

# Análisis de ondas de ultra-baja frecuencia en la zona anterior al choque de Saturno

## ULF waves analysis in Saturn's foreshock

Andrés N. <sup>\*1</sup>, Gómez D. <sup>1,2</sup>, y Bertucci C. <sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET-UBA), Argentina

<sup>2</sup> Departamento de Física (FCEN, UBA), Argentina

nandres@iafe.uba.ar

Recibido 30/03/2012; aprobado 15/10/2012

A través del estudio de los datos provistos por el magnetómetro VHM, a bordo de la sonda espacial Cassini-Huygens en órbita alrededor del planeta desde el año 2004, realizamos un relevamiento y análisis detallados de las ondas de ultra-baja frecuencia asociadas al choque de Saturno. Más específicamente, identificamos ondas lineales y no lineales que se generan en la región conectada magnéticamente al choque (foreshock). Asimismo, realizamos un análisis del choque de un planeta gigante como Saturno, sus límites y dependencias, y estudiamos como varían las componentes de campo magnético al atravesarlo. Además se estudió la correlación existente entre la presencia-ausencia de ondas y el ángulo entre la línea de campo magnético y la normal al choque en el punto de intersección. Palabras Claves: foreshock, ondas ULF, Saturno

*By studying the data provided by the VHM magnetometer on board of the Cassini-Huygens spacecraft orbiting the planet since 2004, we conducted a global survey and detailed analysis of ultra-low frequency (ULF) waves associated with Saturn's bow shock. More specifically, we identify linear and nonlinear waves generated in the region magnetically connected to the bow shock (i.e. the foreshock). In addition, we analyzed the bow shock of a giant planet like Saturn and study the variation of the magnetic field components as we pass through the bow shock. Also, we studied the correlation between the presence (or absence) of waves and the angle between the interplanetary magnetic field and the shock normal at the point of intersection.*

Keywords: foreshock, ULF waves, Saturn

## I. Introducción

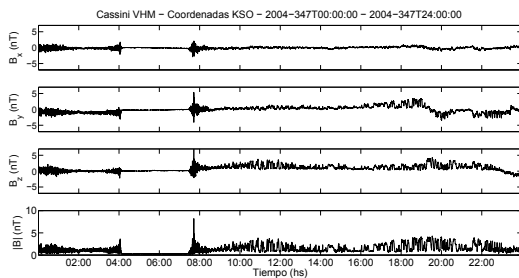
Además de la presencia de polvo y radiación electromagnética, nuestro sistema solar está permeado por el viento solar, es decir, por plasma proveniente de la corona solar que se expande de manera radial y supersónica. Como muchos plasmas espaciales, el viento solar es tenue y altamente conductor, por lo que es capaz de arrastrar consigo el campo magnético del Sol a través del espacio interplanetario. Los planetas que presentan su propio campo magnético como Saturno o la Tierra, representan un obstáculo para el avance del viento solar, dando lugar a la formación de magnetosferas. La magnetosfera de Saturno consta de una superficie llamada magnetopausa, que separa las líneas de campo magnético de origen planetario de aquellas de origen solar. Puesto que el viento solar es supersónico, el impacto del viento sobre la magnetosfera da lugar a la formación de un choque del lado diurno y sobre la magnetopausa, a través del cual la materia se desacelera y se vuelve subsónica (Russell et al. (1985)<sup>12</sup>). En medios magnetizados, estas ondas de choque presentan también campos eléctricos auto-consistentes, los cuales aceleran a las partículas cargadas que forman parte del viento solar. Existe una interesante diversidad de mecanismos físicos que tienen lugar al interactuar las partículas del viento solar con la onda de choque. Si bien la mayoría de las partículas atraviesan la onda de choque disminuyendo su velocidad y aumen-

tando su densidad y temperatura, una pequeña fracción es reflejada hacia el Sol (Asbridge et al. (1968)<sup>2</sup>). Las partículas reflejadas remontan el viento solar a lo largo de las líneas de campo magnético interplanetario, y al interactuar con el flujo del viento solar incidente, pueden estar sujetas a un número de inestabilidades de plasma (Gary et al. (1993)<sup>8</sup>, Convery & Gary (1997)<sup>7</sup>), las cuales conducen a la generación de ondas de ultra-baja frecuencia (ULF) en el plasma. Dichas ondas son detectadas por el magnetómetro a bordo de la sonda Cassini, el cual posee muy buena resolución temporal. Esta región, caracterizada por partículas que remontan el viento solar y que generan perturbaciones en la zona que precede al choque, se denomina pre-choque (*foreshock* en inglés). Las ondas de plasma detectadas in-situ por sondas espaciales son una importante herramienta de diagnóstico. Un análisis cuantitativo de frecuencia, longitud de onda y estado de polarización, provee información sobre las propiedades dieléctricas y termodinámicas del medio en el cual se propagan, como así también de su estado de movimiento. En este trabajo realizaremos un relevamiento y análisis exhaustivos de las ondas de ultra-baja frecuencia asociadas al choque de Saturno. Se utilizaron datos del magnetómetro VHM de la sonda Cassini, en órbita alrededor del planeta desde el año 2004. Este estudio tiene por objeto identificar ondas lineales y no lineales que se generan en esta región. Asimismo, realizamos un análisis del choque

