



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA
INSTITUTO DE GEOFÍSICA
CIENCIAS ATMOSFÉRICAS, ESPACIALES Y PLANETARIAS

IDENTIFICACIÓN DE EYECCIONES DE MASA CORONAL Y
SU INTERACCIÓN CON OTRAS ESTRUCTURAS DE GRAN
ESCALA EN EL MEDIO INTERPLANETARIO

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS

PRESENTA:

M. EN C. ROSA TATIANA NIEMBRO HERNÁNDEZ

TUTOR PRINCIPAL:

DR. ALEJANDRO LARA

COMITÉ TUTOR:

DR. HÉCTOR PÉREZ DE TEJADA

DRA. XÓCHITL G. BLANCO CANO

PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

CIUDAD UNIVERSITARIA, CIUDAD DE MÉXICO,

AGOSTO 2018



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

JURADO:

Presidente:

Dr. José Julio Emilio Herrera Velázquez,
Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México.

Vocal:

Dr. Julio Javier Martinell Benito,
Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México.

Secretario:

Dr. Alejandro Lara Sánchez,
Instituto de Geofísica, Universidad Nacional Autónoma de México.

Suplentes:

Dr. Rogelio Antonio Caballero López,
Instituto de Geofísica, Universidad Nacional Autónoma de México.

Dra. Teresa Nieves Chinchilla,
Catholic University of America,
Heliopheric Physics Laboratory, Goddard Space Flight Center,
National Aeronautics and Space Administration.

'La Tierra es azul'
- Yuri Gagarin (1961)

AGRADECIMIENTOS ACADÉMICOS:

'Por mi raza hablará el espíritu'

- José Vasconcelos (1921)

Estoy agradecida con la Universidad Nacional Autónoma de México por todo lo que representa. Como universidad me refiero a cada una de las personas que he tenido la oportunidad de conocer durante mi etapa de estudiante. Agradezco infinito a todos mis profesores, sobre todo aquellos que no solo compartieron su conocimiento en el aula, sino por fuera y que además por convivencia me formaron como ser humano.

Quiero agradecerle a Alejandro Lara, por ser mi tutor. Han sido ocho años en los que todos los días estoy agradecida por todo lo que he crecido con él. Por siempre estar dispuesto a resolver problemas y darme la libertad de crecer y conocer mis aptitudes como ser humano y como científico. Porque todas las veces que me apoyó y ayudó a desarrollar proyectos, ideas y planes tanto en el ámbito de investigación como en la divulgación. Le agradezco mucho su paciencia y tolerancia a mi locura. Por su confianza y honestidad. Por todas las veces que vi su preocupación y empatía. Por estar a mi lado en todo momento, en las buenas y en las malas. Por compartir conmigo su oficina. Por todo el conocimiento que he podido adquirir de él. Todos los capítulos de esta tesis reflejan una interacción directa con él. Le agradezco infinito por estar dispuesto a trabajar durante horas, ayudarme a resolver el más mínimo detalle de programación, por explicarme todos los conceptos que no pude comprender por mi cuenta, por enfrentarse conmigo a las preguntas que surgieron en el desarrollo de este trabajo, por todas las videoconferencias, llamadas, correos y mensajes respondiendo a mis preguntas ansiosas. Por este sentimiento de pertenencia a un equipo. Por todos los discos duros en los que tenemos dispersado nuestra investigación. Le agradezco infinitamente por trabajar conmigo de manera bilateral. Por impulsarme a ser mejor todos los días e insistirme con la disciplina. Por toda la ayuda económica

que me proporcionó para viajes, para la publicación, para materiales, impresiones, viáticos y mi propio mantenimiento. Por llevarme a diferentes observatorios y confiarme sus telescopios. Ha sido toda una aventura trabajar con él, mi lealtad y gratitud por siempre.

A Julio Herrera, el mejor profesor que he tenido durante toda mi vida. Le agradezco infinito por ser mi profesor de Física de Plasmas no solo de manera oficial, sino por dedicarnos y darnos cursos intensivos extraordinarios incluyendo aquellos de ondas y reconexión magnética. Es el profesor con el que más horas de clase llevo invertidas en mi vida y sin registro, mas que esa libreta de entrada del instituto. Agradezco cada hora, cada explicación, cada exposición, cada artículo, cada minuto de su tiempo invertido en mi formación. Por toda su paciencia y tolerancia. Por apoyarme en los peores momentos de mi vida. Por prestarme libros de la biblioteca por más de un año. Fui fan. Por cada libro que me ha regalado y agregado a mi biblioteca personal. Por confiar en mí y pedirme ser su ayudante en diferentes cursos. Por permitirme ser segundo profesor. Por todos los congresos, talleres, escuelas y seminarios en los que me ha permitido aprender y difundir mi proyecto de investigación. Por compartir conmigo toda su experiencia y conocimiento en plasmas. Por presentarme en persona la radiación Cherenkov y aquella visita al laboratorio para ver una “brujita” generada por una uva en el microondas. Por regalarme la “Hija de Galileo”, por compartirme la película, el calendario y las historietas de PHD comics. Por todo lo que seguramente estoy olvidando en este momento. Estoy muy agradecida por su cariño y también el apoyo de su esposa. En verdad espero que pronto podamos resolver juntos el problema de la reconexión magnética durante la interacción entre eyecciones. Toda su enseñanza también está indirectamente presente en cada capítulo de esta tesis.

Quiero agradecer al Dr. Cantó, por colaborar conmigo. El modelo analítico de interacción entre eyecciones no hubiera sido posible sin él. Estoy infinitamente agradecida, todo un capítulo del doctorado con él. Por compartir toda su experiencia en hidrodinámica, por enseñarme cómo se desarrollan modelos teóricos analíticos. Le agradezco por ayudarme a desarrollar la idea de estudiar la interacción, desde el planteamiento del problema hasta la formalidad en la que hay que escribir un artículo de investigación con 70 ecuaciones. Por trabajar conmigo y lograr la descripción de cada una de ellas. Por su paciencia. Por esa sensación de participación colectiva entre institutos. Por fomentar esa colaboración y continuidad del proyecto apuntando a simulaciones numéricas hidrodinámicas.

Agradezco a Ricardo González por ser parte de esa colaboración con el Dr. Cantó. Enseñarme las bases del código numérico utilizado en este trabajo (YGUAZÚ-A). Por todas esas veces en que sentí una colaboración más horizontal al enfrentarnos a los retos del código. Quiero agradecerle por modificar el código para poder estudiar la interacción entre eyecciones de masa coronal y quitarle los procesos de enfriamiento para corroborar que el viento solar acelera cerca del Sol, para poder ajustar los valores iniciales y tener mejores predicciones de arribo a 1 UA. Le agradezco su disposición para facilitarme la conexión remota a Eltanin para poder realizar algunas simulaciones y en ayudarme económicamente a través de su proyecto a presentar el trabajo en dos ocasiones en AGU. Además, quisiera agradecerle su cordial invitación a trabajar con él para aprender a usar el código con una estancia en Morelia.

Los retos del código no hubieran sido completamente resueltos sin la colaboración e increíble disposición de Alejandro Esquivel, Alejandro Raga y Pablo Velázquez, con los que estoy totalmente agradecida. En especial, agradezco a Alejandro Esquivel porque me ayudó a comprender y resolver los problemas numéricos que presentó YGUAZÚ-A, desde entender los valores posibles de viscosidad numérica, el significado del número de Courant y algunas dificultades que se presentaron en términos de la resolución espacial y temporal. Incluso por su ayuda en la corrección en el texto del código. Le agradezco infinito su confianza y por compartirme dos modelos numéricos nuevos. El primero de una dimensión que me ayudó a entender mejor el comportamiento de YGUAZÚ-A y corroborar sus resultados (además de ser una propuesta más eficiente y sencilla). Y ese segundo código, que propone una continuidad del proyecto para estudiar la evolución de las eyecciones en 3 dimensiones no solo desde el punto de vista hidrodinámico sino con la posibilidad de incluir al campo magnético y otros procesos físicos. Agradezco esas tardes en vacaciones en las que me permitió discutir los problemas y la pronta respuesta a correos que suplicaban más, por una prueba de su parte del código. Por revisarnos el texto de nuestras publicaciones.

Una discusión importante en el desarrollo de este trabajo fue el tratamiento de la conductividad en el viento solar, la elección de la ecuación de estado eligiendo entre un proceso adiabático o isotérmico. Agradezco mucho a Noé Lugaz por su ayuda y paciencia al explicarme estos conceptos.

Quiero agradecerle a Teresa Nieves-Chinchilla todo el esfuerzo y brindarme su apoyo para

la interpretación de las eyecciones de masa coronal en los datos in situ. Por compartirme sus resultados aún antes de su publicación para poder hacer el análisis estadístico de este trabajo. Por dedicarle tiempo a la revisión de esta tesis.

A Nat Gopalswamy, le agradezco mucho sus comentarios y por guiarnos en la interpretación de los resultados de las simulaciones numéricas. Por las discusiones que nos ayudaron a interpretar mejor los eventos de interacción.

En términos de la emisión de radio causada por la propagación de eyecciones, existe una persona increíble que le debo (debemos) la revisión del artículo y que nos ayudó a entender y encontrar la forma de corroborar los resultados de las simulaciones con las observaciones. Quiero agradecer infinitamente a Thejappa Golla. Además de ser un gran conocedor de la materia, tuve la oportunidad de conocer a una persona extraordinaria. Admiro su sencillez y amabilidad. Por toda su disposición y por ayudarnos a concretar el trabajo.

Con los cálculos de masa de las eyecciones de masa coronal (por ser todo un problema) agradezco infinito a Manuela Temmer quién ajustó el volumen a las eyecciones de masa coronal usadas en el modelo analítico y en las simulaciones. A Cynthia López Portella, Robin Colaninno y Mishra Wageesh por las discusiones, pruebas y cálculos para probar diferentes métodos de medición. Esas discusiones fueron muy útiles para entender las limitaciones de las observaciones y cómo es que las predicciones de los modelos se ven afectadas por ellas.

Del departamento de Ciencias Espaciales en el Instituto de Geofísica, quiero agradecer a Héctor Pérez de Tejada por todas las conversaciones que hemos tenido del viento solar como un fluido. A Héctor Durand por invitarme a colaborar en una publicación y creer en mí. Por todas esas conversaciones que motivan a uno a seguir adelante. A Rogelio Caballero por su apoyo y confianza. Por darme ese voto externo que necesité para creer que se puede y que vale la pena. Por la mejor clase de Rayos Cósmicos de mi vida. A Alberto Flandes, por todas las actividades académicas que hemos realizado juntos, tanto de ser su alumna en Electrodinámica Espacial, ser su ayudante en la Facultad de Ciencias hasta desarrollar un proyecto de divulgación. Estoy agradecida por todas las pláticas en relación a la formación y evolución de las eyecciones de masa coronal desde 1 UA hasta 5 UA. A Xóchitl Blanco por estar al pendiente de este trabajo, por todos sus comentarios y sugerencias para mejorar los métodos y la interpretación de los datos.

Quiero agradecer a Julio Martinell por ser parte de mi jurado de grado. Por leer y ayudarme con las correcciones de esta interminable tesis. Agradezco mucho su atención y su disposición para escuchar la descripción de los problemas.

Me gustaría agradecer a Luis Benet, Francois Leyvraz, Thomas Seligman, Pedro Miramontes, Faustino Sánchez, Rafael Barrio, Pablo Schabes y Andrés Porta por compartirme su conocimiento y presentarme la escuela como algo más tangible, desarrollando problemas más apegados a la realidad. Por estar siempre dispuestos a ayudarme y guiarme. Por cada plática de ciencia en la que me permitieron imaginarme y desarrollarme como científico.

Agradezco a la que fue mi coordinadora de posgrado, Elizabeth Solleiro (en representación del Posgrado en Ciencias de la Tierra), por escucharme y encontrar la mejor solución a todos los problemas en los que los estudiantes nos vemos metidos. Por ayudarme, ser mi cómplice y hacer factible mi contribución del pago de Niembro et al., (2015). Fue importante porque sé que yo contribuí en su publicación.

Todos los trámites de posgrado no serían posibles sin la ayuda y constancia de (Araceli Chamán, Laura Mendoza y Graciela Solache. Por estar siempre pendientes de todos nosotros como estudiantes, ayudarnos a conseguir viáticos, trámites a tiempo, cartas, inscripciones, becas, salones, etc. En verdad que no sería posible sin ustedes.

Agradezco a Miguel Ángel García y Daniel Rodríguez, por ser la solución a todos los problemas de cómputo que uno puede vivir como estudiante y colaborador en el Instituto de Geofísica. Corrí más de 70 simulaciones y tuvieron la paciencia suficiente e inventiva (tengo un cable gigante) para mantener lo más estable posible el internet y evitar la interrupción de ellas. A Anaid Galicia por todas las impresiones de póster a última hora. Por su increíble disposición.

Agradezco infinito a Adriana Morales, por ser una ayuda incondicional en el Departamento de Ciencias Espaciales. Su calidez y atención, para lograr todas esas cartas de trámites interminables. Por estar tan al pendiente y ayudarme a cambiar ese triste escritorio de metal que me asignaron y terminar con esas horas infernales de una lámpara estroboscópica. Todo, desde una libreta, hojas, tinta, café, galletas, etc, todo lo que fuera posible. Por todas las veces que me ayudó a regresar a mi cubículo después de dejar las llaves. Por su confianza y toda su ayuda, por acompañarme esos ratitos de espera y siempre estar dispuesta a encontrar soluciones.

Agradezco a Saúl Armendáriz, por todas esas veces que perdonó mi distracción y olvido de resellar libros de la biblioteca. Espero algún día cambien esa regla de los préstamos de libros a estudiantes sólo por una semana (no más de dos). La cantidad de tardes que le debo de estudio y tareas. Agradezco su comprensión y auxilio identificando libros y artículos; y claro logrando préstamos interbibliotecarios selectos. Una disculpa por ese libro lleno de café.

Agradezco a Miriam Fernández, por todos los trámites con PAPIIT que me ayudó a resolver que me mantuvieron a flote durante el último año de doctorado.

Le agradezco mucho a Juanita Orta por ser mi intermediario y medio de comunicación con el Dr. Cantó, quién se niega a tener correo electrónico propio. Conté más de 20 correos electrónicos en que la molesté para hacerle llegar información, artículos, etc. Sin ella, mi colaboración con él no hubiera sido fácil.

Agradezco a Francisco Ruíz, Abraham Roldán y Juan Manuel Rodríguez por tener siempre en disposición los salones, el equipo de cómputo y comunicación remota en el Instituto de Astronomía. Fueron más de 100 visitas durante el doctorado y siempre estuvieron dispuestos a ayudar.

Agradezco a Eduardo Mendoza, por ser el primer investigador que decidió darme la oportunidad de trabajar con él, sin conocerme. Por abrirme las puertas de su oficina. Por presentarme el mejor problema a resolver de ciencia que puedo reconocer hasta el día de hoy: el Sol. Por toda su dedicación, cuidado y enseñanza para mi formación como científico.

Quiero agradecer también a Moisés Robles, René Ortega y a Héctor Hernández por formarme compartiendo actividades para difundir y divulgar la ciencia. Por formar un equipo, una familia académica con un propósito desinteresado, con el fin de exponer, llevar vivencias con la esperanza de fomentar pensamiento abstracto y alternativo. Por enseñarme a estar dispuesta y querer trabajar todos los días.

Agradezco a Heinrich Terborg, Roberto Arias, Atahualpa Kraemer, Indira Blanco, Gustavo Armendáriz y Alfonso Pérez Ariza por crecer conmigo divulgando. Por compartir experiencias y conocimiento. Por decidir que sea parte de nuestro día a día compartir nuestras experiencias a la sociedad en que vivimos. Porque con ustedes aprendí que nos toca trabajar un poquito más todos los días por tratar de mejorar el mundo que nos rodea y que ese esfuerzo vale mucho la pena.

AGRADECIMIENTOS:

'If I have seen further it is by standing on the shoulders of giants'

- Isaac Newton (1676)

Nunca he creído que podemos conseguir nuestros sueños solos. Creo que cada quien tiene sus propios deseos y concepción de este mundo y por tanto una manera diferente de abordarlo. En ese sentido nuestros sueños son personalizados, pero no he conocido a nadie que me diga que los ha logrado solo. Cada día entiendo más lo fundamental que es que alguien te crea, te siga la corriente y entonces cuando puedes alcanzar lo que tanto anhelas. Agradezco a cada una de las personas que recuerdo en este momento y a las que no, que han brindado a mi vida, votos de confianza, que me alientan a seguir adelante todos los días.

Claramente, mi mamá (Irasema Hernández) es mi primer voto de confianza en esta vida. Le agradezco infinito cada instante que ha estado conmigo, por acompañarme y darme seguridad a cada paso y decisión que he tomado. Cada experiencia y lección. Por todos los días y por todo su compromiso a mi persona. Por todos los días y las noches, por la salud y la enfermedad, por las alegrías y tristezas, por cada minuto en que he tenido su voto de confianza, de que soy y seré siempre una buena persona. Porque se enorgullece tanto que me anima en mis peores momentos a seguir, a levantarme y a pensar que todo es posible. No puedo fallarle.

El segundo voto más importante de mi vida, de mi papá (Roberto Ramos). Este voto no es de sangre pero es un voto de confianza extraordinario. Tenía 6 años cuando me dijo seriamente: - "Yo creo en tí". Es un instante que atesoro increíblemente y causa que todos los días de mi vida quiera ser mejor. Ese voto de confianza es tan grandioso que nunca me he sentido suficientemente agradecida y me deja con la sensación de darme a la vida. Gracias por todo, todo, todo. Por todo tu apoyo hasta en mis más locas aventuras. Por ser mi confidente y mi

guía. Por todas mis primeras “llantas” (bueno, alas) y sus repuestos: patines, computadora, coche, ser mi beca personalizada, etc. Cada esfuerzo, por darnos a mi y a mi hermana las herramientas necesarias para abordar este mundo. Por enseñarme y ayudarme a andar. Por todos y cada uno de los días que ha compartido conmigo, salud y enfermedad, éxitos y fracasos, alegrías y tristezas. Porque he viajado con él... en este mundo y en el Espacio. No se realmente cómo agradecerle.

Quiero agradecerle a mi hermana (Alicia Ramos), por ser mi compañera de vida, por todas las experiencias que hemos vivido juntas. Por ser mi punto de apoyo en los peores momentos, en esas pruebas difíciles, instantes de silencio absoluto en el que no comprendes el devenir de la vida, porque sin decirnos nada, nos sabemos juntas. Por ser mi complemento, mi “yin yang”. -‘I carry your heart with me. I carry it in my heart’ (- E.E. Cummings, 1952).

Quiero agradecerle a Julio Fernández, por ser mi compañero de vida. Por inventarnos juntos un voto de confianza, mutuo. Por alentarnos y convencernos que no hay límites mas que los que nos imponemos. No hay limites temporales ni espaciales... Por escribir juntos una memoria de posibilidades. Por permitirnos conquistar este mundo desde todas sus aristas. Por todo su cariño, su sencillez y su ternura. A dónde llegaremos? No lo sé pero puedo decir que en este momento tengo la sensación de certeza que llegaremos a dónde sea. En algunas ocasiones tarde pero llegaremos juntos. Y estoy más que agradecida por esa sensación de libertad.

Le quiero agradecer a Damián San Román, por todas sus postales, fotos y buenos deseos mandados desde cualquier punto del mundo. Por ese pedacito de historia que recorre el mundo con la proyección de acompañarnos desde la distancia. Por darme la sensación de pertenencia universal en este mundo, no importa el continente. Somos amigos aquí y allá, hoy mañana y siempre.

A Óscar Morales, por ser mi amigo, aún hasta en la adversidad. Por aquellas batallas perdidas en el pizarrón y aquellas ganadas, aunque claro, después de alta influencia del etanol y hielo seco (pero los vimos!). Por ser mi súper-héroe favorito y mantenerme cuerda. Por convivir conmigo e identificar kriptonitas y aprender a evitarlas juntos. Estoy muy agradecida con su amistad.

A Marco Martínez le agradezco todas esas horas de café y pizarrón defendiendo nuestros argumentos y exposiciones de Física de Plasmas Nivel “Avanzado”. Me divertí muchísimo en los cursos. Le agradezco por ser mi compañero de clase, por aprender juntos y por su cariño. Por ser un gran amigo.

Quiero agradecerle a todos mis compañeros del posgrado: Cynthia López Portela, Paulina Colín, Ángel García, Juan Carlos Marín, Pedro Mirón, Alma Ramírez, Karla Vargas, Alberto Santiago y Luis Preisser. Porque somos un gran equipo aún en la adversidad. A Cynthia le agradezco infinito por ser una gran compañera de cubo. Disfruté muchísimo todas las discusiones y proyecciones a futuro. Por darme una cálida bienvenida y todo su apoyo. Todas las aventuras de divulgación no hubieran sido posibles sin ustedes, se necesita al Sol y a sus planetas para que esto funcione (sin olvidar a los rayos cósmicos). Me la pasé increíble conviviendo con ustedes y les deseo éxito. No esperen que les digan que hacer, ustedes pueden, tienen mi voto.

A mi familia, a cada uno de sus integrantes, lejos, cerca o más allá. A mis abuelos, mis tíos y mis primos. Por rodearme de cariño y esa sensación de pertenencia. Los quiero mucho. Por quererme en la distracción y en mis locuras.

PUBLICACIONES:

Tatiana Niembro - <https://orcid.org/0000-0001-6692-9187>

- Niembro, T. & Lara, A.; *II. Using the wavelet transform of the seesaw space as an automatic method to identify and characterize solar wind disturbances at 1 AU*; en revisión.*
- Niembro, T. & Lara, A.; *I. Using the seesaw space to characterize the solar wind at 1 AU in scales dominated by large-scale disturbances*; en revisión.*
- Niembro, T., Lara, A., & González, R.; *Radio emissions observed during the interaction between two ICMEs in the interplanetary medium*; en revisión.
- Niembro, T., Lara, A., González, R., & Cantó, J.; *Numerical simulations of ICME-ICME interactions*; ARXIV: 1801.03136.
- Durand-Manterola, H. J., Flandes, A., Rivera, A. L., Lara, A., & Niembro, T.; *CMEs' Speed, Travel Time, and Temperature: A Thermodynamic Approach*; Journal of Geophysical Research: Space Physics; DOI: 10.1002/2017JA024369.
- Niembro, T.; Cantó, J., Lara, A. & González, R.; *An Analytical model of interplanetary coronal mass ejection interactions*; Astrophysical Journal, DOI: 10.1088/0004-637X/811/1/69.*

* Cuentan con una interfase gráfica en el servidor del Radio-Observatorio Solar del Instituto de Geofísica, UNAM (girasol.geofisica.unam.mx).

PRESENTACIONES:

- 2017 AGU Reunión Americana de Geofísica (presentación póster) Niembro, T. & Lara, A., *The seesaw space, a vector space to identify and characterize large-scale structures at 1 AU.*
- 2017 RAUGM Reunión Anual de la Unión Geofísica Mexicana (presentación oral) - Niembro, T. & Lara, A., *The seesaw space, a vector space to identify and characterize large-scale structures at 1 AU.*
- 2017 LAWPP Taller de Física de Plasmas Latinoamericano (presentación oral) - Niembro, T. & Lara, A., *The seesaw space, a vector space to identify and characterize large-scale structures at 1 AU.*
- 2016 AGU Reunión Americana de Geofísica (presentación póster) Niembro, T. & Lara, A., *Identifying large-scale structures at 1 AU using fluctuations and wavelets.*
- 2016 SMF Taller de la división de Física de Plasmas (presentación oral) - Niembro, T., Lara, A., y González, R., *Radio emission before, during and after the interaction between two coronal mass ejections.*
- 2016 CNF Congreso Nacional de Física (presentación oral) - Niembro, T., Lara, A., y González, R., *Radio emisión antes, durante y después de la interacción entre eyecciones de masa coronal.*
- 2016 SHINE (presentación póster) Niembro, T. & Lara, A., *Identifying large-scale structures at 1 AU using fluctuations and wavelets.*
- 2015 AGU Reunión Americana de Geofísica (presentación póster) Niembro, T., Lara, A., y González, R., *Radio emission before, during and after the interaction between two coronal mass ejections.*
- 2015 SHINE (presentación póster) Niembro, T. & Lara, A., *Characteristic fluctuations of the solar wind parameters: Identifying large-scale structures at 1 AU.*

- 2015 ISEST (presentación oral) Niembro, T. & Lara, A., *Radio emission before, during and after the interaction between two coronal mass ejections.*
- 2015 ISEST (presentación oral) Niembro, T. & Lara, A., *Parametric functions of the coronal mass ejection properties close to the Sun based on a numerical code.*
- 2015 Taller de Física de Plasmas (presentación oral) Niembro, T. & Lara, A., *Fluctuaciones características del viento solar.*
- 2015 Seminario del Instituto de Geofísica, UNAM (presentación oral) Niembro, T. & Lara, A., *Radio emisión durante la interacción entre dos eyecciones de masa coronal.*
- 2015 Seminario del Instituto de Física, UNAM (presentación oral) Niembro, T., *Tormen-tas Solares.*
- 2014 AGU Reunión Americana de Geofísica (presentación oral) Niembro, T. & Lara, A., *Radio emission during the interaction between two coronal mass ejections.*
- 2014 Seminario of the Instituto de Geofísica, UNAM (presentación oral) Niembro, T., *Modelo hidrodinámico de interacción entre eyecciones de masa coronal.*
- 2014 ICTP - IAEA (presentación póster) Niembro, T., Lara, A., y González, R., *Radio emission during the interaction between two coronal mass ejections.*
- 2014 SHINE (presentación póster) Niembro, T., Lara, A., Cantó, J., y González, R., *Study of representative cases of interaction between two coronal mass ejections.*
- 2014 Seminario del Centro de Radioastronomía y Astrofísica, CRyA (presentación oral) Niembro, T., *Modelo hidrodinámico de interacción entre eyecciones de masa coronal.*
- 2014 4to Congreso de estudiantes de posgrado de la UNAM (presentación oral) Niembro, T., *El viento solar.*
- 2013 AGU Reunión Americana de Geofísica (presentación póster) Niembro, T., Lara, A., González, R., y Cantó, J., *Characterization of the interaction between large-scale structures in the solar wind.*

- 2013 Seminario del Instituto de Geofísica, (presentación oral) Niembro, T., *Modelo hidrodinámico de interacción entre eyecciones de masa coronal.*
- 2013 SHINE (presentación póster) Niembro, T., Lara, A., Gonzalez, R., y Cantó, J., *Identification and study of the evolution of shocks at 1 AU.*
- 2013 AGU Reunión de las Américas de la Unión Americana de Geofísica (presentación oral) Niembro, T., Lara, A., Gonzalez, R., and Canto, J., *Hydrodynamic model of the interaction between two coronal mass ejections.*
- 2012 AGU Reunión Americana de Geofísica (presentación póster) Niembro, T., Lara, A., y Borgazzi, A., *Automatic detection of compression regions due to large-scale structures in the solar wind at 1 AU.*
- 2012 SHINE (presentación póster) Niembro, T. & Lara, A., *Interaction regions between two large-scale structures and their characteristic fluctuations at 1 AU.*
- 2012 Seminario del Instituto de Ciencias Nucleares (presentación oral) Niembro, T., *Characteristic fluctuations in compression regions in the solar wind at 1 AU.*

RECONOCIMIENTO Y COLABORACIONES:

- 2014 - 2016 SHINE Representante Estudiantil.
- 2012 SHINE Día del Estudiante Presentación de plática tutorial: Eyecciones de Masa Coronal y Ráfagas; Maui, Hawaii, Estados Unidos; Junio 2012. (Plática ganadora del premio al mejor tutorial).

BECAS OTORGADAS:

- 2012 - 2016 CONACYT Beca Estudios de Doctorado.
- 2011 - 2016 NSF - Apoyo económico para SHINE.
- 2010 - 2017 UNAM Posgrado - Apoyo económico para AGU.
- 2017 UNAM Proyecto de Investigación PAPIIT Dgapa - Apoyo económico para AGU.
- 2017 UNAM Proyecto de Investigación PAPIIT Dgapa - Apoyo económico para UGM.
- 2016 UNAM Proyecto de Investigación PAPIIT Dgapa - Apoyo económico para CNF.
- 2016 UNAM Proyecto de Investigación PAPIIT Dgapa - Apoyo económico para AGU.
- 2015 UNAM Posgrado - Apoyo económico para el pago de publicación.
- 2014 ICTP Escuela Avanzada de Física de Plasmas - Apoyo económico.
- 2014 UNAM Proyecto de Investigación PAPIIT Dgapa - Apoyo económico para estancia de investigación en el Centro de Radioastronomía y Astrofísica CRyA, UNAM.
- 2013 UNAM Posgrado - Apoyo económico para Reunión de las Américas de la Unión Americana de Geofísica.

ESTANCIAS DE INVESTIGACIÓN

- 2014 Estancia de Investigación en el Centro de Radioastronomía y Astrofísica CRyA, UNAM.

Este trabajo fue apoyado parcialmente por el Programa Nacional de Posgrados de Calidad PNPIC CONACyT – 344896, Programa de Posgrado en Ciencias de la Tierra, UNAM y los proyectos de investigación CONACyT – 179588 y Dgapa – UNAM IN111716–3, IN112014, IN12116 y IG100516.

This CME catalog is generated and maintained at the CDAW Data Center by NASA and The Catholic University of America in cooperation with the Naval Research Laboratory. SOHO is a project of international cooperation between ESA and NASA.

*SILSO, World Data Center - Sunspot Number and Long-term Solar Observations, Royal Observatory of Belgium, on-line Sunspot Number catalogue:
<http://www.sidc.be/SILSO/>, year(s)-of-data.*

ÍNDICE GENERAL

1	Introducción	1
1.1	El Sol	1
1.2	El viento solar	6
1.2.1	Viento solar rápido y lento	7
1.2.2	Cambios de sector	7
1.2.3	Regiones de interacción co-rotantes	9
1.2.4	Eyecciones de masa coronal	13
1.2.5	Eventos híbridos o estructuras complejas	18
1.3	Clima espacial	18
1.3.1	Emisión en radio	20
1.3.2	El D_{ST} y el clima espacial	27
1.4	Plasmas no colisionales	28
1.4.1	Choques Hidrodinámicos	28
1.4.2	Regiones de compresión	31
1.5	Datos y métodos de análisis	32
1.5.1	WIND	32
1.5.2	SoHO-LASCO	37
1.5.3	STEREO	37
1.5.4	Wavelets	39
2	El espacio del vaivén: un espacio vectorial para caracterizar el viento solar en función de estructuras de gran escala	42
2.1	El espacio del vaivén	45

2.2	El espacio del vaivén del viento solar	48
2.2.1	El espacio del vaivén en función del tiempo	49
2.2.2	El espacio del vaivén en función del ciclo de actividad solar	53
2.2.3	El espacio de vaivén y el clima espacial	57
2.3	Distribuciones anuales en el espacio del vaivén	59
2.4	Método automático de identificación de regiones de compresión	61
2.5	Estructura simples y complejas	65
2.6	Identificación automática de ICMEs	66
2.7	Conclusiones	67
3	Modelo analítico de interacción entre dos eyecciones de masa coronal	74
3.1	Dinámica y evolución de una eyección de masa coronal	76
3.2	Interacción entre dos eyecciones de masa coronal	80
3.3	Validación del modelo	87
3.4	Conclusiones parciales	90
4	Simulaciones numéricas de eventos de interacción entre dos eyecciones de masa coronal	92
4.1	Modelo numérico	93
4.2	Estudio paramétrico de la dinámica y evolución de una eyección de masa coronal	97
4.2.1	Variando las condiciones iniciales de la eyección de masa coronal	99
4.2.2	Variando las condiciones iniciales del viento solar ambiente	100
4.2.3	Estudio paramétrico	103
4.2.4	El mejor ajuste a los perfiles observados	105
4.3	Simulaciones numéricas de eventos de interacción entre eyecciones de masa coronal	106
4.3.1	Evento del 23 de Mayo del 2010	106
4.3.2	Evento del 01 de Agosto del 2010	106
4.3.3	Evento del 09 de Noviembre del 2012	107
4.4	Conclusiones parciales	108

5	Emisiones en radio durante la interacción entre dos eyecciones de masa coronal en el medio interplanetario	111
5.1	Identificación de las fuentes de radio emisión esporádicas	113
5.2	Evento de interacción del 23 de Mayo del 2010	115
5.3	Evento de interacción del 01 de Agosto del 2010	119
5.4	Evento de interacción del 09 de Noviembre del 2012	120
5.5	Conclusiones parciales	124
6	Conclusiones	126
7	Apéndice	133
7.1	Ecuaciones y métodos	133
7.1.1	Peso molecular del viento solar	133
7.1.2	Factor de abundancia del viento solar	134
7.1.3	Velocidad del viento solar ambiente	135
7.1.4	Pérdida de masa del viento solar ambiente	135
7.1.5	Velocidad y duración de las CMEs	135
7.1.6	Volumen de las CMEs	137
7.2	Artículos publicados	139

Identificación de eyecciones de masa coronal y su interacción con otras estructuras de gran escala en el medio interplanetario

por

Tatiana Niembro Hernández

Resumen

El Sol pierde masa continuamente en forma de viento solar expulsado al medio interplanetario. Esta pérdida es inhomogénea y depende de la dinámica del campo magnético del Sol. El flujo del viento es variable tal que puede tener flujos de viento rápidos y otros lentos. Cada veintisiete días promedio, un flujo lento es alcanzado por uno rápido, su interacción forma una Región de Interacción Co-rotante (CIRs), relacionada con la rotación de nuestra estrella. Otra forma de expulsión de material, son las eyecciones de masa coronal (CMEs), que son erupciones solares resultantes de cambios abruptos en el campo magnético y causa liberaciones de masa esporádicamente. Es posible que la interacción entre CMEs como también CMEs con CIRs ocurran, formando estructuras complejas que viajan en el espacio y pueden llegar a la Tierra provocando tormentas geomagnéticas e interrupción de la comunicación con los satélites. Definimos a las CIRs, CMEs y las estructuras complejas resultantes de la interacción entre ellas como estructuras de gran escala. Su estudio es de suma importancia para entender la dinámica del plasma en el medio interplanetario y para predecir el clima espacial.

El arribo a la Tierra de estas estructuras es precedido por regiones de compresión, que no es más que una región donde el viento solar no es estable ya que las estructuras de gran escala comprimen al viento solar enfrente de ellas. Las inestabilidades resultantes se observan *in situ* en la velocidad, el campo magnético, la densidad y la temperatura, de los iones. En este trabajo, presentamos un nuevo parámetro para la identificación *in situ* de regiones de compresión, el espacio vectorial del vaivén (en inglés: *seesaw space*). Este espacio está compuesto por las fluctuaciones de gran escala locales y las fluctuaciones de gran escala globales, definidas para cada uno de los parámetros básicos del viento solar. Con estos nuevos espacios, presentamos un método automático de identificación de regiones de compresión y su respuesta para determinar su origen, ya sea por CIRs, CMEs o estructuras complejas resultantes de la interacción entre dos o más de estas estructuras.

La formación, evolución e identificación de las estructuras complejas depende del tiempo y distancia en la que ocurrió la interacción. Para estudiarla desarrollamos un modelo analítico para describir la evolución de dos CMEs consecutivas que colisionan en el medio interplanetario. En este modelo, suponemos que las CMEs son perturbaciones que viajan en un medio homogéneo, supersónico y súper alfvénico, y que forman superficies de trabajo cuya evolución depende de las condiciones iniciales de la eyección: velocidad, densidad y duración, así como también las condiciones del viento solar: velocidad y pérdida de masa. Con el modelo podemos predecir el arribo a 1 UA de la estructura compleja formada durante la colisión, con errores menores a una hora y 50 km s^{-1} para el tiempo y velocidad, respectivamente.

En las observaciones *in situ*, las estructuras de gran escala y sus regiones de compresión, se pueden reconocer por sus perfiles de velocidad y densidad en función del tiempo. Para analizar cómo depende la morfología de estos perfiles en función de las condiciones iniciales del viento solar y las eyecciones, se realizaron simulaciones numéricas hidrodinámicas con el código Yguazú-A. En primer lugar, simulamos una eyección aislada, cambiando las condiciones de entrada la eyección y del viento solar, para determinar qué parámetros son los más relevantes en la dinámica y así lograr el mejor ajuste de los perfiles simulados con las observaciones. En segundo lugar y acorde a los resultados anteriores, se hicieron simulaciones para eventos representativos de interacción, identificando las distancias y tiempos de interacción como también su arribo a 1 UA.

Dado que las simulaciones permiten obtener los perfiles de la densidad a diferentes distancias heliosféricas, podemos usarlas para estimar la emisión durante la interacción entre dos estructuras de gran escala en frecuencias de radio y las comparamos con las observaciones. Esto nos ayuda a confirmar los tiempos y distancias de interacción estimados por las simulaciones y el modelo analítico.

Identificación de eyecciones de masa coronal y su interacción con otras estructuras de gran escala en el medio interplanetario

by

Tatiana Niembro Hernández

Abstract

The Sun loses mass continuously as solar wind expelled to the interplanetary medium. This loss is inhomogeneous and it depends on the dynamics of the magnetic field of the Sun. The solar wind flux is variable with periods of slow and fast winds. Every twenty-seven days in average, a slow flow is reached by a fast one, the interaction between these flows form a Co-rotating Interaction Region, CIR, related to the rotation of our star. Another way of expulsion are the Coronal Mass Ejections, CMEs, which are solar eruptions resulted of abrupt changes in the magnetic field that cause the sporadic mass expulsion into the interplanetary medium. It is possible that CMEs interact with other CMEs and CIRs, forming complex structures, that travel into space and they can reach the Earth causing geomagnetic storms and satellite disruptions. We define as large-scale structures to the CMEs, CIRs and the complex structures formed due to the interaction. Their study is fundamental to understand the plasma dynamics in the interplanetary medium and their forecasting in space weather.

The arrival of large-scale structures is preceded by compression regions, in which the solar wind is unstable due to the effect of compression of the solar wind in front of these structures. The resulting instabilities are observed in situ at 1 AU in the velocity, the magnetic field, the density and the temperature, of the ions. In this work, we present a new parameter to identify *in situ* compression regions, the *seesaw space*, a vectorial space formed by the large-scale fluctuations: local and global; fluctuations that we defined for each of the basic plasma parameters of the solar wind. With these new spaces, we present an automatic method for the identification of compression regions and how they determine the compression region origin, either by a CME, a CIR or complex structures formed due to the interaction among them.

The formation, evolution and identification of the complex structures depends on the time and distance in which the interaction took place, to study their evolution we develop an analytic model to describe the evolution of two consecutive CMEs that interact into the interplanetary medium. In this model, we suppose that the CMEs are perturbations that travel into an homogeneous, supersonic and superalfvénic medium, forming working surfaces which their evolution depends on a set of initial conditions of the CME: velocity, duration and density, as of the solar wind: velocity and mass loss rate. With this model, we can predict the arrival at 1 AU of the complex structure with errors of less than one hour and less than fifty kilometers per second in time and velocity, respectively.

In the in situ observations, the large-scale structures and their compression regions are recognized by their velocity and density time series. To analyze how the morphology of these profiles depends on the set of initial parameters, we performed hydrodynamical numerical si-

mulations. We simulate an isolated ICME changing the set of initial parameters of the CME and the solar wind to determine which are the most relevant parameters in the dynamics and to get the best fit to the observed profiles. Afterwards, we performed numerical simulations for representative cases of interaction, identifying distances and time in which the interaction took place and obtaining the best fits to the observations.

The numerical simulations allow us to obtain velocity and density time series at different heliospheric distances, we used them to estimate the radio emission during the interaction and we compared our results with WIND/WAVES observations, confirming the time and distance of interaction obtained by the numerical and analytic models.

Introducción

1.1. El Sol

El Sol es la estrella más cercana a la Tierra, localizada a una distancia de $1 \text{ UA} = 214 R_{\odot} = 1.5 \times 10^8 \text{ km}$. Es una gran esfera luminosa de gas capaz de enviar hacia el exterior toda clase de radiaciones, así como partículas energéticas y plasma. Es una estrella enana de color amarillo (540 nm), del tipo espectral G2V y magnitud 4.8, la cual se mantiene unida por la competencia entre su campo gravitacional y presiones internas como la del plasma y la de radiación.

Las características principales de nuestra estrella son:

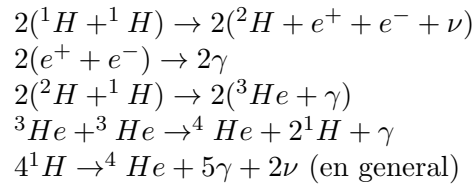
- Edad: $4.5 \times 10^9 \text{ yr}$.
- Masa: $1.99 \times 10^{30} \text{ kg} = 1.99 \times 10^{33} \text{ g}$.
- Radio: $700,000 \text{ km} = 1 R_{\odot}$.
- Gravedad en la superficie: 274 m s^{-2} .
- Densidad promedio: 1.4 g cm^{-3} .
- Pérdida de masa: $2 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ [Wood *et al.*, 2002; Cranmer, 2004].
- Luminosidad: $3.86 \times 10^{26} \text{ W} = 3.86 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$.
- Temperatura efectiva (cuerpo negro): $5,785 \text{ K}$.
- Periodo de rotación promedio: 27 días.
- Inclinação del ecuador solar al plano de la órbita de la Tierra: 7° .

- Composición química: 90 % H, 10 % He y 0.1 % otros elementos (C, N, O, etc.)

El interior del Sol está formado por tres capas: el *núcleo*, la *zona radiativa* y la *zona convectiva*, mientras que su atmósfera por: la *fotosfera*, la *cromosfera*, la *zona de transición* y la *corona*.

En el *núcleo*, la densidad y la presión son tan altas que se encuentra a una temperatura de $\sim 1.5 \times 10^7$ K y es la capa donde se genera energía por medio de la fusión de ~ 5 millones de toneladas de H a He, donde los procesos de reacción posibles se muestran en la siguiente tabla (Tabla 1-1):

Tabla 1-1: Reacciones de Fusión que ocurren en el interior del Sol.



Estas reacciones producen un flujo de neutrinos a una tasa de 6 unidades de neutrinos solares (por sus siglas en inglés, SNU). La Figura 1-1 muestra un esquema representativo del interior y atmósfera del Sol. El transporte de energía hacia el exterior se lleva a cabo mediante dos tipos de procesos: transferencia de radiación y la convección. La transferencia de radiación ocurre cuando la energía se absorbe, dispersa y emite. Estos son los procesos que dominan en la *zona radiativa* donde la materia va perdiendo energía al interactuar con el medio. Esta capa es tan opaca que un fotón puede tardar hasta 10 millones de años en salir de ella. La convección, donde la energía es llevada hacia arriba por el gas caliente ascendente; la energía se difunde a medida que el gas ascendente se expande y entonces el gas se enfría y desciende (*zona convectiva*).

Debido a la rotación del Sol, en el plasma del interior del Sol, se generan corrientes eléctricas, que a su vez, dan lugar a un campo magnético general de forma dipolar. Este campo, en la superficie del Sol, alrededor de las regiones polares, tiene una intensidad de ~ 2 G (seis veces más intenso que el de la Tierra en el ecuador).

Después de la *zona convectiva*, sigue la *fotosfera*, que se le considera como la superficie

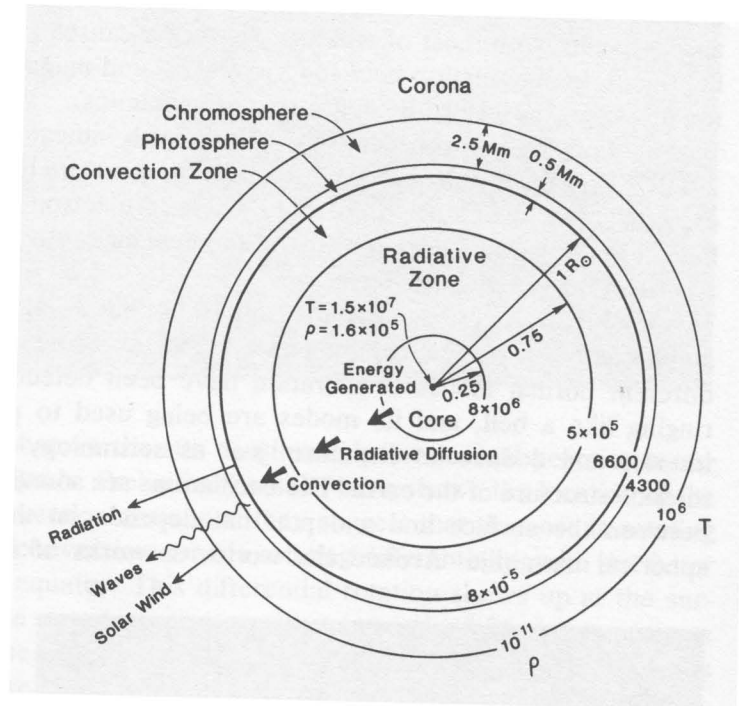


Figura 1-1: Esquema representativo de la estructura general del Sol incluyendo su interior: el núcleo, la zona radiativa y la zona convectiva; y su atmósfera: la fotosfera, la cromosfera, la zona de transición y la corona.

solar y es una capa delgada de 300 km, de donde proviene la mayoría de la luz que llega a la Tierra y podemos observar. En esta capa, la temperatura varía de 8,500 a 4,500 K (de adentro hacia fuera), con una temperatura promedio de ~ 5800 K. El movimiento convectivo de la capa anterior, le da a la *fotosfera*, una textura granulada, donde cada gránulo tiene una extensión promedio de ~ 500 km y una vida media de ~ 5 minutos. Existe otro patrón granulado más grande, que se conoce como super-granulación, con extensiones ~ 30 Mm y una vida media de hasta un día. A las orillas de los super-gránulos se encuentran campos magnéticos concentrados de incluso hasta ~ 1 kG.

Por arriba de la *fotosfera*, se encuentra la *cromosfera*, que es la primera capa de la atmósfera, la cual es muy delgada y en ella se encuentran las *espículas*, que son concentraciones de plasma que se elevan de la fotosfera hasta alcanzar la corona, con alturas de hasta decenas de miles de kilómetros, desplazando el plasma a velocidades $\sim 20 \text{ km}^{-1}$ y se desvanecen con el tiempo (tiempo promedio de duración ~ 15 min).

De la *fotosfera* a la *cromosfera* (es decir, en menos de $\sim 10,000$ km) la densidad del plasma solar disminuye hasta cuatro órdenes de magnitud ($\sim 10^{-4}$) alcanzando una temperatura de 3800 K para después llegar a la *región de transición*, capa en la que la temperatura incrementa a 35,000 K y en $\sim 1,000$ km puede alcanzar hasta $\sim 10^6$ K y que es observada en el UV. La *región de transición* es también la capa que separa a la *cromosfera* de la *corona* solar la cual es la capa del Sol que se extiende hasta millones de kilómetros de distancia de nuestra estrella y que podemos observar durante un eclipse. La *corona* solar tiene una densidad $\sim 10^{-12}$ veces la densidad de la *fotosfera*, tiene una temperatura de $\sim 10^6$ K y es donde se transporta material del Sol hacia el exterior (a velocidades supersónicas), arrastrando consigo al campo magnético, lo cual da origen al *viento solar*.

La *corona* solar es inhomogénea y variante con el tiempo, tal que podemos dividir su comportamiento en tres categorías: las *regiones activas*, el *Sol quieto* y los *hoyos coronales*. Las *regiones activas* son zonas donde hay concentraciones de campo magnético altas y que generalmente se observan en el visible como zonas brillantes u oscuras.

En la *fotosfera* se observan regiones oscuras en el visible que reciben el nombre de *manchas solares*, las cuales se observan oscuras por la diferencia de temperatura entre estas regiones y su entorno. Las *manchas solares* pueden llegar a medir hasta 20 Mm de diámetro y consisten de dos regiones: la *umbra* y la *penumbra*. La *umbra* es la región central que se encuentra a 4100 K y en ella existe una concentración de campo magnético mayoritariamente vertical, que puede alcanzar una magnitud de alrededor de 0.3 T. Mientras que la *penumbra*, es la región que se encuentra alrededor de la *umbra* donde el campo magnético es más horizontal y una temperatura mayor (alrededor de 4500 K). Las *manchas solares* son más frías debido a que las concentraciones de campo magnético que se encuentran en ellas inhiben la convección y por tanto la salida de material más caliente a la superficie. Las *manchas solares* cambian con el tiempo, aparecen y desaparecen, crecen y disminuyen en su tamaño, giran con el Sol, etc. En realidad, lo que está ocurriendo es que estas concentraciones de campo, asignan a la región una polaridad específica. Es importante notar que uno puede imaginar al campo magnético solar como una "maraña" de líneas de campo magnético, las cuales se distribuyen, algunas aleatoriamente y otras que forman estas regiones que se mencionan con la acumulación de varias líneas. Por un extremo de la línea se desplaza material del interior de Sol hacia el exterior pero por el otro se desplaza hacia

adentro de la estrella. En general, uno puede describir la configuración de las líneas de campo magnético como líneas de campo “cerradas” o “abiertas”. Las líneas de campo “cerradas” son aquellas que se observan su entrada y su salida de la superficie solar en forma de *arcadas* mientras que las “abiertas” son líneas extendidas y elongadas a las que no se les distingue su retorno al Sol.

