

UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS DE
HIDALGO



INSTITUTO DE FÍSICA Y MATEMÁTICAS

**SIMULACIONES MAGNETOHIDRODINÁMICAS CON
CONDUCCIÓN TÉRMICA DE LA RECONEXIÓN EN
FULGURACIONES SOLARES**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
DOCTORA EN CIENCIAS EN EL ÁREA DE FÍSICA

PRESENTA:
ITZAYANA DEL CARMEN IZQUIERDO GUZMÁN

DIRECTOR DE TESIS:
DR. FRANCISCO S. GUZMÁN MURILLO



A la luz de mis ojos, Alondra.

Agradecimientos

En primer lugar, deseo expresar mi profundo agradecimiento al Dr. Francisco S. Guzmán Murillo, mi asesor, por su inestimable dedicación y apoyo a lo largo de la realización de esta tesis. Le agradezco por proporcionarme los recursos y las herramientas necesarias para llevar a cabo la investigación que hemos culminado. Pero, sobre todo, quiero reconocer su constante fe en mi capacidad para lograrlo. Quiero expresar mi sincero agradecimiento al Dr. José Juan González Avilés por su valioso apoyo y por compartir su amplio conocimiento conmigo a lo largo de todo el proceso. También deseo agradecer al Dr. Umberto Cotti Gollini, al Dr. Alfredo Raya Montaña y al Dr. José Antonio González Cervera por su amabilidad al revisar esta tesis.

Quiero expresar mi profundo agradecimiento a toda mi familia por su apoyo incondicional a lo largo de este arduo camino. Especialmente quiero reconocer y abrazar con cariño a mi esposo, Jesús. Durante todos estos años, él ha estado a mi lado, no solo brindándome su apoyo, consejos y asistencia, sino también sosteniendo mi mano con amor y afecto. Su constante respaldo ha sido la luz que ha iluminado mi camino en este viaje. Le estoy eternamente agradecida.

También quiero expresar mi sincero agradecimiento a mis padres, Marielena y Eduardo, quienes han desempeñado un papel fundamental en mi vida. A lo largo de mi camino, siempre han estado ahí, brindándome su apoyo incondicional. Sus palabras de aliento y su confianza en mí han sido un motor que me impulsa a alcanzar mis metas. Agradezco profundamente todo lo que han hecho por mí y por Alondra y por ser los pilares de mi fortaleza y determinación.

A mis queridas hermanas, Yajaira y Andrea, que son mi fuente de inspiración y que han sido un apoyo invaluable en esta nueva etapa de mi vida, la maternidad. Su amor y aliento son invaluable para mí. Sobre todo, y aunque aún no sepa leer, quiero expresar mi profundo agradecimiento a mi pequeña Alondra. Ella es el pilar de mi vida, la razón por la que hoy esta tesis se ha escrito. Espero con todo mi corazón que, cuando llegue el momento en que puedas leer y te encuentres con esta tesis, puedas sentirte orgullosa y ver en tu mamá un ejemplo a seguir. Cada paso que he dado en este camino académico ha estado impulsado por el deseo de brindarte un futuro mejor y demostrarte que los sueños se pueden alcanzar con dedicación y esfuerzo. Eres mi mayor inspiración y motivación, y te amo con todo mi ser.

Quiero expresar mi sincero agradecimiento a todos mis amigos: Jorsh, Gaby, Misha y Santi, por su apoyo constante y sus palabras de aliento. También a Iván y Dani, mis compañeros de cubículo, quienes han hecho que mis días sean más amenos con su compañía. La amistad de todos ustedes ha sido un faro de positividad en mi vida, y estoy agradecida por cada momento compartido juntos.

Mi profundo agradecimiento al Instituto de Física y Matemáticas de la Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo por brindarme la oportunidad de llevar a cabo mi estancia doctoral.

También deseo agradecer al CONAHCYT por la asignación de la beca que hizo posible esta etapa de mi vida.

Morelia MEX., 19 de septiembre de 2023

Resumen

Se lleva a cabo una simulación detallada de las fulguraciones solares para estudiar el impacto de la magnitud del campo magnético y la conductividad térmica en la dinámica de la reconexión magnética y la conversión de energía. Se resuelven las ecuaciones de la Magnetohidrodinámica (MHD) en un modelo 2.5D que incluye resistividad y conductividad térmica, abarcando desde la cromosfera hasta la corona solar.

La fulguración se inicia deliberadamente en un punto nulo, donde una distribución Gaussiana de la resistividad alcanza su máximo. Se analiza su evolución en función de los parámetros del campo magnético (B_0) y la conductividad térmica (κ). El rango de B_0 varía de 22 G a 50 G, mientras que κ oscila entre cero y $10^{-11} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-7/2}$. Se encuentra que B_0 tiene un papel crucial en la tasa de reconexión, con variaciones de hasta un 100 %. En contraste, κ tiene un impacto más limitado, con un máximo de 10 % en la tasa de reconexión.

Se calcula la evolución de las energías magnética, cinética e interna en una región sobre el punto de reconexión. La energía magnética inicialmente domina y se relaja en aproximadamente 20 segundos, disminuyendo en un 50 %, mientras que la energía interna aumenta en un 100 %. A medida que avanza el proceso, parte de la energía magnética se convierte en energía cinética, generando chorros de plasma que se desplazan verticalmente desde el punto de inicio de la reconexión. La magnitud de los chorros es mayor con valores mayores de B_0 y una menor κ .

Palabras clave: Dinámica de Fulguraciones; Modelos de Fulguraciones; Campos magnéticos coronales; Conversión de energía, Choques MHD

Abstract

A detailed simulation of solar flares is conducted to study the influence of magnetic field strength and thermal conductivity on the dynamics of magnetic reconnection and energy conversion during the process. In this simulation, the Magnetohydrodynamics (MHD) equations are solved in a 2.5D model with resistivity and thermal conductivity, covering a domain spanning the chromosphere-corona interface of the Sun.

The flare is intentionally initiated at a null point where a Gaussian distribution of resistivity reaches its maximum value, and its evolution is studied with respect to the mentioned parameters. The parameter space includes magnetic field strengths (B_0) ranging from 22 G to 50 G, while thermal conductivity (κ) varies from zero to $10^{-11} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-7/2}$. Within this parameter space, it is found that the magnetic field magnitude plays a crucial role in determining the reconnection rate, with variations of up to a hundred percent in the B_0 range. Conversely, the thermal conductivity has a more limited impact, leading to a maximum ten percent variation in the rate of change.

Furthermore, the evolution of magnetic, kinetic, and internal energies in a region directly above the reconnection point is calculated, and their interaction is assessed. Across all simulations, it is observed that magnetic energy initially dominates and relaxes over a timescale of about 20 seconds. During this phase, magnetic energy decreases by approximately 50 %, while internal energy increases by around 100 %. As the process unfolds, a portion of magnetic energy is transformed into kinetic energy, driving the generation of plasma motions in the form of upward-moving jets. The magnitude of these jets is greater for higher B_0 values and lower κ values.

Índice general

Agradecimientos	I
Resumen	III
Abstract	IV
1. Introducción	2
2. Reconexión magnética	6
2.1. Las ecuaciones de la Magnetohidrodinámica	6
2.1.1. La ecuación de continuidad	7
2.1.2. Ecuación de momento	7
2.1.3. Ecuación de balance de energía	8
2.1.4. Ley de Gauss Magnética	10
2.1.5. Ley de Ampère	11
2.1.6. Ley de Ohm	11
2.1.7. Ley de Faraday	11
2.2. Puntos nulos en 2D	12
2.3. Hojas de corriente	13
2.4. Aniquilación de las líneas de campo magnético	14
2.4.1. Difusión del campo magnético	15
2.4.2. Transporte de las líneas de campo	16
2.5. Soluciones clásicas: Reconexión estacionaria	17
2.5.1. Modelo de Sweet-Parker	17
2.5.2. Modelo de Petschek	19
3. Modelo y métodos numéricos	22
3.1. Las ecuaciones de la MHD	22
3.2. Modelo de la atmósfera solar y configuración del campo magnético	24
3.3. Modelo de la resistividad	24
3.4. Métodos Numéricos	24
3.5. Análisis y diagnóstico	26
3.5.1. Parámetros	26
3.5.2. Diagnóstico	27
4. Resultados de las simulaciones numéricas	30
4.1. Tasa de reconexión magnética	31
4.2. Conversión de energía	35

ÍNDICE GENERAL	1
5. Conclusiones	43
Bibliografía	46

Capítulo 1

Introducción

El Sol, una estrella compuesta principalmente de hidrógeno y helio, se encuentra en el centro de nuestro sistema solar. Su interior se divide en tres regiones principales: el núcleo, la zona de radiación y la zona de convección. Además, posee una atmósfera solar compuesta por la fotosfera, la cromosfera y la corona. Cada una de estas regiones exhibe propiedades y fenómenos distintos [1].

En el núcleo del Sol, las altas temperaturas y presiones generan un ambiente propicio para las reacciones nucleares de fusión termonuclear. Aquí, los núcleos de hidrógeno se combinan para formar helio, liberando enormes cantidades de energía en forma de luz y calor. Esta zona cubre alrededor de 200,000 Km.

En la zona radiativa, la energía liberada en el núcleo se propaga hacia afuera en forma de radiación electromagnética, principalmente en forma de fotones de luz. Los fotones son absorbidos y reemitidos repetidamente por los átomos de hidrógeno y helio presentes en esta región.

La zona convectiva entra en juego a medida que la energía se aleja del núcleo. Aquí, el transporte de energía ocurre mediante el movimiento de grandes burbujas de gas caliente que ascienden hacia la superficie solar, mientras que burbujas más frías que descienden hacia el interior. Este proceso de convección ayuda a mezclar y distribuir el calor en toda esta región.

Por otra parte, la atmósfera solar está compuesta por las siguientes regiones:

- La fotosfera, la capa visible del Sol que observamos desde la Tierra, donde la temperatura desciende (alrededor de 5800 K) y la densidad aumenta, permitiendo que la luz solar sea emitida hacia el espacio. Aquí se pueden observar diversas características solares como manchas solares y gránulos.
- Sobre la fotosfera, se encuentra la cromosfera, una capa más delgada (con un ancho de aproximadamente 1500 Km) pero extremadamente más caliente (10000 K) que la fotosfera. Aquí podemos observar la formación de espículas, que son chorros de gas caliente que se elevan desde la superficie solar, así como las prominencias solares.
- La corona, la capa más externa del Sol, se extiende millones de kilómetros en el espacio. Es una región extremadamente caliente (2 a 10 millones de grados Kelvin), compuesta principalmente de plasma y gas. Durante un eclipse solar total, la corona se hace visible como un halo brillante alrededor del Sol. En esta zona se producen las fulguraciones solares y las eyecciones de masa coronal, eventos explosivos relacionados con la actividad magnética solar. Las fulguraciones solares son fenómenos donde se libera una gran cantidad de energía magnética almacenada en

el campo magnético coronal, en forma de radiación electromagnética y calor [12, 13, 29, 30]. El entendimiento de las fulguraciones solares es importante para entender la interacción del Sol con la Tierra, y con el entorno local, conocido como Clima Espacial.

Basado en observaciones, el modelo más utilizado para explicar las fulguraciones solares es la reconexión magnética, un proceso en el cual las líneas de campo magnético se entrelazan y se reorganizan, lo cual produce una liberación repentina de energía cinética que acelera el plasma alrededor [7, 8, 12, 49].

La teoría de la reconexión magnética aplicada a las fulguraciones solares fue desarrollada entre los años 1946 y 1949 por R. G. Giovanelli y F. Hoyle [52, 53]. Según esta teoría, la aceleración y calentamiento del plasma durante las fulguraciones solares se producen en regiones donde el campo magnético se anula (punto nulo) debido a la existencia de un campo eléctrico con componente paralela al campo magnético en una vecindad cercana a dicha región. Este campo eléctrico acelera las partículas cargadas hasta que viajan a una región donde el campo magnético no es cero. En 1953, Cowling [66] propuso la formación de una hoja de corriente (región donde se produce un intenso flujo de plasma y se generan fenómenos como la aceleración de partículas y la formación de regiones donde el campo magnético se anula) durante una fulguración solar provocada por disipación ohmica, y J. W. Dungey [67] demostró que el colapso del campo magnético en un punto nulo X es el origen de la formación de la hoja de corriente, utilizando las ecuaciones de la Magnetohidrodinámica (MHD).

En 1957 y 1958, Sweet y Parker plantearon el primer modelo MHD para estudiar el efecto de la reconexión de las líneas de campo en la formación de la hoja de corriente en las fulguraciones solares [54–56].

El modelo propuesto por Sweet y Parker considera una reconexión lenta debido a que la longitud de la hoja de corriente es aproximadamente igual a la escala de longitud global del sistema, y la resistividad está descrita por la fórmula propuesta por Spitzer [57]. Sin embargo, al comparar los resultados del modelo con las observaciones de las propiedades del plasma usadas para inferir la tasa de reconexión magnética, se encontró una discrepancia significativa de al menos un factor de 1000 en la tasa de conversión de energía magnética en energía cinética y calor. Esta discrepancia puede entenderse mejor al considerar que la fórmula de Spitzer para la resistividad resulta inadecuada para describir las condiciones del plasma en la corona solar durante una fulguración. Esto se debe a que dicha fórmula fue concebida en contextos de plasmas colisionales, donde las interacciones entre partículas cargadas predominan como el principal mecanismo de transferencia de energía y momentum en el plasma. Sin embargo, en la corona solar, se encuentra una densidad de plasma extremadamente baja y una temperatura excepcionalmente elevada, lo que conduce a que las colisiones entre partículas sean extremadamente infrecuentes.

En 1964, Petschek propuso un modelo que se ajustaba mejor a los resultados observacionales [41]. Utilizó la misma fórmula para la resistividad que el modelo de Sweet y Parker, pero la longitud de la hoja de corriente fue mucho menor que la longitud de escala global del sistema. Este modelo fue el primer modelo de reconexión rápida propuesto, lo que implica que la liberación de energía ocurre en escalas de tiempo más cortas y en regiones más pequeñas. La reconexión rápida es capaz de explicar la conversión de energía magnética en energía cinética y calor de manera más eficiente, y se ha encontrado que es más consistente con las observaciones de las fulguraciones solares y otros fenómenos solares [12]. El estudio de estos modelos de reconexión en el contexto de la MHD es crucial para comprender la física detrás de los eventos solares explosivos como las fulguraciones solares y las eyecciones de masa coronal, así como la estructura y dinámica de la heliósfera.

Durante una fulguración solar, la reconexión magnética ocurre en regiones de la atmósfera solar donde las líneas de campo magnético se entrelazan. Es posible ampliar este modelo utilizando datos

observacionales para identificar otros procesos, como la evaporación rápida de plasma, los anillos de rayos X y las regiones fuente de rayos X duros [17].

Además de la reconexión magnética, otros procesos y fenómenos juegan un papel importante en las fulguraciones solares. Por ejemplo, la conducción del calor desempeña un papel crucial en la transferencia de energía térmica durante estos eventos. La conducción térmica permite que la energía liberada durante una fulguración se propague a lo largo de los diferentes niveles de la atmósfera solar, generando cambios en la temperatura y acelerando el plasma circundante. La formación y evolución de plasmoides también son procesos relevantes en las fulguraciones solares. Los plasmoides son estructuras magnéticas altamente enredadas y confinadas de plasma que pueden formarse durante la reconexión magnética. Estos plasmoides pueden liberarse y ser expulsados a alta velocidad (100-1000 Km / s), generando chorros de plasma y eyecciones de masa coronal.

Para describir la dinámica de las fulguraciones solares, se utilizan las ecuaciones de la MHD, que combinan los principios de conservación de la masa, el momento y la energía con las ecuaciones de Maxwell, incluyendo la Ley de Faraday, la Ley de Ampère, la Ley de Ohm y la Ley de Gauss. Estas ecuaciones son fundamentales para entender cómo las propiedades del plasma solar, como la densidad, la velocidad y la temperatura, interactúan con el campo magnético del Sol. Resolver este sistema de ecuaciones resulta difícil de realizar de forma analítica en más de una dimensión, por lo que se han construido códigos que permiten resolverlas numéricamente, por ejemplo el código CAFE Newtoniano [20, 21].

En los últimos años, los avances en simulaciones numéricas MHD han permitido una comprensión más detallada de los procesos involucrados en las fulguraciones solares. Estas simulaciones pueden capturar la evolución de los campos magnéticos, la transferencia de energía y las interacciones entre diferentes capas de la atmósfera solar, brindando una visión más completa de estos eventos explosivos.

En el ámbito de los modelos numéricos, se han realizado simulaciones MHD en dos dimensiones de fulguraciones solares para analizar los efectos de la resistividad magnética, la conducción del calor y la evaporación cromosférica [13, 48]. Estos estudios han encontrado consistencia entre las distribuciones de temperatura y las observaciones. Además, se ha ampliado la investigación al incluir el análisis de choques MHD dentro y fuera de los arcos post-fulguración [17]. En el contexto de la reconexión magnética que desencadena las fulguraciones solares, es esencial considerar la tasa de reconexión para determinar el tipo de reconexión en términos de procesos rápidos, lentos o superlentos. Otros eventos, como la formación de plasmoides y la estructura interna de las hojas de corriente, también han sido objeto de estudio [24, 25]. Se ha investigado la influencia de la conducción del calor en la tasa de reconexión y el flujo de energía en la formación de fulguraciones solares [4, 27, 28, 43].

Además, se han logrado avances significativos en las simulaciones numéricas MHD en 3D para capturar fenómenos clave en las fulguraciones solares. Por ejemplo, se ha logrado capturar el proceso de surgimiento de una erupción en una fulguración solar [37]. Asimismo, se ha llevado a cabo una simulación MHD completa en 3D para estudiar los flujos de plasma descendentes en las fulguraciones solares, revelando la formación de estructuras autoorganizadas en una interfaz turbulenta que alberga una variedad de flujos turbulentos, corrientes de electrones y choques cruciales para la liberación de energía y la aceleración de partículas [34]. Se ha llevado a cabo una investigación sobre la dinámica de las regiones situadas justo encima de los arcos de rayos X suaves, donde se forman fuentes de rayos X duros. Estas regiones, conocidas como fuentes de la parte superior del arco (ATL), han sido objeto de estudio mediante simulaciones MHD en 3D. Durante este análisis, se ha investigado la generación de turbulencia, la excitación de modos oscilatorios y el comportamiento de las energías en las regiones

ATL. Además, se ha estudiado cómo la conducción térmica y la tasa de reconexión magnética afectan dichas energías [42].

En resumen, las fulguraciones solares se generan por reconexión magnética, donde debido a un incremento de la resistividad en una región localizada de la corona solar (punto nulo), se genera una hoja de corriente. Las líneas del campo magnético, al entrar en esta zona de difusión, se reconectarán cambiando su topología. Durante este proceso de reconexión, se libera una gran cantidad de energía (alrededor de 10^{25} J) en forma de partículas aceleradas (energía cinética) y plasma extremadamente caliente (energía térmica).

Particularmente, la rapidez a la que las líneas de campo magnético se están reconectando (tasa de reconexión magnética) influye en esta conversión de energía, así como en las propiedades del plasma. Como ya se mencionó antes, existen diferentes estudios donde se ha analizado la influencia de estos parámetros en la dinámica de las fulguraciones solares, pero la influencia de la magnitud del campo magnético en la dinámica y evolución de las fulguraciones solares, así como el impacto sobre la tasa de reconexión magnética y la conversión de energía, no ha sido estudiada a profundidad.

Por lo tanto, el presente trabajo se enfoca en estudiar la influencia de la magnitud del campo magnético de la hoja de corriente y la conductividad térmica en el proceso de evolución de las fulguraciones solares utilizando un modelo numérico en el cual se resuelven las ecuaciones de la MHD resistivas en 2.5D. Se consideran cuatro valores realistas de la conductividad térmica y diferentes valores de la magnitud del campo magnético que se definen en términos del parámetro β del plasma en un rango de 10^{-2} a 10^{-3} , cuyos valores están en el rango de lo esperado en la corona solar [19]. Se analizan sus efectos en la temperatura, la velocidad y la morfología de las fulguraciones solares, así como en la tasa de reconexión y la conversión de energía magnética en energía cinética y energía interna. Además, se examina la presencia de choques dentro de la hoja de corriente en las proximidades del punto de reconexión, procesos fundamentales en las fulguraciones solares.

