



PONTIFICIA UNIVERSIDAD CATÓLICA DE CHILE
FACULTAD DE FÍSICA
INSTITUTO DE ASTROFÍSICA

DETECTION AND CHARACTERIZATION OF HOT JUPITERS AROUND HOT STARS

POR

PASCAL JOSÉ TORRES MIRANDA

Tesis presentada a la Facultad de Física de la Pontificia Universidad Católica de
Chile para optar al grado académico de Magister en Astrofísica

PROFESOR GUÍA : Dr. ANDRÉS JORDÁN (UAI)

COMITÉ INFORMANTE : Dr. RAFAEL BRAHM (UAI)

Dr. ELYAR SEDAGHATI (ESO)

Dr. JULIO CHANAMÉ (PUC)

Julio, 2023

Santiago, Chile

©2023,Pascal José Torres Miranda

Este Proyecto de Investigación fue financiada por el Instituto
Milenio de Astrofísica (MAS)

-

Agradecimientos

En primer lugar, deseo agradecer a mis profesores Andrés Jordán y Rafael Brahm, por su permanente guía, apoyo y por la gran paciencia que tuvieron en todo el proceso de esta investigación. Agradezco muy especialmente a Elyar Sedaghati por toda su ayuda y permanente generosidad en el conocimiento. También a Juan Espinoza, por sus valiosos datos compartidos. Agradezco, finalmente, a mi familia y a mis amigos Felipe Lisperguer y Priscilla Behar, por todo el apoyo que me brindaron en esta fascinante tarea.

Índice general

Agradecimientos	I
Índice de figuras	v
Índice de tablas	xI
1. Introducción	1
1.1. Júpiter Caliente	1
1.2. Tomografía Doppler	3
1.3. Ensachamineto de Líneas de Absorción y Kernel Rotacional	5
1.3.1. Ensanchamiento Natural	7
1.3.2. Ensanchamiento Doppler Termal	7
1.3.3. Ensanchamiento por presión	8
1.3.4. Ensanchamiento debido a Microturbulencia	9

1.3.5. Ensanchamiento debido a Macroturbulencia	10
1.3.6. Perfil instrumental	11
1.3.7. Rotación de la estrella	11
2. Procedimiento	17
2.1. ATLAS9 y SPECTRUM	18
2.2. Linealización, Blaze Correction, Merge, Normalización	19
2.3. Deconvolución por mínimos cuadrados	22
2.4. Bayesian Least Squares Deconvolution	27
2.5. Kernel rotacional	30
2.6. Modelo del tránsito sobre el kernel	31
2.7. Nested Sampling	32
3. Datos utilizados	33
3.1. Observaciones fotométricas	34
3.1.1. Selección de Muestras 1	34
3.1.2. Análisis curvas de luz	36
3.2. Observaciones Espectroscópicas	37
3.2.1. TRES	38

3.2.2. ESPRESSO	39
3.2.3. FEROS	41
3.2.4. FIDEOS	42
4. Predicción Tomografía Doppler	44
4.1. KELT-7b	47
4.2. HAT-P-56b	50
4.3. TOI-812b	52
4.4. HD2685b	55
4.5. TOI-3362b	57
4.6. WASP-19b	59
5. Resultados	61
5.1. KELT-7b	61
5.1.1. Resultados Deconvolución	61
5.1.2. Resultados Modelo	64
5.2. HAT-56b	65
5.2.1. Resultados Deconvolución	65
5.3. WASP-19b	67

5.3.1. Resultados Deconvolución	67
5.4. TOI-3362b	70
5.4.1. Resultados Deconvolución	70
5.5. TOI-812b	71
5.5.1. Resultados Deconvolución	71
5.6. HD2685b	72
5.6.1. Resultados Deconvolución	72
6. Discusión	74
6.1. Método de Deconvolución	74
6.2. Modelo de tránsito	77
6.3. Trabajo futuro	78

Índice de figuras

1.1. Representación artística de efecto Rossiter-McLaughlin (Addison et al., 2014)	4
1.2. Tránsito en KELT-7. Arriba la distorsión del perfil rotacional provocado por el planeta. Abajo a la izquierda la señal de Tomografía Doppler, donde se ven las variaciones en la velocidad de rotación producida por el tránsito. Abajo a la derecha representación del tránsito. Fuente Zhou et al. (2016)	6
1.3. Imagen ilustrativa del ensanchamiento doppler.	8
1.4. Formas de línea Lorentz y Doppler demostrativas para las mismas intensidades y anchuras de línea. (Liou, 2002).	9
1.5. El eje de rotación está inclinado con un ángulo i respecto al eje z donde se encuentra la visión del observador. Para cualquier punto en la superficie de la estrella R , con un ángulo θ respecto al eje z , tendremos que la velocidad estará dada por $v = \Omega \times R$, donde R es un radio estelar en dirección al punto. (Gray, 2005)	12

2.1. Proceso de normalización de órdenes. Los espectros de abajo son los distintos órdenes entregados por la pipeline. En naranja y morado son las regiones del espectro consideradas para hacer ajuste al continuo. Los espectros superiores son las sumas de las partes coincidentes de órdenes consecutivos. En verde y rojo son las zonas consideradas para hacer el ajuste al continuo. En este proceso se eliminan las líneas anchas mediante sigma clipping.	21
2.2. En negro, casi cuatro órdenes después de los procesos de linealización, corrección por el ángulo de blaze, normalización al continuo y merge. En rojo, el espectro sintético.	21
3.1. Diagrama HR de las 52404 estrellas encontrados con el primer criterio de selección con sus temperaturas. En negro, la segunda muestra de estrellas.	35
3.2. Zoom de la Figura 1 en el rango de interés. En negro targets observados por TESS.	36
3.3. Predicción tránsito de HD2685b	43
4.1. Espectro sintético convolucionado con kernel de rotación macro y con ruido experimental.	47
4.2. Modelo de kernel rotacional incluyendo macroturbulencia para KELT-7b y su planeta, durante distintas fases de su tránsito. Cada fase está desplazada en 0.01 para observar de mejor manera su forma.	48

4.3. Modelo del tránsito de KELT-7b suponiendo que está alineado.	49
4.4. Modelo del tránsito de KELT-7b. Recuperado del kernel sintético más ruido, suponiendo que está alineado.	50
4.5. Modelo de kernel rotacional incluyendo macroturbulencia para HAT- 56 y su planeta, durante distintas fases de su tránsito. Cada fase está desplazada en 0.01 para observar de mejor manera su forma.	51
4.6. Modelo del tránsito de HAT-P-56b suponiendo que está alineado.	51
4.7. Modelo del tránsito de HAT-P-56b. Recuperado del kernel sintético más ruido, suponiendo que está alineado.	52
4.8. Modelo de kernel rotacional incluyendo macroturbulencia para TOI- 812 y su candidato a planeta, durante distintas fases de su tránsito. Cada fase está desplazada en 0.01 para observar de mejor manera su forma.	53
4.9. Modelo del tránsito de TOI-812b suponiendo que está alineado.	54
4.10. Modelo del tránsito de TOI-812b. Recuperado del kernel sintético más ruido, suponiendo que está alineado.	55
4.11. Modelo de kernel rotacional incluyendo macroturbulencia para HD2685 y su planeta, durante distintas fases de su tránsito. Cada fase está des- plazada en 0.01 para observar de mejor manera su forma.	56
4.12. Modelo del tránsito de HD2685b suponiendo que está alineado.	56

4.13. Modelo del tránsito de HD2685b. Recuperado del kernel sintético más ruido, suponiendo que está alineado.	57
4.14. Modelo de kernel rotacional incluyendo macroturbulencia para HAT-56 y su planeta, durante distintas fases de su tránsito. Cada fase está desplazada en 0.01 para observar de mejor manera su forma.	58
4.15. Modelo del tránsito de HAT-56b suponiendo que está alineado.	59
4.16. Modelo de kernel rotacional incluyendo macroturbulencia para TOI-812 y su candidato a planeta, durante distintas fases de su tránsito. Cada fase está desplazada en 0.01 para observar de mejor manera su forma.	60
4.17. Modelo del tránsito de HAT-56b suponiendo que está alineado.	60
5.1. Señal de Tomografía Doppler de KELT-7b.	62
5.2. Kernel de Kelt-7b durante una fase del tránsito. En rojo, el promedio de todos los kernels y en negro, un kernel observado durante el tránsito. Abajo los residuales.	63
5.3. Señal de Tomografía Doppler de KELT-7b, presentado por Zhou et al. (2016)	63
5.4. Señal de Tomografía Doppler de KELT-7b, presentado por Zhou et al. (2016).	64
5.5. Modelo de tránsito de Kelt-7b	65

5.6. Señal de Tomografía Doppler de HAT-P-56b, presentado por Zhou et al. (2016)	66
5.7. Señal de Tomografía Doppler de HAT-P-56b, presentado por Zhou et al. (2016).	67
5.8. En rojo, velocidades radiales observadas para WASP-19. En gris, ajuste lineal de las velocidades fuera de tránsito.	68
5.9. Señal de Tomografía Doppler de WASP-19b.	69
5.10. Señal de Tomografía Doppler de WASP-19b presentado por Sedaghati et al. (2021).	69
5.11. En rojo, velocidades radiales observadas para TOI-3362. En gris, ajuste lineal de las velocidades fuera de tránsito.	70
5.12. Señal de Tomografía Doppler de TOI-3362b.	71
5.13. Señal de Tomografía Doppler de TOI-812b	72
5.14. Señal de Tomografía Doppler de HD-2685	73
5.15. Kernel de ensanchamiento macro de HD2685b. En negro, el kernel observado; en rojo, el promedio de todos los kernels fuera del tránsito de HD2685b.	73
6.1. Tránsito predicho para TOI-812b con las nuevas ephemerides. En rojo, las horas en que transita.	75

6.2. Kernel de WASP-19b obtenido con deconvolución por mínimos cuadrados	76
6.3. Arriba el kernel de WASP-19b obtenido con deconvolución en marco bayesiano y el kernel fuera de tránsito sobrepuesto. Abajo residuales.	77
6.4. Residuales del modelo de KELT-7b	78

Índice de tablas

3.1. Planetas confirmados y candidatos de muestra 1	37
3.2. Resumen propiedades de los dos planetas observados con el instru- mento TRES.	39
3.3. Resumen propiedades de los dos planetas observados con el instru- mento ESPRESSO.	41
3.4. Resumen propiedades de los dos planetas reducidos con la pipeline CERES.	43

Resumen

El objetivo principal de esta tesis es abordar el desafío de detectar y caracterizar Júpiteres calientes alrededor de estrellas calientes. La elevada temperatura de las estrellas dificulta la confirmación de exoplanetas debido a la rápida rotación estelar, lo que resulta en una menor precisión en las mediciones de velocidades radiales. Un método para caracterizar y confirmar planetas que orbitan este tipo de estrella es el de Tomografía Doppler (TD). En este trabajo, se desarrolló un método de TD, en un marco bayesiano y se probó en seis sistemas. Se utilizaron datos publicados de tres de ellos (WASP-19b, KELT-7b y HAT-P-56b), obteniendo resultados visuales similares a los publicados. Para dos sistemas (HD2685 y TOI-812), se predijeron y observaron los tránsitos, pero no fue posible recuperar la señal del planeta. Y un sistema que será publicado prontamente (TOI-3362-b, Espinoza et al. in prep) que es consistente con la alineación del sistema.

También se construyó un catálogo de siete estrellas (incluyendo HD2685b) interesantes para nuestro estudio. Este catálogo se contruyó a partir de una selección de estrellas calientes (hecha con datos de Gaia DR2) que poseían altas señales de tránsito en las curva de luz obtenidas de TESS. De esas siete estrellas, cuatro poseen planetas ya confirmados y tres candidatos a planeta, de especial interés debido a las

características únicas de cada sistema.

También se desarrolló un código capaz de predecir la observabilidad de la Tomografía Doppler, considerando las características de la estrella, el planeta y el instrumento utilizado para la observación.

Las conclusiones de este estudio indican que tanto el método de deconvolución como el modelo de predicción de Tomografía Doppler son útiles y consistentes con trabajos previos. Sin embargo, es necesario desarrollar nuevas herramientas para cuantificar la precisión de estos métodos.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Júpiter Caliente

Se denomina Júpiter Caliente a los exoplanetas cuyas masas son similares a las de júpiter $0,3M_J \leq M_J \leq 2M_J$ y se encuentran muy cerca de su estrella $\sim 0,05UA$. Además por estar tan cerca, su periodo orbital es corto ≤ 10 días. De los ~ 5500 planetas descubiertos, sólo ~ 250 son hot Jupiters. Se cree que sólo el $\sim 0,5\%$ de las estrellas posee un hot Jupiter (Zhou et al., 2019) y que solo el $\sim 10\%$ son observables mediante tránsito. Mientras que los planetas rocosos, se cree, se encuentran en promedio en todas las estrellas (Petigura et al., 2018). Debido al tamaño que poseen generan tránsitos más profundos y notorios en la curva de luz, además al tener periodos cortos es fácil encontrar múltiples tránsitos en una curva de luz. También, debido a su peso generan cambios más notorios en las velocidades radiales (RVs) de la estrella.

Se cree que los planetas tipo Júpiter calientes se formaron lejos de la estrella a la que orbitan, y que por distintos procesos estos fueron migrando hacia el interior del sistema de origen. Aunque existen varias teorías, todavía no hay consenso de cómo es que realmente migran.

Una de ellas es la interacción de mareas con el disco proto-planetario. Esta teoría propone que los exoplanetas interactúan gravitacionalmente con el disco protoplanetario que rodea a una estrella joven durante su formación. Estas interacciones pueden provocar migraciones hacia adentro o hacia afuera, llevando a algunos planetas a órbitas cercanas a su estrella (por ejemplo, Lin et al. (1996)). Otro método de migración es scatter planeta-planeta, que podría ocurrir en sistemas con más de un planeta, donde las interacciones gravitacionales entre planetas podrían influir en sus órbitas. Si un planeta interactúa con otro y pierde energía orbital, podría migrar hacia su estrella (Rasio & Ford, 1996). Otra manera en que puede migrar un planeta es debido a la interacción gravitatoria con un tercer planeta exterior o compañero estelar (mecanismo de Kozai; por ejemplo, Kozai (1962); Fabrycky & Tremaine (2007); Wu et al. (2007); Naoz et al. (2011)).

Para cada una de las distintas teorías, existen valores aceptados del ángulo formado entre la órbita planeta y el eje de rotación de la estrella. Por eso, conocer esta característica orbital y hacer más robusta la estadística de esta información, permitiría comprender de mejor manera las teorías de migración.

Este trabajo se enfocó en la técnica de Tomografía Doppler, que posibilita la determinación del ángulo de inclinación mencionado anteriormente. Asimismo, esta técnica permite confirmar la existencia de un candidato a planeta cuando se realiza la observación durante el tránsito. Cabe destacar que la Tomografía Doppler muestra

una mayor sensibilidad en la detección de planetas de tipo Júpiter Caliente debido al tamaño que poseen, aunque también dependerá del radio de la estrella y otras características que se describirán más adelante. En la siguiente sección, se presentará una descripción detallada de la técnica investigada.

1.2. Tomografía Doppler

La Tomografía Doppler es una técnica que consiste en la detección y caracterización de distorsiones en los perfiles de líneas de absorción o emisión en una estrella. Estas distorsiones se pueden producir por distintas razones, por ejemplo, por manchas estelares producidas en la superficie de la estrella debido a campos magnéticos, por emisiones en el disco de acreción de estrellas binarias o por la ocultación de porciones del disco estelar debido a un tránsito planetario. En este trabajo, estudiaremos este último caso.

Durante un tránsito, el planeta cubre secuencialmente distintas zonas de la superficie estelar en rotación. De acuerdo a qué región del disco estelar se esté ocultando, los perfiles de las líneas de absorción se verán distorsionados de una manera específica.

Al caracterizar las distorsiones podemos determinar el ángulo formado entre el eje de rotación de la estrella y el plano orbital de la estrella (λ) y el ángulo de impacto b . Midiendo ambos podemos determinar si el planeta se encuentra alineado o desalineado con respecto a la rotación de la estrella. Esta información nos permite entender teorías de migración planetaria, ya que para cada mecanismo de migración

hay valores aceptados de λ y b .

En el caso de las estrellas de alta rotación es posible resolver el movimiento de estas distorsiones en distintos momentos del tránsito utilizando el método de Tomografía Doppler. En el caso de las estrellas de baja rotación, estas distorsiones se pueden medir estudiando los cambios anómalos producidos en la velocidad radial de la estrella. Este segundo caso es conocido como el efecto Rossiter-McLaughlin (RM) (Rossiter (1924);McLaughlin (1924)).

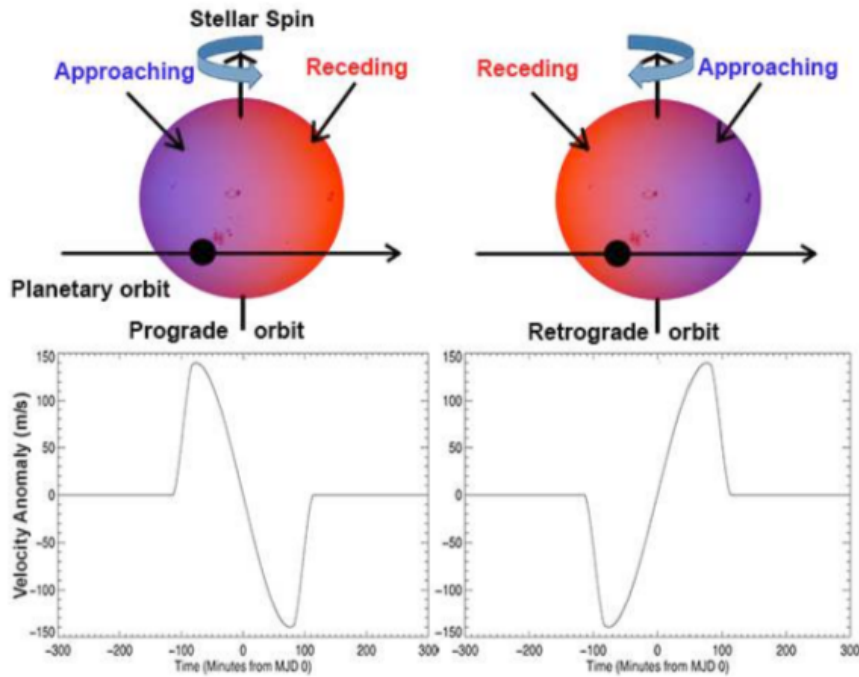


Figura 1.1: Representación artística de efecto Rossiter-McLaughlin (Addison et al., 2014)

Este trabajo se centrará en el primer caso, en el método de Tomografía Doppler. Mediante esta técnica se puede observar ”*directamente*” el tránsito, por lo que además de darnos información del tránsito en sí, se puede utilizar para confirmar un posible exoplaneta. Esto lo hace muy útil, ya que en estrellas de alta rotación, a

veces es difícil confirmar y caracterizar un exoplaneta debido a la baja precisión de las RVs. Esto se debe a que las líneas de absorción son anchas y las RVs obtenidas por métodos como el de Cross-Correlation, tienen una dispersión mayor o similar a la amplitud que produciría el planeta.

En esta técnica es de vital importancia conocer la naturaleza de la forma de línea de absorción, ya que de esta manera podremos extraer la información del tránsito, manifestada en las distorsiones que provoca en las líneas. Por esto motivo, en la siguiente sección se describirán los distintos mecanismos mediante los cuales las líneas de absorción son ensanchadas.

1.3. Ensachamineto de Líneas de Absorción y Kernel Rotacional

En un espectro estelar existen distintos mecanismos mediante los cuales una línea de absorción puede ser ensanchada. Algunos métodos son intrínsecos a la materia, otros se deben a las propiedades de la estrella y otros a las características del instrumento con el que se adquiere el espectro.

