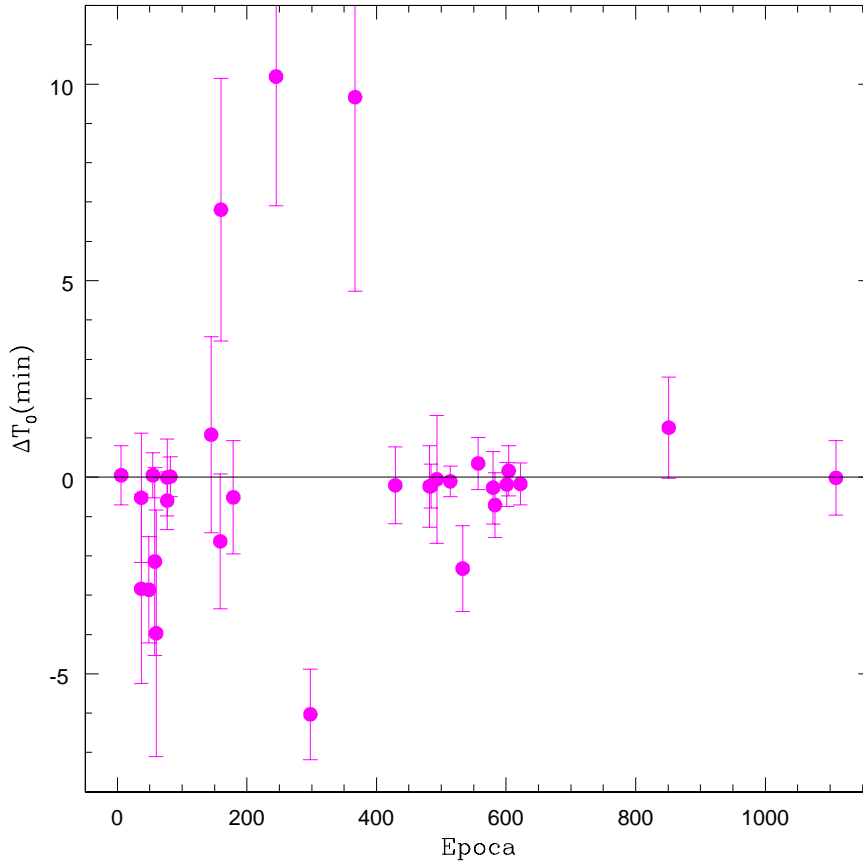


Figura 7.4: Diferencias entre los valores de T_0 medidos con JKTEBOP y con el método de ajuste de la ETD como función de la época. Las barras de error mostradas son las correspondientes a la ETD.

con los 2 métodos de ajuste. Los errores mostrados son los provistos por la ETD. Si los resultados fueran similares, las diferencias deberían ser cero, es decir todos los puntos caerían sobre la línea continua. Sin embargo, podemos ver que las diferencias son tan grandes como 10 minutos. Creemos que estos desacuerdos se deben fundamentalmente a que el modelo de la ETD emplea una ley de oscurecimiento al limbo muy simple. En todo caso estas diferencias subrayan la necesidad de derivar los tiempos de mínimo homogéneamente cuando se buscan TTVs.

7.3. Conclusiones del presente capítulo

El objetivo de este capítulo fue el de investigar la existencia de posibles correlaciones entre los parámetros i y k y aquéllos que describen el aspecto general de las curvas de luz (completitud, ruido rojo y calidad). A partir de las mediciones realizadas sobre los 3 objetos estudiados en capítulos previos encontramos 1 posible correlación.

Por un lado, tanto para la inclinación como para la profundidad, encontramos que los valores determinados a partir de curvas de luz incompletas pueden llegar a diferir fuertemente de los valores reales de estos parámetros. Sin embargo, como este análisis está basado en pocos tránsitos incompletos, se necesitan más datos para confirmar este resultado.

Por otra parte, la calidad de las curvas de luz, cuantificada por el parámetro PNR, también parecería influir en los valores medidos. En este sentido, existiría una posible correlación entre la profundidad y el factor PNR, que implicaría que cuanto peor es la calidad de la curva de luz, más se sobreestimaría el valor de k obtenido.

Finalmente, las diferencias sustanciales entre algunos de los tiempos de mínimo determinados a partir de distintos métodos resaltan la necesidad de realizar análisis homogéneos cuando se buscan otros cuerpos por medio de TTVs.

Tabla 7.5.: Valores de T_0 medidos con JKTEBOP y con el método de ajuste de la ETD

Época	$T_{0,\text{JKTEBOP}} (BJD_{\text{TDB}})$	$T_{0,\text{ETD}} (BJD_{\text{TDB}})$	ΔT_0 (min)	Objeto
6	2455939.674784 \pm 0.000573	2455939.67475 \pm 0.00052	0.049	WASP-43b
37	2455416.529869 \pm 0.005214	2455416.53184 \pm 0.00167	-2.839	WASP-28b
37	2455416.533777 \pm 0.001582	2455416.53414 \pm 0.00114	-0.524	WASP-28b
49	2455457.435933 \pm 0.002501	2455457.43792 \pm 0.00094	-2.862	WASP-28b
55	2455979.533534 \pm 0.000560	2455979.53350 \pm 0.0004	0.050	WASP-43b
58	2455488.118293 \pm 0.003719	2455488.11978 \pm 0.00166	-2.142	WASP-28b
60	2455494.942504 \pm 0.003327	2455494.94526 \pm 0.00218	-3.970	WASP-28b
77	2455997.430635 \pm 0.000550	2455997.43105 \pm 0.00051	-0.594	WASP-43b
77	2455997.429803 \pm 0.000679	2455997.42981 \pm 0.00068	-0.007	WASP-43b
82	2456001.496628 \pm 0.000568	2456001.49662 \pm 0.00035	0.014	WASP-43b
145	2455784.684716 \pm 0.002644	2455784.68396 \pm 0.00173	1.082	WASP-28b
159	2455832.416153 \pm 0.001629	2455832.41729 \pm 0.00119	-1.631	WASP-28b
160	2455835.830611 \pm 0.004218	2455835.82589 \pm 0.00232	6.803	WASP-28b
179	2455900.587763 \pm 0.005352	2455900.58812 \pm 0.00100	-0.511	WASP-28b
245	2456125.571263 \pm 0.000681	2456125.56419 \pm 0.00228	10.190	WASP-28b
298	2455096.587457 \pm 0.000509	2455096.59165 \pm 0.00080	-6.030	WASP-4b
367	2456541.455445 \pm 0.004124	2456541.44873 \pm 0.00343	9.668	WASP-28b
429	2456283.771246 \pm 0.005318	2456283.77139 \pm 0.00068	-0.207	WASP-43b
482	2456326.886948 \pm 0.000602	2456326.88711 \pm 0.00072	-0.230	WASP-43b
484	2456328.514102 \pm 0.000409	2456328.51426 \pm 0.00039	-0.224	WASP-43b
493	2456335.834481 \pm 0.000776	2456335.83452 \pm 0.00113	-0.053	WASP-43b
514	2455385.649493 \pm 0.000279	2455385.64957 \pm 0.00027	-0.103	WASP-4b
533	2456368.372515 \pm 0.001871	2456368.37413 \pm 0.00076	-2.322	WASP-43b
557	2456387.898091 \pm 0.000432	2456387.89785 \pm 0.00046	0.351	WASP-43b
580	2455473.972412 \pm 0.001502	2455473.97260 \pm 0.00064	-0.265	WASP-4b
583	2455477.985895 \pm 0.000819	2455477.98639 \pm 0.00057	-0.707	WASP-4b
601	2455502.075698 \pm 0.000761	2455502.07583 \pm 0.00039	-0.184	WASP-4b
604	2455506.090640 \pm 0.000552	2455506.09053 \pm 0.00044	0.164	WASP-4b
622	2456440.772387 \pm 0.000488	2456440.77251 \pm 0.00037	-0.169	WASP-43b
851	2455836.636009 \pm 0.001295	2455836.63513 \pm 0.00089	1.261	WASP-4b
1109	2456181.897282 \pm 0.000603	2456181.89729 \pm 0.00066	-0.017	WASP-4b

ΔT_0 representa la diferencia en minutos entre los valores de T_0 medidos con JKTEBOP y con el método de ajuste de la ETD.

Conclusiones

El objetivo principal de este trabajo fue el de evaluar a través de un procedimiento homogéneo y por medio del método de TTVs, la existencia de otros cuerpos de masa planetaria alrededor de sistemas en los que ya ha sido confirmada la presencia de un planeta transitante. Dado que cada punto en una curva de variación de TTVs corresponde a la medición del instante en el que se produce el mínimo, es necesario observar un gran número de tránsitos para poder obtener resultados confiables.

Teniendo en cuenta la necesidad de realizar observaciones de tránsitos planetarios con mucha frecuencia durante largos períodos de tiempo, empleamos los telescopios argentinos “Horacio Ghilmetti” (THG) de 40 cm localizado en CASLEO y el de 1.54 m de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre (EABA), ambos de fácil acceso y con una alta disponibilidad de noches de observación. En ambos casos es posible operar el instrumental de forma remota, aunque si bien para el THG la forma de observación es completamente automática, sin requerir la presencia de ningún operador, el modo de observación manual de Bosque Alegre necesita de la presencia de un observador en la sala de control.

Entonces, como primer paso, realizamos una caracterización de ambos telescopios. En el caso del THG de 40 cm, determinamos los parámetros fundamentales de las 2 cámaras utilizadas para llevar a cabo todas las observaciones. Por un lado, para la Apogee U16M determinamos que la respuesta del CCD es lineal hasta 60000 cuentas, mientras que para el ruido de lectura, ganancia y escala de placa obtuvimos valores de 10.7 e-, 1.6 e-/ADU y 0.57 "/pix, respectivamente. En el caso de la cámara U8300 calculamos valores de 9 e-, 0.51 e-/ADU, 0.34 "/pix y 50000 cuentas para el ruido de lectura, ganancia, escala de placa y linealidad. En el caso específico del THG, la fotometría realizada sobre estrellas provenientes de imágenes corregidas y no corregidas por flat, mostró que la corrección por flat lleva, en algunos casos, a determinaciones incorrectas de los valores de magnitud. Como consecuencia, para las imágenes obtenidas con el THG no realizamos la corrección por flat.

