

Universidad Nacional de Córdoba

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación

Trabajo Especial de Licenciatura

Dinámica de eyecciones coronales de masa:
simulaciones numéricas y su comparación con observaciones

Abril Sahade

Directores: Mariana Cécere
Gustavo Krause

Marzo de 2019

Este documento esta realizado bajo licencia [Creative Commons](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/) “Reconocimiento-NoCommercial-CompartirIgual 4.0 Internacional”.



Agradecimientos

Porque completar esta carrera y esta Tesis de Grado no hubiese sido posible sin la ayuda y el apoyo de un montón de personas que estuvieron ahí y me acompañaron les quiero agradecer especialmente el haber llegado hasta acá.

Primero y principal quiero agradecerle a mi familia; a m mamá y mi papá que, desde que se me ocurrió que quería dedicarme a esto, hicieron todo lo posible para que llegara a este momento; que me aguantaron, junto con mi hermana, las épocas de parciales, de finales y la de finalización de este Trabajo Especial. Y porque hoy en día me siguen apoyando y acompañando en mis decisiones, muchas gracias.

Quiero agradecer también a todas las personas que han dedicado de su tiempo para formarme, en especial a mi directora Mariana Cécere, que dedicó hasta sus vacaciones para que yo pudiera terminar este proyecto y que continúa enseñándome cómo desempeñarme en este nuevo trabajo que es el de investigar. Gracias a mi co-director, Gustavo Krause, y a todos los miembros del grupo de Plasmas Astrofísicos por su buena predisposición y por su ayuda en este último tramo de mi carrera.

Gracias a la Universidad Pública, Libre y Gratuita de altísima calidad a la que tuve la oportunidad de asistir. Gracias a todas las personas de la FaMAF por otorgarnos un ambiente amable para pasar tantas horas de nuestras vidas; en particular a María José e Ignacio por simplificar cualquier trámite con toda su calidez; y a aquellos profesores que enseñan más que materias.

En todo este camino conocí a personas con las que compartí más horas que con cualquiera, gracias a mis amigas y amigos por hacer los días mas divertidos, por compartir infinitos mates y horas de estudio, por ayudarme a mantener la cordura cuando había tanto por hacer que parecía que no llegaba a terminar a tiempo. Son el barquito que me mantuvo a flote en este recorrido tan demandante.

Resumen

Toda estrella pierde masa debido a fenómenos dinámicos atmosféricos capaces de acelerar parte del plasma más allá de la velocidad de escape. Examinando el Sol, se observa que existen dos formas típicas de pérdida de masa: el viento solar continuo y los esporádicos desprendimientos de enormes estructuras de plasma, denominadas eyecciones coronales de masa (CMEs, por su sigla en inglés: *Coronal Mass Ejection*).

Las eyecciones coronales de masa son eventos eruptivos en los cuales se liberan grandes cantidades de masa solar que arrastran campos magnéticos más fuertes que los del ambiente y se expanden hacia el medio interplanetario. Si la estructura de la CME viaja hacia la Tierra, puede atravesar su magnetosfera y generar tormentas geomagnéticas significativas. Tales tormentas son capaces de causar interrupciones en las redes globales de comunicación y navegación, o fallas de satélites y sistemas de energía comercial, por lo que este tipo de eventos son objeto de gran interés.

Se sabe que no todas las CMEs se eyectan en forma radial y se atribuyen las deflexiones principalmente a la distribución de energía magnética que rodea al área de formación de la eyección coronal de masa. Por esta razón, para estudiar los casos donde ocurre una deflexión, es necesario caracterizar el entorno coronal durante las primeras etapas evolutivas de la eyección. Esto permite analizar las circunstancias que podrían influir en la trayectoria de la misma y, de esa manera, hacer una evaluación de la probabilidad de que tenga un encuentro con la Tierra.

En el presente trabajo de licenciatura se estudia la evolución de las CMEs de manera observacional y a través de simulaciones numéricas. Dentro del estudio observacional realizado se escogió un evento que cuenta con imágenes que permiten analizar la evolución de una prominencia en eyección con diferentes telescopios, los cuales proveen una vista tridimensional del suceso. Numéricamente, se emulan diferentes escenarios magnéticos para analizar de manera sistemática cuáles son los factores que contribuyen a la deflexión de la CME en los estadios tempranos de su evolución.

Abstract

Every star loses mass due to dynamic atmospheric phenomena capable of accelerating part of the plasma beyond the escape velocity. Examining the Sun, it is observed that there are two typical forms of mass loss: the continuous solar wind and the sporadic detachments of huge plasma structures, called coronal mass ejections (CMEs).

Coronal mass ejections are eruptive events in which large amounts of solar mass are released, which carry magnetic fields stronger than those of the environment and expand into the interplanetary medium. If the structure of the CME travels toward Earth, it can pass through its magnetosphere and generate significant geomagnetic storms. Such storms are capable of causing interruptions in global communication and navigation networks, or satellite and commercial energy systems failures, so these types of events are of great interest.

It is known that not all CMEs evolve radially and deflections are attributed mainly to the distribution of magnetic energy surrounding the coronal mass ejection formation area. For this reason, to study the cases where a deflection occurs, it is necessary to characterize the coronal environment during the first evolutionary stages of the ejection. This allows us to analyze the circumstances that could influence the trajectory of the same and, in this way, make an assessment of the probability of having an encounter with the Earth.

In the present work of degree, the evolution of CMEs is studied in an observational manner and through numerical simulations. Within the observational study carried out, an event was chosen that has images that allow the evolution of an ejection prominence to be analyzed with different telescopes, which provide a three-dimensional vision of the event. Numerically, different magnetic scenarios are emulated to systematically analyze which factors contribute to the deflection of the CME in the early stages of its evolution.

Índice

1	Introducción	1
2	Teoría de Plasma	3
2.1	Plasma	3
2.2	Teoría MHD	5
2.3	Ecuaciones de la MHD ideal	6
2.4	Reconexión magnética	7
3	El Sol	9
3.1	Estructura	9
3.2	Campo magnético	10
3.3	Estructuras coronales	11
4	Eyecciones coronales de masa	14
4.1	Observaciones	15
4.2	Modelos	17
4.3	Deflexiones de CMEs	20
5	Herramientas para el estudio de las CMEs	23
5.1	Telescopios solares	23
5.1.1	Reconstrucción 3D	24
5.2	Simulaciones numéricas	28
5.2.1	Código FLASH	29
5.2.2	Configuración inicial de la CME	35
6	Análisis de datos	40
6.1	Resultados observacionales	40
6.2	Resultados numéricos	46
6.2.1	Estudio 1	49
6.2.2	Estudio 2	52
6.2.3	Estudio 3	54
6.2.4	Estudio 4	55
6.2.5	Estudio 5	55
6.2.6	Otros casos	57
7	Conclusiones	60
8	Trabajo Futuro	63

A	Anexos	67
A.1	Datos de simulaciones	67

Índice de figuras

1	Elemento de volumen de un plasma	4
2	Reconexión magnética	8
3	Estructura solar	9
4	Variación del campo magnético solar	11
5	Imágenes de la corona en distintos filtros de AIA/SDO	12
6	Estructuras coronales en 304 Å	13
7	Línea de tiempo de telescopios solares	15
8	CMEs vistas con SOHO/LASCO	16
9	Modelo estándar de cuerda de flujo	19
	(a) Modelo CSHKP	19
	(b) Vista 3D del modelo	19
10	Campo magnético emergente	20
11	Impulsores de la deflexión de una CME	22
12	<i>Forward Modeling</i>	27
13	Triangulación con diferentes telescopios	28
14	Reconstrucción del campo magnético coronal	28
15	Esquema de la grilla estructurada y las definiciones en una celda genérica i, j	32
16	Esquema de componentes de campo	36
17	Configuración inicial de la simulación	38
18	Líneas de campo de un agujero coronal	39
19	Líneas de campo del FR más un agujero coronal	40
20	Prominencia del 24/01/2011	41
21	Triangulación de la prominencia/núcleo	42
	(a) Triangulación EUVI B/AIA	42
	(b) Triangulación COR1 B/LASCO-C2	42
22	Triangulación de la prominencia	43
	(a) Latitud vs. tiempo	43
	(b) Longitud vs. tiempo	43
23	<i>Forward Modeling</i> del evento	44
24	Ambiente magnético de la CME	45
	(a) Ambiente magnético en la baja corona	45
	(b) PFSS e imagen de la alta corona	45
	(c) Principales líneas que afectan la trayectoria	45
25	Altura en función del tiempo de FR no perturbados	48
26	Simulación CME deflectada	50
	(a) Configuración CH potencial	50
	(b) Configuración CH dipolar	50

27	Estudio 1	51
	(a) Altura vs. Tiempo	51
	(b) Desplazamiento en x vs. Tiempo	51
	(c) Trayectoria	51
28	Estudio 2	52
	(a) Altura vs. Tiempo	52
	(b) Desplazamiento en x vs. Tiempo	52
	(c) Trayectoria	52
29	Estudio 3	54
	(a) Altura vs. Tiempo	54
	(b) Desplazamiento en x vs. Tiempo	54
	(c) Trayectoria	54
30	Estudio 4	55
	(a) Altura vs. Tiempo	55
	(b) Desplazamiento en x vs. Tiempo	55
	(c) Trayectoria	55
31	Estudio 5	56
	(a) Altura vs. Tiempo	56
	(b) Desplazamiento en x vs. Tiempo	56
	(c) Trayectoria	56
32	Evolución ante perturbación suave	58
33	Evolución de la onda de choque	58
34	Evolución de un FR con baja densidad de corriente	59
35	Validez del FM.	60

Índice de tablas

1	Filtros de AIA en SDO.	24
2	Parámetros originales de la simulación de Wang et al. (2009).	37
3	Variación de los parámetros de la simulación.	46
4	Parámetros de las simulaciones con perturbación.	68

1 Introducción

La mayor parte del universo observable se encuentra en estado de plasma. Este estado de la materia se alcanza cuando la temperatura o la radiación del ambiente son lo suficientemente altas para ionizar los átomos del medio. Luego, para estudiar los fenómenos astrofísicos, es necesario describir la dinámica del plasma cuando éste se encuentra embebido en campos magnéticos. Esto se debe a que por su alta conductividad, los plasmas interactúan con estos campos y en su presencia se comportan de manera muy distinta a la de un gas neutro.

Cuando se desea estudiar la dinámica de los plasmas astrofísicos a partir de una descripción matemática, es necesario incluir en las ecuaciones de movimiento las fuerzas eléctricas y magnéticas; y por ende las ecuaciones de campo de Maxwell, las cuales describen la evolución de los campos electromagnéticos. Sin embargo, las partículas con carga que conforman al medio son a su vez generadoras de campo, por lo que las ecuaciones, en conjunto, se encuentran acopladas y son no-lineales. Esto implica que para casos complejos, como son los que competen a los fenómenos astrofísicos, se vuelve imposible obtener soluciones analíticas de estas ecuaciones. Es por ello que se requiere del cálculo numérico para resolver las ecuaciones que modelan la dinámica del plasma.

En los estudios realizados en plasmas de laboratorio las características del mismo y del entorno se encuentran bien definidas y se pueden modelar teóricamente los datos experimentales (aunque se requiere de altísima precisión en los modelos para ajustar correctamente las perturbaciones del medio). Sin embargo, cuando se estudian los grandes eventos del universo no es posible modificar los campos existentes, y en la mayoría de los casos ni siquiera es posible medirlos con la exactitud requerida para reproducir teóricamente lo observado. Aún así, las mediciones de campo magnético en conjunto con modelos teóricos simplificados permiten obtener una idea general de lo que ocurre, brindando así una herramienta para comprender cada vez más las observaciones y entender cuáles son los mecanismos físicos con mayor influencia en la dinámica de lo estudiado.

Con esta tesina se pretende aportar al conocimiento general de los plasmas astrofísicos estudiando un fenómeno que ocurre en las estrellas magnetizadas: las eyecciones coronales de masa (CMEs, por sus siglas en inglés *Coronal Mass Ejections*, de aquí en adelante). Estas eyecciones son gigantescas nubes de plasma magnetizado expelidas por la estrella. Son fenómenos transitorios que conllevan la liberación de grandes cantidades de masa y energía. Aunque se conocen casos de estrellas lejanas que presentan estos eventos (Collier Cameron & Robinson, 1989), nuestra principal fuente de datos es el Sol. Su cercanía permite estudiar estos eventos con una gran resolución espacial y temporal, y posibilita conseguir gran cantidad de información de las diferentes variables que caracterizan al plasma. Para este trabajo final, se obtuvieron datos cinemáticos, del plasma y del entorno magnético de una CME haciendo análisis de las imágenes obtenidas a partir de varios

telescopios solares, logrando tener una visión de la complejidad que tiene una eyección coronal de masa. Luego, a partir del modelado de una CME con una configuración de plasma sencilla se emularon varios escenarios cambiando de manera sistemática las variables del plasma y del entorno, con el objetivo de comprender qué factores alteran la evolución y dirección de propagación de una CME.

Las estrellas de secuencia principal tienen temperaturas suficientes para ionizar todo el material fuera de su núcleo, y por lo tanto encontrarse en estado de plasma. El Sol, además de encontrarse en estado de plasma, tiene un campo magnético propio. Para comprender la dinámica de los eventos considerados es necesario recurrir a la física que describe el movimiento de los plasmas. En el Capítulo 2 se presenta la teoría que permite representar las eyecciones coronales de masa, y todo su entorno, según la mecánica del material que las conforma.

El Capítulo 3 es una síntesis de las características principales del Sol y de las condiciones que permiten la formación de grandes estructuras que terminan siendo expulsadas de su superficie.

Ya en el Capítulo 4 se describen de manera detallada las eyecciones coronales de masa y las condiciones físicas que deben ser tenidas en cuenta para armar un modelo teórico que emule este fenómeno.

Gracias a las computadoras de alto rendimiento con las que se cuenta hoy en día, es posible realizar simulaciones numéricas que permiten probar diferentes modelos y avanzar en la comprensión de fenómenos astrofísicos tales como los ocurridos en la superficie solar. Esto, en combinación con las imágenes de telescopios solares que han estado obteniendo datos fuera de la atmósfera terrestre durante los últimos 50 años, son las herramientas principales para el desarrollo de la física solar. En el Capítulo 5 se encuentra toda la información relevante sobre las mismas para el estudio de las CMEs.

Haciendo uso de estas herramientas se lleva a cabo el estudio observacional de un evento en particular para discernir los mecanismos que parecen estar desviando la CME de su trayectoria radial. Seguidamente se plantean diversos escenarios en simulaciones numéricas con el fin de conseguir una desviación de la CME. Los resultados de este trabajo y su análisis se detallan en el Capítulo 6.

Por último, las conclusiones se presentan en el Capítulo 7 y en el Capítulo 8 se comentan los pasos a seguir como continuación de este trabajo.

2 Teoría de Plasma

Al igual que el 99% del universo visible el Sol se encuentra en estado de plasma. Un plasma es un sistema de partículas en el cual una gran parte de ellas están cargadas eléctricamente; puede tener una densidad de carga con más partículas de un signo que de otro, o ser cuasineutro como en el caso de los gases parcial o totalmente ionizados. El plasma del Sol se considera dentro del último caso.

En el presente capítulo se explicará qué condiciones debe cumplir un material para ser considerado un plasma y se introducirá la física utilizada para describir los eventos que ocurren en la cromosfera y corona solar: la Magnetohidrodinámica (MHD). Esta es una aproximación que considera al plasma en escalas macroscópicas y requiere que se cumplan ciertas condiciones en el medio estudiado para que sea válido el tratamiento.

2.1 Plasma

Se conoce al plasma como el cuarto estado de agregación de la materia. Al encontrarse altamente ionizado un gas, las cargas libres en el medio comienzan a interactuar bajo influencia de la fuerza electromagnética, esto implica que tanto los campos eléctricos y magnéticos externos como de las partículas vecinas van a alterar la trayectoria de cada partícula dentro del plasma. Esto induce a un comportamiento colectivo y a la formación de estructuras que no se dan en los demás estados de la materia.

Para que un medio sea considerado un plasma, debe mantener su cohesión y responder colectivamente ante campos externos. Esto ocurrirá siempre y cuando el tiempo de respuesta del plasma y su longitud característica sean mucho menores a los tiempos y longitudes características del fenómeno estudiado. El tiempo de respuesta del plasma puede entenderse como el tiempo en el cual las partículas que componen al medio compensan los apartamientos locales de la neutralidad. Si se produce un desbalance de cargas en algún punto del plasma, se generarán pequeños campos eléctricos internos que a su vez generarán fuerzas restitutivas que harán oscilar a las partículas hasta que se recomponga la neutralidad. Si el fenómeno que se estudia generase campos eléctricos y/o magnéticos que varían más rápido que el tiempo de respuesta del plasma, entonces el plasma no podría adaptarse y se perdería la cuasineutralidad, con lo que ya no puede estudiarse como tal debido a que el medio no se comportará colectivamente.

La longitud característica del plasma será aquella que recorran las partículas que lo componen en el tiempo de respuesta. Si la longitud del fenómeno estudiado es menor que la característica entonces las partículas, a medida que recorren la trayectoria para recuperar la neutralidad, se encontrarán con nuevas perturbaciones que no le permitirán completar su recorrido para neutralizar la perturbación anterior. Esto terminará por generar concentraciones de material con carga positiva o negativa y la dinámica del medio resultante ya no será la de un plasma.

Cuando un material altamente ionizado cumple con que el tiempo de respuesta del plasma y su longitud característica sean mucho menores a los tiempos y longitudes características del fenómeno, entonces puede ser estudiado como plasma. Ante campos externos logra redistribuirse, gracias a su alta conductividad, apantallando así internamente esos campos y manteniendo la neutralidad global. Al estar conectadas por sus propios campos eléctricos, las partículas presentarán comportamientos colectivos (como resultado de la adaptación a fluctuaciones de los campos externos).

Además, si el plasma cumple ciertas condiciones adicionales a las ya mencionadas, resulta que grupos grandes de partículas se comportan homogéneamente y pueden ser estudiadas macroscópicamente, sin atender al comportamiento individual de cada partícula. Este tipo de tratamientos facilita mucho el análisis cuando se trabaja con plasmas extensos como los que ocupan a la astronomía.

Para que sea posible analizar al plasma como un fluido, tal que al promediar las cantidades micro no se distinga el movimiento de las distintas especies (iones y electrones), la siguiente condición debe ser satisfecha: la longitud característica del plasma (aquella que recorre en sus oscilaciones en respuesta a apartamientos de la neutralidad) debe ser mucho menor que la longitud del elemento de volumen; de forma tal que en cualquier elemento del fluido considerado, se mantenga la neutralidad en todo tiempo.

Para simplificar las ecuaciones de movimiento del medio, este tratamiento describe de manera conjunta el movimiento de iones y electrones. Aunque se sepa que estas dos especies de partículas reaccionan de manera muy distinta ante los campos eléctricos y magnéticos, ya que hay suficientes partículas en cada elemento de volumen, se puede pensar al plasma como un fluido conductor en la aproximación más sencilla.

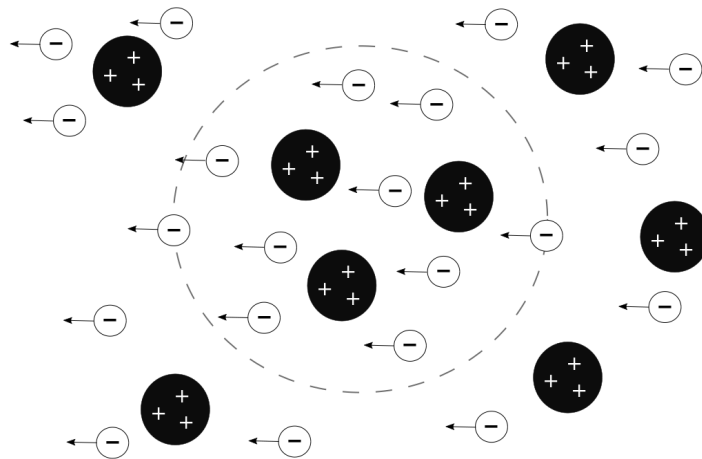


Figura 1: Cada elemento de volumen considerado mantiene la neutralidad aun cuando los electrones se encuentren en movimiento ante una perturbación. En negro se encuentran dibujados los iones y en blanco los electrones, la línea de trazos delimita un elemento de volumen.

En la Figura 1 puede verse un esquema de lo que se considera un elemento de volumen en un plasma, representado por la línea de trazos. A pesar de que iones y electrones se

mueven en direcciones opuestas, nuevos electrones ocuparán el espacio alrededor del ion (pensando a éste fijo debido a que su masa mucho mayor lo hace más lento) manteniendo así la neutralidad del volumen estudiado. Por ende, se pueden estudiar macroscópicamente los medios cuyos tamaños y tiempos dinámicos sean mucho mayores que las longitudes y tiempos característicos del plasma que los conforma.

2.2 Teoría MHD

Cuando se estudian plasmas calientes como el de la corona y cromosfera solar se cumplen las hipótesis antes planteadas y es posible hacer un análisis macroscópico del plasma. Ya que no es de interés para este estudio conocer el movimiento de las partículas individuales que componen al medio sino conocer la dinámica global de los eventos coronales, se puede hacer uso de la aproximación magnetohidrodinámica (MHD, de aquí en adelante). Esta descripción donde se considera al plasma como un medio continuo provee ecuaciones de movimiento que devuelven los valores macroscópicos, o promediados, de las variables estudiadas.

La teoría MHD es aquella que describe la dinámica de un fluido conductor (como son los metales líquidos, el plasma o el agua salada) en presencia de campos eléctricos y magnéticos. Las cargas libres presentes en el fluido establecen corrientes por inducción que modifican el campo externo. Esta interacción entre el fluido y los campos externos provoca que las ecuaciones de la dinámica de fluido se acoplen con las de evolución de los campos.

Para el caso que se está considerando, la ecuación que describe la dinámica de los fluidos es la ecuación de Euler, que es el límite de la ecuación de Navier-Stokes cuando los términos disipativos son despreciables frente a los convectivos. La fuerza \vec{F} que sufre un elemento de volumen está dada por el producto entre la densidad ρ y la derivada material de la velocidad \vec{v} :

$$\vec{F} = \rho \frac{D\vec{v}}{Dt}.$$

La fuerza resultante va a ser la suma de las producidas por los elementos de fluido que rodean al considerado más la fuerza de Lorentz y de la gravedad.

Para tener un conjunto completo de ecuaciones de campo se necesitan las ecuaciones de Maxwell y la ley de Ohm. En el problema considerado además de la viscosidad se puede despreciar la resistividad eléctrica, considerando al fluido como un conductor perfecto o ideal. Y como en este tratamiento se buscan las soluciones con velocidades muy pequeñas comparadas con la de la luz (debido a que los fenómenos estudiados son no-relativistas), entonces puede hacerse una simplificación que facilita el tratamiento de las ecuaciones; esta simplificación adicional es la que se utiliza en la MHD ideal.

2.3 Ecuaciones de la MHD ideal

El resultado de acoplar las ecuaciones de fluido con las de campo y asumir que el plasma estudiado es ideal es el siguiente sistema de ecuaciones:

- Ec. de continuidad:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0. \quad (1)$$

- Ec. de conservación del momento:

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\nabla p + \frac{c}{4\pi} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} + \rho \vec{g}. \quad (2)$$

- Ec. de evolución de la energía:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(E + p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \vec{v} - \frac{1}{4\pi} (\vec{v} \cdot \vec{B}) \vec{B} \right] = \rho \vec{g} \cdot \vec{v}. \quad (3)$$

- Ec. de inducción magnética:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}). \quad (4)$$

- Ley de ausencia de monopolos magnéticos:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (5)$$

- Ec. de Ampère:

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}. \quad (6)$$

- Ley de Ohm:

$$\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v}. \quad (7)$$

Donde ρ es la densidad del medio, p su presión, \vec{v} la velocidad y E la energía total (por unidad de volumen) dada por

$$E = \rho \epsilon + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{B^2}{8\pi},$$

donde ϵ es la energía interna específica; \vec{B} el campo magnético, \vec{E} el campo eléctrico, \vec{j} la densidad de corriente y c la velocidad de la luz. El término $\frac{B^2}{8\pi}$ se conoce como presión magnética, ya que produce un efecto análogo a la presión del gas al aumentar la intensidad de campo magnético en una determinada región. El conjunto de ecuaciones

(1)-(7) debe cerrarse por medio de una ecuación de estado que vincule la presión con las demás variables termodinámicas ($p = f(\rho, \epsilon)$).

Un resultado importante de la aproximación MHD ideal es el Teorema de Alfvén, que postula: *En un plasma perfectamente conductor, o donde la escala de longitudes es suficientemente grande como para despreciar el término difusivo, el flujo magnético a través de una superficie rodeada por una curva cerrada que se mueve en el plasma permanece constante en el tiempo.*

Esto quiere decir que si el área solidaria a un elemento de plasma aumenta, el campo magnético debe disminuir, o viceversa, para mantener nula la derivada material del flujo. Este resultado implica que el fluido no puede desplazarse transversal a las líneas de campo magnético, y se dice que el flujo y el campo magnético están “congelados”, ya que las líneas de campo magnético serán también las líneas de corriente del fluido. Cuando la presión del gas sea mayor que la presión magnética será el fluido quien domine la dinámica arrastrando y deformando las líneas de campo magnético con su movimiento; en caso contrario, cuando la presión magnética supere la del gas, el fluido deberá recorrer las líneas de campo magnético adaptando su trayectoria a la topología de \vec{B} . En la cromosfera y corona generalmente la presión magnética es mucho mayor a la del gas y por lo tanto la emisión del plasma traza la forma del campo magnético, además de mostrar la ubicación del fluido.

En el caso real, una parte del fluido se va a mantener congelado a las líneas de campo, mientras otra parte se difunde transversalmente entre ellas. En general, como indica el Teorema, en grandes escalas el término difusivo se vuelve despreciable y la mayor parte de los cálculos se pueden realizar sin considerarlo. Pero en algunos casos, si las escalas de interés se vuelven lo suficientemente pequeñas, la difusión magnética tiene un rol importante en los fenómenos observados y por lo tanto es necesario tenerla en cuenta en las ecuaciones.