La dinámica y evolución de estas líneas manifiestan la variabilidad global y local del campo magnético de nuestra estrella, lo cual ocurre gracias a la configuración del campo magnético y los procesos de la emergencia, la cancelación, la reconfiguración y la reconexión magnéticas. Estos procesos pueden resultar en fenómenos magnéticos no lineales que terminen en la liberación de energía y material hacia el exterior, tal y como son, las *ráfagas solares* y las *eyecciones de masa coronal*. Las *ráfagas solares* son fenómenos magnéticos asociados con la liberación súbita (de algunos minutos) de energía a la *corona solar* que se creen resultado de la acumulación de energía magnética liberada cuando se generan inestabilidades en la configuración magnética. Estas liberaciones causan la aceleración de partículas (procesos no térmicos) que calentarán regiones de la atmosfera solar, las cuales terminarán después de un tiempo, termalizándose con su entorno. Las *eyecciones de masa coronal*, son causadas por procesos similares a las *ráfagas solares* pero que al liberar la energía expulsan material de la corona hacia el exterior, arrastrando consigo campo magnético. Tanto las *ráfagas solares* como las *eyecciones de masa coronal* son eventos esporádicos y muy difíciles de predecir.

Como *Sol quieto*, uno se refiere a esas regiones en las que no se encuentran *regiones activas* aunque también siguen siendo regiones dinámicas pero a escalas espaciales mucho más pequeñas. Mientras que los *hoyos coronales* son las regiones polares del Sol dominadas por líneas de campo magnético “abiertas”. Son regiones con concentraciones de campo magnético muy altas y extensas que expulsan plasma del Sol mucho más rápido que cualquier otra región. En el visible, los *hoyos coronales* se observan como regiones oscuras.

De esta forma, se tiene una estrella que expulsa constantemente material de su *corona* al exterior de manera inhomogénea, tal que, hay regiones con expulsión de material lenta, otras con expulsión rápida y algunas que lo hacen esporádicamente.

1.2. El viento solar

Eugene Parker definió al viento solar como un plasma supersónico que arrastra campo magnético y se aleja del Sol [Parker, 1958; Hundhausen *et al.*, 1994a]. Todo el Sistema Solar se encuentra embebido en este viento, y al medio entre el Sol y sus confines se le denomina Medio Interplanetario (IPM) o Heliosfera. Las características fundamentales y promedio del viento solar observadas a 1 UA, se muestran en la siguiente tabla (Tabla 1-2):

Tabla 1-2: Propiedades observadas del viento solar a 1 UA (cerca de la Tierra).

Densidad de los protones	6.6 part cm ⁻³
Densidad de los electrones	7.1 part cm ⁻³
Densidad del He ²⁺	0.25 part cm ⁻³
Velocidad promedio del flujo	450 km s ⁻¹
Temperatura de los protones	1.2 × 10 ⁵ K
Temperatura de los electrones	1.4 × 10 ⁵ K
Campo magnético (inducción)	7 nT

El flujo del viento solar varía dependiendo de la actividad del Sol. Lo que determina el tipo de estructuras que viajan en el Medio Interplanetario (por sus siglas en inglés, IPM). Generalmente, durante un mínimo solar, se observan corrientes de flujo originadas en los hoyos coronales y caracterizadas por un periodo de 27 días [Krieger *et al.*, 1973; Pudovkin *et al.*, 1996]. Durante un máximo, existen estructuras de gran escala esporádicas denominadas Eyecciones de Masa Coronal (por sus siglas en inglés, CMEs) [Wang y Sheeley, 1994; Webb y Howard, 1994].

Una CME se puede definir como una concentración de material de la corona expulsadas del Sol esporádicamente, pero que tiene diferentes condiciones a las del viento solar ambiente [Gopalswamy, 2010]. Cuando una nave detecta una CME viajando en el IPM se le refiere como Eyecciones de Masa Coronal en el medio Interplanetario (por sus siglas en inglés, ICME). Si una ICME viaja mucho más rápido que la velocidad característica del IPM entonces puede impulsar una onda de choque.

Se puede explicar la interacción de un ICME con el IPM como dos sistemas y en medio de ellos existe una región donde el gas actúa desordenadamente. A esta región se le conoce como

Región de Compresión. Las regiones de compresión se caracterizan por tener alta densidad, alta presión y fuertes variaciones del campo magnético [Despirak *et al.*, 2009]. Las ICMEs no son las únicas estructuras que viajan en el IPM y que pueden tener asociados choques. Las Regiones Co-rotantes (CIRs) también pueden presentar choques. Si la ICME presenta choque a la Región de Compresión se le conoce como funda.

En ocasiones, estos choques pueden alcanzar a la Tierra y comprimir su magnetosfera, perturbándola temporalmente. A estas perturbaciones se les conoce como *tormentas geomagnéticas*.

1.2.1. Viento solar rápido y lento

Las líneas de campo magnético de la atmósfera solar determinan el comportamiento del material. Cerca de los polos las líneas de campo son abiertas, mientras que en el ecuador son generalmente cerradas.

En regiones de líneas de campo abiertas, el movimiento radial del plasma ya no está limitado por las líneas de campo, provocando que la pérdida de material sea mayor. A estas regiones de baja densidad se les conoce como *hoyos coronales*. El viento solar proveniente de los hoyos coronales, es diluido y lleva consigo un campo magnético unipolar [Krieger *et al.*, 1973]. Durante el mínimo del ciclo solar los hoyos coronales se encuentran en las regiones polares del Sol, mientras que en el máximo los hoyos coronales están en latitudes menores [Luhmann, 2002], lo que quiere decir que la configuración del viento solar cambia significativamente a medida que pasa el ciclo solar.

1.2.2. Cambios de sector

El viento solar arrastra consigo el campo magnético del Sol. La rotación solar, obliga a las líneas a torcerse y formar una espiral alrededor de nuestra estrella [Wilcox y Ness, 1967; Svalgaard *et al.*, 1975]. Las líneas de campo magnético están conectadas a ella y se les asigna una polaridad positiva cuando las líneas apuntan hacia afuera y negativa cuando van dirección hacia al Sol, formando entonces sectores de una polaridad definida. En promedio, hay de dos a cuatro sectores por cada rotación solar (27 días). La superficie que separa estas polaridades recibe el nombre de *hoja de corriente heliosférica*. Cuando la nave, atraviesa esta superficie, y observa un cambio de polaridad (inversión de la dirección del campo magnético) se le llama

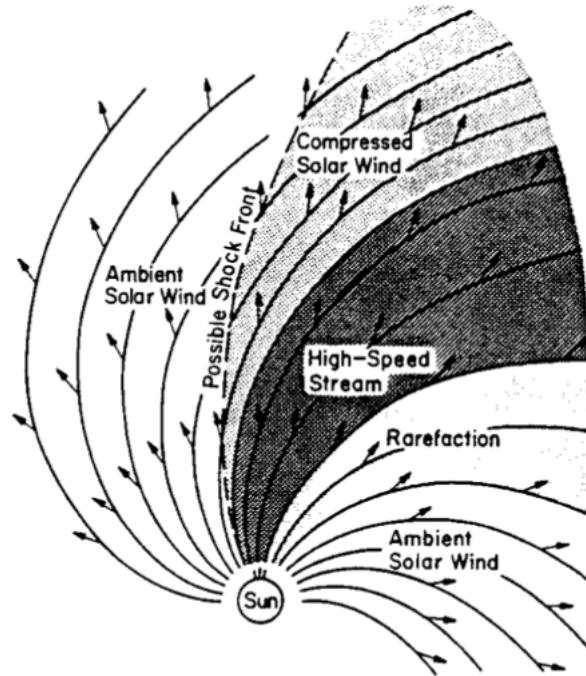


Figura 1-2: Diagrama esquemático de la configuración 2D del viento solar sobre el plano eclíptico. En blanco se muestran regiones de viento lento mientras que en oscuro una región de viento rápido. Como el viento rápido va con una velocidad mayor a la región de viento lento, se forma en la parte posterior de la región rápida una rarefacción. Si el viento rápido interactúa con el viento lento que va frente a él, se formará una región de compresión (coloreada en gris), si la diferencia de velocidad entre ellas es suficientemente grande se puede formar un choque (figura tomada de [Hundhausen \[1972\]](#)).

cambio de sector (por sus siglas en inglés, SBs). De esta forma, los SBs son fronteras que delimitan regiones donde el campo magnético cambia de polaridad debido al doblamiento local de un campo magnético saliente desde el Sol.

Es común, que los SBs se confundan con regiones donde el campo magnético se torció y dobló tanto que la nave registra inversiones de campo magnético en periodos de tiempo cortos (menores a dos horas), que en efecto, son inversiones de campo pero no es que provengan de regiones del Sol con polaridad distinta [[Crooker et al., 2004](#); [Neugebauer, 2008](#)]. En la Figura 1-3 se muestra un diagrama esquemático de diferentes configuraciones magnéticas donde se marca la ubicación de la nave con un círculo cruzado. En el caso A, se muestra el torcimiento de una línea magnética que provocará la observación de una inversión de campo magnético sin ser un

cambio de sector mientras que el caso B es un SB normal. Los casos C y D, son SBs en los que adicionalmente se observarán flujos de electrones bi-direccionales, es decir flujos de plasma que van paralelo y antiparalelo a la dirección del campo magnético. Este tipo de flujos se creen que están asociados a líneas de campo magnético cerradas que en general son originadas por eyecciones de masa coronal [Kahler *et al.*, 1998].

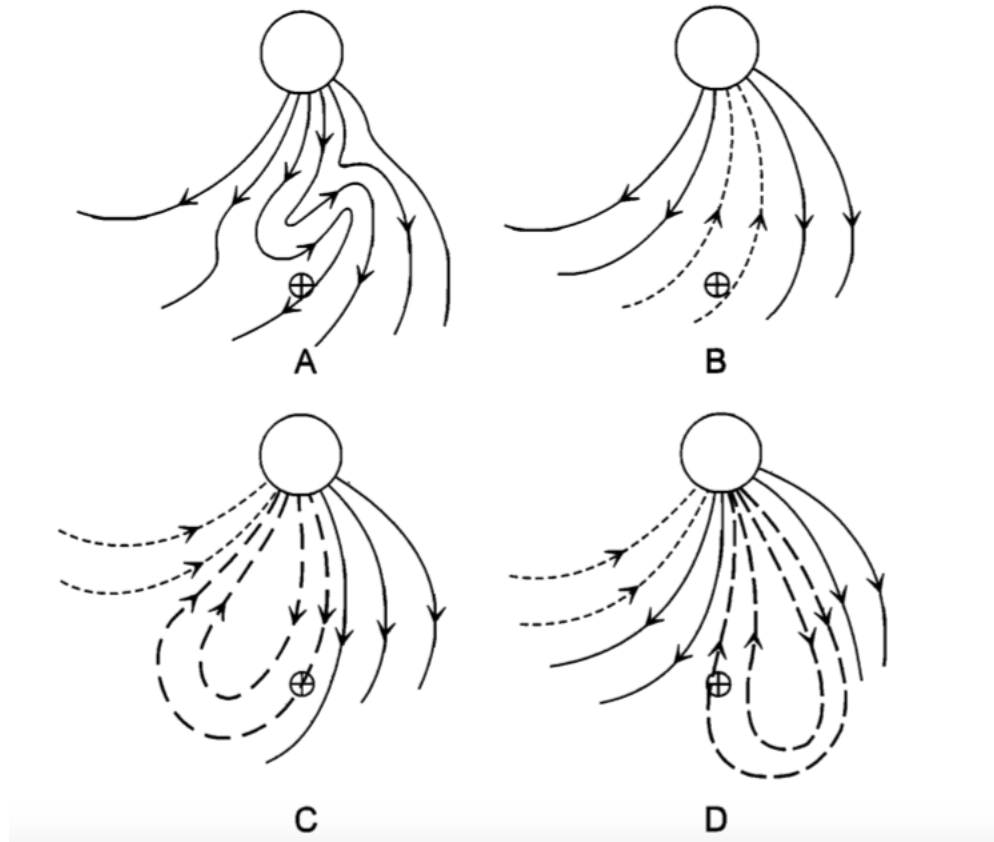


Figura 1-3: Diagrama esquemático de diferentes configuraciones magnéticas que permiten observar en la nave inversiones de campo magnético. A. Corresponde a la observación de una inversión de campo magnético que no es *cambio de sector*. B. Un *cambio de sector* normal. C. y D. Un *cambio de sector* que también presentará flujos bi-direccionales asociados a líneas de campo magnético cerradas (Imagen tomada de Kahler *et al.* [1996]).

1.2.3. Regiones de interacción co-rotantes

Durante el mínimo solar, los hoyos coronales y los cascocs varían lentamente. Por lo tanto, las regiones coronales de corrientes rápidas y lentas también. Podemos considerar que el flujo es

estacionario temporalmente, tal que, las interacciones de corrientes son cuasi estacionarias en el marco de referencia que gira con el Sol y pueden durar hasta varias rotaciones solares. A estas Regiones de Interacción Co-rotantes se les denomina por sus siglas en inglés, CIRs [Belcher, 1971].

Cuando estamos en el máximo solar, las regiones de corrientes rápidas y lentas cambian drásticamente. De esta forma, cuando el Sol está activo, la morfología de una CIR se complica considerablemente. Es importante señalar que las CIRs afectan la actividad geomagnética [Bobrov, 1983].

Las CIRs pueden identificarse cuando cumplen con los siguientes criterios [Jian *et al.*, 2005, 2006]:

- Un aumento en la velocidad de los protones \mathbf{v} .
- Un incremento rápido en la presión térmica P_t con declinaciones graduales en los extremos.
- Un incremento que después decaerá de la densidad de protones N .
- Un aumento en la magnitud del campo magnético \mathbf{B} .
- Un incremento en la temperatura de los protones T .
- Un cambio en la entropía.

Estas son las firmas de las CIRs, sin embargo, no en todos los casos estas firmas se presentan claras, lo que dificulta su identificación.

Si las CIRs presentan choques reversos y delanteros, resulta que para el choque delantero todos los parámetros \mathbf{v} , N , T y \mathbf{B} incrementan su magnitud mientras que para el reverso \mathbf{v} aumenta y todos los demás disminuyen. Es poco probable que veamos choques reversos a 1 UA, pero no imposible [Hundhausen *et al.*, 1994a; Hu, 1993]. Entre más activo está el Sol, mayor es el número de CIRs por rotación.

Las observaciones revelan que algunos CIRs presentan choque a 1 UA [Gosling, 1972; Ogilvie, 1972]. Aún no está determinada claramente la relación que existe entre choques, CIRs y su dependencia con el ciclo solar [Russell *et al.*, 2009].

En la Figura 1-4 mostramos un ejemplo de una CIR. Se observan la magnitud de la velocidad \mathbf{v} , los ángulos azimutal y meridional, la densidad N , la temperatura T , la magnitud del campo magnético \mathbf{B} , la entropía, la presión total P_t y la presión dinámica P_{dyn} . Este ejemplo permite ver claramente el aumento en la velocidad de los protones \mathbf{v} , un incremento rápido en la presión térmica P_t con declinaciones graduales en los extremos, un incremento que después decaerá de la densidad de protones N , un aumento en la magnitud del campo magnético \mathbf{B} , un incremento en la temperatura de los protones T , que son las firmas características de las CIRs.

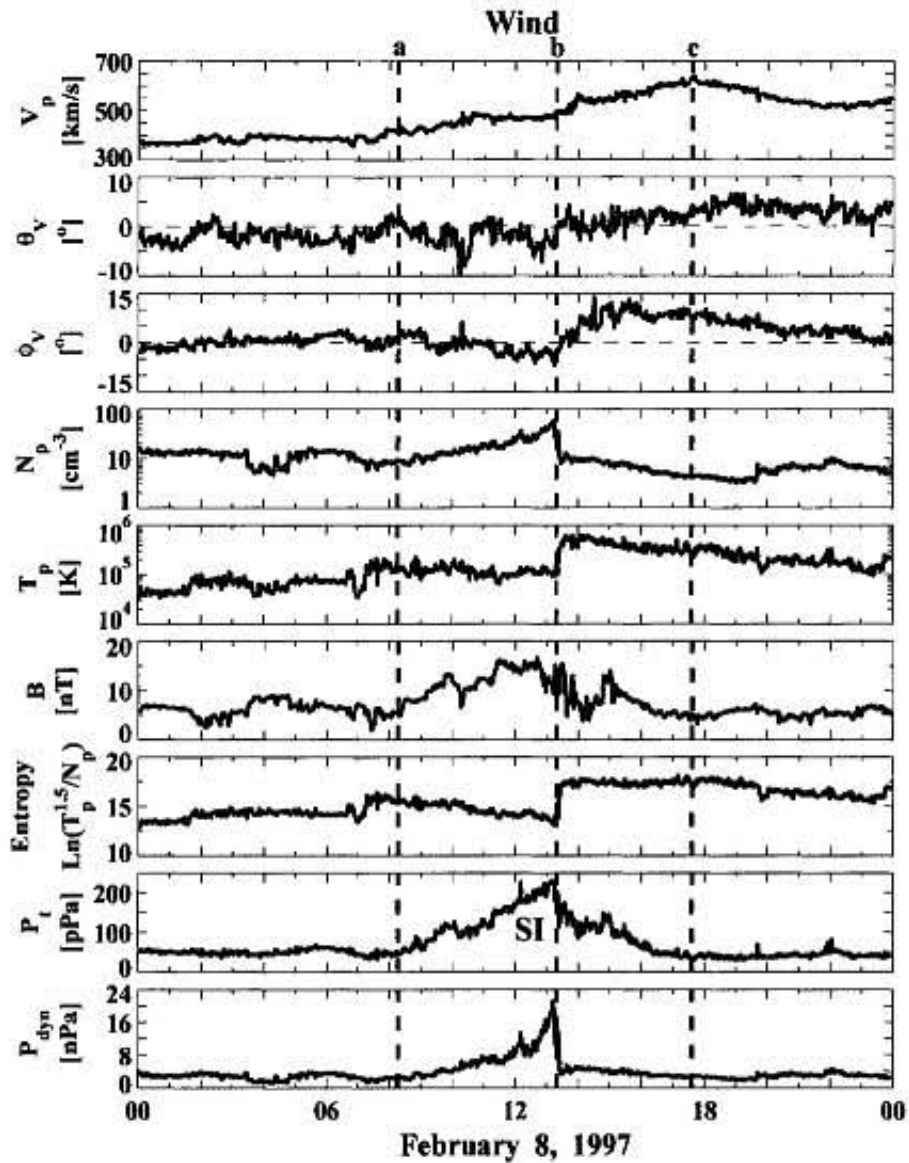


Figura 1-4: Una región de interacción entre corrientes observada por WIND, las gráficas muestran la magnitud de la velocidad v , los ángulos azimutal y meridional, la densidad N , la temperatura T , la magnitud del campo magnético B , la entropía, la presión total P_t y la presión dinámica P_{dyn} . Las líneas punteadas a y c delimitan a la CIR. b indica la interfase entre las dos corrientes de viento solar (figura tomada de [Jian et al. \[2006\]](#)).

1.2.4. Eyecciones de masa coronal

Una eyección de masa coronal (por sus siglas en inglés, CME) se define como una concentración de masa de la corona expulsada del Sol hacia el IPM que es diferente al viento solar ambiente, que causa un cambio observable en la estructura de la corona y que ocurre en escalas de tiempo de algunos minutos hasta horas.

La corona se observa en imágenes de coronógrafos, instrumentos diseñados para tapar al disco del Sol y así medir solo la luz solar pero dispersada por las partículas contenidas en la corona (Efecto Thomson). En estas imágenes, se pueden reconocer dos tipos de estructuras brillantes. La primera, son estructuras elongadas y extendidas que casi no cambian con el tiempo, conocidas como *cascos coronales*. La segunda, son las CMEs que se ven como abrillantamientos alrededor del disco solar siempre conectados (anclados) al Sol y que se expanden hacia el IPM. La CME tiene una extensión angular finita que delimita una cantidad de masa que es expulsada al espacio. Si este abrillantamiento ocurre alrededor de todo el disco se le denomina tipo *halo* [Howard *et al.*, 1982], caso en el que se considera que las CMEs salen en dirección a la Tierra y pueden ser geo-efectivas, es decir, pueden causar tormentas geomagnéticas [Zhang *et al.*, 2004]. Durante el máximo de actividad solar, las CMEs tienen una tasa de ocurrencia que va desde 6 hasta 10 CMEs por día [Gopalswamy *et al.*, 2003].

Aún no se conoce con certeza el mecanismo de iniciación de las CMEs pero se cree que su energía proviene de las interacciones entre los campos magnéticos coronales. La mayoría de los modelos [por ejemplo, ver la revisión de Forbes *et al.*, 2006] describen que una CME se origina en la corona como resultado de la interacción de un flujo magnético emergente con los flujos magnéticos pre-existentes sobre la superficie, tal que llegan a un estado donde el equilibrio no es posible y entonces el flujo es expulsado hacia el exterior. Si esta salida es suficientemente fuerte y su interacción con el plasma circundante no lo puede detener, entonces ese flujo de plasma es expulsado hacia el IPM.

Una vez que está formada la CME, ésta se propaga en el IPM y su dinámica y evolución se estudian mediante procesos de aceleración, expansión, distorsión y fricción. Procesos que han sido estudiados con modelos analíticos y numéricos, cuya finalidad principal es predecir el tiempo de arribo y características de la CME a una distancia heliosférica determinada.

Observacionalmente, las CMEs se estudian de manera *remota* (cerca del Sol) entre 5 y 30

Rs con las imágenes de coronógrafo e *in situ* con las mediciones de satélites que se encuentran a cualquier distancia heliosférica (en nuestro caso, WIND que está cerca de la Tierra a 1 AU). En *remoto* y de manera muy general, las CMEs tienen una estructura espacial de tres partes: una región muy brillante seguida por una cavidad oscura que termina en una prominencia brillante de plasma. En la Figura 1-5 se muestra una imagen de una CME.

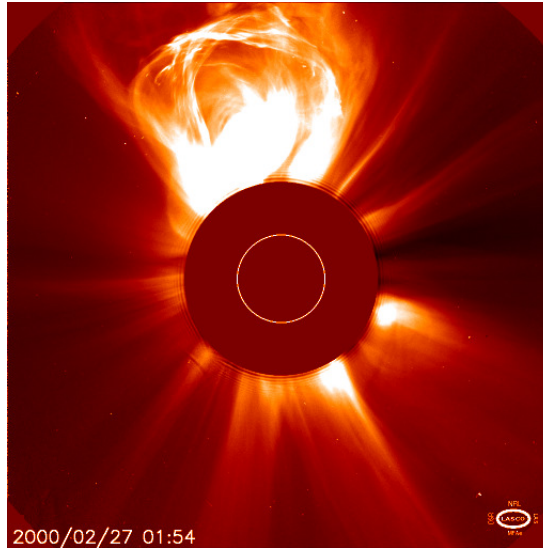


Figura 1-5: Imagen de una CME tomada por el coronógrafo LASCO C2. Esta imagen muestra las tres partes de la estructura de una CME cuando se observa en la corona solar. Se puede apreciar claramente su abrillantamiento. Esta CME ocurrió el 27 de febrero del 2000.

No todas las CMEs presentan las tres partes. Parece ser que hay una dependencia con los factores geométricos o con la naturaleza de la región fuente de las CMEs. No es claro como evolucionan las CMEs a medida que se alejan del Sol o cuales son las características (firmas) que podrían tener en observaciones *in situ*. Se asume que la región brillante de enfrente es la funda, que es una región de compresión del viento solar y la cavidad oscura es la estructura magnética. La cavidad se ve oscura, ya que es menos densa que la funda pero por balance de presiones, es la region con mayor intensidad de campo magnético. No se conoce el campo dentro de la cavidad pero se infiere por el grado de polarización medido en las imágenes que va entre 2 a 10 G [Dulk y McLean, 1978; Bastian, 2001].

En términos de velocidad, las CMEs pueden viajar desde 20 km s^{-1} hasta 3000 km s^{-1} , con un valor promedio de $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$ [Gopalswamy *et al.*, 2001; Yashiro *et al.*, 2004]. Si la

CME viaja mucho más rápido que la velocidad magnetosónica en el viento solar, la eyección va precedida por un choque, aunque es una region suficientemente delgada que no se aprecia en las imágenes de coronógrafo [Sheeley *et al.*, 2000; Vourlidas *et al.*, 2003; Gopalswamy *et al.*, 2009]. En caso que las CMEs sean suficientemente rápidas y se forme un choque, entonces se consideran estructuras de cuatro partes.

La extensión angular de las CMEs varía entre 5° hasta 360° , con el promedio en $\sim 41^\circ$. Recordando que si es de $\sim 360^\circ$ se les conoce como CMEs tipo *halo* y constituyen alrededor del $\sim 3\%$ de las CMEs [Gopalswamy *et al.*, 2001; Yashiro *et al.*, 2004]. Mientras que su masa varía entre 10^{12} a 10^{16} g con la media en $\sim 10^{14}$ g, estimada a partir del número de electrones que se necesitan producir para el abrillantamiento que se observa en las imágenes de coronógrafo. Es decir, que la energía de las CMEs varía entre 10^{26} hasta 10^{33} ergs, con la media en $\sim 10^{29}$ ergs.

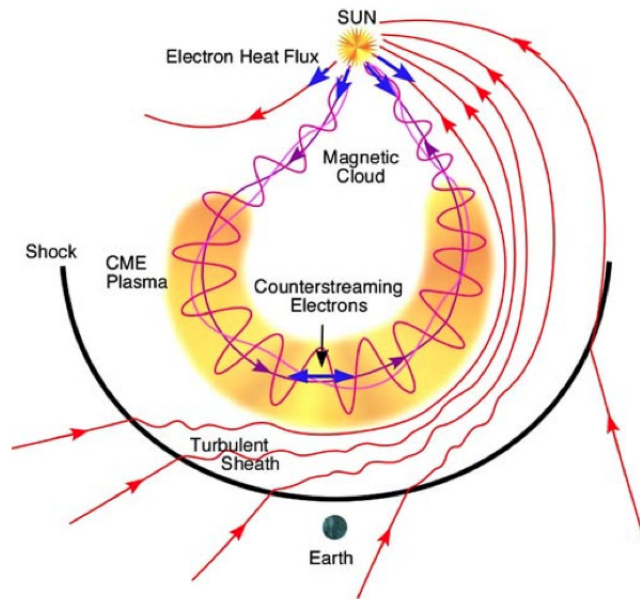


Figura 1-6: Diagrama esquemático de una ICME. La línea negra gruesa representa el choque, la región turbulenta es la funda y en amarillo se encuentra la ICME [Zurbuchen y Richardson, 2006].

Las CMEs viajan en el IPM y pueden alcanzar los confines del Sistema Solar. Los satélites en el espacio continuamente observan sus contrapartes (ICMEs) en las mediciones de los parámetros del plasma y de partículas [Gosling, 1990; Neugebauer *et al.*, 1997]. Por ejemplo, el arribo de choques al satélite es un buen indicador del posible arribo de una CME [Sheeley

et al., 1985]. A la estructura de una CME en el IPM se le denomina ICME (por sus siglas en inglés). En la Figura 1-6 se muestra un esquema de una ICME (en amarillo) mientras que la línea negra representa el choque asociado. La región turbulenta, entre el choque y la ICME, es la Región de Compresión o funda.

En general, una ICME cumple las siguientes características:

- Un cambio drástico en el campo magnético ($> 10 nT$, [Hirshberg y Colburn \[1969\]](#)).
- Un campo magnético rotante (si es nube, $>> 30^\circ$ [Klein y Burlaga \[1981\]](#)).
- β muy bajo.
- T baja ($T_p < 0.5 T_{exp}$, [Gosling \[1973\]](#)).
- La razón entre la densidad numérica de partículas alfa entre la de los protones N_α/N_p es alta ($\frac{He^{2+}}{H^+} > 8\%$, [Hirshberg *et al.* \[1972\]](#)).
- Electrones supra-termales bi-direccionales.
- La velocidad de los protones \mathbf{v} cae lentamente.
- Estados inusuales de la carga de iones.

No todas las ICMEs presentan todas y cada una de estas firmas [[Gosling *et al.*, 1991](#); [Cane y Richardson, 2003](#); [Zurbuchen y Richardson, 2006](#); [Richardson y Cane, 2011](#)] así que su identificación no es sencilla. Se requiere el análisis de varias y en general la identificación se ha hecho de manera subjetiva.

Nubes magnéticas

Cuando las ICMEs tienen un β muy bajo y presentan una rotación coherente del campo magnético interno (Klein & Burlaga, 1982) se les denomina Nubes Magnéticas (NMs). Las NMs son un subconjunto de las ICMEs (ver la Figura 1-7).

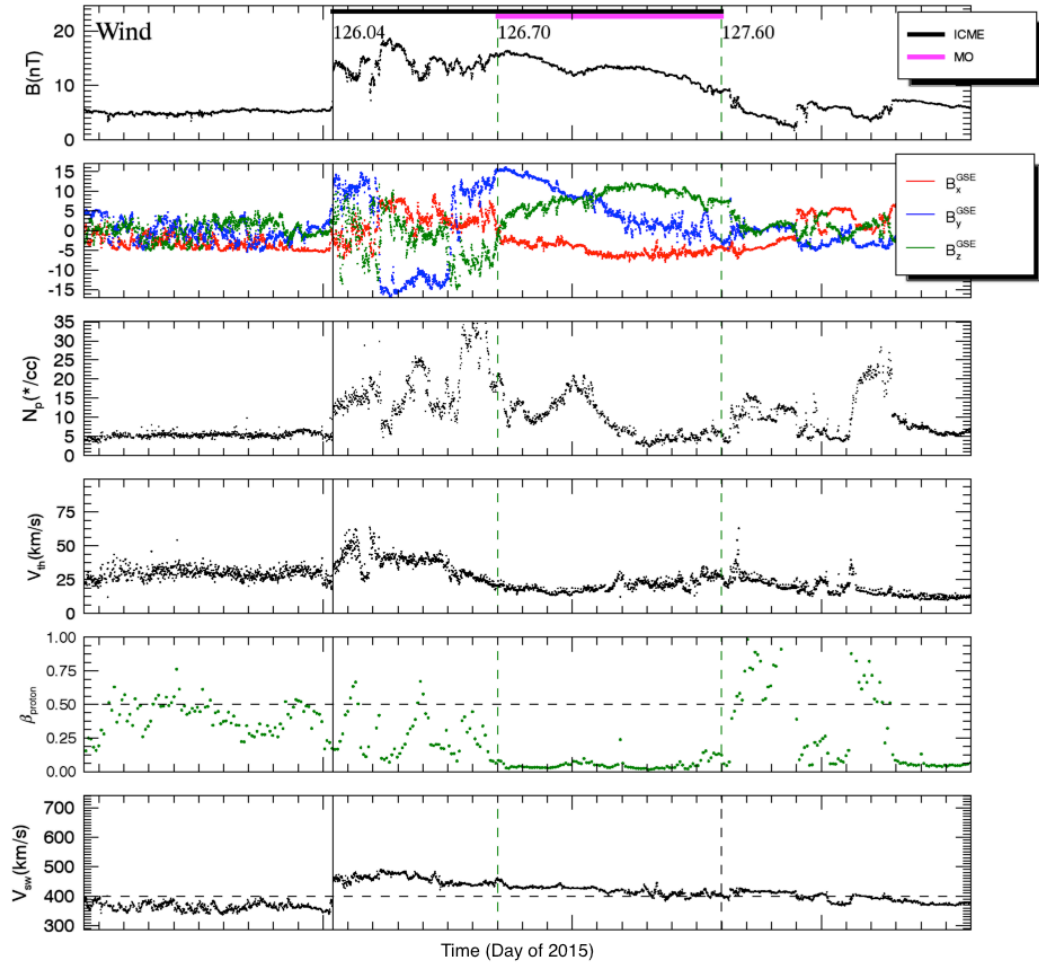


Figura 1-7: Ejemplo de una Nube Magnética (NM). En esta gráfica se muestran: la magnitud del campo magnético B , las componentes del campo magnético, la densidad N , la velocidad térmica V_{th} , el parámetro β y la magnitud de la velocidad V . La rotación del campo magnético es muy clara en la dirección y , entre la línea continua y la primera discontinua se marca la Región de Compresión y entre las dos líneas discontinuas la NM (tomada de Wind ICME list; Nieves-Chinchilla *et al.* [2018]).

1.2.5. Eventos híbridos o estructuras complejas

Las estructuras complejas o híbridas se forman de la colisión e interacción entre varias CMEs y/o otras estructuras que viajan en el IPM. Entender sus propiedades, al menos de las observaciones a 1 AU, es de suma importancia para lograr que los modelos del viento solar sean más realistas.

La interacción entre estructuras de gran escala es más común que la ocurrencia de eventos aislados [Burlaga y Lazarus, 2000; Burlaga *et al.*, 2002; Gopalswamy *et al.*, 2001], lo cual complica la interpretación de las mediciones *in situ* y la predicción de la actividad geomagnética debida a la interacción de la estructura compleja con la Tierra. Esto se complica más cuando hay choques involucrados [Liu *et al.*, 2014]. En la Figura 1-8 se muestra un ejemplo de una identificación en mediciones *in situ* de una estructura compleja que se forma por la interacción de dos CMEs. Las fronteras de cada una de las eyecciones no es reconocible ya que aún están en proceso de interacción y no se ha formado por completo la estructura compleja resultante [para más información y detalle del proceso, revisar Liu *et al.*, 2014].

Así que un estudio más preciso de este tipo de eventos ayudaría a mejorar la interpretación de las mediciones, comprender la física detrás del fenómeno y entender la respuesta del planeta a su arribo.

1.3. Clima espacial

El clima espacial es una rama de las ciencias espaciales que se preocupa de estudiar y monitorear los cambios de las condiciones del viento solar en el Sistema Solar provocados por el Sol. Con énfasis en el estudio del espacio cercano al planeta Tierra, es decir, la *actividad geomagnética* que es la respuesta de nuestro planeta en su magnetosfera, su ionosfera y su termosfera [Prölss, 1991] así como también su efecto en la actividad humana.

Las estructuras de gran escala (como son las eyecciones de masa coronal, regiones de interacción co-rotantes, cambios de sector y choques) que se propagan en el espacio y que se originan en el Sol, son importantes para el clima espacial, ya que son perturbaciones (cambios) que pueden modificar las condiciones del viento solar. Sobre todo, cuando estos disturbios se aproximan a la Tierra y cambian las condiciones del espacio, pueden comprometer la salud de

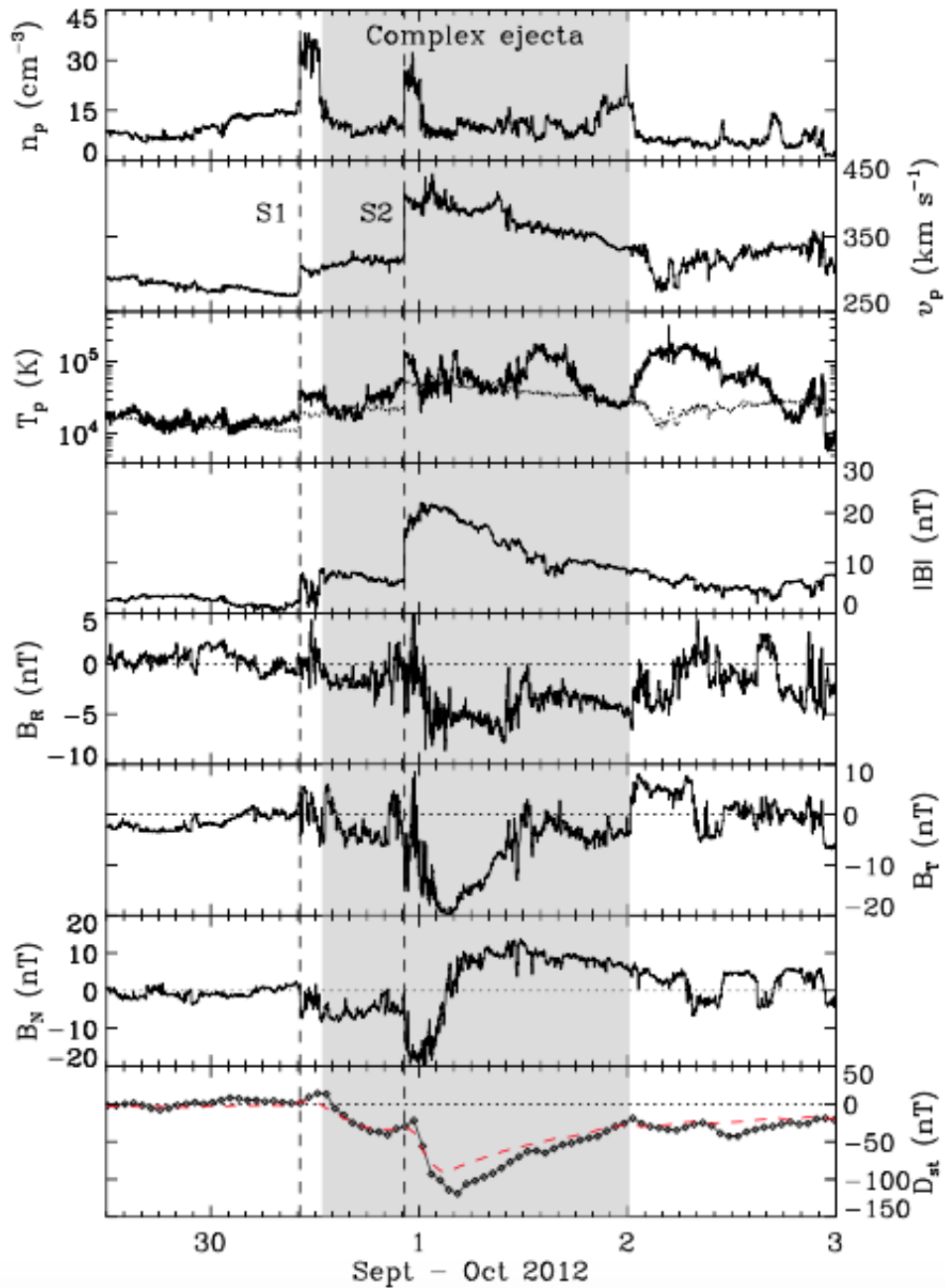


Figura 1-8: Mediciones *in situ* de una estructura compleja. De arriba hacia abajo se muestran las series de tiempo de la densidad, velocidad, temperatura, campo magnético, las componentes del campo y el DST observados por WIND. Las líneas punteadas señalan los tiempos de arribo de los choques asociados a dos CMEs. La interpretación de Liu et al., (2014) es que el evento sigue en proceso de interacción, solo es posible identificar los choques pero no las estructuras independientemente (figura tomada de Liu et al. [2014]).

los astronautas que se encuentran en la estación espacial y dañar los satélites de comunicación y si interactúan con la Tierra, pueden causar tormentas geomagnéticas y tener geo-efectividad como interrupciones eléctricas y apagones.

Los parámetros básicos del plasma de estas estructuras o aquellas que se formaron durante la interacción entre ellas, son factores fundamentales para determinar su geo-efectividad y por tanto es de suma importancia su predicción para poder reducir el riesgo de interrupciones de la infraestructura, que incluye los sistemas de comunicación y navegación o bien hasta mejorar la vulnerabilidad de la tecnología a estos peligros que provienen del espacio.

Para monitorear el espacio, se cuenta con un gran número de satélites localizadas a diferentes distancias heliosféricas. En general, las estructuras de gran escala y del viento solar se pueden monitorear de manera remota o *in situ*. De manera remota, el viento solar, se observa con imágenes en diferentes longitudes de onda, donde las más importantes son visible que permite apreciar la estructura del viento solar y las estructuras de gran escala mientras éstas se propagan en el IPM en función de gradientes de densidad; y ondas de radio, que permite seguir los choques formados por eventos eruptivos provenientes del Sol que aceleran electrones que a su vez emiten en ciertos rangos de frecuencia. Por otra parte, las observaciones *in situ* miden diferentes parámetros básicos del plasma del viento solar, entre los que son de nuestro interés se encuentran: la velocidad, el campo magnético, la densidad y la temperatura. Estas observaciones, son la base y comprobación de modelos analíticos y numéricos que se han creado para explicar y comprender los procesos físicos involucrados en la formación, evolución y dinámica del viento solar.

1.3.1. Emisión en radio

Como se mencionó anteriormente, las CMEs son reconocidas como el fenómeno solar con mayor liberación de energía en la corona solar y con mayor influencia sobre las condiciones del viento solar en el IPM [Webb, 2000; Plunkett *et al.*, 2001]. Son comúnmente observadas en el visible con las imágenes de coronógrafo, en la que se oculta al Sol, perdiendo información de la iniciación y primeras etapas de evolución de las CMEs. Así que para estudiar un poco más el fenómeno, tenemos que recurrir a observaciones en otras longitudes de onda, sin embargo, el análisis de datos se complica por las cadencias de los instrumentos, campos de visión muy

limitadas o restricciones de telemetría.

Las CMEs al ser un evento muy energético, emite indirectamente en un amplio rango de longitudes de onda. En radio, emite desde algunas decenas de KHz hasta más de decenas de GHz. Los radio-telescopios pueden observar tanto el disco solar como la corona y a diferentes frecuencias, con cadencia alta (>1 s) y la adquisición de datos es muy simple e incluso los telescopios pueden ser colocados aquí en la Tierra. La emisión en radio en los rangos decamétrico y hectométrico (DH; entre 21 a 280 m y de 1 a 14 MHz, respectivamente) han mostrado ser un diagnóstico muy importante para estudiar las CMEs propagándose en el IPM [Kaiser *et al.*, 1998; Gopalswamy *et al.*, 1999], así como también una firma posible de detección de interacción entre CMEs [Gopalswamy, 2000; Gopalswamy *et al.*, 2001] y combinándolo con otras observaciones incluso para estimar su masa, velocidad y campo magnético.

El espectro solar varía, así que es común representar la emisión solar en función de la frecuencia y tiempo, este tipo de espectro se le conoce como espectro dinámico. En la Figura 1-9 se muestra un ejemplo de espectro dinámico en el que se observa las emisiones debidas a la erupción y propagación de una CME hacia el IPM.

La emisión en radio tiene tres componentes distintas: sol quieto, de variación lenta y estallidos. La componente llamada *sol quieto*, se refiere a la radiación debida a la emisión térmica de la atmósfera solar sin tomar en cuenta regiones activas o localizadas. Su observación confirmó la temperatura cinética alta de la corona (capa más externa del Sol, cuyo gas se encuentra a millones de grados) así como también la existencia de una transición rápida entre la cromosfera y la corona. Se observó que esta radiación varía en tiempo siguiendo el ciclo de actividad solar. La segunda componente de emisión, *de variación lenta*, se le atribuye también a la emisión térmica pero las regiones activas. Mientras que la tercera, *estallidos* se le atribuye a los eventos eruptivos en el Sol, como son las CMEs y las ráfagas solares. Esta última componente de emisión en radio se clasifica en *tipos* de acuerdo a sus características, duración y rango de frecuencia. Esta clasificación se muestra en la Tabla 1-3.

En nuestro caso, la emisión en radio es recibida por un radio-telescopio, el cual es un instrumento que mide la radiación en términos de la intensidad I_ν , que es la potencia recibida por unidad de área, por unidad de frecuencia y por ángulo sólido [Kraus, 1966]. Al integrar la

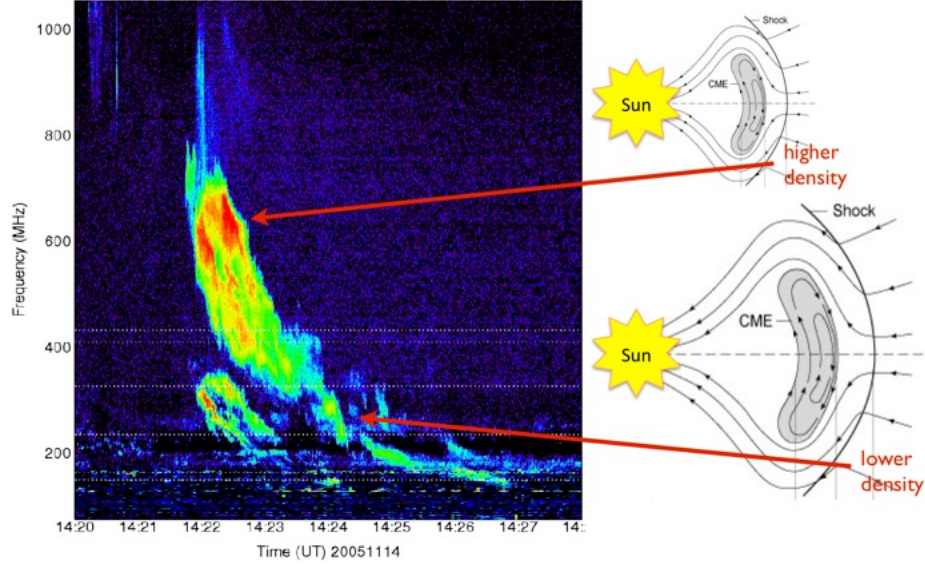


Figura 1-9: Espectro Dinámico de los estallidos en radio debido a la propagación de una CME en el IPM. El choque de la CME acelera electrones que resultan en la emisión a la frecuencia fundamental y su primer armónico. A medida que la CME se mueve, el rango de frecuencias en la que emite la CME disminuye. Imagen tomada de <http://www.tauceti.caltech.edu/starburst/>.

intensidad sobre el ángulo sólido obtenemos la densidad de flujo espectral como:

$$S_\nu = \int I_\nu d\Omega, \quad (1-1)$$

donde I_ν está dada por la ley de Planck en función de la temperatura de cuerpo negro T :

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \sim \frac{2\nu^2 k_B T}{c^2}, \quad (1-2)$$

con la aproximación de Rayleigh-Jeans para los fotones de radio, es decir, $h\nu \ll k_B T$, donde h es la constante de Planck, k_B es la constante de Boltzmann y c la velocidad de la luz.

Otra cantidad usada en radio-astronomía es la temperatura de brillo T_b , que no es más que la temperatura equivalente a la temperatura que un cuerpo negro debe tener para radiar a la intensidad I_ν , tal que entonces tenemos la relación entre T_b y S_ν dada por:

$$S_\nu = \frac{2k_B \nu^2}{c^2} \int T_b d\Omega, \quad (1-3)$$

Tabla 1-3: Tipos de emisión en radio de acuerdo a sus características, duración y rango de frecuencia (Tabla tomada de @Copyright IPS AUSTRALIA).

Tipo	Características	Duración	Rango de Frecuencia	Fenómeno solar asociado
I	· Corto · Estallidos de banda corta	Simple (~ 1 s) Tormenta (hrs-días)	80–200 MHz	· Regiones activas · Ráfagas solares · Prominencias
II	· Estallidos de frecuencia lenta · Segundo armónico	3 – 30 min	20–150 MHz	· Ráfagas solares · Emisión de protones · Ondas de choque
III	· Estallidos de frecuencia rápida · Singular, grupos o en tormentas	Simple (1–3 s) Grupo (1–5 s) Tormenta (min-hr)	10 kHz–1 GHz	· Regiones activas · Ráfagas solares
IV	· Tipo IV estacionario · Estructura fina	hrs – días	20 MHz–2 GHz	· Ráfagas solares · Emisión de protones
	· Tipo IV variable · Deriva en frecuencia baja	30 min– 2 hrs	20–40 MHz	· Prominencias · Ondas de choque
V	· Perfil suave · Continuo corto · Seguido de tipo III · No ocurren aisladas	1–3 min	10 – 200 MHz	· Regiones activas · Ráfagas solares

donde Ω es el ángulo subtendido por la fuente de emisión.

Aunque la temperatura de brillo es definida por una emisión térmica de un cuerpo negro (con $T_b \leq T$), esta misma ecuación se puede usar para el caso de fuentes de emisión no térmicas, considerando que esta emisión es debida a la aceleración de partículas con energía E , tal que T_b es la temperatura efectiva T_{eff} dada por la temperatura cinética E/k_B .

Mecanismos de emisión

Tenemos entonces ahora que distinguir dos tipos de mecanismos de emisión: coherente e incoherente. El mecanismo por radiación incoherente es aquel proceso en que las partículas

se comportan independientemente unas de las otras. No hay relación de fase entre los fotones emitidos y la temperatura de brillo resultante no puede exceder la temperatura efectiva o temperatura cinética ($T_b \leq E/k_B$). En el caso del mecanismo por radiación coherente las partículas se pueden comportar como un todo, emitiendo fotones cuando las partículas están en fase. Este tipo de emisión no es resultado de la emisión individual de cada partícula, sino de un proceso colectivo que podría por ejemplo ser incentivado por ondas cuando ciertas inestabilidades se producen en plasmas magnetizados. La temperatura de brillo entonces es mucho mayor que la energía promedio de la partícula.

Entre los mecanismos de emisión incoherentes, existen dos clases de emisión que son importantes en términos del Sol: la radiación bresstrahlung (libre-libre) y la radiación giromagnética. La radiación libre-libre es debida a la colisión entre electrones térmicos y iones, mientras que la radiación giromagnética es debida al movimiento de giro de los electrones térmicos debido a la presencia de campos magnéticos. Mientras que el mecanismo de emisión coherente más importante es la radiación del plasma que es el resultado de un proceso en el que la función de distribución de electrones se inestabiliza por la producción de ondas de plasma. Las ondas de plasma se convierten en ondas electromagnéticas a la frecuencia:

$$f_{pe} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} = 9 \times 10^{-3} \sqrt{N_e [cm^{-3}]} MHz, \quad (1-4)$$

o su armónico $2\pi f_{pe}$. En esta ecuación escrita en términos de la densidad electrónica del ambiente N_e , la carga e y la masa del electrón m_e .

Para entender el significado de f_{pe} , asumimos un plasma compuesto por iones y electrones embebido en un campo eléctrico externo \vec{E} . Debido a este campo, existe una separación de carga que será responsable de la creación de un campo eléctrico de restauración para compensar el efecto de \vec{E} . Si de pronto, apagamos el campo \vec{E} y estudiamos el movimiento de los electrones, sin considerar las colisiones entre partículas ni el movimiento de los iones, encontramos que los electrones oscilan alrededor del punto de equilibrio a una frecuencia f_{pe} . Estas oscilaciones se les conoce también como las oscilaciones del plasma. En la teoría de plasma frío, las oscilaciones reciben el nombre de ondas de Langmuir a la frecuencia $\omega = \omega_{pe}$, las cuales tienen como relación

de dispersión:

$$\omega = \omega_{pe}^2 + \frac{3}{2}k^2v_e^2, \quad (1-5)$$

con k el número de onda, v_e la velocidad térmica media de los electrones. Este tipo de emisión es el más prevaeciente de las CMEs.

