

Universidad Nacional de Córdoba,
Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación,
Trabajo Final de Doctorado en Astronomía,

Estudio MHD de la dinámica del plasma de la corona solar

Autor: Lic. Ernesto Zurbriggen
Directora: Dr. Andrea Costa
co-Director: Dr. Alejandro Esquivel



Estudio MHD de la dinámica del plasma de la corona solar. Por Zurbriggen, Ernesto. Se distribuye bajo una Licencia Creative Commons Atribución-NoComercial-CompartirIgual 2.5 Argentina.

02.70.-c Computational techniques; simulations.
52.65.Kj Magnetohydrodynamic and fluid equation.
96.60.P- Corona.

Resumen

Este trabajo se enmarca dentro de la física solar, en particular se busca modelar fenómenos que acontecen en la baja corona utilizando la teoría de plasmas en su aproximación magnetohidrodinámica. La parte baja de la corona es un medio relativamente caliente, de baja densidad, muy dinámico y estructurado por campos magnéticos intensos como los que acontecen en regiones activas. Estos campos atraviesan el medio dando lugar a fenómenos extremos (no reproducibles en laboratorios terrestres) con rangos de tiempos y longitudes características muy amplios. En la escala espacial, los fenómenos van desde pocos metros (como el ancho de una hoja de corriente) hasta varios megámetros (como la escala de altura del equilibrio hidrostático de la corona). Y en la escala temporal, la variabilidad va desde años y meses (como la evolución del ciclo solar) hasta unos pocos segundos (como en procesos impulsivos de fulguraciones).

El objetivo de esta tesis es inferir la naturaleza de ciertas estructuras oscuras y muy particulares que se observan descender a través de la corona por lapsos cortos de tiempo. El fenómeno de los flujos oscuros está relacionado con una fulguración eruptiva de larga duración que generalmente está acompañada de una eyección de masa coronal. Si bien hay consenso en que dichos flujos son cavidades vaciadas (subdensas) de plasma con respecto al medio que los rodea, aún hoy su origen y evolución es un tema abierto a la discusión. Las observaciones muestran que el fenómeno se desarrolla en un medio turbulento y caliente con grandes gradientes de temperatura. De esta forma entre las principales preguntas que intentamos responder podemos mencionar: ¿cómo es posible que estas estructuras subdensas eviten ser aplastadas por el medio turbulento que los rodea y perduren por los tiempos observados?; ¿cómo es posible que ellos resistan la difusión térmica teniendo en cuenta que es de esperar que este mecanismo difusivo sea muy eficiente en la corona?

Mediante simulaciones magnetohidrodinámicas modelamos un escenario que da cuenta del origen y conformación de dichos flujos, reproduciendo sus tiempos característicos y fundamentalmente explicando cómo es posible que éstos puedan resistir la presión y difusión térmica del medio que los rodea. Para realizar esta tarea utilizamos principalmente el código FLASH, que tuvimos que adaptar a nuestro régimen y al cual le agregamos una nueva funcionalidad, por caso la conducción de calor anisótropa.

Aunque nos focalizamos particularmente en el fenómeno de los flujos oscuros, su tratamiento involucra varios procesos típicos necesarios de ser comprendidos para conocer la dinámica de la atmósfera solar en general, como por ejemplo reconexión magnética, transporte de energía, inestabilidades magnetohidrodinámicas y turbulencia.

La estructura general de la tesis es la siguiente: una primera parte introductoria donde describimos principalmente la corona solar, la teoría de plasmas y su aproximación magnetohidrodinámica; y una segunda parte más extensa que contiene los desarrollos y modelados del fenómeno.

Palabras claves: magnetohidrodinámica (MHD); Sol; corona; downflows; turbulencia.

Índice general

Resumen	IV
I Introducción	1
1. Física de plasmas y la corona solar	2
1.1. Plasmas	2
1.2. El Sol, la corona y sus estructuras	5
2. Magnetohidrodinámica	9
2.1. Ecuaciones MHD	9
2.2. Propiedades de las ecuaciones MHD	13
2.3. Reconexión magnética	15
3. Flujos oscuros descendentes. Revisión bibliográfica	19
3.1. Detecciones de FODs	20
3.2. Fulguraciones eruptivas	22
3.3. Datos observacionales	24
3.4. Modelos de FOD	26
3.4.1. Modelo observacional	27
3.4.2. Modelos numéricos	28
II Trabajo realizado	30
4. Códigos numéricos	31
4.1. Códigos numéricos	31
4.2. Discretización de las ecuaciones MHD	33
4.3. Conducción de calor	34
5. Simulaciones MHD 3D de FODs posterupción	41
5.1. Introducción	41
5.2. Hojas de corriente y reconexión explosiva	42
5.3. Los efectos de la conducción térmica	43
5.4. Nuestro modelo de FODs	44
5.5. Condiciones iniciales	45
5.6. Resultados y Discusión	46
5.6.1. Un esquema turbulento	46
5.6.2. Eventos explosivos tardíos	48
5.6.3. Comportamiento dinámico	49

5.6.4. La medida de emisión	50
5.7. Conclusiones	52
6. Simulaciones MHD de FODs considerando conducción térmica	55
6.1. Introducción	55
6.2. El modelo de FOD	57
6.3. Condiciones iniciales	58
6.3.1. El rol de la conducción térmica	59
6.3.2. Turbulencia forzada	60
6.4. Resultados y discusión	62
6.5. Conclusiones	67
III Conclusiones finales	69
IV Apéndices	72
A. Determinación de la masa atómica media	73
B. La medida de emisión	75
C. Escalas de tiempo característicos	76
Referencias	77

Parte I

Introducción

Capítulo 1

Física de plasmas y la corona solar

En este capítulo revisaremos el concepto físico de plasma y los parámetros fundamentales que lo describen. Además describiremos someramente la estructura general del Sol teniendo en cuenta sus diferentes regiones. Finalmente, nos concentraremos en la parte baja de la corona solar dado que los fenómenos que estudiamos ocurren en esta región del sol.

1.1. Plasmas

A lo largo de esta tesis adoptaremos el sistema de unidades **cgs**, a menos que aclaremos lo contrario. Además, en el ámbito de la física solar es habitual el uso de las unidades de distancia Megámetro ($1 \text{ Mm} = 10^6 \text{ m}$) y de temperatura MegaKelvin ($1 \text{ MK} = 10^6 \text{ K}$).

Una introducción general a plasmas astrofísicos se puede encontrar en la amplia literatura existente, por ejemplo: Spitzer (1962); Kulsrud (2005); Aschwanden (2005); Bellan (2006).

Un plasma es un fluido eléctricamente conductor parcial o totalmente ionizado donde las fuerzas electromagnéticas de largo alcance determinan el comportamiento colectivo y no lineal del sistema. A pesar de que sobre la superficie terrestre no es común encontrar de manera natural materia en estado de plasma, se estima que la mayor parte de la materia visible (bariónica) del universo es plasma ($\sim 90\%$). Podemos identificar como plasma a la materia que compone: el interior de las estrellas, el medio interestelar, la corona solar, el medio interplanetario y las atmósferas planetarias. Un plasma se forma siempre que la temperatura o la radiación sean lo suficientemente altas como para ionizar a los átomos del medio.

Un plasma es un sistema de muchas partículas con un número apreciable de ellas cargadas, que puede tener una densidad neta de carga o ser cuasineutro. Los plasmas astrofísicos pertenecen al segundo caso. Dado que el número de cargas libres es grande, hay alta conductividad eléctrica y se establecen corrientes que interactúan con los campos magnéticos externos y con los autoinducidos.

En un líquido las partículas que lo componen chocan entre sí y los choques frecuentes entre partículas neutras hacen que exista un intercambio de momento y energía de modo que las propiedades termodinámicas son homogéneas en un volumen que es chico respecto del tamaño del sistema, pero a la vez grande respecto de las escalas atómicas. Es decir, en uno de estos elementos de volumen, dado el conjunto grande de partículas que lo componen, las propiedades son uniformes y basta con una descripción macroscópica. Se llama *aproximación del continuo* al tratamiento de un conjunto grandes de partículas como si fuera un fluido. Así, las partículas individuales ya no son las entidades cuyo movimiento se describe sino que debido al comportamiento uniforme de este grupo grande de entidades el problema se simplifica y se obtienen las ecuaciones de fluidos.

Para la descripción macroscópica de un plasma simple también se puede utilizar la aproximación del continuo. En este caso las partículas son libres y con una energía cinética mayor que la energía de interacción entre ellas, además las fuerzas electromagnéticas que median las interacciones entre las partículas cargadas son de largo alcance. Así, apartamientos significativos de la cuasineutralidad hacen que el plasma reaccione neutralizando el exceso de carga mediante la creación de campos eléctricos locales. El hecho de que estos campos intrínsecos impidan que haya grandes apartamientos de cargas se traduce en que los plasmas en general son globalmente neutros. Los campos electromagnéticos autoinducidos son responsables de que se pueda hacer un tratamiento de tipo continuo dado que, en promedio, un grupo grande de partículas se comportará homogéneamente.

No todo conjunto de partículas cargadas es un plasma. Para que un conjunto grande de partículas cargadas puede considerarse un plasma, las cantidades que lo describen deben encontrarse dentro de ciertos límites. Además para que el sistema pueda ser considerado un fluido continuo deben satisfacerse aún más condiciones. Por ejemplo, se requiere que el sistema pueda ser descrito en términos de elementos de volumen (ΔV) que aún siendo pequeños deben ser mucho más grandes que un cierto volumen $\sim \lambda_D^3$, siendo λ_D la longitud mínima a partir de la cual un conjunto de partículas cargadas puede considerarse un plasma. Entendemos por volumen pequeño a uno cuya dimensión es mucho menor que cualquier cambio apreciable ΔL de la longitud característica L del sistema. Podemos sintetizar lo dicho con la condición: $\lambda_D \ll \Delta V^{-1/3} \ll \Delta L$.

Consideremos el caso de un conjunto de partículas neutras. Para que este conjunto pueda pensarse como un fluido se debe cumplir la condición de que el camino libre medio λ_{clm} entre colisiones resulte pequeño frente a una dimensión característica L . Si $\lambda_{\text{clm}} \sim L$, el gas se comporta como una colección de partículas individuales. La interacción entre partículas neutras es de corto alcance (interacciones electromagnéticas entre multipolos de orden superior a uno). En el caso de los plasmas la situación es diferente, porque dada la presencia de partículas cargadas las interacciones dominantes son de largo alcance. Se introduce entonces una magnitud más apropiada que el camino libre medio que permite distinguir entre comportamiento colectivo e individual: la longitud de Debye λ_D .

Parámetros básicos de un plasma

La frecuencia del plasma

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (1.1)$$

es la escala temporal más fundamental de los plasmas. Donde m_e es la masa del electrón, e es la carga electrónica, n es la densidad numérica de partículas y ϵ_0 es la permeabilidad eléctrica. Para la frecuencia de plasma hemos adoptado la frecuencia característica de los electrones por ser la más importante (de mayor valor que la de los iones).

Como ya mencionamos, un apartamiento de la cuasineutralidad generará inmediatamente una fuerza restitutiva que produce oscilaciones espontáneas en el plasma que ocurren a la frecuencia característica ω_p . Dado que los electrones se mueven mucho más rápido que los iones, éstos son los principales responsables de la oscilación. La frecuencia característica es un parámetro importante para caracterizar un plasma y es una consecuencia directa del intento de éste por mantener la cuasineutralidad.

A las oscilaciones del plasma podremos observarlas si el tiempo de interés τ es mayor que el periodo característico del plasma $\tau_p = 1/\omega_p$, y si las acciones externas cambian al sistema a una frecuencia menor que la del plasma ω_p . En el caso opuesto, $\tau < \tau_p$, estaremos estudiando

algo diferente que no puede ser considerado un plasma, por ejemplo la dinámica de un sistema de partículas cargadas. De la misma manera, observaciones en escalas de longitud L menor que la distancia $v\tau_p$ que atraviesa una partícula típica del plasma durante un periodo característico τ_p , con v la velocidad térmica de la partícula, tampoco corresponderá al comportamiento de un plasma. En este caso, las partículas abandonarán el plasma antes de que complete una oscilación. Tal distancia, que es el equivalente espacial de τ_p , es conocida como la longitud de Debye

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{T}{m_e}} \omega_p^{-1} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T}{ne^2}}, \quad (1.2)$$

que es independiente de la masa y donde T es la temperatura. A nuestro sistema podremos considerarlo un plasma si se cumplen las siguientes desigualdades:

$$\frac{\lambda_D}{L} \ll 1 \quad \text{y} \quad \frac{\tau_p}{\tau} \ll 1. \quad (1.3)$$

Definimos la distancia media y la distancia de máximo acercamiento entre partículas como

$$r_m = n^{-1/3} \quad \text{y} \quad r_a = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 T}, \quad (1.4)$$

respectivamente. El parámetro de plasma se define como

$$\Lambda = 4\pi n \lambda_D^3 \equiv \frac{1}{4\pi} \left(\frac{r_m}{r_a} \right)^{3/2}. \quad (1.5)$$

Este parámetro adimensional que es proporcional al número promedio de partículas contenidas dentro de una esfera de Debye, también puede expresarse en la forma del miembro derecho. Vemos de la expresión que si $\Lambda \gg 1$, la esfera de Debye contiene una gran cantidad de partículas que corresponde a un plasma débilmente acoplado. Es decir que la distancia media entre partículas r_m es mucho mayor que la distancia de máximo acercamiento r_a , o bien la energía cinética de las partículas es mucho mayor que la energía electrostática de interacción. Por el contrario si $\Lambda \ll 1$, la esfera de Debye contiene pocas partículas, el acoplamiento del plasma es fuerte y la distancia media entre partículas es menor que la de máximo acercamiento. De modo que los plasmas fuertemente acoplados son densos y fríos, mientras que los débilmente acoplados son calientes y poco densos. El plasma de la corona corresponde al segundo tipo.

En definitiva, los parámetros básicos de un plasma son ω_p , λ_D y Λ . Para que en la descripción de un plasma valga la aproximación de fluido simple es necesario que la escala de tiempo de interés sea mayor que el período del plasma y que la escala espacial observada sea mayor que la longitud de Debye. El carácter estadístico del comportamiento del plasma es controlado por el parámetro Λ .

Plasmas magnetizados

Un plasma magnetizado es aquel en que el campo magnético es suficientemente grande como para alterar la trayectoria de las partículas. Estos plasmas son anisótropos y responden en forma diferente a las fuerzas paralelas y perpendiculares del campo.

Las partículas cargadas responden a la fuerza de Lorentz,

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (1.6)$$

moviéndose libremente en la dirección del campo magnético y ejecutando un movimiento helicoidal en órbitas de Larmor (movimiento de ciclotrón) en el plano perpendicular al campo.

A medida que la intensidad del campo aumenta, las órbitas resultantes se vuelven más cercanas a las líneas de campo haciendo que las partículas se vuelvan más atadas a éste. El radio de Larmor de una partícula cargada moviéndose en un campo magnético de intensidad B es

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\Omega}, \quad (1.7)$$

donde $\Omega = eB/m$ es la frecuencia de ciclotrón asociada al giro alrededor de la línea y v_{\perp} es la componente de la velocidad perpendicular al campo.

Decimos que un plasma es magnetizado si su longitud característica espacial L es tal que

$$\frac{r_L}{L} \ll 1. \quad (1.8)$$

Por el contrario si $r_L/L \gg 1$, las partículas cargadas tendrán órbitas esencialmente lineales.

Parámetro β del plasma

El parámetro β del plasma nos permite saber cuan importante es la fuerza de Lorentz en el fluido, definiéndose como el cociente entre la presión del gas y la presión magnética

$$\beta = \frac{p_{\text{gas}}}{p_{\text{mag}}} = \frac{p}{B^2/8\pi}. \quad (1.9)$$

Cuando $\beta < 1$ significa que la dinámica del plasma es gobernada por el campo magnético, en tanto que $\beta > 1$ indica que la dinámica del plasma es gobernada por el fluido. En el Capítulo 2 veremos que en los casos que podemos despreciar la disipación, el teorema de Alfvén nos asegura que el campo y el fluido se mueven solidariamente, siendo el parámetro β el que determina quién domina la dinámica.

En síntesis, para que un modelo macroscópico sea válido, el tamaño L , la duración τ , la densidad ρ y el campo \mathbf{B} deben ser suficientemente grandes para poder tener un comportamiento de fluido y al promediar sobre las cantidades microscópicas, éstas dejen de estar presente. Es decir, para que las cantidades macroscópicas no tengan noción de la oscilación del plasma y el movimiento de ciclotrón.

1.2. El Sol, la corona y sus estructuras

Debido a su proximidad, el Sol es la estrella de la que disponemos la mayor cantidad de datos observacionales con la mejor resolución espacial y temporal disponible. Desde observatorios terrestres y espaciales ha sido posible medir con una creciente precisión los parámetros que caracterizan sus regiones más externas: su luminosidad, temperatura, densidad, campos de velocidad y magnético, etc. Esta información ha ayudado a entender los fenómenos físicos que acontecen en sus capas más externas, e indirectamente también en su interior.

El Sol es una gran masa de gas caliente que está formado por distintas zonas o regiones, que ordenadas desde el interior hacia afuera son: el *núcleo*; la *zona radiativa*; la *zona convectiva*; la *fotosfera*; la *cromosfera* y la *corona*. El núcleo que se extiende por $\sim 0.25R_{\text{Sol}}$ (siendo R_{Sol} el radio solar) es la región más interna, caliente y densa, además es la responsable de la producción de energía a través de procesos de fusión nuclear, donde mayormente átomos de hidrógeno se fusionan en átomos de helio con la consecuente liberación de energía. La zona radiativa se extiende por $\sim 0.25R_{\text{Sol}}-0.85R_{\text{Sol}}$, allí la energía generada en el núcleo es desplazada hacia la superficie principalmente por transporte radiativo en frecuencias de rayos

X y ultravioleta. La última capa del interior solar es la zona convectiva que se extiende por $\sim 0.85R_{\text{Sol}} - R_{\text{Sol}}$, donde los cambios en las condiciones del medio dan como resultado que la energía es transportada principalmente por convección hacia la superficie. Por encima de la zona convectiva está lo que se considera la superficie del Sol y que a su vez se divide en tres capas. La primera capa es la *fotosfera*, capa que es la principal responsable de la emisión de radiación electromagnética hacia el exterior en el rango óptico. La fotosfera, desde donde los fotones escapan libremente, es relativamente fría (5600 K) y ópticamente delgada. La Fig. 1.1(i) muestra una imagen del sol en el rango ultravioleta que revela algunas características de la fotosfera, una región que parece ser relativamente homogénea y poco dinámica. La segunda capa es la *cromosfera*, de menor densidad pero curiosamente de mayor temperatura que la fotosfera¹. Entre la cromosfera y la corona existe la *región de transición*, esta es una capa muy delgada de ~ 300 km a través de la cual la densidad del plasma disminuye abruptamente dos órdenes de magnitud y la temperatura aumenta dos órdenes de magnitud. Este último hecho ha dado lugar a distintos modelos que pretenden explicar el calentamiento coronal, tema de investigación aún abierto. Finalmente la *corona* es la capa más externa y extensa del Sol que puede dividirse entre, la *baja corona* para alturas $\lesssim 2R_{\text{Sol}}$ medida desde la superficie solar, y la *corona externa* para alturas $\gtrsim 2R_{\text{Sol}}$ (pasando por el sistema solar interno hasta llegar a los planetas externos). La Fig. 1.1(ii) exhibe una imagen de la baja corona en rayos X que permite apreciar un entorno muy diferente del de la fotosfera, siendo: dos órdenes de magnitud más caliente, con temperaturas de $\sim 10^6$ K; dos órdenes de magnitud menos denso, con densidades tan bajas como $\sim 10^{-14} - 10^{-15}$ gr cm^{-3} ; dinámico y estructurado por el campo magnético; y donde el plasma se encuentra completamente ionizado.

Describimos brevemente algunas estructuras coronales de nuestro interés a las que nos

¹La fotosfera y la cromosfera conforman la atmósfera según la nomenclatura de la astrofísica estelar tradicional.

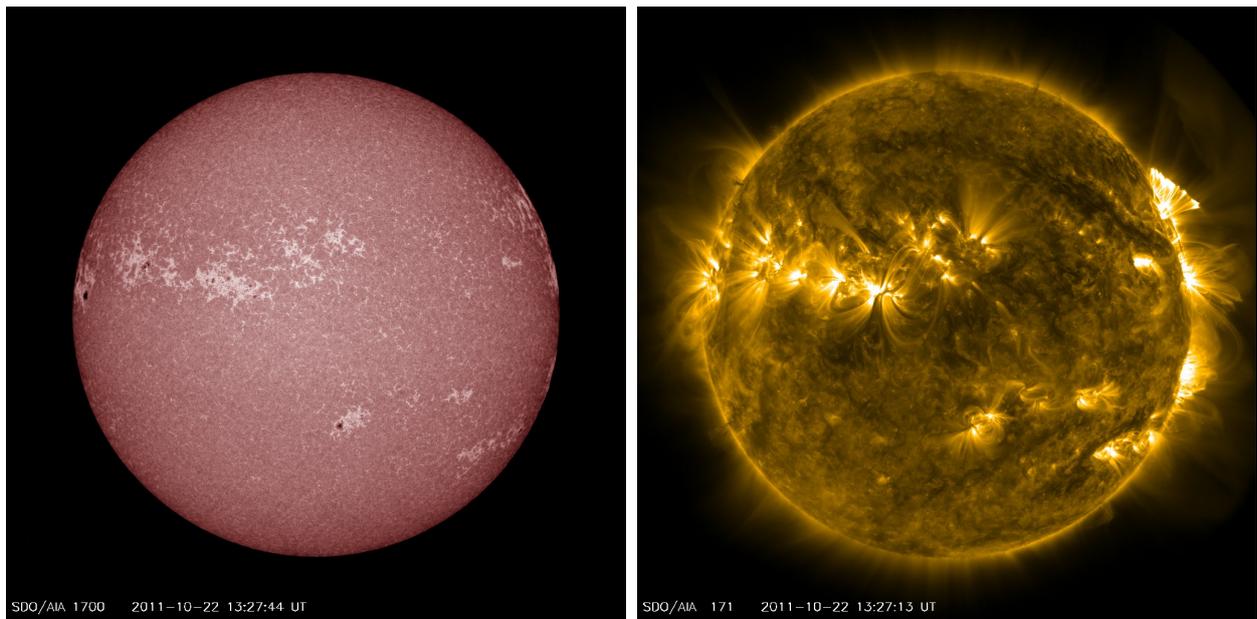


Figura 1.1: (i) Imagen de la fotosfera con el filtro de 1700 Å; las zonas claras y oscuras son regiones activas. (ii) Imagen casi simultánea de la baja corona con el filtro de 171 Å; las zonas brillantes son regiones activas. Para un tiempo similar, la Fig. 3.6 muestra imágenes en 131 Å y 193 Å ampliadas sobre la región activa superior que aquí vemos hacia el limbo noreste. (“Courtesy of NASA/SDO and the AIA, EVE, and HMI science team”).

referiremos con frecuencia en los siguientes capítulos. Dos de las principales regiones en que se suele dividir la corona son las *regiones activas* y la *corona tranquila*. Las regiones activas administran gran parte de la actividad ocupando una pequeña fracción de la superficie total, en contraposición con la corona tranquila. Éstas están ubicadas en zonas donde el campo magnético se concentra, son vistas en el óptico como machas oscuras y abundan líneas de campo formando arcos (Fig. 1.1). Debido a la permanente actividad magnética que acontece en estas zonas, por ejemplo la emergencia de flujo magnético, cancelación de flujo y procesos de reconexión magnética, allí ocurren un número importante de procesos dinámicos tales como fulguraciones, calentamiento coronal y *eyecciones de masa coronal* (EMCs). La posición heliográfica de las regiones activas generalmente está confinada dentro del rango de latitudes ecuatorial $\pm 40^\circ$.

Los *arcos magnéticos posterupción* son configuraciones de campo magnético o tubos de flujo con forma de dipolo que se desarrollan durante (o después de) los procesos de reconexión que acontecen durante una fulguración. Las bases de los arcos se encuentran ancladas en regiones de polaridades opuestas.

Una *arcada coronal* es un conjunto de arcos magnéticos agrupados en fila, de tal manera que los arcos se encuentran alineados perpendicularmente a la línea de cambio de polaridad que separa regiones magnéticamente opuestas. Hacia la parte superior del limbo noroeste de la Fig. 1.1(ii) alcanzamos a apreciar una arcada con su eje en el plano de la imagen; mientras que en la Fig. 3.6 podemos ver una arcada con una visual perpendicular a la línea de cambio de polaridad; y la Fig. 3.7 muestra una arcada con una visual paralela a dicha línea revelando que la sección transversal de una arcada se parece a un arco individual.

Una *fulguración* está asociada a un evento de reconexión magnética que libera una gran cantidad de energía en un tiempo corto. Se cree que son motivadas por acumulaciones de energía y que se desencadenan por inestabilidades en la configuración del campo magnético. Las fulguraciones energéticas acontecen en regiones activas y muchas veces son eruptivas generando como consecuencia una EMC. La cantidad de energía capaz de ser liberada por una fulguración abarca un amplio rango de ordenes de magnitud, por ejemplo una fulguración típica libera una energía de $\sim 10^{30}$ – 10^{32} erg en un lapso de varias horas. Las fulguraciones pequeñas que liberan una fracción de energía del orden de 10^{-6} – 10^{-9} respecto de las más grandes se denominan *micro-* y *nanofulguraciones*, respectivamente.

Las *eyecciones de masa coronal* son uno de los fenómenos más espectaculares que se originan a nivel coronal. Las fulguraciones más grandes están generalmente acompañadas de estas erupciones que eyectan masa hacia el medio interplanetario. Las fulguraciones y EMCs son fenómenos relacionados con procesos de reconexión y liberación de energía magnética a gran escala. Ambos fenómenos son comúnmente interrelacionados y se originarían a partir de inestabilidades magnéticas comunes.

Centrándonos en nuestro trabajo, en los Capítulos 5 y 6 modelaremos ciertos flujos oscuros descendentes que han sido observados en regiones activas, a alturas de $\sim 1R_{\text{Sol}}$ por sobre la superficie solar y donde es de utilidad conocer el valor del parámetro β del plasma. En este sentido, la Fig. 1.2 muestra una modelización del parámetro β en función de la altura para una región activa, que partiendo desde la superficie atraviesa la fotosfera, la cromosfera, la baja corona y llega hasta la alta corona (Gary 2001). Notamos que según este modelo casi exclusivamente en la baja corona (entre la cromosfera y una altura $\lesssim 2R_{\text{Sol}} = 1.4 \times 10^3$ Mm) existen valores de $\beta < 1$ mientras que en los demás regiones $\beta > 1$. Debido a que en general la difusión es baja, el campo y el fluido se moverán solidariamente pero mientras en la baja corona domina el campo en las demás regiones domina el fluido. Apreciamos que para alturas de $\sim 1R_{\text{Sol}}$ que es donde sucede el fenómeno de interés, el modelo de Gary (2001) predice valores de $\beta \lesssim 1$, hecho que tiene consecuencias en nuestros resultados y sobre el

cual volveremos en las conclusiones finales.

Dado que en el presente trabajo estamos particularmente interesados en la parte baja de la corona, de ahora en adelante nos referiremos a ella simplemente como corona.

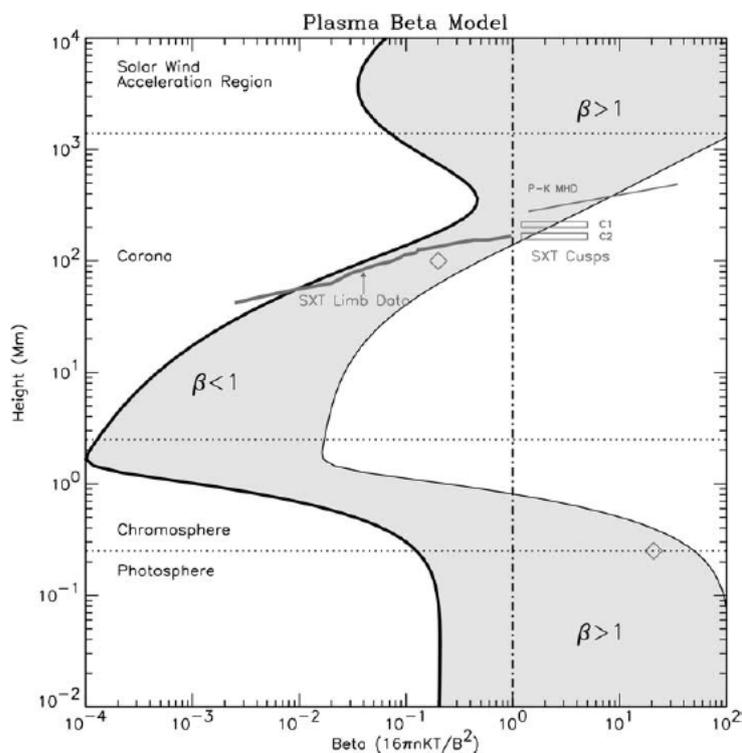


Figura 1.2: Modelado del parámetro β sobre una región activa. El valor de β en función de la altura está enmarcado dentro de la región sombreada. Los límites fueron determinados para líneas de campo abiertas y cerradas originadas en una mancha de 2500 G y una región brillante de 150 G, respectivamente. La línea de segmentos vertical indica el valor de $\beta=1$. Tomado de Gary (2001).

Capítulo 2

Magnetohidrodinámica

La magnetohidrodinámica (MHD) se ocupa de describir la dinámica de un plasma entendido como un conjunto grande de partículas cargadas que se mueven relativamente libres (energía cinética $>$ energía potencial de interacción entre partículas) y utilizando la aproximación de fluido continuo. Para que esta aproximación simplificadora sea válida se requiere que los procesos a estudiar sean relativamente lentos, así como vimos en el Capítulo 1 la frecuencia temporal de los procesos de interés ω debe ser menor que la frecuencia del plasma ω_p . La MHD es un contexto teórico apropiado para estudiar los fenómenos de interés relativos al plasma coronal y sus estructuras.

En este capítulo presentaremos las ecuaciones de la MHD, sus limitaciones y sus propiedades principales. Posteriormente utilizaremos estos conceptos en el Capítulo 4 cuando presentemos los métodos numéricos para integrarlas.

2.1. Ecuaciones MHD

Una introducción general a la teoría del plasma y su aproximación MHD podemos encontrarla en la amplia literatura existente, por ejemplo: Priest (1982); Nicholson (1983); Biskamp (1997); Goedbloeds & Poedts (2004); Bellan (2006).

Las ecuaciones que describen a los plasmas son no lineales debido a que los campos influyen sobre las partículas y corrientes a través de la fuerza de Lorentz, mientras que al mismo tiempo las partículas y cargas modifican los campos por ser fuentes de estos. La MHD estudia el estado del plasma bajo ciertas aproximaciones que permiten simplificar el problema. Estas simplificaciones resultan en el tratamiento del plasma como un fluido simple. La MHD ideal describe el movimiento de un fluido perfectamente conductor interactuando con un campo magnético. Para ello se resuelven las ecuaciones de Maxwell que resultan acopladas con las ecuaciones de la hidrodinámica.

Sea la física de un plasma cuyo estado esté descrito matemáticamente por un conjunto apropiado de variables a un cierto tiempo, las ecuaciones dinámicas del plasma (MHD) tienen por objetivo describir el estado del sistema a un tiempo posterior en forma consistente con la realidad.

Existen distintas formulaciones equivalentes de las ecuaciones MHD que asumen diferentes conjuntos de variables independientes para describir al sistema. Las dos formulaciones más utilizadas asumen como independientes a las variables llamadas *primitivas* y *conservadas*. Las variables primitivas son la densidad de masa ρ , la velocidad del fluido \mathbf{v} , la presión termodinámica p y el campo magnético \mathbf{B} . En tanto que las variables conservadas son la densidad de masa ρ , la densidad de momento $\rho\mathbf{v}$, la densidad de energía total E y el campo

B. Existen relaciones unívocas que permiten calcular las variables conservadas a partir de las primitivas y viceversa: $(\rho, \mathbf{v}, p, \mathbf{B}) \iff (\rho, \rho\mathbf{v}, E, \mathbf{B})$. Para un objetivo específico elegir una formulación por sobre otra puede ofrecer ventajas computacionales. Si se desea que las soluciones sean capaces de captar discontinuidades o saltos abruptos en ciertas variables, por ejemplo producidos por la presencia de intensas ondas de choque, es necesario trabajar con las variables conservadas (Hou & Lefloch 1994). Esta es una razón importante por la que la formulación conservativa es de nuestro interés.

Caso ideal

Es conveniente expresar el campo \mathbf{B} normalizado por el coeficiente $\sqrt{4\pi}$ (unidades cgs), de modo que en los casos en que el campo se dice normalizado donde aparece \mathbf{B} debe entenderse $\mathbf{B}/\sqrt{4\pi}$.