Además, tanto para el THG como para el telescopio de 1.54 m, evaluamos cuál es la precisión típica alcanzada y cuáles son las fuentes de ruido que la limitan. Para ello, seleccionamos para cada instrumento un campo estelar poblado con un amplio rango dinámico observado bajo condiciones atmosféricas típicas. Para el THG escogimos la región de WASP-43b observada en la banda V_J , mientras que para el telescopio de 1.54 m seleccionamos el campo de WASP-16b observado en el filtro R_J . En ambos casos determinamos para cada estrella el error total en magnitudes analizando la contribución de los ruidos fotónico, de cielo, de lectura, de centelleo y debido a la corriente oscura. Tanto para el THG como para Bosque Alegre el error total estimado en nuestro análisis para una estrella de magnitud V_J o R_J entre 12 y 13 es de $\sim 2-3$ mmag. Sin embargo, es esperable que el valor real del error sea al menos 1 mmag más grande debido a la existencia de efectos sistemáticos que involucran cambios en las condiciones atmosféricas, masa de aire, seguimiento del telescopio y/o errores relativos en el flat, generando lo que se conoce como “ruido rojo”. En este sentido, las dispersiones obtenidas para los puntos fuera del tránsito de la mayoría de nuestras curvas de luz están de acuerdo con estos valores de error. Este resultado es particularmente interesante porque demuestra que con el instrumental argentino utilizado podrían detectarse no sólo planetas del tipo de Júpiter alrededor de estrellas de tipos espectrales FGK, sino que también podrían encontrarse planetas de la masa de Neptuno alrededor de estrellas frías de tipo M (Butler et al., 2004). Más aún, para el telescopio de 1.54 m de Bosque Alegre, el error total para el rango de magnitudes analizado debería ser actualmente más pequeño que el determinado en este trabajo, dado que su espejo primario fue aluminizado recientemente.

Por otra parte, para realizar fotometría de apertura de alta precisión sobre las imágenes obtenidas con ambos telescopios, desarrollamos la tarea cuasi-automática FOTOMCC en el lenguaje de programas IRAF. Este código identifica los centroides de todas las estrellas presentes en cada imagen a partir de una imagen de referencia escogida por el usuario. Luego, determina magnitudes por medio de la tarea “phot” del paquete DAOPHOT utilizando distintos tamaños de apertura sobre el objeto de interés (en nuestro caso la estrella que posee el planeta transitante). Finalmente, escoge como apertura óptima aquella para la cual la diferencia de magnitudes, determinadas a través de tamaños consecutivos, es menor a 0.001 mag, y se la aplica al resto de las estrellas de la imagen. Los errores adoptados son los provistos por la tarea “phot”. Una vez que computa las magnitudes instrumentales lleva a cabo la fotometría diferencial seleccionando como comparación las estrellas del campo no variables, que aparecen en un alto número de imágenes y que, además, dan como resultado las curvas de luz de menor dispersión.

Construimos nuestra muestra inicial incluyendo estrellas del Hemisferio Sur, con $V < 14$ y cuyos planetas generaran tránsitos con profundidades superiores a 14 mmag.

Sin embargo, la muestra final de objetos quedó constituida por las estrellas WASP-28, WASP-4 y WASP-43 que fueron las únicas de la muestra inicial que contaron con más de 10 tránsitos. Este requisito fue necesario para garantizar que los resultados obtenidos en el análisis de TTVs fuesen confiables.

Para el sistema WASP-28, constituido por una estrella de clase espectral F8 y un planeta de tipo Júpiter caliente ($M_P = 0.907 M_J$, $R_P = 1.213 R_J$ y $P = 3.408$ días) analizamos un total de 15 tránsitos planetarios: 4 observados con el THG y 11 extraídos de la literatura. Con el código FUNDPAR determinamos los parámetros estelares fundamentales (T_{eff} , $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$ y ξ) utilizando espectros HARPS de alta relación señal-ruido. Estimamos los parámetros fotométricos finales del sistema a partir de las 5 curvas de luz completas de mejor calidad ($\beta < 1.2$ y $\text{PNR} < 5$ mmag) de nuestra muestra, utilizando el programa JKTEBOP. Con los valores de los parámetros estelares fundamentales y de los fotométricos redeterminamos los parámetros físicos de la estrella y el exoplaneta empleando el código JKTABSDIM. Nuestras determinaciones están de acuerdo, dentro de los errores, con los valores obtenidos por Anderson et al. (2014).

Para las 8 curvas de luz incompletas de nuestra muestra evaluamos cuál es la influencia de los valores iniciales en los parámetros finales calculados a través del algoritmo Levenberg-Marquardt. Encontramos que diferencias de ± 3 veces el error en las cantidades iniciales pueden dar valores de i , k y Σ notablemente distintos de los reales. Este resultado indica que el algoritmo Levenberg-Marquardt podría no explorar correctamente el espacio de parámetros cuando se trata de tránsitos parciales.

Realizamos el primer estudio de TTVs para este objeto. Para ello redeterminamos las efemérides del sistema a partir de los tiempos de mínimo computados para las 7 curvas de luz completas. El valor de 0.7 obtenido para la χ_r^2 del ajuste indica que una efemérides lineal es la que mejor representa el comportamiento de los datos, descartando la posibilidad de variaciones en los tiempos de mínimo. Es importante notar que la inclusión de las mediciones de T_0 provenientes de las curvas de luz incompletas en el cómputo de efemérides llevan a la conclusión errónea de que el ajuste lineal con $\chi_r^2 = 3.27$ no es bueno, y que podrían existir variaciones en los datos. Este resultado confirma el obtenido por Gibson et al. (2009), quienes demostraron que en la mayoría de los casos los tiempos de mínimo calculados en base a tránsitos incompletos no son correctos. Por otra parte, tampoco encontramos variaciones en el comportamiento a largo plazo de los parámetros i y k . Esto último confirma que no existiría un tercer cuerpo en el sistema, a menos que sea de baja masa.

A partir de la dispersión de 3.6 minutos obtenida para las diferencias entre los T_0 medidos y calculados (O-C), estimamos masas máximas de 0.17 y 0.5 M_J para un per-

turbador no detectado en una órbita con $e = 0.25$ y $e = 0$ respectivamente. Mientras que para las posiciones de resonancia de movimientos medios de primer orden (2:1, 3:2, 4:3 y 5:4) con WASP-28b nuestros resultados nos permiten excluir la presencia de un cuerpo de masa superior a 1.9, 2.8, 3.8 y 4.7 M_{\oplus} .

Finalmente, determinamos las componentes de la velocidad espacial galáctica de WASP-28 y encontramos que pertenece al disco fino de la Galaxia con una probabilidad de ~ 0.98 . Además, a pesar de la baja metalicidad de la estrella ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.2$ dex), la formación del Júpiter caliente WASP-28b podría explicarse tanto por el modelo de acreción de núcleos como por el de inestabilidad gravitacional. En el primer caso, teniendo en cuenta que la metalicidad de WASP-28 se encuentra por encima del valor mínimo requerido para la formación de planetas gigantes gaseosos, la cantidad de sólidos presente en el disco protoplanetario habría sido la adecuada para formar rápidamente el núcleo planetario y posibilitar que éste migre a las cercanías de la estrella. Mientras que, en el segundo caso, la baja metalicidad del disco protoplanetario habría sido suficiente para permitir la fragmentación y el colapso de los protoplanetas resultantes.

Para el sistema WASP-4, formado por una estrella G7 de secuencia principal y un planeta de tipo Júpiter caliente ($M_{\text{P}} = 1.28 M_{\text{J}}$, $R_{\text{P}} = 1.39 R_{\text{J}}$ y $P = 1.33$ días) analizamos un total de 34 curvas de luz: 3 observadas con el THG, 3 con el telescopio de 1.54 m de la EABA y 28 extraídas de la literatura. Derivamos los parámetros estelares fundamentales a partir de espectros HARPS de alta relación señal-ruido. Los parámetros fotométricos finales los determinamos basándonos en 14 curvas de luz completas y consideradas de alta calidad de acuerdo a los mismos criterios que utilizamos para WASP-28. Con el código JKTABSDIM redeterminamos los parámetros físicos de ambas componentes del sistema que, a excepción de i , coinciden dentro de los errores con los obtenidos por otros autores. Para la inclinación obtenemos un valor más pequeño que el determinado en otros trabajos, a excepción de Southworth (2009) quienes calculan un rango posible de inclinaciones cuyo límite inferior coincide con nuestro valor medido. Creemos que nuestra falta de acuerdo en el valor de i se debe a que el código de ajuste que empleamos en esta tesis (el mismo utilizado por Southworth et al.), difiere del usado en el resto de los trabajos.

Si bien existen muchos antecedentes de estudios de TTVs en este sistema, éste es sólo el segundo trabajo en donde se realiza un análisis homogéneo de variaciones en los tiempos de mínimo. A partir de todos los T_0 , excepto por los puntos anómalos de las épocas 298 y 1085, analizamos la influencia del ruido rojo y de la falta de puntos en las curvas de luz sobre las efemérides calculadas. Para ello construimos 3 muestras: la primera de ellas considerando los 32 puntos, la segunda excluyendo sólo el tránsito incompleto y la tercera con los T_0 provenientes de tránsitos completos y escasa o

nula presencia de ruido rojo (29 puntos). Encontramos que los valores de los períodos computados en los 3 casos son similares, con diferencias de menos de 1 segundo. Sin embargo, para los valores de T_{minref} encontramos diferencias de 10 segundos entre las 2 muestras que excluyen el tránsito incompleto y la que sí lo incluye. Este resultado concuerda con el obtenido para WASP-28, enfatizando el hecho de que los tiempos de mínimo calculados a partir de curvas de luz incompletas pueden llevar a interpretaciones equivocadas respecto a la presencia de TTVs. En cuanto a la presencia de ruido rojo en los tránsitos, no encontramos diferencias entre los T_{minref} de la segunda y tercer muestra, lo cual indicaría que no influye en el cómputo de efemérides. Finalmente, adoptamos las efemérides dadas por la tercer muestra ya que fue la que dió el menor error para P . El mejor ajuste a los puntos fue el lineal con una $\chi_r^2 = 0.94$. Este resultado, junto con la ausencia de períodos significativos en el comportamiento de i y k , sostienen la conclusión de que no existiría un perturbador presente en el sistema.