Estallidos tipo II y su relación con las CMEs

Se cree que los responsables de la emisión de estallidos tipo II son los choques magneto-hidrodinámicos rápidos, los cuales aceleran electrones no térmicos, que a su vez producen la emisión en radio a las frecuencias locales tanto fundamental f_{pe} como en su armónico correspondiente a $2f_{pe}$, esto ha sido confirmado con observaciones *in situ* de los choques, ondas de plasma y electrones [Bale *et al.*, 1999] al tiempo que ocurren estas emisiones.

Estas emisiones se observan tanto en el espacio como en la Tierra (siempre y cuando exceda la longitud de onda de corte ionosférico de ~ 15 MHz). En el panel izquierdo de la Figura 1-10 se muestra la densidad en función de la distancia calculada con el modelo de Leblanc *et al.* [1998] así como también la radio-frecuencia de emisión correspondiente. Mientras que en el panel derecho se muestra un ejemplo de las emisiones medidas por WIND/WAVES durante el evento eruptivo del 15 de enero del 2005 [Gopalswamy, 2011]. Es claro que en un solo evento existen emisiones con diferentes duraciones y rangos. Este evento en particular está asociado con una ráfaga solar y una CME rápida que alcanzó una velocidad de 2050 km s^{-1} .

Para emitir dentro del rango de 20 – 150 MHz, se requiere que los choques sean energéticos. Se cree que las ondas de choque son producidas por ráfagas solares y CMEs. Sin embargo, no existe una correlación directa y clara [Reiner *et al.*, 2001]. La mayoría de las CMEs y choques interplanetarios están asociados con estallidos tipo II en el rango kilométrico [Cane, 1987] pero en ocasiones hay emisiones en el rango deca-hectométrico (DH) y métrico, estallidos que dependen directamente de la energía de la CME [Lara *et al.*, 2003; Gopalswamy *et al.*, 2001] y de las condiciones del IPM. En la Figura 1-11 se muestra un espectro dinámico esquemático para representar las variantes de estallidos tipo II. Es claro que puede haber eventos en los que solo haya emisión en el rango métrico sin contrapartes en frecuencias menores, como también hay eventos que solo emiten ya sea en el DH o bien en el kilométrico. Cuando los eventos solo emiten dentro de uno de estos tres rangos, se les conoce como eventos *puros* (ejemplos 1, 3

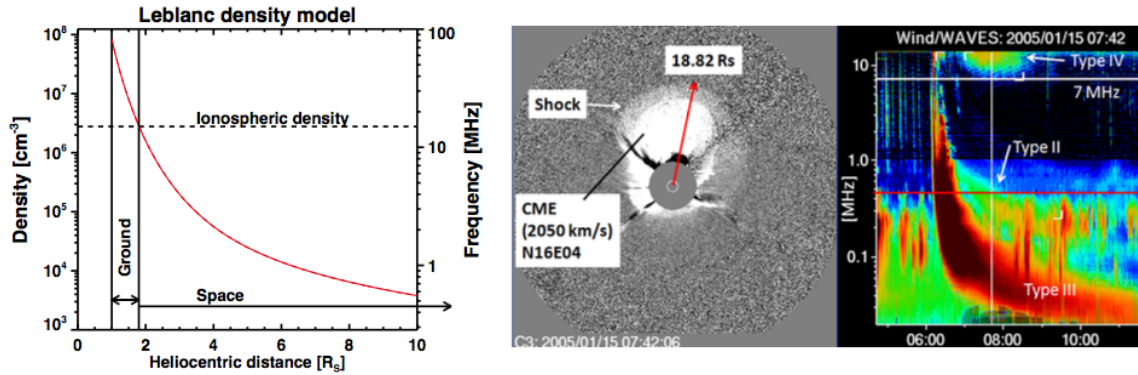


Figura 1-10: Derecha: Densidad y frecuencia en función de la distancia usando para calcular la densidad el modelo de Leblanc et al. (1998). En línea punteada se marca la frecuencia de corte de la ionosfera, solo los eventos que excedan esta frecuencia serán observados en la Tierra. Izquierda: Ejemplo del evento eruptivo del 15 de enero del 2005 observado por Wind-WAVES, en el que tanto una ráfaga solar como una CME producen emisiones en radio con diferentes duraciones y rangos de frecuencia. Figura tomada de [Gopalswamy \[2011\]](#).

y 6 en la Figura 1-11). También hay eventos que comienzan emitiendo en cierto rango pero terminan emitiendo en otro (ejemplos 2, 4 y 5).

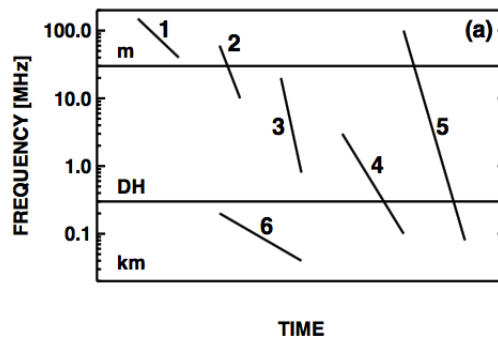


Figura 1-11: Esquema de un espectro dinámico para representar las variantes de estallido tipo II debido a eventos eruptivos: 1. métrico puro; 2. métrico - DH; 3. DH puro; 4. DH - kilométrico; 5. métrico - DH - kilométrico; 6. kilométrico puro. Modificación de la Figura 6 de [Gopalswamy \[2011\]](#).

En la Figura 1-11, se observa claramente que a medida que disminuye la densidad en función de la distancia (al alejarse del Sol), emite cada vez en rangos menores de frecuencia en radio, siendo ésta otra forma de seguir las CMEs durante su propagación en el IPM. Las CMEs más

energéticas emiten en casi todas las frecuencias dentro del rango 0.08 – 100 MHz (ejemplo 5).

Además, dentro del rango de 20 – 150 MHz, también se pueden detectar las interacciones entre CMEs, las cuales se observan como aumentos esporádicos en los espectros dinámicos [Gopalswamy *et al.*, 2001, 2002; Subramanian *et al.*, 2012]. La interpretación más simple de este aumento en emisión, es que en el tiempo de interacción hay un aumento en densidad ocasionada por la interacción del choque de la segunda CME cuando alcanza a la inhomogeneidad magnética y/o de densidad debida a la primera CME aumentando la intensidad del choque [Wu *et al.*, 2002]. Tanto la interacción entre los choques de las dos CMEs como bien la intensidad de los campos magnéticos involucrados en la interacción que pueden atrapar los electrones, generan las condiciones necesarias para acelerar electrones [Gopalswamy *et al.*, 2003; Kallenrode, 2001].

En general, el estudio de eventos de interacción y su relación con estallidos tipo II se han hecho en distancias menores a 20 Rs, ya que la identificación de la emisión es clara y de fácil reconstrucción temporal y espacial [Gopalswamy *et al.*, 2001; Manoharan *et al.*, 2004; Subramanian *et al.*, 2012]. Sin embargo, en términos de clima espacial, es de fundamental importancia lograr identificar las emisiones que ocurren en el IPM debido a las interacciones entre CMEs, lo cual nos daría más información del proceso cuando este ocurre en el IPM y sus consecuencias cuando arriban a las naves o bien a nuestro planeta.

1.3.2. El D_{ST} y el clima espacial

El arribo de las ICMEs a la Tierra puede manifestarse con cambios en las corrientes eléctricas de la magnetosfera y la ionosfera provocando *tormentas geomagnéticas*. El índice de tiempo de la perturbación tormenta, conocido como el índice del D_{ST} (por sus siglas en inglés), es una medida directa de la intensidad de la corriente de anillo. Mide la diferencia entre el campo magnético terrestre en su estado “normal” y el campo alterado durante una *tormenta*.

Cuando llega una ICME a la Tierra, comprime al viento solar que se encuentra adelante de ella que a su vez comprime la magnetosfera terrestre. Lo cual facilita la interacción entre el campo magnético de la Tierra y el campo magnético arrastrado por la ICME. Esta interacción resulta en la transferencia de energía de la ICME a la magnetosfera lo cual aumenta la energía cinética del plasma magnetosférico, lo cual resulta en un incremento de la corriente eléctrica en la magnetosfera.

El D_{ST} en realidad mide las variaciones de la componente horizontal del campo magnético terrestre medido en el ecuador magnético por varios satélites. Se calcula un valor promedio por hora y se clasifican las tormentas de acuerdo a cuánto disminuyó esta componente, tal y como se muestra en la siguiente tabla (Tabla 1-4):

Tabla 1-4: Clasificación de las tormentas geomagnéticas de acuerdo al D_{ST} .

Súper tormenta	$D_{ST} < -200$ nT
Tormenta intensa	-200 nT $< D_{ST} < -100$ nT
Tormenta moderada	-100 nT $< D_{ST} < -50$ nT
Tormenta débil	-50 nT $< D_{ST} < -30$ nT

De esta forma, cuando el D_{ST} tiene valores negativos es indicio que una tormenta geomagnética está en proceso.

1.4. Plasmas no colisionales

A 1 UA, el viento solar es un plasma no colisional. En esta sección mencionaremos algunas propiedades físicas de los plasmas no colisionales.

1.4.1. Choques Hidrodinámicos

Como proponemos un método para encontrar de manera automática Regiones de Compresión, nos interesan las transiciones entre dos regiones con estados de plasma diferentes y en ocasiones dependiendo de qué tan marcada sea la transición podremos tener choques.

Un choque se puede definir como una transición no lineal entre dos estados diferentes de plasma [Korreck *et al.*, 2007]. El fluido antes del choque tiene una velocidad v_1 , una densidad de masa $\rho_1 = N_1 m_1$ y presión p_1 , mientras que después del choque tiene una velocidad v_2 , una densidad de masa ρ_2 y presión p_2 (ver Figura 1-12). Por conservación de masa, momento y

energía:

$$\rho_2 v_2 = \rho_1 v_1, \quad (1-6)$$

$$p_2 + \rho_2 v_2^2 = p_1 + \rho_1 v_1^2, \quad (1-7)$$

$$p_2 v_2 + \left(\rho_2 e_2 + \frac{1}{2} \rho_2 v_2^2 \right) = p_1 v_1 + \left(\rho_1 e_1 + \frac{1}{2} \rho_1 v_1^2 \right), \quad (1-8)$$

donde $e = p/[(\gamma - 1)\rho]$ es la energía interna y γ es el cociente entre calores específicos a presión constante C_p y volumen constante C_V . Si $\frac{\rho_2}{\rho_1} \geq 1$ entonces tendremos un choque compresivo.

Con esto, las Relaciones de Salto de Rankine-Hugoniot son:

$$\begin{aligned} \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} &= \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{2 + (\gamma - 1)M_1^2}, \\ \frac{p_2}{p_1} &= \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1}, \end{aligned}$$

donde $M_1 = \frac{v_1}{c_{s1}}$, siendo $c_{s1} = \left(\frac{\gamma p_1}{\rho_1} \right)^{\frac{1}{2}}$. Estas ecuaciones nos pueden decir algunas características del choque como por ejemplo:

- Si $M_1 \geq 1$, implica que v_1 excede la velocidad del sonido antes del choque;
- Si $v_2 \leq c_{s2}$, el fluido es subsónico detrás del choque (y supersónico antes de él);
- Si $p_2 \geq p_1$, y $\rho_2 \geq \rho_1$, el choque es compresivo;

Hay dos parámetros del plasma que nos pueden servir para determinar quien domina el comportamiento del plasma, ya sean los campos electromagnéticos o simplemente la presión dinámica del medio.

Al cociente entre la presión térmica y la presión magnética se le conoce como β del plasma $\beta = \frac{P_K}{P_M}$ con P_K la presión cinética y P_M la presión magnética. Podemos escribir β en función de la velocidad del sonido c_s y la velocidad de Alfvén v_A :

$$c_s^2 = \gamma \frac{P_K}{\rho} \Rightarrow P_K = \frac{c_s^2 \rho}{\gamma}, \quad (1-9)$$

y

$$v_A^2 = \frac{B^2}{4\pi\rho}, \quad (1-10)$$

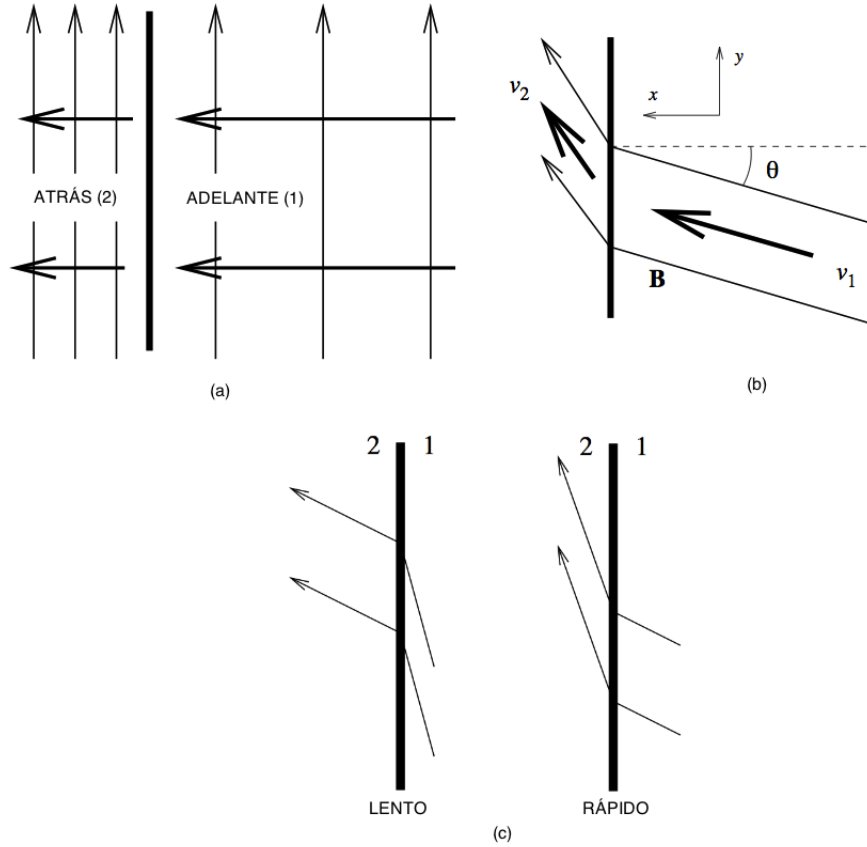


Figura 1-12: Representación esquemática del salto. (a) En línea negra gruesa, se representa el salto. En el lado izquierdo de la línea se entiende por lo que ocurre después del salto y se le refiere como *atrás* (2) y en el derecho como *adelante* (1), las flechas indican la dirección del campo magnético \mathbf{B} . (b) Representación del cambio de dirección y magnitud de la velocidad de v_1 a v_2 para cuando la dirección del campo magnético \mathbf{B} es arbitrario. (c) Dependiendo del cambio de v_1 a v_2 , se considera lento o rápido. (Imagen modificada de [http://theory.physics.helsinki.fi/~sim\\$files/sol_phys/11/Solar11.pdf](http://theory.physics.helsinki.fi/~sim$files/sol_phys/11/Solar11.pdf)).

tal que, la presión magnética es:

$$P_M = \frac{B^2}{8\pi} = \frac{v_A^2 \rho}{2}. \quad (1-11)$$

Por lo que tenemos:

$$\beta = \frac{2 c_s^2}{\gamma v_A^2}. \quad (1-12)$$

Nosotros proponemos identificar choques al comparar las diferencias de velocidades entre el viento solar v_{VS} y la estructura de gran escala v_E , la velocidad de Alfvén v_A y la velocidad magnetosónica v_{MS} .

La velocidad del sonido c_s y la velocidad de Alfvén v_A están directamente ligadas con las dos formas posibles que hay de transferencia de energía en el viento solar. La velocidad de Alfvén depende de los campos magnéticos mientras que la del sonido depende de la presión dinámica.

La combinación de estas dos velocidades, es la velocidad magnetosónica v_{MS} , que es la velocidad de las ondas de compresión en dirección perpendicular al campo magnético y se define como:

$$v_{MS} = (c_s^2 + v_A^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (1-13)$$

Si $v_1 \geq v_{MS}$ entonces tenemos una onda súper magnetosónica y muy rápida.

1.4.2. Regiones de compresión

Típicamente, las ICMEs se propagan en el medio interplanetario con velocidades mucho más rápidas que la velocidad del viento solar ambiente. En consecuencia, se forman choques rápidos delanteros justo en los bordes de interacción entre los dos flujos: la eyección y el viento solar ambiente.

Atrás del choque se encuentra una región de compresión que no es más que una zona de plasma en la que el flujo del viento solar se comprime, apila y fluye alrededor de la ICME [Kaymaz y Siscoe, 2006; Siscoe y Odstroil, 2008]. En esta región, la velocidad, el campo magnético, la densidad y la temperatura aumentan abruptamente y reconexiones entre líneas de campo magnético son observadas comúnmente [Gosling *et al.*, 2006, 2011; McComas *et al.*, 1994].

Si el campo magnético dentro de la región de compresión es muy intenso puede causar actividad geomagnética. En promedio, dos terceras partes de las tormentas geomagnéticas pueden ser atribuidas a la región de compresión de una ICME [Richardson y Cane, 2011; Tsurutani *et al.*, 1988].

Sin embargo, casi todos los modelos que predicen la geo-efectividad de perturbaciones en el medio se han enfocado más a la estructura de la ICME que a su región de compresión [Owens *et al.*, 2005].

1.5. Datos y métodos de análisis

Para este estudio obtuvimos los datos de WIND para el periodo Enero 1997 a Abril 2011 de la página de internet, http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/sp_phys/. La resolución temporal de los datos es de 1 minuto. Los parámetros de nuestro interés son: v_x , v_y , v_z , N , B_x , B_y , B_z , T y β .

1.5.1. WIND

El satélite WIND fue lanzado el 1 de Noviembre de 1994. Esta nave lleva a bordo una serie de instrumentos para medir partículas cargadas y los campos eléctrico y magnético que caracterizan al medio interplanetario (IPM) o el viento solar, el cual no es más que un ambiente de plasma (<http://pwg.gsfc.nasa.gov/wind.shtml>).

WIND realiza un monitoreo continuo de las condiciones del viento solar cerca de la Tierra. Estas mediciones permiten investigar las distorsiones y los cambios en el viento solar que pueden provocar fenómenos geomagnéticos importantes (como las auroras y las tormentas magnéticas). El objetivo principal de WIND es avanzar en el entendimiento de la relación entre la dinámica del viento solar y la Tierra. Sus mediciones se usan para estudiar la naturaleza propia del viento solar.

Los objetivos de WIND son:

- Dar información completa del plasma, las partículas cargadas, el campo magnético que inciden en la Tierra para estudios ionosféricos y magnetosféricos.
- Determinar la energía que la magnetosfera le cede al IPM en la región de corriente arriba.
- Investigar los procesos básicos del viento solar cerca de la Tierra.
- Dar observaciones en la región de la eclíptica que pueden ser usadas como punto de referencia para las latitudes heliosféricas de ULYSSES.

Ya que nos interesan v_x , v_y , v_z , N , B_x , B_y , B_z , T y β , estos parámetros del viento solar se obtienen de dos de los instrumentos que se encuentran a bordo: El Experimento Viento

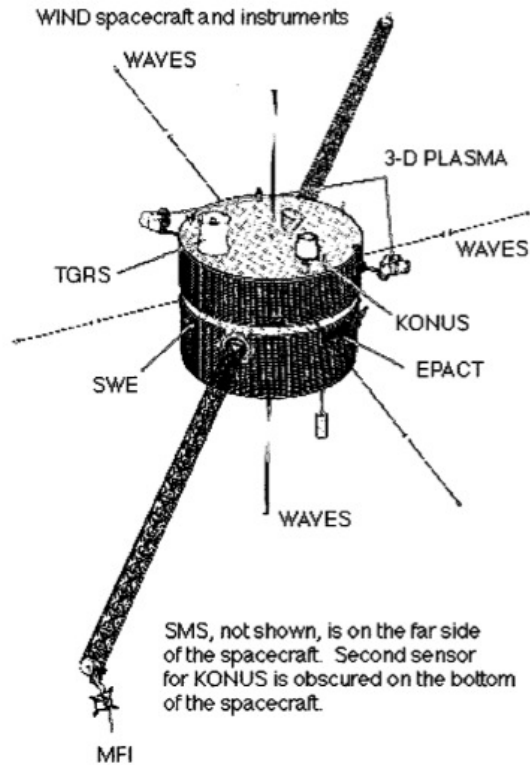


Figura 1-13: Satélite Wind con todos los instrumentos que lleva a bordo. Para nuestro estudio los instrumentos más importantes son SWE, MFI y WAVES (Imagen tomada de Jian et al., 2008).

Solar, que en inglés se denomina Solar Wind Experiment (SWE) y la Investigación de Campos Magnéticos que en inglés se le llama Magnetic Fields Investigation (MFI).

El SWE es un conjunto de instrumentos destinados a atacar los problemas más sobresalientes en la magnetofunda, el choque y el medio interplanetario [Ogilvie *et al.*, 1993]. Los rangos de operación se muestran en Tabla 1-5.

Los parámetros de la velocidad, la densidad y la temperatura de los iones del viento solar serán extraídos de mediciones 3D hechas por un analizador de Faraday el cual está compuesto por dos copas de Faraday. Esta parte del instrumento es similar al instrumento de plasma a bordo de Voyager [Bridge *et al.*, 1977] y los analizadores de Faraday de IMP 7 y 8 (Bello-mo & Mavretic, 1978). Este analizador mide como fluye el plasma supersónico en el Medio Interplanetario (IPM).

Tabla 1-5: Rangos de Operación de WIND para los parámetros del viento solar de nuestro interés.

PARÁMETRO	RANGO	PORCENTAJE DE ERROR
Velocidad de protones (3 Componentes)	200 – 1250 $\frac{km}{s}$	$\pm 3\%$
Densidad numérica de protones	0.1 – 2007 $\frac{1}{cm^3}$	$\pm 10\%$
Velocidad térmica	0 – 200 $\frac{km}{s}$	$\pm 10\%$
Número de alfa/protones (Razón de densidad x 100)	0 – 100 %	$\pm 10\%$

Los sensores complementarios de SWE permiten conocer las funciones de distribución en las tres dimensiones de la velocidad de los protones y alfas. Dos copas de Faraday permiten cortes sobre la función de distribución integrada en un intervalo de tiempo de elección y en el plano perpendicular a la normal de la copa [Vasyliunas, 1971]. Las copas estan colocadas 15° arriba y abajo del plano ecuatorial de la nave permitiendo escaneos 3D de la función de distribución de los iones.

El analizador de Faraday está hecho para determinar las funciones de distribución y los parámetros básicos del flujo de los iones del viento solar. Una copa contiene un conjunto de rejillas planas y dos platos colectores semicirculares en los que solo una sección será afectada por el viento solar. Se mide la corriente eléctrica correspondiente debida a los iones positivos y para determinar la energía de los iones incidentes y discriminar entre las partículas cargadas y la corriente fotoeléctrica producida por la luz solar, se elige una frecuencia de corte a 200 Hz y se mide el flujo. Es decir, se aplica un potencial que varía positivamente con el tiempo y también la dirección en términos de una rejilla metálica. Este potencial es generado por un modulador que produce esta onda cuadrada a 200 Hz [Ogilvie *et al.*, 1993].

La forma de onda que resulta puede variar de V (volts) hasta $V + \Delta V$, donde $V + \Delta V$ puede ser tan alto como 8 kV y ΔV hasta 1 kV. La corriente resultante al ser filtrada es acumulada sincrónicamente y es integrada en un capacitor durante un intervalo de tiempo dado. El voltaje resultante es convertido a señal digital.

Como ΔV es variable, el ancho de energía/carga del detector es variable sobre una geometría elegida. Esta flexibilidad permite encontrar fácilmente los picos de la distribución del viento

solar.

La dirección del viento solar puede ser determinada grado a grado ya que la nave está girando y contiene las copas del analizador de Faraday en direcciones opuestas. El viento solar realmente es medido en $\frac{2}{3}$ del intervalo y las variaciones de la función de distribución de la velocidad pueden ser observadas incluso en resoluciones temporales de 1 segundo.

Si conocemos la distribución de velocidades también se conoce la densidad del viento solar supersónico y además no tienen ningún tipo de corrección por eficiencia de la dependencia en energía.

De esta forma la densidad, velocidad y temperatura del viento se determina tomando los momentos de la corriente medidos en cada ventana de energía. Usando un modelo de distribución de velocidades no lineal y un ajuste de mínimos cuadrados a las corrientes se puede extraer la máxima cantidad de información de las medidas [Ogilvie *et al.*, 1993].

De esta forma SWE nos da:

- Alta resolución en $3D$ de las distribuciones de velocidad de las componentes iónicas del viento solar, para iones con energías entre 200 eV y 8 keV .
- Alta resolución en $3D$ de las distribuciones de velocidad del flujo de plasma subsónico incluyendo los electrones del viento solar e información de los iones reflejados en la región de choque con energías entre 7 eV y 22 keV .
- Alta resolución angular en las mediciones de los haces de los electrones del viento solar, tanto en la dirección del campo como en la dirección opuesta con energías entre 5 eV y 5 keV .

El SWE consiste en 5 sensores integrados y una unidad de procesamiento de datos. Los sensores están montados por arriba y por abajo de los escudos de la nave y están extendidos sobre la superficie.

El MFI investigará estructuras de gran escala y las fluctuaciones características del campo magnético en función del tiempo, que influyen en el transporte y pueden acelerar partículas del viento solar así como influir en los procesos dinámicos de la magnetosfera terrestre.

El MFI nos permite obtener:

- Alta resolución de las mediciones del campo magnético en tiempo real.
- Un amplio rango posible que va desde $\pm 0.004 \text{ nT}$ hasta más de $\pm 65\,536 \text{ nT}$ en ocho pasos discretos.
- 44 valores por segundo para el análisis de fluctuaciones al usar transformadas de Fourier.

Este instrumento consta de un magnetómetro triaxial montado en el cuerpo de la nave. Tiene sensores que producen señales analógicas proporcionales a la magnitud del campo magnético que está alineado al sensor. Estas señales son digitalizadas por un microprocesador.

WAVES

El instrumento Wind-WAVES sirve para obtener datos e información de las emisiones de radio y ondas de plasma en el IPM, sobre todo cerca de la Tierra. Su misión principal es comprender la relación entre el ambiente terrestre y su respuesta a las variaciones de las condiciones del viento solar. Permite monitorear el estado en el que se encuentra el viento solar cuando se acerca a la Tierra y analizar el flujo de calor y las anisotropías en diferentes regiones del espacio, sobre todo en el frente de choque terrestre.

Este instrumento también permite estudiar las regiones fuentes del viento solar. Permite hacer mapas temporales y espaciales de estructuras de gran escala; analizar la interacción entre flujos y estudiar fenómenos eruptivos como son las ráfagas solares y eyecciones de masa coronal. Así como también la formación de choques y aceleración de partículas en el proceso. También fue diseñado para estudiar la formación y evolución de inestabilidades, ondas y turbulencia.

Cuenta con detectores de campo eléctrico, cada uno compuesto de tres antenas dipolares, una que apunta hacia el Sol y las otras dos ortogonales entre si en el plano perpendicular a la primera [Bougeret *et al.*, 1995]. Wind-WAVES tiene en total cinco receptores: FFT (0.3 Hz - 11 kHz); TNR (4 - 256 kHz); RAD1 (20 - 1040 kHz); RAD2 (1.075 - 13.825 MHz) y TDS (≤ 7.5 kHz en modo lento y ≤ 120 kHz en modo rápido). Proporcionando una cobertura del rango de radio-frecuencias desde una fracción de 1 Hz hasta aproximadamente 14 MHz para el campo eléctrico y de 3 kHz para el campo magnético. Es común representar la emisión solar en función de la frecuencia y tiempo, este tipo de espectro se le conoce como espectro dinámico.

En particular, nos interesa analizar los espectros dinámicos para estudiar la propagación de choques formados por la erupción de eyecciones de masa coronal. La presencia de un choque está asociado con emisiones en rangos muy específicos que permiten seguir las eyecciones desde el Sol hasta que alcanzan la Tierra. También el aumento esporádico en la emisión se puede asociar con la interacción entre CMEs, siendo entonces un método de observación directo de la interacción en el IPM.

1.5.2. SoHO-LASCO

El satélite SoHO (por sus siglas en inglés: Solar and Heliospheric Observatory) observa al Sol desde su zona convectiva hasta los dominios de la corona y el viento solar a una distancia diez veces más que la distancia Sol-Tierra (Domingo et al., 1995). Este satélite es custodiado por la Agencia Espacial Europea (ESA por sus siglas en inglés) y NASA. Lanzado el 2 de Diciembre de 1995 y ubicado en el punto de Lagrange L1 (0.01 UA de la Tierra) ha monitoreado al Sol continuamente desde Mayo de 1996. Con un periodo de mal funcionamiento entre Junio y Octubre de 1998.

El satélite está compuesto por 12 instrumentos diferentes que se muestran en la Figura 1-14, de los cuales solo nos interesa LASCO que permite tomar cada 20 minutos imágenes de la *corona solar*.

El instrumento LASCO (por sus siglas en inglés: Large Angle and Spectrometric Coronagraph) está compuesto por tres coronógrafos, los cuales obtienen imágenes cada 20 minutos en el visible de la *corona solar* eclipsando al Sol artificialmente y a diferentes distancias: C1 de 1.1–3.2 R_{\odot} , C2 de 2–6 R_{\odot} y C3 de 3.5–30 R_{\odot} . Juntos estudian la estructura y evolución de la corona (Brueckner et al., 1995).

1.5.3. STEREO

El Observatorio de las Relaciones Terrestre-Solar (por sus siglas en inglés, STEREO) es la tercera misión del programa de la NASA STP [Howard y Tappin, 2008]. Consta de dos naves idénticas, que viajan en la misma órbita que la Tierra solo que una va adelante y la otra por detrás del planeta. Su misión fundamental es obtener mediciones estereoscópicas para estudiar el Sol y la naturaleza de sus eyecciones de masa coronal (CMEs).

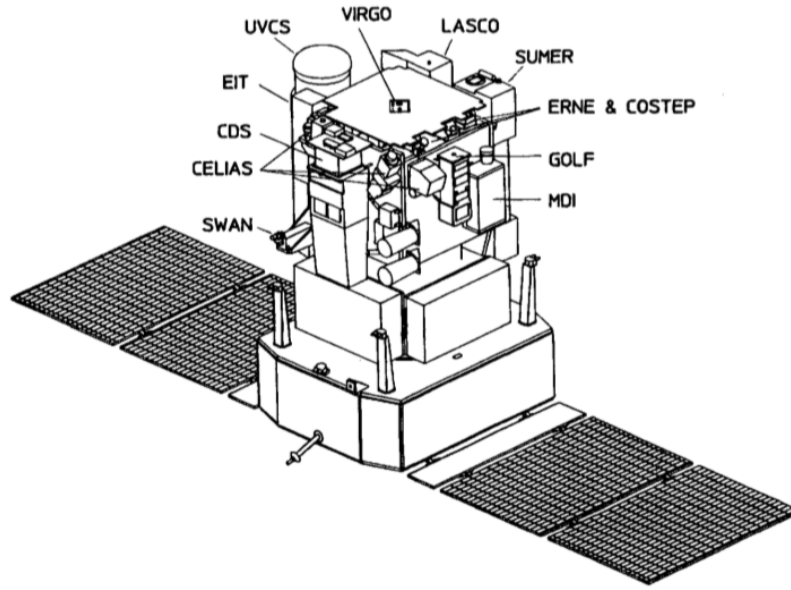


Figura 1-14: Satélite SoHO con todos los instrumentos que lleva a bordo. Para nuestro estudio se usaron las imágenes del Sol obtenidos con LASCO (Imagen de ESA y NASA).

Su objetivo principal es entender el mecanismo y causa de las CMEs, así como caracterizar la propagación de éstas en el IPM como también localizar los mecanismos y lugares donde se aceleran partículas desde la corona interior hasta el IPM. Todo esto con el fin de entender mejor la estructura del viento solar.

Cada nave, lleva consigo 16 instrumentos diferentes, divididos en dos conjuntos: uno para la adquisición de imágenes estereoscópicas y otro para la caracterización del viento solar. Las imágenes remotas en visible de las CMEs, desde 2 Rs (EUVI, COR1, COR2) hasta alcanzar la Tierra (H1, H2). También incluye instrumentos para obtener datos *in situ* de los parámetros básicos del viento solar, como son la velocidad, densidad, campo magnético y temperatura con los instrumentos IMPACT y PLASTIC que caracterizan las distribuciones de partículas. Además incluye SWAVES para la medición de emisiones en radio. En la Figura 1-15 se muestra un diagrama esquemático de una de las naves STEREO con los sus instrumentos más importantes.

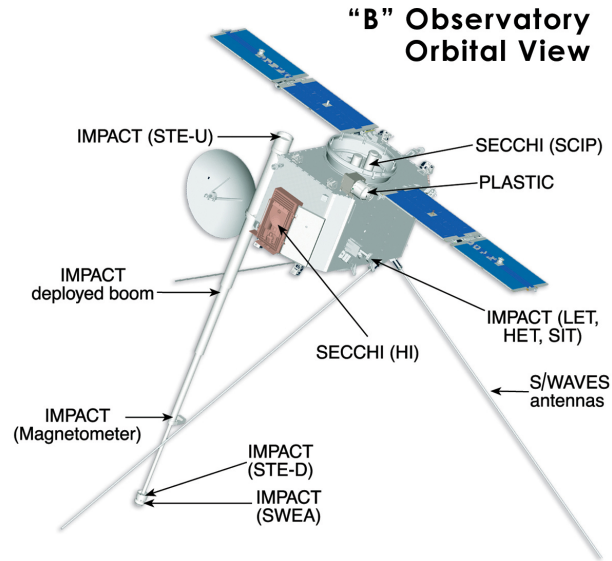


Figura 1-15: Satélite STEREO B con todos los instrumentos que lleva a bordo. Para nuestro estudio los instrumentos más importantes son IMPACT, PLASTIC y SWAVES (Imagen de Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory).

1.5.4. Wavelets

Los wavelets son funciones base integrables usadas como técnica matemática para analizar las funciones de onda tanto en función del espacio como de la escala [Farge, 1992; G. Torrence y Compo, 1998]. Son funciones que permiten hacer el análisis de señales. Los wavelets se basan en el concepto de aproximación de señales usando la superposición de señales variando tanto en escala.

Originalmente, el análisis de señales, se hace en función de las transformadas de Fourier, en las que uno reconstruye una señal superponiendo funciones trigonométricas infinitas o semi-infinitas. Una desventaja de usar funciones trigonométricas es que las funciones base oscilan todo el tiempo, dificultando encontrar señales localizadas o bien un comportamiento no continuo de la señal así como también la imposibilidad de identificar ondas solitarias [Farge, 1992].

Si se asume que una señal $f(t)$ que depende del tiempo t , con una resolución temporal dt .

La serie de Fourier entonces está dada por:

$$f(t) = \frac{1}{2}a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos nt + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin nt, \quad (1-14)$$

donde $n=0, 1, \dots, N-1$ is el índice temporal y:

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) dt, \quad (1-15)$$

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) \cos nt dt, \quad (1-16)$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) \sin nt dt, \quad (1-17)$$

donde a_n y b_n son los coeficientes de Fourier de $f(t)$. Entonces, la transformada de Fourier de $f(t)$ es:

$$F(\omega) = \sqrt{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (1-18)$$

Ninguno de los coeficientes tiene la información local. Cualquier discontinuidad se encuentra en fase con estos coeficientes. En contraste, las transformadas por wavelets, retienen intrínsecamente la información local permitiendo incluso aislar o bien eliminar de la serie la ausencia de datos o analizar directamente eventos aislados en la señal. Los coeficientes de los wavelets son los que permiten reconstruir las señales localmente.

La transformada del wavelet (Morlet et al., 1982) se define como:

$$\psi_0(\eta) = \pi^{-1/4} e^{i\omega_0\eta} e^{-\eta^2/2}, \quad (1-19)$$

con ω_0 la frecuencia adimensional (con valor 6 para satisfacer la condición de admisibilidad por el principio de incertidumbre) y η el parámetro adimensional del tiempo. Cuando se escala y se traslada $\psi_0(\eta)$, el wavelet se convierte en función de la escala, s , y el tiempo $n \delta t$, tal que:

$$\hat{\psi}(s\omega_k) = \left(\frac{2\pi s}{\delta t} \right)^{1/2} \hat{\psi}_0(s\omega_k), \quad (1-20)$$

donde s es la escala del wavelet, δt es el periodo de la muestra, y ω_k está definida como:

$$\omega_k = \begin{cases} \frac{2\pi k}{Nbt} & \text{para } k \leq N/2 \\ -\frac{2\pi k}{Nbt} & \text{para } k > N/2 \end{cases} \quad (1-21)$$

Cada ψ_0 sin escalar debe satisfacer la condición de admisibilidad y tener unidades de energía, cumpliendo que:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\hat{\psi}_0(\omega')|^2 d\omega' = 1, \quad (1-22)$$

que al tomar en cuenta el factor de normalización se escribe como:

$$\sum_{k=0}^{N-1} |\hat{\psi}_0(\omega_k)|^2 = 1, \quad (1-23)$$

con N el número de puntos del arreglo. Entonces la transformada de Fourier de ψ_0 es:

$$\hat{\psi}(s\omega) = \pi^{-1/4} H(\omega) e^{-(s\omega - \omega_0)^2/2}, \quad (1-24)$$

donde $H(\omega)$ es la función paso de Heaviside y $H(\omega) = 1$ cuando $\omega > 0$, y en otro caso $H(\omega) = 0$. De esta forma, si se tiene una serie de tiempo x_n con una resolución de $1/\delta t$ y con índice temporal $n = 0, 1, \dots, N - 1$. Entonces, la transformada de Fourier de la serie se define como:

$$\hat{x}_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-2\pi i k n / N}, \quad (1-25)$$

con $k = 0, 1, \dots, N - 1$ el índice de la frecuencia. Construyendo así, la transformada del wavelet [[G. Torrence y Compo, 1998](#)], en función de la escala del wavelet como:

$$W_n(s) = \sum_{k=0}^{N-1} \hat{x}_k \hat{\psi}(s\omega_k) e^{i\omega_k n \delta t} \quad (1-26)$$

El espacio del vaivén: un espacio vectorial para caracterizar el viento solar en función de estructuras de gran escala

El *viento solar* (SW) se caracteriza por ser un medio variable que fluctúa en frecuencias que van desde escalas de tiempos de segundos, dominadas por la cinética del plasma y la turbulencia hasta escalas de decenas de años relacionadas con el ciclo de actividad solar [Burlaga *et al.*, 1989; Chapman *et al.*, 2008; Borovsky y Funsten, 2003; Chen *et al.*, 2013]. Dependiendo de las propiedades que se quieren estudiar del viento, generalmente se elige un rango de frecuencias y el tipo de fluctuaciones que están relacionadas a los fenómenos físicos característicos en esa escala.

En nuestro caso, nos interesan las escalas de tiempo donde dominan estructuras de gran escala como son las Eyecciones de Masa Coronal (ICMEs), que son estructuras originadas por cambios locales y abruptos en el campo magnético del Sol y que causan la expulsión esporádica de masa de la corona solar al medio interplanetario [Wang y Sheeley, 1994; Webb y Howard, 1994; Klein y Burlaga, 1981; Gosling *et al.*, 1991; Cane y Richardson, 2003; Zurbuchen y Richardson, 2006; Richardson y Cane, 2011].

Las ICMEs son los eventos transitorios más energéticos provenientes del Sol que afectan a la Tierra y las condiciones del SW a través de toda la heliosfera [Howard y Tappin, 2010] inyectando cantidades importantes de masa y energía al medio interplanetario que varían en fase con el ciclo de actividad solar [Lamy *et al.*, 2017]. Si éstas interactúan con la Tierra modifican su magnetosfera y pueden causar tormentas geomagnéticas, incomunicación satelital y disrupciones eléctricas [Zhang y Burlaga, 1988; Schwenn *et al.*, 2006; Richardson y Cane, 2011]. Por lo que estudiarlas es de suma importancia porque modifican en gran medida las condiciones del clima

espacial (también importantes para la exploración del Sistema Solar).

Cualquier perturbación causada por una ICME es detectada por las naves a diferentes distancias heliosféricas, como cambios súbitos en los parámetros básicos del SW en particular: la velocidad \mathbf{V} , el campo magnético \mathbf{B} , la densidad N y la temperatura T . El arribo de estas estructuras se caracteriza por el aumento en las magnitudes de estos parámetros, en menos de 128 segundos [Borovsky y Denton, 2010] seguidos de una región turbulenta, cuyo estado depende de las condiciones relativas entre los dos flujos interactuantes: el viento solar y la estructura de gran escala [Tappin *et al.*, 2004]. Estas regiones turbulentas (o regiones de compresión) son indicadores de la presencia de estas estructuras en el SW.

Aunque en particular nos interesa las perturbaciones causadas por ICMEs, resulta que en el SW, existen otras estructuras de gran escala que pueden dar origen a perturbaciones que son comparables en tamaño a las generadas por la propagación de una ICME, tal y como son: las Regiones de Interacción Co-rotantes (CIRs), cambios de sector (SBs) y otro tipo de estructuras que aún no se han definido o bien son resultado de la interacción entre éstas. Las CIRs y SBs se caracterizan también por ser cambios súbitos en las condiciones del viento. Como se describió en el capítulo anterior, cuando un flujo de viento lento es alcanzado por uno rápido proveniente de los hoyos coronales, la interacción entre estos flujos forma una CIR, que tiene una periodicidad de ocurrencia relacionada a la rotación del Sol [Belcher, 1971; Jian *et al.*, 2006]. Las SBs se localizan en regiones donde la polaridad del campo magnético del viento se invierte [Wilcox y Ness, 1967; Klein y Burlaga, 1980]. En ambos casos, si estas estructuras comprimen el plasma mientras se propagan en el espacio, pueden formar regiones de compresión que causen el aumento de los parámetros básicos de una forma similar y comparable a las ICMEs.

Hasta este momento, la identificación del causante de las perturbaciones en el viento, no ha sido tarea fácil. La mayoría de las listas donde se identifican estas estructuras, dependen de un observador que interpreta los datos y puede confundir las características particulares de cada una de estas estructuras. sobre todo cuando no es posible identificar si la perturbación es causada por una estructura aislada o bien por una estructura formada por la interacción entre varias de estas estructuras. La identificación del causante es importante en el estudio del fenómeno de interacción; la clasificación de los causantes (o impulsores) y sus características; como también en términos del clima espacial, ya que la geo-efectividad de las estructuras depende de sus

regiones de compresión [Borovsky y Funsten, 2003; Kim *et al.*, 2008; Kilpua *et al.*, 2013].

Con esto en mente, se construyó un espacio de fluctuaciones del viento solar en el que dominan las perturbaciones causadas por estructuras de gran escala (sobre todo comparables en tamaño a las ICMEs), al que llamamos el *espacio del vaivén*. Este espacio, está formado por las fluctuaciones locales y globales de los parámetros del SW. Fluctuaciones que definimos usando las mediciones de la nave WIND a 1 UA con su resolución temporal de un minuto.

El método detecta cambios importantes en los parámetros del flujo en una ventana temporal de tres horas (mediante la desviación estándar de la media móvil). Estos cambios son pesados por una media móvil de 15 días para obtener las fluctuaciones *locales* y por una media móvil de 1 año para obtener las fluctuaciones *globales*. Las fluctuaciones locales son consistentes con escalas de tiempo donde los choques y discontinuidades dominan sobre la turbulencia [Burlaga *et al.*, 2002] y las globales con escalas relacionadas con las variaciones del ciclo de actividad solar [Burlaga *et al.*, 1989]. Los eventos transitorios de nuestro interés se manifiestan en ambas escalas de tiempo.

Así se tiene, por primera vez, un espacio en el que los parámetros del SW son estudiados en función de las perturbaciones existentes debido a la presencia de estructuras de gran escala. El trabajo y sus resultados fueron presentados en Niembro *et al.* (2018a). El método es tan simple que en realidad puede ser aplicado a cualquier parámetro.

El *espacio del vaivén* identifica perturbaciones en cualquier parámetro del SW e incluso cualquier tipo de perturbación, cuando se selecciona adecuadamente las escalas de tiempo para las fluctuaciones *locales* y *globales*. El vaivén se caracteriza por su magnitud y su dirección. La magnitud del vaivén identifica el grado de perturbación de la estructura sobre su entorno local (en función de cada parámetro) mientras que el ángulo responde al estado en que se encuentra el SW en función de su evolución a largo plazo.

En este trabajo, se construyó un *espacio del vaivén* para identificar regiones de compresión, sobre todo, aquellas que son el resultado de la interacción entre el viento solar y ICMEs.

Las ICMEs perturban al SW ocasionando que las magnitudes del vaivén de V , B , N y T aumenten al mismo tiempo. Por lo que se construyó un nuevo parámetro solar, llamado el *vaivén total* (SS), que relaciona temporalmente las normas del vaivén de cada uno de estos parámetros.

Se usa la transformada de wavelet de SS que permite identificar la presencia de regiones de compresión en el SW y caracterizar de manera autónoma su duración y su tiempo de arribo (considerado en el tiempo donde se encuentra el máximo de SS dentro de ella).

En Niembro et al. (2018b) se presentó este nuevo parámetro y su transformada junto con un método automático de identificación y caracterización (del tiempo de arribo y duración) de regiones de compresión impulsadas por estructuras de gran escala. Bajo ciertos criterios, el método es capaz de identificar de manera autónoma si la región de compresión es impulsada por una ICME. Adicionalmente, la transformada de SS en diferentes escalas ayuda a identificar cuando esta región es causada por una estructura de gran escala aislada o bien resultante de la interacción entre dos o más de ellas, aunque en este momento de manera subjetiva con ayuda de un observador.

En el servidor del Radio-Observatorio Solar del Instituto de Geofísica de la UNAM (girasol.geofisica.unam.mx), se encuentra disponible una interfase gráfica que permite seleccionar un intervalo de tiempo de interés entre 1997 y 2016, para visualizar las mediciones *in situ* de la nave WIND (de V , B , N y T), las magnitudes y los ángulos de sus vaivenes, SS y su transformada en diferentes frecuencias. El método caracteriza cada una de las regiones de compresión encontradas durante ese intervalo y cuando le es posible identifica si es causada por la propagación de una ICME.

Cuando el tiempo de arribo (± 8 h) de las regiones de compresión coinciden con algún evento que se encuentre en alguna lista de identificación de ICMEs, CIRs y SBs (reportadas por diferentes autores), entonces lista las fechas, el tipo de estructura y las diferencias con el tiempo de arribo caracterizado por el método.

2.1. El espacio del vaivén

La idea central de esta parte del trabajo es introducir el *espacio del vaivén* (SS) como un espacio vectorial construido para caracterizar las estructuras de gran escala que se propagan dentro de un fluido.

Para un fluido, las estructuras de gran escala son obstáculos que cambiarán la forma en que fluye. Sin obstáculos, el fluido es homogéneo. Así que se pueden identificar la presencia de

obstáculos en el flujo cuando los parámetros característicos del fluido cambian, lo cual depende de las características del flujo y del obstáculo mismo.

Es de nuestro particular interés, estudiar estructuras de gran escala asociadas con discontinuidades, es decir, obstáculos que prevalecen no solo en escalas de tiempo cortos sino también en escalas de tiempo relacionadas con la evolución temporal del flujo a largo plazo. De esta forma, el SS permite estudiar flujos en términos de las estructuras de gran escala que viajan en ellos y como es que su presencia influyen en el comportamiento del flujo.

Los elementos del *espacio del vaivén* se definen como $\mathbf{A}_{SS} = (A_{SS}^L, A_{SS}^G)$. Cada elemento está formado por dos componentes: el *vaivén local* (A_{SS}^L) que considera una escala de tiempo en el que se pueden identificar obstáculos en el flujo y el *vaivén global* que identifica que los obstáculos son importantes en términos del comportamiento a largo plazo de flujo. Cuando una discontinuidad es importante tanto local como globalmente, entonces, es un obstáculo debido a una estructura de gran escala. A puede ser cualquier parámetro característico del flujo. De esta forma, podemos crear un espacio, con cuántos parámetros característicos del flujo se necesiten para identificar alguna cualidad o propiedad del flujo.

Por ejemplo, en nuestro caso, en el que se quiere estudiar el viento solar, se creó un *espacio del vaivén* para identificar regiones de compresión, eligiendo a la velocidad (V), el campo magnético (B), la densidad (N) y la temperatura (T) como los parámetros característicos del flujo.

El *espacio del vaivén* permite estudiar el comportamiento de los flujos en función del tiempo debido a la presencia de estructuras de gran escala.

Entonces, el *vaivén local/global* se define como:

$$A_{SS}^{L,G} = \frac{\delta_{L,G}}{\max(\delta_{L,G})}, \quad (2-1)$$

donde L y G se refieren a *local* y *global*, respectivamente. La normalización al valor máximo de $\delta_{L,G}$ se hace para poder comparar entre los diferentes parámetros característicos (A). De esta forma, es posible caracterizar las estructuras de acuerdo a su comportamiento (como obstáculos) en diferentes parámetros A 's. Por ejemplo, sean A_1 y A_2 , dos parámetros característicos del flujo, entonces podría ser que la estructura identificada sea obstáculo para A_1 pero no para A_2 . De esta forma, el método es una herramienta útil para identificar el tipo de estructura.