de un planeta gigante como Saturno, sus dependencias, y estudiamos como varían las variables físicas al atravesarlo. Además, realizamos una primera caracterización del foreshock de Saturno, estudiando la relación existente entre el ángulo  $\theta_{\text{Bn}}$  y la existencia (o no) de ondas.

## II. Observaciones

Se analizaron los datos obtenidos por la sonda espacial Cassini, entre los días 345 del año 2004 y el día 79 del año 2005 (el día 1 corresponde al primero de enero). Estos datos contienen las tres componentes de campo magnético obtenidas a través del magnetómetro VHM, así como la posición de la sonda espacial a todo tiempo. La frecuencia de detección de los datos es de  $4 \text{ s}^{-1}$ , con un rango de amplitud de  $\pm 256 \text{ nT}$  y una precisión de  $\pm 1 \text{ pT}$  ( $10^{-12} \text{ T}$ ) (Dougherty et al. (2004)<sup>5</sup>). A todos los fines prácticos, el error en la determinación del campo magnético fue despreciable, pero no así la desviación estándar en el cálculo de valores medios. Estos datos están en el sistema de referencia KSO (*Kronocentric Solar Orbital*), centrado en Saturno con el eje  $\hat{x}$  apuntando hacia el Sol, el eje  $\hat{y}$  se encuentra en el plano de la órbita de Saturno, en sentido contrario a su velocidad orbital, y el eje  $\hat{z}$  completa una terna derecha. En la **Figura 1** se observa un ejemplo de las tres componentes y módulo de campo magnético en nano-Tesla ( $1 \text{ nT} = 10^{-9} \text{ T}$ ) para el día 347 del año 2004.



**Figura 1.** Ejemplo de los datos disponibles a través del magnetómetro VHM. Se observan las tres componentes de campo magnético y el módulo, correspondientes al día 347 del año 2004.

Debido a que no existe un modelo global de choques planetarios, para poder estimar su estructura global y su orientación (es decir, la normal  $\hat{n}$  en todo punto de la superficie del choque), suponemos que existe simetría axial respecto de la dirección Sol-Saturno y que la forma funcional del choque viene dada por la ecuación de una sección cónica,

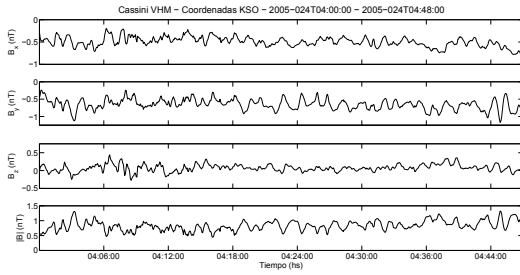
$$r = \frac{L}{1 + \varepsilon \cos \theta} \quad (1)$$

donde  $r$  es la distancia desde el planeta al punto sobre superficie del choque,  $\theta$  el ángulo de coordenadas esféricas con respecto al eje de simetría,  $L$  el parámetro de tamaño y  $\varepsilon$  la excentricidad (Slavin et al. (1985)<sup>13</sup>). Por ende, la superficie del choque está determinada por las constantes  $L$  y  $\varepsilon$ . En el caso real, el parámetro de tamaño no es constante, sino que varía en el tiempo de acuerdo a la relación

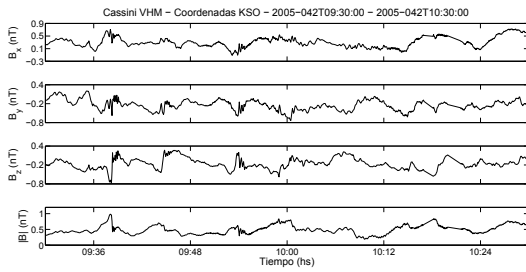
entre las presiones del viento solar y la magnetofunda. Por otra parte, el valor de  $\varepsilon$  determina el ángulo límite que formarán las asíntotas con el eje Sol-Saturno, las cuales son bastante estables. Entonces, optamos por fijar esta última variable ( $\varepsilon = 1,05 \pm 0,09$  Masters et al. (2008)<sup>11</sup>) y dejar  $L$  libre ( $L = L(t)$ ). Cada vez que Cassini atraviesa el choque, por medio de su posición a un tiempo dado es posible determinar el valor de  $L$ , y consideraremos que durante cierto tiempo estos valores representan una buena parametrización del choque. Es necesario aclarar que esta es una hipótesis de trabajo, que nosotros realizamos, pero cuya verificación es difícil de realizar, ya que solo disponemos de datos de una única sonda espacial.

