



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

---

INSTITUTO DE GEOFÍSICA  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA ESPACIAL  
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

# Interacción de vientos estelares con planetas

## T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE  
DOCTOR EN CIENCIAS (FÍSICA ESPACIAL)

P R E S E N T A

Ernesto Matias Schneiter





Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

## Resumen

Un viento estelar interactúa con los diversos objetos que encuentra en su sistema, donde el tipo de interacción estará regido por las características del objeto y las condiciones del viento estelar. En esta tesis se presentan dos trabajos numéricos de la interacción de vientos estelares con planetas, uno realizado con un código hidrodinámico y otro con un código magnetohidrodinámico como se explica a continuación:

### **Simulación hidrodinámica 3D del exoplaneta HD 209458b**

El exoplaneta HD209458b es un planeta tipo Júpiter que orbita una estrella con características muy similares a nuestro Sol, produciendo repetidos transitos a través del disco estelar. El período orbital es de 3.5 días y la distancia media a la estrella es de 0.045 UA. Lo interesante de este sistema es que el planeta muestra un tamaño aparente mayor cuando es observado en Lyman  $\alpha$  (1214-1217 Å) que cuando es observado en una longitud de onda en el óptico. Esta diferencia se cree que ocurre debido a la existencia de una atmósfera superior extendida, tipo estela cometaria. Como primer trabajo de esta tesis presentamos simulaciones numéricas 3D hidrodinámicas de este sistema para estudiar la absorción producida por la atmósfera extendida. Esta 'exósfera' se encuentra modelada como un viento que fluye del planeta con una velocidad terminal igual a la velocidad de escape ( $60 \text{ km s}^{-1}$ ), el cual interactúa con el viento estelar. Se llevaron a cabo cuatro corridas con tasas de pérdida de masa del planeta en el intervalo  $[1.5 \times 10^{-17} \rightarrow 1.5 \times 10^{-14}] M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . A partir de comparar las absorciones predichas en Lyman  $\alpha$  obtenidas de nuestros modelos con observaciones, determinamos un valor máximo para la tasa de pérdida de masa de  $\dot{M}_p = (1.8 \pm 0.4) \times 10^{-16} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ . Esta tasa de pérdida de masa obtenida es consistente con el límite inferior determinado por Vidal-Madjar et al. (2003).

## Estudio magnetohidrodinámico y de partículas de prueba de la interacción del viento Solar con Marte

La manera en que el viento Solar interactúa con Marte es muy diferente a como éste lo hace con la Tierra. Esto se debe principalmente a que Marte, a diferencia de la Tierra, no posee un campo magnético global propio. A pesar de este hecho, en Marte se forma una frontera magnética inducida debido a la interacción del viento solar con la ionósfera, formándose también una onda de choque al frente del planeta a una distancia mucho menor que en el caso de nuestro planeta. La radiación solar ioniza la atmósfera superior de Marte y parte de este material ionizado es asimilado por el viento solar. Los iones asimilados por el viento solar forman distribuciones de haces de anillos en el espacio de velocidades haciendo al plasma inestable, en algunos casos, para la producción de ondas ion ciclotrón, las cuales han sido medidas y reportadas en trabajos observacionales.

Como segunda parte de este trabajo se presenta un estudio de esta interacción, partiendo de las modificaciones realizadas a un código numérico magnetohidrodinámico 3D utilizado para simular la interacción viento Solar-Marte, considerando diversas geometrías del campo magnético interplanetario y condiciones típicas del viento solar. Luego se muestran los resultados obtenidos con las simulaciones, con una resolución de  $\sim 200$  km, comparando las características globales (posición de la onda de choque, región de apilamiento magnético, formación de la barrera magnética y la estructura de la cola) de la interacción VS-Marte con otros trabajos numéricos (las comparaciones fueron realizadas principalmente con Tanaka 1993) y observaciones (ver Trotignon et al. 2006). Encontramos que la posición calculada de la onda de choque concuerda bastante bien con los valores observacionales, y que la estructura de la cola y choque tiene una alta dependencia en ángulo de Parker.

Finalmente presentamos un nuevo código de partículas que emplea la configuración electromagnética obtenida con el estudio MHD para condiciones de viento lento y un ángulo de Parker de  $57^\circ$  para estudiar el posible crecimiento de ondas debido a protones asimilados por el viento solar. Encontramos distribuciones de velocidades de los protones en el transterminador y en la cola que podrían causar el crecimiento de ondas con frecuencias cercanas a la de ión ciclotron, mostrando una correspondencia con las regiones donde este tipo de ondas han sido observadas y reportadas por Brain et al. (2002). Encontramos que para el caso de la distribución en el transterminador el mínimo de densidad de partículas necesarias para producir un crecimiento de onda del tipo

mencionado es del 3.5 % de la densidad de partículas del viento solar en esa región, mientras que en la cola sólo se necesita una densidad mínima del 2 % de la del viento solar.



# Abstract

A stellar wind interacts with different objects that it encounters in its system, and the type of interaction will depend on both, the objects characteristics as well as on the stellar wind conditions. In this thesis we present two numerical studies, one done with a hydrodynamic code, and the other with a magneto-hydrodynamic code of the interaction of stellar winds with planets, as it is explained bellow:

## **3D Hydrodynamic simulation of the exoplanet HD 209458b**

HD 209458b is a Jovian like planet orbiting around a star with characteristics similar to the Sun, which has repeated transits across the stellar disk. The orbital period is 3.5 days, with a mean distance to the star of 0.045 AU. The peculiar characteristic of this system is that the planet shows a larger apparent size when observed in Lyman  $\alpha$  (1214-1217 Å) than at optical wavelengths. This discrepancy is thought to be due to the existence of an extended upper atmosphere and/or a cometary wake. In this thesis we present 3D numerical simulations of this system, and study the absorption produced by the extended atmosphere. This “exosphere” is modeled as a wind outflowing from the planet at the escape velocity ( $60 \text{ km s}^{-1}$ ), which interacts with the stellar wind. Four runs were carried out with planetary mass loss rates in the  $[1.5 \times 10^{-17} \rightarrow 1.5 \times 10^{-14}] M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  range. By comparing the Lyman  $\alpha$  absorption predicted from the models with the observations, we determine an  $\dot{M}_p = (1.8 \pm 0.4) \times 10^{-16} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  value for the mass loss rate from HD 209458b (a value which is of course dependent on the model assumptions, the error reflecting only the propagation of the observational uncertainties). This mass loss rate is consistent with the lower limit for  $\dot{M}_p$  ( $= 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ ) determined by Vidal-Madjar et al. (2003).

## **Magnetohydrodynamic and Test particle study of the Solar wind interaction with Mars**

The solar wind interaction with Mars is very different to that of Earth since Mars lacks a global magnetic field. Despite this fact, an induced magnetic boundary is formed due to the interaction of the solar wind with the ionosphere, and a bow shock forms ahead of the planet, much closer than in the case of our planet. The solar radiation ionizes Mars upper atmosphere and later, due to the dynamical interaction between the solar wind and the newly ionized material, some ions are swept away from the planetary upper atmosphere, i.e. picked up into the solar wind flow. These ions form ring-beam distributions in velocity space making the plasma unstable to the generation of ion cyclotron waves that have been previously reported.

As part of the thesis work we first present the modifications done to a 3D MHD code employ to simulate the solar wind interaction with Mars for different IMF geometries with nominal solar wind conditions. Secondly, we show the results obtained with the MHD simulations with a resolution of  $\sim 200$  km, comparing the global characteristics (bows hock position, magnetic pile up region, magnetic barrier, and tail structure) of the SW-Mars interaction obtained with other numerical works (numerical comparisons were done with Tanaka 1993) and observations (see Trotignon et al. 2006). We found that the calculated bows hock position agrees reasonably well with observed values, and that the tail structure has a great dependence on the Parker angle. Last, we present a new test particle code that employes the electromagnetic field configuration obtained with the MHD study for nominal wind conditions to study possible wave growth due to pick up protons. We found velocity distributions of pick up protons in the terminator and tail that could cause wave growth of waves with frequencies close to ion cyclotron frequencies, matching the regions where these type of waves have been measured and reported by Brain et al. (2002). We also find that the terminator distribution needs to have a density of pick up ions above 3.5 percent of the solar wind density for wave growth, while the distribution in the tail only needs to have a density above 2 percent of the solar wind density for wave growth.



# Índice

<b>Resumen</b>	<b>I</b>
<b>Abstract</b>	<b>v</b>
<b>I Estudio hidrodinámico de la interacción de un viento estelar con un exoplaneta</b>	<b>5</b>
<b>1. HD 209458b</b>	<b>7</b>
1.1. Modelo de la exósfera cometaria . . . . .	10
1.1.1. Simulación numérica . . . . .	10
1.1.2. Simulación de la absorción en Lyman $\alpha$ . . . . .	13
1.2. Resultados . . . . .	15
1.3. Discusión y conclusiones . . . . .	16
<b>II Estudio magnetohidrodinámico de la interacción del viento solar con Marte</b>	<b>23</b>
<b>2. Interacción del viento solar con Marte</b>	<b>25</b>
2.1. Introducción . . . . .	25
2.1.1. Antecedentes: . . . . .	25
2.1.2. Métodos numéricos empleados para este tipo de interacción	28
2.2. Características de la interacción VS-Marte . . . . .	30
<b>3. Teoría magnetohidrodinámica y su aplicación numérica al problema de la interacción VS-Marte</b>	<b>35</b>
3.1. ¿Por qué utilizar la teoría MHD para la interacción viento solar-Marte? . . . . .	36
3.1.1. Ecuaciones MHD para un fluido . . . . .	40

---

3.1.2. Ondas MHD . . . . .	42
3.2. Código Magnetohidrodinámico . . . . .	46
3.3. Adaptación de código MHD . . . . .	47
3.3.1. Descomposición del campo magnético en el código MHD . . . . .	47
3.3.2. Condiciones de fronteras internas y externas . . . . .	49
3.3.3. Condición de esfera conductora . . . . .	50
3.3.4. Iniciando sin monopolos magnéticos . . . . .	52
<b>4. Validación del código MHD para el estudio de la interacción VS-Marte</b>	<b>53</b>
4.1. Características globales del modelo numérico . . . . .	55
4.2. Estructura del choque para diversos ángulos de Parker . . . . .	58
4.2.1. Estructura del choque a partir de resultados numéricos . . . . .	62
4.3. Cosas a destacar de estos resultados . . . . .	70
<b>5. Distribución de velocidades de iones asimilados por el VS en Marte</b>	<b>77</b>
5.1. Ondas en Marte . . . . .	78
5.2. Modelo de partículas de prueba . . . . .	83
5.2.1. Transporte de iones $H^+$ asimilados . . . . .	84
5.2.2. Distribuciones de velocidades . . . . .	88
5.3. Resultados . . . . .	92
<b>III Conclusiones</b>	<b>97</b>
<b>6. Conclusiones</b>	<b>99</b>
6.1. HD209458b . . . . .	99
6.2. Marte . . . . .	100

## Índice de figuras

1. Esquema comparativo de interacción de VS con planetas con y sin campo magnético propio . . . . .	2
1.1. Esquema de curva de luminosidad . . . . .	19
1.2. Esquema de línea de visión con respecto a $i$ . . . . .	19
1.3. Imagen 3D de la estratificación de la densidad . . . . .	20
1.4. Imágenes 3D de simulación y curvas de intensidad simuladas en Lyman $\alpha$ . . . . .	21
1.5. Máximo de la absorción en Lyman $\alpha$ en función de $\dot{m}$ . . . . .	22
2.1. Esquema de la interacción VS-Marte . . . . .	26
3.1. Condición de frontera interna para el campo magnético. . . . .	50
4.1. Mapas de $\rho$ , $p$ y $B$ para $\theta_{Bn} = 57^\circ$ en el plano orbital . . . . .	57
4.2. Mapas de $\rho$ , $p$ y $B$ para $\theta_{Bn} = 57^\circ$ en plano polar . . . . .	57
4.3. Distribuciones de $\rho$ , $P$ (campo de velocidad) y $B$ (campo magnético) en el plano $x, z(y = 0)$ . . . . .	59
4.4. Distribuciones de $\rho$ , $P$ (campo de velocidad) y $B$ (campo magnético) en el plano $x, z(y = 0)$ . . . . .	60
4.5. Perfiles de $\rho, p$ y $B$ a lo largo de $x$ ( $y, z = 0$ ) . . . . .	64
4.6. Perfiles de $\rho, p$ y $B$ a lo largo $y$ ( $x, z = 0$ ) . . . . .	65
4.7. Perfiles de $\rho, p$ y $B$ a lo largo $z$ ( $y, z = 0$ ) . . . . .	67
4.8. Perfiles de $\rho, p$ y $B$ a lo largo $y$ ( $x = 2R_M, z = 0$ ) . . . . .	69
4.9. Perfiles de $\rho, p$ y $B$ a lo largo $z$ ( $x = 2R_M, y = 0$ ) . . . . .	71
4.10. Asimetría de $v_x$ de plano orbital y polar . . . . .	72
4.11. Estructura de $B, V_x, P$ y $\rho$ en región subsolar . . . . .	73
4.12. Superposición de modelo de frontera con resultado MHD . . . . .	75
5.1. Esquema de distribución de VS y un beam en espacio fase . . . . .	78

5.2. Observaciones de ondas con frecuencia cercana a la de proton ciclotrón . . . . .	79
5.3. Campos eléctrico y magnético . . . . .	82
5.4. Distribución inicial de partículas de prueba . . . . .	86
5.5. Trayectoria de partículas de prueba . . . . .	87
5.6. Distribución de partículas de prueba para $t=50s$ . . . . .	89
5.7. Distribuciones de iones en espacio de velocidad . . . . .	94
5.8. Frecuencia de onda $\omega$ y crecimiento $\gamma$ en función de $k$ . . . . .	95

## Índice de tablas

1.1. Parámetros de HD 209458 . . . . .	16
1.2. Parámetros de HD 209458b . . . . .	16
4.1. Condiciones iniciales de modelos MHD . . . . .	55
4.2. Parámetros de modelo ajuste a posición de onda de choque . . .	61
4.3. Tabla de parámetros de ajuste de curva . . . . .	76
5.1. Datos de entrada para el cálculo de la frecuencia y crecimiento de onda con WHAMP correspondiente a la distribución en el terminador $(0, -1.6R_M, 0)$ , dónde $B = 4\text{nT}$ . . . . .	91
5.2. Datos de entrada para el cálculo de la frecuencia y crecimiento de onda con WHAMP correspondiente a la distribución en la cola $(2, -2R_M, 0)$ , dónde $B = 2\text{nT}$ . . . . .	91



# Introducción

El Sol es una estrella enana compuesta por  $\sim 90\%$  de hidrógeno,  $\sim 10\%$  y  $\sim 0.1\%$  de otros elementos. La atmósfera del Sol se encuentra dividida en: fotosfera, cromosfera y corona. La fotosfera es la capa interna que tiene aproximadamente unos 500 km de espesor. La cromosfera se extiende a una altura de 2500 km sobre la fotosfera. Finalmente, se encuentra la corona, la cual se extiende en el espacio interplanetario como consecuencia de las altas temperaturas del gas en la corona. Esta corona en expansión se conoce como viento solar, el cual interactúa con los distintos objetos que encuentra en su camino (planetas, cometas, asteroides, etc). El escape de los gases de la corona solar ocurre cuando la temperatura de la corona es del orden de  $10^6\text{K}$ .

La producción del viento solar, así como el gran incremento de la temperatura en la corona solar son todavía una pregunta abierta. Un posible mecanismo de aceleración de material solar podría ser que a dicha temperatura casi la mitad de los electrones tienen velocidades térmicas mayores a la velocidad de escape gravitacional, mientras que menos de un 1% de los protones la tienen. En principio esto produciría un exceso de cargas positivas pero, debido a los campos eléctricos producidos, los protones son acelerados pudiendo escapar (Parks 2004). Este proceso le permite al Sol mantener su neutralidad de carga.

Las velocidades de este flujo en expansión varían entre los 300 y 1200  $\text{km s}^{-1}$  a la altura de Marte. Existen dos tipos de vientos, el viento lento y el rápido. El viento lento es originado en regiones fronterizas entre líneas de campo abiertas y cerradas, y el segundo, el viento rápido, se origina en los hoyos coronales, lejos de las fronteras donde se origina el viento lento (Riley et al. 2001). El espacio entre el Sol y los planetas se encuentra inmerso en el campo magnético interplanetario, el cuál tiene una magnitud de unos cuantos nano Teslas, a la altura de la Tierra. Este valor es superior al que se obtendría extrapolando el valor del campo dipolar del Sol, siguiendo una ley que va como  $r^{-3}$ . La teoría de flúidos magnetohidrodinámica postula que el campo magnético solar puede

estar congelado al fluido<sup>1</sup>, y de esta manera ser transportado por éste.

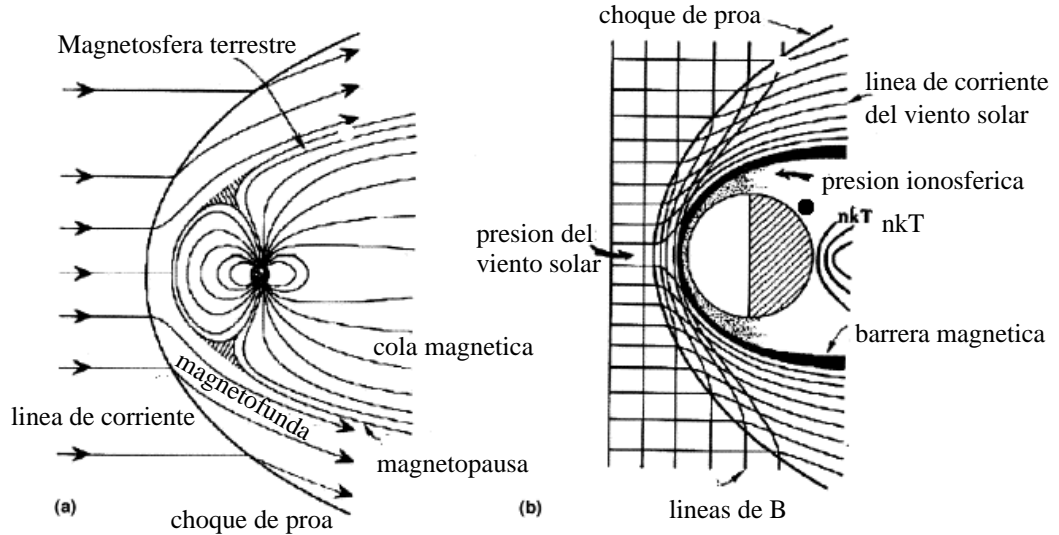


Figura 1: Figura tomada de Luhmann et al. (2004) que es un esquema de una magnetosfera tipo terrestre (figura a), caracterizada por una región donde domina el campo magnético planetario dentro de la magnetopausa, y magnetosfera inducida tipo Marte o Venus (figura b) donde el obstáculo al viento solar se debe a la existencia de la presión ionosférica

Debido a que la velocidad del viento solar a la altura de cualquier planeta es mayor a la velocidad de las ondas compresivas del plasma solar, una onda de choque se forma al frente de cada planeta. La onda de choque frena al fluido, calentándolo y desviándolo. La capa de fluido deformado es conocida como la magnetofunda. El tipo de interacción que el viento solar tenga con los planetas varía según las características de estos, y la distancia a la que se encuentra de la estrella. El viento solar también varía según la lejanía del Sol afectando también a la estructura del choque con el objeto encontrado. En la figura 1 se encuentra ejemplificada la diferencia entre la interacción del viento solar con un planeta tipo Tierra, con campo magnético propio en contraste con la interacción con un planeta tipo Venus o Marte, los cuales poseen ionosferas pero carecen de campo magnético propio (o es muy tenue y localizado). En los casos como el

<sup>1</sup>Si se considera al viento solar como un fluido perfectamente conductor entonces el campo magnético se encuentra acoplado al movimiento del fluido  $\mathbf{U}$  de la siguiente manera  $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B})$



planeta Tierra, la magnetosfera, en general, protege la atmósfera planetaria, pero pueden existir procesos de reconexión de líneas de campo magnético del viento solar con el del planeta, vulnerando así la protección brindada por el campo magnético planetario.

En esta tesis nos concentraremos en el segundo caso, es decir en la interacción de vientos estelares con planetas con ionosfera y sin campo magnético propio. Como resultado de esta interacción, la atmósfera del planeta es erosionada por el viento estelar. Un caso de erosión extrema es el del exoplaneta HD 209458b, el cual pertenece al grupo de los “Júpiter calientes”, porque posee características semejantes (tamaño y masa) al planeta Júpiter, pero a diferencia de éste, el exoplaneta se encuentra a una distancia de su estrella menor a la del planeta Mercurio.

Últimamente se han descubierto muchos exoplanetas<sup>2</sup>, principalmente por el movimiento radial de la estrella (lo que produce corrimientos al rojo y al azul del espectro estelar). Este “bamboleo” revela la existencia de un objeto masivo, que tiene una órbita cercana a su estrella. Algunos de estos exoplanetas producen tránsitos. Este es el caso del exoplaneta HD209458b. Este exoplaneta fue elegido como objeto de estudio en esta tesis, porque su estrella posee características muy similares al Sol, permitiéndonos inferir parte de la física que no se puede medir debido a su lejanía. Por otro lado, debido a su lejanía, no se conoce insitu la estructura del campo magnético. Este hecho justifica hacer un primer estudio de carácter puramente hidrodinámico.

El trabajo presentado en esta tesis se encuentra dividido en tres partes. La primera parte corresponde al estudio hidrodinámico de la interacción del viento de la estrella HD 209458 con el exoplaneta HD 209458b.

Después, en la segunda parte, se realiza un estudio magnetohidrodinámico de la interacción del viento solar con el planeta Marte. Para el caso de Marte, existen mediciones insitu entre otras cosas del campo magnético del viento solar, y se sabe que éste afecta de manera importante a la interacción viento solar-Marte, por lo que el rol del campo magnético no puede ser excluido del análisis. Entre las naves que han visitado Marte se encuentran: las Mariner, la sonda Phobos 2, el Mars Global Surveyor (MGS) -la cuál confirmó la no existencia de un campo magnético dipolar en Marte pero si la presencia de campos magnéticos corticales localizados y tenues (Trotignon et al. 2006; Crider 2004; Acuna et al. 1998)-, siendo la misión más actual la del Mars Express (MEX) -la cual ha servido para, entre otras cosas, determinar la composición

---

<sup>2</sup>información de los exoplanetas descubiertos puede ser consultada en la siguiente página: <http://exoplanet.eu>

del flujo de escape en Marte y estimar la tasa de pérdida de masa de algunos de los componentes de la atmósfera (ver por ejemplo Carlsson et al. 2006; Kallio et al. 2006)-.

Esta segunda parte se encuentra subdividida en varios capítulos. En el capítulo 2 se hace una breve introducción al caso a estudiar, presentando algunos de los trabajos teóricos realizados y caracterizando la región de interacción. En el capítulo 3 se introduce, de manera breve, la teoría MHD junto con las características principales de la herramienta numérica empleada. Posteriormente, en el capítulo 4 se presentan los resultados numéricos, que son comparados con otros estudios semejantes y modelos observacionales, con la idea de validar el código para estudios de este tipo. En el capítulo 5 utilizamos los resultados obtenidos con el estudio magnetohidrodinámico para estudiar el crecimiento de ondas electromagnéticas de baja frecuencia en algunas regiones del medio ambiente de Marte.

Por último, en la tercera parte realizamos un breve recuento de los resultados obtenidos a lo largo de los trabajos presentados en las primera dos partes.

---

# 1

## HD 209458b

HD 209458b es un exoplaneta con algunas características parecidas al planeta Júpiter que orbita una estrella muy parecida a nuestro Sol. Lo peculiar de este exoplaneta es que transita por delante de su estrella madre, produciendo de esta manera una baja periódica en la intensidad de luminosidad medida desde la Tierra (ver figura 1.1), siendo el primer exoplaneta en ser descubierto por esta técnica (Henry et al. 2000; Charbonneau et al. 2000). Una de las cosas que llamó mucho la atención es que el disco planetario que apenas produce un ocultamiento de un 1.5% en el óptico durante el tránsito, genere una baja máxima en la intensidad de un 15% en Lyman  $\alpha$  (1214-1217 Å) dando la apariencia de un tamaño mayor que en longitudes de onda ópticas. Este tránsito en conjunto con mediciones de velocidad radial (ver Mazeh et al. 2000) provee una estimación para el radio planetario de  $1.4R_{Jup}$ , una masa de  $0.69M_{Jup}$ , un semi-eje mayor orbital de  $0.047UA$ , una excentricidad de  $e = 0.07$  (una órbita casi circular) y una inclinación de  $i = 86.1^\circ$  (ver figura 1.2) entre el eje orbital y la línea de visión (Southworth et al. 2007, obtuvo  $i = 86.67^\circ$ ). Charbonneau et al. (2002) encontró evidencia de una atmósfera, basándose en mediciones de absorción en la línea Na D.

Este exoplaneta pertenece a la categoría conocida como “hot Jupiters” (Júpiteres calientes), debido a sus características y la cercanía a su estrella madre. Schneider et al. (1998) predijo que un planeta con tales característi-

cas debería tener una exósfera cometaria. Esta conjetura fué confirmada observacionalmente para el caso del exoplaneta HD 209458b por Vidal-Madjar et al. (2003). Estos autores llevaron a cabo observaciones en la línea Lyman  $\alpha$  (1,215.67 Å), encontrando una absorción de 15 % (relativo al nivel del continuo) durante el tránsito, revelando así la existencia de una exósfera extendida.

Vidal-Madjar et al. (2003) modeló la exósfera de HD 209458b considerando la interacción del material evaporado del planeta con la radiación de la estrella madre.

Ellos construyeron una simulación de partículas en dónde asumen que los átomos de hidrógeno son influenciados por la presión de radiación de la estrella, dentro y fuera del límite del lóbulo de Roche <sup>1</sup>. El movimiento de las partículas tiene en cuenta la fuerza gravitatoria del planeta y de la estrella. El flujo de escape y tiempo de vida de las partículas de hidrógeno neutro son tomadas como parámetros libres en la simulación que estos investigadores llevaron a cabo. El tiempo de vida del hidrógeno neutro fué limitado a unas cuantas horas ya que éste es ionizado por la alta radiación estelar. Al flujo de escape le dan una asimetría aparente, tal que la estructura de éste al escaparse de la atmósfera planetaria sugiera la forma de una cola cometaria. Las partículas van desapareciendo cuando se va cumpliendo el tiempo de vida de éstas. Debido a las aproximaciones de este modelo (es decir, que el “viento planetario” consiste de partículas que solo interactúan con la radiación y con el campo gravitacional), la estructura cometaria que obtienen resulta ser independiente de la tasa de pérdida de masa del planeta  $\dot{M}_p$ . De manera correcta, la estructura cometaria predicha por este modelo da el  $\sim 15\%$  de cobertura necesaria para explicar la absorción observada en Lyman  $\alpha$  durante el tránsito. Debido a que la forma de la estructura cometaria es independiente del valor de la tasa de pérdida de masa planetaria, todos los valores de  $\dot{M}_p > 10^{10} \text{ g s}^{-1}$  (que son suficientemente elevados para producir una estructura ópticamente gruesa) son permitidos por este modelo.

A continuación se presenta un modelo alternativo al de Vidal-Madjar et al. (2003) para la exósfera cometaria que envuelve a HD 209458b. En el presente modelo se asume que la estructura es dinámicamente similar a la cola iónica de un cometa (ver por ejemplo Rauer et al. 1997). En otras palabras, se estudia la interacción entre el material que está siendo fotoevaporado de la atmósfera

---

<sup>1</sup>El lóbulo de Roche se define como la última superficie equipotencial alrededor del planeta, dónde la energía potencial gravitacional es cero. Las partículas (o material atmosférico) que se encuentran sobre el lóbulo de Roche y por encima de éste no están bajo la influencia de fuerzas gravitacionales del planeta, y por eso pueden escapar y ser asimiladas por el viento Erkaev et al. (2007)

---

planetaria con el viento estelar incidente. Esta interacción produce una estructura cometaria con un tamaño que crece a medida que crece el valor de la tasa de pérdida de masa planetaria  $\dot{M}_p$ . Por esta razón se produce una absorción en Lyman  $\alpha$  del viento estelar incidente que puede servir para estimar el valor de  $\dot{M}_p$ .

Este modelo de la exósfera cometaria se estudió a partir de simulaciones hidrodinámicas en tres dimensiones (ver §1.1.1). Luego se utilizó la densidad y la estructura de velocidad obtenida de la simulación para calcular la transferencia radiativa en la línea Lyman  $\alpha$  para obtener la absorción total en Lyman  $\alpha$  como función del tiempo durante el tránsito de la estructura cometaria a través del disco estelar (§1.1.2). Esta absorción predicha es comparada con las observaciones de Vidal-Madjar et al. (2003) con el fin de determinar el valor de  $\dot{M}_p$  (§1.2). Los resultados de este modelo están publicados en Schneiter et al. (2007).

## 1.1. Modelo de la exósfera cometaria

### 1.1.1. Simulación numérica

Las simulaciones hidrodinámicas en 3D fueron llevadas a cabo con el código Yguzú-a (Raga et al. 2000). La versión del código utilizada integra las ecuaciones de dinámica de gases junto con una ecuación de advección para un escalar pasivo. En su versión 3D hidrodinámica, este código emplea un esquema euleriano para resolver las ecuaciones de conservación del flujo de masa, cantidad de movimiento, energía. Junto con ellas, integra además un conjunto de ecuaciones para distintas especies atómicas/iónicas y moleculares. Las ecuaciones que resuelve el Yguazú-a (en el sistema cartesiano) se pueden escribir de la siguiente manera:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = S \quad (1.1)$$

donde:

$$U = [E, \rho u, \rho v, \rho w, \rho, S] \quad (1.2)$$

$$F = [u(E + P), \rho u^2 + P, \rho uv, \rho uw, \rho u, n_1 u, \dots, n_r u] \quad (1.3)$$

$$G = [v(E + P), \rho uv, \rho v^2 + P, \rho vw, \rho v, n_1 v, \dots, n_r v] \quad (1.4)$$

$$H = [w(E + P), \rho uw, \rho vw, \rho w^2 + P, \rho w, n_1 w, \dots, n_r w] \quad (1.5)$$

$$S = [G - L, 0, 0, 0, 0, S_1, \dots, S_r] \quad (1.6)$$

con:

$$E = \frac{1}{2}\rho(u^2 + v^2 + w^2) + C_v P \quad (1.7)$$

$$P = \left(\frac{\rho}{m} + n_e\right)kT \quad (1.8)$$

$$n_e = \sum_{r=1}^R z_r n_r \quad (1.9)$$

$$m = \frac{\sum_{r=1}^R m_r n_r}{\sum_{r=1}^R n_r} \quad (1.10)$$

En la ecuación (1)  $U$  representa una magnitud física como puede ser la energía  $E$ , la densidad  $\rho$ , los momentos (o flujos) en las direcciones  $x, y, z$  ( $\rho u, \rho v, \rho w$ ),

y las densidades numéricas por especie  $n_r$ .  $F, G$  y  $H$  son los momentos de  $U$  en los tres ejes coordenados, mientras que  $S$ , es un término fuente. Las demás variables tienen el significado usual.

Para el caso específico del exoplaneta se incluyeron ambas, la fuerza gravitatoria de la estrella y la del planeta. La existencia de estas fuerzas modifica las ecuaciones asociadas a la energía y a los momentos en  $x$ , en  $y$  y en  $z$ . Aparecen nuevos términos en el lado derecho de estas ecuaciones (términos fuentes), los cuales están dados por las siguientes expresiones:

$$S(1) = -\rho G_{est} \frac{V_x x + V_y y + V_z z}{R^3} - \rho G_{exo} \frac{V_x x_{exo} + V_y y_{exo} + V_z z_{exo}}{R_{exo}^3} \quad (1.11)$$

$$S(2) = -\frac{RG_{est}x}{R^3} - \frac{RG_{exo}x_{exo}}{R_{exo}^3} \quad (1.12)$$

$$S(3) = -\frac{RG_{est}y}{R^3} - \frac{RG_{exo}y}{R_{exo}^3} \quad (1.13)$$

$$S(4) = -\frac{RG_{est}x}{R^3} - \frac{RG_{exo}z}{R_{exo}^3} \quad (1.14)$$

$$(1.15)$$

dónde  $\rho$  es la densidad,  $x_{exo}$ ,  $y_{exo}$ ,  $z_{exo}$  y  $x$ ,  $y$ ,  $z$  son posiciones con respecto al centro del exoplaneta y al centro de la estrella respectivamente,  $V_i$  son las velocidades del fluido,  $G_{exo}$  y  $G_{est}$  son la constante gravitacional  $G$  multiplicada por la masa del exoplaneta y la masa de la estrella, respectivamente.

