



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS DE
HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS
"MAT. MANUEL RIVERA GUTIÉRREZ"

SIMULACIONES MAGNETOHIDRODINÁMICAS DE
FULGURACIONES SOLARES

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE

LICENCIADO EN CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS

P R E S E N T A

MAURICIO GONZÁLEZ SERVÍN

ASESOR

DR. JOSÉ JUAN GONZÁLEZ AVILÉS



MORELIA, MICHOACÁN, AGOSTO DE 2021

Dedicada para mis padres

Agradecimientos

Primero quiero agradecer a mi asesor, el Dr. José Juan González Avilés, que con su conocimiento y experiencia me guió a la culminación de este trabajo. También le agradezco su atención y paciencia.

Le agradezco a mi familia que siempre me ha apoyado en todo, especialmente a mis padres Mauricio y Hermelinda.

Agradezco a todos mis compañeros y amigos de la facultad (Carlos, Jonathan, Pamela, Cecilia y Apolo).

Por último, pero no menos importante, agradezco a los Dres. Joaquín Estevez Delgado, Francisco Shiddartha Guzmán Murillo, Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta, Luis Mariano Hernández Ramírez y Jorge Isidro Aranda Sánchez, por su disposición para revisar esta tesis y ser parte de la mesa de sinodales.

Resumen

En esta tesis se presentan simulaciones numéricas de estructuras de plasma que se asemejan a las que se forman en la etapa post-fulguración solar. En particular se estudia la morfología y dinámica de las estructuras post-fulguración en el marco de las simulaciones numéricas magnetohidrodinámicas (MHD) 2D usando el código PLUTO. Específicamente, se estudiaron cuatro casos correspondientes a distintas localizaciones de la resistividad magnética en la atmósfera solar. Como resultados principales, se simularon diferentes estructuras de plasma que dependen de la ubicación de la resistividad magnética. En todos los casos, se obtuvieron estructuras de plasma con morfología y comportamiento similares a los del modelo estándar de fulguraciones solares. En particular, cuando la resistividad se localiza a nivel de la corona alta, se observa el desarrollo de una inestabilidad de Rayleigh-Taylor que puede estar relacionada con la dinámica compleja que se genera en el proceso de la formación y evolución de las fulguraciones solares.

Palabras clave: Solares, magnética, estructuras, corona baja y corona alta.

Abstract

In this thesis, we perform numerical simulations of plasma structures that resemble those formed in the post-solar flare stage. In particular, we study the morphology and dynamics of post-flare structures in the framework of 2D magnetohydrodynamic (MHD) numerical simulations using the PLUTO code. Specifically, we define four study cases corresponding to different locations of magnetic resistivity in the solar atmosphere. In all cases, the morphology of the plasma structure is similar to the standard MHD model of solar flares. In addition, the morphology of the flare-like system depends on the magnetic resistivity site. One of the main results is that when we locate the resistivity at the level of the high corona, we can observe the development of Rayleigh-Taylor instability, which may be related to the complex dynamics generated in the formation process and evolution of solar flares.

Índice general

Agradecimientos	II
Resumen	III
Abstract	IV
1. Introducción	1
2. El Sol y las fulguraciones solares	5
2.1. El Sol	5
2.2. Fulguraciones solares	8
3. Magnetohidrodinámica (MHD)	15
3.1. Magnetohidrodinámica resistiva	16
3.1.1. Ecuaciones de la MHD resistiva	17
4. Modelado numérico de fulguración solares en 2D	19
4.1. Condiciones iniciales	19
4.1.1. Modelo de la atmósfera solar	21
4.1.2. Modelo del campo magnético	21
4.1.3. Modelo de la resistividad magnética	23
4.1.4. Métodos numéricos	24
4.2. Resultados de las simulaciones numéricas	26
4.2.1. Caso I: $h_{tr} = 1.6$ Mm (Cromosfera baja)	27
4.2.2. Caso II: $h_{tr} = 2.1$ (Región de transición)	36

4.2.3. Caso III: $h_{tr} = 4.0$ Mm (Corona baja)	46
4.2.4. Caso IV: $h_{tr} = 6.0$ Mm (Corona alta)	57
4.2.5. Discusión	71
5. Conclusiones	74

Índice de figuras

2.1.	Imagen esquemática de la estructura interna y externa del Sol adaptada de [Priest (2014)].	8
2.2.	Esta imagen del 20 de junio de 2013 a las 11:15 p.m. EDT muestra la luz brillante de una Fulguración solar en el lado izquierdo del Sol y una erupción de material solar que atraviesa la atmósfera del Sol, llamada erupción de prominencia. La fulguración fue una clase M2.9, que se encuentra en el rango bajo-moderado. Poco después, se observó una eyección de masa coronal asociada a la fulguración [NASA/SDO(2017)].	10
2.3.	Gráficas del tiempo de evolución de la intensidad del destello en H_α , rayos X blandos y rayos X duros durante una fulguración solar. Imágenes producidas por T. Forbes, y tomadas de libro [Priest (2014)].	12
2.4.	Ilustración esquemática del modelo de una fulguración solar presentado por [Yokoyama & Shibata (2001)].	13
4.1.	Perfiles al tiempo inicial de la atmósfera solar en equilibrio. (Arriba-izquierda) logaritmo de la temperatura en Kelvin, (arriba-derecha) logaritmo de la densidad de masa (ρ) en kg m^{-3} como funciones de la altura y . (Abajo) presión del gas en Pa como función de la altura y . Se puede ver el gradiente significativo en la región de transición que se localiza en $y \approx 2.1$ Mm.	22
4.2.	Componentes B_y y B_z del campo magnético en Gauss al tiempo inicial.	23
4.3.	Mapas 2D de la densidad del plasma en gr cm^{-3} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso I: $h_{tr} = 1.6$ Mm. . .	28

4.4. Mapas 2D de la temperatura del plasma en Kelvin a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso I: $h_{tr} = 1.6$ Mm. . .	29
4.5. Mapas 2D de la densidad de corriente J_z en unidades de código a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso I: $h_{tr} = 1.6$ Mm. Cada unidad de la barra de colores corresponde a un factor de $3360.75 \text{ g}^{1/2} \text{ cm}^{-1/2} \text{ s}^{-2}$ en unidades físicas tal y como está definido en la Tabla 4.1.	31
4.6. Cortes 1D de la densidad de masa en gr cm^{-3} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.	32
4.7. Cortes 1D de la temperatura en Kelvin a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.	33
4.8. Cortes 1D de la componente z de la densidad de corriente J_z en unidades de código a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.	34
4.9. Cortes 1D de la componente vertical de la velocidad v_y en cm s^{-1} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.	35
4.10. Gráficas 1D de la densidad de masa (arriba-izquierda), temperatura (arriba-derecha), componente z de la densidad de corriente (abajo-izquierda) y componente y de la velocidad (abajo-derecha) como funciones del tiempo estimadas en el punto $x = 0$ Mm, $y = h_{tr} = 1.6$ Mm.	36
4.11. Mapas 2D de la densidad del plasma en gr cm^{-3} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al caso II: $h_{tr} = 2.1$ Mm. . .	38
4.12. Mapas 2D de la temperatura del plasma en Kelvin a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso II: $h_{tr} = 2.1$ Mm. . .	39
4.13. Mapas 2D de la densidad de corriente J_z en unidades de código a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso II: $h_{tr} = 2.1$ Mm.	41
4.14. Cortes 1D de la densidad de masa en gr cm^{-3} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.	42

4.15. Cortes 1D de la temperatura del plasma en Kelvin a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.	43
4.16. Cortes 1D de la componente z de la densidad de corriente J_z en unidades de código a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.	44
4.17. Cortes 1D de la componente vertical de la velocidad v_y en cm s^{-1} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.	45
4.18. Gráficas 1D de la densidad de masa (arriba-izquierda), temperatura (arriba-derecha), componente z de la densidad de corriente (abajo-izquierda) y componente y de la velocidad (abajo-derecha) como funciones del tiempo estimadas en el punto $x = 0$ Mm, $y = h_{tr} = 2.1$ Mm.	47
4.19. Mapas 2D de la densidad del plasma en gr cm^{-3} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso III: $h_{tr} = 4.0$ Mm. .	49
4.20. Mapas 2D de la temperatura del plasma en Kelvin a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al caso III: $h_{tr} = 4.0$ Mm. .	50
4.21. Mapas 2D de la densidad de corriente J_z en unidades de código a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso III: $h_{tr} = 4.0$ Mm.	52
4.22. Cortes 1D de la densidad en gr cm^{-3} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.	53
4.23. Cortes 1D de la temperatura en Kelvin a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.	54
4.24. Cortes 1D de la componente z de la densidad de corriente (J_z) en unidades de código a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.	55
4.25. Cortes 1D de la componente vertical y de la velocidad (v_y) en cm s^{-1} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.	56

4.26. Gráficas 1D de la densidad de masa (arriba-izquierda), temperatura (arriba-derecha), componente z de la densidad de corriente (abajo-izquierda) y componente y de la velocidad (abajo-derecha) como funciones del tiempo estimadas en el punto $x = 0$ Mm, $y = h_{tr} = 4.0$ Mm.	58
4.27. Mapas 2D de la densidad del plasma en $\text{gr}\cdot\text{cm}^{-3}$ a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso IV: $h_{tr} = 6.0$ Mm. .	60
4.28. Mapas 2D de la temperatura del plasma en Kelvin a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso IV: $h_{tr} = 6.0$ Mm. .	63
4.29. Mapas 2D de la densidad de corriente J_z en unidades de código a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso IV: $h_{tr} = 6.0$ Mm.	64
4.30. Cortes 1D de la densidad de masa en $\text{gr}\cdot\text{cm}^{-3}$ a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.	65
4.31. Cortes 1D de la temperatura del plasma en Kelvin a lo instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.	66
4.32. Cortes 1D de la componente z de la densidad de corriente (J_z) en unidades de código a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.	68
4.33. Cortes 1D de la componente vertical de la velocidad V_y en cm/s a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.	69
4.34. Gráficas 1D de la densidad de masa (arriba-izquierda), temperatura (arriba-derecha), componente z de la densidad de corriente (abajo-izquierda) y componente y de la velocidad (abajo-derecha) como funciones del tiempo estimadas en el punto $x = 0$ Mm, $y = h_{tr} = 6.0$ Mm.	70

Capítulo 1

Introducción

El Sol es un objeto astronómico tan presente en nuestra vida cotidiana que a veces olvidamos la importancia que este representa para la humanidad. Desde tiempos pasados la humanidad reconoció su importancia, ya que muchas de las culturas lo estudiaban, por ejemplo, muchas culturas hicieron todo lo posible por estudiar su movimiento o simplemente para muchas de la culturas antiguas el Sol era un Dios. Pero la era moderna de la ciencia solar fue cuando científicos como Kepler, Galileo y Copernico pudieron establecer que el Sol era el centro del Sistema Solar, y no la Tierra como se pensaba. La luz del Sol es la fuente de la vida, pero esta misma es el principal obstáculo para poder observarlo, aunque en estos tiempos modernos ya tenemos muchos instrumentos que hacen posible su estudio, como, el estudio de la luz solar y el campo magnético mediante observatorios que orbitan en el espacio. También se ha podido encontrar que el Sol interactúa con la Tierra mediante el viento solar y las eyecciones de masa coronal (EMC) que son expulsadas por el Sol hacia el medio interplanetario. Las EMC son nubes gigantes de gas ionizado caliente conocido como plasma, el cual se interpreta como un medio eléctricamente neutro de partículas positivas y negativas "libres". Las EMC impactan a menudo a los satélites que orbitan la Tierra, incluso afectando las redes eléctricas de los suministros de energía, que podrían dejar a millones de personas sin energía eléctrica. El Sol se formó hace unos 6.5 mil millones de años de una enorme nube interestelar de gas frío. Este es tan masivo que contiene prácticamente toda la masa del sistema solar y es más

de 333000 veces más masivo que nuestro planeta Tierra, así que se necesitarían unas 1300000 Tierras para poder llenarlo. La distancia que nos separa del Sol equivale a un poco más de ocho minutos luz, esto significa que la luz (que viaja a una velocidad aproximada de 300000 km/s) se tarda un poco más de ocho minutos en recorrer la distancia que hay entre la Tierra y el Sol. Esta distancia también conocida como unidad astronómica (UA), es de 150 millones de kilómetros.

En el Sol pueden ocurrir muchos fenómenos, los cuales varían según la distancia a su centro. El modelo estándar supone que el interior está dividido en tres regiones, llamadas, el núcleo, la zona radiante y la zona de convección. El núcleo es la región central mas interna del Sol que abarca el 20 % del radio solar, su temperatura es de aproximadamente 15 millones de grados Kelvin. Aquí es donde se llevan a cabo las reacciones de fusión nuclear, es decir, donde los núcleos de hidrógeno colisionan entre sí y forman helio; tal región es la fuente de energía del Sol. Desde el núcleo se transporta energía hacia las capas superiores del Sol que constituyen la atmósfera solar, y se encuentran en estado de plasma. La zona radiante esta localizada por encima del núcleo solar y esta abarca hasta el 70 % del radio solar, es la región donde la densidad decae lentamente alejándose del núcleo y la energía es transportada hacia afuera por el flujo de radiación electromagnética generado en el núcleo. La zona de convección esta localizada por encima de la zona radiante y abarca aproximadamente el 30 % del radio solar, además contiene más del 60 % del volumen interno del Sol pero menos del 2 % de su masa. Aquí, el gas calentado por la zona radiante de abajo se eleva en forma de células de convección gigantes hasta la superficie, se esparce, se enfría y después se hunde, entonces la energía pasa a la superficie solar por convección, el mismo proceso que hace que el aire caliente suba respecto con el aire más frío. Tal proceso se entiende como una forma de transferencia de calor entre zonas con diferentes temperaturas, en donde se generan movimientos que generan patrones similares a las burbujas que se pueden observar cuando el agua hierve en una cacerola. La parte exterior del Sol es la atmósfera solar, que a menudo se describe como una región formada por varias capas verticalmente estratificadas, en donde la capa más baja es la fotosfera. Por encima de la fotosfera, existe una región nombrada cromosfera, llamada así debido a

lo colorido de sus líneas de emisión, como la línea H_α que es la emisión principal en esta región. Hacia arriba de la cromosfera ocurre un cambio drástico en las propiedades del plasma, es decir, la densidad de plasma decae rápidamente con la altura y a su vez la temperatura aumenta, estos cambios tan drásticos ocurren en la región denominada región de transición. Por encima de la región de transición se encuentra lo que llamamos corona solar, la cual se caracteriza por tener emisiones en longitudes de onda bajas, tiene una temperatura bastante alta del orden de 10^6 K, y es donde los efectos del campo magnético son dominantes respecto al efecto de la presión cinética del gas.

El objetivo de estudio de esta tesis se enfocan en la atmósfera solar, que se considera la región mas dinámica del Sol y en donde ocurren los fenómenos más energéticos que pueden acelerar partículas hasta velocidades relativistas y/o liberar importantes cantidades de material; además de emitir enormes destellos de radiación electromagnética en todas las longitudes de onda. En particular, en esta tesis se estudiarán los fenómenos eruptivos conocidos como "fulguraciones", que en términos generales, son el resultado de la conversión de la energía magnética disponible en la corona, en energía cinética de las partículas del medio y que se generan por medio de la reconexión magnética. Las etapas más importantes en las que se divide una fulguración solar son los siguientes [Cordero et al. (2013)]: i) el almacenamiento de la energía, ii) la liberación súbita de energía, iii) la aceleración de partículas hasta velocidades relativistas en una fracción de tiempo corto, iv) las perturbaciones que causan en el medio interplanetario, y v) las alteraciones que generan en la Tierra y su entorno.

De acuerdo a las características mencionadas anteriormente, las fulguraciones son fenómenos complejos, y para entenderlos un poco mejor se necesitan observaciones y modelos teóricos. Por ejemplo, en esta tesis se utiliza la magnetohidrodinámica (MHD), la cual representa una aproximación aceptable para estudiar la dinámica del plasma completamente ionizado en la atmósfera solar, y en particular, para estudiar algunas propiedades físicas de las fulguraciones. Específicamente, en esta tesis se considera el efecto de la resistividad, por lo cual se usarán las ecuaciones de la MHD resistiva, las cuales permiten que pueda ocurrir la reconexión magnética. Las ecua-

ciones de la MHD resistiva son un sistema de ecuaciones diferenciales parciales no lineales acopladas y que no tiene solución analítica, salvo en problemas en 1D y en otros casos simples. Por lo tanto, para estudiar las fulguraciones en un escenario en 2D como el de esta tesis fue necesario resolver numéricamente las ecuaciones usando el código PLUTO. En términos generales, el objetivo central de esta tesis es simular la formación de estructuras tipo fulguración solar en una etapa conocida como post-fulguración. Además, se estudiarán algunas propiedades físicas como la densidad y temperatura del plasma desde un punto de vista cualitativo y cuantitativo.

La tesis está dividida en los siguientes capítulos, en el capítulo 2 se presenta una descripción general de la estructura del Sol, así como de las fulguraciones solares. En el capítulo 3 se describen las propiedades principales de la aproximación de la MHD, y además se describen las ecuaciones de la MHD resistiva. En el capítulo 4, se presentan los resultados de la modelación numérica de una fulguración solar en 2D. En particular, se describe el modelo de campo magnético, el modelo de la atmósfera solar, el modelo de la resistividad magnética, y se especifican los métodos numéricos usados para resolver las ecuaciones de la MHD resistiva. Adicionalmente, en el capítulo 4 se presentan los resultados de las simulaciones numéricas para cuatro casos de estudio. Finalmente, en el capítulo 5, se presentan las conclusiones y comentarios finales.

Capítulo 2

El Sol y las fulguraciones solares

En este capítulo se dará una descripción general de la estructura interna y externa del Sol. Además se describirán las propiedades más importantes de las fulguraciones solares y sus fases.

2.1. El Sol

El Sol es la estrella de nuestro Sistema Solar, en la cual giran la Tierra y los demás planetas. Igual que cualquier otra estrella, es una masiva bola brillante de plasma, es decir, se encuentra en un estado gaseoso de materia en la que los átomos se han ionizado y han liberado algunos o todos sus electrones. No tiene superficie sólida. La luz y el calor se generan en el núcleo, donde el hidrógeno se convierte en helio mediante una cadena de reacciones termonucleares. Así, el Sol no sólo puede brillar sino que también genera una tremenda presión hacia el exterior, que compensa exactamente la atracción de gravedad hacia su interior, manteniendo a la estrella en equilibrio. Este estado se conoce como equilibrio hidrostático, y las estrellas de la secuencia principal pasan la mayor parte de su vida en este estado. El Sol tiene una clasificación G2V basado en sus propiedades estelares, en donde G2 significa que su temperatura superficial es de aproximadamente 6700 K y V indica que es una estrella de la secuencia principal. Nuestro Sol lleva a cabo procesos termonucleares desde su nacimiento, hace aproximadamente 4600 millones de años, y procesa cerca

de 600 millones de toneladas de hidrógeno cada segundo. Este proceso continuará aproximadamente unos 6000 millones de años más, por lo cual no hay que preocuparse por su colapso en un futuro próximo.

El interior del Sol está restringido a nuestra vista, ya que es una región opaca. Sin embargo, para estudiar el interior del Sol se pueden usar algunas técnicas indirectas basadas en algunas propiedades de los neutrinos y la heliosismología. Mientras que la parte exterior del Sol es visible y se conoce como atmósfera solar, la cual está dividida en la fotosfera, cromosfera, región de transición y corona. Debido a que el estudio central de esta tesis se localiza en la atmósfera solar, a continuación se describen solamente las características generales de las capas de la atmósfera solar.

La fotosfera

La fotosfera es la región del Sol que podemos observar a través de los telescopios ópticos. Aunque regularmente se denomina como la superficie solar, la fotosfera no es sólida sino que es una capa de gas de aproximadamente 100 km de grosor, relativamente densa y opaca que emite el 99 % de la energía generada en el interior, y además es la capa más baja y delgada de la atmósfera solar. Su temperatura promedio va desde aproximadamente 5800 K y aumenta a una temperatura de 10^4 K en su parte exterior; lo cual la hacen la capa más fría del Sol, y debido a dicha temperatura, el Sol tiene un color amarillo. Dependiendo el color es como los astrónomos clasifican a las estrellas, por ejemplo, el Sol por su color se clasifica como una estrella del tipo G2. La masa de la fotosfera constituye gran parte de la masa de la atmósfera solar.

La cromosfera

La cromosfera es la región que se encuentra por encima de la fotosfera y abarca unos 9000 km de profundidad. Esta región es más transparente que la fotosfera. En esta región las líneas de emisión que observan son principalmente las de hidrógeno (H), calcio (Ca) y magnesio (Mg); así como las del Ultravioleta (UV), el sub-milimétrico, milimétrico e infrarrojo lejano. Es una región muy característica de la atmósfera solar, ya que la temperatura incrementa desde una temperatura mínima de 4000 K hasta aproximadamente 20000 K. Este incremento en la temperatura contradice lo que se espera termodinámicamente porque la temperatura debería obedecer un perfil

que va como una ley del inverso del cuadrado con respecto a la distancia radial. Las observaciones de la cromosfera revelan que es una región muy dinámica y poco uniforme. En esta región es donde se ocasionan fenómenos tales como los chorros de plasma conocidos como espículas.

La región de transición

La región de transición es una capa delgada ($\approx 500\text{-}700$ km) y muy irregular, que se encuentra aproximadamente a 2000 km sobre la superficie de Sol. Es la región que separa la cromosfera con la corona, y es donde ocurre la variación más significativa en la temperatura y densidad entre la cromosfera ($10^3\text{-}4$ K) y la parte superior de la corona (10^{6-7} K). En esta región se observa principalmente las líneas de emisión en el extremo ultravioleta (EUV).

La corona

La corona es la región más externa de la atmósfera del Sol, y es mucho más grande que el volumen del Sol mismo ya que abarca varios radios solares hacia el espacio exterior. Normalmente no se puede ver ya que queda eclipsada por el disco de la estrella, que es mucho más brillante. Sin embargo, durante los eclipses solares se ve como un halo brillante y tenue de baja densidad y temperatura de aproximadamente 10^6 K. Además, se pueden observar estructuras magnéticas tales como arcos y protuberancias. La intensidad de emisión observada en la corona depende mucho de la actividad solar. La corona baja se encuentra por encima de la región de transición, y tiene una densidad de masa en el rango de 10^{-11} - 10^{-13} kg m $^{-3}$. Se pueden observar ocasionalmente rayos X duros (0.1-1 Å) y rayos gamma (0.001-0.1 Å) como consecuencia de las poderosas erupciones solares. La temperatura promedio de la corona es de varios millones de grados Kelvin, y hasta ahora no se tiene una teoría satisfactoria que explique el por qué de dicha temperatura. El calentamiento coronal se considera hoy en día unos de los problemas más desafiantes de la física solar y de la astrofísica. La corona es una región inhomogénea debido a los eventos dinámicos tales como las fulguraciones solares, que generalmente resultan de un proceso de reconexión magnética. Adicionalmente, la dinámica en el corona se conforma por la interacción entre ondas que se propagan hacia el exterior, y por la oscilación de los arcos magnéticos que

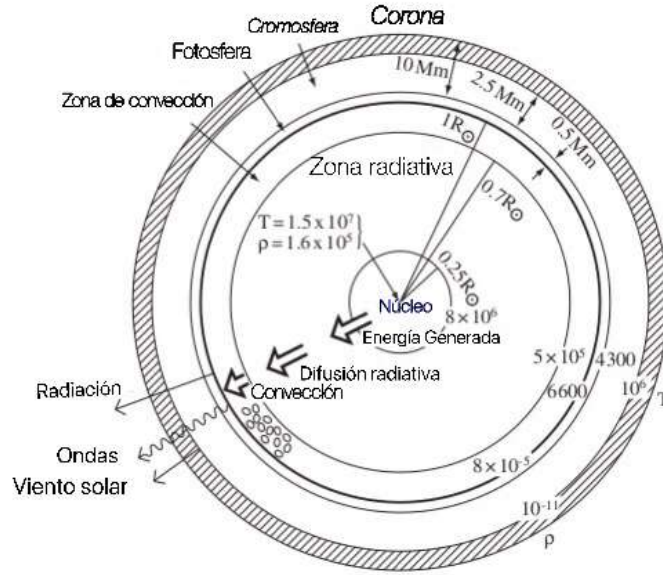


Figura 2.1: Imagen esquemática de la estructura interna y externa del Sol adaptada de [Priest (2014)].

podrían contribuir al calentamiento coronal. En la Figura 2.1 se muestra un esquema que representa la estructura interna y externa del Sol.

2.2. Fulguraciones solares

Las fulguraciones solares son las explosiones más energéticas en nuestra heliosfera e influyen en los eventos de clima espacial que pueden afectar nuestra magnetosfera terrestre. Estos fenómenos pueden ir desde un simple destello localizado, hasta eventos sumamente complejos. Generalmente se definen como fenómenos transitorios rápidos que se producen en la atmósfera solar que emiten principalmente en la línea de H_{α} , rayos X y otros rangos del espectro electromagnético. En las fulguraciones se produce una intensa liberación de energía que tiene lugar en las estructuras magnéticas coronales conocidas como regiones activas del Sol. Tal liberación de energía a menudo acelera partículas a altas velocidades ocasionando que se expulse plasma y flujo magnético hacia la parte externa del Sol. Además, las fulguraciones solares convierten eficientemente la energía magnética en energía cinética e interna del plasma, y en emisión. Las fulguraciones se clasifican en términos de su pico de emisión de

rayos X medido en Watts m^{-2} . Específicamente, se clasifican como fulguraciones tipo A,B,C,M y X, y con longitudes de onda que van desde 1 a 8 Å (ver, por ejemplo las mediciones en Tierra del instrumento GOES de la NASA [GOES (2021)]). Cada clase de fulguración puede tener un pico de emisión de 10 veces más grande que el anterior. Por ejemplo, las fulguraciones clase X tiene un pico de emisión del orden de 10^{-4} W m^{-2} , que es el 0.01 % de la luminosidad solar. En cada clase existe una escala de 1 a 9, tal que el flujo en una fulguración X-3 es 50 % más grande que una fulguración X-2. Por lo general se observan alrededor de 1 a 10 eventos de clase X, y de 20 a 300 clase M por año, aunque depende en que momento del ciclo solar nos encontremos. La fulguración más grande que se tiene registro, fue una fulguración colosal clase X-28 ocurrida el 4 de noviembre del 2003. Por ejemplo, en la Figura 2.2 se muestra una imagen tomada por el Solar Dynamics Observatory (SDO) de la NASA, la cual muestra el disco solar y las zonas brillantes (regiones activas) que produjeron una fulguración clase M2.9 el 20 de junio de 2013.

Además de la clasificación de las fulguraciones en función del flujo de rayos X, existen otros tipos de clasificaciones que categorizan a las fulguraciones. Por ejemplo, uno puede clasificar entre fulguraciones impulsivas y graduales. Otro es entre fulguraciones pequeñas ó compactas y grandes fulguraciones eruptivas ó de dos bandas. Las fulguraciones impulsivas se asocian con un campo magnético intenso de tal manera que no hay una erupción asociada, mientras que las fulguraciones grandes generalmente están acompañadas por una protuberancia y una eyección de masa coronal (EMC). También se distingue entre fulguraciones confinadas y dinámicas o eyectivas. Una fulguración confinada se desarrolla en uno o más arcos magnéticos que están anclados desde la cromosfera o la corona baja. Por otro lado, una fulguración de dos bandas está, por lo general, vinculada a la erupción de un filamento, observándose la emisión en una arcada (un sistema de arcos magnéticos paralelos) que se forman a lo largo del canal del filamento y por debajo de este último. Generalmente, se observan más fulguraciones que EMC, pero presentan cierta correlación. En términos generales, las fulguraciones eruptivas comprenden el 30 % de clase C, 56 % de clase M y 90 % de clase X (por ejemplo, ver [Priest (2014)]).

