

CAROLINA S. VILLARREAL D'ANGELO

ESTUDIO NUMÉRICO DE LA INTERACCIÓN ENTRE
VIENTOS ESTELARES Y PLANETARIOS



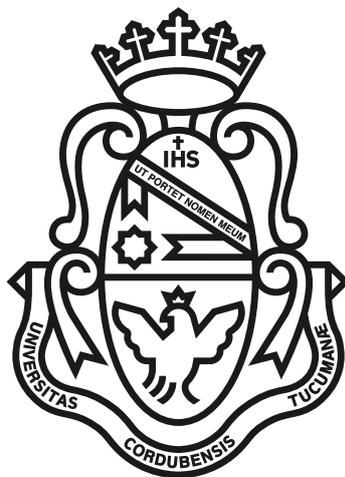
El trabajo "*Estudio numérico de la interacción entre vientos estelares y planetarios*" de Carolina S. Villarreal D'Angelo se distribuye bajo una **Licencia Creative Commons Atribución-CompartirIgual 2.5 Argentina.**

ESTUDIO NUMÉRICO DE LA INTERACCIÓN ENTRE VIENTOS ESTELARES Y PLANETARIOS

CAROLINA S. VILLARREAL D'ANGELO

presentado ante la Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación
como parte de los requerimientos para la obtención del grado de
Doctor en Astronomía de la

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA



Córdoba, 28 de Marzo de 2016

DIRECTOR

Dr. E. Matías Schneiter

Carolina S. Villarreal D'Angelo: *Estudio numérico de la interacción entre vientos estelares y planetarios*, © Marzo, 2016

DIRECTOR:

Dr. E. Matías Schneiter

LUGAR:

Córdoba, Argentina

FECHA:

28 de Marzo de 2016

Dedicada a mi mamá..y a Samu.

RESUMEN

La primera detección de una atmósfera planetaria fuera del Sistema Solar se realizó con la técnica de espectroscopía de transmisión utilizando el instrumento STIS a bordo del telescopio Hubble. Observando la línea Lyman- α , Vidal-Madjar et al. (2003) encontró que el planeta posee una atmósfera extendida de hidrógeno que está escapando hidrodinámicamente y cuyo material forma una cola cometaria. Este llamado escape hidrodinámico se debe al calentamiento y subsecuente expansión de las partes más altas de la atmósfera planetaria por la incidencia de radiación estelar (particularmente rayos X y EUV o XUV). Si escapa, el material del planeta interactúa con el viento estelar produciendo características que pueden reconocerse en las observaciones.

En esta tesis se estudió, mediante simulaciones numéricas, el escape atmosférico del exoplaneta HD 209458b y su interacción con el viento y la radiación estelar. Los resultados se comparan con el rasgo más distintivo de este sistema, las observaciones de tránsito en Ly α . Las mismas han sido exhaustivamente estudiadas y analizadas, confirmando la presencia de material neutro escapando del planeta.

En la primera parte de este estudio se llevaron a cabo simulaciones hidrodinámicas (HD) con el código GUACHO. Debido a la incertidumbre en los valores de la velocidad del viento estelar y en la tasa de pérdida de masa del planeta, \dot{M}_p , se propusieron diferentes modelos de viento politrópico para la estrella, junto con distintos valores de \dot{M}_p y diferentes tipos de vientos planetarios. Comparando con las observaciones en Ly α fue posible restringir este conjunto de parámetros. En una segunda instancia, se agregó a las simulaciones HD, la fotoionización de la estrella. Nuevamente, barriendo en un espacio de parámetros para las condiciones iniciales del viento estelar y el flujo de radiación, junto con la tasa de pérdida de masa planetaria, fue posible elegir aquellos modelos que mejor reproducían las observaciones.

Finalmente, la interacción entre los vientos estelares y planetarios fue modelada teniendo en cuenta campos magnéticos. Para esto fue necesario la adaptación del código Guacho a la magnetohidrodinámica. Se eligió un rango de valores para el campo magnético planetario, para un modelo de viento estelar. Incluyendo el proceso de fotoionización, se estudió la influencia de campos magnéticos en la absorción observada en Ly α durante el tránsito.

*Nadaremos, nadaremos,
en el mar,
nadaremos...*

Doris.

AGRADECIMIENTOS

Quiero agradecer primero que todo a mi mamá, que siempre me apoyó y me impulsó a seguir adelante con lo que me gusta.

Segundo, a mi director Matías, por tenerme una paciencia infinita y darme los tiempos necesarios para concretar los objetivos. Por tener en claro las metas que yo no veía, y darme aliento para seguir cuando las cosas no salían. Pero más importante que todo eso, le agradezco por ser un amigo.

Le agradezco a Marito, que como siempre y durante todos estos años, se banco mis locuras y mis estados de ánimo, y fue mi sosten cuando pensaba que no lo lograba.

Por último, a Alejandro, por haber dedicado su tiempo a explicarme todo acerca del código, y hacerme reír con su dialecto mexicano.

ÍNDICE GENERAL

i	INTRODUCCIÓN	1
1	EXOPLANETAS	3
1.1	Características generales de exoplanetas	3
2	EXOPLANETAS Y SU MEDIO AMBIENTE	9
2.1	Vientos estelares	9
2.1.1	Modelo de vientos isotérmicos	10
2.1.2	Modelo de vientos politrópicos	12
2.1.3	Modelo de Weber-Davis	16
2.1.4	Estructura real del viento estelar	18
2.2	Escape Atmosférico en Júpiteres Calientes	20
2.3	Interacción estrella-planeta	23
3	LA ATMÓSFERA EXTENDIDA DE HD 209458B	27
3.1	Características del sistema	27
3.2	Observaciones en $Ly\alpha$	28
3.3	Modelos de viento para HD 209458b	31
ii	INTERACCIONES HIDRODINÁMICAS	37
4	ESTUDIO DE LA SENSIBILIDAD DE LA ATMÓSFERA EXTENDIDA DE HD 209458B	39
4.1	Modelo numérico	39
4.1.1	Ecuaciones hidrodinámicas	39
4.1.2	Términos fuentes	40
4.1.3	Parámetros de la simulación	40
4.2	Cálculo de absorción en $Ly\alpha$	44
4.2.1	Elección del rango de integración	45
4.3	Resultados	46
4.3.1	Modelos de viento planetario isotrópico	46
4.3.2	Modelos de viento planetario anisotrópico	52
4.4	Conclusión	53
5	FOTOIONIZACIÓN DE VIENTOS ESTELARES APLICADO A HD 209458B	55
5.1	Modelo numérico	55
5.1.1	Ecuaciones hidrodinámicas	55
5.1.2	Términos fuentes	56
5.1.3	Parámetros de la simulación	58
5.2	Resultados	62
5.2.1	Absorción en $Ly\alpha$	62
5.3	Discusión	69
5.4	Conclusiones	71

iii	INTERACCIONES MAGNETOHIDRODINÁMICAS	73
6	ADAPTACIÓN DEL CÓDIGO GUACHO A LA MHD	75
6.1	Las ecuaciones básicas	75
6.2	Discretización: volumen-finito	77
6.3	Implementación del método HLLD	78
6.4	Método de resolución: Volumen-finito, Método de Godunov a segundo orden	80
6.5	Corrección de la $\nabla \cdot \mathbf{B}$	82
6.5.1	Método de 8 ondas	82
6.5.2	Método de CT/CD	83
6.6	Validación del código GUACHO MHD	84
6.7	Brio-Wu	84
6.8	Orszag-Tang	85
6.9	Explosión MHD	86
7	INFLUENCIA DEL CAMPO MAGNÉTICO EN EL ESCAPE ATMOSFÉRICO DE HD 209458B	89
7.1	El modelo	89
7.1.1	Términos fuentes	90
7.2	Modelos numéricos	90
7.2.1	Condiciones de contorno	91
7.3	Resultados	93
7.3.1	Comparación con observaciones	96
7.4	Discusión	100
7.5	Conclusión	100
iv	CONCLUSIÓN	103
8	CONCLUSIÓN GENERAL	105
	BIBLIOGRAFÍA	107

SÍMBOLOS

Símbolo	Descripción	Valor (CGS)
M_{\oplus}	Masa terrestre	5.976×10^{27}
M_J	Masa de Júpiter	1.898×10^{30}
R_J	Radio de Júpiter	7.1492×10^9
M_{\odot}	Masa solar	1.99×10^{33}
R_{\odot}	Radio solar	6.955×10^{10}
R_G	Constante universal de gases ideales	8.3145×10^7
k_B	Constante de Boltzmann	1.38×10^{-16}
G	Constante de gravitación universal	6.67259×10^{-8}
pc	parsec	3.0857×10^{18}
UA	Unidad Astronómica	1.496×10^{13}
λ	Longitud de onda	-
Ly α	Lyman- α	-
\dot{M}	Tasa de pérdida de masa	-
K	Kelvin	-
eV	electron-Volt	-

ACRÓNIMOS

UV	Ultravioleta
EUV	Ultravioleta Extremo
UA	Unidad Astronómica
ENAs	Átomos Neutros Energéticos
STIS	Space Telescope Imaging Spectrograph
LOS	Línea de visión
MHD	Magnetohidrodinámica
HD	Hidrodinámica

Parte I

INTRODUCCIÓN

A modo de introducción, se propone repasar las características generales de los sistemas planetarios y los fenómenos observacionales encontrados en exoplanetas del tipo Júpiter calientes.

También se da un breve repaso sobre las teorías de vientos estelares y planetarios. Por último se introduce el caso del exoplaneta HD 209458b, resumiendo los trabajos observacionales y teóricos que existen sobre este sistema y que son la base de los estudios que se desarrollan en esta tesis.

EXOPLANETAS

1.1 CARACTERÍSTICAS GENERALES DE EXOPLANETAS

El interés por el estudio de exoplanetas nació prácticamente con el descubrimiento de dos planetas de masas M_p sin $i = 3.4M_{\oplus}$ y $2.8M_{\oplus}$ con períodos similares a los de Mercurio (66.5 y 98.2 días), orbitando el pulsar PSR B1257+12 (Wolszczan & Frail, 1992). Desde ese momento, otros planetas alrededor de pulsares fueron detectados, incluyendo un tercer planeta orbitando PSR B1257+12, cuyo tamaño es similar a nuestra Luna y un planeta de largo período de $\sim 2.5M_J$ en órbita alrededor de un sistema binario, en el cúmulo globular M4 (Sigurdsson et al., 2003).

Las detecciones de planetas alrededor de pulsares antecedieron el descubrimiento del primer planeta orbitando una estrella de secuencia principal. 51 Pegb (Mayor & Queloz, 1995) es un gigante gaseoso cuya masa es aproximadamente la mitad de la masa de Júpiter, con un período orbital de 4.2308 días. Poco tiempo después, se descubrieron los planetas 47 UMa (Butler & Marcy, 1996) y 70 Vir (Marcy & Butler, 1996) y rápidamente la detección de planetas extrasolares aumentó de manera considerable hasta nuestros días.

La Figura 1 muestra la masa de los exoplanetas detectados en función del año de descubrimiento. Los colores denotan el valor del semieje mayor de la órbita del exoplaneta. En la misma se puede apreciar la variedad de características presentes en los sistemas encontrados, con masas planetarias similares al de nuestro planeta Tierra y con distancias a la estrella progenitora, que van desde unas pocas centésimas de Unidad Astronómica (UA) a varias decenas.

Los sistemas planetarios descubiertos también presentan otras características importantes que vale la pena mencionar y que no están expuestas en la Fig. 1, estas son: la diversidad de valores en excentricidad e inclinación de las órbitas, el número y la distribución de planetas en el sistema planetario y el tipo de estrella o sistema estelar (binarias) que puede albergar planetas.

La detección de exoplanetas recae en los métodos empleados para tal propósito: mediciones de velocidad radial, observaciones de tránsitos, microlentes, mediciones astrométricas e imágenes directas. Aún cuando estos métodos siguen mejorando su precisión, todavía presentan

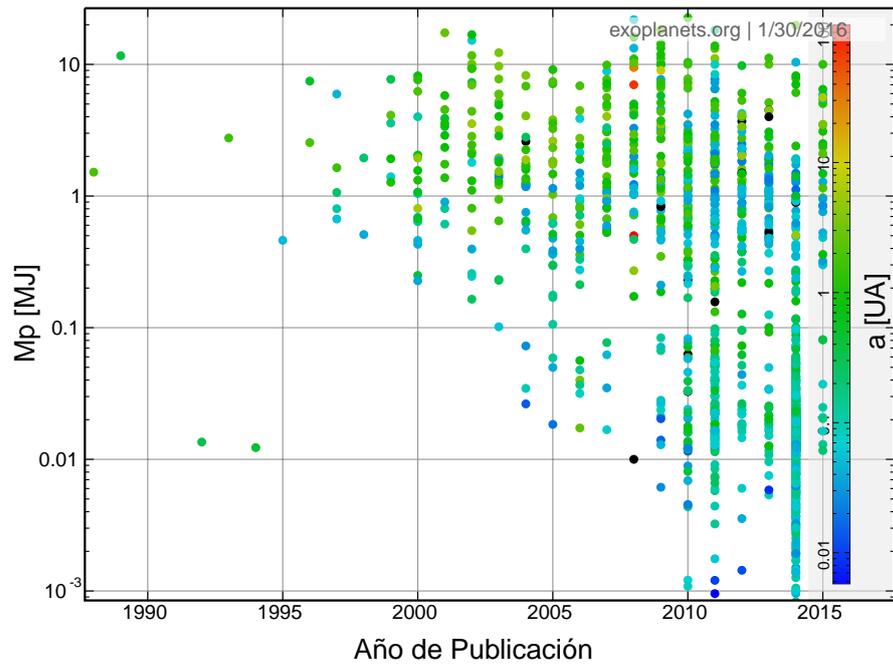


Figura 1: Masa planetaria (en M_J) en función de la fecha de descubrimiento coloreadas según el semieje mayor de la órbita en UA. Extraído de exoplanets.org

una incompletitud observacional inherente. Por ejemplo, las mediciones Doppler y las observaciones de tránsitos favorecen la detección de planetas que orbitan cerca de su estrella madre cuya masa o radio son similares a la de Júpiter. Por el contrario, las técnicas astrométricas, de microlentes e imagen directa son más sensibles a planetas con órbitas más alejadas de la estrella central.

Una de las dos técnicas más fructífera en detecciones de exoplanetas es la de velocidad radial. Por sí sola, esta técnica solo nos brinda información acerca de los parámetros orbitales del planeta junto con su masa mínima, sin aportar datos acerca de sus propiedades físicas.

El estudio de las características físicas de los exoplanetas se debe en gran parte a las observaciones de planetas en tránsito. Con estas observaciones es posible determinar el radio del planeta y la inclinación de la órbita. En conjunto con los datos obtenidos con la técnica de velocidad radial, es posible determinar la masa planetaria.

La técnica de tránsito mide la disminución de la luz a medida que el exoplaneta pasa en frente (tránsito primario) y detrás (eclipse secundario) de la estrella que orbita.

Los tránsitos observados en varias longitudes de onda (λ) son también una poderosa herramienta para caracterizar atmósferas planetarias. Los átomos y las moléculas que la componen, absorben o dispersan la luz recibida según λ , lo que se traduce en una variación del radio observado del planeta con la longitud de onda (ver Fig. 8).

Utilizando espectros de transmisión es posible determinar los constituyentes atmosféricos en función del radio, si los mismos se obtienen en varias longitudes de onda.

Las observaciones espectroscópicas se convierten entonces, en una pieza fundamental en los estudios de atmósferas de exoplanetas.

Esta técnica ha sido ampliamente aplicada a exoplanetas con radios y masas similares a la del planeta Júpiter, que orbitan a distancias menores a 0.1 UA en períodos que van de 2 a 6 días. En la Figura 2, donde se muestra la distribución de masas de exoplanetas en función del período orbital (junto con el radio y el valor del semieje mayor de la órbita), estos objetos se ubican en la esquina superior izquierda y son denominados planetas del tipo *Júpiter calientes*.

La proximidad de estos objetos a la estrella central, típicamente es-

El espectro de transmisión del planeta se obtiene dividiendo el espectro de la estrella y el planeta durante el tránsito con el espectro de la estrella sola (tomado antes o después del tránsito)

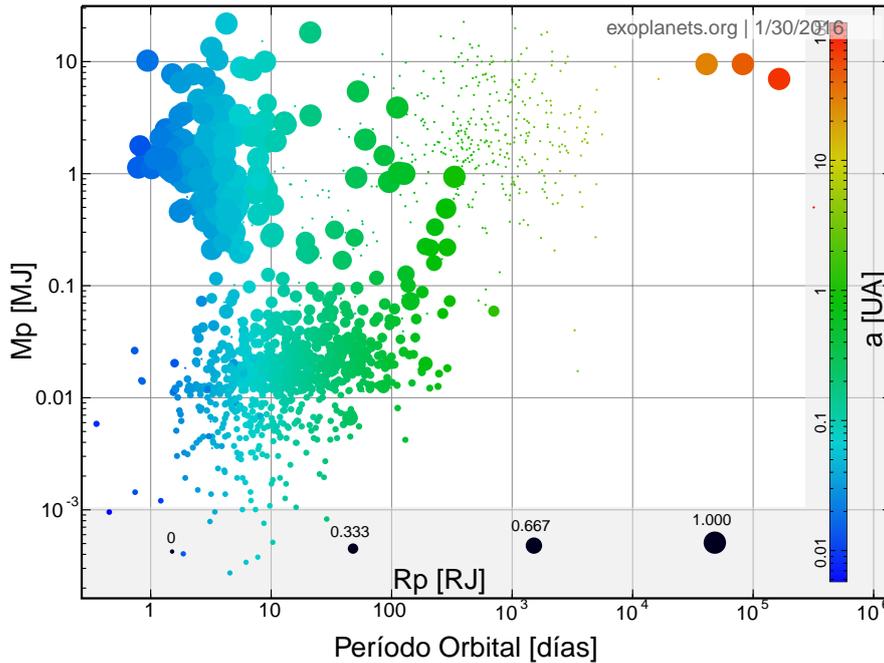


Figura 2: Masa planetaria en función del período orbital del planeta. Los colores representan el valor del semieje mayor y el tamaño de los círculos el radio planetario.

trellas del tipo F, G, K de la secuencia principal, los hace laboratorios vivientes para estudiar los procesos atmosféricos derivados del gran flujo de radiación que reciben de su estrella madre. Típicamente, estos planetas están sometidos a niveles de insolación $\sim 10^4$ veces más intensos que los gigantes gaseosos del Sistema Solar. Como consecuencia de las altas temperaturas (del orden de 10^4 K) generadas por la radiación en el Ultravioleta Extremo (EUV), la escala de altura del gas en la atmósfera puede ser comparable con el radio planetario, creando una atmósfera extendida potencialmente observable a través de espectroscopía de transmisión o reflexión, como se mencionó anteriormente. El calentamiento de dicha atmósfera también puede crear una fuerza de presión que apunte radialmente hacia afuera, que en conjunto con fuerzas centrífugas y tidales, puede derivar en la pérdi-

da de masa y momento angular del planeta.

A partir de la primera detección de átomos en la atmósfera del exoplaneta HD 209458b en el año 2000 (Charbonneau et al., 2000), muchas hipótesis se pusieron en marcha. La más revolucionaria para ese entonces fue la de escape atmosférico, fundada en base a las observaciones del espectrógrafo Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) a bordo del telescopio Hubble. El trabajo de Vidal-Madjar et al. (2003) reveló absorciones en el Ultravioleta (UV) que indicaban la presencia de material neutro más allá del lóbulo de Roche del sistema, implicando que dicho material ya no estaba ligado gravitacionalmente al planeta. Esto presentó un desafío para las teorías de evolución e incitó a los astrónomos a querer constatar varias preguntas: si en verdad el planeta estaba perdiendo material, ¿cuánto tiempo podría sobrevivir sin llegar a la evaporación completa de su envoltente gaseosa?, ¿cómo sobrevivió desde su formación? La respuesta a estas preguntas está ligada necesariamente con conocer cuál es la tasa de pérdida de masa de la atmósfera planetaria.

En busca de esta respuesta y con el fin de que se pueda caracterizar el sistema planetario en cuestión, es que se desarrolló la presente tesis. Si bien en la actualidad existen otros casos de escape atmosférico detectados, por ejemplo el de HD 189733b (Lecavelier Des Etangs et al., 2010); por ser el primero, HD 209458b tiene la ventaja de ser el que más observaciones y estudios disponibles tiene. Los datos observacionales de este tipo de exoplanetas sólo son posibles con telescopios en el espacio o grandes telescopios en la Tierra, por lo que es difícil obtener datos nuevos.

Al conocer poco sobre sus características, las simulaciones numéricas terminan siendo la opción más viable para estudiar los procesos físicos que se asume ocurren en este sistema planetario. En el trabajo de Schneider et al. (2007), se logró obtener una cota superior para el valor de la tasa de pérdida de masa (\dot{M}_p) por medio de simulaciones Hidrodinámicas (HD). En base a esto, y en la búsqueda de reducir el rango de parámetros libres en las simulaciones, se presenta en el capítulo 4, un estudio paramétrico proponiendo diferentes condiciones para el viento estelar (es decir, diferentes temperaturas y velocidades) y planetario.

Cotejando los modelos con las observaciones, es posible inferir un rango de valores para la velocidad del viento estelar, y la tasa de pérdida de masa planetaria, ambos valores todavía inciertos para este sistema. Cabe destacar que la velocidad del viento estelar de estrellas como el Sol, es un parámetro difícil de determinar por observaciones directas, como se hace por ejemplo, en estrellas tardías de tipo O o B, cuyos vientos más intensos dejan su huella en líneas espectrales (Lamers & Cassinelli, 1999).

En un segundo paso hacia la caracterización de los parámetros del viento estelar y planetario, se incluyó de manera apropiada el proceso de fotoionización. Al hacerlo, también fue posible estimar que el valor del flujo de fotones debería tener la estrella para reproducir las observaciones (capítulo 5).

Por último, y como es sabido, la presencia de campos magnéticos ciertamente influye en el proceso de escape atmosférico. Al igual que ocurre en la Tierra, el campo magnético protege a la atmósfera del viento solar, este mecanismo de protección es lo que se piensa, permite que las atmósferas de los Júpiter calientes no se evaporen en un corto plazo, pudiendo encontrarlos en etapas evolucionadas de su vida. En el capítulo 7 se exploran modelos Magnetohidrodinámicos (MHD) considerando que el planeta posee un campo magnético dipolar. Los resultados confirman esta hipótesis de protección en un escenario en el que el planeta se ubica más allá de radio de Alfvén de la estrella.

Además de conocer el valor de \dot{M}_p , también es importante entender que procesos se desencadenan durante la interacción entre el viento estelar y el planetario, dando lugar a los rasgos presentes en la línea Lyman- α observada durante el tránsito. La forma asimétrica de dicha línea (mayor absorción en el azul) y las velocidades a las que estas absorciones ocurren (mayor que la velocidad de escape del planeta) se han modelado teniendo en cuenta la presión de radiación, el intercambio de cargas, procesos radiativos, etc. En esta tesis se buscó interpretar los rasgos observacionales reproduciendo la línea Ly α a partir de los modelos numéricos. En todos los casos se encontró que siempre es posible variar, dentro de los rangos elegidos, los parámetros libres para ajustar las observaciones. Pudiendo ser posible la caracterización completa del sistema por medio de simulaciones.

2

EXOPLANETAS Y SU MEDIO AMBIENTE

Los exoplanetas, al igual que los planetas del Sistema Solar, se encuentran interactuando con su estrella madre de diversas maneras. La radiación estelar controla la cantidad de energía en el planeta, los procesos fotoquímicos en sus atmósferas y la pérdida de masa de las capas más altas. La estrella además, baña a los planetas con fuertes vientos que a su vez, transportan el campo magnético estelar. En estrellas frías de secuencia principal, como el Sol, estos vientos se originan en la corona, la cual posee temperaturas del orden de 10^6 K. Los efectos que dichos vientos tienen sobre las atmósferas y magnetósferas planetarias son de gran importancia, en especial para planetas del tipo Júpiter calientes, que orbitan muy cercanos a su estrella madre y por lo tanto, están expuestos a flujos de partículas un orden de magnitud mayor que la Tierra.

En este capítulo se dará un breve repaso de los modelos de vientos estelares, que serán usados en los capítulos posteriores para determinar las condiciones iniciales de los modelos numéricos. También se introducirán los conceptos de pérdida de masa planetaria por escape térmico y por último se expondrán características básicas de la interacción entre vientos estelares y planetarios.

2.1 VIENTOS ESTELARES

Los vientos estelares son flujos continuos de material emitidos por las estrellas. La eyección de dicho material juega un papel importante en el ciclo de vida de las estrellas.

Probablemente, todas las estrellas tipo Sol emiten un viento similar al solar, pero tales vientos son tan débiles que no es posible su detección directa con la sensibilidad de los instrumentos actuales. Aún así, la existencia de dichos vientos puede ser inferida indirectamente gracias a las grandes regiones de interacción, llamadas *astroesferas*, que resultan de la colisión entre los vientos estelares y el medio interplanetario. Estas regiones producen absorciones en la línea Lyman- α que pueden ser observadas y por ende modeladas (Wood et al., 2005).

Las detecciones de dichas absorciones solo han sido posibles en estrellas cercanas, utilizando el telescopio espacial Hubble. Para estrellas lejanas, las propiedades de los vientos estelares pueden ser inferidas

con la ayuda de modelos teóricos vientos desarrollados originalmente para el Sol.

En esta sección se dará un breve repaso de los modelos utilizados para reproducir el viento estelar de estrellas tipo Sol. Se comenzará con el modelo más simple, el de viento isotérmico, desarrollado por E. Parker para el viento solar en 1958. Esta teoría considera flujos impulsados por gradientes de presión, sin embargo, es sabido que las propiedades del viento solar tienen una fuerte dependencia temporal, que puede explicarse con modelos de vientos impulsados por ondas de Alfvén (Parker, 1965).

También se presentará el modelo de viento politrópico, el cual permite la variación de la temperatura con la distancia, brindando una visión más realista pero todavía simple del viento estelar. Por último se describirá el modelo desarrollado por Weber y Davis (Weber & Davis, 1967), que incluye los efectos del campo magnético co-rotante sobre el viento. Este modelo mostró que el momento angular puede ser transferido por el viento desde la estrella y se conoce como teoría del rotador magnético.

El desarrollo de lo presentado en esta sección puede encontrarse en los libros de Lamers & Cassinelli (1999), Parks (2004), entre otros.

2.1.1 Modelo de vientos isotérmicos

Para explicar el viento solar Parker (1958) pensó a la corona solar como un flujo de partículas expandiéndose supersónicamente. Como condición de contorno, este flujo debía tener una presión que disminuya con la distancia a fin de igualar las bajas presiones conocidas del medio interestelar.

Para obtener la solución, Parker resuelve las ecuaciones de conservación de masa (ec. 1) y momento (ec. 2), asumiendo un flujo estacionario con simetría esférica e isotérmico. No tiene en cuenta campos magnéticos y asume que el gas se comporta como ideal utilizando la ecuación de estado del gas ideal (ec. 3). El sistema de ecuaciones a resolver es:

$$\frac{d}{dr}(\rho v r^2) = 0, \quad (1)$$

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dP}{dr} - \frac{\rho G M_*}{r^2}, \quad (2)$$

$$P = \frac{\rho R_G T}{\mu}, \quad (3)$$

donde G es la constante de gravitación universal, M_* la masa de la estrella, R_G la constante de los gases y μ^* es el peso atómico medio. P ,

* El peso atómico medio μ se asume constante, y se expresa en unidades de m_H (masa de hidrógeno). Para una composición solar, $\mu = 0.602$.

ρ y T son la presión, densidad y temperatura del gas y v su velocidad. Este conjunto de ecuaciones puede reescribirse de la siguiente manera:

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} = \frac{\frac{2}{r} \left(1 - \frac{M_* G}{2c_s^2 r}\right)}{\left(\frac{v^2}{c_s^2} - 1\right)}, \quad (4)$$

donde

$$c_s = \sqrt{\frac{R_G T}{\mu}}, \quad (5)$$

es la velocidad del sonido isotérmica, que es constante para un viento isotérmico. La ec. 4 posee una variedad de soluciones las cuales se esquematizan en la Figura 3. En particular, la ec. 4 tiene una singularidad en el punto donde $v = c_s$. En este punto crítico, el gradiente de velocidad se vuelve $\pm\infty$, a menos que $r = r_c$, con:

$$r_c = \frac{M_* G}{2c_s^2}, \quad (6)$$

denominada distancia crítica o distancia la punto crítico.

Examinando el comportamiento de la ec. 4 en el punto crítico, es posible concluir que la única solución que puede tener un gradiente de velocidad positivo para todo r , es aquella que pasa por r_c , en donde se cumple que $v(r_c) = c_s$. Esta solución crítica se caracteriza por tener una velocidad que crece de subsónica, cerca de la base del viento, a supersónica, luego de cruzar el punto crítico. Esta solución de viento ocurre para un valor particular de velocidad en la base, $v_0^c = v_c(r_0)$. Para el Sol $r_c \sim 4.5R_\odot$.

La solución crítica presenta un problema a la hora de compararla con las observaciones[†]. Para $r \gg r_0$, con r_0 la base del viento, la velocidad aumenta indefinidamente. Esto es consecuencia de asumir un viento isotérmico para todo r , lo que requiere un suministro de energía constante, cuya presión de gas resultante, acelera el viento de manera continua.

Uno de los parámetros del viento que puede derivarse de las observaciones es la *tasa de pérdida de masa*, \dot{M} , que es la cantidad de masa perdida por la estrella por unidad de tiempo. En el caso de un viento isotérmico, las condiciones en la base del viento determinan la cantidad de pérdida de masa estelar, ya que:

$$\dot{M} = 4\pi\rho_0 r_0^2 v_0^c, \quad (7)$$

[†] Las observaciones del viento solar indican que su velocidad alcanza un valor asintótico a 1 UA

A medida que se expande, el viento estelar tiende a enfriarse. Para mantener un viento isotérmico, es necesario entonces suministrar energía en todo momento.

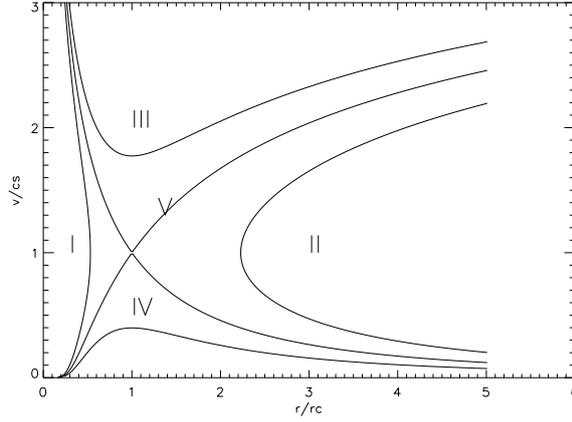


Figura 3: Familia de soluciones para la ec. 4. Solo la solución V es un viento que acelera continuamente volviéndose supersónico en r_c . Las soluciones I y II son soluciones multivaluadas. La solución III es un viento que comienza supersónico. La solución IV es la llamada solución de brisa, que da como resultado una atmósfera hidrostática cuya presión es mayor a la del medio interestelar.

En este modelo de viento, la tasa de pérdida de masa predicha para una estrella tipo Sol, con una temperatura coronal $T_0 = 1 \times 10^6$ K y $\rho_0 = 10^{-14}$ g cm $^{-3}$ es de $1.6 \times 10^{-14} M_\odot \text{año}^{-1}$ (con $\mu = 0.6$). Lo que se encuentra en buen acuerdo con el valor de $2 \times 10^{-14} M_\odot \text{año}^{-1}$ observado.

2.1.2 Modelo de vientos politrópicos

El escenario de un viento isotérmico descarta la posibilidad de enfriamiento del gas a medida que se expande y produce una velocidad terminal que diverge a distancias grandes (ver solución V de la Figura 3). Esto implica un suministro infinito de energía al viento, lo que es físicamente imposible. Un modelo adecuado debería tener en cuenta la variación de la temperatura con la distancia. Esto implica una variación de la velocidad del sonido, lo que afectará la posición del punto crítico y por ende a la tasa de pérdida de masa.

Para investigar el efecto del gradiente de temperatura en la estructura del viento se considerará el caso más simple, donde $T(r) \sim \rho(r)^{\Gamma-1}$, con Γ como parámetro libre que depende del suministro de energía en el viento. Tal relación es conocida como relación politrópica, y los vientos derivados de ella se denominan vientos politrópicos.

Según la ley de gases ideales, la temperatura y presión de un flujo politrópico son

$$T = T_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\Gamma-1}, \quad (8)$$

y

$$P = \frac{R_G \rho T}{\mu} = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\Gamma, \quad (9)$$

Si Γ se elige igual al cociente de los calores específicos, correspondiente a un valor de $5/3$ para un gas monoatómico, $P \propto \rho^\Gamma$ corresponde a una expansión adiabática, es decir, sin ganancia ni pérdida de energía.

La velocidad del sonido para un viento politrópico es:

$$c_s(r) = \left(\frac{dP}{d\rho} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\Gamma R_G T(r)}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

donde se ha hecho explícita la dependencia con la distancia a través de la variación de la temperatura con r .

Las ecuaciones de conservación de la masa y el momento, junto con la ley de gases ideales pueden utilizarse para obtener

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} \left(\frac{v^2}{c_s^2} - 1 \right) = \frac{2}{r} \left(1 - \frac{r_c}{r} \right), \quad (11)$$

con

$$r_c = \frac{M_* G}{2\Gamma c_s^2(r_c)}. \quad (12)$$

Reacomodando términos, la ec. 11 es igual a la ec 4 obtenida para el caso isotérmico. Por lo tanto, se espera que las soluciones tengan un comportamiento similar, con un punto crítico $v = c_s$ para $r = r_c$. Esta similitud, sin embargo, es sólo formal, ya que c_s y r_c ya no son constantes, sino que se comportan como variables auxiliares que dependen de la temperatura (y a su vez de r), como lo indican las ecuaciones 10 y 12.

Nuevamente, la solución de viento (al igual que en el caso isotérmico) es aquella que comienza subsónica en la base del viento, r_0 , y se vuelve supersónica más allá del punto crítico. Por lo tanto, si la velocidad en r_0 ha de ser subsónica, $(v^2/c_s^2 - 1) < 0$, y para que $dv/dr > 0$ el lado derecho de la ec. 11 debe ser negativo

$$1 - \frac{\mu M_* G}{2\Gamma R_G T_0 r_0} < 0 \quad \text{ó} \quad a > 2\Gamma, \quad (13)$$

definiendo $a \equiv \frac{\mu M_* G}{R_G T_0 r_0}$.