En comparación con trabajos previos [13, 14, 17], los resultados obtenidos en esta tesis amplían nuestra comprensión del proceso de reconexión magnética en la formación y evolución de los arcos posteriores a las fulguraciones, al contabilizar detalladamente la conversión de energía. Específicamente, exploramos los posibles mecanismos de disipación de energía desde la cromosfera superior hasta la corona solar a lo largo de la hoja de corriente asociada con el modelo de reconexión magnética de las fulguraciones solares.

En el segundo capítulo, se ofrece una explicación de la teoría de la reconexión magnética, incluyendo las ecuaciones que gobiernan la evolución del sistema y los modelos estacionarios que determinan los diferentes tipos de reconexión que pueden ocurrir en las fulguraciones. El tercer capítulo se dedica a describir la metodología utilizada en este estudio, así como el modelo numérico implementado para llevar a cabo las simulaciones. En el cuarto capítulo se presentan y analizan los resultados obtenidos a partir de estas simulaciones, brindando una visión integral de la evolución de las fulguraciones solares y los efectos del campo magnético, la conductividad térmica y la resistividad, así como los choques MHD. Finalmente, el capítulo cinco se dedica a las conclusiones.

Capítulo 2

Reconexión magnética

Hasta el momento, se han mencionado modelos que se basan en la reconexión magnética, pero es importante entender qué es exactamente este proceso. La reconexión magnética es un proceso en el cual las líneas de campo magnético interactúan y se reorganizan, cambiando su topología y conectividad. En términos más simples, la reconexión magnética ocurre cuando las líneas de campo magnético que originalmente estaban separadas se acercan y se entrelazan. Esto permite que las líneas de campo se vuelvan a conectar y formen nuevas estructuras magnéticas.

En este capítulo, se presentan las ecuaciones fundamentales de la MHD, que son la base para comprender los procesos involucrados en las fulguraciones solares. En las primeras secciones, se abordan las ecuaciones de balance, las cuales incluyen las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía. Estas ecuaciones describen cómo la materia, el impulso y la energía se comportan en el plasma solar y son esenciales para entender la dinámica de estos eventos explosivos.

Posteriormente, se exploran las ecuaciones de Maxwell, que gobiernan el comportamiento del campo magnético en el plasma solar. Estas ecuaciones son cruciales para comprender la reconexión magnética y cómo las líneas del campo magnético pueden reorganizarse y liberar energía durante las fulguraciones solares.

A continuación, se analizan las hojas de corriente y los puntos nulos, que son regiones donde ocurre la reconexión magnética. En estas regiones, las líneas del campo magnético cambian su topología, lo que lleva a la liberación de energía y a la aceleración del plasma. Es fundamental entender estos conceptos para comprender cómo se inician y desarrollan las fulguraciones solares.

Finalmente, se abordan los modelos clásicos de la teoría de la reconexión magnética. Estos modelos proporcionan un marco teórico para explicar cómo ocurre la reconexión magnética y cómo influye en la liberación de energía durante las fulguraciones solares. Al comprender estos modelos, podremos evaluar cómo se ajustan a las observaciones y avanzar en la comprensión de la física detrás de estos eventos solares explosivos.

2.1. Las ecuaciones de la Magnetohidrodinámica

Las ecuaciones de la MHD contienen términos que consideran la conservación de la masa, el momento y la energía en el fluido, teniendo en cuenta factores como la presión, la gravedad y las fuerzas electromagnéticas. Además, las ecuaciones de Maxwell se adaptan para tomar en cuenta la presencia de corrientes eléctricas inducidas por el movimiento de partículas cargadas en el plasma.

2.1.1. La ecuación de continuidad

Se considera un elemento del fluido, el cual se supone pequeño en comparación con el dominio que ocupa el fluido, pero mucho más grande que el tamaño de las moléculas y la distancia que las separa. Dicho elemento tiene una densidad ρ y ocupa un volumen fijo V_0 que no depende del tiempo, por lo que su masa se puede calcular como $\int_{V_0} \rho dV$. Si se considera una variación de la masa en el tiempo, esta será proporcional al flujo de masa que atraviesa una superficie $d\mathbf{A}$, cuya normal apunta hacia el exterior de V_0 , a una velocidad $\mathbf{v}$. Esto se expresa como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_0} \rho dV = - \oint_{\partial V_0} \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{A}, \quad (2.1)$$

donde la integral cerrada se toma sobre la frontera de V_0 , ∂V_0 , y el signo negativo indica que el flujo está saliendo del volumen. Utilizando el Teorema de la Divergencia sobre la parte derecha de la ecuación (2.1), se tiene:

$$\oint_{\partial V_0} \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{A} = \int_{V_0} \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) dV, \quad (2.2)$$

sustituyendo la ecuación (2.2) en (2.1), se obtiene:

$$\int_{V_0} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \right] dV = 0, \quad (2.3)$$

la única forma en que la ecuación se satisfaga es que el integrando sea igual a cero, lo que conduce a la **ecuación de continuidad**:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0. \quad (2.4)$$

Esta ecuación representa la conservación de la masa en el fluido.

2.1.2. Ecuación de momento

La ecuación de momento permite conocer cómo varía el momento dentro y fuera de un elemento de volumen de un fluido, y además expresa la conservación del mismo. Para obtener la ecuación, se considera el cambio del momento neto con respecto al tiempo de un elemento de fluido que ocupa un volumen arbitrario V_0 , tiene densidad ρ , y se mueve con velocidad $\mathbf{v}$, $\frac{d}{dt} \int_{V_0} \rho \mathbf{v} dV$. Para un fluido ideal sin viscosidad, este cambio de momento se debe a tres razones principales:

- El flujo de momento que entra o sale del elemento del fluido a través de su frontera,
- las diferencias de presión p ,
- las fuerzas externas por unidad de volumen $\mathbf{F}$ que actúan sobre el elemento del fluido, como la aceleración de la gravedad o la fuerza de Lorentz.

Las contribuciones mencionadas anteriormente se representan mediante los términos contenidos en el lado derecho de la ecuación de balance de flujo de momento:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_0} \rho \mathbf{v} dV = - \oint_{\partial V_0} \rho \mathbf{v} \mathbf{v} \cdot d\mathbf{A} - \oint_{\partial V_0} p d\mathbf{A} + \int_{V_0} \mathbf{F} dV, \quad (2.5)$$

donde el tensor $\mathbf{v} \mathbf{v}$ tiene componentes $v_i v_j$. Aplicando el Teorema de la Divergencia a las integrales

de superficie de la ecuación (2.5), se obtiene la siguiente expresión:

$$\int_{V_0} \left(\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) + \nabla p - \mathbf{F} \right) dV = 0, \quad (2.6)$$

para que la ecuación de balance de momento se cumpla, el integrando de la integral de volumen en la ecuación (2.6) debe ser igual a cero. Esto implica que la ecuación de momento toma la siguiente expresión matemática:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) + \nabla p - \mathbf{F} = 0. \quad (2.7)$$

El término que incluye las fuerzas externas que actúan sobre el elemento del fluido por unidad de volumen $\mathbf{F}$ es la suma de la fuerza de Lorentz ($\mathbf{J} \times \mathbf{B}$), producida por campos magnéticos, y la fuerza gravitatoria $\rho \mathbf{g}$, y toma la forma:

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g}. \quad (2.8)$$

La fuerza de Lorentz puede ser expresada como $(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$ de acuerdo con la Ley de Ampère. Aplicando una identidad vectorial se tiene:

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \nabla \left(\frac{B^2}{2} \right), \quad (2.9)$$

donde $B^2 = \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}$ es la magnitud del campo magnético. Considerando solamente la componente en la dirección x , $\nabla(B^2/2) \cdot \hat{\mathbf{i}}$, donde $\hat{\mathbf{i}}$ es el vector unitario en la dirección x , el segundo término de la ecuación se puede expresar como:

$$\nabla \left(\frac{B^2}{2} \right) = \nabla \cdot \left(\frac{B^2}{2} \right) \hat{\mathbf{i}}, \quad (2.10)$$

por lo tanto, $\mathbf{F}$ toma la forma:

$$\mathbf{F} = \nabla \cdot \mathbf{B} \mathbf{B} - \nabla \cdot \left(\frac{B^2}{2} \right) \hat{\mathbf{i}} + \rho \mathbf{g}. \quad (2.11)$$

Finalmente sustituyendo la ecuación (2.11) en la ecuación (2.7), se obtiene la ecuación del momento para un fluido en presencia de campos magnéticos:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \left(p + \frac{B^2}{2} \right) \hat{\mathbf{i}} - \mathbf{B} \mathbf{B} \right) - \rho \mathbf{g} = 0, \quad (2.12)$$

donde se define la presión total del sistema como:

$$p_t = p + \frac{B^2}{2} \quad (2.13)$$

el término $\frac{B^2}{2}$ representa la presión magnética, y p es la presión del gas.

2.1.3. Ecuación de balance de energía

La ecuación de balance de energía es una ley de conservación que establece que la energía total del sistema, que incluye la energía cinética, la energía térmica y la energía electromagnética del campo magnético, se conserva a lo largo del tiempo. Considere el cambio de energía total en el tiempo de un elemento de fluido que ocupa un volumen arbitrario, V_0 , tiene densidad ρ y se mueve con velocidad $\mathbf{v}$,

$\frac{d}{dt} \int_{V_0} E_t dV$. La variación de la energía total del sistema se describe mediante la siguiente expresión:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_0} E_t dV = - \oint_S \mathbf{q} \cdot d\mathbf{S} + \int_{V_0} Q_r dV, \quad (2.14)$$

donde $\mathbf{q}$ representa el flujo de energía que entra o sale del elemento de fluido, y Q_r representa la producción de energía. Aplicando el Teorema de la Divergencia y agrupando los términos de la ecuación (2.14), se tiene:

$$\frac{\partial E_t}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{q} - Q_r = 0. \quad (2.15)$$

Para obtener el valor de los términos de esta ecuación se considera que existen tres partes que contribuyen al cambio de energía [51]:

- La tasa de cambio de la densidad de energía magnética, $\frac{B^2}{2}$,

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{2} \right) = \mathbf{B} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\mathbf{B} \nabla \times \mathbf{E}, \quad (2.16)$$

Usando la identidad vectorial $\mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{E} = -\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) - \mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{B}$ y aplicando la ley de Ampère, se tiene:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{2} \right) = -\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) - \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}, \quad (2.17)$$

aplicando la ley de Ohm al segundo término del lado derecho de la ecuación, se tiene:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{2} \right) = -\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) - \mathbf{v} \cdot (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) - \frac{J^2}{\sigma}, \quad (2.18)$$

se define $\epsilon_\eta = \frac{J^2}{\sigma}$, conocida como la disipación Ohmica, y $\frac{\partial m_{ij}}{\partial x_j} = (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_i$ como el tensor de esfuerzos debido a la fuerza de Lorentz. Así, la ecuación toma la forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{2} \right) = -\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) - v_i \frac{\partial m_{ij}}{\partial x_j} - \epsilon_\eta. \quad (2.19)$$

- La tasa de cambio de la densidad de energía cinética:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 \right) = \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho v_i \frac{\partial v_i}{\partial t}, \quad (2.20)$$

de acuerdo a las ecuaciones de conservación de la masa y del momento, la ecuación (2.20) puede ser reescrita como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 \right) = -\frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \left(\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) \right) + v_i \left(-\rho v_i \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial p_{ij}}{\partial x_j} + F_i \right), \quad (2.21)$$

El tensor total de esfuerzos en presencia de campos magnéticos es $p_{ij} = -p\delta_{ij} + \pi_{ij} + m_{ij}$, donde π_{ij} es el tensor de esfuerzo debido a la viscosidad. Sustituyendo esto en la ecuación (2.21),

obtenemos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 \right) &= - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 v_i \right) + \left(-v_i \rho v_i \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - v_i \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j \pi_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \pi_{ij} + v_i \frac{\partial m_{ij}}{\partial x_j} + v_i F_i \right) \\ &= - \nabla \cdot \left[\left(p + \frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 - \pi \right) \mathbf{v} \right] - \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} - \epsilon_v + v_i \frac{\partial m_{ij}}{\partial x_j} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{F}. \end{aligned} \quad (2.22)$$

- La tasa de cambio de la energía interna:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho e) &= \frac{D}{Dt} (\rho e) - \mathbf{v} \cdot \nabla (\rho e) \\ &= \rho \frac{De}{Dt} - \nabla \cdot (\rho e \mathbf{v}), \end{aligned} \quad (2.23)$$

al analizar el primer término del lado derecho de la ecuación, se llega a $\rho \frac{De}{Dt} = \nabla \cdot (\kappa \cdot \nabla T) + \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \epsilon$, donde ϵ es la tasa de generación de calor por unidad de volumen interno del fluido, y κ es la conductividad térmica. Por lo tanto, la ecuación adquiere la siguiente forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho e) = - \nabla \cdot (\rho e \mathbf{v} - \kappa \cdot \nabla T) + \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \epsilon. \quad (2.24)$$

Sumando las ecuaciones (2.19), (2.22) y (2.24), se obtiene la ecuación de la energía:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho e + \frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 + \frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{B} \right) = - \nabla \cdot \left(\left(p + \frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 + \rho e \right) \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \pi - \kappa \cdot \nabla T \right) + (\epsilon - \epsilon_\eta - \epsilon_v) + \mathbf{v} \cdot \mathbf{F}, \quad (2.25)$$

y comparando con la ecuación (2.15), se identifican cada uno de los términos de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} E_t &= \rho e + \frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 + \frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{B} \\ \mathbf{q} &= \left(p + \frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 + \rho e \right) \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \pi - \kappa \cdot \nabla T \\ Q_r &= (\epsilon - \epsilon_\eta - \epsilon_v) + \mathbf{v} \cdot \mathbf{F} \end{aligned} \quad (2.26)$$

donde $\mathbf{F} = \rho \mathbf{g}$ es la fuerza de aceleración de la gravedad por unidad de volumen. En este trabajo π es igual a cero.

2.1.4. Ley de Gauss Magnética

La Ley de Gauss para el campo magnético en su forma diferencial establece que las cargas magnéticas aisladas no existen en la naturaleza. Esto significa que no hay fuentes ni sumideros de campo magnético aislados, y que el campo magnético siempre debe ser generado por cargas eléctricas en movimiento. Matemáticamente, esta ley se expresa como:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.27)$$

lo que indica que la divergencia del campo magnético es siempre cero. Por lo tanto, esto implica que las líneas del campo magnético no pueden simplemente empezar o terminar en puntos aleatorios en el espacio. Si una línea de campo magnético comienza en un lugar, debe finalizar en otro lugar, creando una especie de circuito magnético que se conecta en otras partes del espacio.

2.1.5. Ley de Ampère

La ley de Ampère, planteada por André-Marie Ampère en 1820, establece que el rotacional del campo magnético en un punto es proporcional a la densidad de corriente eléctrica en ese punto, sumada a las corrientes generadas por la variación del campo eléctrico en el tiempo. La expresión matemática de esta ley en su forma diferencial es:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (2.28)$$

donde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m es la permeabilidad magnética del vacío, c es la velocidad de la luz y $\mathbf{J}$ es la densidad de corriente eléctrica, definida como $\mathbf{J} = nq\mathbf{v}$, donde n es la densidad de partículas, q es la carga de la partícula, $\mathbf{v}$ es la velocidad promedio de las partículas.

En el contexto solar, la velocidad de la luz (c) es considerablemente mayor que las velocidades características de las partículas cargadas presentes en el plasma solar. Por lo tanto, en términos relativos, las velocidades del plasma solar son mucho menores que la velocidad de la luz ($v \ll c$). Cuando se resuelve la ecuación (2.28) bajo esta condición, se puede omitir el segundo término. Esta omisión implica que la acumulación de carga en el tiempo es despreciable. Al aplicar la divergencia en ambos lados de la ecuación y utilizar una identidad matemática, se obtiene $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$, que representa la ecuación de conservación de la carga.

2.1.6. Ley de Ohm

La Ley de Ohm desempeña un papel fundamental ya que describe la relación entre el campo eléctrico, la densidad de corriente eléctrica y la conductividad en el plasma solar.

Para derivar la ecuación de la Ley de Ohm en un régimen no relativista, se parte de un elemento de plasma en movimiento con una velocidad $\mathbf{v}$, al cual se le aplica un campo magnético $\mathbf{B}$. Este campo magnético induce un campo eléctrico adicional ($\mathbf{v} \times \mathbf{B}$), el cual se suma al campo eléctrico original ($\mathbf{E}$) que actúa sobre el elemento del plasma en reposo. En este escenario, la densidad de corriente eléctrica se define como proporcional a la suma de los campos eléctricos en el sistema de referencia del elemento de plasma en movimiento. Matemáticamente, esto se expresa como:

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2.29)$$

donde σ es la conductividad eléctrica ()y se mide en unidades de $\Omega \text{ m}^{-1}$. La introducción del campo magnético en la Ley de Ohm es fundamental para comprender el comportamiento del plasma en donde la dirección de las corrientes eléctricas está influenciada por el campo magnético y pueda tener lugar la reconexión magnética.

2.1.7. Ley de Faraday

La Ley de Faraday establece que un cambio en el flujo magnético a través de una superficie cerrada genera una corriente eléctrica en el circuito que rodea dicha superficie. Para deducir la expresión matemática de esta ley, se define el campo eléctrico en términos de un potencial electrostático escalar (ϕ) y un potencial vectorial ($\mathbf{A}$) de la siguiente manera:

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (2.30)$$

Aplicando el rotacional al campo eléctrico, se obtiene la expresión matemática de la Ley de Faraday:

$$\nabla \times \mathbf{E} = \nabla \times \left(-\nabla\phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{A}) = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (2.31)$$

Despejando $\mathbf{E}$ de la Ley de Ohm y realizando la sustitución en la ecuación (2.31), se obtiene:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times (\eta \mathbf{J} - \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2.32)$$

donde $\eta = 1/\sigma$ se refiere a la resistividad. En el contexto de las ecuaciones de la MHD ideal, se asume que las variaciones del campo electromagnético son no relativistas ($v \ll c$), lo que permite descartar el segundo término que aparece en el lado derecho de la ecuación (2.28). Esto conduce a la siguiente expresión:

$$\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}, \quad (2.33)$$

donde se considera $\mu_0 = 1$. Sustituyendo en la ecuación (2.32), se llega a:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B} - \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2.34)$$

Finalmente, considerando η constante se pueden aplicar las identidades vectoriales $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B}$ y $\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \nabla \cdot (\mathbf{B}\mathbf{v} - \mathbf{v}\mathbf{B})$, donde $\mathbf{v}\mathbf{B}$ es el producto tensorial, se tiene:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \cdot (\mathbf{B}\mathbf{v} - \mathbf{v}\mathbf{B}) - \eta(\nabla^2 \mathbf{B}), \quad (2.35)$$

que es la ecuación de inducción del campo magnético. Esta ecuación describe la dinámica de un campo magnético en un plasma. El primer término del lado derecho de la ecuación describe el movimiento del campo magnético en el tiempo, mientras que el segundo término describe su difusión, lo que produce su decaimiento. Cuando la resistividad η es diferente de cero, se tiene el caso de la MHD resistiva. En este caso, el término de difusión es el responsable de la reconfiguración de las líneas de campo magnético, lo que propicia la reconexión magnética, un fenómeno fundamental en las explosiones solares.

2.2. Puntos nulos en 2D

Los puntos nulos o puntos neutros son regiones donde el campo magnético es igual a cero, y pueden surgir debido a la presencia de múltiples fuentes magnéticas. En la corona solar, un punto nulo se forma cuando dos regiones dipolares dipolos con orientaciones opuestas emergen en la superficie e interactúan. En las áreas cercanas al punto nulo, se puede observar que las líneas del campo magnético se conectan en diferentes dominios topológicos. Estos dominios se definen como conjuntos de líneas del campo magnético que se conectan con el mismo par conjugado de polaridades magnéticas y están separados por curvas conocidas como separatrices [68].