El código Yguazú ha demostrado ser robusto y versátil, y se ha empleado para estudiar diversos escenarios astrofísicos (tales como jets -Masciadri et al. (2002)-, remanentes de supernova -Velazquez et al. (2001, 2004)-, interacción múltiple de vientos estelares -Velazquez et al. (2001)), explosiones de volcanes (Raga et al. 2002) y para simular explosiones en plasmas de laboratorio (Velazquez et al. 2001).

El código utiliza el algoritmo de separación de vector de flujo (flux vector splitting) (van Leer 1982) para el cálculo de los flujos  $F, G, H$  de las distintas magnitudes físicas. Se empleó una red adaptiva binaria de seis niveles con un máximo de resolución de  $2.93 \times 10^4$  km. El dominio computacional utilizado es de  $6 \times 10^7$  km (o 0.4 U. A.),  $1.5 \times 10^7$  km, y  $6 \times 10^7$  km (en las direcciones  $x, y, z$ , respectivamente)

En las simulaciones se pone una estrella que emite un viento isótropo, con una tasa de pérdida de masa de  $9.0 \times 10^{-14} M_\odot \text{ año}^{-1}$  (el cual corresponde a un flujo de iones de  $5.2 \times 10^{36} \text{ s}^{-1}$ ), en el centro del dominio computacional. Estos

parámetros son típicos de una estrella G0 V tal como HD 209458. Se introdujo un planeta que orbita en el plano  $xz$ , en una trayectoria circular caracterizada por un período de 3.52 días y un radio de 0.045 UA, correspondientes a los parámetros orbitales obtenidos a partir de las observaciones de HD 209458b (Mazeh et al. 2000).

Aquí no se resuelve el problema de la producción de un viento de la superficie irradiada del planeta (ver por ejemplo los trabajos de Tian et al. (2005) y Preusse et al. (2005)), sino que se supone que el planeta eyecta un viento isotrópico con una velocidad terminal igual a la velocidad de escape ( $60 \text{ km s}^{-1}$ ) de la atmósfera superior (la cual se asume tener el radio observado para HD 209458b  $R_p = 9.4 \times 10^9 \text{ cm}$ ). La tasa de pérdida de masa del viento planetario se toma como un parámetro libre, el cual varía en el intervalo  $1.58 \times [10^{-17} - 10^{-15}]M_\odot \text{ año}^{-1}$  (o  $4.6 \times [10^{33} - 10^{35}] \text{ iones s}^{-1}$ ).

Al suponer que el planeta eyecta un viento isotrópico con la velocidad de escape se elimina de la simulación un problema complejo, la simulación de la fotoevaporación de la atmósfera planetaria. Esta suposición está basada en el hecho de que todo los modelos de producción de vientos generan flujos de escape con valores de la velocidad inicial del orden de la velocidad de escape. Esto último se puede ver, por ejemplo, en los modelos de producción de un viento de HD 209458b de Tian et al. (2005), quienes obtienen un flujo de escape con velocidad asintótica que converge a un valor muy cercano a la velocidad de escape a la altura de la superficie del planeta. En casos más cercanos, tales como Marte, se ve que el flujo de escape de las partículas no es para nada simétrico, ya que la cara del planeta que está expuesta al Sol (lado día) sufre una mayor radiación que la cara que esta bajo la sombra (lado noche). En algunas simulaciones realizadas para el planeta Marte la asimetría tomada es de hasta 90% de emisión del lado día contra el 10% del lado noche. Para el caso de HD209458b este efecto es probablemente más complejo debido a la corta distancia que existe entre el planeta y la estrella.

Con el fin de reducir el tiempo de simulación, la resolución más alta de la malla adaptativa fue confinada a regiones más cercanas que cinco radios planetarios ( $5R_p$ ), centrado en la posición del planeta y regiones más allá de  $0.8R_p$  (donde la máxima y la mínima resolución obtenida fueron  $2.9 \times 10^4 \text{ km}$  y  $9.4 \times 10^5 \text{ km}$ , respectivamente). Esta posición fue cambiando con el tiempo, siguiendo la órbita del planeta alrededor de la estrella.

En las ecuaciones de momento y energía se incluyeron las fuerzas gravitacionales debido al planeta (con una masa  $M_p = 0.69M_{Jup}$ ) y la estrella (de  $M_* = 1.01M_\odot$ ).



Se realizaron cuatro corridas (etiquetadas en la figura 1.4 con M1, M2, M3 y M4) con diferentes tasas de pérdida de masa:  $M_p = 1.58 \times 10^{-17} M_\odot \text{ año}^{-1}$ ,  $1.58 \times 10^{-16} M_\odot \text{ año}^{-1}$ ,  $7.5 \times 10^{-16} M_\odot \text{ año}^{-1}$ , y  $1.58 \times 10^{-15} M_\odot \text{ año}^{-1}$  para cada modelo, respectivamente. El resto de los parámetros utilizados fue idéntico para todos los modelos.

### 1.1.2. Simulación de la absorción en Lyman $\alpha$

A partir de la estratificación de la densidad, velocidad y temperatura que devuelve la simulación realizada con el código Yguazú-a, se calcula la absorción en Lyman  $\alpha$  que se obtendría durante el tránsito planetario frente al disco estelar, con las características del sistema HD 209458. A continuación explicaremos como se realizó este cálculo con mayor detalle.

Con la estratificación obtenida para un tiempo dado de integración (tiempo suficientemente largo como para que la simulación haya llegado a un estado prácticamente estacionario) se ubicó el dominio computacional en la posición correcta con respecto al plano del cielo (es decir a un ángulo  $i = 86.67^\circ$  entre el eje orbital y la línea de visión) y luego se calculó la profundidad óptica:

$$\tau_\nu = \int n_{HI} \sigma_0 \phi(\Delta\nu) ds, \quad (1.16)$$

para todas las líneas de visión, dónde la integral va desde la superficie de la estrella hasta el borde del dominio computacional,  $n_{HI}$  es la densidad numérica del hidrógeno neutro,  $\nu$  es la frecuencia y  $\Delta\nu = \nu - \nu_0$  es el desplazamiento del centro de la línea,  $\sigma_0 = 0.01105 \text{ cm}^2$  es la sección eficaz de absorción en Lyman  $\alpha$  en la línea central,  $s$  es la distancia medida a lo largo de la línea de visión y  $\phi_\nu$  es el perfil de Doppler dado por:

$$\phi(\Delta\nu) = \left( \frac{m_H}{2\pi kT} \right)^{1/2} e^{-m_H \Delta v^2 / 2kT} \frac{c}{\nu_0}, \quad (1.17)$$

dónde  $m_H$  es la masa del protón,  $c$  es la velocidad de la luz,  $k$  es la constante de Boltzmann,  $T$  es la temperatura del gas,  $\Delta v = v_r - v_F$ ,  $v_F$  es la velocidad del fluido a lo largo de la línea de visión, y  $v_r = c\Delta\nu/\nu_0$  es la velocidad radial asociada con el corrimiento de frecuencia  $\Delta\nu$  del centro de línea  $\nu_0$ .

Con el objetivo de poder determinar la absorción en Lyman  $\alpha$ , se supuso que el viento estelar está compuesto por partículas de hidrógeno completamente ionizadas, de manera tal que el viento no contribuye a la absorción (es decir que para este material  $n_{HI} = 0$ , ver la ecuación 1.16), mientras que el viento planetario (material de la exósfera que es barrido por el viento solar) está compuesto

por material completamente neutro, es decir  $n_{HI} = \rho/(1.3m_H)$  (el valor 1.3 corresponde al peso molecular medio considerando que hay un 90 % de hidrógeno y un 10 % de helio, es decir  $\bar{m} = 0.9m_H + 0.1m_{He} = 0.9m_p + 0.4m_p = 1.3m_p$ , donde  $m_p, m_H$  y  $m_{He}$  son la masa del proton, hidrógeno y Helio, respectivamente), donde  $\rho$  es la densidad del gas. En la simulación el material del planeta fue diferenciado del material del viento solar mediante el uso de un escalar pasivo, el cual es advectado por el fluido.

Se consideró que a cierta frecuencia el disco estelar emite una intensidad específica y uniforme  $I_{\nu,*}$ , es decir se desprecia la variación en la intensidad del centro al extremo del disco estelar. Luego se calculó la intensidad vista por un observador ( $I_\nu = I_{\nu,*}e^{-\tau_\nu}$ , con un espesor óptico  $\tau_\nu$  dado por la ecuación 1.16). Finalmente, se llevó a cabo la integral de la intensidad sobre todo el disco estelar (para el cual se supuso un radio fotosférico  $R_* = 1.12R_\odot$ ) para simular la observación en el cual el disco estelar no es resuelto.

Con el fin de calcular la disminución de la densidad total debido a la absorción resultante de la presencia de la exósfera planetaria se realizó el promedio en frecuencia, obteniendo:

$$I/I_* = \frac{1}{\nu_2 - \nu_1} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \langle e^{-\tau_\nu} \rangle d\nu, \quad (1.18)$$

dónde  $\langle e^{-\tau_\nu} \rangle$  es la absorción promediada sobre el disco estelar, y  $\nu_1$  y  $\nu_2$  son las frecuencias correspondientes a los límites del intervalo de velocidades barrido  $[-320, 200]$  km s<sup>-1</sup>.

Este proceso de promediar la absorción sobre las frecuencias fue llevado a cabo por Vidal-Madjar et al. (2003), tomando el cociente entre la emisión (como función de la frecuencia) observada durante el tránsito y la “emisión estelar” (es decir, la emisión observada cuando el planeta no transita frente a la estrella), posteriormente integrado dentro de la banda de frecuencias que incluye la línea Lyman  $\alpha$ . Estos autores en realidad excluyeron una banda de frecuencia dentro de la línea, la cuál estaba contaminada por el Lyman  $\alpha$  geocoronal. Esto último no fué necesario en los cálculos presentado en este trabajo.

## 1.2. Resultados

Se realizaron simulaciones con cuatro tasas de pérdida de masa planetaria diferentes, manteniendo el resto de los parámetros idénticos (ver §1.1). La figura 1.3 muestra todo el dominio computacional en el cual se puede ver el planeta orbitando. Como resultado de la interacción entre los vientos “planetario” y el estelar, se forma una larga y curvada estela cometaria detrás del planeta. Esta figura muestra una distribución de densidad en escala logarítmica.

La figura 1.4 muestra vistas desde arriba del plano orbital de la distribución de densidad, a diferentes tiempos de integración, así como imágenes en Lyman  $\alpha$  del disco estelar (en el intervalo de frecuencia con un corrimiento Doppler, que corresponde a velocidades radiales en el intervalo  $[-320, 200]$  km s $^{-1}$ , desde el centro de la línea de Lyman  $\alpha$ , ver §1.1). Estas imágenes del disco estelar fueron generadas considerando que la línea de visión del observador está inclinada un ángulo  $i = 86.67^\circ$  con respecto al eje orbital de HD 209458b (ver figura 1.2).

El panel de abajo de la figura 1.4 muestra la intensidad  $I/I_*$  integrada sobre todo el disco estelar (dónde  $I_*$  es la intensidad estelar intrínseca, ver ecuación 1.18) como función del tiempo durante el tránsito. En esta gráfica,  $t = 0$  corresponde al tiempo inicial de contacto del disco planetario con el disco estelar. Esta curva de luz en Lyman  $\alpha$  muestra la relación entre la absorción y la tasa de pérdida de masa planetaria, donde se observa que se produce mayor absorción con el crecimiento de la tasa de pérdida de masa planetaria.

A partir de las curvas de luz obtenidas de los resultados de las simulaciones (ver figura 1.4), se determinó la intensidad mínima  $(I/I_*)_{min}$  y la absorción máxima  $A = 1 - (I/I_*)_{min}$ . Luego se graficó la máxima absorción como función de la tasa de pérdida de masa  $\dot{M}_p$  mostrada en la figura 1.5.

De la figura 1.5 se puede observar que del modelo con tasa de pérdida de masa  $\dot{M}_p = 1.58 \times 10^{-16} M_\odot \text{ año}^{-1}$  se obtiene una absorción en Lyman  $\alpha$  de  $\approx 15\%$ , tal como fue observado por Vidal-Madjar et al. (2003) para HD209458b. En realidad, si se lleva a cabo una interpolación entre los valores de absorción obtenidos por Vidal-Madjar et al. (2003) y los obtenidos en el modelo presentado en este trabajo, los obtenidos por estos autores corresponderían a una tasa de pérdida de masa en el intervalo  $\dot{M}_p = (1.8 \pm 0.4) \times 10^{-16} M_\odot \text{ año}^{-1}$  o  $\dot{M}_p = (1.1 \pm 0.3) \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ . Valores más altos o más bajos de  $\dot{M}_p$  dan valores de absorción que son inconsistentes con las observaciones.

### 1.3. Discusión y conclusiones

En esta parte del trabajo se presentaron resultados obtenidos a partir de simulaciones hidrodinámicas 3D de la interacción entre material que abandona la atmósfera de un exoplaneta tipo “Júpiter caliente” (hot Jupiter) y el viento estelar emitido por su estrella madre con características muy parecidas a nuestro Sol (ver tabla 1.1). Los parámetros planetarios utilizados corresponden al exoplaneta HD 209458b (ver tabla 1.2).

Los parámetros orbitales y las propiedades del viento estelar fueron fijados a partir de observaciones previas. Además, se supuso que el exoplaneta produce un viento isótropo, viento fotoevaporado, el cual es eyectado con la velocidad de escape (con un valor de  $60 \text{ km s}^{-1}$ ). Posteriormente se llevaron a cabo cuatro simulaciones con diferentes valores para la tasa de pérdida de masa planetaria  $\dot{M}_p$ .

A partir de las estratificaciones de densidad, temperatura y velocidad obtenidas de las simulaciones, se determinó la absorción en Lyman  $\alpha$  de la estructura cometaria transitando por delante de su estrella, llevando a cabo integraciones sobre el disco planetario y en el intervalo de frecuencias ya mencionado, con el fin de simular la absorción observada para HD209458b por Vidal-Madjar et al. (2003).

Una comparación de la absorción predicha con el pico de absorción de  $(15 \pm 4)\%$  observado en Lyman  $\alpha$  para HD209458b (ver Fig 1.5), da un

Cuadro 1.1: Parámetros obtenidos de (Mazeh et al. 2000)

<b>Propiedades de la estrella HD 209458</b>					
$T_{eff}(K)$	$M(M_{\odot})$	$d(pc)$	$L(L_{sol})$	$Edad (Gaños)$	$P_{rot}(días)$
$6000 \pm 50$	$1.1 \pm 0.1$	47.1	1.61	1 – 6	$14.4 \pm 0.2$

Cuadro 1.2: Parámetros obtenidos de (Mazeh et al. 2000)

<b>Parámetros del exoplaneta HD 209458b</b>			
$Inclinacion (deg)$	$Masa (M_{Jup})$	$Radio (R_{Jup})$	$Densidad (g/cm^{-3})$
$86.1 \pm 1.6$	$0.69 \pm 0.05$	$1.40 \pm 0.17$	$0.31 \pm 0.07$

intervalo admisible para la tasa de pérdida de masa planetaria de  $\dot{M}_p = (1.8 \pm 0.4) \times 10^{-16} M_\odot \text{ años}^{-1}$  (valores menores o mayores de absorción son producidos por los modelos con menor o mayor valor de  $\dot{M}_p$ ). Esta determinación de  $\dot{M}_p$  es consistente con el límite inferior de la tasa de pérdida de masa del planeta determinada por Vidal-Madjar et al. (2003). En un trabajo reciente, Ben-Jaffel (2008), publicaron una absorción menor ( $8.9 \pm 2.1\%$ ) a la encontrada por Vidal-Madjar et al. (2003), argumentando que no hay signos de evaporación. Ehrenreich et al. (2008) realizaron nuevas mediciones en el intervalo de longitud de onda tomado por Ben-Jaffel (2007) obteniendo valores de absorción menores, compatibles con los publicados por Ben-Jaffel (2007), lo que lo llevó a la conclusión de que si hay evaporación y de que la diferencia en los resultados se debe a los distintos intervalos de longitudes de onda barridos, así como al flujo de referencia utilizado para la medición de la profundidad de absorción para corregir la variación intrínseca en el flujo estelar.

El hecho de que los modelos presentados en este trabajo no permita que  $\dot{M}_p > 2.2 \times 10^{-16} M_\odot \text{ año}^{-1}$  tiene implicaciones interesantes que se discutirán a continuación. Hubbard et al. (2007) estudió las implicaciones que tienen diversos modelos para el escape de masa de exoplanetas altamente irradiados. Los modelos que producen mayor tasa de pérdida de masa (ver por ejemplo Baraffe et al. 2004) implicarían que una parte sustancial de la masa de un exoplaneta gigante migrando orbitalmente, sería perdida antes de llegar al radio orbital de HD 209458b.

El valor de  $\dot{M}_p$  que se halló en el presente trabajo no es consistente con estos modelos de alta tasa de pérdida de masa. Sin embargo, está de acuerdo con el escenario en el cual el exoplaneta HD 209458b ha migrado hacia la estrella para convertirse en un “Júpiter caliente” (“hot Jupiter”) sin haber perdido una parte sustancial de su masa original (ver Hubbard et al. 2007).

Este resultado, por supuesto, depende de la pregunta de si una simulación con las simplificaciones mencionadas es válida y/o apropiada para modelar la exósfera de HD 209458b. Los errores dados en la determinación de  $\dot{M}_p$  tan sólo representan los errores observacionales y no consideran la incertidumbre que surge de las aproximaciones realizadas para llevar a cabo el cálculo de estos modelos. Por ejemplo, estudios de fenómenos dentro de nuestro sistema solar han demostrado que el campo magnético juega un papel muy importante y agrega mayor complejidad a la interacción que tiene el viento solar con un planeta. Basados en el hecho de que la estrella HD 209458, es muy similar al Sol, se puede inferir que tiene un campo magnético propio, que puede ser muy fuerte y de estructura compleja. La existencia de la larga cola cometaria sugiere que

el exoplaneta HD 209458b no tiene un campo magnético global significativo, ya que si lo tuviera, éste protegería con mayor eficiencia la atmósfera planetaria, asemejándose a la interacción del viento solar con los planetas Marte, Venus y cometas de nuestro sistema solar. Por otro lado, si el planeta tuviera un campo magnético intrínseco, se podrían producir fenómenos diversos como la reconexión de éste con el campo magnético estelar. Ben-Jaffel (2008) hace una comparación con lo que ocurre en la interacción del viento solar con el planeta Júpiter y sus satélites. Él dice que la inyección de energía en las regiones polares podría jugar un papel importante en la estructura de la atmósfera superior de HD 209458b, al recibir éste una radiación bastante mayor que Júpiter y sus lunas, debido a la cercanía con su estrella madre. La alta radiación estelar ioniza la atmósfera superior y los iones planetarios son arrancados de la atmósfera y acelerados en la dirección de propagación del fluido. Este efecto, más la probable existencia de un campo magnético global (de la estrella) podrían tener efectos importantes en la definición de la forma de la cola del exoplaneta.

En las simulaciones presentadas aquí, no sólo se despreciaron los efectos de magnetización del viento estelar, sino que también se han despreciado los efectos de la presión de radiación (la cuál es la responsable de la formación de la cola cometaria que sigue a HD 209458b en el modelo de Vidal-Madjar et al. (2003)) y el efecto de fotoionización del viento planetario. Por consiguiente también se ha despreciado la asimetría día-noche que se daría en la producción de iones por efectos de la radiación estelar. Por último, idealmente uno querría tener un modelo donde la producción del viento planetario fotoevaporado fuera tratado de manera autoconsistente. En definitiva, para poder llegar a un modelo que pueda darnos el valor real de la tasa de pérdida de masa de HD 209458b se necesitan modelos bastante más detallados que el que se presentó hasta ahora, pero el cálculo presentado nos sirve para poner una cota superior a la tasa de pérdida de masa  $\dot{M}_p$ .

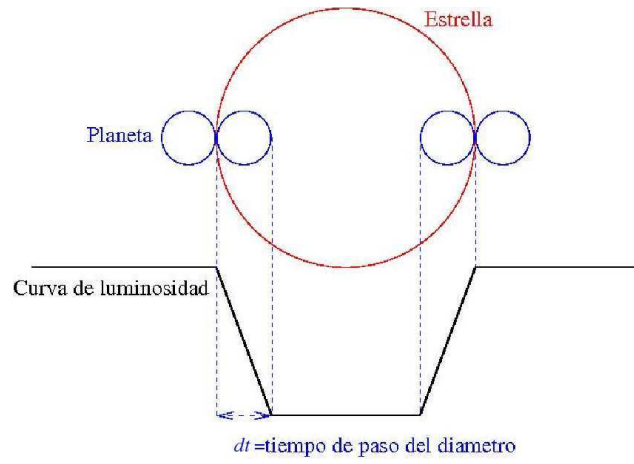


Figura 1.1: Esquema de curva de luminosidad durante el tránsito.

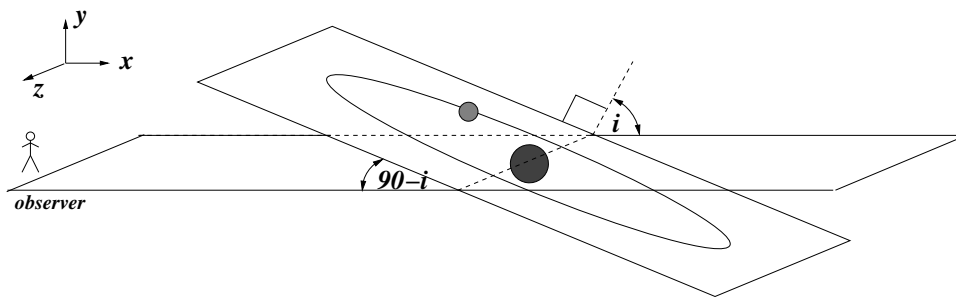


Figura 1.2: Esquema de lo que vería un observador desde la tierra y cual es el ángulo que forma  $i$  con respecto a ese observador.

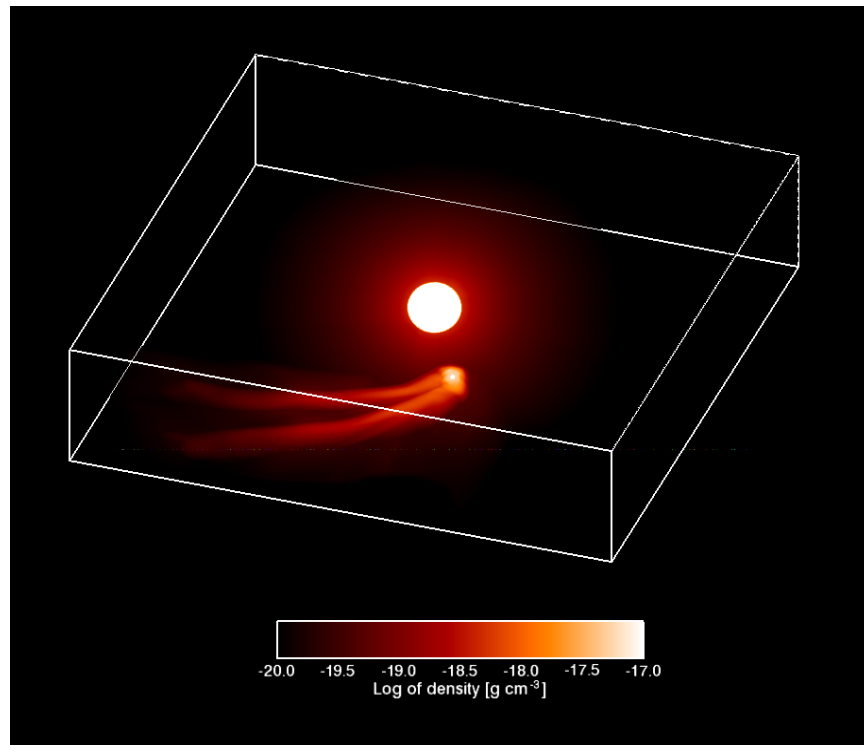


Figura 1.3: Imagen 3D de la estratificación de la densidad para el modelo M2 (ver sección 1.1.1). La distribución logarítmica de la distribución de la densidad está dada en  $\text{g cm}^{-3}$  por la barra que se muestra en la parte inferior de la imagen. En esta imagen se puede observar la formación de una larga estela curvada por los efectos de rotación y la fuerza gravitacional de la estrella madre. La longitud de la cola es del orden de  $\sim 10^7 \text{km}$ .



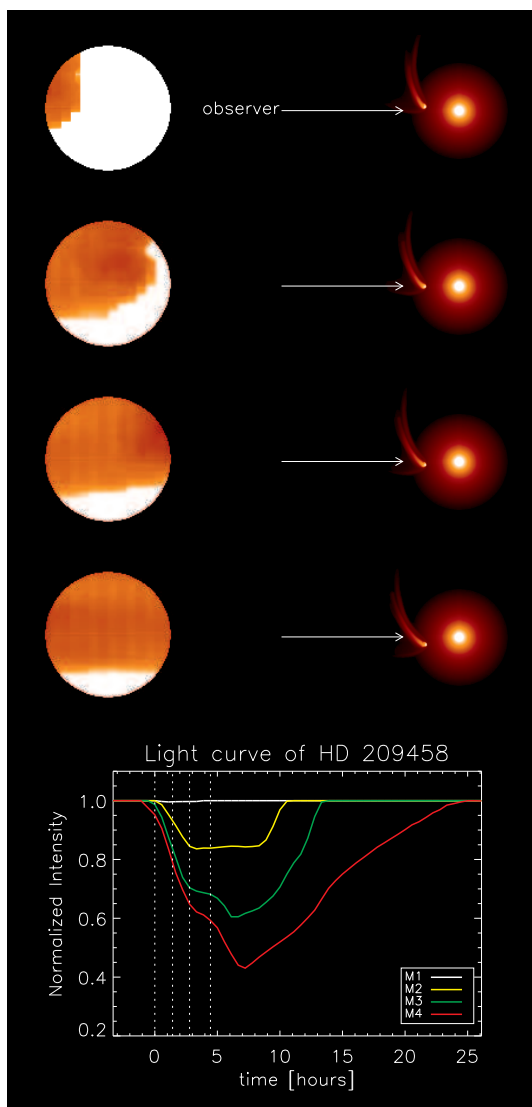


Figura 1.4: Panel superior: a la derecha, muestra de la vista superior del plano orbital, con el observador posicionado a la derecha (la línea de visión está indicada con la flecha). Cuatro posiciones fueron escogidas correspondiendo a los tiempos cuando el disco planetario entra en contacto por primera vez, un tiempo intermedio, el último contacto con el disco estelar y por último cuando el planeta se encuentra a un radio estelar del disco estelar, respectivamente. A la izquierda se ven imágenes del disco estelar eclipsado por el exoplaneta para los tiempos correspondientes a los tiempos de la parte de la derecha del panel. Panel inferior: intensidad simulada en Lyman  $\alpha$  como función del tiempo para todos los modelos, producido por el tránsito del planeta a través del disco estelar (ver texto). El modelo M1 muestra una absorción despreciable, menor a un 1%, mientras que el modelo M4 produce un máximo de absorción de  $\sim 40\%$ . Las cuatro líneas verticales corresponden a los tiempos de las imágenes mostradas en el panel superior de la figura.

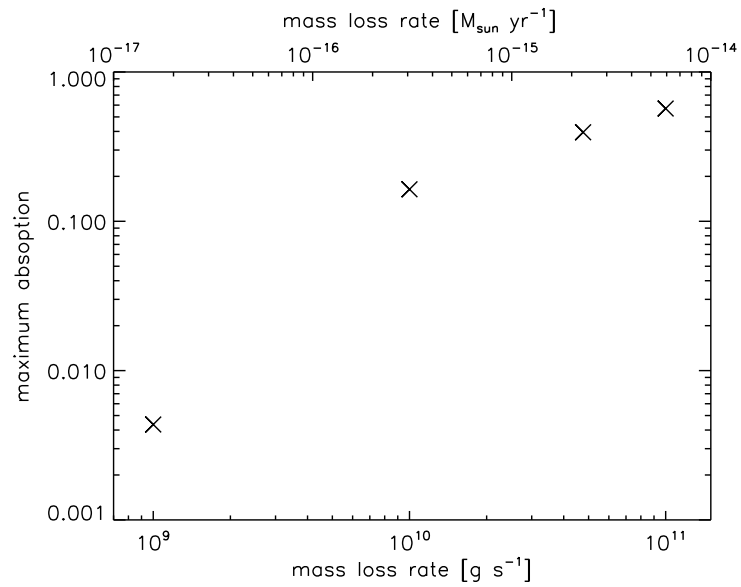


Figura 1.5: Máximo de la absorción en Lyman  $\alpha$  (obtenida con los valores máximos de absorción en las intensidades en Lyman  $\alpha$  dependientes del tiempo mostradas en la figura 1.4) cómo función de la tasa de pérdida de masa planetaria (ver discusión en la sección 1.1.2)

---

# 2

## Interacción del viento solar con Marte

### 2.1. Introducción

#### 2.1.1. Antecedentes:

Todas las estrellas emiten partículas cargadas a altas velocidades. Estas partículas constituyen lo que se denomina viento estelar. Nuestro Sol no es la excepción, aunque en su caso lo llamamos viento solar (VS). Las partículas del VS se mueven a velocidades del orden de  $500 \text{ km s}^{-1}$  (promedio) y densidades típicas del orden de  $10 \text{ partículas cm}^{-3}$  a la altura de la órbita terrestre. Este VS se propaga por el medio interplanetario e interactúa con los diferentes cuerpos celestes que conforman nuestro sistema planetario.

Esta interacción va a poseer un carácter distinto si el VS encuentra a su paso un planeta que posee o no un campo magnético. En el caso de que se trate de un planeta sin campo magnético, el VS puede interactuar directamente con el planeta (cuando este no posee atmósfera, como es el caso de la Luna) o colisiona con su ionósfera y atmósfera (siendo ejemplos los casos de Venus, Marte y Titán). El caso de Titán es un poco distinto al de Marte y Venus, ya que éste, a veces, se encuentra dentro de la magnetósfera de Saturno, interactuando entonces con el plasma magnetosférico y no con el VS. Cuando el planeta en cuestión posee un campo magnético importante, la situación es otra, ya que el

VS interactúa con el campo del planeta, formándose una magnetósfera. Este es el caso de nuestro planeta y uno de los efectos observables son las auroras boreales, que se producen cuando las partículas cargadas del VS interactúan con el campo magnético terrestre. Como ejemplos de estudios previos podemos citar los trabajos de Harnett y Winglee (2002) (para el caso de la Luna); Crider (2004); Vignes et al. (2000); Liu et al. (1999a); Ma et al. (2004a); Cloutier et al. (1999) (para el caso de Marte); y finalmente Ledvina y Cravens (1998) (para el caso de Titán).

El estudio de la interacción de partículas solares con los cuerpos celestes de nuestro sistema solar inició desde antes del advenimiento de la era espacial (Spreiter y Stahara 1992). Sin embargo, luego del lanzamiento del Sputnik (1957), las distintas sondas enviadas a explorar nuestro sistema solar (misiones Venera, Mariner, Pioneer 10 y 11, Voyager 1 y 2, Cassini-Huygens, Mars Global Surveyor (MGS) y Pioneer Venus Orbiter (PVO), entre otras) nos han brindado valiosos datos, con los cuáles se ha podido refinar los modelos teóricos.