Tal y como se describe Gray (2005), podemos escribir el perfil de línea $\frac{\mathfrak{F}_v}{\mathfrak{F}_c}$ como:

$$\frac{\mathfrak{F}_v}{\mathfrak{F}_c} = H(\Delta\lambda) * M(\Delta\lambda) \quad (1.1)$$

Donde $H(\Delta\lambda)$ es el perfil termal, que incluye los ensanchamientos: natural, doppler termal, por presión y microturbulencia. Estos ensanchamientos, normalmente

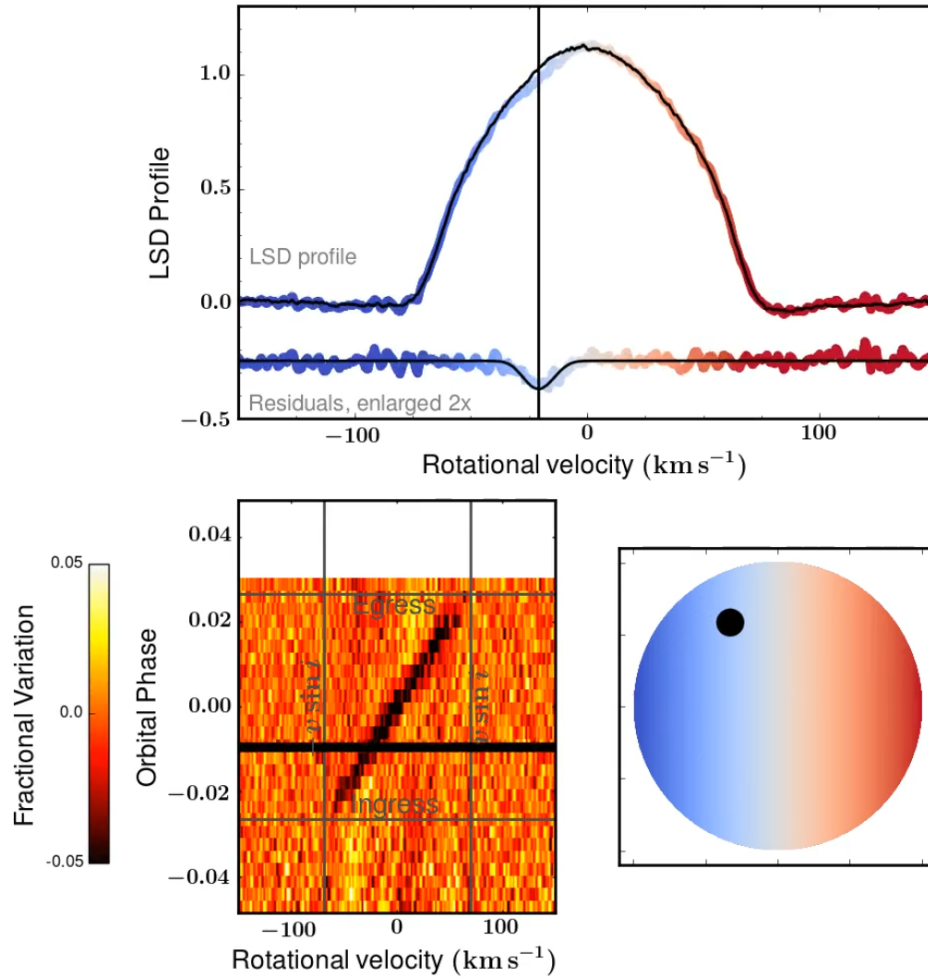


Figura 1.2: Tránsito en KELT-7. Arriba la distorsión del perfil rotacional provocado por el planeta. Abajo a la izquierda la señal de Tomografía Doppler, donde se ven las variaciones en la velocidad de rotación producida por el tránsito. Abajo a la derecha representación del tránsito. Fuente Zhou et al. (2016)

son incluidos en la síntesis espectral y en los modelos atmosféricos estelares. Mientras que $M(\Delta\lambda)$, corresponde al ensanchamiento macro, que incluye rotación y macro-turbulencia.

A continuación se describirán los métodos antes nombrados, importantes para este estudio.

1.3.1. Ensanchamiento Natural

Debido al principio de incertidumbre de Heisenberg una línea de absorción poseerá un rango de energías ΔE donde se distribuye. Esto se debe a que existe una incerteza de tiempo Δt en el que el sistema permanece en cierto estado de energía. Por lo mismo, podremos ver que cada línea de un espectro poseerá una distribución de frecuencias $\Delta\nu$. Si aproximamos podemos encontrar una expresión como:

$$\Delta\nu \sim \frac{\Delta E}{h} \sim \frac{1}{2\pi\Delta t} \sim A_{ij}2\pi \quad (1.2)$$

Donde A_{ij} es la probabilidad de decaimiento.

Si resolvemos este tipo de sistema, encontraremos que el ancho natural de una línea de absorción posee un perfil Lorentziano.

1.3.2. Ensanchamiento Doppler Termal

Debido al movimiento térmico que poseen los átomos al interior de una estrella, las líneas de absorción son ensanchadas. Cada átomo del gas caliente contribuye individualmente con un distinto corrimiento doppler. La suma de todas estas contribuciones produce que la línea se observe más ancha. Esto se puede ver representado en la figura [1.3](#).

Como solo estamos considerando la velocidad termal que adquieren los átomos, la distribución viene dada por la distribución de Maxwell-Boltzmann. Además, como se trata del efecto doppler, sólo consideraremos la componente radial de las velocidades

(en la dirección al observador), por lo que tomaremos la distribución unidimensional.

Se puede obtener que el perfil de ensanchamiento Doppler corresponde a una gaussiana.

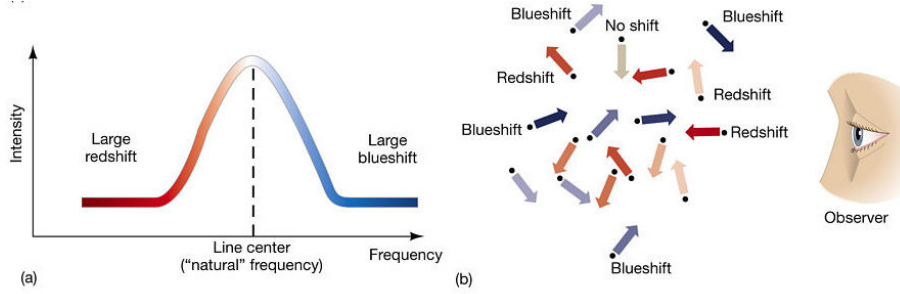


Figura 1.3: Imagen ilustrativa del ensanchamiento doppler.

1.3.3. Ensanchamiento por presión

El ensanchamiento por presión o ensanchamiento por colisiones es producto de colisiones entre los átomos que observen luz y otras partículas como iones, electrones o átomos del mismo elemento o distinto, incluso en estrellas frías, con moléculas (Gray, 2005). Esta interacción puede generar corrimientos en la línea, asimetrías y ensanchamientos. Además dependerá del nivel de energía en que se encuentra. Tal como se explica en Liou (2002), este ensanchamiento se modela con una distribución de Lorentz dada por la ecuación:

$$k_v = \frac{S}{\pi} \frac{\alpha}{(v - v_0)^2 + \alpha^2} = S f(v - v_0) \quad (1.3)$$

donde k_v es el coeficiente de absorción, v_0 es la longitud de onda ideal de una línea monocromática, α es el semi-ancho de la línea a mitad de altura que es función

de la presión y en menor medida de la temperatura. $f(v - v_0)$ representa el factor de la forma de la línea y la intensidad S se define como:

$$\int_{-\infty}^{\infty} k_v dv = S \quad (1.4)$$

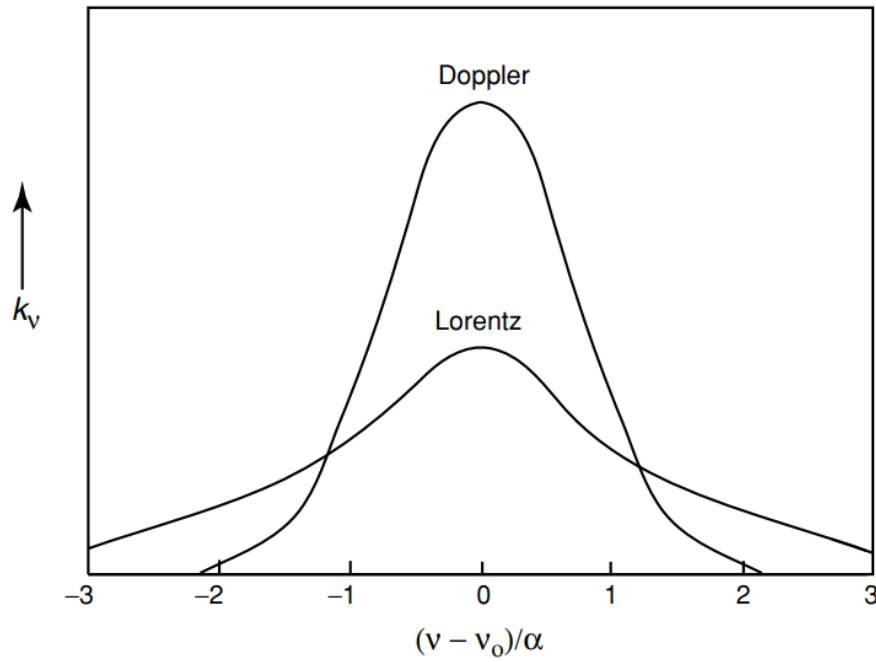


Figura 1.4: Formas de línea Lorentz y Doppler demostrativas para las mismas intensidades y anchuras de línea. (Liou, 2002).

En la figura 1.4 se puede ver de la diferencia entre el aporte Doppler y Lorentz de una línea de absorción.

1.3.4. Ensanchamiento debido a Microturbulencia

Este tipo de ensanchamiento es causado por los movimientos convectivos de las capas interiores de la estrella. Su contribución es no térmica y ocurre en una escala

de menor tamaño que donde se producen las líneas. Este ensanchamiento se incluye en los modelos atmosféricos y en la síntesis espectral. En este estudio, se considera igual a cero ya que no es considerable frente a otros mecanismos de ensanchamiento, como el de rotación.

1.3.5. Ensanchamiento debido a Macroturbulencia

Se denomina macroturbulencia al mecanismo de ensanchamiento provocado por la dispersión de velocidades de la granulación de una estrella. La granulación observada en la fotosfera es producida por las células convectivas de la capa inferior/conectiva de la estrella.

La macroturbulencia normalmente se considera dentro del ensanchamiento macro de la línea de absorción. Según la ecuación 1.1 descrita en Gray (2005), podemos escribir el perfil de línea $\frac{\mathfrak{F}_v}{\mathfrak{F}_c}$ como:

$$\frac{\mathfrak{F}_v}{\mathfrak{F}_c} = H(\Delta\lambda) * M(\Delta\lambda)$$

Donde $H(\Delta\lambda)$ es el perfil termal (incluida la microturbulencia) y $M(\Delta\lambda)$, el ensanchamiento macro, que incluye rotación y macroturbulencia. Esta última es el resultado de la integración de las componentes doppler a través del disco. Podemos notar también que $M(\Delta\lambda)$ se obtiene mediante la integración en el disco y no por la convolución del ensanchamiento de macroturbulencia con el perfil de rotación. Esto se debe a que la contribución rotacional es anisotrópica al igual que la contribución de macroturbulencia.

En este estudio, para modelar este ensanchamiento utilizamos el modelo “radial-tangencial” donde el kernel sin rotación está descrito como:

$$\Theta(v) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{\zeta \cos \theta} e^{-\left(\frac{v}{\zeta \cos \theta}\right)^2} + \frac{1}{\zeta \sin \theta} e^{-\left(\frac{v}{\zeta \sin \theta}\right)^2} \right] \quad (1.5)$$

Donde ζ es la velocidad de macroturbulencia y θ es el ángulo que forma nuestro ángulo de visión y el vector normal de la superficie de la estrella (Gray, 2005).

1.3.6. Perfil instrumental

El perfil instrumental se define como la respuesta del instrumento al recorrer una línea que es intrínsecamente mucho más estrecha, no resuelta, que el propio perfil (Gray, 2005). Este perfil da cuenta de cómo las características de un espectro son degradados por el instrumento. A primer orden este perfil puede aproximarse a una gaussiana. Sin embargo no es completamente simétrica en sus bordes y además, depende de la longitud de onda. Para este estudio consideramos una aproximación al primer orden.

1.3.7. Rotación de la estrella

La rotación de una estrella también produce que las líneas de absorción se ensanchen, producto de la contribución doppler de cada una de la franjas de la superficie.

La gran mayoría de estrellas con temperaturas sobre 6250 K poseen una velocidad de rotación alta (sobre 10 km/s). Este cambio en las características rotacionales se

denomina Kraft break (Kraft, 1967) y se debe a que las estrellas que superan esta temperatura no poseen capas convectivas (o solo de manera superficial), por lo que la estrella no logra frenar su velocidad de rotación, ya que no existen campos magnéticos suficientes para que el momento angular sea transferido mediante vientos estelares.

Para nuestro estudio utilizaremos estrellas con temperatura sobre 6250K por lo que la contribución rotacional del ensachamiento de líneas es importante. Por lo tanto, entender cómo funciona este ensanchamiento es fundamental.

Si observamos una estrella que rota y que su eje de rotación está inclinado un ángulo i con respecto a eje del observador, tendremos una configuración como la siguiente:

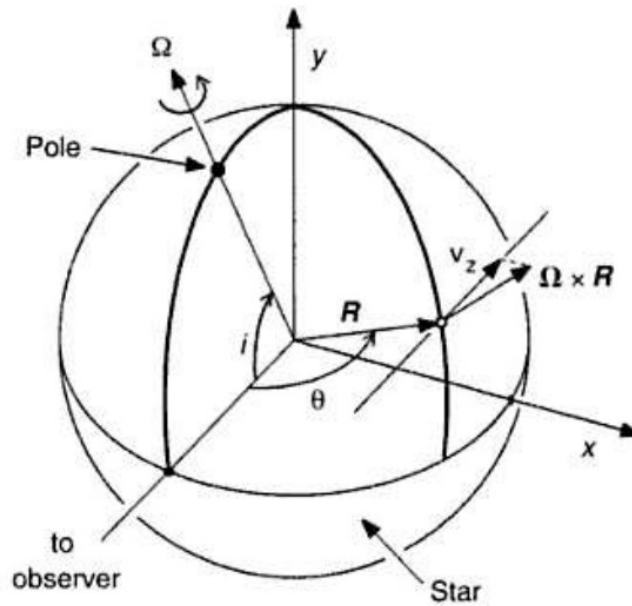


Figura 1.5: El eje de rotación está inclinado con un ángulo i respecto al eje z donde se encuentra la visión del observador. Para cualquier punto en la superficie de la estrella R , con un ángulo θ respecto al eje z , tendremos que la velocidad estará dada por $v = \Omega \times R$, donde R es un radio estelar en dirección al punto. (Gray, 2005)

Tal y como podemos observar en la figura, para una estrella con velocidad de

rotación Ω podemos elegir un sistema de coordenadas conveniente, de tal manera que el eje de rotación quede en el plano $y - z$ y el eje z coincida con el eje del observador. En la figura es fácil ver que el eje de rotación está inclinado con un ángulo i respecto al eje z , con lo que cualquier punto R , tendrá una velocidad dada por:

$$v = \Omega \times R \quad (1.6)$$

Como se trata de un producto cruz, este puede ser escrito como $y\Omega_x - x\Omega_y$, además como Ω no posee componente en x y su componente en y puede ser escrito como $\Omega_y = \Omega \sin i$ la velocidad de ese punto puede ser escrita como:

$$v_z = x\Omega \sin i \quad (1.7)$$

Luego si consideramos que R se encuentra justo en la superficie de la estrella, lo podemos escribir como:

$$v_L = R\Omega \sin i = v_{eq} \sin i = v \sin i \quad (1.8)$$

Donde v_{eq} es la velocidad de rotación en el ecuador.

Ahora, para una estrella que no rota, podemos definir el perfil de flujo como:

$$\frac{\mathfrak{F}_v}{\mathfrak{F}_c} = \frac{\oint H(v) I_c \cos \theta d\omega}{\oint I_c \cos \theta d\omega} \quad (1.9)$$

Donde $H(v) = H(\Delta\lambda)$ es el perfil intrínseco de línea en cualquier punto del espectro, que es igual a I_v/I_c , la intensidad del espectro en cualquier parte del espectro dividido por la intensidad del continuo.

Como este es un caso con rotación, no podemos sacar $H(v)$ de la integral. Además como depende de la posición en el disco, podemos escribirla como:

$$\mathfrak{F}_v = \oint H(v - vz) I_c \cos \theta d\omega \quad (1.10)$$

Ahora, si hacemos el cambio de variable $dw = dA/R^2$ y sabiendo que $dA \cos \theta = dx dy$, podemos definir los límites de la integral de $-R$ a $+R$ y de $-y_l$ a $+y_l$. Con esto encontramos que:

$$\mathfrak{F}_v = \int_{-R}^{+R} H(v - vz) \int_{-y_l}^{y_l} I_c \frac{dy}{R} \frac{dv_z}{v_L} \quad (1.11)$$

donde utilizamos que $y_l = (R^2 - x^2)^{1/2} = R[1 - (v_z/v_L)^2]^{1/2}$.

Ahora si definimos $G(\Delta\lambda) = G(v_z)$ de tal manera, que para $|v_z| \leq v_L$ o $|\Delta\lambda| \leq \Delta\lambda_L$ tome el valor de :

$$G(\Delta\lambda) = G(v_z) = \frac{1}{v_L} \frac{\int_{-y_l}^{y_l} I_c dy / R}{\oint I_c \cos \theta d\omega} \quad (1.12)$$

Y que para $|v_z| > v_L$ o $|\Delta\lambda| > \Delta\lambda_L$ tome el valor:

$$G(v_z) = 0 \quad (1.13)$$

Podemos reescribir la ecuación 1.9 de la siguiente manera:

$$\frac{\mathfrak{F}_v}{\mathfrak{F}_c} = \int_{-\infty}^{\infty} H(v - vz) G(v_z) \quad (1.14)$$

$$\frac{\mathfrak{F}_v}{\mathfrak{F}_c} = H(v_z) * G(v_z) \quad (1.15)$$

$$\frac{\mathfrak{F}_v}{\mathfrak{F}_c} = H(\Delta\lambda) * G(\Delta\lambda) \quad (1.16)$$

Este resultado es importante, ya que nos indica que si consideramos $H(v)$ constante en cualquier posición del disco, el perfil de línea puede ser escrito como la convolución de $H(v)$ con $G(v_z)$ donde $G(v_z)$ es el perfil rotacional de la estrella.

Dependiendo de la aproximación que usemos, podremos expresaar $G(v_z)$ de distintas maneras. En nuestro caso utilizaremos el modelo "tangencial-radial" para describir el ensachamiento por macroturbulencia. Además consideraremos una aproximación cuadrática de los coeficientes de limb-darkening.

Como describimos con anterioridad, este modelo de macroturbulencia se puede describir como:

$$\Theta(v) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{\zeta \cos \theta} e^{-\left(\frac{v}{\zeta \cos \theta}\right)^2} + \frac{1}{\zeta \sin \pi} e^{-\left(\frac{v}{\zeta \sin \theta}\right)^2} \right]$$

Donde el ángulo θ está relacionado con las coordenadas (x, y) del disco de la estrella con:

$$\cos \theta = \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_s^2}}, \sin \theta = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{R_s} \quad (1.17)$$

Donde el eje y se toma a lo largo de la proyección del eje de rotación de la estrella, y R_s es el radio de la estrella. Suponiendo una ley cuadrática de limb-darkening, podemos utilizar la función de ensanchamiento de línea descrita en Hirano et al. (2011), que incluye macroturbulencia y rotación:

$$M(v) = \iint_{\text{entire disk}} \frac{1 - u_1(1 - \cos \theta) - u_2(1 - \cos \theta)^2}{\pi (1 - u_1/3 - u_2/6)} \Theta(v - x\Omega \sin i_s) \frac{dx dy}{R_s^2} \quad (1.18)$$

Este perfil de ensanchamiento se debe resolver para cada velocidad v del modelo. Donde dx y dy serán posiciones del disco de la estrella.

Capítulo 2

Procedimiento

Para encontrar la distorsión en las líneas de absorción debido al tránsito planetario seguimos el procedimiento detallado en Zhou et al. (2016). Este consiste en encontrar el ensanchamiento macro $M(\Delta\lambda)$ de la línea de absorción (que contiene la información de rotación y macroturbulencia). Para esto, basándonos en la ecuación 1.1, tenemos que deconvolucionar los espectros observados con un espectro sintético con tal de encontrar los kernels de ensanchamiento. Estos contendrán la información de la forma de línea y por lo tanto del tránsito, permitiéndonos caracterizar las componentes de este. Para realizar todo esto, seguimos los siguientes pasos:

1. Generar espectro sintético con SPECTRUM (Gray & Corbally, 1994) utilizando los modelos atmosféricos de ATLAS9.
2. Corregir el espectro observado por la función de blaze y normalizarlo mediante el continuo.
3. En un marco bayesiano, deconvolucionar el espectro observado con el espectro

sintético y así recuperar el kernel rotacional de la estrella.

4. A partir del kernel rotacional fuera de tránsito, encontrar el *vsini* y macroturbulencia que utilizaremos como prior de nuestro modelo.

5. Modelar y optimizar los parámetros del tránsito utilizando Dynesty (Nested Sampling).

2.1. ATLAS9 y SPECTRUM

ATLAS9 es un conjunto de modelos atmosféricos estelares desarrollado por Robert L. Kurucz y Fiorella Castelli (Castelli & Kurucz, 2004) . Estos modelos proporcionan una descripción detallada de las estructuras atmosféricas de las estrellas. Las grillas de modelos atmosféricos ATLAS9 están construidas para diferentes tipos de estrellas y pueden variar en función de diversos parámetros, como: tipo espectral, temperatura efectiva (desde los 3500 K hasta los 50000 K), gravedad superficial, composición química, opacidades, microturbulencia. En este trabajo se consideró una microturbulencia igual a cero para cada estrella y la gravedad superficial varió dependiendo de cada estrella estudiada.

Luego de generar los modelos atmosféricos con las características antes enumeradas, es necesario calcular el espectro sintético resultante del modelo. Para esto utilizamos SPECTRUM (Gray, 1999).

SPECTRUM es un programa escrito en C que produce espectros sintéticos a partir de modelos estelares. Posee distintas listas de líneas atómicas y moleculares para los rangos visible, infrarojo, infrarojo cercano y ultravioleta.

