

Universidad Nacional de Córdoba
Facultad de Matemática, Astronomía y Física
Trabajo Especial de Licenciatura en Astronomía

Estudio de la interacción entre Titán y la magnetósfera de Saturno

Carolina Susana Villarreal D'Angelo

Director:

Giorgio Mario Caranti

Marzo, 2011

Resumen

Utilizando los datos obtenidos con los magnetómetros a bordo de la nave Cassini durante pasajes cercanos, o *flyby*, a Titán realizados en el año 2009, se analizó la interacción entre dicho satélite y el plasma de la magnetósfera de Saturno.

Para la selección de los flybys se tuvo en cuenta la altitud del máximo acercamiento alcanzado por la nave, la geometría de la trayectoria y el lugar que ocupaba Titán en su órbita al momento de dicho pasaje.

El análisis de los datos se dividió en dos secciones. La primera determina los rasgos generales de la configuración magnética en el entorno de Titán a lo largo de toda la trayectoria (24 horas) sin tener en cuenta los efectos de la interacción del plasma con el satélite, ni las pequeñas variaciones del campo (del orden del minuto). La segunda se limita a analizar el campo magnético alrededor del máximo acercamiento, esto se realizó seleccionando un intervalo total de 3 horas, tomando 90 minutos antes y después de dicho evento.

Además, se utilizó el código MHD denominado *Mexcal*, el cual permitió caracterizar los rasgos generales de la región de interacción. El modelo obtenido también se usó para reproducir las observaciones de la nave dentro de dicha región, en los casos donde la geometría del campo magnético ambiente sea similar a la impuesta en la simulación.

Los resultados obtenidos revelaron fenómenos relacionados con el movimiento de la hoja de corriente, cruces con regiones características de las magnetósferas intrínsecas, como la barrera y la ionopausa magnética y una posible detección de estructuras pertenecientes a la magnetósfera de Saturno conocidas como burbujas magnéticas.

Palabras claves

Titán, Magnetósfera inducida, Magnetósfera de Saturno, Cassini, Flyby.

Clasificación

94.05.-a Space plasma physics.

94.20.wh Ionosphere/magnetosphere interactions.

94.30.C- Magnetosphere configuration and dynamics.

Agradecimientos

Primero que todo, quiero agradecer a mi mamá por haberme apoyado durante todos estos años y por haber hecho de mi la persona que soy hoy, a mis abuelos Emilio y Pocha que me acompañaron en mis primeros años y dejaron en mi su sabiduría, y al resto de mi familia, porque de una forma u otra siempre estuvieron a mi lado.

A Marito, por compartir esta etapa conmigo, por estar a mi lado siempre soportando mi locura. Gracias por ayudarme en todo, aconsejarme y darme ánimo para terminar.

A mi director Giorgio Caranti, por haberme dado la oportunidad de trabajar en lo que me gusta y haberme brindado todas las herramientas necesarias para que lo haga. Por dedicarme horas extras y hacerme sentir confiada en lo que hacía, por darme sabios consejos y hacerme reír cuando ya no podía pensar: Giorgio te pasaste!

A Matías por involucrarse en este trabajo y aportar ideas y herramientas. Por ponerme fechas límites, que aunque no las haya cumplido, me sirvieron y por los consejos para la redacción y la presentación del trabajo.

A mis amigas por haberme dado ánimo y haberme acompañado estos años de carrera: Sil, Nori, Bebi y Lau en representación de todas.

Al excelente tribunal que leyó y corrigió el trabajo: Mercedes, Mariano, Andrea, gracias por incentivarne a seguir en este proyecto y creer en mí como investigadora.

A quienes me ayudaron a acceder a todos los datos de Cassini de manera fácil, rápida y con una gran amabilidad: Joseph Mafi y Debra Kazden del Instituto de Geofísica y Física Planetaria (Centro de Ciencia Espacial) en UCLA. Coordinadores de archivos del nodo PPI (Planetary Plasma Interactions) de la página del PDS (Planetary Data System) de la NASA.

Finalmente a todos los que estuvieron involucrados de alguna manera: Andrés, Raul y por sobre todo a María José de Despacho de Alumnos de FaMAF por ayudarme a llevar adelante la engorrosa burocracia y por hacerme tantos pero tantos favores.

A todos GRACIAS!!.

Índice general

1. Magnetohidrodinámica (MHD)	1
1.1. Teoría de la MHD	1
1.2. Movimiento de partículas en un campo magnético	3
1.3. Ecuaciones de la MHD	5
1.4. Reconexión magnética	8
1.5. Ondas en plasmas	10
1.6. Viento Solar	14
2. Magnetósferas	21
2.1. Tipos de magnetósferas	21
2.2. Magnetósfera de Saturno	22
2.3. Convección del plasma en magnetósferas	27
2.4. Magnetósferas Inducidas	37
3. Titán	39
3.1. Titán	39
3.2. Observaciones de la nave Voyager 1	41
3.3. Sonda Cassini	44
3.4. Panorama global de la interacción entre Titán y el plasma magnetosférico de Saturno	46
4. Simulación Numérica	57
4.1. Descripción del Código	58

4.2. Adaptación del código original	60
4.3. Condiciones de frontera	61
4.4. Caracterización de la ionósfera de Titán	62
4.5. Condiciones Iniciales	63
4.6. Resultados numéricos	65
4.7. Comparación con otro modelo numérico	68
5. Análisis de las observaciones	73
5.1. Flyby T51	74
5.2. Flyby T58	80
5.3. Flyby T61	86
5.4. Flyby T63	91
6. Conclusiones	97

1 Magnetohidrodinámica (MHD)

Para poder entender los fenómenos que ocurren en la interacción entre Titán y el plasma donde se encuentra inmerso (Magnetósfera de Saturno) debemos primero conocer las herramientas teóricas utilizadas para el estudio de plasmas. En este trabajo describiremos el comportamiento del plasma con la ayuda de la aproximación *Magnetohidrodinámica* (MHD). En este capítulo se introducirán los conceptos básicos de plasmas en el marco de esta teoría, como así también, los fenómenos asociados a los plasmas con los que trabajaremos. Por último, se presentará la teoría sobre uno de los plasmas más importantes dentro del Sistema Solar como lo es el Viento Solar.

1.1. Teoría de la MHD

El 99 % de la materia visible del universo está constituida por plasma. Un plasma es un gas constituido en su mayoría por partículas cargadas (también puede contener partículas neutras) y eléctricamente neutro. Estas partículas están sometidas a fuerzas magnéticas, eléctricas, de gravedad, entre otras, y presentan un movimiento colectivo. Existen diversos tipos de plasmas, alguno de ellos pueden ser:

- Plasmas colisionales, donde las partículas cargadas son dominadas por la influencia electrostática de las otras en forma más o menos continua y la energía cinética de las mismas es pequeña comparada con la energía potencial de interacción. Estos plasmas son densos y fríos.
- Plasmas no colisionales, donde las interacciones electrostáticas fuertes entre partícu-

las individuales son eventos raros. Estos plasmas son calientes y poco densos.

- Plasmas magnetizados, donde el valor de la intensidad del campo magnético es tan grande que afecta la trayectoria de las partículas.

En nuestro Sistema Solar los plasmas son generalmente no colisionales y magnetizados. Sin importar el tipo de plasma con el que trabajemos, existen parámetros que nos ayudan a caracterizarlo y que sólo dependerán de las partículas que lo constituyen. Ellos son:

- La *frecuencia de plasma*: Dado que el plasma es estadísticamente neutro, pequeños apartamientos de la cuasi-neutralidad generarán pequeños campos eléctricos debidos al desbalance de cargas. Esto generará inmediatamente una fuerza restitutiva. La fuerza restitutiva lleva a oscilaciones espontáneas del plasma llamadas “oscilaciones de plasma” que ocurren a la *frecuencia de plasma*, expresada por

$$\omega_p^2 = \frac{nq^2}{\epsilon_0 m}, \quad (1.1)$$

donde ϵ_0 es la permitividad del vacío, n es la densidad de partículas y q es la carga de la partícula.

- La *longitud de Debye*: Parámetro que caracteriza la atenuación de la interacción entre partículas por parte del plasma. Dentro de esta longitud se puede violar la neutralidad eléctrica. Está expresada por

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T}{nq^2}}, \quad (1.2)$$

donde T es la temperatura cinética de las partículas.

1.2. Movimiento de partículas en un campo magnético

El movimiento individual de una partícula cargada, de masa m , en presencia de fuerzas según la ley de Newton es

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) + \vec{F}, \quad (1.3)$$

donde estamos asumiendo que la partícula no es relativista, como ocurre en la mayoría de los plasmas dentro del Sistema Solar. En la ecuación 1.3 el primer término de la derecha representa las fuerzas electromagnéticas y el segundo representa cualquier otro tipo de fuerza como la de gravedad si está presente.

Cuando sólo existe un campo magnético uniforme y estático, la partícula seguirá una trayectoria helicoidal alrededor de la dirección del campo. Esta trayectoria está caracterizada por un radio de giro, el *radio de Larmor*, ($r_L = \frac{v_{\perp} m}{|q|B}$ donde v_{\perp} es la componente de la velocidad perpendicular a la dirección de el campo magnético \vec{B}) y una frecuencia angular de movimiento, la *frecuencia de ciclotrón* ($\Omega \equiv \frac{|q|B}{m}$).

Si además existe un campo eléctrico uniforme \vec{E} con componente perpendicular al campo magnético, la partícula experimentará un movimiento, en la dirección perpendicular a ambos campos y dicho movimiento es independiente del signo de la carga (Figura 1.1). La velocidad promedio con la cual se moverá la partícula se expresa según la siguiente ecuación:

$$\vec{v}_D = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}. \quad (1.4)$$

Se puede escribir una expresión semejante para cualquier otra fuerza uniforme que actúe sobre la partícula además del campo \vec{B} . Si la fuerza es independiente de la carga la dirección de deriva dependerá del signo de la carga de la partícula y por lo tanto se generarán corrientes perpendiculares al campo magnético. Un gradiente en la magnitud de \vec{B} perpendicular a su dirección o la curvatura de las líneas de campo, también van a producir un movimiento de deriva. En un campo magnético dipolar, los movimientos típicos de las partículas serán los esquematizados en la Figura 1.2. Las partículas giran alrededor de

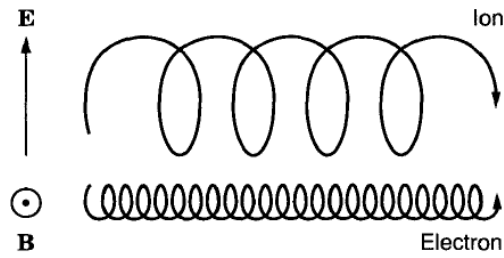


Figura 1.1: Movimiento de partículas sometidas a un campo magnético y eléctrico perpendiculares entre sí.

las líneas de campo manteniendo su energía cinética y su momento magnético constantes (A). Cuando el campo no es homogéneo la partícula viaja a lo largo de la línea hasta que su energía cinética es completamente transversal, momento en el cual regresa, “se refleja”, realizando el movimiento esquematizado en (B). Por último, y de acuerdo a las derivas que acabamos de ver (campo eléctrico, $\nabla \vec{B}$, curvatura de campo) las partículas realizarán un tercer movimiento representado por (C).

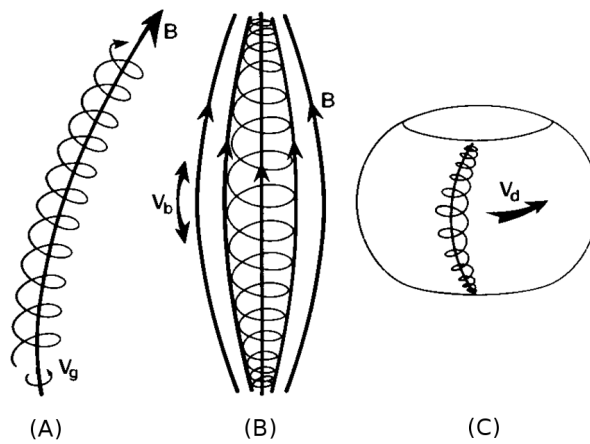


Figura 1.2: Deriva de partículas: (A) movimiento de giro alrededor de \vec{B} . (B) movimiento a causa del fenómeno de espejo magnético. (C) movimiento de deriva por fuerzas externas.

1.3. Ecuaciones de la MHD

Cuando queremos estudiar el comportamiento colectivo de las partículas recurrimos a la aproximación MHD. En ella, el plasma es considerado un fluido magnetizado, conductor de corriente y eléctricamente neutro sin hacer distinción entre las especies que lo componen, es decir, las ecuaciones de la MHD describen el comportamiento del plasma como un todo. Muchos de los aspectos físicos que caracterizan a un plasma se pierden, pero por otro lado esto puede representar una buena primera aproximación de su naturaleza.

Para que esta aproximación sea válida, la escala de tiempo y de longitud en el plasma deben ser mayores que el inverso de la frecuencia ciclotrónica y el radio de Larmor respectivamente. Mientras más grande sea la intensidad del campo magnético y la densidad del plasma, más fácilmente se satisfacen estas condiciones.

Así, la MHD permite estudiar el comportamiento macroscópico del plasma promediando los fenómenos microscópicos, sin tener en cuenta los efectos de separación de cargas y la diferencia entre las temperaturas de electrones e iones.

Las ecuaciones de la MHD surgen de combinar las ecuaciones de Maxwell, que describen la evolución de los campos eléctricos y magnéticos en presencia de corrientes y cargas, junto con las ecuaciones de la dinámica de fluidos, que describen la evolución de la densidad y la presión. Luego el sistema de ecuaciones de la MHD es:

- Ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (1.5)$$

donde ρ es la densidad de masa.

- Ecuación de conservación del momento:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + [\vec{v} \cdot \nabla] \vec{v} \right) + \nabla p - \rho \vec{g} - \vec{j} \times \vec{B} = 0, \quad (1.6)$$

donde p es la presión, \vec{g} es la gravedad y \vec{j} es la densidad de corriente. El término $\vec{j} \times \vec{B}$ puede escribirse como:

$$\vec{j} \times \vec{B} = \frac{1}{\mu_0} [(\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B}] = \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} - \nabla \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) = \nabla \cdot \mathbf{T}, \quad (1.7)$$

donde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ es la permeabilidad del vacío y \mathbf{T} es el tensor de los esfuerzos de Maxwell:

$$\mathbf{T} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} \vec{B} - \frac{B^2}{2\mu_0} \mathbf{I}. \quad (1.8)$$

En esta ecuación, el primer término representa una *tensión magnética*, que se opone a la deformación de las líneas de campo, y el segundo término representa una *presión magnética*, que tiende a crear una distribución uniforme de campo magnético.

- Ecuación de conservación de la densidad de energía:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla p + \gamma p \nabla \cdot \vec{v} = (\gamma - 1) \eta |\vec{j}|^2. \quad (1.9)$$

El lado derecho de esta ecuación tiene en cuenta la pérdida de energía por disipación.

- Ecuación de inducción magnética:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \eta \nabla^2 \vec{B}. \quad (1.10)$$

Donde la resistividad magnética, η , se ha escrito como:

$$\eta = \frac{1}{\mu_0 \sigma}. \quad (1.11)$$

La ecuación de inducción magnética describe el movimiento de \vec{B} , el cual tiende a moverse rígidamente con el fluido (por el primer término a la derecha en esta ecuación), y

a difundirse (por el segundo término).

Se puede estimar la importancia de la resistividad comparando los dos términos, y obteniendo el *número de Reynolds magnético*, R_M :

$$R_m = \frac{\nabla \times (\vec{v} \times \vec{B})}{\eta \nabla^2 \vec{B}}. \quad (1.12)$$

Las ecuaciones 1.5, 1.6, 1.9 y 1.10 representan el sistema de ecuaciones de la MHD resistiva (conductividad finita).

Si el plasma es considerado un conductor perfecto el segundo miembro de la ecuación 1.9 se anula, así como el segundo término de la derecha de la ecuación 1.10. Esta aproximación se denomina MHD ideal.

Por último, como estamos tratando al plasma como un gas, la ecuación de gas ideal se agrega a las anteriores como ecuación de estado que relaciona las variables termodinámicas ρ , p y T .

Teorema de Alfvén

En 1942 Alfvén postuló: “En un plasma perfectamente conductor, o donde la escala de longitudes es suficientemente grande como para despreciar el término difusivo de la ecuación de inducción, el flujo magnético a través de una superficie constituida por partículas del plasma permanece constante en el tiempo”.

Según este teorema se cumple:

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = 0. \quad (1.13)$$

Con lo cual podemos concluir que si el área por la que atraviesa el flujo aumenta o disminuye, el campo disminuye o aumenta.

Otro concepto importante introducido por el teorema de Alfvén es que las líneas de campo se mueven solidariamente con el plasma, por lo tanto, si miramos las líneas de campo que atraviesan una superficie en cualquier momento a lo largo de su longitud

podemos mapear un volumen espacial conocido como *tubo de flujo*.

Las partículas del plasma son libres de moverse y mezclarse a lo largo de estos tubos de flujo, pero nunca en la dirección perpendicular a ellos. Pensemos ahora en dos regiones inicialmente separadas de plasma que entran en contacto una con la otra. Como estas regiones no pueden mezclarse (si la conductividad es alta) se creará un límite muy delgado entre ellos (la ubicación de este borde dependerá por supuesto del balance de presiones y la dinámica de fluidos a gran escala). En general, los campos magnéticos a uno y otro lado de este borde serán tangenciales y tendrán diferente magnitud y orientación, por lo que una *hoja de corriente* debe existir dentro de él.

Una hoja de corriente puede ser definida como una superficie delgada (en comparación con los otros tamaños de la hoja) a través de la cual la magnitud y/o la dirección del campo magnético pueden cambiar sustancialmente. De la ley de Ampère:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad \varepsilon_0 \mu_0 = c^{-2}, \quad (1.14)$$

se sigue que dicha superficie debe contener una corriente eléctrica.

1.4. Reconexión magnética

Cuando el teorema de Alfvén deja de ser válido, es decir, cuando la conductividad del plasma se vuelve finita, los fenómenos de difusión entran en juego permitiendo que en las regiones donde domina la difusión, dos regímenes de plasma antes aislados, puedan mezclarse a través del fenómeno de *Reconexión Magnética*. La reconexión de las líneas magnéticas en un plasma altamente conductor es acompañada por una rápida liberación de energía y su subsecuente transformación en energía cinética del plasma, calor, emisión y aceleración de partículas.

La Figura 1.3 muestra un esquema en dos dimensiones del proceso de reconexión magnética. En esta geometría, la hoja de corriente que separa dos regímenes de plasma diferentes es una línea llamada “línea neutra” (lugar donde el campo magnético se anula) y la

configuración configuración de las líneas de campo es del tipo X.

El plasma proveniente de regiones distintas se mueve en la dirección indicada por las flechas negras. A medida que las líneas de campo se acercan las unas a las otras, la hoja de corriente es comprimida creándose una región de difusión, dentro de la cual las líneas se reconectan uniendo las regiones de plasma antes separadas. A través de las líneas reconectadas el plasma es libre de moverse de una región a otra. El lugar en donde se produce la reconexión se denomina punto neutral de tipo X o simplemente punto X. En la situación tridimensional el punto X es una curva completa creada alrededor de la zona donde el campo magnético se anula. Hemos presentado el escenario de reconexión en el

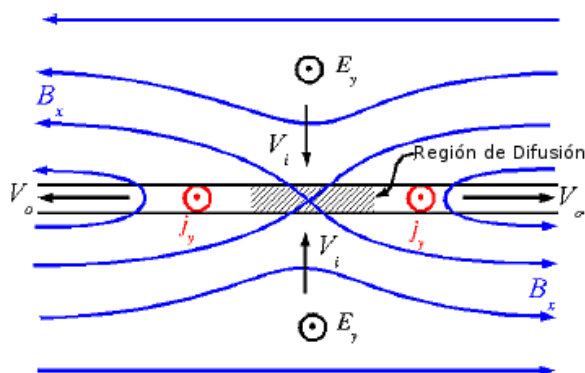


Figura 1.3: Esquema del proceso de reconexión en dos dimensiones. Extraído de Schwartz (2004) [52].

caso en que las líneas de campo magnético tengan direcciones paralela y anti-paralelas a uno y otro lado de la hoja de corriente. Pero la reconexión también ocurre en geometrías más generales, en estos casos se considera la reconexión sólo de la componente paralela del campo.

El primer modelo de reconexión fue propuesto de manera simultánea a fines de 1950 por Sweet [57] y Parker [44] y se conoce como el modelo Sweet-Parker. Este modelo asume un plasma estacionario e incompresible en una geometría 2D. Una mejora al modelo de Sweet-Parker fue presentada en 1964 por Petschek [48].

Una explicación más detallada de estos modelos escapa de los fines de este trabajo, para un desarrollo más profundo del tema se puede recurrir a [33], [52], entre otros.

1.5. Ondas en plasmas

Cuando un sistema físico experimenta perturbaciones, es común que responda emitiendo ondas. Las más familiares para nosotros son las ondas de sonido dentro de un gas neutro, donde la perturbación de fondo es un cambio de presión. La velocidad de propagación de estas ondas es la *velocidad del sonido*, $c_s = \frac{\gamma p_0}{\rho_0}$ y depende, como indica su ecuación, de las propiedades del medio en el que se propagan. Las ondas sonoras son longitudinales, esto significa que la dirección de la perturbación es paralela a la dirección de propagación, y comprimen el medio a su paso.

En la dinámica de un gas neutro, los campos electromagnéticos no juegan un papel importante. Por el contrario, en un plasma magnetizado, la dinámica es controlada no sólo por la presión de las partículas sino también por los campos. Es de esperar entonces que las ondas dentro de este tipo de plasmas tengan que ver con perturbaciones de ambas cantidades.

Una manera conveniente de encontrar la respuesta de un sistema a perturbaciones es asumir que el sistema está en equilibrio, y que las perturbaciones son pequeños apartamientos de este estado. Matemáticamente esto significa que podemos linealizar las ecuaciones que gobiernan el sistema, asumiendo que estamos interesados en el comportamiento de pequeñas cantidades.

Linealizando las ecuaciones 1.5, 1.6, 1.9 y 1.10 (despreciando la fuerza de gravedad, suponiendo adiabaticidad y conductividad infinita) y proponiendo una solución de ondas planas, podemos obtener la relación de dispersión de las ondas que se propagan en un plasma. Recordemos que la relación de dispersión es una expresión que deben satisfacer el vector de onda \vec{k} y la frecuencia ω para que las ondas puedan propagarse a través de un medio. Para las ondas de sonido, la relación de dispersión es $\frac{\omega^2}{k^2} = c_s^2$.

Antes de presentar la relación de dispersión general examinaremos las simetrías más

simples.

- Si el campo magnético sin perturbar, \vec{B}_0 , y \vec{k} son paralelos y además la perturbación también se encuentra en la misma dirección, la relación de dispersión obtenida es la relación de dispersión de las ondas de sonido.
- Si ahora la perturbación es perpendicular al plano que contiene a \vec{B}_0 y \vec{k} la relación de dispersión es:

$$\frac{\omega^2}{k^2} = v_A^2, \quad (1.15)$$

donde v_A se denomina *velocidad de Alfvén* y esta definida como:

$$v_A = \sqrt{\frac{B_o^2}{\mu_0 \rho_0}}. \quad (1.16)$$

Estas ondas se denominan *ondas de Alfvén*. Son ondas transversales no compresionales puramente magnéticas, donde la dirección de la perturbación del campo y la velocidad son paralelas entre sí y perpendiculares a \vec{k} como las ondas en una cuerda. La fuerza restauradora en este caso es la tensión magnética introducida en 1.8.

- Cuando la perturbación es paralela a \vec{k} y ambos son perpendiculares a \vec{B}_0 la relación de dispersión es:

$$\frac{\omega^2}{k^2} = c_s^2 + v_A^2, \quad (1.17)$$

la cual representa a las ondas *magnetosónicas rápidas*. Estas ondas propagan las compresiones sufridas por B y p .

La propagación de estas ondas se esquematiza en los gráficos de la Figura 1.4. En el caso general en que \vec{k} y \vec{B} formen un ángulo θ entre ellos, la relación de dispersión viene dada por:

$$(\omega^2 - \cos^2 \theta k^2 v_A^2)[\omega^4 - \omega^2 k^2 (c_s^2 + v_A^2) + \cos^2 \theta k^4 v_A^2 c_s^2] = 0, \quad (1.18)$$

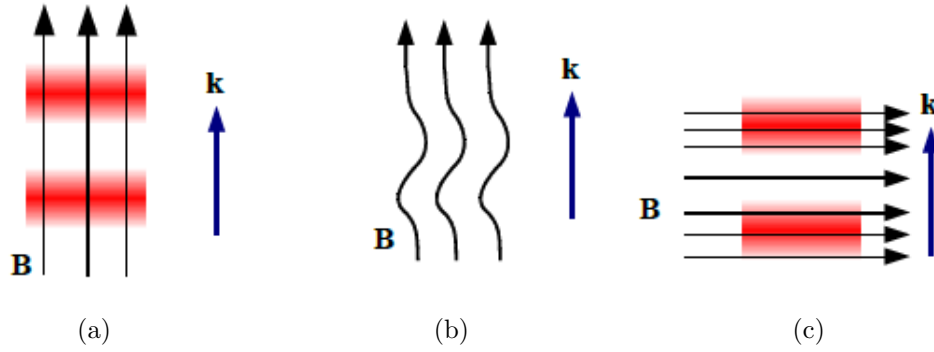


Figura 1.4: Esquema de la propagación de las ondas de sonido 1.4a, las ondas de Alfvén 1.4b y las ondas magnetosónicas rápidas 1.4c. En color rojo se muestra la perturbación.

la cual tiene 3 soluciones:

$$\frac{\omega^2}{k^2} = v_A \cos^2 \theta, \quad (1.19)$$

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{1}{2} c_s^2 + v_A^2 \pm [(c_s^2 + v_A^2) - 4c_s^2 v_A^2 \cos^2 \theta]^{\frac{1}{2}}. \quad (1.20)$$

Estas soluciones se corresponden con los tres modos principales de propagación de ondas dentro de un plasma. Las ondas de Alfvén correspondientes a la solución 1.19 que como ya dijimos, son ondas no compresionales, es decir, no alteran la presión, el campo magnético ni la densidad del plasma. Las perturbaciones asociadas con estas ondas provocan el doblamiento de las líneas de campo, por lo que dichas ondas, crean corrientes que fluyen en el plasma y que actúan para reducir la dicha curvatura. El cierre de estas corrientes es en parte a lo largo de las líneas de campo, por lo que estas ondas introducen corrientes alineadas con \vec{B} . Las ondas magnetosónicas, 1.20, a diferencia de las de Alfvén, son ondas compresionales que si alteran la presión y la densidad del plasma en cuestión. Las ondas magnetosónicas rápidas (signo +) transportan perturbaciones de la presión total del plasma (la perturbación de la presión térmica (p) y de la presión magnética (p_B) están en fase). Este modo de onda se propaga casi isotrópicamente. Las ondas

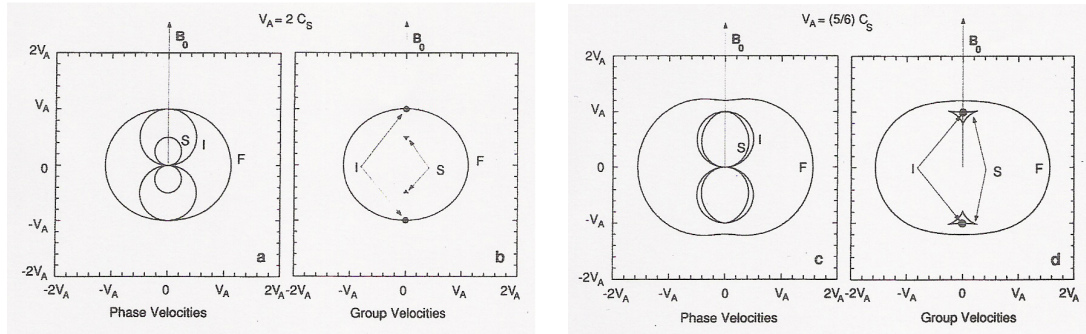


Figura 1.5: Velocidades de fase y de grupo de las ondas de Alfvén (I), las ondas magnetosónicas rápidas (F) y las magnetosónicas lentas (S), para el caso en que $v_A = 2c_s$ (arriba) y $v_A = \frac{5}{6}c_s$ (abajo).

magnetosónicas lentas (signo -) llevan las perturbaciones de p y p_B fuera de fase. Son ondas compresionales pero en este caso, la presión total permanece aproximadamente constante a lo largo de la dirección de \vec{B}_0 , dirección que resulta privilegiada en este modo. Cuando la velocidad de Alfvén es mucho mayor a la del sonido en el plasma, estas ondas se propagan a lo largo de \vec{B}_0 a la velocidad del sonido, es decir, se vuelven ondas sonoras. En la Figura 1.5 se presenta un diagrama polar de las velocidades de fase de los 3 modos de onda antes mencionado para los casos en que $v_A = 2c_s$ y $v_A = \frac{5}{6}c_s$, donde se puede apreciar las direcciones privilegiadas de propagación de cada modo. En esta figura, también se presentan los diagramas polares de las velocidades de grupo correspondientes a los mismos casos. Recordemos que la velocidad de grupo está asociada con el transporte de energía, luego podemos ver, que las ondas magnetosónicas rápidas pueden transportar energía en todas las direcciones, mientras que las lentas transportan energía preferentemente en la dirección de \vec{B} y las de Alfvén sólo lo hacen en la dirección del campo.