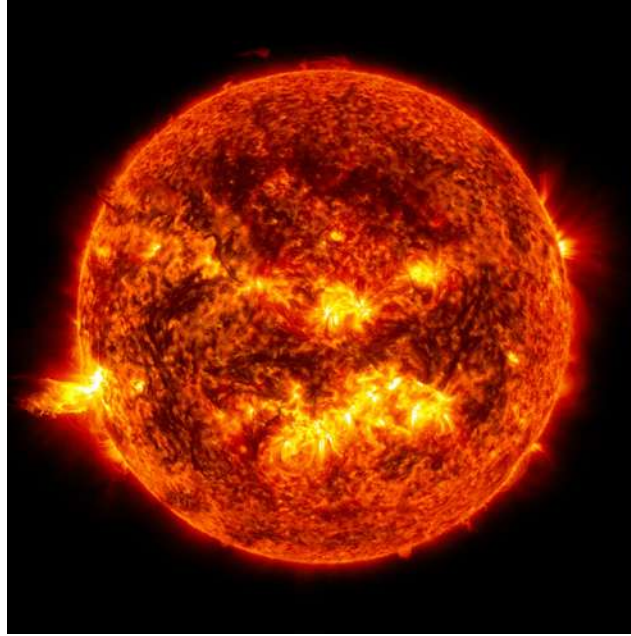


Figura 2.2: Esta imagen del 20 de junio de 2013 a las 11:15 p.m. EDT muestra la luz brillante de una Fulguración solar en el lado izquierdo del Sol y una erupción de material solar que atraviesa la atmósfera del Sol, llamada erupción de prominencia. La fulguración fue una clase M2.9, que se encuentra en el rango bajo-moderado. Poco después, se observó una eyección de masa coronal asociada a la fulguración [NASA/SDO(2017)].

Fases de las Fulguraciones

En general, las fulguraciones presentan cuatro etapas principales: i) la fase pre-fulguración, ii) la fase impulsiva, iii) la fase de subida, y iv) la fase principal. A continuación se describe cada fase de forma individual:

1. En la fase de pre-fulguración, durante decenas de minutos o hasta media hora, la intensidad de rayos X blandos con energías menores a 10 eV incrementa, mientras una prominencia de la región activa aparece y empieza a subir lentamente.
2. De acuerdo al comienzo de una fulguración apropiada, puede ocurrir la fase impulsiva generalmente durante 100 a 1000 segundos, y se caracteriza por la aparición de un estallido en microondas y un estallido en rayos X duros (>30 keV). Además se genera una estructura interna causada por los electrones altamente acelerados.

3. La fase de subida, dura usualmente 5 minutos (a veces hasta una hora). Se caracteriza por un rápido incremento tanto en la intensidad como en el área de los rayos X blandos y la línea de emisión H_{α} . En esta fase la prominencia entra en erupción rápidamente. También se observa la aceleración continua de partículas y el plasma coronal se calienta hasta decenas de millones de grados.
4. Finalmente, en la fase principal es en donde la intensidad disminuye lentamente durante aproximadamente una hora y a veces hasta un día. Aquí las partículas aceleradas durante la fase de subida viajan a través de la atmósfera solar perturbando el medio que se encuentre en su camino. Las partículas del medio que estén excitadas radian su exceso de energía en diferentes longitudes de onda, dependiendo de la densidad, temperatura y campo magnético de la región en que se encuentren. Debido a que estos parámetros varían mucho desde la superficie del Sol hasta el medio interplanetario, en la Tierra podemos observar esta fase.

Algunas características adicionales a destacar en las fulguraciones solares es que en muchas de ellas la fase de pre-fulguración no se ve, algunas son fuertemente impulsivas y producen cantidades considerables de partículas de altas energías y rayos X duros, mientras otras son mucho más lentas y producen mucho menos emisión de alta energía. Dado a que una fulguración es una mezcla de diferentes firmas del espectro de partículas de altas energías (la parte impulsiva) y plasma calentado (la parte gradual). La emisión de rayos X blandos resulta de una distribución térmica de plasma y también contribuye a la parte gradual, mientras que el proceso no térmico del espectro de rayos X ($> \text{KeV}$) es debido a la emisión bremsstrahlung. En la Figura 2.3, se muestran las gráficas de la evolución en el tiempo de una fulguración en distintas intensidades de emisión.

En el contexto de las simulaciones numéricas MHD de la formación de fulguraciones solares, se ha propuesto un modelo estándar, el cual fue introducido por [Yokoyama & Shibata (2001)]. En tal modelo, la fulguración se forma por medio de la reconexión magnética, y en particular se libera energía magnética en forma de cho-

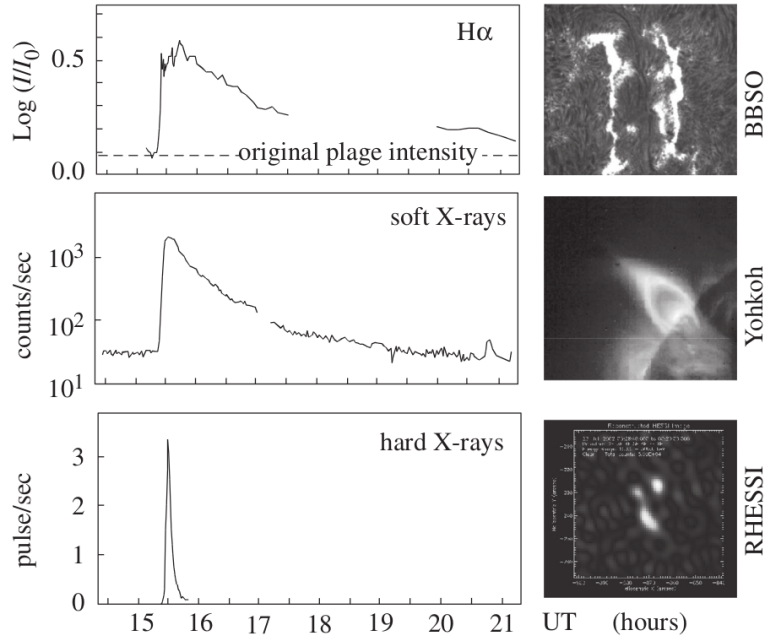


Figura 2.3: Gráficas del tiempo de evolución de la intensidad del destello en H_α , rayos X blandos y rayos X duros durante una fulguración solar. Imágenes producidas por T. Forbes, y tomadas de libro [Priest (2014)].

ques MHD, de tal forma que se genera un modo lento en el punto x o neutro. El chorro de plasma (jet) producido por la reconexión magnética, es expulsado y choca con los arcos magnéticos que se reconectan, lo que a su vez genera un choque MHD más rápido. El calor es liberado en el sitio de la reconexión y se propaga a lo largo de las líneas de campo magnético hasta alcanzar la cromosfera nuevamente; y debido al flujo de calor en el denso plasma cromosférico, el plasma se evapora y fluye hacia la corona, por ejemplo, ver el esquema representativo del proceso descrito anteriormente en la figura 2.4. Este estudio forma parte de unas de las primeras simulaciones numéricas en donde se estudió la evolución térmica en los arcos magnéticos que se forman posteriormente a una fulguración solar, tal y como se pretende estudiar en esta tesis. Además del modelo clásico, se han desarrollado otros modelos numéricos relacionados con la formación, dinámica y morfología de las fulguraciones. Por ejemplo, los modelos de calentamiento por inducción [Nagai, F. (1980), Peres & Reale (1993)], donde se propone un modelo dinámico para la formación de arcos magnéticos calientes, emisores de rayos X blandos asociados a las fulguraciones solares. También modelos de calenta-

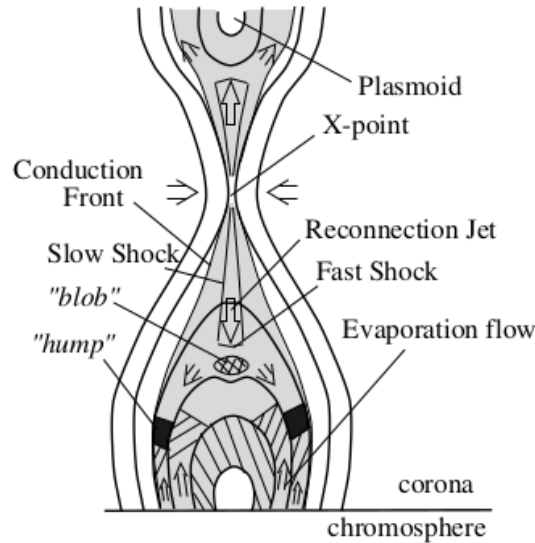


Figura 2.4: Ilustración esquemática del modelo de una fulguración solar presentado por [Yokoyama & Shibata (2001)].

miento por haz de electrones [Fisher et al. (1985) , Mariska et al. (1989)], en donde se examina la respuesta de la cromosfera solar al calentamiento de fulguraciones solares por electrones no térmicos. En general, los resultados de ambos modelos concuerdan bien con las emisiones observadas en las fulguraciones solares. Adicionalmente, [Hori et al. (1997), Hori et al. (1998)] desarrollaron un modelo pseudo-2D basado en cálculos hidrodinámicos 1D y dieron una descripción simple de las emisiones de rayos X suaves observados en las fulguraciones, por ejemplo, ver [Warren, H. P. (2006)], en donde se muestra que es posible reproducir la evolución temporal de las fulguraciones térmicas de alta temperatura. Además, [Shiota et al. (2005)] llevaron a cabo 2 casos de simulaciones MHD uno tomando en cuenta la resistividad y conductividad térmica, y otro sin conductividad térmica, principalmente se realizaron para estudiar las eyecciones de masa coronal y la arcada gigante asociada. [Miyagoshi & Yokoyama (2004)] estudiaron la evaporación cromosférica que se forma como resultado de un flujo emergente y un campo magnético coronal por medio de simulaciones numéricas MHD con efectos de conducción de calor basados en un modelo de reconexión magnética. Más recientemente [Longcope et al. (2009)] y [Longcope (2014)] desarrollaron un modelo teórico en el que se considera la dinámica de una línea de campo reconectada, mas

específicamente, presentan un modelo en las que las líneas de campo que se acortan después de una reconexión localizada, calienta el plasma a medida que lo comprimen. El acortamiento progresa alejándose del sitio de reconexión a la velocidad de Alfvén, liberando energía magnética y generando flujos compresivos paralelos. Donde la energía magnética liberada en la corona por las fulguraciones solares llega a la cromosfera donde impulsa los flujos ascendentes y descendentes característicos conocidos como evaporación y condensación.

Capítulo 3

Magnetohidrodinámica (MHD)

En este capítulo se describen en términos generales las ecuaciones de la magnetohidrodinámica (MHD), así como sus consideraciones físicas más importantes. Se da énfasis particular a las ecuaciones de la MHD resistiva, las cuales están asociadas a las simulaciones de fulguraciones presentadas en esta tesis.

La MHD es una rama de la mecánica de medios continuos, que estudia la interacción entre los campos magnéticos y los fluidos conductores en movimiento. En la teoría de la MHD, la existencia de partículas individuales es ignorada y solamente se considera el movimiento de un grupo o conjunto de partículas. Un elemento importante, es que la MHD es el modelo matemático de las interacciones de baja frecuencia entre los fluidos conductores y los campos electromagnéticos. En particular, la MHD estudia a los fluidos conductores perfectos, tales como los metales líquidos, gases ionizados, plasmas y electrolitos. Los fundamentos de la MHD se basan en los principios básicos del electromagnetismo, en donde se sabe que cuando un conductor pasa a través de un campo magnético se genera una fuerza electromotriz sobre el conductor. Las corrientes que generan esta fuerza fluyen en el conductor y ocurren los dos procesos siguientes:

- Primero los campos magnéticos asociados a estas corrientes modifican el campo magnético original.
- Después, el movimiento del fluido se modifica cuando este experimente la fuerza

mecánica de origen electromagnético.

A la interacción entre el fluido y campo magnético se le conoce como el acoplamiento de Maxwell, y el movimiento que se produce de las corrientes y los campos magnéticos caracterizan el comportamiento general de los fluidos MHD. Con la MHD podemos estudiar muchos problemas astrofísicos, ya que en particular es una aproximación aceptable para describir la dinámica de un plasma, y en especial es una aproximación aceptable para estudiar algunos fenómenos en la atmósfera solar, tales como las fulguraciones.

3.1. Magnetohidrodinámica resistiva

El estudio principal de esta tesis se enfoca en el modelado de las fulguraciones solares producidas por la presencia de la resistividad magnética, y por lo tanto una aproximación válida es considerar que la dinámica del plasma se rige por las ecuaciones de la MHD resistiva. En la aproximación de la MHD resistiva las líneas de campo magnético que se mueven a través del fluido siguen una ley de difusión, es decir la ley de Ohm, en donde la resistividad del plasma representa una constante de difusión. Físicamente, la difusión de las líneas de campo puede producir reconexión magnética, la cual se entiende como una reconfiguración topológica del campo magnético y una subsecuente liberación de energía magnética. El aumento de la resistividad es usualmente el resultado de la formación de estructuras de pequeña escala, conocidas como hojas de corriente, en donde puede tener lugar la difusión de las líneas de campo y por consiguiente la reconexión magnética. En la dinámica de los plasmas completamente ionizados el mecanismo de reconexión magnética es importante porque está relacionado con la liberación de energía magnética y su subsecuente conversión en energía cinética, además se ha estudiado que la reconexión magnética es uno de los mecanismos que desencadenan la formación de las explosiones y estallidos en la corona solar.

3.1.1. Ecuaciones de la MHD resistiva

Para el modelado de las fulguraciones solares, se considera que la dinámica del plasma se rige por las ecuaciones de la MHD resistiva. Estas ecuaciones se obtienen del acoplamiento de las ecuaciones de Euler de la hidrodinámica con las ecuaciones de Maxwell del electromagnetismo. En el caso particular de esta tesis también se considera el efecto de un campo gravitacional constante a lo largo de la dirección vertical en la superficie del Sol. Para la solución numérica de las ecuaciones es conveniente escribirlas en forma conservativa de la siguiente forma:

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

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

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

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

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

en donde ρ es la densidad de masa, $\mathbf{v}$ es el vector de velocidad del plasma, p_t es la presión total definida por la expresión $p_t = p + B^2/2$, con p representando la presión del gas, $\mathbf{B}$ es el vector de campo magnético, $\mathbf{g}$ es la aceleración gravitacional, $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}$ es la densidad de corriente y $\eta(x, y)$ es la resistividad magnética [González-Avilés (2017), González-Avilés et al. (2017), González-Avilés et al. (2018)]. La densidad de energía total E está definida como $E = \frac{p}{\gamma-1} + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{\mathbf{B}^2}{2}$, en donde γ es el coeficiente de dilatación adiabática. Las ecuaciones (3.1)-(3.5) están escritas en forma adimensional, es decir con $\mu_0 = 1$, y representan la conservación de masa, momento y energía, lo que implica que desde un principio se asegura que físicamente tenemos cantidades conservadas. Los términos fuente que incluyen la resistividad magnética representan la disipación de Joule en la ecuación de la energía (3.3), y a la difusión magnética en la ecuación de inducción (3.4). Para cerrar el sistema de ecuaciones, la presión del gas

está dada por la ecuación de gas ideal, que se define de la siguiente manera

$$p = (\gamma - 1)\rho e, \quad (3.6)$$

en donde e es la energía interna, sin embargo para algunas aplicaciones en los fenómenos solares es más conveniente escribir la ecuación de estado en términos de la temperatura, esto es

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

en donde k_B es la constante de Boltzmann, T es la temperatura y $\bar{m}$ es la masa media de las partículas, que depende si el plasma está completamente ionizado o no.

Después de haber presentado las características generales del modelo y descrito las ecuaciones de la MHD resistiva, en el capítulo siguiente se presentan distintas simulaciones numéricas de la formación de fulguraciones solares considerando condiciones iniciales similares a las del modelo estándar de [Yokoyama & Shibata (2001)].

Capítulo 4

Modelado numérico de fulguración solares en 2D

En este capítulo se muestran los resultados de las simulaciones numéricas MHD de una fulguración solar principalmente en la etapa de post-fulguración para distintos escenarios. En particular, se estudian algunas características cualitativas y cuantitativas de las estructuras asociadas a la formación de arcos magnéticos en la etapa post-fulguración. Las simulaciones se separaron en cuatro casos distintos, en donde se varió la localización de la resistividad dependiente de la posición. Específicamente, la resistividad se definió como un perfil gaussiano localizado a nivel de la cromosfera, la región de transición y la corona. En cada uno de los casos, se analizó la morfología y el comportamiento de la densidad de masa, temperatura, velocidad y densidad de corriente del plasma asociados a la fulguración.

4.1. Condiciones iniciales

Las condiciones iniciales que se utilizaron en las simulaciones de este capítulo son similares a las que se usaron en las referencias [Takasao & Matsumoto (2015), Yokoyama & Shibata (2001)], sin embargo, en este trabajo se usó un modelo más realista de la atmósfera solar y además se tomó en cuenta el efecto de la gravedad. En todos los casos estudiados de este capítulo, se define un dominio rectangular 2D en el

Variable	Cantidad	Unidad	Valor
x, y	Longitud	l_0	$10^8 cm$
$\mathbf{v}$	Velocidad	v_0	$10^8 cm \cdot s^{-1}$
ρ	Densidad	ρ_0	$10^{-15} gr \cdot cm^{-3}$
$\mathbf{B}$	Campo Magnético	$B_0 = v_0 \sqrt{4\pi\rho_0}$	11.21 G
t	Tiempo	$t_0 = l_0/v_0$	1 s
η	Resistividad	$\eta_0 = l_0 v_0$	$1 \times 10^{16} cm^2 \cdot s^{-1}$
$\mathbf{J}$	Densidad de corriente	$c\sqrt{4\pi\rho_0 v_0^2}/l_0$	$3360.75 gr^{1/2} \cdot cm^{-1/2} \cdot s^{-2}$

Tabla 4.1: Factores de escala en unidades cgs para la conversión de unidades de código a unidades físicas.

plano $x - y$. Además se considera que la gravedad es constante y actúa en dirección vertical $\mathbf{g} = (0, -g)$, en donde $g = 274 \text{ m s}^{-2}$, el cual representa un valor promedio de la aceleración de la gravedad en la superficie del Sol.

Para resolver numéricamente el sistema de ecuaciones de la MHD resistiva descritas por (3.1)-(3.5) es conveniente normalizarlas, para evitar la aparición de factores numéricos que provoquen errores en los métodos de solución de las ecuaciones. En esta tesis se usaron los factores de escala en unidades cgs tal y como se muestran en la Tabla 4.1, los cuales representan escalas características en la atmósfera solar, por ejemplo, ver [González-Avilés et al. (2017)] y son consistentes con los factores de normalización usados por el código numérico.

Todas las simulaciones de este capítulo, se definen en el dominio numérico siguiente:

$$x_{min} \leq x \leq x_{max} \quad (4.1)$$

$$y_{min} \leq y \leq y_{max} \quad (4.2)$$

donde $x_{min} = -10 \text{ Mm}$, $x_{max} = 10 \text{ Mm}$, $y_{min} = 0 \text{ Mm}$ y $y_{max} = 20 \text{ Mm}$, el cual está cubierto con una malla uniforme de 800×1000 celdas. En $x = x_{min}$ y $x = x_{max}$ se imponen condiciones de frontera de flujo saliente para todas las variables conservativas. Mientras que en $y = y_{min}$, la componente $B_x = 0$, B_y es simétrico y B_z cumple la condición de flujo saliente. Además, se usan condiciones abiertas para la presión y densidad, y las componentes del vector velocidad $\mathbf{v}$ son cero. Finalmente

en $y = y_{max}$ se imponen condiciones de flujo saliente en todas las variables.

4.1.1. Modelo de la atmósfera solar

Para la atmósfera solar, se considera un modelo que cubre desde la fotosfera y se extiende hasta la cromosfera y la corona. En las simulaciones de esta tesis, se supone que la atmósfera solar está en equilibrio hidrostático, y solamente se define en un dominio finito del plano xy . El campo de temperatura está descrito por el modelo semi-empírico C7, el cual cubre la región cromosfera-región de transición [Avrett & Loeser (2008)] y se extiende hasta la corona [Griffiths et al. (1999)], y se construye de tal forma que sea consistente con las observaciones de las líneas espectrales en el continuo, las líneas de intensidades y los perfiles del catálogo del espectro del extremo ultravioleta SUMER [Curdt et al. (1999)]. La temperatura, la presión y la densidad son funciones que dependen solamente de la altura y , tal y como se muestran en la Figura 4.1, en donde se puede observar claramente el gradiente significativo cerca de la región de transición (≈ 2.1 Mm). Tales características del modelo C7 lo hacen más realista que los modelos analíticos que consideran un gradiente más suave cerca de la región de transición como los usados en [Takasao & Matsumoto (2015), Yokoyama & Shibata (2001)].

4.1.2. Modelo del campo magnético

La configuración inicial del campo magnético en la atmósfera solar es esencialmente una hoja de corriente vertical definida de la siguiente forma:

$$\mathbf{B}_x(x, y) = 0, \quad (4.3)$$

$$\mathbf{B}_y(x, y) = B_0 \tanh(x/w), \quad (4.4)$$

$$\mathbf{B}_z(x, y) = B_0 / \cosh(x/w), \quad (4.5)$$

donde $B_0 = 22.42$ G es la magnitud del campo, y $w = 0.5$ Mm es el ancho de la hoja de corriente al tiempo inicial. Por ejemplo, en la Figura 4.2 se muestran los mapas

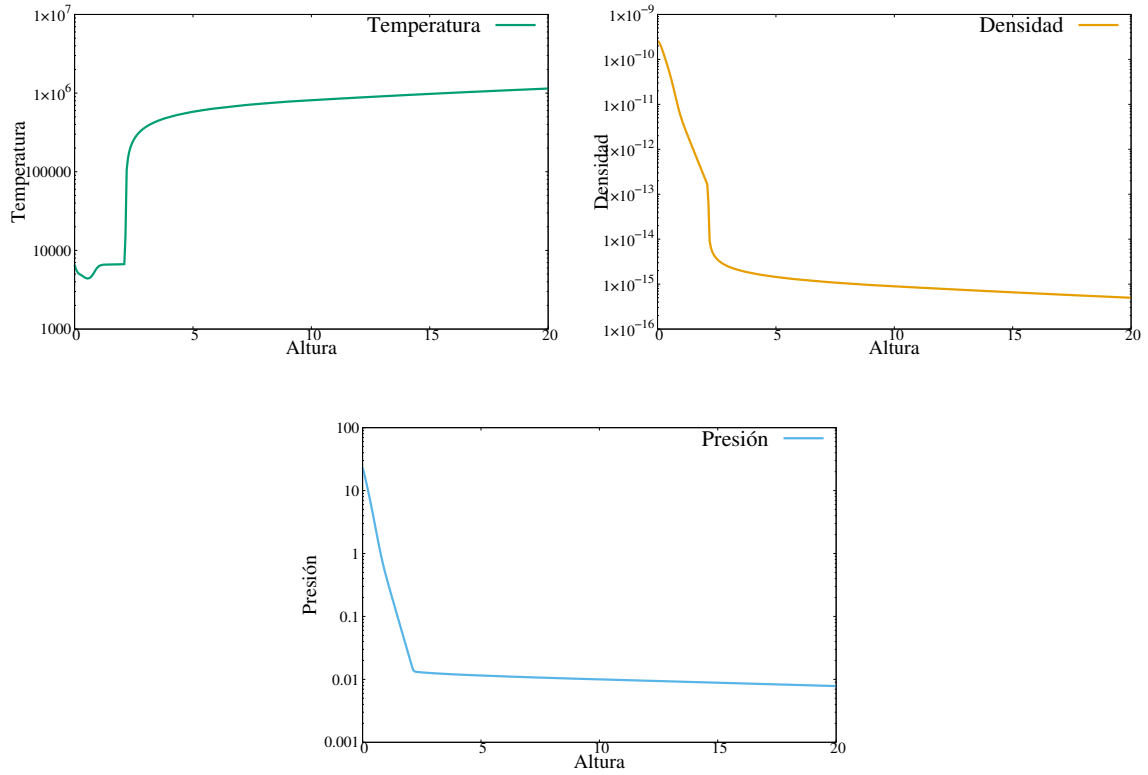


Figura 4.1: Perfiles al tiempo inicial de la atmósfera solar en equilibrio. (Arriba-izquierda) logaritmo de la temperatura en Kelvin, (arriba-derecha) logaritmo de la densidad de masa (ρ) en kg m $^{-3}$ como funciones de la altura y . (Abajo) presión del gas en Pa como función de la altura y . Se puede ver el gradiente significativo en la región de transición que se localiza en $y \approx 2.1$ Mm.

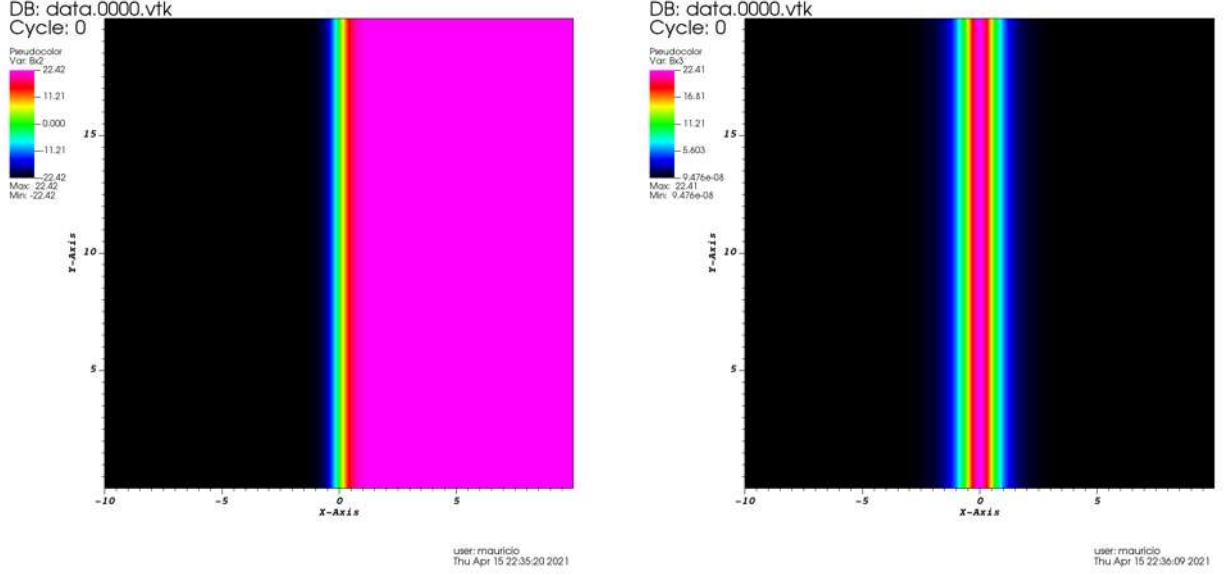


Figura 4.2: Componentes B_y y B_z del campo magnético en Gauss al tiempo inicial.

2D de las componentes del campo B_y y B_z en el plano xy al tiempo inicial.

Tal configuración de campo magnético se usa debido a que las hojas de corriente juegan un papel importante en el proceso de formación de las fulguraciones solares, debido a que son regiones en donde puede ocurrir la reconexión magnética [Priest (2014)].

4.1.3. Modelo de la resistividad magnética

El estado de equilibrio inicial del sistema es perturbado por una resistividad magnética anómala o localizada, es decir, dependiente de la posición. La resistividad se localiza a diferentes alturas a lo largo de la hoja de corriente definida por el campo magnético de las ecuaciones 4.4 y 4.5. El perfil de la resistividad es similar al usado por [Takasao & Matsumoto (2015)], y tiene la siguiente forma funcional:

$$\eta(x, y) = \eta_0 \exp[-(r/w_\eta)^2], \quad (4.6)$$

donde $\eta_0 = 1$ es la magnitud de la resistividad magnética, $r = \sqrt{x^2 + (y - h_{tr})^2}$ es su posición, y $w_\eta = 1$ Mm es su ancho. El valor de h_{tr} representa la altura en donde

se localiza el perfil de resistividad, y para el análisis de esta tesis toma los siguientes valores: 1.6, 2.1, 4.0, 6.0 Mm, los cuales van a definir los diferentes casos de estudio de este capítulo. Una de las características de la resistividad localizada es que ayuda a desencadenar un proceso de reconexión magnética rápida y quasi-estática alrededor de un punto X , por ejemplo, ver [Ugai (1992), Takasao & Matsumoto (2015)].