Dentro de la MHD el caso más simple de resolver es el que conocemos como régimen ideal, que es válido cuando los procesos difusivos son despreciables. Los procesos no ideales más importantes son la viscosidad del plasma y la resistividad magnética. En el régimen ideal, sin términos fuentes y además sin términos de enfriamiento y calentamiento, el sistema diferencial de ecuaciones MHD es homogéneo y viene dado por las siguientes expresiones:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{B} + p_* \mathbb{I}) = 0, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \otimes \mathbf{B} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{v}) = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left((E + p_*) \mathbf{v} - \mathbf{B}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \right) = 0, \quad (2.4)$$

donde t representa el tiempo, \mathbf{B} el campo normalizado, \otimes representa el producto tensorial e \mathbb{I} el tensor identidad. Las ecs. (2.1-2.4) son conocidas como la ecuación de *continuidad*, de *momento*, de *inducción magnética* y de *energía*, respectivamente. Además con:

$$E = \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{B^2}{2}, \quad (2.5)$$

$$p = (\gamma - 1)e = \frac{R_g}{\bar{\mu}} \rho T, \quad (2.6)$$

$$p_* = p + \frac{B^2}{2}, \quad (2.7)$$

donde la densidad de energía total E es igual a la suma de las densidades de energía cinética, interna (térmica) e y magnética. En la ec. (2.6) asumimos válido el modelo de gas ideal, siendo T la temperatura, γ el cociente de calores específicos (c_p/c_v) que para un plasma completamente ionizado es igual a $5/3$, R_g la constante universal de los gases y $\bar{\mu}$ la masa atómica media (ver Apéndice A); en tanto la presión total p_* es igual a la suma de la presión térmica p más la presión magnética.

Las ecs. (2.1-2.4) conforman un sistema diferencial de leyes de conservación, con excepción de la ec. de inducción (2.3) que es una advección. Éstas expresan que la variación en el tiempo de una cierta densidad u , es igual al flujo neto \vec{f} de esa cantidad que entra/sale del volumen de control,

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{f} = 0. \quad (2.8)$$

Las ecuaciones de la MHD se pueden expresar de manera más general en forma integral, esta formulación se deduce aplicando las leyes de la física y la hipótesis del continuo a un volumen de control V encerrado por una área A . La formulación diferencial será equivalente a la integral siempre y cuando las variables MHD sean suficientemente suaves y continuas. Por ejemplo, en forma integral la ecuación de continuidad responde a la expresión

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho dV + \iint_A (\rho \mathbf{v}) \cdot \hat{\mathbf{n}} dA = \iiint_V \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \right] dV = 0, \quad (2.9)$$

donde $\hat{\mathbf{n}}$ es un vector unitario y normal a la superficie A . El miembro izquierdo expresa el hecho de que la masa del gas contenida en un volumen arbitrario V puede cambiar en el tiempo sólo si hay un flujo de masa neto a través de la superficie A que lo encierra, dado que no existen fuentes ni sumideros de masa. Por esta razón se dice que la densidad es una variable conservada. Usando el teorema de la divergencia de Gauss se obtiene el miembro del medio. La formulación integral (2.9) vale aún en presencia de discontinuidades, y a partir de ella obtenemos la forma diferencial (2.1) restringiéndonos a variables suaves y continuas que podamos evaluar punto a punto. De forma similar las ecs. diferenciales (2.2–2.4) también poseen su correspondientes formas integrales. La formulación integral es necesaria a la hora de buscar soluciones numéricas capaces de captar discontinuidades, como veremos en el Capítulo 4.

La ec. de momento (2.2) es una ecuación de balance de fuerzas por unidad de volumen. Reescribiéndola podemos ver que adquiere la forma $\rho \partial \mathbf{v} / \partial t \propto -\nabla p + c^{-1} \mathbf{J} \times \mathbf{B}$, donde en el miembro derecho encontramos la fuerza termodinámica del plasma y la fuerza de Lorentz, con \mathbf{J} la densidad de corriente. La fuerza de Lorentz puede descomponerse en dos términos: uno representa una tensión magnética, $(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}$, que se opone a las deformaciones del campo¹; y el otro actúa como una presión magnética, $-\nabla(\mathbf{B}^2/2)$, que tiende a uniformizar la distribución de campo. El término del campo electrostático \mathbf{E} se asume despreciable frente a las otras fuerzas debido a que su rol es el de garantizar la cuasineutralidad a nivel microscópico. En efecto, como se puede apreciar de las ecuaciones MHD, este campo no aparece explícitamente, entendiéndose que cumple un rol dependiente consistente en restituir el equilibrio ante desbalances microscópicos de cargas.

En tanto la ec. (2.4) representa la conservación de la energía. Reescribiendo el flujo de energía dentro del operador nabla, vemos que es igual a $(\rho v^2/2 + e) \mathbf{v} + \mathbf{S}$, con \mathbf{S} representando el vector de Poynting. Escrito de esta forma queda en evidencia que en el régimen ideal el flujo de energía está compuesto por los flujos de energía cinética, interna y electromagnética.

Supongamos que observamos un plasma durante el mínimo tiempo característico de evolución τ , es decir el tiempo requerido para que las variables macroscópicas cambien apreciablemente, en la menor escala espacial L de interés y donde el plasma posee una velocidad típica v , el conjunto de aproximaciones asumidas por la descripción MHD serán válidas si se cumplen las siguientes condiciones (ver Sec. 1.1).

▪

$$\tau_i \ll \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \tau, \quad (2.10)$$

donde τ_i es el tiempo característico de colisiones de los iones, m_i la masa del ion y m_e la masa del electrón. Esta inecuación asegura que existe equilibrio termodinámico local y que el plasma tiene una única temperatura $T = T_i = T_e$.

¹En el Capítulo 6 partiendo de un estado homogéneo generaremos un plasma turbulento aplicando un forzado solenoidal que emula la acción de batir con una cuchara. Esta tensión es la responsable de que para un campo más intenso sea necesario inyectar una mayor cantidad de energía para poder curvar el campo.

■

$$\lambda_{\text{clm}} \ll L, \quad (2.11)$$

donde λ_{clm} es el camino libre medio de electrones y iones. Que un plasma satisfaga esta condición implica que hay muchas partículas dentro de una esfera de Debye, lo que hace válida la hipótesis del continuo.

■

$$v \ll c, \quad (2.12)$$

la velocidad del fluido es despreciable frente a la velocidad de la luz c . La MHD asume que la dinámica del fluido es relativamente lenta, lo que permite simplificar el problema despreciando la fuerza electrostática en la ecuación de momento y la corriente de desplazamiento en la ecuación de Ampère.

■

$$\frac{\epsilon_0}{\sigma} \ll \tau, \quad (2.13)$$

donde ϵ_0 es la permitividad del vacío y σ es la conductividad eléctrica. Esta condición asegura que cualquier distribución localizada de carga es solo una fluctuación rápida. El caso con conductividad eléctrica $\sigma \rightarrow \infty$ corresponde al caso ideal.

Caso no ideal

Fuera del régimen ideal y teniendo en cuenta distintos procesos físicos, el sistema diferencial de ecuaciones MHD expresado en las variables conservadas adquiere la forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{B} + p_* \mathbb{I}) = \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot \Theta + \mathbf{F}_m, \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \otimes \mathbf{B} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{v}) = -\nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}), \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left((E + p_*) \mathbf{v} - \mathbf{B}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \right) = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \cdot \Theta) + \nabla \cdot \left(\mathbf{B} \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}) \right) + F_E, \quad (2.17)$$

con \mathbf{B} normalizado, además \mathbf{g} representa la aceleración de la gravedad, Θ el tensor viscosidad, \mathbf{F}_m una función fuente de momento (de haber alguna), η el coeficiente de resistividad y F_E la función fuentes y sumideros de energía. Además con

$$\Theta = \zeta \left((\nabla \mathbf{v}) + (\nabla \mathbf{v})^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \mathbb{I} \right), \quad (2.18)$$

y

$$F_E = -\nabla \cdot \mathbf{F}_c - n_i n_e \Lambda(T) + H_{cc}. \quad (2.19)$$

Donde ζ es el coeficiente de viscosidad, y dentro de la función fuentes y sumideros de energía F_E , \mathbf{F}_c es el flujo de calor, $\Lambda(T)$ la función de enfriamiento o pérdidas radiativas, n_i la densidad numérica de iones, n_e la densidad numérica de electrones libres y H_{cc} la función de calentamiento, por ejemplo la del caso coronal.

Notar que en las ecs. (2.15–2.17) aparecen términos nuevos respecto del caso ideal. En la ec. de la energía (2.17), entre otros procesos, destacamos la conducción de calor que es un proceso de tipo difusivo y sobre el cual volveremos en los Capítulos 4 y 6.

2.2. Propiedades de las ecuaciones MHD

En coordenadas cartesianas, a las ecuaciones de la MHD ideal (2.1–2.4) lo podemos reescribir en forma compacta como

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = 0, \quad (2.20)$$

con:

$$\mathbf{Q}(x, y, z) = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v_x \\ \rho v_y \\ \rho v_z \\ E \\ B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix}; \quad \mathbf{F}(\mathbf{Q}) = \begin{pmatrix} f_\rho \\ f_{\rho v_x} \\ f_{\rho v_y} \\ f_{\rho v_z} \\ f_E \\ f_{B_x} \\ f_{B_y} \\ f_{B_z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho v_x \\ \rho v_x^2 + p + \frac{B^2}{2} - B_x^2 \\ \rho v_x v_y - B_x B_y \\ \rho v_x v_z - B_x B_z \\ (E + p_*) v_x - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) B_x \\ 0 \\ v_x B_y - v_y B_x \\ v_x B_z - v_z B_x \end{pmatrix}.$$

\mathbf{Q} es un vector que agrupa las variables conservadas (cuya dinámica se desea conocer), mientras que \mathbf{F} , \mathbf{G} y \mathbf{H} son los vectores que agrupan los flujos en las direcciones (x, y, z) , respectivamente, y cuyas componentes son los flujos convectivos de las diferentes cantidades. Podemos obtener la expresión del vector \mathbf{G} partiendo de \mathbf{F} e intercambiando los subíndices $x \leftrightarrow y$ junto con el orden de las componentes del flujo de momento $f_{\rho v_x} \leftrightarrow f_{\rho v_y}$ y del flujo de campo $f_{B_x} \leftrightarrow f_{B_y}$. Similarmente, al vector \mathbf{H} los obtenemos partiendo de \mathbf{F} e intercambiando los subíndices $x \leftrightarrow z$ junto con el orden de las componentes del flujo de momento $f_{\rho v_x} \leftrightarrow f_{\rho v_z}$ y del flujo de campo $f_{B_x} \leftrightarrow f_{B_z}$.

La ec. (2.20) es un sistema no lineal y acoplado de 8 ecuaciones diferenciales en derivadas parciales de primer orden en el espacio y en el tiempo. Sólo asumiendo simplificaciones muy restrictivas es posible encontrar soluciones analíticas, por lo que la utilización de algoritmos numéricos para conocer soluciones más generales es de gran interés. La particularización de este sistema de ecuaciones para espacios de una dimensión (1D) y 2D es inmediato, hay que eliminar las derivadas y las componentes de los vectores en las direcciones que ya no correspondan. En 2D queda un sistema no lineal de 6 ecuaciones, mientras que en 1D queda un sistema de 4 ecuaciones.

Una propiedad importante del sistema conservativo (2.20) es la de ser hiperbólico. Mediante la regla de la cadena podemos reescribirlo en forma cuasilineal

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \mathbb{X} \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial x} + \mathbb{Y} \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial y} + \mathbb{Z} \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial z} = 0, \quad (2.21)$$

donde $\mathbb{X} = \partial \mathbf{F} / \partial \mathbf{Q}$ es la matriz Jacobiana en la dirección x , $\mathbb{Y} = \partial \mathbf{G} / \partial \mathbf{Q}$ es la matriz Jacobiana en la dirección y y $\mathbb{Z} = \partial \mathbf{H} / \partial \mathbf{Q}$ es la correspondiente a la dirección z . Por definición un sistema es hiperbólico cuando su matriz Jacobiana posee autovalores reales y los autovectores asociados son reales y forman un conjunto completo linealmente independiente; por ende la matriz Jacobiana es diagonalizable. Este es el caso de las matrices \mathbb{X} , \mathbb{Y} y \mathbb{Z} . Esta propiedad del sistema (2.20-2.21) es fundamental para la construcción de métodos numéricos que integren en el tiempo sistemas hiperbólicos no lineales. En la resolución numérica discretizamos las ecuaciones, lo que implica conocer la dinámica del sistema para valores continuos de a pedazos, encontrar la solución en las discontinuidades se conoce como *problema de Riemann* y se determina a partir de la propagación de ondas MHD ideales que resumimos a continuación. La propiedad fundamental de hiperbolicidad y la correspondiente solución al

problema de Riemann son utilizadas en los códigos numéricos Eulerianos que presentaremos en el Capítulo 4.

En la MHD existen perturbaciones ondulatorias que son muy diferentes a las electromagnéticas, esto es debido a que en la aproximación MHD se desprecia la corriente de desplazamiento en la ecuación de Ampère. Las ondas MHD son perturbaciones del campo de velocidad del plasma que a su vez perturban al campo magnético, la densidad y la presión. Las ondas son producidas por distintas fuerzas restitutorias: gradiente de presión, tensión y presión magnética. Para examinar el movimiento ondulatorio de un fluido conductor ideal en presencia de un campo magnético se considera un plasma en equilibrio donde se producen pequeñas perturbaciones. Linealizando las ecs. dinámicas (2.20) respecto de pequeños apartamientos del equilibrio se puede ver que el movimiento es descrito por ecuaciones de tipo ondulatorio. Se deduce que en la MHD se propagan siete tipos de ondas que corresponden a:

- Una onda entrópica que se propaga con la velocidad v del fluido.
- Dos onda de Alfvén que se propagan con velocidades $v \pm v_A$, donde

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\rho}} \quad (2.22)$$

es la velocidad de Alfvén. Estas ondas son puramente transversales y no compresivas, además se propagan a lo largo de las líneas de campo sin producir cambios de intensidad en el mismo.

- Dos ondas magnetoacústicas lentas con velocidades $v \pm v_l$ y dos ondas magnetoacústicas rápidas con velocidades $v \pm v_r$. Donde

$$v_l^2 = \frac{1}{2} \left(c_s^2 + v_A^2 - \sqrt{(c_s + v_A)^2 - 4c_s^2 v_A^2} \right), \quad (2.23)$$

$$v_r^2 = \frac{1}{2} \left(c_s^2 + v_A^2 + \sqrt{(c_s + v_A)^2 - 4c_s^2 v_A^2} \right). \quad (2.24)$$

Siendo c_s la velocidad del sonido

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}. \quad (2.25)$$

Las velocidades no son independientes y cumplen la relación $v_r v_l = c_s v_A$. Estas ondas rápidas y lentas son compresivas y parcialmente longitudinales, a su paso modifican los valores de la densidad, presión y campo magnético.

Cuando incluimos procesos difusivos el sistema de ecuaciones MHD deja de ser hiperbólico para pasar a ser estrictamente parabólico. Desde un punto de vista práctico, los procesos difusivos hacen que el sistema ideal (2.20) que es de primer orden en derivadas parciales pase a ser de segundo orden del tipo

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} \propto \nabla^2 \mathbf{S}, \quad (2.26)$$

donde ∇^2 es el operador Laplaceano y $\mathbf{S}(\mathbf{Q})$ es un vector de procesos difusivos. Por ejemplo, considerar una fuerza viscosa incompresible agrega a la ec. de momento (2.2) un término $\propto \zeta \nabla^2 \mathbf{v}$, por caso la resistividad magnética agrega a la ec. de inducción (2.3) un término

$\propto \eta \nabla^2 \mathbf{B}$, mientras que la conducción de calor agrega a la ec. de energía (2.4) un término $\propto \kappa \nabla^2 T$. En este caso la solución al problema de Riemann no es conocida y siendo rigurosos la integración temporal de las ecuaciones debería hacerse con otros métodos distintos a los utilizados para sistema hiperbólicos. La teoría de sistemas hiperbólicos ha tenido un gran avance en los últimos tiempos en contraposición con modelos más completos como son los sistemas parabólicos, podemos mencionar dentro de éstos por ejemplo a las ecuaciones de Navier-Stokes y la MHD resistiva.

2.3. Reconexión magnética

El proceso de reconexión magnética se produce en un plasma resistivo cuando líneas de campo con polaridades diferentes se acercan lo suficiente, allí la disipación magnética actúa localmente reconfigurando las líneas de campo con la consecuente pérdida de sus identidades iniciales. En estas circunstancias la topología del campo no se preserva y existe disipación de energía magnética en forma de calor. Ver Fig. 2.1.

La ec. de inducción magnética resistiva (2.16) que describe la evolución temporal del campo para el caso no ideal podemos reescribirla como

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (2.27)$$

donde $\eta = c^2 / (4\pi\sigma)$ es el coeficiente de difusión magnética que hemos asumido constante. La variación temporal del campo magnético depende de dos procesos que vienen descriptos por los términos del miembro derecho, el primero es un término advectivo y el segundo uno difusivo.

Según sea el régimen en que se encuentra el plasma que estamos estudiando, en la ec. (2.27) puede ser más eficiente la advección o la difusión. Un parámetro que describe el régimen del plasma y da una idea de si alguno de estos dos términos domina es el número de Reynolds magnético R_M , definido como el módulo del cociente entre los términos convectivo y difusivo aproximados a primer orden,

$$R_M = \left| \frac{\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})}{\eta \nabla^2 \mathbf{B}} \right| \sim \frac{v_0 L}{\eta}, \quad (2.28)$$

donde L y v_0 representan una escala de longitud y velocidad de interés, respectivamente.

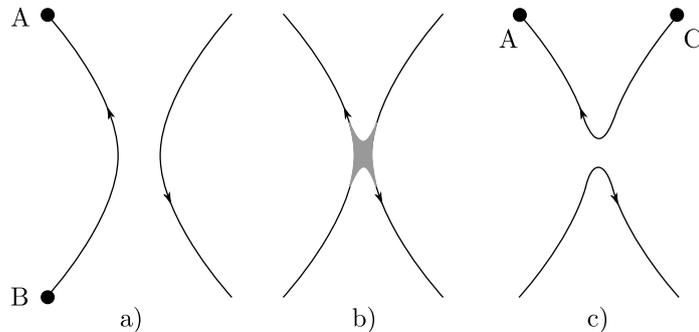


Figura 2.1: Esquema de reconexión magnética. (a) Dos líneas con polaridades diferentes se encuentran separadas una de otra. (b) Posteriormente las líneas se acercan lo suficiente produciéndose el proceso de reconexión. (c) Como consecuencia de la reconexión magnética el campo se reconfigura.

A partir de este parámetro podemos analizar el comportamiento del plasma en dos regímenes extremos. En un régimen para el cual $R_M \gg 1$ la difusión magnética es poco importante y puede despreciarse. En general este es el caso de los plasmas astrofísicos y corresponde a la descripción ideal dada por la ec. de inducción (2.3). El teorema de Alfvén demuestra que en este límite el plasma y el campo magnético evolucionan solidariamente, que en la jerga de la física solar se dice “el campo y el plasma están congelados”, y donde la topología del campo se preserva en el tiempo.

Contrariamente, en un régimen en el que $R_M \ll 1$ la difusión magnética predomina y el término convectivo puede despreciarse, por ende el comportamiento del campo es puramente difusivo y descrito por la ecuación

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (2.29)$$

Esto nos dice que una distribución heterogénea de campo de escala L tenderá a uniformizarse espacialmente en un tiempo característico del orden $\tau_\eta \sim L^2/\eta$. Notar que la ec. (2.29) es formalmente equivalente a la ec. del calor (C.2).

En un caso general donde ambos procesos son importantes, siendo por ejemplo $R_M \sim 1$, las líneas de campo son parcialmente advectadas y difundidas. Para apreciar el efecto de la resistividad a pequeña escala y el impacto global en la gran escala consideramos inicialmente la configuración magnética de la Fig. 2.1(a). Cuando líneas de campo de polaridades distintas se aproximan lo suficiente, el gradiente del campo magnético aumenta y el término difusivo ($\eta \nabla^2 \mathbf{B}$) actúa localmente reconectando las líneas y produciendo la pérdida de sus identidades, como esquematiza la Fig. 2.1(b). En esta circunstancia no vale el teorema de Alfvén que garantiza que un elemento de volumen y una línea de campo permanecen solidarios durante la evolución en un régimen ideal, como es el caso de la Fig. 2.1(a). Luego, las líneas reconectadas adquieren una nueva configuración como por ejemplo la esquematizada en la Fig. 2.1(c). Durante la reconexión la condición solenoidal del campo, $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, no es violada dado que el proceso ocurre en puntos X donde el campo (o alguna de sus componentes) es nulo. El flujo magnético no se conserva y se produce liberación de calor por disipación óhmica. La escala de tiempo en que esto sucede viene dada por τ_η .

En astrofísica las longitudes características son muy grandes lo que lleva a que los tiempos de difusión τ_η sean muy largos y por lo tanto la resistividad es generalmente poco eficiente. Sin embargo, existen eventos dinámicos e impulsivos que están asociados a regiones donde el término difusivo predomina localmente habilitando el calentamiento óhmico y la liberación de energía cinética en tiempos cortos. Por ejemplo, una fulguración solar típica puede liberar en la corona una cantidad de energía de $\sim 10^{30}$ – 10^{32} erg en el lapso de varias horas.

Cuando estos fenómenos localizados ocurren en tiempos relativamente cortos se debe a que localmente se producen condiciones que favorecen la reconexión magnética y consecuentemente disminuye el número de Reynolds R_M . Por ejemplo, un plasma en movimiento que arrastra y apila líneas de campo con polaridades diferentes y hace disminuir la longitud característica L en tiempos cortos, o fenómenos (por ejemplo turbulencia) que incrementan localmente y en forma anómala la resistividad magnética.

En la literatura podemos encontrar distintos modelos de reconexión que dependen tanto de la configuración del campo como del flujo convectivo que lo atraviesa. Se clasifican según si el proceso es de tipo muy lento, lento o rápido, dependiendo de la relación entre el número de Reynolds magnético y el de Mach-Alfvén ($M_A = v/v_A$). Los modelos 2D clásicos de reconexión lenta y rápida son, respectivamente, el de Sweet-Parker (Sweet 1958) y el de Petschek (1964). Un modelo 3D clásico ha sido desarrollado posteriormente por Priest & Démoulin (1995). Para una revisión general de la temática ver Priest & Forbes (2000).

De particular interés en nuestra investigación son los procesos de reconexión que se dan en un entorno turbulento, en particular configuraciones 2D y eventos localizados e impulsivos de tipo 3D (ver Capítulos 5 y 6).

Hojas de corriente

En general en plasmas astrofísicos la resistividad magnética es pequeña, por lo que el término difusivo ($\eta \nabla^2 \mathbf{B}$) en la ec. de inducción (2.27) es despreciable y existe congelamiento entre el plasma y el campo. Sin embargo, cuando se ponen en contacto dos regiones con campo magnético de polaridades diferentes (por ejemplo, debido al movimiento propio del plasma o por una perturbación externa al mismo), en su interfase el valor del gradiente de campo puede crecer mucho y junto con éste la difusión magnética puede ser importante localmente. Dado que un gradiente de campo magnético intenso tiene asociado una densidad de corriente \mathbf{j} similar (ley de Ampère), a una configuración magnética de este tipo se la conoce como hoja de corriente (HT).

La Fig. 2.2 ilustra una configuración de campo que forma una HC de líneas antiparalelas, que es la más simple. El ancho de una HC no es infinitesimal pero es pequeño, allí la difusión es alta y deja de valer el teorema de Alfvén, por lo que si el plasma arrastra líneas de campo hacia la zona de difusión éstas pueden reconectarse. Por HC cuasi 2D nos referiremos a la extensión 3D de la configuración antiparalela 2D de la Fig. 2.2, donde la región de difusión (sombreada) pasa a ser un plano en la dirección normal a dicha figura. En el Capítulo 5 haremos uso de configuraciones de este tipo (Fig. 5.1).

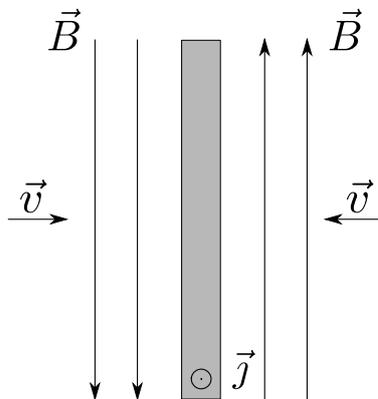


Figura 2.2: Representación 2D de una HC de líneas de campo antiparalelas. En la región sombreada cambia la polaridad de las líneas donde \vec{B} es nulo y la densidad de corriente \vec{j} es grande. La reconexión magnética es estimulada si el plasma arrastra al campo juntando líneas de polaridades diferentes.

Consideremos el esquema estacionario 2D de campo magnético de la Fig. 2.3(a). Fuera de la región central (sombreada) existe congelamiento y el plasma ingresa a la región de difusión arrastrando las líneas de campo. La reconexión produce que dos elementos de volumen del fluido, elementos 1 y 2 en la figura, que originalmente pertenecían a la misma línea de campo resulten formando parte de líneas distintas, elementos 1' y 2'. Olvidándonos por un momento de la región sombreada, si proyectamos el campo \mathbf{B} hacia el origen vemos que aparecen líneas separatrices con forma de X, que separan regiones de campo de distintas polaridades y pasan por el origen que tiene campo nulo. La configuración de la Fig. 2.3(a) se conoce como *punto neutro de tipo X* (2D). Hay observaciones de estructuras de tipo X en regiones eruptivas de la corona (como así también de HCs cuasi 2D).

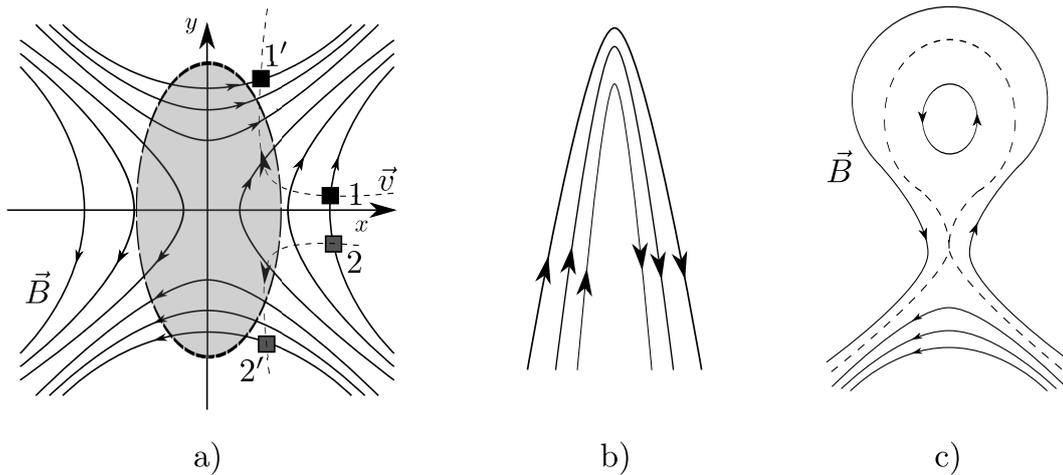


Figura 2.3: (a) Configuración 2D de un punto neutro (X) donde los elementos de volumen 1 y 2 están inicialmente sobre la misma línea, y luego de la reconexión se encuentran en diferentes líneas, elementos 1' y 2'. (b) Paso previo a la reconexión. (c) Reconexión e iniciación de un proceso eruptivo en la corona. Ver Fig. 3.3.

La Fig. 2.3(b) muestra una estructura magnética que posee un gradiente de campo grande, que podría derivar en la configuración de la Fig. 2.3(c) debido a una perturbación inducida por el movimiento forzado de sus bases. En la estructura (c) apreciamos una HC ubicada en el centro, además en la parte superior vemos un filamento, que eventualmente podría desestabilizarse y ascender como una eyección de masa coronal, y en la parte inferior la formación de una arcada coronal. Pensando a la HC central como un estructura del tipo (a) o punto X, los elementos de plasma 1 y 2 son parte del flujo magnético entrante a la HC, mientras que los elementos 1' y 2' son parte del flujo magnético reconectado ascendente y descendente, respectivamente. Los tubos de flujo que ascienden se desplazan hacia el filamento, en tanto que los descendentes forman la arcada. En el Capítulo 3 volveremos sobre este tema.

Comentarios finales

Para modelar la dinámica de un plasma existen diferentes enfoques complementarios. Por ejemplo, la teoría cinética describe un plasma desde un punto de vista microscópico, incluyendo fenómenos de escala corpuscular mediante funciones de distribución de probabilidad. En el lado opuesto, la aproximación MHD describe fenómenos globales correspondientes a escalas espaciales grandes y frecuencias bajas. También hay descripciones a escalas intermedias, por caso la MHD que incluye el efecto Hall (HMHD), que permite extender la descripción a escalas más pequeñas y frecuencias más grandes respecto de la MHD. A su vez, considerar la inercia de los electrones en la HMHD (EIMHD) permite extender la descripción incluso a escalas más pequeñas y frecuencias más grandes con respecto a la HMHD. Por último, un escalón más arriba (pero siempre por debajo de la teoría cinética) podemos considerar a un plasma como una mezcla de dos fluidos, de iones y electrones, con cada especie poseyendo su propio sistema de ecuaciones acoplados entre sí.

Capítulo 3

Flujos oscuros descendentes

Revisión bibliográfica de las observaciones y modelos

Nuestro principal objeto de estudio son ciertas estructuras de la (baja) corona que se perciben como flujos oscuros descendentes y zigzagueantes entre el plasma brillante que los circunda. El origen y evolución de estas estructuras aún hoy es un tema abierto a la discusión y motivo de nuevas investigaciones. En este trabajo nos referiremos a tales estructuras de forma individual como **flujo oscuro descendente** (FOD) y de forma plural como FODs¹.

Los FODs son estructuras opacas que en su movimiento dejan estelas oscuras, se los observa descender hacia la superficie solar a través de una región compuesta de plasma muy caliente y relativamente denso que se ubica por encima de una arcada coronal. Detectados por primera vez con el telescopio de rayos X blandos SXT/*Yohkoh* (McKenzie & Hudson 1999), desde entonces los FODs han sido detectados en un número creciente de oportunidades y con diferentes instrumentos, como por ejemplo: en imágenes, en el **ultravioleta extremo** (UVE) con EUV/*TRACE*, y en rayos X blandos con XRT/*Hinode* y AIA/*SDO*; y en espectros, en el rango del UVE con SUMER/*SOHO*.

La zona de la corona donde los FODs se observan es conocida como **halo térmico**² (HT) o suprarcada, se enmarca dentro de una región activa, más precisamente luego de una fulguración eruptiva acompañada de una eyección de masa coronal. El HT es una región dinámica y turbulenta; en principio sería estructurada por el campo magnético; es muy caliente y brillante en rayos X blandos y UVE, la cual provee el contraste necesario para que un FOD sea observado con movimiento lateral oscilatorio y dejando una estela a su paso.

En las siguientes secciones caracterizaremos los FODs a partir de datos observacionales publicados por otros autores y describiremos las principales estructuras de una fulguración eruptiva a tener en cuenta a la hora de entender su origen, conceptos que utilizan los diferentes modelos de FODs existentes, incluido el nuestro.

¹La jerga de la física solar en idioma Inglés se refiere a la estructura que aquí llamamos FOD en más de una forma y con connotaciones algo diferentes: simplemente *tadpole*, que significa renacuajo; *magnetic reconnection downflow*, como consecuencia del acomodamiento de las líneas de campo luego de un proceso de reconexión magnética según el esquema clásico de una hoja de corriente; y más reciente y común como *supra-arcade downflow* (SAD), según la concepción de que un SAD sería la consecuencia de un tubo de flujo reconectado en una hoja de corriente clásica y descendente por encima de la correspondiente arcada coronal.

²Al *halo térmico* en la jerga en Inglés se lo conoce de varias formas, como por ejemplo: *supra-arcade region*, que indica que es la zona que se encuentra por sobre una arcada coronal (o región suprarcada); *fan*, este término coloquial hace referencia a que la parte superior de esta zona termina en formas puntiagudas brillantes guardando cierta similitud con las aspas de un ventilador o con el perfil de un abanico; o también como *thermal halo*, la cual es la traducción literal que hemos elegido y más adelante desarrollaremos a qué hace referencia.

3.1. Detecciones de FODs

Las observaciones de fulguraciones eruptivas con detecciones de FODs reportan una fenomenología variada, es así que estos eventos no son todos iguales en magnitud y duración, además su apreciación depende sensiblemente de la visual desde donde se produce la observación. Dado que en este trabajo estamos principalmente interesados en estudiar el origen y la evolución de los FODs, y no tanto en hacer un relevamiento y clasificación de toda la fenomenología existente, es que aquí nos limitaremos a presentar dos eventos de fulguraciones eruptivas que nos permitirán apreciar los aspectos fundamentales que nos interesan remarcar. A dichos eventos nos referiremos como evento I y II, y los describiremos en la Sec. (3.3).

La Fig. 3.1 muestra una secuencia progresiva de imágenes donde podemos apreciar FODs embebidos en el HT caliente y brillante. Por su parte, la Fig. 3.2 muestra cuatro secuencias de imágenes donde se muestran FODs con bastante detalle y de distintas fisonomías: FODs de aspectos cortos y anchos; finos y largos; y otros con bastante estructura interna.