2.4 Reconexión magnética

Uno de los casos donde la difusividad magnética juega un rol importante en pequeñas escalas es en lo que se llama hojas de corriente. Estas hojas son regiones en las que por alguna inestabilidad u otro mecanismo, se concentran líneas de campo magnético de sentido opuesto. En esa zona, pequeña comparada con las dimensiones globales del problema, la densidad de corriente se vuelve muy grande al punto de que ya no puede despreciarse el término difusivo en la Ley de Ohm y, por lo tanto, a la ecuación (4) debe agregarse un término difusivo:

$$\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v} + \eta \vec{j}.$$

Con η la resistividad eléctrica. Esto permite que el plasma en la hoja de corriente se desplace transversal a las líneas de campo magnético, provocando así que las líneas de

campo previamente existentes cambien su topología y se “reconecten” en una configuración de menor energía magnética. Parte de esa energía magnética liberada se transforma en energía cinética y térmica. En la Figura 2 se esquematiza la hoja de corriente y el cambio

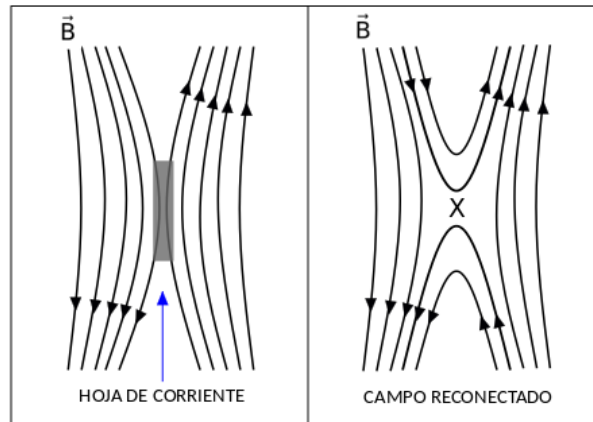


Figura 2: *Izquierda:* Configuración de campo magnético donde se forma una hoja de corriente por la compresión de líneas de campo de polaridad opuesta. *Derecha:* Configuración de campo resultante luego de que el proceso de reconexión magnética ocurra.

de topología una vez ocurrida la reconexión. Se conoce como punto X (o nulo) al punto donde las líneas se conectan y el plasma se desplaza transversal a su camino original.

Este proceso de *reconexión magnética* es en parte el responsable de eventos dinámicos de corta duración y gran liberación de energía como las fulguraciones y el desprendimiento de prominencias que dan inicio a eyecciones coronales de masa. Parte de la energía liberada en estos procesos es la causante del calentamiento de la corona (Hudson, 1991; Dmitruk & Gómez, 1997; Gómez, 2011).

3 El Sol

El Sol es una estrella tipo G2 de la secuencia principal que abarca más del 99 % de la masa del sistema solar. Si bien esta estrella no parece tener características distintivas frente a las demás estrellas, por su cercanía a la Tierra se convierte en uno de los factores más importantes para la vida en el planeta.

No solo las repercusiones directas que tienen los fenómenos ocurridos en el Sol sobre la Tierra motivan su estudio, sino también la posibilidad de una investigación detallada de aquellas capas cuya radiación puede ser observada e incluso la recolección de partículas mediante sondas en la heliosfera.

3.1 Estructura

Al igual que las demás estrellas el Sol genera energía mediante la fusión nuclear. Este proceso únicamente se produce en su **núcleo** donde la temperatura alcanza los 15 MK y el material se encuentra muy comprimido. Más allá del núcleo se extiende la **zona radiativa**, donde la energía producida por la fusión se transporta por interacción entre la radiación saliente y los átomos presentes en esta capa.

Si bien los fotones producidos en el núcleo son de altas energías (rayos X y gamma), una vez fuera de la zona radiativa (radio $> 0.7R_{\odot}$), los fotones han perdido suficiente energía en las colisiones de forma tal que la mayoría de ellos tiene longitudes de ondas en el rango óptico. La energía es transferida hasta la superficie por convección.

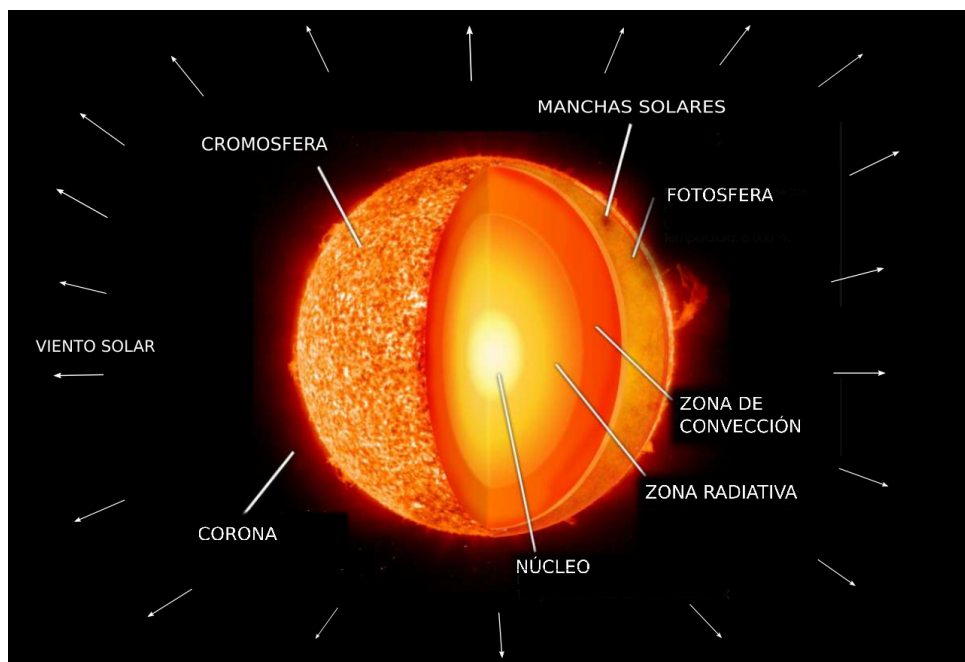


Figura 3: El Sol está conformado por distintas capas que se dividen según el mecanismo de transporte de energía que predomina o las características del plasma que las componen.

En lo alto de la **zona convectiva** hay una fina capa de aproximadamente 400 km de

espesor: **la fotosfera**. Esta es la capa de transición entre el interior y la atmósfera externa del Sol, y es la superficie visible, donde se forma el espectro continuo. La fotosfera tiene una temperatura promedio de 5500 K y es la denominada superficie o atmósfera solar, su límite superior es donde se mide el radio solar ($R_{\odot} \sim 700$ Mm). En ella se observan gránulos brillantes producto de la convección y grandes manchas oscuras, llamadas *manchas solares*, que indican la presencia de fuertes campos magnéticos emergiendo desde el interior del Sol.

Sobre la fotosfera se encuentra la región de transición llamada **cromosfera**, se extiende por unos 10000 km y su temperatura media es de 60000 K. En esta zona se observan estructuras de plasma que se elevan hasta la corona y permanecen flotando por largos periodos de tiempo, hasta que el equilibrio entre las distintas fuerzas actuantes se rompe y el material se desprende, ocasionando una eyección coronal de masa, o se reabsorbe en la cromosfera. Por su baja densidad esta capa queda oculta por el brillo fotosférico, por lo que únicamente es observable durante eclipses; o mediante filtros especiales en $H\alpha$ y en determinadas longitudes del ultravioleta, gracias a su elevada temperatura.

Por último se encuentra la **corona**, a 10^6 K con una densidad que va decayendo exponencialmente con la altura. Si bien no se ha podido determinar el mecanismo por el cual se calienta la corona, se sabe que el calentamiento se debe a la transformación de energía magnética en térmica por la reconexión magnética. La corona no tiene un límite definido; sus partículas, impulsadas por la presión de radiación, se alejan del Sol y atraviesan el medio interplanetario conformando el **viento solar**. Este viento inunda de iones y campos magnéticos a toda la heliosfera, interactuando con los campos magnéticos propios de cada planeta y ocasionando fenómenos como las auroras boreales al chocar contra las atmósferas planetarias y fotoionizar sus átomos.

Todas las capas que conforman la atmósfera solar (fotosfera, cromosfera y corona) se encuentran en estado de plasma, y por lo tanto son sensibles a los campos eléctricos y magnéticos externos. Se sabe que el Sol tiene un campo magnético variante y muy activo, que es el causante de toda la actividad observada sobre su superficie.

3.2 Campo magnético

El Sol tiene un campo magnético inicial que es el dipolar. Sin embargo ya en la zona convectiva el material se comporta como un fluido conductor, por lo que arrastra corrientes y genera campo magnético. La zona convectiva, y las capas superiores, tienen una rotación diferencial, siendo menor el periodo de giro en el ecuador que en los polos.

Por ser válida la aproximación ideal se cumple el teorema de Alfvén y, en esta zona, esto implica que el fluido rotante arrastra las líneas de campo originalmente dipolares hasta obtener un campo completamente toroidal. Por la convección, el fluido no solo rota polarmente, sino que se desplaza hacia arriba provocando que líneas de campo en forma de arco emerjan de la fotosfera. La Figura 4 esquematiza este proceso mostrando una

secuencia del campo solar en tres tiempos distintos.

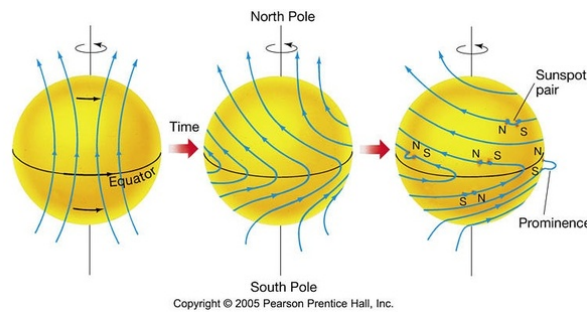


Figura 4: El campo magnético solar transforma su componente poloidal en toroidal, y por procesos de reconexión, recupera la forma dipolar (con sentido opuesto) en un periodo de 11 años.

Estas líneas de campo emergentes serán las que produzcan manchas solares a nivel fotosférico, lo cual concuerda con el hecho de que las manchas aparezcan de a pares con polaridades inversas.

Las estructuras magnéticas en la fotosfera se extienden por la cromosfera hasta la corona. Estas estructuras están organizadas en “tubos de flujo”, con líneas de campo que arrastran material consigo.

La caída exponencial de la presión del gas con la altura en la cromosfera no se corresponde con un descenso similar en la presión magnética. Lo que implica que, en esta capa y la corona, el campo magnético determina la forma que adquiere el fluido, en vez del fluido modificar la topología del campo como ocurre en la capa de convección y fotosfera.

3.3 Estructuras coronales

La extensa atmósfera solar externa, llamada corona, es millones de veces menos brillante que la fotosfera y su emisión de luz blanca sólo puede ser observada si el disco solar es bloqueado, en un eclipse total o usando coronógrafos.

Además de la luz blanca la corona emite en ultravioleta y rayos X. Las imágenes tomadas con filtros espectrales de banda angosta en las líneas de emisión del EUV (extremo-ultravioleta) exhiben la distribución de densidad a diferentes niveles de temperatura.

En las imágenes de disco en EUV se pueden reconocer ciertas estructuras producto de los campos magnéticos emergentes de la fotosfera (ver Figura 5).

Con las observaciones en H_{α} de la cromosfera se identificaron los **filamentos**, unas tiras oscuras sobre el brillo de fondo, que se mantenían durante periodos de días. Más adelante, con los avances en la calidad de las imágenes, se percataron de que estas estructuras eran grandes tubos de material de capas inferiores a la cromosfera, lo que le daba su color oscuro por ser material más frío y denso, y se relacionaron los llamados filamentos con otras estructuras que se habían nombrado **prominencias**. Las prominencias habían sido catalogadas como estructuras sostenidas sobre el limbo solar.

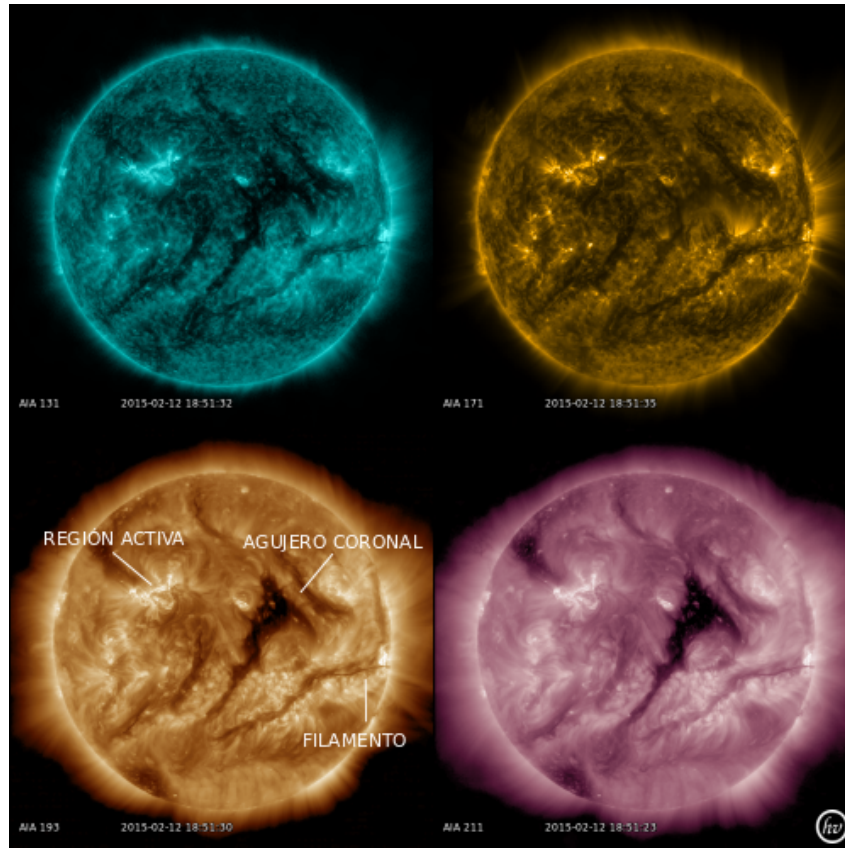


Figura 5: Imágenes coronales tomadas con AIA/SDO en los filtros 131Å, 171Å, 211Å y 193Å en sentido horario. Las diferencias entre imágenes corresponden a las distintas temperaturas a las que cada filtro es sensible, destacándose en cada caso la emisión de las regiones o estructuras coronales con la temperatura característica del filtro.

Hoy en día se sabe que estos tubos de material se mantienen sostenidos contra la gravedad gracias a los fuertes campos magnéticos que tienen en su interior. Si bien pueden permanecer inactivos (quiescentes) por largos periodos de tiempo, finalmente algún mecanismo perturba su estabilidad y las prominencias pueden reabsorberse en la cromosfera o ser expulsadas produciendo una eyección coronal de masa.

También en las observaciones coronales se identifican **regiones activas** (AR de sus siglas en inglés, *Active Regions*), caracterizadas por ser mucho más brillantes que su entorno y presentar en ocasiones estructura de arco. Es en estas regiones con gran concentración de campo magnético que el plasma se encuentra más caliente y es donde se producen más comúnmente las inestabilidades que desatan las fulguraciones solares. Las **fulguraciones** son también fenómenos eruptivos, con la capacidad de desencadenar CMEs, producto de reconexiones magnéticas rápidas donde se liberan rápidamente gigantescas cantidades de energía.

En contraparte, con brillos muy por debajo del entorno, se observan los **agujeros coronales**, regiones de campo magnético abierto que generan un flujo de partículas, volviendo subdensa y oscura la zona donde nacen en la baja corona. Los agujeros coronales afectan significativamente la trayectoria de las CMEs; cuando la erupción ocurre en la

cercanía de un agujero coronal (de aquí en adelante CH, por su sigla en inglés, *Coronal Hole*) estos actúan como paredes magnéticas desviando la evolución temprana de estructuras en erupción, y se considera que son uno de los motivos por los que las CMEs tienen una expansión no-radial (Gopalswamy et al., 2009). Otras estructuras presentes en la corona son los llamados *pseudostreamers* que son regiones brillantes en forma de bucle que conectan agujeros coronales de la misma polaridad magnética. Los *pseudostreamers* generan mínimos de energía magnética que también tienen el potencial de desviar una CME, como se explica más adelante en la Sección 4.3.

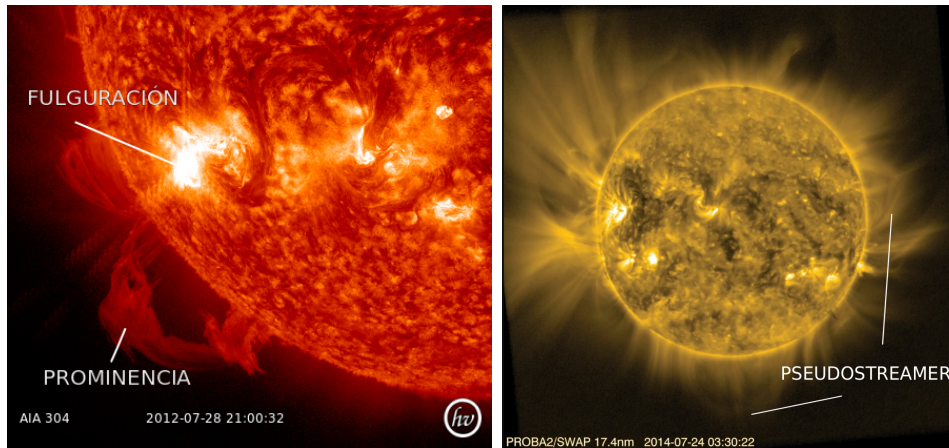


Figura 6: Estructuras coronales observables con el filtro 304Å de AIA/SDO (panel izquierdo) y con el filtro 174 Å de SWAP/PROBA2 (panel derecho).

4 Eyecciones coronales de masa

Las eyecciones coronales de masa (CMEs) consisten en grandes estructuras compuestas de plasma y campos magnéticos que son expelidas del Sol hacia la heliosfera. La definición original que se le dio a las CMEs es la de un cambio observable en la estructura coronal que involucra la aparición (Hundhausen et al., 1984) y el movimiento hacia afuera (Schwenn, 1996) de un elemento nuevo, discreto, brillante, de luz blanca en el campo de visión del coronógrafo.

En su mayoría el material expulsado proviene de la corona baja, aunque a veces también está involucrado un material más frío y denso, probablemente de origen cromosférico o fotosférico. Se originan en regiones con tamaños característicos del orden de 10 Mm, luego se expanden consiguiendo dimensiones comparables a la de la superficie solar y se extienden más allá alcanzando el espacio interplanetario.

Se trata del fenómeno eruptivo de mayor escala del sistema solar y también se ha identificado un fenómeno similar en otras estrellas (Collier Cameron & Robinson, 1989).

Su estudio tiene intereses tanto científicos como tecnológicos. Científicamente son interesantes porque barren energía magnética y plasma acumulados en la corona solar (Low, 1996), y tecnológicamente son interesantes porque son responsables de los efectos más extremos del clima espacial en la Tierra, así como de otros planetas y naves espaciales en toda la heliosfera, produciendo una serie de impactos en las actividades humanas de alta tecnología.

Aunque las CMEs pueden haberse visto en los últimos miles de años durante los eclipses solares, su existencia como fenómeno eruptivo fue deducida a principios del siglo XX; fueron descubiertas recién por el coronógrafo a bordo del séptimo satélite *Orbiting Solar Observatory* (OSO-7) el 14 de diciembre de 1971 (Tousey, 1973). Esto fue 112 años después de la primera observación de las fulguraciones.

Esta diferencia temporal entre las observaciones cromosféricas y coronales ocasionó controversias al momento de identificar la fuente de diversos fenómenos relacionados con las ondas de choque, como son las explosiones de radio tipo II, las ondas Moreton o las ondas EIT 1 (Vršnak & Cliver, 2008), eventos que hoy se conoce se originan a partir de una eyección coronal de masa. Por otra parte, al momento de descubrir las CMEs ya se habían desarrollado varios modelos para las fulguraciones y erupciones de filamentos, lo que fue notablemente beneficioso para la comprensión de estos eventos coronales. Se han desarrollado muchos modelos relacionados con la CME para describir su estructura previa a la erupción, los mecanismos que la desencadenan y la erupción en sí. La construcción de modelos de CME es de gran importancia, porque como se mencionó antes, no sólo son eventos astronómicos de gran valor científico, sino que también al ser el principal impulsor de las perturbaciones del clima espacial las consecuencias sobre nuestra vida dependiente de la tecnología son directas. Para validar o desechar los modelos propuestos es indispensable basarse en la combinación de las observaciones y de la teoría Magnetohidrodinámica.

4.1 Observaciones

Para estudiar las estructuras del plasma que se forman en la corona solar es necesario ocultar la contribución de la fotosfera estelar, ya que su brillo es varias veces mayor que el de las capas más externas, haciendo que fuese imposible la observación de eventos tales como las eyecciones coronales de masa hasta la invención de los coronógrafos. Estos instrumentos simplemente eclipsan al disco solar de manera artificial para poder observar la emisión coronal.

Los coronógrafos ven el flujo de partículas que emanan del Sol ya que los electrones libres en el plasma coronal dispersan la radiación fotosférica por el efecto Thomson. Esta emisión tiene una dependencia angular que favorece las observaciones de CMEs sobre el plano del cielo.

En general las CMEs son estructuras con un brillo débil respecto al de la baja corona, pero al tener un desarrollo más fugaz que las demás estructuras observadas en esta región muchas veces, sustrayendo el brillo de fondo, se pueden identificar CMEs que de otra manera no podrían distinguirse.

Las primeras observaciones de las CMEs desde naves espaciales, fueron hechas por el coronógrafo de la OSO-7 a principios de los años 70. Estas fueron seguidas por una mejor calidad y períodos más largos de observaciones de CMEs utilizando Skylab, P78-1 (Solwind) y SMM. A fines de 1995, se lanzó la sonda espacial SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*) y dos de sus tres coronógrafos (LASCO-C2 y LASCO-C3) operan aún hoy. Por último, a fines de 2006, se unieron a LASCO los STEREO CORs, los coronógrafos a bordo de esta nave, que proveen información desde ángulos distintos al punto de vista de Tierra. Estas observaciones se complementaron con datos de coronómetros (que producen mapas de polarización de la corona observada en luz blanca) con base en Tierra, y detectores de CMEs interplanetarias que observan la heliosfera.

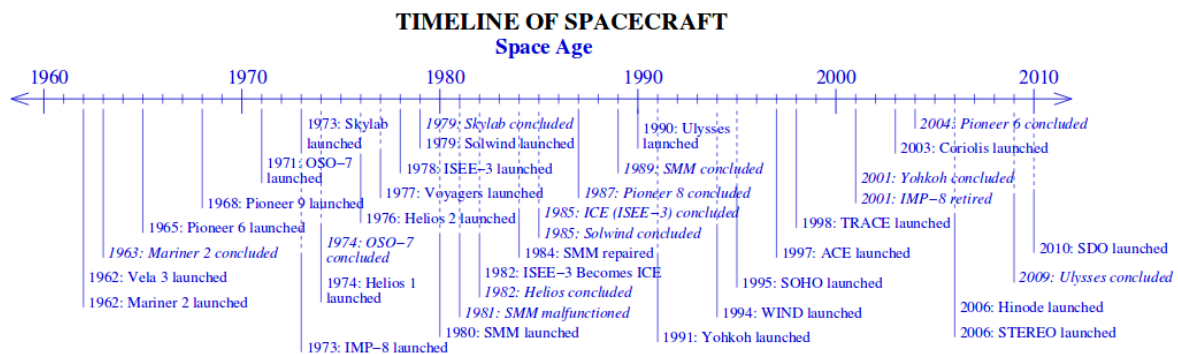


Figura 7: Línea del tiempo con los lanzamientos y conclusiones de las diversas misiones espaciales destinadas al estudio del Sol.

Estas observaciones, en su mayoría de luz blanca, han sido acompañadas por las del disco solar en longitudes de onda que van desde el óptico al extremo ultravioleta. Con las distintas longitudes de onda se observan las distintas capas y eventos coronales, distin-

guidas por su temperatura. Se tienen imágenes del espectrómetro de diagnóstico coronal (CDS) también a bordo de SOHO, e instrumentos a bordo de la nave espacial Yohkoh, TRACE, RHESSI y Hinode que ya no devuelven datos científicos. En la actualidad se encuentran tomando imágenes del disco el *Extreme-UltraViolet Imager* (EUVI) a bordo de la nave espacial STEREO (*Solar TERrestrial RElations Observatory*) y desde 2010, en la nave espacial *Solar Dynamics Observatory* (SDO), el *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA); estos instrumentos proporcionan imágenes del disco en ultravioleta y extremo ultravioleta. Estos observatorios (STEREO y SDO) también están equipados con instrumentos destinados a estudiar la variabilidad solar a través del análisis de su campo magnético y velocidades superficiales, los *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI). La Figura 7 (tomada de Webb & Howard (2012)) muestra una línea de tiempo de los lanzamientos de naves espaciales relevantes para el estudio de las CMEs.

Con estas observaciones continuas, se han registrado más de diez mil eventos de CMEs (ver Figura 8), lo que permite la investigación estadística de sus propiedades y la determinación de circunstancias necesarias para que se desate la erupción.

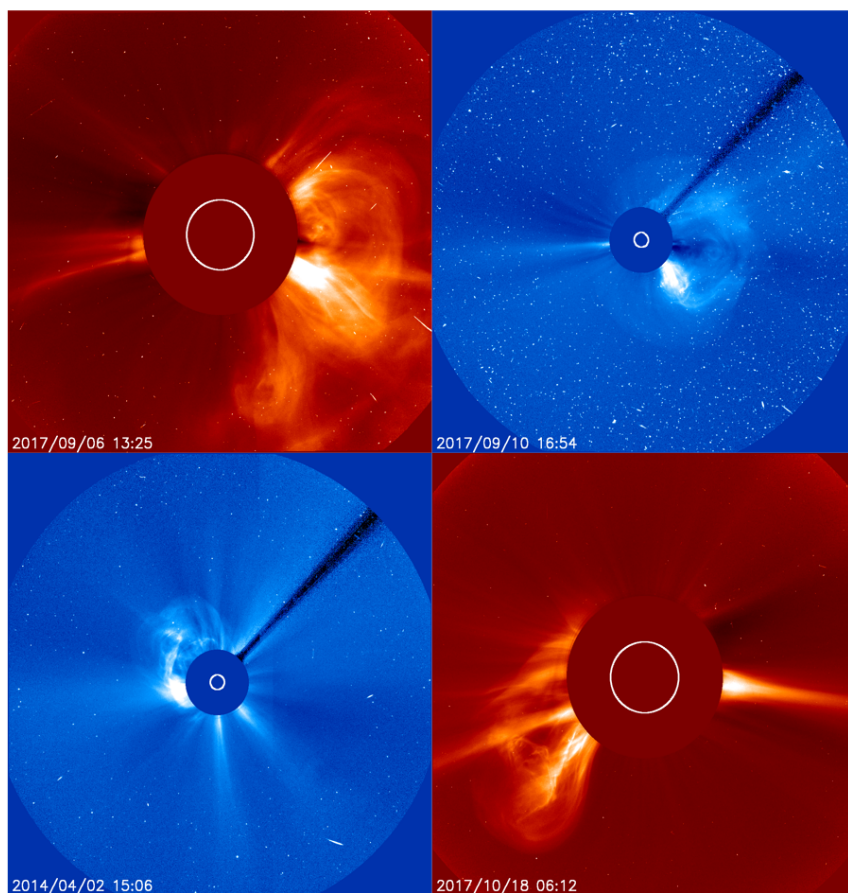


Figura 8: CMEs vistas con SOHO/LASCO. Las imágenes en rojo son de C2 y las azules de C3.