Para el rango visible (3000 Å hasta los 6800 Å) se utiliza la lista `luke.lst`, con la que se pueden calcular espectros sintéticos de estrellas con temperaturas efectivas entre 4500 K y 20000 K.

Este programa utiliza la temperatura, la presión de gas y distribución de masa entregadas en el modelo atmosférico, para encontrar las densidades de elementos importantes y la de electrones. Para realizar esto, resuelve un sistema no lineal de 7 ecuaciones de equilibrio. Luego encuentra valores de opacidades de referencia y profundidad óptica a cada nivel atmosférico. Finalmente con todos estos valores, calcula el espectro sintético utilizando distintos mecanismos de ensanchamiento de líneas.

Como input uno debe ingresar el modelo estelar, la lista de líneas utilizadas, la velocidad de rotación de la estrella, macroturbulencia y sampleo del espectro resultante. Para nuestro caso generamos un espectro con velocidad de rotación y macroturbulencia igual a cero, para poder recuperarlos con mayor precisión en etapas posteriores.

2.2. Linealización, Blaze Correction, Merge, Normalización

Para trabajar con los espectros, lo primero que se hace es linealizarlos, equiespaciando con un valor arbitrario las longitudes de onda de todos los órdenes. Este valor se entrega como input en el código (normalmente cercano a 0.0125 Å), también se entrega el método de interpolación, que puede ser lineal o por splines.

Luego cada orden se corrige por la función de blaze. Esta función describe la variación de flujo en un espectro echelle. Esta variación de sensibilidad depende del ángulo de blaze.

Existen distintos métodos para aplicar la corrección de blaze, algunas más complejas que otras. Utilizar una u otra depende del uso que se le quiera dar al espectro.

La pipeline utilizada para reducir los espectros de este trabajo CERES (Collection of Elemental Routines for Echelle Spectra) Brahm et al. (2017) utiliza dos métodos simples para la corrección de blaze. Ambos métodos son simples ya que el enfoque de la pipeline es medir velocidades radiales de alta precisión y no requiere algo más complejo (Brahm, 2016).

Uno de los métodos, aplicados a espectrógrafos de slit consiste en utilizar una estrella caliente de alta rotación a la que se le ajusta un polinomio de grado alto que es utilizado como la función de blaze. Luego divide el espectro observado por el fit que generó con esa estrella de referencia.

El otro método, utilizado en espectrógrafos alimentados por fibra, consiste en utilizar el master-flat procesado y normalizado como función de blaze. Para este se divide el espectro orden a orden por los master-flat de cada orden.

Cualquiera que sea el método utilizado, la pipeline entrega los resultados en el fits final.

Luego de hacer la corrección por la función de Blaze se normalizó al continuo. Para esto se implementó una rutina que elimina las líneas de absorción gruesas y ajusta un polinomio de orden bajo a cada orden. Para hacer un ajuste al continuo más preciso,

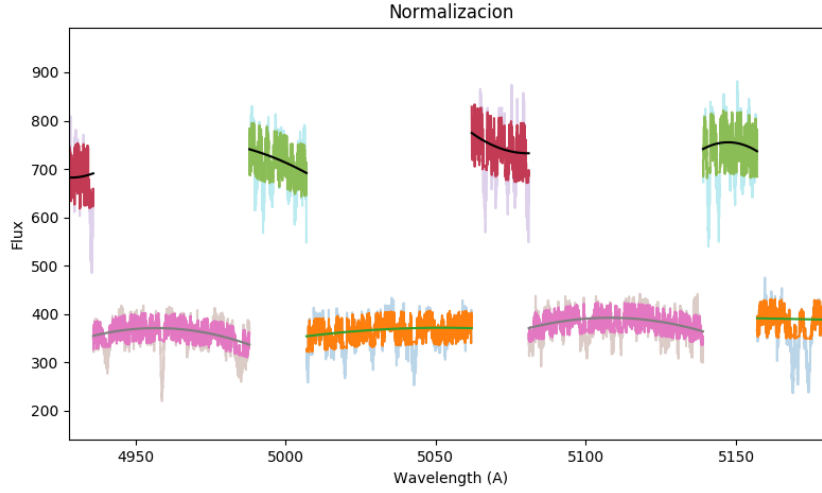


Figura 2.1: Proceso de normalización de órdenes. Los espectros de abajo son los distintos órdenes entregados por la pipeline. En naranja y morado son las regiones del espectro consideradas para hacer ajuste al continuo. Los espectros superiores son las sumas de las partes coincidentes de órdenes consecutivos. En verde y rojo son las zonas consideradas para hacer el ajuste al continuo. En este proceso se eliminan las líneas anchas mediante sigma clipping.

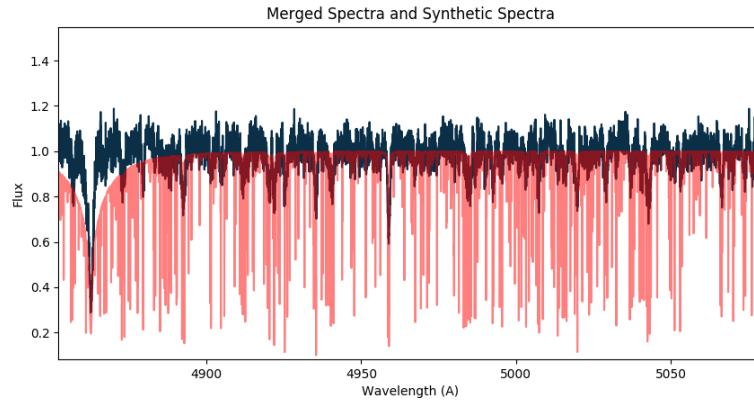


Figura 2.2: En negro, casi cuatro órdenes después de los procesos de linealización, corrección por el ángulo de blaze, normalización al continuo y merge. En rojo, el espectro sintético.

se aplicó un procedimiento iterativo que consiste en: luego de hacer el primer ajuste y dividir el orden por él, se aplica un sigma clipping al flujo, con tal de eliminar la mayor cantidad de líneas de absorción. Luego se vuelven a tomar los flujos originales

(sin normalizar) y se ajusta un polinomio de orden bajo a los datos que no eliminó el sigmaclipping. Se encontró que al repetir este paso 5 veces, el polinomio ajustado no variaba significativamente y era lo suficientemente adecuado para nuestro trabajo.

Para las zonas donde los órdenes consecutivos coinciden, se sumaron los flujos de ambos órdenes y se aplicó el mismo procedimiento para ajustar el continuo. Con tal de hacer un merge en todos los órdenes.

2.3. Deconvolución por mínimos cuadrados

Una deconvolución es una operación matemática que se utiliza para restaurar una señal que ha sido modificada por algún proceso físico mediante la convolución.

El espectro observado de una estrella (\vec{y}) puede ser descrito como la convolución de un espectro sintético sin ensanchar (\vec{x}) con un kernel de ensanchamiento (\vec{k}).

$$\vec{y} = \vec{x} * \vec{k} \quad (2.1)$$

Donde el espectro sintético \vec{x} posee m elementos: $\vec{x} = (x_1, x_2, \dots, x_m)$; el kernel n elementos: $\vec{k} = (h_1, h_2, \dots, h_n)$ y el espectro observado $m + n - 1$ elementos: $\vec{y} = (y_1, y_2, \dots, y_{m+n-1})$.

La convolución de la expresión (2.1) podemos resolverla de forma matricial. Con ello el problema se simplificaría a la multiplicación de una matriz de convolución (A) con un vector \vec{x} .

$$\vec{y} = A \vec{k} \quad (2.2)$$

Donde A es la matriz de convolución de dimensión $n + m - 1$ formada a partir de los elementos de \vec{x} (espectro sintético).

Para este caso de problemas, donde \vec{k} es la incógnita, podemos resolver de distintas maneras. Una de estas es la deconvolución por mínimos cuadrados.

Como \vec{k} es 1D, podemos generar la matriz de convolución A como una matriz de toeplitz a partir de los elementos de \vec{x} . La primera fila se crea agregando $n - 1$ ceros a la derecha del primer valor de x . Luego se agregan elementos de \vec{x} uno a uno al continuar por las filas.

Si consideramos un ejemplo más sencillo de $\vec{y} = \vec{x} * \vec{k}$ en el que $\vec{y} = (y_1, y_2, y_3, y_4, y_5, y_6, y_7, y_8)$; $\vec{x} = (x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6)$ y $\vec{k} = (k_1, k_2, k_3)$, nuestra matriz A sería de la siguiente manera:

$$A = \begin{bmatrix} x_1 & 0 & 0 \\ x_2 & x_1 & 0 \\ x_3 & x_2 & x_1 \\ x_4 & x_3 & x_2 \\ x_5 & x_4 & x_3 \\ x_6 & x_5 & x_4 \\ 0 & x_6 & x_5 \\ 0 & 0 & x_6 \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

Por lo que bastaría resolver:

$$\begin{bmatrix} y_1 \\ y_2 \\ y_3 \\ y_4 \\ y_5 \\ y_6 \\ y_7 \\ y_8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_1 & 0 & 0 \\ x_2 & x_1 & 0 \\ x_3 & x_2 & x_1 \\ x_4 & x_3 & x_2 \\ x_5 & x_4 & x_3 \\ x_6 & x_5 & x_4 \\ 0 & x_6 & x_5 \\ 0 & 0 & x_6 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} k_1 \\ k_2 \\ k_3 \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

En este caso tendríamos un sistema de 8 ecuaciones para 3 incógnitas, por lo que será un problema sobredeterminado.

Para el caso más general, tendremos que nuestra matriz de convolución será de dimensiones $(n)x(n + m - 1)$ y de la siguiente forma:

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} x_1 & 0_1 & 0_2 & \cdots & 0_{n-1} \\ x_2 & x_1 & 0_1 & \cdots & 0_{n-2} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ x_{n-1} & x_{n-2} & x_{n-3} & \cdots & 0_1 \\ x_n & x_{n-1} & x_{n-2} & \cdots & x_1 \\ x_{n+1} & x_n & x_{n-1} & \cdots & x_2 \\ \vdots & \vdots & & \ddots & \vdots \\ x_m & x_{m-1} & x_{m-2} & \cdots & x_{m-n} \\ 0_1 & x_m & x_{m-1} & \cdots & x_{m-n-1} \\ 0_2 & 0_1 & x_m & \cdots & x_{m-n-2} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0_{n-1} & 0_{n-2} & 0_{n-3} & \cdots & x_m \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

Y el problema se reduce a:

$$\begin{bmatrix} y_1 \\ y_2 \\ y_3 \\ \vdots \\ y_{m+n-2} \\ y_{m+n-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_1 & 0_1 & 0_2 & \cdots & 0_{n-1} \\ x_2 & x_1 & 0_1 & \cdots & 0_{n-2} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ x_{n-1} & x_{n-2} & x_{n-3} & \cdots & 0_1 \\ x_n & x_{n-1} & x_{n-2} & \cdots & x_1 \\ x_{n+1} & x_n & x_{n-1} & \cdots & x_2 \\ \vdots & \vdots & & \ddots & \vdots \\ x_m & x_{m-1} & x_{m-2} & \cdots & x_{m-n} \\ 0_1 & x_m & x_{m-1} & \cdots & x_{m-n-1} \\ 0_2 & 0_1 & x_m & \cdots & x_{m-n-2} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0_{n-1} & 0_{n-2} & 0_{n-3} & \cdots & x_m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} k_1 \\ k_2 \\ k_3 \\ \cdots \\ k_{n-1} \\ k_n \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

Por lo que para encontrar la incógnita k , tendremos que resolver un sistema de $m + n - 1$ ecuaciones.

En nuestra rutina impusimos que el kernel tuviese un ancho fijo de 2 \AA que será el largo "n". Además, en la rutina, está la opción de considerar los errores de cada medición de flujo (en nuestro caso y) pesando por el error normalizado cada punto.

Para obtener una alta señal a ruido deconvolucionamos trazos de espectro de 200 \AA y utilizamos la mediana de todos de los kernels encontrados. Además se implementó una rutina que permite eliminar kernels que poseen las mayores dispersiones.

Se consideró para la deconvolución el rango entre los 3900 a los 6250 \AA , evitando las líneas telúricas y eliminando las líneas anchas.

Se consideraron trozos de 200 Å ya que poseen suficiente información para hacer una deconvolución correctamente y son lo suficientemente pequeñas para lograr una alta señal a ruido en el kernel final.

2.4. Bayesian Least Squares Deconvolution

Para resolver el problema utilizando teoría bayesiana, nos basamos en la rutina pyGPLSD. Este código tiene como objetivo detectar el efecto Zeeman en espectro-polarimetría de estrellas, resolviendo el problema:

$$V_i(\nu_j) = \alpha_i Z(\nu_j) \quad (2.7)$$

Donde V_i es el perfil observado de una línea individual, ν_j es el desplazamiento con respecto a la longitud de onda central, α_i es el perfil de la línea no afectada por el efecto Zeeman y Z el efecto Zeeman sobre la línea. Problema similar al nuestro.

Lo interesante de resolverlo en un marco Bayesiano es que podemos incorporar el ruido como un elemento a solucionar dentro de nuestro problema.

$$V_i(\nu_j) = \alpha_i Z(\nu_j) + \epsilon_{ij} \quad (2.8)$$

Y si lo escribimos de forma matricial, necesitaríamos resolver:

$$\mathbf{V} = \mathbf{WZ} + \epsilon \quad (2.9)$$

Donde W es la matriz de deconvolución, Z el vector que representa el efecto Zeeman, V el perfil de línea observado y ϵ la matriz de errores. Si lo utilizamos para resolver nuestro problema: W sería la matriz de deconvolución que encontramos en 2.5, Z sería el kernel de ensanchamiento de las líneas de absorción y V el espectro observado y ϵ la matriz de ruido.

Si aplicamos el teorema de Bayes al problema que tenemos, nos quedaría como:

$$p(\mathbf{Z} | \mathbf{V}) = \frac{p(\mathbf{V} | \mathbf{Z})p(\mathbf{Z})}{p(\mathbf{V})} \quad (2.10)$$

Donde $p(\mathbf{Z} | \mathbf{V})$ es el **posterior**, que indica cuán probable es que nuestra hipótesis sea cierta dada la evidencia observada, en nuestro caso, cuán probable es que el kernel de ensanchamiento (Z), sea cierto dado el espectro observado (V); $p(\mathbf{V} | \mathbf{Z})$ es el **likelihood**, que indica cuán probable es que nuestra evidencia observada V sea cierta, dado que nuestra hipótesis Z (kernel propuesto) es cierta; $p(\mathbf{Z})$ es el **prior**, que indica cuán probable es nuestra evidencia observada antes de considerar nuestra hipótesis; y $p(\mathbf{V})$ el **marginal likelihood** que indica cuán probable es la nueva observación bajo todas las posibles hipótesis.

Para resolver el problema propuesto nos interesa maximizar la probabilidad del posterior, esto implica, maximizar la probabilidad de que nuestra hipótesis sea cierta dadas las observaciones. Una de las maneras de hacer esto es aplicar logaritmo a la expresión 2.11 para "convertir" la multiplicación entre likelihood, posterior y marginal en sumas y hacer más sencillo el problema.

$$\log p(\mathbf{Z} \mid \mathbf{V}) = \log p(\mathbf{V} \mid \mathbf{Z}) + \log p(\mathbf{Z}) - \log p(\mathbf{V}) \quad (2.11)$$

Luego, para maximizar esta expresión, comunmente se busca la derivada de las expresiones. Lo interesante es que el marginal es una constante (de normalización) y su derivada es cero, por lo que sólo nos quedaría encontrar la maximización del **likelihood** y **prior**.

Es usual y útil describir la distribución de probabilidad $p(\mathbf{V} \mid \mathbf{Z})$ como una distribución normal descrita como:

$$p(\mathbf{V} \mid \mathbf{Z}) = \mathcal{N}(\mathbf{V} \mid \mathbf{WZ}, \sigma^2) \quad (2.12)$$

Existen distintas maneras de construir la matriz de ruido σ_{ij}^2 . Si asumimos un caso de ruido no correlacionado y que la varianza es σ_{ij}^2 para la fila i a cada velocidad j , podemos expresar la matriz como $\epsilon = \text{diag}(\sigma^2)$. Por otro lado, si se asume un caso de ruido correlacionado, existen formas típicas de modelarlo, como por ejemplo mediante la funcion de covarianza o Matern Kernel:

$$\Sigma_{ij} = \sigma_i^2 \delta_{ij} + A \exp\left(-\frac{|v_i - v_j|}{\tau}\right), \quad (2.13)$$

En nuestro caso consideramos un ruido no correlacionado, asumiendo esto, y procediendo de manera similar a Ramos & García-Ripoll (2018) , el likelihood puede ser escrito como:

$$p(\mathbf{V} \mid \mathbf{Z}) = \mathcal{N}(\mathbf{V} \mid \mathbf{WZ}, \text{diag}(\sigma^2)) \quad (2.14)$$

Donde $\mathcal{N}(\mathbf{x} \mid \mu, \mathbf{C})$ es una distribución multivariante para la variable x con el vector mediana μ y la matriz de covarianza \mathbf{C} . En nuestro caso además consideramos que el ruido es igual para cada ij , por lo que $\text{diag}(\sigma^2) = \mathbf{I}\sigma_n^2$

$$p(\mathbf{V} \mid \mathbf{Z}) = \mathcal{N}(\mathbf{V} \mid \mathbf{WZ}, \sigma_n^2 \mathbf{I}) \quad (2.15)$$

Además si consideramos que todos los perfiles $Z(\nu)$ son equiprobables (apriori), la probabilidad del posterior cumplirá con:

$$p(\mathbf{Z} \mid \mathbf{V}) \propto \mathcal{N}(\mathbf{V} \mid \mathbf{WZ}, \text{diag}(\sigma^2)) \quad (2.16)$$

Pudiendo encontrar una solución analítica del máximo likelihood que maximiza nuestro posterior:

$$Z_{\text{LSD}}(v_j) = \frac{\sum_i \sigma_{ij}^{-2} \sigma_i V_i(v_j)}{\sum_i \sigma_{ij}^{-2} \alpha_i^2} \quad (2.17)$$

2.5. Kernel rotacional

Para crear el kernel rotacional base, crearemos un *master-kernel* combinando los kernels fuera de tránsito. Antes de combinarlos corregimos cada uno por la velocidad

que están desplazados. La velocidad considerada será distinta para cada instrumento: si poseemos la velocidad calculada por la técnica de Cross-Correlation utilizaremos esta; en el caso que no tengamos esta, se ajustará una gaussiana al kernel y se desplazará según el máximo de la gaussiana ajustada.

2.6. Modelo del tránsito sobre el kernel

Para modelar el tránsito del planeta se incorpora al perfil rotacional una gaussiana que corresponde a la "sombra" que deja el planeta en el perfil. Esta gaussiana posee un ancho de $R_p/R_* \times v \sin i$, centrada en $v_p(t)$ y un área de $1 - f(t)$ donde $f(t)$ es flujo bloqueado por el planeta. Para modelar el parámetro $v_p(t)$ utilizamos la rutina PYAROME que recibe los parámetros de T_O , T (periodo), e (eccentricidad del sistema), i (inclinación orbital), $|\lambda|$ (oblicuidad), u_1 y u_2 (coeficientes de limb-darkening cuadrático), $v \sin i$ (velocidad de rotación proyectada de la estrella en el ecuador), R_p (radio del planeta en radios solares), b_0 (FWHM de la función delta, principalmente perfil instrumental) y macroturbulencia.

Como cada observación se realiza con un tiempo de exposición no despreciable, se promediaron de 3 a 5 gaussianas con distinto $v_p(t)$ (con tiempos desde el inicio de la observación hasta el final) para crear el modelo del tránsito.

2.7. Nested Sampling

Para encontrar los parámetros del tránsito en un marco bayesiano, necesitamos encontrar la máxima probabilidad del posterior del Teorema de Bayes. Para esto, existen distintos métodos para enfrentar el problema, uno de los más conocidos es el Método de Monte Carlo, entre otros. En este trabajo, utilizamos el método de Nested Sampling desarrollado por John Skilling (Skilling, 2006), que permite estimar la evidencia integrando el prior en "shells anidados" que poseen likelihood constante.

Esta herramienta nos permite encontrar paralelamente el máximo posterior y la evidencia. A diferencia de técnicas tradicionales de muestreo, como el Método de Monte Carlo, el Nested Sampling aprovecha una secuencia de conjuntos anidados en el espacio de parámetros que van disminuyendo en volumen, mediante la inclusión progresiva de puntos que cumplen con una determinada verosimilitud o likelihood. Esto permite explorar más eficientemente las regiones de alta probabilidad, superando las limitaciones de los métodos convencionales y proporcionando estimaciones más precisas y confiables de los parámetros del modelo.

Capítulo 3

Datos utilizados

Con el propósito de verificar y validar la efectividad del método desarrollado en este estudio, el cual se basa en la Tomografía Doppler como una técnica para caracterizar el ángulo de inclinación de planetas y como método de confirmación, se llevó a cabo una muestra de planetas que orbitan estrellas calientes. Esta muestra incluyó tanto planetas previamente confirmados, como posibles candidatos a planeta que están en fase de investigación y estudio.