Primeramente los FODs fueron detectados como estructuras opacas en el rango espectral que comprende los rayos X blandos y el UVE, es así que en este punto había dos posibilidades: primera, los FODs estarían compuestos de material más frío que el HT, de manera que serían opacos en dichas longitudes de onda, aunque deberían emitir en otras más largas; o segunda, dado que en dicho rango la emisión es proporcional a la densidad, entonces los FODs serían cavidades vaciadas de plasma, por lo que tampoco emitirían en otras longitudes de onda. En línea con la primera opción, una de las primeras interpretaciones de los FODs supuso que son partes o rezagos de material de una eyecciones de masa coronal (EMC), que por ser más fríos y densos que el medio que los circunda, son opacos y descienden por su propio

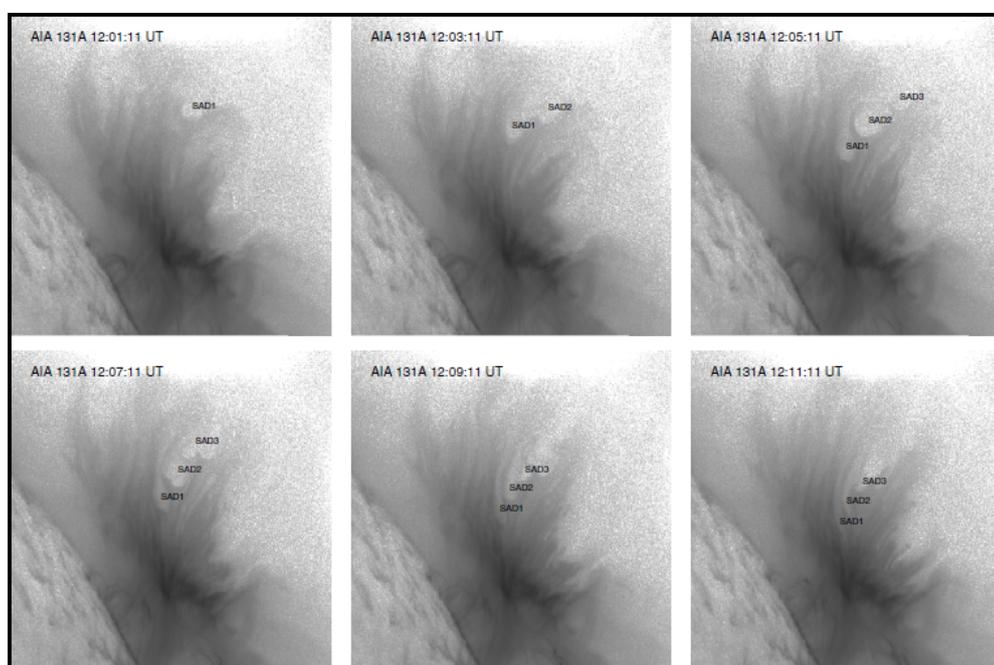


Figura 3.1: Secuencia de imágenes del evento I tomadas con el filtro de 131 Å de AIA. Los colores están invertidos, así lo que se ve brillante en las imágenes es en realidad oscuro y viceversa. Las imágenes muestran una fulguración vista hacia el limbo, con la arcada (no muy clara) y tres FODs a través del HT. En el margen superior izquierdo se indica la hora de captura de cada imagen. Tomado de Hanneman & Reeves (2014).

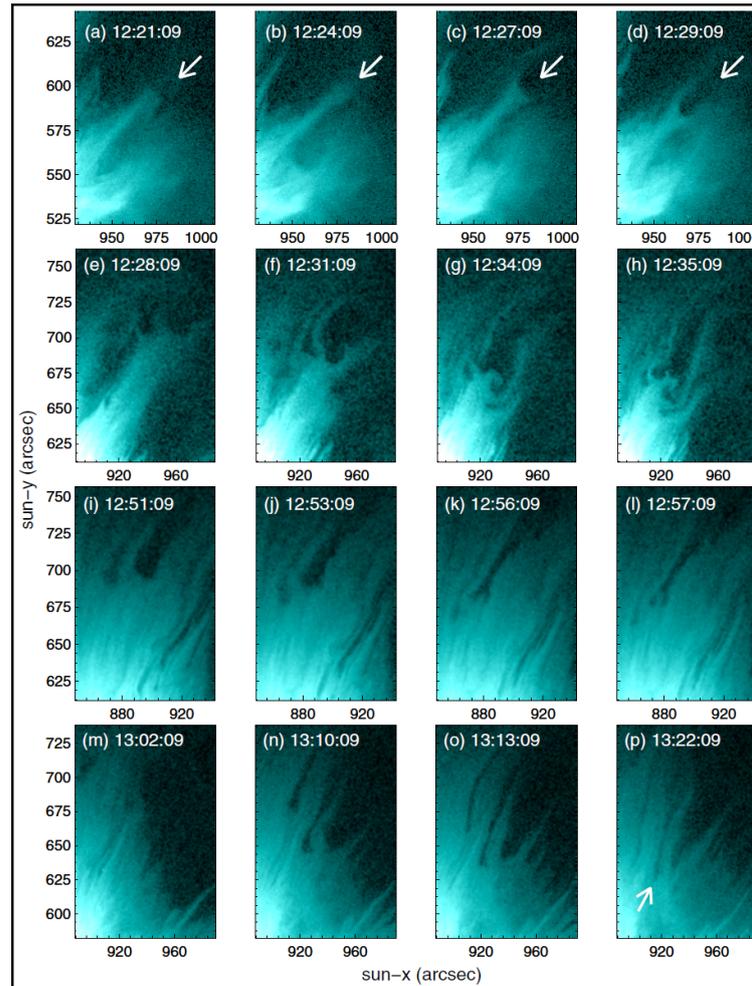


Figura 3.2: Cuatro secuencias de imágenes mostrando en detalle la evolución de distintos FODs durante el evento I. Estas imágenes fueron captadas con el mismo instrumento y filtro que aquellas de la Fig. 3.1, pero con imágenes agrandadas y para un tiempo posterior. Tomado de Innes et al. (2014).

peso. Esta interpretación los identificó con un proceso conocido como *granos coronales*³ (McKenzie & Hudson 1999). Actualmente, existe un consenso general en que la segunda opción es la correcta.

Por lo tanto, la falta de emisión en diferentes longitudes de onda, por ejemplo en rayos X blandos, UVE, UV y rango visual (Innes et al. 2003), en imágenes y espectros, han conducido al consenso general de que los FODs son cavidades vaciadas de plasma y menos densas con respecto al medio que los circunda. Los FODs, observados con instrumentos modernos y de alta resolución, se perciben como flujos descendentes subdensos (oscuros) ingresando en un medio turbulento más denso y brillante (en rayo X blandos y UVE), a través del cual se inmiscuyen por los intersticios que oponen menor resistencia. Además, el movimiento de los FODs es desacelerado hasta que finalmente se detienen y son aplastados por el medio externo. Esto último es de esperar debido a que en su descenso parecen ingresar a una región más densa y de mayor presión.

³En la jerga inglesa es conocido como *coronal grain*.

3.2. Fulguraciones eruptivas

Los FODs han sido siempre detectados en regiones activas, más precisamente durante fulguraciones de larga duración y que a su vez han sido seguidas de una EMC, por lo que es de interés describir el esquema de este tipo de fulguración. Basado en observaciones, el modelo básico de una fulguración sugiere que un filamento eruptivo, la posterior EMC y la formación de una arcada posterupción pueden ser entendidos a partir de un escenario unificado, en el cual el proceso de reconexión magnética es la fuente fundamental de liberación de energía.

La Fig. 3.3 representa esquemáticamente una fulguración eruptiva, en la que se destaca un filamento que eventualmente se desestabiliza y asciende como una EMC. La arcada posterupción comienza a formarse durante el ascenso del filamento y prosigue luego de la EMC; el ascenso de la EMC arrastra consigo parte del campo magnético y forma detrás de sí una estructura del tipo de *hoja de corriente* (HC; ver Sec. 2.3), hacia donde líneas de campo de polaridades diferentes son arrastradas (flujos magnético entrante)⁴ y reconectadas (flujos magnético saliente)⁵; luego, mientras una parte de las líneas reconectadas se desplazan por tensión magnética hacia arriba (flujos magnético ascendente)⁶ con la EMC, las restantes líneas descienden (flujos magnético descendente)⁷ formando la arcada posterupción. El HT (región suprarcada) es un medio mucho más dinámico que la simple representación de la Fig. 3.3 (McKenzie 2013). Finalmente, y no representado en la figura, el entorno o medio coronal es la región que se ubica por encima del HT posterupción cuyo plasma posee características similares al de la corona tranquila.

Considerando el flujo emitido por una fulguración típica vemos que atraviesa las siguientes tres fases: la fase *pre-impulsiva*; la *impulsiva*, que es relativamente corta y termina cuando el evento llega a su máximo de misión (en rayos X); y la de *decaimiento*, que es larga. Ver Figs. 3.4 y 3.5. Aquí estamos interesados en los momentos posterupción con particular énfasis en el HT y el medio coronal por ser las regiones que transitan los FODs. Aún después de la EMC

⁴En Inglés, *reconnection inflows*. Ver Fig. 2.3(a).

⁵*Reconnection outflows*.

⁶*Reconnection upflows*.

⁷*Reconnection downflows*.

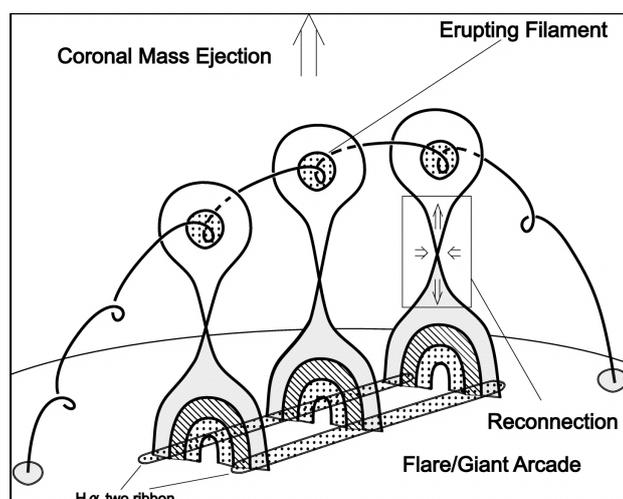


Figura 3.3: Esquema básico de una fulguración eruptiva vista hacia el limbo. Las líneas continuas de trazo grueso representan el campo magnético. El recuadro señala la formación de una estructura de tipo de una HC bidimensional, donde las flechas representan los flujos magnéticos entrantes y salientes (ascendente y descendente). Ver Fig. 2.3(c). Tomado de Shiota et al. (2005).

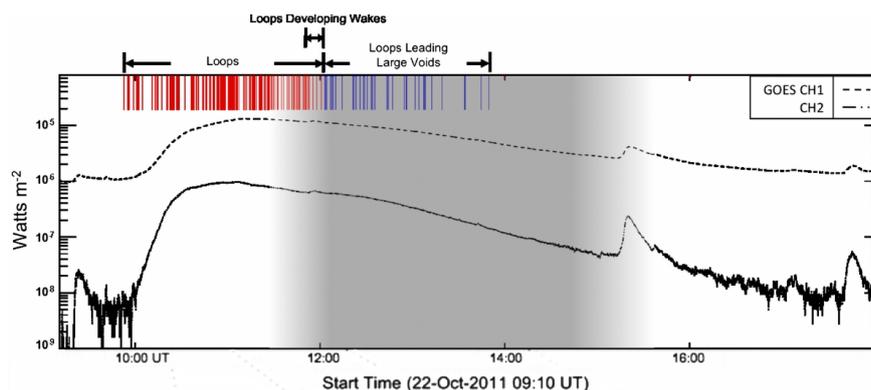


Figura 3.4: Flujo de rayos X (curva de punteada) para el evento I. La emisión muestra un rápido aumento hasta llegar a un máximo a las 11:10 hs, momento en que termina la fase impulsiva, para luego decaer lentamente por varias horas. La zona sombreada indica el periodo de presencia del HT compuesto de plasma caliente y que se ubica en la supracada. Según los autores, en rojo se señala el intervalo de tiempo en el que sólo arcos magnéticos han sido detectados descendiendo hacia la arcada, mientras que en azul corresponde a la detección de arcos descendiendo por delante de cavidades subdensas, el cual coincide con el momento en que el HT se encuentra lleno de plasma. Este fue un evento de clase M1.3 en la escala de *GOES*. Tomado de Savage et al. (2012b).

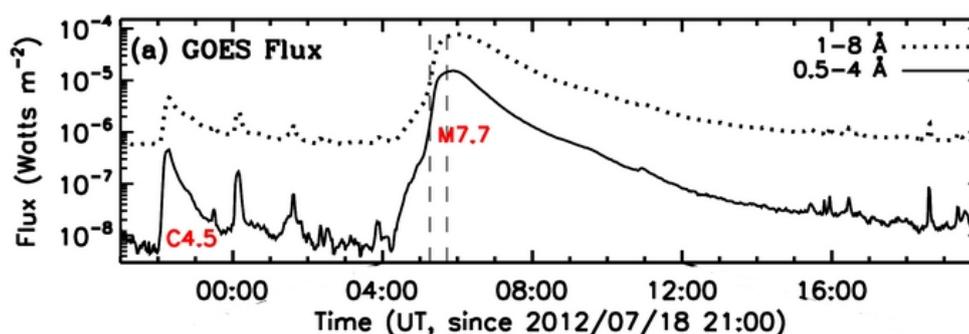


Figura 3.5: Flujo de rayos X (curva de puntos) para el evento II. Las líneas de segmentos verticales demarcan la fase impulsiva. Este fue un evento de clase M7.7 en la escala de *GOES*. Tomado de Liu et al. (2013).

continúan la formación de la arcada, los procesos de reconexión magnética y el ingreso de plasma al HT, hasta que finalmente la arcada se termina de formar y es cuando se produce el máximo de emisión por parte del HT. Es así que el HT durante la fase pre-impulsiva posee una densidad y una temperatura similar a la del entorno coronal pero luego comienza a llenarse de plasma (debido al desbalance de presiones cuando la presión magnética disminuye debido a la aniquilación del campo) y a calentarse (debido a procesos de disipación magnética).

En HTs posterupción han sido observadas estructuras similares a HCs en diferentes longitudes de onda, por ejemplo: en el rango visual; UV; UVE y rayos X (Guo et al. 2013; Liu et al. 2013). Sin embargo, estudios teóricos predicen que estas HCs deberían ser muy delgadas, del orden de decenas de metros, para poder ser completamente resueltas con los instrumentos actuales de observación. Por lo que se presume que un plasma más caliente y denso (en aproximadamente un orden de magnitud) que el entorno llamado HT envuelve a la presunta HC, donde los procesos de conducción de calor y reconexión magnética serían los responsables de su calentamiento y expansión (Seaton & Forbes 2009; Hanneman & Reeves 2014). Así es que al día de hoy no se sabe con precisión si las observaciones muestran las características del HT o de la propia HC.

McKenzie (2013) analizó con cierto detalle la región del HT para dos fulguraciones, la que

aquí designamos como evento I y otra ocurrida el 08/05/2007. Para el evento I reportó que la temperatura del HT es ~ 13 MK, y aclaró que otros autores comunicaron temperaturas incluso tan altas como ~ 18 MK. Uno de los problemas existentes a la hora de determinar con precisión las temperaturas de los FODs y los HTs es que la sensibilidad de los detectores no es óptima para temperaturas superiores a los 10 MK (para el caso de AIA ver la figura 13 de Liu et al. (2013)). Las descripciones de HTs dada por McKenzie (2013) han sido importantes para la configuración de las simulaciones cuyos resultados mostraremos en los Capítulos 5 y 6. Por su parte Hanneman & Reeves (2014) también midieron temperaturas de FODs y HTs envolventes usando datos de AIA y XRT; concluyeron que para los eventos analizados los FODs siempre son más calientes que el medio coronal, pero casi siempre más fríos que el HT.

Un punto interesante es que no siempre hay detecciones de FODs durante la observación de este tipo de fulguraciones eruptivas, una de las razones es que la fulguración debe ser observada hacia el limbo para que la dinámica del fenómeno y el contraste lo permitan. Pero además, los FODs generalmente han sido detectados cuando la línea de la visual coincide con el HT visto de frente (dirección perpendicular al eje de la arcada), como en la Fig. 3.6, mientras que en un sólo caso conocido hasta el día de hoy hubo detecciones con el HT visto de perfil, que fue durante el evento II que mostramos en la Fig. 3.7. Adicionalmente, los FODs han sido preferentemente vistos en la fase de decaimiento de la fulguración, probablemente por un requerimiento de contraste suficiente, y no durante las fases preimpulsiva e impulsiva. En los Capítulos 5 y 6 volveremos sobre este punto.

3.3. Datos observacionales

Dado el grado de resolución instrumental existente y la necesidad de interpretar observaciones muy dinámicas, entre las estimaciones de parámetros de FODs y HTs provistas por

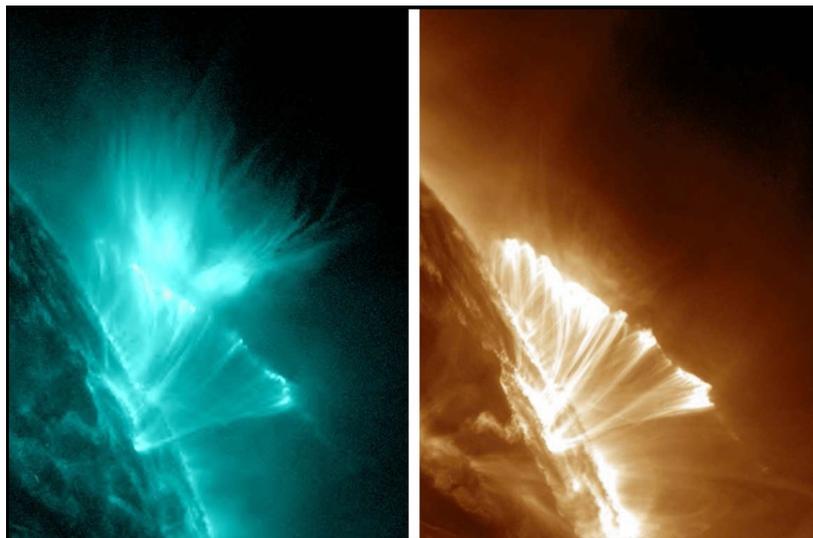


Figura 3.6: Imágenes del evento I captadas por AIA. Izquierda: imagen tomada con el filtro de 131 Å a la hora 13:23, donde apreciamos la arcada posterupción y el HT visto de frente con la presencia de FODs en su parte superior. Derecha: imagen tomada casi simultáneamente pero con el filtro de 193 Å, aquí vemos la arcada y una tenue presencia del HT. Este hecho es consistente con que el HT tendría una temperatura $\gtrsim 10$ MK. A un tiempo casi simultáneo, la Fig. 1.1 muestra imágenes panorámicas en 1700 Å y 171 Å de toda la corona, ubicándose allí el evento I hacia el limbo noreste superior. Tomado de McKenzie (2013).

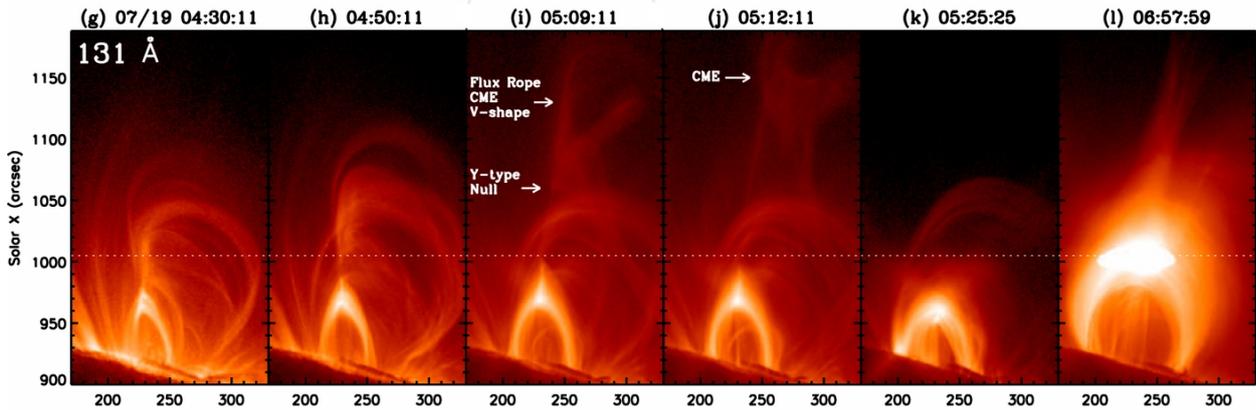


Figura 3.7: Secuencia de imágenes del evento II captadas por AIA con su filtro de 131 Å. El evento II es el único caso de detecciones de FODs con el HT visto de perfil. (g)-(h) Muestra el inicio de la fulguración con la arcada con forma puntiaguda y se puede ver un filamento desestabilizado. (i)-(j) El filamento asciende y se transforma en una EMC, hay vestigios de una HC de tipo Y. (k) La EMC ya se produjo, a partir de ese momento la arcada con forma redondeada completa su formación posterupción y empieza a expandirse. (l) El máximo de emisión se produjo hace un momento, puede verse en la supracada una estructura delgada que es el HT visto de perfil y FODs en su parte superior. Tomado de Liu et al. (2013).

distintos autores existen discrepancias importantes, por ejemplo en el caso de la temperatura hay diferencias relativas de $\sim 30-40\%$). En lo que sigue presentaremos los valores de ciertos parámetros de interés que serán posteriormente incorporados en los modelos numéricos.

Los valores aproximados de los parámetros del plasma en el entorno coronal (tranquilo) de una fulguración son: una densidad numérica de iones $n_i \sim 10^8-10^9 \text{ cm}^{-3}$ y una temperatura $T \sim 1 \text{ MK}$. Mientras que en el HT son: $n_i \sim 2 \times 10^9-10^{10} \text{ cm}^{-3}$; $T \sim 7-13 \text{ MK}$ y una magnitud de campo magnético $|\mathbf{B}| \sim 3-10 \text{ G}$. Notamos que en el HT la densidad y la temperatura son aproximadamente un orden de magnitud más grandes que en el entorno coronal. El tiempo de vida de los FODs ha sido en la mayoría de los casos de unos pocos minutos, entre 3-5 minutos, pero hay algunas excepciones que han superado los 10 minutos (Innes et al. 2014).

Los principales estudios estadísticos de FODs fueron realizados por McKenzie & Savage (2009) y Savage & McKenzie (2011). Los valores promedio que fueron reportados por estos autores son: los FODs se originan a alturas de $\sim 40-150 \text{ Mm}$ respecto de la superficie solar, con una altura promedio de 82 Mm; descienden una distancia promedio de 14 Mm; poseen velocidades desaceleradas en el rango de $\sim 50-500 \text{ km s}^{-1}$, con una velocidad de descenso promedio de 134 km s^{-1} y una velocidad inicial promedio (de detección) de 146 km s^{-1} ; la intensidad promedio del campo magnético es 9 G; y tienen tamaños de 1-10 Mm.

La Fig. 3.6 muestra “el evento I” que ocurrió el día 22/10/2011 y fue una fulguración de clase M1.3 (tamaño medio) en la escala de GOES (emisión de flujo en rayos X blandos) observada con múltiples instrumentos en la región activa número 11314 del relevamiento de NOAA. En la Fig. 3.4 puede verse la evolución del flujo en función del tiempo (trazo punteado). El evento comenzó a $\sim 09:18 \text{ hs}$ ⁸ y alcanzó su máximo de emisión un poco más de 1 hora después, a $\sim 11:10 \text{ hs}$, para luego decaer monótonamente durante varias horas. De nuestro interés es el hecho de que AIA captó imágenes del evento ubicado hacia el limbo y “con el HT visto de frente”. Entre los varios autores que reportaron este evento (Savage et al. 2012b; McKenzie 2013; Hanneman & Reeves 2014; Innes et al. 2014) se detalló la presencia de varios FODs, que el HT tendría una temperatura $\gtrsim 10 \text{ MK}$ y además McKenzie (2013)

⁸Las horas estarán siempre referidas a la escala de tiempo universal.

reportó que el HT posee un parámetro de plasma $\beta \gtrsim 1$. Estos datos observacionales los utilizaremos en los Capítulos 5 y 6.

La Fig. 3.7 muestra “*el evento II*” que fue una fulguración de clase M7.7 (tamaño medio en la escala de GOES) que comenzó a $\sim 4:17$ hs del día 19/07/2012 en la región activa número 11520 (de NOAA). Hubo diferentes instrumentos que detectaron el evento. La Fig. 3.5 muestra el flujo en función del tiempo, que tiene un máximo de emisión a $\sim 5:58$ hs para luego comenzar un decaimiento suave que duró más de medio día. Durante el intervalo de tiempo entre las 05:16–05:43 hs (marcado con líneas verticales de a trazos) se produjo la fase impulsiva, mientras que las etapas previa y posterior a ésta fueron las fases pre-impulsiva y de decaimiento, respectivamente. También en la Fig. 3.5 puede apreciarse que previamente en la misma región aconteció una fulguración de clase C4.5 (tamaño pequeño) con un máximo de emisión a $\sim 22:18$ hs del día anterior, la cual fue una fulguración confinada que falló en erupcionar y no produjo una EMC. Luego, la región evolucionó y se reacomodó durante algunas horas para finalmente desestabilizarse nuevamente y producir una posterior fulguración eruptiva de clase M7.7 que expelió una veloz EMC. De interés para nosotros es el hecho de que AIA captó imágenes de este evento con una línea a la visual hacia el limbo y en este caso “*con el HT visto de perfil*” (es decir alineada con el eje de la arcada; ver Fig. 3.7). Este es el único caso conocido hasta el día de hoy donde hubo detecciones de FODs con el HT visto de perfil. Entre los autores que reportaron y analizaron este evento están: Liu et al. (2013); Liu (2013) y Innes et al. (2014).

La Fig. 3.8(a) muestra la construcción por parte de Savage et al. (2012b) de un mapa de la medida de emisión (ME; ver Apéndice B) considerando el rango de temperatura entre 10–13 MK. En el mapa puede observarse la arcada posterupción y dos FODs (dentro del recuadro blanco). La Fig. 3.8(b) muestra un corte lineal en el mapa de la ME realizado para distintos rangos de temperatura, donde la línea del corte pasa a través de un FOD. Asociado al rango 10–13 MK, la ME del FOD es menor que la de su entorno en un factor entre $\sim 2-4$. Resultados similares pueden verse en el rango entre 8–10 MK. Pero el contraste en la ME del FOD se vuelve más difuso para los otros rangos de temperatura (5–8 MK y 13–20 MK). Para este evento los autores también analizaron imágenes en longitudes de onda asociadas a temperaturas más frías (304 Å y 1600 Å) y reportaron que estos mismos FODs tampoco emiten en aquellas temperaturas. De esta forma, los resultados obtenidos están de acuerdo con que los FODs no son cavidades densas y frías, sino cavidades vaciadas de plasma con respecto al HT que las envuelve.

Para poder decir que una fuente ha sido detectada se suele utilizar el criterio de que la **señal sobre ruido** (S/R) debe ser $\gtrsim 3$. Nosotros adoptaremos este criterio. Teniendo en cuenta la Fig. 3.8 como un caso representativo de estos eventos, podemos decir que las magnitudes de las señales que indican la presencia de FODs son débiles, encontrándose al límite de la detectabilidad. Este hecho permite conjeturar que el fenómeno de los FODs podría ser más común y ordinario de lo que se observa.

3.4. Modelos de FOD

En esta sección nos ocuparemos de hacer una breve síntesis de modelos de FOD alternativos al nuestro y propuestos por Linton et al. (2009), Savage et al. (2012b) y Guo et al. (2014), de los cuales resaltaremos sus puntos más relevantes que se relacionan y entran en discusión con nuestra interpretación. Estos modelos están enmarcados dentro del escenario de fulguración presentado en la Sec. 3.2. Existen también otros modelos de FOD, como aquellos propuestos por Cassak et al. (2013) y Scott et al. (2013), que omitiremos aquí.

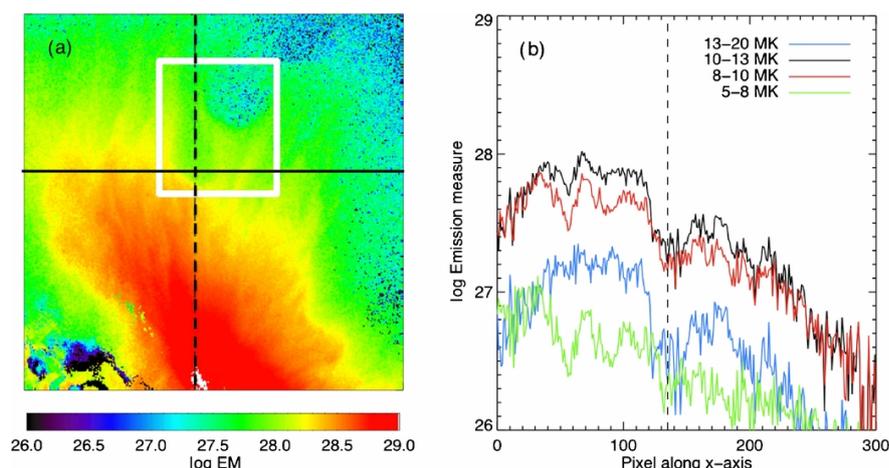


Figura 3.8: (a) Mapa de la ME del evento I (a las 12:06 hs) construido considerando el rango de temperatura entre 10–13 MK. Dentro del recuadro blanco se pueden apreciar dos FODs. (b) Corte en el mapa de la ME a lo largo de la línea continua en (a) para distintos rangos de temperatura. Para usar de referencia, la línea vertical de segmentos posee la misma ubicación en ambos paneles. Tomado de Savage et al. (2012b).

3.4.1. Modelo observacional

La Fig. 3.9 ilustra esquemáticamente el modelo propuesto por Savage et al. (2012b) que se sustenta principalmente en el análisis de observaciones. Estos autores proponen que los FODs serían la consecuencia de estelas dejadas detrás de flujos magnéticos descendentes (reconectados) en contracción hacia la arcada. Según esta interpretación, durante y después de la EMC el flujo magnético entrante hacia la HC se reconecta en algún punto del HT, parte de ellos descienden por tensión magnética acumulando plasma en su parte frontal y dejando detrás de sí una estela subdensa. Para sostener esta hipótesis, Savage et al. (2012b) utilizaron datos del evento I tomados con AIA donde se aprecian FODs acompañando por detrás el movimiento descendente de tubos de flujo. Otra hecho observacional que sustenta este escenario es el reporte de estructuras brillantes (sobredensas) por delante de tubos de flujo descendentes, lo cual marcaría la presencia de plasma acumulado en la parte frontal de éstos. Además, este modelo permitiría explicar por qué no siempre durante las fulguraciones hay detecciones de FODs. Es decir, durante la fase preimpulsiva e impulsiva de una fulguración, cuando al HT aún no ha ingresado plasma suficiente, sólo se observarán tubos de flujo reconectados y no las estelas dejadas por éstos, por la simple razón de que el contraste es insuficiente. En cambio, durante la fase de decaimiento una vez que ha ingresado suficiente plasma al HT, las estelas dejadas poseerán los contrastes necesarios para ser detectados como FODs (ver Fig. 3.4). De esta forma, según estos autores la detección afirmativa o negativa de los FODs no depende de si la línea de la visual es preferentemente de frente o de perfil.

Sin embargo, las debilidades más grandes del modelo de Savage et al. (2012b) básicamente son dos: primero, diferentes autores (Cassak et al. 2013) sostienen que si los FODs fueran estelas subdensas dejadas por tubos de flujo descendentes, deberían ser nuevamente llenadas por el medio externo más rápido de lo que muestran las observaciones, teniendo en cuenta el tiempo de vida de los FODs (Sec. 3.3); segundo, hay autores (Liu et al. 2013; Innes et al. 2014) que opinan que la línea de la visual de las observaciones utilizadas por Savage et al. (2012b) es suficientemente ambigua como para afirmar que hay una correlación espacial entre los tubos de flujo descendentes y los FODs, pudiendo ser sólo un efecto de perspectiva.

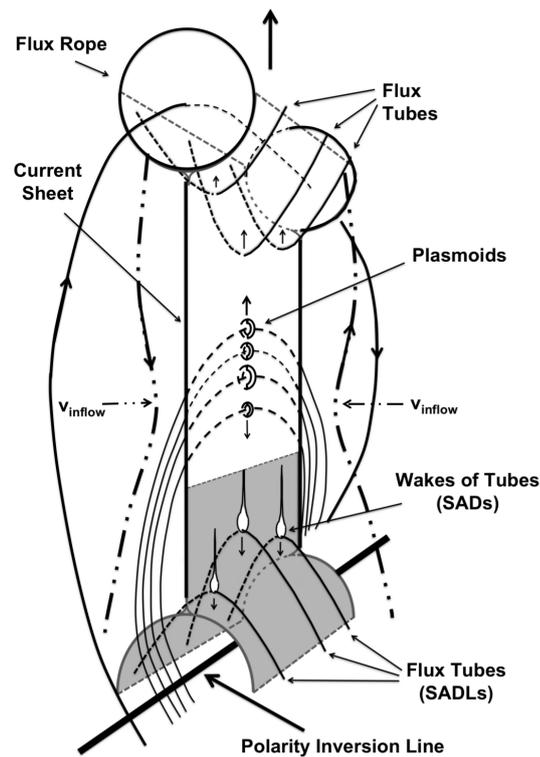


Figura 3.9: Esquema del modelo de FOD propuesto por Savage et al. (2012b) donde las curvas (continuas, de segmentos y continuas con puntos) representan líneas de campo magnético. La figura representa un filamento en movimiento ascendente que arrastra líneas de campo hacia una HC, con una arcada ya formada y un HT suficientemente denso. Los FODs son las estelas dejadas por tubos de flujo reconectados en movimiento descendente. Las líneas etiquetadas con V_{inflow} representan tubos de flujo entrantes al HT. Tomado de Savage et al. (2012a).

