

DEPARTAMENTO DE ASTROFÍSICA

Universidad de La Laguna

*GROUND-BASED CHARACTERIZATION OF
TRANSITING EXOPLANETS*

Memoria que presenta
D. David López Fernández-Nespral
para optar al grado de
Doctor por la Universidad de La Laguna.



INSTITUTO DE ASTROFÍSICA DE CANARIAS
abril de 2019

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Examination date: May, 2019
Thesis supervisors: Dr. Roi Alonso Sobrino and Dr. Hans J.Deeg

© David López Fernández-Nespral 2019

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Agradecimientos

En primer lugar me gustaría dar las gracias al ministerio de ciencia, innovación y universidades por haberme concedido la ayuda pre-doctoral 2013 con la que pude realizar mi tesis doctoral en el Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC). También a esta última institución, el IAC, la cual me facilitó todas sus grandes instalaciones para poder llevar a cabo mi investigación pre-doctoral, desde su sede central situada en La Laguna, Tenerife, como los dos grandes observatorios astronómicos, tanto el de Izaña en Tenerife, como el observatorio del Roque de Los Muchachos, situado en la isla de La Palma. Y en especial el Gran Telescopio de Canarias (GTC) con el que pude obtener los datos para poder realizar esta tesis doctoral.

Quiero agradecer especialmente a mis supervisores, Roi Alonso Sobrino y Hans J. Deeg, su dedicación tanto profesional como personal durante estos cuatro años. Gracias a ellos he podido tachar un sueño más es mi gran lista de deseos, convertirme en Doctor de astrofísica. No puedo pasar sin reconocer la gran paciencia que han tenido conmigo, y como diría mi madre, tienen el cielo ganado. Puedo decir que aparte de unos supervisores excelentes me llevo dos grandísimos amigos, tanto para mi vida personal como profesional.

Gracias a mi estancia en Graz, Austria, pude conocer a Monika Lendl, una excelente investigadora a la que debo gran parte de este trabajo. Fue un placer trabajar con ella tanto a nivel científico como personal y espero poder seguir haciéndolo en un futuro muy cercano. También a todo el equipo del IWF-Space Research Institute en Graz por su ayuda y hospitalidad durante mi estancia.

No puedo olvidarme de investigadores post-doc que han pasado durante mi estancia en el IAC y que me han aportando crecer tanto como investigador y como persona, entre los que me gustaría destacar por su interés y tiempo dedicado en mi son Sergio Hoyer y Guo Chen. Gracias por dedicar parte de vuestro tiempo científico en ayudarme. También quiero agradecer a todo el equipo de exoplanetas del IAC con los que he podido trabajar durante mi estancia en el IAC.

Por supuesto, no puedo dejar pasar la inestimable ayuda de Lourdes González, Eva Bejarano e Irene Fernández, quienes siempre han tenido una sonrisa y ganas para ayudarme a lo referente con la burocracia.

Gracias a todos los compañeros del Instituto de Astrofísica de Canarias pero en especial todos aquellos que considero, que han sido y serán para mí: "una familia tinerfeña", con los que he pasado los mejores momentos en esta etapa, sin duda mi estancia en el IAC no hubiera sido igual sin ellos. Soy consciente de la suerte que he tenido en cruzármelos en mi camino.

Por supuesto, no hubiese llegado hasta aquí sin el apoyo y cariño de mi familia: mis padres Gemma Fernández Nespral y José María López García, y mis hermanos Israel y Esther, a quienes adoro. Soy afortunado de tenerles y han sido sin lugar a dudas mi pilar fundamental durante estos años.

Por último me gustaría terminar con una frase que forma parte de mí y con la que me identifico: "La única vez que se debe volver hacia atrás en la vida, es para ver lo lejos que hemos llegado"

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19



Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Resumen

En la última década la detección de nuevos planetas alrededor de estrellas fuera de nuestro sistema solar ha crecido de manera asombrosa. Estas detecciones, hechas tanto desde telescopios terrestres como desde las diferentes misiones espaciales dedicadas a este tipo de descubrimientos, han dado como resultado un amplio rango de planetas con diferentes masas y radios. Estos valores de masas y radios proporcionan valores medios de la densidad planetaria, pero tienen como resultado una infinidad de soluciones respecto a la composición química del planeta.

Una vía actual de investigación en el campo de los exoplanetas es el estudio de sus atmósferas. Este tipo de estudios permite estudiar la composición química de las capas más altas de la atmósfera planetaria. Este trabajo está enfocado en el estudio de atmósferas exoplanetarias de una muestra de "hot Jupiter". Este tipo de planetas al poseer grandes tamaños, grandes masas y grandes temperaturas, gracias a la cercanía de su estrella central, los hacen excelentes targets para el estudio de sus atmósferas a través de la técnica de espectroscopía de transmisión. Esta técnica detecta la luz de la estrella central que atraviesa las finas capas de la atmósfera del planeta, revelando la composición química de sus capas más altas. En esta tesis presentamos el estudio espectrofotométrico de seis Júpiter calientes y una enana marrón, en longitudes de onda ópticas utilizando observaciones terrestres con el telescopio Grantecan (GTC). Estos análisis se resumen a continuación.

En el capítulo 3, analizamos los datos originales de un tránsito de TrES-3b tomado por Parviainen et al. (2016) en el rango óptico con OSIRIS/GTC. Los mismos datos han sido re-analizados por diferentes autores (Parviainen et al. 2016; Mackebrandt et al. 2017), resultando en espectros de transmisión que están en desacuerdo. La motivación del capítulo era tratar de encontrar la causa de tal discrepancia y obtener nuestro espectro de transmisión de TrES-3b. Nuestro análisis tuvo en cuenta el efecto del compañero contaminante cercano al target, así como la forma en que los valores de oscurecimiento hacia el limbo (LDCs) afectan al espectro final de un planeta rasante como es TrES-3b. Nuestros resultados son consistentes con los obtenidos por Mackebrandt et al. (2017), quien realizó un análisis similar, y están en desacuerdo con los obtenidos por Parviainen et al. (2016), quien reportó un análisis diferente al nuestro. Nótese que Parviainen et al. (2016) también muestra un análisis usando bandas anchas y cuyo resultado es totalmente compatible con el nuestro. Además, detectamos un radio de planeta más grande hacia longitudes de onda más azules, asociado con el fenómeno de dispersión de Rayleigh en la atmósfera TrES-3b. Este incremento en el radio no puede ser explicado con los modelos teóricos que explican este fenómeno, por lo que otros fenómenos deben estar ocurriendo en la atmósfera de TrES-3b y que no podemos explicar actualmente.

En el capítulo 4, presentamos el espectro de transmisión de Qatar-1b en el rango óptico. Este estudio permitió verificar la baja sistemática instrumental que afecta los datos de GTC/OSIRIS y demostró que GTC/OSIRIS es un instrumento poderoso para determinar los espectros de transmisión. En el análisis de la curva de luz blanca fue necesario introducir un término periódico en el modelo de sistemáticos para ajustar correctamente parte de la curva de luz. Observamos que

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

aunque no sabíamos el origen real del efecto sistemático sobre la curva de luz, pudimos corregir este efecto. Los resultados de los parámetros físicos obtenidos del análisis de la curva de luz blanca son consistentes con la mayoría de los estudios realizados anteriormente. Sin embargo, hay otros estudios más antiguos en la literatura que presentan valores más pequeños de profundidad de tránsito. Estas discrepancias son compatibles con el hecho de que Qatar-1 es una estrella moderadamente activa, lo que hace que el flujo de la estrella varíe durante estas fases de actividad. En el análisis de las curvas espectroscópicas verificamos el impacto de los coeficientes de oscurecimiento hacia el limbo (LDCs) sobre la forma de tránsito. En este caso, Qatar-1b es un planeta con un valor de parámetro de impacto intermedio. Los resultados obtenidos concluyen que el efecto en el modelado de las curvas de luz de color de los LDCs y el valor del parámetro de impacto fue mínimo, es decir, obtuvimos espectros de transmisión similares cuando fijamos los LDCs o no. Estos resultados apoyan la idea de que los LDCs teóricos derivados para cada curva espectroscópica son correctos. El análisis realizado en Qatar-1b no da preferencia a ningún modelo atmosférico. También se observa una pequeña pendiente en la parte más azul del espectro que puede deberse a la dispersión de Rayleigh. Sin embargo, cualquier conclusión sobre su atmósfera debe ser tomada con cautela ya que son resultados obtenidos con un solo tránsito. Nuestro resultado es compatible con el resultado obtenido por von Essen et al. (2017).

En el capítulo 5, presentamos un espectro de transmisión de WASP-36b como resultado de la observación de dos tránsitos consecutivos. WASP-36b es interesante porque orbita alrededor de una estrella de muy baja metalicidad, y hay muy pocos casos de planetas gaseosos gigantes con esta característica. Ambas curvas de luz blanca presentaban un mismo efecto sistemático al final de la salida de tránsito. Como ambas observaciones se configuraron de la misma manera, fue fácil detectar de dónde provenía el efecto sistemático. En este caso se debió a la variación en el ángulo del rotador que superó los 60° . Esto causó pequeñas variaciones en el flujo de estrellas en el detector que depende de la distancia al centro de rotación en el detector. Los resultados obtenidos de la profundidad de tránsito no son consistentes con los estudios previos, pero notamos que nuestros resultados son los únicos obtenidos con curvas de luz completas. El análisis espectroscópico de cada noche coincide entre sí, y también con un análisis que incluye ambas noches. La forma del espectro de transmisión obtenido no puede ser explicada por modelos teóricos exoplanetarios. Nuestro espectro de transmisión presenta un cambio repentino en el tamaño del planeta hacia el rojo/azul a partir de 700 nm, esto sólo puede ser explicado con modelos teóricos que presentan fuertes absorciones sin incluir Na o K. Sin embargo, una alternativa más probable sería asumir que existen fuentes de sistemáticos en este rango espectral que no han sido caracterizados durante el análisis y que causan este cambio abrupto. Un estudio previo de Mancini et al. (2016) en banda ancha muestra una fuerte dispersión de Rayleigh en la atmósfera WASP-36b, que no puede explicarse con modelos teóricos. El resultado de Mancini et al. (2016) no es compatible con el nuestro. Otra de las conclusiones más relevantes que podemos extraer del capítulo es la ventaja de observar un tránsito más de una vez para obtener resultados más fiables del espectro de transmisión.

En el capítulo 6, presentamos un estudio comparativo de las atmósferas exoplanetarias de dos pares de planetas "gemelos": con parámetros físicos y orbitales muy parecidos, excepto en

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

alguno de los parámetros, con el objetivo de buscar diferencias. Sin embargo, debido a problemas instrumentales en una de las noches de observación, el estudio de una de las parejas no pudo llevarse a cabo completamente. El primer par fue HAT-P-41b y HAT-P-33b, planetas con una masa de aproximadamente de 0.8 masas de Júpiter y un radio de 1.7 radios de Júpiter, con una ligera diferencia en las distancias orbitales y orbitando alrededor de estrellas de aproximadamente de 6400 K. Los datos del HAT-P-33 fueron contaminados por reflejos internos de la luz de la luna en el detector. Esto causó que el espectro de la estrella de referencia se contaminara. Después de una cuidadosa reducción de los datos pudimos minimizar el efecto de la luz en el espectro y obtener una buena curva de luz blanca. Los resultados obtenidos de los parámetros físicos del planeta a partir de la curva de luz corregida son compatibles con los estudios previamente publicados. Sin embargo, la calidad de los datos no fue suficiente como para distinguir entre varios modelos de atmósfera.

Los datos de HAT-P-41 carecen de suficientes puntos antes de la entrada en tránsito, lo que provocó que el error en la determinación de los parámetros físicos del planeta fuera mayor que si se tuvieran esos puntos. El resultado de la profundidad de tránsito es consistente con estudios previamente publicados. Sin embargo, en el resultado del espectro de transmisión no se pudo distinguir entre los diferentes modelos de atmósfera estudiados debido a la calidad de los datos. Estos resultados deben ser confirmados con nuevas observaciones, ya que no existen estudios espectroscópicos previos.

Kepler-7b y Kepler-12b es el otro par de planetas gemelos. Tienen una masa de aproximadamente de 0.4 masas de Júpiter y un radio de 1.5 radios de Júpiter. Sus estrellas anfitrionas tienen una temperatura alrededor de 5950 K. La principal diferencia en este par es el albedo de sus atmósferas. En este caso, aplicamos el uso de una nueva técnica en GTC, llamado modo "scan" donde la estrella se mueve paralelamente a la rendija mientras se observa. Para Kepler-7b, el tránsito no fue detectado. Las causas de la ausencia de detección, tras descartar problemas de efemérides y causas meteorológicas, sospechamos que son debidas a las variaciones del ángulo del rotador, que provocan variaciones del flujo en el detector. Este efecto ya fue detectado en observaciones de tránsito realizadas con OSIRIS/GTC (Nortmann et al. 2016; Chen et al. 2017a). Como extensión del estudio de Nortmann et al (2016), realizamos la caracterización del detector para encontrar posibles variaciones de flujo a lo largo del CCD en función del ángulo del rotador, con imágenes de flat field y cubriendo todas las posiciones del ángulo del rotador. El estudio presentado en la Sect. 6.7.1 muestra cómo las grandes variaciones del ángulo de rotación producen cambios significativos en el flujo recibido en el detector, alcanzando valores máximos de 1%. De nuestro estudio junto con Nortmann et al. (2016), se concluyen algunos pasos técnicos preventivos a hacer durante las observaciones de un tránsito con OSIRIS/GTC: evitar grandes variaciones del ángulo del rotador durante las series temporales, y mantener el target y la estrella de referencia lo más cerca posible del centro de rotación Nasmyth. En el caso de las observaciones de Kepler-12b se hicieron dos observaciones, una con el modo 'scan' y la otra con el modo standard. En esta última observación hubo una interrupción del sistema justo en la mitad del tránsito, causando que la configuración del instrumento no fuera la misma en ambas partes del tránsito. Después de un análisis de los datos, se pudo concluir que ningún modelo atmosférico

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

es favorable significativamente. El espectro de transmisión de una de las dos noches (modo standard) parece mostrar absorción alrededor de las líneas de sodio y potasio. Estos resultados deben ser confirmados con nuevas observaciones, ya que las detecciones no son muy significativas.

En el capítulo 7, presentamos un estudio espectrofotométrico de CoRoT-15b, una enana marrón transitante. La motivación del capítulo era observar el espectro de transmisión de una enana marrón para comprobar que no se debería detectar nada en su atmósfera debido a su alto valor de la gravedad, lo que provoca una "scale height" muy pequeña (alrededor de unos pocos kilómetros). A pesar de no tener suficientes puntos en la zona plana antes de la entrada del tránsito, los parámetros físicos de CoRoT-15b son consistentes con los obtenidos por Bouchy et al. (2011). Además, se pudo llevar a cabo una actualización de la efemérides. El resultado muestra que ninguno de los modelos de atmósfera probados es más compatible que otro, debido a la falta de precisión de los datos. Gracias al tránsito obtenido con GTC hemos mejorado un 28 % el valor de densidad de CoRoT-15b, de un valor de 59_{-32}^{+37} g/cm³ (Bouchy et al. 2011) a un valor de 57 ± 23 g/cm³. Además, también pudo llevarse a cabo una actualización de las efemérides de la BD CoRoT-3b, aunque sus datos no eran adecuados para un análisis posterior.

En el capítulo 8 se estudia como es nuestra muestra en comparación con la muestra global de planetas encontrados, y también con la muestra de planetas caracterizados por el GTC en los cuales se han detectado señales de metales alcalinos en sus atmósferas. También se hace un resumen comparativo de los resultados de aquellos planetas que ya han sido caracterizados por otros autores, esto nos sirvió para testear la validez de la técnica de análisis usada. Además, definimos y medimos dos parámetros de banda ancha en dos rangos espectrales diferentes. Estos parámetros comparan la fuerza relativa de scattering en el espectro de transmisión. Posteriormente se compararon con diferentes modelos teóricos. Ambos parámetros son independientes de la altura de escala y muestran tendencias entre atmósferas nubosas o libres de nubes. Ninguna característica significativa fue encontrada, excepto para casos en que sospechamos que los ruidos sistemáticos son los que dominan en nuestros espectros.

En el capítulo 9 se reportan las principales conclusiones de la tesis.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Summary

In the last decade the detection of new planets around stars outside our solar system has grown dramatically. These detections, made both from ground-based telescopes and from the different space missions dedicated to this type of discovery, have resulted in a large range of planets with different masses and radii. These values of masses and radii provide mean values of planetary density, which result in an infinite number of solutions relative to the chemical composition of the planet.

A current research field of exoplanets is the study of their atmospheres. This type of study allows to study the chemical composition of the upper layers of the planetary atmosphere. This work is focused on the study of exoplanetary atmospheres from a sample of "hot Jupiter". Thanks to large sizes, large masses and large temperatures and to the proximity of its central star, make them excellent targets for the study of their atmospheres through the technique of spectroscopy transmission. This technique detects the light of the central star that passes through the thin layers of the planet's atmosphere, showing the chemical composition of its upper layers. In this thesis we presented the spectro-photometry study of six Hot Jupiter and one Brown Dwarf, at optical wavelengths using ground based observations with the Grantecan telescope (GTC). These analyses are summarized below.

In chapter 3, we analyzed the original data of a transit of TrES-3b taken by Parviainen et al. (2016) in the optical range with OSIRIS/GTC. The same data have been re-analyzed by different authors (Parviainen et al. 2016; Mackebrandt et al. 2017) whose transmission spectra disagree. The motivation of the chapter was to try to find the cause of such a discrepancy and obtain our transmission spectrum of TrES-3b. Our analysis took into account the effect of the close contaminating companion to the target as well as testing how Limb Darkening values (LDCs) affect the final spectrum of a grazing planet such as TrES-3b. Our results are consistent with those obtained by Mackebrandt et al. (2017), who performed a similar analysis, and disagree with those obtained by Parviainen et al. (2016), who reported a different analysis from ours. Note that Parviainen et al. (2016) also show an analysis similar to ours in their work and which is totally compatible with ours. In addition, we detected a larger planet radius at the bluest wavelength bins, associated with the Rayleigh scattering phenomenon in the TrES-3b atmosphere. This increment in radius cannot be explained with the theoretical models that explain this phenomenon, so other phenomena must be occurring in the atmosphere of TrES-3b and which we are unable to explain presently.

In chapter 4, we present the optical transmission spectrum in the optical range of Qatar-1b. This study allowed to verify the low instrumental systematics affecting GTC/OSIRIS data and showed that GTC/OSIRIS is a powerful instrument for determining transmission spectra. In the analysis of the white light curve it was necessary to introduce a periodical term in the systematic model to fit part of the curve correctly. We note that although we did not know the real origin of the systematic effect on the light curve, we could correct this effect. The results of the physical parameters obtained from the white light curve analysis are consistent with most previously performed studies. However, there are other older studies in the literature that present smaller values of transit depth. These discrepancies are compatible with the

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

fact that Qatar-1 is a moderately active star, which causes the star's flux to vary during these phases of activity. In the analysis of the spectroscopic curves we verified the impact of the limb darkening coefficients (LDCs) on the shape of transit. In this case, Qatar-1b is planet with an intermediate impact parameter value. The results obtained conclude that the effect in modeling of the LDCs color light curves and the impact parameter value was minimum, i.e, we obtained similar transmission spectra when we fixed the LDCs or not. These results support the idea that the theoretical LDCs derived for each spectroscopic curve are correct. The analysis carried out in Qatar-1b does not give preference to any atmospheric model over any other. A small slope is also observed in the bluest part of the spectrum that may be due to Rayleigh. However, any conclusion about its atmosphere must be taken with caution since they are results obtained with a single transit. Our result is compatible with the result obtained by von Essen et al. (2017).

In chapter 5, we present a transmission spectrum of WASP-36b as a result of the observation of two consecutive transits. WASP-36b is interesting because it is orbiting around a star of very low metallicity, and there are very few cases of giant gaseous planets with this feature. Both white light curves presented a same systematic effect at the end of the transit egress. As both observations were configured the same way, it was easy to detect where the systematic effect came from. In this case it was due to the variation in the rotator angle which exceeded 60°. This caused small variations in the stars flux on detector which depends on the distance to the center of rotation in the detector. The results obtained from the transit depth are not consistent with previous studies, but we note that our results are the only ones obtained with complete light curves. Each night's spectroscopic analysis agrees with each other, and also with an analysis that includes both nights. The shape of the transmission spectrum obtained cannot be explained by exoplanetary theoretical models. Our transmission spectrum presents a sudden change in the size of the planet redwards / bluewards from 700 nm, this can only be explained with theoretical models that present strong absorptions without including Na or K. However, an alternative more likely would be to assume that there are sources of systematics in this spectral range that have not been characterized during the analysis and that cause this abrupt change. A previous study by Mancini et al. (2016) in broadband show a strong Rayleigh in the WASP-36b atmosphere, which cannot be explained with theoretical models. Mancini et al. (2016)'s result is nor compatible with ours. Another of the most relevant conclusions we can extract from the chapter is the advantage of observing a transit more than once to derive more reliable results of its transmission spectrum.

In chapter 6, we present a study of the atmospheres of two pairs of "twin planets": with similar physical and orbital parameters, except in some of the parameters, with the aim of looking for differences. However, due to instrumental problems on one of the nights of observation, the study of one of the pairs could not be carried out completely.

The first pair was HAT-P-41b and HAT-P-33b, planets with a mass of about 0.8 Jupiter masses and a radius of 1.7 Jupiter radii, with a slight difference in orbital distances and orbiting around stars of about 6400K. The HAT-P-33 data were contaminated by internal reflections of the moonlight on the detector. This caused the spectrum of the reference star to be contaminated. After a careful reduction of the data we were able to minimize the effect of light on the

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

spectrum and obtain a good white light curve. The results obtained of the physical parameters of the planet from the corrected light curve are compatible with previously published studies. However, the quality of the data was not sufficient to distinguish between various atmosphere models.

The HAT-P-41 data lack sufficient points before the transit ingress, which caused the error in determining the physical parameters of the planet to be greater than if those points were present. The transit depth result is consistent with previously published studies. However, in the result of the transmission spectrum it was not possible to distinguish between the different atmosphere models studied due to the quality of the data. These results need to be confirmed with new observations since there are no previous spectroscopic studies.

Kepler-7b and Kepler-12b is the other pair of twin planets. They have a mass of approximately 0.4 Jupiter masses and a radius of 1.5 Jupiter radii. Their host stars have a temperature around 5950 K. The main difference in this couple is the albedo of their atmospheres. In this case, we have explored the use of a new technique in GTC, a "scan" mode where the star is moved parallel to the slit while exposing. For Kepler-7b, the transit was not detected. The causes of the absence of detection, after ruling out problems with ephemeris and meteorological causes, we suspect that they are due to the variations of the rotator angle, that cause flux variations in the detector. This effect was already detected in transit observations carried out with OSIRIS/GTC (Nortmann et al. 2016; Chen et al. 2017a). As an extension to Nortmann et al. (2016)'s study, we carry out the characterization of the detector to find possible flux variations along the CCD as a function of the rotator angle, with flat field images and covering all the positions of the rotator angle. The study presented in Sect 6.7.1 shows how large variations of the rotator angle produce significant changes in the flux received in the detector, reaching maximum values of 1%. From our study together with Nortmann et al. (2016), it is concluded as technical preventive steps during transit observations with OSIRIS/GTC: to avoid great variations of the angle of the rotator during the time series, and to keep the target and the reference star as close as possible to the Nasmyth rotation center. In the case of Kepler-12b observations, two observations were carried out, one with the 'scan' mode and the other with the standard mode. In this last observation there was a system interruption just in the middle of the transit, causing the instrument's configuration not to be the same on both parts of the transit. After analysis of the data could conclude that no atmospheric model is significantly favored. The transmission spectrum of one of the two nights (standard mode) shows absorption around the sodium and potassium lines. These results need to be confirmed with new observations since the detections are not very significant.

In chapter 7, we presented a spectro-photometric study of CoRoT-15b, a transiting brown dwarf. The motivation of the chapter was to observe the transmission spectrum of a brown dwarf to check that nothing should be detected in its atmosphere due to its high gravity value, which causes a very small "scale height" (about a few kilometers). The result shows that none of the atmosphere models tested is more compatible than another, due to lack of data precision. Thanks to the transit obtained with GTC we have improved a 28 % the density value of

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

CoRoT-15b, from 59^{+37}_{-32} g/cm³ (Bouchy et al. 2011) to 57 ± 23 g/cm³. In addition, an update of the ephemeris of the CoRoT-3b BD could be carried out while its data were not suitable for a further analysis.

In chapter 8 we discussed how our sample compares with the global sample of planets found, and also with the sample of planets characterized by the GTC in which alkaline metal signals have been detected in their atmospheres. A comparative summary of the results of those planets that have already been characterized by other authors is also carried out. It served to test the validity of the analysis technique used. In addition, we define and measure two broadband parameters in two different spectral ranges. These parameters compare the relative strength of scattering in the transmission spectrum. They were later compared with different theoretical models. Both parameters are independent of scale height and show trends between cloudy and clear atmospheres. No significant feature was found, except for cases where we suspect that systematic noises are predominant in our spectra.

In chapter 9, we report the main conclusions of the thesis.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Contents

1 INTRODUCCIÓN	1
1.1 Métodos de detección de exoplanetas y de la determinación de sus parámetros básicos	2
1.1.1 Método de Velocidad Radial	4
1.1.2 Método de Tránsito	5
1.1.3 Variaciones en los Tiempo de Tránsito, TTV	7
1.2 Caracterización básica de curvas de luz	8
1.2.1 Limb Darkening u oscurecimiento del limbo	11
1.2.2 Actividad Estelar	14
1.2.3 Ruidos que afectan a la fotometría y espectrofotometría estelar	18
1.3 Atmósferas exoplanetarias y su caracterización	20
1.3.1 Presión y escala de altura	21
1.3.2 La química atmosférica de los exoplanetas gigantes gaseosos	21
1.3.3 Curvas de fase	27
1.3.4 Eclipses secundarios	28
1.3.5 Espectroscopía de transmisión	30
1.3.6 Resultados de estudios atmosféricos anteriores	35
1.4 Mi Tesis	45
2 Data reduction and basic analysis	47
2.1 Cosmetics correction	49
2.1.1 Bias	49
2.1.2 Flat Field	49
2.1.3 Cosmic rays	50
2.2 Spectral Extraction	51
2.3 Dispersion alignment and background determination	53
2.4 Wavelength calibrations	54
2.5 Creation of spectrophotometric light curves	55
2.6 Analysis Tools	56
2.6.1 Transit model fitting	56
2.6.2 Transmission spectrum analysis	61

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

3	The transmission spectrum of the grazing planet TrES-3 b	73
3.1	Overview and motivation	73
3.2	Observations	76
3.3	Data reduction and spectral extraction	77
3.4	Analysis of the white light curve	78
3.4.1	Estimation of the contamination factor	82
3.4.2	Errors calculations	82
3.5	Results and discussion of the white light curve	83
3.6	Transmission spectrum: fitting spectroscopic light curves	87
3.7	Results and discussion of the transmission spectrum	87
3.7.1	Atmospheric theoretical models	93
3.8	Comparison to literature data	97
4	The transmission spectrum of a hot planet: Qatar-1b	101
4.1	Overview and motivation	101
4.2	Observations	102
4.3	Data reduction and spectral extraction	104
4.4	Analysis of the white light curve	105
4.4.1	Transit parameters from the white light curve: Choice of detrending model	108
4.5	Results and discussion of the white light curve	110
4.6	Construction of the wavelength-dependent light curves	111
4.7	Results and discussion of the transmission spectrum	115
4.8	Comparison to theoretical models and literature data	117
4.9	Conclusion	120
5	Optical transmission spectra of WASP-36b	121
5.1	Overview and motivation	121
5.2	Observations	122
5.3	Data reduction	123
5.4	Analysis and discussion of the white light curves	123
5.5	Variation of the planetary radius with wavelength	126
6	Two pairs of twin planets: HAT-P-33b vs HAT-P-41b and Kepler-7b vs Kepler-12b	135
6.1	Twin planets: Overview and motivation	135
6.2	HAT-P-33b and HAT-P-41b	136
6.3	Observations	136
6.4	Analysis of HAT-P-33b	137
6.4.1	A "Ghost" in the reference star spectra	137
6.4.2	White light curve analysis	141
6.4.3	Results and discussion of the transmission spectrum	144
6.5	Analysis of HAT-P-41b	149
6.5.1	Contamination by overlapping close companion spectrum	149
6.5.2	Analysis of the transit on July 13, 2016	149

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136 Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	Fecha: 24/04/2019 11:41:11
HANS DEEG UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 11:45:36
ROI ALONSO SOBRINO UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 13:32:19

6.5.3	Analysis of the transit on July 5, 2016	153
6.5.4	Results and discussion of the white light curve	153
6.5.5	Discussion of the transmission spectrum of HAT-P-41b	156
6.5.6	HAT-P-33b vs. HAT-P-41b	160
6.6	Kepler-7b and Kepler-12b	161
6.6.1	Observations	161
6.7	Analysis of Kepler-7b	163
6.7.1	Flux variations in dependence on the angle of the rotator	165
6.8	Analysis of Kepler-12b	169
6.8.1	Result of the white light curves of Kepler-12b	169
6.8.2	Results and discussion of the transmission spectra of Kepler-12b	170
6.8.3	Kepler-7b vs. Kepler-12b	175
7	Spectro-photometry of transiting Brown Dwarfs: improving space based measurements.	177
7.1	Overview and motivation	177
7.2	CoRoT-15b	178
7.2.1	Observations	178
7.2.2	Data reduction and white light curve analysis	178
7.2.3	Transmission spectrum analysis and discussion	179
7.3	CoRoT-3b	183
7.3.1	Observations and analysis	183
7.4	Conclusion	186
8	Comparative analysis of the observed systems	189
9	Conclusions and future work	199
A	Appendix	203
A.1	Overview and motivation	203
	Bibliography	220

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19



Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

List of Figures

1.1	Número total de planetas detectados en relación con el año de descubrimiento a fecha de Marzo de 2019. Fuente: https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu	2
1.2	"Perryman tree": Resumen de los métodos de detección de Perryman 2000.	3
1.3	Diagrama que ilustra los diferentes elementos orbitales de la órbita de un planeta (Fuente: Wikipedia).	4
1.4	Ejemplo de curva de velocidad radial. Panel superior: Observaciones de velocidad radial, FIES (triángulos), HARPS (círculos), y HARPS-N (cuadrados). La línea sólida muestra la solución circular orbital de HD 3167 b derivada del análisis. Los diferentes colores representan las medidas para las diferentes noches de observación. Panel inferior: Residuos al modelo circular. Figura de Gandolfi et al. (2017).	6
1.5	La figura muestra la curva de luz de un planeta transitante, es decir, la medición del flujo estelar con respecto al tiempo como función de su fase orbital representada por el diagrama superior (Winn 2010).	6
1.6	Curva de luz del primer planeta transitante descubierto, HD 209458b, por Charbonneau et al. (2000). La curva de luz está normalizada al flujo fuera de tránsito.	7
1.7	Tránsitos solapados en fase de Kepler-4b y Kepler-36c. Panel izquierdo: Muestra de tránsitos normalizados para Kepler-4b, doblados con un período medio de 3.2136641 días. Panel derecho: Muestra de tránsitos normalizados para Kepler-36c, doblados con un período medio de 16.231722 días. En el caso de Kepler-4b todos los tránsitos solapados en fase son consistentes temporalmente con un período fijo, por el contrario, los tránsitos de Kepler-36c no son consistentes temporalmente con un período fijo, sino que se encuentran desfasados a causa de la perturbación gravitatoria de su órbita por otro u otros cuerpos del sistema (Tronsgssrd et al. 2014).	9
1.8	Comparativa de densidades de planetas versus el período orbital para planetas con masas medidas con TTV (círculos negros) y con RV (cuadrados rosados). Figura 4 de Hadden & Lithwick (2017).	10

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

1.9	Cuatro curvas de luz con inclinaciones de la órbita diferentes. El parámetro de impacto, b , denota la distancia proyectada del planeta al centro del disco estelar. Se puede apreciar como a medida que el parámetro de impacto es mayor, la duración es menor y la forma del tránsito tiene forma de "V".	10
1.10	Tránsito y curva de luz de un planeta. El ingreso (entre los puntos 1 y 2) corresponde al primer y segundo contacto, T_1 y T_2 , respectivamente. La salida (entre los puntos 3 y 4) corresponde al tercer y cuarto contacto, T_3 y T_4 , respectivamente.	11
1.11	Imagen de la fotosfera solar. El disco solar no se encuentra uniformemente iluminado. Éste es más oscuro en el limbo que en el centro.	12
1.12	Modelos de curvas de luz en diferentes rangos del espectro electromagnético usando leyes no lineales de limb-darkening. Imagen de Knutson et al. 2007b.	13
1.13	Representación geométrica del ángulo heliocéntrico de una estrella, parámetro fundamnetal en las leyes de limb darkening.	13
1.14	La figura muestra los dos casos posibles en un sistema transitante estrella-planeta con actividad estelar. En el caso a) la mancha se encuentra en latitudes diferentes que el camino recorrido por el planeta en el disco estelar, y como consecuencia no tapa la mancha. En el caso b) la mancha se encuentra en la misma latitud que el camino recorrido por el planeta, y como resultado el planeta la tapa durante un periodo de tiempo. En el caso a) la profundidad del tránsito no es la misma sin actividad. La figura de la derecha muestra la diferencia entre las curvas de luz de ambos casos.	15
1.15	Brillo relativo de las manchas solares y las fáculas (plage) en estrellas de tipo M y G, en función de la longitud de onda. Figura extraída de Oshagh et al. (2014).	17
1.16	Error relativo en la estimación del radio de un planeta en tránsito en función de la longitud de onda en dos tipos de estrella (M y G), comparando el valor del radio del planeta obtenido a partir de la curva de luz libre de actividad estelar con el obtenido teniendo en cuenta los efectos de la ocultación de manchas estelares y fáculas. Figura de Oshagh et al. (2014). Los diferentes modelos fueron calculados a diferentes temperaturas de la mancha o fácula y de la estrella. Los modelos del 1-4 y 11-14 se refieren a manchas y del 5-10 y 15-20 a fáculas.	17
1.17	De arriba a abajo: Curvas de luz con (1) ruido blanco (ruido no correlacionado) debido a fotones (simulado), (2) ruido rojo (ruido correlacionado) simulado, (3) Ruido blanco + rojo (simulado), (4) Ejemplo de curva de luz real de observaciones para búsqueda de planetas por el método de tránsito (OGLE survey). Curvas de luz extraídas de Pont et al. (2006).	19
1.18	Modelos esquemáticos de los ruidos más importantes y comunes de NGTS. Se muestra una comparativa del porcentaje de contaminación en la señal en función de la magnitud de la fuente (imagen de Wheatley et al. 2018).	20

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

LIST OF FIGURES

xix

<p>1.19 Esquema de atmósfera química de un planeta gaseoso dominada por H/He. La química en capas más bajas se encuentra dominada por el equilibrio químico, en capas más altas por el enfriamiento debido al transporte y por la fotoquímica en las capas más altas. Las nubes tienen una mayor importancia de creación en las capas más frías. Para los planetas gaseosos altamente irradiados el escape de átomos e iones puede ser importante. Figura basada en el artículo de Madhusudhan et al. (2016).</p>	23
<p>1.20 Perfiles presión-temperatura cubriendo el rango típico de gigantes gaseosos. Las líneas discontinuas determinan las regiones donde CH₄ / CO or NH₃ / N₂ dominan. Las líneas discontinuas con puntos indican las regiones donde se produce la condensación de especies más complejas. Las líneas de colores determinan diferentes distribuciones de temperaturas de un gigante gaseoso. La figura ha sido obtenida de Moses (2014)</p>	24
<p>1.21 Distribución vertical de las abundancias químicas en una atmósfera de un Hot Jupiter sin equilibrio químico y con enfriamiento químico. Todas las abundancias asumen una composición solar, y los modelos de transporte asumen una difusión uniforme (Moses 2014).</p>	25
<p>1.22 La figura representa la opacidad de varios compuestos en función de la longitud de onda para una atmósfera en equilibrio a 1500K y 0.3 bar. Se observa que en el rango óptico el sodio y el potasio son las especies más absorbentes, mientras que en el infrarrojo son el monóxido de carbono y el agua. Figura extraída de http://www.ucolick.org/~cmorley/cmorley/Models.html</p>	27
<p>1.23 Combinación de las variaciones fotométricas en la curva de luz de HAT-P-7 (Brian Hinrup et al. 2012).</p>	29
<p>1.24 La figura muestra como parte de la luz de la estrella es bloqueada por el planeta y como parte de esa luz también es absorbida cuando atraviesa las finas capas de la atmósfera del planeta.</p>	31
<p>1.25 Tipos de átomos y moléculas que podemos encontrar en las atmósferas exoplanetarias en función del rango espectral estudiado. Figura de la presentación de Heather Knutson "Introduction to transit (and secondary eclipse) spectroscopy", workshop 2012, Caltech.</p>	32

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136 Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	Fecha: 24/04/2019 11:41:11
HANS DEEG UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 11:45:36
ROI ALONSO SOBRINO UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 13:32:19

1.26 La figura muestra tres casos posibles de atmósferas exoplanetarias con sus colores de luz transmitidos. La figura superior muestra una atmósfera extensa y libre de nubes, en la cual el fenómeno de la disipación de Rayleigh tiene lugar, donde las longitudes de ondas azules son dispersadas por las partículas de la atmósfera. Como resultado obtendremos un tamaño del planeta más grande en longitud de ondas más azules. En este caso, es posible que se detecten también absorción de algunos elementos químicos (Na, K, H₂O, etc) en la atmósfera. La figura central muestra cómo una atmósfera poco extensa hará que los rayos de la estrella no se vean afectados. En este caso obtendremos un espectro de transmisión plano, es decir un mismo tamaño del planeta a cualquier longitud de onda. La figura inferior muestra una atmósfera extensa pero con nubes, por tanto toda luz procedente de la estrella quedará bloqueada. En este caso obtendremos de nuevo un espectro de transmisión plano. Imagen de Haswell (2010). 33

1.27 Confirmación de Rayleigh scattering en HD 189733 b con HIPO (High-speed Imaging Photometer for Occultation). Figura cogida de Angerhausen et al. (2015). 34

1.28 Detección de la absorción debida al sodio en la atmósfera de HD 209458b (Charbonneau et al. 2002). Ambos paneles muestran la diferencia en la curva de luz de tránsito para una banda centrada en una línea de sodio en comparación con las bandas adyacentes. Los valores negativos en la curva de luz se deben al hecho de que en el tránsito, la absorción de sodio es más profunda que en las bandas adyacentes y se interpreta como absorción de sodio por la atmósfera del planeta. 36

1.29 Flujo relativo de la línea Lyman- α en función de la fase orbital de HD209458b. Las líneas punteadas verticales indican el primer y segundo contacto al principio y al final del tránsito. Imagen cogida de Vidal-Madjar et al. (2003). 37

1.30 Detección de absorción en la atmósfera de Wasp-39b por metales alcalinos, sodio y potasio, usando el FORS2/VLT. Los diferentes puntos del espectro de transmisión (los círculos y los cuadrados) representan la toma de datos con diferentes grismas y por tanto diferente rango espectral. Las líneas de colores representas diferentes modelos de atmósfera. Figura de Nikolov et al. (2016). 38

1.31 Espectro de transmisión de Wasp-19b usando el FORS2/VLT, con absorciones debidas tanto a metales alcalinos como sodio y potasio, como por bandas moleculares de óxido de titanio (TiO). Los colores de los puntos representan grismas diferentes. Las líneas continuas de colores y los puntos amarillos representan diferentes modelos atmosféricos. Figura de Nikolov et al. 2016. 39

1.32 Espectro de transmisión de Wasp-43b en el infrarrojo cercano con HST/WFC3 mostrando claramente un incremento en el radio planetario por la absorción de vapor de agua en el rango de 1.35 - 1.4 nm. Figura de Kreidberg et al. (2014). . 40

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

1.33	Figura de la izquierda: Los puntos negros muestran la diferencia en las alturas de escala en el espectro de transmisión entre el óptico y el infrarrojo medio ($\Delta Z_{UB-LM}/H_{eq}$) frente a la amplitud de absorción de H ₂ O a 1.4 μ m. Figura de la derecha: Los puntos negros muestran la diferencia entre el infrarrojo cercano y el infrarrojo medio ($\Delta Z_{J-LM}/H_{eq}$) frente a la diferencia entre el óptico y el infrarrojo medio ($\Delta Z_{UB-LM}/H_{eq}$). En ambas figuras las barras de error representan las incertidumbre de la medida 1 sigma. Las líneas morada y gris muestran modelos teóricos para atmósferas con neblinas y con nubes, respectivamente. La línea roja muestra un modelo de atmósfera clara. Figuras cogidas de Sing et al. (2016).	41
1.34	Espectros de transmisión del estudio de Sing et al. (2016), en los cuales se exhibe una gran variedad de absorciones espectrales debido al sodio, potasio y agua. . .	43
1.35	Búsquedas de tendencias de la muestra de Fisher & Heng (2018) entre la detección de agua en la atmósfera y algunos parámetros del planeta. No hay ninguna tendencia clara entre los parámetros estudiados. Figura cogida del trabajo de Fisher & Heng (2018).	44
2.1	OSIRIS CCD mosaic where is plotted the default pointing positions for the different OSIRIS observing modes: Broad Band imaging (1), Longslit Spectroscopy (2) and Tunable Filter Imaging (3) (the Tunable Filter's center and the MOS reference pointing are also shown). The GTC Nasmyth rotator center is marked with a red cross in the CCD1.	48
2.2	Average Bias of the OSIRIS CCD1 and CCD2, left and right, respectively. The vertical bar indicates the counts in ADUs.	50
2.3	Example of original flat images (the two images on the left, corresponding to the CCD1 and CCD2) and the same images after averaging (the two images on the right). In those images the variations in the spectral direction (Y-axis), arise from a polynomial of order 7 to adjust the response of the CCD in that direction. Despite some abrupt changes in the images, their effects on the transmission spectra will be negligible, as all spectra are affected by the same effect. In addition, the grey scale shows that the variations in counts are small and that these structures are visible due to the scale chosen.	51
2.4	Science image before and after removing a cosmic ray close to the spectrum. The red circle shows where there is a cosmic ray hit, the blue circle shows the same place where the cosmic ray has been corrected.	52
2.5	Left: spectrum with the gaussian distribution fitting (red line). Middle: Fitting of a second order polynomial to calculate the spectrum curvature. The last points were not used in the fit. Right: Overplot of the second order polynomial in the spectrum (red line), with a fixed width (blue lines) on both sides of the spectrum, which defines the region where the total flux will be extracted.	52
2.6	Example of extracted target and reference star spectra, the X-axis corresponds to the spectral dispersion.	53

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

2.7	Example of arc images with curvature (the two images on the left, corresponding to the CCD1 and CCD2) and the same images after correcting of the curvature (the two images on the right).	54
2.8	Wavelength calibrated spectra of the target (red line) and reference star (black line). The blue lines show the stellar lines chosen to refine the calibration.	55
2.9	Explanation of the way to generate proposed vectors for the MCMC basic method (Figure a) and for the DE-MC method (Figure b). The figure a) shows how the new point (Θ^*) of the chain is randomly chosen within a radius centered on the starting point (Θ_i). The figure b) explains how the new point (i) of the chain is chosen on the basis of the distance between the two closest chains that have favourable results. The distance between them multiplied by a gamma factor (the magnitude that controls the jumping distribution) will be the distance and direction to choose the new point. Figure from Sherri et al. (2017)	60
2.10	Left panel: spectrophotometric light curves from FORS2 and their residuals. From top to bottom: For wavelength ranges of 738-788, 788-898, and 898-1020 nm. The models are shown as red solid lines and the residuals are shown below the data, which are offset for clarity. Right panel: Example of a CNM, calculated as described in Sect. 2.6.2. The CNM correspond to the $738 \leq \lambda \leq 788$ nm range. Images taken from Lendl et al. (2016).	62
2.11	①	65
3.1	System geometry and transit light curve of TrES-3b from Püsküllü et al. (2017).	74
3.2	Figure from Parviainen et al. (2016) that shows narrowband radius ratios $R_p/R_*(\lambda)$ and a model that includes Rayleigh scattering, flux contamination, and unocculted spots.	75
3.3	Transmission spectrum of TrES-3 b from Mackebrandt et al. (2017). Shown is the GTC/OSIRIS spectrum (blue crosses). Broadband photometry by Mackebrandt et al. (2017) is indicated with squares. The response function for each photometric band is shown at the bottom. Horizontal error-bars indicate the FWHM of the band. The narrow band observations by Colón et al. (2010) are indicated with a triangle. The results of the prior study by Parviainen et al. (2016) are shown for comparison with a small offset for clarity (faint grey crosses with error bars). All vertical error-bars indicate the 1σ uncertainty.	76
3.4	The set up for the observations of Parviainen et al. (2016), showing the field of view of OSIRIS and the slit position (green boxes), with the target star (TrES-3) and the reference star (Comp1). Image from Parviainen et al. (2016)	77
3.5	Sum over all the wavelength in the white flux profile. Left: Target flux with the close faint star companion, which is in the position around pixel 430. Right: flux of the comparison star. The red line indicates the aperture width chosen to calculate the total flux.	78

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

LIST OF FIGURES

xxiii

3.6	Time series of systemic vectors: From top to bottom: a) Shift in spatial direction, showing the pixel variation in X-axis of the target spectra, b) Shift in dispersion direction, showing the pixel variation in Y-axis, c) Sky background, showing the average value on two regions on both sides of the spectrum, d) shows the FWHM of the fitted gaussian profile variations.	79
3.7	Top panel: raw flux sequences of TrES-3 (black) and reference star (red). Bottom panel: normalised flux ratios between TrES-3 and the reference star, i.e, the raw transit white light curve.	80
3.8	Estimation of the contamination from the faint companion star within the TrES-3b aperture. The black starred points are the observed flux values from the white light curve's aperture. The red line is the best fit model, and the dashed blue and black lines are the two model components.	83
3.9	Correlation plots of the posterior input parameter distributions for the white light curve, already corrected from the faint companion flux. The different colors represent the normalized point density.	84
3.10	From top bottom: (1) raw light curve (target-to-reference star flux ratio; black points) and the best-fitting combined model (red line); (2) corrected light curve after removing the best-fitting systemics model, overplotted with the best-fitting transit model; (3) best-fitting light curve residuals.	85
3.11	Spectra of TrES-3 (red line) and reference star (blue line). Indicated in black are the limits of the nineteen narrow band channels, which have the same integrated flux.	88
3.12	The relative flux of the nearby star contaminating the TrES-3 spectra, shown as a function of wavelength (red diamonds).	88
3.13	All 19 narrow band channel light curves before (left) and after (right) correction from the systematic noise, overplotted with the best fit model (black line)	89
3.14	Root mean square (rms) of the residuals as a function of the wavelength of the spectroscopic transit light curves before (red) and after (black) correction from the systematic noise.	90
3.15	Progression of the results for the linear (q1, top panel) and quadratic (q2, bottom panel) limb darkening coefficients (black points) with wavelength. Both are compared with a theoretical prediction (red line) derived from the package written by Espinoza & Jordán (2015). Red dashed curves are 1-sigma regions of the theoretical values. The q2 values doesn't match with the theoretical values. . . .	92
3.16	Results for the wavelength dependent planet-to-star radius ratio of TrES-3 b. Transmission spectra with LDCs Fixed (red crosses) and LDCs Free (black square). The black dashed line indicates the mean radius ratio. The black data are shown with an arbitrary offset of 5 Å for clarity.	93
3.17	Example of the CNM calculated for TrES-3b as described in the Chapter 2.6.2. . .	94
3.18	Transmission spectra with LDCs Fixed and contamination factor included. The red transmission spectrum corresponds to bins with the same integrated flux, in contrast to, the blue one corresponds to bins of 10 nm size. The green ellipse shows the slope towards bluer passbands.	95

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

3.19	Transmission spectrum assuming fixed LDCs and contamination by nearby companion with different model atmospheres. The measurements are plotted in red (bins with equal integrated flux) and blue squares (bins with 10 nm size) crosses. The green line shows a 1620K 1x solar metallicity cloud-free model by Kempton et al. (2016). The black dashed line shows a flat line at $R_p/R_\star=0.1666$. The pink dashed line shows Rayleigh scattering model.	96
3.20	Transmission spectrum of TrES-3 b from the same GTC/OSIRIS data. We used the same bins as in the previous studies of the same dataset. Our results (black crosses) are compared with the previous study by Parviainen et al. (2016) (blue crosses) and by Mackebrandt et al. (2017) (red crosses).	98
3.21	The quadratic coefficients, u_1 (top panel), and quadratic, u_2 (bottom panel), of the limb darkening law. The plots compare the coefficients used in Parviainen et al. (2016) and those used in this work.	99
3.22	Transmission spectrum of TrES-3 b from the same GTC/OSIRIS data. Our results (black crosses), which have the same integrated flux. They are compared with the previous study by Parviainen et al. (2016) (blue crosses) and by Mackebrandt et al. (2017) (red crosses). The red vertical line shows the sodium line and the blue vertical lines show the potassium doublet. The pink line shows the telluric line close to the potassium region.	99
4.1	System geometry at phase zero and transit light curve of Qatar-1b from Püskiüllü et al. (2017).	102
4.2	Transmission spectrum of Qatar-1b, from von Essen et al. (2017). Black circles and vertical error bars show the derived R_p/R_s and their uncertainties. Horizontal lines indicate the sizes of the wavelength bins. Green, red and blue continuous lines correspond to Fortney et al.'s (2010) models for exo-atmospheres. Filled diamonds, squares and triangles indicate averages of the models within each wavelength bin. The zero points of the models were shifted vertically to match the data.	103
4.3	Through-slit image (top panel) and corresponding dispersed two-dimensional spectra image (bottom panel).	104
4.4	Sum over all the wavelength in the white flux profile. Left: Target Flux, Right: reference star flux with two close faint star companions at $x=170$ and $x=178$. The red line indicates the aperture width chosen to calculate the total flux and the blue line indicates the gaussian's center.	105
4.5	Time series of systemic vectors: From top to bottom: a) Shift in spatial direction, showing the pixel variation in X-axis of the target spectra, b) Shift in dispersion direction, showing the pixel variation in Y-axis, in both cases relative to the first image, c) Sky background, showing the average value on two regions on both sides of the spectrum of the target, d) shows the FWHM of the fitted gaussian profile variations of the target.	106

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136 Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	Fecha: 24/04/2019 11:41:11
HANS DEEG UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 11:45:36
ROI ALONSO SOBRINO UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 13:32:19

LIST OF FIGURES

xxv

4.6 Top panel: raw flux sequences of Qatar-1 (black) and reference star (red). Bottom panel: normalised flux ratios between Qatar-1 and the reference star, i.e., the transit raw white light curve.	107
4.7 Qatar-1b's white transit light curve with the most complex systemic model explored. From top to bottom: (1) raw light curve (target-to-reference star flux ratio; black points) and the best-fitting combined model (red line); (2) corrected light curve after removing the best-fit systematics model, overplotted with the best-fit transit model; (3) light curve residuals.	108
4.8 Sinusoidal correction of the systematic model of the equation 4.1.	109
4.9 Like Fig. 4.7 but with a sinusoidal term in the modeling.	110
4.10 Spectrum of Qatar-1 b. In red we indicate the limits of the twenty-one narrow band channels, which have the same integrated flux. The blue dashed lines indicate the sodium (589 nm) and potassium (766 nm) lines.	112
4.11 All 21 narrow band channel light curves before and after correction from the systematic noise, overplotted with the best fit model (black lines)	114
4.12 Root mean square (rms) of the residuals as a function of the wavelength of the spectroscopic transit light curves.	115
4.13 Results for the wavelength dependent planet-to-star ratio of Qatar-1b. The black horizontal dashed line indicates the mean radius ratio, which corresponds to the value obtained in the white light curve analysis. The red, pink and blue lines indicate the sodium, telluric and potassium lines, respectively.	116
4.14 Progression of the results for the linear (q1, red diamonds) and quadratic (q2, blue diamonds) limb darkening coefficients with wavelength. Both are compared with a theoretical prediction (red and blue dashed line respectively) derived from Espinoza & Jordán (2015). For q2, data and theoretical values are shown with an arbitrary offset of 5 Å for clarity. All vertical error-bars indicate 1σ uncertainty.	116
4.15 Qatar-1b transmission spectra. The black data show the transmission spectrum obtained using fixed LDCs, whereas the red data show the transmission spectrum obtained after allowing the LDCs to vary, assuming a normal prior distribution around the theoretical values. The red data are shown with an arbitrary offset of 5 Å for clarity. All vertical error-bars indicate 1σ uncertainties.	117
4.16 Transmission spectra of Qatar-1b. Black and blue crosses (equal flux and 10nm sized bins respectively) and horizontal error bars show the derived R_p/R_* 's and their uncertainties. Green, blue and red dashed lines correspond to Hazy, Flat and clear atmosphere, respectively. Filled squares indicate averages of the models within each wavelength bin.	118
4.17 Results for the wavelength dependent planet radius of Qatar-1b compared with the results from von Essen et al. (2017).	119

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136 Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	Fecha: 24/04/2019 11:41:11
HANS DEEG UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 11:45:36
ROI ALONSO SOBRINO UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 13:32:19

5.1	Figure from Mancini et al. (2016). Variation of the planetary radius with wavelength. The black points with dashed error bars refer to the same measurements after correction for possible starspot activity. Different synthetic spectra for WASP-36 b are shown as coloured lines. The green line is a standard prediction of a model obtained with the petitCODE (Mollière et al. 2015), the grey line shows the case in which Na and K are excluded, the blue line is as the grey one but with Rayleigh scattering increased by a factor of 1000, and the red line shows the case in which they considered the opacity contribution due to TiO and VO.	122
5.2	Through-slit images (top panels) and corresponding dispersed two-dimensional spectra images (bottom panels).	123
5.3	The left column refers to the first night while the right column to the second night. From top to bottom the following time series of vectors are shown: a) Shift in spatial direction, showing the pixel variation in X-axis of the target spectra, b) Shift in dispersion direction, showing the pixel variation in Y-axis respect to the first image, c) Sky background, showing the average value on two regions on both sides of the spectrum, d) Variations of the rotator-angle of the instrument during the observation, e) Variations of the airmass, and f) the FWHM of the fitted Gaussian profile variations of the target.	124
5.4	Timing data of WASP-36b. Top panel: the measured mid-times of exoplanet transits, to which a line is fit by least-squares. Bottom panel: the residuals of that fit, which is the conventional observed minus calculated (O-C) diagram.	126
5.5	White light curves of WASP-36b on 01-16-2015 (left) and on 01-19-2015 (right). Panels from top to bottom show: (1) Normalized flux ratio between Wasp-36 and the reference star, overlaid with the best fitting model. The blue circle shows the area affected by the rotator angle position; (2) The transit light curve after removing the systematics, overlaid with the best fitting transit model. The blue circle shows the area were the correction against the rotator angle had the most effect; (3) The best fit light curve residuals.	127
5.6	The red and blue spectra corresponds to the target and the reference star, respectively. Indicated in dashed black lines are the limits of the narrow band channels, which have the same integrated flux.	129
5.7	Transmission spectrum of Wasp-36b for night 16 (blue squares) and night 19 (red squares). An analysis combining the two nights of observation results in the transmission spectrum given by the black squares. Data from night 16 and 19 are shown for clarity with an arbitrary offset in the X axis of -5 and 5 Å. The vertical lines show the sodium (red), the telluric (pink) and the potassium doublet (blue) lines.	129
5.8	All 20 narrow band channel light curves before and after correction from the systematic noise, overplotted with the best fit model (black line). The light curve in the 752-770 nm range is noisier than the others because in this bins falls the telluric O ₂ absorption band and therefore there is less flux.	130
5.9	Root mean square (rms) as a function of the wavelength of the spectroscopic transit light curves for both nights.	131

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

LIST OF FIGURES

xxvii

5.10	Transmission spectrum of WASP-36b combining the two nights. There is an indication of an abrupt change in planet size from 700 nm onwards. The two horizontal color lines show the mean radius ratios from each area. The vertical dashed red and blue lines determine the sodium, NaI, (589.0 nm) and potassium, KI, (766.5 and 769.9 nm) lines, respectively. The pink dashed line shows the telluric line of O _{II} (760.5 nm). The purple line shows a cloud-free models for each wavelength regions.	132
5.11	Averaged results for both nights for the wavelength dependent planet radius of WASP-36b (red circles) compared with the result from Mancini et al. (2016) (black circles). The blue dots represent bins of the same size as the photometric bands used by Mancini et al. (2016).	133
6.1	Sum over all the wavelength in the white flux profile. Left: Target flux. Right: flux of the comparison star. The red line indicates the aperture width chosen to calculate the total flux (36 pixels).	137
6.2	Example of an image which was contaminated by an internal light reflection. The image shows the spectrum of the reference star (bottom) and of HAT-P-33 (top). The contaminating light reflection is marked by a black rectangle.	138
6.3	Top panel: Different apertures chosen to the right and left of the reference star spectrum. Bottom panel: Average sky values in the different apertures as a function of time.	139
6.4	Top panel: Reference star fluxes corrected against sky flux by different apertures. Bottom panel: Normalized light curves of the target star divided by the reference star, using the different apertures.	140
6.5	White light curve of HAT-P-33b obtained with the selected best sky background aperture.	141
6.6	Time series of different vectors of HAT-P-33b: From top to bottom: a) Shift in spatial direction, showing the pixel variation in X-axis of the target spectra, b) Shift in dispersion direction, showing the pixel variation in Y-axis respect to the first image, c) Sky background, showing the average value on left side of the spectrum (the less affected side by Moon contamination), d) FWHM of the fitted gaussian profile to the target.	142
6.7	White light curve of HAT-P-33b. The panels from top to bottom show: (1) normalized flux ratio between HAT-P-33 and the reference star, overlaid with the best fit model; (2) the transit light curve after removing the systematics, overlaid with the best fit transit model; (3) the residual from the best fit light curve. . . .	143
6.8	Timing data of HAT-P-33b. Top panel: the measured mid-times of exoplanet transits, to which a line is fit by least-squares. Bottom panel: the residuals of that fit, which is the conventional observed minus calculated (O-C) diagram. . .	144
6.9	All 25 narrow band channel light curves of HAT-P-33, before and after correction from the systematic noise, overplotted with the best fit model (black line)	147
6.10	Root mean square (rms) as a function of the wavelength of the 25 spectroscopic transit light curves.	148

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136 Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	Fecha: 24/04/2019 11:41:11
HANS DEEG UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 11:45:36
ROI ALONSO SOBRINO UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 13:32:19

6.11 Transmission spectrum of HAT-P-33 b. Black crosses show the derived R_p/R_* 's and their uncertainties. Green, blue and red dashed lines correspond to hazy, flat and clear atmospheres, respectively. Filled circles indicate averages of the models within each wavelength bin. 148

6.12 Top panel: H-band AO image of HAT-P-41 showing the 3.5'' neighbor to the south (Wöllert et al. 2015). Bottom panel: Though-slit images (top panels) and corresponding dispersed two-dimensional spectra images (bottom panels). The GTC spectroscopic observations were recorded using two CCD chips, where the target star is on CCD2. 150

6.13 Example of the same contaminated and clean spectrum of HAT-P-41 together with the spectrum of the contaminating companion. 151

6.14 White light curve of HAT-P-41b on the night of 2016 July 13. 151

6.15 White light curve of HAT-P-41b on the night 2016 July 13. Panels from top to bottom show: (1) normalized flux ratio between HAT-P-41 and the reference star, overlaid with the best fit model; (2) the transit light curve after removing the systematics, overlaid with the best fit transit model; (3) the best fit light curve residuals. 152

6.16 Time series of systemic vectors: From top to bottom: a) Shift in spatial direction, showing the pixel variation in X-axis of the target spectra, b) Shift in dispersion direction, showing the pixel variation in Y-axis respect to the first image, c) Sky background, showing the average value on two regions on both sides of the spectrum, d) shows the FWHM of the fitted gaussian profile variations of the target. 154

6.17 White light curve of HAT-P-41 obtained with GTC/OSIRIS on July 5 in 2016. From top to bottom are: (1) raw light curve (target to reference star flux ratio; black points) and overplotted the best fitting model (red line); (2) corrected light curve after removing the best fit systematics model, overplotted with the best fit transit model; (3) best fit light curve residuals. 155

6.18 Timing data of HAT-P-41b. Top panel: the measured mid-times of exoplanet transits, to which a line is fit by least-squares. Bottom panel: the residuals of that fit, which is the conventional observed minus calculated (O-C) diagram. . . 156

6.19 Transmission spectrum of HAT-P-41b. Black crosses show the derived R_p/R_* 's and their uncertainties. The horizontal red dashed line indicates the mean radius ratio. The red vertical line shows the sodium line and the blue vertical lines show the potassium doublet. The pink line show the telluric line close to the potassium region. Green, blue and red dashed lines correspond to hazy, clear and flat atmosphere, respectively, similar to Fig.6.11. Filled triangles indicate averages of the models within each wavelength bin. 157

6.20 All 46 narrow band channel light curves of HAT-P-41, before and after correction from the systematic noise, overplotted with the best fit model (black line). . . . 159

6.21 Root mean square (rms) as a function of the wavelength of the spectroscopic transit light curves. 160

6.22 Comparison of transmission spectra of HAT-P-33b and HAT-P-41b. 160

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136 Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	Fecha: 24/04/2019 11:41:11
HANS DEEG UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 11:45:36
ROI ALONSO SOBRINO UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 13:32:19

LIST OF FIGURES

xxix

6.23 The phase-folded transits of Kepler-7b and Kepler-12b for data of the Kepler mission. The precise knowledge of the white transits is an advantage to correct for systematic noises down to levels of about 10^{-4} 162

6.24 Image taken with the scan mode. The spectra of the target and the reference star are scanned along the spatial direction. 163

6.25 White light curve of Kepler-7 after extraction of the aperture photometry. The vertical blue lines indicate the ingress and egress expected of the transit and the vertical red line the middle of the transit using the ephemeris from Latham et al. (2010) 164

6.26 Progression of the instrument rotation angle during the observation. 165

6.27 Each box shows the different regions in the CCD where the photometry was performed to see possible flux fluctuations in the same image at a given rotator angle. 166

6.28 Flux variation results as a function of the rotator angle for each observation run in the CCD1. Each color corresponds to a region of the CCD in Fig. 6.27. 167

6.29 Flux variation results as a function of the rotator angle for each observation run in the CCD2. Each color corresponds to a region of the CCD (Fig. 6.27). 167

6.30 White light curves of Kepler-12b on July 14,2015 and with scan mode observation (left) and on August 12, 2016 with normal mode observation (right). Panels from top to bottom show: (1) normalized flux ratio between Kepler-12 and the reference star, overlaid with the best fitting model; (2) the transit light curve after removing the systematics, overlaid with the best fitting transit model; (3) the best fitting light curve residuals. 170

6.31 Timing data of Kepler-12b. Top panel: the measured mid-times of exoplanet transits, to which a line is fit by least-squares. Bottom panel: the residuals of that fit, which is the conventional observed minus calculated (O-C) diagram. 171

6.32 Spectra of Kepler-12 (red line) and reference star (blue line). Indicated in vertical dashed black lines are the limits of the narrow band channels, which have the same size (10nm). The vertical red dashed lines indicate the doublet sodium (589 nm) and the pink dashed line indicate the doublet potassium (766 nm) line. The green dashed line indicates the telluric line of O₂. 172

6.34 Root mean square (rms) dispersion of the residuals as a function of the wavelength of the spectroscopic transit light curves for both nights. 172

6.33 Narrow band channel light curves of Kepler-12b of nights of July 14, 2015 and August 12,2016, before (left row) and after correction (right row for each data) from the systematic noise, overplotted with the best fit models (black line). 173

6.35 Transmission spectra of Kepler-12b. The horizontal black dashed line indicates the mean radius ratio. The dashed red vertical line shows the sodium line, the dashed black line denotes the lithium line and the dashed green vertical lines show the doublet potassium. The dashed pink line show the telluric line close to the potassium region. The two horizontal green dashed lines indicate ± 2 atmospheric scale heights. 175

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

6.36 Transmission spectrum of Kepler-12b on August 12, 2016, on a larger scale in R_p/R_* than Fig. 6.35. Black crosses and horizontal error bars show the derived R_p/R_* 's and their uncertainties. Green, blue and red dashed lines correspond to hazy, flat and clear atmosphere, respectively. Filled triangles indicate averages of the models within each wavelength bin. The dashed red vertical lines are similar to Fig. 6.35. The two horizontal green dashed lines indicate ± 2 atmospheric scale heights. 176

7.1 Time series of systemic vectors: From top to bottom: a) Shift in spatial direction, showing the pixel variation in X-axis of the target spectra, b) Shift in dispersion direction, showing the pixel variation in Y-axis respect to the first image, c) Sky background, showing the average value on two regions on both sides of the spectrum, d) shows the variations of the FWHM of the fitted PSF by a gaussian profile. 180

7.2 White light curve of the transit of CoRoT-15b. Panels from top to bottom show: (1) normalized flux ratio between CoRoT-15 and the reference star, overlaid with the best fitting model; (2) the transit light curve after removing the systematics, overlaid with the best fitting transit model; (3) the best fitting light curve residuals. 181

7.3 Spectra of CoRoT-15 (red line) and reference star (blue line). Indicated in black are the limits of the narrow band channels. The Y-axis denotes the spectrum values normalized to the spectrum value median. 183

7.4 Narrow band channel light curves of CoRoT-15, before and after correction from the systematic noise, overplotted with the best fit model (black line) 184

7.5 Root mean square (rms) as a function of the wavelength of the spectroscopic transit light curves of CoRoT-15b. 185

7.7 White light curve of CoRoT-3b. Panels from top to bottom show: (1) normalized flux ratio between CoRoT-3 and the reference star, overlaid with the best fitting model; (2) the transit light curve after removing the systematics, overlaid with the best fitting transit model; (3) the best fitting light curve residuals. 186

7.6 Top panel: Transmission spectrum of CoRoT-15b. The horizontal light green band indicates the area where the models are, which are zoomed in the bottom panel. The red vertical line shows the sodium (589.0 nm) and potassium (766.0) lines and the blue vertical lines show the telluric line close to the potassium region. Bottom panel: Transmission spectrum of CoRoT-15b without error bars (black crosses) plus theoretical models, Green, red and blue solid lines correspond to hazy, flat and clear atmosphere, respectively. Filled circles indicate averages of the models within each wavelength bin. 188

8.1 Plot of confirmed planets in planet mass - planet radius. Figure from <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu> updated to October/2018. The zoom represents the area of the diagram where the planets studied in this thesis are found. They are indicated with its name and a red dot. 190

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015. <i>Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección https://sede.ull.es/validacion/</i>	
Identificador del documento: 1825136	Código de verificación: Qz8NLH1/
Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	Fecha: 24/04/2019 11:41:11
HANS DEEG UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 11:45:36
ROI ALONSO SOBRINO UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 13:32:19

LIST OF FIGURES

xxxi

8.2 Equilibrium temperature of the planets studied with OSIRIS/GTC versus their scale height. Red dots are the planets studied in this work. Blue dots are planets from other studies done with OSIRIS/GTC and in which alkaline metals have been detected in their atmospheres. 191

8.3 Left panel: Transit white light curves after removing the systematics, overlaid with the best fit transit model. Right panel: GTC/OSIRIS transmission spectra, which are the difference between on-transit and off transit spectra. Solid coloured lines show fitted atmospheric models corresponding to cloud-free models. The spectra have been offset and are sorted in decreasing order in scale height. . . . 192

8.4 Transmission spectral parameter $\Delta Z_{550nm-850nm}/H_{eq}$ versus equilibrium temperature of the planets. Error bars represent the measurement uncertainties. The circles, triangle and squares represent theoretical models of clear atmosphere, hazy atmosphere and flat atmosphere, respectively. These theoretical models compare the relative strength of scattering in the transmission spectrum in the same range of wavelengths. CoRoT-15b is not plotted due to its extremely large value of $\Delta Z_{550nm-850nm}/H_{eq}$ 195

8.5 Like Fig.8.4 but showing $\Delta Z_{600nm-740nm}/H_{eq}$ versus equilibrium temperature of the planet. CoRoT-15b is not plotted due to its extremely large value of $\Delta Z_{600nm-740nm}/H_{eq}$ 196

8.6 Like Fig.8.4 but showing $\Delta Z_{550nm-850nm}/H_{eq}$ versus scale height of the planet. CoRoT-15b is not plotted due to its extremely small value of scale height. 196

8.7 Like Fig.8.4 but showing $\Delta Z_{600nm-740nm}/H_{eq}$ versus scale height of the planet. CoRoT-15b is not plotted due to its extremely small value of scale height. 197

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19



Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

List of Tables

1.1	Resumen de las leyes más comunes para describir el limb darkening u oscurecimiento del limbo.	14
1.2	Información sobre los objetos de estudio de la tesis: fechas de observación, los objetivos observados, el capítulo donde se discuten los datos y un breve comentario sobre las observaciones.	46
2.1	Summary of OSIRIS basic parameters. These gain values correspond to CCD2, values for CCD1 are 5% smaller than these.	47
2.2	Features of the R1000R grism. The resolution and dispersion are measured at $\lambda_C(\text{\AA})$ for a slit with of $0.6''$. The dispersion corresponds to binned pixels.	48
2.3	Summary of the observations acquired for this thesis.	69
2.4	Summary of the observations acquired for this thesis.	70
2.5	Summary of the observations acquired for this thesis.	71
3.1	Model comparison for the systematic noise in the transit white light curve listing the respective $\Delta\text{BIC}=\text{BIC} - \text{BIC}_{\text{best-model}}$. The number following each systematic vector indicates the highest polynomial order that was allowed to be non-zero and free in the model fit.	81
3.2	Best fit planet system parameters from MCMC sampling of the posterior parameters distributions for the white light curve of TrES-3b. For comparison, the planet parameters obtained from Parviainen et al. (2016) and Mackebrandt et al. (2017) are listed.	86
3.3	Best fit results for the planet-to-star radius ratio studying the case where the limb darkening coefficients q_1 and q_2 are fixed and not, for the narrow band channel light curves taking into account the corrector factor and the CNM vector into the systematic model.	91
3.4	χ^2 values for the different fitted atmospheric models plotted in the Figure 3.19. The transmission spectra were performed with contamination factor and fixed LDCs.	97
4.1	Model parameters of Qatar-1b compared with previous studies.	111

xxxiii

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

4.2	Best fit results for the planet-to-star radius ratio with the limb darkening coefficients q_1 and q_2 , for the 21 narrow band channel light curves.	113
4.3	χ_{red}^2 for the different fitted atmospheric models	119
5.1	Radius ratios of Wasp-36b from our work and previous studies.	125
5.2	Best fit results for the planet-to-star radius ratio for the night 16 and 19, and for a joint model of both nights together.	128
6.1	Parameters of the HAT-P-41b and HAT-P-33b twin planets studied in this work and also WASP-17b for comparison. Data taken from http://www.exoplanets.org/	136
6.2	Fitting model parameters of HAT-P-33b comparing with previous studies.	145
6.3	Best fit results for the HAT-P-33b planet-to-star radius ratios for the narrow band channel light curves.	146
6.4	χ_{red}^2 for the different fitted atmospheric models	149
6.5	Best fit planet system parameters from MCMC sampling of the posterior parameters distributions for the white light curve of HAT-P-41b.	153
6.6	χ_{red}^2 for the different fitted atmospheric models	158
6.7	Best fit results for the HAT-P-41b planet-to-star radius ratios for the narrow band channel light curves.	158
6.8	Parameters of the Kepler-7b and Kepler-12b twin planets. Data taken from http://www.exoplanets.org/	162
6.9	comments of the Kepler targets observations	163
6.10	The different nights or runs with the range of the rotator angle sampled in degrees.	166
6.11	Kepler-12b transit depths, mid-transit time and updated period of our work and Fortney et al. (2011).	170
6.12	Best fit results for the Kepler-12b planet-to-star radius ratios for the narrow band channel light curves.	174
6.13	χ_{red}^2 for the different fitted atmospheric models	176
7.1	Best fit planet system parameters from MCMC sampling of the posterior parameters distributions for the white light curve of CoRoT-15b. The planet parameters obtained from Bouchy et al. (2011), for comparison, are shown.	179
7.2	Best fit results for the CoRoT-15b planet-to-star radius ratios for the narrow band channel light curves.	182
7.3	Updated orbital period for CoRoT-15b and CoRoT-3b.	186
8.1	Summary about the quality of the white light curves.	193
8.2	Physical parameters of the observed targets and associated spectral indices.	195

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

1

INTRODUCCIÓN

Hasta hace tan solo 25 años el Sistema Solar era el único sistema planetario conocido en el universo. Ya desde la época de los atomistas griegos, la pregunta de ¿existirán otros mundos, otros sistemas planetarios como el nuestro? estaba presente en la sociedad. No fue hasta finales del siglo XX cuando esa pregunta tuvo respuesta con el descubrimiento del primer planeta fuera de nuestro sistema solar, también conocido como exoplaneta o planeta extrasolar. Este primer sistema descubierto estaba formado por un planeta que orbitaba alrededor de un púlsar y no de una estrella como nuestro sol (Wolszczan & Frail 1992). Pero fue en 1995 cuando Michel Mayor y Didier Queloz descubrieron el primer planeta fuera del Sistema Solar orbitando en torno a una estrella similar a nuestro sol (Mayor & Queloz 1995). Este hallazgo abrió el camino para el posterior descubrimiento de planetas extrasolares. En la actualidad, el número total de exoplanetas descubiertos y confirmados asciende a 3708¹ (ver Figura 1.1).

Es importante remarcar que las principales misiones y técnicas utilizadas para la detección de exoplanetas están sesgadas a encontrar cuerpos muy masivos con radios muy grandes y periodos orbitales cortos. Por lo tanto, la muestra de exoplanetas conocida no debe ser representativa de los sistemas planetarios que existen en el universo. La mayoría de los exoplanetas conocidos hasta la fecha, más del 78%¹, son los llamados planetas transitantes. Estos planetas poseen órbitas orientadas de tal manera, que visto desde un observador en la Tierra, pasarían por delante del disco estelar de su estrella anfitriona. Durante este evento, parte de la luz emitida por la estrella es bloqueada por el paso del planeta, provocando una disminución periódica de la luminosidad de la estrella. A este fenómeno se lo conoce como tránsito. Uno de los descubrimientos más relevantes de este tipo de sistemas ocurrió durante el proceso de mi tesis, el sistema llamado TRAPPIST-1 que alberga siete planetas tipo terrestres orbitando en torno a una estrella enana ultra fría (Gillon et al. 2017). El descubrimiento de exoplanetas transitantes también ha abierto la oportunidad a realizar estudios detallados de la composición de sus atmósferas (Seager & Sasselov 1998, 2000; Charbonneau et al. 2002). El enfoque principal de esta tesis es la caracterización de las atmósferas de planetas transitantes mediante observaciones hechas desde tierra. En este

¹ <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu>

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

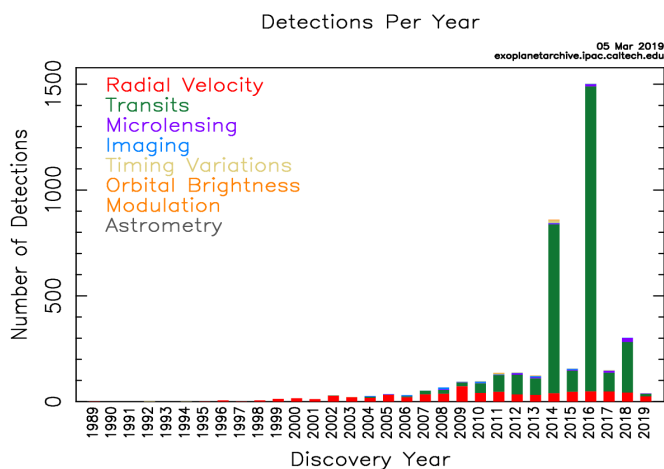


Figura 1.1: Número total de planetas detectados en relación con el año de descubrimiento a fecha de Marzo de 2019. Fuente: <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu>.

capítulo, presentaré los principales métodos de detección de exoplanetas usados en esta tesis, los métodos de caracterización de atmósferas exoplanetarias y el modelado de las curvas de luz, junto con los factores a tener en cuenta en el análisis espectrofotométrico.

1.1 Métodos de detección de exoplanetas y de la determinación de sus parámetros básicos

Los exoplanetas que han pasado su etapa de formación solo brillan gracias a la luz reflejada procedente de la estrella anfitriona en torno a la que orbitan o por su emisión térmica, de esta forma la luminosidad del planeta es del orden de $10^3 - 10^8$ veces más débil que la luminosidad estelar. La baja luminosidad junto con la proximidad a su estrella es lo que provoca que obtener una imagen directa de un exoplaneta sea una tarea difícil y sólo haya sido logrado en pocas ocasiones y en objetos en formación, con el flujo adicional debido a la contracción de material que esta teniendo lugar (Lagrange et al. 2009; Kalas et al. 2008; Marois et al. 2008). Es por eso que otros métodos indirectos de detección tienen que ser empleados. La Figura 1.2 muestra un resumen de los métodos de detección de exoplanetas. En esta tesis se hará uso del método de tránsitos y el método de velocidades radiales, ambos serán descritos en los siguientes apartados.

