



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS DE
HIDALGO

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS
MAT. LUIS MANUEL RIVERA GUTIÉRREZ

MODELADO DE LA ESTRUCTURA MAGNÉTICA
INTERNA DE LAS EYECCIONES DE MASA
CORONAL USANDO UNA CUERDA
DE FLUJO TOROIDAL

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

LICENCIADO EN CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

PRESENTA:

OZZY RIGOBERTO OROZCO PLASCENCIA

ASESORES:

DR. JOSÉ JUAN GONZÁLEZ AVILÉS
DR. FRANCISCO JAVIER DOMÍNGUEZ MOTA



MORELIA, MICHOACÁN, ENERO DE 2024

*Dedicado a
mi familia*

Agradecimientos

La escritura de esta tesis fue toda una aventura llena de obstáculos, de momentos buenos y malos, de grandes aprendizajes que valieron completamente la pena. Sin duda alguna no lo pude haber logrado sin todo el apoyo brindado de mi familia, amigos y profesores. Deseo compartir mi gratitud para ellos por medio de los siguientes agradecimientos.

Les agradezco con todo el corazón a mis padres Carolina y Yiyo por todo el apoyo brindado durante todos estos años para continuar con mis estudios, por haber empleado parte de su vida para llenarme de buenos valores e instruirme por el camino del bien, nunca me ha faltado nada gracias a ellos y para mí es un honor tenerlos como padres. A mis hermanos Danae y Fernando por su paciencia conmigo, por escucharme y siempre estar conmigo en las buenas y en las malas, significa mucho para mí tenerlos como mis hermanos. A todos mis amigos que han marcado mi vida, principalmente a Curi, Carlos, André, Nico, Ángel, Toral y Frank por los grandes momentos que me brindaron en la carrera, las horas de estudio compartidas y por mostrarme con gran emoción lo fascinante que es la Física, gracias por ser mis amigos.

Agradezco de manera especial a mi asesor, el Dr. José Juan González Avilés por todo su apoyo, su paciencia conmigo, experiencia, conocimientos y motivación que me ayudaron para poder culminar con este trabajo. Le agradezco también por proporcionarme los recursos para asistir a eventos académicos y por brindarme las herramientas necesarias para llevar a cabo mi tesis con éxito. A mi mesa sinodal: el Dr. Francisco Javier Domínguez Mota por su apoyo y paciencia empleado para todo el proceso de titulación, el Dr. Francisco Siddhartha Guzman Murillo por sus comentarios y correcciones para este trabajo, al Dr. Eduardo Salvador Tututi Hernández, al M.C. Gabriel Arroyo Correa y al Dr. Mauricio Ortiz Gutiérrez. Les agradezco por aprobar mi trabajo y aceptar ser parte de mi mesa sinodal. A la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas por todo lo brindado, a cada profesor que me motivó y cultivó la pasión por la Física con sus grandes enseñanzas.

Finalmente, agradezco al Consejo Nacional de Humanidades Ciencias y Tecnologías (CONAHCYT), proyecto No. 319216 "Modalidad: Paradigmas y Controversias de la Ciencia 2022", por la asignación de la beca. Asimismo, quiero agradecer los datos proporcionados por el Predictive Science Inc., y en particular a los Dres. Pete Riley y Michal Ben-Nun, quienes han sido parte fundamental en el desarrollo del modelo Sun-Runner3D.

Índice general

Agradecimientos	II
Resumen	V
Abstract	VIII
Introducción	X
1. El Sol	1
1.1. Viento solar	3
1.2. Eyecciones de masa coronal	4
2. Magnetohidrodinámica (MHD)	7
2.1. MHD ideal	7
2.2. Ecuaciones de la MHD ideal	9
3. Modelo	12
3.1. SunRunner3D	12
3.1.1. CORHEL	12
3.1.2. PLUTO	13
3.1.3. Pruebas básicas de PLUTO	13
3.2. Modelo de la estructura magnética interna de las EMC	16
3.2.1. Cuerda de Flujo Toroidal	20
4. Resultados de las simulaciones numéricas	25
4.1. Casos de estudio	25
4.1.1. Evento 1: 2020/12/07	26
4.1.2. Evento 2: 2021/11/02	35
4.1.3. Evento 3: 2022/03/10	44
5. Conclusiones	58
Bibliografía	60

Resumen

Las eyecciones de masa coronal (EMC) son grandes expulsiones de plasma y campo magnético de la corona solar. Las EMC se propagan por el medio interplanetario e interactúan con el viento solar ambiente, que está constituido por una corriente de partículas cargadas en estado de plasma que se liberan desde la atmósfera del Sol. Por su parte, las EMC pueden expulsar miles de millones de toneladas de material coronal y transportar un campo magnético congelado que es más fuerte que la fuerza del campo magnético interplanetario del viento solar de fondo. Como consecuencia, debido al campo magnético generado por las EMC, son responsables de muchos efectos en la Tierra, como subtormentas geomagnéticas, auroras y choques interplanetarios con eventos de partículas energéticas solares. En casos extremos, pueden dañar los satélites espaciales, poner en peligro a los astronautas, causar problemas con las radiocomunicaciones y crear cortes de energía en la Tierra. Por lo tanto, el conocimiento de la compleja dinámica de las EMC y el viento solar, es crucial para el entendimiento de la interacción de la Tierra con el Sol, y con el entorno espacial local, conocido como Clima Espacial. En el contexto anterior, es de suma importancia entender la estructura y dinámica de las EMC. Por tales motivos, el presente trabajo, tiene como objetivo central el modelado de la estructura magnética interna de las EMC, mediante simulaciones numéricas magnetohidrodinámicas (MHD).

Para modelar la estructura magnética, las EMC se consideran como nubes magnéticas que se asemejan a cuerdas de flujo interplanetarias y que pueden describirse mediante una cuerda de flujo toroidal. Tal cuerda de flujo cumple las condiciones de un campo magnético libre de fuerza lineal, en donde sus componentes se definen de forma analítica en términos de funciones de Bessel de primer y segundo orden. Para modelar la propagación de las EMC en la heliosfera interna, primero se genera un estado de viento solar ambiente. Tales condiciones de viento solar se obtienen con el modelo sunRunner3D, el cual emplea las condiciones de frontera generadas por CORHEL/MAS y el código PLUTO para calcular las propiedades físicas del plasma del viento solar y las EMC con la aproximación de la MHD ideal desde 0.14 UA hasta 1.1 UA. Por otro lado, las EMC se consideran como condiciones de frontera dependientes del tiempo que se inyectan en la frontera radial interna, es decir a 0.14 UA.

Finalmente, se calculan las propiedades físicas más relevantes de las EMC, tales como la velocidad, densidad, temperatura, presión, campo magnético a aproximadamente 1 UA, es decir, cerca del entorno terrestre.

Palabras clave: Sol, magnetohidrodinámica (MHD), heliosfera, campo magnético y viento solar.

Abstract

Coronal Mass Ejections (CMEs) are large ejections of plasma and magnetic field from the solar corona. CMEs propagate through the interplanetary medium and interact with the ambient solar wind, consisting of a stream of charged particles in a plasma state released from the Sun's atmosphere. CMEs can expel billions of tons of coronal material and carry a frozen magnetic field stronger than the interplanetary magnetic field of the background solar wind. As a result of the magnetic field generated by CMEs, they are responsible for various effects on Earth, such as geomagnetic storms, auroras, and interplanetary shocks with solar energetic particle events. In extreme cases, they can damage satellites, endanger astronauts, cause issues with radio communications, and lead to power outages on Earth. Therefore, understanding the complex dynamics of CMEs and the solar wind is crucial for comprehending Earth's interaction with the Sun and the local space environment, known as Space Weather. In the context above, understanding the structure and dynamics of CMEs is of utmost importance. For these reasons, the central objective of this work is to model the internal magnetic structure of CMEs through magnetohydrodynamic (MHD) numerical simulations.

To model the magnetic structure of the CMEs, they are considered magnetic clouds resembling interplanetary flux ropes that a toroidal flux rope can describe. This flux rope satisfies the conditions of a linear force-free magnetic field, where its components are defined analytically in terms of first and second-order Bessel functions. An ambient solar wind state is first generated to model the propagation of CMEs in the inner heliosphere. These solar wind conditions are obtained using the sunRunner3D model, which employs boundary conditions generated by CORHEL/MAS and the PLUTO code to calculate the physical properties of solar wind plasma and CMEs with the ideal MHD approximation from 0.14 AU to 1.1 AU. On the other hand, CMEs are considered as time-dependent boundary conditions injected at the inner radial boundary, i.e., at 0.14 AU.

Finally, the most relevant physical properties of CMEs, such as velocity, density, temperature, pressure, and magnetic field, are calculated at approximately 1 AU near the terrestrial environment.

Introducción

El Sol brilla como una joya incandescente que despierta la vida en nuestro pequeño rincón del Universo. Como una esfera ardiente de gas y energía, el Sol ha sido la fuente de inspiración y admiración a lo largo de la historia de la humanidad. No es solo la estrella central de nuestro sistema solar, sino también la luminosa protagonista que gobierna nuestros días y noches, proporcionando calor y luz a la Tierra desde hace aproximadamente 4.6 mil millones de años. Esta poderosa esfera de plasma, compuesta principalmente de hidrógeno y helio, encierra secretos profundos y fascinantes. Su influencia se extiende mucho más allá de su resplandor visible, afectando todo en nuestro sistema solar y, de hecho, moldeando las condiciones de vida en la Tierra.

Interactúa con nuestro planeta de diversas maneras, incluyendo el viento solar y las EMC que pueden causar daños a satélites y redes eléctricas, dejando a millones de hogares sin electricidad. Entender la compleja dinámica magnética en la atmósfera solar y sus efectos en el clima espacial son cruciales para comprender esta interacción. Además, la atmósfera solar sirve como un laboratorio natural para estudiar el plasma en condiciones extremas de temperatura y campo magnético, proporcionando información sobre procesos físicos fundamentales.

El Sol tiene una estructura que varía según la distancia desde su centro. El núcleo es la región central donde ocurren las reacciones de fusión nuclear y es su fuente de energía. La energía se transporta hacia la fotosfera y a la atmósfera superior a través del plasma circundante. Encima de la fotosfera, encontramos la cromosfera, que se caracteriza por sus coloridas líneas de emisión. La cromosfera es donde se registra la temperatura más baja en la superficie solar. La cromosfera se considera la región más dinámica del Sol, ya que es donde ocurren los eventos transitorios tipo jet, que son responsables en buena medida de la transferencia de masa y energía desde la cromosfera hasta la corona, por tal razón se piensa que pueden ser el mecanismo de aceleración del viento solar. De la cromosfera hacia arriba ocurre un cambio drástico en las propiedades del plasma, es decir, la densidad del plasma disminuye rápidamente con la altura y la temperatura aumenta. Estos cambios drásticos ocurren en la zona conocida como región de transición. Por encima de la región de transición se encuentra la corona solar, la cual está caracterizada por tener emisiones en longitudes de onda bajas, una temperatura alta del orden 10^6 K, y en donde los efectos del campo magnético son dominantes respecto al efecto de la presión cinética del plasma. Esta tesis se enfoca en el modelado de la estructura magnética de las EMC y su propagación en la heliosfera interna, considerándolas como grandes expulsiones de plasma y campo magnético de

la corona solar, y que están constituidas por una corriente de partículas cargadas en estado de plasma.

El objetivo central de esta tesis es modelar la estructura magnética de las EMC y describir su propagación sobre un viento solar de fondo en la heliosfera interna por medio de simulaciones numéricas MHD en tres dimensiones esféricas. Particularmente, las EMC se consideran como nubes magnéticas definidas en términos de una cuerda de flujo toroidal, tal y como se describe en M. Vandas y E. Romashets [1]. Para la propagación de las EMC, primero se obtiene la solución de un viento solar estacionario usando el modelo sunRunner3D. Después se perturba el viento solar de fondo mediante una condición de frontera dependiente del tiempo.

Esta tesis se divide en los siguientes capítulos. En el capítulo 1 se describe la estructura del Sol. En el capítulo 2 se describen las ecuaciones de la MHD ideal en coordenadas esféricas y se describen las condiciones que debe satisfacer un fluido en la MHD ideal. En el capítulo 3 se describe el modelo sunRunner3D. Además en el capítulo 3 se describe el modelo de la estructura magnética interna de las EMC empleando una cuerda de flujo toroidal, en el capítulo 4 se muestran los resultados. Finalmente en el capítulo 5 se presentan las conclusiones.

Capítulo 1

El Sol

El Sol es una gigantesca esfera de plasma que se sostiene por su propia gravedad. Está compuesto principalmente por hidrógeno (92 %) y helio (8 %), ambos en estado ionizado debido a las altas temperaturas. Además, contiene pequeñas cantidades de elementos como carbono, nitrógeno y oxígeno, que representan alrededor del 0,1 % de su composición y están presentes en proporciones similares a las de la Tierra.

El Sol es una estrella clasificada como G2V debido a su temperatura superficial de 5,700 K y su estado de estrella de la secuencia principal. Tiene una edad de aproximadamente 4.6 mil millones de años, una masa de 1.99×10^{30} kg, y un radio de 6.955×10^8 m, lo que lo hace mucho más grande y masivo que la Tierra. El Sol posee un campo magnético que muestra variaciones cíclicas de aproximadamente 11 años, y tiene una estructura interna compleja, con una capa externa llamada atmósfera solar. Además, genera energía mediante la fusión nuclear, convirtiendo hidrógeno en helio en su núcleo. Sus propiedades físicas generales son las siguientes:

Distancia a la Tierra:	$1 \text{ UA} = 1.496 \times 10^{11} \text{ m} (= 215 R_{\odot})$
Gravedad superficial (g_{\odot}):	274 m s^{-2}
Masa (M_{\odot}):	$1.99 \times 10^{30} \text{ kg}$
Radio (R_{\odot}):	$6.955 \times 10^8 \text{ m}$
Densidad:	$1.5 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$

El interior del Sol está oculto a nuestra vista, únicamente la superficie puede ser vista directamente. Sin embargo, el campo de la heliosismología se utiliza para inferir varias propiedades del interior, la cual está dividida en tres regiones llamadas: *el núcleo*, *zona radiativa* y *la zona de convección*, donde dominan diferentes procesos físicos [2].

El núcleo se extiende desde su centro hasta aproximadamente 0.2 a 0.25 radios solares, y contiene aproximadamente la mitad de la masa del Sol. En esta zona, la densidad es extremadamente alta, alcanzando $1.6 \times 10^5 \text{ kg m}^{-3}$, y la temperatura llega a aproximadamente 15 millones de Kelvin. Es en el núcleo solar donde tienen lugar reacciones termonucleares que generan la energía que emite el Sol, convirtiendo el hidrógeno en helio. **La zona radiativa** es una región que recibe su nombre porque es donde la luz generada en el núcleo debido a la fusión nuclear se propaga hacia el

exterior. A medida que se aleja del núcleo, la densidad disminuye gradualmente. La energía se transporta hacia el exterior mediante fotones. Esta zona se encuentra justo por encima del núcleo y tiene un ancho de aproximadamente 0.2 radios solares.

Arriba de la zona radiativa se encuentra la **zona de convección**, que contiene menos del 2% de la masa del Sol, pero ocupa el 60% de su volumen. En esta zona, la densidad disminuye considerablemente en comparación con el núcleo, lo que provoca que la radiación se transforme en calor mediante el proceso de convección. La capa interna del Sol termina en una frontera llamada *tacoclina*, que separa el interior del Sol de su capa exterior. Esta zona se extiende desde un radio de 500 Mm a 700 Mm [3].

La fotosfera es la capa externa visible del Sol, donde se concentra la luz que vemos. Tiene una masa equivalente a la masa de la atmósfera solar y es menos densa que las regiones internas del Sol, pero más densa que la cromosfera y la zona de transición. La fotosfera emite el 99% de la energía generada en el interior del Sol. **La cromosfera** es la capa solar ubicada por encima de la fotosfera, y se caracteriza por ser una región dinámica y poco uniforme. Su temperatura varía desde un mínimo de 4,000 K hasta aproximadamente 20,000 K [4]. Esta región se extiende a una altura de alrededor de 2 Mm sobre la superficie solar. La cromosfera está llena de plasma que experimenta aceleración, calentamiento y enfriamiento continuos de manera dinámica.

La **región de transición** se observa principalmente por las líneas de emisión EUV (radiación ultravioleta extrema), con una temperatura de aproximadamente 3×10^4 a 3×10^5 K, en esta región se presenta la variación más significativa en la temperatura y densidad entre la cromosfera y la parte baja de la corona. Siendo una capa delgada (500-700 km) y muy dinámica, que se encuentra aproximadamente a 2000 km sobre la superficie del Sol [5]. **La corona** es la última región de la atmósfera solar siendo la región menos densa del Sol ($10^{-11} - 10^{-13}$ kg m⁻³) y alcanzando una temperatura 1000 veces mayor que la temperatura de la superficie solar, emite rayos X y rayos γ a que pueden ser observados como la consecuencia de las grandes erupciones solares [6]. La corona está dominada por el campo magnético y gran parte de su estructura, y por campo magnético abierto que se extiende radialmente hacia el exterior del Sol. Las líneas espectrales en la corona son el resultado de elementos altamente ionizados, lo que indica que su temperatura es de aproximadamente 10^6 K. La corona pierde energía debido a la conducción térmica y la radiación, consta de tres partes principales: agujeros coronales, donde el plasma solar escapa a lo largo de campos magnéticos abiertos, arcos coronales, que son estructuras magnéticamente cerradas que conectan regiones de polaridad opuesta. En la Figura 1.1, se muestra un esquema artístico del modelo estándar del Sol.

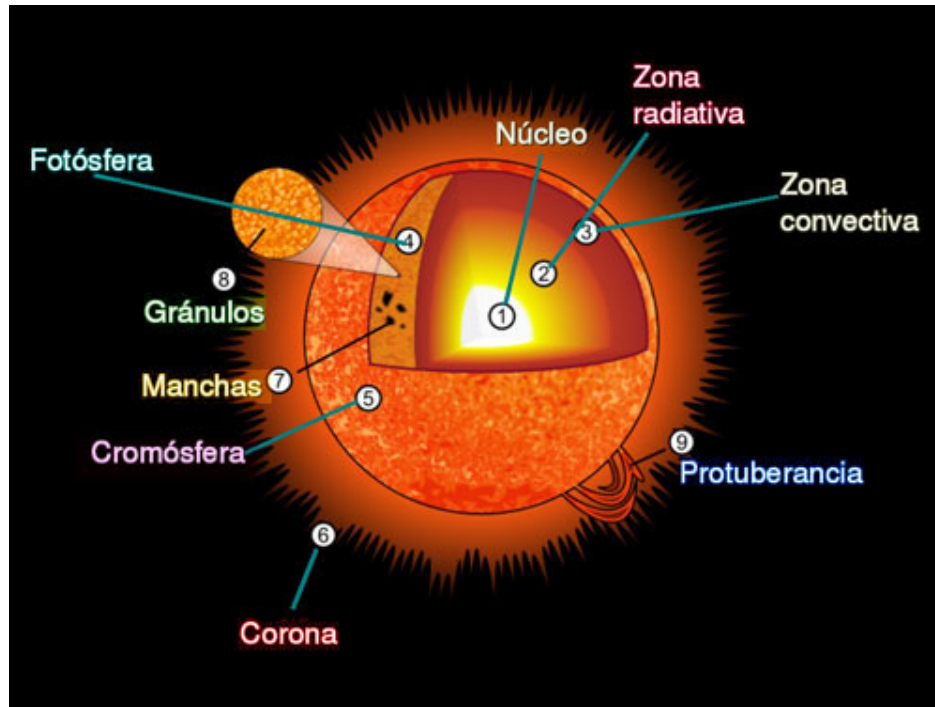


Figura 1.1: Modelo estándar del Sol,[7]

1.1. Viento solar

La corona solar no está en equilibrio hidrostático y se expande constantemente hacia el espacio exterior en forma de viento solar. Algunas de las propiedades principales del viento solar son:

- Es una corriente de partículas cargadas que se liberan desde la corona;
- Este plasma consiste mayormente en electrones, protones y partículas alfa con energías térmicas entre 1,5 y 10 eV;
- Varía en densidad, temperatura y velocidad a lo largo del tiempo, y sobre la latitud y la longitud solar. Sus partículas pueden escapar de la gravedad del Sol por su alta energía fruto de la alta temperatura de la corona, que a su vez resulta del campo magnético coronal;
- Crea la heliosfera, una burbuja que rodea el sistema solar en el medio interestelar;

En el mínimo solar, los agujeros coronales producen viento solar rápido de baja densidad, mientras que el viento solar lento de alta densidad se origina en regiones magnéticamente cerradas cerca del ecuador. En cambio, en el máximo solar, es mucho más irregular y dependiente del tiempo, con regiones estrechas de viento solar rápido y lento en todas las latitudes. La temperatura de los protones es más alta en el viento solar rápido, mientras que la temperatura de los electrones permanece aproximadamente constante y el flujo de masa es el mismo ($10 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$). El viento solar es un plasma que

consiste principalmente de electrones, protones y partículas alfa (1-5 %), dependiendo en gran medida del tiempo, con fluctuaciones magnéticas debidas a la propagación de ondas alfvénicas hacia el exterior, discontinuidades tangenciales y rotacionales y choques magnetoacústicos, generados por las eyecciones de masa coronal ó interacciones complejas entre flujos de diferentes velocidades, además forma un patrón en espiral debido a la rotación solar. Otros fenómenos son las tormentas geomagnéticas, que pueden destruir redes de energía en la Tierra, las auroras (luces del norte y del sur), y el plasma de las colas de los cometas que siempre apuntan lejos del sol [8] .

Con el tiempo ha evolucionado el estudio del clima espacial con el avance computacional, en un inicio se usaba un régimen hidrodinámico con el fin de realizar un mayor número de simulaciones. A finales de los 90s y comienzos de los 2000 el código numérico más utilizado era el llamado ZEUS. ZEUS es un código que resuelve numéricamente las ecuaciones de la magnetohidrodinámica (MHD), que describen la evolución de fluidos ideales, asociados a una gran cantidad de sistemas astronómicos, sin embargo, existen modelos actuales dentro del estado del arte de los métodos numéricos del viento solar, tales como: **EUHFORIA** (European heliospheric forecasting information asset), es una herramienta de modelado del clima espacial que sigue la evolución temporal del plasma en la heliosfera interna. Este sistema utiliza una mezcla de enfoques empíricos y basados en la física, se compone de dos partes principales: un modelo para la corona solar y otro para la heliosfera, que incorpora diversos tipos de eyecciones de masa coronal, impulsando un modelo MHD tridimensional dependiente del tiempo de la heliosfera interior hasta 2 UA [9]. **WSA-ENLIL** es un modelo de predicción a gran escala de la heliosfera, operado por la Space Weather Forecast Office. Su propósito es emitir alertas anticipadas con un rango de 1 a 4 días sobre las características del viento solar y las EMC dirigidas hacia la Tierra [10]. **SWMF** (Space Weather Modeling Framework) es un modelo de la heliosfera que consta de los componentes de la corona solar y la heliosfera interior, ambos modelados por AWM (The Alfvén Wave Solar-atmosphere Model), y el generador de eventos eruptivos EE (Eruptive Event Generator, algoritmo creado con condiciones iniciales de la corona que produce una erupción EMC) basado en varios modelos empíricos [11]. **CISM** (Center for Integrated Space Weather) es un modelo de simulación numérica que describe el entorno espacial desde el Sol hasta la Tierra, cuyo objetivo principal es proporcionar una herramienta de pronóstico para la predicción del clima espacial [12].

1.2. Eyecciones de masa coronal

Las EMC son grandes expulsiones de plasma y campo magnético de la corona solar. Generalmente su estructura se asemeja a una cuerda con cierta curvatura, teniendo un flujo magnético usual de 10^{20} a 10^{22} Mx para la componente axial y de 10^{21} a 10^{22} Mx para la componente poloidal [13], su masa ronda entre 10^{11} y 4×10^{13} kg [14]. El ancho angular de las EMC oscila entre 20 y 360 grados, aunque algunas son mucho más estrechas. Desde SoHO, se ha observado que su ancho promedio aumentó de 47 grados en el mínimo solar a 61 grados en el máximo solar. Su energía cinética suelen

ser de 10^{22} a 10^{25} J, lo que es similar a las erupciones solares. La mayor parte de la aceleración de una EMC se produce por debajo de $2 R_{\odot}$, de modo que entre 2 y $6 R_{\odot}$ su velocidad es constante o aumenta ligeramente (para las EMC lentas) ó disminuye (para las rápidas).