Teniendo en cuenta la dispersión de casi 2 minutos obtenida para los valores de O-C, estimamos masas máximas para un cuerpo no detectado de 0.23 y de más del 50 % de la masa de Júpiter para una órbita excéntrica ($e = 0.25$) y otra circular, respectivamente. Además, nuestros resultados excluyen la presencia de un perturbador de masa superior a 1.8, 3.6, 5.4 y 7.2 M_{\oplus} en las resonancias 2:1, 3:2, 4:3 y 5:4.

Para el sistema WASP-43, constituido por una estrella fría K7V y un planeta del tipo Júpiter caliente ($M_P = 2.03 M_J$, $R_P = 1.03 R_J$ y $P = 0.81$ días), analizamos un total de 51 curvas de luz: 7 observadas con el THG, 2 con el telescopio de 1.54 m de la EABA y 42 extraídas de la literatura. Debido a la dificultad de realizar determinaciones sobre espectros de estrellas tardías, empleamos parámetros estelares fundamentales obtenidos de la literatura. A partir de ellos y de los valores de i , k y Σ obtenidos de las 22 curvas completas y de mejor calidad de nuestra muestra, determinamos los parámetros físicos de la estrella y el exoplaneta. Excepto por la edad y T'_{eq} , el resto de los valores coinciden, dentro de los errores, con los determinados en trabajos previos. Respecto de la edad existe un desacuerdo general entre todos los valores reportados. En cuanto a la temperatura de equilibrio, la calculamos considerando el valor del albedo de Bond dado por Stevenson et al. (2014). Nuestro resultado coincide únicamente con el publicado por Hellier et al. (2011). Al igual que para la edad, las determinaciones anteriores de T'_{eq} no presentan acuerdo entre ellas.

Blecic et al. (2014) y Murgas et al. (2014) señalan que las efemérides de este sistema son mejor descriptas por un modelo cuadrático que por uno lineal. A partir del ajuste cuadrático computan tasas de decaimiento para el período orbital de $\dot{P} = -0.65 \pm 0.12$ s año⁻¹ (Blecic et al., 2014) y $\dot{P} = -0.15 \pm 0.06$ s año⁻¹ (Murgas et al., 2014). Ellos atribuyen este comportamiento a que, producto de las fuerzas tidales ocasionadas por la cercanía a la estrella, el planeta WASP-43b está cayendo rápidamente sobre ella.

En este trabajo computamos las efemérides del sistema a partir de los 43 tránsitos completos de nuestra muestra y ajustamos los datos con un modelo lineal y uno cuadrático. Seguimos la metodología empleada en las publicaciones previas y encontramos un valor para el parámetro BIC de 83.27 para el ajuste lineal y $\text{BIC} = 87.48$ para el modelo cuadrático, que indican que los datos son mejor descritos por un ajuste lineal ($\chi_r^2 = 1.28$). A modo de comparación, calculamos una tasa de decaimiento para el período orbital de $\dot{P} = -0.083 \pm 0.055 \text{ s año}^{-1}$, similar a la encontrada por Chen et al. (2014) quienes también coinciden en que las efemérides lineales son las que mejor describen el comportamiento de los datos.

Este resultado nos lleva a la conclusión de que no existen variaciones en los tiempos de mínimo atribuibles a la presencia de un perturbador. Los valores anómalos de las diferencias O-C que se encuentran por encima de la zona delimitada por $\pm\sigma$ se explicarían por el pasaje del planeta frente a manchas sobre la superficie estelar. Por otra parte, estudiamos el comportamiento a largo plazo de la inclinación y la profundidad. La falta de períodos significativos en los datos dan apoyo a la no existencia de otro cuerpo en el sistema.

Considerando una dispersión de 1.08 minutos, encontramos que la masa máxima de un posible perturbador en una órbita con $e = 0.25$ sería de $0.25 M_J$, mientras que si se localiza en una órbita circular sería del 60% de la masa de Júpiter. Para el caso resonante nuestro análisis reveló que es posible excluir un perturbador de masa superior a 2.7, 5.4, 8.2 y $10 M_{\oplus}$ en las resonancias 2:1, 3:2, 4:3 y 5:4.

Por otra parte, analizamos los resultados de las observaciones fotométricas que realizamos en los filtros V_J (26 noches) y R_J (27 noches) entre los meses de abril y julio de 2014. En ninguna de las 2 series de datos encontramos indicios de variaciones periódicas que confirmasen el período de rotación de 15.6 días obtenido por Hellier et al. (2011).

De los resultados obtenidos previamente para los 3 objetos se desprenden 2 tendencias importantes. Por un lado, tanto el análisis de TTVs realizado para WASP-28b como la redeterminación de efemérides en el caso de WASP-4b, considerando y excluyendo en ambos casos los tránsitos parciales, resaltan la necesidad de no incluir, en estudios de TTVs, tiempos de mínimo determinados a partir de curvas de luz incompletas. Como vimos, el principal problema radica en que su inclusión puede llevar a concluir erróneamente que existen variaciones en los tiempos de mínimo en sistemas en los que realmente no las hay.

Steffen et al. (2012) buscaron indicios de compañeras planetarias en estrellas con planetas identificadas por la misión Kepler. En contraste con la presencia de TTVs

detectada en sistemas con Júpiteres de largo período, Neptunos calientes y Tierras calientes, no encontraron evidencia de TTVs en las estrellas con Júpiteres calientes. Ellos señalan que esta diferencia, en cuanto a la presencia o ausencia de compañeras, estaría indicando distintas historias de formación planetaria y evolución dinámica. Así, la mayoría de los planetas del tipo Júpiter caliente se formarían a partir del *scattering* planeta-planeta (Nagasawa et al., 2008; Wu & Lithwick, 2011; Naoz et al., 2011), proceso que convierte en poco probable la formación y permanencia de planetas terrestres interiores y/o dentro de la zona habitable dado que se espera que sean eyectados fuera del sistema (Ford & Rasio, 2008).

En este sentido, la no detección de variaciones en los tiempos de mínimo de los 3 sistemas con Júpiteres calientes analizados, está de acuerdo con los resultados obtenidos por Steffen et al. (2012), sugiriendo que éstos probablemente se han formado a través de un proceso de *scattering* planeta-planeta.

Finalmente, buscamos correlaciones entre los parámetros fotométricos i y k y los factores completitud, ruido rojo y calidad que describen el aspecto general de las curvas de luz. Construimos una muestra total de 100 datos con los valores de inclinación y profundidad de los 3 objetos estudiados, normalizados de acuerdo a los valores de dispersión y promedio obtenidos en cada caso.

Evaluamos la influencia de la falta de puntos en las curvas de luz sobre los parámetros fotométricos, a partir de la comparación entre los valores de i y k obtenidos de tránsitos completos (44 datos) y los obtenidos de tránsitos incompletos (6 datos). En cuanto a la inclinación encontramos para el promedio y la dispersión $\langle i_{\text{norm}} \rangle = 0.13$ y $\sigma_i = 1.52$ para la muestra de curvas de luz completas, mientras que para las curvas de luz incompletas obtuvimos $\langle i_{\text{norm}} \rangle = -3.22$ y $\sigma_i = 3.57$. Respecto a la profundidad calculamos $\langle k_{\text{norm}} \rangle = 0.309$ y $\sigma_k = 1.644$ para la muestra de tránsitos completos y $\langle k_{\text{norm}} \rangle = 7.835$ y $\sigma_k = 12.352$ para la muestra de tránsitos incompletos. En ambos casos notamos que los valores promedio calculados a partir de las curvas de luz incompletas difieren notablemente de los obtenidos en el caso completo. Además los altos valores de σ indican que existen muchos valores de inclinación y profundidad determinados a partir de tránsitos incompletos que se apartan notoriamente del promedio. Este resultado, que muestra la existencia de una posible correlación entre la falta de puntos en las curvas de luz y los valores determinados de i y k , está de acuerdo con lo obtenido por Gibson et al. (2009) y Barros et al. (2011, 2013) quienes llegan a conclusiones similares.

También analizamos la influencia del ruido rojo sobre los parámetros fotométricos medidos. Para ello comparamos los valores de i y k obtenidos de tránsitos con $\beta < 1.2$, es decir ligeramente o no afectados por ruido rojo (44 datos), con los deter-

minados a partir de curvas de luz fuertemente afectadas por la presencia de ruido rojo ($\beta \geq 1.2$, 20 datos). En cuanto a la inclinación encontramos, para el promedio y la dispersión, $\langle i_{\text{norm}} \rangle = 0.13$ y $\sigma_i = 1.52$ para la muestra de curvas de luz con $\beta < 1.2$, e $\langle i_{\text{norm}} \rangle = -0.18$ y $\sigma_i = 1.24$ para las curvas de luz con $\beta \geq 1.2$. Respecto a la profundidad calculamos $\langle k_{\text{norm}} \rangle = 0.309$ y $\sigma_k = 1.644$ para la muestra de tránsitos con escaso o nulo ruido rojo, y $\langle k_{\text{norm}} \rangle = -0.234$ y $\sigma_k = 1.773$ para aquéllas con ruido rojo. En ambos casos notamos que los valores promedio coinciden dentro de los errores, con dispersiones similares para las 2 muestras. Además, a partir del *test* K-S, encontramos probabilidades de 0.37 y 0.35 de que los valores de i_{norm} y k_{norm} , fuertemente y ligeramente afectados por ruido rojo respectivamente, representen a la misma población. Todos estos resultados indicarían que no existe una correlación entre la presencia de ruido rojo y los valores de los parámetros i y k .