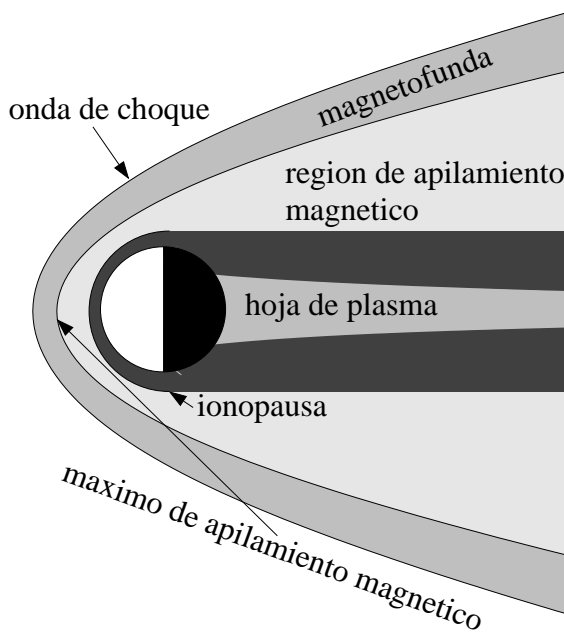


Figura 2.1: Esquema de la región de interacción del viento solar con un planeta sin campo magnético propio

En la figura (2.1) está esquematizada la interacción del VS con un planeta sin campo magnético. El planeta se comporta como un obstáculo y corriente arriba del mismo (el VS se mueve de izquierda a derecha) se forma una onda de choque llamada choque de proa (“bow shock”), la cual frena y desvía el flujo alrededor del planeta. En el caso de planetas sin campo magnético este obstáculo se debe al propio planeta más su ionósfera (Russell y Vaisberg 1983; Luhmann 1986). El flujo del VS comprimido y subsónico recibe el nombre de magnetofunda y es básicamente VS procesado por el choque de proa. El choque de proa también comprime al campo magnético del VS y las líneas magnéticas son deformadas dentro de la magnetofunda, debido a que la ionosfera se comporta como un conductor.

Los iones ionosféricos se forman debido a dos procesos: uno por excitación colisional y el otro se debe a la fotoionización, la que se produce en las regiones del lado día del planeta. El límite entre el lado día y el lado noche es conocido terminador. Entre el VS barrido y la ionósfera se genera una superficie límite o barrera magnética, producida por el apilamiento del campo magnético alrededor del planeta. Esta barrera magnética también se llama magnetopausa, la cuál, si coincide con la ionopausa, separa el plasma del VS, compuesto por iones  $H^+$ , del plasma planetario, compuesto por lo general de iones pesados (principalmente  $O^+$  y  $O_2^+$ ). Dependiendo de las condiciones del VS (las cuales varían de acuerdo al ciclo solar), parte del material presente en las capas superiores de la ionosfera son barridas hacia el lado noche dándole una forma cometaria a la ionósfera. Algunos de los iones escapan de la ionósfera contribuyendo a la formación de la cola magnética, la cual se localiza detrás del planeta, en dirección contraria al Sol. Algunos de los estudios realizados se concentran en analizar esta región, midiendo el flujo de escape de los iones planetarios (ver por ejemplo Liu et al. (1999b), Ma et al. (2002)) y para el caso específico de Marte, también se estudia la asimetría observada en la cola (por ejemplo Harnett y Winglee (2005) estudian la asimetría producida en la cola debido a la existencia de un campo magnético cortical.). En todo este tratamiento, se considera que las líneas de campo magnético están congeladas al fluido.

### 2.1.2. Métodos numéricos empleados para este tipo de interacción

La metodología empleada en el modelaje computacional de la interacción del VS con planetas consiste en cuatro elementos (Spreiter y Stahara 1992). Estos son:

- modelo matemático de la física relevante
- introducción de aproximaciones del modelo anterior, para simplificar sus soluciones, haciéndolas más manejables
- a partir de los modelos simplificados, obtener soluciones por medio de simulaciones numéricas
- comparación de los resultados numéricos con otros modelos teóricos y fundamentalmente con datos observacionales

Existen diversos métodos numéricos utilizados para abordar el estudio de la interacción del VS con planetas, los cuales se enfocan en diversos fenómenos físicos que se quieren describir. Estos modelos son:

- Modelos de partículas y campos: dado que el VS se encuentra constituido por partículas cargadas, este es un estudio lógico de llevar a cabo. Sin embargo se necesita conocer un número muy grande de variables para poder aplicar el método, lo que lo hace por el momento prohibitivo pues se necesita mucho tiempo de cálculo para realizarlo (Hockney y Eastwood 1988).
- Modelos basados en la teoría cinética: estos modelos son un caso intermedio entre un tratamiento puramente de partículas y uno basado en dinámica de fluidos. Sus ecuaciones básicas son la función de distribución de velocidades, la variación de ésta con el tiempo y las ecuaciones asociadas del electromagnetismo. Este formalismo también requiere muchos recursos computacionales. Los modelos cinéticos resultan útiles para describir rasgos locales de la interacción VS-planetas y entender más sobre la microfísica de plasmas espaciales. Hasta el momento no existe un modelo “cinético” que dé una descripción global de este tipo de interacción.

- Modelos magnetohidrodinámicos: estos modelos permiten describir las características principales de como el VS interactúa con un planeta, y se basa en la aplicación de la teoría magnetohidrodinámica (MHD). Las ecuaciones básicas son las ecuaciones de conservación de masa, momento y otras relaciones auxiliares para un plasma de una componente (ver por ejemplo Jeffrey y Taniuti (1964), Ferraro y Plumpton (1966)). Con la teoría MHD ha sido posible desarrollar modelos globales para la interacción del VS con diversos planetas (Dryer y Faye-Peterson (1966)). Para el caso de planetas con campo magnético, estos modelos han sido desarrollados con ciertas aproximaciones como el considerar que el campo magnético esta alineado con el flujo. Gracias al empleo de simulaciones numéricas, esta hipótesis pudo ser relajada. Un estudio de este tipo fue realizado por Ledvina y Cravens (1998) para el caso de la luna de Saturno, Titán. En estos últimos años han surgido modelos MHD multi-componentes, los cuales se basa en ecuaciones de conservación para cada constituyente tales como protones, electrones, iones, etc. Recientemente, y motivado por la llegada de la sonda Cassini a Saturno, Ma et al. (2004c) llevaron a cabo una simulación MHD en 3D de los alrededores de Titán, en donde modelaron la ionósfera de este satélite como si estuviese compuesta por 10 especies neutras y 7 ionizadas, con el fin de predecir los resultados que la Cassini obtendría. Para el caso de la interacción VS-Marte también hay una variedad de estudios magnetohidrodinámico con códigos con uno y varios fluidos, que estudian por ejemplo la variación de la ionósfera para distintas condiciones del VS (Bougher y Shinagawa 1998), los cambios en la estructura del choque en diversas regiones (Liu et al. 1999b), estimaciones del flujo de escape y el papel de la corona en la posición de la onda de choque (Ma et al. 2002), la asimetría generada en la cola magnética debido a la existencia de un campo magnético cortical (Ma et al. 2004b; Harnett y Winglee 2005) entre otros.
- Modelos de dinámica de gases con campo magnético convectivo: este modelo fue desarrollado por Spreiter et al. (1966), como una aproximación al modelo magnetohidrodinámico sin disipación, para ser aplicado a la interacción del VS con la Tierra.
- Modelos híbridos: combina una descripción general relacionada con dinámica de fluidos (o modelos de dinámica de gases) y partículas. Este tipo de estudios sirven para estudiar otros aspectos que no se pueden ver con los estudios MHD. Para el caso de Venus existen trabajos realizados por

Luhmann et al. (1985) y Phillips et al. (1987), donde estudian las trayectorias de iones de oxígeno originados en la atmósfera planetaria que se mueven, a través de las líneas de campo magnético obtenidas en un modelo de dinámica de gases, en la región de la magnetofunda. Un trabajo más reciente, y un tanto diferente, es el de Kallio y Janhunen (2002), donde utilizan un modelo híbrido que trata a los electrones como fluido y a los iones como partículas para investigar el flujo de escape en Marte. Este tipo de estudios permite estudiar los procesos de asimilación de iones por el VS y las asimetrías generadas en la cola.

## 2.2. Características de la interacción VS-Marte

Como se mencionó arriba, el VS interactúa de distinta manera con los planetas que encuentra en su camino, dependiendo de si éstos poseen o no campo magnético propio y/o ionosfera. El planeta Marte es un planeta que aparentemente no posee un campo magnético global. Teóricamente su caso es semejante al del planeta Venus, pero se ven ciertas diferencias entre ambos, especialmente porque Marte es más pequeño y posee una atmósfera más tenue que la de Venus. Otra diferencia es que Marte posee un campo magnético cortical.

Modelos numéricos han sido desarrollados desde tiempo atrás para el estudio y comparación de la interacción del viento solar con planetas, y a medida que las computadoras han ido mejorando, la resolución de las simulaciones se ha ido incrementando. Estos últimos años se han hecho diversos estudios para analizar diferentes aspectos de la interacción viento solar-Marte. Algunas de las características estudiadas a través de modelos numéricos son los efectos de la presión que ejerce el viento solar sobre la ionósfera durante los distintas fases del ciclo solar (Bougher y Shinagawa 1998). Bougher y Shinagawa (1998) utilizaron un código numérico magnetohidrodinámico 2D axisimétrico para revisar el efecto del viento sobre la estructura de la ionopausa para distintas fases del ciclo solar. Ellos encontraron que para el caso de alta presión (debido a actividad solar), es decir  $P_{VS} > P_i$ , donde  $P_{VS}$  es la presión dinámica que ejerce el viento solar sobre la ionosfera, y  $P_i$  es la presión térmica de la ionosfera de Marte, que el choque de proa se forma a  $1.4R_M$ , que es aproximadamente la distancia observada. Shinagawa (1998) también encuentra que se forma una ionopausa a unos 170 km de la superficie del planeta en la región día, aumentando su distan-



cia rápidamente a medida que el ángulo  $SZA$  (solar zenith angle<sup>1</sup>) aumenta. Para el caso de viento quieto ( $P_{VS} < P_i$ ) la ionopausa se forma a  $180km$  de la superficie de Marte. El modelo MHD 2D de Shinagawa (1998) muestra que siempre se forma una ionopausa en el lado día de Marte para parámetros del viento solar realistas, lo cual difiere de las observaciones de las naves Mariner y Viking, las cuáles no han observado la existencia de una ionopausa en el planeta Marte.

Según estudios más recientes (Pérez-de Tejada 2007), para el caso de Marte no se puede decir que existe una ionopausa propiamente dicha, debido a que la presión del plasma solar, especialmente el término debido a la presión hidrodinámica  $\rho V^2$ , es mayor a la presión de la ionósfera,  $nkT$ , lo cual produce que el viento penetre y se mezcle en la parte superior de la ionósfera, haciendo así que no exista una ionopausa marcada. Como una consecuencia de esto, parte del campo magnético del viento solar también penetra en la ionósfera.

Liu (1999) realizó un estudio magnetohidrodinámico en 3D, incorporando dos tipos de iones  $O_p^+$  y  $H_{2s}^+$  (Los subíndices s y p son utilizados para diferenciar los iones planetarios de los del viento.). El código que utiliza posee una malla adaptiva, permitiendo una resolución de hasta  $53 km$  para las celdas más pequeñas (Liu et al. 1999a). Para los iones  $O_p^+$ , ellos utilizaron una tasa de ionización de  $7.3 \times 10^{-7} s^{-1}$ , correspondiente a la fotoionización, y una tasa de pérdida, debido a la recombinación disociativa, de  $7.38 \times 10^{-8} cm^{-3} s^{-1}$ . Tanto Liu (1999) como Shinagawa (1998) no estudian el efecto del campo cortical en la interacción VS-Marte. El estudio de Liu (1999) se asemeja al de Shinagawa (1998) ya que también investigan el efecto del viento nominal y viento quieto sobre la ionosfera. Más específicamente, este último trabajo investiga las posiciones de la onda de choque, de la frontera de apilamiento magnético y la posición de la ionopausa en el lado día y en el terminador, así como las características de la cola magnética. Ellos encuentran que existe un flujo de escape de  $O_{2p}^+ = 2.7 \times 10^{25} s^{-1}$ , el cuál es comparable a las mediciones obtenidas con la sonda Phobos 2. También encuentran que la dirección del campo magnético interplanetario (CMI) controla las características de la cola magnética. La inclinación del CMI genera una asimetría en el flujo de escape.

Kallio y Janhunen (2002) realiza una investigación un tanto distinta a las mencionadas anteriormente. En este trabajo utilizan un código híbrido, donde los electrones son tratados como un fluido y los iones  $H_s^+$  y  $O_p^+$  como partículas, que les permite investigar otros aspectos de la interacción VS-Marte. En este código se utiliza una malla cúbica, con distintos niveles de refinamiento. La red

---

<sup>1</sup>El  $SZA$  es un ángulo que vale  $0^\circ$  en la dirección del planeta al Sol y  $90^\circ$  en el terminador.

más fina, posee una resolución de aproximadamente  $0.05R_M$ , la resolución de la red intermedia es de  $0.1R_M$  y la más grande es de  $0.2R_M$ . El modelo incluye un obstáculo a 207 km sobre la superficie del planeta, donde una condición de absorción es impuesta, en la cual los iones  $H^+$  y  $O^+$  son extraídos de la simulación si éstos alcanzan la frontera del obstáculo. Los iones planetarios se forman en dos fuentes, la corona neutra y la ionósfera. La fuente ionosférica es simulada a través de la emisión de  $O^+$  de la frontera del obstáculo imitando la parte superior de la ionósfera en el modelo híbrido. La tasa de emisión utilizada corresponde al flujo térmico de un plasma a una temperatura de  $T=10\text{eV}$ . Se asume que el 90 % de los iones son emitidos del lado día, mientras que el restante 10 % son emitidos del lado noche. La otra fuente de producción de iones  $O^+$  es la corona neutra, que es incorporada a través de una función exponencial con una escala característica de altura de 1100 km. Las tasas de ionización para ambas fuentes son parámetros de entrada.

Algunos de los aspectos estudiados con este modelo fueron el escape y la distribución de iones, así como la tasa de pérdida de masa del planeta. También estudiaron las asimetrías relacionadas con el efecto del radio de giro de los iones y la diferencia entre el movimiento de los protones del viento solar y los iones planetarios.

En Ma et al (2002) utilizan un código MHD 3D para investigar el caso VS-Marte. A diferencia de los mencionados anteriormente, en este trabajo estudian, entre otras cosas, el efecto del campo cortical en la interacción VS-planeta. El campo cortical fue incluido en el código a través de una función potencial con expansión de armónicos esféricos de orden igual a 60, el cuál reproduce el campo magnético cortical observado en el planeta Marte. Otros aspectos estudiados fueron el flujo transterminador y el flujo de escape, para viento nominal, viento con presión alta y viento con presión baja, comparando datos observacionales de las sondas Phobos 2, MGS y Vikings, con los obtenidos a través de la simulación. También investigaron el papel que juega la corona de oxígeno con respecto a la posición de la onda de choque y la posición de la ionopausa para un viento nominal. Tres tipos de iones fueron considerados en este trabajo,  $H^+$ ,  $O_2^+$  y  $O^+$ , uno que representa el viento solar y dos que representan las especies mayoritarias en la ionosfera planetaria. Las tasas de ionización que utilizaron fueron  $7.3 \times 10^{-7}$  y  $7.73 \times 10^{-7}\text{s}^{-1}$  para  $\text{CO}_2$  y  $\text{O}$ , respectivamente. Estas tasas de ionización fueron multiplicadas por  $\cos(SZA)$  en la zona día, y se asumió que no hay ionización en la zona noche. Este código utilizó coordenadas cartesianas, obteniendo una resolución de unos 53 km para la red más fina (red adaptativa), dejando para el futuro un cambio de tipo de

coordenadas para obtener mayor resolución espacial en regiones cercanas a la frontera interna.

En este trabajo encontraron que la corona de oxígeno no tiene efectos significativos sobre la posición de la onda de choque y la ionopausa. También obtuvieron, ignorando el campo magnético cortical, que los flujos de escape y transterminador calculados son consistentes con los medidos por las sondas espaciales. Con respecto al estudio del efecto del campo cortical en la estructura de la ionosfera planetaria, descubrieron que estos campos no causan mayor distorsión en la onda de choque, pero sí tuvieron un efecto importante dentro de la magnetofunda y algún efecto en la posición de la ionopausa. Ellos encontraron que la existencia de estos campos corticales causa una disminución en los flujos, aunque los resultados siguen estando cercanos a las mediciones realizadas.

Un estudio similar al anteriormente mencionado fue realizado por Ma et al (2004), con resolución mejorada. Esto lo lograron gracias al cambio de tipo de coordenadas utilizadas por el código 3D-MHD, reemplazando las coordenadas cartesianas por esféricas. Esto les permitió obtener una resolución de hasta aproximadamente 10 km para la red más fina. El número de especies utilizado también se incrementó, incorporando  $\text{CO}_2^+$  a los cálculos.

A diferencia del estudio anterior (Ma et al. 2004c), Ma et al. (2004a) utiliza tasas de ionización para las cuatro especies correspondientes al máximo y mínimo del ciclo solar. Otra diferencia con la versión del código anterior, es que ellos consideran que la ionización en el lado noche no es cero, sino que asumen que es  $1.0 \times 10^{-5}$  veces más baja que en el lado día. Dos coeficientes de absorción,  $2.6$  y  $1.5 \times 10^{-17} \text{cm}^2$  para  $\text{CO}_2$  y  $\text{O}$ , fueron incorporados en el lado día, respectivamente, así como el  $\cos(SZA)$  para las cuatro especies.

En este estudio encontraron que utilizando los parámetros conocidos correspondientes a las condiciones del mínimo del ciclo solar, los resultados teóricos concuerdan bastante bien con las observaciones del Viking I. Lo mismo ocurre si se utilizan los parámetros correspondientes al máximo del ciclo solar, pero en este caso los resultados teóricos son comparables con las observaciones realizadas por el MGS. Otro resultado interesante es que la posición de la onda de choque depende de la orientación del campo magnético interplanetario (IMF), ciclo solar, y posición subsolar. Los flujos transterminadores y de escape calculados son significativamente menores a los que ellos obtuvieron en Ma et al (2002).

Finalmente, Harnett y Winglee (2002) utilizaron un código 3D MHD no ideal de un solo fluido, para investigar las asimetrías en la cola magnética de

Marte, causadas por las anomalías magnéticas, las cuales fueron simuladas a través de la incorporación de una función potencial consistente en un desarrollo en armónicos esféricos de 90 términos. Las simulaciones se realizaron con las anomalías apuntando a la medianoche, atardecer y amanecer (siempre en el hemisferio sur). Este modelo utiliza un sistema de red fija no uniforme, alcanzando una resolución máxima equivalente a 109 km para la red más fina, y 435km para la más grande. La condición de frontera para el objeto (planeta) fue impuesta a 300 km de altura del planeta. Dentro de esta frontera la densidad y la presión fueron mantenidas constantes con los valores de la superficie del planeta, así como el momento impuesto es cero. Encima de esta frontera, todos los valores pueden cambiar según lo determina la evolución de las ecuaciones MHD utilizadas. Las anomalías magnéticas utilizadas son estáticas en el tiempo. La densidad iónica en la ionósfera interior, por debajo de la frontera de los 300 km, utilizada fue de  $100 \text{ O}_2^+ \text{ cm}^{-3}$  con una temperatura de plasma de 3000 K. En el lado noche, donde los rayos solares ultravioleta no inciden, se asumió que la densidad iónica y la presión son un orden de magnitud por debajo de la del lado día, a la altura de la frontera ( $\sim 300$  km). Los principales resultados de este estudio mostraron que las anomalías magnéticas afectan la estructura del plasma desde regiones locales hasta regiones en la cola, localizadas a distancias de varios radios de Marte. Esto se ve a través de asimetrías (en la cola) en las mediciones de densidad, temperatura, presión, campo magnético y flujo del plasma. También encontraron cambios en el ancho de la cola producidos por la presencia de los campos magnéticos corticales. Estas anomalías no generaron grandes cambios en el flujo del plasma en regiones cercanas a la superficie, pero se vió que este flujo es afectado según la posición de las anomalías con respecto al IMF. Regiones llamadas vacío fueron obtenidas en estas simulaciones, donde el orden de magnitud en la densidad disminuye un poco menos de un orden de magnitud. Estas regiones de vacío están situadas en el lado noche del planeta, casi en al zona centro de medianoche.

---

# 3

## Teoría magnetohidrodinámica y su aplicación numérica al problema de la interacción VS-Marte

No es tan simple comprender la interacción viento solar-Marte desde tan solo el punto de vista de las observaciones o estudios analíticos existente, debido a que este fenómeno tiene características no lineales, inhomogeneidades y una gran variación temporal con respecto al estado estacionario (actividad solar). Durante las pasadas décadas una nueva técnica para estudiar este fenómeno ha surgido y evolucionado, las simulaciones computacionales. Algunos aspectos pueden ser tratados con un modelo hidrodinámico, tal como el utilizado para el estudio del exoplaneta presentado anteriormente. Otros, deben ser abordados teniendo en cuenta un modelo magnetohidrodinámico (MHD), como es el caso de la interacción del viento solar con planetas como la Tierra. Luego, estos estudios fueron generalizados, adaptados y mejorados para ser aplicados a otros casos, tales como Venus, Marte, las lunas de Júpiter y Saturno, gracias a las sondas espaciales que recopilan datos de la interacción del viento solar con estos objetos.

La organización de este capítulo es la siguiente: primero daremos un breve resumen de la teoría MHD ideal (teniendo en cuenta sus alcances y limita-

ciones); luego presentaremos las ecuaciones de la MHD discretizadas, con el fin de mostrar la estructura del código numérico utilizado, discutiendo brevemente las dificultades que surgen con la discretización y la precisión finita de los instrumentos de cómputo; y finalmente explicaremos detalladamente los cambios efectuados sobre el código, con el propósito de realizar el estudio de la interacción viento solar-Marte.

### 3.1. ¿Por qué utilizar la teoría MHD para la interacción viento solar-Marte?

En el sistema solar, a diferencia del caso del exoplaneta, tenemos mediciones insitu de varias magnitudes físicas, entre estas se encuentran mediciones del campo magnético, por lo cual se sabe que éste juega un papel muy importante. Aquí nos concentramos en el estudio de la interacción del viento solar con planetas sin campo magnético propio, los cuáles no representarían un obstáculo para el viento solar si no fuera por el hecho de que poseen una atmósfera ionizada, la que actúa como una esfera conductora. Por este hecho las ecuaciones de fluidos ya no son suficientes para llevar a cabo este estudio, por lo que es necesario introducir la teoría MHD.

Antes de arribar a la deducción de las ecuaciones de la MHD, daremos un vistazo al problema básico a estudiar: cómo partículas ionizadas interactúan entre ellas y con los campos electromagnéticos en el espacio interplanetario. Para esto, una manera obvia de hacerlo (y probablemente poco práctica) sería considerar el movimiento de un número grande y equitativo de partículas con carga positiva y negativa, inmersas en un campo magnético (representando de esta manera al viento solar), más un modelo apropiado para la atmósfera planetaria (Spreiter y Stahara 1992). Las ecuaciones a considerar para un sistema de  $N$  partículas serían el balance de fuerzas para cada partícula, donde cada partícula tiene masa y carga definida, y una velocidad y posición inicial. Las partículas en un campo externo sentirían, además de las fuerzas externas, fuerzas adicionales debido a las restantes  $N - 1$  partículas.

$$\mathbf{F}_i = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \mathbf{F}_{ij} + \mathbf{F}_i^{\text{ext}} \quad (3.1)$$

También hay que considerar la alteración del campo magnético debido a corrientes producidas por el movimiento diferencial entre iones y electrones. Es-

### 3.1. ¿Por qué utilizar la teoría MHD para la interacción viento solar-Marte?

---

to último se obtiene mediante las ecuaciones de Maxwell, en conjunto con la ecuación de movimiento de partículas no relativistas debida a la fuerza de Lorentz. Las ecuaciones de Maxwell en el sistema MKS se ven de la siguiente manera:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_c \quad (3.5)$$

dónde la relación de las intensidades de campo eléctrico y magnético  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{H}$  con el desplazamiento eléctrico y la inducción magnética  $\mathbf{D}$  y  $\mathbf{B}$  es

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (3.6)$$

y

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (3.7)$$

La fuerza que la partícula  $i$ -ésima siente debido a las otras y al campo magnético del viento solar es:

$$m_i \dot{\mathbf{v}}_i = q_i (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) \quad (3.8)$$

Las ecuación de Lorentz está acoplada a las ecuaciones de Maxwell a través de la densidad de corriente  $\mathbf{J}$  y la densidad de carga  $\rho_c$ , las cuáles se definen de la siguiente manera

$$\rho_c = \frac{\sum_{\Delta V} q_i}{\Delta V} \quad (3.9)$$

$$\mathbf{J} = \frac{\sum_{\Delta V} \mathbf{v}_i q_i}{\Delta V} \quad (3.10)$$

Estas nueve ecuaciones (de la ecuación (3.2) a la (3.10)) son suficientes para describir un sistema de partículas cargadas y campos electromagnéticos en el espacio (Parks 2004). Para resolver estas ecuaciones se necesita información del campo eléctrico y magnético, la cual es obtenida (en el caso de la física espacial)

a partir de mediciones realizadas por las naves espaciales y/o extrapolaciones de mediciones conocidas a regiones que todavía no han sido medidas.

Dado que la fuerza electromagnética es de largo alcance, para estudiar la dinámica de un sistema de partículas hay que resolver una cantidad enorme de ecuaciones, debido al gran número de partículas que deberían ser incluidas. Este hecho, convierte a este camino en una manera inviable de abordar el estudio de la interacción viento solar-Marte, desde el punto de vista numérico. Otra manera de abordar el estudio del comportamiento de las partículas cargadas, es considerarlas un plasma, y emplear para ello una descripción estadística a partir de funciones de distribución  $f^\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ , definidas como la densidad de partículas en el espacio fase (coordenadas y velocidades), donde el subíndice  $\alpha$  corresponde a la especie de la partícula considerada. Gran parte de la materia conocida en el universo se encuentra en forma de plasma, el cual se compone por electrones y al menos una especie de iones, (el viento solar es un ejemplo de plasma, compuesto principalmente por electrones y protones). La carga total de un plasma es cero, es decir la densidad de electrones  $n_e$  es igual la densidad de iones  $n_i$  de carga unitaria. Considerando que el plasma es no colisional se obtiene la ecuación de Boltzmann-Vlasov

$$\frac{\partial f^\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f^\alpha}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f^\alpha}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (3.11)$$

Esta es una ecuación de siete variables independientes ( $x, y, z, v_x, v_y, v_z$  y  $t$ ). El plasma espacial estudiado a partir de las ecuaciones de Maxwell, en conjunto con la ecuación de Boltzmann-Vlasov, daría información más precisa del sistema, pero debido a la no linealidad, éstas se vuelven difíciles de resolver. Una manera más simple, sería el estudiar el comportamiento del plasma a partir de tomar promedios de la función  $f$ , los cuáles darían lugar a parámetros macroscópicos tales como la densidad, temperatura, presión. La cantidad física promediada para una especie se define cómo

$$\langle M(\mathbf{r}, t) \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} M f^\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v}{\int_{-\infty}^{\infty} f^\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v} \quad (3.12)$$

La densidad numérica de partículas de una especie  $\alpha$  en el espacio real se obtiene integrando la densidad del espacio de fases sobre las velocidades:



---

3.1. *¿Por qué utilizar la teoría MHD para la interacción viento solar-Marte?*

---

$$n^\alpha(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f^\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v \quad (3.13)$$

De esta manera la velocidad promedio se define como

$$\mathbf{u}^\alpha = \frac{1}{n^\alpha(\mathbf{r}, t)} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} f^\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v \quad (3.14)$$

La densidad de energía cinética promedio está dada por:

$$E^\alpha = \frac{1}{n^\alpha(\mathbf{r}, t)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} m^\alpha \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} f^\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3v \quad (3.15)$$

En la práctica, la ecuación diferencial en derivadas parciales que describe el comportamiento de  $f^\alpha$  (ecuación 3.11), es muy difícil de resolver. Un método aproximado de resolver la ecuación es a través de tomar los momentos de la misma, donde si se resolviera el sistema de ecuaciones que se obtiene con una serie infinita de momentos, sería equivalente a resolver la ecuación de Boltzmann-Vlasov. La definición de los momentos de orden  $n$  de esta ecuación es:

$$m^n = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v}^n \left( \frac{\partial f^\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f^\alpha}{\partial \mathbf{r}} + \dot{\mathbf{v}} \cdot \frac{\partial f^\alpha}{\partial \mathbf{v}} \right) d^3v \quad (3.16)$$

En la teoría de fluidos, donde se asume que el número de colisiones es suficiente para tener un estado cercano al equilibrio, se utiliza este método. La ecuación de continuidad se obtiene tomando el momento de orden cero ( $\mathbf{v}^0 = 1$ ) de la ecuación 3.16. Tomando el momento a primer orden ( $\mathbf{v}^1 = \mathbf{v}$ ) se obtiene la ecuación de conservación de momento, mientras que el momento de segundo orden, da la ecuación de conservación de la energía, y así se puede seguir integrando para órdenes de momento más alto. Cada vez que se toma un momento se introducen nuevas variables, y siempre el número de variables es superior al número de ecuaciones. De esta manera la simplificación consiste en tomar sólo hasta el tercer orden de momentos y hacer algunas suposiciones físicas, para poder tener un número igual de ecuaciones a las variables (elegir, por ejemplo, una ecuación de estado).

### 3.1.1. Ecuaciones MHD para un fluido

Para resumir, la teoría MHD es apropiada para realizar un estudio de características globales de un sistema. El viento solar se encuentra dentro de la categoría de plasma, compuesto principalmente por electrones, protones y  ${}^4\text{He}^{++}$  ( $\sim 5\%$ ), más otros elementos en pequeñas cantidades. Para simplificar, consideraremos al viento solar como un fluido con sólo protones y electrones. Teniendo en cuenta esto último, más la hipótesis de que es un fluido isotrópico Maxwelliano<sup>1</sup> y de que este fluido se mueve en un campo electromagnético, tenemos que la teoría MHD está basada en las siguientes ecuaciones de Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.17)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (3.18)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.19)$$

dónde la ecuación  $\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho_c$  (densidad de carga) no es tenida en cuenta, ya que se supone que la densidad de carga es nula al ser un fluido eléctricamente neutro<sup>2</sup>.

Además se tiene:

- una ecuación de continuidad, dada por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0 \quad (3.20)$$

dice que el cambio temporal de la masa de un elemento de fluido es igual al flujo de masa saliente de éste, es decir la cantidad de masa se conserva.

---

<sup>1</sup>Muchas aplicaciones en física espacial y astrofísica asumen que el plasma se encuentra en equilibrio térmico. Cuando ocurren colisiones al azar de manera frecuente la distribución de velocidades locales pueden ser aproximadas por una distribución Maxwelliana,  $f(r, v) = n \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-m(v-\langle v \rangle)^2/2kT}$  donde  $n$  y  $T$  son la densidad y temperatura, respectivamente;  $\langle v \rangle$  es la velocidad promedio;  $v - \langle v \rangle$  es la velocidad térmica y  $m(v - \langle v \rangle)^2/2$  está asociada a la temperatura cinética.

<sup>2</sup>El hecho de que la densidad de carga de un fluido constituido por electrones y protones se anule significa que el número de electrones y protones es el mismo  $n_e = n_i$

### 3.1. ¿Por qué utilizar la teoría MHD para la interacción viento solar-Marte?

---

- una ecuación de conservación de momento:

$$\rho \left[ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (3.21)$$

donde el término  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  es la fuerza de Lorentz por unidad de volumen.

- una ecuación de estado:

$$p = p_0 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{5/3} \quad (3.22)$$

correspondiente a un gas monoatómico

- y La ley de Ohm:

$$\mathbf{J} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.23)$$

Las ecuaciones (3.17-3.22) representan el conjunto de ecuaciones de la teoría MHD resistiva.

Si consideramos un fluido infinitamente conductor ( $\sigma = \infty$ , donde  $\sigma$  es la conductividad), las ecuaciones de la MHD se simplifican. Utilizando la ley de Ampere 3.18 podemos escribir la ecuación de momento 3.21 de la siguiente manera:

$$\rho \left[ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla p + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \frac{1}{2} \nabla \cdot B^2 \mathbf{I} \quad (3.24)$$

donde  $\mathbf{I}$  es la matriz de identidad.