A menudo salen por un lado del Sol, pero ocasionalmente se expanden en todas direcciones desde él y, por lo tanto, se acercan o se alejan directamente a la Tierra como un halo; estos suelen estar asociados con destellos dentro de los 30 grados del centro del disco. Una EMC dirigida hacia la Tierra tardaría de 2 a 5 días en llegar, pero las EMC grandes pueden acelerar partículas a una décima parte de la velocidad de la luz, lo que implica sólo 80 minutos para llegar a la Tierra. Las velocidades de una EMC tienen un amplio rango, desde 20 km s^{-1} hasta $2,000 \text{ km s}^{-1}$, con una velocidad media de 300 km s^{-1} en el mínimo Solar y 500 km s^{-1} en el máximo Solar. La velocidad media de un halo de EMC es de 960 km s^{-1} , lo cual es el doble que la de una EMC normal (420 km s^{-1}) [15]. En la Figura 1.2 se muestra una EMC:

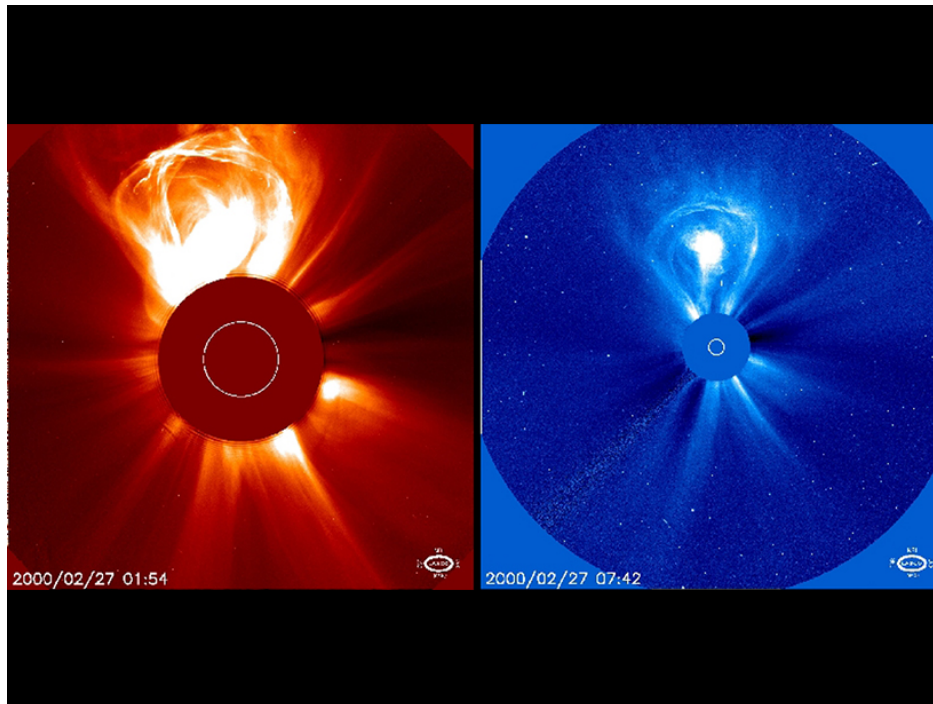


Figura 1.2: Eyección de masa coronal (EMC) que despega del Sol, capturado por coronógrafos de la nave espacial del Observatorio Solar y Heliosférico el 27 de febrero de 2000. Créditos: SOHO ESA y NASA

La presencia de una cuerda de flujo en un EMC interplanetaria se caracteriza por una dirección del campo magnético que se tuerce suavemente, actualmente resulta difícil extraer la información de la estructura magnética interna de una EMC, ya que al instante de su emisión es drásticamente alterada durante su propagación en la corona solar y el espacio interplanetario, teniendo gran dependencia de la estructura del campo magnético generado para su comportamiento con el viento solar. Las propiedades intrínsecas de las cuerdas de flujo pueden dar una alerta temprana de las posibles con-

secuencias del clima espacial, pero lo más importante es que proporcionan información crítica para restringir las cuerdas de flujo en una variedad de modelos semi-empíricos que describen la propagación y evolución de las EMC en la corona y la heliosfera interna. Dentro de los modelos principales que se ejecutan habitualmente, se encuentra el modelo del cono para fines de predicción del clima espacial, para brindar predicciones mejoradas e información más realista sobre el efecto de las interacciones de las EMC. Otro modelo utilizado es el manejo de aproximaciones de las cuerdas de flujo mediante las observaciones de la fotosfera, desde la perspectiva del clima espacial, un enfoque más rápido es ignorar los efectos del plasma y utilizar un campo libre de fuerzas lineal ó no lineal, método utilizado en esta tesis y que se discutirá en el capítulo 3. Sin embargo, el inconveniente de este enfoque es que es estático y no describe la dinámica de la erupción completamente, asumiendo un campo libre de fuerzas donde la beta del plasma es menor. El modelo magnetofriccional consiste en agregar un término de fricción a la ecuación de movimiento de la MHD, donde se maneja la velocidad del plasma como proporcional a la fuerza de Lorentz, siendo adecuado para modelar la formación y evolución temprana de la cuerda del flujo [16].

Capítulo 2

Magnetohidrodinámica (MHD)

El plasma es el cuarto estado de agregación de la materia, similar al estado gaseoso, pero en el que sus partículas están eléctricamente cargadas (ionizadas). El plasma se puede caracterizar como un gas ionizado. La MHD estudia la interacción entre los campos magnéticos y los fluidos conductores en movimiento. Es un modelo matemático de las interacciones de baja frecuencia entre los fluidos conductores eléctricos y los campos electromagnéticos. Además de los plasmas, la MHD estudia a los fluidos conductores perfectos tales como los metales líquidos, y electrólitos. La MHD se considera como una buena aproximación para estudiar muchos problemas en astrofísica y en particular es útil para estudiar la dinámica del plasma en la atmósfera solar y en la heliósfera interna.

2.1. MHD ideal

La MHD ideal describe a un plasma como un fluido conductor perfecto. Esta descripción tiene ciertas restricciones sobre su validez en muchos de los fenómenos astrofísicos, sin embargo, describen la dinámica del plasma en la atmósfera solar, el viento solar y las EMC. Una de las suposiciones de la MHD ideal clásica es que describe al plasma solar como un fluido Newtoniano. Esto significa que hay colisiones frecuentes entre las partículas que constituyen el plasma. Además de que la temperatura de los electrones y de los iones es igual, lo que implica que hay interacciones entre estas dos especies, y que el plasma puede ser tratado como un fluido simple. Otra de las suposiciones, es que la MHD ideal es válida solamente en un cierto régimen de escalas de tiempo y longitud. La escala de longitud característica del plasma debe ser lo suficientemente grande como para que el movimiento de las partículas alrededor del campo magnético pueda ser despreciado. Y las escalas temporales deben ser considerablemente más grandes que el período cinético. Sin embargo, la escala temporal debe ser suficientemente más corta que los efectos disipativos lentos, tales que la escala de decaimiento del campo magnético pueda ser despreciada.

Existe una neutralidad de cargas, lo que significa la existencia de un gran número de cargas positivas y negativas similares. Una suposición fundamental de la MHD ideal

es que la variación electromagnética es no relativista, lo que significa:

$$v_0 \ll c. \quad (2.1)$$

Donde $v_0 = l_0/t_0$ es la velocidad del plasma mientras que l_0 y t_0 son los valores de longitud y tiempo. En adición, la MHD ideal asume que:

$$\frac{E_0}{l_0} \approx \frac{B_0}{t_0}. \quad (2.2)$$

Donde E_0 y B_0 corresponden a los campos eléctricos y magnéticos. Dado que el plasma debe estar completamente ionizado y deber ser cuasi-neutro [17]. La condición de cuasi-neutralidad significa que $\rho_e \rightarrow 0$, por lo tanto la ecuación de Maxwell de la divergencia del campo eléctrico es:

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0. \quad (2.3)$$

Se define el radio de Debye λ_D es la distancia sobre la cual puede ocurrir una separación significativa de carga. La densidad debe ser suficientemente alta para que las colisiones sean frecuentes y que el número de partículas cargadas dentro del radio de Debye sea tal que $4\pi n\lambda_D^3 \ll 1$. Este radio se define de la siguiente forma:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T_e}{4\pi n_e q_e^2}}, \quad (2.4)$$

en donde k_B es la constante de Boltzmann, T_e es la temperatura de los electrones, n_e es la densidad de electrones y q_e es la carga del electrón [18].

La MHD ideal asume además que el fluido es un conductor perfecto, es decir, la conductividad eléctrica $\sigma \rightarrow \infty$. Por lo que, en el marco de referencia del fluido se debe cumplir que el campo eléctrico $E = 0$. Sin embargo para un observador que se mueve con velocidad v , la ley de Ohm $J = \sigma(E + v \times B) = 0$, implica que $E = -v \times B$. Las escalas de longitud deben ser sustancialmente más grandes que las longitudes características del movimiento del plasma, esto es $l_0 \gg r_g$, en donde l_0 es una escala de longitud y r_g es el giro radio, el cual se define como el radio del movimiento circular de una partícula cargada en presencia de un campo magnético uniforme, y está expresado como:

$$r_g = \frac{mv_{\perp}}{qB}, \quad (2.5)$$

donde m es la masa de la partícula, q es la carga eléctrica del electrón, B es la magnitud del campo magnético y v_{\perp} es la componente de la velocidad perpendicular en la dirección del campo magnético.

Las escalas de tiempo deben ser mucho más grandes que el tiempo característico del plasma, donde el más grande es el de giro-frecuencia de los iones ω_{v_i} , que es la frecuencia angular del movimiento circular de una partícula cargada en el plano perpendicular al campo magnético. La giro frecuencia se expresa como:

$$\omega_{v_i} = \frac{qB}{mv}, \quad (2.6)$$

donde q es la carga del electrón, B la magnitud del campo magnético, v es la velocidad perpendicular a la dirección del campo magnético y m la masa de las partículas.

Finalmente, la MHD supone que la magnitud de la ecuación de Ampere-Maxwell $\frac{\partial E}{\partial t}$ comparada con la densidad de corriente es despreciable, expresada en los siguientes términos:

$$\epsilon_0 \frac{|\frac{\partial E}{\partial t}|}{|J|} \sim \frac{10^{-11} \text{ s}}{\tau}, \quad (2.7)$$

donde τ es el tiempo característico, para en el caso particular del Sol $\tau_{sol} = 10^{17}$ s, por lo tanto en este caso el lado derecho de la expresión (2.7) es del orden 10^{-28} s, suficientemente pequeña para ser despreciada en la ecuación de inducción de Faraday.

2.2. Ecuaciones de la MHD ideal

Las ecuaciones de movimiento que gobiernan la dinámica de un plasma están dadas mediante el acoplamiento de las ecuaciones de Maxwell con las ecuaciones de Euler de la hidrodinámica. Particularmente, las ecuaciones de la MHD ideal clásica para un elemento de volumen se expresan de la siguiente forma:

$$\text{(Ecuación de continuidad)} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0; \quad (2.8)$$

$$\text{(Ecuación de Inducción)} \quad \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \nabla \times (v \times \vec{B}) = 0; \quad (2.9)$$

$$\text{(Ecuación de movimiento)} \quad \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \right) \vec{v} + \nabla p - \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} = 0; \quad (2.10)$$

$$\text{(Ecuación de la energía)} \quad \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla p + \gamma p \nabla \cdot \vec{v} = 0; \quad (2.11)$$

$$\text{(No monopolos magnéticos)} \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0; \quad (2.12)$$

donde ρ es la densidad de masa, \vec{v} es la velocidad del plasma, \vec{B} es el campo magnético, p es la presión del gas, γ corresponde al índice adiabático y μ_0 es la permeabilidad magnética en el vacío. En fenómenos solares como el viento solar y las EMC es conveniente expresar la presión por medio de la ecuación del gas ideal, escribiendo la ecuación en términos de la temperatura:

$$p = \frac{k_B \rho T}{\bar{m}}, \quad (2.13)$$

ρ representa la densidad, T la temperatura, k_B es la constante de Boltzmann y \bar{m} es la masa media de las partículas, que depende de si el plasma está completamente

ionizado o no. En esta tesis se consideran las ecuaciones (2.8) - (2.12) en coordenadas esféricas, esto para ser consistentes con la estructura esférica del Sol.

Recordemos que el vector de posición en coordenadas cartesianas está dado como:

$$\vec{r} = x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k} \quad (2.14)$$

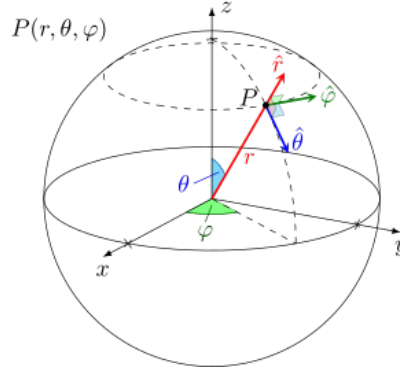


Figura 2.1: Elementos de las coordenadas esféricas. [19]

Donde la parametrización en estas coordenadas está dado como:

$$\begin{aligned} x &= r \operatorname{sen}\theta \cos\phi, \\ y &= r \operatorname{sen}\theta \operatorname{sen}\phi, \\ z &= r \cos\theta, \end{aligned}$$

siendo ϕ el ángulo azimutal dado en el intervalo $[0, 2\pi]$, θ el ángulo de colatitud dado en $[0, \pi]$ y r el radio de la esfera. Por lo que podemos expresar los vectores unitarios de las nuevas bases $\hat{r}, \hat{\theta}$ y $\hat{\phi}$ en términos de \hat{i}, \hat{j} y \hat{k} por medio de:

$$\hat{r} = \frac{\frac{\partial \vec{r}}{\partial r}}{\left\| \frac{\partial \vec{r}}{\partial r} \right\|}; \quad \hat{\theta} = \frac{\frac{\partial \vec{r}}{\partial \theta}}{\left\| \frac{\partial \vec{r}}{\partial \theta} \right\|}; \quad \hat{\phi} = \frac{\frac{\partial \vec{r}}{\partial \phi}}{\left\| \frac{\partial \vec{r}}{\partial \phi} \right\|}$$

expresándolas de la forma matricial:

$$\begin{pmatrix} \hat{r} \\ \hat{\theta} \\ \hat{\phi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \operatorname{sen}\theta \cos\phi & \operatorname{sen}\theta \operatorname{sen}\phi & \cos\theta \\ \cos\theta \cos\phi & \cos\theta \operatorname{sen}\phi & -\operatorname{sen}\theta \\ -\operatorname{sen}\phi & \cos\phi & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{i} \\ \hat{j} \\ \hat{k} \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Esta relación implica que el vector de posición \vec{r} se puede escribir en términos de la nueva base como:

$$\vec{r} = r[\operatorname{sen}\theta \cos\phi \hat{i} + \operatorname{sen}\theta \operatorname{sen}\phi \hat{j} + \cos\theta \hat{k}] = r\hat{r}.$$

Cuando se emplean sistemas de coordenadas diferentes de las coordenadas cartesianas, la expresión de nabla se generaliza, apareciendo los factores de escala:

$$\nabla = \hat{q}_1 \frac{1}{h_1} \frac{\partial}{\partial q_1} + \hat{q}_2 \frac{1}{h_2} \frac{\partial}{\partial q_2} + \hat{q}_3 \frac{1}{h_3} \frac{\partial}{\partial q_3}.$$

Tomando $q_1 = r$, $q_2 = \theta$, $q_3 = \phi$ para las coordenadas esféricas y $h_i = \|\frac{\partial \vec{r}}{\partial q_i}\|$ (con $i=1,2,3$). Lo que implica que $h_1 = 1$, $h_2 = r$ y $h_3 = r \text{sen}\theta$. Entonces el operador nabla (∇) en coordenadas esféricas es equivalente a:

$$\nabla = \hat{r} \frac{\partial}{\partial r} + \hat{\theta} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \hat{\phi} \frac{1}{r \text{sen}\theta} \frac{\partial}{\partial \phi}.$$

En efecto, las ecuaciones de la MHD ideal en coordenadas esféricas son las siguientes:

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

$$\frac{\partial m_r}{\partial t} + \nabla \cdot (m_r \vec{v} - B_r \vec{B}) + \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho v_\theta^2 - B_\theta^2}{r} + \frac{\rho v_\phi^2 - B_\phi^2}{r},$$

$$\frac{\partial m_\theta}{\partial t} + \nabla \cdot (m_\theta \vec{v} - B_\theta \vec{B}) + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} = \frac{\rho v_\theta v_r - B_\theta B_r}{r} + \cot\theta \frac{\rho v_\phi^2 - B_\phi^2}{r},$$

$$\frac{\partial m_\phi}{\partial t} + \nabla^r \cdot (m_\phi \vec{v} - B_\phi \vec{B}) + \frac{1}{r \text{sen}\theta} \frac{\partial p}{\partial \phi} = 0,$$

$$\frac{\partial E_t}{\partial t} + \nabla \cdot [(E_t + p) \vec{v} - \vec{B}(\vec{v} \cdot \vec{B})] = 0,$$

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} + \frac{1}{r \text{sen}\theta} \frac{\partial(\text{sen}\theta E_\phi)}{\partial \theta} - \frac{1}{r \text{sen}\theta} \frac{\partial E_\theta}{\partial \phi} = 0,$$

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} + \frac{1}{r \text{sen}\theta} \frac{\partial E_r}{\partial \phi} - \frac{1}{r} \frac{\partial(r E_\phi)}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r E_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} = 0,$$

en donde el momento de masa $\vec{m} = \rho \vec{v} = (m_r, m_\theta, m_\phi)$, donde la fuerza de electromovimiento (fuerza de Lorentz) $\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B} = (E_r, E_\theta, E_\phi)$. La densidad de energía total E_t es:

$$E_t = \rho e + \frac{\vec{m} \cdot \vec{m}}{2\rho} + \frac{\vec{B} \cdot \vec{B}}{2}.$$

Además, se maneja la divergencia del operador ∇^r como:

$$\nabla^r \cdot \vec{F} = \frac{1}{r^3} \frac{\partial(r^3 F_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \text{sen}^2\theta} \frac{\partial(\text{sen}^2\theta F_\theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \text{sen}\theta} \frac{\partial F_\phi}{\partial \phi}.$$

Estas ecuaciones se emplearán para su resolución numérica en el marco de esta tesis, utilizando el modelo que será detallado en el capítulo 3.

Capítulo 3

Modelo

En este capítulo describiremos los modelos usados para las simulaciones numéricas de esta tesis. Específicamente, daremos una descripción general de sunRunner3D, y describiremos a detalle el modelo de la cuerda de flujo toroidal para la EMC.

3.1. SunRunner3D

SunRunner3D [20] es un paquete de código abierto desarrollado por la comunidad y una mejora de sunRunner1D [21], que es una herramienta para explorar la evolución EMCI a través de la heliosfera interna. En particular, sunRunner3D, en el dominio coronal, usa las condiciones de contorno generadas por CORona-HELiosphere [22], mientras que en el dominio de la heliosfera interna, emplea el código PLUTO [23] para calcular las propiedades del plasma del viento solar de las EMC con la aproximación MHD hasta 1.1 UA. Adicionalmente, es una herramienta para la comprensión científica y la predicción de EMCI en la heliosfera interna. SunRunner3D recientemente también se ha aplicado para interpretar la estructura global de la heliosfera a partir de mediciones in situ obtenidas de la base de datos de OMNI y de STEREO-A [24].

3.1.1. CORHEL

Para generar las condiciones de frontera, utilizamos el modelo CORHEL, un software capaz de modelar la corona solar y la heliosfera interna para periodos de tiempo específicos. Principalmente, deriva las condiciones de frontera utilizando mapas del campo magnético fotosférico derivados de magnetogramas. Estos magnetogramas se obtienen principalmente del instrumento HMI de SDO. Luego, ejecuta el modelo coronal usando el código (MAS) hasta obtener un estado relajado, que sirve para generar las condiciones de frontera para los modelos heliosféricos. Algunas soluciones de CORHEL están disponibles para la comunidad en el CCMC¹ y en el sitio de Predictive Science². En este trabajo, aprovechamos el hecho de que las condiciones de frontera se pueden

¹<https://ccmc.gsfc.nasa.gov>

²<https://www.predsci.com>

descargar directamente desde <https://www.predsci.com/data/runs/>. Allí, las condiciones de frontera ya están en un formato legible de código PLUTO, por lo que tenemos todas las variables, como densidad numérica, velocidad radial, campo magnético radial y temperatura, para definir las en la frontera radial interna y en todo el dominio esférico como condiciones iniciales. Usamos la solución relajada de estado estacionario de las variables para impulsar el modelo MHD en la heliosfera interna.

3.1.2. PLUTO

PLUTO es un software de distribución gratuita diseñado para la resolución numérica de sistemas mixtos de ecuaciones diferenciales parciales, utilizado principalmente en el campo de la astrofísica para resolver ecuaciones de la dinámica de gases y plasmas. Es un código paralelo modular que ofrece un marco multifísico y multialgorítmico, permitiendo la combinación de diferentes algoritmos numéricos para resolver sistemas de leyes de conservación. Utiliza principalmente los métodos de volúmenes finitos y diferencias finitas. El código está escrito en C, y la interfaz requiere C++ y Fortran para su funcionamiento. Distribuido libremente en <http://plutocode.ph.unito.it> (v 4.4), además de que está probado en distintas plataformas.

3.1.3. Pruebas básicas de PLUTO

PLUTO tiene una variedad de pruebas básicas enfocadas en la hidrodinámica y en la MHD. Particularmente en esta tesis mostramos 3 problemas, uno del área de Hidrodinámica llamado **tubo de choque (Shock Tube Sod)**, de la sección de Magnetohidrodinámica fueron el **vórtice de Orszag-Tang en 2D (Orszag-Tang)** y el llamado **disco esférico (Spherical-Disk)**. Dichas pruebas sirvieron para familiarizarse con el manejo del código, y medir sus capacidades en general.

El tubo de Choque

El problema del tubo de choque es uno de los puntos de referencia más utilizados para los esquemas de captura de choque entre dos fluidos. La evolución temporal de este problema se puede describir resolviendo las ecuaciones de Euler, lo que conduce a tres características que describen la velocidad de propagación de las distintas regiones del sistema. Este problema es unidimensional con condición inicial dada por una discontinuidad que separa dos estados constantes:

$$\begin{aligned} (\rho, v_x, p)_L &= (1, 0, 1) \quad \text{para } x < 0,5 \\ (\rho, v_x, p)_R &= \left(\frac{1}{8}, 0, \frac{1}{10}\right) \quad \text{para } x > 0,5 \end{aligned}$$

Donde las variables ρ , v_x y p representan la densidad, la velocidad y la presión de los dos fluidos. La estructura evolucionada en $t=0.2$, en la Figura 3.1 se esquematiza una onda de rarefacción hacia la izquierda, una discontinuidad de contacto hacia la derecha y una onda de choque hacia la derecha. Los resultados que se muestran aquí se llevaron a cabo con interpolación parabólica y el solucionador de Riemann de dos choques en

400 zonas.

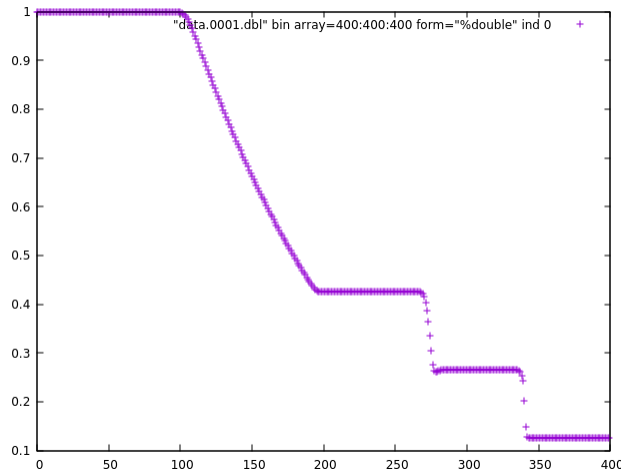


Figura 3.1: Gráfica de la densidad del problema del tubo de choque

El vórtice de Orszag-Tang en 2D

El sistema del vórtice Orszag Tang describe una configuración de fluido doblemente periódica que conduce a una turbulencia MHD supersónica bidimensional. Aunque no se conoce una solución analítica, su conjunto simple y reproducible de condiciones iniciales lo ha convertido en un punto de referencia generalizado para la comparación entre métodos numéricos en la MHD ideal. El dominio computacional es una caja periódica $[0, 2\pi]$ en 2 dimensiones cuyas condiciones iniciales están dadas por:

$$v = (-seny, senx, 0), \quad B = (-seny, sen2x, 0), \quad \rho = 25/9, \quad p = 5/3$$

Donde v representa la velocidad, B el campo magnético, ρ la densidad y p la presión. El problema puede proporcionar algunas estimaciones cuantitativas de cómo los monopolos magnéticos afectan las soluciones numéricas, probando la condición $\nabla \cdot B = 0$. En la Figura 3.2 se muestra un esquema de la densidad:

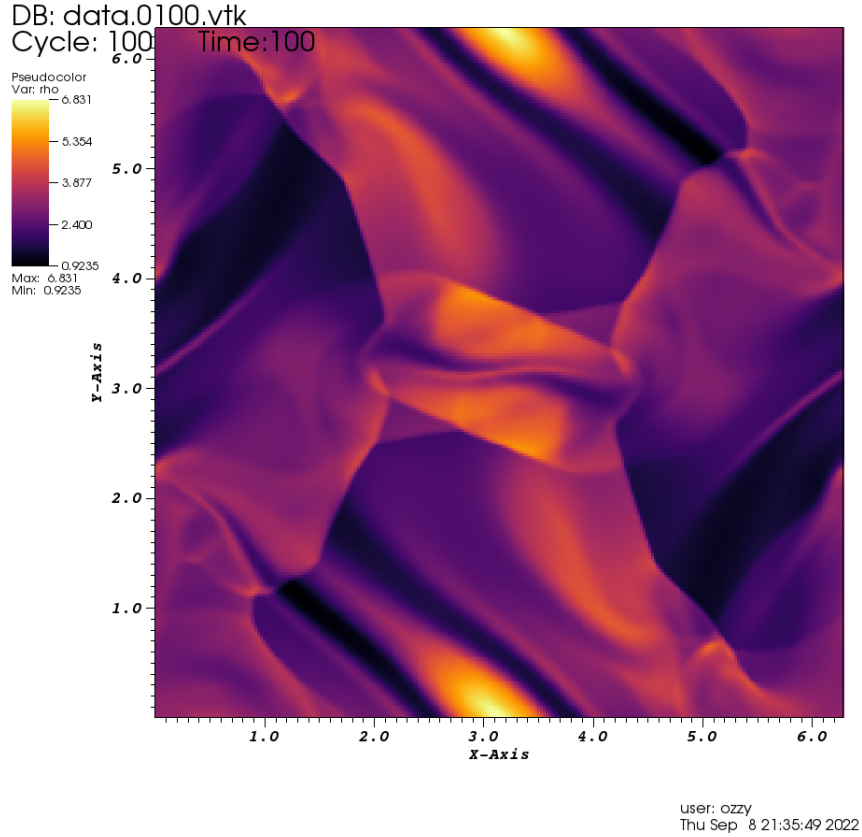


Figura 3.2: Densidad

El disco esférico

Dado un disco magnetizado en coordenadas esféricas (r, θ, ϕ) , el modelo del disco consiste en un equilibrio inicial en un punto de masa con gravedad $1/r^2$, en donde los perfiles de equilibrio están dados por:

$$\rho = \frac{1}{R^{3/2}} \exp \left[\frac{\text{sen}\theta - 1}{c_0^2} \right], \quad p = c_s^2 \rho, \quad v_\phi = \frac{1}{\sqrt{r}} \left(1 - \frac{5}{2 \text{sen}\theta} c_0^2 \right).$$

Donde $R = r \text{sen}\theta$, el cual es el radio cilíndrico mientras que $c_0 = H/R$, $c_s = H/R^{3/2}$ es la velocidad del sonido. H corresponde a la altura, el cual es proporcional al radio del cilindro. La configuración de campo magnético está definida en términos de un potencial vectorial de la forma siguiente:

$$A_\phi = A_0 \frac{\text{sen}(2\pi R) - R \cos(2\pi R)}{R} \exp \left[- \left(\frac{z}{H} \right)^4 \right] \exp \left[- \left(\frac{R-6}{2} \right)^4 \right],$$

donde A_0 es una constante elegida para prescribir una beta plasmática dada. Los términos exponenciales del lado derecho limitan el campo magnético en el plano medio alrededor de $R = 6$. También hacemos que el vector potencial desaparezca de forma idéntica para $z/H > 2,5$ ó $R < 2,5$.