El numerador $\delta_{L,G}$ está dado por:

$$\delta_{L,G} = \frac{\sigma_i^*(A_i)}{\langle A \rangle_{L,G}}, \quad (2-2)$$

donde,

$$\sigma_i^*(A_i) = \sqrt{\text{var}^*(A_i)}, \quad (2-3)$$

con,

$$\text{var}^*(A_i) = \frac{\sum_{i-d\mu/2}^{i+d\mu/2} (A_i - \langle A \rangle_i^*)^2}{d\mu}. \quad (2-4)$$

y en este caso,

$$\langle A \rangle_i^* = \frac{\sum_{i-d\mu/2}^{i+d\mu/2} A_i}{d\mu}. \quad (2-5)$$

con A_i como la magnitud del cualquier parámetro característico del flujo al tiempo i y $d\mu$ es la escala de tiempo relacionada con la presencia de discontinuidades en el flujo, que además depende de la resolución temporal del instrumento. Esta escala permite observar el salto de los parámetros asociados a la discontinuidad debido a la presencia de los obstáculos en el flujo. $d\mu$ es el número de mediciones durante ese intervalo mientras que los pesos *local/global* de las fluctuaciones están dadas por:

$$\langle A \rangle_{L,G} = \frac{1}{d\eta} \sum_{i-d\eta/2}^{i+d\eta/2} A_i, \quad (2-6)$$

con $d\eta_{L,G}$ (número de medidas tomadas durante un intervalo de tiempo seleccionado) caracteriza la variabilidad del flujo a corto (*local*) y largo (*global*) plazos.

Cuando A_{SS}^L y A_{SS}^G son grandes, entonces existe una estructura de interés en A . Por lo tanto, para identificar las estructuras de interés fácilmente, se calcula la norma como $A_{SS} = \sqrt{(A_{SS}^L)^2 + (A_{SS}^G)^2}$ y el ángulo $\theta_A = \text{tg}^{-1}(A_{SS}^G/A_{SS}^L)$. Cuando $\theta_A > 45^\circ$ entonces el obstáculo domina más en el comportamiento de flujo globalmente y viceversa si $\theta_A < 45^\circ$ entonces el obstáculo domina más localmente pero no es tan relevante para las condiciones globales del flujo.

2.2. El espacio del vaivén del viento solar

En la sección anterior, se construyó (el *espacio de vaivén*) para identificar la presencia de estructuras de gran escala en cualquier flujo.

Como ejemplo y aplicación del método, se construye el *espacio del vaivén* del SW para identificar la presencia en este flujo de estructuras de gran escala como son: las ICMEs, las CIRs y los SBs. Estructuras que al interactuar con el SW, comprimen el plasma formando regiones de compresión.

Se estimaron los vaivenes para los cuatro parámetros básicos del SW relacionados con estas regiones de compresión: V , B , N y T obtenidas a 1 UA por la nave WIND durante el periodo de tiempo comprendido entre 1997-2016.

La ventana de tiempo para calcular la desviación estándar ($d\mu$), corresponde a una escala temporal en la que, como resultado de la interacción entre dos flujos, las fluctuaciones de Alfvén y las estructuras de balance de presión son extensamente observadas [Bavassano y Bruno, 1989, 1991]. Estas estructuras son firmas características de la presencia de perturbaciones. Se eligió $d\mu = 180$ (escala de tiempo de 3 hrs), lo cual permite ver el paso de discontinuidades en el SW (atribuyéndoles un valor de fluctuación) acorde a la resolución temporal de WIND.

El SW es altamente inhomogéneo, así que dentro de intervalos de tiempo de un día se pueden encontrar numerosas discontinuidades. Para asociarlas con estructuras de gran escala, se pesa (o compara) la desviación estándar móvil con el promedio móvil en dos ventanas de tiempos característicos $d\eta_{L,G}$, uno (*local*, $d\eta_L$) relacionado con el tiempo de tránsito de la estructura de interés (que varía entre 1 hasta 30 días) y otro (*global*, $d\eta_G$) con la actividad solar (de 1 a 10 años).

Estas ventanas se eligieron de tal forma que se puede identificar el mayor número de estructuras de gran escala y el menor número de eventos espurios. Por ejemplo, para el caso *local*, se calcularon los vaivenes variando $d\eta_L$ de 1 a 60 días (δ_{Li} con $i=[1, 2, \dots, 60] \times 1400$, donde i corresponde al número de minutos en un día). Después se calcula el valor promedio de δ_{Li} ($\bar{\delta}_{Li}$) y se cuenta el número de elementos de δ_{Li} que exceden $\bar{\delta}_{Li}$ para cada valor de i .

En la Figura 2-1, se presentan los resultados de este ejercicio, donde se ha normalizado el número de elementos de δ_{Li} para comparar entre los diferentes parámetros. Este número

cambia en función del tamaño de la ventana y depende del parámetro en cuestión V (en *negro*), B (*azul*), N(*verde*) y T (*rojo*).

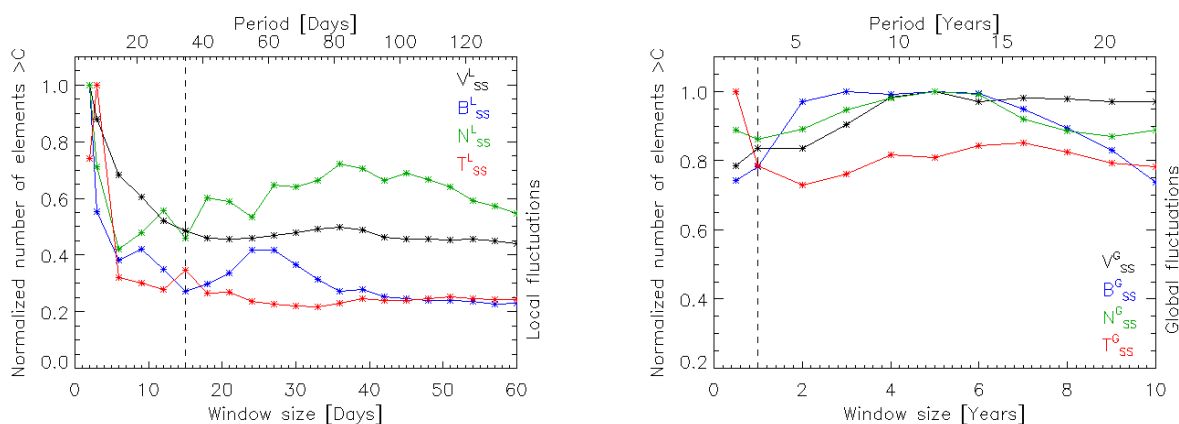


Figura 2-1: Número normalizado de elementos de $A_{SS}^{L,G}$ que exceden su valor promedio entre 1997-2016, denominado $\bar{\delta}$ para diferentes ventanas de tiempo ($d\eta$), donde A puede ser: V (mostrado en *negro*, B (*azul*), N (*verde*) y T (*rojo*). Las ventanas de tiempo del panel izquierdo corresponden a las fluctuaciones locales (de 1 a 30 días) mientras que las ventanas de tiempo del panel derecho corresponden a las globales (1 a 10 años). Donde se encuentra el menor número de fluctuaciones que exceden el valor crítico asegura que las fluctuaciones son debidas a la presencia de discontinuidades debidas a estructuras de gran escala.

Es claro que entre más pequeña sea la ventana (<10 días) el número de elementos es mayor y por tanto el número de eventos espurios crece mientras que para ventanas más grandes (>1 año) no se distinguen entonces las estructuras. Se eligieron entonces las dos ventanas en las la mayoría de los parámetros tienen el menor número de elementos de δ_{Li} que exceden $\bar{\delta}_{Li}$. De esta forma para los *vaivenes locales* se eligió la ventana de tiempo de 15 días ($d\eta_L = 21600$), marcada en el panel izquierdo de la figura con una línea discontinua y para los *vaivenes globales*, la ventana de 1 año ($d\eta_G = 525600$).

2.2.1. El espacio del vaivén en función del tiempo

El *espacio del vaivén* se caracteriza por su magnitud (A_{SS}) y dirección (θ_A). En la Figura 2-2 se muestran los comportamientos temporales de V_{SS} , B_{SS} , N_{SS} y T_{SS} durante 1997-2016 (de arriba-abajo, respectivamente). Los periodos característicos del ciclo solar están delimitados con áreas sombreadas: Máximo 23 (en *rojo*), Máximo 24 (en *amarillo*) y el Mínimo (en *verde*). Cada vez que el vaivén sube, existe una perturbación en ese parámetro en el flujo. Entre más

grande sea su norma más importante es la perturbación.

Durante los periodos de máxima actividad solar, en la que el número de ICMEs es alto (Yashiro et al., 2004), las normas V_{SS} , B_{SS} y T_{SS} son grandes. Lo cual también ocurre durante el aumento sorpresivo del número de eyecciones en el año 2005. Este comportamiento no se observa en N_{SS} , en este caso, las normas varían durante todo el intervalo de tiempo comprendido entre 1997-2016. Las N_{SS} más grandes se encuentran durante el mínimo. Creemos que es posible que esto ocurra ya que durante el mínimo las estructuras de gran escala que dominan son las CIRs, sobre todo porque durante este periodo de actividad solar, los hoyos coronales se encuentran en latitudes más bajas. Esta idea se refuerza por el hecho de que también hay B_{SS} significativas en este periodo que también están relacionadas con las CIRs. Las ICMEs son las estructuras de gran escala que también presentan valores de B_{SS} grandes pero con N_{SS} pequeñas.

No es sorpresa que dado que las ICMEs son los eventos más energéticos que se propagan en el SW estén relacionados con las normas más grandes. Por ejemplo, si elegimos mostrar el comportamiento de los parámetros del SW (Figura 2-3) y sus normas durante un periodo de tiempo alrededor de donde se encuentra el máximo de V_{SS} se puede observar la presencia, en los datos, de una ICME. En la Figura 2-3 (de arriba-abajo) se muestran las series de tiempo de V , B , N , T y sus respectivas normas (V_{SS} , B_{SS} , N_{SS} y T_{SS}), donde es clara la identificación de una ICME incluso reportada por Richardson et al. (2010) como el evento del 24 de Noviembre del 2001 a las 06:56 UT (tiempo marcado con una línea vertical discontinua en color *negro*). Los máximos de V_{SS} , B_{SS} , N_{SS} y T_{SS} durante este intervalo coinciden con esa línea.

Es importante mencionar que aunque en este intervalo se encuentra el máximo de V_{SS} entre 1997-2016, éste no coincide con el tiempo donde se encuentran los máximos de B_{SS} , N_{SS} y T_{SS} . Esta característica puede ayudar a identificar las diferencias entre las estructuras de gran escala.

En la Figura 2-4, se muestran las series de tiempo de 1997-2016 de los ángulos (de arriba-abajo) de θ_V , θ_B , θ_N y θ_T , las áreas sombreadas delimitan los periodos de tiempo característicos de los máximos 23, 24 y el mínimo de actividad solar. Los ángulos no presentan una relación directa con el ciclo solar, sin embargo, los ángulos caracterizan al SW mensualmente. Para ilustrar este comportamiento, en la Figura 2-5, se muestran las series de tiempo (de arriba-abajo) de V , B , N y T para dos años diferentes: en el panel izquierdo durante el 2000 (máximo

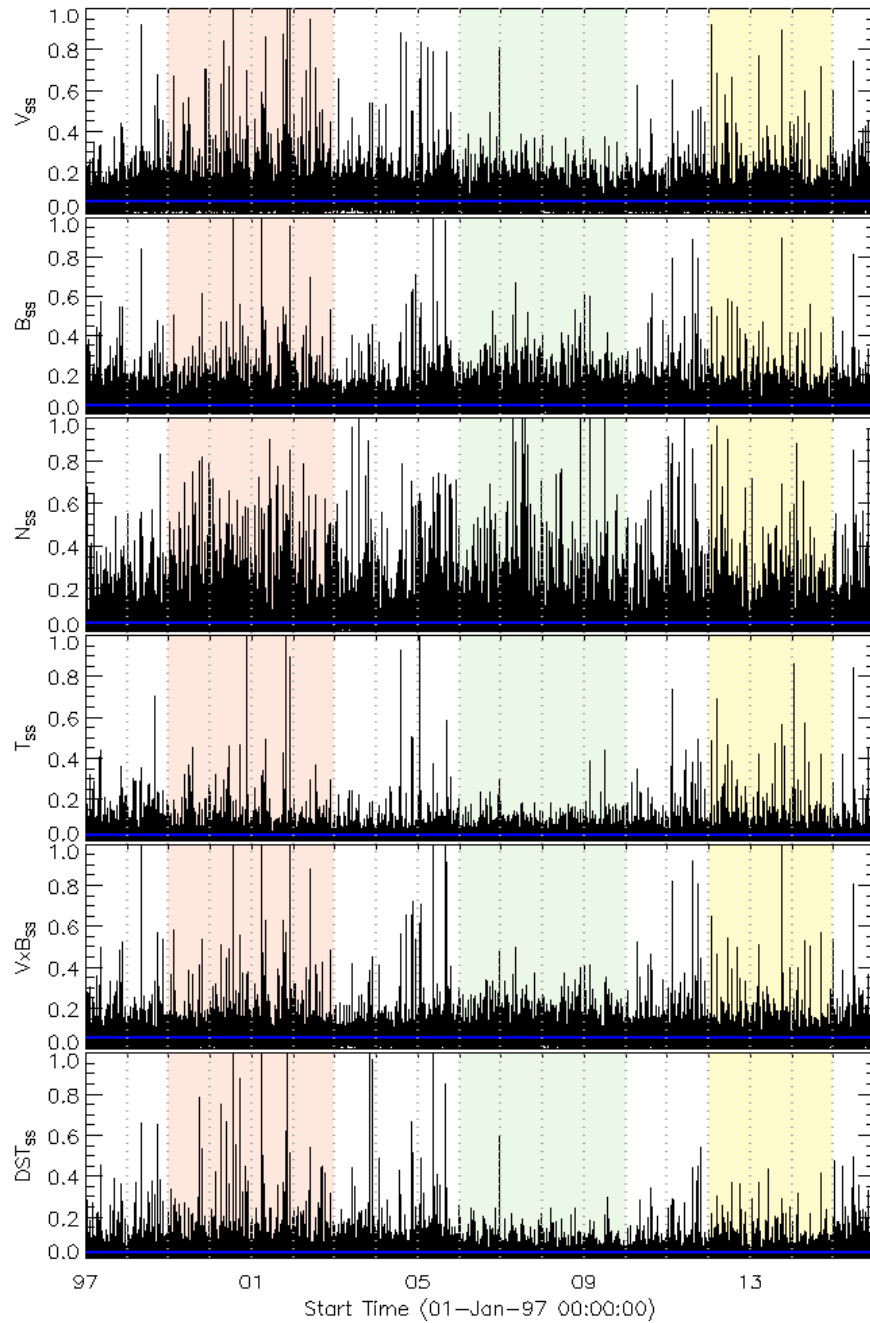


Figura 2-2: Series de tiempo (de arriba-abajo) de V_{SS} , B_{SS} , N_{SS} , T_{SS} , $V \times B_{SS}$ y DST_{SS} , respectivamente. En áreas sombreadas se delimitaron periodos de tiempo característicos de actividad solar: Máximo 23 (en rojo), Máximo 24 (en amarillo) y Mínimo (en verde). Durante los máximos, V_{SS} , B_{SS} y T_{SS} son más grandes, debido a la presencia de ICMEs. Durante el mínimo, se encuentran los valores mayores de N_{SS} que coinciden con aumentos en B_{SS} identificando la presencia de CIRs.

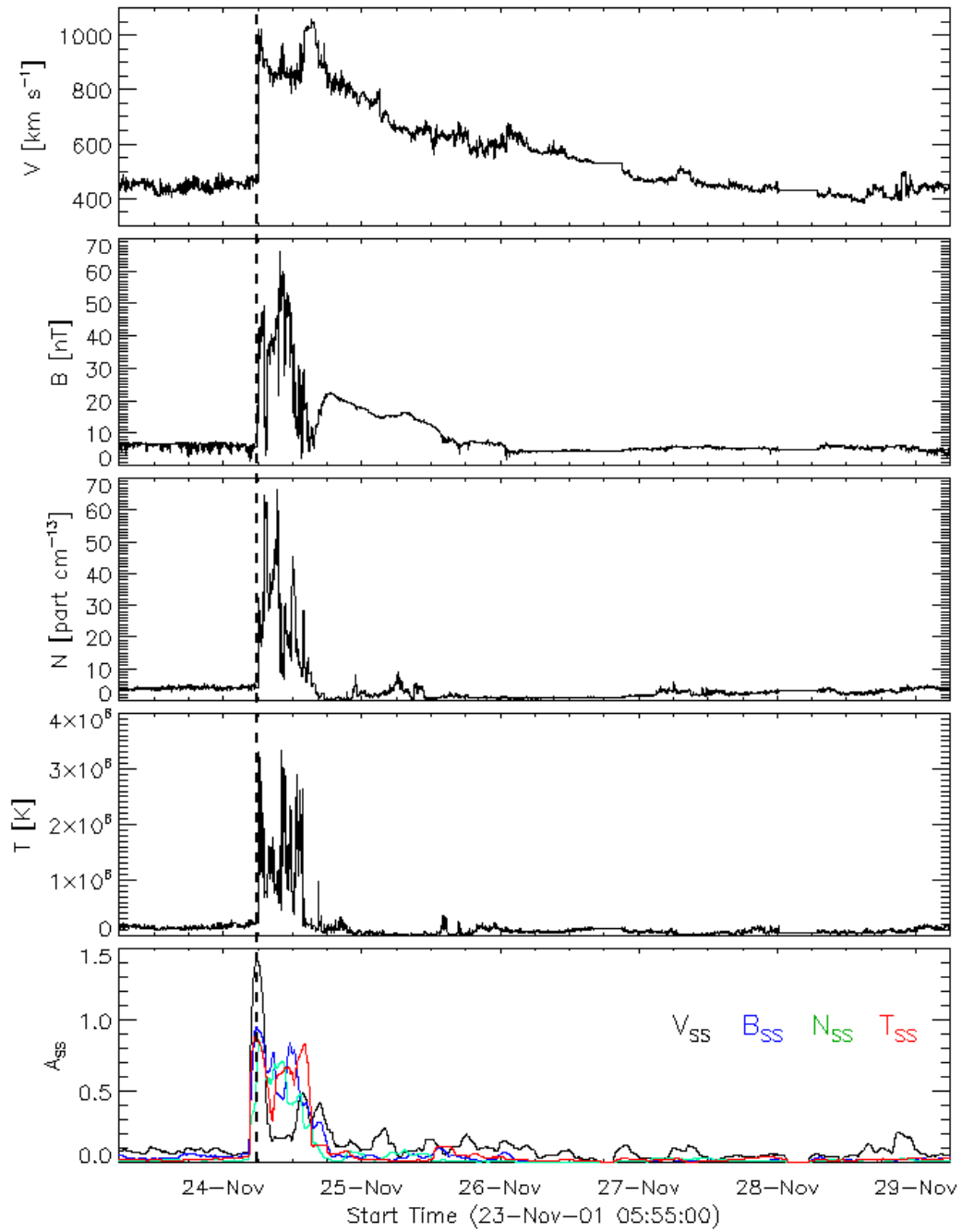


Figura 2-3: Series de tiempo (de arriba-abajo) de: V , B , N , T , $V \times B$, índice DST y sus respectivas normas (V_{SS} , B_{SS} , N_{SS} , T_{SS} , $V \times B_{SS}$ y DST_{SS}) durante el intervalo de tiempo donde se identificó el máximo de V_{SS} durante 1997-2016. El espacio del vaivén identificó una ICME, ya reportada por Richardson et al. (2010), cuyo tiempo de arribo se marca con una línea vertical discontinua en color negro. Tiempo que coincide con los máximos de las normas durante este intervalo.

de actividad solar) y en el derecho el año 2008 (mínimo de actividad solar). Sobre estas series, se muestran las correspondientes a sus ángulos en color *azul*.

Durante el mínimo (2008; panel derecho), los ángulos θ_V y θ_T muestran un comportamiento periodico de 27 días (rotación solar), θ_N muestra el mismo comportamiento periódico pero anti-correlacionado a los anteriores mientras que θ_B también es periódico pero desfasado ~ 15 días.

Durante el máximo (2000; panel izquierdo), estas correlaciones se pierden aunque se ven rastros de cierta correlación entre ellos.

Uno creería que esta periodicidad de 27 días podría estar directamente relacionada con la presencia de CIRs y SBs. Sin embargo, en la figura se marcan en líneas verticales en *verde claro* las CIRs identificadas por [Jian et al. \[2011\]](#) y en *verde oscuro* las SBs de la lista de Svalgard's (<http://wso.stanford.edu/SB/SB.html>). Se identifican en promedio dos CIRs en cada periodo de los ángulos, sin embargo no se ve una clara correlación de estas estructuras con estos periodos.

2.2.2. El espacio del vaivén en función del ciclo de actividad solar

En la Figura 2-6, se muestran los vectores del espacio del *vaivén* del SW de 1997-2016: a) V_{SS} , b) B_{SS} , c) N_{SS} y d) T_{SS} . Se les asignó un color, a los vectores pertenecientes a los diferentes periodos característicos de actividad solar: Máximo 23 (en *rojo*), Máximo 24 (en *amarillo*) y el Mínimo (en *verde*). Como referencia se incluye una recta discontinua en *negro* que corresponde al caso en el que las fluctuaciones globales sean iguales a las locales (ángulo a 45°). Todos aquellos vectores que están por arriba de esta referencia, son eventos en los que las fluctuaciones globales dominan a las locales y viceversa, si los vectores se encuentran por abajo entonces el SW es dominado por las fluctuaciones locales.

Es claro que en el caso de V_{SS} , B_{SS} y T_{SS} , las magnitudes cambian dependiendo del periodo de actividad solar en el que se encuentren. Durante el mínimo, las magnitudes son considerablemente más bajas que aquellas identificadas durante el máximo. Las magnitudes de N_{SS} son las más variables sin importar el periodo de actividad solar, lo que representa que tanto en los máximos como en el mínimo se encuentran estructuras de gran escala. La mayoría de los vectores de B_{SS} y T_{SS} , pasan por debajo de la referencia, lo que quiere decir que estos parámetros

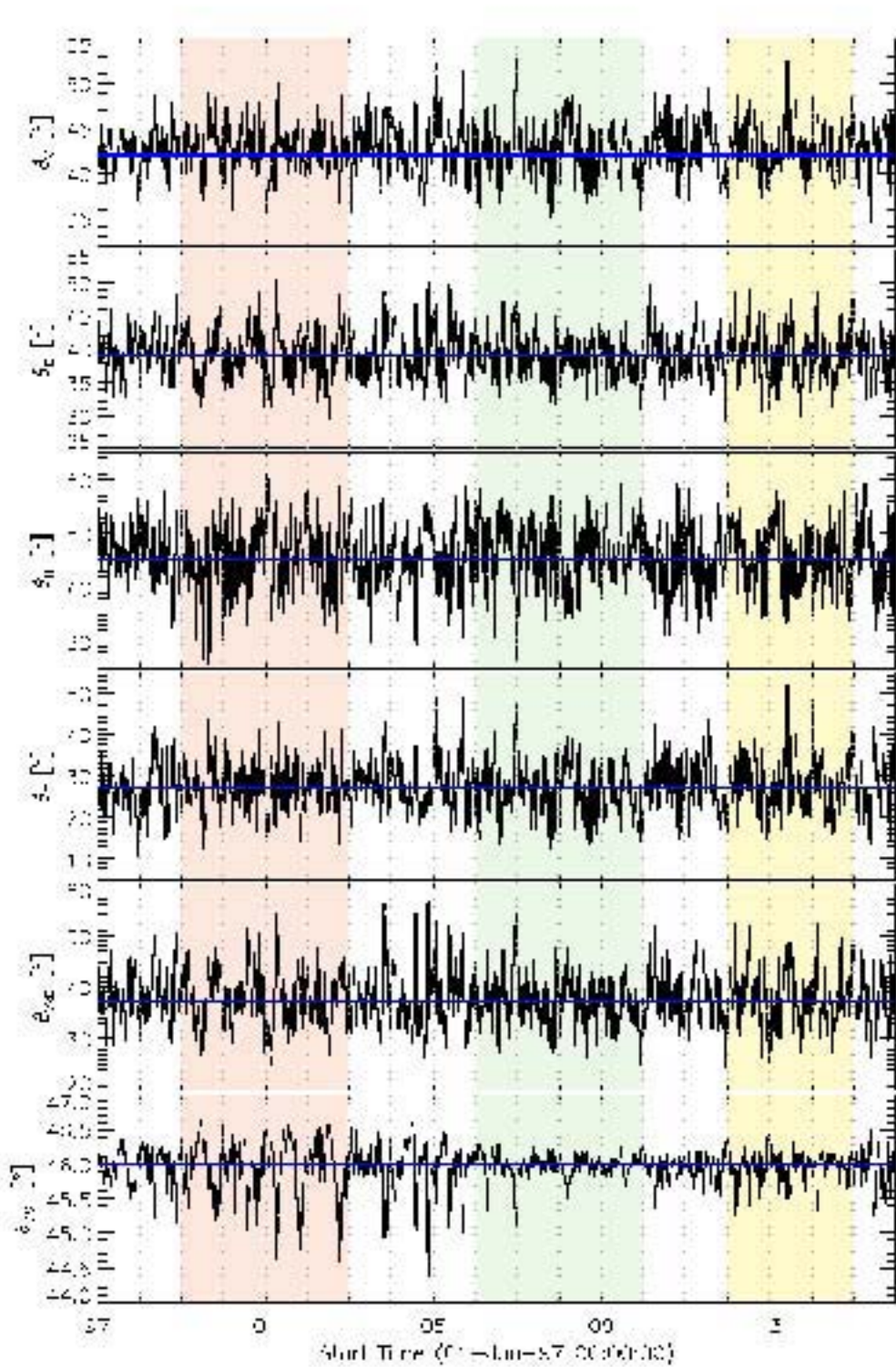


Figura 2-4: Series de tiempo (de arriba-abajo de: θ_V , θ_B , θ_N , θ_T , $\theta_{V \times B}$ y θ_{DST} durante el periodo entre 1997-2016. De la misma forma que en la Figura 2-2, se delimitan con áreas sombreadas los periodos característicos de actividad solar. No se ve una clara dependencia de los ángulos con la variación global del SW.

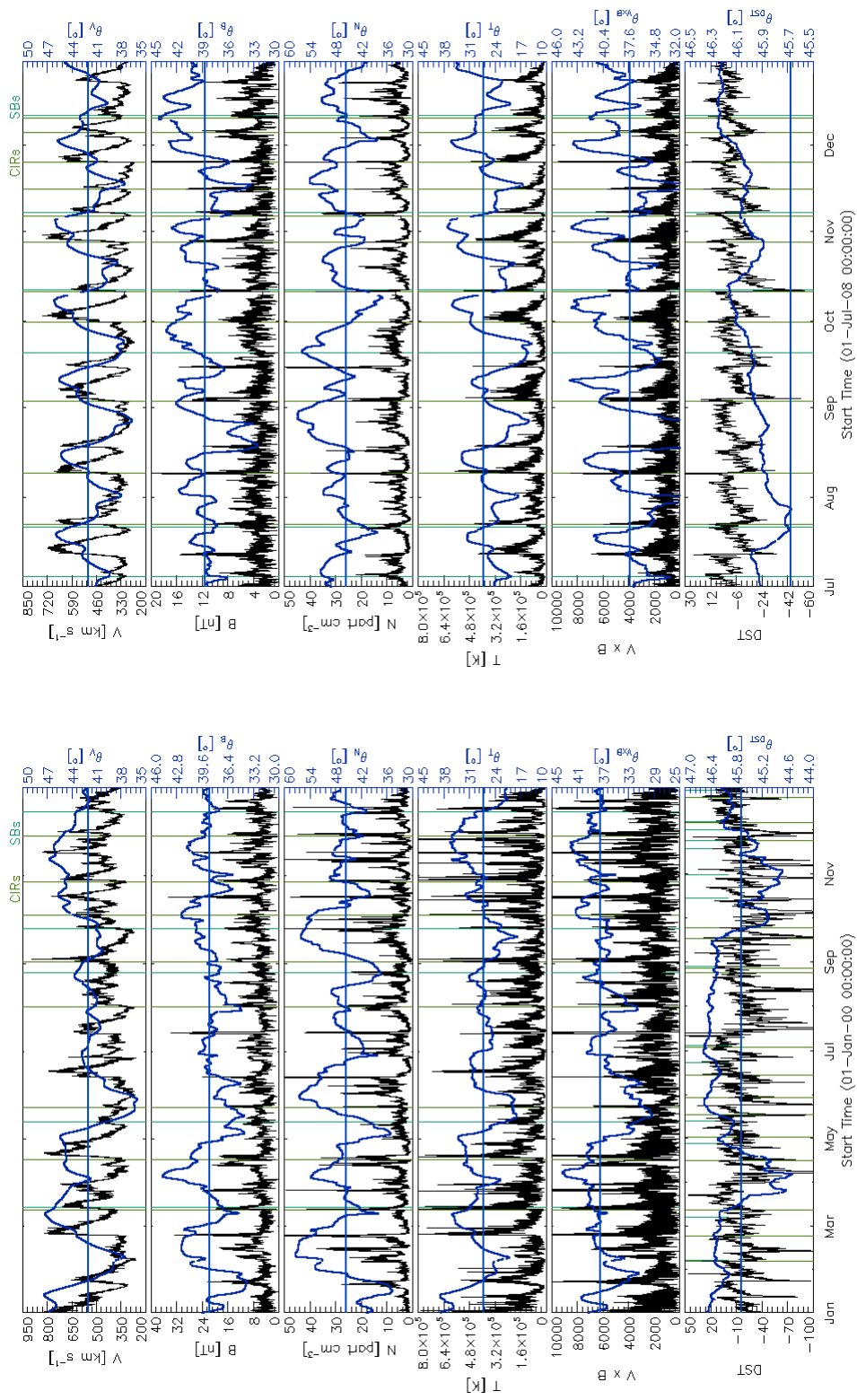


Figura 2-5: Igual que la Figura 2-4 pero durante dos años diferentes: 2000 (durante máximo de actividad solar) y 2008 (durante el mínimo). En líneas verticales verdes se muestran las CIRs y SBs reportadas, sin embargo no se ve una clara dependencia con ellas. Durante el 2008 se observa una clara periodicidad de 27 días de los ángulos, con θ_B desfasada 15 días y θ_N anti-correlacionada a los otros dos (θ_V y θ_T).

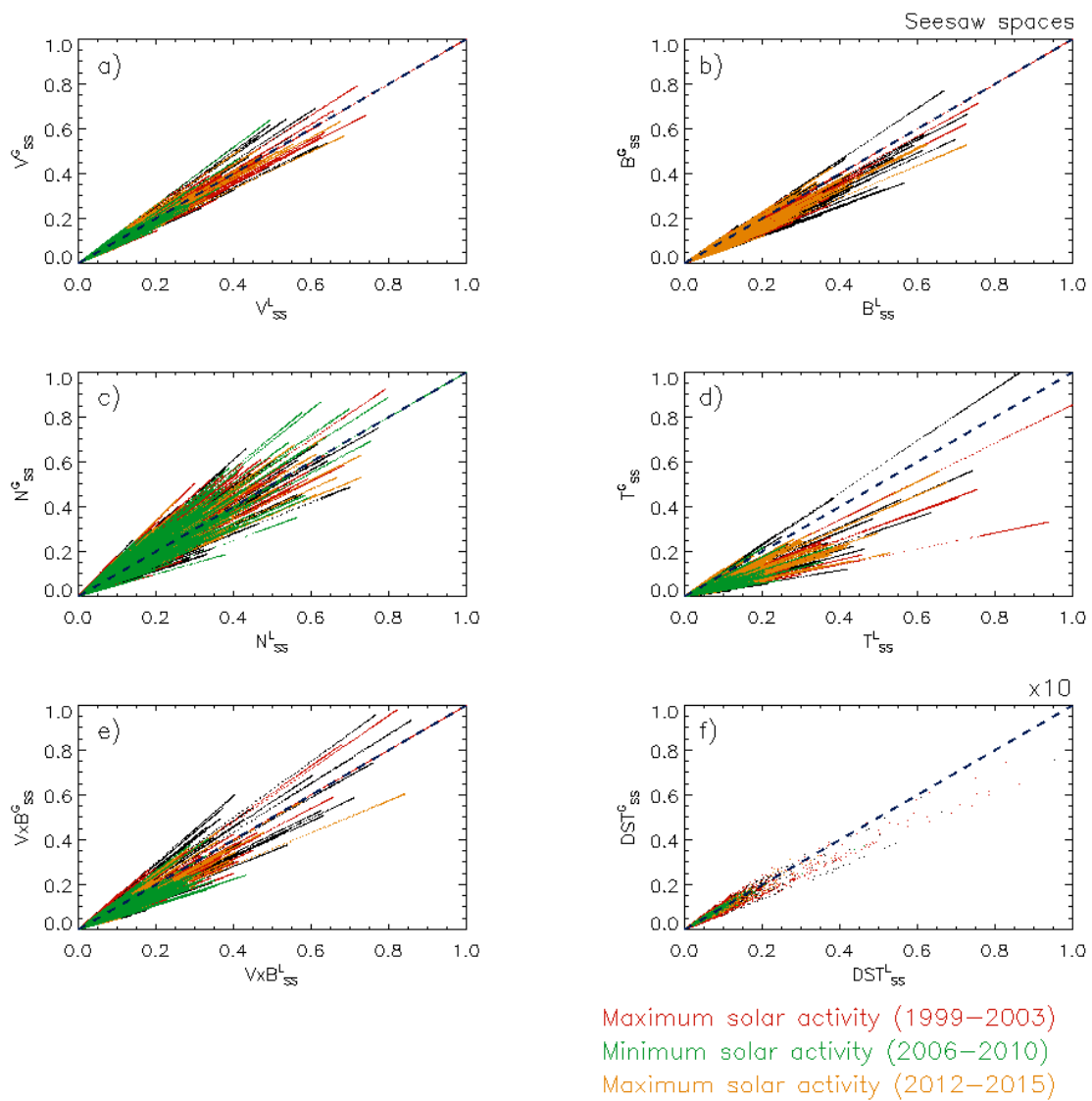


Figura 2-6: Los vectores del espacio de vaivén del SW para: a) V_{SS} , b) B_{SS} , c) N_{SS} , d) T_{SS} , e) $V \times B_{SS}$ y DST_{SS} durante 1997-2016. Se colorearon los vectores de acuerdo al periodo de actividad solar en el que se encuentran: Máximo 23 (en rojo), Máximo 24 (en amarillo) y el Mínimo (en verde). Con una recta discontinua en negro se muestra la referencia del ángulo de 45° . Todos aquellos vaivenes que pasan por arriba de esta recta representan tiempos en los que las fluctuaciones globales dominan a las locales.

del SW son dominados por fluctuaciones locales, además se ve que sus magnitudes son mayores durante los máximos, lo cual se había encontrado en la Figura 2-2.

2.2.3. El espacio de vaivén y el clima espacial

Un resultado inmediato de este nuevo método de caracterización, es que no solo es válido para los parámetros del it SW, sino cualquier otro. Y como prueba, se calcularon los vaivenes del vector eléctrico convectivo ($V \times B$) y del índice D_{ST} , que son dos de los parámetros fundamentales del clima espacial. Sus respectivos vaivenes se muestran en la Figura 2-6 paneles e-f. Notando que la resolución temporal para medir el índice D_{ST} es de 1 hora.

Las normas se muestran en la Figura 2-2 en los últimos dos paneles, donde también se observa la clara dependencia de estos vaivenes con la actividad solar. Durante el máximo se encuentran los vaivenes más grandes. Un detalle que es importante mencionar es que la respuesta es diferente entre máximos, siendo el máximo 23 de mayor relevancia que el máximo 24.

Los ángulos (Figura 2-2 paneles e-f y Figura 2-5 últimos dos paneles) muestran que $V \times B$ presenta la misma periodicidad de 27 días que se observa en los otros parámetros del SW, pero adicionalmente resulta que todas las pendientes negativas de $\theta_{V \times B}$ están relacionadas con pendientes negativas en θ_B .

El ángulo $\theta_{D_{ST}}$ muestra un comportamiento totalmente diferente. El ángulo oscila considerablemente más durante los máximos de actividad solar que durante el mínimo. Además de un comportamiento que combina dos periodos, uno menor a 27 días y otro de 3 meses, el cual es mucho más dominante durante periodos de máxima actividad solar.

No solo eso, sino que si se calcula el promedio móvil anual de $D_{ST_{SS}}$ (curva azul en la Figura 2-7) y se compara con los correspondientes promedios de los demás parámetros (panel izquierdo), se observa una clara correlación con V_{SS} , N_{SS} y T_{SS} y una anti-correlación con B_{SS} . Estas correlaciones son a escalas temporales de ~ 10 años, probablemente relacionados con la inversión del campo magnético durante el ciclo solar.

El promedio móvil anual de los ángulos de todos los parámetros muestra una periodicidad de 6 meses (panel derecho). Si se compara $\theta_{D_{ST}}$ con $\theta_{V,T}$ se observa que los ángulos se anti-correlacionan durante el mínimo y cuando la actividad solar es muy alta, éstas se correlacionan (por ejemplo durante 2002-2003 que se sabe son unos años con un número alto de ICMEs). Lo

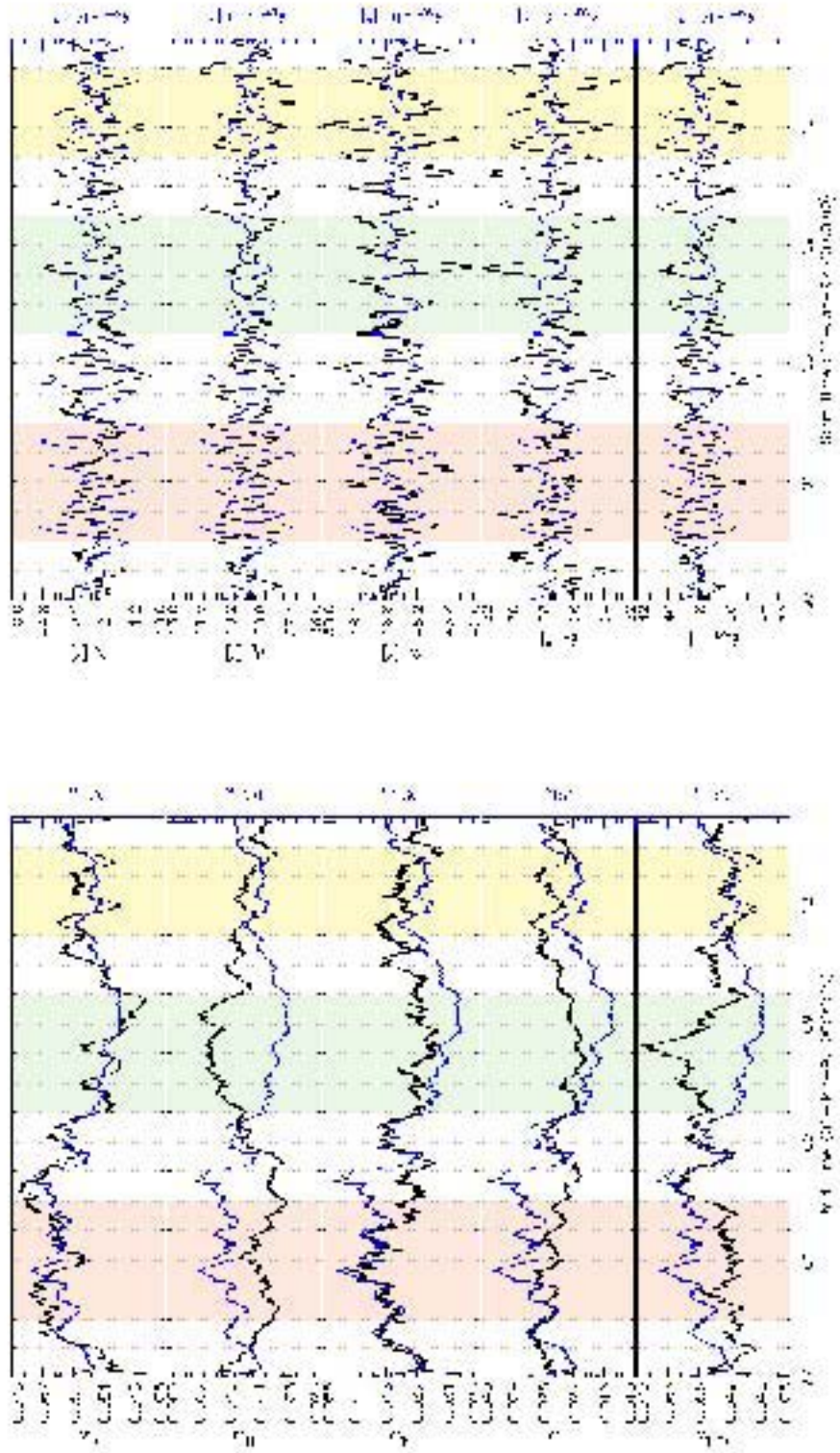


Figura 2-7: Series de tiempo de los promedios anuales de las normas (izquierda) y los ángulos (derecha) de los diferentes parámetros (de arriba-abajo): V , B , N , T , $V \times B$ y D_{ST} . En áreas sombreadas se delimitaron periodos de tiempo característicos de actividad solar: Máximo 23 (en rojo), Máximo 24 (en amarillo) y Mínimo (en verde).

mismo ocurre al comparar θ_{DST} con θ_B pero con un desfase. Por otra parte, θ_{DST} muestra una correlación con θ_N durante todo el periodo desde 1997 hasta el 2016.

2.3. Distribuciones anuales en el espacio del vaivén

Se obtuvieron las distribuciones anuales de las normas de los vaivenes. En el panel a) de la Figura 2-8 se muestran las distribuciones por año de V_{SS} así como también los contornos que ayudan a reconocer las diferencias entre éstas. En el panel b) se muestra lo mismo pero para B_{SS} , en el c) N_{SS} , d) T_{SS} , e) $V \times B_{SS}$ y f) para DST_{SS} .

De manera muy general, se observan dos tipos de distribuciones: 1) con un solo pico y angostas que están marcadas en zonas en color *rosa pálido*; y 2) con varios picos y muy anchas identificadas dominadas por zonas *azules*. Cada parámetro muestra comportamientos diferentes en función del tiempo, que se puede apreciar más claramente cuando se grafican solo los contornos (Figura 2-9) y se compara con mediciones e indicadores del ciclo de actividad solar (número de ICMEs y de manchas solares).

En esta figura, se muestran (de abajo-arriba) los contornos que representan las amplitudes de las distribuciones de: DST_{SS} , $V \times B_{SS}$, T_{SS} , N_{SS} , B_{SS} y V_{SS} ; el número de CMEs mensuales (en *azul*) y de manchas solares (en *rojo*); y los residuos de la tasa de rotación que combinan las mediciones de GONG, MDI y las inversiones de HMI2dRLS a $0.99 R_{\odot}$ (figura adaptada de Howe et al., 2013) y los contornos del campo magnético a 5, 25 y 45 G tomados de los magnetogramas medidos por Kitt Peak.

Los residuos torsionales están más relacionados con las variaciones a largo plazo, se puede observar que las distribuciones cambian de distribuciones de un pico y angostas a distribuciones anchas justo cuando los contornos del campo magnético muestran actividad en las regiones más cercanas a los polos. Los indicadores de actividad solar (número de manchas solares y eyecciones) están más relacionados con la evolución de SW localmente lo cual resulta en el desplazamiento del máximo de las distribuciones. El máximo de número de ICMEs/manchas concuerda con la región del Sol donde empiezan a aparecer residuos a latitudes más cercanas a los polos solares mientras que cuando hay el menor número de ICMEs/manchas es cuando los residuos cerca de los polos desaparecen. En el año con menor número de ICMEs/manchas se pueden observar

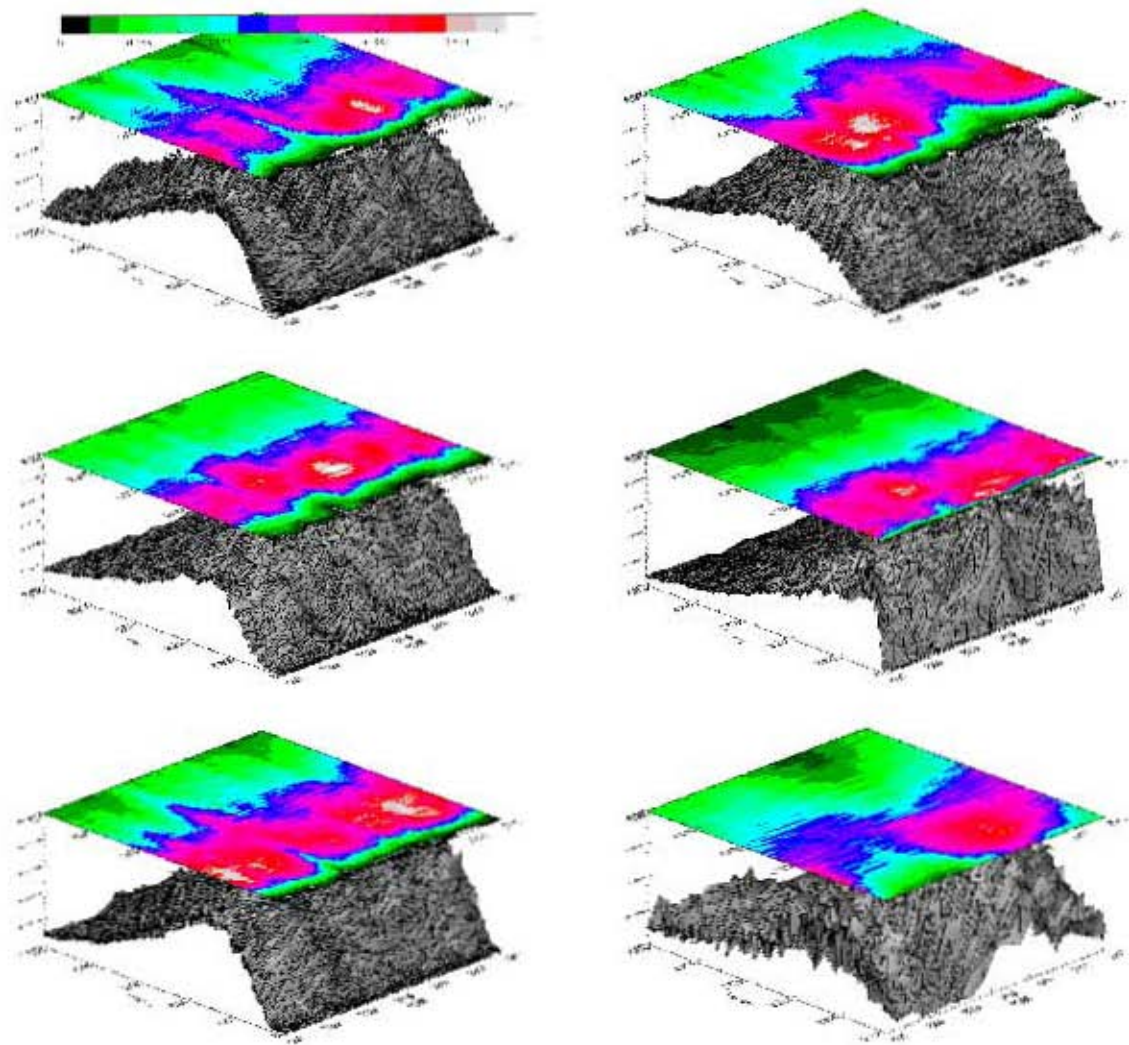


Figura 2-8: Contornos y distribuciones anuales de: a) V_{SS} , b) B_{SS} , c) N_{SS} , d) T_{SS} , e) $V \times B_{SS}$ y f) DST_{SS} . Se observan que las distribuciones no son tipo gaussiana y que en general se pueden clasificar en dos tipos: 1) distribuciones con un solo pico y angostas que están marcadas en zonas en color *rosa pálido*; y 2) distribuciones con varios picos y muy anchas identificadas en zonas *azules*. Los máximos de las distribuciones varían de acuerdo al ciclo de actividad solar.

que los contornos de campo magnético muestran un campo magnético más homogéneo.

Durante los años 2005-2007 hubo un aumento sorpresivo del número de ICMEs que coincide con el intervalo de tiempo donde las distribuciones de N_{SS} son de un solo pico y angostas.

A cada una de las distribuciones anuales se le hizo un ajuste de una función a intervalos formada por dos distribuciones log-normales (en ciertos casos incluso podría agregarse una tercera). El valor crítico donde cambia varía en función del tiempo aunque no con una clara dependencia con el ciclo de actividad solar. Una de estas distribuciones está relacionada con fluctuaciones del SW ambiente mientras que la otra con la presencia de estructuras de gran escala.

2.4. Método automático de identificación de regiones de compresión

En las secciones anteriores se presentó el *espacio de vaivén* como una forma de caracterizar al SW en función de perturbaciones causadas por la propagación de estructuras de gran escala en el SW.

El método es más poderoso al combinar los resultados que se obtienen aplicándolo a diferentes parámetros con el fin de encontrar condiciones más específicas, como puede ser la identificación de regiones de compresión.

Las regiones de compresión son zonas del plasma donde aumentan abruptamente la velocidad, el campo magnético, la densidad y la temperatura (durante el mismo intervalo de tiempo). En general, si las estructuras de gran escala que las causan viajan con velocidades mucho mayores a la velocidad del ASW, las regiones de compresión son precedidas por choques que son identificados porque causan discontinuidades en estos parámetros.