Tomando el producto escalar con la velocidad  $\mathbf{v}$  de la ecuación de conservación de momento (3.21), y utilizando la ecuación de continuidad junto con la ecuación de estado se puede obtener la ecuación de conservación de la energía

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{v}(e + p)] = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \quad (3.25)$$

Este conjunto de ecuaciones son las que describen el comportamiento de un fluido en presencia de un campo electromagnético. Estas ecuaciones se pueden escribir de una manera compacta, forma de conservación, la que es útil cuando se quiere construir un algoritmo de diferencias finitas:

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{v} \\ \rho \mathbf{B} \\ e \end{pmatrix} + \nabla \cdot \begin{pmatrix} \rho \mathbf{v} \\ \rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \mathbf{I}(p + \frac{B^2}{2}) - \mathbf{B} \mathbf{B} \\ \mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{v} \mathbf{B} \\ (e + p + \frac{B^2}{2}) \mathbf{v} - \mathbf{B}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \end{pmatrix} = 0 \quad (3.26)$$

donde  $e$  es la energía por unidad de volumen definida como  $e = \frac{1}{2}\rho v^2 + c_v p + \frac{B^2}{2}$  ( $c_v = 1/\gamma - 1$ ).

### 3.1.2. Ondas MHD

Las ecuaciones MHD se pueden escribir en coordenadas cartesianas de la siguiente manera:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = 0 \quad (3.27)$$

donde

$$\mathbf{U} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, B_x, B_y, B_z, E)^T \quad (3.28)$$

donde  $\mathbf{U}$  es el vector de las variables conservadas y  $T$  indica el transpuesto del vector.  $\mathbf{F}$ ,  $\mathbf{G}$  y  $\mathbf{H}$  son los flujo a lo largo de las direcciones  $x$ ,  $y$  y  $z$ , y tienen la siguiente forma:

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + P + \frac{B^2}{2} - B_x \\ \rho u v - B_x B_y \\ (e + P + \frac{B^2}{2})u - B_x(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \\ 0 \\ u B_y - v B_x \\ u B_z - w B_x \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho v u - B_y B_x \\ \rho v^2 + p + \frac{B^2}{2} - B_y^2 \\ \rho u w - B_y B_z \\ (e + p + \frac{B^2}{2})v - B_y(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \\ v B_x - u B_y \\ 0 \\ v B_z - w B_y \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

3.1. *¿Por qué utilizar la teoría MHD para la interacción viento solar-Marte?*

---

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho w u - B_z B_x \\ \rho w v - B_z B_y \\ \rho w^2 + p + \frac{B^2}{2} - B_z \\ (e + p + \frac{B^2}{2})w - B_z(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \\ w B_x - u B_z \\ w B_y - v B_z \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

Para poder calcular las ondas es conveniente escribir las ecuaciones MHD (3.27) en terminos de las variables primitivas

$$\mathbf{P} = (\rho, u, v, w, B_x, B_y, B_z)^T \quad (3.32)$$

utilizando la versión 1D de la ecuación 3.27 se obtiene

$$\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial x} \quad (3.33)$$

donde  $\mathbf{A}$  es una matriz de  $7 \times 7$  elementos en el caso MHD con la forma

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} u & \rho & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & u & 0 & 0 & \frac{1}{\rho} & \frac{B_y}{\rho} & \frac{B_z}{\rho} \\ 0 & 0 & u & 0 & 0 & -\frac{B_x}{\rho} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & u & 0 & 0 & -\frac{B_x}{\rho} \\ 0 & \rho a^2 & 0 & 0 & u & 0 & 0 \\ 0 & B_y & -B_x & 0 & 0 & u & 0 \\ 0 & B_z & 0 & -B_x & 0 & 0 & u \end{pmatrix}. \quad (3.34)$$

donde  $a = (\gamma p / \rho)^{1/2}$ .

El comportamiento del sistema en la ecuación 3.33 está determinado por las propiedades de la matriz  $\mathbf{A}$ .  $\mathbf{A}$  tiene autovalores y autovectores reales de izquierda y derecha.

Las ondas que se propagan, con sus correspondientes autovalores y autovectores derechos ( $\mathbf{r}$ ) e izquierdos ( $\mathbf{l}$ ), son las siguientes:

■ una onda de entropía

$$\lambda_e = u \quad (3.35)$$

$$\mathbf{l}_e = (1, 0, 0, 0, -\frac{1}{c^2}, 0, 0) \quad (3.36)$$

$$\mathbf{r}_e = (1, 0, 0, 0, 0, 0, 0)^T \quad (3.37)$$

■ dos ondas de Alfvén

$$\lambda_a = u \mp c_a \quad (3.38)$$

$$\mathbf{l}_a = (0, 0, \frac{s\beta_z}{2}, -\frac{s\beta_y}{2}, 0, \pm \frac{\beta_z}{2\sqrt{\rho}}, \mp \frac{\beta_y}{2\sqrt{\rho}}) \quad (3.39)$$

$$\mathbf{r}_a = (0, 0, s\beta_z, -s\beta_y, 0, \pm \beta_z\sqrt{\rho}, \mp \beta_y\sqrt{\rho})^T \quad (3.40)$$

■ dos ondas magnetoacústicas rápidas

$$\lambda_f = u \mp c_f \quad (3.41)$$

$$\mathbf{l}_f = (0, \mp \frac{\alpha_f}{2}, \pm \frac{s\beta_y\alpha_s c_a}{2c_f}, \pm \frac{s\beta_z\alpha_s c_a}{2c_f}, \frac{\alpha_f}{2\rho c_f}, \frac{\beta_y\alpha_s}{2\sqrt{\rho}}, \frac{\beta_z\alpha_s}{2\sqrt{\rho}}) \quad (3.42)$$

$$\mathbf{r}_f = (\frac{\rho\alpha_f}{c_f}, \mp \alpha_f, \pm \frac{s\beta_y\alpha_s c_a}{c_f}, \pm \frac{s\beta_z\alpha_s c_a}{c_f}, \frac{\rho\alpha_f c^2}{c_f}, \beta_y\alpha_s\sqrt{\rho}, \beta_z\alpha_s\sqrt{\rho})^T \quad (3.43)$$

■ dos ondas magnetoacústicas lentas

$$\lambda_s = u \mp c_s \quad (3.44)$$

$$\mathbf{l}_s = (0, \mp \frac{c_a\alpha_s}{2c_f}, \mp \frac{s\beta_y\alpha_f}{2}, \mp \frac{s\beta_z\alpha_f}{2}, \frac{\alpha_s}{2\rho c}, -\frac{\beta_y\alpha_f c}{2c_f\sqrt{\rho}}, -\frac{\beta_z\alpha_f c}{2\sqrt{\rho}c_f}) \quad (3.45)$$

$$\mathbf{r}_s = (\frac{\rho\alpha_s}{c}, \mp \frac{c_a\alpha_s}{c_f}, \mp s\beta_y\alpha_f, \mp s\beta_z\alpha_f, \alpha_s\rho c, -\frac{\beta_y\alpha_f c\sqrt{\rho}}{c_f}, -\frac{\sqrt{\rho}\beta_z\alpha_f c}{c_f})^T \quad (3.46)$$

### 3.1. ¿Por qué utilizar la teoría MHD para la interacción viento solar-Marte?

donde los subíndices  $e$ ,  $a$ ,  $f$  y  $s$  están asociados a las soluciones de las ondas de entropía, Alfvén, rápidas (fast) y lentas (slow), respectivamente.

Estos autovectores están ortonormalizados de manera que  $\vec{l}_i \cdot \vec{r}_i = \delta_{ij}$  y se obtienen definiendo (para un gas politrópico):

$$s = \text{sign}(B_x) \quad c = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} \quad c_a = \frac{|B_x|}{\sqrt{\rho}} \quad (3.47)$$

$$c_{fs}^2 = \frac{1}{2} \left( c^2 + \frac{B^2}{\rho} \pm \sqrt{\left( \frac{B^2}{\rho} + c^2 \right)^2 - 4c_a^2 c^2} \right) \quad (3.48)$$

$$\alpha_f = \sqrt{\frac{c_f^2 - c_a^2}{c_f^2 - c_s^2}} \quad \alpha_s = \sqrt{\frac{c_f^2 - c^2}{c_f^2 - c_s^2}} \quad (3.49)$$

$$\beta_y = \frac{B_y}{\sqrt{B_y^2 + B_z^2}} \quad \beta_z = \frac{B_z}{\sqrt{B_y^2 + B_z^2}} \quad (3.50)$$

Las ondas MHD son ondas de baja frecuencia y pueden tener modos longitudinales y transversales.

- Ondas de Alfvén: Son ondas electromagnéticas transversales que se propagan a lo largo de las líneas del campo magnético, sin generar cambios de magnitud del campo magnético mismo.
- Las onda MHD rápidas y lentas: son ondas que poseen componentes transversales y longitudinales, pudiendo de esta manera afectar los valores de la densidad, la presión y campo magnético.

La importancia de los autovalores y autovectores es que variaciones infinitesimales de las variables  $U$  se propagan en el plano espacio-tiempo con velocidades dictadas por los autovalores. Por esta razón se utilizan estas velocidades para el cálculo del paso de tiempo en la simulación numérica, junto con la condición de Courant.

## 3.2. Código Magnetohidrodinámico

El código MHD utilizado en esta tesis (bautizado con el nombre *Mexcal*) fue elaborado por De Colle (2005). Este código resuelve las ecuaciones MHD en tres dimensiones, dadas por 3.26.

El adaptar un código MHD a un problema específico, crea más dificultades que el adaptar un código hidrodinámico, principalmente debido a la condición de no existencia de monopolos magnéticos, es decir  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ . La mayoría de estas dificultades han sido reportadas durante las últimas décadas en diversos artículos (ver por ejemplo Tanaka 1993; Balsara 1998, 2004; Falle et al. 1998), donde diversos métodos para solucionarlas han ido surgiendo y perfeccionándose. Por otro lado, la complejidad de los códigos empleados se ha ido incrementando.

Una ventaja de utilizar el código *Mexcal* es la estructura de éste, el cuál no se convierte en una caja negra debido a que utiliza una malla fija en coordenadas cartesianas, y por esta razón permite entender como funciona más fácilmente. *Mexcal* ha sido utilizado principalmente para estudios de objetos astrofísicos, como son los jets (de Colle y Raga 2004), grumos (“clumps” en inglés) en objetos Herbig-Haro (De Colle y Raga 2005), y remanentes de supernova (Toledo-Roy et al. 2009).

En el caso de la interacción del viento solar con planetas sin campo magnético, hubo que hacer modificaciones en la manera en que el código calcula los flujos de las magnitudes físicas, para evitar que se generen errores numéricos. En general, los esquemas numéricos empleados en simulaciones MHD tienen dificultad en mantener la condición  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ . En el caso de una dimensión, esta condición siempre se cumple, pero esto no sucede en los casos de dos y tres dimensiones. En regiones lejanas al choque (zona de discontinuidad fuerte), la divergencia no crece tanto ya que el módulo del campo magnético se mantiene con valores cercanos al no perturbado. En cambio, para regiones cercanas a un choque, el campo magnético se acumula y por esto la divergencia del mismo se aleja de ser nula, causando problemas fatales después de un tiempo de integración.

A continuación explicaremos las bases de cómo funciona el código *Mexcal* y las modificaciones realizadas para el estudio presentado en los capítulos siguientes.



### 3.3. Adaptación de código MHD

Volviendo al problema de los monopolos magnéticos, a pesar de que la solución exacta de las ecuaciones MHD debería mantenerse libre de monopolos por siempre (si así fue impuesto desde un principio), los esquemas numéricos no cumplen automáticamente con la condición  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ . Brackbill y Barnes (1980) demostraron que esquemas numéricos conservativos que no fuerzan la condición  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  traen problemas en regiones donde otras fuerzas se encuentran cercanas al equilibrio. Por otro lado, si la condición  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  no se cumple inicialmente, los esquemas numéricos también presentan errores graves para modelos de más de una dimensión (Falle y Komissarov 1996). Existen varias maneras de forzar que la divergencia del campo magnético se mantenga nula durante una simulación. Cada uno de estos tiene sus pros y sus contras.

#### 3.3.1. Descomposición del campo magnético en el código MHD

En el caso de la interacción viento solar-Marte se encuentran regiones con campos magnéticos intensos. Estas zonas se encuentran bastante localizadas en el caso de los planetas sin campo magnético propio, lo cual permite modificar el esquema numérico partiendo el campo magnético en dos. De esta manera se puede obtener mayor precisión resolviendo la desviación del valor intrínseco del campo magnético que resolviendo el campo magnético total de una vez. Esto quiere decir que trataremos el campo magnético total como dos partes, una que corresponde al campo magnético intrínseco al sistema ( $\mathbf{B}_0$ ) y otra correspondiente a la acumulación de este ( $\mathbf{B}_1$ ) o desviación del campo completo. Esta técnica para el estudio del campo magnético fue propuesta por Tanaka (1993). Originalmente Mexcal resolvía las ecuaciones 3.26 las cuales volvemos a escribir por conveniencia

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{v} \\ \mathbf{B} \\ e \end{pmatrix} + \nabla \cdot \begin{pmatrix} \rho \mathbf{v} \\ \rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \mathbf{I}(p + \frac{B^2}{2}) - \mathbf{B}\mathbf{B} \\ \mathbf{v}\mathbf{B} - \mathbf{v}\mathbf{B} \\ (e + p + \frac{B^2}{2}) \mathbf{v} - \mathbf{B}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \end{pmatrix} = 0$$

Al descomponer el campo magnético en

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 \quad (3.51)$$

donde  $\mathbf{B}_0$  satisface

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}_0}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B}_0 &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{B}_0 &= 0 \end{aligned}$$

las ecuaciones MHD modificadas quedan de la siguiente manera:

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{v} \\ \mathbf{B}_1 \\ e_1 \end{pmatrix} + \nabla \cdot \begin{pmatrix} \rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \mathbf{I} \left( p + \frac{B^2}{2} + \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_1 \right) - \mathbf{B}_1 \mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_1 \mathbf{B}_0 - \mathbf{B}_0 \mathbf{B}_1 \\ \rho \mathbf{v} \\ \mathbf{v} \left( e_1 + p + \frac{B^2}{2} + \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{B}_0 \right) - \mathbf{B} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}_1) \end{pmatrix} = \mathbf{S}$$

donde el término fuente es:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ (\nabla \times \mathbf{B}_0) \times \mathbf{B}_0 \\ -\frac{\partial \mathbf{B}_0}{\partial t} \\ -\mathbf{B}_1 \cdot \frac{\partial \mathbf{B}_0}{\partial t} - (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot (\nabla \times \mathbf{B}_0) \end{pmatrix}$$

Si  $\mathbf{B}_0$  es constante y libre de fuerzas (es decir  $\nabla \times \mathbf{B}_0 = 0$ ), los términos fuentes desaparecen analíticamente, pero no numéricamente.

Este sistema de ecuaciones partido tiene los mismos autovalores y autovectores a los obtenidos sin la partición (Tanaka 1993; Powell et al. 1999).

### 3.3.2. Condiciones de fronteras internas y externas

Las ecuaciones mencionadas en la sección 3.1.1 son las que gobiernan el movimiento del fluido. Estas son las mismas ecuaciones independientes de si el flujo interactúa con un planeta con o sin atmósfera. Lo que define el problema son las condiciones de frontera y a veces también las condiciones iniciales. Para las fronteras externas se utilizan condiciones de escape en las fronteras  $+z$ ,  $-z$ ,  $+y$ ,  $-y$  y  $+x$ , mientras que se impone el ingreso de flujo por la frontera  $-x$ . El campo magnético ambiental está congelado al viento solar, formando un ángulo con la dirección radial (la del viento solar), llamado ángulo de Parker, el cual es de  $57^\circ$  en el plano  $xz$  o plano orbital. En este plano el viento fluye en la dirección  $+x$ .

Para la frontera interna (frontera entre el planeta y medio ambiente) se impuso una condición tal que se cumpla la condición  $\nabla \cdot B$ . Utilizar una condición de reflexión para el campo magnético, tal como se hizo para el campo de velocidades, no funcionaría para  $B$ , ya que la condición de no existencia de monopolos magnéticos es restrictiva. Por esto se decidió poner condiciones tales que la divergencia del campo magnético fuera nula en la interface entre las celdas que separan el medio ambiente del planeta, tal como se muestra en la figura 3.1. Los flujos son calculados en toda la malla con la excepción de la región donde se ubica el planeta.

Para calcular el flujo en una celda es necesario tener los valores de los flujos en la celda anterior y posterior (arriba y abajo). Debido a que los valores de los flujos no están definidos dentro del planeta, es necesario asignarle valores en las celdas inmediatas (dentro del planeta).

Es decir que para que la condición  $\nabla \cdot B = 0$  se cumpla en la frontera, y se puedan calcular los flujos en la celda fronteriza perteneciente al medio ambiente, se pasa el valor del campo magnético a la celda fronteriza del planeta de la siguiente manera:

$$B_{x+1} = B_{x-1} - 2\Delta x \left( \frac{B_{y-1} - B_{y+1}}{2\Delta y} + \frac{B_{z-1} - B_{z+1}}{2\Delta z} \right)$$

donde los valores del campo magnético están definidos en los centros de las celdas. Este proceso se repite en cada paso del tiempo.

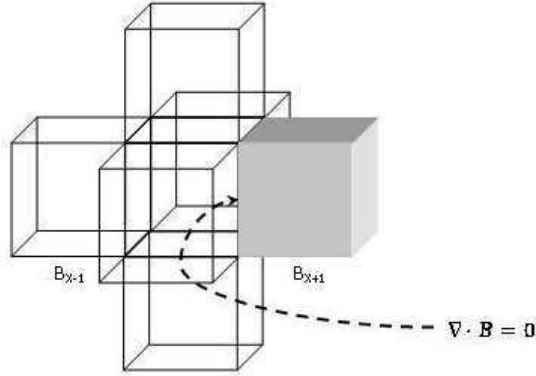


Figura 3.1: Condición de frontera interna para el campo magnético. El campo en la celda inmediatamente adentro del planeta se elige tal que la divergencia del campo magnético se mantenga nula. De esta manera la celda fronteriza del planeta actúa como celda fantasma, permitiendo el cálculo de los flujos en la celda fronteriza del medio ambiente.

### 3.3.3. Condición de esfera conductora

Marte no posee un campo magnético propio pero tiene una atmósfera tenue que es ionizada principalmente por la radiación solar. Ésta actúa como una especie de escudo para el material solar, impidiendo así el ingreso del campo magnético al planeta. En la simulaciones presentadas no se incorporó la ionización por radiación ni la atmósfera planetaria, sino que se simuló el efecto de la ionosfera (atmósfera ionizada) considerando una esfera perfectamente conductora inmersa en un fluido conductor con campo magnético.

Cuando un material altamente conductor es inmerso en un campo magnético, éste modifica el campo a sus alrededores a través de la inducción de una corriente superficial. Esta corriente tiene el efecto de cancelar el campo en el interior del material. Si el material tiene forma de una esfera, entonces se puede superponer al campo uniforme, el campo de un dipolo, tal que se satisfaga de manera exacta las condiciones de frontera en la superficie de la esfera. Si consideramos una esfera de radio  $R$  en un campo uniforme en dirección  $\hat{z}$ , perpendicular a la dirección de propagación del fluido ( $+x$ ), tenemos:

$$\mathbf{B}_0 = B_0 \hat{z} \quad (3.52)$$

el campo irrotacional que satisface la condición de esfera conductora es la suma

del campo uniforme con un campo dipolar

$$\mathbf{B}_{EC} = \mathbf{B}_{\text{dipolar}} + \mathbf{B}_{MIP} \quad (3.53)$$

dónde el subíndice *EC* representa “esfera conductora” y *MIP* “medio interplanetario”. Las condiciones de frontera requieren que para largas distancias ( $r \rightarrow \infty$ )  $\mathbf{B}_{EC} \rightarrow \mathbf{B}_{MIP}$ , mientras que para distancias cortas ( $r \rightarrow R_M$ )  $\mathbf{B}_{EC} \rightarrow \mathbf{B}_{\text{dipolar}}$ , donde  $R_M$  es el radio de la superficie del planeta (o ionosfera en nuestro caso).

Entonces tenemos que el campo total impuesto inicialmente en la simulación es:

$$\mathbf{B}_{EC} = \mathbf{B}_0 + \frac{R_M^3}{2r^3} \mathbf{B}_0 - \frac{R_M^3 (\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{r}) \mathbf{r}}{2r^5} \quad (3.54)$$

En la superficie, el campo magnético total sólo tiene componentes tangenciales. Por construcción esta ecuación cumple con las condiciones mencionadas anteriormente, es decir, a distancias grandes el campo es uniforme, mientras que, dentro del radio planetario, sólo hay un campo dipolar.

Las componentes de este campo en coordenadas cartesianas se ven de la siguiente manera:

$$B_{ECx} = -3zx B_0 \frac{R_M^3}{2r^5} \quad (3.55)$$

$$B_{ECy} = -3zy B_0 \frac{R_M^3}{2r^5} \quad (3.56)$$

$$B_{ECz} = B_0 \left[ 1 - \frac{R_M^3}{2r^5} (3z^2 - r^2) \right] \quad (3.57)$$

donde  $R_M$  representa el radio de Marte y  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  es la distancia desde el centro del planeta.

Las componentes del campo dadas por 3.57, fueron rotadas para simular la dirección promedio del campo magnético con respecto a la dirección del fluido, resultando:

$$B'_{ECx} = \cos \phi B_{0x} - \sin \phi B_{0z} \quad (3.58)$$

$$B'_{ECy} = B_{0y} \quad (3.59)$$

$$B'_{ECz} = \sin \phi B_{0x} + \cos \phi B_{0z} \quad (3.60)$$

### 3.3.4. Iniciando sin monopolos magnéticos

Para asegurar que el campo magnético fuese libre de monopolos desde un comienzo, lo que se hizo fue escribir la condición inicial del campo magnético como el rotor del potencial vector de la siguiente manera:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

con el vector potencial expresado en dos partes, la dipolar

$$\mathbf{A}_{dipolar} = \frac{1}{4\pi\mu_0 r^3} (\mathbf{M} \times \mathbf{r})$$

donde  $M$  es el momento dipolar magnético en dirección  $\hat{z}$

$$\mathbf{M} = M\hat{z}$$

y

$$M = -2\pi B_0 \mu R_M^3$$

En coordenadas cartesianas el vector potencial para el dipolo se escribe como:

$$\mathbf{A}_{dipolar} = \frac{1}{2} B_0 \left( \frac{R_p}{r} \right)^3 (y\hat{x} - x\hat{y})$$

Para el campo uniforme tenemos el siguiente potencial vector

$$\mathbf{A}_{uniforme} = \frac{1}{2} (\mathbf{B} \times \mathbf{r})$$

el cual se ve de la siguiente manera en coordenadas cartesianas

$$\mathbf{A}_{uniforme} = -\frac{1}{2} (yB_0\hat{x} - xB_0\hat{y})$$

quedando la siguiente expresión para  $\mathbf{A}$

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_{dipolar} + \mathbf{A}_{uniforme} = -\frac{1}{2} (yB_0\hat{x} - xB_0\hat{y}) + \frac{1}{2} B_0 \left( \frac{R_p}{r} \right)^3 (y\hat{x} - x\hat{y})$$

Tomando el rotor de  $\mathbf{A}$  nos da la expresión para el campo magnético total

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = -\frac{B_0}{2} \left( \frac{R_p}{r} \right)^3 \left[ \frac{3xz}{r^2} \hat{x} + \frac{3yz}{r^2} \hat{y} + \left( \frac{3z^2}{r^2} - 1 \right) \hat{z} \right] + B_0 \hat{z}$$

asegurando así el comienzo de la simulación sin monopolos magnéticos.

---

# 4

## Validación del código MHD para el estudio de la interacción VS-Marte

Hasta ahora hemos visto, de modo general, las características de la interacción VS-Marte en conjunto con algunos de los trabajos que se han realizado con la intención de reproducir de manera global lo observado, donde la totalidad de los trabajos teóricos mencionados son numéricos. Debido a que el código descrito en el capítulo 3 no ha sido utilizado para problemas con características parecidos al descrito hasta aquí, antes de abordar algún problema nuevo debemos realizar una comparación seria con otros estudios semejantes, a la vez de contrastar algunas partes del resultado con observaciones.

Las simulaciones que presentaremos a lo largo de este capítulo (y el siguiente) tienen algunas simplificaciones, las cuales son importantes de recalcar. La principal simplificación, la cual sabemos con antelación que dará resultados distintos a la hora de compararlos con otros trabajos, es la no-inclusión de la atmósfera. La razón por la cuál ésta fue omitida es la falta de resolución, ya que la ionósfera en la region día tiene tan solo unos 300 km de altura, mientras que nuestra resolución es de unos 230 km. Por esta razón haremos nuestras comparaciones principalmente con el trabajo numérico presentado por Tanaka (1993), el cual a pesar de tener una mayor resolución en regiones cercanas a la superficie planetaria gracias a que utiliza una malla con geometría esférica

(el tamaño de las celdas va creciendo radialmente) no incluye la ionosfera en su cálculo (utiliza las mismas condiciones de frontera internas que nosotros) además de comparar con algunos resultados observacionales.

Este capítulo está organizado de la siguiente manera: en la sección 4.1 se muestran resultados numéricos de la interacción con un modelo de mayor resolución que la mencionada arriba ( $\sim 80$  km), con un tamaño físico de la región de interacción más chico, limitando la discusión a zonas cercanas al planeta. Después, en la sección 4.2, se muestran los resultados de cinco casos para investigar la influencia de la geometría del campo magnético interplanetario en la estructura del choque de proa. Y por último, en la sección 4.3 se realiza un análisis más detallado de los resultados numéricos obtenidos para el modelo correspondiente a las condiciones de viento lento, caracterizando las distintas regiones. En estas dos últimas secciones, las condiciones empleadas son idénticas a las de la primera sección de este capítulo, con la única diferencia que la resolución es menor, permitiéndonos así utilizar un dominio computacional de varios radios planetarios.



## 4.1. Características globales del modelo numérico

Los parámetros del caso M3 (ver tabla 4.1) corresponden a las condiciones promedio observadas cerca de Marte para el viento solar lento. Los resultados obtenidos para la densidad, la presión, el módulo de campo magnético y la velocidad calculada, correspondientes al modelo M3 en los planos XZ (plano orbital) y XY (plano Norte-Sur o polar), son mostrados en las figuras 4.1 y 4.2, respectivamente. Estos resultados corresponden a un tiempo de evolución de 50 horas reales. El tamaño de la red utilizada para estas simulaciones es de  $2.25 \times 10^9$  cm en las direcciones  $y$  y  $z$ , y  $1.125 \times 10^9$  cm en la dirección  $x$  (dirección de propagación del viento solar), con un número de celdas de  $280 \times 280 \times 140$ , dando así una resolución de  $\sim 80$  km en cada dirección.

El campo de velocidades (panel central de la figura 4.1) muestra flujo que rodea al planeta, hacia el terminador en la región día, mientras que en el lado noche, en la zona cercana al planeta se ve parte del flujo propagándose hacia la parte de atrás del planeta, ayudando de esta manera a mantener poblada la zona donde se encontraría la ionosfera nocturna (la cuál no ha sido incluida en este estudio). También se ve flujo que se propaga en la dirección  $+x$  a lo largo de la cola, contribuyendo de esta manera al flujo de escape. La onda de choque es claramente visible en los tres mapas (densidad, presión y campo magnético). La posición del choque de proa, a simple vista, se encuentra un poco más cercana a la superficie del planeta que la obtenida en los resultados

Cuadro 4.1: Esta tabla resume las condiciones iniciales utilizadas para los distintos modelos llevados a cabo. En todos los casos se utilizó la velocidad promedio y la magnitud del campo magnético (3 nT) correspondientes a viento lento.

<b>Condiciones iniciales de modelos numéricos</b>			
<i>Modelo</i>	<i>Ángulo de Parker</i> (°)	<i>Velocidad de vs.</i> ( $km s^{-1}$ )	<i>densidad</i> ( $iones cm^{-3}$ )
M1	0	400	5
M2	42	400	5
M3	57	400	5
M4	72	400	5
M5	90	400	5

para los modelos de ajustes de posiciones de la onda de choque a partir de observaciones (ver tabla 4.2). Más adelante discutiremos con más detalle este punto.

Los resultados presentados aquí muestran por un lado la envoltura producida por el campo magnético interplanetario, y por el otro una región de apilamiento magnético al frente del planeta (parte con mayor intensidad magnética). Estas son características bien conocidas del plasma del medio ambiente de Marte (Nagy et al. 2004). Otro comportamiento a destacar es la posición de la onda de choque en el terminador, la cuál muestra una asimetría en los valores de  $B$ . En el panel derecho de la figura 4.1 se observa que el choque se encuentra más alejado del planeta en la región  $z < 0$ . Esto ocurre debido a la inclinación del campo magnético con respecto a la dirección de propagación del fluido, donde la presión magnética (término proporcional a  $B^2$ ) es mayor del lado  $z > 0$ , empujando el choque hacia la superficie del planeta en esta zona. Este comportamiento es consistente con observaciones realizadas con el MGS (ver Vignes et al., 2002), donde el choque cuasi-paralelo<sup>1</sup> se encuentra más cercano al planeta que el choque cuasi-perpendicular (La asimetría observada también puede ser un efecto del antechoque junto con efectos cinéticos, los cuales no pueden ser reproducidos por el código MHD). Por último, en el plano orbital, el mapa de la distribución de  $B$  muestra una región en la cola del planeta donde el campo magnético es prácticamente nulo, reproduciendo de esta manera la hoja neutra.

El aspecto general de estos resultados es el esperado, bastante similar a resultados obtenidos en trabajos anteriores con modelos cartesianos (ver capítulo 2), mostrando la formación de un choque de proa, una región de acumulación de campo magnético al frente del planeta (panel derecho en ambos planos), un máximo de densidad en la region subsolar y zonas de baja densidad, llamadas vacíos, en la cola. La diferencia principal es la resolución obtenida, así como la estructura interna de la región corriente abajo, lo cual es natural, ya que en este trabajo no se incluyó la atmósfera planetaria ni el campo magnético cortical.

---

<sup>1</sup>El ángulo entre la dirección del campo magnético interplanetario y la normal del choque  $\theta_{Bn}$  es un parámetro que se utiliza para organizar choques no colisionales. Para  $0^\circ < \theta_{Bn} < 45^\circ$  el choque es llamado cuasi paralelo, y para  $45^\circ < \theta_{Bn} < 90^\circ$  cuasi perpendicular.

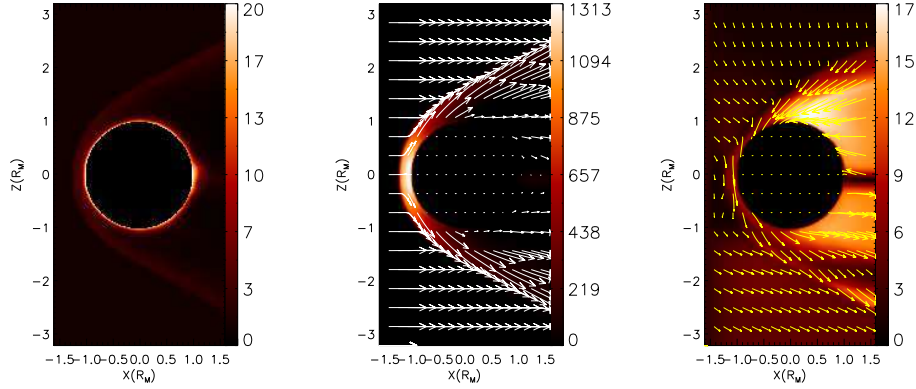


Figura 4.1: Resultados de la densidad (en  $\text{g cm}^{-3}$ ), presión en ( $\text{dyn cm}^{-2}$ ) (campo de velocidades) y módulo de campo magnético (en nT) calculados para el modelo M3, en planos XZ, mostrados de izquierda a derecha en el orden mencionado. El color amarillo indica los valores más altos de las escalas mientras que el negro corresponde al más bajo.