3.4.2. Modelos numéricos

En el escenario desarrollado por Linton et al. (2009) la dinámica de un campo magnético retrayéndose es generada a partir de un evento de reconexión localizado que produce flujos magnéticos (reconectados) ascendentes y descendentes, siendo estos últimos frenados por la arcada subyacente e identificados como FODs. Para generar un proceso de reconexión localizado en el espacio y el tiempo, los autores incrementaron localmente la resistividad magnética del plasma en forma artificial. Una desventaja de este escenario es que las velocidades observadas de los FODs son menores que las predichas por las simulaciones, que estiman velocidades iniciales del orden de la velocidad de Alfvén del medio ($\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$). Esto es debido a que los FODs son identificados con los flujos magnéticos reconectados de una HC, pretendiendo ser este modelo numérico la contraparte teórica del modelo observacional de Savage et al. (2012b), descrito anteriormente.

El modelo propuesto por Guo et al. (2014) hace uso de simulaciones MHD 3D resistivas. Simulan una HC sobre una arcada en la que, por difusión numérica, la HC se calienta y llena de plasma. De esta manera, los autores proponen que se producen inestabilidades de tipo Rayleigh-Taylor debido a la acción de flujos magnético descendentes provenientes del medio coronal (es decir, subdensos y fríos) que empuja al medio más denso y caliente del HT. Ver Fig 3.10. De esta forma los FODs son identificados con inestabilidades de Rayleigh-Taylor. Los FODs simulados por estos autores resisten la presión del medio que los circunda por tiempos comparables con las observaciones por la misma razón que en nuestro modelo: si bien son subdensos, también son más calientes, de manera que existe un equilibrio de presiones

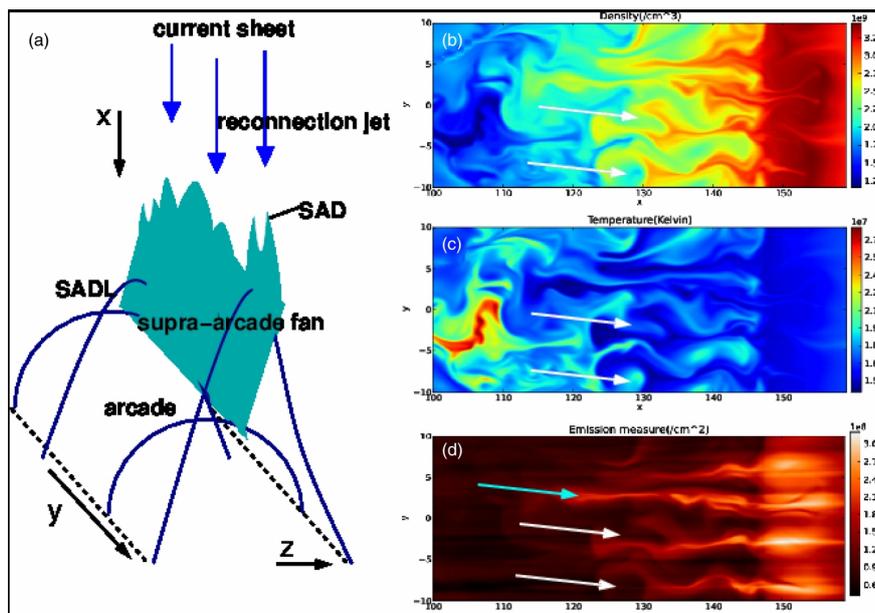


Figura 3.10: Modelo de FODs propuesto por Guo et al. (2014). Tomado de Innes et al. (2014).

entre su estructura interna y el HT que los rodea. Este escenario desprecia los efectos de la conducción de calor en el HT, donde es de esperar que sea un proceso muy eficiente. Además, la difusión térmica tiende a inhibir las inestabilidades MHD (Hensler & Vieser 2002), lo que pone en dudas la validez de este escenario sin considerar este efecto difusivo.

Otros modelos de FOD pueden verse en los trabajos de Cassak et al. (2013) y Scott et al. (2013).

Parte II
Trabajo realizado

Capítulo 4

Códigos numéricos

Dado que el sistema de ecuaciones que describen la magnetohidrodinámica (MHD) es no lineal y acoplado, y que las soluciones analíticas requieren asumir simplificaciones muy restrictivas, es que la utilización de herramientas numéricas para conocer soluciones es generalmente ineludible. En este capítulo resumiremos los códigos numéricos utilizados para resolver las ecuaciones MHD.

Presentaremos el método conservativo de volúmenes finitos para la discretización de las ecuaciones MHD. También describiremos las implementaciones numéricas realizadas para incluir la conducción de calor anisótropa. El objetivo principal de esta implementación es considerar explícitamente la conducción en nuestro escenario de flujos oscuros descendentes (FODs). Para esto tendremos en cuenta la contribución de Spitzer (o clásica) y el límite de saturación.

4.1. Códigos numéricos

Dado que nuestra investigación ha estado sujeta a la continua utilización de códigos numéricos, el problema de resolver computacionalmente de manera precisa y eficiente las ecuaciones MHD ha sido de particular interés. En la actualidad podemos encontrar diferentes códigos MHD de libre distribución y con variadas funcionalidades, como por ejemplo: RIEMANN (Balsara 2000); RAMSES (Fromang et al. 2006); PLUTO (Mignone et al. 2007); ATHENA (Stone et al. 2008) y FARGO3D (Benítez-Llambay & Masset 2016). En tanto nosotros hemos elegido ser usuarios principalmente de FLASH¹ (Fryxell et al. 2000) y de GUACHO (Esquivel & Raga 2013). Los códigos antes mencionados son de tipo Euleriano; por una cuestión de completitud sólo mencionaremos que también existen códigos y métodos de tipo no-Euleriano, como por ejemplo: los códigos de tipo N -cuerpos y los códigos SPH.

El objetivo de desarrollar un código MHD propio durante el doctorado planteó una discusión que admite más de un criterio. Tanto llevarlo a cabo como no, ambas posibilidades tienen sus ventajas y desventajas. El hecho de llevarlo a cabo siempre será beneficioso a la larga, aunque ser capaz de obtener un código competente podría demandar una fracción importante del tiempo que dura el doctorado. Entre los beneficios de realizarlo podemos mencionar que permite adquirir toda una serie de conocimientos que sólo el escribir un código puede dar; además es mucho más fácil entender las limitaciones y los errores de las simulaciones si están hechas con un código que uno conoce en detalle.

Entre nuestros objetivos principales finalmente no estuvo el desarrollo de un código MHD

¹The software used in this work was in part developed by the ASC/Alliance Center for Astrophysical Thermonuclear Flashes at the University of Chicago.

propio. PÁNFILO fue un primer intento de desarrollo llegando a resolver las ecuaciones hidrodinámicas (HD) ideales (de Euler) en paralelo para dominios de una y dos dimensiones (1D y 2D). Por una cuestión de prioridades el desarrollo fue pospuesto. Entre las ventajas de realizar esta actividad podemos mencionar el conocimiento adquirido para luego ser “usuario” de códigos más complejos.

FLASH es el código que mayormente hemos utilizado y con el que realizamos las principales investigaciones. Este código es bastante completo y se encuentra en permanente actualización, puede resolver tanto las ecuaciones MHD ideales (2.1)–(2.4), como así también las ecuaciones no ideales (2.14)–(2.17). Entre sus principales funcionalidades podemos destacar que: resuelve tanto las ecuaciones HD (clásicas y relativistas) como MHD; puede operar en malla fija y adaptativa; realiza la integración temporal en forma *split* y *unsplit*; puede integrar las ecuaciones con distintos ordenes de precisión en el espacio y el tiempo, siendo el de segundo orden en ambas variables el elegido por nosotros; posee distintos esquemas de integración del problema de Riemann (conocidos como Riemann solvers, ver Toro (2009) para el caso HD y Stone et al. (2008) para el caso MHD); y es capaz de captar ondas de choques.

Entre las mayores fortalezas del código podemos mencionar que tiene incorporado relativamente muchos procesos físicos, como por ejemplo: viscosidad; conducción de calor (CC) isótropa; enfriamiento por radiación; gravedad; resistividad magnética; etc. Es un código general que ha sido diseñado para ser utilizado en múltiples áreas y con variados propósitos, por ejemplo desde simular un láser en un laboratorio hasta fenómenos astrofísicos. En este aspecto FLASH contrasta con otros códigos de tipo “casero” y más específicos. Además ofrece soporte al usuario y un manual completo y detallado². Por otro lado, entre sus mayores debilidades podemos mencionar: es relativamente poco eficiente (lento); muy demandante en memoria computacional (pesado); difícil de dominar y sobre todo de adaptar a requerimientos particulares.

En un plasma magnetizado la CC se comporta de forma anisótropa (Spitzer 1962) debido a que el campo magnético permite el transporte de energía en la dirección paralela a las líneas, mientras que los inhibe en la dirección perpendicular a éstas. Como se hará evidente en los Capítulos 5 y 6 fue necesario incluir la CC anisótropa en nuestro modelo de FOD, para lo que desarrollamos una implementación que realice esta tarea en FLASH.

Por su parte el código GUACHO ha sido desarrollado por A. Esquivel (Esquivel & Raga 2013), que es HD y MHD. En contraposición con FLASH, GUACHO es más específico, eficiente y fácil de usar. Si bien lo hemos utilizado poco en las investigaciones relativas a esta tesis, le incorporamos la CC anisótropa con el fin de usarlo en otros escenarios astrofísicos.

Tanto PÁNFILO como FLASH y GUACHO comparten las siguientes características: son códigos de tipo Euleriano, es decir, discretizan las ecuaciones en una malla; utilizan la formulación de variables conservadas; hacen uso del método de volúmenes finitos para evolucionar las soluciones; y para calcular los flujos usan esquemas de tipo Godunov (Riemann solver). Además, todos están escritos en el lenguaje FORTRAN90.

Un gran desafío en la construcción de un código MHD es la de mantener a lo largo del tiempo la condición solenoidal del campo magnético, $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. Dentro de las técnicas desarrolladas para este fin el método *δ-waves* de Powell et al. (1999) y el método *constrain transport* de Evans & Hawley (1988) han sido ampliamente utilizados. El segundo método ha demostrado ser muy superior al primero. FLASH puede operar con ambos.

²Para conocer en detalle el código FLASH y obtener el manual de usuario con todas sus funcionalidades visitar el sitio web: <http://flash.uchicago.edu/site/>

4.2. Discretización de las ecuaciones MHD

A continuación presentamos la discretización espacial y temporal de sistemas conservativos, que por simplicidad llevamos a cabo para el caso de una malla uniforme unidimensional siendo inmediata su generalización a espacios multidimensionales. La coordenada espacial continua x es discretizada en N_x celdas dentro de un dominio finito L_x . Denotamos con el subíndice i la celda centrada en la posición x_i . Las celdas poseen un tamaño uniforme $\Delta x = L_x/N_x$. Denotamos la discretización del tiempo con el supraíndice n de modo tal que $\Delta t^n = t^{n+1} - t^n$, siendo en principio no uniforme. Para hacer la notación más clara descartamos el supraíndice en el paso Δt^n . La Fig. 4.1 esquematiza la discretización.

Integrando la ecuación conservativa (2.20) en el volumen de una celda computacional y sobre un intervalo de tiempo discretizado Δt , luego de aplicar el teorema de Gauss, obtenemos (ver Sec. 2.2)

$$\mathbf{Q}_i^{n+1} = \mathbf{Q}_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(\mathbf{F}_{i+1/2}^{n+1/2} - \mathbf{F}_{i-1/2}^{n+1/2} \right), \quad (4.1)$$

siendo \mathbf{Q}_i^n la promediación del vector de variables conservadas en la celda i a un tiempo t^n ,

$$\mathbf{Q}_i^n \approx \frac{1}{\Delta x} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \mathbf{Q}(x, t^n) dx. \quad (4.2)$$

En la medida que aumentemos la resolución espacial (celdas de menor tamaño), esta aproximación será más precisa. Con $i \pm 1/2 = x_i \pm \Delta x/2$ nos referimos a la posición de la interfase entre celdas vecinas, es decir a la interfase entre las celda $(i-1, i)$ e $(i, i+1)$. Mientras $\mathbf{F}_{i-1/2}^{n+1/2}$ es el vector de los flujos convectivos en la dirección x evaluado en la interfase $i-1/2$ y promediado en el intervalo de tiempo Δt ,

$$\mathbf{F}_{i-1/2}^{n+1/2} \approx \frac{1}{\Delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \mathbf{F}(x_{i-1/2}, t^n) dt. \quad (4.3)$$

Lo mismo sucede para los flujos $\mathbf{F}_{i+1/2}^{n+1/2}$ de la otra interfase. Todo esquema numérico de la forma (4.1) se dice que es conservativo. Este esquema imita la ecuación de conservación (2.8).

Con respecto al paso temporal Δt existe una condición necesaria (aunque no es suficiente) para que el esquema (4.1) sea estable y converja a la solución, conocida como condición de *Courant* (Courant et al. 1967). Esta condición dice que el tamaño de una celda y el paso temporal están relacionados a través del número *cfl* (Courant–Friedrichs–Lewy), siendo

$$cfl = \frac{\Delta t}{\Delta x} V_{\max}^n, \quad (4.4)$$

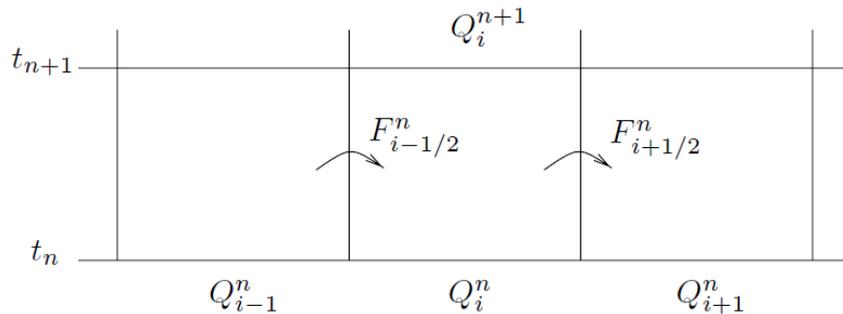


Figura 4.1: Ilustración del método de volúmenes finitos que actualiza las cantidades promedias en una celda \mathbf{Q}_i^n a partir de los flujos evaluados en sus interfases. Representación de una malla 1D en el espacio (x, t) .

donde V_{\max}^n representa la máxima velocidad de propagación de la información, ondas o perturbaciones, en la malla al tiempo t^n . Un análisis de estabilidad determina que el intervalo de valores posibles es

$$0 \leq cfl \leq 1. \quad (4.5)$$

La condición de *Courant* nos aseguran que la información presente en las soluciones jamás viajará una distancia mayor a Δx en un lapso de tiempo Δt^n . Existen distintos criterios para estimar V_{\max}^n , nosotros adoptamos el más comúnmente usado que propone

$$V_{\max}^n = \max \{ |v_i^n| + c_{s_i}^n \}_{i=1, N_x}, \quad (4.6)$$

siendo v_i^n y $c_{s_i}^n$ las velocidades del fluido y del sonido en la i -ésima celda.

Durante una simulación el valor del número cfl (ec. 4.5) permanece fijo, a continuación para cierto momento determinamos V_{\max} según la ec. (4.6), con lo cual mediante la ec. (4.4) obtenemos el valor del paso temporal Δt_{cfl} que nos permite evolucionar la solución. Luego, determinamos nuevamente V_{\max} y repetimos el procesos tantas veces sea necesario.

La generalización 3D del esquema (4.1) adquiere la forma (Gardiner & Stone 2008)

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}_{i,j,k}^{n+1} = \mathbf{Q}_{i,j,k}^n & - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(\mathbf{F}_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - \mathbf{F}_{i-1/2,j,k}^{n+1/2} \right) \\ & - \frac{\Delta t}{\Delta y} \left(\mathbf{G}_{i,j+1/2,k}^{n+1/2} - \mathbf{G}_{i,j-1/2,k}^{n+1/2} \right) \\ & - \frac{\Delta t}{\Delta z} \left(\mathbf{H}_{i,j,k+1/2}^{n+1/2} - \mathbf{H}_{i,j,k-1/2}^{n+1/2} \right), \end{aligned} \quad (4.7)$$

donde los subíndices j y k son la discretización espacial en las direcciones y y z . Con

$$\mathbf{Q}_{i,j,k}^n \approx \frac{1}{\Delta x \Delta y \Delta z} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \mathbf{Q}(x, y, z, t^n) dx dy dz \quad (4.8)$$

y

$$\mathbf{F}_{i-1/2,j,k}^{n+1/2} \approx \frac{1}{\Delta y \Delta z \Delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} \int_{z_{k-1/2}}^{z_{k+1/2}} \int_{y_{j-1/2}}^{y_{j+1/2}} \mathbf{F}(x_{i-1/2}, y, z, t^n) dy dz dt. \quad (4.9)$$

El método de integración de volúmenes finitos, al igual que otros como por ejemplo el método de diferencia finita y todas sus variantes, han sido ampliamente desarrollados y funcionan bien siempre y cuando el sistema de ecuaciones sea hiperbólico. En cuanto consideramos cualquier proceso de tipo difusivo, el sistema pasa a ser parabólico y las cosas cambian drásticamente. Para un revisión completa de métodos numéricos aplicados a sistemas hiperbólicos y a las ecuaciones HD ver los libros de Leveque (2002) y Toro (2009).

Algo inherente a todos los códigos Eulerianos es la necesidad de aplicar condiciones de borde en los límites del dominio simulado. Nos limitamos sólo a mencionar que las condiciones de borde más simples y comúnmente usadas son las de tipo: periódicas; fuga o escape y de reflexión. Existen también otras condiciones más sofisticadas.

4.3. Conducción de calor

La CC es un proceso de tipo difusivo en el que la energía térmica, con origen en el movimiento aleatorio de las partículas, se transfiere de una región caliente a otra fría sin que haya un flujo neto de materia de una región a otra. Las partículas de la región caliente tienen en promedio mayor energía cinética que las de la región fría, y debido a las colisiones

esa energía en exceso se transfiere a las partículas vecinas y por ende el calor es difundido a través del medio.

En un plasma completamente ionizado el calor es transportado principalmente por los electrones libres. El flujo de calor \mathbf{F}_c es descrito por la formula clásica o de Spitzer ($\propto T^{5/2} \nabla T$) siempre que existan muchas colisiones en la escala espacial de variación de la temperatura. Es decir, si λ_{clm} es el camino libre medio de los electrones y $L_T = T/|\nabla T|$ es la escala de longitud en la que cambia la temperatura T , la formula clásica valdrá siempre que $\lambda_{\text{clm}} \ll L_T$.

Por el contrario, la fórmula de Spitzer deja de valer si el gradiente de temperatura se torna muy grande. Si el camino libre medio de los electrones es comparable o incluso mayor que la escala de temperatura, $\lambda_{\text{clm}} \gtrsim L_T$, el flujo de calor pasa a ser descrito por un efecto conocido como saturación. Esto ocurre porque la capacidad de los electrones de transportar energía es limitada dado que su velocidad térmica es finita. Para calcular el flujo saturado se asume como límite máximo la velocidad del sonido. En definitiva, la saturación le pone una cota superior a la cantidad de energía que puede transportar la CC.

Flujo de calor

Describimos la forma funcional del flujo de calor \mathbf{F}_c para cuatro casos distintos.

Caso isótropo sin saturación. En un plasma sin campo magnético global el flujo de calor es isótropo y sigue la ley de Fourier (Spitzer 1962),

$$\mathbf{F}_c = \mathbf{F}_{\text{Spi}} = -\kappa_{\text{Spi}} \nabla T = -\kappa_0 T^{5/2} \nabla T, \quad (4.10)$$

donde \mathbf{F}_{Spi} es el flujo clásico, $\kappa_{\text{Spi}} = \kappa_0 T^{5/2}$ es la conductividad térmica de Spitzer y κ_0 es la constante de conductividad. Notamos que κ_{Spi} es una función sensible de la temperatura y no depende explícitamente de las coordenadas espaciales. El coeficiente de difusión D_{dif} será necesario para calcular el paso temporal difusivo. En este caso $D_{\text{dif}} = \kappa_{\text{Spi}}/(\rho c_v)$, siendo ρ la densidad y el calor específico a volumen constante es $c_v = R_g/((\gamma - 1)\bar{\mu})$.

Caso isótropo saturado. En este caso al flujo de calor lo componen el flujo de Spitzer \mathbf{F}_{Spi} y el flujo saturado \mathbf{F}_{sat} (Cowie & McKee 1977),

$$\mathbf{F}_{\text{sat}} = -\kappa_{\text{sat}} \nabla T = -\frac{5\phi\rho c_s^3}{|\nabla T|} \nabla T, \quad (4.11)$$

donde el parámetro $\phi=0.3$. Limitando el flujo de manera armónica obtenemos

$$\mathbf{F}_c = -\kappa_{\text{eq}} \nabla T = -\left(\frac{1}{\kappa_{\text{Spi}}} + \frac{1}{\kappa_{\text{sat}}}\right)^{-1} \nabla T, \quad (4.12)$$

donde κ_{eq} es la conductividad equivalente. En un régimen donde la CC es poco eficiente (no saturado) $\kappa_{\text{Spi}} < \kappa_{\text{sat}}$, entonces $\kappa_{\text{eq}} \rightarrow \kappa_{\text{Spi}}$. Mientras que si la CC es muy eficiente (saturado) $\kappa_{\text{Spi}} > \kappa_{\text{sat}}$, por ende $\kappa_{\text{eq}} \rightarrow \kappa_{\text{sat}}$. Limitar la conductividad de manera armónica permite una transición suave de un régimen a otro. El coeficiente de difusión es $D_{\text{dif}} = \kappa_{\text{eq}}/(\rho c_v)$.

Caso anisótropo sin saturación. La conducción de calor en una plasma magnetizado se sabe que es muy anisótropa, y puede ser fuertemente inhibida en la dirección perpendicular al campo (Spitzer 1962). De esta forma, el flujo de calor depende de la dirección relativa del campo magnético y el gradiente de temperatura pudiendo descomponerse en dos contribuciones,

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_c = \mathbf{F}_{\text{Spi}} &= -\kappa_{\text{Spi}_{\parallel}} \nabla T_{\parallel} - \kappa_{\text{Spi}_{\perp}} \nabla T_{\perp} \\ &= -\kappa_{\text{Spi}_{\parallel}} (\hat{\mathbf{b}} \cdot \nabla T) \hat{\mathbf{b}} - \kappa_{\text{Spi}_{\perp}} \left(\nabla T - (\hat{\mathbf{b}} \cdot \nabla T) \hat{\mathbf{b}} \right), \end{aligned} \quad (4.13)$$

donde los subíndices \parallel y \perp se refieren a las direcciones paralela y perpendicular al campo magnético, con $\hat{\mathbf{b}}=\mathbf{B}/|\mathbf{B}|$ el vector unitario en la dirección del campo. Además las conductividades son

$$\kappa_{\text{Spi}\parallel} = k_{\parallel} T^{2.5}, \quad \kappa_{\text{Spi}\perp} = k_{\perp} \frac{\rho^2}{B^2 \sqrt{T}}, \quad (4.14)$$

donde $k_{\parallel}=6.4 \times 10^{-7}$ y $k_{\perp}=4.6 \times 10^{32}$ son las respectivas constantes de conductividad. Vemos que en la medida que consideremos un plasma menos denso y más caliente, $\kappa_{\text{Spi}\parallel}$ crece mientras que $\kappa_{\text{Spi}\perp}$ disminuye, volviéndose cada vez más anisótropo el flujo de calor. Por ejemplo, en el régimen del plasma coronal que veremos en el Capítulo 6 $\kappa_{\text{Spi}\parallel}/\kappa_{\text{Spi}\perp} \sim 10^9$ mostrando que la CC es muy anisótropa y que la componente transversal del flujo es despreciable. Aún así la tendremos en cuenta en los cálculos. El coeficiente de difusión es $D_{\text{dif}} = \max(\kappa_{\text{Spi}\parallel}, \kappa_{\text{Spi}\perp})/(\rho c_v)$.

Caso anisótropo saturado. Esta es una combinación de los dos últimos casos.

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_c &= -\kappa_{\text{eq}\parallel} \nabla T_{\parallel} - \kappa_{\text{eq}\perp} \nabla T_{\perp} \\ &= -\kappa_{\text{eq}\parallel} (\hat{\mathbf{b}} \cdot \nabla T) \hat{\mathbf{b}} - \kappa_{\text{eq}\perp} (\nabla T - (\hat{\mathbf{b}} \cdot \nabla T) \hat{\mathbf{b}}), \end{aligned} \quad (4.15)$$

$$\kappa_{\text{eq}\parallel} = \left(\frac{1}{\kappa_{\text{Spi}\parallel}} + \frac{1}{\kappa_{\text{sat}\parallel}} \right)^{-1}, \quad \kappa_{\text{eq}\perp} = \left(\frac{1}{\kappa_{\text{Spi}\perp}} + \frac{1}{\kappa_{\text{sat}\perp}} \right)^{-1}, \quad (4.16)$$

$$\kappa_{\text{sat}\parallel} = \frac{5\phi \rho c_s^3}{|\nabla T_{\parallel}|}, \quad \kappa_{\text{sat}\perp} = \frac{5\phi \rho c_s^3}{|\nabla T_{\perp}|}, \quad (4.17)$$

donde $\kappa_{\text{sat}\parallel}$ y $\kappa_{\text{sat}\perp}$ son las respectivas conductividades saturadas. Notamos que ambas poseen la misma forma funcional, y además $\kappa_{\text{sat}} \propto \rho T^{3/2}$ por lo que también son una función sensible de la temperatura. El coeficiente de difusión es $D_{\text{dif}} = \max(\kappa_{\text{eq}\parallel}, \kappa_{\text{eq}\perp})/(\rho c_v)$.

Implementación

Si uno programa el flujo de calor en función de las conductividades equivalentes, es fácil pasar de un caso a otro. El escenario físico que modelamos numéricamente en el Capítulo 6 requiere tener en cuenta la CC anisótropa saturada.

Por otro lado, la CC impone una condición de difusión muy restrictiva al paso temporal. La condición es de tipo parabólico,

$$\Delta t_{\text{dif}} < \frac{1}{2} \frac{\Delta x^2}{D_{\text{dif}}}, \quad (4.18)$$

donde Δx es el tamaño de una celda. Vemos que $\Delta t_{\text{dif}} \propto \rho \Delta x^2 / T^{5/2}$. Así es que para una simulación de baja resolución de un HT, que es poco denso y muy caliente, la condición de difusión sobre el paso temporal es muy restrictiva. En este régimen $\Delta t_{\text{eff}} \sim [10^2 - 10^3] \Delta t_{\text{dif}}$.

Cuando consideramos los efectos de la CC, el sistema homogéneo de ecuaciones hiperbólicas (2.20) pasa a ser inhomogéneo del tipo (2.26). En particular, la única que cambia su forma es la ecuación de energía. La ecuación conservativa (2.4) pasa a adquirir la forma

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{f}_E = -\nabla \cdot \mathbf{F}_c, \quad (4.19)$$

donde \mathbf{f}_E es el flujo de energía advectivo (ideal) y \mathbf{F}_c es el flujo de calor visto como un término fuente. Para la implementación de la CC hay dos posibilidades: una es tratarla como un

término fuente; y la otra es definir un nuevo flujo de energía que contenga una combinación del flujo advectivo y el difusivo manteniendo el aspecto de un sistema homogéneo de ecuaciones, es decir reubicar el término del miembro derecho en el izquierdo de manera que la ec. (4.19) quede del tipo (2.8).

Tratar la conducción como un término fuente es la forma más beneficiosa pero también más compleja de realizar. Esta aproximación propone desacoplar los efectos ideales y de difusión por un intervalo de tiempo corto. Partiendo de un estado inicial las ecs. MHD (2.20) son advectadas idealmente un paso temporal Δt_{cf} mediante el esquema de integración conservativo (4.7). De forma independiente, a partir del mismo estado inicial resolvemos la ec. de calor³ (C.2), con el flujo de calor que corresponda según vimos antes, realizando el número correspondiente de subpasos Δt_{dif} hasta completar un paso dinámico CFL (Δt_{cf}). Tras esto, actualizamos la temperatura en la solución ideal advectada $\mathbf{Q}_{i,j,k}^{n+1}$, para luego repetir el proceso cuantas veces sea necesario.

Aproximar las soluciones mediante la técnica de desacople es bastante utilizada y también puede usarse para incluir otros procesos difusivos como la viscosidad (Newtoniana) o el enfriamiento radiativo. Dado que en general el flujo de calor es una función suave espacial y temporalmente, esta técnica anda bien. Sus fortalezas y debilidades tienen que ver con que es eficiente computacionalmente, permitiendo hacer frente a la restricción del paso temporal difusivo, aunque el método es un poco inestable. Su eficiencia computacional proviene del hecho que advectar la solución ideal es caro porque implica resolver el problema de Riemann para todas las interfases de las celdas (ec. 4.7), mientras que avanzar la ecuación de calor es económico. De esta manera, a lo largo de una simulación se realizan relativamente pocos pasos largos y caro, Δt_{cf} , y muchos subpasos cortos y baratos, Δt_{dif} . El código GUACHO utiliza esta técnica. Nuestro labor en este caso fue incluir el flujo anisótropo saturado en la resolución de la ecuación de calor.

Tratar la CC redefiniendo el flujo de energía tiene la ventaja de ser más fácil de implementar y es lo que hicimos en FLASH, para lo que desarrollamos un nuevo módulo. En un primer momento intentamos incluir la CC anisótropa desacoplando las ecuaciones pero la estructura general de FLASH nos dificultó la tarea. La técnica se basa en reescribir la ec. (4.19) en la forma

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{f}_E + \mathbf{F}_c) = 0. \quad (4.20)$$

Luego redefinimos el flujos de energía en el sistema (2.20), $\mathbf{f}_E \rightarrow \mathbf{f}_E + \mathbf{F}_c$, e integramos con el esquema (4.7). Como las ecuaciones ya no son hiperbólicas, al esquema lo estabilizamos agregando una condición difusiva al paso temporal. Éste es determinado por el mínimo valor entre la condición CFL usual (ec. 4.4) y la condición de difusión (ec. 4.18) tal que

$$\Delta t = \min(\Delta t_{\text{cf}}, \Delta t_{\text{dif}}). \quad (4.21)$$

El proceso dominante, advección o difusión, es quien impone la restricción más fuerte sobre la evolución temporal. Nuestro régimen de interés se encuentra dentro de la situación común $\Delta t_{\text{dif}} < \Delta t_{\text{cf}}$ y por ende la difusión condiciona la evolución. Este hecho tiene la consecuencia negativa que durante la simulación es necesario realizar muchos paso dinámicos (ec. 4.7) costosos debido a que el paso temporal es pequeño, $\Delta t = \Delta t_{\text{dif}}$. La técnica es estable aunque poco eficiente.

Ejemplo de aplicación

Para ejemplificar la implementación de la CC anisótropa en FLASH realizamos una prueba MHD 2D de tipo explosiva (Balsara 2004) y analizamos los efectos de la difusión del calor. Para la misma configuración mostramos resultados con y sin CC. Así consideramos un dominio cuadrado de 20 Mm de lado con una resolución de 200^2 celdas. La densidad ($\rho=1.2\times 10^{-14}$ gr cm^{-3}) y la presión ($p=11.8$ bar) inicial son homogéneas en todo el dominio (con $T=7$ MK), excepto en un círculo central de 1.2 Mm de diámetro donde solo la presión es incrementada en $\Delta P/P=5$. Inicialmente además el fluido se encuentra en reposo, con un campo magnético constante de 3 G en la dirección y . Ver Fig. 4.2(i). La configuración

³Para realizar este propósito existen métodos de tipo explícitos, implícitos y semi implícitos.