Para generar la muestra, se hizo un query al Gaia Data Release 2 (Gaia Collaboration et al., 2018) a estrellas calientes, con magnitudes relativamente brillantes (< 10 V) y observables desde el observatorio de La Silla. Luego se generaron las curvas de luz de la submuestra de estrellas que fueron observadas por el satélite TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite), con tal de estudiar dentro de esta muestra si es que existen tránsitos de posibles exoplanetas.

TESS es un telescopio espacial desarrollado y operado por la NASA, lanzado el

18 de abril de 2018 desde Cabo Cañaveral, Florida. La misión TESS tiene como objetivo principal buscar exoplanetas mediante el método de tránsito. Se enfoca principalmente en estrellas cercanas y brillantes, además de cubrir un gran porcentaje del cielo. Los datos son públicos y poseen una cadencia corta de 2 y una larga de 30 minutos. Estas características lo hacen el instrumento ideal para encontrar candidatos de exoplanetas alrededor de estrellas brillantes.

Paralelamente, esta muestra se complementó con un candidato propuesto por el profesor Rafael Brahm (TOI-812b) y con 4 sistemas para los cuales disponíamos de observaciones de tránsito espectroscópicas previamente realizadas (KELT-7b, HAT-P-56b, WASP-19b y TOI-3362b). La información de estas estrellas se encuentra en las tablas 3.2, 3.4 y 3.3.

3.1. Observaciones fotométricas

A continuación se describe detalladamente cuales fueron los pasos para obtener la muestra de nuestro estudio.

3.1.1. Selección de Muestras 1

Se seleccionó una muestra de 295502 estrellas del Gaia Data Release 2 (Gaia Collaboration et al., 2018) cuyas magnitudes en G fuesen menores a 10, cuyos errores en paralaje fueran menores a 0.1 y que se fuesen observables en el observatorio La Silla ($-90 < Dec < 20$).

Luego se hizo una subselección según su posición en el diagrama HR (magnitud *Gaia* $G > 0,3$ y $< 0,6$ y una magnitud *Gaia* $B_p - R_p < 0,6$ y $> 0,3$) para que las estrellas estuviesen en un rango interesante de temperaturas. Las temperaturas encontradas van de ~ 6500 a ~ 7500 . Con esta selección se obtuvo una muestra de 18330 estrellas. De estas, 12735 serán o han sido observadas por TESS, de las cuales 12504 ya han sido observadas a lo menos una vez.

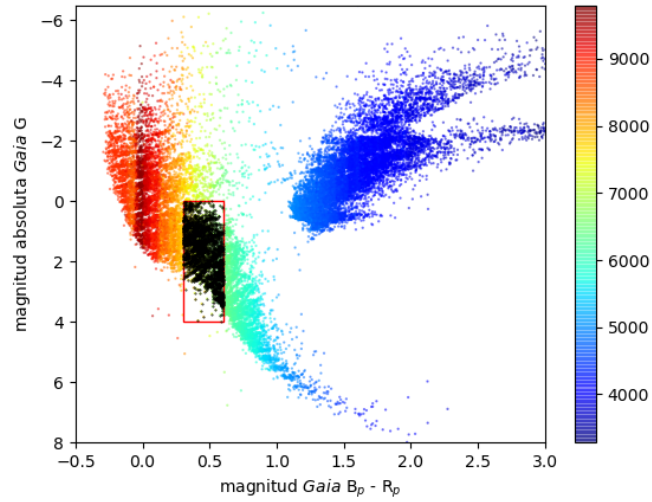


Figura 3.1: Diagrama HR de las 52404 estrellas encontrados con el primer criterio de selección con sus temperaturas. En negro, la segunda muestra de estrellas.

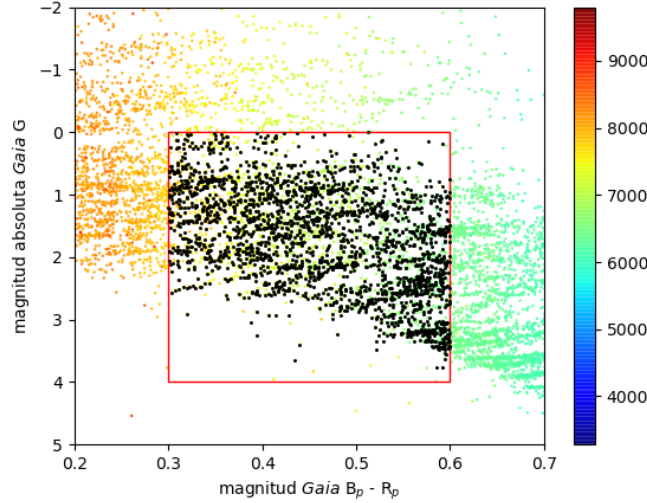


Figura 3.2: Zoom de la Figura 1 en el rango de interés. En negro targets observados por TESS.

3.1.2. Análisis curvas de luz

Se generaron las curvas de luz para las dos muestras a partir de Full Frame Image (FFI) utilizando la pipeline TESSERACT (Rojas et al. 2023 in prep). Se consideró una apertura inteligente con la opción de *autoaperture*. Luego, para encontrar posibles candidatos a planeta, a partir de las curvas de luz, se llevó a cabo un procedimiento similar al descrito en Brahm et al. (2023). Este consiste en:

1. Limpieza: se aplicó la rutina `cleaner.py` de TESSERACT que elimina las zonas con ruidos recurrentes de cada sector observado por TESS.
2. Jerarquización de curvas de luz: Se utilizó la rutina `BLSx.py` de TESSERACT, la cual aplica un Box Least Square Periodogram (BLS) y jerarquiza las observaciones según la magnitud de la señal encontrada.

3. Revisión visual: para descartar binarias, curvas con outliers o cualquier otro tipo de curva variable que evidentemente no es planeta y que generen señales significativas para el BLS.

4. Estudiar el posible candidato: estimar el radio del posible planeta, utilizando el radio de la estrella entregado por GAIA DR2 y la profundidad del tránsito. Paralelamente se calcula un factor de contaminación haciendo un query de fuentes que estén en el mismo sector cubierto por los pixeles considerados en la generación de la curva de luz y se estima un . Además se observa la curva de luz por pixel para descartar posibles binarias diluidas evidentes, en estos casos los tránsitos solo estarían en un sector de la estrella y no en todos los pixeles.

Para la muestra 1, luego de estos pasos, se encontraron 8 candidatos descritos en la tabla 3.1, de los cuales 4 son planetas confirmados y a dos ya se le determinó el ángulo de inclinación mediante la técnica RM.

	Temperatura (K)	Magnitud (V)	Periodo (dias)	Vsini km s-1	Comentario
WASP-79b	6600 ± 100	10,1	3.66	$17,5 + -3,1$	Confirmado con λ
HD 2685b	6801 ± 56	9.59	4.126	$15,4 \pm 0,2$	Confirmado sin λ
HAT-P-69b	7557 ± 52	9,8	4.79	$77,40 \pm 0,60$	Confirmado con λ
KELT-19Ab	7500 ± 110	9.9	4.61	$84,8 \pm 2$	Confirmado con λ
TOI 1949.01	6531 ± 121	9.805	4.621	-	Candidato
TOI 476.01	7691 ± 215	9.167	3.06	-	Falso Positivo
HD207315	6809 ± 115	8.37	13.48	-	Candidato

Tabla 3.1: Planetas confirmados y candidatos de muestra 1

3.2. Observaciones Espectroscópicas

Las observaciones espectroscópicas empleadas en este estudio fueron obtenidas mediante cuatro espectrógrafos de alta resolución: FEROS, ESPRESSO, TRES y

FIDEOS. Se analizaron seis sistemas; en tres de ellos, el ángulo de inclinación ya había sido previamente estudiado, específicamente, KELT-7b (Bieryla et al., 2015), HAT-P-56b (Huang et al., 2015) y WASP-19b (Hebb et al., 2009). En dos sistemas aún no se ha determinado el ángulo de inclinación de TOI-3362b (Dong et al., 2021) y HD2685b (Jones et al., 2019). Además, se incluyó un sistema que presenta un candidato a planeta, todavía no confirmado TOI-812b.

3.2.1. TRES

El Tillinghast Reflector Echelle Spectrograph (TRES) es un espectrógrafo de alta resolución que se encuentra ubicado en el Observatorio Fred Lawrence Whipple en Mount Hopkins, Arizona, Estados Unidos. Su cobertura espectral abarca desde los 3850 Å hasta los 9100 Å en 51 órdenes echelle y posee una resolución de $\lambda/\Delta\lambda \equiv R = 44000$. Con este instrumento se observaron los tránsitos de los planetas KELT-7b (Bieryla et al., 2015) y HAT-56b (Huang et al., 2015), ambos datos fueron presentados en el artículo de Zhou et al. (2016). Los datos utilizados en este trabajo fueron facilitados por el mismo autor. Las propiedades de estos sistemas se detallan en la tabla 3.2.

Las observaciones de KELT-7b, originalmente presentadas por Bieryla et al. en 2015, se realizaron el 19 de octubre de 2013 UT y comprendieron un conjunto de 29 espectros. Tal como se describe en el artículo de Zhou et al. (2016), cada espectro resultó de la combinación de tres exposiciones individuales de 300 segundos para optimizar la eliminación de los rayos cósmicos, obteniendo una relación señal-ruido (S/N) promedio cercana a $S/N \sim 160$. La calibración se realizó con una lámpara de

Th-Ar, que fue tomada entre cada exposición de 900 segundos.

El tránsito de HAT-P-56b se observó el 2016-01-03 UT, con un total de 30 espectros. Al igual que en las observaciones de KELT-7b, cada espectro se combinó a partir de un promedio de tres exposiciones cortas de 180s, con un tiempo total de de 540 s, logrando una S/N media de ~ 35 .

Source	KELT-7 Bieryla et al. (2015)	HAT-P-56 Huang et al. (2015a)
RA	05: 13: 11.0	06: 45: 24.0
DEC	+33: 19: 05	+27: 15: 08
V_{mag}	8.54	10.91
$M_{\text{star}} (M_{\odot})$	$1,535^{+0,066}_{-0,054}$	$1.296 \pm 0,036$
$R_{\star} (R_{\odot})$	$1,732^{+0,043}_{-0,045}$	$1,428 \pm 0,030$
$T_{\text{eff}} (\text{K})$	6789^{+50}_{-49}	6566 ± 50
$v \sin i (\text{ km s}^{-1})$	$65,0^{+6,0}_{-5,9}$	$40,06 \pm 0,50$
$M_p (M_{\text{Jup}})$	$1,28 \pm 0,18$	$2,18 \pm 0,25$
$R_p (R_{\text{Jup}})$	$1,533^{+0,046}_{-0,046}$	$1,466 \pm 0,040$
Period (days)	$2,7347749 \pm 0,0000039$	$2,7908327 \pm 0,0000047$
$\lambda (^{\circ})$	$9,7 \pm 5,2$	-

Tabla 3.2: Resumen propiedades de los dos planetas observados con el instrumento TRES.

3.2.2. ESPRESSO

El Echelle SPectrograph for Rocky Exoplanets and Stable Spectroscopic Observations (ESPRESSO) es un espectrógrafo de alta resolución instalado en el Incoherent Combined Coudé Focus (ICCF) del Very Large Telescope (VLT) ubicado en el observatorio Paranal de European Southern Observatory (ESO), en Chile. Su cobertura espectral abarca desde los 3880 Å hasta los 7880 Å y posee una resolución de $\lambda/\Delta\lambda \sim R = 140000$. Con este instrumento se observaron los tránsitos de WASP-19b y de TOI-3362b. Los datos de WASP-19b fueron facilitados por Elyar Sedaghti

y los de TOI-3362b por Juan Espinoza, quien trabaja actualmente estudiando este sistema.

WASP-19b (Hebb et al., 2009) es un Júpiter Caliente excéntrico de periodo 18.1 días que orbita una estrella tipo F con temperatura 6532 ± 88 K. La información de estos sistemas se detalla en la tabla 3.3.

Los datos de WASP-19b utilizados en este estudio fueron obtenidos en el 12-01-2020 bajo el programa ESO ID 0102.C0311 (PI: Sedaghati). En este programa se observaron cuatro tránsitos, de los cuales solo uno se utilizó en este estudio. Estos datos fueron presentados en el artículo de Sedaghati et al. (2021).

Se observaron 22 espectros en total, de los cuales 11 fueron dentro del tránsito utilizando el telescopio UT1. El tiempo de exposición fue distinto dependiendo si la observación fue dentro o fuera del tránsito, variando desde 380 segundos (dentro de tránsito) hasta los 750 segundos (fuera de tránsito). Esta elección fue para optimizar las observaciones debido a la magnitud y a la corta duración del tránsito (Sedaghati et al., 2021). La fibra B del instrumento se utilizó para monitorear posibles contaminaciones de la Luna.

Antes de reducir los espectros se llevó a cabo un proceso previo para limpiar el ruido correlacionado producido por la electrónica de la lectura e inhomogeneidades del tren Coudé que recolecta y dirige la luz a través de la estructura mecánica del UT hasta la sala Coudé.

Los datos de TOI-3362b fueron obtenidos el 27-12-2022 entre las 04:31 y 08:16 UT. En total se obtuvieron 38 espectros utilizando el telescopio UT2 con 310 segundos de tiempo de exposición. Para la reducción se utilizó la pipeline dedicada (v. 2.4.0).

Estos datos están siendo estudiados en Espinoza-Retamal et al. (in prep 2023).

Source	WASP-19b Sedaghati et al. (2021)	TOI-3362b Dong et al. (2021)
RA	09:53:40.0	10:23:56.0
DEC	-45:39:33	-56:50:35
V_{mag}	8.54	10.91
$M_{\text{star}} (M_{\odot})$	$0,92^{+0,04}_{-0,03}$	$1,445^{+0,069}_{-0,073}$
$R_{\star} (R_{\odot})$	$0,98 \pm 0,01$	$1,83 \pm 0,053$
$T_{\text{eff}} (\text{K})$	5497 ± 70	6532 ± 88
$v \sin i \text{ (km s}^{-1}\text{)}$	$4,49 \pm 0,3$	$20,0 \pm 4,1$
$M_p (M_{\text{Jup}})$	$1,28 \pm 0,18$	$5,029^{+0,668}_{-0,646}$
$R_p (R_{\text{Jup}})$	$1,449^{+0,0098}_{-0,0096}$	$1,147^{+0,043}_{-0,041}$
Period (days)	$0,788839 \pm 0,0000039$	$18,09547 \pm 0,00003$
$\lambda (^{\circ})$	$-1,9 \pm 1,1$	-

Tabla 3.3: Resumen propiedades de los dos planetas observados con el instrumento ESPRESSO.

3.2.3. FEROS

El Fibre-fed, Extended Range, Echelle Spectrograph (FEROS, Kaufer et al. (1999)) es un espectrógrafo echelle de alta resolución, que posee una resolución espectral $R \sim 48000$ y una alta eficiencia (20 %). Está instalado actualmente en el telescopio MPG de 2.2 m del Observatorio La Silla de ESO, en Chile. Su cobertura espectral abarca desde los 3500 Å a 9200 Å dividida en 39 órdenes echelle. Las observaciones se realizaron con el modo de calibración simultánea (Baranne, A. et al., 1996). En este modo, la fibra de ciencia está iluminada por la estrella, mientras que la segunda fibra está iluminada por una lámpara de referencia de Th-Ar. La reducción de datos y el cálculo de RV se realizaron con el pipeline de CERES (Brahm et al. 2017a). Con este instrumento se observó el sistema TOI-812 cuyas características de describen en la tabla 3.4.

En total se observaron 41 espectros de TOI-812 desde el 03-11-2019 al 07-01-2021. Se predijo la fecha de tránsito para el 07-01-2021.

3.2.4. FIDEOS

El Fibre Dual Echelle Optical Spectrograph (FIDEOS, Vanzi et al. (2018)) es un espectrógrafo echelle de alta resolución desarrollado por el Centro de Astroingeniería de la Pontificia Universidad Católica de Chile. Actualmente está instalado en el telescopio ESO 1m del Observatorio La Silla de ESO, en Chile. Posee una resolución espectral $R \sim 43000$ y su cobertura espectral abarca desde los 4200 Å a 8000 Å dividida en 50 órdenes echelle. El instrumento posee calibración simultánea (Baranne, A. et al., 1996). En este modo, la fibra de ciencia está iluminada por la estrella, mientras que la segunda fibra está iluminada por una lámpara de referencia de Th-Ar. La reducción de datos y el cálculo de RV se realizaron con el pipeline de CERES (Brahm et al. 2017a), el cual entrega dos archivos, uno con los 50 órdenes y otro con 39 órdenes, eliminando 11 órdenes contaminados significativamente por la lámpara de Th-Ar saturada. En esta investigación se trabajó con esta última opción.

Con este instrumento se observó el sistema HD2685, presentado originalmente por Jones et al. (2019). Las propiedades de este sistema se detallan en la tabla 3.4. En total se observaron 41 espectros desde el 03-11-2019 al 07-01-2021. Se predijo la fecha de tránsito para el 07-01-2021, como se puede ver en la figura 3.3.

Source	TOI-812b Equipo TESS	HD2685b Jones et al. (2019)
RA	05:56:56.56	06: 45: 24.0
DEC	-49:00:25.02	+27: 15: 08
V_{mag}	11.191	9.59
$M_{\text{star}} (M_{\odot})$	$1,42 \pm 0,244192$	$1.44 \pm 0,02$
$R_{\star} (R_{\odot})$	$1,2836 \pm 0,054$	$1,57 \pm 0,01$
$T_{\text{eff}} (K)$	$6707 \pm 133,439$	6801 ± 56
$v \sin i (\text{ km s}^{-1})$	$65,0^{+6,0}_{-5,9}$	$15,4 \pm 0,50$
$M_p (M_{\text{Jup}})$	$1,28 \pm 0,18$	$1,18 \pm 0,09$
$R_p (R_{\text{Jup}})$	$1,533^{+0,046}_{-0,046}$	$1,44 \pm 0,01$
Period (days)	$13,8665912 \pm 0,000014$	$4,12692 \pm 0,00005$
$\lambda (^{\circ})$	—	-

Tabla 3.4: Resumen propiedades de los dos planetas reducidos con la pipeline CERES.

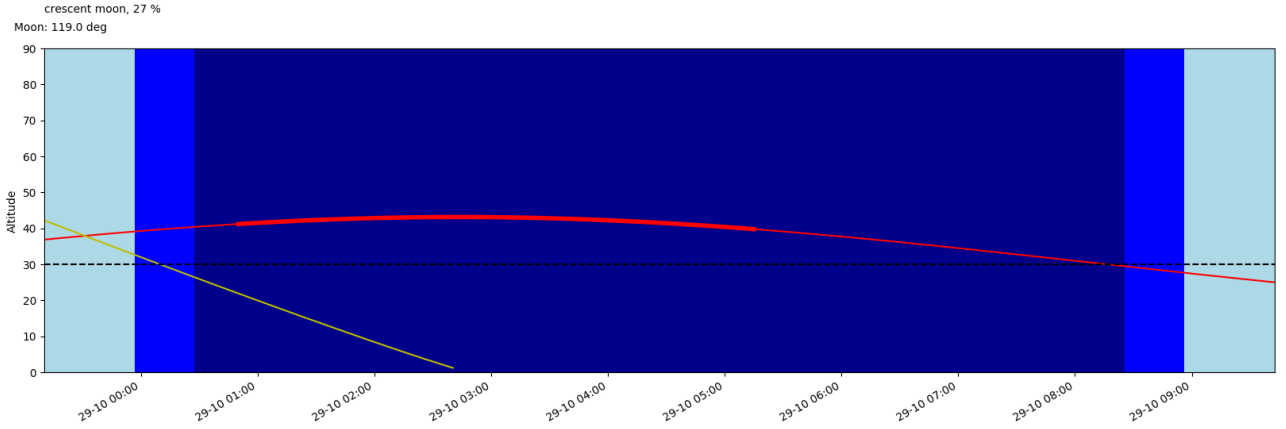


Figura 3.3: Predicción tránsito de HD2685b

Capítulo 4

Predicción Tomografía Doppler

Se desarrolló un código capaz de predecir si es observable o no la tomografía doppler, según las características del sistema. Para esto se consideran características de la estrella: radio, v_{ini} , macroturbulencia; del planeta: radio y coeficientes de limb darkening; y del instrumento con el cual se observa: perfil instrumental, SNR experimental utilizando distintos tiempos de exposición.

El código consiste en modificar un espectro sintético incorporando las características del instrumento, de la estrella y del planeta en distintas fases de su tránsito, para luego obtener el kernel rotacional (utilizando el método propuesto en este trabajo y así obtener la sombra del planeta y las características del sistema).