4.1.4. Métodos numéricos

El sistema de ecuaciones de la MHD resistiva definido por (3.1)-(3.5) es altamente no lineal y no tiene soluciones analíticas, salvo en casos en una dimensión y con simetrías. Sin embargo, en esta tesis se estudia un problema en dos dimensiones, para la cual es necesario usar herramientas para resolver las ecuaciones numéricamente. En particular, en esta tesis se usa el código PLUTO [Mignone et al. (2007), Mignone et al. (2011)], el cual es un software de distribución gratuita útil para la resolución numérica de sistemas de ecuaciones diferenciales mixtos (hiperbólicos/parabólicos) enfocadas en el estudio de fluidos con un número de Mach alto, y a la dinámica de fluidos astrofísicos en general. El código está diseñado con una estructura modular y flexible mediante la cual diferentes algoritmos numéricos se pueden combinar por separado para resolver sistemas de leyes de conservación utilizando el enfoque de volúmenes finitos basado en esquemas tipo Godunov. La forma en que se escriben las ecuaciones (3.1)-(3.5) es adecuada para utilizar una discretización en volúmenes finitos y métodos de captura de choques de alta resolución. Por ejemplo, una discretización en volúmenes finitos aplicada a un sistema de ecuaciones en 2D en forma de balance de flujos, es de la siguiente forma [González-Avilés & Guzmán (2018)]:

$$\left(\frac{\partial u^m}{\partial t} \right) + \left(\frac{\partial F^{mx}}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial F^{my}}{\partial y} \right) = S^m, \quad (4.7)$$

donde m etiqueta cada una de las variables conservativas u^m en el sistema de ecuaciones (3.1)-(3.5). En estas expresiones, F^{mx} y F^{my} son flujos a lo largo de las direcciones espaciales x e y , respectivamente, y S^m son los términos fuente para cada

variable u^m . Asumiendo que las resoluciones espaciales del dominio están etiquetadas por Δx y Δy , la semidiscretización en volúmenes finitos de cada una de estas ecuaciones es:

$$\frac{\partial u^m}{\partial t} = -\frac{F_{i+1/2,j}^{mx} - F_{i-1/2,j}^{mx}}{\Delta x} - \frac{F_{i,j+1/2}^{my} - F_{i,j-1/2}^{my}}{\Delta y} + S_{i,j}^m \quad (4.8)$$

donde los índices i y j etiquetan una celda arbitraria del dominio, $F_{i\pm 1/2,j}^{mx}$ y $F_{i,j\pm 1/2}^{my}$ son los flujos numéricos en las interfaces de cada celda requeridos en el método de volúmenes finitos, y cuyo método de construcción determina la precisión y las capacidades de resolución de la implementación.

En todas las simulaciones de este capítulo, se fija el número de Courant-Friedrichs-Levy (CFL) igual a 0.4 y se elige el método de Runge-Kutta de segundo orden para la integración en el tiempo. Además, se usó el resolver de Riemann Harten-Lax-van Leer Discontinuities (HLLD) [Miyoshi & Kusano (2005)] en combinación con el reconstructor de variables minmod. La evolución de las ecuaciones de las MHD resistiva puede provocar que se viole la condición de la constricción de la divergencia del campo magnético dada por la ecuación (3.5), generando como consecuencia resultados no físicos, tales como la presencia de una carga magnética neta. Para controlar el crecimiento de la violación de la divergencia, se usa el método extendido generalizado de los multiplicadores de Lagrange (EGLM por sus siglas en Inglés) [Dedner et al. (2002)]. Este método es robusto en problemas que involucran regiones altamente magnetizadas o con una beta del plasma pequeña, tal y como los escenarios estudiados en este capítulo. Finalmente, PLUTO evoluciona la resistividad magnética separadamente de los términos advectivos mediante la técnica de división de operadores (operator-splitting), y en particular aplica la técnica del súper paso de tiempo (super-time-stepping) [Alexiades et al. (1996)]. Este método es lo suficientemente robusto y estable para lidiar con el comportamiento altamente parabólico (difusivo) de la resistividad magnética en las ecuaciones de la MHD.

El código numérico PLUTO ha sido extensivamente probado tanto en la MHD

ideal [Mignone et al. (2007)], como en la MHD resistiva [Mignone et al. (2011)], por lo que no se considera necesario presentar alguna prueba adicional en esta tesis. Además, el código se ha usado en investigaciones enfocadas en la dinámica de fluidos hidrodinámicos y magnetizados en astrofísica clásica y relativista, por ejemplo, ver [Guo et al. (2020), Zhang et al. (2020)], [Oliva & Kuiper (2020)], [Gottlieb et al. (2021)], [Held & Latter (2021)] y [Komaki et al. (2021)]. También ha sido usado en la física solar, por ejemplo, ver [Smirnova et al. (2016)], [Kuzma & Murawski (2018)], [Singh et al. (2019)], [Antolin et al. (2021)] y [González-Avilés et al. (2021)]. Todas las referencias anteriores justifican la aplicación del código PLUTO al estudio de la formación de fulguraciones solares usando la aproximación de la MHD resistiva.

4.2. Resultados de las simulaciones numéricas

Se llevaron a cabo cuatro simulaciones para diferentes alturas del perfil de resistividad denotadas por el parámetro h_{tr} . Se varió la posición del perfil de resistividad para así poder estudiar como afecta en el proceso formación de estructuras que se asemejan a las que se forman en la etapa post-fulguración en el contexto de la MHD. Mientras que los parámetros asociados a la configuración del campo magnético, tales como B_0 y w se dejan fijos para los cuatro casos, ya que estos parámetros describen consistentemente las características físicas del campo magnético en la atmósfera solar. Los casos a estudiar se dividen en los cuatro siguientes: I) $h_{tr} = 1.6$ Mm (cromosfera baja), II) $h_{tr} = 2.1$ (región de transición), III) $h_{tr} = 4.0$ Mm (corona baja), y IV) $h_{tr} = 6.0$ Mm (corona alta). Cabe mencionar que las etiquetas que identifican la posición en cada caso están asociados al modelo C7 de la atmósfera solar y no necesariamente representan una condición general para todos los fenómenos en la atmósfera solar.

En las siguientes subsecciones se describen los resultados de las simulaciones numéricas correspondientes a los cuatro casos, donde se muestra el comportamiento cualitativo y cuantitativo de algunas de las variables físicas que caracterizan al fenómeno de estudio.

4.2.1. Caso I: $h_{tr} = 1.6$ Mm (Cromosfera baja)

En esta subsección, se muestran los resultados de la simulación correspondientes al caso I), cuando el perfil de resistividad se localiza a una altura $h_{tr} = 1.6$ Mm, es decir, a nivel de la cromosfera baja. En la figura 4.3 se muestran los mapas 2D de la densidad del plasma para diferentes instantes de tiempo. Por ejemplo, al tiempo inicial ($t = 0$ s) el sistema simplemente describe el perfil de la densidad en equilibrio hidrostático. En el instante de tiempo $t = 10$ s, se puede ver un aumento en la densidad cerca de la cromosfera y región de transición, además se ve que una estructura de baja densidad asociada a un plasmoide va ascendiendo. A tiempos posteriores de la evolución del sistema ($t = 45$ s y $t = 60$ s), la estructura tipo plasmoide alcanza la parte superior del dominio numérico y desaparece; además se forma una región en forma de “gota” que abarca desde la cromosfera hasta la corona. Finalmente, se puede notar la formación de una región delgada y alargada que se forma en el centro y abarca hasta la parte superior del dominio. Esta estructura se parece morfológicamente a las obtenidas por [Yokoyama & Shibata (1998)], sin embargo en nuestro caso las estructuras son más delgadas y de menor escala.

La figura 4.4, muestra los mapas de la temperatura del plasma en Kelvin a los mismos instantes de tiempo que la densidad. De igual forma que en la figuras (4.3) al tiempo inicial ($t = 0$ s) el mapa representa el estado inicial del sistema. Al instante de tiempo $t = 10$ s, se observa una propagación de plasma ascendente que está asociado con el plasmoide. Tal estructura ascendente alcanza temperaturas del orden de 4×10^7 K, el cual es un valor consistente con las temperaturas estimadas para el plasma en las fulguraciones, por ejemplo, ver [Ryan et al. (2012)]. A $t = 45$ s, se puede ver una estructura con morfología similar al mapa de densidad, y con regiones de alta temperatura ($\approx 1.7 \times 10^7$ K) en las zonas donde se forman las regiones delgadas y alargadas. Finalmente, a $t = 60$ s, la temperatura muestra una forma parecida que en $t = 45$ s, en donde es clara la formación de la estructura tipo “gota” desde el nivel cromosférico y hasta la corona.

En la figura 4.5 se muestran mapas 2D de la componente z de la densidad de

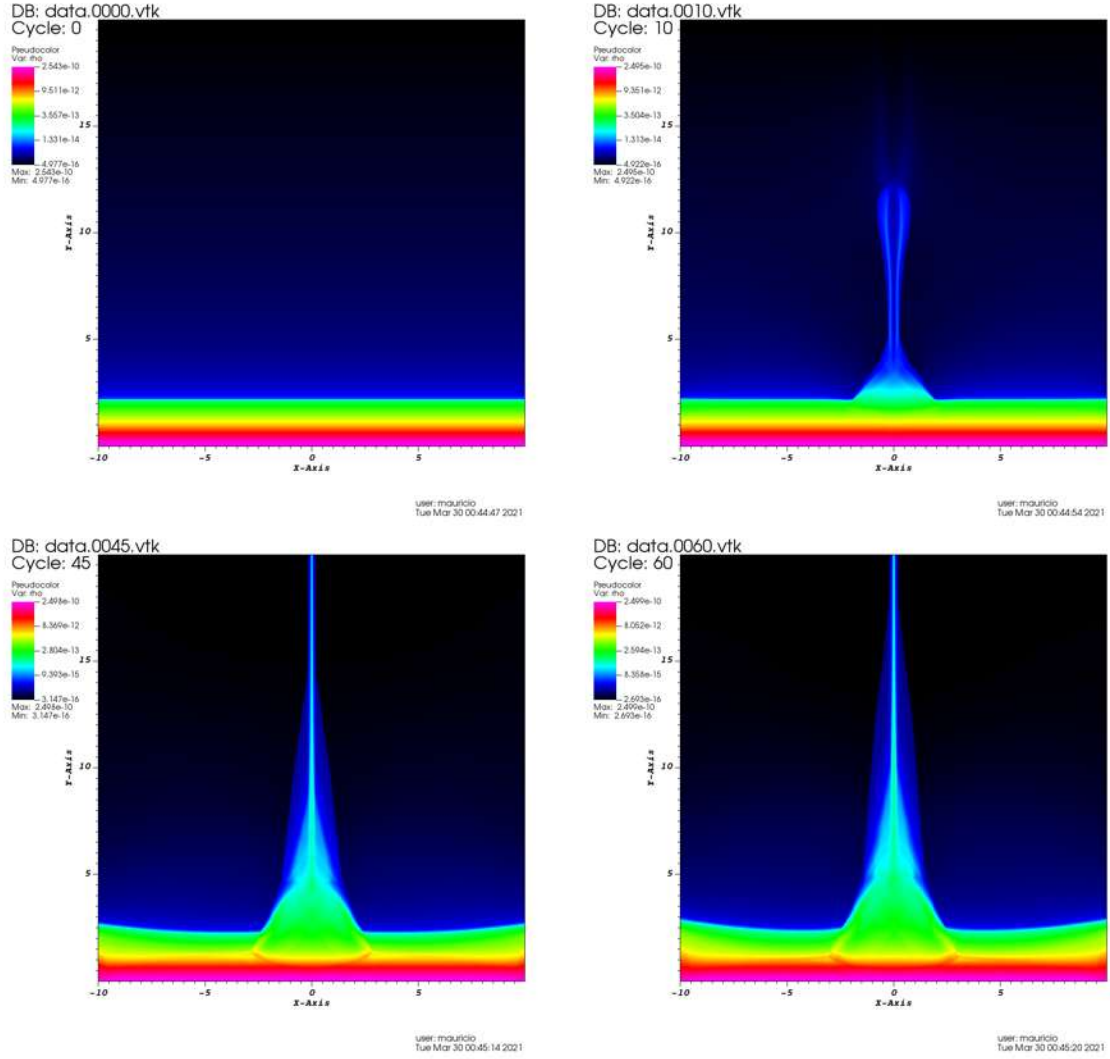


Figura 4.3: Mapas 2D de la densidad del plasma en gr cm^{-3} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso I: $h_{tr} = 1.6$ Mm.

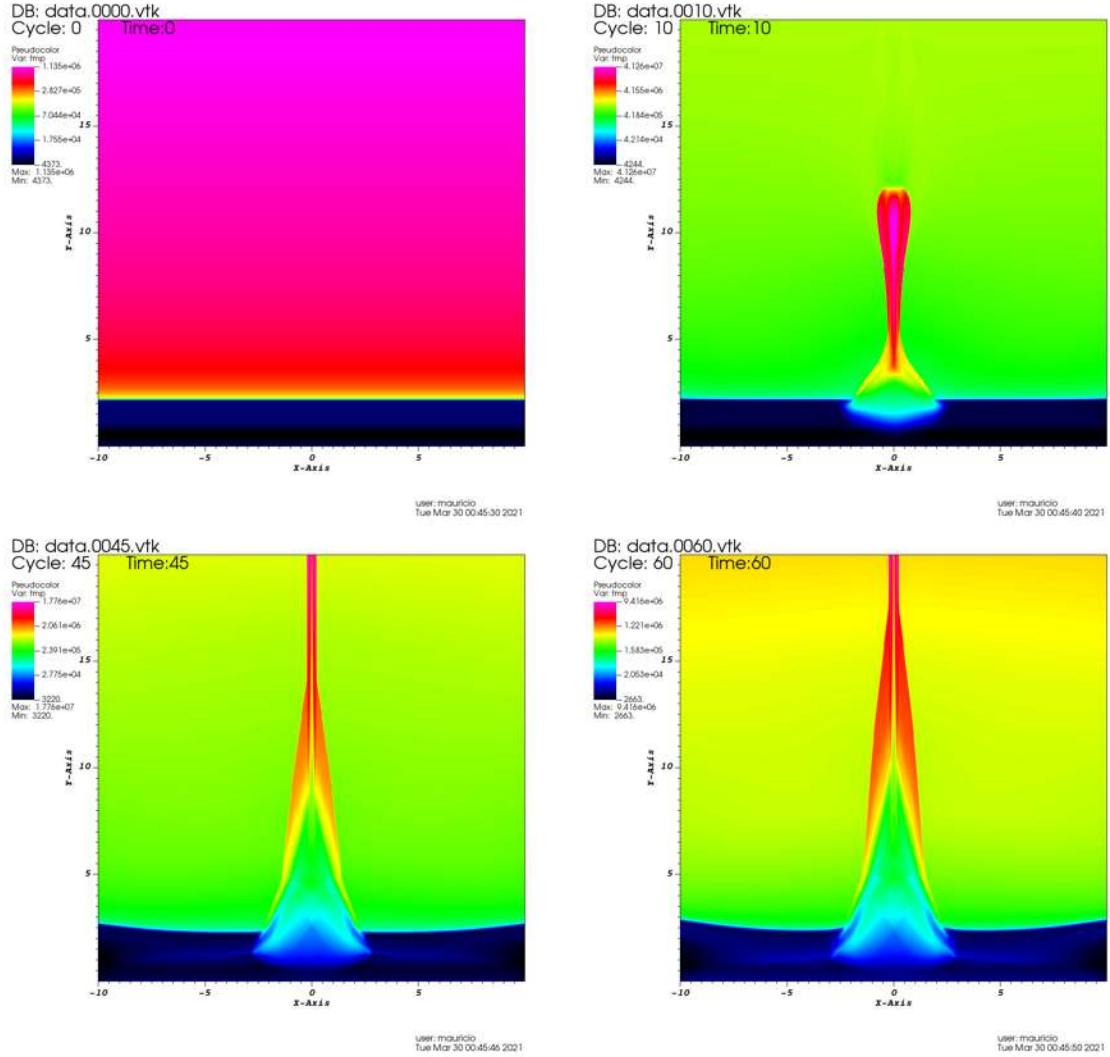


Figura 4.4: Mapas 2D de la temperatura del plasma en Kelvin a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso I: $h_{tr} = 1.6$ Mm.

corriente (J_z) en unidades de código a los mismos instantes de tiempo que las variables anteriores. La razón de mostrar esta componente, es porque es la componente no nula y representa la distribución de corriente perpendicular al plano en donde se lleva a cabo la simulación. Por ejemplo, a $t = 0$ s se puede ver una hoja de corriente vertical. A $t = 10$ s, se ven regiones de alta densidad de corriente asociadas a la estructura de plasma ascendente (plasmoide) y es posible que la estructura esté asociada a choques MHD de modo lento sugeridos por [Petschek et al. (1967)] según su modelo de reconexión. A tiempos posteriores de la evolución del sistema ($t = 45$ s y $t = 60$ s), la estructura muestra una morfología parecida a la asociada a un proceso de post-fulguración. Las observaciones y simulaciones de [B. Chen et al. (2015)] revelan que hay muchos flujos de plasma descendentes, los cuales fluyen rápidamente por la estructura de hoja de corriente fina que aparece en estos instantes de tiempo.

Para tener una perspectiva más específica de cómo se comportan las variables de las figuras 4.3-4.5, se hacen cortes 1D a lo largo de la dirección vertical y cuando $x = 0$, es decir a la mitad del dominio numérico. En la figura 4.6, se muestran los cortes de la densidad del plasma (figura 4.3) para distintos instantes de tiempo. Por ejemplo, a $t = 0$ s, el perfil es consistente con la condición inicial del modelo semi-empírico C7 de la figura 4.1. A $t = 10$ s, se observa que se disipa la región de transición (≈ 2.1 Mm), y además se ve una pequeña perturbación que se propaga hasta distancias coronales (≈ 12 Mm). A los tiempos $t = 45$ s y $t = 60$ s, se observa que la densidad fue perturbada por la dinámica del sistema, y se presentan pequeñas variaciones dentro de la región $2 - 8$ Mm.

La figura 4.7, muestra los cortes 1D de la temperatura correspondientes a los mapas de la figura 4.4. A $t = 0$ s, el perfil es consistente con la condición inicial asociada al modelo semi-empírico C7. A $t = 10$ s, la temperatura aumenta hasta alcanzar valores cercanos a 10^8 K, y además se nota que la región de transición se disipa. Los valores de temperatura altos se presentan solamente en regiones localizadas como se puede observa en los mapas 2D de la figura 4.4, y no describen la temperatura de todo el sistema. El incremento en temperatura es predominante en distancias que van desde los 2.1 Mm hasta 12 Mm aproximadamente, y después de esas distancias,

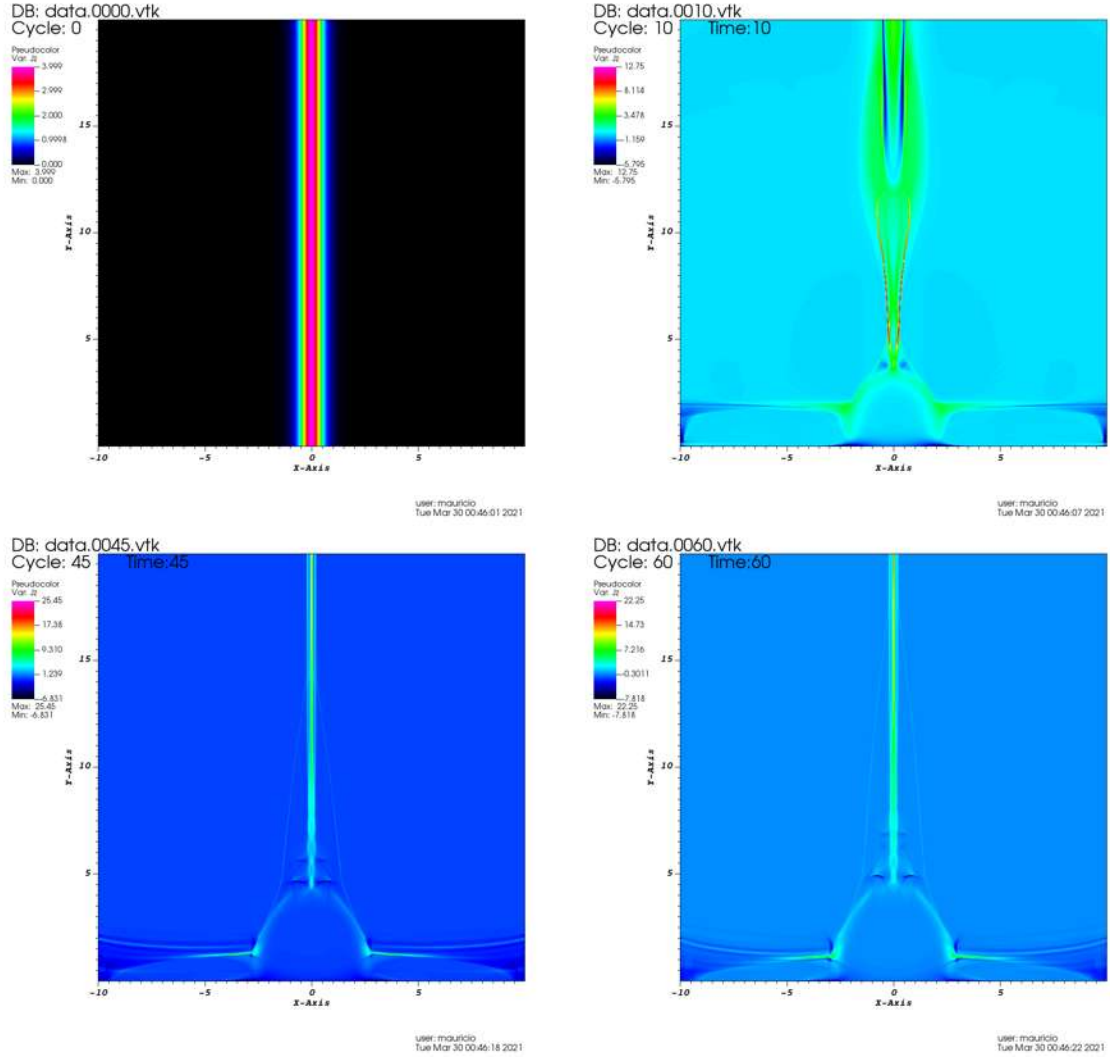


Figura 4.5: Mapas 2D de la densidad de corriente J_z en unidades de código a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso I: $h_{tr} = 1.6$ Mm. Cada unidad de la barra de colores corresponde a un factor de $3360.75 \text{ g}^{1/2} \text{ cm}^{-1/2} \text{ s}^{-2}$ en unidades físicas tal y como está definido en la Tabla 4.1.

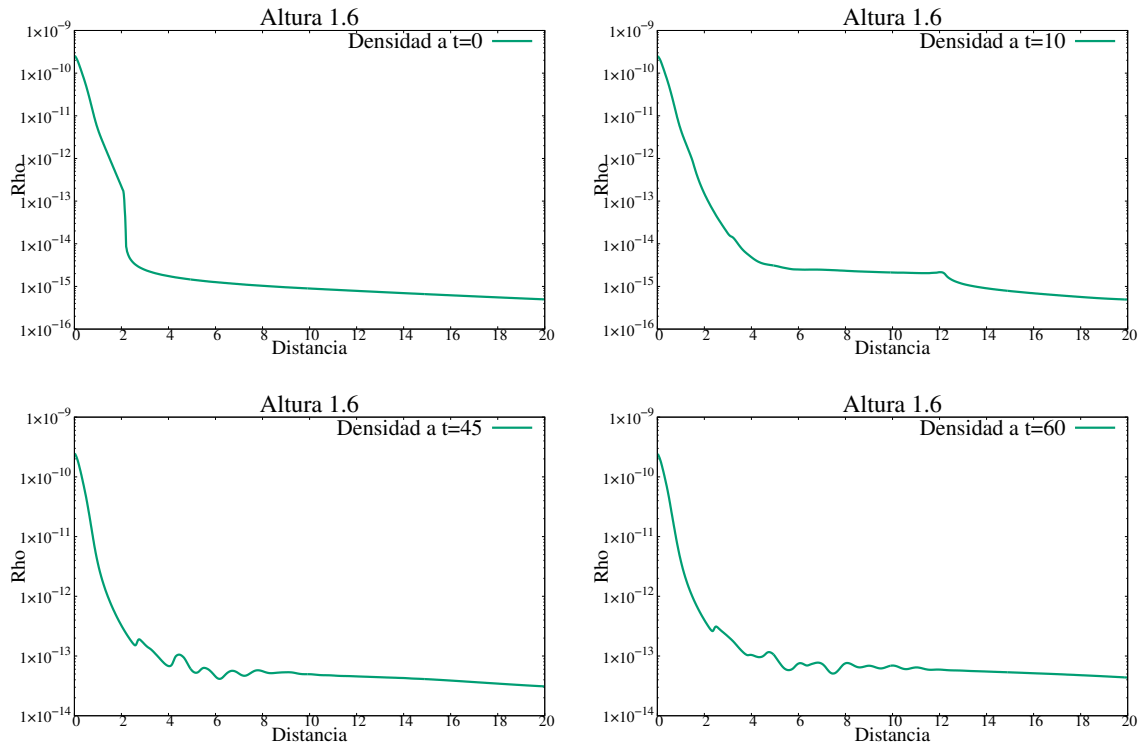


Figura 4.6: Cortes 1D de la densidad de masa en gr cm^{-3} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.

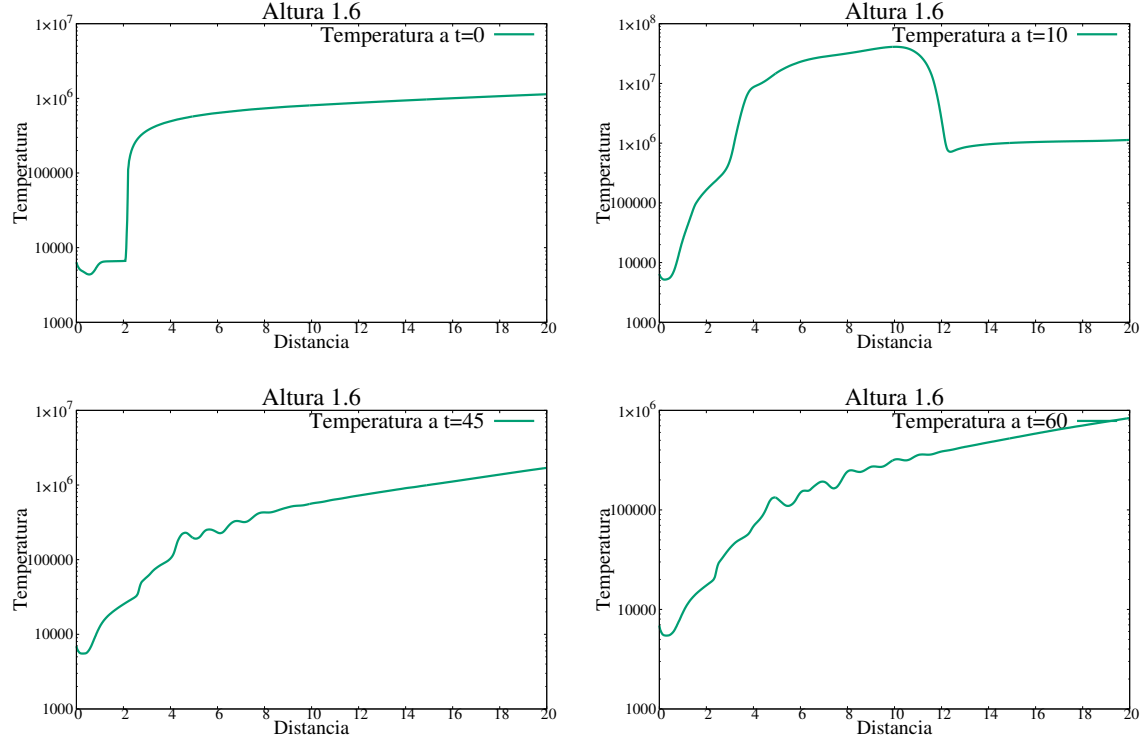


Figura 4.7: Cortes 1D de la temperatura en Kelvin a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.

la temperatura tiende a ser del orden de 10^6 K nuevamente. Al tiempo $t = 45$ s, se observa como la temperatura se recupera de la perturbación producida por la resistividad magnética; sin embargo, al tiempo $t = 60$ s se ve que la región de transición se disipó.