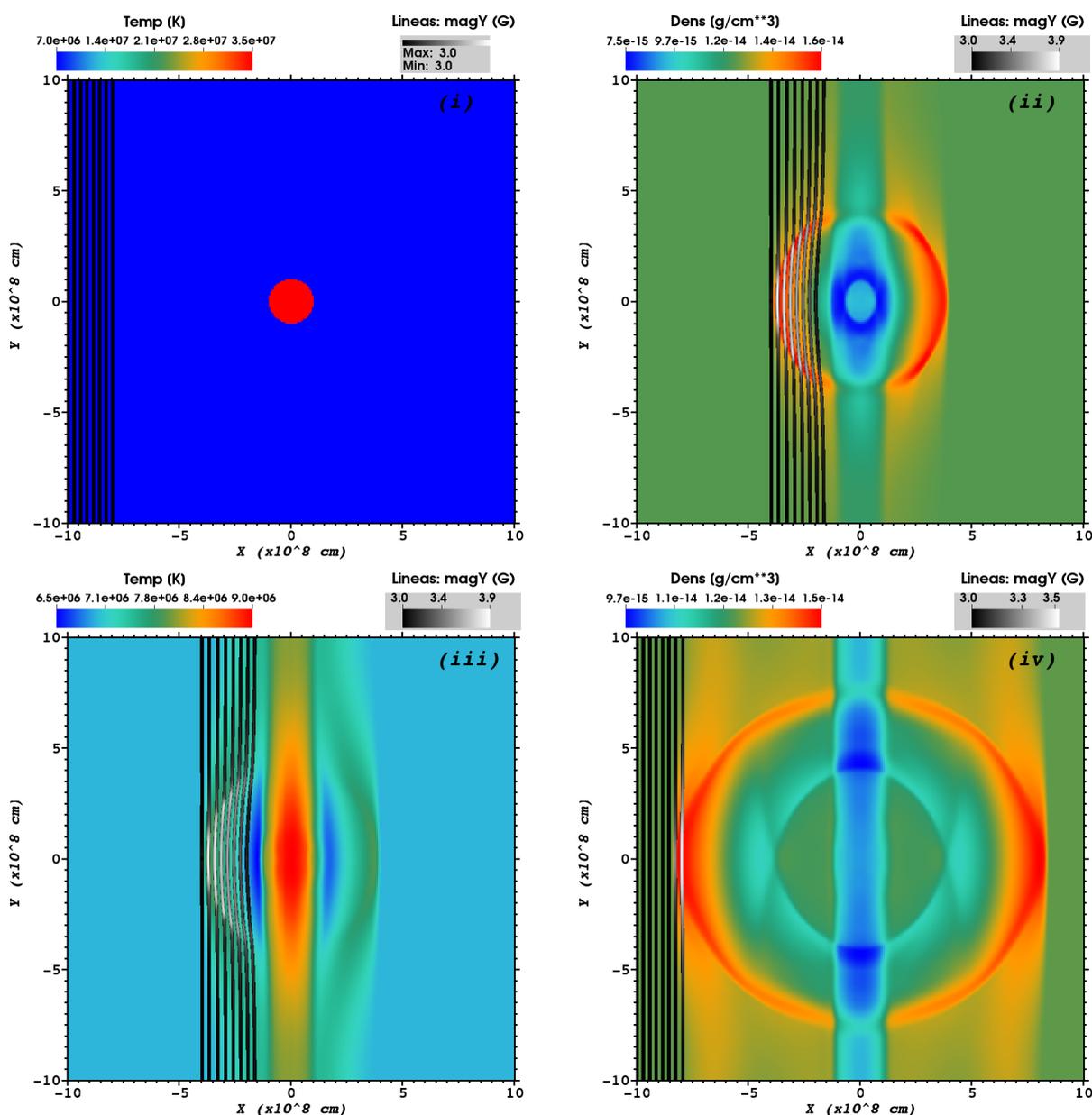


Figura 4.2: (i) Patrón inicial de temperatura parcialmente superpuesto con líneas de campo; el color de las líneas indica el valor de la componente B_y . (ii) Densidad a un tiempo $t=6$ s. (iii) Temperatura a $t=6$ s. (iv) Densidad a $t=16$ s. (Caso con CC anisótropa)

conduce a un estallido que, a partir de ondas de choque y expansión, genera una cavidad subdensa y caliente, la cual es difundida y enfriada por la CC anisótropa. En la Fig. 4.2(ii)-(iii) mostramos la densidad y la temperatura para un momento temprano donde vemos que la onda de choque en la dirección del campo es inhibida y el calor se escapa anisotrópicamente. El transporte de calor es nulo en la dirección perpendicular al campo. La cavidad se enfría rápidamente, además el contraste en densidad entre la región subdensa y el medio no perturbado es relativamente bajo. La Fig. 4.2(iv) grafica la densidad un momento más tarde, allí dicho contraste en densidad es aún más bajo, del orden de $\sim 20\%$. Este hecho es importante porque al modelar un FOD necesitaremos que el contraste sea mayor y perdure por tiempos más largos.

Resultados para la densidad y la temperatura correspondientes al caso ideal podemos verlos en la Fig. (4.3)(i)-(ii) para el mismo momento tardío. Al no haber difusión las ondas de choque y expansión generan una cavidad subdensa bien definida y estable. La cavidad posee un contraste en densidad mayor (~ 4), además permanece caliente con respecto a su entorno lo que le permite soportar la presión externa y perdurar por tiempos mayores. Por otro lado, la dinámica del pulso es bastante isotrópica porque el valor inicial del parámetro $\beta \sim 20$ es relativamente grande, en caso contrario la cavidad se alarga anisotrópicamente en la dirección del campo.

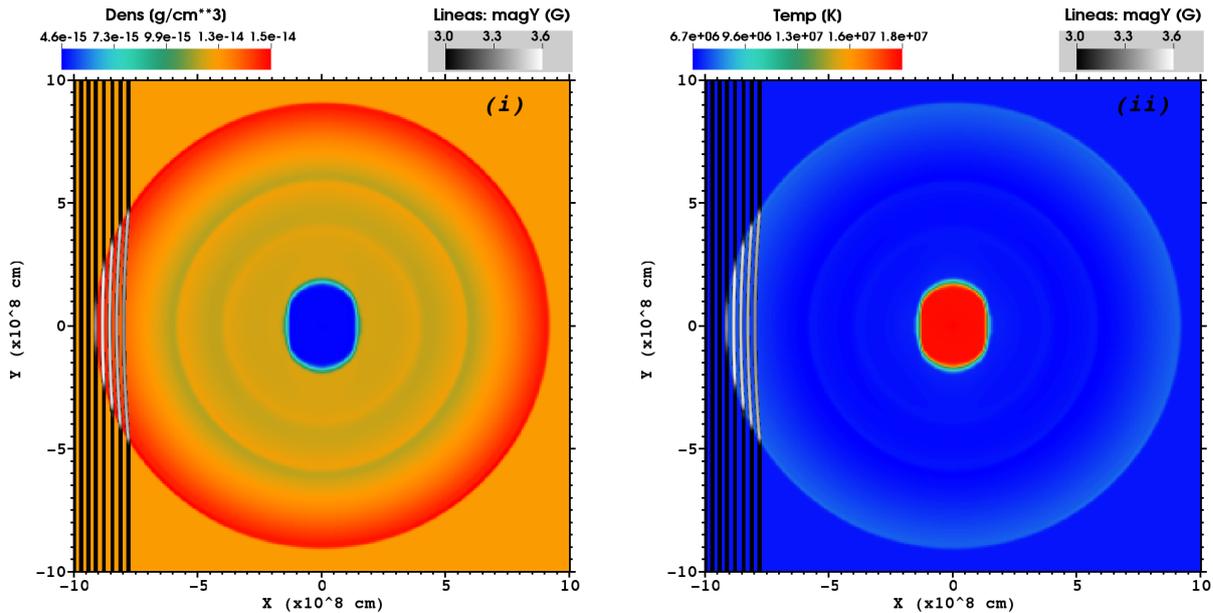


Figura 4.3: (i) Patrón de densidad a un tiempo $t=16$ s parcialmente superpuesto con líneas de campo; el color de las líneas indica el valor de la componente B_y (ii) Temperatura a $t=16$ s. (Caso sin CC).

Comentarios finales

La implementación de la CC anisótropa en el código FLASH ha sido satisfactoria. Dado que la difusión del calor es eficiente en los regímenes de interés y que los términos parabólicos imponen condiciones severas al paso temporal, considerar este proceso en las simulaciones insinúa un mayor tiempo de ejecución, aproximadamente entre dos y tres órdenes de magnitud más. Afortunadamente, FLASH posee el algoritmo “Super-Time-Stepping” que permite aumentar los pasos temporales en un orden de magnitud. Como resultado final el tiempo de ejecución aumenta entre uno y dos órdenes.

Nuestra implementación en FLASH que es poco eficiente permite realizar simulaciones 2D, en tanto su aplicación a configuraciones 3D requiere de un gran poder de cómputo.

El ejemplo de implementación muestra una explosión generando una cavidad subdensa y caliente. El contraste en densidad respecto a su entorno perdura por tiempos cortos cuando consideramos CC. En este caso el contraste es atenuado por dos motivos: por un lado, la difusión inhibe las ondas de choque y expansión que son las encargadas de generar la región subdensa; y por otro, la difusión de la temperatura interna hace que la estructura colapse en tiempos cortos. Como veremos en los próximos capítulos la generación de este tipo de cavidades que perduren por tiempos más largos será de nuestro interés para modelar un FOD.

Capítulo 5

Simulaciones MHD 3D de FODs posterupción en una hoja de corriente turbulenta

Los flujos oscuros descendentes (FODs) son estructuras vaciadas de plasma, que se desplazan hacia la superficie solar, y se originan en la supracada generalmente en un tiempo posterior a la erupción. Mediante simulaciones MHD 3D investigamos si los FODs son producidos por: (a) una combinación de inestabilidades de tipo *tearing-mode* y Kelvin-Helmholtz dando lugar a un halo térmico (HT) turbulento; o (b) si el HT es meramente el ambiente donde los FODs evolucionan, siendo generados en dicho medio por eventos localizados de reconexión. Concluimos que para dar cuenta de la formación de los FODs se necesita excitar eventos de reconexión explosivos y sugerimos que hay una relación entre los tamaños característicos de los FODs y el ancho del HT que deberá ser satisfecho para que ellos sean observables.

Los contenidos discutidos en este capítulo dieron lugar al trabajo de Cécere M., Zurbriegen E., Costa A. & Schneiter M., 2015, ApJ, 807, 6.

5.1. Introducción

Como mencionamos en el Capítulo 3, los FODs son estructuras opacas originadas a alturas de ~ 80 Mm por arriba de la arcada posterupción y poseen velocidades desaceleradas en el rango de ~ 130 km s $^{-1}$. Existe un consenso general de que debido a su falta de detección en imágenes y espectros, tanto en rayos X blandos como en el extremo ultra violeta, las estructuras de los FODs están compuestas de flujos de material subdenso generados por procesos de reconexión en una hoja de corriente (HC) en la supracada.

Varios escenarios han sido propuestos para dar cuenta de las observaciones, como aquellos descritos en la Sec. 3.4. De especial interés ha sido el reporte de HTs turbulentos realizado por McKenzie (2013) (considerando dos eventos de fulguración, uno de los cuales es el previamente identificado como evento I). Allí se analizó en detalle observaciones de alta resolución de HTs posteycción de masa coronal revelando que su estado es turbulento y con velocidades de corte intensas (~ 300 km s $^{-1}$). Obtuvo valores del parámetro β del plasma del orden de la unidad y estimó temperaturas de 13 MK en el HT. Finalmente, sugirió que los FODs son vortices del movimiento turbulento del plasma.

En Costa et al. (2009), Schulz et al. (2010), Maglione et al. (2011) and Cécere et al. (2012); reproducimos numéricamente la dinámica desacelerada de múltiples FODs asumiendo que

ellos son producidos por el rebote e interferencia de ondas de choque y expansión colimadas en la dirección del campo magnético ambiente debido a la energía liberada por procesos de reconexión localizada. En este escenario los diferentes tamaños de FODs observados pueden ser interpretados de dos formas, como la consecuencia de eventos de reconexión desencadenados por un medio homogéneo, o como la consecuencia de evento de reconexión producidos en un medio previamente perturbado por el paso de anteriores FODs. Encontramos que el carácter ondulatorio observado en los FODs (Verwichte et al. 2005) puede ser entendido como una indicación de interacción entre éstos. Esta interacción es significativa cuando las explosiones que activan el fenómeno actúan en las estelas dejadas previamente por otros FODs (ver figura 6 de Cécere et al. 2012).

Trabajos recientes de otros autores han criticado el escenario descrito en Cécere et al. (2012). Hanneman & Reeves (2014) midieron la temperatura del plasma en la región de los FODs y los HTs usando datos de AIA y XRT. Calculando la medida de emisión diferencial para varias fulguraciones y sus correspondientes FODs concluyeron que no hay evidencia observacional convincente para sostener las altas temperaturas interna de los FODs predichas por Maglione et al. (2011) and Cécere et al. (2012). Dentro de los eventos analizados, los autores encuentran que los FODs siempre son más calientes que el medio coronal, pero en muchos casos más fríos que el HT.

Relativo al proceso de conducción de calor, uno de los mayores desafíos es entender cómo es posible que los FODs pueden perdurar inmersos en el plasma caliente del HT. De hecho, si consideramos una estructura con un tamaño típico de un FOD ($\sim 1-10$ Mm), una densidad numérica coronal media ($\sim 10^9$ cm $^{-3}$) y una temperatura alta como la de un HT (~ 10 MK, McKenzie 2013), se obtiene un tiempo característico de difusión (de unos pocos segundos) que es al menos dos ordenes de magnitud más chico que la duración del proceso de interés. Esto indica que los FODs no deberían ser observados. Sin embargo, mostramos que si consideramos una región donde los FODs se desarrollan con una temperatura típica de la corona (~ 1 MK) y/o un HT relativamente denso (mayor que la media, $\sim 2 \times 10^{10}$ cm $^{-3}$), entonces los efectos de la conducción de calor serán lo suficientemente bajos para explicar las observaciones.

Motivados por la descripción provista por McKenzie (2013) revisamos el escenario planteado en los trabajos anteriores. Al igual que antes proponemos que los FODs son cavidades vaciadas de plasma formadas por ondas no lineales que tienen su origen en eventos de reconexión explosivos¹ e independientes. Realizamos simulaciones magnetohidrodinámicas (MHD) 3D incluyendo resistividad magnética y considerando un HT (que envuelve la HC) turbulento. Utilizamos dos escalas temporales simultaneas, una escala corta correspondientes a procesos localizados (FODs) y otra más larga correspondiente a procesos de reconexión que se dan en HCs. Esto es, los tiempos característicos de evolución de la HC son mucho más largos que aquellos de los FODs. Analizamos los tiempos característicos de los términos de calentamiento y enfriamiento para determinar que en ciertos casos de interés se cancelan mutuamente lo que nos permite no considerarlos en este trabajo.

5.2. Hojas de corriente y reconexión explosiva

La noción de capas paralelas formando cuasiseparatrices² ha probado ser un concepto útil desde que estudios teóricos y observacionales mostraron que los procesos de reconexión magnética en espacios 3D requieren ir más allá de la clásica generalización 2D de puntos

¹En Inglés, *bursty reconnection* del tipo *blast wave*.

²*Quasi-separatrix layer*.

neutros (X) y sus respectivas separatrices (Priest & Démoulin 1995; Schmieder et al. 1997).

Sin embargo, el estudio de la formación y evolución de HCs 2D aún es importante para el caso 3D. Onofri et al. (2004) simularon reconexión en una geometría plano paralela y mostraron que la presencia de un campo magnético guía y global hace que la evolución 3D sea bastante similar a aquellas puramente 2D (Fermo et al. 2010). Por otro lado, la formación de estructuras de pequeña escala espacial asociadas con la transferencia de energía (o cascada) directa, permitiendo una mayor difusión y tasa de reconexión, es una consecuencia de la evolución no lineal del sistema que eventualmente termina en un régimen turbulento compuesto de múltiples escalas espaciales. Las simulaciones con campo guía producen una cascada en la energía tanto directa como inversa. La cascada inversa de energía genera coalescencia de islas magnéticas, las cuales son estructuras típicamente 2D. A mayores distancias de la HC la escala espacial decrece. La coalescencia es mayormente suprimida ante la presencia de fenómenos 3D significativos y de tiempos característicos más cortos. Así, el hecho de que la coalescencia esté presente indica que la representación 2D del fenómeno es una buena descripción. Observaciones de estructuras similares a HCs cuasi 2D fueron descritas por Guo et al. (2013), donde también se muestran plasmoides coalescentes o configuraciones plano paralelas estables comúnmente vistas en la supracada.

Con respecto al ancho de HCs 2D existe un amplio rango de determinaciones. Por ejemplo Guo et al. (2013), usando datos observacionales y simulaciones 2D, estimaron una cota superior de 3 Mm. Sin embargo, Ciaravella & Raymond (2008) reportaron HCs con anchos de $\sim 28\text{--}56$ Mm, mientras que Bemporad (2008) atribuyó a la turbulencia las altas temperaturas y anchos ($\sim 10\text{--}100$ Mm) observados. Los motivos de las discrepancias en las determinaciones de anchos podrían deberse a: (a) la imposibilidad de distinguir observacionalmente entre la propia HC y el HT envolvente (Seaton & Forbes 2009); (b) movimientos no térmico del plasma y/o turbulencia (Ciaravella & Raymond 2008; Bemporad 2008).

Por otro lado, la existencia de eventos explosivos y localizados durante procesos de reconexión dan cuenta de escalas de tiempo mucho más cortas que las propias del proceso global. Se ha sugerido que estos eventos podrían deberse a tubos de flujo magnético en configuraciones de equilibrio rígidas que se desestabilizan y producen reconexiones aisladas en el marco de un proceso de mayor escala (espacial y temporal), o porque la propia reconexión magnética es intrínsecamente impulsiva y explosiva (Priest 1986; Priest & Forbes 2000).

5.3. Los efectos de la conducción térmica

La conducción de calor y la radiación son procesos de enfriamiento, pero mientras la conducción distribuye el calor (siendo muy eficiente en HTs), la radiación actúa como un sumidero quitando energía localmente. Así, la conducción tiende a distribuir el calor en el HT y en consecuencia éste se expande, mientras que la radiación tiende a contraerlo debido a su pérdida de presión con respecto al entorno coronal. Estudios teóricos y observacionales avalan la existencia de HTs con anchos cuasiestacionarios (Bemporad 2008; Ciaravella & Raymond 2008), por lo que ciertos procesos de reconexión deberían ser los encargados de proveer la energía necesaria para estabilizar el ancho por tiempos comparables a las observaciones. De esta forma, la asignación de un conjunto apropiado de parámetros a un HT permitiría dar cuenta de un sistema abierto con balance de energía y donde la difusión sea limitada, haciendo posible la observación de los FODs en las escalas de tiempo necesarias.

La ec. (C.1) estima las escalas de tiempo para los procesos de conducción, radiación y reconexión magnética. Éstos son los tres procesos más importantes para el balance de energía de un HT. En la siguiente sección determinamos parámetros físicos realistas para el

HT compatible con una descripción con balance de energía.

5.4. Nuestro modelo de FODs

El mecanismo de generación de un FOD a partir de un evento explosivo fue primeramente propuesto por Costa et al. (2009). A estos eventos localizados los concebimos como independientes de la propia estructura del HT, por lo que eventualmente podrían ocurrir fuera de esta región turbulenta. Sin embargo, debido a que utilizamos una configuración simplificada del problema es que solo podemos simular el caso en que los FODs son generados (ya inmersos) dentro del HT (ver Fig. 5.1). Por dificultades numéricas el entorno coronal no es modelado, solo el HT es utilizado en el análisis de la dinámica. En las conclusiones (Sec. 5.7) discutimos lo que sucedería si eventualmente los eventos localizados se dispusieran fuera del HT. A dichos eventos los emulamos mediante pulsos de presión instantáneos.

Utilizando los datos observacionales expuestos en la Sec. 3.3, y el escenario de una fulguración como describimos en la Sec. 3.2 donde ahora suponemos que el HT envuelve una HC antiparalela (ver Sec. 2.3), es que para los parámetros iniciales del HT elegimos: una temperatura uniforme $T=10$ MK, un campo magnético inicialmente radial (eje y) de 5.9 G, y una densidad relativamente alta $\rho=4.3\times 10^{-14}$ gr cm^{-3} (correspondiente a una densidad numérica de iones $n_i=2\times 10^{10}$ cm^{-3} y $\mu=0.5$). Visto que la conducción de calor es anisótropa (fuertemente inhibida en la dirección perpendicular al campo magnético) y que inicialmente el campo solo tiene componente radial, calculamos el tiempo característico de la conducción para un HT típico de dimensión vertical $L=140$ Mm. Usando estos valores en la ec. (C.1) obtenemos $t_{\text{cond}} \simeq t_{\text{rad}} \simeq 5100$ s. De los parámetros iniciales se desprende que la velocidad de Alfvén es $v_A=92$ km s^{-1} , además considerando una velocidad turbulenta promedio de $v=50$ km s^{-1} ($M_A\sim 0.5$; Ciaravella & Raymond 2008; McKenzie 2013) por medio de la ec. (C.1) obtenemos $t_{\text{rec}} \simeq 5247$ s.

Si consideramos que un FOD es provocado por un proceso de tipo explosivo asociado con una onda de choque que inicialmente se expande adiabáticamente, entonces en un primer

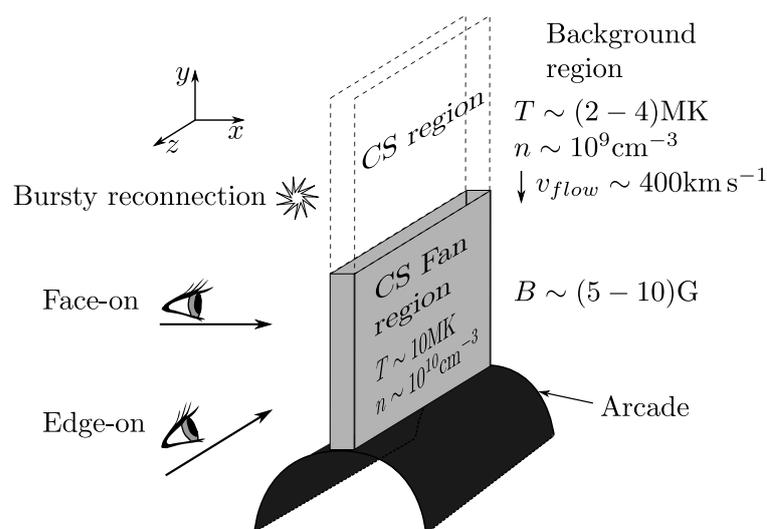


Figura 5.1: Esquema simplificado de un HT cuasi 2D envolviendo una HC e inmerso en el medio coronal. También representamos un evento de reconexión explosivo, e independiente de la estructura del HT, que desencadena la formación de un FOD. En las simulaciones sólo consideramos la región del HT. Esta configuración 3D del HT es una extensión de la HC 2D de la Fig. 2.2.

momento no habrá un intercambio significativo de calor entre éste y su entorno. Luego, este intercambio de calor dependerá sensiblemente de la configuración del campo magnético y de los parámetros físicos del medio o del problema. Mientras tanto, teniendo en cuenta que los FODs descienden radialmente $\sim 20\text{--}40$ Mm (viéndose como estructuras con elongaciones de ~ 40 Mm) obtenemos $t_{\text{cond}} \simeq 105\text{--}400$ s, que son del orden de los tiempos observados (Sec. 3.3).

Teniendo en cuenta las diferentes escalas de tiempo calculadas, mostramos que los términos de calentamiento y enfriamiento se compensan mutuamente, y que la conducción no alterará significativamente los resultados en tiempos del orden de la vida media de un FOD. Sin embargo, la elección de parámetros iniciales (ρ, T, L) distintos conduciría a un escenario diferente. En favor de nuestra actual interpretación, podemos afirmar que la elección de otro régimen realista pero asociado con un tiempo de conducción más corto (más eficiente) produciría una rápida difusión de la estructura interna cuasiestable de un FOD. Este escenario particular (densidades relativamente altas y perturbaciones con longitudes características grandes) podría explicar por qué no siempre los FODs son observados.

5.5. Condiciones iniciales

Integramos en el tiempo el sistema conservativo de ecs. (2.14-2.17) MHD en su forma 3D. Tenemos en cuenta la resistividad magnética (η), mientras que despreciamos el resto de los procesos físicos, es decir, la gravedad (\mathbf{g}), la viscosidad (κ) y los procesos que incluye la función fuente y sumidero de energía (\mathbf{F}_E). Además, no consideramos que haya alguna fuente de momento \mathbf{F}_m . Esto se debe a que, la escala de altura coronal considerada es tal que el término de gravedad en la ecuación de momento es despreciable frente a los demás, el coeficiente de viscosidad en un plasma tenue como el de corona es despreciable, mientras que los términos fuente y sumidero de energía se compensan mutuamente como se discutió en la sección anterior.

Para generar un HT turbulento consideramos inicialmente un dominio uniforme con un número de Lundquist relativamente alto de $S \gtrsim 10^{10}$, mayor que el valor crítico ($S_c \sim 10^4$) bajo el cual una HC de tipo Sweet-Parker se vuelve inestable. De esta manera, la generación de un régimen turbulento produce una estructura jerárquica de regiones sobredensas conectadas por HCs secundarias, estando de acuerdo con lo descrito por otros autores (Priest & Forbes 2000 y referencias dadas allí). Consideramos un coeficiente de resistividad uniforme de $\eta = 1.4 \times 10^{-16}$ s, que es mayor que el valor de Spitzer (1962) para una HC con una temperatura de $T = 10$ MK ($= 4.6 \times 10^{-18}$ s), pero menor que la resistividad anómala (Bemporad 2008). Para el HT asumimos los parámetros iniciales ya mencionados en la sección anterior: $\rho = 4.3 \times 10^{-14}$ gr cm $^{-3}$, $T = 10$ MK y $B_0 = 5.9$ G. El dominio físico elegido para representar el HT tiene dimensiones de (50,100,25) Mm, con el eje cartesiano y apuntando en la dirección radial saliente, mientras que los ejes x y z hacen lo propio en las direcciones perpendiculares. Empleamos una malla con cuatro niveles de refinamiento, alcanzando un máximo de (128,256,64) celdas (ver margen inferior derecho de la Fig. 5.2). Definimos una perturbación dada por

$$pert = v_0 \sin(2\omega y), \quad \text{con } \omega = \frac{2\pi}{y_{\text{max}} - y_{\text{min}}}, \quad (5.1)$$

donde $v_0 = 2$ km s $^{-1}$, e $y_{\text{max}} - y_{\text{min}}$ es el tamaño del dominio en la dirección y . Entonces, el dispositivo inicial básico donde llevamos a cabo todos los experimentos numéricos es un HT cuasiuniforme con la componente x de la velocidad $v_x = pert$. Además de esta perturbación inicial, consideramos distintos modelos de HT perturbado (en $t=0$ s) con velocidades de corte

Tabla 5.1: Modelos simulados

Model	B_0 (G)	v_x (km s ⁻¹)	v_y (km s ⁻¹)($x < 0 x > 0$)	v_z (km s ⁻¹)($x < 0 x > 0$)	$(\Delta P/P)$
<i>M0</i>	5.9	<i>pert</i>	0 0	0 0	0
<i>M1</i>	5.9	<i>pert</i>	(0 - 364) + <i>pert</i>	0 0	0
<i>M2</i>	0.59	<i>pert</i>	0 0	(0 - 182) + <i>pert</i>	0
<i>M3</i>	5.9	<i>pert</i>	0 0	(0 - 364) + <i>pert</i>	0
<i>M4</i>	5.9	<i>pert</i>	(0 - 364) + <i>pert</i>	0 0	4

Nota. B_0 es el campo magnético del HT, v_i es la velocidad inicial en la dirección i , en el plano $x=0$ se ubica la HC, mientras que *pert* depende funcionalmente de y de igual forma para todas las direcciones.

en las direcciones y o z (ver Tabla 5.1). La configuración inicial del campo magnético es:

$$B_y = \begin{cases} B_0 & \text{si } x < 0, \\ -B_0 & \text{si } x \geq 0, \end{cases} \quad (5.2)$$

donde B_0 depende del modelo. En las direcciones que aplicamos perturbaciones de corte imponemos condiciones periódicas de contorno, en caso contrario imponemos condiciones de fuga (Toro 2009).

5.6. Resultados y Discusión

5.6.1. Un esquema turbulento

Partiendo de las condiciones iniciales, mediante el modelo *M0* (Tabla 5.1) obtenemos un HT turbulento. La Fig. 5.2 muestra cortes de la densidad correspondientes al plano $z=0$ (vista de perfil del HT) para los siguientes tiempos: en (a) de 20 minutos y en (b) de 40 minutos. Confirmando lo descrito en la literatura, las inestabilidades de tipo *tearing* de la figura conducen a un régimen compuesto por plasmoides coalescentes. Concluimos que el modelo *M0* no produce estructuras subdensas siendo el rasgo característico de los FODs (de forma elongada y movimiento zigzagueante).

Sin embargo, si además aplicamos una perturbación de corte (paralela a uno de los ejes cartesianos) instantánea en la velocidad del plasma a $t=0$ s (modelos *M1–M3* de la Tabla 5.1),

Así es que realizamos varias simulaciones con diferentes velocidades de corte. La Fig. 5.3 muestra la densidad en el plano $z=0$ para el modelo *M1*. La configuración de *M1* es similar a la del modelo *M0* pero con el agregado de una perturbación de corte en la dirección y . Comparando las Figs. 5.2 y 5.3 notamos que los modelos con perturbaciones de corte pueden generar cavidades subdensas, que perduran por tiempos comparables con las observaciones del orden de las decenas de minutos.

También realizamos experimentos con perturbaciones de corte en el eje z (modelos *M2* y *M3*). Al igual que la Fig. 5.3, las Figs. 5.4(a) y (c) muestran la evolución de estructuras subdensas. La línea de la visual en las Figs. 5.4(b) y (d) es de frente al HT, es decir, perpendicular al plano de la HC. Las estructuras que se aprecian en estas imágenes se asemejan a las heterogeneidades observadas. Esto también puede verse en los videos 1a-b y en la Figura 1 de Savage et al. (2012b). Sin embargo, estos modelos no desarrollan cavidades subdensas y descendentes por tiempos comparables con su contraparte observacional, no pudiendo sostener sus formas por tiempos mayores a 1.2 minutos.

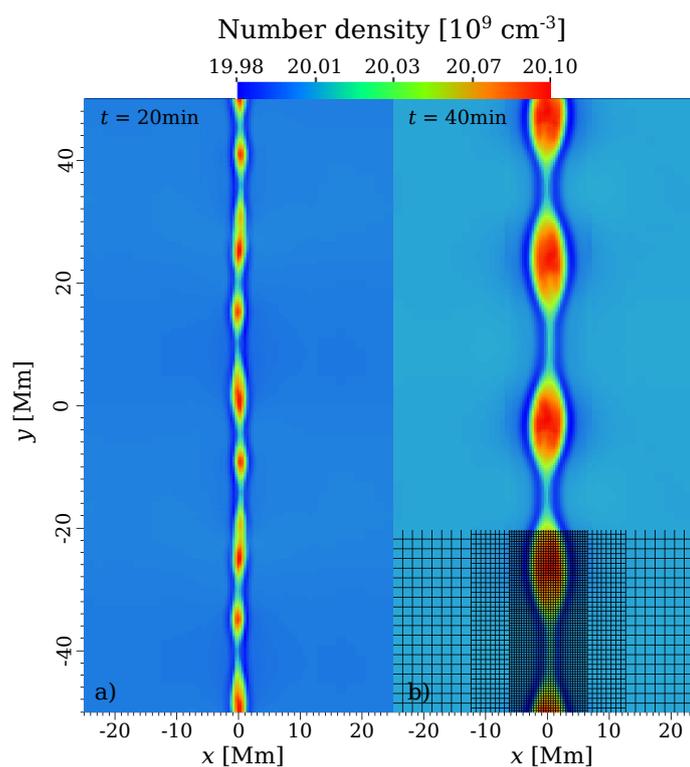


Figura 5.2: Resultados del modelo $M0$, se muestran cortes de la densidad en el plano $z=0$ para (a) $t=20$ minutos; y (b) $t=40$ minutos, parcialmente superpuesto con el refinamiento de la malla.

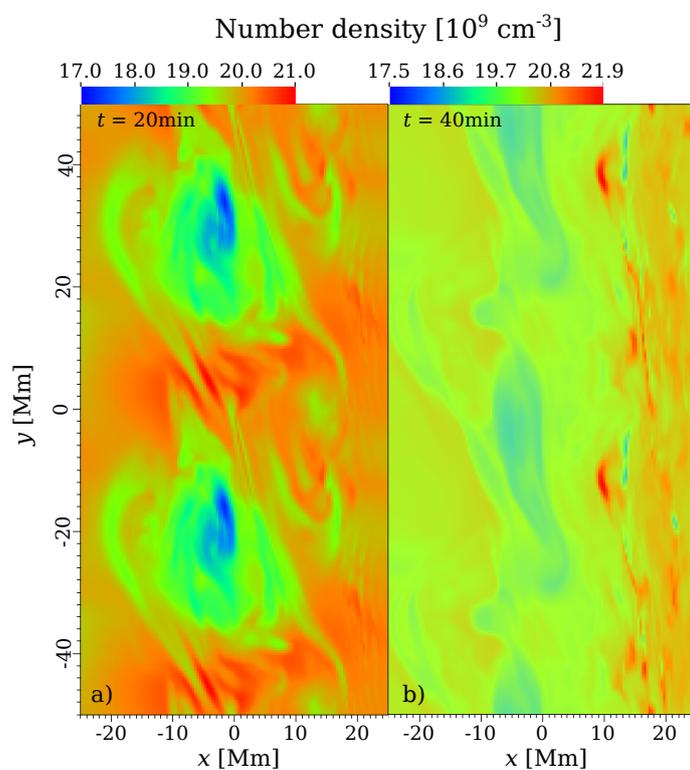


Figura 5.3: Resultados del modelo $M1$, se muestran cortes de la densidad en el plano $z=0$ para (a) $t=20$ minutos; y (b) $t=40$ minutos.