El propósito de ambos métodos es inferir parámetros físicos del sistema basándose en los elementos orbitales del sistema exoplanetario, los cuales si pueden ser extraídos de los datos observacionales, como la curva de tránsito o la curva de velocidad radial. Los elementos orbitales, también conocidos como elementos keplerianos, son los parámetros necesarios para definir de

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

1.1 Métodos de detección de exoplanetas y de la determinación de sus parámetros básicos

3

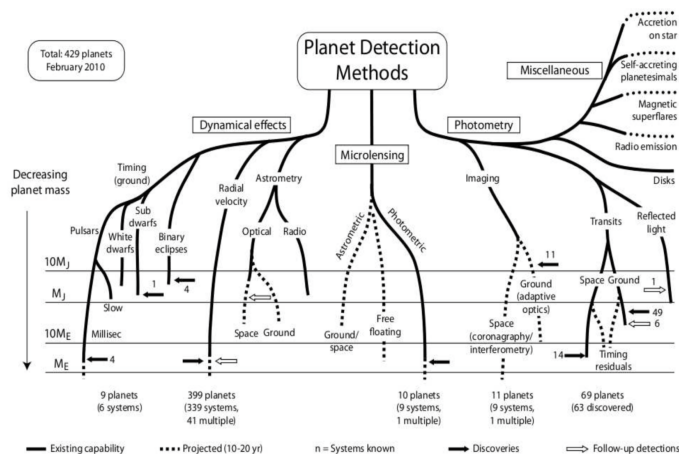


Figura 1.2: "Perryman tree": Resumen de los métodos de detección de Perryman 2000.

forma unívoca la órbita de un planeta, un total de seis. Estos elementos pueden cambiar con el tiempo, principalmente por causa de otros cuerpos orbitando la misma estrella. Los dos elementos que definen la forma y el tamaño de la órbita son la excentricidad, e , y el semieje mayor, a . La excentricidad representa el grado de desviación respecto de una órbita circular, donde por ejemplo $e=0$ corresponde a una órbita circular. El semieje mayor, a , es la suma de la distancia del periastro (distancia mínima entre baricentro del sistema y el planeta) y del apoastro (distancia máxima entre baricentro del sistema y el planeta) dividida por dos. Para órbitas circulares, el semieje mayor es la distancia entre el baricentro del sistema y el planeta. Por otro lado, los dos elementos que definen la orientación del plano orbital son la inclinación, i , que es el ángulo entre el eje del plano orbital del planeta y la línea de visión. La longitud del nodo ascendente, Ω , es el ángulo que hay entre una dirección de referencia (en el caso de órbitas fuera del sistema solar se suele usar la dirección hacia el polo norte celeste) hasta el nodo ascendente de la órbita del objeto (intersección entre el plano de la órbita real del planeta y el plano de referencia, en nuestro caso el plano del cielo, ver Fig. 1.3). Los últimos dos parámetros son el argumento de periastro, ω , que es el ángulo que va desde el nodo ascendente hasta el periastro en la dirección del movimiento del cuerpo, la anomalía verdadera, ν , que define la posición del planeta moviéndose a lo largo de una órbita kepleriana y es el ángulo entre el periastro y la posición del planeta en un tiempo t . Su expresión matemática viene dada por:

$$\nu(t) = 2 \arctan \left(\sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan \left(\frac{E(t)}{2} \right) \right) \quad (1.1)$$

donde E es la anomalía excéntrica y viene dada por la famosa ecuación de Kepler:

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

$$E(t) = M(t) + e \sin E(t) \quad (1.2)$$

donde M es la anomalía media, que denota la fracción de un período orbital transcurrido desde el pericentro hasta un tiempo t, con $M=2\pi t$. Esta última expresión solo puede ser resuelta numéricamente para un valor de M dado. La Figura 1.3 ilustra los elementos orbitales explicados.

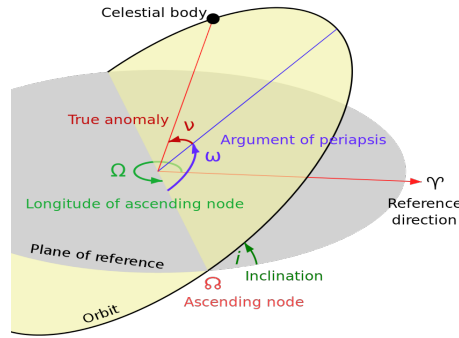


Figura 1.3: Diagrama que ilustra los diferentes elementos orbitales de la órbita de un planeta (Fuente: Wikipedia).

1.1.1 Método de Velocidad Radial

El método de velocidad radial, también conocido como espectroscopía Doppler, es uno de los métodos indirectos más efectivos para localizar planetas extrasolares. El método de velocidad radial se basa en el hecho de que una estrella no permanece fija en el cielo cuando forma parte de un sistema planetario. Ésta se mueve, en una pequeña órbita alrededor del centro de masas, debido al efecto gravitacional de su compañero o compañeros. Estos ligeros movimientos afectan al espectro de la estrella. Si la estrella se está moviendo hacia el observador, entonces las líneas espectrales de la estrella aparecerán desplazadas ligeramente hacia el azul. Si por el contrario se está alejando, se desplazarán hacia el rojo, como consecuencia del efecto Doppler. El desplazamiento en longitud de onda de una línea espectral, $\Delta\lambda$, con respecto a la longitud de onda en reposo, λ_0 , está relacionado con su velocidad radial, V_r , de la forma:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{V_r}{c} \quad (1.3)$$

siempre y cuando $V_r \ll c$ (siendo c la velocidad de la luz).

La variación de la velocidad radial, V_r causada por el movimiento kepleriano de un planeta en el sistema se describe como:

$$V_r = V_\gamma + K[\cos(\nu + \omega) + e \cos \omega] \quad (1.4)$$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

1.1 Métodos de detección de exoplanetas y de la determinación de sus parámetros básicos

5

donde V_γ es un valor constante debido a la velocidad sistémica de la estrella, K es la amplitud de la curva de velocidad radial, ω el argumento del periastro y ν la anomalía verdadera.

La relación entre la amplitud de la velocidad radial, K , los parámetros físicos del planeta y de la estrella se muestran en la Ecuación 1.5, que usa la notación de Cumming et al. (1999).

$$K = \left(\frac{2\pi G}{P} \right)^{1/3} \frac{M_p \sin i}{(M_p + M_\star)^{2/3}} \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \quad (1.5)$$

donde M_p es la masa planetaria, M_\star la masa de la estrella anfitriona, P es el período orbital del planeta, e la excentricidad de la órbita del planeta, i es la inclinación del sistema y G la constante de gravitacional universal. Haciendo la suposición de que $M_p \ll M_\star$ la Ecuación 1.5 puede aproximarse a:

$$M_p \sin i \simeq \left(\frac{P}{2\pi G} \right)^{1/3} K M_\star^{2/3} (1 - e^2)^{1/2} \quad (1.6)$$

Por tanto, estimando la masa de la estrella (valor que puede ser estimado a partir del tipo espectral de la estrella), la curva de velocidad radial nos permite calcular una cota inferior a la masa planetaria. En el caso de que el sistema sea transitante, la inclinación de la órbita será próxima a 90° , y consecuentemente la masa planetaria calculada estará cerca al valor real. La Figura 1.4 muestra un ejemplo de curva de velocidad radial, que muestra la importancia que tiene el monitoreo de las velocidades radiales en el tiempo. Destacar que el método de velocidad radial es la forma de inferir la masa y de esta forma confirmar la naturaleza planetaria del objeto.

1.1.2 Método de Tránsito

Hasta la fecha, el método de tránsito es el más exitoso en cuanto al número de descubrimientos de exoplanetas se refiere, con más del 78 % de los planetas descubiertos². En la Figura 1.1 también puede apreciarse este hecho, con un total de 3924 planetas transitantes encontrados (a fecha de Marzo de 2019). Estos descubrimientos se han podido llevar a cabo gracias a diversos proyectos que monitorizan cientos de miles de estrellas en grandes áreas de cielo. Aunque muchos de los descubrimientos se han hecho a partir de proyectos con observaciones hechas desde tierra (como por ejemplo SuperWASP, HATNet, TrES), sin duda el mayor número de descubrimientos se lo llevan las misiones de rastreo realizados desde el espacio, más concretamente las misiones espaciales CoRoT (Baglin et al. 2002) y Kepler (Borucki et al. 2006), y la recientemente lanzada misión TESS (Barclay et al. 2018), que está dando los primeros descubrimientos. Como ya se ha mencionado si la órbita de un planeta está inclinada aproximadamente 90° entonces el fenómeno conocido como tránsito tendrá lugar. Durante el tránsito el planeta pasa por delante del disco estelar de su estrella anfitriona, produciendo una disminución en el flujo estelar medido (ver figura 1.5). Además al monitorear el flujo de la estrella en el tiempo uno obtiene la curva de luz estelar. De esta forma, el tránsito es visible en la curva de luz como una pequeña disminución del flujo estelar medido.

²<https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu>

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

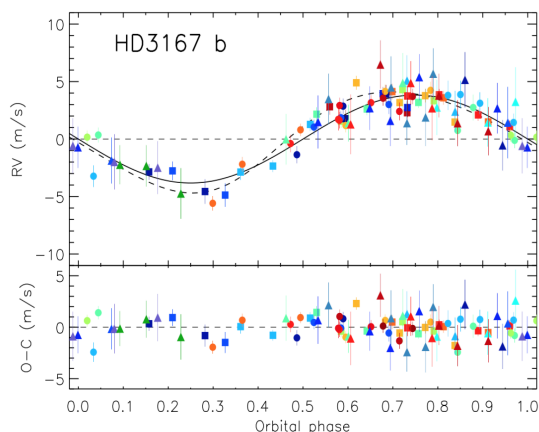


Figura 1.4: Ejemplo de curva de velocidad radial. Panel superior: Observaciones de velocidad radial, FIES (triángulos), HARPS (círculos), y HARPS-N (cuadrados). La línea sólida muestra la solución circular orbital de HD 3167 b derivada del análisis. Los diferentes colores representan las medidas para las diferentes noches de observación. Panel inferior: Residuos al modelo circular. Figura de Gandolfi et al. (2017).

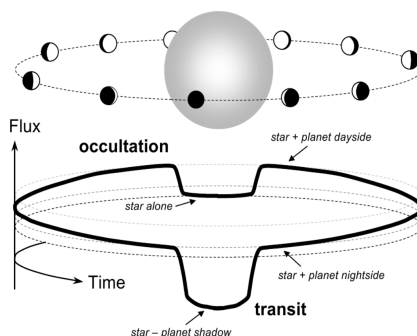


Figura 1.5: La figura muestra la curva de luz de un planeta transitante, es decir, la medición del flujo estelar con respecto al tiempo como función de su fase orbital representada por el diagrama superior (Winn 2010).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

1.1 Métodos de detección de exoplanetas y de la determinación de sus parámetros básicos

7

Uno de los principales parámetros físicos que puede obtenerse de la curva de luz es la relación de radios entre el planeta y la estrella, y el cual puede estimarse a partir de la profundidad del tránsito (δ) de la forma:

$$\frac{R_p}{R_\star} = \sqrt{\delta} \quad (1.7)$$

donde $\delta = \frac{\Delta F}{F_0}$, con ΔF siendo la disminución máxima del flujo durante un tránsito y F_0 el flujo estelar. La Ecuación 1.7 sólo es válida si asumimos que la estrella es un disco con una intensidad uniforme y el planeta un disco totalmente opaco. La señal de tránsito medida es pequeña, por ejemplo para planetas del tamaño de Júpiter orbitando alrededor de una estrella tipo solar, la profundidad del tránsito es del 1 %, mientras que para planetas del tamaño similar a la Tierra la profundidad es de tan solo el 0.01 %. La gran mayoría de los exoplanetas detectados, mediante observaciones realizadas desde tierra utilizando el método de tránsito, han sido los conocidos como Júpiteres calientes o en inglés “hot jupiter”, los cuales son planetas de tamaño similar a Júpiter pero con periodos orbitales de unos pocos días. La Figura 1.6 muestra la curva del luz del primer planeta transitante descubierto, HD 209458b, por Charbonneau et al. (2000). La profundidad del tránsito es de 1.6 %, implicando una relación de radios entre planeta y estrella de 0.13.

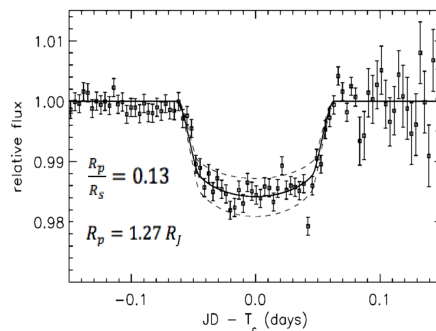


Figura 1.6: Curva de luz del primer planeta transitante descubierto, HD 209458b, por Charbonneau et al. (2000). La curva de luz está normalizada al flujo fuera de tránsito.

1.1.3 Variaciones en los Tiempo de Tránsito, TTV

Las señales de tránsito recibidas por parte de los planetas más pequeños en un sistema exoplanetario son pequeñas y difíciles de medir. Sin embargo, las observaciones precisas de tránsitos, referido a la estabilidad en la variación de flujo y a una mayor secuencia temporal, han permitido detectar este tipo de planetas mediante las variaciones temporales entre tránsitos de los planetas más grandes, por ejemplo el primer caso de confirmación usando TTV de Holman et al. 2010 y el

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

estudio de varios sistemas presentado por Hadden & Lithwick 2017. El método de variación en el tiempo del tránsito (TTV, siglas en inglés de “Transit Timing Variations”) consiste en detectar las variaciones de los parámetros temporales deducidos en el método de tránsito de un planeta conocido a consecuencia de la perturbación gravitatoria de su órbita por uno o más planetas en el sistema (Holman & Murray 2005; Steffen & Agol 2005). En la Figura 1.7 se muestra un ejemplo de dos curvas de luz, una de ellas perturbada por TTVs. Dichas variaciones temporales (TTVs) desde la mitad del tránsito sirven para estimar las masas de los planetas, sin necesidad del método de velocidad radial. La Figura 1.8 muestra una comparativa de las densidades de planetas medidas con el método de velocidad radial y con TTV. En esta figura se aprecia como ambos métodos detectan el mismo rango de densidades. La falta de planetas detectados con velocidad radial en periodos largos se debe a la falta de puntos temporales en las curvas de velocidad radial, y no a la imposibilidad de detectarlos.

1.2 Caracterización básica de curvas de luz

La curva de luz de un tránsito se puede describir con tres parámetros fundamentales: la profundidad relativa del tránsito δ (ecuación 1.7), la duración total del tránsito t_T y su forma. En la Figura 1.9 vemos como la forma de la curva de luz depende del parámetro de impacto en el disco estelar, b , es decir, depende de la inclinación, i , de la órbita. El parámetro de impacto de un exoplaneta en el disco estelar puede calcularse como:

$$b = \frac{a}{R_*} \cos i \quad (1.8)$$

donde a es la distancia entre planeta y estrella durante el tránsito y R_* el radio de la estrella.

Los tres parámetros fundamentales: la profundidad, la duración y forma del tránsito, pueden modelarse usando los elementos orbitales del sistema. Los tres formalismos más importantes en el modelado de curvas de luz son Mandel & Agol (2002), Seager & Mallén-Ornelas (2003) y Giménez (2006). También existen códigos y herramientas que están basados en estos formalismos como por ejemplo **TAP** (de las siglas “Transit Analysis Package” en inglés) que es una interfaz gráfica escrita en el lenguaje IDL para fotometría y análisis de curvas de luz de exoplanetas (Gazak et al. 2012). **Systemic** es un paquete de software para ajustar y analizar curvas de luz y curvas de velocidad radial simultáneamente (<http://www.stefanom.org/console-2/>) y **ELLIC**, un paquete para analizar curvas de luz de estrellas binarias eclipsantes separadas y exoplanetas transitantes (Maxted 2016). En esta tesis el formalismo usado ha sido el de Mandel & Agol (2002). Este formalismo asume una estrella con luminosidad uniforme teniendo en cuenta el efecto de “limb darkening” (efecto que será explicado en el siguiente apartado). Hay que hacer notar que este formalismo asume excentricidades igual a cero. Una excentricidad diferente de cero implica curvas de luz con diferente inclinación en la entrada y la salida del tránsito, pero la precisión actual no es capaz de detectar estas diferencias.

Desde un punto de vista de un observador en la Tierra existen cuatro puntos importantes en la curva de luz de un exoplaneta, el primer contacto, T_1 , es el instante de tiempo en el que el planeta aparentemente toca el disco estelar. El segundo contacto, T_2 , es el instante de tiempo en

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

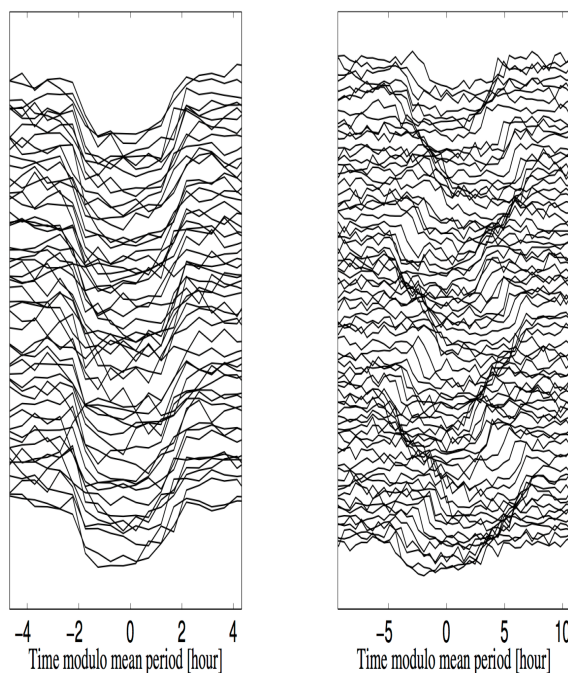


Figura 1.7: Tránsitos solapados en fase de Kepler-4b y Kepler-36c. Panel izquierdo: Muestra de tránsitos normalizados para Kepler-4b, doblados con un período medio de 3.2136641 días. Panel derecho: Muestra de tránsito normalizados para Kepler-36c, doblados con un período medio de 16.231722 días. En el caso de Kepler-4b todos los tránsitos solapados en fase son consistentes temporalmente con un periodo fijo, por el contrario, los tránsitos de Kepler-36c no son consistentes temporalmente con un periodo fijo, sino que se encuentran desfasados a causa de la perturbación gravitatoria de su órbita por otro u otros cuerpos del sistema (Tronsgsr et al. 2014).

el que el planeta aparentemente entra por completo dentro del disco estelar. El tercer contacto, T_3 y cuarto contacto, T_4 son los mismos tiempos que T_2 y T_1 , respectivamente, pero para la salida del planeta de la estrella.

Los parámetros observables en la curva de luz de un tránsito son la relación en el cambio de flujo dentro y fuera de tránsito (ΔF), el tiempo total del tránsito, t_T (tiempo comprendido entre los puntos T_1 y T_4), el tiempo donde el planeta entero está delante del disco estelar, t_F (tiempo comprendido entre los puntos T_2 y T_3) y el periodo orbital, P , este último siempre

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

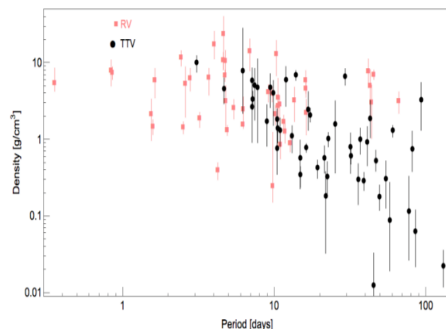


Figura 1.8: Comparativa de densidades de planetas versus el período orbital para planetas con masas medidas con TTV (círculos negros) y con RV (cuadrados rosados). Figura 4 de Hadden & Lithwick (2017).

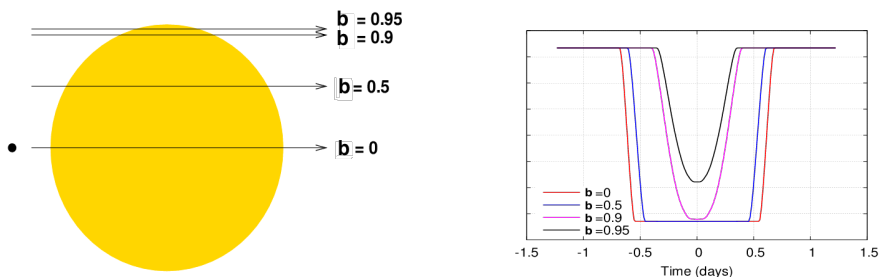


Figura 1.9: Cuatro curvas de luz con inclinaciones de la órbita diferentes. El parámetro de impacto, b , denota la distancia proyectada del planeta al centro del disco estelar. Se puede apreciar como a medida que el parámetro de impacto es mayor, la duración es menor y la forma del tránsito tiene forma de "V".

y cuando haya más de un tránsito observado (ver la Figura 1.10). A partir de estos cuatro observables y asumiendo un brillo uniforme de la superficie de la estrella, pueden obtenerse unos parámetros orbitales del planeta con las expresiones analíticas deducidas por Seager & Mallén-Ornelas (2003):

$$b \equiv \frac{a}{R_s} \cos i = \left\{ \frac{(1 - \sqrt{\Delta F})^2 - [\sin^2(t_F \pi / P) / \sin^2(t_T \pi / P)] (1 + \sqrt{\Delta F})^2}{1 - [\sin^2(t_F \pi / P) / \sin^2(t_T \pi / P)]} \right\}^{1/2} \quad (1.9)$$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

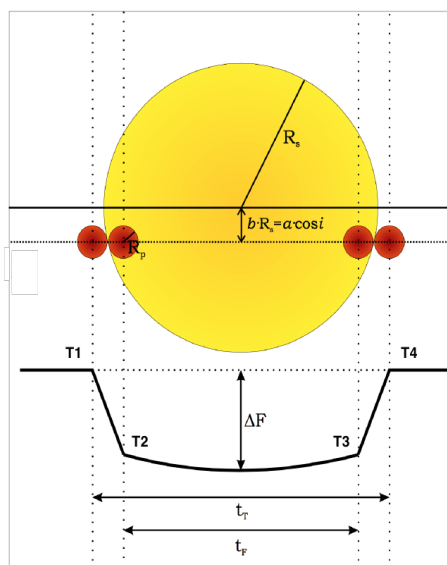


Figura 1.10: Tránsito y curva de luz de un planeta. El ingreso (entre los puntos 1 y 2) corresponde al primer y segundo contacto, T_1 y T_2 , respectivamente. La salida (entre los puntos 3 y 4) corresponde al tercer y cuarto contacto, T_3 y T_4 , respectivamente.

$$\frac{a}{R_s} = \left\{ \frac{(1 + \sqrt{\Delta F})^2 - b^2 [1 - \sin^2(t_T \pi / P)]}{\sin^2(t_T \pi / P)} \right\}^{1/2} \quad (1.10)$$

Dos parámetros importantes deducibles de las dos ecuaciones anteriores y de los observables son: R_s/a , que sirve para estimar la intensidad de interacciones de marea entre estrella y planeta, y R_p/a , que da información sobre la fracción total de la luminosidad que recibe el planeta procedente de la estrella.

1.2.1 Limb Darkening u oscurecimiento del limbo

El efecto del limb darkening hace que una estrella parezca más brillante en el centro del disco estelar que en su borde (Figura 1.11).

Esto es debido a que los fotones provenientes del limbo vienen de una profundidad óptica menor que los producidos en el centro del disco estelar, por lo tanto son producidos en capas de la atmósfera más altas que los fotones del centro del disco. Por teoría de atmósferas estelares se sabe que la temperatura baja con el aumento del radio estelar, por lo que los fotones provenientes

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

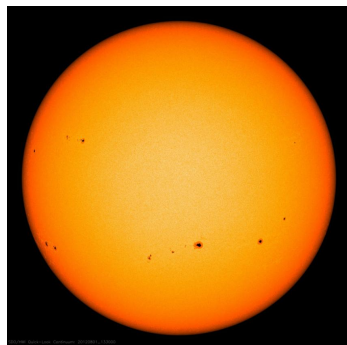


Figura 1.11: Imagen de la fotosfera solar. El disco solar no se encuentra uniformemente iluminado. Éste es más oscuro en el limbo que en el centro.

del limbo se producen en ambientes más fríos y como consecuencia son menos energéticos. En otras palabras, en el centro vemos capas más internas, más calientes, y en el limbo vemos capas más externas que son más frías. El efecto de limb darkening hace que la curva de luz de un tránsito con parámetros de impacto bajo sea ligeramente más profunda (dada por la relación $\sqrt{\delta} = \frac{R_p}{R_*}$) y con forma más redondeada. La Figura 1.12 muestra un ejemplo del efecto de tener o no en cuenta el limb darkening en un modelo de un tránsito.

A lo largo de los años se han propuesto muchas parametrizaciones para describir el efecto del limb darkening en las curvas de luz. En la tabla 1.1 se muestra una evolución temporal de las leyes más comunes. Todas las leyes son funciones del ángulo heliocéntrico de la estrella, θ , de la forma $\mu = \cos\theta$, que es el ángulo entre el observador y la dirección normal a la superficie en dicho punto (ver Figura 1.13 para una mejor visualización).

El gran número de leyes que existen implica que no hay una forma analítica correcta de modelar la distribución de intensidad en el disco estelar. Se observa que todas las leyes comparten la característica de que necesitan un número fijo de coeficientes, los llamados coeficientes del limb darkening (LDCs). En nuestra tesis usaremos la ley cuadrática. La razón de usar esta ley es porque suele describir las curvas de luz de tránsitos con suficiente precisión y requiere sólo dos coeficientes. Además Kipping (2013) deriva las restricciones de los coeficientes de limb darkening de este tipo de ley para que tengan sentido físico. La limitación para que un perfil de intensidad sea positiva en todas partes implica:

$$I(\mu) > 0 \quad \text{or} \quad u_1(1 - \mu) + u_2(1 - \mu)^2 > 1 \quad \text{para todo} \quad 0 < \mu < 1 \quad (1.11)$$

donde $I(\mu)$ es la intensidad del disco estelar en un punto dado μ .

Kipping (2013) propone reemplazar los coeficientes u_1 y u_2 por unos coeficientes:

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015. Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección https://sede.ull.es/validacion/	
Identificador del documento: 1825136	Código de verificación: Qz8NLH1/
Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	Fecha: 24/04/2019 11:41:11
HANS DEEG UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 11:45:36
ROI ALONSO SOBRINO UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 13:32:19

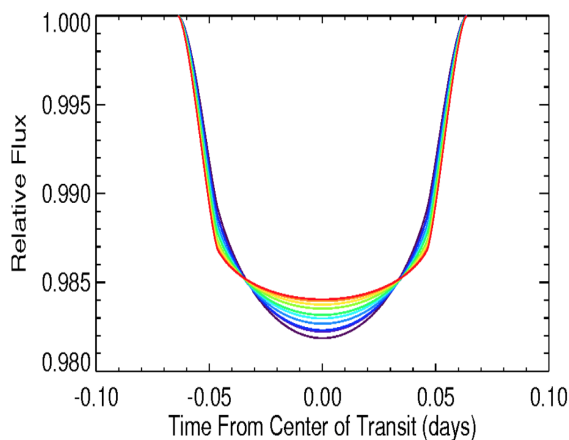


Figura 1.12: Modelos de curvas de luz en diferentes rangos del espectro electromagnético usando leyes no lineales de limb-darkening. Imagen de Knutson et al. 2007b.

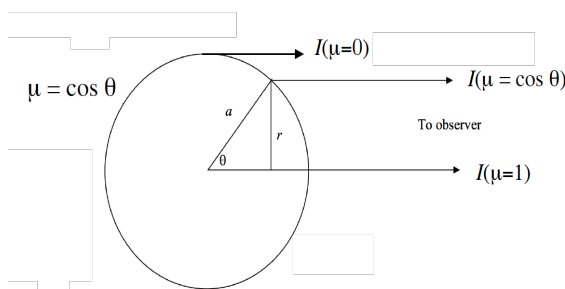


Figura 1.13: Representación geométrica del ángulo heliocéntrico de una estrella, parámetro fundamental en las leyes de limb darkening.

$$q_1 \equiv (u_1 + u_2)^2$$

$$q_2 \equiv \frac{u_1}{2[(u_1 + u_2)]} \tag{1.12}$$

los cuales generan soluciones del limb darkening válidos para el rango $q_1, q_2 = [0,1]$.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015. Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección https://sede.ull.es/validacion/	
Identificador del documento: 1825136	Código de verificación: Qz8NLH1/
Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	Fecha: 24/04/2019 11:41:11
HANS DEEG UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 11:45:36
ROI ALONSO SOBRINO UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 13:32:19

Nombre	Equación	Referencia
Lineal	$I(\mu)/I(1) = 1 - u(1 - \mu)$	Schwarzschild (1906)
Parabólica	$I(\mu)/I(1) = 1 - a(1 - \mu) - b(1 - \mu^2)$	Chalonge & Kourganoff (1946)
Cuadrática	$I(\mu)/I(1) = 1 - u_1(1 - \mu) - u_2(1 - \mu)^2$	Kopal (1950)
Cúbica	$I(\mu)/I(1) = 1 - v(1 - \mu) - v'(1 - \mu)^3$	van't Veer (1960)
Logarítmica	$I(\mu)/I(1) = 1 - A(1 - \mu) - B\mu \log(\mu)$	Klinglesmith & Sobieski (1970)
No lineal	$I(\mu)/I(1) = 1 - \sum_{k=1}^4 a_k (1 - \mu^{k/2})$	Claret (2000)
Exponencial	$I(\mu)/I(1) = 1 - g(1 - \mu) - h(1 - e^\mu)^{-1}$	Claret & Hauschildt (2003)
3 para. nonlin.	$I(\mu)/I(1) = 1 - \sum_{k=2}^4 c_k (1 - \mu^{k/2})$	Sing et al. (2009)
Power - 2	$I(\mu)/I(1) = 1 - c(1 - \mu^\alpha)$	Morello et al. 2017

Cuadro 1.1: Resumen de las leyes más comunes para describir el limb darkening u oscurecimiento del limbo.

No existe una solución analítica completa para describir el limb darkening, pero existen códigos y tablas en las que conociendo las características de una estrella, como su tipo espectral, temperatura efectiva y su metalicidad, se pueden obtener valores aproximados a los coeficientes de limb darkening. Estas soluciones se basan en modelos de atmósferas estelares (Claret 2000; Claret & Bloemen 2011; Espinoza & Jordán 2015). En esta tesis se utilizó el paquete Python escrito por Espinoza & Jordán (2015) para la determinación de dichos coeficientes.

1.2.2 Actividad Estelar

Otro factor importante que no suelen tener en cuenta los formalismos estándares del modelado de tránsitos es la actividad estelar. Al igual que el limb darkening, la actividad estelar influye en la uniformidad de la intensidad en el disco estelar y como consecuencia en la forma de la curva de luz. La actividad estelar puede aparecer como manchas oscuras o fáculas. Las manchas oscuras son el resultado de intensos campos magnéticos en la superficie estelar que suprimen la convección y por tanto el calentamiento de la superficie. Esto hace que el área estelar donde se ha suprimido dicha convección sea más fría que la que la rodea (entre unos 500 a 2000 K) y como consecuencia aparezca una región más oscura (Bray & Loughhead 1964). Las fáculas son debidas a fuertes concentraciones de campo magnético. Sin embargo, y a diferencia de las manchas, estas estructuras tienen escalas espaciales muy pequeñas (del orden del camino libre medio de los fotones). De esta forma, como la presencia de campo magnético evacúa el plasma de la fácula y por tanto, la luz viene de zonas más profundas de la atmósfera solar y la estructura recibe iluminación de sus alrededores más calientes, ésta se ve más brillante que sus alrededores. De igual manera que el número de manchas y fáculas está directamente relacionado con la actividad solar, la variación del flujo solar con ésta es consecuencia del efecto combinado entre la disminución de flujo debido a la presencia de manchas solares y el aumento

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

debido a las fáculas. El resultado es que, al contrario de lo que podría esperarse, la irradiación solar total aumenta con la actividad magnética del Sol (Keller et al. 2004; Berger et al. 2007). La variabilidad temporal de este tipo de fenómenos suele ser de varios minutos, dentro del espacio temporal de la duración de los tránsitos, los cuales se ven afectados por este tipo de fenómenos (Rackham et al. 2017). Malavolta (2016), Zellem et al. (2017), Rich et al. (2017) muestran como este tipo de fenómenos pueden incrementar la luminosidad en curvas de luz, falseando la verdadera profundidad de tránsitos. Existen dos posibilidades en la curva de luz de un planeta transitante alrededor de una estrella con actividad estelar. Una de ellas es que en el camino recorrido por el planeta atravesando el disco estelar pase por encima de una mancha solar, ocultándola durante un periodo de tiempo, o por el contrario puede ocurrir que la mancha se encuentre en latitudes diferentes que el camino que hace el planeta, por tanto no llegará a ocultar la mancha (ver la Figura 1.14 para una mejor visualización).

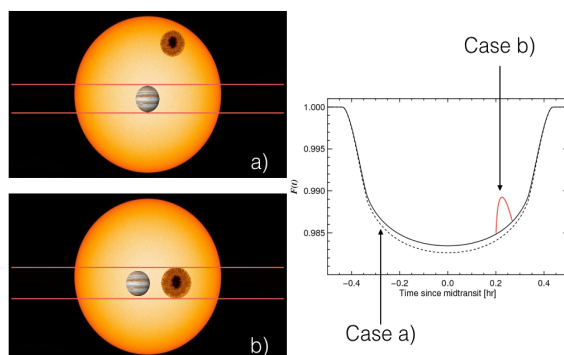


Figura 1.14: La figura muestra los dos casos posibles en un sistema transitante estrella-planeta con actividad estelar. En el caso a) la mancha se encuentra en latitudes diferentes que el camino recorrido por el planeta en el disco estelar, y como consecuencia no tapa la mancha. En el caso b) la mancha se encuentra en la misma latitud que el camino recorrido por el planeta, y como resultado el planeta la tapa durante un periodo de tiempo. En el caso a) la profundidad del tránsito no es la misma sin actividad. La figura de la derecha muestra la diferencia entre las curvas de luz de ambos casos.

En el caso a) de la Figura 1.14, donde la mancha no es atravesada por el planeta, la información extraída de la curva de luz no nos da constancia de actividad estelar. Por tanto para saber si la profundidad del tránsito es real o es más profundo de lo esperado debido a manchas no detectadas, deben realizarse observaciones fotométricas de la estrella antes, durante y después

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

del tránsito para ver posibles variaciones en el flujo estelar debido a la rotación de posibles manchas sobre la estrella. Si se detectan variaciones similares al periodo de rotación de la estrella en la intensidad del flujo estelar puede considerarse que la estrella se encuentra en un régimen de actividad estelar. Para corregir esta actividad en la curva de luz existen tres pasos citados en Sing et al. (2011), donde primero habría que determinar la temperatura de una mancha, que produjera la misma variación que la observada en las variaciones estelares, que si fuera ocultada por el planeta. Posteriormente determinar la disminución del flujo, ΔF , en nuestra curva de luz debido a manchas de esa temperatura. Finalmente utilizar modelos de espectros de manchas para convertir la disminución de flujo, ΔF , en el rango espectral medido en la observación del tránsito, y añadirlo a la curva de luz. La ecuación 1.13 permite calcular cuánto la profundidad del tránsito se ve afectada debido a la actividad estelar, pudiendo determinar si una corrección al modelo por actividad estelar es necesaria dada la precisión en nuestros datos observacionales.

$$\Delta \delta = \delta_{active} - \delta_{quiescent} = \delta_{quiescent} \left(\frac{F_{quiescent} - F_{active}}{F_{active}} \right) \quad (1.13)$$

Donde δ_{active} se refiere a la profundidad de tránsito con actividad estelar, $\delta_{quiescent}$ es la profundidad sin actividad estelar y F se refiere al flujo estelar en cada caso. De la ecuación 1.13, puede deducirse que si un exoplaneta produce un $\delta_{quiescent} = 1\%$ en la profundidad del tránsito y se encuentra orbitando alrededor de una estrella que es un 0.5% activa, la variación en la profundidad de la curva de luz del tránsito es de 50 ppm.

En el caso b) de la Figura 1.14, donde el planeta oculta una mancha mayor que el planeta, la relación de profundidades entre tránsitos cuando el planeta oculta a la mancha (δ_{active}) y cuando se encuentra fuera de la mancha ($\delta_{quiescent}$) es:

$$\frac{\delta_{active}}{\delta_{quiescent}} = \frac{B_{spot}(\nu)}{B_{\star}(\nu)} \approx \frac{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{spot}} - 1\right)}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{\star}} - 1\right)} \quad (1.14)$$

donde B es la intensidad de flujo de la estrella, K es la constante de Boltzmann, ν es la frecuencia de la luz observada y T_{spot} y T_{\star} son las temperaturas de la mancha y de la estrella, respectivamente.

En el caso de las fáculas, las relaciones mostradas se invierten, es decir, una mancha solar en el centro del disco del Sol muestra un mayor contraste en comparación con la del borde del Sol, y por el contrario, una fácula solar en el limbo muestra un mayor contraste en comparación con la del centro del disco del Sol (Oshagh et al. 2014). La Figura 1.15 muestra el brillo relativo de las manchas solares y las fáculas en estrellas de tipo M y G, en función de la longitud de onda.

La Figura 1.16 muestra el error relativo en la estimación del radio de un planeta en tránsito en función de la longitud de onda en diferentes modelos de temperatura de la mancha o fácula para estrellas del tipo M y G, comparando el valor del radio del planeta obtenido a partir de la curva de luz libre de actividad estelar con el obtenido teniendo en cuenta los efectos de la ocultación de manchas estelares y fáculas.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

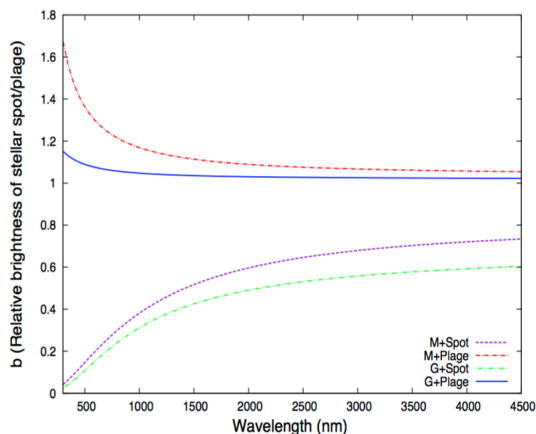


Figura 1.15: Brillo relativo de las manchas solares y las fáculas (plage) en estrellas de tipo M y G, en función de la longitud de onda. Figura extraída de Oshagh et al. (2014)

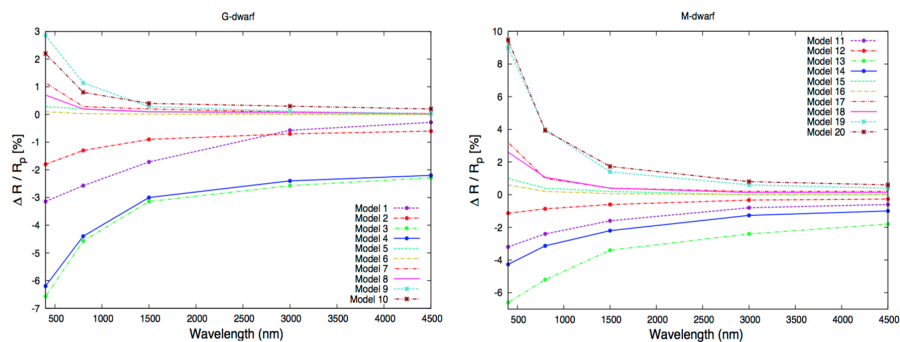


Figura 1.16: Error relativo en la estimación del radio de un planeta en tránsito en función de la longitud de onda en dos tipos de estrella (M y G), comparando el valor del radio del planeta obtenido a partir de la curva de luz libre de actividad estelar con el obtenido teniendo en cuenta los efectos de la ocultación de manchas estelares y fáculas. Figura de Oshagh et al. (2014). Los diferentes modelos fueron calculados a diferentes temperaturas de la mancha o fácula y de la estrella. Los modelos del 1-4 y 11-14 se refieren a manchas y del 5-10 y 15-20 a fáculas.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

1.2.3 Ruidos que afectan a la fotometría y espectrofotometría estelar

Clasificación general de ruidos

Ruido blanco: Es una señal que se caracteriza porque sus valores en dos tiempos diferentes no guardan ninguna correlación, por esa razón a este ruido también se lo conoce como ruido no correlacionado. En el espacio de Fourier (espacio de frecuencias), este ruido es constante, es decir todas las frecuencias tienen la misma potencia, o lo que comúnmente se conoce como poseer una densidad espectral plana. La principal fuente de ruido blanco en observaciones fotométricas es el ruido fotónico del objeto observado y de otras fuentes de fondo.

Ruido rojo: Al contrario que el ruido blanco, el ruido rojo es una señal que se caracteriza por el hecho de que sus valores en dos tiempos diferentes se encuentran correlacionados, por eso también se lo conoce como ruido correlacionado. En el espacio de Fourier, esta señal presenta diferentes amplitudes en su espectro de potencia. Estas amplitudes incrementan hacia frecuencias bajas, es por eso que este ruido recibe el nombre de ruido rojo. Las principales fuentes de ruido rojo en el campo que nos concierne son las variaciones temporales de masa de la aire, las condiciones atmosféricas, el guiado de telescopio, los efectos instrumentales (e.g. variaciones de su temperatura o flexiones mecánicas) y la actividad estelar. Esto es así porque las variaciones temporales de dichas fuentes pueden encontrarse dentro del tiempo de escala de un tránsito.

En la Figura 1.17 se muestra el efecto de ruido blanco y ruido rojo por separado, combinados y en una curva de luz simulada.

Fuentes de ruido

En este bloque detallamos las fuentes de ruido que afectan a las observaciones astronómicas y por consecuencia a la calidad de los datos. Se va a proceder a citar dichos ruidos en orden cronológico, es decir, ordenados desde un punto de vista temporal, desde que los fotones salen de la fuente (en nuestro caso una estrella) hasta que llegan al detector en tierra. El primero es el ruido que genera la fuente, como por ejemplo la **actividad estelar** (ya explicado en la sección 1.2.2) y el **ruido fotónico**, que se debe a que las fuentes de luz no emiten el mismo número de fotones por unidad de tiempo (sino que siguen una distribución de Poisson); a los ruidos fotónicos cuando están registrados por un detector también se los conoce como **shot noise** o ruido de disparo. La solución al ruido fotónico es ser capaz de captar más fotones de la fuente. Esta solución se basa en el **ruido gaussiano** (o poissoniano), cuando tenemos N fotones de señal, el ruido es \sqrt{N} , y por lo tanto la señal a ruido va como $\frac{N}{\sqrt{N}} = \sqrt{N}$, de ahí la necesidad de conseguir más fotones para tener menos ruido. Una manera es incrementar el tiempo de exposición para recolectar mayor número de fotones, pero para el caso de los tránsitos, esta solución no es la más factible ya que en este tipo de observación se pretenden observar variaciones en la curva de luz en escalas de tiempos cortos. La otra manera y la que más se usa, es observar con telescopios de mayor apertura, los cuales en un tiempo corto pueden recolectar mayor número de fotones. En esta tesis las observaciones de los tránsitos se llevaron a cabo con el Gran Telescopio de Canarias (GTC) de 10.4 metros, situado en El Roque de Los Muchachos, La Palma. El siguiente

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

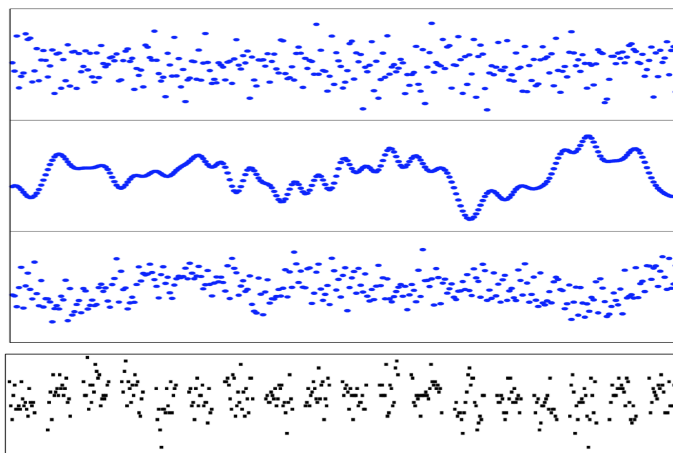


Figura 1.17: De arriba a abajo: Curvas de luz con (1) ruido blanco (ruido no correlacionado) debido a fotones (simulado), (2) ruido rojo (ruido correlacionado) simulado, (3) Ruido blanco + rojo (simulado), (4) Ejemplo de curva de luz real de observaciones para búsqueda de planetas por el método de tránsito (OGLE survey). Curvas de luz extraídas de Pont et al. (2006).

ruido también mayoritariamente gaussiano es el debido al **brillo de fondo del cielo**, el cual introduce una señal extra a nuestros datos. Esta cantidad no es la misma en todas las longitudes de onda, sino que es más predominante en el infrarrojo, debido al mayor brillo del cielo. El **ruido de centelleo** es el provocado por la turbulencia atmosférica de la Tierra y produce variaciones en la medidas fotométricas (Reiger 1963). Se trata de un ruido blanco pero su amplitud no es constante. El ruido de centelleo es inversamente proporcional al diámetro del telescopio, D , por lo que los telescopios de gran apertura como el GTC tendrán un menor ruido. Además este tipo de ruido es dominante en las fuentes más brillantes.

El ruido oscuro (“**dark noise**”) suele afectar fuertemente algunos pixeles de los CCDs, es decir, al número de electrones que provienen de la radiación térmica del propio detector. Por último, en la **lectura** de la señal a través del detector, los amplificadores en dicha lectura agregan ruido a la señal. Este ruido es característico de cada chip y de cada modo de lectura utilizado (Wheatley et al. 2018). Notar que otros tipos de ruidos instrumentales pueden estar presente en la señal y pueden ser de varios órdenes de magnitud mayores que la señal del tránsito (Kreidberg 2017). Además esta señal puede que ser de origen desconocido y por lo tanto su caracterización puede ser complicada. Wheatley et al. (2018) muestra un ejemplo de los tipos de ruido más importantes respecto al porcentaje de contaminación que producen a una señal en función de la magnitud de la fuente (Figura 1.18), para el caso específico del NGTS (“Next Generation Transit Survey”).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

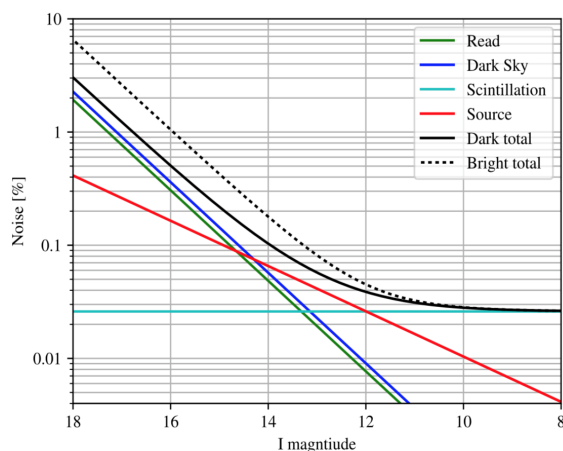


Figura 1.18: Modelos esquemáticos de los ruidos más importantes y comunes de NGTS. Se muestra una comparativa del porcentaje de contaminación en la señal en función de la magnitud de la fuente (imagen de Wheatley et al. 2018).

1.3 Atmósferas exoplanetarias y su caracterización

Los métodos de detección explicados en la sección 1.1 están limitados en cuanto a la determinación de parámetros físicos del exoplaneta se refiere. El radio del planeta puede deducirse del método de tránsito mientras que del método de velocidad radial puede inferirse un límite en su masa. Notar que obtenemos la masa absoluta gracias a la inclinación medida a través del tránsito. Estos dos parámetros nos dan una idea de la densidad media del planeta. Sin embargo la relación radio-masa alberga una infinidad de soluciones en cuanto a la composición que esa densidad podría albergar. Los estudios de Sing et al. 2011 y Nikolov et al. 2014 son los más relevantes en cuanto a la presentación de una muestra amplia de exoplanetas enfocados en la caracterización y el estudio de sus atmósferas. Este tipo de estudios permiten derivar temperaturas, presiones y composiciones químicas de sus atmósferas, permitiendo un conocimiento más profundo sobre la naturaleza de estos objetos. En esta sección introduciremos los fundamentos de atmósferas planetarias y describiremos las técnicas de caracterización más utilizadas, dos de ellas brevemente y una más en detalle al ser el método usado en esta tesis para la caracterización de atmósferas de exoplanetas. Pero primero trataremos la estructura atmosférica de un exoplaneta desde un punto de vista físico.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

1.3.1 Presión y escala de altura

Una atmósfera exoplanetaria es la capa de gas que rodea al exoplaneta. El tratamiento de esta atmósfera se hace suponiendo un gas ideal (Haswell 2010). Utilizando la ecuación de estado de este tipo de gases, la presión de una atmósfera planetaria puede expresarse como:

$$P = \sum p_i = KT \sum n_i \quad (1.15)$$

donde p_i y n_i son las presiones y densidades numéricas (número de moléculas por unidad de volumen) de las especies presentes en el gas, K es la constante de Boltzmann y T la temperatura de equilibrio del gas. Se define ρ como la densidad atmosférica, $\rho = n\mu$, siendo $n = \sum n_i$ y μ la masa molecular media de la atmósfera. Con esta densidad atmosférica la presión de la atmósfera se expresa de la forma:

$$P = \frac{\rho KT}{\mu} \quad (1.16)$$

El cambio de presión, dP , por un incremento en la altura de la atmósfera, dz , se debe al peso de la capa atmosférica de espesor dz :

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g = -\frac{P\mu}{KT}g \quad (1.17)$$

siendo g la gravedad en la altura z . Si asumimos que la gravedad, la masa molecular media y la temperatura no varían en la capa de la atmósfera a considerar, la ecuación 1.17 tiene por solución:

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{z}{KT/(\mu g)}\right) = P_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \quad (1.18)$$

donde P_0 es la presión a $z=0$ y H es la escala de altura atmosférica que representa la altura por encima de la superficie por la cual la presión se reduce un factor e . Su expresión viene dada por:

$$H = \frac{KT_{eq}}{\mu_m g_p} = \frac{KT_{eq} R_p^2}{\mu_m G m_p} \quad (1.19)$$

donde T_{eq} la temperatura de equilibrio del planeta, g_p la gravedad superficial del planeta, μ_m la masa molecular media y G la constante de gravitación universal.

1.3.2 La química atmosférica de los exoplanetas gigantes gaseosos

A partir de las densidades inferidas de las observaciones y por su mecanismo de formación planetaria, se espera que los gigantes gaseosos tengan atmósferas dominadas principalmente por hidrógeno y helio (Seager & Sasselov 1998). La composición química de la atmósfera está controlada principalmente por la temperatura de ésta, pero también por el equilibrio químico de la capa más profunda y que a consecuencia de su enfriamiento inducirá el transporte de elementos químicos a las capas superiores. Además la formación de nubes será importante en estas

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

capas, donde la atmósfera se enfría (Lodders 2010; Marley et al. 2013). Hay que hacer notar que los planetas altamente irradiados por su estrella central pueden sufrir una pérdida de masa atmosférica en sus capas más externas (Koskinen et al. 2014; Massol et al. 2016).

En primer lugar vamos a detallar los factores que influyen en la química atmosférica de los exoplanetas. Dichos factores son parámetros relacionados con el planeta. El primer factor es la **gravedad**, que da detalle de si un planeta puede o no retener una cantidad sustancial de atmósfera. La gravedad también es un factor importante junto con la masa media de partículas y la temperatura, porque informa sobre la altura de escala de la atmósfera (H), es decir, cuán compacta o extendida es la atmósfera. Esta cantidad de atmósfera también se encuentra condicionada por la cantidad de flujo, incluidos los de rayos X y rayos UV que llegan de su estrella (Massol et al. 2016), es decir, de la **insolación** de la estrella. Esta cantidad de energía es recibida en las capas más externas de la atmósfera y depende de la luminosidad de la estrella y de la distancia orbital. Esta energía se puede dividir en la energía del rango visible e infrarrojo, que es la encargada de calentar la atmósfera en las capas más profundas (Seager & Sasselov 1998), mientras que la energía del ultravioleta calienta las capas más externas y es la responsable de la fotoionización y disociación de elementos en esas capas (García Muñoz 2007). Por tanto la temperatura atmosférica a lo largo de toda la estructura planetaria tiene una enorme influencia en la composición final, ya que dependiendo si la atmósfera está fría o caliente, los componentes principales y el tipo de elementos formados serán completamente diferentes. Otro factor es la **composición elemental** de la atmósfera. Esta abundancia relativa de los diferentes elementos determinará la composición final de la atmósfera. Los planetas gigantes gaseosos son el resultado de grandes concentraciones de masa suficientemente masivos como para captar gas nebular, principalmente Hidrógeno y Helio (Massol et al. 2016). Por otro lado el propio **calentamiento interior** de planeta puede ser una importante fuente de calor para la atmósfera. El calentamiento depende de la edad del planeta y de lo fuerte que sean las interacciones gravitatorias con la estrella u otros planetas o lunas del sistema. Por último, es sabido que una atmósfera es un fluido y por lo tanto procesos tales como la advección, la difusión y movimientos turbulentos pueden ocurrir a diferentes capas, teniendo como consecuencia el transporte y mezcla de material entre diferentes regiones. Estos procesos de transporte son una fuente importante de desequilibrio químico ya que pueden transportar moléculas entre las diferentes capas atmosféricas.

En la Figura 1.19 se muestra un ejemplo de la estructura de una atmósfera, donde se indican los diferentes procesos, tipos de moléculas y formación de nubes entre una atmósfera caliente y una fría. Los diferentes procesos que controlan la composición química en una atmósfera dominada por H/He son los siguientes:

Equilibrio Químico: si hacemos la suposición de que nos encontramos en una atmósfera en equilibrio químico, la composición química solo dependerá de la temperatura, presión y de las abundancias elementales. El equilibrio químico puede describir con precisión la composición de una atmósfera siempre que ésta sea lo suficientemente caliente y densa, donde las reacciones químicas en equilibrio ocurren más rápido que otros procesos químicos o dinámicos. El rango de temperaturas de los gigantes gaseosos varía desde unos pocos decenas hasta unos miles de grados Kelvin (Fegley & Lodders 1996; Lodders & Fegley 2002). La figura 1.20 muestra un perfil

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

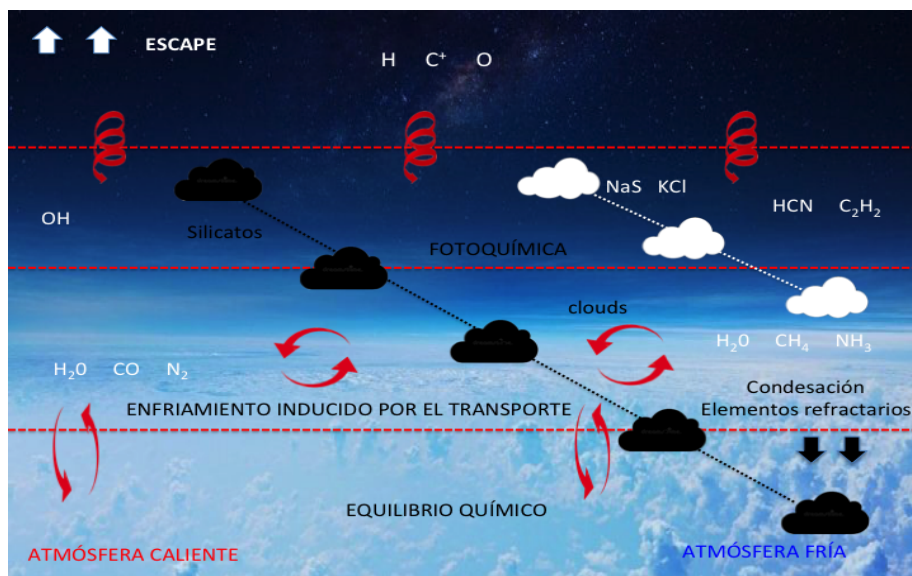


Figura 1.19: Esquema de atmósfera química de un planeta gaseoso dominada por H/He. La química en capas más bajas se encuentra dominada por el equilibrio químico, en capas más altas por el enfriamiento debido al transporte y por la fotoquímica en las capas más altas. Las nubes tienen una mayor importancia de creación en las capas más frías. Para los planetas gaseosos altamente irradiados el escape de átomos e iones puede ser importante. Figura basada en el artículo de Madhusudhan et al. (2016).

de presión-temperatura en equilibrio químico cubriendo el rango de los gigantes gaseosos con los principales elementos químicos dominantes. Los principales componentes captadores del carbono y nitrógeno en una atmósfera dominada por equilibrio químico con altas temperaturas y bajas presiones son el CO y el N₂. Mientras que si la atmósfera es fría con altas presiones las moléculas dominantes son el CH₄ y el NH₃. En el caso del átomo de oxígeno, el vapor de agua (H₂O) es el principal componente, en el rango de temperaturas típicas de gigantes gaseosos (Moses 2014). La cantidad de vapor de agua dependerá de las condiciones de presión y temperatura de la atmósfera. Si la atmósfera se encuentra en el régimen dominado por CH₄ (bajas temperaturas y altas presiones), todo el oxígeno será captado para formar el vapor de agua. Mientras que si la atmósfera se encuentra en el régimen dominado por CO (altas temperaturas y bajas presiones), el oxígeno restante no captado por átomos de carbono será captado por átomos de hidrógeno para formar vapor de agua. Sólo en el caso que la temperatura sea muy baja, puede ocurrir que el vapor de agua acabe condensándose, al igual que le ocurre al amoníaco (Sudarsky et al. 2000;

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Lodders & Fegley 2002).

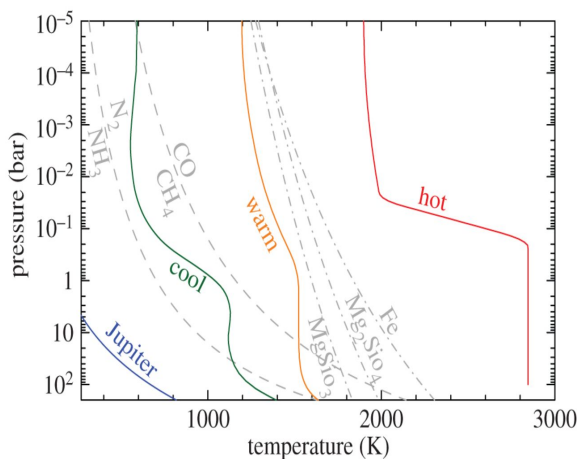


Figura 1.20: Perfiles presión-temperatura cubriendo el rango típico de gigantes gaseosos. Las líneas discontinuas determinan las regiones donde CH_4 / CO or NH_3 / N_2 dominan. Las líneas discontinuas con puntos indican las regiones donde se produce la condensación de especies más complejas. Las líneas de colores determinan diferentes distribuciones de temperaturas de un gigante gaseoso. La figura ha sido obtenida de Moses (2014)

Desequilibrio químico por procesos de transporte: la composición química atmosférica de un gigante gaseoso está dominada por el equilibrio químico en las regiones más calientes, profundas y densas. Sin embargo en regiones más frías donde el número de reacciones químicas son menores que el número de procesos dinámicos como la advección, la difusión o la turbulencia, la composición química se encuentra fuera del equilibrio químico. En estos casos el transporte de material entre las diferentes regiones tiene como consecuencia una homogeneización del calor y de la composición, desde las regiones más calientes a las más frías. En este tipo de regiones (frías y poco densas), la distribución vertical de componentes esta dominada por lo que se conoce como *enfriamiento químico*, en el cual el material se mueve a capas más altas disminuyendo el numero de reacciones químicas (Barshay & Lewis 1977). Este enfriamiento químico también puede ocurrir de manera horizontal debido a vientos que mueven el material desde las regiones más calientes a las más frías. Más concretamente en los hot Jupiters, en los cuales se espera que siempre muestren su misma cara a su estrella, las variaciones de temperatura entre la zona de día y la de noche pueden ser considerables, provocando variaciones en sus composiciones. Aunque en ocasiones esta circulación puede estar dominada por un fuerte chorro ecuatorial que tiende a homogeneizar la temperatura en ambos lados del planeta y por consecuencia su composición (Knutson et al. 2007a). En definitiva el efecto de enfriamiento químico horizontal hace que las

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

abundancias moleculares de estas capas estén dominadas por la temperatura de la zona caliente.

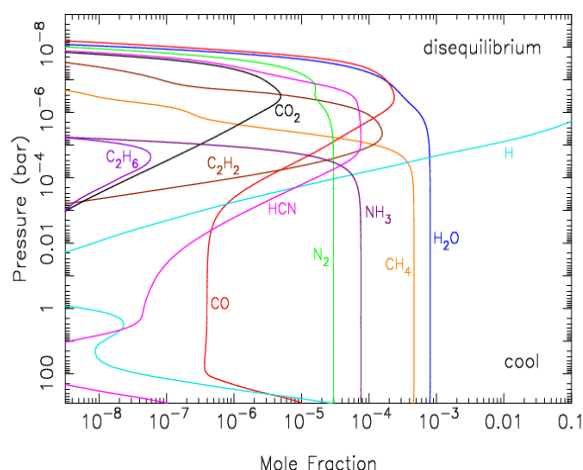


Figura 1.21: Distribución vertical de las abundancias químicas en una atmósfera de un Hot Jupiter sin equilibrio químico y con enfriamiento químico. Todas las abundancias asumen una composición solar, y los modelos de transporte asumen una difusión uniforme (Moses 2014).

Estos vientos y por consecuencia el movimiento del material en la atmósfera del planeta tienen implicaciones en la observación de elementos químicos en las atmósferas de los hot jupiter mediante el método de tránsito. Estos elementos atmosféricos solo se pueden muestrear en la región terminadora de la atmósfera, región que separa los lados del día y de la noche del planeta.

Fotoquímica: Los hot Jupiters son planetas gigantes gaseosos que están altamente irradiados por su estrella central. Esta radiación es absorbida por las capas más altas de la atmósfera del planeta induciendo lo que se conoce como la *fotoquímica*. La fotoquímica es el proceso por el cual las moléculas de capas más altas son fotodisociadas, debido a la radiación, produciendo nuevos radicales que reaccionarán para formar nuevas moléculas. Las nuevas moléculas formadas dependerán de la composición del material transportado de capas más profundas, que a su vez depende de la composición elemental y de la estructura térmica del planeta, como ya explicamos en los procesos anteriores. La fotoquímica tiene una mayor importancia en los planetas fríos, ya que a bajas temperaturas la formación de moléculas como CH_4 y NH_3 son favorables, siendo estas más activas, fotoquímicamente hablando, que las formadas a altas temperaturas (CO y N_2) (Moses 2014). La composición de este tipo de atmósferas será rica en hidrógeno, siendo la principal especie producida en la fotoquímica el hidrógeno atómico. El hidrógeno atómico se forma principalmente de la fotólisis de las moléculas de vapor de agua (Liang et al. 2003). Otra especie importante en la fotoquímica es el HCN , que se forma de la disociación del CH_4 y NH_3

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

(Moses 2014). La fotodisociación también puede dar lugar al C_2H_2 (Bilger et al. 2013). El O_2 y NO son dos moléculas que se forman en estas capas gracias a la fotodisociación del H_2O formando el radical $-OH$, el cual sirve como intermediario para la formación de estas moléculas (Moses 2014). Para aquellos planetas lo suficientemente calientes como para que sus elementos refractarios no condensen, éstos pueden estar presentes en la atmósfera tanto en forma de átomo como de ión (Na , Na^+ , K , K^+). Además estos elementos servirán como intermediarios para la química de moléculas más complejas ($NaCl$, KCl) (Lavvas et al. 2014). García Muñoz (2007) demuestra como vientos hidrodinámicos pueden alimentar las capas más altas de átomos pesados e iones.

Pruebas de estos procesos son las detecciones de elementos desde el hidrógeno hasta elementos más pesados, los cuales han sido mostrados en varios trabajos (e.g. Vidal-Madjar et al. (2003); Lecavelier Des Etangs et al. (2010); Fossati et al. (2010); Chen et al. (2018); Hoeijmakers et al. (2018); Jensen et al. (2018); von Essen et al. (2019)).

Nubes (clouds) y neblinas (hazes)

Los términos nubes y neblinas se usan indistintamente en atmósferas exoplanetarias, a continuación detallamos sus diferencias y su composición.

Por **nube** se conoce al volumen de gas formado por el enfriamiento por procesos dinámicos o radiativos, es decir, cuando existe una condensación (Rossow 1978). Sin embargo, una **neblina** se conoce al volumen de gas formado a causa de la acción de la fotoquímica o por algún proceso de desequilibrio ocurrido en el transporte de elementos a otras capas (Zahnle et al. 2009). Estos condensados aparecen en la atmósfera donde su temperatura es igual a su temperatura de condensación. Además irán desapareciendo progresivamente a medida que pasamos de las capas más profundas a las más altas. Lo que regula este proceso paulatino de desaparición de condensados será su carácter refractario (Sudarsky et al. 2003).

Los hot Jupiters son lo suficientemente calientes como para garantizar que el vapor de agua y otros elementos volátiles están presentes en sus atmósferas. Los elementos más refractarios son los que podrán formar las nubes en las atmósferas de los hot Jupiters. Aunque es su perfil de presión-temperatura quien controlará qué tipos de condensados se forma. Para atmósferas más calientes que 2000 K el titanio en forma de gas puede formar moléculas de TiO , mientras que las más frías tendrán ausencia de este tipo de moléculas (Burrows & Sharp 1999). No ha sido hasta hace poco que se ha podido detectar este tipo de moléculas en un atmósfera exoplanetaria (Sedaghati et al. 2017). Para temperaturas inferiores a 1800 K se espera que elementos como el magnesio, el silicio y otros metales formen silicatos, siendo los más comunes $MgSiO_3$ y $MgSiO_4$ (Pont et al. 2008). Por otro lado los metales alcalinos como el sodio (Na) y el potasio (K) suelen formar aluminosilicatos, pero si la cantidad de aluminio en forma de gas no es la suficiente estos condensarán a Na_2S y KCl (Lodders 1999). En estas atmósferas suficientemente calientes los átomos de K y Na pueden sobrevivir en forma gaseosa y pueden ser detectados mediante el doblete del sodio, $Na I$, 589.0 nm y 589.6 nm y del doblete del potasio, $K I$, a 766.5 nm y 769.9 nm.

Hay muchas moléculas que aún no han sido detectadas, aunque la teoría sugiere que deberían estar presentes (Figura 1.22). Algunas de estas moléculas son el amoníaco y el metano que son

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

muy abundantes en las atmósferas de los planetas gaseosos de nuestro sistema solar. La no detección de estas moléculas es debido a que son muy inestables a las altas temperaturas de los planetas que podemos analizar en el presente.

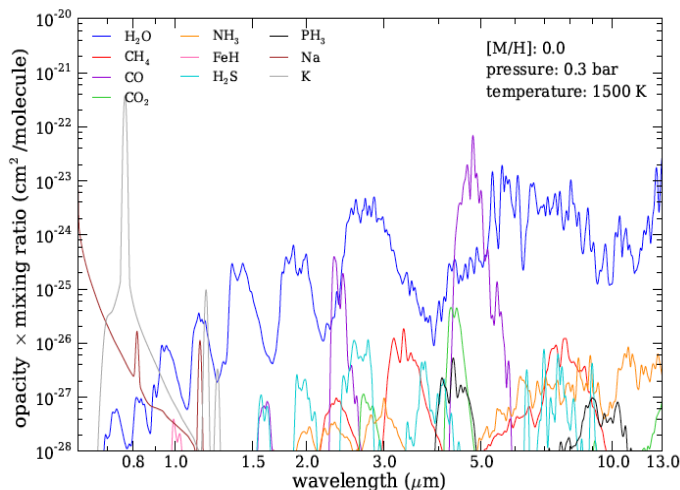


Figura 1.22: La figura representa la opacidad de varios compuestos en función de la longitud de onda para una atmósfera en equilibrio a 1500K y 0.3 bar. Se observa que en el rango óptico el sodio y el potasio son las especies más absorbentes, mientras que en el infrarrojo son el monóxido de carbono y el agua. Figura extraída de <http://www.ucolick.org/~cmorley/cmorley/Models.html>

1.3.3 Curvas de fase

A continuación tratamos varias técnicas de observación de atmósferas planetarias. Las curvas de fase son el monitoreo fotométrico del brillo estelar (con respecto al tiempo), que por la presencia de un exoplaneta puede presentar pequeñas variaciones de poca amplitud en función de la fase orbital. Estas variaciones dependen de la posición relativa ente la estrella y el observador (Figura 1.5). Para este tipo de observaciones es necesario adquirir una fotometría estable y de muy buena precisión (menor al centenar de ppm). Esto sólo se ha conseguido con las misiones espaciales CoRoT (Baglin et al. 2006), Kepler (Borucki et al. 2010) y Spitzer (Werner et al. 2004). La variación fotométrica o la amplitud de la curva de fase (ΔF_{phase}) es la diferencia entre el flujo recibido cuando el planeta se localiza antes de entrar en el eclipse secundario (flujo de la estrella más flujo de la parte diurna del planeta) y el flujo recibido cuando el planeta sale del tránsito

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

primario (flujo de la estrella más flujo de la parte nocturna del planeta). Por lo tanto la amplitud de la curva de fase viene dada por la siguiente expresión:

$$\Delta F_{phase} = \frac{F_{day} - F_{night}}{F_{\star}} \quad (1.20)$$

Donde F_{day} es el flujo de la parte diurna del planeta, F_{night} el flujo de la parte nocturna del planeta y F_{\star} el flujo de la estrella.

Se quiere hacer notar que las curvas de fase no se limitan a los planetas transitantes, y se han detectado curvas de fase para aquellos planetas que no transitan por delante de su estrella (Harrington et al. 2006). La curva de fase es una combinación de la luz reflejada de la estrella, la luz emitida del planeta (emisión térmica), del efecto “beaming” y de variaciones debidas a deformaciones de la estrella (variaciones elipsoidales en la literatura). Las curvas de fase permiten estudiar la estructura tridimensional de las atmósferas de los exoplanetas, ya que revelan información sobre la reflectividad y la distribución del calor a diferentes latitudes y longitudes (Parmentier & Crossfield 2017).

La *luz reflejada* (curva azul de la Figura 1.23) es el flujo de la luz proveniente de la estrella que incide en la atmósfera del planeta y es reflejada hacia la línea de visión del observador. Esta cantidad de flujo recibido por el observador depende del albedo (porcentaje de radiación que la superficie refleja respecto a la radiación que incide sobre la misma) del planeta, de la fase orbital y tamaño del planeta (e.g. Mislis et al. (2012)). La *luz emitida* es el flujo de luz debido a emisión térmica del planeta. Las variaciones en la curva de fase a causa de la emisión térmica son detectables gracias a que los planetas estudiados son “tidally locked”, es decir, planetas con periodos cortos (< 10 días) en los que su periodo de rotación es igual al periodo orbital. Esta característica hace que un lado del planeta esté siempre iluminado (zona de día) mientras que otro no (zona de noche). Esta diferencia en luminosidad y por tanto en temperatura del planeta puede observarse a medida que el planeta avanza en su órbita y muestra más o menos área de su zona iluminada (e.g. Placek et al. 2014). Este flujo es máximo justo antes y después del eclipse secundario. Las variaciones en flujo por *variaciones elipsoidales* (curva rosa) son deformaciones de la forma esférica debido a efectos gravitacionales del planeta sobre la estrella. Esta deformación hace que la forma proyectada de la estrella vista desde el observador sea diferente a medida que rota y avanza en la curva de fase (e.g. Placek et al. 2014). Estas variaciones tienen la mitad del periodo orbital del planeta. Y el efecto de *beaming* (curva verde) es un efecto relativista causado por el corrimiento hacia el rojo y el corrimiento hacia el azul del flujo estelar debido al movimiento de la estrella alrededor del baricentro del sistema (Loeb & Gaudi 2003), similar a la medición de velocidad radial.

La Figura 1.23 muestra un ejemplo de curva de fase con cada uno de los efectos que causan las variaciones fotométricas. Además se muestra un modelo analítico simple de cada uno de estos efectos.

1.3.4 Eclipses secundarios

Un eclipse secundario, también llamado ocultación, ocurre, al igual que un tránsito, cuando la inclinación de la órbita de un planeta es próxima a 90°. El fenómeno tiene lugar cuando el

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

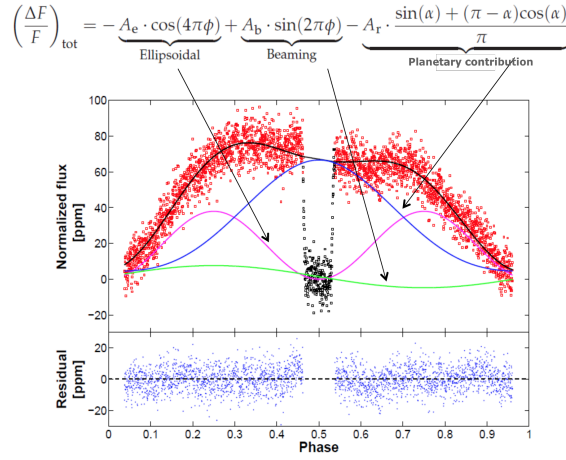


Figura 1.23: Combinación de las variaciones fotométricas en la curva de luz de HAT-P-7 (Brian Hinrup et al. 2012).

planeta pasa por detrás de la estrella anfitriona, ocultándose detrás del disco estelar durante cierto tiempo. Durante el eclipse secundario el total de flujo recibido proviene únicamente de la estrella, produciéndose una disminución en la curva de fase, ver Figuras ?? y 1.23. Por tanto la profundidad del eclipse secundario es una función de la luz reflejada y de la emisión térmica del planeta. Los parámetros que caracterizan dicha función son el albedo planetario y la temperatura de equilibrio del planeta (Esteves et al. 2015). Una estimación de la profundidad del eclipse secundario viene dada por Esteves et al. (2015):

$$\delta_{\text{eclipse}} = \underbrace{\left(\frac{R_p}{R_*}\right)^2 \frac{\int B_\lambda(T_p) T_\lambda d\lambda}{\int T_\lambda f_\lambda d\lambda}}_{\text{Emisión Térmica}} + \underbrace{A_g \left(\frac{R_p}{a}\right)^2}_{\text{Emisión Reflejada}} \quad (1.21)$$

donde B_λ es la función de Planck, T_p es la temperatura de equilibrio del planeta, T_λ es la función de transmisión del detector (sistema óptico con filtros y CCD), f_λ es el flujo estelar, A_g es el albedo geométrico y a el semieje mayor de la órbita.

Se puede aproximar el término de emisión térmica asumiendo $f_\lambda = B_\lambda(T_*)$, en el límite de Rayleigh-Jeans (longitudes de onda cortas), a:

$$\delta_{\text{eclipse}} = \frac{R_p^2 T_p}{R_*^2 T_*} \quad (1.22)$$

Para estimar la temperatura del planeta puede calcularse una temperatura de equilibrio, que es una temperatura media del hemisferio iluminado por la estrella. Esta temperatura será mayor

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

cuanto mayor sea la radiación de la estrella sobre el planeta, aunque el albedo y su eficiencia de distribución energética también serán importantes para la determinación de dicha temperatura. La eficiencia de distribución energética cuantifica la fracción de energía que es redirigida de la región iluminada a la nocturna debido a vientos. La caracterización de este parámetro, f , es especialmente importante en los planetas de periodo corto, que son “tidally locked” y por tanto siempre mostrarán la misma cara a su estrella. Un valor de f igual a 1 significa que la radiación absorbida puede ser irradiada en todo el planeta, provocando una temperatura más homogénea en el planeta. Un valor de f igual a 2 significa que la radiación absorbida se irradiará solo en la parte diurna y como consecuencia esta zona será más caliente que la parte nocturna, provocando un contraste alto de temperaturas. Un albedo mayor del planeta hará que un mayor flujo de radiación recibido de la estrella sea reflejado, provocando una temperatura promedio menor. La ecuación 1.23 muestra la relación de estos parámetros con la temperatura de equilibrio del planeta (Burrows 2008):

$$T_{eq} = T_{eff,\star}(f(1 - A_B))^{1/4} \sqrt{\frac{R_\star}{a}} \quad (1.23)$$

donde $T_{eff,\star}$ es la temperatura efectiva de la estrella, A_B es el Albedo de Bond, f es la eficiencia de distribución energética, R_\star es el radio de la estrella y a el semieje mayor de la órbita.

1.3.5 Espectroscopía de transmisión

Teoría de la espectroscopía de transmisión

La espectroscopía de transmisión es uno de los métodos más usados y útiles para la caracterización de atmósferas planetarias. La idea principal del método es la dependencia en longitud de onda de la profundidad del tránsito, llamado espectro de transmisión del planeta, el cual estudia la transmisividad de las capas más altas de la atmósfera del planeta. Es durante un tránsito cuando parte de la luz de la estrella atraviesa las capas más alta de la atmósfera del planeta. Dicha atmósfera bloqueará el flujo proveniente de la estrella a longitudes de onda donde la atmósfera es opaca, debido a la absorción de átomos o moléculas. La intensidad de flujo de la estrella antes y después de atravesar la atmósfera del planeta viene determinada por la siguiente expresión:

$$I(\lambda) = I_{0\lambda} e^{-\tau_\lambda} \quad (1.24)$$

donde I_0 y $I(\lambda)$ son las intensidades de la estrella antes y después, respectivamente, y τ_λ la profundidad óptica, factor dependiente de la longitud de onda y que mide la transparencia de un gas. La profundidad óptica puede calcularse como:

$$\tau_\lambda = \int \kappa_\lambda(T, P) d\ell \quad (1.25)$$

donde κ_λ es el coeficiente de extinción que depende de la temperatura, presión, longitud de onda, y de la especie presente en el gas. La integral sobre $d\ell$ describe el camino que recorre la luz en la atmósfera atravesando dicho gas. La figura 1.24 describe el proceso explicado.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

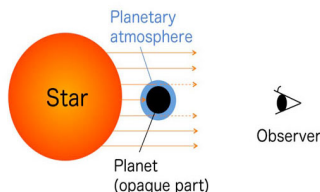


Figura 1.24: La figura muestra como parte de la luz de la estrella es bloqueada por el planeta y como parte de esa luz también es absorbida cuando atraviesa las finas capas de la atmósfera del planeta.