1.6. Viento Solar

El *viento solar* es un flujo de plasma de baja densidad y muy caliente compuesto principalmente por partículas ionizadas de Hidrogeno y Helio (protones, neutrones y partículas alfa), que es emitido continuamente de la corona solar y acelerado a velocidades supersónicas y super-alfvénicas. El viento solar transporta además las líneas de campo magnético solar congeladas al plasma ellas conformando lo que se conoce como *Campo Magnético Interplanetario* o *CMI*.

La existencia del viento solar fue predicha por [7] a comienzos de la década del '50 a raíz del estudio de las colas cometarias. Biermann notó que los cometas presentaban una cola corta y difusa y otra larga y prominente (ver Figura 1.6) y mientras la existencia de

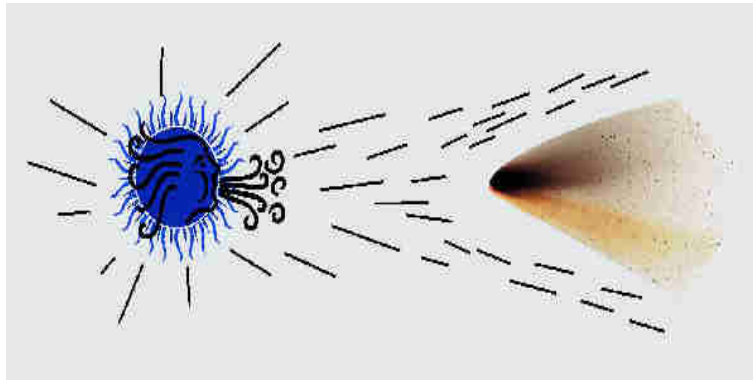


Figura 1.6: Dibujo de las colas creadas por la interacción del viento solar y el cometa.

la primera se debía a la acción de la presión de radiación solar, la segunda fue asociada a la interacción del cometa con un flujo radial de partículas emanadas del Sol.

El flujo del viento solar es altamente variable en el tiempo y está supeditado a la actividad solar. Dentro de los modelos más simples para representarlo se encuentra el modelo de Parker [44].

Si bien es limitado en cuanto a su capacidad de predicción, el modelo de Parker logra reproducir satisfactoriamente los comportamientos característicos del viento solar.

El desarrollo de este modelo se puede encontrar de manera muy simple en el libro de

Schwartz [52], aquí solo presentaremos la solución final.

Para construir el modelo, Parker utilizó las ecuaciones MHD de continuidad 1.5 y momento 1.6, y consideró un flujo radial, isotérmico y esféricamente simétrico. La solución obtenida por Parker es:

$$v^2 - \frac{2kT}{m} - \frac{2kT}{m} \ln\left(\frac{mv^2}{2kT}\right) = 8\frac{2kT}{m} \ln\left(\frac{r}{r_c}\right) + 2GM_\odot\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_c}\right). \quad (1.21)$$

Esta solución muestra que a medida que aumenta r , la velocidad crece superando el valor de la velocidad del sonido en el medio, por lo tanto, a grandes distancias, la velocidad del viento solar es supersónica. Lo que concuerda también con que la densidad numérica de partículas, y por lo tanto la presión del viento, disminuye con la distancia lo que permite un equilibrio entre la presión del viento y el medio interplanetario a grandes distancias. Algunos de los valores promedios del viento solar a la altura de la Tierra se presentan en la siguiente cuadro:

Parámetro	Valor
Densidad de protones	$\sim 6 \text{ cm}^{-3}$
Densidad de electrones	$\sim 7 \text{ cm}^{-3}$
Densidad de He^+	$\sim 0,2 \text{ cm}^{-3}$
Velocidad del flujo (radial)	$\sim 450 \text{ km.s}^{-1}$
Temperatura de protones	$\sim 1,2 \times 10^5 \text{ K}$
Temperatura de electrones	$\sim 1,4 \times 10^5 \text{ K}$
Campo magnético	$\sim 7 \times 10^{-9} \text{ T}$

Cuadro 1.1: Valores característicos del viento solar a 1 UA.

Espiral de Parker

La corona solar puede pensarse como un conductor perfecto, por lo tanto, podemos aplicar el teorema de Alfvén al modelo de viento solar que presentamos antes. Este

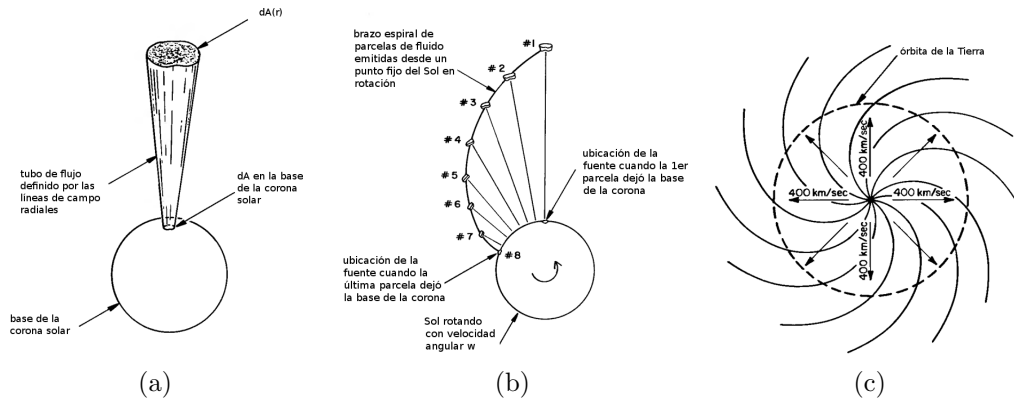


Figura 1.7: Tubo de flujo formado por las líneas de campo que salen de la base de la corona solar 1.7a. Brazo espiral formado por las diferentes parcelas de flujo que se emiten radialmente de la corona solar 1.7b. Espiral de Parker a la altura de la Tierra 1.7c.

modelo sugería un viento que se emite desde la corona, radial y con simetría esférica. Si consideramos un tubo de flujo con una superficie infinitesimal de área dA en la base de la corona (esfera de radio $r=R$), el flujo radial uniforme emitido nos dará un tubo cuya área a cualquier radio será el mapeo de el área dA pero más grande debido a la simetría esférica de la expansión y las líneas congeladas a este flujo seguirán trayectorias radiales. Cuando la rotación del Sol entra en juego la configuración de las líneas va a ser diferente. Una parcela de viento solar emitida desde una determinada área en la base de la corona se moverá radialmente hacia afuera, pero las líneas de campo que pasan a través de esta área están ligadas a la superficie de donde son emitidas, la cual rota con el Sol. Este efecto produce una configuración en forma de espiral para las líneas de campo magnético del Sol conocida como Espiral de Parker (ver Figura 1.7).

Estructura real del viento solar

El modelo de idealizado de Parker describe la formación del viento solar a través de una expansión supersónica de la corona solar, la configuración espacial del campo magnético

interplanetario congelado a esa expansión y la eventual desaceleración del viento solar en los límites exteriores del Sistema Solar basado en numerosas simplificaciones.

Modelos más realistas se basan en coronas isotérmicas o donde se permite que la temperatura varíe con la distancia heliocéntrica.

Si a estos modelos de expansión se le agrega un modelo de campo dipolar, que es la estructura de campo más básica posible, las líneas de campo tendrán una configuración como la mostrada en la Figura 1.8. Este modelo desarrollado por Kopp [49] para una

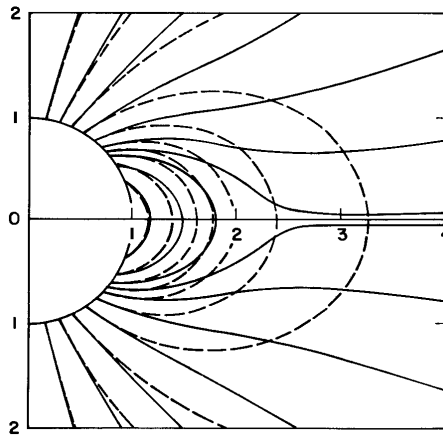


Figura 1.8: Líneas de campo magnético obtenidas por el modelo de Pneuman & Kopp (1971) [49]. Las líneas punteadas son líneas para una configuración puramente dipolar.

corona isotérmica, muestra como las líneas de campo son abiertas en regiones cercanas a los polos y cerradas cercanas al ecuador del Sol. Aproximadamente a los 2 radios solares, las líneas de campo que surgen de la regiones polares se juntan en el plano del ecuador creando una hoja de corriente denominada “hoja de corriente heliosférica”.

Esta hoja de corriente no yace en el plano del ecuador debido a que el eje magnético del Sol se encuentra inclinado un cierto ángulo respecto al eje de rotación (ver Figura 1.9). Como es sabido, el campo magnético del Sol no es un dipolo perfecto, y presenta estructuras más complejas algunas de ellas las comentamos a continuación:

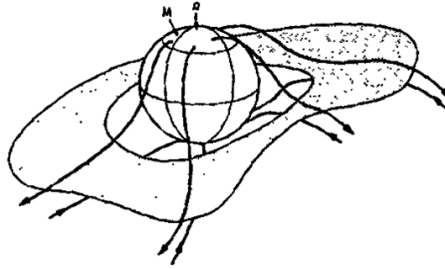


Figura 1.9: Hoja de corriente heliosférica.

Sectores de diferente polaridad magnética: Durante un mínimo de actividad solar, el campo magnético del sol es aproximadamente dipolar, y según el hemisferio, las líneas de campo apuntarán hacia afuera o hacia adentro. Estas direcciones están separadas por una hoja de corriente que se ubica en el ecuador magnético. Debido a la inclinación del eje magnético con respecto al eje de rotación del Sol, un observador en la Tierra pasará por dos períodos donde las líneas apuntan en una dirección o en la otra. Durante períodos de máxima actividad, la estructura dipolar se rompe y aparecen 4 o más sectores con diferentes polaridades.

Huecos coronales & “streamers”: regiones de líneas magnéticas cerradas o abiertas que dan lugar a diferentes velocidades del plasma. Durante los mínimos solares las líneas abiertas predominan en los polos y las cerradas en el ecuador magnético.

Eyecciones de masa coronal: se dan más en momentos de alta actividad solar, las nubes de plasma expulsadas por el Sol llevando un campo magnético muy estructurado a velocidades muy altas.

CIRs: cuando el viento solar rápido se encuentra con un viento solar lento, se forma una región de compresión, un choque. Esta región rota con el Sol ya que las regiones que emiten estos 2 tipos de vientos están sujetas a la corona (ver Figura 1.10).

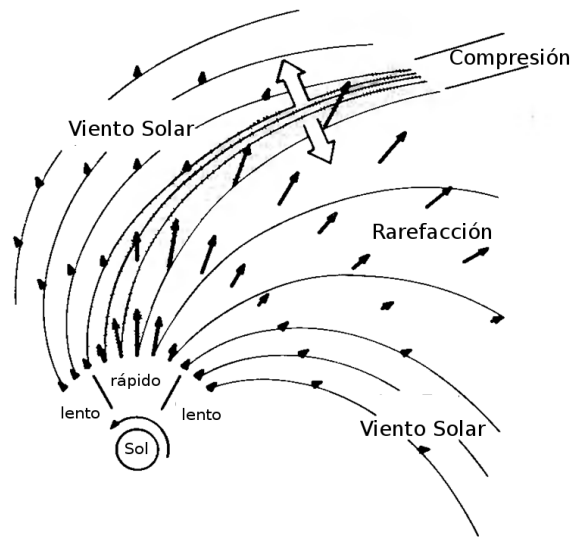


Figura 1.10: Formación de las regiones de interacción en corrotación (CIRs).

2 Magnetósferas

En 1930 Chapman y Ferraro [12] propusieron la existencia de una región dentro de la cual el campo magnético terrestre queda confinado al interactuar con el plasma del viento solar. Esta región se denomina *Magnetósfera* y es un sistema muy complejo de plasma, campos y corrientes eléctricas. En general podemos decir que una magnetósfera aparece cada vez que un plasma en movimiento, se encuentra con un obstáculo en su camino.

En nuestro Sistema Solar, el plasma del viento solar interactúa con planetas o lunas formando magnetósferas alrededor de ellos. Dentro de ciertas magnetósferas, el plasma en ellas puede interactuar con algunos satélites, como es el caso de los planetas gigantes, dando lugar a nuevas magnetósferas.

La diversidad de cuerpos en nuestro Sistema Solar permite clasificar a las magnetósferas en dos grupos: *Magnetósferas Intrínsecas* y *Magnetósferas Inducidas*.

En este capítulo desarrollaremos brevemente la teoría acerca de magnetósferas en el Sistema Solar y presentaremos de manera más detallada la dinámica de la magnetósfera de Saturno. En la última sección se dará una breve introducción a las magnetósferas inducidas ya que este tema será tratado para el caso de Titán en el siguiente capítulo.

2.1. Tipos de magnetósferas

Cuando el viento solar intercepta cuerpos rocosos no magnéticos como algunos satélites o asteroides, éste es simplemente absorbido por el polvo y las rocas en la superficie.

Sin embargo, el encuentro con objetos tales como planetas, satélites con atmósferas o cometas, llega a ser mucho más complejo, e involucra la formación de regiones de interacción llamadas magnetósferas.

Cuando la interacción está dominada por el campo magnético propio del objeto como es el caso de los planetas Mercurio, la Tierra, Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno y de la luna de Júpiter Ganímede, la magnetósfera recibe el nombre de *intrínseca*. Por el contrario, cuando el objeto no está magnetizado y posee una atmósfera, y por lo tanto una ionósfera, como es el caso de Venus, Marte, los cometas, y el satélite de Saturno, Titán, se dice que la magnetósfera es de tipo *inducida*.

2.2. Magnetósfera de Saturno

Saturno es un planeta gaseoso y está compuesto por un 97% de Hidrógeno y 25% de Helio con trazas de otros elementos. Su interior se cree, es similar al de Júpiter, con un núcleo rocoso, una capa de H metálico líquido y otra de H_2 (Hidrógeno molecular). El planeta rota con período de $\sim 10,7$ horas. Esto se combina con el Hidrógeno metálico en su interior para generar un gran campo magnético, que en primera aproximación, puede describirse como un campo dipolar casi perfectamente alineado con el eje de rotación (algo único en nuestro Sistema Solar) y con un momento magnético de $4,6 \times 10^{18} T/m^3$. Las características de este campo junto con las del viento solar a 9,5 UA se presentan en el Cuadro 2.1, en él también se añaden los valores típicos del campo magnético terrestre para que puedan ser comparados con los de Saturno.

Como ya mencionamos, la presencia de un campo magnético propio define a la magnetósfera de Saturno como una magnetósfera intrínseca. Debido a la velocidad supersónica del viento solar, una onda de choque se genera por delante de la misma permitiendo que el plasma incidente sea desacelerado, comprimido y calentado pudiendo así ser desviado alrededor del planeta. Dicho plasma queda confinado dentro una región denominada *magnetofunda*. El límite inferior de la magnetofunda se denomina *magne-*

Parámetros	Tierra	Saturno
Distancia heliocéntrica	1	9,5
Magnitud promedio del Campo Mag. Interplanetario (nT)	4	0,5
Angulo de Parker (dirección radial)	45°	85°
Presión típica del viento solar (nPa)	1,7	0,015
Radio ecuatorial	6.371 km	60.268 km
Período de rotación (h)	23,934	10,53
Momento magnético (T/m^3)	$7,75 \times 10^{15}$	$4,6 \times 10^{18}$
Inclinación del eje magnético (respecto al eje de rotación)	10,5°	< 1°
Campo magnético ecuatorial (μT)	~ 31	~ 20
Posición subsolar del choque	$\sim 13 R_T$	$\sim 27 R_S$
Posición subsolar de la magnetopausa	$\sim 10 R_T$	$\sim 25 R_S$

Cuadro 2.1: Parámetros del viento solar y el campo magnético de Saturno y la Tierra.

topausa. Este límite es el que separa el plasma incidente del planetario contenido en la magnetósfera. Estas regiones se esquematizan en la Figura 2.1. La posición de la magnetopausa está definida por la condición de balance de presiones entre el plasma y el campo en la magnetofunda por un lado, y el plasma y campo planetario por el otro.

En una primera aproximación la presión de la magnetósfera es principalmente magnética y la presión en la magnetofunda es la combinación de presión magnética y térmica, las cuales a su vez están determinadas por la presión dinámica del viento solar.

$$\rho_{vs} v_{vs}^2 / 2 = B_{mg}^2 / 2\mu_0 \quad (2.1)$$

donde los sufijos *vs* y *mg* se refieren al viento solar y la magnetósfera.

Antes de la misión Cassini-Huygens a Saturno, se pensaba que la magnetopausa de este planeta (más específicamente el punto subsolar de la magnetopausa) se encontraba en promedio alrededor de los $20 R_S$ en el sector diurno, pero modelos basados en las observaciones de esta nave indican que la posición de la magnetopausa puede variar entre los 17 y las $29 R_S$ (esta amplia oscilación tiene que ver con que el viento solar a

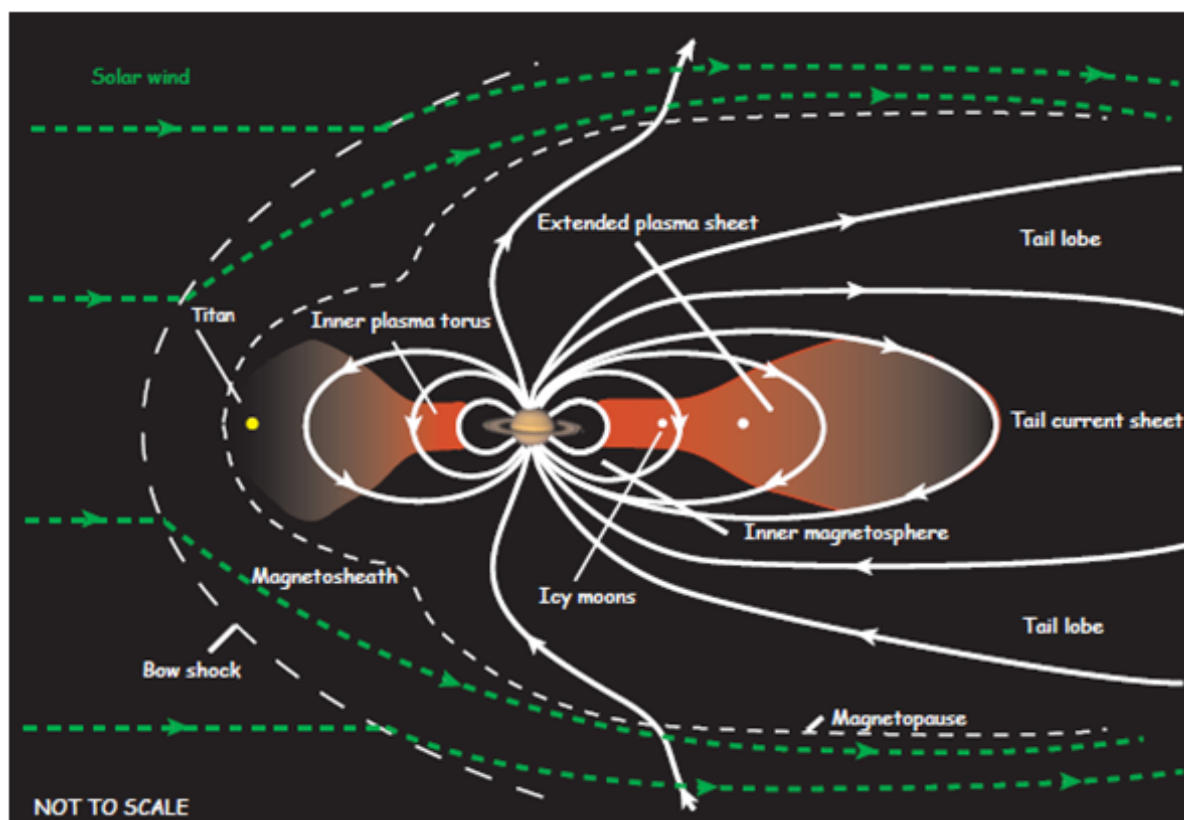


Figura 2.1: Esquema de la magnetósfera de Saturno en el plano que contiene al meridiano día-noche, con el Sol a la izquierda y el viento solar yendo de izquierda a derecha. Las líneas sólidas con flechas representan las líneas de campo magnético, mientras que las líneas de trazo representan la magnetopausa y el choque de proa o bow shock.

la altura de los planetas gaseosos está dominado por patrones alternados de regiones de compresión y rarefacción (CIRs) que varían aproximadamente con el período de rotación del Sol [30]). La posición media de este límite en la actualidad estaría a $25 R_S$ [1].

En la parte posterior de la magnetósfera, las líneas del campo planetario están más estiradas formando una cola magnética, conocida también como *magnetocola*. Esta región está compuesta por dos lóbulos con líneas de campo de direcciones opuestas separadas

por una hoja de corriente que se cierra en la magnetopausa.

En la magnetocola, el vector campo magnético está aproximadamente co-alineado con el vector velocidad del viento solar.

Fuentes y Regiones de Plasma en la Magnetósfera de Saturno

Saturno posee numerosas fuentes de plasma térmico inmersas en su magnetósfera, entre ellas se encuentran: el viento solar en el límite exterior, la ionósfera en el límite interior, los anillos, las lunas interiores (frías), Encélado y Titán entre medio.

En la región donde se ubican los anillos principales de Saturno A ($\sim 2 R_S$) y B ($\sim 1,7 R_S$), el plasma es poco denso y se genera principalmente por fotodisociación UV ¹ de las moléculas de agua en la superficie de los anillos. Los principales componentes de esta región son el O^+ y el O_2^+ .

A partir de los $3 R_S$ y hasta los $6 R_S$, la presencia de los satélites congelados contribuyen a la producción de plasma mediante la emisión de moléculas neutras del grupo del agua. Estas moléculas provienen en su mayoría de Encélado, la cual emite gases neutros (vapor de agua) y granos de hielo con una tasa de producción de $\approx 300 kg/s$. En todos los casos este material neutro es subsecuentemente ionizado por la radiación UV e impactos con partículas energéticas.

Actualmente no se tiene un panorama completo de la distribución del plasma magnetosférico de Saturno, pero de acuerdo a las características de la magnetósfera podemos esperar que existan ciertas similitudes con la distribución del plasma en la magnetósfera terrestre, la cual está esquematizada en la Figura 2.2. Cercana del planeta se encuentra la *plasma-esfera*, esta región está compuesta principalmente por iones y electrones de baja energía (entre 1 y 10 eV) que se escapan de la ionósfera terrestre y se mueven alrededor de líneas de campo dipolar cerradas. En Saturno, la plasma-esfera comprende fuentes

¹La fotodisociación UV es el mecanismo por el cual se produce la eyección de una molécula de la superficie de un elemento sólido, que luego es ionizada

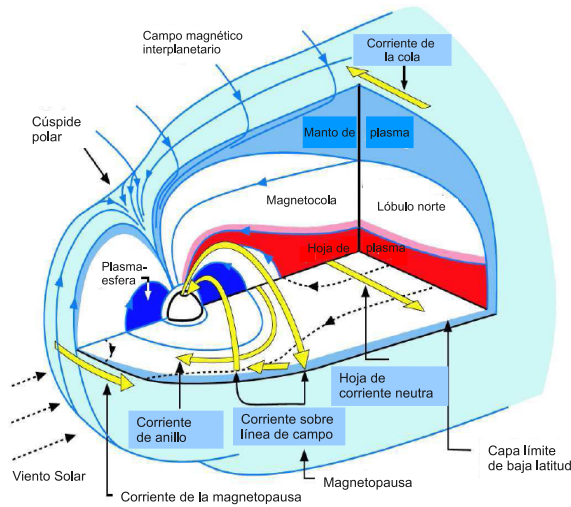


Figura 2.2: Esquema de la magnetósfera terrestre. Extraído de [21].

de plasma importantes como lo son Encélado y el gran sistema de anillos. Estas fuentes también actúan como sumideros, ya que los átomos neutros emitidos pueden absorber (es decir, neutralizar) el plasma. Es por esto que dentro de los $2, 3R_S$ las partículas energéticas están completamente ausentes debido a la presencia de los anillos principales como así también entre los $3, 5$ y $7R_S$ debido a la presencia de los satélites.

Las partículas energéticas conforman (al igual que en la Tierra) los *cinturones de radiación*. En la Tierra, los cinturones de radiación albergan partículas muy energéticas que se encuentran atrapadas en el campo magnético y oscilan a lo largo de las líneas de campo. En Saturno, partículas con energías en el rango de $100 - 200$ KeV e incluso de hasta MeV se han observado dentro de los $3, 5R_S$ conformando un cinturón de radiación conocido como cinturón D, ya que se encuentra dentro del anillo D. El cinturón principal de radiación en Saturno se ubica dentro de los $6R_S$ (ver Figura 2.3b) y contiene partículas con energías que van desde $\sim 0,1$ a ~ 10 MeV.

Por último, encontramos la *hoja de plasma* que se ubica por fuera de los cinturones de radiación en la magnetósfera terrestre, esta región está conformada por partículas con

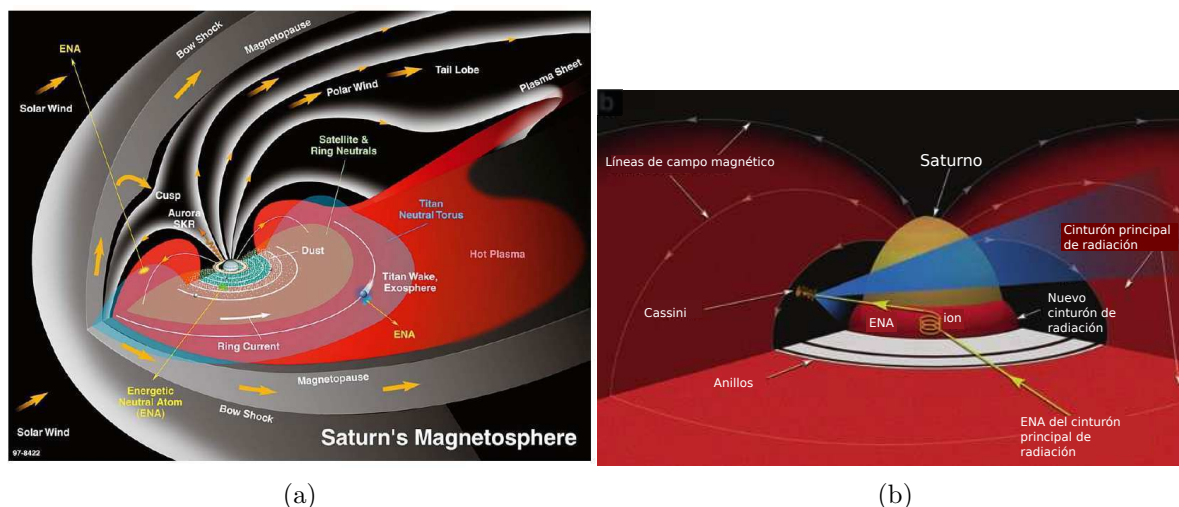


Figura 2.3: a) Esquema conceptual de la magnetósfera de Saturno derivado de las observaciones. Departamento de Arte del Laboratorio de Física Aplicada- Universidad Johns Hopkins. b) Esquema de la ubicación relativa de los cinturones de radiación en Saturno. El nuevo cinturón de radiación se encuentra dentro del anillo D. ENA (Energetic Neutral Atoms): átomos neutros acelerados por colisiones con iones energéticos. Extraído de [34].

energías entre 2 y 4 KeV que se mueven a lo largo de líneas de campo deformadas² y se extiende hasta la magnetocola (debido al movimiento radial que sufre el plasma dentro de la magnetósfera (próxima sección) volviéndose cada vez más fina. La hoja de plasma en Saturno se extiende más allá de los $20R_S$ y alberga iones con energías entre los 0,5 eV y 26 KeV. La densidad de estas partículas varía entre $10^{-1}/cm^3$ a $20R_S$ y $10^{-3}/cm^3$ a $60R_S$.