Las gráficas de las componentes de la velocidad se muestran en la Figura 3.3

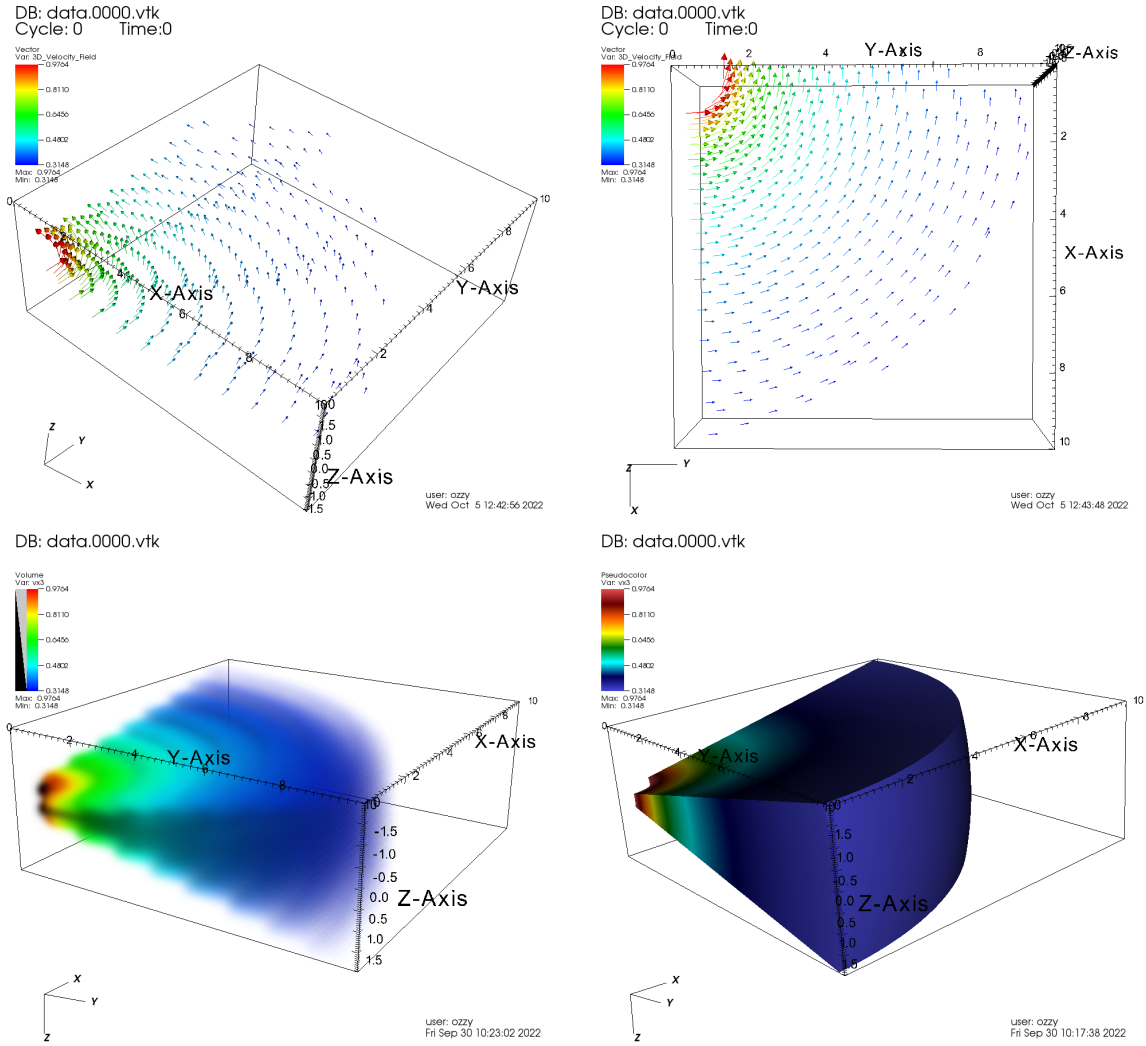


Figura 3.3: Gráficas del campo vectorial de la velocidad (arriba) y de la componente de la velocidad en ϕ (abajo).

Las gráficas de cada caso de prueba se crearon utilizando VisIt [25], una herramienta de visualización y análisis de código abierto. VisIt es interactivo y escalable, lo que permite generar visualizaciones rápidamente, animarlas en el tiempo, aplicar operadores y expresiones matemáticas. Esta herramienta admite diversas funciones de visualización, permitiendo explorar datos en mallas estructuradas, adaptativas y no estructuradas en 2D y 3D, incluyendo campos escalares y vectoriales.

3.2. Modelo de la estructura magnética interna de las EMC

En esta tesis, nos ocupamos de configuraciones lineales libres de fuerza para la estructura magnética interna de las EMC. Burlaga (1988) [26] sugirieron utilizar un

campo libre de fuerza, en una cuerda de flujo cilíndrica (derivada del modelo de Lundquist [27]) para modelar una configuración de campo magnético dentro de las EMC. En este caso, una cuerda de flujo se modela localmente mediante un toroide ideal. Empleando la solución de Lundquist ajustada toroidalmente [28], y la solución de Miller y Turner [29]. La solución de Lundquist ajustada toroidalmente es muy aproximada y se derivó la solución MT bajo las relaciones entre el radio mayor, R_0 , y menor, r_0 , de un toroide.

Retomando la ecuación de movimiento (2.10), podemos expresarla de la siguiente forma:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla p + \vec{J} \times \vec{B} + \rho \vec{g}, \quad (3.1)$$

donde d/dt es la derivada material, los términos inerciales en el lado izquierdo pueden despreciarse cuando la velocidad del flujo es mucho menor que la velocidad del sonido $(\gamma p_0/\rho_0)^{1/2}$, la velocidad de Alfvén³ $B_0/(\mu\rho_0)^{1/2}$ y la velocidad de caída libre gravitacional $(2gL_0)^{1/2}$ para una longitud de escala vertical L_0 . El resultado es un equilibrio magnetohidrostático:

$$0 = -\nabla p + \vec{J} \times \vec{B} + \rho \vec{g}. \quad (3.2)$$

La fuerza de gravedad puede despreciarse en comparación con el gradiente de presión cuando la altura de una estructura es mucho menor que el tamaño de la escala de la presión. Además, cuando la relación de la beta del plasma ($\beta = 2\mu p_0/B_0^2$) con la presión magnética, es mucho menor que la unidad, cualquier gradiente de presión está dominado por la fuerza de Lorentz y la ecuación (3.2) se reduce a:

$$\vec{J} \times \vec{B} = 0. \quad (3.3)$$

Los campos magnéticos que satisfacen esta condición se denominan *libres de fuerzas*. En esta aproximación no se permite una fuerza de Lorentz significativa porque un gradiente de presión o la gravedad no serían lo suficientemente fuertes para equilibrarla. El caso particular cuando $\vec{J} = 0$ se llama *libre de corriente o potencial*. Tomando $\vec{J} = \frac{1}{\mu_0}(\nabla \times \vec{B})$ por medio de la ley de Ampère, tenemos:

$$\vec{J} \times \vec{B} = \frac{1}{\mu_0}(\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} = 0. \quad (3.4)$$

Por lo que la única solución existente es cuando:

$$\nabla \times \vec{B} = \alpha \vec{B}, \quad (3.5)$$

lo cual matemáticamente satisface la ecuación (3.4). La ecuación (3.5) será manejada para la condición de un campo libre de fuerzas empleado en el modelado de la estructura magnética interna de la EMC, donde α es una función de la posición cuya única restricción se obtiene tomando la divergencia de la ecuación (3.5) de modo que el lado izquierdo desaparece de manera inmediata, mientras que el lado derecho se reduce (después de usar la ecuación $\nabla \cdot \vec{B} = 0$):

$$(\vec{B} \cdot \nabla)\alpha = 0. \quad (3.6)$$

³Una onda de Alfvén es un tipo de onda que se propaga a través de un medio conductor, como un plasma o un fluido conductivo, en presencia de un campo magnético.

Esto implica que α es constante a lo largo de las líneas del campo magnético (y también a lo largo de las líneas de corriente eléctrica). Si tales líneas de campo magnético se encuentran sobre una superficie cerrada S , en general no se pueden conectar. De lo contrario, integrando a lo largo de la curva C de las líneas de campo magnético y empleando el teorema de Stokes tenemos lo siguiente:

$$\int_c \vec{B} \cdot d\vec{l} = \int \int_S \nabla \times \vec{B} \cdot d\vec{S} = \mu_0 \int \int_S \vec{J} \cdot d\vec{S},$$

que a su vez se anula ya que \vec{J} se encuentra en la superficie S . Por tanto, la forma más simple para una superficie cerrada con α constante es un toroide sobre el cual la línea de fuerza gira en espiral. Las líneas de campo pueden cerrarse sobre sí mismas después de un número finito de circuitos ó pueden cubrir toda la superficie ergódicamente. Si, por otro lado, no existen superficies de flujo cerradas, entonces las líneas de campo llenan un volumen en el que α es constante y se enrollan.

Cuando α toma el mismo valor en cada línea de campo, tenemos un campo lineal o de α constante, para el cual si calculamos el rotacional de la ecuación (3.5) obtenemos:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{B}) = \alpha(\nabla \times \vec{B}),$$

empleando la relación $\nabla \times (\nabla \times \vec{B}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B}$ para el lado izquierdo de la ecuación y retomando la equivalencia de $\nabla \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$ para el lado derecho de la ecuación, tenemos:

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B} = \alpha^2 \vec{B},$$

dado que $\nabla \cdot \vec{B} = 0$, esto se reduce a:

$$-\nabla^2 \vec{B} = \alpha^2 \vec{B},$$

lo que es equivalente a:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{B} + \alpha^2 \vec{B} &= 0, \\ (\nabla^2 + \alpha^2) \vec{B} &= 0. \end{aligned} \tag{3.7}$$

la ecuación (3.7) corresponde a la ecuación de *Helmholtz*.

Considerando un tubo de flujo con simetría cilíndrica para el campo magnético, de tal forma que el campo tiene las componentes $\vec{B} = (0, B_\phi(r), B_z(r))$ por lo que sus líneas de campo son helicoidales y se encuentran sobre la superficie del cilindro, como se indica en la Figura 3.4

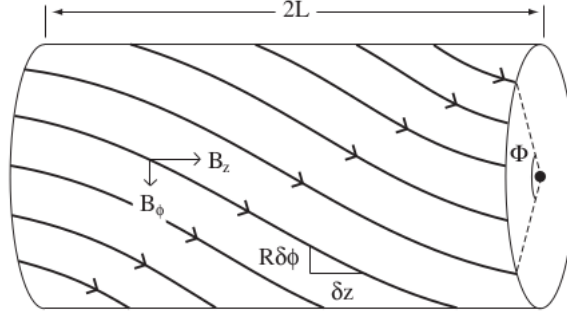


Figura 3.4: Esquema de un tubo de flujo cilíndricamente simétrico de longitud $2L$.

sustituyendo este campo definido por la simetrías en coordenadas cilíndricas en la ecuación (3.5), tenemos del lado izquierdo:

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{1}{r} \begin{vmatrix} \hat{r} & r\hat{\phi} & \hat{z} \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \phi} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & rB_\phi & B_z \end{vmatrix} = \frac{1}{r} (\partial_\phi B_z - \partial_z (rB_\phi)) \hat{r} - (\partial_r B_z) \hat{\phi} + \frac{1}{r} (\partial_r (rB_\phi)) \hat{z}, \quad (3.8)$$

igualando las componentes obtenidas en (3.8) con $\alpha \vec{B}$ obtenemos el siguiente sistema:

$$B_\phi = -\frac{1}{\alpha} \partial_r B_z, \quad (3.9)$$

$$B_z = \frac{1}{\alpha r} (B_\phi + r \partial_r B_\phi), \quad (3.10)$$

Dado a que nuestro sistema está acoplado, obtenemos la siguiente ecuación diferencial:

$$r \frac{d^2 B_z}{dr^2} + \frac{dB_z}{dr} + \alpha^2 r B_z = 0. \quad (3.11)$$

Recordando nuevamente que $B_z = B_z(r)$ y $B_\phi = B_\phi(r)$, multiplicando la ecuación (3.11) por r :

$$r^2 \frac{d^2 B_z}{dr^2} + r \frac{dB_z}{dr} + \alpha^2 r^2 B_z = 0, \quad (3.12)$$

realizamos un cambio de variable en la ecuación (3.12) donde $x = \alpha r$ para transformar las derivadas $d/dr \rightarrow d/dx$, empleando la regla de la cadena:

$$\frac{d}{dr} = \frac{dx}{dr} \frac{d}{dx} = \alpha \frac{d}{dx},$$

$$\frac{d^2}{dr^2} = \frac{d}{dr} \left(\alpha \frac{d}{dx} \right) = \alpha^2 \frac{d^2}{dx^2},$$

por lo que la ecuación (3.12) se transforma en:

$$(\alpha r)^2 \frac{d^2 B_z}{dx^2} + \alpha r \frac{dB_z}{dx} + (\alpha r)^2 B_z = 0,$$

$$x^2 \frac{d^2 B_z}{dx^2} + x \frac{dB_z}{dx} + x^2 B_z = 0, \quad (3.13)$$

la ecuación (3.13) corresponde a la ecuación de Bessel de orden cero, donde $x = \alpha r$ y la solución es:

$$B_z = B_0 J_0(\alpha r), \quad (3.14)$$

sustituyendo este valor en la ecuación (3.8) y empleando la relación de las funciones de Bessel $J_{-n} = (-1)^n J_n(x)$ y $J'_n(x) = J_{n-1}(x) - n/x J_n(x)$ y tomando la regla de la cadena, obtenemos:

$$B_\phi = -\frac{1}{\alpha} \partial_r B_z = -\frac{1}{\alpha} \frac{d}{dr} (B_0 J_0(x)) = -\frac{1}{\alpha} \alpha B_0 J'_0(x) = -B_0 J_{-1}(x) = -B_0 (-J_1(x)),$$

por lo tanto la solución para la componente B_ϕ :

$$B_\phi = B_0 J_1(\alpha r), \quad (3.15)$$

estas soluciones obtenidas son las soluciones de Lundquist:

$$\begin{aligned} B_r &= 0, \\ B_\phi &= B_0 J_1(\alpha r), \\ B_z &= B_0 J_0(\alpha r), \end{aligned}$$

en donde B_0 es la escala del campo magnético inicial. La componente B_z alcanza su máximo en el eje y luego decrece monótonamente a cero en $\alpha r = a_0$, donde a_0 es la primera raíz de J_0 ($a_0 \approx 2,405$). Por lo general, el límite de la cuerda de flujo se establece en este lugar, por lo que α está relacionado con el radio de la cuerda de flujo r_0 por:

$$\alpha = \frac{\pm a_0}{r_0}.$$

Estas soluciones las emplearemos para la derivación de las componentes magnéticas usadas para el modelado de la estructura magnética de las EMC de esta tesis.

3.2.1. Cuerda de Flujo Toroidal

El campo magnético se convierte en un tubo de flujo torcido recto, sostenido por la tensión de las líneas de campo superpuestas que actúan contra la ascendente presión magnética de las líneas de campo por debajo del punto de origen. Esta estructura de cuerda de flujo puede ser retorcida o torcida en varias formas alrededor de su eje central. Ahora, en 3D, en realidad, una cuerda de flujo se curvará hacia abajo con sus extremos anclados en la superficie solar, pero no está en equilibrio sin un campo externo ya que experimenta una fuerza de aro adicional radialmente hacia afuera. En las Figuras 3.5 y 3.6 se muestra la estructura geométrica de la cuerda de flujo de una EMC y las líneas de campo magnético.

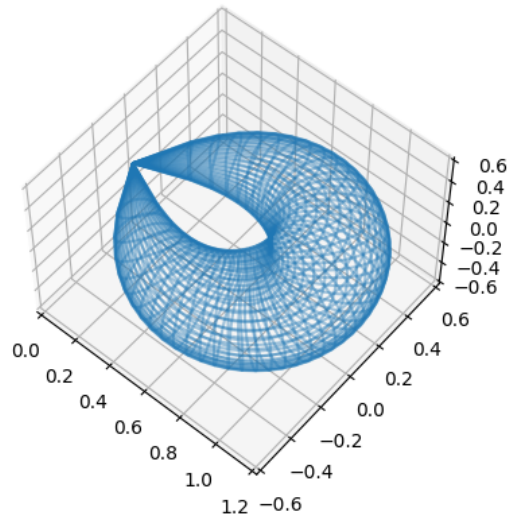


Figura 3.5: Estructura geométrica de una cuerda de flujo de una EMC

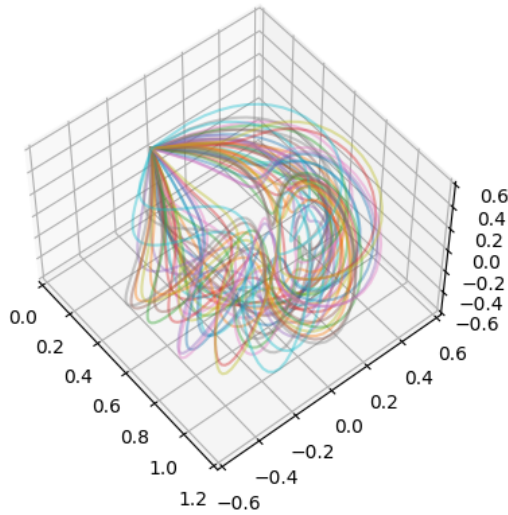


Figura 3.6: Líneas de campo magnético de una cuerda de flujo

Debido a la geometría de la cuerda de flujo, las líneas de campo magnético son más acopladas a un toroide, tomando en cuenta la parametrización de un toroide ideal bajo las coordenadas cartesianas, se tiene lo siguiente:

$$\begin{aligned}x &= (R_0 + r \cos \theta) \cos \phi, \\y &= (R_0 + r \cos \theta) \sin \phi, \\z &= r \sin \theta.\end{aligned}$$

La solución de Lundquist ajustada toroidalmente simplemente resulta de un cambio de las componentes de campo en coordenadas cilíndricas a coordenadas cilíndricas curvadas toroidalmente r, θ, ϕ (Figura 3.7).

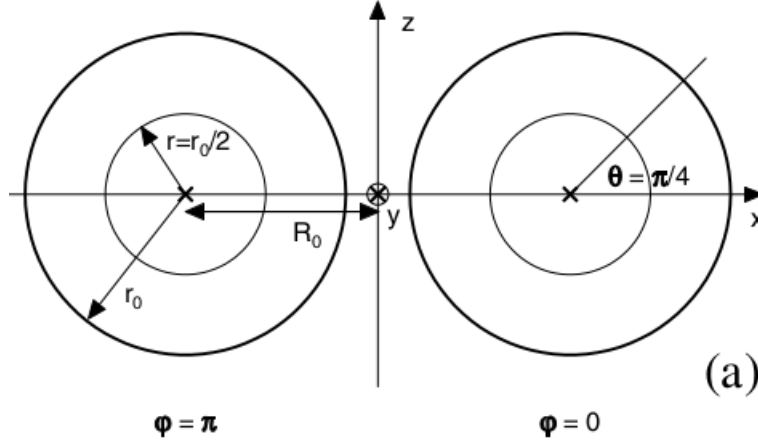


Figura 3.7: Sección transversal de un toroide

Por lo que el modelo de Lundquist debe ser adaptado a estas nuevas coordenadas y además estas nuevas componentes deben seguir acoplándose a un campo solenoide ó de fuerza libre. Y se leen como:

$$B_r^{(T)} = 0, \quad (3.16)$$

$$B_\phi^{(T)} = B_0 J_0(\alpha r), \quad (3.17)$$

$$B_\theta^{(T)} = -B_0 J_1(\alpha r). \quad (3.18)$$

La solución de Miller y Turner es derivada bajo la suposición de la razón de los radios del toroide R_0/r_0 , donde los límites del toroide están determinados por $0 \leq \theta \leq 2\pi$, $0 \leq \phi \leq 2\pi$ y $0 \leq r \leq r_0$ [1], tales componentes son:

$$B_r^{(MT)} = \frac{B_0}{2\alpha R_0} J_0(\alpha r) \sin\theta, \quad (3.19)$$

$$B_\phi^{(MT)} = B_0 \left(1 - \frac{r}{2R_0} \cos\theta\right) J_0(\alpha r), \quad (3.20)$$

$$B_\theta^{(MT)} = -B_0 \left[J_1(\alpha r) - \frac{1}{2\alpha R_0} (J_0(\alpha r) + \alpha r J_1(\alpha r) \cos\theta) \right]. \quad (3.21)$$

Debido a que estas nuevas componentes magnéticas dadas por el cambio de coordenadas no son completamente solenoides se necesita definir el campo magnético en términos de un potencial magnético, definido por $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$. Entonces, es fácil notar que la única forma que se satisface la condición del campo lineal de fuerza libre es cuando $\vec{A} = \vec{B}/\alpha$, pues se cumple lo siguiente:

$$\nabla \times \vec{A} = \nabla \times (\vec{B}/\alpha) = \vec{B}.$$

Estrictamente hablando, el potencial magnético definido no tiene una solución existente porque este campo no es exactamente solenoidal, por lo que se define el potencial magnético en términos de la solución de Miller y Turner $\vec{B}^{(MT)}$ descritas por las ecuaciones (3.19)-(3.21):

$$\vec{A} = \frac{\vec{B}^{(MT)}}{\alpha},$$

por lo que la solución modificada de MT se puede expresar como:

$$\vec{B}^{(mMT)} = \nabla \times \vec{A} = \frac{1}{\alpha} (\nabla \times \vec{B}^{(MT)}).$$

Donde el rotacional del campo magnético en coordenadas toroidales está dado por:

$$\nabla \times \vec{B}^{(MT)} = \frac{1}{r(R_0 + r\cos\theta)} \begin{vmatrix} \hat{r} & r\hat{\theta} & (R_0 + r\cos\theta)\hat{\phi} \\ \partial_r & \partial_\theta & \partial_\phi \\ B_r^{(MT)} & rB_\theta^{(MT)} & (R_0 + r\cos\theta)B_\phi^{(MT)} \end{vmatrix}, \quad (3.22)$$

entonces las componentes del campo magnético para una cuerda de flujo en coordenadas toroidales son las siguientes:

$$B_r = B_0 \frac{R_0 - 2r\cos\theta}{2\alpha R_0(R_0 + r\cos\theta)} J_0(\alpha r) \sin\theta, \quad (3.23)$$

$$B_\theta = \frac{-B_0}{2\alpha R_0(R_0 + r\cos\theta)} \left(2\alpha R_0^2 J_1(\alpha r) - R_0 [J_0(\alpha r) - \alpha r J_1(\alpha r)] \cos\theta + r [2J_0(\alpha r) - \alpha r J_1(\alpha r)] \cos^2\theta \right), \quad (3.24)$$

$$B_\phi = B_0 \left(1 - \frac{r}{2R_0} \cos\theta \right) J_0(\alpha r). \quad (3.25)$$

Estas componentes del campo magnético son las empleadas en esta tesis para modelar la estructura magnética interna de una EMC. Es decir, la configuración magnética estará dada en términos de un toroide ideal (con sección transversal circular), simétrico (con respecto al eje de rotación (z), es decir, no depende de ϕ), y la componente axial del campo magnético (B_ϕ) tiende a la solución de Lundquist para $R_0/r_0 \rightarrow \infty$. Una representación gráfica de las ecuaciones (3.23) - (3.25) se muestra en la Figura 3.8. En donde se presenta el campo vectorial asociado a la configuración de la estructura magnética interna de las EMC.

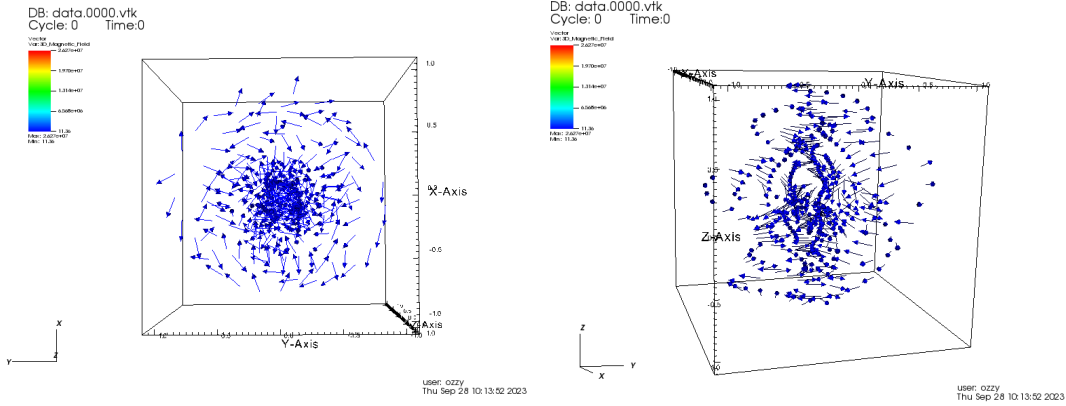


Figura 3.8: Líneas del campo magnético vectorial en el estado inicial.

debido al estado inicial, las componentes del campo magnético se encuentran de forma estática en un estado relajado, por lo que no se puede apreciar de forma concreta el comportamiento de ésta debido a que se mantienen fijos los parámetros α y B_0 .