Seager & Sasselov (2000) caracterizan el valor de la profundidad del tránsito en función de la longitud de onda de la forma:

$$\delta_\lambda = \frac{(R_p + (jH)_\lambda)^2}{R_s^2} - \frac{R_p^2}{R_s^2} \approx 2R_p(jH)_\lambda/R_s^2 \quad (1.26)$$

donde H es la escala de altura de la atmósfera en la longitud de onda λ y j es el número de escalas de altura atravesado en longitud de onda con alta opacidad. Seager & Sasselov (2000) da un valor típico de 5 para aquellas atmósferas libres de nubes. De la ecuación 1.26 puede deducirse que la señal para detectar variaciones en el espectro de transmisión aumenta con el radio del planeta y su escala de altura, que a su vez depende directamente de la temperatura de equilibrio del planeta. Por tanto los candidatos más favorables para la espectroscopía de transmisión son los planetas gigantes altamente irradiados, los denominados Júpiteres calientes (Hot Jupiters). En la actualidad, las observaciones de este tipo de objetos son los mejores test para entender y mejorar nuestro conocimiento sobre atmósferas de exoplanetas de gigantes gaseosos. El estudio de las características atmosféricas no sólo proporciona información sobre la composición de la atmósfera planetaria, sino que también pone restricciones en la estructura interior del planeta (Owen et al. 1999). Hemos visto que la señal atmosférica está dominada por la escala de altura, que favorece planetas calientes con extensas atmósferas. Lo que hace posible detectar estas señales es conseguir un alto valor en la S/N de la fuente de estudio. El cálculo de este valor, relativo a un sistema planetario de referencia y asumiendo ruidos varios, viene dada por la siguiente expresión (Niraula et al. 2017):

$$\frac{S/N}{S/N_{ref}} = \frac{\delta_\lambda}{\delta_{\lambda,ref}} \sqrt{10^{-0,4(V-V_{ref})}} \sqrt{\frac{T_{14}}{T_{14,ref}}} \quad (1.27)$$

Donde V es la magnitud visual de la estrella y T_{14} es la duración del tránsito. Se puede apreciar como esta S/N es mayor para estrellas brillantes, con radios pequeños y para planetas grandes de baja masa con una gran escala de altura. Las cantidades indicadas con "ref" indican

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

un target de referencia. En la figura 1.25 se muestra qué tipo de átomos o moléculas pueden ser detectados en las atmósferas exoplanetarias según el rango espectral observado y qué podemos aprender sobre ello. Por ejemplo en el rango óptico la composición atmosférica viene dada por nieblas (hazes) y metales alcalinos (como sodio (Na) y potasio (K)) (Huitson et al. 2012). Mientras que en el infrarrojo la composición viene dada por bandas moleculares como H₂O, CH₄ y CO (Deming et al. 2013).

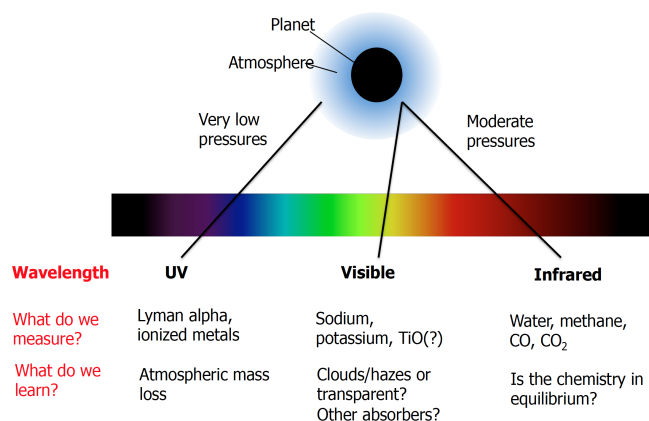


Figura 1.25: Tipos de átomos y moléculas que podemos encontrar en las atmósferas exoplanetarias en función del rango espectral estudiado. Figura de la presentación de Heather Knutson "Introduction to transit (and secondary eclipse) spectroscopy", workshop 2012, Caltech.

A partir de la descripción atmosférica descrita en 1.3.1 existen tres posibilidades de atmósferas exoplanetarias (Figura 1.26)

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

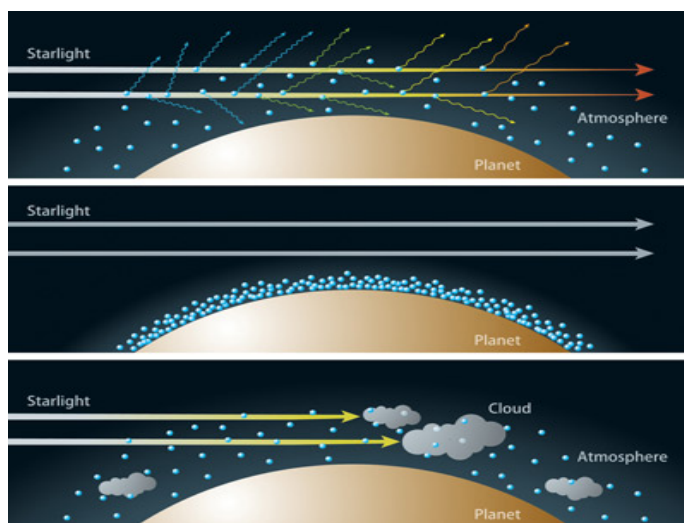


Figura 1.26: La figura muestra tres casos posibles de atmósferas exoplanetarias con sus colores de luz transmitidos. La figura superior muestra una atmósfera extensa y libre de nubes, en la cual el fenómeno de la dispersión de Rayleigh tiene lugar, donde las longitudes de ondas azules son dispersadas por las partículas de la atmósfera. Como resultado obtendremos un tamaño del planeta más grande en longitud de ondas más azules. En este caso, es posible que se detecten también absorción de algunos elementos químicos (Na, K, H₂O, etc) en la atmósfera. La figura central muestra cómo una atmósfera poco extensa hará que los rayos de la estrella no se vean afectados. En este caso obtendremos un espectro de transmisión plano, es decir un mismo tamaño del planeta a cualquier longitud de onda. La figura inferior muestra una atmósfera extensa pero con nubes, por tanto toda luz procedente de la estrella quedará bloqueada. En este caso obtendremos de nuevo un espectro de transmisión plano. Imagen de Haswell (2010).

En una atmósfera extensa y limpia de nubes parte de la luz incidente de la estrella que atraviesa la atmósfera se dispersará debido a la colisión con las partículas de la atmósfera. Esto ocurre para longitudes de onda azules donde éstas son similares a la sección eficaz de las partículas. Este fenómeno es conocido como Rayleigh scattering e implica que a longitudes de ondas más cortas el tamaño del planeta parezca más grande (Figura 1.27)

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

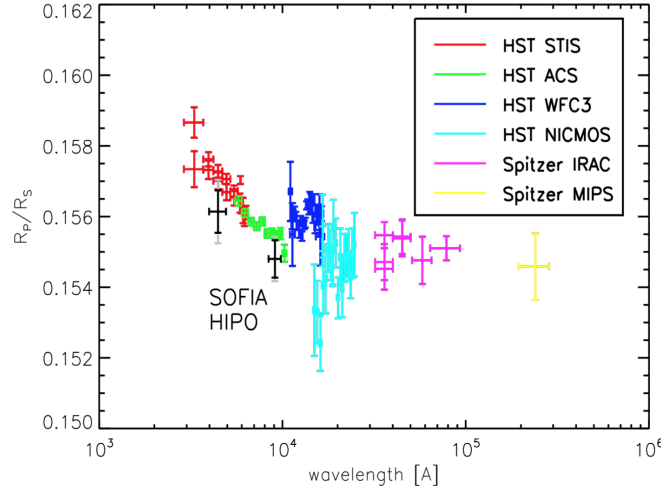


Figura 1.27: Confirmación de Rayleigh scattering en HD 189733 b con HIPO (**H**igh-speed **I**maging **P**hotometer for **O**ccultation). Figura cogida de Angerhausen et al. (2015).

De la pendiente inferida en este tipo de espectro de transmisión puede obtenerse alguna característica de su atmósfera. Lecavelier Des Etangs et al. (2008) deducen la altura de la atmósfera, z , en función de la longitud de onda:

$$z(\lambda) = H \ln \left(\frac{\xi_{abs} P_{z=0} \sigma_{abs}(\lambda)}{\tau_{eq}} \sqrt{\frac{2\pi R_p}{KT\mu_m g}} \right) \quad (1.28)$$

donde σ_{abs} y ξ_{abs} son la sección eficaz y abundancias de las especies dominantes en la atmósfera. τ_{eq} es la profundidad óptica a una altitud z_{eq} en la cual produciría una absorción igual que si la atmósfera fuera transparente a esa z . Si se conoce la variación de la sección eficaz en función de la longitud de onda, la observación de la altitud en función de la longitud de onda permite derivar la escala de altura H , y por tanto, de la temperatura T , sus expresiones vienen dadas por:

$$H = \frac{KT_{eq}}{\mu_m g_p} \quad (1.29)$$

$$T = \frac{\mu_m g_p}{K} \left(\frac{d \ln \sigma}{d \lambda} \right)^{-1} \frac{dz(\lambda)}{d \lambda} \quad (1.30)$$

donde K ahora denota la constante de Boltzmann, μ_m es el peso molecular medio de la atmósfera planetaria y g_p es la gravedad superficial del planeta.

Si asumimos que la sección eficaz varía de la forma $\sigma = \sigma_0 (\lambda/\lambda_0)^\alpha$ en la ecuación 1.30, la

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

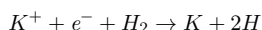
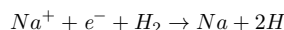
24/04/2019 13:32:19

variación del radio del planeta puede calcularse como $dR_p/d\ln\lambda = dz/d\ln\lambda = \alpha H$, y por consecuencia:

$$T = \frac{\mu_m g}{K} \frac{1}{\alpha} \frac{dR_p}{d\ln\lambda} \quad (1.31)$$

siendo $\alpha = -4$ para atmósferas con Rayleigh scattering (Lecavelier Des Etangs et al. 2008).

Además si la atmósfera es extensa y limpia de nubes, absorción de elementos neutros como el sodio (Na) y el potasio (K) en el óptico y H₂O y CO con datos en el NIR pueden ser detectados en las capas más altas de la atmósferas de los gigantes gaseosos. En la sección 1.3.2 comentamos como a pesar de que la atmósfera esté lo suficientemente caliente, tanto el sodio como el potasio pueden permanecer en forma de gas. Estos dos átomos pueden ser fácilmente fotoionizados. En estas mismas capas existe hidrógeno molecular H₂, y a consecuencia de que la energía liberada de la recombinación del sodio es mayor que la energía de unión de H₂, la reacción más factible para formar los átomos neutros de sodio y potasio es (Lavvas et al. 2014):



Estos elementos son detectados como dobletes en 589.0 y 589.6 nm en el caso del sodio, y para el potasio en 766.5 y 769.9 nm en el espectro de transmisión del planeta.

1.3.6 Resultados de estudios atmosféricos anteriores

En esta sección haremos un repaso de los principales y más actuales resultados de caracterización de atmósferas exoplanetarias, principalmente por el método de la espectroscopía de transmisión, tema principal de esta tesis.

La primera detección de la atmósfera de un planeta extrasolar fue llevada a cabo por Charbonneau et al. (2002), (Figura 1.28), quien detectó sodio en la atmósfera de HD 209458b, un planeta transitante tipo hot Jupiter orbitando alrededor de una estrella tipo solar. Estas observaciones fueron hechas por el telescopio espacial Hubble (HST) con el instrumento STIS. Este tránsito resultó ser más profundo en una banda centrada en la línea del sodio que en bandas contiguas a ella. Este resultado confirmó lo predicho por Seager & Sasselov (2000), quien argumentó que una fuerte absorción espectral del sodio a 589 nm debía ser detectada en las atmósferas de los hot Jupiters.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

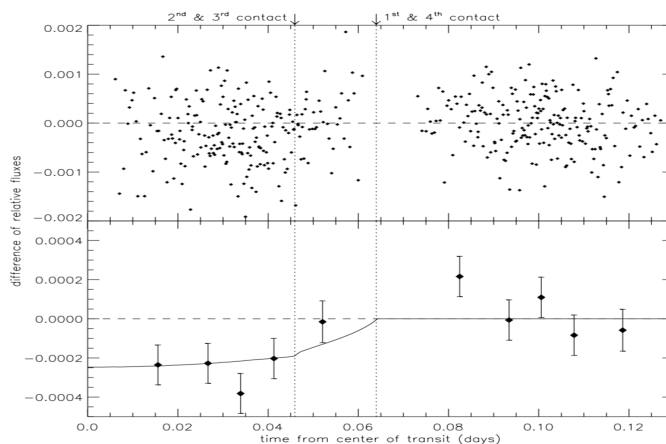


Figura 1.28: Detección de la absorción debida al sodio en la atmósfera de HD 209458b (Charbonneau et al. 2002). Ambos paneles muestran la diferencia en la curva de luz de tránsito para una banda centrada en una línea de sodio en comparación con las bandas adyacentes. Los valores negativos en la curva de luz se deben al hecho de que en el tránsito, la absorción de sodio es más profunda que en las bandas adyacentes y se interpreta como absorción de sodio por la atmósfera del planeta.

Distintos rangos espectrales han sido estudiados en atmósferas exoplanetarias. Por ejemplo, el rango espectral del ultravioleta da información de la pérdida de masa atmosférica del planeta a través de la línea Lyman- α y metales ionizados. Vidal-Madjar et al. (2003) midieron la atmósfera de HD 209458b, el cual tiene una gran pérdida de átomos de hidrógeno en su atmósfera (Figura 1.29). Más tarde, Lecavelier Des Etangs et al. (2008) detectaron hidrógeno atómico y molecular como los responsables del Rayleigh scattering producido en la atmósfera del mismo exoplaneta. Estudios más recientes como el de Ehrenreich 2015 y Bourrier et al. 2016 presentan observaciones de GJ436b mostrando profundidades de tránsito mayores en Lyman- α debido a una exosfera gigante de hidrógeno neutro. Este estudio muestra el papel fundamental que tiene la radiación de la estrella anfitriona en la dinámica de escape de gas en las atmósferas exoplanetarias.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

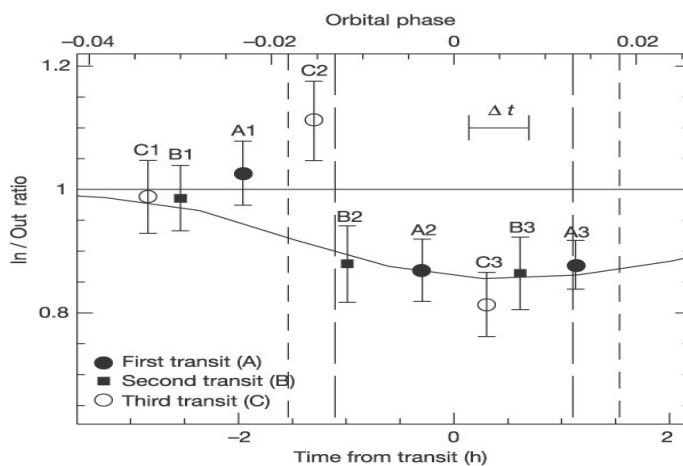


Figura 1.29: Flujo relativo de la línea Lyman- α en función de la fase orbital de HD209458b. Las líneas punteadas verticales indican el primer y segundo contacto al principio y al final del tránsito. Imagen cogida de Vidal-Madjar et al. (2003).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

El rango óptico es el más estudiado en la atmósferas exoplanetarias debido a su mejor observabilidad con instrumentos terrestres. Si el planeta no presenta nubes (atmósfera transparente) las absorciones por átomos alcalinos o bandas moleculares como el sodio, potasio o bandas de óxido de titanio pueden ser detectadas. Estudios actuales como el hecho por Nikolov et al. (2016) muestran un resultado claro de absorción atmosférica debido a metales alcalinos (sodio y potasio) (Figura 1.30). Sedaghati et al. (2017) muestra absorción en el espectro de transmisión debido a bandas moleculares de óxido de titanio (Figura 1.31). Otros muchos estudios de caracterización atmosférica en el óptico han detectado este tipo de absorciones (Sing et al. 2012; Lendl et al. 2017; Chen et al. 2017b)

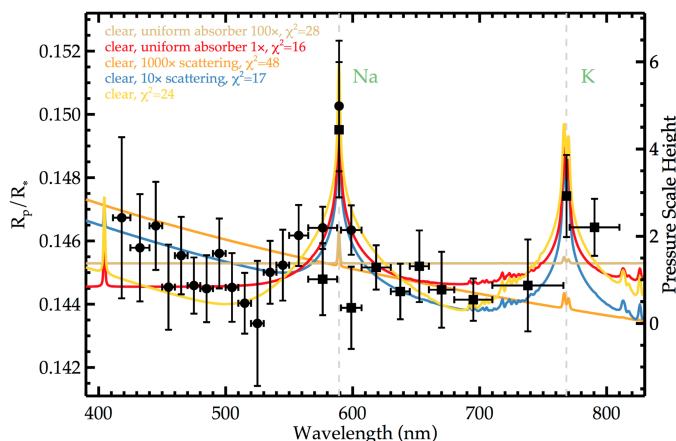


Figura 1.30: Detección de absorción en la atmósfera de Wasp-39b por metales alcalinos, sodio y potasio, usando el FORS2/VLT. Los diferentes puntos del espectro de transmisión (los círculos y los cuadrados) representan la toma de datos con diferentes grismas y por tanto diferente rango espectral. Las líneas de colores representas diferentes modelos de atmósfera. Figura de Nikolov et al. (2016).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

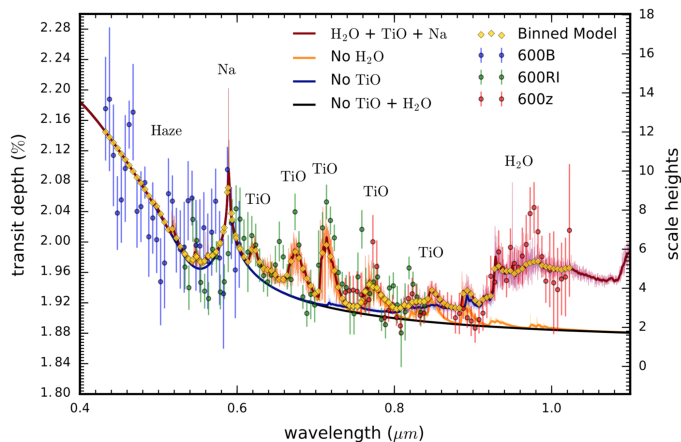


Figura 1.31: Espectro de transmisión de Wasp-19b usando el FORS2/VLT, con absorciones debidas tanto a metales alcalinos como sodio y potasio, como por bandas moleculares de óxido de titanio (TiO). Los colores de los puntos representan grismas diferentes. Las líneas continuas de colores y los puntos amarillos representan diferentes modelos atmosféricos. Figura de Nikolov et al. 2016.

La mayoría de los espectros de transmisión estudiados en este rango son planos (Murgas et al. 2014; Nortmann et al. 2016; Chen et al. 2017a), indicando que están dominados por nubes que impiden ver absorciones espectrales en la capa más altas de la atmósfera. El rango espectral del infrarrojo viene caracterizado por absorciones espectrales como H₂O, CH₄, CO, CO₂. La especie molecular más común observada en el infrarrojo cercano con HST/WFC3 es el agua (Figura 1.32), que ha sido detectada en numerosos trabajos (Deming et al. 2013; Huitson et al. 2013; McCullough et al. 2014; Kreidberg et al. 2014; Line et al. 2016; Stevenson et al. 2016) .

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

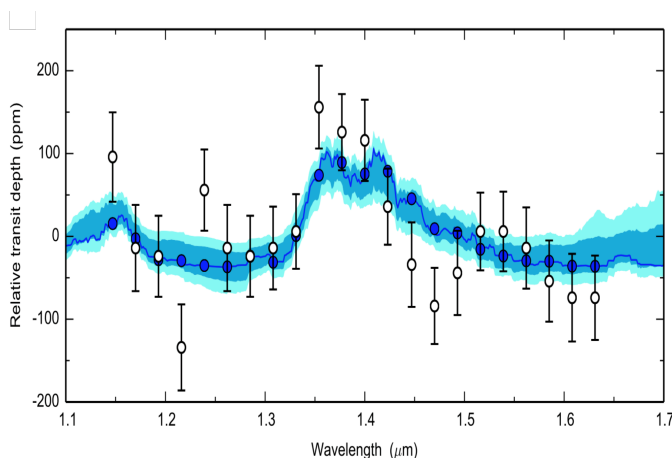


Figura 1.32: Espectro de transmisión de Wasp-43b en el infrarrojo cercano con HST/WFC3 mostrando claramente un incremento en el radio planetario por la absorción de vapor de agua en el rango de 1.35 - 1.4 nm. Figura de Kreidberg et al. (2014).

Sin embargo las moléculas de carbono han sido más difíciles de detectar debido a la accesibilidad del rango espectral donde se encuentran, $2.35 \mu\text{m}$ y $4.7 \mu\text{m}$. El telescopio espacial Spitzer cubre este rango espectral pero con una anchura de banda de $1 \mu\text{m}$, anchura que cubre muchas más absorciones de diferentes especies. Algunos estudios de detección de moléculas de carbono son Désert et al. (2009); Stevenson et al. (2010); de Kok et al. (2013a); Brogi et al. (2014); Morley et al. (2017).

Pero sin duda uno de los estudios más completos es el presentado por Sing et al. (2016), donde presentan una muestra de diez espectros de transmisión de Hot Jupiters que forman parte de un rastreo espectral de atmósferas exoplanetarias. Ocho de los diez de los planetas presentados fueron observados por ellos mismos, en el rango óptico ($0.3\text{-}1.01 \mu\text{m}$) usando STIS (Space Telescope Imaging Spectrograph) de HST (Hubble space Telescope). Además completaron estas observaciones con medidas de WFC3 (Wide Field Camera) de HST. El survey de HST fue completado con medidas fotométricas a $3.6 \mu\text{m}$ y $4.5 \mu\text{m}$ usando IRAC (Infrared Array Camera) del telescopio espacial Spitzer. Esta muestra de ocho planetas fue completada con otros dos planetas más, HD209458b (Deming et al. 2013) y HD189733b (McCullough et al. 2014), que fueron estudiados previamente en los mismos rangos espectrales. La muestra total cubre un amplio rango en las características planetarias como la temperatura de equilibrio, la gravedad superficial, la masa y el radio. Los resultados de este estudio se muestran en la figura 1.34. El estudio muestra una gran diversidad de atmósferas, desde atmósferas con nubes hasta sin ellas y con diferentes señales espectrales. Detectan atmósferas con fuertes absorciones espectrales alcalinas debidas al Na y K. En el caso de WASP-39b, líneas con alas ensanchadas, mientras que para WASP-31b con alas estrechas, esto implica que estos planetas poseen presiones atmosféricas más bajas. A

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

1.3 Atmósferas exoplanetarias y su caracterización

pesar de que el vapor de agua ha sido predicho por modelos teóricos en las atmósferas planetarias de los hot Jupiter como una importante fuente de opacidad (Seager & Sasselov 2000), la variación es muy amplia en la detección de vapor de agua en la muestra de los planetas presentados por Sing et al.. Dicha variación va desde una gran amplitud en el caso de WASP-19b a una detección plana en el caso de WASP-31b. Según Sing et al. 2016 una detección débil en el vapor de agua puede ser debido a dos causas, una de ellas es debido a que el planeta se formó a grandes distancias orbitales donde el agua permanecía en forma de hielo, esto evitó la acreción y posterior disolución de los planetesimales helados en su migración hacia órbitas más internas, y por consecuencia las atmósferas tendrán un gas pobre en agua. La otra causa puede ser debida a la presencia de nubes en la atmósfera que provocarían la no detección de vapor de agua. Además para evaluar la muestra como un todo, definen tres índices espectrales: $\Delta Z_{UB-LM}/H_{eq}$, que da la diferencia en las alturas de escalas de presión en el espectro de transmisión entre el óptico y el infrarrojo medio, $\Delta Z_{J-LM}/H_{eq}$ es la diferencia en las alturas de escalas de presión entre el infrarrojo cercano e infrarrojo medio y además cuantifican la amplitud de absorción de la banda de vapor de H₂O. Las comparaciones entre estos índices (Figura 1.33) muestran tendencias entre planetas con nubes en sus atmósferas y planetas libres de nubes.

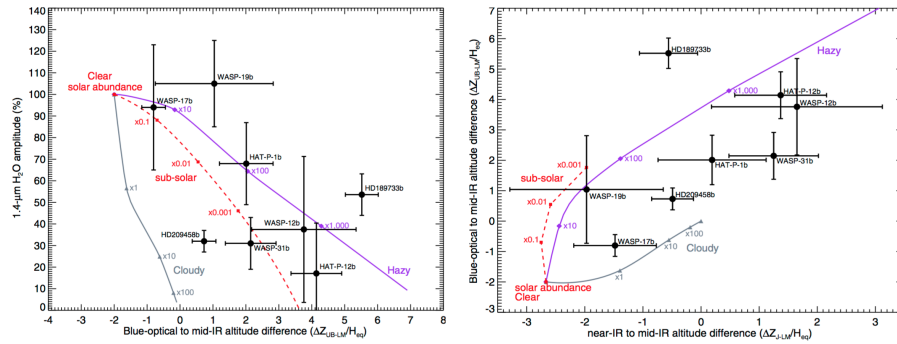


Figura 1.33: Figura de la izquierda: Los puntos negros muestran la diferencia en las alturas de escala en el espectro de transmisión entre el óptico y el infrarrojo medio ($\Delta Z_{UB-LM}/H_{eq}$) frente a la amplitud de absorción de H₂O a 1.4 μ m. Figura de la derecha: Los puntos negros muestran la diferencia entre el infrarrojo cercano y el infrarrojo medio ($\Delta Z_{J-LM}/H_{eq}$) frente a la diferencia entre el óptico y el infrarrojo medio ($\Delta Z_{UB-LM}/H_{eq}$). En ambas figuras las barras de error representan las incertidumbre de la medida 1 sigma. Las líneas morada y gris muestran modelos teóricos para atmósferas con neblinas y con nubes, respectivamente. La línea roja muestra un modelo de atmósfera clara. Figuras cogidas de Sing et al. (2016).

Sing et al. concluyen que la variación medida en el radio del planeta entre el rango óptico e infrarrojo permite testear la composición de la atmósfera. La variación de tamaño en el infrarrojo correlaciona con la absorción de bandas moleculares del vapor de agua y que puede verse claramente en las atmósferas claras y menos nítidamente en aquellas dominadas por nubes. El

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

resultado obtenido por Sing et al. (2016) demuestra que la pérdida del vapor de agua durante la formación del planeta es poco probable y que las nubes son las causantes de detectar o no signos espectrales en las atmósferas planetarias. Barstow et al. (2017) analizó la muestra que presentó Sing et al. (2016). Encuentran que todos los espectros de transmisión son consistentes con aerosoles en sus atmósferas. Además apuntan que las atmósferas de los planetas con temperaturas de equilibrio entre los 1300 y 1700 K, se pueden explicar con nubes grises profundas. Para el resto de temperaturas son consistentes con modelos de Rayleigh scattering. Tsiaras et al. (2018) presentó una muestra de 30 espectros de transmisión de hot Jupiter con WFC3/HST. Encuentran que la detectabilidad de las atmósferas depende del radio y no de la masa del planeta, esto indica que la gravedad del planeta no juega un papel fundamental en la detección de una atmósfera exoplanetaria. Además, detectan la presencia de agua en todas las atmósferas de los planetas de la muestra. Finalizan comentando que no encuentran relación entre la S/N y la detección atmosférica. Más tarde, Fisher & Heng (2018) amplió la muestra de Tsiaras et al. (2018) con un total de 38 espectros de transmisión. No encuentran ninguna evidencia clara entre la detección de vapor de agua en la atmósfera con la masa, temperatura de equilibrio o temperatura recuperada del planeta (Fig. 1.35).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

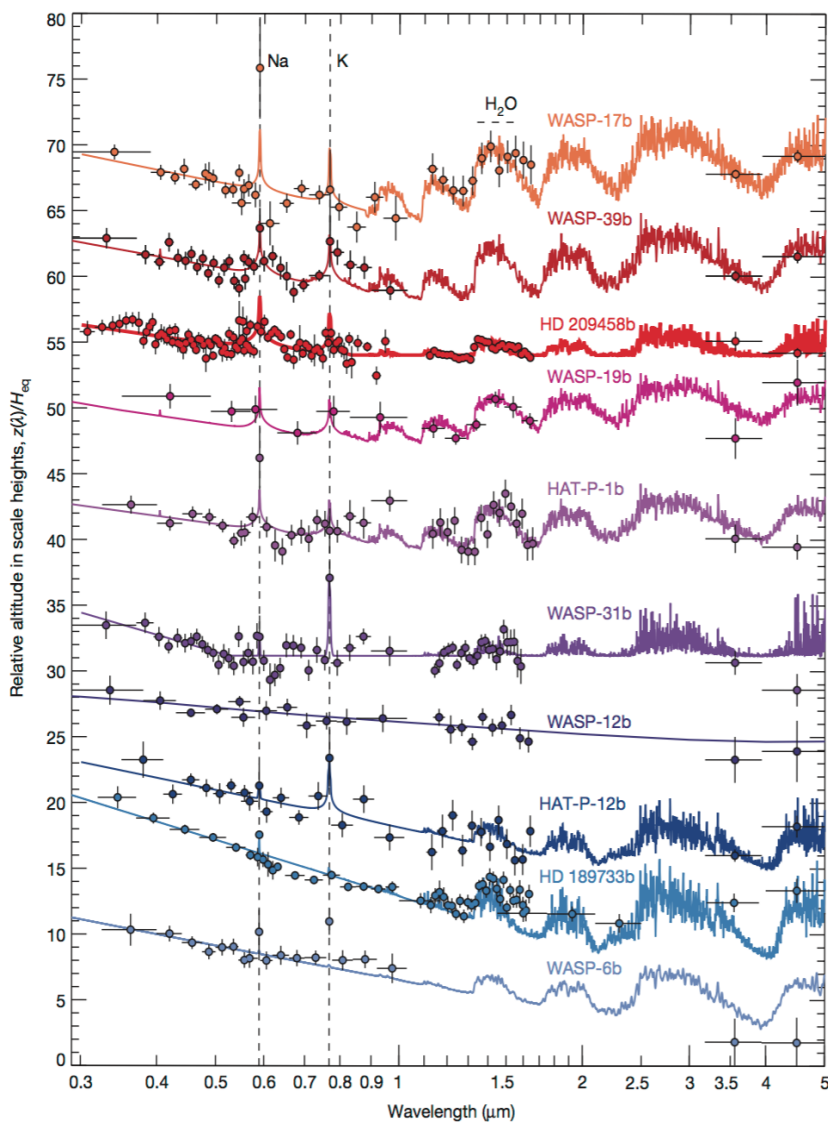


Figura 1.34: Espectros de transmisión del estudio de Sing et al. (2016), en los cuales se exhibe una gran variedad de absorciones espectrales debido al sodio, potasio y agua.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

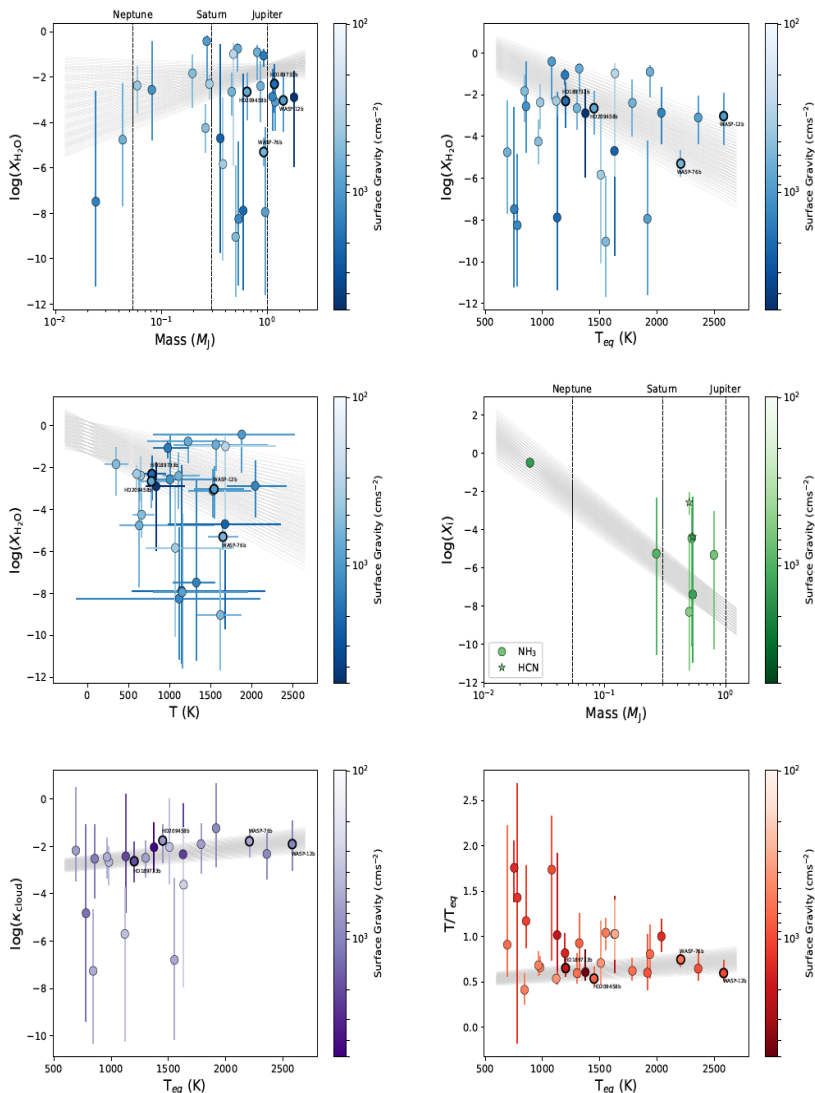
Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19



Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Figura 1.35: Búsquedas de tendencias de la muestra de Fisher & Heng (2018) entre la detección de agua en la atmósfera y algunos parámetros del planeta. No hay ninguna tendencia clara entre los parámetros estudiados. Figura cogida del trabajo de Fisher & Heng (2018).

1.4 Mi Tesis

Esta tesis esta enfocada en el método de análisis de espectrofotometría de atmósferas exoplanetarias por el método de espectroscopía de transmisión con observaciones hechas desde tierra. La motivación de este trabajo es estudiar las limitaciones de la técnica de espectroscopía de transmisión con observatorios terrestres. En concreto, explorar las posibilidades de OSIRIS/GTC para realizar este tipo de estudios, así como identificar las principales fuentes de error y desarrollar métodos para corregirlos. Por otro lado, elaborar técnicas de reducción y análisis de los datos que puedan ser de utilidad para futuros desarrollos de la técnica de espectroscopía de transmisión, dado el potencial futuro de estas observaciones. Por ejemplo el JWST utiliza esta técnica y ARIEL (ESA) se desarrollará especialmente para la espectroscopía de transmisión. Las observaciones para mi tesis se llevaron a cabo en el rango óptico con el instrumento OSIRIS montado en el Gran Telescopio de Canarias (GTC), situado en el observatorio del Roque de Los Muchachos, La Palma.

Los planetas de estudio son del tipo Hot Jupiter (6 en total) y dos enanas marrones. Dos parejas de hot Jupiter gemelos (planetas con similitudes parámetros físicos: radio, masa, distancia orbital y tipo espectral de la estrella anfitriona) fueron estudiados en conjunto para entender qué similitudes o diferencias tienen sus espectros de transmisión. Por último un intento de caracterizar 2 enanas marrones fue llevado a cabo para testear lo que la teoría dice sobre las atmósferas de estos objetos, e.g. que no debería detectarse ninguna señal atmosférica y así poder verificar que nuestra metodología y análisis no introducen señales falsas de absorción en los espectros de transmisión.

Muchos de los estudios de caracterización de atmósferas exoplanetarias muestran ruidos sistemáticos, no astronómicos, en sus datos. Estos ruidos sistemáticos, en su mayoría, son debidos a problemas causados por el propio instrumento y que son difíciles de tratar para corregirlos de los datos originales.

En el capítulo 2 se explica extensamente el proceso de reducción llevado a cabo en los datos y su posterior análisis para la obtención del espectro de transmisión. En el capítulo 3, se compara el espectro de transmisión del planeta TrES-3b calculado por autores diferentes a partir de los mismos datos espectrofotométricos y de los cuales obtuvieron resultados diferentes. Nosotros realizamos un análisis de los mismos datos, para comprobar la validez de nuestro código. También tenemos en cuenta más detalles a la hora del análisis que los autores de estas publicaciones. En el capítulo 4, se hace un extenso análisis de datos espectrofotométricos de Qatar-1b. El estudio se centra en cómo variaciones en el modelado de sistemáticos y efectos debido a los coeficientes del limb darkening pueden llevar a resultados diferentes en el espectro de transmisión final. En el capítulo 5 se presenta un espectro de transmisión de WASP-46b basado en dos tránsitos consecutivos. El estudio mostrará cómo el análisis de ambos tránsitos en conjunto da como resultado un mejor espectro de transmisión con menor error que un análisis de cada uno por separado. En el capítulo 6 se hace un análisis detallado de las observaciones de los planetas gemelos, las

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

cuales presentan multitud de efectos sistemáticos en sus datos. Para cada observación se lleva a cabo un modelado de dichos sistemáticos para una corrección y análisis de su espectro de transmisión. En el capítulo 7, un análisis sobre el espectro de transmisión de CoRoT-15b, una de las enanas marrones más masivas conocidas hasta la fecha, es llevado a cabo, corroborando la hipótesis de que las atmósferas de este tipo de objetos se comportan igual que la de planetas con atmósferas con neblina, al menos para este caso. En el capítulo 8 se realiza una síntesis global de mis resultados, viendo los espectros de transmisión como un todo. Por último en el capítulo 9 se presentan las conclusiones y futuras investigaciones. Además un apéndice con los resultados de una colaboración con el grupo KESPRINT, al cual pertenezco, es añadido a esta tesis, en el que resultó mi primer artículo científico como primer autor. El artículo consiste en la determinación de las masas de dos planetas de un mismo sistema planetario por los métodos de velocidad radial y TTVs. La tabla 1.2 resume las fechas de observación y los objetos observados, el capítulo donde se discuten los datos y un breve comentario sobre las incidencias en las observaciones, si las hubiere.

Cuadro 1.2: Información sobre los objetos de estudio de la tesis: fechas de observación, los objetivos observados, el capítulo donde se discuten los datos y un breve comentario sobre las observaciones.

Día observado	Target	Capítulo	Comentario
2014/07/08	TrES-3b	3	Estrella contaminante cercana.
2014/07/09	Qatar-1b	4	Ningún comentario.
2015/01/16	WASP-36b	5	Ningún comentario.
2015/01/19	WASP-36b	5	Ningún comentario.
2015/07/14	Kepler-12b	6	No datos antes de la entrada del tránsito.
2015/07/15	Kepler-7b	6	No detección.
2016/01/19	HAT-P-33b	6	Reflexiones de la luz de la luna en el detector, Espectros contaminados.
2016/07/05	HAT-P-41b	6	No datos antes de la entrada del tránsito, Espectros contaminados a causa de una estrella contaminante cercana.
2016/07/13	HAT-P-41b	6	Polvo.
2016/08/12	Kepler-12b	6	Interrupción a mitad del tránsito, debido a problemas técnicos.
2017/02/04	CoRoT-15b	7	No datos antes de la entrada del tránsito.
2017/08/20	CoRoT-3b	7	Nubes, polvo y no datos antes de la entrada del tránsito.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

2

Data reduction and basic analysis

In this chapter, I provide a detailed description of the data reduction procedures performed in the data sets that constitute the basis of this thesis. These procedures will be applied to the GTC/OSIRIS data presented in the remaining chapters. OSIRIS (Optical System for Imaging and low-Intermediate-Resolution Integrated) is an imager and spectrograph for the optical wavelength range (Sánchez et al. 2012), located in the Nasmyth-B focus of the Gran Telescopio de Canarias (GTC). OSIRIS covers a wavelength range from 0.365 to 1.05 μm within a total field of view of 7.8×8.5 arcmin for direct imaging and 7.5×6.0 arcmin for multi-object spectroscopy. The detector is a mosaic of two Marconi CCDs (2048×4096) with a gap between them, which has a size of 74 pixels or approximately $9.4''$. The physical size of one pixel is 15 μm corresponding to a scale of $0.127''$ on the sky, but the standard mode uses binned pixels, therefore the real scale is $0.254''/\text{px}$. A problem in the OSIRIS detector is the vignetting, which is visible in the first 250 columns of pixels of CCD1. An OSIRIS CCD mosaic image is shown in Figure 2.1. The OSIRIS detector has different readout modes and gain settings shown in Table 2.1.

Table 2.1: Summary of OSIRIS basic parameters. These gain values correspond to CCD2, values for CCD1 are 5% smaller than these.

	Readout configuration (kHz)	Gain (e^-/ADU)	Readout time (sec)	Readout noise (e^-/pixel)
Standard mode	200	0.95	21	≈ 4.5
Acquisition mode	500	1.46	7.8	≈ 8

The OSIRIS longslit spectroscopy allows to choose several slit widths; we used the $12''$ and $40''$ slits in our observations, all of them with a fixed spatial size of $7.4'$, due to the obscuration

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

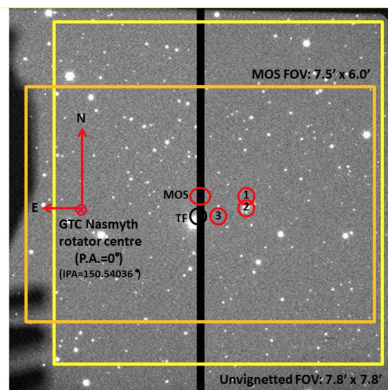


Figure 2.1: OSIRIS CCD mosaic where is plotted the default pointing positions for the different OSIRIS observing modes: Broad Band imaging (1), Longslit Spectroscopy (2) and Tunable Filter Imaging (3) (the Tunable Filter's center and the MOS reference pointing are also shown). The GTC Nasmyth rotator center is marked with a red cross in the CCD1.

present in one of the edges of OSIRIS FOV (Fig. 2.1). We note that the OSIRIS spectra are not affected by the gap between both CCDs because the spectral dispersion is in the vertical direction. In Table 2.2 we specify the features of the R1000R grism used in our observations. Thanks to the rotation of the spectrograph, we can always locate the planet host star and a reference star inside the slit.

Table 2.2: Features of the R1000R grism. The resolution and dispersion are measured at $\lambda_C(\text{\AA})$ for a slit with of $0.6''$. The dispersion corresponds to binned pixels.

ID	$\lambda_C(\text{\AA})$	λ range (\AA)	D ($\text{\AA}/\text{pix}$)	Resolution	Peak Efficiency
R1000R	7430	5100-10000	2.62	1122	65%

The type of data we have worked with are time series of spectra of transiting systems. This type of observation requires an extra time of one hour before and after the transit. This extra time is necessary to be able to do a good modeling. The final data-product will be spectrophotometric time series that describe the brightness of a target-star relative to a reference star, over several wavelength ranges, and the derivation of the basic parameters of a planetary transit. The data reduction and spectral extraction of one dimensional spectra from two dimensional images

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

was realized with IDL¹ algorithms which have been coded by ourselves. In the following sections, I describe, step by step, how the data reduction was carried out. The reduction procedure described in this chapter is performed to all the data sets described in the chapters 3-7. If any of these sets required an specific analysis, this will be described in more detail in the chapter itself. A total of 58 hours were used in the GTC to acquire all of our data, most of them in visitor mode.

At the end of the chapter an appendix is added in which the processes followed in the reduction to obtain the spectrum are explained, visually and step by step. In the text, the theoretical procedural explanation is related to the visual part in the appendix using a numeration inside a circle.

2.1 Cosmetics correction

2.1.1 Bias

Bias images are used to remove the readout signal from the camera sensor. Even when a pixel has not received any sort of signal there is still some variation in the way the camera reads data off the sensor. An average 2D bias image was obtained as the combination of all bias images, estimating an average value for each pixel in the CCD. This procedure was performed for each CCD, obtaining two averaged images (Fig. 2.2). As shown in the figure 2.2, the final 2D bias image does show a structure but the correction is small, over a few ADUs (Analog-digital Units). Note that the average bias image was also corrected for overscan. These are regions that allow us to remove the bias structure along the Y-direction of the CCD. The overscan correction process is explained below.

The overscan regions are rows or columns along the image edges that are not exposed to light. These regions essentially act as references for the readout current that can be subtracted directly from the image. The advantages of using overscan is that they have been taken at same time as the data, so it reflects actual electronic noise including any time variability. The overscan correction process was carried out for each image. The procedure is as follows: in each image the CCD overscan region is selected, determined by parameters in the image header. For each row, in this region, an average value is calculated. A polynomial of order two along the Y-axis is then derived from the averaged values. This fitting will give an average value for each row of the CCD, which will be removed from each of the CCD rows.

2.1.2 Flat Field

Flat images are correcting multiplicative variations in the sensitivity across a CCD image. Most telescopes do not evenly distribute light across the camera sensor. This causes images to be brighter in the center, and darker towards the edges. This effect is known as vignetting. There is also sometimes dust on the camera sensor or on intermediate optical surfaces, such as filters, which causes dark blotches to appear. Flats correct for this by taking several images of an evenly illuminated surface which is then normalized. A science image will then be divided by the flat

¹IDL stands for Interactive Data Language. It is a registered trademark of Exelis Inc. For further details see: <http://www.exelisvis.com/ProductsServices/IDL.aspx/>

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

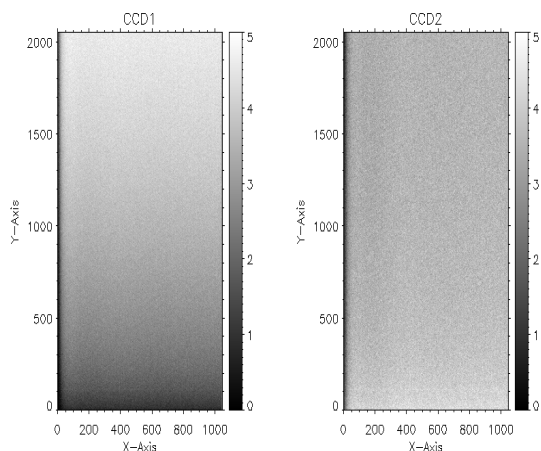


Figure 2.2: Average Bias of the OSIRIS CCD1 and CCD2, left and right, respectively. The vertical bar indicates the counts in ADUs.

image. For spectroscopic flat images, the CCD response in the spectral dispersion direction is needed to be taken into account. In the spectroscopic images taken by the OSIRIS instrument, the rows (X) represent the spatial direction, while the columns (Y) represent the dispersion direction (blue wavelengths down and red wavelengths up). Each column of the flat image was divided by the CCD response. To compute the CCD response, several columns were taken in a CCD region without bad pixels and their average was calculated. A polynomial of order seven was fitted to the average column. This fit is called the CCD response and we assume it is the same for all CCD. After that, all flat images were summed and averaged, obtaining an average flat image. Finally, we normalized the average flat by dividing by the brightest region of the flat fields. Note that the first and last columns were fixed to a value of 1, due to vignetting problems in the OSIRIS detector. This procedure was done for each CCD, obtaining two average images (Fig. 2.3).

After the flats and bias images have been obtained, the science images are corrected by subtracting the average bias image and dividing by the average flat image. Note that the overscan region was subtracted of the science images previously. The next step, before spectral extraction, was to correct the science images from the effects of cosmic rays.

2.1.3 Cosmic rays

The procedure for the elimination of cosmic rays was as follows: An average image including a couple of images prior and posterior in time of the image to be corrected was calculated. Every pixel of the science image was compared to the same pixel as in the average image. A pixel affected by a cosmic ray was detected when their counts were not equal within a given

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

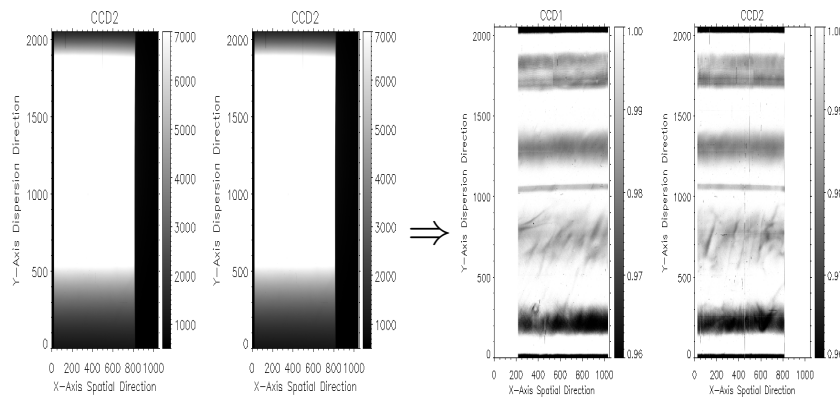


Figure 2.3: Example of original flat images (the two images on the left, corresponding to the CCD1 and CCD2) and the same images after averaging (the two images on the right). In those images the variations in the spectral direction (Y-axis), arise from a polynomial of order 7 to adjust the response of the CCD in that direction. Despite some abrupt changes in the images, their effects on the transmission spectra will be negligible, as all spectra are affected by the same effect. In addition, the grey scale shows that the variations in counts are small and that these structures are visible due to the scale chosen.

range (σ -clipping method). If a cosmic ray was detected in the pixel, these were replaced by the pixel value from the average image. Now the science images were ready for being analyzed and undergoing the spectral extraction (Fig. 2.4).

2.2 Spectral Extraction

The extraction process of the spectra consists of obtaining 1D spectra calibrated in wavelength from the 2D images, which contain the target and one or two reference stars (depending on the configuration of the observations). **The 2D images show slightly curved spectra in dispersion direction which will be an effect to be corrected.** This curvature is called the trace of the spectrum. Once the science images have been reduced from the bias and the flat field, a gaussian distribution was fitted line per line to get the middle point of the spectrum in each row. When all middle points were obtained, they were fitted to a second order polynomial to get the spectra's trace (Fig. 2.5)(①,②,③).

Once the trace was obtained and the background was subtracted (see Sect. 2.3), the spectral extractions were obtained from the flux summed along the spatial direction for each row, using the trace obtained and a fixed aperture width ⑩. **The aperture was determined by minimizing the standard deviation of the white light curve residuals among the data set created with several apertures sizes. In other words, for each white light curve we**

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

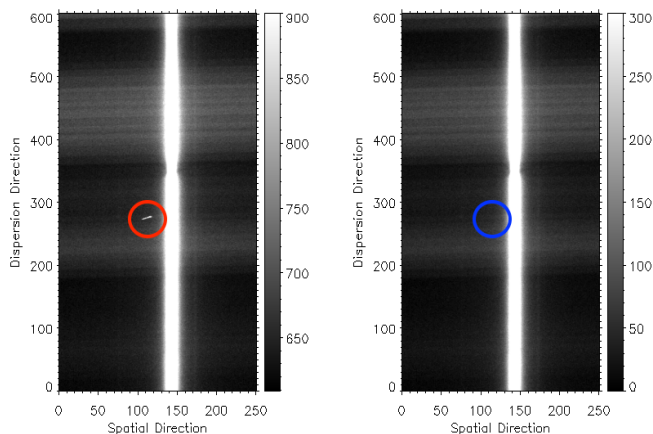


Figure 2.4: Science image before and after removing a cosmic ray close to the spectrum. The red circle shows where there is a cosmic ray hit, the blue circle shows the same place where the cosmic ray has been corrected.

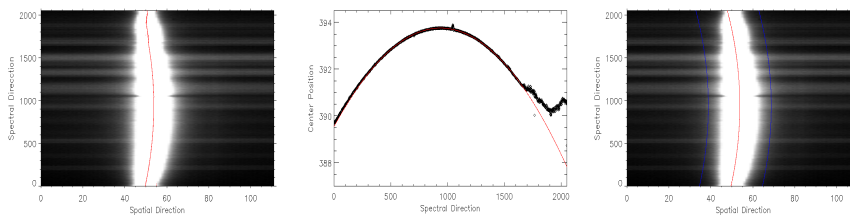


Figure 2.5: Left: spectrum with the gaussian distribution fitting (red line). Middle: Fitting of a second order polynomial to calculate the spectrum curvature. The last points were not used in the fit. Right: Overplot of the second order polynomial in the spectrum (red line), with a fixed width (blue lines) on both sides of the spectrum, which defines the region where the total flux will be extracted.

fitted a transit model with the fixed physical parameters of the literature multiplied by a polynomial of order two as a function of the time to correct the curvature of the air mass. This polynomial of order two was calculated only with the points out of transit. The residuals are the differences between the model and the observational data. An example of an extracted spectrum is shown in Fig.8.3. In this process, the seeing and sky variations were checked as function of the wavelengths (Y-axis direction). We saved the Full

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Width at Half Maximum (FWHM) of the gaussian profile and the average sky values taken from regions on both sides of the spectrum (Fig. 2.5). Besides, the time values, the airmass and the average position in X of the mid-point fitting of the spectrum of each image were saved, which will give us information of the spectrum's movement in the x-direction as a function of time. These vectors will be used later for correcting the light curve against systematic effects.

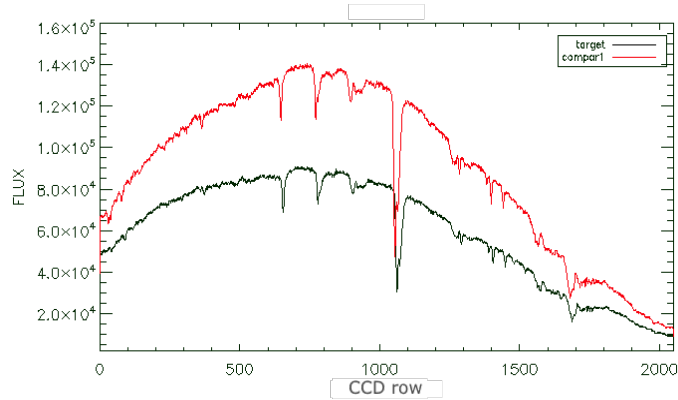


Figure 2.6: Example of extracted target and reference star spectra, the X-axis corresponds to the spectral dispersion.

2.3 Dispersion alignment and background determination

The sky background was estimated for the target and the reference star in the spatial direction by calculating a sky model image masking previously the target and reference star spectra (from ④ to ⑧). **To correct for dispersion alignment we use calibration images or arc lamps, which are 2D spectroscopic images of light from lamps with chemical elements and they have very well characterized spectral lines.** In our case the lamps used were Argon, Neon, Xenon and Mercury. The calibration images were used to correct against a curvature in the dispersion direction (Y) depending on the X-position along the entrance slit. To do so, reference arc lines along the central column of the CCD were used ⑨. The difference between the reference column's lines and the other lines in the CCD ⑩ at other X values will be offsets in Y to fix the curvature that are used to correct the images ⑪ (Fig. 2.7).

After masking the target and reference star spectra with their trace and aperture which covered the total spectra, the same offsets were applied to the science masked images to correct the curvature and to estimate the background line per line ⑫, and therefore wavelength per wavelength. For each line we fitted a line across the spatial direction, obtaining a sky image ⑬. Only values within 2σ were used to estimate the sky under the masked spectra, where σ is the standard deviation of the background values, avoiding possible areas with stellar contamination,

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

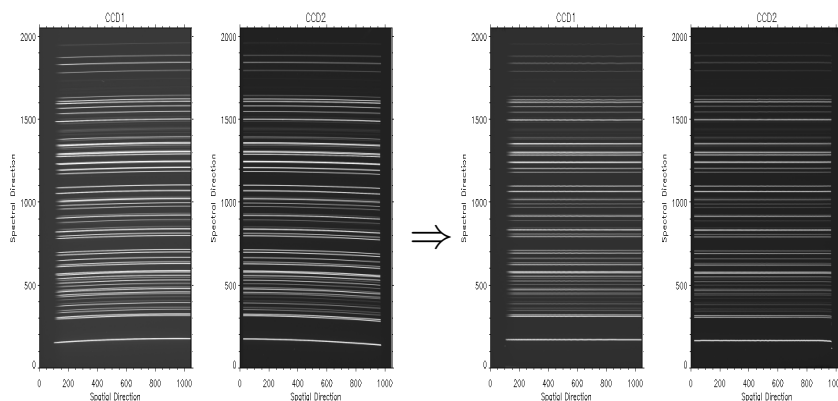


Figure 2.7: Example of arc images with curvature (the two images on the left, corresponding to the CCD1 and CCD2) and the same images after correcting the curvature (the two images on the right).

which may have gone undetected. After that with the sky model image obtained, we re-curved it to the original curvature ⑧. Finally the sky model image was subtracted from the original science image ⑨.

2.4 Wavelength calibrations

The wavelength calibration is a key step for a scientifically useful spectrum. We summed the different arc images (HgAr, Ne, Xe) to have more known lines and be able to do a better calibration. From the GTC archive we got the information about the wavelength of each line found in the arc image. Using the traces calculated in section 2.2 for the target and the reference star, which give the positions of the center of the spectrum along the direction of dispersion ①, we choose these same positions in the 2D arc image (spatial direction versus dispersion direction) to obtain the 1D spectrum, both for the target and for the reference star, which gives the relationship between the pixel and the spectral lines of the arc lamp. The wavelengths of the central pixels of the lines do not necessarily coincide with the tabulated values of the GTC archive, due to thermal and pressure changes ②, so there will always be offsets that we need to correct. To do so, we fitted a gaussian function to each emission line, obtaining the central pixel of the line. Redoing the same fitting for the other lines, we get a first correlation between pixel and wavelength ③. It is possible that during observations the stars drifted slightly in the spatial but also in the dispersion direction. The drift of the stars in the dispersion direction caused small shifts in the wavelength solution with respect to that obtained for a star perfectly centered within the slit. Thus, we had to refine the calibration in wavelength on the calibration of the first spectrum of a given dataset. On the first spectrum, we identified known stellar lines

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

⑭. The main lines we were able to identify were the sodium line (5889.95 Å), the H- α line (6563 Å), the deep telluric O₂ absorption band near 7600 Å and the calcium triplet lines (8498 Å, 8542 Å, 8662 Å) (Fig. 2.8). Over these lines we fitted a gaussian function to get more accurately the wavelength position. Over the differences between the positions where the line should be and where the line is, we fitted a second order polynomial to get the offsets due to the drift in the dispersion direction ⑮. These shifts were applied to the previous wavelength calibration to get a refined calibration ⑯.

Each spectrum was corrected by calculating the offset it had been displaced on the dispersion axis (Y axis) with respect to the first spectrum ⑰. This offset was calculated using a cross correlation method ⑱.

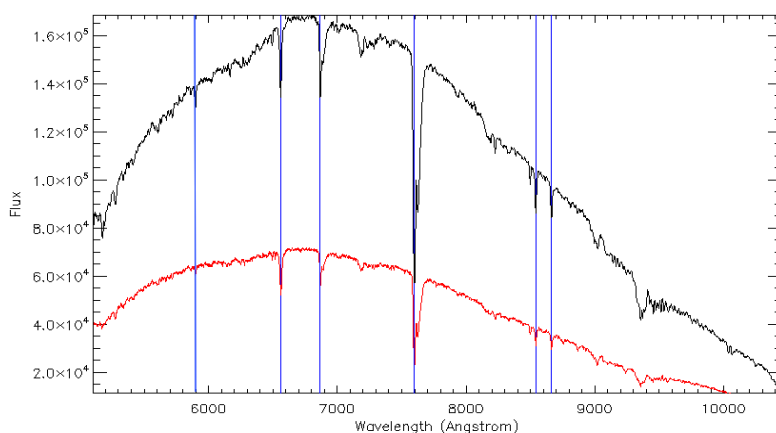


Figure 2.8: Wavelength calibrated spectra of the target (red line) and reference star (black line). The blue lines show the stellar lines chosen to refine the calibration.

Remember that in the reduction procedure, aside from temporal sky background and seeing variations, other parameters from each night's observations such as positions in spatial and dispersion direction (obtained in this step of the calibration), the airmass and the time have been saved in state vectors for correcting the final light curve of possible systematic effects.

2.5 Creation of spectrophotometric light curves

Since only the relative brightness between our target and reference stars is desired, effects due to telluric lines variations during the observations can be neglected, since the host star and reference star will have been affected in a similar way. First, we create intermediate white light curves that use the flux of a spectrum obtained separately for target and reference star, from integrating over all wavelengths or over a given wavelength-range. The light curves of the

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

relative flux of the target were created by dividing target and reference star light curves. The light curves were then normalized by the median out-of-transit flux. For the color curves (curves that include only part of the full wavelength range), two criteria for the creation of the different wavelength bins were used: equal size bins covering the same spectral spacing and bins with the same amount of flux.

2.6 Analysis Tools

In this section we outline the tools used to analyze the white light curves as well as the physical and noise criteria that were applied to the transit curves, to obtain the physical parameters.

2.6.1 Transit model fitting

We fit the transit light curve with an analytic transit model, $T(p_i)$, simultaneously multiplied by a parametric decorrelation baseline model, $B(c_j)$, i.e. $F_{mod} = T(p_i) \times B(c_j)$, where the p_i indicate the different physical parameters and c_j are the different state vectors. The analytic transit model, $T(p_i)$, is based on the model by Mandel & Agol (2002), which is a function of the planet's position relative to the star. $T(p_i)$ presents the ratio of obscured to unobscured flux, assuming that an opaque and dark sphere eclipses a spherical star with a given limb darkening. The free parameters in this transit model are the mid-transit time T_0 (the exact time in which the planet is in the middle of the transit), the impact parameter b (the sky-projected distance between the centre of the stellar disc and the centre of the planetary disc at conjunction², in units of the stellar radius), the planet-to-star radius ratio R_p/R_* and the duration of the transit T_{14} (the time during which any part of the planet obscures the disc of the star). The orbital period P (time the exoplanet takes to complete one orbit around its host star) was fixed to values found in the literature and the eccentricity of the orbit, e , was kept fixed at $e = 0$ (circular orbit). The reason to set the eccentricity to zero is that the planets studied are hot Jupiters with very short periods (<10 days), for which the literature indicates that most of these objects have eccentricities indistinguishable from zero. In addition, in our transmission spectrum analyses, the eccentricity will be negligible due to the fact that we do not have sufficient precision in our light curves to be able to distinguish different trends between the ingress and egress of a transit, which might arise from low-to-moderate eccentricities.

For the treatment of the stellar limb darkening we employed the quadratic limb darkening law, (Kopal 1950), as discussed in chapter 1.2.1, which is the most commonly used one in transit light curves analyses. To guarantee physically valid values of the quadratic LDCs u_1 and u_2 , we implement the same conditions as proposed by Kipping (2013) using the parameters q_1 and q_2 , which are related with the quadratic LDCs, u_1 and u_2 :

$$\begin{aligned}
 q_1 &\equiv (u_1 + u_2)^2, & q_1 &= [0, 1] \\
 q_2 &\equiv \frac{u_1}{2[(u_1 + u_2)]}, & q_2 &= [0, 1]
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

²Conjunction: The point in the orbit where two objects are most closely aligned, as viewed from Earth

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

These conditions make sure that the stellar intensity profile remains everywhere positive, and guarantee a monotonically decreasing intensity profile from the center of the stellar sphere to the limb. The theoretical limb-darkening coefficients u_1 and u_2 were interpolated from the ATLAS (Nesvacil et al. 2003) and PHOENIX (Husser et al. 2013) stellar atmosphere models, as values in function of wavelength using the stellar effective temperature, T_{eff} , the surface gravity, $\log g$, and the metallicity, $[Fe/H]$ of the star. These values were taken from the literature. The interpolation was performed using a Python package written by Espinoza & Jordán (2015). These "theoretical" limb-darkening coefficients, depending on each case, were fixed or were allowed to vary assuming a normal prior distribution that was centered on the tabulated values with a width of $1-\sigma$ with σ being the error given by the code. In every chapter that follows, each specific case will be detailed.

To determine the optimal baseline model to decorrelate systematics, we tested polynomial combinations of various state vectors in linear to second order forms. These state vectors were extracted from individual exposures of the spectral data as auxiliary time-series information. They included the spectra's full width at the half maximum (FWHM) in the spatial direction, which gives information about the seeing variation through the night; the spectra's relative position shifts in the spatial and dispersion directions (x_{pos} , y_{pos}), the sky-background (sky) and the airmass (a). To choose the best fitting model, we employed the Bayesian Information Criterion (BIC, Schwarz et al. 1978) which penalizes models with more degrees of freedom (d.o.f), which are the differences between the number of data points (N) and the number of free parameters of the model (k).

$$BIC = \chi^2 + k \ln N \quad (2.2)$$

where χ^2 was calculated directly from the light curve residuals (difference between data and model); k and N are the numbers of free parameters and of data points, respectively. We tested 28 different systematic noise models B , where each model was a different combination of polynomial functions depending on the five parameters, mentioned above as state vectors. These combination of different polynomials include orders between 0 and 2 for all five parameters. The most complex form of B tested was of the form $p(t, t^2, a, a^2, fwhm, fwhm^2, x_{pos}, x_{pos}^2, y_{pos}, y_{pos}^2, sky, sky^2)$.

Bayesian inference

Markov Chain Monte Carlo (MCMC) method allows to calculate any property of a probability distribution. For a probability density $p(x)$ which depends only on a single variable, x , the expected value is:

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} xp(x)dx \quad (2.3)$$

When we have a set of N points with well sampled $p(x)$, we can replace the integral with a simple average:

$$E = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (2.4)$$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

With a single variable this change may not be very useful, but when we are faced with multiple parameters, such as in the case of transit modeling, this method is very powerful. The most important probability distribution is the posterior distribution $p(\theta|D)$, which provides an idea of the parameter values after taking the data (D) into account. θ denotes the unknown parameters. This probability distribution can be derived from a prior distribution $p(\theta)$, which is a distribution of the set of possible values to consider, and a sampling distribution or likelihood $p(D|\theta)$ or \mathcal{L} , which is the probability distribution of the data, if the true value of the parameters were known. Both the prior probability function and the likelihood can approximate to different types of distributions, depending on the previous knowledge of the potential values of the parameter to be determined. The following are the prior parameter distributions used in this thesis.

Uniform prior. The distribution is,

$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{b-a} & \text{for } a \leq x \leq b \\ 0 & \text{for } x \leq a \text{ or } x \geq b \end{cases} \quad (2.5)$$

where a and b are the limits of the parameter space. With this type of distribution we give the same probability to all values within the selected range [a,b].

Normal prior. The normal distribution,

$$p(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right) \quad (2.6)$$

where μ is the mean and σ is the standard deviation. This is most often used when parameter estimates are taken from the literature.

The following is the likelihood distribution used in this thesis.

Normal likelihood. The normal distribution,

$$p(D|\theta) = \left(\sigma_i\sqrt{2\pi}\right)^{-n} \exp(-\chi^2/2) \quad (2.7)$$

where n are the number of datapoints, σ_i are set to the error bars derived in the analysis, which were calculated as $2/\sqrt{\text{Integrated spectrum flux}}$, and $\chi^2 = \sum e_i^2/\sigma_i^2$, with e_i the difference between the model and original data. The reason of using a normal distribution is that the average error distributions of most the types of data met in astrophysics can be well approximated with a normal distribution (Parviainen 2017).

The Bayes' rule allows us to calculate the posterior distribution as:

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

$$p(\theta|D) = \frac{p(\theta)p(D|\theta)}{p(D)} \tag{2.8}$$

where $p(\theta|D)$ is the likelihood of the data D , given the parameters θ . $p(D)$ is a constant called the marginal likelihood. Since the posterior distribution is a probability distribution, its total integral must be equal to 1. Therefore $p(D) = \int p(\theta)p(D|\theta)d\theta$, where the integral is over the entire parameter space. Ultimately the MCMC method is used by testing how a particle moves around the parameter space to sample the posterior distribution. Note that MCMC methods are based on the convergence of several chains of 'test particles' over the parameter space. The algorithm of one chain can be summarized as follows (Sherri et al. 2017):

1. Choose any point of the parameter space (initial position).
2. Choose a random position from the parameter space (proposed position).
3. Then we use the MC3 Bayesian library (Cubillos et al. 2017) to do the sampling that is incorporated in the code that we used in this thesis (Lendl et al. 2017). MC3 evaluate the probability $\alpha = \min(1, \frac{\mathcal{L}(\text{proposed position})}{\mathcal{L}(\text{initial position})})$. If the ratio of the \mathcal{L} is greater than 1, the proposed point has a better fit than the initial point, α will be equal to 1 and the initial point will be replaced by the proposed point and will be part of the posterior distribution. If, on the other hand, the ratio of \mathcal{L} is less than 1, the proposed point has a worse fit than the initial point and α is less than 1. In this case a statistical treatment is done to see if the point is replaced or not. To do this, a random number between 0 and 1 is determined. If this number is less than or equal to α then the initial point is replaced by the proposed point. If it is greater than α , the proposed point is rejected and another proposed positive is chosen. It is repeated many times, this statistical treatment samples the entire parameter space and therefore the posterior distribution. Note that during the initial sampling not only the first points but about a third of the MCMC points are removed to make sure the chains have settled in a region of the parameter space that is close to the global minimum. This type of initial sample is known as a burn-in.
4. Repeat this same process with other proposed points up to a sample number large enough to have a reliable posterior distribution.

Once we have the posterior distribution that are consistent across several chains we can compute credible solution intervals (errors). From the mean of a distribution an interval of 68% is often taken. This interval is the usually chosen since it is equivalent to one standard deviation of the posterior distribution if this is Gaussian.

MCMC method

The type of sampling that we used in our code was a differential-evolution algorithm (DE-MC) (ter Braak 2006). The DE-MC technique consists in combining the Differential Evolution, which is an optimization algorithm over real parameter space, with Markov Chain Monte Carlo

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

(MCMC) techniques to obtain samples from the posterior distribution function. The optimization of this type of sampling proposes a new point from the result of the previous point using rules which did the parameter space converges to the global minimum (Fig. 2.9). As the picture illustrates, a new point (Θ^*) of the chain (i) is chosen on the basis of the distance between the two closest chains that have favourable results. The distance between them multiplied by a gamma factor (the magnitude that controls the jumping distribution) will be the distance and direction to choose the new point.

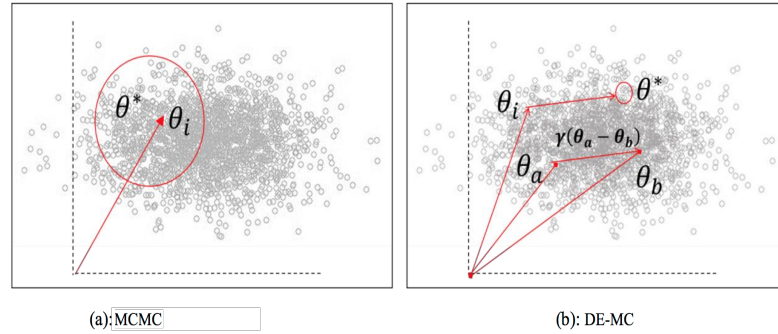


Figure 2.9: Explanation of the way to generate proposed vectors for the MCMC basic method (Figure a) and for the DE-MC method (Figure b). The figure a) shows how the new point (Θ^*) of the chain is randomly chosen within a radius centered on the starting point (Θ_i). The figure b) explains how the new point (i) of the chain is chosen on the basis of the distance between the two closest chains that have favourable results. The distance between them multiplied by a gamma factor (the magnitude that controls the jumping distribution) will be the distance and direction to choose the new point. Figure from Sherri et al. (2017)

I used the MCMC code described in Lendl et al. (2017). The analysis begins with a process of least-squares optimization of the coefficients of the polynomial using the Levenberg-Marquardt method. Once the fit coefficients are determined, which give a minimum value of χ^2 , the MCMC chains are executed. The types of sampling offered by the code are the Metropolis-Hasting algorithm (e.g. Carlin & Louis (2009)), a differential-evolution MCMC algorithm (DE-MC) (ter Braak 2006) or DEMC-z algorithm (ter Braak & Vrugt 2008). In our case, after testing each of the mentioned sampling algorithms, the differential-evolution MCMC algorithm was used for being more optimal in our results. The sampling of parameter space allows to include priors which follow Gaussian distributions. In the case of the white light curves, the priors were taken from the existing literature, while for the analysis of the transmission spectra, the priors were the MCMC results obtained from the white light curve. The convergence of the parameters was checked via the Gelman-Rubin test (Gelman & Rubin 2008), which evaluates MCMC convergence by analyzing the differences between Markov chains. Convergence is assessed by comparing the estimated variances between chains, and for the convergence of each chain the convergence

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

of each parameter of the model is assessed. Large differences between these variances indicate non-convergence. Two chains for each set of input parameter were chosen, running for 20000 steps in each one, where 4000 of them belonged to a burn-in length, that tested the parameter space and where the chains are not yet fully converged. We compared the BIC of all tested models to find the lowest BIC, which will give the best fitting for our data. The errors were taken from the posterior distribution of each parameter with an interval of 68%.

2.6.2 Transmission spectrum analysis

In order to obtain the transmission spectrum or the transit depth as a function of wavelength, we need to divide the spectral range into different "color" bins. These bins are smaller sub-regions of the full spectral range, which give more specific information about the sample region or color. The aim of our study is to check whether sodium or potassium absorptions are present in the atmospheres of several hot Jupiters, or to detect variations in the transmission spectrum such as Rayleigh scattering (see chapter 1.3.5). Several division criteria for color bins have been given in section 2.5. The sets of spectroscopic light curves obtained by the bins' divisions were analyzed using the same systematic baseline models as the white light curves.

However, baseline models used in the white light curves still contain residual effects. The shape of these residuals does not depend on the rest of the state vectors, although we assume that these residuals do come from systematic effects in the light curve. The aim of finding the best baseline is to obtain flat (similar sized across the time-series) residuals. As all color light curves have inherited the baseline model from the white light curve, these curves will also inherit those residual effects. Therefore, to get as flat as possible residuals, a new state vector has been introduced in the baseline, the CNM (common noise model). This state vector is introduced when there are several simultaneous measurements. The CNM gives information on whether a series of light curves taken at the same time has a common correlated noise structure, what we called red noise in Chapter 1.2.3. The CNM is included in the systematic base model as a combination of polynomials of order 2 at maximum, similar to the other state vectors. For each time step t_i , the CNM is calculated as:

$$CNM_i = \sum_{k=0}^{n_{lc}} \left(\frac{O_{i,k}}{C_{i,k} w_{i,k}} \right) \quad (2.9)$$

where n_{lc} is the total number of light curves for which the CNM is calculated, O_i are the observed data, and C_i are the values of the best fitted transit model obtained from the initial Levenberg-Marquardt fit. The weights, $w_{i,k}$, are attributed according to photometric measurement errors $err_{i,k}$,

$$w_{i,k} = err_{i,k}^2 \sum_{k=0}^{n_{lc}} \frac{1}{err_{i,k}^2} \quad (2.10)$$

Then the spectroscopic light curves are fitted in the same way as the white light curve. CNM is a state vector independent of the observed color, which is not the case with most state vectors, such as sky background, seeing and spectrum position on the CCD. CNM is a state vector that tries to model the residual of the white light curve (see eq. 2.9). The CNM term and equations

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

used are from Lendl et al. (2016). Fig. 2.10 shows how the shape of the CNM (panel on the right) is similar to the residuals of the light curve (residuals of the first light curve in the figure on the left).

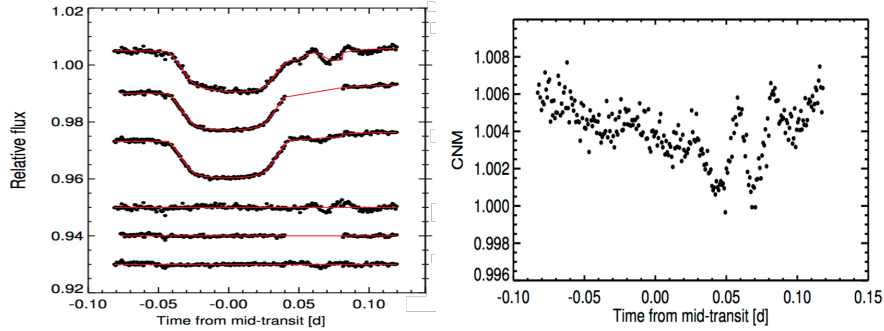


Figure 2.10: Left panel: spectrophotometric light curves from FORS2 and their residuals. From top to bottom: For wavelength ranges of 738-788, 788-898, and 898-1020 nm. The models are shown as red solid lines and the residuals are shown below the data, which are offset for clarity. Right panel: Example of a CNM, calculated as described in Sect. 2.6.2. The CNM correspond to the $738 \leq \lambda \leq 788$ nm range. Images taken from Lendl et al. (2016).

This type of method for correcting systematic effects on light curves is a more complex version as used by other authors, such as "The divide-white method" (Gibson et al. 2013; Stevenson et al. 2014; Kreidberg et al. 2014; Chen et al. 2017b). This method consists in dividing each spectroscopic curve by the residual obtained in the white light curve, to remove any effects that could not be removed from the white light curve fit, then they are fitted in the way of the "classic method".

The Tables 2.3, 2.4 and 2.5 are an extended version of Table 1.2, with detailed information on the observations and data analyzed in this thesis and which are presented in the following chapters.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

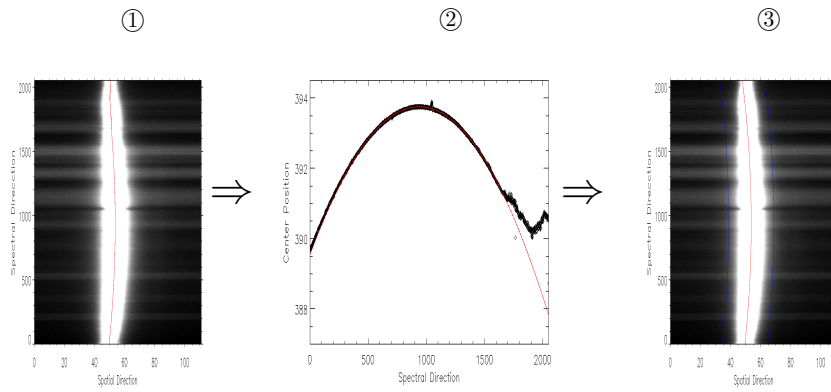
24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

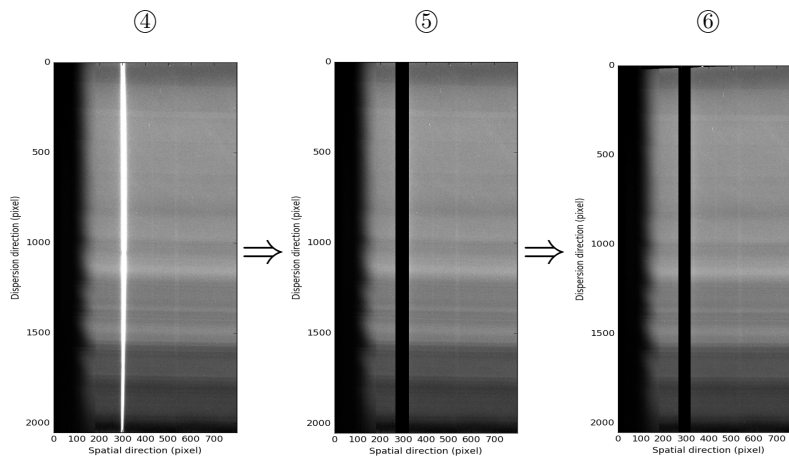
REDUCTION PROCESS

"Getting spectrum curvature: The trace"



- ① A gaussian fit for each row is done to calculate the center of the spectrum.
- ② A parabolic polynomial is fitted over all centers to calculate the trace of the spectrum.
- ③ The trace over the spectrum (red) with the apertures (blue) where the total flux will be calculated.