En el caso de que las regiones de compresión sean causadas por la propagación de ICMEs, se encuentran delimitadas por el choque y el cuerpo de la propia eyección. De tal forma, que se espera que los vaivenes cambien de manera muy similar entre ellos cuando están relacionadas con ICMEs. Estos cambios se reflejan principalmente en las normas de los vaivenes de los diferentes parámetros.

Con esto en mente, se construyó un nuevo parámetro solar, al que se le denominó, el *vaivén*

total (SS), que es la suma de las normas de los vaivenes de los cuatro parámetros, tal que, $SS = V_{SS} + B_{SS} + N_{SS} + T_{SS}$. Donde los vaivenes de cada uno de los parámetros se considera de igual importancia para la identificación de las regiones de compresión.

Por su construcción, el *vaivén total* fluctúa considerablemente dentro de las regiones de compresión, así que para caracterizarlas a una misma región de compresión, se aplicó la transformada de wavelets a SS para seis diferentes escalas de tiempo: 43 min (SS_{43}), 57 min (SS_{57}), 75 min (SS_{75}), 100 min (SS_{100}), 132 min (SS_{132}) y 174 min (SS_{174}).

Como la idea central del método automático es la identificación y la caracterización del tiempo de arribo y duración de regiones de compresión que se propagan en el SW, se requiere obtener de la transformación de SS : 1) cuándo ocurre un *vaivén total* importante y 2) la duración de la perturbación determinada por el tiempo que tarda el SW en perturbarse (que suba el *vaivén total*) y en recuperarse, es decir que el *vaivén total* se estabilice.

Estas dos características se determinan por una sola variable, que resulta ser un valor crítico de la transformación en el que se considera que el SW se encuentra en su estado no perturbado.

En las secciones anteriores, se mostró que las normas de los vaivenes de los parámetros cambian su magnitud en función del ciclo de actividad solar, por lo que este valor crítico también tiene que ser función del ciclo.

Como posibles candidatos, se calcularon los promedios móviles de SS_{43} , SS_{57} , SS_{75} , SS_{100} , SS_{132} y SS_{174} en donde el subíndice indica la escala de tiempo de la transformación y así, para cada uno de ellos se caracterizaron las duraciones de regiones de interés encontradas automáticamente (aún no consideradas de compresión) como el intervalo de tiempo donde las amplitudes de la transformada son mayores a estos valores.

Luego se tomaron los tiempos de arribo de diferentes estructuras de gran escala: ICMEs, CIRs y SBs, reportados en la literatura.

Para las ICMEs, se generó una lista combinando todas las ICMEs reportadas durante el periodo de tiempo comprendido entre los años 1997 y 2016 en los siguientes trabajos:

- CDAWeb [Nieves-Chinchilla et al. \[2018\]](#) (325 ICMEs)
- [Gopalswamy \[2011\]](#) (75 ICMEs)
- [Richardson y Cane \[2011\]](#) (473 ICMEs)

- Mitsakou y Moussas [2014] (321 ICMEs)
- Chi *et al.* [2016] (168 ICMEs)
- Paouris y Mavromichalaki [2017] (266 ICMEs)

Con esto, se obtiene una lista con un total de 1628 ICMEs. Para el caso de las CIRs se tomaron en cuenta las reportadas por Jian *et al.* [2011], que contiene un total de 498 CIRs. Por último, los SBs, se obtuvieron de la lista de Svaalgard's que tiene un total de 559 SBs. Dando un total de 2685 estructuras de gran escala reportadas durante 1997-2016.

Entonces, se contaron el número total de regiones en los que se exceden los valores promedio de amplitud para cada periodo; el número de ICMEs, CIRs y SBs que se identifican pero combinando los diferentes canales y todas las posibles combinaciones (Por ejemplo, $SS_{100} \cap SS_{75}$, $SS_{100} \cap SS_{75} \cap SS_{132}$, etc.). Considerando como positiva la identificación cuando el tiempo de arribo reportando se encuentra dentro de las regiones caracterizadas por cada periodo de la transformación de SS . Hay 58 combinaciones diferentes que se podrían considerar como condiciones críticas para evaluar que estas regiones son regiones de compresión.

Se seleccionó aquel criterio que obtuviera el menor número de posibles regiones de interés identificadas automáticamente, mayor número de ICMEs y menores números de CIRs y SBS identificados. Obteniendo los mejores resultados considerando solo que se exceda el valor promedio de SS_{100} . Con el que se identificaron 1384 ICMEs (85 % de las reportadas), 272 CIRs (55 %) y 338 SBs (60 %) y con un total de 5401 regiones automáticas.

Este último número podría considerarse excesivo, sin embargo, este número está relacionado con ausencia de datos en las mediciones de WIND. Donde hay ausencia de datos se toma el último valor medido por WIND antes de la ausencia y se conserva con ese mismo valor hasta que se inician de nuevo las mediciones de la nave. Lo que ocurre entonces es que, si son intervalos de tiempo pequeños, estos *data gaps* no son importantes, los promedios móviles funcionan como filtros. Sin embargo entre más grandes sean, más difícil es filtrarlos. Más de una tercera parte de las mediciones de WIND en el CDAWeb tienen ausencia de datos. Si se considera un *data gap* de más de 8 horas en la región identificada como un falso positivo, reduce el número de regiones de interés identificadas automáticamente a menos de 1300 eventos pero a costa de perder 50 % de la identificación de las estructuras reportadas (más del 40 % de las ICMEs). Esto se debe a

que los observadores han identificado ICMEs aún con *data gaps*, incluso mayores a 20 horas. Sin embargo, se tiene la información de los tiempos en los que hay ausencia de datos, lo cual permite de todas formas caracterizar estas regiones y cuando es posible se desprecian.

De esta forma, se consideran regiones de compresión (identificadas automáticamente) a las regiones temporales donde las amplitudes de SS_{100} exceden su valor promedio móvil, el cual es considerado como el valor crítico donde el vaivén se estabiliza, es decir, el SW se encuentra en su estado no perturbado. El tiempo de arribo se elige entonces como el tiempo dentro del intervalo delimitado por la región en el que se encuentra el máximo de amplitud de SS , es decir, el *vaivén total* más predominante dentro de la región.

Como ejemplo, para ilustrar la forma en que SS , su transformada wavelet y SS_{100} caracterizan estructuras de gran escala, en la Figura 2-10, se muestran las series de tiempo (de abajo-arriba) de: los parámetros del SW medidos por WIND (V , B , N , y T); las normas de sus vaivenes (V_{SS} , B_{SS} , N_{SS} y T_{SS}) y SS ; los contornos de las amplitudes obtenidas de calcular las transformada de SS para las diferentes escalas de tiempo; y de la amplitud de SS_{100} para diferentes eventos donde se identificaron regiones de interés. Se observa que la transformada de SS caracteriza el tiempo en el que los vaivenes están fluctuando, el cual de acuerdo a los parámetros coincide con la duración de la región de compresión de la ICME que se mostró en la Figura 2-3, cuyo tiempo de arribo y duración son consistentes con los reportados en [Richardson y Cane \[2011\]](#).

De esta forma, la amplitud de SS_{100} caracteriza al SW en función de regiones de compresión ($SS_{100} = SS_{RC}$). Resultado original que muestra lo poderoso que puede ser el *espacio de vaivén*, como herramienta de caracterización del SW.

Los tiempos de arribo de los eventos reportados, se modificaron ahora en función del máximo de SS dentro de la región de interés.

Una forma de comprobar que en efecto, el método funciona primordialmente para identificar y caracterizar las regiones de compresión causadas por la propagación de ICMEs, es calcular el error en la predicción del tiempo de arribo y duración. En el panel de la Figura 2-11, se muestran los resultados de restarle al tiempo de predicción el tiempo observado para las diferentes estructuras de gran escala: ICMEs (cuyas diferencias están mostrada en *negro*), CIRs (en *verde*) y SBs (*azul*). Es claro en la mayoría de las ICMEs, la diferencia es menor a 2 hrs, mientras que

en el caso de las CIRs y SBs, esta diferencia puede ser muy variable.

Si tomamos en cuenta la diferencia con el tiempo de arribo de choques (obtenidas de www.cfa.harvard.edu/shocks/wi_data/), tenemos un resultado similar, que simplemente demuestra que en efecto, las discontinuidades asociadas a las regiones de interés ocurren en tiempos muy similares.

En el panel derecho, se muestran las diferencias entre las predicciones y observaciones de las duraciones de las regiones de compresión causadas por: ICMEs (cuyas diferencias están mostrada en *negro*), CIRs (en *verde*). Una vez más se observa que el método caracteriza mucho mejor las duraciones de ICMEs que para CIRs y SBs.

2.5. Estructura simples y complejas

Uno de los detalles que se observan del perfil de diferencias (Figura 2-11) de las duraciones en términos de las eyecciones, es que parece que se puede ajustar con dos distribuciones, una mostrada en *rojo* que caracteriza con duraciones <10 hrs del valor reportado y la otra distribución en los casos con duraciones menores a -20 hrs. Que el valor sea negativo, implica que los autores reportan regiones de compresión mucho más extensas que las que el modelo predice. Es posible que estos eventos sean en realidad eventos más complejos y que el método es capaz de identificar diferentes tipos de eventos en cuenta a su complejidad.

Un ejemplo para ilustrar la complejidad de algunos eventos, se presenta en la Figura 2-12, la cual es similar a la Figura 2-10 pero para el evento del 11 de abril del 2001. En este intervalo de tiempo el método identifica tres regiones de compresión diferentes (panel superior). Cuando arriba una región de compresión causada por una estructura simple SS_{100} tiene un perfil muy simple, como es en el caso de la segunda y tercera regiones de compresión. Sin embargo, cuando la región de compresión es causada por una estructura compleja formada por la interacción entre varias estructuras de gran escala SS_{100} tiene un perfil más complejo, es decir, presenta más de un pico durante el intervalo de tiempo determinado como la duración de la región de compresión, tal y como se observa en la primera región identificada. Esta región fue reportada como el arribo de un evento complejo resultante de la interacción entre eyecciones [Pohjolainen *et al.*, 2016].

SS_{100} es entonces además una herramienta útil para discernir si la región de compresión es causada por una estructura de gran escala o bien la interacción entre dos o más de ellas.

2.6. Identificación automática de ICMEs

En la Figura 2-13, se muestran las series de tiempo de V_{SS} , B_{SS} , N_{SS} y T_{SS} de 1997 al 2016 (mostradas en *negro*). En asteriscos *rojos* se identifican ICMEs, y en signos de adición en *verde* CIRs y en *azul* SBs reportados que fueron identificadas por el método (tomando como tiempo de arribo el *vaivén total* más predominante dentro de la región). Se observa que en efecto, durante los periodos de máxima actividad solar, los vaivenes más grandes están asociados a ICMEs. Mientras que durante el mínimo, con CIRs y SBs que son las estructuras predominantes durante ese periodo.

Se observa que además las normas más grandes están casi en su totalidad identificadas por el método como una estructura de gran escala. V_{SS} , B_{SS} y T_{SS} muestran que las magnitudes varían en función directa con el ciclo de actividad solar. Por el contrario, N_{SS} muestra durante el mínimo de actividad solar las magnitudes más grandes que están asociadas a su vez a CIRs y SBs. Esto se explica por la presencia de hoyos coronales en latitudes menores. El mismo comportamiento se muestra en la Figura 2-9 cuyas distribuciones mensuales de las normas son anchas y con varios picos relacionado con la aparición de las magnitudes más grandes y su dispersión durante este periodo.

En la Figura 2-13, también se puede observar que la mayoría de los vaivenes más grandes están relacionados con ICMEs. De esta forma, se presenta la primera condición que permite determinar el tipo de estructura: Si $V_{SS} > 0.35$ ó $B_{SS} > 0.35$ ó $T_{SS} > 0.15$, la estructura que causa esa región de compresión es una ICME.

Otra posible forma de discernir el tipo de estructura es en función de la duración de la región de compresión. En la Figura 2-14, se muestran las distribuciones de las duraciones de las regiones de compresión asociadas a: ICMEs (en *rojo*), CIRs (en *verde*) y de las regiones automáticas *negro*. Con líneas discontinuas se delimitan tres rangos de duración: 1) donde seguro hay eventos espurios pero que no serán asociados a CIRs, 2) eventos espurios pero donde hay mayor probabilidad de encontrar ICMEs, y 3) Donde el método encuentra pocos casos pero

no puede discernir el tipo de estructura.

2.7. Conclusiones

Se construyó un espacio de fluctuaciones del viento solar donde dominan las perturbaciones causadas por las ICMEs, al que llamamos el *espacio del vaivén*. Este espacio está formado por las fluctuaciones locales y globales de los parámetros del SW. Fluctuaciones que definimos usando las mediciones de la nave WIND a 1 UA con su resolución temporal de un minuto.

Las fluctuaciones comparan la desviación estándar del promedio móvil de los parámetros en un intervalo de tiempo de tres horas con el promedio móvil de los parámetros en 15 días (locales) y en un año (globales). Las fluctuaciones locales son consistentes con escalas de tiempo donde los choques y discontinuidades dominan sobre la turbulencia y las globales con escalas relacionadas con las variaciones del ciclo de actividad solar.

Se construyó un nuevo parámetro solar, llamado el *vaivén total* (SS), que relaciona temporalmente las normas del vaivén de la velocidad, el campo magnético, la densidad y la temperatura con el propósito de identificar regiones de compresión. Se le aplicó la transformada wavelet y se caracterizó de manera automática su duración, como el intervalo de tiempo en el que *el vaivén total* es mayor que su promedio anual móvil. El tiempo de arribo se consideró en el tiempo donde se encuentra el máximo de SS dentro de ella.

Se estimaron las distribuciones anuales de los vaivenes y se encontró que las distribuciones pueden ser ajustadas por una *función a intervalos* compuesta de dos distribuciones log-normal. Una asociada al viento solar ambiente y la otra a estructuras de gran escala. El valor crítico donde cambia la función tiene relación con el ciclo de actividad solar. Durante el máximo las distribuciones de los vaivenes de la velocidad, densidad y temperatura muestran distribuciones de varios picos y anchas mientras que el campo magnético es opuesto. Esto se relaciona con que los hoyos coronales se encuentran en latitudes más cercanas al ecuador del Sol.

Se encontró que si la amplitud de la transformada en la escala de 100 minutos tiene un perfil de un sólo pico y es angosta, la estructura asociada a la región de compresión es simple. Mientras que si presenta varios picos y es ancha entonces la estructura es compleja.

Además se encontró una condición sobre las normas que aseguran que la estructura es debida

a una ICME y no a otro tipo de estructura: 'Si $V_{SS} > 0.35$ ó $B_{SS} > 0.35$ ó $T_{SS} > 0.15$, la estructura que causa esa región de compresión es una ICME.

En Niembro et al. (2018b) se presentó este nuevo parámetro y su transformada junto con un método automático de identificación y caracterización (tiempo de arribo y duración) de regiones de compresión impulsadas por estructuras de gran escala. Bajo ciertos criterios, el método es capaz de identificar de manera autónoma si la región de compresión es impulsada por una ICME. Adicionalmente, la transformada de SS en diferentes frecuencias ayuda a identificar cuando esta región es causada por una estructura de gran escala aislada o bien resultante de la interacción entre dos o más de ellas, aunque en este momento no de manera autónoma.

En el servidor del Radio-Observatorio Solar del Instituto de Geofísica de la UNAM (girasol.geofisica.unam.mx), se encuentra disponible una interfase gráfica que permite seleccionar un intervalo de tiempo de interés entre 1997 y 2016, para visualizar las mediciones *in situ* de la nave WIND (de V , B , N y T), las magnitudes y los ángulos de sus vaivenes, SS y su transformada en diferentes frecuencias. El método caracteriza cada una de las regiones de compresión encontradas durante ese intervalo y cuando le es posible identifica si es causada por la propagación de una ICME.

Cuando el tiempo de arribo (± 8 h) de las regiones de compresión coinciden con algún evento que se encuentre en alguna lista de identificación de ICMEs, CIRs y SBs (reportadas por diferentes autores), entonces lista las fechas, el tipo de estructura y las diferencias con el tiempo de arribo caracterizado por el método.

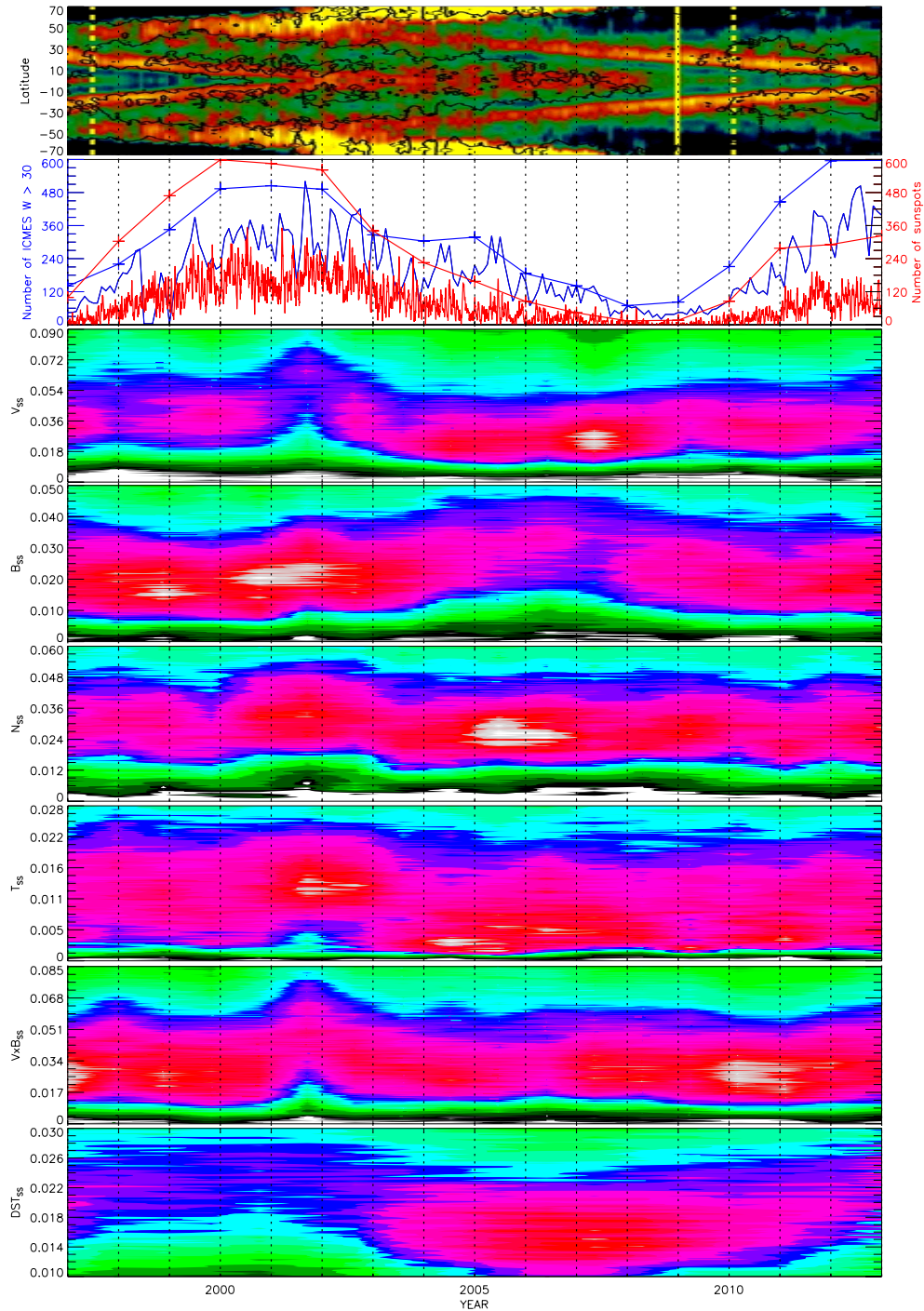


Figura 2-9: Contornos de las amplitudes de las distribuciones anuales (de abajo-arriba) de: DST_{ss} , $V \times B_{ss}$, T_{ss} , N_{ss} , B_{ss} y V_{ss} durante 1997-2013, periodo que coincide con la Figura 1 de [Howe *et al.*, 2013] en la que se muestran los residuos de la tasa de rotación combinando las observaciones de GONG, MDI y las inversiones de HMI2dRLS a $0.99 R_{\odot}$ (panel superior). En el segundo panel de arriba-abajo se muestran el número de ICMEs mensuales (en color *rojo*) y de manchas solares (en *azul*), indicadores de la variación temporal del ciclo de actividad solar.

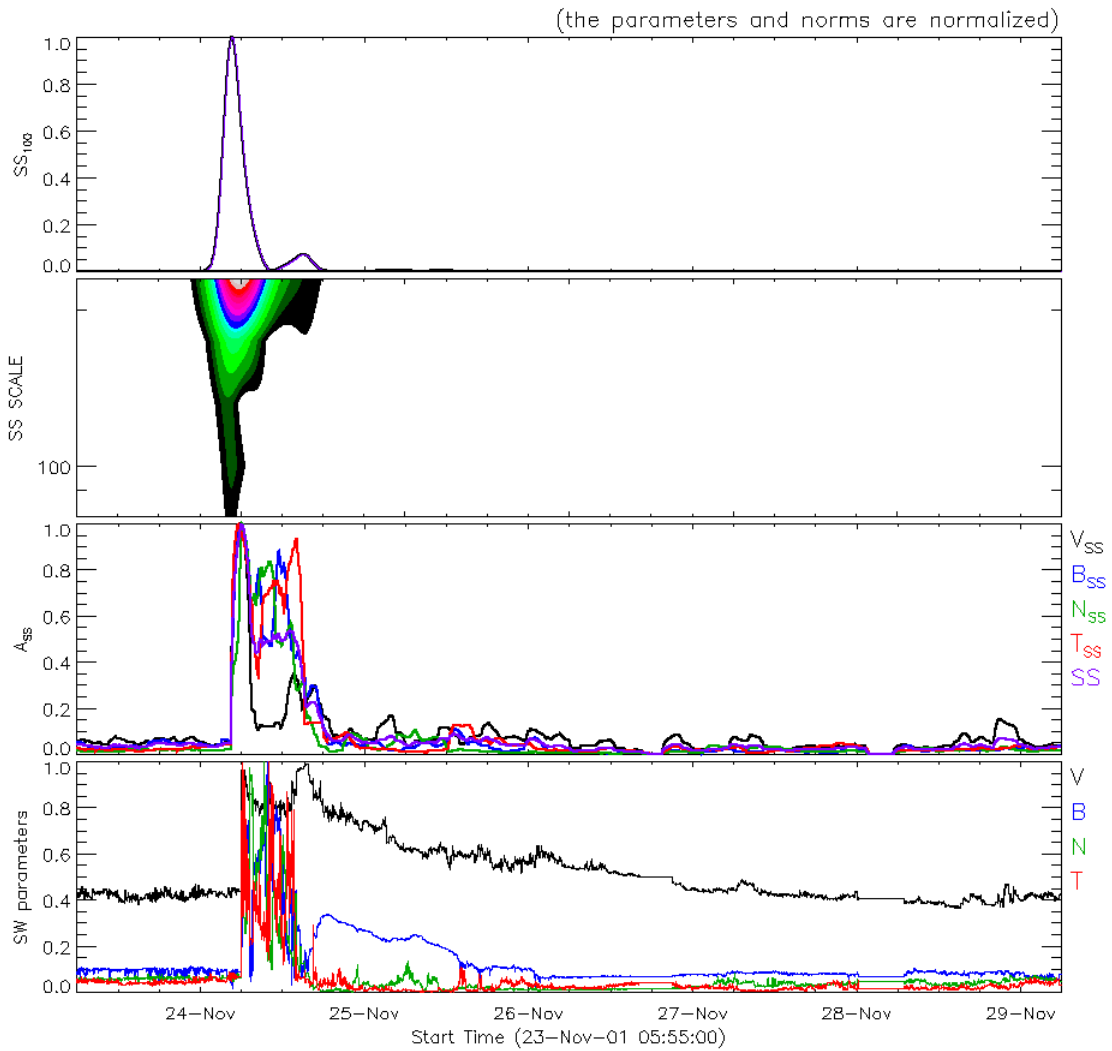


Figura 2-10: ICME observada el 24 de Noviembre del 2001 a las 05:55 UT reportada por [Richardson y Cane \[2011\]](#). De abajo-arriba se muestran las series de tiempo de: V , B , N , y T ; V_{SS} , B_{SS} , N_{SS} y T_{SS} y SS ; los contornos de las amplitudes obtenidas de calcular las transformada de SS para diferentes periodos de tiempo; y de la amplitud de SS_{100} . Se observa la clara identificación de la región de compresión asociada a la ICME.

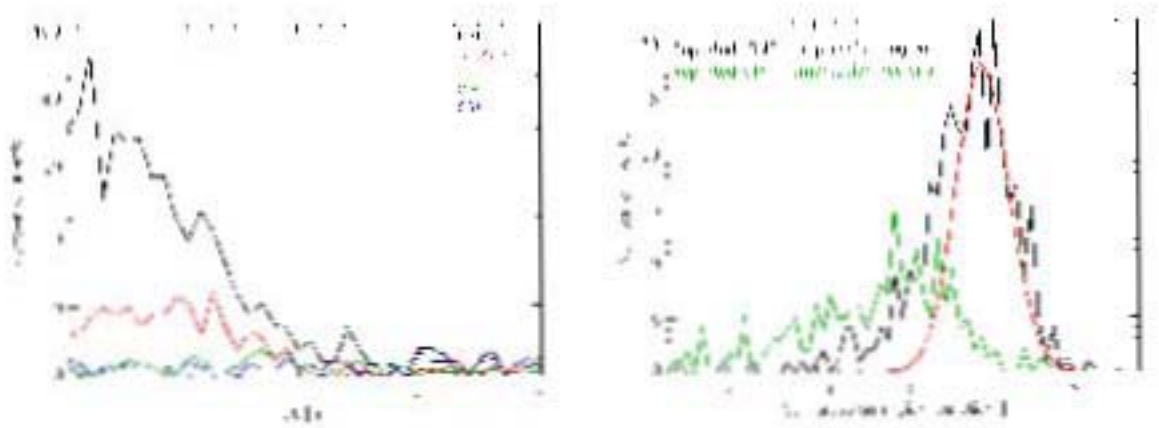


Figura 2-11: Diferencias entre las predicciones y observaciones del tiempo de arribo (panel izquierdo) y de la duración (panel derecho) de las regiones de compresión para diferentes estructuras de gran escala: ICMEs (en *negro*), CIRs (en *verde*) y SBs (en *azul*). El método caracteriza automáticamente el tiempo de arribo y duración de las regiones de compresión causadas por ICMEs con diferencias < 2 hrs y < 10 hrs. La curva roja muestra un ajuste gaussiano a las diferencias en la predicción en la duración de aquellas causadas por las ICMEs. Es claro que el método no caracteriza adecuadamente CIRs y SBs.

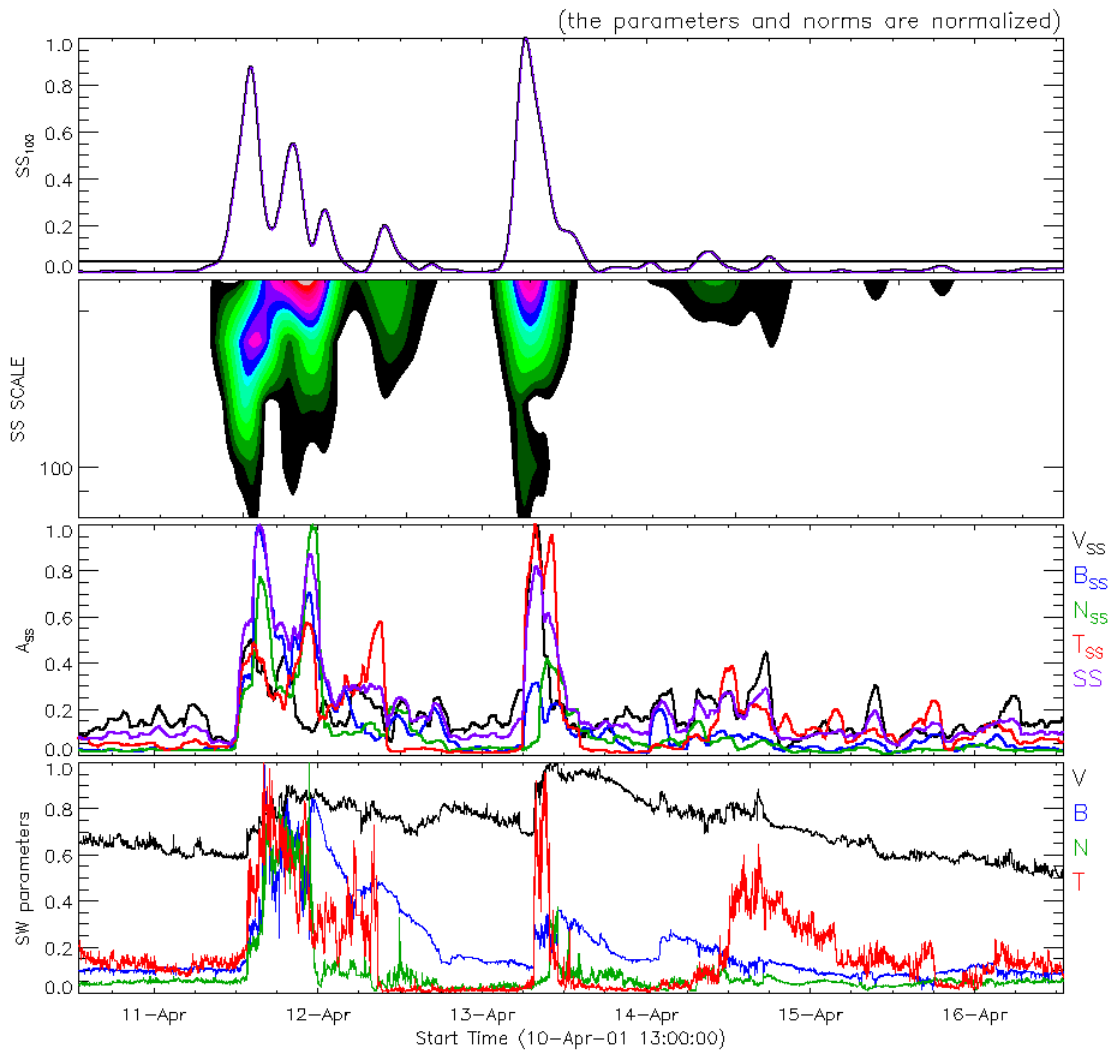


Figura 2-12: Igual que Figura 2-10 pero para el evento del 11 de abril del 2001. El método identifica tres regiones de compresión y asocia a la primera con una estructura compleja formada por la interacción entre ICMEs mientras que las segunda y tercera regiones de compresión las asocia con estructuras simples.

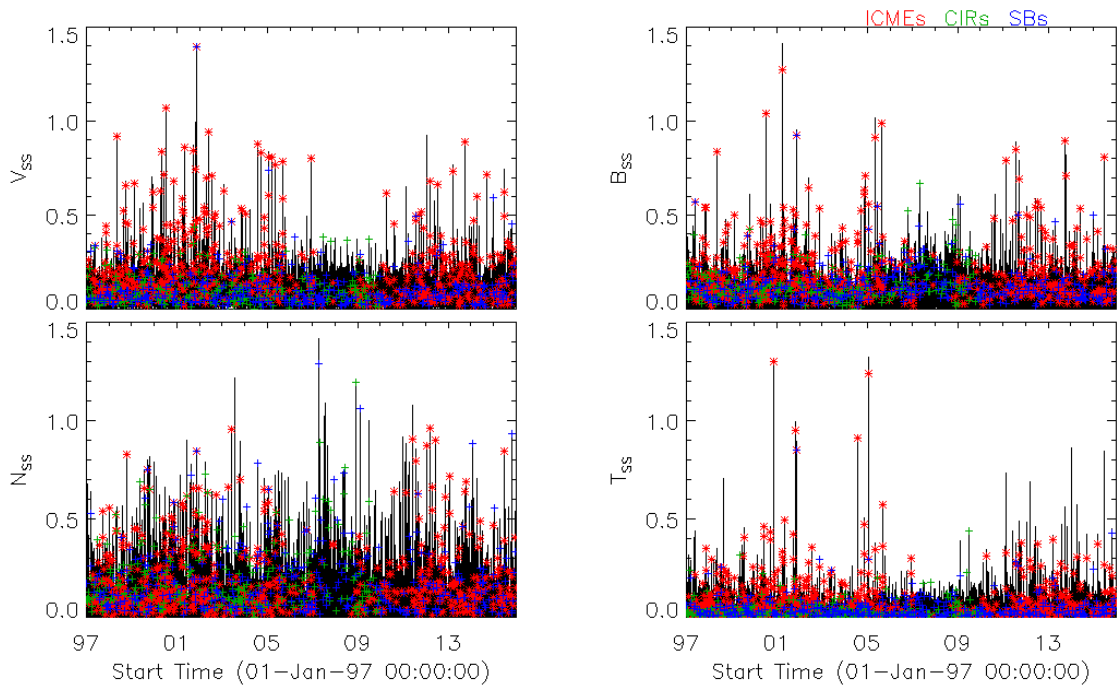


Figura 2-13: Series de tiempo de V_{SS} , B_{SS} , N_{SS} y T_{SS} entre 1997-2016 (mostradas en *negro*). En asteriscos en *rojo* se identifican las ICMEs, y en signos de adición en *verde* las CIRs y en *azul* los SBs reportados que fueron identificadas por el método y tomando como tiempo de arribo aquel estimado donde se encuentra el *vaivén total* más predominante dentro de la región.

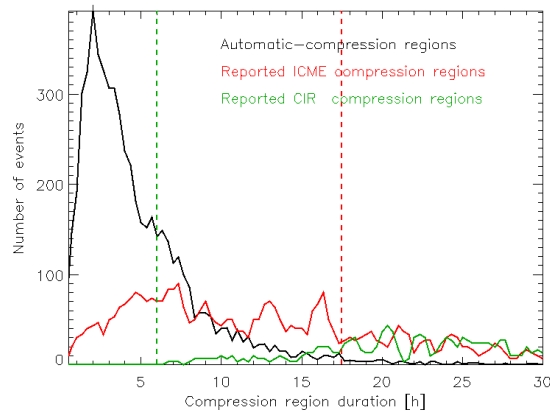


Figura 2-14: Duraciones de las regiones de compresión asociadas a: ICMEs (en *rojo*), CIRs (en *verde*) y de las regiones automáticas *negro*.

Modelo analítico de interacción entre dos eyecciones de masa coronal

En el capítulo anterior, describimos un método de identificación del arribo de perturbaciones en las series de tiempo de diferentes parámetros del SW medidos a 1 UA. Como caso particular aplicamos el método en la velocidad, el campo magnético, la densidad y la temperatura, para la identificación de regiones de compresión medidos por el satélite WIND. En estas regiones ocurre la interacción entre el SW y estructuras de gran escala *simples* como las ICMEs, las CIRs, los SBs y estructuras de gran escala *complejas* que se formaron después de la interacción entre una o varias de estas estructuras.

Estas estructuras modifican el campo magnético de la Tierra y pueden llegar a provocar tormentas geomagnéticas y disrupciones eléctricas. Es bien conocido que el impacto es mayor cuando arriban estructuras *complejas*, sobre todo aquellas que involucran o se formaron por la interacción entre CMEs, en el entendido que son las eyecciones, las estructuras con regiones de compresión mucho más intensas y su combinación puede tener un impacto mayor en el campo magnético terrestre [Burlaga y Mish, 1987; Wang y Sheeley, 2003; Farrugia *et al.*, 2006]. Un ejemplo claro, fue el evento del 22 de junio del 2015, en las que cuatro CMEs fueron expulsadas del Sol, colisionaron y alcanzaron la Tierra provocando una tormenta geomagnética con un índice $k_p = 9$ (valor máximo) calificada como tormenta severa [Reiff *et al.*, 2016]. El estudio de la interacción entre CMEs es de suma importancia no solo por su impacto aquí en la Tierra sino también en términos del clima espacial al determinar las condiciones del espacio tanto para los satélites como para la vida humana.

Una de las preguntas más intrigantes sobre las ICMEs es cómo interactúan entre ellas durante su propagación en el espacio interplanetario. Hasta la fecha, estas interacciones solo

se han podido estudiar a través de simulaciones numéricas, en las que las condiciones son muy particulares para cada caso [Schmidt y Cargill, 2004; Lugaz *et al.*, 2005; Xiong *et al.*, 2006] o usando modelos analíticos de propagación [Cantó *et al.*, 2005; Borgazzi *et al.*, 2009; Vršnak *et al.*, 2010, 2013] en las que se caracteriza la propagación de cada una como si no existiera la otra, se encuentra la posible distancia en la que interactúan y luego se considera como una sola estructura propagándose en el espacio. No existe ningún modelo analítico que tome en cuenta ambas eyecciones y su interacción con el SW. La propagación de la primera eyección cambia las condiciones del ASW, lo cual no es considerado en los modelos de la propagación de una sola ICME y por tanto las predicciones de tiempo y distancia de colisión como del tiempo, velocidad y densidad de arribo a 1 UA tienen incertidumbres considerables.

Con esta motivación y usando como base el modelo descrito por Cantó *et al.* [2005], expandimos las ecuaciones para estudiar la dinámica, la propagación y la interacción de dos CMEs así como también la dinámica de la región *compleja* resultante. Este modelo permite incluso cambiar las condiciones del SW: antes de la primera eyección, entre las dos eyecciones y después de la segunda eyección.

Para validar el modelo, lo aplicamos a cuatro eventos conocidos de interacción entre CMEs. Obtuvimos comparando con las observaciones, diferencias de tiempo de interacción y tiempo de arribo menores a 2 hrs y en velocidad de arribo menores a 50 km s^{-1} . Tanto el modelo como los resultados de su aplicación a estos cuatro eventos fueron publicados en Niembro *et al.* [2015].

Actualmente, se cuenta con una interfase gráfica del modelo que permite obtener los resultados para eventos de una ICME propagándose en el SW (siguiendo las ecuaciones descritas por Cantó *et al.* [2005], así como para la interacción de dos ICMEs consecutivas [Niembro *et al.*, 2015]. Es posible modificar la distancia heliosférica de inyección (10 Rs) y la de arribo (originalmente a 1 UA alcanzando como máximo 5 UA) como también los parámetros de velocidad, masa, duración de cada una de las eyecciones y del ASW. Adicionalmente, en la interfase, se incluyen también los modelos para una sola eyección de Borgazzi *et al.* [2009] y Vršnak *et al.* [2013].

3.1. Dinámica y evolución de una eyección de masa coronal

Para estudiar y predecir la interacción entre dos CMEs, usamos como base el modelo de Cantó et al. (2005) en el que se describe la dinámica y evolución de una CME que se propaga en el IPM suponiendo simetría esférica en la que solo nos importa la dirección radial o de propagación.

En este modelo, se supone al SW (ambiente) como un flujo homogéneo que se expande en el IPM a una velocidad v_0 constante que es super-alfvénica y supersónica, expulsada desde un punto de inyección x_0 , el cual se sugiere a una distancia heliosférica mayor a 4 Rs [punto crítico en el que el SW se considera ya super-alfvénico y supersónico Mihalas, 1978]. Este viento está caracterizado por tener una pérdida de masa \dot{m}_0 constante y una densidad de masa ρ_0 en x_0 . Este viento ha sido expulsado del Sol desde el tiempo $t < 0$ y llena todo el IPM. Los cambios en temperatura y el campo magnético se consideran irrelevantes en la dinámica.

En el tiempo $t = 0$, una CME es expulsada del Sol, la cual en el modelo se describe como una perturbación en la que la velocidad y densidad del SW cambian repentinamente por factores constantes $a = v_1/v_0$ y $c = \rho_1/\rho_0$, donde v_1 es la velocidad y ρ_1 la densidad de la CME, factores que se relacionan como $b = a c = \dot{m}_1/\dot{m}_0$ con \dot{m}_1 la pérdida de masa de la eyección. Si $a > 1$ la CME tiene una velocidad mayor que la del ASW y menor cuando $a < 1$. En términos de su densidad, si $c > 1$ la CME es más densa que el SW pero menos densa cuando $c < 1$. Los cambios ocurren en un intervalo de tiempo Δt retomando después los valores iniciales v_0 y ρ_0 . Estas condiciones de brinco en el flujo causan la formación de una estructura limitada por dos choques [Raga et al., 1990, 2000; Cantó et al., 2005] llamada superficie de trabajo o bien WS (por sus siglas en inglés). Es entonces que en realidad en este modelo se estudia la dinámica de las CMEs con la evolución de las WSs. Para más detalle de la dinámica interna de la WS, se recomienda revisar el trabajo de Raga et al. [2000].

La WS se forma en el instante en que la CME es expulsada del Sol y viaja en el IPM interactuando con el ASW (ASW). A un tiempo t la WS ha recorrido una distancia x_S desde el punto de inyección x_0 . La distancia x_S coincide con la posición del centro de masa de la WS, que está dada por:

$$x_S = \frac{1}{m} \int_{\tau_i}^{\tau_j} v(\tau) (t - \tau) \dot{m}(\tau) d\tau, \quad (3-1)$$

donde m es la masa acumulada dentro de la WS,

$$m = \int_{\tau_i}^{\tau_j} \dot{m}(\tau) d\tau, \quad (3-2)$$

con $v(\tau)$ y \dot{m} la velocidad inicial y la pérdida de masa del flujo que se ha incorporado a la WS, τ es el tiempo de inyección de los flujos y $\tau_{i,j}$ son los tiempos de inyección de los flujos previo y posterior a la WS al tiempo t , respectivamente [Cantó *et al.*, 2000].

Definimos entonces una función F como

$$F = \int_{\tau_i}^{\tau_j} [x_S - v(\tau)(t - \tau)] \dot{m}(\tau) d\tau, \quad (3-3)$$

usando las ecuaciones 3-1 y 3-2 queda que:

$$F = 0, \quad (3-4)$$

para todo tiempo t .

Suponiendo la aproximación de *corriente-libre* para el flujo y además suponiendo que el ancho de la WS es despreciable (aproximación de *capa-delgada*) obtenemos entonces:

$$x_S = v(\tau_i)(t - \tau_i), \quad (3-5)$$

y

$$x_S = v(\tau_j)(t - \tau_j). \quad (3-6)$$

Las ecuaciones 3-4, 3-5 y 3-6 relacionan entonces las cuatro variables desconocidas x_S , t , τ_i y τ_j , de tal forma que podemos resolver el sistema de ecuaciones encontrando tres de las variables en función de una cuarta que es un parámetro libre.

Dinámica y evolución de una superficie de trabajo

Como se dijo anteriormente, la dinámica de una CME propagándose en el IPM se estudia con la evolución de una WS. Una vez que la WS se forma por las condiciones de brinco en los parámetros del plasma, ésta evoluciona en dos fases (A y B) que dependen de los factores de

cambio a_1 , b_1 y c_1 , determinados en el punto de inyección.

De estos tres factores, uno muy importante es a_1 en el que se relacionan las velocidades del ASW y de la CME. Si la CME va más rápido que el ASW ($a > 1$), la WS se forma instantáneamente en $t = 0$ y en la fase A se mueve con velocidad constante pero en la fase B se desacelera.

En el caso en el que el ASW va más rápido que la CME ($a < 1$), la WS se forma en $t = \Delta\tau_1$, que es la duración de la CME, es decir, justo después de que la CME salió del Sol comienza su evolución. Durante la fase A, la WS se mueve a velocidad constante pero en la fase B se acelera. Este último caso no será considerado ya que nuestros casos de estudio consideran las CMEs más rápidas que el ASW.

Cuando $a_1 > 1$, la WS se forma instantáneamente a $t = 0$ justo antes de que el flujo de la CME sea expulsado del Sol y su evolución se caracteriza por dos fases: A y B.

Mientras haya masa incorporándose a la WS proveniente tanto del ASW como de la CME, la WS se mueve con velocidad constante, ambos flujos incorporan masa a la WS y transfieren momento. Una vez que toda la masa de la CME se incorporó en la WS entonces, solo se incorpora masa y se transfiere momento del ASW, por tanto la WS se desacelera [para más detalles ver [Cantó *et al.*, 2000, 2005](#); [González y Cantó, 2002](#)].

Para resolver la primera fase (A) de velocidad constante, se resuelve la función F como:

$$F = \int_{\tau_0}^0 [x_S - v_0(t - \tau)] \dot{m}_0 d\tau + \int_0^{\tau_1} [x_S - v_1(t - \tau)] \dot{m}_1 d\tau, \quad (3-7)$$

donde ambas integrales representan la masa del ASW y de la CME que se incorporan a la WS. La primera integral representa la incorporación de masa del ASW mientras que la segunda corresponde a la CME. Los subíndices especifican la procedencia de la masa, el índice 0 se refiere al ASW y el índice 1 a la CME. El ASW incorporará masa indefinidamente puesto que el ASW llena el espacio del IPM infinitamente pero la CME por un tiempo finito desde 0 hasta que toda la masa de la CME se incorpore en el tiempo de duración de la CME $\Delta\tau_1$, tiempo en el que los parámetros del SW cambiaron por los factores a_1 , b_1 y c_1 .

Usando la condición de que $F = 0$ y las condiciones de corriente $x_S = v(\tau_0)(t - \tau_0)$ y

$x_S = v(\tau_1)(t - \tau_1)$, obtenemos las ecuaciones de movimiento para la fase A de la WS:

$$\tau_0 = -\sqrt{a_1 b_1} \tau_1, \quad (3-8)$$

$$t = \left(\frac{a_1 + \sqrt{a_1 b_1}}{a_1 - 1} \right) \tau_1, \quad (3-9)$$

y

$$x_S = \left(\frac{1 + \sqrt{a_1 b_1}}{a_1 - 1} \right) a_1 v_0 \tau_1. \quad (3-10)$$

donde τ_1 es el parámetro libre. Obteniendo que la velocidad constante intermedia está dada por:

$$v_S = \left(\frac{1 + \sqrt{a_1 b_1}}{a_1 + \sqrt{a_1 b_1}} \right) a_1 v_0, \quad (3-11)$$

durante esta fase inicial. Velocidad que mantendrá hasta alcanzar la distancia y tiempo:

$$t_f = \left(\frac{a_1 + \sqrt{a_1 b_1}}{a_1 - 1} \right) \Delta\tau_1, \quad (3-12)$$

y

$$x_S = \left(\frac{1 + \sqrt{a_1 b_1}}{a_1 - 1} \right) a_1 v_0 \Delta\tau_1, \quad (3-13)$$

donde se puede notar que de las ecuaciones 3-9 y 3-10 se sustituyó $\tau_1 = \Delta\tau_1$, con $\Delta\tau_1$ la duración de la CME.

Después de este tiempo, el choque trasero de la WS desaparece y solo en el choque delantero, el ASW continua incorporando masa y transfiriendo momento, desacelerando a la WS. En esta segunda fase (B), la función F se resuelve como:

$$F = \int_{\tau_0}^0 [x_S - v_0(t - \tau)] \dot{m}_0 d\tau + \int_0^{\Delta\tau_1} [x_S - v_1(t - \tau)] \dot{m}_1 d\tau, \quad (3-14)$$

notando que es la misma ecuación que la ecuación solo que $\tau_1 = \Delta\tau_1$, ya que todo la masa de la CME está incorporada a la WS. Obteniendo así las ecuaciones de movimiento para la WS:

$$t = \frac{\tau_0^2 - 2 b_1 \delta\tau_1 \tau_0 + a_1 b_1 \Delta\tau_1^2}{2 b_1 \Delta\tau_1 (a_1 - 1)}, \quad (3-15)$$

$$x_S = \frac{\tau_0^2 + a_1 b_1 \Delta\tau_1 (\Delta\tau_1 - 2\tau_0)}{2 b_1 \Delta\tau_1 (a_1 - 1)}. \quad (3-16)$$

Obteniendo que la velocidad de la fase B de la WS es:

$$v_S = \frac{dx_s/d\tau_0}{dt/d\tau_0} = \frac{a_1 b_1 \Delta\tau_1 - \tau_0}{b_1 \Delta\tau_1 - \tau_0} v_0. \quad (3-17)$$

Estas ecuaciones consideran como parámetro libre a τ_0 . La velocidad continuará desacelerándose hasta alcanzar la velocidad constante (inicial) del ASW.

3.2. Interacción entre dos eyecciones de masa coronal

En la sección anterior describimos la evolución de una WS formada en la interfase entre el ASW y una CME rápida. La WS se desacelera con el tiempo hasta alcanzar la velocidad del ASW, dinámica que ocurre para cualquier CME rápida ($a > 1$). Sin embargo, cuando dos CMEs rápidas son expulsadas del Sol consecutivamente, dos superficies de trabajo se forman y la interacción entre ellas puede ocurrir y cambiar el escenario descrito anteriormente.

Podría pasar que la primera eyección (CME_1) alcance la velocidad del ASW antes de que la segunda eyección (CME_2) interactúe con ella. Pero este caso no tiene nada especial que analizar ya que en realidad, la perturbación debida a la CME_1 ya se diluyó en el ASW, entonces la dinámica se reduce a la interacción del ASW con la CME_2 .

Lo interesante ocurre cuando las dos eyecciones se alcanzan. Justo antes de la interacción, la CME_1 exhibe un movimiento con las dos fases A y B descritas en la sección anterior: velocidad constante (mientras las masas del ASW y de la CME_1 se incorporen a la WS_1) y de desaceleración (cuando sólo el ASW incorpora masa a la WS_1). Pero la CME_2 tiene frente a ella una cantidad finita de masa del ASW, caracterizando su evolución por tres fases: una de velocidad constante (A; mientras las masas del ASW y de la CME_2 se incorporen a la WS_2); una fase de aceleración o desaceleración (B; que depende de que masa se incorpora primero a la WS_2) y una nueva fase de velocidad constante (C), en la que ya está totalmente incorporadas las masas del ASW y de la CME_2 en la WS_2 . La interacción entre ellas solo puede tener lugar cuando la masa entre las dos WSs se haya incorporado a cualquiera de ellas, y entonces continuarán su

viaje por el IPM como una sola estructura de presión constante. Estructura que al interactuar con el ASW, se irá desacelerando con el tiempo.