Se definen como CMEs normales a aquellas que presentan una morfología en la que

puede identificarse una estructura de tres partes formada por: un cascarón frontal brillante, que es seguido inmediatamente por una cavidad oscura y un núcleo brillante embebido (Illing & Hundhausen, 1985). Se ha relacionado a este núcleo brillante con prominencias que hicieron erupción, debido a que pueden identificarse características correspondientes en las imágenes del disco y las del coronógrafo (por ejemplo, Bemporad (2009), Liu et al. (2010)).

Sin embargo, no siempre están presentes las tres partes, y esto puede deberse tanto a efectos de proyección como a circunstancias propias de la eyección. Así como se ha identificado que las erupciones de filamentos o prominencias pueden ser fuentes de las CMEs se sabe también que las fulguraciones son progenitoras de las eyecciones (Zhang et al., 2001).

Las principales dificultades al momento de comprender por completo cómo se desarrollan los procesos físicos en las CMEs son las que se enumeran a continuación:

1. los coronógrafos de luz blanca, que observan las CMEs directamente, siempre ocultan el disco solar y la corona más interna donde se originan las CMEs;
2. las observaciones del coronógrafo favorecen a las CMEs que se propagan cerca del plano del cielo, mientras que la región de origen de las CMEs se puede diagnosticar mejor cerca del centro del disco solar;
3. las emisiones en rayos X blandos (de aquí en más SXR) y extremo ultravioleta (EUV) de la corona son ópticamente delgadas, y esto dificulta la descripción morfológica de la fuente.

Aun así, la combinación de las imágenes de los distintos instrumentos, ha permitido realizar muchos estudios de la evolución de las CMEs desde su región fuente, contribuyendo al entendimiento del desarrollo de la misma (e.g. Plunkett et al. (2000), Chifor et al. (2006), Srivastava et al. (2011)).

4.2 Modelos

El inicio de la CME en sí debe involucrar cierta inestabilidad que interrumpa el equilibrio entre el campo magnético cerrado en la corona y la tendencia de la corona hacia su estado natural de expansión. Hasta ahora no se ha podido observar directamente este mecanismo o la inestabilidad responsable de su inicio, aunque los fenómenos de la superficie solar (que están asociados con el inicio de una CME) dan indicios de cómo puede suscitarse la eyección. Como se mencionó, estos fenómenos se observan principalmente con instrumentos distintos a los coronógrafos y eso dificulta la asociación directa entre una CME y sus progenitores.

En los primeros años tras su descubrimiento, la mayoría de la comunidad de la física solar creía que las CMEs eran ondas de choque causadas por fulguraciones solares, aunque esta creencia ha sido refutada desde entonces (Kahler, 1992; Gosling, 1993). Hoy en día se considera a la CME como un desplazamiento de masa y no solo de ondas.

Debido a que la corona es un medio altamente conductor, el plasma está esencialmente “congelado” en el campo magnético, de modo que para que se produzca una erupción, las líneas de campo deben abrirse para permitir que el plasma se escape. Los modelos contemporáneos que describen la propagación y evolución temprana de las CMEs deben resolver dos obstáculos físicos principales:

1. cómo proporcionar grandes cantidades de energía en un período de tiempo corto;
2. cómo justificar la eyección de masa como una apertura de un campo magnético, ya que el estado de campo abierto tiene mayor energía que el estado cerrado previo a la erupción.

Las observaciones se han interpretado en términos de un modelo básico de reconexión de campos magnéticos detrás de una cuerda de flujo magnético y sobre una arcada magnética, lo que resulta en una desconexión de los campos del núcleo de la CME del Sol, como se muestra en la Figura 9. Este modelo ha sido llamado el modelo CSHKP para reflejar su procedencia. El acrónimo significa Carmichael (1964), Sturrock (1966), Hirayama (1974), Kopp & Pneuman (1976), cada uno de los cuales desarrolló configuraciones que ahora se han convertido en un modelo “estándar” que continúa siendo respaldado por observaciones y simulaciones. Las observaciones de la CME en luz blanca proporcionan principalmente información sobre el contenido de masa de la CME, pero muy poca información sobre la estructura magnética. Muchas observaciones relacionadas (magnéticas y de otro tipo) deben combinarse para intentar obtener la estructura magnética de las CMEs.

El modelo físico que se adapta al modelo observacional y puede reproducir la erupción de la CME con estructura clásica se puede describir de la siguiente manera (para una revisión ver Forbes (2000)): una cuerda de flujo (un campo magnético central con un fuerte gradiente respecto al campo externo), que puede o no contener un filamento/prominencia, se mantiene en equilibrio por las líneas del campo magnético de la envoltura suprayacente que están conectadas a la superficie solar. La cuerda de flujo aumenta debido a, por ejemplo, la reorganización magnética, la pérdida de equilibrio o alguna inestabilidad. A medida que la cuerda de flujo se eleva, las líneas magnéticas ascendentes y descendentes debajo de la cuerda de flujo se aproximan entre sí para formar una lámina. Las inestabilidades microscópicas de la hoja de corriente resultante permiten la reconexión magnética. Una reconexión tan rápida genera las emisiones observadas debajo del punto de reconexión. Por otro lado, la reconexión magnética corta las líneas de campo magnético atadas, y permite la eyección del plasmóide (cuerda de flujo) impulsada por el flujo saliente de la reconexión (con lo que quedan resueltos los dos obstáculos físicos recién mencionados). La

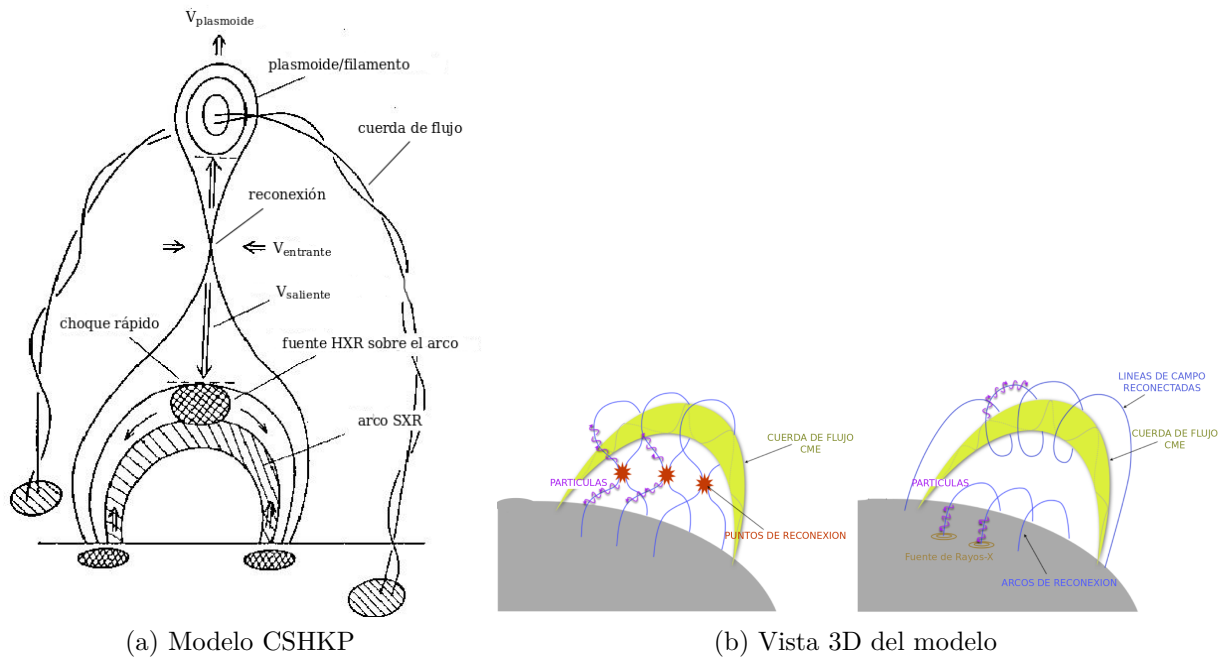


Figura 9: Modelo estándar que reúne los fenómenos observacionales relacionados a la erupción de una CME. El esquema muestra la configuración magnética del campo y las emisiones que se producen.

cuerda de flujo en erupción empuja las líneas magnéticas cerradas sobre ella produciendo la compresión necesaria para formar el borde brillante frontal de la CME. Si no se excita la reconexión rápida, la cuerda de flujo también podría tener una oportunidad de liberarse debido a la pérdida del equilibrio o varias inestabilidades MHD ideales, caso en el cual no se ven fulguraciones cerca de la superficie solar.

Desde el punto de vista teórico, hay varias ventajas de tener una cuerda de flujo en el progenitor de una CME:

1. El modelo simple pero fundamental para líneas de campo trenzado, que transportan corriente eléctrica y por lo tanto, energía libre magnética, es una cuerda de flujo (Low & Berger, 2003).
2. El sistema de cable de flujo magnético se adecua a la estructura de tres partes de las CMEs.
3. Siempre que la cuerda de flujo se levante, por ejemplo debido a una reorganización magnética o una cierta inestabilidad, una hoja de corriente se forma naturalmente (Titov et al., 2002).

Dado que el campo magnético coronal no se puede medir directamente, el modelo de cuerda de flujo solo puede buscar evidencia indirecta de observaciones.

La Figura 10 muestra un ejemplo de la modelización de un filamento en erupción mediante la configuración de cuerda de flujo, donde se ha utilizado la información fotosférica (donde los campos magnéticos si pueden ser medidos) para reconstruir las líneas de campo coronales.

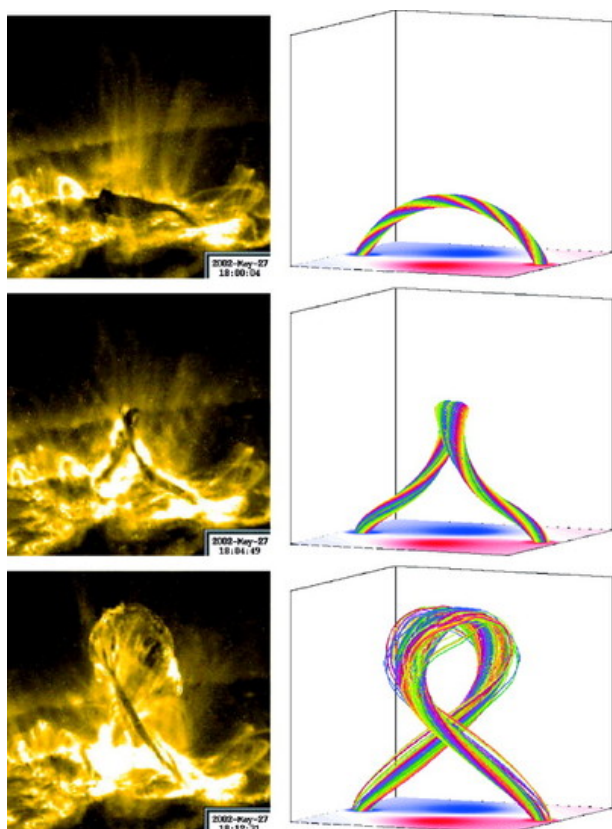


Figura 10: *Izquierda*: imágenes TRACE 195Å de la erupción del filamento confinado el 27 de mayo de 2002. *Derecha*: líneas de campo magnético que delimitan el núcleo de la cuerda de flujo inestable construidas a partir del magnetograma correspondiente. Imagen tomada de Török & Kliem (2005).

4.3 Deflexiones de CMEs

Desde los comienzos de las observaciones con coronógrafos espaciales (Hildner, 1977) se han observado eventos de CMEs que sufren desviaciones respecto a la dirección de propagación original. Hoy en día, numerosos instrumentos espaciales proveen puntos de vista distintos de una misma CME, permitiendo trazar su evolución desde el inicio temprano en la baja corona, hasta su desarrollo en el medio interplanetario (Möstl et al., 2015). Por ejemplo, se han realizado numerosos estudios con imágenes de los instrumentos gemelos a bordo de la misión STEREO (e.g., Panasenco et al. (2011); Shen et al. (2011)) o con imágenes de varias misiones combinadas: por ejemplo, con datos de las misiones SDO, GONG (*Global Oscillation Network Group* del *National Solar Observatory*) y STEREO (ver Bi et al. (2014)) o de SOHO, STEREO y SDO (e.g., López et al. (2012)). Con la información provista por estos telescopios, se han realizado estudios sistemáticos de las propiedades cinemáticas y morfológicas del desarrollo temprano de las CMEs, para proporcionar una idea de los mecanismos físicos que las producen (véase, e.g., Kay et al. (2017)). Del análisis de un conjunto de eventos observados por los coronógrafos de SOHO/LASCO, Cremades et al. (2006) encontraron una conexión entre la deflexión de la CME y la ubicación y área del agujero coronal. Más tarde, Gopalswamy et al. (2009) anexaron a esta conexión la influencia de la intensidad del campo magnético de los agujeros.

La influencia que tiene el ciclo solar en la deflexión de la CME ha sido ampliamente estudiada. Howard et al. (1985), estudiaron que en el mínimo del ciclo las posiciones de las CMEs son cercanas a la región ecuatorial y los agujeros coronales se encuentran en los

polos. Plunkett et al. (2001); Cremades & Bothmer (2004); Cremades et al. (2006); Kilpua et al. (2009); Byrne et al. (2010); Isavnin et al. (2014) mostraron que en esta etapa del ciclo las deflexiones son principalmente hacia el ecuador solar, puesto que en esa región se encuentra la hoja de corriente heliosférica plana (HCS del inglés *Heliospheric Current Sheet*), lugar donde la energía magnética es mínima. En cambio, para un máximo solar la HCS se inclina y los agujeros coronales se extienden hacia bajas latitudes. Así las CMEs se encuentran dispersas en el Sol y las deflexiones fluctúan tanto hacia los polos como hacia el ecuador (e.g., Cremades & Bothmer (2004); Manchester et al. (2017)). Por otro lado, estudiar la vecindad de una CME ayuda a entender cómo ésta se deflecta. En la baja corona, hay varios estudios que muestran que tienden a deflectarse hacia la región de menor energía magnética, ya sea debido a un gradiente en la presión del plasma (e.g., Liewer et al. (2015)), por los gradientes de presión y tensión magnética que produce la curvatura de las líneas de campo en la vecindad de la CME (Shen et al., 2011; Gómez, 2011), o por el agregado de la misma expansión de la CME a dichos gradientes (Kay et al., 2015). Al analizar la vecindad de un agujero coronal (región de flujo magnético abierto donde la presión magnética es muy grande), se ha propuesto (e.g., Cremades et al. (2006); Gopalswamy et al. (2009); Mohamed et al. (2012)) que las CMEs tienden a alejarse de estos agujeros, ya que los CH forman una “pared magnética”. Además, las regiones activas son una fuente de desviación de la CME debido a que los campos magnéticos son generalmente fuertes (e.g., Kay et al. (2015); Möstl et al. (2015); Wang et al. (2015)) y son capaces de producir expansiones asimétricas (Liewer et al., 2015).

Es también importante el estudio de las propiedades intrínsecas de las CMEs, para determinar si éstas pueden modificar la deflexión. Por ejemplo, en Kay et al. (2015) usando un modelo matemático muestran que la deflexión tiende a ser inversamente proporcional a la masa y a la velocidad de la CME. Xie et al. (2009) mostraron que CMEs lentas son deflectadas hacia los *streamer belt* (zona de líneas de campo abiertas que constituirán la HCS) y las rápidas se alejan de estas estructuras. Kilpua et al. (2009) mostraron que CMEs lentas y anchas son deflectadas hacia el ecuador, mientras que las rápidas y angostas se propagan radialmente. Gui et al. (2011) mostraron que la tasa de deflexión depende de la altura (es más alta debajo de los $4R_{\odot}$), de la fuerza de la energía magnética (gradientes más fuertes causan mayor deflexión) y de la velocidad (eventos rápidos tienden a tener una desviación más lenta).

La Tierra y el Sol, así como los demás planetas, se encuentran en interacción permanente por la expansión natural de la corona, el viento solar. Como se mencionó, una consecuencia natural de esta interacción son las auroras boreales, que se producen cuando las partículas del viento solar ingresan a las líneas del campo magnético terrestre y llegan hasta la ionósfera donde colisionan con el plasma ahí presente produciendo la fotoionización. Las auroras se han registrado también en otros planetas con campos magnéticos como Júpiter y Saturno.

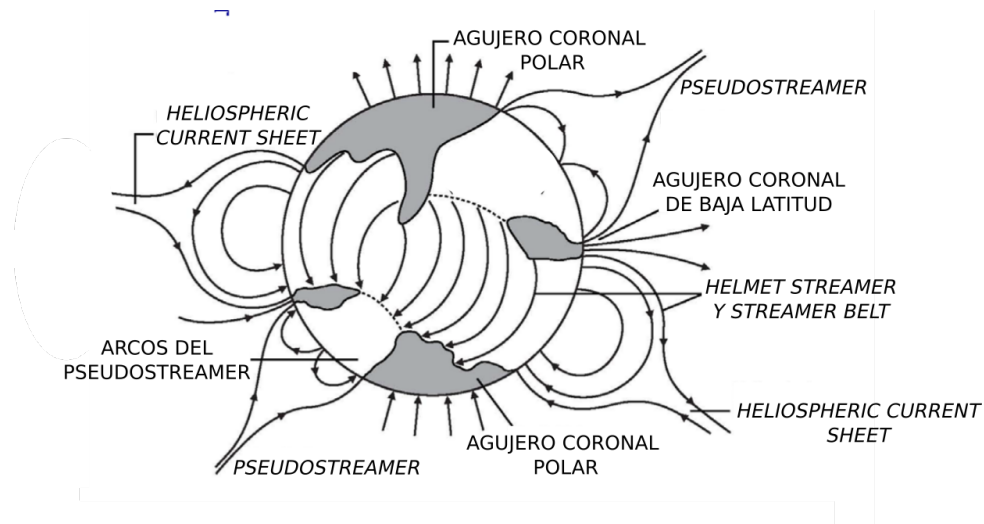


Figura 11: Estructuras magnéticas capaces de deflectar una CME por los cambios que producen en el ambiente magnético.

Las deflexiones, al alterar la trayectoria de las CMEs, tienen incidencia en el clima espacial. Éste se define como las condiciones físicas del sistema que incluye: Sol, medio interplanetario, campo geomagnético, atmósfera terrestre y superficie terrestre. Las variaciones en el clima espacial afectan a los objetos tecnológicos por los cambios electromagnéticos que inducen. Las CMEs son las principales perturbadoras del clima espacial, debido a que la cantidad de partículas y los campos magnéticos que acarrean desde el Sol son mucho mayores que los del viento solar. De la interacción entre estos campos y partículas con la Tierra pueden devenir consecuencias como: interferencias en las radiocomunicaciones, errores en sistemas de geoposición, inducción de corrientes extra en redes eléctricas y tuberías, lluvia de partículas energéticas sobre satélites, astronautas y objetos en la atmósfera polar.

Es por todas estas importantes secuelas que se busca una comprensión de los mecanismos y evolución de las CMEs suficiente para poder predecir su llegada a Tierra y de esa manera poder tomar medidas que minimicen las consecuencias mencionadas.

Existen hoy en día sistemas que pronostican la llegada de una CME y su magnitud; sin embargo, estos algoritmos de predicción son perfectibles, y para poder mejorarlos se necesita enriquecer el conocimiento sobre los eventos en cuestión. Como las CMEs pueden evolucionar radialmente o ser deflectadas en sus etapas iniciales de evolución, lo cuál impactará en la dirección final que siga la eyección, es de suma importancia estudiar los parámetros que influyen la modificación de la trayectoria de las erupciones y es por esto, además de los intereses científicos del problema, que se buscan modelos que permitan comprender la física detrás de estos explosivos eventos.

5 Herramientas para el estudio de las CMES

Para mejorar nuestro conocimiento sobre las eyecciones coronales de masa contamos con dos herramientas principalmente: las observaciones desde telescopios solares, que nos permiten estudiar con cada vez mayor resolución la evolución de las CMES, y las simulaciones numéricas, que nos permiten aproximar soluciones físicas que expliquen la dinámica observada. En este capítulo se detallarán las características de las herramientas observacionales y numéricas que se tienen a disposición y que fueron utilizadas para este trabajo.

5.1 Telescopios solares

Como se mencionó anteriormente las CMES deben ser observadas con coronógrafos, debido a que su bajo brillo relativo queda opacado frente al de la fotosfera. Estos instrumentos eclipsan artificialmente el disco solar y de esa manera la corona solar puede ser observada.

Dentro de los observatorios que hoy en día se encuentran funcionales podemos destacar a: SDO, SOHO, PROBA2 (*PROject for OnBoard Autonomy*), STEREO A y B. Estos telescopios en conjunto proveen información tanto de la corona solar, donde pueden observarse las eyecciones coronales de masa, como del disco solar en distintas longitudes de onda, lo que permite estudiar la fuente de la CME y su entorno magnético. Mientras que los tres primeros observatorios se encuentran ubicados en la línea Tierra-Sol, los STEREO se desplazan sobre la órbita terrestre en distinto sentido para proveer tres puntos de vista distintos del Sol, permitiendo en la mayoría de los casos obtener una vista tridimensional del evento.

De todos estos instrumentos se tienen datos desde 2010 a la fecha, por lo que se dispone de un gigantesco volumen de datos para analizar y mejorar nuestra comprensión de la dinámica de las eyecciones coronales de masa.

En SDO, PROBA2 y los STEREO hay instrumentos que observan el disco solar, estos se centran en la evolución del entorno magnético de la atmósfera del Sol y su interacción con el plasma circundante. El propio campo magnético coronal evoluciona en escalas de tiempo que van desde segundos a años. La evolución más lenta corresponde al campo de mayor escala; mientras que en escalas de tiempo más cortas, las corrientes eléctricas que son inducidas y transportadas por el campo magnético pueden acumularse durante semanas o meses, y liberarse en solo una fracción de minuto. Con las observaciones anteriores, provistas por Yohkoh y SOHO, se ha demostrado además, que no hay topologías de campo puramente locales: la evolución a corto y largo plazo de la corona se ve afectada por fuentes magnéticas cercanas y distantes. Los instrumentos que observan el disco solar sirven para estudiar estas características del dinámico campo magnético del Sol y la respuesta coronal al mismo. La Tabla 1 enumera los iones primarios para cada filtro de banda angosta en el AIA de SDO y sus temperaturas de emisión características, junto con los tipos de características solares que pueden observarse. En el instrumento

SWAP (*Sun Watcher using Active pixel system detector and image Processing*) a bordo de PROBA2 sólo se encuentra el filtro de 174Å y los STEREO están equipados con los filtros 171Å, 195Å, 284Å y 304Å. Además cada uno de estos últimos observatorios cuenta con un instrumento (HMI); que usando un filtro alrededor de 6173.3Å, con un ancho de banda de 80mÅ, calcula los campos magnéticos y velocidades radiales por efecto Zeeman y Doppler en la superficie solar. Con esos datos se reconstruyen las líneas de campo magnético (a través de la técnica del PFSS -*Potential Field Source Surface*- que se detallará en la siguiente sección), lo que permite estudiar el ambiente que rodea a los progenitores y la CME en los estadios tempranos de su evolución.

Tabla 1: Filtros de AIA en SDO.

Canal [Å]	Ion principal	Región atmosférica	T_c [K]
4500	continuo	fotosfera	5000
1700	continuo	fotosfera	5000
304	He II	cromosfera, región de transición	50000
1600	C IV + cont.	región de tr., fotosfera superior	100000
171	Fe IX	corona tranquila, región de tr. superior	630000
193	Fe XII, XXIV	corona y plasma de fulguración	1.6×10^6 , 20×10^6
211	Fe XIV	región activa coronal	2×10^6
335	Fe XVI	región activa coronal	2.5×10^6
94	Fe XVIII	corona fulgurante	6×10^6
131	Fe VIII,XXI	región de tr., corona fulgurante	400000, 10×10^6

En SOHO y los STEREO se encuentran los coronógrafos de luz blanca que permiten ver las eyecciones coronales de masa y su evolución fuera del Sol. Al irse expandiendo las estructuras pierden densidad y esto las hace menos brillantes, es por eso que cada observatorio tiene más de un coronógrafo donde se cubren diferentes porcentajes de la corona para realzar el contraste y poder ver las CMES en un mayor rango de distancias. El *Large Angle and Spectrometric Coronagraph* (LASCO) de SOHO tiene dos coronógrafos funcionales desde 2010, C2 que cubre un rango 1.5 a 6 radios solares (R_\odot) y C3 de 3 a 32 R_\odot . En los STEREO se encuentran COR1 que observa entre 1.5 y 4 R_\odot y COR2 registra entre 3 y 15 R_\odot . Con esto se tienen datos desde la fotosfera hasta 15 radios solares desde tres puntos de vista distintos para poder analizar las CMES desde sus fuentes inclusive.

5.1.1 Reconstrucción 3D

Cuando se comenzó con el estudio de las CMES a partir de las imágenes obtenidas de los primeros coronógrafos, los investigadores al realizar los análisis suponían que la eyección se desarrollaba sobre el plano del cielo. Como consecuencia, las cantidades medidas como el

ancho angular, la altura, la velocidad, y así también las cantidades derivadas, como la masa y la energía de las CMES, eran las proyectadas en este plano y por lo tanto, representaban los límites más bajos de las propiedades verdaderas (sin proyección) de la CME. Los efectos de proyección en estas cantidades pueden estimarse haciendo suposiciones sobre la dirección y forma de la propagación de la CME, pero las verdaderas propiedades 3D de la CME seguían siendo difíciles de conocer de manera confiable.

Al observar un mismo evento desde distintos ángulos se obtienen cambios drásticos en su apariencia, mientras que el único cambio físico es la ubicación del observador. Esto demuestra la importancia de la perspectiva al momento de medir los distintos parámetros que caracterizan a una eyección.