Un modelo de expansión de una EMC empleando la cuerda de flujo toroidal, se realiza tomando un ajuste dependiente del tiempo para las variables B_0 y α , recordando que la variable α está relacionada con el tamaño de la cuerda de flujo, así dado que existe una transición temporal, la cuerda de flujo se expandirá en términos de lo siguiente:

$$\alpha(t) = \frac{\alpha_0}{1 + t/t_0}, \quad (3.26)$$

$$B_0(t) = \frac{B_0}{(1 + t/t_0)^2}. \quad (3.27)$$

Estas expresiones se basan en el comportamiento asintótico de una solución exacta de las ecuaciones de la MHD para un cable de flujo cilíndrico circular con expansión autosimilar. De acuerdo con el comportamiento asintótico, se asume que la cuerda de flujo se expande radialmente con velocidad:

$$V_r = \frac{r}{t + t_0}. \quad (3.28)$$

Donde r es la distancia radial de la cuerda de flujo del eje Z en ambas soluciones, tal forma asegura que el achatamiento de la cuerda de flujo se conserve durante la expansión. El campo es dependiente del tiempo pero libre de fuerza en cualquier instante. Introduciendo un nuevo parámetro, el tiempo de expansión t_0 , el cual se estima a partir de la de la pendiente de la velocidad de la ecuación (3.28); aunque, en principio, t_0 podría incluirse como un parámetro libre en el procedimiento de ajuste.

Capítulo 4

Resultados de las simulaciones numéricas

En este capítulo se muestran los resultados de las simulaciones numéricas para tres eventos de EMC tipo halo, es decir que se dirigen hacia la Tierra. Particularmente, los parámetros de las EMC fueron obtenidos de la base de datos de CACTUS¹. En las simulaciones numéricas realizadas, utilizamos parámetros que representan el pulso de la EMC, estos parámetros son los siguientes: RHO_PERT representa el valor de la amplitud del pulso de la densidad de número, V_PERT representa la amplitud de la velocidad de la EMC, CME_START_TIME representa el tiempo en que se inyecta la EMC, CME_RAMP representa el salto en la función de inyección de la EMC, siendo una función constante a trozos, CME_DURATION es el tiempo de duración de la EMC. Por último, CME_RAD, THETA0 y PHI0 son los ángulos que define la dirección inicial de la EMC. Los parámetros asociados con la configuración del campo magnético están descritos por las componentes BX1= B_r , BX2= B_θ y BX3= B_ϕ , correspondientes a las ecuaciones 3.23-3.25, con el factor inicial $B_0 = 50$ nT.

4.1. Casos de estudio

Desde los coronógrafos las EMC se observan como halos cuando se dirigen hacia la Tierra. Un instrumento utilizado para observar estas EMC es el coronógrafo LASCO (Large Angle and Spectrometric Coronagraph), que forma parte de la sonda espacial SOHO (Solar and Heliospheric Observatory). En la actualidad LASCO opera con dos cámaras: C2 (cubre de $1.5R_\odot$ a $6R_\odot$) y C3 (de $3.7R_\odot$ a $30R_\odot$), registrando la aparición y otros parámetros de las EMC. En esta tesis se consideran 3 casos de estudio de EMC tipo halo, estos 3 eventos los clasificamos en términos de la fecha de detección de las EMC de acuerdo a LASCO y empleando la base de datos de CACTUS. En particular, los eventos que describiremos son los siguientes: *Evento 2020/12/07*, *Evento 2021/11/02* y *Evento 2022/03/16*, estos eventos cubren periodos de tiempo conteni-

¹CACTUS (<https://www.sidc.be/cactus/>) detecta de forma autónoma EMC en secuencias de imágenes obtenidas de LASCO o SECCHI

dos en las Rotaciones de Carrington² 2238, 2250 y 2255. Las cuales a su vez sirven como referencia para generar las condiciones de viento solar ambiente en las cuales se propagan las EMC.

4.1.1. Evento 1: 2020/12/07

El Evento 2020/12/07 tuvo un inicio a las 16:24 UTC³, dadas las observaciones de LASCO. La velocidad registrada fue de 1407 km s^{-1} . El ancho angular medio fue de 52° . La masa reportada fue de $4.6 \times 10^{15} \text{ kg}$ con una energía cinética de $4.5 \times 10^{31} \text{ J}$. Esta EMC se originó en la ubicación S23W11 de la región activa número 12790, hacia la dirección ($\text{long} = 12^\circ$, $\text{lat} = -10^\circ$) en coordenadas heliocéntricas solares. La tormenta geomagnética asociada a este evento ocurrió el 2020/12/10 a las 02:10. Dadas las observaciones a 1 UA, esta EMC ocurrió el 2020/12/10 a las 23:00, con una duración de 53 horas. El tiempo total desde el inicio visto por el C2 de LASCO sería de 131.5 horas. En la figura 4.1 se aprecia la EMC del evento 2020/12/07:

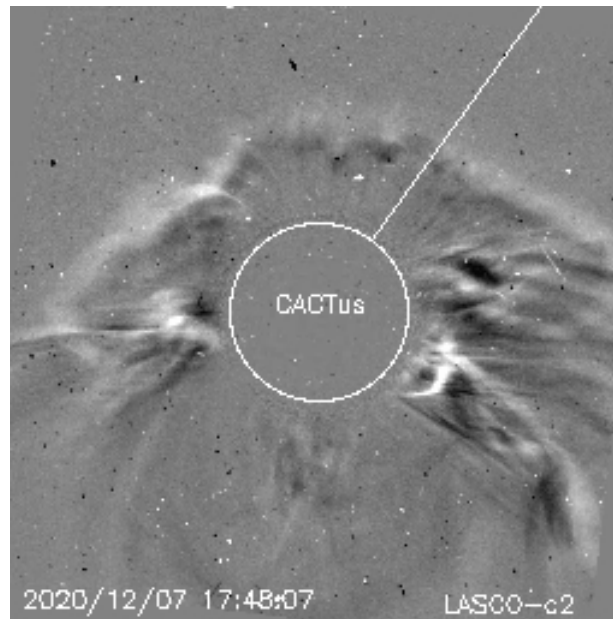


Figura 4.1: Imágen de la EMC del evento 2020/12/07 tomada por LASCO

Además, para este evento, en el modelo sunRunner3D usamos los parámetros que se muestran en la Tabla 4.1:

²La rotación de Carrington es un sistema para comparar ubicaciones en el Sol durante un período de tiempo

³UTC (Tiempo Universal Coordinado, en inglés Coordinated Universal Time) es la escala de tiempo estándar utilizada en todo el mundo como referencia para la hora. La hora UTC es constante y no está sujeta a cambios estacionales ni ajustes horarios, como sucede con algunas zonas horarias.

Parámetro	valor
RHO_PERT	1000 N cm^3
V_PERT	1457 km s^{-1}
CME_START_TIME	240.97 h
CME_RAMP	1 h
CME_DURATION	10 h
THETA0	90°
PHI0	180°
CME_RAD	52°
B_0	50 nT
α_0	2.405 UA $^{-1}$
R_0	0.1395998 UA

Cuadro 4.1: Tabla de parámetros de sunRunner3D empleados para el evento 2020/12/07

Para este evento, en la Figura 4.2, se muestran cortes ecuatoriales de las soluciones del viento solar relajado correspondientes a la CR2238. En tal figura podemos observar las estructuras típicas del viento solar, tales como regiones de interacción corrotantes y el desarrollo de la espiral de Parker.

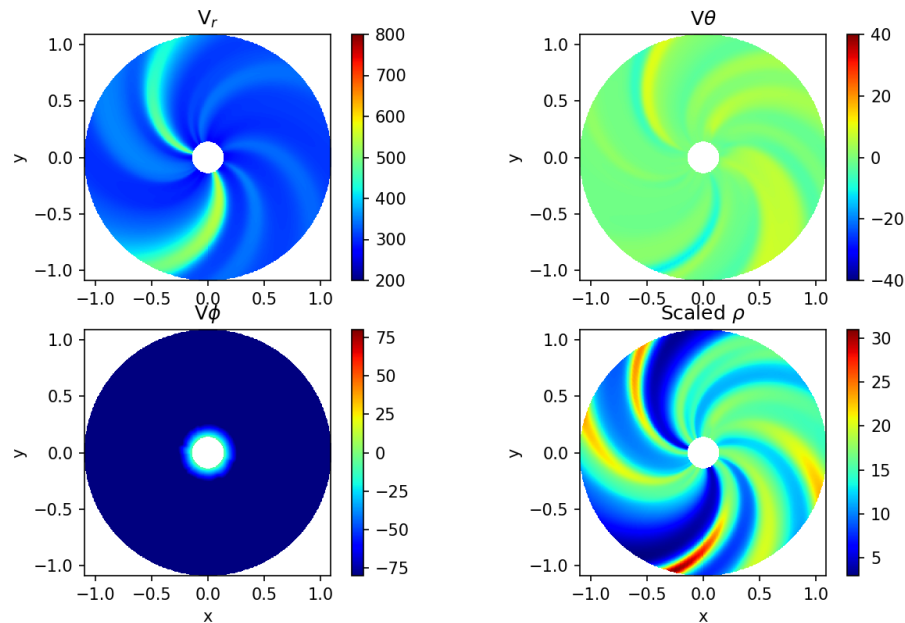


Figura 4.2: Componentes de la velocidad y densidad escalada del viento solar relajado para la Rotación de Carrington 2238, que corresponde al Evento 1: 2020/12/07.

En todas las figuras que se muestran en este capítulo, se aprecia en la parte central de los cortes un círculo blanco, el cual representa una distancia de aproximadamente $30 R_{\odot}$ de la superficie del Sol. En la figura 4.2 se muestran resultados de las componentes de la velocidad v_r , v_{θ} y v_{ϕ} , y la densidad de número en cm^{-3} en el plano $r - \phi$. Además, se puede notar como se da el comportamiento del viento solar en forma del espiral de Parker⁴, que resulta de la influencia del campo magnético rotatorio del sol en el plasma del medio interplanetario. Los intervalos manejados tanto en el eje X como en el eje Y son de $[-1, 1]$ unidades astronómicas. La velocidad radial del viento solar relajado alcanza una velocidad máxima de 500 km s^{-1} y una mínima de 200 km s^{-1} , mientras que para v_{θ} son de 40 km s^{-1} y 20 km s^{-1} y se mantiene casi ausente en v_{ϕ} . Las densidades alcanzadas son de 30 cm^{-3} y 5 cm^{-3} , en esta figura aún no se ha inyectado la EMC por lo que no existe todavía ninguna perturbación del viento solar.

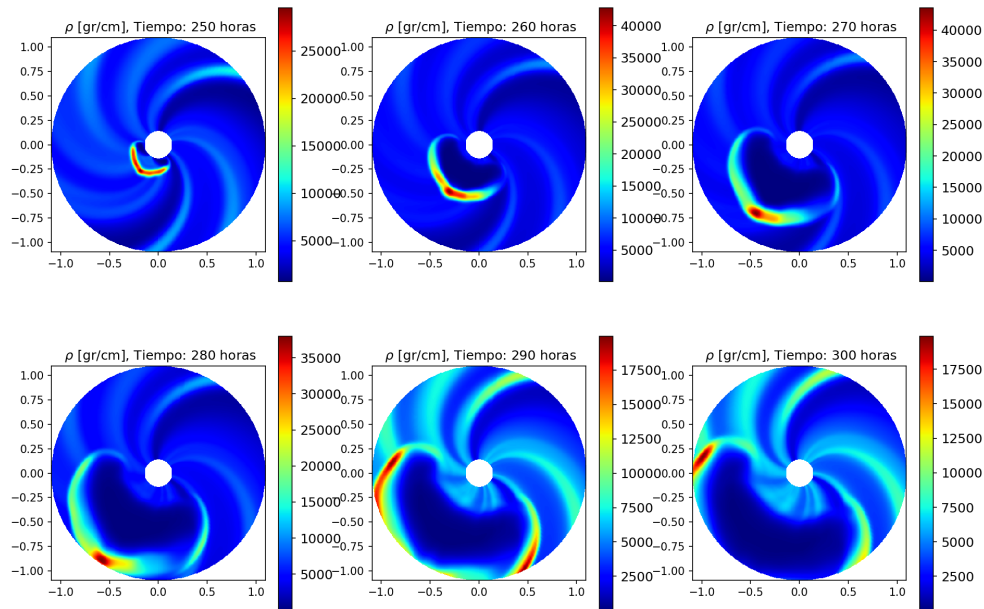


Figura 4.3: Cortes ecuatoriales de la densidad de número de partículas escalada $r^2 N$, para distintos tiempos de la evolución de la EMC para el Evento 1: 2020/12/07.

⁴La espiral de Parker es la forma del campo magnético del Sol en su extensión a través del sistema solar.

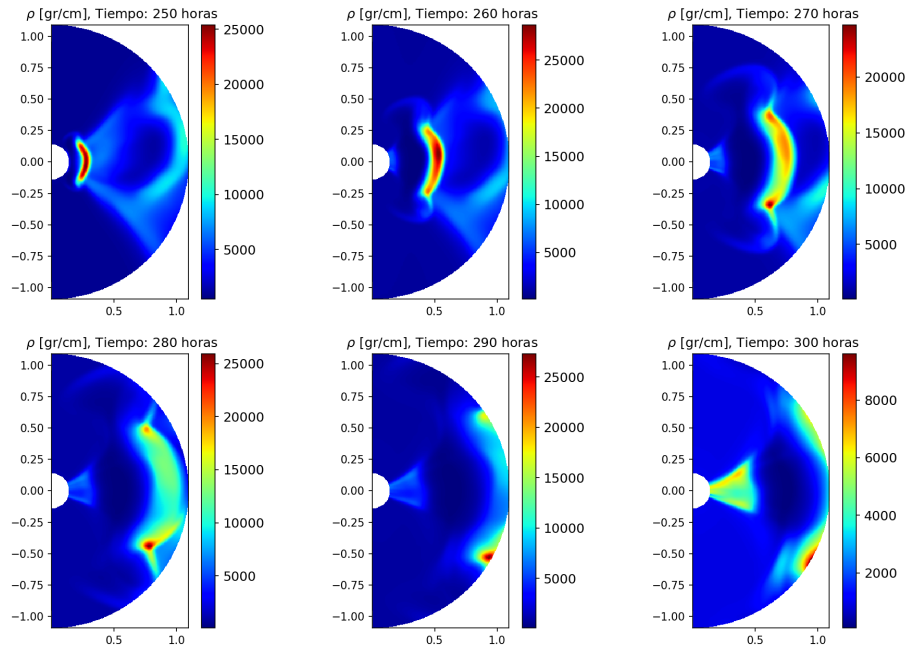


Figura 4.4: Cortes meridionales de la densidad de número de partículas escalada r^2N , para distintos tiempos de la evolución de la EMC para el Evento 1: 2020/12/07.

En las Figuras 4.3 y 4.4 se muestran los resultados de la densidad de número de partículas escalada r^2N , para el corte ecuatorial y meridional. Los resultados muestran como inicialmente la EMC sale con una densidad de número de partículas escalada de $40,000 \text{ gr cm}^{-1}$ que se superpone al viento solar y crea una perturbación. Conforme la evolución temporal, la densidad de número de partículas escalada comienza a decrecer hasta converger a los valores del viento solar relajado. En la Figura 4.5 se muestran los cortes ecuatoriales y meridionales de la componente radial de la velocidad, con una velocidad inicial máxima de $1,000 \text{ km s}^{-1}$, decrece y converge a la velocidad del viento solar relajado de aproximadamente 500 km s^{-1} . Debido a la superposición de la EMC con el viento solar, las observaciones muestran que tanto para EMC rápidas como lentas, sus variables decrecen ó crecen hacia el valor dominante del viento solar, algo que los resultados muestran satisfactoriamente.

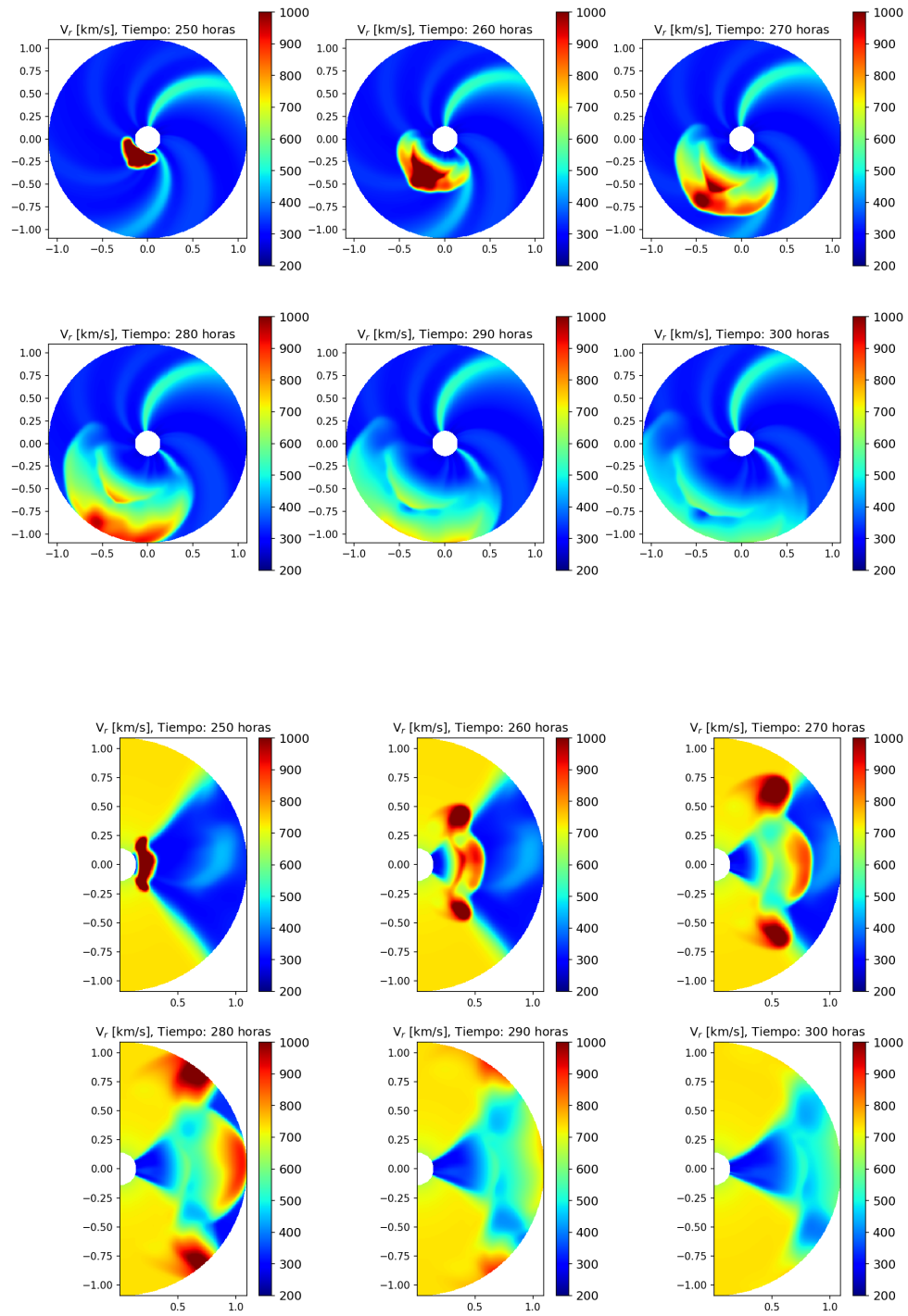


Figura 4.5: Cortes ecuatoriales (arriba) y meridionales (abajo) de la velocidad radial v_r , para distintos tiempos de la evolución de la EMC para el Evento 1: 2020/12/07.

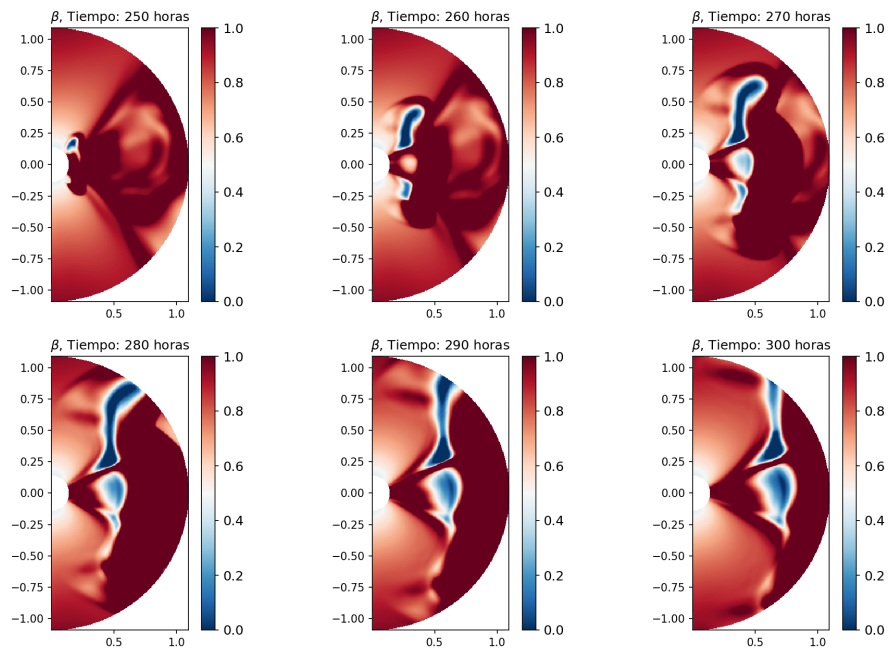
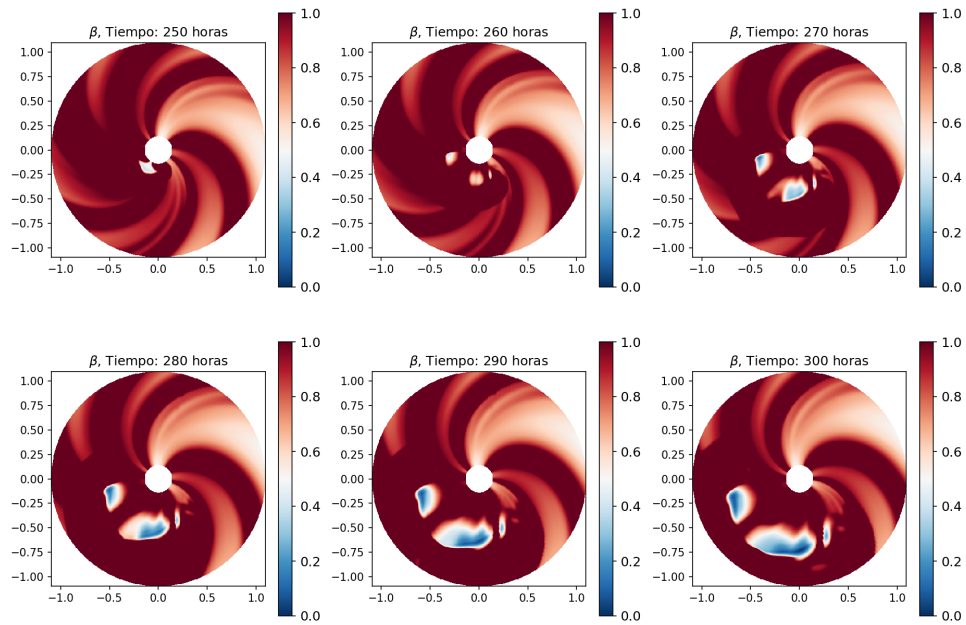


Figura 4.6: Cortes ecuatoriales (arriba) y meridionales (abajo) de la beta del plasma β , para distintos tiempos de la evolución de la EMC para el Evento 1: 2020/12/07.

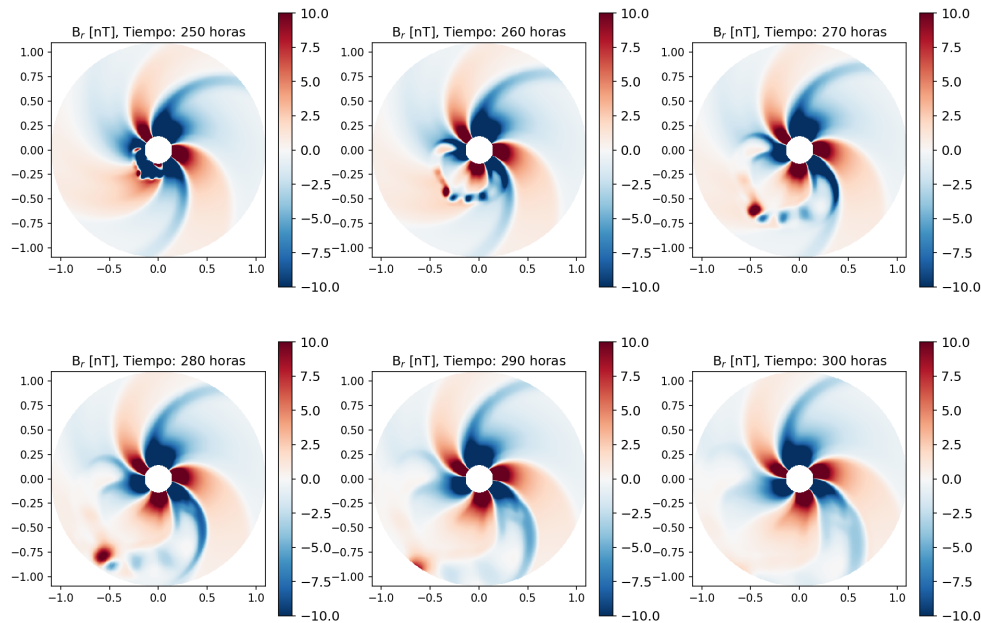


Figura 4.7: Cortes ecuatoriales de la componente magnética radial B_r , para distintos tiempos de la evolución de la EMC para el Evento 1: 2020/12/07.