La figura 4.8, muestra los cortes 1D de la componente z de la densidad de corriente J_z , correspondientes a los mapas de la figura 4.5. Al tiempo $t = 0$ s, se tiene un valor constante de la densidad de corriente, la cual corresponde a su estado inicial. A $t = 10$ s, se observan variaciones importantes en la densidad de corriente a lo largo de todo el rango vertical. En particular, el aumento más significativo se da cerca de la región de transición, es decir, cercano a 2.1 Mm. A $t = 45$ s, se estabiliza el sistema y la densidad de corriente muestra un comportamiento creciente. Finalmente a $t = 60$ s, se ve que la densidad de corriente quedó perturbada en el intervalo de 2.1 Mm a 12 Mm. Se puede destacar que en los instantes de tiempo $t = 10, 45, 60$ s, la densidad de corriente en el final del dominio numérico deja de crecer, lo que puede

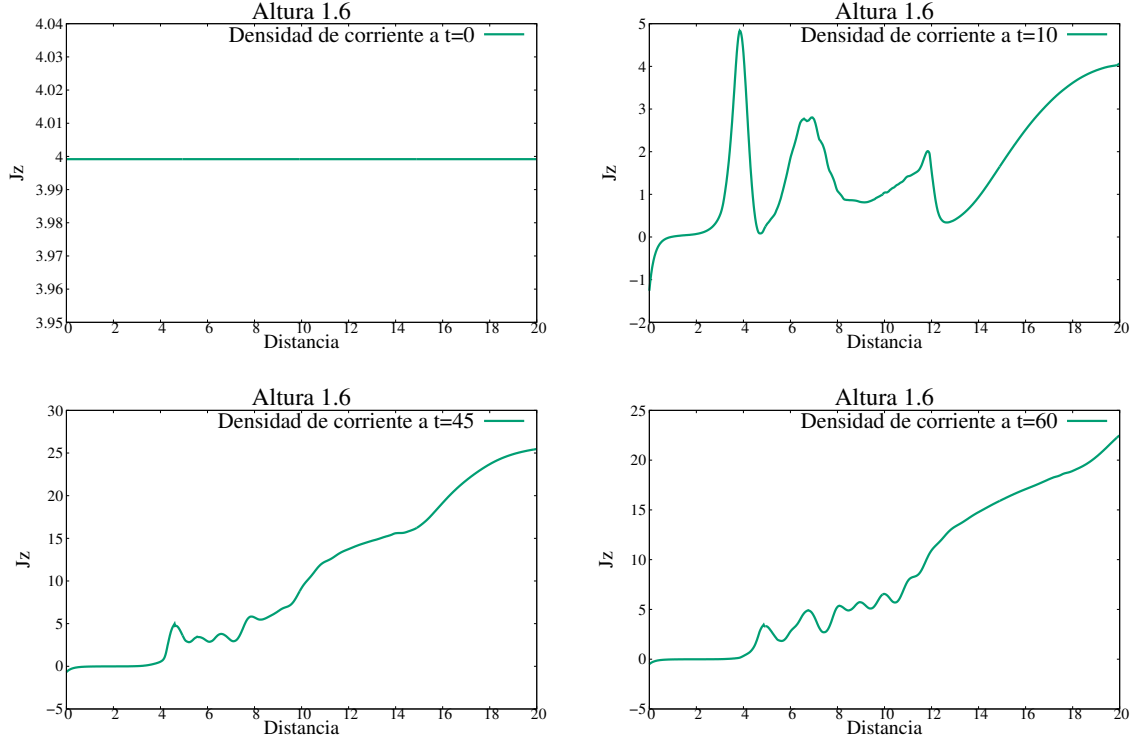


Figura 4.8: Cortes 1D de la componente z de la densidad de corriente J_z en unidades de código a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.

ser debido a que a tiempos posteriores de evolución, la densidad de corriente podría tender a cero nuevamente. Este tipo de comportamiento de la densidad de corriente se muestra en las gráficas 1D de los cortes presentadas por [Yokoyama & Shibata (2001)] y [Takasao & Matsumoto (2015)], en donde se muestra que las variaciones que sufre la densidad de corriente en algunos momentos de la evolución se estabiliza después de cierto tiempo y tiende a valores cercanos a cero.

Finalmente, con respecto a los cortes 1D, en la figura 4.9, se muestra los cortes de la componente vertical de la velocidad v_y . Al tiempo inicial ($t = 0$ s), el valor de la velocidad es cero, lo cual es consistente con la condición inicial de un sistema en reposo. A $t = 10$ s, se observa como la velocidad crece significativamente hasta alcanzar valores del orden de $\approx 10^8$ cm s $^{-1}$ en un rango de distancias desde 2.1 Mm hasta 12 Mm aproximadamente. A los instantes de tiempo $t = 45$ s y $t = 60$ s, la velocidad se recupera de la perturbación y muestran un comportamiento de crecimiento casi lineal con algunas perturbaciones pequeñas en el intervalo de 2.1

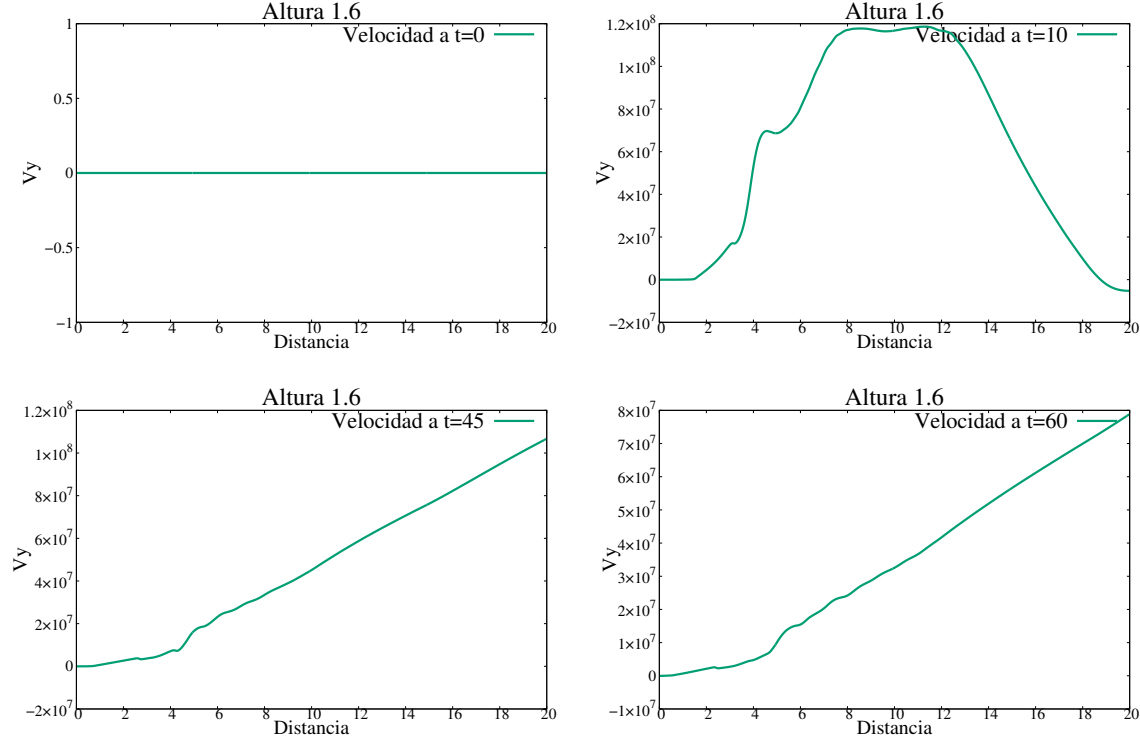


Figura 4.9: Cortes 1D de la componente vertical de la velocidad v_y en cm s^{-1} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.

Mm a 8 Mm aproximadamente.

Para tener una perspectiva de cómo evolucionan las variables en el tiempo, en la figura 4.10, se muestran los perfiles de la densidad de masa, temperatura, componente z de la densidad de corriente y componente vertical de la velocidad estimadas en el punto $x = 0$ Mm $y = h_{tr} = 1.6$ Mm, el cual representa la ubicación del perfil de resistividad para el Caso I. En estas gráficas se puede observar un comportamiento global, ya que solamente se calculan en un punto, y por lo tanto, las conclusiones que se pueden derivar son muy generales. Por ejemplo, arriba a la izquierda de la figura 4.10, se muestra la evolución de la densidad en el punto $x = 0$ Mm, $y = h_{tr} = 1.6$ Mm, en donde se observa que su valor es casi constante ($\approx 5 \times 10^{-12} \text{ kg m}^{-3}$) sin presentar variaciones significativas. Arriba a la derecha de la figura 4.10, se muestra que la temperatura tiene un aumento de casi de un orden de magnitud en los primeros segundos de la evolución, para después disminuir y tender a un valor de aproximadamente 10^4 K. Abajo a la izquierda de la figura 4.10, se puede apreciar que la componente z de

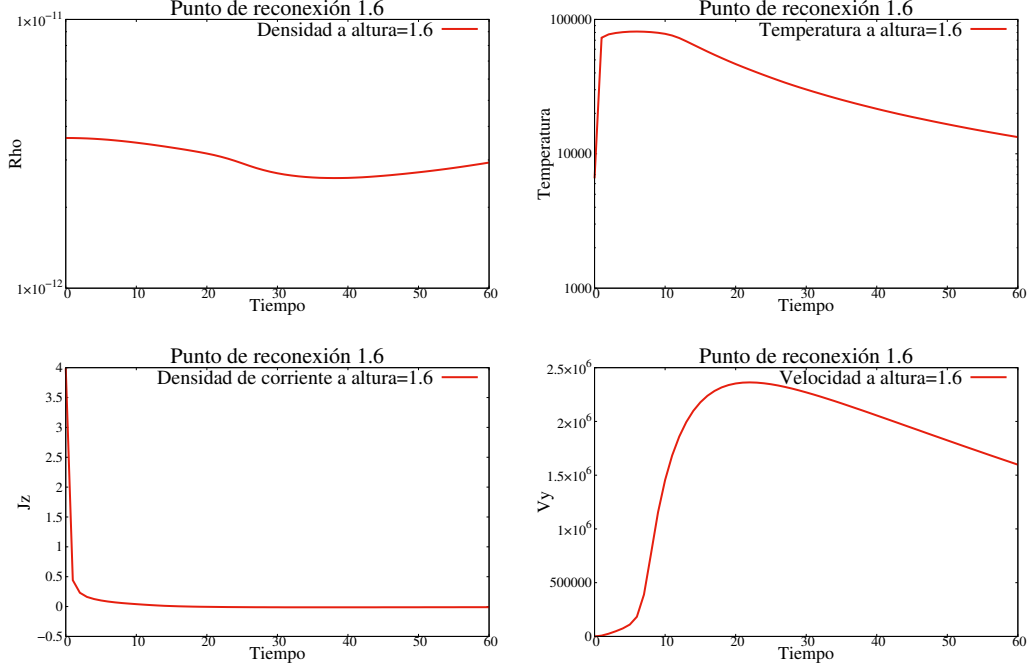


Figura 4.10: Gráficas 1D de la densidad de masa (arriba-izquierda), temperatura (arriba-derecha), componente z de la densidad de corriente (abajo-izquierda) y componente y de la velocidad (abajo-derecha) como funciones del tiempo estimadas en el punto $x = 0$ Mm, $y = h_{tr} = 1.6$ Mm.

la densidad de corriente J_z disminuye drásticamente en los instantes iniciales de la evolución, y después su valor es prácticamente cero. Finalmente, abajo a la derecha de la figura 4.10, la componente vertical de la velocidad v_y aumenta significativamente hasta alcanzar valores cercanos a 2.5×10^6 cm s $^{-1}$ en los primeros segundos de la evolución, después la velocidad disminuye un poco y tiende a 1.5×10^6 cm s $^{-1}$.

4.2.2. Caso II: $h_{tr} = 2.1$ (Región de transición)

En esta subsección, se muestran los resultados de la simulación correspondientes al Caso II cuando el perfil de resistividad se localiza a una altura $h_{tr} = 2.1$ Mm, es decir, cerca de la región de transición. En la figura 4.11, se muestran los mapas 2D de la densidad del plasma en gr cm $^{-3}$ para cuatro instantes de tiempo. Al instante $t = 0$ s, se muestra la configuración inicial del sistema. A $t = 10$ s, se observa un pequeño aumento en la densidad específicamente en la estructura de plasma ascendente (plas-

moide), el cual alcanza una altura de 13.5 Mm al mismo instante de tiempo, y que es mayor a la del Caso I. A $t = 45$ s, se observa otro aumento en la densidad principalmente a lo largo de la estructura tipo “gota” que se forma desde la región de transición hasta alturas coronales. Al instante de tiempo $t = 60$ s, se puede observar como la estructura se estabiliza y se asemeja morfológicamente al modelo esquemático de una fulguración solar descrita tal y como se presenta en [Yokoyama & Shibata (1998)], sin embargo en nuestra simulación la estructura es más fina y alargada.

En la figura 4.12 se muestran los mapas 2D de la temperatura del plasma a los mismos instantes de tiempo que la densidad. Al tiempo inicial ($t = 0$ s), es como se encuentra la temperatura antes de evolucionar y ser perturbada. Al tiempo $t = 10$ s, se observa como en una pequeña región central el plasma alcanza temperaturas de hasta 5×10^7 K (región rosa de la figura), la cual morfológicamente se asemeja a una estructura tipo plasmóide (por ejemplo, ver [Bostick (1958)], [Nishida & Shibata (2009)]), mientras que la temperatura de los alrededores es del orden de 10^6 K, consistente con las temperaturas coronales [Ryan et al. (2012)]. En el instante de tiempo $t = 45$ s, se observa como se forma una estructura morfológicamente similar a la densidad del plasma, en donde es evidente que hay dos regiones que tienen temperaturas mayores que alcanzan valores de hasta 10^7 K. En el instante de tiempo $t = 60$ s de la simulación, las regiones con temperatura más alta muestran un incremento de tamaño, y es en tales regiones en donde persiste el cambio de temperatura más significativo respecto a las temperaturas coronales iniciales de 10^6 K. La estructura delgada y alargada resultante tiene una forma parecida a la estructura que se forma en los mapas de densidad de la figura 4.11.

La figura 4.13, muestra los mapas de la componente z de la densidad de corriente (J_z), a los mismos instantes de tiempo que las variables descritas anteriormente. Iniciando en $t = 0$ s, se observa una hoja de corriente vertical. A $t = 10$ s, se ve que las regiones asociadas a la estructura tipo plasmóide son las que presentan una mayor densidad de corriente. En los últimos instantes tiempo de nuestra simulación, es decir, a $t = 45$ s y $t = 60$ s, la estructura se nota más estable, ya que desde los 45 s se queda en una forma similar a lo que se ve a los 60 s. Esta estructura final muestra

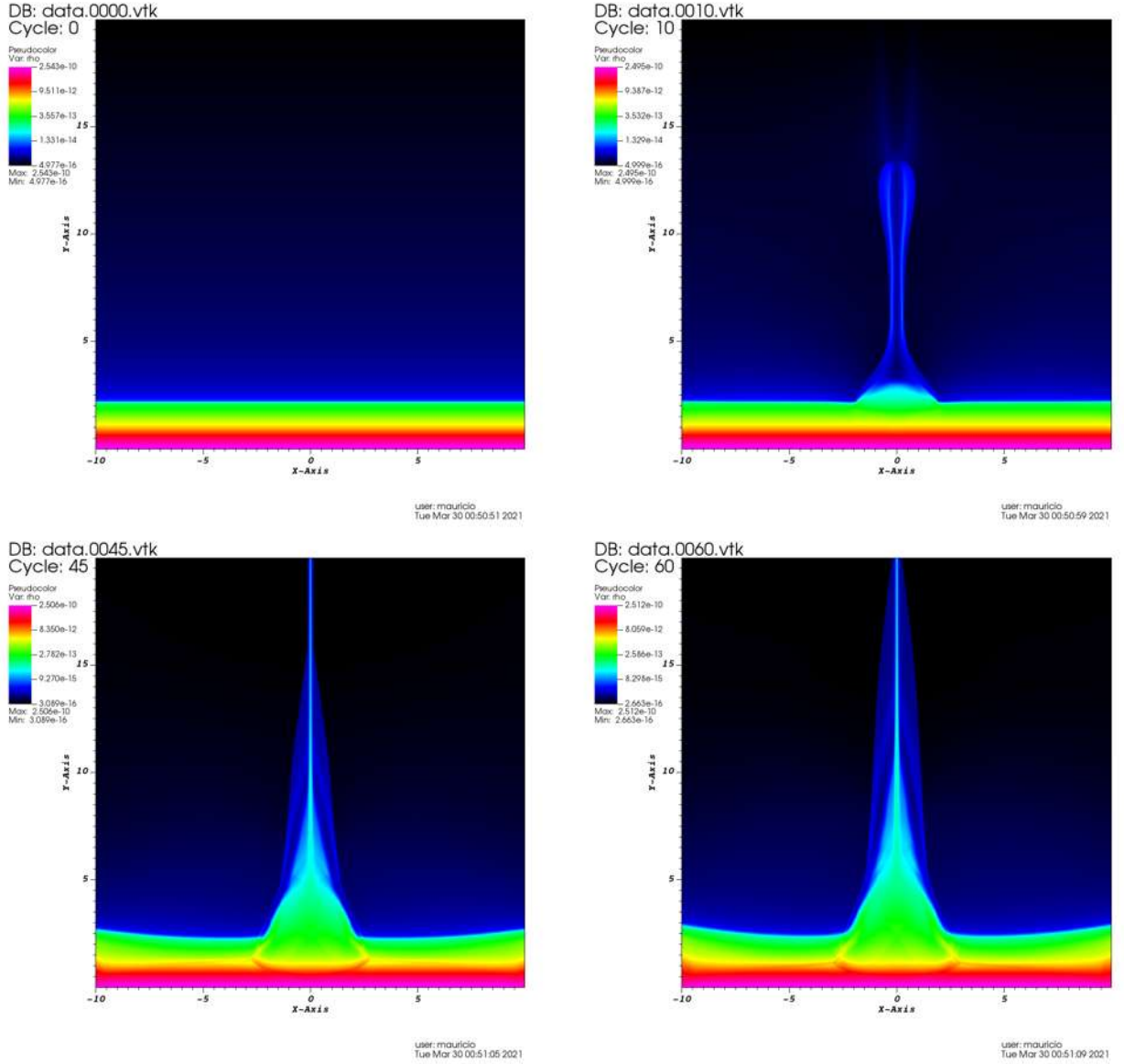


Figura 4.11: Mapas 2D de la densidad del plasma en gr cm^{-3} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al caso II: $h_{tr} = 2.1$ Mm.

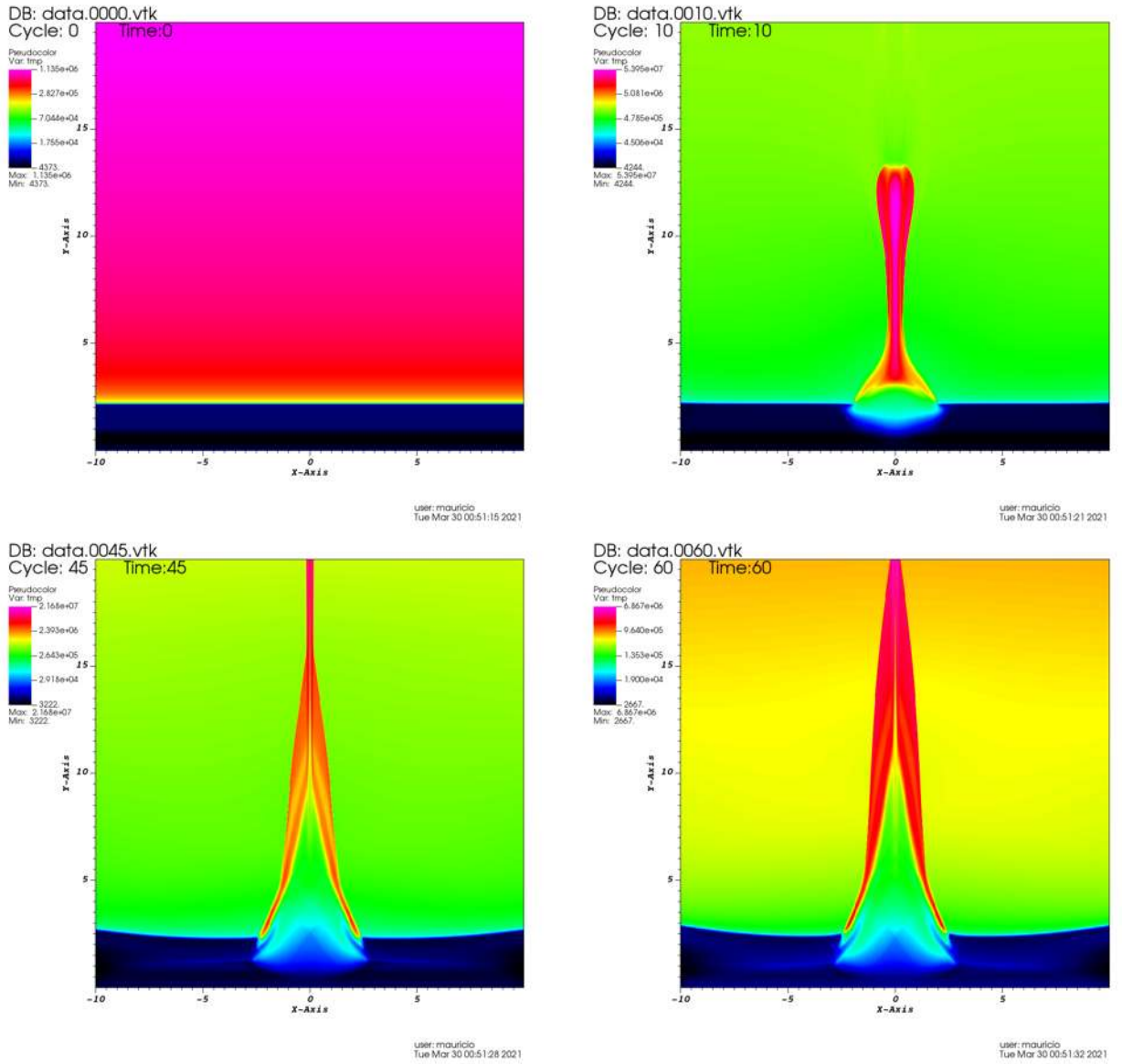


Figura 4.12: Mapas 2D de la temperatura del plasma en Kelvin a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso II: $h_{tr} = 2.1$ Mm.

una hoja de corriente más fina y una región asociada a la formación de la “gota” como se muestra desde la cromosfera hasta la corona.

De igual manera que en el Caso I, para tener una idea más clara de cómo se comportan algunas de las variables físicas asociadas al fenómeno, en las figuras 4.14-4.17 se muestran cortes verticales 1D a lo largo de y cuando $x = 0$ de los mapas 2D. Por ejemplo, en la figura 4.14, se muestran las gráficas de la densidad de masa del plasma correspondientes a los mapas de la figura 4.11. Específicamente a $t = 0$ s, se tiene el perfil inicial consistente con el modelo C7. Al instante de tiempo $t = 10$ s, se nota que la región de transición fue perturbada, además de que a nivel coronal (≈ 13 Mm) la densidad presenta una leve perturbación y después sigue con el comportamiento asintótico inicial hasta la distancia de 20 Mm. A los instantes de tiempo $t = 45$ s y $t = 60$ s, se observa que la región de transición (≈ 2.1 Mm) se disipa y la densidad presenta pequeñas perturbaciones.

En la figura 4.15, se presentan los perfiles 1D de los cortes de los mapas 2D de la temperatura correspondientes a la figura 4.12. Similarmente que la densidad de masa, al instante de tiempo $t = 0$ s se muestra la condición inicial asociada al modelo semi-empírico C7. Al instante de tiempo $t = 10$ s, se ve un incremento importante de la temperatura en el intervalo 2.1-12 Mm, y este alcanza valores que van desde 10^7 y 10^8 K. Las regiones de temperatura alta solamente están localizadas en algunas zonas, tal y como lo muestran los mapas 2D de la figura 4.12, por lo tanto el corte vertical a lo largo de y coincide con la distribución de la región delgada y alargada de los mapas 2D. En los instantes de tiempo siguientes, es decir, a $t = 45$ s y $t = 60$ s, la temperatura se estabiliza y tiende a un comportamiento similar al del estado inicial, sin embargo la región de transición se disipo y ahora ya no hay un mínimo de temperatura, además se pueden observar pequeñas perturbaciones en el intervalo de 2.1-9 Mm.

La figura 4.16, muestra las gráficas en 1D de los cortes de los mapas de la componente z de la densidad de corriente J_z correspondientes a la figura 4.13. Al tiempo inicial $t = 0$ s, el valor de la densidad de corriente es constante. A $t = 10$ s, se puede ver claramente variaciones de la densidad de corriente a lo largo de todo el corte

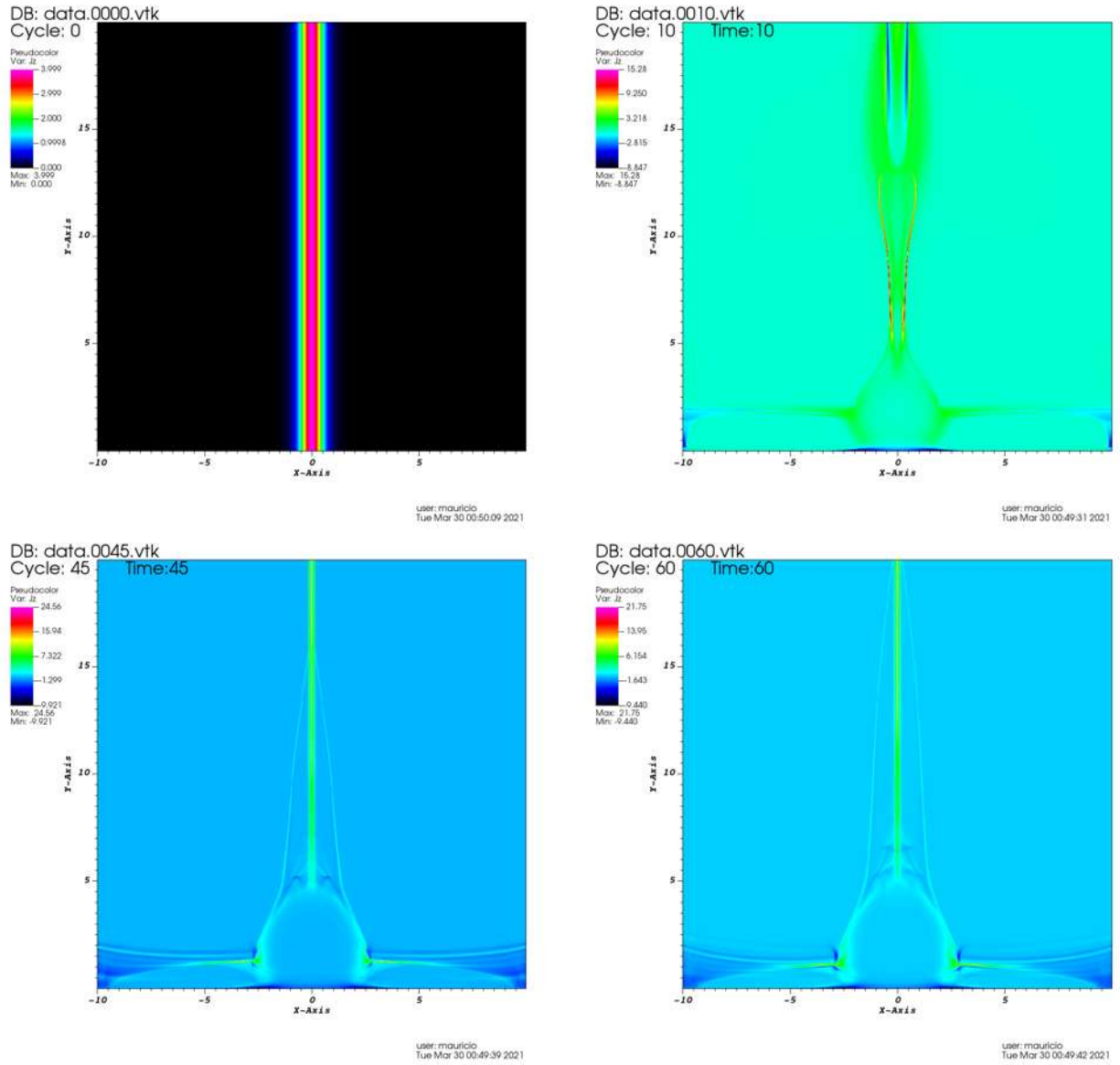


Figura 4.13: Mapas 2D de la densidad de corriente J_z en unidades de código a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso II: $h_{tr} = 2.1$ Mm.