Existen dos tipos de puntos neutros, los puntos de tipo X y los puntos de tipo O. En [35] se muestra un ejemplo del comportamiento de un campo magnético en dichos puntos nulos. El vector potencial que describe el campo magnético corresponde a una función cuadrática que depende de x y y :

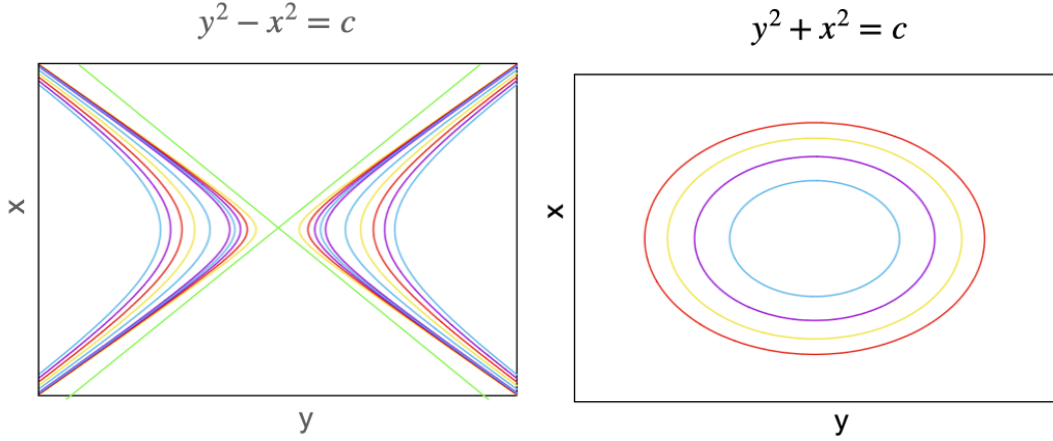


Figura 2.1: A la derecha se muestra un punto de tipo X y a la izquierda un punto de tipo O. En este caso, se utilizó $a = \pm 1$

$$\mathbf{A} = \left(0, 0, \frac{B_0}{2L_0}(y^2 - ax^2)\right), \quad (2.36)$$

donde a es una constante arbitraria. El campo magnético se calcula usando $\mathbf{A}$ de la siguiente manera:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \left(B_0 \frac{y}{L_0}, B_0 a \frac{x}{L_0}, 0\right), \quad (2.37)$$

con L_0 la longitud de escala. Los puntos nulos de tipo O se manifiestan cuando $a < 0$, lo que indica que las líneas de campo magnético son elípticas. Por otro lado, los puntos nulos de tipo X surgen cuando $a > 0$, indicando la existencia de líneas de campo hiperbólicas. Específicamente, los puntos nulos de tipo X denotan regiones donde se forman hojas de corriente. El enfoque de este estudio se centrará en los puntos nulos de tipo X, que tienden a exhibir un comportamiento localmente inestable en la configuración magnética. Esto significa que pequeñas perturbaciones en el campo magnético en las cercanías de un punto nulo de tipo X pueden ocasionar cambios significativos en la estructura del campo. Esto a su vez puede conducir a la reorganización de las líneas de campo magnético y a la inducción de corrientes eléctricas en la región cercana al punto nulo.

2.3. Hojas de corriente

En los puntos nulos es donde se originan las hojas de corriente. Una hoja de corriente es una capa delgada donde se genera una corriente eléctrica, a través de la cual el campo magnético experimenta cambios tanto en dirección como en magnitud. Haciendo un análisis similar al realizado en [68], se ejemplifica una hoja de corriente que se desarrolla en un plano en el espacio tridimensional definido por las coordenadas (x, y) donde existe un campo magnético que varía en las direcciones y y z y se puede describir mediante las siguientes componentes:

$$B_x = 0, \quad (2.38)$$

$$B_y = B_0 \tanh(x/w), \quad (2.39)$$

$$B_z = B_0 / \cosh(x/w), \quad (2.40)$$

donde B_0 es la magnitud del campo magnético y w es el ancho de la hoja de corriente. Partiendo de la ecuación de momento (2.7) y considerando que el sistema está en equilibrio estacionario ($\partial/\partial t = 0$) y los flujos son constantes, se obtiene la siguiente expresión:

$$-\nabla p - \rho \mathbf{g} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0, \quad (2.41)$$

donde $\mathbf{g} = (0, 0, g)$ es igual a cero ya que se considera un balance de presión horizontal, $\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}$ y aplicando identidades matemáticas se obtiene:

$$-\nabla(p + \frac{B^2}{8\pi}) + \frac{1}{4\pi}(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B} = 0, \quad (2.42)$$

sustituyendo $\mathbf{B}$ de la ecuación (2.38) en la ecuación (2.42) se tiene:

$$-\nabla(p + \frac{B^2}{8\pi}) + \frac{1}{4\pi}(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B} = -\nabla p - \nabla \left(\frac{B_0^2}{8\pi} (\tanh^2(x/w) + 1/\cosh^2(x/w)) \right) \quad (2.43)$$

$$= -\nabla p - \frac{B_0}{4\pi} \left(\frac{\tanh(x/w)}{\cosh^2(x/w)} - \frac{\sinh(x/w)}{w \cosh^3(x/w)}, 0, 0 \right), \quad (2.44)$$

donde la fuerza de tensión magnética, $\frac{1}{4\pi}(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B}$, es igual a cero, por lo tanto:

$$\nabla p = -\frac{B_0}{4\pi} \left(\frac{\tanh(x/w)}{\cosh^2(x/w)} - \frac{\sinh(x/w)}{w \cosh^3(x/w)}, 0, 0 \right), \quad (2.45)$$

este resultado indica que la presión magnética conduce un flujo entrante de plasma lateral en la hoja de corriente, a menos que esta presión magnética lateral sea equilibrada por una presión térmica debida al plasma caliente dentro de la hoja de corriente.

2.4. Aniquilación de las líneas de campo magnético

Cuando las líneas de campo magnético con direcciones opuestas se desplazan y se encuentran, se desencadena un fenómeno conocido como “aniquilación magnética”. Durante este proceso, las líneas de campo se cancelan mutuamente debido a sus orientaciones opuestas, a diferencia de la reconexión magnética en donde las líneas de campo se vuelven a conectar en una nueva configuración. En otras palabras, la interacción entre estas líneas de campo provoca su eliminación recíproca, lo que resulta en una disminución o incluso en la desaparición del campo magnético en esa región específica.

Para lograr una comprensión más profunda de este fenómeno, se puede iniciar considerando la ecuación de inducción:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (2.46)$$

Esta ecuación proporciona una descripción de cómo el campo magnético evoluciona en el tiempo debido a dos procesos fundamentales: la advección de las líneas de campo magnético por el plasma y la difusión a través del plasma.

El primer término de la ecuación, $\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$, representa la advección del campo magnético junto con el plasma. Aquí, $\mathbf{v}$ denota la velocidad del plasma. Este término ilustra cómo las líneas del campo magnético son transportadas y deformadas por el movimiento del plasma. Cuando las líneas de campo magnético con orientaciones opuestas se mueven hacia una región donde se encuentran, pueden interactuar y mutuamente cancelarse, lo que conduce a la aniquilación magnética.

El segundo término de la ecuación, $\eta \nabla^2 \mathbf{B}$, describe la difusión del campo magnético a través del plasma, lo que indica cómo el campo magnético se disipa y se suaviza a lo largo del plasma. Aquí, η representa la difusividad magnética.

La relación entre el primer y el segundo término da origen al "número de Reynolds magnético":

$$R_m = \frac{[\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})]}{[\eta \nabla^2 \mathbf{B}]} = \frac{L_0 v_0}{\eta} = \frac{\tau_D}{\tau_A}, \quad (2.47)$$

aquí $\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = v_0 B_0 / L_0$ y $\eta \nabla^2 \mathbf{B} = \eta B_0 / L_0^2$, $\tau_D = L_0^2 / \eta$ y $\tau_A = L_0 / v_0$ donde v_0 es una velocidad característica, B_0 es la magnitud del campo al tiempo inicial y L_0 es una longitud característica. Este parámetro determina cuáles de los dos términos domina la dinámica del campo magnético [35].

2.4.1. Difusión del campo magnético

Si $R_m \ll 1$, el término de difusión domina en la ecuación (2.46), mientras que el primer término es despreciable. En esta situación, la ecuación de inducción se simplifica a la siguiente expresión:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (2.48)$$

al igualar los órdenes de magnitud de ambos lados de la ecuación (2.48), se obtiene el tiempo característico en el cual ocurren las variaciones del campo en una escala de longitud característica L_0 :

$$\tau_d = \frac{L_0^2}{\eta}. \quad (2.49)$$

Considere el caso en una dimensión:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \eta \frac{\partial^2 B}{\partial x^2}, \quad (2.50)$$

donde se considera el campo magnético de la forma $\mathbf{B} = B(x, t) \hat{\mathbf{y}}$. La solución a esta ecuación se puede expresar en términos de la función de Green y un perfil de campo magnético inicial:

$$B(x, t) = \int G(x - x', t) B(x', 0) dx', \quad (2.51)$$

donde la función de Green se expresa como:

$$G(x - x', t) = \frac{1}{(4\pi\eta t)^{1/2}} \exp \left[-\frac{(x - x')^2}{4\eta t} \right]. \quad (2.52)$$

Considere que inicialmente el perfil del campo magnético es una hoja de corriente infinitesimalmente delgada:

$$B = \begin{cases} B_0, & \text{para } x > 0, \\ -B_0, & \text{para } x < 0. \end{cases} \quad (2.53)$$

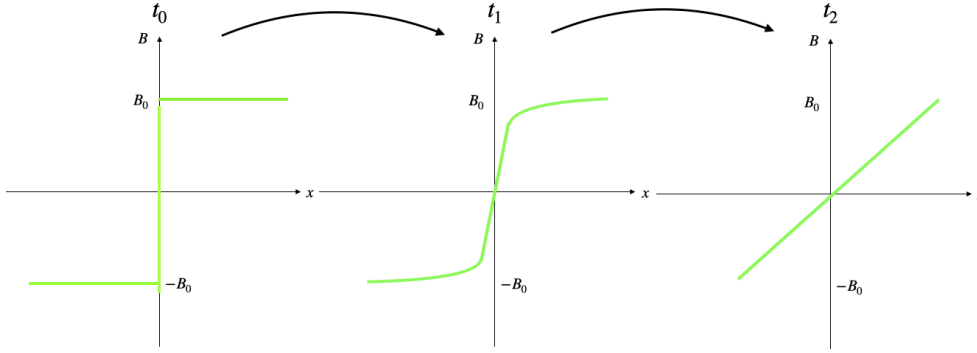


Figura 2.2: La difusión del campo magnético descrito por la ecuación (2.53) a lo largo del tiempo se puede visualizar como una transición desde una función con una discontinuidad abrupta hacia una línea suave y continua.

Sustituyendo las ecuaciones (2.52) y (2.53) en (2.51), se obtiene la siguiente solución:

$$B(x, t) = \frac{2B_0}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x/\sqrt{4\eta t}} e^{-u^2} du \quad (2.54)$$

$$= \frac{2B_0}{\sqrt{\pi}} \operatorname{erf} \left(\frac{x}{\sqrt{4\eta t}} \right), \quad (2.55)$$

un esquema de la evolución de este campo magnético se presenta en la Figura 2.2. En esta figura se muestra cómo la variación abrupta del campo magnético en $x = 0$ se extiende y disipa en el tiempo.

Cuando se fija una posición en el plasma y se sigue la evolución del campo magnético en ese punto, se observa que la magnitud del campo magnético disminuye con el tiempo. Esta disminución en la intensidad del campo magnético ocurre debido a procesos difusivos que ocurren en el plasma. Cuando se produce la reconexión magnética, la energía magnética almacenada en el campo se libera y se convierte en otras formas de energía, como el calor. Esta conversión de energía es el resultado de la disipación ohmica, que es el proceso mediante el cual la energía magnética se disipa en el plasma debido a la resistividad eléctrica del medio.

2.4.2. Transporte de las líneas de campo

En la mayoría de los fenómenos en la atmósfera solar, el número de Reynolds magnético es significativamente mayor que uno, lo que indica que el campo magnético se transporta eficazmente junto con el plasma. Sin embargo, en regiones extremadamente delgadas donde los gradientes magnéticos son notablemente más intensos que en otras áreas, el campo magnético puede experimentar un transporte a través del plasma y llevar a cabo la reconexión magnética.

A diferencia del caso en el que predomina la difusión, en el transporte se tiene $R_m \gg 1$, lo que provoca que la ecuación (2.48) tome la siguiente forma:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (2.56)$$

El lado derecho de la ecuación anterior indica cómo el campo magnético es arrastrado y desplazado por la velocidad del flujo del medio conductor, es decir, las líneas del campo magnético están

“congeladas.”^{en} el plasma. El producto cruz entre $\mathbf{v}$ y $\mathbf{B}$ genera una fuerza magnética que actúa perpendicularmente tanto a la velocidad como al campo magnético, creando una interacción que altera la configuración del campo magnético a medida que se transporta con el flujo.

Si el flujo magnético se transporta con el plasma a la misma velocidad a la que está difundiéndose, puede establecerse un estado estacionario en el sistema. Las ecuaciones estándar para un flujo incompresible 2D que ha alcanzado un estado estacionario son las siguientes:

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \nabla \times \mathbf{B},$$

$$\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\nabla \left(p + \frac{B^2}{2} \right) + (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B}$$

donde se satisfacen las condiciones $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ y $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$. Según el modelo descrito anteriormente, el plasma no puede desvanecerse por sí mismo, ya que fluye lateralmente incluso cuando el campo magnético se disipa debido a su aniquilación cerca de la región de difusión. Esto implica una estrecha conexión entre el plasma y el campo magnético.

2.5. Soluciones clásicas: Reconexión estacionaria

Estudiar procesos de reconexión en estado estacionario se fundamenta en dos razones principales. En primer lugar, desde una perspectiva matemática, es considerablemente más sencillo analizar estos procesos en comparación con aquellos que varían en el tiempo. En segundo lugar, durante una fulguración solar se han observado distintas fases, la fase inicial, la fase impulsiva y la fase principal. La fase principal de una gran fulguración solar representa un proceso de liberación de energía en estado estacionario que se mantiene durante aproximadamente $100\tau_A \approx 100L_0/v_A \approx 100$ s, donde $v_A = B/\sqrt{\mu_0\rho}$ es la velocidad de Alfvén y L_0 es la longitud característica del sistema. En esta fase es donde se centrará el estudio realizado en este trabajo.

2.5.1. Modelo de Sweet-Parker

El modelo original propuesto para estudiar la reconexión en una hoja de corriente fue desarrollado de forma independiente por Sweet en 1958 y por Parker en 1957 [54–56]. Este modelo se conoce como el modelo de Sweet-Parker (SP).

La generación del campo magnético en el Sol es un proceso altamente complejo que involucra interacciones dinámicas en su interior. Uno de los modelos teóricos más reconocidos para explicar este fenómeno es el modelo de dínamo solar. Según esta teoría, la rotación diferencial del Sol y los movimientos convectivos en su núcleo generan corrientes eléctricas, lo que da lugar a la generación del campo magnético. Este campo magnético emerge a través de la fotosfera solar y se manifiesta en forma de estructuras como manchas solares y la actividad solar en general. Sin embargo, es importante destacar que la física detrás de la generación y evolución del campo magnético solar sigue siendo objeto de una intensa investigación. Este campo magnético emerge a la atmósfera solar. En esta región atmosférica, tanto iones como electrones pueden moverse libremente a lo largo de las líneas de estos campos magnéticos. Estos movimientos generan corrientes eléctricas que evitan que las líneas de campo magnético se reconecten fácilmente. No obstante, debido al flujo de gas atrapado entre los dos campos magnéticos, se acumula continuamente gas en esta región, lo que resulta en una zona de alta presión. Esto, a su vez, conlleva a un aumento en el gradiente del campo magnético a lo largo de la hoja de corriente con el tiempo. Este aumento en el gradiente de $\mathbf{B}$ intensifica la interacción entre

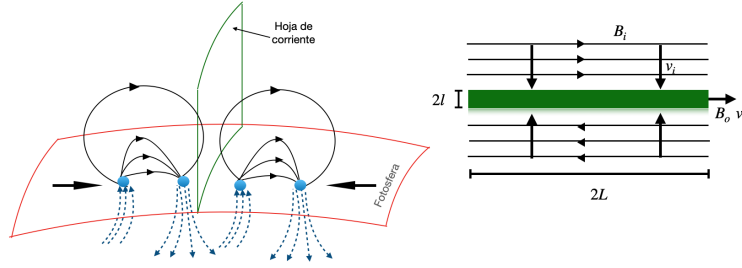


Figura 2.3: Representación de la hoja de corriente en el modelo de Sweet-Parker.

las partículas cargadas presentes en el gas y las líneas de campo magnético, lo que lleva a una rápida interdifusión de estas líneas [65]. En resumen, este escenario presenta una región de difusión simple de longitud $2L$ y ancho $2l$ situada entre campos magnéticos con direcciones opuestas, como se ilustra en la Figura 2.3 [63].

El problema que abordaron se basa en una configuración de campo magnético dada por la expresión:

$$\mathbf{B} = B_0 \tanh\left(\frac{y}{d}\right) \bar{\mathbf{x}}, \quad (2.57)$$

donde $B_0 > 0$. Estos campos magnéticos de dirección opuesta están en movimiento hacia la región de difusión. El objetivo es determinar la velocidad v_i a lo largo de y a la cual los campos están entrando a la región de difusión donde se difundirán.

En un estado estacionario, la ecuación de balance de momento a lo largo del eje x adopta la siguiente forma:

$$\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla(P) - \nabla\left(\frac{B^2}{2\mu}\right). \quad (2.58)$$

Dado que el campo magnético no depende de x , el segundo término de la ecuación se anula, lo que conduce a la siguiente expresión:

$$\rho v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x}. \quad (2.59)$$

Al integrar esta ecuación en el intervalo desde $x = 0$ hasta $x = L/2$, se obtiene:

$$\rho \frac{v_{out}^2}{2} = \delta P, \quad (2.60)$$

donde $v_{out} = v_x(L/2)$ y $\delta P = B_0^2/2\mu_0$. Sustituyendo estos valores en la ecuación anterior y realizando las operaciones necesarias, se obtiene:

$$v_{out} = v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho}}. \quad (2.61)$$

Esta velocidad es conocida como velocidad de Alfvén, y a partir de esta, es posible definir el número de Reynolds Alfvénico como $R_m = Lv_A/\eta$.

Por otro lado, en el proceso de reconexión, se forma una delgada hoja de corriente que representa el principal sitio de disipación ohmica. De la ecuación de Ohm $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{j}}{\mu}$, al tomar el producto

interno con $\mathbf{j}$ en toda la ecuación y al considerar que $\mathbf{j} = \frac{\nabla \times \mathbf{B}}{\mu_0} = \frac{B_i}{\mu_0 l}$, se llega a la siguiente expresión:

$$v_{in} = \frac{2\eta}{\mu_0 l}. \quad (2.62)$$

A partir de esta velocidad y de la velocidad de Alfvén, se define el número de Mach Alfvénico como $M_A = \frac{v_i}{v_A}$, que representa la relación entre la velocidad característica del flujo y la velocidad de Alfvén. Al reescribir la ecuación previa en términos de la velocidad de Alfvén y el número de Reynolds magnético, se obtiene la velocidad a la cual las líneas de campo magnético se reconectan [35]:

$$v_i = \frac{v_A}{R_m^{1/2}}. \quad (2.63)$$

En este modelo, se considera que la longitud de la hoja de corriente es del mismo orden de magnitud que la longitud de escala característica (L_e). En la corona solar, se han observado valores de R_m entre 10^6 y 10^{12} , lo que significa que el tiempo de difusión magnética τ_D es mucho más grande que el tiempo de Alfvén τ_A . Usando este modelo, se encuentra que los campos magnéticos se reconectan a una velocidad de Alfvén entre 10^{-3} y 10^{-6} de la velocidad de Alfvén. Estos resultados son mucho menores en comparación con los obtenidos a partir de observaciones. En este modelo, el tiempo de reconexión $\tau_R = L^2/\eta$ es mucho mayor que el tiempo de Alfvén $\tau_A = L/v_A$ por lo que se trata de un modelo de reconexión lenta.

2.5.2. Modelo de Petschek

En 1964, Petschek realizó un avance al descubrir que en el proceso de conversión de energía magnética a energía cinética y calor no solo estaba involucrada la difusión, sino que también había la presencia de choques que contribuían a esta conversión [35]. A partir del modelo de Sweet-Parker, Petschek consideró que la región de difusión en el modelo SP podría actuar como una fuente de cuatro de estos choques, los cuales se propagaban en diferentes direcciones y permanecían en el flujo una vez que se alcanzaba el estado estacionario.