2.3. Convección del plasma en magnetósferas

Dentro de la magnetósfera, el plasma realiza movimientos de convección a gran escala. Según el tamaño de las magnetósferas, los tipos de movimientos pueden estar presente

²Con respecto a la configuración de líneas en un campo dipolar normal, debido al movimiento radial que sufre el plasma dentro de la magnetósfera a causa de la corrotación, próxima sección

en mayor o menor medida. Particularmente en Saturno, los movimientos más importantes son el de corrotación, el ciclo de Dungey y el ciclo de Vasyliunas. Describiremos brevemente cada uno de ellos a continuación.

Fenómeno de Corrotación del Plasma

Los planetas que poseen tanto atmósfera como magnetósfera exhiben el fenómeno de corrotación. Este fenómeno se debe a un acoplamiento entre la ionósfera del planeta con la magnetósfera mediante corrientes que transportan momento y ponen a rotar el plasma a la velocidad de rotación del planeta.

Visto desde un referencial que rote con el planeta, una partícula en la magnetósfera se moverá según la dirección de un campo eléctrico $\vec{E} = -(\vec{v} \times \vec{B})$ (donde \vec{B} es el campo magnético del planeta), produciendo un corriente. Dos puntos cualesquiera sobre esta corriente, van a estar a una diferencia de potencial determinada, por lo que las líneas de campo que los atravesasen se encontraran a la misma diferencia de potencial. Como estas líneas de campo son conductoras, las partículas se moverán a lo largo de ellas creando una corriente que conecta la ionósfera con la magnetósfera llamada *corriente de Birke-land* (pensamos a las líneas de campo como tubos de flujo que transportan plasma). En la ionósfera, las corrientes en la dirección del campo eléctrico (resultado del movimiento de las partículas en la ionósfera y del campo magnético del planeta) denominadas *corrientes de Pedersen*, cerrarán el circuito (ver Figura 2.4).

Las corrientes perpendiculares a las líneas de campo sentirán una fuerza $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$ que induce a las partículas sobre ellas a moverse en la dirección de rotación del planeta extrayendo momento de la ionósfera planetaria. Esto hace que finalmente, todo el plasma en la magnetósfera, corrote junto con el planeta.

La corrotación rígida del plasma implica que éste se mueva con la misma velocidad angular con la que se mueve el planeta, sin embargo, este tipo de corrotación no se puede extender a grandes distancias del planeta y debe, en última instancia, romperse

a causa de fuerzas externas o de la inercia del plasma en movimiento.

Para que fuerzas externas rompan el movimiento de corrotación rígida, estas deben provocar movimiento del plasma (de baja conductividad) en la dirección radial. Dentro de la magnetósfera, las fuerzas en la dirección radial son: gradiente de presión, fuerza de gravedad y la fuerza centrífuga que siente el plasma debido a la corrotación.

Por otro lado, la creación de iones dentro de la magnetósfera interna (a causa de la fotoionización o impacto de electrones) que agrega masa a los tubos de flujo (líneas de campo) y por lo tanto quita momento al plasma o también, el intercambio de momento entre el plasma existente y los átomos neutros disminuyen la velocidad del plasma que corrota.

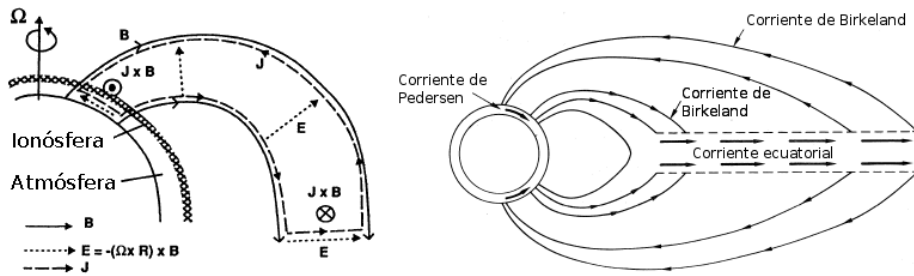


Figura 2.4: Sistema de corrientes y fuerzas en juego en el fenómeno de corrotación. Extraído de [4] y [63].

Ciclo de Dungey-Ciclo de Vasyliunas

En 1961, Dungey [26] aplicó el concepto de reconexión para describir la interacción del viento solar con la atmósfera de la Tierra, esta interacción se conoce como el *Ciclo de Dungey*. Por medio de ella se produce una transferencia de masa, momento y energía del viento solar a la magnetósfera.

Este ciclo, esquematizado en la Figura 2.5 para el caso de la Tierra, comienza en el sector diurno de la magnetopausa, donde la reconexión entre el campo magnético planetario con el CMI se lleva a cabo a lo largo de una extensa región. Las líneas reconectadas (1

y 1' en la Figura 2.5) tienen un extremo ligado a la ionósfera del planeta y otro dentro del CMI, como este último se mueve junto con el viento solar, el extremo en la ionósfera será advechado en la dirección contraria y se moverá a lo largo del casquete polar hasta llegar a la magnetocola. En el lado nocturno cercano al planeta, las líneas de campo se difundirán en la hoja de corriente y nuevamente se reconectarán. Los tubos de flujo generados por esta reconexión que quedan libres, se mueven alejándose del planeta y terminan por unirse al viento solar, por otro lado los tubos de flujo que quedaron ligados al planeta se moverán en el sentido de la corrotación hacia el sector diurno donde el ciclo se repetirá.

No todas las líneas de campo toman parte de este ciclo, existe una región en el plano ecuatorial, donde las líneas corrotan con el planeta y no se reconectan en la magnetopausa.

Notemos que en el caso de Saturno, el ciclo ocurrirá en la dirección contraria a la que ocurre en la Tierra, esto se debe a que el momento magnético de Saturno apunta en la dirección opuesta al de la Tierra. El ciclo de Dungey es un proceso externo gobernado por el viento solar que provoca movimiento del plasma dentro de la magnetósfera. Existen también procesos internos entre los cuales se encuentra el *Ciclo de Vasylunas* [63] el cual se esquematiza en la Figura 2.6.

Cuando las líneas de campo cargadas con plasma recientemente creado en el plano ecuatorial, se estiran más allá de la región donde se rompe la corrotación (donde la fuerza de tensión magnética es superada por otra), el plasma continuará moviéndose hacia el exterior a menos que algún proceso impida este movimiento.

En el sector diurno, la magnetopausa actúa como barrera y fuerza a las líneas de campo a seguir el movimiento de corrotación. En el sector nocturno, por el contrario, el plasma puede moverse sin mucha resistencia hacia la magnetocola. Eventualmente, en este sector, las líneas se vuelven tan estiradas que inician el proceso de reconexión. Esto libera el exceso de plasma en el tubo de flujo formando un plasmoide (globo de plasma) que ahora puede moverse libremente hacia la magnetocola, y crea un nuevo tubo de flujo (casi vacío de plasma) que es acelerado (por la fuerza de tensión magnética) hacia el planeta

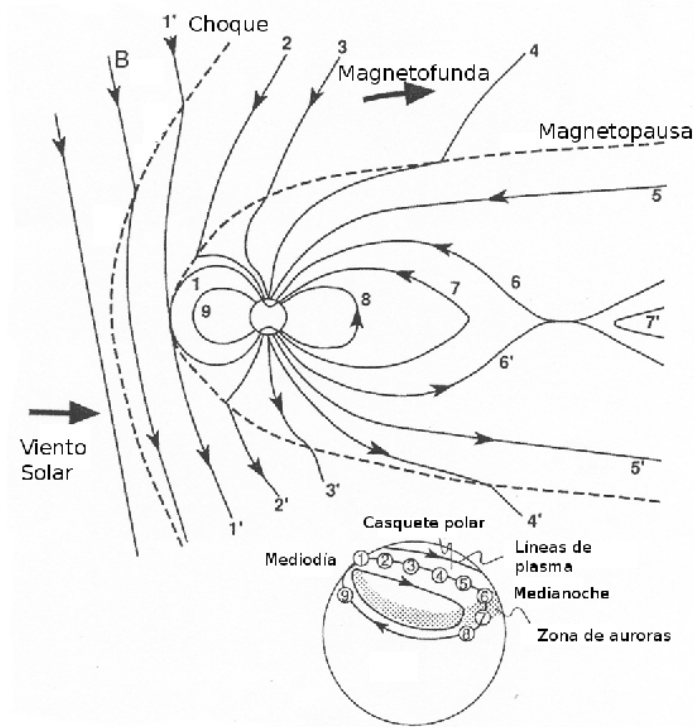


Figura 2.5: Esquema de ciclo de Dungey en la magnetósfera de la Tierra para el plano que contiene al meridiano día-noche. Extraído de [28].

para que continúe con el movimiento de corrotación. Este tubo se frenará y volverá a cargarse con plasma para repetir el proceso cuando llegue al límite de la corrotación al atardecer del planeta.

En la Figura 2.6, la línea X representa la posición donde ocurre la reconexión y la línea O marca la trayectoria del plasmóide.

Corrientes en la Magnetósfera

La magnetósfera de Saturno contiene una amplia variedad de corrientes. Además de las corrientes que conectan la magnetósfera con la ionósfera para transferir

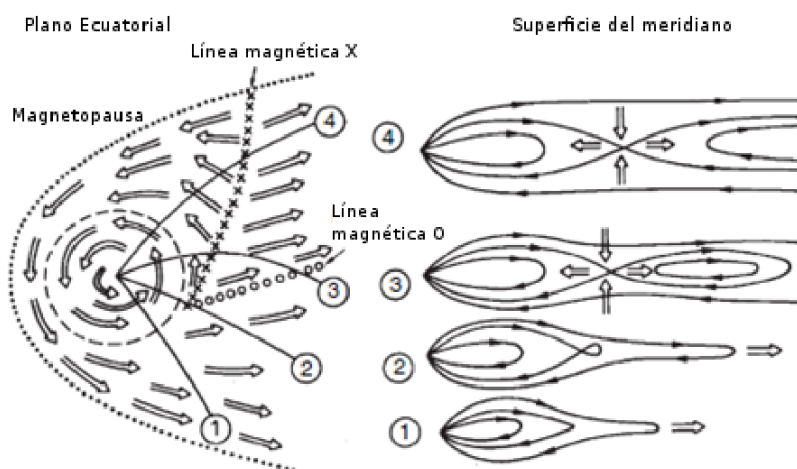


Figura 2.6: Esquema del ciclo de Vasyliunas en el plano ecuatorial (izquierda) y el asociado campo magnético y flujo de plasma en una secuencia de cortes meridianales. Extraído de [63].

momento (corrientes de Birkeland), existen corrientes generadas por el movimiento de deriva de las partículas según la configuración del campo (Ver Capítulo 1).

La Figura 2.7 nos muestra un esquema de las corrientes presentes en cualquier tipo de magnetósfera.

En primer lugar tenemos la corriente de la magnetopausa que son creadas por el cambio en la dirección del campo magnético dentro y fuera de la magnetósfera. Esta corriente comprime la magnetósfera en el sector diurno. La corriente de la magnetopausa continua en la superficie de la magnetósfera hasta la magnetocola donde se conecta con la hoja de corriente neutra que atraviesa esta última, formando un circuito con forma de la letra griega θ . La hoja de corriente neutra en la magnetocola es producto del cambio en la dirección de las líneas de campo pertenecientes los lóbulos que la conforman. Esta corriente diamagnética (al igual que la corriente de la magnetopausa) es una concentración de plasma caliente donde el valor del campo magnético es muy bajo.

Como ya dijimos, para un campo dipolar el gradiente del campo magnético y la curvatura de las líneas se combinan y dan lugar al movimiento de partículas alrededor del planeta,

con direcciones opuestas para los iones y los electrones (ver Figura 1.2). A esta corriente se le suma la corriente de magnetización que resulta del movimiento de giro de las partículas alrededor de las líneas de campo. El resultado es una corriente muy importante llamada *corriente de anillo*, cuyo perfil radial, intensidad y grosor son funciones de las poblaciones de iones y electrones que la componen. En Saturno, la corriente de anillo está concentrada en el plano ecuatorial, ya que ésta es la región con mayor población de plasma.

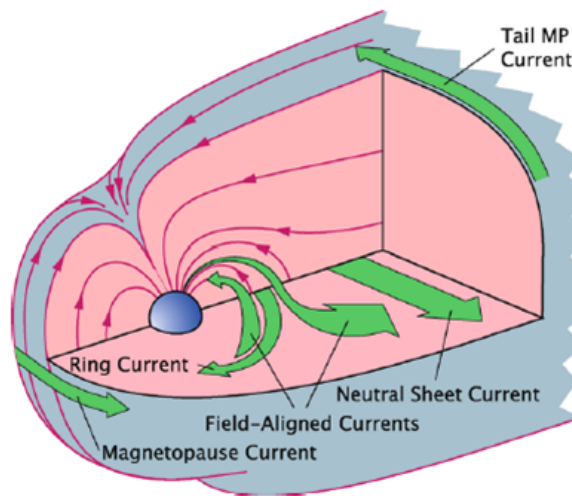


Figura 2.7: Sistema de corrientes magnetosféricas. Extraído de [10].

Configuración magnética-El disco magnético

Los discos magnéticos o magnetodiscos planetarios se forman cuando una corriente de anillo intensa está presente sobre una extensa región en la magnetósfera y las líneas de campo dipolares son muy débiles para contener el plasma que se mueve radialmente, por lo que el sistema de corrientes necesita intensificarse para balancear las fuerzas mecánicas.

Como ya mencionamos en el ciclo de Vasyliunas, cuando la fuerza centrífuga domina a la

de gravedad, el plasma se mueve en la dirección radial y se requieren fuerzas magnéticas para confinarlo. El campo magnético dipolar no es suficiente para soportar la tensión que ejerce este plasma en movimiento y por lo tanto las líneas se doblan estirándose³ (Ver Figura 2.9). Este plasma confinado en movimiento y las líneas de campo deformadas que lo contienen conforman el magnetodisco. La configuración magnética resultante para Saturno se presenta en la Figura 2.8.

Por su parte, el viento solar, introduce una asimetría en este disco, y las componentes radial y norte-sur del mismo, presentan fuertes variaciones espaciales en diferentes sectores de la magnetósfera.

En el trabajo de Arridge [1], donde se relevaron datos obtenidos por la nave Cassini, se sugirió que el disco magnético en Saturno sólo se forma durante intervalos en los que la presión del viento solar es baja, y por lo tanto, cuando la magnetósfera está expandida. La deformación de las líneas en la dirección radial lleva a la formación de dos regiones de

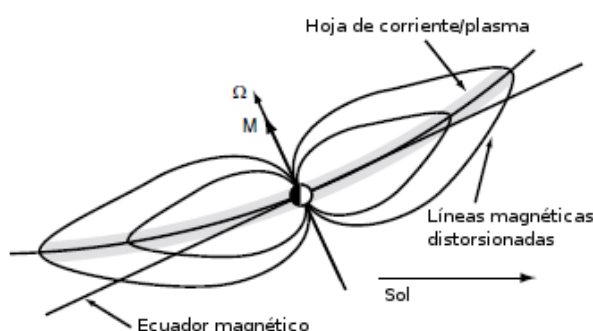


Figura 2.8: Ilustración esquemática de la distorsión de la magnetósfera de Saturno en el plano del meridiano día-noche. Extraído de [1].

campo magnético conformado por líneas en direcciones opuestas, los lóbulos del magnetodisco, llamados así para diferenciarlos de los lóbulos de la magnetocola. Estos lóbulos

³Podemos pensar que las líneas de campo, tangentes a \vec{B} , son análogas a cuerdas tensas, ya que el tensor de Maxwell predice la existencia de tensión a lo largo de \vec{B} y compresión perpendicular a él (ver Capítulo 1).

están separados por la hoja de corriente (la hoja de plasma que contiene a la corriente de anillo) como lo esquematiza la Figura 2.9.

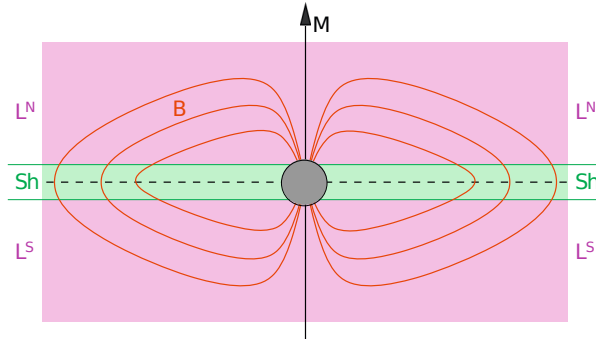


Figura 2.9: Configuración de las líneas de campo en la magnetósfera de Saturno para el caso en que la hoja de corriente coincide con el ecuador magnético del planeta de momento dipolar M . El símbolo L^N denota el lóbulo norte donde el campo magnético apunta en dirección opuesta al planeta, mientras que en el lóbulo sur (L^S), el campo magnético apunta hacia el planeta. En la hoja de corriente (color verde y símbolo Sh), la componente radial del campo magnético revierte su dirección. Extraído [54].

La geometría de las líneas magnéticas también se ve afectada por la desviación del movimiento de corrotación rígida del plasma.

Cuando el plasma se mueve radialmente, su velocidad angular disminuye ya que el acoplamiento entre ionósfera y magnetósfera no puede mantener la corrotación estricta. Al subcorrotar, el plasma en la hoja de plasma, disminuye la velocidad de movimiento arrastrando con él las líneas de campo (congelamiento), creando así una componente del campo magnético en la dirección de corrotación.

Una manera de cuantificar estas deformaciones es introduciendo dos ángulos llamados ángulo de estiramiento (“stretch angle”), Str , y ángulo de barrido (“sweepback angle”),

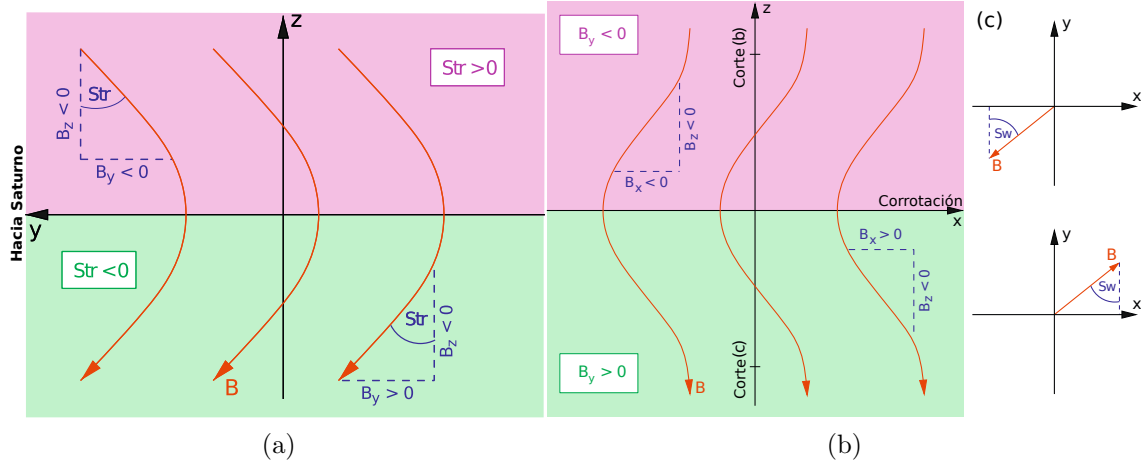


Figura 2.10: a) Angulo Str . Esquema de líneas de campo en el plano (y, z) del sistema de coordenadas TIIS, para una posición orbital arbitraria de Titán. b) Angulo Sw . Esquema de líneas de campo para un corte en el plano (x, z) del sistemas de coordenadas TIIS, con el eje $+x$ alineado con la dirección de corrotación ideal. c) Corte a través de un plano $(z > 0)$ paralelo al plano orbital de Titán (arriba). Corte a través de un plano con $z < 0$ (abajo). Extraído de [54].

Sw , ([6], [35]) los cuales se definen de la siguiente manera:

$$Str = \arctan\left(\frac{B_y}{B_z}\right), \quad (2.2)$$

$$Sw = \arctan\left(\frac{-B_x}{B_y}\right) \quad (2.3)$$

La Figura 2.10 esquematiza la definición de estos ángulos para un sistema de coordenadas centrado en Titán donde el eje $+y$ apunta a Saturno, el eje $+x$ apunta en la dirección de corrotación ideal y el eje $+z$ es perpendicular al plano orbital de la luna y completa la terna según la regla de la mano derecha. Este sistema de coordenadas denominado *TIIS* (Titan Interaction System) fue introducido por Backes en 2005 [3].

El ángulo Str mide la desviación de la componente meridional del campo de la dirección norte-sur (ver Figura 2.10a). Por lo tanto, un ángulo Str nulo identificaría el ecuador

magnético (centro de la hoja de corriente), mientras que un valor positivo (y respectivamente negativo) para este ángulo indica regiones afuera y por encima (por debajo) de la hoja. En la Figura 2.10a podemos observar que por encima del ecuador magnético ($z=0$), la componente B_y es negativa, dando valores negativos al ángulo Str. Mientras que por debajo del ecuador magnético, tanto la componente B_y como el ángulo Str son positivos.

El ángulo Sw por su parte [35], mide el grado al cual la línea de campo es barrida del plano meridional en la dirección paralela (barrido positivo) o antiparalela (barrido negativo) de la rotación planetaria (ver Figura 2.10b). Por la manera en que está definido, el ángulo Sw es independiente de la orientación del dipolo magnético (es decir, si las líneas apuntan de norte a sur o de sur a norte). En la Figura 2.10b podemos ver que por encima del plano orbital de Titán (ver Figura 2.10c (arriba)), B_x y B_y son negativos, dando un valor positivo para el ángulo Sw. Para el segmento de la línea de campo que se ubica por debajo del plano $z=0$ (ver Figura 2.10c (abajo)), las direcciones de ambas componentes se revierten manteniendo el valor negativo del ángulo Sw a lo largo de toda la línea de campo.

2.4. Magnetósferas Inducidas

Un cuerpo no magnetizado con atmósfera también se presenta como un obstáculo al viento solar. En este caso, al no haber campo magnético intrínseco, el viento solar interactúa directamente con la parte superior de la atmósfera del planeta, es decir con la ionósfera.

La ionósfera es una región altamente conductora por lo que la presencia del CMI dentro del viento solar genera en ella corrientes dentro de una región denominada *Ionopausa*. Estas corrientes inducen un campo magnético que tiende a anular el CMI impidiendo que éste penetre en la ionósfera y eventualmente en el cuerpo generando una magnetósfera inducida, la cual se esquematiza en la Figura 2.11.

El campo inducido se mantendrá si el CMI es variable con el tiempo, de lo contrario se difundirá a través del cuerpo en una escala temporal que depende de la conductividad ionosférica. Al igual que en el caso de un cuerpo magnetizado, la naturaleza supersónica

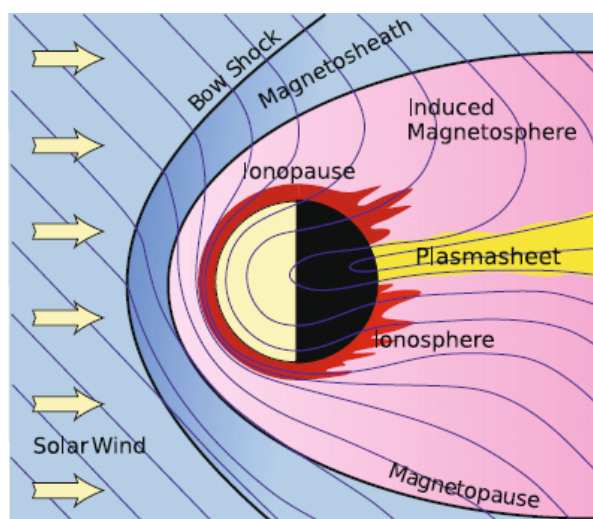


Figura 2.11: Esquema de magnetósfera inducida.

del viento solar produce una onda de choque que se posiciona por delante de la ionopausa. La región entre ambos es nuevamente la *Magnetofunda*. En su interior, la presión dinámica y térmica del viento solar ($\rho v^2/2 + nkT$) se transforma en presión magnética $B^2/2\mu_0$. Esta transformación ocurre en una región donde las observaciones indican un aumento repentino de la magnitud del campo magnético incidente. Esta región es conocida como *Barrera Magnética* y es el obstáculo efectivo al viento solar.

Finalmente, la presión magnética es la encargada de balancearse con la presión térmica de la ionósfera. La posición de cualquiera de estos límites va a depender de la actividad solar.

Por detrás del cuerpo, las líneas de campo llevadas por el viento solar se cierran formando una magnetocola.

3 Titán

Titán, el satélite más grande de Saturno, y después de Ganímede (satélite de Júpiter), el segundo satélite más grande en el Sistema Solar, fué descubierto en 1655 por el astrónomo holandés Christiaan Huygens. Es el único satélite que se sabe posee una atmósfera importante, la cual fue observada por primera vez en 1908 por Comas Solas [13]. Aunque se encuentra casi 10 veces más lejos del Sol que la Tierra, su densa y fría atmósfera (94 K) se asemeja a la que pudo haber tenido nuestro planeta en sus comienzos (antes de que el Oxígeno se volviera abundante). Además, las reacciones químicas entre sus constituyentes (principalmente Nitrógeno, Hidrógeno y Carbón) la vuelven un zoológico de compuestos químicos.

La mayor parte del conocimiento que tenemos acerca de Titán hasta hoy proviene de los datos obtenidos por las sondas que volaron en su cercanía, principalmente la nave Voyager 1 que en 1980, fue la primera en tomar mediciones del plasma alrededor de este satélite. En este capítulo nos introduciremos a los fenómenos que se producen debido a la interacción de la atmósfera de Titán con el plasma magnetosférico de Saturno. Esta interacción se espera que sea similar a la de un cuerpo no magnetizado con un flujo de plasma subsónico [39].

3.1. Titán

Orbitando a una distancia de $\sim 20R_S$ ($R_S = 60,268$ km), Titán usualmente permanece dentro de la magnetósfera externa de Saturno y por lo tanto, interactúa con el plasma que a esa distancia se encuentra subcorrotando. Debido a que la velocidad de subcorro-

Parámetro	Valor
Radio	2.575 km
Semieje mayor	1.221.870 km
Inclinación	0,34854°
Excentricidad	0,028880
Período orbital	15,94542 días
Período de rotación	Rotación sincrónica
Composición atmosférica	Nitrógeno (%95), Metano (%5)
Temperatura atmosférica	93,7 K

Cuadro 3.1: Características de Titán.

tación es mayor que la velocidad de traslación de Titán, el plasma alcanza al satélite a una velocidad relativa de 120 km/s desde la parte posterior.