"Spectral extraction"



- ④ Original science image: star spectrum + skybackground.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

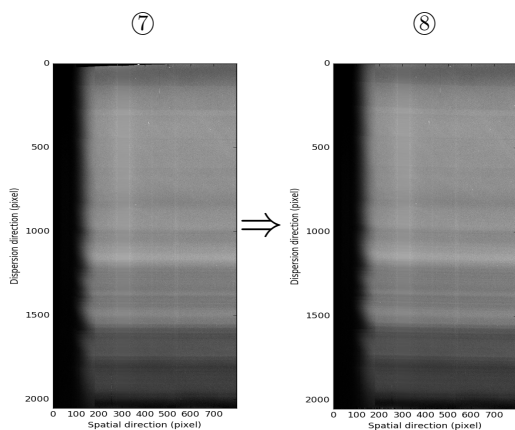
HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

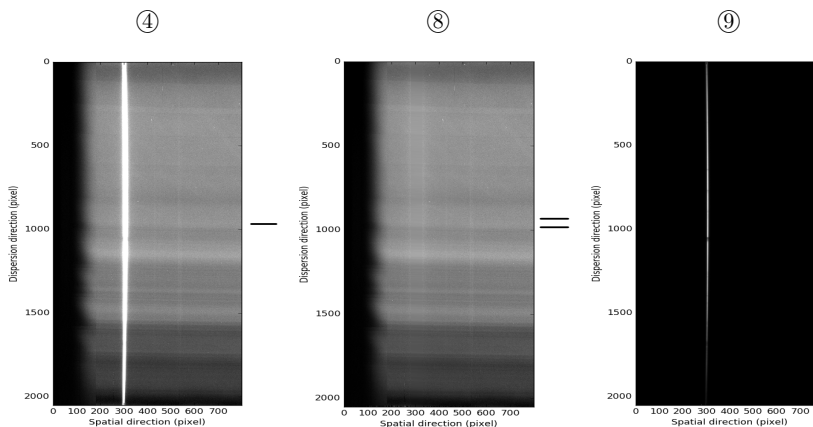
ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

- ⑤ **Masked image with skybackground lines curved:** original science image where the star spectrum has been masked.
- ⑥ **Masked image with skybackground lines straight:** original image with the star spectrum masked, where we corrected the skybackground lines curvature with the arc image offsets.



- ⑦ **Sky model image:** We interpolated the skybackground in the masked area to get a sky-background image.
- ⑧ **Sky model with the original skybackground curvature:** We curved the sky model image to the original skybackground curvature with the arc image offsets.



Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

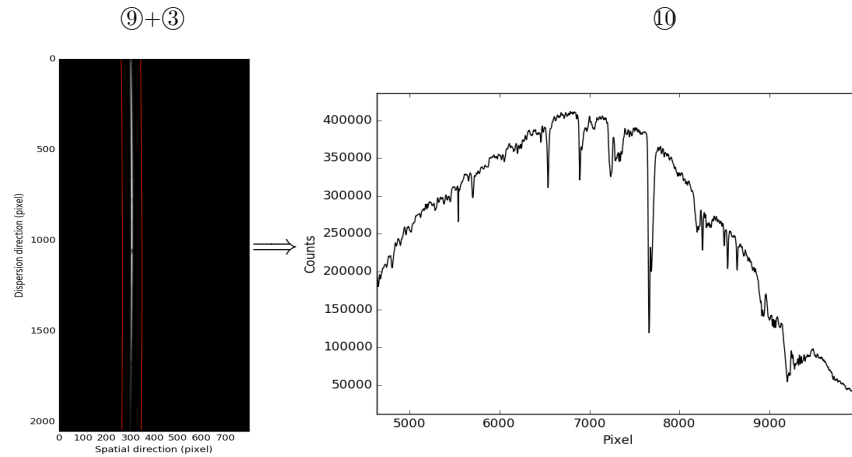
HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

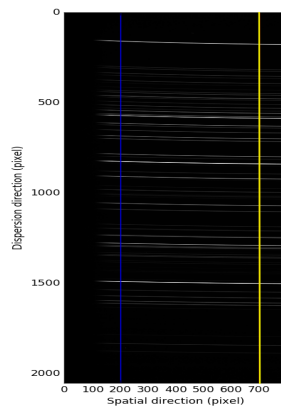
⑨ **Science image without skybackground:** original science image subtracting the sky model image with curvature.



⑩ **Star spectrum:** the star spectrum calculated over the aperture.

”Wavelength calibration”

Figure 2.11: ⑪



⑪ Arc image with the target (blue) and reference star (yellow) tarce.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

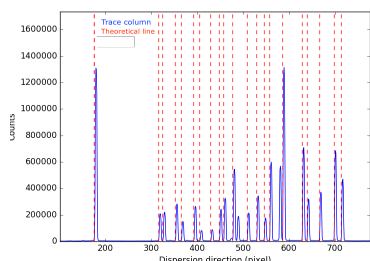
HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

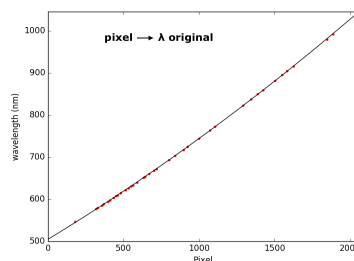
ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

⑫



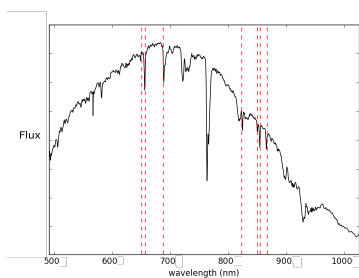
⑬



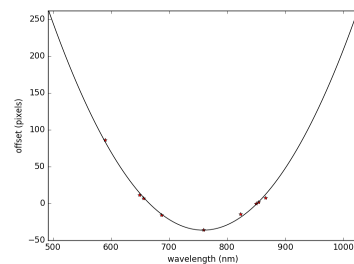
- ⑫ Arc lines in the target trace (blue) with the theoretical wavelength values.
- ⑬ Relation between pixel-wavelength.

"Refining wavelength calibration (Y-offsets)"

⑭



⑮



- ⑭ We overplotted the stellar lines over the first spectrum to see the small offset in the dispersion direction.
- ⑮ We calculated the small offset with the difference between the stellar lines in the spectrum and the theoretical values, then we fitted a polynomial to cover all wavelength range.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

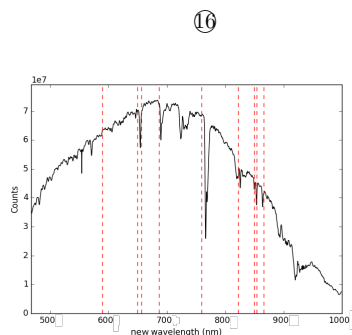
HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

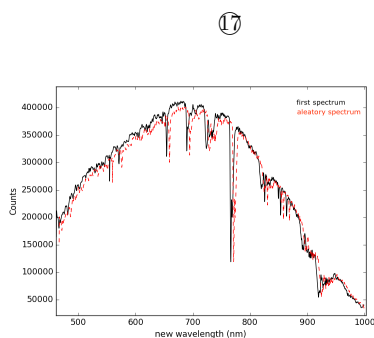
24/04/2019 13:32:19

$$\lambda_{\text{new}} = \lambda_{\text{original}} + \text{offset} \Rightarrow$$

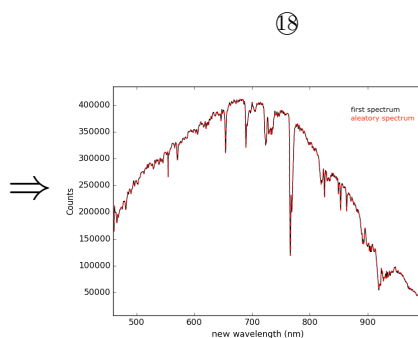


⑩ The first spectrum with the new wavelength. Now the theoretical stellar lines and the spectrum match.

"Calibration of the rest spectra"



⑪ The first spectrum with an aleatory spectrum taken during the night. Both spectra do not match.



⑫ We did a cross correlation between both spectra with respect to the first spectrum. Now both spectra match.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

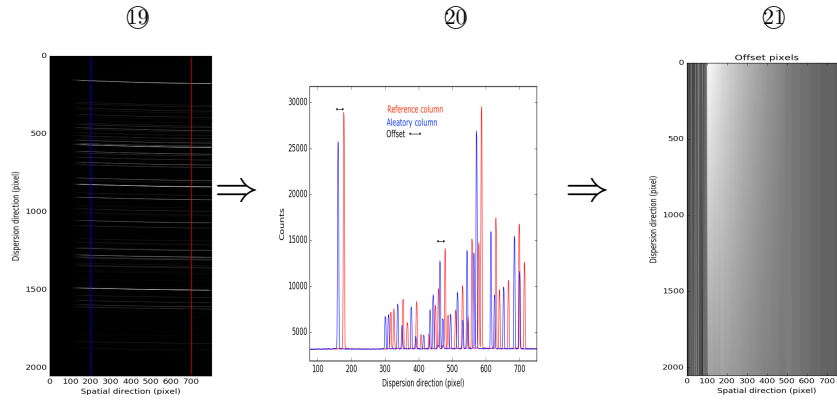
HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

**Offset Image*



- ① Arc image with a reference column (red) where the curvature is minimum and an aleatory column (blue) to calculate the offset between both.
- ② Arc lines of both columns. The difference between both columns is the offset of the aleatory column .
- ③ Offset image calculated with the offsets of all columns with respect to the reference column.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

OBJECT	HAT-P-41	HAT-P-33	CoRoT-15	KEPLER-12	KEPLER-12
Date	2016-07-05	2016-01-19	2017-02-04	2015-07-14	2016-08-12
Number of images	988	759	78	55	341
Exposure time (seconds)	7.5	6	200	140	50
Target magnitude	R=11.2	R=10.6	R=15.4	R=13.7	R=13.7
Comparison star magnitude	R=10.6	R=10.3	R=15.2	R=12.6	R=12.6
Readout frequency(KHz)	500	200	200	200	500
Amplifier gain (e-/adu)	1.46	0.95	0.95	0.95	1.46
CCD binning	2x2	2x2	2x2	2x2	2x2
Grism setting	R1000R	R1000R	R1000R	R1000R	R1000R
Slit width (")	12	40	12	12	12
Target x-position	CCD2 (pixel 250)	CCD1 (pixel 920)	CCD1 (pixel 450)	CCD2 (pixel 270)	CCD1 (pixel 445)
Comparison x-position	CCD1 (pixel 395)	CCD1 (pixel 305)	CCD1 (pixel 790)	CCD2 (pixel 670)	CCD1 (pixel 850)
Start Time (hh:mmm UT)	22:33	21:43	20:14	22:35	21:04
End Time (hh:mmm UT)	03:28	04:00	01:03	4:15	4:15
Thesis Chapter	6	6	7	6	6
Comments	No data before transit ingress , contaminated spectra by close companion	Moonlight reflections on detector , contaminated spectra.	No data before transit ingress	No data before transit ingress	Interruption in the middle of the transit event due to technical problems.

Table 2.3: Summary of the observations acquired for this thesis.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

OBJECT	KEPLER-7	CoRoT-3	HAT-P-41	TRES-3	Qatar-1b
Date	2015-07-15	2017-08-20	2016-07-13	2014-07-08	2014-07-09
Number of images	172	313	712	254	168
Exposure time (seconds)	150	40	20	12	45
Target magnitude	R=12.8	12.92	R=11.2	R=12.2	R=12.2
Comparison star magnitude	R=10.9	12.1	R=10.6	R=11.12	R=12.6
Readout frequency (KHz)	200	200	500	200	200
Amplifier gain (e-/adu)	0.95	0.95	1.46	0.95	0.95
CCD binning	2x2	2x2	2x2	2x2	2x2
Grism setting	R1000R	R1000R	R1000R	R1000R	R1000R
Slit width (")	12	12	12	40	40
Target x-position	CCD2 (pixel 695)	CCD2 (pixel 285)	CCD2 (pixel 250)	CCD1 (pixel 537)	CCD1 (pixel 890)
Comparison x-position	CCD2 (pixel 110)	CCD1 (pixel 780)	CCD1 (pixel 396)	CCD2 (pixel 413)	CCD1 (pixel 402)
Start Time (hh:mm UT)	21:25	20:54	22:56	2:17	23:28
End Time (hh:mm UT)	05:29	02:31	05:37	4:00	2:45
Thesis Chapter	6	7	6	3	4
Comments	Non detection due to technical problems	clouds, dust, No data before transit ingress	Dust	close companion	-

Table 2.4: Summary of the observations acquired for this thesis.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

OBJECT	WASP-36	WASP-36
Date	2015-01-19	2015-01-16
Number of images	215	146
Exposure time (seconds)	45	65
Target magnitude	R=12.8	12.08
Comparison star magnitude	R=12.12	12.12
Readout frequency (KHz)	200	200
Amplifier gain (e-/adu)	0.95	0.95
CCD binning	2x2	2x2
Grism setting	R1000R	R1000R
Slit width (")	40	40
Target x-position	CCD1 (pixel 417)	CCD1 (pixel 417)
Comparison x-position	CCD1 (pixel 881)	CCD1 (pixel 881)
Start Time (hh:mm UT)	1:16	23:45
End Time (hh:mm UT)	05:00	02:58
Thesis Chapter	5	5
Comments	-	-

Table 2.5: Summary of the observations acquired for this thesis.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19



Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

3

The transmission spectrum of the grazing planet TrES-3 b

3.1 Overview and motivation

The exoplanet TrES-3 b is a hot Jupiter with a mass of $M = 1.92 \pm 0.23 M_J$ and a relatively large radius of $R = 1.295 \pm 0.081 R_J$ (O'Donovan et al. 2007). The planet was discovered by O'Donovan et al. (2007) with two different transit surveys (the Trans-atlantic Exoplanet Survey TrES and the Hungarian Automated Telescope Network HATNet). It is orbiting a metal poor G-type star, with $T_{eff} = 5720 \pm 150$ K, visual magnitude $V = 12.40$, and at a very short orbital period (1.30619 days). One of the peculiarities of this system is the high impact parameter, $b = 0.8277 \pm 0.0097$ (O'Donovan et al. 2007), meaning the planet only partially transits the host-star's disc, as depicted in Fig. 3.1.

The planet-star system exhibits a V-shape in its transit light curve, this special feature has interested many researchers as Gibson et al. (2009); Sozzetti et al. (2009); Colón et al. (2010); Southworth (2011); Vaňko et al. (2013), because at this particular orbital configuration , changes in orbital parameters such as the inclination would be easily detectable by a relatively large change in the total transit duration. Fressin et al. (2010) concluded that the orbit of TrES-3b was circular and ruled out tidal heating from the ongoing orbital circularization as an explanation for the inflated radius of TrES-3b. Possible transit timing variations were investigated by Vaňko et al. (2013), Sozzetti et al. (2009) and Püsküllü et al. (2017) based on follow-up observations. However, nobody could find a clear proof of the presence of a second planet in the system based on these TTVs. TrES-3 b is not the most favorable candidate for transmission spectroscopy due to its small atmospheric scale height compared to the other studied exoplanets. The scale height is 212 km. Transmission spectral signals are typically on the order of 1 to 5H in size, thus if the transit depth can be measured to about 1H in precision with sufficient spectral resolution, spectral features could be detected (Sing 2018). For TrES-3b five scale heights give a value of 1060 km that corresponds to a brightness variation of 623 ppm. This means transit depth variations that are at the limit of the precision we get currently in ground-based transmission spectroscopic studies (Mackebrandt et al. 2017). Parviainen et al. (2016) carried out the first

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

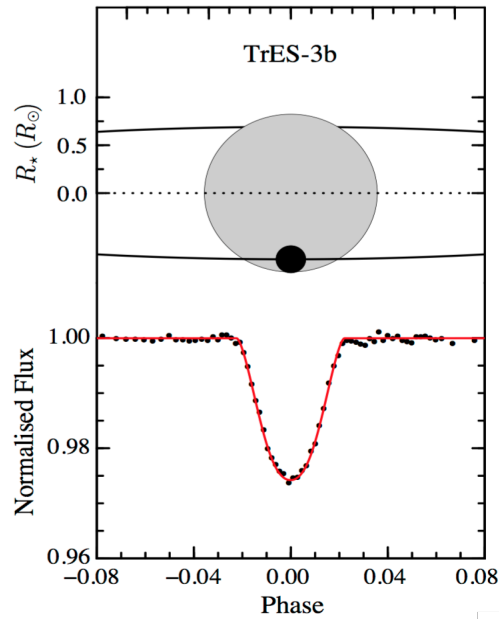


Figure 3.1: System geometry and transit light curve of TrES-3b from Pusküllü et al. (2017).

transmission spectroscopic analysis for TrES-3 b and reported a surprisingly strong increase in its radius ratio, R_p/R_\star , from 650 nm on towards shorter wavelengths, of about 3260 ppm or 30 scale heights. In other words, a change in R_p/R_\star of 0.02 is equivalent to 5.3H, as shown in the Figure 3.2. The origin of this feature remains unknown, although they suggest that it is not a real one because they find a correlation with the residual extinction coefficient included into their model. They also included possible flux contamination (due to an apparent close star to TrES-3) as well as unocculted spots into a model to test how much of the radius ratio variation could be explained by these effects. However, these only affect in a minor fraction to the wavelength dependent signal.

Mackebrandt et al. (2017) also investigated the transmission spectrum of the hot Jupiter TrES-3 b. They reanalysed the GTC spectroscopic transit observation presented by Parviainen et al. (2016), together with a large sample of already published data and new acquired broad band observations in nine different bands. They concluded that the large Rayleigh-like feature is not intrinsic to the TrES-3 system, as did Parviainen et al. (2016). The resulting transmission spectrum obtained by Mackebrandt et al. (2017) shows a slope very similar to Parviainen et al. (2016), but with a much smaller amplitude.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

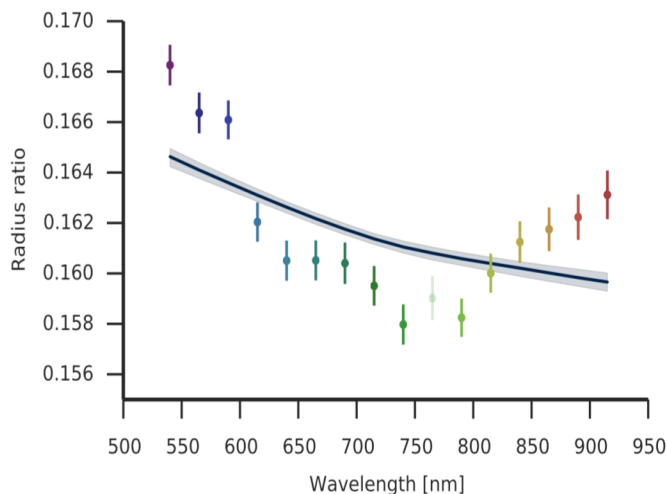


Figure 3.2: Figure from Parviainen et al. (2016) that shows narrowband radius ratios $R_p/R_*(\lambda)$ and a model that includes Rayleigh scattering, flux contamination, and unocculted spots.

Mackebrandt et al. (2017) suggest that the origin of the discrepancy in the transmission spectra is due to the data reduction, but it is not clear which detail is responsible for the discrepancy. Both works differ in details of the flux extraction due to a close star to TrES-3 and in the wavelength calibration. Mackebrandt et al. (2017) concluded that unocculted spots are not responsible for the spectral slope in the transmission spectrum, because the relative amplitudes from stellar activity are smaller than the uncertainties of their radius ratio measurements.

In the study presented in this chapter we analyze the original data used by Mackebrandt et al. (2017) and Parviainen et al. (2016), to obtain the transmission spectrum of TrES-3 b and compare our results with those already published by the two mentioned groups.

The chapter is organized as follows. We first describe the observing set up and data reduction in Sect. 3.2 and 3.3, respectively. This is followed by a description of the white light curve analysis in Sect. 3.4 and by a discussion of the white light curve results in Sect. 3.5. In Sect. 3.6 we describe the extraction of the transmission spectrum of TrES-3 b. We present and discuss our results for the transmission spectrum in Sect. 3.7. Finally in Sect. 3.8 we compare our results with the previous works.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

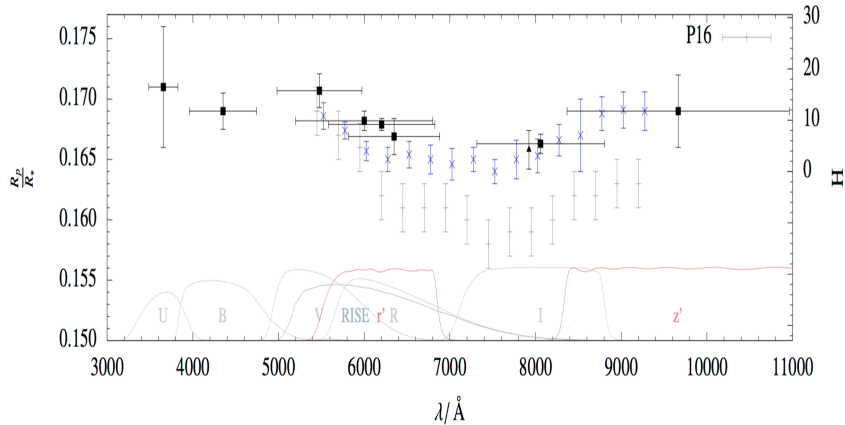


Figure 3.3: Transmission spectrum of TrES-3 b from Mackebrandt et al. (2017). Shown is the GTC/OSIRIS spectrum (blue crosses). Broadband photometry by Mackebrandt et al. (2017) is indicated with squares. The response function for each photometric band is shown at the bottom. Horizontal error-bars indicate the FWHM of the band. The narrow band observations by Colón et al. (2010) are indicated with a triangle. The results of the prior study by Parviainen et al. (2016) are shown for comparison with a small offset for clarity (faint grey crosses with error bars). All vertical error-bars indicate the 1σ uncertainty.

3.2 Observations

The original data were taken by Parviainen et al. (2016) during a transit on the night of 2014 July 8 with the OSIRIS instrument at the GTC. The method chosen was long slit spectroscopy, in which the target and one reference star are both placed inside one long slit. The 2×2 binning mode was used, which is the standard observing mode. The R1000R grism was used to disperse the light over the total range from 518 to 918 nm. With an exposure time of 12 seconds, a continuous time series of 255 optical spectra was taken, covering the total transit event, from 1:27 to 4:00 UT, with 30 min before the ingress and 40 min after egress. The chosen reference star was brighter ($R_{mag}=11.12$) than TrES-3 ($R_{mag}=12.20$) and located at a relative distance of $240''$. The reference star was located in CCD1, and the target in CCD2, as is illustrated in Fig. 3.4.

A slit width of $40''$ was used, which includes several fainter stars, as can be seen in Fig. 3.4. One of them is within a very short projected distance from the target TrES-3, and should be taken into account in the reduction. The seeing was stable during the run, with an average value of $0.86''$ and the airmass varied slightly from 1.06 to 1.56.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

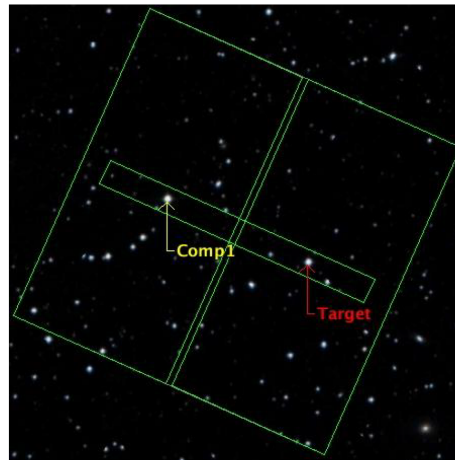


Figure 3.4: The set up for the observations of Parviainen et al. (2016), showing the field of view of OSIRIS and the slit position (green boxes), with the target star (TrES-3) and the reference star (Comp1). Image from Parviainen et al. (2016)

3.3 Data reduction and spectral extraction

We employed the data reduction procedures explained in the Chapter 2. Briefly, the procedure was as follows:

1. Subtraction of bias and division of flat field.
2. Correction of cosmic impacts.
3. Wavelength calibration.
4. Background estimation.
5. Spectral extraction.

We selected the same apertures as chosen by Parviainen et al. (2016), which produced a white light curve with the smallest r.m.s (root-mean-squared) deviation of the residuals. For TrES-3, the aperture width was 50 binned pixels (12.7 arcsecs) and for the reference star it was 40 binned pixels (10.16 arcsecs). Due to the close projected distance among TrES-3 and its faint companion, it was not possible to eliminate this contamination by choosing a narrow aperture in the spectral extraction of the target. The relative flux contribution of the stellar companion needs to be accounted for during the transit modeling. This excess of light or flux introduces systematic effects in the target transmission spectrum which may be interpreted as effects

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

coming from the planetary atmosphere. In Fig. 3.5 we show the apertures chosen for the target and the reference star.

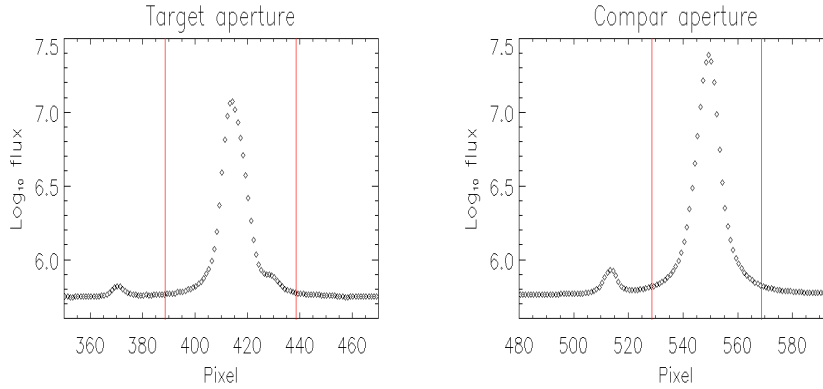


Figure 3.5: Sum over all the wavelength in the white flux profile. Left: Target flux with the close faint star companion, which is in the position around pixel 430. Right: flux of the comparison star. The red line indicates the aperture width chosen to calculate the total flux.

During the reduction, different vectors were monitored, which will help with the systematic effects modeling: It was monitored the drift in spatial direction, by fitting a gaussian function to the stellar profile tracking the maximum position of the peak, XPOS. We also calculated the Full Width at Half Maximum, FWHM, of the fitted gaussian profile to check the seeing variations. The drift in dispersion direction, which caused small shifts in the wavelength with respect to the first image, was obtained and corrected by calculating the cross correlation of each spectrum with the first spectrum of the observation run. We label this vector as YPOS. Finally, the sky background was estimated by calculating the average value on both sides of the spectrum, SKY, as we explained in Chapter 2.3. The variation in time of these vectors is shown in Fig. 3.6.

3.4 Analysis of the white light curve

The relative white light curve was created from the reduced data by dividing the total summed flux over all wavelengths for the target, by the total sum of the flux of the reference star for each measurement. The white light curve was normalized by the median out-of-transit flux (top panel in figure 3.7). The resulting white light curve, which has a quality of 575 ppm and has been calculated in the off-transit areas. The curve is shown in the bottom panel of Fig.3.7.

The treatment of the white light curves was explained in Sect. 2.6.1. The main features of this analysis are detailed below. The input parameters in the transit model were taken from Sozzetti et al. (2009): the impact parameter $b = 0.840 \pm 0.010$, the transit depth $R_p/R_s = 0.1655 \pm$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

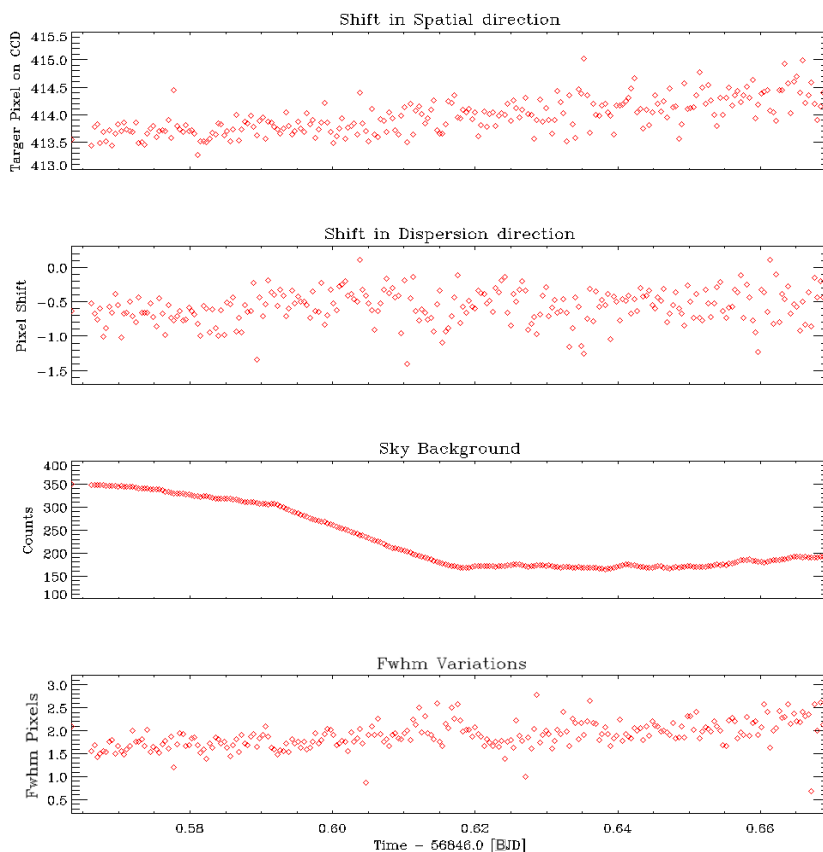


Figure 3.6: Time series of systemic vectors: From top to bottom: a) Shift in spatial direction, showing the pixel variation in X-axis of the target spectra, b) Shift in dispersion direction, showing the pixel variation in Y-axis, c) Sky background, showing the average value on two regions on both sides of the spectrum, d) shows the FWHM of the fitted gaussian profile variations.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

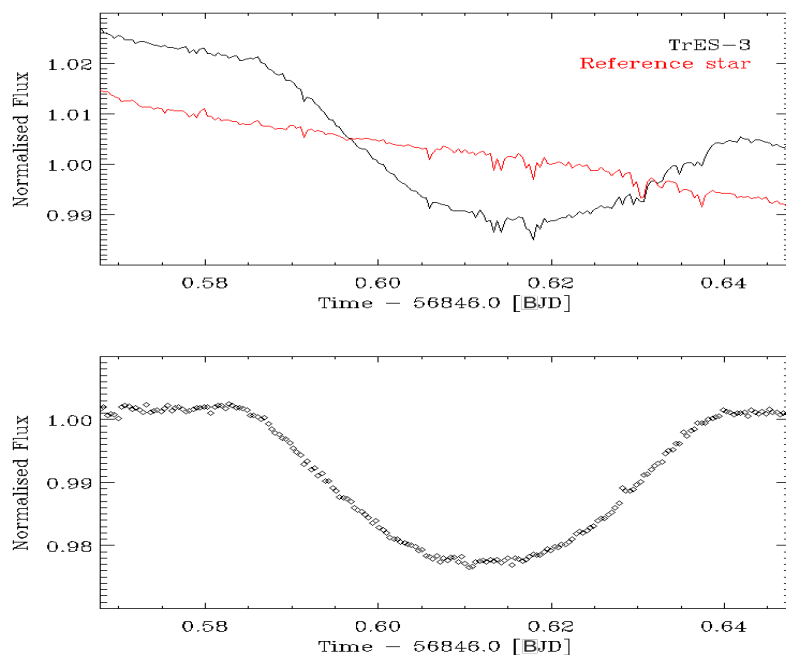


Figure 3.7: Top panel: raw flux sequences of TrES-3 (black) and reference star (red). Bottom panel: normalised flux ratios between TrES-3 and the reference star, i.e. the raw transit white light curve.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Table 3.1: Model comparison for the systematic noise in the transit white light curve listing the respective $\Delta\text{BIC}=\text{BIC} - \text{BIC}_{\text{best-model}}$. The number following each systematic vector indicates the highest polynomial order that was allowed to be non-zero and free in the model fit.

MODEL	Δ BIC
t2 Fwhm0 x0 y0 Sky0	0
t2 Fwhm0 x1 y1 Sky0	8.40
t2 Fwhm0 x2 y2 Sky0	15.38
t2 Fwhm0 x0 y0 Sky1	15.45
t2 Fwhm1 x0 y0 Sky0	16.52
t2 Fwhm0 x0 y0 Sky2	21.23
t2 Fwhm1 x1 y1 Sky0	21.49
t2 Fwhm0 x1 y1 Sky1	25.27
t2 Fwhm0 x2 y2 Sky1	25.45
t2 Fwhm1 x0 y0 Sky1	26.12

0.0020 and the orbital period $P = 1.30619$ days, which was fixed. The duration of the transit $T_{14} = 0.0564 \pm 0.0011$ days was calculated by the equation given by Seager & Mallén-Ornelas (2003), using the orbital and transit parameters of Sozzetti et al. (2009). The input mid-transit time $T_0 = 0.612 \pm 0.001$ [HJD + 2456846.0] was estimated from the transit’s white light curve plot. The limb darkening coefficients were fixed and had the value of $u_1 = 0.530$ and $u_2 = 0.135$, based on values from the Python package written by Espinoza & Jordán (2015), for $T_{\text{eff}} = 5650.0$ K, $\log g = 4.581$ and $M/H = -0.19$. from Torres et al. (2008). The eccentricity and argument of periastron were fixed to 0. We chose to use the parameters from Sozzetti et al. (2009) instead of more recent ones (Mackebrandt et al. 2017), because the updated parameters were published together with the data that we are re-analyzing here. We tested different systematic noise models, where each model was a different combination of polynomial functions depending on the different vectors (xpos, ypos, fwhm,sky and time), which were calculated in the previous section. We explored combinations of different polynomials up to a maximum order of 2, as was explained in Chapter 2.6.1. We compared the BIC of all tested models, and found that using a combination of a second-order polynomial of the time (t) yields the lowest BIC for the data observations, i.e. a model of the form:

$$B = a_0 + a_1 \cdot t + a_2 \cdot t^2 \quad (3.1)$$

A list of the ten best results of the BIC comparison can be found in Table 3.1, where the results are presented relative to the best model found, $\Delta\text{BIC}=\text{BIC} - \text{BIC}_{\text{best-model}}$. Using the best systematic model given in Eq. 3.1, we performed two fits to the data, one taking into account the relative flux contribution of the stellar companion of TrES-3 and other ignoring

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

this contribution. The reason for studying both cases is that previous studies of the same data by Parviainen et al. (2016) and Mackebrandt et al. (2017), take both these cases into account.

3.4.1 Estimation of the contamination factor

Our code allows to introduce a correcting factor to the light curve for the excess flux introduced by a companion. For the calculation of the flux contamination of the faint companion on the target we considered the off-transit spectra. The reason for this is that the flux of the target in transit is lower due to the passage of the planet in front of its star, while the flux of the companion would remain the same, so the estimation of the contamination using all the spectra would not be correct. Once we selected only the spectra out-of-transit, for each spectrum, we collapsed them in the dispersion direction, to obtain the total flux in the entire spectral range (white flux profile). Note that the contamination factor is dependent on the observed spectral range, so to obtain the factor in the color bins, the procedure was the same with the only difference of collapsing them only in the part of the observed spectral range. The flux profile of each collapsed spectrum was fitted with a Voigt function for the target and a Gaussian function for the faint companion. The Voigt function is a combination of a Lorentzian and a Gaussian function. The first one allows to correctly fit the wings of the target spectrum, but as part of the PSF of the contaminant was inside the target right wing, we only took the outside right part of the target wing to do the fitting. And the second one allows to fit the core of the spectrum. For the weaker companion, it was only necessary to fit its with a gaussian fitting. A condition we set to the fit was that the sigma of both functions has to be the same, since this value is the same for both and is conditioned by the seeing. In this way it was guaranteed that the fitting was reliable and that the flux ratio was correct. Finally, the correcting factor was calculated as the ratio of the area of the fitted gaussian to the companion by the total area of the two fitted functions. For the white light curve, the faint star companion contributes about 1% of the total flux in the aperture. The application of this correction to the white light curve is shown in Fig. 3.8.

3.4.2 Errors calculations

For the calculation of errors we explored the probability distributions of the model parameters using Markov Chain Monte Carlo (MCMC) using the combined analysis of transit light curves with the MCMC code described in Lendl et al. (2017). We allowed to vary all input parameters within their uncertainties using a Gaussian prior. These priors were centered on the values of Sozzetti et al. (2009), and their widths were defined as the $1-\sigma$ errors of these values. The correlation plots of the posterior distributions for all input parameters of the white light curve fit, already corrected for the faint companion flux, are shown in Fig. 3.9. The 1σ uncertainties of each parameter were calculated as the 68.27 percentiles of all sampled points.

In Fig. 3.10 we plotted the white light curve with the best-fit model, taking into account the correcting factor to the relative flux contribution of the stellar companion of TrES-3. The residuals show a standard deviation of 403 ppm, for a cadence of 3 points per minute.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136 Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	Fecha: 24/04/2019 11:41:11
HANS DEEG UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 11:45:36
ROI ALONSO SOBRINO UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	24/04/2019 13:32:19

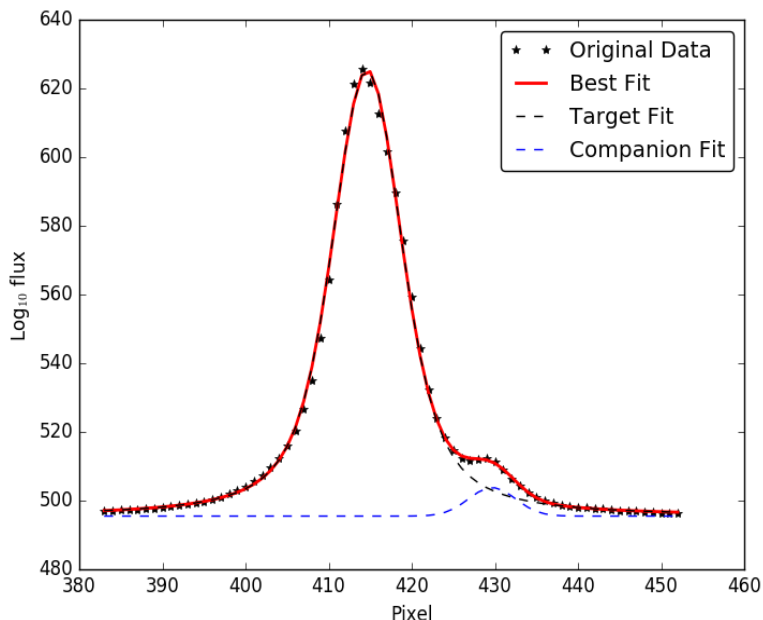


Figure 3.8: Estimation of the contamination from the faint companion star within the TrES-3b aperture. The black starred points are the observed flux values from the white light curve’s aperture. The red line is the best fit model, and the dashed blue and black lines are the two model components.

3.5 Results and discussion of the white light curve

The results for the transit light curve fit are listed in Table 3.2 together with the literature parameters of Parviainen et al. (2016) and Mackebrandt et al. (2017), which used the same data. We find that by ignoring the relative flux contribution of the stellar companion of TrES-3, our result is consistent with Mackebrandt et al. (2017), who ignores that same contribution in their analysis. However, the results obtained taking into account the faint star contamination do not agree with the narrow-band analysis done by Parviainen et al. (2016), who does make the correction by the faint companion. Parviainen et al. (2016) carried out two different methods of analysis to derive the physical parameters of TrES-3b. Besides the narrow-band analysis, meaning, they estimate the physical parameters from fitting 16 narrow-band (25 nm) light curves

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

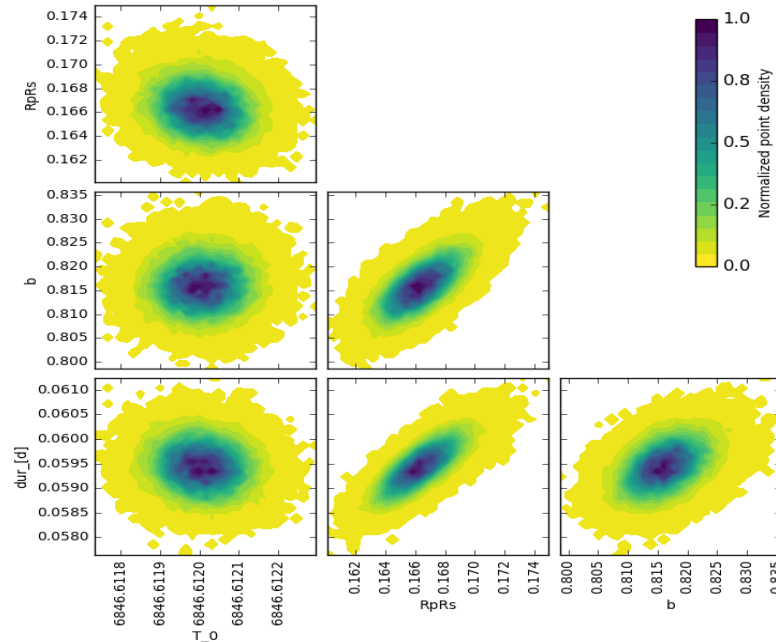


Figure 3.9: Correlation plots of the posterior input parameter distributions for the white light curve, already corrected from the faint companion flux. The different colors represent the normalized point density.

integrated over the spectral range spanning 530 nm to 930 nm, whose results are listed in Table 3.2. They perform a broadband analysis to test whether spectrum masking (avoiding spectral regions where telluric absorption bands were located, e.g. the case of the telluric O₂ absorption band near 760 nm) has an effect on the derived physical parameters. This was motivated by the large impact parameter of the TrES-3b system, which affects to the determination of the radius ratio and LDCs, which are color-dependent parameters. They do not report the results of their broadband study, but they emphasize that their results agree with previous studies. Their Figure 8 shows the distribution of radius ratio and impact parameter for the four broadband colors, in which it can be seen that its most probable value of the radius ratio is totally compatible with ours ($\approx 0.166 \pm 0.03$). The discrepancy in the radius ratio might be explained by the fact that they did a mean radius ratio from their narrow-band analysis and, on the other hand we got the result of fitting the white light curve. Consequently we would be comparing different things.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

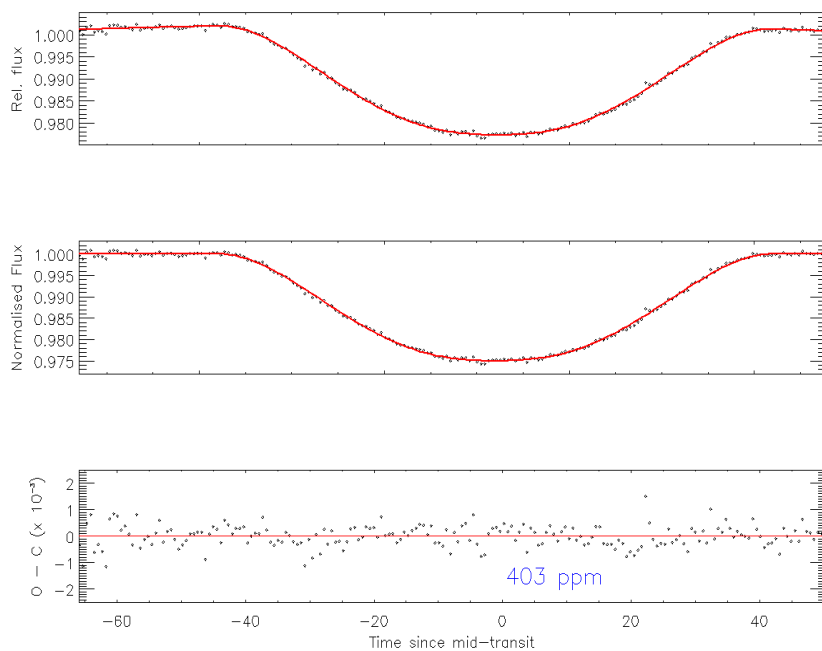


Figure 3.10: From top bottom: (1) raw light curve (target-to-reference star flux ratio; black points) and the best-fitting combined model (red line); (2) corrected light curve after removing the best-fitting systemics model, overplotted with the best-fitting transit model; (3) best-fitting light curve residuals.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Table 3.2: Best fit planet system parameters from MCMC sampling of the posterior parameters distributions for the white light curve of TrES-3b. For comparison, the planet parameters obtained from Parviainen et al. (2016) and Mackebrandt et al. (2017) are listed.

Parameter	This work with correcting factor	This work without correcting factor	Parviainen et al. (2016) *	Mackebrandt et al. (2017)
R_p/R_*	0.166 ± 0.001	0.165 ± 0.001	0.162 ± 0.001	0.167 ± 0.001
Impact parameter	0.816 ± 0.004	0.816 ± 0.004	0.844 ± 0.004	-
$P[d]$	1.30619 (fixed)	1.30619 (fixed)	1.306	1.30618608 (fixed)
$T_c - 2456846.0 [BJD]$	$0.61278 \pm 6 \times 10^{-5}$	$0.61278 \pm 7 \times 10^{-5}$	$0.61278 \pm 4 \times 10^{-5}$	-
T_{14} [days]	0.0594 ± 0.0004	0.0594 ± 0.0004	-	-
e	0.0 (fixed)	0.0 (fixed)	0.0 (fixed)	0.0 (fixed)

* Parviainen et al. (2016) present the transit centre on MJD with the value $56846.10945 \pm 4 \times 10^5$.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

3.6 Transmission spectrum: fitting spectroscopic light curves

The color light curves analysis has been explained in the Chapter 2.6.2. In this section we specify the main details of this data analysis. We created the color light curves in the wavelength range from 528 nm to 892 nm, with passbands selected with the criterion that they had the same integrated flux, referred to the target spectra. With this criterion we aimed to have similar noise in all passbands. The different passbands are shown in Fig. 3.11. All the spectroscopic light curves inherited the chosen baseline model from the white light curve (see Eq. 3.1), but the baseline coefficients were allowed to be wavelength-dependent. The input parameters such as the impact parameter, b , the orbital period, P , the duration of the transit, T_{14} and the input mid-transit time, T_0 were fixed to the best-fitting values of the white light curve because they are wavelength independent transit parameters. The eccentricity and periastron argument were fixed to 0. R_p/R_* was allowed to freely float for each individual color bin. The limb darkening coefficients (LDCs) were calculated for each individual spectroscopic light curve using the package written by Espinoza & Jordán (2015). The treatment of the coefficients was carried out taking into account two possible cases, leaving them fixed to the values obtained by the Espinoza's code or fitting with a gaussian prior based on these values. The reason for performing both analyses was to study the influence of the stellar limb darkening on the transit shape in a system with a high value of the impact parameter (especially when considering red noise).

The study of the transmission spectrum was taking into account the stellar companion of TrES-3. The contamination factors were calculated in the same way as the white light curve, explained in Sect. 3.4.1. In Fig. 3.12 we show the contamination factor of the nearby star as function of wavelength. In the figure we can see that the contamination is higher at redder wavelengths. This is expected if the companion has a lower temperature than TrES-3.

We performed the analysis of the posterior parameter distributions with MCMC as described for the white light curve analysis in the Sect. 3.4. As in the white light curve analysis, at each instance, two MCMC chains per color bin were run and convergence of the MCMC chains was checked for all results with the Gelman-Rubin test.

3.7 Results and discussion of the transmission spectrum

The light curves corrected by the contamination factor of the nearby star and with fixed limb darkening coefficients before and after the systematic noise correction are shown in Fig. 3.13. Figure 3.14 shows the root mean square (rms) of the residuals as a function of the wavelength.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

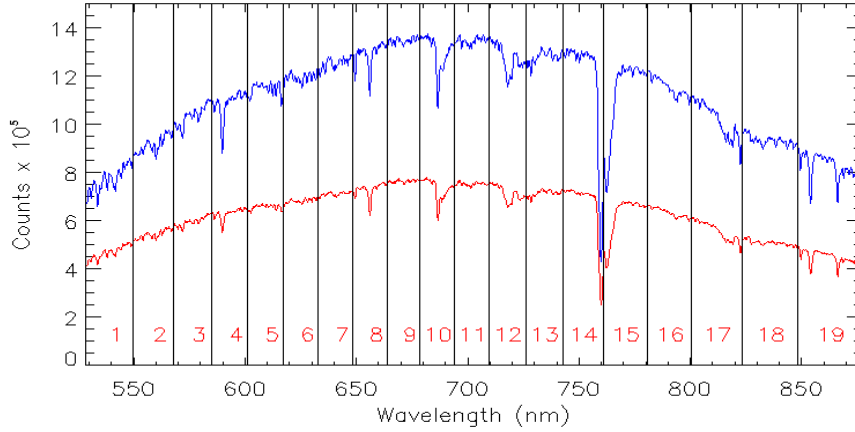


Figure 3.11: Spectra of TrES-3 (red line) and reference star (blue line). Indicated in black are the limits of the nineteen narrow band channels, which have the same integrated flux.

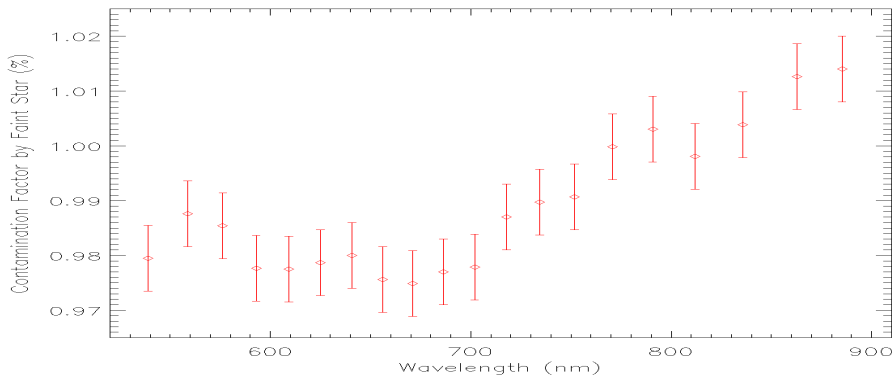


Figure 3.12: The relative flux of the nearby star contaminating the TrES-3 spectra, shown as a function of wavelength (red diamonds).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

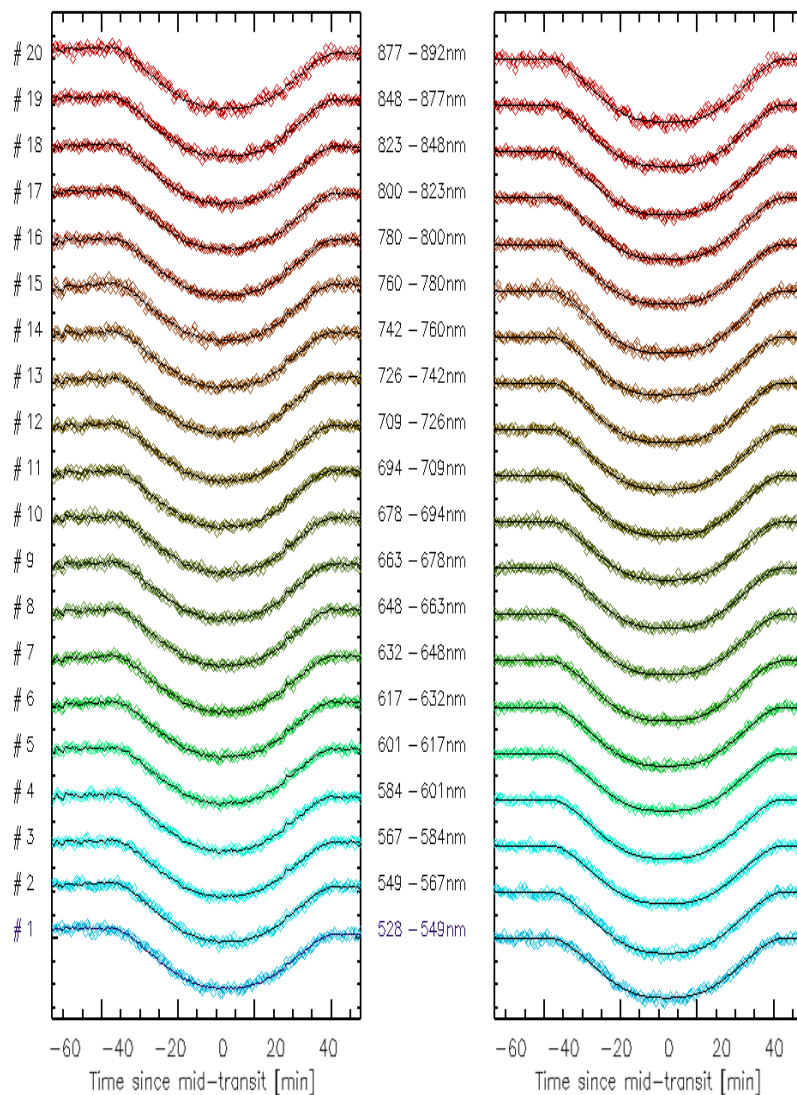


Figure 3.13: All 19 narrow band channel light curves before (left) and after (right) correction from the systematic noise, overplotted with the best fit model (black line)

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

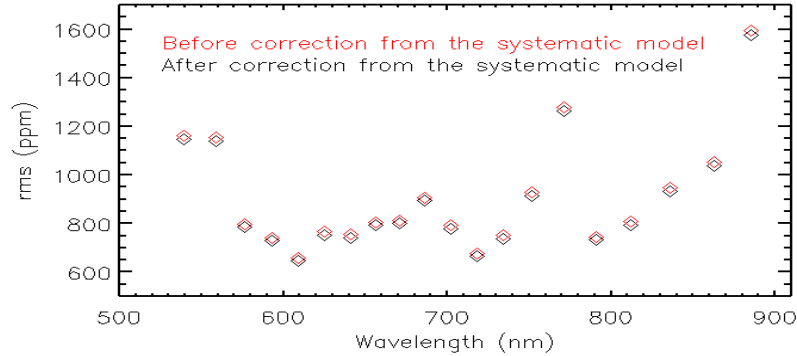


Figure 3.14: Root mean square (rms) of the residuals as a function of the wavelength of the spectroscopic transit light curves before (red) and after (black) correction from the systematic noise.

The corresponding resulting radius ratios are given in Table 3.3. The stellar limb darkening is one of the main factors affecting the radius ratio estimates and therefore to the transit shape, especially with grazing orbits. This is the reason why we decided to verify our transmission spectrum against variations in the limb darkening coefficients. However, as can be seen in Table 3.3 both results show a similar behavior. The maximum offset between the two scenarios is smaller than 1σ , where 1σ is the standard deviation of the transmission spectrum fixing the limb darkening coefficients. In Fig. 3.15 we show the best fit results for the limb darkening coefficients. They vary slightly with the wavelength following the same trend as the theoretical values except for a small offset. The results are the same if we put wider prior for the LDCs, although the error bars are larger. In this case, the q_2 values were consistent with the theoretical values.

The different results for the wavelength dependent planet-to-star radius ratio of TrES-3 b are shown in Fig 3.16. We don't find any relevant difference in the analyzed region between 528 and 892 nm when fixing or not fixing the LDCs. As mentioned above, planets of this type, grazing planets, are very sensitive to the star's limb darkening when the transit shape is adjusted. The Fig 3.16 shows no appreciable variation in our transmission spectra when the LDCs are variable or not. To check if this effect is real and not an effect due to the systematic model, we perform the same analysis without incorporating the CNM in the modeling of systematics. Note that the CNM is only inserted in the color light curves model because it gives information on whether a series of light curves taken at the same time have a common correlated noise structure. More information about this state vector is explained in the Chapter 2.6.2. Fig. 3.17 shows an example of a CNM obtained from TrES-3b data.

The results that we obtain in the transmission spectra are similar to those that include a CNM in their systematic models, both for fixed and free coefficients. And even the values of the LDCs

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Table 3.3: Best fit results for the planet-to-star radius ratio studying the case where the limb darkening coefficients q_1 and q_2 are fixed and not, for the narrow band channel light curves taking into account the corrector factor and the CNM vector into the systematic model.

Channel	λ [nm]	R_p/R_*	q_1	q_2	R_p/R_*	q_1	q_2
		LDC free			LDC fixed		
#1	528 - 549	$0.1653^{+0.0035}_{-0.0034}$	$0.583^{+0.081}_{-0.080}$	$0.438^{+0.095}_{-0.096}$	$0.1663^{+0.0026}_{-0.0027}$	0.457	0.268
#2	549 - 567	$0.1680^{+0.0035}_{-0.0034}$	$0.555^{+0.084}_{-0.084}$	$0.445^{+0.097}_{-0.097}$	$0.1688^{+0.0028}_{-0.0028}$	0.436	0.273
#3	567 - 584	$0.1644^{+0.0025}_{-0.0025}$	$0.553^{+0.071}_{-0.072}$	$0.471^{+0.090}_{-0.092}$	$0.1652^{+0.0018}_{-0.0018}$	0.417	0.280
#4	584 - 601	$0.1675^{+0.0014}_{-0.0014}$	$0.513^{+0.058}_{-0.057}$	$0.478^{+0.085}_{-0.085}$	$0.1676^{+0.0009}_{-0.0009}$	0.401	0.283
#5	601 - 617	$0.1655^{+0.0010}_{-0.0010}$	$0.494^{+0.045}_{-0.043}$	$0.448^{+0.086}_{-0.087}$	$0.1651^{+0.0006}_{-0.0006}$	0.387	0.283
#6	617 - 632	$0.1666^{+0.0015}_{-0.0015}$	$0.484^{+0.056}_{-0.054}$	$0.431^{+0.090}_{-0.088}$	$0.1665^{+0.0011}_{-0.0011}$	0.375	0.283
#7	632 - 648	$0.1676^{+0.0015}_{-0.0015}$	$0.470^{+0.058}_{-0.056}$	$0.458^{+0.088}_{-0.087}$	$0.1677^{+0.0010}_{-0.0010}$	0.361	0.286
#8	648 - 663	$0.1682^{+0.0018}_{-0.0018}$	$0.408^{+0.067}_{-0.064}$	$0.459^{+0.096}_{-0.094}$	$0.1680^{+0.0015}_{-0.0015}$	0.313	0.308
#9	663 - 678	$0.1682^{+0.0019}_{-0.0019}$	$0.423^{+0.070}_{-0.068}$	$0.445^{+0.095}_{-0.094}$	$0.1679^{+0.0016}_{-0.0017}$	0.342	0.285
#10	678 - 694	$0.1657^{+0.0018}_{-0.0018}$	$0.437^{+0.068}_{-0.065}$	$0.457^{+0.096}_{-0.095}$	$0.1655^{+0.0015}_{-0.0015}$	0.336	0.282
#11	694 - 709	$0.1680^{+0.0026}_{-0.0026}$	$0.415^{+0.080}_{-0.078}$	$0.438^{+0.097}_{-0.096}$	$0.1679^{+0.0023}_{-0.0023}$	0.328	0.280
#12	709 - 726	$0.1674^{+0.0012}_{-0.0012}$	$0.427^{+0.051}_{-0.049}$	$0.468^{+0.089}_{-0.089}$	$0.1674^{+0.0008}_{-0.0008}$	0.318	0.280
#13	726 - 742	$0.1664^{+0.0015}_{-0.0015}$	$0.419^{+0.062}_{-0.060}$	$0.484^{+0.093}_{-0.090}$	$0.1665^{+0.0012}_{-0.0012}$	0.309	0.278
#14	742 - 760	$0.1658^{+0.0024}_{-0.0024}$	$0.393^{+0.078}_{-0.074}$	$0.454^{+0.097}_{-0.095}$	$0.1657^{+0.0022}_{-0.0022}$	0.300	0.278
#15	760 - 780	$0.1705^{+0.0021}_{-0.0021}$	$0.381^{+0.072}_{-0.068}$	$0.437^{+0.097}_{-0.096}$	$0.1703^{+0.0019}_{-0.0019}$	0.290	0.277
#16	780 - 800	$0.1665^{+0.0014}_{-0.0014}$	$0.425^{+0.050}_{-0.049}$	$0.459^{+0.093}_{-0.093}$	$0.1663^{+0.0010}_{-0.0010}$	0.282	0.277
#17	800 - 823	$0.1660^{+0.0023}_{-0.0023}$	$0.385^{+0.072}_{-0.069}$	$0.427^{+0.096}_{-0.096}$	$0.1665^{+0.0019}_{-0.0019}$	0.274	0.276
#18	823 - 848	$0.1686^{+0.0025}_{-0.0024}$	$0.431^{+0.073}_{-0.071}$	$0.518^{+0.094}_{-0.095}$	$0.1694^{+0.0019}_{-0.0019}$	0.263	0.275
#19	848 - 877	$0.1660^{+0.0021}_{-0.0020}$	$0.374^{+0.069}_{-0.067}$	$0.473^{+0.094}_{-0.093}$	$0.1665^{+0.0017}_{-0.0017}$	0.247	0.270
#20	877 - 892	$0.1681^{+0.0030}_{-0.0029}$	$0.383^{+0.081}_{-0.078}$	$0.472^{+0.098}_{-0.098}$	$0.1686^{+0.0026}_{-0.0026}$	0.244	0.273

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

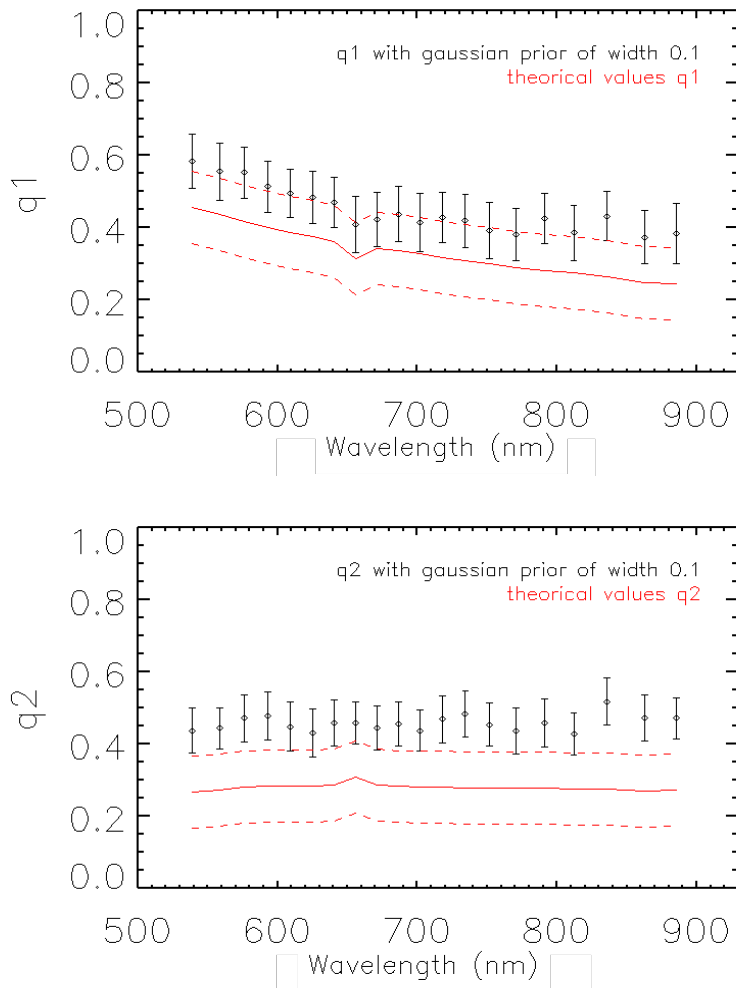


Figure 3.15: Progression of the results for the linear (q_1 , top panel) and quadratic (q_2 , bottom panel) limb darkening coefficients (black points) with wavelength. Both are compared with a theoretical prediction (red line) derived from the package written by Espinoza & Jordán (2015). Red dashed curves are 1-sigma regions of the theoretical values. The q_2 values doesn't match with the theoretical values.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

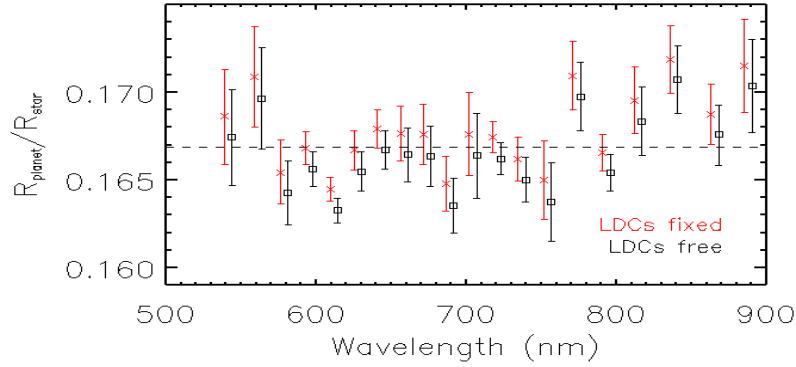


Figure 3.16: Results for the wavelength dependent planet-to-star radius ratio of TrES-3 b. Transmission spectra with LDCs Fixed (red crosses) and LDCs Free (black square). The black dashed line indicates the mean radius ratio. The black data are shown with an arbitrary offset of 5 Å for clarity.

when they remain free are fully compatible with the values when the CNM is ignored. This leads us to conclude that the code used to generate models works correctly and that the LDCs chosen for the spectroscopic curves derived from Espinoza & Jordán (2015) work well. This result is similar to previous studies on the effect of LDCs on the shape of the transit (Müller et al. 2013; Mackebrandt et al. 2017).

3.7.1 Atmospheric theoretical models

Rayleigh Scattering signal

We wanted to check if the transmission spectrum of TrES-3 exhibited a larger planet radius at the bluest wavelength bins, therefore we calculated a transmission spectrum with smaller color bins (10 nm). With this we wanted to check if any of the bins with equal flux of the previous analysis were dominated by red noise. Figure 3.18 shows this result together with the previous one, showing the hypothesis that a larger planet radius at the bluest wavelength bins could be real. This signal is similar to what could be expected from Rayleigh scattering. The standard deviation of the transit depth in the bins is $\sigma \approx 0.00224$, which is larger than $H_p/R_* \approx 3.6 \cdot 10^{-4}$, where the stellar radius $R_* = 0.829 R_\odot$ was taken from Sozzetti et al. (2009) and H_p is the scale height, given by:

$$H_p = \frac{K_b T_p}{m_\mu g_p} \quad (3.2)$$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

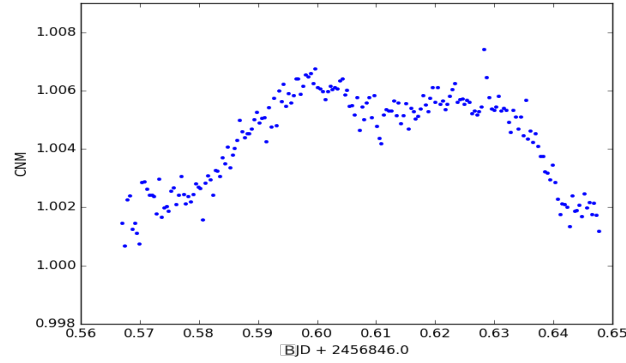


Figure 3.17: Example of the CNM calculated for TrES-3b as described in the Chapter 2.6.2.

The value of H_p was derived using Eq. 3.2, where the planet equilibrium temperature $T_p = 1620$ K given by Parviainen et al. (2016) and the planetary gravitational acceleration of $g_p = 1.759$ m/s² from Sozzetti et al. (2009). The approximation of the mean atomic weight of the atmosphere m_μ is that of a solar abundance hydrogen helium mixture and K_b is the Boltzmann constant. According to Lecavelier Des Etangs et al. (2008), if the opaque particles in the planetary atmosphere have an absorption cross section in the form $\sigma = \sigma_0(\lambda/\lambda_0)^\alpha$, the transmission spectrum would have a slope in the $(\ln \lambda, R_p/R_*)$ space, corresponding to clouds with small particles, which is related with the scale height H :

$$\frac{dR_p}{d \ln \lambda} = \alpha H_p = \alpha \frac{K_b T_p}{m_\mu g_p} \quad (3.3)$$

A value of $\alpha = -4$ is expected for Rayleigh scattering (Lecavelier Des Etangs et al. 2008). Nevertheless, a horizontal line with a constant value corresponds to clouds with particles comparable to, or larger than, the wavelengths chosen.

The model with a Rayleigh scattering slope plotted on the Figure 3.19 (pink dashed line) at the equilibrium temperature of the planet is not able to explain the amplitude obtained in observational data towards bluer passbands (10.8 ± 5.0 scale heights), which is marked with a green ellipse in the figure 3.18. Indeed, if we do the procedure in reverse, e.g. if we calculate the planet's height scale from equation 3.3 using only the transit depth radii of the green ellipse in figure 3.18, we get a non-physical value for the planet's height scale. Therefore another result that supports that slope cannot be due to Rayleigh scattering. Lecavelier Des Etangs et al. (2008) suggest a possible interpretation of the difference in amplitude between the observational data and the theoretical models. They suggested that if the temperature of the observed atmospheric layer is higher than the equilibrium temperature of the planet, the amplitude of the Rayleigh scattering signal would decrease, because there would be no particles with an opacity sufficient

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

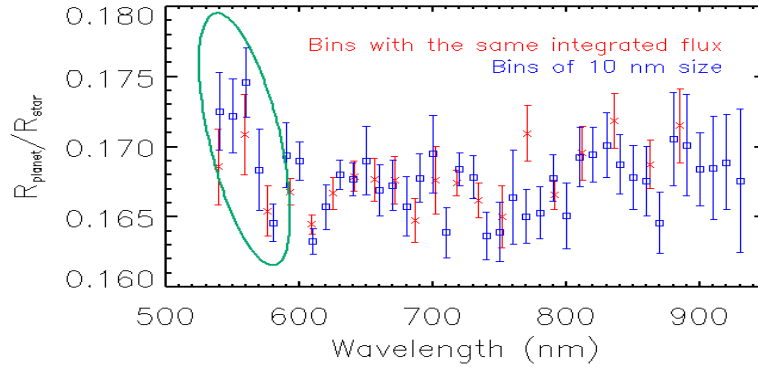


Figure 3.18: Transmission spectra with LDCs Fixed and contamination factor included. The red transmission spectrum corresponds to bins with the same integrated flux, in contrast to, the blue one corresponds to bins of 10 nm size. The green ellipse shows the slope towards bluer passbands.

to produce an apparent increase in the planetary radius. On the contrary, the amplitude would increase if the temperature of the observed atmospheric layer were similar or lower than the equilibrium temperature of the planet. Sing et al. (2011) and Pont et al. (2013) also proposed an explanation for the different amplitudes of the Rayleigh scattering signal. This difference could be due to the error in the calculation of the limb darkening coefficients, which are responsible for the transit shape and on grazing planets (the case of TrES-3b) it is very sensitive. But in our case we noted that there seems to be no large difference. They also suggested unresolved contamination from sources that are color-dependent or from unocculted star spots, which would lead to an increase in flux in optical transmission spectrum. It is known that TrES-3 is a moderately active star thanks to Sozzetti et al. (2009) and Knutson et al. (2010). Macebrandt et al. (2017) find that is unlikely that spots modify the results of the GTC data. Therefore, we can neglect any influence of potentially present unocculted star spots on the broad band transmission spectrum derived here.

On the other hand Parviainen et al. (2016) reported that Rayleigh scattering is not able to explain the large observed slope from 552.5 to 752.5 nm (see Figure 3.2) with the largest possible contributions coming from unocculted spots and contamination.

Atmospheric theoretical models

We compared the derived results for the wavelength dependent planet-to-star radius a of TrES-3 b with several models (see Fig. 3.19): A wavelength-independent ratio (flat model), linear function with a slope of increased absorption towards shorter wavelengths, and a synthetic

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

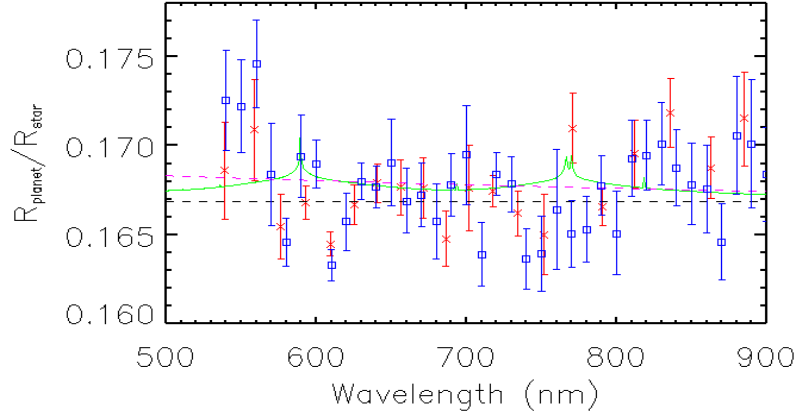


Figure 3.19: Transmission spectrum assuming fixed LDCs and contamination by nearby companion with different model atmospheres. The measurements are plotted in red (bins with equal integrated flux) and blue squares (bins with 10 nm size) crosses. The green line shows a 1620K 1x solar metallicity cloud-free model by Kempton et al. (2016). The black dashed line shows a flat line at $R_p/R_\star=0.1666$. The pink dashed line shows Rayleigh scattering model.

spectrum derived from the Exo-Transmit code (Kempton et al. 2016) (where we modeled an isothermal atmospheric model at equilibrium temperature assuming absence of clouds). In this plot, we added a spectrum with 10 nm sized bins. With this we wanted to check if any of the bins with equal flux of the previous analysis were dominated by red noise. It can be seen that the two analyses are satisfyingly consistent. To ensure that the model is more robust to the data, we not only calculate the χ_{red}^2 of each of them, but we also use a "fast" Bootstrap method (Press et al. 1996). This method consists of removing 37% of the data, calculating its χ_{red}^2 and so on with all possible point removal combinations. This will give a distribution of χ_{red}^2 with an associated error. Note that the χ_{red}^2 , apart from taking into account the number of points used, considers also the degrees of freedom of the model. This will penalize models with many degrees of freedom. The shape of the χ_{red}^2 is:

$$\chi_{red}^2 = \frac{1}{N - k} \cdot \chi^2 \quad (3.4)$$

Where N is the number of the points and k is the degrees of freedom of the model. The model with a χ_{red}^2 closer to one will be the most robust model for our data.

None of the models is in agreement with our results, which are based on a single transit observation. The models fail to reproduce the variations in radius ratio. Even the χ_{red}^2 values obtained from each model in the Table 3.4 do not favor to one model over any other. Repeated

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Table 3.4: χ^2 values for the different fitted atmospheric models plotted in the Figure 3.19. The transmission spectra were performed with contamination factor and fixed LDCs.

Model	Analysis with bins of equal integrated flux,	Analysis with 10 nm wide bins
	χ_{red}^2	χ_{red}^2
Flat	$3.19^{+1.33}_{-0.74}$	$1.87^{+0.32}_{-0.32}$
Hazy	$3.41^{+1.22}_{-1.00}$	$1.81^{+0.37}_{-0.42}$
Clear	$3.76^{+1.37}_{-1.09}$	$2.03^{+0.40}_{-0.46}$

spectroscopic transit observations would be necessary to distinguish between models. The results do not reach the sufficient accuracy to detect significantly the expected absorption features, as for example the sodium and potassium absorption doublets (Na I at 589.0 and 589.6 nm, K I at 766.5 and 769.9 nm), as can be seen in Fig. 3.19. Both doublets are unresolved at our resolution. Although in the analysis with wider bins can be seen as there is a small attempt of detection in the potassium line, but it is necessary to do it with caution by the proximity of the telluric line to the potassium bin.

3.8 Comparison to literature data

For a good comparison with the transmission spectra obtained by Parviainen et al. (2016) and Mackebrandt et al. (2017), we performed a new analysis using the same bins as the two authors. The result shown in Figure 3.20 was calculated by fixing the LDCs, applying the correction factor from the nearby star's contamination and introducing the CNM vector into systematic model. Our results are in good agreement with the study of Mackebrandt et al. (2017) but not with the spectrum obtained by Parviainen et al. (2016). The three spectra show a similar shape except that they are vertically offset. It should be noted that Parviainen et al. (2016) do a double analysis to determine the transit depth. For this they perform a 4 broadband analysis obtaining a transit depth of 0.167, which is fully compatible with ours. However they report the value estimated from the narrow-band analysis (R_p/R_* = 0.162), which is not compatible with ours. Even they remark that their broadband analysis results agree with all the previous TrES-3b analyses. We suggest that the origin of the discrepancy in the transmission spectrum between Parviainen et al. (2016) and our work might be caused by systematic differences in the limb darkening coefficients' calculations that go beyond our $1-\sigma$ allocation for the priors of the LDCs in Sect. 3.6. The figure 3.21 shows the comparison between the limb darkening coefficients used by Parviainen et al. (2016) and those used in our analysis. The discrepancy can be seen in both the linear coefficient, u_1 and the quadratic coefficient, u_2 . In our case the limb darkening coefficients were calculated with values from Torres et al. (2008), with $T_{eff} = 5650.0$ K, $\log g = 4.581$ and $M/H = -0.19$. However Parviainen et al. (2016) do not present the stellar values used to calculate the limb darkening coefficients, therefore the possible discrepancy between the

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

values could not be finally compared. Mackebrandt et al. (2017) obtained a similar offset and they analyzed also the Parviainen et al. (2016) reduced data. Our work can neither reproduce the strong slope found by Parviainen et al. (2016) of 25.9 ± 4.7 scale heights from ~ 5400 to 7400 \AA . Since this feature is identified in a single transit observation, a new spectroscopic transit observation would be necessary to clarify these differences. The Figure 3.22 shows the transmission spectrum that we obtained with color bins with the same integrated flux along with those that used Parviainen et al. (2016) and Mackebrandt et al. (2017). As before the three spectra show a similar shape except in the potassium region, where our work shows there is greater absorption than in surrounding regions. Note that this bin does not include the telluric band of O_2 and only the potassium line is considered, but may be contaminated by its proximity.