El régimen de Petschek se considera casi uniforme debido a que el campo magnético en la región de flujo entrante es una pequeña perturbación sobre el campo magnético uniforme. Además, se considera que el régimen es potencial, ya que no existen corrientes eléctricas en la región de flujo entrante. La mayor parte de la conversión de energía ocurre en estos choques.

El modelo propuesto por Petschek se basa en la siguiente premisa: un campo magnético uniforme B_e prevalece fuera de la región de difusión y disminuye abruptamente a un valor B_i al ingresar a la región de difusión. Mientras tanto, la velocidad del flujo pasa de un valor v_e a un valor v_i . En la Figura 2.4, se ilustra el esquema de este modelo.

El objetivo es determinar el valor máximo de v_e para un valor dado de B_e . La presencia de los choques resulta en la generación de una componente adicional del campo magnético, conocida como componente normal (B_N). Esta componente está asociada a la torsión del campo magnético de entrada, que inicialmente es uniforme (B_e) en lugares fuera de la región de difusión. En las regiones de flujo entrante, las líneas de campo están ligeramente curvadas. Si el campo de entrada es potencial, la distorsión en el campo puede considerarse como el resultado de una serie de perturbaciones a lo largo del eje x distribuidas entre los puntos $-L_e$ y $-L$, y entre L y L_e . Por lo tanto, el campo magnético en la región de flujo entrante, B_i , es la suma de un campo horizontal uniforme $B_e \hat{x}$ y el campo resultante

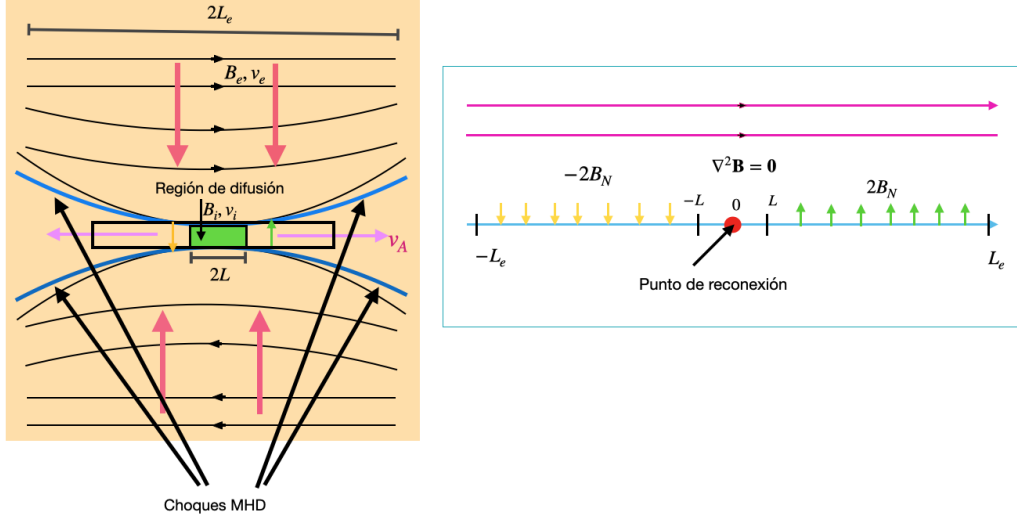


Figura 2.4: Representación de la hoja de corriente en el modelo de Petschek. A la izquierda, se muestra la configuración general donde el campo magnético B_e es constante en regiones fuera de la región de difusión, y se destacan los cuatro choques MHD en color azul. En la gráfica de la derecha, se ofrece un enfoque cercano a la región de la hoja de corriente, donde las líneas de campo presentan una ligera curvatura. A medida que se acerca a la zona de difusión, el campo magnético B_i se forma a partir de la suma $B_e + B$, donde B se determina resolviendo la ecuación de Laplace.

de la solución de la ecuación de Laplace, $\nabla^2 \mathbf{B} = \mathbf{0}$, bajo las siguientes condiciones de frontera:

- El campo magnético tiende a cero a medida que se aleja del punto de reconexión, es decir, $B(\infty) = 0$.
- A lo largo del eje x entre L y L_e , el campo magnético tiene un valor de $2B_N$.
- Debido a la simetría, el campo magnético es igual a $-2B_N$ entre $-L_e$ y L .
- En el punto central de la región de difusión, el campo magnético es igual a cero, es decir, $B(0) = 0$.

Bajo estas condiciones de frontera, se resuelve la ecuación de Laplace, $\nabla^2 \mathbf{B} = \mathbf{0}$, y se obtiene la siguiente expresión para el campo magnético en la región de flujo entrante:

$$\int_{-L_e}^L B dx - \int_L^{L_e} B dx = cte. \quad (2.64)$$

Se considera que la componente B_N del campo magnético es producida por una distribución de fuentes magnéticas cuyo campo magnético está dado por $B = \frac{m}{r}$ a una distancia r , entonces el flujo magnético generado por la mitad superior del plano debido a estas fuentes será igual a $m\pi$. Si la fuente ocupa una longitud dx en el eje x , el flujo magnético será igual a $2B_N$ [35]. Igualando estas dos expresiones para el flujo magnético, se encuentra que $m = \frac{2B_N}{\pi}$ y, por lo tanto, $B = \frac{2B_N}{\pi r}$. Sustituyendo esta expresión de B en la ecuación (2.64) e integrando, se obtiene:

$$\int_{-L_e}^L B dx - \int_L^{L_e} B dx = -\frac{4B_N}{\pi} \ln\left(\frac{L_e}{L}\right). \quad (2.65)$$

Por último, al agregar este resultado a B_e , se obtiene la expresión para el campo magnético en la

región de flujo entrante, B_i , dada por:

$$B_i = B_e - \frac{4B_N}{\pi} \ln\left(\frac{L_e}{L}\right), \quad (2.66)$$

donde $B_N = v_e \sqrt{\mu_0 \rho}$. Por lo tanto, la ecuación (2.65) se puede reescribir de la siguiente manera:

$$B_i = B_e \left(1 - \frac{4M_e}{\pi} \ln\left(\frac{L_e}{L}\right)\right). \quad (2.67)$$

Una estimación de la tasa de reconexión máxima se obtiene asumiendo que $B_i = \frac{B_e}{2}$. Sustituyendo esto en la ecuación (2.67), el número de Mach Alfvénico M_e se calcula como [35]

$$M_e = \frac{\pi}{8 \ln(R_m)}. \quad (2.68)$$

Considerando que la variación de $\ln(R_m)$ es muy lenta, los valores de M_e se encuentran en el rango de 0.1 a 0.01. Esto indica que las velocidades de Alfvén en este modelo son más altas que las obtenidas con el modelo de Sweet-Parker. Por lo tanto, este proceso se llama reconexión rápida. Estos conceptos serán utilizados en el Capítulo 4 para interpretar los resultados de las simulaciones numéricas obtenidos en esta tesis.

A lo largo de los años, tanto el modelo de Sweet-Parker como el modelo de Petschek han sido ampliamente estudiados mediante simulaciones numéricas. Estos estudios han revelado la existencia de dos tipos de reconexión magnética. El primero es la reconexión impulsada, donde el flujo que entra en la hoja de corriente es impulsado por una fuerza externa. Investigaciones realizadas en [59] y [60] han demostrado que al aumentar la resistividad de manera localizada dentro de la hoja de corriente, se obtiene una reconexión que se ajusta al modelo de Petschek, mientras que una resistividad uniforme da lugar a una reconexión acorde con el modelo de Sweet-Parker.

El segundo tipo es la reconexión espontánea, donde no hay fuerzas externas que impulsen el flujo hacia la hoja de corriente. En su lugar, existe una resistividad que aumenta en una región localizada debido a algunas micro-inestabilidades dentro de la hoja de corriente, como las ondas LHD o las inestabilidades de flotamiento magnético. Esta resistividad localizada genera un flujo que ingresa de manera espontánea a la hoja. La reconexión rápida ocurre debido a la naturaleza intrínseca de la hoja de corriente. Este tipo de reconexión se alinea con el modelo de Petschek, tal como han encontrado en [33, 61, 62].

En este trabajo, se emplea el tipo de reconexión espontánea, es decir, no hay ninguna fuerza externa que impulse el plasma hacia la hoja de corriente.

Capítulo 3

Modelo y métodos numéricos

Para llevar a cabo las simulaciones numéricas, es necesario contar con un modelo que describa las condiciones presentes en la atmósfera solar, así como una descripción de los métodos numéricos utilizados. En este capítulo, se presentan las ecuaciones de la MHD en forma de balance de flujos, lo cual es adecuado para la integración numérica utilizando la discretización en volúmenes finitos. Además, se detalla el modelo utilizado para representar la atmósfera solar y se describen los métodos numéricos empleados en el estudio. Por último, se establece el criterio para el cálculo de los parámetros de interés en la investigación, tales como la tasa de reconexión magnética y la energía del sistema.

3.1. Las ecuaciones de la MHD

Las ecuaciones de la MHD con resistividad y conducción del calor se presentan en forma de leyes de balance de flujos. Estas ecuaciones se derivan en parte de los principios de conservación de la masa, el momento y la energía, mientras que el resto se obtiene a partir de las ecuaciones de Maxwell, como se detalla en la Sección 2.1. Las expresiones resultantes son las siguientes:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v} - \mathbf{B} \mathbf{B} + p_t \mathbf{I}) = \rho \mathbf{g}, \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot ((E + p_t) \mathbf{v} - \mathbf{B}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})) &= \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{g} - \nabla \cdot (\eta \mathbf{J} \times \mathbf{B}) \\ &+ \nabla \cdot \mathbf{q}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v}) = -\nabla \times (\eta \mathbf{J}), \quad (3.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3.5)$$

donde ρ es la densidad de masa, $\mathbf{v}$ y $\mathbf{B}$ son la velocidad y el campo magnético, $p_t = p + B^2/2$ es la presión total (térmica y magnética), $\mathbf{I}$ es la matriz identidad, η es la función de resistividad magnética, $\mathbf{g}$ es la fuerza de aceleración gravitacional y $\mathbf{J}$ es la densidad de corriente. E es la densidad de energía

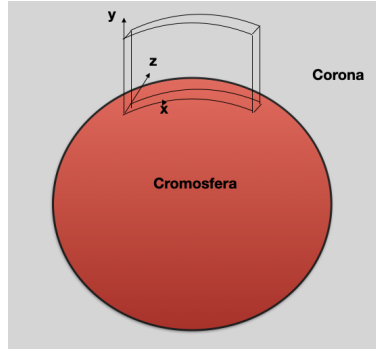


Figura 3.1: Se muestra una esquematización de la simetría slab. El cubo mostrado tiene dos de sus lados mucho más grandes que el tercero. En esta configuración se considera que las propiedades físicas y magnéticas varían principalmente en dos dimensiones (las caras grandes del cubo), mientras que en la tercera dimensión (el lado pequeño del cubo) la variación es mucho menor.

total, que es la suma de las energías magnética, interna y cinética:

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho \mathbf{v}^2}{2} + \frac{B^2}{2}. \quad (3.6)$$

Se considera el plasma como un gas ideal con un índice adiabático de $\gamma = 5/3$. El sistema de ecuaciones (3.1)-(3.5) se completa con la inclusión de la ecuación del gas ideal:

$$p = \frac{k_B}{m} \rho T, \quad (3.7)$$

donde T representa la temperatura del plasma, $m = \mu m_H$ se refiere a la masa de las partículas, determinada por el valor del peso molecular promedio $\mu = 0.6$ en el caso de un gas completamente ionizado. Aquí, m_H corresponde a la masa del hidrógeno, y k_B se refiere a la constante de Boltzmann. El efecto de la conducción térmica se incluye en el término fuente $\nabla \cdot \mathbf{q}$ en la ecuación (3.3), asumiendo que:

$$\mathbf{q} = \kappa (\mathbf{B} \cdot \nabla T) \mathbf{B} / B^2, \quad (3.8)$$

donde $\mathbf{q}$ es el vector de flujo de calor, el cual representa cómo el calor se propaga a lo largo de las líneas de campo magnético, y ∇T es el gradiente de temperatura.

Las ecuaciones (3.1)-(3.5) se resuelven utilizando una aproximación 2.5D en coordenadas cartesianas. Esta aproximación resuelve el problema en un espacio tridimensional, pero se asume que las variaciones de las propiedades físicas a lo largo de una dirección son menos pronunciadas o prácticamente constantes. En este caso, se define el eje x tangente a la superficie del Sol, el eje y como perpendicular a la superficie del Sol, y el eje z en dirección de la simetría slab, una esquematización de esta simetría se muestra en la Figura 3.1. En las simulaciones realizadas, se considera un dominio rectangular $(x, y) \in [-10, 10] \times [0, 20]$ en unidades de Mm^2 , el cual abarca una región que incluye parte de la cromosfera y la corona. Además, se observa que el sistema presenta simetría slab a lo largo de la dirección z .

3.2. Modelo de la atmósfera solar y configuración del campo magnético

Se considera un perfil de densidad que establece una conexión suave entre las densidades de la corona y la cromosfera, utilizando el modelo descrito por la siguiente ecuación:

$$\rho(y) = \rho_{chr} + (\rho_{cor} - \rho_{chr}) \times \frac{1}{2}(\tanh[(y - h_{TR})/w_{TR}] + 1), \quad (3.9)$$

donde ρ_{cor} y ρ_{chr} representan las densidades de la corona y la cromosfera, respectivamente, con la relación $\rho_{chr} = 10^5 \rho_{cor}$. Además, h_{TR} y w_{TR} corresponden a la altura y el grosor de la región de transición entre la corona y la cromosfera. En este estudio, se fija $h_{TR} = 1.0$ Mm y $w_{TR} = 0.2$ Mm. Dado que se conoce la densidad y la ecuación de estado en el tiempo inicial, se asume que la presión del gas (p_0) es uniforme en todo el dominio.

La configuración inicial del campo magnético atmosférico es similar a la utilizada en [13, 14]. Esta configuración consiste en una hoja de corriente vertical definida como:

$$B_x = 0, \quad (3.10)$$

$$B_y = B_0 \tanh(x/w), \quad (3.11)$$

$$B_z = B_0 / \cosh(x/w), \quad (3.12)$$

donde B_0 representa la magnitud del campo magnético y $w = 0.5$ Mm es el ancho de la hoja de corriente. Además se cumple que $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B} = 0$ por lo tanto el campo eléctrico es cero.

3.3. Modelo de la resistividad

Se utiliza una función de resistividad localizada similar a la empleada en [17], la cual está definida por:

$$\eta(x, y) = \eta_0 \exp\left[-(r/w_\eta)^2\right], \quad (3.13)$$

donde η_0 representa la magnitud de la resistividad, y $r = \sqrt{x^2 + (y - h_p)^2}$, con $h_p = 6.0$ Mm como la altura a la cual el perfil gaussiano está centrado y $w_\eta = 1.0$ Mm como el ancho. En la Figura 3.2 se muestra un esquema del proceso de reconexión y el perfil de resistividad. Esta resistividad localizada es consistente con una perturbación que favorece una reconexión rápida [18, 44]. Por lo tanto, es razonable incluir el efecto de un perfil de resistividad anómala localizada que pueda causar inestabilidades microscópicas como las ondas LHD o las inestabilidades de flotación magnética [32, 33].

3.4. Métodos Numéricos

Las ecuaciones (3.1)-(3.5) se resolvieron numéricamente utilizando el código CAFE Newtoniano en un dominio uniformemente discretizado. A continuación se presenta un resumen de los métodos numéricos utilizados:

- El lado derecho de las ecuaciones (3.1)-(3.5) se discretiza utilizando la aproximación de volúmenes finitos.

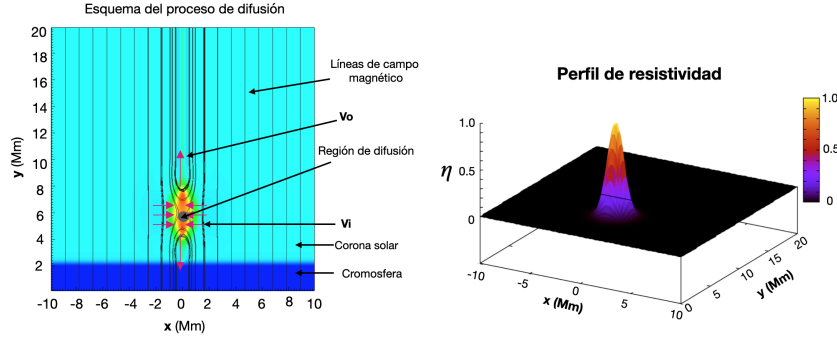


Figura 3.2: Ilustración del proceso de reconexión. La región de difusión se representa como un círculo donde tiene lugar la reconexión. En consecuencia, la velocidad de salida v_o en la región de difusión es mucho mayor que la velocidad de entrada v_i . Además, se muestra el perfil de resistividad utilizado en el análisis. El punto donde la resistividad alcanza su máximo valor es donde se activa la reconexión.

- Se utiliza un reconstructor lineal y un limitador de pendientes, *minmod*, y se implementa la fórmula de flujos HLLE.
- La evolución en el tiempo se realiza mediante el Método de Líneas, utilizando un integrador Runge-Kutta de segundo orden.
- Para mantener la condición del campo magnético de la Ec. (3.5), se emplea el método de los multiplicadores de Lagrange generalizado, el cual es una extensión del método de limpieza de divergencia [9].

Estos métodos numéricos permiten obtener soluciones aproximadas de las ecuaciones MHD y aseguran que se cumplan las condiciones relevantes durante la simulación.

En las simulaciones realizadas, se considera un dominio rectangular definido por $(x, y) \in [-10, 10] \times [0, 20] \text{ Mm}^2$, el cual está cubierto por una malla de 400×400 celdas. La dirección z con simetría slab está cubierta por cuatro celdas. Además, se fija el tiempo total de evolución en 20 segundos. Las condiciones de frontera se definen como flujo saliente en todas las caras del dominio 2D. Esto significa que se permite que el plasma fluya hacia afuera del dominio en todas las direcciones, sin que haya entrada de plasma desde las fronteras.

Dado que el sistema de ecuaciones (3.1)-(3.5) se resuelve en una forma adimensional utilizando unidades de código, es necesario establecer la relación entre las unidades de código y las unidades físicas. Las relaciones entre estas unidades se expresan de la siguiente manera:

$$\rho_{phys} = \rho_0 \rho, \quad \mathbf{v}_{phys} = v_0 \mathbf{v}, \quad t_{phys} = t_0 t, \quad p_{phys} = p_0 p, \quad (3.14)$$

$$l_{phys} = l_0 l, \quad E_{phys} = E_0 E, \quad T_{phys} = T_0 T, \quad \mathbf{g}_{phys} = g_0 \mathbf{g}. \quad (3.15)$$

donde las variables con subíndice 0 representan los factores de escala del sistema y se detallan en la Tabla 3.1. Sin embargo, la conversión para la conductividad térmica y la resistividad se realiza de la siguiente manera:

$$\kappa = \kappa_{phys} \frac{T_0}{\rho_0 l_0 v_0^3}, \quad \eta = \frac{\eta_{phys}}{\mu_0 l_0 v_0}, \quad (3.16)$$

donde $\kappa_{phys} = \kappa_0 T_0^{5/2}$. Siguiendo la referencia [22], se consideran diferentes valores de conductividad térmica: $\kappa_0 = 7.6 \times 10^{-13}$, 10^{-12} , 9×10^{-12} , 10^{-11} en unidades de $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-7/2}$. Además, se analizan

Factores de escala	Fórmula	valor
l_0	---	10^6 m
ρ_0	---	10^{-12} Kg m ⁻³
B_0	---	11.21 G
v_0	$\frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_0}}$	1×10^6 ms ⁻¹
t_0	$\frac{l_0}{v_0}$	1 s
p_0	$\rho_0 v_0^2$	1 Kg m ⁻¹ s ⁻²
E_0	$\rho_0 v_0^2$	1 Kg m ⁻¹ s ⁻²
T_0	$\frac{m_H v_0^2}{k_B}$	7.269×10^7 K
g_0	$\frac{v_0^2}{l_0}$	10^6 m s ⁻²

Tabla 3.1: Se definen los factores de escala del sistema. A priori, se conocen los valores de l_0 , ρ_0 y B_0 de acuerdo con las condiciones presentes en la corona solar. La permeabilidad en el vacío se denota como $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ T·m/A, y la masa del hidrógeno se representa como $m_H = \mu \cdot m_p = 1 \times 10^{-27}$ kg, donde $\mu = 0.6$. Por último, la constante de Boltzmann se expresa como $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K.

tres valores de amplitud de la resistividad: $\eta_0 = 1.26 \times 10^5, 1.26 \times 10^6, 2.51 \times 10^6 \Omega \cdot \text{m}$.