Con el lanzamiento de las STEREO la expectativa era que las observaciones estereoscópicas de ambas naves proporcionasen suficiente información para estimar las características 3D de las CMES. Sin embargo, se ha encontrado que en la mayoría de los casos, dos vistas aún no son suficientes para la reconstrucción completa en 3D. Por lo tanto, todavía se deben realizar suposiciones y restricciones a priori cuando se intenta resolver la forma de la CME, aunque estas suposiciones pueden ser menos exigentes que en el caso de vista única, y los parámetros obtenidos del ajuste con dos imágenes son más fidedignos.

Algunos de los principales problemas en la reconstrucción son la complejidad de los fenómenos de la CME; y la dificultad para identificar la misma característica en las imágenes utilizadas para la reconstrucción. La primera dificultad responde a que las CMES son eventos altamente dinámicos y su apariencia global puede cambiar considerablemente en imágenes sucesivas. El otro problema radica en identificar correctamente las proyecciones de un objeto/característica en las dos imágenes estéreo. Si bien generalmente es posible identificar la CME en ambas imágenes y por lo tanto, determinar su ubicación tridimensional general, no es fácil identificar las características dentro de la CME. El establecer una relación entre las proyecciones (llamada correspondencia) es uno de los problemas clave de las reconstrucciones estereoscópicas.

Si se pueden identificar formas bien definidas en las dos imágenes, entonces se puede usar un enfoque basado en características. Esto puede funcionar para manchas a pequeña escala, esquinas afiladas o pliegues que a menudo se muestran por el denso material de filamento dentro de las CMES. Desafortunadamente, los límites externos de las CMES a menudo tienen una distribución de densidad bastante difusa donde los puntos ubicados de manera prominente son difíciles de identificar. Los intentos de reconstruir la forma de la CME se complican aún más porque el plasma de la CME es ópticamente delgado y su luminosidad observada resulta de la integración de la emisión a lo largo de la línea de visión (LOS, de sus siglas en inglés *line of sight*). Esto agrega la posibilidad de que las estructuras superpuestas creen un límite brillante nítido desde un punto de vista, pero que muestren una estructura compleja más difusa desde el otro, lo que dificulta la identificación adecuada de los límites de la CME o la estructura fina. En caso de superarse los inconvenientes mencionados y encontrarse una correspondencia uno a uno

en los píxeles de las imágenes, entonces la reconstrucción es una tarea geométrica de enlazar puntos individuales.

Para objetos extensos con formas desconocidas, el problema de la reconstrucción a partir de tan pocas direcciones de visualización está muy poco determinado. Existen múltiples soluciones posibles para problemas sin restricciones, cada uno de los cuales puede reproducir los datos observados. Entonces, si existen múltiples configuraciones tridimensionales que pueden reproducir los datos observados, ¿cómo saber cuál es la realmente observada? Se deben evocar restricciones adicionales para hacer que la reconstrucción sea un problema con solución única. La cantidad de restricciones depende de la complejidad deseada de la solución, cuanta más libertad tiene un modelo, mayor cantidad de parámetros necesitará ajustar para adaptarse a la observación. Las formas de las CMES son complejas, lo que hace que los modelos aproximados y suavizados sean un buen compromiso, pero en algunos casos aún se requieren suposiciones acerca de la forma del modelo para tener la solución única que se busca. Al reducir los parámetros del modelo, también se reducen la cantidad de datos útiles obtenidos del mismo, al punto en el que solo es posible extraer la dirección de propagación y la velocidad de la CME. En general, menos parámetros requieren menos suposiciones a priori y los resultados son más sólidos. Dependiendo de las restricciones agregadas para cada técnica, se pueden obtener diferentes resultados de reconstrucción. Al evaluar los resultados, es vital tener en cuenta los supuestos que se hicieron. Finalmente el tipo de ajuste elegido dependerá de los datos que se desee conseguir como resultado.

Ajuste de la CME

Por el tipo de estudio que se realiza en este trabajo, el parámetro fundamental a determinar es la dirección de propagación de la CME. El modelo teórico denominado *forward modeling* (FM, de ahora en adelante) produce una forma paramétrica predefinida de la CME, obligando a que la solución solo sea el mejor ajuste de los datos reales al modelo. Los modelados que no asumen una forma predefinida para la CME generalmente producen soluciones no únicas. El FM se basa en modelos físicos de las estructuras magnéticas de la CME, asumiendo que la topología de cable de flujo magnético es el núcleo de todas las eyecciones coronales de masa. La cáscara cilíndrica, como la graficada en la Figura 12, que se ajusta está destinada a reproducir la estructura a gran escala de CMES similares a cuerdas de flujo. Por lo tanto, consiste en una sección tubular que forma el cuerpo principal de la estructura unida a dos conos que corresponden a las “patas” de la CME. La forma resultante recuerda a la forma de una medialuna por lo que también se refiere a este ajuste como el “modelo de medialuna hueca”.

Ahora bien, este modelo sirve para encontrar propiedades de las CMES cuando éstas se observan en los coronógrafos. Si se desea obtener información sobre la región fuente y la evolución de ésta entonces se debe aplicar otra técnica de reconstrucción.

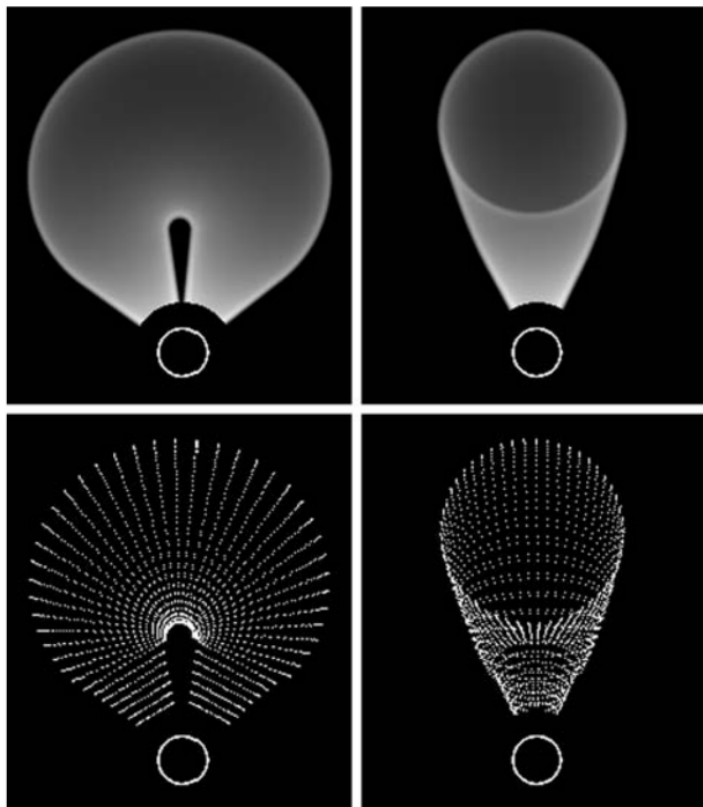


Figura 12: *Arriba:* Simulación en luz blanca de una CME vista de frente y perfil. *Abajo:* El ajuste correspondiente a una CME con la emisión de la figura de arriba. Imagen tomada de Thernisien et al. (2009).

Ajuste de la fuente de la CME

En el caso de CMES con prominencias como progenitor, puede triangularse la posición de ésta en las imágenes de disco de los distintos observatorios e incluso, si la prominencia se mantiene lo suficientemente densa para reconocer su emisión, en los coronógrafos. Asumiendo nuevamente que la prominencia se ajusta al modelo de cuerda de flujo y que mantiene la semejanza durante su evolución, con triangular el ápex se puede obtener la dirección de propagación a pesar de tratarse de un objeto extenso. Como se muestra en la Figura 13, al conocer la posición de la prominencia sobre los distintos campos de visión de los observatorios se puede reconstruir geoméricamente su posición tridimensional.

Reconstrucción de campo magnético

Para la reconstrucción de los campos magnéticos corales, que nos permitirán conocer el entorno magnético de la CME, se suele utilizar el modelo *Potential Field Source Surface*. El PFSS proporciona una descripción aproximada del campo magnético coronal solar basado en los campos fotosféricos observados (magnetogramas). El modelo calcula el campo magnético de la corona asumiendo que no hay corrientes entre esta capa y la superficie del Sol. El campo magnético en este caso satisface $\nabla \times \vec{B} = 0$, por ende se trata de un campo potencial. La condición de límite interior asume que el campo magnético del Sol es casi radial, y utiliza como entrada los datos del magnetograma. En la Figura 14 se puede ver el campo reconstruido global para un día en particular, donde en violeta y verde se dibujan las líneas de campo abiertas de polaridad opuesta y en blanco las cerradas. En la

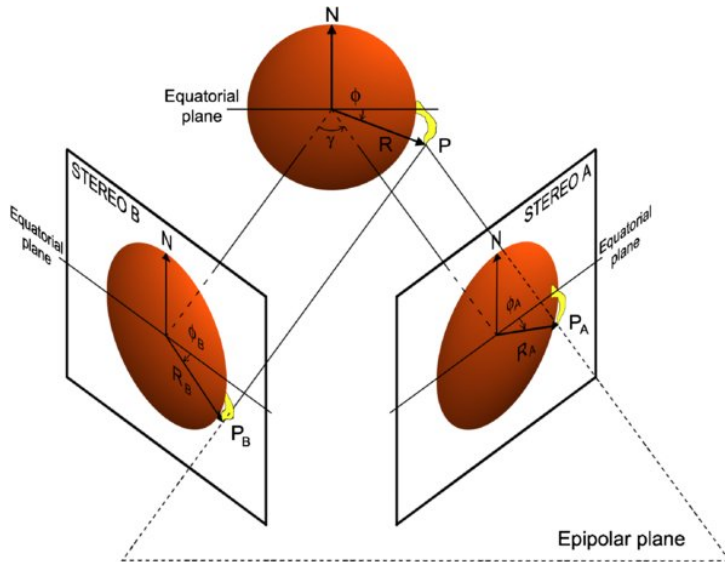


Figura 13: Esquema tomado de Bemporad (2009) que muestra la geometría de una prominencia observada por STEREO A y B. Dadas las dos altitudes proyectadas diferentes (R_A y R_B) y las latitudes (ϕ_A y ϕ_B) del mismo punto P, conociendo la distancia angular γ entre las dos naves espaciales, es posible derivar a través de la triangulación las coordenadas 3D de este punto.

ampliación se ve una reconstrucción más detallada de un área en particular.

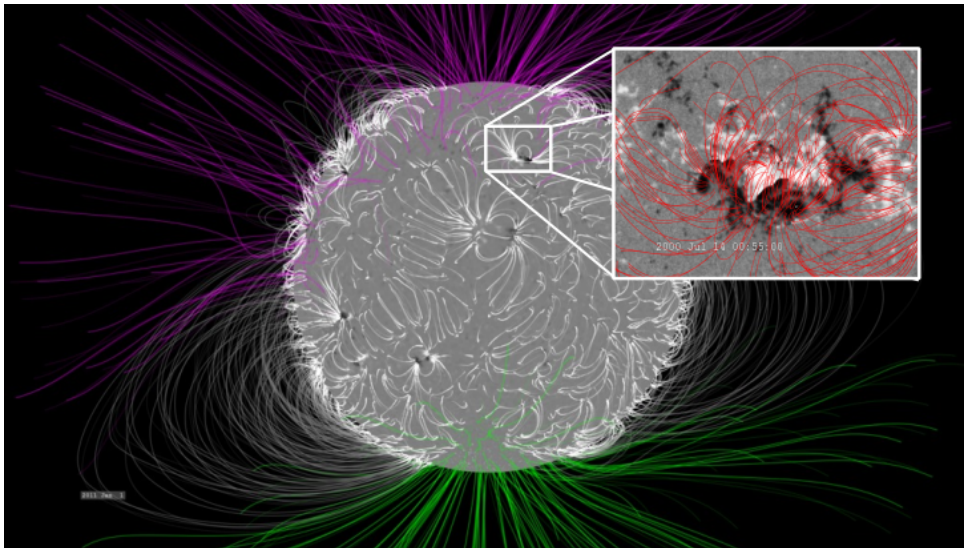


Figura 14: Reconstrucción del campo magnético coronal con el modelo PFSS. En escala de grises se muestra el magnetograma, que determina la intensidad del campo magnético radial de la fotosfera.

5.2 Simulaciones numéricas

Para comprender la física de los eventos estudiados es necesario apelar a la teoría de la magnetohidrodinámica, descrita anteriormente. Debido a que las ecuaciones a resolver se encuentran acopladas, por la complejidad de los problemas que se desea resolver, no existen soluciones analíticas. Por lo tanto, se debe recurrir al cálculo computacional para obtener resultados basados en la teoría.

Para generar las simulaciones numéricas que se presentan en este trabajo se utilizó el código abierto FLASH (Fryxell et al., 2000) desarrollado por la Universidad de Chicago. El mismo tiene diversas implementaciones que resuelven distintas ecuaciones hidrodinámicas y de partículas que pueden ser modificadas por el usuario. En particular tiene una unidad

que resuelve las ecuaciones MHD compresibles en mallas estructuradas con capacidad de refinamiento adaptativo, el cual fue implementado con directivas MPI (*message passing interface*) para su cómputo en paralelo en este trabajo.

Aunque en las simulaciones numéricas se utilizan las ecuaciones de la MHD ideal, lo cual significa que no se tiene en cuenta la difusión (física) del problema, la disipación numérica asociada al error de truncamiento (que siempre existe en una simulación numérica) permite que algunas de las configuraciones implementadas computacionalmente tengan puntos de reconexión magnética, emulando así procesos de la MHD real.

Debido a la complejidad extra que implicaría agregar a los cálculos esta condición y al fuerte incremento en los tiempos de procesamiento, se admite que la difusión numérica existente es suficiente, y en ocasiones se agrega una viscosidad artificial para favorecer la reconexión que por las ecuaciones planteadas no podría ocurrir.

La dificultad de resolver ecuaciones diferenciales con métodos numéricos reside en el hecho de que no se puede derivar formalmente. Es necesario recordar que se define como derivada de una función al límite hacia el cual tiende la razón entre el incremento de la función y el correspondiente a la variable cuando el incremento tiende a cero. Esto es:

$$\frac{df(\vec{x})}{dx_i} = \lim_{\Delta x_i \rightarrow 0} \frac{f(\vec{x} + \Delta x_i \hat{e}_i) - f(\vec{x})}{\Delta x_i}. \quad (8)$$

Computacionalmente, por más pequeño que se elija, no se puede hacer infinitesimal el intervalo Δx_i de modo que se cumpla estrictamente la derivada que se quiere resolver.

Luego, para describir numéricamente el movimiento del plasma, es necesario elegir métodos de discretización y resolución que permitan conocer cómo es la evolución del medio bajo las condiciones iniciales planteadas; teniendo en cuenta que es necesario hacer un compromiso entre la precisión y el tiempo de cálculo requerido.

En esta sección se describirán los métodos utilizados en la simulación numérica para obtener una forma discreta de las ecuaciones de la MHD y la implementación elegida para obtener la deflexión de una CME.

5.2.1 Código FLASH

Las variables involucradas en las ecuaciones diferenciales en derivadas parciales tienen dependencia del tiempo y de las coordenadas espaciales. El proceso de discretización espacial en general involucra mayor dificultad (hay tres dimensiones espaciales que evolucionan en todas direcciones mientras que solo hay una temporal y esta avanza en un único sentido, las geometrías pueden ser complejas y muchas variables pueden ser discontinuas generando fuertes gradientes) que la discretización temporal. Para separar el proceso de discretización espacial primero se aproximan numéricamente sólo aquellas expresiones que involucran derivadas espaciales y luego, esa aproximación se resuelve como un sistema de

ecuaciones diferenciales ordinarias (ODEs) respecto al tiempo. Para los fluidos suelen utilizarse técnicas específicas que explotan la propiedad de conservación de las ecuaciones de flujo; una de las más utilizadas es el *método de volúmenes finitos*, que es de hecho el que utiliza la unidad MHD de FLASH.

Las ecuaciones conservativas son de la forma:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \mathbf{S} \quad (9)$$

donde \mathbf{U} es el vector de variables conservativas, \mathbf{F} y \mathbf{G} son los vectores de flujo (considerando flujo bidimensional) en cada dirección y \mathbf{S} es un vector de términos fuentes.

Al reescribir las ecuaciones (1)-(7) para que queden expresadas de esta forma se tiene:

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho v_x \\ \rho v_y \\ B_x \\ B_y \\ E \end{bmatrix}, \quad (10)$$

es el vector de variables conservativas y,

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v_x \\ \rho v_x^2 + p + \frac{B^2}{8\pi} - \frac{B_x^2}{4\pi} \\ \rho v_x v_y - \frac{1}{4\pi} B_y B_x \\ 0 \\ v_x B_y - v_y B_x \\ (E + p + \frac{B^2}{8\pi}) v_x - \frac{1}{4\pi} B_x (v_x B_x + v_y B_y) \end{bmatrix}, \quad (11)$$

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v_y \\ \rho v_y v_x - \frac{1}{4\pi} B_x B_y \\ \rho v_y^2 + p + \frac{B^2}{8\pi} - \frac{B_y^2}{4\pi} \\ v_y B_x - v_x B_y \\ 0 \\ (E + p + \frac{B^2}{8\pi}) v_y - \frac{1}{4\pi} B_y (v_x B_x + v_y B_y) \end{bmatrix},$$

son los vectores de flujo en cada una de las direcciones x e y de un sistema de coordenadas cartesianas. En este caso, el vector de términos fuente está dado únicamente por las

componentes de la aceleración de la gravedad:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 0 \\ \rho g_x \\ \rho g_y \\ 0 \\ 0 \\ \rho(g_x u + g_y v) \end{bmatrix}. \quad (12)$$

En su forma integral, las ecuaciones conservativas, indican que la variación de las variables conservadas dentro de un volumen es igual al flujo de dicha variable a través de los contornos del volumen considerado, más el efecto de términos fuente que actúan en el interior del volumen. Por ejemplo, en la ecuación (1) la densidad ρ es la variable conservativa, la densidad de momento $\rho\vec{v}$ es el vector de flujo de esta variable y no existen fuentes para el problema planteado.

Además, con el método de volúmenes finitos las condiciones de contorno pueden definirse de manera “natural” expresando las condiciones de borde del volumen de control principal en términos de flujos. Para implementar las condiciones de contorno se generan celdas “fantasma” que rodean los bordes del dominio pero no son parte de él, y en estas celdas se imponen restricciones para conseguir el tipo de condiciones requeridas. Por ejemplo, para modelar una pared sólida la restricción es que el flujo de masa a través de la misma es nulo, por lo tanto en las celdas fantasma se propagaran variables como la temperatura pero no la masa.

El volumen de control donde es válida la ecuación de conservación en su forma integral puede dividirse en subvolúmenes y en cada uno de ellos seguirá siendo válida la ecuación. Evidentemente la suma total de las integrales de los subvolúmenes es igual a la integral sobre el volumen de control, ya que las integrales volumétricas se suman linealmente y las integrales de contorno adyacentes internas se cancelan entre sí, y esto permite la discretización espacial. En la discretización por volúmenes finitos se denomina celda a cada subvolumen y se considera el valor promediado en la celda de las variables conservativas (valores constantes dentro de la celda). Es decir, que dentro de una celda identificada con los índices i, j , cuyas coordenadas x_i, y_j de su centro definen la posición de la misma en una grilla estructurada (ver Figura 15), el vector de variables para un instante de tiempo t^n está dado por

$$\mathbf{U}_{i,j}^n = \frac{1}{\Delta x \Delta y} \int_{x_i - \frac{\Delta x}{2}}^{x_i + \frac{\Delta x}{2}} \int_{y_j - \frac{\Delta y}{2}}^{y_j + \frac{\Delta y}{2}} \mathbf{U}(x, y, t^n) dy dx, \quad (13)$$

donde Δx y Δy indican el tamaño de la celda en dirección x e y , respectivamente.

La evolución de la variable discreta $\mathbf{U}_{i,j}$ desde el tiempo t^n al tiempo $t^{n+1} = t^n + \Delta t$

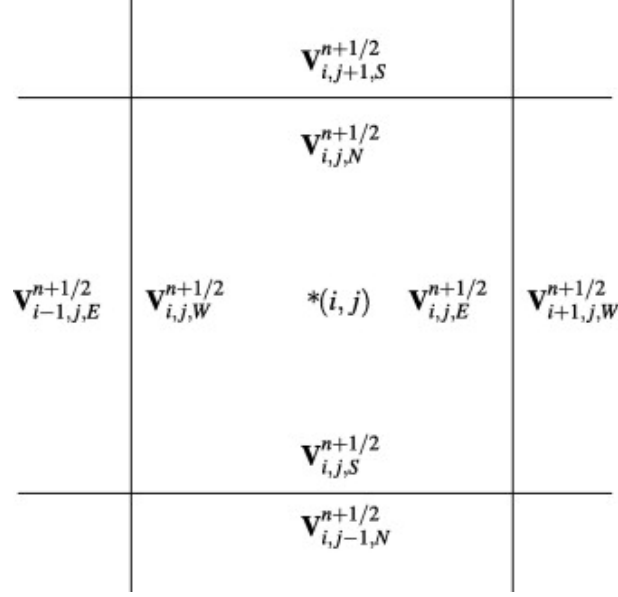


Figura 15: Esquema de la grilla estructurada y las definiciones en una celda genérica i, j .

se obtiene considerando la forma integral de la ley de conservación (9), de donde resulta:

$$\mathbf{U}_{i,j}^{n+1} = \mathbf{U}_{i,j}^n + \Delta t \mathbf{S}_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(\mathbf{F}_{i+\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}} - \mathbf{F}_{i-\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}} \right) - \frac{\Delta t}{\Delta y} \left(\mathbf{G}_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - \mathbf{G}_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right), \quad (14)$$

donde los flujos discretos son promediados sobre las caras de la celda y el paso de tiempo Δt , es decir:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{i \mp \frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}} &= \frac{1}{\Delta t \Delta y} \int_{t^n}^{t^n + \Delta t} \int_{y_j - \frac{\Delta y}{2}}^{y_j + \frac{\Delta y}{2}} \mathbf{F}(x_i \mp \frac{\Delta x}{2}, y, t) dy dt, \\ \mathbf{G}_{i,j \mp \frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} &= \frac{1}{\Delta t \Delta x} \int_{t^n}^{t^n + \Delta t} \int_{x_i - \frac{\Delta x}{2}}^{x_i + \frac{\Delta x}{2}} \mathbf{G}(x, y_j \mp \frac{\Delta y}{2}, t) dx dt. \end{aligned} \quad (15)$$

Las distintas aproximaciones que se basan en este método se diferencian por su forma de evaluar los flujos a través de las caras (o interfaces) de las celdas. Para que la formulación resulte consistente no debe generar fuentes numéricas espurias en las interfaces de las celdas, ya que no se satisfaría la “autocancelación” de los flujos internos que cumple la ley de conservación.

En FLASH para calcular el flujo numérico en una cara se utiliza un esquema de Godunov de alto orden. Los esquemas del tipo Godunov son métodos conservativos que calculan los flujos numéricos en las interfaces de los subvolumenes por medio de un problema de Riemann (ver por ejemplo Roe (1981)). En el esquema clásico de Godunov se trabaja con variables discontinuas que, en el caso general, presentan saltos en las interfaces que separan las celdas. El salto de las variables en las interfaces forma una serie de problemas de Riemann, uno por cada interfaz, que son solucionados por algún método para determinar los flujos numéricos en los límites de cada celda. Los estados del problema de Riemann a cada lado de las interfaces resultan de proyectar o extrapolar los valores centrados de las

variables a las caras de las celdas de modo que:

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbf{F}}_{i\mp\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}} &= \mathbf{F}\left(\tilde{\mathbf{U}}_{i\mp\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}}\right), \\ \tilde{\mathbf{G}}_{i,j\mp\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} &= \mathbf{G}\left(\tilde{\mathbf{U}}_{i,j\mp\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}\right),\end{aligned}\tag{16}$$

siendo $\tilde{\mathbf{U}}_{i\mp\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}}$ y $\tilde{\mathbf{U}}_{i,j\mp\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}$ las respectivas soluciones de los problemas de Riemann sobre cada interfaz:

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbf{U}}_{i-\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}} &= \text{RP}\left(\mathbf{U}_{i-1,j,\text{E}}^{n+\frac{1}{2}}, \mathbf{U}_{i,j,\text{W}}^{n+\frac{1}{2}}\right), & \tilde{\mathbf{U}}_{i+\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}} &= \text{RP}\left(\mathbf{U}_{i,j,\text{E}}^{n+\frac{1}{2}}, \mathbf{U}_{i+1,j,\text{W}}^{n+\frac{1}{2}}\right), \\ \tilde{\mathbf{U}}_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} &= \text{RP}\left(\mathbf{U}_{i,j-1,\text{N}}^{n+\frac{1}{2}}, \mathbf{U}_{i,j,\text{S}}^{n+\frac{1}{2}}\right), & \tilde{\mathbf{U}}_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} &= \text{RP}\left(\mathbf{U}_{i,j,\text{N}}^{n+\frac{1}{2}}, \mathbf{U}_{i,j+1,\text{S}}^{n+\frac{1}{2}}\right).\end{aligned}$$

La forma de evaluar las variables promediadas en $n + \frac{1}{2}$ depende del orden y del tipo de esquema de integración temporal. Los subíndices E, W, N y S denotan las posiciones *este*, *oeste*, *norte* y *sur* de las caras de una celda, de acuerdo a la nomenclatura utilizada convencional (ver Figura 15).

Sin embargo, tomando una distribución constante de la variable en cada celda, el método tiene solamente primer orden de precisión y eso conlleva una gran disipación numérica y falta de resolución para capturar discontinuidades. El esquema de Godunov de alto orden reemplaza la distribución uniforme dentro de la celda por una distribución lineal de la variable (segundo orden de precisión) y da origen a los esquemas llamados MUSCL (*monotonically upstream-centered schemes for conservation laws*) propuestos inicialmente por van Leer (1979), que hacen una reconstrucción de la variable dentro de la celda utilizando los valores de las variables en las celdas vecinas para definir una función interpolante. Mediante esta función, la cual debe tener una forma tal que satisfaga la definición de (13) y con ello la propiedad de conservación del método, se extrapola la variable a las caras dentro de cada celda. La evaluación numérica del término fuente suele hacerse de forma similar a la de las variables conservativas, es decir que se aproxima considerando una cantidad promediada en la celda y en el intervalo de tiempo.