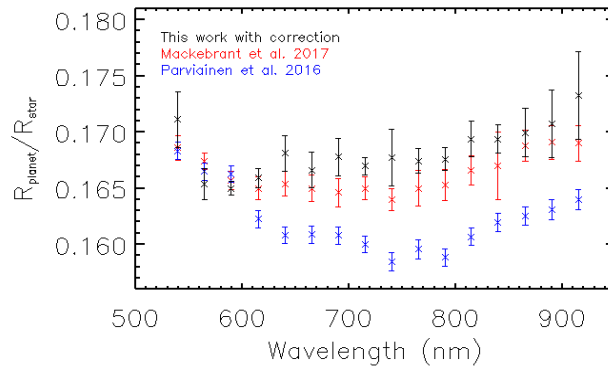


Figure 3.20: Transmission spectrum of TrES-3 b from the same GTC/OSIRIS data. We used the same bins as in the previous studies of the same dataset. Our results (black crosses) are compared with the previous study by Parviainen et al. (2016) (blue crosses) and by Mackebrandt et al. (2017) (red crosses).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

3.8 Comparison to literature data

99

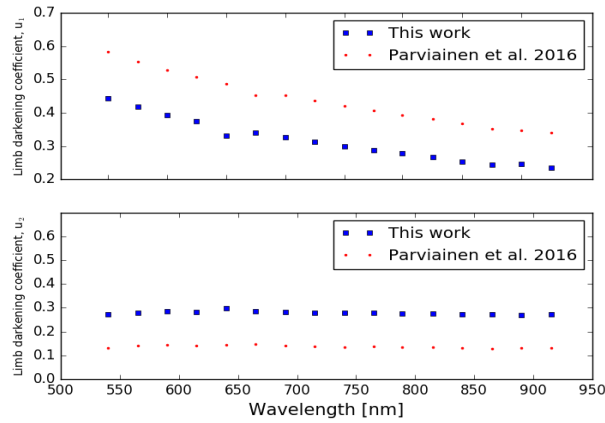


Figure 3.21: The quadratic coefficients, u_1 (top panel), and quadratic, u_2 (bottom panel), of the limb darkening law. The plots compare the coefficients used in Parviainen et al. (2016) and those used in this work.

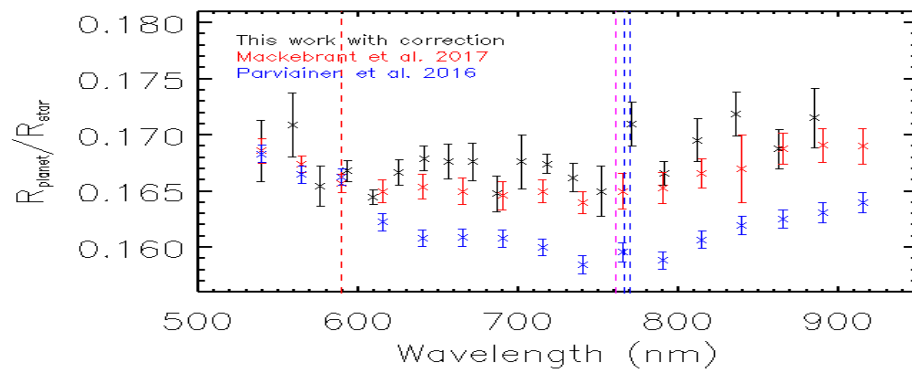


Figure 3.22: Transmission spectrum of TrES-3 b from the same GTC/OSIRIS data. Our results (black crosses), which have the same integrated flux. They are compared with the previous study by Parviainen et al. (2016) (blue crosses) and by Mackebrandt et al. (2017) (red crosses). The red vertical line shows the sodium line and the blue vertical lines show the potassium doublet. The pink line shows the telluric line close to the potassium region.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19



Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

4

The transmission spectrum of a hot planet: Qatar-1b

4.1 Overview and motivation

The exoplanet Qatar-1b is a transiting hot Jupiter discovered by Alsubai et al. (2011), with a short orbital period of 1.42 days. It was the first planetary body discovered by the Qatar Exoplanet Survey. Alsubai et al. (2011) gave a mass of $M_p = 1.09 \pm 0.08 M_J$, but more recent studies based on radial velocity (RV) measurements by Covino et al. (2013) show a greater mass of $M_p = 1.33 \pm 0.05 M_J$ and a radius of $R_p = 1.18 \pm 0.09 R_J$. Its inclination angle of $\approx 84^\circ$ implies nearly grazing transits, as shown in Figure 4.1. The Qatar 1-b transits are $\approx 2\%$ deep, making them easy to detect and follow from ground-based observations. Additionally, it has a low surface gravity ($\log g = 3.30 \pm 0.04$), implying a scale height of 210 km (it corresponds to a variation in flux of about 130 ppm), and making the detection of atmospheric features within reach of current instrumentation.

Qatar-1b is orbiting a metal-rich dwarf of spectral type K3 ($V = 12.84$ mag), with a mass of $0.85 M_\odot$, a radius of $0.82 R_\odot$ and $T_{eff} = 4860$ K (Alsubai et al. 2011). The host star exhibits a moderate chromospheric activity, which could be induced by the proximity between exoplanet and star. This close proximity also leads to temperatures on the dayside close to 1500K von Essen et al. 2017 .

Maciejewski et al. (2015) observed several transits of the Qatar-1b system looking for evidence of additional companions through transit timing variations (TTVs). They conclude that their TTV observations clearly show that the orbital motion of Qatar-1b is not perturbed by any body which could produce periodic variations greater than 1 minute. This result contradicts the TTV signal reported previously by von Essen et al. (2013).

Von Essen et al. (2017) reported the first transmission spectrum of Qatar-1b, acquired with GEMINI-N/GMOS and covering the wavelength range between 460 and 746 nm (Figure 4.2). They conclude that the wavelength coverage and the precision of the transmission spectrum obtained does not allow to either rule out or to strongly favor any classic atmospheric models, although they choose to favor the clear atmosphere scenario from their statistical analysis.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

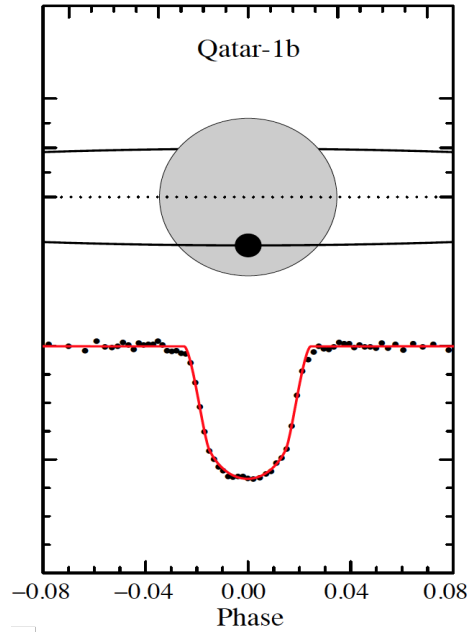


Figure 4.1: System geometry at phase zero and transit light curve of Qatar-1b from Pusküllü et al. (2017).

However they caution that no conclusion should be reached about the composition of Qatar-1b's atmosphere, based on those data alone.

In this chapter we present GTC observations of Qatar-1b. The chapter is organized as follows. We first describe the observational set up and data reduction in Sect. 4.2 and 4.3, respectively. This is followed by a detailed description of the white light curve and an analysis of the systematic noises in the transit light curve, in Sect. 4.4, and a final discussion of the white light curve results in Sect. 4.5. In Sect. 4.6 we describe the extraction of the transmission spectrum of Qatar-1b. We present and discuss different ways of extracting the transmission spectrum in Sect. 4.7. In Sect. 4.8 we compare our results with literature data and theoretical models.

4.2 Observations

We observed one transit of the hot Jupiter Qatar-1b on the night 2014 July 8 with the OSIRIS instrument. The method chosen was long slit spectroscopy, in which the target and one reference star are placed inside one long slit. The grism R1000R was used to disperse the light over the

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

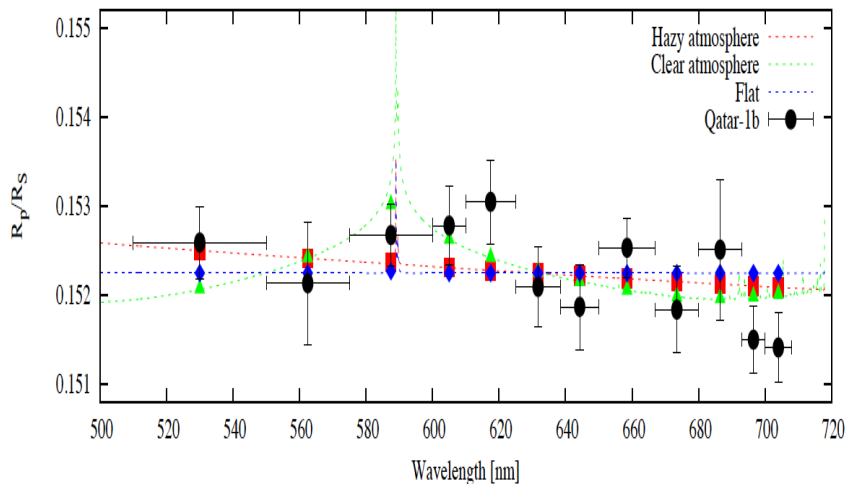


Figure 4.2: Transmission spectrum of Qatar-1b, from von Essen et al. (2017). Black circles and vertical error bars show the derived R_p/R_s and their uncertainties. Horizontal lines indicate the sizes of the wavelength bins. Green, red and blue continuous lines correspond to Fortney et al.'s (2010) models for exo-atmospheres. Filled diamonds, squares and triangles indicate averages of the models within each wavelength bin. The zero points of the models were shifted vertically to match the data.

total range from 518 to 918 nm. The time-series data were collected by two red-optimized 2048×4096 Marconi CCDs in the 200 kHz and 2×2 binning readout mode. An exposure time of 45 seconds for a continuous time-series of 168 optical spectra were taken, covering the total transit event, from 23:28 to 2:45 UT. A total of 40 min before the ingress and after egress were taken. The chosen reference star was fainter ($R_{mag}=12.6$) than Qatar-1 ($R_{mag}=12.2$). Both stars were located on the same CCD (see Fig. 4.3).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

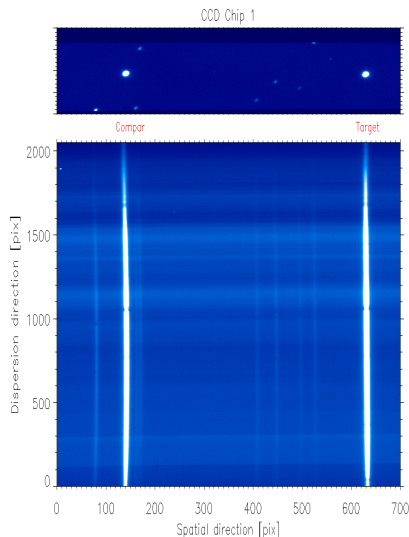


Figure 4.3: Through-slit image (top panel) and corresponding dispersed two-dimensional spectra image (bottom panel).

A slit of $40''$ width was used. The seeing was stable during the run, with an average value of $0.86''$ and the airmass varied slightly, starting at 1.41 and ending at 1.30.

4.3 Data reduction and spectral extraction

The OSIRIS data were reduced by our customized IDL scripts using the reduction procedure explained in Chapter 2. Standard calibration frames were obtained in the same night as the science images. Flat field images were taken through the $40''$ wide long slit, the same slit used for the science images. However, arc calibration lamps were taken with a $1.49''$ wide slit to avoid impractically broad lines. The data reduction followed the steps described in Sect. 2.1. Special issues in the observation and analysis of the Qatar-1b data were as follows: the widths of the aperture to extract the star flux was chosen as the one in which the white light curve had the smallest root-mean-square (r.m.s) deviation of the residuals. For both objects, target and reference star, this aperture was of 40 binned pixels (10.16 arcsecs) (Fig 4.4). The reference star has two close faint contaminant stars, but we included both in the same extraction aperture. The total integrated flux in the aperture was stable during the observation, for that reason we decided to include them inside the extraction aperture for the data analysis, and because any attempts to correct for these contaminants might leave undesired residuals due to the complex

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

operations needed.

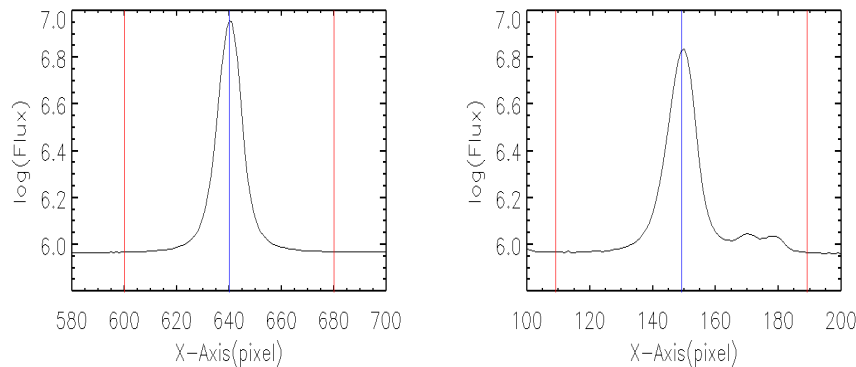


Figure 4.4: Sum over all the wavelength in the white flux profile. Left: Target Flux, Right: reference star flux with two close faint star companions at $x=170$ and $x=178$. The red line indicates the aperture width chosen to calculate the total flux and the blue line indicates the gaussian's center.

We monitored the drift in spatial direction by fitting a gaussian function to the stellar profile tracking the maximum position of the peak, XPOS. We also calculated the Full Width at Half Maximum, FWHM, of the fitted gaussian profile to check the seeing variations. The drift in dispersion direction, YPOS, was calculated as previous chapter. Note that the origin of such drift is most probably a combination of telescope flexure and a drift of the chromatic centroids of the stars in the long slit, probably caused by field rotation residuals and differential atmospheric refraction¹. Figure 4.5 shows the time variations of these systematic vectors. Finally, the sky background was estimated by calculating the average value on both sides of the target spectrum.

4.4 Analysis of the white light curve

Similar to the white light curve of TrES-3 b in chapter 3.4, the Qatar-1b white light curve was created from the reduced data by dividing the total flux of the target, summed over the wavelength range from 541 to 881 nm, by the total sum of the flux of the reference star at each measurement. The white light curve was normalized by the median out-of-transit flux. The resulting white light curve is shown in the Fig. 4.6

The details of the steps followed in the analysis of Qatar-1b's white light curve are mostly the same as explained in Chapter. 2.6.1. Here we detail the specific features in the analysis of this

¹http://www.gtc.iac.es/instruments/osiris/osiris.php.Longslit_Spectroscopy

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

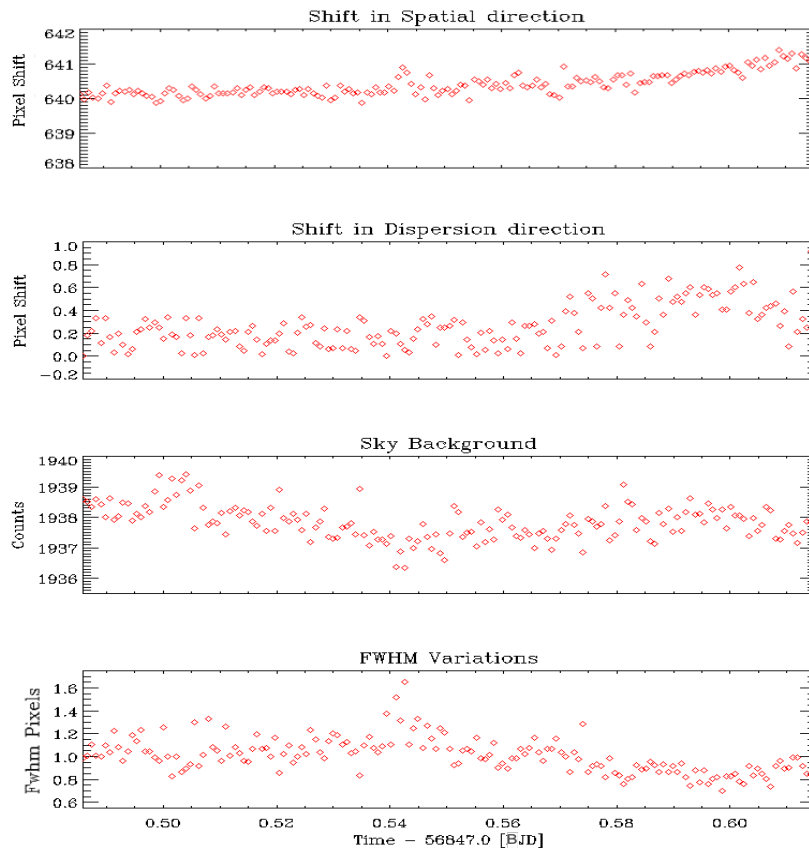


Figure 4.5: Time series of systemic vectors: From top to bottom: a) Shift in spatial direction, showing the pixel variation in X-axis of the target spectra, b) Shift in dispersion direction, showing the pixel variation in Y-axis, in both cases relative to the first image, c) Sky background, showing the average value on two regions on both sides of the spectrum of the target, d) shows the FWHM of the fitted gaussian profile variations of the target.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

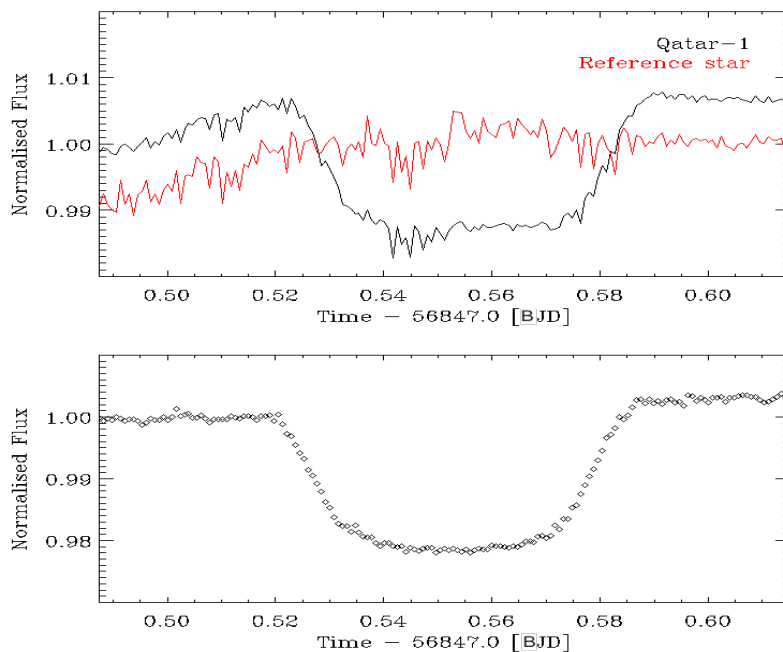


Figure 4.6: Top panel: raw flux sequences of Qatar-1 (black) and reference star (red). Bottom panel: normalised flux ratios between Qatar-1 and the reference star, i.e., the transit raw white light curve.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

run. The input parameters in the transit model have been taken of Maciejewski et al. (2015): the impact parameter $b = 0.63 \pm 0.02$, the transit depth $R_p/R_s = 0.14591 \pm 0.00077$, the orbital period $P = 1.420033$ days, which was fixed, and the duration of the transit $T_{14} = 98.5 \pm 1.7$ min. The input mid-transit time $T_0 = 0.5524 \pm 0.001$ [BJD - 2456847.0], was estimated from the transit's white light curve plot. The limb darkening coefficients were fixed using the Python package written by Espinoza & Jordán (2015) and had the value of $u_1 = 0.619$ and $u_2 = 0.111$. The eccentricity and the argument of periastron were fixed to 0.

4.4.1 Transit parameters from the white light curve: Choice of detrending model

Testing several different systemic noise models, denominated B, to derive the overall transit parameters, we realized that no combination of vectors fitted the full transit curve correctly. The Figure 4.7 shows the white transit light curve with the most complex polynomial of B of the form $p(t, t^2, a, a^2, fwhm, fwhm^2, xpos, xpos^2, ypos, ypos^2, sky, sky^2)$, see Sect. 2.6.1. In general, a more complex model should fit better than other simpler models, giving a smaller chi-square. However, the result might lead to over-fitting, due to the large number of free parameters. Bayesian statistics penalizes models with too many free parameters in the BIC. The Figure 4.7 shows that the model still doesn't fit correctly, especially on the second half of the transit, where the data deviate about 1 mmag from the best-fit model. The residuals show a standard deviation of 502 ppm for a sampling rate of 1 point per minute and a $\chi_{red}^2 = 0.60$.

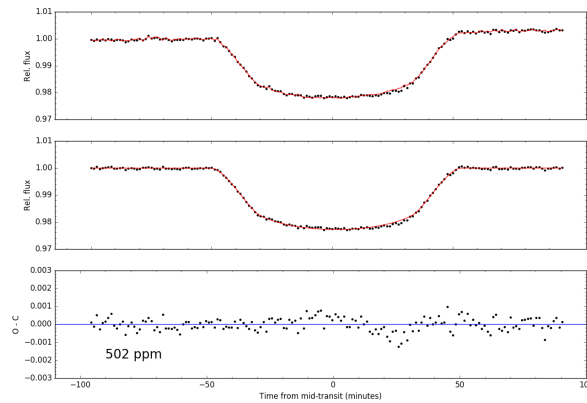


Figure 4.7: Qatar-1b's white transit light curve with the most complex systemic model explored. From top to bottom: (1) raw light curve (target-to-reference star flux ratio; black points) and the best-fitting combined model (red line); (2) corrected light curve after removing the best-fit systemic model, overplotted with the best-fit transit model; (3) light curve residuals.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

We tested other possible factors, both instrumental and environmental, that may cause the incomplete fit, such as rotator angle of the OSIRIS instrument, temperature, etc. Since we were not able to identify the source of the residual systematic, we decided to try a model in which we assumed the effect was periodic over time. If this were correct, it might be corrected with a sinusoidal term in the modeling. A model of the following form was tested:

$$B = cte + a_1 \cdot t + a_2 \cdot t^2 + b_1 \cdot \sin(b_2 \cdot t + b_3) \quad (4.1)$$

The final white light curve obtained considering the equation 4.1 is plotted in figure 4.9 to emphasize the relevance of adding the sinusoidal term in comparison with the white light curve obtained with the most complex model (figure 4.7). In this case the model fits correctly the four contacts of the white light curve. The residuals show a standard deviation of 401 ppm for a sampling rate of 1 point per minute and a $\chi_{red}^2 = 0.86$. It is important to emphasize the improvement in the χ_{red}^2 with respect to the previous light curve with a more complex systematic model, therefore the use of the term sinusoidal is correct. Figure 4.8 shows the sinusoidal correction obtained from the analysis, in which the amplitude ($A=0.001109$) and period ($T= 94$ min) of the correction are displayed. With this value of the period we can reject that it is due to spots, since the period is similar to the duration of the transit. Besides, the period does not seem related with any parameter of the observation apparently, and it's probably due to an atmospheric effect.

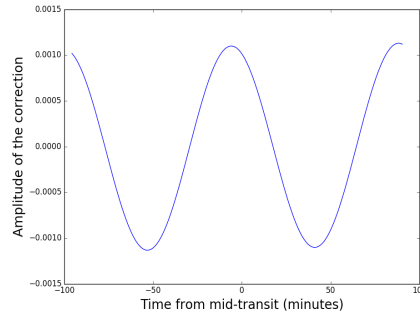


Figure 4.8: Sinusoidal correction of the systematic model of the equation 4.1.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

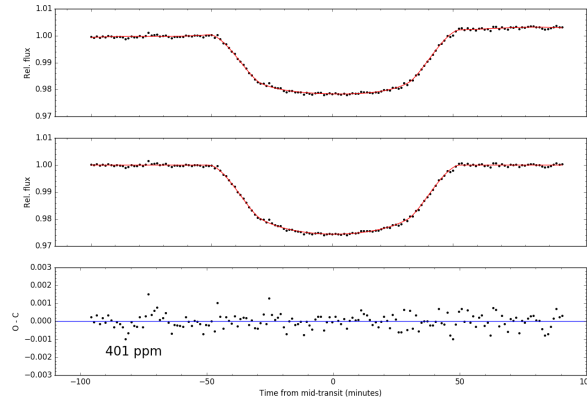


Figure 4.9: Like Fig. 4.7 but with a sinusoidal term in the modeling.

For the errors calculation we explored the probability distributions of the model parameters using the MCMC code described in Lendl et al. (2017). We allowed to vary all input parameters, except the limb darkening coefficients, within its uncertainties using a gaussian prior. These priors were centered on the values of Maciejewski et al. (2015) and their widths were defined as the $1\text{-}\sigma$ errors of these values. In this case we run eight chains for each input parameter with 20000 steps in each chain. The 1σ uncertainties of each parameter were calculated as the 68.27% boundaries of the histograms of the posterior distributions.

4.5 Results and discussion of the white light curve

The resulting parameters and those presented in previous studies are given in Table 4.1. Our transit depth is in good agreement with most studies. Our results and three previous ones (Covino et al. 2013; Püsküllü et al. 2017; von Essen et al. 2017) show a quite large transit depth, compared to other results (Alsubai et al. 2011; von Essen et al. 2013; Mislis et al. 2015; Maciejewski et al. 2015; Collins et al. 2015). Covino et al. (2013) and von Essen et al. (2017) carried out a photometric follow-up of the host star and see clear evidence of activity correlated with the rotational period of the star that they estimated and from further spectroscopic observations they confirmed that Qatar-1 is a moderately active star. Therefore, variations in the transit depth due to spots can occur, and they might have been responsible for our poor results in the initial fitting attempts (Fig. 4.7). To quantify the amplitude of this effect in our data, we calculated when transit was taken in reference to the $H\alpha$ photometric follow-up given by von Essen et al. 2017 (their Figure and equation A.1), assuming that the expression is valid for posterior times. With the middle transit time T_c [BJD] = $2456847.553388 \pm 0.000047$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

calculated from analysis, the transit event is close to a maximum of flux which corresponds to a minimum in terms of spots. In addition, Sing et al. (2011) determined that a decrease of 1% in the stellar flux (larger than the $H\alpha$ variability that von Essen et al. 2017 reported) would increase the transit depth by about 1% (their Figure 10). But this may only introduce a maximum uncertainty in the radius ratio of 0.0008. Consequently, in view of the results of Sing et al. (2011) and that the transit event occurred at a minimum $H\alpha$ flux, we rule out effects due to unocculted spots during the transit, but undetected occulted spot and faculae might still explain the difference.

Table 4.1: Model parameters of Qatar-1b compared with previous studies.

Reference	R_p/R_*	Impact parameter, b	Duration (min), T_{14}
This study	0.1522 ± 0.0013	0.614 ± 0.009	98.71 ± 0.45
Alsubai et al. (2011)	0.1454 ± 0.0015	0.696 ± 0.024	96.71 ± 1.11
von Essen et al. (2013)	0.1435 ± 0.0008	-	-
Covino et al. (2013)	0.1513 ± 0.0008	-	97.63 ± 1.44
Mislis et al. (2015)	0.1475 ± 0.0009	-	-
Maciejewski et al. (2015)	0.1459 ± 0.0008	0.63 ± 0.02	98.50 ± 1.70
Collins et al. (2015)	0.1465 ± 0.0006	0.645 ± 0.011	99.66 ± 0.47
von Essen et al. (2017)	0.1523 ± 0.0004	0.633 ± 0.004	-
Püsküllü et al. (2017)	0.1584 ± 0.0031	-	100.84 ± 0.92

4.6 Construction of the wavelength-dependent light curves

To obtain the color light curves, in this case, instead of dividing the full wavelength range in equally sized bins, we computed sizes of the wavelength bins that guarantee the similar signal in each color curve. To choose these wavelength bins, we carried out the following exercise. We chose a reference bin in the center of the target spectrum in an average spectrum of the whole night, where the amount of signal is the greatest due to the CCD response. The size of the reference bin was determined with the condition that each bin should have a comparable amount of flux, between 541 and 881 nm. An additional constraint was set to force the bins belonging to the sodium and potassium lines to be reasonably centered on those lines. In the case of the potassium line, the nearby telluric line was also taken into account. The resultant passbands are shown in Fig. 4.10.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

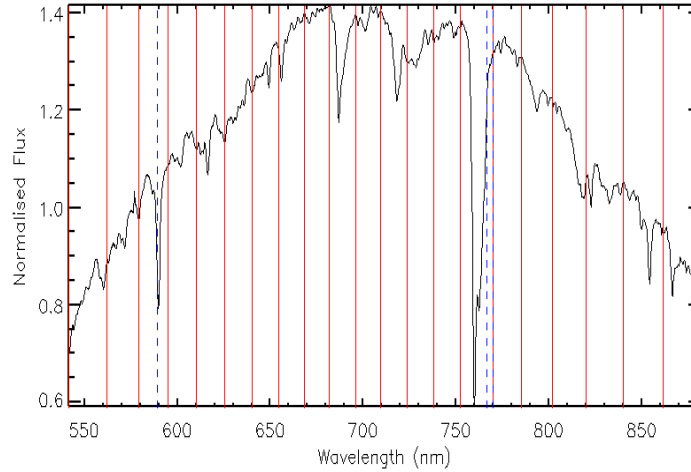


Figure 4.10: Spectrum of Qatar-1 b. In red we indicate the limits of the twenty-one narrow band channels, which have the same integrated flux. The blue dashed lines indicate the sodium (589 nm) and potassium (766 nm) lines.

Once the wavelength bins were defined, we carried out a similar approach as the white light curve analysis to derive the transmission spectrum of Qatar-1b. This involved selecting the limb darkening coefficients for each chromatic light curve. In all cases, the impact parameter b , the middle transit time T_0 , the duration T_{14} and the period P were fixed to the best-fitting values derived from white light curve. These are wavelength-independent parameters. The limb darkening coefficients were fixed to the values calculated for each color bin using Espinoza's code (Espinoza & Jordán 2015). In this analysis, the quality of the light curves permit to fit for the R_p/R_s on each bin, we decided that the R_p/R_* depths were allowed to freely float for each individual color bin. All spectroscopic light curves inherited the chosen baseline model from the white light curve (see Eq. 4.1), but the detrending coefficients were allowed to be wavelength-dependent. As explained in the Chapter 2.6.2, during the analysis we included a common noise model in all spectroscopic light curves. We did the same MCMC analysis of the posterior parameters distributions as described in Sect. 4.4.

The Table 4.2 summarizes our results, listing the wavelength bins, the limb darkening coefficients and the derived R_p/R_* values, along with 1σ errors. Figure 4.11 shows the 21 spectroscopic transit light curves, their respective best-fit transit model and the residual light curves. Figure 4.12 shows the root mean square (rms) of the residuals as a function of the wavelength.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Table 4.2: Best fit results for the planet-to-star radius ratio with the limb darkening coefficients q_1 and q_2 , for the 21 narrow band channel light curves.

Channel	λ [nm]	q_1	q_2	R_p/R_*
#1	542-562	0.639	0.461	$0.1544^{+0.0016}_{-0.0016}$
#2	562-579	0.626	0.443	$0.1526^{+0.0013}_{-0.0013}$
#3	579-595	0.603	0.438	$0.1500^{+0.0018}_{-0.0018}$
#4	595-610	0.593	0.425	$0.1513^{+0.0015}_{-0.0015}$
#5	610-626	0.565	0.419	$0.1532^{+0.0014}_{-0.0014}$
#6	626-640	0.553	0.414	$0.1524^{+0.0012}_{-0.0012}$
#7	640-655	0.534	0.406	$0.1543^{+0.0012}_{-0.0012}$
#8	655-668	0.519	0.387	$0.1513^{+0.0013}_{-0.0013}$
#9	668-682	0.512	0.394	$0.1513^{+0.0010}_{-0.0010}$
#10	682-696	0.497	0.389	$0.1537^{+0.0016}_{-0.0017}$
#11	696-709	0.480	0.385	$0.1498^{+0.0012}_{-0.0012}$
#12	709-723	0.468	0.378	$0.1507^{+0.0011}_{-0.0011}$
#13	723-738	0.455	0.376	$0.1518^{+0.0011}_{-0.0011}$
#14	738-752	0.438	0.369	$0.1517^{+0.0010}_{-0.0010}$
#15	752-770	0.431	0.366	$0.1560^{+0.0024}_{-0.0024}$
#16	770-785	0.422	0.359	$0.1510^{+0.0015}_{-0.0015}$
#17	785-802	0.408	0.358	$0.1535^{+0.0011}_{-0.0012}$
#18	802-820	0.393	0.355	$0.1512^{+0.0014}_{-0.0014}$
#19	820-840	0.379	0.349	$0.1539^{+0.0015}_{-0.0015}$
#20	840-861	0.362	0.338	$0.1518^{+0.0015}_{-0.0016}$
#21	861-882	0.351	0.334	$0.1494^{+0.0016}_{-0.0016}$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

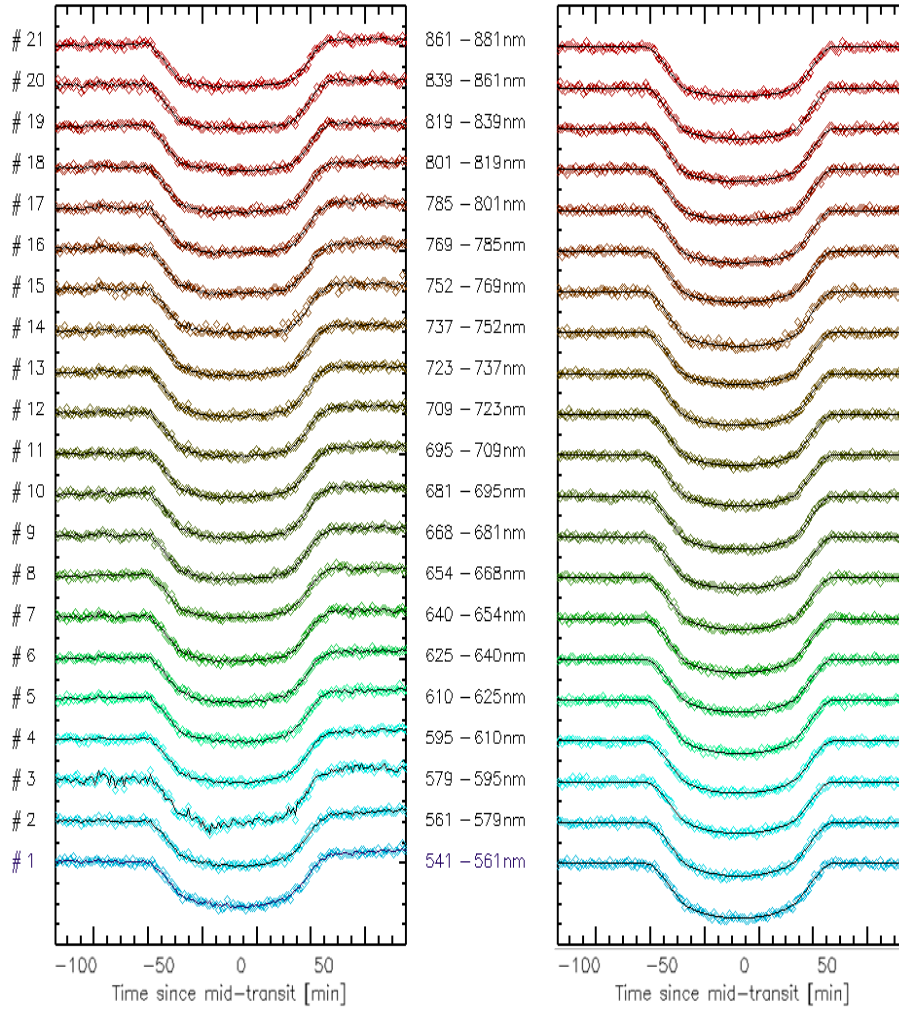


Figure 4.11: All 21 narrow band channel light curves before and after correction from the systematic noise, overplotted with the best fit model (black lines)

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

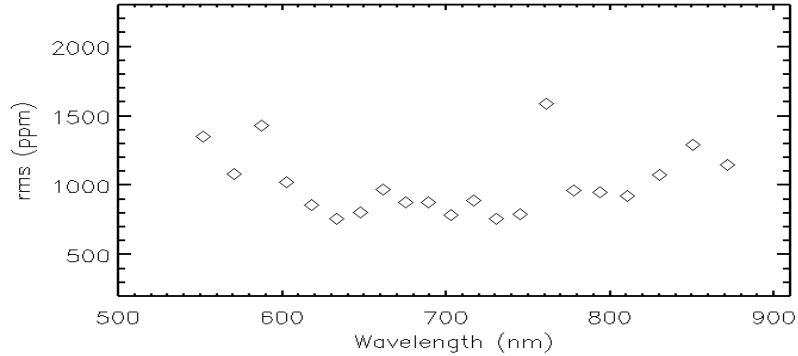


Figure 4.12: Root mean square (rms) of the residuals as a function of the wavelength of the spectroscopic transit light curves.

4.7 Results and discussion of the transmission spectrum

The transmission spectrum is shown in the Figure 4.13. We found no large variation in any of the colored bins that differs from the mean value obtained in the white light curve analysis. Only the bin that includes the potassium line stands out from the average value. But a detection of potassium cannot be assured, because the bin is too wide, and a more detailed analysis of this region would need to be done.

Since we adopted the limb darkening coefficients from theoretical models, which generally differ from their true values, the resulting color dependent coefficients may do so as well. However, this should not be very decisive in the case of non-grazing transiting planets, such as Qatar-1b, with a low impact parameter. Therefore, to verify it, a further transmission spectrum was derived allowing the limb darkening coefficients to vary assuming a normal prior distribution that was centered on the derived white light curve values with a width of 2σ , where the width (σ) was derived from a distribution from calculating the LDCs for all wavelengths of the bins, using Espinoza's code. Fig. 4.14 shows the best fit results for the limb darkening coefficients in our new Qatar-1b's transmission spectrum together with the theoretical values.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

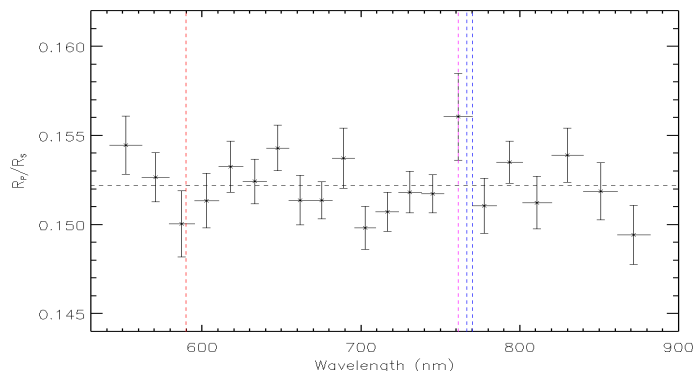


Figure 4.13: Results for the wavelength dependent planet-to-star ratio of Qatar-1b. The black horizontal dashed line indicates the mean radius ratio, which corresponds to the value obtained in the white light curve analysis. The red, pink and blue lines indicate the sodium, telluric and potassium lines, respectively.

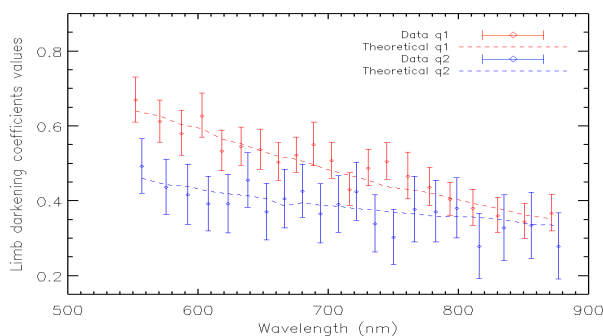


Figure 4.14: Progression of the results for the linear (q1, red diamonds) and quadratic (q2, blue diamonds) limb darkening coefficients with wavelength. Both are compared with a theoretical prediction (red and blue dashed line respectively) derived from Espinoza & Jordán (2015). For q2, data and theoretical values are shown with an arbitrary offset of 5 Å for clarity. All vertical error-bars indicate 1σ uncertainty.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

From the figure we can see how the LDCs values converge to the predicted theoretical values, even if a normal distribution with a large prior is chosen. Figure 4.15 shows a comparison of the transmission spectra between fixing LDCs and assuming a normal prior distribution on the LDCs. In this case, allowing the LDCs to vary in Qatar-1b's analysis does not affect to the final transmission spectrum results.

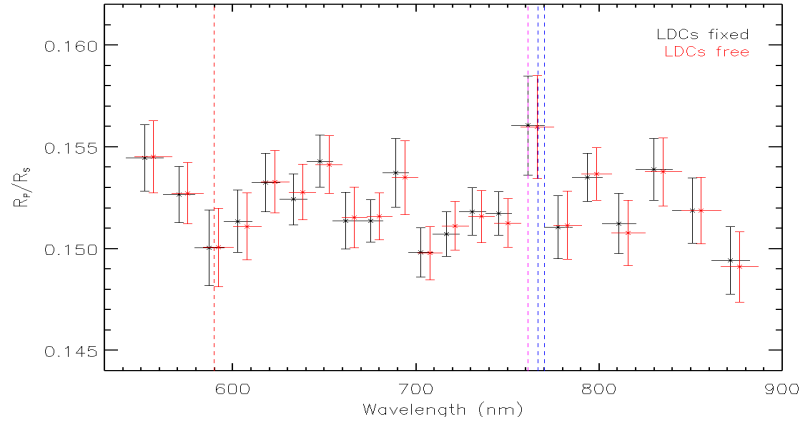


Figure 4.15: Qatar-1b transmission spectra. The black data show the transmission spectrum obtained using fixed LDCs, whereas the red data show the transmission spectrum obtained after allowing the LDCs to vary, assuming a normal prior distribution around the theoretical values. The red data are shown with an arbitrary offset of 5 Å for clarity. All vertical error-bars indicate 1σ uncertainties.

4.8 Comparison to theoretical models and literature data

The Figure 4.16 shows the transmission spectrum of Qatar-1b obtained in Sect.4.7 with fixed LDCs along with another transmission spectrum of 10 nm sized bins, which was analyzed in a similar way. We compared our transmission spectra to several theoretical models (Fortney et al. 2010) that were computed for an atmospheric temperature of 1500 K and a surface gravity of 25.65 m/s^2 given by Maciejewski et al. (2015). In the figure, dashed lines show the original models. The models were averaged within the same wavelength bin as the derived transmission spectrum. The first model is a solar-composition model with H_2O , Sodium (Na) and Potassium (K) absorption features (red squares and solid line), for a clear atmosphere. The second model (green squares and dashed line) follows the theory given by Lecavelier Des Etangs et al. (2008), assuming that the opacity sources in the planetary atmosphere have a cross section in the form

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

$\sigma = \sigma_0(\lambda/\lambda_0)^\alpha$ from which the transmission spectrum would have a slope in the $(\ln \lambda, R_p/R_*)$ space, corresponding to clouds with small particles, which is related with the scale height H (to see Eq.3.3 of the Chapter 3). A third model (blue squares and dashed line) includes a gray absorber that cuts all features above a certain pressure resulting in a nearly flat spectrum. The same procedure carried out in the TrES-3b chapter (Section 3.7.1) to asses which model best matches the data, has been applied in Qatar-1b. In addition, this same process was carried out with one further transmission spectrum, using the equal flux bins used by von Essen et al. (2017), that we will discuss later. The results are summarized in Table 4.3. As can be seen in Fig. 4.16 and from the computed χ_{red}^2 values for the different fitted model for each of the transmission spectra, there are not favorable scenarios among them.

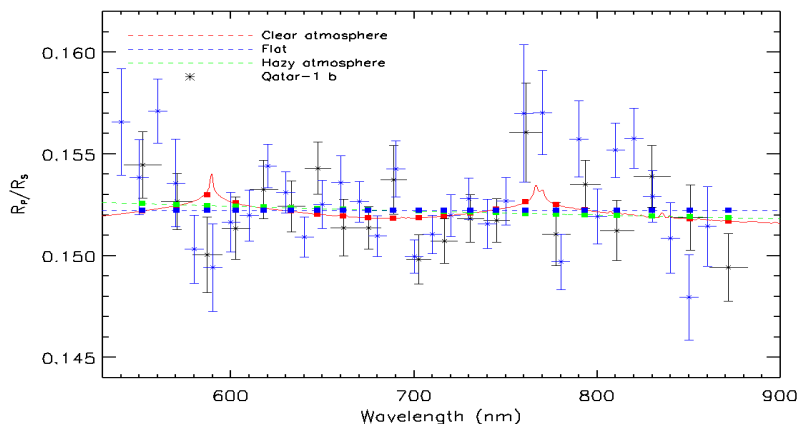


Figure 4.16: Transmission spectra of Qatar-1b. Black and blue crosses (equal flux and 10nm sized bins respectively) and horizontal error bars show the derived R_p/R_* 's and their uncertainties. Green, blue and red dashed lines correspond to Hazy, Flat and clear atmosphere, respectively. Filled squares indicate averages of the models within each wavelength bin.

The only other study on the Qatar-1b atmosphere is given by von Essen et al. (2017), where they obtained a GEMINI-N/GMOS ground based transmission spectrum of Qatar-1b covering the wavelength range between 460 and 746 nm. In Sect. 4.5 we discussed the results of our white light curve analysis and mentioned that our transit depth was compatible with that obtained by von Essen et al. (2017), who argued that a clear scenario, i.e. flat transmission spectra, is in best agreement with their data, although this is not common in hot Jupiter atmospheres (Sing et al. 2016). From Table 4.3, we can see that no atmosphere model favors over any other. As we mentioned, for a good comparison with the transmission spectra obtained by von Essen et al., we performed a new analysis using the same bins as them. Figure 4.17 shows our transmission

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Table 4.3: χ_{red}^2 for the different fitted atmospheric models

Model	χ_{red}^2 bins with equal flux	χ_{red}^2 , bins as von Essen et al. (2017)	χ_{red}^2 10 nm bins
Flat	1.67 $^{+0.57}_{-0.43}$	1.93 $^{+0.45}_{-0.54}$	4.60 $^{+1.05}_{-0.80}$
Hazy atmosphere	1.77 $^{+0.69}_{-0.48}$	2.00 $^{+0.49}_{-0.50}$	4.78 $^{+1.08}_{-0.82}$
Clear atmosphere	1.91 $^{+0.52}_{-0.44}$	2.71 $^{+0.70}_{-0.82}$	4.73 $^{+1.02}_{-0.87}$

spectrum result together with the values reported by von Essen et al. The result shown in this figure was calculated fixing the LDCs. From the figure it can be seen how both transmission spectra are compatible. They only differ in the bin where the sodium line falls and the nearest one, and although we cannot explain to what effect it is due, from Figure 4.11 it is clearly seen that the color curve in the sodium bin has much noise than the rest of curves.

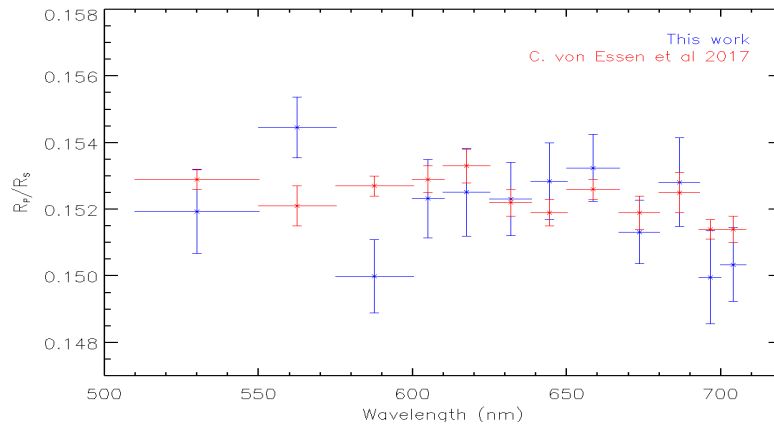


Figure 4.17: Results for the wavelength dependent planet radius of Qatar-1b compared with the results from von Essen et al. (2017).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

4.9 Conclusion

We were able to derive a transmission spectrum for the hot Jupiter Qatar-1b. Part of this study allowed us to verify the low-level instrument systematics affecting GTC/OSIRIS data, because although we found the light curves to be heavily affected by systematics, however, they were modeled. Supporting that GTC/OSIRIS is a potential as a tool for transmission spectroscopy. After a careful analysis of our chromatic light curves, we find that the wavelength coverage and the precision of the transmission spectrum is not sufficient to either rule out or strongly favor any classic atmospheric models. We caution against reaching any conclusions from our data alone and extend this caution to the results from GEMINI-N data published by von Essen et al. (2017), who favored a clear atmosphere.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

5

Optical transmission spectra of WASP-36b

5.1 Overview and motivation

Wasp-36 b is a hot Jupiter with a mass of $2.30 M_{Jup}$ and a radius $1.28 R_{Jup}$, meaning it is slightly denser than Jupiter (1.326 g/cm^3). It was discovered by Smith et al. (2012) around a metal-poor ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.26 \pm 0.10$) solar-type star, making it interesting for the study of the planet formation v.s. metallicity correlation. Both Gonzalez et al. (2001) and Santos et al. (2003) confirmed a first planet-metallicity correlation where the higher the metallicity of the star ($[\text{Fe}/\text{H}]$), the greater the probability of finding planets in the system. Enoch et al. (2011) and many others observed a correlation between planetary radius and insolation, where the most bloated planets receive a greater flux from their star. Wasp-36b is somewhat larger than predicted by the models. The short orbit with $P = 1.5373653$ days (Smith et al. 2012) and large radius make it a good candidate for measuring the planetary atmosphere, via transmission spectroscopy, since it has a high equilibrium temperature due to its proximity to its host star and is easily detectable from the ground due to its large radius. Besides, since its day time temperature of ≈ 1724 K allows gaseous TiO floating in the upper atmospheric layer, Wasp-36b is a good target to test the hypothesis whether stellar metallicity influences the presence of thermal inversions in a hot Jupiter's atmosphere. Mancini et al. (2016) presented simultaneously broad-band photometric observations of five transit events. They searched for a variation of the measured radius of Wasp-36 b as function of wavelength, by determining the ratio of the planet's radius to that of the star in four passbands (g' , r' , i' , z'). Their data show a very strong increase of the planetary radius in the bluer bands (see Fig. 5.1). This variation is of more than 10 scale heights, with a significance level larger than 5σ . They compared their multi-band data with several theoretical models of planetary atmospheres. They tested various cases with strong absorbers (TiO and VO), with and without Na and K opacity, and with strong Rayleigh-like scattering. However, in no case the models were able to reproduce the observed spectrum. Our aim was to obtain a transmission spectrum and to compare it with Mancini's to see if the strong slope in its transmission spectrum is confirmed.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

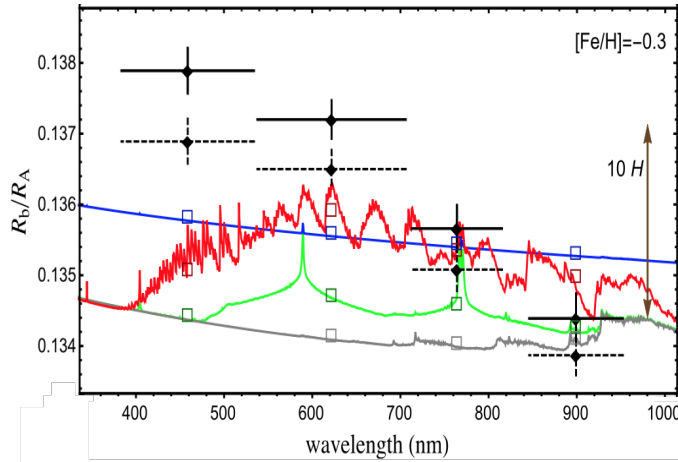


Figure 5.1: Figure from Mancini et al. (2016). Variation of the planetary radius with wavelength. The black points with dashed error bars refer to the same measurements after correction for possible starspot activity. Different synthetic spectra for WASP-36 b are shown as coloured lines. The green line is a standard prediction of a model obtained with the petitCODE (Mollière et al. 2015), the grey line shows the case in which Na and K are excluded, the blue line is as the grey one but with Rayleigh scattering increased by a factor of 1000, and the red line shows the case in which they considered the opacity contribution due to TiO and VO.

5.2 Observations

We retrieved from the GTC archive two consecutive transits of the hot Jupiter Wasp-36b on the nights 2015 January 16 (first night) and 19 (second night) with the OSIRIS instrument, originally observed under project 170-GTC108/15B by Guo Chen et al.. The set-up was the same as in the previous chapters for both observations. The time-series data were collected on the CCD chip 1 to attempt to minimize the rotator-angle dependence that seems to be stronger when the target is placed far away from the Nasmyth rotator center (see Fig. 5.2), as has been reported in previous observations (e.g. Nortmann et al. 2016; Chen et al. 2017a) and as we will also report in our analysis of Kepler-7b (Chapter 6.7.1). The nights were clear and no moon was present during the observations. The seeing had a range of $0.7''$ - $2.5''$ and $1''$ - $2.3''$, with a median value of $1.8''$ and $1.7''$, for first and second night respectively. The chosen reference star (2MASS 08461215-0802290) was similar in brightness ($R_{mag}=12.12$) to Wasp-36 ($R_{mag}=12.08$). For the first night, the exposure time was 65 seconds, and 146 exposures were recorded. For the second night the exposure was 45 second and 215 exposures were recorded.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

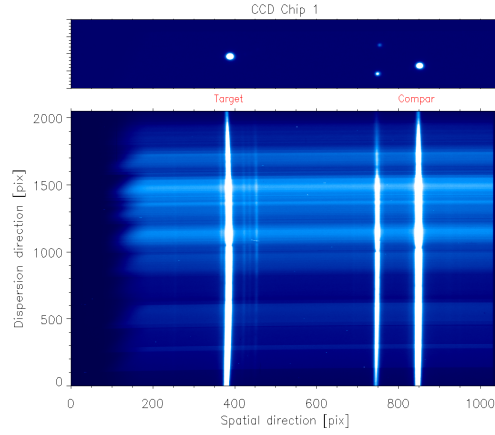


Figure 5.2: Through-slit images (top panels) and corresponding dispersed two-dimensional spectra images (bottom panels).

5.3 Data reduction

We reduced the GTC/OSIRIS data using the approach described in Chapter 2. The same widths of the apertures for the extraction of the star flux were chosen for target and reference star, as both had the same brightness. The widths which had the smallest root mean square scatter in the white light curve were 30 (7.62 arcsecs) and 56 (14.22 arcsecs) binned pixels for the first and second night, respectively. During the spectral extraction process, several vectors were also recorded to be potentially included in the final light curve modeling. These vectors are shown in Fig. 5.3.

5.4 Analysis and discussion of the white light curves

The white light curves analysis was explained in the Chapter 2.6.1. The main features of this analysis are detailed below. The input parameters in the transit model were taken from Smith et al. (2012): the impact parameter $b = 0.662 \pm 0.013$, the transit depth $R_p/R_s = 0.1383 \pm 0.014$ and the orbital period $P = 1.5373653 \pm 0.0000026$ d. In this case, as we had two consecutive transits, we left the period in the modeling as a free parameter to update it. The duration of the transit was set from Smith et al. (2012) $T_{14} = 0.07566 \pm 0.00042$ days. The input mid-transit times were estimated from the white light curve, and were allowed to be free in the modeling. The limb darkening coefficients were fixed using Espinoza & Jordán (2015) code, using the stellar parameters from Smith et al. (2012) ($T_{eff} = 5959 \pm 134$ K and $\log g = 4.498 \pm 0.018$ (cgs units)). The limb darkening values used were $u_1 = 0.341$ and $u_2 = 0.296$.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

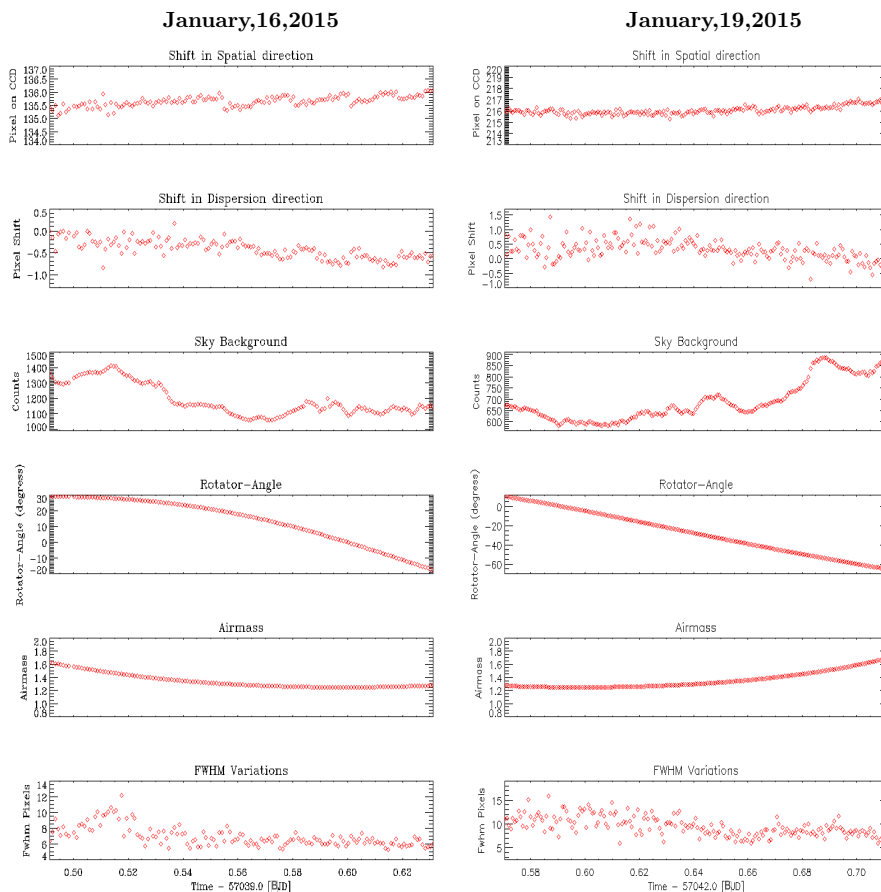


Figure 5.3: The left column refers to the first night while the right column to the second night. From top to bottom the following time series of vectors are shown: a) Shift in spatial direction, showing the pixel variation in X-axis of the target spectra, b) Shift in dispersion direction, showing the pixel variation in Y-axis respect to the first image, c) Sky background, showing the average value on two regions on both sides of the spectrum, d) Variations of the rotator-angle of the instrument during the observation, e) Variations of the airmass, and f) the FWHM of the fitted Gaussian profile variations of the target.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

The eccentricity and argument of periastron were fixed to 0. We tested several different systematic noise models. For the transit on January 16, 2015, the model with the smallest BIC is a combination of a second-order polynomial of the time and a first-order polynomial of the FWHM and of the sky variations, while for the transit on January 19, 2015, the best model is a combination of a second-order polynomial of the airmass and a first-order polynomial of the FWHM and of the sky variations. Since the variation in rotator angle covered a range greater than 60° during the second transit (see figure 5.3), we found some significant rotator-angle dependent systematics at the end of the observation, in Chapter 6, Sect. 6.7.1, we performed a more detailed study of how the rotator angle affects GTC observations. The effect of the rotator angle was taken into account after discarding other possible factors, such as the background, the air mass, the seeing variation, the stars position on the CCD, etc. This effect leads to small variations in the flux of the stellar spectra and in consequence in the light curve. To compensate such effect, it was necessary to multiply both models by a sinusoidal factor depending on the angle of the rotator (see eq. 5.1 and 5.2). Fig. 5.5 shows the light curves, that show small variations. These variations are caused by the rotator angle effect. The figure also shows the improvement in the light curve after incorporation of an extra factor in our model to fit correctly. The analysis of both white light curves resulted in a photometric precision of 217 and 285 ppm, respectively, measured as the rms dispersion of the residuals from the best-fit model, for a cadence of about 1 point per minute. The results for the transit depths are listed in Table 5.1 together with the previously reported values. Besides calculating the physical parameters of each transit individually, the joint fit of both transits was used to improve the signal-to-noise and to obtain more precise physical parameters. The middle transit time calculated for our night along with those calculated by other authors (Smith et al. 2012; Mancini et al. 2016) were fitted with a straight line to obtain the updated period (to see Fig. 5.4).

$$P[\text{days}] = 1.537365 \pm 0.000006$$

Regarding the radius ratios, our results agree only with the study done by Mancini et al. (2016). The radius ratios of Smith et al. 2012 and Maciejewski et al. 2016 are discrepant from ours at the level of more than 2σ . We note that the results of these two papers were derived from partial transits acquired with smaller telescopes.

Reference	R_p/R_s	b	T_{14} (days)	Period (days)
This work (January 16, 2015)	0.1345 ± 0.0014	0.6503 ± 0.0068	0.07685 ± 0.00028	1.5373653 ± 0.0000081
This work (January 19, 2015)	0.1362 ± 0.0004	0.6469 ± 0.0072	0.07724 ± 0.00025	1.5373653 ± 0.0000081
This work (Both night)	0.1357 ± 0.0006	0.6501 ± 0.0049	0.07723 ± 0.00020	1.5373653 ± 0.0000081
Mancini et al. 2016	0.1367 ± 0.0005	-	-	$1.53736596 \pm 0.00000024$
Maciejewski et al. 2016	0.1391 ± 0.0012	0.657 ± 0.033	-	1.5373639 ± 0.0000014
Smith et al. 2012	0.1383 ± 0.0014	0.665 ± 0.013	0.07566 ± 0.00042	1.5373653 ± 0.0000026

Table 5.1: Radius ratios of Wasp-36b from our work and previous studies.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

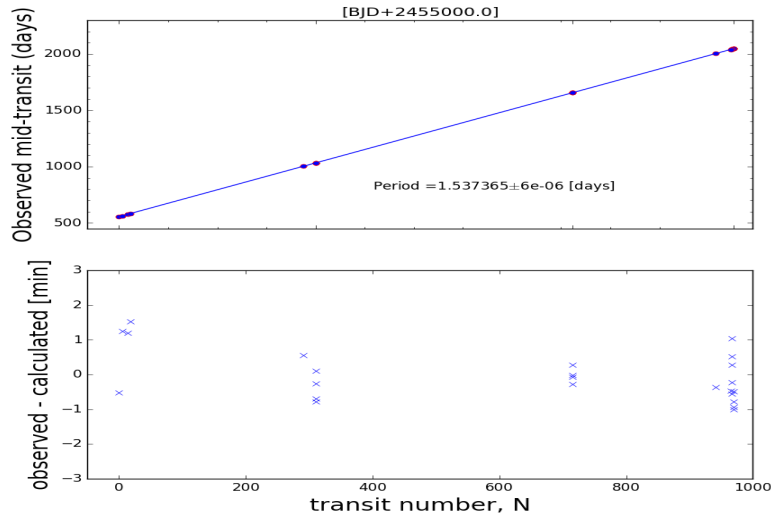


Figure 5.4: Timing data of WASP-36b. Top panel: the measured mid-times of exoplanet transits, to which a line is fit by least-squares. Bottom panel: the residuals of that fit, which is the conventional observed minus calculated (O-C) diagram.

5.5 Variation of the planetary radius with wavelength

To derive the transmission spectra for Wasp-36b in both nights we used the method described in Chapter 4.6, using bins width with identical integrated flux (Fig. 5.6).

We fitted the spectroscopic light curves using the following systematic baseline models (inherited from the white light model of each night):

For the transit on January 16, 2015:

$$B = cte + a_1 \cdot \text{airmass} + a_2 \cdot \text{airmass}^2 + b \cdot \text{Fwhm} + c \cdot \text{Sky} + d_1 \cdot \sin(d_2 \cdot \text{Rotang} + d_3) \quad (5.1)$$

For the transit on January 19, 2015:

$$B = cte + a_1 \cdot \text{airmass} + a_2 \cdot \text{airmass}^2 + b \cdot \text{Fwhm} + c \cdot \text{Sky} + d_1 \cdot \sin(d_2 \cdot \text{Rotang} + d_3) \quad (5.2)$$

We fixed the values of the wavelength-independent parameters (b , T_0 , T_{14}) to those obtained in the white light curve analysis, and the limb darkening coefficients at each individual spectroscopic

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

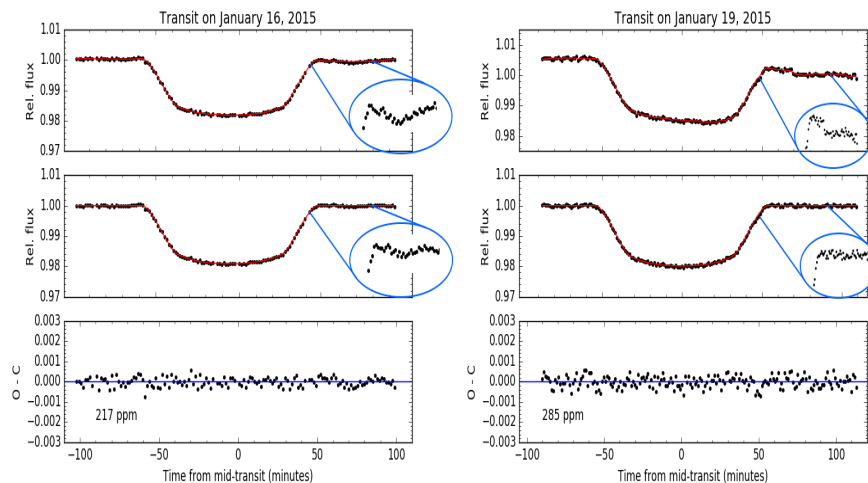


Figure 5.5: White light curves of WASP-36b on 01-16-2015 (left) and on 01-19-2015 (right). Panels from top to bottom show: (1) Normalized flux ratio between Wasp-36 and the reference star, overlaid with the best fitting model. The blue circle shows the area affected by the rotator angle position; (2) The transit light curve after removing the systematics, overlaid with the best fitting transit model. The blue circle shows the area were the correction against the rotator angle had the most effect; (3) The best fit light curve residuals.

light curve were fixed to the values by Espinoza & Jordán (2015) code, using the same stellar parameters as those used in the white light curve. The transmission spectrum was derived for each night individually, but was also derived from a joint fit of both nights. In the analysis of the combined nights, the same systematic model has been used for each night as the one used in the individual analysis. The derived values of R_p/R_s in the different passbands are given in Table 5.2. The raw spectroscopic light curves and the detrended ones are shown in Fig. 5.7 and plotted in Fig. 5.8. Figure 5.9 shows the root mean square (rms) as a function of the wavelength.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Table 5.2: Best fit results for the planet-to-star radius ratio for the night 16 and 19, and for a joint model of both nights together.

Channel	λ [nm]	Night 16	Night 19	Both Nights
#1	513-534	0.1321 \pm 0.0005	0.1343 \pm 0.0006	0.1327 \pm 0.0004
#2	534-551	0.1351 \pm 0.0008	0.1326 \pm 0.0006	0.1328 \pm 0.0005
#3	551-566	0.1334 \pm 0.0009	0.1329 \pm 0.0005	0.1324 \pm 0.0003
#4	566-580	0.134 \pm 0.0007	0.133 \pm 0.0005	0.1327 \pm 0.0004
#5	580-594	0.1342 \pm 0.0007	0.133 \pm 0.0006	0.1328 \pm 0.0004
#6	594-607	0.1333 \pm 0.0006	0.1335 \pm 0.0005	0.133 \pm 0.0003
#7	607-621	0.1336 \pm 0.0011	0.1322 \pm 0.0013	0.1325 \pm 0.0008
#8	621-634	0.1331 \pm 0.0015	0.133 \pm 0.001	0.1327 \pm 0.0007
#9	634-647	0.1352 \pm 0.0014	0.1337 \pm 0.0012	0.1339 \pm 0.0008
#10	647-660	0.1325 \pm 0.0013	0.1344 \pm 0.0006	0.1337 \pm 0.0005
#11	660-672	0.1324 \pm 0.0007	0.1336 \pm 0.0005	0.1329 \pm 0.0003
#12	672-685	0.1339 \pm 0.0005	0.135 \pm 0.0006	0.1342 \pm 0.0004
#13	685-698	0.1348 \pm 0.0008	0.1342 \pm 0.0005	0.1338 \pm 0.0004
#14	698-711	0.1338 \pm 0.0006	0.136 \pm 0.0005	0.1351 \pm 0.0003
#15	711-724	0.1341 \pm 0.0006	0.136 \pm 0.0004	0.1352 \pm 0.0003
#16	724-738	0.1314 \pm 0.0009	0.1351 \pm 0.0006	0.1337 \pm 0.0005
#17	738-753	0.1311 \pm 0.0011	0.1349 \pm 0.0006	0.1338 \pm 0.0005
#18	753-771	0.1353 \pm 0.0011	0.1373 \pm 0.0007	0.1357 \pm 0.0006
#19	771-787	0.1346 \pm 0.0012	0.1337 \pm 0.0006	0.1333 \pm 0.0005
#20	787-805	0.1365 \pm 0.0011	0.1364 \pm 0.0007	0.1358 \pm 0.0006

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

5.5 Variation of the planetary radius with wavelength

129

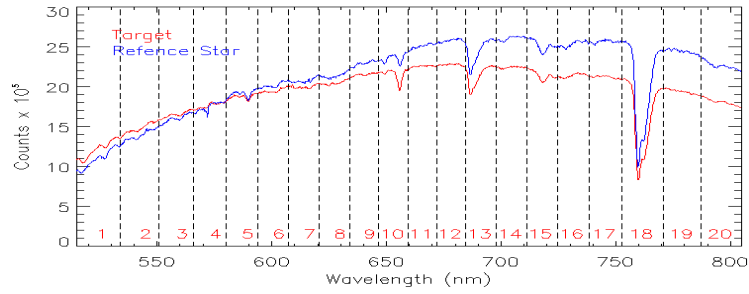


Figure 5.6: The red and blue spectra corresponds to the target and the reference star, respectively. Indicated in dashed black lines are the limits of the narrow band channels, which have the same integrated flux.

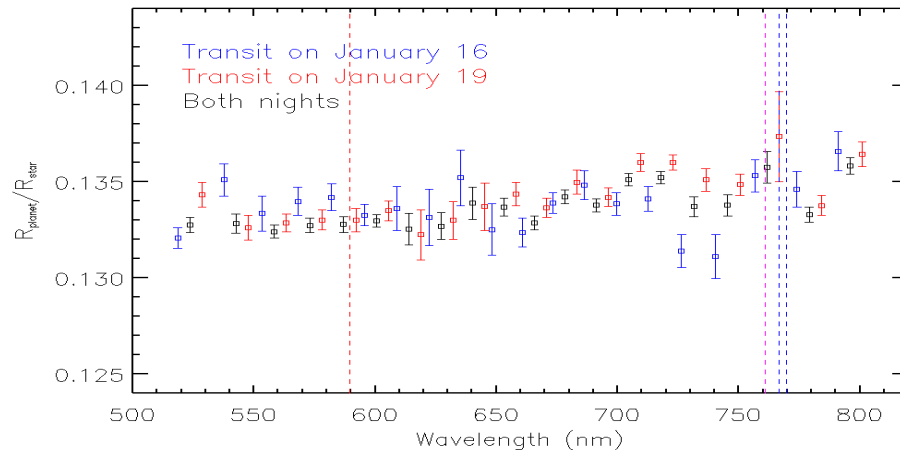


Figure 5.7: Transmission spectrum of Wasp-36b for night 16 (blue squares) and night 19 (red squares). An analysis combining the two nights of observation results in the transmission spectrum given by the black squares. Data from night 16 and 19 are shown for clarity with an arbitrary offset in the X axis of -5 and 5 Å. The vertical lines show the sodium (red), the telluric (pink) and the potassium doublet (blue) lines.

The transmission spectra derived from both nights are in full agreement of each other for wavelengths below to 700 nm. While there is a significant decrease on the transit depth in the night 16 we detect an increase in the 19 data on these wavelengths. This trend is also noted when

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

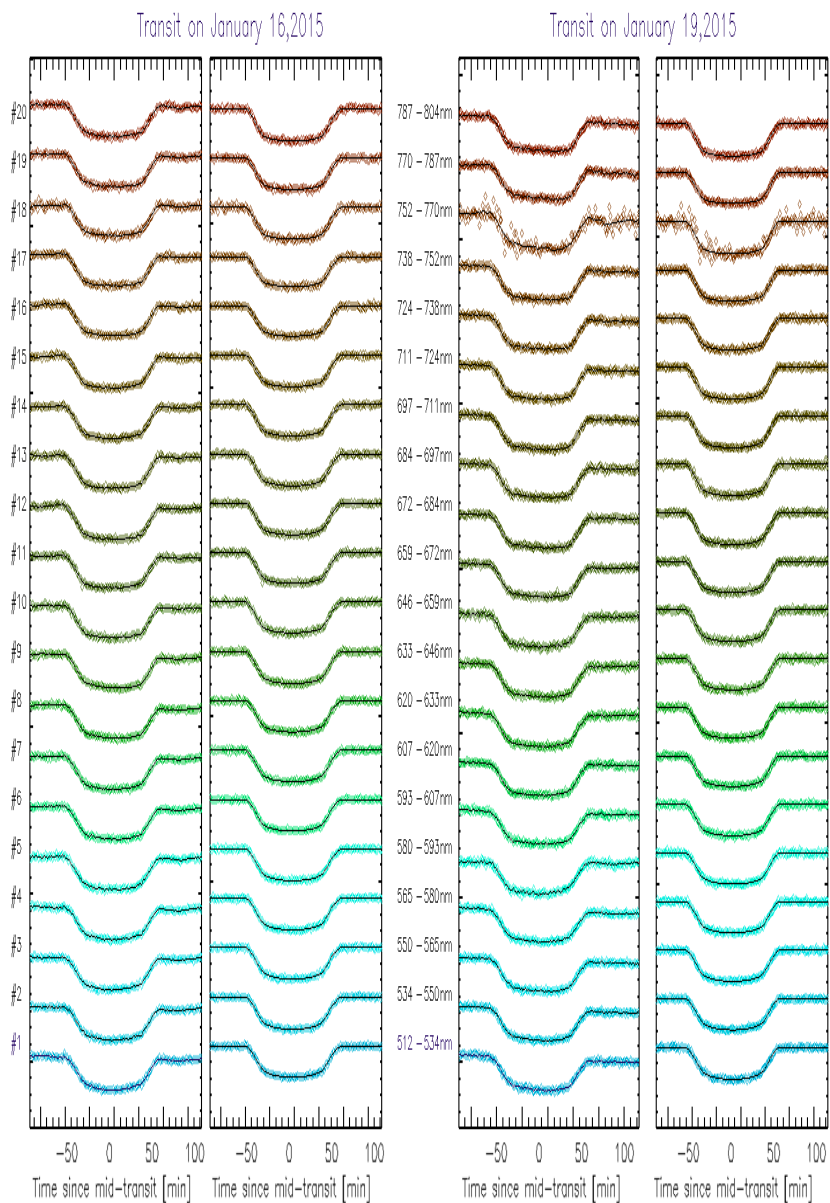


Figure 5.8: All 20 narrow band channel light curves before and after correction from the systematic noise, overplotted with the best fit model (black line). The light curve in the 752-770 nm range is noisier than the others because in this bins falls the telluric O₂ absorption band and therefore there is less flux.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

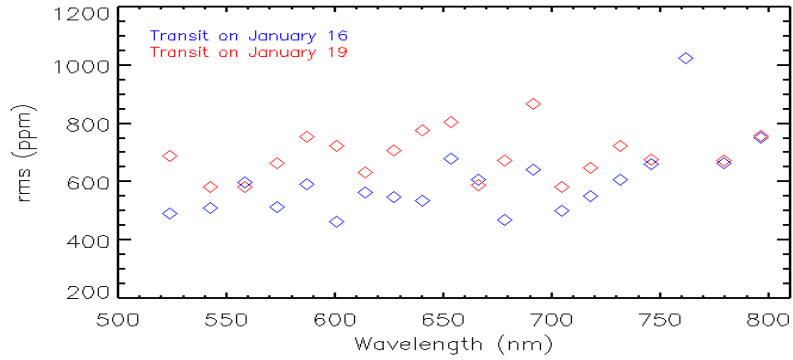


Figure 5.9: Root mean square (rms) as a function of the wavelength of the spectroscopic transit light curves for both nights.

combining an analysis combining the two nights of observations is derived, showing a significant increase in the apparent planet radius from 700 nm onwards.

This detected trend motivated a further study the transmission spectrum with the combined data of both transits in the reddest region. It should be noted that the color bins in this area are noisier due to the low signal. In this second study, we choose equal-sized bins, to be compared with our first result, and to identify if there are bins with more systematic noise than others. Just like the first study, the limb darkening coefficients were fixed to the values provided by the Espinoza & Jordán (2015) algorithm. Figure 5.10 shows the new result. The new transmission spectrum shows evidence of an abrupt change in the size of the planet from 700 nm onwards. From 500 to 690 nm we derived a mean radii ratio of $R_p/R_s = 0.1331 \pm 0.0002$ and from 690 to 900 nm of $R_p/R_s = 0.1348 \pm 0.0004$. This leads to a difference of more than 3σ between the planet size obtained in redder and bluer part. Alternatively, a linearly increasing R_p/R_s against wavelength could be postulated, with some outliers (mostly those at 630 and 710 nm).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

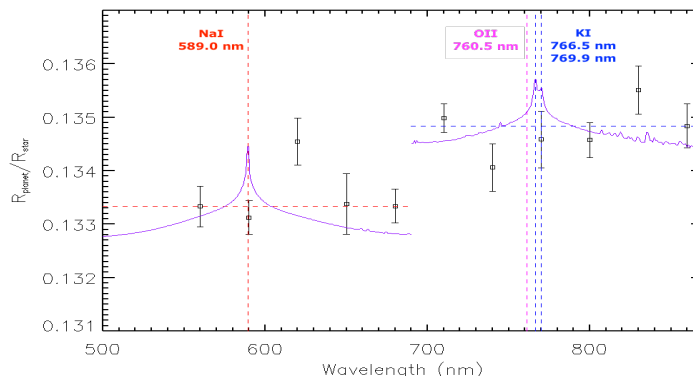


Figure 5.10: Transmission spectrum of WASP-36b combining the two nights. There is an indication of an abrupt change in planet size from 700 nm onwards. The two horizontal color lines show the mean radius ratios from each area. The vertical dashed red and blue lines determine the sodium, NaI, (589.0 nm) and potassium, KI, (766.5 and 769.9 nm) lines, respectively. The pink dashed line shows the telluric line of O_{II} (760.5 nm). The purple line shows a cloud-free models for each wavelength regions.