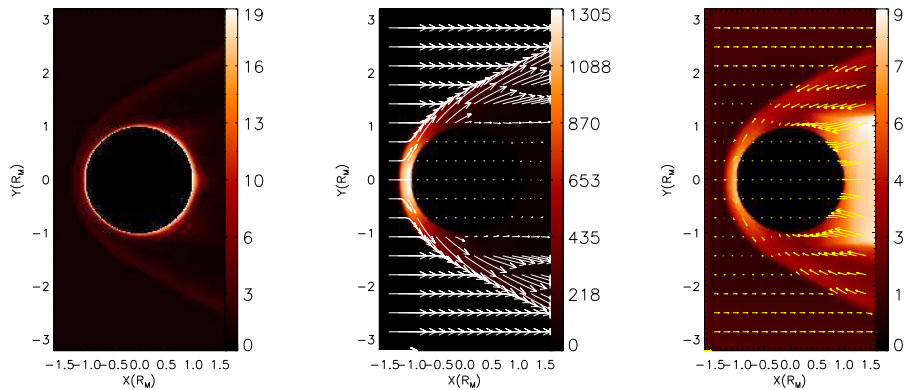


Figura 4.2: Resultados de la densidad (en  $\text{g cm}^{-3}$ ), presión (en  $\text{dyn cm}^{-2}$ ) (campo de velocidades) y módulo de campo magnético (en nT) calculados para el modelo M3, en planos XY, mostrados de izquierda a derecha en el orden mencionado. El color amarillo indica los valores más de las escalas mientras que el negro corresponde al más bajo.

## 4.2. Estructura del choque para diversos ángulos de Parker

Hasta ahora hemos visto que en general el código MHD reproduce las características globales observadas en la interacción VS-Marte a pesar de las simplificaciones realizadas en los cálculos. A continuación estudiaremos de manera más detallada como afecta la variación del ángulo de Parker<sup>2</sup> al medio ambiente marciano. Los modelos estudiados son los mencionados en la tabla 4.1 (donde la dirección del campo magnético interplanetario es radial en M1 y perpendicular en M5, con ángulos intermedios en los modelos restantes) diferenciándose con las simulaciones mostradas en la subsección anterior sólo en la resolución y el tamaño del dominio computacional. Ahora el tamaño de la caja física utilizada es de  $2.8 \times 10^9$  cm en  $x$ ,  $y$  y  $z$ , y el número de celdas es de  $120^3$ , dando así una resolución de 233 km en cada dirección.

Como se mencionó anteriormente, debido a la baja resolución no se incluyó la atmósfera planetaria, ya que ésta tiene una altura del orden de la resolución empleada. Las figuras 4.3 y 4.4 muestran los resultados obtenidos, donde la primer columna de 4.3 corresponde a la corrida M1 y la segunda al modelo M2, y para la figura 4.4 la primer columna corresponde a la corrida M4 y la segunda al M5. Las filas son la densidad, presión (vectores de velocidad) y modulo de campo magnético (vectores de campo magnético) para cortes en el plano  $xz$ . En general, en los cuatro casos mostrados aquí se ve como se va de una estructura medianamente simétrica (corrida M1), pasando por dos casos asimétricos (M2 y M4) para luego volver a una estructura simétrica (corrida M5). En el caso de campo radial (M1) se ve como las líneas de campo magnético rodean al planeta sin acumularse en la región subsolar, mientras que para las restantes corridas siempre se ve cierta acumulación de campo magnético al frente del planeta. Los máximos en magnitud de campo magnético se dan en la región de atrás, cambiando su ubicación según la configuración inicial de  $\mathbf{B}$ . En todas las corridas se ve un máximo de presión en la región subsolar independiente de la configuración del campo magnético, mientras que en la cola se ve un mínimo que cambia de ubicación de acuerdo para cada corrida, mostrando una alta dependencia en la configuración del campo magnético.

---

<sup>2</sup>Dirección del campo magnético interplanetario con respecto a propagación del flujo no perturbado

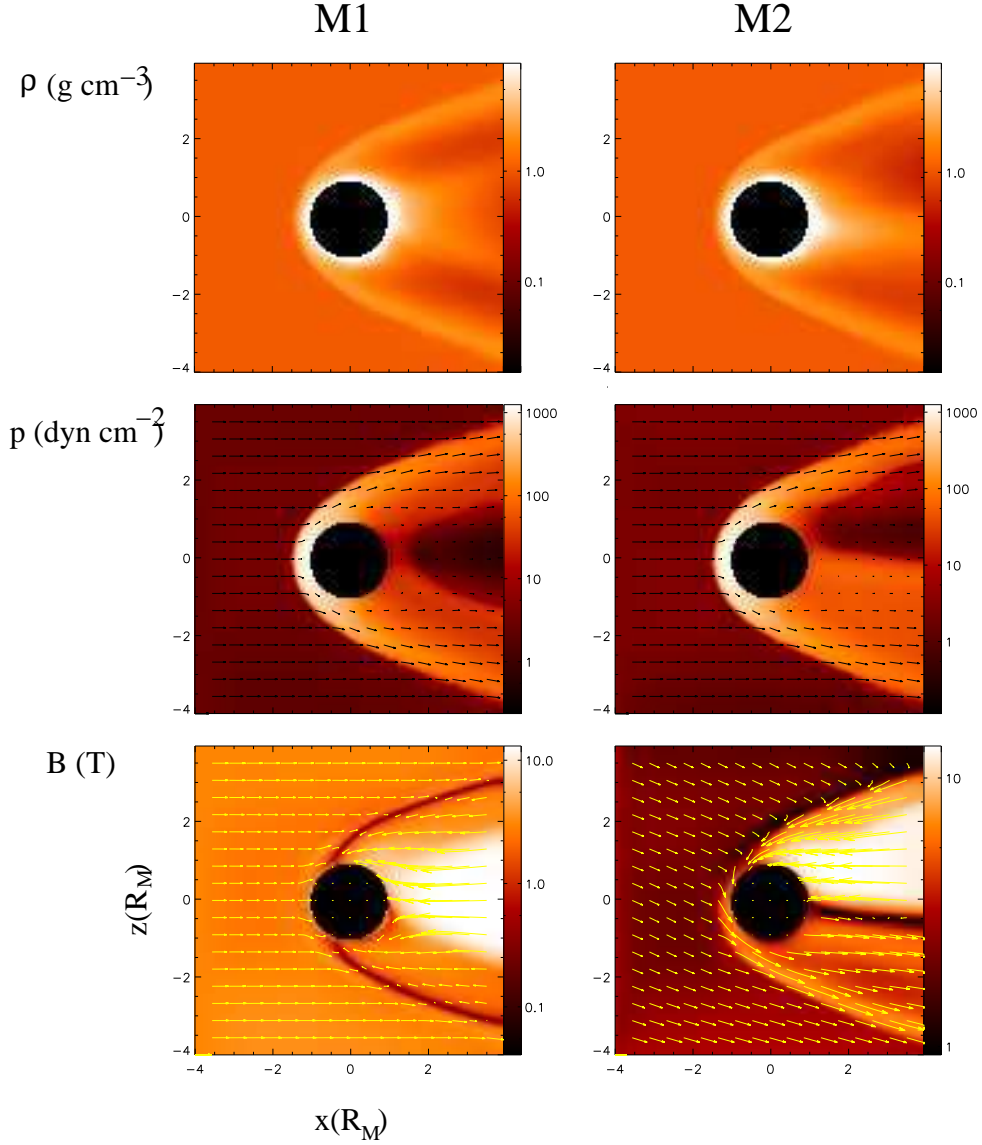


Figura 4.3: Distribuciones de  $\rho$  ( $10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ ),  $p$  ( $10^{-11} \text{ dyn cm}^{-2}$ ) (campo de velocidad) y  $B$  ( $10^{-9} \text{ T}$ ) (campo magnético) en el plano  $xz$  ( $y = 0$ ) correspondientes a los casos M1 (columna izquierda) y M2 (columna derecha) (ver tabla 4.1)

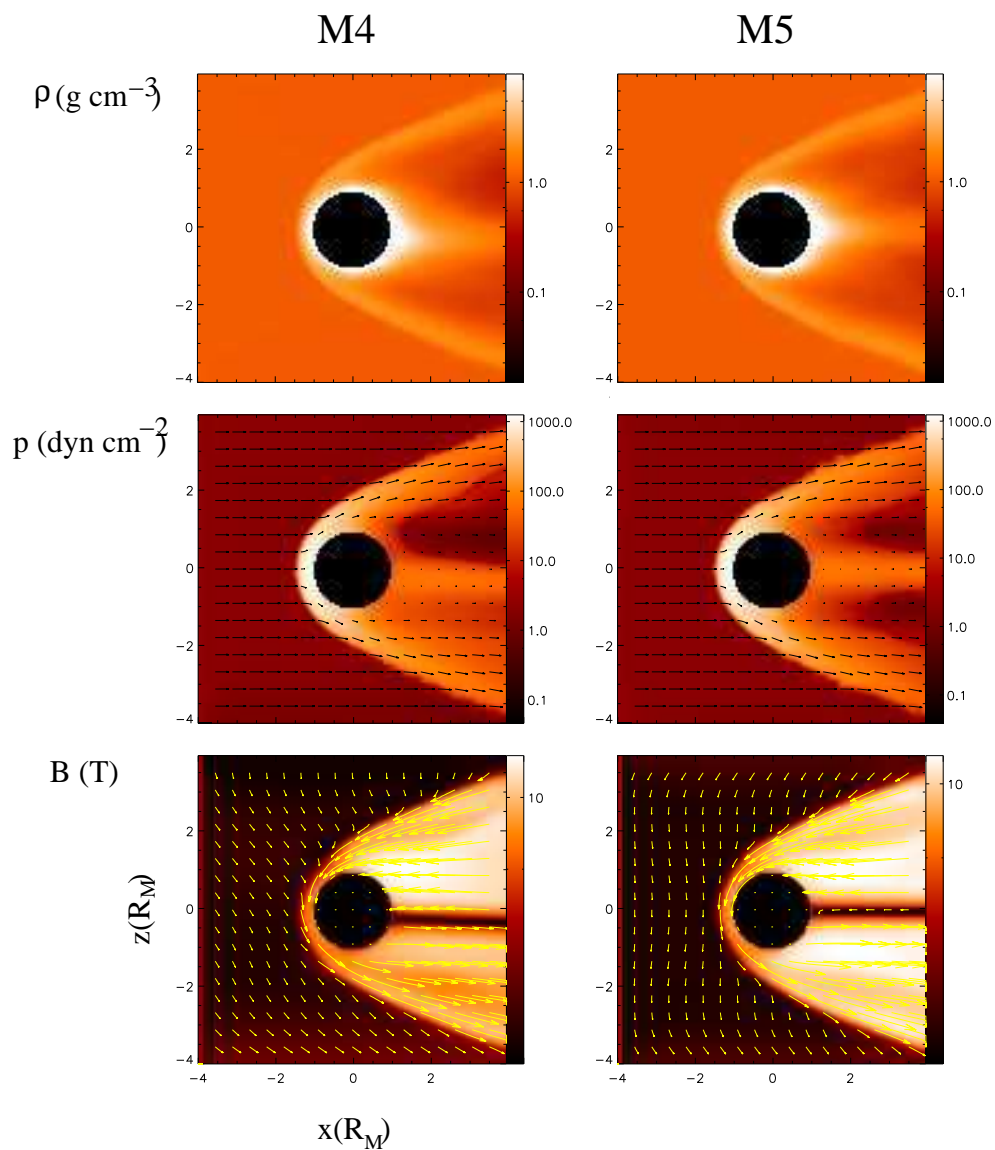


Figura 4.4: Distribuciones de  $\rho$  ( $10^{-23}$  g cm $^{-3}$ ),  $p$  ( $10^{-11}$  dyn cm $^{-2}$ ) (campo de velocidad) y  $B$  ( $10^{-9}$  T) (campo magnético) en el plano  $xz$  ( $y = 0$ ) correspondientes a los casos M4 (columna izquierda) y M5 (columna derecha) (ver tabla 4.1)

---

4.2. Estructura del choque para diversos ángulos de Parker

---

Cuadro 4.2: Tabla obtenida de Trotignon et al. 2004. D es el diámetro de la cola calculado con el modelo de ajuste a una distancia de -16 radios de Marte ( $R_M$ ),  $R_{SD}$  es la distancia del choque en el punto subsolar y  $R_{TD}$  es la distancia del choque en el terminador.

Autor	Mision	Modelos			
		Número de cruces	$r_{SD}(R_M)$	$r_{TD}(R_M)$	D a -16 $R_M$
Russell (1997)	Mars 2,3,5	11	$1.5 \pm .15$	3.0	19.9
Slavin y Holzer (1981)	Mars 2,3,5	14	$1.5 \pm .04$	2.36	11.4
Schwingshuh et al. (1990)	Phobos 2	$\sim 100$	$1.47 \pm .03$	2.72	6.4
Slavin et al. (1991)	Mariner 4	118	$1.56 \pm .004$	2.54	18.3
	Mars 2,3,5				
	Phobos 2				
Trotignon et al. (1991a)	Phobos 2	26	$1.62 \pm .07$	2.6	13.6
Trotignon et al. (1993)	Phobos 2	126	$1.57 \pm .03$	2.6	18.9
Vignes et al. (2000)	MGS	450	$1.64 \pm .03$	$2.62 \pm .09$	19.9
(método de ajuste directo)					
Vignes et al. (2000)	MGS	450	$1.67 \pm .08$	$2.56 \pm .06$	18.0
(método de Slavin)					
Trotignon et al. (2004)	Phobos 2	700	$1.63 \pm .01$	$2.63 \pm .01$	18.9
	MGS				

---

### 4.2.1. Estructura del choque a partir de resultados numéricos

#### Región subsolar y cola

En la figura 4.5 se muestran tres columnas de perfiles de densidad, presión y magnitud de campo magnético (columnas izquierda, central y derecha, respectivamente) a lo largo de  $x$  ( $y, z = 0$ ) y centradas en el planeta<sup>3</sup>, donde cada fila corresponde a un ángulo de Parker distinto, partiendo desde la configuración radial hasta la perpendicular, con los ángulos  $\theta = 42^\circ$ ,  $57^\circ$  y  $72^\circ$  como casos intermedios.

Los paneles correspondientes a los perfiles de densidad (primera columna de la figura 4.5) muestran poca variación en función de  $\theta$ , viéndose un ligero incremento en la parte noche del planeta a medida que el ángulo del campo magnético se va haciendo más perpendicular a la dirección de propagación del flujo. La presión y el campo magnético muestran mayor variabilidad en función de la estructura del campo magnético.

Los perfiles de presión muestran para todos los casos poco cambio en el lado día. Además, a partir de estos perfiles es difícil saber que tanto varía la ubicación de la onda de choque, ya que el cambio de posición del máximo de intensidad es menor a la resolución de la simulación MHD. En la región posterior, lado noche del planeta, caracterizada por  $x > R_M$ , se ve un cambio significativo en la distribución de presión para el caso de campo magnético radial, en comparación a los otros casos. Cuando el campo no perturbado es totalmente radial se forma un pico de presión justo detrás del planeta, el cual decae rápidamente. Para los otros ángulos, este pico no se observa, sino que la presión tiene un comportamiento suave, decayendo conforme nos alejamos del planeta. Este decaimiento se atenúa conforme  $\theta$  aumenta.

Respecto del módulo del campo magnético total, se puede decir que en el lado día, el caso radial se diferencia de los otros, ya que posee una estructura de doble pico. El apilamiento magnético en la región subsolar es muy bajo en este caso. El primero de los picos que se observan se debe al salto del campo magnético en el choque a proa (situado a  $\sim 1.4R_M$ ), mientras que el segundo ocurre cerca de la frontera del planeta, alcanzando un valor de  $B \sim 3.8$  nT (en esta escala no se observa con claridad la estructura de doble pico puesto que la misma escala fue impuesta para todos los perfiles para poder hacer una mejor comparación entre los modelos). En los demás casos sólo se observa un pico

---

<sup>3</sup>La región del planeta ( $-R_M < x, y, z < R_M$ ) se distingue porque muestra valores de las variables nulos



cerca del planeta, cuya intensidad aumenta hasta el ángulo  $\theta = 57^\circ$  ( $B \sim 23$  nT) y luego vuelve a disminuir. La magnitud del campo magnético en los picos vale  $\sim 5.7$  nT para  $\theta = 42^\circ$  y  $\sim 7$  nT para  $\theta = 72^\circ, 90^\circ$ . Observando el lado noche, a partir de  $x > R_M$  se ve un incremento de la intensidad en todos los casos, variando un poco la forma en que crece éste. La posición donde comienza a aumentar  $B$  se va acercando al planeta a medida que aumenta  $\theta$  (de  $\sim 2.2R_M$  para  $\theta = 42^\circ$  a  $\sim 1.7R_M$  para  $\theta = 90^\circ$ ), sugiriendo así que la posición del MPB va acercándose al planeta a medida que el campo se va haciendo cada vez más perpendicular, disminuyendo también el tamaño de la región de apilamiento magnético (MPR por sus siglas en inglés).

### Terminador

En las figuras 4.6 y 4.7 se muestran perfiles con la misma organización que en la figura 4.5, con la diferencia que en la primera son cortes a lo largo de  $y$  ( $x, z = 0$ ), mientras que en la segunda los cortes son a lo largo de  $z$  ( $x, y = 0$ ).

### Perfiles en el plano polar ( $x, z = 0$ ) (figura 4.6)

Al igual que para los cortes a lo largo de  $x$ , el comportamiento de la densidad muestra poca susceptibilidad a cambios de la configuración magnética. Sin embargo los casos para ángulos intermedios entre el radial y perpendicular, se ve una asimetría. Para  $\theta = 42^\circ$  la densidad comienza a aumentar en el lado  $y < -R_M$  a una distancia de  $\sim 2.25R_M$ , mientras que en el lado  $y > R_M$  el aumento comienza a  $\sim 2R_M$ .

Los perfiles de presión a lo largo de  $y$  tampoco muestran mucho cambio. Existe un poco de variabilidad en la parte localizada antes y después de los picos de presión. Estos picos muestran un ancho que podría deberse a la mezcla (no resuelta debido a la baja resolución) entre la posición de la onda de choque y del MPB, abarcando así toda la MPR. Por otro lado la presión también muestra una pequeña asimetría entre el norte y sur ( $y < -R_M$  y  $y > R_M$ ) que cambia con  $\theta$ .

El campo magnético muestra las mayores variabilidades como es de esperar. En el caso de configuración radial del campo no perturbado, se ven dos máximos locales a ambos lados del planeta. En el lado de  $y < -R_M$ ,  $B$  comienza a aumentar en  $y \sim -2.4R_M$ , llegando al primer máximo local en  $y \sim -2R_M$  ( $B \sim 2$  nT) y al segundo en  $y \sim -1.4R_M$  ( $B \sim 1$  nT). En el lado  $y > R_M$ , el primer y segundo máximo se encuentran en  $y \sim 1.8$  y  $1.25R_M$  ( $B \sim 1.85$  y  $1.2$  nT, respectivamente). A medida que  $\theta$  va aumentando, el primer pico en

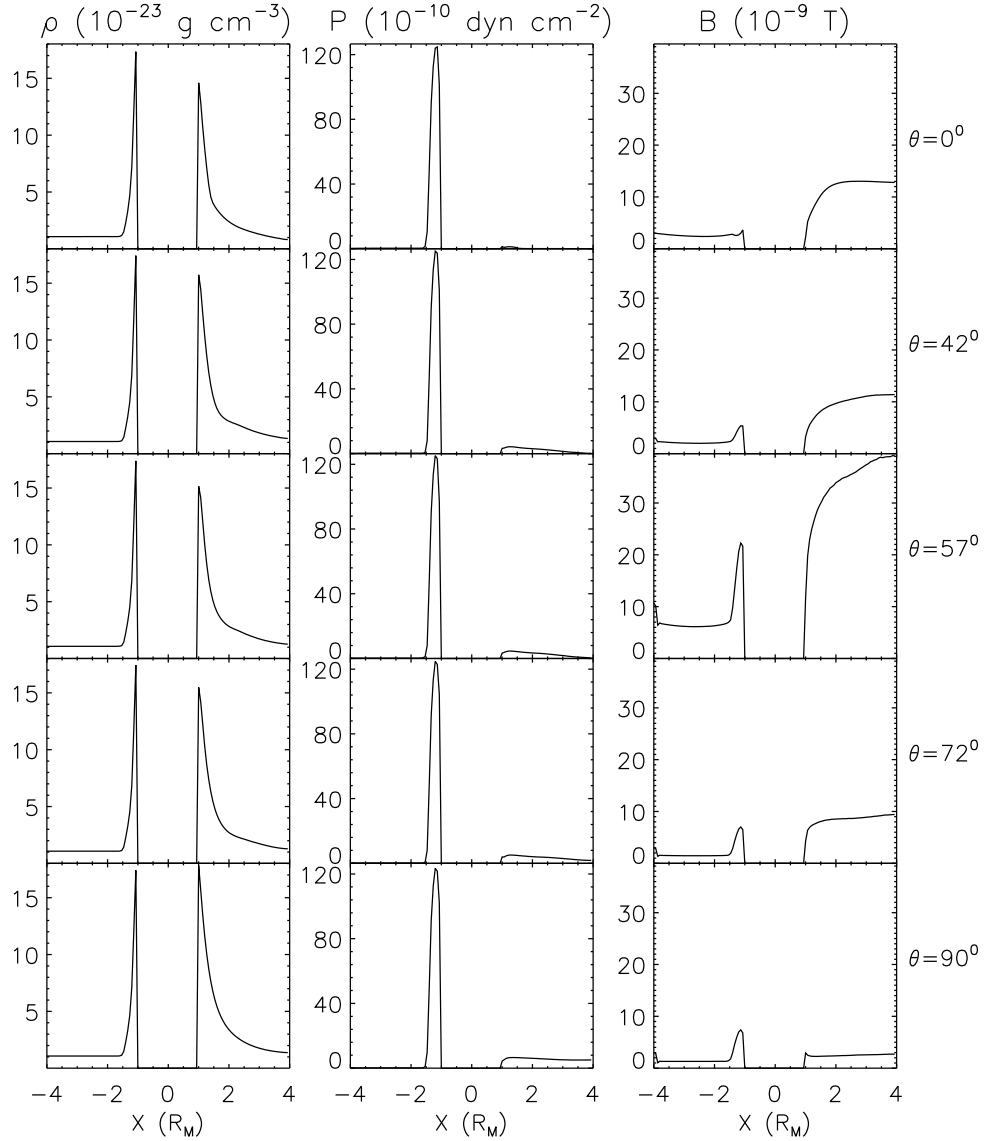


Figura 4.5: Perfiles de densidad, presión y campo magnético a lo largo de  $x$ . Cada fila corresponde a los modelos M1-M5 respectivamente (ver tabla 4.1)

intensidad magnética va desapareciendo, quedando así un sólo máximo local con valores semejantes en el norte y sur del planeta. Los máximos del campo crecen hasta el ángulo  $\theta = 57^\circ$  ( $B \sim 12$  nT) y luego vuelve caer a  $\sim 4.4$  nT para

4.2. Estructura del choque para diversos ángulos de Parker

$\theta = 90^\circ$ , manteniéndose siempre una asimetría norte-sur entre sus posiciones.

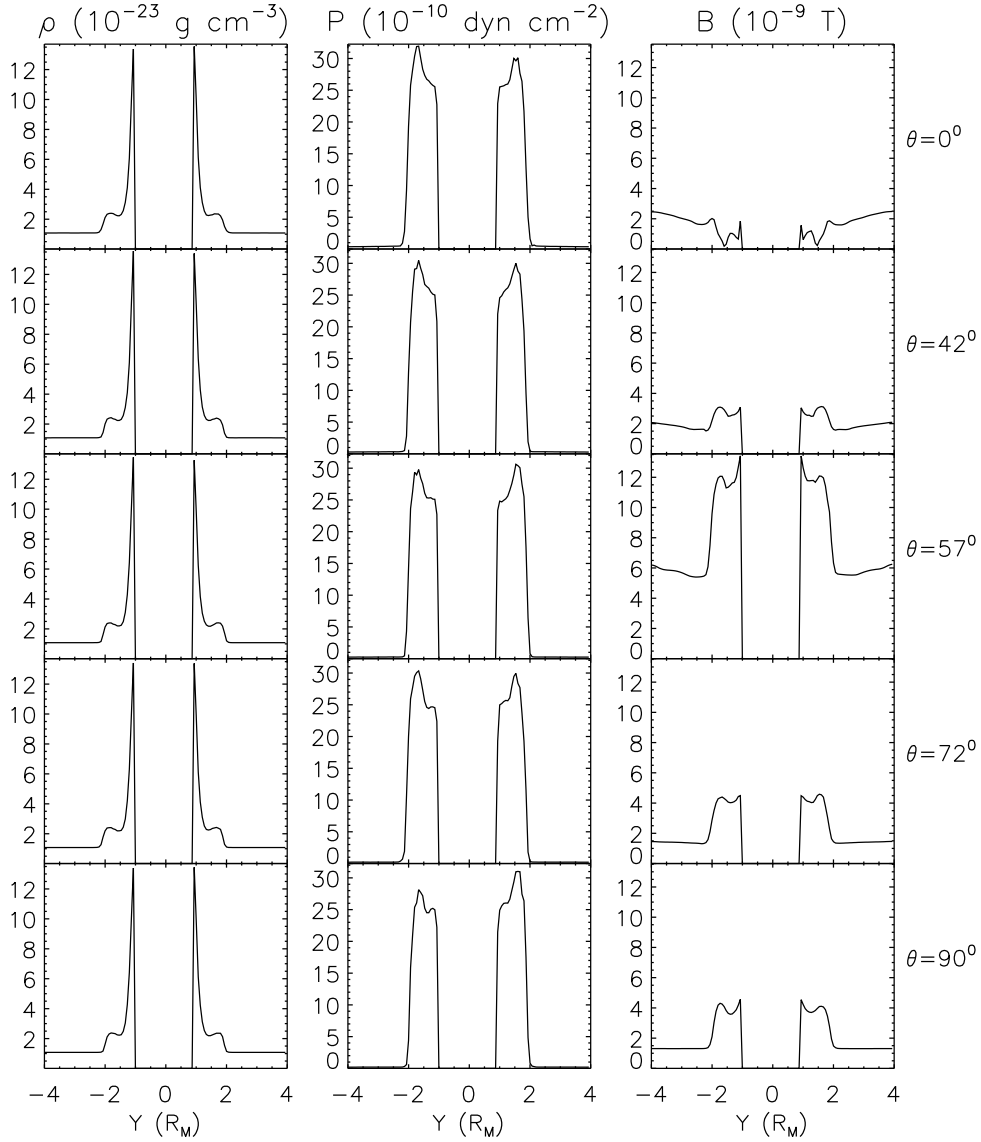


Figura 4.6: Perfiles de densidad, presión y campo magnético a lo largo de  $y$  a la altura del terminador ( $x, z = 0$ ). Cada fila corresponde a los modelos M1-M5 respectivamente (ver tabla 4.1)

### Perfiles en el plano orbital ( $x, y = 0$ ) (figura 4.7)

En estos perfiles se ve que la densidad es prácticamente simétrica entre el atardecer y el amanecer, mostrando también un máximo local en  $z \sim \pm 1.75R_M$ , con un valor  $\rho \sim 2.1 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ , disminuyendo luego la densidad para luego volver a crecer hasta llegar a  $\rho \sim 1.3 \times 10^{-22} \text{ g cm}^{-3}$  en la superficie del planeta.

La presión no varía tanto, mostrando aumentos abruptos a  $\sim 2.25R_M$ , en el amanecer, y  $\sim 2.0R_M$  para el atardecer y una asimetría que cambia un poco con  $\theta$ .

El campo magnético tiene dos máximos locales para el caso de  $B$  radial, a 2 y  $1.25R_M$  (con valores  $B \sim 3.4 \text{ nT}$  y  $3.6 \text{ nT}$ , respectivamente) para  $z < R_M$ , y a 1 y  $1.8R_M$  ( $B \sim 2.1 \text{ nT}$  y  $2.2 \text{ nT}$ , respectivamente) para  $z > R_M$ . Los dos picos de intensidad de  $B$  que se observan para el caso radial, desaparece en los casos intermedios para luego volverse a ver para el caso de  $B$  perpendicular. La razón de éste comportamiento puede ser que debido a la baja resolución no se pueda distinguir esta estructura compleja. A medida que  $\theta$  aumenta, también lo hace el valor máximo de  $B$  siendo más altos los valores máximos del lado  $z > R_M$ , excepto para el caso de campo magnético perpendicular, donde la diferencia disminuye y se ve una mayor simetría entre ambos lados (con valores de  $B \sim 8.5 \text{ nT}$ ). El máximo de  $B$  se observa en el lado  $z > R_M$  para  $\theta = 57^\circ$ , con una intensidad de  $\sim 32 \text{ nT}$ .

### Cola

En las figuras 4.8 y 4.9 se muestran cortes a lo largo del plano norte-sur (polar) y del plano orbital a una distancia de  $2R_M$  para mostrar como se ve la parte trasera del choque y lo que se pueda distinguir de la estructura de la cola.

### Perfiles en el plano polar ( $x = 2R_M, y = 0$ ) (figura 4.8)

Para el caso de campo radial, se ven tres picos de alta densidad, con sus máximos posicionados en  $x \sim -2.8, -0.2$  y  $2.6R_M$  ( $\rho \sim 2.0, 2.4$  y  $2.0 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ , respectivamente). A medida que  $\theta$  aumenta las posiciones de los picos no cambian, sin embargo el pico central muestra una estructura más compleja, sugiriendo la mezcla de tres picos, donde el valor más alto de  $\rho$  es  $2.75 \times 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ .

La presión muestra dos picos en las posiciones  $y \sim -2.6$  y  $2.5R_M$  (del orden de  $10^9 \text{ dinas cm}^{-2}$ ), con un mínimo local en  $y \sim 0$ . El valor de los dos máximos de presión no varía mucho, sin embargo el mínimo tiene una variación de casi

4.2. Estructura del choque para diversos ángulos de Parker

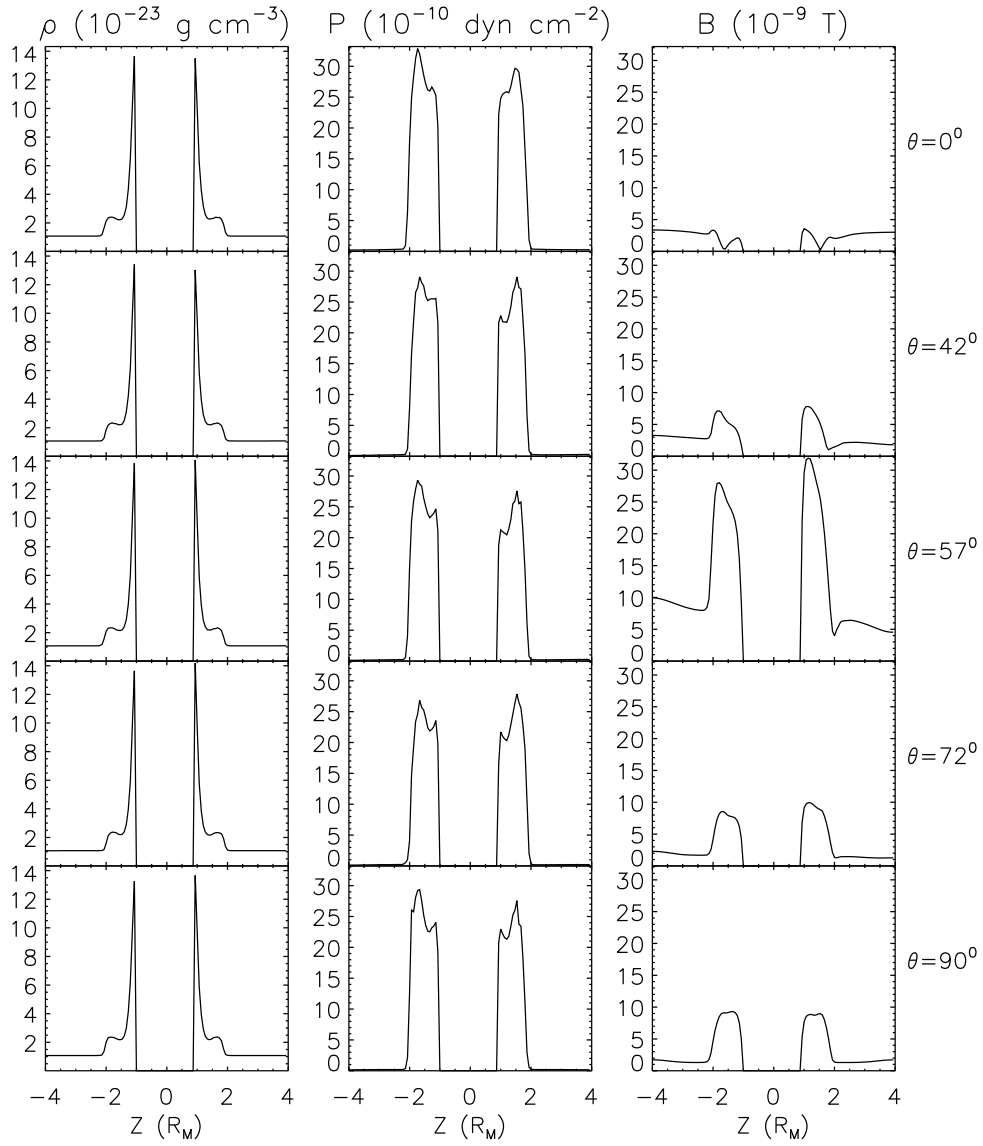


Figura 4.7: Perfiles de densidad, presión y campo magnético a lo largo de  $z$  a la altura del terminador ( $x = 0$ ). Cada fila corresponde a los modelos M1-M5 respectivamente (ver tabla 4.1)

dos órdenes de magnitud. También cambia la forma en que decae la presión a medida que se acerca a  $y = 0$ , revelando la existencia de una estructura más compleja no resuelta.