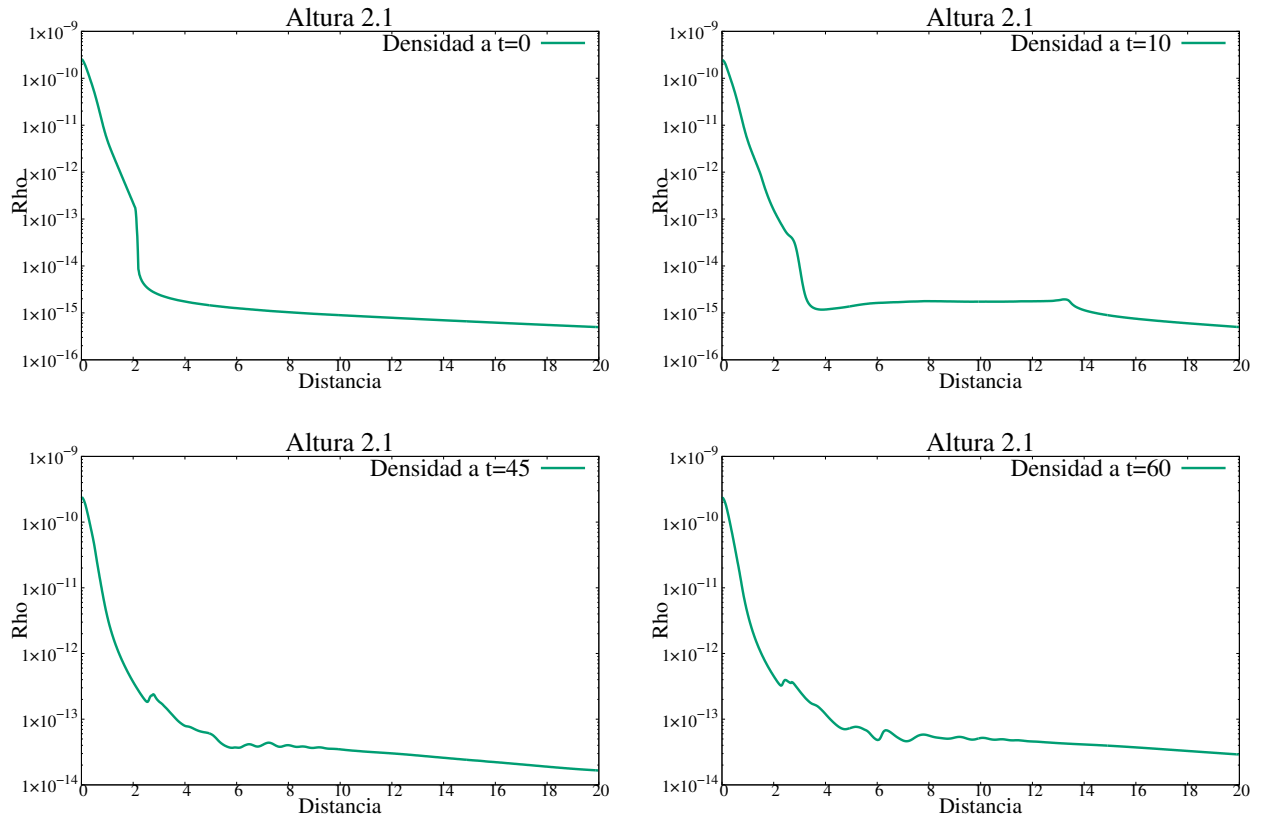


Figura 4.14: Cortes 1D de la densidad de masa en gr cm^{-3} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.

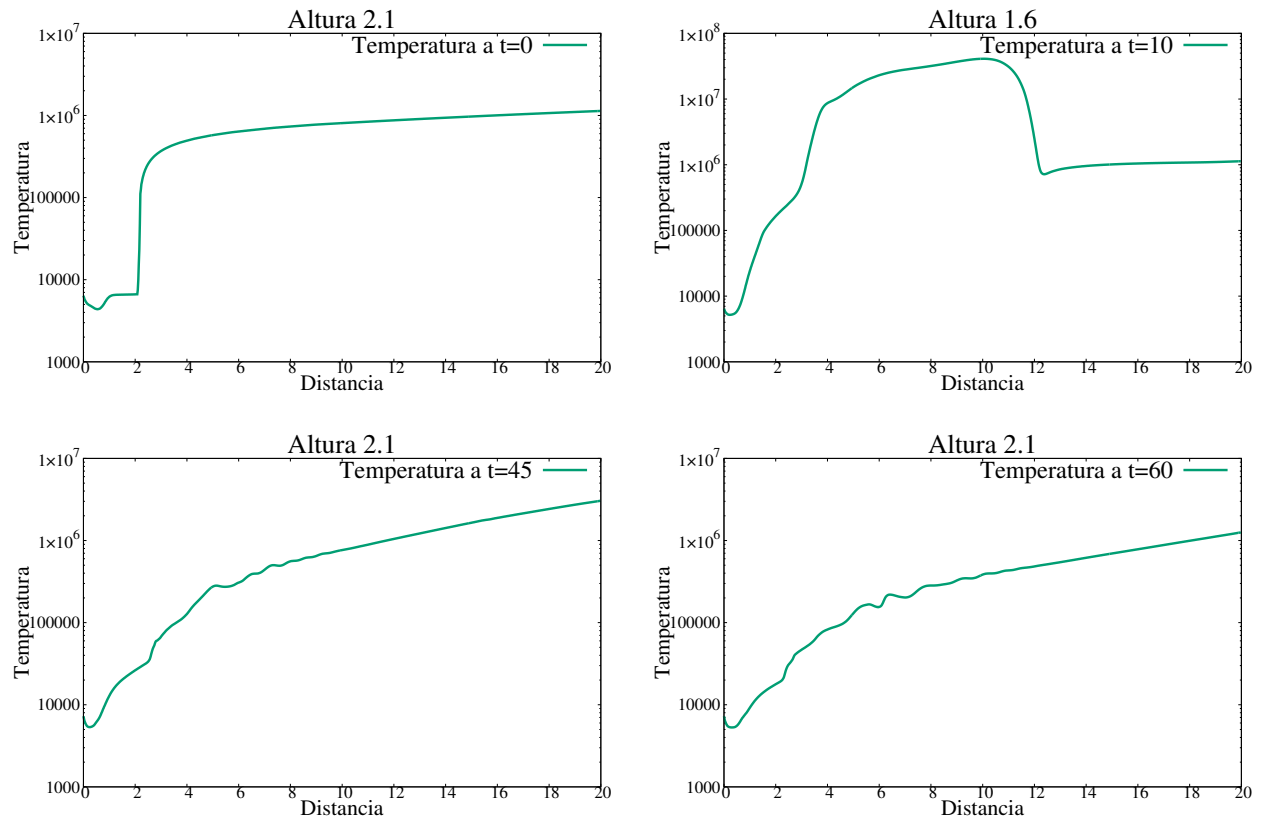


Figura 4.15: Cortes 1D de la temperatura del plasma en Kelvin a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.

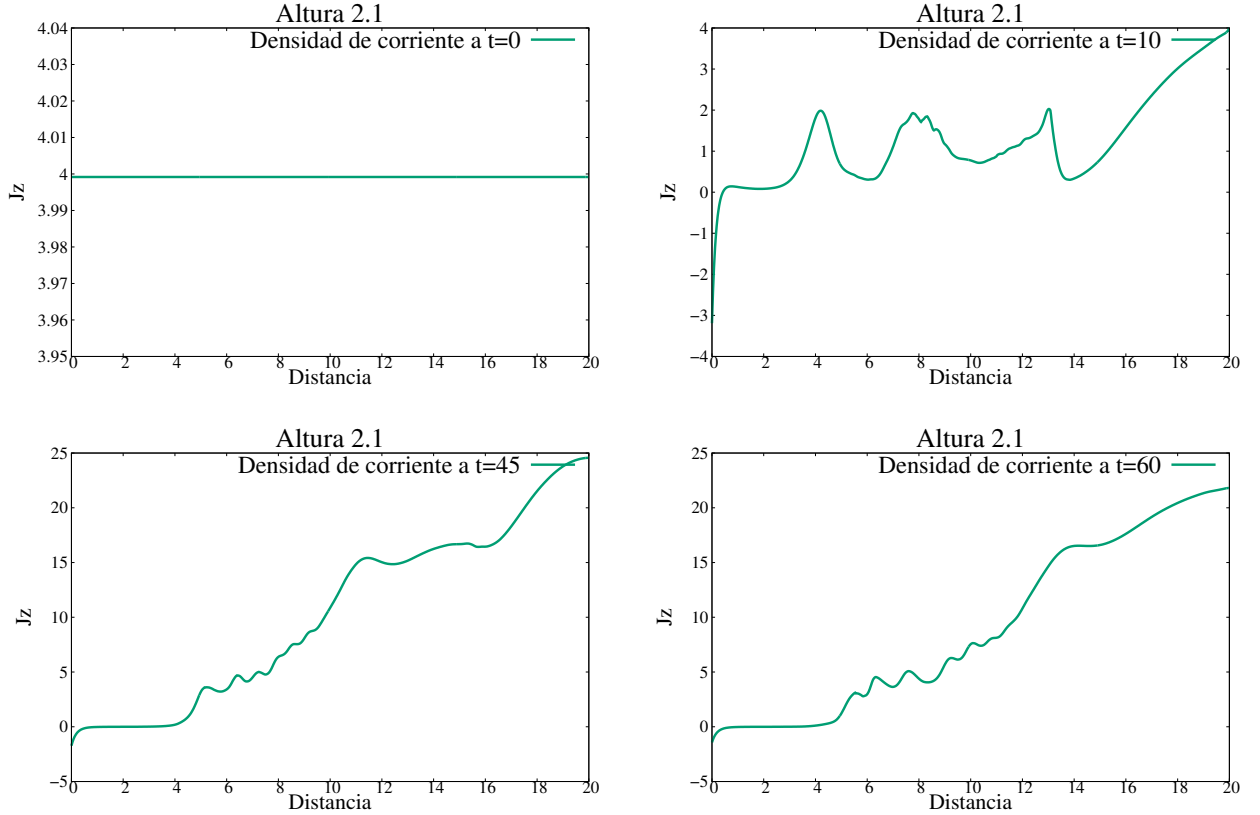


Figura 4.16: Cortes 1D de la componente z de la densidad de corriente J_z en unidades de código a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.

vertical. A los instantes de tiempo $t = 45$ s y $t = 60$ s, las variaciones de la densidad son menores y su comportamiento está asociado a una hoja de corriente, es decir, la densidad de corriente cambia de signo, lo cual indica que el campo magnético sigue ese comportamiento.

Finalmente con respecto a los cortes 1D, en la figura 4.17, se despliegan las gráficas en 1D de la componente vertical de la velocidad v_y . A $t = 0$ s, se tiene que la velocidad es cero, ya que el sistema parte del reposo. Al instante de tiempo $t = 10$ s, se observa que velocidad aumentan significativamente hasta presentar valores de aproximadamente 10^8 cm s $^{-1}$. A los instantes de tiempo $t = 45$ s y $t = 60$ s, la velocidad se estabiliza después de la perturbación y ahora muestra un crecimiento lineal con valores del orden de 10^7 cm s $^{-1}$.

Similarmente al Caso I, en la figura 4.18, se muestran los perfiles de la densidad de

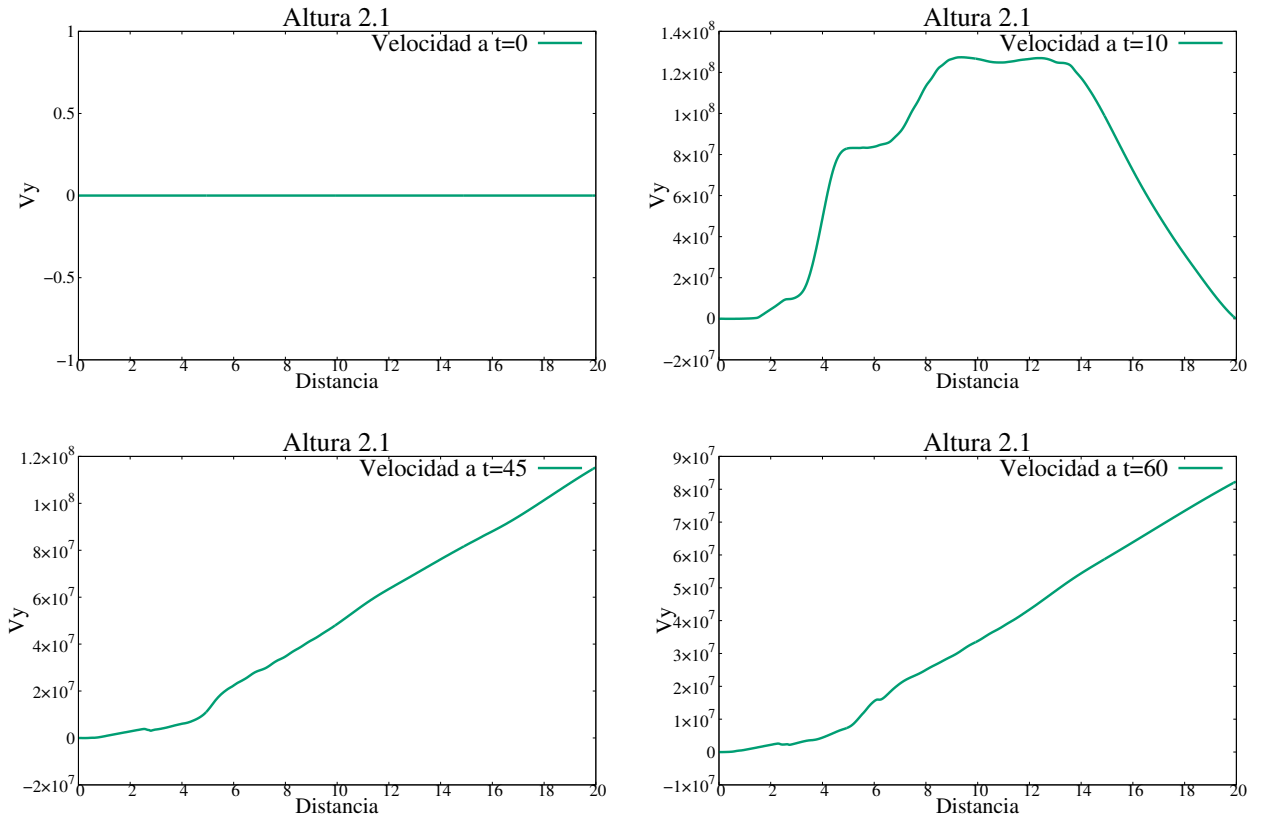


Figura 4.17: Cortes 1D de la componente vertical de la velocidad v_y en cm s^{-1} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.

masa, temperatura, componente z de la densidad de corriente y componente vertical de la velocidad como función del tiempo, estimadas en el punto $x = 0$ Mm $y = h_{tr} = 2.1$ Mm, el cual representa la ubicación del perfil de resistividad para el Caso II. La evolución en el tiempo de las variables muestran variaciones menos significativas que los cortes 1D, esto se puede deber a que solamente se estiman en un punto. Arriba a la izquierda de la figura 4.18, se muestra la serie de tiempo de la densidad del plasma, en donde se observa un ligero decremento en los primeros cinco segundos y después crece lentamente. Arriba a la derecha de la figura 4.18 se muestra la evolución de la temperatura en el tiempo. Se puede notar que la temperatura más alta ($\approx 5 \times 10^5$ K) se alcanza en los primeros segundos de la evolución. Posteriormente, la temperatura disminuye y tiende a un valor de aproximadamente 10^4 K. Abajo a la izquierda de la figura 4.18, se muestra la evolución en el tiempo de la densidad de corriente J_z , en donde se puede distinguir que decae en los primeros segundos, y luego tiende a cero. Finalmente, arriba a la derecha de la figura 4.18, se muestra la serie de tiempo de la componente vertical de la velocidad (v_y), en donde en los primeros diez segundos aumenta rápidamente hasta alcanzar valores de 4.5×10^6 cm s $^{-1}$, mientras que para instantes de tiempo posteriores, la velocidad empieza a disminuir. Se puede observar que el decaimiento de la velocidad es lento ya que sigue manteniéndose en el orden de magnitud de 10^6 cm s $^{-1}$ hasta terminar el tiempo de evolución ($t = 60$ s).

4.2.3. Caso III: $h_{tr} = 4.0$ Mm (Corona baja)

En esta subsección, se presentan los resultados de la simulación correspondiente al Caso III, cuando el perfil de resistividad se localiza a una altura $h_{tr} = 4.0$ Mm, es decir, a nivel de la corona baja. Por ejemplo, la figura 4.19 muestra los mapas en 2D de la densidad del plasma en gr cm $^{-3}$ para cuatro instantes de tiempo. Al tiempo inicial ($t = 0$ s), se muestra la configuración de la densidad en equilibrio hidrostático. A $t = 10$ s, se puede ver el ascenso del plasmoide con valores de densidad bajos del orden de 10^{-15} gr·cm $^{-3}$ llegando casi hasta la parte superior del dominio numérico ($y = 20$ Mm). Al instante de tiempo $t = 45$ s, se observa que el plasma sale del dominio numérico, además se forma una región con forma de “gota” por encima de la

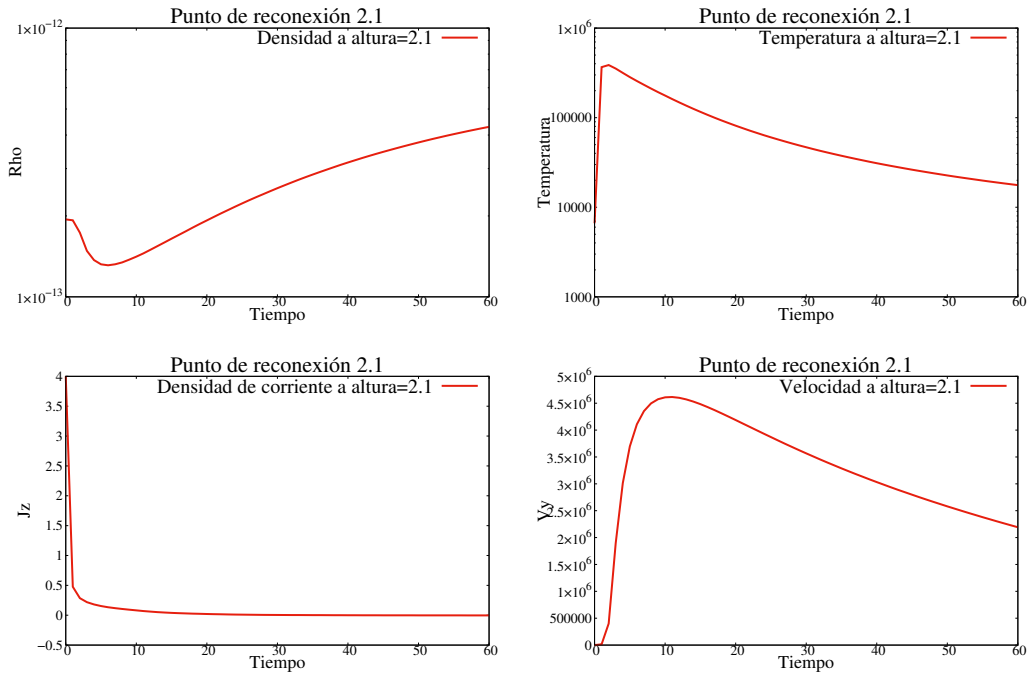


Figura 4.18: Gráficas 1D de la densidad de masa (arriba-izquierda), temperatura (arriba-derecha), componente z de la densidad de corriente (abajo-izquierda) y componente y de la velocidad (abajo-derecha) como funciones del tiempo estimadas en el punto $x = 0$ Mm, $y = h_{tr} = 2.1$ Mm.

región de transición y que llega hasta la corona. Esta región tiene densidades del orden de $10^{-14} \text{ gr}\cdot\text{cm}^{-3}$, y es más densa que la corona ($\approx 10^{-17} \text{ gr}\cdot\text{cm}^{-3}$). Al instante de tiempo $t = 60 \text{ s}$, se observa el aumento de tamaño de la región elipsoidal que se forma a los 45 s, conservando un orden de $10^{-14} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ y con una morfología similar a los mapas de densidad obtenidas en las simulaciones numéricas MHD de las fulguraciones solares después de haber ocurrido el proceso explosivo tal y como se muestran en [Takasao & Matsumoto (2015), Yokoyama & Shibata (1998)] y [Xia et al. (2018)].

En la figura 4.20, se muestran los mapas en 2D de la temperatura del plasma en Kelvin a los mismos instantes de tiempo que la densidad. A $t = 10 \text{ s}$, se observa el ascenso del plasmoide que alcanza temperaturas de aproximadamente 10^7 K , el cual es consistente con las observaciones de las propiedades térmicas de las fulguraciones llevadas a cabo por [Ryan et al. (2012)]. Al instante de tiempo $t = 45 \text{ s}$, el plasmoide sale del dominio numérico y se ve la formación de la región delgada y alargada, además es clara la aparición de la región con morfología tipo “gota” que va desde la región de transición y que se extiende hasta la corona. Además se pueden ver algunas zonas de temperaturas muy alta (principalmente en las pequeñas zonas de color rosa) que llegan hasta un orden de magnitud de 10^8 K , mientras que las regiones circundantes de la corona solar se mantiene con temperaturas del orden de 10^6 K . Finalmente en el instante de tiempo $t = 60 \text{ s}$, se observa la expansión de la región central formada a los 45 s y las zonas de alta temperatura de la región delgada y alargada son menos predominantes.

La figura 4.21, muestra los mapas 2D de la componente z de la densidad de corriente (J_z) a los mismos instantes de tiempo que las variables anteriores. Al instante de tiempo $t = 10 \text{ s}$, se forma una estructura con diferentes valores de la densidad de corriente, en particular se observa una región de valores de densidad de corriente muy bajos que parece estar unida a la estructura del plasmoide. Cerca de la corona alta (6 Mm), se ve una estructura en forma X que se puede asociar a la presencia de un punto neutro. En esta región es donde ocurren los choques MHD de modo lento sugeridos por [Petschek et al. (1967)]. A $t = 45 \text{ s}$, se nota que la densidad de corriente tiene una forma más estructurada y finalmente se forma lo que parece ser

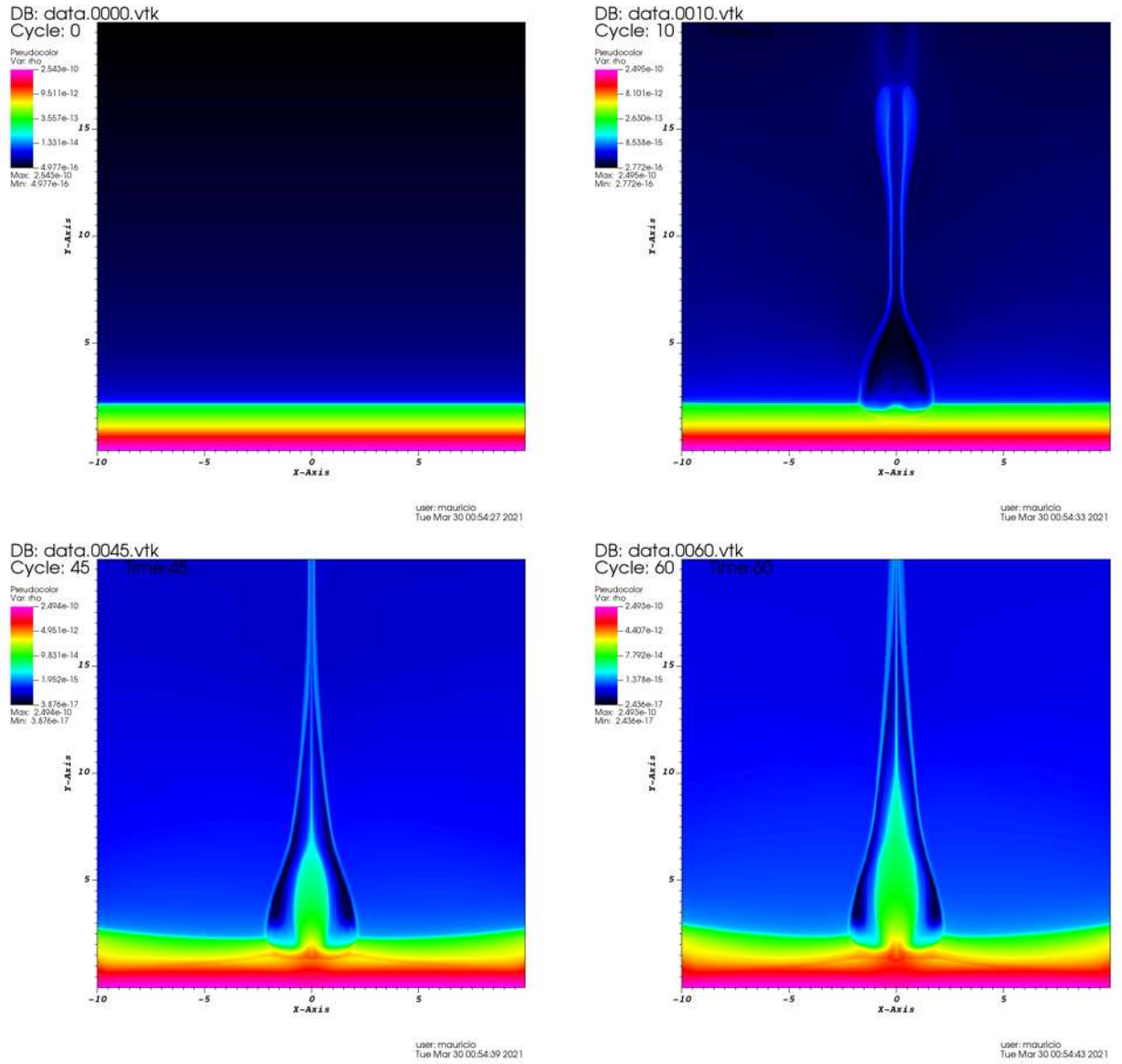


Figura 4.19: Mapas 2D de la densidad del plasma en gr cm^{-3} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso III: $h_{tr} = 4.0$ Mm.

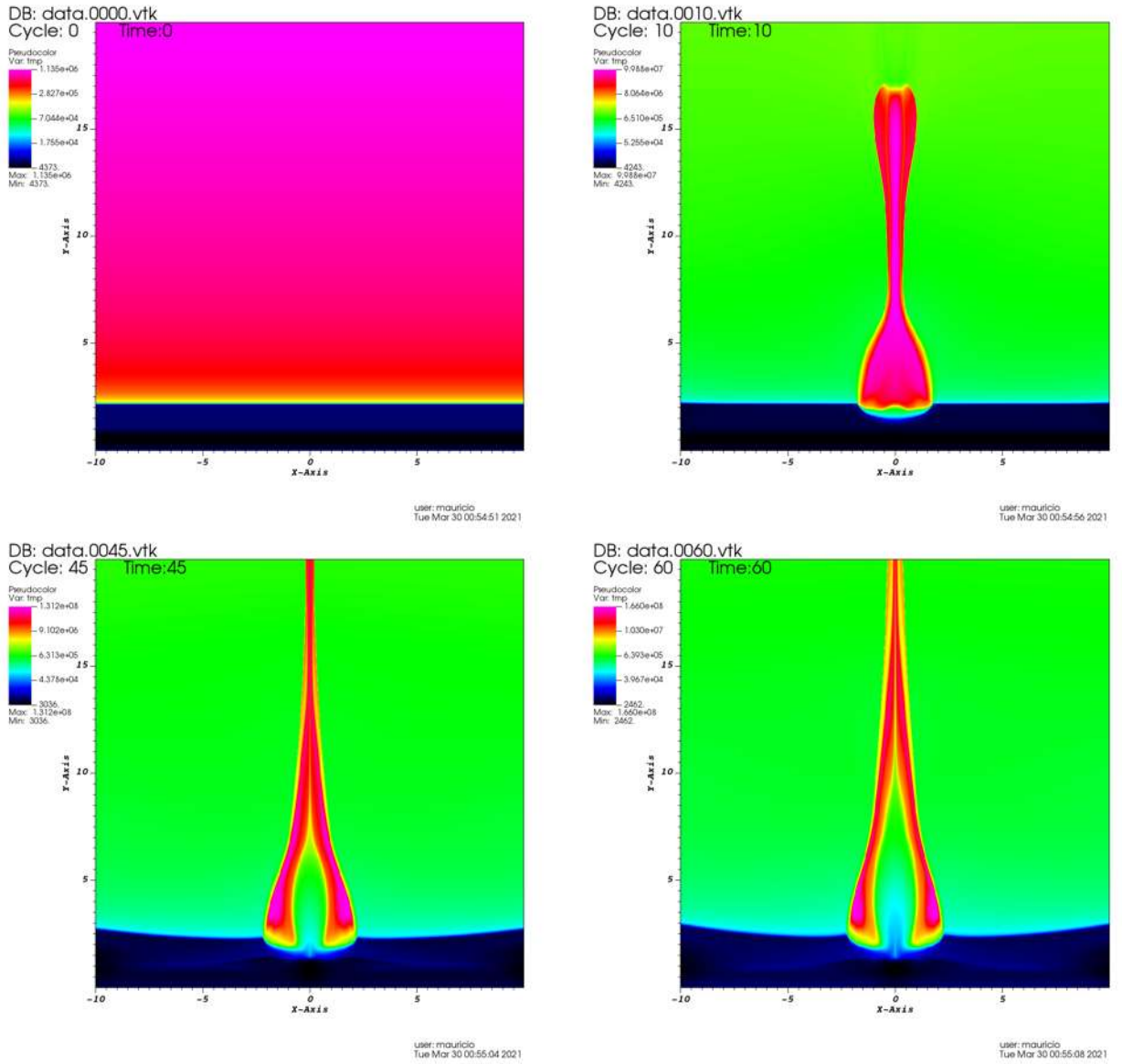


Figura 4.20: Mapas 2D de la temperatura del plasma en Kelvin a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al caso III: $h_{tr} = 4.0$ Mm.

una estructura tipo arcada, ya que presenta una similitud morfológica a la figura 4 de [Guidoni et al. (2016)], en este artículo se propuso un mecanismo para acelerar los electrones al contraer islas magnéticas formadas por reconexión, aplicando esto a las líneas de flujo que se mueven hacia el Sol formadas durante la reconexión rápida en una fulguración eruptiva simulada. Por último a $t = 60$ s, la forma de la estructura es similar a la del instante de tiempo $t = 45$ s, pero muestra valores más pequeños de densidad de corriente.