Además, estudiamos la influencia de la calidad de las curvas de luz sobre los parámetros fotométricos determinados. Comparamos los valores de i y k calculados a partir de tránsitos de alta calidad (PNR < 5 mmag, 64 datos), con los obtenidos de curvas de luz de baja calidad (PNR ≥ 5 mmag, 19 datos). Respecto a la inclinación encontramos para el promedio y la dispersión $\langle i_{\text{norm}} \rangle = 0.03$ y $\sigma_i = 1.44$ para la muestra de curvas de luz con PNR < 5 mmag, e $\langle i_{\text{norm}} \rangle = -0.82$ y $\sigma_i = 2.68$ para las curvas de luz con PNR ≥ 5 mmag. En cuanto a la profundidad calculamos $\langle k_{\text{norm}} \rangle = 0.139$ y $\sigma_k = 1.69$ para la muestra de tránsitos de alta calidad y $\langle k_{\text{norm}} \rangle = 2.064$ y $\sigma_k = 4.957$ para aquéllos de baja calidad. Del mismo modo que para el análisis de completitud, los valores promedio determinados para las curvas de luz de alta calidad son notablemente distintos de los obtenidos para las curvas de luz de baja calidad. Las probabilidades de 0.02 y 0.09, determinadas con el *test* K-S, señalan que los valores de i_{norm} y k_{norm} obtenidos de curvas de luz de baja y alta calidad, no representan a la misma población. Estos resultados indican que las determinaciones de inclinación y profundidad sí se ven influenciadas por la calidad del tránsito a partir del cual se miden. Además, para la profundidad encontramos una ligera relación positiva con el factor PNR de la forma: $k_{\text{norm}} = -0.600 + 0.270 \text{ PNR}$ cuyo coeficiente de correlación es $r = 0.242$. Esto indica que los tránsitos de baja calidad llevarían a mediciones sobreestimadas del radio planetario, lo que puede inducir a la incorrecta interpretación de que el planeta estudiado tiene un tamaño superior al real.

En base a estos resultados, hacemos énfasis en que es necesario ser precavidos cuando se analizan las propiedades fotométricas de planetas derivadas de curvas de luz de baja calidad y/o incompletas.

Por último, evaluamos las diferencias entre los tiempos de mínimo calculados con el programa JKTEBOP y con el código de ajuste empleado por la ETD, para aquellos tránsitos extraídos de dicha base de datos. Encontramos diferencias de hasta 10 minu-

tos. Éste es un resultado importante, ya que reafirma la necesidad de realizar análisis homogéneos para obtener resultados confiables respecto a la existencia de TTVs.

Apéndice A

Unidades de los tiempos de mínimo

La precisión en los tiempos de mínimo medidos se encuentra limitada no sólo por los datos en sí mismos, sino también por el *time stamp* al cual es referido el evento. Eastman et al. (2010) definen el *time stamp* como la combinación entre el “marco de referencia”, es decir la ubicación geométrica en la cual se mide el tiempo en el que se produce el evento (distintos marcos de referencia diferirán sólo en el intervalo de tiempo que tarda la luz en desplazarse entre ellos), y el “tiempo estándar”, es decir el modo particular en el que el reloj mide el tiempo y su punto cero elegido. Dado que la determinación precisa de los tiempos de mínimo es crucial para interpretar correctamente los TTVs, el *time stamp* empleado usualmente es el Día Juliano Baricéntrico basado en el Tiempo Dinámico Baricéntrico (BJD_{TDB} , por sus siglas en inglés *Barycentric Julian Date in the Barycentric Dynamical Time*). Este *time stamp* supone como marco de referencia al baricentro del Sistema Solar y el TDB como tiempo estándar. El TDB es el tiempo terrestre o TT¹ corregido por el retraso debido a la dilatación del tiempo y el *redshift* gravitacional producido por los movimientos del Sol y de los otros cuerpos del Sistema Solar.

Si tenemos presente que la precisión en los tiempos de mínimo requerida actualmente es de ~ 1 seg, el BJD_{TDB} puede calcularse por medio de la siguiente expresión

$$BJD_{\text{TDB}} = JD_{\text{UTC}} + \Delta_{R_{\odot}} + \Delta_{\text{C}}, \quad (\text{A.1})$$

donde JD_{UTC} es el Día Juliano basado en el Tiempo Universal Coordinado² (UTC, por sus siglas en inglés *Coordinated Universal Time*), $\Delta_{R_{\odot}}$ es el *Romer Delay* y Δ_{C} es

¹Es el promedio de los tiempos medidos por relojes atómicos que corren a la misma tasa que el geode a 0 K, siendo 1 segundo igual a “9192631770 períodos de la radiación correspondiente a la transición entre los 2 niveles hiperfinos del estado basal del átomo de Cesio 133” definido por la Resolución 1 de la tercera reunión de la *Conférence Générale des Poids et Mesures* (CGPM) en 1967.

²Corre a la misma tasa que el TT pero presenta un desplazamiento variable respecto al mismo y es discontinuo. El UTC es el tiempo estándar utilizado actualmente para las comunicaciones. Como

la corrección introducida para convertir los tiempos en UTC a TDB. En particular, el *Romer Delay* se debe a que, puesto que la velocidad de la luz es finita, a medida que la Tierra se desplaza sobre su órbita, la luz proveniente de un objeto astrofísico puede adelantarse o retrasarse tanto como 8.3 minutos medidos desde el tiempo intrínseco en el que se produce el evento.

Para los tránsitos analizados en esta tesis convertimos todos los tiempos obtenidos inicialmente en HJD_{UTC} o GJD_{UTC} ³ a BJD_{TDB} . Para ello empleamos el conversor *on-line*⁴ de Eastman et al. (2010) que tiene en cuenta todos los factores mencionados anteriormente.

resultado, los relojes de las computadoras sincronizados con servidores NTP (*Network Time Protocol*) miden tiempos en UTC.

³ GJD es el Día Juliano Geocéntrico y supone como marco de referencia el centro de la Tierra.

⁴<http://astrutils.astronomy.ohio-state.edu/time/>

Apéndice B

Periodograma de Lomb-Scargle

Muchos procesos astronómicos, como por ejemplo las perturbaciones en los tiempos de mínimo de un planeta transitante provocadas por la presencia de otro cuerpo, son de naturaleza periódica. Sin embargo, no es usual que los valores medidos se encuentren equiespaciados temporalmente puesto que los datos son generalmente obtenidos en intervalos irregulares de tiempo. Esta dificultad puede presentarse debido a que los objetos no pueden ser observados durante todo el año, a condiciones meteorológicas desfavorables que obligan a detener las observaciones generando una ventana temporal en los datos, etc. La solución más simple para encontrar periodicidades en este caso es utilizar un método que permita calcular periodogramas a partir de la muestra original no equiespaciada. Uno de los más conocidos es el desarrollado por Lomb (1976) y Scargle (1982) y posteriormente modificado por Horne & Baliunas (1986), llamado Periodograma de Lomb-Scargle, que constituye una poderosa herramienta para encontrar y probar las señales periódicas de una muestra de datos no equiespaciada. A continuación describimos brevemente en qué consiste el método.

Para un conjunto de valores $X(t_i)$, con $i=1, \dots, N_0$, correspondientes a los tiempos de observación t_i , el periodograma como función de la frecuencia ω se define de acuerdo a Horne & Baliunas como

$$P_N(\omega) = \frac{1}{\sigma^2} \frac{[\sum_{j=1}^{N_0} X(t_j \cos \omega(t_j - \tau))]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{[\sum_{j=1}^{N_0} X(t_j \sin \omega(t_j - \tau))]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} \sin^2 \omega(t_j - \tau)}, \quad (\text{B.1})$$

donde τ está definido por la ecuación

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{(\sum_{j=1}^{N_0} \sin 2\omega t_j)}{(\sum_{j=1}^{N_0} \cos 2\omega t_j)}, \quad (\text{B.2})$$

y σ es la varianza de los datos.

El periodograma definido de esta manera presenta varias propiedades útiles. En primer lugar, la inclusión del término τ hace que el periodograma sea invariante a los desplazamientos temporales en el origen. Segundo, la forma en la que está expresado hace que el análisis del periodograma sea equivalente a un ajuste de cuadrados mínimos de curvas seno a los datos. Además, $P_N(\omega)$ está definido de tal forma que si la señal $X(t_j)$ es puramente ruido, la potencia en $P_N(\omega)$ sigue una distribución de probabilidad exponencial. Esta distribución exponencial provee una estimación conveniente de la probabilidad de que un dado pico sea una señal verdadera, o si es el resultado de ruido distribuído aleatoriamente.

B.1. Probabilidad de Falsa Alarma

La Probabilidad de Falsa Alarma (o FAP por sus siglas en inglés *False Alarm Probability*) se define a través de la distribución e^{-z} , la cual implica que dada una frecuencia ω_0 , la probabilidad de que $P_N(\omega_0)$ sea de altura z o más grande es $Pr[P_N(\omega_0) > z] = e^{-z}$. Aquí z corresponde al pico más alto en el periodograma muestreado para N_i frecuencias independientes. Por lo tanto, la probabilidad de que cada frecuencia independiente sea más pequeña que z es $1 - e^{-z}$, de modo que la probabilidad de que cada una de las frecuencias sea más baja que z es $[1 - e^{-z}]^{N_i}$. Por lo tanto la probabilidad de que algún pico sea de altura z o mayor es la Probabilidad de Falsa Alarma: $F = 1 - [1 - e^{-z}]^{N_i}$ (Scargle, 1982). Específicamente la FAP indica cuál es la probabilidad de que ocurra un pico de altura z suponiendo que los datos consisten solamente de ruido. Consecuentemente, la cantidad $1 - F$ es la probabilidad de que los datos contengan alguna señal.

La aparición de picos significativos múltiples en el periodograma puede ser causada por la presencia de más de una señal periódica en los datos. Alternativamente, una señal verdadera de frecuencia ω_0 puede ocasionar picos en el periodograma en otras frecuencias distintas debido a la longitud finita de la ventana de datos y a irregularidades en el espaciamiento de los mismos. Estos picos pueden tener alturas significativas. Este problema se conoce comúnmente como *aliasing*. Un método útil para determinar si un pico con una FAP significativa es real es restarle a los datos una curva seno de frecuencia ω_0 que corresponda al pico más significativo y recomputar el periodograma. Luego, cualquier frecuencia significativa distinta de ω_0 que aún aparezca en los datos, probablemente sea una señal.