Para esto se crea un kernel rotacional considerando el v_{ini} , macroturbulencia y coeficientes de limb darkening de la estrella, según la fórmula [1.18](#):

$$M(v) = \iint_{\text{entire disk}} \frac{1 - u_1(1 - \cos \theta) - u_2(1 - \cos \theta)^2}{\pi (1 - u_1/3 - u_2/6)} \Theta(v - x\Omega \sin i_s) \frac{dxdy}{R_s^2}$$

Luego al kernel se le incorpora la sombra del planeta, considerando el desarrollo de Hirano et al. (2011). En este desarrollo, consideramos que el flujo que oculta el planeta puede ser descrito como:

$$\mathcal{F}_{\text{planet}}(v) = -S(v) * M'(v) \quad (4.1)$$

Donde $M'(v)$ es similar al kernel de la ecuación 1.18, pero integrando sólo en la zona que está ocultando el planeta. Además, si consideramos que el planeta es pequeño con respecto del tamaño de la estrella, la componente Doppler $x\Omega \sin i_s$ será constante en la integral. Permitiéndonos remover la macroturbulencia Ω de la integral, definiendo X como el posición central de la zona ocultada en el eje x. Según esto, se definen las siguientes dos expresiones:

$$f \equiv \iint_{\text{occulted portion}} \frac{1 - u_1(1 - \cos \theta) - u_2(1 - \cos \theta)^2}{\pi (1 - u_1/3 - u_2/6)} \frac{dxdy}{R_s^2} \quad (4.2)$$

$$v_p \equiv X\Omega \sin i_s \quad (4.3)$$

Mediante las cuales podemos describir el flujo ocultado por el planeta como:

$$\mathcal{F}_{\text{planet}}(v) = -fS(v) * \Theta(v - v_p) \quad (4.4)$$

Con todas estas consideraciones, el modelo final quedaría como:

$$\mathcal{F}_{\text{transit}}(v) \equiv \mathcal{F}_{\text{star}}(v) - \mathcal{F}_{\text{planet}}(v) = -S(v) * M(v) + fS(v) * \Theta(v - v_p) \quad (4.5)$$

Para cada fase del tránsito v_p debemos integrar sobre todas las velocidades v del modelo.

Luego de obtener el modelo del kernel y el tránsito se genera, con SPECTRUM y Atlas 9, un espectro sintético. El cual se resamplea equidistantemente en longitud de onda y se convoluciona, en el espacio de las velocidades, con el kernel creado anteriormente.

Luego, se crean "órdenes" sintéticos según cada instrumento y se incorpora un SNR a cada orden. Se probaron dos tipos de ruido: un ruido constante a lo largo de todos los órdenes y también, un ruido experimental, obtenido desde una observación de cada estrella estudiada a un tiempo de exposición determinado. A su vez utilizamos dos tipos de ruido experimental: para el caso de las estrellas procesadas con CERES utilizamos el valor de SN que entrega la pipeline por longitud de onda; para el caso de las estrellas observadas por TRES, utilizamos una SN estimada a partir del espectro observado, midiendo el ruido del espectro al limpiarlo iterativamente de las líneas de absorción. En la figura 4.1 se puede observar el espectro resultante tras modelar el espectro sintético de HD2685 con el proceso antes descrito, utilizando la

SN entregada por CERES.

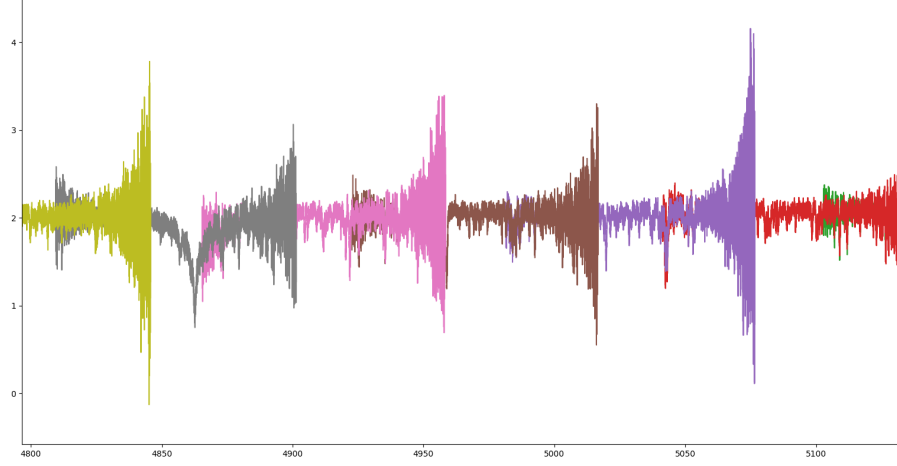


Figura 4.1: Espectro sintético convolucionado con kernel de rotación macro y con ruido experimental.

A este punto ya recreamos espectros sintéticos con SNR, órdenes, ensanchamiento y distintas fases del tránsito del planeta (asumiendo que el tránsito es alineado a la rotación de la estrella), que replican las observaciones esperadas para esa estrella e instrumento en particular. A estos espectros generados se les aplicó el procedimientos descrito en la sección 2, y se estudió si es observable o no la tomografía doppler.

4.1. KELT-7b

Este sistema se modeló según los parámetros de la Tabla 3.2. Como el tránsito total dura aproximadamente $\sim 3,5$ horas, se calcularon 11 posiciones del tránsito del planeta i.e. 11 exposiciones en total de ~ 20 minutos cada una, suponiendo un tránsito alineado. Esta exposición es un poco distinta a la utilizada observacionalmente

(~ 10 minutos).

En cada fase del tránsito se promediaron tres posiciones del planeta que corresponden al inicio de la observación, al tiempo central y al tiempo final.

Los modelos obtenidos se muestran en la figura 4.2. En él se puede observar la variación que produce el tránsito sobre el kernel rotacional de la estrella.

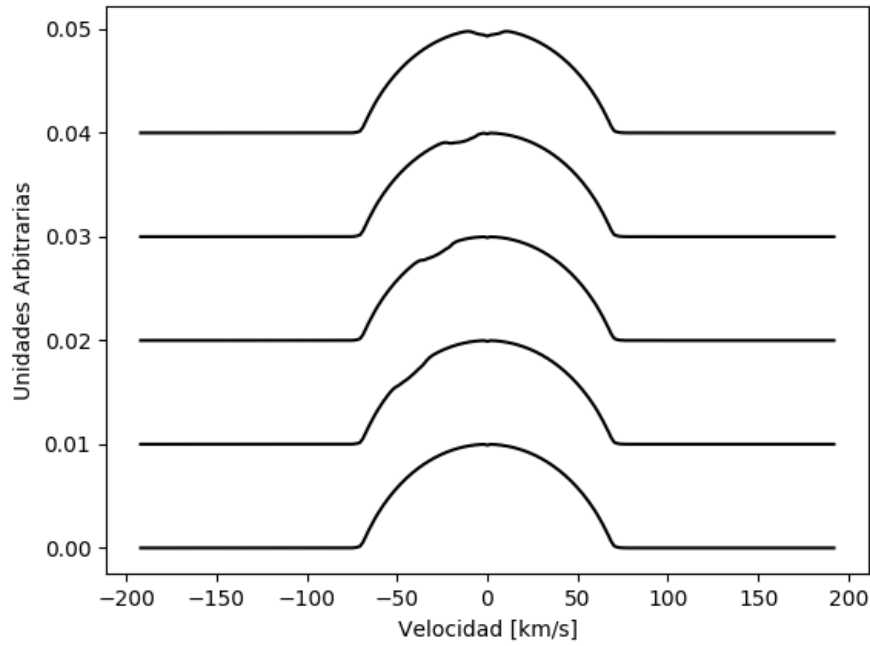


Figura 4.2: Modelo de kernel rotacional incluyendo macroturbulencia para KELT-7b y su planeta, durante distintas fases de su tránsito. Cada fase está desplazada en 0.01 para observar de mejor manera su forma.

Si graficamos la señal de Tomografía Doppler de estos kernels obtenemos la figura 4.3.

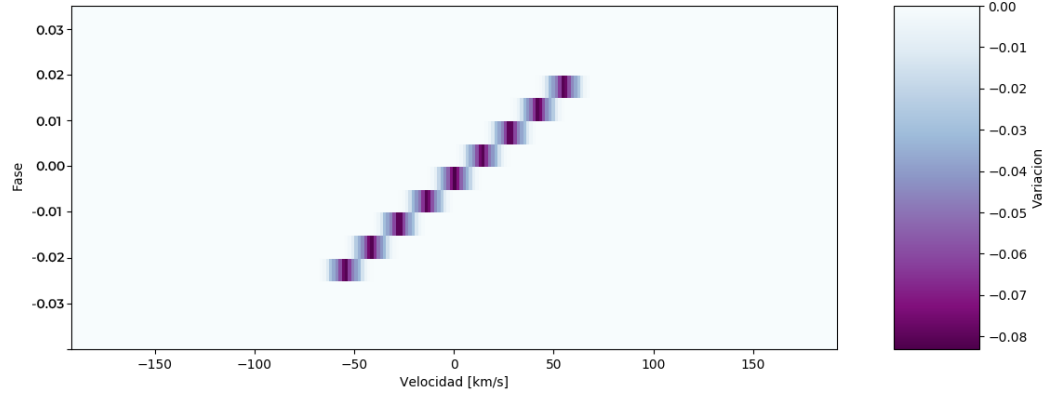


Figura 4.3: Modelo del tránsito de KELT-7b suponiendo que está alineado.

Después de haber calculado los kernels sintéticos, se llevó a cabo el procedimiento descrito al inicio de este capítulo, que consiste en la inyección de la señal del planeta, la incorporación de ruido y la recuperación de la señal. Los pasos que se llevaron a cabo fueron: convolucionar los kernels con un espectro sintético; incorporar ruido calculado experimentalmente; recrear distintos órdenes echelle con la información observacional y utilizar el código de deconvolución para estudiar si somos capaces de encontrar nuevamente la señal inyectada. En la figura 4.4 se puede observar la señal inyectada del planeta, al pasar por todo este proceso. El promedio de la variación, sin contar el tránsito es de $\sim 0,004$ y el máximo de variación durante el tránsito es de $\sim 0,03$.

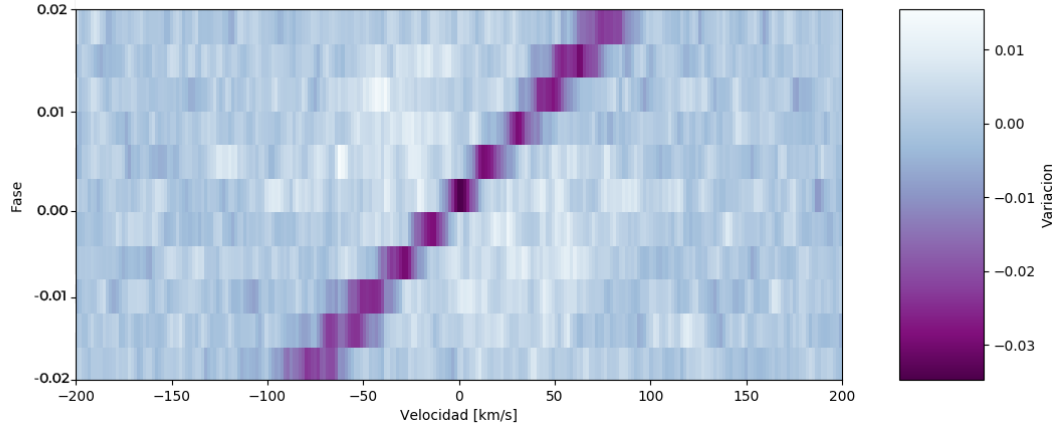


Figura 4.4: Modelo del tránsito de KELT-7b. Recuperado del kernel sintético más ruido, suponiendo que está alineado.

4.2. HAT-P-56b

Este sistema se modeló según los parámetros de la Tabla 3.2. Como el tránsito total dura aproximadamente $\sim 2,2$ horas, se calcularon 9 posiciones del tránsito del planeta i.e. 9 exposiciones en total de ~ 15 minutos cada una, suponiendo un tránsito alineado. Esta exposición es similar a la utilizada observacionalmente.

En cada fase del tránsito se promediaron cinco posiciones del planeta que corresponden desde el inicio de la observación, hasta el tiempo final.

Los modelos obtenidos se muestran en la figura 4.5. En él se puede observar la variación que produce el tránsito sobre el kernel rotacional de la estrella.

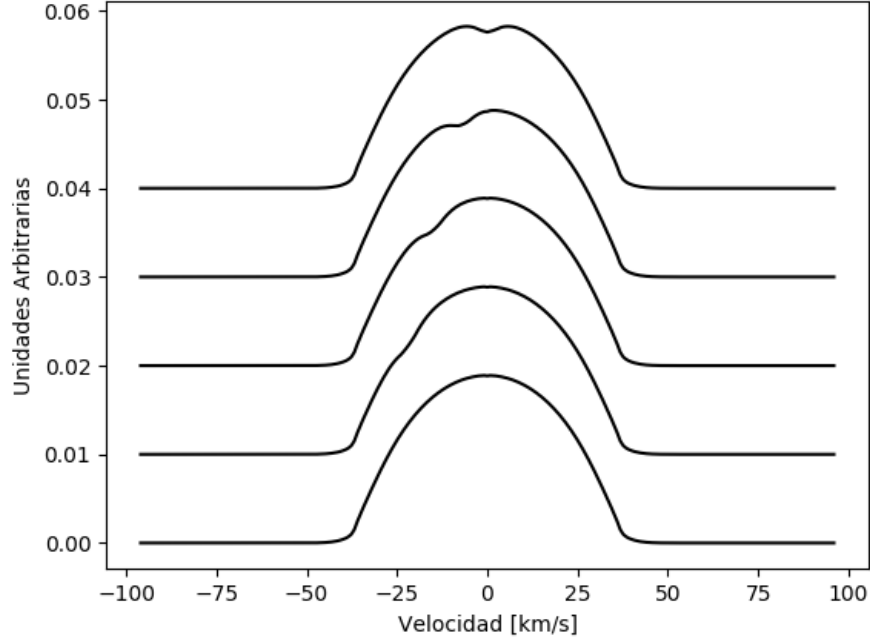


Figura 4.5: Modelo de kernel rotacional incluyendo macroturbulencia para HAT-56 y su planeta, durante distintas fases de su tránsito. Cada fase está desplazada en 0.01 para observar de mejor manera su forma.

Si graficamos la señal de Tomografía Doppler de estos kernels obtenemos la figura

4.6.

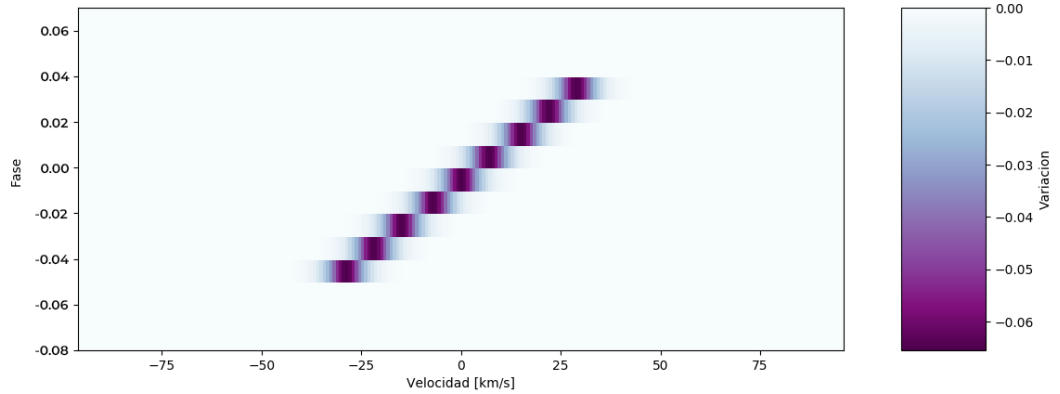


Figura 4.6: Modelo del tránsito de HAT-P-56b suponiendo que está alineado.

Después de haber calculado los kernels sintéticos, se llevó a cabo el procedimiento descrito al inicio de este capítulo, que consiste en la inyección de la señal del planeta, la incorporación de ruido y al recuperación de la señal. En la figura 4.7 se puede observar la señal inyectada del planeta, al pasar por todo este proceso. El promedio de la variación, sin contar el tránsito es de $\sim 0,01$ y el máximo de variación durante el tránsito es de $\sim 0,03$.

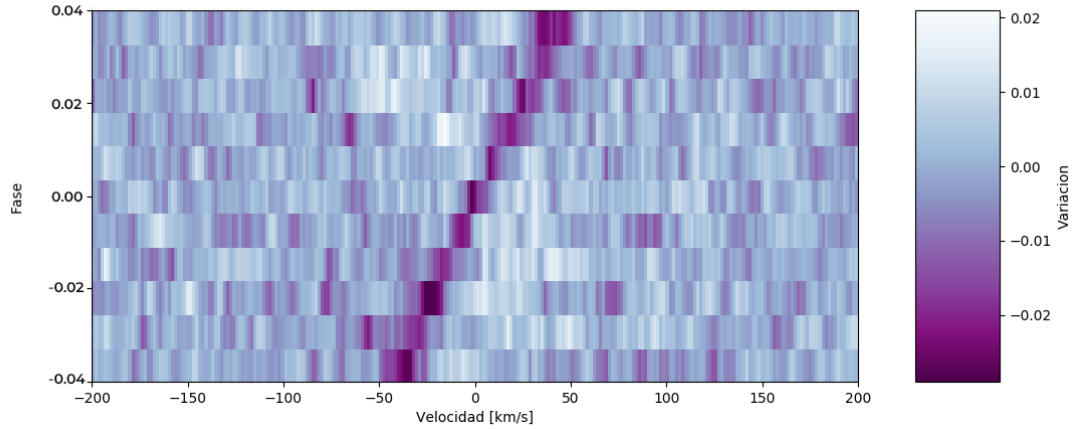


Figura 4.7: Modelo del tránsito de HAT-P-56b. Recuperado del kernel sintético más ruido, suponiendo que está alineado.

4.3. TOI-812b

Este sistema se modeló según los parámetros de la Tabla 3.4. Como el tránsito total dura aproximadamente $\sim 4,5$ horas, se calcularon 9 posiciones del tránsito del planeta i.e. 9 exposiciones en total de ~ 30 minutos cada una, suponiendo un tránsito alineado. Para el caso observacional utilizamos 10 minutos de exposición.

En cada fase del tránsito se promediaron 3 posiciones del planeta que corresponden al inicio de la observación, al tiempo central y al tiempo final.

Los modelos obtenidos se muestran en la figura 4.8. En él se puede observar la variación que produce el tránsito sobre el kernel rotacional de la estrella.

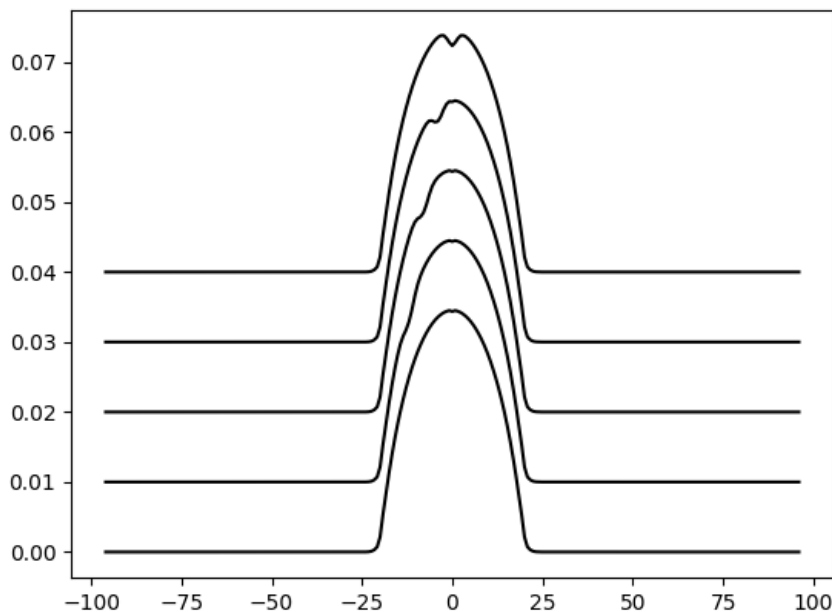


Figura 4.8: Modelo de kernel rotacional incluyendo macroturbulencia para TOI-812 y su candidato a planeta, durante distintas fases de su tránsito. Cada fase está desplazada en 0.01 para observar de mejor manera su forma.

Si le restamos a cada uno de los modelos un modelo fuera de tránsito, las variaciones nos quedarían como en la figura 4.9.

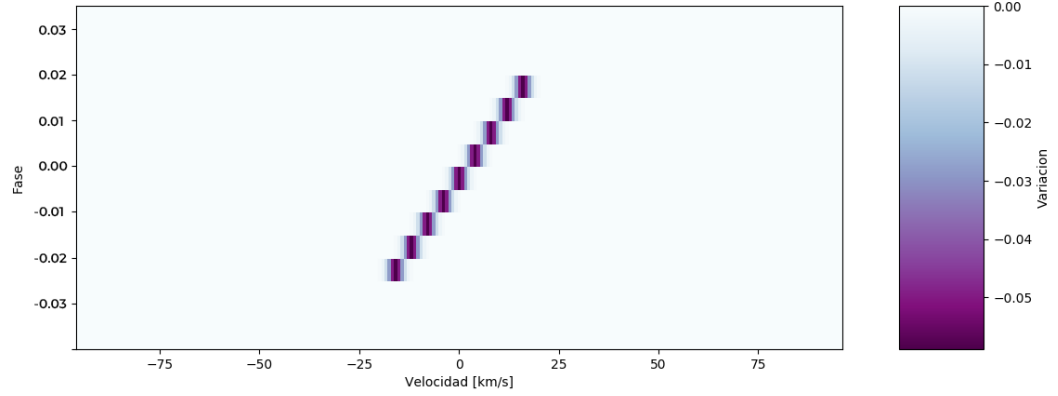


Figura 4.9: Modelo del tránsito de TOI-812b suponiendo que está alineado.