Esta formulación en los problemas multidimensionales no asegura que la divergencia del campo magnético se mantenga nula, y de esa manera pueden aparecer monopolos magnéticos numéricos. Para remediar este problema se utiliza el enfoque de transporte restringido (CT, *constrained transport* introducido por primera vez por Evans & Hawley (1988)). La construcción de este método se basa en que el campo magnético, por satisfacer divergencia nula, puede ser escrito como el rotor de un potencial magnético

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}.\tag{17}$$

Usando las ecuaciones (5) y (7), se deriva lo siguiente:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \nabla \times \vec{E} &= 0 \\
 \frac{\partial \nabla \times \vec{A}}{\partial t} + \nabla \times \vec{E} &= 0 \\
 \nabla \times \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{E} \right) &= 0 \\
 \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{E} &= -\nabla \psi.
 \end{aligned} \tag{18}$$

En términos generales la idea es: a partir de las cantidades computadas, se construye una aproximación del campo eléctrico usando la ley de Ohm ideal; ese campo eléctrico se utiliza para actualizar el potencial vector magnético; y con este, se calcula el campo magnético libre de divergencias. El transporte restringido necesita un esquema de grilla escalonada y en particular el algoritmo utilizado por FLASH es el de malla escalonada sin dividir (*unsplit staggered mesh*, USM de aquí en adelante). La necesidad de tener una formulación MHD no dividida surge porque los métodos de división dimensional no incluyen la evolución del campo magnético normal (en la dirección de barrido) durante cada barrido.

En resumen, el esquema USM de FLASH utiliza el método de transporte restringido (CT) para forzar la divergencia nula en el tratamiento del campo magnético y una formulación CTU (*corner transport upwind*) para la evaluación del campo eléctrico (Lee & Deane 2009). Esta formulación requiere que el campo magnético se defina sobre las caras de las celdas y no en el centro, de modo que el *solver* utiliza una malla *staggered* donde existen variables centradas en las celdas (velocidades y variables termodinámicas) y variables centradas en las caras (componentes del campo magnético). Para la resolución de los problemas de Riemann en las interfaces de las celdas FLASH dispone de múltiples *solvers* aproximados como el *solver* de Roe, HLLC, HLLLD, entre otros; para el avance temporal FLASH dispone del método Runge-Kutta. Los pasos seguidos por el algoritmo USM pueden sintetizarse de la siguiente manera:

1. Se calculan los valores en las interfaces con precisión de segundo orden utilizando el algoritmo de reconstrucción-evolución de datos MUSCL. Los términos multidimensionales de MHD se incluyen para equilibrar los términos que son proporcionales a la divergencia del campo magnético. Los estados de la interfaz MHD resultantes se utilizan para calcular el primer conjunto de flujos de Godunov de alto orden resolviendo un problema de Riemann generalizado.
2. Los campos normales se desarrollan a medio tiempo en las interfaces de las celdas utilizando los flujos de Godunov del paso (1).

3. Se actualizan los estados de la interfaz MHD del paso (1) con los campos normales calculados en el paso (2).
4. Se resuelve el segundo conjunto de problemas de Riemann en las interfaces de celda y se actualizan las variables conservativas en los centros de las celdas para el siguiente paso de tiempo.
5. Se calculan los campos eléctricos en las esquinas de las celdas y usando estos campos eléctricos, los campos magnéticos en las caras de las celdas se actualizan al siguiente paso de tiempo. Los campos magnéticos centrados en la celda se actualizan utilizando estos campos magnéticos libres de divergencias de los centros de la cara de la celda (calculados por CT).

Para más detalles se puede consultar el trabajo de Lee & Deane (2009).

5.2.2 Configuración inicial de la CME

Basado en el trabajo de Forbes (1990) se han hecho diversas simulaciones de CMES, según lo que se conoce como el modelo de catástrofe, donde se parte de una configuración magnética fuera del equilibrio que impulsa la eyección de la cuerda de flujo (a partir de ahora FR por su nombre en inglés *flux rope*) simulada, correspondiente al modelo presentado en la Sección 4.2.

La propuesta de Forbes es la de una línea de corriente con su imagen por debajo de la cromosfera para simular los campos magnéticos de una CME. Se eligen las dos líneas con la corriente en sentidos opuestos para generar una fuerza repulsiva. Para simular el campo magnético del ambiente utilizó la configuración magnética más sencilla posible tal que el campo magnético decayera más rápido que $1/y$ (donde y es la distancia radial) para que pudiese ocurrir la eyección; este campo es una línea de dipolos sobre el eje z , que aporta una fuerza atractiva a la línea de la CME y emula el campo fotosférico. Luego, la configuración fue complejizada considerando la gravedad y la estratificación de la atmósfera (Wang et al., 2009; Mei et al., 2012).

En Krause et al. (2018) se agrega a la configuración inicial la cromosfera, y es esta configuración MHD inicial la que se tomó como base para luego agregar perturbaciones magnéticas. En la Figura 16 se muestran los diferentes elementos que componen el campo magnético inicial de la simulación.

Considerando que la atmósfera solar está en equilibrio y que fuera del FR no hay corriente eléctrica, se asume el equilibrio hidrostático, $dp/dy = -\rho g$, y se considera válida la ley de los gases ideales con lo cual $p = 2\rho k_B T/m_i$, siendo k_B la constante de Boltzmann, y m_i la masa del protón (ya que estamos considerando un plasma de hidrógeno completamente ionizado).

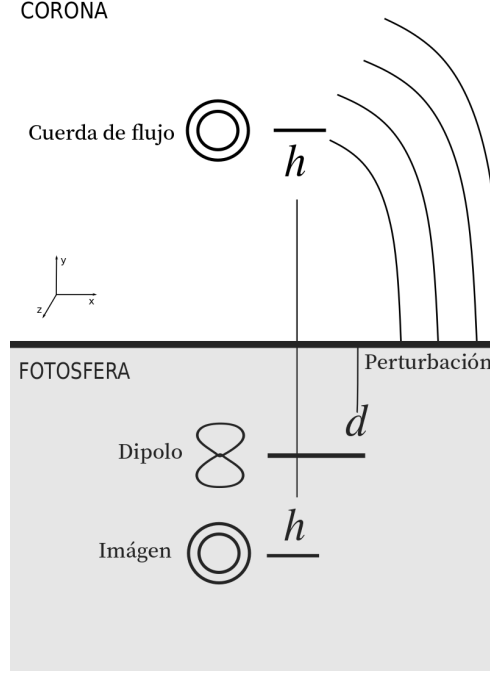


Figura 16: El esquema muestra los elementos que componen el campo magnético inicial. A profundidad d se encuentra el dipolo que representa el campo de fondo, a distancia h las dos líneas de corriente, sobre la fotosfera aquella que representa la cuerda de flujo. Además compone el campo alguna perturbación que permitirá la deflexión.

Se utiliza una atmósfera estratificada por gravedad con

$$g = \frac{-GM_{\odot}}{(y + R_{\odot})^2},$$

donde G es la constante gravitacional y la masa y radio solar son $M_{\odot} = 1.989 \times 10^{33} \text{g}$ y $R_{\odot} = 696.3 \text{Mm}$, respectivamente. Además el dominio de la simulación abarca la capa de la fotosfera y cromosfera, lo cuál se modela considerando tanto la corona como la fotosfera isotérmicas con temperaturas $T_c = 10^6 \text{K}$ y $T_f = 5000 \text{K}$ respectivamente, con una capa de 500km de espesor entre ellas que representa la cromosfera, cuya temperatura varía linealmente.

El campo magnético inicial compuesto del FR a altura h_0 , y su correspondiente imagen, más el campo magnético de fondo, una línea de dipolos de intensidad relativa M a profundidad d , tiene la siguiente forma funcional:

$$\begin{aligned} B_x &= B_{\phi}(R_-)(y - h_0)/R_- - B_{\phi}(R_+)(y + h_0)/R_+ - MdB_{\phi}(r + \frac{\Delta}{2})(r + \frac{\Delta}{2})[x^2 - (y + d)^2]/R_d^4, \\ B_y &= B_{\phi}(R_-)x/R_- - B_{\phi}(R_+)x/R_+ - MdB_{\phi}(r + \frac{\Delta}{2})(r + \frac{\Delta}{2})2x(y + d)/R_d^4, \end{aligned} \quad (19)$$

donde los radios R son:

$$R_{\pm} = \sqrt{x^2 + (y \pm h_0)^2},$$

$$R_d = \sqrt{x^2 + (y + d)^2}. \quad (20)$$

El campo B_ϕ es el generado por el hilo de corriente, con distribución de corriente $j(R)$ dentro del FR en la dirección z , donde r es el radio del FR y Δ es el espesor de la capa de transición entre este y la corona:

$$B_\phi(R) = \begin{cases} -\frac{2\pi}{c}j_0R & \text{si } 0 \leq R \leq r - \frac{\Delta}{2}, \\ -\frac{2\pi j_0}{cR} \left\{ \frac{1}{2} \left(r - \frac{\Delta}{2} \right)^2 - \left(\frac{\Delta}{2} \right)^2 + \frac{R^2}{2} + \right. \\ \left. \frac{\Delta R}{\pi} \text{sen} \left[\frac{\pi}{\Delta} \left(R - r + \frac{\Delta}{2} \right) \right] + \left(\frac{\Delta}{\pi} \right)^2 \cos \left[\frac{\pi}{\Delta} \left(R - r + \frac{\Delta}{2} \right) \right] \right\} & \text{si } r - \frac{\Delta}{2} \leq R \leq r + \frac{\Delta}{2}, \\ -\frac{2\pi j_0}{cR} \left[r^2 + \left(\frac{\Delta}{2} \right)^2 - 2 \left(\frac{\Delta}{\pi} \right)^2 \right] & \text{si } R > r + \frac{\Delta}{2}. \end{cases}$$

$$j(R) = \begin{cases} j_0 & \text{si } 0 \leq R \leq r - \frac{\Delta}{2}, \\ \frac{j_0}{2} \left\{ \cos \left[\frac{\pi}{\Delta} \left(R - r + \frac{\Delta}{2} \right) \right] \right\} & \text{si } r - \frac{\Delta}{2} \leq R \leq r + \frac{\Delta}{2}, \\ 0 & \text{si } R > r + \frac{\Delta}{2}. \end{cases} \quad (21)$$

Para poder variar la temperatura del FR (T_{FR}), se utiliza la siguiente distribución de temperatura:

$$T(R_-) = \begin{cases} T_{\text{FR}} & \text{si } 0 \leq R \leq r - \frac{\Delta}{2}, \\ (T_c - T_{\text{FR}}) \left[\frac{R - r + \Delta/2}{\Delta} \right] + T_{\text{FR}} & \text{si } r - \frac{\Delta}{2} \leq R \leq r + \frac{\Delta}{2}, \\ T_c & \text{si } R > r + \frac{\Delta}{2}. \end{cases} \quad (22)$$

La lista de parámetros que influyen en la evolución de la CME se detallan en la Tabla 2 con los valores utilizados originalmente por Wang et al. (2009).

Tabla 2: Parámetros originales de la simulación de Wang et al. (2009).

Parámetro	Valor inicial
r	2500 km
Δ	1250 km
h_0	6250 km
T_{FR}	10^6 K
j_0	1200 statA/cm ²
d	3125 km
M	1

La presión interna del FR se obtiene proponiendo una solución cercana al equilibrio:

$$p = p_0(y) - \frac{1}{c} \int_R^\infty B_\phi(R') j(R') dR', \quad (23)$$

con $p_0(y)$ la presión del ambiente.

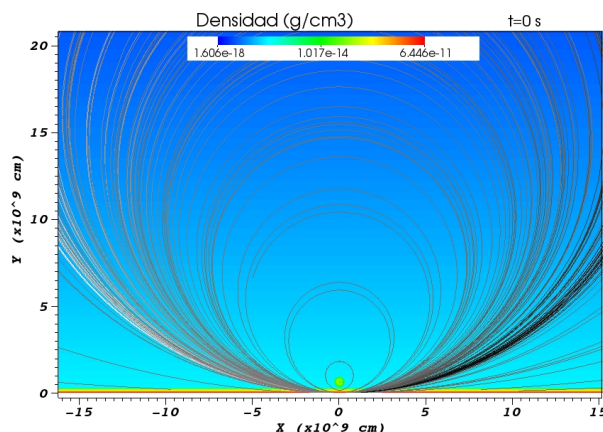


Figura 17: Configuración inicial de la simulación. En escala de grises las líneas de campo magnético, en colores la densidad. Inicialmente existen líneas de campo cerradas alrededor del *flux rope* que transporta corriente. Aquí la densidad es mayor por las condiciones de temperatura y presión impuestas.

Con esta configuración inicial se consigue la erupción de la cuerda de flujo. En la Figura 17 se encuentran dibujadas las líneas de campo magnético y la distribución inicial de la densidad.

Las condiciones de borde impuestas son:

- Borde inferior: Para emular la fotosfera y el hecho de que los campos magnéticos no varían en la base durante el proceso eruptivo se usa la condición “*line-tied*”, para esto el campo magnético inicial se mantiene fijo y la velocidad se anula en las celdas fantasma de este contorno.
- Borde superior: El campo inicial se extrapola a las celdas fantasmas y la velocidad tiene condición de flujo saliente, las demás variables se calculan de forma tal de respetar la condición hidrostática del problema.
- Caras laterales: En las caras se pone una condición de flujo saliente para todas las variables hidrodinámicas y se extrapola el campo magnético para mantener la condición de divergencia nula en los contornos.

Perturbaciones

Para conseguir la deflexión de la CME es necesario agregar una perturbación al ambiente magnético. Se eligió como perturbación una configuración que simula un agujero coronal ya que, como se expuso en la Sección 4.3 se considera que los CHs tienen la capacidad de desviar la trayectoria de las CMES. Se buscaron dos configuraciones distintas que

cumplieran con la condición de tener líneas de campo abiertas en la región de interés. Las expresiones matemáticas del campo magnético de las dos perturbaciones implementadas son:

$$\vec{B}_p = B_0 \left[\sin \left(\frac{x-d}{l} \right) \hat{i} + \cos \left(\frac{x-d}{l} \right) \hat{j} \right] e^{-y/l}, \quad (24)$$

$$\vec{B}_d = F_0 \left[-\frac{4(x-d_x)(y-d_y)}{((x-d_x)^2 + (y-d_y)^2)^2} \hat{i} + \left(\frac{4(x-d_x)^2}{((x-d_x)^2 + (y-d_y)^2)^2} - \frac{2}{(x-d_x)^2 + (y-d_y)^2} \right) \hat{j} \right] \quad (25)$$

El campo \vec{B}_p se trata de un campo potencial que decae de manera exponencial, donde B_0 va a determinar la intensidad máxima del campo, d da la posición en x del agujero y l es la longitud característica del mismo. Esta configuración fue utilizada por ejemplo por Pascoe et al. (2013).

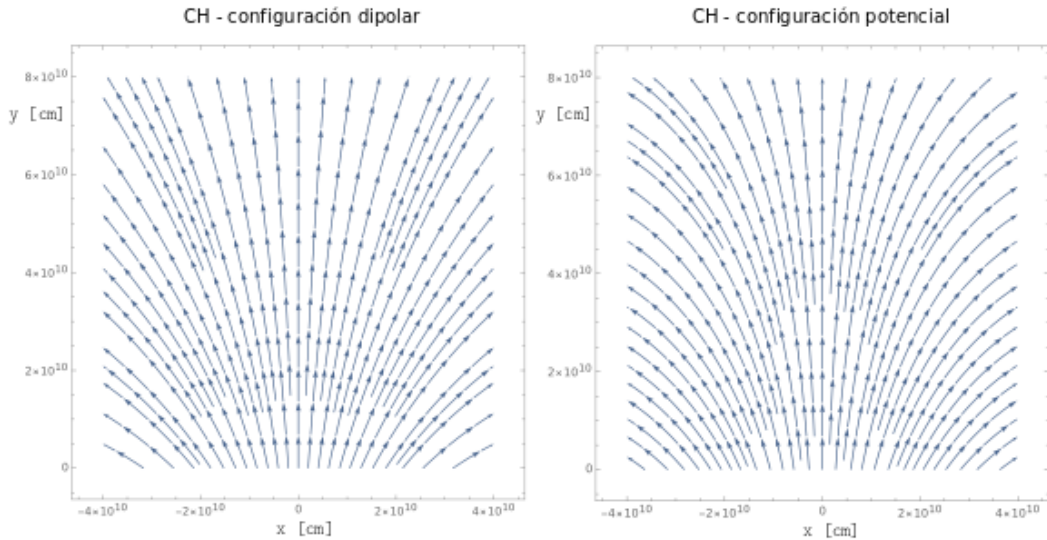


Figura 18: Líneas de campo magnético que representan un agujero coronal. El campo de la izquierda es de tipo dipolar con $d_y = -6 \times 10^{10}$ cm y el de la derecha es de tipo potencial con $l = 4 \times 10^{10}$ cm.

El campo \vec{B}_d es el de una línea dipolar cuyo momento magnético está orientado en la dirección \hat{j} y su posición en el espacio está determinada por d_x y d_y , mientras que su intensidad esta dada por el parámetro F_0 que puede ser pensado como un “flujo magnético” por sus unidades. En la Figura 18 se muestran las líneas de campo de las dos configuraciones propuestas. Estos campos se suman linealmente a la configuración base antes descrita (ver Figura 19).

Para probar las distintas teorías sobre las causas y factores que alteran la deflexión de la CME (ver Sección 4.3) se pueden variar los parámetros del FR (Tabla 2) para ver como reaccionan diferentes CMES en un mismo entorno magnético; o se puede cambiar el agujero coronal o su posición para ver como afecta esto a una misma CME.

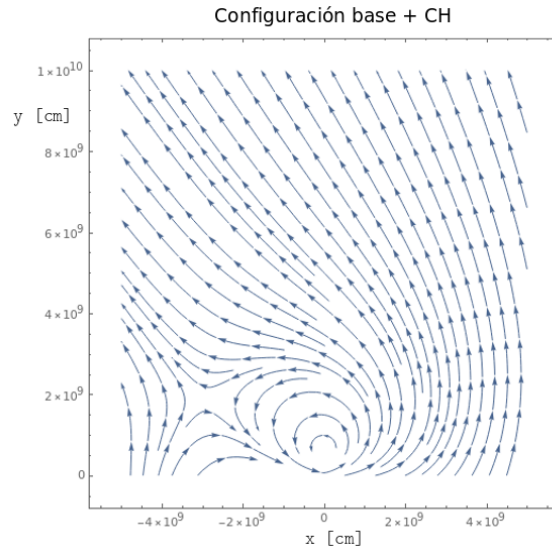


Figura 19: Líneas de campo magnético que representan un FR más un agujero coronal. Donde se cancelan al líneas de campo se forma un mínimo de energía magnética.

6 Análisis de datos

Se presentan en este capítulo los resultados, tanto observacionales como numéricos, obtenidos a lo largo del Trabajo final de licenciatura. Estos resultados abarcan el análisis de un evento observado el día 24-01-2011 con los telescopios solares SDO, SOHO, STEREO A y B (cuya descripción se encuentra en la Sección 5.1), mediante las técnicas de reconstrucción tridimensional descritas en la Sub-sección 5.1.1; y la simulación de diversas configuraciones magnéticas que afectan la trayectoria radial de la CME.

6.1 Resultados observacionales

Con la intención de familiarizarse con los datos observacionales y para poder comprender más profundamente como se relacionan los modelos teóricos con lo que se observa, se analizó en distintas longitudes de onda un evento en particular del día 24 de enero de 2011 desde las 00:00 horas. Una prominencia ubicada en el limbo suroeste erupcionó ocasionando una CME que pareció deflectarse latitudinalmente hacia al ecuador solar. Como la deflexión podría ser aparente por el punto de vista obtenido desde Tierra es necesario hacer un seguimiento de la prominencia y la CME utilizando además los telescopios STEREO A y B, que permitirán reducir los efectos por proyección.

Para el seguimiento de la prominencia se utilizó el método de triangulación. Debido a que la prominencia elegida no tiene una simetría evidente y además es extensa, fue necesario un análisis previo de su evolución, intentando comprender a partir de las imágenes como es su trayectoria, para poder así determinar el ápex y triangular su valor en los distintos telescopios.

La prominencia es visible en los filtros EUV de AIA, cada uno de los cuales responde a distintas temperaturas, haciendo que la estructura observada tenga ciertas diferencias entre un filtro y otro. Debido a que se desea realizar una triangulación se eligen los filtros compartidos con las naves STEREO: 304Å, 195Å y 171Å. Ya que la prominencia se mantiene lo suficientemente densa puede verse en los coronógrafos de hasta 2 radios solares, fue posible completar el seguimiento de la prominencia hasta donde es observable la CME.

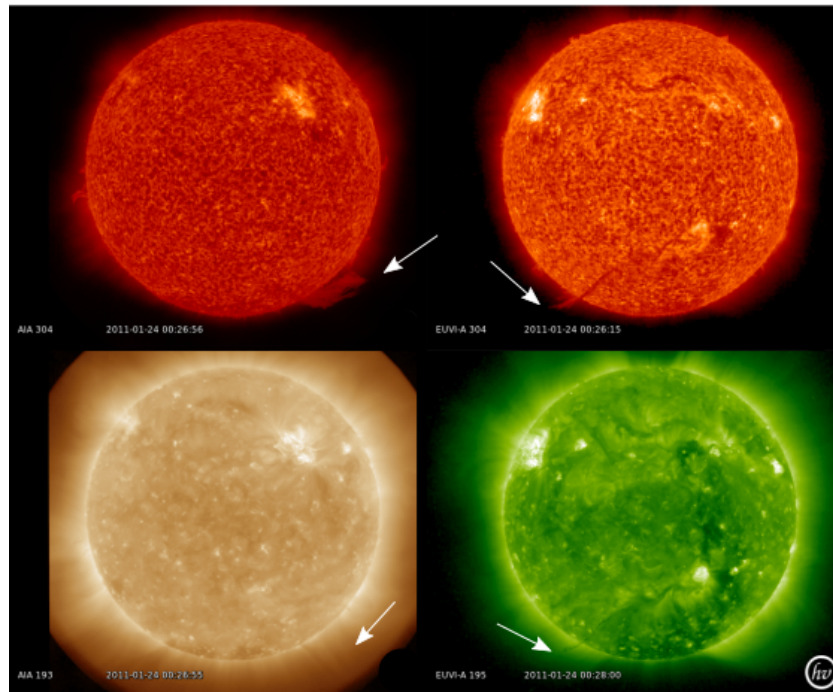


Figura 20: La prominencia estudiada en los distintos observatorios con dos filtros distintos se encuentra señalada en cada caso con una flecha. Las imágenes superiores son de los filtros 304Å, las imágenes inferiores son de los filtros 193/195Å. A la izquierda la vista desde SDO, a la derecha desde STEREO A.

El campo de visión (FOV, *Field Of View*) del instrumento SWAP es mayor que el de AIA, por lo cuál permite trazar el recorrido de la prominencia a mayor distancia de la superficie y disminuir la brecha con las observaciones del coronógrafo, por eso se decidió utilizar este instrumento en vez de AIA para el seguimiento en el filtro 174Å. Sin embargo la resolución temporal del filtro 171Å en las naves STEREO es muy baja, con una cadencia de una imagen por hora, para un evento tan rápido como el estudiado; por lo que no se puede triangular con este instrumento. La característica observada en 193/195 Å puede seguirse únicamente hasta las 00:20 horas debido a que la estructura se expande y pierde densidad; si bien aún se observa parte del *flux rope* en este filtro no es posible seleccionar un punto representativo y unívoco desde los puntos de vista considerados. Por esto se dejan de lado en este trabajo los datos de la triangulación obtenida con estos filtros.

Para la fecha en que ocurrió el evento estudiado la configuración de las STEREO era de cuadratura con Tierra, esto implica que entre STEREO A y B no se puede realizar una triangulación. Al estar ambas naves casi sobre la misma línea con el Sol la construcción

del plano epipolar (ver Figura 13) y posterior cálculo de las cantidades tridimensionales conllevar mucho error. Se eligió utilizar la triangulación de STEREO A con los demás observatorios con dirección Tierra-Sol y lo mismo con STEREO B.

Por ende, los datos utilizados para triangular la prominencia fueron las imágenes de 304Å del instrumento AIA a bordo del SDO, las imágenes de 304Å de EUVI en STEREO A y B, y la de los coronógrafos C2 de LASCO en SOHO y COR1 y COR2 en STEREO A y B.

Usando AIA/EUVI A se tomó en la región de interés 3 mediciones sobre la misma estructura y se calculó el valor promedio, cuyo error fue calculado como el máximo de la diferencia entre el valor promedio y cada una de las 3 mediciones. Con los otros dos telescopios, AIA/EUVI B (Figura 21), sobre la misma estructura, se realizó el mismo procedimiento, y los datos graficados (círculos violetas) en la Figura 22 son un promedio de estos 2 valores cuyo error se obtuvo de la propagación de errores del promedio. Lo mismo se hizo con los pares de coronógrafos LASCO-C2/COR1 A y LASCO-C2/COR1 B (círculos verdes), LASCO-C2/COR2 A y LASCO-C2/COR2 B (círculos celestes).

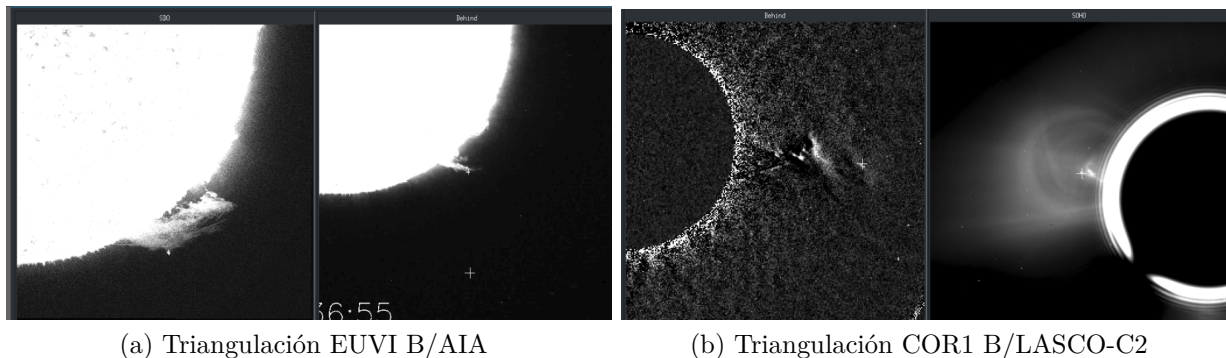


Figura 21: Triangulación de la prominencia en EUVI B/AIA y del núcleo de la CME en COR1 b/LASCO-C2. Se puede observar los 3 puntos medidos sobre la misma estructura.