En el Cuadro 3.1 se presentan las características de este satélite. En algunas ocasiones, cuando la presión dinámica del viento solar aumenta y comprime la magnetósfera, Titán puede encontrarse, durante una porción de su órbita cercana al mediodía del planeta, dentro de la magnetofunda [5] o incluso por fuera de esta última interactuando directamente con el viento solar. Según sean las condiciones del plasma incidente, el punto de estancamiento en Saturno (punto donde se detiene el flujo incidente) puede moverse entre los $29R_S$ y los $17R_S$ ([50], [1]).

Aún dentro de la magnetósfera, el plasma que incide en Titán varía según la ubicación del satélite en su órbita (ver Figura 3.1).

Resumiendo, Titán puede encontrarse en 4 situaciones diferentes donde el plasma incidente puede pertenecer al viento solar, a la magnetofunda, a la magnetósfera externa o a la magnetocola [66]. La imponente atmósfera de Titán está dominada por Nitrógeno molecular (N_2), aunque existe una abundancia considerable de Metano (CH_4). Muchas otras especies también están presentes en menor proporción incluyendo Etano (C_2H_6), Propano (C_3H_8), Acetileno (C_2H_2) y Ácido cianhídrico (HCN).

En la atmósfera superior (por debajo de los 1700 km), donde la ionósfera se forma, el

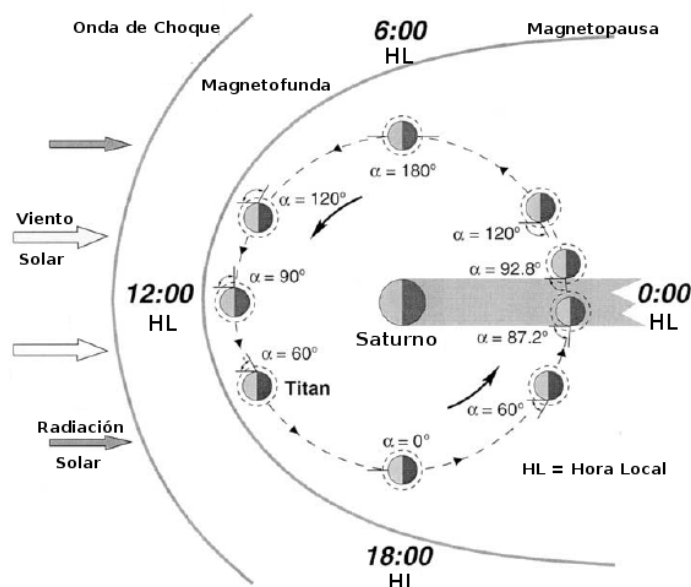


Figura 3.1: Esquema de la ubicación de Titán en su órbita a diferentes Hora Local de Saturno (HLS).

Nitrógeno molecular es el neutro más abundante. Por encima de los 1700 km (región de la exósfera), el Metano se vuelve dominante como así también el H_2 y especies atómicas como el N y el H .

3.2. Observaciones de la nave Voyager 1

Las primeras mediciones del plasma alrededor de Titán vinieron de la mano de la nave Voyager 1, este encuentro ocurrió en 12 de Noviembre de 1980 con un máximo acercamiento que alcanzó los 4394 km de altitud a las 13:30 HLS.

La trayectoria se muestra en la Figura 3.2, en donde también se muestran la estela en el caso de corrotación ideal (estela magnética) y la estela en el caso de interacción con el viento solar (estela viento solar). El eje x apunta a Saturno.

Las propiedades del plasma incidente se muestran en el Cuadro 3.2. Según estas mediciones, el plasma tiene una velocidad media relativa a Titán de 120 km/s y se compone

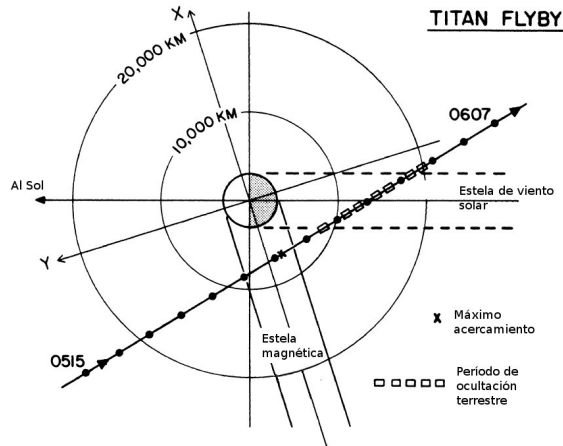


Figura 3.2: Trayectoria de la nave Voyager 1 proyectada sobre el plano ecuatorial de Saturno en el sistema de coordenadas usado por Neubauer [41]. El eje x apunta a la dirección de corrotación, el eje y a la dirección opuesta a Saturno y el eje z perpendicular al plano orbital (Extraído de [39]).

de H^+ y N^+ con densidades numéricas de 0.1 y 0.2 cm^{-3} y con temperaturas relativas de 210 y 2900 eV respectivamente. Con estas características, el flujo de plasma resulta subsónico ($M_S = 0,57$)¹ y superalfvénico ($M_A = 1,9$)², lo que hace a esta interacción única entre el resto de los escenarios estudiados en nuestro Sistema Solar.

Voyager no encontró signos acerca de la presencia de un campo magnético intrínseco, por lo que se asumió que Titán no posee campo magnético. Luego, el plasma incidente interactúa directamente con su atmósfera e ionósfera creando una magnetósfera inducida.

Lejos de Titán, el campo magnético de Saturno apunta, aproximadamente, en la dirección perpendicular al plano orbital del satélite y tiene una magnitud de 5 nT. La Figura 3.3 muestra la proyección los vectores de campo medidos sobre la trayectoria de la nave en dos planos. La presencia de la magnetocola está identificada con la desviación signi-

¹ M_S es el número de Mach sónico definido como el cociente entre la velocidad del flujo, v , y la velocidad del sonido en ese medio: $M_S = \frac{v}{c_s}$

² M_A es el número de Mach de Alfvén definido como el cociente entre la velocidad del flujo, v , y la velocidad de Alfvén en ese medio: $M_A = \frac{v}{v_A}$

Parámetro	Valor
Campo Magnético	5 nT
Velocidad del Flujo	80-150 km/s
Densidad numérica de protones	0.1 cm^{-3}
Densidad numérica de N_+	0.2 cm^{-3}
Densidad numérica de electrones	0.3 cm^{-3}
Temperatura electrones	200 eV
Temperatura protones	210 eV
Temperatura N_+	2.9 keV
Densidad	2.9 amu/cm^3
Presión Térmica	$1.1 \times 10^{-10} \text{ Pa}$
β	11.1
Velocidad de Alfvén	64 km/s
Velocidad del Sonido	210 km/s
Velocidad magnetosónica	220 km/s
M_A	1.9
M_S	0.57

Cuadro 3.2: Propiedades del plasma incidente-Mediciones de Voyager 1.

ficativa de la dirección $-z$ de los vectores de campo. El tamaño es similar al diámetro de Titán y está compuesta por dos lóbulos de polaridades opuestas y de con diferentes intensidades de campo. Los vectores de campo en el lóbulo norte apuntan hacia Titán, mientras que los del lóbulo sur lo hacen en la dirección opuesta. Estos lóbulos están separados por una hoja de corriente que apunta en la dirección contraria a Saturno cerca del plano orbital del satélite. El límite entre los lóbulos y el plasma incidente se detectó por un aumento en la densidad total del plasma comparado con la densidad dentro de los lóbulos y la densidad en regiones no perturbadas de la magnetósfera.

Un rasgo importante de los datos recogidos por Voyager es la asimetría encontrada entre los lóbulos que componen la magnetocola. En el lóbulo que enfrenta a Saturno, el campo magnético es más intenso y una fina hoja de corriente lo separa del plasma externo. Por el contrario, en el lóbulo que se encuentra opuesto al planeta, la intensidad

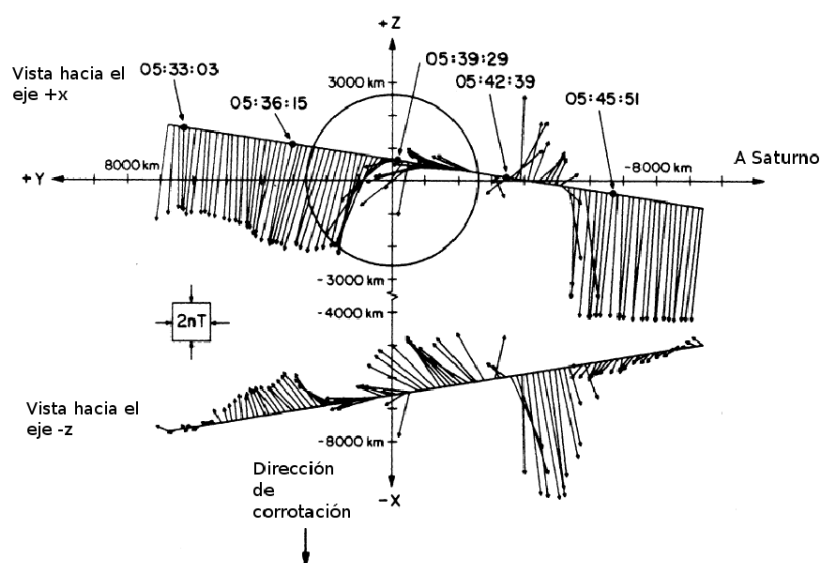


Figura 3.3: Proyección de los vectores de campo magnético en los planos (y, z) y (x, z) a lo largo de la trayectoria de la nave Voyager (Extraído de [39]).

del campo es menor y la transición entre el plasma en su interior y el plasma externo es mucho mas suave. Finalmente, el análisis de los iones observados resulta consistente con la geometría esperada para el flujo de plasma alrededor de Titán. Mientras que el H^+ parece ser dominante afuera de la estela magnética de Titán, una reducción de la velocidad del flujo fue observada cerca del borde de la magnetocola, consistente con la carga de masa en el flujo debido a la suma de iones pesados como N^+_2 , H_2CN^+ y N^+ extraídos de la ionósfera.

3.3. Sonda Cassini

La misión Cassini-Huygens es un proyecto llevado a cabo en conjunto por 3 agencias: la “National Aeronautics and Space Administration” (NASA), la “European Space Agency” (ESA) y la “Agenzia Spaziale Italiana” (ASI). Toda la misión está manejada por

el “Jet Propulsion Laboratory” (JPL) en Pasadena, California.

Hasta ahora, es una de las misiones más ambiciosas lanzadas al espacio y cuenta con un conjunto de poderosos instrumentos y cámaras capaces de tomar mediciones muy precisas e imágenes muy detalladas en una variedad de condiciones atmosféricas y longitudes de onda.

Completó su primer período en el año 2008 y a partir de allí ha llevado a cabo 2 períodos de extensión la misión Equinoccio (2008-2010) y la misión Solsticio que se extenderá hasta el 2017.

En el año 2004 llegó a Saturno y desde entonces se encuentra orbitando el sistema, realizando “flybys”, o pasajes cercanos, periódicos alrededor de las lunas del planeta. El 14 de Enero de 2005 la sonda Huygens penetró la densa atmósfera de Titán y descendiendo con un paracaídas hasta su superficie y obteniendo datos de la composición química de la atmósfera y sus nubes.

Magnetómetros

Los datos usados en este trabajo fueron obtenidos por el instrumento a bordo de la nave Cassini dedicado a medir campos magnéticos llamado “Cassini Dual-Technique Magnetometer” (MAG). El MAG consiste en un magnetómetro de Helio (Vector/Scalar Helium Magnetometer sensor (V/SHM)), un magnetómetro de compuerta de flujo (o Fluxgate Magnetometer sensor (FGM)), una unidad de procesamiento de datos, tres fuentes de energía, además de software y electrónica asociados con los sensores.

El FGM es utilizado para medir vectores de campo y puede operar en uno de los 4 rangos de escala magnética: ± 40 nT, ± 400 nT, ± 10.000 nT y ± 40.000 nT. El magnetómetro de Helio es utilizado para medir simultáneamente vectores y escalares del campo magnético y puede operar en diferentes rangos: ± 32 nT, ± 256 nT, $\pm 31,2$ pT. Una mayor información acerca del funcionamiento del MAG puede encontrarse en el trabajo de Dougherty et al. (2004) [22].

3.4. Panorama global de la interacción entre Titán y el plasma magnetosférico de Saturno

La interacción de Titán con el plasma que lo rodea es altamente variable y compleja y está íntimamente ligada al estado de la ionósfera y del plasma en la vecindad. El estado de la ionósfera depende de la variación del flujo de fotones EUV solares y de e^- magnetosféricos que inciden en la parte superior de la atmósfera. El estado del plasma en las inmediaciones varía según la HLS y las condiciones del viento solar, [66]. Las numerosas observaciones llevadas a cabo por la nave Cassini han permitido que varios modelos numéricos sean testados y de esta manera nos proporcionen un mayor entendimiento sobre los fenómenos físicos producidos en la interacción del plasma con Titán.

Antes de la llegada de Cassini a Titán, la visión general de la interacción es la que

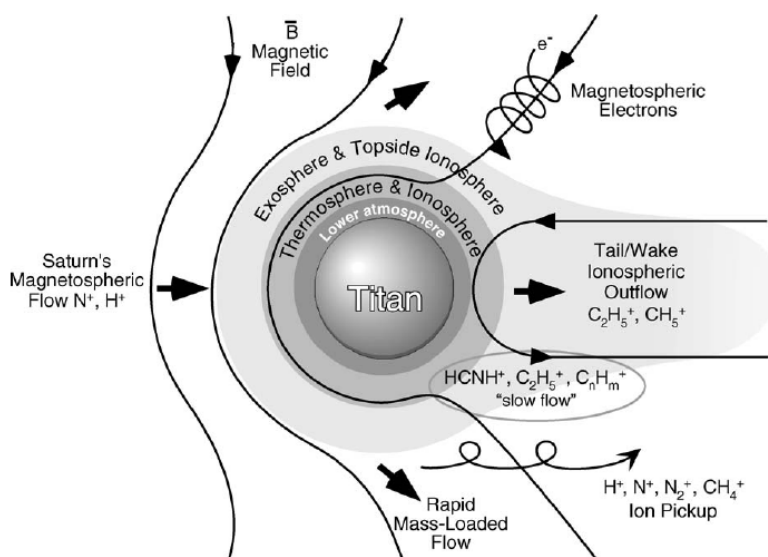


Figura 3.4: Panorama global de la interacción de Titán con el plasma en sus alrededores.

se presenta en la Figura 3.4. La presencia de una magnetósfera inducida es un rasgo indiscutible, y se acepta que la gran producción de iones controla parte de la geometría magnética en las inmediaciones del satélite. Su atmósfera está dividida en regiones, al-

gunas de las cuales están magnetizadas.

A continuación describiremos ciertos rasgos que caracterizan a Titán producto de su interacción con el plasma que lo rodea.

Ionósfera

La ionósfera de este satélite es creada por dos procesos principales, la fotoionización y el impacto de fotones y e^- magnetosféricos. En el sector diurno de Titán, la fotoionización es por lejos el proceso más importante de producción de iones seguido por la ionización por fotoelectrones. La producción de iones por el impacto de e^- magnetosféricos es sólo una pequeña fracción de la producción total. Como la producción de iones en este sector está gobernada por la radiación solar es de esperar que en el sector nocturno de Titán estos procesos estén ausentes y la producción de iones sea gobernada por los e^- magnetosféricos.

Según algunos modelos, la tasa de ionización por radiación solar es de $\sim 20\text{cm}^3/\text{s}$ en el sector diurno y por impacto de e^- magnetosféricos de $\sim 1\text{cm}^3/\text{s}$ en el sector nocturno ([3],[32]).

Las especies dominantes de iones producidas incluyen N^+_{2} , N^+ , CH^+_{4} y CH^+_{3} . En la región ionosférica principal (altitudes menores a 1700 km), donde la densidad de partículas neutras es tal que tiene lugar la química, los iones N^+_{2} , CH^+_{4} y CH^+_{3} producidos originalmente son rápidamente convertidos a una variedad de otras especies de iones como $C_2H^+_{5}$, CH^+_{5} y $H\text{CN}^+$.

A altitudes mayores que 1700 km, donde la densidad de neutros es baja, los procesos dinámicos asociados con el flujo de plasma incidente se vuelven más importantes que los procesos químicos para controlar la distribución ionosférica de plasma.

La ionósfera de Titán puede dividirse en regiones según sus características y el plasma que las conforma. Estas regiones pueden determinarse según el tipo de presión que las gobierne. Las presiones, a su vez, pueden obtenerse de acuerdo a la medida de ciertos

parámetros, como lo son: el número de Mach sónico, el número de Mach de Alfvén y el valor del parámetro β del plasma¹. El primero es una medida de la relación entre la velocidad del flujo y la velocidad del sonido, en otras palabras, nos da la relación entre la presión dinámica y la presión térmica, el segundo nos da la relación entre la presión dinámica y la presión magnética, y el tercero es una medida de la relación entre la presión térmica y magnética. Luego, el plasma puede caracterizarse por tres presiones:

- Presión dinámica:

$$P_{din} = \rho \vec{v}^2, \quad (3.1)$$

- Presión térmica:

$$P_g = nkT, \quad (3.2)$$

- Presión magnética:

$$P_B = \frac{B^2}{2\mu_0}, \quad (3.3)$$

donde \vec{v} , ρ , T y B son la velocidad, la densidad, la temperatura y el campo magnético del plasma, k es la constante de Boltzman.

A lo largo de la dirección de incidencia del plasma estas regiones son (ver Figura 3.5):

1. La región gobernada por el plasma magnetosférico incidente (caracterizada por un $\beta \gg 1$).
2. La región donde el flujo de plasma es desviado alrededor de Titán denominada *barrera magnética* o ionósfera superior (caracterizada por un $\beta \ll 1$).
3. La región gobernada por el plasma de origen atmosférico denominada ionósfera inferior (controlada por las colisiones con las partículas neutras que constituyen la atmósfera).

¹El parámetro β del plasma se define como el cociente entre la presión térmica p y la presión magnética $p_B = \frac{B^2}{2\mu_0}$. Luego $\beta = \frac{2c_s^2}{\gamma v_A^2}$, donde γ es el cociente de los calores específicos.

3.4 Panorama global de la interacción entre Titán y el plasma magnetosférico de Saturno

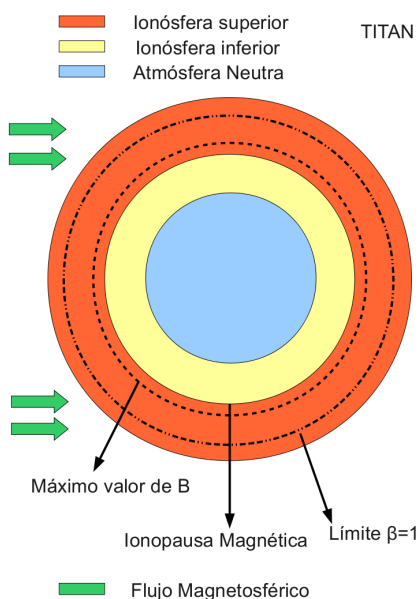


Figura 3.5: Esquema de las regiones formadas en la interacción de Titán con el plasma magnetosférico de Saturno (no a escala).

El límite entre cada región viene dado por el balance de las presiones en ellas. El primer límite es el lugar donde la presión térmica del plasma incidente se convierte en presión magnética, es decir, donde $\beta = 1$.

El segundo límite se denomina *ionopausa magnética* o IM. La ionopausa magnética se encuentra en el lugar donde la presión de la ionósfera inferior (no magnetizada) debe balancear la presión de la ionosfera superior magnetizada. Esto ocurre con la ayuda del gas neutro.

En los lugares donde la densidad ionosférica es alta (por ej. el sector diurno), el gas neutro de la atmósfera aporta poco y la IM se forma a altitudes mayores. Por el contrario, cuando la densidad ionosférica es baja, el gas neutro juega un papel más importante, y la IM se forma a altitudes menores.

Es importante mencionar que la intensidad del campo magnético sufre un aumento

repentino justo antes de la IM y luego decrece hasta volverse prácticamente nulo dentro de la ionósfera inferior.

De acuerdo con observaciones, la ionopausa magnética puede encontrarse cerca de los 2000 km de altitud, mientras que el límite inferior de la ionósfera puede encontrarse alrededor de los 800 km de altitud ([65], [17]).

Corrientes

Cuando un flujo de plasma se encuentra en su camino con un cuerpo, se generan ondas MHD. Estas ondas serán las encargadas de transportar todas las perturbaciones provocadas al plasma debido a la presencia del obstáculo.

Al estudiar la interacción entre el plasma subsónico, sub-alfvénico de la magnetósfera de Júpiter y sus satélites, principalmente Io, se descubrió la formación de ciertas estructuras que ya habían sido estudiadas por Drell [25] en su trabajo sobre satélites artificiales orbitando la Tierra a bajas latitudes. Estas estructuras, denominadas *tubos de Alfvén* o *alas de Alfvén*, no son nada más ni nada menos que ondas de Alfvén que se propagan desde la región de interacción transportando las corrientes allí generadas.

Visto desde un referencial solidario al satélite, estas ondas se mueven a lo largo de direcciones llamadas características de Alfvén dadas por $\vec{v}^{\pm} = \vec{v}_c \pm \vec{v}_A$, donde v_c es la velocidad del plasma y v_A es la velocidad de Alfvén. Respecto a la dirección del campo magnético no perturbado (B_0) el eje de las alas forma un ángulo $\theta_A = \tan^{-1}(\frac{v_c}{v_A})$ y el campo magnético dentro de ellas un ángulo θ_B (ver Figura 3.6).

En 1980, Neubauer [40] produjo una solución no lineal para ondas estacionarias de Alfvén inmersas en un flujo de plasma y mostró que las corrientes que corresponden a las alas de Alfvén pueden dividirse en dos: corrientes paralelas al eje del tubo, $\vec{j}_{||}$, que son las corrientes de Alfvén y corrientes perpendiculares al eje, \vec{j}_{\perp} .

La Figura 3.7 esquematiza lo propuesto por Neubauer. En el flanco del tubo que enfrenta a Júpiter, la corriente neta fluye hacia Io. En la vanguardia del satélite, una corriente ionosférica (corriente de Pedersen) conecta esta corriente, con la corriente en el flanco

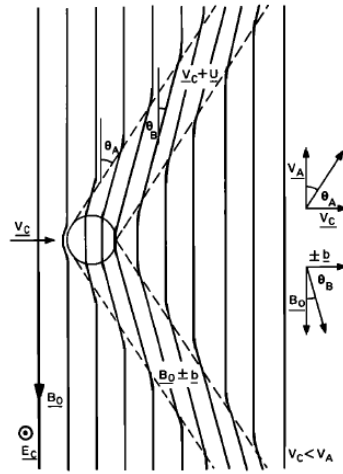


Figura 3.6: Alas de Alfvén producidas por Io. b y u son las perturbaciones en el campo y la velocidad originales [67].

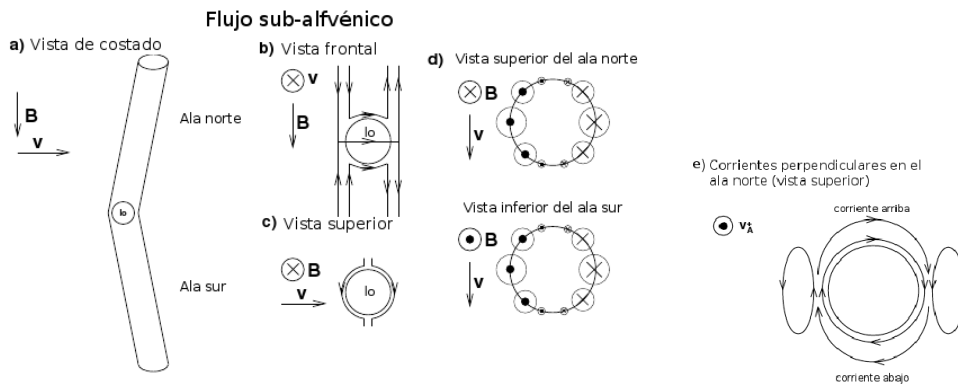


Figura 3.7: Vista esquemática de las corrientes de Alfvén perpendiculares (\vec{j}_{\perp}) y paralelas (\vec{j}_{\parallel}) en Io.

opuesto que fluje alejándose de Io (ver Figura 3.7 b, c, d). En la teoría propuesta por Neubauer, este sistema de corrientes se cierra en el infinito, mientras que en la realidad, se cierra en la ionósfera de Júpiter.

Las corrientes de Alfvén fluyen a lo largo de las direcciones características, mientras que

las corrientes perpendiculares básicamente rodean el ala de tal manera que desvían el plasma incidente. La fuerza magnética $\vec{j} \times \vec{B}$ frena al plasma corriente arriba (es decir, antes de que llegue al ala) y lo acelera corriente abajo. En los costados de las alas, parte del circuito de las corrientes perpendiculares se cierra creando 2 circuitos de corrientes en los flancos (ver Figura 3.7 e).

En Titán, la configuración de las alas de Alfvén será distinta a la de Io, debido a la naturaleza subsónica y super-alfvénica del plasma que lo rodea.

La Figura 3.8 muestra como es la geometría del caso. En ella distinguimos entre tres regiones (I, II y III). En Titán, $\theta_A = 60^\circ$, por lo que las alas del Alfvén están más cerradas que en Io.

La región primaria de interacción (I), es una esfera conformada por Titán y su atmósfera.

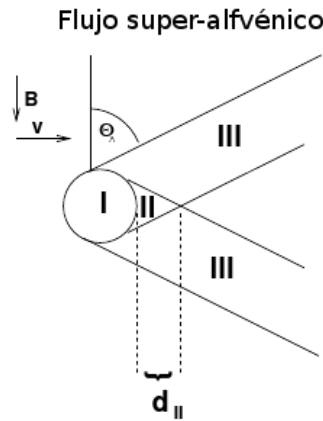


Figura 3.8: Vista esquemática de las alas de Alfvén para un flujo super-alfvénico

El radio de esta esfera está determinado por el requerimiento que afuera de ella las perturbaciones locales causadas por el obstáculo sean ignorables. La región (I) puede pensarse como la región generadora de ondas MHD que se propagan dentro del plasma que la rodea. Dentro de esta región existen básicamente 3 tipos de corrientes: las corrientes diamagnéticas, las corrientes inerciales y las corrientes atmosféricas.

Las corrientes diamagnéticas se forman como consecuencia de la presencia del campo magnético en el plasma incidente y fluyen a mayor altitud que las corrientes atmosféricas

conformando el límite superior de la barrera magnética.

Las corrientes atmosféricas (corrientes de Pedersen) protegen la atmósfera inferior del campo magnético exterior. Fluyen en sentido contrario a las diamagnéticas y conforman el límite inferior de la barrera magnética, es decir, la ionopausa magnética (IM). Como ya dijimos, la conexión entre las corrientes de los tubos de Alfvén se lleva a cabo a través de estas corrientes.

Por último, las corrientes inerciales corresponden a las regiones donde los iones creados son llevados por el flujo de plasma. La fuerza magnética resultante acelera el plasma en estas regiones.

La región (III) corresponde a las alas de Alfvén ya descritas las cuales se intersectan en la tercer región (II). Donde se combinan las corrientes de las alas (paralelas y perpendiculares) más las corrientes inerciales creadas por iones levantados por el plasma en los flancos de Titán y que se extienden hasta esta zona. Las corrientes en la región (II) se concentran hacia la zona ecuatorial y se terminan fusionando con la hoja de plasma en la magnetocola.

Según el modelo de Backes [3], la mayor densidad de corriente ionosférica es de $\sim 90 \text{ nAm}^{-2}$ en el sector diurno, y la corriente de Alfvén total a través de un ala es de $\sim 3 \times 10^4 \text{ A}$ a una distancia de $5 R_T$.

Flujo de plasma y geometría del campo magnético

Las ondas que se propagan en el plasma determinarán la configuración de las líneas de campo si se cumple el teorema de Alfvén. En Titán, y a causa de la velocidad del plasma incidente, las ondas magnetosónicas rápidas se propagan hacia todas las direcciones pero no de manera isotrópica, mientras que las de Alfvén y las ondas magnetosónicas lentas lo hacen siguiendo las direcciones características a lo largo de las alas de Alfvén. Esto se esquematiza en la Figura 3.9.