## III. Resultados

En una primer parte del análisis, identificamos los intervalos de tiempo en los cuales Cassini se encuentra en el viento solar, es decir, por fuera de la onda de choque. Para ello utilizamos una lista de cruces del choque de Saturno efectuados por Cassini, entre Junio del año 2004 y Agosto del año 2005 (Masters et al. (2008)<sup>11</sup>). En la **Figura 1** observamos que a las 04:03:30 horas la sonda atraviesa el choque, desde la magnetofunda hacia el viento solar, y luego, a las 07:42:31 horas, lo atraviesa nuevamente. En esta Figura se advierte que el intervalo de tiempo analizado fue 04:03:30-07:42:31 horas. Asimismo, notamos que el choque no es estático, y posee su propia dinámica, debido a que el segundo cruce es consecuencia de su propio movimiento. En los intervalos de tiempo identificados como viento solar, se analizaron las tres componentes de campo magnético en busca de ondas de plasma, es decir, perturbaciones alrededor del campo magnético medio con períodos relativamente bien definidos. En la **Figura 2** observamos eventos identificados a través de esta metodología, en particular se trata de trenes de onda cuasi-monocromáticos, los cuales son poco comunes en las inmediaciones de Saturno. En cambio, para la mayoría de los datos analizados, encontramos ondas no-lineales como las que se muestran en la **Figura 3**. Para los eventos cuasi-monocromáticos, así como para los no-lineales, se calcularon las frecuencias de oscilación ( $\omega = 2\pi/T$  donde  $T$  es el período de la onda) y se compararon con la frecuencia de ciclotrón de iones local  $\Omega_{ci} = eB_0/m_i c$  (que depende del campo magnético medio). Como resultado de este estudio obtuvimos que las frecuencias de las ondas cuasi-monocromáticas son siempre del orden de la frecuencia del ciclotrón, mientras que los eventos no-lineales poseen frecuencias mayores o menores que la frecuencia de ciclotrón de iones local. Del total de casos estudiados, el 86% de los eventos poseen su frecuencia entre la mitad y el doble de la frecuencia de ciclotrón local. Estimamos los errores relativos para la determinación de la frecuencia  $\delta\omega/\omega \sim 10\%$ , mientras que el error relativo en la determinación de la frecuencia de ciclotrón local fue entre el 10% y el 30%, dependiendo de la desviación estándar del campo magnético medio ( $\delta B_{\text{rsm}}^2 = 1/N \sum (\mathbf{B}_i - \langle \mathbf{B} \rangle)^2$ ). Para los trenes de onda cuasi-monocromáticos, como se observan en la **Figura 2**, se calcularon la polarización y



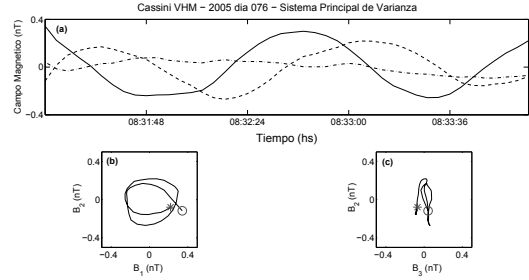
**Figura 2.** Gráfico de las tres componentes y el modulo de campo magnético para el día 024 del año 2005, entre las 04:00:08 y las 04:48:00 horas.