De igual forma que en los casos anteriores, se generaron las figuras 4.14-4.25, en donde se muestran las gráficas de cortes 1D a lo largo del eje vertical y justo en medio del eje x , es decir en $x = 0$. Por ejemplo, en la figura 4.22, se observan las gráficas en 1D de los cortes de los mapas en 2D de la densidad del plasma correspondiente a la figura 4.19. Al instante de tiempo $t = 10$ s, se observa que el gradiente de la región de transición se disipa y aparecen pequeñas variaciones que van desde 2.1 Mm hasta 6 Mm, para después seguir con un comportamiento asintótico hasta la distancia de 17 Mm. En los instantes de tiempo $t = 45$ s y $t = 60$ s, se observa un comportamiento en que la densidad decae de forma suave sin presentar un gradiente en la región de transición (≈ 2.1 Mm).

En la figura 4.23, se muestran las gráficas en 1D de los cortes de los mapas de la temperatura del plasma correspondientes a la figura 4.20. Al instante de tiempo $t = 10$ s, se observa un aumento significativo de la temperatura hasta valores de aproximadamente 10^8 K, y a lo largo del intervalo 1.6-2.1 Mm. Tal aumento coincide con la región alargada y delgada de mayor temperatura que se muestran en los mapas 2D de la figura 4.20. A los instantes de tiempo $t = 45$ s y $t = 60$ s, se puede observar que la temperatura empieza a recuperarse, excepto que se nota que la región de transición se disipó y la temperatura tiende a ser del orden de 10^7 K en la parte superior de la corona, es decir, hubo un aumento de temperatura en la región que abarca el corte vertical.

La figura 4.24, muestra las gráficas del corte 1D de los mapas 2D de la componente z de la densidad de corriente correspondientes a la figura 4.24. A $t = 10$ s, se observa que la densidad de corriente fluctúa bastante a lo largo de toda la dirección vertical.

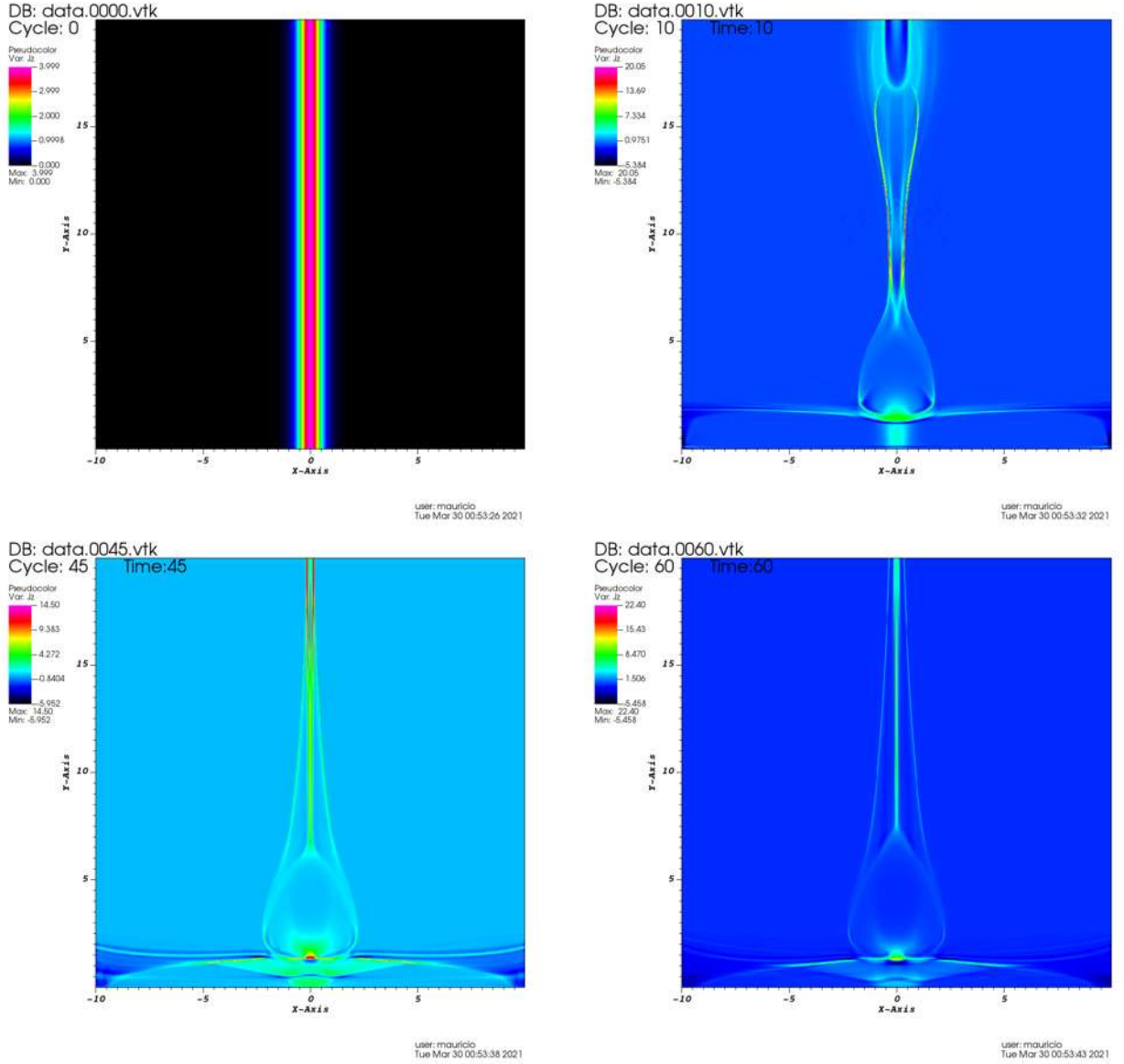


Figura 4.21: Mapas 2D de la densidad de corriente J_z en unidades de código a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso III: $h_{tr} = 4.0$ Mm.

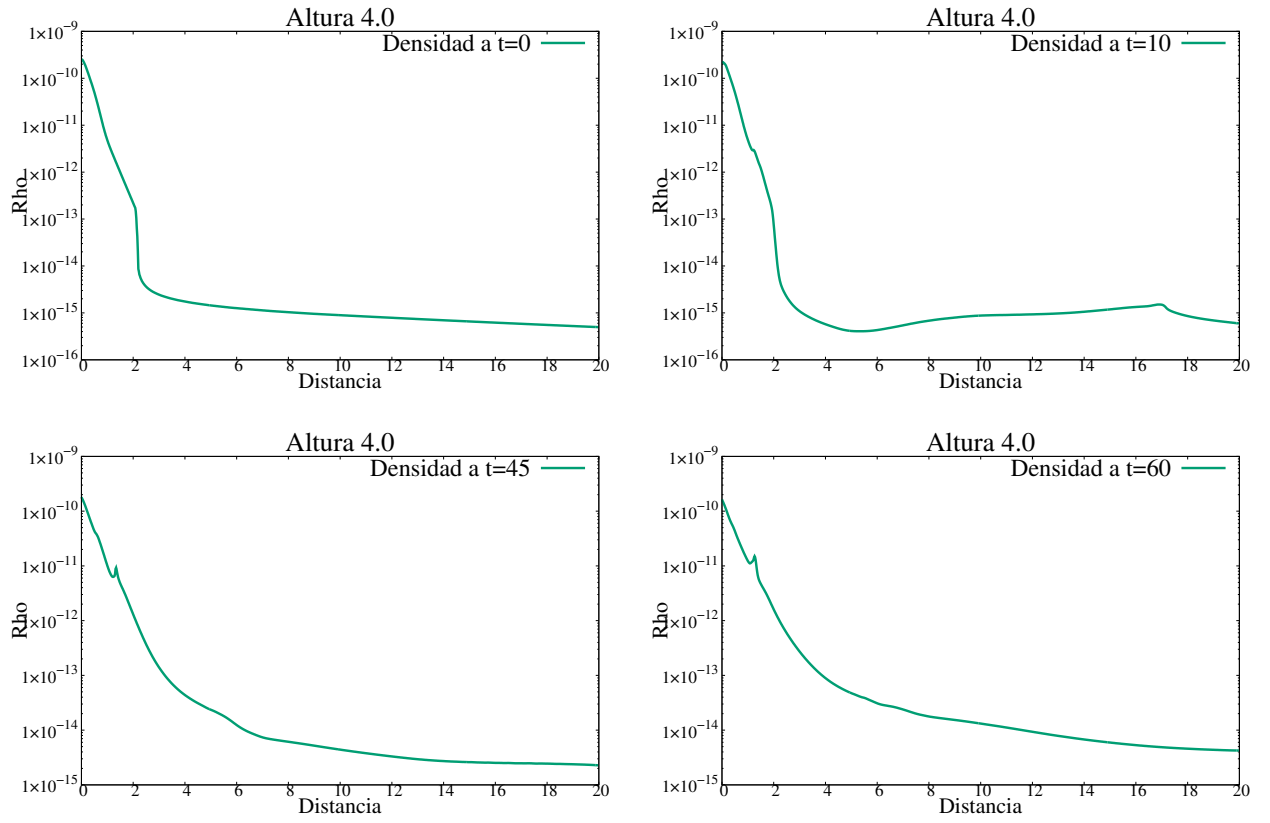


Figura 4.22: Cortes 1D de la densidad en gr cm^{-3} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.

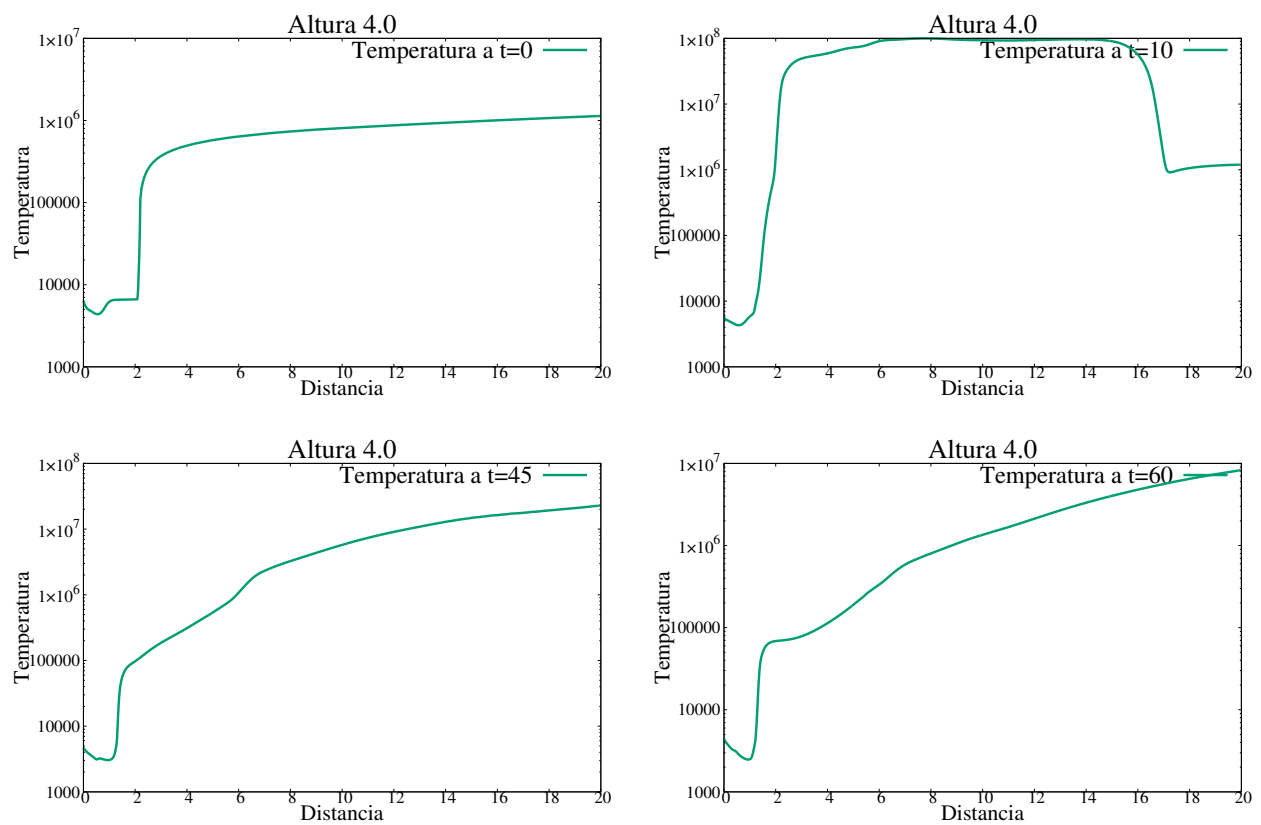


Figura 4.23: Cortes 1D de la temperatura en Kelvin a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.

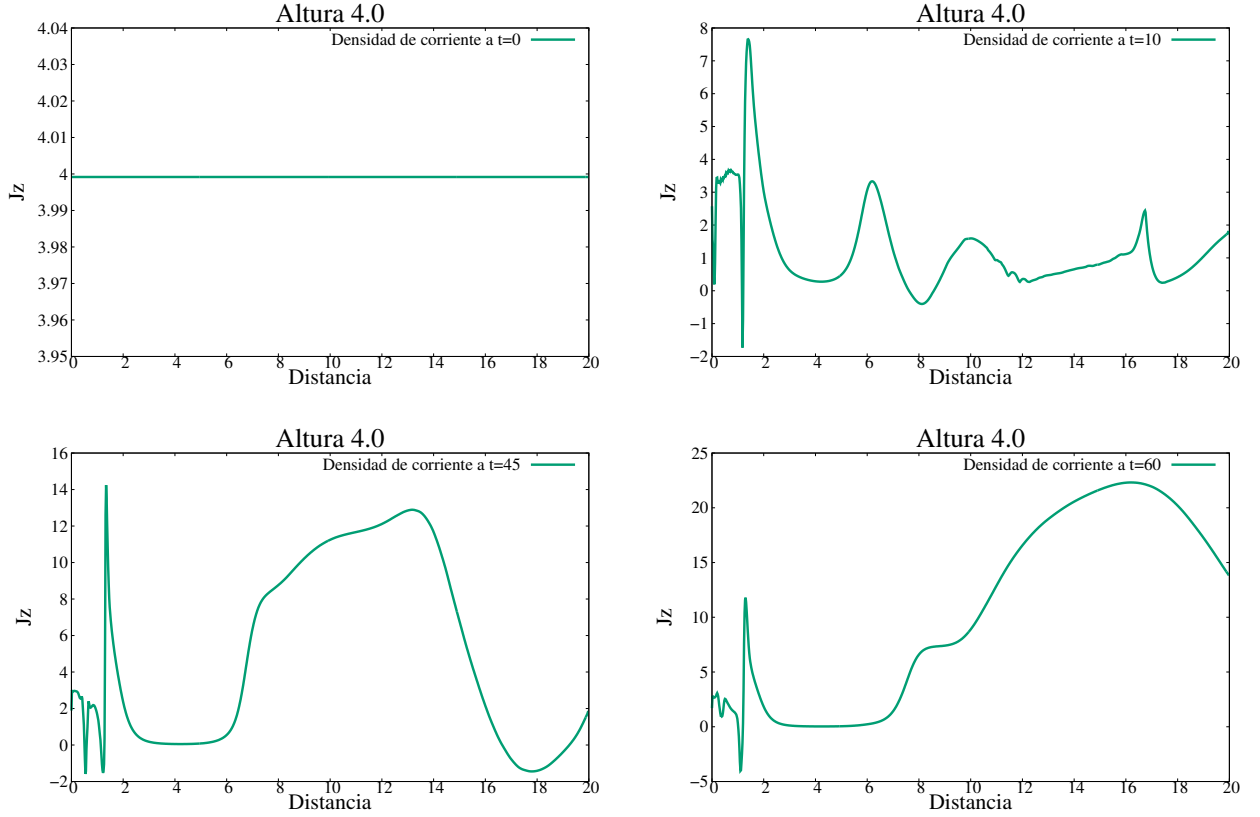


Figura 4.24: Cortes 1D de la componente z de la densidad de corriente (J_z) en unidades de código a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.

Al instante de tiempo $t = 45$ s, se siguen observando variaciones significativas que van desde la región de transición (≈ 2.1 Mm) hasta la corona. A $t = 60$ s, se observa que la densidad de corriente se mantiene perturbada con un crecimiento visible a nivel de la corona alta (12-20 Mm). El comportamiento de la densidad de corriente mostrada en esta figura nos da una idea de la respuesta que puede mostrar el sistema ante la perturbación producida por la resistividad magnética localizada. Las variaciones que se presentan en $t = 10, 45, 60$ s muestran comportamientos parecidos a la figura 4, específicamente la gráfica de la componente y de la densidad de corriente presentadas por [Yokoyama & Shibata (2001)], la similitud que se presenta es en el sentido que se presentan variaciones significativas, pero al final vuelven a valores cercanos a cero.

Finalmente en la figura 4.25, se muestran las gráficas de la componente vertical de la velocidad (v_y) para cuatro instantes de tiempo. Por ejemplo, al instante de tiempo

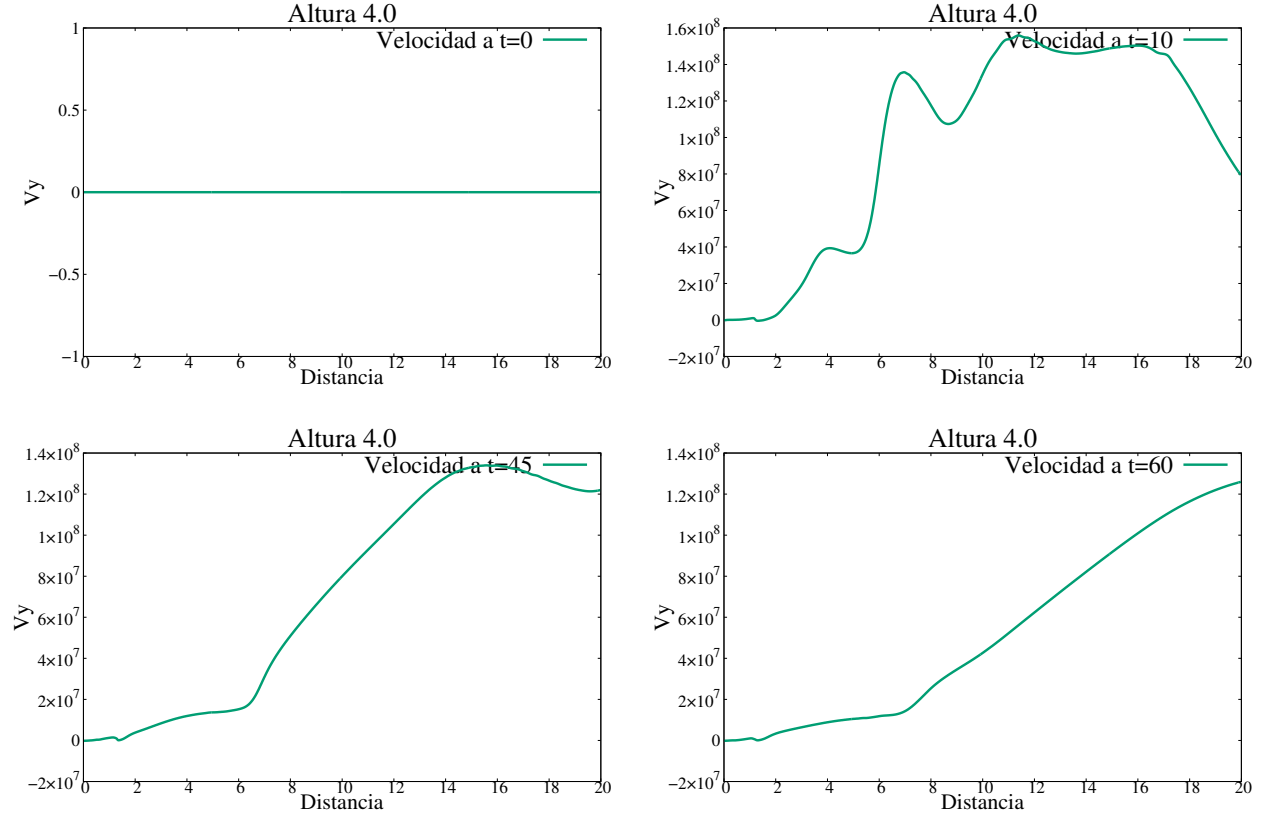


Figura 4.25: Cortes 1D de la componente vertical y de la velocidad (v_y) en cm s^{-1} a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.

$t = 10$ s, se observa un rápido aumento de la velocidad hasta alcanzar valores de aproximadamente 10^8 cm s^{-1} . A $t = 45$ s, se observa que la velocidad se empieza a recuperar de la perturbación debida a la resistividad localizada, y ahora crece lentamente hasta una distancia de 6.5 Mm aproximadamente, mientras que a distancias mayores aumenta linealmente hasta alcanzar valores de 10^8 cm s^{-1} . Al tiempo final de nuestro análisis ($t = 60$ s), se observa que hasta 6.5 Mm el crecimiento de la velocidad es lento pero a distancias mayores crece linealmente. Este comportamiento de la velocidad nos indica que hay flujo de plasma hacia arriba a lo largo del corte vertical que cubre la región delgada y alargada mostrada en los mapas 2D.

En la figura 4.26, se muestran los perfiles de la densidad de masa, temperatura, componente z de la densidad de corriente y componente vertical de la velocidad como funciones del tiempo, estimadas en el punto $x = 0 \text{ Mm}$ $y = h_{tr} = 4.0 \text{ Mm}$, el cual

representa la ubicación del perfil de resistividad para el Caso III. Arriba a la izquierda de la figura 4.26, se muestra la evolución de la densidad del plasma, en donde se observa que en los primeros 10 segundos la densidad decae un poco y luego crece lentamente hasta los 20 segundos. Finalmente muestra un comportamiento asintótico que tiende a valores de aproximadamente $10^{-13} \text{ gr}\cdot\text{cm}^{-3}$ a los 60 s. Arriba a la derecha de la figura 4.26, se muestra la serie de tiempo de la temperatura. En los primeros segundos se observa que la temperatura crece significativamente hasta alcanzar valores del orden de 10^8 K a los 10 segundos aproximadamente. La razón de este incremento de temperatura se puede deber a que el perfil de resistividad perturba regiones de alta temperatura localizadas a nivel coronal (6 Mm) y hace que el plasma se caliente más. A tiempos posteriores la temperatura disminuye hasta alcanzar valores del orden de 10^5 K a los 60 segundos. Abajo a la izquierda de la figura 4.26, se muestra la evolución de J_z como función del tiempo. Particularmente, se puede observar que en los primeros instantes de tiempo la densidad de corriente decae drásticamente, mientras que a tiempos posteriores tiende a ser nula. Finalmente, arriba a la derecha de la figura 4.26, se muestra la serie de tiempo de la componente vertical de la velocidad v_y . En los primeros cinco segundos aproximadamente la velocidad alcanza valores de hasta $4 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$, y después se recupera y decrece ligeramente hasta alcanzar valores cercanos a 10^7 cm s^{-1} .

4.2.4. Caso IV: $h_{tr} = 6.0 \text{ Mm}$ (Corona alta)

En esta subsección se muestran los resultados de la simulación correspondientes al Caso IV, es decir cuando el perfil de resistividad se localiza a una altura $h_{tr} = 6.0 \text{ Mm}$ o a nivel de la corona alta. Las figuras 4.27-4.29 muestran los mapas en 2D de algunas variables representativas. Por ejemplo, la figura 4.27, muestra los mapas en 2D de la densidad del plasma en $\text{gr}\cdot\text{cm}^{-3}$ a cuatro instantes de tiempo. A $t = 0 \text{ s}$, se tiene la configuración inicial de la densidad del plasma en equilibrio hidrostático. A $t = 10 \text{ s}$, se observa una estructura de plasma que sale del dominio numérico y además se forman dos regiones, una región “ovalada” o en forma de “gota” sobre la región de transición y otra región “alargada” y delgada relacionada con la estructura

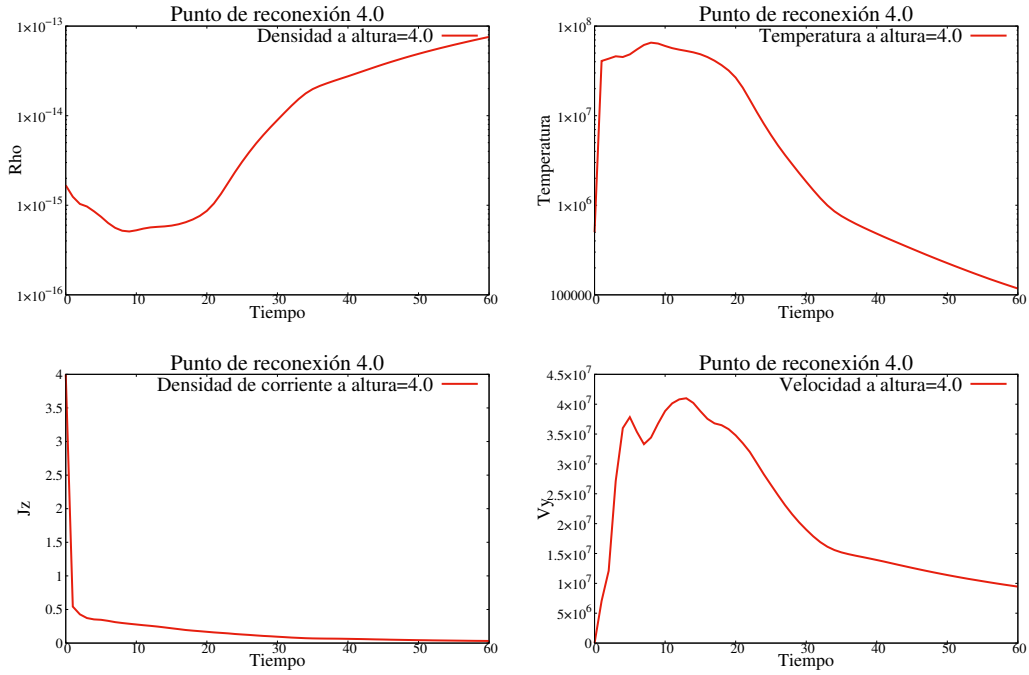


Figura 4.26: Gráficas 1D de la densidad de masa (arriba-izquierda), temperatura (arriba-derecha), componente z de la densidad de corriente (abajo-izquierda) y componente y de la velocidad (abajo-derecha) como funciones del tiempo estimadas en el punto $x = 0$ Mm, $y = h_{tr} = 4.0$ Mm.

de la hoja de corriente que se extiende a lo largo de la corona. Al instante de tiempo $t = 45$ s, se observa que la región en forma de “gota” se extiende más y muestra subestructuras internas. Por ejemplo, se pueden apreciar regiones con distinta densidad que están relacionadas con el ascenso de plasma y con su “evaporación” tal y como se estudio en [Takasao & Matsumoto (2015)] y [Xia et al. (2018)]. La evaporación de plasma es debida a la conducción de calor, que lleva una parte del calor en el flujo de salida caliente a la cromosfera a lo largo del campo magnético. Como resultado, la cromosfera se expande rápidamente, lo que lleva a la formación de densos flujos ascendentes calientes llamados “evaporación cromosférica”. El plasma evaporado puede entonces propagarse a lo largo de las líneas de campo y formar los densos arcos magnéticos calientes post-fulguración [Takasao & Matsumoto (2015)]. La morfología que presenta al instante de tiempo $t = 45$ s tiene semejanza a la morfología que presenta [Ruan et al. (2020)] en su modelo de fulguraciones solares, donde también está relacionado con el proceso de evaporación del plasma. En el último instante de tiempo ($t = 60$ s) de la simulación, se observa una estructura de plasma ascendente que indica el desarrollo de una inestabilidad de Rayleigh-Taylor (por ejemplo ver [Khan & Shah (2019)], [Zhang et al. (2020)] y [Khomenko et al. (2014)]). En particular [Khomenko et al. (2014)], llevaron a cabo un estudio de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor en el contexto de las protuberancias que se forman a nivel de la corona solar. Además realizaron simulaciones numéricas de la inestabilidad iniciada por una perturbación multimodo utilizando un enfoque MHD, donde encontraron efectos significativos en la interfaz entre el material coronal y la prominencia en todas las etapas de la inestabilidad, los cuales son producidos por el movimiento descendente más rápido del componente neutro con respecto al componente ionizado del plasma. Resultados similares a los obtenidos en este caso se pueden ver, por ejemplo, en las simulaciones numéricas MHD considerando el efecto de la conductividad térmica, tales y como se presentaron en [Takasao & Matsumoto (2015)],