Bibliografía

- Agol, E., Steffen, J., Sari, R., & Clarkson, W. 2005, MNRAS, 359, 567
- Alibert, Y., Mordasini, C., & Benz, W. 2011, A&A, 526, A63
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., & Starrfield, S. 1997, ARA&A, 35, 137
- Alonso, R., Brown, T. M., Torres, G., Latham, D. W., Sozzetti, A., Mandushev, G., Belmonte, J. A., Charbonneau, D., Deeg, H. J., Dunham, E. W., O'Donovan, F. T., & Stefanik, R. P. 2004, ApJL, 613, L153
- Alonso, R., Moutou, C., Endl, M., Almenara, J.-M., Guenther, E. W., Deleuil, M., Hatzes, A., Aigrain, S., Auvergne, M., Baglin, A., Barge, P., Bonomo, A. S., Bordé, P., Bouchy, F., Cavarroc, C., Cabrera, J., Carpano, S., Csizmadia, S., Cochran, W. D., Deeg, H. J., Díaz, R. F., Dvorak, R., Erikson, A., Ferraz-Mello, S., Fridlund, M., Fruth, T., Gandolfi, D., Gillon, M., Grziwa, S., Guillot, T., Hébrard, G., Jorda, L., Léger, A., Lammer, H., Lovis, C., MacQueen, P. J., Mazeh, T., Ofir, A., Ollivier, M., Pasternacki, T., Pätzold, M., Queloz, D., Rauer, H., Rouan, D., Santerne, A., Schneider, J., Tadeu dos Santos, M., Tingley, B., Titz-Weider, R., Weingrill, J., & Wuchterl, G. 2014, A&A, 567, A112
- Anderson, D. R., Collier Cameron, A., Hellier, C., Lendl, M., Lister, T. A., Maxted, P. F. L., Queloz, D., Smalley, B., Smith, A. M., Triaud, A. H. M. J., Brown, D. J. A., Gillon, M., Neveu-VanMalle, M., Pepe, F., Pollacco, D., Segransan, D., Udry, S., West, R. G., & Wheatley, P. J. 2014, ArXiv e-prints
- Ballard, S., Fabrycky, D., Fressin, F., Charbonneau, D., Desert, J.-M., Torres, G., Marcy, G., Burke, C. J., Isaacson, H., Henze, C., Steffen, J. H., Ciardi, D. R., Howell, S. B., Cochran, W. D., Endl, M., Bryson, S. T., Rowe, J. F., Holman, M. J., Lissauer, J. J., Jenkins, J. M., Still, M., Ford, E. B., Christiansen, J. L., Middour, C. K., Haas, M. R., Li, J., Hall, J. R., McCauliff, S., Batalha, N. M., Koch, D. G., & Borucki, W. J. 2011, ApJ, 743, 200
- Barros, S. C. C., Boué, G., Gibson, N. P., Pollacco, D. L., Santerne, A., Keenan, F. P., Skillen, I., & Street, R. A. 2013, MNRAS, 430, 3032

- Barros, S. C. C., Pollacco, D. L., Gibson, N. P., Howarth, I. D., Keenan, F. P., Simpson, E. K., Skillen, I., & Steele, I. A. 2011, *MNRAS*, 416, 2593
- Beerer, I. M., Knutson, H. A., Burrows, A., Fortney, J. J., Agol, E., Charbonneau, D., Cowan, N. B., Deming, D., Desert, J.-M., Langton, J., Laughlin, G., Lewis, N. K., & Showman, A. P. 2011, *ApJ*, 727, 23
- Blecic, J., Harrington, J., Madhusudhan, N., Stevenson, K. B., Hardy, R. A., Cubillos, P. E., Hardin, M., Bowman, O., Nymeyer, S., Anderson, D. R., Hellier, C., Smith, A. M. S., & Collier Cameron, A. 2014, *ApJ*, 781, 116
- Bond, I. A., Udalski, A., Jaroszyński, M., Rattenbury, N. J., Paczyński, B., Soszyński, I., Wyrzykowski, L., Szymański, M. K., Kubiak, M., Szewczyk, O., Żebruń, K., Pietrzyński, G., Abe, F., Bennett, D. P., Eguchi, S., Furuta, Y., Hearnshaw, J. B., Kamiya, K., Kilmartin, P. M., Kurata, Y., Masuda, K., Matsubara, Y., Muraki, Y., Noda, S., Okajima, K., Sako, T., Sekiguchi, T., Sullivan, D. J., Sumi, T., Tristram, P. J., Yanagisawa, T., Yock, P. C. M., & OGLE Collaboration. 2004, *ApJL*, 606, L155
- Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., Batalha, N., Brown, T., Caldwell, D., Caldwell, J., Christensen-Dalsgaard, J., Cochran, W. D., DeVore, E., Dunham, E. W., Dupree, A. K., Gautier, T. N., Geary, J. C., Gilliland, R., Gould, A., Howell, S. B., Jenkins, J. M., Kondo, Y., Latham, D. W., Marcy, G. W., Meibom, S., Kjeldsen, H., Lissauer, J. J., Monet, D. G., Morrison, D., Sasselov, D., Tarter, J., Boss, A., Brownlee, D., Owen, T., Buzasi, D., Charbonneau, D., Doyle, L., Fortney, J., Ford, E. B., Holman, M. J., Seager, S., Steffen, J. H., Welsh, W. F., Rowe, J., Anderson, H., Buchhave, L., Ciardi, D., Walkowicz, L., Sherry, W., Horch, E., Isaacson, H., Everett, M. E., Fischer, D., Torres, G., Johnson, J. A., Endl, M., MacQueen, P., Bryson, S. T., Dotson, J., Haas, M., Kolodziejczak, J., Van Cleve, J., Chandrasekaran, H., Twicken, J. D., Quintana, E. V., Clarke, B. D., Allen, C., Li, J., Wu, H., Tenenbaum, P., Verner, E., Bruhweiler, F., Barnes, J., & Prsa, A. 2010, *Science*, 327, 977
- Boss, A. P. 1997, *Science*, 276, 1836
- 2002, *ApJL*, 567, L149
- 2006, *ApJL*, 637, L137
- Bryden, G. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 244, *Young Stars Near Earth: Progress and Prospects*, ed. R. Jayawardhana & T. Greene, 328
- Buccino, A. P., Díaz, R. F., Luoni, M. L., Abrevaya, X. C., & Mauas, P. J. D. 2011, *AJ*, 141, 34

- Buccino, A. P., Petrucci, R., Jofré, E., & Mauas, P. J. D. 2014, *ApJL*, 781, L9
- Burrows, A., Hubeny, I., Budaj, J., & Hubbard, W. B. 2007, *ApJ*, 661, 502
- Burrows, A., Marley, M., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., Guillot, T., Saumon, D., Freedman, R., Sudarsky, D., & Sharp, C. 1997, *ApJ*, 491, 856
- Butler, R. P., Vogt, S. S., Marcy, G. W., Fischer, D. A., Wright, J. T., Henry, G. W., Laughlin, G., & Lissauer, J. J. 2004, *ApJ*, 617, 580
- Cabrera, J., & Schneider, J. 2007, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 366, *Transiting Extrapolar Planets Workshop*, ed. C. Afonso, D. Wel Drake, & T. Henning, 242
- Cai, K., Durisen, R. H., Michael, S., Boley, A. C., Mejía, A. C., Pickett, M. K., & D'Alessio, P. 2006, *ApJL*, 636, L149
- Carter, J. A., Agol, E., Chaplin, W. J., Basu, S., Bedding, T. R., Buchhave, L. A., Christensen-Dalsgaard, J., Deck, K. M., Elsworth, Y., Fabrycky, D. C., Ford, E. B., Fortney, J. J., Hale, S. J., Handberg, R., Hekker, S., Holman, M. J., Huber, D., Karoff, C., Kawaler, S. D., Kjeldsen, H., Lissauer, J. J., Lopez, E. D., Lund, M. N., Lundkvist, M., Metcalfe, T. S., Miglio, A., Rogers, L. A., Stello, D., Borucki, W. J., Bryson, S., Christiansen, J. L., Cochran, W. D., Geary, J. C., Gilliland, R. L., Haas, M. R., Hall, J., Howard, A. W., Jenkins, J. M., Klaus, T., Koch, D. G., Latham, D. W., MacQueen, P. J., Sasselov, D., Steffen, J. H., Twicken, J. D., & Winn, J. N. 2012, *Science*, 337, 556
- Charbonneau, D., Allen, L. E., Megeath, S. T., Torres, G., Alonso, R., Brown, T. M., Gilliland, R. L., Latham, D. W., Mandushev, G., O'Donovan, F. T., & Sozzetti, A. 2005, *ApJ*, 626, 523
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000, *ApJL*, 529, L45
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. 2002, *ApJ*, 568, 377
- Chen, G., van Boekel, R., Wang, H., Nikolov, N., Fortney, J. J., Seemann, U., Wang, W., Mancini, L., & Henning, T. 2014, *A&A*, 563, A40
- Claret, A. 2000, *A&A*, 363, 1081
- . 2004, *A&A*, 428, 1001
- Cochran, W. D., Fabrycky, D. C., Torres, G., Fressin, F., Désert, J.-M., Ragozzine, D., Sasselov, D., Fortney, J. J., Rowe, J. F., Brugamyer, E. J., Bryson, S. T., Carter, J. A., Ciardi, D. R., Howell, S. B., Steffen, J. H., Borucki, W. J., Koch, D. G., Winn, J. N., Welsh, W. F., Uddin, K., Tenenbaum, P., Still, M., Seager, S., Quinn, S. N.,