Partiendo del trabajo realizado por [Cantó *et al.* \[2005\]](#), en [Niembro *et al.* \[2015\]](#), desarrollamos las ecuaciones que describen la evolución de dos CMEs que fueron expulsadas del Sol consecutivamente en la misma dirección y que se alcanzaron antes de llegar a la Tierra. En este trabajo, describimos las ecuaciones de movimiento de las dos fases de la CME₁, las tres fases correspondientes a la CME₂ y la evolución de la estructura formada por la interacción entre ellas.

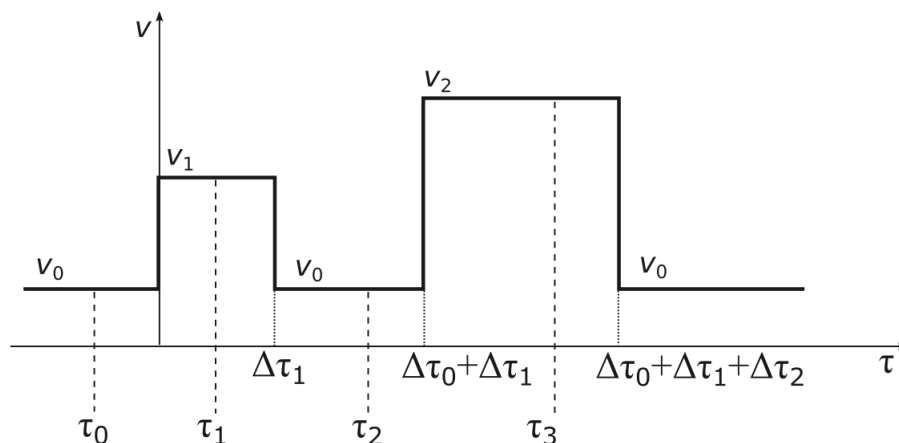


Figura 3-1: Representación esquemática de la velocidad para diferentes tiempos de inyección. La CME₁ es expulsada durante $\Delta\tau_1$ donde las condiciones del ASW (v_0 y ρ_0) cambian de manera abrupta a instantánea a v_2 y ρ_2 , respectivamente. Después de un intervalo de tiempo $\Delta\tau_0$ se expulsa la segunda erupción CME₂ durante la cual las condiciones del viento cambian a v_2 y ρ_2 .

En el modelo, se toman las condiciones del ASW iniciales de velocidad v_0 , densidad ρ_0 y pérdida de masa \dot{m}_0 . Durante la CME₁ estas condiciones cambian instantáneamente y de manera abrupta durante un intervalo de tiempo ($\Delta\tau_1$ tal que la velocidad de la CME₁ es $v_1 = a_1 v_0$, la densidad $\rho_1 = c_1 \rho_0$ y la pérdida de masa $\dot{m}_1 = b_1 \dot{m}_0$. Después del tiempo $\Delta\tau_1$ las condiciones del SW vuelven a las originales, v_0 , ρ_0 y \dot{m}_0 .

Después de un intervalo de tiempo $\Delta\tau_0$, se expulsa la CME₂, donde ahora las condiciones del flujo cambian acorde a los factores $v_2 = a_2 v_0$, $\rho_2 = c_2 \rho_0$ y $\dot{m}_2 = b_2 \dot{m}_0$. En la Figura 3.2 se muestra un diagrama esquemático del cambio en velocidad en función del tiempo de inyección de

los diferentes flujos. Para que ocurra la interacción forzosamente tiene que ocurrir que $v_2 > v_1$ y que ambas velocidades sean mayores a v_0 . Para facilitar la descripción del modelo, se resolvieron las ecuaciones suponiendo que las condiciones del ASW son iguales antes y después de cada erupción, sin embargo, las ecuaciones se pueden resolver variando las condiciones del ASW.

Aunque en el diagrama solo se muestra el cambio en velocidad, el mismo tipo de perfil se espera para la densidad. Solo que en términos de la densidad no hay ninguna restricción $c_{1,2}$ pueden ser menor, igual o mayor que c_0 , aunque generalmente ocurre que $c_{1,2} > 0$.

Evolución de la primera eyección

La evolución de la WS_1 se caracteriza por dos fases: una de velocidad constante (A) y otra de desaceleración (B).

Como se describió anteriormente, la fase A parte de la función F dada por la ecuación 3.1, tal que al tomar la condición que $F = 0$, llegamos a las ecuaciones de movimiento 3-9, 3-10 y 3-11. Esta fase termina hasta que todo el material de la CME_1 se incorpora a la WS_1 , lo cual ocurre en $\tau_1 = \Delta\tau_1$, donde $\Delta\tau_1$ es la duración de la eyección.

Para la fase B, se toma F definida en la ecuación 3-14, y para $F = 0$ se llegan a las ecuaciones de movimiento 3-15, 3-16 y 3-17. Ecuaciones que se cumplirán hasta que la WS_1 alcance la velocidad del ASW.

Evolución de la segunda eyección

Después de un intervalo de tiempo $\Delta\tau_0$ en el que las condiciones del SW son v_0 y ρ_0 (condiciones originales del ASW), se expulsa una segunda eyección (CME_2) en el que las condiciones del viento cambian a $v_2 = a_2 v_0$, $\rho_2 = c_2 \rho_0$ y $\dot{m}_2 = b_2 \dot{m}_0$. Después de $\Delta\tau_2$, las condiciones del viento regresan a las condiciones del ASW.

Esta segunda perturbación se caracteriza por tener adelante masa del ASW finita que fue inyectada en el espacio durante $\Delta\tau_0$, por lo que la evolución de la WS_2 se desarrolla en tres fases: de velocidad de constante (A), de des/aceleración (B) y una extra de velocidad constante (C).

La fase A se mantiene de la incorporación a la WS_2 de los materiales del ASW finito (durante $\Delta\tau_0$) y de la CME_2 (durante $\Delta\tau_2$). Mientras ambos materiales transfieran momento a la WS_2 ,

ésta viajará a velocidad constante. La función F está dada por:

$$F = \int_{\tau_2}^{\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1} [x_S - v_0(t - \tau)] \dot{m}_0 d\tau + \int_{\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1}^{\tau_3} [x_S - v_1(t - \tau)] \dot{m}_1 d\tau, \quad (3-18)$$

con $\tau_2 - (\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1) = -\sqrt{a_2 b_2} [\tau_3 - (\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1)]$. Con la condición $F = 0$ resulta en las ecuaciones de movimiento:

$$t - (\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1) = \left(\frac{a_2 + \sqrt{a_2 b_2}}{a_2 - 1} \right) [\tau_3 - (\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1)], \quad (3-19)$$

$$x_S = \left(\frac{1 + \sqrt{a_2 b_2}}{a_2 - 1} \right) a_2 v_0 [\tau_3 - (\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1)], \quad (3-20)$$

y

$$v_S = \frac{dx_S/d\tau_3}{dt/d\tau_3} = \frac{1 + \sqrt{a_2 b_2}}{a_2 + \sqrt{a_2 b_2}} a_2 v_0. \quad (3-21)$$

Las ecuaciones 3-19 y 3-20 son equivalentes a las ecuaciones 3-9 y 3-10 solo que desplazadas temporalmente por $\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1$.

Una vez que alguno de estos dos materiales se termina, comienza la segunda fase (B) que será de desaceleración en el caso que se cumpla que $\Delta\tau_2/\Delta\tau_0 > \sqrt{a_2 b_2}$ y de aceleración cuando $\Delta\tau_2/\Delta\tau_0 < \sqrt{a_2 b_2}$. Esta condición solo expresa qué material es el que se termina de incorporar primero a la WS_2 .

Si se incorpora primero el material de la CME_2 la transferencia de momento solo ocurre entre la WS_2 y el ASW que se encuentra enfrente de ella, razón por la cual la WS_2 se desacelera con el tiempo. Atrás de la WS_2 no hay material, entonces se forma y evoluciona una zona de rarefacción. Esta fase comienza cuando $\tau_3 = \Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 + \Delta\tau_2$ y su función F está dada por:

$$F = \int_{\tau_2}^{\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1} [x_S - v_0(t - \tau)] \dot{m}_0 d\tau + \int_{\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1}^{\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 + \Delta\tau_2} [x_S - v_2(t - \tau)] \dot{m}_2 d\tau, \quad (3-22)$$

que al considerar $F = 0$ se obtienen las ecuaciones de movimiento:

$$t = ((\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 - \tau_2)^2 + b_2 \Delta\tau_2 \times \{a_2 [2(\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1) + \Delta\tau_2] - 2\tau_2\}) / (2b_2 \Delta\tau_2 (a_2 - 1)) \quad (3-23)$$

$$x_S = \left(\left((\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 + \tau_2)^2 + a_2 b_2 \Delta\tau_2 \times [2(\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 - \tau_2) + \Delta\tau_2] \right) / (2 b_2 \Delta\tau_2 (a_2 - 1)) \right) v_0 \quad (3-24)$$

y

$$v_S = \frac{dx_S/d\tau_2}{dt/d\tau_2} = \frac{(\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 + a_2 b_2 \Delta\tau_2 - \tau_2)}{(\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 + b_2 \Delta\tau_2 - \tau_2)} v_0. \quad (3-25)$$

Tomando como tiempo final de esta fase de desaceleración cuando $\tau_2 = \Delta\tau_1$.

En el otro caso, se incorpora primero el material del ASW que va frente a la WS_2 , por lo que solo hay transferencia de momento de la CME_2 a la WS_2 , material que empuja y causa la aceleración.

Esta fase de aceleración comienza entonces cuando $\tau_2 = \Delta\tau_1$, tomando F como:

$$F = \int_{\Delta\tau_1}^{\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1} [x_S - v_0 (t - \tau)] \dot{m}_0 d\tau + \int_{\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1}^{\tau_3} [x_S - v_2 (t - \tau)] \dot{m}_2 d\tau, \quad (3-26)$$

tal que cuando $F = 0$ encontramos que el movimiento de la WS_2 se describe con las ecuaciones:

$$t = (a_2 b_2 (\tau_3 - \Delta\tau_1)^2 + \Delta\tau_0^2 (a_2 b_2 - 1) + 2 \delta\tau_0 [\Delta\tau_1 (a_2 b_2 - 1) - (b_2 - 1) a_2 \tau_3]) / (2 (a_2 - 1) \Delta\tau_0), \quad (3-27)$$

$$x_S = \left(((a_2 b_2 - 1) \Delta\tau_0 + 2 (a_2 b_2 - 1) \times \Delta\tau_0 (\Delta\tau_1 - \tau_3) + a_2 b_2 (\Delta\tau_1 - \tau_3)^2) / (2 (a_2 - 1) \Delta\tau_0) \right) a_2 v_0, \quad (3-28)$$

tal que,

$$v_S = \frac{dx_S/d\tau_3}{dt/d\tau_3} = \frac{(a_2 b_2 - 1) \Delta\tau_0 + a_2 b_2 (\delta\tau_1 - \tau_3)}{(b_2 - 1) \Delta\tau_0 + b_2 (\Delta\tau_1 - \tau_3)} v_0. \quad (3-29)$$

Esta fase termina cuando se incorpora al fin todo el material de la CME_2 lo cual ocurre cuando $\tau_3 = \Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 + \Delta\tau_2$.

La tercera fase (C) comienza cuando el material que faltaba (ya sea del ASW o de la CME_2) se incorpora. Entonces como no hay ningún material transfiriendo momento, la WS_2 mantiene

su velocidad constante durante lo que resta de su trayecto la cual se calcula como:

$$v_S = \frac{\Delta\tau_0 + a_2 b_2 \Delta\tau_2}{\Delta\tau_0 + b_2 \Delta\tau_2} v_0. \quad (3-30)$$

Colisión y formación de una región compleja

Cuando las superficies de trabajo WS_1 y WS_2 se alcanzan, colisionan y forman una región compleja. Por conservación de momento, esta región viajará inicialmente con una velocidad intermedia entre las velocidades que tenían las superficies de trabajo justo antes de la colisión.

El tiempo y distancia donde ocurrirá la colisión se considera cuando todo el material entre ambas superficies de trabajo está totalmente incorporado a una de ellas, por tanto, su cálculo dependerá de las condiciones iniciales de cada evento en particular.

Para que ocurra la colisión forzosamente el material de la CME_1 está incorporado a la WS_1 y el ASW entre ambas superficies debe estar incorporado a la WS_2 , lo cual solo puede ocurrir cuando la WS_2 se encuentra ya sea en su fase final de velocidad constante o bien en la fase de des/aceleración.

Si suponemos el caso en el que la colisión ocurre cuando la WS_1 se encuentra en su fase de desaceleración y la WS_2 en la fase de velocidad constante, la función F está dada por:

$$F = \int_{\tau_0}^0 [x_S - v_0(t - \tau)] \dot{m}_0 d\tau + \int_0^{\Delta\tau_1} [x_S - v_1(t - \tau)] \dot{m}_1 d\tau + \int_{\Delta\tau_1}^{\Delta\tau_1 + \Delta\tau_0} [x_S - v_0(t - \tau)] \dot{m}_0 d\tau + \int_{\Delta\tau_1 + \Delta\tau_0}^{\Delta\tau_1 + \Delta\tau_1 + \Delta\tau_2} [x_S - v_2(t - \tau)] \dot{m}_2 d\tau, \quad (3-31)$$

tal que cuando $F = 0$ encontramos que el movimiento de la WS_2 se describe con las ecuaciones:

$$t = c_0 + c_1 \tau_0 + c_2 \tau_0^2, \quad (3-32)$$

$$x_S = v_0 [c_0 + (c_1 - 1) \tau_0 + c_2 \tau_0^2], \quad (3-33)$$

y entonces,

$$v_S = \frac{dx_S/d\tau_0}{dt/d\tau_0} = \frac{[(c_1 - 1) + 2c_2 \tau_0]}{(c_1 + 2c_2 \tau_0)} v_0, \quad (3-34)$$

donde,

$$c_0 = (\Delta\tau_0^2 + a_1 b_1 \Delta\tau_1^2 + a_2 b_2 \Delta\tau_2 (2 \Delta\tau_1 + \Delta\tau_2) + 2 \Delta\tau_0 (\Delta\tau_1 + a_2 b_2 \Delta\tau_2)) / (2 [(a_1 - 1) b_1 \Delta\tau_1 + (a_2 - 1) b_2 \Delta\tau_2]), \quad (3-35)$$

$$c_1 = \frac{\Delta\tau_0 + b_1 \Delta\tau_1 + b_2 \Delta\tau_2}{(a_1 - 1) b_1 \Delta\tau_1 + (a_2 - 1) b_2 \Delta\tau_2}, \quad (3-36)$$

y

$$c_2 = \frac{1}{2 [(a_1 - 1) b_1 \Delta\tau_1 + (a_2 - 1) b_2 \Delta\tau_2]}. \quad (3-37)$$

En cambio, si la colisión ocurre cuando la WS_1 está en su fase de desaceleración pero la WS_2 en su fase de aceleración, se toma la función F como:

$$F = \int_{\tau_0}^0 [x_S - v_0 (t - \tau)] \dot{m}_0 d\tau + \int_0^{\Delta\tau_1} [x_S - v_1 (t - \tau)] \dot{m}_1 d\tau + \int_{\Delta\tau_1}^{\Delta\tau_1 + \Delta\tau_0} [x_S - v_0 (t - \tau)] \dot{m}_0 d\tau + \int_{\Delta\tau_1 + \Delta\tau_0}^{\tau_3} [x_S - v_2 (t - \tau)] \dot{m}_2 d\tau. \quad (3-38)$$

La cual se puede reducir a $F = c_0 + c_1 t + c_2 t^2$ donde,

$$c_0 = \frac{1}{2} \{ a_1 b_1 \Delta\tau_1^2 - (a_2 b_2 - 1) \Delta\tau_0^2 - 2 \Delta\tau_0 [(a_2 b_2 - 1) \Delta\tau_1 - a_2 (b_2 - 1) \tau_3] - a_2 [b_2 (\Delta\tau_1 - \tau_3)^2 + \tau_3 (2 b_1 \Delta\tau_1 - a_2 \tau_3)] \}, \quad (3-39)$$

$$c_1 = \Delta\tau_0 (a_2 - 1) + a_2 [b_1 \Delta\tau_1 - (a_2 - 1) \tau_3] - a_1 b_1 \Delta\tau_1, \quad (3-40)$$

$$c_2 = \frac{1}{2} (a_2 - 1)^2. \quad (3-41)$$

Cuando $F = 0$, las ecuaciones de movimiento son:

$$t = c_0 + c_1 \tau_0 + c_2 \tau_0^2, \quad (3-42)$$

$$x_S = v_0 [c_0 + (c_1 - 1) \tau_0 + c_2 \tau_0^2], \quad (3-43)$$

y entonces,

$$v_S = \frac{dx_S/d\tau_0}{dt/d\tau_0} = \frac{[(c_1 - 1) + 2 c_2 \tau_0]}{(c_1 + 2 c_2 \tau_0)} v_0, \quad (3-44)$$

En ambos casos, la WS formada por la interacción entre las dos eyecciones viajará por el IPM desacelerándose hasta alcanzar la velocidad del ASW. Para más detalles del modelo, revisar [Niembro *et al.* \[2015\]](#).

3.3. Validación del modelo

Para validar el modelo, se buscaron eventos en los que se cumplieran las siguientes condiciones:

- Que la interacción ocurriera en más de 0.15 UA pero en menos de 0.95 UA.
- Que ambas eyecciones salieran con una dirección de propagación menor a 15° relativo al eje Sol - Tierra.
- Que la velocidad de la segunda CME fuera mayor que la primera.
- Que fueran eventos extensamente estudiados observacionalmente para comparar nuestros resultados.

Del último punto obtuvimos, los parámetros de los flujos: v_0 , v_1 , v_2 , \dot{m}_1 y \dot{m}_2 . Faltando así, solo los tiempos de duración de las eyecciones ($\Delta\tau_1$ y $\Delta\tau_2$) y la pérdida de masa del ASW (\dot{m}_0). Los tiempos de duración $\Delta\tau_1$ y $\Delta\tau_2$ fueron estimados suponiendo que son equivalentes a los tiempos encontrados durante los FWHM de las distribuciones de brillo en función del tiempo, medidos a 10 R_\odot usando el método descrito por [Lara *et al.* \[2004\]](#) que se encuentra explicado a detalle en el apéndice de este trabajo, mientras que se consideró $\dot{m}_0 = 2 \times 10^{-14} M_\odot \text{yr}^{-1}$ de acuerdo a [Wood *et al.* \[2002\]](#) y [Cranmer \[2004\]](#).

Aunque la tasa de ocurrencia de CMEs durante el máximo de actividad solar es de ≈ 6 por día [[Gopalswamy *et al.*, 2005](#)] no es fácil cumplir estas condiciones, sobre todo, que aún no hay tantos eventos de interacción reportados en la literatura. En Tabla 3.3, se presentan los

parámetros iniciales para los cuatro eventos diferentes de interacción que se encontraron para validar el modelo [Niembro *et al.*, 2015].

Tabla 3-1: Parámetros iniciales de cuatro eventos de interacción en las que dos ICMEs colisionan entre 0.15 a 0.95 UA. Estos eventos fueron seleccionados al cumplir que las direcciones de propagación de ambas eyecciones sean muy cercanas al eje Sol- Tierra.

Parámetro	Enero 24, 2007	Mayo 23, 2010	Agosto 01, 2010	Noviembre 09, 2012
$\Delta\tau_0$ [hr]	14.5	17.15	3.73	10.50
$\Delta\tau_1$ [hr]	2.0	2.85	1.1	1.55
$\Delta\tau_2$ [hr]	1.8	3.71	1.0	2.5
m_1 [gr]	4.3×10^{15}	1.5×10^{16}	8.0×10^{15}	4.66×10^{15}
m_2 [gr]	1.6×10^{16}	1.0×10^{16}	3.0×10^{16}	2.27×10^{15}
\dot{m}_1 [$M_{\odot}\text{yr}^{-1}$]	7.21×10^{-14}	3.46×10^{-13}	2.74×10^{-13}	9.04×10^{-14}
\dot{m}_2 [$M_{\odot}\text{yr}^{-1}$]	2.67×10^{-13}	1.32×10^{-13}	7.39×10^{-13}	4.42×10^{-14}
w_1 [°]	85.0	60.0	80.0	90.0
w_2 [°]	90.0	70.0	100.0	70.0
v_0 [km s ⁻¹]	310	320	410	300
v_1 [km s ⁻¹]	600	400	732	500
v_2 [km s ⁻¹]	1350	650	1138	1100

Con estos parámetros calculamos los factores de cambio de velocidad, densidad y pérdida de masa del flujo durante las perturbaciones. Valores que se muestran en Tabla 3.3.

Con estos parámetros (Tabla 3.3), factores (Tabla 3.3) y usando las ecuaciones descritas en las secciones anteriores, estimamos la distancia y el tiempo de interacción, así como la velocidad y distancia de arribo a 1 AU. Comparamos nuestros resultados con los valores obtenidos *in situ* de los perfiles de tiempo de velocidad y densidad medidos por WIND a 1 AU [Lepping *et al.*,

Tabla 3-2: Factores de cambio del modelo, calculados al usar los parámetros iniciales mostrados en Tabla 3.3.

Parámetro	Enero 24, 2007	Mayo 23, 2010	Agosto 01, 2010	Noviembre 09, 2012
a_1	1.94	1.25	1.78	1.66
a_2	4.35	2.03	2.77	3.66
b_1	3.61	17.3	13.69	4.52
b_2	13.35	6.56	36.98	2.21
c_1	1.86	13.84	7.66	2.71
c_2	3.07	3.23	13.32	0.60

Tabla 3-3: Comparación de los valores observados y predichos por el modelo usando como parámetros iniciales los que se muestran en Tabla 3.3 y los factores de cambio en Tabla 3.3.

RESULTADOS DEL MODELO				
Parámetro	Enero 24, 2007	Mayo 23, 2010	Agosto 01, 2010	Noviembre 09, 2012
R_{coll} [UA]	0.33	0.69	0.20	0.35
t_{coll} [hr]	30.8	75.3	13.1	36.4
t_{1UA} [hr]	71.0	100.2	52.3	95.8
v_{1UA} [km s ⁻¹]	573	427	726	397
DATOS OBSERVADOS				
Parámetro	Enero 24, 2007	Mayo 23, 2010	Agosto 01, 2010	Noviembre 09, 2012
R_{coll} [UA]	0.45	0.52 - 0.77	0.16	0.16 - 0.46
t_{coll} [hr]	30.48	NA	12.91	19 - 36
t_{1UA} [hr]	103.6	102.1	60.3	93.2
v_{1UA} [km s ⁻¹]	716	380	600	350

1995; Ogilvie *et al.*, 1995]. Los resultados se muestran en Tabla 3.3.

Los eventos de Enero 24, 2007; Mayo 23, 2010 y Noviembre 09, 2012 muestran casos en el que la interacción ocurre cuando la CME₁ se encuentra en fase B (desaceleración) de evolución y la CME₂ en fase C (de velocidad constante). El evento de Agosto 01, 2010 es un ejemplo del caso en el que ambas eyecciones están en fase B.

Entre las observaciones y las predicciones del modelo, se encuentran diferencias de tiempo (tanto de colisión como de arribo) menores a 2 hrs y en velocidad menores a 50 km s⁻¹. Excepto para el evento de Agosto 01, 2010 en el que coincide en efecto la predicción y la observación del tiempo y distancia de colisión pero no en términos de arribo, en el que se encuentra una diferencia mayor a 2 hrs pero menor a 8 hrs. Es posible que esto sea resultado de que este evento es más complejo al estar involucrada una tercera CME, escenario discutido por Liu *et al.* [2012].

En el apéndice de este trabajo, se incluye el artículo Niembro *et al.* [2015], en el que se presenta el modelo y se puede encontrar más referencias en relación a los eventos de interacción usados para su validez.

3.4. Conclusiones parciales

En esta sección se describe el modelo que se desarrolló para estudiar la evolución y dinámica de la interacción entre dos CMEs. El modelo extiende las ecuaciones descritas por [Cantó *et al.* \[2005\]](#) en el que se estudia la evolución de una CME como la evolución de una superficie de trabajo, que no es más que una estructura de doble choque formada por la interacción del ASW con una eyección. Estos autores describen una CME como una perturbación en la que las condiciones del SW cambian abruptamente en velocidad y pérdida de masa por factores que se consideran constantes. Estos cambios ocurren durante un tiempo para luego volver a las condiciones iniciales del SW.

La evolución de una CME entonces, se describe por dos fases, una de velocidad constante y una de aceleración o desaceleración dependiendo de estos factores. Dicha des/aceleración continuará hasta que se alcance la velocidad del ASW. La diferencia entre las fases se debe a la transferencia de masa y momento por el ASW y la eyección a la superficie de trabajo; mientras los dos transfieran momento (incorporando masa), la superficie de trabajo se mueve con velocidad constante. Cuando se termina el material de la eyección, el SW será el único que transfiere momento a la superficie de trabajo provocando su des/aceleración.

En el caso del estudio de interacción entre eyecciones, son entonces dos superficies de trabajo cuya colisión ocurrirá solo hasta que todo el material que se encuentre entre las dos superficies se incorpore a ellas. No solo eso, sino que la evolución de la segunda superficie de trabajo se describe en tres fases diferentes; una de velocidad constante, una de des/aceleración y una última de velocidad constante, que a diferencia de la primera fase de velocidad constante, esta nueva fase final se caracteriza por no tener más material incorporándose a la superficie. La interacción entre las dos CMEs solo puede ocurrir cuando la primera eyección está en su fase de desaceleración y la segunda se encuentre ya sea en fase de aceleración o en su última fase de velocidad constante, asegurando que todo el material entre ellas está incorporado ya a alguna de las dos superficies de trabajo involucradas.

Para validar nuestro modelo, se buscaron eventos de interacción previamente estudiados y reportados en la literatura, asegurando que se conozcan los parámetros iniciales necesarios y que ambas eyecciones salgan con direcciones de propagación cercanas al eje Sol-Tierra. Encontramos

cuatro con los que comparamos las observaciones con las predicciones obtenidas por el modelo, encontrando que el modelo predice las mediciones con diferencias en tiempo de colisión y arribo menores a 2 hrs y en velocidad menor a 50 km s^{-1} . Lo más sorprendente del modelo es que predice con precisión aún cuando no toma en cuenta los efectos magnéticos y de presión.

Nuestro modelo, presentado en [Niembro *et al.* \[2015\]](#) es el primer modelo analítico que existe para la descripción de la interacción entre ICMEs en el IPM que además está disponible en una interfase gráfica que permite predecir el tiempo y la distancia en la que ocurre la colisión y el tiempo y la velocidad de arribo a una determinada distancia heliosférica. Esta interfase incluye los modelos hidrodinámicos descritos por [Cantó *et al.* \[2005\]](#); [Borgazzi *et al.* \[2009\]](#); [Vršnak *et al.* \[2013\]](#) para la evolución de una sola eyección. Dicha interfase se encuentra disponible en el servidor del Radio-Observatorio Solar del Instituto de Geofísica de la UNAM (girasol.geofisica.unam.mx).

Simulaciones numéricas de eventos de interacción entre dos eyecciones de masa coronal

En el capítulo anterior se desarrolló un modelo analítico para estudiar la interacción entre dos ICMEs. Con el método se puede predecir el tiempo y distancia de interacción entre las eyecciones como también el tiempo, velocidad y densidad de arribo a 1 UA de la estructura formada después de la colisión.

Sin embargo, el método no permite estudiar con detalle la evolución de las dos eyecciones, su interacción y la formación de la estructura compleja durante su propagación por el espacio por lo que se necesita aplicar simulaciones numéricas.

De las simulaciones se pueden obtener perfiles de densidad y velocidad en función de la distancia y el tiempo. Lo que permite el estudio, paso a paso, de la interacción entre las eyecciones e incluso predecir los perfiles temporales que diferentes naves podrían observar a diferentes distancias heliosféricas. Esta información es muy útil cuando se trata de reconstruir la historia de una CME desde su salida del Sol hasta, por ejemplo, su arribo aquí en la Tierra.

Con las simulaciones se puede también comprender un poco más el proceso de interacción e interpretar mejor las mediciones *in situ* obtenidas por la nave en función de las estructuras que interactúan. También, nos ayudan a entender la geo-efectividad dado que el planeta no responde igual cuando apenas las estructuras están colisionando y formando la estructura compleja que cuando la estructura está completamente formada. De esta forma, las simulaciones numéricas son entonces, una herramienta fundamental para comprender más a fondo la física de la interacción entre ICMEs y su posible efecto en la Tierra, dos puntos principales del estudio de la física espacial.

Además, las simulaciones numéricas parecen ser la herramienta adecuada para la interpreta-

ción de las observaciones, tanto remotas como *in situ*, de las eyecciones con el fin de reconstruir la historia de la propagación y evolución de éstas. Y con esto, lograr la identificación sin ambigüedades de las CMEs con su contraparte en el IPM (ICMEs) observacionalmente, problema que también sigue abierto.

En este capítulo, se muestran los resultados presentados en Niembro et al. (2018c) donde se desarrollaron simulaciones numéricas de la propagación de una eyección de masa coronal y de tres eventos de interacción entre ICMEs. En el primer evento, sólo se consideró la propagación de una eyección y se realizó un estudio paramétrico para determinar las cantidades físicas más relevantes en la dinámica de la ICME. Se analizó con detalle cómo se modifica la morfología de los perfiles temporales de la densidad y velocidad a 1 UA, considerando que éstos dependen de los parámetros de entrada del método: la velocidad y pérdida de masa del ASW y la velocidad, duración y pérdida de masa durante la eyección. Todo esto a una distancia llamada *radio de inyección* (alrededor de $10 R_{\odot}$). Para determinar la morfología de los perfiles tomamos en cuenta: el choque, la región de compresión y la zona de rarefacción, que son regiones características y generales de una ICME. La evolución y dinámica de estas regiones está dominada por la energía cinética del sistema que se puede resolver con hidrodinámica.

Los parámetros de entrada fueron modificados (dentro del rango de incertidumbres de las observaciones) para obtener mejores resultados en la predicción de los perfiles temporales de velocidad y densidad tanto para el evento de la propagación de una sola eyección como los eventos de interacción. Las simulaciones mostraron que el parámetro que tiene mayor influencia es la masa de las ICMEs, que además es la cantidad física con mayor incertidumbre de las observaciones.

4.1. Modelo numérico

Las simulaciones numéricas se hicieron usando la versión 2D hidrodinámica del código de malla adaptiva YGUAZÚ-A. Este código originalmente fue desarrollado por [Raga et al. \[2000\]](#) y modificado por [González et al. \[2004a,b, 2010\]](#).

El modelo integra las ecuaciones hidrodinámicas para las especies atómicas: HI, HII, HeI, HeII y HeIII con las abundancias numéricas $H=0.9$ y $He=0.1$. Las ecuaciones corresponden a las

ecuaciones de conservación de masa, momento y energía, las cuales son:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho v = 0, \quad (4-1)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \nabla \cdot \rho v v + \nabla P = 0, \quad (4-2)$$

and

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E + P)v] = \left(\frac{\rho}{m} + n_e\right)^2 kT, \quad (4-3)$$

donde la energía total se define como $E = \frac{1}{2} \rho |v|^2 + C_V P$, con v la velocidad del gas, ρ la densidad de masa, $P = \left(\frac{\rho}{m} + n_e\right) kT$ la presión, T la temperatura, n_1, n_2, \dots, n_5 las densidades numéricas de las especies HI, HII, HeI, HeII y HeIII (con masas m_1, m_2, \dots, m_5 y cargas eléctricas z_1, z_2, \dots, z_5). Además, tomando en cuenta que $n_e = \sum_1^5 z_r n_r$, el cual se refiere al número de electrones y la masa total es $m = \frac{\sum_1^5 m_r n_r}{\sum_1^5 n_r}$ y la constante volumétrica del gas es $C_V = 1.5$. Estos valores son considerados para las condiciones del viento solar, el cual se considera homogéneo, supersónico, adiabático ($\gamma = 5/3$) y a una temperatura constante de 10^5 K. A esta temperatura el gas se encuentra totalmente ionizado.

El espacio computacional se define en una malla de 1024×1024 en la que corresponde al espacio de 1.5×10^{13} cm \times 1.5×10^{13} cm (1 UA \times 1 AU). La malla adaptiva reduce esta malla hasta cinco órdenes su valor original usando el algoritmo de [VanLeer \[1982\]](#). El código permite obtener los perfiles en función de la distancia de la velocidad y densidad cada 15 minutos. Estas resoluciones permiten obtener mejores resultados y más rápido que los obtenidos por el código ENLIL para los eventos de interés, que han sido simulados y estudiados con una resolución espacial de $256 \times 30 \times 90$ con cortes cada 8 minutos, simulaciones desarrolladas por [Falkenberg et al. \[2010\]](#).

Para iniciar el modelo numérico, el espacio computacional se llena con la inyección de un SW homogéneo e isotrópico, desde $20 R_\odot$ hasta 1 UA con una velocidad v_{SW} y una pérdida de masa \dot{m}_{SW} . Lo importante de elegir $20 R_\odot$ como el radio inyección, es que a esa distancia la magnitud del campo magnético es tan débil que la dinámica del SW no es influenciada por éste. Es una distancia en la que se asegura que los roles entre la energía magnética y cinética

cambiaron [no es más que el punto crítico de Alfvén, ver [Mihalas, 1978](#)].

Una vez que todo el espacio está totalmente lleno por este flujo, se inyecta un flujo por un tiempo $\Delta\tau_1$ (duración de la primera eyección CME₁) dentro de un ángulo sólido Ω_1 , a una velocidad v_1 ($> v_{SW}$) y una pérdida de masa \dot{m}_1 , volviendo después a las condiciones originales del viento (v_{SW} y \dot{m}_{SW}) por un tiempo τ_0 al que entonces se liberará la segunda eyección (CME₂) durante $\Delta\tau_2$ con v_2 y \dot{m}_2 dentro de Ω_2 y regresar de nuevo a las condiciones v_{SW} y \dot{m}_{SW} .

El perfil de velocidad de las CMEs tienen una dependencia latitudinal, que sigue:

$$F(\theta) = A + B \tanh\left(\frac{\theta - (\frac{\pi}{2} - \omega)}{k}\right), \quad (4-4)$$

con,

$$A = \frac{v_{CME} + v_{SW}}{2} \quad \text{and} \quad B = v_{SW} - A, \quad (4-5)$$

donde ω es la mitad del ancho angular y k es una constante que controla la tasa de cambio de $F(\theta)$. De esta forma, la velocidad del flujo está dada por $v = v_{CME} F(\theta)$ y $\dot{m} = \rho v$.

En la Figura 4-1 se muestran los perfiles de velocidad (en escalas de *gris*, panel superior) y de densidad (escalas de *rojo*, panel inferior) en función de la distancia de una simulación de la propagación de una CME a tres distancias del Sol diferentes: 0.18 UA, 0.48 UA y 0.98 UA. Se puede observar que en cuánto más lejana se encuentre la eyección del Sol, ésta se expande. Estos perfiles son tomados del evento del 25 de Julio del 2004, el cual es reportado por [Vršnak et al. \[2010\]](#) y que en este trabajo, se usó para el estudio paramétrico de la siguiente sección.

En términos de las ICMEs, es importante mencionar, que se seleccionaron casos en que la dirección de propagación de las eyecciones son muy cercanas al eje Sol-Tierra, asegurando que la nariz de las eyecciones arriba cerca de la posición de la nave WIND y por tanto todos los efectos geométricos y de proyección son despreciables [[Schwenn et al., 2005](#)]. Adicionalmente, las eyecciones tienen velocidades y masas que permiten despreciar efectos de deflexión y rotación debido al campo magnético [[Kay y Opher, 2015](#)]. Esto significa que la evolución de las ICMEs son dominadas por la energía cinética [[Siscoe y Odstrcil, 2008](#)] e independientes de su energía interna magnética [[Riley y Crooker, 2004](#); [Owens et al., 2005](#)]. Estas suposiciones pueden ser consideradas limitaciones de este modelo.

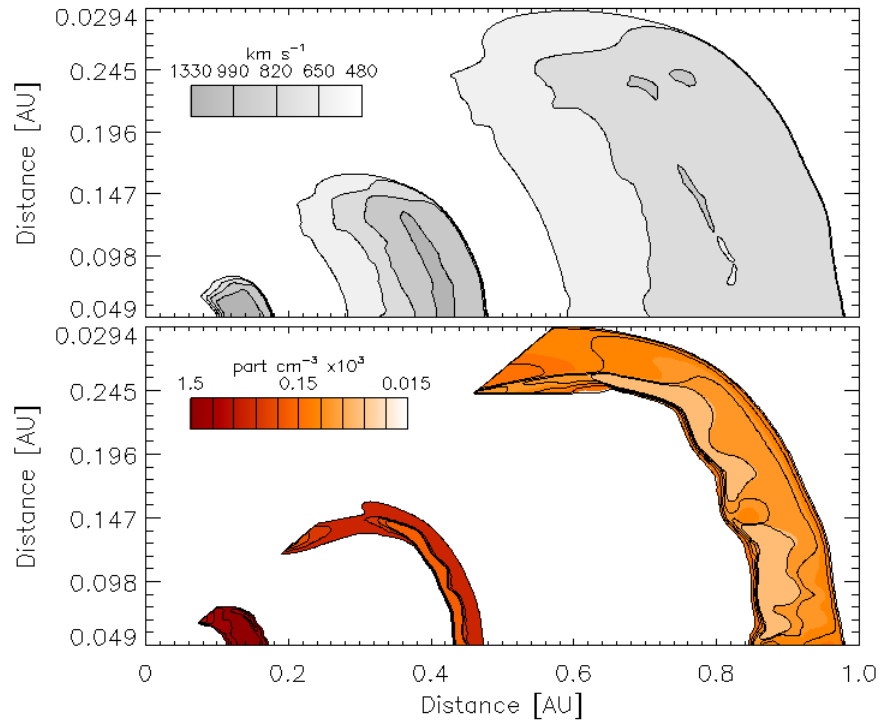


Figura 4-1: Perfiles de velocidad (escalas de *gris*, panel superior) y de densidad (escalas de *rojo*, panel inferior) en función de la distancia obtenidos por nuestro modelo numérico de la propagación de la CME observada el 25 de Julio del 2004 y reportada por [Vršnak *et al.* \[2010\]](#). Los perfiles se obtienen a tres distancias del Sol: 0.18 UA, 0.48 UA y 0.98 UA. El método numérico considera a una CME como una variación latitudinal de la velocidad de flujo el cual ocurre durante un intervalo de tiempo $\Delta\tau$.

También es importante que se considere que las eyecciones son vistas como perturbaciones tipo escalón en el ASW, es decir, tanto la velocidad como la densidad de las ICMEs cambian abruptamente cada uno por un factor constante.

Recordando que en este modelo, las ICMEs están formadas por: el choque, la región de compresión y la rarefacción, la dinámica de las ICMEs se estudia en función de la evolución de estas tres regiones caracterizadas macroscópicamente cuya evolución puede ser estudiada por la hidrodinámica de fluidos.

4.2. Estudio paramétrico de la dinámica y evolución de una eyección de masa coronal

En las observaciones *in situ*, una ICME, en términos generales y macroscópicos, se identifica en los perfiles de los parámetros del SW por el arribo de un choque (o discontinuidad), una región de compresión y una zona de rarefacción. El tiempo de arribo se determina cuando los parámetros cambian abruptamente por la llegada de la discontinuidad, la región de compresión se reconoce donde los parámetros aumentan su magnitud que es seguida por la zona de rarefacción donde la densidad es muy baja y la velocidad decae suavemente. Es la CME la que empuja al SW, formando esta interfase o región de compresión donde los flujos intercambian momento y se comprime al plasma.

En general, la mayoría de los modelos numéricos logran buenas predicciones en términos del tiempo y velocidad de arribo de las ICMEs a 1 UA (a la Tierra). Sin embargo, los perfiles temporales de densidad y velocidad no concuerdan con los observados. Es decir, la duración de la región de compresión y la zona de rarefacción no coinciden.

Estos perfiles pueden cambiar al modificar los parámetros de entrada, lo que motivó a realizar un estudio paramétrico para determinar el conjunto de parámetros de entrada que mejor ajustan las predicciones de arribo mejor a las observaciones y cuantificar cómo estos cambios en los parámetros de entrada influyen los perfiles. En este estudio, se realizaron simulaciones numéricas del mismo evento, cambiando un parámetro de entrada y dejando fijos al resto. Se estimaron la velocidad, densidad y tiempo de arribo, la duración de la región de compresión y zona de rarefacción para cada cambio, cuando la ICME llega a 1 UA.

Se eligió un evento previamente estudiado por [Vršnak et al. \[2010\]](#) donde se simuló la propagación de la ICME que se observó el 25 de Julio del 2004. A diferencia de las ecuaciones hidrodinámicas que resuelve el código YGUAZÚ-A. [Vršnak et al. \[2010\]](#) propone que la dinámica de la CME está gobernada por tres fuerzas: la fuerza de Lorentz, la gravedad y una fuerza de fricción o arrastre aerodinámico. Estas fuerzas producen una aceleración neta. A medida que la CME se aleja del Sol y alcanza una distancia mayor a $20 R_{\odot}$ la fuerza de Lorentz y de gravedad son despreciadas, dejando entonces que toda la dinámica de la eyección se deba a la fricción o arrastre cinético. De esta forma, en la ecuación de movimiento aparece un parámetro libre y adimensional llamado coeficiente de fricción o arrastre.

En este evento, la CME fue detectada con una velocidad $v = 1330 \text{ km s}^{-1}$ y con una masa total $m = 1.1 \times 10^{16} \text{ g}$ la cual fue expulsada durante $\Delta t = 2.0$ y variando, de acuerdo a [Vršnak et al. \[2010\]](#), el ángulo sólido de $\Omega/4\pi = 0.07$ (que corresponde a un ancho angular de $\phi = 1.1$ rad) hasta 0.36 ($\phi = 2.6$ rad). El ASW tiene una velocidad terminal de $v_{\text{SW}} = 650 \text{ km s}^{-1}$, una densidad numérica $n = 0.5 - 2.5 \text{ cm}^{-3}$ at 1 AU. La contraparte de la CME, la ICME, fue observada por la nave wind después de un tiempo de tránsito de $TT_{\text{obs}} = 31.5 \text{ h}$ con una velocidad de $v_{\text{obs}} = 1033 \text{ km s}^{-1}$.

Los parámetros de entrada del modelo descrito por [Vršnak et al. \[2010\]](#) son: la densidad (n) y velocidad del ASW; la masa, el ancho angular y velocidad de la eyección; y el coeficiente de arrastre que se impone con un valor cercano a 1 [[Cargill, 2004](#)]. Sus predicciones del tiempo y de velocidad de arribo a 1 UA difieren considerablemente al tomar en cuenta las incertidumbres de las mediciones de sus parámetros de entrada. En tiempos de arribo puede errar hasta por más de 9 horas y en términos de velocidad alrededor de 300 km s^{-1} .

Además, estos autores compararon su modelo analítico hidrodinámico con ENLIL, modelo numérico MHD de propagación de ICMEs, donde incluye campo magnético del SW pero no de la eyección.

En la Figura 4-2, se muestran los perfiles de densidad y velocidad que predice YGUAZÚ-A con los tres casos más relevantes del estudio mostrado en la Tabla 1 de [Vršnak et al. \[2010\]](#) en el que aplican su modelo hidrodinámico variando ϕ y n . El primer caso (MAX) se muestra en línea sólida *amarilla*, simulación en la que se toman las condiciones $\phi = 2.6$ rad y $n = 2.5 \text{ part cm}^{-3}$. El segundo caso (MEDIUM), con $\phi = 1.8$ rad y $n = 1.5 \text{ part cm}^{-3}$ en línea sólida *verde*

y el tercero (MIN) en línea sólida *azul* con $\phi = 1.1$ rad y $n = 0.5$ part cm^{-3} . Las observaciones de WIND en negro pero con un promedio móvil de 15 minutos.

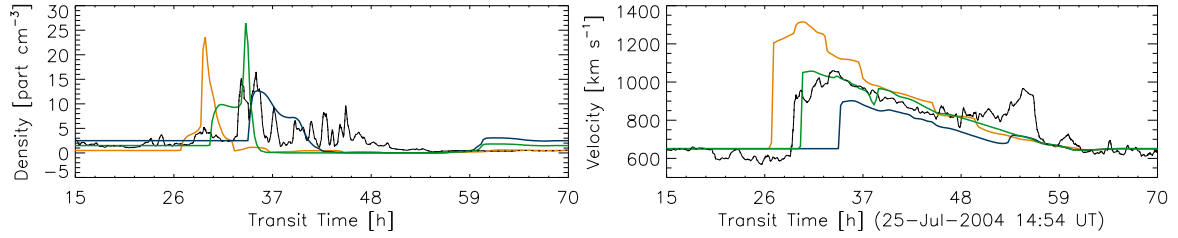


Figura 4-2: Perfiles de densidad (izquierda) y velocidad (derecha) en función del tiempo de los tres casos más representativos del estudio de Vršnak *et al.* [2010] en el que se varían ϕ y n . En línea sólida *amarilla*, caso MAX con $\phi = 2.6$ rad y $n = 2.5$ part cm^{-3} ; caso MEDIUM con $\phi = 1.8$ rad y $n = 1.5$ part cm^{-3} y caso MIN con $\phi = 1.1$ rad y $n = 0.5$ part cm^{-3} . Las observaciones de WIND en negro pero con un promedio móvil de 15 minutos.

Comparado con los resultados de Vršnak *et al.* [2010], YGUAZÚ-A predice mejor los tiempos de arribo, con incertidumbres menores a 4 horas y en términos de velocidad, en los dos primeros casos tiene una mejor predicción con incertidumbres menores a 120 km s^{-1} . A diferencia del modelo de Vršnak *et al.* [2010] (que no es más que el modelo estándar de dinámica de evolución de eyecciones), nuestro modelo no incluye ningún parámetro libre impuesto.

Lo interesante de estos tres casos, es que con pequeñas variaciones en los parámetros de entrada se obtienen perfiles de densidad y velocidad completamente diferentes, surgiendo entonces la tarea de encontrar el parámetro más influyente en la morfología de los perfiles y la necesidad de hacer el ejercicio paramétrico para comprender cómo es que estos parámetros los modifican.

Para este ejercicio, se tomó como base el conjunto de parámetros de entrada del modelo MEDIUM, que es el modelo que mejor ajusta a las observaciones.

4.2.1. Variando las condiciones iniciales de la eyección de masa coronal

Se realizaron 10 simulaciones variando la masa de la CME: $\pm 15\%$, $\pm 30\%$, $\pm 45\%$, $\pm 60\%$, y $\pm 75\%$ y dejando los demás parámetros fijos. De tal forma que la masa cambió dentro de un rango de $2.75 \times 10^{15} \text{ g}$ (*rojo oscuro*) hasta $1.925 \times 10^{16} \text{ g}$ (*naranja claro*) el cual se observa como gradiente del color *rojo* en los paneles superiores de la Figura 4-3. La simulación con los valores

originales se muestra en color *negro*.

Entre más masiva sea la eyección, el tiempo que ocurre durante del choque y la región de compresión disminuye y el tiempo de tránsito es menor. La región de compresión es mucho más importante y la zona de rarefacción tiene valores de densidad no tan despreciables. En los perfiles de velocidad, entre más masiva sea la eyección, más importante es el brinco en la discontinuidad y además más perceptible un segundo brinco en el perfil.

En otras 10 simulaciones se varió la duración de la eyección, los perfiles resultantes se muestran en los paneles intermedios de la Figura 4-3 con gradientes de color en *azul* desde 20 minutos (*azul oscuro*) hasta 220 min (*azul claro*) con pasos de 20 min. Estos cambios particularmente solo logran que el tiempo de tránsito se modifique ± 1 hora dejando los perfiles muy similares al original (en color *negro*). Lo que implica que la duración de las eyecciones es el parámetro de entrada menos influyente en los perfiles.

Por último, se muestran en los paneles inferiores de la Figura 4-3, los resultados variando la velocidad de la CME $\pm 10\%$, $\pm 20\%$, $\pm 30\%$, $\pm 40\%$, y $\pm 50\%$ respecto a la original (perfiles en color *negro*). Donde en *verde oscuro* representa la simulación con la menor velocidad de eyección de 665 km s^{-1} y en *verde claro* a la correspondiente con una velocidad de 1995 km s^{-1} . Entre más rápida, el tiempo de tránsito es menor y la duraciones de la región de compresión y la zona de rarefacción son mayores.

Aunque uno podría concluir que la velocidad es el parámetro con mayor influencia en los perfiles, resulta que en función de las incertidumbres en las mediciones remotas de la velocidad solo se puede obtener un error de $\pm 20 \text{ km s}^{-1}$ [Yashiro *et al.*, 2004; Xie *et al.*, 2004]. En cambio, la masa es un parámetro con discrepancias entre modelos de hasta dos órdenes de magnitud [Stewart *et al.*, 1974; Howard *et al.*, 1985; Hundhausen *et al.*, 1994b; Colaninno y Vourlidas, 2009; Vourlidas *et al.*, 2010; Mishra *et al.*, 2015, ver por ejemplo]. Siendo entonces, el parámetro que se puede variar con mayor libertad para ajustar los perfiles a los observados con WIND.

4.2.2. Variando las condiciones iniciales del viento solar ambiente

En el caso del SW, solo se puede variar su velocidad y pérdida de masa. Aunque en este caso, dichas variaciones, se pueden hacer tanto en las condiciones del viento antes de la erupción como después de la erupción.