La energía que transporta el modo magnetosónico rápido decae como $\sim r^{-2}$, donde r es la distancia a la región generadora de las ondas (Titán más atmósfera). Luego, a cierta

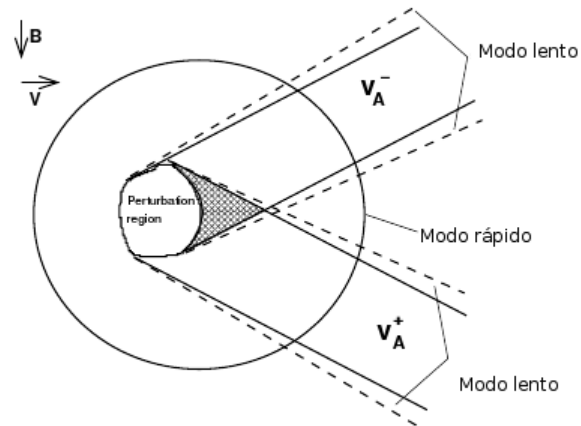


Figura 3.9: Ondas MHD para un flujo subsónico, super-alfvénico.

distancia el modo rápido se desvanece y las únicas manifestaciones de la presencia de Titán en el plasma son las ondas lentas y las de Alfvén. El modo lento también decrece en amplitud a medida que nos alejamos de Titán. Luego, a distancias muy grandes, las únicas sobrevivientes de la interacción son las ondas de Alfvén junto con rasgos pertenecientes al fenómeno de transporte de iones recientemente creados sobre las líneas de flujo que intersectan la región de interacción.

La región generadora de ondas según el trabajo de Backes [3] es de $\sim 2,3R_T$.

Por último, en la parte posterior de Titán (corriente abajo), y fuera de la región II, el plasma que fluye alrededor de las alas de Alfvén es redireccionado por la fuerza magnética en el sentido perpendicular al eje del tubo. Luego, el plasma que se encuentra entre las alas tiene direcciones opuestas a uno y otro lado del plano orbital y terminará uniéndose sobre este provocando un aumento de la intensidad del campo en esa zona.

La configuración esperada de las líneas de campo se esquematiza en la Figura 3.10.

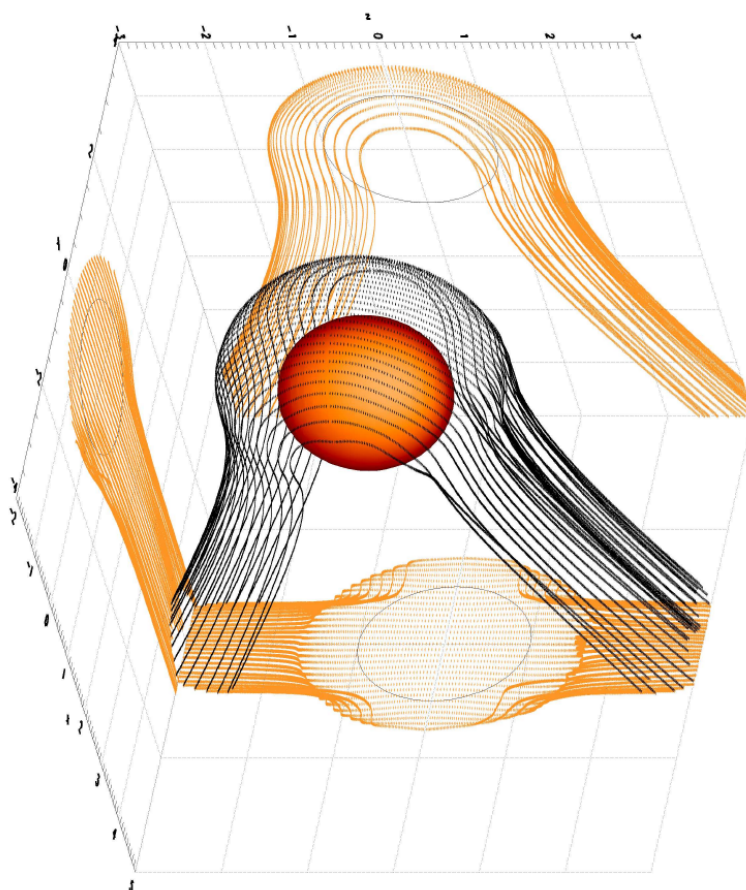


Figura 3.10: Esquema de las líneas de campo alrededor de Titán. Extraído del modelo de Backes [3].

4 Simulación Numérica

En 1984 la nave Voyager 1 proporcionó los primeros datos “in situ” del plasma que rodea a Titán. Estas mediciones dieron lugar a las primeras simulaciones numéricas para estudiar la interacción entre la atmósfera de este satélite y el plasma de la magnetósfera de Saturno.

Modelos magnetohidrodinámicos de uno o más fluidos en una, dos y tres dimensiones han sido propuestos por Ip et al. (1990) [29], Keller et al. (1994) [32], Cravens et al. (1998) [16], Ledvina & Cravens (1998) [42]. Modelos MHD que tienen en cuenta la producción de iones en la atmósfera neutra de Titán han sido desarrollados por Backes (2005) [3], Kabin et al. (2000) [31] los cuales permiten reproducir la compleja química de la ionósfera utilizando grillas que alcanzan resoluciones de 50 km alrededor de Titán. También se han propuestos modelos multi-especies (diferentes tipos de iones) de un sólo fluido: Nagy et al. (2001) [38], Ulusen et al. (2010) [62], Cravens et al. (2010) [17], Ma et al. (2007) [36], (2009) [37], entre otros.

Estos códigos MHD son capaces de reproducir los fenómenos globales ocurridos en la interacción Titán-Magnetósfera de Saturno, pero dejan de ser válidos en las regiones donde el radio de giro (o giroradio) de los iones es comparable con la longitud característica del sistema y donde las colisiones al azar entre partículas están ausentes. Es por esto que se han desarrollado modelos híbridos los cuales tratan a los electrones en el plasma como fluido y a los iones como partículas individuales ([53], [11]).

En la vecindad de Titán, donde campo magnético se apila y el plasma es desacelerado, el giro-radio de los iones disminuye y la aproximación MHD vuelve a ser válida, es por esto que en este trabajo se utilizó un modelo MHD que simula la presencia de la ionósfera

con la condición de esfera conductora. Aunque este modelo deja afuera los procesos de creación y de escape de iones, logra reproducir las características globales más relevantes de la interacción y permite hacer comparaciones con observaciones.

4.1. Descripción del Código

El código numérico utilizado en la simulación es una adaptación realizada por M. Schneiter para el estudio de la interacción del viento solar con Marte [51], del código MHD denominado *Mexcal* desarrollado por Fabio de Colle [18].

Mexcal ha sido utilizado principalmente para estudios de objetos astrofísicos, como son los jets [19], grumos (“clumps” en inglés) en objetos Herbig-Haro [20], remanentes de supernova [59], entre otros.

Este código resuelve las ecuaciones de la MHD en tres dimensiones, las cuales ya han sido presentadas en el Capítulo 1 y que volveremos a escribir aquí por conveniencia en forma de ley de conservación.

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \vec{v} \\ \vec{B} \\ e \end{pmatrix} + \nabla \cdot \begin{pmatrix} \rho \vec{v} \\ \rho \vec{v} \vec{v} + (p + \frac{B^2}{2\mu_0}) \mathbf{I} - \frac{\vec{B} \vec{B}}{\mu_0} \\ \vec{v} \vec{B} - \vec{B} \vec{v} \\ (e + p + \frac{B^2}{2\mu_0}) \vec{v} - \frac{\vec{B}(\vec{v} \cdot \vec{B})}{\mu_0} \end{pmatrix} = \mathbf{0} \quad (4.1)$$

Donde nuevamente \mathbf{I} es la matriz identidad y hemos introducido la presión p o la energía e por unidad de volumen definida como:

$$e = \frac{\gamma}{\gamma - 1} p + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{1}{2} B^2. \quad (4.2)$$

En esta ecuación se supone que no hay pérdidas de energía por radiación, es decir adiabaticidad.

Los cálculos se obtienen para el sistema de coordenadas cartesianas y dentro de un dominio computacional de malla fija, hecho que permite manejar el código con mayor

facilidad.

Las variables conservadas (masa, momento, energía, campo magnético) están definidas en el centro de las celdas, y los flujos de las variables conservadas están definidos en las interfases. Los algoritmos utilizados son de segundo orden espacial y temporal, donde la integración temporal es obtenida utilizando un método de Runge-Kutta y la espacial se resuelve con el método de Lax-Friedrichs “modificado”.

Uno de los problemas más importantes que tienen que afrontar los códigos MHD es asegurar que la divergencia de \vec{B} se mantenga nula durante las simulación. Brackbill & Barnes [9] mostraron que un esquema numérico en el cual no se fuerza la condición $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ lleva a errores si el estado inicial tiene discontinuidades del campo magnético. Consideramos la fuerza de Lorentz:

$$f_L = \nabla \cdot \mathbf{T}, \quad (4.3)$$

donde \mathbf{T} es el tensor de los esfuerzos de Maxwell, definido como $\mathbf{T} = \vec{B}\vec{B} - B^2/2 \mathbf{I}$. La divergencia del primer término del tensor de Maxwell es:

$$\nabla \cdot (\vec{B}\vec{B}) = \vec{B}(\nabla \cdot \vec{B}) + (\vec{B} \cdot \nabla)\vec{B}. \quad (4.4)$$

La presencia de un término $\nabla \cdot \vec{B} \neq 0$ produce una fuerza paralela a las líneas de campo (de manera similar a lo que pasa para el campo eléctrico) y una aceleración magnética a lo largo de estas líneas. Además, se rompe la conservación de la energía, ya que un término $\propto \nabla \cdot \vec{B}$ aparece también en la ecuación de conservación de energía.

Para encontrar una solución a este problema han sido propuestos en la literatura tres clases de métodos (ver [61] para una descripción detallada del problema). En este código se emplean el método de Powell y el método CT modificado para utilizar sólo las variables centradas.

4.2. Adaptación del código original

La adaptación hecha al código Mexcal por M. Schneiter [51] consiste en escribir el campo magnético como la suma de dos términos: un campo magnético intrínseco (\vec{B}_0) más una perturbación (\vec{B}_1), lo cual permite obtener mayor precisión a la hora de resolver el sistema de ecuaciones (4.1); ya que resolvemos la desviación del valor intrínseco del campo magnético en lugar de resolver el campo magnético total. Este mecanismo fue propuesto por primera vez por Tanaka [58].

Al descomponer el campo magnético en

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1, \quad (4.5)$$

donde \vec{B}_0 satisface

$$\frac{\partial \vec{B}_0}{\partial t} = 0 \quad (4.6)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}_0 = 0 \quad (4.7)$$

$$\nabla \times \vec{B}_0 = 0 \quad (4.8)$$

Las ecuaciones MHD a resolver serán

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{t}} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \vec{v} \\ \vec{B}_1 \\ e_1 \end{pmatrix} = \nabla \cdot \begin{pmatrix} \rho \vec{v} \\ \rho \vec{v} \vec{v} + \mathbf{I} (p + B^2/2 + \vec{B}_0 \cdot \vec{B}_1) - \vec{B}_1 \vec{B}_1 - \vec{B}_1 \vec{B}_0 - \vec{B}_0 \vec{B}_1 \\ \vec{v} \vec{B} - \vec{B} \vec{v} \\ (e_1 + p + B^2/2 + \vec{B}_1 \cdot \vec{B}_0) \vec{v} - \vec{B} (\vec{v} \cdot \vec{B}_1) \end{pmatrix} = \vec{S} \quad (4.9)$$

donde el término fuente es

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ (\nabla \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_0 \\ -\frac{\partial \vec{B}_0}{\partial t} \\ -\vec{B}_1 \times \frac{\partial \vec{B}_0}{\partial t} - (\vec{v} \times \vec{B}_0) \cdot (\nabla \times \vec{B}_0) \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

En estas ecuaciones se ha normalizado el \vec{B} para que no aparezca la constante μ_0 . Si \vec{B}_0 es constante y libre de fuerzas (es decir $\nabla \times \vec{B}_0 = 0$), los términos fuentes desaparecen analíticamente, pero no numéricamente.

4.3. Condiciones de frontera

En los límites externos e internos del dominio computacional es necesario imponer condiciones de frontera. Estas condiciones permiten calcular el valor de las variables físicas de interés en los bordes.

Se utilizan condiciones de escape en las fronteras externas $\pm z$, $\pm y$, y $+x$, mientras que se impone el ingreso de flujo por la frontera $-x$. En la frontera interna (región que separa a Titán del plasma magnetosférico de Saturno) la condición impuesta es simplemente $\nabla \cdot \vec{B} = 0$.

Para calcular el flujo en una celda se precisan tener los valores de los flujos en la celda anterior y posterior. Debido a que el valor de los flujos no está definido dentro del planeta (no se calculan allí), es necesario asignarle un valor a las celdas fronterizas dentro del planeta.

El valor asignado debe cumplir la condición $\nabla \cdot \vec{B} = 0$, el cual se determina con la siguiente ecuación:

$$B_{x+1} = B_{x-1} - 2\Delta x \left(\frac{B_{y-1} - B_{y+1}}{2\Delta y} + \frac{B_{z-1} - B_{z+1}}{2\Delta z} \right), \quad (4.11)$$

donde los valores B_{x-1} , B_{y-1} , B_{y+1} , B_{z-1} y B_{z+1} son los valores del campo en el centro de las celdas que rodean la celda que limita con el planeta y que pertenece al medio ambiente.

Este proceso se repite en cada paso del tiempo.

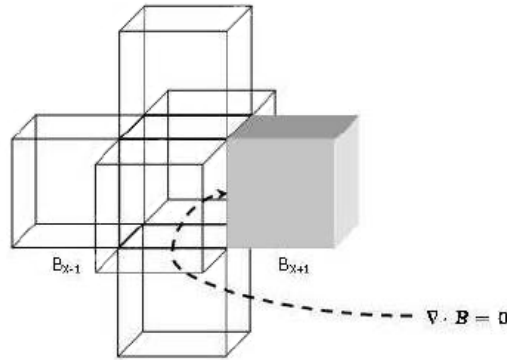


Figura 4.1: Condición de frontera interna para el campo magnético. El campo en la celda inmediatamente adentro del planeta se elige tal que la divergencia del campo magnético se mantenga nula. De esta manera la celda fronteriza del planeta actúa como celda fantasma, permitiendo el cálculo de los flujos en la celda fronteriza del medio ambiente.

4.4. Caracterización de la ionósfera de Titán

Como explicamos en el Capítulo 3, cuando la ionósfera de un cuerpo se sumerge dentro de un plasma magnetizado, se inducen en ella corrientes que tienden a cancelar el campo magnético incidente impidiendo que éste penetre en la atmósfera del cuerpo. Luego, el cuerpo funciona como una esfera conductora y dentro de la simulación se lo puede considerar como tal.

Si consideramos una esfera de radio R en un campo uniforme en dirección \hat{z} , perpendicular a la dirección de propagación del fluido ($+x$):

$$\vec{B}_0 = B\hat{z} \quad (4.12)$$

el campo irrotacional (el efecto de rotación del planeta no se tuvo en cuenta) que satisface la condición de esfera conductora es la suma del campo uniforme con un campo dipolar

$$\vec{B}_{EC} = \vec{B}_{Dipolar} + \vec{B}_{Uniforme} \quad (4.13)$$

donde el subíndice EC significa Esfera Conductora.

Las condiciones de frontera requieren que a grandes distancias ($r \rightarrow \infty$) $\vec{B}_{EC} \rightarrow \vec{B}_{Uniforme}$, mientras que para distancias cortas ($r \rightarrow R_C$) $\vec{B}_{EC} \rightarrow \vec{B}_{Dipolar}$, donde R_T es el radio de Titán, o la distancia a la que se encuentra la ionósfera desde el centro del satélite.

Entonces el campo inicial impuesto en la simulación es:

$$B_{EC} = B_0 + \frac{R^3}{2r^3}B_0 - \frac{R^3(\vec{B}_0 \cdot \vec{r})\vec{r}}{2r^5} \quad (4.14)$$

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

$$B_{0_x} = 3zx B_0 \frac{R_T^3}{2r^5}, \quad (4.15)$$

$$B_{0_y} = 3zy B_0 \frac{R_T^3}{2r^5}, \quad (4.16)$$

$$B_{0_z} = B_0 - 3zx^2 B_0 \frac{R_T^3}{2r^5}, \quad (4.17)$$

donde $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$.

Para asegurar que el campo magnético fuese libre de monopolos desde un comienzo, se escribió la condición inicial como el rotor del potencial vector.

4.5. Condiciones Iniciales

La gruesa atmósfera que posee este satélite juega un papel importante en la interacción con el plasma de Saturno. La ionósfera se extiende hasta aproximadamente 1500 km de altitud.

Es notable entonces que la presencia de estas componentes no pueden dejarse de lado si

se quieren reproducir los fenómenos que ocurren entre los diferentes tipos de plasma.

En su modelo, Backes [3] dividió la ionósfera en 3 regiones, siendo el límite inferior el que efectivamente separa a la atmósfera de Titán del plasma incidente.

En nuestro modelo, el límite inferior de la ionósfera ha sido incluido dentro del radio de la esfera conductora (R_{EC}) encargada de simular el satélite. La altitud adoptada para este límite (725 km) fue tomada de los trabajos de Cravens et al. (1998) [16] y Nagy et al. (2001) [38].

El dominio computacional de la simulación es un cubo dividido uniformemente en 200 celdas a lo largo de cada eje. El ancho de cada celda corresponde a 257,5 km, por lo que la extensión real del dominio equivale a 51.500 km.

Titán se encuentra en el centro de la grilla representado por una región esférica de radio $R_{EC} = 3296$ km, dentro de la cual se asume un valor constante de densidad de $1 \times 10^{-25}(\text{gr}/\text{cm}^3)$.

El sistema de coordenadas adoptado es el TIIS (Titán Interaction System) introducido por Backes [3] (ver Figura 4.2). Este sistema centrado en Titán tiene el eje $+x$ en la dirección de corrotación ideal del plasma, el eje $+y$ apuntando a Saturno y el eje $+z$ completando la terna en la dirección perpendicular al plano orbital del satélite.

Inicialmente el plasma incidente ingresa a la simulación con una velocidad de 120 km/s

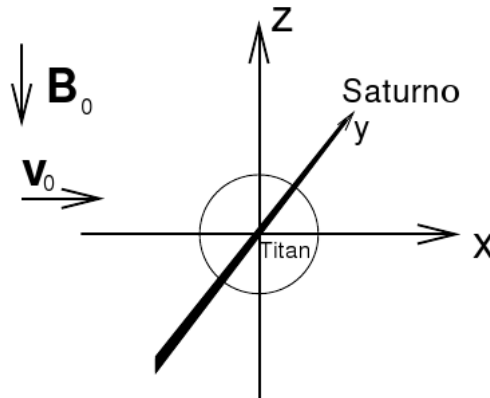


Figura 4.2: Sistema de coordenadas utilizado en la simulación. Extraído de [3].

en la dirección positiva del eje x , el vector campo magnético, \vec{B} , apunta en la dirección negativa del eje z y tiene un valor de 5 nT y se supone que el plasma magnetosférico está compuesto por Nitrógeno e Hidrógeno siendo sus densidades numéricas de 0.2 y 0.1 cm^{-3} respectivamente.

Estos valores iniciales se corresponden con las observaciones obtenidas por la nave Voyager 1 (Neubauer et al., 1984 [41]), y se resumen en el siguiente cuadro:

Parámetros	Valores
Velocidad del flujo	120 km/s
Densidad numérica N^+	0,2 cm^{-3}
Densidad numérica H^+	0,1 cm^{-3}
Densidad numérica e^-	0,3 cm^{-3}
Masa molecular media	9,6 amu
Densidad media	2,9 amu/cm^3
Presión	$1,1 \times 10^{-9} dyn/cm^2$
Módulo del campo magnético	5 nT
γ	5/3

Cuadro 4.1: Parámetros iniciales de la simulación.

4.6. Resultados numéricos

En la Figura 4.3 se presentan mapas de contorno de las variables densidad, presión y campo magnético pertenecientes a la simulación numérica, para cortes en $y = 0$, $z = 0$ y $x = 0$ en los planos (x, z) , (x, y) y (y, z) respectivamente.

El plano (x, z) , es el plano que contiene al vector velocidad del flujo de plasma incidente y al vector campo magnético. En este plano se puede distinguir claramente que los vectores de campo son desviados alrededor de Titán (recordemos que Titán + su atmósfera están representados por una esfera de radio 1,28 R_T en el centro de la malla), siguiendo la geometría que caracteriza a las magnetósferas inducidas.

En el sector frontal de la interacción (es decir, el sector de Titán que enfrenta al plasma), se puede apreciar un aumento de la presión y la densidad, cuyos valores máximos alcanzan los 0,14 nPa y $1 \times 10^{-21} \text{ gr/cm}^3$ respectivamente. Esto es el resultado directo de la interacción entre el flujo incidente y el obstáculo. Como además, en este modelo, el campo magnético está congelado al plasma, un aumento de densidad provoca un aumento de la intensidad de \vec{B} , fenómeno que puede observarse en el gráfico correspondiente al módulo del campo, donde el valor máximo del mismo, que ocurre en la región frontal, alcanza los 7,6 nT, un 42 % más que su valor inicial. Este aumento de \vec{B} sugiere la presencia de la barrera magnética, resultado del apilamiento de las líneas de campo.

En la parte posterior a la región de incidencia, los vectores de campo se desvían de la dirección inicial ($-z$) indicando las regiones correspondientes a los lóbulos que conforman la magnetocola de Titán. Dentro de cada lóbulo, observamos una disminución de presión en contraste con el leve incremento del módulo de \vec{B} que llega a los 5,5 nT. La densidad, por otro lado, sólo varía dentro de una región cercana a $z = 0$, alcanzando allí valores que rondan los $5 \times 10^{-23} \text{ gr/cm}^3$, esto da cuenta de la existencia de la hoja de corriente que separa ambos lóbulos. En ella, los fenómenos difusivos son los encargados de producir una disminución del campo que en este caso alcanza los $\sim 4,2$ nT. La presión no presenta cambios notables dentro de esta zona.

En el centro de la Figura 4.3, los gráficos nos muestran el comportamiento de la densidad, la presión y el módulo de campo magnético sobre el plano (x, y) (plano perpendicular a la dirección del campo inicial, y que contiene el vector velocidad del flujo inicial). En este corte, tenemos evidencia de que en la hoja de corriente (ahora vista en planta) los vectores del campo magnético que conforman los lóbulos tienen una pequeña componente en las direcciones $\pm x$ y que las regiones de mayor intensidad de campo se extienden hasta prácticamente rodear al obstáculo.

Por último, notamos que en el plano (y, z) las perturbaciones sufridas por el campo magnético, la densidad y la presión están más concentradas alrededor de Titán y no muy lejos del satélite estos parámetros reflejan los valores impuestos inicialmente.

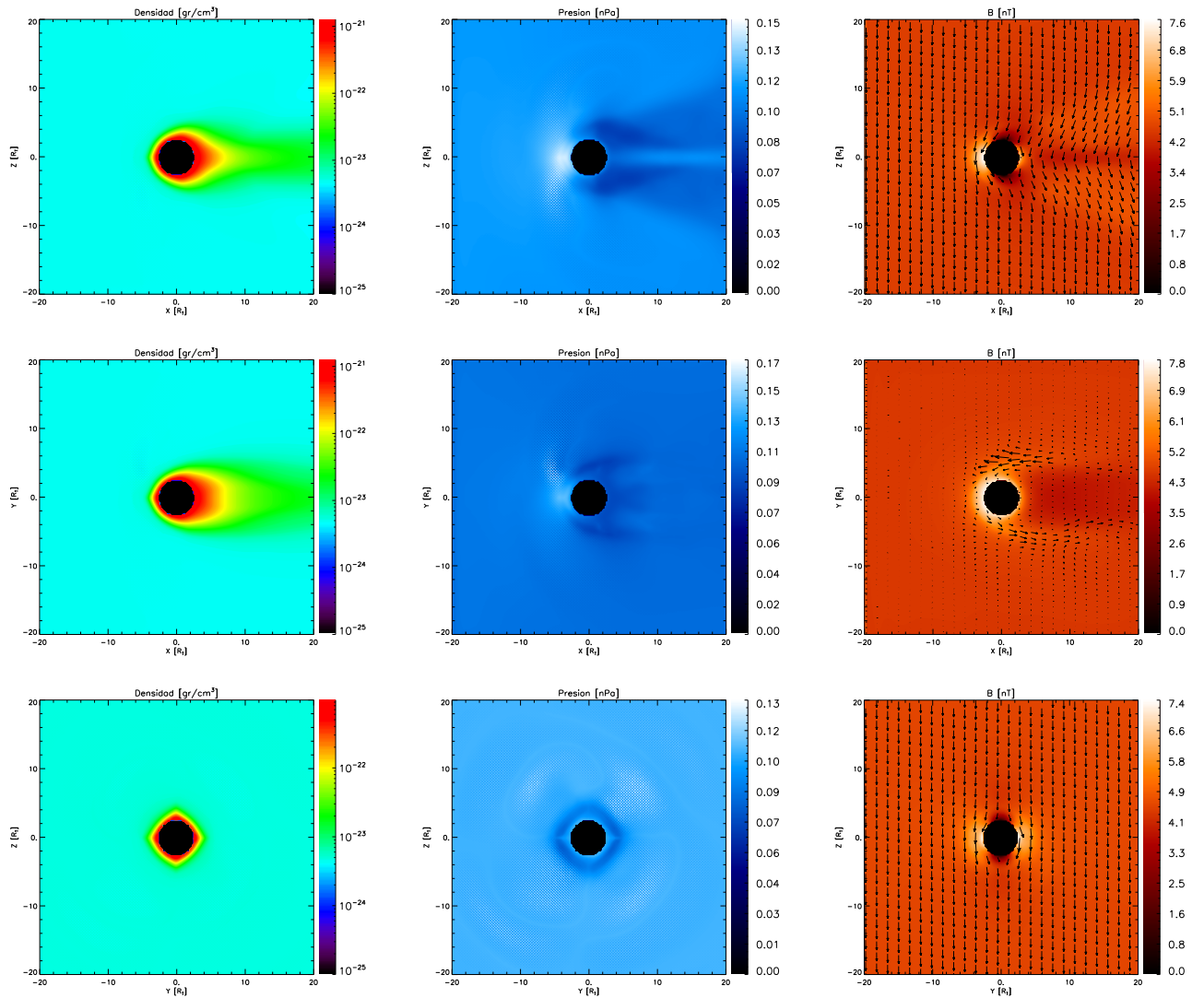


Figura 4.3: Mapas de contorno de los valores de densidad, presión y módulo de campo magnético obtenidos en la simulación en los 3 planos principales (x,z) , (x,y) y (y,z) . En el gráfico del campo magnético también se muestran los vectores de campo.

4.7. Comparación con otro modelo numérico

En esta sección compararemos los resultados de nuestro modelo con los resultados obtenidos por Heiko Backes [3] en su trabajo del año 2005. Donde presentó un modelo numérico que utiliza el código ZEUS para resolver las ecuaciones de la MHD ideal. Estas ecuaciones son modificadas para contemplar la presencia de la atmósfera de Titán y la producción de iones por fotoionización e ionización por impacto de fotoelectrones y e^- magnetosféricos. El sistema de coordenadas utilizado en este modelo al igual que en el nuestro es el TIIS presentado en la Figura 4.2.

Los parámetros utilizados por Backes se presentan a continuación junto con los utilizados en nuestra simulación: En la Figura 4.4 se muestran los mapas de contorno del módulo

Parámetros iniciales	Nuestro modelo	Modelo de Backes
Velocidad del flujo	120 <i>km/s</i>	120 <i>km/s</i>
Densidad media	2.9 <i>amu/cm³</i>	2.9 <i>amu/cm³</i>
Presión	1,1 × 10 ⁻⁹ <i>dyn/cm²</i>	1,1 × 10 ⁻⁹ <i>dyn/cm²</i>
Módulo del campo magnético	5 <i>nT</i> (en - <i>z</i>)	5 <i>nT</i> (en - <i>z</i>)
γ	5/3	5/3

Cuadro 4.2: Comparación de los parámetros iniciales correspondientes a nuestro modelo y el modelo de Backes [3].

de campo magnético de acuerdo a lo obtenido por ambos modelos conjuntamente con los vectores asociados.