Las variaciones van desde un 5.9% hasta un 12.7% en los bordes. Cabe notar que además del borde, todas las otras variaciones están bajo el 8.1% de variación .

Después de haber calculado los kernels sintéticos, se llevó a cabo el procedimiento descrito al inicio de este capítulo, que consiste en la inyección de la señal del planeta, la incorporación de ruido y al recuperación de la señal. En la figura 4.10 se puede observar la señal inyectada del planeta, al pasar por todo este proceso. El promedio de la variación, sin contar el tránsito es de $\sim 0,001$ y el máximo de variación durante el tránsito es de $\sim 0,02$.

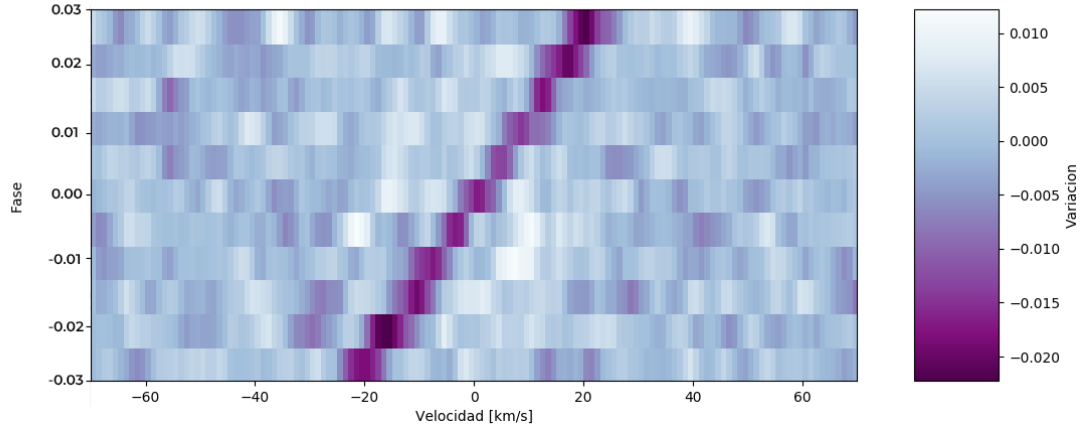


Figura 4.10: Modelo del tránsito de TOI-812b. Recuperado del kernel sintético más ruido, suponiendo que está alineado.

4.4. HD2685b

Este sistema se modeló según los parámetros de la Tabla 3.4. Como el tránsito total dura aproximadamente $\sim 4,5$ horas, se calcularon 9 posiciones del tránsito del planeta i.e. 9 exposiciones en total de ~ 30 minutos cada una, suponiendo un tránsito alineado. Esta exposición también se utilizó observacionalmente.

En cada fase del tránsito se promediaron 5 posiciones del planeta que corresponden desde el inicio de la observación, hasta el tiempo final.

Los modelos obtenidos se muestran en la figura 4.11. En él se puede observar la variación que produce el tránsito sobre el kernel rotacional de la estrella.

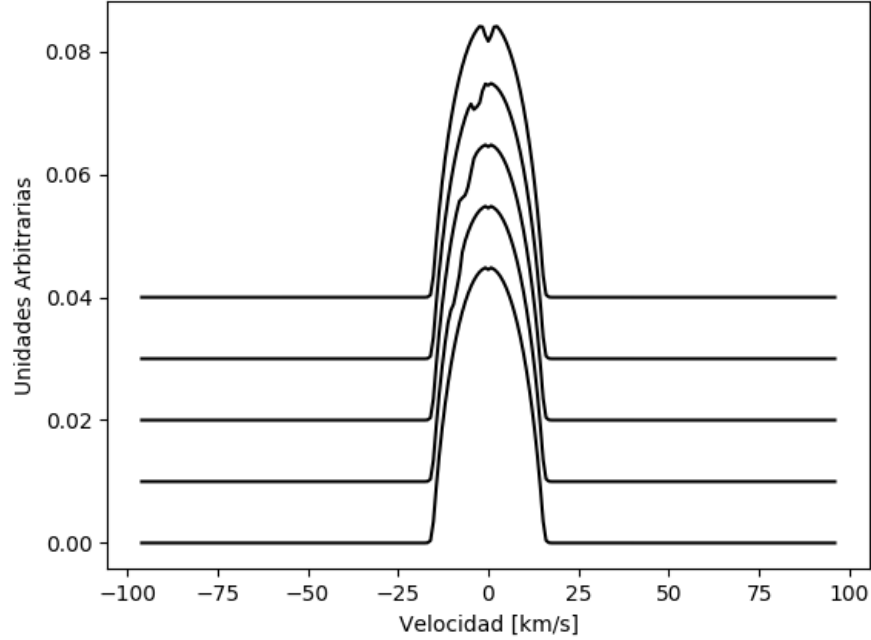


Figura 4.11: Modelo de kernel rotacional incluyendo macroturbulencia para HD2685 y su planeta, durante distintas fases de su tránsito. Cada fase está desplazada en 0.01 para observar de mejor manera su forma.

Si graficamos la señal de Tomografía Doppler de estos kernels, obtenemos la figura [4.12](#).

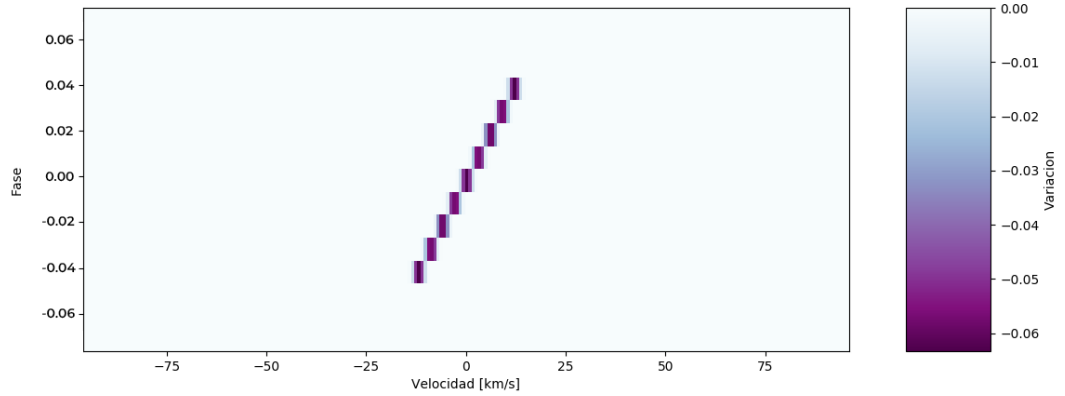


Figura 4.12: Modelo del tránsito de HD2685b suponiendo que está alineado.

las variaciones van desde un 5.8 % hasta un 12.8 % en los bordes. Cabe notar que además del borde, todas las otras variaciones están bajo el 8 % de variación.

Después de haber calculado los kernels sintéticos, se llevó a cabo el procedimiento descrito al inicio de este capítulo, que consiste en la inyección de la señal del planeta, la incorporación de ruido y la recuperación de la señal. En la figura 4.13 se puede observar la señal inyectada del planeta, al pasar por todo este proceso. El promedio de la variación, sin contar el tránsito es de $\sim 0,01$ y el máximo de variación durante el tránsito es de $\sim 0,02$.

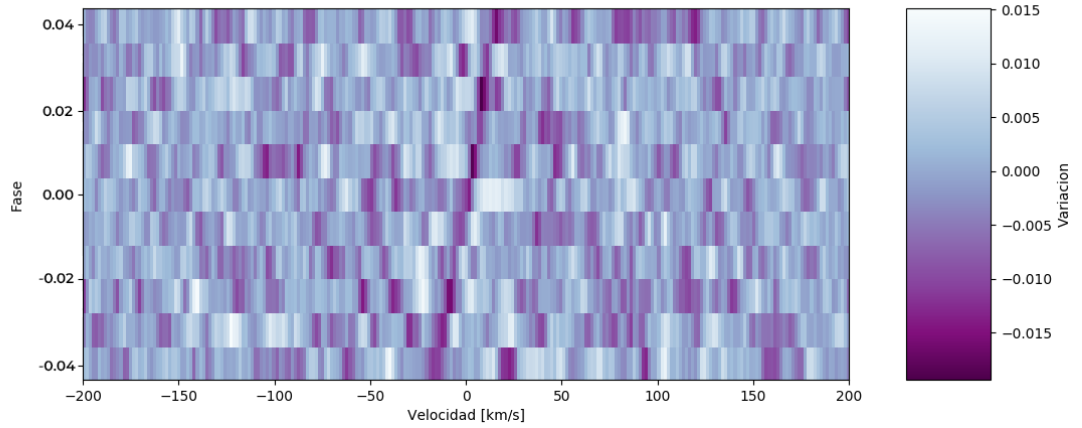


Figura 4.13: Modelo del tránsito de HD2685b. Recuperado del kernel sintético más ruido, suponiendo que está alineado.

4.5. TOI-3362b

Este sistema se modeló según los parámetros de la Tabla 3.3. Como el tránsito total dura aproximadamente $\sim 2,8$ horas, se calcularon 30 posiciones del tránsito del planeta i.e. 30 exposiciones en total de $\sim 5,6$ minutos cada una, suponiendo un tránsito alineado. Esta exposición también se utilizó observacionalmente.

En cada fase del tránsito se promediaron 5 posiciones del planeta que corresponden desde el inicio de la observación, hasta el tiempo final.

Los modelos obtenidos se muestran en la figura 4.14. En él se puede observar la variación que produce el tránsito sobre el kernel rotacional de la estrella.

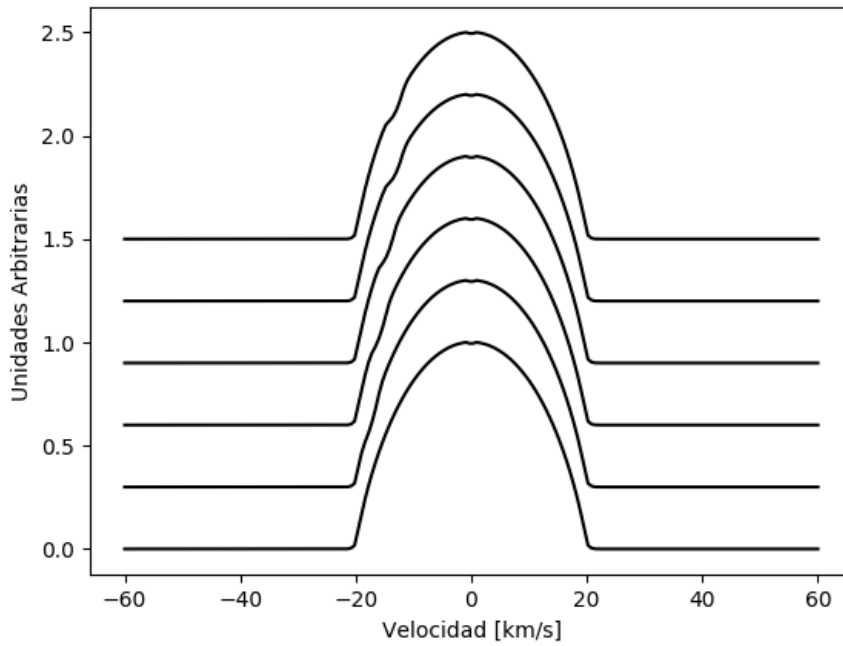


Figura 4.14: Modelo de kernel rotacional incluyendo macroturbulencia para HAT-56 y su planeta, durante distintas fases de su tránsito. Cada fase está desplazada en 0.01 para observar de mejor manera su forma.

Si graficamos la señal de Tomografía Doppler de estos kernels, obtenemos la figura 4.15.

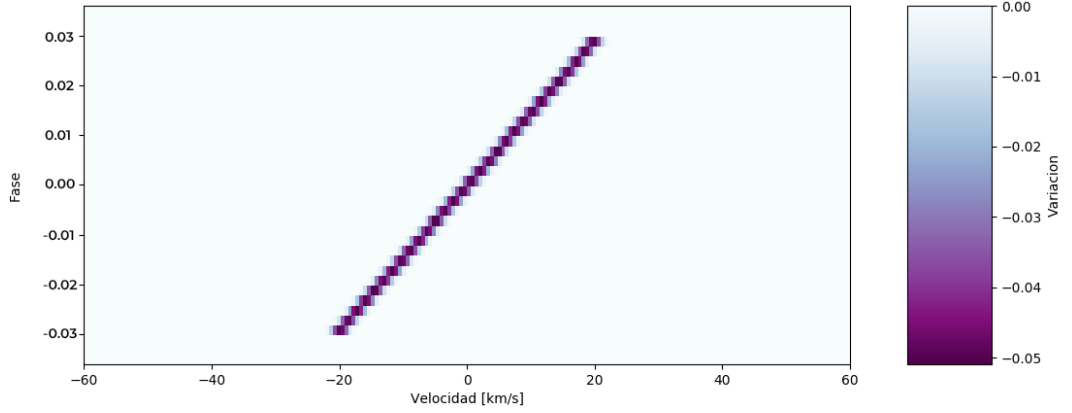


Figura 4.15: Modelo del tránsito de HAT-56b suponiendo que está alineado.

4.6. WASP-19b

Este sistema se modeló según los parámetros de la Tabla 3.3. Como el tránsito total dura aproximadamente $\sim 1,5$ horas, se calcularon 14 posiciones del tránsito del planeta i.e. 14 exposiciones en total de ~ 6 minutos cada una, suponiendo un tránsito alineado. Esta exposición también se utilizó observacionalmente.

En cada fase del tránsito se promediaron 3 posiciones del planeta que corresponden al inicio de la observación, al tiempo central y al tiempo final.

Los modelos obtenidos se muestran en la figura 4.16. En él se puede observar la variación que produce el tránsito sobre el kernel rotacional de la estrella.

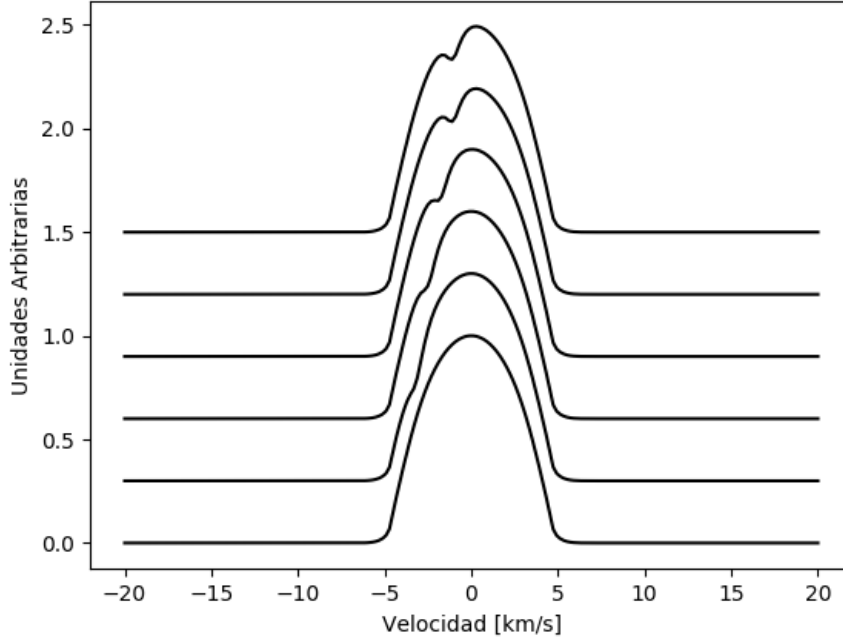


Figura 4.16: Modelo de kernel rotacional incluyendo macroturbulencia para TOI-812 y su candidato a planeta, durante distintas fases de su tránsito. Cada fase está desplazada en 0.01 para observar de mejor manera su forma.

Si graficamos la señal de Tomografía Doppler de estos kernels, obtenemos la figura

4.17.

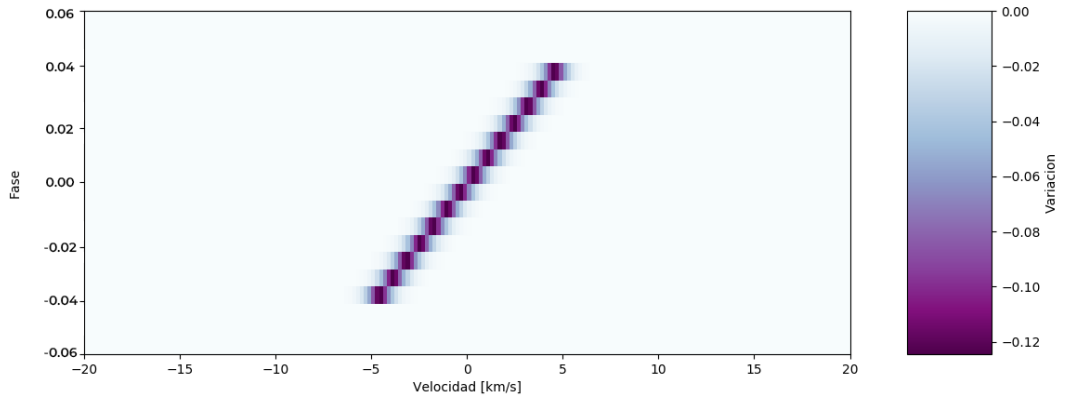


Figura 4.17: Modelo del tránsito de HAT-56b suponiendo que está alineado.

Capítulo 5

Resultados

A continuación, son presentados los resultados obtenidos tras el procedimiento descrito anteriormente. Para cada uno de los sistemas se obtuvieron los kernels rotacionales por chunks de 200 Å o por cada orden dependiendo del instrumento. Luego estos kernels fueron promediados para obtener el kernel final. Además, se utilizó un código de limpieza dependiendo de cada uno de los sistemas, que consistía en eliminar los kernels con muy baja señal o que se desviasen mucho de la media.

5.1. KELT-7b

5.1.1. Resultados Deconvolución

Antes de deconvolucionar los espectros de este sistema, se linealizó cada espectro con una interpolación lineal, se hizo un merge utilizando el procedimiento descrito

en el capítulo 2, y se generaron chunks de 200 Å. Luego se aplicó un proceso de apodización de cada chunk, al igual que al espectro sintético y se deconvolucionó en el espacio de las velocidades. Luego se eliminaron los kernels más ruidosos y se promediaron los sobrantes.

En la figura 5.1 se puede observar la señal de Tomografía. Esta señal es similar a la señal recuperada en el modelo sintético $\sim 0,03$, y la desviación estándar promedio en las zonas fuera del tránsito es de $\sim 0,007$, similar al obtenido por el modelo de $\sim 0,004$.

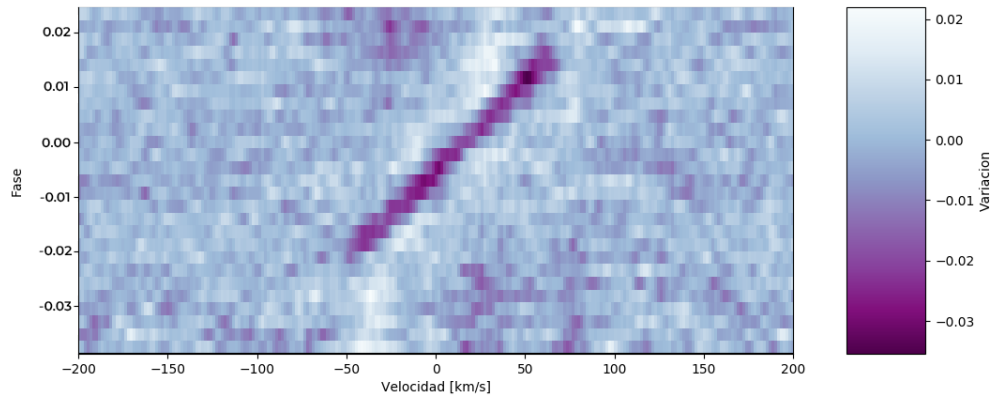


Figura 5.1: Señal de Tomografía Doppler de KELT-7b.

En la figura 5.2 se puede observar un kernel individual durante el tránsito. En las figuras 5.3 y 5.4 se puede ver la señal doppler presentada por Zhou et al. (2016). Se puede observar que la señal es $\sim 0,01$ menor que lo encontrado en este trabajo.