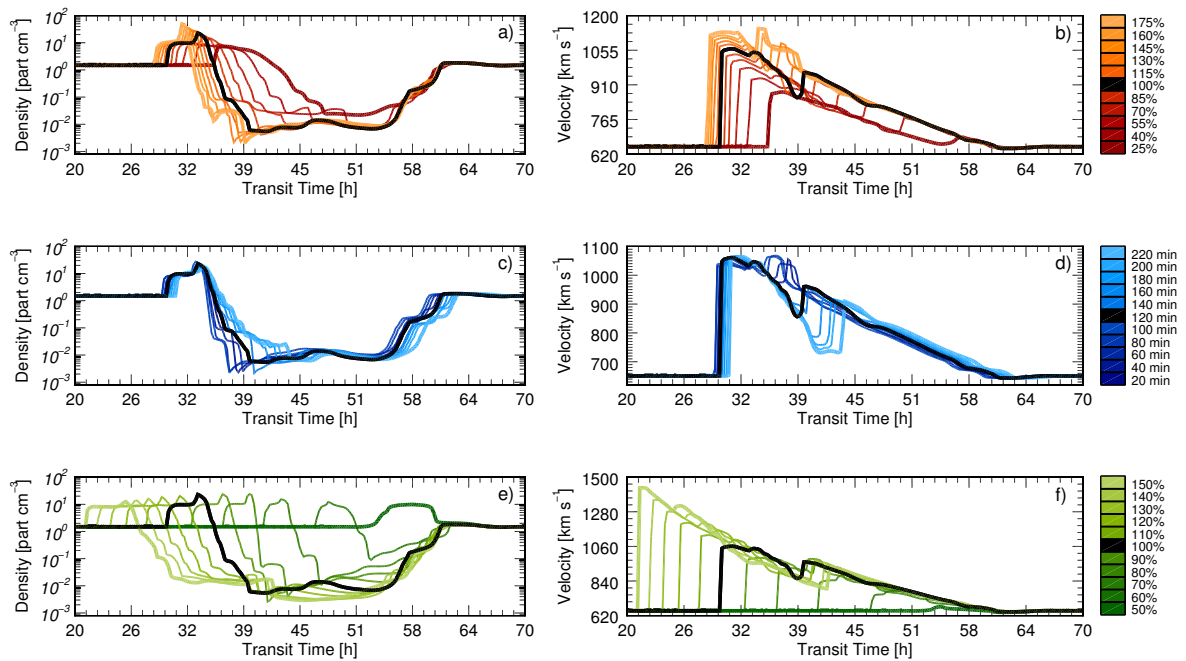


Figura 4-3: Perfiles de densidad (izquierda) y de velocidad (derecha) variando las condiciones iniciales de la CME. En los paneles superiores (gradientes del color *rojo*) se muestran los perfiles variando la masa de la CME, en los intermedios (*azul* cambiando la duración de la CME y los inferiores (*verde* la velocidad de la CME). Las barras de la derecha, muestran el porcentaje de variación correspondiente al gradiente de color, más claro más grande es el parámetro.

Se realizaron 20 simulaciones (mostrados en gradientes del color *rojo* de la Figura 4-4) variando la pérdida de masa del ASW $\pm 15\%$, $\pm 30\%$, $\pm 45\%$, $\pm 60\%$, y $\pm 75\%$ del valor original ($9.27 \times 10^{-15} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$). En la Figura 4-4, se muestran los perfiles de densidad y velocidad suponiendo la pérdida de masa original en color *negro* mientras en los paneles a-b los perfiles correspondientes a variar la pérdida de masa del viento ambiente pre-erupción mientras que en los paneles c-d los post-eruptivos. Los perfiles *rojo oscuro* corresponden a la variación de la pérdida de masa menor de $2.31 \times 10^{-15} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ y los perfiles en *naranja claro* con $1.62 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$.

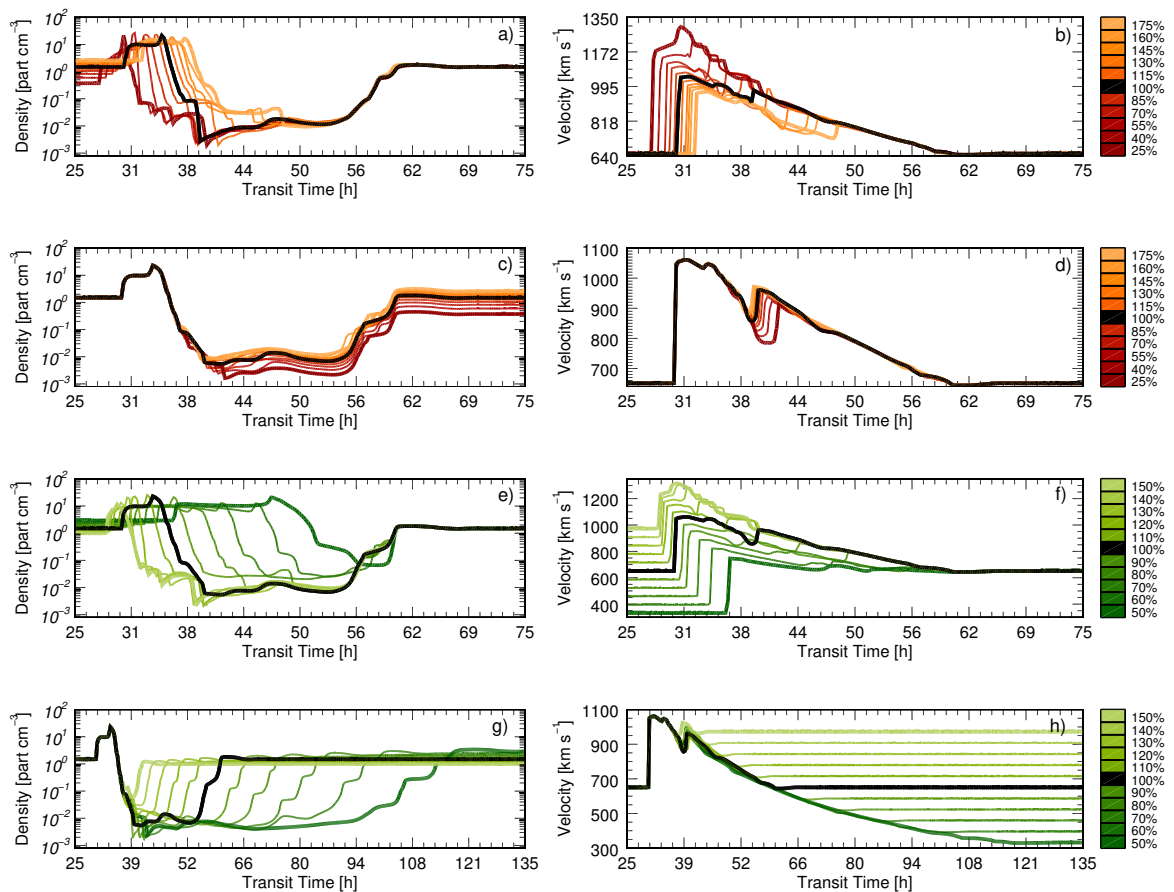


Figura 4-4: Perfiles de densidad (izquierda) y de velocidad (derecha) variando las condiciones iniciales del ASW pre-erupción (paneles a-b, e-f) y post-erupción (paneles c-d, g-h). En gradientes del color *rojo*) se muestran los perfiles variando la pérdida de masa mientras que en *verde* la velocidad. Las barras de la derecha, muestran el porcentaje de variación correspondiente al gradiente de color, más claro más grande es el parámetro.

Estos perfiles muestran una clara dependencia de la región de compresión y la zona de rarefacción de la estructura con la pérdida de masa del SW pre-eruptiva. Entre más denso es el viento solar, “fricciona” más la ICME disminuyendo su velocidad y aumentando su tiempo de tránsito. Mientras que es claro que cambiando la pérdida de masa del SW post-erupción no hay cambios significativos en la morfología de los perfiles.

En los perfiles *verdes* de la Figura 4-4, se muestran las simulaciones variando la velocidad del ASW pre-erupción (páneos e-f) y post-erupción (páneos g-h) $\pm 10\%$, $\pm 20\%$, $\pm 30\%$, $\pm 40\%$, y $\pm 50\%$ respecto al valor original de 650 km s^{-1} (perfiles en color *negro*). Donde en *verde oscuro* se toma el valor de velocidad más baja de 325 km s^{-1} y en *verde claro* a la más alta de 950 km s^{-1} .

De nueva cuenta, variando la velocidad pre-erupción del SW se cambian las predicciones del tiempo de tránsito y la duración de la región de compresión y la zona de rarefacción. Mientras que cambiando la velocidad del viento post-erupción, no se modifica la región de compresión pero si la duración de la estructura. Resultado importante de considerar cuando se interpretan observaciones y se trata de asignar la duración de la ICME, ya que ésta puede ser modificada por las condiciones del SW post-erupción.

4.2.3. Estudio paramétrico

En la Figura 4-5, se muestra el resumen de los resultados descritos en las secciones anteriores, donde presentamos el porcentaje de variación de: la velocidad de arribo (panel a), el tiempo de tránsito (panel b), la extensión total de la estructura (incluyendo choque, región de compresión y zona de rarefacción) en el panel c; la extensión de la región de compresión (panel d), el aumento en densidad (panel e) y la caída en densidad durante la ICME (panel f); como función de los parámetros de entrada de la eyección de masa coronal (en signos de adición): velocidad (*verde*), duración (*negro*) y masa (*naranja*); y del ASW (en diamantes): velocidad (*verde* y pérdida de masa (*naranja*)).

Los resultados más importantes de este estudio paramétrico son los siguientes: en general, la duración de la eyección no tiene ninguna influencia importante en ninguno de los seis aspectos considerados de los perfiles. En términos de la velocidad de arribo, el parámetro más influyente es la velocidad de la eyección. En el tiempo de tránsito, es importante, la velocidad del ASW

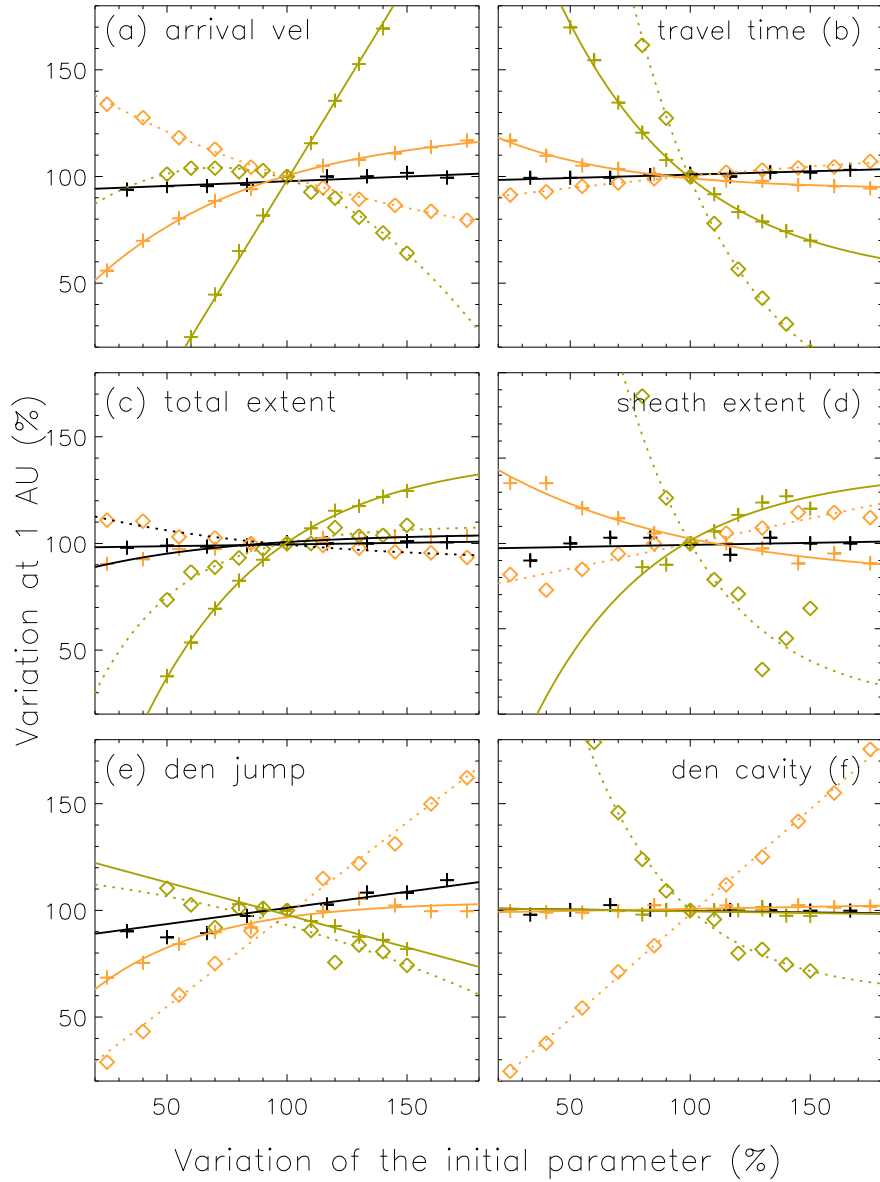


Figura 4-5: Resultados numéricos de la estructura de una eyección: choque, región de compresión y zona de rarefacción en función de los parámetros de entrada. Porcentajes de la variación en el tiempo de arribo (panel a), tiempo de tránsito (panel b); extensión total (choque, región de compresión y zona de rarefacción) en panel c; el aumento en densidad (panel d); la caída en densidad durante la ICME (panel e). Los parámetros de entrada de la ICME se muestran en signos de adición: velocidad (*verde*), duración *negro* y masa (*naranja*) mientras que para el ASW (en diamantes): velocidad (*verde*) y pérdida de masa (*naranja*). La parametrización se hizo variando uno de los parámetros de entrada y dejando los demás fijos usando como base los parámetros de entrada del modelo MEDIUM.

seguida por la velocidad de la eyección. La extensión total y de la región de compresión están dominadas por las velocidades de los flujos, sobre todo de la eyección. El brinco en densidad depende más de la pérdida de masa del ASW. La densidad de la cavidad dentro de la zona de rarefacción se ve más afectada por las condiciones del ASW: velocidad y pérdida de masa.

Cuando fue posible se ajustó una función a la respuesta de las predicciones de los aspectos de los perfiles en términos de los parámetros de entrada al modelo.

4.2.4. El mejor ajuste a los perfiles observados

Con el estudio paramétrico se puede elegir los porcentajes de variación de los parámetros de entrada para obtener el mejor ajuste con los perfiles observados por WIND (perfiles en *negro* de la Figura 4-6). Este resultado se obtiene cambiando las condiciones iniciales del ASW pre-erupción: reduciendo 8 % la velocidad y aumentando 50 % la pérdida de masa. Prediciendo la duración de la región de compresión con una incertidumbre ≈ 1.72 hrs en comparación con la observada y una diferencia con el tiempo de arribo de 0.1 hrs. Los resultados de estas variaciones se muestran en los perfiles *amarillos* de la Figura 4-6. Para ajustar la extensión total de la estructura adicionalmente se redujo la velocidad del SW post-erupción a 325 km s^{-1} (perfiles resultantes mostrados en *rojo*).

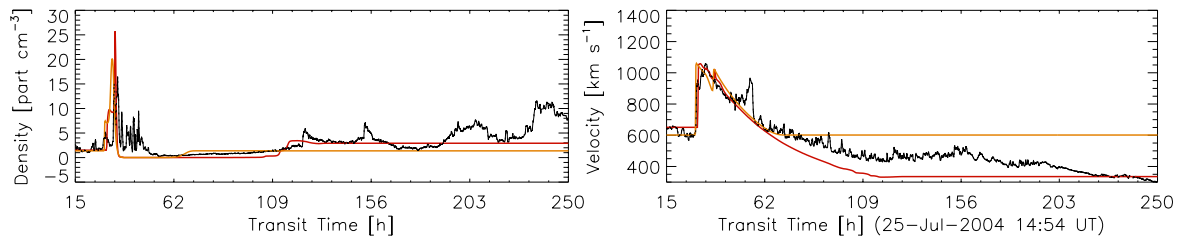


Figura 4-6: Perfiles de densidad (izquierda) y de velocidad (derecha) en función del tiempo: observadas por WIND (*negro*), cambiando solo las condiciones pre erupción del ASW (*amarillo*), cambiando las condiciones pre y post-erupción del ASW.

4.3. Simulaciones numéricas de eventos de interacción entre eyecciones de masa coronal

Basados en el estudio paramétrico, se realizaron las simulaciones de los tres eventos de interacción estudiados en el capítulo anterior, eligiendo el conjunto de condiciones iniciales de los flujos de la ICME y el ASW que resultaran en el mejor ajuste de los perfiles de densidad y velocidad observados por WIND. La selección del conjunto de parámetros iniciales ajustando el tiempo de arribo y reduciendo las diferencias de la velocidad y densidad de arribo con las observadas.

4.3.1. Evento del 23 de Mayo del 2010

En este evento, el mejor ajuste se obtuvo reduciendo 75% las masas de las eyecciones ($\dot{m}_1 = 8.65 \times 10^{-14} M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ y $\dot{m}_2 = 3.3 \times 10^{-14} M_{\odot}\text{yr}^{-1}$), respectivamente) y sus velocidades 20 km s^{-1} ($v_1 = 380 \text{ km s}^{-1}$ y $v_2 = 630 \text{ km s}^{-1}$). Con estos cambios, el tiempo de arribo es consistente con las observaciones, la velocidad de arribo difiere por menos de 10 km s^{-1} con la observada y la densidad por menos de 10 part cm^{-3} .

En la Figura 4-7, se muestran los perfiles de densidad (izquierda) y velocidad (derecha) en función del tiempo de: las observaciones medidas por WIND (en *negro*), los perfiles resultantes de la simulación suponiendo las condiciones iniciales de los flujos descritos en el capítulo anterior (en *verde*) y los perfiles cambiando las condiciones de acuerdo al estudio paramétrico (en *amarillo*).

De las simulaciones se obtuvieron adicionalmente la distancia $\sim 0.8 \text{ UA}$ y tiempo de colisión $\sim 77.29 \text{ hrs}$ después de que la primera eyección fuera expulsada del radio de inyección. Estos valores son consistentes con los que se obtuvieron con nuestro modelo analítico descrito en el capítulo anterior (0.69 UA y 75.08 hrs , respectivamente).

4.3.2. Evento del 01 de Agosto del 2010

Para este evento, el mejor ajuste se obtiene con las siguientes condiciones: $v_1 = 700 \text{ km s}^{-1}$, $v_2 = 1100 \text{ km s}^{-1}$, $\dot{m}_1 = 3.014 \times 10^{-13} M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ y $\dot{m}_2 = 9.9765 \times 10^{-13} M_{\odot}\text{yr}^{-1}$. Los perfiles resultantes se muestran en *amarillo* en la Figura 4-8. Los perfiles observados por WIND

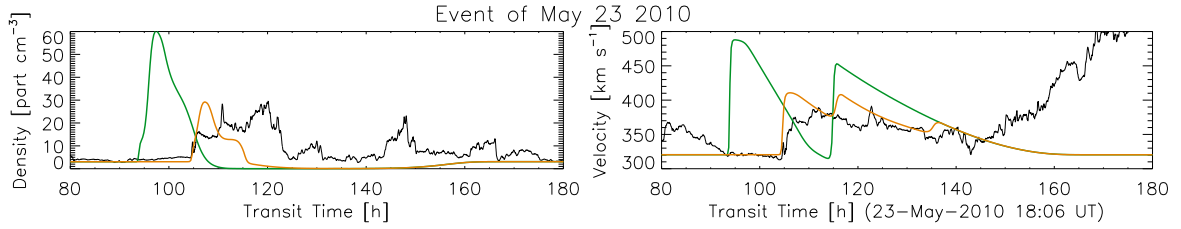


Figura 4-7: Perfiles en función del tiempo de densidad (izquierda) y de velocidad (derecha): observados por WIND (*negro*), con las condiciones originales de los flujos de la CME y el ASW descritos en el capítulo anterior (*verde*) y reduciendo 75 % la masa de las erupciones y restando 20 km s^{-1} a sus velocidades (*amarillo*).

se muestran en *negro* mientras que los obtenidos usando los valores originales descritos en la sección anterior en *verde*.

Con estos cambios, las predicciones difieren con las observaciones de WIND por menos de 5 km s^{-1} en la velocidad y menos de 3 part cm^{-3} en densidad.

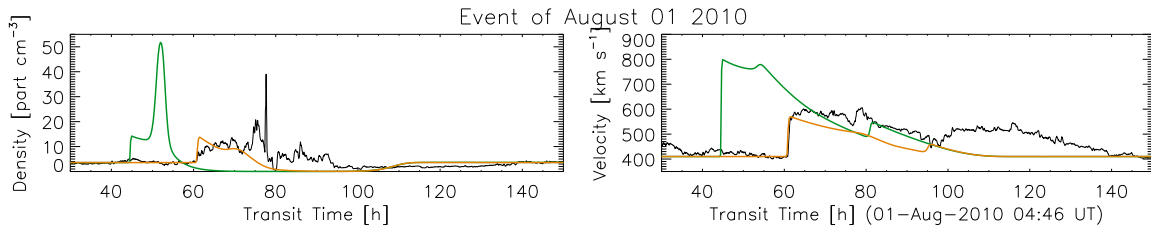


Figura 4-8: Igual que Figura 4-7 pero para el evento del 01 de Agosto del 2010. El mejor ajuste se obtiene reduciendo 35 % las masas de las eyecciones y 5 % sus velocidades.

La simulación sugiere que la interacción entre las eyecciones ocurrió 12.91 hrs después de la salida de la primera eyección y a una distancia de 0.16 UA. Resultados consistentes con los obtenidos por Niembro et al. (2015) que fueron de 13 h y 0.2 UA, respectivamente.

4.3.3. Evento del 09 de Noviembre del 2012

En este evento, se modificaron las condiciones iniciales de la siguiente manera: $\dot{m}_{SW} = 1.8 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, $\dot{m}_1 = 1.356 \times 10^{-13} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ y $\dot{m}_2 = 6.63 \times 10^{-13} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. De esta forma, las observaciones y las simulación difieren en la velocidad por 25 km s^{-1} y la densidad por menos

de 10 part cm^{-3} . Los perfiles que resultan de esta simulación se muestran en la Figura 4-9 en color *amarillo*, mientras que en verde los que se obtienen con los valores originales descritos en el capítulo anterior. En *negro* se muestran los perfiles observados por WIND.

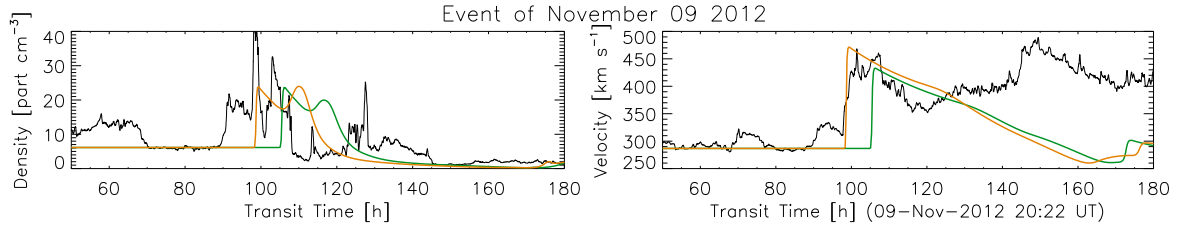


Figura 4-9: Igual que Figura 4-7 pero para el evento del 09 de Noviembre del 2012. El mejor ajuste se obtiene aumentando 20% la pérdida de masa del ASW, 50% las masas de las eyecciones.

La simulación predice que la interacción entre las eyecciones ocurrió 35 hrs después de la inyección de la primera eyección, a una distancia de 0.18 UA. Niembro et al. (2015) predice estos valores de colisión de 34.97 hrs y 0.32 UA, consistentes con estos resultados.

4.4. Conclusiones parciales

Se desarrollaron simulaciones numéricas de la propagación de una eyección de masa coronal y de tres eventos de interacción entre ICMEs. Del primer evento, que es la propagación de una eyección, se realizó un estudio paramétrico que permitió determinar las cantidades físicas más relevantes en la dinámica de la ICME y analizar su influencia y cómo es que sus variaciones modifican la morfología de los perfiles temporales de la densidad y velocidad a 1 UA. Al ser un modelo hidrodinámico se tomaron en cuenta las siguientes cantidades físicas que caracterizan a los flujos involucrados durante la propagación: la velocidad y pérdida de masa del SW ambiente y la velocidad, duración y pérdida de masa durante la eyección (a una distancia llamada de inyección de alrededor de $10 R_{\odot}$). A partir de los perfiles temporales de densidad y velocidad obtenidos a 1 UA se caracterizaron: el tiempo, densidad y velocidad de arribo; las duraciones de la región de compresión y de la zona de rarefacción, y la densidad más baja dentro de esta zona. Se obtuvo que la duración de la eyección no tiene influencia importante en ninguno de los seis aspectos considerados de los perfiles. En términos de la velocidad de arribo, el parámetro

más influyente es la velocidad de la eyección. Para el tiempo de tránsito, la velocidad del ASW seguido por la velocidad de la eyección son los más importantes. La extensión total y de la región de compresión están dominadas por las velocidades de los flujos, sobre todo de la eyección. El brinco en densidad depende más de la pérdida de masa del ASW. La densidad dentro de la cavidad de la zona de rarefacción se ve más afectada por las condiciones del ASW: velocidad y pérdida de masa.

Se concluyó que aunque la velocidad de los flujos es el parámetro con mayor influencia en los perfiles, no es el parámetro que tiene mayor incertidumbre en las mediciones remotas (no excede más de 20 km s^{-1}), sino que es la masa de la CME el parámetro que más podríamos modificar para ajustar los perfiles a las observaciones ya que su incertidumbre puede ser de hasta dos órdenes de magnitud, dependiendo del método de obtención del parámetro.

En base a este estudio se eligieron las condiciones iniciales de las eyecciones y el ASW de eventos de interacción para obtener los mejores ajustes con los perfiles de densidad y velocidad observados. Los resultados no muestran diferencia en el tiempo de arribo con las observaciones y las discrepancias en la velocidad son menores que 20 km s^{-1} y en densidad menores a 10 part cm^{-3} . Se estimaron la distancia y tiempo de colisión y se compararon los resultados con los obtenidos en el capítulo anterior (publicados en [Niembro *et al.* \[2015\]](#)). Los resultados entre el modelo numérico y el analítico son consistentes.

El estudio paramétrico permitió identificar que las condiciones de arribo de la región de compresión dependen solamente de la interacción de la eyección y el SW pre-erupción mientras que cambiando la velocidad del SW post-erupción se logra delimitar la extensión de la estructura. Es importante considerar este último aspecto en la interpretación de los perfiles observados al identificar la duración de las ICMEs. Así como también la importancia que tienen las observaciones remotas para obtener las cantidades físicas necesarias para modelar los eventos. Pequeñas variaciones en los parámetros de entrada resultan en variaciones importantes en los perfiles de llegada, lo cual también es fundamental tener en consideración al analizar los perfiles y su relación con las ICMEs a 1 UA.

Es importante notar que en este trabajo, se eligieron eventos en los que las CMEs involucradas en la interacción tuvieran direcciones de propagación muy cercanas al eje Sol-Tierra, de tal forma, que se desprecian los efectos magnéticos. Si se considerara que la interacción ocurre

en el flanco de las eyecciones, entonces, no sería válida nuestra aproximación hidrodinámica, ya que el campo magnético tendría importancia durante la interacción modificando los tiempos y distancias de colisión y arribo a 1 UA, así como también los perfiles de velocidad y densidad observados.

Emisiones en radio durante la interacción entre dos eyecciones de masa coronal en el medio interplanetario

Las CMEs son reconocidas como el fenómeno con mayor liberación de energía en la corona solar y con mayor influencia sobre las condiciones del SW en el IPM y que pueden estar acompañadas de emisión en un amplio rango de longitudes de onda. En radio, estas emisiones pueden ser desde algunas decenas de kHz hasta más de cientos de GHz. Las emisiones en los rangos decamétrico y hectométrico (DH; entre 21 a 280 m y HM; de 1 a 14 MHz, respectivamente) han mostrado ser un diagnóstico muy importante para estudiar las CMEs propagándose en el IPM [Kaiser *et al.*, 1998; Gopalswamy *et al.*, 1999], así como también una firma posible de detección de interacción entre CMEs [Gopalswamy, 2000; Gopalswamy *et al.*, 2001] y combinándolo con otras observaciones incluso para estimar su masa, velocidad y campo magnético.

Se cree que los responsables de estas emisiones son los choques magneto-hidrodinámicos rápidos, los cuales aceleran electrones no térmicos, que a su vez producen la emisión en radio a las frecuencias locales tanto fundamental f_{pe} como en su armónico correspondiente a $2f_{pe}$, lo cual ha sido confirmado con observaciones *in situ* de los choques, ondas de plasma y electrones [Bale *et al.*, 1999] al tiempo que ocurren estas emisiones.

Además, dentro de este rango de longitudes de onda, las interacciones entre CMEs se detectan como aumentos esporádicos en los espectros dinámicos [Gopalswamy *et al.*, 2001, 2002; Subramanian *et al.*, 2012]. La interpretación más simple de este aumento en emisión, es que en el tiempo de interacción hay un aumento en densidad ocasionada por la interacción del choque de la segunda CME cuando alcanza a la inhomogeneidad magnética y/o de densidad debida a la primera CME aumentando la intensidad del choque [Wu *et al.*, 2002]. Tanto la interacción

entre los choques de las dos CMEs como bien la intensidad de los campos magnéticos involucrados en la interacción que pueden atrapar los electrones, generan las condiciones necesarias para acelerar electrones [Gopalswamy *et al.*, 2003; Kallenrode, 2001].

En general, los estudios de eventos de interacción y su relación con emisiones en radio se han hecho en distancias menores a $20 R_{\odot}$, ya que la identificación de la emisión es clara y de fácil reconstrucción temporal y espacial [Gopalswamy *et al.*, 2001; Manoharan *et al.*, 2004; Subramanian *et al.*, 2012]. Sin embargo, en términos de clima espacial, sería de fundamental importancia lograr identificar las emisiones que ocurren en el IPM debido a las interacciones entre CMEs, lo cual nos daría más información del proceso cuando este ocurre en el IPM y sus consecuencias cuando arriban a las naves o bien a nuestro planeta.

En el capítulo anterior, se realizaron simulaciones numéricas de eventos de interacción entre ICMEs, en las que estas estructuras se estudian como perturbaciones de velocidad y densidad que viajan en el IPM (resultados publicados en Niembro *et al.*, 2018c). Con las simulaciones uno puede obtener los perfiles de densidad y velocidad en función del tiempo y la distancia, lo cual permite seguir las estructuras desde su salida del Sol (radio de inyección) hasta su arribo a la Tierra. No solo eso, sino que uno puede ver con más detalle la interacción entre ambas eyecciones y observar que durante la interacción entre los dos choques relacionados a cada eyección aparecen máximos en densidad, a los que se les puede considerar como posibles fuentes de emisión en radio.

En los eventos de interacción que se seleccionaron, la colisión entre las eyecciones ocurre en distancias mayores a $20 R_{\odot}$. En los perfiles de densidad y velocidad en función del tiempo y distancia, se identificaron las posiciones y los tiempos en los que estos máximos en densidad esporádicos ocurren al comprimirse al plasma debido a la interacción; para entonces encontrar los límites en la densidad y calcular el rango de frecuencias de plasma posibles que podrían estar emitiendo debido a haces de electrones que fueron acelerados por los choques involucrados en la interacción.

Los máximos esporádicos que se encuentran en estos perfiles delimitan el intervalo de tiempo en el que la interacción entre las eyecciones ocurre y el rango de frecuencias de plasma entre 100 a 300 kHz lo que se comparó con las observaciones y se encontró que en efecto estos máximos en densidad esporádicos delimitan el intervalo de tiempo en el que la colisión toma lugar y que

Wind-WAVES observa emisiones de radio esporádicas entre 100 a 300 kHz.

Es así que, en este capítulo, se propone que las emisiones de radio entre 100 a 300 kHz esporádicas (observadas en la dirección de propagación de las eyecciones) son indicadores de que la interacción está ocurriendo entre ellas. El análisis y los resultados de este trabajo están publicados en Niembro et al. (2018d), siendo la primera vez en la que se relacionan emisiones en radio con la interacción entre eyecciones para distancias de colisión mayores a $20 R_{\odot}$ (lo que permite delimitar la duración de la colisión entre ellas de manera observacional en el IPM) y en la que se demuestra que se tienen las condiciones de plasma en términos de densidad y velocidad para provocarlas.

5.1. Identificación de las fuentes de radio emisión esporádicas

En el capítulo anterior, se hicieron simulaciones numéricas de eventos de interacción, ajustando los parámetros iniciales para obtener el mejor ajuste de los perfiles en función del tiempo de la velocidad y la densidad a los observados *in situ* por WIND a 1 UA. Con las simulaciones, se predijeron los tiempos y las distancias de colisión entre las eyecciones y el tiempo, la densidad y la velocidad de arribo a 1 UA, valores que se compararon con el modelo analítico desarrollado en este trabajo y publicado en Niembro *et al.* [2015] y con las observaciones obteniendo incertidumbres menores a 2 hrs, 10 part cm^{-3} y 50 km s^{-1} , respectivamente (ver capítulos 3 y 4 de este trabajo).

De las simulaciones, se obtienen los perfiles de densidad y velocidad en función del tiempo para diferentes distancias heliosféricas. De esta forma, se sigue la evolución de las CMEs, la formación y evolución de la estructura *compleja* y su arribo a la Tierra. Con esto, se tiene la identificación espacial y temporal del proceso de interacción, el cual se analiza seleccionando cinco distancias heliosféricas características para cada evento:

- Cerca del Sol, cuando las dos eyecciones aún no han interactuado entre ellas.
- Cuando la segunda eyección alcanzó a la primera.
- Cuando la interacción está ocurriendo entre ellas.
- Cuando la estructura *compleja* está formada y evolucionando.

- A 1 UA.

Analizamos los perfiles identificando los máximos en densidad y velocidad para cada perfil temporal en cada distancia heliosférica, los cuales mostramos en las figuras 5-1, 5-3 y 5-5 donde el perfil de densidad es mostrado en color *negro* y el de velocidad en *azul* para los tres diferentes eventos de interacción. Con rombos *cafés* se identifican los tiempos donde se localizan los máximos en densidad relacionados con la primera eyección mientras que en *amarillos* los correspondientes a la segunda eyección. También se identifican, los tiempos donde están los máximos en velocidad con cuadros *naranjas* y en asteriscos *verdes* el tiempo asignado a la densidad correspondiente al ASW.

Cerca del Sol, se observan dos máximos en densidad y velocidad relacionados con los choques formados por la interacción del SW y las CMEs. A medida que la segunda eyección alcanza a la primera, el tiempo que existe entre ambos máximos disminuye. Hasta que se empiezan a identificar más de dos máximos en densidad marcados con rombos *naranjas* que se toma como el inicio del proceso de interacción entre las eyecciones. Estos máximos extras son esporádicos y aparecen y desaparecen durante la interacción. Cuando desaparecen totalmente se considera que el proceso de interacción ha terminado y se ha formado entonces la estructura *compleja*.

Durante el proceso, se observa entonces que a ciertos tiempos los rombos *naranjas* (máximos en densidad extras) coinciden con los cuadros *naranjas* (máximos en velocidad), que identifican los tiempos donde se tienen las condiciones de plasma necesaria para emitir. El máximo de velocidad localiza la discontinuidad que podría acelerar electrones mientras que el máximo de densidad asegura el número de electrones necesarios para emitir en ciertas frecuencias y ser observadas por el instrumento (Wind-WAVES).

A estos tiempos coincidentes se les considera como las fuentes de emisión de radio esporádicas, las cuales de acuerdo a la simulación solo aparecen mientras la interacción está ocurriendo (ver los últimos paneles de las figuras 5-2, 5-4 y 5-6).

Bajo el supuesto que la densidad de los iones es la misma que la densidad de los electrones, se estiman las frecuencias de emisión tanto del plasma como de su primer armónico [Gopalswamy *et al.*, 2001] tomando las densidades identificadas por los asteriscos y rombos, lo cual delimita el rango de frecuencias posible debido al paso de las CMEs en el IPM. La frecuencia mínima (triángulos *verdes*) que se puede alcanzar es la que se estima de considerar la densidad del ASW

(asteriscos *verdes*) y la frecuencia máxima solo se puede obtener considerando posible la máxima densidad que se encuentra durante el choque (rombos *café* y *amarillos*). Cuando la estructura *compleja* se formó, las frecuencias obtenidas con las densidades marcadas con los rombos *café* y *amarillos* coinciden. Con cuadros *naranjas* se muestran las frecuencias correspondientes a las posibles fuentes de emisión de radio esporádicas.

En estas figuras (Figuras 5-2, 5-4 y 5-6), los tiempos inicial y final de interacción observacional (reportados en la literatura) están marcados con líneas verticales *amarillas* que delimitan un intervalo de tiempo en el que hay emisiones esporádicas en el rango de 100 a 300 kHz. En línea vertical discontinua *blanca* se marca el tiempo de colisión que predice el modelo analítico de Niembro *et al.* [2015] y que además coincide con el tiempo en el que aparecen mayor número de cuadros demostrando que en efecto estas regiones de emisión esporádicas pueden ser consideradas las fuentes y que son debidas a la interacción entre CMEs.

5.2. Evento de interacción del 23 de Mayo del 2010

En este evento, la primera CME salió del Sol el 23 de Mayo del 2010 a las 21:30 UT con una velocidad de 400 km s^{-1} y una masa de $1.5 \times 10^{16} \text{ g}$, durante un intervalo de tiempo de 2.85 hrs, tal que se tiene una pérdida de masa de $3.46 \times 10^{-13} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ dentro de un ángulo sólido $\Omega_1/4\pi \simeq 0.07$. La segunda eyección fue observada el 24 de Mayo del 2010 a las 18:04 UT (17.15 hrs después de la primera CME) con una velocidad de 650 km s^{-1} y una masa de $1.0 \times 10^{16} \text{ g}$ expulsada durante 3.71 hrs (equivalente a una pérdida de masa de $1.32 \times 10^{-13} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ dentro de un ángulo sólido $\Omega_2/4\pi \simeq 0.09$). Para el SW se consideró una velocidad de 320 km s^{-1} y una pérdida de masa de $2.0 \times 10^{-14} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ [Para más referencia de estos eventos ver Lugaz *et al.*, 2012; Niembro *et al.*, 2015, Niembro *et al.*, (2018)c].

La Figura 5-1 muestra los perfiles de densidad (línea *negra*) y de velocidad (línea *azul*) para diferentes distancias heliosféricas. El último panel corresponde a una distancia de 0.2 UA, en este caso, se observan las perturbaciones debidas a la presencia de las eyecciones antes de su interacción. Las eyecciones están caracterizadas por aumentos abruptos en densidad y velocidad. Cuyos tiempos donde se encuentran los máximos en densidad están claramente identificados con rombos: la primera eyección en *café* y la segunda en *amarillo*. Los cuadros *naranjas* localizan

los tiempos de máxima velocidad. La densidad del ASW se marca con asteriscos *verdes*.

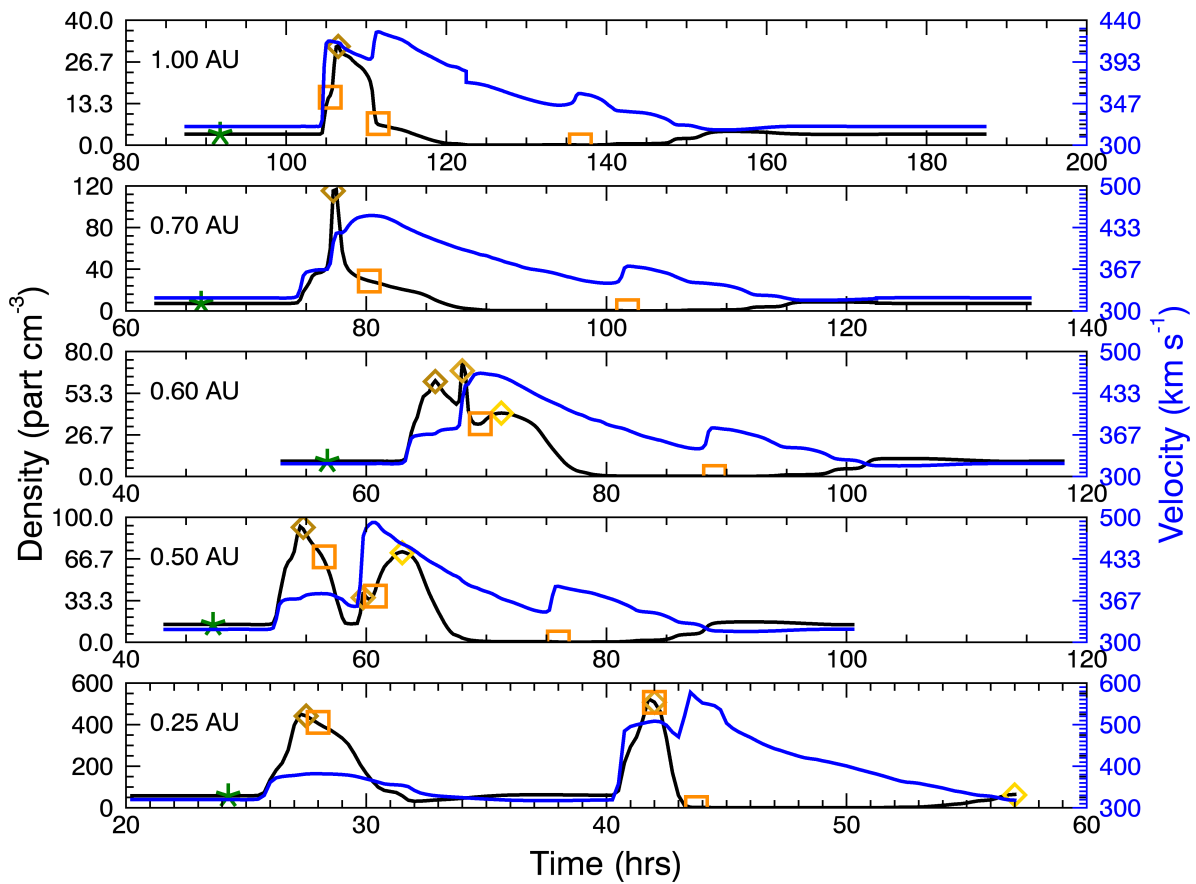


Figura 5-1: Perfiles temporales de densidad (línea azul) y velocidad (línea negra) del evento del 23 Mayo del 2010 a cinco distancias heliosféricas (de *abajo* hacia *arriba*): 0.25, 0.50, 0.60, 0.70 y 1 UA respectivamente. En el último panel se observan las dos perturbaciones de densidad causadas por la presencia de las dos CMEs que viajan en el IPM. El tiempo donde se localiza el máximo de densidad correspondiente a la primera eyección se marca con un rombo *café* mientras que la segunda con un rombo *amarillo*. Los tiempos de los máximos en velocidad se marcaron con cuadrados *naranjas*. Con asteriscos *verdes* se marca la densidad que se tomó para el ASW. Durante la interacción aparecen máximos en densidad esporádicos (rombos *naranjas*). Los indicadores de posibles fuentes de emisión de radio esporádicas se identifican cuando los cuadros y rombos *naranjas* coinciden.

A 0.5 UA (segundo panel de *abajo* hacia *arriba*) se puede notar que aparece un tercer máximo que se marca con un rombo *naranja* 78 hrs después de la salida de la primera eyección. Este máximo es causado por la compresión del plasma debido a que la segunda eyección alcanzó a la

primera y comienza el proceso de interacción. El pico dominante de densidad aparece hasta 0.6 UA (panel central), donde se considera que la interacción ocurre primordialmente [Lugaz *et al.*, 2012; Temmer *et al.*, 2012]. De acuerdo con Lugaz *et al.* [2012], la interacción tomó lugar entre 0.55 y 0.8 UA, que coinciden con las distancias heliosféricas en las que se observa la evolución del tercer máximo en los perfiles.

A 0.7 UA (cuarto panel de *abajo* hacia *arriba*), se observa que la estructura *compleja* está formada y solo hay un máximo de densidad. Esta estructura arriba a la Tierra 102.1 hrs después de que la primera eyección fue expulsada del Sol.

Los dos paneles superiores de la Figura 5-2 muestran los mapas J de elongación en escalas de *gris* obtenidas de UKSSDC Solar Archives (en www.ukssdc.ac.uk) de STEREO A y STEREO B [Sheeley *et al.*, 1999; Davis *et al.*, 2009]. En estos mapas, las CMEs se observan como bandas brillantes y oscuras. La pendiente de estas bandas se relaciona con la velocidad de las eyecciones. Lugaz *et al.* [2012] describe estos mapas e identifica cuando y donde ocurre la interacción entre las eyecciones, intervalo de tiempo delimitado con líneas verticales *amarillas*. En el tercer panel, se muestra el mapa J sintético en función del tiempo y la distancia obtenido con la simulación numérica. Las bandas corresponden a las eyecciones. En el último panel, se muestran los radioespectrogramas obtenidos de las mediciones de Wind-WAVES durante el mismo periodo de tiempo en el que se muestran los mapas J. Con una línea vertical discontinua *blanca* se identifica el tiempo de colisión que se predice con el modelo analítico por Niembro *et al.* [2015]. Tiempo que coincide con una región importante de emisión observada el 25 de Mayo del 2010 de 16:00 a 18:00 UT.

Se puede observar que en efecto, las líneas verticales *amarillas* delimitan un intervalo de tiempo donde hay varias regiones de emisión de radio esporádicas. La región más dominante coincide con el tiempo de colisión que predice el modelo analítico demostrando que son esos máximos en densidad esporádicos las posibles fuentes.

Los triángulos verdes marcan las frecuencias esperadas suponiendo la densidad del ASW marcada en asteriscos *verdes* en la Figura 5-1 antes de la primera eyección. Se nota la dependencia de la radio-frecuencia con la densidad a medida que ésta disminuye directamente proporcional a $\sim r^{-2}$. El SW empieza a emitir cerca del Sol a ~ 80 kHz y alcanza la Tierra con alrededor de ~ 20 kHz.

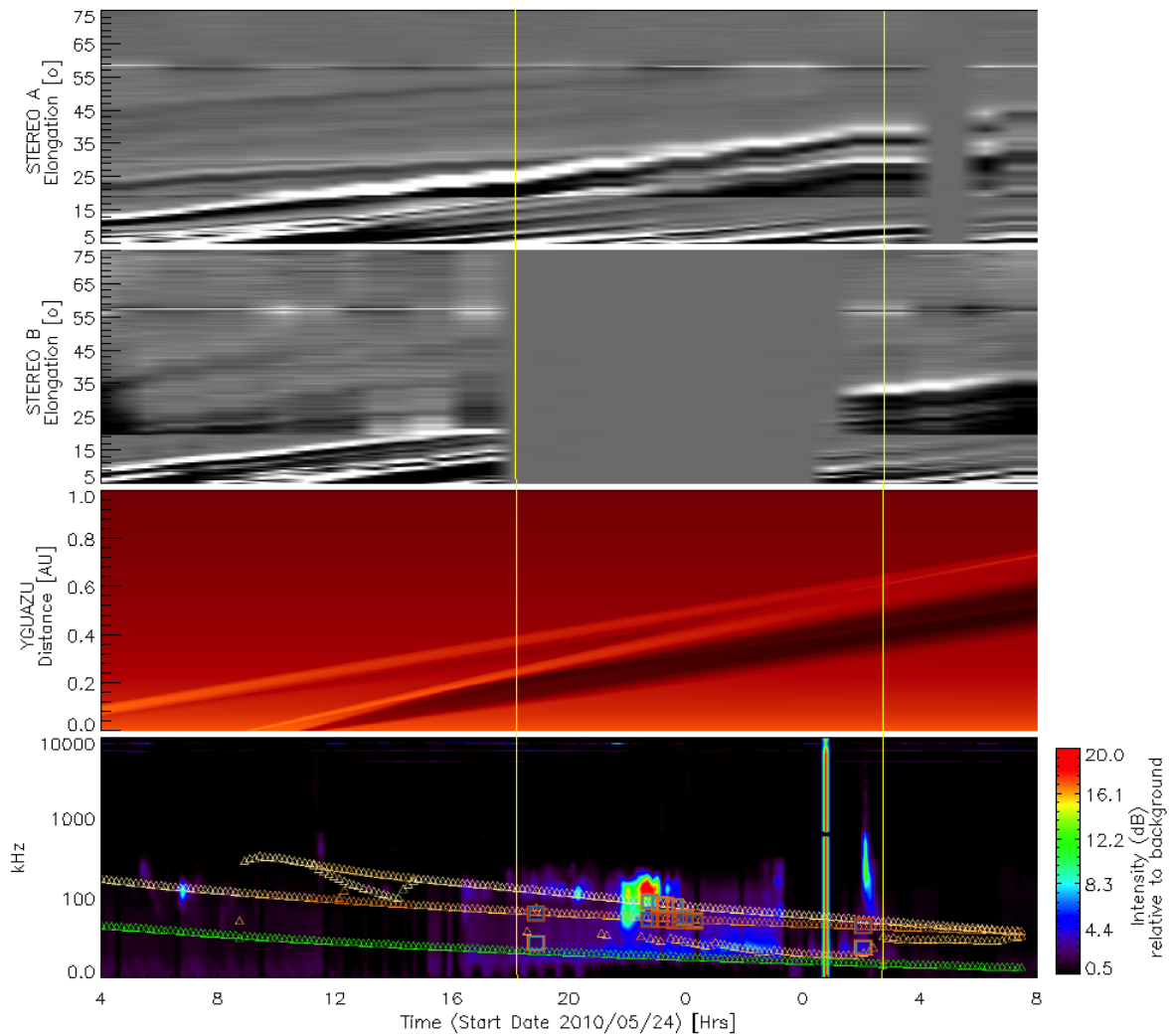


Figura 5-2: Evento de interacción del 23 de Mayo del 2010 (de *arriba* hacia *abajo*): En el primer y segundo páneles se muestran los Mapas J de elongación obtenidos de las observaciones de STEREO A y B en escalas en *gris* respectivamente. En el tercer panel, Mapa J sintético en función del tiempo y la distancia obtenido de la simulación numérica. En el cuarto panel, las observaciones de radio de Wind-WAVES. Con líneas verticales *amarillas* se marca el intervalo de tiempo en el que ocurre la interacción en base a las observaciones y reportado por [Lugaz et al. \[2012\]](#) mientras que en línea vertical discontinua *blanca* se indica el tiempo predicho con el modelo analítico de [Niembro et al. \[2015\]](#). Las líneas *amarillas* delimitan el proceso de interacción en el que aparecen emisiones esporádicas de 100 - 300 kHz predichos con la simulación y marcados en cuadros *naranjas*.