El campo magnético tiene un comportamiento bastante simétrico, variando bastante su estructura e intensidad entre el caso de campo radial y perpendicular. En el caso de campo radial se ven dos regiones con campo magnético casi nulo en  $y \sim -2.8$  y  $2.6R_M$  y un máximo en la intensidad en  $y \sim 0.1R_M$  ( $B \sim 12.2$  nT). A medida que  $\theta$  crece, la forma curva del pico se va aplanando, su intensidad aumenta de  $\sim 12$  nT para  $\theta = 0^\circ$  a  $\sim 34$  nT para  $\theta = 57^\circ$  y luego disminuye a  $\sim 3$  nT para  $\theta = 90^\circ$ . Para todos los ángulos (excepto para el caso radial) se forman dos máximos locales en  $y \sim \pm 2.5R_M$ , los cuales aproximadamente mantienen su posición pero varían en intensidad.

#### Perfiles en el plano orbital ( $x = 2R_M, z = 0$ ) (figura 4.9)

La densidad comienza a aumentar en  $z \sim -3.4$  y  $3R_M$ , con los picos centrados en  $z \sim -2.8$  y  $2.6R_M$  ( $\rho \sim 2.1 \times 10^{-23}$  g cm $^{-3}$  para los dos), respectivamente. Estos dos picos mantienen sus posiciones y su valor máximo para todos los ángulos. En la región central, para el caso de campo radial, se ve una estructura compuesta no resuelta, con un máximo en  $z \sim -0.3R_M$  y una densidad de  $\rho \sim 2.5 \times 10^{-23}$  g cm $^{-3}$ . Esta región central mantiene la posición del máximo en densidad, mostrando una forma simple (un solo pico) para el resto de los ángulos. Para el caso de campo perpendicular el máximo se acerca a  $z = 0$ , oscilando el valor de este alrededor de  $\rho = 3.5 \times 10^{-23}$  g cm $^{-3}$  para todos los ángulos excepto el radial.

En los cortes de presión vemos para el caso radial un perfil con tres picos de presión, dos en el lado  $z > 0$  (situados en  $z = 2.6$  y  $0.9R_M$ ) y uno en  $z < 0$  (en  $z = 2.5R_M$ ), con un mínimo en la presión en  $z = 0$ . A medida que el ángulo aumenta, el pico de presión intermedio se va moviendo hacia el centro, y las magnitudes de los dos picos restantes se van igualando, hasta llegar a un perfil de presión casi simétrico para el caso de  $\mathbf{B}$  perpendicular. Los límites externos, donde comienza el cambio brusco en la presión varían en el lado  $z < 0$ , ya que van desde la posición  $z \sim -3.25$  a  $-4R_M$ , manteniéndose casi fijas del lado  $z > 0$  en la posición  $z \sim 3R_M$ .

El perfil de  $B$  muestra bastante simetría para los casos con campo radial y perpendicular. En la configuración radial se ven dos picos en las partes externas de la cola, en  $z \sim 3$  y  $2.75R_M$  ( $B \sim 3$  y  $2.75$  nT, respectivamente) y dos hojas neutras en  $z \sim \pm 2.5R_M$ . En la región central ( $-2.5R_M < z < 2.5R_M$ ) se ve un pico con un máximo de  $\sim 12.1$ nT. A medida que el ángulo aumenta

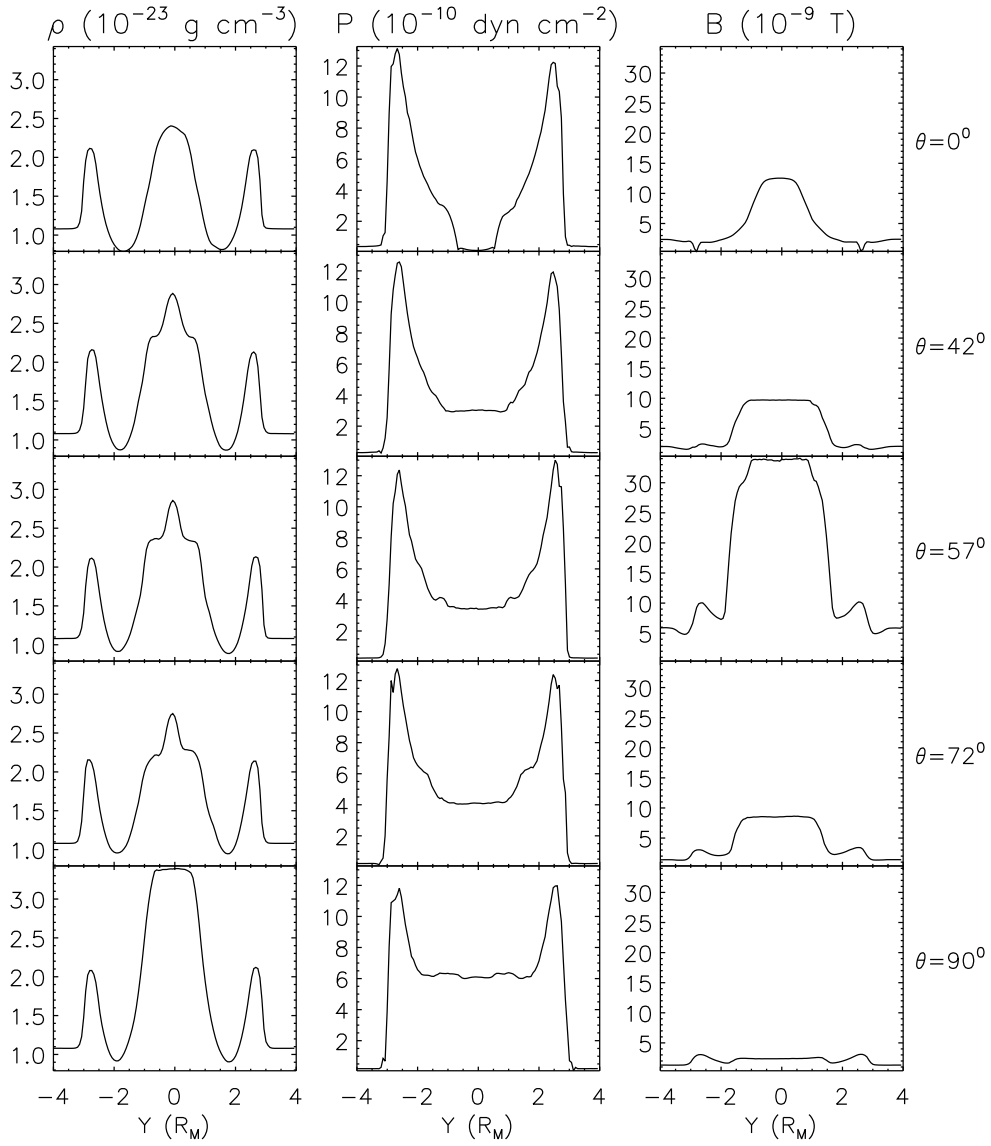


Figura 4.8: Perfiles de densidad, presión y campo magnético a lo largo de  $z$  en la región de la cola ( $x = 2R_M$ ). Cada fila corresponde a los modelos M1-M5 respectivamente (ver tabla 4.1)

el pico central se va desplazando hacia  $+z$ , descomponiéndose en tres picos, donde el tercero se mueve hacia  $-z$ , y el mínimo entre éste y el siguiente pico se transforma en la hoja neutra para el caso de campo perpendicular. La hoja neutra de ese lado se convierte en un mínimo, el cual también es desplazado hacia  $+z$ . Del otro lado ( $z < 0$ ), la hoja neutra se desplaza hacia el centro, hasta quedar prácticamente centrada para el caso de campo magnético perpendicular. El pico externo del mismo lado crece en magnitud y se mueve hacia  $+z$ . El perfil de campo magnético con dos regiones neutras (teniendo en cuenta el perfil en  $y$  esto es una zona neutra en forma de anillo o simetría de revolución en  $x$ ) pasa a tener una estructura bastante asimétrica hasta volver a un perfil simétrico con una hoja neutra centrada en  $z = 0$  para el caso de configuración de campo perpendicular. La magnitud máxima observada en la cola varía mucho, va de  $\sim 12$  nT para  $\theta = 0^\circ$  a  $\sim 50$  nT para  $\theta = 57^\circ$ , luego disminuye a  $\sim 12$  nT para  $\theta = 90^\circ$ .

### 4.3. Cosas a destacar de estos resultados

La estructura de la onda de choque está resuelta por aproximadamente 10 celdas (en los modelos M1, M2, M4 y M5). Si medimos la distancia radial de la onda de choque para el caso de viento lento a partir de la posición de la mitad del salto (igual que como lo hacen en Tanaka 1993) obtenemos que éstas son  $R_N \sim 1.45R_P$ ,  $R_{TP} \sim 2.12$  y  $R_{TE} \sim 2.0$  para el punto subsolar, terminador polar y terminador ecuatorial. Si asumimos que la distancia radial del terminador  $R_T$  es el promedio de  $R_{TP}$  y  $R_{TE}$ , el cociente  $R_T/R_N$  es 1.47. La asimetría entre la distancia radial de la onda de choque en el plano polar y el ecuatorial  $R_{TP}/R_{TE}$  es 1.063, es decir, existe una diferencia de un  $\sim 6\%$  entre la distancia radial a la posición de la onda de choque en el plano ecuatorial con respecto a la del plano polar. Por otro lado, si comparamos la componente de velocidad en  $x$ , podemos ver que hay una asimetría entre el plano orbital y el plano ecuatorial, la cual va aumentando a medida que se aleja del terminador hacia el lado noche (ver figura 4.10). Es decir, después de que el flujo pasa por el punto de estancamiento, este es acelerado hacia los flancos del planeta, donde el flujo es más acelerado en las regiones polares que en las ecuatoriales. De acuerdo a Tanaka (1993), este comportamiento es producto de las fuerzas  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  debido a la modificación del campo magnético alrededor del planeta. La tensión magnética en el plano ecuatorial produce la desaceleración del fluido, mientras que en las zonas polares la tensión magnética, junto con la presión



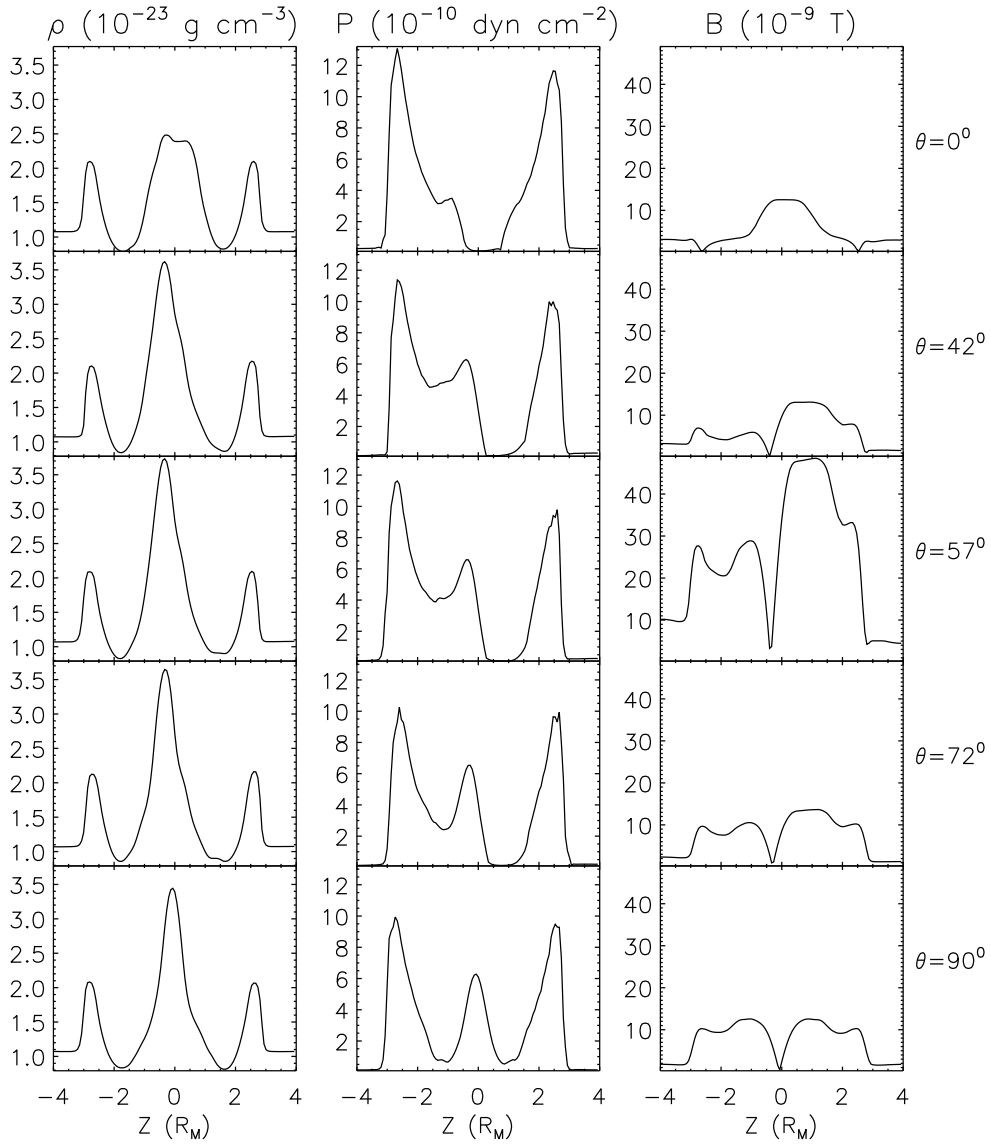


Figura 4.9: Perfiles de densidad, presión y campo magnético a lo largo de  $z$  en la region de la cola ( $x = 2R_M$ ). Cada fila corresponde a los modelos M1-M5 respectivamente (ver tabla 4.1)

del fluido y la presión magnética tienden a acelerarlo.

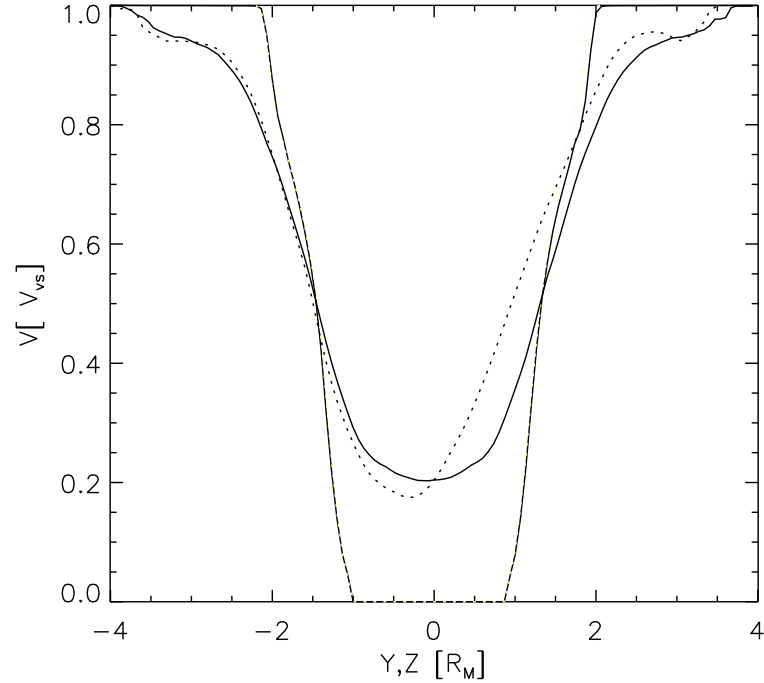


Figura 4.10: Comparación de  $v_x$  en el plano orbital (línea sólida) con el plano polar (línea punteada) a  $x = 0$  y  $4R_M$  para el viento lento ( $\theta = 57^\circ$ ). Se puede observar que la velocidad disminuye continuamente a medida que se acerca al planeta, mostrando una muy pequeña asimetría entre el plano polar y orbital para el corte en  $x = 0$ . La asimetría entre el plano polar y el orbital aumenta de manera significativa para el corte a  $4R_M$ .

En este cálculo del valor máximo de campo magnético es de 4.4 veces la del campo en el medio ambiente al frente del planeta. De acuerdo con observaciones realizadas con el MGS, magnitudes del campo magnético de hasta 16 nT han sido observadas durante el cruce de la onda de choque a la altura del terminador para un campo magnético interplanetario de 2 nT, dando así un valor relativo de 8, el cual probablemente es mayor para la región subsolar (Vignes et al. 2000). Esto es mayor al obtenido en nuestros cálculos. Esta discrepancia es probablemente debida a la alta difusividad del método numéri-

co utilizado la cual suaviza los perfiles de campo  $\mathbf{B}$ . En la figura 4.11 se ve que en la región subsolar el salto del campo magnético es  $\sim 2.2$  veces la del campo magnético interplanetario. Esta compresión del campo magnético en la magnetofunda está acompañada por un decrecimiento de la presión. Esta región, desde el máximo de la presión hasta el máximo del modulo del campo magnético corresponde al MPR, mientras el MPB esta localizado entre el máximo de  $B$  donde comienza a aumentar  $B$  (de acuerdo con la definición en Tanaka 1993).

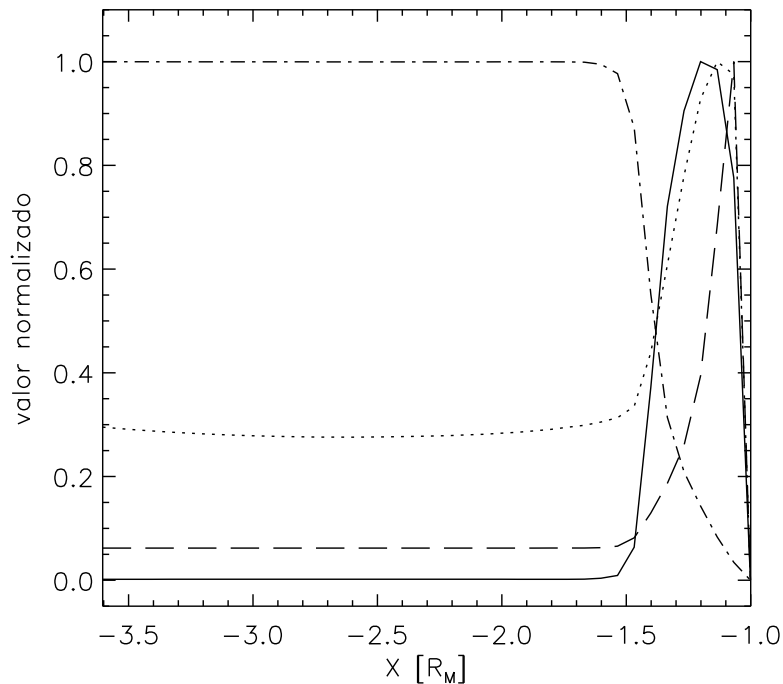


Figura 4.11: Perfiles de  $B$  (punteada),  $V_x$  (rayitas y punto),  $p$  (sólida) y  $\rho$  (rayitas) a lo largo de la línea sol planeta. El eje vertical muestra el valor normalizado al valor máximo de cada una de estas cantidades. La formación de la onda de choque, la funda magnética y la barrera de apilamiento magnético pueden ser observados en esta figura.

En trabajos observacionales realizan ajustes de curvas utilizando el método de Slavin y Holzer (1981) para la superficie de la frontera (onda de choque

y MPB). En estos trabajos ajustan con mínimos cuadrados los datos observacionales a una sección cónica con simetría cilíndrica. Aquí utilizaremos el método empleado en Trotignon et al. (2006), donde la frontera se encuentra dada por

$$y^2 + x^2 = (\epsilon^2 - 1)(x - x_f)^2 - 2\epsilon L(x - x_f) + L^2 \quad (4.1)$$

donde  $x, y$  y  $z$  son las coordenadas eclípticas solares,  $\epsilon$  es la excentricidad,  $x_f$  es la posición del foco a lo largo del eje  $x$ , y  $L$  es la distancia del choque al foco en un plano perpendicular al eje  $x$ ,  $(r, \theta)$  son las coordenadas polares expresadas de la siguiente manera

$$x - x_f = r \cos \theta \quad (4.2)$$

mientras que

$$r = L - \epsilon \cos \theta \quad (4.3)$$

En las observaciones fijan un  $x_f$  para poder determinar  $L$  y  $\epsilon$ . Sabiendo  $x_f$ ,  $L$  y  $\epsilon$ , la distancia al choque en la región subsolar  $r_{SD}$  (a lo largo de  $x$ ) y el diámetro de la sección de la cola, se encuentran dadas por:

$$r_{SD} = x_f + L/(1 + \epsilon) \quad (4.4)$$

$$D = 2(L^2 + (\epsilon^2 - 1)(x - x_f)^2 + 2\epsilon L(x - x_f)) \quad (4.5)$$

La distancia al choque en la región del terminador ( $r_{ST}$ ), la cuál es la distancia radial al choque en el plano orbital, se obtiene aplicando la ecuación 4.1 para  $x = 0$  y dividiendo el resultado entre 2

$$r_{ST} = (L^2 + (\epsilon^2 - 1)x_f^2 + 2\epsilon Lx_f) \quad (4.6)$$

En nuestro caso, y con el propósito de comparar nuestros resultados con los observacionales, lo que hicimos es utilizar la posición promedio del choque en el terminador (de la manera que lo calcula Tanaka (1993)) y por medio de las ecuaciones 4.4-4.6 calculamos los parametros  $L$  y  $\epsilon$  para las distintas  $x_f$  utilizados en las modelos observacionales, y finalmente calculamos las distintos diámetros que predice el ajuste a nuestro modelo a la distancia  $x = 16R_M$ . Los resultados obtenidos varían mucho con la elección del foco.  $x_f = 0.65$  da el diámetro (a  $16R_M$ ) más parecido al obtenido por Trotignon et al. (2006). La cónica superpuesta a la gráfica 4.12 se obtuvo ajustando con mínimos cuadrados

a las posiciones de la onda de choque medidas en ambos lados del plano polar y orbital a  $2R_M$ , en el terminador y en el punto subsolar.

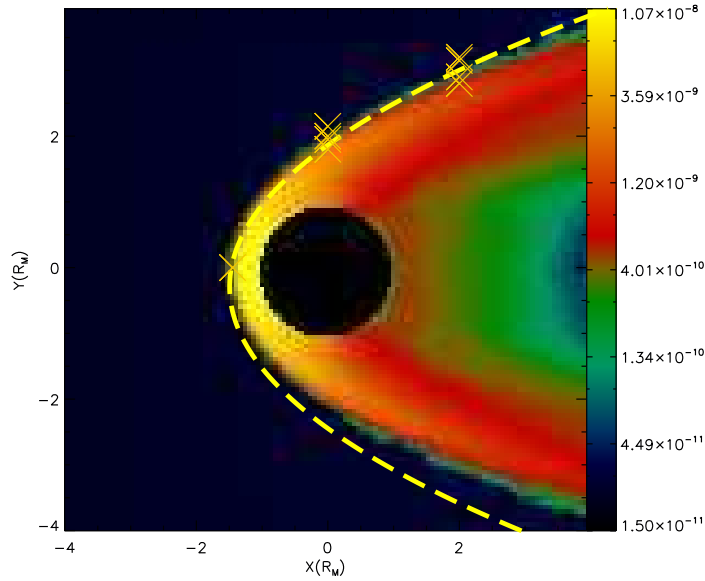


Figura 4.12: Corte de presión en el plano polar de la simulación MHD. La barra a la derecha muestra la escala de presión, donde el amarillo corresponde a los valores más altos y el negro a los más bajos. La curva mostrada es un ajuste a los datos (mostrados con cruces) que representan posiciones de la onda de choque en el punto subsolar, en el terminador y a  $2R_M$  (los dos lado de los planos polar y orbital).

Cuadro 4.3: Esta tabla resume las condiciones iniciales utilizadas para los distintos modelos llevados a cabo. En todos los casos se utilizó una velocidad de  $400\text{km s}^{-1}$  y una magnitud del campo magnético de  $3\text{ nT}$ , parámetros correspondientes al viento lento.  $x_f$ ,  $D$ ,  $\epsilon$  y  $L$  son la posición del foco, la excentricidad, el diámetro de la cola (a una distancia de 16 radios planetarios) y el semi-Latus rectum, respectivamente

---

**Tabla de parámetros de ajuste de curva**

$x_f$	$D$ a $16R_M$	$\epsilon$	$L$
0.6	9.1	0.93	1.69
0.64	12.5	0.97	1.64
0.72	17.8	1.04	1.54
0.74	18.9	1.06	1.51

---



## Distribución de velocidades de iones asimilados por el VS en Marte

Como hemos visto en los capítulos 2 y 4 el viento solar interactúa con el planeta Marte de manera muy diferente a la forma en que lo hace con la Tierra, debido a que Marte carece de un campo magnético global. A pesar de este hecho, una frontera magnética es formada debido a la interacción de VS con la ionosfera de Marte, formándose una onda de choque mucho más cercana al obstáculo que en el caso de nuestro planeta. La radiación solar ioniza la atmósfera superior y luego, debido a la interacción dinámica entre el VS y el material ionizado, algunos de los iones son barridos por el flujo solar. Estos iones forman distribuciones de anillos ( $V_{\parallel} = 0$ ,  $V_{\perp} \neq 0$ ) o de haces ( $V_{\parallel} \neq 0$ ,  $V_{\perp} \neq 0$ ) en el espacio de velocidades (la figura 5.1 muestra un esquema de cómo sería la distribución del viento solar en el espacio fase de velocidades, así como una distribución de anillo producida por otras partículas) haciendo al plasma inestable, propiciando de esta manera la generación de ondas ionociclotrón (Russell et al. 1990). A continuación estudiaremos este fenómeno a partir de distribuciones de velocidades obtenidas con un código de partículas que utiliza como datos de entrada los resultados obtenidos con la simulación MHD para el caso de viento lento (caso M3).

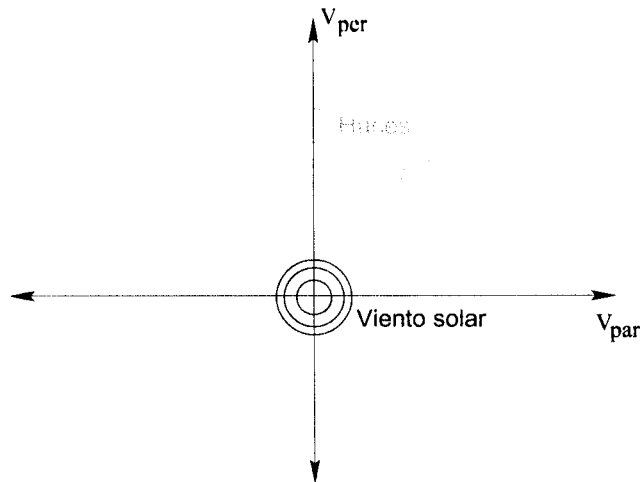


Figura 5.1: Distribución del VS y un beam de iones en el espacio fase de velocidades

## 5.1. Ondas en Marte

Es sabido que los iones planetarios juegan un papel de gran importancia en la interacción VS-Marte, ya que el VS puede interactuar directamente con el material exosférico debido a la carencia de un escudo magnético (Kallio y Janhunen 2002). Esta interacción permite que los iones planetarios sean acelerados hasta tener energía suficiente para escapar de la atmósfera planetaria, para luego ser asimilados por el VS. Los iones que son barridos por el VS forman distribuciones de anillo con componentes de velocidad paralela y perpendicular al campo magnético ( $V_{\parallel}$  y  $V_{\perp}$ ) distintas de cero. Estos iones son capaces de generar ondas de baja frecuencia (perturbaciones al campo magnético y eléctrico como las mostradas en la imagen 5.2) a través de inestabilidades del tipo ion-ciclotrón (ver por ejemplo Gary et al. 1976).

Este tipo de ondas han sido reportadas en varios trabajos para zonas vecinas a la onda de choque y regiones de la cola (ver Russell et al. 1990; Brain et al. 2002; Mazelle et al. 2004; Russell et al. 2006; Wei y Russell 2006). Debido a que las ondas proton ciclotrón están asociadas a protones asimilados, las regiones donde las ondas son observadas indican la zona donde el hidrógeno exosférico está siendo asimilado (Wei y Russell 2006).



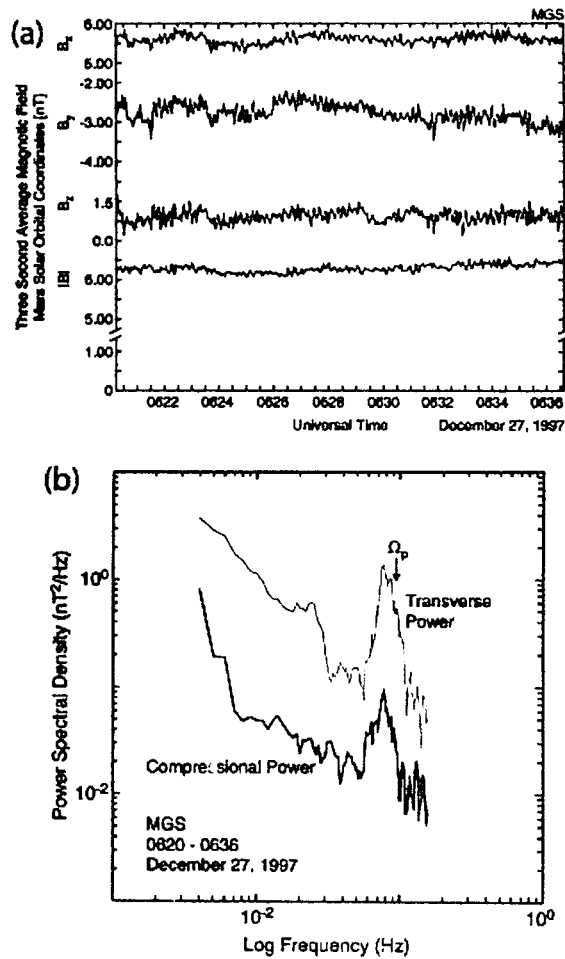


Figura 5.2: (a) Serie temporal del campo magnético medido con el MGS durante un período en el cual se observaron ondas de proton ciclotrón en el VS. (b) Espectro de poder de la serie temporal mostrada en a), ilustrando un pico en la densidad espectral cercana a la frecuencia de giro local del protón (figura prestada de Wei y Russell (2006))

El estudio de las características y los orígenes de las ondas medidas en el medio ambiente marciano es importante porque éstas, si son producidas por el material planetario barrido, pueden proveer un estimado de la tasa de pérdida de masa planetaria<sup>1</sup>, y ayudarnos a comprender la evolución de la atmósfera del planeta Marte.