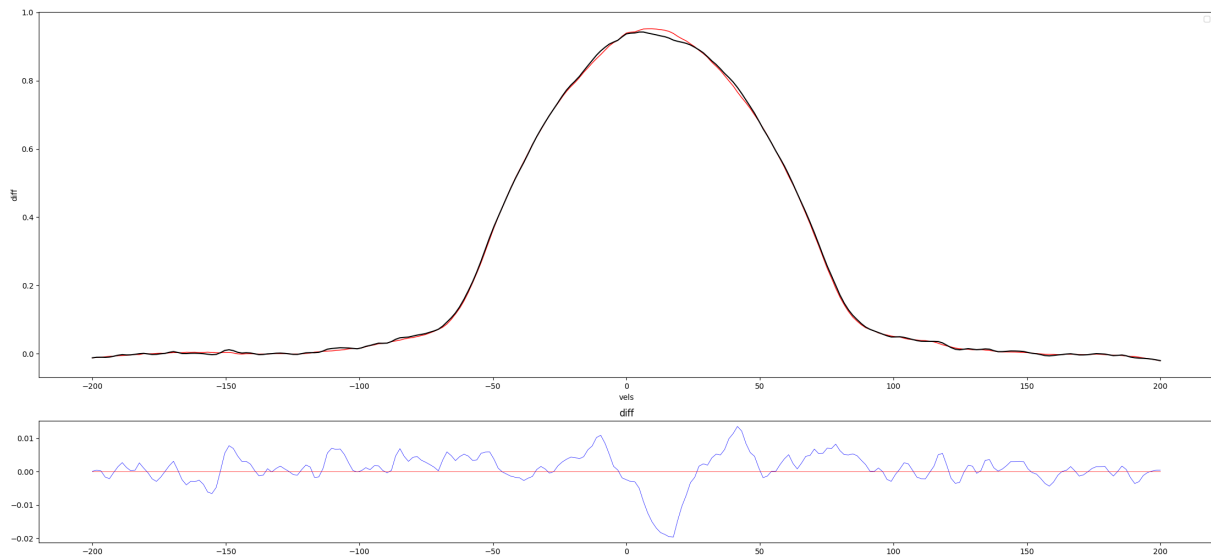


Figura 5.2: Kernel de Kelt-7b durante una fase del tránsito. En rojo, el promedio de todos los kernels y en negro, un kernel observado durante el tránsito. Abajo los residuales.

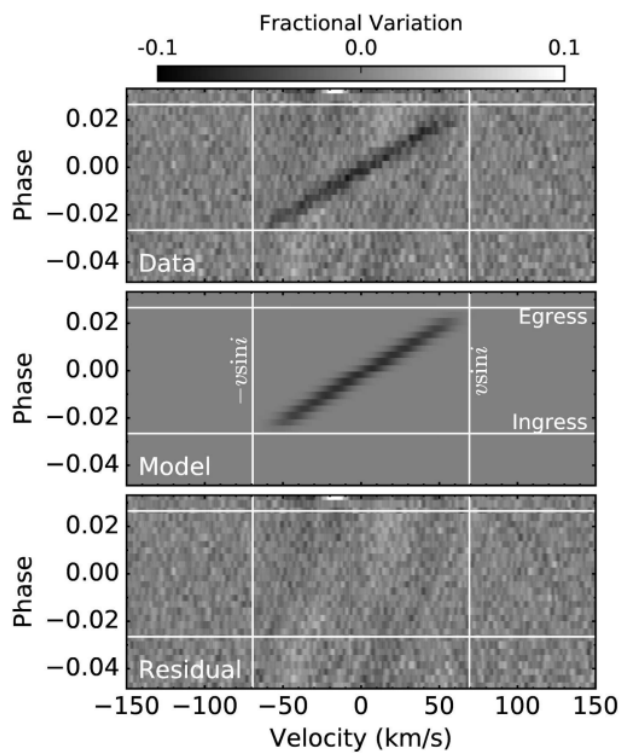


Figura 5.3: Señal de Tomografía Doppler de KELT-7b, presentado por Zhou et al. (2016)

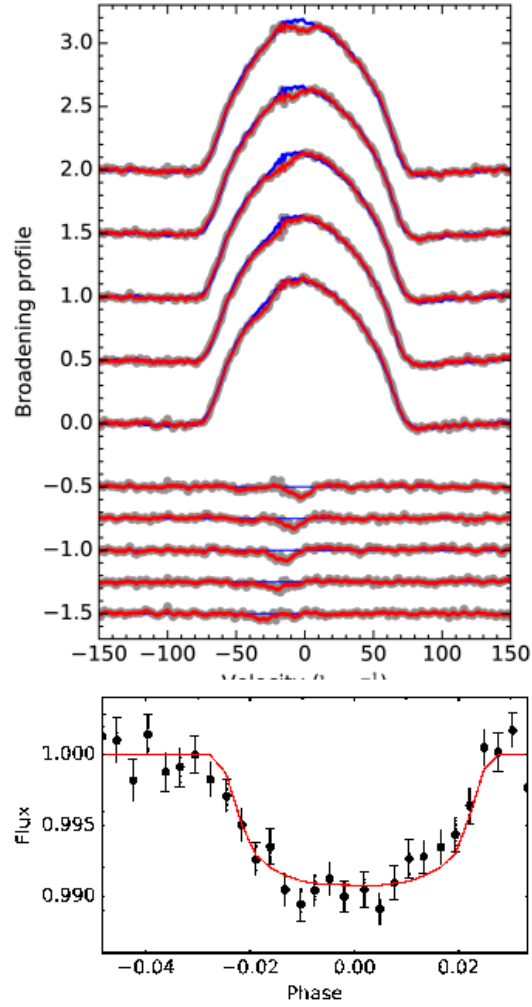


Figura 5.4: Señal de Tomografía Doppler de KELT-7b, presentado por Zhou et al. (2016).

5.1.2. Resultados Modelo

Este sistema se modeló siguiendo los pasos descritos en la sección 2.6. Se incorporó en cada kernel un factor de normalización. Se utilizaron distribuciones normales para los prior de las variables T_0 , P , i , ρ , R_p/R_{star} y para todos los factores de normalización. Para la variable λ se utilizó un prior flat.

Encontrando como resultado el modelo expuesto en la figura 5.5.

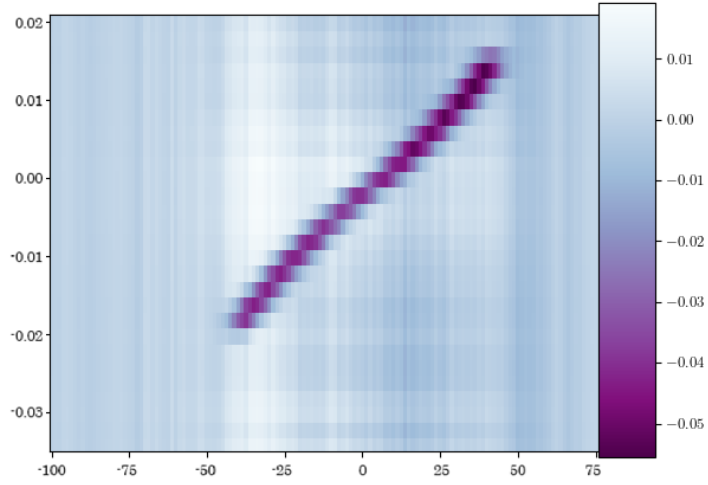


Figura 5.5: Modelo de tránsito de Kelt-7b

5.2. HAT-56b

5.2.1. Resultados Deconvolución

Antes de deconvolucionar los espectros de este sistema, se hizo el procedimiento similar al de KELT-7b.

En la figura 5.6 se puede observar la señal de Tomografía. Esta señal es similar a la señal recuperada en el modelo sintético $\sim 0,03$, sin embargo la desviación estándar promedio fuera del tránsito en el caso observacional es $\sim 0,02$. y en el modelo es $\sim 0,01$. Claramente la señal del planeta se ve muy débil en comparación a la de KELT-7b, debido al alto nivel de ruido y la baja señal del planeta.

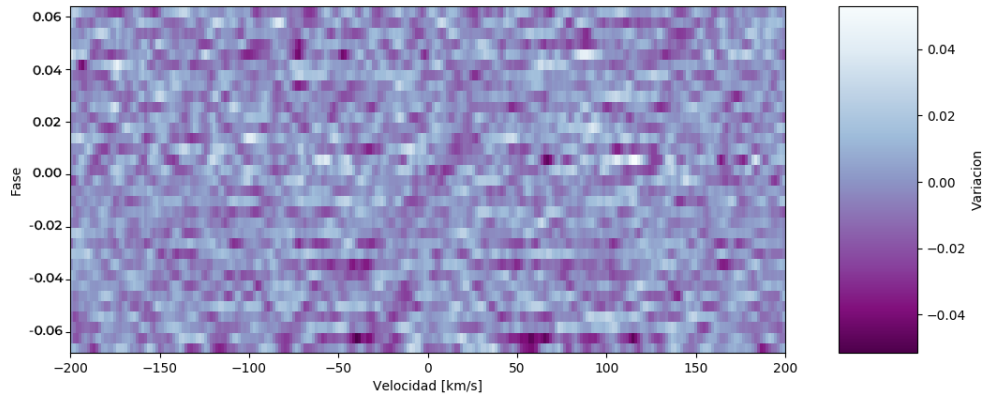


Figura 5.6: Señal de Tomografía Doppler de HAT-P-56b, presentado por Zhou et al. (2016)

En la figura 5.7 se puede ver la señal doppler presentada por Zhou et al. (2016). Se puede observar que la señal del planeta también está al nivel del ruido de los kernels.

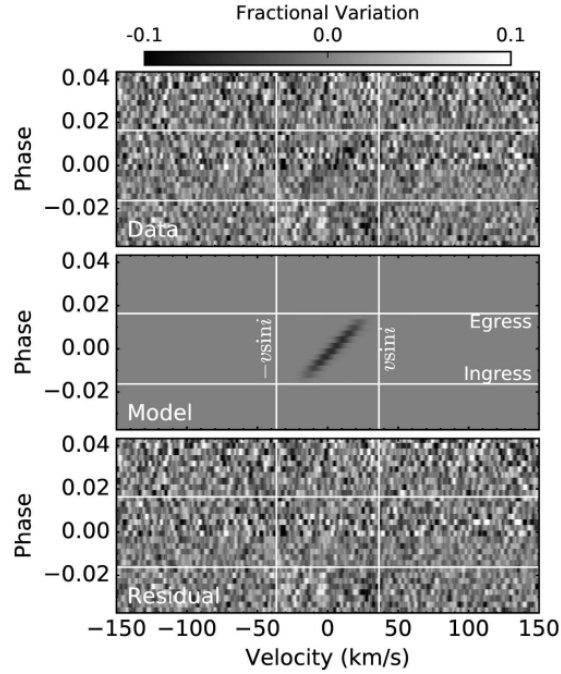


Figura 5.7: Señal de Tomografía Doppler de HAT-P-56b, presentado por Zhou et al. (2016).

5.3. WASP-19b

5.3.1. Resultados Deconvolución

Los datos de WASP-19b y TOI-3362b fueron tratados algo distinto a los otros datos. Se hizo una prueba repitiendo los pasos de KELT-7b y HAT-P-56b y se compararon visualmente con los resultados obtenidos deconvolucionando individualmente cada orden. Obteniendo mejores resultados en este último caso. Luego de obtener todos los kernels se eliminaron los más ruidosos y se promediaron los sobrantes.

Como podemos ver en la figura 5.8 en este sistema se puede observar claramente

el efecto Rossiter Mclaughlin. Antes de deconvolucionar se corrigió por la velocidad dada por el fit lineal ajustado a las velocidades fuera de tránsito.

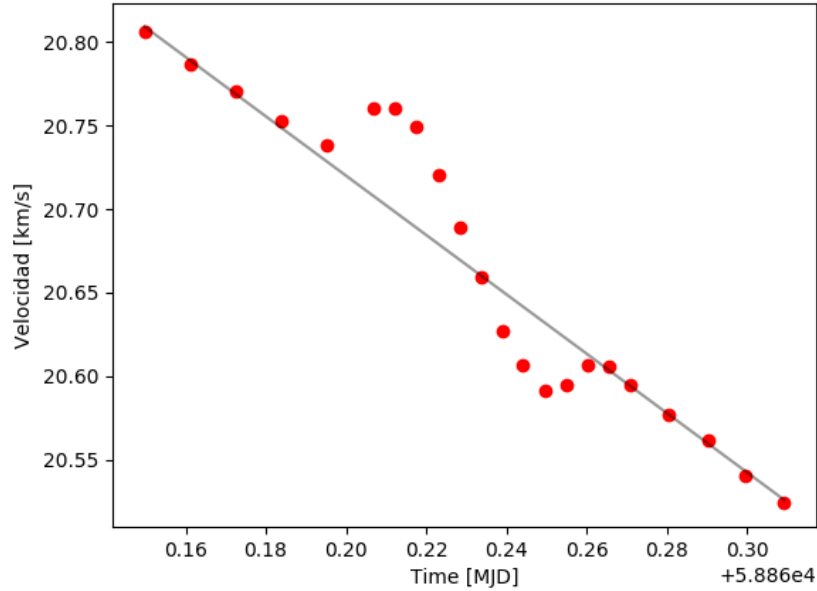


Figura 5.8: En rojo, velocidades radiales observadas para WASP-19. En gris, ajuste lineal de las velocidades fuera de tránsito.

En la figura 5.9 se puede observar la señal de Tomografía. En este caso no poseemos un modelo con el cual comparar. Sin embargo, podemos notar que la señal es similar a la señal recuperada por Sedaghati et al. (2021). Se puede observar que es diez veces mayor, sin embargo el procedimiento no es el mismo. El autor observa la sombra producida en el CCF, que es la convolución de una máscara o espectro sintético por el espectro observado. Debido a la diferencia del procedimiento, no es posible comparar cuantitativamente. Podemos observar que tanto en nuestra señal como en la de Sedaghati, hay zonas más brillantes que acompañan la señal del planeta. Este fenómeno, como describe el autor, se reconoce como Centre to Limb Variations (CLV) y se produce a medida que el disco proyectado del planeta se desplaza desde

el limbo hacia el centro de la estrella. Este efecto se debe modelar en conjunto con el efecto RM o con la Tomografía.

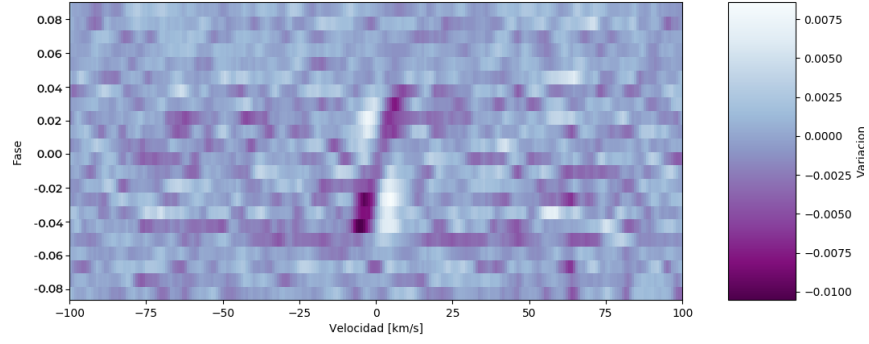


Figura 5.9: Señal de Tomografía Doppler de WASP-19b.

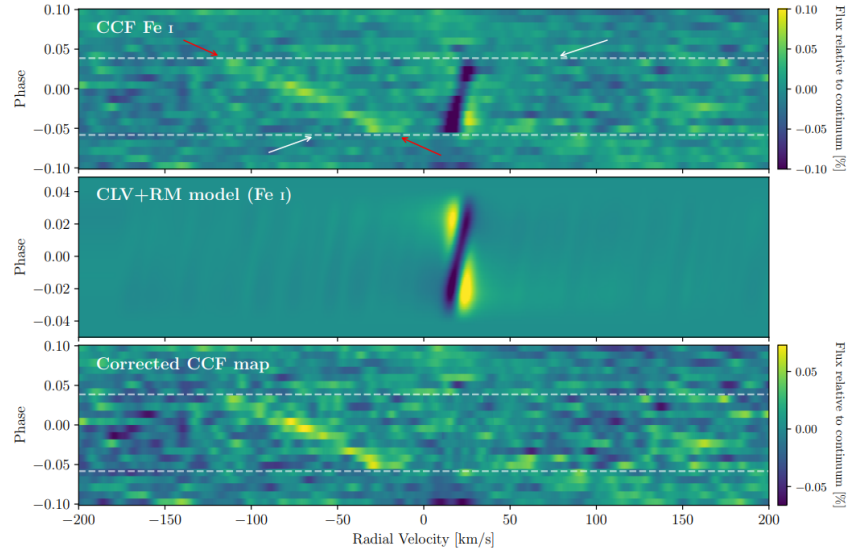


Figura 5.10: Señal de Tomografía Doppler de WASP-19b presentado por Sedaghati et al. (2021).

5.4. TOI-3362b

5.4.1. Resultados Deconvolución

Al igual que en el caso de WASP-19b los datos de TOI-3362b fueron tratados relativamente distinto a los otros datos. Obteniendo mejores resultados en el caso de deconvolución por órdenes. Luego de obtener todos los kernels se eliminaron los más ruidosos y se promediaron los sobrantes.

Como podemos ver en la figura 5.11, en este sistema se puede observar claramente el efecto Rossiter Mclaughlin. Antes de deconvolucionar se corrigió por la velocidad dada por el fit lineal ajustado a las velocidades fuera de tránsito.

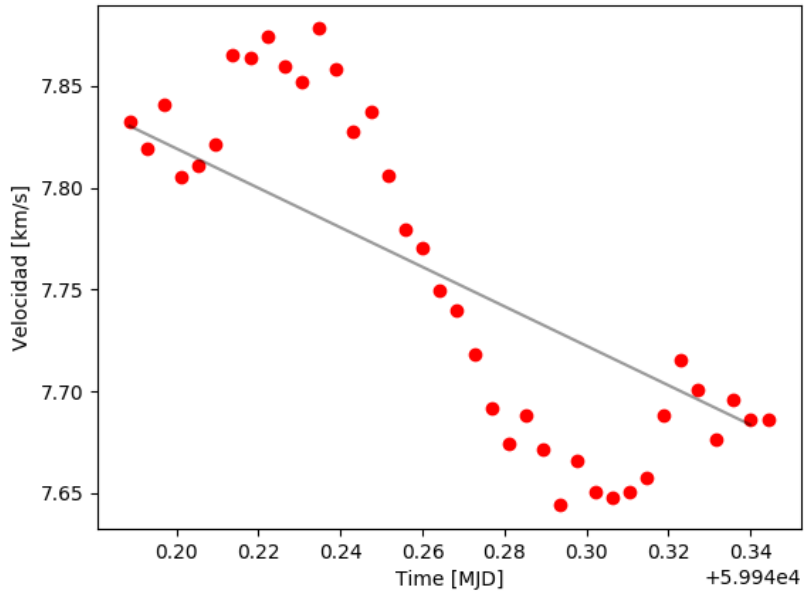


Figura 5.11: En rojo, velocidades radiales observadas para TOI-3362. En gris, ajuste lineal de las velocidades fuera de tránsito.

En la figura 5.12, se puede observar la señal de Tomografía. En este caso no poseemos un modelo con el cual comparar. Podemos observar, al igual que en el caso de WASP-19b, que hay zonas más brillantes que acompañan la señal del planeta, probablemente debido al efecto CLV.

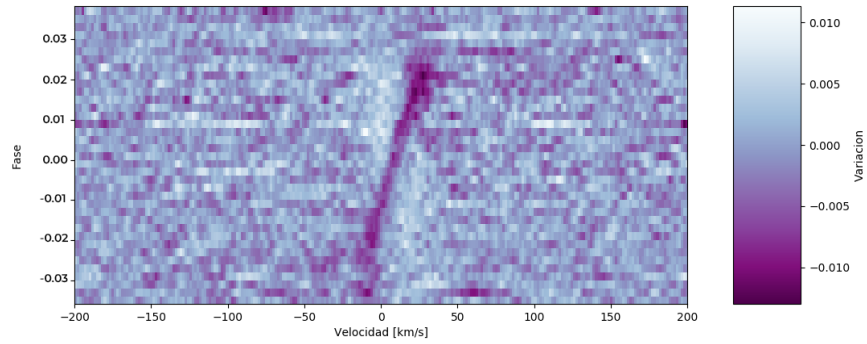


Figura 5.12: Señal de Tomografía Doppler de TOI-3362b.

5.5. TOI-812b

5.5.1. Resultados Deconvolución

Antes de deconvolucionar los espectros de este sistema, se linealizó cada espectro con una interpolación lineal, se hizo un merge del flujo corregido por el ángulo de blaze entregado por la pipeline CERES, utilizando el procedimiento descrito en el capítulo 2. Se generaron chunks de 200 \AA y se deconvolucionó en el espacio de las velocidades. Luego se eliminaron los kernels más ruidosos y se promediaron los sobrantes.

En la figura 5.13 se puede observar la señal de Tomografía. Esta señal posee un promedio de la desviación estándar fuera de tránsito $\sim 0,013$, mucho mayor que la

obtenida en el modelo de ~ 0.001 . El ruido obtenido está en el mismo orden de magnitud que la máxima variación del modelo de planeta ~ 0.02 .