- Mullally, F., Miller, N., Marcy, G. W., MacQueen, P. J., Lucas, P., Lissauer, J. J., Latham, D. W., Knutson, H., Kinemuchi, K., Johnson, J. A., Jenkins, J. M., Isaacson, H., Howard, A., Horch, E., Holman, M. J., Henze, C. E., Haas, M. R., Gilliland, R. L., Gautier, III, T. N., Ford, E. B., Fischer, D. A., Everett, M., Endl, M., Demory, B.-O., Deming, D., Charbonneau, D., Caldwell, D., Buchhave, L., Brown, T. M., & Batalha, N. 2011, *ApJS*, 197, 7
- Coughlin, J. L., Stringfellow, G. S., Becker, A. C., López-Morales, M., Mezzalana, F., & Krajič, T. 2008, *ApJL*, 689, L149
- Cox, A. N. 2000, *Allen's astrophysical quantities*
- Czesla, S., Salz, M., Schneider, P. C., & Schmitt, J. H. M. M. 2013, *A&A*, 560, A17
- Dehnen, W., & Binney, J. J. 1998, *MNRAS*, 298, 387
- Demarque, P., Woo, J.-H., Kim, Y.-C., & Yi, S. K. 2004, *ApJS*, 155, 667
- Deming, D., Brown, T. M., Charbonneau, D., Harrington, J., & Richardson, L. J. 2005, *ApJ*, 622, 1149
- Díaz, R. F., González, J. F., Cincunegui, C., & Mauas, P. J. D. 2007, *A&A*, 474, 345
- Diaz-Cordoves, J., & Gimenez, A. 1992, *A&A*, 259, 227
- Doyle, A. P., Smalley, B., Maxted, P. F. L., Anderson, D. R., Cameron, A. C., Gillon, M., Hellier, C., Pollacco, D., Queloz, D., Triaud, A. H. M. J., & West, R. G. 2013, *MNRAS*, 428, 3164
- Dragomir, D., Kane, S. R., Pilyavsky, G., Mahadevan, S., Ciardi, D. R., Gazak, J. Z., Gelino, D. M., Payne, A., Rabus, M., Ramirez, S. V., von Braun, K., Wright, J. T., & Wyatt, P. 2011, *AJ*, 142, 115
- Dravins, D., Lindgren, L., Mezey, E., & Young, A. T. 1998, *PASP*, 110, 610
- Dressing, C. D., & Charbonneau, D. 2013, *ApJ*, 767, 95
- Eastman, J., Siverd, R., & Gaudi, B. S. 2010, *PASP*, 122, 935
- Etzel, P. B. 1975, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 7, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 463
- Etzel, P. B. 1981, in *Photometric and Spectroscopic Binary Systems*, ed. E. B. Carling & Z. Kopal, 111

- Fabrycky, D. C., Ford, E. B., Steffen, J. H., Rowe, J. F., Carter, J. A., Moorhead, A. V., Batalha, N. M., Borucki, W. J., Bryson, S., Buchhave, L. A., Christiansen, J. L., Ciardi, D. R., Cochran, W. D., Endl, M., Fanelli, M. N., Fischer, D., Fressin, F., Geary, J., Haas, M. R., Hall, J. R., Holman, M. J., Jenkins, J. M., Koch, D. G., Latham, D. W., Li, J., Lissauer, J. J., Lucas, P., Marcy, G. W., Mazeh, T., McCauliff, S., Quinn, S., Ragozzine, D., Sasselov, D., & Shporer, A. 2012, *ApJ*, 750, 114
- Ford, E. B., Fabrycky, D. C., Steffen, J. H., Carter, J. A., Fressin, F., Holman, M. J., Lissauer, J. J., Moorhead, A. V., Morehead, R. C., Ragozzine, D., Rowe, J. F., Welsh, W. F., Allen, C., Batalha, N. M., Borucki, W. J., Bryson, S. T., Buchhave, L. A., Burke, C. J., Caldwell, D. A., Charbonneau, D., Clarke, B. D., Cochran, W. D., Désert, J.-M., Endl, M., Everett, M. E., Fischer, D. A., Gautier, III, T. N., Gilliland, R. L., Jenkins, J. M., Haas, M. R., Horch, E., Howell, S. B., Ibrahim, K. A., Isaacson, H., Koch, D. G., Latham, D. W., Li, J., Lucas, P., MacQueen, P. J., Marcy, G. W., McCauliff, S., Mullally, F. R., Quinn, S. N., Quintana, E., Shporer, A., Still, M., Tenenbaum, P., Thompson, S. E., Torres, G., Twicken, J. D., Wohler, B., & Kepler Science Team. 2012, *ApJ*, 750, 113
- Ford, E. B., & Rasio, F. A. 2008, *ApJ*, 686, 621
- Fortney, J. J., Marley, M. S., & Barnes, J. W. 2007, *ApJ*, 659, 1661
- Fressin, F., Torres, G., Charbonneau, D., Bryson, S. T., Christiansen, J., Dressing, C. D., Jenkins, J. M., Walkowicz, L. M., & Batalha, N. M. 2013, *ApJ*, 766, 81
- Fulton, B. J., Shporer, A., Winn, J. N., Holman, M. J., Pál, A., & Gazak, J. Z. 2011, *AJ*, 142, 84
- Gaidos, E., Haghighipour, N., Agol, E., Latham, D., Raymond, S., & Rayner, J. 2007, *Science*, 318, 210
- Ghezzi, L., Cunha, K., Smith, V. V., de Araújo, F. X., Schuler, S. C., & de la Reza, R. 2010, *ApJ*, 720, 1290
- Gibson, N. P., Pollacco, D., Simpson, E. K., Barros, S., Joshi, Y. C., Todd, I., Keenan, F. P., Skillen, I., Benn, C., Christian, D., Hrudková, M., & Steele, I. A. 2009, *ApJ*, 700, 1078
- Gillon, M., Smalley, B., Hebb, L., Anderson, D. R., Triaud, A. H. M. J., Hellier, C., Maxted, P. F. L., Queloz, D., & Wilson, D. M. 2009, *A&A*, 496, 259
- Gillon, M., Triaud, A. H. M. J., Fortney, J. J., Demory, B.-O., Jehin, E., Lendl, M., Magain, P., Kabath, P., Queloz, D., Alonso, R., Anderson, D. R., Collier Cameron, A., Fumel, A., Hebb, L., Hellier, C., Lanotte, A., Maxted, P. F. L., Mowlavi, N., & Smalley, B. 2012, *A&A*, 542, A4

- Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C. 2000, *A&AS*, 141, 371
- Güdel, M., Dvorak, R., Erkaev, N., Kasting, J., Khodachenko, M., Lammer, H., Pilat-Lohinger, E., Rauer, H., Ribas, I., & Wood, B. E. 2014, *Protostars and Planets VI*, 883
- Heller, R., Williams, D., Kipping, D., Limbach, M. A., Turner, E., Greenberg, R., Sasaki, T., Bolmont, É., Grasset, O., Lewis, K., Barnes, R., & Zuluaga, J. I. 2014, *Astrobiology*, 14, 798
- Hellier, C., Anderson, D. R., Collier Cameron, A., Gillon, M., Jehin, E., Lendl, M., Maxted, P. F. L., Pepe, F., Pollacco, D., Queloz, D., Ségransan, D., Smalley, B., Smith, A. M. S., Southworth, J., Triaud, A. H. M. J., Udry, S., & West, R. G. 2011, *A&A*, 535, L7
- Henry, G. W., Marcy, G., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 1999, , 7307, 1
- Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2000, *ApJL*, 529, L41
- Heyl, J. S., & Gladman, B. J. 2007, *MNRAS*, 377, 1511
- 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. 2010, *Science*, 330, 51
- Holman, M. J., & Murray, N. W. 2005, *Science*, 307, 1288
- Horne, J. H., & Baliunas, S. L. 1986, *ApJ*, 302, 757
- Howell, S. B. 1989, *PASP*, 101, 616
- Howell, S. B., ed. 1992, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 23, *Astronomical CCD observing and reduction techniques*
- Howell, S. B. 2006, *Handbook of CCD Astronomy*, ed. R. Ellis, J. Huchra, S. Kahn, G. Rieke, & P. B. Stetson
- Hoyer, S., López-Morales, M., Rojo, P., Nascimbeni, V., Hidalgo, S., Astudillo-Defru, N., Concha, F., Contreras, Y., Servajean, E., & Hinse, T. C. 2013a, *MNRAS*, 434, 46

- Hoyer, S., Rojo, P., & López-Morales, M. 2013b, in European Physical Journal Web of Conferences, Vol. 47, European Physical Journal Web of Conferences, 3003
- Ida, S., & Lin, D. N. C. 2004, *ApJ*, 616, 567
- Jofré, E., González, J. F., & Petrucci, R. 2009, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 52, 105
- Jofré, E., Petrucci, R., Saffe, C., Saker, L., de la Villarmois, E. A., Chavero, C., Gómez, M., & Mauas, P. J. D. 2015, *A&A*, 574, A50
- Johnson, D. R. H., & Soderblom, D. R. 1987, *AJ*, 93, 864
- Johnson, J. A., Aller, K. M., Howard, A. W., & Crepp, J. R. 2010, *PASP*, 122, 905
- Johnson, J. L., & Li, H. 2012, *ApJ*, 751, 81
- Kane, S. R. 2007, *MNRAS*, 380, 1488
- Kane, S. R., Mahadevan, S., von Braun, K., Laughlin, G., & Ciardi, D. R. 2009, *PASP*, 121, 1386
- Kasting, J. F., Whitmire, D. P., & Reynolds, R. T. 1993, *Icarus*, 101, 108
- Kennedy, G. M., & Kenyon, S. J. 2009, *ApJ*, 695, 1210
- Kidder, L. E. 1995, , 52, 821
- Kipping, D. M. 2010, *MNRAS*, 408, 1758
- Klinglesmith, D. A., & Sobieski, S. 1970, *AJ*, 75, 175
- Knutson, H. A., Charbonneau, D., Allen, L. E., Fortney, J. J., Agol, E., Cowan, N. B., Showman, A. P., Cooper, C. S., & Megeath, S. T. 2007, *Nature*, 447, 183
- Kopal, Z. 1950, *Harvard College Observatory Circular*, 454, 1
- Kopparapu, R. K., Ramirez, R., Kasting, J. F., Eymet, V., Robinson, T. D., Mahadevan, S., Terrien, R. C., Domagal-Goldman, S., Meadows, V., & Deshpande, R. 2013, *ApJ*, 770, 82
- Kovács, G., Bakos, G., & Noyes, R. W. 2005, *MNRAS*, 356, 557
- Kreidberg, L., Bean, J. L., Désert, J.-M., Line, M. R., Fortney, J. J., Madhusudhan, N., Stevenson, K. B., Showman, A. P., Charbonneau, D., McCullough, P. R., Seager, S., Burrows, A., Henry, G. W., Williamson, M., Kataria, T., & Homeier, D. 2014, *ApJL*, 793, L27