Neither transmission spectrum can be explained by theoretical models of planetary atmospheres. Our result suggests a strong absorbers redwards of 700 nm without Na and K opacity, as shown by the cloud-free model in Figure 5.10. However, we can not rule out that the problem comes from systematic sources. In the modeling of the white light curve of both nights we noticed that it was necessary to introduce an additional term as a function of the rotator angle to get a good fit. Previous studies on the planet transmission spectrum with the OSIRIS/GTC instrument have noted the same problem with this systematic (Nortmann et al. 2016; Chen et al. 2017a). Furthermore, in the following chapter we present a result where the large variation of the rotator angle during our observation prevented us from seeing the transit in our data. Therefore, the mechanism responsible for increasing the radius at wavelengths greater than 700 nm is difficult to determine. Further observations of WASP-36 b are suggested in two different ways. On the one hand, by setting a different configuration to those used with OSIRIS/GTC and/or taking simultaneously broad-band photometry. This way, we would be able to determine which is the source of the abrupt change in the size of the planet. Figure 5.11 shows the main result, where the transmission spectrum from GTC/OSIRIS is clearly not compatible with the spectrum obtained by Mancini et al. (2016), which itself is very problematic to explain with astrophysical causes. Our transmission spectrum is relatively flat compared to their spectrum, with a gradient of opposite orientation. The figure also shows an analysis of bins with the same

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

5.5 Variation of the planetary radius with wavelength

133

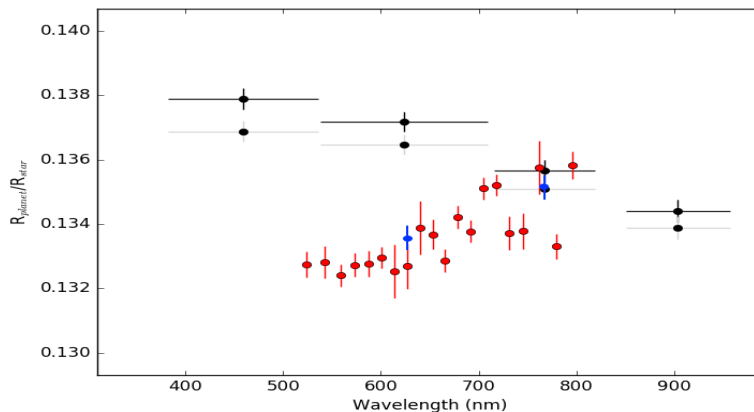


Figure 5.11: Averaged results for both nights for the wavelength dependent planet radius of WASP-36b (red circles) compared with the result from Mancini et al. (2016) (black circles). The blue dots represent bins of the same size as the photometric bands used by Mancini et al. (2016).

size as the photometric bands used by Mancini et al. (2016). This new result is not compatible with the Mancini et al. (2016) result but fully compatible with our smaller bins result.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19



Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

6

Two pairs of twin planets: HAT-P-33b vs HAT-P-41b and Kepler-7b vs Kepler-12b

In this chapter we attempt a comparative analysis of transmission spectra of twin planets, that is, planets with almost the same physical properties. This is done in order to test how similar or not their atmospheres are, when only one of their relevant physical parameter is significantly different. However, the comparative study of their atmospheres are not conclusive due to technical problems that occurred during the observations and that are explained below.

6.1 Twin planets: Overview and motivation

Thanks to various ground-based surveys (OGLE, TrES, WASP, HAT, XO, KELT,...) and the CoRoT and Kepler missions (Baglin et al. 2006; Borucki et al. 2010), in about one decade more than 200 exoplanets with measured sizes of more than half the radius of Jupiter have been discovered. For a few of these, several atmospheric constituents such as sodium, water vapor, titanium oxide, etc have been identified, using challenging observations that required exquisite precision. These were limited to space observatories such as HST and Spitzer, until ground-based instrumentation on 8-10 m telescopes and innovative observing techniques allowed the first detections using transmission spectroscopy in 2008 (Redfield et al. 2008). The original motivation of the observations described in this chapter was to explore atmospheres of twin planets, which have similar physical parameters as close as as possible. For this purpose, we searched among the known exoplanets for pairs of planets that would share nearly identical physical properties except for one or few parameters. We identified two pairs of planets for this goal; the "HAT-P" twins, and the "Kepler" twins. In the case of the two selected HAT-P planets (Table 6.1), the differing parameter is the distance to the host star, and thus its equilibrium temperature. For the two Kepler planets (Table 6.8, discussed in Section 6.6), the main difference is the optical albedo measured with Kepler.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

6.2 HAT-P-33b and HAT-P-41b

The exoplanets HAT-P-33b (Hartman et al. 2011) and HAT-P-41b (Hartman et al. 2012) (see Table 6.1) have nearly identical masses ($0.8 M_{Jup}$), and radii of around $1.7 R_{Jup}$. The temperature of their host stars is ≈ 6400 K. They orbit at slightly different distances to their slightly evolved host stars, which translates into incident fluxes that differ by about 40%. Their difference in the equilibrium temperatures T_{eq} , assuming zero albedo, is thus about 150 K (see Table 6.1). This means that the strength of the atmospheric circulation is expected to be different in both atmospheres, and the absorption in the main detectable features (Na and K lines) is expected to behave differently. The two exoplanets orbit bright stars with almost the same V magnitude. For a third comparable giant exoplanet, WASP-17b (see Table 6.1), a preliminary transmission spectrum measured with HST was presented by Mandell et al. (2013), showing a very clear detection of Na without a sign of K. This detection is within reach of the precision that is achievable with the GTC/OSIRIS.

Table 6.1: Parameters of the HAT-P-41b and HAT-P-33b twin planets studied in this work and also WASP-17b for comparison. Data taken from <http://www.exoplanets.org/>

	HAT-P-33b	HAT-P-41b	WASP-17b
Planetary radius (R_{Jup})	1.686 ± 0.045	1.685 ± 0.070	1.93 ± 0.07
Planetary mass (M_{Jup})	0.76 ± 0.10	0.80 ± 0.10	0.51 ± 0.03
Surface gravity ($\log g_p$)	2.85 ± 0.06	2.84 ± 0.06	2.75 ± 0.06
Host star T_{eff} (K)	6446 ± 88	6390 ± 100	6550 ± 100
Host star Radius (R_{\odot})	1.64 ± 0.03	1.68 ± 0.05	1.20 ± 0.08
V mag	11.19	11.08	11.60
Period (d)	3.47	2.69	3.73
T_{eq} (K)	1782 ± 28	1941 ± 38	1756 ± 28
a/R_s	$6.57^{+0.10}_{-0.26}$	$5.44^{+0.09}_{-0.15}$	$9.0^{+0.15}_{1.10}$
a (AU)	0.0499 ± 0.0005	0.0426 ± 0.0005	0.0499 ± 0.0008

6.3 Observations

Data of HAT-P-33 were taken with OSIRIS during a transit on the night of January 19, 2016 and two transits with similar configuration for HAT-P-41 were acquired on the nights of July 05 and 13, 2016; the last one with notable amount dust in the air (calima). The chosen reference star for HAT-P-33 ($R_{mag}=10.6$) was similar in brightness ($R_{mag}=10.3$), falling into the same CCD. By contrast, for HAT-P-41 ($R_{mag}=11.2$), the reference star was brighter ($R_{mag}=10.6$). In this case, each star was placed on different CCDs. A Slit of $40''$ width was used for HAT-P-33

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

and one of 12" width for HAT-P-41, to test possible differences between one slit and another.

6.4 Analysis of HAT-P-33b

The data reduction followed the steps described in Sect. 2.1. Special issues in the observation and analysis of the HAT-P-33b data were as follows: The one-dimensional spectra were extracted using a fixed aperture. The size of the aperture was determined by minimizing the standard deviation of the white light curve residuals among the data sets created with various aperture sizes. Fig. 6.1 shows the apertures chosen for the target and the reference star.

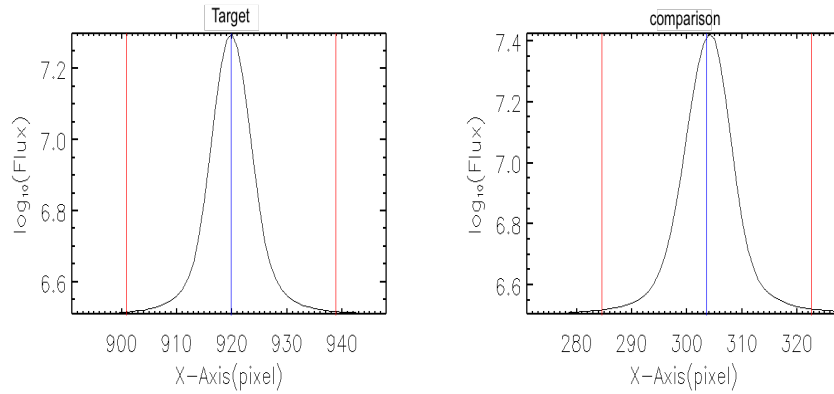


Figure 6.1: Sum over all the wavelength in the white flux profile. Left: Target flux. Right: flux of the comparison star. The red line indicates the aperture width chosen to calculate the total flux (36 pixels).

6.4.1 A "Ghost" in the reference star spectra

The second half of the transit data was contaminated by a light reflection passing over the detector, contaminating the reference star spectrum (see figure 6.2). Internal reflections of moon light, to 43 degrees, on the detector are thought to be the responsible of this contamination. The moon was to 43 degrees of our target.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

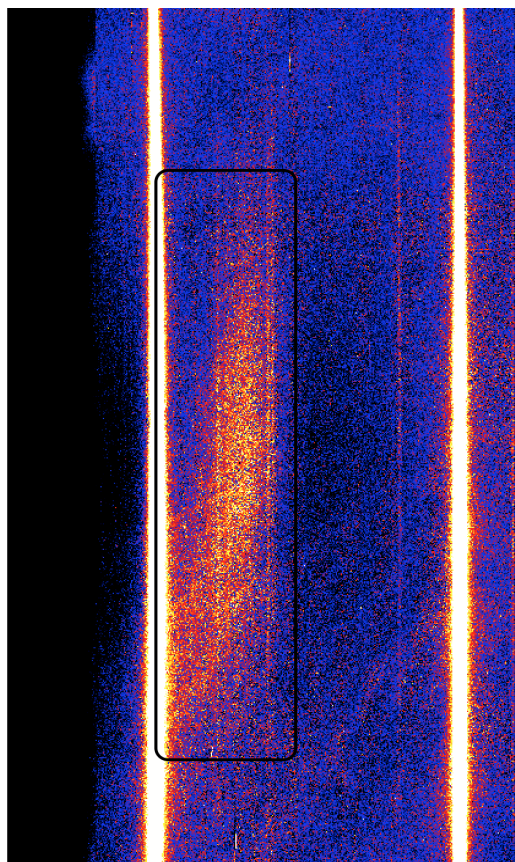


Figure 6.2: Example of an image which was contaminated by an internal light reflection. The image shows the spectrum of the reference star (bottom) and of HAT-P-33 (top). The contaminating light reflection is marked by a black rectangle.

Due to this problem during the observation, the sky on both sides of the reference star spectrum was not uniform. We decided to perform different sky extraction tests and see how they behaved. Sky extractions were made both to the left and right of the contaminated spectrum. Fixed width apertures were chosen and placed at different distances from the spectrum, and the average sky was extracted as a function of time. Fig. 6.3 shows these apertures and their sky fluxes, as a function of time.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

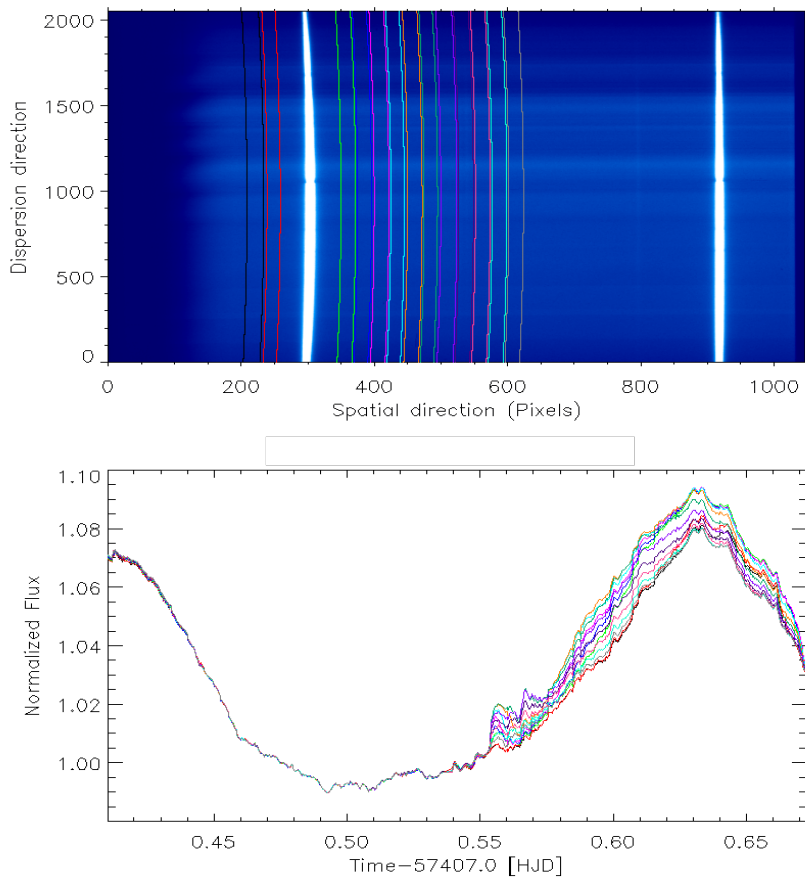


Figure 6.3: Top panel: Different apertures chosen to the right and left of the reference star spectrum. Bottom panel: Average sky values in the different apertures as a function of time.

As shown in Fig. 6.3, the sky variation increases in regions closer to the spectrum, being maximum at a certain position in the slit closest to the spectrum, indicating that light contaminates the reference star's spectrum. In view of this result, we attempted to correct the sky background on the spectra of the reference star using the different sky apertures. We finally choose the one that gave a white light curve with less noise in the flat part of the transit. Figure 6.4 shows the reference star fluxes using the different sky background apertures together with the white light

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Chapter 6. Two pairs of twin planets: HAT-P-33b vs HAT-P-41b and
 140 Kepler-7b vs Kepler-12b

curves that were obtained.

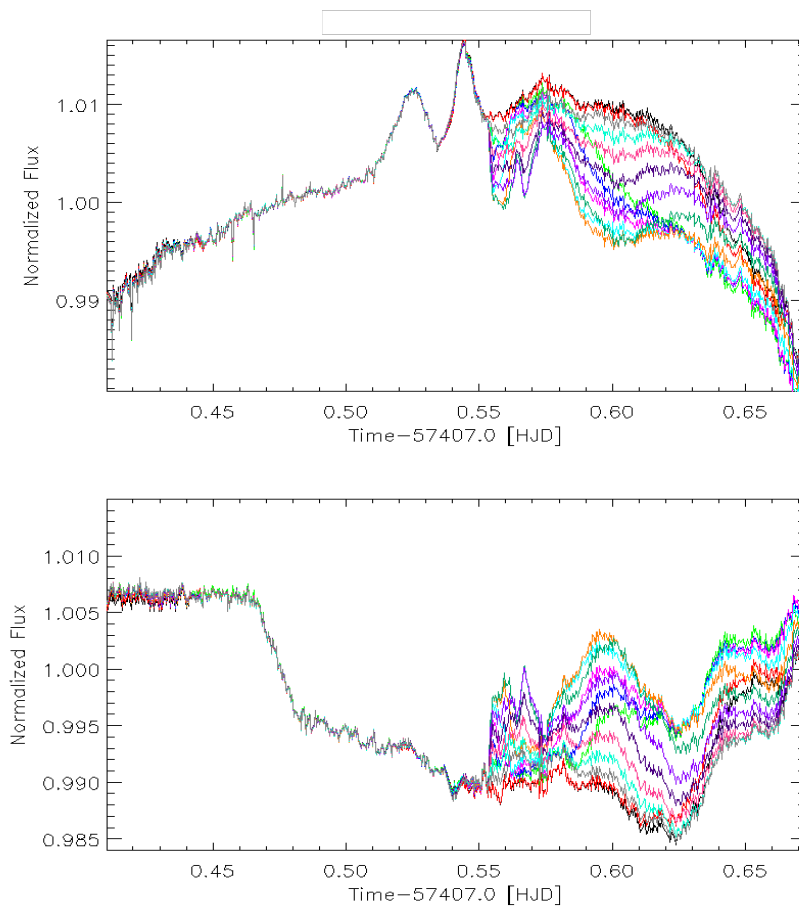


Figure 6.4: Top panel: Reference star fluxes corrected against sky flux by different apertures. Bottom panel: Normalized light curves of the target star divided by the reference star, using the different apertures.

In Fig.6.4 it can be seen that using the sky apertures to the left of the reference star spectrum (red and black curves at top in the upper panel and at bottom in the lower panel), the obtained

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

white light curves are less affected by systematic noise. Although it should be noted that the spectrum of the reference star was not completely corrected, and residual systematics in its light curve are remaining. The final white light curve chosen for the following analysis was the one with the sky correction using the left-most aperture (black aperture in Figure 6.3). It is plotted in Fig. 6.5

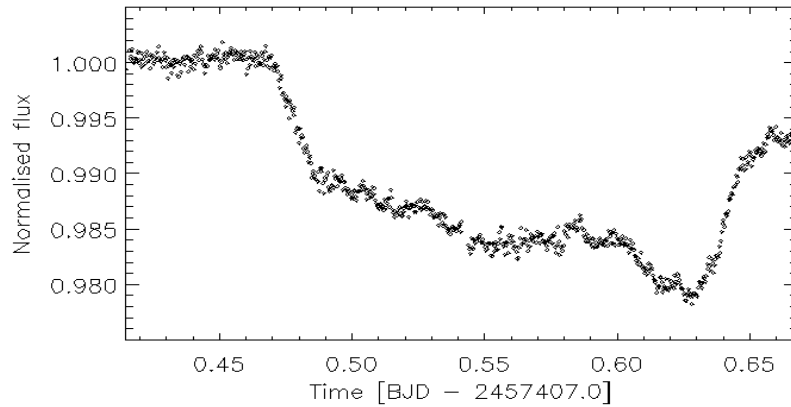


Figure 6.5: White light curve of HAT-P-33b obtained with the selected best sky background aperture.

6.4.2 White light curve analysis

Figure 6.6 shows the different state vectors monitored during the observations of HAT-P-33. From the figure it can also be derived that the night was affected by atmospheric changes in seeing and sky background due to the moon contamination. Also a technical problem in the guiding of the telescope affected the observation around time 0.535 (+57407.0 [BJD]), which was also present in the dispersion direction.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Chapter 6. Two pairs of twin planets: HAT-P-33b vs HAT-P-41b and
 Kepler-7b vs Kepler-12b

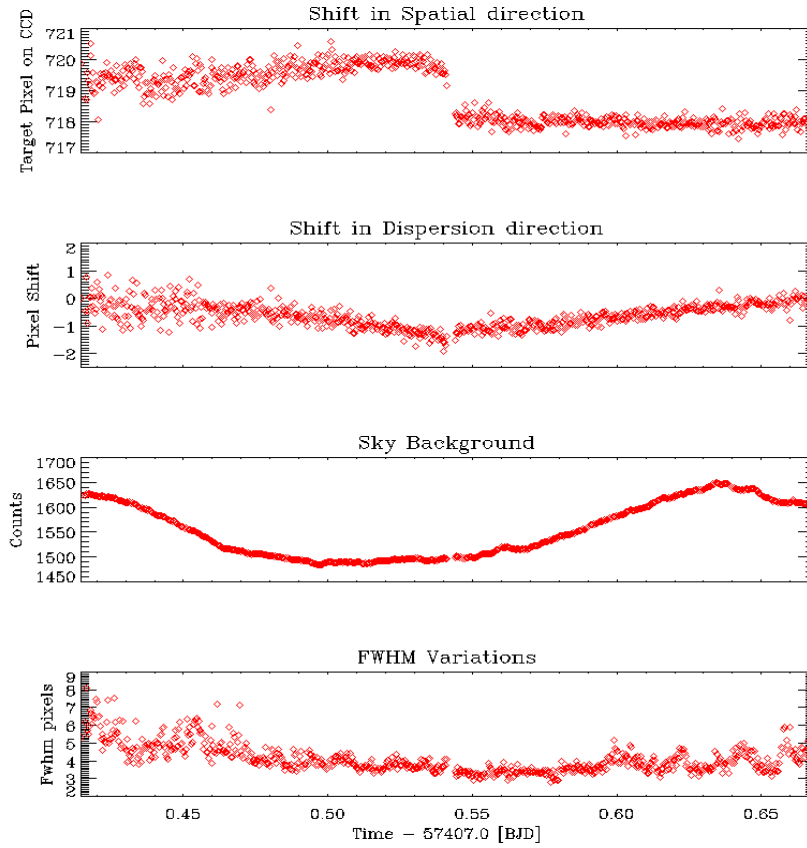


Figure 6.6: Time series of different vectors of HAT-P-33b: From top to bottom: a) Shift in spatial direction, showing the pixel variation in X-axis of the target spectra, b) Shift in dispersion direction, showing the pixel variation in Y-axis respect to the first image, c) Sky background, showing the average value on left side of the spectrum (the less affected side by Moon contamination), d) FWHM of the fitted gaussian profile to the target.

The input parameters in the transit model were taken from Wang et al. (2017): the impact parameter $b = 0.151 \pm 0.10$, the transit depth $R_p/R_s = 0.10097 \pm 0.00056$, the transit duration $T_{14} = 0.18075 \pm 0.00097$ days and the orbital period, $P = 3.474474$ days, which was kept fixed. The input mid-transit time, $T_0 = 7407.556 \pm 0.005$ [BJD +2450000.0], was estimated from the transit white light curve. The limb darkening coefficients were derived from Espinoza & Jordán's

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

code and fixed, with quadratic limb-darkening coefficients of $u_1 = 0.540$ and $u_2 = 0.306$. The eccentricity and argument of periastron were fixed to 0. A model that uses the combination of a second-order polynomial of the time, a first-order polynomial of the FWHM and the drift in spatial direction, and a second-order polynomial of the sky background yields the best fit for the data, i.e. a model of the form:

$$B = const + a_1 \cdot t + a_2 \cdot t^2 + b \cdot x_{pos} + c \cdot FWHM + d \cdot sky + e \cdot sky^2 \quad (6.1)$$

Fig.6.7 shows a plot of the white light curve with the selected model. The parameter that had the principal effect in removing the lower bump at BJD 0.52 was the correction against the sky background.

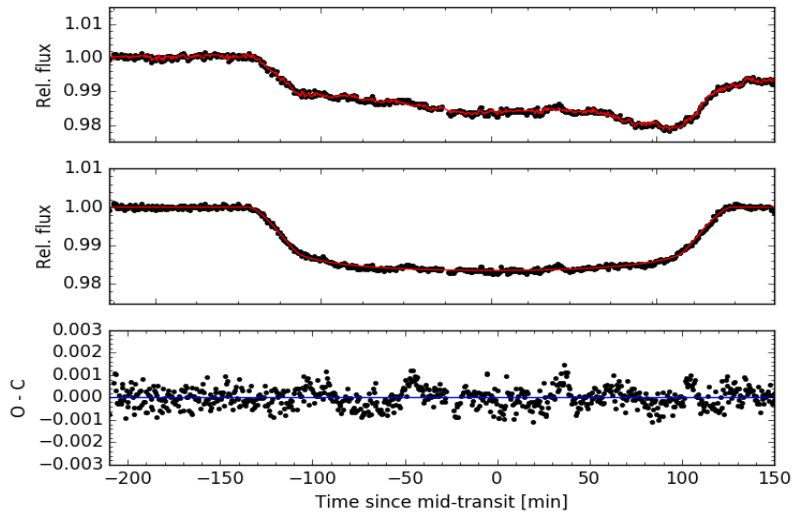


Figure 6.7: White light curve of HAT-P-33b. The panels from top to bottom show: (1) normalized flux ratio between HAT-P-33 and the reference star, overlaid with the best fit model; (2) the transit light curve after removing the systematics, overlaid with the best fit transit model; (3) the residual from the best fit light curve.

The results of the model fit of the transit light curve are listed in Table 6.2, together with those presented in other studies. The resulting transit parameters don't agree with those from Hartman et al. (2011) nor with the ones from Wang et al. (2017). The results of Hartman et al. are based on a partial-transit light curve only, while the results of Wang et al. are based

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

on seven complete light curves. Our physical parameters could be different to those from the literature due to we could not decontaminated the white light curve completely. The middle transit time calculated for our night along with those calculated by other authors (Hartman et al. 2011; Wang et al. 2017) were fitted with a straight line to obtain the updated period (to see Fig. 6.8).

$$P[\text{days}] = 3.474484 \pm 0.000033$$

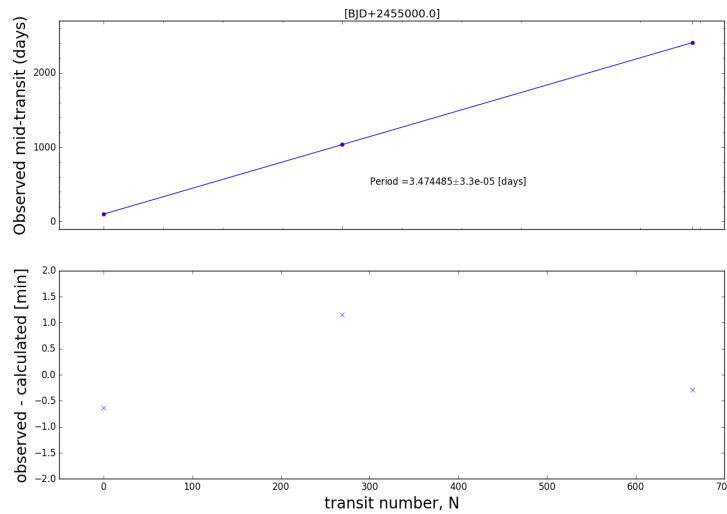


Figure 6.8: Timing data of HAT-P-33b. Top panel: the measured mid-times of exoplanet transits, to which a line is fit by least-squares. Bottom panel: the residuals of that fit, which is the conventional observed minus calculated (O-C) diagram.

6.4.3 Results and discussion of the transmission spectrum

As described previously, we attempted to correct the light introduced from the moon contamination that contaminated the reference star spectrum. However, the light curve finally chosen for the study still had a residual systematic. Therefore, when studying the transmission spectrum, we decided to create the smallest possible color bins. The reason for creating as small colored bins as possible yet, consistent with the resolution of the used grism, was to ensure that the

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Table 6.2: Fitting model parameters of HAT-P-33b comparing with previous studies.

Parameter	This work	Hartman et al. (2011)	Wang et al. (2017)
R_p/R_*	0.10215 ± 0.00021	0.1058 ± 0.0011	0.10097 ± 0.00056
Impact parameter	0.185 ± 0.079	0.325 ± 0.002	0.151 ± 0.1
T_0 [BJD]	$2457407.56029 \pm 0.00028$	$2455110.50255 \pm 0.00023$	$2456035.137750 \pm 0.00027$
Duration [days]	0.1805 ± 0.0005	0.1839 ± 0.0005	0.18075 ± 0.00097

effect of the contaminant light was minimal on these bins, since this contamination changed very quickly in shape, size and luminosity throughout the detector, affecting different parts of the individual spectra. The minimum size suitable for our resolution is 10 nm wide. We carried out a similar analysis as in transmission spectra in previous chapters. In all cases, the impact parameter b , the middle transit time T_0 , the duration T_{14} and the period P were fixed to the best-fit values derived from the white light curve. The limb darkening coefficients were fixed to the values calculated for each color bin using Espinoza & Jordán's code. Figure 6.9 shows the 25 spectroscopic transit light curves and their respective best-fit transit model. Figure 6.10 shows the root mean square (rms) of the residuals as a function of the wavelength. Table 6.3 summarizes our results, listing the wavelength bins and the derived R_p/R_* values along with 1σ errors. Figure 6.11 plots these results, compared with several theoretical models that were computed for an atmospheric temperature of 1780 K and a surface gravity of 6.91 m/s^2 , as given by Wang et al. (2017). The models were averaged to the same wavelength bins as the derived transmission spectrum.

The same three models for clear, cloudy and hazy atmospheres as outlined in Sect. 4.8 have been applied. The same procedure as carried out in the TrEs-3b chapter (Section 3.7.1), to assess which model best matches the data, has been applied to HAT-P-33b. The results are summarized in Table 6.4. As can be seen in the figure and from the computed χ_{red}^2 values for each model, they do not give any favorable scenarios, against the others. Measurement errors prevent distinguish between any of the models.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Table 6.3: Best fit results for the HAT-P-33b planet-to-star radius ratios for the narrow band channel light curves.

state	λ (nm)	R_p/R_s
#1	545-555	0.1033 \pm 0.0028
#2	555-565	0.1031 \pm 0.0026
#3	565-575	0.1015 \pm 0.0034
#4	575-585	0.1042 \pm 0.0026
#5	585-595	0.0982 \pm 0.0039
#6	595-605	0.1038 \pm 0.0024
#7	605-615	0.1055 \pm 0.0025
#8	615-625	0.107 \pm 0.0028
#9	625-635	0.1032 \pm 0.0025
#10	635-645	0.1012 \pm 0.0023
#11	645-655	0.1035 \pm 0.0023
#12	655-665	0.1033 \pm 0.0024
#13	665-675	0.1016 \pm 0.0028
#14	675-685	0.1008 \pm 0.0028
#15	685-695	0.1007 \pm 0.0034
#16	695-705	0.1019 \pm 0.0026
#17	705-715	0.1033 \pm 0.003
#18	715-725	0.0948 \pm 0.0031
#19	725-735	0.098 \pm 0.0024
#20	735-745	0.1044 \pm 0.0024
#21	745-755	0.0986 \pm 0.0024
#22	755-765	0.1079 \pm 0.0041
#23	765-775	0.0995 \pm 0.0027
#24	775-785	0.0974 \pm 0.0025
#25	785-795	0.1041 \pm 0.0025

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

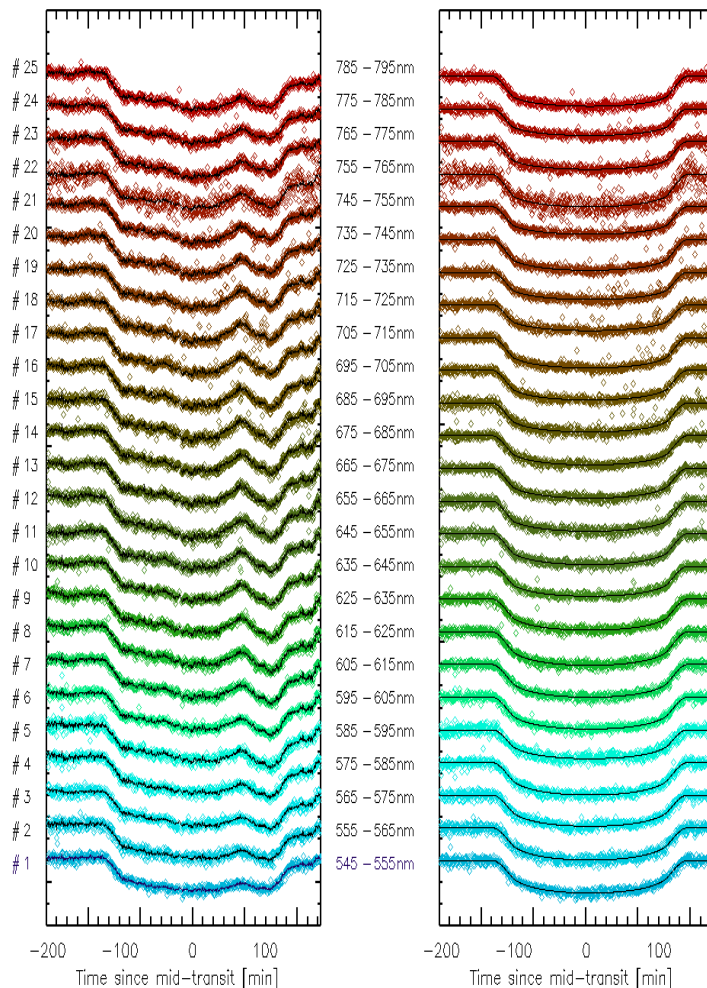


Figure 6.9: All 25 narrow band channel light curves of HAT-P-33, before and after correction from the systematic noise, overplotted with the best fit model (black line)

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

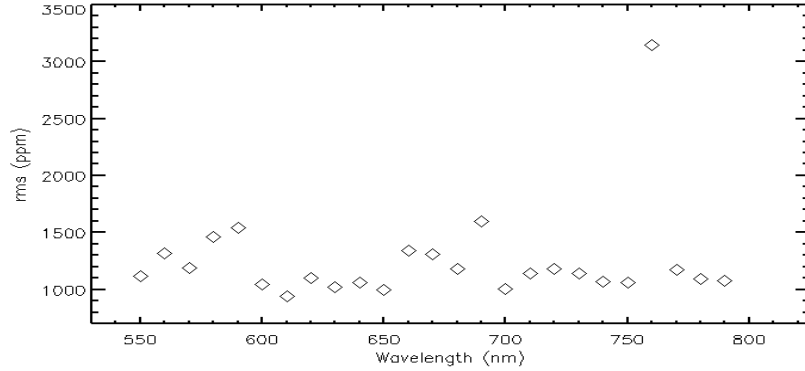


Figure 6.10: Root mean square (rms) as a function of the wavelength of the 25 spectroscopic transit light curves.

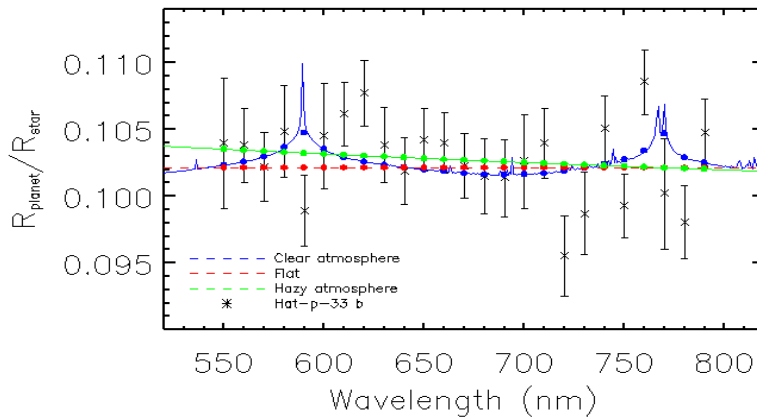


Figure 6.11: Transmission spectrum of HAT-P-33 b. Black crosses show the derived R_p/R_* 's and their uncertainties. Green, blue and red dashed lines correspond to hazy, flat and clear atmospheres, respectively. Filled circles indicate averages of the models within each wavelength bin.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Table 6.4: χ_{red}^2 for the different fitted atmospheric models

Model	χ_{red}^2
Flat atmosphere	$1.31^{+0.32}_{-0.31}$
Hazy atmosphere	$1.29^{+0.38}_{-0.36}$
Clear atmosphere	$1.55^{+0.35}_{-0.37}$

6.5 Analysis of HAT-P-41b

For the data reduction of the two observed transits of HAT-P-41b we applied the same process as for HAT-P-33b.

6.5.1 Contamination by overlapping close companion spectrum

The slit configuration established during the observations caused a faint companion close to HAT-P-41 to overlap with its spectrum as shown in Fig. 6.12, causing HAT-P-41's spectrum to become contaminated. The configuration of the observations could not avoid this, because no other suitable reference stars were found in the field. As a consequence, the additional flux on HAT-P-41's spectra had to be corrected by subtracting the relative flux contribution of the stellar companion. For that, at the end of the night of the first run, several individual spectra of HAT-P-41 and of the contaminant were taken, with the slit rotated to allow both spectra to be well separated. The individual measurements of HAT-P-41's spectra and the contaminant allowed us to correct for the excess light caused by the close companion. The decontamination of the spectra of HAT-P-41 was carried out by subtracting a factor from the individual spectrum of the contaminating star. The factor, corresponding to the excess light in the HAT-P-41 spectrum, was calculated as the ratio between the contaminated and isolated HAT-P-41 spectrum, both normalized at the same integration time. With this action, we cleaned the HAT-P-41 spectra of the companion star and they were ready to be analyzed (Fig 6.13).

6.5.2 Analysis of the transit on July 13, 2016

The transit on the night of 2016 July 13 was rendered useless for a transmission spectroscopic study due to calima and clouds, and was used in the further analysis only to estimate the time of the transit center. In this case, the total aperture width was 40 binned pixels (10.16 arcsec). Figure 6.14 shows the raw transit light curve we could derive from that first night.

The white light curves analysis was done as in previous chapters. The input parameters in the transit model have been taken from Hartman et al. (2012): The impact parameter $b = 0.222 \pm 0.010$, the transit depth $R_p/R_s = 0.1028 \pm 0.0010$, the orbital period $P = 2.694047$ days, which was fixed, and the duration of the transit $T_{14} = 0.1704 \pm 0.0012$ days. The input mid-transit time $T_c = 0.621 \pm 0.001$ [BJD + 2457583.0], was estimated from the white light transit. The

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Chapter 6. Two pairs of twin planets: HAT-P-33b vs HAT-P-41b and
 150 Kepler-7b vs Kepler-12b

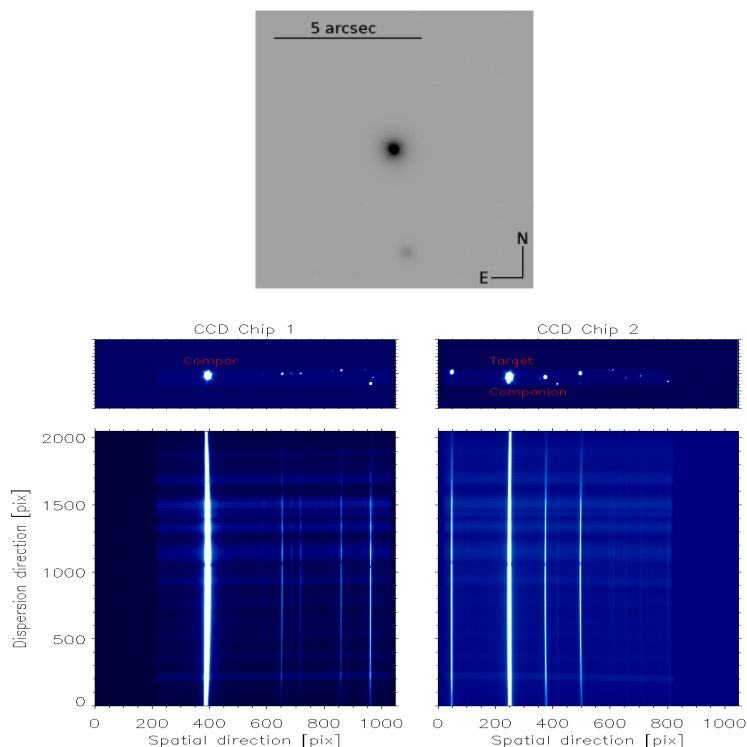


Figure 6.12: Top panel: H-band AO image of HAT-P-41 showing the $3.5''$ neighbor to the south (Wöllert et al. 2015). Bottom panel: Through-slit images (top panels) and corresponding dispersed two-dimensional spectra images (bottom panels). The GTC spectroscopic observations were recorded using two CCD chips, where the target star is on CCD2.

limb darkening coefficients were fixed, using stellar parameters of $\log g = 4.14$ and $T_{eff} = 6390$ K from Hartman et al. (2012), with quadratic limb-darkening coefficients of $u_1 = 0.191$ and $u_2 = 0.375$. The eccentricity and the argument of periastron were fixed to 0. Due to contamination of the companion star, a factor was added to the input parameters, which after, the code took into account to calculate the light curve model. This excess light had been corrected in the original spectra as explained in previous section, but this further correction factor was introduced in case the flux extraction of the contaminant would not have been total. The 'calima' of that night caused that the physical parameters of the planet from the light curve were not accurate. We only used that night's data to calculate the transit ephemeris and to update it. It was the only

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

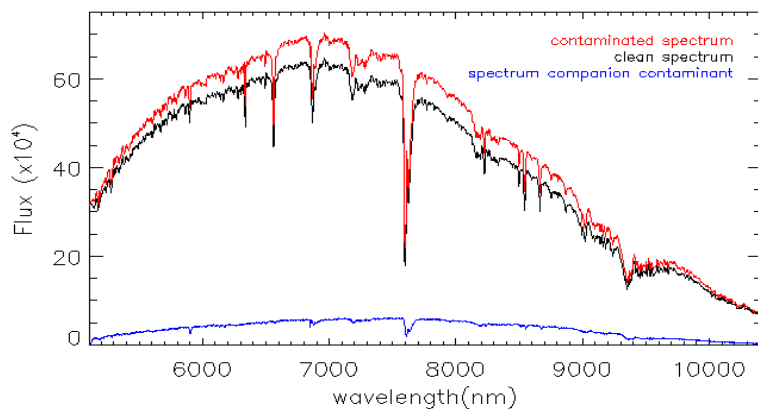


Figure 6.13: Example of the same contaminated and clean spectrum of HAT-P-41 together with the spectrum of the contaminating companion.

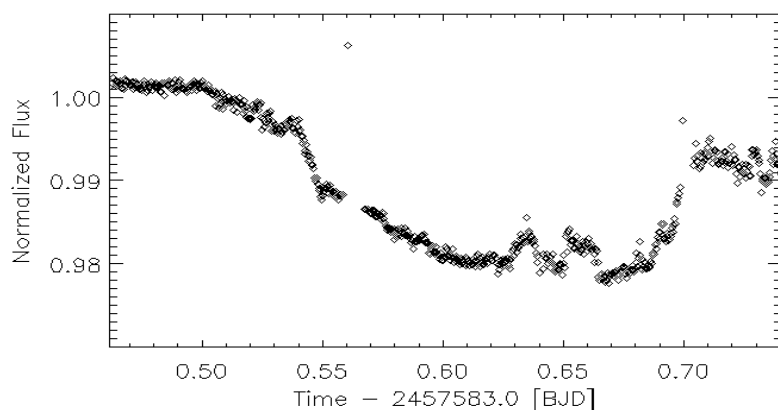


Figure 6.14: White light curve of HAT-P-41b on the night of 2016 July 13.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

parameter that was less affected by the bad conditions. We used a systematic model that took into account the FWHM, the sky variations and the rotator angle. The updated ephemeris after running our code was T_c [BJD] = 2457583.62098 ± 0.00019. A plot of the white light curve with the best-fit model can be found in Fig. 6.15.

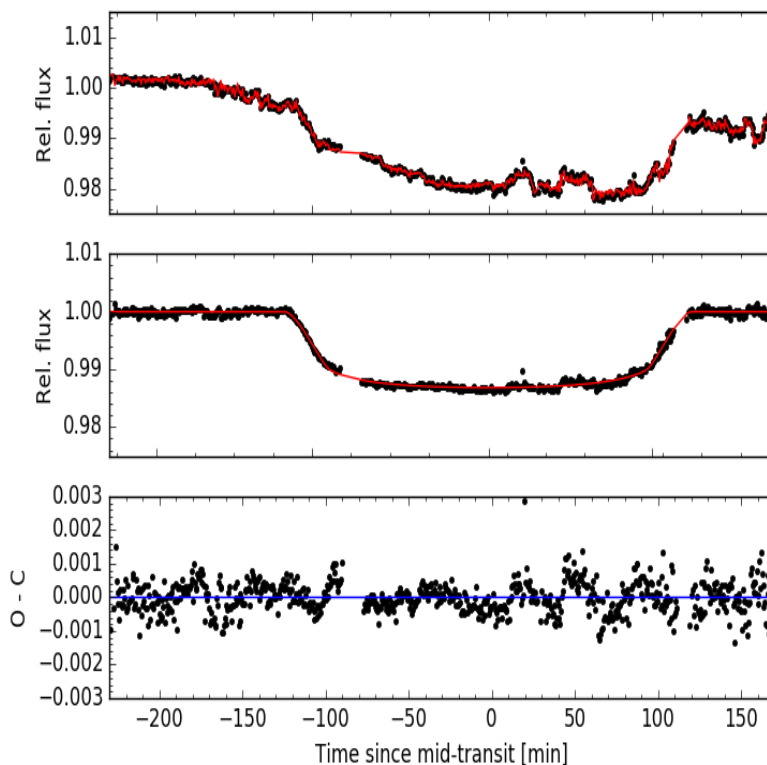


Figure 6.15: White light curve of HAT-P-41b on the night 2016 July 13. Panels from top to bottom show: (1) normalized flux ratio between HAT-P-41 and the reference star, overlaid with the best fit model; (2) the transit light curve after removing the systematics, overlaid with the best fit transit model; (3) the best fit light curve residuals.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

6.5.3 Analysis of the transit on July 5, 2016

The transit took place on the night of 2016 July 5 with good weather conditions. We used the same reduction method as the HAT-P-41b transit on July 13, 2016. The different systematic vectors monitored in this run as function of time are shown in Fig. 6.16.

As with all other transits, we tested several possible systemic models (see Chapter 2.6.1). The model that yielded the lowest BIC parameter is a combination of a first-order polynomial of the position drift in the dispersion direction (y_{pos}), the position drift in the spatial direction (x_{pos}), the FWHM variations, and a second-order polynomial function of the time, i.e. a model of the form:

$$B = const + a_1 \cdot t + a_2 \cdot t^2 + b \cdot x_{pos} + c \cdot y_{pos} + d \cdot FWHM \quad (6.2)$$

Using this systematic noise model we achieved a good fit to the data of this transit, with a normalized standard deviation of 626 ppm and a cadence of 4 points per minute. A plot of the white light curve with the best fit model can be found in Fig. 6.17.

For the errors in the white light curve fit of HAT-P-41 we probe the probability distributions of the model parameters with MCMC sampling. In Chapter 2.6.1, we explained how we perform the MCMC analysis in a global way. But in this particular case the transit was treated differently. The light curve does not have enough points on the flat zone before the ingress for a sufficiently precise baseline fitting. So in the MCMC analysis, we had to add more chains to check a wider range of parameter space and be sure that the parameters converged to the correct result. In this case we put 6 chains instead of 2 as it was by default. Having considered that assessment, the results can be considered robust if all chains converge to the same probability distributions, which they did in our case.

6.5.4 Results and discussion of the white light curve

The results for the transit light curve fit are listed in Table 6.5 together with the literature parameters of Hartman et al. (2012).

Table 6.5: Best fit planet system parameters from MCMC sampling of the posterior parameters distributions for the white light curve of HAT-P-41b.

Parameter	July 5, 2016	July 13, 2016	Hartman et al. (2012)
R_p/R_*	0.10023 ± 0.00090	-	0.1028 ± 0.0016
Impact parameter	0.219 ± 0.052	-	0.222 ± 0.093
Tc [BJD]	$2457575.53776 \pm 0.00012$	$2457583.62098 \pm 0.00019$	$2454983.86167 \pm 0.00107$
Duration [days]	0.1718 ± 0.0005	-	0.1704 ± 0.0012

The physical parameters are in good agreement with those published by Hartman et al. (2012), within a range of $1-\sigma$. We find that Hartman et al's (2012) transit depth is deeper than ours.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

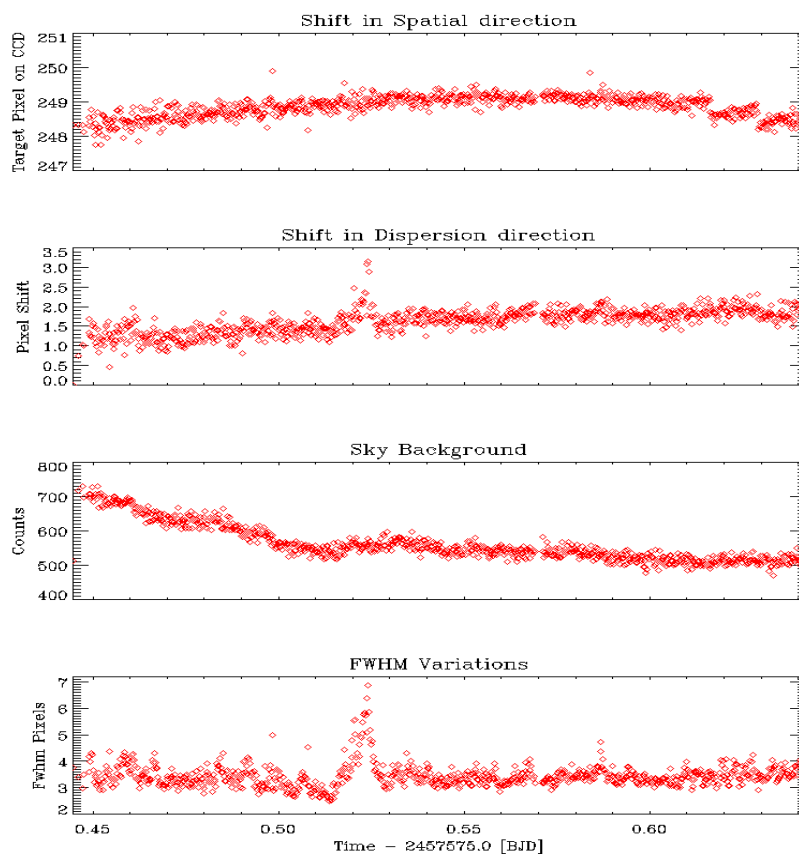


Figure 6.16: Time series of systemic vectors: From top to bottom: a) Shift in spatial direction, showing the pixel variation in X-axis of the target spectra, b) Shift in dispersion direction, showing the pixel variation in Y-axis respect to the first image, c) Sky background, showing the average value on two regions on both sides of the spectrum, d) shows the FWHM of the fitted gaussian profile variations of the target.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

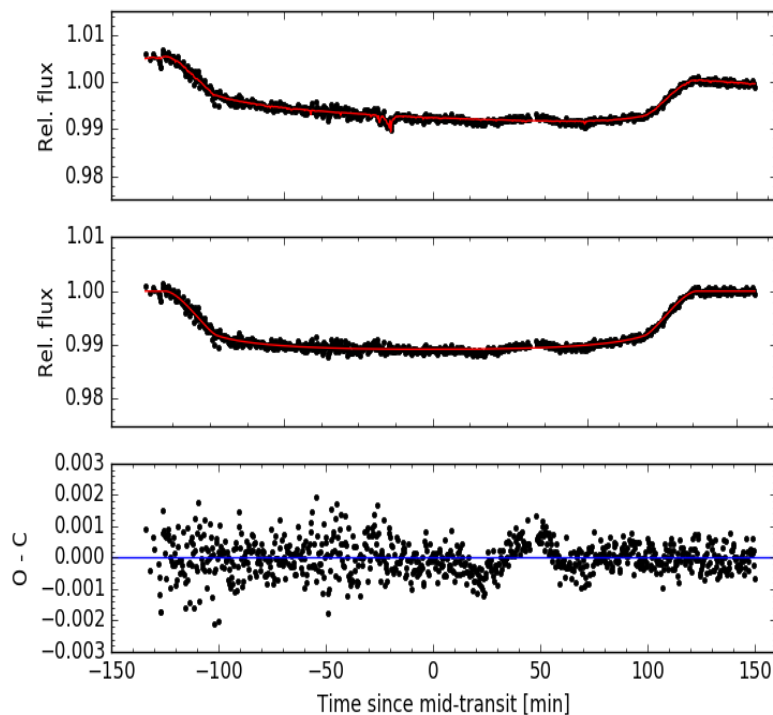


Figure 6.17: White light curve of HAT-P-41 obtained with GTC/OSIRIS on July 5 in 2016. From top to bottom are: (1) raw light curve (target to reference star flux ratio; black points) and overplotted the best fitting model (red line); (2) corrected light curve after removing the best fit systematics model, overplotted with the best fit transit model; (3) best fit light curve residuals.

Excess flux by the companion star increases the measured stellar flux and therefore makes the depth of a transit smaller. However, a lack of this correction in Hartman et al. (2012) can not be the reason of the difference, since the correction of the spectra had been carried out. A transit with longer baselines would be necessary to clarify the reason for this difference, because longer baselines help to obtain more precise coefficients in the fit of the transit model and therefore values of the most precise physical parameters. In Fig. 6.17 a bump can be seen around 50

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

minutes after the middle of the transit that the systematic model cannot correct. Different models of systematics were tested to determine whether the bump was due to systematic effects or more likely due to intrinsic effects of the star-planet system, such as a starspot occultation during transit. A systematic model including the rotator angle which might cause this kind of effects was tested. We note that the same effect might be present in the HAT-P-41 b light curve of the night of July 13 because the shape of the residuals are similar. But after testing different models, we concluded that the bump is likely due to stellar activity and more specifically due to a stellar spot crossing. The middle transit time calculated for our nights along with those calculated by Hartman et al. (2012) were fitted with a straight line to obtain the updated period (to see Fig. 6.18).

$$P[\text{days}] = 2.6940507 \pm 0.0000032$$

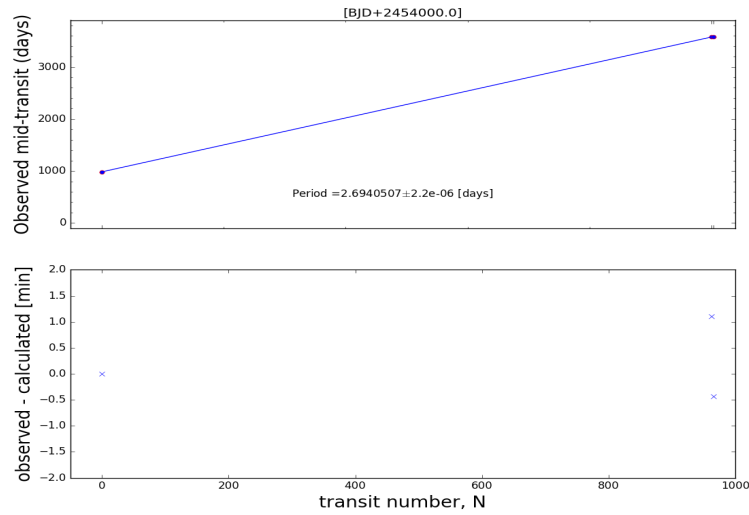


Figure 6.18: Timing data of HAT-P-41b. Top panel: the measured mid-times of exoplanet transits, to which a line is fit by least-squares. Bottom panel: the residuals of that fit, which is the conventional observed minus calculated (O-C) diagram.

6.5.5 Discussion of the transmission spectrum of HAT-P-41b

Once the modeling of the white light curve was done, we performed an analysis of all GTC/OSIRIS spectrophotometric light curves. The procedure for creating the different spectrophotometric

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

curves and their analysis was the same as described for HAT-P-33b, using bins of 10nm size. In this case the spectrum ranged up to 918 nm because there were no contamination problems and the signal in this part of the spectrum was good enough. The resulting transmission spectrum of HAT-P-41b is shown in Fig. 6.19. The transmission spectrum is compared with several theoretical models that were computed for an atmospheric temperature of 1940 K and a surface gravity of 6.91 m/s², given by Hartman et al. (2012). They are identical to those described for HAT-P-33 in Sect. 6.4.3. Figure 6.20 shows the spectroscopic transit light curves and their respective best-fit transit model. Table 6.3 summarizes our results, listing the wavelength bins and the derived R_p/R_* values along with 1σ errors. Figure 6.21 shows the root mean square (rms) of the residuals as a function of the wavelength. The same procedure carried out in Sect. 3.7.1, to assess which model best matches the data, has been applied in HAT-P-41b. The results are summarized in Table 6.6. Again, as can be seen in the computed χ^2_{red} values for each model, they do not indicate any favorite scenarios.

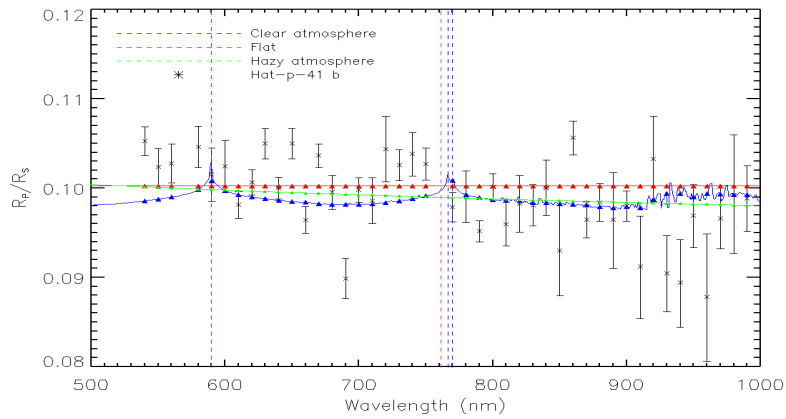


Figure 6.19: Transmission spectrum of HAT-P-41b. Black crosses show the derived R_p/R_* 's and their uncertainties. The horizontal red dashed line indicates the mean radius ratio. The red vertical line shows the sodium line and the blue vertical lines show the potassium doublet. The pink line show the telluric line close to the potassium region. Green, blue and red dashed lines correspond to hazy, clear and flat atmosphere, respectively, similar to Fig.6.11. Filled triangles indicate averages of the models within each wavelength bin.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Table 6.6: χ_{red}^2 for the different fitted atmospheric models

Model	χ_{red}^2
Flat atmosphere	$7.64^{+1.78}_{-1.80}$
Hazy atmosphere	$6.50^{+1.29}_{-1.25}$
Clear atmosphere	$7.83^{+1.51}_{-1.48}$

Table 6.7: Best fit results for the HAT-P-41b planet-to-star radius ratios for the narrow band channel light curves.

state	λ (nm)	R_p/R_s	state	λ (nm)	R_p/R_s
#1	535-545	0.1053 ± 0.0016	#26	785-795	0.0952 ± 0.0015
#2	545-555	0.1024 ± 0.002	#27	795-805	0.1001 ± 0.0024
#3	555-565	0.1028 ± 0.0022	#28	805-815	0.0960 ± 0.0031
#5	575-585	0.1046 ± 0.003	#29	815-825	0.0983 ± 0.0023
#6	585-595	0.1015 ± 0.0029	#30	825-835	0.0981 ± 0.0031
#7	595-605	0.1025 ± 0.0015	#31	835-845	0.1000 ± 0.005
#8	605-615	0.0981 ± 0.0014	#32	845-855	0.0930 ± 0.0019
#9	615-625	0.1006 ± 0.0017	#33	855-865	0.1056 ± 0.002
#10	625-635	0.1050 ± 0.0012	#34	865-875	0.0964 ± 0.0021
#11	635-645	0.1000 ± 0.0017	#35	875-885	0.0984 ± 0.0053
#12	645-655	0.1050 ± 0.0015	#36	885-895	0.0964 ± 0.0017
#13	655-665	0.0964 ± 0.0013	#37	895-905	0.0980 ± 0.0057
#14	665-675	0.1036 ± 0.0019	#38	905-915	0.0912 ± 0.0048
#15	675-685	0.0995 ± 0.0023	#39	915-925	0.1033 ± 0.0042
#16	685-695	0.0899 ± 0.0014	#40	925-935	0.0905 ± 0.0048
#17	695-705	0.0998 ± 0.0026	#41	935-945	0.0894 ± 0.0035
#18	705-715	0.0986 ± 0.0037	#42	945-955	0.0969 ± 0.007
#19	715-725	0.1043 ± 0.0017	#43	955-965	0.0878 ± 0.0034
#20	725-735	0.1025 ± 0.0024	#44	965-975	0.0966 ± 0.0067
#21	735-745	0.1038 ± 0.0018	#45	975-985	0.0993 ± 0.0037
#22	745-755	0.1028 ± 0.0016	#46	985-995	0.0988 ± 0.0037
#24	765-775	0.0979 ± 0.0029			
#25	775-785	0.0952 ± 0.0012			

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

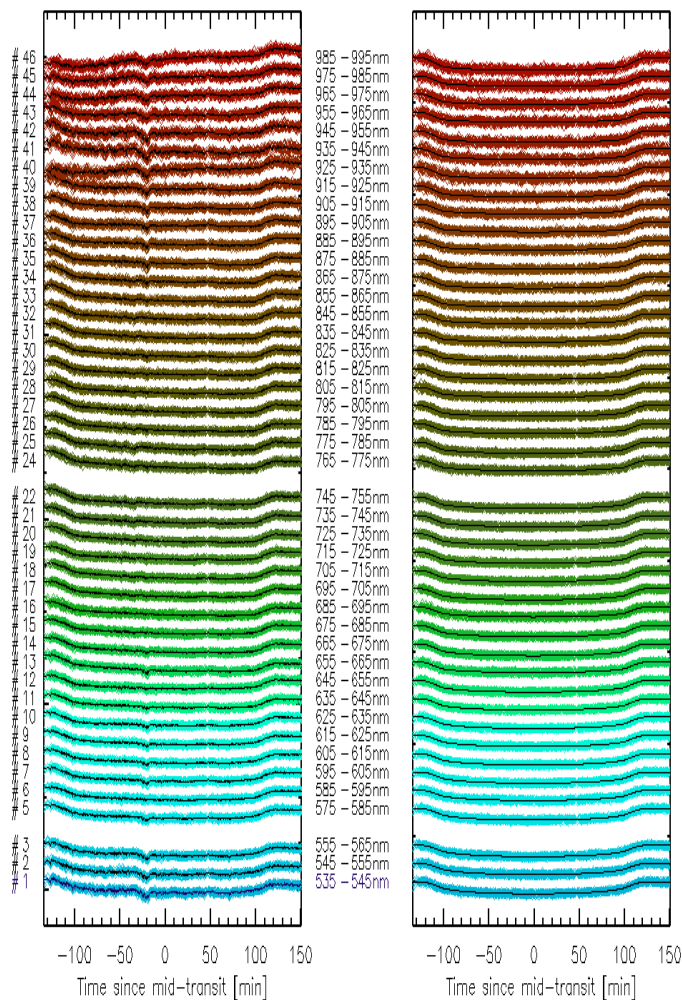


Figure 6.20: All 46 narrow band channel light curves of HAT-P-41, before and after correction from the systematic noise, overplotted with the best fit model (black line).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Chapter 6. Two pairs of twin planets: HAT-P-33b vs HAT-P-41b and
 Kepler-7b vs Kepler-12b

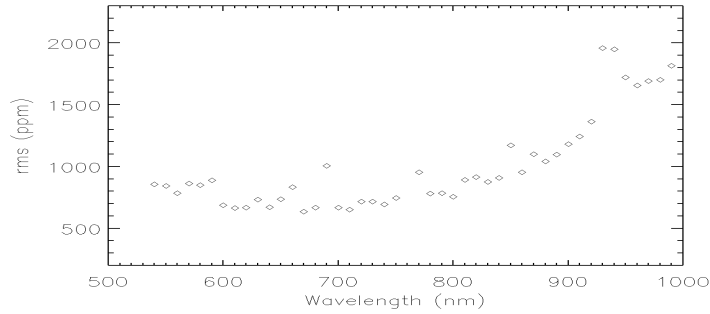


Figure 6.21: Root mean square (rms) as a function of the wavelength of the spectroscopic transit light curves.

6.5.6 HAT-P-33b vs. HAT-P-41b

The main objective of this section is the comparison of the atmospheric composition of the twin planets HAT-P, but it resulted non-conclusive, partly due to the technical problems during the observations, which have been explained in this chapter. Figure 6.22 shows the transmission spectra of both planets. As it can be seen they agree reasonably well but do not have enough precision in the data to extract information about their atmospheres, and to detect reliably any features that would be unique to the one or the other twin.

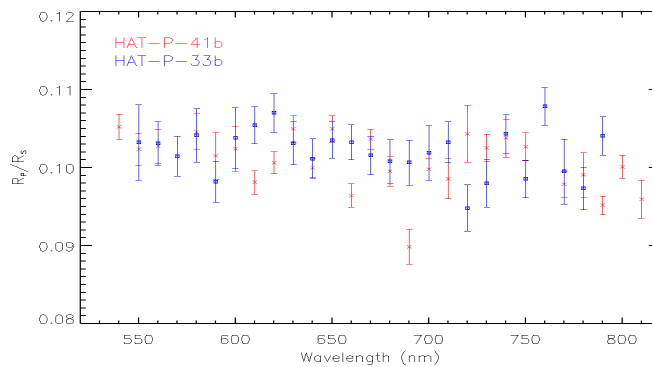


Figure 6.22: Comparison of transmission spectra of HAT-P-33b and HAT-P-41b.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

6.6 Kepler-7b and Kepler-12b

The two exoplanets Kepler-7b (Latham et al. 2010) and Kepler-12b (Fortney et al. 2011) are almost identical twins (see Table 6.8). They have nearly identical masses ($0.4 M_{Jup}$) and radii of about $1.5 R_{Jup}$. The respective host stars are both about 5950 K. The host star of Kepler-7b is slightly evolved and therefore bigger, but as Kepler-7b orbits at a larger distance than Kepler-12b from its host star, both receive comparable stellar fluxes on their atmospheres. Their equilibrium temperatures, assuming zero albedo, are similar to within 100 K (see Table 6.8). This means that the strength of the atmospheric circulation is expected to be similar in both atmospheres. The two exoplanets orbit relatively bright stars in the Kepler field ($R \sim 13$), and thanks to the exquisite precision of Kepler, they share ephemeris and white light curves of very high quality, out of which the orbital parameters have very precisely been determined (Figure 6.23). Despite their similarity, there is one striking feature identified in the Kepler data. While the light curve of Kepler-12b does not exhibit any orbital phase modulation, and only a shallow secondary eclipse, the curve of Kepler-7b shows a deeper secondary eclipse and a clear phase modulation (Demory & Seager 2011). Thus, the measured geometric albedos are notably different: 0.08 for Kepler-12b, and 0.35 for Kepler-7b, the highest value on known giant exoplanets. To explain the high albedo of Kepler-7b, the presence of condensates has been invoked (Demory et al. 2013; Heng & Demory 2014). Heng & Demory (2014) make an attempt to explain the different albedos by assuming large cloud particles in the atmosphere of Kepler-7b, and much smaller ones in Kepler-12b, but, as the authors recognize, this simple explanation would imply optical phase curves that are not in agreement with the one observed for Kepler-7b. For the present work, we wanted to obtain the first transmission spectra of the two Kepler twins. The combination of the white light curve of the Kepler mission with the spectrophotometric information about the two planets should provide insights about the origin of their two very different albedos. If clouds are in play, we expected significantly different transmission spectra for both planets, with diluted or absent alkali lines in Kepler-7b, which were expected to be more prominent in Kepler-12b. The very precisely and accurately known ephemeris and transit parameters of both exoplanets were a clear asset for these observations, as uncertainties in any of these quantities usually add up to the final uncertainties in the transmission spectra.

6.6.1 Observations

We observed one transit of Kepler-7b and two of Kepler-12b, on the nights of 2015 July 14 (Kepler-12b) and 15 (Kepler-7b) and August 12, 2016 (Kepler-12b) (to see Table 6.9). For the 2015 runs we used within a shared-risk proposal an experimental scan mode of the spectroscopic image (Kreidberg et al. 2014), along 10 arcsec in the spatial direction during a 6 min span. The scan mode, implemented exclusively for these observations, slews the telescope during the exposure and moves the star along the slit length. This mode reduces the instrumental overhead compared to standard mode observations, since longer exposure times can be used. Fig. 6.24 shows an image taken with the scan mode. The advantage of the scan mode is that it allows to increase the exposure time and therefore to get more S/N than in a standard mode observation. Additionally, since instrumental systematics are of the order of the planetary signal, and the observations consist of a single transit, it is hard to verify whether the result obtained is due

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Table 6.8: Parameters of the Kepler-7b and Kepler-12b twin planets. Data taken from <http://www.exoplanets.org/>

	Kepler-7b	Kepler-12b
Planetary radius (R_{Jup})	1.48 ± 0.05	1.69 ± 0.03
Planetary mass (M_{Jup})	0.44 ± 0.04	0.43 ± 0.04
Surface gravity ($\log g_p$)	2.70 ± 0.05	2.57 ± 0.05
Star Teff (K)	5933 ± 44	5950 ± 100
Star Radius (R_{\odot})	1.84 ± 0.05	1.48 ± 0.03
Period (d)	4.88553(4)	4.4379637(2)
T_{eq}	1586 ± 13	1477 ± 26
a/R_s	7.3 ± 0.2	8.1 ± 0.2

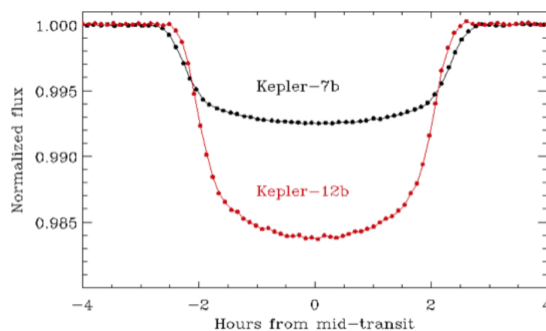


Figure 6.23: The phase-folded transits of Kepler-7b and Kepler-12b for data of the Kepler mission. The precise knowledge of the white transits is an advantage to correct for systematic noises down to levels of about 10^{-4} .

to the planetary signal, to systematics effects or residuals from the analysis. But in this case, we could observed two transits from each planet. Our goal was to compare both modes, the standard and the scan mode, and to verify which of them shows better performance for our light curve analysis. The R1000R grism was used as before, for the all transit observations. The resulting spectral images were recorded with the same configuration for both type of observations (scan mode and standard), in this case with the 500 kHz readout mode, which gives an overhead between two exposure of ≈ 7.8 seconds, with 2×2 binning and an exposure time of 360 s for

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Kepler-12b and of 150 s for Kepler-7b, achieving a duty cycle of 97.8% and of 95.0%, respectively. A slit of 12'' width was used for both observations. The chosen reference stars for both Kepler observations were brighter than the targets. On the night of 2016 August 12 another Kepler-12b transit was taken. In this case, the observations were carried out with a standard mode. The configuration was the same as previously, except for the exposure time, which was shorter (50 s instead of 360 s).

Table 6.9: comments of the Kepler targets observations

Target	Date	Observation mode	Comments
Kepler-12b	2015-07-14	Scan mode	No data before transit ingress
Kepler-7b	2015-07-15	Scan mode	No detection due to technical problems
Kepler-12b	2016-08-12	Standard mode	Interruption in the middle of the transit

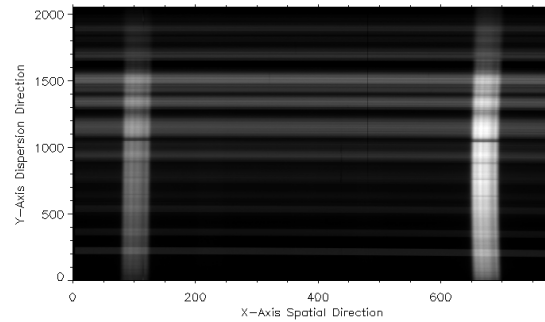


Figure 6.24: Image taken with the scan mode. The spectra of the target and the reference star are scanned along the spatial direction.

6.7 Analysis of Kepler-7b

We employed the original data reduction procedures explained in Chapter 2. Figure 6.25 shows the final white light curve, in which no transit is detected. The transit ingress was expected at $HJD = 2457219.408$, the middle of the transit at $BJD = 2457219.505$ and the egress at $BJD = 2457219.601$. The error in the ephemeris was of 30 min, using the ephemeris from Latham et al. (2010). Besides a check of the ephemeris in the original publication (Latham et al. 2010), we used the one given by Esteves et al. (2015), to assure that it was not a problem in the

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

ephemeris. The difference of the middle transit time with respect to the original is a difference of 19 minutes. Therefore we could rule out that the cause of the non detection of the transit was due to a problem in the ephemeris. After several attempts to find out if the non-detection of the transit came from the reduction of the data, we could not arrive at any conclusions, since the night had good weather conditions, except for a couple of gaps due to isolated clouds. We noted that some previous GTC/OSIRIS studies had already reported similar problems with transiting exoplanets, such as Nortmann et al. (2016) and Chen et al. (2017a). They reported instrumental systematic noise affecting the data when the rotator angle ϕ varies more than $\approx 60^\circ$ during the time series and the stars are far away from the Nasmyth rotator center. For GTC/OSIRIS observations, the flux received from the object may be affected by its position on the CCD due to the angle of the rotator. Such systematics may introduce sinusoid-like features that distort the observed light curves, as was discussed in Chapter 5.

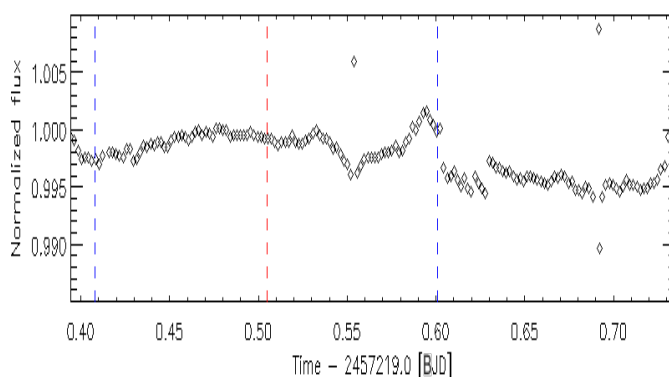


Figure 6.25: White light curve of Kepler-7 after extraction of the aperture photometry. The vertical blue lines indicate the ingress and egress expected of the transit and the vertical red line the middle of the transit using the ephemeris from Latham et al. (2010) .

But in this case, the setup of the observation resulted in a higher rotator angle effect than in the WASP-36 observations. On the one hand, as shown in Fig. 6.26, the rotator angle range spanned about 190° , which is much greater than the variations obtained in the WASP-36 case. It should also be noted that our rotator angle range covers the 60° symmetry given by Nortmann et al. (2016), who suspect that flux amplitude variations are caused by vignetting in pupil space. A vignetting of the pupil would reduce the overall amount of captured light that reaches the detector, affecting differently to target and the reference star. On the other hand, the spectra of both the target and the reference star were taken from ccd2, which means that have a similar and large separation from the centre of the Nasmyth rotator which is located in ccd1 (see Figure 2.1 of the Chapter 2) and therefore has a greater effect on the flux received on the detector.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

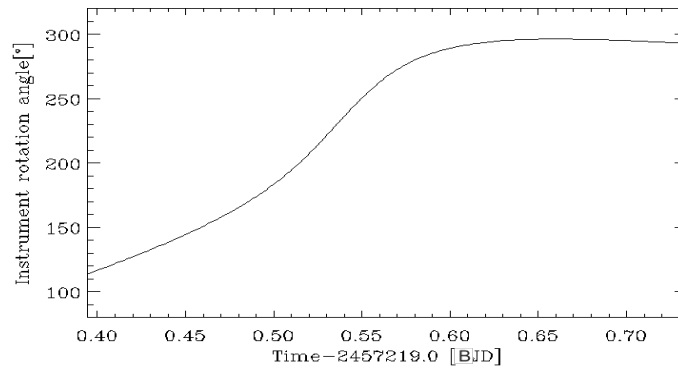


Figure 6.26: Progression of the instrument rotation angle during the observation.

6.7.1 Flux variations in dependence on the angle of the rotator

As an extension to Nortmann et al. (2016)'s study on variations of the flux as a function of the rotator angle, we carried out another study on such variations using flat field images from OSIRIS with the R1000R grism, taken on September of 2015. A total of 806 dome flat field images were taken with the rotator moved between the range -180 to 180 degrees, with steps of 5 degrees and 10 images for each angle. This allowed the entire range of rotator angles to be swept. Besides, the multiple images taken at the same angle also allowed us to have better flux statistics with each measurement. The procedure we carried out for the analysis of the images was as follows: First the overscan was removed from all images, then, to avoid contamination in the results by the edges, the images were trimmed. In spectroscopic flat images, the CCD response in the dispersion direction needs to be taken into account. Consequently, each column of the flat image was divided by the CCD response, and for it, a seven order polynomial in a "clean" band without bad pixels was fitted, assuming that the response is similar for all the columns of CCD. Once this was done, the images were divided into 4 different blocks or nights (see Table 6.10), since the total of the flat field images were taken on 4 different nights, avoiding inconsistent results between each night due to different setups. Fig 6.27 shows the different regions in the CCD where the photometry was performed to see possible flux fluctuations depending on the rotator angle.

For each run taken at different nights, we performed the following procedure: an average of the central region (pink box) of the total number of images was calculated. The whole images was normalized with this value. The next step was to fit a surface model for each image and divide it by the image itself. The surface model was calculated from IDL's SFIT function, which determines a polynomial fit to a surface and returns an fitted array. The terms returned are in a vector of the form: $f(k, y, y, y^2, x, x, xy, x^2)$, k being a constant. No term has a power greater

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Table 6.10: The different nights or runs with the range of the rotator angle sampled in degrees.