Usando las fórmulas (3.16), se obtienen los siguientes valores de κ y η_0 en unidades de código: $\kappa = 0.055, 0.073, 0.654, 0.73$ y $\eta_0 = 0.1, 1.0, 2.0$. Finalmente, la magnitud del campo magnético en unidades de código está dada por:

$$B = \frac{B_{phys}}{B_0}. \quad (3.17)$$

El valor de escala de B_0 se encuentra en la Tabla 3.1. Por lo tanto, los valores del campo magnético en unidades físicas $B_{phys} = 22.42, 28.02, 33.63, 39.23, 44.84, 50.44$ G se convierten a unidades de código $B = 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0, 4.5$.

3.5. Análisis y diagnóstico

3.5.1. Parámetros

Se realiza un estudio en un espacio de parámetros relacionado con la magnitud del campo magnético, la conductividad térmica y la resistividad magnética. Para este propósito, se han definido un total de 17 casos que se encuentran especificados en la Tabla 3.2. Estos casos representan combinaciones diferentes de los valores de B_0 , κ y η_0 , lo que permite explorar y analizar diversas configuraciones y comportamientos del sistema en estudio. Estas combinaciones implican diferentes valores de β_0 del plasma, el cual se calcula como la relación entre la presión del fluido y la presión magnética utilizando los valores de escala iniciales: $\beta_0 = \frac{2p_0}{B_0^2}$, donde $p_0 = \rho_0 v_0^2$.

Para cada caso, se monitorea el perfil de temperatura, el campo de velocidades, la tasa de reconexión magnética y las energías del sistema integradas sobre diferentes dominios durante la evolución de la fulguración. Este monitoreo se realiza hasta que las líneas del campo magnético se unen y cambian de topología después de que ha ocurrido la fulguración.

Corrida #	B_0 (G)	β	κ ($Wm^{-1}K^{-7/2}$)	η_0 ($\Omega \cdot m$)
1	22.42	30×10^{-2}	0	1.25×10^6
2	28.02	19.2×10^{-2}	0	1.25×10^6
3	33.63	13.3×10^{-2}	0	1.25×10^6
4	39.23	9.8×10^{-2}	0	1.25×10^6
5	44.84	7.5×10^{-2}	0	1.25×10^6
6	50.44	5.9×10^{-2}	0	1.25×10^6
7	22.42	30.0×10^{-2}	9×10^{-12}	1.25×10^6
8	28.02	19.2×10^{-2}	9×10^{-12}	1.25×10^6
9	33.63	13.3×10^{-2}	7.6×10^{-13}	1.25×10^6
10	33.63	13.3×10^{-2}	10^{-12}	1.25×10^6
11	33.63	13.3×10^{-2}	9×10^{-12}	1.25×10^6
12	33.63	13.3×10^{-2}	10^{-11}	1.25×10^5
13	33.63	13.3×10^{-2}	10^{-11}	1.25×10^6
14	33.63	13.3×10^{-2}	10^{-11}	2.51×10^6
15	39.23	9.8×10^{-2}	9×10^{-12}	1.25×10^6
16	44.84	7.5×10^{-2}	9×10^{-12}	1.25×10^6
17	50.44	5.9×10^{-2}	9×10^{-12}	1.25×10^6

Tabla 3.2: Parámetros utilizados en cada simulación al tiempo inicial. Se considera la conducción térmica a lo largo de las líneas de campo magnético para las corridas con conductividad térmica, de acuerdo a la ecuación del flujo de calor.

3.5.2. Diagnóstico

Para diagnosticar la dinámica del plasma, se estima la tasa de reconexión y se analiza la evolución de la energía durante el proceso, siguiendo enfoques similares a estudios anteriores [2, 3, 5, 6]. Específicamente, se define la tasa de reconexión como la velocidad a la cual las líneas de campo magnético se mueven a través del punto neutro X. Para cuantificar esta tasa, se utiliza la escala de tiempo del sistema, según se define en [39]:

$$t_{rec} = \frac{L_{i,M}}{v_{i,M}} = \frac{t_A}{RR}, \quad (3.18)$$

en este caso, se utiliza el tiempo de Alfvén $t_A = L/v_A$ como referencia, donde L representa la longitud característica del sistema (en este trabajo, 10^6 m) y la velocidad de Alfvén v_A es de 10^6 m/s. Por lo tanto, $t_A = 1$ s. Sin embargo, existen otras formas de calcular este parámetro [45]. La tasa de reconexión se define como $RR = \frac{v_{i,M} \cdot t_A}{L_{i,M}}$, donde $v_{i,M}$ es el valor máximo de la velocidad a lo largo de la línea horizontal que pasa por el punto de reconexión, y $L_{i,M}$ es la distancia entre el punto de reconexión y el punto donde se encuentra la velocidad máxima.

Numéricamente, esta cantidad se calcula de la siguiente manera: se localiza el punto donde la velocidad en la línea horizontal sobre el punto de reconexión es máxima (x_m), se calcula la distancia desde x_m hasta el punto X, y esta distancia se denota como $L_{i,M}$. Luego, se calcula el cociente $v_{i,M} \cdot t_A / L_{i,M}$ en cada paso de tiempo.

Por otra parte, siguiendo el trabajo de [41], el número de Mach Alfvénico está dado por $Ma \geq \pi/8 \ln(R_m)$, donde R_m es el número de Reynolds magnético y se calcula como $R_m \geq v_A L / \eta$, con v_A siendo la velocidad de Alfvén, $L = 10^6$ m la escala característica del sistema, y $\eta = 1$ m²/s la difusividad magnética. De acuerdo a [35, 39], los valores del número de Mach Alfvénico están dentro del rango 0.01 – 0.1, debido a que $\ln(R_m)$ varía muy lentamente. Con esto en mente, el criterio que

permite determinar que la reconexión es rápida se reduce a la condición [35]:

$$Ma \gg \frac{1}{R_m^{1/2}}. \quad (3.19)$$

En las simulaciones realizadas en este estudio, se obtuvo que los valores del número de Mach Alfvénico en el punto de reconexión son aproximadamente 0.014, y $1/R_m^{1/2} \sim 1.07 \times 10^{-6}$ para todos los casos presentados en la Tabla 3.2. Estos valores cumplen con el criterio establecido en la ecuación (3.19), lo cual indica que todos los casos se encuentran dentro del rango de un proceso de reconexión rápida, tal como se describe en [41].

Considerando las energías durante la evolución de una fulguración solar, se teoriza que el proceso de reconexión magnética transforma la energía magnética almacenada en el campo magnético en energía cinética y energía interna. Por lo tanto, en este estudio se calculan estas tres formas de energía dentro de una región de interés de la siguiente manera:

$$E_{mag} = \int_S \frac{B^2}{2\mu_0} dS, \quad (3.20)$$

$$E_{kin} = \int_S \frac{\rho v^2}{2} dS, \quad (3.21)$$

$$E_{int} = \int_S \frac{p}{\gamma - 1} dS, \quad (3.22)$$

en cada paso de tiempo durante la evolución, se calculan las energías mencionadas anteriormente. En las expresiones anteriores, dS representa un diferencial de área que se divide en tres dominios ilustrados en la Figura 3.3, donde se calcula cada una de las integrales. Primero, se evalúa la contribución de cada forma de energía en el rectángulo pequeño $S_1 = [-1.5, 1.5] \times [6.0, 8.5] \text{ Mm}^2$, ubicado justo encima del punto X. Esta zona es de interés porque se encuentra en la base del chorro ascendente impulsado por la energía cinética resultante de la transformación de la energía del campo magnético, y también es la región por donde pasa el plasmoide. El segundo dominio es $S_2 = [-4, 4] \times [6, 18] \text{ Mm}^2$, que incluye el dominio S_1 pero abarca un área más significativa en la parte superior del dominio. Por último, el tercer dominio de integración es $S_3 = [-4, 4] \times [2, 6] \text{ Mm}^2$, que cubre la región de los remanentes post-fulguración ubicados debajo del punto X, donde se evalúan las componentes de la energía del chorro que se desplaza hacia abajo y la interacción del plasma con la interfaz entre los arcos y el punto X.

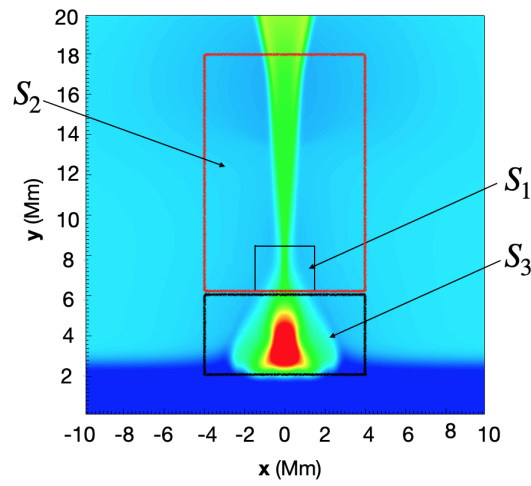


Figura 3.3: Los dominios de integración correspondientes a las diferentes contribuciones de energías son los siguientes: El primer dominio S_1 abarca una pequeña zona en la base del chorro ascendente y alrededor del punto X. El segundo dominio S_2 cubre un área más amplia en la parte superior del dominio. Por último, el tercer dominio S_3 abarca la región debajo del punto de reconexión.

Capítulo 4

Resultados de las simulaciones numéricas

Para estudiar las propiedades físicas de los chorros y las estructuras formadas, se han seleccionado los casos más representativos de la Tabla 3.2. Ahora se describen los resultados del caso # 2, que es un caso de control con $\kappa = 0$. Los resultados se presentan en la Figura 4.1, que muestra mapas de colores de la temperatura, la velocidad a lo largo del eje y y el parámetro β proyectados en el plano xy en los tiempos $t = 5, 10, 15$ s. De acuerdo con la Figura, el proceso de reconexión se inicia en el punto (0, 6) Mm donde la resistividad alcanza su valor máximo, lo que da lugar a la formación de un punto de tipo X. A medida que avanza la evolución, las líneas de campo magnético, que están congeladas en el plasma, ingresan a la zona de reconexión, donde se rompen, se reconectan y son expulsadas a lo largo del eje y , generando chorros verticales. Durante los primeros segundos de evolución, se observa la formación y expulsión de un plasmoide que se desplaza hacia arriba desde el punto X. Este plasmoide se caracteriza por una estructura de plasma con temperaturas del orden de 10^7 K, como se muestra en el perfil de temperatura en el panel superior de la Figura 4.1. Además, se observa una concentración de líneas de campo magnético alrededor del punto X, como se evidencia en el mapa de colores de β en el tiempo $t = 5$ s, presentado en el panel inferior izquierdo de la Figura 4.1. Eventualmente, el plasmoide abandona el dominio antes de la formación del chorro, como se ha mencionado en estudios previos [13, 38].

Durante el proceso de reconexión, la temperatura del plasma en la hoja de corriente alcanza valores del orden de 10^8 K. El incremento de temperatura está relacionado con la tasa de reconexión, la cual depende de la velocidad hacia adentro que aumenta la energía cinética en la hoja de corriente y, por ende, incrementa la temperatura de los chorros. Como resultado, el chorro que se desplaza hacia arriba alcanza una temperatura de 2.8×10^8 K, se mueve a velocidades de hasta 2000 km/s y abandona el dominio debido a la condición de flujo saliente en la parte superior del dominio. Aproximadamente a $t \sim 15$ s, el chorro que se desplaza hacia arriba sale del dominio y el sistema completo se relaja. Es importante mencionar que el proceso de reconexión de las líneas de campo magnético continúa, aunque a un ritmo más lento, ya que la velocidad de entrada horizontal es menor que al inicio de la simulación. Esta velocidad no es cero debido a que el campo magnético sigue siendo bipolar, con un cambio de signo en la dirección y .

Por otro lado, el chorro que se desplaza hacia abajo en la dirección vertical alcanza la misma temperatura que el chorro que se desplaza hacia arriba y se acumula debido a su interacción con la zona donde se encuentra la interfaz, que tiene una densidad mucho mayor. La interacción de este chorro con la cromosfera se manifiesta en el proceso de evaporación que se observa en el perfil de temperatura cerca de la interfaz entre la corona y la cromosfera alrededor de $t \sim 10$ s. Este jet alcanza velocidades de hasta -420 km/s.

Con respecto al proceso de reconexión, se puede observar que el campo de velocidades muestra un patrón con un flujo horizontal que se dirige hacia el punto X, con una magnitud casi constante hasta que llega a la hoja de corriente. En la hoja de corriente, el campo de velocidades muestra un patrón de flujo saliente desde el punto X a lo largo del eje y en ambas direcciones. Este comportamiento es consistente con la imagen clásica del modelo de reconexión en una fulguración solar basado en simulaciones numéricas 2D o 2.5D [13,58].

Finalmente, en la última fila de la Figura 4.1, se muestra el valor de β del plasma en la región superior del chorro ascendente, justo encima del punto X. Inicialmente, este valor es alto, pero va aumentando a medida que transcurre el tiempo. Aproximadamente a los tiempos $t \sim 5, 10$ y 15 s, se alcanzan valores de β de aproximadamente 130, 2500 y 4000, respectivamente. Esto indica que después de que la fulguración se ha relajado, la presión del fluido domina en la región de la hoja de corriente y los arcos post-fulguración están completamente formados, como se puede observar en las líneas del campo magnético.

En la Figura 4.2 se presentan los efectos de la magnitud del campo magnético en el instante $t = 10$ s para los casos #2, #4 y #6 de la Tabla. En el mapa de colores de la temperatura se observa cómo un campo magnético más intenso confina el chorro que se desplaza hacia arriba y modifica el ángulo de apertura del chorro que se mueve hacia abajo. Además, se nota que la velocidad vertical es mayor para campos magnéticos más intensos, lo cual es consistente con el proceso de reconexión magnética. En la tercera columna de la Figura se muestran las líneas de campo magnético y el parámetro β del plasma. El mapa de colores refleja la estrechez de los chorros, con regiones de β más altos presentando chorros más colimados. En la parte externa del chorro, el valor de β refleja principalmente la magnitud del campo magnético. Es importante destacar que el mapa de colores utiliza unidades físicas.

Se han analizado las propiedades de la evolución de las fulguraciones solares en términos de la magnitud del campo magnético. Ahora se explorarán los efectos de la conductividad térmica al comparar los resultados de los casos #3, #9 y #13 de la Tabla 3.2, las cuales tienen el mismo valor de B_0 pero diferentes valores de κ . Los resultados se muestran en la Figura 4.3 en el instante de tiempo $t = 10$ s. A partir de las imágenes, se obtiene la siguiente información: La temperatura máxima dentro del chorro en estos casos es de 4×10^8 K, 2×10^8 K y 1.5×10^8 K respectivamente. La velocidad máxima del chorro que se mueve hacia arriba es de aproximadamente 2500 km/s, 2620 km/s y 2650 km/s respectivamente. Los valores de β son aproximadamente 6500, 6380 y 4400 respectivamente. Estos resultados demuestran cómo la conductividad térmica afecta las propiedades del plasma en las fulguraciones solares, incluyendo la temperatura, la velocidad y el parámetro β .

En comparación con el caso #3, que no considera el efecto de la conducción térmica, los casos #9 y #13 muestran los siguientes cambios: la temperatura se reduce en un 50 % y 63 %, respectivamente; la velocidad del chorro que se desplaza hacia arriba aumenta en aproximadamente un 5 % y 6.5 %; y el valor de β disminuye en un 1.8 % y 32.3 %, respectivamente. La forma del chorro que se mueve hacia arriba se mantiene en los tres casos. Sin embargo, la forma del chorro que se mueve hacia abajo sí experimenta cambios.

4.1. Tasa de reconexión magnética

Se calcula la tasa de reconexión magnética según se describe en la subsección 3.5.2. En la Figura 4.4 se muestra la tasa de reconexión RR en función del tiempo para varias combinaciones de parámetros. Las curvas exhiben la tendencia esperada de alcanzar máximos cada vez mayores para campos magnéticos B_0 más intensos, y se observa una ventana de tiempo en la cual la reconexión magnética

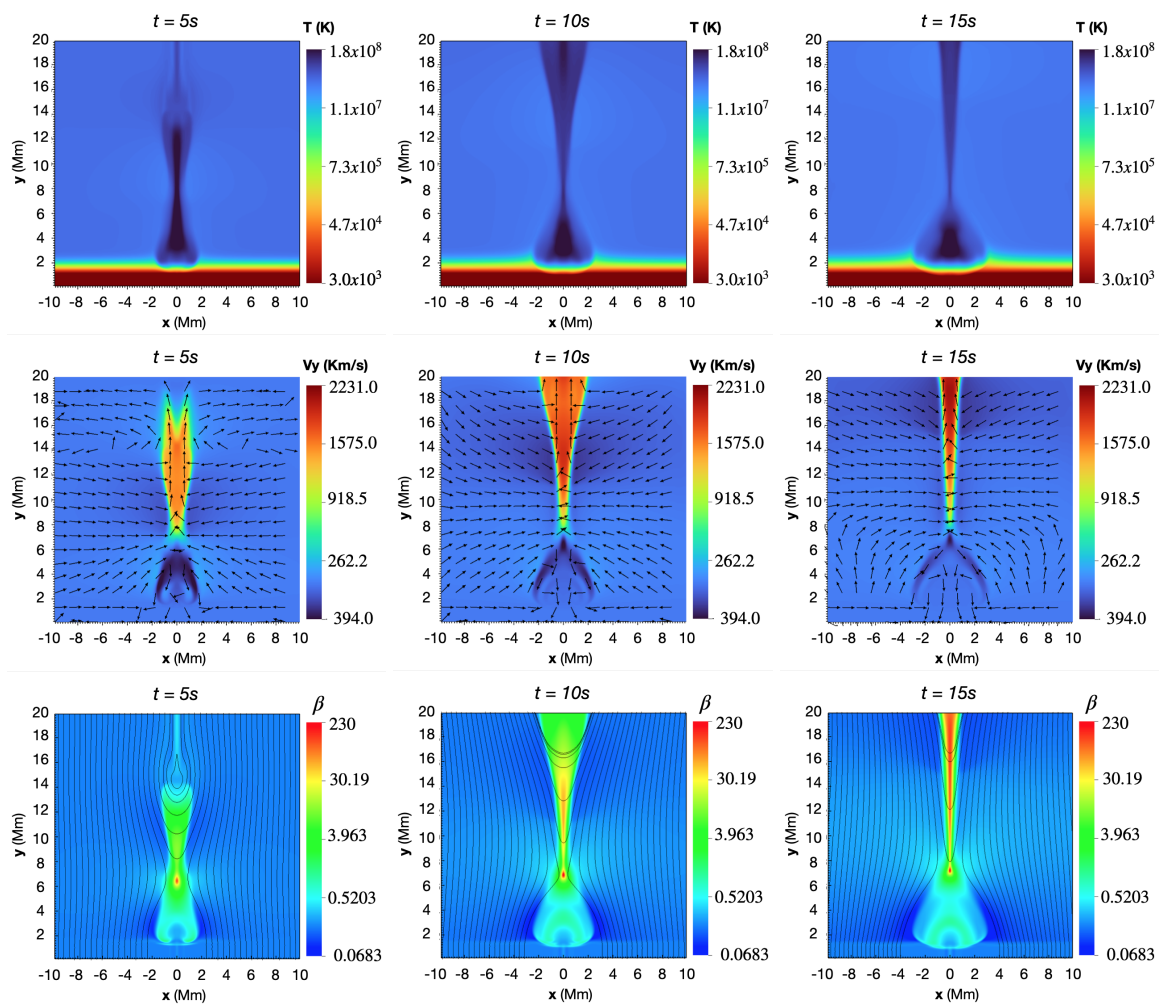


Figura 4.1: Evolución del plasma en el caso #2. En la primera columna se muestra la evolución de la temperatura, lo cual es indicativo de la dinámica del plasma. Se observa la propagación de dos chorros calientes, uno que se mueve hacia arriba y otro que se mueve hacia abajo. En la segunda fila se muestra el campo de velocidades, indicando el movimiento del plasma hacia dentro y hacia fuera cerca de la hoja de corriente. La escala de colores para la componente vertical v_y abarca desde aproximadamente -394 km/s en tonos azul oscuro hasta alrededor de 2231 km/s en tonos rojo oscuro. Finalmente, en la tercera fila se muestra el valor de β del plasma junto con las líneas del campo magnético. La escala de colores para β varía desde aproximadamente 0.0631 hasta 230.6 , mostrando una transición de azul a rojo.