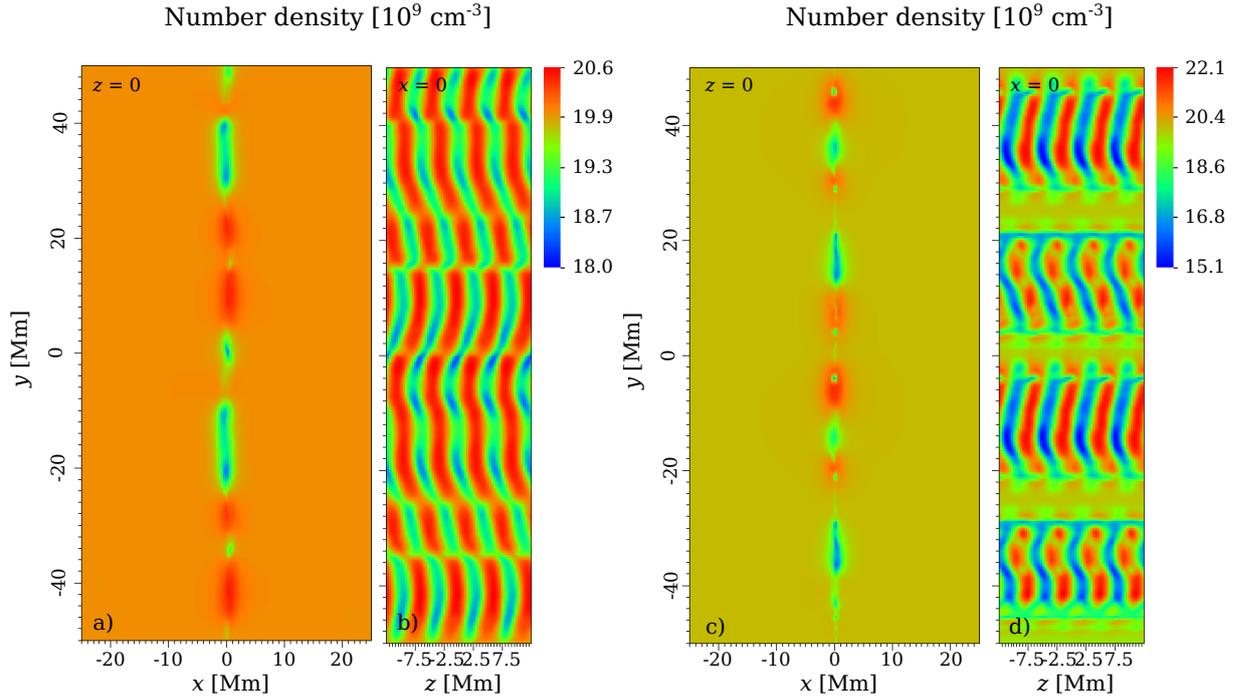


Figura 5.4: Las imágenes muestran cortes en la densidad. Resultados del modelo $M2$ a $t=8$ minutos: con (a) visto de perfil (plano $z=0$) y (b) visto de frente ($x=0$). Resultados del modelo $M3$ para $t=4.5$ minutos: con (c) visto de perfil y (d) visto de frente.

5.6.2. Eventos explosivos tardíos

Una vez que la turbulencia se ha desarrollado en el HT, aplicamos pulsos de presión instantáneos emulando eventos explosivos de reconexión (Forbes 1988; Demoulin et al. 1996; Kumar & Innes 2013). Las Figs. 5.5(a) y (b) muestran uno de estos eventos (modelo $M4$), que resulta de aplicar un pulso de presión instantáneo equivalente a cuatro veces el valor³ ambiente y a un tiempo $t=46.1$ minutos. Implementamos una perturbación esférica de diámetro $d=4$ Mm cuyo centro posee las coordenadas $(0,35,0)$ Mm. El pulso consta de una sobrepresión localizada sin modificar la densidad. Las imágenes permiten ver el corte en $z=0$ para la densidad numérica y la temperatura a $t=50.3$ minutos. Reproducimos un FOD con forma de lágrima que desciende una distancia de ~ 60 Mm a una velocidad de $\sim 240 \text{ km s}^{-1}$, dejando en su descenso una larga estela subdensa de ~ 38 Mm. La temperatura del FOD es de 22.4 MK. La densidad del HT con respecto al FOD es mayor en al menos un factor 2. Mientras que en el modelo $M1$, la densidad del HT (Figura 5.3) con respecto al vórtice subdenso es mayor en tan solo un factor ~ 1.2 . De acuerdo con las observaciones de McKenzie (2013), las simulaciones muestran HTs turbulentos con parámetro $\beta \geq 1$.

³Este aumento de la presión puede ser producido, e.g., por una reconexión explosiva de un tubo de flujo magnético en una configuración de equilibrio rígida. Para estimar la intensidad del pulso notamos que la temperatura de un arco magnético posterupción puede llegar hasta los 40 MK (Aschwanden 2005), y asumiendo que la densidad en la región del pulso es la misma del ambiente, obtenemos $\Delta P/P = \Delta T/T = 4$, para una $T = 10$ MK. La intensidad del pulso de presión podría ser aún mayor si también se permite un aumento en la densidad, porque, e.g., la densidad numérica de un arco magnético pueden ser tan alta como $n_i \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, la cual es al menos un orden de magnitud superior a la del HT.

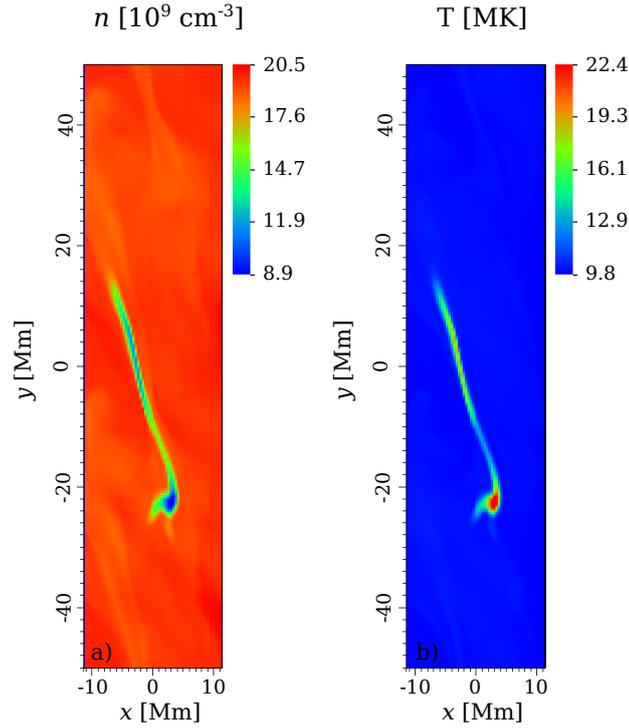


Figura 5.5: Plano $z=0$ para el modelo $M4$ con un pulso de presión de 4 Mm de diámetro a un tiempo $t = 50.3$ minutos: (a) densidad numérica n_i y (b) temperatura T .

5.6.3. Comportamiento dinámico

Para analizar el comportamiento de la cavidad subdensa, en las Figs. 5.6(a) y (b) mostramos el patrón de densidad numérica superpuesto con la velocidad (flechas) del plasma, para el vórtice ($M1$) de la Fig. 5.3(a) y para el FOD ($M4$) de la Fig. 5.5(a), respectivamente. Las Figs. 5.6(c) y (d) son las mismas que las recién mencionadas (a) y (b) pero con la diferencia que las flechas representan el campo magnético. Al igual que McKenzie (2013) obtenemos un rango de velocidades y vórtices que se ajustan a las observaciones de regiones subdensas descritas por estos autores.

Al inicio de las simulaciones el parámetro $\beta=9$, luego adquiere valores en el rango $\sim 3-100$. En el caso del vórtice subdenso (Figs. 5.6 (a) y (c)), la presión magnética adentro de la estructura es mayor que afuera, mientras que la presión térmica es casi uniforme ($\beta_{\text{adentro}} < \beta_{\text{afuera}} < 1$). Como señaló McKenzie & Savage (2009), la Fig. 5.6(c) sugiere que la gran presión magnética dentro de estas cavidades subdensas evita que sean aplastadas inmediatamente por el medio circundante. En este caso la cavidad subdensa es generada a partir de un vórtice. La presión total y el parámetro β son casi uniformes dentro del FOD y su entorno cercano (Figs. 5.6 (b) y (d)). La Fig. 5.6(d) muestra que el campo magnético es más intenso afuera del FOD, donde la mayor presión interna del plasma (debido a que está más caliente) es la responsable que la estructura del FOD no colapse. En definitiva, un FOD es subdenso con respecto a su entorno y también es más caliente, de manera que existe un equilibrio de presiones entre su estructura interna y el entorno.

El vórtice que señala el recuadro en la Fig. 5.6(a) tiene un tamaño $\lesssim 20$ Mm y posee una velocidad promedio de 50 km s^{-1} . Durante la simulación observamos la formación de vórtices con tamaño en el rango $\sim 10-20$ Mm y velocidades promedio de $\sim 10-60 \text{ km s}^{-1}$. Las Figs. 5.6(b) y (d) permiten ver una estela con forma ondulada que es producida naturalmente por la evolución de los FODs en un HT turbulento. Esta interpretación es diferente a aquella

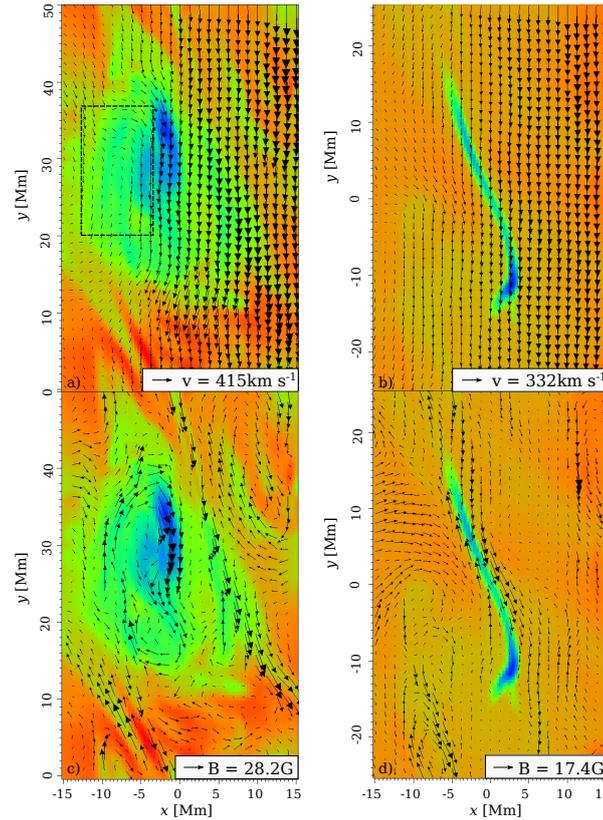


Figura 5.6: Densidad numérica en el plano $z=0$. Superpuesta con la velocidad para: (a) modelo $M1$ a un tiempo $t=20$ minutos y (b) modelo $M4$ a un tiempo $t=49.4$ minutos. Similar a lo anterior, (c) y (d) están superpuestas con el campo magnético. En cada caso la flecha del margen inferior derecho define la escala del campo vectorial.

ofrecida por Cécere et al. (2012), donde el comportamiento ondulatorio se atribuyó a las interacciones mutuas entre FODs cercanos y a un HT heterogéneo.

5.6.4. La medida de emisión

Para analizar si las cavidades subdensas vistas en las Figs 5.3 y 5.4 son compatibles con la observación de un FOD, a continuación evaluamos la **medida de emisión** (ME; ver Apéndice B). La Fig. 5.7 muestra las MEs para el caso en que la línea de la visual coincide con el HT visto de frente (dirección x) obtenidas a partir de los modelos $M1$ y $M2$. Realizamos la integración considerando una columna de plasma (ancho del HT) de 4 Mm (ver Sec. 5.2). Los patrones de emisión muestran que las estructuras subdensas tienen caídas en la ME $\lesssim 1.2$ con respecto a su entorno, dando contrastes inferiores a los valores reportados por Savage et al. (2012; ver Fig. 3.8). Si consideramos una columna de plasma más extensa (por ejemplo la longitud característica del vórtice del modelo $M1$ cuyo tamaño es ~ 20 Mm), obtendríamos MEs con menores contrastes aún. De esta forma, vemos que el esquema turbulento por si solo no es suficiente para producir cavidades oscuras compatibles con FODs.

Finalmente, en la Fig. 5.8 se grafica la ME vista de frente, que corresponde al modelo $M4$ y a un $t=50.3$ minutos. La ME es integrada asumiendo un HT de 4 Mm de ancho. Al principio los FODs aparecen como estructuras esféricas en rápida expansión, pero luego, como se muestra en la Fig. 5.8, adquieren formas de lágrima mientras se estiran y coliman en el plasma turbulento del HT. La ME del FOD es ≈ 2.1 veces menor que la correspondiente a su entorno. Nuevamente, si consideramos un HT más ancho el contraste generado en la ME

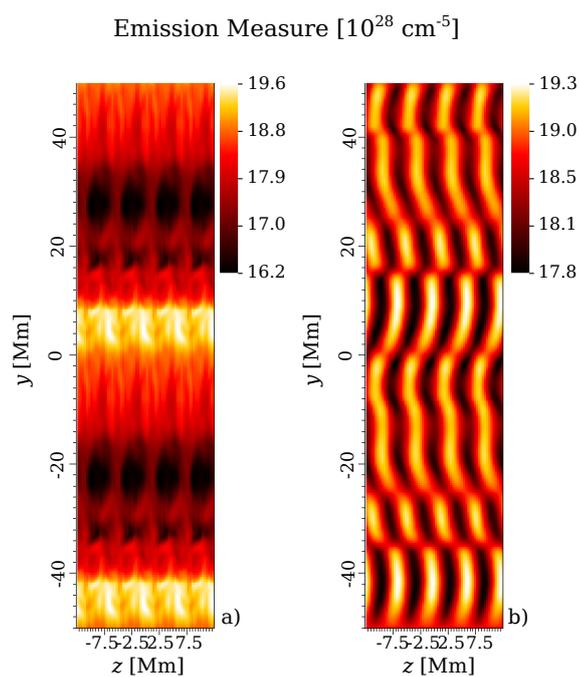


Figura 5.7: ME con el HT visto de frente para los modelos: (a) $M1$ a un tiempo $t=20$ minutos y (b) $M2$ a $t=8$ minutos.

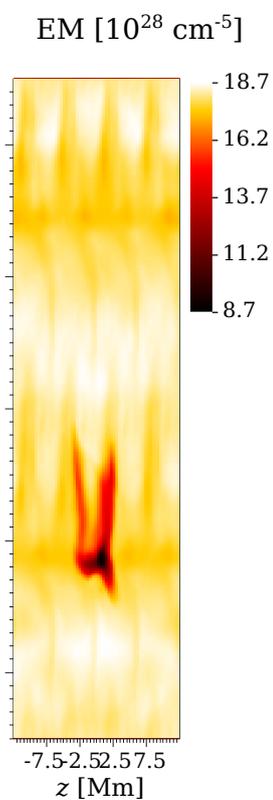


Figura 5.8: ME con el HT visto de frente para el modelo $M4$ a un tiempo $t=50.3$ minutos y un pulso de 4 Mm de diámetro.

por el FOD sería insuficiente para ser detectado (ver Fig. 3.8).

Con el fin de ahondar en la dependencia del fenómeno con el ancho del HT, es que realizamos otra simulación siguiendo el modelo $M4$ pero considerando un HT de 22 Mm de ancho. Para ello utilizamos el mismo pulso de presión instantáneo que antes pero con un diámetro $d=12$ Mm, ubicado en las coordenadas $(0,30,0)$ Mm y activado a un $t=27.5$ minutos. El valor asignado al ancho del HT es del orden del tamaño de los vórtices de la Fig. 5.3. La Fig. 5.9(a) y (b) muestran la densidad numérica (superpuesta con los vectores que indican la dirección del campo magnético) y la temperatura a un $t=33$ minutos. La cavidad subdensa (que es ≈ 3 veces menos densa que su entorno) sostiene su estructura por un tiempo de 5.5 minutos en el que recorrió una distancia de 93 Mm. La velocidad de descenso del FOD es ~ 280 km s^{-1} . El campo vectorial superpuesto permite distinguir vórtices que se mueven en la vecindad de los FODs con velocidades promedio de ~ 40 km s^{-1} (McKenzie 2013). La Fig. 5.9(b) demuestra que la temperatura interna del FOD es mayor que la del medio circundante. Por su parte en la Fig. 5.10 mostramos la ME (vista de frente) integrada a lo largo del ancho mencionado. En la determinación de la emisión además consideramos un umbral de temperaturas entre 10–20 MK, para emular los rangos de temperatura de los filtros de AIA, los cuales pierden sensibilidad más allá de los 20 MK (Boerner et al. 2012). Notamos que la emisión del FOD posee un contraste con respecto a su entorno de ≈ 3.4 lo que es suficiente para ser observado (Sec. 3.3).

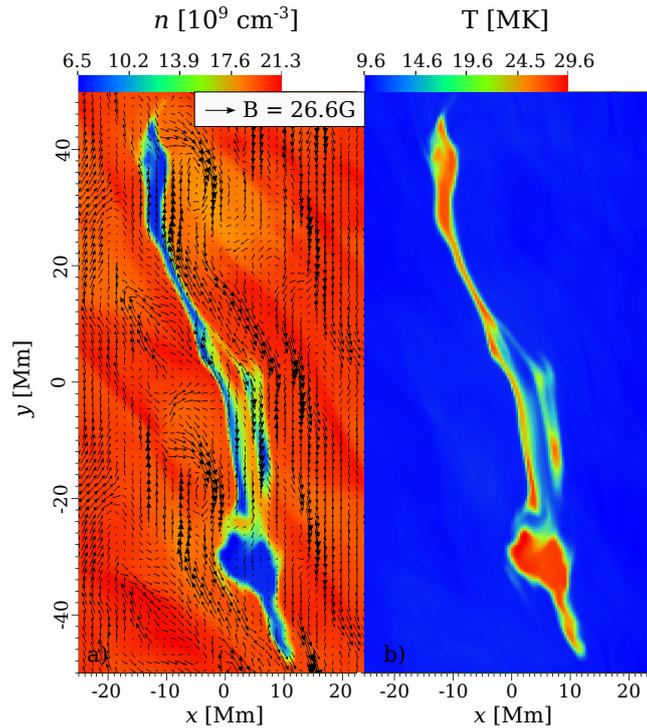


Figura 5.9: Plano $z=0$ para el modelo $M4$ con un pulso de presión de 12 Mm de diámetro a un tiempo $t=33$ minutos: (a) densidad numérica n_i superpuesta con el campo magnético y (b) temperatura T .

5.7. Conclusiones

En esta primera investigación motivados por observaciones recientes (McKenzie 2013), simulamos un HT turbulento utilizando una combinación de inestabilidades de tipo *tearing*

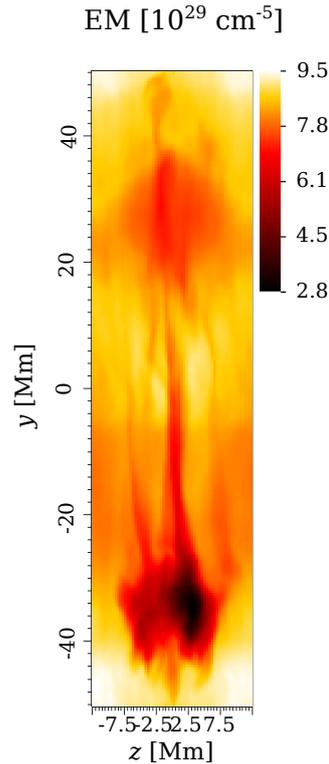


Figura 5.10: ME con el HT visto de frente para el modelo $M4$ a un tiempo $t=33$ minutos y un pulso de 12 Mm de diámetro.

y Kelvin-Helmholtz que dan lugar al desarrollo de cavidades subdensas con movimientos transitorios y variables en el tiempo. Comparando dichos resultados con las características observadas de los FODs encontramos que los contrastes en ME y las escalas de tiempo de evolución no son suficientes por sí solas para predecir las observaciones. Sin embargo, imponiendo un pulso de presión instantáneo (que emula un evento de reconexión explosivo e independiente) en el HT turbulento obtenemos valores para la ME, el tiempo de duración y la velocidad de descenso que son comparables con las observaciones. Encontramos que si el HT es suficientemente delgado (~ 4 Mm), el contraste en la ME obtenido será el necesario para que la detección de los FODs sea posible. La consideración de HTs más anchos (~ 22 Mm) requiere de pulsos de presión de mayor tamaño para producir un FOD observable. En ambos casos la intensidad de los pulsos fue 4 veces el valor de la presión del HT posterupción, siendo este un valor razonable como perturbación de presión en el medio. En el primer caso, utilizamos una perturbación con un diámetro $d=4$ Mm para obtener la ME requerida; mientras que en el segundo caso necesitamos aumentar el tamaño de la perturbación a $d=12$ Mm. Estos valores asignados a los diámetros de los pulsos se encuentran dentro de la escala espacial de FODs observados.

En resumen, considerando parámetros físicos apropiados y un pulso de presión de intensidad razonable, determinamos que existe una relación que debe ser cumplida entre el tamaño característico de una cavidad subdensa y el ancho del HT para poder obtener un FOD observable.

A diferencia de los resultados encontrados por Hanneman & Reeves (2014), en nuestro caso la temperatura interna de un FOD es siempre mayor que la del HT. Estos autores señalaron que hay poca evidencia observacional que sustente que los FODs se encuentran sustancialmente más calientes que el HT. Queremos enfatizar que el actual escenario (es-

quema de la Fig. 5.1) permitiría dar cuenta de esta situación. Un modelado más realista de nuestro escenario (que incluya el HT y además el entorno coronal) con un evento explosivo generado fuera del HT, produciría un FOD con una temperatura interna siempre mayor que la del medio coronal aunque eventualmente menor que la del HT. En este supuesto caso, mientras el FOD ingresa al HT se contraería y colapsaría debido a la diferencia de presión total con el medio ambiente tal como parece verse en el video 1*b* de Savage et al. (2012b).

Capítulo 6

Simulaciones MHD de FODs considerando conducción anisótropa de calor

Los flujos oscuros descendentes (FODs) son estructuras subdensas que se observan descender a través del halo térmico (HT) caliente y turbulento. Debido a que el HT post-erupción se encuentra muy caliente y con importantes gradientes de temperatura, es de esperar que en esta región el proceso de **conducción de calor** (CC) sea muy eficiente. Mientras varios modelos han sido propuestos para explicar el origen y evolución de los FODs, ninguno de ellos ha tenido en cuenta explícitamente la CC. Mediante simulaciones MHD 2D con CC estudiamos la evolución de los FODs, que concebimos como cavidades subdensas formadas a partir de eventos de reconexión explosivos que suceden en el ambiente caliente y turbulento del HT. Generamos un HT propiamente turbulento¹ mediante un mecanismo de forzado que permite controlar la cantidad de energía y vorticidad que se agrega al medio. Nuestro objetivo es estudiar si es posible evitar que los FODs se desvanezcan rápidamente debido a la alta difusión térmica. Encontramos que dependiendo de los parámetros de turbulencia elegidos y si las líneas de campo envuelven la estructura del FOD aislándolo térmicamente del ambiente externo, es posible evitar la difusión térmica.

Los temas discutidos en este capítulo dieron lugar al trabajo de Zurbriggen et al. (2016).

6.1. Introducción

Como mencionamos en el Capítulo 3, el rasgo observacional típico de los FODs es el de estructuras opacas que descienden zigzagueando desde alturas ~ 80 Mm por sobre la arcada, con velocidades desaceleradas ~ 130 km s⁻¹ y tamaños típicos $\sim 1-10$ Mm. El HT turbulento en el que se detectan posee una temperatura ($T \sim 10$ MK) de aproximadamente un orden de magnitud mayor que la del entorno coronal (McKenzie 2013; Hanneman & Reeves 2014). Por lo que es evidente que los FODs están sujetos a fuertes gradientes de temperatura y por ende a los efectos de la CC.

Mientras varios modelos de **hojas de corriente** (HC) han sido desarrollados teniendo en cuenta efectos térmicos, en el caso de los FODs, no obstante haber sido reportadas altas temperaturas e intensos gradientes en las observaciones, los efectos de la CC no han sido

¹En el presente capítulo describiremos la turbulencia en términos cuantitativos como forma de poder controlar el estado del plasma y su reproducibilidad. En este sentido la noción de turbulencia a la que nos referiremos en este capítulo guarda diferencias con la noción más cualitativa e imprecisa del Capítulo 5.

tenidos en cuenta de manera explícita en los modelados numéricos (ver Capítulo 3).

Dentro de este contexto físico, hemos propuesto que un FOD es una cavidad vaciada de plasma desencadenada por un evento de reconexión explosivo que acontece en simultáneo con otros procesos de reconexión de más larga duración temporal. Hemos modelado HTs homogéneos (Costa et al. 2009), heterogéneos (Cécere et al. 2012) y turbulentos (Cécere et al. 2015, de aquí en más lo mencionaremos como Trabajo I). Este tipo de evento de reconexión localizado espacialmente libera energía en un tiempo cuasinstantáneo, por lo que en dicho espacio aumenta la presión y se expande en forma de explosión. La explosión genera ondas de choque y expansión formando una cavidad subdensa. Estos eventos localizados e independientes de la estructura general del HT, pueden generarse fuera de la región ocupada por éste. Por simplicidad, las presentes simulaciones asumen que los FODs se encuentran ya inmersos en el HT (es decir, no modelamos el entorno coronal); mientras que las reconexiones explosivas son emuladas por pulsos de presión instantáneos.

La CC es una función sensible de la temperatura ($\propto T^{5/2}$) y se vuelve anisótropa con la presencia de un campo magnético (Spitzer 1962), dado que el transporte de calor es muy eficiente a lo largo de la dirección del campo y casi nulo perpendicularmente a éste. Es por esta razón que estructuras con campo magnético cuasicerrado serían un mecanismo eficiente para eludir la alta CC del medio. Usando una configuración de este tipo Pagano et al. (2007) estudiaron el rol de la CC en la evolución de eyecciones de masa coronal embebidas en un plasma caliente.

En el Trabajo I mostramos que la CC puede ser despreciada si la densidad del HT y las longitudes características consideradas son suficientemente grandes. Esto implica asumir un HT con parámetro $\beta > 1$ consistente con casos analizados por McKenzie (2013) y Scott et al. (2016) donde estimaron valores de $\beta \gtrsim 1$ (ver Sec. 3.3). Esto sugiere que en la suprarcaada posterupción la densidad y/o la temperatura del plasma son mayores que lo generalmente asumido, o bien que la intensidad del campo magnético es suficientemente pequeña. Así, la determinación precisa de los parámetros del plasma en el medio ambiente de los FODs es una cuestión clave cuando se intenta determinar la importancia de la CC en su entorno. La topología del campo magnético resulta determinante dado que puede actuar como aislante térmico permitiendo que los FODs perduren tiempos comparables con las observaciones (por ejemplo ver Figure 4 de Asai et al. 2004).

La CC afecta la dinámica del plasma cuando su escala temporal es del orden de (o menor que) la escala de Alfvén. De esta forma, los modelos de FODs generados mediante el desarrollo de inestabilidades MHD, como aquel propuesto por Guo et al. (2014; ver Sec. 3.4), requieren una revisión completa incluyendo efectos térmicos, dado que, en este caso, las inestabilidades pueden atenuarse significativamente (Hensler & Vieser 2002).

En lo que sigue, revisamos el escenario propuesto en el Trabajo I teniendo en cuenta los efectos de la CC anisótropa en un HT propiamente turbulento. La motivación en esta segunda investigación es intentar explicar cómo es posible que un FOD resista la difusión térmica y sea observado inmerso en un HT caliente. Dado que perturbaciones asociadas con parámetros típicos de un FOD (con tamaño $L \sim 1-10$ Mm, densidad numérica de iones $n_i \sim 10^9$ cm⁻³ y temperatura $T \sim 7-13$ MK) se difundirán en escalas de tiempo (de unos pocos segundos) que son aproximadamente dos órdenes de magnitud menores que la vida promedio de los FODs, ¿existirá algún mecanismo eficiente para eludir la difusión térmica?

6.2. El modelo de FOD

En el marco de nuestro modelo presentado en el Capítulo 5 (Costa et al. 2009; Cécere et al. 2012; y Trabajo I), ahora estamos interesados en la relación entre los FODs y la CC. Realizamos las simulaciones asumiendo un conjunto de parámetros iniciales (ρ, T, L) representativos de un régimen de FODs con tiempos de conducción más cortos (más eficiente) que los considerados anteriormente.

Para analizar si las cavidades subdensas que veremos más adelante son compatibles con la descripción de un FOD, determinamos la **medida de emisión** (ME; ver Apéndice B) asumiendo un plasma ópticamente delgado. Dado que realizamos simulaciones 2D en el plano xy y que en lo que sigue la línea de la visual la asumimos en la dirección z , la evaluación que realizamos es $ME/(z_i - z_f) = n_e^2$, donde n_e es la densidad numérica de electrones libres. A esta cantidad podemos considerarla como la ME por unidad de longitud a lo largo del eje z .

Con vistas a reproducir numéricamente FODs observables es que una cavidad subdensa debe satisfacer (ver Sec. 3.3), entre otras cosas, las siguientes condiciones para poder ser identificada como tal: (a) un contraste en la ME entre la cavidad y su entorno de al menos un factor 4, (b) la cavidad debe sobrevivir un minuto o más y (c) su velocidad de descenso debe estar en el rango $\sim 50\text{--}200 \text{ km s}^{-1}$.

En la ec. (C.1) se determina las escalas de tiempo para los procesos de conducción, radiación y reconexión magnética. Estos tiempos característicos permiten estimar la importancia relativa de los procesos en distintos regímenes. Así, considerando el conjunto de parámetros actuales, resultan $t_{\text{cond}} \sim 0.5 \text{ s}$, $t_{\text{rad}} \sim 10^3 \text{ s}$ y $t_{\text{rec}} \sim 10^3 \text{ s}$. Notar que, a excepción de t_{cond} , estos tiempos son considerablemente más largos que la vida promedio de un FOD (ver Sec. 3.3), es decir, solo la CC es capaz de alterar rápidamente la observabilidad de los FODs. Dado que los FODs mantienen el balance de presión con su vecindad cercana debido a que son más calientes, a menos que exista algún mecanismo que eluda la difusión térmica, no sobrevivirán por tiempos comparables con las observaciones.

En otro orden, estimaciones de los tiempos característicos de las inestabilidades de Kelvin-Helmholtz (KH) y Rayleigh-Taylor (RT) están dadas por

$$t_{\text{KH-RT}} \equiv \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{c_s}{g_{\text{Sol}}}, \quad \text{ó} \quad \tau_{\text{KH-RT}} \equiv \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{d}{v^2} c_s, \quad (6.1)$$

donde c_s es la velocidad del sonido, g_{Sol} es la aceleración gravitatoria solar en la corona, mientras que d y v son el ancho y la velocidad típica de un FOD. La ec. (6.1) da la escala temporal $t_{\text{KH-RT}}$ teniendo en cuenta la gravedad (Chen & Lykoudis 1972). En el marco de nuestro conjunto de parámetros $t_{\text{KH-RT}} \sim 10^3 \text{ s}$, por lo tanto, posibles estructuras subdensas formadas a partir de este tipo inestabilidades serán difundidas por la CC, siendo poco probable que puedan ser identificadas como FODs. Como se mencionó, Guo et al. (2014) obtuvieron FODs por medio de inestabilidades de RT (Sec. 3.4.2). Para este caso, la ec. (6.1) provee la escala temporal $\tau_{\text{KH-RT}}$ considerando una aceleración v^2/d que juega el rol de la gravedad. Estos autores reprodujeron FODs con anchos $d \sim 5\text{--}12 \text{ Mm}$ y velocidades promedio de 50 km s^{-1} , lo que conduce a un $\tau_{\text{KH-RT}} \sim 10^3 \text{ s}$. Al igual que antes, la CC es difundirá rápidamente las estructuras formadas por este otro tipo de inestabilidades.

En el Capítulo 5 propusimos que los términos fuentes y sumideros (es decir, CC, enfriamiento radiativo y calentamiento por reconexión magnética) se pueden ignorar si se compensan mutuamente. Para demostrarlo, consideramos HTs relativamente densos ($n_i = 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) y FODs con longitudes características grandes ($L=12 \text{ Mm}$). Si bien estos valores son razonables, corresponden a un subconjunto del total de casos observados, dado que también son comunes FODs de tamaños $\sim 1 \text{ Mm}$ que permanecen visibles por tiempos de varios

Tabla 6.1: Parámetros de las etapas I y II de la simulación

Etapa	T (MK)	ρ (gr cm ⁻³)	$\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{j}}$ (G)	$ \mathbf{v} $ ($\langle c_s \rangle$)	Forzado	CC	Pert. de corte
I	6.0	1.2×10^{-14}	3.0	0.0	si	no	no
II	$\langle 7.0 \rangle$	$\langle 1.2 \times 10^{-14} \rangle$	$\langle 3.0 \rangle$	$\langle 0.21 \rangle$	no	si	si

Nota. Segunda fila: condiciones iniciales homogéneas para la simulación y la etapa I. Tercera fila: condiciones iniciales de la etapa II, es decir, parámetros del plasma una vez que la etapa de turbulencia se ha completado (marco para los experimentos de FODs). La densidad inicial ρ es equivalente a $n_i = 5 \times 10^9$ cm⁻³. Los símbolos $\langle \dots \rangle$ representan cantidades promediadas sobre toda la malla. Al inicio de la etapa II la velocidad de sonido $\langle c_s \rangle = 4.0 \times 10^7$ cm s⁻¹.

minutos. Estos casos no pueden ser reproducidos dentro del esquema del Capítulo 5 si se incluye la CC (ver Sec. 6.3.1).