- Kurucz, R. 1993, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993., 13
- Laughlin, G., Bodenheimer, P., & Adams, F. C. 2004, *ApJL*, 612, L73
- Lin, D. N. C., Bodenheimer, P., & Richardson, D. C. 1996, *Nature*, 380, 606
- Lissauer, J. J., Fabrycky, D. C., Ford, E. B., Borucki, W. J., Fressin, F., Marcy, G. W., Orosz, J. A., Rowe, J. F., Torres, G., Welsh, W. F., Batalha, N. M., Bryson, S. T., Buchhave, L. A., Caldwell, D. A., Carter, J. A., Charbonneau, D., Christiansen, J. L., Cochran, W. D., Desert, J.-M., Dunham, E. W., Fanelli, M. N., Fortney, J. J., Gautier, III, T. N., Geary, J. C., Gilliland, R. L., Haas, M. R., Hall, J. R., Holman, M. J., Koch, D. G., Latham, D. W., Lopez, E., McCauliff, S., Miller, N., Morehead, R. C., Quintana, E. V., Ragozzine, D., Sasselov, D., Short, D. R., & Steffen, J. H. 2011, *Nature*, 470, 53
- Lissauer, J. J., Jontof-Hutter, D., Rowe, J. F., Fabrycky, D. C., Lopez, E. D., Agol, E., Marcy, G. W., Deck, K. M., Fischer, D. A., Fortney, J. J., Howell, S. B., Isaacson, H., Jenkins, J. M., Kolbl, R., Sasselov, D., Short, D. R., & Welsh, W. F. 2013, *ApJ*, 770, 131
- Lomb, N. R. 1976, *ApSS*, 39, 447
- Maceroni, C., & Rucinski, S. M. 1997, *PASP*, 109, 782
- Maciejewski, G., Dimitrov, D., Seeliger, M., Raetz, S., Bukowiecki, Ł., Kitze, M., Errmann, R., Nowak, G., Niedzielski, A., Popov, V., Marka, C., Goździewski, K., Neuhäuser, R., Ohlert, J., Hinse, T. C., Lee, J. W., Lee, C.-U., Yoon, J.-N., Berndt, A., Gilbert, H., Ginski, C., Hohle, M. M., Mugrauer, M., Röhl, T., Schmidt, T. O. B., Tetzlaff, N., Mancini, L., Southworth, J., Dall’Ora, M., Ciceri, S., Zambelli, R., Corfini, G., Takahashi, H., Tachihara, K., Benkő, J. M., Sárneczky, K., Szabo, G. M., Varga, T. N., Vaňko, M., Joshi, Y. C., & Chen, W. P. 2013, *A&A*, 551, A108
- Maciejewski, G., Neuhäuser, R., Raetz, S., Errmann, R., Kramm, U., & Schmidt, T. O. B. 2011, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 11, *European Physical Journal Web of Conferences*, 5009
- Mancini, L., Southworth, J., Ciceri, S., Calchi Novati, S., Dominik, M., Henning, T., Jørgensen, U. G., Korhonen, H., Nikolov, N., Alsubai, K. A., Bozza, V., Bramich, D. M., D’Ago, G., Figuera Jaimes, R., Galianni, P., Gu, S.-H., Harpsøe, K., Hinse, T. C., Hundertmark, M., Juncher, D., Kains, N., Popovas, A., Rabus, M., Rahvar, S., Skottfelt, J., Snodgrass, C., Street, R., Surdej, J., Tsapras, Y., Vilela, C., Wang, X.-B., & Wertz, O. 2014, *A&A*, 568, A127

- Mandel, K., & Agol, E. 2002, *ApJL*, 580, L171
- Marzari, F., & Nelson, A. F. 2009, *ApJ*, 705, 1575
- Masuda, K., Hirano, T., Taruya, A., Nagasawa, M., & Suto, Y. 2013, *ApJ*, 778, 185
- Matsumura, S., Peale, S. J., & Rasio, F. A. 2010, *ApJ*, 725, 1995
- Matsuo, T., Shibai, H., Ootsubo, T., & Tamura, M. 2007, *ApJ*, 662, 1282
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., Bouchy, F., Rupprecht, G., Lo Curto, G., Avila, G., Benz, W., Bertaux, J.-L., Bonfils, X., Dall, T., Dekker, H., Delabre, B., Eckert, W., Fleury, M., Gilliotte, A., Gojak, D., Guzman, J. C., Kohler, D., Lizon, J.-L., Longinotti, A., Lovis, C., Megevand, D., Pasquini, L., Reyes, J., Sivan, J.-P., Sosnowska, D., Soto, R., Udry, S., van Kesteren, A., Weber, L., & Weilenmann, U. 2003, *The Messenger*, 114, 20
- Mayor, M., & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- McBride, J., Graham, J. R., Macintosh, B., Beckwith, S. V. W., Marois, C., Poyneer, L. A., & Wiktorowicz, S. J. 2011, *PASP*, 123, 692
- Merline, W. J., & Howell, S. B. 1995, *Experimental Astronomy*, 6, 163
- Meru, F., & Bate, M. R. 2010, *MNRAS*, 406, 2279
- Misner, C. W., Thorne, K. S., & Wheeler, J. A. 1973, *Gravitation*
- Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W., Klahr, H., & Henning, T. 2012, *A&A*, 541, A97
- Murgas, F., Pallé, E., Zapatero Osorio, M. R., Nortmann, L., Hoyer, S., & Cabrera-Lavers, A. 2014, *A&A*, 563, A41
- Muterspaugh, M. W., Lane, B. F., Kulkarni, S. R., Konacki, M., Burke, B. F., Colavita, M. M., Shao, M., Hartkopf, W. I., Boss, A. P., & Williamson, M. 2010, *AJ*, 140, 1657
- Nagasawa, M., Ida, S., & Bessho, T. 2008, *ApJ*, 678, 498
- Naoz, S., Farr, W. M., Lithwick, Y., Rasio, F. A., & Teyssandier, J. 2011, *Nature*, 473, 187
- Nascimbeni, V., Cunial, A., Murabito, S., Sada, P. V., Aparicio, A., Piotto, G., Bedin, L. R., Milone, A. P., Rosenberg, A., Zurlo, A., Borsato, L., Damasso, M., Granata, V., & Malavolta, L. 2013, *A&A*, 549, A30
- Nascimbeni, V., Piotto, G., Bedin, L. R., & Damasso, M. 2011, *A&A*, 527, A85
- Natta, A., Grinin, V., & Mannings, V. 2000, *Protostars and Planets IV*, 559

- Nelson, B., & Davis, W. D. 1972, *ApJ*, 174, 617
- Nesvorný, D., Kipping, D. M., Buchhave, L. A., Bakos, G. Á., Hartman, J., & Schmitt, A. R. 2012, *Science*, 336, 1133
- Nikolov, N., Henning, T., Koppenhoefer, J., Lendl, M., Maciejewski, G., & Greiner, J. 2012, *A&A*, 539, A159
- Nutzman, P., & Charbonneau, D. 2008, *PASP*, 120, 317
- Oshagh, M., Santos, N. C., Boisse, I., Boué, G., Montalto, M., Dumusque, X., & Haghhighipour, N. 2013, *A&A*, 556, A19
- Perryman, M. 2014, *The Exoplanet Handbook*
- Perryman, M. A. C. 2001, *Europhysics News*, 32, 9
- Petigura, E. A., Howard, A. W., & Marcy, G. W. 2013, *Proceedings of the National Academy of Science*, 110, 19273
- Petrucci, R., Jofré, E., Melita, M., Gómez, M., & Mauas, P. 2015, *MNRAS*, 446, 1389
- Petrucci, R., Jofré, E., Schwartz, M., Cúneo, V., Martínez, C., Gómez, M., Buccino, A. P., & Mauas, P. J. D. 2013, *ApJL*, 779, L23
- Pietrinferni, A., Cassisi, S., Salaris, M., & Castelli, F. 2004, *ApJ*, 612, 168
- Pireaux, S., & Rozelot, J.-P. 2003, *ApSS*, 284, 1159
- Pizzolato, N., Maggio, A., Micela, G., Sciortino, S., & Ventura, P. 2003, *A&A*, 397, 147
- Poddaný, S., Brát, L., & Pejcha, O. 2010, *Na I*, 15, 297
- 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. R., 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. 2006, *PASP*, 118, 1407
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J. J., Podolak, M., & Greenzweig, Y. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Pont, F., Zucker, S., & Queloz, D. 2006, *MNRAS*, 373, 231
- Popper, D. M., & Etzel, P. B. 1981, *AJ*, 86, 102

- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing
- Queloz, D., Udry, S., Mayor, M., Benz, W., Cassen, P., Guillot, T., & Quirrenbach, A., eds. 2006, Extrasolar planets
- Quintana, E. V., Barclay, T., Raymond, S. N., Rowe, J. F., Bolmont, E., Caldwell, D. A., Howell, S. B., Kane, S. R., Huber, D., Crepp, J. R., Lissauer, J. J., Ciardi, D. R., Coughlin, J. L., Everett, M. E., Henze, C. E., Horch, E., Isaacson, H., Ford, E. B., Adams, F. C., Still, M., Hunter, R. C., Quarles, B., & Selsis, F. 2014, *Science*, 344, 277
- Ranjan, S., Charbonneau, D., Désert, J.-M., Madhusudhan, N., Deming, D., Wilkins, A., & Mandell, A. M. 2014, *ApJ*, 785, 148
- Reddy, B. E., Lambert, D. L., & Allende Prieto, C. 2006, *MNRAS*, 367, 1329
- Ribas, I., Font-Ribera, A., & Beaulieu, J.-P. 2008, *ApJL*, 677, L59
- Richardson, D. L., & Kelly, T. J. 1988, *Celestial Mechanics*, 43, 193
- Russell, H. N. 1912, *ApJ*, 36, 54
- Saffe, C. 2011, *RMxAA*, 47, 3
- Sanchis-Ojeda, R., Winn, J. N., Holman, M. J., Carter, J. A., Osip, D. J., & Fuentes, C. I. 2011, *ApJ*, 733, 127
- Sartoretti, P., & Schneider, J. 1999, *A&AS*, 134, 553
- Sato, B., Fischer, D. A., Henry, G. W., Laughlin, G., Butler, R. P., Marcy, G. W., Vogt, S. S., Bodenheimer, P., Ida, S., Toyota, E., Wolf, A., Valenti, J. A., Boyd, L. J., Johnson, J. A., Wright, J. T., Ammons, M., Robinson, S., Strader, J., McCarthy, C., Tah, K. L., & Minniti, D. 2005, *ApJ*, 633, 465
- Scargle, J. D. 1982, *ApJ*, 263, 835
- Schwartz, M. A., Mauas, P., Melita, M., Buccino, A. P., Pellizza, L., Petrucci, R., Jofré, E., Perna, P., Pereira, M., Fernandez, G., Godoy, R., Pereyra, P., & Pinto, J. 2011, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 54, 423
- Seager, S. 2013, *Science*, 340, 577
- Seager, S., & Mallén-Ornelas, G. 2003, *ApJ*, 585, 1038
- Snedden, C. A. 1973, PhD thesis, THE UNIVERSITY OF TEXAS AT AUSTIN.
- Soderhjelm, S. 1975, *A&A*, 42, 229