La figura 4.28, muestra los mapas en 2D de la temperatura del plasma en Kelvin a los mismos instantes de tiempo que la densidad. Al tiempo inicial ($t = 0$ s), simplemente se muestra la temperatura del sistema en equilibrio hidrostático. Al instante

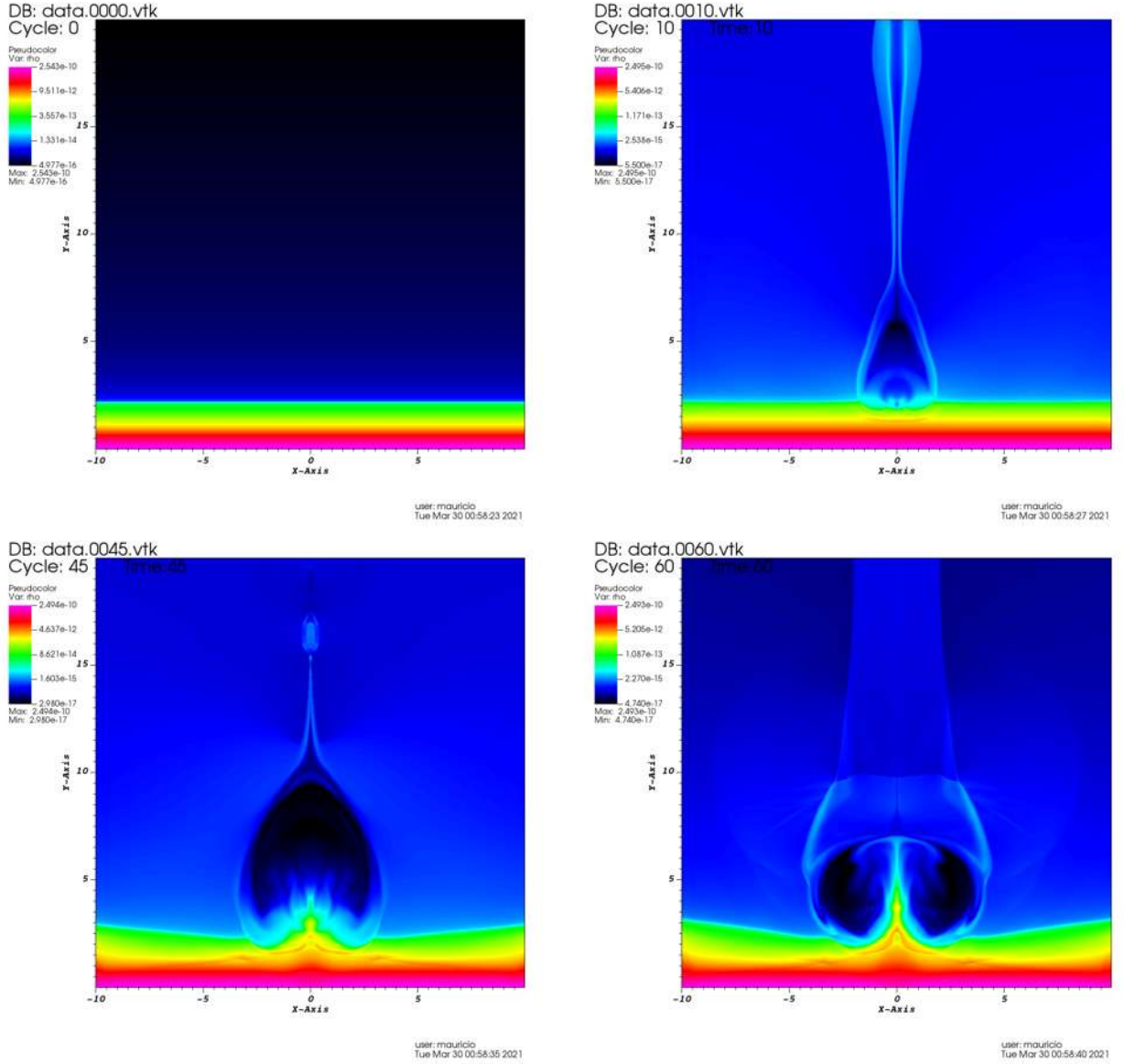


Figura 4.27: Mapas 2D de la densidad del plasma en $\text{gr}\cdot\text{cm}^{-3}$ a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso IV: $h_{tr} = 6.0$ Mm.

de tiempo $t = 10$ s, se observa claramente la formación de una estructura de alta temperatura ($\approx 10^8$ K) que se divide en dos regiones. La parte inferior de la estructura se forma sobre la región de transición y se relaciona con la “evaporación” del plasma, tal y como se ha estudiado en las simulaciones de la etapa post-fulguración [Takasao & Matsumoto (2015), Yokoyama & Shibata (1998)], donde básicamente la estructura de temperatura es suave a lo largo del campo magnético debido a la conducción de calor, que lleva una parte del calor en el flujo de salida caliente a la cromosfera a través del campo magnético. Esto produce la rápida expansión de la cromosfera, produciéndose así densos flujos ascendentes calientes, estos flujos son los que llamamos “evaporación cromosférica”. Por otro lado la estructura de alta temperatura de la parte superior está relacionada con la formación de un plasmoide, tal y como se presenta en [Nishida & Shibata (2009)], donde utilizaron un modelo de reconexión inducida por un plasmoide que explica las fulguraciones solares. Para esto realizaron simulaciones MHD de fulguraciones solares cambiando los valores de resistividad y la velocidad del plasmoide. Al instante de tiempo $t = 45$ s, se observa que la región que se formó sobre la región de transición se expande y alcanza temperaturas que van desde los 10^7 K hasta los 10^8 K, las cuales son consistentes con las observaciones de las fulguraciones solares hechas por [Ryan et al. (2012)]. Además en el modelo de fulguraciones solares de [Ruan et al. (2020)], específicamele en el mapa de temperatura de la figura 1 se obtuvieron resultados morfológicamente similares a los de este caso, y precisamente en este instante de tiempo es donde nuestra morfología se asemeja a la suyas, además las temperaturas también son del mismo orden. A $t = 60$ s, se ve una dinámica compleja en la región inferior, junto con la aparición de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor, la cual podría estar asociada al proceso de “evaporación” del plasma. Además a este tiempo, la región superior se hace más ancha, y el sistema puede estar experimentando una inestabilidad tipo plasmoide. Este tipo de inestabilidad fue estudiada por [Ni et al. (2012)], en donde se investiga mediante simulaciones MHD 2D, el impacto de la resistividad dependiente de la temperatura y la conducción térmica en el desarrollo de inestabilidades tipo plasmoide en la reconexión de las hojas de corriente en la corona solar. En ese trabajo encontraron que la temperatura del plasma

en la región de la hoja de corriente aumenta con el tiempo y se vuelve mayor que en la región de entrada. Sus resultados nos proporcionan una explicación más detallada de la rápida liberación de energía magnética en calor y energía cinética en una fulguración solar. Por otro lado [Yi-Min Huang, L. Comisso & A. Bhattacharjee (2017)], llevaron a cabo simulaciones numéricas MHD y encontraron que la aparición de la inestabilidad tipo plasmoide está relacionada con el proceso evolutivo de la hoja de corriente como tal.

En la figura 4.29, se muestran los mapas de la componente z de la densidad de corriente J_z en unidades de código a los mismos instantes de tiempo que las variables anteriores. A $t = 0$ s, se observa la hoja de corriente vertical. Al instante de tiempo $t = 10$ s, se puede ver que la densidad de corriente forma una región morfológicamente similar a la de la densidad y temperatura, pero sus valores más altos se distribuyen en las fronteras de la estructura, mientras que la parte central mantiene valores medios (≈ 1). Básicamente la silueta mostrada es similar a la de plasmoide inducido por un proceso de reconexión, tal y como presentan [Nishida & Shibata (2009)], en donde llevaron a cabo simulaciones MHD de fulguraciones solares, cambiando los valores de resistividad y velocidad del plasmoide. Al instante de tiempo $t = 45$ s, podemos ver que la estructura base tiene valores muy parecidos a los del ambiente coronal. Una característica a destacar es que la estructura que se encuentra en la parte superior muestra más estructura, y su morfología puede estar relacionada con una doble isla magnética tal y como se estudió en [Guidoni et al. (2016)], en donde se propone un mecanismo para acelerar los electrones en islas magnéticas generadas por la reconexión magnética en un escenario de una fulguración eruptiva. Al instante de tiempo final ($t = 60$ s), se observa una estructura asociada al comportamiento de la temperatura y densidad, en donde las fronteras de la región son las que muestran una densidad de corriente más alta.

En la figura 4.30, se muestran las gráficas de los cortes 1D correspondientes a los mapas 2D de la densidad del plasma en $\text{gr}\cdot\text{cm}^{-3}$ presentados en la figura 4.27. A $t = 0$ s, como en todos los demás casos, se tiene la configuración inicial descrita por el modelo de la atmósfera C7. Al instante $t = 10$ s, se observan variaciones que

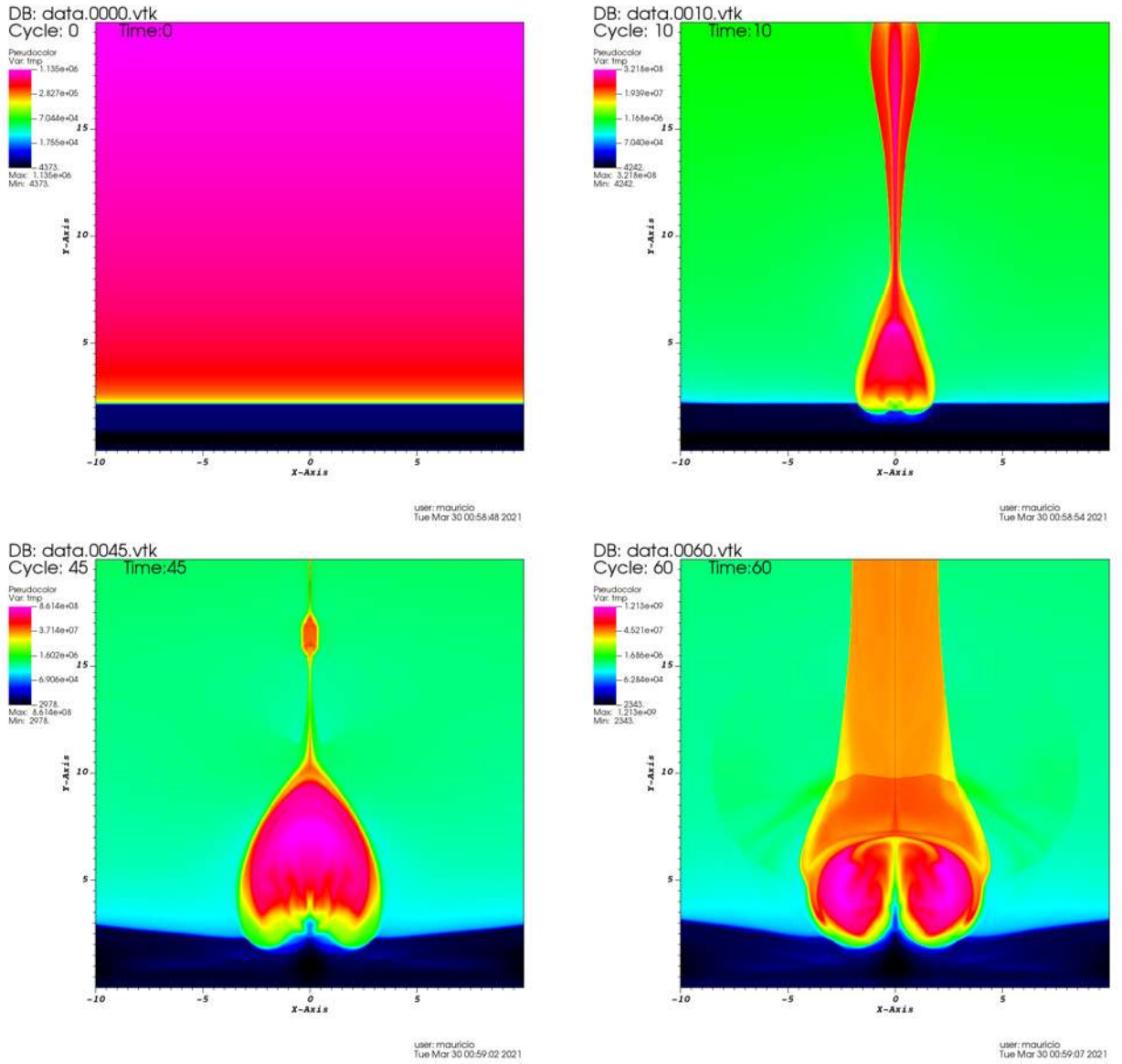


Figura 4.28: Mapas 2D de la temperatura del plasma en Kelvin a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso IV: $h_{tr} = 6.0$ Mm.

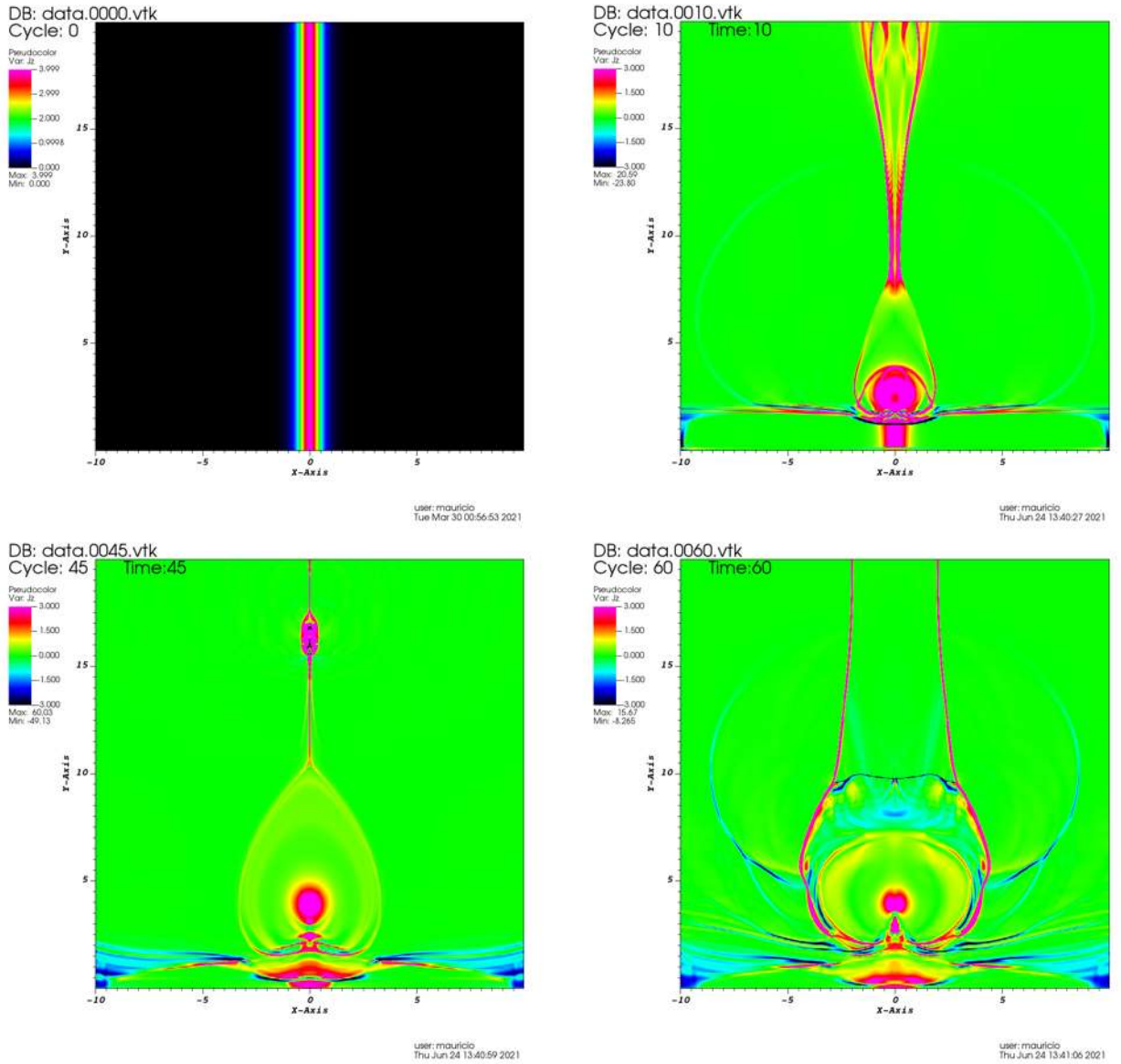


Figura 4.29: Mapas 2D de la densidad de corriente J_z en unidades de código a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s correspondientes al Caso IV: $h_{tr} = 6.0$ Mm.

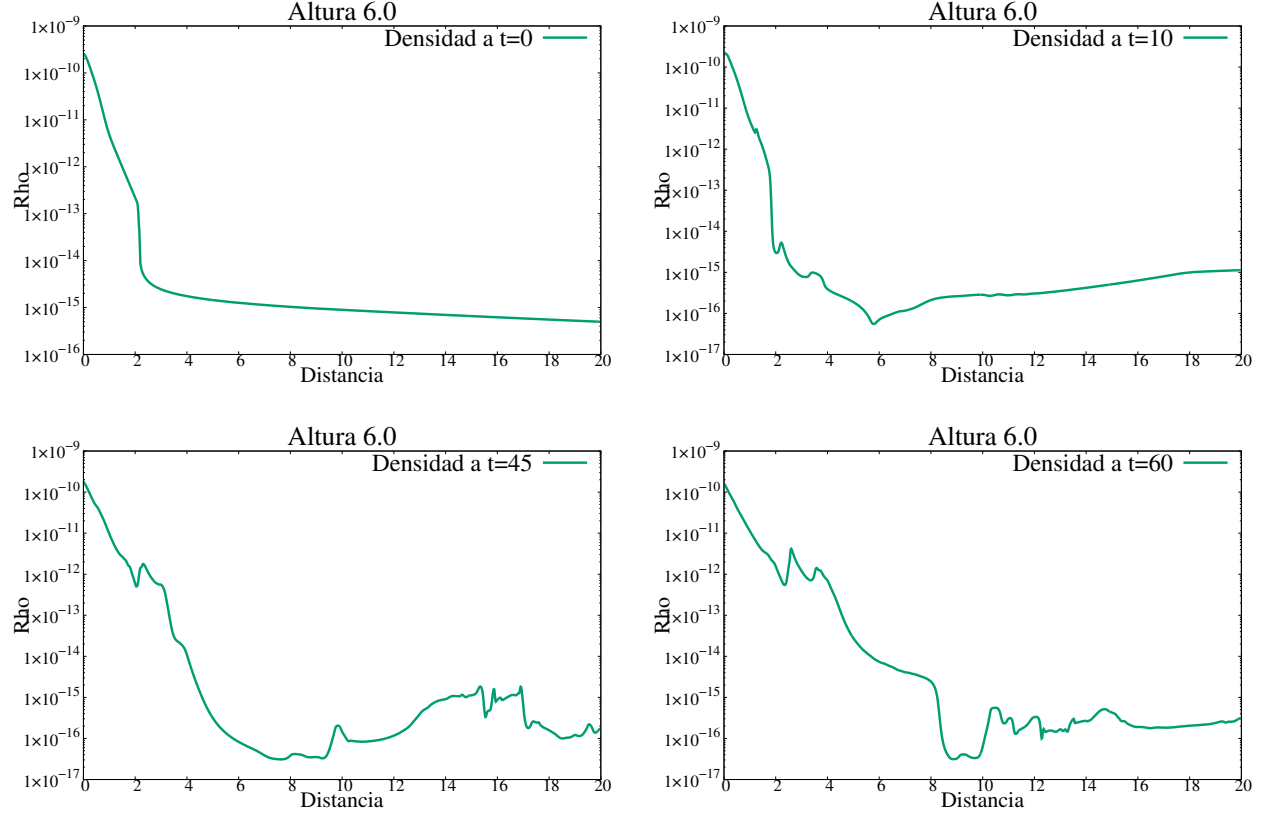


Figura 4.30: Cortes 1D de la densidad de masa en $\text{gr} \cdot \text{cm}^{-3}$ a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.

van desde distancias iniciales ($\approx 2.1 - 6$ Mm) y para las distancias posteriores la densidad se mantiene. A $t = 45$ s, nuevamente la densidad está bastante perturbada y la región de transición se disipa por completo. Además, a este mismo instante de tiempo observamos como las perturbaciones de densidad se acumulan más a nivel de la corona alta. Al instante de tiempo final de nuestra simulación ($t = 60$ s), se ve que la densidad se mantiene con variaciones muy marcadas, y el sistema no tiende a una estabilización como se mostró en los casos anteriores. Si bien los valores oscilan entre los de la condición inicial ($\approx 10^{-17} - 10^{-10} \text{ gr} \cdot \text{cm}^{-3}$), ahora las perturbaciones de la densidad del plasma se distribuyen a lo largo de todo el corte vertical.

La figura 4.31 muestra las gráficas de los cortes 1D correspondientes a los mapas en 2D de la figura 4.28. A $t = 0$ s, es simplemente la condición de equilibrio del modelo semi-empírico C7. A $t = 10$ s, se observa un aumento significativo de la temperatura

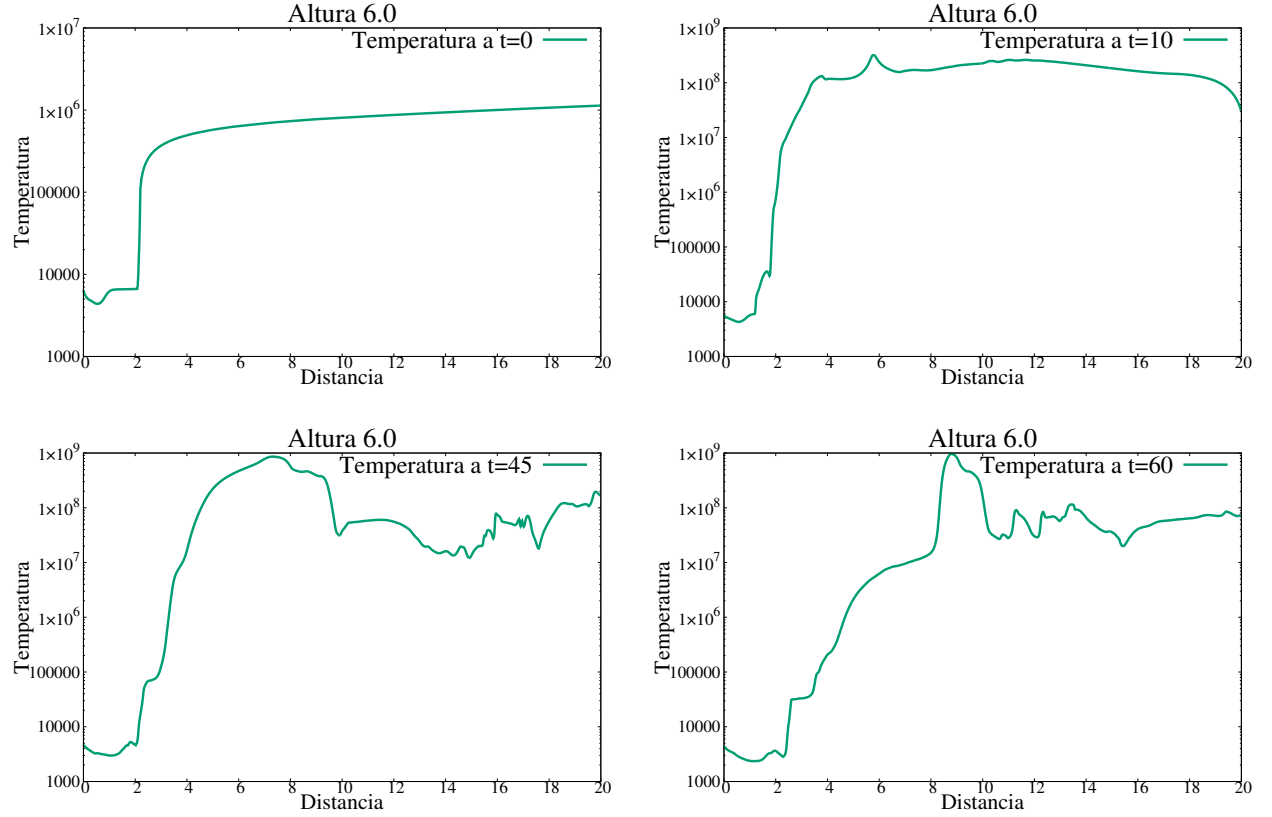


Figura 4.31: Cortes 1D de la temperatura del plasma en Kelvin a lo instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.

que llega hasta valores del orden de entre 10^8 y 10^9 K, este comportamiento se extiende hasta distancias de la corona alta, y coinciden con las regiones de alta temperatura de los mapas en 2D, estas altas temperatura también las muestra [Ruan et al. (2020)] en sus mapas de temperatura de la figura 1. Al instante de tiempo $t = 45$ s, se observa que la temperatura sigue variando e incluso aumenta un poco con respecto al instante de tiempo anterior. Este comportamiento tan inestable de la temperatura es debido a la dinámica generada por la perturbación de la resistividad magnética a nivel coronal. A $t = 60$ s, se observa que el comportamiento de la temperatura es similar al instante de tiempo anterior, pero se ven algunos “picos” muy marcados a nivel de la corona alta (≈ 10 Mm). Es evidente que la temperatura tampoco se estabiliza (al menos a $t = 60$ s) y además que la región de transición se disipó.

La figura 4.32, muestra las gráficas de los cortes 1D de los mapas en 2D de la

componente z de la densidad de corriente J_z correspondientes a la figura 4.29. Al tiempo inicial ($t = 0$ s) la densidad de corriente es constante. Al instante de tiempo $t = 10$ s, en el intervalo de distancia 0-4 Mm se observa que la densidad de corriente oscila entre valores positivos y negativos, mientras que a distancias mayores a 5 Mm el comportamiento se aproxima a un valor constante. A $t = 45$ s, se observa que en el intervalo de 0-10 Mm la densidad de corriente es casi nula, excepto por algunas perturbaciones en las distancias iniciales. Pasando los 10 Mm la densidad de corriente muestra variaciones significativas que van desde valores positivos a negativos. En particular, se ve un pico de densidad de corriente negativa (≈ -50) cerca de 16 Mm. Al instante de tiempo $t = 60$ s, se observa como en el intervalo de 0-15 Mm la densidad de corriente oscila entre valores positivos y negativos. Aproximadamente a 15 Mm la densidad de corriente aumentar rápidamente hasta alcanzar su valor máximo cercano a 40. Estas variaciones significativas de la densidad de corriente en el corte vertical indican que la perturbación que sufre el sistema debido a la resistividad localizada hace que el campo magnético varíe y por lo tanto también la densidad de corriente.