El propósito del presente capítulo es analizar si existe algún mecanismo que permita eludir la acción de los términos difusivos para una combinación general de parámetros de FODs, especialmente los pequeños y con densidades de HT bajas.

6.3. Condiciones iniciales

Integramos en el tiempo el sistema conservativo de ecs. (2.14-2.17) MHD en su forma 2D teniendo en cuenta el flujo de energía por conducción térmica \mathbf{q} y una fuente de momento \mathbf{F}_{turb} que genera la turbulencia. Despreciamos el resto de los procesos físicos, la resistividad magnética (η), la gravedad (\mathbf{g}), la viscosidad (κ) y el resto de los términos que forman parte de la función fuente y sumidero de energía \mathbf{F}_E (pérdidas radiativas, calentamientos coronal y óhmico). Esto último se debe a que, la escala de altura coronal considerada es tal que el término de gravedad en la ecuación de momento es despreciable frente a los demás, los coeficientes de resistividad y viscosidad en un plasma tenue como el de la corona pueden despreciarse, mientras que el resto de los términos fuente y sumidero de energía los consideramos despreciables en las escalas de tiempo observadas.

Los parámetros iniciales para el HT pueden verse en la Tabla 6.1. Asumimos un plasma completamente ionizado con una abundancia solar (ver Apéndice A). La densidad $\rho = (n_i + n_e)m_H\bar{\mu}$, la densidad electrónica $n_e = \bar{z}n_i$, la masa atómica media $\bar{\mu} = 0.613$, el número atómico medio $\bar{z} = 1.445$ y con m_H la masa del átomo de hidrógeno.

Para realizar las simulaciones MHD utilizamos el código FLASH (Fryxell et al. 2000, versión 4.2.2). Dentro de las utilidades de FLASH, elegimos el algoritmo *unsplit staggered mesh* para la evolución de las soluciones, que emplea un método de volúmenes finitos y utiliza el método *constraint transport* para administrar la condición $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. El problema de Riemann en las interfaces de las celdas son calculados con el método de *HLLD* que es de segundo orden, junto con el limitador de flujo *vanLeer*. Utilizamos una malla uniforme y cartesiana 2D con 300^2 celdas. El dominio físico que representa el HT tiene dimensiones de (15,15) Mm, con el eje y apuntando en la dirección radial saliente (despreciando la curvatura de la superficie solar) y el eje x paralelo a la superficie de Sol. Imponemos condiciones de contorno periódicas en todos los bordes.

La preparación del HT, donde posteriormente los FODs son generados, se realiza en dos etapas. La etapa I es la de excitación de la turbulencia y la etapa II es la de conformación del HT turbulento. Comenzando a partir de las condiciones iniciales homogéneas que se muestran en la segunda fila de la Tabla 6.1, generamos un estado turbulento agregando un forzado (\mathbf{F}_{turb} , como describimos en Sec. 6.3.2). Al final de la etapa I el sistema alcanza un estado con

velocidad espectral estadísticamente estacionaria de tipo Kolmogorov, y cuyos parámetros del plasma están dados por la tercera fila de la Tabla 6.1. Este estado final (turbulento) de la primera etapa es la condición inicial de la segunda. Durante la etapa II: apagamos el proceso de forzado, permitiendo que la turbulencia decaiga gradualmente; prendemos la CC anisótropa; y agregamos una perturbación de corte en la velocidad, emulando flujos magnéticos descendentes provenientes de una región superior del HT. Además, imponemos cuatro pulsos de reconexión explosiva. La etapa I abarca el intervalo de tiempo $t_I=0-300$ s, mientras que la etapa II demanda 100 s más ($t_{II}=300-400$ s). La perturbación de corte es instantáneamente aplicada en la componente y de la velocidad en la forma

$$v_y(t, x, y) = \begin{cases} v_y(t, x, y) - v_{\text{corte}} & \text{if } x < 0, \\ v_y(t, x, y) & \text{if } x \geq 0, \end{cases} \quad (6.2)$$

a un tiempo $t=303.8$ s y con $v_{\text{corte}}=1.5 \times 10^7$ cm s⁻¹. Finalmente, los cuatro pulsos que emulan reconexiones explosivas son aplicados instantáneamente a un tiempo $t=305.9$ s, con diámetros $L=1.2$ Mm, identificados como (A), (B), (C), (D), centrados en las coordenadas $(-3.0 \times 10^8, -4.9 \times 10^8)$ cm, $(-9.6 \times 10^6, -3.1 \times 10^8)$ cm, $(5.3 \times 10^7, 5.5 \times 10^8)$ cm, $(5.1 \times 10^8, 4.3 \times 10^8)$ cm, y con contrastes en la presión de $\Delta P/P=(5, 4, 5, 4)$, respectivamente.

Incluimos la CC anisótropa y saturada en las simulaciones siguiendo los lineamientos expuestos en la Sec 4.3. La temperatura relativamente baja de 7 MK que elegimos para el HT al inicio de la etapa II es un compromiso entre los valores reportados y el intento de relajar la condición de difusión sobre el paso temporal Δt_{dif} (ec. 4.18).

6.3.1. El rol de la conducción térmica

Para ilustrar los efectos de la difusión térmica sobre una cavidad subdensa, llevamos a cabo una prueba MHD de tipo explosiva (Balsara 2004) considerando ambas situaciones: con y sin CC. Consideramos un dominio cuadrado 2D con 200^2 celdas. La densidad y la presión inicial es homogénea en todo el dominio, excepto en un círculo central de diámetro L donde la presión es incrementada en ΔP . Inicialmente además el fluido se encuentra en reposo, con un campo magnético constante en la dirección y (ver Figs. 4.2 y 4.3). En la Fig. 6.1 mostramos los resultados de dos experimentos numéricos:

1. Con parámetros del régimen actual, es decir, FODs pequeños y de larga duración:
 $\rho=1.2 \times 10^{-14}$ gr cm⁻³, $T=7$ MK, $\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{j}}=3$ G, $\mathbf{v}=0$, $L=1.2$ Mm y $\Delta P/P=5$.
2. Con parámetros del régimen explorado en el Trabajo I:
 $\rho=5 \times 10^{-14}$ gr cm⁻³, $T=10$ MK, $\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{j}}=5$ G, $\mathbf{v}=0$, $L=12$ Mm y $\Delta P/P=4$.

Ambas configuraciones conducen a un estallido que, a partir de ondas de choque y expansión, genera una cavidad subdensa, la cual es difundida por la CC anisótropa. Definimos la función $\text{contraste}(t)$, para un dado tiempo t , como el máximo cociente entre la ME del entorno (similar al valor inicial de la ME del medio homogéneo) y la ME dentro de la cavidad subdensa, es decir, $\text{contraste}(t) = \text{máx} [\text{ME}_{\text{entorno}}/\text{ME}_{\text{cavidad}}(t)]$. Esta función permite estimar contrastes en la ME a lo largo del tiempo. La Fig. 6.1 muestra evaluaciones del $\text{contraste}(t)$ para ambos experimentos (I y II) con y sin CC. Notar que a tiempos grandes la función $\text{contraste}(t) > 4$ para ambos experimentos en el caso sin CC (líneas roja y violeta). Esto indica que un FOD es observable de acuerdo a los requerimientos antes expuestos. Sin embargo, no obtenemos un FOD observable para I y II en el caso con CC (líneas verde y negra), aunque el régimen equivalente al del Trabajo I se encuentra cerca de límite de detección.

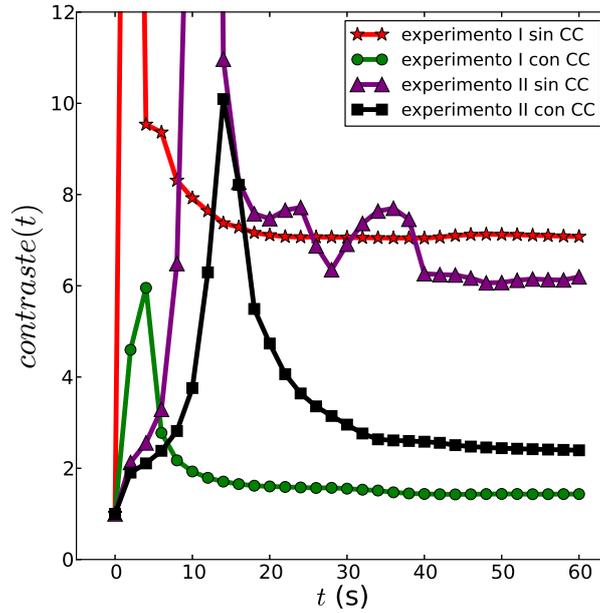


Figura 6.1: Contraste de la ME en función del tiempo para los experimentos I y II con y sin CC anisótropa.

6.3.2. Turbulencia forzada

Los HTs turbulentos son el medio natural donde los FODs se desarrollan tal como lo determinan las observaciones (McKenzie 2013; Scott et al. 2016).

Para generar un estado turbulento estadísticamente estacionario, implementamos un artilugio numérico que consiste en generar un forzado en el espacio de Fourier que excita números de onda (k) bajos para la velocidad (es decir, escalas espaciales grandes) e inyecta energía artificialmente. La evolución es tal que la energía cae sistemáticamente en cascada hacia escalas pequeñas hasta que es finalmente disipada por la acción de la viscosidad. Comenzando a partir de condiciones iniciales dadas, se alcanza un estado estadísticamente estacionario luego de algún tiempo cuando las tasas promedio de inyección de energía en el sistema y de disipación viscosa se balancean (Eswaran & Pope 1988). Para forzar el sistema, usamos un dispositivo numérico que emula un proceso de batido (similar a remover un fluido con una cuchara). Para este procedimiento transitorio utilizamos la unidad *Stir* (implementación *FromFile*) del código FLASH (Federrath et al. 2010) que introduce una fuerza solenoidal que se agrega como un término fuente (\mathbf{F}_{turb}) en el miembro derecho de la ecuación de momento (2.2).

El forzado excita un intervalo de números de onda determinado con amplitudes que siguen una distribución parabólica, cubriendo escalas desde aproximadamente un tercio del dominio computacional ($k=3$) hasta el dominio completo ($k=1$), con un máximo en $k_{\text{max}}=2$. El parámetro de amplitud de forzado ($e_{\text{inj}}=2.0 \times 10^{10} \text{ (erg/s)}^{1/2}$) lo elegimos de manera tal que una vez que el sistema alcanza un estado cuasiestacionario la temperatura promedio no exceda los 7 MK. El tiempo de autocorrelación t_{corr} del forzado es igual al tiempo dinámico de los vórtices excitados, $t_{\text{corr}}=L_{\text{max}}/v=40.1 \text{ s}$, siendo $L_{\text{max}} = 2\pi/k_{\text{max}}$ y la velocidad es elegida arbitrariamente como $v = c_s/2$.

En síntesis, partiendo de un estado de reposo homogéneo generamos un estado turbulento estacionario (Biskamp 1997), que es la condición inicial para el plasma del HT. La Fig. 6.2(i)

muestra el espectro de potencias de Fourier del campo de velocidad $E(k)$ para distintos tiempos de evolución de la etapa I. Por su parte la Fig. 6.2(ii) muestra valores promediados sobre la malla para la vorticidad, la energía cinética y magnética en función del tiempo. En los primeros momentos de esta etapa la energía cinética y la vorticidad tienen promedios bajos, en tanto el espectro de potencias muestra que las escalas grandes (números de onda pequeños) están excitadas, pero no así las escalas pequeñas (números de onda grandes) que aún no han sido perturbadas (línea azul en la Fig. 6.2(i)). En este punto el estado estacionario no ha sido alcanzado aún. Luego, la energía cae en cascada ocupando completamente su rango inercial indicando que el sistema ha llegado al estado estacionario. El espectro de potencias y las cantidades promediadas se vuelven estacionarias, con oscilaciones estadísticas alrededor de sus valores medios. Debido a que no consideramos sumideros de energía (solo existe disipación numérica) y que imponemos condiciones de contorno cerradas (periódicas), la energía total crece monótonamente con el tiempo (de forma casi lineal) durante todo el periodo de ejecución del forzado. En el estado estacionario, el espectro de potencias de la velocidad escala como $E(k) \propto k^{-2.15}$ dentro del rango inercial. Este valor se aproxima al escalamiento de una turbulencia 2D de tipo Kolmogorov ($E(k) \propto k^{-8/3}$; Kolmogorov 1941). La turbulencia de Kolmogorov corresponde a un medio incompresible y sin campo magnético, que no es el caso de la corona solar. El hecho que obtengamos un escalamiento similar se debe a que los modos de Alfvén de corte (que son incompresibles) dominan la cascada (Goldreich & Sridhar 1995). Asumimos numéricamente como rango inercial a $k_5 \lesssim k \lesssim k_{15}$, adoptando el criterio seguido por Federrath et al. (2010; y referencias dadas por ellos).

El estado estacionario es generado para dos configuraciones iniciales diferentes de campo magnético: una configuración paralela (homogénea, Fig. 6.2) y otra antiparalela (con respecto a la dirección radial del Sol). El caso antiparalelo define la posición de una HC ubicándola en la posición donde cambia la polaridad del campo. Como ya hemos mencionado, dado que se supone que la HC es una región delgada (~ 1 Mm) envuelta por un HT más ancho, y que estructuras con forma de vórtice han sido reportadas en diferentes partes del HT, asumimos que éstas se pueden formar independientemente de la ubicación de la HC. Por

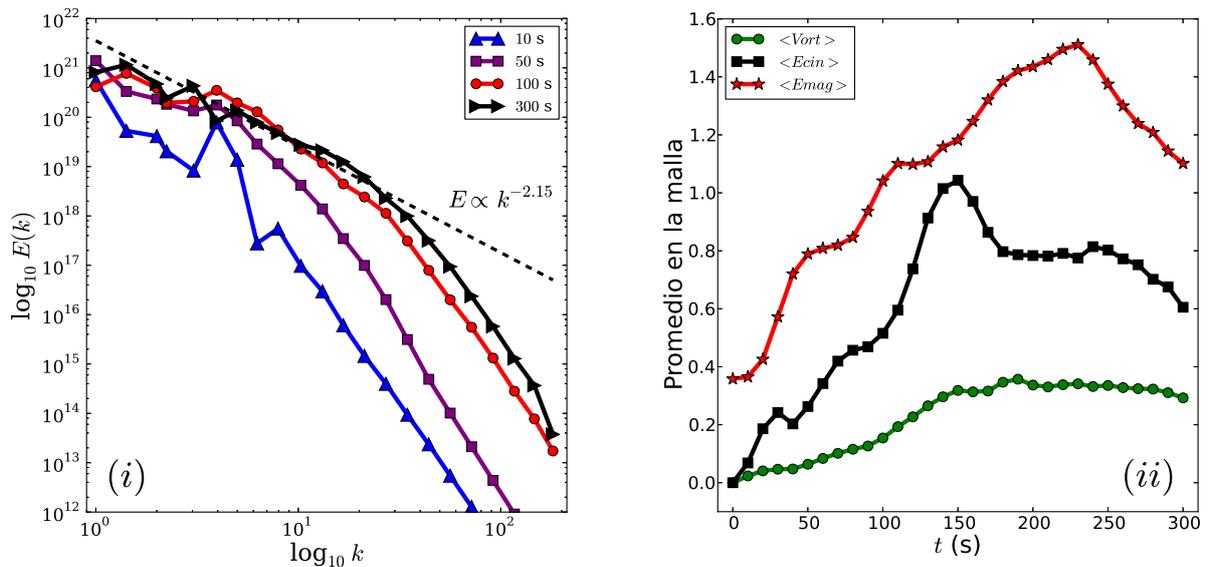


Figura 6.2: (i) Evolución del espectro de velocidades, $E(k)$, para diferentes tiempos durante la etapa I. (ii) Evolución de la vorticidad, la energía magnética y la energía cinética. (Caso con campo magnético paralelo).

esta razón, realizamos el análisis usando la configuración paralela que es más general. Luego discutiremos la configuración antiparalela.

6.4. Resultados y discusión

Una vez que el estado turbulento estacionario es alcanzado, apagamos el mecanismo de forzado, siendo ésta la condición inicial de la etapa II. Las Figs. 6.3(i) y (ii) presentan respectivamente la temperatura (con valor promedio de 7 MK) y la densidad que representa una configuración típica del HT turbulento (McKenzie 2013; Scott et al. 2016).

En esta instancia la topología del campo magnético ha formado diferentes estructuras, filamentos y vórtices. Los filamentos son regiones donde se acumulan líneas de campo y en general están asociadas a densidades y temperaturas relativamente bajas. Esto significa que allí la baja presión térmica se compensa con la alta presión magnética (McKenzie 2013). Los vórtices tienden a poseer topologías magnéticas cerradas con densidades y temperaturas internas aproximadamente homogéneas. Las regiones de alta densidad encerradas por líneas de campo corresponden a zonas de relativamente alta o baja temperatura. También se forman *islas magnéticas* que son regiones con líneas de campo completamente cerradas. De acuerdo con McKenzie (2013) y Scott et al. (2016), el HT posee inicialmente valores del parámetro $\beta \gtrsim 1-28$. Para estos valores de β la turbulencia es casi hidrodinámica, dado que la fuerza magnética no tiene un papel dominante en la dinámica del plasma.

A continuación prendemos la CC anisótropa. Dado que los vórtices son regiones propicias para aislar térmicamente a un FOD, aplicamos los pulsos de presión en regiones cercanas a éstos. Como dijimos no estamos simulando la entrada de los FODs al HT. Asumimos que los FODs durante el ingreso pueden ser envueltos por el campo, o que son aislados térmicamente por reconexiones localizadas en el movimiento turbulento del HT.

Los pulsos de presión instantáneos son aplicados durante la etapa II en $t=305.9$ s. La

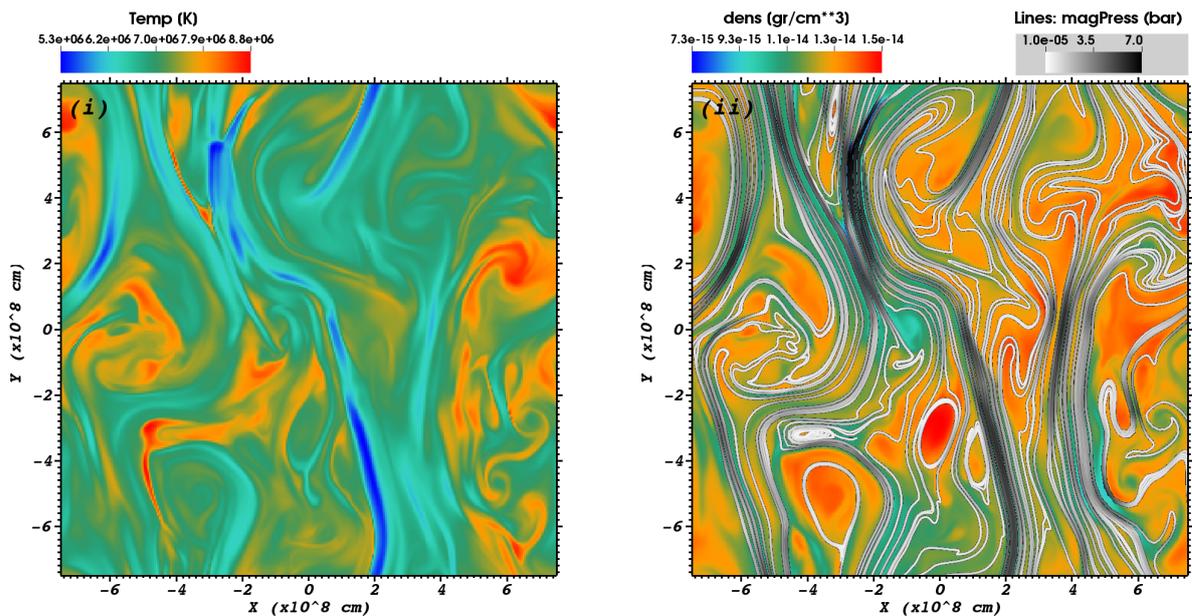


Figura 6.3: (i) Patrón de temperatura al final de la etapa I, a un tiempo $t=300$ s. (ii) Igual que (i) pero para la densidad superpuesta con líneas del campo magnético. El color de las líneas representan el valor de la presión magnética. Esta es la condición inicial de la etapa II.

Fig. 6.4(i)-(ii) muestra el patrón de temperatura y densidad para un momento temprano $t=312$ s. Las estructuras resultantes de los pulsos están identificadas como (A), (B), (C) y (D). La Fig. 6.4(iii)-(iv) muestra el mismo patrón un minuto más tarde, a $t=372$ s, en (iii)² se muestra la temperatura superpuesta con isotermas y en (iv) la ME. Los contrastes en ME de los candidatos FODs se difundirán rápido, en tiempos menores a los requeridos, si durante su evolución no son suficientemente aislados por el campo. En otras palabras, para

²Asociada con la Fig. 6.4(iii), una animación de la evolución del patrón de temperatura durante la etapa II puede verse en la versión en línea del trabajo Zurbriggen et al. (2016; en la página web de la revista ApJ).

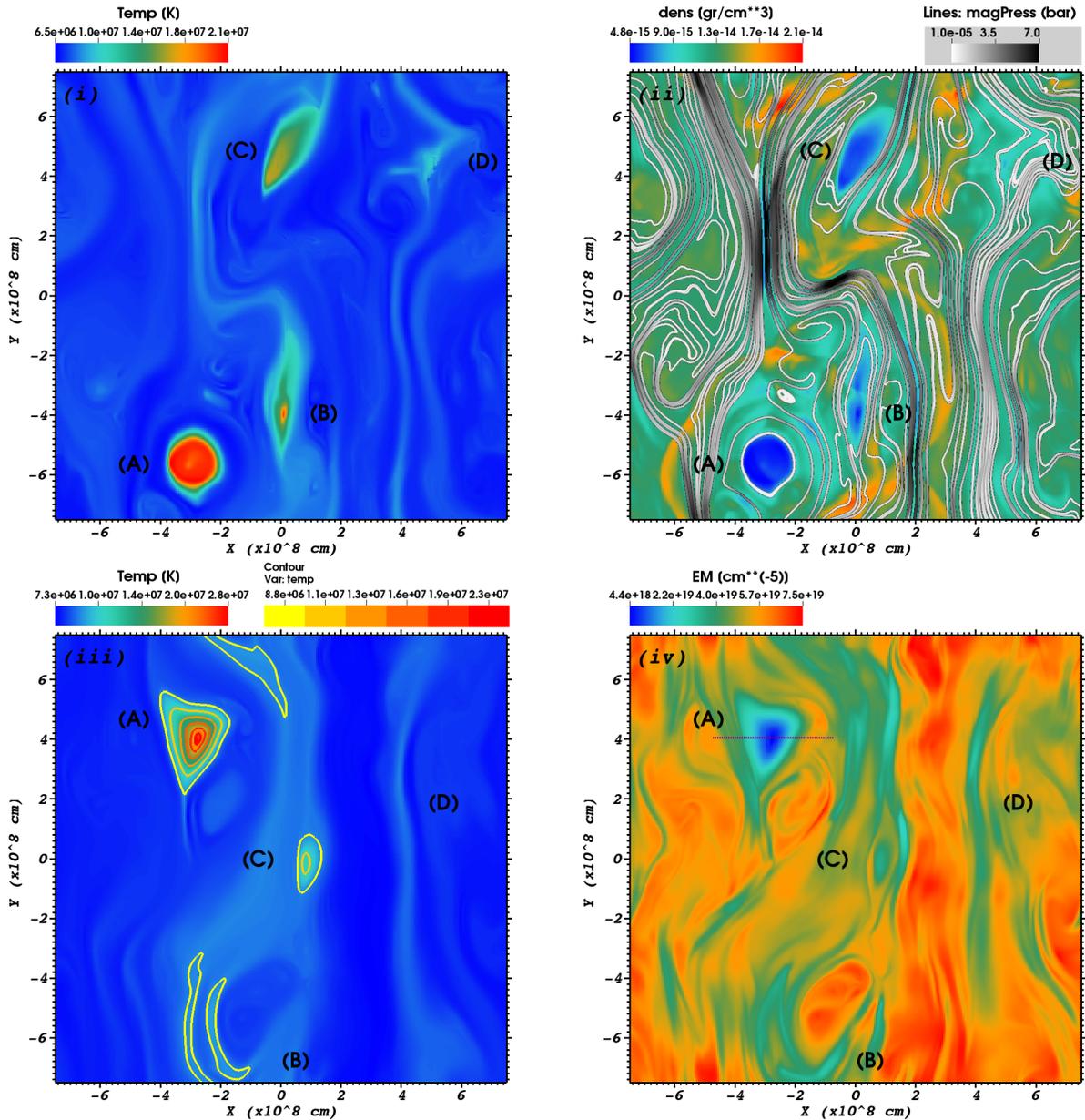


Figura 6.4: (i) Patrón de temperatura a un tiempo $t=312$ s; los pulsos (A), (B), (C) y (D) son activados a $t=305.9$ s. (ii) Igual que (i) pero para la densidad superpuesta con líneas de campo; el color de las líneas indica el valor de la componente y del campo. (iii) Igual que (i) pero con isotermas superpuestas y para un minuto más tarde, a $t=372$ s. (iv) ME a $t=372$ s; la línea punteada violeta corresponde al corte en ME mostrado en la Fig. 6.5. Solo la cavidad (A) posee un contraste en ME $\gtrsim 4$, en tanto de (B) y (C) quedan algunos vestigios, y (D) ha desaparecido. (Caso con campo magnético inicial paralelo).

sobrevivir por intervalos de tiempo significativos, una cavidad subdensa debe estar inmersa dentro de una isla magnética. Este no es el caso de las estructuras (B), (C) y (D), que no pueden ser identificadas como FODs de acuerdo a los requerimientos dados. Esto se observa para los pulsos (B) y (C), un minutos después de que han sido generados apenas quedan algunos vestigios, en tanto que podemos apreciar un trazo relativamente caliente y subdenso en $x \approx 4 \times 10^8$ cm dejado por (D). Viendo que las curvas de las isotermas encierran al FOD, es fácil notar que el gradiente de temperatura es perpendicular a la líneas de campo, aislando térmicamente la estructura del FOD. Al ser la CC tan eficiente notamos que las líneas de campo son paralelas a las curvas isotermas. Las pulsos (A)–(D) poseen diferentes desarrollos dinámicos debido a los distintos grados de aislamiento térmico que la topología del campo les provee durante su evolución.

La Fig. 6.5 muestra cortes lineales en el patrón de ME a través de la cavidad (A) para los tiempos indicados. Vemos que la cavidad mantiene por más de un minuto un contraste $\gtrsim 4$ en ME, así es que podemos identificarla con un FOD (ver Sec. 3.3).

En el marco de nuestro escenario, la utilización de una perturbación de corte en la componente radial de la velocidad es necesaria para reproducir el movimiento descendente de los FODs. Estas perturbaciones son subproductos usuales de procesos de reconexión en HCs en la que se generan chorros o flujos magnéticos descendentes. Las velocidades de corte excitan inestabilidades de KH, que a su vez favorecen la reconexión y en consecuencia la producción de islas magnéticas dentro del HT (Nakamura et al. 2008). Nos interesa la generación y supervivencia de islas magnéticas, dado que son estructuras importantes para obtener FODs observables. Aunque despreciamos la resistividad magnética la difusión numérica es relativamente alta y permite reconectar artificialmente³ las líneas de campo. Para estudiar

³Dado que solo podemos administrar resoluciones modestas debido a que la CC es muy demandante, la difusión artificial que sobrestima la resistividad magnética logra este cometido. Lo mejor sería realizar simulaciones de alta resolución con CC y resistividad tal que la difusión numérica sea menor que la magnética.

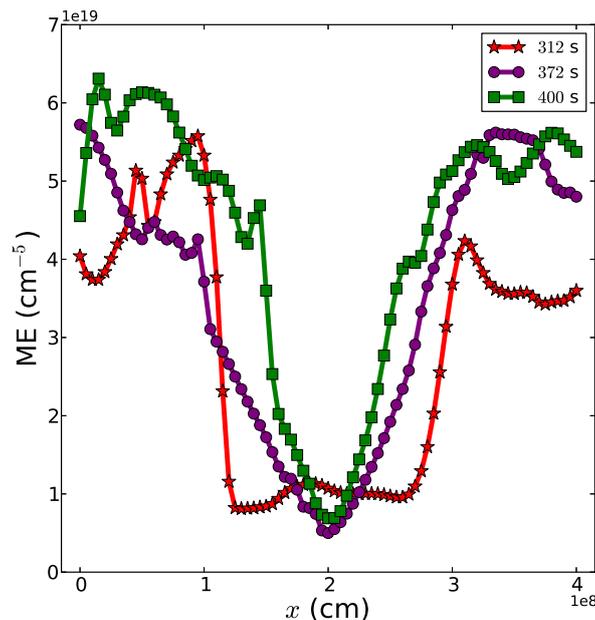


Figura 6.5: Cortes en la ME sobre la cavidad (A) para los tiempos $t = 312$ s, $t=372$ s (línea punteada en la Fig. 6.4(iv)) y $t=398$ s.

cualitativamente la relación entre inestabilidades de KH y reconexión que favorece la producción de islas magnéticas, comparamos el estado turbulento un instante antes de aplicar la perturbación de corte con su estado después de aplicada.

En este análisis no tenemos en cuenta la CC anisótropa. La Fig. 6.6(i)–(ii) exhibe el espectro de potencias para la velocidad y (iii) la energía cinética, justo antes ($t=303$ s) y después ($t=304$ s) de que la perturbación de corte es aplicada (ec. 6.2). En el espacio de Fourier $|k|=k$ es el módulo del número de onda. En la Fig 6.6(i) vemos que imponer una perturbación de corte implica una excitación repentina para los modos con k más pequeños. En tanto, la acción del tensor de esfuerzos genera una contribución que se propaga rápidamente hacia las escalas difusivas, es decir hacia modos con k grandes. La perturbación es anisótropa, solo modifica la velocidad en la dirección y . Por ello, en la Fig 6.6(ii) encontramos que la amplitud de los modos de la velocidad a lo largo de k_x prácticamente no cambian indicando que las diferencias entre las curvas de la Fig 6.6(i) se deben a la perturbación anisótropa y coherente en k_y . El espectro de potencias en función de la componente k_y (no mostrado) es similar al de la Fig 6.6(i). La Fig 6.6(iii) muestra que las diferencias entre los modos excitados de la energía cinética son más pronunciados. Casi un minuto y medio más tarde, al final de la etapa II en $t=400$ s (intervalo de tiempo del orden de la vida promedio de un FOD), estos espectros de potencias permanecen inalterados. Suponemos que la acción del tensor de los esfuerzos produce un incremento en la amplitud de los modos, particularmente en la región de difusión, aumentando la tasa de reconexión. Esto está de acuerdo con Nakamura et al. (2008), quienes reportaron que las velocidades de corte favorecen la producción de islas magnéticas.