La energía por unidad de masa en un viento politrópico para $\Gamma \neq 1$ puede escribirse como:

$$e = \frac{v^2}{2} + \frac{\Gamma}{\Gamma - 1} \frac{R_G T}{\mu} - \frac{GM_*}{r}. \quad (14)$$

Del balance de energía entre el punto r_0 y el ∞ , donde la temperatura y la energía gravitatoria son despreciables, se obtiene

$$\frac{v_\infty^2 - v_0^2}{c_s^2} = \frac{2}{\Gamma} \left[\frac{\Gamma}{\Gamma - 1} - a \right]. \quad (15)$$

Para que la velocidad terminal (v_∞) sea mayor que v_0 , se debe cumplir $\Gamma/(\Gamma - 1) > a$. Esto asegura que el flujo de calor y la entalpía son suficientes para impulsar el gas fuera del pozo potencial de la estrella. Esta desigualdad, junto con la de la ec. 13 pueden escribirse

$$2\Gamma < a < \frac{\Gamma}{\Gamma - 1}, \quad (16)$$

que son compatibles si $\Gamma < 3/2$.

Como conclusión, un viento transónico politrópico cuya velocidad comienza subsónica y aumenta con la distancia requiere que la ec. 16 se cumpla, lo que implica que $\Gamma < 3/2$. Con argumentos similares se puede demostrar que en el rango $3/2 < \Gamma < 5/3$, existe una solución transónica de viento si $\Gamma/(\Gamma - 1) < a < 2\Gamma$, pero la velocidad en este caso, decrece con la distancia. En el caso límite que $\Gamma = 5/3$ el balance de energía es cero. Esto concuerda con el hecho de que la relación politrópica $P \propto \rho^{5/3}$ corresponde a una expansión adiabática.

La ec. 11 puede resolverse junto con la ecuación de conservación de masa, utilizando la relación $T \propto \rho^{\Gamma-1}$, para obtener $v(r)$ y $T(r)$ en función de r_0 . Introduciendo las variables adimensionales

$$x = \frac{r}{r_c}, \quad (17)$$

$$w = \frac{v}{c_s}, \quad (18)$$

este sistema de ecuaciones queda

$$\begin{aligned} w^{\Gamma+1} - w^{\Gamma-1} \left(\frac{4}{x} + \frac{5-3\Gamma}{\Gamma-1} \right) + \frac{2}{\Gamma-1} x^{2-2\Gamma} &= 0, \\ w_0^{\Gamma-1} x_0^{2\Gamma-3} &= \left(\frac{v_{esc}^2(r_0)}{4} \right) \frac{\mu}{\Gamma R_G T_0}, \end{aligned} \quad (19)$$

con $v_{esc}^2(r_0) = GM_*/2r_0$, la velocidad de escape del material. Si evaluamos la primera ec. de 19 en r_0 y v_0 , o lo que es lo mismo en x_0 y w_0 obtenemos un sistema de ecuaciones con dos incógnitas (x_0 y w_0).

En la Figura 4 se muestran algunas soluciones de vientos politrópicos para distintos valores de Γ . Como puede verse, el comportamiento de la velocidad depende fuertemente de los valores de Γ adoptados y por ende, del suministro de energía en el viento. La velocidad, $v(r)$,

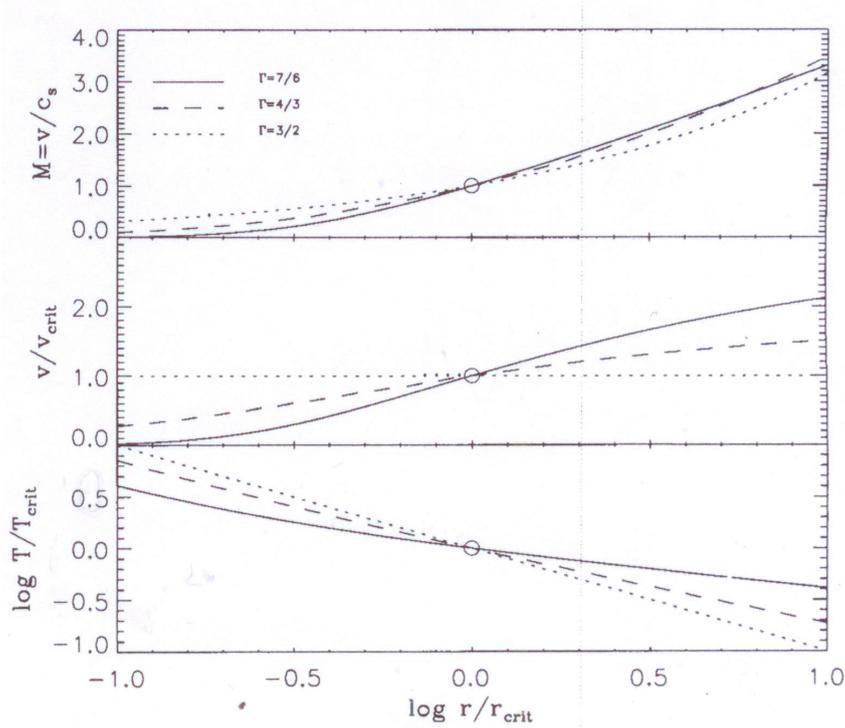


Figura 4: Estructura de la velocidad ($w = v/v_c$) y la temperatura en función de la distancia normalizada $x = r/r_c$ para vientos politrópicos con $\Gamma = 7/6, 4/3$ y $3/2$. Notar que todas las funciones de velocidad en términos del número de Mach ($M = v/c_s$) son transónicas pero la velocidad en km s^{-1} para $\Gamma = 3/2$ es constante y decrece para r grandes para $3/2 < \Gamma < 5/3$ (no se muestra en el gráfico). Extraído de [Lamers & Cassinelli \(1999\)](#).

aumenta si $1 < \Gamma < 3/2$ y disminuye para $3/2 < \Gamma < 5/3$. Para $\Gamma = 3/2$ la velocidad es constante, obteniendo un viento sin aceleración.

Al igual que en el caso isotérmico, el cálculo de la tasa de pérdida de masa puede obtenerse resolviendo la ecuación de continuidad de masa en la base del viento y el en punto crítico:

$$\dot{M} = 4\pi r_0^2 \rho_0 \sqrt{\frac{2\Gamma R_G T_0}{\mu}} w_0^{(\Gamma+1)/2} x_0^{\Gamma-1}. \quad (20)$$

La tasa de pérdida de masa ahora, depende del valor de Γ además de los valores en la base del viento.

A modo de conclusión, se puede decir que en este modelo de viento, el índice politrópico Γ determina el suministro de energía en el viento. Si Γ es igual a $\gamma = c_p/c_v = 5/3$ no hay energía disponible y el material no puede escapar del pozo potencial de la estrella. Para que la velocidad del viento aumente con la distancia, es necesario un índice politrópico $\Gamma < 3/2$.

2.1.3 Modelo de Weber-Davis

Para considerar el efecto de la rotación y la presencia de campos magnéticos en el viento estelar, se introducirá el modelo de Weber y Davis (Weber & Davis, 1967). Estos autores desarrollaron las ecuaciones básicas de lo que se conoce como *teoría del rotador magnético*.

La rotación estelar por sí sola (en ausencia de campos magnéticos), tiene poco efecto en la pérdida de masa estelar, a menos que la estrella rote a la velocidad límite, donde la fuerza centrífuga ecuatorial iguala la gravedad. Pero la presencia de un campo magnético moderado, congelado al viento estelar, puede aumentar en varios órdenes de magnitud, la tasa de pérdida de masa estelar, el momento y la energía del viento, al mismo tiempo que disminuye el momento angular de la estrella. Esto último ocurre debido a que el campo magnético lleva a una corrotación del viento estelar hasta el radio de Alfvén[‡].

La rotación de la estrella causa que el campo magnético y la velocidad desarrollen componentes azimutales.

*Teorema de Alfvén:
En un plasma perfectamente conductor, o donde la escala de longitudes es suficientemente grande como para despreciar el término difusivo de la ecuación de inducción, el flujo magnético a través de una superficie constituida por partículas del plasma permanece constante en el tiempo.*

Si se cumple el teorema de Alfvén, las líneas de campo magnético congeladas al viento estelar, se estiran de forma radial a medida que el viento se expande. Este campo radial provoca que plasma del viento corrote con la estrella hasta cierta distancia llamada *radio de corrotación*. Dentro de este radio, la velocidad del plasma tiene una componente adicional v_ϕ que aumenta linealmente con r . La tendencia del campo a causar la corrotación lleva a una transferencia de momento angular del campo al plasma, lo que a su vez quita momento angular de la estrella.

Assumiendo simetría esférica esto es:

$$\mathbf{V} = v_r(r)\hat{e}_r + v_\phi(r)\hat{e}_\phi, \quad (21)$$

$$\mathbf{B} = b_r(r)\hat{e}_r + b_\phi(r)\hat{e}_\phi. \quad (22)$$

Al escribir las ec. 21 y 22 se asume simetría rotacional, es decir, que las componentes de \mathbf{V} y \mathbf{B} solo dependen de r . La teoría de viento desarrollada por Weber y Davis está aplicada al plano ecuatorial, por lo que los vectores tampoco dependen de θ .

La ecuación de momento en este caso esta dada por

$$\rho \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{v} + \nabla p + \rho \frac{GM_* \mathbf{r}}{r^3} - \frac{1}{c} \mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0, \quad (23)$$

donde los tres primeros términos son el gradiente de velocidad, el gradiente de presión y la fuerza de gravedad. El último término es la fuerza de Lorentz (en unidades Gaussianas).

[‡] El radio de Alfvén es el radio para el cual la velocidad del viento iguala la velocidad de Alfvén, que es la velocidad característica de un tipo de ondas en magnetohidrodinámica

La ecuación de momento escrita según sus componentes radiales y azimutales es

$$v_r \frac{dv_r}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} + \frac{GM_*}{r^2} - \frac{v_\phi^2}{r} + \frac{b_\phi}{4\pi\rho r} \frac{d}{dr}(rb_\phi) = 0, \quad (24)$$

$$\rho v_r \frac{d}{dr}(rv_\phi) - \frac{b_r}{4\pi} \frac{d}{dr}(rb_\phi) = 0, \quad (25)$$

donde se hizo uso de la ley de Ampere ($\nabla \times \mathbf{B} = 4\pi\mathbf{J}/c$) para escribir la fuerza de Lorentz.

Utilizando la conservación de masa, $F_m = \rho v_r r^2$, y de flujo magnético, $F_B = r^2 b_r$, es posible escribir la componente azimutal de la ecuación de momento como:

$$\frac{dL}{dr} = 0 \quad \text{con} \quad L = r\left(v_\phi - \frac{a_r a_\phi}{v_r}\right), \quad (26)$$

donde se ha reemplazado el campo magnético por la velocidad de Alfvén

$$\mathbf{A} = \frac{\mathbf{B}}{\sqrt{4\pi\rho}} = a_r(r)\hat{e}_r + a_\phi(r)\hat{e}_\phi. \quad (27)$$

L es el momento angular por unidad de masa y consta de dos términos, el primero es el momento angular llevado por el gas, mientras que el segundo es el transportado por la tensión magnética. Utilizando la forma integral de la ley de Faraday y la conservación de flujo magnético, es posible relacionar las componentes azimutal y radial de la velocidad de Alfvén, o lo que es lo mismo del campo, de la siguiente manera:

$$\frac{a_\phi}{a_r} = \frac{v_\phi - r\Omega}{v_r}. \quad (28)$$

Las ecuaciones 26 y 28, a su vez, pueden utilizarse para escribir

$$v_\phi = r\Omega \frac{v_r^2 L / \Omega r^2 - a_r^2}{v_r^2 - a_r^2}. \quad (29)$$

Esta ecuación tiene una singularidad cuando el denominador se hace cero, esto ocurre para $v_r(r_A) = a_r(r_A) \equiv v_A$, es decir, cuando la velocidad del flujo iguala la velocidad de Alfvén[§] al radio de Alfvén, r_A . Si se toma a cero el numerador, es posible determinar el valor de r_A , ya que $L = r_A^2 \Omega$. Esto dice que el momento angular por unidad de masa del viento estelar se comporta como si la estrella rotara rígidamente

§ La velocidad de Alfvén es la velocidad característica de las ondas de Alfvén. Estas son ondas no compresibles que propagan perturbaciones a lo largo de las líneas de campo cuya fuerza restauradora es la tensión magnética. Existen además, otros dos tipos de ondas denominadas magnetosónica rápida y magnetosónica lenta. Ambas son ondas de compresión, que a diferencia de la onda de Alfvén, modifican la presión y el campo magnético del plasma donde se propagan. Ver [Kivelson & Russell \(1995\)](#).

hasta el radio de Alfvén.

La ec. 29 permite reescribir la ec. 28 para expresar la componente azimutal del campo en función de las componentes radiales de la siguiente manera:

$$\frac{b_\phi}{b_r} = \frac{r\Omega (4\pi\rho v_r \frac{L}{r^2\Omega} - 4\pi\rho v_r)}{4\pi\rho v_r^2 - b_r^2}. \quad (30)$$

Finalmente, es posible escribir la componente radial de la ecuación de momento como:

$$\frac{r}{v_r} \frac{dv_r}{dr} = \frac{(v_r^2 - a_r^2)(2c_s^2 + v_\phi^2 - \frac{1}{2}v_{esc}^2) + 2v_r v_\phi a_r a_\phi}{(v_r^2 - a_r^2)(v_r^2 - c_s^2) - v_r^2 a_\phi^2}, \quad (31)$$

donde se han utilizado las variables conservadas F_M , F_B y L . Las componentes azimutales presentes pueden ser eliminadas por medio de las relaciones 29 y 30 para obtener una ecuación puramente radial.

La ec. 31 tiene tres singularidades, a saber, cuando v_r iguala las velocidades de las ondas magnetosónica lenta, de Alfvén y magnetosónica rápida. Luego, la solución de viento transónico en el modelo de Weber-Davis se alcanza cuando esta cruza estos tres puntos críticos[¶]. En la Figura 5 se muestra la topología de las soluciones de la ec. 31. De similares características a las soluciones obtenidas en los modelos de viento ya vistos, el panel de la izquierda muestra dos puntos críticos, uno a $r = r_c$, donde la velocidad iguala la velocidad de la onda magnetosónica lenta y otro de mayor orden a $r = r_a$, donde la velocidad iguala la velocidad de Alfvén. En la cercanía de este último punto se encuentra la otra singularidad, a $r = r_f$, donde la velocidad iguala la velocidad de la onda magnetosónica rápida (panel derecho). Todas estas singularidades se encuentran cuando la velocidad del viento iguala el valor de la velocidad de la onda característica que perturba el plasma. En este caso, cuando $r = r_a$, la velocidad iguala la velocidad de la onda de Alfvén. En $r = r_c$, la velocidad adquiere una velocidad ligeramente menor a la velocidad del sonido, el de la onda magnetosónica lenta. Por último, cuando $r = r_f$, la velocidad iguala la velocidad de la onda magnetosónica rápida. Estas nuevas ondas características aparecen debido a la presencia del campo magnético.

2.1.4 Estructura real del viento estelar

Poco se conoce acerca de los vientos y la estructura magnética para estrellas similares al Sol. Por esto, cualquier modelo que quiera describir la estructura real de un viento estelar se basa en los conocimientos sobre nuestra estrella.

[¶] En realidad, es posible demostrar que cualquier solución que pase por los puntos críticos correspondientes a las ondas magnetosónicas rápida y lenta, también pasará por el punto crítico asociado con la velocidad de Alfvén.

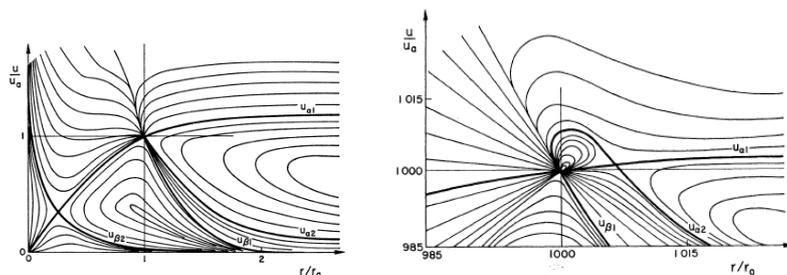


Figura 5: Soluciones de viento para el modelo de Weber-Davis. Extraído de [Weber & Davis \(1967\)](#).

En el caso del Sol, el modelo de Parker describe la formación del viento solar a través de una expansión supersónica de la corona, la configuración espacial del campo magnético interplanetario (congelada a esa expansión) y la eventual desaceleración del viento en los límites exteriores del Sistema Solar. Como vimos anteriormente, modelos más realistas se basan en vientos donde se permite que la temperatura varíe con la distancia heliocéntrica. Si a estos modelos de expansión se le agrega un modelo de campo dipolar, las líneas de campo tendrán una configuración como la mostrada en la Figura 6.

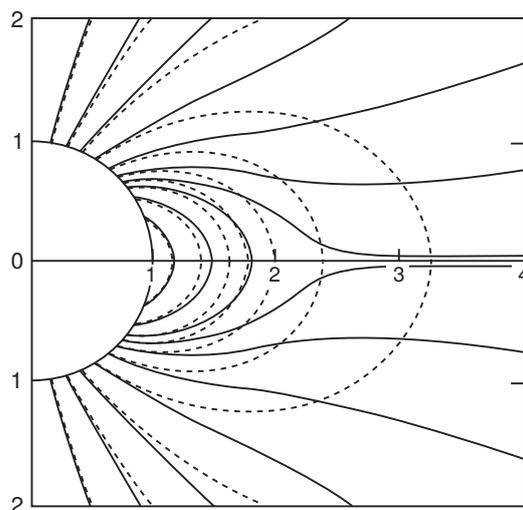


Figura 6: Líneas de campo magnético obtenidas por el modelo de [Pneuman & Kopp \(1971\)](#) para una corona isotérmica. Las líneas punteadas son líneas para una configuración puramente dipolar.

A grandes escalas y asumiendo que se cumple el teorema de Alfvén, la estructura global del campo magnético en la corona puede ser separado en regiones de líneas de campo cerradas y líneas de campo abiertas. Las regiones de líneas de campo cerradas se dan donde el campo magnético domina por sobre el plasma coronal, (la tensión magnética y la gravedad superan la presión del gas) y por lo tan-

to, previene que este se expanda alejándose del Sol. Las regiones de líneas abiertas se dan donde el campo magnético no es capaz de contener el plasma coronal, es decir, donde la presión del gas es más grande, y por lo tanto es arrastrado junto con el viento estelar. Durante un mínimo solar, las regiones de líneas abiertas cubren los polos y para latitudes bajas (cerca del ecuador) las líneas son completamente cerradas. Durante un máximo solar, los polos son regiones de líneas cerradas, mientras que el resto de la superficie solar se cubre con una distribución compleja de líneas abiertas y cerradas (Wang & Sheeley, 1990).

Aproximadamente, a 2.5 radios solares (Pneuman & Kopp, 1971), las líneas de campo que surgen de las regiones polares se juntan en el plano del ecuador creando una hoja de corriente. La *hoja de corriente heliosférica*, separa entonces las líneas de campo de diferente polaridad y se encuentra inclinada respecto al ecuador debido a la inclinación de eje dipolar (ver Figura 7).

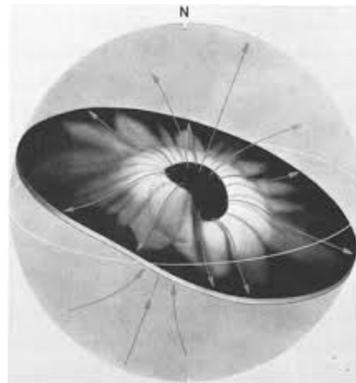


Figura 7: Esquema de la hoja de corriente si el dipolo magnético del Sol está inclinado con respecto al eje de rotación. Extraído de Hundhausen (1977).

2.2 ESCAPE ATMOSFÉRICO EN JÚPITERS CALIENTES

Desde el descubrimiento del primer planeta en tránsito (Charbonneau et al., 2000; Henry et al., 2000), las observaciones de atmósferas de exoplanetas se han llevado a cabo en diversas longitudes de onda, de rayos X (Pillitteri et al., 2010) a radio (Lecavelier des Etangs et al., 2013).

Como se esquematiza en la Figura 8, la altura a la cual la atmósfera se vuelve opaca aumenta con la energía del fotón. Este principio básico dió lugar al conocido y pionero trabajo de Vidal-Madjar et al. (2003) que reportaba la presencia de una atmósfera extendida alrededor del exoplaneta del tipo Júpiter caliente HD 209458b, el cual absorbía el $\sim 15\%$ del flujo estelar en la línea Lyman- α durante el tránsito. El

mismo objeto solo absorbía el $\sim 1.5\%$ en el óptico.

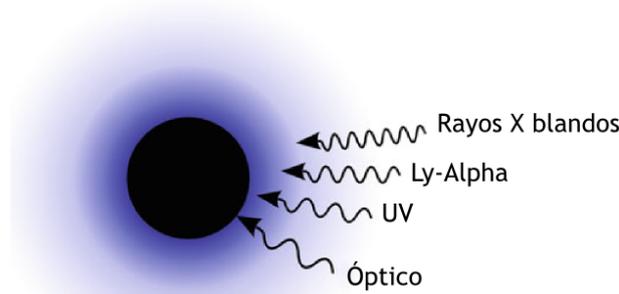


Figura 8: Representación esquemática de las profundidades de absorción de las distintas longitudes de onda para la atmósfera de una exoplaneta del tipo Júpiter caliente. Extraído de [Lammer & Khodachenko \(2015\)](#).

La atmósfera planetaria puede dividirse en primera aproximación en dos regiones: una región inferior, donde los constituyentes se mezclan por diferentes procesos (convección en la tropósfera, difusión eddy, difusión molecular, colisiones) resultando en una región más o menos uniforme con una masa molecular media μ ; y una región superior, donde la densidad es tan baja que las moléculas y los átomos se encuentran estratificados, debido a la gravedad del planeta, como función de su masa molar. Esta última capa atmosférica se conoce como exósfera. La base de la exósfera se define como la altitud donde la escala de altura, $H^{\text{||}}$, iguala al camino libre medio de los átomos del gas y es el lugar donde ocurre el proceso de escape atmosférico.

El mecanismo de pérdida de masa de una atmósfera planetaria se puede separar en dos grandes categorías: escape térmico de partículas neutras y escape no-térmico de partículas neutras e iones. El escape térmico es el proceso dominante en atmósferas sometidas a grandes cantidades de radiación X y EUV (XUV) (como es el caso de los planetas del tipo Júpiter calientes).

El *escape de Jeans* es el proceso clásico de escape térmico, basado en el hecho de que las partículas en la atmósfera tienen velocidades que siguen una distribución de Maxwell. Partículas individuales en la cola de la distribución pueden alcanzar la velocidad de escape en la base de la exósfera, y debido a que el camino libre medio es comparable con la escala de altura, pueden escapar de la atmósfera planetaria. Cuando la temperatura en la exósfera aumenta debido al calentamiento por la radiación estelar XUV se crea un gradiente de presión que actúa acelerando el gas de velocidades subsónicas a supersónicas

^{||} $H = \frac{R_g T_c}{\mu g}$ con R_g la constante universal de los gases, μ la masa molecular media y g la gravedad superficial del planeta.

(descrito en la sección 2.1.1). Consecuentemente, el gas calentado se mueve alejándose del planeta, en la forma de un viento planetario. La mayor parte de la atmósfera comienza a expandirse hidrodinámicamente con el consecuente enfriamiento adiabático. Este régimen puede llamarse *escape hidrodinámico controlado* (o limitado por energía), el cual se asemeja a un escape tipo Jeans fuerte.

Si el calentamiento por XUV continua aumentando, tal que el cociente entre la energía gravitacional y la térmica de cada partícula es menor a 1.5 (o 2.5 para un gas diatómico), entonces se produce el llamado *escape del tipo "blow-off"* o *escape hidrodinámico*. El escape ahora es más fuerte que un escape de Jeans o incluso un escape hidrodinámico controlado. Con este mecanismo, las partículas atmosféricas más pesadas (ubicadas en capas más profundas) pueden llegar a escapar al ser arrastradas por las partículas más livianas.

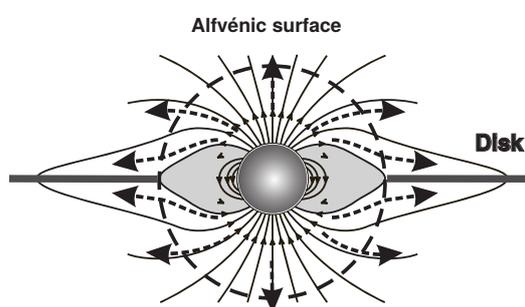
Para los planetas del tipo Júpiteres calientes, la estrella es una enorme fuente de radiación X y EUV. Fotones tan energéticos pueden calentar las partes más altas de la atmósfera planetaria hasta los 10^4 K (Lammer et al., 2003). Este calentamiento es producido por las colisiones entre los electrones libres, debido al proceso de fotoionización, y el gas. El aumento de la temperatura por fotoionización crea un gradiente de presión que actúa acelerando el gas de velocidades subsónicas a supersónicas. Consecuentemente, el gas calentado se mueve alejándose del planeta, en la forma de un viento planetario, similar a la estructura del viento solar (Parker, 1958). Bajo estas condiciones, la energía térmica del gas supera a la energía potencial y la atmósfera experimenta un *escape hidrodinámico*. Ballester et al. (2007) contribuyeron con evidencia observacional de estas altas temperaturas detectando átomos de HI ($n=2$), cuya población tiene un máximo alrededor de 10^4 K.

Para los exoplanetas como HD 209458b, el escape hidrodinámico es el proceso más eficiente de pérdida de masa. Otros procesos, incluyendo el escape de Jeans, actúan sobre partículas individuales en lugar de actuar sobre el gas como un todo.

Otro mecanismo de pérdida de masa planetaria, que en menor medida puede darse en planetas del tipo Júpiter calientes es el llamado *escape geométrico*. Este tipo de planetas extrasolares, embebidos en el potencial gravitatorio de la estrella, experimentan fuerzas de marea. Lecavelier des Etangs et al. (2004) mostró que las fuerzas tidales aumentan el escape atmosférico, ya que elevan la posición de la exósfera hasta el lóbulo de Roche del sistema, donde el material es libre de la fuerza de gravedad del planeta.

Es importante tener en cuenta que la presencia de un campo magnético modifica sustancialmente el escape atmosférico. El modelado

del campo magnético planetario, presente en los trabajos de [Trammell et al. \(2011\)](#); [Khodachenko et al. \(2012\)](#); [Antonov et al. \(2013\)](#), proponen una configuración magnética como la esquematizada en la Figura 9. En ella pueden distinguirse dos grandes regiones ([Mestel, 1968](#)), la primera corresponde a la magnetósfera interna, llena con líneas de campo cerradas. En esta región el campo magnético es lo suficientemente fuerte como para detener la expansión del plasma. En la segunda región, el plasma arrastra y abre las líneas de campo. Estas dos regiones están separadas por una superficie de Alfvén (radio para el cual la velocidad del viento planetario iguala la velocidad de Alfvén). El plasma que escapa a lo largo de las líneas de campo más allá de la superficie de Alfvén, no solo deforma y estira el campo dipolar original, sino que también crea una fina hoja de corriente en el ecuador.



Notar la similitud en la estructura magnética y de viento de la Fig 9 con la presentada en la sección 2.1.4 para el caso de la interacción del viento solar con un campo magnético dipolar.

Figura 9: Representación esquemática de la estructura de un campo magnético dipolar (líneas continuas) en interacción con un viento planetario. El círculo punteado representa la superficie de Alfvén, mientras que las áreas sombreadas la zona donde el viento planetario es suprimido. Las flechas de línea a trazos son la dirección del viento planetario. Extraído de [Antonov et al. \(2013\)](#).

2.3 INTERACCIÓN ESTRELLA-PLANETA

Las interacciones entre la estrella y su exoplaneta pueden ser de diferentes índoles, todas conectadas con un mismo fenómeno: el planeta se mueve alrededor de su estrella madre, inmerso en el viento y campo magnético estelar, transportando además, su propio viento y campo magnético. Esto provoca perturbaciones que se propagan como ondas en el medio circundante, cuya naturaleza depende de la velocidad de propagación de dicha perturbación (las ondas pueden ser de sonido, de Alfvén, magnetosónica rápida, etc).

Como se vió en las secciones anteriores (capítulos 2.1.1-2.1.3), existen puntos críticos en las soluciones de viento, más allá de los cuales la velocidad supera las velocidades de las ondas características.

Por ejemplo, si el planeta se ubica más allá del punto sónico (para un viento no magnetizado) la velocidad del viento estelar que encuentra

al planeta es supersónica. La perturbación en este caso, es una onda de choque que tiene como objetivo frenar el viento estelar y desviarlo alrededor del planeta. Ahora bien, no necesariamente el planeta debe ubicarse más allá del punto sónico, sólo basta con que la velocidad relativa del viento que encuentra al planeta (considerando la velocidad de traslación del planeta) sea supersónica. Observaciones del sistema Wasp-12b indican la detección observacional de este tipo de fenómenos [Fossati et al. \(2010\)](#).

Si el planeta, se ubica a un radio menor al radio de Alfvén del viento estelar, la perturbación que el planeta provoca en el medio induce ondas que pueden propagarse a lo largo de las líneas de campo, conectando al planeta con la estrella. Evidencias de este tipo de interacción puede encontrarse en los trabajos de [Shkolnik et al. \(2003, 2005, 2008\)](#), donde se describe las modulaciones observadas en la línea de emisión del Ca II K, la cual es un indicador de la actividad cromosférica. Estos autores encontraron un aumento de la intensidad de la línea con un período que se correlaciona con el período orbital del planeta para los sistemas HD 189733, HD 179949, τ Boo y ν And.

Como se verá en los siguientes capítulos, la interacción entre el viento estelar y el planetario para el sistema estudiado produce siempre una onda de choque, por lo que en esta sección solo se repararán los conceptos correspondientes a las mismas.

Análogamente a lo que ocurre con los planetas del Sistema Solar, el resultado de la interacción entre el viento estelar magnetizado y el campo magnético y viento planetario, da lugar a una cavidad denominada magnetósfera. Dentro de la magnetósfera, el campo y el material de la atmósfera del planeta son resguardados del viento estelar. La configuración básica de una magnetósfera planetaria se muestra en la Figura 10. En ella se pueden distinguir las siguientes regiones: la onda de choque, que como ya se mencionó, es el lugar donde el viento estelar es frenado y desviado alrededor de la magnetopausa. La magnetopausa, es el borde que separa el viento y el campo magnético estelar del planetario. Entre la onda de choque y la magnetopausa se encuentra la región de transición o magnetosheath compuesta por el material estelar que ha sido frenado y consecuentemente enfriado. Al otro lado de la onda de choque el flujo de viento estelar que se ha desviado alrededor de la magnetopausa vuelve a juntarse formando la magnetocola.

En una situación estacionaria, la fuerza del viento estelar sobre la magnetósfera planetaria y la fuerza de la magnetósfera sobre el viento estelar están en equilibrio. Estas fuerzas, determinadas por gradientes de presión, son las que determinan la ubicación de la magnetopausa y por ende la posición de la onda de choque.

En el viento solar, la presión total está dominada principalmente por

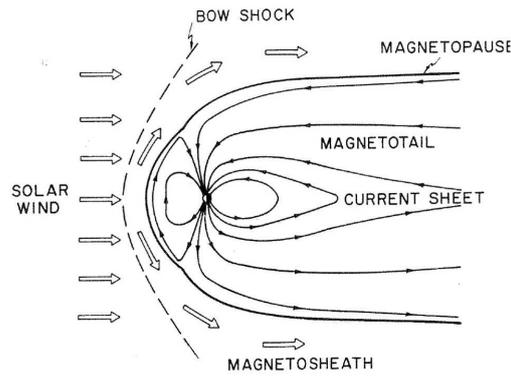


Figura 10: Vista esquemática de una magnetósfera cerrada. Las flechas indican el flujo del viento estelar, las líneas continuas dentro de la magnetósfera corresponden a las líneas de campo magnético.

la presión dinámica, $P_d = \rho v^2$. La presión magnética, $P_b = B^2/8\pi$, y la térmica, $P_t = \rho R_G T/\mu$, son del orden del 1% de la presión total. La contribución de cada una de estas presiones se altera al pasar por la onda de choque y la región de transición. En la magnetopausa, el flujo es tangencial a la superficie, por lo que la contribución de la presión dinámica al balance de presión es cero, ganando importancia las presiones magnéticas y térmicas.

Por su parte, la presión total dentro de la magnetopausa puede estar gobernada por la presión magnética, y por la térmica si el plasma dentro de la magnetósfera es significativo como en el caso de Júpiter.

Al cruzar la onda de choque, las presiones del viento estelar alteran sus valores. La forma en que lo hacen depende del tipo de choque en cuestión. En la Magnetohidrodinámica (MHD) ideal existen distintos tipos de choques y discontinuidades que pueden clasificarse según las variables que se mantengan inalteradas a través de la región de interacción (ver [Kivelson & Russell \(1995\)](#)). En el caso de las ondas de choque, al ser una onda de compresión, todas las variables (densidad, presión, velocidad y campo magnético) se modifican a través de ella. De acuerdo a la dirección del campo magnético con respecto a la superficie del choque, las ondas se pueden clasificar en:

- Choque paralelo: El campo magnético es paralelo a la normal de la superficie. En este choque el campo magnético permanece inalterado, mientras que el resto de las variables se modifican como en una onda de choque.
- Choque perpendicular: El campo magnético es perpendicular a la normal de la superficie del choque. El campo a través del choque si varía junto con las demás variables.

Utilizando las relaciones de Rankine-Hugoniot, es posible relacionar las componentes del campo magnético, presión, velocidad y densidad a uno y otro lado del choque.

3

LA ATMÓSFERA EXTENDIDA DE HD 209458B

3.1 CARACTERÍSTICAS DEL SISTEMA

El exoplaneta más estudiado es sin duda HD 209458b. Orbitando una estrella relativamente cercana (50 pc), HD 209458, este planeta también conocido como Osiris ha sido observado en tránsito permitiendo su caracterización, como así también el descubrimiento de muchas especies moleculares y atómicas en su atmósfera. A modo de resumen se presenta en la Tabla 2 sus características más importantes, junto con las de su estrella madre.

Parámetros estelares	Valor
Radio	$1.155 \pm 0.016 R_{\odot}$
Masa	$1.119 \pm 0.033 M_{\odot}$
V[mag]	7.65 ± 0.01
Temperatura efectiva	6065 ± 50 K
Edad	1.5 Giga-año
Período de rotación	11.4 días
$\log L_{EUV}$	$< 27.74 \text{ erg s}^{-1}$
$\log L_{UV}$	$< 26.40 \text{ erg s}^{-1}$
Parámetros planetarios	Valor
Radio	$1.359 \pm 0.019 R_{Jup}$
Masa	$0.685 \pm 0.015 M_{Jup}$
Semieje-mayor	0.04707 ± 0.00047 UA
Período orbital	$3.52474859 \pm 0.00000038$ días
R_p/R_*	0.12086 ± 0.000010
a/R_*	0.76 ± 0.04
i	86.71 ± 0.05 grados

Tabla 2: Parámetros del sistema HD 209458. Los valores son extraídos de Sanz-Forcada et al. (2011), Torres et al. (2008), Silva-Valio (2008) y Knutson et al. (2007).