Por otro lado con la técnica de *Forward modeling* se puede calcular la posición de la CME y calcular también su deflexión. En la Figura 23 se muestra la eyección coronal de masa, producto de la prominencia triangulada, observada a las 7:10 del 24 de enero por los coronógrafos. En los paneles inferiores de la imagen se muestra el mejor ajuste posible para modelar la CME. Los resultados del *Forward modeling* se muestran con cuadrados en la Figura 22, donde se observa la variación en longitud y latitud del apex de la medialuna modelada durante el tiempo que estas estructuras son visibles en cada instrumento. Los errores de la figura fueron calculados considerando la variación que produciría un ajuste similar pero no idéntico. Los valores obtenidos del FM hecho con COR1 A/LASCO-C2/COR1 B tienen un error de 2° porque sobre la imagen de COR1 B no se visualizó la estructura de la CME y esto da más incerteza a la hora de ajustar la estructura (cuadrados naranjas). En cambio para COR2 A/LASCO-C2/COR2 B, la CME es nítida en las tres

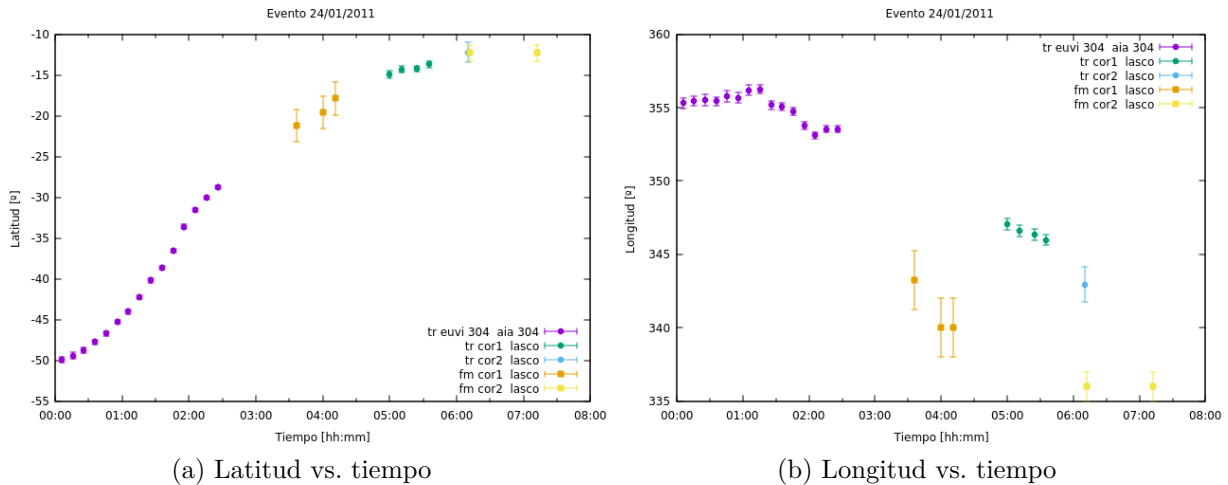


Figura 22: Triangulación de la prominencia y FM del ápex del frente de la CME. En círculos se muestran los resultados producto de la triangulación y en cuadrados los del FM.

imágenes dando un error menor de 1° (cuadrados amarillos).

Se encuentra que la prominencia tiene una fuerte deflexión latitudinal de 35° hacia el ecuador solar y una deflexión de aproximadamente 12° hacia el este en longitud. Dado que el FM indica la posición del ápex del borde brillante de la CME, su deflexión en longitud no coincide (en las coordenadas heliocéntricas utilizadas) con la sufrida por la prominencia, que es el núcleo de la CME. Viendo en conjunto, la CME se ha deflectado unos 40° en latitud y unos 15° en longitud aproximadamente.

Para comprender el motivo de la deflexión es necesario estudiar las estructuras que conforman el entorno magnético de la prominencia y aquellas que rodean a la CME en la alta corona. En la Figura 24a se marcan las regiones activas (AR) y un agujero coronal (CH) cercano a la prominencia. En la figura 24b se muestra el modelado de campos PFSS a partir de los magnetogramas obtenidos en los distintos observatorios solares. En el mismo gráfico se muestra la CME y su núcleo con la visión del coronógrafo LASCO-C2. Aquí puede verse que las líneas de campo abiertas (rojas) cercanas a la prominencia parecen tender hacia las líneas abiertas que provienen del agujero coronal norte. Sin embargo, al estudiar la Figura se ve que esta impresión es un efecto de proyección. El agujero coronal sur está representado por las por las líneas (7–13) del panel derecho de la Figura; mientras que las líneas de campo del CH (3–6) junto con las líneas abiertas que salen de la AR (1–2) forman un *pseudostreamer* (líneas del 1–6). Parecería que el CH formado por las líneas (7–13) junto con el *pseudostreamer* que produce un entorno donde la energía magnética es baja, son los conductores de la deflexión de la CME.

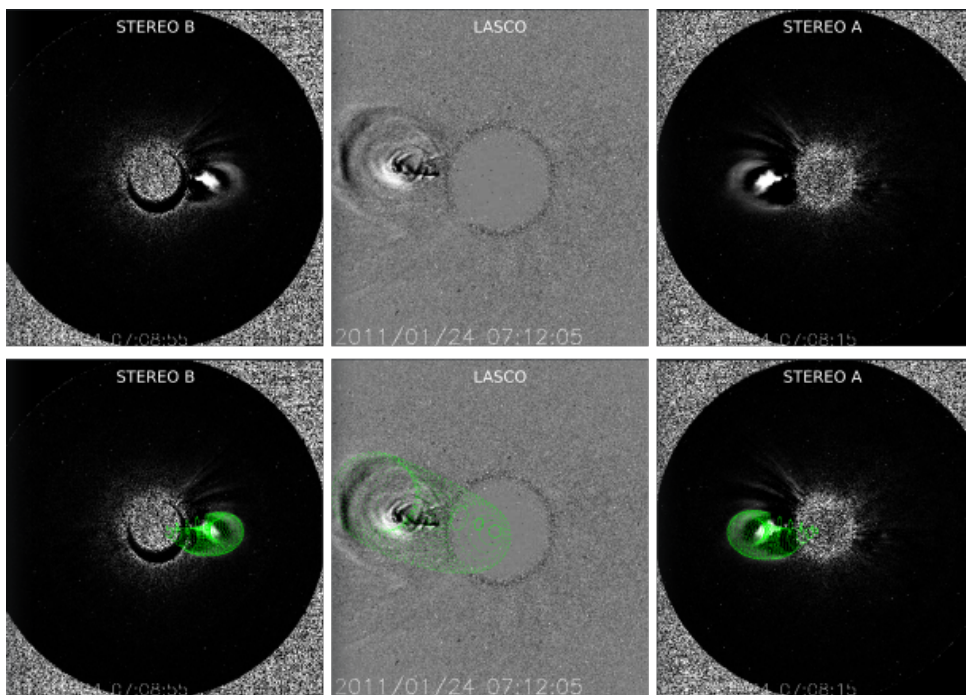
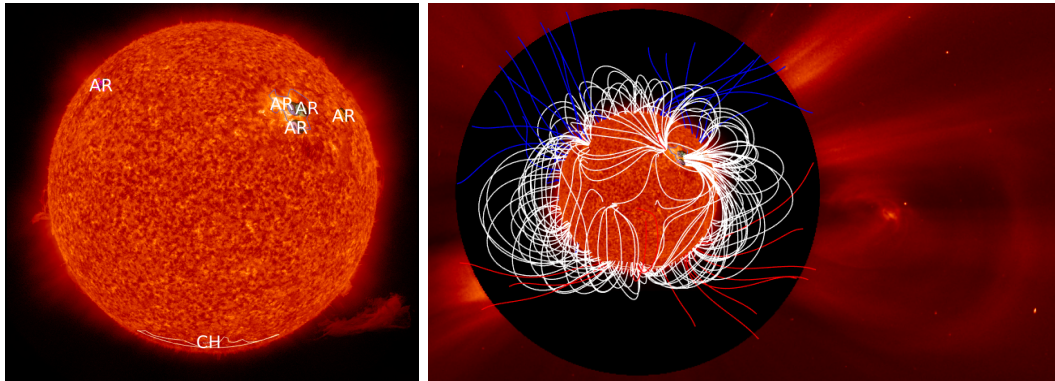
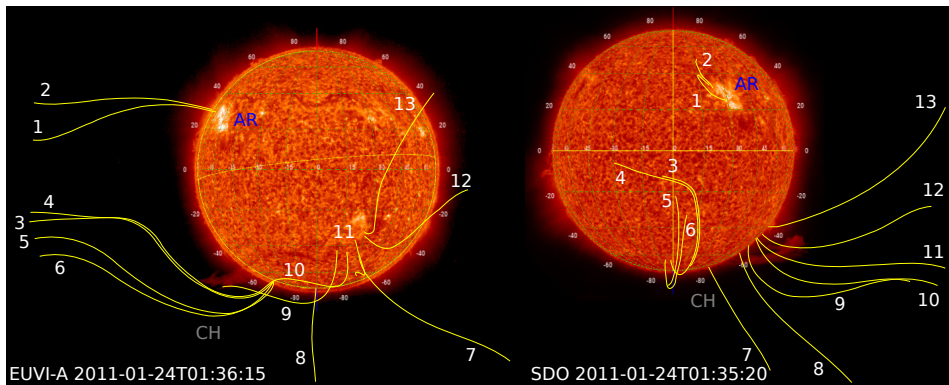


Figura 23: CME vista desde los coronógrafos COR2 B, LASCO-C2 y COR2 A (izquierda a derecha) a las 7:10 aproximadamente. En el panel inferior, en verde, se visualiza el mejor ajuste encontrado para la observación. El ajuste de la medialuna permite obtener datos como la longitud y latitud de la CME.



(a) Ambiente magnético en la baja corona

(b) PFSS e imagen de la alta corona



(c) Principales líneas que afectan la trayectoria

Figura 24: En la imagen se observan los diferentes factores que pudieron haber afectado la trayectoria de la CME y su progenitor. En la figura (a) se observan los elementos de la baja corona que pudieron haber influenciado la trayectoria de la prominencia fuente. (CH: *coronal hole*, AR: *active region*) En la figura (b) las estructuras magnéticas de la alta corona con potencial de modificar la evolución de la CME en una etapa más tardía. En la figura (c) se grafican las líneas de campo abiertas que parecen alterar la trayectoria y se observa como las líneas del agujero coronal sur se unen con las líneas de la región activa formando un *pseudostreamer* (líneas 1-6).

6.2 Resultados numéricos

Como primera tarea del trabajo numérico se realizó un análisis de la dependencia de la velocidad de la eyección simulada, si es que esta se producía, con los distintos parámetros que caracterizaban tanto al *flux rope* (FR) como al entorno magnético.

Dentro de los parámetros que modifican la velocidad de ascenso de la CME se consideran la temperatura del FR, su tamaño caracterizado por r_0 , y la corriente de intensidad j_0 que circula en su interior. Por otro lado, también influyen en la velocidad parámetros propios de la configuración magnética: la intensidad M del dipolo, y la distancia relativa entre la línea de corriente del FR y el dipolo.

En primera instancia se barrieron unos y otros parámetros con la intención de conseguir distintas velocidades de ascenso y masas del FR; ya que, según lo publicado por Kay et al. (2015) y Kay & Opher (2015), son cambios que van a afectar luego a la “cantidad” de deflexión sufrida por la CME. En la Tabla 3 se listan los distintos casos estudiados, con los parámetros correspondientes, donde $\Delta h(20s)$ es la diferencia de altura alcanzada por la cuerda de flujo después de 20 segundos.

Tabla 3: Variación de los parámetros de la simulación.

Caso	r_0 [km]	h_0 [km]	d [km]	M	T_{FR} [K]	j_0 [statA/cm ²]	$\Delta h(20s)$ [km]
1	2500	6250	3125	0.5	10^6	2000	488
2	2500	12500	3125	0.5	10^6	2000	80
3	1250	6250	3125	0.5	10^6	2000	586
4	2500	6250	3125	1	10^6	2000	391
5	2500	12500	3125	1	10^6	2000	80
6	1250	6250	3125	1	10^6	2000	352
7	2500	6250	3125	2	10^6	2000	78
8	2500	6250	3125	1	10^7	2000	3790
9	2500	6250	3125	1	10^5	2000	-40
10	2500	6250	3125	1	10^6	4000	356
11	2500	6250	3125	1	10^6	1000	350

Variar el radio r_0 del FR cambia su masa pero también modifica la corriente total que circula en su interior por lo que cambia la fuerza magnética que impulsa la eyección. Dada una altura inicial $h_0 = 6250$ km, $T_{\text{FR}} = 1$ MK y $j_0 = 2000$ stat A/cm² con $M = 0.5$ se ve que después de 20s el cambio de altura es mayor para el FR más fino (Caso 1 vs. Caso 3), pero con $M = 1$ el FR grueso sube más (Caso 4 vs. Caso 6). Para los casos $M = 0.5$ la fuerza de atracción que genera el dipolo no compite con la fuerza de repulsión que producen las dos líneas de corriente, y sale eyectado con más facilidad el FR menos masivo. En cambio, al aumentar al doble la fuerza del dipolo, mejora la velocidad de eyección al tener más corriente encerrada en un FR más grueso (aún siendo más pesado). Esto muestra que una eyección más eficaz no depende sólo de la masa del FR, sino también

de la configuración magnética presente.

En los casos Caso 1 vs. Caso 2, y Caso 4 vs. Caso 5 se estudian dos configuraciones para las que se varía la altura del FR. Al aumentar la altura inicial h_0 del FR éste está menos afectado por la fuerza de repulsión de la línea de corriente y de atracción del dipolo de fondo, disminuyendo la velocidad de la eyección en los casos con mayor altura inicial.

Los casos Caso 1 vs. Caso 4 vs. Caso 7, y Caso 3 vs. Caso 6 muestran que disminuyendo la intensidad relativa M del dipolo fotosférico, se logra desatar más rápidamente la erupción del FR.

Como se mencionó anteriormente, dado el cuasiequilibrio entre el FR y el ambiente, cambiar la temperatura del mismo involucra cambiar su masa. Comparando los casos Caso 9 vs. Caso 4 vs. Caso 8 donde la temperatura T_{FR} del FR va en ascenso, se observa que éstos se vuelven cada vez más livianos y suben más rápidamente.

Por último, se modificó la densidad de corriente j_0 ya que esto aumenta o disminuye la fuerza magnética resultante que impulsa la eyección. Comparando los resultados de Caso 4 vs. Caso 10 vs. Caso 11, vemos que a mayor j_0 el ascenso no varía dentro del error de la medición (40 km). Esto ocurre ya que para esta temperatura ($T_{\text{FR}} = 1 \text{ MK}$) el aumento de la corriente dentro del FR implica también un aumento de la masa que compensa el aumento de la fuerza magnética repulsiva.

De este análisis se puede concluir que aumentar la altura del FR, aumentar la intensidad del dipolo o disminuir la temperatura del FR, disminuye la eficiencia del ascenso de la CME. Se decidió analizar el comportamiento del ascenso del FR hasta 300 s, dejando fija la intensidad del dipolo a $M = 0.5$, la altura del FR a $h_0 = 6250 \text{ km}$, la corriente $j_0 = 500 \text{ statA/cm}^2$ ($B \sim 20 \text{ G}$ en las inmediaciones del FR) y sólo se varió T_{FR} (y por lo tanto su masa). El hecho de tener un FR más o menos masivo alterará la velocidad de la eyección. La variación de temperatura implica un cambio en la masa del FR, ya que la presión se fija a través de la ecuación (23), el volumen está dado por r_0 y la densidad queda determinada mediante la ecuación de los gases ideales, la cual disminuye a medida que T_{FR} aumenta.

Como se ve en la Figura 25 cuanto más caliente el FR más rápido se inicia la erupción y más alto asciende para un mismo tiempo. A partir de estos resultados, y con la intención de analizar casos con un ascenso rápido, se simularon las configuraciones de deflexión sólo con *flux ropes* calientes (sobre FR calientes ver por ejemplo Nindos et al. (2015)).

Perturbaciones

Los agujeros coronales tienen anchos del orden de los cientos de megámetros (Lowder et al., 2016), como se pudo observar en el evento analizado. En el caso del campo potencial B_p este ancho se ajusta variando el parámetro l , aunque éste también modificará la altura a la que el campo del agujero se anula. Para el campo dipolar B_d debe modificarse la profundidad d_y a la que se encuentra el dipolo para cambiar el ancho del agujero coronal modelado.

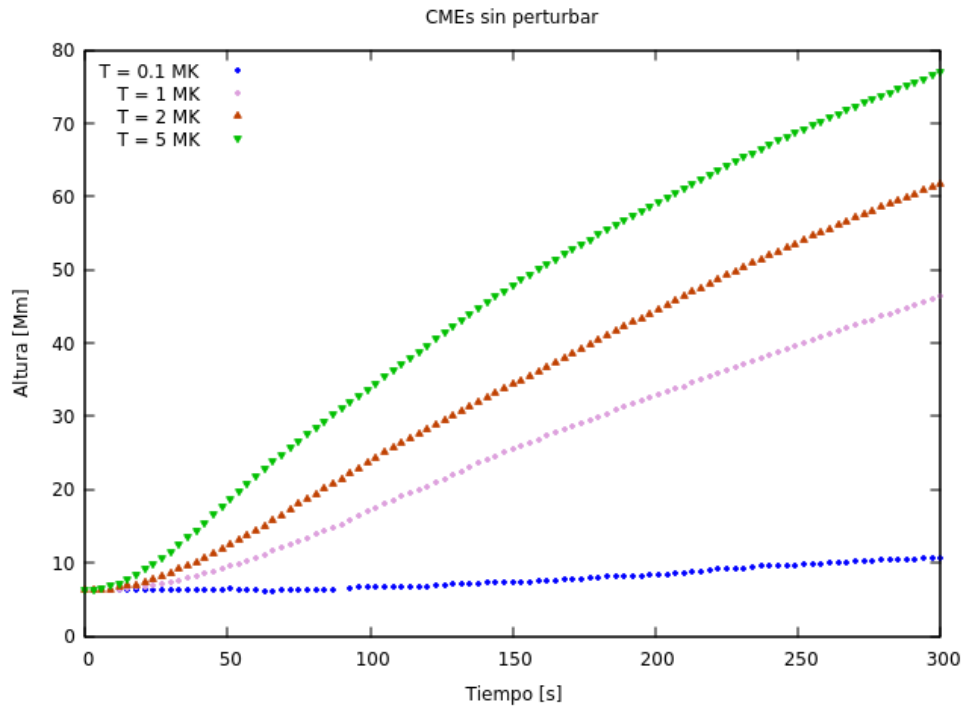


Figura 25: Variación de la altura en función del tiempo para FR a distintas temperaturas en una configuración magnética sin perturbación.

Es razonable asumir campos con intensidad entre 0.5G (Wiegmann & Solanki, 2004) y 5G (Kay et al., 2015) en la base, y de 0.05G a 0.35G (Kay et al., 2013) a 700Mm. Esto da una noción de cómo decrece el campo y ayuda a encontrar un conjunto de parámetros que concuerde con estudios previos.

Por último, la distancia a la cual se encuentra el agujero coronal respecto a la prominencia es muy variable, por lo que se tomó como distancia típica 400 Mm (como el caso estudiado) y se varió la distancia 100 Mm a partir de ella. Por otra parte se eligieron distancias que en combinación con el resto de los parámetros representaran campos de líneas abiertas, ya que en definitiva los campos propuestos no son estrictamente unipolares.

Por ende, los parámetros a variar son: la temperatura del *flux rope*; la intensidad, distancia y ancho del agujero coronal. Los cambios en los parámetros del agujero coronal modificarán la configuración magnética global, generando mínimos de energía magnética en distintos lugares.

Se presentan los siguientes estudios de comparación, diferenciados por el parámetro que se ha decidido variar en cada caso:

- **Estudio 1:** *Flux ropes* de distintas temperaturas con un agujero coronal potencial.
- **Estudio 2:** *Flux ropes* de distintas temperaturas con un agujero coronal dipolar.
- **Estudio 3:** Mismo *flux rope* ante agujeros coronales de distintos anchos.
- **Estudio 4:** Mismo *flux rope* ante agujero coronal a distintas distancias.

- **Estudio 5:** Mismo *flux rope* ante agujeros coronales de distintas intensidades.
- **Otros casos.**

6.2.1 Estudio 1

Para estudiar la dependencia de la deflexión con la masa y velocidad del **FR** se eligió **modificar la temperatura** del mismo y analizar su evolución ante un mismo agujero coronal.

Se simuló un agujero coronal del tipo **potencial** con $B_0 = 0.8 \text{ G}$, $d = 150 \text{ Mm}$ y $l = 400 \text{ Mm}$, y los distintos *flux ropes* con temperaturas $T_{\text{FR}} = (1, 2, 5) \text{ MK}$ respectivamente. Debido a que en los tres casos es idéntica la configuración magnética, resulta que el mínimo de energía magnética se encuentra en el mismo lugar.

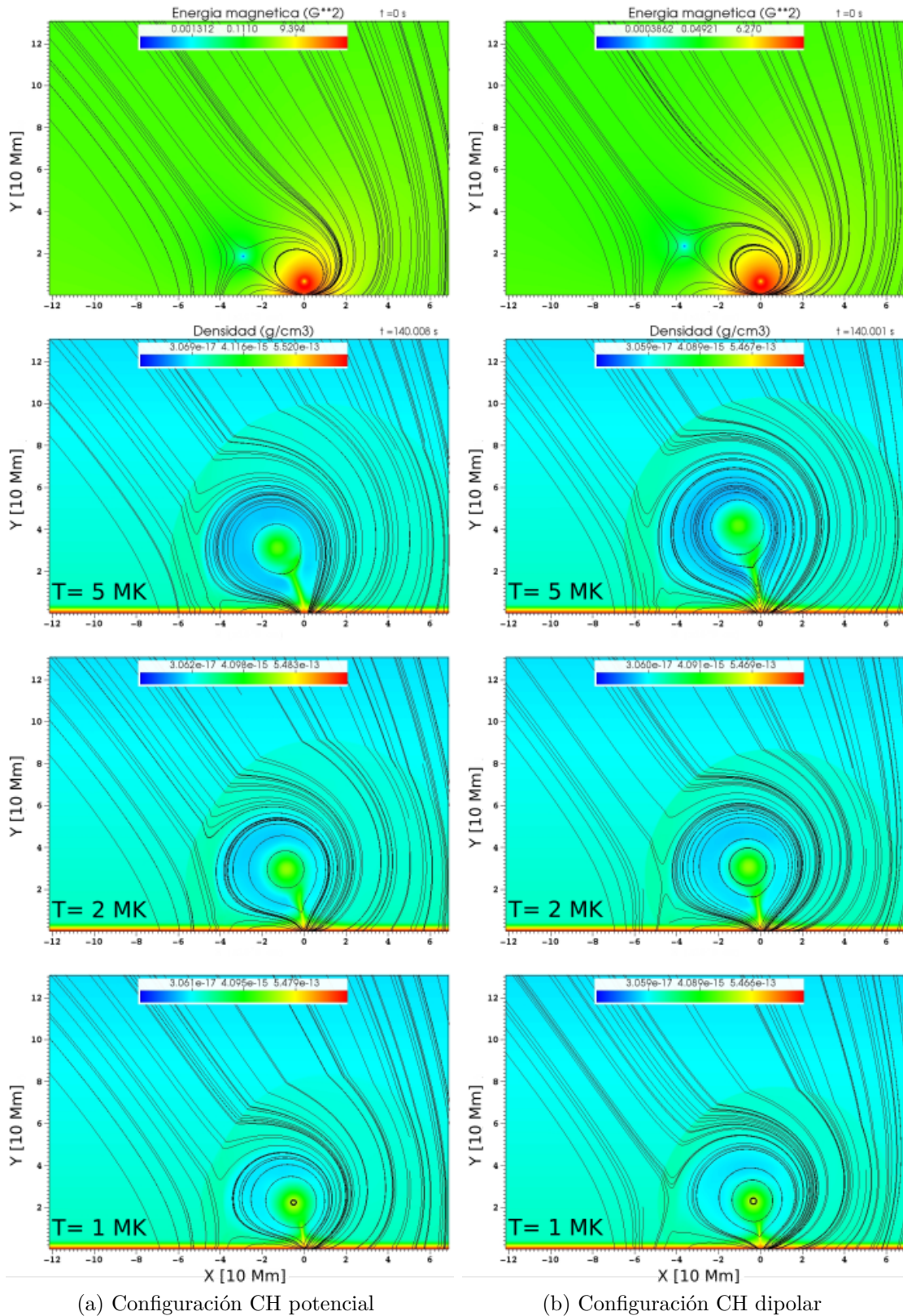


Figura 26: *Izquierda*: El gráfico superior muestra la distribución de energía magnética de la simulación en el tiempo $t = 0$ s. Para todos los casos de la configuración potencial, la suma de los campos genera un mínimo de energía magnética a 18.6 Mm de altura y 29.1 Mm hacia la izquierda del dominio. Los gráficos siguientes enseñan las distribuciones de densidad para los distintos FR en $t = 140$ s; desde arriba hacia abajo los FRs tienen $T_{FR} = (5, 2, 1)$ MK. En cada gráfico se encuentran en negro las líneas de campo magnético. *Derecha*: Idem *izquierda* para la configuración dipolar, con el mínimo de energía magnética en 23.4 Mm de altura y 36.4 Mm hacia la izquierda.

En la Figura 26a se muestra la posición y distribución inicial del mínimo de energía magnética, que es el punto hacia el cuál se ven atraídos los distintos FR. En negro se encuentran dibujadas las líneas de campo magnético. También se muestra la evolución luego de 140 segundos y la deformación de las líneas de campo por la expansión y onda de choque para los distintos FRs.