- Sousa, S. G., Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., & Monteiro, M. J. P. F. G. 2007, *A&A*, 469, 783
- Southworth, J. 2008, *MNRAS*, 386, 1644
- 2009, *MNRAS*, 394, 272
- 2010, *MNRAS*, 408, 1689
- 2012, *MNRAS*, 426, 1291
- Southworth, J., Bruni, I., Mancini, L., & Gregorio, J. 2012, *MNRAS*, 420, 2580
- Southworth, J., & Clausen, J. V. 2007, *A&A*, 461, 1077
- 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., Mathiasen, M., Rahvar, S., Scarpetta, G., Snodgrass, C., Surdej, J., & Zub, M. 2009a, *MNRAS*, 399, 287
- 2009b, *MNRAS*, 399, 287
- Southworth, J., Mancini, L., Browne, P., Burgdorf, M., Calchi Novati, S., Dominik, M., Gerner, T., Hinse, T. C., Jørgensen, U. G., Kains, N., Ricci, D., Schäfer, S., Schönebeck, F., Tregloan-Reed, J., Alsubai, K. A., Bozza, V., Chen, G., Dodds, P., Dreizler, S., Fang, X.-S., Finet, F., Gu, S.-H., Hardis, S., Harpsøe, K., Henning, T., Hundertmark, M., Jessen-Hansen, J., Kerins, E., Kjeldsen, H., Liebig, C., Lund, M. N., Lundkvist, M., Mathiasen, M., Nikolov, N., Penny, M. T., Proft, S., Rahvar, S., Sahu, K., Scarpetta, G., Skottfelt, J., Snodgrass, C., Surdej, J., & Wertz, O. 2013, *MNRAS*, 434, 1300
- Southworth, J., Maxted, P. F. L., & Smalley, B. 2004a, *MNRAS*, 349, 547
- 2004b, *MNRAS*, 351, 1277
- Southworth, J., Wheatley, P. J., & Sams, G. 2007, *MNRAS*, 379, L11
- Steffen, J. H., Ragozzine, D., Fabrycky, D. C., Carter, J. A., Ford, E. B., Holman, M. J., Rowe, J. F., Welsh, W. F., Borucki, W. J., Boss, A. P., Ciardi, D. R., & Quinn, S. N. 2012, *Proceedings of the National Academy of Science*, 109, 7982
- Stevenson, K. B., Désert, J.-M., Line, M. R., Bean, J. L., Fortney, J. J., Showman, A. P., Kataria, T., Kreidberg, L., McCullough, P. R., Henry, G. W., Charbonneau, D., Burrows, A., Seager, S., Madhusudhan, N., Williamson, M. H., & Homeier, D. 2014, *Science*, 346, 838
- Struve, O. 1952, *The Observatory*, 72, 199

- TriAUD, A. H. M. J., Collier Cameron, A., Queloz, D., Anderson, D. R., Gillon, M., Hebb, L., Hellier, C., Loeillet, B., Maxted, P. F. L., Mayor, M., Pepe, F., Pollacco, D., Ségransan, D., Smalley, B., Udry, S., West, R. G., & Wheatley, P. J. 2010, *A&A*, 524, A25
- Tusnski, L. R. M., & Valio, A. 2014, in *IAU Symposium*, Vol. 293, *IAU Symposium*, ed. N. Haghighipour, 168–170
- van Hamme, W. 1993, *AJ*, 106, 2096
- VandenBerg, D. A., Bergbusch, P. A., & Dowler, P. D. 2006, *ApJS*, 162, 375
- Vogt, S. S., Allen, S. L., Bigelow, B. C., Bresee, L., Brown, B., Cantrall, T., Conrad, A., Couture, M., Delaney, C., Epps, H. W., Hilyard, D., Hilyard, D. F., Horn, E., Jern, N., Kanto, D., Keane, M. J., Kibrick, R. I., Lewis, J. W., Osborne, J., Pardeilhan, G. H., Pfister, T., Ricketts, T., Robinson, L. B., Stover, R. J., Tucker, D., Ward, J., & Wei, M. Z. 1994, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 2198, *Instrumentation in Astronomy VIII*, ed. D. L. Crawford & E. R. Craine, 362
- von Essen, C., Buccino, A. P., Melita, M., Díaz, R. F., Saffe, C., & Mauas, P. J. D. 2009, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 52, 19
- von Essen, C., Schröter, S., Agol, E., & Schmitt, J. H. M. M. 2013, *A&A*, 555, A92
- Wang, W., van Boekel, R., Madhusudhan, N., Chen, G., Zhao, G., & Henning, T. 2013, *ApJ*, 770, 70
- Weidner, C., & Horne, K. 2010, *A&A*, 521, A76
- Wilson, D. M., Gillon, M., Hellier, C., Maxted, P. F. L., Pepe, F., Queloz, D., Anderson, D. R., Collier Cameron, A., Smalley, B., Lister, T. A., Bentley, S. J., Blecha, A., Christian, D. J., Enoch, B., Haswell, C. A., Hebb, L., Horne, K., Irwin, J., Joshi, Y. C., Kane, S. R., Marmier, M., Mayor, M., Parley, N., Pollacco, D., Pont, F., Ryans, R., Ségransan, D., Skillen, I., Street, R. A., Udry, S., West, R. G., & Wheatley, P. J. 2008, *ApJL*, 675, L113
- Wilson, R. E., & Devinney, E. J. 1971, *ApJ*, 166, 605
- Winn, J. N., & Fabrycky, D. C. 2014, *ArXiv e-prints*
- Winn, J. N., Holman, M. J., Carter, J. A., Torres, G., Osip, D. J., & Beatty, T. 2009, *AJ*, 137, 3826
- Winn, J. N., Holman, M. J., Torres, G., McCullough, P., Johns-Krull, C., Latham, D. W., Shporer, A., Mazeh, T., Garcia-Melendo, E., Foote, C., Esquerdo, G., & Everett, M. 2008, *ApJ*, 683, 1076

- Winn, J. N., Noyes, R. W., Holman, M. J., Charbonneau, D., Ohta, Y., Taruya, A., Suto, Y., Narita, N., Turner, E. L., Johnson, J. A., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2005, *ApJ*, 631, 1215
- Wright, J. T., & Gaudi, B. S. 2013, *Exoplanet Detection Methods*, ed. T. D. Oswalt, L. M. French, & P. Kalas, 489
- Wu, Y., & Lithwick, Y. 2011, *ApJ*, 735, 109
- Zacharias, N., Urban, S. E., Zacharias, M. I., Wycoff, G. L., Hall, D. M., Germain, M. E., Holdenried, E. R., & Winter, L. 2003, *VizieR Online Data Catalog*, 1289, 0
- Zhou, G., Bayliss, D. D. R., Kedziora-Chudczer, L., Salter, G., Tinney, C. G., & Bailey, J. 2014, *MNRAS*, 445, 2746

Agradecimientos

En primer lugar, agradezco a mis directores Pablo Mauas y Mercedes Gómez. A Pablo por aceptar dirigir mi tesis de doctorado y haberme permitido incursionar en el área de los tránsitos planetarios. También agradezco a Mercedes por recibirme en el Observatorio y apoyarme en estos 5 años.

Mi agradecimiento al Estado argentino por financiar mis estudios a partir de las Becas Doctorales de Tipo I y Tipo II otorgadas por el CONICET.

A Luciana Heredia, Cintia Martínez, Leticia Ferrero, Viriginia Cúneo, Leila Saker y Elizabeth Artur de la Villarmois por llevar a cabo parte de las observaciones realizadas en Bosque Alegre que fueron incluidas en esta tesis. Del mismo modo, al Comité de Asignación de Turnos de la EABA por el otorgamiento de noches de observación en el telescopio de 1.54 mts.

A Martín Schwartz por transmitirme mucho del conocimiento que tengo hoy en día sobre telescopios, y por las tantas noches (muchas de ellas completas) en las que me ayudó a salvar una observación con el THG. A Pablo Perna, por acceder siempre amablemente a resolver los problemas de software que se presentaban durante las observaciones remotas. Un agradecimiento particular a Andrea Buccino por enseñarme casi todo lo que sé sobre actividad estelar, por su predisposición para explicarme, y por incluirme, siempre que fue posible, en alguna colaboración. A Ximena por los almuerzos y las reuniones compartidas, donde nunca faltaron las palabras de aliento.

Agradezco además a John Southworth por poner a disposición de toda la comunidad científica sus códigos de ajuste de tránsitos planetarios. Gracias también a su buena predisposición para responder a mis preguntas.

Mi gratitud para Mari, Gime y Jorge por su cariño y soporte a lo largo de todos estos años.

Un enorme agradecimiento a mi tío Jorge por su apoyo en mi primer año de doctorado. A mis abuelos, Norma y Adamo, porque hasta el final continuaron preocupándose

por mí y siempre me brindaron un cariño absoluto. A mis tíos, Lidia y Negro, por su preocupación constante alrededor de mi bienestar, su interés por mi trabajo y su ayuda durante la primera etapa de doctorado. En especial a mi tía Lidia, por su buena onda y su alegría incluso en las situaciones más adversas.

Agradezco principalmente a mis padres y a mi hermano por acompañarme durante estos 5 años. En particular, a mi papá Daniel y a mi mamá Mónica por sus consejos, por el continuo aliento y fundamentalmente por su permanente esfuerzo y sacrificio para que las cosas siempre me vayan bien.

Mi profundo agradecimiento a Emiliano, quien siempre me acompañó. Por su gran aporte a los resultados de este trabajo, ya sea a través de sus mediciones, del planteamiento de ideas o de discusiones científicas útiles. Fundamentalmente agradezco su apoyo, aliento y por ser el pilar moral sin el cual no hubiera podido alcanzar esta meta.