3.2 OBSERVACIONES EN LY α

El tránsito del exoplaneta HD 209458b fué observado originalmente por [Vidal-Madjar et al. \(2003\)](#) (VM03) con el STIS a bordo del telescopio espacial Hubble, con el objetivo de buscar hidrógeno neutro (HI) en atmósferas planetarias. Debido a que el hidrógeno es un elemento liviano, puede ser detectado en las capas atmosféricas más altas. Sorprendentemente, los autores midieron una absorción del $15 \pm 4\%$ en la línea de emisión estelar Lyman- α a 121.6 nm, observada durante 3 tránsitos como muestra la Figura 11.

Las observaciones pueden ser interpretadas como evidencia de una exósfera de HI extendida. Los autores argumentaron esta hipótesis en dos partes: i) el radio del lóbulo de Roche ($r_{LR} \sim 2.7R_p$) lleno con HI, produciría una absorción del 11 % durante el tránsito, por lo tanto, el material en principio se extiende más allá del lóbulo de Roche. ii) los autores reportaron que el rango de absorción se extiende de -130 a $+100$ km s $^{-1}$ con respecto al centro de la línea. Dichas velocidades, mayores a la velocidad de escape del planeta (~ 43 km s $^{-1}$), indicaban que el hidrógeno se estaba escapando.

La confirmación de esta hipótesis llegó con las observaciones de [Vidal-Madjar et al. \(2004\)](#) durante 4 tránsitos planetarios dentro de un rango espectral mayor (de 120 a 170 nm). Los autores encontraron absorciones en las líneas del HI, OI y CII ($5 \pm 2\%$, $10 \pm 3.5\%$ y $6 \pm 3\%$ respectivamente). El 5 % de absorción en Ly α obtenido integrando en toda la línea, es compatible con el $15 \pm 4\%$ previamente observado dentro de un tercio de la línea.

La presencia de elementos como el OI y CII indican que estos átomos pesados deben llegar a las partes altas de la atmósfera junto con el flujo de HI que escapa con velocidades del orden de 10 km s $^{-1}$ (a 10^4 K), cercanas a la velocidad del sonido. Por lo que la atmósfera experimenta un escape hidrodinámico, donde los elementos más pesados son arrastrados por el viento de los elementos más livianos. Más aún, [Linsky et al. \(2010a\)](#) obtuvo absorciones en las líneas del CII y SiIII centradas en -10 y $+15$ km s $^{-1}$, confirmando el mecanismo de escape propuesto por [Vidal-Madjar et al. \(2003\)](#).

Más tarde, un nuevo análisis de las observaciones de VM03 fué llevado a cabo por [Ben-Jaffel \(2007, 2008\)](#), considerando el efecto de la variabilidad estelar en las curvas de tránsito. En estos trabajos, los autores midieron una absorción de $8.9 \pm 2.1\%$ en el rango de ± 200 km s $^{-1}$, la cual explicaron como la absorción producida por una nube de HI de $\sim 2.7R_p$. Estas diferencias en las mediciones fueron explicadas con los diferentes rangos de integración sobre la línea Lyman- α para obtener el perfil de emisión (para más detalles ver [Vidal-Madjar et al., 2008](#)).

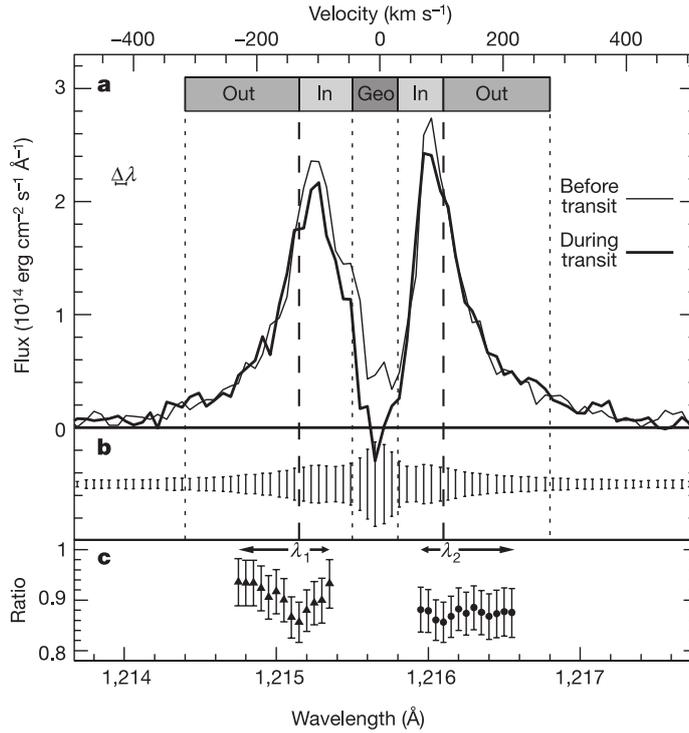


Figura 11: Emisión en la línea Ly α de la estrella HD 209458. El continuo es un pico doble en emisión originado en la cromósfera estelar. La parte central de la línea presenta absorciones de HI y deuterio del medio interestelar en la dirección de la visual. Es también el lugar donde la emisión geocoronar contamina. Las observaciones hechas con STIS se presentan antes y durante el tránsito (panel superior) junto con los errores dentro de 1σ (panel inferior). Extraído de Vidal-Madjar et al. (2003).

INTERPRETACIONES DE LAS OBSERVACIONES EN LY- α

Vidal-Madjar et al. (2003, 2004) y Lecavelier des Etangs et al. (2004) interpretaron el 15 % de absorción observado en tránsito como evidencia del escape de hidrógeno neutro de la atmósfera extendida de HD 209458b. Estos autores usaron simulaciones de partículas en las cuales la tasa de pérdida de masa planetaria (\dot{M}_p) es un parámetro libre. Los átomos de HI con velocidades cercanas a la v_{esc} , escapan del planeta a una tasa \dot{M}_p y son sensibles a la presión de radiación, dependiente de la longitud de onda, que acelera dichos átomos a las velocidades observadas. La presión de radiación arrastra el material que escapa de la atmósfera formando una cola cometaria que precede al planeta. Schneider et al. (2007) utilizaron simulaciones hidrodinámicas 3D para estudiar la interacción del viento estelar con un viento isotrópico de HI proveniente del planeta para diferentes valores de \dot{M}_p . Estas simulaciones también dieron evidencia de la existencia de una cola cometaria.

La presión de radiación por sí sola no es capaz de reproducir la absorción observada en la región roja de la línea Lyman- α , indicando la presencia de átomos neutros moviéndose hacia la estrella. Como consecuencia, la interpretación de Vidal-Madjar et al. (2003, 2004) y Lecavelier des Etangs et al. (2004) fue cuestionada por Ben-Jaffel (2007, 2008) y Ben-Jaffel & Sona Hosseini (2010), como así también por Holmström et al. (2008) y Ekenbäck et al. (2010). Ben-Jaffel (2007, 2008) y Ben-Jaffel & Sona Hosseini (2010) argumentaron que la absorción extra (en Ly α) comparada con el tránsito en el visible, se debe al ensanchamiento térmico (ensanchamiento Doppler). Sus estudios consideraron un modelo de atmósfera simétrica 1D, obteniendo una absorción simétrica en la parte azul y roja de la línea. Este modelo ajustaba los datos pero no reproducía la asimetría observada en la atmósfera de HD 209458b y por ende, en el espectro de velocidades del hidrógeno. Dicha asimetría se debe principalmente a la presión de radiación y al intercambio de cargas, que llevan a la formación de una cola cometaria apuntando en la dirección del observador.

Sumado a la presión de radiación y al ensanchamiento Doppler, Átomos Neutros Energéticos (ENAs) producidos por el intercambio de carga con el viento estelar también fueron propuestos como fuente para la absorción extra observada de HD 209458b (Holmström et al., 2008). Este enfoque fué desarrollado más tarde por Ekenbäck et al. (2010), e independientemente por Tremblin & Chiang (2013). Además de reproducir las observaciones en Ly α , los ENAs permiten estudiar en forma directa el viento estelar en la vecindad del exoplaneta y su campo magnético. Para ser numerosos, la producción de ENAs depende de la densidad de neutros en la exósfera planetaria. Es importante mencionar que estos estudios no incluyeron los mecanismos mencionados anteriormente (presión de radiación y al ensanchamiento Doppler), los cuales se espera contribuyan a la absorción.

El estudio más exhaustivo hasta ahora es el de Bourrier & Lecavelier des Etangs (2013), que considera hasta cierto punto, todos los procesos antes mencionados. Estos autores aplicaron su modelo a HD 209458b y HD 189733b (otro ejemplo de escape atmosférico) y estimaron las tasas de pérdida de masa de ambos planetas. Aún así, el modelo no reproduce con toda precisión, la absorción en la parte roja de la línea para el tránsito de HD 209458b.

Por último, los átomos que escapan de la exósfera también está sometidos a la acción gravitatoria de la estrella y el planeta. Lecavelier des Etangs et al. (2004) consideró el efecto de fuerzas tidales, y encontró que las fuerzas de marea modelan la forma de la exósfera hacia una forma prolada; los autores calcularon que la tasa de pérdida de masa aumenta hacia la estrella y en la dirección opuesta. Los átomos de HI

son ionizados por la radiación EUV en una escala de tiempo ~ 6 h. Por lo tanto, el tamaño de la cola cometaria tiene que depender del flujo estelar en el EUV.

3.3 MODELOS DE VIENTO PARA HD 209458B

MODELOS DE VIENTOS HD

Como se mencionó en la sección 2.2, la energía depositada por la radiación EUV en la atmósfera planetaria resulta en un calentamiento por fotoionización y una consecuente expansión atmosférica, lo que parece ser el mayor factor de pérdida de masa del planeta (Lammer et al. (2003); Yelle (2004a); Erkaev et al. (2005); Tian et al. (2005); García Muñoz (2007); Guo (2011, 2013); Koskinen et al. (2010, 2013); Shaikhislamov et al. (2014); Tripathi et al. (2015)).

Para entender el problema de la erosión atmosférica, en planetas del tipo Júpiter calientes, se debe tener en cuenta los siguientes aspectos:

- La radiación EUV de la estrella modera la cantidad de energía en la exósfera planetaria, resultando en el calentamiento y la posterior expansión de esta región de la atmósfera. Bajo ciertas condiciones, este calentamiento puede provocar que la mayoría de los constituyentes más ligeros, logren superar el potencial gravitatorio y escapen del planeta en la forma de un viento transónico (Yelle (2004a); Tian et al. (2005); García Muñoz (2007); Murray-Clay et al. (2009); Koskinen et al. (2010, 2013); Shaikhislamov et al. (2014)).
- Simultáneamente con el calentamiento radiativo de la exósfera ocurren los procesos de ionización y recombinación, como también el de la producción de ENAs por medio procesos como reacciones fotoquímicas o de intercambio de carga, entre otros (Yelle (2004a); Holmström et al. (2008); Erkaev et al. (2005); Guo (2013)). Tales procesos resultan en la formación de coronas alrededor del planeta, llenas con átomos neutros.
- La exósfera y la corona de neutros, calentadas por radiación EUV y energizadas fotoquímicamente, pueden llegar e incluso exceder los límites de la magnetósfera planetaria. En este caso, estarán expuestas directamente al viento estelar y a las eyecciones de masa coronal, con la consecuente pérdida de masa por medio del escape de iones. Esto contribuye a los procesos no térmicos de pérdida de masa en la atmósfera (Khodachenko et al., 2007).

Los modelos atmosféricos propuestos hasta ahora, con el fin de estudiar la pérdida de masa en el planeta HD 209458b, tienen en cuenta la química, el calentamiento y enfriamiento de la atmósfera, las fuerzas

tidales, el viento estelar y el flujo de radiación proveniente de la estrella (Yelle, 2004a; Tian et al., 2005; García Muñoz, 2007; Murray-Clay et al., 2009; Koskinen et al., 2013; Tripathi et al., 2015). Puramente hidrodinámicos, estos modelos lograron determinar los valores de temperatura, velocidad y fracción de ionización en función del radio del planeta para distintos valores del flujo EUV de la estrella o características del viento estelar.

Todos estos modelos indican que las atmósferas de hidrógeno de planetas gigantes y cercanos a la estrella central, están en continua expansión y fluyendo con una pérdida de masa (por procesos térmicos) del orden $[10^{10} - 10^{11}] \text{ g s}^{-1}$.

En el desarrollo de los modelos numéricos involucrados en esta tesis y presentados en los siguientes capítulos (capítulos 4, 5 y 7), no se ha tenido en cuenta el modelado de la atmósfera planetaria, sino que se han utilizado los resultados de los trabajos antes mencionados, para especificar las condiciones iniciales del viento planetario.

En particular, se utilizaron los modelos desarrollados por Tian et al. (2005) y Murray-Clay et al. (2009).

El primero de ellos resuelve las ecuaciones HD 1D dependientes del tiempo, para una atmósfera con un solo constituyente, teniendo en cuenta la conducción térmica. Además, utilizan un modelo 2D para dar cuenta del suministro de energía EUV y como no modelan la emisión térmica de la atmósfera, utilizan diferentes valores para la eficiencia de calor, η , definida como el porcentaje de energía absorbida por las moléculas que se convierte en energía cinética. Los resultados obtenidos se muestran en la Figura 12.

En las simulaciones, la posición de la exobase se ubica a $10R_p$, la velocidad del flujo es supersónica en la parte más alta de la atmósfera y supera la del sonido a $\sim 3R_p$. Más allá de este radio, las temperaturas en la exósfera rondan los 10^4 - 10^5 K, y son las adecuadas para la formación de átomos de hidrógeno a partir de moléculas. Común a todos los modelos es el valor de la densidad (10^6 cm^{-3}) y el valor de la velocidad (10 km s^{-1}) a la altura del lóbulo de Roche ($\sim 2.7R_p$).

Murray-Clay et al. (2009) construyó un modelo de escape hidrodinámico que tiene en cuenta el calentamiento y enfriamiento de la atmósfera, el balance de ionización, fuerzas tidales y la acción del viento estelar a través del confinamiento de presión que sufre la exósfera planetaria. El modelo aplicado al planeta HD 209458b asume un flujo de radiación en el EUV de $450 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para el rango de energía entre 13.6 y 40 eV. La atmósfera se asume compuesta solo de hidrógeno atómico.

Como resultado, estos autores encuentran que el flujo estelar EUV dispara un viento transónico con una temperatura de 10^4 K y una velocidad de $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ (ver Figura 13). La tasa de pérdida de masa obtenida, según la geometría utilizada, da un límite superior de

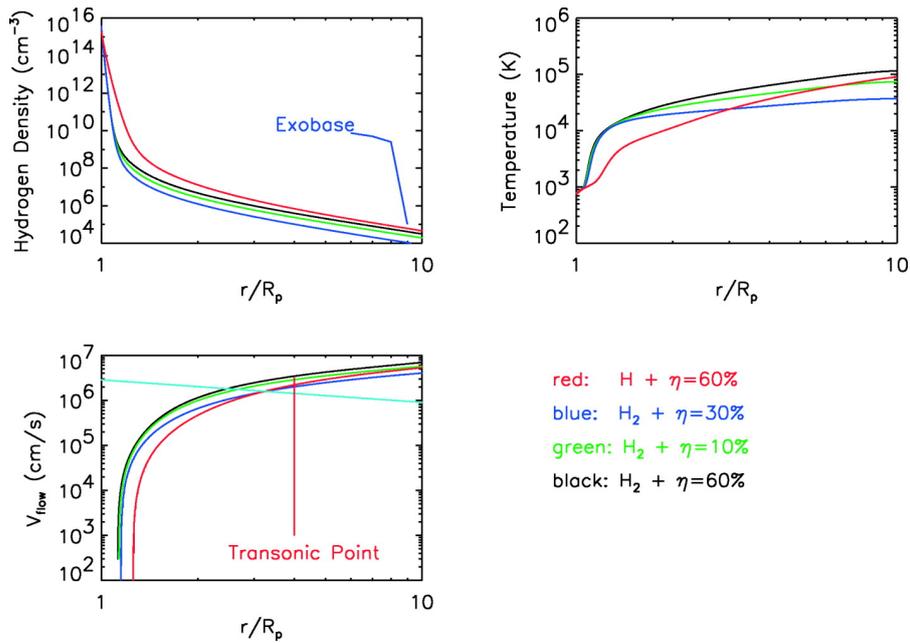


Figura 12: Resultados de las simulaciones para el escape hidrodinámico de HD 209458b para diferentes valores de η y composición química. La posición donde el viento se vuelve supersónico y la de la exobase están marcadas. La línea azul clara es la velocidad de escape del planeta. Extraído de Tian et al. (2005).

$3.3 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$. A diferencia del modelo de Tian et al. (2005), un 20% del hidrógeno permanece neutro a la altura del punto sónico.

MODELOS DE VIENTOS MHD

El campo magnético planetario, no solo actúa como barrera contra del viento estelar, sino que también influencia el material que escapa de la atmósfera producto de la radiación EUV proveniente de la estrella. Por lo tanto, debe ser incluido en el análisis de la pérdida de masa planetaria. Adams (2011) consideró vientos planetarios dentro del régimen donde estos vientos son controlados por el campo magnético. En concordancia con modelos teóricos previos, Adams (2011) mostró que para campos magnéticos lo suficientemente fuertes, el flujo de material escapa solamente por la región de líneas abiertas (cerca de los polos), mientras que en la región ecuatorial, el viento planetario es frenado por las líneas de campo cerradas (cerca del ecuador). Esto resulta en una disminución considerable de la pérdida de masa planetaria en comparación con el caso puramente hidrodinámico. Estimaciones del tamaño de la región ecuatorial, donde no hay viento, y la construcción de la solución de viento en la zona polar, hicieron posible estimar la tasa de pérdida de masa en función del campo magnético planetario (Trammell et al., 2011).

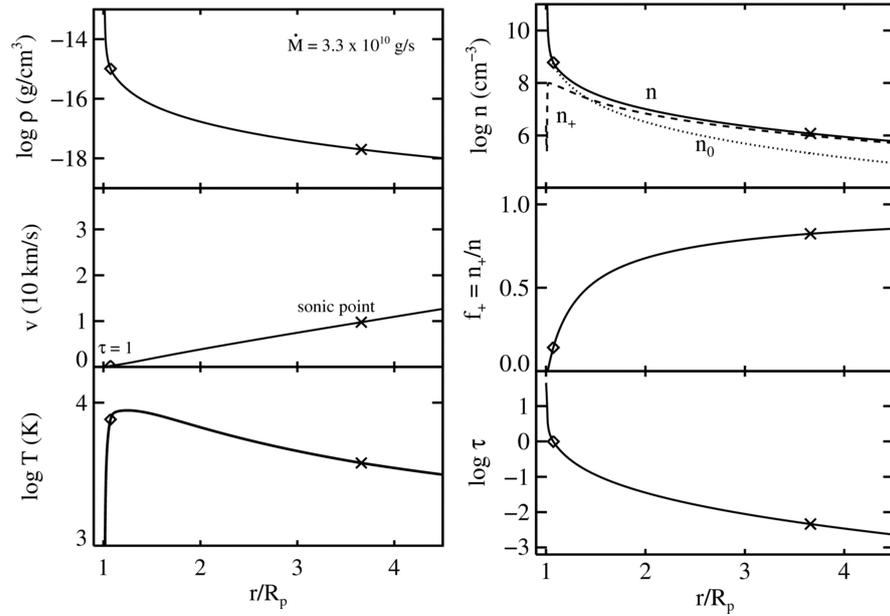


Figura 13: Resultados del viento planetario para el caso de HD 209458b calculados a lo largo de la línea que une el planeta con la estrella. El flujo estelar incidente es de $450 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. El punto sónico del modelo se denota con una cruz y la posición de la profundidad óptica, $\tau = 1$, con un diamante. Extraído de [Murray-Clay et al. \(2009\)](#).

Modelos más robustos basados en códigos MHD 2D fueron llevados a cabo por [Khodachenko et al. \(2012\)](#); [Owen & Adams \(2014\)](#); [Trammell et al. \(2014\)](#); [Khodachenko et al. \(2015\)](#). Estos trabajos, al igual que el de Adams, demostraron la formación de distintas regiones del campo magnético planetario (líneas de campo cerradas y abiertas), producto de la interacción de este con el flujo de material escapando del planeta y el viento estelar.

A modo de ejemplo, la Figura 14 muestra el resultado del trabajo de [Owen & Adams \(2014\)](#), para un modelo con un campo magnético en la superficie del planeta de 0.3 G y sin campo magnético estelar. El flujo EUV considerado en este caso es de $10^6 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Estos autores encontraron que la inclusión de un campo magnético lleva a la disminución de la tasa de pérdida de masa en tres maneras. La primera es debida a que el campo suprime los vientos zonales (vientos en el interior de la atmósfera planetaria que distribuyen el calor desde el sector diurno al nocturno), por lo que el calor, producto de la radiación estelar, no es debidamente redistribuido, impidiendo el calentamiento de la atmósfera en el sector nocturno y por consiguiente el escape atmosférico. La segunda, es consecuencia de la topología final del campo, el material del planeta solo puede escapar por las líneas de campo abiertas (lo que reduce la superficie que da lugar al flujo planetario). Por último, y en relación a lo anterior, no todas las

líneas de campo dan lugar a un escape transónico.

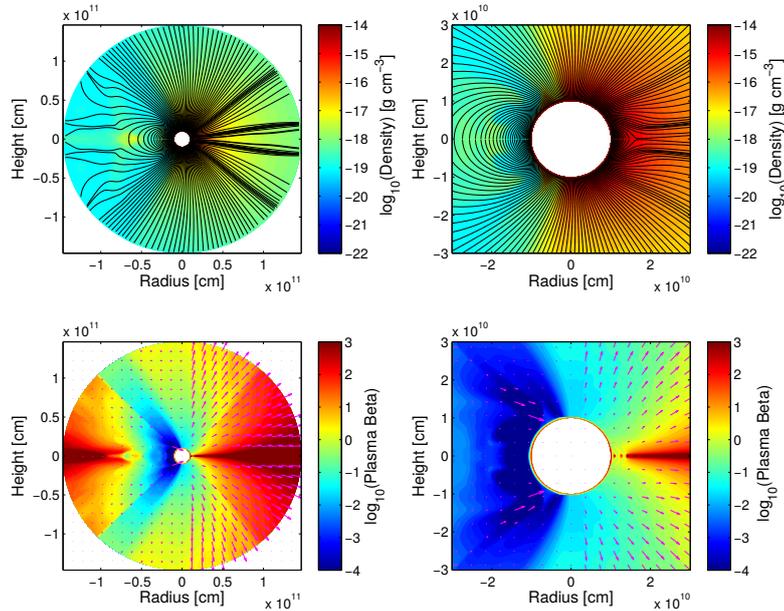


Figura 14: Soluciones de viento planetario para $B_p = 0.3$ G y $F_{UV} = 10^6$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$. Los paneles superiores muestran la densidad y la estructura del campo magnético, los paneles inferiores muestran los vectores velocidad y el parámetro β del plasma. A la izquierda, los gráficos muestran todo el dominio computacional, mientras que los de la derecha muestran un zoom cercano al planeta. Extraído de [Owen & Adams \(2014\)](#).

Las estimaciones del valor del campo magnético planetario para el cual el escape de material de la atmósfera de HD 209458b es suprimido, varían en los distintos trabajos por más de un orden de magnitud (desde menos de 0.3 G en [Owen & Adams \(2014\)](#) a más de 3 G en [Trammell et al. \(2014\)](#)). De todas maneras, la conclusión más importante de estas simulaciones, establece que la pérdida de masa planetaria puede ser significativamente reducida por la presencia de un campo magnético, en comparación con modelos HD donde se asume un escape simétrico.

Otra estructura importante, íntimamente asociada con topología del campo magnético planetario, y por ende con la pérdida de masa planetaria, es el magnetodisco. Similar al del planeta Júpiter, el magnetodisco en los exoplanetas del tipo Júpiter calientes se forma a partir del material ionizado que deja la atmósfera planetaria y que se acumula en la región ecuatorial contribuyendo a la formación de corrientes dentro de un disco rotante alrededor del planeta. Por último, las corrientes eléctricas que allí se forman van a modificar, eventualmente, el campo magnético planetario afectando la pérdida de material de la atmósfera ([Khodachenko et al. \(2012, 2015\)](#)).

Parte II

INTERACCIONES HIDRODINÁMICAS

En esta primera parte se presenta el estudio hidrodinámico de la interacción entre vientos estelares y planetarios, centrado en el objeto HD 209458b. Para este estudio se desarrollaron simulaciones numéricas utilizando dos códigos hidrodinámicos. El resultado de estos trabajos dió lugar a las siguientes publicaciones: [Villarreal D'Angelo et al. \(2014\)](#) y [Schneiter et al. \(2015\)](#).

4

ESTUDIO DE LA SENSIBILIDAD DE LA ATMÓSFERA EXTENDIDA DE HD 209458B

En este capítulo se presenta un estudio hidrodinámico 3D de los efectos que, diferentes condiciones del viento estelar y estructuras planetarias, tienen sobre el valor calculado de la absorción en Ly α , producida por una cola cometaria durante el tránsito del exoplaneta HD 209458b.

Asumiendo un amplio rango de valores de tasa de pérdida de masa planetaria $\dot{M}_p = [1 - 7] \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$, y comparando el valor de la absorción obtenida observacionalmente con el obtenido a partir de las simulaciones, se pudo restringir el rango de valores de \dot{M}_p . Se encontró que la tasa de pérdida de masa planetaria no cambia drásticamente para grandes variaciones en la velocidad del viento estelar a la altura del planeta $\sim [250 - 800] \text{ km s}^{-1}$ y temperaturas coronales $\sim [3 - 7] \times 10^6 \text{ K}$ mientras se mantiene fijo la tasa de pérdida de masa estelar ($\dot{M}_* = 9.0 \times 10^{-14} M_\odot \text{ año}^{-1}$).

También se modelaron vientos planetarios anisotrópicos, mostrando que tanto el escape de material a través de los polos, semejante a lo ocurrido mediante procesos de reconexión, como a través del sector nocturno del planeta, semejante a lo que ocurre si el viento estelar comprime la atmósfera en el sector diurno, resultan en un porcentaje de absorción mayor al obtenido con el modelo de viento planetario isotrópico para la misma tasa de pérdida de masa planetaria.

4.1 MODELO NUMÉRICO

4.1.1 Ecuaciones hidrodinámicas

Las simulaciones se llevaron a cabo con el HD 3D Yguazú (Raga et al., 2000; Schneider et al., 2007). El mismo evoluciona las ecuaciones de la hidrodinámica ideal, es decir, la ecuación de continuidad de masa (ec.32), momento (ec.33) y energía (ec.34), dadas en su forma conservativa por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (32)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u} + P \mathbf{I}) = \rho \mathbf{g}, \quad (33)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}(E + P)) = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u}, \quad (34)$$

donde ρ es la densidad; \mathbf{u} la velocidad; \mathbf{g} la gravedad, P es la presión E es la densidad total de energía dada por

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u^2, \quad (35)$$

γ es el cociente de los calores específicos. Para las simulaciones se adoptó $\gamma = 5/3$.

Se utilizó una malla adaptiva de 6 niveles con una resolución máxima de 1.8×10^4 km y un dominio computacional 7.4×10^7 km (o 0.49 UA), 1.85×10^7 km, y 7.4×10^7 km (en las direcciones x , y y z respectivamente). El sistema de coordenadas utilizado tiene a la estrella en el centro del dominio y al planeta orbitando en el plano xz . Se definieron dos bordes internos, el primero corresponde al planeta, cuya ubicación se actualiza a cada paso de tiempo de acuerdo con el movimiento orbital del mismo, y se fuerza a que tenga la mayor resolución; el otro se ubica a un radio determinado, medido desde el centro de la malla desde donde el viento estelar es impuesto de manera continua.

4.1.2 Términos fuentes

Gravedad y presión de radiación

La gravedad se tiene en cuenta añadiendo a cada celda de la malla la aceleración debida a dos fuentes puntuales, la masa del planeta (cuya posición cambia según la posición orbital) y la masa de la estrella. Esta última, es reducida a $1/3$ de su valor actual para el cálculo de la aceleración gravitacional, de manera de imitar el efecto de la presión de radiación que actúa en oposición a la gravedad (ver por ejemplo [Vidal-Madjar et al. \(2003\)](#)).

4.1.3 Parámetros de la simulación

El viento estelar

La estrella Go V (HD 209458) de $1.148 M_{\odot}$ se simuló como un viento no magnetizado isotrópico, con una tasa de pérdida de masa de $\dot{M}_{*} = 9.0 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{ años}^{-1}$ (lo que se corresponde con un flujo de iones de $5.2 \times 10^{36} \text{ s}^{-1}$) fija para todos los modelos. El viento estelar se impone de manera continua en uno de los bordes interiores ubicado

Γ	T_0 ($\times 10^6$ K)	T_l ($\times 10^6$ K)	v_l (km s^{-1})
1.01	2	1.8	240
	3	2.8	372
	4	3.8	488
	5	4.7	594
	6	5.7	692
	7	6.7	784
	1.13	3	1.3
4		2.0	349
5		2.6	475
6		3.2	590

Tabla 3: Parámetros del viento estelar utilizados en los diferentes modelos.

a $R_l = 6.9R_*$. Esta posición se ubica más allá del punto crítico donde el viento todavía se acelera antes de alcanzar su velocidad terminal. Se utilizaron varios modelos de viento politrópicos para calcular las condiciones iniciales del viento de la estrella (con valores del índice politrópico cercano a la unidad). De esta manera, se logró variar la velocidad del viento estelar entre $\sim [200 - 800]$ km s^{-1} a la altura donde el viento es impuesto. Los resultados obtenidos están de acuerdo con los perfiles de velocidad de [Vidotto et al. \(2012\)](#) y se muestran en la Tabla 3, donde T_0 , es la temperatura coronal, T_l y v_l son, respectivamente, la temperatura y la velocidad del viento estelar en la posición desde donde es impuesto y Γ es el índice politrópico correspondiente a cada modelo.

Las densidad del viento varía de manera consistente con el valor fijo de $\dot{M}_* = 4\pi\rho v R_*^2$ ($R_* = 7.97 \times 10^5$ km). En la posición del planeta, los valores de densidad ($[1.2 - 4.1] \times 10^{-20}$ g cm^{-3}) son consistentes con los valores encontrados en la literatura ([Vidotto et al., 2010](#); [Llama et al., 2011](#)).

La Figura 15 muestra los perfiles de densidad y velocidad para los modelos extremos correspondiente a los 2 valores de Γ utilizados.

El planeta

El planeta fue modelado inicialmente como un viento isotrópico, emitido desde $3R_P$ con una velocidad $v_l = 10$ km s^{-1} (donde $R_P = 1.4R_{Jup}$ y $M_P = 0.69M_{Jup}$). La temperatura en la base de dicho viento se fijó a $T_{p0} = 10^4$ K y se varió la tasa de pérdida de masa planetaria entre $[1 - 7] \times 10^{10}$ g s^{-1} correspondiente a una densidad numérica a $3R_P$ entre $[9.4 \times 10^6 - 6.6 \times 10^7]$ cm^{-3} .

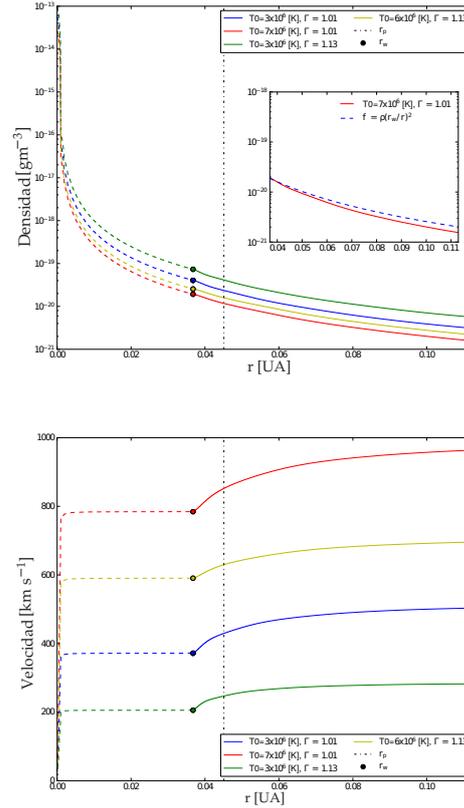


Figura 15: Perfiles de densidad y velocidad en función del radio para cuatro modelos correspondientes a los más extremos de cada valor de Γ . En cada modelo el viento es impuesto a la distancia R_l denotada por los puntos en las curvas. En el panel superior se muestra un zoom (para un determinado modelo) a partir del R_l y se lo compara con la función $f = \rho \left(\frac{R_l}{r} \right)^2$. La línea de trazos y puntos corresponde a la posición del planeta.

Es importante remarcar que no se incluye en el modelo, el problema de la producción del viento del planeta. Para hacerlo, el mismo debería resolverse con un número mayor de celdas de las que se utilizan en el presente estudio (~ 5 celdas de radio). La poca resolución dada al planeta es consecuencia del dominio físico que se representa en la simulación, y de las diferentes escalas involucradas en el problema (como son: el diámetro estelar, el diámetro planetario y el radio de la órbita del planeta). Ya que el objetivo es estudiar la estructura del material que escapa de la atmósfera del planeta, es necesario utilizar un dominio físico que incluya todas estas escalas mencionadas. Con lo cual, si se utilizara mayor resolución, la simulación sería muy costosa computacionalmente. Es por esto que se asume que el planeta emite un viento isotrópico (en primera instancia) desde la parte más alta de su atmósfera con parámetros consistentes con los trabajos de [Tian et al. \(2005\)](#), [Koskinen et al. \(2010\)](#), [Murray-Clay et al. \(2009\)](#) y [Guo \(2011\)](#). El perfil de densidad por debajo del borde interno ($r < 3R_p$)

es ligeramente diferente al propuesto por [Tian et al. \(2005\)](#), debido a que crece de manera más lenta hacia la superficie del planeta. Esto no afecta al valor de absorción calculado, ya que el material dentro del lóbulo de Roche ($< \sim 3R_p$) absorbe dentro del rango espectral contaminado por la absorción geocoronal.

Por otro lado, se desarrollaron cuatro modelos de viento planetario isotrópico donde la superficie de emisión del viento es cambiada, y la velocidad del viento es modificada de manera tal que se mantenga constante la tasa de pérdida de masa. Estos modelos son:

- **Día:** el viento se emite a través del hemisferio iluminado del planeta. Este es el caso en el que la energía depositada en el sector diurno no puede ser redistribuida hacia el sector nocturno, como ocurriría si el tiempo de advección longitudinal fuera mayor que el tiempo de advección radial (ver discusión en [Murray-Clay et al., 2009](#)).
- **Día-Noche:** el 75 % del viento es emitido por el sector diurno y el 25 % escapa desde el sector nocturno. Esto ocurre debido a que parte de la energía depositada en el sector diurno no llega a ser redistribuida de manera isotrópica por todo el planeta ([Yelle, 2004a](#)).
- **Noche:** el viento es emitido desde el sector nocturno. Un viento estelar muy intenso puede comprimir la atmósfera planetaria e inhibir el escape de material por el sector diurno ([García Muñoz, 2007](#)).
- **Polar:** el viento es emitido por los polos. En el caso de un campo magnético planetario dipolar, los procesos de reconexión ocurridos entre el viento estelar magnetizado y la magnetósfera del planeta permiten el escape de partículas a través de los polos ([Adams, 2011](#)). En este modelo, el área polar a través de la cual el viento escapa está determinada por el ángulo sólido $2\pi(1 - \cos(\theta))$ sr, donde θ se mide desde el eje z - y tiene un valor de $\pi/4$.