Los gráficos muestran que nuestro modelo reproduce los rasgos más generales de la interacción, como por ejemplo, la deformación de las líneas de campo alrededor de Titán, y el aumento de la intensidad del campo en la región frontal.

En el plano (x, z) una leve disminución de la magnitud de \vec{B} , producto de la presencia de la hoja de corriente en la magnetocola es perceptible y en mayor medida en el plano (x, y), donde además, dentro de esta región los vectores de campo magnético tienen una pequeña componente en las direcciones $\pm x$.

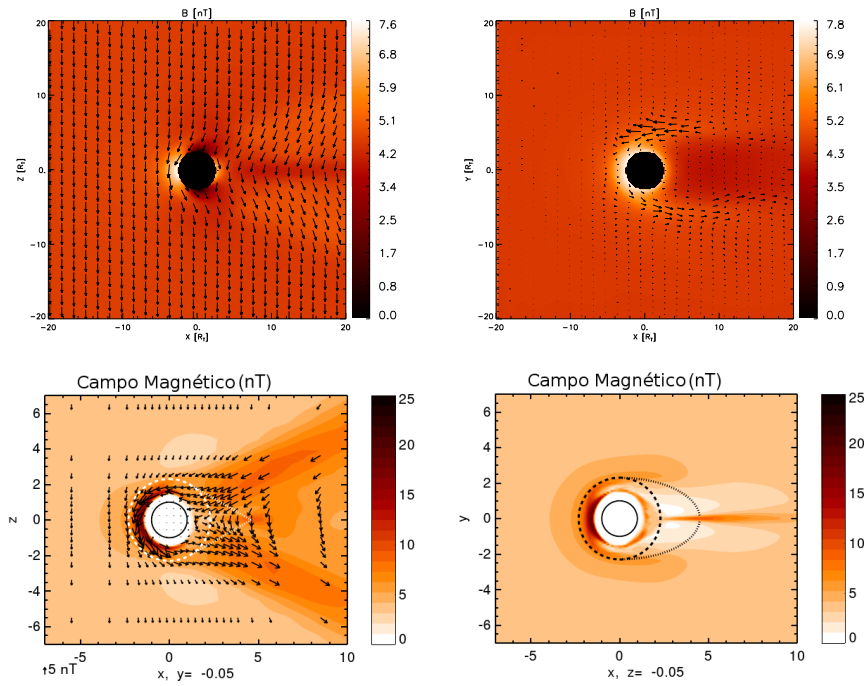


Figura 4.4: Mapas de contorno del módulo del campo magnético obtenidos por nuestro modelo (arriba) y por el modelo de Backes (abajo), en los planos (x, z) y (x, y) . También se muestran los vectores de campo en ambos casos.

En el modelo de Backes [3] estos rasgos están más marcados. Las regiones de mayor intensidad del campo se encuentran en 3 zonas bien diferenciadas, la primera es la región frontal (sector de incidencia del plasma), que a diferencia de nuestro modelo, se extiende a mayores latitudes llegando hasta los polos. Las restantes regiones se ubican en la magnetocola dentro de lo que serían los tubos o alas de Alfvén, en los cuales los vectores de campo apuntan paralelamente a sus ejes.

En el plano (x, y) , este modelo predice una región donde la magnitud del campo aumenta como consecuencia de la interacción del plasma incidente con los tubos de Alfvén.

Los vectores y el módulo de la velocidad (Figura 4.5) en nuestro modelo al igual que el de Backes [3] indican que efectivamente el flujo es desviado alrededor de Titán, dis-

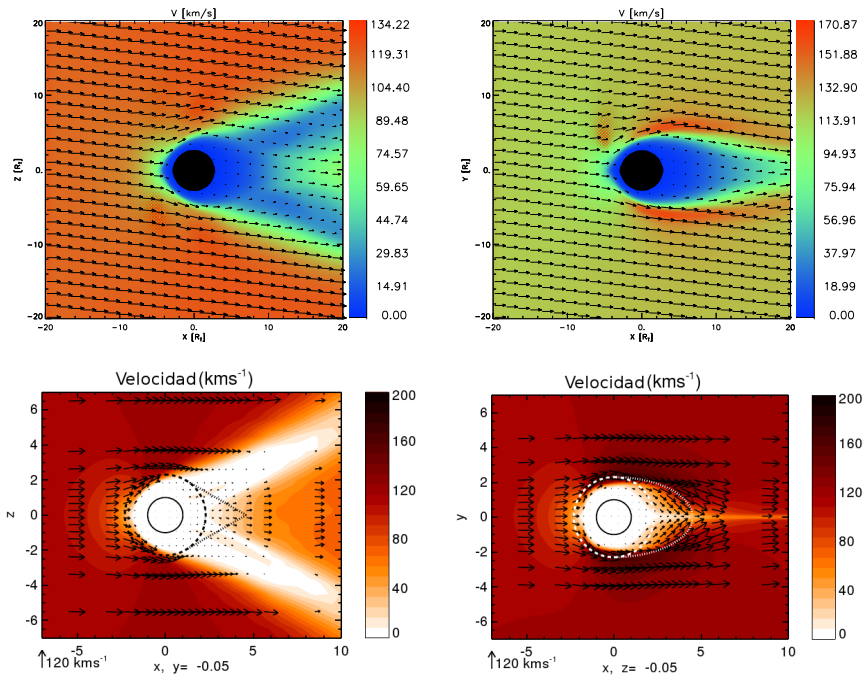


Figura 4.5: Mapas de contorno del módulo de la velocidad obtenidos por nuestro modelo (arriba) y por el modelo de Backes (abajo), en los planos (x, z) y (x, y) . También se muestran los vectores velocidad en ambos casos.

minuyendo su velocidad en la región frontal y posterior de la interacción (plano (x, z)) e incrementándose en los polos y en los flancos (plano (x, y)). En estos gráficos, volvemos a notar que las regiones creadas por la interacción entre Titan y el plasma incidente, presentes en nuestro modelo, se encuentran más acentuadas en el modelo de Backes [3]. También observamos que el plasma es acelerado dentro de regiones mayores que en nuestra simulación, y por el contrario, es frenado dentro de regiones más acotadas. Por último, según el modelo de Backes [3], los tubos de Alfvén se caracterizan por regiones donde la velocidad del plasma mucho menor a la del plasma incidente (alcanzando velocidades cercanas a cero).

La gran diferencia entre ambos modelos proviene del hecho que en nuestro caso, la ionósfera del satélite es simulada con la condición de esfera conductora, mientras que

en el modelo de Backes [3] se contempla la presencia de la atmósfera neutra de Titán junto con los fenómenos de creación de iones por fotoionización, ionización por impacto de fotoelectrones y e^- magnetosféricos. Esto agrega términos fuentes a las ecuaciones de la MHD ideal y por lo tanto, las perturbaciones generadas por el obstáculo pueden ser no lineales. Razón por la cual, el campo magnético es modificado dentro de los tubos de Alfvén en este modelo.

Los iones creados en la interacción van a modificar la topología de las líneas de campo y formarán parte del mecanismo que frena al plasma ya que le quitan momento al agregar masa. También son los responsables de crear regiones de plasma que se mueve a gran velocidad, ya que éstas reflejan la trayectoria de los iones acelerados dentro del plasma por la fuerza de Lorentz.

Luego, la presencia de una atmósfera y una ionósfera como parte de la interacción justifica la diferencia en los valores de velocidad y campo magnético entre ambos modelos y entre el tamaño de las regiones derivadas de la interacción. La capacidad de correr un modelo propio, aunque limitado, permite conocer los valores de los campos a lo largo de cualquier trayectoria arbitraria y por lo tanto comparar con las mediciones de la sonda Cassini que veremos a continuación.

5 Análisis de las observaciones

Desde el año 2004 la nave Cassini realiza periódicamente pasajes cercanos, también conocidos como “flybys”, alrededor de Titán proporcionando un enorme cantidad de datos acerca del plasma y los campos en las inmediaciones. En este trabajo se seleccionaron para su estudio, algunos de estos pasajes pertenecientes al año 2009 [23]. En esta selección se tuvo en cuenta la altitud correspondiente al máximo acercamiento (MA) de la nave con Titán (buscamos altitudes cercanas a los 960 km), la hora local correspondiente a este momento y la región que se exploraba durante toda la trayectoria. El resultado de la selección fueron 4 flybys: T51, T58, T61 y T63. Si bien en el flyby T63 la altitud correspondiente al máximo acercamiento es de 4786.9 km., este pasaje fue el único durante el año 2009 que atravesó la magnetocola, permitiendo así estudiar esta región.

A continuación se presenta el análisis de las observaciones de campo magnético durante estos 4 flybys. La primera parte de este análisis consiste en caracterizar el campo magnético en las porciones de la trayectoria fuera de la región de interacción para luego analizar con más detalle la región cercana al máximo acercamiento de la nave.

Sólo en dos casos hemos elegido reproducir el flyby en la simulación presentada en el Capítulo 4. Estos casos presentan una geometría adecuada para ser reproducida con nuestro modelo.

El sistema de coordenadas utilizado para los análisis es el mismo que se utilizó en la simulación (TIIS), el cual tiene al eje $+x$ apuntando en la dirección de corrotación ideal del plasma, el eje $+y$ hacia Saturno y el eje $+z$ perpendicular al plano orbital de Titán.

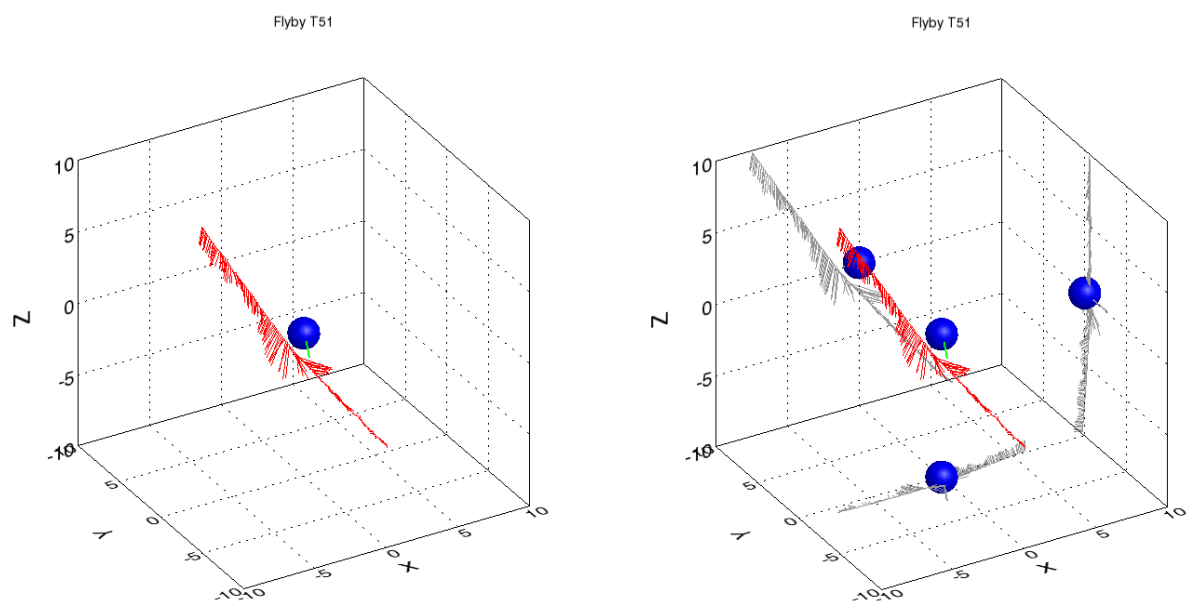


Figura 5.1: Geometría del flyby T51 en el sistema de coordenadas TIIS. En rojo se muestran los vectores de campo medidos durante la trayectoria. La línea de color verde indica la dirección del Sol al momento de máximo acercamiento.

5.1. Flyby T51

El flyby T51 se llevó a cabo el día 27 de Marzo de 2009. Durante este pasaje, la nave Cassini exploró los hemisferios norte y sur de Titán comenzando por este último y alcanzando una distancia mínima cercana al polo sur de 988,1 km a las 10.1 Hora Local de Saturno¹. Esta trayectoria es casi perpendicular al plano orbital de Titán (ver Figura 5.1 y Cuadro 5.1).

¹Ver Figura 3.1

Flyby T51	
Día	27 de Marzo de 2009
h_{MA}	988,1 km
Hora Local de Saturno al MA	10.1
Tiempo Universal (TU) al MA	04:43:36

Cuadro 5.1: Características del flyby T51.

Análisis del campo magnético ambiente (T51)

En la Figura 5.2 se presentan los gráficos correspondientes a la magnitud de las componentes B_x , B_y y B_z junto con el valor del módulo del campo magnético. En los cuatro gráficos se observan dos clases de perturbaciones: una de menor y otra de mayor escala, presentes durante toda la trayectoria, dando cuenta de la variabilidad del campo (y por ende del plasma) al momento del flyby. Esta fuera del alcance de este análisis explicar las variaciones menores, por lo que nos concentraremos en el comportamiento del campo magnético a mayor escala. En este sentido, lo más claro y notable es el cambio de signo que presenta la componente B_y , lo cual podría explicarse pensando que la nave cruza la hoja de corriente durante su trayectoria, pasando de un lóbulo a otro (ver Figura 2.9). Esta hoja aparenta ser gruesa debido a la suave transición que sufre dicha componente. La componente B_x , por su parte, también sufre un cambio de signo, sin embargo, una observación dentro de un rango acotado de tiempo (de 18:00 h a 9:00 h TU) puede indicar sólo una oscilación alrededor de cero.

Algo para destacar en las 3 componentes del campo, y por ende en el módulo, es una disminución de las variaciones de menor escala cerca de las $\sim 14:00$ h TU.

Finalmente, el valor absoluto de la componente B_z presenta una variación idéntica a la observada para el módulo de \vec{B} , lo que deja en evidencia el carácter dominante de la misma. Esta variación puede deberse a la expansión de la hoja de corriente en la dirección

radial y según el teorema de Alfvén, esto conlleva una disminución de la intensidad del campo. Luego, el módulo del campo magnético disminuye su intensidad a medida que nos acercamos hacia el ecuador del planeta Saturno (o lo que es similar hacia el plano orbital del satélite) en lugar de aumentar, como hubiera sido si el campo fuera el de un dipolo aislado.

De este análisis, podemos concluir que debido a las rotaciones que sufren las componentes del campo (B_x y B_y) Titán encuentra inmerso en una hoja de corriente. Como el flyby T51 es un pasaje cercano al mediodía de Saturno, esta hoja de corriente es gruesa y dentro de ella ocurren fluctuaciones de pequeña escala debido a la turbulencia existente dentro de la misma.

Análisis de la región de interacción (T51)

Los gráficos de la Figura 5.3 muestran el comportamiento de las componentes del campo magnético dentro de la región de interacción. En el gráfico del módulo de \vec{B} podemos observar un incremento de la intensidad del campo que comienza cerca de las 4:00 h TU y alcanza un máximo valor de 8 nT a las 4:36 h TU. Posteriormente, la intensidad de \vec{B} disminuye muy rápidamente hasta llegar a un valor de ~ 4 nT a las 4:42 h TU. Unos pocos minutos después, la intensidad vuelve a aumentar mostrando otro pico a las 4:52 h TU para luego comenzar una disminución gradual hacia el valor inicial. De acuerdo con la geometría de la trayectoria, la nave atraviesa la barrera magnética de Titán a latitudes (del satélite) cercanas al polo sur, este cruce registra el aumento en la intensidad del campo debido al apilamiento de líneas en el sector del plasma incidente (recordemos que en el sistema de coordenadas utilizado, la dirección de corrotación ideal del plasma se encuentra en la dirección del eje x positivo). La brusca disminución sufrida posteriormente por el campo, puede explicarse si efectivamente, luego de la región de apilamiento, la Cassini se introduce en la ionopausa magnética, dentro de la cual el campo magnético es menor. Si la nave hubiera alcanzado una actitud menor, la intensidad del campo dentro de la ionopausa debería llegar a valores cercanos a cero.

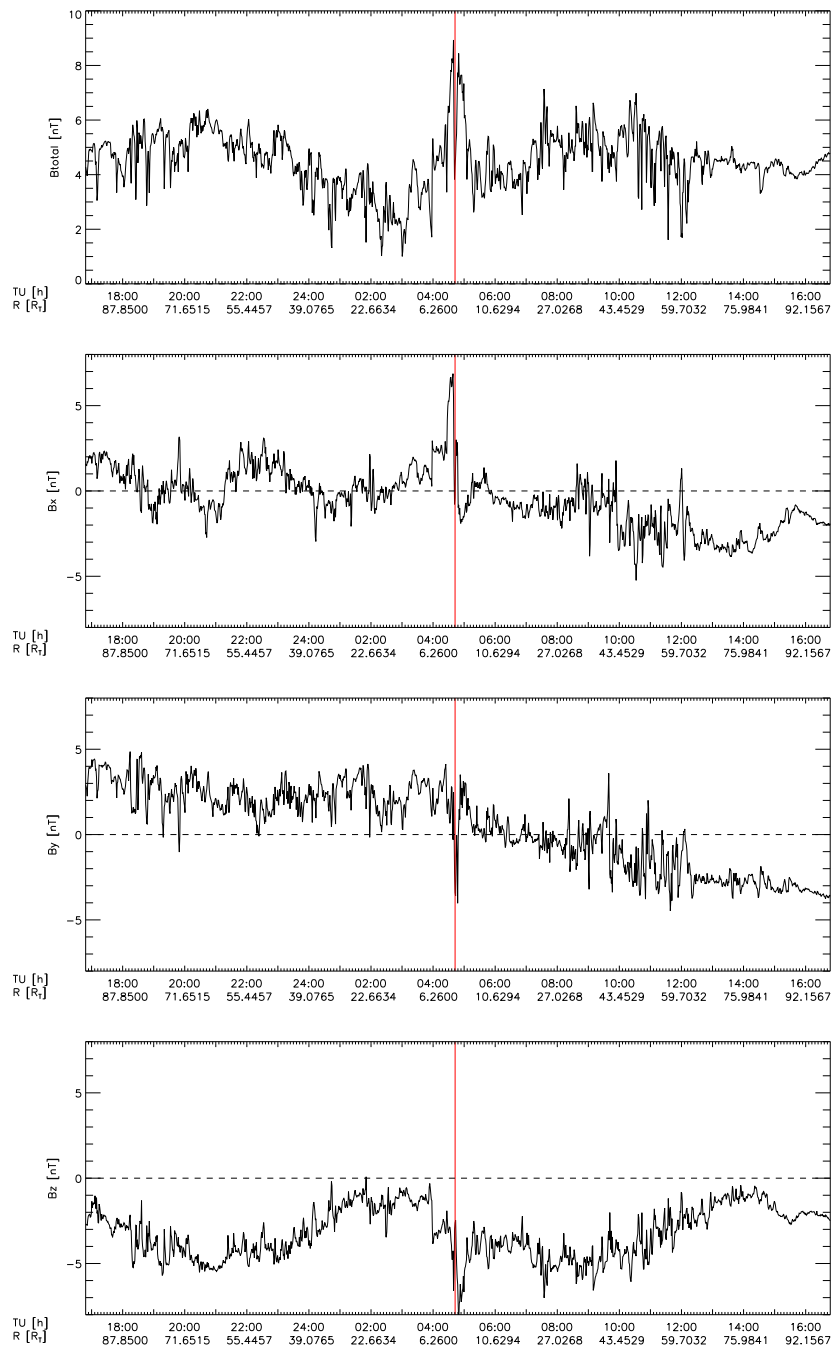


Figura 5.2: Módulo y magnitud de las componentes del vector campo magnético correspondientes al flyby T51.

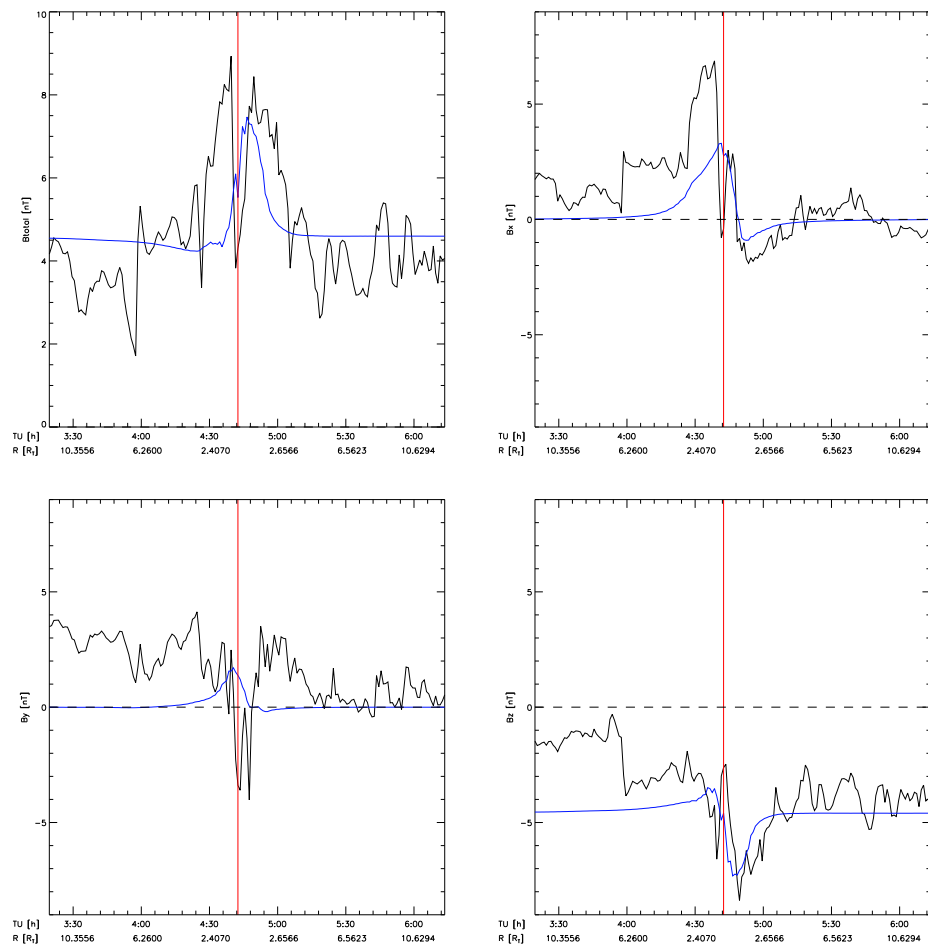


Figura 5.3: Módulo y magnitud de las componentes del vector campo magnético correspondientes al flyby T51 en la región de interacción. La línea azul respresenta los valores obtenidos de la simulación para este flyby.

Finalmente, el segundo aumento del módulo de \vec{B} es producto de un nuevo cruce con la barrera magnética cuando la Cassini sale de la magnetósfera inducida de Titán.

Es interesante notar el aumento sufrido por B_x al atravesar la nave por primera vez la barrera magnética. Esto se debe a que las líneas de campo arrastradas por el flujo de plasma se deforman² en la dirección positiva del eje x lejos del ecuador. Por otra parte, en el segundo cruce con la barrera magnética cercano al plano ecuatorial, el campo tiene mayor componente en la dirección $-z$ por ser esta la componente dominante y porque cerca del plano ecuatorial las líneas de campo no están tan deformadas.

En la Figura 5.3 también se muestra el resultado de la simulación de acuerdo con la trayectoria de este flyby. Como durante este pasaje, Titán se encuentra dentro la hoja de corriente de Saturno, las fluctuaciones sufridas por el campo magnético (debidas a la turbulencia del plasma en esta zona) son importantes. Nuestra simulación no contempla estas variaciones ya que el plasma incidente en el modelo es homogéneo. Por otro lado, sólo se registra un pico más angosto que el proporcionado por Cassini para el módulo del campo magnético (segundo cruce con la ionopausa en las observaciones), ya que en el modelo no se tiene en cuenta la presencia de la atmósfera neutra de Titán, la cual ayuda a detener el plasma incidente gracias a la formación de la ionósfera, ubicando la barrera magnética a mayores altitudes que en la simulación. Luego durante la trayectoria reproducida con el modelo, la nave pasa muy cerca de la barrera magnética pero no la atraviesa.

Por último, recordemos también que en el modelo, el campo magnético incidente sólo tiene componente en la dirección $-z$, y por esta razón la simulación logra reproducir con bastante fidelidad el comportamiento de B_z observado y no tan bien las demás componentes, siendo B_y la que menos aproxima.

²Con respecto a la configuración de líneas en un campo dipolar normal.

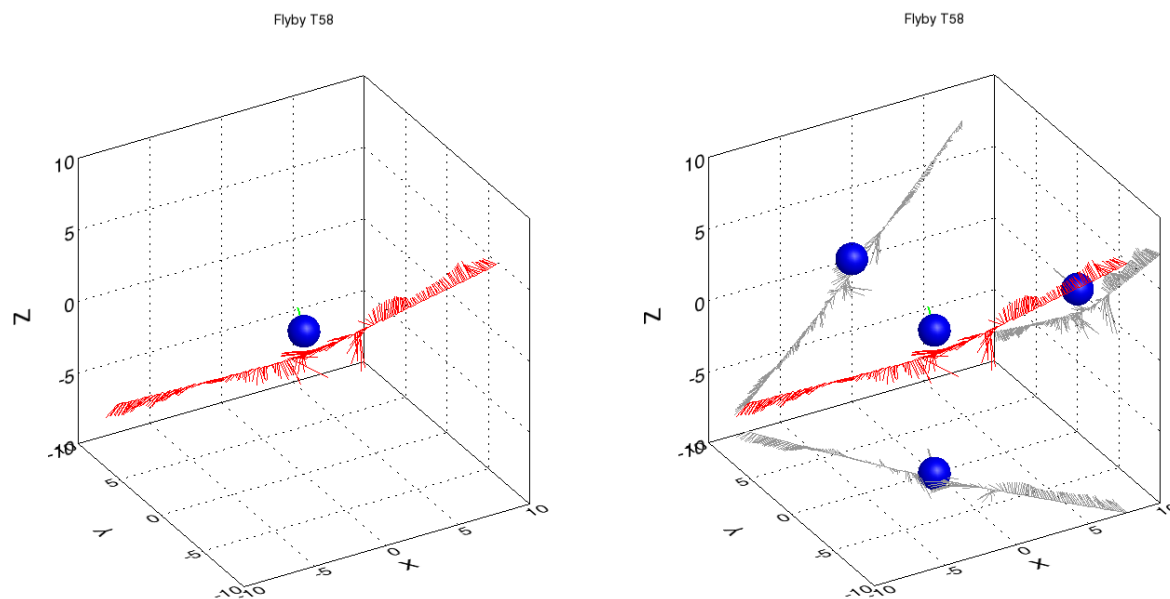


Figura 5.4: Geometría del flyby T58 en el sistema de coordenadas TIS. En rojo se muestran los vectores de campo medidos durante la trayectoria. La línea de color verde indica la dirección del Sol al momento de máximo acercamiento.

5.2. Flyby T58

El flyby T58 ocurrió el 08 de Julio de 2009, alcanzó una altitud mínima de 968,3 km. Durante esta trayectoria la nave Cassini atravesó el plano orbital de Titán de norte a sur alcanzando el máximo acercamiento luego de cruzar el ecuador de Titán (ver Figura 5.4 y Cuadro 5.2).

Análisis del campo magnético ambiente (T58)

En los gráficos de la Figura 5.5 se muestra el comportamiento de cada una de las componentes del campo magnético durante todo el flyby.

Para analizar el comportamiento del campo magnético ambiente antes y después del

Flyby T58	
Día	08 de Julio de 2009
h_{MA}	968,3 km
Hora Local de Saturno al MA	21.8
Tiempo Universal (TU) al MA	17:04:03

Cuadro 5.2: Características del flyby T58.

encuentro con Titán sólo se tienen en cuenta las fluctuaciones de gran escala de las componentes de \vec{B} , excluyéndose la región de interacción situada aproximadamente entre las 16:30 h y las 17:30 h TU.