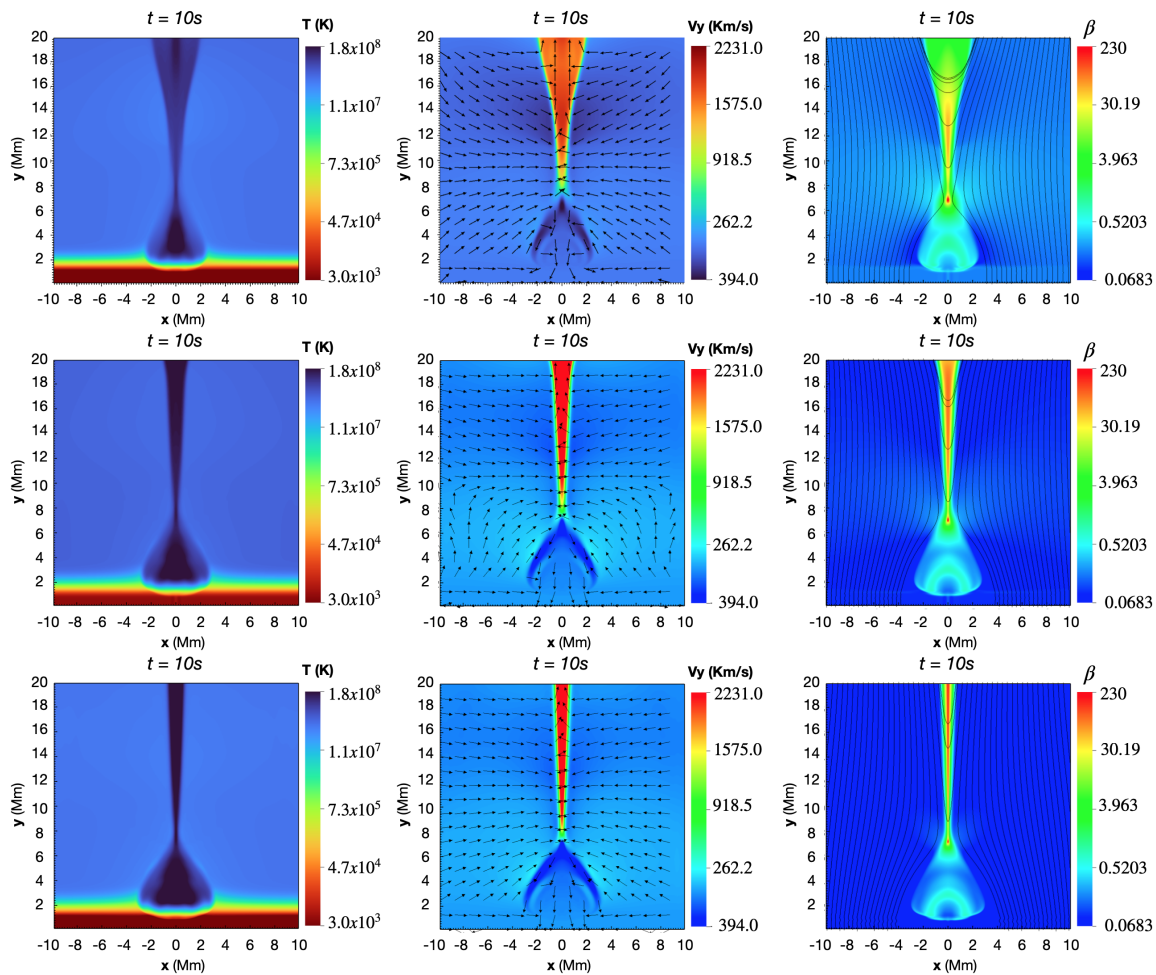


Figura 4.2: Instantáneas a $t = 10s$, de izquierda a derecha: temperatura, velocidad y β del plasma para los casos #2 (arriba), #4 (en medio) y #6 (abajo), sin conductividad térmica, con magnitudes del campo magnético $B_0 = 28.02, 39.23, 50.44$ G. En la columna izquierda, se muestra la temperatura para los tres casos, ilustrando cómo el chorro se vuelve más colimado a medida que el campo magnético se intensifica. En la columna central, se presenta el campo de velocidades que muestra el movimiento del plasma hacia adentro y hacia afuera de la hoja de corriente. El mapa de colores refleja la magnitud de la componente vertical de la velocidad en un rango de $(-394, 2231)$ km/s. La velocidad del chorro que se mueve hacia arriba es mayor para campos magnéticos más intensos, lo cual es consistente con el proceso de reconexión magnética. Finalmente, a la derecha, se muestra el parámetro β y las líneas del campo magnético, donde el mapa de colores también ilustra las regiones del chorro con un β grande.

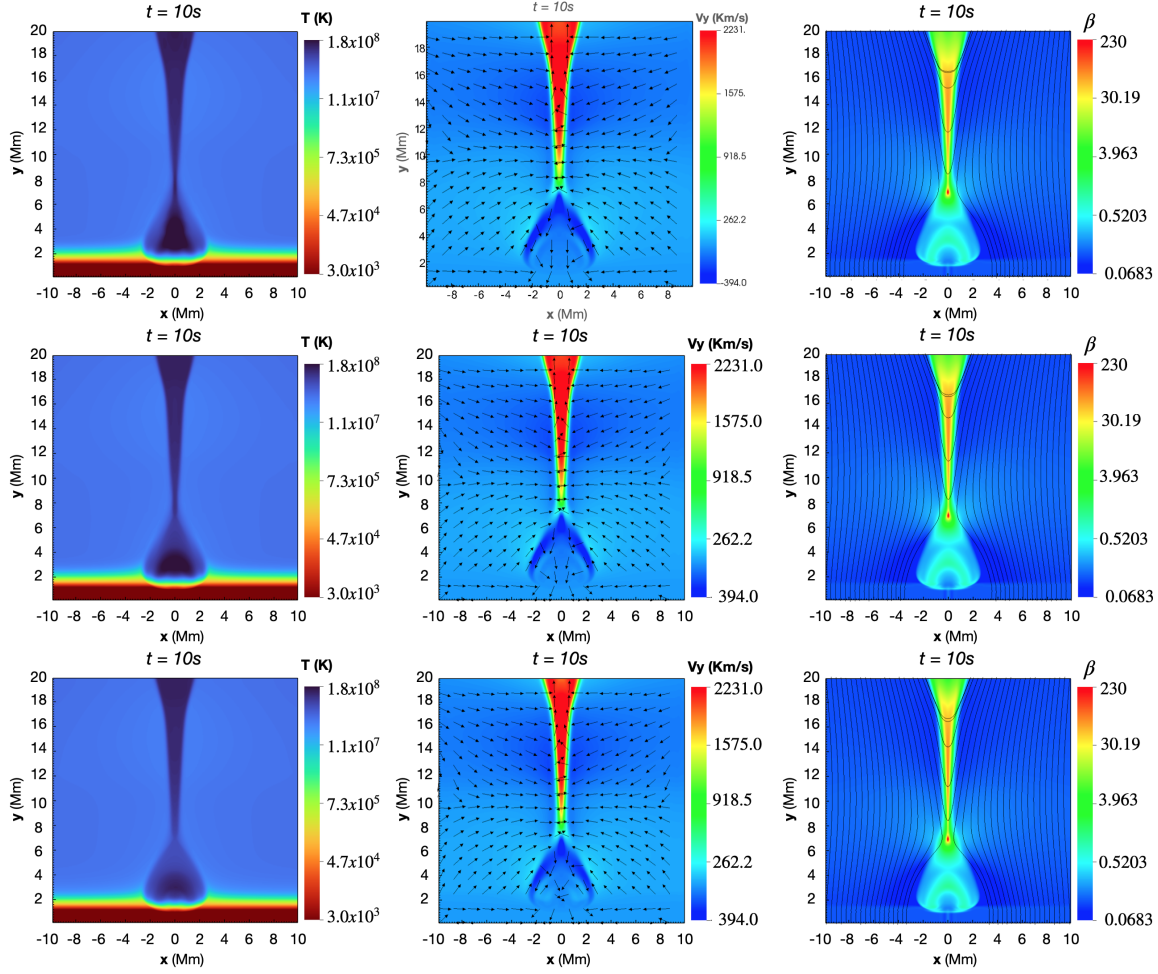


Figura 4.3: De izquierda a derecha se presentan las instantáneas de temperatura en Kelvin, la componente vertical de la velocidad en km/s con su correspondiente campo de velocidades representado por flechas, y el parámetro β del plasma junto con las líneas del campo magnético. Los paneles muestran los resultados obtenidos al tiempo $t = 10$ s para los casos #3 (arriba), #9 (centro) y #13 (abajo). A medida que aumenta el valor de la conductividad térmica, la temperatura del chorro disminuye.

presenta una estructura más estrecha para campos magnéticos más fuertes. Este comportamiento indica que el sistema se relaja más rápidamente para campos magnéticos más intensos. A medida que aumenta la magnitud del campo magnético, el proceso de reconexión ocurre de manera más rápida y energética, lo que se traduce en un movimiento más veloz del plasma hacia el punto de reconexión.

Después de un tiempo finito, el sistema se relaja, pero el campo magnético sigue manteniendo su estructura bipolar, aunque con una velocidad de entrada mucho más baja que al inicio, lo cual resulta en una tasa de reconexión mucho menor en tiempos posteriores. En la primera gráfica de la Figura 4.4, se exploró la influencia de B_0 en RR manteniendo constantes los valores de κ y η_0 . En la segunda gráfica, se fijaron los valores de B_0 y η_0 , y se observó que la ventana con el mayor RR es aproximadamente la misma en todos los casos. Sin embargo, se puede notar que para valores más bajos de κ , se obtienen valores máximos de RR ligeramente mayores, con una diferencia de aproximadamente un 8 %.

A partir de estos resultados, se puede concluir que la conducción térmica solo afecta ligeramente a RR . En la tercera gráfica se presentan los resultados obtenidos para RR utilizando varios valores de η_0 mientras se mantienen B_0 y κ constantes. Estos casos corresponden a los casos #12, #13 y #14. Se observa que cuando el valor de η_0 es 10 veces más pequeño, la tasa de reconexión disminuye en

aproximadamente un 40 % y el proceso requiere más tiempo. Por otro lado, cuando el valor de η_0 es dos veces más grande, la tasa de reconexión aumenta alrededor de un 10 %.

La dependencia de la tasa de reconexión con la magnitud del campo magnético y, a su vez, con el valor de β del plasma encontrada en este estudio es consistente con los resultados obtenidos en escenarios de reconexión turbulenta. Por ejemplo, en el estudio realizado por [40], se llevaron a cabo simulaciones MHD con resistividad y se encontró que la reconexión dominada por plasmoides puede ser hasta dos veces más rápida en entornos donde el valor de β es muy bajo, como en la corona solar. Esto respalda la idea de que un bajo valor de β está asociado con una mayor tasa de reconexión.

4.2. Conversión de energía

Ahora se investiga la conversión de energía magnética en energía cinética y energía interna durante el proceso de reconexión. Los resultados se presentan en la Figura 4.5, donde se integran las tres contribuciones utilizando las fórmulas (3.20)-(3.22) para todas las simulaciones en la Tabla 3.2. La ventana de tiempo seleccionada corresponde a la fase de equilibrio de la tasa de reconexión durante la conversión de energía. Además, todas las gráficas de energía se normalizan utilizando la densidad de energía total ($E_{tot} = E_{mag} + E_{cin} + E_{int}$) con el objetivo de visualizar de manera más clara la influencia de cada componente de energía.

La primera gráfica de la Figura 4.5 muestra los resultados sin conducción térmica para los casos #1 a #6. La energía magnética al inicio del tiempo varía desde el 69 % para el valor más bajo de la magnitud del campo magnético $B_0 = 22.42$ G en la simulación #1 hasta el 92 % para el valor más alto $B_0 = 50.44$ G en la simulación #6. Por otro lado, la energía interna comienza en un rango del 31 % al 8 % respectivamente. Los casos #2 a #5 presentan valores dentro de estos rangos, y al inicio del tiempo, la energía cinética es cero en todos los casos debido a la configuración inicial. Una vez que la simulación comienza, también comienza la conversión de energía, y la energía magnética se reduce del 69 % al 30 % de la energía total en la simulación #1 y del 92 % al 65 % en la simulación #6. La energía restante se convierte en energía cinética, la cual impulsa el chorro. La energía cinética máxima y mínima corresponden a los casos #6 y #1, alcanzando el 10 % y 6 % de la energía total, respectivamente.

La segunda gráfica de la Figura 4.5 muestra los resultados de los casos #7, #8, #11 y del #15 al #17, que corresponden a casos con $\kappa = 9 \times 10^{-12}$, $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-7/2}$. El rango de B_0 es el mismo que para los casos con $\kappa = 0$. Por lo tanto, las energías magnética e interna al inicio del tiempo están dentro del mismo rango. Los resultados son muy similares en términos de la transferencia de energía magnética e interna. La diferencia principal entre estos casos y los casos con $\kappa = 0$ es que la energía cinética transferida al chorro es menor, con un máximo de 8 % para el valor más alto de B_0 y un mínimo de 3 % para el valor más bajo de B_0 .

En la tercera gráfica de la Figura 4.5, se presentan los resultados de los casos #9 a la #11, las cuales corresponden al mismo valor de $B_0 = 33.63$ G pero con tres valores distintos de κ , lo que permite estudiar el efecto de la conductividad térmica. Para este campo magnético, la energía magnética representa inicialmente el 83 % de la energía total, mientras que la energía interna corresponde al 17 %.

Estos resultados indican que los diferentes valores de κ tienen un efecto leve en la conversión de energía, con diferencias pequeñas. Esto sugiere que la inclusión de la conductividad térmica no tiene un efecto tan crucial como la magnitud del campo magnético en la combinación de la energía

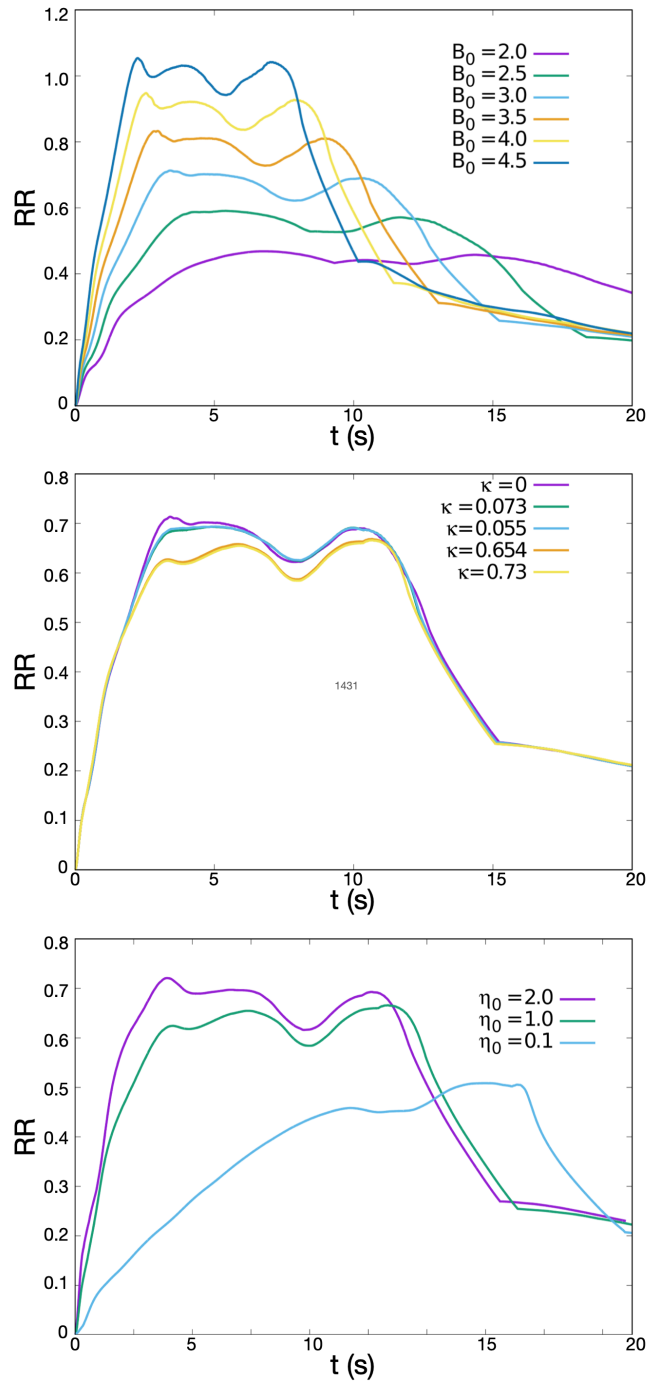


Figura 4.4: Se muestra la evolución de la tasa de reconexión magnética, explorando la influencia de la magnitud del campo magnético, la conductividad térmica y la resistividad. En la primera gráfica, se fija $\kappa = 0$ y $\eta_0 = 1$ para estudiar los efectos de distintos valores de B_0 . En la segunda gráfica, se fija $B_0 = 3.0$ y $\eta_0 = 1$, y se utilizan distintos valores de κ . Finalmente, en la tercera gráfica, se fija el campo magnético y la conductividad térmica a $B_0 = 3.0$, $\kappa = 0.73$, y se utilizan tres valores de η_0 .

magnética y la energía interna. Sin embargo, para este rango de valores de κ , se observa que la transferencia de energía cinética es ligeramente mayor en el caso de $\kappa = 0$, alrededor del 2 %. En todos los casos, después de $t \sim 6s$, se puede observar que las curvas correspondientes a los tres tipos de energía alcanzan un comportamiento casi constante. Esto sugiere que el sistema tiende a un estado energético donde la reconexión sigue ocurriendo, aunque de manera más prolongada.

Para analizar los efectos de la resistividad durante el proceso de conversión, se realizaron las simulaciones de los casos #12 a #14 de la Tabla 3.2, utilizando tres valores distintos de resistividad: $\eta_0 = 0.1, 1.0, 2.0$. Estas simulaciones se llevaron a cabo con una magnitud de campo magnético de intensidad intermedia y el valor más alto de κ . Los resultados se presentan en la Figura 4.6.

En todos los casos, se observa que la energía cinética del chorro prácticamente no se ve afectada, y solo se produce una conversión significativa de energía magnética a energía interna. Sin embargo, la eficiencia de esta conversión varía según el valor de η_0 . Para valores pequeños de resistividad ($\eta_0 = 0.1$), la conversión es ineficiente, y alrededor del 25 % de la energía magnética se convierte en energía interna. En cambio, para $\eta_0 = 2.0$, aproximadamente el 50 % de la energía magnética se convierte en energía interna. Es interesante observar que las curvas correspondientes a $\eta_0 = 0.1$ muestran un comportamiento diferente en comparación con las curvas para valores mayores de η_0 . Esto sugiere que, para valores bajos de resistividad, el sistema no alcanza el equilibrio energético, ya que en este régimen la difusión no es suficiente para promover el intercambio de energía entre las diferentes formas.

Hasta ahora, el análisis se ha centrado en el dominio más pequeño de integración de las energías, S_1 , justo encima del punto de reconexión. Sin embargo, también es importante considerar los resultados de la integración de estas energías en los dominios S_2 y S_3 , los cuales se muestran en la Figura 4.7. Al igual que en el dominio S_1 , se observa una conversión de energía magnética en energía interna y cinética, pero con una escala de tiempo diferente.

Este resultado es una prueba de consistencia, ya que los efectos se miden posteriormente en un dominio más extenso, S_2 , que contiene a S_1 . Se observa que la conversión de energía magnética en energía cinética sigue siendo de alrededor del 10 % para los dos dominios superiores. En el dominio de integración S_3 , los resultados son similares. Sin embargo, la diferencia más importante es que la energía cinética del sistema no supera el 2 %, lo cual indica que el plasma que se mueve hacia abajo se ve afectado por la alta densidad en la región de transición.