Para simular todos los modelos anisotrópicos se escogieron los parámetros de un modelo de viento estelar correspondiente a una temperatura coronal $T_0 = 4 \times 10^6$ K y un índice politrópico $\Gamma = 1.13$. Para el planeta, las velocidades del viento son tales que la tasa de pérdida de masa planetaria es la misma para todos los modelos ($\dot{M}_p = 3 \times 10^{10} \text{g s}^{-1}$), es decir, $v_p = 2v_{p(iso)}$ (donde $v_{p(iso)}$ es la velocidad de lanzamiento del viento planetario del caso isotrópico) para los modelos Día y Noche, ya que la superficie a través de la cual el viento es emitido está dividida en dos. Para el modelo Día-Noche la velocidad está distribuida de acuerdo con la tasa de pérdida de masa, es decir, $v_p(Día) = 1.5v_{p(iso)}$, y $v_p(Noche) = 0.5v_{p(iso)}$. Por último, la distribución de la velocidad para el modelo Polar es $v_p(Polar) = 3.4v_{p(iso)}$. La

Figura 16 muestra un esquema de los vientos planetarios para cada modelo anisotrópico.

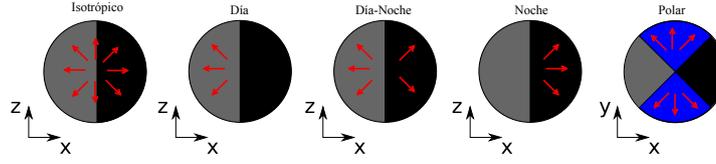


Figura 16: Esquema de las condiciones de borde internas correspondientes a los distintos modelos de viento planetario: Isotrópico, Día, Día-Noche, Noche y Polar, respectivamente.

4.2 CÁLCULO DE ABSORCIÓN EN $Ly\alpha$

A partir de los valores de densidad, velocidad y temperatura obtenidos con los modelos, se calculó la absorción en Lyman- α asociada con un tránsito planetario. Para esto, la malla computacional es orientada en un ángulo $i = 86.67^\circ$, es decir, el ángulo entre el eje orbital y la línea de visión (LOS) de HD 209458b. La profundidad óptica, τ_ν , es obtenida a partir de la fórmula:

$$\tau_\nu = \int n_{HI} \sigma_0 \phi(\Delta\nu) ds, \quad (36)$$

para todas las LOS, donde la integral va desde la superficie de la estrella hasta el borde del dominio computacional, n_{HI} es la densidad numérica del hidrógeno neutro, ν es la frecuencia y $\Delta\nu = \nu - \nu_0$ es el corrimiento del centro de la línea, $\sigma_0 = 0.01105 \text{ cm}^2$ (Osterbrock, 1989) es la sección eficaz de absorción en el centro de la línea Ly α , y s es la distancia a lo largo de la LOS. $\phi(\Delta\nu)$ es el perfil Doppler de la línea dado por:

$$\phi(\Delta\nu) = \left(\frac{m_H}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} e^{-m_H \Delta u^2 / 2k_B T} \frac{c}{\nu_0}, \quad (37)$$

donde m_H es la masa del protón, c es la velocidad de la luz, k_B es la constante de Boltzmann, T es la temperatura del gas, $\Delta u = u_r - u_F$, u_F es la velocidad del viento a lo largo de la LOS, y $u_r = c\Delta\nu/\nu_0$ es la velocidad radial asociada con un corrimiento en frecuencia $\Delta\nu$ del centro de la línea ν_0 .

El cálculo de la ec. 36 se hace sobre la densidad de HI del material planetario, el cual se identifica en la simulación con la ayuda de un escalar pasivo. Además, el viento estelar se asume completamente ionizado, por lo que no contribuye a la absorción.

Ahora bien, cuando el viento planetario, que se supone completamente neutro (de manera tal que $n_{HI} = \rho / (1.3m_H)$) interactúa con el viento estelar, se ioniza. Para identificar el material planetario ionizado se utilizó una cota en temperatura, es decir, todo material planetario por encima de la temperatura de ionización del hidrógeno

($T \sim 10^5\text{K}$), no se incluye en el cálculo de la ec. 36.

Para el cálculo de la absorción, también se tiene en cuenta que, a una dada frecuencia, el disco estelar emite una intensidad específica uniforme $I_{\nu,*}$, es decir, despreciamos el oscurecimiento al limbo. Se calcula entonces la intensidad vista por un observador

$$I_{\nu} = I_{\nu,*}e^{-\tau_{\nu}}, \quad (38)$$

con τ_{ν} dada por ec. 36. Finalmente, se integra la intensidad sobre todo el disco estelar (para el cual asumimos el radio fotosférico $R_* = 1.12R_{\odot}$) con el fin de simular una observación en la cual el disco estelar no está resuelto.

La disminución de la intensidad total debido a la absorción resultante por la presencia de la exósfera planetaria se calcula tomando el promedio en frecuencia:

$$I/I_* = \frac{1}{\nu_2 - \nu_1} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \langle e^{-\tau_{\nu}} \rangle d\nu, \quad (39)$$

donde $\langle e^{-\tau_{\nu}} \rangle$ es el promedio de la absorción sobre el disco estelar, y ν_1 y ν_2 son los límites del rango de integración.

4.2.1 Elección del rango de integración

El promedio en frecuencia de la absorción se calculó tomando el cociente entre la emisión (como función ν) observada durante y fuera del tránsito, y luego integrando dentro de una banda de frecuencias que incluyen la línea Ly α (ver [Schneiter et al. \(2007\)](#) para una descripción más completa). Por lo tanto, los valores de absorción calculados dependen del rango de integración utilizado, y ya que varios autores encontraron diferentes valores de absorción (ver cap. 3.2), de acuerdo con el rango de integración que utilizaron, es importante tomar estos rangos en consideración al momento de analizar los resultados.

Por ejemplo, [Vidal-Madjar et al. \(2003\)](#) (VM03) reportó una absorción en Ly α del $\sim 15\%$ integrando en el rango $[-130, 100]\text{km s}^{-1}$, [Ben-Jaffel \(2007\)](#) (BJ07) reportó una absorción del $\sim 8.9\%$ en el rango $[-200, 200]\text{km s}^{-1}$ y $[-200, 200]\text{km s}^{-1}$ y [Vidal-Madjar et al. \(2004\)](#) (VM04) un $\sim 5\%$ en el rango $[-320, 200]\text{km s}^{-1}$.

Con el propósito de comparar con las observaciones (VM03, VM04, BJ07), se integró en los tres rangos de velocidad antes mencionados la ec. 39 para calcular la absorción en Ly α , como se muestra en las columnas 4-6 de las Tablas 4 y 5. El rango $[-130, 100]\text{km s}^{-1}$ fué reemplazado por $[-120, 100]\text{km s}^{-1}$ debido a que el cálculo de la absorción se hizo en bins de velocidad de 20km s^{-1} . En todos los casos se tuvo en cuenta la absorción geocoronal, para lo cual se excluyó en el promedio la parte central de la línea de 1215.5\AA a 1215.8\AA (es decir, $[-40, 40]\text{km s}^{-1}$). Por último, para identificar los rangos de absorción empleados se utilizó la convención propuesta en [Vidal-Madjar et al.](#)

(2008): rango Central (C:[19-11] %) medido por VM03, rango Intermedio (I:[11-6.8] %) medido por BJ07 y rango Total (W:[7-3] %) medido por VM04.

4.3 RESULTADOS

4.3.1 Modelos de viento planetario isotrópico

En [Schneiter et al. \(2007\)](#) valores típicos del viento solar fueron utilizados para simular la interacción con la atmósfera planetaria de HD 209458b, y para calcular la absorción resultante. Una velocidad del viento estelar de $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$ dió como resultado un $\dot{M}_p \sim 1.1 \pm 0.2 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ (obtenida ajustando el valor de la absorción con el valor reportado por VM04).

Uno de los objetivos de este estudio es explorar los efectos que distintas velocidades de viento y temperaturas coronales tienen en el valor inferido de \dot{M}_p . Para cada modelo, las columnas 1-3 de las Tablas 4 y 5 muestran los valores de temperatura coronal y velocidad del viento estelar a la altura de la órbita planetaria (T_o y v_w respectivamente) junto con \dot{M}_p . En la misma, también se muestran los valores máximos de absorción durante el tránsito para los rangos definidos en VM04, BJ07 y VM03 denominados C,I y W respectivamente (columnas 4-6) y el tiempo de tránsito (Δt)*. Los resultados se dividen en dos partes, la Tabla 4 corresponde a los modelos de viento estelar con condiciones iniciales obtenidas a partir de un $\Gamma = 1.01$ y la Tabla 5 que corresponde a modelos con $\Gamma = 1.13$. Las columnas 4-6 de ambas tablas, muestran el valor máximo de absorción excluyendo la parte del espectro contaminada con por la absorción geocoronal. Es importante notar que las absorciones calculadas corresponden solo a la contribución de la cola cometaria ya que el material cercano a la atmósfera del planeta tiene una velocidad de $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ que cae dentro del rango de velocidades extraídas.

Comparando los resultados se pueden vislumbrar algunas tendencias generales. Los valores de absorción aumentan si disminuye la temperatura coronal, y/o la velocidad del viento estelar, o aumentando los valores de \dot{M}_p . Esto último se puede explicar si se considera que, cuanto mayor es la cantidad de material planetario emitido, mayor es la densidad columnar, y por ende es de esperar mayor absorción.

Por el contrario, altas temperaturas coronales producen un aumento en el gradiente de temperatura entre el viento estelar y el material neutro de la atmósfera del planeta ($\sim 10^4 \text{ K}$), provocando una mayor transferencia de calor que, a su vez, aumenta la tasa de ionización disminuyendo la absorción. Así mismo, valores de velocidad del viento

* El tiempo de tránsito es, en este caso, el intervalo durante el cual se mide la absorción en $\text{Ly}\alpha$.

T_0 ($\times 10^6$)	v_w (km s^{-1})	\dot{M}_P $\times 10^{10}$ [g s^{-1}]	C [19-11] %	I [11-6.8] %	W [7-3] %	Δt [h]
3	429	1	6.30	2.76	2.01	4.4
		3	14.66	6.43	4.68	5.0 (a)
		5	21.51	9.72	7.05	5.5
		7	26.09	12.61	9.17	6.1
4	548	1	6.04	2.64	1.92	4.4
		3	13.63	5.97	4.34	5.0
		5	18.99	8.41	6.12	5.0
		7	24.25	11.72	8.53	5.5
5	657	1	5.91	2.59	1.88	4.4
		3	12.78	5.60	4.07	5.0
		5	18.69	8.23	5.99	5.0
		7	22.53	10.14	7.37	5.5
6	757	1	5.67	2.48	1.80	4.4
		3	11.98	5.25	3.82	4.4
		5	17.79	7.83	5.69	5.0
		7	21.16	9.47	6.89	5.0
7	852	1	5.49	2.40	1.75	4.4
		3	11.28	4.94	3.59	4.4
		5	16.92	7.42	5.39	4.4
		7	20.72	9.18	6.68	5.0

Tabla 4: Parámetros y resultados para los modelos de viento planetario isotrópicos con $\Gamma = 1.01$. T_0 y v_w son la temperatura coronal y la velocidad del viento estelar en la posición del planeta. \dot{M}_P es la tasa de pérdida de masa planetaria. C: intervalo correspondiente al rango de velocidad de $[-120, 100] \text{km s}^{-1}$; I intervalo correspondiente a $[\pm 200] \text{km s}^{-1}$ y W intervalo correspondiente a $[-320, 200] \text{km s}^{-1}$. Δt es el tiempo de tránsito. Los valores en negrita son los que mejor ajustan a las observaciones. El modelo denotado con (a) corresponde a la Figura 17a.

T_0 ($\times 10^6$)	v_w (km s^{-1})	\dot{M}_P $\times 10^{10} [\text{g s}^{-1}]$	C [19-11] %	I [11-6.8] %	W [7-3] %	Δt [h]
3	247	1	7.66	3.35	2.44	5.0
		3	17.44	7.67	5.58	5.0 (b)
		5	20.26	8.93	6.49	6.6
		7	22.82	10.10	7.35	7.2
4	388	1	6.84	2.99	2.18	4.4
		3	15.89	7.00	5.09	5.5
		5	22.32	10.07	7.32	6.1
		7	26.26	12.79	9.3	7.2
5	513	1	6.35	2.78	2.02	4.4
		3	15.13	6.64	4.83	5.0
		5	22.41	10.28	7.48	5.5
		7	27.10	13.99	10.17	6.7
6	630	1	6.21	2.72	1.98	4.4
		3	14.54	6.38	4.64	5.0 (c)
		5	19.52	8.69	6.32	5.0
		7	25.98	13.26	9.64	5.5

Tabla 5: Parámetros y resultados para los modelos de viento planetario isotrópicos con $\Gamma = 1.13$. T_0 y v_w son la temperatura coronal y la velocidad del viento estelar en la posición del planeta. \dot{M}_P es la tasa de pérdida de masa planetaria. C: intervalo correspondiente al rango de velocidad de $[-120, 100] \text{km s}^{-1}$; I intervalo correspondiente a $[\pm 200] \text{km s}^{-1}$ y W intervalo correspondiente a $[-320, 200] \text{km s}^{-1}$. Δt es el tiempo de tránsito. Los valores en negrita son los que mejor ajustan a las observaciones. Los modelos denotados con (b) y (c) corresponden a la Figura 17b-c, respectivamente.

estelar muy altos (debidos a grandes valores de T_0 o bajos de Γ) resultan en una presión dinámica estelar mayor que inhibe la expansión del viento planetario, reduciendo la absorción y el tiempo de tránsito. La dependencia del tiempo de tránsito con T_0 y v_w obedece los mismos mecanismos que la absorción. Esto es, un aumento en T_0 es acompañado por un aumento en la tasa de ionización y en la presión dinámica del viento de la estrella, produciendo cambios en la estructura del material planetario que escapa. Más específicamente, una mayor presión dinámica del viento estelar produce una cola más alineada radialmente y una ionización más efectiva reduce su tamaño, disminuyendo el tiempo de tránsito.

Para $\Gamma = 1.13$, los modelos con $\dot{M}_p = 3 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ y cualquier valor de T_0 (escritos con negrita en el panel inferior de la Tabla 5) son los que mejor ajustan los valores de absorción observacionales en los tres dominios espectrales, es decir, entran en los límites dados por VM03 ([19-11]%), BJo7 ([11-6.8]%) y VM04 ([7-3]%). Mientras que los modelos con $\Gamma = 1.01$ (escritos con negrita en el panel superior de la Tabla 4) necesitan un valor más alto de \dot{M}_p . $\Gamma = 1.01$ implica una transferencia de calor más eficiente, por lo tanto, la velocidad y la temperatura del viento estelar a la altura de la órbita del planeta serán mayores que en el caso $\Gamma = 1.13$, produciendo una menor absorción.

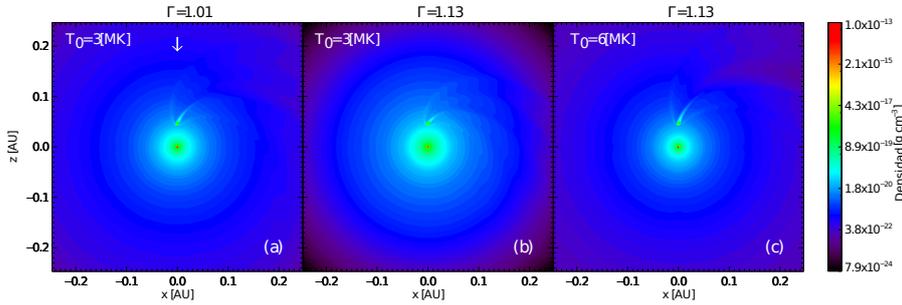


Figura 17: Cortes 2D en el plano orbital de la densidad para los modelos con temperaturas coronales e índice politrópico de: a) $T = 3 \times 10^6 \text{ K}$, $\Gamma = 1.01$; b) $T = 3 \times 10^6 \text{ K}$, $\Gamma = 1.13$, y c) $T = 6 \times 10^6 \text{ K}$, $\Gamma = 1.13$. En todas las Figuras el planeta se encuentra en la misma posición orbital.

La Figura 17a-c muestra la distribución global de la densidad observada en el plano orbital para los modelos con $\dot{M}_p = 3 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$, distinguidos en la Tabla 4 y 5 con las letras a, b y c respectivamente. Las Figuras 17a y 17b tienen la misma temperatura coronal ($3 \times 10^6 \text{ K}$) y diferentes v_w (429 km s^{-1}) y 247 km s^{-1} , respectivamente), o lo que es lo mismo Γ ; mientras que las Figuras 17b y 17c tienen el mismo Γ y diferentes temperaturas coronales (3×10^6 y $6 \times 10^6 \text{ K}$, respectivamente). La flecha en la Figura 17a indica la dirección de la LOS. La Figura 17a muestra un cola ligeramente más colimada en la dirección radial, que la observada en la Figura 17b debido a una mayor v_w .

Cuando se compara las Figuras 17b y 17c se ve nuevamente que la cola cometaria, para el modelo con mayor T_0 , se vuelve más orientada en la dirección radial como en el caso anterior. Para resumir, grandes velocidades del viento estelar relativas a la orbital ($v_{orb} \approx 146 \text{ km s}^{-1}$) implican colas cometarias más colimadas.

La Figura 18a-c muestra la distribución de densidad del material en condiciones de absorber dentro del plano orbital y para los mismos modelos de la Figura 17a-c. La misma revela algunos cambios menores en las áreas de absorción en concordancia con lo discutido en el párrafo anterior.

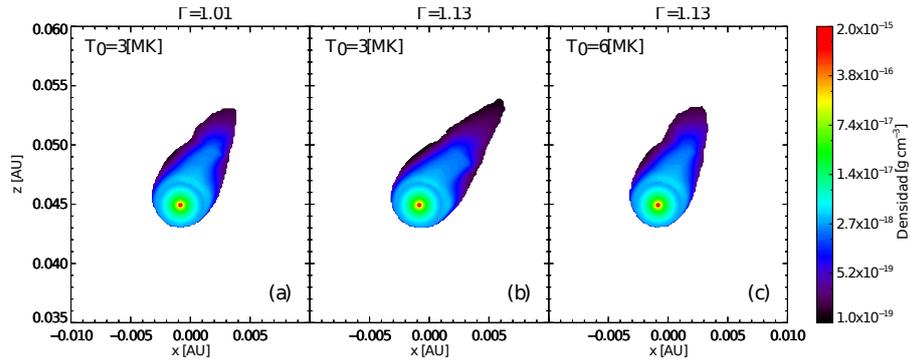


Figura 18: Vista ampliada de cortes 2D en el plano orbital para $\dot{M}_p = 3 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ de la densidad del material neutro en condiciones de absorber para los modelos con temperaturas coronales de a) $T = 3 \times 10^6 \text{ K}$ y $\Gamma = 1.01$; b) $T = 3 \times 10^6 \text{ K}$ y $\Gamma = 1.13$; c) $T = 6 \times 10^6 \text{ K}$ y $\Gamma = 1.13$. En todas las Figuras la posición orbital del planeta es la misma.

A partir de la comparación de los modelos isotrópicos con las observaciones es posible estimar el valor de \dot{M}_p que concuerda con los rangos de absorción propuestos, para un dado par T_0 y v_w . Temperaturas coronales relativamente bajas ($T_0 \approx 3 \times 10^6 \text{ K}$), junto con un rango de valores de $v_w \sim (250 - 430) \text{ km s}^{-1}$ (como ser los modelos (a) de la Tabla 4 y (b) de la Tabla 5) están asociados con $\dot{M}_p \approx 3 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ independientemente de la eficiencia del transporte de calor ($\Gamma \sim [1.01 - 1.13]$). Valores intermedios y mayores de temperatura coronal ($T_0 \approx (4 - 7) \times 10^6 \text{ K}$), junto con un amplio rango de valores de $v_w \sim (400 - 850) \text{ km s}^{-1}$ implican un rango de $\dot{M}_p \approx (3 - 5) \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$, dependiendo de la eficiencia del viento para transportar calor ($\Gamma \sim [1.01 - 1.13]$, Tablas 4 y 5, respectivamente). La variación en el tiempo de tránsito, en la línea Ly α , obtenido a medida que se aumenta la temperatura coronal varía de $\Delta t \sim 4.4 \text{ h}$ a $\Delta t \sim 5.5 \text{ h}$ (En la Figura 3 del trabajo de Vidal-Madjar et al. (2003), el tiempo de tránsito observado en Ly α puede ser estimado como $> 4 \text{ h}$).

Finalmente en la Figura 19 es posible ver una comparación entre los modelos isotrópicos, con $\Gamma = 1.01$ (panel izquierdo) y $\Gamma = 1.13$ (panel derecho), del valor máximo de absorción durante el tránsito, como función de \dot{M}_p , considerando los límites de integración en el centro de la línea (rango C:[19 – 11] %). Del panel izquierdo, se observa que modelos con $\Gamma = 1.01$ comienzan a presentar signos de saturación, mientras que estos signos son ampliamente visibles en los modelos con $\Gamma = 1.13$ y $T_0 = 3 \times 10^6$ K, resultando en el cruce de algunas líneas. Esta es la razón por la cual, a diferencia de los rasgos generales mencionados anteriormente, se encontró un aumento en la absorción con un aumento en la temperatura coronal. Es decir, la Tabla 5 muestra que, al variar T_0 de $[3 - 5] \times 10^6$ K con $\dot{M}_p = 5 \times 10^{10}$ g s⁻¹, la absorción aumenta de 20.26 a 22.41.

Es importante notar que todos estos resultados son válidos considerando fijo el valor de la tasa de pérdida de masa estelar. En función de testear la influencia de \dot{M}_* en la absorción planetaria en Ly α , se simularon dos casos donde \dot{M}_* es 0.1 y 10 veces el valor fijo ($\dot{M}_* = 9.0 \times 10^{-14} M_\odot$ año⁻¹). El resto de los parámetros se fijaron en los valores: $T_0 = 4 \times 10^6$ K, $\Gamma = 1.13$ y $\dot{M}_p = 3 \times 10^{10}$ g s⁻¹. Se encontró que la absorción planetaria aumenta alrededor de un 40 % en el primer caso y disminuye el mismo monto en el segundo caso. Esto implica que el valor de \dot{M}_p que mejor ajusta los valores observacionales de absorción en Ly α son $\dot{M}_p = 1 \times 10^{10}$ g s⁻¹ y $\dot{M}_p = 5 \times 10^{10}$ g s⁻¹, respectivamente.

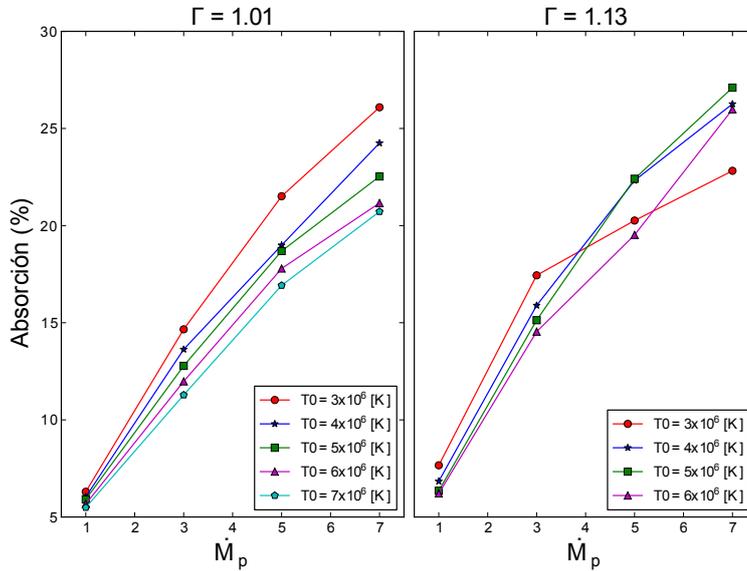


Figura 19: Valor máximo de la absorción en Ly α durante el tránsito en función de \dot{M}_p para los modelos con viento planetario isotrópico (considerando el rango de integración C: [19 – 11] %) con diferentes valor de T_0 para $\Gamma = 1.01$ (panel izquierdo), y $\Gamma = 1.13$ (panel derecho).

Modelos	C: [19-11] %	I: [11-6.8] %	W: [7-3] %	Δt [h]
Polar	28.40	14.11	10.26	5.6
Noche	24.07	12.17	8.85	5.5
Isotrópico	15.89	7.00	5.09	5.5
Día	15.53	6.85	4.98	5.1
Día-Noche	12.76	5.59	4.07	5.0

Tabla 6: Absorciones y tiempo de tránsito para los modelos de viento planetario anisotrópicos con $\Gamma = 1.13$, $T_0 = 4 \times 10^6$ K, y $\dot{M}_P = 3 \times 10^{10} \text{g s}^{-1}$. C, I, W, y Δt están definidos como en las Tablas 4 y 5.

4.3.2 Modelos de viento planetario anisotrópico

En la sección 4.1 se introdujeron cuatro modelos anisotrópicos inspirados en las discusiones de Adams (2011); García Muñoz (2007); Murray-Clay et al. (2009) y Yelle (2004a). La Tabla 6 muestra los resultados obtenidos para los diferentes modelos ordenados de manera decreciente en el valor de absorción (columnas 2-4).

De la Tabla 6 se puede ver, que los modelos anisotrópicos Día y Día-Noche producen menos absorción y menor tiempo de tránsito que el correspondiente modelo isotrópico. El plasma que se escapa del sector diurno del planeta es rápidamente ionizado y por lo tanto, la absorción es menor que en los otros modelos. El menor tiempo de tránsito es producido en el modelo Día-Noche. La diferencia entre este modelo y el modelo Día se debe a que hay menos material para ser ionizado dado el bajo valor velocidad del viento planetario emitido (para conservar \dot{M}_P). Las absorciones y tiempos de tránsito mayores se producen para los modelos Noche y Polar. Como puede verse en la Figura 20, donde se muestra una vista 3D del material planetario en condiciones de absorber, los modelos Día y Día-Noche son los que poseen una estructura menos extensa, siendo la más grande, la correspondiente al modelo Polar. Este último exhibe una mayor cantidad de material neutro, que parece propagarse una mayor distancia antes de ser calentado e ionizado por el viento estelar.

La Figura 20a muestra el flujo en Lyman- α , normalizado a los valores fuera del tránsito en el rango C, como función de la longitud de onda, para los modelos anisotrópicos ($\dot{M}_P = 3 \times 10^{10} \text{g s}^{-1}$ y $T_0 = 4 \times 10^6$ K), junto con el correspondiente modelo isotrópico. Las Figuras 20b-c muestran un zoom en las regiones azul y roja de la línea para dichos modelos. La evidente asimetría de los perfiles en la región azul, es consecuencia del escape de material neutro del planeta hacia el observador (Vidal-Madjar et al., 2003), siendo más pronunciada para los modelos Polar y Noche, donde la emisión del viento planetario favorece el escape de material en esta dirección.

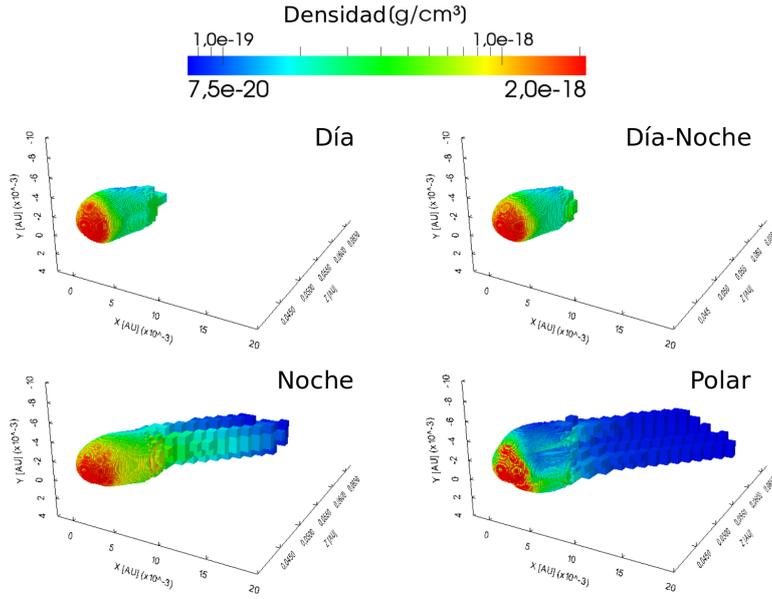


Figura 20: Distribución superficial 3D de la densidad del material neutro que absorbe en $Ly\alpha$ correspondiente a los modelos de viento planetario anisotrópico obtenidos para $\Gamma = 1.13$, $\dot{M}_P = 3 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ y una temperatura del viento estelar de $T = 4 \times 10^6 \text{ K}$. Las Figuras corresponden a los modelos: Día (panel superior izquierdo), Día-Noche (panel superior derecho), Noche (panel inferior izquierdo) y Polar (panel inferior derecho). Todas las Figuras corresponden a la misma posición orbital del planeta.

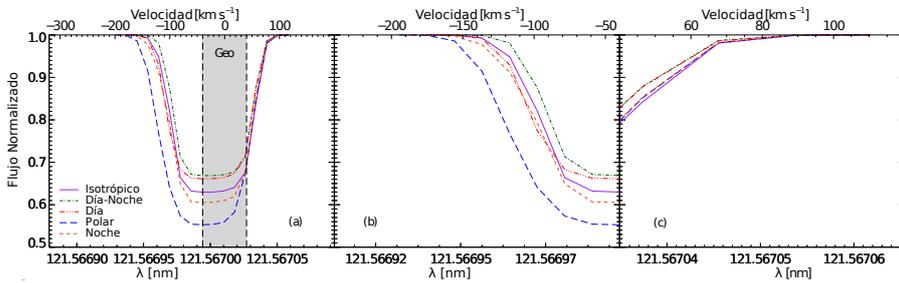


Figura 21: Flujo normalizado (al valor fuera de tránsito para el rango de integración C) de emisión en $Ly\alpha$ como función de la longitud de onda para los modelos de viento planetario anisotrópico con $\dot{M}_P = 3 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ y $T = 4 \times 10^6 \text{ K}$, junto con el correspondiente modelo isotrópico. La banda gris representa la parte de la línea excluida por la emisión geocoronal: a) muestra una comparación entre los modelos con diferente estructura de viento como lo indicado en la Figura 16. b) y c) muestran un zoom en las regiones azul y roja de la línea para cada caso. Todas las Figuras corresponden a la misma posición orbital del planeta.

4.4 CONCLUSIÓN

En este capítulo se han examinado una gran cantidad de parámetros con el fin de explorar la respuesta dinámica de los exoplanetas del tipo Júpiter calientes a diferentes condiciones del viento estelar.

De acuerdo a los resultados obtenidos se ha podido acotar los valores de ciertos parámetros del sistema.

Para una tasa de pérdida de masa estelar fija, se encontró que la tasa de pérdida de masa planetaria no es muy sensible a las condiciones del viento estelar, en comparación con los rangos de absorción reportados en la literatura. El rango encontrado para \dot{M}_P es $\sim [3 - 5] \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$, el cual cambia un factor ~ 1.7 para un cambio en la temperatura de $[3 - 7] \times 10^6 \text{ K}$ y en la velocidad del viento estelar de $\sim [250 - 850] \text{ km s}^{-1}$ a la altura del planeta.

Para los modelos estudiados, el tiempo de tránsito se encuentra entre $[4.4 - 5.5] \text{ h}$, lo que está de acuerdo con el valor mínimo observado. Una mejor determinación de Δt mediante las observaciones podría jugar un rol importante en resolver parte de la degeneración en los valores inferidos para \dot{M}_P y los parámetros del viento estelar. La absorción en $\text{Ly}\alpha$ depende del valor de la tasa de pérdida de masa estelar, por lo tanto, asumir un valor fijo para este parámetro restringe los resultados. De todas maneras, estudiando un sólo modelo se pudo dar cuenta que al variar \dot{M}_* en un factor de 0.1 y 10, el valor de \dot{M}_P que mejor ajusta los valores observacionales de $\text{Ly}\alpha$ cambian en un factor de 0.3 y 1.7 respectivamente.

A partir de los modelos de viento planetario asimétrico se concluye, que existe un efecto notorio sobre el valor de la absorción en la línea $\text{Ly}\alpha$, al modificar la superficie de emisión de dicho viento. Los modelos con material escapando por las regiones polares (como sucede ante la presencia de un campo magnético según lo visto en el cap. 3.3) o por el sector nocturno del planeta (modelos Polar y Noche respectivamente), muestran un aumento en el porcentaje de absorción con respecto al valor obtenido para el correspondiente modelo isotrópico; mientras que hay una apreciable disminución del máximo de absorción para los modelos Día y Día-Noche, siendo este último el de menor valor. Notar que para todos los modelos, tanto los isotrópicos como los anisotrópicos, la velocidad del material que escapa de la atmósfera planetaria está en el rango de $\sim [-160, 100] \text{ km s}^{-1}$ en concordancia con los datos observacionales.

5

FOTOIONIZACIÓN DE VIENTOS ESTELARES APLICADO A HD 209458B

Los exoplanetas del tipo Júpiter calientes están expuestos a un enorme flujo de fotones que ionizan el material neutro de la atmósfera planetaria que escapa dejando una huella observable. Esto los hace un interesante laboratorio para testear modelos numéricos. En este capítulo se presentan simulaciones hidrodinámicas 3D que incluyen el cálculo de transferencia radiativa para un exoplaneta cuya atmósfera se encuentra en estado de evaporación. Al igual que en el capítulo anterior, se calculó el valor de la absorción en Ly α para compararlo con el de las observaciones del exoplaneta HD 209458b y con los resultados obtenidos en el capítulo 4. Se encontró que las simulaciones hidrodinámicas que incluyen un cálculo apropiado del proceso de fotoionización, son capaces de reproducir las observaciones y dar cuenta de las absorciones en la región azul de la línea. Se encontró además, que el flujo de fotones ionizantes produce un efecto casi lineal en la cantidad de absorción producida en la cola cometaria del planeta.

5.1 MODELO NUMÉRICO

Se utilizó el código hidrodinámico-radiativo GUACHO (Esquivel et al., 2009; Esquivel & Raga, 2013) para producir mapas sintéticos de absorciones en Ly α del exoplaneta HD 209458b.

5.1.1 Ecuaciones hidrodinámicas

El código resuelve las ecuaciones de la hidrodinámica, teniendo en cuenta la gravedad y las pérdidas y ganancias radiativas, en una malla cartesiana:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (40)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u} + \mathbf{I}P) = \rho \mathbf{g}, \quad (41)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u}(E + P)] = G_{\text{rad}} - L_{\text{rad}} + \rho (\mathbf{g} \cdot \mathbf{u}), \quad (42)$$

donde ρ , \mathbf{u} , P , y E son la densidad de masa, velocidad, presión térmica y densidad de energía, respectivamente. \mathbf{I} es la matriz identidad, \mathbf{g} la aceleración debido a fuerzas gravitacionales y G_{rad} y L_{rad} son las ganancias y pérdidas debido a la radiación. La densidad total de energía y la presión térmica están relacionadas por medio de la ecuación de estado de los gases ideales $E = \rho |\mathbf{u}|^2 / 2 + P / (\gamma - 1)$, donde $\gamma = 5/3$ es el cociente entre los calores específicos.