**Figura 3.** Tren de onda no-lineal detectado el día 42 del año 2005, entre las 09 : 30 : 00 y las 10 : 30 : 00 horas.

dirección de propagación con respecto al campo magnético medio, a través del análisis de varianza mínima. El análisis de mínima varianza consiste en construir la matriz de varianza en términos de los datos de campo magnético, y calcular los tres autovalores  $\lambda_i$ , y sus correspondientes autovectores  $\mathbf{x}_i$ . El autovector  $\mathbf{x}_3$ , correspondiente al más chico de los autovalores  $\lambda_3$ , es usado como un estimador de la dirección de propagación del paquete de ondas. Los autovectores  $\{\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3\}$  constituyen una base ortonormal de vectores que denominaremos base MVA. Esta base provee un sistema de coordenadas conveniente en el cual analizar dichos datos. En la Figura 4 se observan las componentes de campo magnético en función del tiempo en la base MVA y los hodogramas magnéticos en los planos de varianza máxima-intermedia ( $\hat{\mathbf{x}}_1$ - $\hat{\mathbf{x}}_2$ ) y mínima-intermedia ( $\hat{\mathbf{x}}_3$ - $\hat{\mathbf{x}}_2$ ) respectivamente. Observamos de la **Figura 4** que la polarización de este tren corresponde a circular derecha, es decir la componente  $B_3 > 0$  y el hodograma magnético en el plano  $\hat{\mathbf{x}}_1$ - $\hat{\mathbf{x}}_2$  gira en sentido anti-horario. Asimismo, obtenemos un cociente de autovalores  $\lambda_2/\lambda_3 \approx 70$ , con un ángulo  $\theta_{kB} = 20^\circ \pm 1^\circ$ . Esto nos dice que el paquete de ondas se está propagando de manera ligeramente oblicua con respecto al campo magnético medio. Estos trenes de onda cuasi-monocromáticos fueron encontrados en una decena de casos y en todos ellos la polarización fue circular derecha, con un ángulo  $\theta_{kB}$  oscilando entre  $7^\circ \pm 1^\circ$  y  $20^\circ \pm 1^\circ$  y un cociente de autovalores oscilando entre  $\lambda_2/\lambda_3 = 10$  y  $\lambda_2/\lambda_3 = 75$ .

En una segunda parte del análisis, estudiamos los cambios en las componentes de campo magnético que detecta el magnetómetro a bordo de Cassini al atravesar el choque saturniano, y comparar dichos cambios con las



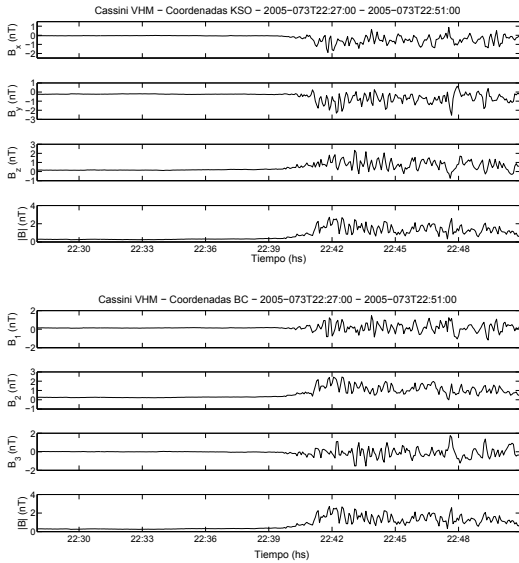
**Figura 4.** Arriba: Componentes de campo magnético a lo largo de la dirección de máxima varianza (línea sólida), varianza intermedia (línea punteada) y varianza mínima (línea punto- raya) obtenidas a partir de los datos correspondientes al día 04 del año 2005, en el intervalo de tiempo 08:31:00-08:34:06 horas. Izquierda: Hodograma magnético en el plano de varianza máxima-intermedia. Derecha: Hodograma magnético en el plano de varianza mínima-intermedia. El círculo y el asterisco indican el tiempo inicial y final de la serie de datos respectivamente.

predicciones teóricas. Al integrar las ecuaciones MHD y de Maxwell al atravesar un choque plano y estacionario, se puede obtener las condiciones de salto que deben respetar los parámetros del plasma a uno y otro lado del choque. Estas condiciones se conocen con el nombre de *relaciones de Rankine-Hugoniot*. En el caso de un choque fuerte, como es el de Saturno, se puede demostrar que los cambios en las componentes de campo magnético al atravesar el choque resultan

$$\frac{B_{x2}}{B_{x1}} = 1 \quad (2)$$

$$\frac{B_{y2}}{B_{y1}} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} = 4 \quad (3)$$

donde los sub-índices 1 y 2 corresponden a las regiones “upstream” y “downstream” respectivamente. Observamos que en este límite (choque fuerte) la componente de campo magnético paralela a la normal al choque permanece inalterada, mientras que la componente perpendicular se amplifica como máximo un factor cuatro ( $\gamma = 5/3$ ) al atravesar el choque. Las hipótesis impuestas al realizar los cálculos fueron que el choque sea estacionario y plano, es decir, que el problema no dependa del tiempo y que los campos magnéticos upstream y downstream esten en un mismo plano. Por lo que resulta necesario, antes de comparar las predicciones teóricas con los datos observacionales, tener los datos en un sistema de referencia en el cual el plano  $\{\hat{\mathbf{a}}_1, \hat{\mathbf{a}}_2\}$  contenga a los vectores  $\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{B}_1$  y  $\mathbf{B}_2$ . Para ello, consideramos el cambio de base de coordenadas KSO a un sistema de coordenadas con la orientación indicada y solidario al choque, que denominaremos *base del choque* (BC). Se puede demostrar que la base del espacio en las coordenadas KSO y la nueva base  $\{\hat{\mathbf{a}}_1, \hat{\mathbf{a}}_2, \hat{\mathbf{a}}_3\}$  se relacionan a través de una matriz