En la Figura 4.6 se muestran los cortes ecuatoriales y meridionales de la beta del plasma⁵, cuando $0 < \beta < 1$ significa que existe un gran dominio de la presión magnética interna de la EMC, en el caso donde $\beta > 1$ ocurre un mayor dominio por la presión termodinámica externa a la EMC, los resultados en la Figura 4.6 muestran una *beta* de aproximadamente 0.5 y conforme se evoluciona temporalmente, la β de la EMC decrece y comienza un dominio de la β externa a la EMC descrita por el viento solar relajado, manteniendo un equilibrio en el frente de choque que permite propagar y disolver la EMC. En la Figura 4.7 se muestra la componente magnética B_r , mostrando la espiral de Parker del campo magnético, presentando sus polaridades positivas y negativas alrededor de ± 10 nT. Además, el campo magnético generado por la estructura interna de la EMC describe una deformación del campo magnético del viento solar, presentando su propia polaridad magnética con una intensidad inicial de ± 10 nT concentrada en su centro, decreciendo y convergiendo a la intensidad del campo magnético del viento solar. En la Figura 4.8 se muestran los cortes ecuatoriales y meridionales de la componente magnética B_ϕ que muestran intensidades máximas de la EMC de ± 4 nT. En cambio, en la Figura 4.9 se muestran los cortes ecuatoriales y radiales de la componente magnética B_θ , cuyas intensidades tanto para la EMC y el viento solar son menores, de ± 0.4 nT.

⁵La beta del plasma (β) es una unidad adimensional determinada por la razón de la presión termodinámica y la presión magnética

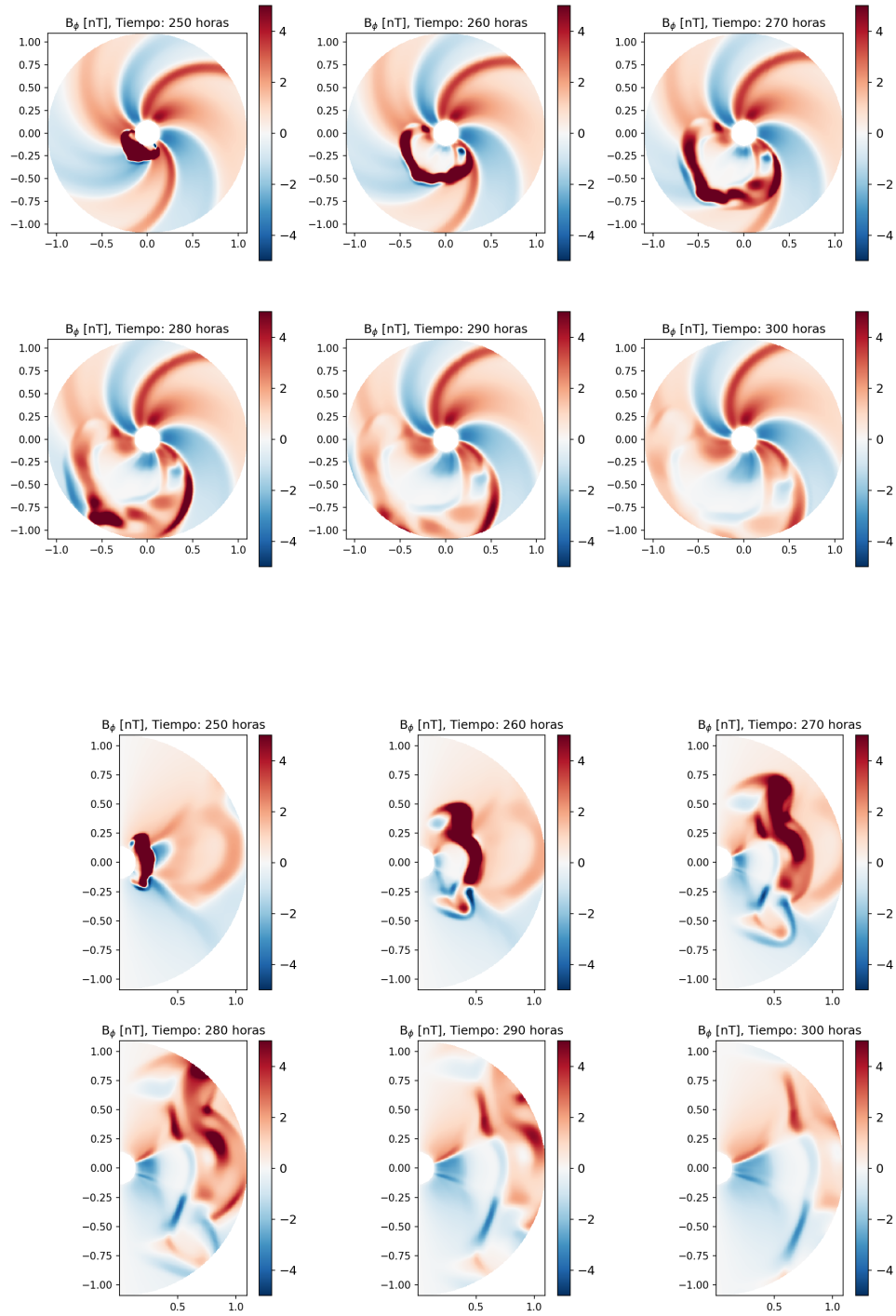


Figura 4.8: Cortes de la componente magnética B_ϕ , para distintos tiempos de la evolución de la EMC con campo magnético, corte ecuatorial (arriba) y corte meridional (abajo) para el Evento 1: 2020/12/07.

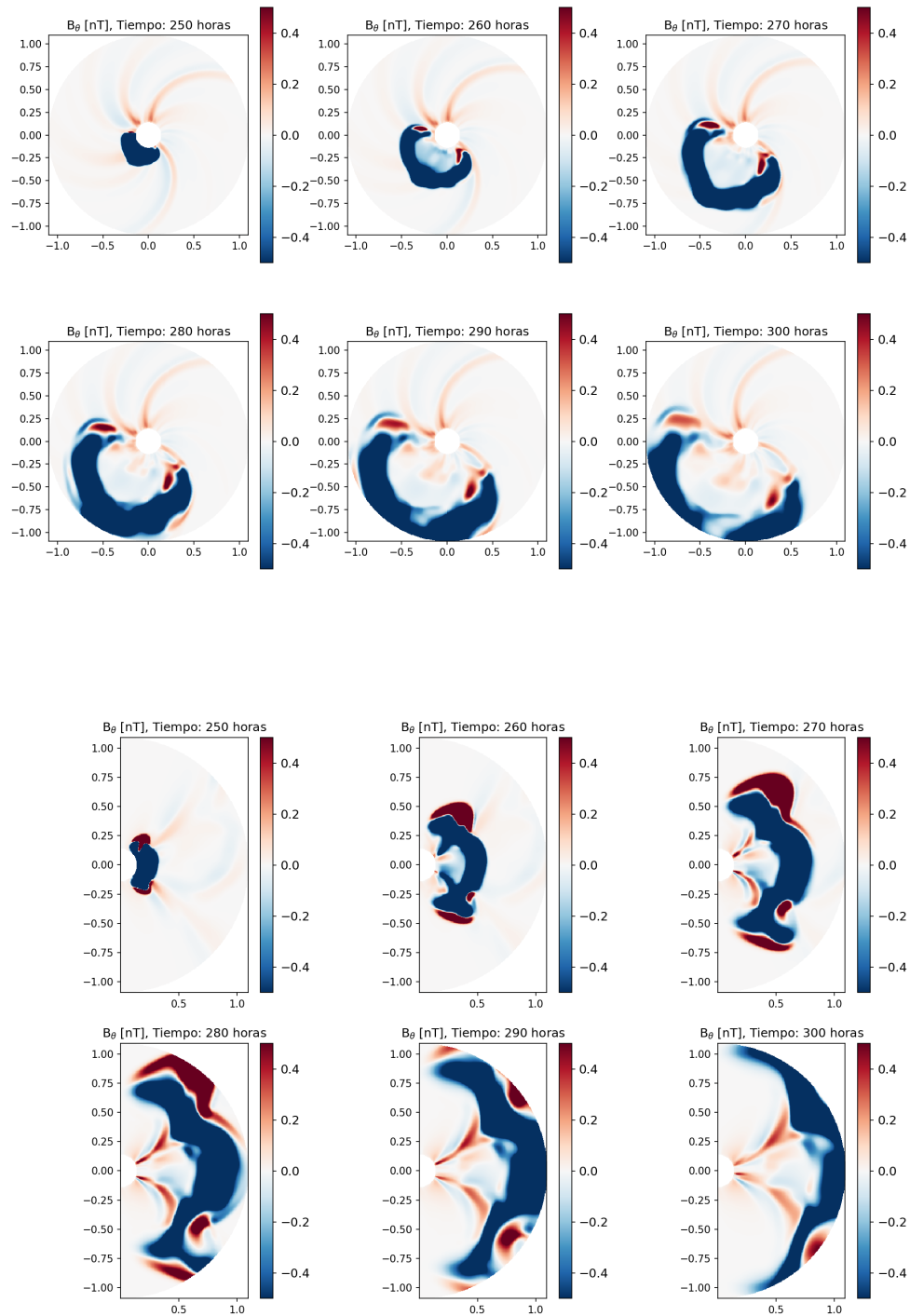


Figura 4.9: Cortes de la componente magnética B_θ , para distintos tiempos de la evolución de la EMC con campo magnético, corte ecuatorial (arriba) y corte meridional (abajo) para el Evento 1: 2020/12/07.

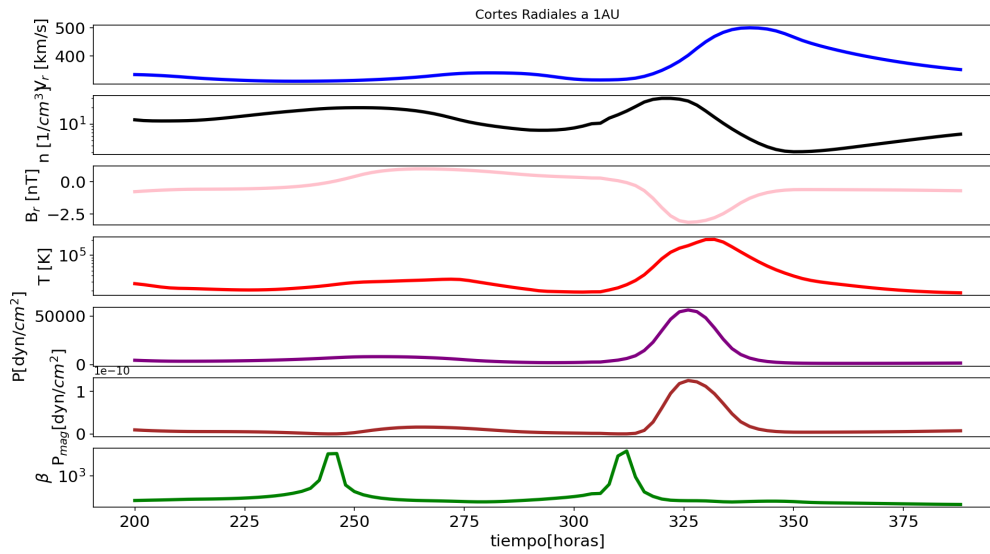


Figura 4.10: Cortes radiales a 1 UA de la velocidad, densidad del número de partículas, campo magnético, temperatura, presión termodinámica, presión magnética y la beta del plasma, para distintos tiempos de la evolución de la EMC para el Evento 1: 2020/12/07.

En la Figura 4.10 se muestran de forma comparativa cortes radiales para distintos tiempos de evolución de las variables: velocidad, densidad del número de partículas, campo magnético, temperatura, presión termodinámica, presión magnética y la beta del plasma, descritas a 1 UA. Se muestra al estado inicial una velocidad menor a los 400 km s^{-1} , una densidad del número de partículas de aproximadamente 100 cm^{-3} , con una intensidad de campo magnético de aproximadamente -1 nT y una temperatura menor a los 10^5 K . La presión magnética ronda cerca de 0 y 1 dyn cm^{-2} durante toda la evolución temporal, mientras que la presión termodinámica tiene un alcance máximo de los $50,000 \text{ dyn cm}^{-2}$, lo que muestra el comportamiento de β entre un valor mínimo bastante menor a 10^3 y el máximo arriba de los 10^3 . Cerca de las 325 horas se muestran la mayoría de los puntos máximos ó mínimos alcanzados, tenemos un alcance máximo para la temperatura mayor a los 10^5 K , mostrando la relación de la presión termodinámica descrita por la ecuación del gas ideal, a mayor temperatura, mayor presión del gas. Sin embargo, para la componente magnética la intensidad se reduce a -2.5 nT , mientras que la densidad del número de partículas excede los 10^2 cm^{-3} y la velocidad toma un valor cercano a los 500 km s^{-1} .

4.1.2. Evento 2: 2021/11/02

La EMC tipo halo del evento 2021/11/02 tuvo un inicio a las 2:48 UTC, con una velocidad registrada de 1473 km s^{-1} , la información de la masa y la energía no fueron registradas por LASCO. Teniendo un origen en la ubicación N17E03 de la región activa 12891, hacia la dirección (long $=-1^\circ$, lat $= 15^\circ$) en coordenadas heliocéntricas solares. El choque de la EMC causó una tormenta geomagnética el 2021/11/03 a las 19:42. De

acuerdo con las observaciones a 1 UA, la EMC ocurrió el 2021/11/04 a las 07:00 y tuvo una duración de 22 horas. Su duración total desde la visualización por el C2 de LASCO fue de 74 horas. En la figura 4.11 se aprecia el evento:

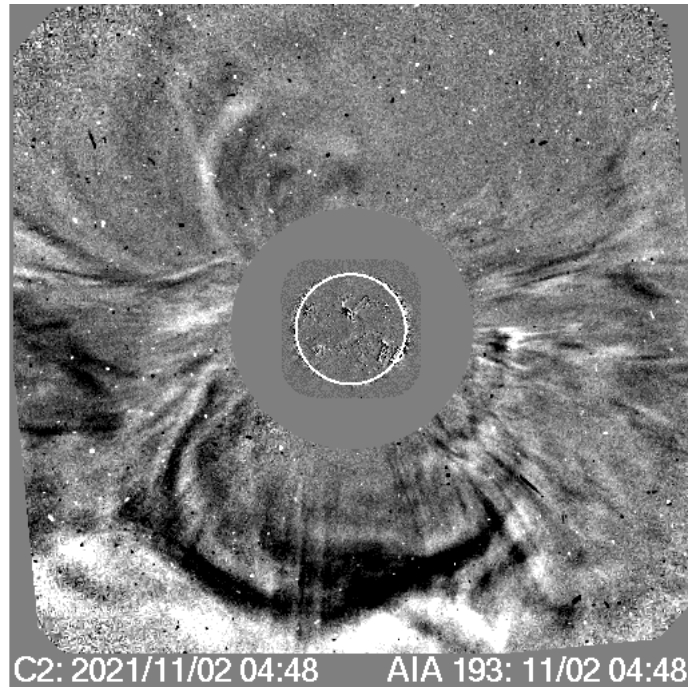


Figura 4.11: Imágen de la EMC del evento 2021/11/02 tomada por LASCO

Para este evento, en el modelo sunRunner3D usamos los parámetros que se muestran en la Tabla 4.2:

Parámetro	valor
RHO_PERT	1000 N cm^3
V_PERT	1109 km s^{-1}
CME_START_TIME	240.97 h
CME_RAMP	1 h
CME_DURATION	10 h
THETA0	90°
PHI0	180°
CME_RAD	49°
B_0	50 nT
α_0	2.405 UA $^{-1}$
R_0	0.1395998 UA

Cuadro 4.2: Tabla de parámetros de sunRunner3D empleados para el evento 2021/11/02

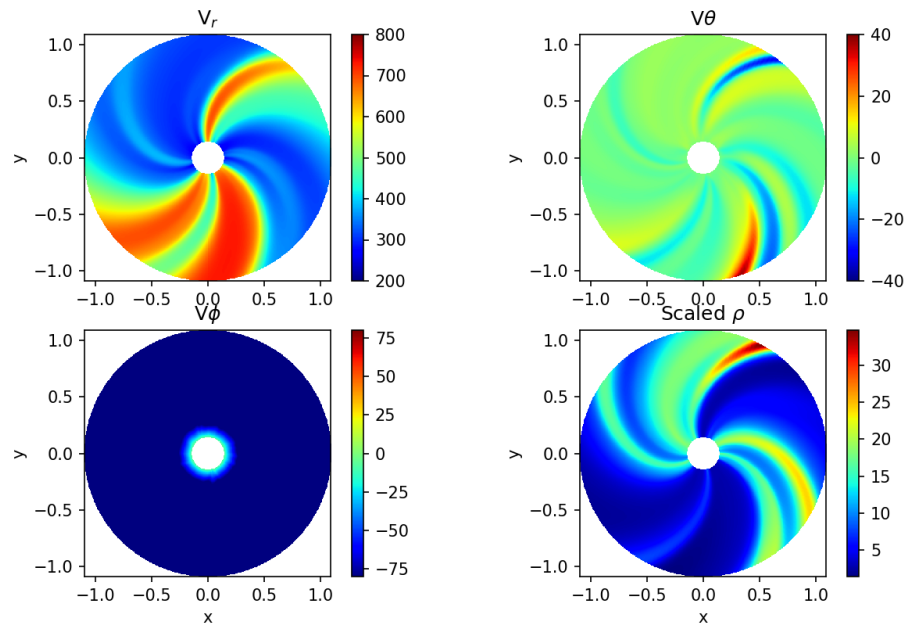


Figura 4.12: Componentes de la velocidad y densidad escalada del viento solar relajado para la Rotación de Carrington 2250, que corresponde al Evento 2: 2021/11/02.

Para este evento, en la Figura 4.12, se muestran cortes ecuatoriales de las soluciones del viento solar relajado correspondientes a la CR2250. Nuevamente, en tal figura podemos observar las estructuras típicas del viento solar, tales como regiones de interacción corrotantes y el desarrollo de la espiral de Parker. Las componentes de las velocidades muestran para v_r un alcance máximo de 800 km s^{-1} y un mínimo de 200 km s^{-1} , mostrando en esta componente las velocidades máximas alcanzadas. En el caso de v_θ su alcance máximo es de 40 km s^{-1} y un mínimo casi nulo, existiendo un mayor dominio de velocidades aproximadas a los 10 km s^{-1} , en cambio, la componente v_ϕ se presenta de forma casi nula. La densidad escalada presenta un alcance máximo de 30 cm^{-3} en una zona determinada, mientras que en promedio, alcanza los 10 cm^{-3} .

En la Figura 4.13 se muestran los cortes ecuatoriales y meridionales de la densidad de número de partículas de la EMC, mostrando su estructura toroidal que perturba la densidad del viento solar, alcanzando una densidad máxima de $30,000 \text{ gr cm}^{-1}$ y decreciendo conforme la evolución temporal. En la Figura 4.14 se muestran los cortes ecuatoriales y meridionales de la componente de la velocidad v_r , conforme se expulsa la EMC la rotación de la espiral de Parker del viento solar realiza efecto sobre ésta, hasta disolverla con el viento solar. Alcanzando velocidades máximas de $1,000 \text{ km s}^{-1}$, concentradas en la parte central de la EMC y decreciendo durante la evolución temporal.

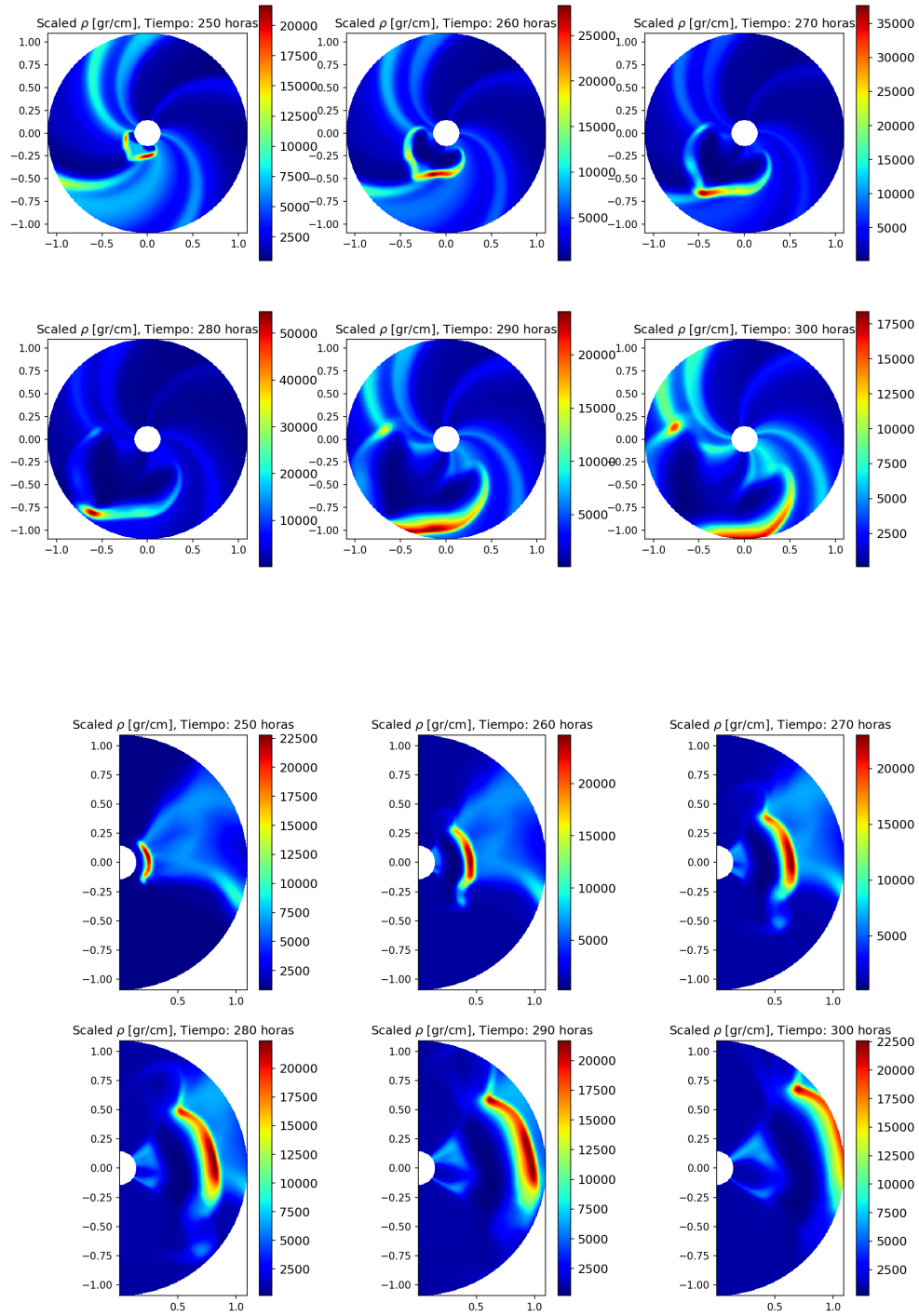


Figura 4.13: Cortes ecuatoriales (arriba) y meridionales (abajo) de la densidad de número de partículas escalada $r^2 N$, para distintos tiempos de la evolución de la EMC para el Evento 2: 2021/11/02.

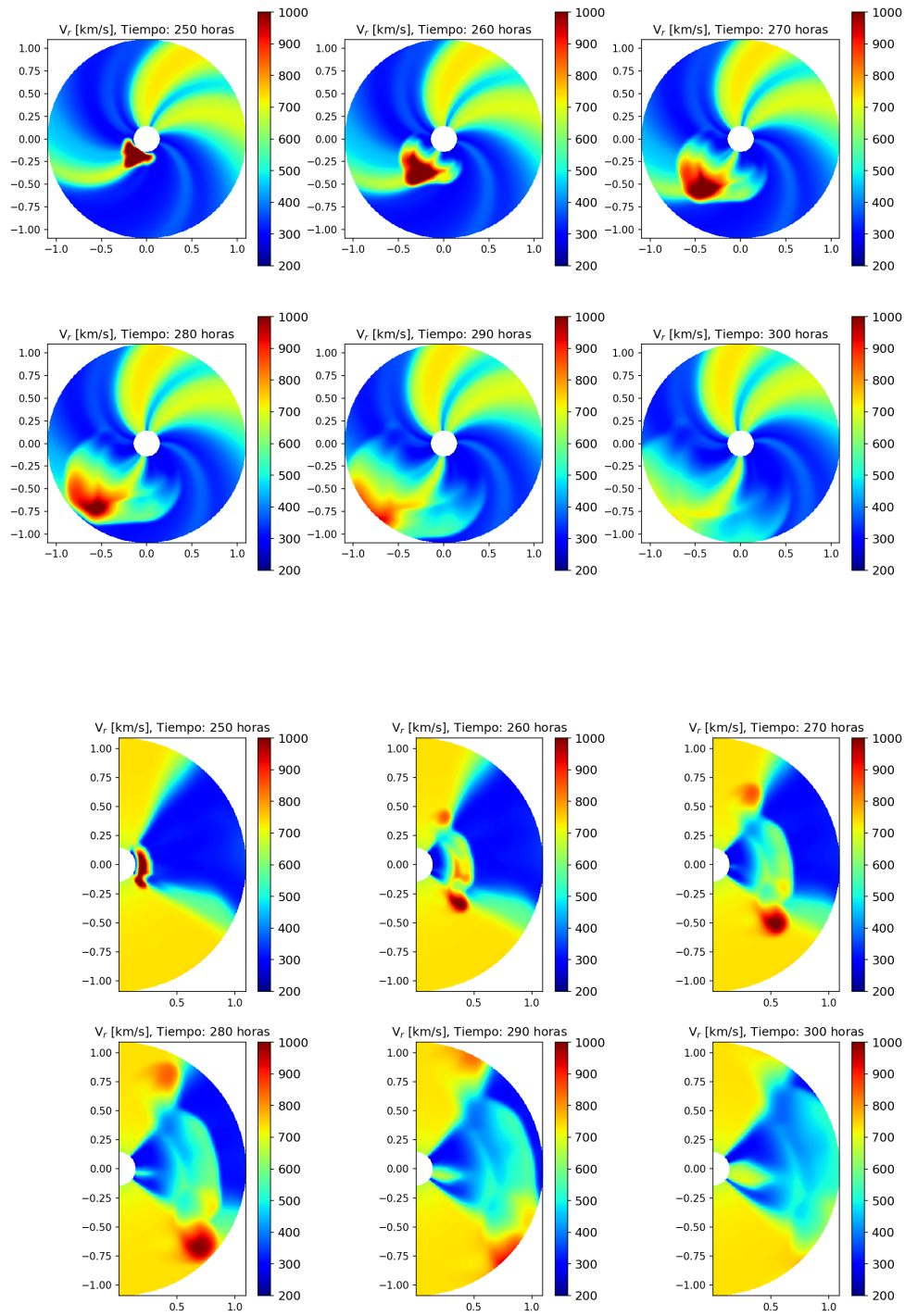


Figura 4.14: Cortes ecuatoriales (arriba) y meridionales (abajo) de la velocidad radial v_r , para distintos tiempos de la evolución de la EMC para el Evento 2: 2021/11/02.