Las ecuaciones hidrodinámicas (lado izquierdo de las ecuaciones 40–42), se avanzan en el tiempo con un método de Godunov de segundo orden utilizando un *Riemann solver* (HLLC, Toro 1999), junto con una reconstrucción lineal de las variables primitivas usando el limitador de pendientes *minmod* para asegurar la estabilidad.

5.1.2 Términos fuentes

En cada paso de tiempo, las variables hidrodinámicas son actualizadas, con estos valores se calculan los términos fuentes (lado derecho de las ecuaciones 40–42) y se agregan a la solución en un esquema semi-implícito.

Gravedad y presión de radiación

Al igual que en los modelos del cap. 4, la fuerza de gravedad es tomada en cuenta al añadir a cada celda de la malla, la aceleración debida a dos fuentes puntuales, la masa del planeta y la de la estrella. Esta última, es reducida a 1/3 de su valor actual de manera de imitar el efecto de la presión de radiación que actúa en oposición a la gravedad (ver por ejemplo Vidal-Madjar et al. (2003)). Si bien, un cálculo más detallista de la presión de radiación es posible, tales cálculos implican conocer la emisión en Ly- α vista por cada celda, lo cual está más allá del objetivo de este trabajo (ver por ejemplo Bourrier & Lecavelier des Etangs (2013); Bourrier et al. (2015)).

Calentamiento, enfriamiento y transferencia radiativa

Con el fin de considerar el proceso de fotoionización del hidrógeno se integró, junto con las ecuaciones 40–42, una ecuación adicional para el HI de la forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{\text{HI}}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{\text{HI}} \mathbf{u}) = & (n - n_{\text{HI}})^2 \alpha(T) \\ & - (n - n_{\text{HI}}) n_{\text{HI}} c(T) - n_{\text{HI}} \phi, \end{aligned} \quad (43)$$

donde $\alpha(T)$ es el coeficiente de recombinación, $c(T)$ es el coeficiente de ionización colisional del H y ϕ es la tasa de fotoionización. En la

ecuación (43) se asume que la densidad de electrones es igual a la del hidrógeno ionizado $n_e = n_{\text{HII}} = n - n_{\text{HI}}$, donde n_{HI} es la densidad del hidrógeno neutro y n la densidad total.

La tasa de fotoionización del hidrógeno (ϕ), debido a los fotones UV emitidos por la estrella está dada por:

$$\phi = \int_{\nu_0}^{\infty} = \frac{4\pi J_{\nu_0}}{h\nu} a_{\nu} d\nu, \quad (44)$$

donde J_{ν_0} es la intensidad del campo de ionización radiativa promediada dentro de un ángulo sólido, ν_0 es la frecuencia límite de Lyman, h es la constante de Plank y a_{ν} es la sección eficaz de fotoionización del H. Para calcular la tasa de fotoionización se usó la “aproximación de atmósfera gris”, en la cual la dependencia en frecuencia de la sección eficaz no es considerada, y se asume que todos los fotones se encuentran en el límite de Lyman, con una sección eficaz constante de $a_0 = 6.3 \times 10^{-18} \text{ cm}^{-2}$.

Para incluir la radiación fotoionizante de la estrella se modificó el método de trazado de rayos descrito en [Esquivel & Raga \(2013\)](#). En esta versión, se dividió la luminosidad estelar en el EUV en 10^7 paquetes de fotones, que son lanzados en direcciones aleatorias, desde posiciones aleatorias sobre la superficie de la estrella. Durante la propagación, cada paquete de fotones es disminuido en $e^{-\delta\tau}$ al viajar a través de la celda que interceptan (cuando se encuentran con material neutro $\delta\tau = a_0 n_{\text{HI}} \delta l$, donde δl es la longitud recorrida). La tasa de fotoionización es obtenida igualando la tasa de fotones, S , con el número de ionizaciones por unidad de tiempo en cada celda, a medida que llegan los paquetes de fotones

$$S = n_{\text{HI}} \phi dV. \quad (45)$$

Las contribuciones de los fotones absorbidos es sumada a la ec. 43 y a la tasa de calentamiento en cada celda dentro de la malla. La tasa de calentamiento resultante:

$$\psi = n_{\text{HI}} \phi E_0, \quad (46)$$

es incluida en el término de la energía (ec. 42) luego de cada paso hidrodinámico. La ganancia de energía por ionización se asume $E_0 = 13 \text{ eV}$. La tasa de enfriamiento a bajas temperaturas ($< 3 \times 10^4 \text{ K}$), es debida a la ionización colisional del oxígeno, asumiendo que la ionización del OII sigue la del HII (obtenida de la ec. 43). Esta es una buena aproximación debido al eficiente intercambio de carga entre el H y el O (ver [Hartigan & Raymond \(1993\)](#)). A mayores temperaturas, donde el oxígeno se espera que esté más de una vez ionizado, el enfriamiento es reemplazado por una curva de enfriamiento coronal en equilibrio.

5.1.3 Parámetros de la simulación

El sistema estrella/planeta es modelado como la interacción de dos fuentes de viento isotrópicas. Existen muchos procesos físicos que pueden llevar a la emisión de un viento planetario anisotrópico. Por ejemplo, un planeta cuya rotación está en sincronía con su período orbital, enfrentaría siempre el mismo hemisferio a la estrella. A menos que posea vientos atmosféricos que transporten el calor de manera eficiente (ver [Batygin & Stanley \(2014\)](#); [Showman et al. \(2008\)](#), para una discusión sobre flujos internos), y termalicen por completo la atmósfera, los vientos serán asimétricos. Este efecto fue estudiado en [Villarreal D'Angelo et al. \(2014\)](#) (capítulo 4). En ese trabajo, a pesar de la simplicidad de los modelos, se encontró solo un efecto menor en la estructura de la cola cometaria que produce la mayor parte de la absorción en $\text{Ly}\alpha$. Recientemente, un cálculo más detallado de la fotoevaporación de atmósferas planetarias fue propuesto por [Tripathi et al. \(2015\)](#). Estos autores usaron un modelo HD-radiativo 3D y obtuvieron un valor de $\dot{M}_p = 2 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$, utilizado en este trabajo. Se colocó la fuente correspondiente a la estrella en el centro del dominio computacional, que coincide con el origen de la malla cartesiana. El planeta orbita la estrella en el plano xz en la dirección contraria a las agujas del reloj. Ambos vientos son reimpuestos a cada paso temporal, con la posición del planeta actualizada según su período orbital ($\tau_{orb} = 3.52$ días). La órbita se asume circular con un radio de 0.047 UA . La posición inicial del planeta es de 25° por debajo del eje x para asegurar que la estela se forme al momento de que el mismo llegue al eje z , el cual se ha tomado como la dirección del observador, a menos que se diga lo contrario.

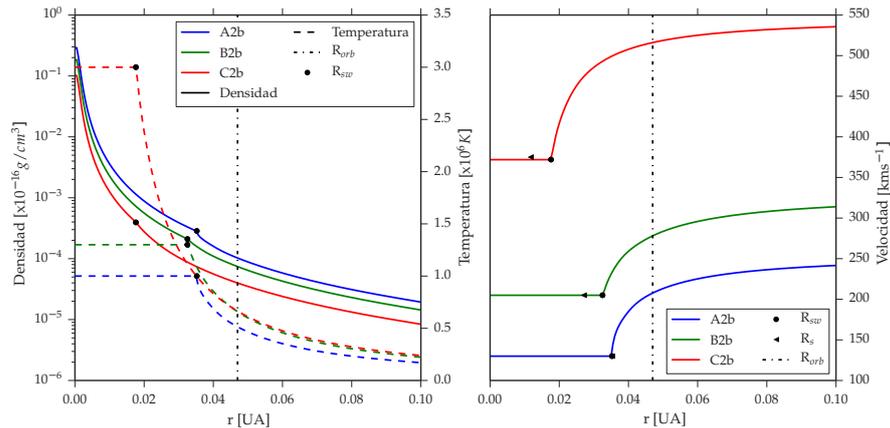


Figura 22: Perfiles radiales de densidad (línea gruesa) y temperatura (línea a trazos) (panel izq.) y velocidad (panel der.) para los modelos de viento utilizados en las simulaciones. El viento estelar es impuesto al radio R_l (puntos) ubicado más allá del punto sónico (triángulos). La línea de trazos vertical corresponde a la posición orbital del planeta.

El viento estelar ionizado es impuesto cerca del punto sónico de cada modelo con una velocidad terminal y una temperatura constante, la densidad sigue un perfil $\propto r^2$, escalada para obtener la correspondiente tasa de pérdida de masa planetaria. La temperatura y la velocidad terminal del viento estelar son extrapoladas desde la superficie de la estrella hasta la posición desde donde se imponen con la ayuda de un modelo de viento politrópico, asumiendo un índice cercano a 1.05 (ver [Villarreal D'Angelo et al. \(2014\)](#)). La Figura 22 muestra los perfiles radiales de densidad, temperatura y velocidad para 3 de los modelos de viento empleados en las simulaciones.

El viento planetario es impuesto con una fracción de ionización de 0.8 a $3R_p$ (según [Murray-Clay et al. \(2009\)](#), ver 3.3). Al igual que para el viento estelar, la velocidad terminal y la temperatura se imponen con un valor constante en la base del viento planetario, mientras que el perfil de densidad se escala para obtener la tasa de pérdida de masa deseada.

Se corrieron en total 19 modelos, variando la temperatura y la velocidad del viento estelar, la tasa de fotoionización y la tasa de pérdida de masa del planeta. Para mayor claridad, estos parámetros se presentan en dos tablas. En la Tabla 7 se muestran los parámetros de la estrella y del planeta y los rangos de valores utilizados. En la Tabla 8 se muestran los detalles de cada modelo.

Basados en la luminosidad estimada para HD 209458b por [Sanz-Forcada et al. \(2011\)](#) (estos autores encontraron $\log L_{EUV} < 27.74$ erg s^{-1}) se escogió $S_0 = 2.46 \times 10^{38} s^{-1}$, para la tasa de fotones estelares, el cual corresponde a un flujo $F_0 = 963$ erg $cm^2 s^{-1}$ a la distancia orbital de HD 209458b. Otros trabajos, enfocados en los procesos de escape que utilizan EUV y rayos-X emplean una variedad de valores de luminosidad/flujo. Por ejemplo, [Tian et al. \(2005\)](#) usa el valor actual de la luminosidad solar, obteniendo un valor de $F = 0.15$ erg $cm^2 s^{-1}$ a 1 UA (aproximadamente 10 veces el valor adoptado en este trabajo); mientras que [Owen & Jackson \(2012\)](#) usan una tasa de fotones mayor a $10^{40} s^{-1}$. [Murray-Clay et al. \(2009\)](#) usa un valor de $F_{EUV} = 450$ erg s^{-1} a 0.05 UA, que corresponde a $S = 1.4 \times 10^{37} s^{-1}$. Valores similares se utilizaron en los trabajos de [Owen & Adams \(2014\)](#); [Matsakos et al. \(2015\)](#).

Para evaluar el efecto de la tasa de fotones ionizantes sobre el material que escapa del planeta y de alguna manera, cubrir los rangos de valores empleados en la literatura, se usaron los valores de $0.2 \times S_0$, S_0 y $5 \times S_0$ para el flujo de fotones en las simulaciones.

La Figura 23 muestra el dominio computacional con un render de la densidad. El sistema ha llegado a un estado quasi-estacionario con una larga y curvada estela por detrás del planeta.

Parámetros estelares	Símbolo	Valor
Radio	R_*	$1.146 R_\odot$
Masa	M_*	$1.148 M_\odot$
Velocidad del viento	V_l	$130-372 \text{ km s}^{-1}$
Radio de lanzamiento	R_l	$6.9-3.15 R_*$
Temperatura inicial	T_l	$1-3 \times 10^6$
Tasa de pérdida de masa	\dot{M}_*	$2.0 \times 10^{-14} M_\odot \text{ año}^{-1}$
Tasa de fotones ionizantes	S_0	$2.4 \times 10^{38} \text{ s}^{-1}$
Parámetros planetarios		
Radio	R_p	$1.38 R_J$
Masa	M_p	$0.67 M_J$
Velocidad del viento	V_p	10 km s^{-1}
Radio de lanzamiento	R_{lp}	$3R_p$
Temperatura inicial	T_{lp}	$1 \times 10^4 \text{ K}$
Tasa de pérdida de masa	\dot{M}_p	$(1 - 2) \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$

Tabla 7: Parámetros del viento estelar y planetario usados en las simulaciones

Las condiciones iniciales son evolucionadas un tiempo total de integración de 3.8 días, durante el cual el planeta realiza una orbita completa alrededor de la estrella.

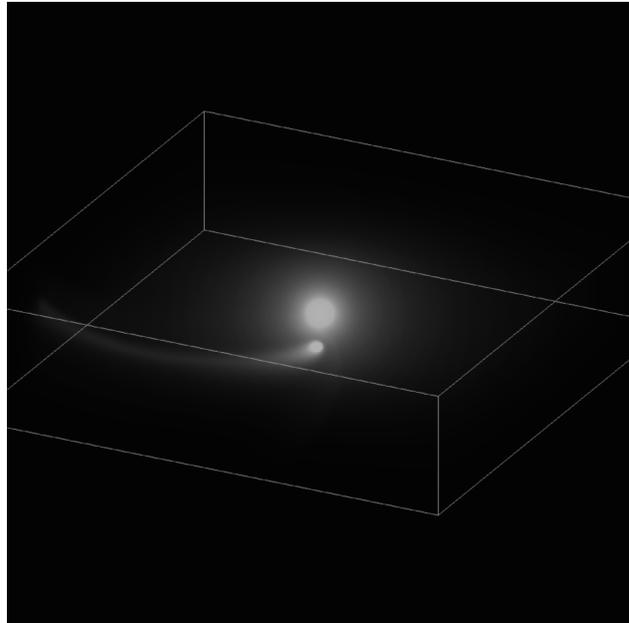


Figura 23: Render 3D de la densidad dentro del dominio computacional, luego de un tiempo de integración de 3.8 días.

Modelos	\dot{M}_P ($10^{10} g s^{-1}$)	V_* ($km s^{-1}$)	Malla	T ($10^6 K$)	S_0 $2.46 \times 10^{38} s^{-1}$
A2b	2	130	400x100x400	1	1X
A2a	1	130	400x100x400	1	1X
ANRb	2	130	400x100x400	1	No Rad
A1b	2	130	400x100x400	1	0.2X
A1a	1	130	400x100x400	1	0.2X
A3b	2	130	400x100x400	1	5X
A3a	1	130	400x100x400	1	5X
B2b	2	205	400x100x400	1.3	1X
B2a	1	205	400x100x400	1.3	1X
B1a	1	205	400x100x400	1.3	0.2X
B3a	1	205	400x100x400	1.3	5X
B1b	2	205	400x100x400	1.3	0.2X
B3b	2	205	400x100x400	1.3	5X
C2b	2	372	600x150x600	3	1X
C3b	2	372	600x150x600	3	5X
C1b	2	372	600x150x600	3	0.2X
C2a	1	372	600x150x600	3	1X
C3a	1	372	600x150x600	3	5X
C1a	1	372	600x150x600	3	0.2X

Tabla 8: Parámetros y tamaño de grillas usados en cada modelo. Algunos requieren un mayor dominio computacional para evitar que el material neutro se escape de la misma.

5.2 RESULTADOS

Como se exploró en el capítulo anterior (cap. 4), la interacción entre el viento estelar y el planetario produce una estela cuya estructura puede verse en la Figura 23. Los parámetros usados para los vientos generan, en todos los casos, estructuras similares donde las diferencias morfológicas no son muy notorias. Por ejemplo, un viento estelar rápido resulta en una estela menos curvada y más alineada con la dirección radial que en el caso de que el viento estelar sea lento, o una tasa de pérdida de masa planetaria más alta produce un choque más pronunciado. La Figura 24 muestra contornos de densidad, temperatura y tasa de calentamiento por ionización para cortes en plano orbital para $t = 2.9$ días.

En el panel superior se denota por un círculo continuo, el tamaño de la estrella central (el paquete de fotones es largado desde este radio) y por un círculo de trazos el radio desde donde se impone su viento. En la misma Figura también se muestran isocontornos de la fracción de ionización para valores de 0.9 (el más interior al planeta), 0.99 y 0.999. La estructura de la cola cometaria difiere significativamente en comparación con los modelos del cap. 4, donde la fotoionización del material neutro del planeta no estaba considerada, y el viento del planeta era completamente neutro. En [Schneider et al. \(2007\)](#); [Villarreal D'Angelo et al. \(2014\)](#) se asume que el material proveniente del viento planetario con una temperatura $T < 10^5$ K era neutro (y se consideraba para estimar la absorción en $Ly\alpha$). En los modelos con fotoionización se asume una fracción de ionización de 0.8, que aumenta rápidamente, lo que implica que hay menos material para absorber. En los paneles (b) y (c) se ve claramente como los fotones incidentes calientan el material del planeta que escapa, y como el planeta y la región de interacción entre los vientos (región de sobre densidad) protegen a los átomos neutros de la parte exterior de la estela.

5.2.1 Absorción en $Ly\alpha$

Para calcular la absorción producida por el hidrógeno neutro que escapa de la atmósfera planetaria, se empleó un procesamiento post-simulación similar al utilizado en [Schneider et al. \(2007\)](#); [Villarreal D'Angelo et al. \(2014\)](#). Para cada modelo se calculó el valor de la profundidad óptica como función de la velocidad a lo largo de la línea de visión (ver también ec. 36)

$$\tau_{v_{los}} = \int n_{HI} \sigma_0 \phi(\Delta v_{los}) ds, \quad (47)$$

donde $\phi(\Delta v_{los})$ es un perfil Gaussiano. La profundidad óptica es obtenida proyectando la velocidad en la LOS que se encuentra alineada con las direcciones z y $-z$ inclinada 3.41° alrededor del eje x para tener la misma orientación que el sistema HD 209458 visto desde la

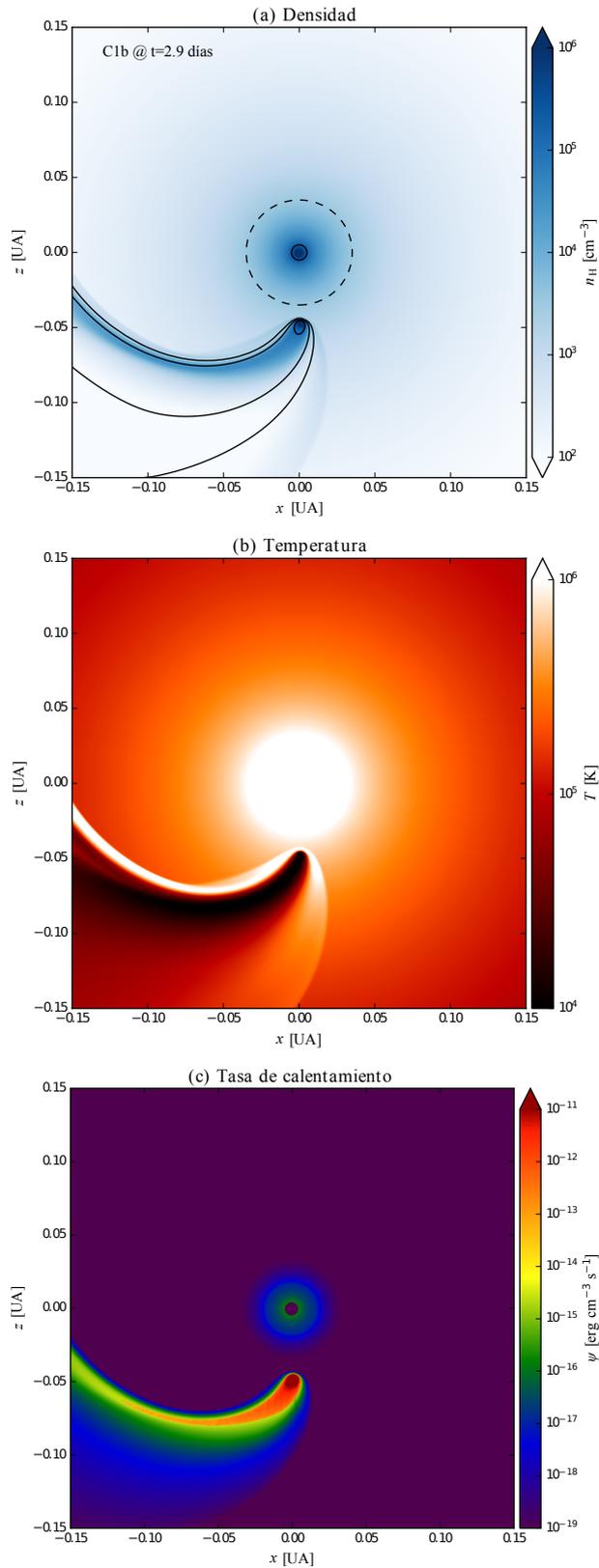


Figura 24: Cortes 2D ($y = 0$) en el plano orbital de (a) densidad, (b) temperatura y (c) tasa de calentamiento por ionización a $t = 2.9$ días para el modelo C1b. En el panel superior se muestra el tamaño de la estrella central (círculo de línea continua) y el tamaño de la región donde se impone el viento estelar (círculo de trazos). En el mismo panel también se muestran los isocontornos de la fracción de ionización para valores de 0.9 (interior al planeta), 0.99 y 0.999.

Tierra (un ángulo de inclinación de $i = 86.59^\circ$). En el cálculo de $\tau_{v_{los}}$ se consideró un rango de velocidades de $[-300, 300]$ km s $^{-1}$, dividido en 250 intervalos. Escogiendo la LOS cercana al eje z y $-z$ fue posible observar dos tránsitos en la misma órbita. La profundidad óptica es calculada considerando el material que se encuentre en el hemisferio que contenga la dirección al observador.

La absorción total puede ser calculada integrando en velocidad $\tau_{v_{los}}$. La emisión en Ly α de la estrella es absorbida por un factor $(1 - e^{-\tau})$, donde τ es la profundidad óptica integrada sobre todas las velocidades. La Figura 25 muestra un ejemplo (modelo C1b) de la fracción total de absorción vista por un observador en la dirección $-z$ (con la inclinación de HD 209458b).

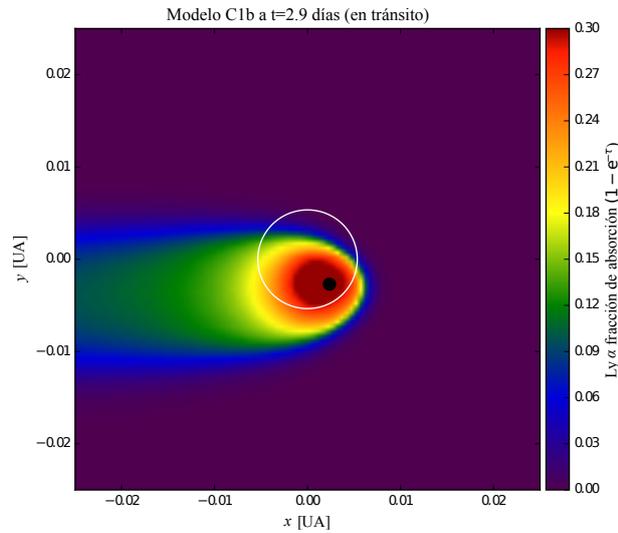


Figura 25: Mapa de la profundidad óptica en Ly α (integrado sobre todas las velocidades) para el modelo C1b en tránsito, observado desde la dirección $-z$ (tiempo de integración = 2.9 días.) El mapa es un zoom en la malla, la estrella y el planeta se muestran en escala con un círculo blanco y un disco negro respectivamente.

Luego de calcular la absorción en Ly α en función del tiempo, se encontró que la estela planetaria alcanza un estado quasi-estacionario en solo una fracción del período orbital. Esto es diferente a lo encontrado en los modelos del capítulo 4, donde al menos la mitad del período era necesario para alcanzar tal estado. La razón principal es que la fotoionización resulta en una menor estela comparada con los modelos previos.

La Figura 26 muestra la absorción en la emisión estelar (durante el tránsito) como función del tiempo, primero desde la dirección $+z$ ($t < 2.2$ días) y luego desde $-z$ (ver Figura 24) para todos los modelos. Los modelos se separan de acuerdo con la velocidad del viento estelar. El panel (a) muestra todos los modelos con $v_l = 130$ km s $^{-1}$, incluyendo el modelo de referencia ANRb que tiene los mismos parámetros

que el modelo A2b (ver Tabla 8 para detalles) pero no incluye el proceso de fotoionización. En este modelo la absorción fue calculada como en [Schneiter et al. \(2007\)](#), esto es, asumiendo que solamente el material del planeta con temperaturas por debajo de 10^5 K absorben en $\text{Ly}\alpha$. Los paneles (b) y (c) muestran la absorción para los modelos con velocidades del viento estelar de 205 y 372 km s^{-1} respectivamente. Notar que hay solo diferencias mínimas entre el primer y segundo tránsito, mostrando que la estructura quasi-estacionaria de la cola se forma rápidamente. Todas las absorciones en la Figura 26 fueron calculadas excluyendo la velocidad en el rango de -40 y 40 km s^{-1} , que para las observaciones desde Tierra, es la región contaminada por la emisión geocoronal.

De los gráficos se puede ver que la máxima absorción es básicamente inalterada cuando se dobla \dot{M}_p . Esto concuerda con los resultados obtenidos en [Schneiter et al. \(2007\)](#); [Villarreal D'Angelo et al. \(2014\)](#). Al mismo tiempo, la absorción total es altamente afectada por el cambio en F_{EUV} , produciendo cambios apreciables en el máximo de absorción, como así también, en la parte más externa de la estela (absorción luego del tránsito del planeta), formándose una estructura más densa y extendida para valores bajos del flujo ionizante.

De la detección hecha con el espectrógrafo STIS, a bordo del telescopio espacial Hubble en el 2001 (ver [Vidal-Madjar et al. \(2003\)](#)), es claro que la mayor absorción se encuentra en la región azul de la línea $\text{Ly}\alpha$, en el rango de velocidades entre $[-130, -40] \text{ km s}^{-1}$. Mientras que la parte roja de la absorción, definida dentro del rango $[32, 100] \text{ km s}^{-1}$ es menos significativa. Para estudiar estas características se muestran en la Figura 27 la emisión estelar como función de la velocidad para todos los modelos en el tiempo de máxima absorción durante el segundo tránsito ($t = 2.9$ días). De la Figura 27 se puede ver que la absorción depende fuertemente del flujo ionizante, especialmente en la parte azul de la línea, contrariamente con lo que se observa en la parte roja, donde todos los modelos muestran un comportamiento similar.

Es de esperarse, que mayores flujos de ionización resulten en menos absorción, ya que el material fotoionizado se vuelve transparente a $\text{Ly}\alpha$. Además, el material neutro de la cola del planeta se acelera por la interacción hidrodinámica con el viento estelar y por la presión de radiación (modelada como una disminución en la gravedad estelar). La cola neutra, por lo tanto, acelera hacia el observador, e interactúa con la emisión en $\text{Ly}\alpha$ de la estrella produciendo una absorción importante en la parte azul de la línea, cuyo máximo valor se corre hacia velocidades más negativas cuando el F_{EUV} disminuye.

Para comparar los resultados con las observaciones reproducidas por [Vidal-Madjar et al. \(2003\)](#), se tomaron los datos originales fuera del

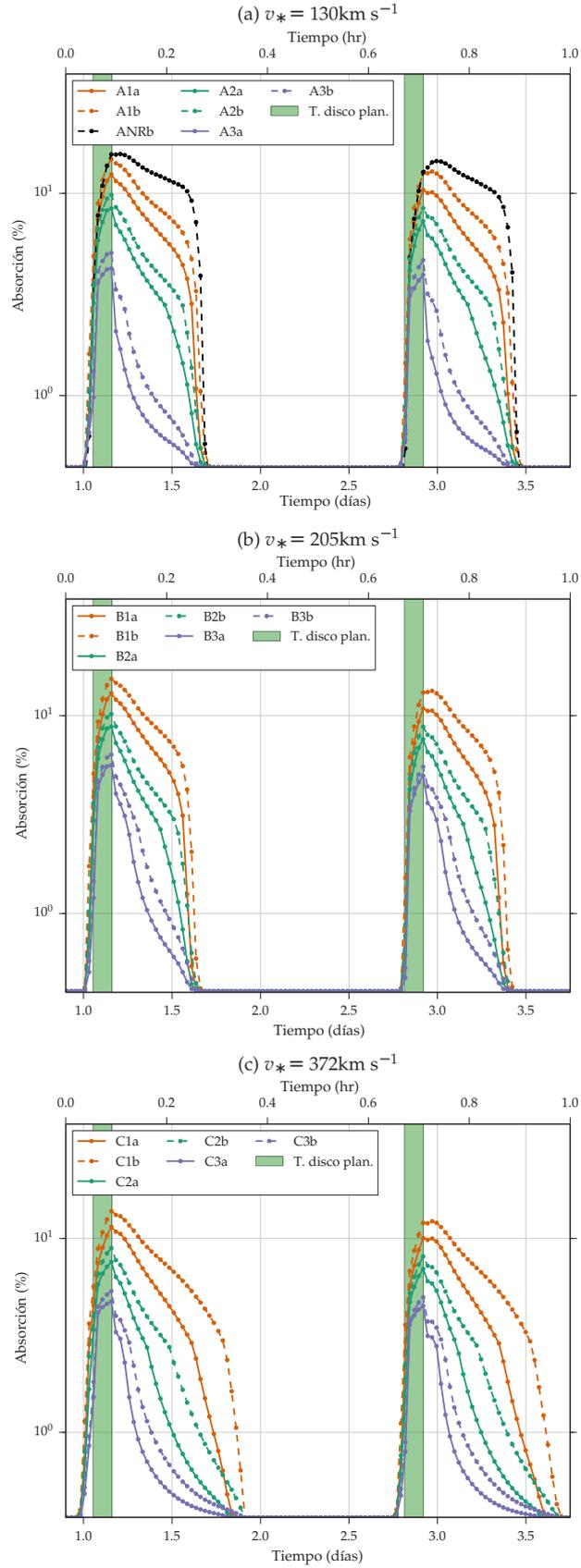


Figura 26: Absorción total promediada en velocidad como función del tiempo calculada para un observador situado en la dirección $+z$ (primer tránsito, $t < 2.2$ días) y $-z$ (segundo tránsito, $t > 2.2$ días). Los colores representan el flujo ionizante: $0.2 \times S_0$ (naranja), S_0 (verde), $5 \times S_0$ (lila). Las líneas continuas corresponden a $\dot{M}_P = 1 \times 10^{10} \text{g s}^{-1}$ y la línea a trazos a $\dot{M}_P = 2 \times 10^{10} \text{g s}^{-1}$. El panel (a) incluye la absorción calculada sin transferencia radiativa (línea negra) como referencia. La banda verde representa la duración del tránsito en el óptico.

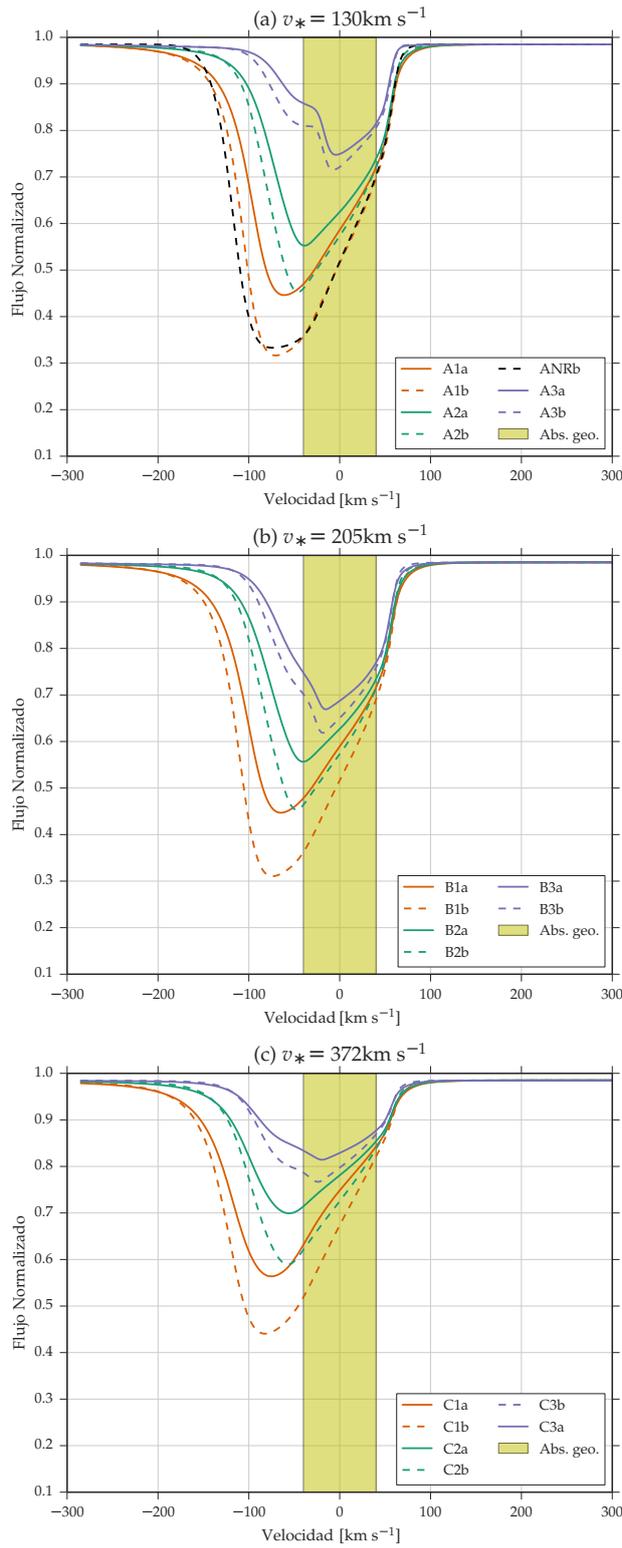


Figura 27: Emisión estelar normalizada como función de la velocidad en la LOS a $t = 2.9$ días. Los modelos se agrupan igual que en la Figura 26. El panel superior incluye el perfil de línea para la simulación sin transferencia radiativa (línea color negro). La banda amarilla representa la región del espectro contaminada con la absorción geocoronal.