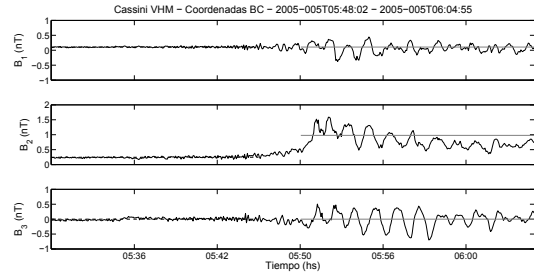
**Figura 5.** Gráficos de las tres componentes de campo magnético y del modulo, al atravesar el choque el día 73 del año 2005 a las 22:40:40 hs, en las coordenadas originales KSO y en las coordenadas del choque BC.

A cambio de base, que resulta

$$A = \begin{pmatrix} n_1 & b_{\perp 1} & \eta_1 \\ n_2 & b_{\perp 2} & \eta_2 \\ n_3 & b_{\perp 3} & \eta_3 \end{pmatrix} \quad (4)$$

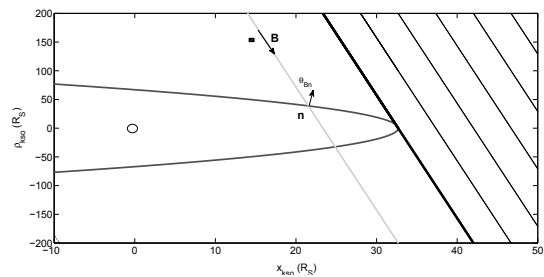
donde  $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$  es la normal al choque y  $\mathbf{B}_{\perp} = (b_{\perp 1}, b_{\perp 2}, b_{\perp 3})$  es la componente del campo magnético upstream perpendicular a la normal  $\hat{\mathbf{n}}$ . Entonces, dada la normal al choque y el campo magnético upstream (en el sistema de referencia KSO), es posible (a través de una rotación) obtener una nueva base, en la cual el campo magnético a ambos lados y la normal están inscriptos en el plano cartesiano  $\{\hat{\mathbf{a}}_1, \hat{\mathbf{a}}_2\}$ . En la **Figura 5** observamos las tres componentes de campo magnético y el modulo al atravesar el choque en el sistema de referencia KSO y en la base del choque. Como es de esperar, el gráfico del modulo no cambia al realizar una rotación del sistema de coordenadas. Con los datos en la base BC, estudiamos los cambios en las distintas componentes a ambos lados del choque, para cada cruce de Cassini disponible. Como se observa en las ecuaciones (2) y (3), las distintas componentes del campo magnético sufren distintos cambios al atravesar el choque. La componente perpendicular al plano definido por  $\mathbf{B}_1$  y  $\mathbf{B}_2$  ( $B_3$ ) es cero por hipótesis. La componente paralela a la normal  $\hat{\mathbf{n}}$  ( $B_1$ ) es igual a ambos lados del choque. La componente perpendicular a la normal ( $B_2$ ) del lado downstream resulta cuatro veces mayor respecto del lado upstream. En la **Figura 6** observamos las distintas componentes de campo magnético para el cruce del día 4 del año 2005. En este caso, la predicción teórica ajusta de manera correcta los datos experimentales, por lo que concluimos que se trata, entre otras cosas, de un choque aproximadamente estacionario. Se repitió el procedimiento para una veintena de choques, obteniendo que en la mitad de los casos las predicciones

teóricas ajustaban razonablemente los resultados experimentales, y en los restantes el ajuste resultaba pobre o decididamente malo. Entre otros factores, la pobre coincidencia con la predicción teórica puede deberse a que el choque no fuera estacionario en estos cruces.



**Figura 6.** Las tres componentes de campo magnético antes y después del choque, en las coordenadas del choque. La predicción teórica es la recta gris.