Teniendo en cuenta un esquema completo 3D para la configuración magnética (ver Fig. 3.3), el modelo de la Tabla 6.1 cuyos resultados expusimos en la Fig. 6.4, representa el caso en que la visual al HT es de frente (Fig. 5.1). Así, para considerar también el caso con vista de perfil (Fig. 3.7), realizamos otra simulación donde el campo magnético inicial (en vez de ser homogéneo) es una HC antiparalela dada por

$$B_y(x) = \begin{cases} B_0 & \text{si } x < 0, \\ -B_0 & \text{si } x \geq 0, \end{cases} \quad (6.3)$$

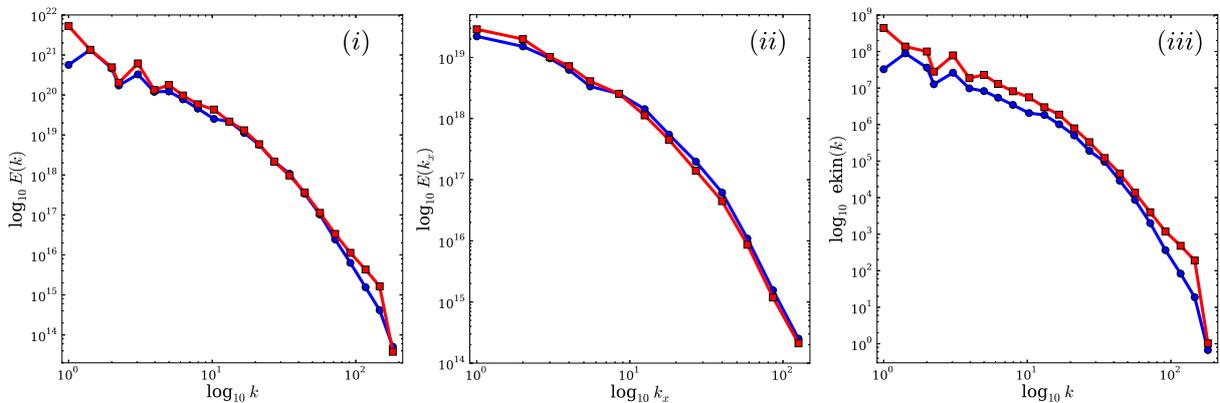


Figura 6.6: (i) Espectro de potencias de la velocidad $E(k)$ en función de k . (ii) Velocidad $E(k_x)$ en función de k_x . (iii) Energía cinética $e_{kin}(k)$ en función de k . En todos los casos la curva roja con símbolos cuadrados representa la etapa II a $t=303$ s, justo antes de la perturbación de corte, y la azul con círculos justo después, a $t=304$ s.

con $B_0=3.0$ G. De la misma manera que antes, la preparación del HT se realiza con las mismas dos etapas, salvo que utilizando la configuración inicial del campo magnético de la ec. (6.3). Los pulsos de presión son aplicados a un tiempo $t=305.9$ s. La Fig. 6.7(i)–(ii) muestra el patrón de temperatura y el de densidad con líneas de campo magnético superpuestas para un momento temprano $t=312$ s. Las estructuras resultantes de los pulsos están identificadas como (E), (F), (G) y (H). La Fig. 6.7(iii)–(iv) muestra el mismo patrón un minuto más tarde, a $t=372$ s, en (iii) se muestra la temperatura superpuesta con isoterma y en (iv) la ME. Los contrastes en ME de los candidatos a FODs serán rápidamente difundidos si durante su evolución no son protegidos por el campo magnético. Por ejemplo, el pulso (F)

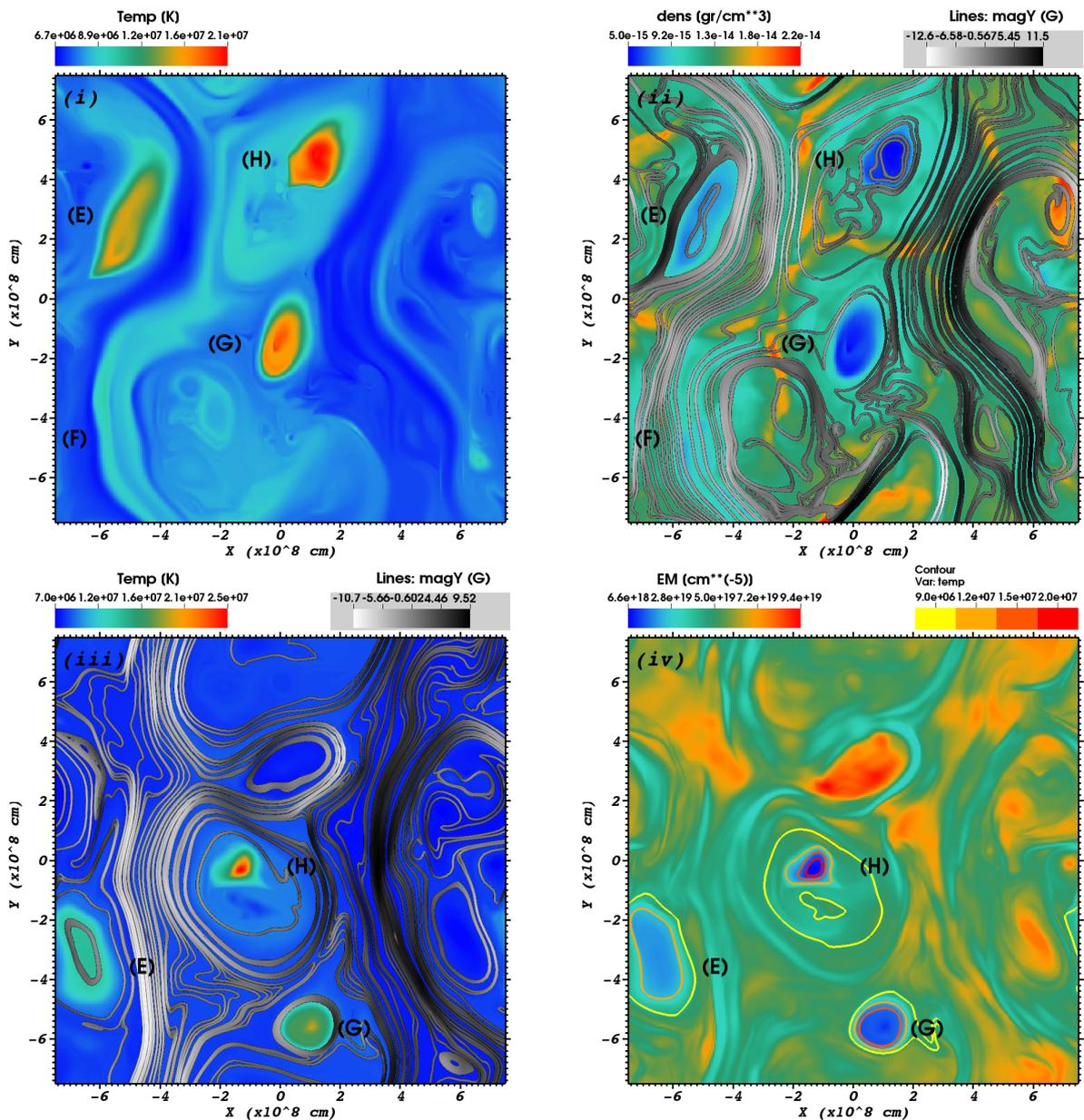


Figura 6.7: (i) Patrón de temperatura a un tiempo $t=312$ s; los pulsos (E), (F), (G) y (H) son activados a $t=305.9$ s. (ii) Igual que (i) pero para la densidad superpuesta con líneas de campo; el color de las líneas indica el valor de la componente y del campo. (iii) Igual que (i) pero un minuto más tarde, a $t=372$ s. (iv) ME con isoterma para $t=372$ s. Las cavidades (G) y (H) poseen un contraste en ME $\gtrsim 4$, en tanto (E) está desvanecida y (F) ha desaparecido. (Caso con campo magnético inicial antiparalelo).

que evoluciona en una zona con líneas de campo abiertas es casi indistinguible incluso en los primeros momentos de la Fig. 6.7(i)–(ii). Las cavidades subdensas que sobreviven y pueden ser identificadas como FODs se ubican preferentemente en las cercanías de la HC⁴, donde el campo magnético se enrolla formando vórtices e islas magnéticas.

Las observaciones generalmente han mostrado que los FODs se distribuyen a lo largo de todo el HT y que no se concentran con exclusividad en el plano de la HC. Esto último puede indicar que las velocidades de corte no siempre coinciden con el plano de la HC. En el presente esquema 2D, concluimos que tanto la configuración que representa la visual al HT de frente (Fig. 6.4) como la de perfil (Fig. 6.7) son ambas capaces de producir FODs observables que satisfacen los requerimientos básicos. El caso con vista frontal parece ser más general y menos restrictivo que el caso de perfil. Sin embargo, en el esquema 3D la ME también depende de la dirección z (ver Fig. 5.1) donde el HT es más largo (a lo largo del eje de la arcada) que ancho (dirección del HT visto de frente). Así, el contraste en la ME requerido ($\gtrsim 4$) es mucho más probable de ocurrir con una línea de la visual de frente que de perfil, dado que para obtener un FOD observable las longitudes características de la columna de plasma que atraviesa la radiación y la burbuja subdensa deben ser aproximadamente del mismo orden (ver Sec. 5.7).

6.5. Conclusiones

Los FODs son estructuras dinámicas que provienen de un entorno coronal más frío y menos denso que el HT en el que se los detecta. Son observados como estructuras subdensas que descienden moviéndose en este medio turbulento, colándose entre los intersticios de densidad y campo magnético que oponen menos resistencia. Los distintos modelos de FODs propuestos hasta ahora han eludido considerar de manera explícita los efectos de la CC, aún cuando este medio está sujeto a altas temperaturas ($T \gtrsim 7$ MK) y gradientes lo que difundirá los FODs en escalas de tiempo más cortas que las observadas.

En esta segunda investigación simulamos un HT turbulento utilizando un algoritmo numérico que genera un forzado de tipo solenoidal. Incluyendo la CC anisótropa, analizamos distintas condiciones del plasma que permiten la supervivencia de los FODs y evitan su rápida difusión térmica. En un HT 2D caliente y turbulento reproducimos las condiciones físicas de FODs pequeños con diámetros $d=1.2$ Mm, con valores de contraste en ME ≈ 4.0 y tiempos de vida de al menos 1 minuto. Encontramos que la generación de una cavidad subdensa puede ser identificada como un FOD si en su movimiento descendente es envuelta por el campo magnético de tal manera que la CC es inhibida. Además encontramos que un régimen que favorezca la producción de islas magnéticas aumenta el tiempo de vida de los FODs, dado que en una isla se establece aislamiento térmico completo.

De acuerdo con observaciones actuales los HTs favorables a la observación de FODs son consistentes con valores de β ($\gtrsim 1$) grandes, lo que favorece el desarrollo de la turbulencia. Es decir, mientras más grande es el valor del parámetro β , la presión térmica puede curvar al campo magnético más fácilmente. Esto permite que el campo magnético se enrolle en vórtices e islas generando regiones térmicamente aisladas de su entorno.

Simulamos dos configuraciones magnéticas que se corresponden, dentro de un esquema 3D, a la vista del HT (1) de frente y (2) de perfil, respectivamente. Encontramos que en ambos casos se generan FODs observables. Los FODs son generalmente observados de frente más que de perfil al HT. Nuestras simulaciones confirman este hecho dado que la obtención

⁴Esto se nota con mayor claridad cuando el forzado excita un intervalo de números de onda con valores más grandes que los utilizados en la etapa I.

de un contraste suficiente requiere que las longitudes características de la columna de plasma atravesada por la radiación y la burbuja subdensa sean del mismo orden, hace más probable que esto ocurra con una línea de la visual de frente que de perfil.

Parte III

Conclusiones finales

Conclusiones finales

Los flujos oscuros descendentes (FODs) son estructuras transitorias y dinámicas que provienen de un entorno coronal más frío y menos denso que el medio turbulento en el que se los detecta. Este medio, conocido como halo térmico (HT), es generado a partir de procesos de reconexión generalmente asociados a una hoja de corriente (HC). Los FODs son observados como estructuras subdensas que descienden a través del HT colándose entre los intersticios de densidad y campo magnético que oponen menor resistencia. Para dar cuenta de este fenómeno proponemos que estos eventos son el resultado de reconexiones locales, impulsivas y aisladas que pueden emularse con pulsos de presión que generan cavidades subdensas estables a partir de ondas de choque y expansión. Los distintos modelos de FODs propuestos hasta ahora han eludido considerar de manera explícita los efectos de la conducción de calor (CC), aún cuando este medio está sujeto a altas temperaturas ($T \sim 7-13$ MK) y gradientes lo que difundiría los FODs en escalas de tiempo más cortas que las observadas.

En el Capítulo 5 simulamos un HT turbulento 3D utilizando una combinación de inestabilidades de tipo *tearing mode* y Kelvin-Helmholtz. Comparando las cavidades subdensas generadas por estas inestabilidades con las observaciones de FODs encontramos que ellas no dan cuenta del fenómeno. Sin embargo, imponiendo un pulso de presión instantáneo en el HT turbulento obtenemos cavidades cuyo contraste en ME, tiempo de duración y velocidades de descenso de las mismas son comparables con las observaciones. Si el HT es suficientemente delgado (~ 4 Mm), el contraste en la ME obtenido será el necesario para que la detección de los FODs sea posible. La consideración de HTs más anchos (~ 22 Mm) requiere de pulsos de presión de mayor tamaño. En este sentido, concluimos que el tamaño característico de una cavidad subdensa y el ancho del HT deben ser de ordenes de magnitud similares para reproducir el fenómeno. Dada la particular elección de parámetros para el HT y de las longitudes características de los FODs, esta primer investigación sólo puede explicar la generación y evolución de FODs de gran tamaño donde la eficiencia de la CC es limitada.

En el Capítulo 6 simulamos un HT 2D propiamente turbulento mediante un algoritmo numérico que genera un forzado de tipo solenoidal. Incluyendo la CC anisótropa, analizamos distintas condiciones del plasma que permiten la supervivencia de FODs evitando su rápida difusión térmica. Considerando un HT caliente reproducimos las condiciones físicas de FODs pequeños (~ 1.2 Mm) con suficiente contraste en ME (≈ 4.0) y tiempos de vida de al menos un minuto. Encontramos que la generación de una cavidad subdensa pequeña puede ser identificada como un FOD si en su movimiento descendente es envuelta por el campo magnético de tal manera que la CC es inhibida. Un régimen que favorece la producción de islas magnéticas aumenta el tiempo de vida de los FODs, dado que en una isla se establece aislamiento térmico completo.

De acuerdo con observaciones actuales, los HTs en los que generalmente se observan FODs son consistentes con valores de β ($\gtrsim 1$) grandes, lo que favorece el desarrollo de la turbulencia. Es decir, mientras más grande es el valor del parámetro β , la presión térmica puede curvar más fácilmente al campo magnético. Esto permite que el campo se enrolle en vórtices e islas

generando regiones térmicamente aisladas de su entorno.

En la segunda investigación simulamos dos configuraciones magnéticas 2D que se corresponden, dentro del esquema 3D del Capítulo 5, a la vista de frente y de perfil del HT, encontrando que ambos casos reproducen FODs de acuerdo a los requerimientos propuestos. Sin embargo haciendo una interpretación 3D de las simulaciones, podemos explicar por qué las observaciones muestran que los FODs son generalmente detectados cuando el HT es visto de frente y no de perfil. Dado que la columna de plasma del HT es larga vista de perfil (paralelo al eje de la arcada) y delgada vista de frente (perpendicular al eje de la arcada) la obtención de un contraste suficiente ($ME \gtrsim 4$) es más probable de ser observado con una línea de la visual de frente que de perfil.

Los resultados de los Capítulos 5 y 6 muestran que la temperatura interna de un FOD es siempre mayor que la del HT. Sin embargo, Hanneman & Reeves (2014) señalaron que hay poca evidencia observacional que sustente que los FODs se encuentran sustancialmente más calientes que el HT. Sugerimos que en un modelado más realista de nuestro escenario (que incluya el HT y además el entorno coronal) un evento explosivo generado fuera del HT produciría un FOD con una temperatura interna siempre mayor que la del medio coronal y eventualmente más fría que la del HT. Según este argumento cuando el FOD ingresa al HT se contraería y alargaría debido a la diferencia de presión total con el HT, lo que es confirmado por las observaciones.

Durante nuestra investigación una pregunta subyacente ha sido por qué no toda fulguración lleva asociada observaciones de FODs. Especulamos que ello tiene que ver con el valor del parámetro β del HT. Contrastando con estimaciones previas (ver Fig. 1.2), observaciones recientes han reportado casos de HTs con valores de $\beta \gtrsim 1$. Vimos que un HT turbulento con $\beta > 1$ es consistente con la obtención de FODs observables. Si bien podemos pensar que hay HTs con distintos valores del parámetro β ($\gtrsim 1$), conjeturamos que en la medida que un HT tenga mayor valor de β , es más probable que desarrolle un estado turbulento que favorezca la producción de configuraciones cerradas de campo, haciendo más probable que los FODs se aislen térmicamente y sean detectados.

Como perspectiva de trabajo futuro nos proponemos extender nuestro escenario a configuraciones más complejas incluyendo el caso 3D con CC anisótropa. Se pretende incluir la arcada, el entorno coronal y el HT en forma conjunta para considerar el ingreso de un FOD al HT desde el exterior. Estas mejoras tienen la dificultad de su gran demanda computacional, dado que para mantener la resolución espacial actual será necesario aumentar apreciablemente la resolución de computo, con la consecuente disminución del paso temporal difusivo ($\Delta t \propto \Delta x^2$).

Parte IV
Apéndices

Apéndice A

Determinación de la masa atómica media

En este apéndice calculamos cuidadosamente la masa atómica media $\bar{\mu}$ para un plasma compuesto por múltiples especies de átomos con distintos grados de ionización y despreciando la población de átomos neutros. Esta cantidad es necesaria para evaluar correctamente la ecuación de estado P - ρ - T y su posterior aplicación en los códigos numéricos.

Dado que consideramos procesos suficientemente lentos en los que exista termalización entre iones y electrones, podemos describir la temperatura del plasma con un único valor $T = T_{\text{iones}} = T_{\text{elect}}$. Además, consideramos un plasma completamente ionizado y compuesto por hidrógeno (H), helio (He) y metales más pesados¹ (mmp) en el régimen de validez del modelo de gas ideal. Esta descripción es apropiada para describir la corona solar. En este contexto, la presión total del gas P_g está compuesta por la presión P_I de los iones más la correspondiente contribución parcial P_e de los electrones libres, esto es

$$P_g = P_I + P_e. \quad (\text{A.1})$$

Si consideramos iones de una sola especie i sabemos que su contribución P_i a la presión del gas será

$$P_i = n_i k_B T \equiv \frac{R}{\mu_i} \rho T, \quad (\text{A.2})$$

con n_i la densidad numérica de iones de la especie i , k_B la constante de Boltzmann, μ_i su peso atómico y R la constante universal de los gases.

Cuando consideramos diferentes especies de iones, a la presión total P_I aportada por éstos podemos expresarla como una suma de las contribuciones parciales,

$$P_I = \sum_i P_i = k_B T \sum_i n_i = R \rho T \sum_i \mu_H \frac{x_i}{\mu_i}, \quad (\text{A.3})$$

donde la suma debe realizarse sobre todas las especies de iones consideradas, x_i es la fracción de iones de la especie i y ρ_i es su densidad de masa. Para este desarrollo utilizamos dos hechos: la definición de abundancia, $x_i = \rho_i / \rho$; y que las masas y pesos atómicos de dos especies de átomos (o iones) cualesquiera, digamos j y k , cumplen la relación $\mu_j / m_j = \mu_k / m_k$, donde uno puede expresar la masa del átomo de cualquier especie en función de otra de referencia, siendo H el elegido por nosotros. Así, comparando los miembros derechos de las ecs. (A.2) y (A.3) podemos identificar a

$$\bar{\mu}_I = \left(\mu_H \sum_i \frac{x_i}{\mu_i} \right)^{-1}, \quad (\text{A.4})$$

¹Entiéndase aquí por *metales* a todos aquellos elementos más pesados que el He.

Tabla A.1: Abundancias de la corona solar

Elemento	abundancia (x)	peso atómico (μ)	número atómico (z)
H	0.707	1.0079	1
He	0.247	4.0026	2
metales	0.019	≈ 20.0	≈ 10.0

Nota. Abundancias de la corona solar tomadas de Priyalnik (2000).

como el peso atómico medio entre los iones. De esta forma, podemos reescribir la ec. (A.5) simplemente como

$$P_{\text{I}} \equiv \frac{R}{\bar{\mu}_{\text{I}}} \rho T. \quad (\text{A.5})$$

Para terminar y operando de manera similar al caso de los iones, la contribución de la presión electrónica es

$$P_{\text{e}} = n_{\text{e}} k_{\text{B}} T = \sum_{\text{i}} z_{\text{i}} n_{\text{i}} k_{\text{B}} T = \mu_{\text{H}} \sum_{\text{i}} z_{\text{i}} \frac{x_{\text{i}}}{\mu_{\text{i}}} R \rho T, \quad (\text{A.6})$$

donde n_{e} es la densidad numérica de electrones libres y z_{i} es el número atómico de la especie i . Luego, identificando la cantidad

$$\mu_{\text{e}} = \left(\mu_{\text{H}} \sum_{\text{i}} z_{\text{i}} \frac{x_{\text{i}}}{\mu_{\text{i}}} \right)^{-1}, \quad (\text{A.7})$$

que podemos interpretar como el número medio de electrones libres aportado por cada ion, la presión electrónica nos queda

$$P_{\text{e}} \equiv \frac{R}{\mu_{\text{e}}} \rho T. \quad (\text{A.8})$$

Por lo tanto, reemplazando las ecs. (A.5) y (A.8) en la ec. (A.1) podemos reescribir la presión total del plasma como

$$P_{\text{g}} = \left(\frac{1}{\mu_{\text{e}}} + \frac{1}{\bar{\mu}_{\text{I}}} \right) R \rho T \equiv \frac{R}{\bar{\mu}} \rho T, \quad (\text{A.9})$$

con la masa atómica media de todo el sistema igual a

$$\frac{1}{\bar{\mu}} = \left(\frac{1}{\mu_{\text{e}}} + \frac{1}{\bar{\mu}_{\text{I}}} \right). \quad (\text{A.10})$$

Si por ejemplo consideramos las abundancias de la corona solar tabuladas en la Tabla (A.1), mediante la ec. (A.10) obtenemos $\bar{\mu} = 0.6126$. Además, el número atómico medio es $\bar{z} = \sum_{\text{i}} z_{\text{i}} x_{\text{i}} = 1.445$. Finalmente, es de interés poder expresar la densidad en función de la densidad numérica de iones (total) n_{I} . Es fácil ver que

$$\rho(n_{\text{I}}) = n_{\text{t}} \bar{m} = (1 + \bar{z}) n_{\text{I}} \frac{m_{\text{H}} \bar{\mu}}{\mu_{\text{H}}}, \quad (\text{A.11})$$

donde n_{t} es la densidad numérica total de partículas (incluyendo iones y electrones) y \bar{m} es la masa media de una partícula.

Para el caso más simple en que consideramos un plasma compuesto de H puro obtenemos $\bar{\mu} = 0.5$, $\bar{z} = 1$ y $\rho(n_{\text{I}}) = n_{\text{I}} m_{\text{H}} / \mu_{\text{H}}$.

Apéndice B

La medida de emisión

La medida de emisión (ME) es una cantidad que estima la contribución a la radiación de una columna de plasma a lo largo de la línea de la visual. Si consideramos una distribución localizada de plasma, la ME nos dice cómo un observador externo percibe dicha distribución desde cierta dirección. La expresión de la ME es

$$\text{ME} = \int_{l_i}^{l_f} n_e^2(x, y, z) dl, \quad (\text{B.1})$$

donde n_e es la densidad numérica de electrones libres y \mathbf{l} es la dirección de la línea de la visual (Aschwanden 2005). Esta expresión para la ME es válida si asumimos un plasma completamente ionizado con temperatura $T \gtrsim 1$ MK, y una columna de plasma con profundidad óptica delgada. En el caso en que el plasma no es ópticamente delgado, la ME se obtiene resolviendo la ecuación de transporte de radiación (Mihalas 1978). El estado del plasma en la corona y las longitudes características que consideramos en nuestra investigación hacen que la expresión (B.1) sea válida.

Apéndice C

Escalas de tiempo característicos

Para estimar la importancia relativa de los distintos procesos físicos que actúan en un dado régimen es usual calcular sus escalas de tiempo característicos a primer orden. La idea de hacer aproximaciones a primer orden es obtener expresiones analíticas estimativas y fáciles de calcular. Aunque para obtener la dinámica temporal que describe el fenómeno en forma más precisa es necesario resolver el sistema completo de ecuaciones MHD. En general la resolución analítica de estas ecuaciones no es posible.

En nuestra discusión son de particular interés los procesos de conducción de calor, pérdidas de energía por emisión de radiación y reconexión magnética, cuyos escalas de tiempo son:

$$\tau_{\text{cond}} = \frac{2c_v}{7} \frac{\rho L^2}{T^{2.5}}, \quad \tau_{\text{rad}} = \frac{3}{2} (1 + \bar{z})^2 \bar{\mu} R_g m_H \frac{T}{\rho \Lambda(T)}, \quad \tau_{\text{rec}} = \frac{L}{v_A M_A^2}, \quad (\text{C.1})$$

donde L es una longitud característica y la función de pérdidas radiativa es $\Lambda(T) \simeq 4 \times 10^{-23}$ erg cm⁻³ s⁻¹ para $T = 2 - 10$ MK (Aschwanden 2005). Para el tiempo de reconexión τ_{rec} asumimos que este proceso es estimulado por la turbulencia (Lazarian & Vishniac 1999), donde M_A es el número de Mach-Alfvén. Notar que a menos de las constantes de proporcionalidad $\tau_{\text{cond}} \propto \rho L^2 / T^{2.5}$ y $\tau_{\text{rad}} \propto T / \rho$. Así, el proceso de transporte de energía por conducción es más eficiente (es decir tiempos más cortos) para longitudes características más cortas, o cuando la densidad es menor, o bien su temperatura mayor. Para el caso de perdidas radiativas los regímenes más eficientes son opuestos a los correspondientes a la conducción.

A modo de ejemplo calculamos el tiempo característico de la conducción τ_{cond} a partir de la ecuación de calor de Fourier (omitimos el signo menos en el miembro derecho)

$$\begin{aligned} \rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} &= \nabla \cdot (\kappa_{\text{Spi}} \nabla T) \\ &= \kappa_{\text{Spi}} \nabla^2 T + \frac{5}{2} T^{3/2} \kappa_0 (\nabla T)^2, \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

donde $\kappa_{\text{Spi}} = \kappa_0 T^{5/2}$ es la conductividad térmica de Spitzer (1962) y κ_0 es la constante o coeficiente de conductividad térmica. Asumimos que κ_{Spi} no depende de las coordenadas espaciales. Aproximando las derivadas espaciales y temporales a primer orden, es decir $\nabla T \rightarrow T/L$ y $\partial T / \partial t \rightarrow T / \tau_{\text{cond}}$, despejando τ_{cond} obtenemos la primer expresión de la ec. (C.1).

Referencias

- Asai, A., Yokoyama, T., Shimojo, M., & Shibata, K. 2004, *ApJL*, 605, L77
- Aschwanden, M. J. 2005, “Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions” (Praxis Publishing Ltd., 2nd ed.—2005)
- Balsara, D. 2000, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, Vol. 9, 72–76
- Balsara, D. S. 2004, *ApJS*, 151, 149
- Bellan, P. M. 2006, “Fundamentals of Plasma Physics” (Cambridge University Press, 2006)
- Bemporad, A. 2008, *ApJ*, 689, 572
- Benítez-Llambay, P. & Masset, F. S. 2016, *ApJS*, 223, 11
- Biskamp, D. 1997, “Nonlinear magnetohydrodynamics” (Cambridge: University Press, 1997)
- Boerner, P., Edwards, C., Lemen, J., et al. 2012, *SoPh*, 275, 41
- Cassak, P. A., Drake, J. F., Gosling, J. T., et al. 2013, *ApJL*, 775, L14
- Cécere, M., Schneiter, M., Costa, A., Elaskar, S., & Maglione, S. 2012, *ApJ*, 759, 79
- Cécere, M., Zurbriggen, E., Costa, A., & Schneiter, M. 2015, *ApJ*, 807, 6
- Chen, C. J. & Lykoudis, P. S. 1972, *SoPh*, 25, 380
- Ciaravella, A. & Raymond, J. C. 2008, *ApJ*, 686, 1372
- Costa, A., Elaskar, S., Fernández, C. A., & Martínez, G. 2009, *MNRAS*, 400, L85
- Courant, R., Friedrichs, K., & Lewy, H. 1967, *IBM JResDev*, 11, 215
- Cowie, L. L. & McKee, C. F. 1977, *ApJ*, 211, 135
- Demoulin, P., Henoux, J. C., Priest, E. R., & Mandrini, C. H. 1996, *A&A*, 308, 643
- Esquivel, A. & Raga, A. C. 2013, *ApJ*, 779, 111
- Eswaran, V. & Pope, S. B. 1988, *Computers and Fluids*, 16, 257
- Evans, C. R. & Hawley, J. F. 1988, *ApJ*, 332, 659
- Federrath, C., Roman-Duval, J., Klessen, R. S., Schmidt, W., & Mac Low, M.-M. 2010, *A&A*, 512, A81

-
- Fermo, R. L., Drake, J. F., & Swisdak, M. 2010, *Physics of Plasmas*, 17, 010702
- Forbes, T. G. 1988, *SoPh*, 117, 97
- Fromang, S., Hennebelle, P., & Teyssier, R. 2006, *A&A*, 457, 371
- Fryxell, B., Olson, K., Ricker, P., et al. 2000, *ApJS*, 131, 273
- Gardiner, T. A. & Stone, J. M. 2008, *Journal of Computational Physics*, 227, 4123
- Gary, G. A. 2001, *SoPh*, 203, 71
- Goedbloeds, J. P. H. & Poedts, S. 2004, “Principles of Magneto-hydrodynamics” (Cambridge University Press, 2004)
- Goldreich, P. & Sridhar, S. 1995, *ApJ*, 438, 763
- Guo, L. J., Bhattacharjee, A., & Huang, Y. 2013, *ApJL*, 771, L14
- Guo, L. J., Huang, Y., Bhattacharjee, A., & Innes, D. E. 2014, *ApJL*, 796, L29
- Hanneman, W. J. & Reeves, K. K. 2014, *ApJ*, 786, 95
- Hensler, G. & Vieser, W. 2002, *Ap&SS*, 281, 275
- Hou, T. Y. & Lefloch, P. G. 1994, *Mathematics of Computation*, 62, 497
- Innes, D. E., Guo, L. J., Bhattacharjee, A., Huang, Y.-M., & Schmit, D. 2014, *ApJ*, 796, 27
- Innes, D. E., McKenzie, D. E., & Wang, T. 2003, *SoPh*, 217, 247
- Kolmogorov, A. N. 1941, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 32, 16
- Kulsrud, R. 2005, “Plasma Physics for Astrophysics” (Princeton University Press, 2005)
- Kumar, P. & Innes, D. E. 2013, *SoPh*, 288, 255
- Lazarian, A. & Vishniac, E. T. 1999, *ApJ*, 517, 700
- Leveque, R. J. 2002, “Finite Volume Methods for Hyperbolic Problems” (Cambridge: University Press, 2002)
- Linton, M. G., Devore, C. R., & Longcope, D. W. 2009, *Earth, Planets, and Space*, 61, 573
- Liu, R. 2013, *MNRAS*, 434, 1309
- Liu, W., Chen, Q., & Petrosian, V. 2013, *ApJ*, 767, 168
- Maglione, L. S., Schneider, E. M., Costa, A., & Elaskar, S. 2011, *A&A*, 527, L5
- McKenzie, D. E. 2013, *ApJ*, 766, 39
- McKenzie, D. E. & Hudson, H. S. 1999, *ApJL*, 519, L93
- McKenzie, D. E. & Savage, S. L. 2009, *ApJ*, 697, 1569
- Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., et al. 2007, *ApJS*, 170, 228

-
- Mihalas, D. 1978, “Stellar Atmospheres” (Freeman & Company, San Francisco, 2nd ed.—1978)
- Nakamura, T. K. M., Fujimoto, M., & Otto, A. 2008, *JGeophRes*, 113, A09204
- Nicholson, D. R. 1983, “Introduction to Plasma Theory” (John Wiley & Sons, NY, 1983)
- Onofri, M., Primavera, L., Malara, F., & Veltri, P. 2004, *Physics of Plasmas*, 11, 4837
- Pagano, P., Reale, F., Orlando, S., & Peres, G. 2007, *A&A*, 464, 753
- Petschek, H. E. 1964, *NASA Special Publication*, 50, 425
- Powell, K. G., Roe, P. L., Linde, T. J., Gombosi, T. I., & De Zeeuw, D. L. 1999, *JCompPhys*, 154, 284
- Prialnik, D. 2000, “An Introduction to the Theory of Stellar Structure and Evolution” (Cambridge: University Press, 2000)
- Priest, E. & Forbes, T. 2000, “Magnetic Reconnection” (Cambridge: University Press, 2000)
- Priest, E. R. 1982, “Solar magneto-hydrodynamics” (D. Reidel Pub. Co., 1982)
- Priest, E. R. 1986, *SoPh*, 104, 1
- Priest, E. R. & Démoulin, P. 1995, *JGR*, 100, 23443
- Savage, S. L., Holman, G., Reeves, K. K., et al. 2012a, *ApJ*, 754, 13
- Savage, S. L. & McKenzie, D. E. 2011, *ApJ*, 730, 98
- Savage, S. L., McKenzie, D. E., & Reeves, K. K. 2012b, *ApJL*, 747, L40
- Schmieder, B., Aulanier, G., Demoulin, P., et al. 1997, *A&A*, 325, 1213
- Schulz, W., Costa, A., Elaskar, S., & Cid, G. 2010, *MNRAS*, 407, L89
- Scott, R. B., Longcope, D. W., & McKenzie, D. E. 2013, *ApJ*, 776, 54
- Scott, R. B., McKenzie, D. E., & Longcope, D. W. 2016, *ApJ*, 819, 56
- Seaton, D. B. & Forbes, T. G. 2009, *ApJ*, 701, 348
- Shiota, D., Isobe, H., Chen, P. F., et al. 2005, *ApJ*, 634, 663
- Spitzer, L. 1962, “Physics of Fully Ionized Gases” (New York: Interscience, 2nd ed.—1962)
- Stone, J. M., Gardiner, T. A., Teuben, P., Hawley, J. F., & Simon, J. B. 2008, *ApJS*, 178, 137
- Sweet, P. A. 1958, in *IAU Symposium*, Vol. 6, *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, ed. B. Lehnert, 123
- Toro, E. F. 2009, “Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics” (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 3rd ed.—2009)
- Verwichte, E., Nakariakov, V. M., & Cooper, F. C. 2005, *A&A*, 430, L65
- Zurbriggen, E., Costa, A., Esquivel, A., Schneiter, M., & Cécere, M. 2016, *ApJ*, 832, 74