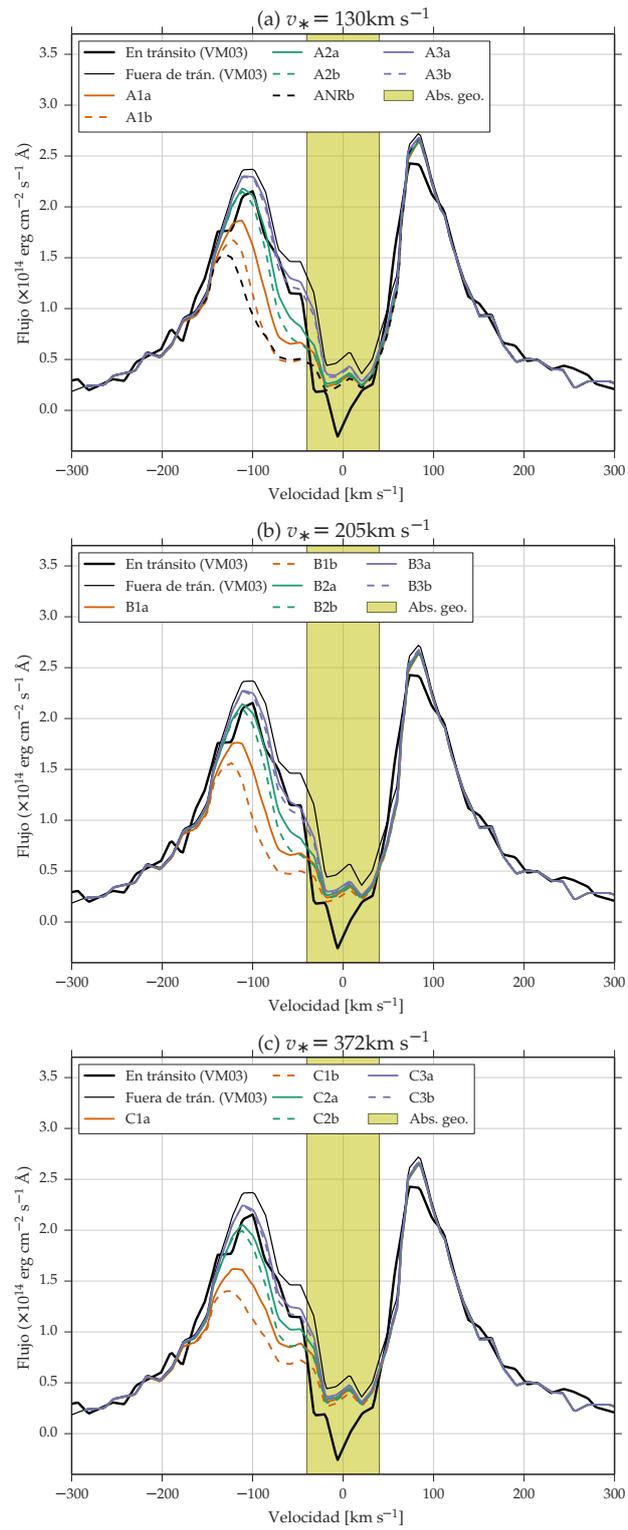


Figura 28: Observaciones en Ly α (reproducidas de Vidal-Madjar et al. (2003)), y las correspondientes absorciones sintéticas calculadas con los modelos. El código de colores es el mismo que en la Figura 26.

tránsito y se los multiplicó por el factor de absorción dependiente de la velocidad de los modelos. Los perfiles de Ly α resultantes pueden compararse con los datos obtenidos durante el tránsito (también reproducidos de Vidal-Madjar et al. (2003)) en la Figura 28.

Las observaciones muestran absorciones en las regiones de $[-130, -40]$ y $[32, 100]$ km s $^{-1}$ con absorciones del $\sim 10\%$ y $\sim 5\%$ respectivamente.

La mayoría de los modelos son capaces de reproducir las absorciones en la región azul (excepto los modelos con el flujo de fotones más bajo) considerando las grandes incertidumbres en las observaciones. La región roja del espectro es en general subestimada, y sólo un par de modelos muestran una pequeña absorción alrededor de 90 km s $^{-1}$.

En las Figuras 27 y 28 la región coloreada en amarillo corresponde a la parte del espectro contaminado por la emisión geocoronal, por lo que no debe ser considerada cuando se comparan los modelos con las observaciones.

5.3 DISCUSIÓN

Los modelos presentados están más cerca de un estudio auto-consistente de la interacción entre el viento estelar y el planetario que en los dos trabajos previos (Schneiter et al., 2007; Villarreal D'Angelo et al., 2014) donde no se incluyó el cálculo de la transferencia radiativa.

Enfocándose en la parte externa de la atmósfera planetaria ($r \geq 3R_p$), y ajustando los parámetros hidrodinámicos de acuerdo con los resultados de Schneiter et al. (2007) y Villarreal D'Angelo et al. (2014), se ha llevado adelante un estudio sobre la influencia de fotones EUV en la parte alta de la atmósfera planetaria. Los valores máximos de absorción se muestran en la Figura 26 (región de color verde que corresponde con el tránsito planetario), donde una fuerte y casi lineal dependencia con el flujo de fotones es encontrada. La importancia de la tasa de pérdida de masa se vuelve menos obvia (casi despreciable) dentro de los rangos estimados en los trabajos previos (Schneiter et al., 2007; Villarreal D'Angelo et al., 2014). Al mismo tiempo, \dot{M}_p afecta la absorción en la cola (luego del tránsito planetario). Este resultado no es sorprendente, ya que la mayor parte del material neutro es barrido por el viento estelar, produciendo dicha cola, que debido al movimiento orbital y a la fuerza de gravedad estelar, se curva exponiéndose al flujo de fotones de la estrella (ver Figura 23 y 22).

El flujo estelar en el EUV en los modelos varía entre $\sim [1 \times 10^2 - 4 \times 10^3]$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Esto implica, que la evaporación atmosférica para HD 209458b (ver sección 2.2) se da mediante un escape térmico limitado por la energía que recibe de la estrella (ver Murray-Clay et al. (2009)). Bajo esta aproximación, es posible estimar la tasa de pérdida

de masa planetaria de la siguiente ecuación (Yelle, 2004b; Penz et al., 2008)

$$\dot{M}_P = \eta \frac{\pi R_P^3 F_{EUV}}{GM_P}, \quad (48)$$

donde η es la eficiencia calórica y F_{EUV} es el flujo en el EUV a la altura del planeta. M_P y R_P son la masa y el radio del planeta y G es la constante gravitacional. Esta fórmula no tiene en cuenta la corrección por los efectos del lóbulo de Roche, que de acuerdo con Penz et al. (2008); Erkaev et al. (2007), pueden cambiar el valor de \dot{M}_P en un factor ~ 1.5 para HD 209458b.

En los modelos presentados, se fijó la tasa de pérdida de masa del planeta y el flujo estelar. Esto implica, de acuerdo con la ec 48, asumir un cierto valor para η a la posición de donde el viento planetario es impuesto. Por lo tanto, en los modelos, η varía entre 2% y 100%. Actualmente, no está claro cual es el mejor valor para η , pero con los modelos aquí presentados, se estarían barriendo todos los posibles valores. En la literatura, varios autores han tratado de restringir este factor: Tian et al. (2005) (ver sección 3.3) adoptó un $\eta = 0.6$ para una atmósfera de H puro, Ehrenreich & Désert (2011) obtuvo un $\eta > 1$ basados en los valores de la tasa de pérdida de masa obtenidos en Vidal-Madjar et al. (2003), Linsky et al. (2010b) y el valor de luminosidad de Kashyap et al. (2008). Lammer et al. (2009) sugirió un valor de $\eta \sim [10 - 25] \%$.

Como primera aproximación, de la Figura 28, se puede decir que el valor más bajo de S_0 no puede reproducir la absorción observada, por lo tanto, no se espera que estos modelos representen los parámetros del sistema planetario. Por lo que valores muy altos de η ($\sim [50 - 100] \%$) no pueden definir la atmósfera de HD 209458b.

Cuando se comparan los modelos con las observaciones, en particular centrándose en la parte azul de la línea (Figura 28), se puede ver que el pico en $v_l = 130 \text{ km s}^{-1}$ se ajusta mejor con un valor del número de fotones igual a S_0 , mientras que para velocidades menores (entre -40 a -75 km s^{-1}) el ajuste es mejor con un valor del número de fotones mayor ($5 \times S_0$). El mismo comportamiento es observado para velocidades del viento estelar mayores. Ciertamente, cubriendo un rango de parámetros más fino, se podría reproducir la absorción con más detalle, lo que está fuera del alcance de este trabajo.

En un trabajo reciente, Tremblin & Chiang (2013) estudiaron el efecto del intercambio de cargas en la región de interacción de los dos vientos. Con su elección de parámetros, fueron capaces de reproducir la absorción asimétrica en Ly- α (favoreciendo también a la región azul), y en particular el $\sim 10 \%$ de absorción a -100 km s^{-1} . Sus parámetros son similares al modelo A1b, pero con la inclusión del proceso de intercambio de carga entre el viento estelar y el planetario.

En contraste a los trabajos de Tremblin & Chiang (2013); Holmström

et al. (2008), las simulaciones presentadas no incluyen intercambio de cargas, pero son capaces de reproducir las absorciones encontradas a altas velocidades solo con la interacción hidrodinámica y la presión de radiación. Es de esperar que ambos efectos estén presentes y que el intercambio de carga en estas simulaciones, aumente la absorción en el azul.

Incluir el cálculo de transferencia radiativa también muestra que las estimaciones previas de la tasa de pérdida de masa planetaria eran pobres. De la Figura 26 se puede ver que para los mismos parámetros hidrodinámicos, el resultado es una sobreestimación de la absorción respecto de los modelos que con fotoionización. Por lo tanto, para llegar a los mismos valores de absorción, la tasa de pérdida de masa debe ser mayor. De todas maneras, los valores de \dot{M}_P utilizados en este trabajo concuerdan con los de la literatura.

5.4 CONCLUSIONES

Utilizando el código hidrodinámico GUACHO, se simuló la interacción del viento planetario de un Júpiter caliente (cuyos parámetros son los de HD 209458b) y un viento fotoionizante proveniente de una estrella tipo Sol.

El flujo de fotones ionizantes ha demostrado tener gran influencia en el hidrógeno neutro que escapa del planeta, produciendo un efecto casi lineal con la absorción en la cola cometaria. Empleando los valores de tasa de pérdida de masa planetaria propuesta en [Schneider et al. \(2007\)](#); [Villarreal D'Angelo et al. \(2014\)](#) es posible encontrar flujos en el EUV que reproduzcan la absorción observada por [Vidal-Madjar et al. \(2003\)](#), hasta velocidades menores que 100 km s^{-1} . Simulaciones 3D que incluyan el movimiento orbital del planeta es una forma natural de obtener una estructura asimétrica del material que escapa del planeta, sujeto a los fotones del viento estelar.

Los resultados obtenidos muestran que la interacción hidrodinámica entre el viento estelar y el planetario, reproducen la absorción asimétrica observada en [Vidal-Madjar et al. \(2003\)](#). Tal asimetría también ha sido atribuída al efecto de intercambio de cargas entre ambos vientos ([Tremblin & Chiang \(2013\)](#)). Para seguir caracterizando este sistema es necesario incluir campos magnéticos y el proceso de intercambio de cargas.

Parte III

INTERACCIONES MAGNETOHIDRODINÁMICAS

En esta parte se presenta el estudio magnetohidrodinámico de la interacción de vientos estelares con exoplanetas. Para poder llevar a cabo este estudio se adaptó del código hidrodinámico GUACHO utilizado en el Capítulo 5 para que resuelva las ecuaciones de la MHD.

ADAPTACIÓN DEL CÓDIGO GUACHO A LA MHD

Muchos procesos astrofísicos pueden ser descritos por medio de las ecuaciones de la **MHD**. La complejidad de estos problemas generalmente prohíbe una descripción analítica y/o solo algunas variables pueden ser observadas o medidas, por lo que los estudios deben basarse en simulaciones numéricas. En relación al objetivo de esta tesis, es necesario utilizar simulaciones **MHD** para modelar las interacciones entre los vientos estelares y planetarios donde los campos magnéticos están indiscutiblemente presentes, y como se mencionó anteriormente (sección 3.3), pueden tener su influencia tanto en la estructura de los vientos, como en la absorción de las partículas neutras que escapan.

En los plasmas astrofísicos puede suceder con frecuencia, que los valores de densidad sean muy bajos, y la energía interna sea menos dominante que la energía cinética, y en algunos casos, que la energía magnética. Las soluciones físicas de las ecuaciones de la **MHD** deben conservar la positividad de los valores de densidad y presión en cualquier situación. Sin embargo, las simulaciones numéricas de plasmas con densidades bajas generan, en ciertas ocasiones, soluciones en donde estos parámetros se vuelven negativos. Por lo tanto, es necesario utilizar un método de resolución robusto que permita trabajar con valores realistas de dichos parámetros.

6.1 LAS ECUACIONES BÁSICAS

El sistema de las ecuaciones **MHD** pueden ser escritas en coordenadas cartesianas como:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = \mathbf{S}, \quad (49)$$

con:

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ E \\ B_x \\ B_y \\ B_z \\ n_1 \\ n_2 \\ \vdots \\ n_r \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ P_t + \rho u^2 - B_x^2 \\ \rho uv - B_x B_y \\ \rho uw - B_x B_z \\ u(E + P_t) - B_x(\vec{v} \cdot \vec{B}) \\ 0 \\ B_y u - B_x v \\ B_z u - B_x w \\ n_1 u \\ \vdots \\ n_r u \end{bmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu - B_y B_x \\ P_t + \rho v^2 - B_y^2 \\ \rho vw - B_y B_z \\ v(E + P_t) - B_y(\vec{v} \cdot \vec{B}) \\ B_x v - B_y u \\ 0 \\ B_z v - B_y w \\ n_1 v \\ \vdots \\ n_r v \end{bmatrix}, \quad \mathbf{H} = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho wu - B_z B_x \\ \rho wv - B_z B_y \\ P_t + \rho w^2 - B_z^2 \\ w(E + P_t) - B_z(\vec{v} \cdot \vec{B}) \\ B_x w - B_z u \\ B_y w - B_z v \\ 0 \\ n_1 w \\ \vdots \\ n_r w \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ G - L \\ S_1 \\ S_2 \\ S_r \end{bmatrix},$$

donde \mathbf{U} es el vector de variables conservadas, ρ es la densidad, (u, v, w) son las componentes de la velocidad y (B_x, B_y, B_z) son las componentes del campo magnético en las direcciones (x, y, z) . n_1, \dots, n_r son densidades de especies adicionales que son advectadas de manera pasiva con el fluido, que pueden ser usadas para calcular las tasas de calentamiento/enfriamiento. \mathbf{F} , \mathbf{G} y \mathbf{H} son los flujos en las direcciones x , y y z , respectivamente;

$$P_t = (n_i + n_e) k_B T + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi}, \quad (50)$$

es la presión total (térmica + magnética), y la energía total esta dada por

$$E = \frac{1}{2}\rho(u^2 + v^2 + w^2) + C_v P + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi}, \quad (51)$$

donde c_v es el calor específico a volumen constante. \mathbf{S} es el vector fuente, que contiene las ganancias y pérdidas de la energía (G y L , de los procesos radiativos y colisionales) y las tasas de reacción de las especies n_1, \dots, n_r .

Además, también puede definirse un vector de las llamadas variables primitivas

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} \rho \\ u \\ v \\ w \\ E \\ B_x \\ B_y \\ B_z \\ n_1 \\ \vdots \\ n_r \end{bmatrix}, \quad (52)$$

el cual puede obtenerse a partir de las variables conservadas (\mathbf{U}).

6.2 DISCRETIZACIÓN: VOLUMEN-FINITO

Para calcular el valor de las variables dentro de cada celda en la malla se ha utilizado la siguiente convención de índices: los índices y los espacios de grilla de las celdas en las direcciones x , y , z se denotan por i , j , k y Δx , Δy , Δz , respectivamente. El tiempo se discretiza con el índice n tal que $\Delta t_n = t_{n+1} - t_n$, que en principio varía a cada paso temporal, aunque para hacer la notación más clara se descartará el sub-índice n de Δt_n .

La integración de las ecuaciones de la MHD dentro del volumen de la celda computacional centrada en i, j, k , en un intervalo de tiempo $[t + \Delta t]$ resulta en la siguiente expresión *exacta*:

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_{i,j,k}^{n+1} = \mathbf{U}_{i,j,k}^n &- \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(\mathbf{F}_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - \mathbf{F}_{i-1/2,j,k}^{n+1/2} \right) \\ &- \frac{\Delta t}{\Delta y} \left(\mathbf{G}_{i,j+1/2,k}^{n+1/2} - \mathbf{G}_{i,j-1/2,k}^{n+1/2} \right) \\ &- \frac{\Delta t}{\Delta z} \left(\mathbf{H}_{i,j,k+1/2}^{n+1/2} - \mathbf{H}_{i,j,k-1/2}^{n+1/2} \right) + \Delta t \mathbf{S}_{i,j,k}^{n+1/2}, \end{aligned} \quad (53)$$

donde las variables $\mathbf{U}_{i,j,k}^n$ son ahora el promedio sobre el volumen de la celda al tiempo $t = t_n$:

$$\mathbf{U}_{i,j,k}^n = \frac{1}{\Delta x \Delta y \Delta z} \int_{z-1/2}^{z+1/2} \int_{y-1/2}^{y+1/2} \int_{x-1/2}^{x+1/2} \mathbf{U}(x, y, z, t_n) dx dy dz, \quad (54)$$

donde $x \pm 1/2 = x_i \pm \Delta x/2$, $y \pm 1/2 = y_j \pm \Delta y/2$, $z \pm 1/2 = z_k \pm \Delta z/2$ son los bordes de la celda a x_i , y_j , z_k . Los flujos son ahora promediados en el tiempo (y en el espacio):

$$\mathbf{F}_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta y \Delta z \Delta t} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \int_{z-1/2}^{z+1/2} \int_{y-1/2}^{y+1/2} \mathbf{F}(x_{i+1/2}, y, z, t) dy dz dt, \quad (55)$$

$$\mathbf{G}_{i,j+1/2,k}^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta x \Delta z \Delta t} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \int_{z-1/2}^{z+1/2} \int_{x-1/2}^{x+1/2} \mathbf{G}(x, y_{j+1/2}, k, t) dx dz dt, \quad (56)$$

$$\mathbf{H}_{i,j,k+1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta x \Delta y \Delta t} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \int_{y-1/2}^{y+1/2} \int_{x-1/2}^{x+1/2} \mathbf{H}(x, y, z_{j+1/2}, t) dx dy dt. \quad (57)$$

Y los términos fuentes son promediados temporal y espacialmente:

$$\mathbf{S}_{i,j,k}^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta x \Delta y \Delta z \Delta t} \int_{t_n}^{t_{n+1}} \int_{z-1/2}^{z+1/2} \int_{y-1/2}^{y+1/2} \int_{x-1/2}^{x+1/2} \mathbf{S}(x, y, z, t) dx dy dz dt. \quad (58)$$

Resta ahora encontrar la aproximación a los flujos numéricos en la región intercelda ($\mathbf{F}_{i+1/2,j,k}^{n+1/2}$, $\mathbf{G}_{i,j+1/2,k}^{n+1/2}$, $\mathbf{H}_{i,j,k+1/2}^{n+1/2}$) y fuentes ($\mathbf{S}_{i,j,k}^{n+1/2}$). Esto puede resolverse aplicando la solución al problema de Riemann en la interfaz de las celdas, esto es, asumiendo una verdadera discontinuidad de las variables magnetohidrodinámicas en tales interfaces (Toro, 1999).

6.3 IMPLEMENTACIÓN DEL MÉTODO HLLD

Para poder calcular los flujos en las interfaces de las celdas se implementó el método de Harten-Lax-van Leer (HLL) para la MHD ideal, denominado HLLD (Miyoshi & Kusano (2005)), donde la D significa Discontinuidad. Este método puede resolver ondas de Alfvén u ondas de contacto si están presentes en la interfaz de las celdas y al mismo tiempo, es un método rápido computacionalmente. El mismo propone que en una discontinuidad, existen cuatro posibles estados, representados en la Figura 29, asumiendo que la velocidad normal a

través de ellos es constante.

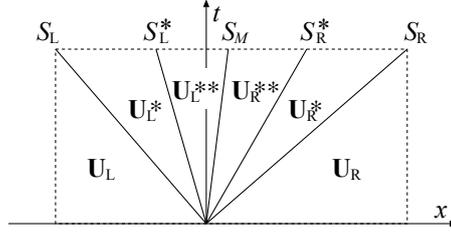


Figura 29: Esquema de los estados posibles en una interfaz para el método HLLD.

Esta hipótesis es usada en el método HLLC (Toro, 1999) para las ecuaciones de Euler. Los cuatro estados posibles en esta solución están separados por dos ondas de Alfvén con velocidades S_L^* y S_R^* y una onda de entropía (o de contacto) con velocidad S_M . La condición de velocidad normal constante a través de los diferentes estados es:

$$u_L^* = u_L^{**} = u_R^{**} = u_R^* = S_M, \quad (59)$$

también se impone que la presión total es constante entre los estados:

$$P_{TL}^* = P_{TL}^{**} = P_{TR}^{**} = P_{TR}^* = P_T^*, \quad (60)$$

donde,

$$S_M = \frac{(S_R - u_R)\rho_R u_R - (S_L - u_L)\rho_L u_L - P_{tR} + P_{tL}}{(S_R - u_R)\rho_R - (S_L - u_L)\rho_L}, \quad (61)$$

$$P_{t^*} = \frac{(S_R - u_R)\rho_R P_{tL} - (S_L - u_L)\rho_L P_{tR} + \rho_L \rho_R (S_R - u_R)(S_L - u_L)(u_R - u_L)}{(S_R - u_R)\rho_R - (S_L - u_L)\rho_L},$$

siendo S_M la velocidad de la onda de entropía y P_{t^*} la presión total. u_R , ρ_R , P_{tR} , u_L , ρ_L y P_{tL} son las variables primitivas en las regiones U_L y U_R y S_R y S_L son las velocidades de las ondas en dichas regiones, dadas por:

$$S_L = \min[u_L + cs_L, u_R + cs_R], \quad (62)$$

$$S_R = \max[u_L - cs_L, u_R - cs_R], \quad (63)$$

con u_L y u_r las componentes de la velocidad normal a la interface en los estados U_R y U_L y cs_L y cs_R es el valor de la velocidad de la onda más rápida en los mismos estados. En la MHD estos son los valores de velocidad de la onda magnetosónica rápida.

Una vez que se conoce el valor de S_M y P_{t^*} , los estados U_α^* (con $\alpha = R$ o L), son obtenidos aplicando las condiciones de conservación a través de S_α . Luego, con el valor de las variables conocidas en los estados $*$ es posible calcular las velocidades de las ondas en los estados $**$, de la siguiente manera:

$$S_L^* = S_M - \frac{|B_x|}{\sqrt{\rho_L^*}}, \quad S_R^* = S_M + \frac{|B_x|}{\sqrt{\rho_R^*}}, \quad (64)$$

Para obtener las variables en las regiones ** hay que tener en cuenta que, de acuerdo a las suposiciones hechas al comienzo y aplicando la ecuación de conservación de masa entre los estados * y ** se obtiene: $\rho_\alpha^{**} = \rho_\alpha^*$. Las condiciones de conservación aplicadas a las componentes tangenciales de la velocidad y el campo magnético, a través de una discontinuidad con velocidad S_M , da como resultado que el resto de las variables en los estados U_L^{**} y U_R^{**} son idénticas, de manera que en realidad solo se están resolviendo tres estados, como se esquematiza en la Figura 30.

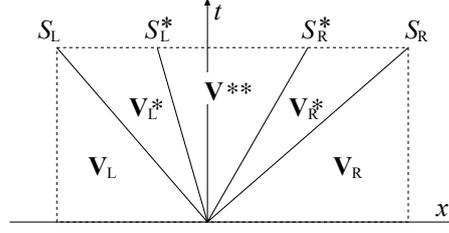


Figura 30: Esquema de los estados posibles en una interfaz para el método HLLD de acuerdo a las suposiciones hechas para la velocidad normal y la presión.

Una vez conocidos los estados U_L^* , U_R^* , U_L^{**} y U_R^{**} es posible calcular los flujos según:

$$\mathbf{F}_\alpha^* = \mathbf{F}_\alpha + S_\alpha \mathbf{U}_\alpha^* - S_\alpha \mathbf{U}_\alpha, \quad (65)$$

$$\mathbf{F}_\alpha^{**} = \mathbf{F}_\alpha + S^* \mathbf{U}_\alpha^{**} - (S_\alpha^* - S_\alpha) - S_\alpha \mathbf{U}_\alpha^*, \quad (66)$$

teniendo en cuenta las siguientes condiciones:

$$F_{HLLD} = \begin{cases} \mathbf{F}_L & \text{si } S_L > 0, \\ \mathbf{F}_L^* & \text{si } S_L \leq 0 \leq S_L^*, \\ \mathbf{F}_L^{**} & \text{si } S_L^* \leq 0 \leq S_M, \\ \mathbf{F}_R^{**} & \text{si } S_M \leq 0 \leq S_R^*, \\ \mathbf{F}_R^* & \text{si } S_R^* \leq 0 \leq S_R, \\ \mathbf{F}_R & \text{si } S_R < 0 \end{cases} \quad (67)$$

6.4 MÉTODO DE RESOLUCIÓN: VOLUMEN-FINITO, MÉTODO DE GODUNOV A SEGUNDO ORDEN

Una de las técnicas más usadas para resolver las ecuaciones de la MHD es el método de Godunov, ampliamente utilizado por su robustez y su habilidad de lograr una buena resolución cerca de discontinuidades en las ecuaciones de la hidrodinámica. Este método actualiza de forma conservativa las variables en el centro de una celda basado en la estima de flujos advectados de masa, momento, energía y campos magnéticos en las interfaces de dichas celdas, utilizando para esto último, soluciones al problema de Riemann en las interfaces.

El código GUACHO utiliza un método del tipo Godunov a segundo orden para avanzar la solución, una reconstrucción lineal (con un limitador de pendiente) de las variables primitivas y un método aproximado de Riemann para calcular los flujos en la interfaz de las celdas. A continuación explicamos el método de resolución en una dimensión, la expresión para los flujos en las direcciones y y z son análogos a los flujos en x . La solución a volumen finito (1D) es:

$$\mathbf{U}_i^{n+1} = \mathbf{U}_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(\mathbf{F}_{i+1/2}^{n+1/2} - \mathbf{F}_{i-1/2}^{n+1/2} \right) + \Delta t \mathbf{S}_i^{n+1/2}, \quad (68)$$

Para obtener una aproximación a segundo orden de los flujos en las interfaces se procede de la siguiente manera. Primero se calcula el paso temporal Δt para asegurarse que la condición de Courant-Friedrichs-Lewy (Courant et al., 1967) se mantiene. Luego, se calcula medio paso temporal a primer orden como:

$$\mathbf{U}_i^{n+1/2} = \mathbf{U}_i^n - \frac{\Delta t}{2\Delta x} \left(\mathbf{F}_i^n - \mathbf{F}_{i-1}^n \right) + \frac{\Delta t}{2} \mathbf{S}_i^n, \quad (69)$$

donde los flujos son obtenidos resolviendo el problema de Riemann con un método aproximado (como el explicado en la sección 6.3), usando las variables primitivas $\mathbf{W}_i(\mathbf{U}_i)$. Esto es

$$\mathbf{F}_i = \text{Riemann}(\mathbf{W}_i, \mathbf{W}_{i+1}). \quad (70)$$

Con los valores de $\mathbf{U}_i^{n+1/2}$ de la ec. (69) se obtiene un nuevo conjunto de variables primitivas $\mathbf{W}_i^{n+1/2}$. Luego se utiliza una reconstrucción lineal para extrapolar estos valores a los bordes de la celda:

$$\mathbf{W}_{L,i}^{n+1/2} = \mathbf{W}_i^{1/2} - \frac{1}{2} \text{avg} \left(\mathbf{W}_i^{n+1/2} - \mathbf{W}_{i-1}^{n+1/2}, \mathbf{W}_{i+1}^{n+1/2} - \mathbf{W}_i^{n+1/2} \right), \quad (71a)$$

$$\mathbf{W}_{R,i}^{n+1/2} = \mathbf{W}_i^{1/2} + \frac{1}{2} \text{avg} \left(\mathbf{W}_i^{n+1/2} - \mathbf{W}_{i-1}^{n+1/2}, \mathbf{W}_{i+1}^{n+1/2} - \mathbf{W}_i^{n+1/2} \right) \quad (71b)$$

donde *avg* es la función que calcula promedio. La elección de esta función se hace para limitar la pendiente utilizada y evitar oscilaciones falsas. El código cuenta con diferentes funciones promedio, la más conocida (aunque las más difusiva) es la función *minmod*.

La parte izquierda y derecha de las ecuaciones (71) se usan para aproximar los flujos usados en la ec. (68):

$$\mathbf{F}_{i+1/2}^{n+1/2} = \text{Riemann} \left(\mathbf{W}_{R,i}^{n+1/2}, \mathbf{W}_{L,i+1}^{n+1/2} \right), \quad (72a)$$

$$\mathbf{F}_{i-1/2}^{n+1/2} = \text{Riemann} \left(\mathbf{W}_{R,i-1}^{n+1/2}, \mathbf{W}_{L,i}^{n+1/2} \right). \quad (72b)$$

En este punto, se calcula un nuevo Δt y se itera hasta que la etapa evolutiva deseada es alcanzada.

6.5 CORRECCIÓN DE LA $\nabla \cdot \mathbf{B}$

Es sabido de las ecuaciones de Maxwell, que los campos magnéticos deben respetar la condición $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. Si localmente esta condición no se cumple, debido a que los valores numéricos nunca coinciden con los analíticos, se crean monopolos magnéticos en el interior de la celda, lo que a su vez implica que el flujo magnético a través de los bordes de la misma no es cero. La acumulación de errores numéricos asociados con la evolución de las componentes del campo magnético pueden llevar a la violación de la condición $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, creando una fuerza artificial paralela al campo magnético que eventualmente rompe el código (ver [Brackbill & Barnes \(1980\)](#)).

Para mantener la condición $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ en el código GUACHO se implementaron dos métodos: el método de 8 ondas propuesto por [Powell et al. \(1999\)](#) y el método *Constrained Transport/Central Difference (CT/CD)* propuesto por [Tóth \(2000\)](#).

6.5.1 Método de 8 ondas

En este esquema, propuesto por [Powell et al. \(1999\)](#), las ecuaciones de la MHD ideal son escritas en forma conservativa, sin descartar los términos fuentes proporcionales a $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. Esto es:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{F})^T = \mathbf{S}, \quad (73)$$

donde \mathbf{U} es el vector de las variables conservadas definido por 50 (la ec 73 no es más que la 49 sin los términos proporcionales a la divergencia de \mathbf{B}) y \mathbf{F} es el tensor de flujos dado por:

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho \mathbf{u} \\ \rho \mathbf{u} \mathbf{u} + (p + \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{2}) \mathbf{I} - \mathbf{B} \mathbf{B} \\ \mathbf{u} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{u} \\ \mathbf{u} (E + p + \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{2} - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B}) \end{bmatrix}^T, \quad (74)$$

\mathbf{S} es vector de los términos fuentes:

$$\mathbf{S} = -\nabla \cdot \mathbf{B} \begin{bmatrix} 0 \\ \mathbf{B} \\ \mathbf{u} \\ \mathbf{u} \cdot \mathbf{B} \end{bmatrix} \quad (75)$$

Las ecuaciones resultantes siguen siendo hiperbólicas e invariantes Galileanas, todas las ondas en el sistema se propagan con velocidades $u \pm c^*$.

* En MHD, los posibles valores de c son: el de la velocidad de Alfvén, de la onda magnetosónica rápida y de la magnetosónica lenta

Finalmente, con este esquema, el término $\nabla \cdot \mathbf{B}$ sigue la siguiente ecuación:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \cdot \mathbf{B}) + \nabla \cdot (\mathbf{u} \nabla \cdot \mathbf{B}) = 0, \quad (76)$$

de donde podemos ver que si consideramos la cantidad $\phi = \nabla \cdot \mathbf{B}/\rho$ y la reemplazamos en la ec. 76, obtenemos la ecuación para un escalar pasivo que es advechado con el flujo. Luego, los monopolos magnéticos creados numéricamente son barridos de las celdas eliminándose del dominio computacional.

Al ser la $\nabla \cdot \mathbf{B}$ tratado como un escalar que es advechado, el sistema de ecuaciones tiene ahora 8 ondas como posibles soluciones, de aquí que el algoritmo sea conocido como el método de 8 ondas.

La desventaja en este esquema yace en el hecho de que las ecuaciones 73 no son estrictamente conservativas. El peligro de esto es que en las discontinuidades, las condiciones de salto no serán debidamente cumplidas, a menos que los términos proporcionales a la divergencia de \mathbf{B} sean chicos y/o se alternen en el signo de tal manera que los errores sean locales y globalmente se cancelen.

6.5.2 Método de CT/CD

Otra forma de mantener la divergencia de \mathbf{B} nula hasta precisión de máquina, es pedir que para una determinada discretización del campo magnético, la divergencia sea cero. Este tipo de métodos se denominan *Constrained Transport* (CT) (Evans & Hawley, 1988), y requieren escribir el campo magnético en la interfaz de las celdas.

Tóth (2000) desarrolló otro método basado en el método CT, pero que utiliza los valores de campo en el centro de las celdas, el método CD o *Central Difference*. La idea es avanzar temporalmente las componentes del campo magnético en función de los campos eléctricos $\Omega = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ sin resistividad. Según se escriba Ω en función del campo o de los flujos, el método se denomina *field-interpolated* o *flux-interpolated* CD.

Para un caso 2D el campo eléctrico en la celda i, j se escribe en función de los flujos avanzados en el tiempo como:

$$\Omega_{i,j} = \frac{1}{4} \left(-\mathbf{F}_{i+1/2,j}^{n+1/2} - \mathbf{F}_{i-1/2,j}^{n+1/2} + \mathbf{G}_{i+1/2,j}^{n+1/2} + \mathbf{G}_{i-1/2,j}^{n+1/2} \right), \quad (77)$$

luego, el campo magnético es actualizado según;

$$\mathbf{B}^{n+1}(x, i, j) = \mathbf{B}^n(x, i, j) - \Delta t \frac{\Omega_{i,j+1} - \Omega_{i,j-1}}{2\Delta y}, \quad (78)$$

$$\mathbf{B}^{n+1}(y, i, j) = \mathbf{B}^n(y, i, j) + \Delta t \frac{\Omega_{i+1,j} - \Omega_{i-1,j}}{2\Delta x}. \quad (79)$$

La ecuación de la $\nabla \cdot \mathbf{B}$ se conserva en cada paso temporal:

$$(\nabla \cdot \mathbf{B})_{i,j} = \frac{\mathbf{B}(x, i+1, j) - \mathbf{B}(x, i-1, j)}{2\Delta x} + \frac{\mathbf{B}(y, i, j+1) - \mathbf{B}(y, i, j-1)}{2\Delta y},$$

6.6 VALIDACIÓN DEL CÓDIGO GUACHO MHD

En esta sección se presentan una serie de tests que sirven para validar la implementación de las ecuaciones de la MHD en el código GUACHO. Los test elegidos son ampliamente conocidos e implementados en otros códigos MHD tales como Athena y Pluto para sus respectivas validaciones. En todos los casos se utilizó el método HLLD y solo para algunos tests, se compararon los métodos para la corrección de la $\nabla \cdot \mathbf{B}$ implementados.