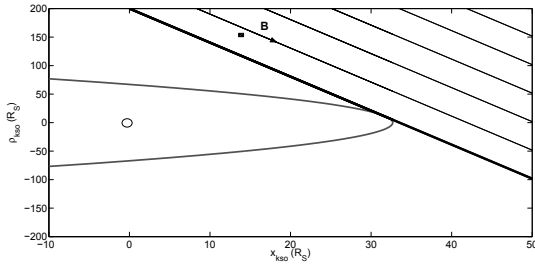
Como mencionamos en la Introducción, el foreshock es la región del espacio upstream que se encuentra conectada magnéticamente al choque. La conexión de una determinada región del espacio está dada por el ángulo  $\theta_{Bn}$ . Suponiendo que el campo magnético upstream es uniforme, el foreshock queda delimitado por las líneas de campo magnético tangentes al choque. En la **Figura 7** vemos una posible configuración de campo magnético en la cual es de esperar que Cassini detecte ondas, ya que ésta se encuentra dentro del foreshock. Asimismo observamos que el límite del foreshock (línea sólida) viene dado por la última línea magnética conectada al choque. Por otra parte, en la **Figura 8**, mostramos



**Figura 7.** Geometría particular de campo magnético  $\mathbf{B}$  para la cual Cassini se encuentra dentro del foreshock de Saturno. El cuadrado representa la posición de la nave mientras que la línea sólida representa el límite del foreshock. Es de esperar que en esta situación Cassini detecte ondas.

una posible configuración de campo magnético que deja a Cassini fuera del foreshock.

Con el objeto de realizar una primera caracterización del foreshock de Saturno, estudiamos la relación existente entre el ángulo  $\theta_{Bn}$  y la existencia (o no) de ondas. Para ello, se determinó el hiperboloide que mejor aproxima al choque, para cada cruce de Cassini. En otras palabras, a través de la ecuación (1) y la posición de

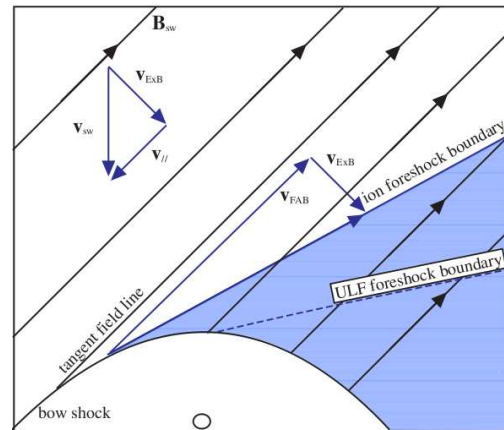


**Figura 8.** Geometría particular de campo magnético  $\mathbf{B}$  para la cual Cassini se encuentra fuera del foreshock de Saturno. El cuadrado representa la posición de la nave mientras que la línea sólida representa el límite del foreshock. Es de esperar que en esta situación Cassini no detecte ondas.

Cassini en cada cruce, se determinó el valor del parámetro de tamaño ( $L$ ), y con este, la normal  $\hat{\mathbf{n}}$  en toda la superficie del choque. La excentricidad se fijó en  $\varepsilon = 1,05 \pm 0,09$  (Masters et al. (2008)<sup>11</sup>). Con los parámetros  $\varepsilon$  y  $L$ , obtuvimos la superficie del choque y consideramos que durante cierto tiempo los valores  $\varepsilon$  y  $L$  representan una buena parametrización del choque. Dada la posición de Cassini durante un evento (detección o no de ondas), y su campo magnético medio, junto con la posición del cruce, proyectamos dicho campo medio y calculamos el valor de  $\theta_{Bn}$  (si existe conexión). Calculamos el ángulo  $\theta_{Bn}$  para cada uno de los cruces disponibles dentro del intervalo de tiempo estudiado. En total se estudiaron 48 casos. Observamos dos casos en los cuales no existía conexión del campo magnético con el choque y en los cuales Cassini no detecta ondas, como era de esperar. Por otra parte, para los 46 casos restantes en los cuales Cassini está en la región conectada al choque, vemos que en un 62% de los casos tampoco se detectan ondas. Notamos que en el total de estos casos el ángulo  $\theta_{Bn}$  es mayor que  $50^\circ$ , mientras que en el caso que se detectan ondas,  $\theta_{Bn}$  es menor que  $50^\circ$ . Este resultado nos indica que aún cuando Cassini está en la región conectada al choque, existe la posibilidad de no detectar ondas si  $\theta_{Bn}$  es suficientemente grande. Un comportamiento similar se ha observado en el caso de la Tierra. A través del análisis exhaustivo de los datos obtenidos por sondas espaciales como ISEE 1-2 y Cluster, ha sido posible comprender la morfología básica del foreshock terrestre. La **Figura 9** muestra un esquema del llamado *foreshock de iones* para un dado campo magnético interplanetario  $\mathbf{B}_{sw}$ . El viento solar fluye verticalmente desde la parte superior de la imagen con una velocidad  $\mathbf{v}_{sw}$ . El límite *tangent field line* (línea de campo tangente) marca los puntos a partir de los cuales el viento solar se conecta magnéticamente al choque, por debajo de este límite una pequeña fracción de iones pueden escapar del choque, y ser eyectados con una velocidad  $\mathbf{v}_{FAB}$  (*field aligned beam*), la cual está alineada con el campo magnético  $\mathbf{B}_{sw}$ . Sin embargo, debido a que estas partículas están cargadas, sufren un movimiento de deriva (*drift*) en la dirección  $\mathbf{E}_{sw} \times \mathbf{B}_{sw}$  ( $v_{drift} = c\mathbf{E}_{sw} \times \mathbf{B}_{sw}/|\mathbf{B}_{sw}|^2$ ), por lo que el límite del