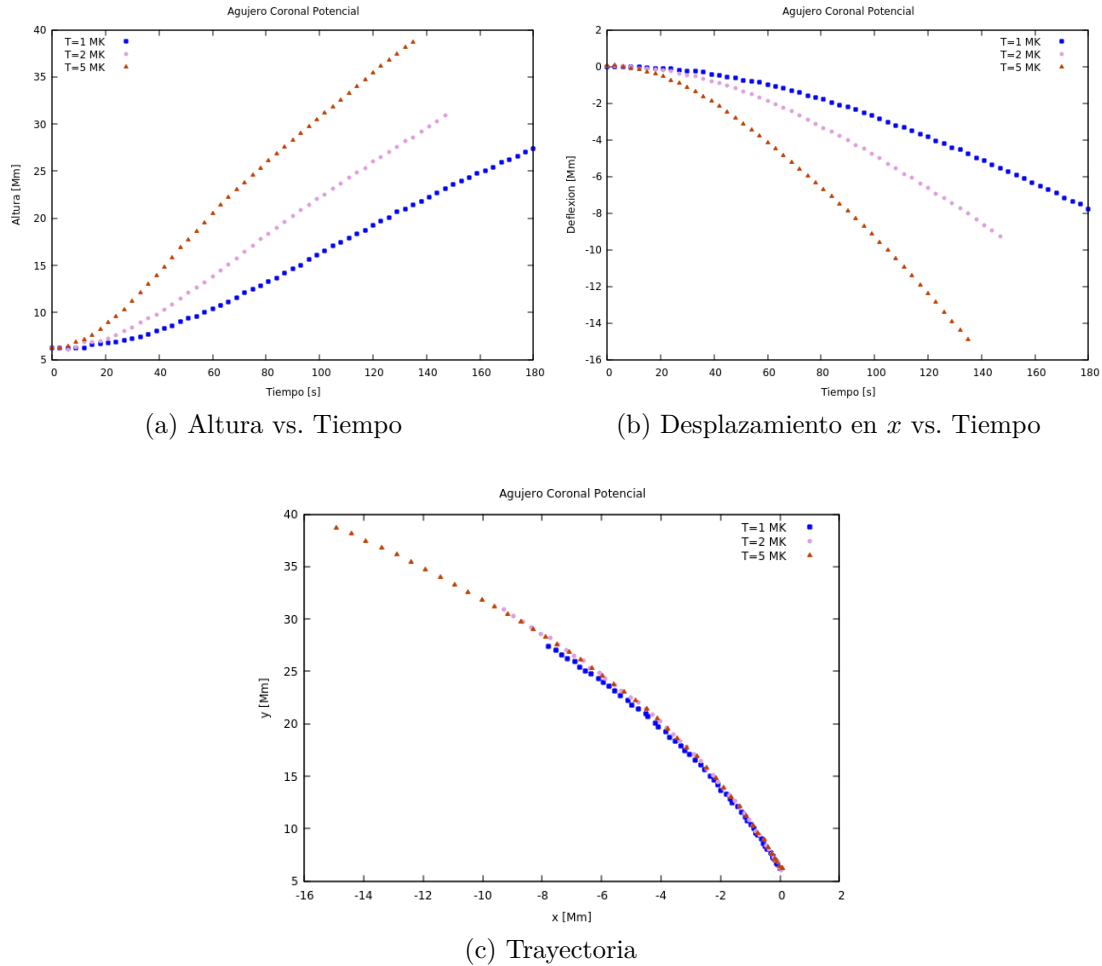


Figura 27: Dependencia de la **temperatura** de la altura, desplazamiento en x y trayectoria para un agujero coronal potencial.

En la Figura 27 se analiza la variación de altura en función del tiempo, el desplazamiento en x en función del tiempo y la trayectoria en el espacio $x - y$. Al observar el panel (27a) se obtiene el resultado esperado siendo el FR más caliente el que más altura alcanza. En el panel (27b) se ve que también a más temperatura el FR se defleca más rápidamente, pero para comprender la cantidad de deflexión total que tiene cada *flux rope* es interesante ver la trayectoria. En el panel (27c) se ve que el FR que más se defleca (separación angular respecto de su movimiento de ascenso) es el de $T_{FR} = 1$ MK, mientras que el que menos se defleca es el de $T_{FR} = 2$ MK. Es importante recordar que la temperatura modificará tanto la velocidad de ascenso como la masa de la cuerda de flujo, ambos parámetros que según Kay et al. (2015) influyen la cantidad de deflexión.

6.2.2 Estudio 2

Si bien en la literatura se encuentran simulaciones de agujeros coronales con la forma funcional que aquí se denominó potencial existen otras configuraciones que pueden, en las escalas analizadas, simular campos unipolares. Por eso se eligió repetir el Estudio 1 esta vez con un **agujero coronal dipolar** para comprender cómo este cambio afectaría a la deflexión. Se buscó que los valores del campo magnético en la base de la fotosfera y en la posición del FR fueran comparables con los obtenidos en el Estudio previo. Para esto se simuló un agujero coronal del tipo dipolar con $F_0 = -10^{21} \text{ G/cm}^2$, $d_x = 100 \text{ Mm}$ y $d_y = -600 \text{ Mm}$, y los distintos *flux ropes* nuevamente tienen temperaturas $T_{\text{FR}} = (1, 2, 5) \text{ MK}$ respectivamente. Al igual que en el estudio previo, la configuración magnética de los tres casos es la misma y el mínimo de energía magnética se encuentra en el mismo punto.

En la Figura 26b se muestra la posición y distribución inicial del mínimo de energía magnética, que también en éste Estudio es el punto hacia el cuál se ven atraídos los distintos FRs. En negro se encuentran dibujadas las líneas de campo magnético. La evolución de los tres FRs luego de 140 segundos produce la deformación de las líneas de campo por la expansión y onda de choque, mientras que estos son deflectados en su avance.

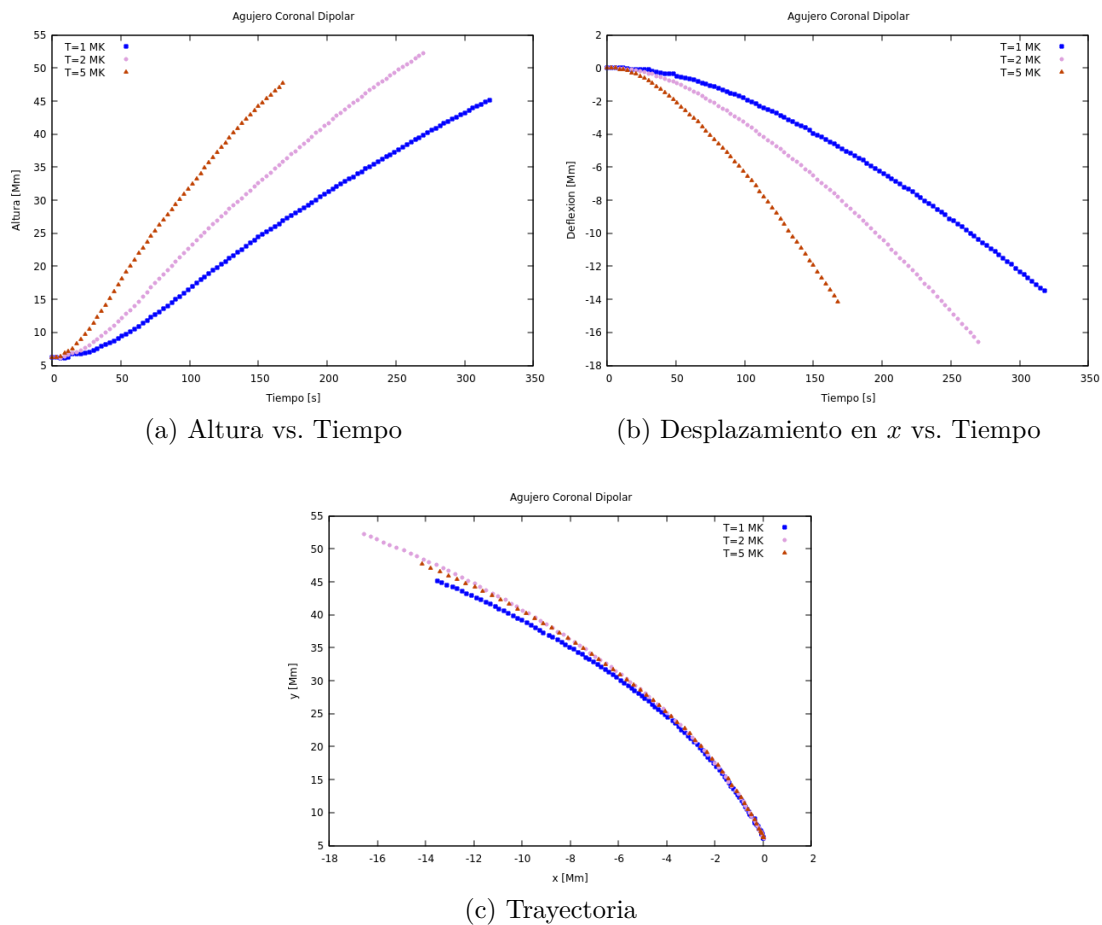


Figura 28: Dependencia de la **temperatura** de la altura, desplazamiento en x y trayectoria para un agujero coronal dipolar.

Estudiando la Figura 28 se puede ver que la tendencia de ascenso y deflexión coinciden con los datos obtenidos en el Estudio 1, incluso al observar la trayectoria se puede notar nuevamente que el FR que menos se deflecta a medida que sube es el de $T_{\text{FR}} = 2 \text{ MK}$. Esto nos dice que parece haber una temperatura crítica (y una masa) para la cual la deflexión se vuelve ineficiente. Además vemos que la forma funcional del campo no modifica la dependencia en masa y velocidad del FR.

6.2.3 Estudio 3

Para estudiar la dependencia de la deflexión con el **área de un agujero coronal** se modificó el parámetro l , que determina tanto el ancho del CH simulado como el decaimiento del campo con la altura.

Para un *flux rope* con $T_{FR} = 2$ MK se simularon distintos CHs potenciales con $B_0 = 0.8$ G, $d = 150$ Mm y $l = (300, 400, 500)$ Mm cada uno. La configuración magnética resultante va a ser distinta para cada caso y por ende la posición del mínimo magnético se encuentra en distintos puntos del dominio. Para la configuración con el CH de $l = 300$ Mm el mínimo magnético se encuentra en el punto $(-30.6; 16.1)$ Mm, con $l = 400$ Mm la energía es mínima en $(-29.1; 18.6)$ Mm y con $l = 500$ Mm en $(-28.1; 19.9)$ Mm, es decir, mientras más ancho es el agujero coronal, el mínimo se encuentra más cerca y más arriba del FR.

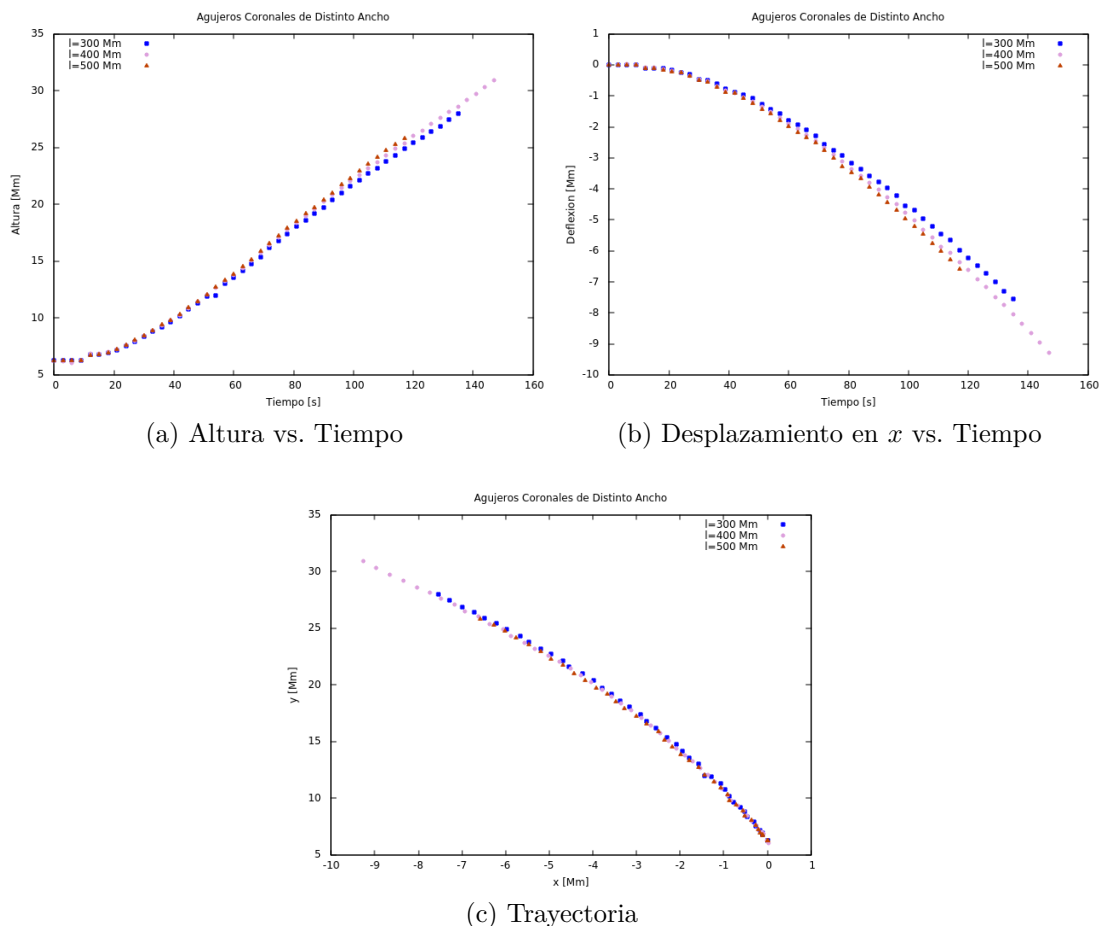


Figura 29: Dependencia con el **ancho del agujero coronal** de la altura, desplazamiento en x y trayectoria para un flux rope de 2 MK.

De las Figuras 29a y 29b se observa que el ancho del agujero coronal influye en la velocidad de la deflexión. Al aumentar el área del CH el FR sube más rápidamente, pero no de una manera muy apreciable en los primeros minutos del ascenso. Viendo las trayectorias en la Figura 29c, no se percibe un cambio apreciable en la deflexión.

6.2.4 Estudio 4

Para investigar como afecta la **distancia** de un CH a la evolución de las cuerdas de flujo se varió el parámetro d del agujero coronal potencial simulado con un mismo FR de $T_{FR} = 2$ MK. Los parámetros fueron $B_0 = 0.8$ G, $d = (50, 150, 250)$ Mm y $l = 400$ Mm respectivamente en cada simulación de este Estudio. Aquí también el mínimo de energía magnética se ubica en distintos puntos siendo estos: $(-26.6; 22.4)$ Mm con $d = 50$ Mm, $(-29.1; 18.6)$ Mm con $d = 150$ Mm y $(-31.1; 14.5)$ Mm con $d = 250$ Mm, es decir que mientras más cerca está el CH, el mínimo se encuentra más cerca y más arriba del FR.

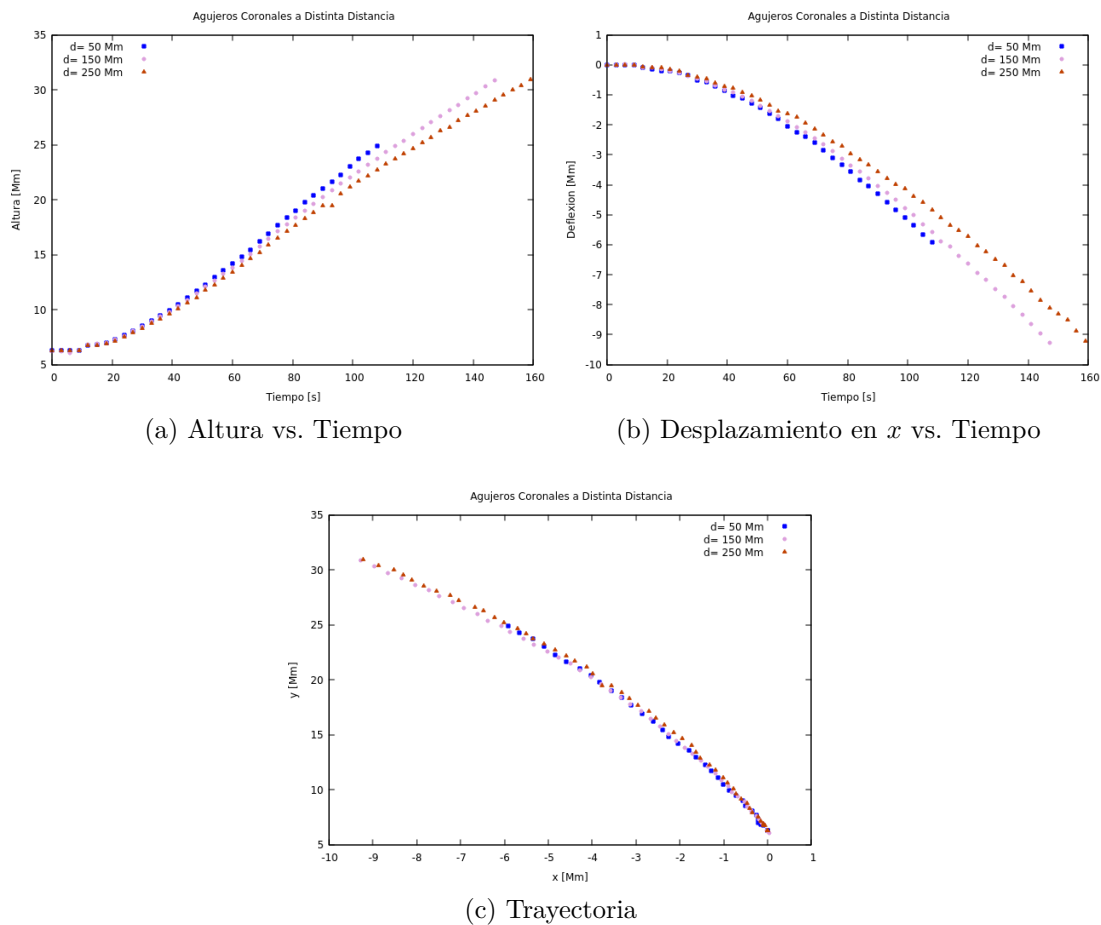


Figura 30: Dependencia con la distancia al agujero coronal de la altura, desplazamiento en x y trayectoria para un *flux rope* de 2 MK.

En la Figura 30 se ve como al acercarse el CH fuerza al *flux rope* a subir más rápidamente. Sin embargo, al observar el gráfico de la trayectoria se ve que no hay una diferencia apreciable en las deflexiones de los distintos casos.

6.2.5 Estudio 5

Variando la **intensidad del campo magnético** de la perturbación se estudia la dependencia de la deflexión con este parámetro. Se prueban dos agujeros coronales con

$B_0 = (0.8, 1.6)$ G respectivamente y $l = 400$ Mm, $d = 150$ Mm y cuyos mínimos de energía respectivos se encuentran en $(-31.1; 14.5)$ Mm y $(-19.89, 13.37)$ Mm, por lo que la perturbación más intensa se encuentra más cerca del FR.

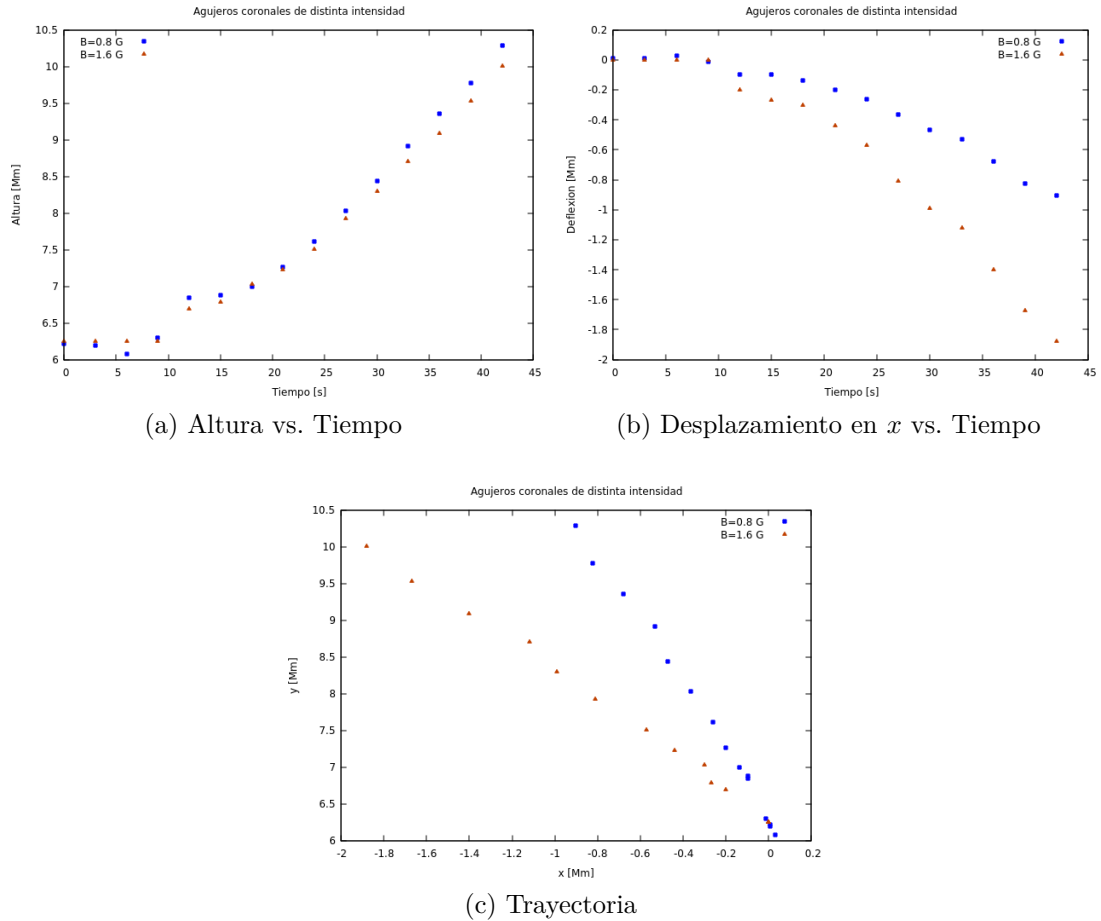


Figura 31: Dependencia con la intensidad del agujero coronal de la altura, desplazamiento en x y trayectoria para un *flux rope* de 2 MK.

En la Figura 31 se ve como el agujero coronal de **mayor intensidad produce una deflexión más rápida y mayor** para el FR simulado.

6.2.6 Otros casos

Se han probado más de 40 configuraciones distintas barriendo la temperatura y densidad de corriente del *flux rope*, y los distintos parámetros de las dos configuraciones de agujeros coronales propuestas (en la Tabla 4 del Anexo A.1 se listan los parámetros utilizados en cada corrida). En cada una de las corridas los FR evolucionaron deflectándose hacia el mínimo de energía magnética, aún cuando éste se encontraba en la misma dirección que el agujero coronal. Además del estudio de casos que presentamos más arriba, mostraremos dos configuraciones magnéticas más que nos ayudarán a analizar con más detalle la evolución de la CME para tiempos mayores.

Estudio 6

Se simuló un *flux rope* de $T_{\text{FR}} = 5$ MK y $j = 500$ stat A/cm², y se impuso una perturbación muy débil para analizar su influencia en la evolución (esta perturbación no se puede encuadrar dentro de los típicos casos mencionados en la literatura). La perturbación utilizada tiene la forma funcional de CH dipolar y los valores iniciales elegidos son $F_0 = -7 \times 10^{20}$ G/cm², $d_y = -16 \times 10^{10}$ Mm, y $d_x = 1 \times 10^{10}$ Mm. En la Figura 32 se muestra la evolución del FR durante 800 segundos. La deflexión de la cuerda de flujo, aunque muy lentamente, se produce hacia el mínimo magnético ubicado en el punto $(-12.2; 103.3)$ Mm. Esto muestra que la evolución de la CME es muy sensible a la configuración del ambiente magnético que la rodea, por más que la perturbación sea débil.

En la misma figura se aprecia la deformación de las líneas de campo magnético al ir avanzando el frente de la onda de choque. En la Figura 33 se muestra la evolución de la divergencia de la velocidad, cuyo valor aumenta (en módulo) sobre el frente del choque, indicando la discontinuidad en la velocidad. Esta eyección coronal de masa produce una onda de choque oblicua rápida, lo que produce un cambio de dirección en el campo magnético y aumenta su intensidad en el medio chocado.

Estudio 7

El otro caso interesante de analizar fue el de un FR con baja intensidad de corriente, donde $T_{\text{FR}} = 1$ MK y $j = 100$ statA/cm². Este FR sufre una gran deformación durante su evolución ya que la tensión magnética interna no es suficiente para mantener la estructura de la cuerda de flujo. La perturbación magnética probada fue un agujero coronal de tipo potencial de gran intensidad (dentro de los límites superiores que refieren las publicaciones aquí citadas); con los siguientes valores iniciales para las variables del CH: $B_0 = -3$ G, $l = 500$ Mm y $d = 200$ Mm.

Una particularidad de esta configuración es el hecho de que el mínimo de energía magnético se forma del mismo lado del dominio que se encuentra el agujero coronal. En

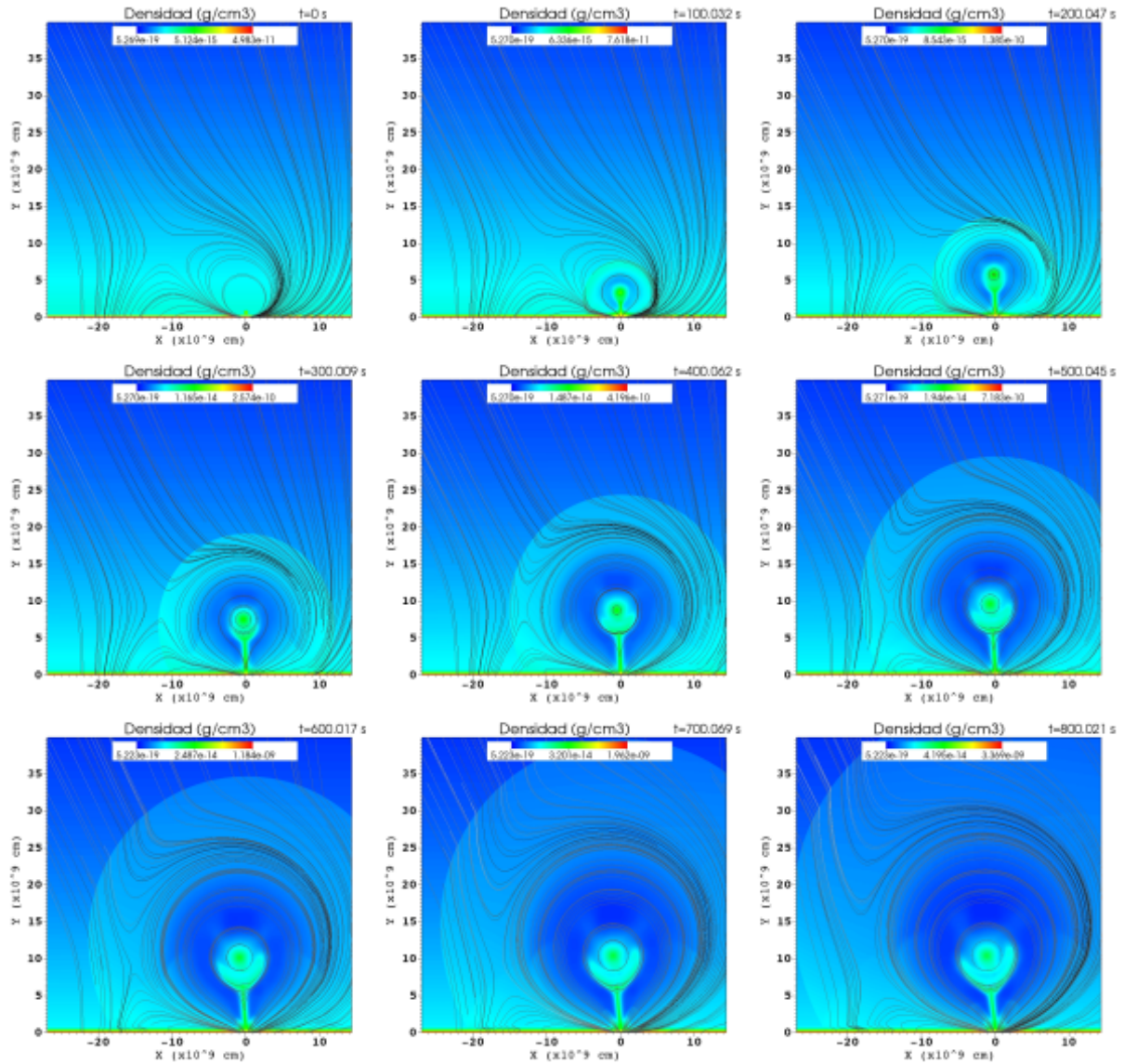


Figura 32: Evolución de cuerda de flujo ante una perturbación dipolar débil. Gráficos de densidad con líneas de campo magnético en negro que muestran en cada panel la posición del mínimo de energía magnética.