Blocks	Range of the rotator angles (degrees)
First night	-180° to -155°
Second night	-160° to -30°
Third night	-40° to 90°
Four night	80° to 180°

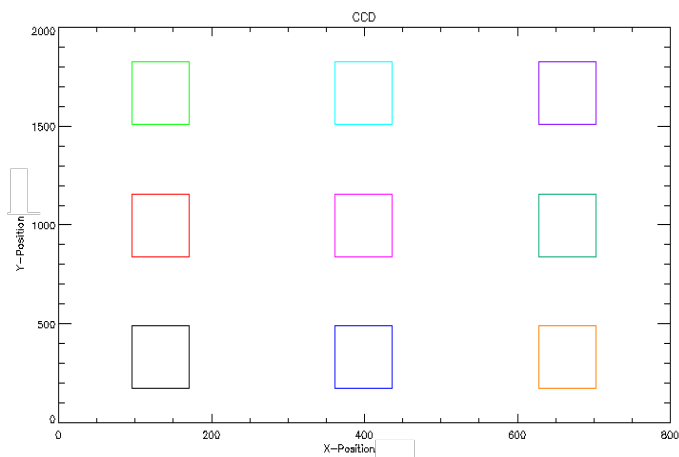


Figure 6.27: Each box shows the different regions in the CCD where the photometry was performed to see possible flux fluctuations in the same image at a given rotator angle.

than two in x and y combined, and the powers of y vary more rapidly than those of x . With this step we remove the effect of the non-uniformity of the detector illumination, but there are still residues, which are due to second order effects related to the rotator angle. The final results for each CCD, for each run and for each region as a function of the rotator angle are shown in the Figures 6.28 and 6.29.

In view of the results of our study we can see that there are variations in flux depending on the angle of the rotator. Flux variations become quite significant as the rotator angle range increases, reaching maximum values of 1 percent. For example in run 3 of CCD1, a sinusoidal shape of the fluctuation as a function of the angle of the rotator can be detected and can be related to the geometry of the PSF, i.e. to the hexagonal shape of the primary mirror of the

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

6.7 Analysis of Kepler-7b

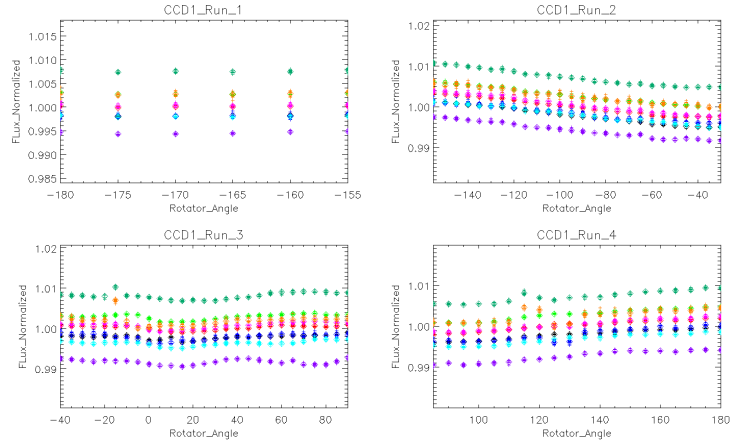


Figure 6.28: Flux variation results as a function of the rotator angle for each observation run in the CCD1. Each color corresponds to a region of the CCD in Fig. 6.27.

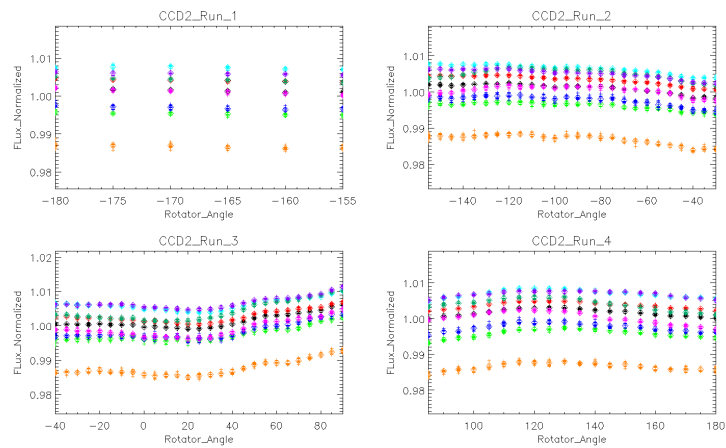


Figure 6.29: Flux variation results as a function of the rotator angle for each observation run in the CCD2. Each color corresponds to a region of the CCD (Fig. 6.27).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Chapter 6. Two pairs of twin planets: HAT-P-33b vs HAT-P-41b and
168 Kepler-7b vs Kepler-12b

GTC. This same effect is reported by Nortmann et al. (2016). For the rest of runs it is not clear the sinusoidal form in the flux variation with the rotator angle. The no clear detection could be due to other unknown effects, which has not been taken into account in the reduction and modeling process and therefore would attenuate the sinusoidal shape. Although, it can be seen that there are variations of the flux with respect to the rotator angle. For the case that concerns us, Kepler-7b has a transit depth of 0.6 percent (Fig. 6.23), and as we see in Fig. 6.26, the rotator angle during observations passes 200 degrees, where the flux can become maximum. In addition, the instrument rotation angle changed during the first half of the observing run and then stayed nearly constant (see Fig. 6.26). This leads to possible fluctuations manifesting in the first half of the run where the transit event occurs, see Fig. 6.25. The non-detection of Kepler-7b transit is then quite certainly due to the variation in flux as a function of rotator angle variation. However despite several attempts, we were not able to fully understand and model, in order to retrieve the corrected light curve. Finally it should be noted that the scan mode method should not be responsible for the non-detection of Kepler-7b since the same method was used for the observation of Kepler 12b the night before, which will be presented in the next section, and in this case it was detected. Despite the non-detection and the study of the rotator angle, an effort was made to subtract a model of the transit and fit the state-vector to the data, to check if a transit could be detected. Unfortunately after different attempts with different systematic models taking into account the rotator angle, as we did for Wasp-36b, they did not produce a clear detection of the transit of Kepler-7b.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

6.8 Analysis of Kepler-12b

We employed the same data reduction procedures as used for Kepler-7b. The white light curve analysis was explained in the Sect. 2.6.1. The main features of this analysis are detailed below. The input parameters in the transit model were taken from Fortney et al. (2011): The impact parameter $b = 0.174 \pm 0.011$, the transit depth $R_p/R_s = 0.1173 \pm 0.001$ and the orbital period $P = 4.4379637$ days. The duration of the transit is $T_{14} = 0.19573 \pm 0.0001$ days. The limb darkening coefficients were also taken from Fortney et al. (2011), with quadratic coefficients of $u_1 = 0.367$ and $u_2 = 0.274$, which were fixed. The eccentricity and periastron argument were fixed to 0. Thanks to the exquisite white light curve of the Kepler mission, we were able to fix all physical parameters except the mid-transit time and transit depth. For the transit on July 14, 2015, the night was clear with no complications in terms of instruments or climate. Although more points, both before and after the transit, would have been desirable. However, for the transit on August 12, 2016, there was a failure of the telescope system in the middle of the transit, which caused the telescope had to be restarted completely. In the light curve of that night (Fig. 6.30) a gap in the middle of the transit remains, and we can see how the systematic noises in both parts of the transit were different, which obstructed an accurate analysis of the transit.

6.8.1 Result of the white light curves of Kepler-12b

For the transit of Kepler-12 on July 14, 2015, the model that yields the lowest BIC parameter is using a combination of a first-order polynomial of the FWHM variations, a first-order polynomial of the sky variations and a second-order polynomial function of the time, i.e. a model of the form:

$$B = const + a_1 \cdot t + a_2 \cdot t^2 + b \cdot sky + c \cdot FWHM \quad (6.3)$$

By contrast, the transit of Kepler-12 on August 12, 2016, is better fitted by a model using a combination of a first-order polynomial of the FWHM variations and a second-order polynomial function of the time, i.e. a model of the form:

$$B = const + a_1 \cdot t + a_2 \cdot t^2 + b \cdot FWHM \quad (6.4)$$

A plot of both white light curves with the best fit model can be found in Fig. 6.30. The results for the transit light curves fit are listed in Table 6.11 together with the literature parameters of Fortney et al. (2011). Our transit depth results are in good agreement with the study by Fortney et al. (2011). We can also see how with both observation methods, the standard and the scan mode, we get the same transit depth with a similar error.

The middle transit time calculated for our nights along with those calculated by Fortney et al. (2011) were fitted with a straight line to obtain the updated period (to see Fig. 6.31).

$$P[days] = 4.43797 \pm 0.00011$$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

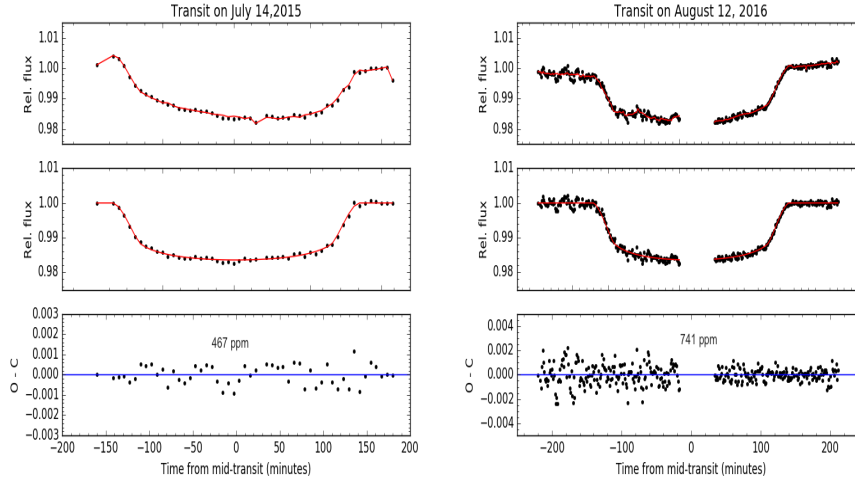


Figure 6.30: White light curves of Kepler-12b on July 14,2015 and with scan mode observation (left) and on August 12, 2016 with normal mode observation (right). Panels from top to bottom show: (1) normalized flux ratio between Kepler-12 and the reference star, overlaid with the best fitting model; (2) the transit light curve after removing the systematics, overlaid with the best fitting transit model; (3) the best fitting light curve residuals.

Table 6.11: Kepler-12b transit depths, mid-transit time and updated period of our work and Fortney et al. (2011).

Parameter	July 14,2015	August 12, 2016	Fortney et al. (2011)
R_p/R_s	0.11732 ± 0.00042	0.11732 ± 0.00041	0.1173 ± 0.0004
$T_c + [2450000.0 \text{ BJD}]$	7218.55309 ± 0.00066	7613.53330 ± 0.00036	5004.00911 ± 0.00002

6.8.2 Results and discussion of the transmission spectra of Kepler-12b

For the transmission spectral analysis, we performed an individual analysis of each night and an combined analysis of both. We fixed the wavelength bins to a size of 10 nm. In this case, the range chosen was between 535 and 845 nm. The size of the different bins allowed the sodium and potassium lines to fall completely into one bin, being centered in them (Fig. 6.32). In the case of the potassium line, the nearby telluric line was also taken into account in a separate bin. For each night, the spectroscopic light curves inherited the chosen baseline model from its

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

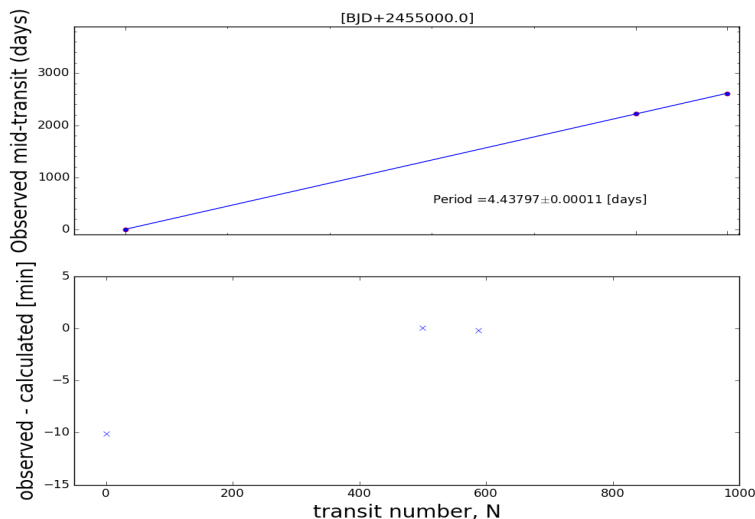


Figure 6.31: Timing data of Kepler-12b. Top panel: the measured mid-times of exoplanet transits, to which a line is fit by least-squares. Bottom panel: the residuals of that fit, which is the conventional observed minus calculated (O-C) diagram.

respective white light curve. In the analysis, all values were fixed from the white light curve except the transit depth value, which was allowed to be variable for each color bin. The limb darkening coefficients were derived and fixed from Espinoza & Jordán (2015), using the stellar parameters: $T_{eff} = 5947$ K and $\log g_{\star} = 4.175$. We present both spectroscopic light curves for each night in Fig. 6.33. Figure 6.34 shows the root mean square (rms) dispersion of the residuals as a function of the wavelength for both nights. Table 6.12 summarizes our results, listing the wavelength bins and the derived R_p/R_{\star} values along with 1σ errors for both nights.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Chapter 6. Two pairs of twin planets: HAT-P-33b vs HAT-P-41b and
 172 Kepler-7b vs Kepler-12b

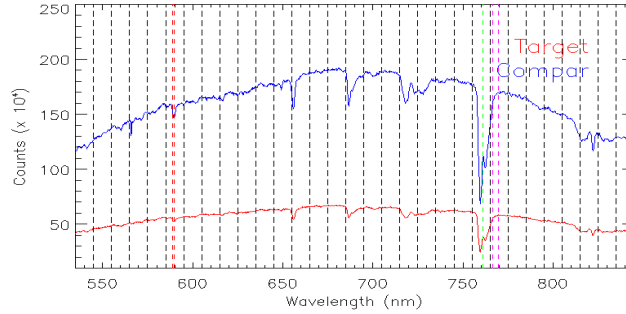


Figure 6.32: Spectra of Kepler-12 (red line) and reference star (blue line). Indicated in vertical dashed black lines are the limits of the narrow band channels, which have the same size (10nm). The vertical red dashed lines indicate the doublet sodium (589 nm) and the pink dashed line indicate the doublet potassium (766 nm) line. The green dashed line indicates the telluric line of O₂.

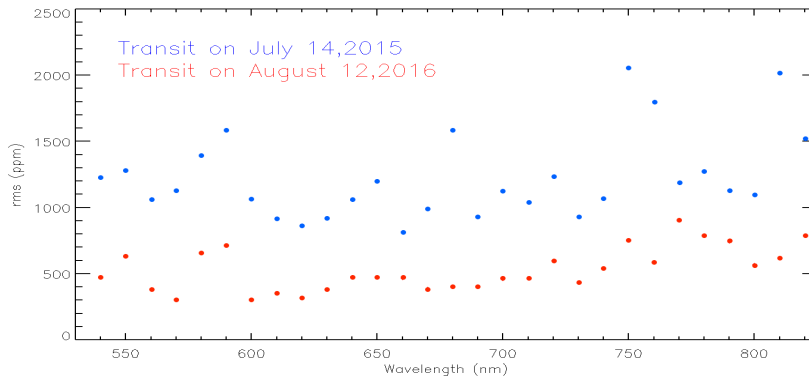


Figure 6.34: Root mean square (rms) dispersion of the residuals as a function of the wavelength of the spectroscopic transit light curves for both nights.

As shown in Fig. 6.35, the GTC/OSIRIS transmission spectra for both nights for Kepler-12b are in agreement among them except in the bluer part. The transmission spectrum derived on July 14, 2015 shows large variations between consecutive bins with large error bars at each point. The reason for this significant variation and large error bars is the insufficient number of

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

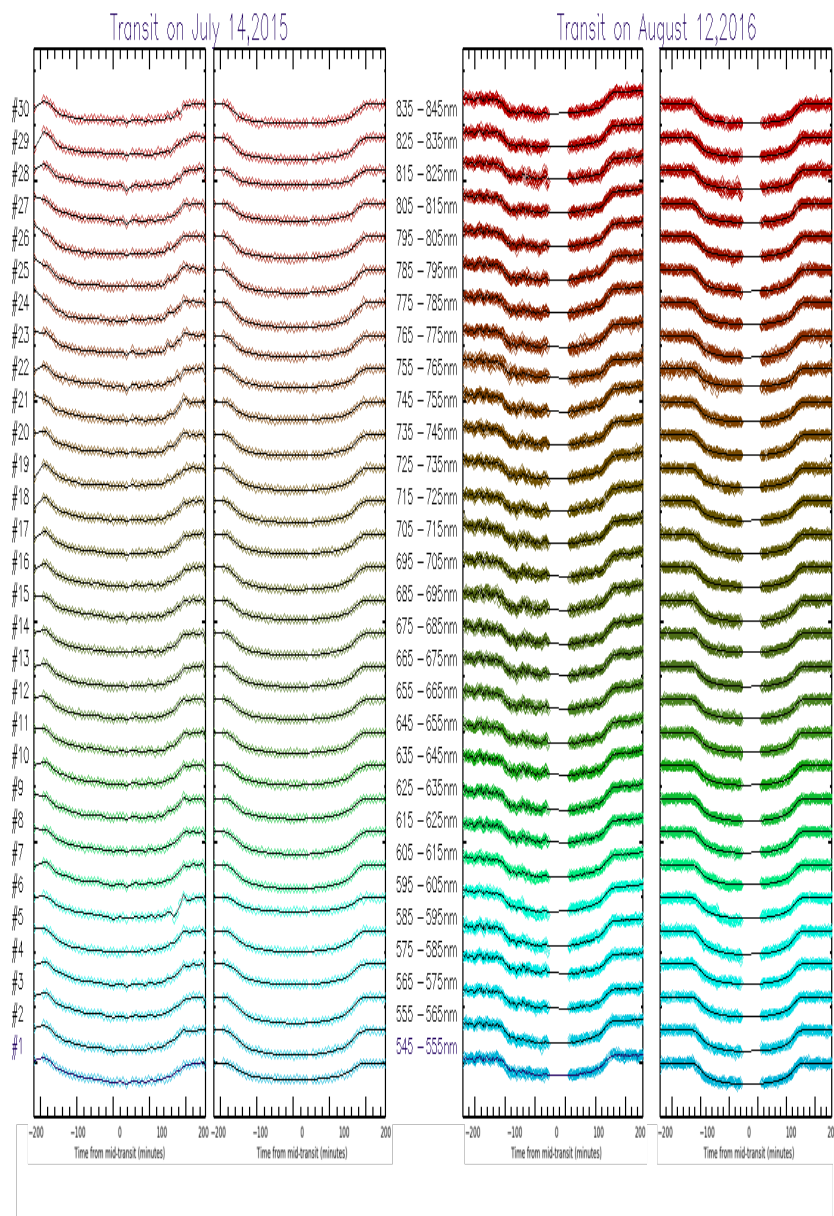


Figure 6.33: Narrow band channel light curves of Kepler-12b of nights of July 14, 2015 and August 12, 2016, before (left row) and after correction (right row for each data) from the systematic noise, overplotted with the best fit models (black line).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Chapter 6. Two pairs of twin planets: HAT-P-33b vs HAT-P-41b and
 174 Kepler-7b vs Kepler-12b

Table 6.12: Best fit results for the Kepler-12b planet-to-star radius ratios for the narrow band channel light curves.

state	lambdas	R_p/R_s July 14, 2015	R_p/R_s August 12, 2016
#1	545-555	0.1018 ± 0.0058	0.1149 ± 0.0013
#2	555-565	0.1256 ± 0.0052	0.1165 ± 0.0015
#3	565-575	0.1294 ± 0.0042	0.1127 ± 0.0011
#4	575-585	0.1147 ± 0.0034	0.1130 ± 0.0014
#5	585-595	0.1159 ± 0.005	0.1232 ± 0.0020
#6	595-605	0.0943 ± 0.007	0.1150 ± 0.0020
#7	605-615	0.1248 ± 0.0037	0.1145 ± 0.0013
#8	615-625	0.1217 ± 0.0033	0.1182 ± 0.0010
#9	625-635	0.1157 ± 0.0029	0.1216 ± 0.0009
#10	635-645	0.1137 ± 0.0035	0.1144 ± 0.0011
#11	645-655	0.1176 ± 0.004	0.1161 ± 0.0010
#12	655-665	0.1173 ± 0.0036	0.1154 ± 0.0013
#13	665-675	0.1182 ± 0.0043	0.1174 ± 0.0009
#14	675-685	0.1223 ± 0.0029	0.1141 ± 0.0011
#15	685-695	0.115 ± 0.0032	0.1203 ± 0.0015
#16	695-705	0.1242 ± 0.0036	0.1167 ± 0.0010
#17	705-715	0.1165 ± 0.0035	0.1169 ± 0.0013
#18	715-725	0.1221 ± 0.0036	0.1166 ± 0.0013
#19	725-735	0.1249 ± 0.0046	0.1160 ± 0.0017
#20	735-745	0.1206 ± 0.0029	0.1196 ± 0.0010
#21	745-755	0.1126 ± 0.004	0.1187 ± 0.0011
#22	755-765	0.1147 ± 0.006	0.1122 ± 0.0019
#23	765-775	0.1225 ± 0.0046	0.1238 ± 0.0020
#24	775-785	0.1322 ± 0.0053	0.1244 ± 0.0015
#25	785-795	0.1292 ± 0.0062	0.1250 ± 0.0016
#26	795-805	0.1241 ± 0.005	0.1202 ± 0.0012
#27	805-815	0.112 ± 0.0034	0.1171 ± 0.0012
#28	815-825	0.1037 ± 0.0049	0.1164 ± 0.0026
#29	825-835	0.1272 ± 0.0051	0.1186 ± 0.0015
#30	835-845	0.1188 ± 0.0051	0.1181 ± 0.0013

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

points before ingress on the transit light curve, which prevents correct baseline fitting. For this reason, we cannot compare exactly which observation method, standard or scan mode, gives a better transmission spectrum. However, the transmission spectrum derived on August 12, 2016 does not exhibit any large variations, but it appears to show spectral signatures around the sodium and potassium lines. The variation of the transmission spectrum is within the range of two atmospheric scale heights, which would allow to detect changes by spectral signatures.

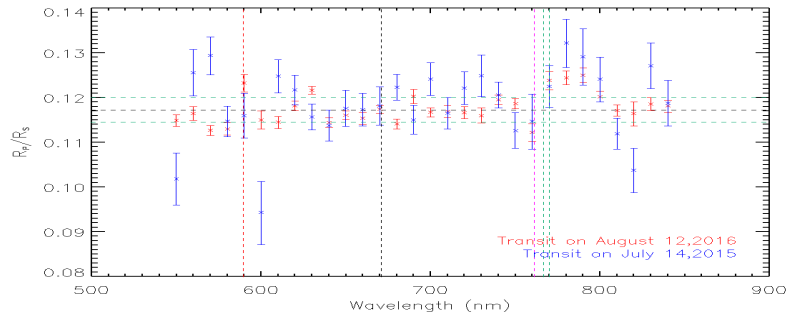


Figure 6.35: Transmission spectra of Kepler-12b. The horizontal black dashed line indicates the mean radius ratio. The dashed red vertical line shows the sodium line, the dashed black line denotes the lithium line and the dashed green vertical lines show the doublet potassium. The dashed pink line show the telluric line close to the potassium region. The two horizontal green dashed lines indicate ± 2 atmospheric scale heights.

The Fig. 6.36 amplifies the transmission spectrum obtained on August 12, 2016. The same three models for clear, cloudy and hazy atmospheres as outlined in Sect. 4.8 have been compared. In the figure we can also observe that the variation in the transmission spectrum is smaller than 2 planetary atmospheric scale heights ($H_p \approx 1427.3$ km), except around the K and Na lines. As in the rest of the transmission spectra analyzed, the same procedure carried out in the TrEs-3b chapter (Section 3.7.1) to assess which model best matches the data, has been applied. The results are summarized in Table 6.13. The calculated values of χ_{red}^2 for each model of the different transmission spectra shows no favorable scenario compared to the others, and the fact that the reduced χ_{red}^2 is not around 1, points to a possible underestimation of the error bars.

6.8.3 Kepler-7b vs. Kepler-12b

As with the previous pair of twin planets HAT-P, the aim of these sections was to find similarities or differences in the atmospheric composition of the Kepler twin pair with different albedos, but for instrumental and technical reasons could not be carried out since the transit of Kepler-7b could not be detected. On the contrary a transmission spectrum of Kepler-12b could be obtained but due to technical problems of the telescope the precision is not enough to conclude

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

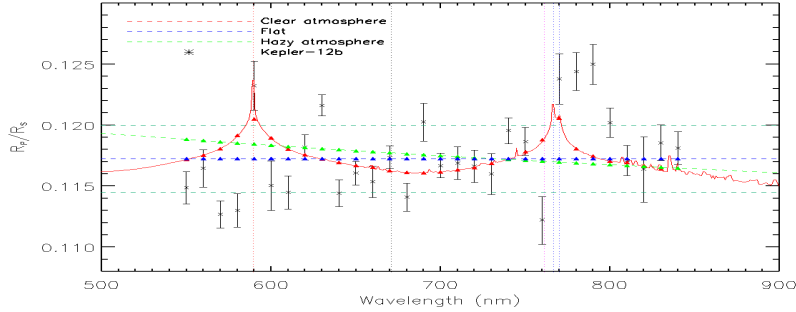


Figure 6.36: Transmission spectrum of Kepler-12b on August 12, 2016, on a larger scale in R_p/R_\star than Fig. 6.35. Black crosses and horizontal error bars show the derived R_p/R_\star 's and their uncertainties. Green, blue and red dashed lines correspond to hazy, flat and clear atmosphere, respectively. Filled triangles indicate averages of the models within each wavelength bin. The dashed red vertical lines are similar to Fig. 6.35. The two horizontal green dashed lines indicate ± 2 atmospheric scale heights.

Table 6.13: χ_{red}^2 for the different fitted atmospheric models

Model	χ_{red}^2
Flat	$8.24^{+1.75}_{-1.98}$
Hazy atmosphere	$10.23^{+2.00}_{-2.23}$
Clear atmosphere	$8.01^{+1.50}_{-1.61}$

on the type of atmosphere. Despite the technical and instrumental problems occurred during the observations, this strategy of comparative observations of atmospheres of twin planets is a good method to study if the environment influences their chemical compositions, because we are comparing transmission spectra of different systems but with similar physical parameters except one of them, which can indicate that it is responsible for that difference.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

7

Spectro-photometry of transiting Brown Dwarfs: improving space based measurements.

7.1 Overview and motivation

Brown dwarfs are objects which have a size between that of a giant planet like Jupiter and that of a small star. Besides they are objects between 15 and 75 times the mass of Jupiter. In that range of masses, the object is not able to produce the fusion of hydrogen like a star; thus, brown dwarfs as known as failed stars. Despite their relative ease of detection, transiting or eclipsing brown dwarfs (BDs) are rare objects. Only 15 transiting BDs have been discovered yet (Csizmadia et al. (2015) and Irwin et al. (2010)), with 11 of them orbiting around solar-type stars, the rest are orbiting cooler spectral type stars. We know that BDs share many features with the planets. Brown Dwarfs cover a range of effective temperatures which cause brown dwarfs atmospheres to be a sequence that changes from a M-dwarf-like spectrum towards a planet-like spectrum (Baraffe et al. 2003). We know that most spectro-photometric observations of transiting giant planets show an increase in effective planetary radius for wavelengths bluewards of 1 micron, attributed to Rayleigh scattering from high hazes in the planet's atmospheres (Pont et al. 2013), with alternative explications from star spots (McCullough et al. 2014), or even from refraction effects, as Bétrémieux & Kaltenegger (2015) proposed. BD atmospheres, with temperatures similar to the hot Jupiters, will have lower scale heights, given their much higher gravity. If the transmission spectrum of a BD indicates flat effective radii, this would indicate that hazes are indeed observed in hot Jupiters, since the detection of hazes cannot be expected for BDs. On the other hand, a presence of the radius-increase for BDs would be a strong evidence for alternative explanations in hot Jupiters. In addition, a reasonably precise radius and density will permit to distinguish among different evolutionary models, and can be used to estimate the age of a brown dwarf independently of the stellar isochrones once its radius is known accurately (see Figure 1 from Baraffe et al. 2003). Since the ages of an orbiting brown dwarf and in host star should be the same, we can have a strict check of the theoretical understanding of brown dwarf evolution, but

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Chapter 7. Spectro-photometry of transiting Brown Dwarfs: improving space
178 based measurements.

this requires the more accurate radius measurements possible with GTC. The main motivation of the chapter is not to study the atmosphere of the brown dwarfs, since we are not going to reach the necessary precision to distinguish between one model or another. In advance we know that we are going to obtain a flat transmission spectrum. The aim is to verify that the methodology and analysis applied does not introduce any type of signal in the data that would produce false absorption signals in the transmission spectra. In this chapter we describe the observations of two BDs orbiting solar-type stars, CoRoT-3b and CoRoT-15b. Their densities are known from CoRoT mission data with a large error, $\approx 20\%$ and $\approx 50\%$ respectively. This uncertainty comes from the low S/N of the existing high resolution spectra to estimate the stellar parameters, mainly the stellar radius, and from the noisy transit light curves obtained by CoRoT mission, given that these objects are faint ($V=13.3$ for CoRoT-3 and $V=15.5$ for CoRoT-15). With the BDs observations reported here we want to refine the physical parameters and try to answer to the main motivation.

7.2 CoRoT-15b

7.2.1 Observations

We observed one transit of the brown dwarf CoRoT-15b on the night 2017 February 4 with the OSIRIS instrument. We used the same method as used in the hot Jupiter observations, long slit spectroscopy, and the same grism, R1000R. To avoid any significant rotator-angle dependent systematics and with the lessons learned from the Kepler 7 transit, CoRoT-15 and its reference star were placed on CCD chip 1. The images were recorded in the 200kHz readout mode with a 2×2 binning. This type of standard readout was chosen to avoid introducing too much noise into the spectra, as both the target and the reference star were very faint ($R=15.4$). A $12''$ -wide slit was employed. The weather conditions were quite good but the night was not dark, the Moon was present during the observation. The seeing ranged from $0.5''$ to $1.1''$.

7.2.2 Data reduction and white light curve analysis

The data reduction followed the steps described in Sect. 2.1. Special issues in the observations and analysis of the CoRoT-15b data were as follow: the same widths of the aperture in which to extract the star flux were chosen for target and reference star as both had the same brightness. The chosen aperture width was 20 binned pixels (5.07 arcsecs), which correspond to the width with the smallest root mean square scatter in the white light curve. Once we obtained the white light curve and following the same analysis treatment as explained in Chapter 2.6.1, the input parameters in the transit model were taken from Bouchy et al. (2011): the impact parameter $b = 0.38 \pm 0.26$, the transit depth $R_p/R_s = 0.0788 \pm 0.0029$, the orbital period $P = 3.06036$ days, which was fixed and the duration of the transit $T_{14} = 0.135 \pm 0.004$ days. The input mid-transit time, $T_0 = 0.4215 \pm 0.010$ [HJD + 2457789.0], was estimated from the transit white light curve (see Fig.7.2, upper panel). The limb darkening coefficients were computed using the routines of Espinoza & Jordán (2015) and held fixed. The eccentricity and periastron argument were fixed to 0. The different vectors monitored in this run as functions of time are shown in Fig. 7.1. After testing several different systematic models, the best model was a linear combination of FWHM

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

and time, which gives the lowest BIC value. Once again, the light curve does not have enough points before transit for a sufficiently precise baseline fit. Although more points before the transit would have been desirable for obtaining more accurate physical parameters, the main contact points (from T_1 to T_4) are well determined so the result of the physical parameters should be reliable. The white light curve with the best fit model can be found in Fig. 7.2. The analysis of the white light curves resulted in a photometric precision of 410 ppm in terms of rms of the residuals from the best-fit, for a cadence of 1 point every 4 minutes. The derived transit parameters are shown in Table 7.1. The resulting transit parameters agree well with those derived by Bouchy et al. (2011), except the transit duration, although this difference is not significant, since they differ only in 10 min.

Table 7.1: Best fit planet system parameters from MCMC sampling of the posterior parameters distributions for the white light curve of CoRoT-15b. The planet parameters obtained from Bouchy et al. (2011), for comparison, are shown.

Parameter	This work	Bouchy et al. (2011)
R_p/R_\star	0.0780 ± 0.0020	0.0788 ± 0.0029
Impact parameter	0.19 ± 0.11	0.38 ± 0.26
T_c [BJD]	2457789.42242 ± 0.0009	2454753.5616 ± 0.0011
Duration [days]	0.143 ± 0.002	0.135 ± 0.004
Density ρ_p [g/cm ³]	57.84 ± 23.12	59^{+37}_{-32}

7.2.3 Transmission spectrum analysis and discussion

The spectrum of CoRoT-15b was derived for 10 nm bin sizes and it is shown in Fig.7.3. All the spectroscopic light curves inherited the chosen baseline model from the white light curve, but the baseline coefficients were allowed to be wavelength-dependent. Those wavelength-independent parameters, such as, the impact parameter, the transit duration, the mid-transit time were fixed to the ones listed in Table 7.1. The limb darkening coefficients (LDCs) were fixed to those calculated for each individual spectroscopic light curve using the Espinoza & Jordán's code. Therefore the only free parameter in the model was the transit depth, in this way we could detect if there was any variation with the color. To check the robustness of our results and to be compatible with the brown dwarf theory, the depths of R_p/R_{star} were allowed to vary freely, as the expected transmission spectrum is flat. This allows to verify whether our analysis and code introduce wrong absorption signals into the transmission spectrum. As explained in Chapter 2.6.2, during the analysis we subtracted a common noise model to all spectroscopic light curves. We performed the MCMC analysis of the posterior parameters distributions as well as the analysis of the atmospheres similar to the hot jupiter analyzed in previous chapters. The resulting transmission spectrum is plotted in Fig.7.6, and values are given in Table 7.2. Figure

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Chapter 7. Spectro-photometry of transiting Brown Dwarfs: improving space based measurements.

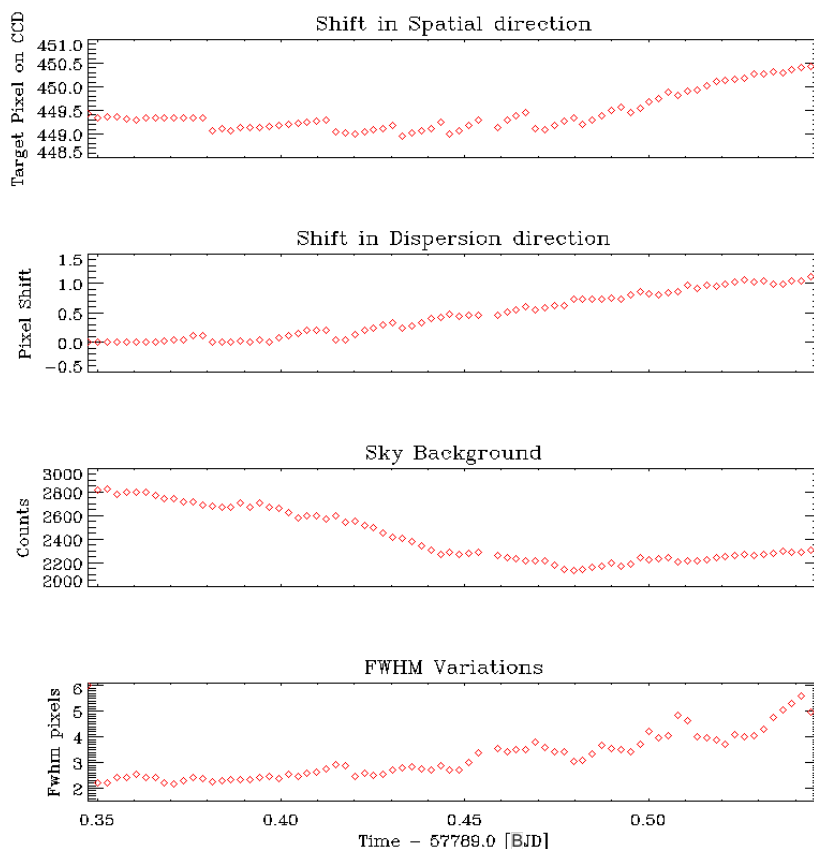


Figure 7.1: Time series of systemic vectors: From top to bottom: a) Shift in spatial direction, showing the pixel variation in X-axis of the target spectra, b) Shift in dispersion direction, showing the pixel variation in Y-axis respect to the first image, c) Sky background, showing the average value on two regions on both sides of the spectrum, d) shows the variations of the FWHM of the fitted PSF by a gaussian profile.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

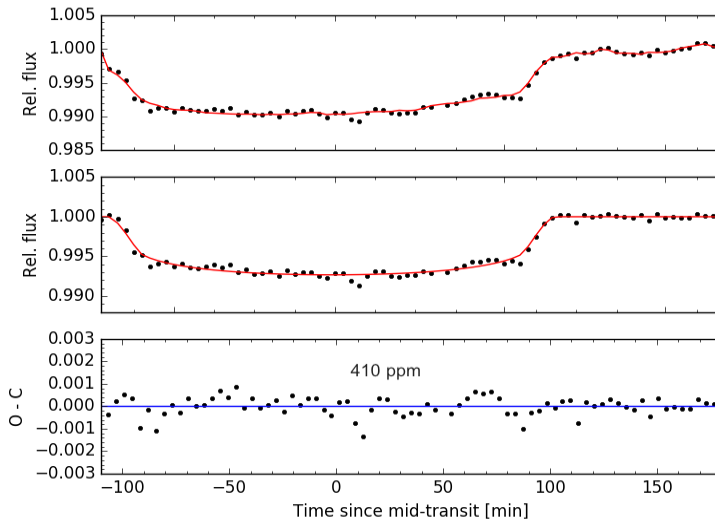


Figure 7.2: White light curve of the transit of CoRoT-15b. Panels from top to bottom show: (1) normalized flux ratio between CoRoT-15 and the reference star, overlaid with the best fitting model; (2) the transit light curve after removing the systematics, overlaid with the best fitting transit model; (3) the best fitting light curve residuals.

7.4 shows the spectroscopic transit light curves and their respective best-fit transit model. Figure 7.5 shows the root mean square (rms) as a function of the wavelength. The bottom panel in Fig.7.6 shows theoretical models that were computed for an atmospheric temperature of 1740 K and a surface gravity of 1470.91 m/s^2 ($\log g = 5.16$), given by Southworth (2011) plus the transmission spectrum of CoRoT-15b without error bars as these are larger than the Y-axis scale of the figure. The models are equivalent to those described for Qatar-1b in Sect. 4.8. The models show that the precision required in the data to distinguish between one model and another is 10^{-4} in terms of R_p/R_* . This is due to the small scale height value of brown dwarfs, caused by their large surface gravity value. Our observations, due to the much larger scatter of R_p/R_* , do not allow to conclude if the theoretical models are correct or not. More precise observations of such brown dwarfs would be necessary to confirm the theoretical models.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Chapter 7. Spectro-photometry of transiting Brown Dwarfs: improving space
 182 based measurements.

Table 7.2: Best fit results for the CoRoT-15b planet-to-star radius ratios for the narrow band channel light curves.

state	λ (nm)	R_p/R_s
#1	535-545	0.0890 \pm 0.0063
#2	545-555	0.0724 \pm 0.0078
#3	555-565	0.0673 \pm 0.0086
#4	565-575	0.0812 \pm 0.0063
#5	575-585	0.0900 \pm 0.0063
#6	585-595	0.0761 \pm 0.0065
#7	595-605	0.0683 \pm 0.0060
#8	605-615	0.0753 \pm 0.0051
#9	615-625	0.0813 \pm 0.0048
#10	625-635	0.0818 \pm 0.0065
#11	635-645	0.0866 \pm 0.0044
#12	645-655	0.0712 \pm 0.0059
#13	655-665	0.0686 \pm 0.0064
#14	665-675	0.0780 \pm 0.0039
#15	675-685	0.0764 \pm 0.0050
#16	685-695	0.0741 \pm 0.0047
#17	695-705	0.0768 \pm 0.0037
#18	705-715	0.0786 \pm 0.0043
#19	715-725	0.0731 \pm 0.0052
#20	725-735	0.0743 \pm 0.0063
#21	735-745	0.0643 \pm 0.0050
#22	745-755	0.0711 \pm 0.0049
#23	755-765	0.0648 \pm 0.0121
#24	765-775	0.0814 \pm 0.0056
#25	775-785	0.0715 \pm 0.0059
#26	785-795	0.0837 \pm 0.0044
#27	795-805	0.0793 \pm 0.0047
#28	805-815	0.0831 \pm 0.0047
#29	815-825	0.0800 \pm 0.0049
#30	825-835	0.0718 \pm 0.0062
#31	835-845	0.0858 \pm 0.0073
#32	845-855	0.0841 \pm 0.0075
#33	855-865	0.0855 \pm 0.0048
#34	865-875	0.0680 \pm 0.0074
#35	875-885	0.0744 \pm 0.0111
#36	885-895	0.0812 \pm 0.0068
#37	895-905	0.0862 \pm 0.0060
#38	905-915	0.0805 \pm 0.0057
#39	915-925	0.0808 \pm 0.0058
#40	925-935	0.0808 \pm 0.0072
#41	935-945	0.0652 \pm 0.0122
#42	945-955	0.0794 \pm 0.0150
#43	955-965	0.0770 \pm 0.0107
#44	965-975	0.0844 \pm 0.0115
#45	975-985	0.0820 \pm 0.0111
#46	985-995	0.0782 \pm 0.0121

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

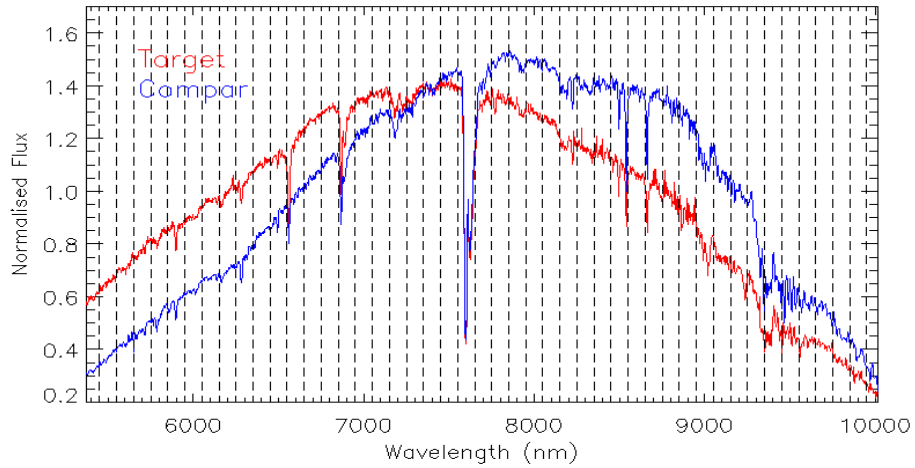


Figure 7.3: Spectra of CoRoT-15 (red line) and reference star (blue line). Indicated in black are the limits of the narrow band channels. The Y-axis denotes the spectrum values normalized to the spectrum value median.

7.3 CoRoT-3b

7.3.1 Observations and analysis

We observed one transit of the brown dwarf CoRoT-3b on the night 2017 August 20 with the OSIRIS instrument, with the R1000R grism. CoRoT-3 and its reference star were placed on the CCD2 and CCD1, respectively. There was no other star to be used as reference closer enough to the target to place it on the same chip CCD1 and to avoid possible problems with the rotator angle. The images were recorded in the 200kHz readout mode with a 2 x 2 binning. A 12''-wide slit was employed. Due to technical problems, two tracking losses caused that a couple of images were lost. The weather conditions were quite bad. Besides, due to the known ephemeris being very old with a timing error of ± 13 min (Deleuil et al. 2008), the transit ingress was lost, preventing a correct analysis of the planet's physical parameters. We employed the data reduction procedures explained in the Chapter 2 and Section 7.2.2 of this Chapter. The same aperture extraction of 18 binned pixels in which to extract the star flux was chosen for target and reference star. The aperture width chosen was 18 binned pixels (4.57 arcsecs). The input parameters in the transit model were taken from Triaud et al. (2009): the impact parameter $b = 0.54 \pm 0.081$, the transit depth $R_p/R_s = 0.06632 \pm 0.00069$, the orbital period $P = 4.2567994$ days, which was fixed, and the duration of the transit, estimated from other

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Chapter 7. Spectro-photometry of transiting Brown Dwarfs: improving space
 based measurements.

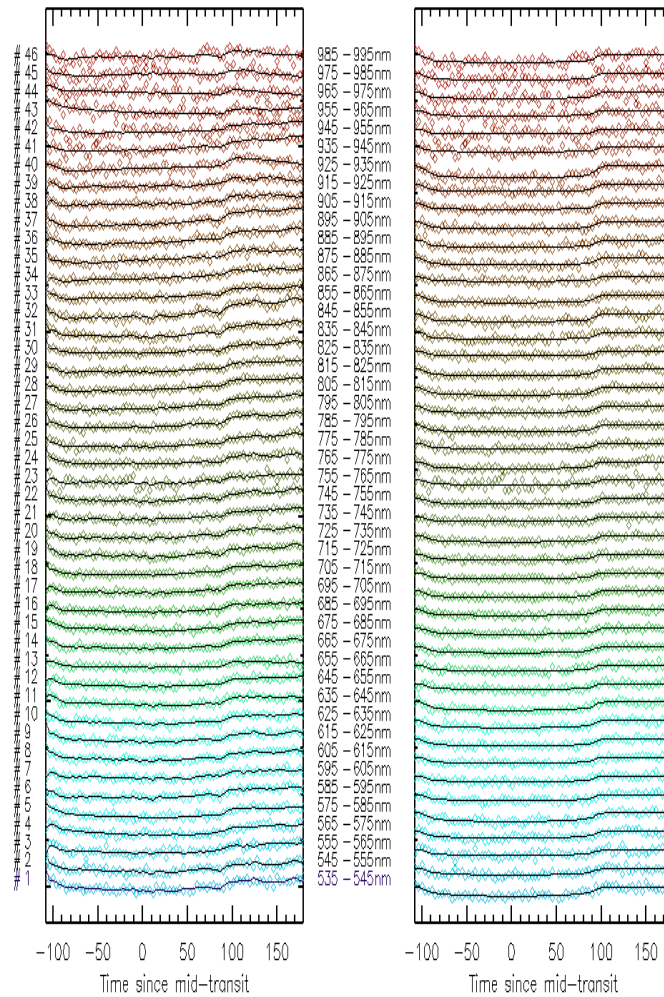


Figure 7.4: Narrow band channel light curves of CoRoT-15, before and after correction from the systematic noise, overplotted with the best fit model (black line)

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

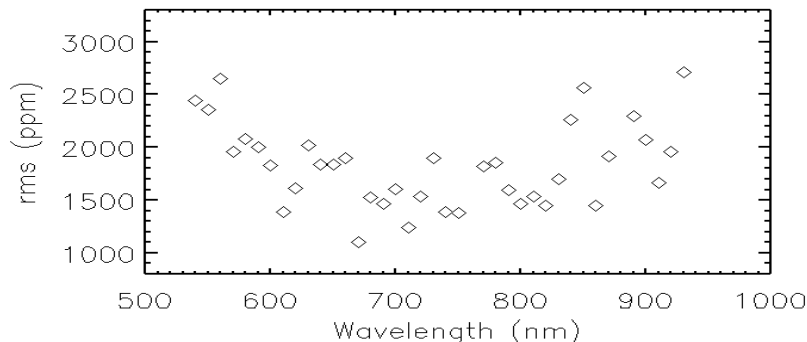


Figure 7.5: Root mean square (rms) as a function of the wavelength of the spectroscopic transit light curves of CoRoT-15b.

physical parameters, as $T_{14} = 0.1410 \pm 0.004$ days. The input mid-transit time, $T_c = 0.4789 \pm 0.010$ [BJD + 2457986.0], was approximately estimated from the transit white light curve plot. The limb darkening coefficients were computed using the code of Espinoza & Jordán (2015) and held fixed. The eccentricity and periastron argument were fixed to 0. Due to the technical problems and climatic conditions, the physical parameters that we obtained from the white light curve were not very accurate. We only could calculate the mid-transit time with a value of T_c [BJD] = 2457986.4616 \pm 0.0013. A spectroscopic study was not possible. The figure 7.7 shows the white light curve of CoRot-3b with the fit model. The analysis of the white light curves resulted in a photometric precision of 382 ppm in terms of rms of the residuals from the best-fit, for a cadence of 1 point every 2 minutes.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

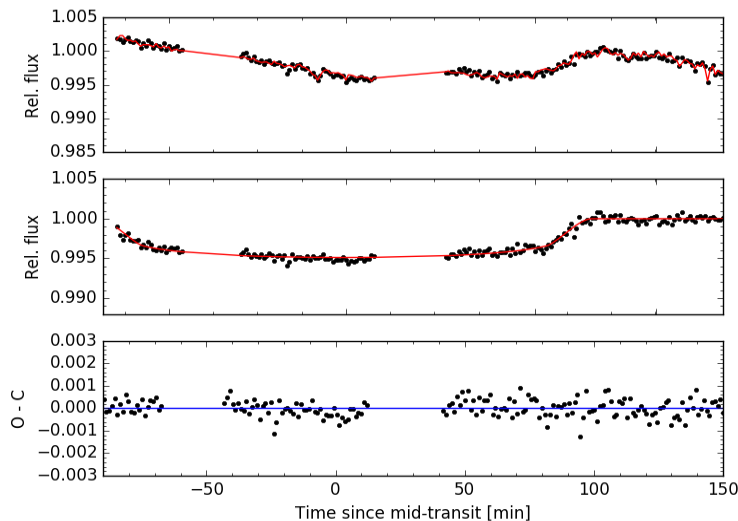


Figure 7.7: White light curve of CoRoT-3b. Panels from top to bottom show: (1) normalized flux ratio between CoRoT-3 and the reference star, overlaid with the best fitting model; (2) the transit light curve after removing the systematics, overlaid with the best fitting transit model; (3) the best fitting light curve residuals.

7.4 Conclusion

Due to the technical problems and climatic conditions that we had in the observations of the two brown dwarfs, it was not possible to carry out all the answers of the motivation of this study. It was possible to update the ephemerides of both objects, which were obsolete since their discovery by the CoRoT satellite in 2008. Table 7.3 summarized the updated middle transit time for each target, which were calculated along with our nights and those presented in the discovered paper. They were fitted with a straight line to obtain the updated period.

Table 7.3: Updated orbital period for CoRoT-15b and CoRoT-3b.

Parameter	CoRoT-15b	CoRoT-3b
P (days)	3.060359 ± 0.000041	4.256799 ± 0.000052

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Besides the comparative study between brown dwarfs (BDs) is still open. There are BDs that orbit around hot stars and their surface temperature from "incident flux" or irradiation alone is thousands of Kelvins. The question is: Does this affect its size, similar to some bloated hot Jupiters?. To solve this and the main motivation of this chapter, new spectroscopic BDs transit observations would be necessary. In addition, observations with the TESS space mission (Barclay et al. 2018) would help to a better determination of their physical parameters for future ground-based characterizations and to discover new transiting BDs around bright host star. With respect to the density of CoRot-15b, thanks to the transit obtained with GTC, we have improved a 31 % in the precision of the transit depth with respect to the only curve that CoRoT telescope had obtained. Assuming the value of the mass deduced by Bouchy et al. (2011) of $M = 63.3 \pm 4.1 M_{jup}$, this leaves an improvement in the density of CoRoT-15b of 28%.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Chapter 7. Spectro-photometry of transiting Brown Dwarfs: improving space based measurements.

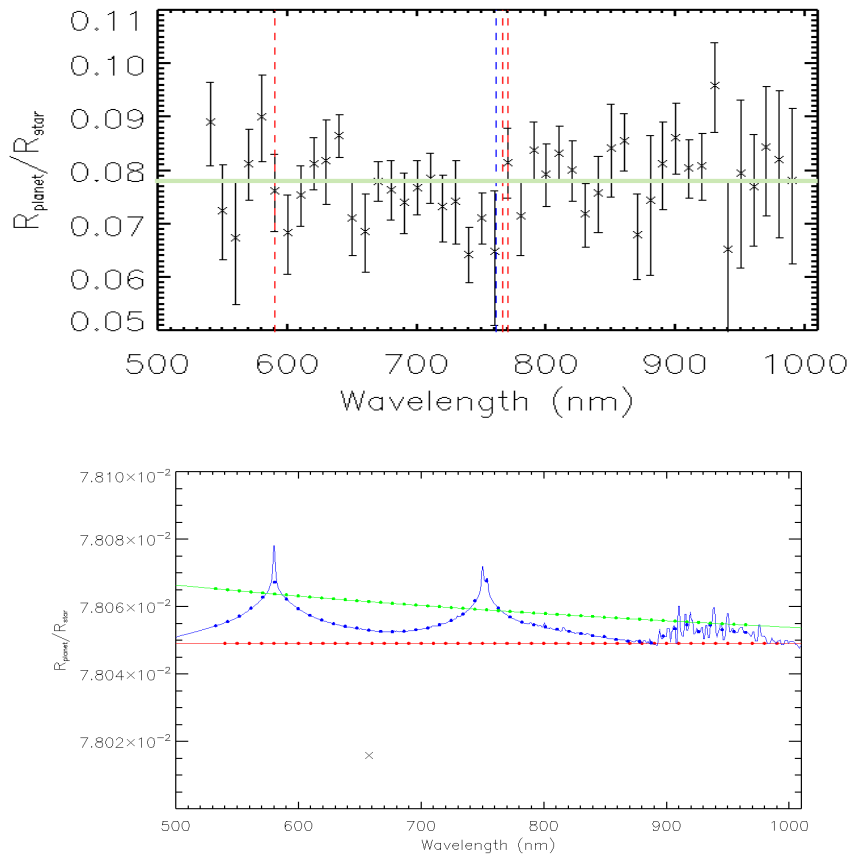


Figure 7.6: Top panel: Transmission spectrum of CoRoT-15b. The horizontal light green band indicates the area where the models are, which are zoomed in the bottom panel. The red vertical line shows the sodium (589.0 nm) and potassium (766.0) lines and the blue vertical lines show the telluric line close to the potassium region. Bottom panel: Transmission spectrum of CoRoT-15b without error bars (black crosses) plus theoretical models, Green, red and blue solid lines correspond to hazy, flat and clear atmosphere, respectively. Filled circles indicate averages of the models within each wavelength bin.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

8

Comparative analysis of the observed systems

This chapter summarizes the main results of this thesis based on a spectro-photometric analysis of exoplanetary atmospheres by the method of transmission spectroscopy with observations performed from the GTC at the observatory of El Roque de Los Muchachos, La Palma. The motivation of this work was to study the limitations of the transmission spectroscopy in the optical range with ground-based observations. The planets for which useful data were acquired were six hot Jupiters and one brown dwarf. Fig. 8.1 shows the masses and radii of the confirmed planets to date and the zoomed area shows the targets of this thesis. The observed planets cover a large range of physical parameters such as planetary temperature, surface gravity, mass, radii and scale height; these values are shown in Table 8.2. Fig. 8.2 shows the equilibrium temperature of the planets (red dots) versus their scale height. The same figure presents other planets observed with the GTC in which detections of alkaline metals in their atmospheres have been claimed (blue dots). They are XO-2b (Sing et al. 2012), HAT-P-1b (Wilson et al. 2015), WASP-52b (Chen et al. 2017c) and WASP127b (Chen et al. 2018). Fig. 8.3 shows the main result for this thesis, the transmission spectra obtained for the observed exoplanets and the one brown dwarf. The figure also shows their white light transit curves after removing the systematics, overlaid with the best fit transit models. The transmission spectra exhibit a variety of spectral absorption features as well as optical scattering slopes according to their scale height. In this figure we also compare our transmission spectra to theoretical cloud-free models of Fortney et al. (2010).

Considering the results obtained with OSIRIS/GTC, it would seem that the results have not been very satisfactory since there have been no clear detections of spectral features in any of the observed targets. However, these results have been obtained with state of the art instrumentation installed a large ground-based telescope. Thus they are a good example of the current achievable accuracy using such instrumentation, with the limitations that we experienced in this thesis, and that are common to many ground-based observations, such as instrumental failures, weather conditions degrading while observing a transit, unexpected systematic noises (e.g. the rotator angle dependency). Many of these noises are unavoidable, and others are probably the consequence of trying to push the accuracy of an instrument to levels for which it has not been designed, considering that the transit technique started to be widely used from 2008 onwards.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

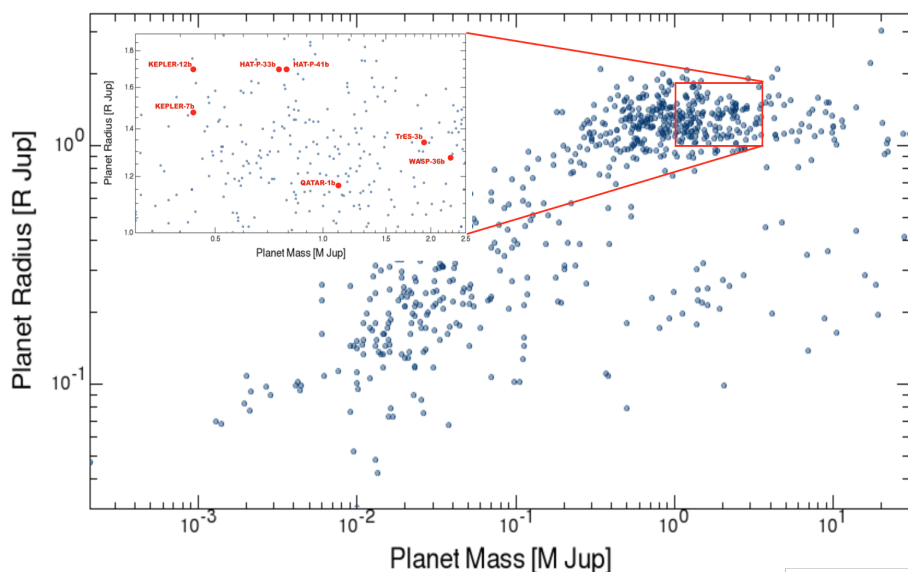


Figure 8.1: Plot of confirmed planets in planet mass - planet radius. Figure from <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu> updated to October/2018. The zoom represents the area of the diagram where the planets studied in this thesis are found. They are indicated with its name and a red dot.

Despite all of this, we were able to reach high precisions in the white light curves, with rms values of 403 ppm for TrES-3b, 401 ppm for Qatar-1b and even 217 and 285 ppm for Wasp-36b, with a typical cadence of one minute (to see Table 8.1).

These values are among the best achievable values that can be obtained with ground-based observations. This implies that only for those planets with a sufficiently large height scale, around 2000 km in height or higher, it will be possible to detect absorption signals in their atmospheres. We note that a variation in scale height of 200 km corresponds to a variation in flux of about 60 ppm. These values have been computed assuming a Jupiter-Sun type-transit. It is the example of Wasp-127b (Chen et al. 2018), with a high value in its altitude scale (2400 Km), where signs of absorption in the optical range in its atmosphere were detected. With all the above we want to note that the reason why our results do not claim detections of atmospheric features similar to Sing et al.; Wilson et al.; Chen et al. is because our results have been made with more careful statements. Sometime fictitious detections might be detected due to very complex mathematical methods which are capable of perfectly shaping the systematics of light curves. Our results also show that the alkali detections on the three planets with small scale

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

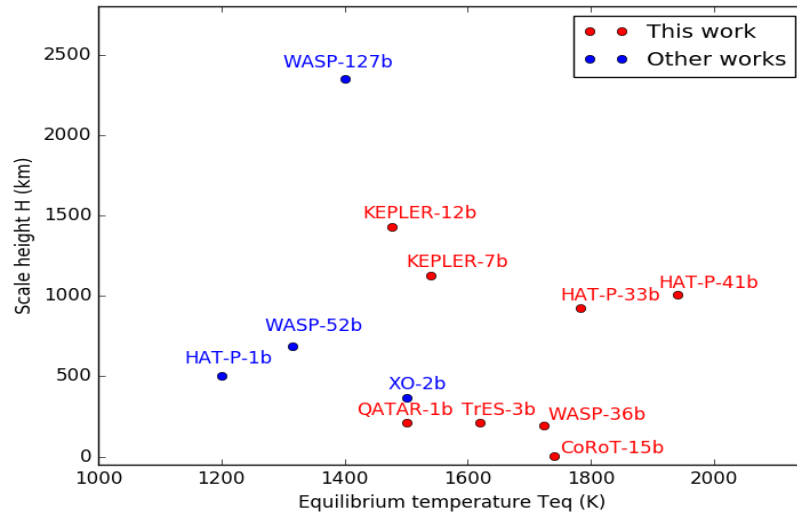


Figure 8.2: Equilibrium temperature of the planets studied with OSIRIS/GTC versus their scale height. Red dots are the planets studied in this work. Blue dots are planets from other studies done with OSIRIS/GTC and in which alkaline metals have been detected in their atmospheres.

heights in Fig. 8.2 might be marginal. Even for those transmission spectra where there are no clear detections of alkaline elements, it is possible to "cook" theoretical atmospheric models that fit our transmission spectra using only the right chemical elements. With this clarification we are not denying the great results of most previous publications but we just want to point out that obtaining secure detections in exoplanet atmospheres is not an easy task using ground-based telescopes and depends on many factors. These factors include having good weather conditions and a stable working instrument, among many others. This last one is of great importance in the data acquisition and usually generates most of the problems.

Despite of the difficulties encountered, we were able to obtain results that could be compared to other studies on the same exoplanet, which is a good test of the reliability of the analysis techniques that we used.

Wasp-36 b is a hot Jupiter with a mass of $2.30 M_{Jup}$ and a radius $1.28 R_{Jup}$, meaning it is slightly denser than Jupiter (1.326 g/cm^3). Mancini et al. (2016) presented simultaneous broad-band photometric observations of five transit events. Their data show a very strong increase of the planetary radius in the bluer bands, with a variation of more than 10 scale heights, with a significance level larger than 5, which is a surprising result. They compared their multi-band

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

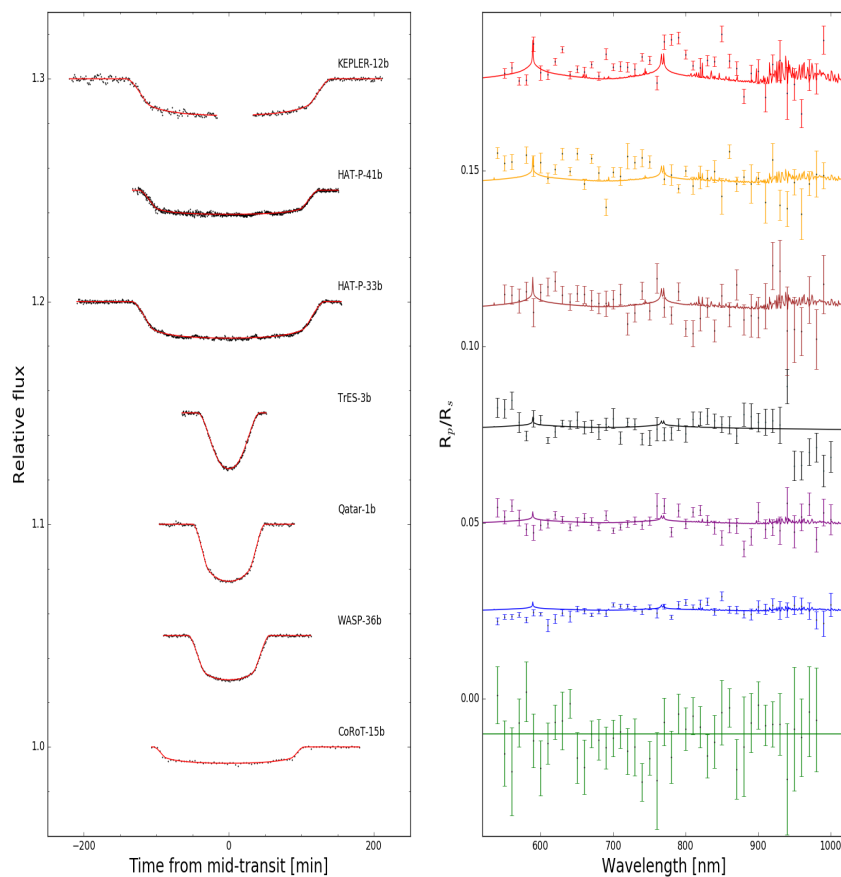


Figure 8.3: Left panel: Transit white light curves after removing the systematics, overlaid with the best fit transit model. Right panel: GTC/OSIRIS transmission spectra, which are the difference between on-transit and off transit spectra. Solid coloured lines show fitted atmospheric models corresponding to cloud-free models. The spectra have been offset and are sorted in decreasing order in scale height.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Table 8.1: Summary about the quality of the white light curves.

Planet	Target magnitude (R band)	Reference star magnitude (R band)	rms of the residuals (ppm)	Cadence
TrES-3b	12.20	11.12	403	3 pts/min
Qatar-1b	12.2	12.6	401	1 pt/min
WASP-36b	12.08	12.12	217	1 pt/min
			285	1 ptos/min
HAT-P-33b	10.6	10.3	441	3 pts/min
HAT-P-41b	10.6	11.2	463	1 pt/min
			533	1 ptos/min
Kepler-12b	13.7	12.6	467	1 pt/3min
			741	1 pto/2min
CoRoT-15b	15.4	15.4	410	1 pt/4min

data with several theoretical models of planetary atmospheres, but in no case were the models able to reproduce the observed spectrum. We used data from the GTC of two consecutive transits to obtain a Wasp-36b transmission spectrum and tried to corroborate the result of Mancini et al. (2016). Our results are in clear disagreement with Mancini et al.. Our data are in better agreement with the atmosphere models that can be expected for Wasp-36 b-type planets.

A transit of TrES-3b was taken by Parviainen et al. (2016) in the optical range with OSIRIS/GTC, which was reduced and analyzed by different authors (Parviainen et al. 2016; Mackebrandt et al. 2017) whose transmission spectra disagree. We wanted to use them to test our reduction and analysis techniques. On one side, Parviainen et al. (2016) carried out the first transmission spectroscopic analysis for TrES-3 b and reported a surprisingly strong increase in its radius ratio, R_p/R_* , from 650 nm on towards shorter wavelengths, of about 3260 ppm or 30 scale heights. The origin of this feature remains unknown, although they suggest that it is not a real one because they find a correlation with the residual extinction coefficient included into their model. By comparison, Mackebrandt et al. (2017) reanalysed the GTC spectroscopic transit observation presented by Parviainen et al. (2016), together with a large sample of already published data and newly acquired broad band observations in nine different bands. They concluded that the large Rayleigh-like feature is not intrinsic to the TrES-3 system, as did Parviainen et al. (2016). The transmission spectrum obtained by Mackebrandt et al. shows a slope very similar to Parviainen et al., but with a much smaller amplitude. In Chapter 3 we presented our results, which are in good agreement with the study of Mackebrandt et al., but not with the spectrum obtained by Parviainen et al.. The three spectra show a similar shape except that they are vertically offset. It should be noted that Parviainen et al. did a double analysis to determine

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

the transit depth. For this they perform a broadband analysis obtaining a transit depth fully compatible with ours. Even they remark that their broadband analysis results agree with all previously repeated TrES-3b results.

Finally, Von Essen et al. (2017) reported the first transmission spectrum of Qatar-1b, acquired with GEMINI-N/GMOS covering the optical wavelength range. They conclude that the wavelength coverage and the precision of the transmission spectrum obtained does not allow to either rule out or to strongly favor any classic atmospheric models, although they choose to favor the clear atmosphere scenario from their statistical analysis. In Chapter 4 we presented an optical transmission spectrum obtained with OSIRIS/GTC in the same optical range of Qatar-1b as von Essen et al. (2017). With this study we verified the low instrumental systematics affecting GTC/OSIRIS data and showed that GTC/OSIRIS is a powerful instrument for determining transmission spectra similar to GEMINI-N/GMOS. Supporting that potential as a tool for transmission spectroscopy we find that the wavelength coverage and the precision of the transmission spectrum of Qatar-1b is not sufficient to either rule out or strongly favor any classic atmospheric models. Any conclusions from our data and to the results from GEMINI-N data by von Essen et al. (2017) must be taken with caution.

From the other targets presented in this thesis, such as Kepler-12b, HAT-P-41b, HAT-P-33b and CoRoT-15b, there are no previous studies on the characterization of their atmospheres. Therefore, we did not carry out a comparative discussion. But as we concluded in the respective chapters, the data are not precise enough to favor any type of atmosphere.

In order to evaluate the transmission spectra behavior of our sample as a whole, we define and measure two broadband and one narrowband spectral index, which compare both observational and theoretical data. The first index, $\Delta Z_{550nm-850nm}/H_{eq}$, compares the relative strength of scattering in the transmission spectrum in the range between 550 and 850 nm. To determine the index we fit a line in this wavelength range to the transmission spectrum of each planet. The final value of the index will be the difference of the fit values corresponding to 550 nm and 850 nm divided by the atmospheric scale height. The second index, $\Delta Z_{600nm-740nm}/H_{eq}$, compares the relative strength of scattering between the wavelength range of 600 and 740 nm. In this second index, the values of R_p/R_s corresponding to the lines of sodium and potassium are avoided in order to prevent possible contaminations in the fit. All these values are summarized in the Table 8.2. These indices show trends between cloudy and cloud-free atmospheres.

Figures 8.4 and 8.5 plot the relative strength of $\Delta Z/H_{eq}$ between 550-850 nm and between 600-740 nm, respectively, as a function of the planet's equilibrium temperature. While Figures 8.6 and 8.7 plot the same indices as a function of the scale height. Overplotted to the data, theoretical models of clear atmosphere, hazy atmosphere and flat atmosphere (circle, triangle and square, respectively) were represented in the same wavelength range, always using the planetary parameters given in Table 8.2. Observing the figures, we conclude that the type of atmosphere of the sample cannot be clarified, since both the scatter and the measurement error of the data are too large to distinguish between the theoretical models. Note that the error bars of the measured $\Delta Z/H_{eq}$ are dominated not only by the data of the transmission spectra, but also by the value of the height scale of each planet. We also note that two of our targets (Wasp-36b and HAT-P-33b) have $\Delta Z/H_{eq}$ that in no case are compatible with any atmospheric model. This is probably due to the data of the transmission spectra being dominated by instrumental

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Table 8.2: Physical parameters of the observed targets and associated spectral indices.

Planet	T_{eq} (K)	g (ms^{-2})	$R_p(R_J)$	$M_p(M_J)$	P (days)	H_{eq} (Km)	$\Delta Z_{550nm-850nm}/H_{eq}$	$\Delta Z_{600nm-740nm}/H_{eq}$
WASP-36b	1724	32.13	1.28	2.30	1.53	193	-10.85 ± 4.63	-8.87 ± 3.48
QATAR-1b	1500	26.65	1.18	1.33	1.42	210	0.61 ± 7.71	3.70 ± 6.10
TrES-3b	1620	27.54	1.29	1.92	1.30	211	-1.49 ± 9.21	-5.07 ± 8.30
HAT-P-33b	1782	6.91	1.68	0.72	3.47	926	9.78 ± 5.39	8.19 ± 4.53
HAT-P-41b	1941	6.91	1.68	0.80	2.69	1008	5.70 ± 6.37	0.74 ± 3.73
KEPLER-7b	1540	4.90	1.48	0.43	4.88	1125	-	-
KEPLER-12b	1447	3.71	1.69	0.43	4.43	1426	-3.80 ± 1.70	0.92 ± 1.66
CoRoT-15b	1740	1470.91	1.12	63.3	3.06	4.5	506 ± 2930	851 ± 2415

Indicated are the equilibrium temperature T_{eq} ; surface gravity, g ; radius of the planet, R_p ; planet mass, M_p ; orbital period, P . R_J is the radius of Jupiter and M_J is the mass of Jupiter correspond to radius and mass of jupiter respectively. The atmospheric scale height, $H_{eq} = kT_{eq}/(\mu g)$, is estimated using the equilibrium temperature of the planet and assuming a H/He atmosphere with a mean molecular mass of $\mu = 2.3$ atomic mass units. $\Delta Z_{550nm-850nm}/H_{eq}$ and $\Delta Z_{600nm-740nm}/H_{eq}$ are indices for the presence of scattering in the atmosphere; see the main text.

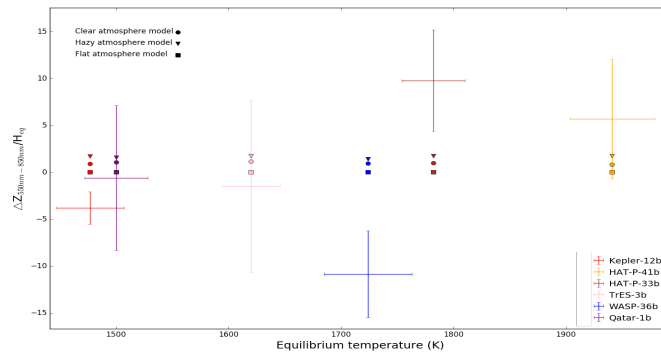


Figure 8.4: Transmission spectral parameter $\Delta Z_{550nm-850nm}/H_{eq}$ versus equilibrium temperature of the planets. Error bars represent the measurement uncertainties. The circles, triangle and squares represent theoretical models of clear atmosphere, hazy atmosphere and flat atmosphere, respectively. These theoretical models compare the relative strength of scattering in the transmission spectrum in the same range of wavelengths. CoRoT-15b is not plotted due to its extremely large value of $\Delta Z_{550nm-850nm}/H_{eq}$.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

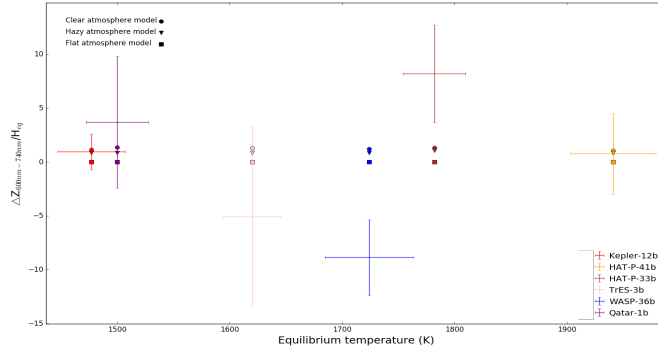


Figure 8.5: Like Fig.8.4 but showing $\Delta Z_{600nm-740nm}/H_{eq}$ versus equilibrium temperature of the planet. CoRoT-15b is not plotted due to its extremely large value of $\Delta Z_{600nm-740nm}/H_{eq}$.

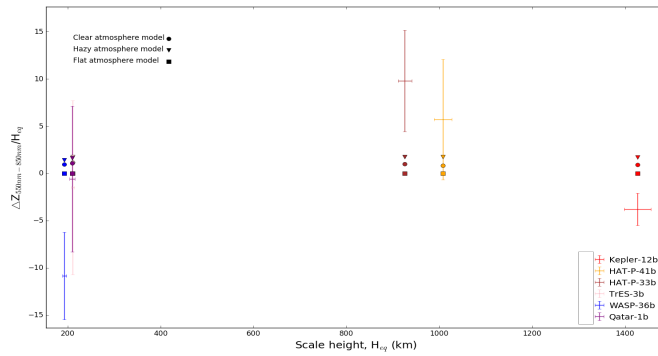


Figure 8.6: Like Fig.8.4 but showing $\Delta Z_{550nm-850nm}/H_{eq}$ versus scale height of the planet. CoRoT-15b is not plotted due to its extremely small value of scale height.

effects. Zellem et al. (2017) and Oshagh et al. (2014) show that the effects of stellar activities (both occulted and non occulted active regions) could produce significant underestimation or overestimation of the planet radius as a function of the wavelength. They reported a higher error to estimate the planet radius in the bluer part of the spectrum than the redder part when

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

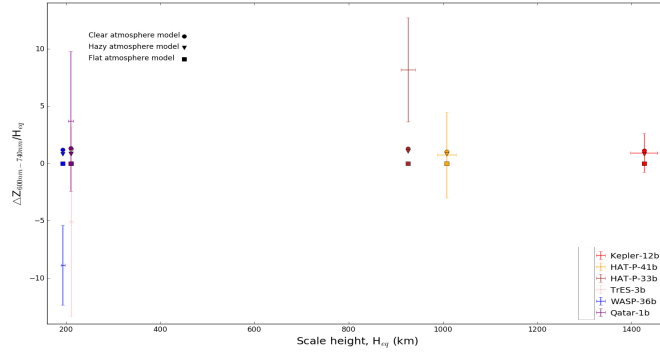


Figure 8.7: Like Fig.8.4 but showing $\Delta Z_{600nm-740nm}/H_{eq}$ versus scale height of the planet. CoRoT-15b is not plotted due to its extremely small value of scale height.

there are effects of stellar activities. An slope in the blue part of the spectrum can be interpreted as the signature of Rayleigh scattering, but can also be reproduced by assuming that the planet occults a plage on the surface of its star. Therefore, it is important to rule out effects of stellar activities in the data to interpret the values obtained in the transmission spectra of a transiting planet in different wavelengths. To determine how much the transit depth has changed by stellar activity the equation 1.13 can be used, which we introduced and explained in the introduction (Sect. 1.2.2). Besides, it is needed to consider however also the time-scales of effects from stellar activity (e.g. the duration of the crossing of a plage) versus potential instrumental (or meteorological) effects. For both effects, a follow-up of the star is needed to have information of the flux in periods of stellar activity and periods of stellar non-activity.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19



Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

9

Conclusions and future work

In this thesis we have presented a spectrophotometric study of a sample of six hot Jupiter and one brown dwarf, with the goal of characterizing their atmospheres at optical wavelengths. Ground-based observations using the OSIRIS spectrograph mounted on the 10 meters GTC telescope were carried out. The technique used was long slit spectroscopy. Although the data showed to be affected by different noise levels depending on the night and the target, we could extract the following conclusions:

- We re-analyzed archival data from TrES-3b, which had previously been analyzed by different authors, and yielded quite different results. Our result is more compatible with that obtained by Mackebrandt et al. 2017. In addition, our result exhibits evidence of Rayleigh scattering but with a much smaller amplitude in units of the scale height of the planet's atmosphere, with a value of 10.8 ± 5.0 , rather than that presented by Parviainen et al. 2016, with a value of 25.9 ± 4.7 .
- In the case of Qatar-1b, we obtained a transmission spectrum similar to that obtained by von Essen et al. 2017 using GEMINI-N. A study of a transmission spectrum using 10 nm sized bins shows no evidence of a Rayleigh scattering signal in the bluest part of the transmission spectrum. New observations are required to confirm it.
- The Wasp-36b transmission spectrum shows a high absorption from 700 nm, which suggests that the atmosphere needs extra sources of opacity apart of potassium to explain that strong absorption in this zone of the spectrum. This result is in conflict with previous observations of Mancini et al. (2016), who obtained variations of Rayleigh scattering of more than 10 height scales.
- In the case of Kepler-12b, it appears to show spectral signatures around the sodium and potassium lines. These variations in the transmission spectrum are within the range of two atmospheric scale heights. However, new observations are required to confirm it.
- We have improved the precision of the density of CoRoT-15b by 28%, from 59^{+37}_{-32} g/cm³ (Bouchy et al. 2011) to 57 ± 23 g/cm³. An update of the orbital period of CoRoT-15b

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

(P [days] = 3.060359 ± 0.000041) and CoRoT-3b (P [days] = 4.256799 ± 0.000052) was also carried out.