foreshock de iones no está alineado con  $\mathbf{B}_{sw}$ . Los iones acelerados en el choque se encontrarán en la región gris de la **Figura 9**.

Las distribuciones de iones alineadas con las líneas de campo magnético interplanetario son observadas efectivamente en el foreshock de iones, pero en las proximidades del contorno externo (el ion foreshock boundary de la Figura 9) no se observan ondas. Por otra parte, las ondas de baja frecuencia son observadas en la región más interna del foreshock de iones. A esta región se la ha denominado *foreshock de ondas* o, más específicamente, de ondas de ultra-baja frecuencia (*ULF foreshock boundary*). La determinación de los límites de esta región para el caso terrestre, ha sido hecha de forma empírica Eastwood et al. (2005)<sup>6</sup>. El análisis teórico de los procesos que ocurren en esta región y de su extensión espacial, dependerá seguramente del tipo de inestabilidades por la cual dichos iones producen las ondas y de los mecanismos de saturación de estas inestabilidades. En este marco,



**Figura 9.** Estructura esquemática del foreshock de iones de la Tierra para una dada configuración de campo magnético interplanetario  $\mathbf{B}_{sw}$  (extraída de Eastwood et al. (2005)<sup>6</sup>).

resulta razonable pensar que para ángulos menores que  $\sim 50^\circ$  Cassini detecte ondas, ya que presumiblemente se encuentra en el foreshock de ondas (ver **Figura 9**). Por otra parte, para ángulos mayores que  $\sim 50^\circ$  se encuentra cerca del límite externo del foreshock de iones donde se entiende que no conviven los iones y las ondas de ultra-baja frecuencia.

#### IV. Conclusiones

En el presente trabajo realizamos un relevamiento y análisis exhaustivos de las ondas cuasi-monocromáticas y no lineales que se generan en el foreshock de Saturno. Asimismo, estudiamos la frecuencia de estas ondas y la relación existente con la frecuencia de ciclotrón de iones local ( $\Omega_{ci} = eB_0/cm_i$ ). Obtuvimos como resultado de este análisis que en más del 85% de los casos la frecuencia de oscilación de las ondas está entre la mitad y el doble de la frecuencia de ciclotrón local. Para una decena de eventos cuasi-monocromáticos, además del estudio en frecuencias, implementamos el análisis de mini-

ma varianza. A través de este análisis, estudiamos la polarización de dichos trenes de onda, así como la determinación de la dirección de propagación con respecto al campo magnético medio. En todos los casos estudiados, obtuvimos que la polarización es circular derecha en el sistema de referencia de la sonda, y la propagación es ligeramente oblicua, con valores de  $\theta_{kB}$  entre  $7^\circ \pm 1^\circ$  y  $20^\circ \pm 1^\circ$ .

Asimismo, realizamos un análisis del choque de Saturno, y estudiamos los cambios en las componentes de campo magnético que detecta el magnetómetro a bordo de Cassini al atravesar el choque. Comparamos dichos cambios con las predicciones teóricas presentadas. Para esto, proyectamos las componentes observadas del campo magnético en la base del choque (BC), la cual nos permite estudiar los cambios en las distintas componentes a ambos lados del choque para cada cruce de Cassini. Para una veintena de choques, obtuvimos que en la mitad de los casos las predicciones teóricas ajustaban razonablemente los resultados experimentales, y en los restantes el ajuste resultaba pobre o decididamente malo. Entre otros factores, la pobre coincidencia con la predicción teórica puede deberse a que el choque no fuera estacionario en estos cruces.

