

## PRESENTACIÓN MURAL

### Estudio numérico de modos MHD en arcos magnéticos de la baja corona solar

M. Cécere<sup>1</sup>, A. Costa<sup>2</sup>, L. Lehner<sup>3</sup> y O. Reula<sup>1</sup>

(1) *Facultad de Matemática, Astronomía y Física (FaMAF, UNC)*

(2) *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE, UNC-CONICET)*

(3) *Dpt. of Physics and Astronomy (Louisiana State University, USA)*

**Abstract.** Performing numerical simulations using the *divergence cleaning* technique, we characterize the plasma dynamics and the modes that propagate in magnetically structured media (i.e., with small values of  $\beta = P_g/P_M$  and large magnetic Reynolds number). We show preliminary results that confirm others described by the coronal seismology, i.e. modes obtained using cylindrical geometry and the *line tied* condition. This allows to adjust the numerical method to study the non-dissipative decay of fast modes in media of high Reynolds number.

**Resumen.** Caracterizamos la dinámica del plasma y los modos que pueden propagarse en medios estructurados por el campo magnético (es decir con bajo valor de  $\beta = P_g/P_M$  y alto número de Reynolds magnético), realizando simulaciones numéricas usando la técnica numérica de *divergence cleaning*. Se muestran resultados preliminares que confirman casos conocidos de la sismología coronal, es decir modos obtenidos suponiendo geometría cilíndrica y en la condición de *line tied loops*, con el fin de ajustar el método para utilizarlo en el estudio del amortiguamiento no disipativo de modos con alto número de Reynolds.

## 1. Introducción

Debido al alto valor del número de Reynolds ( $\sim 10^{10}$ ) la MHD ideal describe con buena aproximación la física de la atmósfera solar. El tiempo de difusión es mucho mayor que el tiempo característico de la dinámica general y se dice que el fluido está congelado al campo. En la baja corona solar ( $1R_\odot - 2R_\odot$ ) la dinámica es controlada por el campo magnético ( $\beta \ll 1$ ) que confina al plasma en infinidad de tubos delgados con flujos a diferentes temperaturas y densidades: el transporte del plasma se realiza, fundamentalmente, a lo largo de las líneas de campo y en cambio, es fuertemente inhibido en la dirección transversal a las mismas. En la cromósfera, por el contrario, la dinámica es gobernada por el fluido ( $\beta \gg 1$ ) que da la apariencia de turbulencia isótropa del medio. En la corona existen múltiples configuraciones del campo magnético que permiten la propagación de diferentes perturbaciones. Por ejemplo, el movimiento de las bases magnéticas “ancladas” a la cromósfera genera perturbaciones permanentes que son transmitidas a través

de las líneas de campo -debido al congelamiento y al cambio del valor relativo de  $\beta$  entre la corona y la cromósfera. Generalmente el sistema sale de la situación de equilibrio y evoluciona espontáneamente a través de una serie de nuevos equilibrios, o eventualmente se producen reconexiones que rompen el aislamiento magnético de la estructura y el arco pierde su individualidad. Un tema abierto de la física solar es el de los mecanismos de calentamiento responsables de temperaturas coroneas ( $T \sim 10^6 K$ ), más de dos órdenes de magnitud por encima de la temperatura fotosférica. Debido al alto número de Reynolds, la disipación Joule y la viscosidad son despreciables y deben descartarse como mecanismos de calentamiento directo. Los candidatos más aceptados son la turbulencia, la reconexión magnética (fundamentalmente microreconexiones, por debajo de la resolución de los instrumentos) y ondas magnetoacústicas. Por largo tiempo se ha descartado la importancia de estas últimas, debido a que las ondas heliosismológicas (ondas lentas, modos p) características de la cromósfera son frenadas en la región de transición y proporcionan un flujo de energía demasiado bajo. Sin embargo, es conocido que las ondas magnetoacústicas rápidas (modos *sau-sage* y *kink*) se amortiguan en unos pocos períodos ( $\sim 2$  a  $7$  períodos) debido a diferentes efectos: pérdidas a través de las bases cromosféricas, mezcla de fases y absorción resonante. Dependiendo de la eficiencia de cada mecanismo la energía cinética de la oscilación transversal a las líneas de campo (característica de las ondas magnetoacústicas rápidas) se transforma en: energía de la cromósfera, en el caso de pérdidas a través de las bases cromosféricas; viscosidad coronal en el caso de la mezcla de fases (que se produce por resonancia con el continuo de Alfvén en las regiones con gradientes pronunciados internas a los arcos magnéticos); y en oscilaciones azimutales de las regiones inhomogéneas de los arcos magnéticos en el caso de absorción resonante que luego se transforman en calor debido a la mezcla de fases. De modo que, si bien las ondas magnetoacústicas lentas son energéticamente deficitarias, las rápidas aportan una contribución energética comparable a las pérdidas (debidas a la radiación y a la conducción térmica) y son candidatas para contribuir apreciablemente al calentamiento de las regiones activas en las que se desarrollan. (Aschwanden 2004)