En el caso de Marte todavía son pocas las mediciones del flujo de escape, por ejemplo en el estudio de Lundin et al. (1990), se basan en un conjunto pequeño de datos para estimar que el total del flujo de escape de iones  $O^+$  es de aproximadamente  $1 \text{ kg s}^{-1}$ . En un estudio llevado a cabo por Norberg et al. (1993) indican que las especies de iones que se escapan de la atmósfera podrían ser varias, pero que la identificación de los iones con masas mayores a las de los iones  $O^+$  queda incierta. La aceleración de los iones planetarios es dominada por el proceso de asimilación (en inglés, Pick-Up o mass loading), donde los iones recién nacidos son acelerados por el campo eléctrico convectivo del VS, para eventualmente formar parte del VS (Kallio y Koskinen 1998). Este proceso de asimilación de material por un flujo de plasma ha sido observado en los casos de las lunas Io, Encelado y Titán, y en cometas y planetas. En la vecindad del planeta Marte, ondas ión ciclotrón han sido observadas a distancias de hasta  $12R_M$  en los flancos del planeta (distancias medidas hacia los costados del planeta a partir del eje Sol-Marte). Normalmente los iones de origen planetario no alcanzan a perturbar zonas tan lejanas al planeta, ya que estos son asimilados por el VS mucho antes, produciendo la mayor parte de las ondas observadas entre  $\sim 2R_M$  y  $\sim 3R_M$  de Marte. Sin embargo, Russell et al. (2006) proponen un mecanismo que podría explicar la ocurrencia de este tipo de ondas en regiones lejanas e intermedias, el cual consiste en la neutralización de los iones acelerados, permitiéndoles de esta manera viajar a través de las líneas de campo magnético hasta ser nuevamente ionizadas. Las ondas con frecuencias cercanas a las de ión ciclotrón fueron detectadas en Marte por primera vez con la misión Phobos (Russell et al. 1990). Estas ondas tienen amplitudes pequeñas ( $\sim 0.15 \text{ nT}$ ) que decrecen con la distancia y se propagan a moderados ángulos con respecto a la dirección del campo magnético ( $\sim 35^\circ$ ) (Russell et al. 2006).

Como se ha remarcado hasta este punto, la aproximación MHD es apropiada para estudiar la estructura global de la interacción VS-Marte. En cambio para poder estudiar, a través de simulaciones, la naturaleza de las ondas que viven en

---

<sup>1</sup>De acuerdo con la teoría cuasi-lineal, la potencia de las ondas debería ser proporcional a la tasa de iones recién nacidos (Huddleston et al. 1990; Huddleston y Johnstone 1992; Huddleston et al. 1998)

el medio ambiente marciano (debido al levantamiento de los distintos tipos de iones) es necesario emplear un código híbrido, donde los electrones son tratados como un fluido neutralizador de cargas sin masa y los iones como partículas (ver Kallio y Janhunen 2002). Otra manera es abordar el análisis a través de un código de partículas de prueba, donde la ecuación de movimiento para cada partícula es tomada en cuenta considerando la fuerza de Lorentz, y donde la información de la estructura del campo magnético son datos de entrada obtenidos a partir de simulaciones MHD u observaciones (ver Luhmann 1990; Luhmann y Schwingenschuh 1990; Lichtenegger et al. 1995; Kallio y Koskinen 1999).

Fang et al. (2008) realizaron un trabajo similar con alta resolución (el número total de partículas de prueba inyectadas es del orden de  $10^9$  iones), en el cual incluyen la ionización de las partículas por los tres procesos, fotoionización, intercambio de cargas por colisiones e ionización por efectos de impacto de electrones del VS. En ese trabajo investigan las distribuciones de velocidad del flujo de iones  $O^+$  en el espacio de velocidades. Ellos encuentran que las distribuciones en el espacio de velocidades están lejos de ser Maxwellianas, exhibiendo distribuciones no-girotrópicas y asimétricas.

En este trabajo utilizamos la configuración electromagnética alrededor de Marte obtenida a partir de los resultados obtenidos con las simulaciones MHD 3D para el caso M3 de viento lento (ver tabla 4.1) como datos de entrada para la simulación de las trayectorias y velocidades de las partículas de prueba. A partir de esta información se construyen mapas de distribuciones de velocidades para el estudio de las propiedades de éstas distribuciones. De esta manera se puede investigar donde es posible que iones planetarios generen ondas con frecuencias cercanas a las de ión ciclotrón. El código de partículas de prueba integra las ecuaciones de movimiento para cada una de las partículas (ecuación de Lorentz), donde cada una de éstas siente la existencia del campo eléctrico convectivo ( $\mathbf{E}_{VS} = -\mathbf{v}_{VS} \times \mathbf{B}_{VS}$ ) siempre y cuando la partícula tenga una velocidad diferente a la del fluido ( $\mathbf{v}_{H^+} - \mathbf{v}_{VS} \neq 0$ )

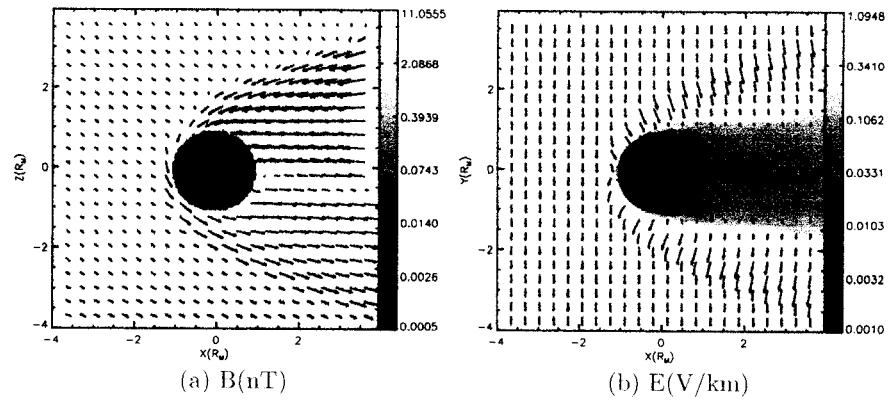


Figura 5.3: El panel a) muestra la magnitud del campo magnético (en nT) en el plano  $xz$  junto con sus vectores, donde se puede observar que la magnitud máxima es de aproximadamente 11nT. El campo magnético se envuelve alrededor del planeta formando la barrera magnética. El panel b) muestra la magnitud del campo eléctrico (en V/km) en el plano  $xy$  y sus respectivos vectores, los cuales apuntan hacia la dirección  $-y$  en la zona no perturbada. Las distancias en ambos paneles están normalizadas al radio de Marte

## 5.2. Modelo de partículas de prueba

El material de la atmósfera superior de Marte se encuentra compuesta por iones de oxígeno (corona de oxígeno), ya que el compuesto neutro principal de la atmósfera es  $CO_2$  (Nagy et al. 1990; Lammer y Bauer 1991). Sin embargo, a mayor distancia de la superficie planetaria, la componente neutra dominante es la de átomos de hidrógeno, los cuales pueden alcanzar grandes alturas como consecuencia de la débil atracción gravitacional de Marte (en comparación con Venus). Debido al pequeño tamaño de la onda de choque, la exósfera de hidrógeno se extiende por fuera de ésta, llegando a zonas corriente arriba de la interacción. En este trabajo estamos interesados en mapear regiones donde los protones asimilados pueden generar ondas ion ciclotrón. Por esta razón sólo consideramos los iones de hidrógeno, inyectando partículas con características de  $H^+$ .

El desarrollo de un modelo con el mecanismo de escape completo debería incluir todos los mecanismos de ionización, así como todos los componentes químicos de la atmósfera. En este trabajo nos enfocamos en las características de las distribuciones de las partículas asimiladas por el viento solar, estudiando las trayectorias de los iones a partir del instante en que el hidrógeno es ionizado (para estudios con la inclusión de mecanismo de ionización ver Wang et al. (2008)). Aquí se siguen las trayectorias de las partículas a partir de que éstas nacen y por ende son afectadas por el campo eléctrico convectivo y el campo magnético del VS. Luego, se construyen las distribuciones de velocidades con el fin de ver en que regiones puede darse el crecimiento de ondas debido a la energía libre de los rayos de distribuciones de anillo.

Este análisis se realizó en dos pasos principales, primero se obtuvo la configuración del campo magnético alrededor de Marte a partir de las simulaciones con el código MHD (en las figuras 4.4 y 5.3 se ve la configuración del campo magnético utilizada como dato de entrada para la simulación de partículas, junto con el perfil de densidad correspondiente a ésta). Luego, con el código de partículas desarrollado que calcula el campo eléctrico convectivo  $\mathbf{E} = -\mathbf{v}_{VS} \times \mathbf{B}_{VS}$  e integra la ecuación de fuerza de Lorentz para cada partícula, estudiamos el movimiento de los iones que están siendo asimilados por el viento solar.

### 5.2.1. Transporte de iones $H^+$ asimilados

Las trayectorias de las partículas de prueba fueron construidas integrando la ecuación de Lorentz, donde el campo eléctrico convectivo está incluido. La fuerza que siente cada ion es:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{V}_{H^+} - \mathbf{V}_{VS}) \times \mathbf{B}_{VS} \quad (5.1)$$

dónde  $\mathbf{V}_{H^+}$  es la velocidad del ion de hidrógeno. Esta ecuación se puede escribir como se muestra a continuación:

$$m \frac{d}{dt} \mathbf{v} = q(\mathbf{E}_{VS} + \mathbf{V}_{H^+} \times \mathbf{B}_{VS}) \quad (5.2)$$

Para avanzar temporalmente las variables utilizamos un método predictor-corrector, dónde el paso predictor es:

$$\mathbf{v}^* = \mathbf{v}^n + \frac{q}{m} \Delta t (\mathbf{E}^n + \mathbf{v}^n \times \mathbf{B}^n) \quad (5.3)$$

$$\mathbf{r}^* = \mathbf{r}^n + \Delta \mathbf{v}^n \quad (5.4)$$

y apartir de  $\mathbf{v}^*$  y  $\mathbf{r}^*$  se calculan, a través de una interpolación trilineal, los valores de  $\mathbf{E}^*$  y  $\mathbf{B}^*$  y se realiza el avance temporal (paso corrector) de la siguiente manera

$$\mathbf{v}^{n+1} = \mathbf{v}^n + \frac{q}{m} \frac{\Delta t}{2} [(\mathbf{E}^n + \mathbf{v}^n \times \mathbf{B}^n) + (\mathbf{E}^* + \mathbf{v}^* \times \mathbf{B}^*)] \quad (5.5)$$

$$\mathbf{r}^* = \mathbf{r}^n + \frac{\Delta t}{2} (\mathbf{v}^n + \mathbf{v}^*) \quad (5.6)$$

Para calcular el paso  $\Delta t$  en el tiempo se utilizó el período de giro de los iones junto con un valor para el número de Courant de 0.005.

$$\Delta t = \frac{2\pi}{\Omega_g} \quad (5.7)$$

dónde

$$\Omega_g = q \frac{B}{m_{H^+}} \quad (5.8)$$

En cada paso temporal se calcula el período y este tiempo se compara con los tiempos característicos de propagación en cada dirección, tomando el valor mínimo de  $\Delta t$ .

La información de los campos electromagnéticos utilizados como datos de entrada para la simulación del movimiento de los iones es discreta, sin embargo el movimiento de éstas no necesariamente coincide con los puntos donde los campos están definidos. Por esta razón, para obtener los campos en las posiciones de las partículas, se utilizó un método de interpolación trilineal, el cual es utilizado en cada paso del tiempo.

Las partículas de prueba se llaman así porque no perturban al campo. Para un número de partículas pequeño comparado con la densidad del viento solar esta aproximación es buena, sin embargo se pierde información de las perturbaciones que estos iones producen sobre el campo magnético de fondo. Es decir no podemos ver el crecimiento de ondas debido a la resonancia entre la frecuencia de giro de los iones con el campo electromagnético.

Para obtener conocimiento del posible crecimiento de ondas se puede analizar las distribuciones de velocidades de las partículas en la región de interés y medir la anisotropía de éstas distribuciones. Para esto nosotros consideramos varios volúmenes de control de un tamaño de  $\sim 200\text{km}$  en  $x$ ,  $y$  y  $z$  situados en diversas regiones, principalmente en regiones donde hay mediciones previas. La anisotropía en la temperatura puede ser obtenida a partir de las distribuciones de los protones para luego estimar el crecimiento de las ondas a través de un análisis lineal de dispersión tal como el que realiza el código WHAMP (Ronmark 1982).

Los iones de hidrógeno fueron inyectados en una semiesfera del lado día, con posiciones distribuida al azar<sup>2</sup> tal que la distancia radial de éstas se encontrara entre  $\sim 1.1R_M \leq r \leq 1.5R_M$ . La figura 5.4 muestra las posiciones iniciales para un conjunto de novecientas partículas de prueba.

La ecuación de movimiento para cada partícula fue iterada hasta que ésta alcanza los límites del dominio computacional o hasta que choque con el planeta. El número total de partículas inyectadas fue  $n_i = 1.25 \times 10^9$ , los cuales fueron inyectados en paquetes discretos de  $1 \times 10^6$  iones con un intervalo de tiempo entre paquetes de  $\Delta T = 0.04\text{s}$  (la tasa de pérdida de masa correspondiente es de  $\dot{m} = 2.5 \times 10^8$  iones  $s^{-1}$ ). En este trabajo la masa y carga de los iones inyectados corresponde a  $H^+$ . A manera de ejemplo, la figura 5.5 muestra la trayectoria de 900 partículas. Una fuerte asimetría puede ser observada en la dirección  $-y$ , que es producida por el campo eléctrico convectivo que sienten

<sup>2</sup>Las posiciones al azar fueron elegidas en coordenadas cartesianas

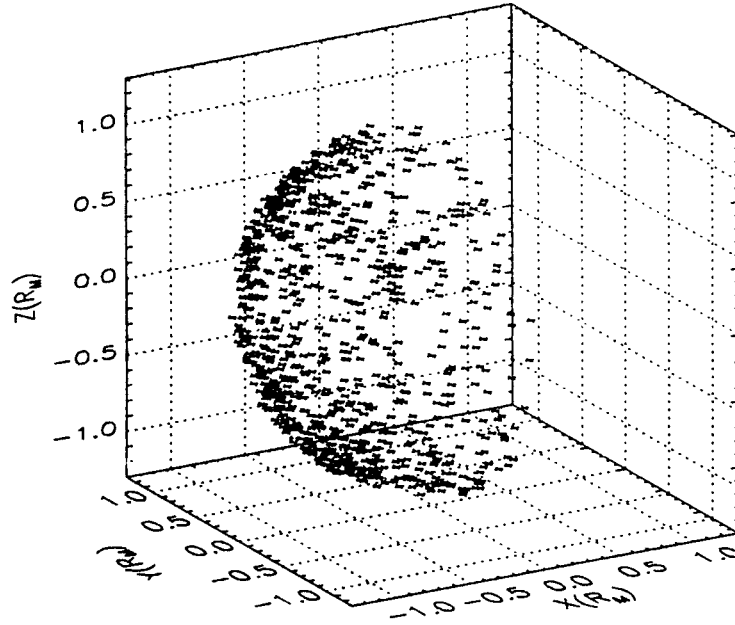


Figura 5.4: Distribución inicial de novecientas partículas de prueba. La semiesfera se encuentra en el lado día del planeta, con las componentes  $x, y, z$  de posición inicial de cada partícula calculada al azar tal que la distancia radial de éstas se encuentre entre  $\sim 1.1R_M \leq r \leq 1.5R_M$ . El número real de partículas inyectadas en las simulaciones correspondientes a las distribuciones obtenidas es mucho mayor al mostrado en esta figura. En la figura  $\mathbf{E}_0$  y  $\mathbf{V}_0$  se encuentran en las direcciones  $-y$  y  $+x$  respectivamente. Las escalas mostradas están normalizadas al radio de Marte.

estos iones. A la vez se observa el movimiento espiralado de algunas de estas partículas, mostrando la dependencia del radio de giro con la magnitud del campo magnético.

En la figura 5.6 se muestran cortes con las posiciones de las partículas sobre los planos  $x - z, y = 0$  ( $v_0 - B_0$ ),  $x - y, z = 0$  ( $v_0 - E_0$ ) y  $y - z, x = 0$  (respectivamente) para un instante de tiempo ( $t = 50s$ ) después de que el sistema ha llegado a un estado cuasi-estacionario. En el plano  $xz$  de esta figura



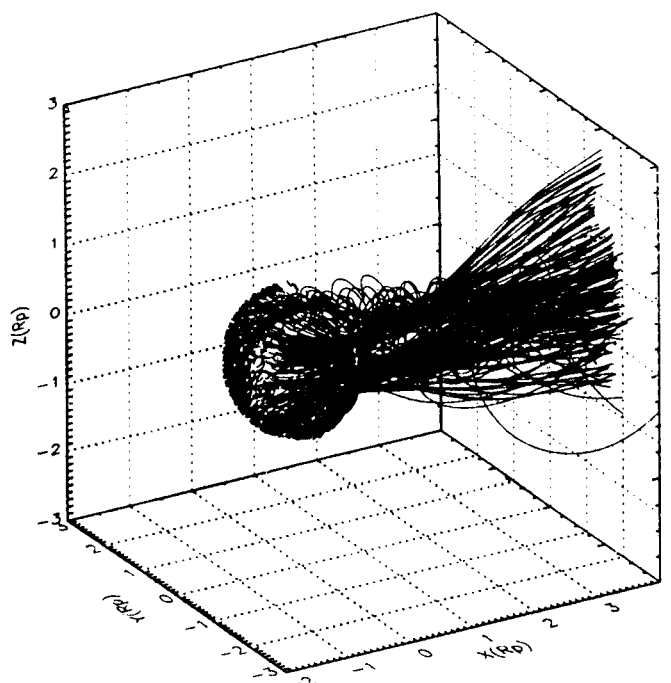


Figura 5.5: En esta figura se muestran las trayectorias de novecientas partículas. A pesar del bajo número de partículas graficadas, es posible distinguir algunas trayectorias en forma de espiral, así como una asimetría en dirección  $-y$  debido al campo eléctrico convectivo.

se puede distinguir una zona altamente poblada en la región  $+z$  así como en la región  $-y$  debido a la dirección de los campos eléctricos y magnéticos.

### 5.2.2. Distribuciones de velocidades

El objetivo principal de este trabajo es estudiar las distribuciones de velocidades de los iones en regiones del medio ambiente de Marte donde se han detectado ondas, (tales como los reportes hechos por Brain et al. (2002); Wei y Russell (2006)) y a partir de las distribuciones determinar el crecimiento de ondas. Para esto se pusieron volúmenes de control en diversas regiones donde la densidad de partículas es alta, guardando la información de éstas ( $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{r}$  y  $t$ ) durante una ventana temporal  $\Delta t = 10s$ , después de que el estado cuasi-estacionario es alcanzado (ver figura 5.6).

Para cada partícula que ingresa al volumen de control durante la apertura de la ventana temporal se calcularon las componentes perpendiculares y paralela de la velocidad con respecto al campo magnético promedio dentro del volumen de control.

Las direcciones perpendiculares,  $V_{\perp 1}$  y  $V_{\perp 2}$  se definieron de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{p}}_1 &= \hat{\mathbf{B}}_{av} \times \hat{\mathbf{x}} \\ \hat{\mathbf{p}}_2 &= \hat{\mathbf{p}}_1 \times \hat{\mathbf{B}}_{av} \\ \hat{\mathbf{p}}_3 &= \hat{\mathbf{B}}_{av}\end{aligned}$$

donde  $\hat{\mathbf{B}}_{av}$  es la dirección promedio del campo magnético dentro del volumen de control, donde  $\hat{\mathbf{p}}_{1,2}$  son los vectores unitarios en dirección de las velocidades perpendiculares y  $\hat{\mathbf{p}}_3$  es el vector unitario en dirección de la velocidad paralela. Las magnitudes de las velocidades se obtuvieron proyectando las velocidades de las partículas sobre los versores correspondientes de la siguiente manera

$$\begin{aligned}V_{\perp 1, \perp 2} &= \mathbf{v}_{H^+} \cdot \hat{\mathbf{p}}_{1,2} \\ V_{\parallel} &= \mathbf{v}_{H^+} \cdot \hat{\mathbf{B}}_{av}\end{aligned}$$

con  $\hat{\mathbf{B}}_{av} = \mathbf{B}_{av}/B_{av}$ . La figura 5.7 muestra distribuciones de velocidades de los protones asimilados para tres regiones cercanas a Marte. Los paneles a-b corresponden a distribuciones delante del planeta, mientras que los paneles c-d muestran distribuciones obtenidas a la altura del terminador. Finalmente los paneles e-f muestran distribuciones atrás del planeta, en la región noche. En cada una de estas distribuciones se muestra el valor promedio de las velocidades proyectadas como un punto azul grande, el cual fue utilizado para calcular

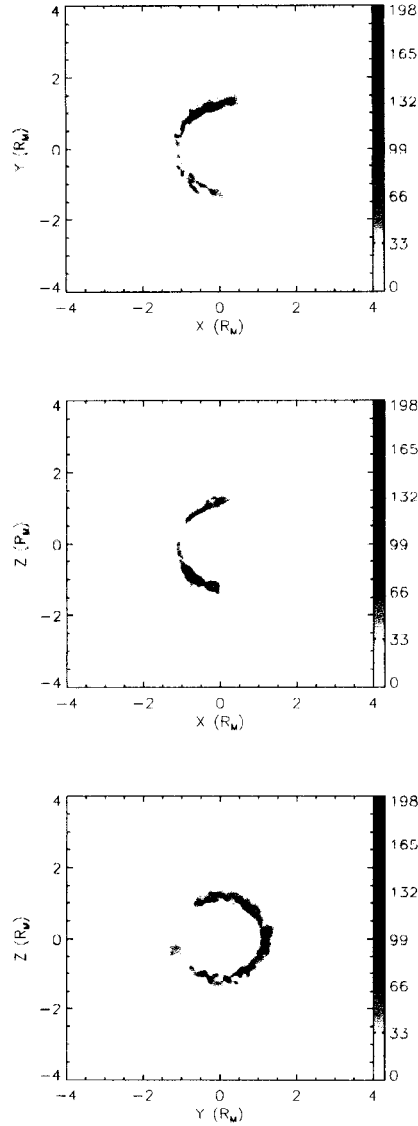


Figura 5.6: Posición de iones en el instante  $t = 50s$  en los planos  $xy$  ( $z = 0$ ),  $xz$  ( $y = 0$ ) y  $yz$  ( $x = 0$ ), ordenados de izquierda a derecha. Los tres paneles muestran fuertes asimetrías, en el primero y tercero la población es mayor en la dirección  $-y$  debido a al campo eléctrico. En el plano central también se ve una asimetría, pero esta vez es hacia  $+z$ , causada principalmente por  $\mathbf{B}$ .

luego la anisotropía obtenida para cada distribución. Mientras los iones son levantados, estos sienten el campo eléctrico convectivo, y comienzan a girar alrededor de las líneas de campo magnético y a trasladarse, formando de esta manera distribuciones de haces de anillo con  $V_{\parallel}$  y  $V_{\perp} \neq 0$  en algunos casos.

El valor relativo entre  $V_{\parallel}$  y  $V_{\perp}$  ( $V_{\perp 1}$  y  $V_{\perp 2}$ ) depende principalmente de la configuración geométrica de los campos magnético y eléctrico. Cuando el campo magnético no perturbado es totalmente perpendicular al flujo se tiene  $V_{\parallel} = 0$  y la distribución adquiere la forma de un anillo en el espacio de velocidades.

Ángulos oblicuos entre  $\mathbf{B}$  y la velocidad resultan en distribuciones de haces de anillos, como los mostrados en la figura 5.7 y esquematizados en la figura 5.1. Las distribuciones mostradas para las tres regiones (día, terminador y noche) muestran que  $|V_{\perp}| > |V_{\parallel}|$ , con una anisotropía de  $T_{\perp}/T_{\parallel} \sim 5.8$  en la región día (panel a),  $T_{\perp}/T_{\parallel} \sim 29.5$  en el terminador (panel c) y  $T_{\perp}/T_{\parallel} \sim 28.2$  en la parte posterior (panel e). La anisotropía en la temperatura es estimada a partir del valor promedio de las velocidades perpendiculares y paralelas.

Las regiones elegidas para buscar un posible crecimiento de ondas concuerda con regiones donde éstas han sido observadas (ver Brain et al. 2002; Wei y Russell 2006). Para estimar el crecimiento de ondas para las distribuciones mostradas en la figura 5.7 se utilizó el código WHAMP (Ronmark 1982), obteniendo posibles crecimiento de ondas en las cajas situadas en el terminador y detras del planeta. Los datos de entrada correspondientes a las distribuciones en el terminador y detras del planeta se muestran en las tablas 5.1 y 5.2. Para esto se tuvo en cuenta distintas densidades de partículas en las distribuciones, 2, 3 y 4 % de la densidad del plasma en esas regiones. La figura 5.8 muestra la frecuencia de onda ( $\omega$ ) y crecimiento ( $\gamma$ ) normalizados a la frecuencia de ión ciclotrón ( $\Omega_p$ ) como función del número de onda  $k$  normalizado a la frecuencia del plasma ( $\omega_p$ ) para ondas de propagación paralela. El mayor crecimiento de ondas para ambas cajas se obtiene con el caso de una densidad de protones de la distribución de anillos de un 4 % de la del fluido, con un valor máximo de crecimiento para  $k \sim 0.38$  en el caso de la caja en el terminador y  $k \sim 0.32$  para la caja en la cola. Como se puede observar para ambos casos, la tasa de crecimiento crece para frecuencias de las ondas de un 65 y 60 % de la frecuencia de giro para el terminador y la cola respectivamente. El tipo de ondas que puede crecer bajo estas condiciones son no compresivas, con propagación paralela al campo magnético, lo cual es consistente con las características de las ondas reportadas en trabajos observacionales (ver por ejemplo Russell et al. 1990; Wei y Russell 2006; Brain et al. 2002).

Cuadro 5.1: Datos de entrada para el cálculo de la frecuencia y crecimiento de onda con WHAMP correspondiente a la distribución en el terminador  $(0, -1.6R_M, 0)$ , donde  $B = 4\text{nT}$ .

<i>Especie</i>	<i>densidad</i>	<i>Temperatura</i>	$V_{0\parallel}$ $V_{0\perp}$	$T_{\perp}/T_{\parallel}$
Protones del VS	15	0.067 KeV	0	1
Electrones	15+anillo	0.067 KeV	0	1
Protones del ház de anillo		0.016 KeV	0.14 $V_{VS}$ -0.74 $V_{VS}$	28

Cuadro 5.2: Datos de entrada para el cálculo de la frecuencia y crecimiento de onda con WHAMP correspondiente a la distribución en la cola  $(2, -2R_M, 0)$ , donde  $B = 2\text{ nT}$ .

<i>Especie</i>	<i>densidad</i>	<i>Temperatura</i>	$V_{0\parallel}$ $V_{0\perp}$	$T_{\perp}/T_{\parallel}$
Protones del VS	6	0.038 KeV	0	1
Electrones	6+anillo	0.038 KeV	0	1
Protones del ház de anillo		0.030 KeV	-0.19 $V_{VS}$ 0.94 $V_{VS}$	30

### 5.3. Resultados

Se realizó un estudio sobre los iones de hidrógeno (protones) asimilados por el VS en el medio ambiente de Marte, a partir de simulaciones numéricas MHD y partículas de prueba, para investigar la posibilidad de crecimiento de ondas con frecuencias cercanas a la de ion ciclotrón. Los resultados obtenidos con el código de partículas elaborado muestran que la población de iones que se escapan de la atmósfera es mayor en la región  $-y$  y  $+z$ , lo cual se debe a la estructura de los campos eléctrico y magnético que envuelven al planeta. La dirección del campo eléctrico convectivo no perturbado es  $-y$  produciendo así que gran parte de los iones escapen hacia esa zona del ambiente planetario, siguiendo las líneas de campo magnético. Por otro lado los iones asimilados por el VS siguen trayectorias espiraladas como es esperado. La inyección de las partículas se hizo con distribuciones espaciales al azar y siempre del lado día. El radio de inyección fue variable, en el intervalo  $\sim 1.1R_M \leq r \leq 1.5R_M$ . Si el ion recién nacido se encontraba dentro de la MPB, donde el campo eléctrico convectivo es débil (ver panel derecho de la figura 5.3), las partículas no son muy aceleradas, y su trayectoria es controlada por el campo magnético, mientras que las partículas que nacen en la región de la magnetofunda son rápidamente aceleradas por el campo eléctrico convectivo, hasta que entran al MPB, donde su movimiento es dominado por el campo magnético.

Las distribuciones en el espacio fase de velocidades muestran que hay componentes con  $T_{\perp} > T_{\parallel}$  en tres regiones: día, terminator y noche. Para asegurar la convergencia de los resultados en las distribuciones, se inyectó un número suficientemente grande de partículas mostrando que las distribuciones obtenidas con un número total de iones inyectado del orden de  $10^8$  es semejante al obtenido con  $10^9$  iones, aunque hay que aclarar que no se realizó una prueba estricta de convergencia. Las distribuciones mostradas en la figuras 5.7 no son uniformes (no Maxwellianas), exhibiendo, en algunos casos características de haces y distribuciones de anillos asimétricos o "no girotropicos" (o partes de anillos).

Este tipo de distribuciones pueden hacer al plasma inestable, proveyendo, a través de resonancia ión ciclotrón, la energía libre para el crecimiento de ondas. Se encontró que en las regiones del terminator y cola puede haber crecimiento de ondas con frecuencias cercanas a la de ión ciclotrón, con propagación paralela al campo magnético, lo cual está de acuerdo con las regiones donde se han registrado ondas con frecuencias cercanas a la de ión ciclotrón. Por otro lado, para el caso de la distribución en el terminator, la densidad de protones

requerida para producir un crecimiento de onda es de por lo menos un 3.5% de la densidad del VS en esa región, mientras que para el caso de cola un 2% ya es suficiente (ver paneles izquierdos de la figura 5.8).

Un análisis que queda pendiente es el de ver como las distribuciones en el espacio fase dependen del origen de la partícula. Para esto habría que discriminar, o etiquetar cada partícula según la distancia con respecto al planeta, y luego ver qué distribuciones producen las partículas ionizadas a diferentes radios. Es posible que las distribuciones que hemos obtenido en este trabajo sean resultado de superposiciones de distribuciones producidas por partículas de diversos orígenes.

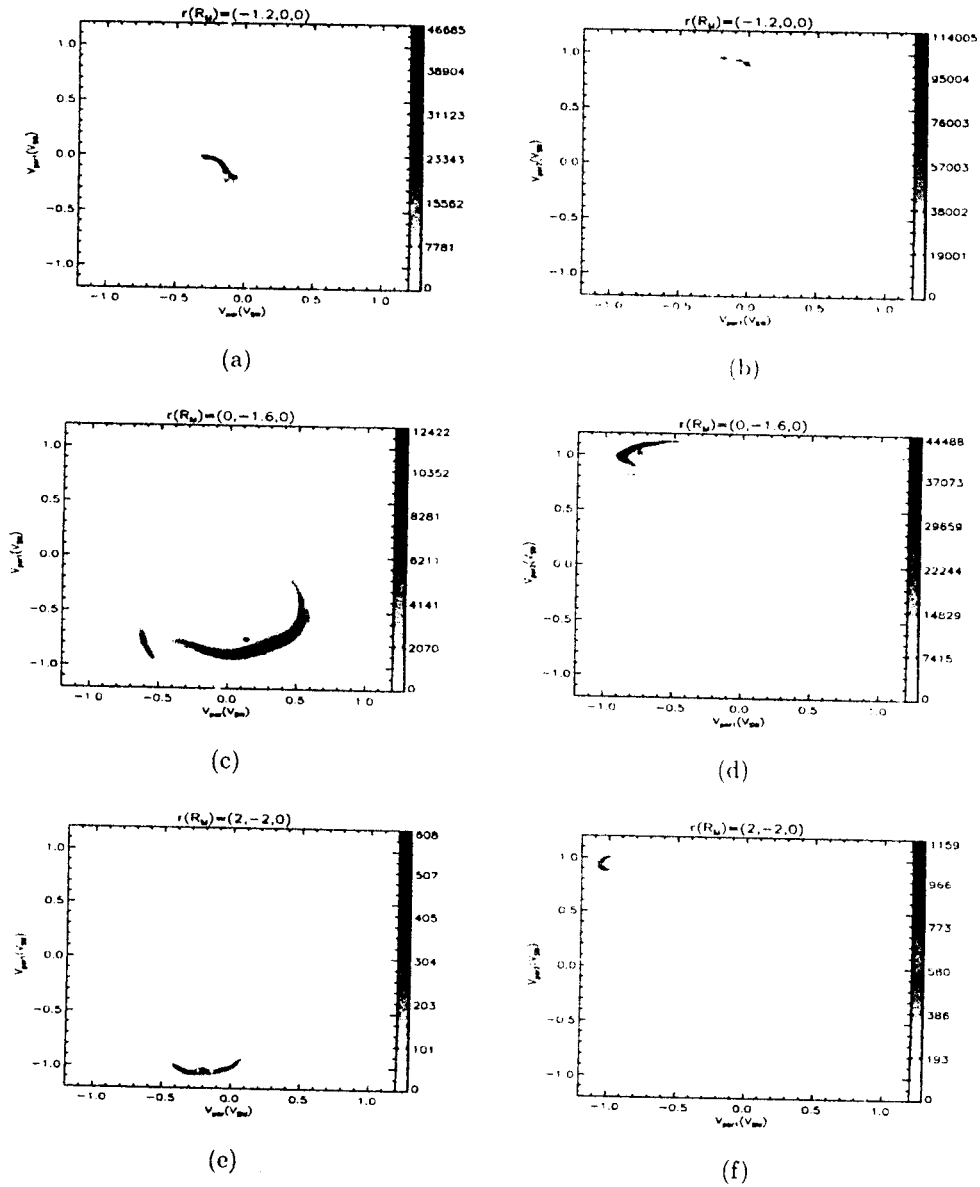


Figura 5.7: Distribuciones de iones en el espacio de velocidades  $V_{\parallel}$  y  $V_{\perp}$  normalizadas a la velocidad del VS no perturbado ( $400\text{km s}^{-1}$ ). Los paneles a-b corresponden a distribuciones en la región día, c-d en el terminador, e y f en el lado noche. La barra de colores representa la densidad en el espacio fase.