Además se estudió la correlación existente entre la presencia-ausencia de ondas y el ángulo  $\theta_{Bn}$  entre la línea de campo magnético y la normal al choque en el punto de intersección. Encontramos dos casos en los cuales no hay conexión con el choque y en los cuales Cassini no detecta ondas, como era de esperar. Por otra parte para el resto de los casos, en los cuales Cassini está en la región conectada al choque, es decir se encuentra dentro de la zona del foreshock, observamos que en un 62% de los casos tampoco se detectan ondas. Además notamos que en el total de estos casos el ángulo  $\theta_{Bn}$  es mayor que  $50^\circ$ , mientras que en el caso que se detectan ondas,  $\theta_{Bn}$  es menor que  $50^\circ$ . Esto nos indica que aún cuando Cassini está en la región conectada al choque, existe la posibilidad de no detectar ondas tal como se ha reportado en el caso del foreshock de la Tierra. Concluimos que para ángulos menores que  $\sim 50^\circ$  Cassini detecta ondas de baja frecuencia, ya que se encuentra en el foreshock de ondas, mientras que para ángulos mayores que  $\sim 50^\circ$  se encuentra en la región externa del foreshock de iones.<sup>1</sup>

## Referencias

- 1 - Achilleos, N., et al., 2006, Orientation, location, and velocity of Saturn's bow shock: Initial results from the Cassini spacecraft, *J. Geophys. Res.*, 111, A03201, doi:10.1029/2005JA011297.
- 2 - Asbridge, J. R., Bame, S. J., y Strong, I. B., 1968, Outward flow of protons from the Earth's bow shock, *J. Geophys. Res.* 73, 5777-5782.
- 3 - Bale, S. D., Balikhin, M. A., Horbury, T. S., Krasnoselskikh, V. V., Kucharek, H., Mobius, E., Walker, S. N., Balogh, A., Burgess, D. y Lembege,

- B., et al., Quasi-perpendicular Shock Structure and Processes, *Space Science Reviews*, 118, 1-4, 161-203, DOI: 10.1007/s11214-005-3827-0.
- 4 - Bertucci, C., Achilleos, N., Mazelle, C., Hospodarsky, G. B., Thomsen, M., Dougherty, M. K. y Kurth W., 2007, Low-frequency waves in the foreshock of Saturn: First results from Cassini, *J. Geophys. Res.*, 112, A09219, doi:10.1029/2006JA012098.
- 5 - 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 Science Reviews*, Volume 114, Issue 1-4, pp. 331-383.
- 6 - Eastwood, J. P., Lucek, E. A., Mazelle, C., Meziane, K., Narita, Y., Pickett, J. y Treumann, R. A., 2005, The Foreshock, *Space Science Reviews*, 118, 41-94, doi:10.1007/s11214-005-3824-3.
- 7 - Convery, P. D. y Gary, S. P., 1997, Electromagnetic proton cyclotron ring instability: Threshold and saturation, *J. Geophys. Res.*, 102(A2), 2351-2358.
- 8 - Gary, S. P., 1993, Theory of Space Plasma Instabilities, *Cambridge Univ. Press*.
- 9 - Greenstadt, E., y Baum, L., 1986, Earth's Compressional Foreshock Boundary Revisited: Observations by the ISEE 1 Magnetometer, *J. Geophys. Res.*, 91(A8), 9001-9006.
- 10 - Kivelson, M. G. y Russell, C.T., Introduction to Space Physics, *Cambridge Univ. Press*.
- 11 - Masters, A., Achilleos, N., Dougherty, M. K., Slavin, J. A., Hospodarsky, G. B., Arridge, C. S., Coates, A. J., 2008, An empirical model of Saturn's bow shock: Cassini observations of shock location and shape, *J. of Geophys. Res. - Space Physics*, 113, A10210, doi:10.1029/2008JA013276.
- 12 - Russell, C.T., 1985, Planetary bow shocks, in Collisionless Shocks in the Heliosphere: Review of Current Research, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 35, edited by B.T. Tsurutani and R.G. Stone, 109 pp., AGU, Washington, D.C.
- 13 - Slavin, J.A., Smith, E. J., Spreiter, J. R., y Stahara, S. S., 1985, Solar wind flow about the outer planets: Gas dynamic modeling of Jupiter and Saturn bow shock, *J. Geophys. Res.*, 90, 6275.
- 14 - Sonnerup, B. U. O. y Scheible, M., 1998, Minimum and Maximum Variance Analysis, in Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data, *ISSI Scientific Reports*, chap. 8, pp.185-220, ESA Publ. Div., Noordwijk, Holanda.

<sup>1</sup> Correspondencia: Av. Cantilo 2620 Pabellón IAFE (cp 1428), CABA, Argentina. Tel.: +5411 47890179 (int. 134) ; Fax: +5411 47868114. E-mail: nandres@iafe.uba.ar