A primera vista, son notables los fuertes cambios que sufren las componentes B_x y B_y a lo largo de la trayectoria, mientras que la componente B_z permanece muy cerca de cero. Es evidente entonces que durante este pasaje, las componentes importantes son las paralelas al plano ecuatorial de Saturno, siendo B_y más intensa que B_x . Esto es consistente con el hecho de que en el sector nocturno, la hoja de corriente se vuelve delgada y a la altura de Titán, las líneas de campo están muy deformadas en la dirección radial como así también en el sentido de anticorrotación ideal (recordemos las Figuras 2.9 y 2.10).

Las rápidas y pronunciadas rotaciones sufridas por las componentes tangenciales a la hoja de corriente, sobre todo B_y , pueden ser explicadas según diferentes escenarios. Uno propone pensar que una perturbación ocurrida en el sector diurno de la magnetósfera se traslada junto con el plasma de acuerdo con el movimiento de corrotación pudiendo encontrarse a cualquier longitud (respecto de Saturno), las cuales provocarían un movimiento de la hoja de corriente variando las componentes de \vec{B} . Otro escenario propone un movimiento de la hoja de corriente a lo largo de eje z , el cual puede tener transiciones de entre 10-20 minutos (ver [2] y referencias allí).

Si asumimos el movimiento de la hoja, podemos decir que durante el primer tramo (recordemos que en este pasaje Cassini se aproxima al plano ecuatorial desde latitudes

planetarias grandes) la nave mide un aumento progresivo de la componente B_y en el sentido negativo del eje y , indicando que las líneas están cada vez más estiradas³ en la dirección radial. Cerca de las 14:15 h TU, se registra una brusca rotación de dicha componente indicando un cruce con la hoja de corriente. Este cruce se vuelve a repetir una vez más durante el resto de la trayectoria, el cual también es registrado por la componente B_x . No hay duda que lo abrupto de estos cambios hablan de una hoja de corriente muy delgada como ya mencionamos.

En el gráfico del módulo del campo magnético se puede observar una oscilación en la intensidad, esto puede ser consecuencia de la geometría de la trayectoria con respecto al plano ecuatorial de Saturno y de la presencia de la hoja de corriente que produce una disminución de la intensidad del campo al estar expandiéndose en la dirección radial (mientras más separadas las líneas de \vec{B} , menos intensidad tiene el campo).

Análisis de la región de interacción (T58)

Cerca de Titán, el campo magnético se comporta según se muestra en la Figura 5.6. Recordemos que en este caso, la nave se aproxima al satélite desde el cuadrante $z > 0$, $y > 0$ (ver Figura 5.4).

En el gráfico del módulo del campo se observa un aumento importante de intensidad alrededor de las 16:30 hs. Este aumento se produce a una altitud de ~ 9.000 km respecto de Titán y por lo tanto no puede explicarse por medio de un encuentro de la nave con la barrera magnética ya que la posición de esta última ronda los 2.000 km de altura. Este comportamiento de las componentes puede deberse a otro fenómeno cercano a Titán sin estar relacionado con la magnetósfera del satélite y debe ser estudiado con la ayuda de las observaciones de otros instrumentos. Destacamos que, en este evento, los aumentos de las tres componentes del campo son hacia valores negativos. Esto podría explicarse si pensamos que la nave atraviesa una región magnetizada como lo son las burbujas

³Esta terminología ya se utilizó en el Capítulo 2, por lo que remitimos al lector al pie de página de la página 34.

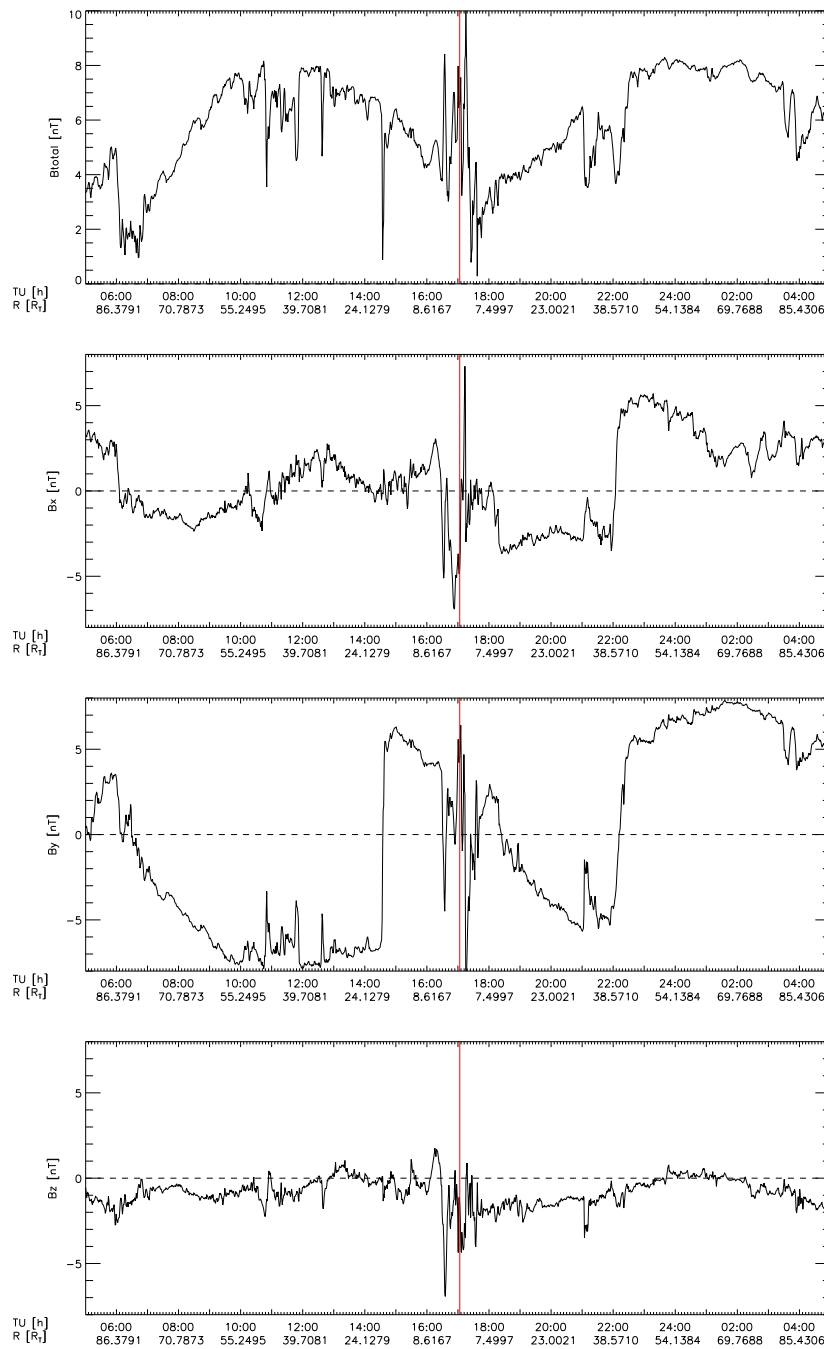


Figura 5.5: Módulo y magnitud de las componentes del vector campo magnético correspondientes al flyby T58.

magnéticas.

Durante el máximo acercamiento (línea roja en los gráficos) la componente B_x sufre un cambio de dirección, mientras que la componente B_y registra un aumento en intensidad, con algunas variaciones menores que pueden ser producto de la turbulencia existente en la hoja de corriente.

Cerca de las $\sim 17:15$ h TU las componentes B_x y B_y registran un aumento hacia valores positivos y negativos respectivamente, dando lugar al valor máximo que registra el módulo de campo durante este flyby. De acuerdo con la distancia a la que se encuentra la nave al momento de dicho registro (< 2000 km) podemos pensar que este es un cruce con la barrera magnética en el sector frontal de la magnetósfera del satélite.

Dentro de esta región, la componente B_z ronda valores cercanos a -2 nT en promedio, llegando a ~ -4 nT para el momento de máximo acercamiento, siendo estos valores menores a los registrados para las demás componentes. Esto demuestra que las líneas de campo dentro del sector nocturno de la magnetósfera de Saturno tienen mayor componente en las direcciones paralelas a la hoja de corriente.

Notemos que salvo por el cambio de dirección de la componente B_x , el campo magnético no registra una disminución importante cerca de Titán como para denotar un cruce con la ionopausa magnética, incluso cuando el máximo acercamiento de la nave ocurre a ~ 960 km. Esto podría indicar que la ionósfera del satélite en el sector nocturno no es tan eficiente en cancelar la penetración del campo, por ser una región con menos producción de iones.

La notable deformación de las líneas de campo en el sector nocturno de la magnetósfera de Saturno, junto con la posible detección de fenómenos propios de la magnetósfera planetaria, introducen una incerteza muy grande a la hora de determinar la posición de las regiones de importancia, como lo son la barrera y la ionopausa magnética, cuya ubicación proporciona información sobre la geometría de una magnetósfera.

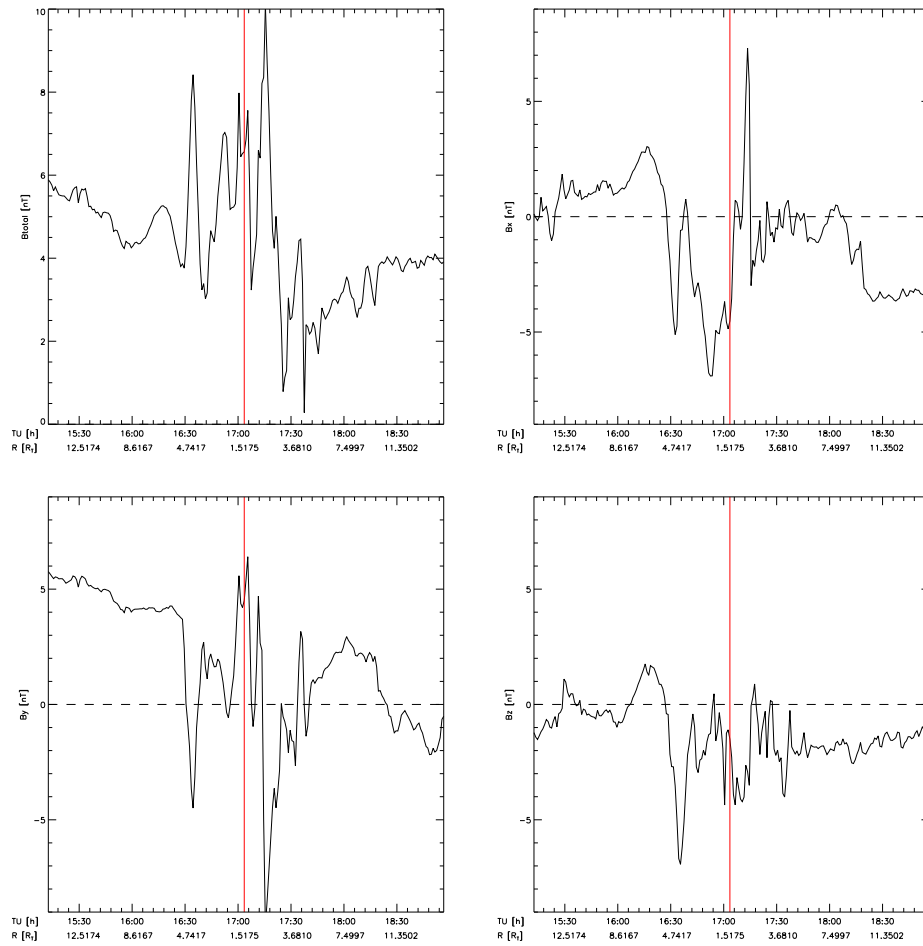


Figura 5.6: Módulo y magnitud de las componentes del vector campo magnético correspondientes al flyby T58 en la región de interacción.

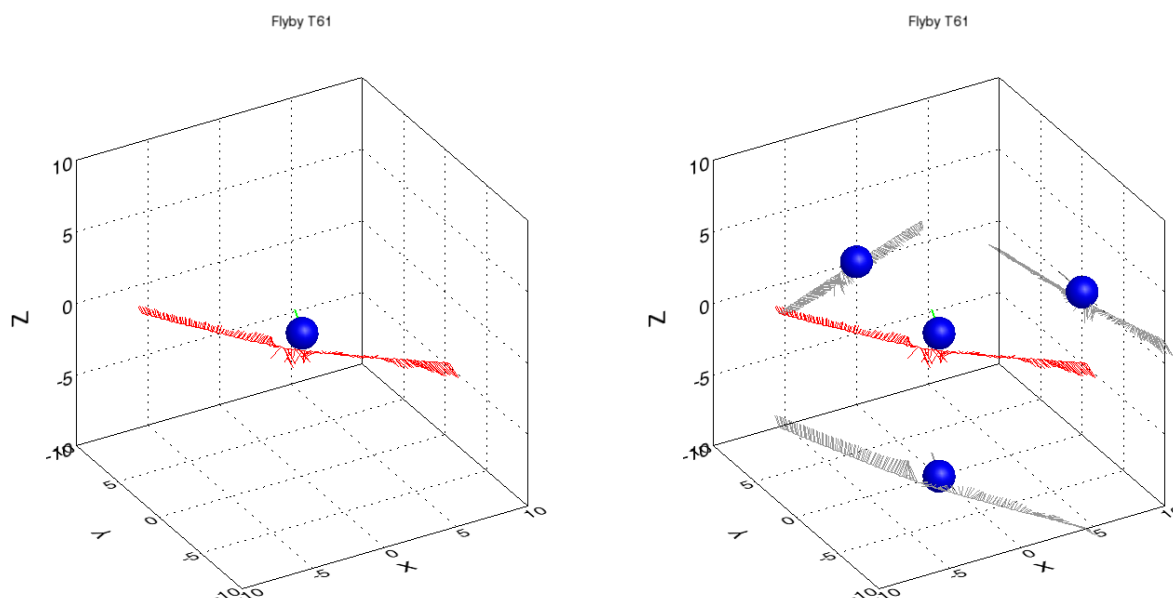


Figura 5.7: Geometría del flyby T61 en el sistema de coordenadas TIIS. En rojo se muestran los vectores de campo medidos durante la trayectoria. La línea de color verde indica la dirección del Sol al momento de máximo acercamiento.

5.3. Flyby T61

El flyby T61 tuvo lugar el 25 de Agosto de 2009. En este pasaje la nave Cassini exploró, en una trayectoria casi completamente ecuatorial, el flanco opuesto a Saturno y parte de la región de apilamiento del campo. La altitud mínima alcanzada en este flyby fue de 1010,8 km (ver Figura 5.7 y Cuadro 5.3). La trayectoria de la nave viene desde el exterior a la órbita de Titán en dirección a Saturno.

Análisis del campo magnético ambiente (T61)

Al igual que el flyby T58, el T61 es un pasaje dentro del sector nocturno de Saturno, por lo que el comportamiento del campo es similar al observado para el T58 en cuanto

Flyby T61	
Día	25 de Agosto de 2009
h_{MA}	1010.8 km
Hora Local de Saturno al MA	21.7
Tiempo Universal (TU) al MA	12:51:38

Cuadro 5.3: Características del flyby T61.

a la dirección de las líneas y al espesor de la hoja de corriente.

Si bien, la intensidad del campo magnético en promedio es menor que la intensidad promedio del flyby T58, las componentes B_x y B_y presentan variaciones más pronunciadas, como se puede observar en los gráficos de la Figura 5.8.

Debido a que durante toda la trayectoria la nave permanece en las cercanías del plano orbital de Titán y por lo tanto es prácticamente una trayectoria ecuatorial, las variaciones sufridas por los vectores de campo pueden atribuirse (casi exclusivamente) a un movimiento en la dirección del eje z de la hoja de corriente, lo cual fortalecería la hipótesis⁴ de que dicha hoja presenta una oscilación en esta dirección.

Un cruce con la hoja de corriente está caracterizado por un cambio de dirección de las componentes B_x y B_y . En el T61, la nave cruzaría la hoja de corriente de la magnetósfera 5 veces, entre las 0:30 - 1:30, 5:30 - 6:00, 11:30 - 12, 16:00 - 16:30 y por última vez entre las 21:30 - 22:00. Esto lleva a la nave a ubicarse consecutivamente entre los lóbulos norte y sur. Como la hoja de corriente no perturba la componente B_z , los incrementos observados para este vector podrían explicarse pensando que a medida que nos acercamos a Saturno el campo dipolar se intensifica debido a la dependencia con la distancia que caracteriza a este tipo de campo. Esto también podría explicar el aumento registrado en la magnitud del módulo de \vec{B} .

⁴Mencionada en el flyby T58

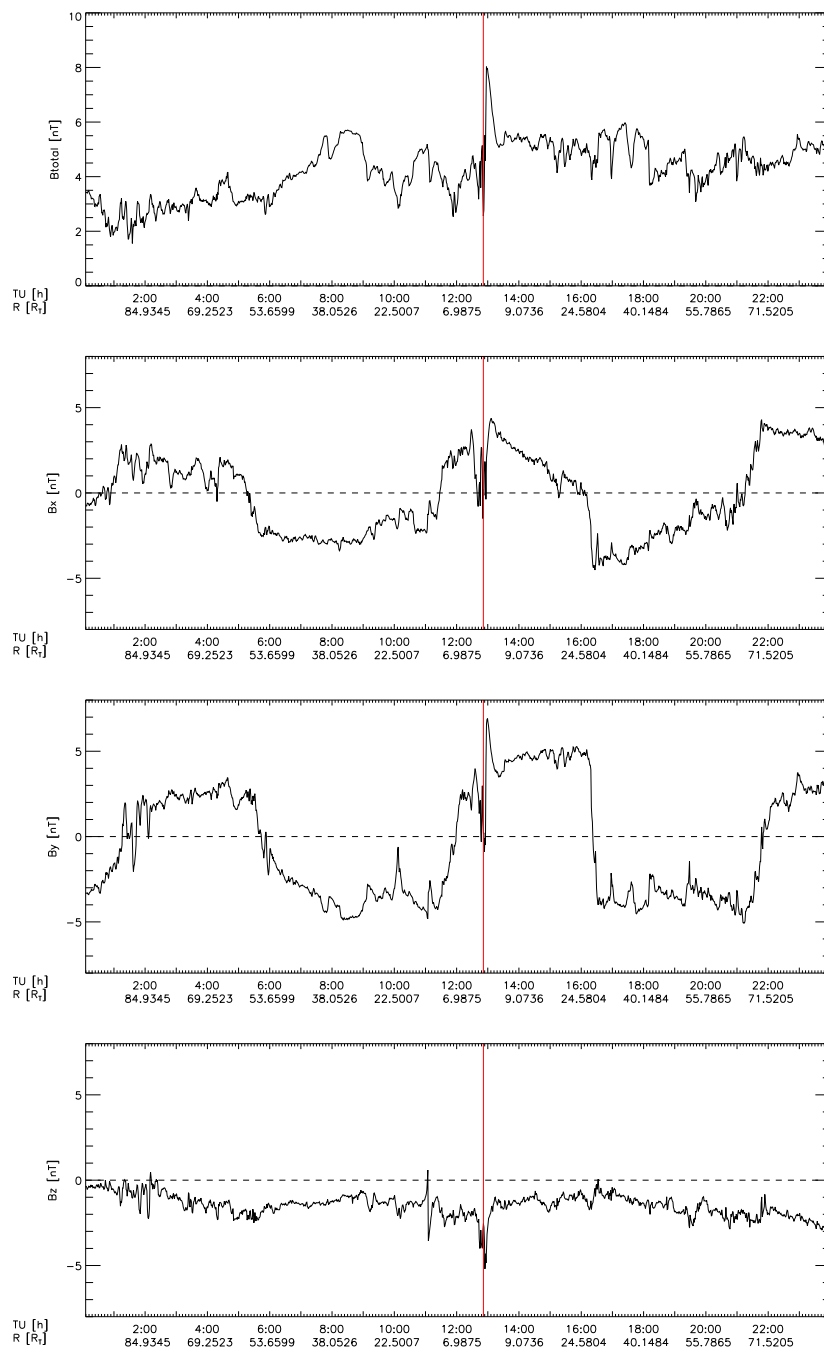


Figura 5.8: Módulo y magnitud de las componentes del vector campo magnético correspondientes al flyby T61.

Análisis de la región de interacción (T61)

De los gráficos de la Figura 5.9 podemos ver que la componente dominante para este pasaje es la componente B_y por lo que concluimos que las líneas están muy deformadas radialmente. Esto nos lleva a imaginar que las regiones donde comienzan las alas de Alfvén (mencionadas en el Capítulo 3) en la magnetósfera de Titán (regiones que en nuestra simulación se encontraban en las direcciones $\pm z$) están ubicados en las direcciones $\pm y$. Luego, los aumentos registrados para las componentes B_x y B_y a las $\sim 16:30$ h TU (~ 6000 km y ~ 4000 km respectivamente), podrían estar relacionados con el acercamiento de la nave hacia la región de apilamiento de líneas cercanas a las alas. Es por esto que los aumentos no son muy importantes y ocurren a una distancia considerable del satélite.

Atravesada esta región se observa una disminución de la intensidad de \vec{B} llegando a un valor mínimo al momento de máximo acercamiento de la nave. Esto podría ser indicio de la presencia de la ionopausa magnética.

Por último, el mayor incremento del módulo de \vec{B} se registra cerca de las 17:00 h TU a una altitud de ~ 1500 km, siendo este un posible cruce con la barrera magnética en el sector frontal de la magnetósfera. En este cruce aumenta notablemente el valor de la componente B_y ya que el campo se encuentra principalmente en la dirección y .

La componente B_z no sufre grandes variaciones durante este trayecto y al igual que en el flyby T58, ronda valores cercanos a los -2 nT en promedio, mucho menor que los valores alcanzados por las otras dos componentes.

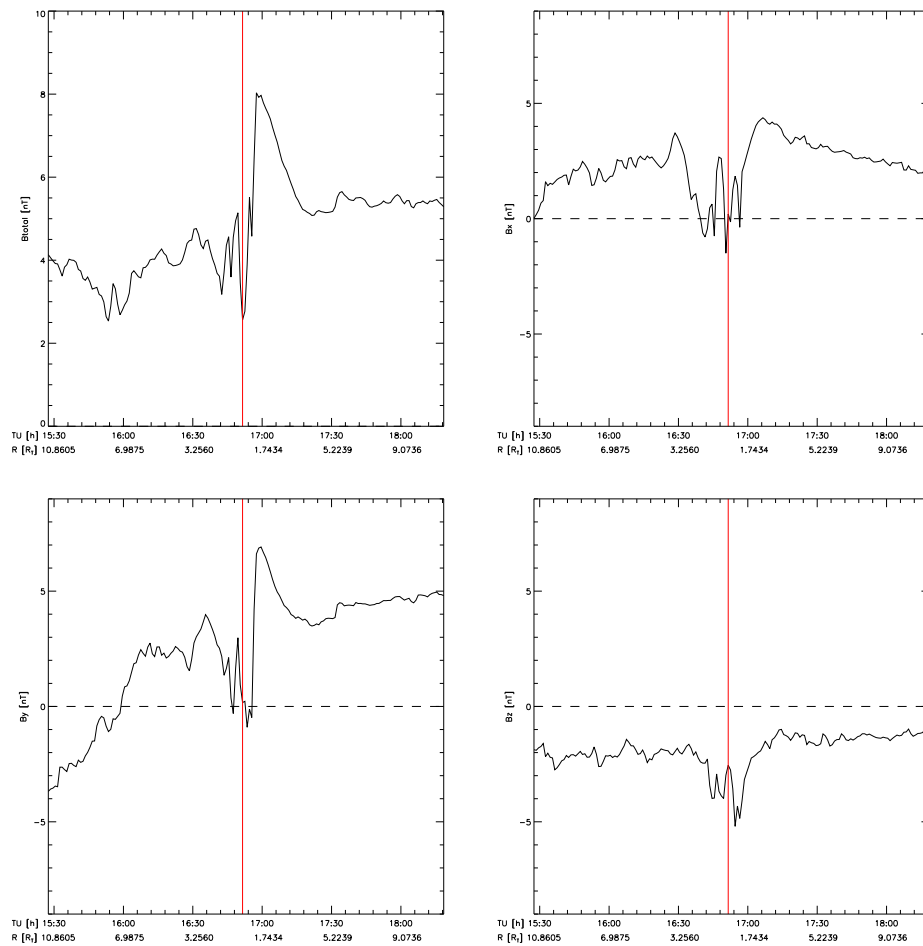


Figura 5.9: Módulo y magnitud de las componentes del vector campo magnético correspondientes al flyby T61 en la región de interacción.

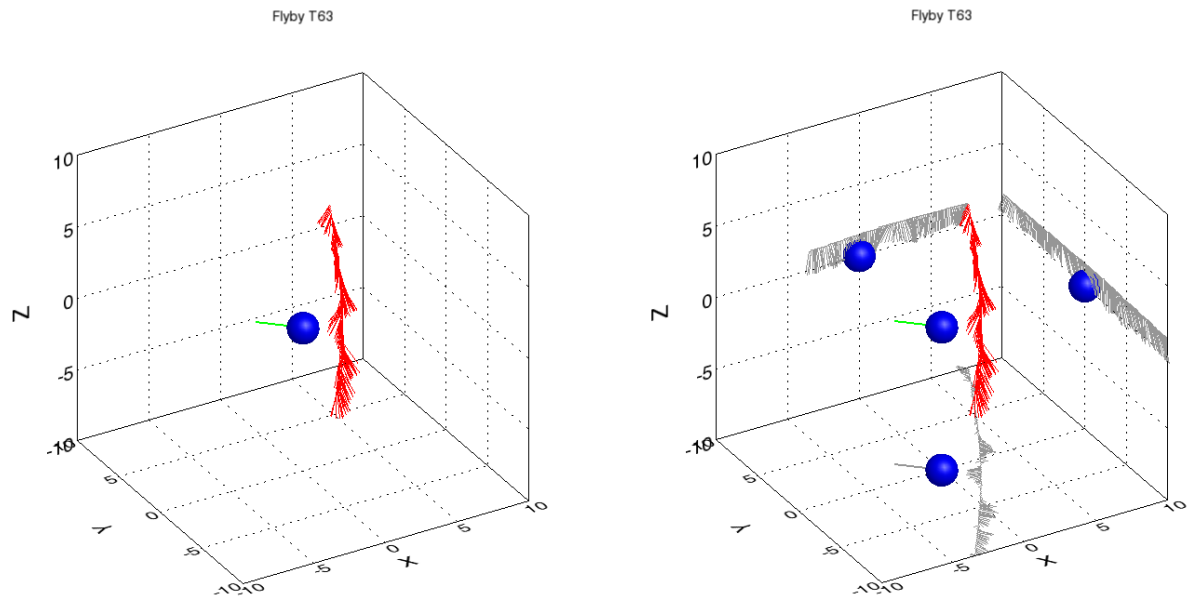


Figura 5.10: Geometría del flyby T63 en el sistema de coordenadas TIIS. En rojo se muestran los vectores de campo medidos durante la trayectoria. La línea de color verde indica la dirección del Sol al momento de máximo acercamiento.

5.4. Flyby T63

El Flyby T63 fue el único flyby durante el año 2009 que atravesó el sector norte de la magnetocola alcanzando una distancia mínima respecto a Titán de 4786,7 km. La trayectoria fue paralela al plano ecuatorial en el sentido negativo del eje y y tuvo lugar el 12 de Diciembre a las 17:00 h Hora Local de Saturno (ver Figura 5.10 y Cuadro 5.4).

Análisis del campo magnético ambiente (T63)

Es evidente de los gráficos en la Figura 5.11, que la componente dominante es la B_z y que es casi homogénea durante toda la trayectoria, sólo puede apreciarse una disminución de la intensidad en el último tramo de la órbita. Las componentes B_x y B_y sufren

Flyby T63	
Día	12 de Diciembre de 2009
h_{MA}	4786,7 km
Hora Local de Saturno al MA	17,0
Tiempo Universal (TU) al MA	01:03:14

Cuadro 5.4: Características del flyby T63.

fluctuaciones alrededor del valor cero, las más pronunciadas ocurren en la componente B_y . Podemos pensar que por estar todavía en el sector diurno de la magnetósfera de Saturno, la hoja de corriente continua siendo gruesa. Siguiendo este razonamiento, las componentes tangenciales a la hoja de corriente (a lo largo del eje x y del eje y) sufren fluctuaciones debido a la turbulencia de la hoja.