- We have also obtained transmission spectra without significant spectral signals. However, this sample has been useful to estimate the precision that we are able to reach with OSIRIS/GTC in the study of exoplanetary atmospheres. For example, for the white light curves of HAT-P-41b and HAT-P-33b, precisions of 520 ppm and 450 ppm respectively are achieved, for a cadence of 4 points per minute. For very nice nights with barely any weather and instrumental problems we reached precisions of 285 ppm with a cadence of 1.5 point per minute and 217 ppm with a cadence of 1 point per minute, as is the case of the observations of Wasp-36b.
- We have identified a dependence of the amount of light captured by the detector with the rotator angle of the telescope in the OSIRIS/GTC data. With a study of flat field images at different rotator angles we have verified that there are variations in flux of about 1%, apparently sinusoidal, which are repeated every 60° , coinciding with the hexagonal geometry of the primary GTC mirrors. Unfortunately, we have not been able to isolate the conditions, in which this effect is disturbing the data, as in some of our observations there is a clear dependency, while in others there is not.
- We have explored the use of a novel technique in GTC, a "scan" mode where the star is moved parallel to the slit while exposing. This technique has improved the results in Hubble Space Telescope data. Unfortunately, technical issues with the acquisition and recenter after several system crashes have limited the advantages of this technique with GTC.
- We have attempted to extract patterns from a combined analysis of the transmission spectra of our sample. We defined two indices: $\Delta Z_{550nm-850nm}/H_{eq}$ and $\Delta Z_{600nm-740nm}/H_{eq}$, that describe the spectrum's slope normalized by the atmospheric height, and studied their variation with the equilibrium temperature of the planet. These indices do not show any significant features except for the cases where we suspect systematic noises are dominating our spectra. In the other cases, these indices are compatible with all of the theoretical atmospheric models we used (clear, hazy, cloudy). This null result emphasizes the difficulties and challenges of this field, where even with state-of-the-art telescopes and instrumentation, information about the exoplanets' atmospheres remains elusive.

As alternative method for the analysis of our data is the processing of the transmission spectra by Gaussian processes, which is a non-parametric method for regression. The method of analysis by Gaussian processes in transmission spectroscopy of exoplanetary atmospheres was introduced in the field (Gibson et al. 2012; Sedaghati et al. 2016) once thesis and my analyses had already begun. For that reason no results have been presented in this thesis using this method.

A GP is defined as a collection of random variables, any finite number of which have a joint Gaussian distribution (Gibson et al. 2012). In transmission spectroscopy for exoplanetary atmospheres, the GP is given by a non-parametric model of the instrumental systematics for a

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

transit observation and by an analytic transit model to infer the transit parameters. One of the main advantages of using GPs is that they are processes used in machine learning in which one may train a code and then use it to differentiate well between what would be noise or signal in the data. GPs have already been used successfully in radial velocity analysis to characterize low-mass planets (Rajpaul et al. 2015). Another alternative method in the analysis of our data is to fit directly individual light-curves at different wavelengths, instead of fitting them by wavelength only after obtaining a white-light base model, as it is currently done. This new method, preseted by Hou Yip et al. (2018), claims that the results obtained are more robust against systematic effects. In this same analysis the air mass will be taken into account in the systematic model for each light curve, since this observational parameter depends on the color. This will help to get the most accurate fit and therefore the most reliable physical parameters.

High resolution spectrophotometry is another recent method to detect atomic and molecular species in the exoplanets atmosphere (Kempton et al. 2014). High resolution spectra have the advantage that individual spectral lines are fully resolved which permits them to be assigned to the radial velocity of the planet. At medium resolution spectra only broadband characteristics can be tested. But high resolution transmission spectroscopy has a limitation, it is only useful for brightest host stars with transiting giant planets, which produce spectra with high S/N (Birkby 2018). This situation will improve with the next generation of 30 - 40 m telescopes. High resolution spectrophotometry could complete our existing medium resolution measurements. At medium resolution, the transmission spectrum could not show spectral signatures around atomic and molecular species, due to the fact that at that resolution the spectral lines could still remain optically thick above the cloud deck. While at high spectral resolution, lines could therefore be observed to infer an atmospheric composition (Madhusudhan et al. 2016). This complementation of both methods, in addition, would serve to detect systematic effects of the transit depth between the different consecutive wavelength bins. In conclusion, the joint ground-based observations at medium and high resolution spectrographs, in combination with space-based observations, will allow for the characterization of exoplanet atmospheres that are currently inaccessible. Some results at high resolution spectrophotometry have allowed detections of Na (Wytttenbach et al. 2015), of CO (de Kok et al. 2013b), of H₂O (Konopacky et al. 2013) and even He (Nortmann et al. 2018).

I am currently working as support astronomer in the Isaac Newton (INT) telescope at the Roque de los Muchachos observatory in La Palma, where I combine my work as astronomer and operator with my research. As support astronomer in this telescope I have the possibility to use it several hours a month to continue with my research. With this possibility we have designed a feasibility study to test if exoplanetary atmospheres can be detected with a 2.5 meter telescope. For this we use the Intermediate Dispersion Spectrograph (IDS), which is a long-slit spectrograph. The spectrograph also allows to study the bluer wavelengths of the optical range, with better coverage of the Rayleigh scattering area. To date four planets have been observed, lacking their reduction. In addition, one of them (Wasp-36b) coincides with a target observed with GTC.

Currently ground-based and space observations have given first insights about exoplanetary atmospheres, but thanks to a new generation of telescopes (TMT, ELT, JWST) and instruments,

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

this information will improve significantly, since they will be able to take spectra over the full optical and NIR range in high resolution. In addition, this technology will allow to distinguish between currently ambiguous cases of exoplanetary atmospheres such as Rayleigh scattering or the detection of alkali metals (Na, K, Li), metal oxides (TiO, VO) and molecular bands (H₂O, CH₄, CO).

New space missions, such as the current TESS and the future PLATO mission, will provide new targets as well. These space missions which are able to detect new exoplanets through the transit method, will be sensitive to bright systems that will include planets of similar sizes to the Earth (Exo Earths). Atmospheres of these new systems as well as several currently known systems of terrestrial-sized planets should be able to be characterized with the JWST and the new generation of 30 -40m sized ground-based telescopes.

The field of exoplanet atmospheres is one of the youngest fields of astronomy and one that has made highly significant advances during my doctorate, such as the discovery of the multiple system of terrestrial planets in a nearby star, TRAPPIST-1. However, the fundamental features of the atmospheres of the hot giant gaseous planets are still not well understood. Therefore, there is no doubt that the future will bring great discoveries in the field of exoplanets, while transmission spectroscopy and the techniques used in this thesis continue to be one of the best methods to characterize these new worlds. In the future, it may even be possible to detect biomarkers (O₂, O₃) that give evidence of the possible existence of life on the planet.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

A

Appendix

Paper reprinted from Astronomy and Astrophysics. Authors: D. Nespral, D. Gandolfi, H. J. Deeg, L. Borsato et al., 601, A128, (2017): Mass determination of K2-19b and K2-19c from radial velocities and transit timing variations.

A.1 Overview and motivation

Planets in mean-motion resonance (MMR) are considered indicators of the dynamic evolution of the system to which they belong (Armstrong et al. 2015). K2-19 (EPIC201505350) is an interesting planetary system in which two transiting planets with radii $\approx 7 R_{\oplus}$ (inner planet) and $\approx 4 R_{\oplus}$ (outer planet) have orbits that are nearly in a 3:2 MMR. In terms of period ratio, K2-19 system is known to be the closer to this resonance. Besides the inner planet has the orbital period shortest known (< 50 days) for this type of systems. Thanks to the high accuracy of the K2-19 data from the Kepler mission, it is an interesting system for the study of formation and planetary evolution. Besides, the K2-19 system is the first one with 3:2 MMR where the inner planet is bigger and more massive than the outer planet. Thanks to my observing experience with the Nordic Optical Telescope (NOT) at Observatorio del Roque de Los Muchachos, La Palma, the opportunity arose to collaborate and belong to the KESPRINT group, an expert team to analyze light-curves, and carrying follow-up observations of planet candidates found by the Kepler/K2 mission with ground-based telescopes. This is done in order to determine the stellar parameters and to measure the masses of the planets by the radial velocity method. I had the opportunity to analyze data from the observations and to publish my first article as first author, which is presented in this appendix. The theoretical descriptions of the methods used in it are presented in the introduction of this thesis, in Sects. 1.1.1 and 1.1.3.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Mass determination of K2-19b and K2-19c from radial velocities and transit timing variations*

D. Nespral^{1,2}, D. Gandolfi^{3,4}, H. J. Deeg^{1,2}, L. Borsato⁵, M. C. V. Fridlund^{7,6}, O. Barragán³, R. Alonso^{1,2}, S. Grziwa⁸,
J. Korth⁸, S. Albrecht⁹, J. Cabrera¹⁰, Sz. Csizmadia¹⁰, G. Nowak^{1,2}, T. Kuutma¹², J. Saario¹², P. Eigmüller¹⁰,
A. Erikson¹⁰, E. W. Guenther¹¹, A. P. Hatzes¹¹, P. Montañés Rodríguez^{1,2}, E. Palte^{1,2}, M. Pätzold⁸, J. Prieto-Arranz^{1,2},
H. Rauer^{10,13}, and D. Sebastian¹¹

¹ Instituto de Astrofísica de Canarias, C/vía Láctea s/n, 38205 La Laguna, Tenerife, Spain
e-mail: dnespral@iac.es

² Departamento de Astrofísica, Universidad de La Laguna, 38206 Tenerife, Spain

³ Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Trino, via Pietro Giuria 1, 10125 Torino, Italy

⁴ Landessternwarte Königstuhl, Zentrum für Astronomie der Universität Heidelberg, Königstuhl 12, 69117 Heidelberg, Germany

⁵ Dipartimento di Fisica e Astronomia, Università degli Studi di Padova, via Marzolo 8, 35131 Padova, Italy

⁶ Leiden Observatory, University of Leiden, PO Box 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands

⁷ Department of Earth and Space Sciences, Chalmers University of Technology, Onsala Space Observatory, 439 92 Onsala, Sweden

⁸ Rheinisches Institut für Umweltforschung, Abteilung Planetenforschung an der Universität zu Köln, Aachener Strasse 209,
50931 Köln, Germany

⁹ Stellar Astrophysics Centre, Department of Physics and Astronomy, Aarhus University, Ny Munkegade 120, 8000 Aarhus C,
Denmark

¹⁰ Institute of Planetary Research, German Aerospace Center, Rutherfordstrasse 2, 12489 Berlin, Germany

¹¹ Thüringer Landessternwarte Tautenburg, Sternwarte 5, 07778 Tautenburg, Germany

¹² Nordic Optical Telescope, Apartado 474, 38700 Santa Cruz de La Palma, Spain

¹³ Center for Astronomy and Astrophysics, TU Berlin, Hardenbergstr. 36, 10623 Berlin, Germany

Received 4 April 2016 / Accepted 20 March 2017

ABSTRACT

We present radial velocity follow-up observations of K2-19, a compact planetary system hosting three planets, of which the two larger ones, K2-19b and K2-19c, are close to the 3:2 mean motion resonance. An analysis considering only the radial velocity measurements detects K2-19b, the larger and more massive planet in the system, with a mass of $54.8 \pm 7.5 M_{\oplus}$ and provides a marginal detection of K2-19c, with a mass of $M_c = 5.9^{+7.6}_{-4.3} M_{\oplus}$. We also used the TRADES code to simultaneously model both our RV measurements and the existing transit timing measurements. We derived a mass of $54.4 \pm 8.9 M_{\oplus}$ for K2-19b and of $7.5^{+3.0}_{-1.4} M_{\oplus}$ for K2-19c. For K2-19b, these masses are consistent with a previous determination that was principally based on a photodynamical analysis of the K2-19 light curve. Differences remain mainly in the mass determination of the more lightweight planet, driven likely by the limited precision of the RV measurements and possibly some as yet unrecognized systematics.

Key words. stars: individual: K2-19 – planets and satellites: fundamental parameters – techniques: radial velocities – techniques: spectroscopic – stars: fundamental parameters

1. Introduction

Planets in mean-motion resonance (MMR) or commensurability have orbital period ratios that are close to integer values. Several MMRs are found in the solar system and are regarded as “tale tellers” of its dynamical evolution. For instance, the Neptune/Pluto 3:2 MMR is believed to be the result of an outward migration of Neptune (Petrovich et al. 2013). According to the Grand Tack model (Walsh et al. 2011), Jupiter and Saturn got trapped in a 3:2 (or 2:1) resonance in the early phases of the solar system formation. This would have halted and inverted the inward migration of Jupiter at ~ 1.5 AU, shaping the architecture of the inner terrestrial planets as we know it today (see e.g. Pierens et al. 2014).

Exoplanets can also be driven into resonant configurations through dissipative mechanisms that can change the energy of their orbits and thus the corresponding semi-major axis (Plavchan & Bilinski 2013). The MMRs most frequently found in exoplanetary systems are the 2:1 and 3:2 resonances, though others might also exist (see e.g. Holman et al. 2010; Fabrycky et al. 2012; Petrovich et al. 2013; Fabrycky et al. 2014). Current scenarios of planet formation allow for the formation of planets at any orbital radii. Therefore, it is believed that resonant configurations did not come into place during the formation of planets, but are rather the outcome of the dynamical evolution of planetary systems. Mean-motion resonances can thus provide precious insights into the evolution history of planetary systems (Kley 2010).

K2-19 (also known as EPIC 201505350) is a $V = 13$ mag late-type star observed by the K2 space mission (Howell et al. 2014) during its Campaign 1. It hosts three transiting planets; the orbital periods of the two larger planets are close to the 3:2 mean

* RV data are only available at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/601/A128>

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

motion resonance: K2-19b, a sub-Saturn-size planet with an orbital period of ~ 7.9 days, and K2-19c, a Neptune-size planet with an orbital period of ~ 11.9 days. The two planets perturb each other causing transit timing variations (TTVs) that are visible in the K2 data (Armstrong et al. 2015) and in ground-based transit observations (Narita et al. 2015; Barros et al. 2015). A small inner planet with a radius of $1.14 \pm 0.13 R_{\oplus}$, named K2-19d, has recently been found to transit the star every ~ 2.5 days (Sinukoff et al. 2016). We do not consider K2-19d in the following analysis, given its expected small mass and the absence of any reported transit timing variations.

Systems such as K2-19 are precious and unique laboratories for the study of planet formation, migration, and evolution (Armstrong et al. 2015) as their orbital architectures imply a common inward migration scenario for the resonant planets (Naoz 2015). There seems to be a lack of short-period gas giants in 2:1 and 3:2 MMRs, which is likely due to the dynamical instability of these systems (Narita et al. 2015). K2-19b is to date the only gas giant planet with an orbital period shorter than 50 days known to be in a 3:2 MMR. In addition, K2-19 is a unique system compared to other resonant systems: the inner planet K2-19b is larger (and likely more massive) than the outer K2-19c, whereas outer planets in 2:1 or 3:2 MMRs tend to be larger and more massive than the inner ones. An accurate mass determination of K2-19b would be an important piece of the puzzle for understanding the dynamics of such systems (Ogihara & Kobayashi 2013).

Several attempts have been made to determine the masses of K2-19b and K2-19c. Armstrong et al. (2015) combined K2 data with ground-based transit photometry of K2-19b and used the observed TTVs to put some constraints on the mass of the two planets. Barros et al. (2015) used a more sophisticated approach to derive the masses of the planets based on a photo-dynamical model that considers transit timings and durations from transits observed by the K2 mission, as well as two additional K2-19b transits observed from the ground. They also included radial velocities obtained with SOPHIE at the Observatoire de Haute Provence (OHP) 1.9 m telescope in their analysis, although they realized that the precision of these RVs prevented the detection of the Doppler reflex motion induced by the planets. The photo-dynamical approach employed by Barros et al. (2015) models the data with an n -body dynamical integrator that takes into account the gravitational interactions of all components and derives the corresponding transit timings. Furthermore, the photo-dynamical model was executed as part of a Markov chain Monte Carlo (MCMC) method that in principle permits reliable estimates of the planet parameters, given the uncertainties of the TTVs and other input parameters. They found a mass of $M_b = 44 \pm 12 M_{\oplus}$ for K2-19b and $M_c = 15.9 \pm 7 M_{\oplus}$ for K2-19c. Shortly afterwards, Narita et al. (2015) presented additional ground-based transit photometry of K2-19b and modelled the observed TTVs using the “synodic chopping” formulae given by Deck & Agol (2015). They found two possible solutions that are positioned above and below the 3:2 MMR. Despite the degeneracy of their solution, they estimated the mass of the outer planet K2-19c to be $M_c \sim 20 M_{\oplus}$, in agreement with Barros et al. (2015). Although Narita et al. (2015) did not include the transit timings from Barros et al. (2015), the follow-up observations of both groups were taken at similar dates and the derived TTVs agree within the error bars. While the photo-dynamical approach by Barros et al. (2015) is in principle reliable and independent of any simplifying assumptions, we note that their analysis is based on an MCMC of no more than 3500 independent points – apparently limited by the computing requirements of the complex

model calculations – and that MCMCs in highly non-linear situations (definitively the case for models where TTVs are input parameters) may easily get stuck around solutions that are only local best fits. Barros et al. (2015) in their Sect. 5.2 compare their results to a simplified analysis based solely on the K2 light curve, giving results that are in agreement but with wider posterior parameter distributions. We therefore cannot derive any conclusions on whether the presence or absence of their RV measurements had any effect in their mass determinations. We also note the work of Weiss & Marcy (2014) who studied the TTV derived masses of 65 small exoplanets ($R_p \leq 4 R_{\oplus}$) and compared them with those derived with RV measurements. They found that masses from TTVs are systematically lower than masses from RVs. An independent verification of the masses of K2-19b and K2-19c from Barros et al. (2015) and Narita et al. (2015) is therefore desirable.

Here we present a high-resolution spectroscopic follow-up of K2-19 and new estimates of the masses of K2-19b and K2-19c. The paper is organized as follows: in Sect. 2 we describe the observations; in Sect. 3 we present the spectral analysis and the properties of the host star; in Sects. 4 and 5 we report on our data analysis. We present and discuss our results in Sect. 6.

2. High-resolution spectroscopic follow-up

We used the Fibre-fed Échelle Spectrograph (FIES; Frandsen & Lindberg 1999; Telting et al. 2014) mounted at the 2.56 m Nordic Optical Telescope (NOT) at Roque de los Muchachos Observatory (La Palma, Spain) to collect ten high-precision RVs of K2-19. The observations were carried out between January 2015 and January 2016 as part of the CAT and OPTICON observing programs 109-MULTIPLE-2/14B, 35-MULTIPLE-2/15B, and 15B/064. We used the FIES *high-res* mode, which provides a resolving power of $R \approx 67\,000$ in the spectral range 3600–7400 Å. Following the observing strategy described in Buchhave et al. (2010) and Gandolfi et al. (2014), we took three consecutive exposures of 900–1200 s per observation epoch to remove cosmic ray hits, and acquired long-exposed ($T_{\text{exp}} \approx 35$ s) ThAr spectra immediately before and after the three sub-exposures to trace the RV drift of the instrument. We reduced the data using standard IRAF and IDL routines, which include bias subtraction, flat fielding, order tracing and extraction, and wavelength calibration. The signal-to-noise ratio (S/N) of the extracted spectra is about ~ 20 – 25 per pixel at 5500 Å. Radial velocity measurements were derived via S/N-weighted multi-order cross-correlation with the RV standard star HD 50692 observed with the same instrument set-up as K2-19.

We also acquired nine high-resolution spectra ($R \approx 115\,000$) with the HARPS-N spectrograph (Cosentino et al. 2012) based on the 3.58 m Telescopio Nazionale Galileo (TNG) at Roque de los Muchachos Observatory (La Palma, Spain). The observations were performed between February 2015 and April 2016 as part of the same observing programs as on FIES. For each observation epoch we acquired two consecutive exposures of 1800 s, except for the last epoch when a single exposure of 3600 s was taken. The extracted spectra have a S/N per pixel of ~ 15 – 23 at 5500 Å. We monitored the Moon’s background light using the second fibre and reduced the HARPS-N data with the HARPS-N pipeline. Radial velocities were extracted by cross-correlation with a G2 numerical mask (Baranne et al. 1996; Pepe et al. 2002).

Finally, we collected five high-resolution spectra ($R \approx 115\,000$) with the HARPS spectrograph (Mayor et al. 2003) at

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

D. Nespral et al.: Mass determination of K2-19b and K2-19c from RVs and TTVs

Table 1. FIES, HARPS-N, and HARPS measurements of K2-19.

BJD _{TDB}	RV	σ_{RV}	CCF Bis. Span
-2 450 000	[km s ⁻¹]	[km s ⁻¹]	[km s ⁻¹]
FIES			
7045.70173	7.1893	0.0148	-0.0311
7049.75170	7.2181	0.0156	-0.0372
7051.70510	7.1728	0.0147	-0.0273
7053.73321	7.1927	0.0149	0.0096
7054.73211	7.1820	0.0096	-0.0059
7065.66244	7.2207	0.0105	-0.0142
7392.75475	7.1791	0.0167	0.0084
7394.74622	7.1772	0.0163	-0.0136
7395.67480	7.1938	0.0140	-0.0213
7398.72585	7.2113	0.0130	-0.0436
HARPS-N			
7064.62294	7.3433	0.0051	-0.0259
7064.64366	7.3378	0.0060	-0.0231
7142.43784	7.3199	0.0054	-0.0318
7370.77006	7.2989	0.0050	0.0014
7370.79235	7.2974	0.0051	-0.0216
7372.77083	7.3090	0.0087	-0.0116
7372.78621	7.3189	0.0065	-0.0256
7448.55938	7.2932	0.0090	-0.0028
7492.48547	7.3296	0.0034	-0.0140
HARPS			
7509.56689	7.3326	0.0089	0.0141
7511.57666	7.3117	0.0028	-0.0158
7512.56990	7.3051	0.0122	-0.0099

the ESO 3.6 m Telescope at La Silla Observatory (Chile). The observations were performed between April and May 2016 as part of the ESO program 097.C-0948. The exposure time was set to 3000–3600 s, leading to a S/N of ~ 13 – 35 per pixel at 5500 Å on the extracted spectra. We used the second fibre to monitor the sky background and reduced the data with the online HARPS pipeline. Radial velocities were extracted by cross-correlation with a G2 numerical mask.

The FIES, HARPS-N, and HARPS-S RV measurements and their 1σ error bars are listed in Table 1, along with the barycentric Julian date in barycentric dynamical time (BJD_{TDB}, see e.g. Eastman et al. 2010) and the cross-correlation function (CCF) bisector spans (Queloz 2001). We rejected two of the five HARPS RVs, owing to a technical problem occurred during the observations. These measurements are not listed in Table 1. The FIES and HARPS-N RVs show a possible anti-correlation with the respective CCF bisector spans, the linear Pearson correlation coefficients being -0.42 and -0.62 , respectively. We followed the method described in Loyd & France (2014) to account for the uncertainties of our measurements and to quantitatively assess the significance of the possible anti-correlation. We found that the probability that the FIES and HARPS-N measurements are uncorrelated in light of their uncertainties is higher than about 48% and 24%, respectively. We therefore concluded that there is no significant correlation between the FIES and HARPS-N RVs and the respective CCF bisector spans.

3. Stellar parameters

We derived the fundamental spectroscopic parameters of K2-19 from the co-added FIES and HARPS-N spectra. Both data have

a S/N of ~ 55 per pixel at 5500 Å. We used the Spectroscopy Made Easy (SME) package (Valenti & Piskunov 1996) along with ATLAS 9 model atmospheres (Castelli & Kurucz 2004). We fixed the microturbulent v_{mic} and macroturbulent v_{mac} velocities to the values given by the calibration equations of Bruntt et al. (2010) and Doyle et al. (2014), respectively. The effective temperature T_{eff} was estimated by fitting synthetic line profiles to the observed wings of the H α and H β lines. The surface gravity $\log g_*$ was mainly derived by analysing strong Ca I lines between 6100 and 6440 Å. We measured the projected rotational velocity $v \sin i_*$ fitting the spectral profiles of several unblended metal lines. The FIES and HARPS-N co-added spectra provide consistent results well within the 1σ error bars. Our final adopted values for T_{eff} , $\log g_*$, [Fe/H], and $v \sin i_*$ are the weighted means of the values estimated by the FIES and HARPS-N spectra. Based on the Straizys & Kuriliene (1981) calibration for dwarf stars, our estimates of the spectroscopic parameters translate into a K0 V spectral type. We estimated stellar mass and radius using our values for T_{eff} , $\log g_*$, [Fe/H], and the relationship between these parameters and M_* , R_* , as given by Torres et al. (2010). Results are given in Table 3; our values for the mass of $M_* = 0.918 \pm 0.064 M_{\odot}$ and the radius of $R_* = 0.881 \pm 0.111 R_{\odot}$ are about 3% smaller than those derived by Barros et al. (2015), but in agreement within the error bars.

The K2 light curve of K2-19 shows periodic and quasi-periodic photometric variability with a peak-to-peak amplitude of about 1.2% (Armstrong et al. 2015). Given the spectral type of the star, the observed variability is very likely ascribable to magnetic active regions (mainly Sun-like spots) carried around by stellar rotation. We measured the rotation period of the star using the auto correlation function (ACF; see e.g. McQuillan et al. 2013) applied to the light curve of K2-19. We measured a rotation period of $P_{\text{rot}} = 20.54 \pm 0.30$ days (Table 3). The fast Fourier transform of the light curve shows also a significant peak at about 20.5 days ($S/N = 70$), in agreement with the value found by the ACF. A consistent value has also been found by Armstrong et al. (2015). Our estimates of the rotation period and stellar radius imply a value of the rotation velocity of 2.17 ± 0.27 km s⁻¹, which agrees within $\sim 2\sigma$ with the spectroscopically derived projected rotation velocity of 3.0 ± 0.5 km s⁻¹.

4. RV data analysis

We fitted one-planet and two-planet Keplerian models to the FIES, HARPS-N, and HARPS RV data. In the first case, we assumed that the observed Doppler shift is caused entirely by the largest transiting planet K2-19b; in the second case we assumed that both planets contribute to the observed RV variation.

The RV analysis was done using pyanet.i, a Python/Fortran software suite based on MCMC sampling (Barragan et al., in prep.). The code implements the ensemble sampler with the affine invariance algorithm of Goodman & Weare (2010). It finds the best fitting parameters of the following equation $RV = \gamma_i + \sum_j^N K_j [\cos(\theta_j + \omega_{*,j}) + e_j \cos \omega_{*,j}]$, where γ_i are the systemic velocities as measured by the three instruments; j refers to each planet; N is the number of planets; K_j , θ_j , e_j are the RV semi-amplitude variation, true anomaly, and orbit eccentricity of each planet j , respectively; and $\omega_{*,j}$ is the argument of periastris of the star's orbit.

We constrained orbital periods and mid-times of first transit to the values given by Armstrong et al. (2015), i.e. $P_{\text{orb,b}} = 7.919454_{-0.000078}^{+0.000081}$ days and $T_{0,b} = 2456813.38345_{-0.00039}^{+0.00036}$ (BJD_{TDB}) for K2-19b, and $P_{\text{orb,c}} = 11.90701_{-0.00039}^{+0.00044}$ days and

A128, page 3 of 8

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Table 2. RV-derived parameters of K2-19b and K2-19c from a two-planet model.

Parameter	Value
	K2-19b
RV semi-amplitude variation K_b [m s^{-1}] *	18.8 ± 2.4
Eccentricity e_b *	0.094 ± 0.075
Argument of periapsis $\omega_{*,b}$ [deg] *	100^{+37}_{-70}
Epoch of periapsis $T_{p,b}$ **	2456812.44 ± 0.44
Planet mass M_b [M_\oplus] **	54.8 ± 7.5
	K2-19c
RV semi-amplitude variation K_c [m s^{-1}] *	$1.77^{+2.26}_{-1.28}$
Eccentricity e_c	0 (fixed)
Planet mass M_c [M_\oplus] **	$5.9^{+7.6}_{-4.3}$
	Systemic RV
FIES systemic RV γ_{FIES} [km s^{-1}] *	7.1951 ± 0.0030
HARPS-N systemic RV $\gamma_{\text{HARPS-N}}$ [km s^{-1}] *	7.3153 ± 0.0019
HARPS-S systemic RV γ_{HARPS} [km s^{-1}] *	7.3272 ± 0.0020

Notes. Orbital periods and epochs were input values taken from [Armstrong et al. \(2015\)](#). (*) Direct output from RV fit. (**) Parameter derived from fit-outputs.

$T_{0,c} = 2456817.2759 \pm 0.0012$ (BJD_{TDB}) for K2-19c. Using different ephemeris – such as those presented in Sect. 5 or those provided by [Narita et al. \(2015\)](#), [Barros et al. \(2015\)](#) or [Sinukoff et al. \(2016\)](#) – gives consistent results well within the error bars.

For the eccentricity and the argument of periapsis we set uninformative uniform priors using the parametrization $a = \sqrt{e} \sin \omega_{*,b}$ and $b = \sqrt{e} \cos \omega_{*,b}$ with both a and b within the range $[-1, 1]$, where the reversed brackets mean that the range endpoints are excluded. To ensure that $e < 1$, we also impose the condition $a^2 + b^2 < 1$, which was checked for all the iterations.

For the systemic RVs, we set uniform priors in the range $\gamma_i = [7.17, 7.35]$ km s^{-1} , whereas the $K_{b,c}$ were unconstrained, with initial values randomly set between $K_{b,c} = [0.5, 1000]$ m s^{-1} . For the two-planet fit, we fixed $\sqrt{e_c} \sin \omega_{*,c} = \sqrt{e_c} \cos \omega_{*,c} = 0$ and fit only for the RV semi-amplitude variation K_c .

We evolved 1000 independent chains and ran 50 000 additional iterations, with a thinning factor of 50, once convergence was reached. The final parameter estimates were obtained by combining the points from all the chains, leading to a total number of 10^6 points for each parameter.

Assuming a stellar mass of $M_* = 0.918 \pm 0.064 M_\odot$ (Sect. 3), modelling the RV data with one Keplerian orbit gives a mass of $M_b = 58.6 \pm 4.6 M_\oplus$ for K2-19b, with a chi-square value of 15.6. The two-planet modelling gives a similar value of $M_b = 54.8 \pm 7.5 M_\oplus$ for K2-19b, and a mass of $M_c = 5.9^{+7.6}_{-4.3} M_\oplus$ for K2-19c, with a chi-square value of 17.5. We conclude that the RV data do not allow us to significantly detect the Doppler reflex motion induced by K2-19c. Nevertheless, two planets are known to be in this system and given the marginal RV detection of K2-19c, the two-planet fit is the preferred one. The parameter estimates, defined as the median values of the posterior probability distributions, are given in Table 2 along with the 68% credible interval.

A128, page 4 of 8

5. Combined RV and transit timing analysis

In a further analysis we derived masses and orbital parameters of K2-19b and K2-19c using the code TRADES ([Borsato et al. 2014](#)) to simultaneously model RV measurements and TTV data. TRADES combines the Particle Swarm Optimization (PSO; [Tada 2007](#)) with the Levenberg-Marquardt algorithm (LM; [Moré et al. 1980](#)). We used our FIES, HARPS-N, and HARPS RVs (Sect. 2) along with 20 transit mid-times (TTs) published by [Narita et al. \(2015\)](#)¹. The ground-based observations from [Barros et al. \(2015\)](#) were not used in our analysis since the authors do not list the TTs, nor can the measurements be retrieved from their figures with sufficient precision. Considering the similar epochs and O–C times between the [Barros et al. \(2015\)](#) and [Narita et al. \(2015\)](#) follow-up transits, an inclusion of the [Barros et al. \(2015\)](#) transits is unlikely to cause significantly different results. Given the amplitude of the observed RV peak-to-peak variation (~ 40 m s^{-1} ; Fig. 1), we set a very conservative range of $0 < M_p < 100 M_\oplus$ for the masses of the two planets. To account for the two degenerate solutions found by [Narita et al. \(2015\)](#), we assumed a wide range for the orbital periods, i.e. $P_{\text{orb},b} = 7.8\text{--}8.0$ days and $P_{\text{orb},c} = 11.5\text{--}12.5$ days. We reduced the correlation between eccentricity e and argument of periapsis ω_* of the star² by fitting instead for the combinations $e \cos \omega_{*,i}$ and $e \sin \omega_{*,i}$, where the index i refers to planets b and c . We limited the possible eccentricities to $e < 0.5$, given the phased RV curve, and let the arguments of periapsis ω_* and

¹ We used only 20 TTs out of the 21 listed by [Narita et al. \(2015\)](#) because there are two TTs identified with epoch 34, observed at two different facilities, which we joined into a single data point with a smaller uncertainty.

² We note that TRADES uses internally the orbital elements of the planets; the discussion here and the values in Table 3 have been changed to the angle of periapsis of the central star, which is the habitually given value: $\omega_* = \omega_{\text{planet}} \pm 180$ deg.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

D. Nespral et al.: Mass determination of K2-19b and K2-19c from RVs and TTVs

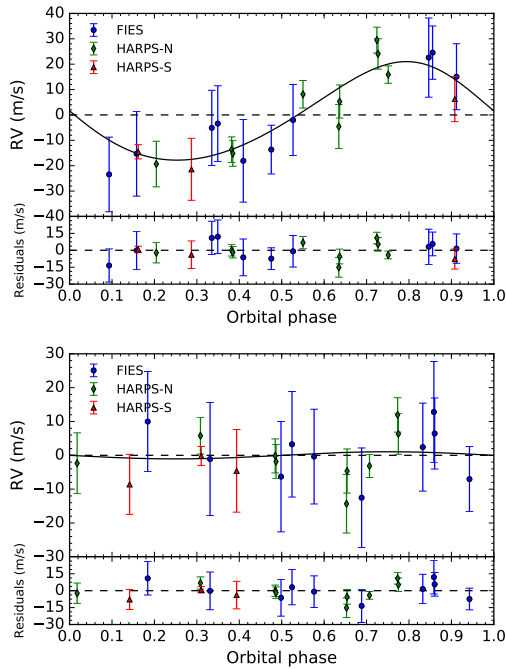


Fig. 1. FIES (blue circles), HARPS-N (green diamonds), HARPS-S (red triangles), and RV measurements of K2-19 and Keplerian fits (solid line), phase folded to the orbital period and time of first transit of K2-19b (upper) and K2-19c (lower). For K2-19c, the fitted RVs from K2-19b have been removed. All RVs, fits and residuals (in smaller subpanels) are shown following the subtraction of the systemic velocities from the three instruments (Table 2).

mean anomalies ν vary freely between 0 and 360 degrees. We used the orbital inclinations as given in Barros et al. (2015). We fixed the longitudes of nodes of both planets to zero degrees. The stellar mass was left to float around the value with Gaussian errors found in Sect. 3 (see Table 3).

The PSO simulation evolved 250 initial orbital configurations for 15000 iterations. We used the best fitting solution as the initial guess for the LM algorithm. TRADES found a best-fit solution with a reduced chi-square $\chi_{\text{red}}^2 = 1.57$ (degrees of freedom d.o.f. = 32). The parameter estimates are listed in Table 3 along with the confidence intervals at the 15.87th and 84.14th (1σ) percentiles of the residual distribution. The confidence intervals were computed with a bootstrap Monte Carlo analysis running 2000 iterations and rescaling the error bars by the quantity $\sqrt{\chi^2}$ (Bruntt et al. 2006; Southworth et al. 2007; Southworth 2008). By applying the frequency map analysis method (Laskar et al. 1992), we found that the derived orbital configuration is stable. Figure 2 shows the simulated data points from the best-fit solution overlaid on the observed data. The derived planet masses are $M_b = 54.4^{+8.2}_{-9.5} M_{\oplus}$ and $M_c = 7.5^{+3.0}_{-1.4} M_{\oplus}$. We note that the chi-square of the TRADES RV model (which is based on both RVs and TTVs) against the radial velocity data is 19.0, which is higher than the corresponding chi-square (17.5) from the RV analysis presented in the previous section.

6. Discussion

We present FIES, HARPS-N, and HARPS radial velocity follow-up observations of K2-19, with the aim to determine the masses of its planets K2-19b and K2-19c. From an analysis based only on our RV measurements and with the stellar parameters derived in Sect. 3, we estimate that K2-19b has a mass of $M_b = 54.8 \pm 7.5 M_{\oplus}$ and K2-19c has a mass of $M_c = 5.9^{+7.6}_{-4.3} M_{\oplus}$. However, a combined analysis of RV and TTV measurements (Sect. 5) resulted in a slightly lower mass of $M_b = 54.4 \pm 8.9 M_{\oplus}$ for K2-19b and higher mass of $M_c = 7.5^{+3.0}_{-1.4} M_{\oplus}$ for K2-19c. The two mass values of K2-19b are consistent with each other, deviating by less than 1σ . For K2-19c, an analysis of the RVs on their own, without prior knowledge of planet c, does not provide relevant evidence for its existence.

We note that the RV+TTV fits force radial velocity amplitudes that are smaller for planet b and larger for planet c, in both cases by a similar amount of $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ relative to the RV-only fit. Considering the known difficulties of quantifying the contribution from stellar activity to RV amplitudes on the m s^{-1} level, we expect that the RV amplitudes have larger uncertainties than those derived from the fits discussed in Sects. 4 and 5, which in both cases designate the RV signal as being entirely caused by the orbiting planets. Given this, the results from the two methods can be considered in agreement, implying however that no detection of planet c can be claimed from the radial velocities.

A possible concern is that the known period variation of K2-19b may affect the Keplerian fit to the RV data, which assumed constant periods. The maximum deviations from constant period during our three principal groups of RV observations, near BJds ending in 7050, 7400, and 7500, are of 10, 70, and 90 min, respectively, based on the Barros et al. (2015) TTV prediction for these epochs (their Fig. 5; with the last value for BJds ≈ 7500 being an extrapolation). These TTVs are not expected to significantly affect the Keplerian RV fit as they may cause only small shifts in the K2-19b phases of 0.0009, 0.006, and 0.008, respectively, implying RV variations of less than 1 m s^{-1} . Therefore, the RV error bars of $\geq 6 \text{ m s}^{-1}$ for most of our measurements will dominate over RV deviations due to phase shifts, as long as the K2-19b phases remain within 0.04 (or 8 h) relative to phases derived from an ephemeris based on the mean period given in Table 3. A similar argument can be made for K2-19c, where maximum TTVs of 250 min can be predicted, corresponding to a maximum phase shift of 0.015. Due to the small RV amplitude of K2-19c, its RV values would be affected by such a phase shift only on the cm s^{-1} level. The RV fit should therefore not be affected by the known TTVs.

Assuming a planet radius³ of $7.16 \pm 0.91 R_{\oplus}$ for K2-19b and of $4.34 \pm 0.55 R_{\oplus}$ for K2-19c, our estimate of the planets' masses from the combined analysis of RV and TTV measurements implies mean densities of $\rho_b = 0.85 \pm 0.31 \text{ g cm}^{-3}$ for planet b and $\rho_c = 0.51^{+0.27}_{-0.21} \text{ g cm}^{-3}$ for planet c. This density points to a likely gaseous planet with a dense core, similar to the conclusion by Barros et al. (2015). For K2-19c, our derived radius and density would imply a planet somewhat larger than Neptune, but more lightweight and without the silicate and nickel-iron core present in Neptune.

Barros et al. (2015) derived from their photo-dynamical analysis a mass of $M_b = 44 \pm 12 M_{\oplus}$ for K2-19b and of $M_c = 15.9^{+7.7}_{-2.8} M_{\oplus}$ for K2-19c, with correspondingly lower and higher densities.

³ Derived from the planet-to-star radius ratio of 0.0745 ± 0.0010 for K2-19b and 0.0451 ± 0.0007 for K2-19c from Barros et al. (2015) and our stellar radius estimate given in Table 3.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

A&A 601, A128 (2017)

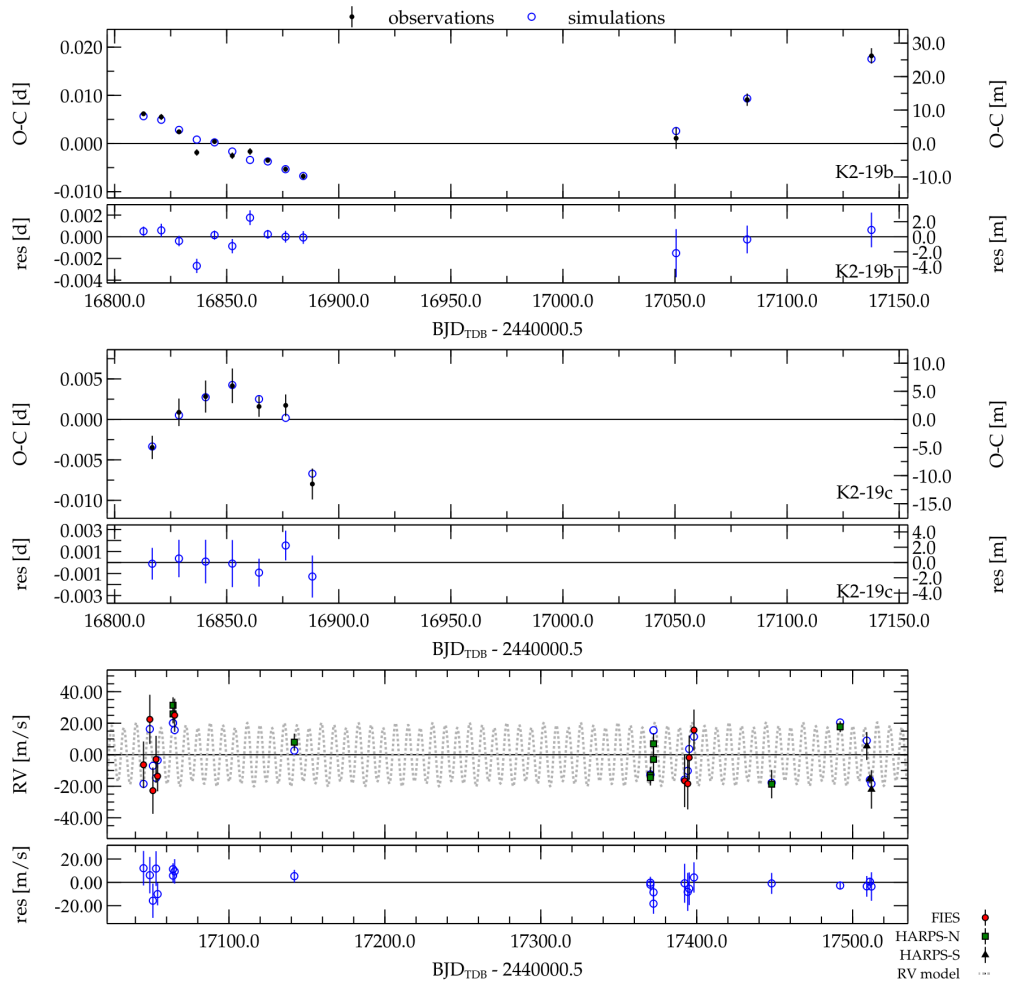


Fig. 2. Upper panels: observed–calculated (O–C) times and residual plots for transit timings of K2-19b (top) and K2-19c (middle panel). O–C values were computed by subtracting a linear ephemeris from each timing measurement (black dots), taken from K2 data and from ground-based follow-up by Narita et al. (2015). Open blue circles indicate the best fitting model found by TRADES; the lower subpanels indicate the residuals of the TRADES-model. Bottom panel: radial velocity measurements from FIES (red circles), HARPS-N (green squares), and HARPS-S (black triangles), as well as the best fitting model from TRADES (blue open circles). The grey dotted line shows the TRADES RV model of both planets across the observation time window. Residuals against the model are shown in the lower subpanel.

Considering that their planet masses were essentially derived from TTVs, and that the masses from our combined RV+TTV analysis are between their masses and ours from the RV-only analysis, we suspect that the TTVs force the mass derivation of K2-19b towards lower values than are given purely by RV data.

We also note that our TTV analysis and that by Barros et al. (2015) are not identical, with Barros et al. considering also the shapes of transits.

During the revision of this paper, a further study involving RV observations of K2-19 was published by Dai et al. (2016). With an eccentric RV model, they obtained mass estimates that

are inconsistent with our work, i.e. $31.8^{+6.7}_{-7.0} M_{\oplus}$ for planet b and $26.5^{+9.8}_{-10.8} M_{\oplus}$ for planet c. A revision of the RV values in their Table 7 shows that the majority of their RV data were obtained with the Carnegie Planet Finder Spectrograph (PFS) on the 6.5 m Magellan/Clay Telescope. In most of their observing nights, they obtained three nightly RV points of K2-19. Most of these nightly groups show differences between individual data points that are much larger than their quoted uncertainties of $\sim 5 \text{ m s}^{-1}$, in many cases with nightly RV variations exceeding 20 m s^{-1} . These variations are too large to be ascribed to a physical origin in the K2-19 system and apparently arise from an unrecognized source

A128, page 6 of 8

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

D. Nespral et al.: Mass determination of K2-19b and K2-19c from RVs and TTVs

Table 3. K2-19 system parameters.

Parameter	Estimate
Measured stellar parameters	
Effective temperature T_{eff} [K]	5250 ± 70
Surface gravity $\log g_s$ [cgs]	4.50 ± 0.10
Iron abundance [Fe/H] [dex]	0.10 ± 0.05
Microturbulent velocity v_{mic} [km s ⁻¹]	0.8
Macroturbulent velocity v_{mac} [km s ⁻¹]	2.5
Projected rotational velocity $v \sin i_*$ [km s ⁻¹]	3.00 ± 0.50
Stellar rotation period P_{rot} [days]	20.54 ± 0.30
Derived stellar parameters	
Star mass M_* [M_{\odot}]	0.918 ± 0.064
Star radius R_* [R_{\odot}]	0.881 ± 0.111
K2-19b	
RV semi-amplitude variation K_b [m s ⁻¹]*	18.5 ± 3.0
Planet/Star mass ratio	0.00018 ± 0.00003
Planet mass M_b [M_{\oplus}]	54.4 ± 8.9
Orbital period $P_{\text{orb,b}}$ [days]	$7.91951^{+0.00049}_{-0.00012}$
$e_b \cos \omega_{*,b}$	$-0.0004^{+0.0380}_{-0.0190}$
$e_b \sin \omega_{*,b}$	$0.023^{+0.01}_{-0.23}$
Eccentricity e_b	$0.023^{+0.240}_{-0.020}$
Argument of periapsis $\omega_{*,b}$ [deg]	271 ± 12
Epoch of periapsis $T_{p,b}$	2456809.5 ± 0.1
K2-19c	
RV semi-amplitude variation K_b [m s ⁻¹]*	$2.3^{+0.9}_{-0.4}$
Planet/Star mass ratio	$0.000024^{+0.000010}_{-0.000005}$
Planet mass M_c [M_{\oplus}]	$7.5^{+3.0}_{-1.4}$
Orbital period $P_{\text{orb,c}}$ [days]	$11.9066^{+0.0021}_{-0.0014}$
$e_c \cos \omega_{*,c}$	$-0.0153^{+0.0088}_{-0.0270}$
$e_c \sin \omega_{*,c}$	$0.1826^{+0.0002}_{-0.2800}$
Eccentricity e_c	$0.183^{+0.283}_{-0.003}$
Argument of periapsis $\omega_{*,c}$	275 ± 5
Epoch of periapsis $T_{p,c}$	2456811.55 ± 0.15
Systemic RV	
FIES systemic RV γ_{FIES} [m s ⁻¹]	7195.64 ± 4.22
HARPS-N systemic RV $\gamma_{\text{HARPS-N}}$ [m s ⁻¹]	7327.10 ± 2.61
HARPS-S systemic RV γ_{HARPS} [m s ⁻¹]	7311.91 ± 1.79

Notes. Planet parameters are from the TRADES analysis. The planet orbital parameter estimates refer to the reference time $\text{BJD}_{\text{TDB}} = 2456813.0$.

of measurement errors. Given the strong nightly RV shifts in the PFS data, unrecognized error sources that affect frequencies longer than a single night might be present as well, with potential effects onto the planets' RV amplitudes.

To date there are only a few planets whose masses have been derived using both methods. As examples we cite Nesvorný et al. (2013) and Barros et al. (2014), who both derived the mass of Kepler-88c (formerly known as KOI-142c) using TTVs and RV measurements, respectively. The first team measured a mass of $0.62 \pm 0.03 M_{\text{Jup}}$ from TTVs detected on

the transiting planet Kepler-88b, from which they determined the mass of the non-transiting planet Kepler-88c. The presence of Kepler-88c was later confirmed by Barros et al. (2014) using RV measurements. They derived a mass of $0.76^{+0.32}_{-0.16} M_{\text{Jup}}$ for planet c, which agrees with TTV predictions of Nesvorný et al. (2013) and provides an independent validation of the TTV method.

In the Kepler-89, system, however, Weiss et al. (2013) give RV derived masses for the planets Kepler-89c and d, with a marginal detection of the more lightweight planet c.

A128, page 7 of 8

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Masuda et al. (2013) and Hadden & Lithwick (2016) each present a TTV analysis of the same system. They are able to determine the mass of planet c, found to be in the range of the Weiss et al. RV measurement, whereas their mass determinations of planet d indicate a mass ≈ 3 times lower than that calculated from RVs.

Another case is the reanalysis of RV and TTVs data of the Kepler-9 planetary system by Borsato et al. (2014) using the same analysis tool as in this paper (TRADES), and who estimated planet masses $\sim 55\%$ lower than those reported in the original discovery paper (Holman et al. 2010), which was based on a combination of RVs, transit times, and durations. In this case, Borsato et al. (2014) ascribe the discrepancy to the longer Kepler light curve that they analysed, and to different approaches in the interpretation of the TTVs.

Recently, Cubillos et al. (2017) have studied all Neptune-like planets for which both masses and radii are known, and they also note that the planets measured by TTVs typically have lower densities. Weiss & Marcy (2014) already discuss possible causes of this difference, quoting systematic underestimations for masses from TTVs (e.g. from damping of TTVs by other planets) or selection effects that make lower density planets easier to detect by TTVs. Cubillos et al. (2017) also present a hypothesis that the lower densities of TTV planets are possibly caused by high-altitude clouds or hazes that lead to inflated radii; however, this would only apply if there are systematic differences in the radii of RV and TTV measured planets caused by selection effects. Lee et al. (2016) hypothesize that such a selection may be the result of low density planets being more amenable (than denser super-Earths) to migrate to close orbits within chains of planets connected by mean-motion resonances. Consequently, such planets would preferentially be detected through TTVs. In any case, selection effects cannot account for any differences in masses if both RV and TTV masses are known.

From the results of this work, RV and TTV measurements complement each other, and create only slight discrepancies. For planet b, which is the more significant detection in the K2-19 system, the addition of RV measurements raised the mass obtained previously from TTVs by Barros et al. (2015), but within the error bars. Planet c was barely detected in our RV data, whereas we know that it exists from the transits and it is detected with much higher significance from TTV data alone or from their combination with RV data. This difference in the detection quality of a low-mass planet arises most likely from the limited precision of the RV data. We also note that RV results from different teams may vary strongly; this may be due to unrecognized issues of their calibration. To resolve such discrepancies among different results, a better understanding of the causes that may generate systematics between RV and TTV methods, but also between results obtained by the same method is desirable. More mass measurements of planets with both RVs and TTV methods should also lead to a better understanding of the origins of these differences.

Acknowledgements. We thank the referee, Kento Masuda, for the careful revision and comments which improved this article. Also we are thankful to Jorge Melendez, Martin Kürster, François Bouchy, Nuno Santos, and Xavier Bonfils who kindly agreed to exchange HARPS time with us. This work is based on observations obtained with the Nordic Optical Telescope, operated jointly by Denmark, Finland, Iceland, Norway, and Sweden, and the HARPS-N

spectrograph on the Italian Telescopio Nazionale Galileo (TNG), operated by the INAF – Fundación Galileo Galilei. Both telescopes are on the island of La Palma in the Spanish Observatorio del Roque de Los Muchachos of the Instituto de Astrofísica de Canarias. Based also on observations made with the ESO 3.6 m Telescope at La Silla Observatory under program ID 097.C-0948. The research leading to these results has received funding from the European Union Seventh Framework Programme (FP7/2013-2016) under grant agreement No. 312430 (OPTICON). D.N. acknowledges an FPI fellowship BES-2013-067287 and H.J.D. acknowledges support by grant ESP2015-65712-C5-4-R, both from the Spanish Secretary of State for R&D&i (MINECO).

References

- Armstrong, D. J., Santerne, A., Veras, D., et al. 2015, *A&A*, 582, A33
 Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, *A&AS*, 119, 373
 Barros, S. C. C., Díaz, R. F., Santerne, A., et al. 2014, *A&A*, 561, L1
 Barros, S. C. C., Almenara, J. M., Demangeon, O., et al. 2015, *MNRAS*, 454, 4267
 Borsato, L., Marzari, F., Nascimbeni, V., et al. 2014, *A&A*, 571, A38
 Bruntt, H., Southworth, J., Torres, G., et al. 2006, *A&A*, 456, 651
 Bruntt, H., Bedding, T. R., Quirion, P.-O., et al. 2010, *MNRAS*, 405, 1907
 Buchhave, L. A., Bakos, G. A., Hartman, J. D., et al. 2010, *ApJ*, 720, 1118
 Cosentino, R., Lovis, C., Pepe, F., et al. 2012, *SPIE Conf. Ser.*, 8446, 1
 Castelli, F., & Kurucz, R. L. 2004, ArXiv eprint [arXiv:astro-ph/0405087]
 Cubillos, P., & Erkaev, V. N. 2017, *MNRAS*, 466, 1868
 Dai, F., & Winn, J. N. 2016, *ApJ*, 823, 115
 Deck, K. M., & Agol, E. 2015, *ApJ*, 802, 116
 Doyle, A. P., Davies, G. R., Smalley, B., et al. 2014, *MNRAS*, 444, 3592
 Eastman, J., Siverd, R., & Gaudi, B. S. 2010, *PASP*, 122, 935
 Fabrycky, D. C., Ford, E. B., Steffen, J. H., et al. 2012, *ApJ*, 750, 114
 Fabrycky, D. C., Lissauer, J. J., Ragozzine, D., et al. 2014, *ApJ*, 790, 146
 Frandsen, S., & Lindberg, B. 1999, in *Astrophysics with the NOT*, Proc., eds. H. Karttunen, & V. Pirola, *Anot. Conf.*, 71
 Gandolfi, D., Parviainen, H., Deeg, H. J., et al. 2015, *A&A*, 576, A11
 Goodman, J., & Weare, J. 2010, *Comm. App. Math. Comp. Sci.*, 5, 65
 Hadden, S., & Lithwick, Y. 2016, ArXiv eprint [arXiv:1611.03516]
 Holman, M. J., Fabrycky, D. C., Ragozzine, D., et al. 2010, *Science*, 330, 51
 Howell, S. B., Sobeck, C., Haas, M., et al. 2014, *PASP*, 126, 398
 Kley, W. 2010, in *Formation and Evolution of Exoplanets*, ed. R. Barnes, 203
 Laskar, J., Froeschlé, C., & Celletti, A. 1992, *Phys. D*, 56, 253
 Lee, E. J., & Chiang, E. 2016, *ApJ*, 817, L90
 Loyd, R. O. P., & France, K. 2014, *ApJS*, 211, 9
 Masuda, K., Hirano, T., Taruya, A., Nagasawa, M., & Suto, Y. 2013, *ApJ*, 778, L15
 Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 20
 McQuillan, A., Aigrain, S., & Mazeh, T. 2013, *MNRAS*, 432, 1203
 Moré, J. J., Garbow, B. S., & Hillstrome, K. E. 1980, ANL-80-74, Chap. 1–3
 Naoz, S. 2015, *PNAS*, 112, 4189
 Narita, N., Hirano, T., Fukui, A., et al. 2015, *A&A*, 815, A47
 Nesvorný, D., Kipping, D., Terrell, D., et al. 2013, *ApJ*, 777, 3
 Ogihara, M., & Kobayashi, H. 2013, *ApJ*, 775, 34
 Pepe, F., Mayor, M., Galland, F., et al. 2002, *A&A*, 388, 632
 Petrovich, C., Malhotra, R., & Tremaine, S. 2013, *ApJ*, 770, 24
 Piersens, A., Raymond, S. N., Nesvorný, D., & Morbidelli, A. 2014, *ApJ*, 795, L11
 Plavchan, P., & Bilinski, C. 2013, *ApJ*, 769, 86
 Queloz, D., & Henry, G. 2001, *A&A*, 379, 279
 Sinukoff, E., Howard, A. W., Petigura, E. A., et al. 2016, *ApJ*, 827, 78S
 Southworth, J. 2008, *MNRAS*, 386, 1644
 Southworth, J., Bruntt, H., & Buzasi, D. L. 2007, *A&A*, 467, 1215
 Straizys, V., & Kuriliene, G. 1981, *Ap&SS*, 80, 353
 Teltng, J. H., Avila, G., Buchhave, L., et al. 2014, *AN*, 335, 41
 Tada, T. 2007, *J. Jpn Soc. Hydrology & Water Res.*, 20, 450
 Torres, G., Andersen, J., & Giménez, A. 2010, *A&ARv*, 18, 67
 Valenti, J. A., & Piskunov, N. 1996, *A&AS*, 118, 595
 Walsh, K. J., Morbidelli, A., Raymond, S. N., O'Brien, D. P., & Mandell, A. M. 2011, *Nature*, 475, 206
 Weiss, L. M., & Marcy G. W. 2014, *ApJ*, 783, L6
 Weiss, L. M., Marcy, G. W., Rowe, J. F., et al. 2013, *ApJ*, 768, 14

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19



Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

Bibliography

- Alsubai, K. A., Parley, N. R., Bramich, D. M., et al. 2011, MNRAS, 417, 709
- Angerhausen, D., Mandushev, G., Mandell, A., et al. 2015, Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 1, 034002
- Armstrong, D. J., Santerne, A., Veras, D., et al. 2015, A&A, 582, A33
- Baglin, A., Auvergne, M., Barge, P., et al. 2002, in ESA Special Publication, Vol. 485, Stellar Structure and Habitable Planet Finding, ed. B. Battrock, F. Favata, I. W. Roxburgh, & D. Galadi, 17–24
- Baglin, A., Auvergne, M., Boisnard, L., et al. 2006, in COSPAR Meeting, Vol. 36, 36th COSPAR Scientific Assembly
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, A&A, 402, 701
- Barclay, T., Pepper, J., & Quintana, E. V. 2018, ApJS, 239, 2
- Barshay, S. S. & Lewis, J. S. 1977, in BAAS, Vol. 9, Bulletin of the American Astronomical Society, 544
- Barstow, J. K., Aigrain, S., Irwin, P. G. J., & Sing, D. K. 2017, ApJ, 834, 50
- Berger, T. E., Rouppe van der Voort, L., & Löfdahl, M. 2007, ApJ, 661, 1272
- Bétrémieux, Y. & Kaltenegger, L. 2015, MNRAS, 451, 1268
- Bilger, C., Rimmer, P., & Helling, C. 2013, MNRAS, 435, 1888
- Birkby, J. L. 2018, arXiv e-prints
- Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., et al. 2010, Science, 327, 977
- Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., et al. 2006, ISSI Scientific Reports Series, 6, 207
- Bouchy, F., Deleuil, M., Guillot, T., et al. 2011, A&A, 525, A68

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

- Bourrier, V., Lecavelier des Etangs, A., Ehrenreich, D., Tanaka, Y. A., & Vidotto, A. A. 2016, A&A, 591, A121
- Bray, R. J. & Loughhead, R. E. 1964, Sunspots
- Brogi, M., de Kok, R. J., Birkby, J. L., Schwarz, H., & Snellen, I. A. G. 2014, A&A, 565, A124
- Burrows, A. & Sharp, C. M. 1999, ApJ, 512, 843
- Burrows, A. S. 2008, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 40, AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #40, 463
- Carlin, B. & Louis, T. 2009, Texts in statistical science (CRC Press)
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000, ApJ, 529, L45
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. 2002, ApJ, 568, 377
- Chen, G., Guenther, E. W., Pallé, E., et al. 2017a, A&A, 600, A138
- Chen, G., Pallé, E., Nortmann, L., et al. 2017b, A&A, 600, L11
- Chen, G., Pallé, E., Nortmann, L., et al. 2017c, A&A, 600, L11
- Chen, G., Pallé, E., Welbanks, L., et al. 2018, A&A, 616, A145
- Claret, A. 2000, A&A, 363, 1081
- Claret, A. & Bloemen, S. 2011, A&A, 529, A75
- Collins, K. A., Kielkopf, J. F., & Stassun, K. G. 2015, ArXiv e-prints
- Colón, K. D., Ford, E. B., Lee, B., Mahadevan, S., & Blake, C. H. 2010, MNRAS, 408, 1494
- Covino, E., Esposito, M., Barbieri, M., et al. 2013, A&A, 554, A28
- Csizmadia, S., Hatzes, A., Gandolfi, D., et al. 2015, A&A, 584, A13
- Cubillos, P., Harrington, J., Loredo, T. J., et al. 2017, AJ, 153, 3
- Cumming, A., Marcy, G. W., & Butler, R. P. 1999, ApJ, 526, 890
- de Kok, R. J., Brogi, M., Snellen, I. A. G., et al. 2013a, A&A, 554, A82
- de Kok, R. J., Brogi, M., Snellen, I. A. G., et al. 2013b, A&A, 554, A82
- Deleuil, M., Deeg, H. J., Alonso, R., et al. 2008, A&A, 491, 889
- Deming, D., Wilkins, A., McCullough, P., et al. 2013, ApJ, 774, 95
- Demory, B.-O., de Wit, J., Lewis, N., et al. 2013, ApJ, 776, L25

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

A.1 BIBLIOGRAPHY

215

- Demory, B.-O. & Seager, S. 2011, ApJS, 197, 12
- Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., et al. 2009, ApJ, 699, 478
- Ehrenreich, D. 2015, in AAS/Division for Extreme Solar Systems Abstracts, Vol. 3, AAS/Division for Extreme Solar Systems Abstracts, 200.01
- Enoch, B., Anderson, D. R., Barros, S. C. C., et al. 2011, AJ, 142, 86
- Espinoza, N. & Jordán, A. 2015, MNRAS, 450, 1879
- Esteves, L. J., De Mooij, E. J. W., & Jayawardhana, R. 2015, ApJ, 804, 150
- Fegley, Jr., B. & Lodders, K. 1996, ApJ, 472, L37
- Fisher, C. & Heng, K. 2018, MNRAS, 481, 4698
- Fortney, J. J., Demory, B.-O., Désert, J.-M., et al. 2011, ApJS, 197, 9
- Fortney, J. J., Shabram, M., Showman, A. P., et al. 2010, ApJ, 709, 1396
- Fossati, L., Haswell, C. A., Froning, C. S., et al. 2010, ApJ, 714, L222
- Fressin, F., Knutson, H. A., Charbonneau, D., et al. 2010, ApJ, 711, 374
- Gandolfi, D., Barragán, O., Hatzes, A. P., et al. 2017, AJ, 154, 123
- García Muñoz, A. 2007, Planet. Space Sci., 55, 1414
- Gazak, J. Z., Johnson, J. A., Tonry, J., et al. 2012, Advances in Astronomy, 2012, 697967
- Gelman, A. & Rubin, D. 2008
- Gibson, N. P., Aigrain, S., Barstow, J. K., et al. 2013, MNRAS, 436, 2974
- Gibson, N. P., Aigrain, S., Roberts, S., et al. 2012, MNRAS, 419, 2683
- Gibson, N. P., Pollacco, D., Simpson, E. K., et al. 2009, ApJ, 700, 1078
- Gillon, M., Triaud, A. H. M. J., Demory, B.-O., et al. 2017, Nature, 542, 456
- Giménez, A. 2006, A&A, 450, 1231
- Gonzalez, G., Laws, C., Tyagi, S., & Reddy, B. E. 2001, AJ, 121, 432
- Hadden, S. & Lithwick, Y. 2017, AJ, 154, 5
- Harrington, J., Hansen, B. M., Luszcz, S. H., et al. 2006, Science, 314, 623
- Hartman, J. D., Bakos, G. Á., Béky, B., et al. 2012, AJ, 144, 139
- Hartman, J. D., Bakos, G. Á., Torres, G., et al. 2011, ApJ, 742, 59

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

- Haswell, C. A. 2010, *Transiting Exoplanets*
- Heng, K. & Demory, B.-O. 2014, *ApJ*, 785, 80
- Hoeijmakers, H. J., Ehrenreich, D., Heng, K., et al. 2018, *Nature*, 560, 453
- Holman, M. J., Fabrycky, D. C., Ragozzine, D., et al. 2010, *Science*, 330, 51
- Holman, M. J. & Murray, N. W. 2005, *Science*, 307, 1288
- Hou Yip, K., Waldmann, I. P., Tsiaras, A., & Tinetti, G. 2018, *ArXiv e-prints*
- Huitson, C. M., Sing, D. K., Pont, F., et al. 2013, *MNRAS*, 434, 3252
- Huitson, C. M., Sing, D. K., Vidal-Madjar, A., et al. 2012, *MNRAS*, 422, 2477
- Husser, T.-O., Wende-von Berg, S., Dreizler, S., et al. 2013, *A&A*, 553, A6
- Irwin, J., Buchhave, L., Berta, Z. K., et al. 2010, *ApJ*, 718, 1353
- Jensen, A. G., Cauley, P. W., Redfield, S., Cochran, W. D., & Endl, M. 2018, *AJ*, 156, 154
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Keller, C. U., Schüssler, M., Vögler, A., & Zakharov, V. 2004, *ApJ*, 607, L59
- Kempton, E. M.-R., Lupu, R. E., Owusu-Asare, A., Slough, P., & Cale, B. 2016, *Exo-Transmit: Radiative transfer code for calculating exoplanet transmission spectra*, *Astrophysics Source Code Library*
- Kempton, E. M.-R., Perna, R., & Heng, K. 2014, *ApJ*, 795, 24
- Kipping, D. M. 2013, *MNRAS*, 435, 2152
- Knutson, H. A., Charbonneau, D., Allen, L. E., et al. 2007a, *Nature*, 447, 183
- Knutson, H. A., Charbonneau, D., Noyes, R. W., Brown, T. M., & Gilliland, R. L. 2007b, *ApJ*, 655, 564
- Knutson, H. A., Howard, A. W., & Isaacson, H. 2010, *ApJ*, 720, 1569
- Konopacky, Q. M., Barman, T. S., Macintosh, B. A., & Marois, C. 2013, *Science*, 339, 1398
- Koskinen, T. T., Lavvas, P., Harris, M. J., & Yelle, R. V. 2014, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 372, 20130089
- Kreidberg, L. 2017, *Exoplanet Atmosphere Measurements from Transmission Spectroscopy and Other Planet Star Combined Light Observations*, 100
- Kreidberg, L., Bean, J. L., Désert, J.-M., et al. 2014, *ApJ*, 793, L27
- Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009, *A&A*, 493, L21

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

A.1 BIBLIOGRAPHY

217

- Latham, D. W., Borucki, W. J., Koch, D. G., et al. 2010, ApJ, 713, L140
- Lavvas, P., Koskinen, T., & Yelle, R. V. 2014, ApJ, 796, 15
- Lecavelier Des Etangs, A., Ehrenreich, D., Vidal-Madjar, A., et al. 2010, A&A, 514, A72
- Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., & Sing, D. 2008, A&A, 485, 865
- Lendl, M., Cubillos, P. E., Hagelberg, J., et al. 2017, A&A, 606, A18
- Lendl, M., Delrez, L., Gillon, M., et al. 2016, A&A, 587, A67
- Liang, M.-C., Parkinson, C. D., Lee, A. Y.-T., Yung, Y. L., & Seager, S. 2003, ApJ, 596, L247
- Line, M. R., Stevenson, K. B., Bean, J., et al. 2016, AJ, 152, 203
- Lodders, K. 1999, ApJ, 519, 793
- Lodders, K. 2010, Exoplanet Chemistry, ed. R. Barnes, 157
- Lodders, K. & Fegley, B. 2002, 155, 393
- Loeb, A. & Gaudi, B. S. 2003, ApJ, 588, L117
- Maciejewski, G., Dimitrov, D., Mancini, L., & Southworth, J. 2016, ApJ, 66, 55
- Maciejewski, G., Fernández, M., Aceituno, F. J., et al. 2015, A&A, 577, A109
- Mackebrandt, F., Mallonn, M., Ohlert, J. M., et al. 2017, A&A, 608, A26
- Madhusudhan, N., Agúndez, M., Moses, J. I., & Hu, Y. 2016, Space Sci. Rev., 205, 285
- Malavolta, L. 2016, PyORBIT: Exoplanet orbital parameters and stellar activity, Astrophysics Source Code Library
- Mancini, L., Kemmer, J., Southworth, J., et al. 2016, MNRAS, 459, 1393
- Mandel, K. & Agol, E. 2002, ApJ, 580, L171
- Mandell, A. M., Haynes, K., Sinukoff, E., et al. 2013, ApJ, 779, 128
- Marley, M. S., Ackerman, A. S., Cuzzi, J. N., & Kitzmann, D. 2013, Clouds and Hazes in Exoplanet Atmospheres, ed. S. J. Mackwell, A. A. Simon-Miller, J. W. Harder, & M. A. Bullock, 367–391
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, Science, 322, 1348
- Massol, H., Hamano, K., Tian, F., et al. 2016, Space Sci. Rev., 205, 153
- Maxted, P. F. L. 2016, A&A, 591, A111
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, Nature, 378, 355

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

- McCullough, P. R., Crouzet, N., Deming, D., & Madhusudhan, N. 2014, ApJ, 791, 55
- Mislis, D., Heller, R., Schmitt, J. H. M. M., & Hodgkin, S. 2012, A&A, 538, A4
- Mislis, D., Mancini, L., Tregloan-Reed, J., et al. 2015, MNRAS, 448, 2617
- Mollière, P., van Boekel, R., Dullemond, C., Henning, T., & Mordasini, C. 2015, ApJ, 813, 47
- Morley, C. V., Knutson, H., Line, M., et al. 2017, AJ, 153, 86
- Moses, J. I. 2014, Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 372, 20130073
- Müller, H. M., Huber, K. F., Czesla, S., Wolter, U., & Schmitt, J. H. M. M. 2013, A&A, 560, A112
- Murgas, F., Pallé, E., Zapatero Osorio, M. R., et al. 2014, A&A, 563, A41
- Nesvacil, N., Stütz, C., & Weiss, W. W. 2003, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 298, GAIA Spectroscopy: Science and Technology, ed. U. Munari, 173
- Nikolov, N., Sing, D. K., Gibson, N. P., et al. 2016, ApJ, 832, 191
- Nikolov, N., Sing, D. K., Pont, F., et al. 2014, in Search for Life Beyond the Solar System. Exoplanets, Biosignatures Instruments, ed. D. Apai & P. Gabor, P3.50
- Niraula, P., Redfield, S., Dai, F., et al. 2017, AJ, 154, 266
- Nortmann, L., Pallé, E., Murgas, F., et al. 2016, A&A, 594, A65
- Nortmann, L., Pallé, E., Salz, M., et al. 2018, Science, 362, 1388
- O'Donovan, F. T., Charbonneau, D., Bakos, G. Á., et al. 2007, ApJ, 663, L37
- Oshagh, M., Santos, N. C., Ehrenreich, D., et al. 2014, A&A, 568, A99
- Owen, T., Mahaffy, P., Niemann, H. B., et al. 1999, Nature, 402, 269
- Parmentier, V. & Crossfield, I. J. M. 2017, Exoplanet Phase Curves: Observations and Theory, 116
- Parviainen, H. 2017, Bayesian Methods for Exoplanet Science, 149
- Parviainen, H., Pallé, E., Nortmann, L., et al. 2016, A&A, 585, A114
- Perryman, M. A. C. 2000, Reports on Progress in Physics, 63, 1209
- Placek, B., Knuth, K. H., & Angerhausen, D. 2014, ApJ, 795, 112
- Pont, F., Knutson, H., Gilliland, R. L., Moutou, C., & Charbonneau, D. 2008, MNRAS, 385, 109

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

- Pont, F., Sing, D. K., Gibson, N. P., et al. 2013, MNRAS, 432, 2917
- Pont, F., Zucker, S., & Queloz, D. 2006, MNRAS, 373, 231
- Press, W. H., Teukolsky, S. a., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1996, Numerical Recipes in Fortran 77: the Art of Scientific Computing. Second Edition, Vol. 1
- Püsküllü, Ç., Soyduğan, F., Erdem, A., & Budding, E. 2017, 55, 39
- Rackham, B., Espinoza, N., Apai, D., et al. 2017, ApJ, 834, 151
- Rajpaul, V., Aigrain, S., Osborne, M. A., Reece, S., & Roberts, S. 2015, MNRAS, 452, 2269
- Redfield, S., Endl, M., Cochran, W. D., & Koesterke, L. 2008, ApJ, 673, L87
- Reiger, S. H. 1963, AJ, 68, 395
- Rich, E. A., Wisniewski, J. P., McElwain, M. W., et al. 2017, MNRAS, 472, 1736
- Sánchez, B., Aguiar-González, M., Barreto, R., et al. 2012, in Proc. SPIE, Vol. 8446, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV, 84464T
- Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., Rebolo, R., & Udry, S. 2003, A&A, 398, 363
- Seager, S. & Mallén-Ornelas, G. 2003, ApJ, 585, 1038
- Seager, S. & Sasselov, D. D. 1998, ApJ, 502, L157
- Seager, S. & Sasselov, D. D. 2000, ApJ, 537, 916
- Sedaghati, E., Boffin, H. M. J., Jeřabková, T., et al. 2016, A&A, 596, A47
- Sedaghati, E., Boffin, H. M. J., MacDonald, R. J., et al. 2017, Nature, 549, 238
- Sherri, M., Boulkaibet, I., Marwala, T., & Friswell, M. I. 2017, ArXiv e-prints
- Sing, D. K. 2018, arXiv e-prints [[arXiv]1804.07357]
- Sing, D. K., Fortney, J. J., Nikolov, N., et al. 2016, Nature, 529, 59
- Sing, D. K., Huitson, C. M., Lopez-Morales, M., et al. 2012, MNRAS, 426, 1663
- Sing, D. K., Pont, F., Aigrain, S., et al. 2011, MNRAS, 416, 1443
- Smith, A. M. S., Anderson, D. R., Collier Cameron, A., et al. 2012, AJ, 143, 81
- Southworth, J. 2011, MNRAS, 417, 2166
- Sozzetti, A., Torres, G., Charbonneau, D., et al. 2009, ApJ, 691, 1145
- Steffen, J. H. & Agol, E. 2005, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 37, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 1425

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19

- Stevenson, K., Harrington, J., Nymeyer, S., et al. 2010, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 42, AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #42, 1062
- Stevenson, K. B., Bean, J. L., Seifahrt, A., et al. 2014, AJ, 147, 161
- Stevenson, K. B., Bean, J. L., Seifahrt, A., et al. 2016, ApJ, 817, 141
- Sudarsky, D., Burrows, A., & Hubeny, I. 2003, ApJ, 588, 1121
- Sudarsky, D., Burrows, A., & Pinto, P. 2000, ApJ, 538, 885
- ter Braak, C. J. F. T. 2006
- ter Braak, C. J. F. T. & Vrugt, J. 2008
- Torres, G., Winn, J. N., & Holman, M. J. 2008, ApJ, 677, 1324
- Triaud, A. H. M. J., Queloz, D., Bouchy, F., et al. 2009, A&A, 506, 377
- Trongsrard, R., AGENTOFT, C., & HJORTH, M. 2014
- Tsiaras, A., Waldmann, I. P., Zingales, T., et al. 2018, AJ, 155, 156
- Vaňko, M., Maciejewski, G., Jakubík, M., et al. 2013, MNRAS, 432, 944
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2003, Nature, 422, 143
- von Essen, C., Cellone, S., Mallonn, M., et al. 2017, A&A, 603, A20
- von Essen, C., Mallonn, M., Welbanks, L., et al. 2019, A&A, 622, A71
- von Essen, C., Schröter, S., Agol, E., & Schmitt, J. H. M. M. 2013, A&A, 555, A92
- Wang, Y.-H., Wang, S., Liu, H.-G., et al. 2017, AJ, 154, 49
- Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., et al. 2004, ApJS, 154, 1
- Wheatley, P. J., West, R. G., Goad, M. R., et al. 2018, MNRAS, 475, 4476
- Wilson, P. A., Sing, D. K., Nikolov, N., et al. 2015, MNRAS, 450, 192
- Winn, J. N. 2010, Exoplanet Transits and Occultations, ed. S. Seager (University of Arizona Press), 55–77
- Wöllert, M., Brandner, W., Bergfors, C., & Henning, T. 2015, A&A, 575, A23
- Wolszczan, A. & Frail, D. A. 1992, Nature, 355, 145
- Wytttenbach, A., Ehrenreich, D., Lovis, C., Udry, S., & Pepe, F. 2015, A&A, 577, A62
- Zellem, R. T., Swain, M. R., Roudier, G., et al. 2017, ApJ, 844, 27

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 1825136

Código de verificación: Qz8NLH1/

Firmado por: DAVID LOPEZ FERNANDEZ-NESPRAL
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 24/04/2019 11:41:11

HANS DEEG
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 11:45:36

ROI ALONSO SOBRINO
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

24/04/2019 13:32:19