6.7 BRIO-WU

El test Brio-Wu fue desarrollado por Brio & Wu en 1988 (Brio & Wu, 1988). Este es el análogo al test de Sod (Sod, 1978) para la hidrodinámica. Consiste en dos estados constantes separados por una discontinuidad. Las condiciones a uno y otro lado de la separatriz son: $(\rho, v_x, v_y, v_z, B_y, B_z, P) = (1, 0, 0, 0, 1, 0, 1)$ para el lado izquierdo o L y $(0.125, 0, 0, 0, -1, 0, 0.1)$ para el lado derecho o R . La componente $B_x = 0.75$ es constante en los dos estados. Se toma además $\gamma = 2$. Con el problema de Brio-Wu se prueba que el código pueda resolver ondas de choque, de rarefacción y discontinuidades presentes en la ecuaciones de la MHD.

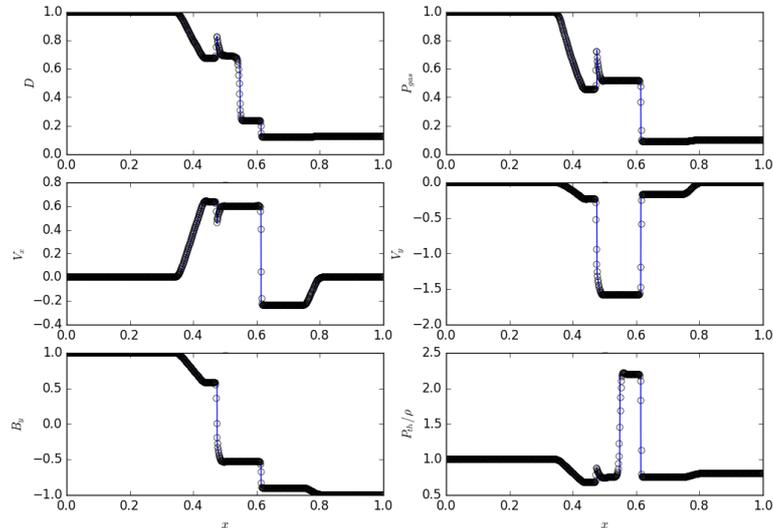


Figura 31: Densidad, presión, componentes de la velocidad transversales al campo para la salida $t = 0.08$ en el test de Brio-Wu. La línea de trazo continuo azul representa la solución para una grilla de 10^4 celdas.

La Figura 31 muestra los resultados del test para $t = 0.08$, en una grilla de 800 celdas con condiciones periódicas de borde. Se utilizó el método de 8 ondas para controlar la divergencia de \mathbf{B} . En los gráficos es posible reconocer de izquierda a derecha: una onda de rarefacción, una onda compuesta, una discontinuidad de contacto, una onda de choque lenta y una onda de rarefacción rápida.

6.8 ORSZAG-TANG

El siguiente test 2D fue presentado por Orzag y Tang en 1979 (Orzag & Tang, 1979) Este test muestra la interacción de ondas de choque que viajan a diferentes velocidades, por lo que su implementación refleja como el código maneja las ondas de choques y las interacciones entre ellas. A su vez, este test permite chequear hasta que error se mantiene la divergencia de nula. El problema comienza con condiciones iniciales muy suaves, pero gradualmente el flujo se vuelve complejo hasta volverse turbulento.

La malla de 512x512 celdas se inicializa con una presión $P = 5/(12\pi)$ y una densidad $\rho = 25/(36\pi)$ constantes, con velocidades iniciales $(v_x, v_y) = (-\text{sen}(2\pi y), \text{sen}(2\pi y))$ y campo magnético $(B_x, B_y) = (-B_0 \text{sen}(2\pi y), B_0 \text{sen}(4\pi y))$. Se adoptó un $\gamma = 5/3$ y condiciones periódicas de borde.

Las Figuras 32 y 33 muestran mapas de densidad y divergencia de \mathbf{B} en el test de Orzag-Tang corrido con los dos métodos implementados en el código para preservar la $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. De las mismas se puede apreciar, que el método CT captura mejor las discontinuidades manteniendo más bajo el valor de la divergencia del campo magnético en estas regiones.

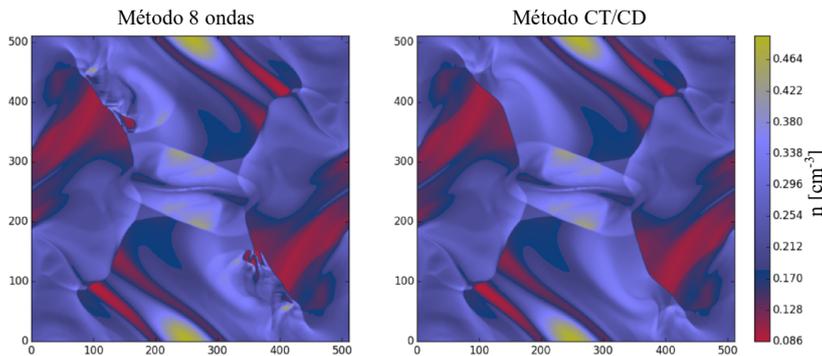


Figura 32: Mapas de densidad para el test de Orzag-Tang en $t = 0.1$ implementando los métodos para la corrección de $\nabla \cdot \mathbf{B}$.

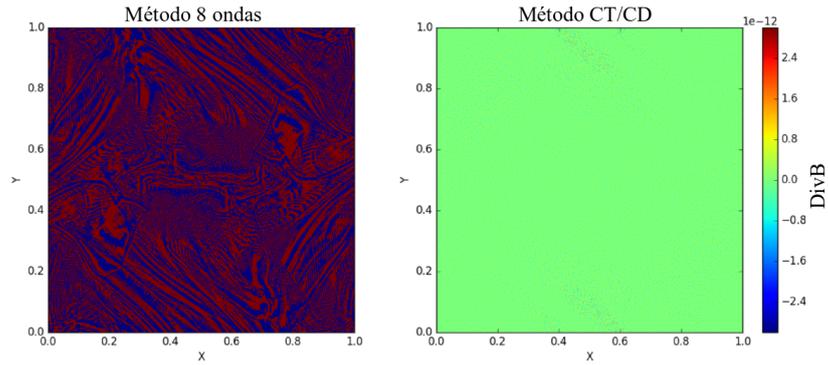


Figura 33: Mapas del módulo de la divergencia de \mathbf{B} para el test de Orszag-Tang en $t = 0.5$ implementando los métodos para la corrección de $\nabla \cdot \mathbf{B}$.

6.9 EXPLOSIÓN MHD

El test simula una explosión simétrica en un medio con campo magnético inclinado respecto del eje x . Permite testear el comportamiento del código en la resolución de ondas de choque y de rarefacción. Este test 2D se simuló en una malla de 400×600 con condiciones periódicas de contorno, en un dominio rectangular de $-0.5 \leq x \leq 0.5$; $-0.75 \leq y \leq 0.75$. La densidad y la presión se inicializan a 1.0 y 0.1 con un $\gamma = 5/3$. Dentro de un radio $r < 1$ del centro de la malla, la presión es fijada a un valor de 10 (100 veces la presión en el medio). La velocidad es cero en todos lados y el campo magnético toma el valor $B_x = B_y = \frac{1}{\sqrt{2}}$ con una inclinación de 45° , uniforme en toda la malla.

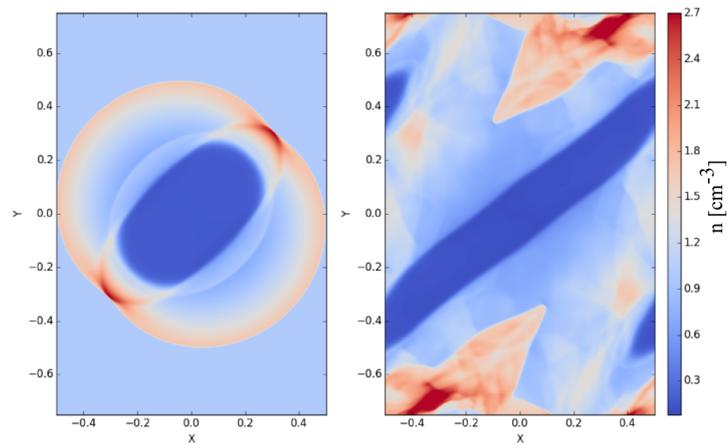


Figura 34: Mapas de contorno de densidad para el test de una explosión, a $t = 0.02$ (panel izquierdo) y $t = 0.15$ (panel derecho).

A $t = 0.02$, la explosión ya presenta un alineamiento con la dirección del campo, como puede verse en el mapa de densidad, en panel izquierdo de la Figura 34. A tiempos posteriores, la onda de choque inicial, vuelve a ingresar al dominio, e interactúa con la discontinuidad de contacto que rodea la parte vacía del centro (panel derecho de la Figura 34).

INFLUENCIA DEL CAMPO MAGNÉTICO EN EL ESCAPE ATMOSFÉRICO DE HD 209458B

En este último capítulo se explora la influencia del campo magnético estelar y planetario en el material neutro que escapa de la atmósfera del planeta.

Como base de este estudio, se tomaron de referencia los parámetros del viento estelar y planetario de uno de los modelos hidrodinámicos del capítulo 5, al cual se le incorporaron los campos magnéticos correspondientes.

En los modelos propuestos, la estructura del campo magnético planetario se asume dipolar, con un valor $B_p = [0.0 - 0.1]$ G en los polos. El campo magnético estelar se asume radial, paralelo a la dirección de propagación del viento, con un valor fijo de 0.5 G en los polos.

Como resultado se encontró, que el perfil de la línea Ly α , obtenido a partir de los modelos MHD, presenta absorción tanto en la región azul como en la roja, lo que resulta en un mejor acuerdo con el perfil observado por Vidal-Madjar et al. (2003), que los modelos HD presentados en el cap. 5.

7.1 EL MODELO

El código MHD GUACHO 3D, resuelve las siguientes ecuaciones:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (81)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{u} \mathbf{u} + \mathbf{I} \left(P + \frac{\mathbf{B}^2}{2} \right) - \mathbf{B} \mathbf{B} \right] = \rho \mathbf{g}, \quad (82)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{u}) = 0, \quad (83)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\mathbf{u} \left(E + P + \frac{\mathbf{B}^2}{2} \right) - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} \right] = G_{\text{rad}} - L_{\text{rad}} + \rho (\mathbf{g} \cdot \mathbf{u}), \quad (84)$$

donde ρ , \mathbf{u} , \mathbf{B} , P , y E son la densidad de masa, velocidad, campo magnético, presión térmica y densidad de energía, respectivamente. \mathbf{I} es

la matriz identidad, \mathbf{g} la aceleración debido a fuerzas gravitacionales y G_{rad} y L_{rad} son las ganancias y pérdidas debido a la radiación. A las ecuaciones hidrodinámicas presentadas en los cap. 4 y 5 se le suma ahora la ec. 83, denominada ecuación de inducción magnética.

Las ecuaciones de la MHD se resuelven junto con la ecuación de estado de los gases ideales, que relaciona la densidad total de energía con la presión térmica:

$$E = \rho |\mathbf{u}|^2 / 2 + P / (\gamma - 1) + \mathbf{B} / 8\pi, \quad (85)$$

donde $\gamma = 5/3$ es el cociente entre los calores específicos.

Las ecuaciones magnetohidrodinámicas (lado izquierdo de las ecuaciones 81–84), se avanzan en el tiempo con un método de Godunov de segundo y el método HLLD (descrito en la sección 6.3) para el cálculo de los flujos, junto con una reconstrucción lineal de las variables primitivas usando el limitador de pendientes *minmod* para asegurar la estabilidad del código. La condición $\nabla \mathbf{B} = \mathbf{0}$ es implementada utilizando el método de 8 ondas (ver sección 6.5.1), ya que el valor obtenido para la $\nabla \cdot \mathbf{B}$ es lo suficientemente cercano a cero y la simulación no es costosa computacionalmente como lo sería si se utilizara el método CT/CD.

7.1.1 Términos fuentes

En cada paso temporal, se calculan los términos fuentes correspondientes a la gravedad y a las ganancias y pérdidas correspondientes a los procesos radiativos considerados. La gravedad de la estrella se reduce un factor 0.3 con el fin de tener en cuenta la presión de radiación, al igual que se hizo en las simulaciones de los capítulos anteriores (cap. 4 y 5).

Por su parte, el cálculo de la transferencia radiativa en el código es el mismo que se utilizó en el cap. 5 y se explica en la sección 5.1.2.

7.2 MODELOS NUMÉRICOS

La malla cartesiana de 400x100x400 celdas tiene un tamaño físico de 0.2 UA en los ejes x, z y 0.05 UA en el eje y , esto nos da una resolución de 5×10^{-4} UA, donde x, z representan el plano orbital. La estrella se ubica en el centro del dominio computacional, mientras que el planeta que orbita alrededor de ella.

Las simulaciones son evolucionadas hasta que la interacción entre los vientos llegue a un estado cuasi-estacionario, el cual se alcanza luego de que el planeta recorre medio período orbital. En los trabajos anteriores se estudió la influencia de varios de los parámetros utilizados en la interacción viento estelar y planetario, logrando encontrar rangos para cada uno de ellos, donde la absorción en Ly α se ajusta a la observada. Con el fin de limitar el número de modelos numéricos y

Parámetros estelares	Símbolo	Valor
Radio	R_*	$1.146 R_\odot$
Masa	M_*	$1.148 M_\odot$
Velocidad del viento	V_l	372 km s^{-1}
Radio de lanzamiento	R_l	$3.15 R_*$
Temperatura inicial	T_l	$3 \times 10^6 \text{ K}$
Campo magnético a R_l	B_l	0.01 G
Tasa de pérdida de masa	\dot{M}_*	$2.0 \times 10^{-14} M_\odot \text{ año}^{-1}$
Tasa de fotones ionizantes	S_0	$2.26 \times 10^{38} \text{ s}^{-1}$
Parámetros planetarios		
Radio	R_p	$1.38 R_J$
Masa	M_p	$0.67 M_J$
Velocidad del viento	V_p	10 km s^{-1}
Radio de lanzamiento	R_{lp}	$3R_p$
Temperatura inicial	T_{lp}	$1 \times 10^4 \text{ K}$
Tasa de pérdida de masa	\dot{M}_p	$1 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$

Tabla 9: Parámetros del viento estelar y planetario fijos en las simulaciones.

concentrarse en el estudio de la influencia de los campos magnéticos en dicha interacción, se fijaron los parámetros que se muestran en la Tabla 9.

Además, se fijó el valor del campo magnético estelar, variando solo el campo magnético planetario como se muestra en la Tabla 10.

7.2.1 Condiciones de contorno

Estrella

Para simular el viento estelar, el cual se asume isotrópico e ionizado, se adoptaron los parámetros ya utilizados en el cap. 5. Los mismos se corresponden con el modelo C2a y se presentan en la Tabla 9. El modelo de viento elegido se corresponde con un índice politrópico $\Gamma = 1.05$. Al igual que en los modelos hidrodinámicos del cap. 5, el viento estelar se impone a 1.5 veces el radio crítico, lo que equivale a $3R_*$, con una velocidad inicial dada por el modelo politrópico, correspondiente a dicho radio. La densidad en este punto es determinada de acuerdo con la condición de conservación de masa.

Para modelar el campo magnético de la estrella de manera simple, y teniendo en cuenta que el planeta se ubica a casi $8R_*$, se optó por asumir un campo magnético radial. El valor del campo impuesto a R_l se

escala de acuerdo con la conservación del flujo magnético, asumiendo un campo dipolar superficial de 0.5 G en los polos. De acuerdo con el trabajo de [Pneuman & Kopp \(1971\)](#), y con lo visto en la sección [2.1.4](#), las líneas de campo magnético se vuelven radiales a un cierto radio, al interactuar con el viento estelar. Para el Sol, este radio se toma generalmente a $2.5R_{\odot}$ ([Pneuman & Kopp, 1971](#)). Por lo tanto, para una estrella como HD 209458 (similar a nuestro Sol), la imposición del viento estelar a $\sim 3R_*$ con un campo magnético radial es una buena aproximación.

[Parker \(1958\)](#) estudió la configuración de las líneas de campo al incluir en su modelo de viento, la rotación estelar. Concluyó que las mismas crean una estructura, conocida como *espiral de Parker*, al estar congeladas a la corona que rota y ser arrastradas por el viento estelar. Esto lleva a que las líneas de campo se aparten respecto de la dirección radial, y que esta desviación aumente a medida que nos alejamos de la estrella.

En el caso de HD 209458, el planeta se encuentra muy cerca de la estrella. Por ende, dentro de la región que se busca modelar, la desviación que pueden llegar a sufrir las líneas de campo, según el modelo de Parker, es despreciable.

Lo más adecuado sería utilizar el modelo de viento propuesto por [Weber & Davis \(1967\)](#) (ver sección [2.1.3](#)), el cual incluye los efectos de rotación estelar y campo magnético, pero esto se encuentra fuera de los objetivos del presente estudio, y se dejará para un próximo trabajo.

Dentro de este modelo también se consideró la emisión de fotones provenientes de la estrella, para esto se tomó el valor del flujo $L_{EUV} < 27.74 \text{ erg s}^{-1}$ ([Sanz-Forcada et al., 2011](#)). Asumiendo que todos los fotones tienen la misma energía 13.6 eV, la cantidad de fotones emitidos por la estrella es $S_0 = 2.26 \times 10^{38} \text{ s}^{-1}$ que es el valor utilizado en el cap. 5.

Por último, los valores de densidad, velocidad y campo magnético obtenidos al radio donde se impone el viento y cercanos a la órbita del planeta concuerdan con trabajos previos como los de [Johnstone et al. \(2015\)](#); [Kislyakova et al. \(2014\)](#); [Khodachenko et al. \(2012\)](#) y [Ekenbäck et al. \(2010\)](#).

Planeta

El viento planetario se asume isotrópico con una fracción de ionización de 0.8, correspondiente al radio desde donde se impone ($R_{IP} = 3R_P$). Los valores de temperatura y velocidad del viento son los mismos que se utilizaron en los capítulos anteriores (cap. 4, 5) y se corresponden con el modelo de escape atmosférico de [Murray-Clay et al. \(2009\)](#). La tasa de pérdida de masa asumida, $\dot{M}_P = 1 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$, equivale a una eficiencia calórica $\eta = 25\%$ de acuerdo con [Er-](#)

Modelos	B_* [G]	B_P [G]	B_{IP} [G]
A0	0.5	0.0	0.0
A1	0.5	0.01	0.0004
A2	0.5	0.1	0.004

Tabla 10: Valor del módulo del campo magnético en los polos para los 3 modelos. El módulo del campo magnético planetario se presenta al radio del planeta con el correspondiente valor a $3R_P$, desde donde se impone el viento planetario.

kaev et al. (2007) y Lammer et al. (2009) para $F_{EUV} = 963 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ adoptado para la estrella (Sanz-Forcada et al. (2011)).

El campo magnético planetario se asume dipolar, con su eje perpendicular al plano orbital (x, z). El valor del campo superficial se varía entre $[0.0 - 0.1]$ G en los polos, y se escala a la posición desde donde se impone el viento (R_{IP}). Los valores de B_P adoptados se corresponden con un momento dipolar, μ_P^* , entre $[0.6 - 6] \times 10^{-2} \mu_J$, donde $\mu_J = 1.56 \times 10^{24} \text{ G m}^3$, es el momento dipolar de Júpiter. La falta de evidencia de la presencia del campo magnético planetario hace que los valores utilizados en la literatura sean muy variados. En Grießmeier et al. (2005), se calculan los valores del momento magnético de distintos exoplanetas, obteniendo para HD 209458b un valor entre $[0.005 - 0.1] \mu_J$, según la ley que se utilice para determinar el radio de la región del dínamo. Kislyakova et al. (2014) encontró un valor de $\mu_P = 0.1 \mu_J$, mientras que Khodachenko et al. (2012) estimó el momento magnético entre $[0.12 - 0.3] \mu_J$ para un planeta con parámetros semejantes a HD 209458b. Valores de campo magnético mayores a los utilizados en este trabajo se pueden encontrar en los trabajos de Khodachenko et al. (2015); Owen & Adams (2014).

7.3 RESULTADOS

Con el fin de estudiar la influencia del campo magnético en las absorciones de la línea $\text{Ly}\alpha$, se simuló la interacción entre el viento estelar y planetario teniendo en cuenta el campo magnético. Cada modelo posee las mismas condiciones iniciales para el viento estelar y distintos valores para el campo magnético del planeta, como se muestra en la Tabla 10. En la misma, B_* y B_P es el valor de campo magnético superficial en los polos de la estrella y el planeta, respectivamente. B_{IP} es el valor del campo magnético polar al radio donde se impone el viento planetario ($3R_P$), el cual se extrapola del valor en la superficie de acuerdo con la variación del dipolo en función de r .

* Ahora $\mu = B_* r^3$ es el momento dipolar magnético.

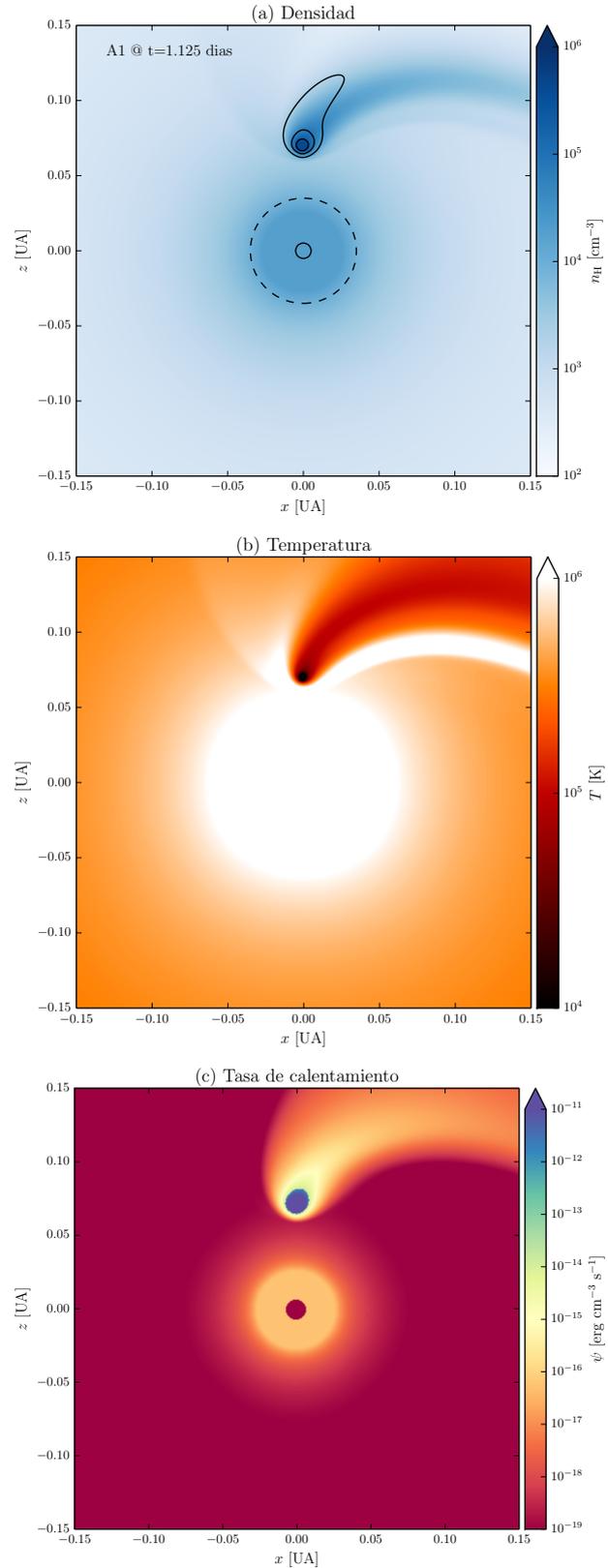


Figura 35: Cortes 2D ($y = 0$) en el plano orbital de (a) densidad, (b) temperatura y (c) tasa de calentamiento por ionización a $t = 1.25$ días para el modelo A. En el panel superior se muestra el tamaño de la estrella central (círculo de línea continúa) y el tamaño de la región donde se impone el viento estelar (círculo de trazos). En el mismo panel también se muestran los isocontornos de la fracción de ionización para valores de 0.9 (interior al planeta), 0.99 y 0.999.

En los tres casos estudiados, al igual que en los modelos hidrodinámicos de los capítulos 4 y 5), la interacción entre el viento estelar y planetario resulta en la formación de una cola cometaria que precede al planeta y se curva en la dirección opuesta a la del movimiento orbital (ver Fig. 35). Esta estructura tiene una temperatura de un orden menor ($\sim 10^5$ K) que la del medio que la rodea y está compuesta, en su mayoría, por el material de la atmósfera planetaria, previamente ionizado por el flujo de fotones y por la interacción con el viento estelar. Cerca del planeta, existe una región densa de material neutro que eventualmente producirá la absorción en $\text{Ly}\alpha$. Esta región se representa en el panel superior de la Figura 35 mediante isocontornos de la fracción de ionización a 0,9 (el más interior), 0,99 y 0.999 en línea continua.

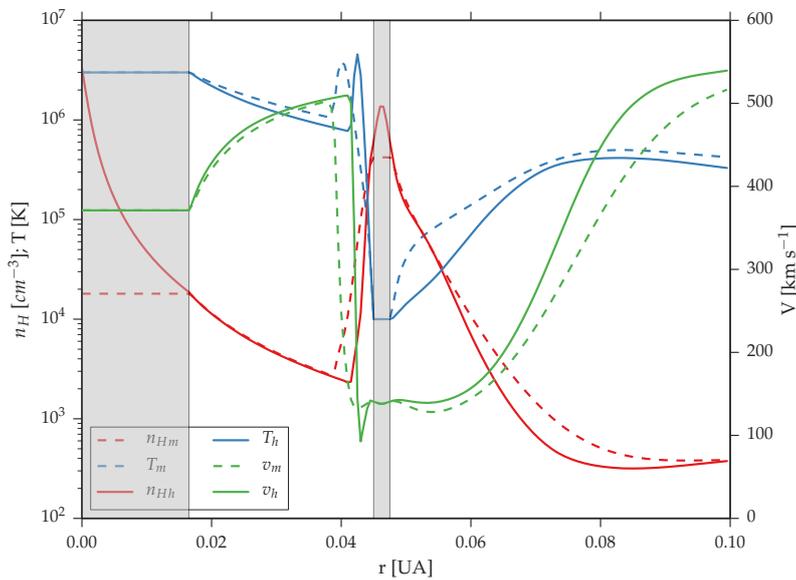


Figura 36: Perfiles radiales, en la dirección estrella-planeta, de las variables hidrodinámicas (densidad, temperatura y velocidad), para el modelo A1 (línea a trazos) y el modelo C2a (línea continua). Las regiones sombreadas indican el radio donde se imponen las condiciones de borde para la estrella y el planeta.

La presencia del campo magnético en el viento estelar del modelo A1, no parece producir grandes cambios en los valores de densidad, temperatura y velocidad, comparado con el modelo Hidrodinámica (HD) C2a del cap. 5. Esto puede verse en la Figura 36, donde se grafican los perfiles radiales de dichas variables para ambos modelos, junto con el campo magnético del modelo MHD, en la dirección que une la estrella con el planeta. Antes de que el viento estelar se encuentre con el viento planetario, la densidad y velocidad en función del radio de ambos modelos, presentan las mismas características. Por su parte, la temperatura del viento en el modelo A1, es levemente superior a la

del modelo HD. El hecho de que las variables hidrodinámicas, en ambos modelos, sean similares fuera de la zona de interacción de entre los vientos, puede atribuirse al hecho de que al imponer un campo magnético estelar radial, \mathbf{B} no ejerce ninguna fuerza sobre el flujo de plasma ya que ambos son paralelos. Además, bajo la suposición de que el viento estelar de HD 209458 es impulsado por un gradiente de presión, como el caso del Sol, la energía para impulsar el viento no proviene del campo magnético, sino de la temperatura en la base de la corona.

En la Figura 36 también se puede reconocer, la posición del choque producido por la interacción de ambos vientos. Este se identifica por un cambio brusco en los valores de la variables, que ocurre alrededor de 0.04 UA.

Al moverse en su órbita, el planeta arrastra las líneas de campo magnético estelar, que en principio son radiales. A su vez, la presión dinámica del viento estelar, comprime al viento planetario junto con su campo magnético en el sector del planeta que apunta a la estrella. Estos dos fenómenos resultan en un apilamiento de las líneas de campo[†] en frente del planeta, como se muestra en la Figura 37, donde se graficaron las líneas de campo sobre un mapa de contorno del módulo del \mathbf{B} , en el plano orbital. Este apilamiento aumenta la presión magnética en la región detrás de la onda de choque (del lado planetario). La Figura 37 también muestra como el campo magnético sigue el flujo del viento estelar desviándose alrededor del planeta.

Al atravesar el choque, el módulo del campo magnético queda prácticamente inalterado (ver sección 2.3), ya que es casi paralelo a la normal a la superficie de dicho choque. Si se tuviera en cuenta la rotación de la estrella, el campo magnético cambiaría su dirección con respecto a \mathbf{v} y por lo tanto, el escenario de interacción sería distinto. Por el contrario, la densidad, temperatura y velocidad, si se ven alteradas al atravesar la onda de choque, al igual que en una interacción puramente hidrodinámica.

7.3.1 Comparación con observaciones

7.3.1.1 Absorción en Ly α

Al igual que en los capítulos 4 y 5, se calculó para cada modelo, el valor de la profundidad óptica como función de la velocidad a lo largo de la LOS, tomada como el eje z:

$$\tau_{v_{los}} = \int n_{HI} \sigma_0 \phi(\Delta v_{los}) ds, \quad (86)$$

donde $\phi(\Delta v_{los})$ es un perfil Gaussiano. La profundidad óptica es obtenida proyectando la velocidad en la Línea de visión (LOS) inclinada

[†] Recordar que las líneas de campo son tangentes en todo momento a los vectores de campo magnético.

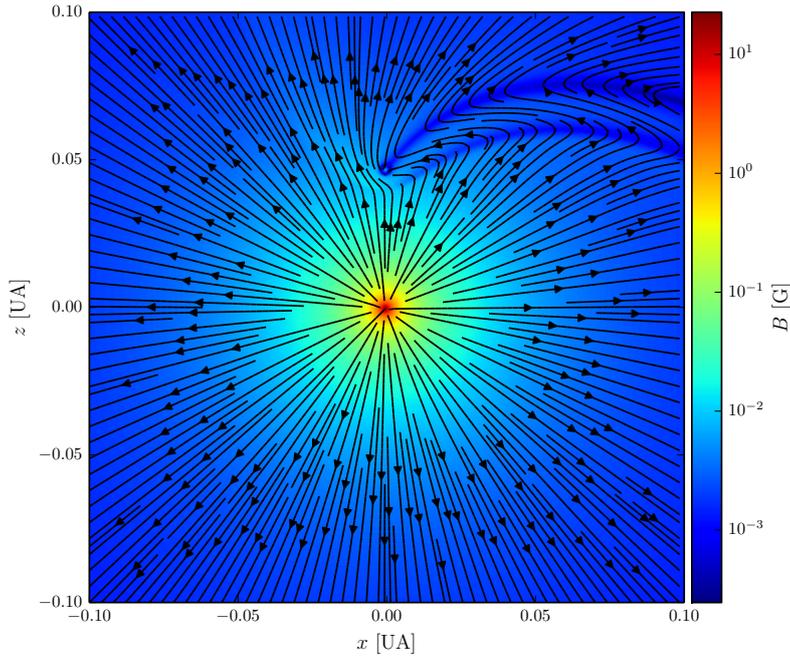


Figura 37: Mapa de contorno del campo magnético en el plano orbital (x, z) , junto con las líneas de campo.

3.41° alrededor del eje x simulando la inclinación correspondiente a HD 209458b visto desde la Tierra ($i = 86.59^\circ$). En el cálculo de $\tau_{v_{los}}$ se consideró un rango de velocidades de $[-300, 300]$ km s⁻¹, dividido en 250 intervalos. La profundidad óptica es calculada considerando el material que se encuentra en el hemisferio que contenga la dirección al observador.

La absorción total se calcula integrando en $\tau_{v_{los}}$ en el rango de velocidad considerado, dividido en 250 canales (al igual que en los cap. 4 y 5).

La Figura 38a muestra el valor de la absorción promediada, en el rango de velocidades de $[-300, 300]$ km s⁻¹, en función de t , para los modelos MHD y el correspondiente modelo HD C2a del cap. 5. Las absorciones en Ly α calculadas en los distintos modelos MHD son indistinguibles. Esto indica que para los valores de B_p utilizados en los modelos A0, A1 y A2, el campo magnético planetario no juega un rol importante en la interacción con el viento estelar. Debido a que todos los modelos arrojan el mismo resultado, de ahora en más solo graficaremos el modelo A1.

Comparando la absorción obtenida de los modelos MHD con la del modelo HD, se concluye que la presencia de campos magnéticos, implica un aumento de la absorción total en función del tiempo. El material neutro que se encuentra rodeando el planeta tiene mayor densidad con respecto al caso HD. La poca extensión de la tenue cola cometaria formada por este material produce a su vez, una menor

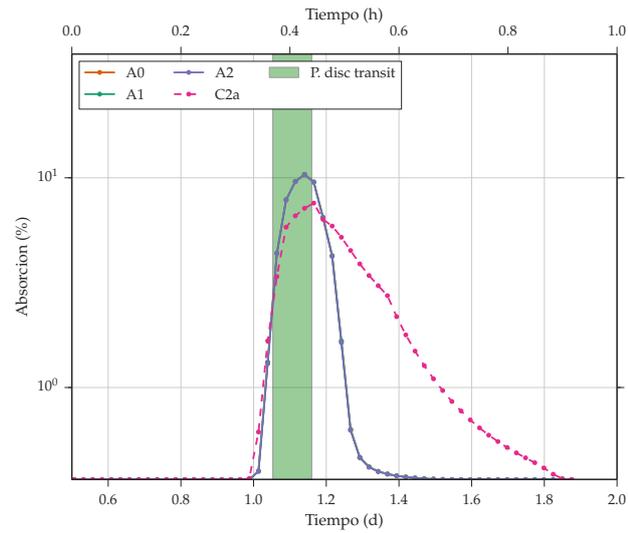
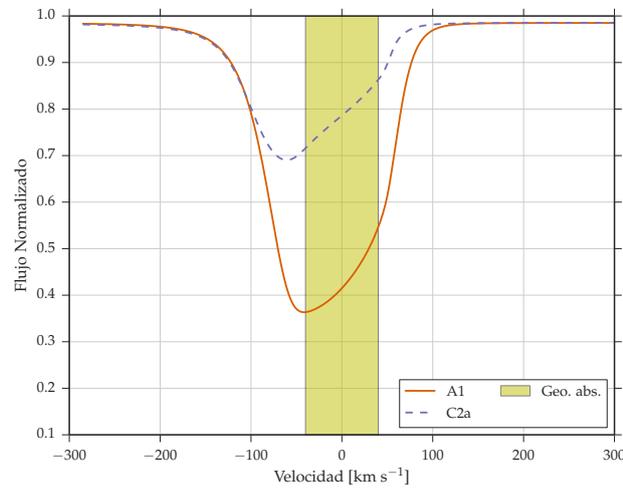
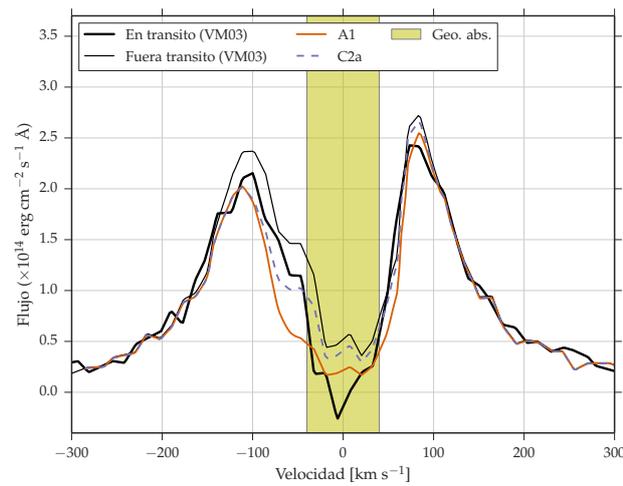
(a) Absorción total en función de t .(b) Emisión estelar normalizada en función de v .(c) Observaciones en $\text{Ly}\alpha$.