Con el objetivo de ilustrar el flujo de entrada y salida alrededor de la hoja de corriente, se ha definido una nueva región de integración denominada $S_4 = [-2, 2] \times [4, 8]$, que engloba la región de reconexión. En esta región, se integran los flujos de energía Poynting y cinética que ingresan a través de los lados verticales, así como los flujos correspondientes que salen a través de los lados inferior y superior. Este enfoque es similar al presentado en [64]. En la Figura 4.8 se muestra la región de integración y los resultados de la integración de los flujos. Estos resultados revelan un exceso de flujo electromagnético entrante, que se traduce en un exceso de flujo de energía cinética saliente, en línea con los hallazgos presentados en las Figuras 4.5, 4.6 y 4.7.

También se ha estudiado la presencia de choques durante el proceso. Para ello, se calcula $\nabla \cdot \mathbf{v}/c_s$, de manera similar a [17], que muestra valores negativos dentro de las zonas de integración S_1 y S_2 . En la Figura 4.9 se muestra una instantánea en $t = 10s$ para varias simulaciones, donde se observan frentes de choque oblicuos típicos con $\nabla \cdot \mathbf{v}/c_s$ negativo dentro de S_1 , justo encima del punto de reconexión.

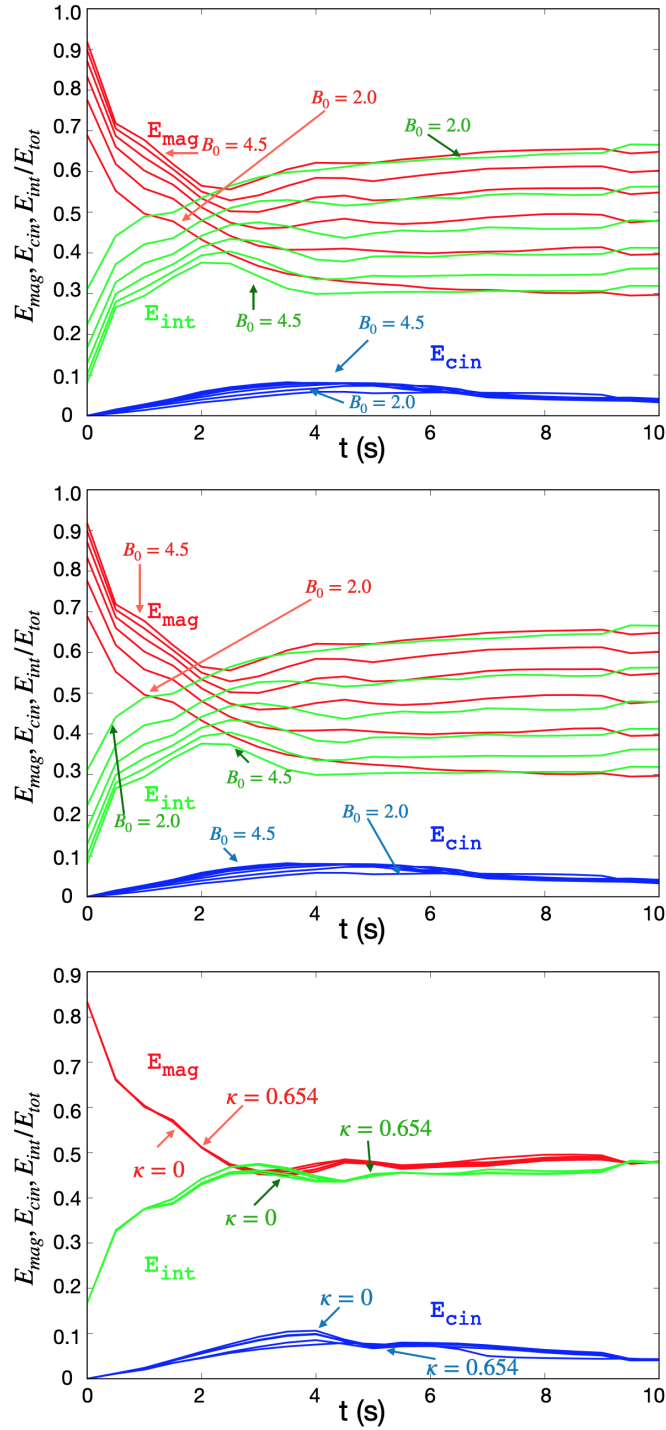


Figura 4.5: Se presenta la distribución de las contribuciones de las diferentes energías E_{mag} , E_{int} , E_{kin} a la energía total en función del tiempo, integrada sobre la región S_1 . Estos resultados permiten observar el intercambio de energía magnética e interna durante la evolución del chorro, así como la cantidad de energía que se convierte en energía cinética para impulsar al chorro. En la primera gráfica se muestran los resultados de los casos #1 a #6, correspondientes a $\kappa = 0$. La segunda gráfica muestra los resultados de los casos #7, #8, #11 y de la #15 a la #17, donde se incluyen diferentes combinaciones de magnitudes del campo magnético y conductividad térmica. Estos resultados indican que la magnitud del campo magnético tiene un efecto dominante sobre la conducción térmica en el intercambio de energía. Finalmente, la tercera gráfica muestra los resultados para $B_0 = 3.0$ y diferentes valores de κ . En este caso, se observa que la conducción térmica no tiene una influencia significativa en el intercambio de energía magnética e interna. En cuanto a la conversión en energía cinética, las diferencias también son menores, aunque es evidente que el caso con $\kappa = 0$ muestra una conversión de energía cinética más eficiente.

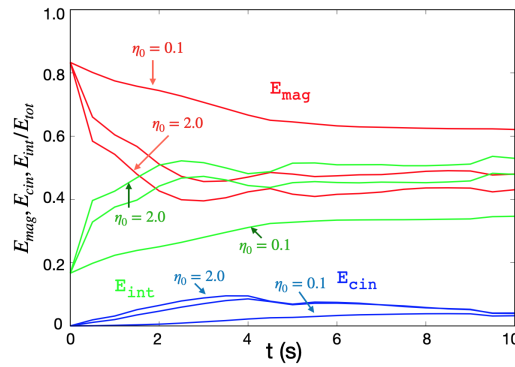


Figura 4.6: Se analizaron los efectos de la resistividad utilizando los casos #12 a #14, las cuales involucran un campo magnético de intensidad intermedia, el mayor valor de κ , y tres valores diferentes de resistividad: $\eta_0 = 1$ para el caso #12, $\eta_0 = 0.01$ para el caso #13, y $\eta_0 = 2$ para el caso #14. Estos valores corresponden a una resistividad un 10 % menor, y dos veces mayor, respectivamente, en comparación con el caso #12. Se encontró que el valor de η_0 afecta la conversión de energía magnética en energía interna, mientras que la energía cinética del chorro se mantiene prácticamente sin cambios.

Estos frentes de choque se propagan posteriormente dentro de S_2 . Esto indica que la contribución de los choques se tiene en cuenta en la conversión de energía mostrada en las Figuras 4.5, 4.6 y 4.7.

Además, en la Figura 4.9 también se muestra el choque descendente en la región S_3 , que eventualmente choca con la región de transición y genera un frente ascendente. Las diferentes simulaciones ilustran cómo la conductividad térmica afecta la propagación de los choques para diferentes intensidades del campo magnético. Por último, en la Figura 4.10 se muestra la evaporación de la zona de transición en $t = 10$ s.

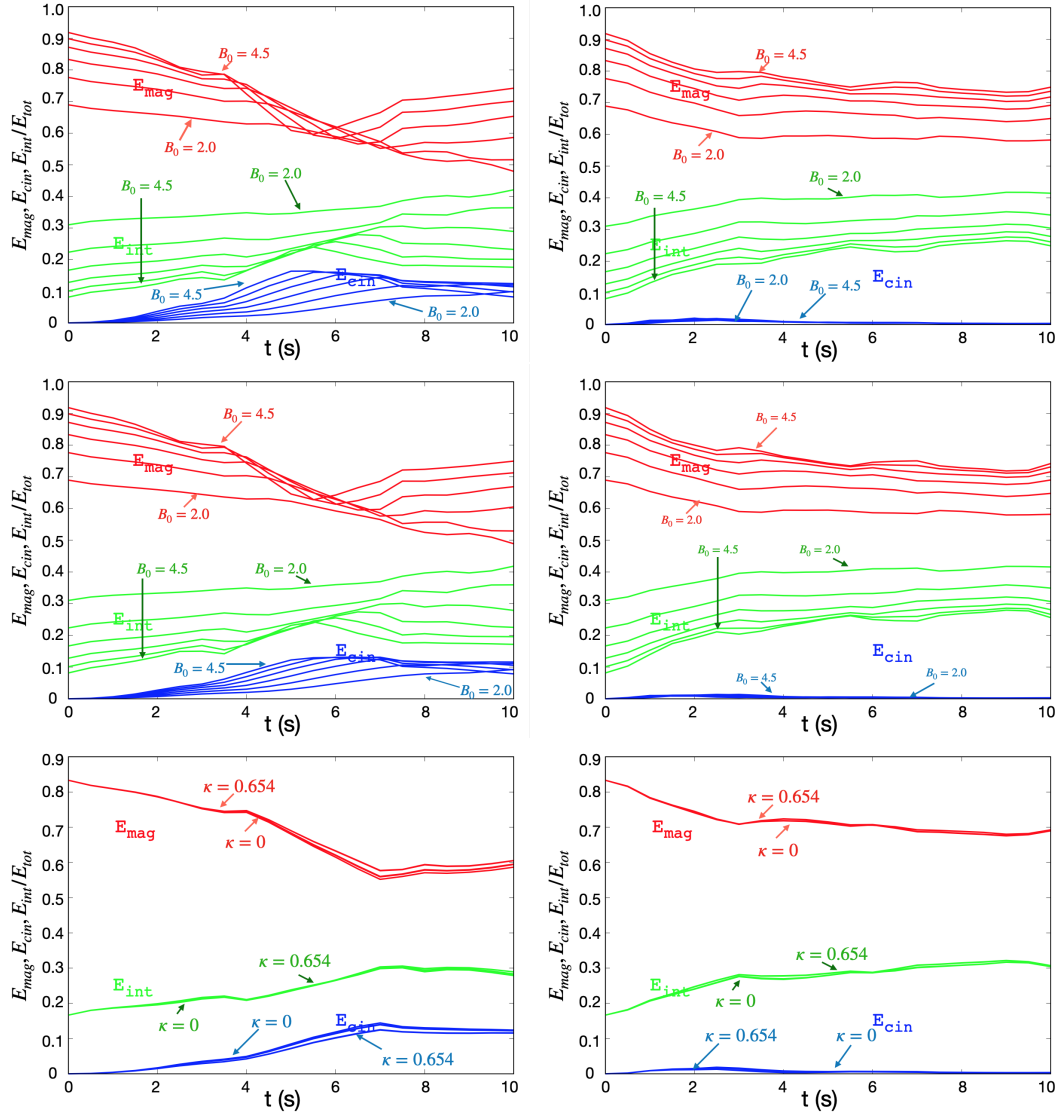


Figura 4.7: Las diferentes energías integradas en los dominios S_2 (izquierda) y S_3 (derecha) se muestran como función del tiempo. En la primera fila, se presentan los resultados para varios valores de B_0 de la Tabla 3.2 con $\kappa = 0$ y $\eta_0 = 1$. La segunda fila corresponde a $\kappa = 0.654$, y la tercera fila muestra los resultados para $B_0 = 3.0$, $\eta_0 = 1$, y varios valores de κ .

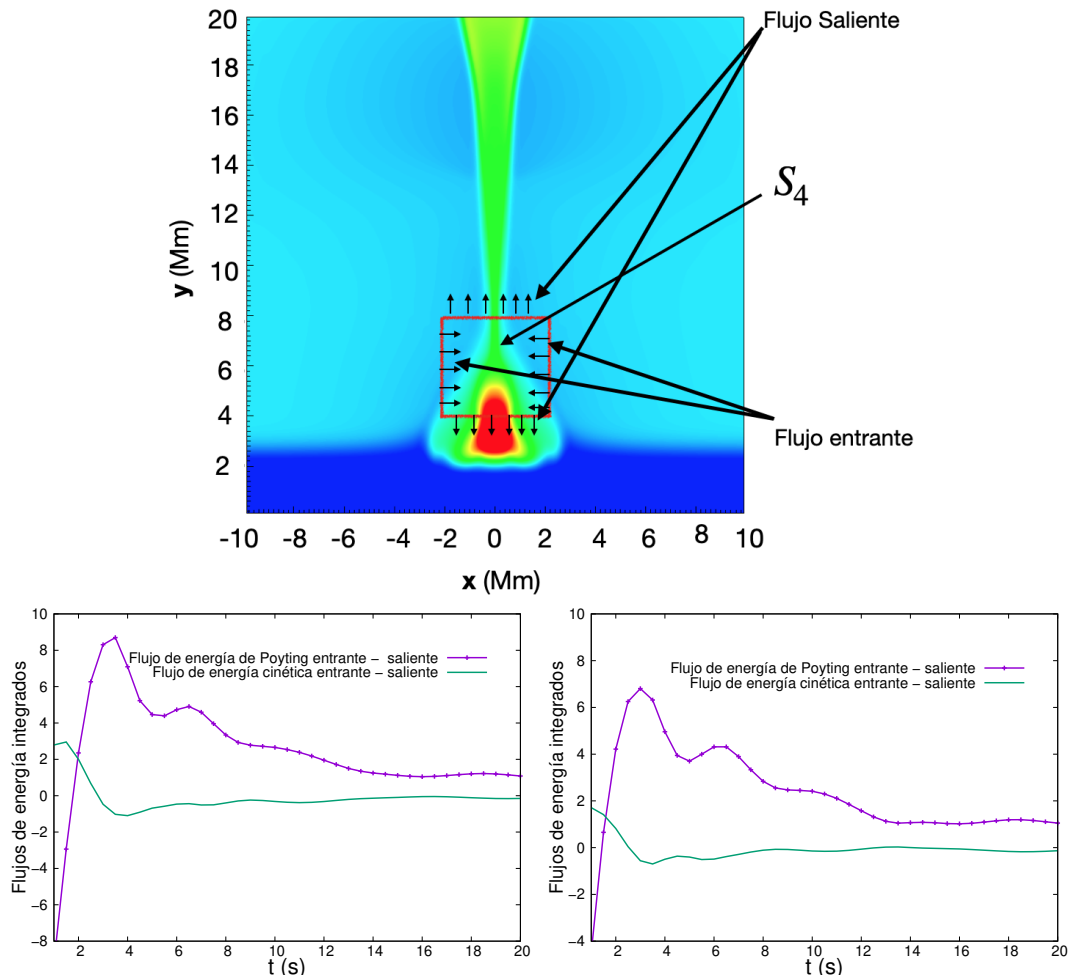


Figura 4.8: (Arriba) Región S_4 utilizada para calcular las componentes de energía entrante y saliente en una región típica de la hoja de corriente. Los flujos entrantes se integran a lo largo de los lados verticales del cuadrado, mientras que los flujos salientes se integran a lo largo de los lados horizontales. (Abajo) Se muestra la integración de los flujos de energía electromagnética y cinética entrantes y salientes en la región S_4 en función del tiempo. A la izquierda, se presenta el caso ($B_0 = 2.5, \kappa = 0$) y a la derecha, el caso ($B_0 = 2.5, \kappa = 0.654$). Estos resultados ilustran cómo la energía electromagnética que ingresa a través de los lados verticales se convierte en energía cinética que escapa a través de los lados superior e inferior de S_4 .

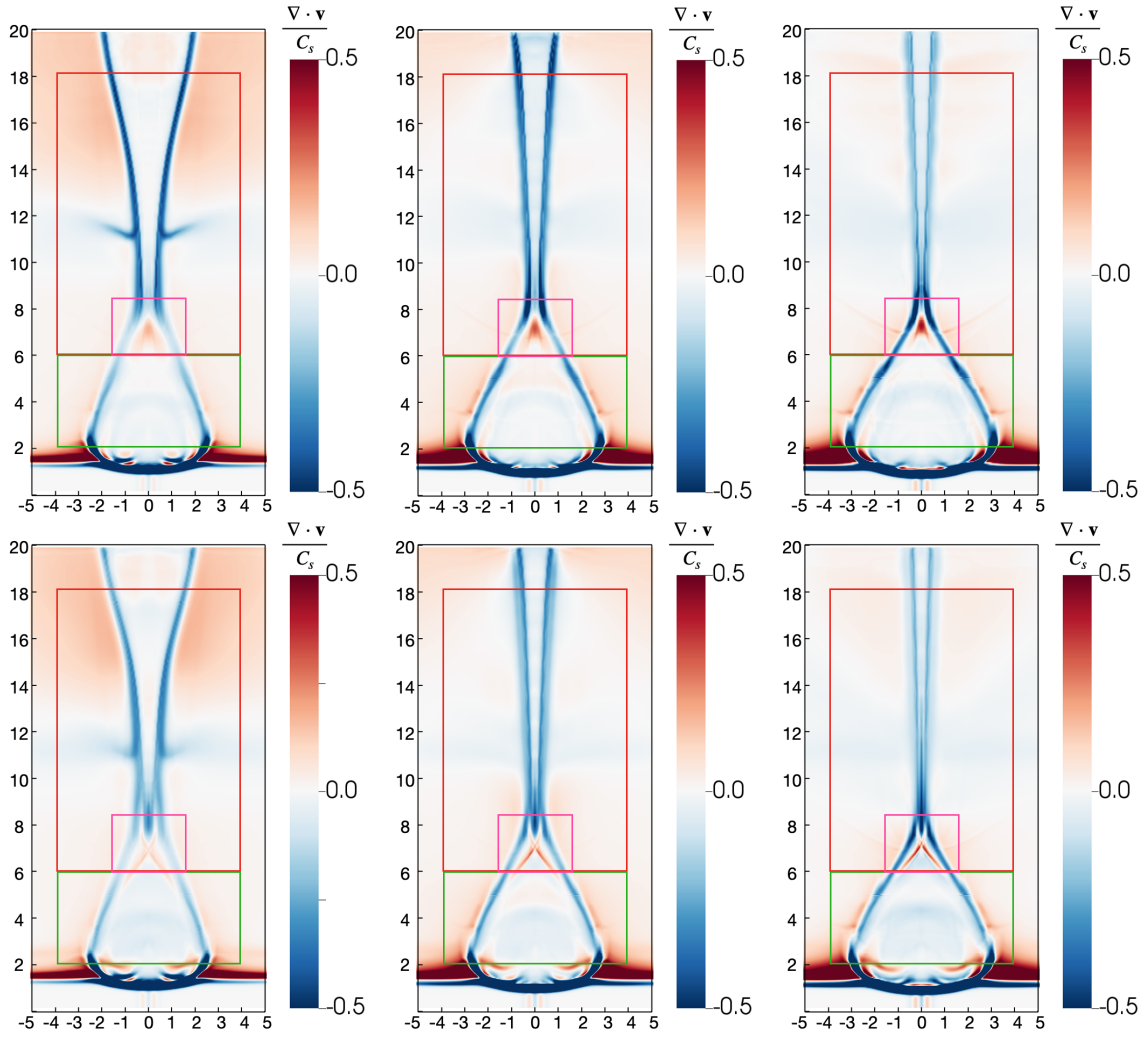


Figura 4.9: Instantánea en $t = 10$ s de $\nabla \cdot \mathbf{v}/c_s$. Los valores negativos de esta cantidad indican regiones donde viajan choques. La fila superior corresponde a los casos #2, #4, #6 para $B_0 = 2.5, 3.5, 4.5$ y $\kappa = 0$, mientras que la fila inferior muestra los resultados de los casos #8, #13 y #15 con $\kappa = 0.654$ y los mismos valores de B_0 . Se observa que dentro de la región S_1 se encuentran los dos choques oblicuos típicos que se desplazan hacia arriba y contribuyen a la conversión de energía. También se observa el choque que se propaga hacia abajo y finalmente impacta la región de transición dentro de la región S_3 .

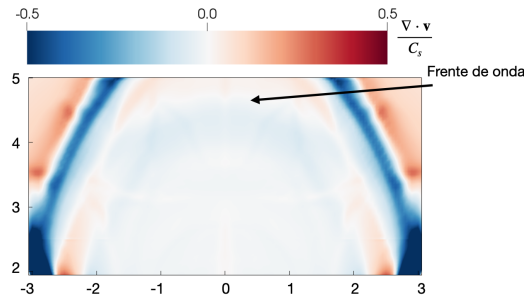


Figura 4.10: Aumento de la imagen de la instantánea de $\nabla \cdot \mathbf{v}/c_s$ en $t = 10$ para la simulación #2, que muestra la propagación de la onda del frente de evaporación. Este comportamiento es común a todas las simulaciones, tanto con como sin conducción térmica.