## 2. Procedimiento

Mediante el método de *divergence cleaning* hemos simulado la dinámica de un arco magnético 2D en condiciones coroneas (suponiendo ignorable la coordenada angular). Dicho método asegura, que la divergencia del campo magnético se mantiene nula a lo largo de la evolución temporal del sistema físico. Las condiciones de contorno son tales que, la perturbación numérica que alcanza el límite de la grilla no retorna al dominio computacional, sino que sale o se propaga a lo largo del contorno (Cécere et al. 2008). La grilla utilizada fue de  $200^2$  con un tamaño de  $10 \times 10$  en unidades de simulación ( $10 Mm$ ). Los parámetros del arco magnético elegidos fueron: longitud =  $96 Mm$ ; ancho =  $10 Mm$ . En la corona:  $\rho = 5 \cdot 10^{-16} gr/cm^3$ ,  $T = 10^6 K$ ,  $B_y = 9 G$ ; dentro del arco:  $\rho = 3,34 \cdot 10^{-15} gr/cm^3$ ,  $T = 1,1 \cdot 10^6 K$ ,  $B_y = 10 G$  y en la cromósfera:  $\rho = 1,67 \cdot 10^{-8} gr/cm^3$ ,  $T = 5 \cdot 10^6 K$ ,  $B_y = 10 G$ . Esta configuración garantiza valores realistas y usuales del parámetro  $\beta$ . Sin embargo, dado que la

configuración inicial no está en equilibrio termodinámico el sistema evoluciona espontáneamente.

### 3. Resultados

El sistema inicialmente evoluciona generando un modo *sausage* que es amortiguado en tres periodos ( $\tau = 40$  s, valor característico de estos modos). En la

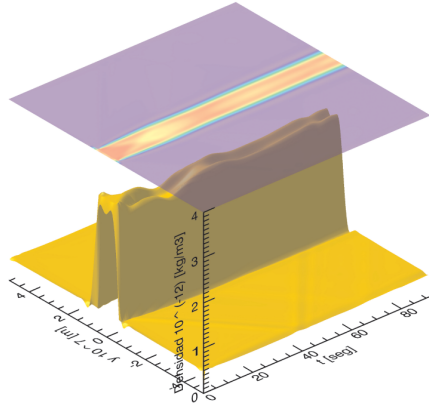


Figura 1. Densidad como función del tiempo a lo largo del eje  $x$ , con  $y = 0$ .

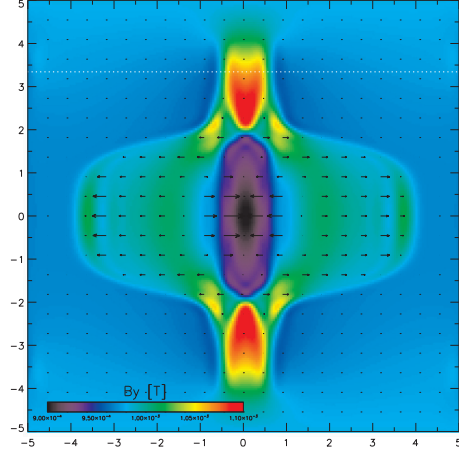


Figura 2. Componente  $B_y$  superpuesta a  $v_x$ .

figura 2 se pueden observar las tres oscilaciones de compresión y el correspondiente amortiguamiento en el panel de arriba de la figura. La figura 2 muestra la evolución de la componente  $y$  del campo magnético para el tiempo  $t = 26,62$  s. Superpuesta a esta figura, en forma de flechas, se muestra la componente  $x$  de la velocidad para cada punto del plano  $xy$ . Nótese que:

1. Debido al congelamiento del flujo con el campo, la evolución en  $x$  de la perturbación en  $B_y$  se corresponde con la excitación de la componente  $x$  de la velocidad.
2. El campo resulta atado (line-tied) a las bases cromosféricas debido al aumento de la densidad ( $\beta > 1$ ); la densidad del campo es mayor en los puntos de anclaje cromosféricos y la velocidad transversal al campo es nula.
3. Hay transferencia de energía de las regiones internas del arco a las externas (*leaky modes*). Dicha transferencia se realiza en la forma de modos de Alfvén de compresión (la perturbación del campo magnético  $B_1 \mathbf{e}_y$  es paralela al campo inicial  $B_0 \mathbf{e}_y$  y la componente transversal al campo de la velocidad perturbada  $v_{x1} \mathbf{e}_x$  es paralela a la dirección de propagación de  $k \mathbf{e}_x$ ). Además, verificamos que hay una correlación entre los mínimos de la energía magnética (componente  $y$ ) en el arco con pequeños máximos de la misma cantidad en la corona. Es decir, cuando aumenta la presión magnética en el arco disminuye en la corona, lo que está de acuerdo con la interpretación de modos de Alfvén de compresión. Con la evolución se desarrolla una componente no nula del campo en la dirección  $x$  pero en todo momento es menos del 10 % que la de la componente en  $y$  del campo.

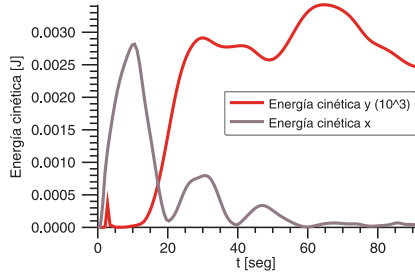


Figura 3. Superposición de la contribución a la energía cinética del arco, componente  $x$  con la  $y$ .

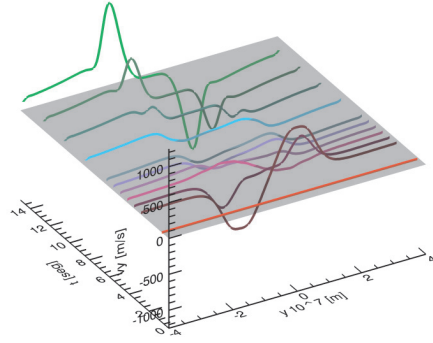


Figura 4. Evolución de los modos magnetoacústicos lentos.

La figura 3 muestra la evolución de las perturbaciones  $\rho v_x^2/2$  y  $\rho v_y^2/2$ . Vemos aquí que a medida que el modo *sausage* se amortigua, aumenta la energía en la dirección del arco magnético formando un modo magnetoacústico lento (velocidad de los modos lentos: velocidad del sonido,  $c_s$ ; velocidad de los modos rápidos: velocidad de Alfvén  $c_a \ll c_s$ ). En la figura 3, constatamos que la evolución de los modos magnetoacústicos lentos convergen a un modo caracterizable como segundo armónico: con un máximo de la densidad en el centro del arco (eje  $x=0$  de la fig. 2) y con un nodo en la velocidad longitudinal (Nakariakov 2006).

#### 4. Conclusiones

La simulación 2D de arcos magnéticos muestra que perturbaciones espontáneas de tipo *sausage* evolucionan amortiguando su energía en muy pocos períodos. Parte de la energía se transfiere a modos magnetoacústicos lentos (segundos armónicos) internos al arco y otra parte al medio externo en forma de modos de Alfvén compresionales. Los modos lentos quedan confinados dentro del arco (no perturban al campo), los rápidos, en cambio, transfieren parte de su energía a la corona en forma de modos *leaky* o modos de Alfvén de compresión que pueden contribuir al calentamiento coronal de regiones activas.

#### Referencias

- Aschwanden M., *Physics of the Solar Corona* ed. Springer-Verlag Berlin, 2004  
 Cécere M., Lehner L. y Reula O., Computer Phys. Communications, **179**, 545-554, 2008  
 Nakariakov, V. et al. A&A **452**, 343, 2006