Finalmente con respecto a los cortes 1D, en la figura 4.33, se muestran las gráficas de la componente vertical de la velocidad v_y en cm s^{-1} . Al instante inicial ($t = 0$ s) el sistema está en reposo. A $t = 10$ s, se observa un comportamiento casi constante en el intervalo de 0-6 Mm y después toma valores negativos, que indican la presencia de plasma descendente que regresa hacia la parte inferior de la atmósfera solar, es decir hacia la cromosfera. Después de 6 Mm, la velocidad aumenta significativamente hasta valores del orden de 10^8 cm s^{-1} . Al instante $t = 45$ s, se observan cambios importantes en la velocidad, estos cambios oscilan entre valores positivos y negativos de hasta -10^8 cm s^{-1} . Estos cambios en velocidad están relacionadas con la propagación de plasma hacia arriba y hacia abajo a lo largo de la dirección vertical, en particular [B. Chen et al. (2015)] en sus observaciones de la dinámica solar, observó la propagación del plasma hacia abajo en estos fenómenos. Por último, a $t = 60$ s, la velocidad del plasma descendente alcanza su mayor velocidad en aproximadamente 15 Mm, esto indica que domina el plasma que se está propagando hacia abajo pero aún existe una interacción con el plasma que va subiendo, lo que produciría una inestabilidad

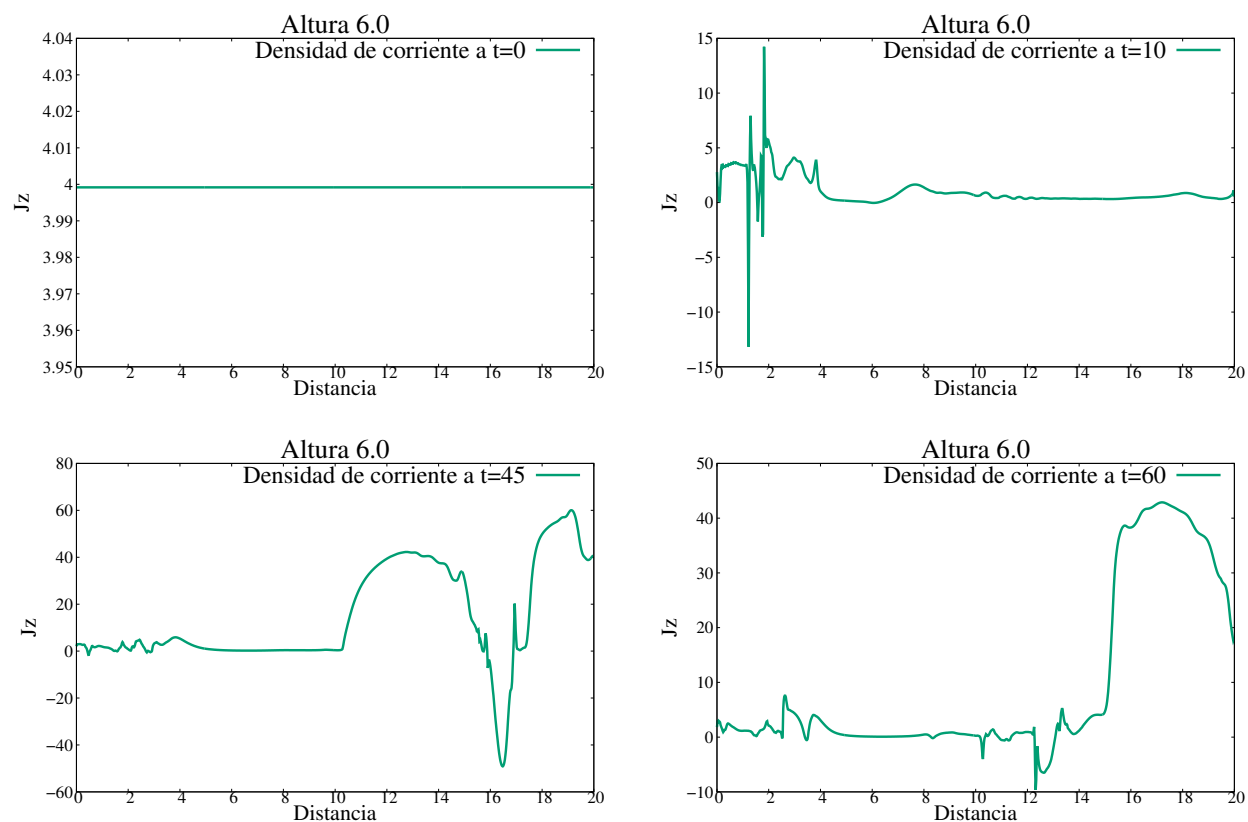


Figura 4.32: Cortes 1D de la componente z de la densidad de corriente (J_z) en unidades de código a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.

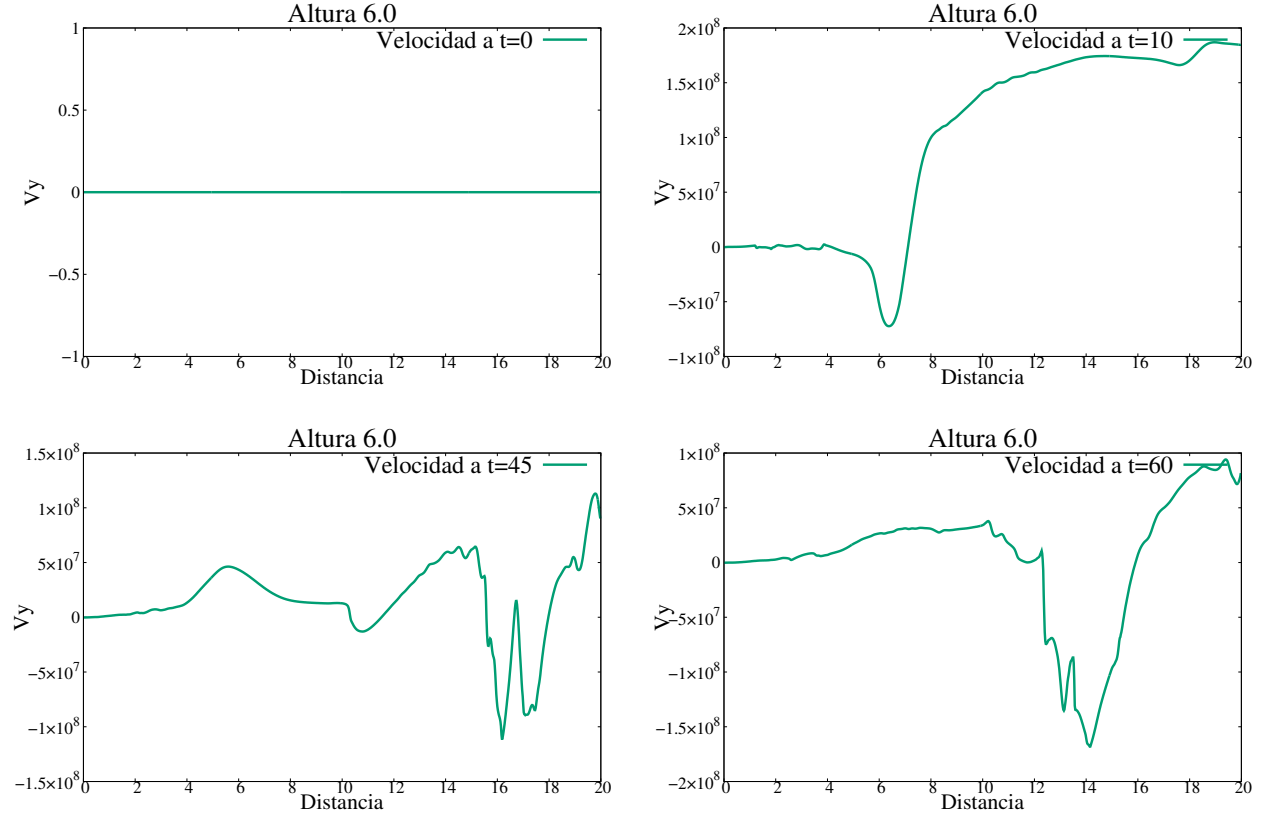


Figura 4.33: Cortes 1D de la componente vertical de la velocidad V_y en cm/s a los instantes de tiempo $t = 0, 10, 45, 60$ s.

tipo Rayleigh-Taylor, ya que es un escenario en donde el plasma menos denso podría empujar al más denso.

En la figura 4.34, se muestran los perfiles de la densidad de masa, temperatura, componente z de la densidad de corriente y componente vertical de la velocidad como funciones del tiempo, calculadas en el punto $x = 0$ Mm $y = h_{tr} = 6.0$ Mm, el cual representa la ubicación del perfil de resistividad para el Caso IV). Arriba a la izquierda de la figura 4.34, se muestra la serie de tiempo de la densidad en $gr \cdot cm^{-3}$, en donde se puede resaltar que en el intervalo de tiempo de 0 a 10 segundos la densidad decae. Mientras que a partir de los 40 segundos la densidad aumenta y alcanza valores del orden de $10^{-14} g \cdot cm^{-3}$. Arriba a la derecha de la figura 4.34, se presenta la evolución en el tiempo de la temperatura. En este serie de tiempo, se ve que la temperatura aumenta drásticamente en los primeros instantes de tiempo de la evolución. Después

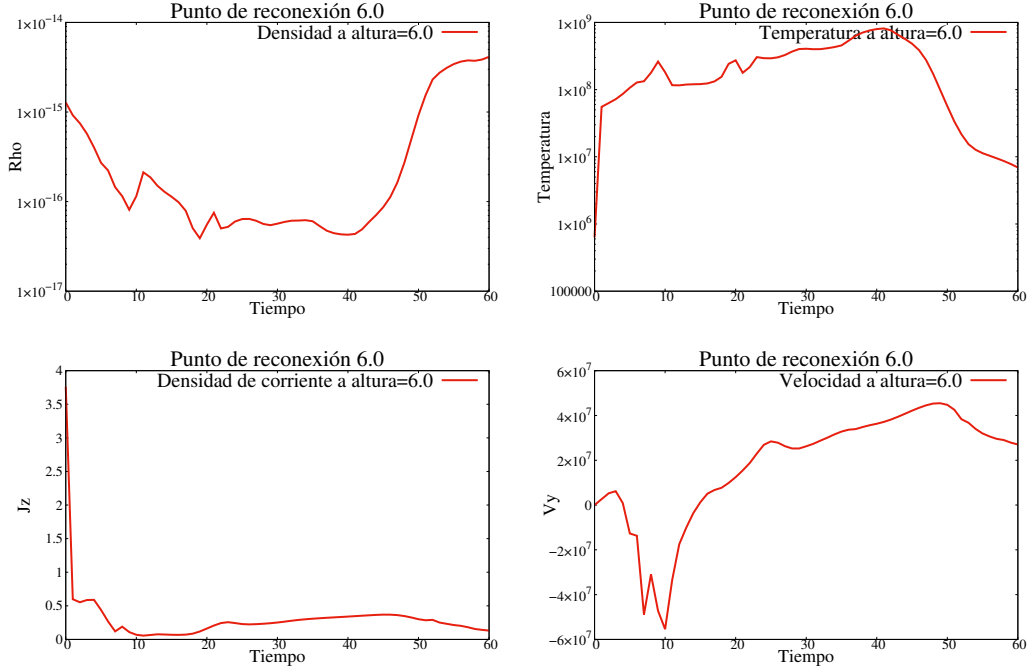


Figura 4.34: Gráficas 1D de la densidad de masa (arriba-izquierda), temperatura (arriba-derecha), componente z de la densidad de corriente (abajo-izquierda) y componente y de la velocidad (abajo-derecha) como funciones del tiempo estimadas en el punto $x = 0$ Mm, $y = h_{tr} = 6.0$ Mm.

de los 10 segundos la temperatura muestra valores de aproximadamente 10^9 K, y finalmente en 40 segundos decrece nuevamente hasta alcanzar valores de 10^7 K. Abajo a la izquierda de la figura 4.34, se muestra la evolución de J_z , en donde se ve en los primeros instantes de tiempo que decae drásticamente, para posteriormente tender a un valor nulo. Finalmente, abajo a la derecha de la figura 4.34, se muestra la serie de tiempo de la componente vertical de la velocidad v_y . En esta serie de tiempo se observa que la velocidad que domina los primeros 10 segundos es la del material descendiente. A instantes de tiempo posteriores, se ve que domina el plasma ascendente, ya que la velocidad aumenta hasta valores del orden de 10^7 cm/s. Dicho aumento es bastante uniforme y perdura hasta los 50 segundos aproximadamente.

4.2.5. Discusión

A continuación, se presenta una discusión de los resultados obtenidos para los casos descritos en las subsecciones anteriores. Se hará una comparación general entre los cuatro casos y además se compararán con algunos estudios previos de simulaciones MHD de fulguraciones solares. Las variables físicas que se estudiaron en cada caso fueron la densidad, temperatura, densidad de corriente y velocidad vertical del plasma. Una diferencia importante a destacar es que el sistema presenta una dinámica distinta en cada caso. Por ejemplo, la estructura de plasma ascendente tipo plasmoides puede estar relacionada con lo que se estudió en [Nishida & Shibata (2009)], en donde por medio de un modelo de reconexión inducida por plasmoides explicaron las fulguraciones solares basadas en la reconexión magnética. Además en [Bostick (1958)] realizan experimentos en laboratorio sobre plasmoides, en particular presentan un estudio de la producción de plasmoides en un campo magnético, en donde demostraron que los plasmoides se pueden propagar a lo largo de un campo magnético. En este contexto es factible que el material ionizado expulsado en la superficie del Sol se propague y escape a través del campo magnético, de la misma manera que los plasmoides producidos en el laboratorio.

La dinámica del sistema indica que en cada caso la velocidad aumenta tal y como lo podemos ver en los cortes 1D, por ejemplo a $t = 10$ s la componente vertical de la velocidad V_y correspondiente a las figuras 4.9, 4.17, 4.25 y 4.33 crecen en términos de la localización del perfil de resistividad. Antes de seguir con la interpretación de las propiedades físicas que se estudiaron en el fenómeno, se describirán los diferentes tipos de morfologías que se observaron en cada caso y se asocian con algunos resultados previos. Empezando con los primeros dos casos, es decir, el Caso I y el Caso II. La morfología de los mapas de densidad y temperatura son bastante parecidas durante todo el tiempo de la evolución del sistema. De hecho, los resultados de estos dos casos son los que más se parecen entre sí, ya que la ubicación del perfil de resistividad es similar, para el caso que se localiza a 1.6 Mm y en el otro a 2.1 Mm. Por otro lado, en el Caso III, la morfología de las estructuras representadas por la

densidad de masa y temperatura son diferentes a las obtenidas en los primeros dos casos. En este caso la morfología de la densidad y temperatura son similares a las obtenidas en las simulaciones numéricas MHD llevadas a cabo por [Xia et al. (2018)], sin embargo, en nuestra simulación la estructura resultante es un poco más alargada y por lo tanto no se relaciona directamente con la estructura post-fulguración. En el último caso, es decir, en el Caso IV la morfología de las estructuras representadas por la densidad de masa y temperatura son significativamente distintas en comparación con los tres casos anteriores. Específicamente en este caso es cuando se pueden observar que las estructuras post-fulguración son más parecidas a las obtenidas por medio de simulaciones MHD, y en donde se han propuesto modelos estándar del estado del plasma en la etapa post-fulguración solar, por ejemplo, ver [Ruan et al. (2020)] que muestran un “modelo estándar de una fulguración solar” donde combinan la MHD con un modelo analítico de electrones rápidos, ajustado para manejar campos magnéticos de reconexión que evolucionan en el tiempo. También son similares a las obtenidas en [Yokoyama & Shibata (1998)] en donde por medio de un modelo MHD que incluye el efecto de la conductividad térmica simulan la formación de una fulguración solar. Una diferencia sustancial de nuestros resultados es que muestran la presencia de estructuras asociadas con una inestabilidad de Rayleigh-Taylor, ver por ejemplo [Khan & Shah (2019)], en donde estudian el fenómeno de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor en dos dimensiones utilizando la formulación de interfaz difusa de las ecuaciones incompresibles de Navier-Stokes, o [Zhang et al. (2020)] que realizaron un experimento de la inestabilidad magnética de Rayleigh-Taylor que simula un arco magnético en la corona solar, y [Khomenko et al. (2014)] que estudiaron la inestabilidad de Rayleigh-Taylor en una región de transición prominencia-corona en un régimen no lineal.

Con respecto a los cortes 1D y las series de tiempo, se pueden hacer las comparaciones siguientes. Por ejemplo, la densidad del plasma es muy similar en los Casos I y II, mientras que es menor en los Casos III y IV, siendo el Caso IV donde el plasma es menos denso. En los cuatro casos se muestran perturbaciones a lo largo del corte vertical, lo que indica el efecto de la resistividad localizada en esa región. En especial,

en el Caso IV es cuando la densidad presenta las perturbaciones más significativas. Con respecto a la temperatura del plasma en el Caso II son mayores que en el Caso I. Pero para el Caso III y IV, las temperaturas más altas también las encontramos en pequeñas regiones a lo largo de la dirección vertical, y en especial en el Caso IV se presentan las variaciones más significativas y se alcanzan los valores más altos de la temperatura. En las series de tiempo de la temperatura se puede ver que en los Casos I y II la temperatura es mayor en los instantes de tiempo iniciales, mientras que en los Casos III y IV, las temperaturas altas se mantienen por más tiempo, siendo el Caso IV en el que se nota más este comportamiento. La forma en cómo se distribuye la densidad de corriente en los distintos casos es diferente a cómo se comporta la densidad de masa y la temperatura. Por ejemplo, el Caso IV es el que presenta menor densidad de corriente en la estructura en los primeros 10 segundos, mientras que el Caso III en el instante de tiempo $t = 10$ s, es cuando se alcanzan valores más altos de la densidad de corriente en comparación con los otros tres casos. Lo más notable del comportamiento de la densidad de corriente es cuando llega a los 45 segundos de evolución, ya que es donde la estructura del Caso IV pasa a tener las densidades de corriente más grandes que las de los Casos I, II y III. Al final de la evolución la densidad de corriente del Caso IV muestra los valores más grandes comparada con los demás casos. Finalmente, en el comportamiento de la componente vertical de la velocidad v_y se ve que en los cuatro casos aumenta, sin embargo, en el Caso IV alcanza valores negativos, lo cual indica la presencia de plasma ascendente y descendente durante la evolución. En el Caso IV al ser más evidente la aparición del plasma ascendente y descendente, la existencia de una inestabilidad se puede explicar ya que los dos flujos tienen diferentes densidades, y además la gravedad está actuando en la dirección vertical.

Capítulo 5

Conclusiones

En esta tesis se presentó un panorama general de la estructura del Sol, dando énfasis a los eventos eruptivos que tienen lugar en la atmósfera solar, es decir a las fulguraciones solares. Se consideró que la atmósfera solar está formada por un plasma completamente ionizado, en donde la aproximación de la MHD resistiva es razonable para describir su dinámica. En particular, se simuló la formación de estructuras tipo fulguración solar en su etapa post-fulguración utilizando simulaciones numéricas de las ecuaciones de la MHD resistiva en 2D. Para modelar el problema se utilizaron condiciones iniciales similares a las descritas por [Takasao & Matsumoto (2015)], en particular las condiciones iniciales para el campo magnético, pero se incluyó una atmósfera solar más realista y se tomó en cuenta el efecto de la gravedad. Específicamente, se adoptó el modelo semi-empírico C7, el cual describe de forma más realista el mínimo de temperatura a nivel de la cromosfera y el gradiente cerca de la región de transición. Finalmente, se consideró un perfil de resistividad anómalo similar al que se usó en [Takasao & Matsumoto (2015)], sin embargo, se varió su posición para definir cuatro casos etiquetados por Caso I, Caso II, Caso III y Caso IV para las simulaciones numéricas llevadas a cabo. Las ecuaciones de la MHD resistiva se resolvieron numéricamente usando el código PLUTO, el cual es suficiente robusto para aplicarlo al estudio de fenómenos en la atmósfera solar.

De acuerdo a los resultados de las simulaciones obtenidas en esta tesis, se puede concluir que se simuló la formación de estructuras de plasma que se aseme-

jan morfológicamente a las obtenidas en la etapa post-fulguración en las simulaciones MHD llevadas a cabo por [Ruan et al. (2020)], [Yokoyama & Shibata (1998)], [Yokoyama & Shibata (2001)] y [Takasao & Matsumoto (2015)]. Además, se encontró que la posición de la resistividad magnética afecta la morfología y dinámica de las estructuras después de la fulguración, en particular, cuando se ubicó el perfil en la parte baja de la atmósfera solar (cromosfera alta y región de transición), las estructuras post-fulguración se mostraron más alargadas que las estructuras mostradas en el modelo estándar de las fulguraciones después de haber ocurrido. Por otro lado, cuando se ubicó la resistividad a nivel coronal, se obtuvo que las estructuras que se forman después de la fulguración son mucho más parecidas a las estructuras post-fulguración del modelo estándar, en especial, cuando se localizó la resistividad a 6 Mm, la estructura es muy similar a la esperada para la etapa post-fulguración, y además muestra la presencia de una dinámica más compleja y la aparición de una inestabilidad tipo Rayleigh-Taylor.

Para estudios futuros se podría profundizar mas en el análisis de la inestabilidad tipo Rayleigh-Taylor, ya que esta nos podría dar una perspectiva más amplia acerca del entendimiento de la dinámica compleja que se presenta en el proceso de post-fulguración. También, se podría generalizar a un modelo 3D e incluir los efectos de la conductividad térmica y las pérdidas por radiación en la corona.

Bibliografía

- [Antolin et al. (2021)] Antolin, P., Pagano, P., Testa, P. et al. 2021, Nat Astron 5, 54–62
- [Alexiades et al. (1996)] Alexiades V., Amiez G., Gremaud P.-A., 1996, Commun. Numer. Methods Eng., 12, 31
- [Avrett & Loeser (2008)] Avrett, E.H, & Loeser R. 2008,ApJS, 175, 229
- [Bostick (1958)] Bostick, W.H Experimental Study of Plasmoids, Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, Proceedings from IAU Symposium no. 6. Edited by Bo Lehnert. International Astronomical Union. Symposium no. 6, Cambridge University Press
- [B. Chen et al. (2015)] Bin Chen, Timothy S. Bastian, Chengcai Shen, Dale E. Gary, sam Krucker & Lyndsay Glesener, 2015, 350, 1238-1242
- [Cordero et al. (2013)] Introducción a la física espacial, María Guadalupe Cordero T. et al., México, UNAM, 2013, 320 p.
- [Curdt et al. (1999)] Curdt W., Heinzel P., Schmidt W., Tarbell T., Uexkull V., Wilken V.,1999, in Wilson A., ed., ESA SP-448:Magnetic Fields and Solar Processes. ESA,Noordwijk, p. 177
- [Dedner et al. (2002)] Dedner A., Kemm F., Kröner D., Munz C. D., Schnitzer T., Wesenberg M., 2002, J. Comput. Phys., 175, 645
- [Fisher et al. (1985)] Fisher, G. H., Canfield, R. C., & McClymont, A. N., 1985, ApJ, 289, 414

- [Fontela et al. (1990)] Fontela, J. M., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1990, *ApJ*, 355, 700
- [GOES (2021)] <https://www.swpc.noaa.gov/products/goes-x-ray-flux>
- [González-Avilés (2017)] González-Avilés J. J. "Solución numérica de las ecuaciones de la MHD resistiva aplicada al estudio de la formación de jets en la atmósfera solar", 2017, tesis doctoral.
- [González-Avilés & Guzmán (2018)] González-Avilés, J. J., Guzmán, F. S., 2018, 46, 7
- [González-Avilés et al. (2017)] González-Avilés, J. J., Guzmán, F. S., and Fedun, V. 2017, *ApJ*, 836, 24
- [González-Avilés et al. (2018)] González-Avilés, J. J., Guzmán, F. S., Fedun, V., Verth, G., Shelyag, S., and Regnier, S. 2018, *ApJ*, 856, 176
- [González-Avilés et al. (2021)] González-Avilés J. J., Murawski K., Srivastava, A. K., Zaqarashvili T. V., and González-Esparza J. A. 2021, *MNRAS*, Volume 505, Pages 50–64
- [Gottlieb et al. (2021)] Gottlieb O., Bromberg O., Levinson A., and Nakar E. 2021, *MNRAS*, 504, Pages 3947–3955
- [Griffiths et al. (1999)] Griffiths, N. W., Fisher, G. H., Woods, D. T., & Siegmund, H. W. 1999, *ApJ*.
- [Guo et al. (2020)] Guo M., Inayoshi K., Michiyama T., and Ho L. C. 2020, *ApJ*, 901, 39
- [Garlick (2006)] Atlas del universo, Mark A. Garlick, 2006, p. edición
- [Held & Latter (2021)] Held L. E., and Latter H. N. 2021, *MNRAS*, Volume 504, Issue 2, Pages 2940–2960
- [Hori et al. (1997)] Hori, K., Yokoyama, T., Kosugi, T., & Shibata, K. 1997, *ApJ*, 489, 426

- [Hori et al. (1998)] Hori, K., Yokoyama, T., Kosugi, T., & Shibata, K. 1998, *ApJ*, 500, 492
- [Komaki et al. (2021)] Komaki A., Nakatani R., and Yoshida N. 2021, *ApJ*, 910, 51
- [Khomenko et al. (2014)] Khomenko E., Díaz A., de Vicente A., Collados M., & Luna M. 2014, *A&A*, 565, A45
- [Kuzma & Murawski (2018)] Kuźma B., and Murawski K. 2018, *ApJ*, 866, 50
- [Ni et al. (2012)] Lei Ni, Ilia I. Roussev, Jun Lin & Udo Ziegler, 2012, *ApJ*, 758, 20
- [Longcope (2014)] Longcope, D. W. 2014, *ApJ*, 795, 10
- [Longcope et al. (2009)] Longcope, D. W., Guidoni, S. E., & Linton, M. G. 2009, *ApJL*, 690, L18
- [Mariska et al. (1989)] Mariska, J. T., Emslie, A. G., & Li, P. 1989, *ApJ*, 341, 1067
- [Mignone et al. (2007)] Mignone A., Bodo, G., Massaglia, S., Matsakos, T., Tesileanu O., Zanni C., and Ferrari, A. 2007, *ApJS*, 170, 228
- [Mignone et al. (2011)] Mignone A., Zanni C., Tzeferacos P., van Straalen B., Colella P., and Bodo G. 2011, *ApJS*, 198, 7
- [Miyagoshi & Yokoyama (2004)] Miyagoshi, T., & Yokoyama, T. 2004, *ApJ*, 614, 1042
- [Miyoshi & Kusano (2005)] Miyoshi T., Kusano K., 2005, *J. Comput. Phys.*, 208, 315
- [Nagai, F. (1980)] Nagai, F., 1980, *SoPh*, 68, 351
- [NASA/SDO(2017)] Imagen tomada de solarsystem.nasa.gov.
- [Nishida & Shibata (2009)] Keisuke Nishida, Masaki Shimizu, Daikou Shiota, Hiroyuki Takasaki, Tetsuya Magara & Kazunari Shibata, 2009, *ApJ*, 690, 748–757
- [Oliva & Kuiper (2020)] Oliva G. A., Kuiper R. 2020, *A&A* 644 A41

- [Petschek et al. (1967)] Petschek, H. E., & Thorne, R. M. 1967, *ApJ*, 147, 1157
- [Peres & Reale (1993)] Peres, G., & Reale, F., 1993, *A&A*, 275, L13
- [Priest (2014)] Priest, E.R. *Magnetohydrodynamics of the Sun*. Cambridge University Press, New York, NY.
- [Ryan et al. (2012)] Daniel F., Ryan O., Peter T., Brian R., A. Kim, Richard A. S., and C. Alex. 2012, *ApJS*, 202, 11
- [Khan & Shah (2019)] Saher Akmal Khan & Abdullah Shah, 2019, *AIP Advances* 9, 085312
- [Guidoni et al. (2016)] Guidoni, S. E., Guidoni, DeVore C. R., Karpen J. T., & Lynch, B. J. 2016, *ApJ*, 820, 60
- [Shiota et al. (2005)] Shiota, D., Isobe, H., Chen, P. F., et al. 2005, *ApJ*, 634, 663
- [Smirnova et al. (2016)] Smirnova, V., Konkol, P.M., Solov'ev, A.A. et al. 2016, *Sol Phys* 291, 3207–3216
- [Singh et al. (2019)] Singh B., Sharma K., and Srivastava A. K. 2019, *Ann. Geophys.*, 37, 891–902
- [Takasao & Matsumoto (2015)] S. Takasao, T. Matsumoto, N. Nakamura and K. Shibata 2015, *ApJ.*, 805, 135
- [Ugai (1992)] Ugai, M. 1992, *PhFIB*, 4, 2953
- [Warren, H. P. (2006)] Warren, H. P. 2006, *ApJ*, 637, 522
- [Ruan et al. (2020)] Ruan W., Xia C., & Keppens R. 2020, *ApJ*, 896, 97
- [Zhang et al. (2020)] Zhang Y., Wongwaitayakornkul P., & Bellan M. 2020, *ApJ*, 889, L32
- [Yokoyama & Shibata (1998)] Yokoyama T., & Shibata K. 1998, *ApJ*, 494, L113-L116

- [Yokoyama & Shibata (2001)] Yokoyama T., & Shibata K. 2001, ApJ, 549, 1160-1174
- [Yi-Min Huang, L. Comisso & A. Bhattacharjee (2017)] Yi-Min Huang, Luca Comisso & A. Bhattacharjee, 2017, ApJ, 849, 75
- [Xia et al. (2018)] Xia C., Teunissen J., Mellah I., Chane E., & Keppens R. 2018, ApJS, 234, 30
- [Xochitl Blanco-Cano & Primoz Kajdic (2009)] Xochitl Blanco-Cano & Primoz Kajdic, UNAM, 2009, 10, 10
- [Zhang et al. (2020)] Zhang, H., Chepurnov, A., Yan, H. et al. 2020, Nat Astron 4, 1001–1008