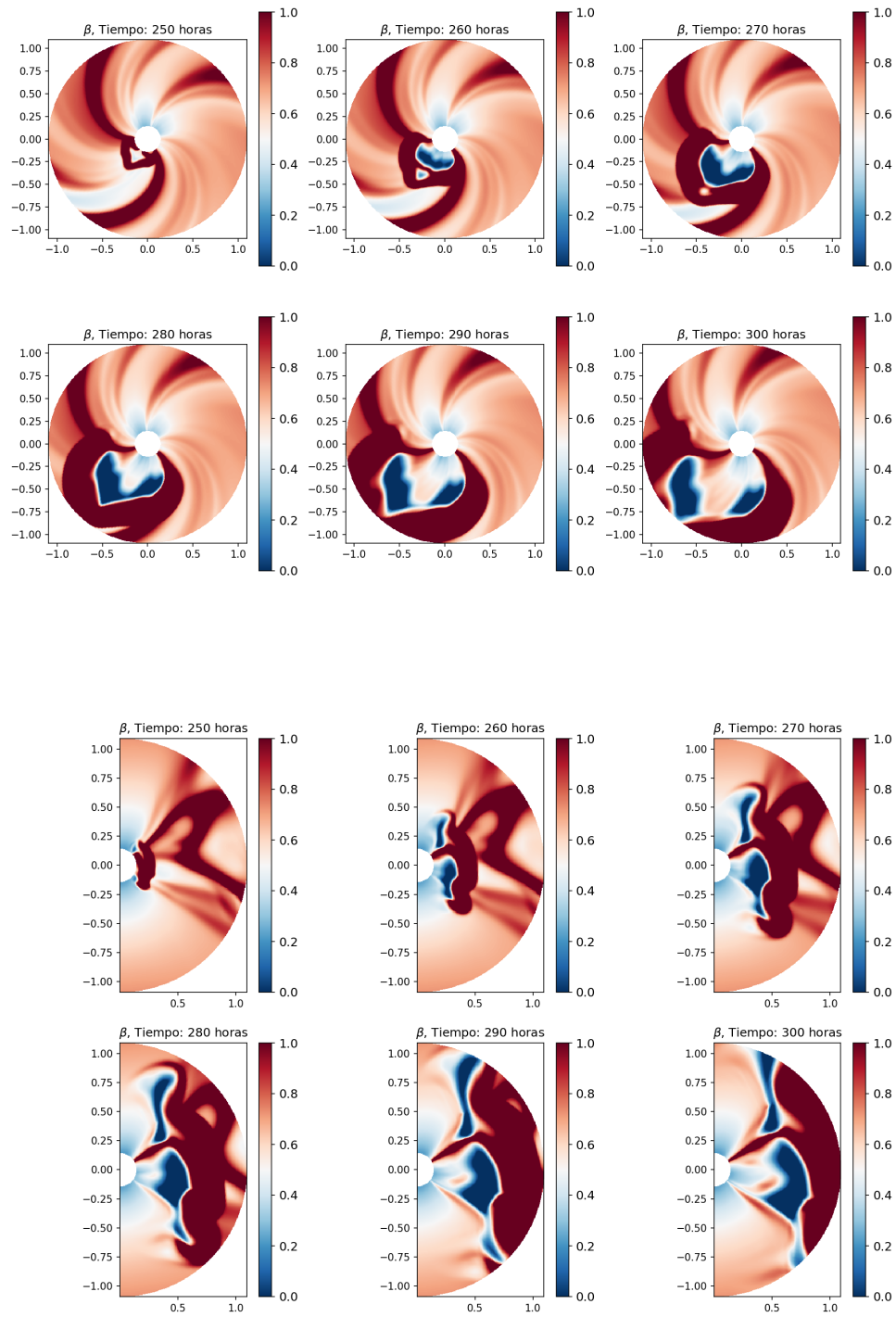


Figura 4.15: Cortes ecuatoriales (arriba) y meridionales (abajo) de la beta del plasma β , para distintos tiempos de la evolución de la EMC para el Evento 2: 2021/11/02.

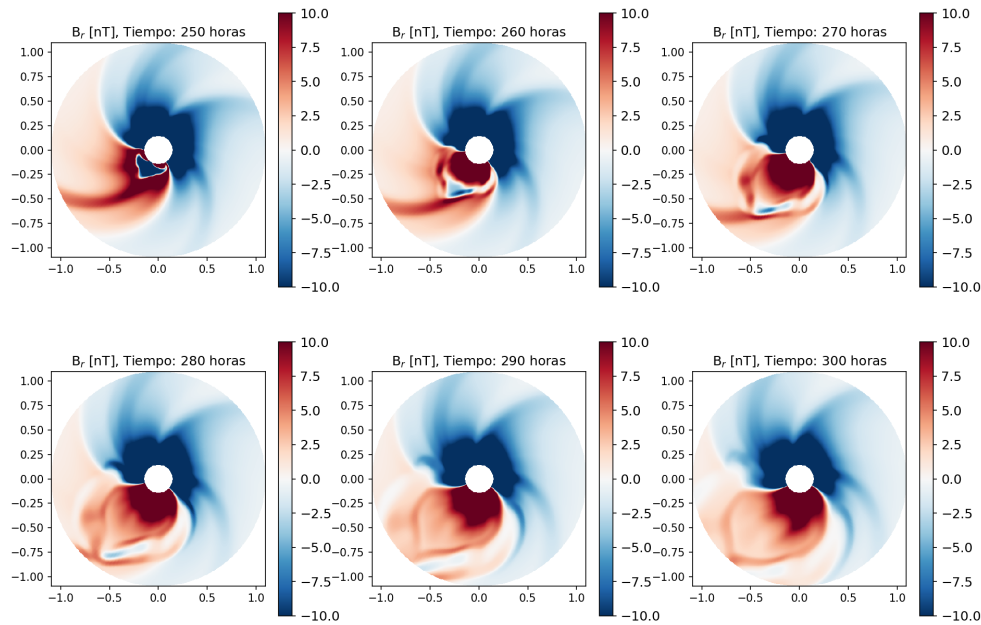


Figura 4.16: Cortes ecuatoriales de la componente magnética radial B_r , para distintos tiempos de la evolución de la EMC para el Evento 2: 2021/11/02.

En la Figura 4.15 se muestran los cortes ecuatoriales y meridionales de la beta del plasma (β), los resultados muestran una *beta* de aproximadamente 0.5 y conforme se evoluciona temporalmente, la β de la EMC decrece y comienza un dominio de la β externa a la EMC descrita por el viento solar relajado, manteniendo un equilibrio en el frente de choque que permite propagar y disolver la EMC. En la Figura 4.16 se muestra la componente magnética B_r , mostrando la espiral de Parker del campo magnético, presentando sus polaridades positivas y negativas alrededor de ± 10 nT. Además, el campo magnético generado por la estructura interna de la EMC describe una deformación del campo magnético del viento solar, presentando su propia polaridad magnética con una intensidad inicial de ± 10 nT concentrada en su centro, decreciendo y convergiendo a la intensidad del campo magnético del viento solar. En la Figura 4.17 se muestran los cortes ecuatoriales y meridionales de la componente magnética B_ϕ que muestran intensidades máximas de la EMC de ± 4 nT. En cambio, en la Figura 4.18 se muestran los cortes ecuatoriales y radiales de la componente magnética B_θ , cuyas intensidades tanto para la EMC y el viento solar son menores, de ± 0.4 nT.

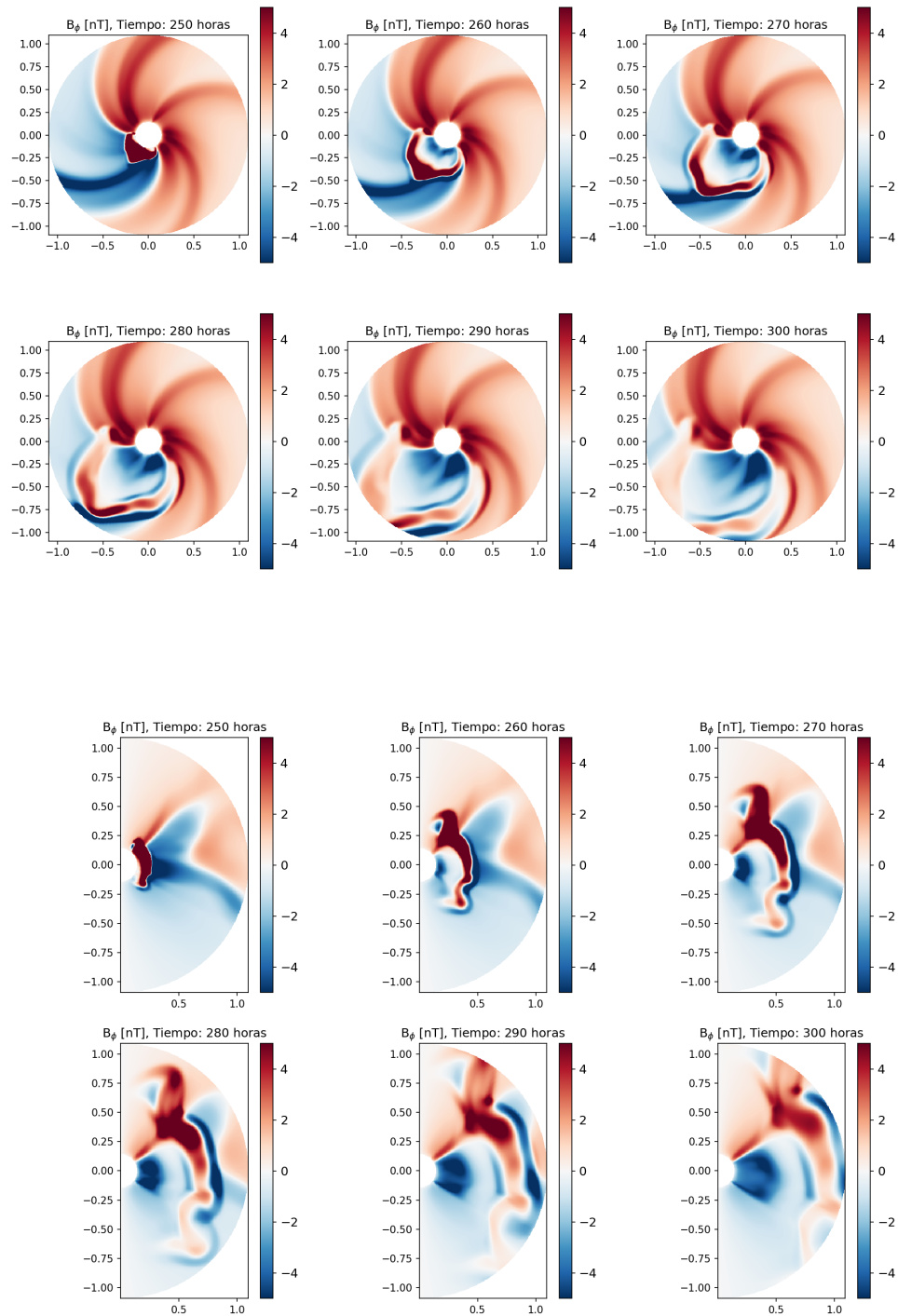


Figura 4.17: Cortes de la componente magnética B_ϕ , para distintos tiempos de la evolución de la EMC con campo magnético, corte ecuatorial (arriba) y corte meridional (abajo) para el Evento 2: 2021/11/02.

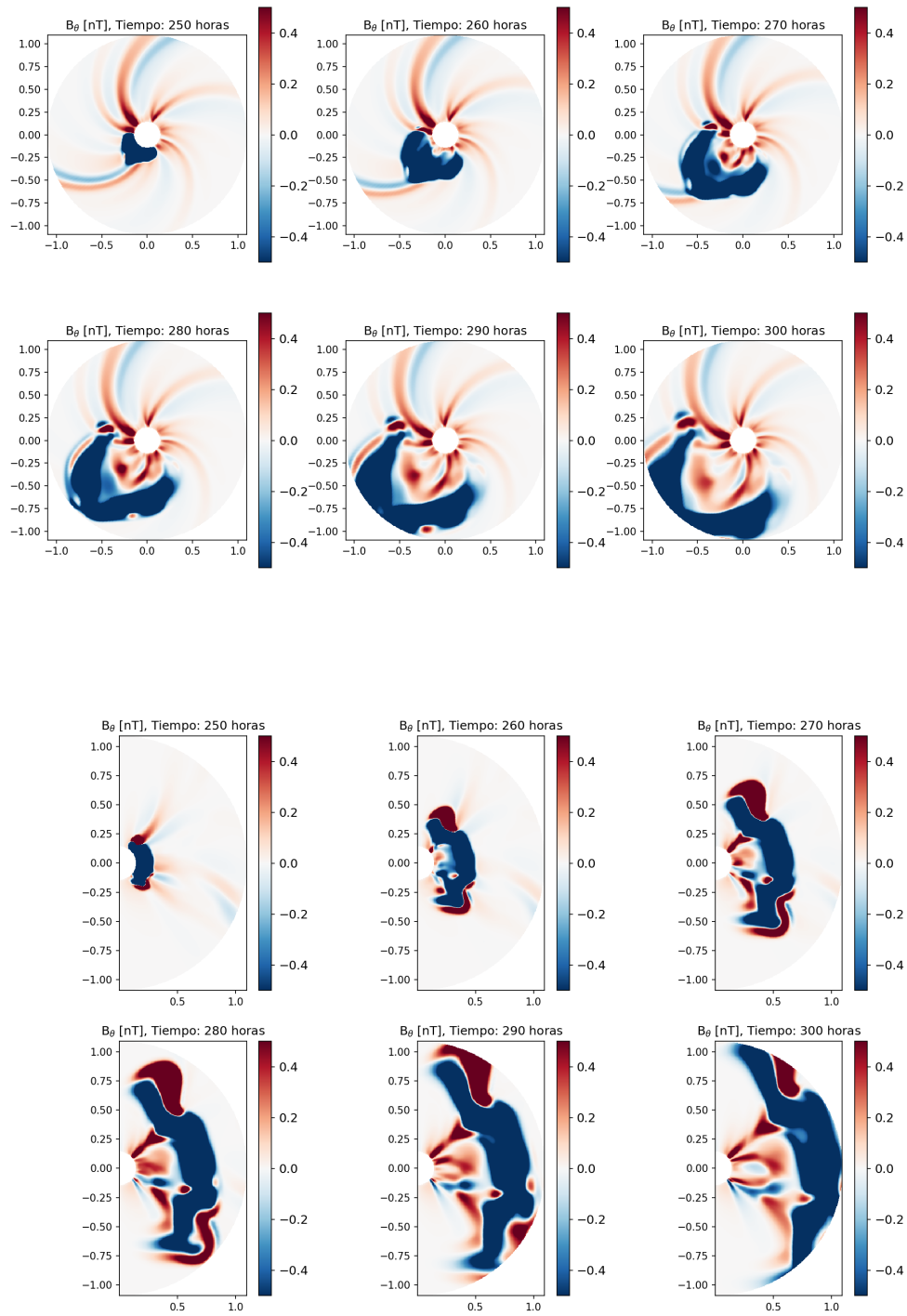


Figura 4.18: Cortes de la componente magnética B_θ , para distintos tiempos de la evolución de la EMC con campo magnético, corte ecuatorial (arriba) y corte meridional (abajo) para el Evento 2: 2021/11/02.

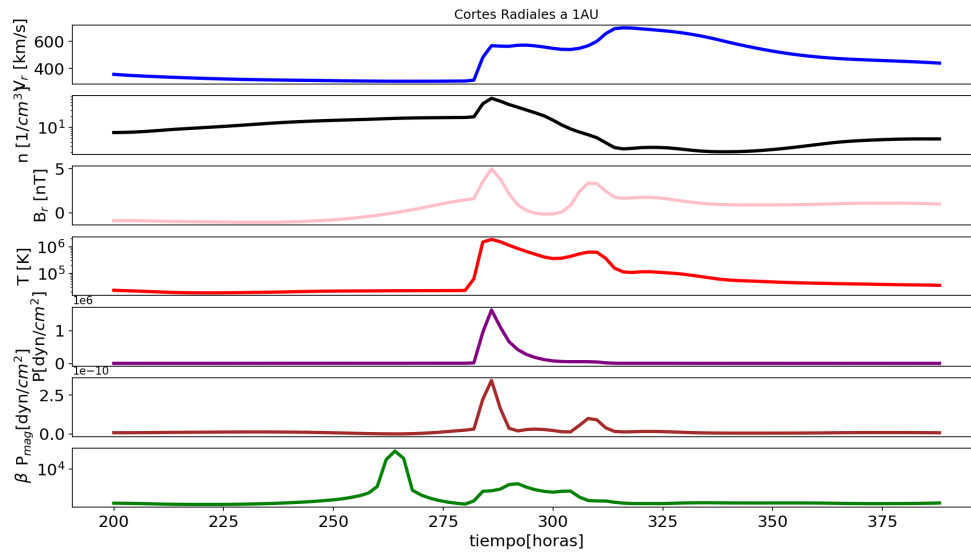


Figura 4.19: Cortes radiales a 1 UA de la velocidad, densidad del número de partículas, campo magnético, temperatura, presión termodinámica, presión magnética y la beta del plasma, para distintos tiempos de la evolución de la EMC para el Evento 2: 2021/11/02.

En la Figura 4.19 se muestran de forma comparativa cortes radiales para distintos tiempos de evolución de las variables: velocidad, densidad del número de partículas, campo magnético, temperatura, presión termodinámica, presión magnética y la beta del plasma, descritas a 1 UA. Se muestra al estado inicial una velocidad menor a los 400 km s^{-1} , una densidad del número de partículas de aproximadamente 100 cm^{-3} , con una intensidad de campo magnético cercano a -1 nT y una temperatura menor a los 10^5 K . La presión magnética ronda cerca de 0 y 3 dyn cm^{-2} durante toda la evolución temporal, mientras que la presión termodinámica ronda entre 0 y 10^6 dyn cm^{-2} , lo que muestra el comportamiento de β entre un valor mínimo cerca de cero y el máximo a los 10^5 . Cerca de las 280 horas se muestran la mayoría de los puntos máximos ó mínimos alcanzados, tenemos un alcance máximo para la temperatura mayor a los 10^6 K , para la componente magnética la intensidad aumenta a los 5 nT , baja cerca de los 0 nT y vuelve a subir aproximadamente a los 4 nT para manetenrse estable, mientras que la densidad del número de partículas excede los 10^2 cm^{-3} y la velocidad toma un valor cercano a los 700 km s^{-1} .

4.1.3. Evento 3: 2022/03/10

Este evento fue registrado a las 18:48 UTS, con una velocidad registrada de 742 Km s^{-1} y se desconocen los registros de LASCO sobre la masa y la energía de esta EMC. Este fenómeno se observó de la siguiente forma:

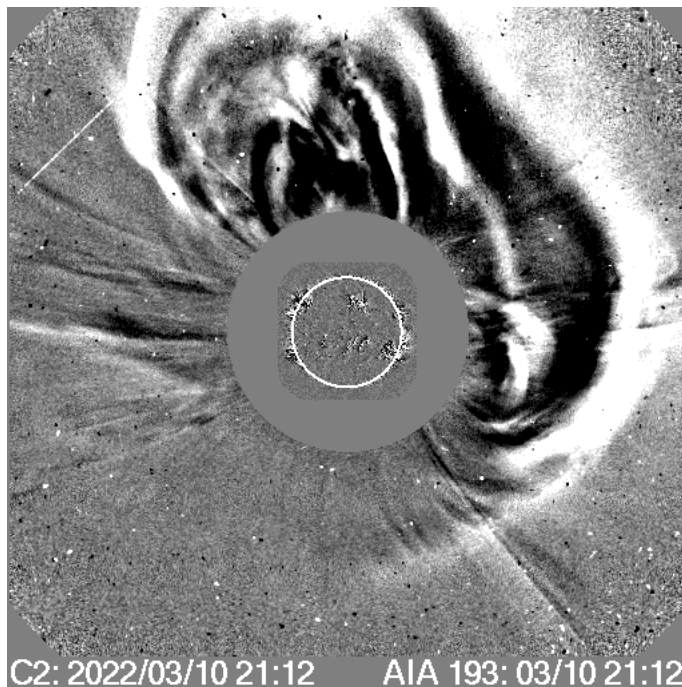


Figura 4.20: Imágen de la EMC del evento 2022/03/10 tomada por LASCO

Para este evento, en el modelo sunRunner3D usamos los parámetros que se muestran en la Tabla 4.3:

Parámetro	valor
RHO_PERT	1000 N cm^3
V_PERT	1255 km s^{-1}
CME_START_TIME	240.97 h
CME_RAMP	1 h
CME_DURATION	10 h
THETA0	90°
PHI0	180°
CME_RAD	50°
B_0	50 nT
α_0	2.405 UA^{-1}
R_0	0.1395998 UA

Cuadro 4.3: Tabla de parámetros de sunRunner3D empleados para el evento 2022/03/10

A continuación se muestran los resultados obtenidos:

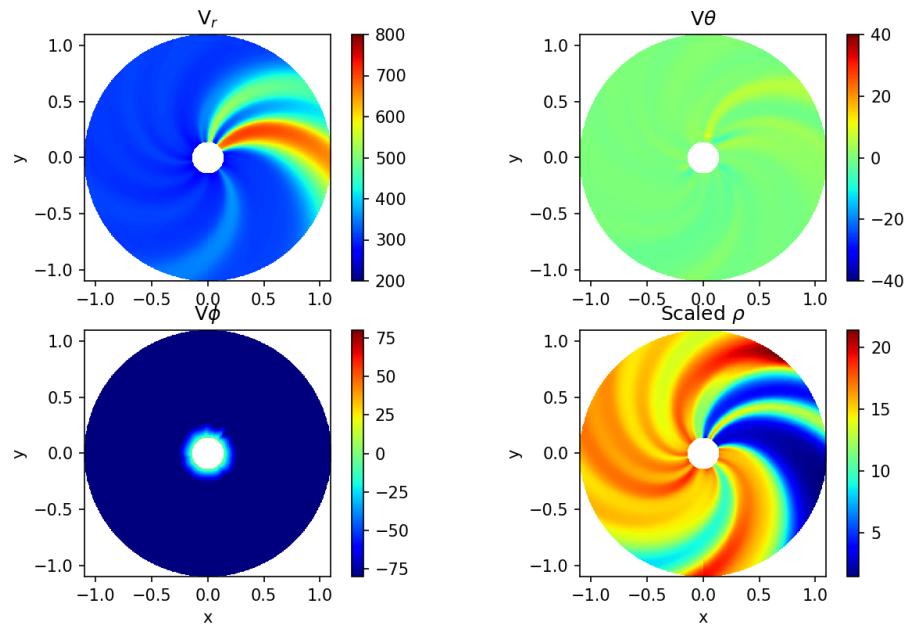


Figura 4.21: Componentes de la velocidad y densidad escalada del viento solar relajado para la Rotación de Carrington 2255, que corresponde al Evento 3: 2022/03/10.

Para este evento, en la Figura 4.21, se muestran cortes ecuatoriales de las soluciones del viento solar relajado correspondientes a la CR2255. Nuevamente, en tal figura se muestran las estructuras típicas del viento solar, tales como regiones de interacción corrotantes y el desarrollo de la espiral de Parker. Las componentes de las velocidades muestran para v_r un alcance máximo de 800 km s^{-1} y un mínimo de 200 km s^{-1} , mostrando en esta componente las velocidades máximas alcanzadas. En el caso de v_θ es casi nulo en toda la zona, existiendo una velocidad mayor cerca de los 10 km s^{-1} , en cambio, la componente v_ϕ se presenta de forma casi nula. La densidad escalada presenta un alcance máximo cercano a los 22 cm^{-3} , teniendo un mayor dominio por parte de esta densidad y una densidad mínima de forma nula.

En la Figura 4.22 se muestran los cortes ecuatoriales y meridionales de la densidad de número de partículas de la EMC, mostrando su estructura toroidal que perturba la densidad del viento solar, alcanzando una densidad máxima de aproximadamente $30,000 \text{ gr cm}^{-3}$ y decreciendo conforme la evolución temporal. En la Figura 4.23 se muestran los cortes ecuatoriales y meridionales de la componente de la velocidad v_r , conforme se expulsa la EMC la rotación de la espiral de Parker del viento solar realiza efecto sobre ésta, hasta disolverla con el viento solar. Alcanzando velocidades máximas de $1,000 \text{ km s}^{-1}$, concentradas en la parte central de la EMC y decreciendo durante la evolución temporal.