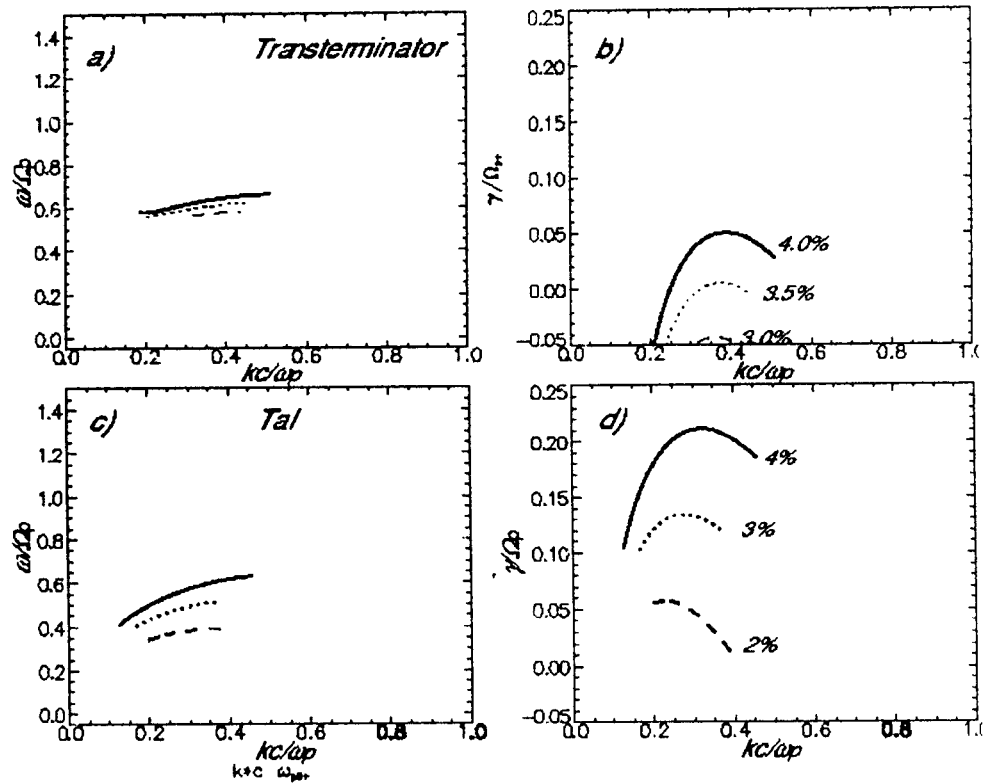


Figura 5.8: Frecuencia de onda ( $\omega$ ) y crecimiento ( $\gamma$ ) normalizadas a la frecuencia de ión ciclotrón ( $\Omega_p$ ) como función del número de onda  $k$  normalizado a la frecuencia del plasma ( $\omega_p$ ) para ondas de propagación paralela.



---

# 6

## Conclusiones

### 6.1. HD209458b

Parte del trabajo realizado en esta tesis consistió en el estudio hidrodinámico de la interacción de un viento estelar con un planeta extrasolar. El motivo principal de este estudio fué confirmar la dependencia de la absorción en  $Ly-\alpha$  que produce la cola (formada por el material neutro que escapa del planeta) en la tasa de pérdida de masa del planeta ( $\dot{m}_p$ ). El resultado más importante de este trabajo fué el establecer la existencia de una cota superior para  $\dot{m}_p$ . El resultado obtenido en este trabajo abre la posibilidad de que el planeta estudiado migró hacia la órbita actual sin perder gran parte de su masa durante la migración, convirtiéndose luego en un "Jupiter Caliente".

El estudio hidrodinámico de este sistema es una aproximación, y el valor de  $\dot{m}_p$  encontrado podría cambiar al realizar estudios más completos, pero el hecho de que exista una cota superior para  $\dot{m}_p$  probablemente no cambiará. Una de las críticas más fuertes realizadas al trabajo publicado ha sido la no inclusión de la ionización en la interacción del viento estelar con la exósfera neutra del planeta. Por esta razón nos hemos puesto como trabajo a futuro inmediato realizar, primero simulaciones idénticas a las presentadas aquí pero eliminando las restricciones que impusimos a través de la inclusión de la ionización por radiación del material de la exósfera planetaria. Por otro lado, y

como segundo paso sería relajar un estudio semejante pero con un código magnetohidrodinámico como el presentado en la segunda parte de esta tesis, permitiéndonos de esa manera ver qué efectos podría tener la existencia de un campo magnético estelar en la absorción de la cola.

## 6.2. Marte

En la segunda parte de la tesis presentamos primero un estudio MHD de la interacción del viento solar con el planeta Marte. Teniendo en cuenta que existen mediciones del campo magnético, y que a partir de las mediciones se sabe que éste juega un papel muy importante en la interacción VS-Marte, queda justificada la utilización de un código MHD. El primer resultado importante fue el hecho de que el código MHD pudo ser adaptado para este problema específico.

Varias modificaciones importantes fueron llevadas a cabo: la primera consistió en tratar al planeta Marte como una esfera perfectamente conductora inmersa en un fluido conductor (VS) con campo magnético, imponiendo un campo magnético inicial tal que éste se anulara justo en la frontera. Para asegurar que el campo magnético se mantuviera nulo en la frontera y evitar divergencias en ésta se impuso en cada paso temporal una celda fantasma dentro del planeta con valores de  $\mathbf{B}$  tal que se anulen en la interface entre las celdas pertenecientes al planeta y las del medio ambiente. Por último, con respecto a la parte numérica del problema, se modificó la forma en que el código calcula el campo magnético, dividiendo éste en dos componentes: la intrínseca al sistema y la desviación, integrando solo la segunda componente. Esta es una técnica muy útil ya que no requiere que la desviación del campo magnético sea pequeña, sino que esté confinada a ciertas regiones, tal como ocurre en el sistema estudiado.

Como segundo resultado importante, y prueba de que las modificaciones al código funcionaron correctamente, hay que destacar que las características globales fueron reproducidas correctamente, obteniendo la formación de una onda de choque, una magnetofunda, una región de apilamiento magnético, una barrera magnética y una hoja de plasma en la cola. Para el caso con ángulo de Parker  $\theta = 57^\circ$  la onda de choque se forma a  $\sim 1.45R_M$  en el punto subsolar. En el transterminador polar y ecuatorial el choque se formó a  $\sim 2.12R_M$  y  $\sim 2.0R_M$  respectivamente.

Se corrieron cinco casos distintos (M1-M5) con condiciones iniciales idénticas excepto la estructura del campo magnético, el cual se varió entre el caso

de campo magnético interplanetario radial y el perpendicular a la dirección de propagación del fluido. De los modelos corridos se vió la gran dependencia del sistema a la configuración del campo magnético interplanetario. Algunos comportamientos interesantes fueron que para el caso de campo radial prácticamente no se forma una barrera magnética al frente del planeta, obteniendo la barrera magnética de mayor intensidad para el caso con ángulo de Parker de  $57^\circ$ . Por otro lado se vio una asimetría en la región de viento chocado en todos los casos, la cual aumentaba a medida que nos alejamos del planeta hacia el lado noche.

Con motivo de comparar los resultados obtenidos con observaciones se utilizó el modelo de ajuste para la onda de choque empleado por Trotignon et al. (2006), utilizando los promedios de las posiciones de onda de choque en el punto subsolar, en el transterminador y a  $2R_M$  (del lado noche) y ajustando la curva a esos datos. La elección de la posición del foco que da resultados más parecidos al obtenido por Trotignon et al. (2006) para el diámetro de la cola a una distancia de  $16R_M$  ( $\sim 18R_M$ ) fué  $x_f = 0.65R_M$ .

Con motivo de estudiar la producción de ondas con frecuencias cercanas a la de ión ciclotrón debido a material escapando de la atmósfera neutra del planeta Marte realizamos un estudio con partículas de prueba (ver Schneiter et al. 2009). Para esto elaboramos un código utilizando la configuración del campo electromagnético obtenido con el código MHD como dato de entrada. Se obtuvieron distribuciones de velocidades en diversas regiones del medio ambiente marciano, eligiendo tres casos con anisotropias ( $T_\perp > T_\parallel$ ) en la región subsolar, en el transterminador y atrás del planeta. Las distribuciones en el transterminador y en la parte nocturna mostraron que pueden hacer al plasma inestable y generar ondas de ión ciclotrón. Específicamente encontramos dos regiones, en el transterminador y en la cola, donde puede haber crecimiento de ondas debido a resonancia ión ciclotrón.

De esta parte de los trabajos presentados en esta tesis queda mucho por hacer. Con respecto al código de partículas, una obvia mejoría será la paralelización de éste, permitiendonos así inyectar un número mayor de partículas y acercarnos un poco más a la tasa de pérdida de iones  $H^+$ .

Por otro lado, y cómo una extensión del estudio de partículas mostrado, queda por estudiar distribuciones en el espacio fase de velocidades de otro tipo de iones, tales como  $O^+$  y  $O^{+2}$ .

Con respecto al estudio MHD, quedan varias mejorías por hacerle al código MHD. Una mejoría obvia sería utilizar una red con coordenadas esfericas, permitiendo así una mejor resolución en regiones cercanas al planeta a un menor

costo computacional. Otro paso importante sería la paralelización del código, lo cual también contribuiría a una mejoría en la resolución obtenida en la región de interacción.

## Bibliografía

- Acuna, M. H., J. E. P. Connerney, P. Wasilewski, R. P. Lin, K. A. Anderson, C. W. Carlson, J. McFadden, D. W. Curtis, D. Mitchell, H. Reme, C. Mazelle, J. A. Sauvaud, C. D'Uston, A. Cros, J. L. Medale, S. J. Bauer, P. Cloutier, M. Mayhew, D. Winterhalter, y N. F. Ness (1998), "Magnetic Field and Plasma Observations at Mars: Initial Results of." *Science*, 279, 1676–+.
- Balsara, S. D. (1998), "Linearized formulation of the Riemann problem for adiabatic and isothermal magnetohydrodynamics." *APJS*, 116, 119–131.
- Balsara, S. D. (2004), "Second-order-accurate schemes for magnetohydrodynamics with divergence-free reconstruction." *APJS*, 151, 149–184.
- Baraffe, I., F. Selsis, G. Chabrier, T. S. Barman, F. Allard, P. H. Hauschildt, y H. Lammer (2004), "The effect of evaporation on the evolution of close-in giant planets." *Aap.*, 419, L13–L16.
- Ben-Jaffel, L. (2007), "Exoplanet HD 209458b: Inflated Hydrogen Atmosphere but No Sign of Evaporation." *Apjl*, 671, L61–L64.
- Ben-Jaffel, L. (2008), "Spectral, Spatial, and Time properties of the hydrogen nebula around exoplanet HD209458b." *ArXiv e-prints*.
- Bougher, S. W. y H. Shinagawa (1998), "The Mars thermosphere-ionosphere: Predictions for the arrival of Planet-B." *Earth, Planets, and Space*, 50, 247–257.
- Brackbill, J. U. y D. C. Barnes (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.
- Brain, D. A., F. Bagenal, M. H. Acuna, J. E. P. Connerney, D. H. Crider, C. Mazelle, D. L. Mitchell, y N. F. Ness (2002), "Observations of low-

- frequency electromagnetic plasma waves upstream from the Martian shock.” *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107, 1076–+.
- Carlsson, E., A. Fedorov, S. Barabash, E. Budnik, A. Grigoriev, H. Gunell, H. Nilsson, J.-A. Sauvaud, R. Lundin, Y. Futaana, M. Holmstrom, H. Andersson, M. Yamauchi, J. D. Winningham, R. A. Frahm, J. R. Sharber, J. Scherrer, A. J. Coates, D. R. Linder, D. O. Kataria, E. Kallio, H. Koskinen, T. Sales, P. Riihela, W. Schmidt, J. Kozyra, J. Luhmann, E. Roelof, D. Williams, S. Livi, C. C. Curtis, K. C. Hsieh, B. R. Sandel, M. Grande, M. Carter, J.-J. Thocaven, S. McKenna-Lawler, S. Orsini, R. Cerulli-Irelli, M. Maggi, P. Wurz, P. Bochsler, N. Krupp, J. Woch, M. Franz, K. Asamura, y C. Dierker (2006), “Mass composition of the escaping plasma at Mars.” *Icarus*, 182, 320–328.
- Charbonneau, D., T. M. Brown, D. W. Latham, y M. Mayor (2000), “Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star.” *Apjl.*, 529, L45–L48.
- Charbonneau, D., T. M. Brown, R. W. Noyes, y R. L. Gilliland (2002), “Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere.” *Apj.*, 568, 377–384.
- Cloutier, P. A., C. C. Law, D. H. Crider, P. W. Walker, Y. Chen, M. H. Acuna, J. E. P. Connerney, R. P. Lin, K. A. Anderson, D. L. Mitchell, C. W. Carlson, J. McFadden, D. A. Brain, H. Reme, C. Mazelle, J. A. Sauvaud, C. d’Uston, D. Vignes, S. J. Bauer, y N. F. Ness (1999), “Venus-like interaction of the solar wind with Mars.” *Gephys. Res. Lett.*, 26, 2685–2688.
- Crider, D. H. (2004), “The influence of crustal magnetism on the solar wind interaction with Mars: recent observations.” *Adv. Space Res.*, 33, 152–160.
- De Colle, F. (2005), “Un nuevo programa MHD en astrofísica.” *PhD Thesis, UNAM*.
- de Colle, F. y A. Raga (2004), “Effects of the Magnetic Field on the H $\alpha$  Emission from Jets.” *A&ASS*, 293, 173–180.
- De Colle, F. y A. C. Raga (2005), “Interaction of Herbig-Haro objects with molecular cloud and generation of Alfvén waves.” *MNRAS*, 359, 164–170.
- Dryer, M. y R. Faye-Peterson (1966), “Magnetogdynamic boundary conditions fo a self-consistent solution to the closed magnetopause.” *AIAA J.*, 4, 246–254.



- 
- Ehrenreich, D., A. Lecavelier Des Etangs, G. Hebrard, J.-M. Desert, A. Vidal-Madjar, J. C. McConnell, C. D. Parkinson, G. E. Ballester, y R. Ferlet (2008), “New observations of the extended hydrogen exosphere of the extrasolar planet HD 209458b.” *AAP*, 483, 933–937.
- Erkaev, N. V., Y.Ñ. Kulikov, H. Lammer, F. Selsis, D. Langmayr, G. F. Jaritz, y H. K. Biernat (2007), “Roche lobe effects on the atmospheric loss from “Hot Jupiters”.” *Aap*, 472, 329–334.
- Falle, S. A. E. G. y S. S. Komissarov (1996), “An upwind numerical scheme for relativistic hydrodynamics with a general equation of state.” *MNRAS*, 278, 586–602.
- Falle, S. A. E. G., S. S. Komissarov, y P. Joarder (1998), “A multidimensional upwind scheme for magnetohydrodynamics.” *MNRAS*, 297, 265–277.
- Fang, X., M. W. Liemohn, A. F. Nagy, Y. Ma, D. L. De Zeeuw, J. U. Kozyra, y T. H. Zurbuchen (2008), “Pickup oxygen ion velocity space and spatial distribution around Mars.” *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113, 2210–+.
- Ferraro, V. C. A. y C. Plumpton (1966), *Magneto-Fluid Mechanics*. Oxford University Press.
- Gary, S. P., M. D. Montgomery, W. C. Feldman, y D. W. Forslund (1976), “Proton temperature anisotropy instabilities in the solar wind.” *JGR*, 81, 1241–1246.
- Harnett, E. M. y R. M. Winglee (2002), “2.5D Particle and MHD simulations of mini-magnetospheres at the Moon.” *J. Geophys. Res.*, 107, 1421.
- Harnett, E. M. y R. M. Winglee (2005), “Three-dimensional fluid simulations of plasma asymmetries in the Martian magnetotail caused by the magnetic anomalies.” *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110, 7226–+.
- Henry, G. W., G. W. Marcy, R. P. Butler, y S. S. Vogt (2000), “A Transiting “51 Peg-like” Planet.” *Astrophysical Journal*, 529, L41–L44.
- Hockney, R. W. y J. W. Eastwood (1988), *Computer simulation using particles*. Bristol: Hilger, 1988.

- 
- Hubbard, W. B., M. F. Hattori, A. Burrows, I. Hubeny, y D. Sudarsky (2007), “Effects of mass loss for highly-irradiated giant planets.” *Icarus*, 187, 358–364.
- Huddleston, D. E. y A. D. Johnstone (1992), “Relationship between wave energy and free energy from pickup ions in the Comet Halley environment.” *JGR*, 97, 12217–+.
- Huddleston, D. E., A. D. Johnstone, y A. J. Coates (1990), “Determination of Comet Halley gas emission characteristics from mass loading of the solar wind.” *JGR*, 95, 21–30.
- Huddleston, D. E., R. J. Strangeway, J. Warnecke, C. T. Russell, y M. G. Kivelson (1998), “Ion cyclotron waves in the Io torus: Wave dispersion, free energy analysis, and  $SO_2^+$  source rate estimates.” *JGR*, 103, 19887–19900.
- Jeffrey, A. y T. Taniuti (1964), *Non-linear wave propagation*. Mathematics in Science and Engineering, New York: Academic Press, 1964.
- Kallio, E., A. Fedorov, E. Budnik, T. Sales, P. Janhunen, W. Schmidt, H. Koskinen, P. Riihela, S. Barabash, R. Lundin, M. Holmstrom, H. Gunell, K. Brinkfeldt, Y. Futaana, H. Andersson, M. Yamauchi, A. Grigoriev, J.-A. Sauvaud, J.-J. Thocaven, J. D. Winningham, R. A. Frahm, J. R. Sharber, J. R. Scherrer, A. J. Coates, D. R. Linder, D. O. Kataria, J. Kozyra, J. G. Luhmann, E. Roelof, D. Williams, S. Livi, C. C. Curtis, K. C. Hsieh, B. R. Sandel, M. Grande, M. Carter, S. McKenna-Lawler, S. Orsini, R. Cerulli-Irelli, M. Maggi, P. Wurz, P. Bochsler, N. Krupp, J. Woch, M. Franz, K. Asamura, y C. Dierker (2006), “Ion escape at Mars: Comparison of a 3-D hybrid simulation with Mars Express IMA/ASPERA-3 measurements.” *Icarus*, 182, 350–359.
- Kallio, E. y P. Janhunen (2002), “Ion escape from Mars in a quasi-neutral hybrid model.” *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107, 1–1.
- Kallio, E. y H. Koskinen (1998), “Ion acceleration in the Martian plasma environment.” *Advances in Space Research*, 21, 573–582.
- Kallio, E. y H. Koskinen (1999), “A test particle simulation of the motion of oxygen ions and solar wind protons near Mars.” *JGR*, 104, 557–580.
- Lammer, H. y S. J. Bauer (1991), “Nonthermal atmospheric escape from Mars and Titan.” *Journal of Geophysical Research*, 96, 1819–1825.

- 
- Ledvina, S. A. y T. E. Cravens (1998), “A three-dimensional MHD model of plasma flow around Titan.” *Planet. Space Sci.*, 46, 1175–1191.
- Lichtenegger, H., K. Schwingenschuh, E. Dubinin, y R. Lundin (1995), “Particle simulation in the Martian magnetotail.” *JGR*, 100, 21659–21668.
- Liu, Y., A. F. Nagy, C. P. T. Groth, D. L. DeZeeuw, T. I. Gombosi, y K. G. Powell (1999a), “3D multi-fluid MHD studies of the solar wind interaction with Mars.” *Geophys. Res. Lett.*, 26, 2689–2692.
- Liu, Y., A. F. Nagy, C. P. T. Groth, D. L. DeZeeuw, T. I. Gombosi, y K. G. Powell (1999b), “3D multi-fluid MHD studies of the solar wind interaction with Mars.” *GRL*, 26, 2689–2692.
- Luhmann, J. G. (1986), “The solar wind interaction with Venus.” *Space Science Reviews*, 44, 241–306.
- Luhmann, J. G. (1990), “Erratum: “A model of the ion wake of Mars” [Geo. Res. Lett. 17, 869-872 (1990)].” *GRL*, 17, 1803–1803.
- Luhmann, J. G., S. A. Ledvina, y C. T. Russell (2004), “Induced magnetospheres.” *Advances in Space Research*, 33, 1905–1912.
- Luhmann, J. G., C. T. Russell, J. R. Spreiter, y S. S. Stahara (1985), “Evidence for mass-loading of the Venus magnetosheath.” *Advances in Space Research*, 5, 307–311.
- Luhmann, J. G. y K. Schwingenschuh (1990), “A model of the energetic ion environment of Mars.” *JGR*, 95, 939–945.
- Lundin, R., A. Zakharov, R. Pellinen, S. W. Barabasz, H. Borg, E. M. Dubinin, B. Hultqvist, H. Koskinen, I. Liede, y N. Pissarenko (1990), “ASPERA/Phobos measurements of the ion outflow from the Martian ionosphere.” *GRL*, 17, 873–876.
- Ma, Y., A. F. Nagy, K. C. Hansen, D. L. DeZeeuw, T. I. Gombosi, y K. G. Powell (2002), “Three-dimensional multispecies MHD studies of the solar wind interaction with Mars in the presence of crustal fields.” *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107, 6–1.
- Ma, Y., A. F. Nagy, I. V. Sokolov, y K. C. Hansen (2004a), “Three-dimensional, multispecies, high spatial resolution MHD studies of the solar wind interaction with Mars.” *J. of Geophys. Res. (Space Physics)*, 109, 7211–+.

- Ma, Y., A. F. Nagy, I. V. Sokolov, y K. C. Hansen (2004b), “Three-dimensional, multispecies, high spatial resolution MHD studies of the solar wind interaction with Mars.” *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109, 7211–+.
- Ma, Y.-J., A. F. Nagy, T. E. Cravens, I. V. Sokolov, J. Clark, y K. C. Hansen (2004c), “3-D global MHD model prediction for the first close flyby of Titan by Cassini.” *Geophys. Res. Lett.*, 31, 22803–+.
- Masciadri, E., P. F. Velazquez, A. C. Raga, J. Canto, y A. Noriega-Crespo (2002), “Analytic and Numerical Models for the Knots along the HH 111 Jet.” *ApJ*, 573, 260–269.
- Mazeh, T., D. Naef, G. Torres, D. W. Latham, M. Mayor, J.-L. Beuzit, T. M. Brown, L. Buchhave, M. Burnet, B. W. Carney, D. Charbonneau, G. A. Drukier, J. B. Laird, F. Pepe, C. Perrier, D. Queloz, N. C. Santos, J.-P. Sivan, S. Udry, y S. Zucker (2000), “The Spectroscopic Orbit of the Planetary Companion Transiting HD 209458.” *ApJ*, 532, L55–L58.
- Mazelle, C., D. Winterhalter, K. Sauer, J. G. Trotignon, M. H. Acuna, K. Baumgartel, C. Bertucci, D. A. Brain, S. H. Brecht, M. Delva, E. Dubinin, M. Oieroset, y J. Slavin (2004), “Bow Shock and Upstream Phenomena at Mars.” *Space Science Reviews*, 111, 115–181.
- Nagy, A. F., J. Kim, y T. E. Cravens (1990), “Hot hydrogen and oxygen atoms in the upper atmospheres of Venus and Mars.” *Annales Geophysicae*, 8, 251–256.
- Nagy, A. F., D. Winterhalter, K. Sauer, T. E. Cravens, S. Brecht, C. Mazelle, D. Crider, E. Kallio, A. Zakharov, E. Dubinin, M. Verigin, G. Kotova, W. I. Axford, C. Bertucci, y J. G. Trotignon (2004), “The plasma Environment of Mars.” *Space Science Reviews*, 111, 33–114.
- Norberg, O., S. Barabash, y R. Lundin (1993), “Observations of Molecular Ions in the Martian Plasma Environment.” In *Plasma Environments of Non-Magnetic Planets* (T. I. Gombosi, ed.), 299–+.
- Parks, G. K. (2004), *Physics of space plasmas : an introduction*. Physics of space plasmas : an introduction / George K Parks. Boulder, Colo. : Westview Press, Advanced Book Program, c2004.
- Pérez-de Tejada, H. (2007). Comunicación privada.

- 
- Phillips, J. L., J. G. Luhmann, C. T. Russell, y K. R. Moore (1987), “Finite Larmor radius effect on ion pickup at Venus.” *JGR*, 92, 9920–9930.
- Powell, K. G., P. L. Roe, T. J. Linde, T. I. Gombosi, y D. L. de Zeeuw (1999), “A Solution-Adaptive Upwind Scheme for Ideal Magnetohydrodynamics.” *Journal of Computational Physics*, 154, 284–309.
- Preusse, S., A. Kopp, J. Buchner, y U. Motschmann (2005), “Stellar wind regimes of close-in extrasolar planets.” *Aap.*, 434, 1191–1200.
- Raga, A. C., R. Navarro-Gonzalez, y M. Villagran-Muniz (2000), “A New, 3D Adaptive Grid Code for Astrophysical and Geophysical Gasdynamics.” *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 36, 67–+.
- Raga, A. C., G. B. Raga, J. Canto, y L. Alfonso (2002), “Atmospheric expansion wave simulations of Popocatepetl explosions.” *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 107, 9–1.
- Rauer, H., F. Roesler, F. Scherb, H. U. Schmidt, y R. Wegmann (1997), “Ion emission line profiles in cometary plasma tails.” *Aap.*, 325, 839–846.
- Riley, P., J. A. Linker, y Z. Mikic (2001), “An empirically-driven global MHD model of the solar corona and inner heliosphere.” *JGR*, 106, 15889–15902.
- Ronmark, K. (1982), “KGI report.” *KGI report*, 1, 179.
- Russell, C. T., J. G. Luhmann, K. Schwingenschuh, W. Riedler, y Y. Yeroshenko (1990), “Upstream waves at Mars - PHOBOS observations.” *GRL*, 17, 897–900.
- Russell, C. T., S. S. Mayerberger, y X. Blanco-Cano (2006), “Proton cyclotron waves at Mars and Venus.” *Advances in Space Research*, 38, 745–751.
- Russell, C. T. y O. Vaisberg (1983), *The interaction of the solar wind with Venus*, 873–940. Venus.
- Schneider, J., H. Rauer, J. P. Lasota, S. Bonazzola, y E. Chassefiere (1998), “The Cometary Tail of Giant Extrasolar Planets at Small Orbital Distance.” In *Brown Dwarfs and Extrasolar Planets* (R. Rebolo, E. L. Martin, y M. R. Zapatero Osorio, eds.), volume 134 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 241–+.

- 
- Schneider, E. M., X. Blanco-Cano, P. F. Velazquez, A. Esquivel, y F. De Colle (2009), “An mhd + test particle study of velocity distributions of pick up ions in the martian environment.” To be submitted to *Advances in Space Physics* (COSPAR).
- Schneider, E. M., P. F. Velazquez, A. Esquivel, A. C. Raga, y X. Blanco-Cano (2007), “Three-dimensional Hydrodynamical Simulation of the Exoplanet HD 209458b.” *ApJL*, 671, L57–L60.
- Slavin, J. A. y R. E. Holzer (1981), “Solar wind flow about the terrestrial planets. I - Modeling bow shock position and shape.” *JGR*, 86, 11401–11418.
- Southworth, J., P. J. Wheatley, y G. Sams (2007), “A method for the direct determination of the surface gravities of transiting extrasolar planets.” *Mnras.*, 379, L11–L15.
- Spreiter, J. R., A. L. Summers, y A. Y. Alksne (1966), “Hydromagnetic flow around the magnetosphere.” *Planet. Space Sci.*, 14, 223–+.
- Spreiter, J.R. y S. S. Stahara (1992), *Computer modeling of solar wind interaction with Venus and Mars*. American Geophysical Union.
- Tanaka, T. (1993), “Configurations of the solar wind flow and magnetic field around the planets with no magnetic field: Calculation by a new MHD simulation scheme.” *JGR*, 98, 17251–17262.
- Tian, F., O. B. Toon, A. A. Pavlov, y H. De Sterck (2005), “Transonic Hydrodynamic Escape of Hydrogen from Extrasolar Planetary Atmospheres.” *Apj.*, 621, 1049–1060.
- Toledo-Roy, J., P. F. Velazquez, F. de Colle, R. F. Gonzalez, E. M. Reynoso, y S. E. Kurtz (2009), “Numerical model for the SNR DEM L316: simulated X-ray emission.” *MNRAS* (*submitted*).
- Trotignon, J. G., C. Mazelle, C. Bertucci, y M. H. Acuna (2006), “Martian shock and magnetic pile-up boundary positions and shapes determined from the Phobos 2 and Mars Global Surveyor data sets.” *Planetary and Space Science*, 54, 357–369.
- van Leer, B. (1982), “Flux-vector splitting for the Euler equations.” In *Numerical Methods in Fluid Dynamics* (E. Krause, ed.), volume 170 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 507–512.

- Velazquez, P. F., E. de la Fuente, M. Rosado, y A. C. Raga (2001), “A single explosion model for the supernova remnant 3C 400.2.” *Astronomy and Astrophysics*, 377, 1136–1144.
- Velazquez, P. F., J. J. Martinell, A. C. Raga, y E. B. Giacani (2004), “Effects of Thermal Conduction on the X-Ray and Synchrotron Emission from Supernova Remnants.” *Apj.*, 601, 885–895.
- Velazquez, P. F., H. Sobral, A. C. Raga, M. Villagran-Muniz, y R. Navarro-Gonzalez (2001), “Laboratory Experiments and Numerical Models of Interacting Explosions.” *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, 37, 87–94.
- Velazquez, P. F., H. Sobral, A. C. Raga, M. Villagran-Muniz, y R. Navarro-Gonzalez (2001), “Laboratory Experiments and Numerical Models of Interacting Explosions.” *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, 37, 87–94.
- Vidal-Madjar, A., A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hebrard, y M. Mayor (2003), “An extended upper atmosphere around the extrasolar planet HD209458b.” *Nat.*, 422, 143–146.
- Vignes, D., C. Mazelle, H. Rme, M. H. Acuna, J. E. P. Connerney, R. P. Lin, D. L. Mitchell, P. Cloutier, D. H. Crider, y N. F. Ness (2000), “The solar wind interaction with Mars: Locations and shapes of the Bow Shock and the magnetic pile-up boundary from the observations of the MAG/ER experiment onboard Mars Global Surveyor.” *Geophys. Res. Lett.*, 27, 49–52.
- Wei, H. Y. y C. T. Russell (2006), “Proton cyclotron waves at Mars: Exosphere structure and evidence for a fast neutral disk.” *GRL*, 33, 23103–+.