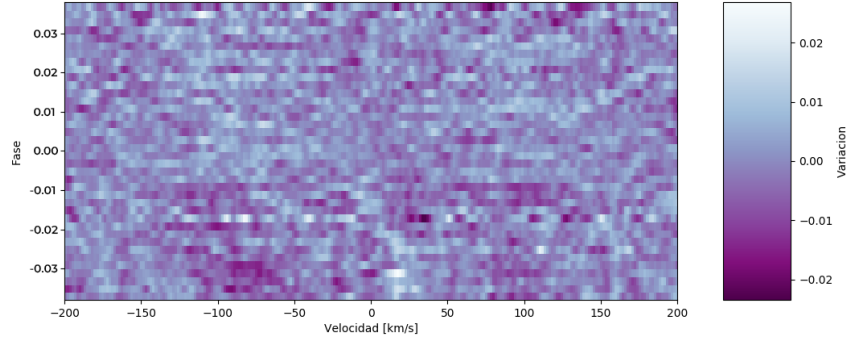


Figura 5.13: Señal de Tomografía Doppler de TOI-812b

5.6. HD2685b

5.6.1. Resultados Deconvolución

Antes de deconvolucionar los espectros de este sistema, se hizo un pocedimiento similar al de TOI-812b.

En la figura 6.3 se puede observar la señal de Tomografía. Esta señal posee un promedio de la desviación estándar fuera de tránsito $\sim 0,03$, mucho mayor que la obtenida en el modelo de ~ 0.01 y mayor que la señal máxima del planeta ~ 0.02 .

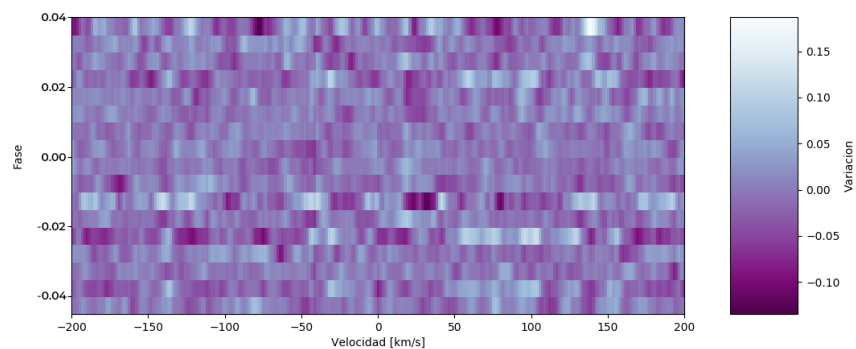


Figura 5.14: Señal de Tomografía Doppler de HD-2685

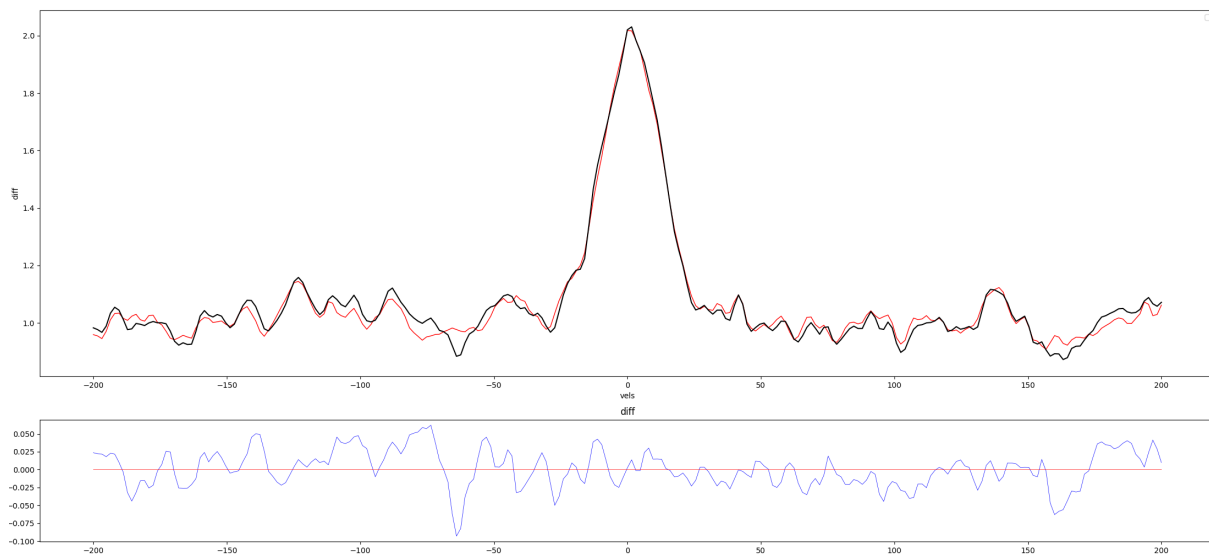


Figura 5.15: Kernel de ensanchamiento macro de HD2685b. En negro, el kernel observado; en rojo, el promedio de todos los kernels fuera del tránsito de HD2685b.

Capítulo 6

Discusión

6.1. Método de Deconvolución

Según las pruebas realizadas con datos de KELT7-b, HAT-P-56b, WASP-19b y TOI-3362b, el método de deconvolución funciona y posee resultados visuales similares a trabajos ya publicados con los mismos datos Sedaghati et al. (2021), Zhou et al. (2016) y Espinoza et al. (2023 in prep.). Sin embargo, para obtener un resultado cuantitativo de los beneficios de este método, es necesario implementar un modelo global que incluya curvas de luz para ajustar los parámetros del planeta y la estrella estudiada, de manera similar a como se implementa en estos estudios.

Para los casos HD2685b y TOI-812b no fue posible obtener la señal de los planetas, lo que puede deberse a distintos factores. Para el caso de HD2685b observado con FIDEOS, la desviación estándar de los kernels es alta y es, además, el único caso que es mayor a la señal modelada del planeta. Además del ruido hay un bajo muestreo

del posible tránsito, por la magnitud y la apertura del telescopio. Sobre TOI-812b se volvió a calcular las fechas de tránsito con las ephemerides publicadas a finales del 2021 por el equipo de TESS y como se puede ver en la figura 6.1 el tránsito ocurrió antes de comenzamos a observarlo (~ 4 UT). Así que, no es posible concluir si es efectivamente un planeta o no.

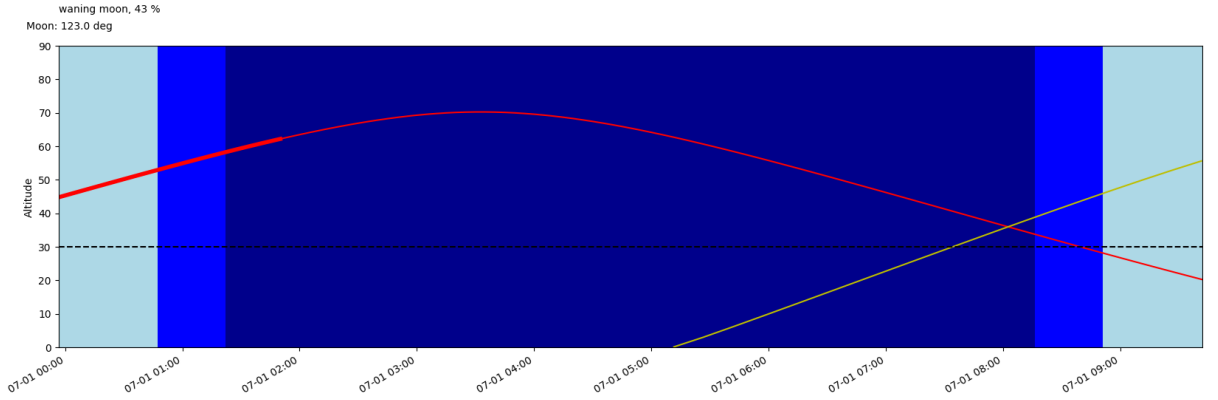


Figura 6.1: Tránsito predicho para TOI-812b con las nuevas ephemerides. En rojo, las horas en que transita.

Sobre el modelo de predicción de Tomografía Doppler, en general, el ruido en los kernels recuperados del modelo son menores a los kernels de los espectros observados. Esto se puede deber a la manera en que son calculados los ruidos para ser inyectados. Para el caso de KELT-7b y HAT-P-56b el ruido se estima de manera iterativa: a cada orden se le hace una máscara de las líneas más anchas, se ajusta un polinomio de grado 2 al espectro, se aplica un sigma clipping ancho y al resultado se vuelve a ajustar un polinomio, luego se vuelve a repetir el paso cinco veces. La señal resultante se asume que es el ruido. Este proceso, posiblemente elimina ruido del espectro, sobre todo el de los bordes del espectro y posiblemente también considera líneas no tan anchas en el proceso.

Para el caso de TOI-812b y HD2685b se utiliza la SN por longitud de onda entregada por CERES. Es posible que esta SN también posea un error y esté sobrestimada, provocando que el ruido sea menor al real.

Durante el proceso de desarrollo del código de deconvolución se probó utilizar el método no bayesiano, de mínimos cuadrados para solucionar el problema. Mediante este método, el ruido y artefactos en los kernels son mucho mayores, como se puede apreciar en la figura 6.2.

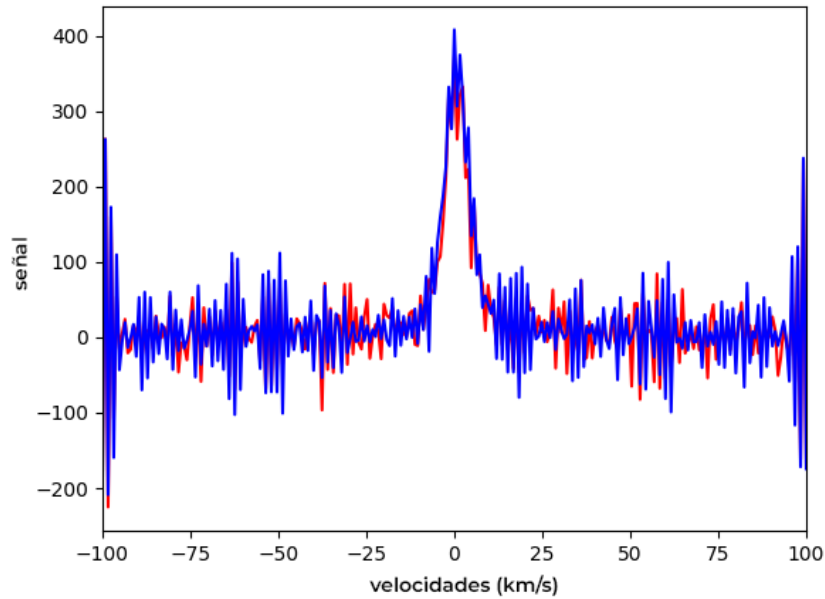


Figura 6.2: Kernel de WASP-19b obtenido con deconvolución por mínimos cuadrados

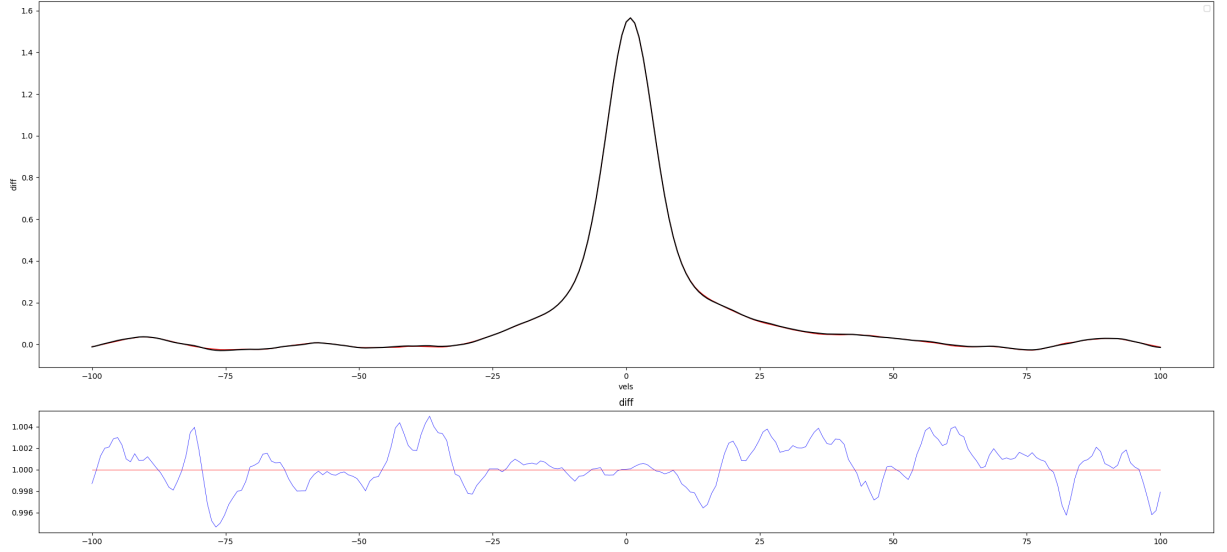


Figura 6.3: Arriba el kernel de WASP-19b obtenido con deconvolución en marco bayesiano y el kernel fuera de tránsito sobrepuesto. Abajo residuales.

Este método además, depende del sampleo que utilizamos para linealizar los espectros, aumentando el ruido mientras disminuye la separación del sampleo. También se probó linealizar mediante otros métodos como splines, concluyendo que el mejor método era el de manera lineal.

El código de deconvolución se probó también con datos de HARPS y CHIRON, obteniendo resultados esperables y similares a las otras estrellas.

6.2. Modelo de tránsito

El modelo de tránsito posee diferencias significativas con respecto a la observación, dejando residuales notoriamente estructurados por el tránsito, como se puede ver en la figura 6.4.

Sin embargo posee valores consistentes con respecto a los valores publicados de este planeta.

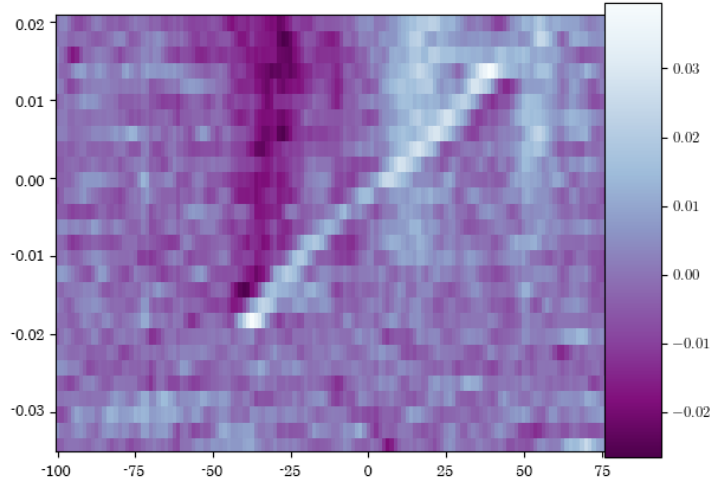


Figura 6.4: Residuales del modelo de KELT-7b

Un posible problema es que falta incorporar el ruido al ajuste del modelo. También podría deberse a que el método de deconvolución diluye la señal del planeta, así como se demuestra en el capítulo 4.

6.3. Trabajo futuro

Como trabajo a futuro se podría proponer trabajar en un modelo global que incluyese datos fotométricos y espectroscópicos, para encontrar las características del sistema, incluyendo el ángulo de inclinación del planeta.

Sería interesante comparar el método de RM y Tomografía Doppler para estrellas con distintos *vsini*, para determinar qué método es más efectivo dependiendo del

sistema. También sería interesante incorporar al modelo global ambas aproximaciones (RM y DT) para ver si mejora o no el resultado.

Sobre el modelo de tránsito se podría probar incorporando un gaussian processes (GP) para ver cuánto mejora el modelo. Además estudiar más a fondo porque el proceso de deconvolución diluye la señal del planeta.

Se podría también incorporar ruido correlacionado al proceso de deconvolución. No se hizo de esta manera, porque es posible que en este proceso si no se hacía de manera adecuada, el modelo del ruido correlacionado incluyese algo de señal del planeta.

Sobre el modelo de predicción de Tomografía Doppler, es posible encontrar nuevas aproximaciones para modelar el ruido. Además se podría utilizar rutinas para modelar distintos ángulos de inclinación y parámetro de impacto. En este estudio solo se probó la configuración alineada.

Para el caso del sistema HD2685b se podría volver a observar utilizando un telescopio más grande, para disminuir el tiempo de exposición y para lograr un mayor sampleo del tránsito. Y además otro instrumento, para lograr una mejor señal a ruido del kernel recuperado.

Sobre los candidatos generados, se podrían monitorear los sistemas e intentar observar algún tránsito futuro, para probar la herramienta de Tomografía.

Bibliografía

- Addison, B. C., Tinney, C. G., Wright, D. J., & Bayliss, D. 2014, The Astrophysical Journal, 792, 112, doi: [10.1088/0004-637x/792/2/112](https://doi.org/10.1088/0004-637x/792/2/112)
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 119, 373, doi: [10.1051/aas:1996251](https://doi.org/10.1051/aas:1996251)
- Bieryla, A., Collins, K., Beatty, T. G., et al. 2015, KELT-7b: A hot Jupiter transiting a bright V=8.54 rapidly rotating F-star. <https://arxiv.org/abs/1501.05565>
- Brahm, R., Jordán, A., & Espinoza, N. 2017, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 129, 34002, doi: [10.1088/1538-3873/aa5455](https://doi.org/10.1088/1538-3873/aa5455)
- Brahm, R., Ulmer-Moll, S., Hobson, M., et al. 2023, Astronomical Journal, 165, doi: [10.3847/1538-3881/accadd](https://doi.org/10.3847/1538-3881/accadd)
- Castelli, F., & Kurucz, R. L. 2004, New Grids of ATLAS9 Model Atmospheres. <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0405087>
- Dong, J., Huang, C. X., Zhou, G., et al. 2021, The Astrophysical Journal Letters, 920, L16, doi: [10.3847/2041-8213/ac2600](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac2600)
- Fabrycky, D., & Tremaine, S. 2007, ApJ, 669, 1298, doi: [10.1086/521702](https://doi.org/10.1086/521702)

- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, *A&A*, 616, A1, doi: [10.1051/0004-6361/201833051](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833051)
- Gray, D. F. 2005, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*
- Gray, R. O. 1999, *SPECTRUM: A stellar spectral synthesis program*, *Astrophysics Source Code Library*, record ascl:9910.002. <http://ascl.net/9910.002>
- Gray, R. O., & Corbally, C. J. 1994, *AJ*, 107, 742, doi: [10.1086/116893](https://doi.org/10.1086/116893)
- Hebb, L., Collier-Cameron, A., Triaud, A., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 708, 224, doi: [10.1088/0004-637X/708/1/224](https://doi.org/10.1088/0004-637X/708/1/224)
- Hirano, T., Suto, Y., Winn, J. N., et al. 2011, *The Astrophysical Journal*, 742, 69, doi: [10.1088/0004-637x/742/2/69](https://doi.org/10.1088/0004-637x/742/2/69)
- Huang, C. X., Hartman, J. D., Bakos, G. Á., et al. 2015, *The Astronomical Journal*, 150, 85, doi: [10.1088/0004-6256/150/3/85](https://doi.org/10.1088/0004-6256/150/3/85)
- Jones, M. I., Brahm, R., Espinoza, N., et al. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 625, A16, doi: [10.1051/0004-6361/201834640](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834640)
- Kaufer, A., Stahl, O., Tubbesing, S., et al. 1999, *The Messenger*, 95, 8
- Kozai, Y. 1962, *AJ*, 67, 591, doi: [10.1086/108790](https://doi.org/10.1086/108790)
- Kraft, R. P. 1967, *ApJ*, 150, 551, doi: [10.1086/149359](https://doi.org/10.1086/149359)
- Lin, D. N., Bodenheimer, P., & Richardson, D. C. 1996, *Nature*, 380, 606
- Liou, K.-N. 2002, *An Introduction to Atmospheric Radiation*, 2nd edn. (New York, NY: Academic Press)

- McLaughlin, D. B. 1924, ApJ, 60, 22, doi: [10.1086/142826](#)
- Naoz, S., Farr, W. M., Lithwick, Y., Rasio, F. A., & Teyssandier, J. 2011, Nature, 473, 187, doi: [10.1038/nature10076](#)
- Petigura, E. A., Benneke, B., Batygin, K., et al. 2018, The Astronomical Journal, 156, 89, doi: [10.3847/1538-3881/aaceac](#)
- Ramos, T., & García-Ripoll, J. J. 2018, New Journal of Physics, 20, 105007, doi: [10.1088/1367-2630/aae73b](#)
- Rasio, F. A., & Ford, E. B. 1996, Science, 274, 954, doi: [10.1126/science.274.5289.954](#)
- Rossiter, R. 1924, Astrophysical Journal, 60, 15-21 (1924), 60
- Sedaghati, E., MacDonald, R. J., Casasayas-Barris, N., et al. 2021, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, doi: [10.1093/mnras/stab1164](#)
- Skilling, J. 2006, Bayesian Analysis, 1, 833, doi: [10.1214/06-BA127](#)
- Vanzi, L., Zapata, A., Flores, M., et al. 2018, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 477, 5041, doi: [10.1093/mnras/sty936](#)
- Wu, Y., Murray, N. W., & Ramsahai, J. M. 2007, The Astrophysical Journal, 670, 820, doi: [10.1086/521996](#)
- Zhou, G., Rodriguez, J. E., Collins, K. A., et al. 2016, The Astronomical Journal, 152, 136, doi: [10.3847/0004-6256/152/5/136](#)
- Zhou, G., Huang, C. X., Bakos, G. Á., et al. 2019, The Astronomical Journal, 158, 141, doi: [10.3847/1538-3881/ab36b5](#)