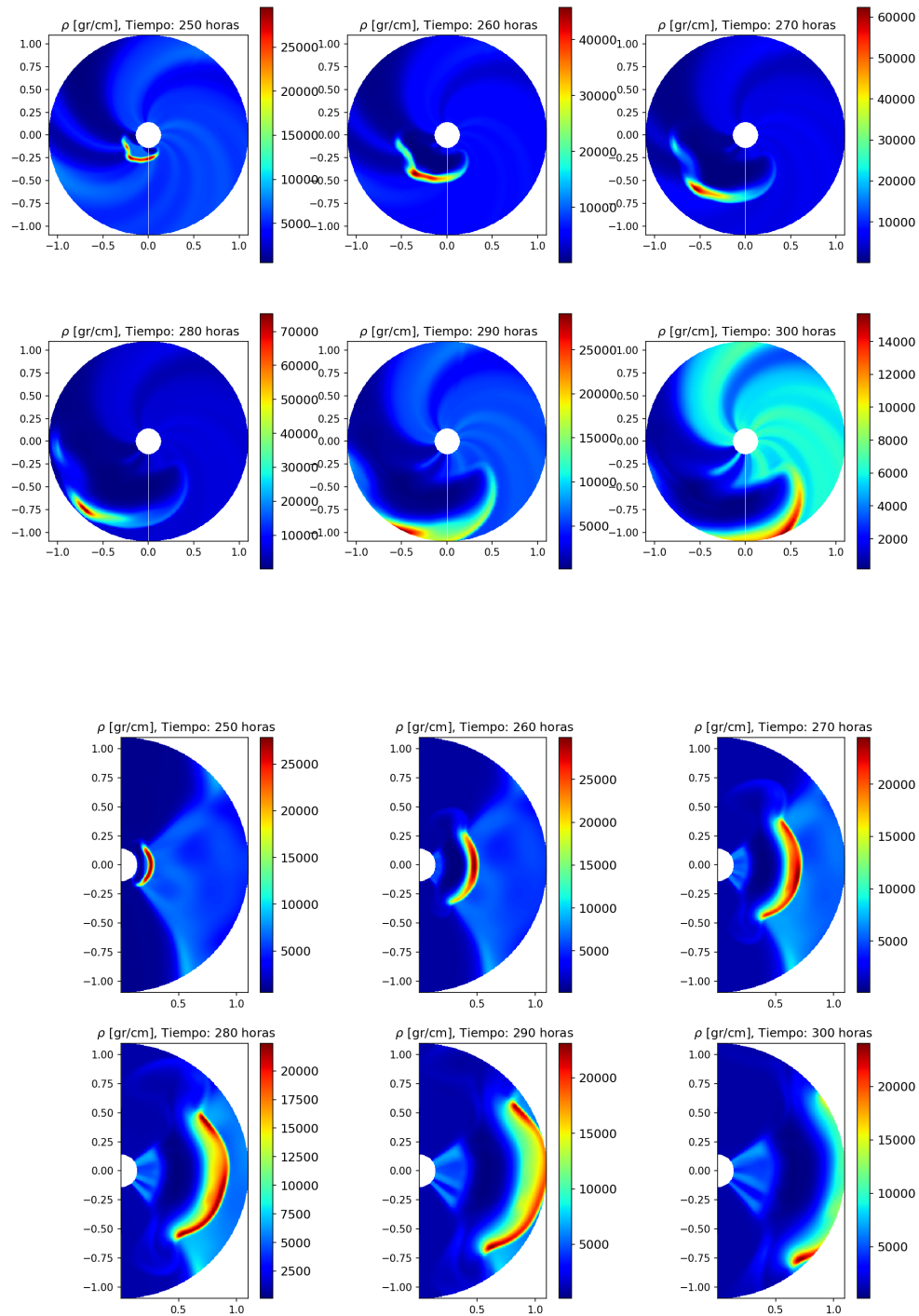


Figura 4.22: Cortes ecuatoriales (arriba) y meridionales (abajo) de la densidad de número de partículas escalada $r^2 N$, para distintos tiempos de la evolución de la EMC para el Evento 2: 2022/03/10.

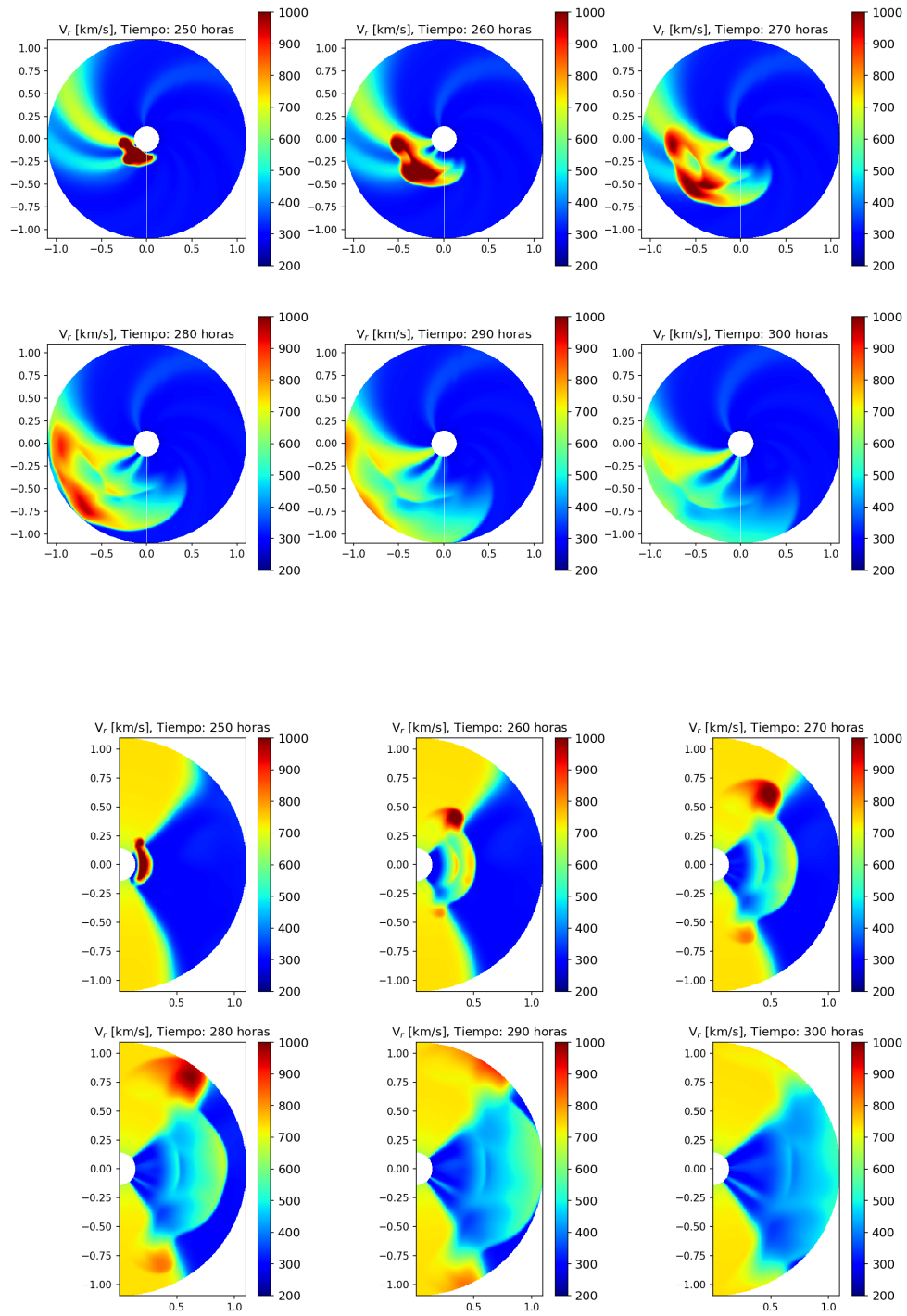


Figura 4.23: Cortes ecuatoriales (arriba) y meridionales (abajo) de la velocidad radial v_r , para distintos tiempos de la evolución de la EMC para el Evento 3: 2022/03/10.

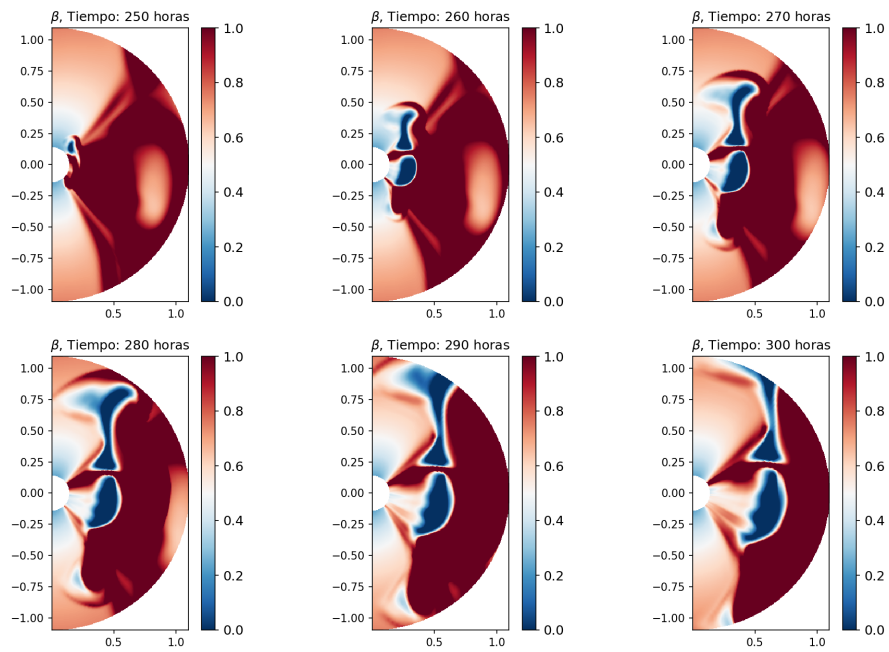
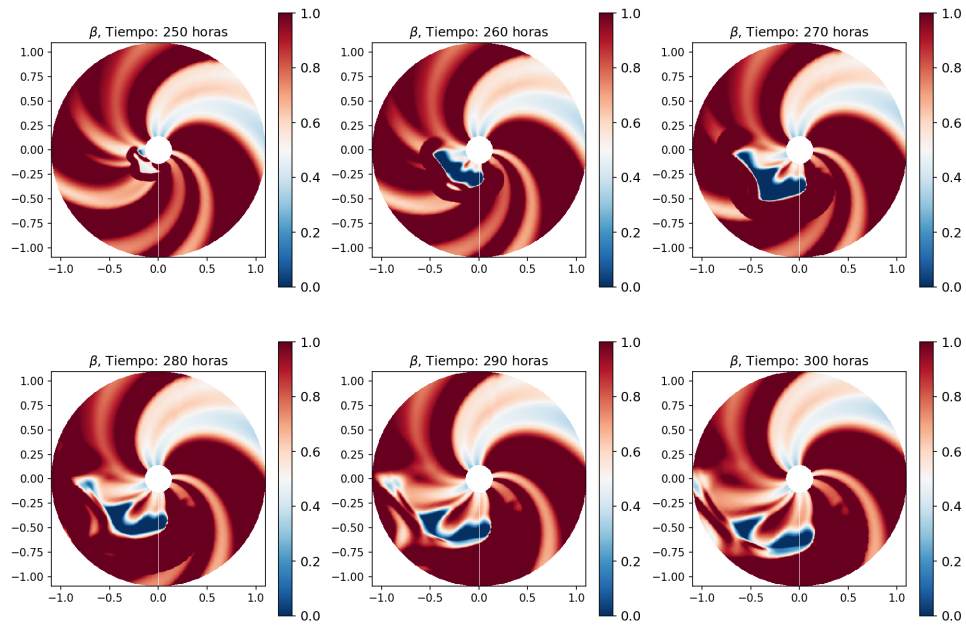


Figura 4.24: Cortes ecuatoriales (arriba) y meridionales (abajo) de la beta del plasma β , para distintos tiempos de la evolución de la EMC para el Evento 3: 2022/03/10.

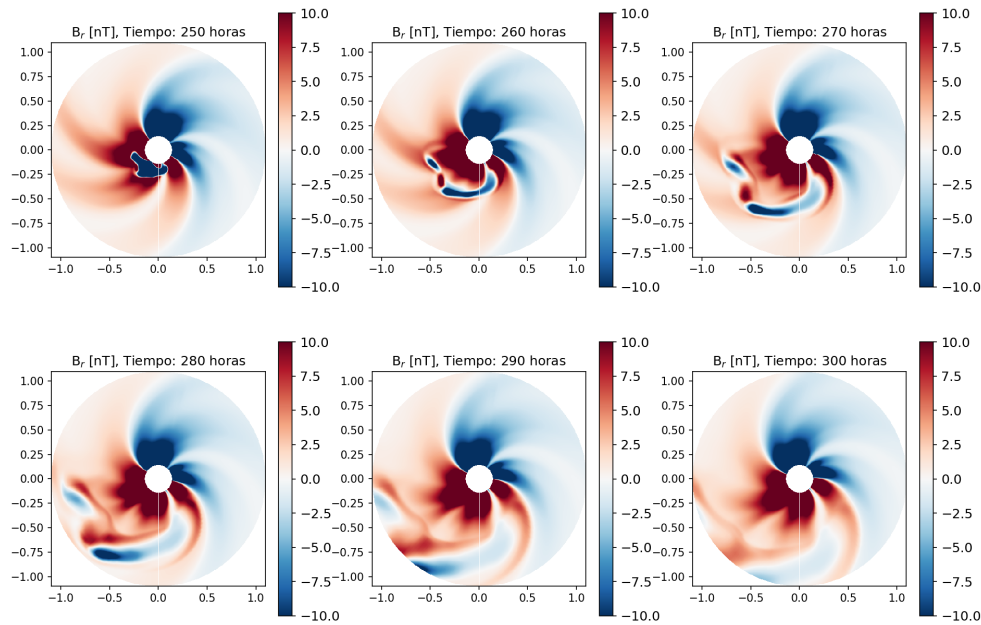


Figura 4.25: Cortes ecuatoriales de la componente magnética radial B_r , para distintos tiempos de la evolución de la EMC para el Evento 3: 2022/03/10.

En la Figura 4.24 se muestran los cortes ecuatoriales y meridionales de la beta del plasma (β), los resultados muestran una β de aproximadamente 0.5 y conforme se evoluciona temporalmente, la β de la EMC decrece y comienza un dominio de la β externa a la EMC descrita por el viento solar relajado, manteniendo un equilibrio en el frente de choque que permite propagar y disolver la EMC. En la Figura 4.25 se muestra la componente magnética B_r , mostrando la espiral de Parker del campo magnético, presentando sus polaridades positivas y negativas alrededor de ± 10 nT. Además, el campo magnético generado por la estructura interna de la EMC describe una deformación del campo magnético del viento solar, presentando su propia polaridad magnética con una intensidad inicial de ± 10 nT concentrada en su centro, decreciendo y convergiendo a la intensidad del campo magnético del viento solar. En la Figura 4.26 se muestran los cortes ecuatoriales y meridionales de la componente magnética B_ϕ que muestran intensidades máximas de la EMC de ± 4 nT. En cambio, en la Figura 4.27 se muestran los cortes ecuatoriales y radiales de la componente magnética B_θ , cuyas intensidades tanto para la EMC y el viento solar son menores, de ± 0.4 nT.

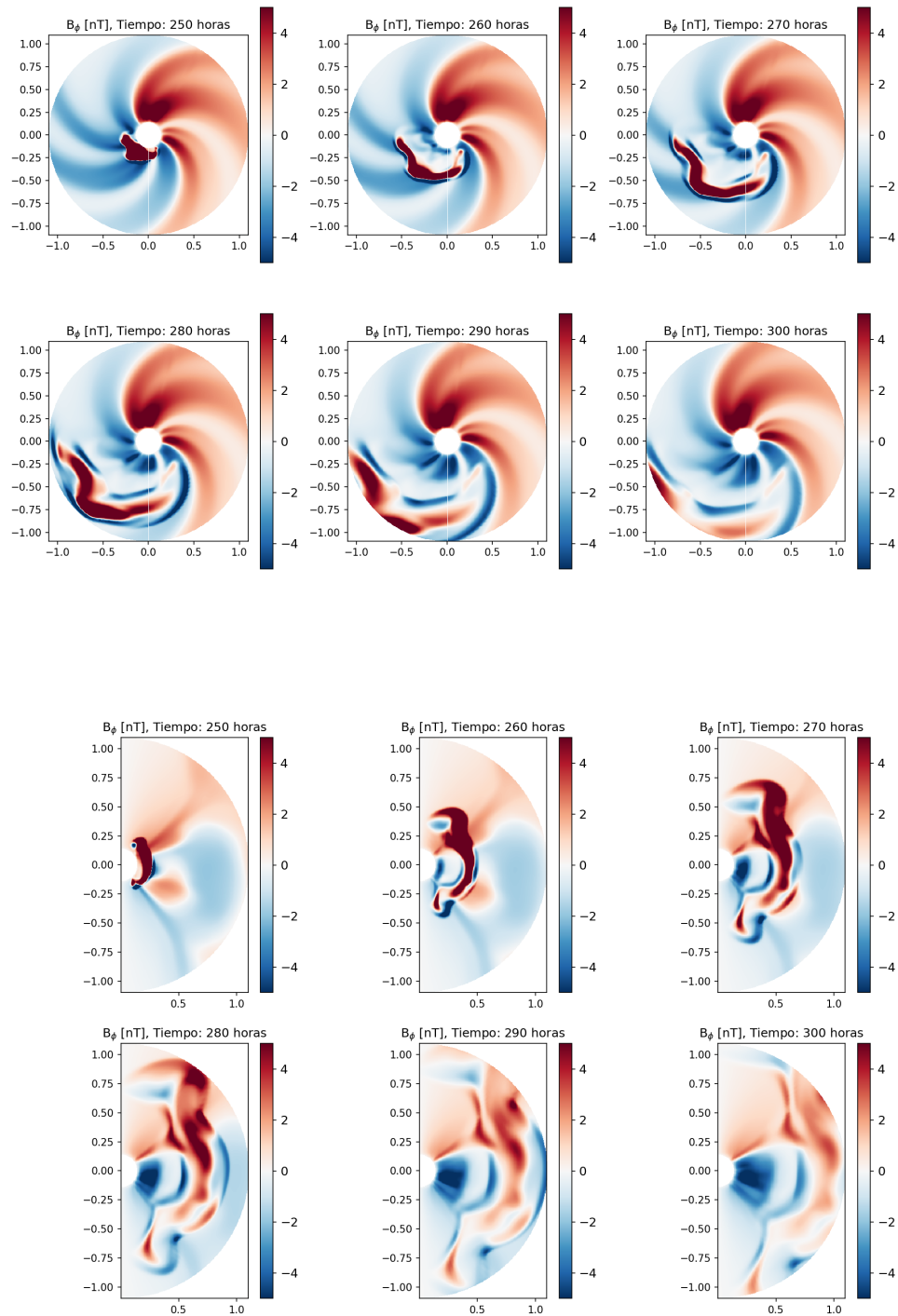


Figura 4.26: Cortes de la componente magnética B_ϕ , para distintos tiempos de la evolución de la EMC con campo magnético, corte ecuatorial (arriba) y corte meridional (abajo) para el Evento 3: 2022/03/10.

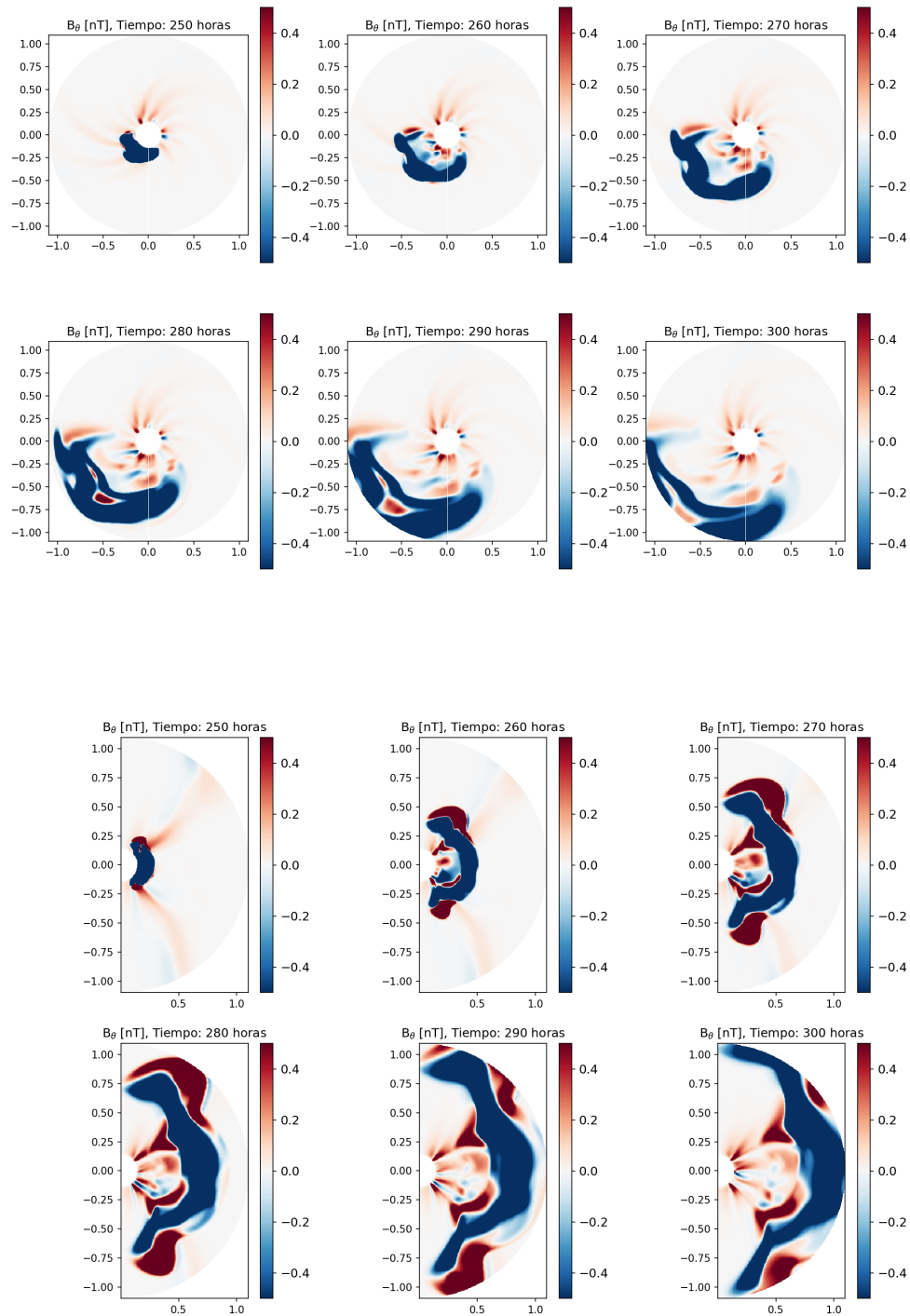


Figura 4.27: Cortes de la componente magnética B_θ , para distintos tiempos de la evolución de la EMC con campo magnético, corte ecuatorial (arriba) y corte meridional (abajo) para el Evento 3: 2022/03/10.

En la Figura 4.28 se muestra un corte ecuatorial de la densidad de número escalada (r^2N) en 3D, junto con las líneas de campo magnético.

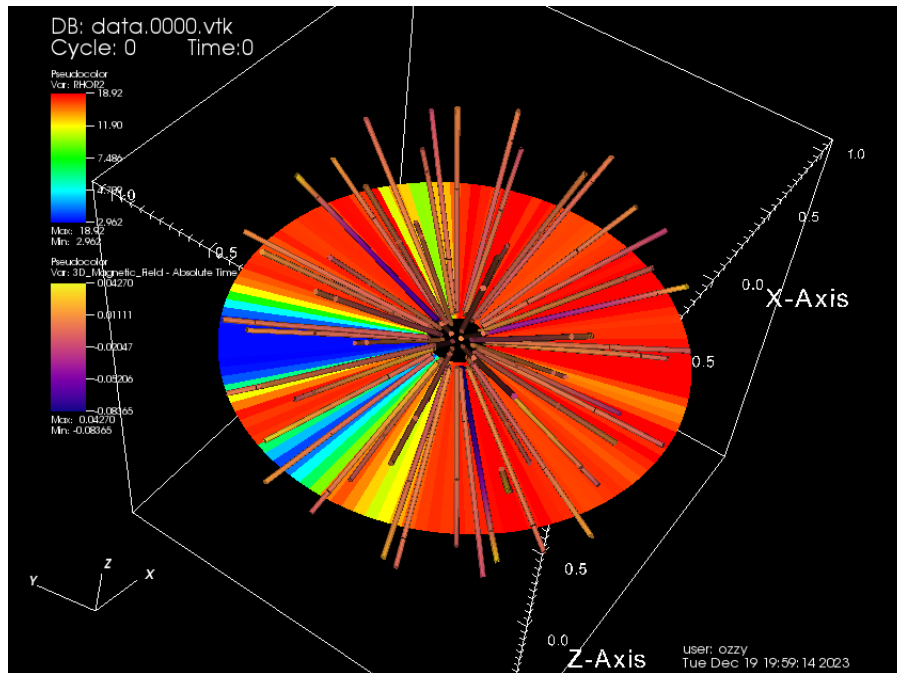


Figura 4.28: Superposición de las líneas de campo magnético con el corte ecuatorial de la densidad de número escalada, al estado inicial para el Evento 3: 2022/03/10.