Figura 38: Resultados de los modelos MHD con respecto a la absorción en $\text{Ly}\alpha$ y comparación con el modelo HD C2a del cap. 5.

duración del tránsito y un menor porcentaje de absorción luego que el planeta ha salido del mismo (absorciones más allá de la franja verde en el gráfico).

Al graficar la emisión estelar normalizada en función de la velocidad (ver 38b), se observa una importante absorción en la línea hacia el rojo, llegando al 10 % para velocidades de $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$ y pudiendo alcanzar los 100 km s^{-1} con un menor porcentaje de absorción. Esta es la diferencia más importante que el modelo MHD tiene con el HD. Sin tener en cuenta la región entre $\pm 40 \text{ km s}^{-1}$, el porcentaje de absorción para velocidades mayores a los -100 km s^{-1} es mayor en el caso MHD, corroborando un mayor densidad de neutros a pocos radios planetarios. Todavía está presente la forma asimétrica de la línea, con mayor absorción en el azul debido al movimiento del material neutro en la dirección del observador. Por último, el porcentaje de absorción para velocidades menores a -100 km s^{-1} es igual para ambos modelos (con y sin campo magnético).

En la Figura 38b la zona coloreada con amarillo indica la región donde tiene lugar la absorción geocoronal, la cual no ha sido considerada para calcular el perfil de la línea.

Tal como se hizo en el cap. 5, se tomaron los datos originales de las observaciones en la línea Ly α fuera del tránsito del trabajo de Vidal-Madjar et al. (2003), y se los multiplicó por el factor de absorción dependiente de la velocidad, de los modelos MHD. Para el modelo A1, el perfil resultante se muestra en la Figura 38c, junto con los datos durante y fuera del tránsito de Vidal-Madjar et al. (2003) y el perfil del modelo C2a.

En general, el modelo A1 logra reproducir el perfil observado durante el tránsito. En la parte central de la línea (excluyendo la región de la absorción geocoronal), las absorciones son mayores que las observadas, producto de la mayor densidad material neutro, con velocidades entre $[-100, +50] \text{ km s}^{-1}$, presentes en el modelo. En principio, esto podría ajustarse si se disminuyera el valor de la tasa de pérdida de masa del planeta, o si se aumentara el flujo de fotones estelares. La región azul de la línea, con velocidades mayores a los -100 km s^{-1} , es reproducida de igual manera por ambos modelos (con y sin campo magnético). Mientras que en la región roja, solo el modelo A1 logra tener mejor acuerdo con las observaciones y reproduce el perfil de absorción para velocidades alrededor de los 50 km s^{-1} . Un mayor porcentaje de absorción, con respecto al modelo HD, en este rango de velocidades, indica que el material neutro de la atmósfera planetaria, logra expandirse y acelerarse en dirección a la estrella. Por lo que se estima que la posición de la onda de choque, se ubica más lejos que en el caso HD.

7.4 DISCUSIÓN

Al calcular la absorción en Ly α para los modelos estudiados aquí, se encontró que la presencia del campo magnético estelar y planetario se traduce en una mayor absorción en el centro de la línea y a velocidades de $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$. Esto último indica que el material neutro del planeta logra recorrer una mayor distancia en dirección a la estrella, antes de ser frenado por el viento estelar. Durante ese trayecto, dicho material se acelera a velocidades de $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$. A su vez, esto produce un aumento en la densidad de neutros con velocidades menores.

Para explicar esto, la Figura 39 muestra los perfiles radiales de presión total (P_t), térmica ($P_g = nk_B T$)[‡], dinámica ($P_d = \rho v^2$) y magnética ($P_m = B^2/8\pi$), en la dirección estrella-planeta, para los modelos A1 (línea continua) y C2a (línea a trazos) calculados en un mismo t . Las regiones sombreadas indican las zonas donde se imponen las condiciones iniciales en el planeta y en la estrella, por lo que el comportamiento de las variables en esa región no debe ser tenido en cuenta.

Aproximadamente a 0.04 UA la presión térmica aumenta mientras que la dinámica disminuye. La posición del cambio de valor en estos parámetros es un indicador de la posición de la onda de choque producida por la interacción entre ambos vientos, como lo visto en la sección 2.3. Comparando con el modelo HD, la Figura 39 muestra que esta posición cambia en el modelo A1, ubicándose más lejos del planeta. Esto también se ve reflejado en el comportamiento de la densidad, temperatura y velocidad graficado en la Figura 36.

En este caso, la presión dinámica del viento estelar comprime las líneas de campo en el sector diurno del planeta, que además son arrastradas por su movimiento orbital (como se muestra en la Figura 37). Esto produce un aumento en la presión magnética detrás del choque y dentro de la magnetósfera planetaria. La presión magnética se suma a la presión térmica y dinámica dentro de la magnetósfera planetaria balanceando la presión ejercida por el viento estelar (suma de las presiones dinámicas y magnéticas antes del choque), para alejar la posición de la magnetopausa respecto del planeta. Esto a su vez, permite que el material neutro que escapa del planeta, protegido del viento estelar, pueda acelerarse a mayores distancias, comparado con el caso HD.

7.5 CONCLUSIÓN

Con los modelos MHD se logró reproducir la interacción entre el viento magnetizado de la estrella y el material que escapa del exopla-

‡ La presión del gas se escribe en función de la densidad numérica y la constante de Boltzmann, k_B , para no utilizar la letra griega μ , que denota el momento magnético en este capítulo.

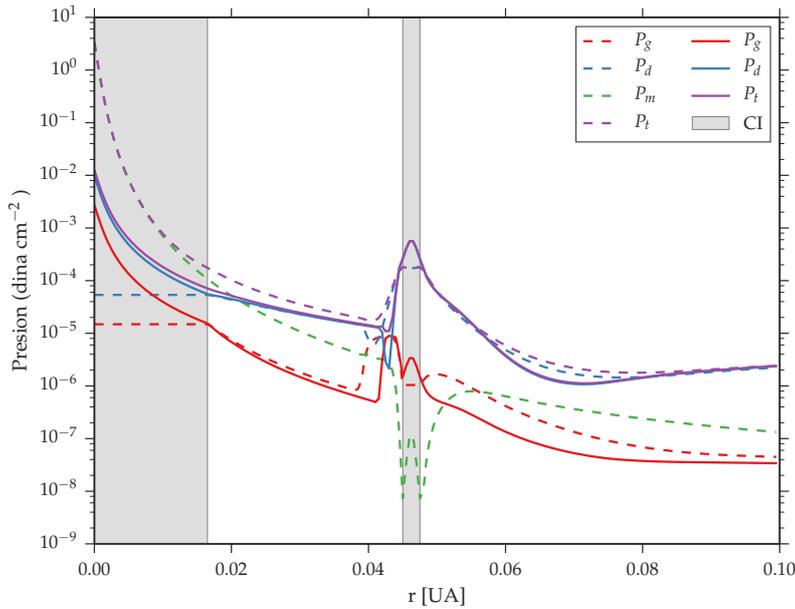


Figura 39: Perfiles radiales, en la dirección estrella-planeta, de la presión total (P_t), magnética (P_m), dinámica (P_d) y térmica (P_g), para el modelo A1 (línea a trazos) y el modelo C2a (línea continua). Las regiones sombreadas indican el radio donde se imponen las condiciones de borde para la estrella y el planeta.

neto HD 209458b, al cual se le consideró la existencia de un campo magnético dipolar. Los valores de campo magnético planetario utilizados en los modelos (0.0, 0.01 y 0.1), no influyen en la interacción con el viento estelar al ser impuestos a $3R_P$ y para las condiciones iniciales de viento utilizadas, ya que la presión dominante en la interacción es siempre la dinámica del viento estelar.

En la región de interacción, las líneas de campo magnético estelar, arrastradas por el movimiento del planeta y el viento de la estrella, se apilan en el punto subsolar provocando un aumento en la presión magnética, que actúa protegiendo el material neutro de la atmósfera planetaria.

A partir de los valores de densidad integrados en dirección al observador, se obtuvo el perfil de la línea Ly α para los distintos modelos. Dicho perfil, idéntico para los tres modelos, reproduce a grandes rasgos la forma asimétrica observada por Vidal-Madjar et al. (2003). Se obtuvieron absorciones en las velocidades reportadas, tanto en la región azul como en la región roja de la línea. Comparando con el modelo HD, este resultado indica que el campo magnético altera la posición de la onda de choque, permitiendo que el material neutro del planeta, se expanda en dirección a la estrella.

Queda por estudiar como influye en los modelos [MHD](#), la cantidad de fotones emitidos por la estrella, y cuanto menos debería ser la tasa de pérdida de masa planetaria para ajustar la absorción en la región roja de la línea. También se deben explorar las diferentes geometrías que puede tener el campo magnético estelar, al considerar para el mismo, un campo magnético dipolar.

Parte IV

CONCLUSIÓN

CONCLUSIÓN GENERAL

Durante el transcurso de esta tesis se ha logrado modelar satisfactoriamente la interacción presente entre el viento estelar y el viento planetario del sistema HD 209458b. A partir de modelos numéricos se obtuvieron los perfiles de absorción en la línea Lyman- α , estos se compararon con las observaciones del trabajo de [Vidal-Madjar et al. \(2003\)](#) para poder disminuir el rango de parámetros libres en las simulaciones.

En una primera instancia, utilizando modelos hidrodinámicos, se propusieron diferentes tipos de vientos estelares politrópicos, para una misma tasa de pérdida de masa estelar. También se asumieron distintos valores para la tasa de pérdida de masa planetaria, \dot{M}_p . Al obtener el perfil de la línea Ly α integrado en diferentes rangos de velocidad, fue posible acotar \dot{M}_p entre $\sim [3 - 5] \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$.

Por otra parte, también se investigaron modelos de viento planetario asimétrico. Se encontró que estos modelos, producen un importante efecto sobre el valor de la absorción en la línea al modificar la superficie de emisión de dicho viento. Siendo los modelos con viento polar o desde el sector nocturno los que mayor absorción producen.

Como segundo paso, se mejoraron los modelos numéricos al incluir de manera apropiada el cálculo de transferencia radiativa, que incluye el proceso de fotoionización. Las condiciones iniciales para los modelos del viento estelar fueron las obtenidas en los modelos HD previos. Se encontró que el flujo ionizante proveniente de la estrella influye, en gran medida, en el material neutro de la cola cometaria; como así también en el valor del máximo de absorción integrado en velocidades.

Al comparar con los modelos previos, se encontró que estos sobrestimaban el valor de la absorción (al no contar el cálculo de la fotoionización de manera correcta), lo que influye directamente en los valores de \dot{M}_p propuestos. Para ajustar las observaciones con los nuevos modelos, el rango de valores de \dot{M}_p posibles puede variar entre $[1 - 2] \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$.

Por último, se estudió el impacto que los campos magnéticos tienen sobre el perfil de absorción en Ly α . Para esto, se propuso una geometría simple para el campo magnético estelar y un campo dipolar en el planeta. Los valores de ambos campos no superan 1 G, por lo que el estudio refleja interacciones dominadas por la presión dinámica de ambos vientos.

Aún así, el perfil de Ly α obtenido está en buen acuerdo con las observaciones. Fue posible, obtener absorciones en la parte roja de la línea, algo que no se había logrado con los modelos HD previos. Esto se atribuye al cambio en la posición de la onda de choque, debido a que la inclusión del campo magnético aumenta la presión total en la magnetósfera planetaria y por lo tanto, equilibra la presión del viento estelar a un radio mayor que en el caso hidrodinámico. Esto se traduce en una mayor protección del material neutro de la atmósfera planetaria, que ahora puede escapar acelerándose hacia la estrella al igual que lejos de ella.

La presencia de una cola cometaria fue una característica común observada en todos los modelos estudiados. Por lo que se concluye que es un resultado inherente a la interacción entre los vientos estelar y magnético. Esta cola cometaria, produce una absorción asimétrica en el perfil de la línea, encontrándose en todos los casos, material neutro de la atmósfera del planeta con velocidades menores a -100 km s^{-1} en concordancia con los datos observacionales. Las absorciones en la parte roja de la línea, recién fueron posibles de reproducir con la incorporación a las simulaciones de campos magnéticos.

Para poder utilizar el código GUACHO en las simulaciones MHD, fue necesaria su adaptación a la integración de las ecuaciones magnetohidrodinámicas, como así también la implementación de métodos para asegurar que se cumpla la condición $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$.

Como perspectivas a futuro, sería interesante estudiar las posibles geometrías para la configuración de los campos y como estas influyen en el perfil de absorción. Además de calcular el perfil de la línea Lyman- α , también se podrían reproducir perfiles en el UV. Con esto se podría estudiar si la región de interacción puede ser detectada en otras longitudes de onda. Lo que podría servir para determinar, indirectamente, cotas en los valores del campo magnético planetario.

BIBLIOGRAFÍA

- Adams, F. C. (2011). Magnetically Controlled Outflows from Hot Jupiters. In *AAS/Division for Extreme Solar Systems Abstracts*, vol. 2 of *AAS/Division for Extreme Solar Systems Abstracts*, (p. 1004).
- Antonov, V. M., Boyarinsev, E. L., Boyko, A. A., Zakharov, Y. P., Melkhov, A. V., Ponomarenko, A. G., Posukh, V. G., Shaikhislamov, I. F., Khodachenko, M. L., & Lammer, H. (2013). Inflation of a Dipole Field in Laboratory Experiments: Toward an Understanding of Magnetodisk Formation in the Magnetosphere of a Hot Jupiter. *ApJ*, 769, 28.
- Ballester, G. E., Sing, D. K., & Herbert, F. (2007). The signature of hot hydrogen in the atmosphere of the extrasolar planet HD 209458b. *Nature*, 445, 511–514.
- Batygin, K., & Stanley, S. (2014). Non-Axisymmetric Flows on Hot Jupiters with Oblique Magnetic Fields. *ArXiv e-prints*.
- Ben-Jaffel, L. (2007). Exoplanet HD 209458b: Inflated Hydrogen Atmosphere but No Sign of Evaporation. *ApJ*, 671, L61–L64.
- Ben-Jaffel, L. (2008). Spectral, Spatial, and Time Properties of the Hydrogen Nebula around Exoplanet HD 209458b. *ApJ*, 688, 1352–1360.
- Ben-Jaffel, L., & Sona Hosseini, S. (2010). On the Existence of Energetic Atoms in the Upper Atmosphere of Exoplanet HD209458b. *ApJ*, 709, 1284–1296.
- Bourrier, V., Ehrenreich, D., & Lecavelier des Etangs, A. (2015). Radiative braking in the extended exosphere of GJ 436 b. *A&A*, 582, A65.
- Bourrier, V., & Lecavelier des Etangs, A. (2013). 3D model of hydrogen atmospheric escape from HD 209458b and HD 189733b: radiative blow-out and stellar wind interactions. *Aap*, 557, A124.
- Brackbill, J. U., & Barnes, D. C. (1980). The effect of nonzero product of magnetic gradient and B on the numerical solution of the magnetohydrodynamic equations. *Journal of Computational Physics*, 35, 426–430.
- Brio, M., & Wu, C. C. (1988). An upwind differencing scheme for the equations of ideal magnetohydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, 75, 400–422.

- Butler, R. P., & Marcy, G. W. (1996). A Planet Orbiting 47 Ursae Majoris. *ApJ*, 464, L153.
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. (2000). Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star. *ApJ*, 529, L45–L48.
- Courant, R., Friedrichs, K., & Lewy, H. (1967). On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics. *IBM Journal of Research and Development*, 11, 215–234.
- Ehrenreich, D., & Désert, J.-M. (2011). Mass-loss rates for transiting exoplanets. *A&A*, 529, A136.
- Ekenbäck, A., Holmström, M., Wurz, P., Grießmeier, J.-M., Lammer, H., Selsis, F., & Penz, T. (2010). Energetic Neutral Atoms Around HD 209458b: Estimations of Magnetospheric Properties. *ApJ*, 709, 670–679.
- Ekenbäck, A., Holmström, M., Wurz, P., Grießmeier, J.-M., Lammer, H., Selsis, F., & Penz, T. (2010). Energetic Neutral Atoms Around HD 209458b: Estimations of Magnetospheric Properties. *ApJ*, 709, 670–679.
- Erkaev, N. V., Kulikov, Y. N., Lammer, H., Selsis, F., Langmayr, D., Jaritz, G. F., & Biernat, H. K. (2007). Roche lobe effects on the atmospheric loss from “Hot Jupiters”. *A&A*, 472, 329–334.
- Erkaev, N. V., Penz, T., Lammer, H., Lichtenegger, H. I. M., Biernat, H. K., Wurz, P., Grießmeier, J.-M., & Weiss, W. W. (2005). Plasma and Magnetic Field Parameters in the Vicinity of Short-periodic Giant Exoplanets. *ApJS*, 157, 396–401.
- Esquivel, A., & Raga, A. C. (2013). Diffuse Ionizing Radiation within HH Jets. *ApJ*, 779, 111.
- Esquivel, A., Raga, A. C., Cantó, J., & Rodríguez-González, A. (2009). The interaction of an O star wind with a Herbig-Haro jet. *A&A*, 507, 855–860.
- Evans, C. R., & Hawley, J. F. (1988). Simulation of magnetohydrodynamic flows - A constrained transport method. *ApJ*, 332, 659–677.
- Fossati, L., Haswell, C. A., Froning, C. S., Hebb, L., Holmes, S., Kolb, U., Helling, C., Carter, A., Wheatley, P., Collier Cameron, A., Loeillet, B., Pollacco, D., Street, R., Stempels, H. C., Simpson, E., Udry, S., Joshi, Y. C., West, R. G., Skillen, I., & Wilson, D. (2010). Metals in the Exosphere of the Highly Irradiated Planet WASP-12b. *ApJ*, 714, L222–L227.
- García Muñoz, A. (2007). Physical and chemical aeronomy of HD 209458b. *Planet. Space Sci.*, 55, 1426–1455.

- Gri  meier, J.-M., Motschmann, U., Mann, G., & Rucker, H. O. (2005). The influence of stellar wind conditions on the detectability of planetary radio emissions. *A&A*, 437, 717–726.
- Guo, J. H. (2011). Escaping Particle Fluxes in the Atmospheres of Close-in Exoplanets. I. Model of Hydrogen. *ApJ*, 733, 98.
- Guo, J. H. (2013). Escaping Particle Fluxes in the Atmospheres of Close-in Exoplanets. II. Reduced Mass-loss Rates and Anisotropic Winds. *ApJ*, 766, 102.
- Hartigan, P., & Raymond, J. (1993). The formation and evolution of shocks in stellar jets from a variable wind. *ApJ*, 409, 705–719.
- Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. (2000). A Transiting “51 Peg-like” Planet. *ApJ*, 529, L41–L44.
- Holmström, M., Ekenbäck, A., Selsis, F., Penz, T., Lammer, H., & Wurz, P. (2008). Energetic neutral atoms as the explanation for the high-velocity hydrogen around HD 209458b. *Nature*, 451, 970–972.
- Hundhausen, A. (1977). Plasma Flow from the Sun. In O. R. White (Ed.) *The Solar Output and its Variation*, (p. 36).
- Johnstone, C. P., Gödel, M., L  ftinger, T., Toth, G., & Brott, I. (2015). Stellar winds on the main-sequence. I. Wind model. *A&A*, 577, A27.
- Kashyap, V. L., Drake, J. J., & Saar, S. H. (2008). Extrasolar Giant Planets and X-Ray Activity. *ApJ*, 687, 1339–1354.
- Khodachenko, M. L., Alexeev, I., Belenkaya, E., Lammer, H., Gri  meier, J.-M., Leitzinger, M., Odert, P., Zaqarashvili, T., & Rucker, H. O. (2012). Magnetospheres of “Hot Jupiters”: The Importance of Magnetodisks in Shaping a Magnetospheric Obstacle. *ApJ*, 744, 70.
- Khodachenko, M. L., Lammer, H., Lichtenegger, H. I. M., Langmayr, D., Erkaev, N. V., Gri  meier, J.-M., Leitner, M., Penz, T., Biernat, H. K., Motschmann, U., & Rucker, H. O. (2007). Mass loss of Hot Jupiters. Implications for CoRoT discoveries. Part I: The importance of magnetospheric protection of a planet against ion loss caused by coronal mass ejections. *Planet. Space Sci.*, 55, 631–642.
- Khodachenko, M. L., Shaikhislamov, I. F., Lammer, H., & Prokopov, P. A. (2015). Atmosphere Expansion and Mass Loss of Close-orbit Giant Exoplanets Heated by Stellar XUV. II. Effects of Planetary Magnetic Field; Structuring of Inner Magnetosphere. *ApJ*, 813, 50.
- Kislyakova, K. G., Johnstone, C. P., Odert, P., Erkaev, N. V., Lammer, H., L  ftinger, T., Holmström, M., Khodachenko, M. L., & Gödel, M. (2014). Stellar wind interaction and pick-up ion escape of the Kepler-11 “super-Earths”. *A&A*, 562, A116.

- Kivelson, M. G., & Russell, C. T. (1995). *Introduction to Space Physics*.
- Knutson, H. A., Charbonneau, D., Noyes, R. W., Brown, T. M., & Gilliland, R. L. (2007). Using Stellar Limb-Darkening to Refine the Properties of HD 209458b. *ApJ*, 655, 564–575.
- Koskinen, T. T., Harris, M. J., Yelle, R. V., & Lavvas, P. (2013). The escape of heavy atoms from the ionosphere of HD209458b. I. A photochemical-dynamical model of the thermosphere. *Icarus*, 226, 1678–1694.
- Koskinen, T. T., Yelle, R. V., Lavvas, P., & Lewis, N. K. (2010). Characterizing the Thermosphere of HD209458b with UV Transit Observations. *ApJ*, 723, 116–128.
- Lamers, H. J. G. L. M., & Cassinelli, J. P. (1999). *Introduction to Stellar Winds*.
- Lammer, H., & Khodachenko, M. (Eds.) (2015). *Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments*, vol. 411 of *Astrophysics and Space Science Library*.
- Lammer, H., Odert, P., Leitzinger, M., Khodachenko, M. L., Panchenko, M., Kulikov, Y. N., Zhang, T. L., Lichtenegger, H. I. M., Erkaev, N. V., Wuchterl, G., Micela, G., Penz, T., Biernat, H. K., Weingrill, J., Steller, M., Ottacher, H., Hasiba, J., & Hanslmeier, A. (2009). Determining the mass loss limit for close-in exoplanets: what can we learn from transit observations? *A&A*, 506, 399–410.
- Lammer, H., Selsis, F., Ribas, I., Guinan, E. F., Bauer, S. J., & Weiss, W. W. (2003). Atmospheric Loss of Exoplanets Resulting from Stellar X-Ray and Extreme-Ultraviolet Heating. *ApJL*, 598, L121–L124.
- Lecavelier Des Etangs, A., Ehrenreich, D., Vidal-Madjar, A., Ballester, G. E., Désert, J.-M., Ferlet, R., Hébrard, G., Sing, D. K., Tchakoumegni, K.-O., & Udry, S. (2010). Evaporation of the planet HD 189733b observed in H I Lyman- α . *A&A*, 514, A72.
- Lecavelier des Etangs, A., Sirothia, S. K., Gopal-Krishna, & Zarka, P. (2013). Hint of 150 MHz radio emission from the Neptune-mass extrasolar transiting planet HAT-P-11b. *A&A*, 552, A65.
- Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., McConnell, J. C., & Hébrard, G. (2004). Atmospheric escape from hot Jupiters. *A&A*, 418, L1–L4.
- Linsky, J. L., Yang, H., France, K., Froning, C. S., Green, J. C., Stocke, J. T., & Osterman, S. N. (2010a). Observations of Mass Loss from the Transiting Exoplanet HD 209458b. *ApJ*, 717, 1291–1299.

- Linsky, J. L., Yang, H., France, K., Froning, C. S., Green, J. C., Stocke, J. T., & Osterman, S. N. (2010b). Observations of Mass Loss from the Transiting Exoplanet HD 209458b. *ApJ*, 717, 1291–1299.
- Llama, J., Wood, K., Jardine, M., Vidotto, A. A., Helling, C., Fossati, L., & Haswell, C. A. (2011). The shocking transit of WASP-12b: modelling the observed early ingress in the near-ultraviolet. *MNRAS*, 416, L41–L44.
- Marcy, G. W., & Butler, R. P. (1996). A Planetary Companion to 70 Virginis. *ApJ*, 464, L147.
- Matsakos, T., Uribe, A., & Königl, A. (2015). Classification of magnetized star-planet interactions: bow shocks, tails, and inspiraling flows. *A&A*, 578, A6.
- Mayor, M., & Queloz, D. (1995). A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378, 355–359.
- Mestel, L. (1968). Magnetic braking by a stellar wind-I. *MNRAS*, 138, 359.
- Miyoshi, T., & Kusano, K. (2005). A multi-state HLL approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics. *J. Comput. Phys.*, 208, 315–344.
- Murray-Clay, R. A., Chiang, E. I., & Murray, N. (2009). Atmospheric Escape From Hot Jupiters. *ApJ*, 693, 23–42.
- Orszag, S. A., & Tang, C.-M. (1979). Small-scale structure of two-dimensional magnetohydrodynamic turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 90, 129–143.
- Osterbrock, D. E. (1989). *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*.
- Owen, J. E., & Adams, F. C. (2014). Magnetically controlled mass-loss from extrasolar planets in close orbits. *MNRAS*, 444, 3761–3779.
- Owen, J. E., & Jackson, A. P. (2012). Planetary evaporation by UV & X-ray radiation: basic hydrodynamics. *MNRAS*, 425, 2931–2947.
- Parker, E. N. (1958). Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *ApJ*, 128, 664.
- Parker, E. N. (1965). Dynamical Theory of the Solar Wind. *Space Sci. Rev.*, 4, 666–708.
- Parks, G. K. (2004). *Physics of space plasmas : an introduction*.

- Penz, T., Erkaev, N. V., Kulikov, Y. N., Langmayr, D., Lammer, H., Micela, G., Cecchi-Pestellini, C., Biernat, H. K., Selsis, F., Barge, P., Deleuil, M., & Léger, A. (2008). Mass loss from Hot Jupiters Implications for CoRoT discoveries, Part II: Long time thermal atmospheric evaporation modeling. *Planet. Space Sci.*, *56*, 1260–1272.
- Pillitteri, I., Wolk, S. J., Cohen, O., Kashyap, V., Knutson, H., Lisse, C. M., & Henry, G. W. (2010). XMM-Newton Observations of HD 189733 During Planetary Transits. *ApJ*, *722*, 1216–1225.
- Pneuman, G. W., & Kopp, R. A. (1971). Gas-Magnetic Field Interactions in the Solar Corona. *Sol. Phys.*, *18*, 258–270.
- Powell, K. G., Roe, P. L., Linde, T. J., Gombosi, T. I., & De Zeeuw, D. L. (1999). A Solution-Adaptive Upwind Scheme for Ideal Magnetohydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, *154*, 284–309.
- Raga, A. C., Navarro-González, R., & Villagrán-Muniz, M. (2000). A New, 3D Adaptive Grid Code for Astrophysical and Geophysical Gasdynamics. *Revista Mexicana de Astronomía*, *36*, 67.
- Sanz-Forcada, J., Micela, G., Ribas, I., Pollock, A. M. T., Eiroa, C., Velasco, A., Solano, E., & García-Álvarez, D. (2011). Estimation of the XUV radiation onto close planets and their evaporation. *Aap*, *532*, A6.
- Schneiter, E. M., Esquivel, A., Villarreal D'Angelo, C. S., Velazquez, P. F., Raga, A. C., & Costa, A. (2015). Photo-ionization of planetary winds: case study HD 209458b. *submitted*.
- Schneiter, E. M., Velazquez, P. F., Esquivel, A., Raga, A. C., & Blanco-Cano, X. (2007). Three-dimensional Hydrodynamical Simulation of the Exoplanet HD 209458b. *ApJ*, *671*, L57–L60.
- Shaikhislamov, I. F., Khodachenko, M. L., Sasunov, Y. L., Lammer, H., Kislyakova, K. G., & Erkaev, N. V. (2014). Atmosphere Expansion and Mass Loss of Close-orbit Giant Exoplanets Heated by Stellar XUV. I. Modeling of Hydrodynamic Escape of Upper Atmospheric Material. *ApJ*, *795*, 132.
- Shkolnik, E., Bohlender, D. A., Walker, G. A. H., & Collier Cameron, A. (2008). The On/Off nature of star-planet interactions in the HD 179949 and ν And systems. In Y.-S. Sun, S. Ferraz-Mello, & J.-L. Zhou (Eds.) *IAU Symposium*, vol. 249 of *IAU Symposium*, (pp. 151–158).
- Shkolnik, E., Walker, G. A. H., & Bohlender, D. A. (2003). Evidence for Planet-induced Chromospheric Activity on HD 179949. *ApJ*, *597*, 1092–1096.

- Shkolnik, E., Walker, G. A. H., Bohlender, D. A., Gu, P.-G., & Kürster, M. (2005). Hot Jupiters and Hot Spots: The Short- and Long-Term Chromospheric Activity on Stars with Giant Planets. *ApJ*, 622, 1075–1090.
- Showman, A. P., Cooper, C. S., Fortney, J. J., & Marley, M. S. (2008). Atmospheric Circulation of Hot Jupiters: Three-dimensional Circulation Models of HD 209458b and HD 189733b with Simplified Forcing. *ApJ*, 682, 559–576.
- Sigurdsson, S., Richer, H. B., Hansen, B. M., Stairs, I. H., & Thorsett, S. E. (2003). A Young White Dwarf Companion to Pulsar B1620-26: Evidence for Early Planet Formation. *Science*, 301, 193–196.
- Silva-Valio, A. (2008). Estimating Stellar Rotation from Starspot Detection during Planetary Transits. *ApJ*, 683, L179–L182.
- Sod, G. A. (1978). A survey of several finite difference methods for systems of nonlinear hyperbolic conservation laws. *Journal of Computational Physics*, 27, 1–31.
- Tian, F., Toon, O. B., Pavlov, A. A., & De Sterck, H. (2005). Transonic Hydrodynamic Escape of Hydrogen from Extrasolar Planetary Atmospheres. *ApJ*, 621, 1049–1060.
- Toro, E. (1999). *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics: A Practical Introduction*. Applied mechanics: Researchers and students. U.S. Government Printing Office.
URL <http://books.google.com.ar/books?id=FbemQgAACAAJ>
- Torres, G., Winn, J. N., & Holman, M. J. (2008). Improved Parameters for Extrasolar Transiting Planets. *ApJ*, 677, 1324–1342.
- Tóth, G. (2000). The $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ Constraint in Shock-Capturing Magnetohydrodynamics Codes. *Journal of Computational Physics*, 161, 605–652.
- Trammell, G. B., Arras, P., & Li, Z.-Y. (2011). Hot Jupiter Magnetospheres. *ApJ*, 728, 152.
- Trammell, G. B., Li, Z.-Y., & Arras, P. (2014). Magnetohydrodynamic Simulations of Hot Jupiter Upper Atmospheres. *ApJ*, 788, 161.
- Tremblin, P., & Chiang, E. (2013). Colliding planetary and stellar winds: charge exchange and transit spectroscopy in neutral hydrogen. *MNRAS*, 428, 2565–2576.
- Tripathi, A., Kratter, K. M., Murray-Clay, R. A., & Krumholz, M. R. (2015). Simulated Photoevaporative Mass Loss from Hot Jupiters in 3D. *ApJ*, 808, 173.

- Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., Ballester, G. E., Ehrenreich, D., Ferlet, R., McConnell, J. C., Mayor, M., & Parkinson, C. D. (2004). Detection of Oxygen and Carbon in the Hydrodynamically Escaping Atmosphere of the Extrasolar Planet HD 209458b. *ApJ*, *604*, L69–L72.
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., Ballester, G. E., Ferlet, R., Hébrard, G., & Mayor, M. (2003). An extended upper atmosphere around the extrasolar planet HD209458b. *Nature*, *422*, 143–146.
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., Ballester, G. E., Ferlet, R., Hébrard, G., & Mayor, M. (2008). Exoplanet HD 209458b (Osiris): Evaporation Strengthened. *ApJ*, *676*, L57–L60.
- Vidotto, A. A., Fares, R., Jardine, M., Donati, J.-F., Opher, M., Moutou, C., Catala, C., & Gombosi, T. I. (2012). The stellar wind cycles and planetary radio emission of the τ Boo system. *MNRAS*, *423*, 3285–3298.
- Vidotto, A. A., Jardine, M., & Helling, C. (2010). Early UV Ingress in WASP-12b: Measuring Planetary Magnetic Fields. *ApJ*, *722*, L168–L172.
- Villarreal D'Angelo, C., Schneider, M., Costa, A., Velázquez, P., Raga, A., & Esquivel, A. (2014). On the sensitivity of extrasolar mass-loss rate ranges: HD 209458b a case study. *MNRAS*, *438*, 1654–1662.
- Wang, Y.-M., & Sheeley, N. R., Jr. (1990). Magnetic flux transport and the sunspot-cycle evolution of coronal holes and their wind streams. *ApJ*, *365*, 372–386.
- Weber, E. J., & Davis, L., Jr. (1967). The Angular Momentum of the Solar Wind. *ApJ*, *148*, 217–227.
- Wolszczan, A., & Frail, D. A. (1992). A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. *Nature*, *355*, 145–147.
- Wood, B. E., Redfield, S., Linsky, J. L., Müller, H.-R., & Zank, G. P. (2005). Stellar Ly α Emission Lines in the Hubble Space Telescope Archive: Intrinsic Line Fluxes and Absorption from the Heliosphere and Astrospheres. *ApJS*, *159*, 118–140.
- Yelle, R. V. (2004a). Aeronomy of extra-solar giant planets at small orbital distances. *Icarus*, *170*, 167–179.
- Yelle, R. V. (2004b). Aeronomy of extra-solar giant planets at small orbital distances. *ICARUS*, *170*, 167–179.

COLOFÓN

Este documento fue escrito haciendo uso de la tipografía `classicthesis` desarrollada por André Miede. El estilo fue inspirado por el libro de tipografía "*The Elements of Typographic Style*" de Robert Bringhurst. `classicthesis` está disponible tanto para \LaTeX como para \LyX :

<http://code.google.com/p/classicthesis/>

Final Version as of 23 de mayo de 2016 (`classicthesis`).