Si observamos el comportamiento del módulo de \vec{B} a gran escala, como venimos haciendo para el análisis del campo en las cercanías de Titán, este pareciera disminuir a medida que la nave se aleja de Saturno en la dirección radial, esto concuerda con el hecho de que un campo dipolar va a disminuir su intensidad con la distancia.

Concluimos entonces que este pasaje se presenta como si ocurriera dentro de la hoja de corriente (como ocurre con el T51).

Notar que el valor de B_z es más intenso que en los pasajes nocturnos, hecho que concuerda con el escenario de una magnetósfera planetaria comprimida por el viento solar en el sector diurno.

Análisis de la región de interacción (T63)

En los gráficos de la Figura 5.12 podemos ver que la componente B_z del campo es dominante, tal como se mencionó anteriormente, y que no sufre variaciones importantes dentro de la región de interacción. Por el contrario, las componentes B_x y B_y indican

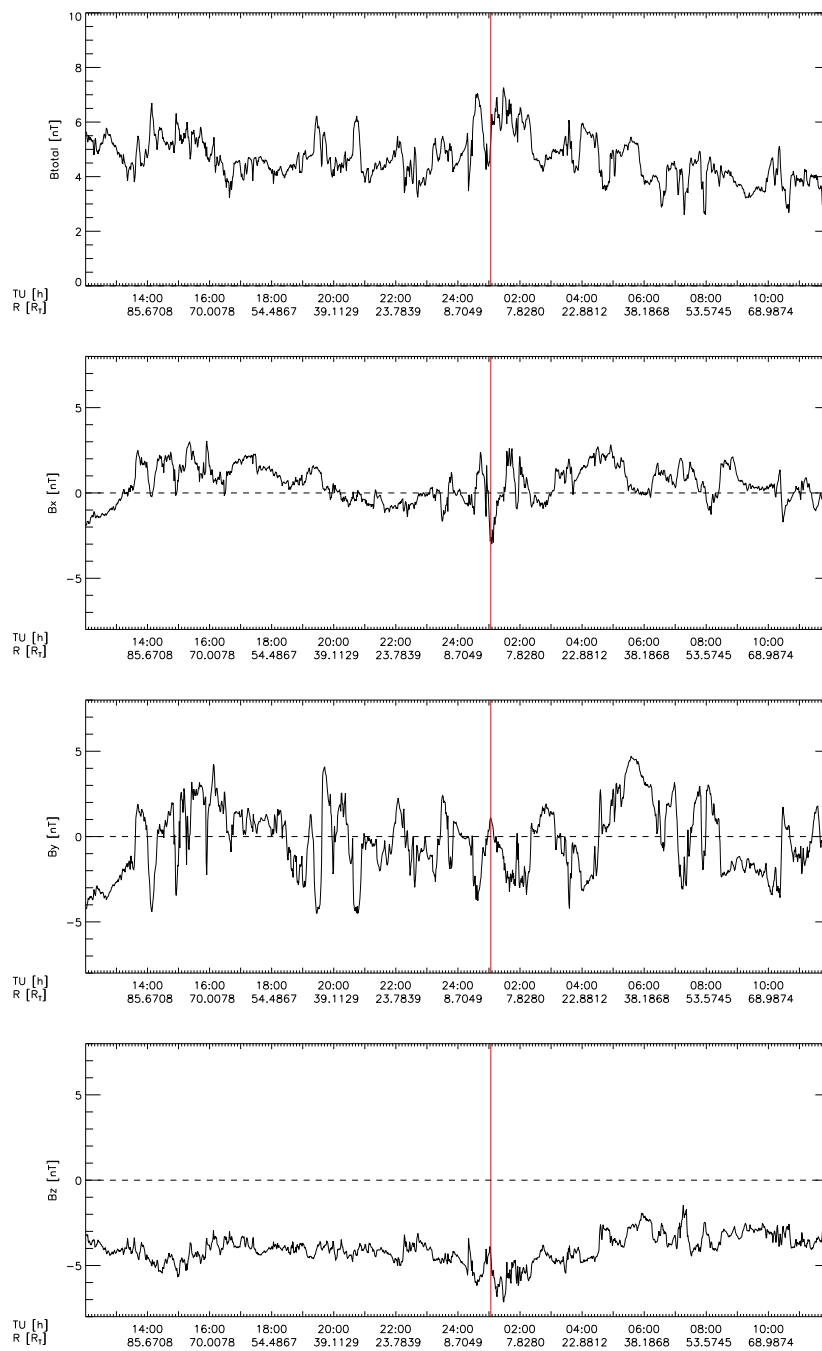


Figura 5.11: Módulo y magnitud de las componentes del vector campo magnético correspondientes al flyby T63.

una leve rotación de estos vectores de campo respecto del eje z . Esto se puede pensar de la siguiente manera: a medida que nos acercamos a Titán los vectores de campo que inicialmente apuntan en la dirección de movimiento del plasma comienzan a girar hasta que en el centro de la región de interacción apuntan hacia el satélite en el lóbulo norte (y en contra en el lóbulo sur). Como este pasaje cruzó el lóbulo norte de la magnetocola de Titán, sólo podemos reconocer la rotación sufrida por las componentes del campo en el plano (x, y) . La rotación sufrida por la componente B_x va de positiva a negativa y vuelve a positiva mientras que B_y lo hace en el sentido contrario.

En el gráfico del módulo del campo magnético podemos observar una notable disminución de la intensidad justo antes del máximo acercamiento, pero en general el módulo de \vec{B} se mantiene relativamente constante con algunas pequeñas fluctuaciones. Lo cual significa que la nave no atraviesa ninguna hoja de corriente en esta región.

Si el plasma se desvía de la dirección de corrotación ideal (eje $+x$) la magnetocola también lo hará ya que siempre apunta en la dirección de movimiento del plasma. En este pasaje, la magnetocola aparece desviada hacia la dirección $-y$, por lo que el modelo predice un aumento de la componente B_x hacia valores negativos (cuando la nave entra al lóbulo norte) antes de lo registrado por las observaciones. Podemos decir que el modelo reproduce bien la componente B_z y por ser esta la componente dominante durante la trayectoria, también se reproduce satisfactoriamente el módulo del campo. Por el contrario, las discrepancias entre el modelo y las observaciones de la componente B_y son consecuencia de la geometría del campo ya que este tiene una leve componente en la dirección del eje $-y$ no contemplada en la simulación.

Este desvío detectado en la dirección de la magnetocola con respecto a la dirección de corrotación ideal es consistente con las observaciones de la nave Voyager 1 [39].

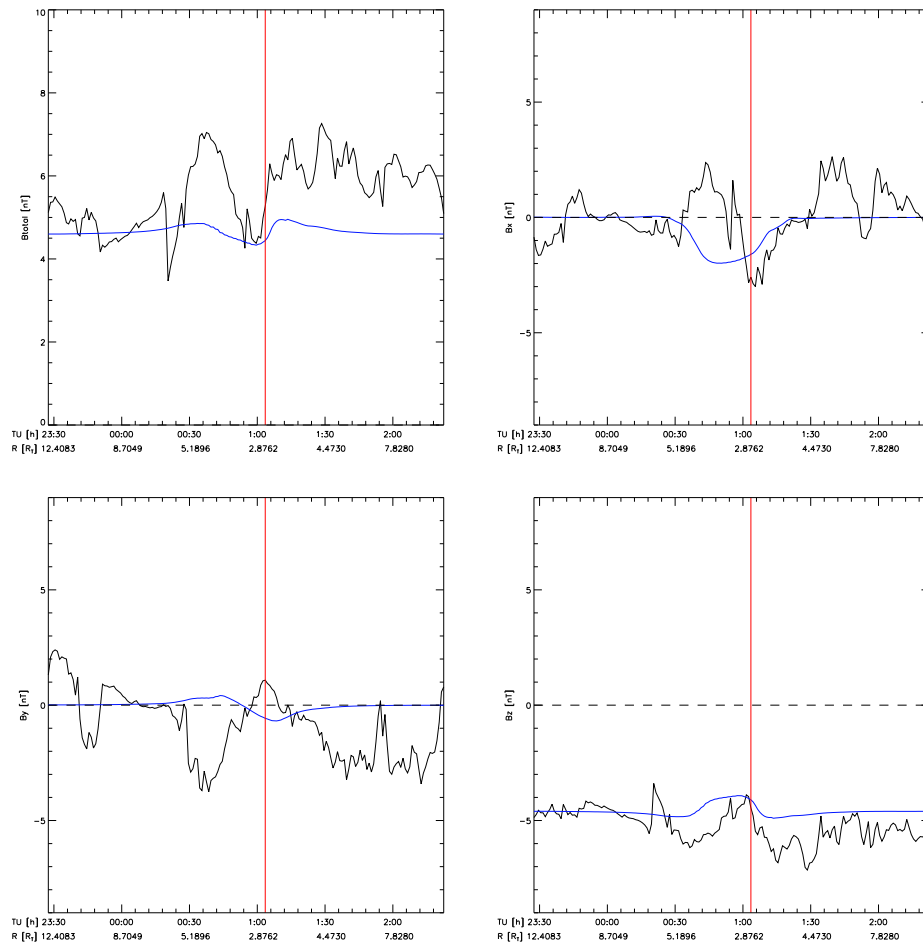


Figura 5.12: Módulo y magnitud de las componentes del vector campo magnético correspondientes al flyby T63 en la región de interacción. La línea azul respresenta los valores obtenidos de la simulación para este flyby.

6 Conclusiones

Hemos estudiado la interacción entre Titán y el plasma magnetosférico de Saturno por medio del análisis de las observaciones realizadas por los magnetómetros a bordo de la nave Cassini para 4 flybys ocurridos durante el año 2009.

De estas observaciones podemos concluir que el ambiente magnético en el que se encuentra inmerso este satélite es altamente variable y sensible a variaciones de la hoja de corriente en Saturno. Dos de estos flybys (T58 y T61), ocurridos en el sector nocturno de la magnetósfera del planeta, presentaron una fuerte evidencia del movimiento de dicha hoja, al observarse variaciones casi periódicas en el cambio de dirección de las componentes del campo magnético, principalmente B_x y B_y . Estas componentes a la vez eran las de mayor magnitud en los registros, por lo que concluimos que el campo magnético, en esta zona, se encuentra deformado en la dirección radial y en la dirección opuesta al movimiento de corrotación del plasma debido a la subcorrotación del mismo. En los casos donde el flyby ocurre cerca del mediodía de Saturno (T51 y T63), Titán se encuentra inmerso en la hoja de corriente. En esta situación, la configuración del campo magnético es prácticamente dipolar, presentando fluctuaciones correspondientes a la turbulencia del plasma dentro de la hoja. No se pudo distinguir oscilaciones correspondientes a la hoja de corriente ya que en esta región la hoja es más gruesa. En todos los casos, el análisis de la región de interacción permitió reconocer rasgos correspondientes a la formación de una magnetósfera inducida en Titán, como por ejemplo, cruces con la barrera magnética en la región frontal y con uno de los lóbulos (norte) perteneciente a la magnetocola. La geometría de la misma está determinada por la orientación del campo magnético inmerso en el plasma incidente. En general, el valor máximo del módulo del

campo magnético se registra dentro de la zona de interacción con Titán y oscila entre los 2 y los 8 nT, excepto para el T58 donde el valor máximo supera los 10 nT.

La interacción también se ha estudiado con la ayuda del código numérico *Mexcal*, el cual resuelve las ecuaciones de la MHD ideal. Este modelo tiene como condiciones iniciales los valores registrados por la nave Voyager 1 en 1980, los cuales mostraron un escenario muy simplificado de la configuración del campo magnético de Saturno en el momento de la observación, y han sido utilizados en diferentes trabajos numéricos hasta la llegada de Cassini a Saturno en el año 2004. Aún cuando nuestra simulación no tiene en cuenta la presencia de la ionósfera de Titán (sólo hemos impuesto una condición de esfera conductora al satélite, es decir, imponemos una condición a \vec{B}), el modelo reproduce las características principales en buen acuerdo con modelos más complejos como el de H. Backes [3].

Los resultados del modelo demuestran la formación de una magnetósfera inducida, tal como lo observado por Cassini, y la presencia de perturbaciones asociadas con las ondas de Alfvén (alas de Alfvén), que provocan la disminución de la intensidad del campo y de la velocidad, como muestran los mapas de contorno presentados en el Capítulo 4. Las alas de Alfvén son rasgos característicos de la interacción entre un obstáculo y un flujo sub-sónico y super-alfvénico.

Este modelo también se aplicó a dos de los flybys estudiados (T51 y T63), por encontrarse éstos en una configuración magnética donde predomina la componente B_z del campo.

Los resultados extraídos de la simulación para estos casos, presentan un buen acuerdo con las observaciones, a pesar de que el modelo no contempla fluctuaciones en el plasma incidente. Esto nos indica que a pesar de ser un modelo sencillo, la simulación reproduce con buena aproximación el entorno del plasma de Titán.

Los trabajos futuros contemplan mejoras en el modelo numérico teniendo en cuenta las características extraídas de las observaciones de la nave Cassini, tanto del plasma

y campo incidente como de la ionósfera de Titán. También se espera poder analizar el resto de los instrumentos a bordo de la nave para darle mayor sostén al análisis de dichas observaciones. Un estudio estadístico de los diferentes pasajes cubriendo tiempos mayores al año nos darán una mejor idea de la variabilidad del ambiente magnético en el que se encuentra sumergido Titán y permitirán desarrollar mejores modelos numéricos para el estudio de esta interacción.

Bibliografía

- [1] Arridge, C. S., N. Achilleos, M. K. Dougherty, K. K. Khurana, & C. T. Russell (2006), Modeling the size and shape of Saturn's magnetopause with variable dynamic pressure, *J. Geophys. Res.*, 111, A11227, doi:10.1029/2005JA011574.
- [2] Arridge, C. S., Andre, N., Achilleos, N., Khurana, K. K., Bertucci, C. L., Gilbert, L. K., Lewis, G. R., Coates, A. J. & Dougherty, M. K. (2008). Thermal electron periodicities at 20RS in Saturn's magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.* 35, L15107. doi:10.1029/2008GL034132.
- [3] Backes, H. (2004). Titan's Interaction with the Saturnian Magnetospheric Plasma. Ph.D thesis, Univ. of Cologne, Cologne, Germany.
- [4] Bagenal, F. (1992). Giant Planet Magnetospheres, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 20:289-328.
- [5] Bertucci, C. et al. (2008). The Magnetic Memory of Titan's Ionized Atmosphere, *Science* 321, 1475. doi: 10.1126/science.1159780.
- [6] Bertucci, C., Sinclair, B., Achilleos, N., Hunt, P., Dougherty, M. K., Arridge, C. S. (2009). The variability of Ti-

- tan's magnetic environment. *Planet. Space Sci.* (57),1813–1820, doi:10.1016/j.pss.2009.02.009.
- [7] Biermann, L. (1951). Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung. *Zeitschrift für Astrophysik*, Vol. 29, p.274.
- [8] Blanc, M. et al. (2002). Magnetospheric and Plasma Science with Cassini-Huygens. *Space Sci. Rev.*, 104:253-346.
- [9] Brackbill, J. U. & Barnes, D. C.(1980). The effect of nonzero $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ on the numerical solution of the magnetohydrodynamic equations, *JCoPh*, 35, 426-430.
- [10] Baumjohann W. et al (2010). Current Systems in Planetary Magnetospheres and Ionospheres, *Space Sci Rev* 152: 99–134. doi: 10.1007/s11214-010-9629-z.
- [11] Brecht, S. H., Luhmann, J. G. & Larson, D. J. (2000). Simulations of the Saturnian magnetosphere interaction with Titan, *J. Geophys. Res.*, 105: 13-119.
- [12] Chapman, S. & V. C. A. Ferraro (1930). A new theory of magnetic storms. *Nature* 126:129.
- [13] Comas Sola, J. (1908). Observations des satellites principaux de Jupiter et de Titan, *Astron.Nachr.*, 179:289.
- [14] Cowley, S. W. H. & E. J. Bunce (2003). Corotation-driven magnetosphere-ionosphere coupling currents in Saturn's magnetosphere and their relation to the auroras. *Ann. Geophys.* 21, 1691–1707.
- [15] Cowley, S. W. H., E. J. Bunce, & J. M. O'Rourke (2004). A simple quantitative model of plasma flows and currents

- in Saturn's polar ionosphere. *J. Geophys. Res.* 109, A05212. doi:10.1029/2003JA010375.
- [16] Cravens, T. E., Lindgren, C. J. & Ledvina, S. A. (1998). A two-dimensional multifluid MHD model of Titan's plasma environment, *Planet. Space Sci.*, 46: 1193-1205.
- [17] Cravens, T. E., Richard, M., Ma, Y. -J. y otros 12 autores (2010). Dynamical and magnetic field time constants for Titan's ionosphere: Empirical estimates and comparisons with Venus, *J. Geophys. Res.*, 115, A08319, doi:10.1029/2009JA015050.
- [18] de Colle, F. (2004). Un nuevo programa MHD en astrofísica. PhD Thesis, UNAM, 2005.
- [19] de Colle, F. & Raga, A. Effects of the Magnetic Field on the $H\alpha$ Emission from Jets. *A&A SS*, 293:173–180.
- [20] de Colle, F. & Raga, A. (2005). Interaction of Herbig-Haro objects with molecular cloud and generation of Alfvén waves. *MNRAS*, 359:164–170.
- [21] De Keyser, J., Dunlop, M. W., Owen, C. J., Sonnerup, B. U. Ö., Haaland, S. E., Vaivads, A., Paschmann, G., Lundin, R., & Rezeau, L. (2005). Magnetopause and Boundary Layer. *Space Sci. Rev.*, 118:231–320.
- [22] Dougherty, M. K., Kellock, S., Southwood D. J., Balogh A., Smith E. J., Tsurutani B. T., Gerlach B., Glassmeier K.-H., Gleim F., Russell C. T., Erdos G., Neubauer F. M., & Cowley S. W. H. (2004). The Cassini magnetic field investigation. *Space Sci. Rev.* 114, 331–383.

- [23] Dougherty, M.K., Kellock S., Slootweg A.P, Achilleos N., Joy S.P., & Mafi J.N. (2006). Cassini Orbiter Mag Calibrated Summary Averaged V1.0, CO-E/SW/J/S-MAG-4-SUMM-AVERAGED-V1.0, NASA Planetary Data System.
- [24] Dougherty M.K. et al. (eds.) (2009). Saturn from Cassini-Huygens, chapter 9 Springer Sci. doi: 10.1007/978-1-4020-9217-6_9,c.
- [25] Drell, S. D., Foley, H. M. & Ruderman, M. A. (1965). Drag and propulsion of large satellites in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 70, 3131.
- [26] Dungey, J. W. (1961). Interplanetary field and the auroral zones, *Phys. Rev. Lett.* 6, 47–48.
- [27] Goedboed, H. & Poedts, S. (2004). Principles of Magnetohydrodynamics. Whit applications to Laboratory and Astrophysical Plasmas. Cambridge University Press.
- [28] Hughes, W. J. (1995). The magnetopause, magnetotail, and magnetic reconnection, en *Introduction to Space Physics*, editado por M. G. Kivelson & C. T. Russell, cap. 9, pp. 227–287, Cambridge University Press.
- [29] Ip, W. H. (1990). Titan's upper ionosphere, *Astrophys. J.*, 362(10), 354.
- [30] Jackman, C. M. (2006), Solar wind-magnetosphere coupling at Saturn, Ph.D thesis, Univ. of Leicester.
- [31] Kabin, K. T., Israelevich, P. L., Ershkovich, A. I., Neubauer, F. M., Gombosi, T. I., DeZeeuw, D. L. & Powell, K. G. (2000). Ti-

- tan's magnetic wake: Atmospheric or magnetospheric interaction, *J. Geophys. Res.*, 105: 761-770.
- [32] Keller, C. N. & Cravens, T. E. (1994). One dimensional multi-species hydrodynamic models of the wakeside ionosphere of Titan, *J. Geophys. Res.*, 99, 6527.
- [33] Kivelson, M. G. & Russell, C. T. (editores) (1995). *Introduction to Space Physics*, Cambridge University Press.
- [34] Krimigis, S. M., N. Sergis, D. G. Mitchell, D. C. Hamilton, & N. Krupp (2007). A dynamic, rotating ring current around Saturn. *Nature* 450, 1050–1053, doi:10.1038/nature06425.
- [35] Khurana, K. K. & Kivelson, M. G. (1993). Inference of the angular velocity of plasma in the Jovian magnetosphere from the sweepback of magnetic field. *J. Geophys. Res.* 98 (A1), 67–79.
- [36] Ma, Y. -J., Nagy, A. F., Toth, G. y otros 8 autores (2007). 3D global multi-species Hall-MHD simulation of the Cassini T9 flyby, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L24S10, doi:10.1029/2007GL31627.
- [37] Ma, Y. -J., Russel, C. T., Nagy, A. F. y otros 10 autores (2009). Time-dependent global MHD simulations of Cassini T32 flyby: From magnetosphere to magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, 114, A03204, doi:10.1029/2008JA013676.
- [38] Nagy, A. F., Liu, Y., Hansen, K. C., Kabin, K., Gombosi, T. I., Combi, M. R., DeZeeuw, D. L., Powell, K. G. & Kliore, A. J. (2001). The interaction between the magnetosphere of Saturn and Titan's ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 106, 6151.

- [39] Ness, N. F., Acuña, M. H., Behannon K. W. & Neubauer, F. M. (1982). The induced magneto-sphere of Titan, *J. Geophys. Res.*, 87, (A3), 1369–1381, 1982.
- [40] Neubauer, F. M. (1980). Nonlinear standing Alfvén wave current system at Io - Theory, *J. Geophys. Res.* 85, 1171–1178.
- [41] Neubauer, F. M., Gurnett, D. A., Scudder, J. D. & Hartle, R. E. (1984). Titan's magnetospheric interaction, in *Saturn*, edited by T. Gehrels and M. S. Matthews, 760-787, Univ. of Ariz. Press, Tucson, Arizona.
- [42] Ledvina, S. A. & Cravens, T. E. (1998). A three-dimensional MHD model of plasma flow around Titan, *Planet. Space Sci.*, 46, 1175.
- [43] Ledvina, S. A., Luhmann, J. G., Brecht, S. H. & Cravens, T. E. (2004). Titan's induced magnetosphere, *Adv. Space Res.*, 33, 2092, doi:10.1016/j.asr.2003.07.056.
- [44] Parker, E. N. (1957). Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids. *J. Geophys. Res.*, 62(4), 509–520, doi:10.1029/JZ062i004p00509.
- [45] Parker, E. N (1958). Dynamics of the interplanetary gas and magnetic field. *Astrophys. J.*, 128, 664, 1958.
- [46] Persoon, A. M., D. A. Gurnett, W. S. Kurth, and J. B. Groene (2006). A simple scale height model of the electron density in Saturn's plasma disk. *Geophys. Res. Lett.* 33, L18106. doi:10.1029/2006GL027090

- [47] Persoon, A. M., et al. (2009), A diffusive equilibrium model for the plasma density in Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 114, A04211. doi:10.1029/2008JA013912
- [48] Petschek, H. E. (1964). Magnetic field annihilation. In *The Physics of Solar Flares*, ed W. N. Ness, NASA SP-50 (p. 425). Washington, DC: NASA.
- [49] Pneuman, G. W. & R. A. Koop (1971). Gas-magnetic field interactions in the solar corona. *Solar Phys.* 18:258.
- [50] Schardt, A. W., K. W. Behannon, R. P. Lepping, J. F. Carbary, A. Eviatar, and J. L. Siscoe (1984), The outer magnetosphere, in Saturn, pp. 416 – 445, Univ. of Ariz. Press, Tucson, Ariz.
- [51] Schneiter, M., Blanco-Cano, X., Velázquez, P. F., de Colle, F. & Esquivel, A. An MHD + Test particle study of velocity distribution of pick up ions in the Martian environment. *Enviado Ann. Geophys.*
- [52] Schwartz, S. J., Owen, C. J. & Burgess, D. (2004). *Astrophysical Plasmas*. Astronomy Unit, Queen Mary, University of London. London, U.K.
- [53] Simon, S., Motschmann, U., Kleindienst, G., Saur, J., Bertucci, C. L., Dougherty, M. K., Arridge, C. S., & Coates, A. J. (2009). Titan's plasma environment during a magnetosheath excursion: Real-time scenarios for Cassini's T32 flyby from a hybrid simulation, *Ann. Geophys.*, 27, 669-685, doi:10.5194/angeo-27-669-2009.
- [54] Simon, S., Wennmacher, A., Neubauer, F. M., Bertucci, C. L., Kriegel, H., Saur, J., Russell, C. T., Dougherty, M. K. (2010).

- Titan's highly dynamic magnetic environment: A systematic survey of Cassini magnetometer observations from flybys TA–T62, *Planet. Space Sci.*, 58, 1230–1251.
- [55] Sittler, E. C., K. W. Ogilvie, and J. D. Scudder (1983). Survey of low energy plasma electrons in Saturn's magnetosphere: Voyagers 1 and 2. *J. Geophys. Res.* 88, 8847–8870.
- [56] Sittler, E. C., Hartle, R. E., Jr., Viñas, A. F., Johnson, R. E., Smith, H. T. & Mueller-Wodarg, I. (2005). Titan interaction with Saturn's magnetosphere: Voyager 1 results revisited, *J. Geophys. Res.*, 110, A09302, doi:10.1029/2004JA010759.
- [57] Sweet, P. A. (1958). The neutral point theory of solar flares. In *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, ed. B. Lehnert. Cambridge University Press.
- [58] 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. *J. Geophys. Res.*, 98:17251–17262.
- [59] Toledo-Roy, J., Velazquez, P. F., de Colle, F., Gonzalez, R. F., Reynoso, E. M., & Kurtz, S. E. (2009). Numerical model for the SNR DEM L316: simulated X-ray emission. *MNRAS*, 395:351–357. doi:10.1111/j.1365-2966.2009.14517.x.
- [60] Thomsen, M. F., D. B. Reisenfeld, D. M. Delapp, R. L. Tokar, D. T. Young, F. J. Crary, E. C. Sittler, M. A. McGraw, and J. D. Williams (2010). Survey of ion plasma parameters in Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 115, A10220, doi:10.1029/2010JA015267.

- [61] Toth, G. (2000). The $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ constraint in shock-capturing magnetohydrodynamics codes, *JCoPh*, 161, 605-652.
- [62] Ulusen, D., Luhmann, J. G., Ma, Y.-J., Ledvina, S., Cravens, T. E., Mandt, K., Waite, J. H. & Wahlund, J. -E. (2010). Investigation of the force balance in the Titan ionosphere: Cassini T5 flyby model/data comparisons, *Icarus*, 210, 2, 867-880.
- [63] Vasyliunas, V. M. (1983). Plasma distribution and flow. In *Physics of the Jovian Magnetosphere*, edited by A. J. Dessler (Cambridge University Press, New York), pp. 395–453.
- [64] Waite, J. H. et al. (2004). The Cassini Ion and Neutral Mass Spectrometer (INMS) Investigations. *Space Sci. Rev.*, 114: 113-231.
- [65] Wei, H. Y., Russell, C. T., Zhang, T. L. & Dougherty, M. K. (2010). Comparison study of magnetic flux ropes in the ionospheres of Venus, Mars and Titan. *Icarus*, Volume 206, 174-181. doi:10.1016/j.icarus.2009.03.014.
- [66] Wolf, D. A. & F. M. Neubauer (1982). Titan's highly variable plasma environment, *J. Geophys. Res.*, 87, 881 – 885.
- [67] Wright, A. N. & Southwood, D. J. (1987). Stationary Alfvénic structures, *J. Geophys. Res.* 92, 1167–1175.
- [68] Young D. T., J. -J. Berthelier, M. Blanc, J. L. Burch, S. Bolton y otros 38 autores (2005). Composition and dynamics of plasma in Saturn's magnetosphere, *Science* 307, 1262–1266.