En la Figura 4.29, se exhibe un corte ecuatorial de la densidad de número escalada y las líneas de campo magnético en 3D y la espiral de Parker. En las Figuras 4.30-4.34, se muestran instantes de tiempo de la evolución de la EMC, particularmente, se da énfasis a las zonas en donde la propagación de la EMC modifica la topología del campo magnético del viento solar de fondo. Adicionalmente, se observa cómo las líneas de campo magnético desarrollan una cuerda de flujo con torsión mientras la EMC se propaga. Específicamente, en las Figuras 4.30, 4.33, y 4.34, aparte del corte ecuatorial y las líneas de campo magnético, se muestran iso-contornos de la densidad de número de partículas en rojo, los cuales representan a la EMC. Conforme el sistema evoluciona, al momento de relajarse el viento solar se observa la espiral de Parker, y después la perturbación producida por la EMC. En esos instantes, se modifica la topología del campo magnético del viento solar de fondo, y también se observa el desarrollo de una estructura magnética compleja asociada con la configuración tipo cuerda de flujo toroidal de la EMC.

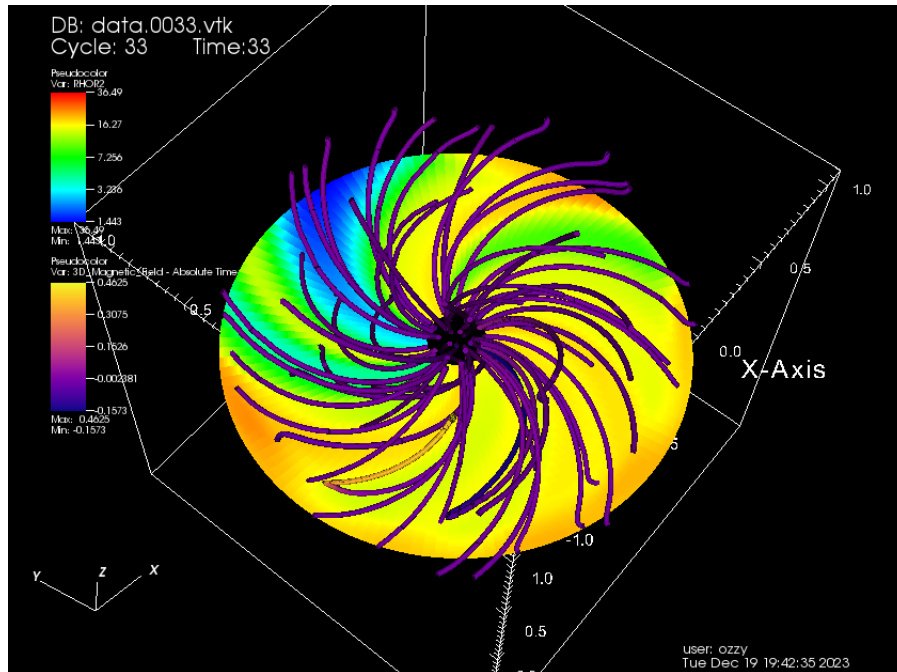


Figura 4.29: Superposición de las líneas de campo magnético con el corte ecuatorial de la densidad del número de partículas en 3D para el Evento 3: 2022/03/10.

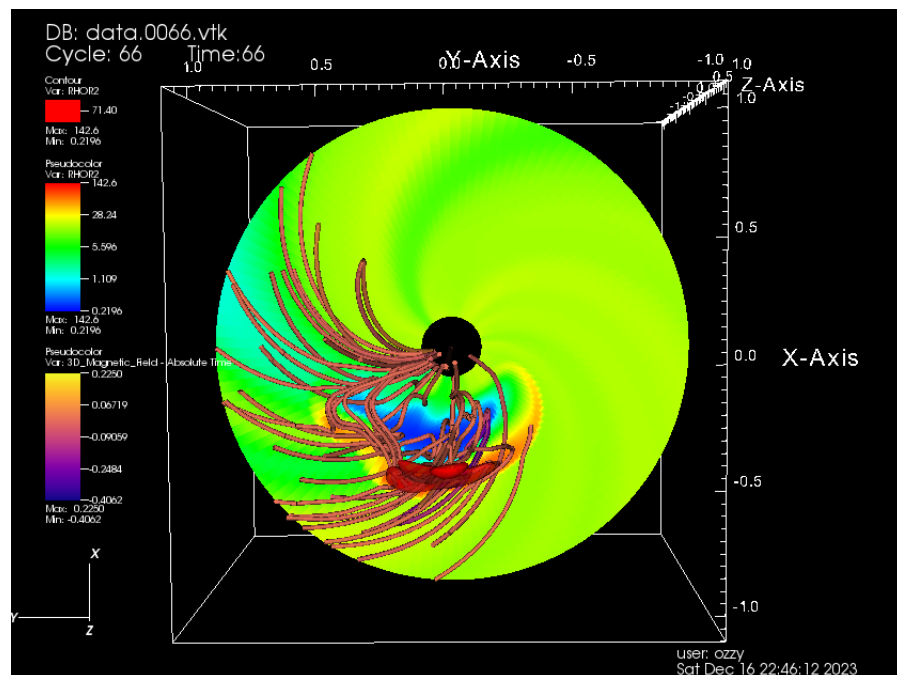


Figura 4.30: Superposición de las líneas del campo magnético con el corte ecuatorial de la densidad del número de partículas en 3D para el Evento 3: 2022/03/10.

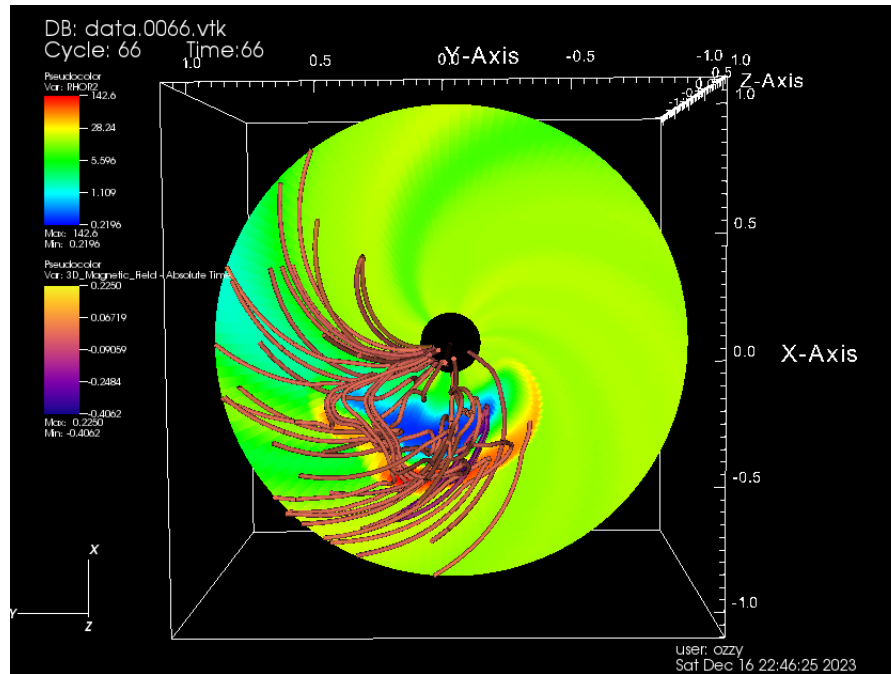


Figura 4.31: Superposición de las líneas del campo magnético con el corte ecuatorial de la densidad del número de partículas en 3D para el Evento 3: 2022/03/10.

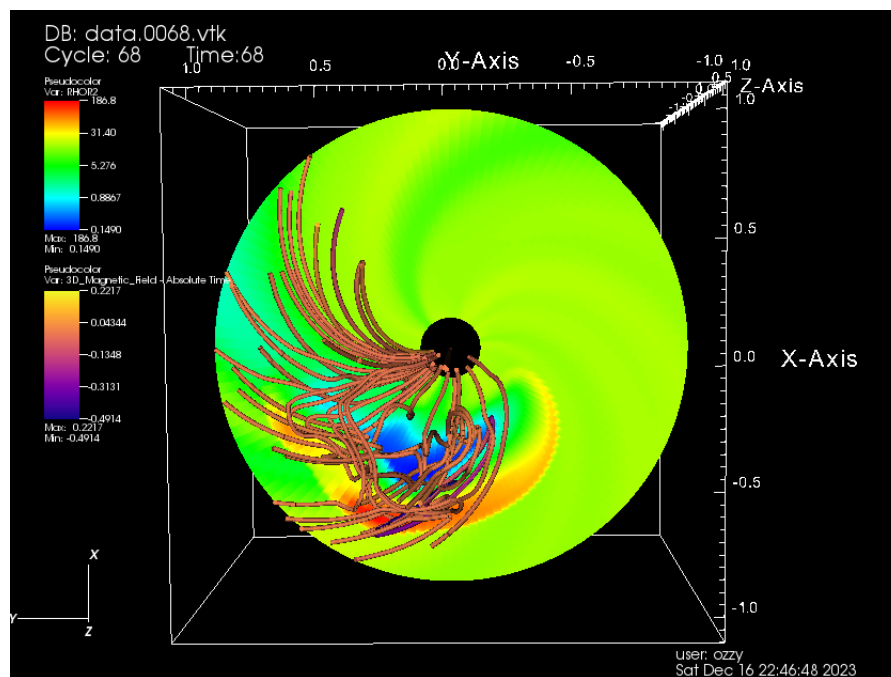


Figura 4.32: Superposición de las líneas del campo magnético con el corte ecuatorial de la densidad del número de partículas en 3D para el Evento 3: 2022/03/10.

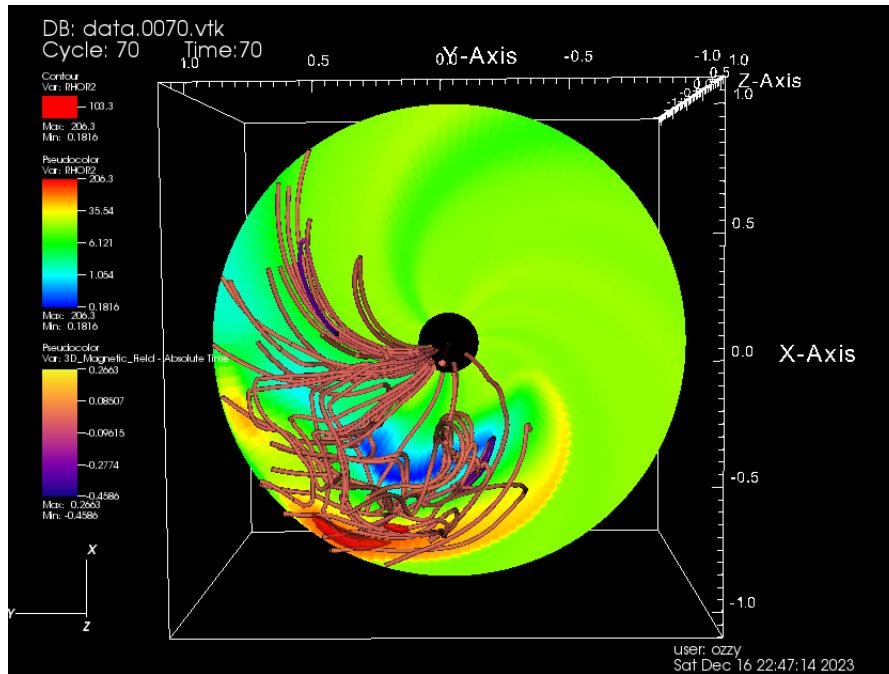


Figura 4.33: Superposición de las líneas del campo magnético con el corte ecuatorial de la densidad del número de partículas en 3D para el Evento 3: 2022/03/10.

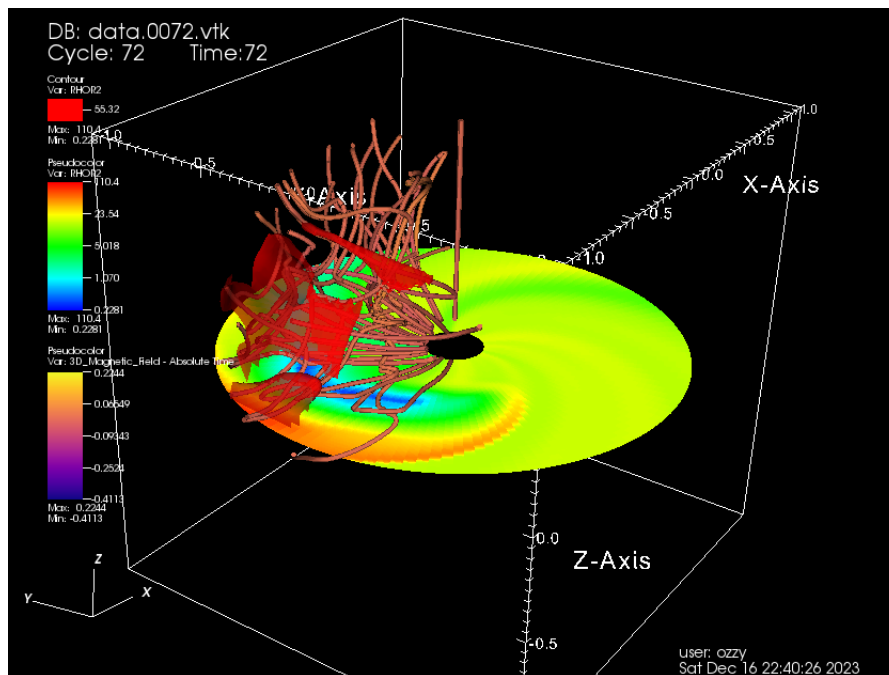


Figura 4.34: Superposición de las líneas del campo magnético con el corte ecuatorial de la densidad del número de partículas en 3D para el Evento 3: 2022/03/10.

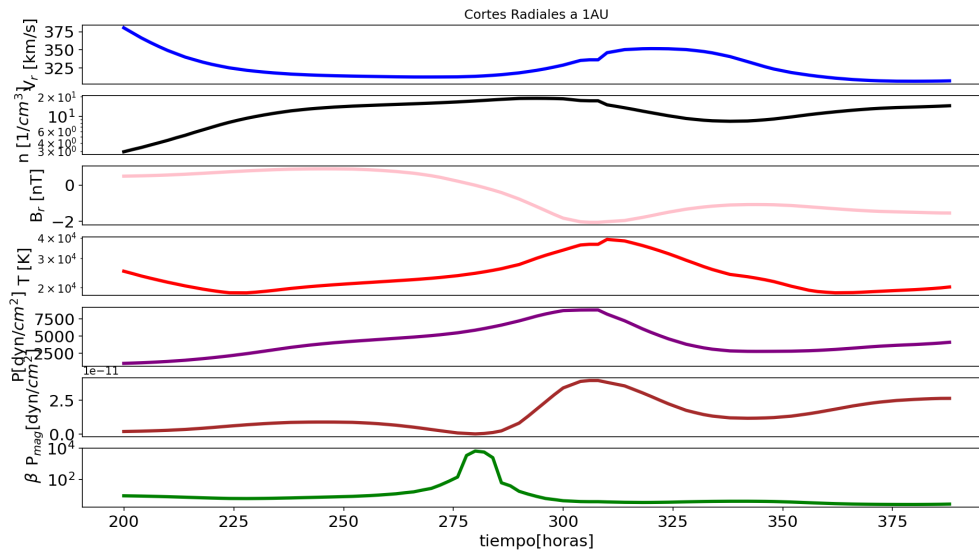


Figura 4.35: Cortes radiales a 1 UA de la velocidad, densidad del número de partículas, campo magnético, temperatura, presión termodinámica, presión magnética y la beta del plasma, para distintos tiempos de la evolución de la EMC para el Evento 3: 2022/03/10.

En la Figura 4.35 se muestran de forma comparativa cortes radiales para distintos tiempos de evolución de las variables: velocidad, densidad del número de partículas, campo magnético, temperatura, presión termodinámica, presión magnética y la beta del plasma, descritas a 1 UA. Se muestra al estado inicial una velocidad de 375 km s^{-1} , una densidad del número de partículas de aproximadamente 3 cm^{-3} , con una intensidad de campo magnético cercano a 1 nT y una temperatura menor a los $30,000 \text{ K}$. La presión magnética ronda cerca de 0 y 3 dyn cm^{-2} durante toda la evolución temporal, mientras que la presión termodinámica ronda entre $2,500$ y los $7,500 \text{ dyn cm}^{-2}$, lo que muestra el comportamiento de β entre un valor mínimo cerca de cero y el máximo a los 10^4 . Cerca de las 310 horas se muestran la mayoría de los puntos máximos ó mínimos alcanzados, tenemos un alcance máximo para la temperatura mayor a los $40,000 \text{ K}$, para la componente magnética la intensidad cambia de polaridad a una negativa de -2 nT , permaneciendo con esa polaridad en lo que resta de la evolución, mientras que la densidad del número de partículas excede los 200 cm^{-3} y la velocidad toma un valor cercano a los 350 km s^{-1} y decrece conforme la evolución.

Capítulo 5

Conclusiones

En esta tesis se explicó de manera general la estructura interna y externa del Sol, dando énfasis a fenómenos en la atmósfera solar, tales como el viento solar y las EMC. Se consideró que la atmósfera solar, el viento solar y las EMC están formadas por un plasma completamente ionizado, en donde las aproximaciones de la MHD ideal clásica son razonables para describir su dinámica. Se resolvieron numéricamente tales ecuaciones escritas en un sistema de coordenadas esféricas empleando el modelo sunRunner3D, el cual usa las condiciones de frontera del modelo CORHEL, y el código PLUTO para calcular las propiedades del plasma del viento solar y las EMC con la aproximación de MHD ideal en la heliósfera interna.

El tema central de esta tesis fue modelar la estructura magnética interna de las EMC en términos de una cuerda de flujo toroidal. Tal configuración magnética está definida en función del modelo modificado de Miller y Turner [1], el cual describe a la EMC como una nube magnética expansiva representada por una cuerda de flujo toroidal ideal. Dicha cuerda de flujo cumple la condición del campo magnético solenoide, es decir, $\nabla \cdot \vec{B} = 0$.

Se estudiaron tres eventos de EMC tipo halo, y de los cuales se obtuvieron los resultados de las simulaciones numéricas correspondientes. Estos eventos fueron 2020/12/07, 2021/11/02 y 2022/03/10, cubriendo periodos de tiempo contenidos en las Rotaciones de Carrington 2238, 2250 y 2255. Los resultados numéricos se mostraron por medio de gráficas de cortes ecuatoriales y meridionales para las variables de la componente radial de la velocidad, mostrando el estado relajado del viento solar y la perturbación de la EMC. Así como también de la densidad del número de partículas, la beta del plasma y las componentes del campo magnético, de estos últimos se obtuvieron resultados relevantes de la aplicación del modelo de la cuerda de flujo toroidal, mostrando las polaridades magnéticas de la EMC y la perturbación generada sobre el campo magnético del viento solar. Para el evento 1 se obtuvieron velocidades del viento solar relajado para la componente v_r , máximas de 500 km s^{-1} y mínimas de 200 km s^{-1} , mientras que para v_θ son de 40 km s^{-1} y 20 km s^{-1} , manteniéndose casi ausente en v_ϕ . Las velocidades de la EMC tiene un valor máximo de 1000 km s^{-1} y decrece conforme la evolución temporal, presentando una densidad de número de partículas escalada de

aproximadamente $40,000 \text{ gr cm}^{-1}$.

En el evento 2, las componentes de la velocidad del viento solar relajado para v_r son de un valor máximo de 800 km s^{-1} y un mínimo de 200 km s^{-1} , para v_θ de 40 km s^{-1} y aproximadamente nulo, mientras que para v_ϕ se aprecia de nuevo una ausencia. La densidad escalada presenta un alcance máximo de 30 cm^{-3} , con un mayor dominio de 10 cm^{-3} . La densidad de número de partículas de la EMC presenta un valor máximo $30,000 \text{ gr cm}^{-1}$ y valor máximo para v_r de 1000 km s^{-1} .

Para el evento 3, se obtuvieron las componentes de velocidad del viento solar relajado de 700 km s^{-1} y 200 km s^{-1} (valor máximo y mínimo), para v_θ de 10 km s^{-1} y 0 km s^{-1} , mientras que para v_ϕ se aprecia de nuevo una ausencia. La densidad escalada presenta un mayor dominio con un valor de aproximadamente los 17 cm^{-3} , con valores máximos y mínimos de 20 cm^{-3} y 5 cm^{-3} . Para la EMC se obtuvo un valor máximo de la densidad de número de partículas de $30,000 \text{ gr cm}^{-1}$, mientras que para la velocidad v_r se mostraron velocidades de $1,000 \text{ km s}^{-1}$.

Los resultados para los 3 eventos mostraron un comportamiento consistente respecto a las propiedades físicas observables del viento solar y las EMC. La implementación de la estructura magnética interna de las EMC en términos de un campo toroidal induce un cambio de polaridad dependiente del tiempo por lo que los resultados de las simulaciones muestran que el modelo sunRunner3D es capaz de describir las propiedades globales de la propagación de EMC considerando su estructura magnética interna en la heliosfera interna. Como trabajo a futuro, estudiaremos a detalle el efecto de la geometría del campo magnético de las EMC sobre el viento solar ambiente. Además, acoplaremos completamente el modelo de la cuerda de flujo toroidal a las propiedades hidrodinámicas de las EMC, y de esa forma obtener un modelo más consistente para la estructura magnética interna de las EMC. Finalmente, compararemos los resultados de las simulaciones con las mediciones in-situ obtenidas a 1 UA.

Bibliografía

- [1] M. Vandas and E. Romashets, “Comparative study of a constant-alpha force-free field and its approximations in an ideal toroid,” 2015.
- [2] R. W. Noyes, *The Sun Our Star*. Cambridge, MA, USA: Harvard University Press, 1982.
- [3] M. Miralles and J. S. Almeida, *The Sun, the Solar Wind, and the Heliosphere*. IAGA Special Sopron Book Series, 2011.
- [4] E. A. Spiegel and Zahn, *The solar tachocline*, vol. 265. Astron. Astrophys., 1992.
- [5] J. J. González-Avilés, *Solución numérica de las ecuaciones de la MHD resistiva aplicada al estudio de la formación de jets en la atmósfera solar*. PhD thesis, Instituto de física y matemáticas, 2017.
- [6] E. Priest, *Magnetohydrodynamics of the Sun*. 32 Avenue of the Americas, New York, NY 10013-2473, USA: Cambridge University Press, 2014.
- [7] X. B. C. . P. Kajdic, “El sol, nuestra estrella,” *Revista digital universitaria*, vol. 10, no. 10, 2009.
- [8] N. Meyer-Vernet, *Basics of the solar wind*. United States of America by Cambridge University Press, New York: Cambridge university press, 2007.
- [9] EUHFORIA, “Euhforia.” <https://euhforia.com/>, 2023. Accedido el 30 de Septiembre del 2023.
- [10] WSA-ENLIL, “Space weather prediction center, national oceanic and atmospheric administration.” <https://www.swpc.noaa.gov/products/wsa-enlil-solar-wind-prediction>, 2023. Accedido el 30 de Septiembre del 2023.
- [11] Climate, space sciences, and engineering, “Space weather modeling framework (swmf).” <https://clasp.engin.umich.edu/research/theory-computational-methods/space-weather-modeling-framework/>, 2023. Accedido el 30 de Septiembre del 2023.
- [12] CISM, “Center for integrated space weather modelling.” <https://laspl.colorado.edu/cism/>, 2023. Accedido el 30 de Septiembre del 2023.

- [13] M. J. Owens, *Combining remote and in situ observations of coronal mass ejections to better constrain magnetic cloud reconstruction*, vol. 113. J. Geophys. Res., 2008.
- [14] A. J. Hundhausen, *Coronal mass ejections*, vol. 143. New York: In The Many Faces of the Sun: a Summary of the Results from NASA's Solar Maximum Mission, 1999.
- [15] D. F. Webb and S. W. Kahler, *Large scale structures and multiple neutral lines associated with coronal mass ejections*. J. Geophys., 1997.
- [16] J. Emilia K. J. Kilpua, D. Pomoell, R. S. Price, and E. Asvestari, “Estimating the magnetic structure of an erupting cme flux rope from ar12158 using data-driven modeling,” *Front. Astron. Space Sci.*, 2021.
- [17] L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*. New York: Interscience, 1962.
- [18] Boyd and Sanderson, *The Physics of Plasmas*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2003.
- [19] C. Quinzacara, “Diagrama de las coordenadas esféricas de un punto p y los vectores unitarios.” *Wikipedia*, 2022.
- [20] P. Riley, M. Ben-Nun, and J. J. González Avilés, “sunrunner3d: A global model for investigating icme evolution in the inner heliosphere,” *submitted to Universe*, 2023.
- [21] P. Riley and M. Ben-Nun, “Sunrunner1d: A tool for exploring icme evolution through the inner heliosphere,” *universe*, 2022.
- [22] J. A. Linker, P. Riley, Z. Mikic, R. Lionello, V. S. Titov, and D. Odstrcil, “CORHEL: A Modeling Suite for Describing the Solar Corona and Inner Heliosphere,” in *AGU Fall Meeting Abstracts*, vol. 2009, pp. SA43A–1612, Dec. 2009.
- [23] A. Mignone, G. Bodo, S. Massaglia, T. Matsakos, O. Tesileanu, C. Zanni, and A. Ferrari, “PLUTO: A numerical code for computational astrophysics,” *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 170, pp. 228–242, may 2007.
- [24] J. J. González-Avilés, P. Riley, M. Ben-Nun, P. Mayank, and B. Vaidya, “Using sunrunner3d to interpret the global structure of the heliosphere from in situ measurements,” *submitted to Journal of Space Weather and Space Climate*, 2023.
- [25] C. H., “Visit: An end-user tool for visualizing and analyzing very large data,” *Chapman and Hall/CRC*, 2012.
- [26] L. F. Burlaga, “Magnetic clouds and force-free fields with constant alpha,” *Journal of Geophysical Research*, 1988.
- [27] S. Lundquist, “On the stability of magneto-hydrostatic fields,” *American Physical Society*, 1951.
- [28] K. Marubashi, “Coronal mass ejections,” *Geophys. Monogr. Ser.*, 99, eds., 1997.

- [29] G. Miller and L. Turner, "Force free equilibria in toroidal geometry," *Physics of Fluids*; ISSN 0031-9171; Worldcat; v. 24(2); p. 363-365, 1981.