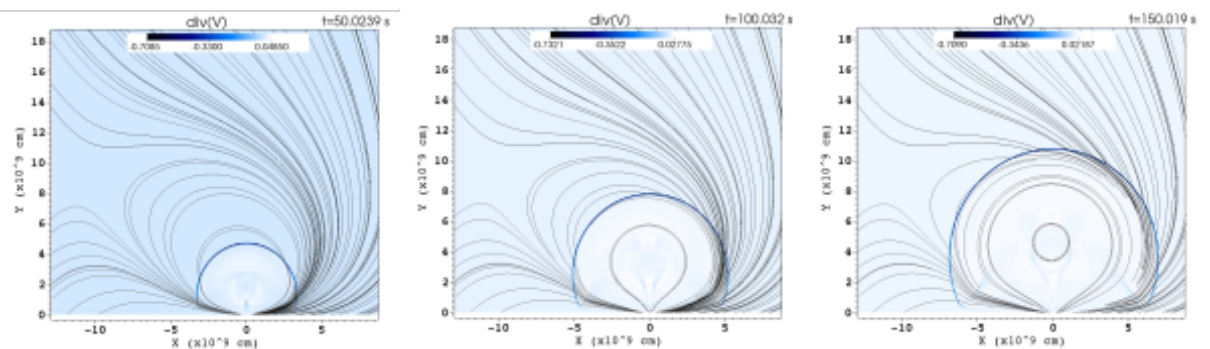


Figura 33: Avance del frente de la onda de choque magnética que varía la componente perpendicular del campo magnético.

la Figura 34 se muestra la evolución del *flux rope* y las líneas de campo magnético. Se observa que primeramente el FR se ve atraído hacia el mínimo de energía magnética y

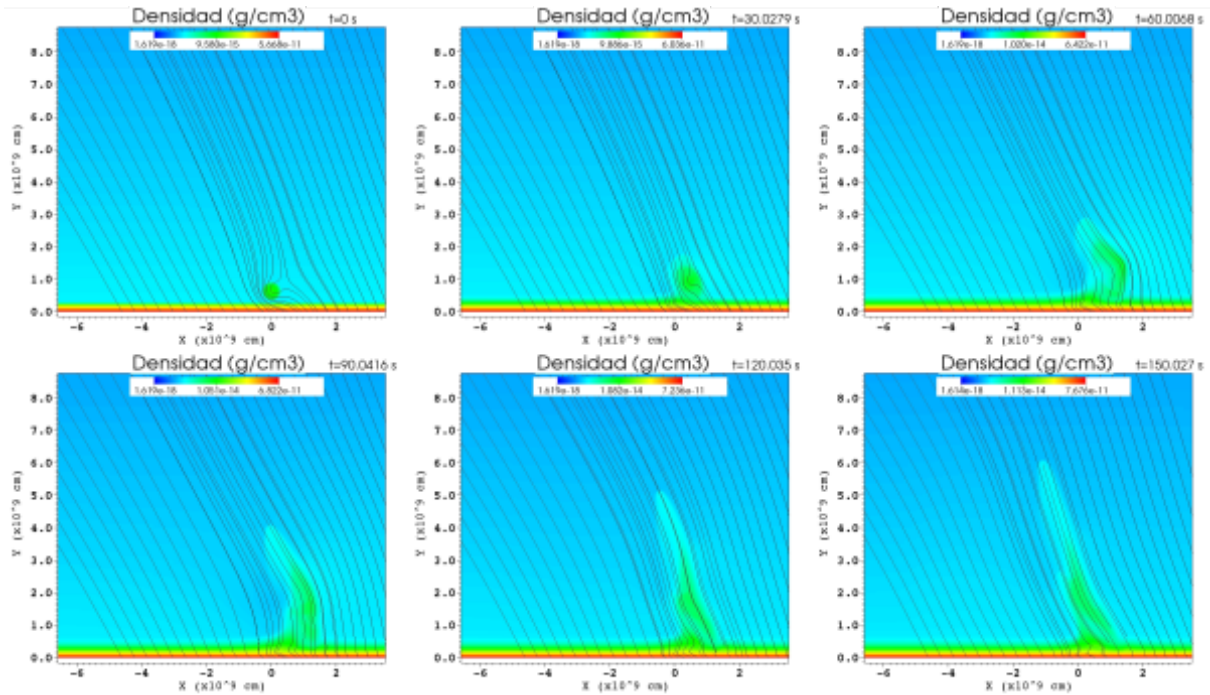


Figura 34: Evolución de un *flux rope* con baja densidad de corriente ante un agujero coronal de intensidad alta.

evoluciona deflectándose hacia éste. Finalmente la cuerda de flujo se deflecta en sentido contrario al agujero coronal, teniendo así dos deflexiones durante su evolución temprana.

Al estudiar la dinámica a partir de los gráficos en cada tiempo se puede notar lo siguiente: la configuración magnética inicial impulsa la erupción de la cuerda de flujo hacia la derecha ($t = 0$ s), donde se encuentra el mínimo de energía magnética ($t = 30$ s). Una vez alcanzado este punto el FR continúa su evolución manteniendo la deflexión por inercia ($t = 60$ s); sin embargo, su avance empieza a comprimir las líneas de campo abiertas del agujero coronal hasta que la presión magnética se vuelve más alta que la del gas e impide que el FR siga comprimiendo las líneas de campo, frenando así su avance lateral ($t = 90$ s). La compresión de las líneas de campo genera una fuerza restitutiva que ahora impulsa al *flux rope* a la izquierda ($t = 120$ s) y se producen oscilaciones de las líneas de campo, hasta que puede ser reestablecido el equilibrio, y la cuerda de flujo continúa su evolución siguiendo el camino establecido por las, ahora estáticas, líneas de campo magnético ($t = 150$ s).

7 Conclusiones

Sobre el estudio observacional:

La eyección coronal de masa del 24 de enero de 2011, cuya posición tridimensional fue reconstruida en este trabajo mediante distintas técnicas, sufrió una clara deflexión en longitud y latitud. La presencia de un agujero coronal afectó la evolución de la prominencia progenitora, y un *pseudostreamer* influenció en la deflexión en las etapas más tardías de la evolución de la CME.

La deflexión latitudinal de la prominencia/núcleo sigue una tendencia que el ápex de la CME parece seguir, lo que sugiere que el núcleo de la CME está centrado. Pero el desfase encontrado en longitud entre la triangulación de la prominencia/núcleo respecto al ápex de la CME sugiere un descentrado del núcleo. Esto motiva a evaluar la validez del modelo FM en los casos en que la expansión no es radial.

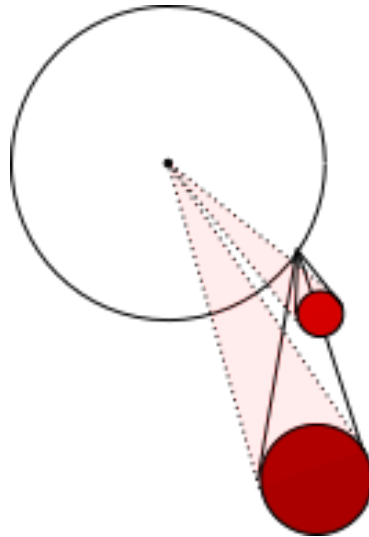


Figura 35: El círculo mayor representa el Sol, los círculos rojos los núcleos de una CME en dos tiempos distintos (esquema sin escala). En líneas continuas se representan las “patas” de la eyección, correspondientes al modelo de cuerda de flujo, en líneas de trazos se encuentra el ajuste que aplicaría el modelo de Thernisien et al. (2009) (FM).

En el modelo presentado por Thernisien et al. (2009) se modela una CME cuyas “patas” convergen en el centro del Sol. Este modelo ajusta bien a los eventos con expansión radial. Pero cuando la CME sufre deflexión, el modelo podría diferir del propuesto por Thernisien et al. (2009). En la Figura 35 se muestra la diferencia entre la expansión real (líneas continuas) y la ajustada (líneas a trazos). Luego, el descentrado del núcleo de la CME puede ser o no real, dependiendo qué modelo se utilice.

Sobre el estudio en simulaciones numéricas:

Los distintos estudios presentados mediante el uso de simulaciones numéricas otorgan una noción de las diversas configuraciones magnéticas que pueden conseguirse aún en escenarios sencillos. Del estudio realizado sobre la eyección de la CME, se concluye que

la variable que más favorece a una eyección más rápida es la temperatura del FR. Subir un orden de magnitud la temperatura implica el mismo aumento en la altura. También la velocidad de ascenso se ve favorecida en la medida que la atadura magnética a las bases fotosféricas sea débil. Disminuir esta atadura a la mitad aumenta la velocidad de ascenso entre un 25 % y un 400 %. Por último, aumentar al doble la corriente del FR favorece al aumento de la altura en un 10 %.

Por otro lado, el aumentar al doble el radio del FR puede aumentar o disminuir la velocidad de ascenso, y depende fuertemente de cuán atado está el FR a la base solar.

También se concluye que cada vez que el FR esté más alto, la velocidad de ascenso del mismo se ve debilitada, si el ambiente donde se encuentra es débil magnéticamente.

Con el modelo bidimensional de cuerda de flujo perturbada por un campo unipolar utilizado para este trabajo, se ha demostrado la susceptibilidad de la eyección coronal de masa al ambiente magnético en el que se encuentra embebido el *flux rope*.

El análisis sistemático realizado permitió evaluar cómo afectan a la evolución de la CME los distintos parámetros, tanto de la cuerda de flujo que la origina como los de la perturbación magnética que rompe la simetría del entorno en el cuál se desarrolla.

Se pudo determinar a partir de las múltiples simulaciones efectuadas que en cualquier caso el *flux rope* se ve atraído por el mínimo local de energía magnética, formado por la suma del campo base, la perturbación (CH) y la corriente del mismo, y se deflecta hacia éste hasta alcanzarlo. Como se vió en el Estudio 7 la CME puede sufrir incluso una doble deflexión si el agujero coronal y el mínimo magnético se encuentran en el mismo lado del dominio. Esta tendencia se ha visto en otro estadio mas tardío de la CME. En Jiang et al. (2007) muestran que un filamento erupcionó hacia un CH y rebotó en él. En el proceso, el CH sufrió un encogimiento y cambió su forma.

El Estudio 1 prueba que la deflexión de la CME dependerá de la masa y velocidad del FR. Kay et al. (2015) concluyen que aunque existe una tendencia a que las CMEs más masivas y veloces se deflectan menos a escalas globales, existen casos donde el ambiente local afecta esta relación y ocurre que por ejemplo, la CME menos masiva y más lenta no sufre la mayor desviación (ver Figura 9a del paper de Kay et al. (2015)). Por lo que la relación entre velocidad y masa no es directa y depende del tipo de estructura magnética que está impulsando el apartamiento de la evolución radial. En este sentido, los resultados obtenidos tanto del Estudio 1 como del 2, se condicen con que la relacion entre la masa y la velocidad no es biyectiva. Como vimos en los resultados, el FR más pesado y lento es el más deflectado, pero no necesariamente un FR más rápido y liviano se deflecta menos (como se ve para el caso con $T_{FR} = 5$ MK y con $T_{FR} = 2$ MK, donde el primero se deflecta más que el segundo).

Los Estudios 3 y 4 muestran que a mayor ancho del agujero coronal y menor distancia al FR, la deflexión es más rápida, pero el análisis de la trayectoria arrojó que la deflexión es la misma, al menos en las etapas tempranas de la deflexión de la CME. Un estudio a

escalas mayores de tiempo y espacio es necesario para poder comparar con lo predicho por Cremades et al. (2006), quienes afirman que la influencia del agujero coronal sobre la CME es proporcional a su área e inversamente proporcional a la distancia.

El resultado obtenido del Estudio 5 coincide con la relación propuesta por Gopalswamy et al. (2009), donde calculan un “parámetro de influencia” para cada CH proporcional a su intensidad de campo al nivel de la fotosfera. El aumento del campo magnético del CH implica mínimos magnéticos locales cuya influencia en la deflexión del FR es crucial en las etapas iniciales del ascenso.

Lo detallado en los Estudio 6 y 7 arroja algunos resultados interesantes para continuar con un análisis futuro. Por un lado el Estudio 6 muestra que pequeñas asimetrías en el campo magnético ambiente pueden producir la deflexión de la cuerda de flujo hacia el mínimo de energía magnética. En Kay et al. (2015) muestran que aunque la fuente de la CME se encuentre cerca de una región activa, donde los gradientes de campo magnético (y por lo tanto las fuerzas magnéticas) son muy fuertes, o cerca de una región “quieta” donde las variaciones de campo magnético son débiles, las deflexiones son igual de importantes. Del Estudio 7 se puede concluir que los agujeros coronales se comportan como “paredes magnéticas” (Cremades et al., 2006; Gopalswamy et al., 2009; Mohamed et al., 2012), es decir impiden la expansión de la CME en la dirección en la que se encuentran, siempre que la presión magnética supere la presión del gas de forma tal que las líneas abiertas del CH conducen a la eyección coronal de masa en una dirección distinta a la radial. Notamos además que la masa del FR, luego de ser deflectada por el mínimo de energía magnética local que se encuentra próximo a él, se ve colimada por las líneas de campo que conforman un canal por el cual el material encuentra menor resistencia en su ascenso.

Como conclusión general puede decirse que en los estadios tempranos de la evolución de la CME, los mínimos de energía magnética locales causarán la deflexión del *flux rope* hacia su posición espacial, sea cuál sea la ubicación del agujero coronal.

8 Trabajo Futuro

Del análisis observacional realizado sobre la deflexión de un evento de CME cabe resaltar que medir latitud y longitud con coordenadas heliocéntricas no da una idea acabada de la cinemática de la prominencia/núcleo respecto de la CME. Para encontrar la real deflexión de cada una de las partes de la CME, se continuará con el análisis haciendo una traslación de coordenadas al centro del filamento, progenitor de la CME.

El trabajo numérico aquí realizado aporta al conocimiento de los mecanismos físicos que accionan una deflexión en los primeros momentos de la evolución de una CME. Observacionalmente estas etapas no se analizan con demasiada profundidad dada la complejidad que implica detectar un FR en la baja corona, y dada la complejidad morfológica que presenta la fuente de una eyección coronal de masa. En adelante se pretende continuar con el estudio sistemático de cambio de variables para etapas intermedias y tardías de la evolución de la CME, ya que en estos estadios existen múltiples análisis de observaciones más sencillas de la estructura de la CME.

Existe un consenso en la comunidad que las deflexiones se deben a la presencia de mínimos de energía magnética. En presencia de configuraciones tales como *pseudostreamers* u hojas de corriente heliosférica (HCS, de sus siglas en inglés *Heliospheric Current Sheets*) se forman mínimos locales (cerca de la fuente) y globales (a cientos o miles de Mm de la fuente). La intención es en el futuro simular estos perturbadores ya que esto permitirá estudiar como responde el FR ante varios puntos atractores.

Como se mostró en esta tesina, las simulaciones numéricas permiten no solo analizar la cinemática de la CME, sino también la dinámica del plasma, como el caso de las ondas de choque. Estas ondas son capaces de modificar las propiedades del medio por el cual se propaga y de esta forma ayudar o no a la deflexión de CME. Así, estudiar la dinámica de la deflexión con o sin ondas de choque presentes en la evolución de la CME será otro objetivo para trabajo futuro.

Referencias

- Bemporad A., 2009, *ApJ*, 701, 298
- Bi Y., Jiang Y., Yang J., Hong J., Li H., Yang D., Yang B., 2014, *ApJ*, 790, 100
- Byrne J. P., Maloney S. A., McAteer R. T. J., Refojo J. M., Gallagher P. T., 2010, *Nature Communications*, 1, 74
- Carmichael H., 1964, *A Process for Flares*, p. 451
- Chifor C., Mason H. E., Tripathi D., Isobe H., Asai A., 2006, *A&A*, 458, 965
- Collier Cameron A., Robinson R. D., 1989, *MNRAS*, 238, 657
- Cremades H., Bothmer V., 2004, *A&A*, 422, 307
- Cremades H., Bothmer V., Tripathi D., 2006, *Advances in Space Research*, 38, 461
- Dmitruk P., Gómez D. O., 1997, *ApJ*, 484, L83
- Evans C. R., Hawley J. F., 1988, *ApJ*, 332, 659
- Forbes T. G., 1990, *Journal of Geophysical Research*, 95, 11919
- Forbes T. G., 2000, *Journal of Geophysical Research*, 105, 23153
- Fryxell B. et al., 2000, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 131, 273
- Gómez D. O., 2011, in *IAU Symposium, Vol. 273, Physics of Sun and Star Spots*, Prasad Choudhary D., Strassmeier K. G., eds., pp. 44–50
- Gopalswamy N., Mäkelä P., Xie H., Akiyama S., Yashiro S., 2009, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 114, A00A22
- Gosling J. T., 1993, *Journal of Geophysical Research*, 98, 18937
- Gui B., Shen C., Wang Y., Ye P., Liu J., Wang S., Zhao X., 2011, *Sol. Phys.*, 271, 111
- Hildner E., 1977, in *Astrophysics and Space Science Library, Vol. 71, Study of Travelling Interplanetary Phenomena*, Shea M. A., Smart D. F., Wu S. T., eds., pp. 3–20
- Hirayama T., 1974, *Sol. Phys.*, 34, 323
- Howard R. A., Sheeley, Jr. N. R., Michels D. J., Koomen M. J., 1985, *JGR*, 90, 8173
- Hudson H. S., 1991, *Sol. Phys.*, 133, 357
- Hundhausen A. J., Sawyer C. B., House L., Illing R. M. E., Wagner W. J., 1984, *Journal of Geophysical Research*, 89, 2639

- Illing R. M. E., Hundhausen A. J., 1985, *Journal of Geophysical Research*, 90, 275
- Isavnin A., Vourlidas A., Kilpua E. K. J., 2014, *Sol. Phys.*, 289, 2141
- Jiang Y., Yang L., Li K., Shen Y., 2007, *ApJL*, 667, L105
- Kahler S. W., 1992, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 30, 113
- Kay C., Gopalswamy N., Xie H., Yashiro S., 2017, *Sol. Phys.*, 292, 78
- Kay C., Opher M., 2015, *ApJ*, 811, L36
- Kay C., Opher M., Evans R. M., 2013, *ApJ*, 775, 5
- Kay C., Opher M., Evans R. M., 2015, *ApJ*, 805, 168
- Kilpua E. K. J. et al., 2009, *Annales Geophysicae*, 27, 4491
- Kopp R. A., Pneuman G. W., 1976, *Sol. Phys.*, 50, 85
- Krause G., Cécere M., Zurbriggen E., Costa A., Francile C., Elaskar S., 2018, *MNRAS*, 474, 770
- Lee D., Deane A. E., 2009, *Journal of Computational Physics*, 228, 952
- Liewer P., Panasenco O., Vourlidas A., Colaninno R., 2015, *Sol. Phys.*, 290, 3343
- Liu Y., Davies J. A., Luhmann J. G., Vourlidas A., Bale S. D., Lin R. P., 2010, *ApJ*, 710, L82
- López F. M., Cremades H., Balmaceda L., 2012, in *IAU Symposium, Vol. 286, Comparative Magnetic Minima: Characterizing Quiet Times in the Sun and Stars*, Mandrini C. H., Webb D. F., eds., pp. 225–228
- Low B. C., 1996, *Sol. Phys.*, 167, 217
- Low B. C., Berger M. A., 2003, *ApJ*, 589, 644
- Lowder C., Yeates A., Leamon R., Qiu J., 2016, in *SDO 2016: Unraveling the Sun's Complexity*, p. 67
- Manchester W., Kilpua E. K. J., Liu Y. D., Lugaz N., Riley P., Török T., Vršnak B., 2017, *Space Sci. Rev.*, 212, 1159
- Mei Z., Shen C., Wu N., Lin J., Murphy N. A., Roussev I. I., 2012, *MNRAS*, 425, 2824
- Mohamed A. A., Gopalswamy N., Yashiro S., Akiyama S., Mäkelä P., Xie H., Jung H., 2012, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 117, A01103

- Möstl C. et al., 2015, *Nature Communications*, 6, 7135
- Nindos A., Patsourakos S., Vourlidas A., Tagikas C., 2015, *ApJ*, 808, 117
- Panasenco O., Martin S., Joshi A. D., Srivastava N., 2011, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 73, 1129
- Pascoe D. J., Nakariakov V. M., Kupriyanova E. G., 2013, *A&A*, 560, A97
- Plunkett S. P., Thompson B. J., St. Cyr O. C., Howard R. A., 2001, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 63, 389
- Plunkett S. P. et al., 2000, *Sol. Phys.*, 194, 371
- Roe P. L., 1981, *Journal of Computational Physics*, 43, 357
- Schwenn R., 1996, *Ap&SS*, 243, 187
- Shen C., Wang Y., Gui B., Ye P., Wang S., 2011, *Sol. Phys.*, 269, 389
- Srivastava N., Mierla M., Rodriguez L., 2011, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 73, 1077
- Sturrock P. A., 1966, *Nature*, 211, 695
- Thernisien A., Vourlidas A., Howard R. A., 2009, *Sol. Phys.*, 256, 111
- Titov V. S., Hornig G., Démoulin P., 2002, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107, 1164
- Török T., Kliem B., 2005, *ApJ*, 630, L97
- Tousey R., 1973, in *Space Research Conference*, Vol. 2, pp. 713–730
- van Leer B., 1979, *Journal of Computational Physics*, 32, 101
- Vršnak B., Cliver E. W., 2008, *Sol. Phys.*, 253, 215
- Wang H., Shen C., Lin J., 2009, *ApJ*, 700, 1716
- Wang H.-J., Liu S.-Q., Gong J.-C., Lin J., 2015, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 15, 363
- Webb D. F., Howard T. A., 2012, *Living Reviews in Solar Physics*, 9, 3
- Wiegelmann T., Solanki S. K., 2004, *Sol. Phys.*, 225, 227
- Xie H., St. Cyr O. C., Gopalswamy N., Yashiro S., Krall J., Kramar M., Davila J., 2009, *Sol. Phys.*, 259, 143
- Zhang J., Dere K., Howard R. A., 2001, in *AGU Fall Meeting Abstracts*, Vol. 2001, pp. SH31C-05

A Anexos

A.1 Datos de simulaciones

En la tabla provista a continuación se detallan los parámetros utilizados para realizar cada una de las simulaciones corridas de la implementación descrita en la Sección 5.2.2.

Tabla 4: Parámetros de las simulaciones con perturbación.

Casos con CH Potencial						
Corrida	$T_{FR}[\text{MK}]$	$j_0[\text{statA}/\text{cm}^2]$	M	$B_0[\text{G}]$	$l[\text{Mm}]$	$d[\text{Mm}]$
1	0.3	500	1	-3	500	200
2	0.3	500	1	3	500	200
3	1	100	0.5	-3	500	200
4	1	500	0.5	0.8	400	150
5	1	500	1	-3	500	200
6	1	500	1	3	500	200
7	1	1000	1	-5	200	200
8	1	1000	1	-5	500	200
9	1	1000	1	-3	200	200
10	1	1000	1	1	100	-8
12	1	1000	1	2	100	-8
13	1	1000	1	3	500	200
14	1	1000	1	10	150	-80
15	1	1000	1	10	150	50
16	1	1000	1	10	150	80
17	1	1000	1	10	400	-80
18	1	1000	1	10	400	80
19	1	3000	1	-5	200	200
20	1	3000	1	-5	500	200
21	1	3000	1	-3	200	200
22	1	3000	1	-3	500	200
23	1	4000	1	30	200	200
24	2	500	0.5	0.8	300	150
25	2	500	0.5	0.8	400	50
26	2	500	0.5	0.8	400	150
27	2	500	0.5	0.8	400	250
28	2	500	0.5	0.8	500	150
29	2	500	0.5	1.6	400	150
30	2	1000	1	1	100	-8
31	5	300	1	-3	500	200
32	5	500	0.5	-3	500	200
33	5	500	0.5	0.8	400	150
34	5	500	0.5	3	300	200
35	5	500	1	-3	500	200
36	5	500	1	3	200	200
37	5	500	1	3	500	200
38	10	1000	1	10	500	3
39	10	1000	1	30	150	80
Casos con CH Dipolar				$F_0[10^{20} \text{ G}/\text{cm}^2]$	$d_y[\text{Mm}]$	$d_x[\text{Mm}]$
40	1	500	0.5	-10	-600	100
41	1	1000	1	-4	-100	100
42	2	500	0.5	-10	-600	100
43	5	500	0.5	-4	-100	100
44	5	500	0.5	-7	-1600	100
45	5	500	0.5	-10	-600	100