Capítulo 5

Conclusiones

En este estudio se abordó la resolución de las ecuaciones de la MHD considerando la resistividad y conductividad térmica con el objetivo de investigar los efectos de dos aspectos fundamentales: la intensidad del campo magnético en la región de la hoja de corriente y la inclusión de la conductividad térmica, en la evolución de las fulguraciones solares. Se realizó un análisis exhaustivo, explorando un amplio espacio de parámetros que abarcó distintos valores de intensidad del campo magnético, resistividad y conductividad térmica. Estos parámetros desempeñan un papel crucial en la comprensión de los fenómenos físicos que ocurren en las fulguraciones solares y su influencia en la dinámica del plasma.

En el análisis realizado, se pudo observar la formación de plasmoides como una estructura precursora a la aparición del chorro que se desplaza hacia arriba del dominio. Estos hallazgos concuerdan con investigaciones anteriores [13,38]. La formación de plasmoides puede estar relacionada con el proceso de reconexión rápida que ocurre en el sistema estudiado. Esta reconexión, conocida como reconexión inducida por plasmoides, ha sido propuesta como un mecanismo importante en las fulguraciones solares [38]. Los resultados de las simulaciones revelaron que la intensidad del campo magnético juega un papel crucial en la temperatura de los chorros que se desplazan hacia el espacio y hacia la cromosfera. A medida que la magnitud del campo magnético aumenta, la temperatura del chorro también se incrementa, aunque este aumento se ve limitado por la conductividad térmica [50]. Por lo tanto, se puede concluir que el campo magnético es un factor determinante en la evolución del sistema y su magnitud influye en la forma del choro resultante. Además, se encontró que la estructura de los arcos post-fulguración varía con la intensidad del campo magnético, siendo más anchos en presencia de campos magnéticos más intensos. Por otro lado, se observó que la inclusión de la conductividad térmica no afecta significativamente la estructura de los arcos.

En relación al análisis de la tasa de reconexión magnética, se pudo observar su dependencia en la magnitud del campo magnético B_0 y en el parámetro κ . Los resultados revelaron que la tasa de reconexión puede variar más de un 100 % dentro del rango de valores de B_0 utilizados. Además, se encontró que el tiempo de relajación también varía en un cien por ciento en este rango, como se muestra en la Figura 4.4. Por otro lado, se determinó que la conductividad térmica tiene un impacto máximo del 10 % en la tasa de reconexión magnética, sin afectar el tiempo de relajación. Sin embargo, se observó que a medida que el valor de η aumenta, la tasa de reconexión también tiende a incrementarse. Estos resultados destacan la importancia de la magnitud del campo magnético y la resistividad en la dinámica de la reconexión magnética.

Además, se realizó la integración de distintas densidades de energía que contribuyen durante la evolu-

ción del sistema sobre una región situada justo encima del punto de reconexión. Esto permitió medir la generación de diferentes formas de energía durante la propagación y relajación de la fulguración. Este análisis proporcionó una visión más completa de cómo se intercambia y transforma la energía magnética, cinética e interna a lo largo del tiempo.

En todas las simulaciones, los primeros instantes consistieron únicamente en energía magnética y térmica. A medida que la fulguración evoluciona, parte de esta energía se convierte en energía cinética transportada por el chorro ascendente. Sin embargo, independientemente de la combinación de campo magnético, resistividad y conductividad térmica, la energía cinética del chorro nunca supera el 10 % de la energía total. Aunque la conductividad térmica tiene un ligero efecto inhibitorio en la cantidad de energía cinética transferida al chorro, esta inhibición es más notable en los casos con valores más bajos de κ .

Durante la evolución del sistema, se observa un intercambio significativo de energía entre la energía magnética y la energía interna. En todas las simulaciones, la energía magnética es la componente dominante y disminuye aproximadamente en un 50 % durante el proceso de relajación, mientras que la energía interna experimenta un aumento de alrededor del 100 %. Este intercambio de energía está impulsado por la resistividad y se ve inhibido cuando la resistividad es pequeña, como se puede observar en la Figura 4.6.

Además de los análisis realizados sobre la tasa de reconexión y la conversión de energía en el sistema, también se pudieron identificar choques MHD presentes en nuestro modelo, como sugiere en su modelo de reconexión rápida [41]. Estos choques contribuyen al proceso de conversión de energía en los dominios S_1 y S_2 . Además, está presente el frente de choque debido al proceso de evaporación, que se desplaza hacia arriba desde la interfaz. Estos fenómenos dinámicos son consistentes con los mecanismos de transferencia de energía y proporcionan información adicional sobre los procesos físicos involucrados en la reconexión magnética en nuestro sistema estudiado.

Esta tesis presenta un estudio exhaustivo de la tasa de reconexión magnética, centrándose en la influencia de la magnitud del campo magnético de la hoja de corriente. Además, se ha contabilizado el porcentaje de energía magnética que se transforma en energía cinética y energía interna. Se encontró el porcentaje de estas dos últimas energías durante la evolución, explorando su posible relación con la disipación de calor debido a la conducción térmica.

Este trabajo contribuyó al estado del arte de las simulaciones MHD de las fulguraciones solares al construir y analizar algunas de sus propiedades usando un espacio de parámetros bastante amplio que no se ve en los trabajos previos. Este espacio de parámetros permitió determinar que la tasa de reconexión magnética depende fuertemente tanto de la magnitud del campo magnético como de la resistividad. También se verificó que este parámetro se ve menos influenciado por la conducción térmica distribuida a lo largo de las líneas de campo.

Además, se profundizó en el proceso de conversión de energía. Se estableció el porcentaje de energía magnética que se transforma en otras formas de energía y se encontró que la cantidad de energía transformada durante el proceso depende de la magnitud inicial del campo magnético. Esta conversión también se ve afectada por las variaciones en la resistividad. Se descubrió que aproximadamente el 90 % de la energía magnética transformada se convierte en calor, mientras que el resto se transforma en energía cinética. Además, se confirmó la presencia de choques MHD cuya propagación depende de la conductividad térmica y los diferentes valores del campo magnético. Finalmente, se observó el frente de choque generado por la interacción entre la corona y la cromosfera.

Como trabajo a futuro, se estudiará la dinámica de las fulguraciones solares utilizando simulaciones

en 3D. Los espectros sintéticos de emisión se calcularán a partir de estas simulaciones y se compararán con los espectros de emisión obtenidos de datos observacionales.

Bibliografía

- [1] Moldwin, Mark. (2008). An Introduction to Space Weather, Cambridge University Press, Cambridge.
- [2] Liping Yang and Hui Li and Fan Guo and Xiaocan Li and Shengtai Li and Jiansen He and Lei Zhang and Xueshang Feng. Fast Magnetic Reconnection with Turbulence in High Lundquist Number Limit. *The Astrophysical Journal Letters*, 901 2, L22.
- [3] Wang, Yulei and Cheng, Xin and Ding, Mingde and Lu, Quanming. Annihilation of Magnetic Islands at the Top of Solar Flare Loops. *apj*, 923 2, 227.
- [4] Ye, Jing and Cai, Qiangwei and Shen, Chengcai and Raymond, John C. and Lin, Jun and Roussev, Ilia. I. and Mei, Zhixing. The Role of Turbulence for Heating Plasmas in Eruptive Solar Flares. *apj*, 897 1, 64.
- [5] Ye, Jing and Shen, Chengcai and Raymond, John C and Lin, Jun and Ziegler, Udo. Numerical study of the cascading energy conversion of the reconnection current sheet in solar eruptions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 482 1, 588-605.
- [6] Ni, Lei and Roussev, Ilia I. and Lin, Jun and Ziegler, Udo. Impact of Temperature-dependent Resistivity and Thermal Conduction on Plasmoid Instabilities in Current Sheets in the Solar Corona. *apj*, 758 1, 20
- [7] Tajima T., Shibata K. (2002). *Plasma Astrophysics*. CRC Press.
- [8] Reeves, Katharine K. and Linker, Jon A. and Mikić, Zoran and Forbes, Terry G. *Current sheet energetics, flare emissions, and energy partition in a simulated solar eruption*. American Astronomical Society, 721 2, 1547-1558.
- [9] Dedner, A. and Kemm, F. and Kröner, D. and Munz, C. -D. and Schnitzer, T. and Wesenberg, M. Hyperbolic Divergence Cleaning for the MHD Equations. *Journal of Computational Physics*, 175 2, 645-673.
- [10] A. Mignone and G. Bodo and S. Massaglia and T. Matsakos and O. Tesileanu and C. Zanni and A. Ferrari. PLUTO: A Numerical Code for Computational Astrophysics. *American Astronomical Society*, 170 1, 228-242.
- [11] Miyoshi, Takahiro and Kusano, Kanya. A multi-state HLL approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, 208 1, 315-344.
- [12] Priest, Eric. (2014) *Magnetohydrodynamics of the Sun*. Cambridge University Press, Cambridge.
- [13] Yokoyama, Takaaki and Shibata, Kazunari. Magnetohydrodynamic Simulation of a Solar Flare with Chromospheric Evaporation Effect Based on the Magnetic Reconnection Model. *American Astronomical Society*, 549 2, 1160-1174.

- [14] Ruan, Wenzhi and Xia, Chun and Keppens, Rony. A Fully Self-consistent Model for Solar Flares. *The Astrophysical Journal*, 896 2, 97.
- [15] Avrett, Eugene H. and Loeser, Rudolf. Models of the Solar Chromosphere and Transition Region from SUMER and HRTS Observations: Formation of the Extreme-Ultraviolet Spectrum of Hydrogen, Carbon, and Oxygen. *American Astronomical Society*, 175 1, 229-276.
- [16] Childs, Hank and Brugger, Eric and Whitlock, Brad and Meredith, Jeremy and Ahern, Sean and Pugmire, David and Biagas, Kathleen and Miller, Mark and Harrison, Cyrus and Weber, Gunther H. and Krishnan, Hari and Fogal, Thomas and Sanderson, Allen and Garth, Christoph and Bethel, E. Wes and Camp, David and Rübél, Oliver and Durant, Marc and Favre, Jean M. and Navrátil, Paul. (2012). *High Performance Visualization—Enabling Extreme-Scale Scientific Insight*. Chapman and Hall/CRC.
- [17] Takasao, Shinsuke and Matsumoto, Takuma and Nakamura, Naoki and Shibata, Kazunari. Magnetohydrodynamic shocks in and above post flare loops: two-dimensional simulation and a simplified model. *American Astronomical Society*, 805 2, 135.
- [18] Ugai, M. Computer studies on development of the fast reconnection mechanism for different resistivity models. *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, 4 9, 2953-2963.
- [19] González-Avilés J. J. and Guzmán F. S. and Fedun V. JET Formation in Solar Atmosphere Due to Magnetic Reconnection. *American Astronomical Society*, 836 1, 24.
- [20] González-Avilés, J. J. and Cruz-Osorio, A. and Lora-Clavijo, F. D. and Guzmán, F. S. Newtonian cafe: a new ideal MHD code to study the solar atmosphere. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 454 2, 1871-1885.
- [21] González-Avilés, J. J. and Guzmán, F. S. CAFE-Q: Code Designed to Solve the Resistive MHD Equations With Thermal Conductivity. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 46 7, 2378-2385.
- [22] González-Avilés, J. J. and Guzmán F. S. and Fedun V. and Verth G. Spicule Jets in the Solar Atmosphere Modeled with Resistive MHD and Thermal Conduction. *American Astronomical Society*, 897 2, 153.
- [23] Shen, Chengcai and Kong, Xiangliang and Guo, Fan and Raymond, John C. and Chen, Bin. The Dynamical Behavior of Reconnection-driven Termination Shocks in Solar Flares: Magnetohydrodynamic Simulations. *American Astronomical Society*, 869 2, 116.
- [24] Shen, Chengcai and Lin, Jun and Murphy, Nicholas A. Numerical experiments on fine structure within reconnecting current sheets in solar flares. *American Astronomical Society*, 737 1, 14.
- [25] Chitta, L. P. and Priest, E. R. and Cheng, X. From Formation to Disruption: Observing the Multiphase Evolution of a Solar Flare Current Sheet. *American Astronomical Society*, 911 2, 133.
- [26] Lotfi, Hossein and Hosseinpour, Mahboub. Parametric Study of Resistive Plasmoid Instability. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 8.
- [27] Magara, T. and Mineshige, S. and Yokoyama, T. and Shibata, K. (1996). *Magnetodynamic Phenomena in the Solar Atmosphere: Prototypes of Stellar Magnetic Activity*. Springer Netherlands, Dordrecht.
- [28] Yokoyama, Takaaki and Shibata, Kazunari. Magnetic reconnection coupled with heat conduction. *Advances in Space Research*, 19 12, 1801-1804.

- [29] Jiang, R. L. and Fang, C. and Chen, P. F. Numerical simulations of chromospheric microflares. American Astronomical Society, 710 2, 1387-1394.
- [30] Hughes, D and Paczuski, M and Dendy, R. and Helander, P and McClements, Ken. Solar Flares as Cascades of Reconnecting Magnetic Loops. Physical review letters, 90, 131101.
- [31] Botha, G. J. J. and Arber, T. D. and Hood, A. W. Thermal conduction effects on the kink instability in coronal loops. aap, 525, A96.
- [32] Tanaka, Motohiko and Sato, Tetsuya. Multiple Excitation of Lower-Hybrid Drift Waves in the Neutral Sheet. Phys. Rev. Lett., 47, 714-716.
- [33] Yokoyama, T. and Shibata, K. What is the Condition for Fast Magnetic Reconnection?. apjl, 436, L197.
- [34] Shen, Chengcai and Chen, Bin and Reeves, Katharine K. and Yu, Sijie and Polito, Vanessa and Xie, Xiaoyan. The origin of underdense plasma downflows associated with magnetic reconnection in solar flares. Nature Astronomy, 6, 317-324.
- [35] Priest, Eric Ronald and Forbes, Terry. (2000). Magnetic reconnection. MHD theory and applications. Cambridge University Press, United Kingdom.
- [36] Aschwanden, Markus J. (2005). *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions (2nd edition)*. Provided by the SAO/NASA Astrophysics Data System.
- [37] Cheung, M. C. M. and Rempel, M. and Chintzoglou, G. and Chen, F. and Testa, P. and Martínez-Sykora, J. and Sainz Dalda, A. and DeRosa, M. L. and Malanushenko, A. and Hansteen, V. and De Pontieu, B. and Carlsson, M. and Gudiksen, B. and McIntosh, S. W. A comprehensive three-dimensional radiative magnetohydrodynamic simulation of a solar flare. Nature Astronomy, 3, 160-166.
- [38] Nishida, Keisuke and Shimizu, Masaki and Shiota, Daikou and Takasaki, Hiroyuki and Magara, Tetsuya and Shibata, Kazunari. Numerical examination of plasmoid-induced reconnection model for solar flares: The relation between plasmoid velocity and reconnection rate. The American Astronomical Society, 690 1, 748.
- [39] Shibata, Kazunari and Magara, Tetsuya. Solar Flares: Magnetohydrodynamic Processes. Living Reviews in Solar Physics, 8 1, 6.
- [40] Zenitani, Seiji and Miyoshi, Takahiro. Plasmoid-dominated Turbulent Reconnection in a Low- β Plasma. apjl, 894 1, L7.
- [41] Petschek, H. E. (1964). NASA Special Publication: Magnetic Field Annihilation. 50, 425.
- [42] Shibata, Kengo and Takasao, Shinsuke and Reeves, Katharine K. Numerical Study on Excitation of Turbulence and Oscillation in Above-the-loop-top Region of a Solar Flare. The American Astronomical Society, 943 2, 106.
- [43] Chen, P. F. and Fang, C. and Tang, Y. H. and Ding, M. D. Simulation of Magnetic Reconnection with Heat Conduction. The Astrophysical Journal, 513 1, 516.
- [44] Uzdensky, Dmitri A. Petschek-like Reconnection with Current-driven Anomalous Resistivity and Its Application to Solar Flares. The Astrophysical Journal, 587 1, 450.

- [45] Ni, Lei and Lin, Jun and Mei, Zhixing and Li, Yan. Numerical experiments on the detailed energy conversion and spectrum studies in a corona current sheet. *The American Astronomical Society*, 812 2, 92.
- [46] Zweibel, Ellen G. and Yamada, Masaaki. Magnetic Reconnection in Astrophysical and Laboratory Plasmas. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 47 1, 291-332.
- [47] Zweibel, Ellen G. and Yamada, Masaaki. Perspectives on magnetic reconnection. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 472 2196, 20160479.
- [48] Chen, Bin and Shen, Chengcai and Gary, Dale E. and Reeves, Katharine K. and Fleishman, Gregory D. and Yu, Sijie and Guo, Fan and Krucker, Säm and Lin, Jun and Nita, Gelu M. and Kong, Xiangliang. Measurement of magnetic field and relativistic electrons along a solar flare current sheet. *Nature Astronomy*, 4 12, 1140-1147.
- [49] Yamada, Masaaki and Kulsrud, Russell and Ji, Hantao. Magnetic reconnection. *Rev. Mod. Phys.*, 82 1, 603-664.
- [50] Ruan, Wenzhi and Zhou, Yuhao and Keppens, Rony. When Hot Meets Cold: Post-flare Coronal Rain. *The American Astronomical Society*, 920 1, L15.
- [51] Roberts P. H. (1967). *An introduction to magnetohydrodynamics* (Vol. 6). London: Longmans.
- [52] Giovanelli, R.G., (1946). A Theory of Chromospheric Flares. *Nature*, 158 4003, 81-82.
- [53] Hoyle, F. (1949). *Some Recent Researches in Solar Physics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge).
- [54] Sweet, P.A. (1958a). The neutral point theory of solar flares, in *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, IAU Symp. 6, ed. B. Lehnert (Cambridge Univ. Press, London) pp. 123-134.
- [55] Sweet, P.A. (1958b). The production of high-energy particle in solar flares, *Nuovo Cimento Suppl.* 8, Ser. X, 188-196
- [56] Parker, E. N. (1957). Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids, *J. Geophys. Res.* 62, 509-520.
- [57] Spitzer, L. (1962). *Physics of Fully Ionized Gases* (Interscience, New York).
- [58] Forbes, T.G. and Priest, E.R. (1984). Numerical simulation of reconnection in an emerging magnetic flux region, *Solar Phys.* 94, 315-340.
- [59] Sato, T. Hayashi, T. (1979). Externally driven magnetic reconnection and a powerful magnetic energy converter, *Phys. Fluids*, 22, 1189-1202.
- [60] Biskamp, D. (1986). Magnetic reconnection via current sheets, *Phys. Fluids*, 29, 1520-1531.
- [61] Ugai, M. and Tsuda, T. (1977). Magnetic field-line reconnection by localized enhancement of resistivity . Part 1: Evolution in a compressible MHD fluid, *J. Plasma Phys.*, 17, 337-356.
- [62] Scoler, M. (1989). Undriven magnetic reconnection in an isolated current sheet, *J. Geophys. Res.*, 94, 8805-8812.
- [63] Gurnett, D. A. and Bhattacharjee, A. (2005). *Introduction to Plasma Physics: With Space and Laboratory Applications*, Cambridge University Press, Cambridge, p. 61.

-
- [64] Birn, J. and Fletcher, L. and Hesse, M. and Neukirch, T. (2009). Energy release and transfer in solar flares: simulations of three-dimensional reconnection, *The Astrophysical Journal*, 695 2, 1151.
- [65] Parker, E. N. (1957), Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids, *J. Geophys. Res.*, 62(4), 509–520
- [66] Cowling T. G., (1953). *Solar Electrodynamics, in the Solar System, Vol. 1: The Sunm (Ed.) Kuiper, G. P.*, pp 532-591, University of Chicago Press, Chicago.
- [67] Dungey, J. W. (1955). *Physics of the Ionosphere: Electrodynamics of the Outer Atmosphere*, p 229.
- [68] Aschwanden, M.J. (2005), *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions (2nd edition)*. Library of Congress Control Number: 2005937065. Praxis Publishing Ltd., Chichester, UK; Springer, New York, Berlin, 2005.