Los triángulos *cafés* y *amarillos* corresponden a la frecuencia de emisión calculada usando las densidades máximas correspondientes a cada una de las eyecciones. La primera CME comienza emitiendo con una frecuencia de ~ 300 kHz mientras que la segunda con ~ 600 kHz. La diferencia entre ellas se debe posiblemente a que el ASW frente a la segunda CME ha sido barrido por el paso de la primera CME cambiando entonces las condiciones del SW frente a la segunda.

Después de 0.7 UA, la estructura *compleja* ya se formó y se puede identificar en la Figura 5-2 el 26 de Mayo del 2010 a las 12:00 UT cuando emite como una sola estructura a ~ 80 kHz.

Durante la interacción, los saltos en velocidad relacionados a las eyecciones se aproximan lo suficiente y aceleran a los electrones que se encuentran entre ellos. Estos electrones son acelerados por interacciones onda-partícula (procesos no térmicos) los cuales aceleran a los electrones hasta alcanzar frecuencias muy cercanas a los valores de la frecuencia del plasma y su armónico. que es cuando el plasma emite ondas, tanto hacia el Sol como hacia la Tierra. Sin embargo, las ondas dirigidas hacia el Sol, se encuentran con un medio mucho más denso y la onda es inmediatamente absorbida, es decir, es un camino ópticamente grueso mientras que hacia la Tierra la densidad disminuye, siendo entonces un camino ópticamente delgado, tal que se tiene una emisión unidireccional. Estas ondas son las que son observadas por Wind-WAVES. Si estas emisiones fueran causadas por procesos térmicos, entonces los electrones serían acelerados en todas las direcciones y por tanto se tendrían que observar por Wind-WAVES y STEREO-SWAVES. Las emisiones esporádicas de 100 a 300 kHz son observadas por Wind-WAVES pero no por STEREO-SWAVES, mostrando que en efecto, son causadas por la aceleración de electrones durante la interacción.

5.3. Evento de interacción del 01 de Agosto del 2010

En este evento, tres CMEs fueron detectadas, sin embargo, esta interacción se ha estudiado tomando en cuenta las últimas dos eyecciones.

De acuerdo con Niembro et al. (2018c), para obtener el mejor ajuste a los perfiles de densidad y velocidad medidos por WIND, la primera CME fue expulsada del Sol el 01 de Agosto del 2010 a las 02:55 UT con una velocidad de 732 km s^{-1} y una masa de $8.0 \times 10^{15} \text{ g}$ durante 1.1 hrs, equivalente a una pérdida de masa de $2.74 \times 10^{-13} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ dentro del ángulo sólido

$\Omega_1/4\pi = 0.12$. La segunda CME se observó en August 01 a las 7:45 UT con una velocidad 1138 km s^{-1} y masa de 3.0×10^{16} g, material expulsado durante 1 hr, es decir, una pérdida de masa de $7.39 \times 10^{-13} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ con $\Omega_2/4\pi = 0.18$. Para el SW, se consideró una velocidad de 410 km s^{-1} y una pérdida de masa de $2.0 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

En la Figura 5-3, se muestran los perfiles de densidad (línea *negra*) y velocidad (línea *azul*) a cinco distancias heliosféricas (de *abajo* hacia *arriba*): 0.2, 0.25, 0.3, 0.7 y 1 UA. Se marcan con rombos *amarillos* los máximos en densidad debidas a la presencia de la primera CME y en *café*s los correspondientes a la segunda CME. Con asteriscos *verdes* se muestra la densidad característica del ASW. Durante la interacción, se observa que los perfiles son más estructurados y la aparición de un tercer máximo indicador de que el proceso de interacción entre las eyecciones está ocurriendo.

En la Figura 5-4 que es similar a la Figura 5-2, se delimita el intervalo de tiempo en el que ocurre el proceso de interacción con líneas verticales *amarillas*, de acuerdo a lo reportado por [Temmer et al. \[2012\]](#). Estos autores afirman que la interacción entre las eyecciones ocurrió el 01 de Agosto del 2010 de 10:00 a 16:30 UT.

Como en el evento de interacción anterior, se observan que los tiempos en los que aparecen las emisiones de radio esporádicas coinciden con los tiempos donde se encuentran los cuadros *naranjas* que coincide también con el tiempo de colisión predicho por [Niembro et al. \[2015\]](#), 13.1 hrs después de que la primera eyección fue expulsada del Sol marcada con una línea vertical discontinua *blanca*.

El SW emite cerca del Sol a ~ 200 kHz y alcanza la Tierra a menos de ~ 20 kHz. La primera CME emite en el radio de inyección a ~ 500 kHz mientras que la segunda a ~ 800 kHz.

La estructura *compleja* se forma completamente el 01 de Agosto del 2010 a las 22:00 UT, cuando emite como una sola estructura a ~ 200 kHz y alcanza 1 UA emitiendo a ~ 50 kHz.

5.4. Evento de interacción del 09 de Noviembre del 2012

La primera CME se observó el 09 de Noviembre del 2012 a las 17:39 UT, con una velocidad de 500 km s^{-1} en la que expulsó del Sol una masa de 4.66×10^{15} g durante 1.55 hrs, es decir, una pérdida de masa de $10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ dentro de un ángulo sólido $\Omega_1/4\pi = 0.14$). La segunda se

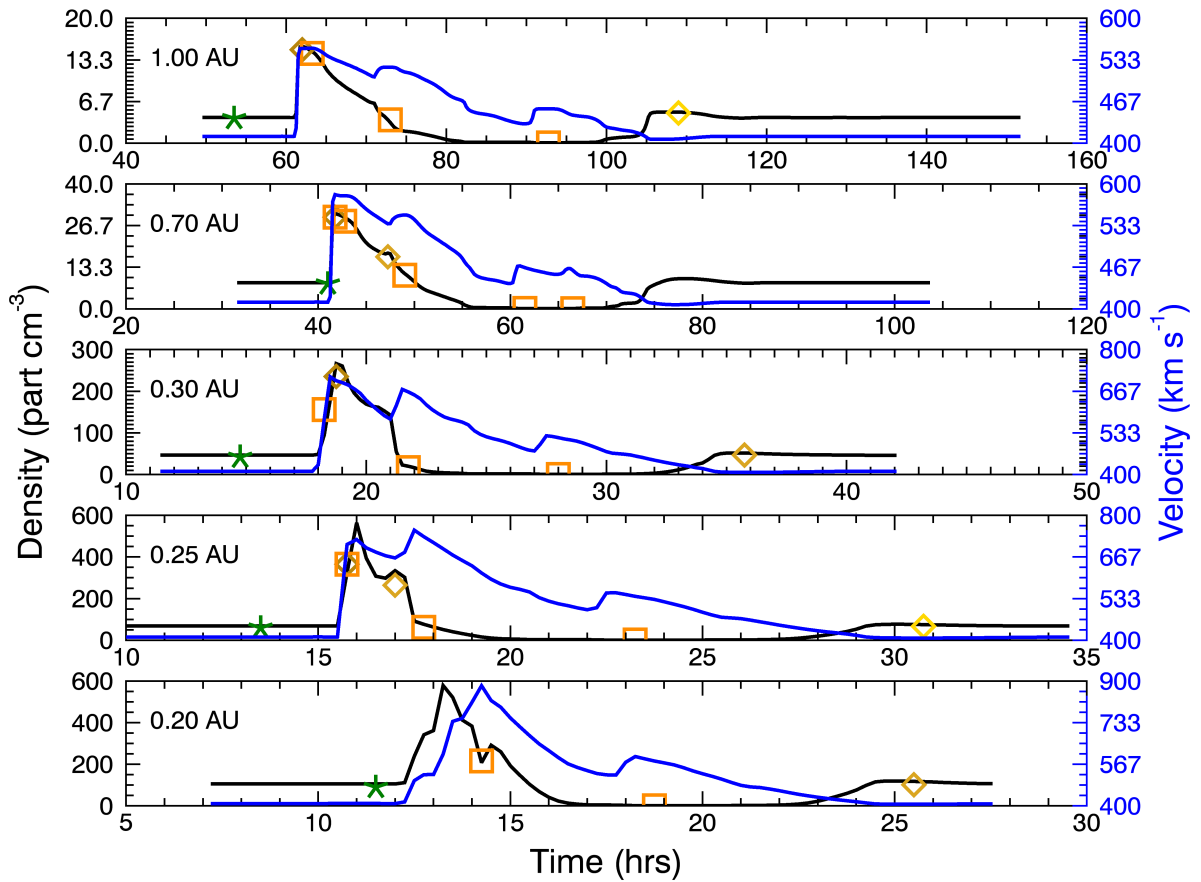


Figura 5-3: Similar que la Figura 5-1 pero para el evento del 01 de Agosto del 2010. Durante la interacción, aparecen máximos en densidad que al coincidir en el tiempo con máximos en velocidad se consideran como posibles fuentes de emisión de radio esporádicas.

observó el 10 de Noviembre del 2012 a las 06:39 UT, con una velocidad de 1100 km s^{-1} y masa de $2.27 \times 10^{15} \text{ g}$ material expulsado durante 2.5 hrs ($4.42 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ con $\Omega_2/4\pi = 0.09$). Tomando las condiciones del ASW con una velocidad de 300 km s^{-1} y una pérdida de masa de $1.5 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

En la Figura 5-5 (similar a las Figuras 5-1 and 5-3) se muestran los perfiles de densidad (línea *negra*) y velocidad (línea *azul*) en función del tiempo para diferentes distancias heliosféricas identificando con rombos *amarillos* los tiempos donde se encuentran los máximos en densidad debidos a la primera CME y con *café* los correspondientes a la segunda CME. Las posibles

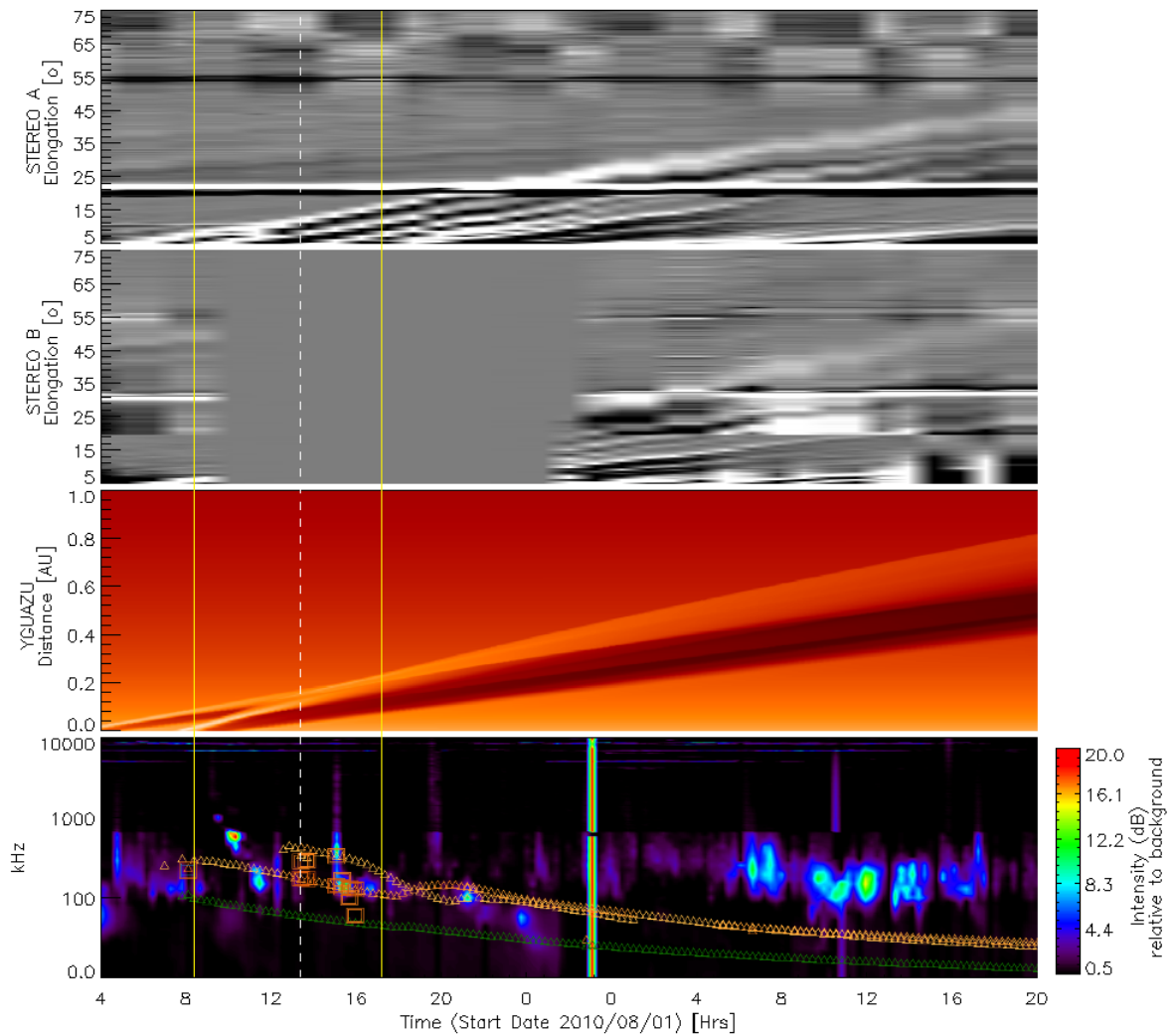


Figura 5-4: Similar que 5-2 para el evento del 01 de Agosto del 2010. Las líneas verticales *amarillas* delimitan observacionalmente el proceso de interacción de acuerdo a [Temmer *et al.* \[2012\]](#) mientras que la línea vertical discontinua *blanca* es el tiempo de colisión predicho por [Niembro *et al.* \[2015\]](#), tiempo en el que se identifica una región dominante de emisión.

fuentes de emisión de radio esporádicas se identifican con cuadros *naranjas*.

Como en los otros dos eventos de interacción, la presencia de un tercer pico en los perfiles indican que la interacción entre las eyecciones está ocurriendo.

En la Figura 5-6 (similar as Figures 5-2 y 5-4) se muestran en los primeros dos paneles los mapas J de elongación calculados desde las observaciones de STEREO. En el tercer panel, el

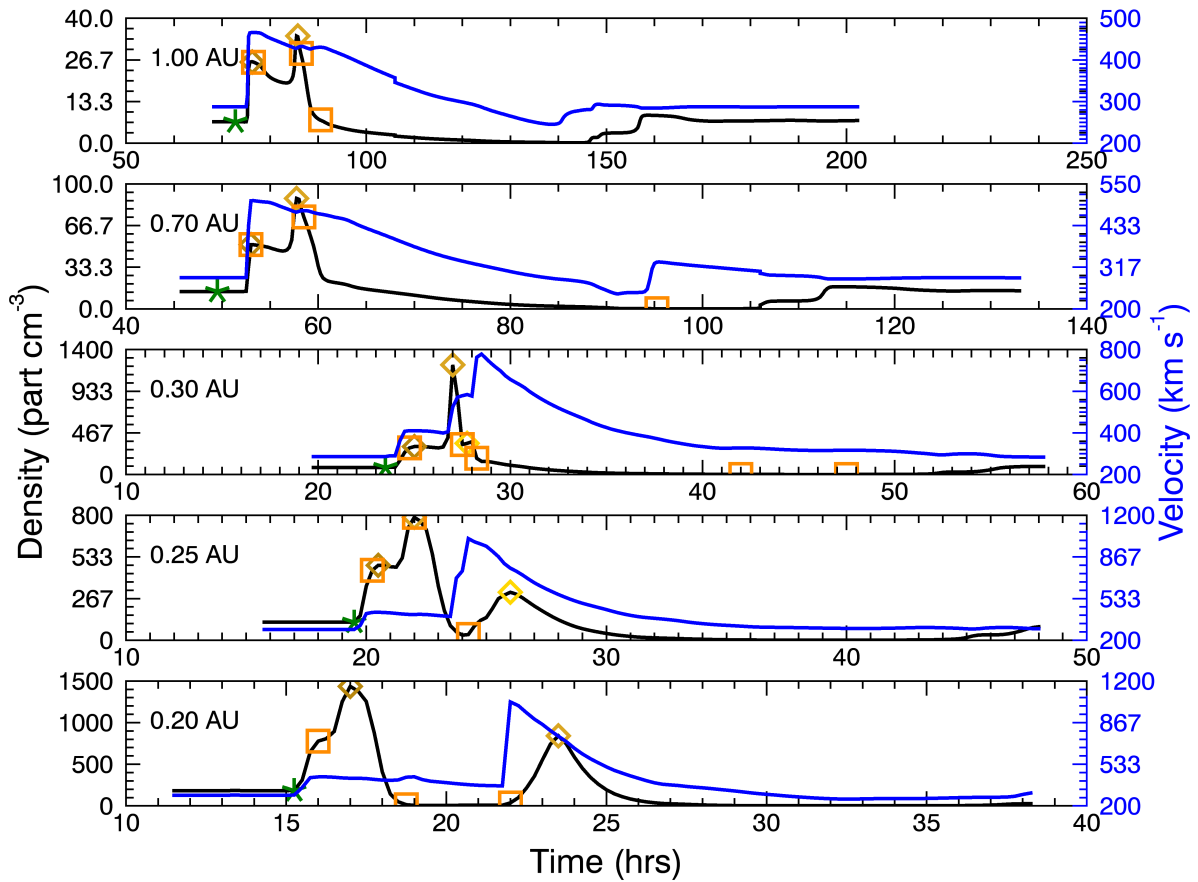


Figura 5-5: Similar que las Figuras 5-1 and 5-3 pero para el evento del 09 de Noviembre del 2012. Se identifican con rombos *amarillos* los tiempos donde se encuentran los máximos en densidad debidos a la primera CME y en *café*s los correspondientes a la segunda CME. Las posibles fuentes de emisión de radio esporádicas se indican con cuadros *naranjas* que coinciden con regiones de emisión dominantes en las observaciones.

mapa J sintético en función de la distancia y el tiempo obtenido con la simulación numérica. Observacionalmente, [Mishra et al. \[2015\]](#) delimita el proceso de interacción en November 10, 2012 de 11:30 a 17:15 UT tiempos marcados con líneas verticales *amarillas*. [Niembro et al. \[2015\]](#) predice que la interacción ocurrió 36.4 hrs después de la expulsión de la primera CME, tiempo indicado con una línea vertical discontinua *blanca*.

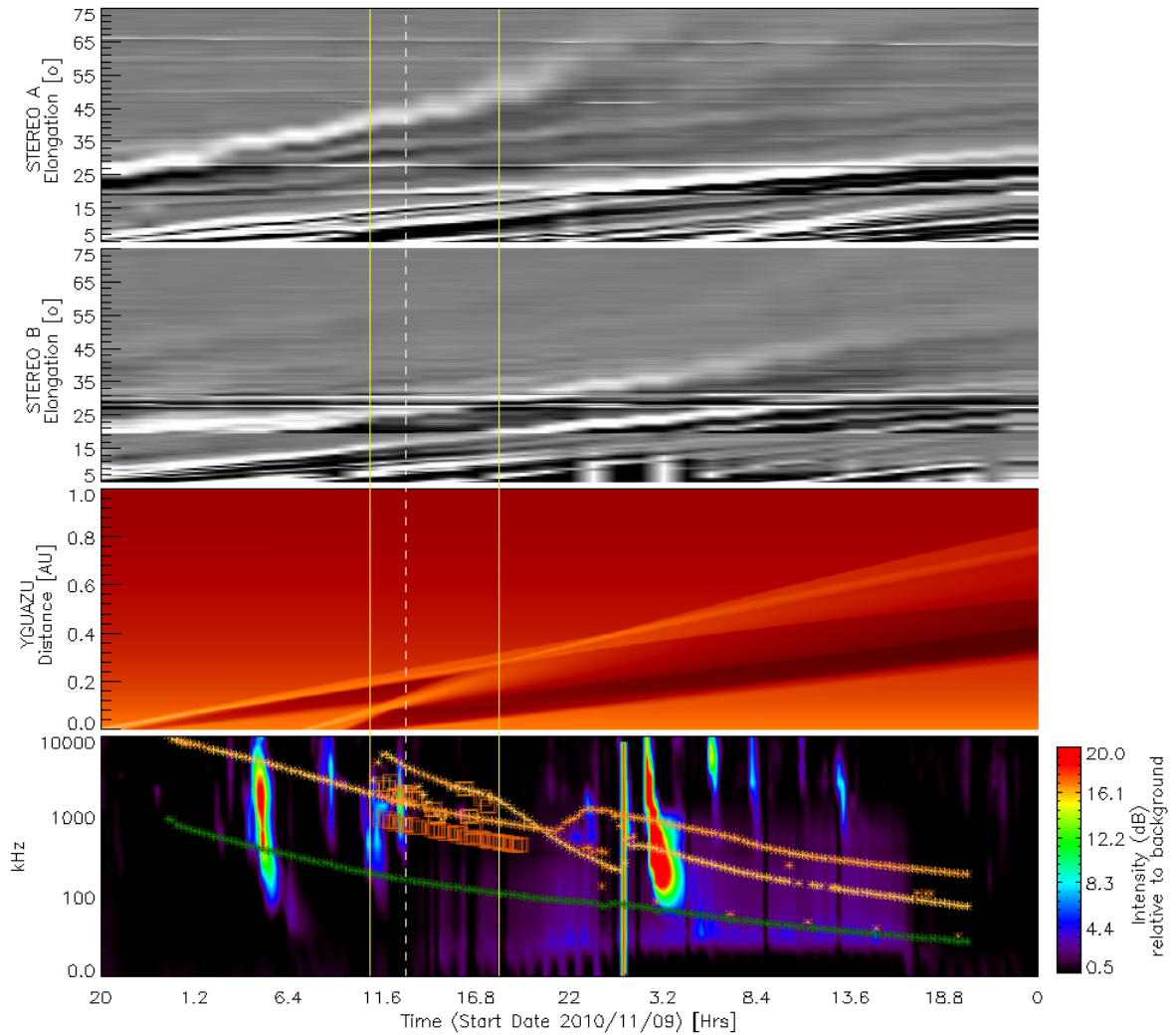


Figura 5-6: Similar que las Figuras 5-2 and 5-4 para el evento del 09 de Noviembre del 2012. Con líneas verticales *amarillas* se delimitó el tiempo reportado por [Mishra et al. \[2015\]](#) en el que el proceso de interacción ocurrió mientras que con una línea vertical discontinua *blanca*, el tiempo de colisión predicho por [Niembro et al. \[2015\]](#). Es clara la relación entre los tiempos para determinar que existen emisiones de radio esporádicas que son debidos a la interacción siendo la predominante la que coincide con los tiempos de colisión observado y predicho analíticamente.

5.5. Conclusiones parciales

En este trabajo, se identificaron emisiones de radio esporádicas entre 100 a 300 kHz asociadas a la interacción entre dos CMEs en el IPM.

Para identificar las fuentes de estas emisiones, se simularon tres eventos de interacción conocidos en la literatura: el 23 de Mayo del 2010; el 01 de Agosto del 2010 y el 09 de Noviembre del 2012. En estos eventos, la interacción ocurrió en distancias mayores a ~ 0.3 UA, siendo entonces la primera vez que se identifican observacionalmente emisiones de radio debidos a la interacción entre eyecciones en el IPM.

Con las simulaciones, se obtienen los perfiles de densidad y velocidad en función del tiempo a diferentes distancias heliosféricas, se identifican los tiempos donde ocurren máximos en densidad y velocidad en los perfiles y se asocian a las CMEs. La aparición de un tercer pico en densidad durante la evolución indica que la interacción entre las eyecciones está ocurriendo, identificando las posibles fuentes de emisión de radio esporádicas como las regiones en donde esos máximos en densidad esporádicos coinciden con máximos en velocidad. Los máximos en velocidad localizan discontinuidades en la velocidad causantes de la aceleración de electrones mientras que los máximos en densidad aseguran el número de electrones necesarios para emitir en el rango de frecuencias de 100 a 300 kHz.

En cada evento de interacción se analizaron las emisiones de radio involucradas durante la propagación de las eyecciones antes de su colisión, durante el proceso de interacción y después de la formación de la estructura *compleja* asociada.

Antes de la interacción, se identifican dos máximos en densidad resultado de la presencia de las perturbaciones asociadas a las CMEs. Durante la interacción, en el que el plasma se comprime, aparecen estructuras de densidad esporádicas que si coinciden con discontinuidades en la velocidad son consideradas como las fuentes de emisión de radio esporádicas. El proceso de interacción termina cuando estas estructuras de densidad esporádicas desaparecen y se identifica una sola estructura asociada a a estructura *compleja* que ahora emite en una sola frecuencia mientras se propaga en el IPM.

Conclusiones

Uno de los problemas más interesantes en términos del clima espacial es identificar las características de las estructuras de gran escala que podrían tener mayor repercusión en la exploración espacial o en la Tierra. En general, nos interesa conocer la respuesta de los cuerpos celestes y el medio interplanetario a las variaciones del viento estelar proveniente del Sol.

Este viento, lejos de ser homogéneo, perturba nuestro entorno. Existen naves en el espacio que constantemente monitorean el comportamiento del Sol y su resultado inmediato, en la modulación del viento solar (SW) y sus efectos en la vecindad de los cuerpos celestes, siendo el más monitoreado, el planeta Tierra. Las estructuras que más afectan las condiciones del viento solar, son las eyecciones de masa coronal (CMEs), las cuales son expulsadas esporádicamente por el Sol hacia todas las direcciones. Cuando una CME arriba a la Tierra, dependiendo de sus características puede llegar a provocar tormentas geo-magnéticas, disrupciones eléctricas e inco-municación satelital. En el espacio, pone en riesgo la vida de los astronautas y el funcionamiento de las naves.

Este trabajo responde a la necesidad de identificar en el viento estructuras de gran escala (como son las CMEs) y las características de ellas que más podrían perturbar las condiciones del SW y que resulten en afectaciones importantes en el medio interplanetario.

Para lograr la identificación, en esta tesis, proponemos un un nuevo espacio de fluctuaciones del viento solar donde dominan las perturbaciones causadas por las ICMEs, al que llamamos el *espacio del vaivén*, el cual, está formado por las fluctuaciones locales y globales de los parámetros del SW. Fluctuaciones que definimos usando las mediciones de la nave WIND a 1 UA con su resolución temporal de un minuto.

Las fluctuaciones comparan la desviación estándar del promedio móvil de los parámetros

en un intervalo de tiempo de tres horas con el promedio móvil de los parámetros en 15 días (locales) y en un año (globales). Las fluctuaciones locales son consistentes con escalas de tiempo donde los choques y discontinuidades dominan sobre la turbulencia y las globales con escalas relacionadas con las variaciones del ciclo de actividad solar.

Así se tiene, por primera vez, un espacio en el que los parámetros del SW son estudiados en función de las perturbaciones existentes debido a la presencia de estructuras de gran escala. El método es tan simple que en realidad puede ser aplicado a cualquier parámetro. De esta forma, se caracteriza al viento solar de acuerdo a los parámetros del SW que se seleccionen para la construcción del espacio.

Adicionalmente, se construyó un nuevo parámetro solar, llamado el *vaivén total* (SS), que relaciona temporalmente las normas del vaivén de la velocidad, el campo magnético, la densidad y la temperatura con el propósito de identificar regiones de compresión. Se le aplicó la transformada wavelet y se caracterizó de manera automática su duración, como el intervalo de tiempo en el que *el vaivén total* es mayor que su promedio anual móvil. El tiempo de arribo se consideró en el tiempo donde se encuentra el máximo de SS dentro de ella.

Este nuevo parámetro permite también identificar cuando la región de compresión es resultado de la propagación de una sola estructura de gran escala o bien de la interacción entre varias. Lo cual es una herramienta muy útil para caracterizar las regiones de compresión por su origen y tratar de identificar la respuesta del SW a las características específicas de estas regiones.

Se calculó la transformada del wavelet a este parámetro y se encontró que si la amplitud de la transformada en la escala de 100 minutos tiene un perfil de un sólo pico y es angosta, la estructura asociada a la región de compresión es simple. Mientras que si presenta varios picos y es ancha entonces la estructura es compleja. Se encontró una condición sobre las normas que aseguran que la estructura es debida a una ICME y no a otro tipo de estructura: 'Si $V_{SS} > 0.35$ ó $B_{SS} > 0.35$ ó $T_{SS} > 0.15$, la estructura que causa esa región de compresión es una ICME. Presentando así, la primera caracterización de las regiones.

De esta forma, con este nuevo parámetro y su transformada, se presentó un método automático de identificación y caracterización (tiempo de arribo y duración) de regiones de compresión impulsadas por estructuras de gran escala. Bajo ciertos criterios, el método es capaz de

identificar de manera autónoma si la región de compresión es impulsada por una ICME. Adicionalmente, la transformada de SS en diferentes frecuencias ayuda a identificar cuándo esta región es causada por una estructura de gran escala aislada o bien resultante de la interacción entre dos o más de ellas, aunque en este momento no de manera autónoma.

En el servidor del Radio-Observatorio Solar del Instituto de Geofísica de la UNAM (girasol.geofisica.unam.mx), se encuentra disponible una interfase gráfica que permite seleccionar un intervalo de tiempo de interés entre 1997 y 2016, para visualizar las mediciones *in situ* de la nave WIND (de V , B , N y T), las magnitudes y los ángulos de sus vaivenes, SS y su transformada en diferentes frecuencias. El método caracteriza cada una de las regiones de compresión encontradas durante ese intervalo y cuando le es posible identifica si es causada por la propagación de una ICME. Cuando el tiempo de arribo (± 8 h) de las regiones de compresión coinciden con algún evento que se encuentre en alguna lista de identificación de ICMEs, CIRs y SBs (reportadas por diferentes autores), entonces lista las fechas, el tipo de estructura y las diferencias con el tiempo de arribo caracterizado por el método.

El método es capaz de identificar regiones de compresión resultantes de la interacción entre varias estructuras. De manera estadística, con el modelo, uno puede determinar objetivamente que las estructuras sean simples o complejas. Lo cual resulta en una herramienta única para el estudio de las estructuras de gran escala. Pero ¿Cómo comprobar que en efecto las regiones de compresión que identifica el método son resultado de la interacción entre varias estructuras?

Para responder esta pregunta, en este trabajo, nos enfocamos en aquellos eventos de interacción resultantes de la interacción entre dos eyecciones de masa coronal y para mostrar que efecto ocurrió la interacción, la cual se observa a 1 UA, se desarrolló el primer modelo hidrodinámico para estudiar la evolución y dinámica de la interacción entre dos CMEs. El modelo extiende las ecuaciones descritas por [Cantó et al. \[2005\]](#) en el que se estudia la evolución de una CME como la evolución de una superficie de trabajo, que no es más que una estructura de doble choque formada por la interacción del ASW con una eyección. Estos autores describen una CME como una perturbación en la que las condiciones del viento solar cambian abruptamente en velocidad y pérdida de masa por factores que se consideran constantes. Estos cambios ocurren durante un tiempo para luego volver a las condiciones iniciales del viento solar.

La evolución de una CME entonces, se describe por dos fases, una de velocidad constante

y una de aceleración o desaceleración dependiendo de estos factores. Dicha des/aceleración continuará hasta que se alcance la velocidad del ASW. La diferencia entre las fases se debe a la transferencia de masa y momento por el ASW y la eyección a la superficie de trabajo; mientras los dos transfieran momento (incorporando masa), la superficie de trabajo se mueve con velocidad constante. Cuando se termina el material de la eyección, el viento solar será el único que transfiere momento a la superficie de trabajo provocando su des/aceleración.

En el caso del estudio de interacción entre eyecciones, son entonces dos superficies de trabajo cuya colisión ocurrirá solo hasta que todo el material que se encuentre entre las dos superficies se incorpore a ellas. No solo eso, sino que la evolución de la segunda superficie de trabajo se describe en tres fases diferentes; una de velocidad constante, una de des/aceleración y una última de velocidad constante. Que a diferencia de la primera fase de velocidad constante, esta nueva fase final se caracteriza por no tener más material incorporándose a la superficie. La interacción entre las dos CMEs solo puede ocurrir cuando la primera eyección está en su fase de desaceleración y la segunda se encuentre ya sea en fase de aceleración o en su última fase de velocidad constante, asegurando que todo el material entre ellas está incorporado ya a alguna de las dos superficies de trabajo involucradas.

Para validar nuestro modelo, se buscaron eventos de interacción previamente estudiados y reportados en la literatura, asegurando que se conozcan los parámetros iniciales necesarios y que ambas eyecciones salgan con direcciones de propagación cercanas al eje Sol-Tierra. Encontramos cuatro con los que comparamos las observaciones con las predicciones obtenidas por el modelo, encontrando que el modelo predice con diferencias en tiempo de colisión y arribo menores a 2 hrs y en velocidad menor a 50 km s^{-1} . Lo más sorprendente del modelo es que predice con precisión aún cuando no toma en cuenta los efectos magnéticos y de presión.

Además se cuenta con una interfase gráfica que permite predecir el tiempo y la distancia en la que ocurre la colisión y el tiempo y la velocidad de arribo a una determinada distancia heliosférica. Esta interfase incluye los modelos hidrodinámicos descritos por [Cantó *et al.* \[2005\]](#); [Borgazzi *et al.* \[2009\]](#); [Vršnak *et al.* \[2013\]](#) para la evolución de una sola eyección. Dicha interfase también se encuentra disponible en el servidor del Radio-Observatorio Solar del Instituto de Geofísica de la UNAM (girasol.geofisica.unam.mx).

Así, se cuenta ya con un modelo que predice el arribo de estructuras a 1 AU (cualquier

distancia heliosférica), tal que podemos tomar la lista de eyecciones observadas cerca del Sol y predecir su arribo a la Tierra y si la interacción ocurrió en su camino. Aunque todavía entre las limitaciones del modelo está que solo se consideran los casos de interacción en los que las direcciones de propagación de las eyecciones son muy cercanas al eje Sol-Tierra. Por lo que aún falta, modificar el modelo para considerar diferentes direcciones de propagación. Además de corroborar que el modelo es válido, se desarrollaron simulaciones numéricas de la propagación de una eyección de masa coronal y de tres eventos de interacción entre ICMEs. Del primer evento, que es la propagación de una eyección, se realizó un estudio paramétrico que permitió determinar las cantidades físicas más relevantes en la dinámica de la ICME y analizar su influencia y cómo es que sus variaciones modifican la morfología de los perfiles temporales de la densidad y velocidad a 1 UA. Al ser un modelo hidrodinámico se tomaron en cuenta las siguientes cantidades físicas que caracterizan a los flujos involucrados durante la propagación: la velocidad y pérdida de masa del viento solar ambiente y la velocidad, duración y pérdida de masa durante la eyección (a una distancia llamada de inyección de alrededor de $10 R_{\odot}$). A partir de los perfiles temporales de densidad y velocidad obtenidos a 1 UA se caracterizaron: el tiempo, densidad y velocidad de arribo; las duraciones de la región de compresión y de la zona de rarefacción, y la densidad más baja dentro de esta zona. Se obtuvo que la duración de la eyección no tiene influencia importante en ninguno de los seis aspectos considerados de los perfiles. En términos de la velocidad de arribo, el parámetro más influyente es la velocidad de la eyección. Para el tiempo de tránsito, la velocidad del ASW seguido por la velocidad de la eyección son los más importantes. Las extensiones total y de la región de compresión están dominadas por las velocidades de los flujos, sobre todo de la eyección. El brinco en densidad depende más de la pérdida de masa del ASW. La densidad dentro de la cavidad de la zona de rarefacción se ve más afectada por las condiciones del ASW: velocidad y pérdida de masa.

Se concluyó que aunque la velocidad de los flujos es el parámetro con mayor influencia en los perfiles, no es el parámetro que tiene mayor incertidumbre en las mediciones remotas (no excede más de 20 km s^{-1}), sino que es la masa de la CME el parámetro que más podríamos modificar para ajustar los perfiles a las observaciones ya que su incertidumbre puede ser de hasta dos órdenes de magnitud, dependiendo del método de obtención del parámetro.

En base a este estudio se eligieron las condiciones iniciales de las eyecciones y el ASW de

eventos de interacción para obtener los mejores ajustes con los perfiles de densidad y velocidad observados. Los resultados no muestran diferencia en el tiempo de arribo con las observaciones y las discrepancias en la velocidad son menores que 20 km s^{-1} y en densidad menores a 10 part cm^{-3} . Se estimaron la distancia y tiempo de colisión y se compararon los resultados con los obtenidos en el capítulo anterior (publicados en [Niembro *et al.* \[2015\]](#)). Los resultados entre el modelo numérico y el analítico son consistentes.

El estudio paramétrico permitió identificar que las condiciones de arribo de la región de compresión dependen solamente de la interacción de la eyección y el viento solar pre-erupción mientras que cambiando la velocidad del viento solar post-erupción se logra delimitar la extensión de la estructura. Es importante considerar este último aspecto en la interpretación de los perfiles observados al identificar la duración de las ICMEs. Así como también la importancia que tienen las observaciones remotas para obtener las cantidades físicas necesarias para modelar los eventos. Pequeñas variaciones en los parámetros de entrada resultan en variaciones importantes en los perfiles de llegada, lo cual también es fundamental tener en consideración al analizar los perfiles y su relación con las ICMEs a 1 UA.

Y observacionalmente se corroboraron los resultados del modelo analítico y de las simulaciones, identificando emisiones de radio esporádicas entre 100 a 300 kHz asociadas a la interacción entre dos CMEs en el IPM.

Para identificar las fuentes de estas emisiones, se simularon tres eventos de interacción conocidos en la literatura: el 23 de Mayo del 2010; el 01 de Agosto del 2010 y el 09 de Noviembre del 2012. En estos eventos, la interacción ocurrió en distancias mayores a $\sim 0.3 \text{ UA}$, siendo entonces la primera vez que se identifican observacionalmente emisiones de radio debidos a la interacción entre eyecciones en el IPM.

Con las simulaciones, se obtienen los perfiles de densidad y velocidad en función del tiempo a diferentes distancias heliosféricas, se identifican los tiempos donde ocurren máximos en densidad y velocidad en los perfiles y se asocian a las CMEs. La aparición de un tercer pico en densidad durante la evolución indica que la interacción entre las eyecciones está ocurriendo, identificando las posibles fuentes de emisión de radio esporádicas como las regiones en donde esos máximos en densidad esporádicos coinciden con máximos en velocidad. Los máximos en velocidad localizan discontinuidades en la velocidad causantes de la aceleración de electrones mientras que los

máximos en densidad aseguran el número de electrones necesarios para emitir en el rango de frecuencias de 100 a 300 kHz.

En cada evento de interacción se analizaron las emisiones de radio involucradas durante la propagación de las eyecciones antes de su colisión, durante el proceso de interacción y después de la formación de la estructura *compleja* asociada.

Antes de la interacción, se identifican dos máximos en densidad resultado de la presencia de las perturbaciones asociadas a las CMEs. Durante la interacción, en el que el plasma se comprime, aparecen estructuras de densidad esporádicas que si coinciden con discontinuidades en la velocidad son consideradas como las fuentes de emisión de radio esporádicas. El proceso de interacción termina cuando estas estructuras de densidad esporádicas desaparecen y se identifica una sola estructura asociada a a estructura *compleja* que ahora emite en una sola frecuencia mientras se propaga en el IPM.

En resumen, con el método automático, podemos identificar regiones de compresión causadas por la propagación de estructuras de gran escala, determinar si la region es causada por una estructura simple o bien una compleja resultante de la interacción. A su vez, desarrollamos un modelo analítico (el primero) para predecir el tiempo y distancia de colisión como también el tiempo, magnitud de velocidad y densidad de arribo a 1 UA. Lo cual se corroboró numéricamente al comparar los perfiles de densidad y velocidad predichos por el modelo con las observaciones *in situ* de WIND y también con las emisiones esporádicas en radio por WIND-WAVES.

En el futuro, se mejorará los modelos para incluir las direcciones de propagación de cualquier eyección y así aproximarnos más a la identificación y caracterización de todos los eventos observados por WIND y demostrar que en efecto, el *vaivén total* es una propuesta importante para la comunidad para la caracterización de las regiones de compresión en el viento solar y después estudiar sus repercusiones en el espacio.

Apéndice

Un problema general en cualquier estudio para entender la dinámica y evolución de las CMEs, tanto numérico como analítico, es la evaluación de las condiciones iniciales, es decir, las características físicas del plasma tanto del viento solar como de las CMEs en el punto de inyección. Los parámetros necesarios se infieren de las imágenes obtenidas por los coronógrafos.

En la primera sección de este apéndice, se describen las ecuaciones y métodos que se usaron para la obtención del factor de abundancia, el peso molecular, la velocidad y la pérdida de masa del viento solar, así como la pérdida de masa, la duración y el volumen de una CME.

Adicionalmente, en la segunda sección, se incluyen los artículos publicados durante el desarrollo de este trabajo.

7.1. Ecuaciones y métodos

7.1.1. Peso molecular del viento solar

Supongamos un gas que consiste de n partículas por unidad de volumen y que cada una tiene un peso molecular μ , de tal forma que, se puede escribir la ecuación de estado como:

$$P = n k T = \frac{R}{\mu} \rho T, \quad (7-1)$$

donde $\rho = n\mu m_p$, k es la constante de Boltzmann y se define a la constante universal de los gases como $R = k/m_p$. Esta definición de R conlleva a que μ sea un parámetro adimensional.

El peso molecular de un gas se define como $\mu = \frac{\rho}{n m_p}$. Donde ρ corresponde a la densidad de masa del gas, n es la densidad numérica y $m_p = 1.67 \times 10^{-27}$ kg es la masa del protón

(Kippenhahn et al., 1990).

En general, el peso molecular del gas se puede escribir en función del peso molecular debida a los iones ($\mu_i = \frac{\rho}{n_i m_p}$) y el peso molecular de los electrones ($\mu_e = \frac{\rho}{n_e m_p}$), tal que, el peso molecular del gas está dado por la relación $\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_e}$.

Tomando en cuenta que en este trabajo se considera que el gas está compuesto 90 % de Hidrógeno (es decir, una fracción de la masa total de 0.7) y 10 % de Helio (una fracción de 0.3), obtenemos que $\mu_i = 1.3$ y $\mu_e = 1.18$ tal que $\mu \sim 0.62$. Suponiendo que ambos elementos están totalmente ionizados.

7.1.2. Factor de abundancia del viento solar

El código numérico que usamos en este trabajo (YGUAZÚ-A) requiere conocer las abundancias de los elementos químicos que componen el plasma a simular.

Para poder comparar nuestros resultados con las observaciones, tenemos que tomar en cuenta que la nave mide sólo la densidad de masa del viento solar en función del Hidrógeno. De la densidad total que obtenemos de la simulación tenemos que recuperar solo la densidad del Hidrógeno. Para hacerlo tenemos que calcular el factor de abundancia.

En este trabajo, se supone que el viento solar está compuesto 90 % de Hidrógeno y 10 % de Helio. Es decir, que las densidades numéricas de los elementos químicos están relacionados como $n(\text{He}) = 0.1 n(\text{H})$, que en términos de masa del gas significa que $M(\text{He}) = 0.4 M(\text{H})$. La masa total del gas $M(\text{He} + \text{H})$ la podemos escribir en función de la $M(\text{H})$ tal que, $M(\text{He} + \text{H})/M(\text{H}) = 1.4$.

En realidad, se conoce la masa de las moléculas más que la cantidad de masa del gas, por lo que hay que escribir la masa total del gas en función de la masa del hidrógeno, obteniendo que:

$$m_{gas} = \frac{M(\text{He} + \text{H})}{n(\text{H}) + n(\text{He})} = \frac{1.4 M(\text{H})}{1.1 n(\text{H})} = \frac{1.4}{1.1} m_H = 1.27 m_H. \quad (7-2)$$

Obtenemos la densidad de masa, sustituyendo $m = \rho/V$, tal que $\rho_{gas} = 1.27 \rho_H$. Por lo tanto, el factor de abundancia es $C = 1.27$.

7.1.3. Velocidad del viento solar ambiente

De las mediciones *in situ* tomamos la velocidad del viento solar v_0 y calculamos la velocidad que tendría el viento solar en el punto de inyección suponiendo que el viento solar se expande adiabáticamente.

7.1.4. Pérdida de masa del viento solar ambiente

La pérdida de masa del viento solar se obtiene como:

$$\dot{m}_0 = 4C\pi R_0^2 v_0, \quad (7-3)$$

donde $C = 1.27$ es el factor de abundancia suponiendo que el gas está compuesto 90% de Hidrógeno y 10% de Helio y que la densidad del viento solar en el radio de inyección está dada por:

$$n_0 = n_1 \left(\frac{R_{1UA}}{R_0} \right)^2, \quad (7-4)$$

donde n_1 es la densidad del viento solar medida *in situ*, $R_{1UA} = 1.5 \times 10^8$ km, la distancia del Sol a la Tierra, R_0 es la distancia al Sol que se toma como el radio de inyección.

Por ejemplo, para el evento de Vršnak et al. (2010), tomando que $n_1 = 1.5$ part cm^{-3} , $v_0 = 650$ km s^{-1} y $R_0 = 20 R_\odot$. Se estima que $n_0 = 172.19$ part cm^{-3} correspondiente a una pérdida de masa de $\dot{m}_0 = 9.27 \times 10^{-15} M_\odot \text{ y}^{-1}$, donde $M_\odot = 1.9891 \times 10^{30}$ kg, la masa del Sol.

7.1.5. Velocidad y duración de las CMEs

Lara et al. (2004) desarrollaron un método para obtener la duración y velocidad de las CMEs usando las imágenes de coronógrafo obtenidas por LASCO instrumento que está a bordo de SoHO. LASCO obtiene las imágenes entre 6 a $10 R_\odot$ del Sol, por lo que esta distancia se toma como el radio de inyección en nuestros modelos.

El método se puede resumir en los siguientes puntos:

1. Se obtienen las imágenes de LASCO C3 alrededor del tiempo de inicio de las CMEs. Al menos un intervalo de 8 horas para cubrir el evento desde que entra al campo de visión de la nave hasta que sale de ella.

En la Figura 7-1 se muestra un ejemplo de imagen tomada con LASCO C3 y procesada para la obtención de la velocidad y la duración de la CME. Una vez que se obtiene una imagen, el procedimiento es el que sigue:

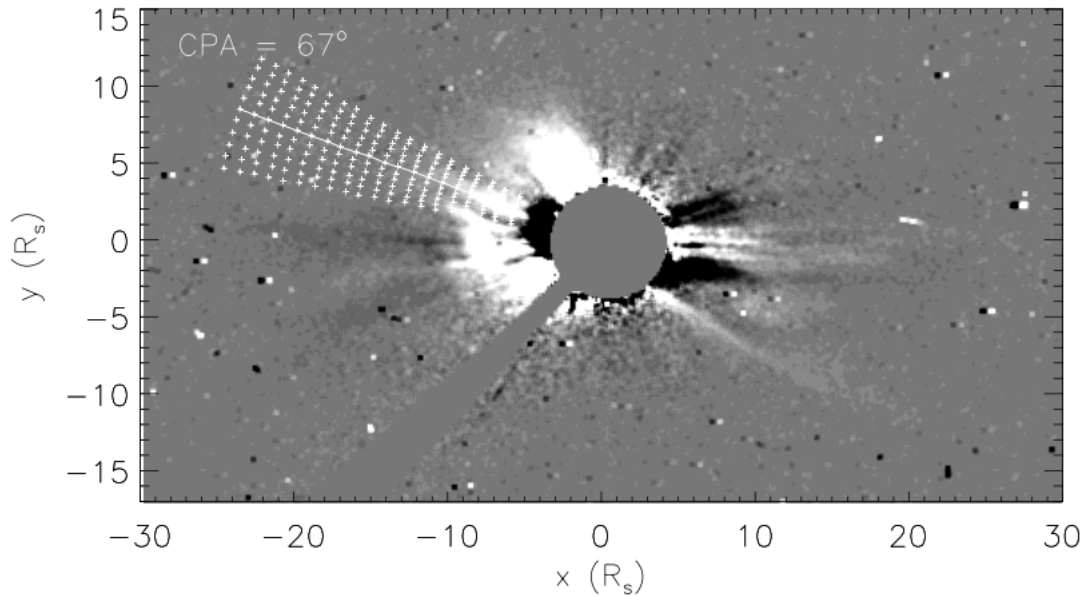


Figura 7-1: Imagen obtenida de la resta de dos imágenes consecutivas de LASCO C3, para el evento del 30 de agosto de 1997. La línea blanca marca el ángulo de posición de la CME mientras que las cruces diferentes PA y posiciones heliosféricas en las que se calcula el brillo en función de la distancia y el tiempo. Parámetro que se requiere para calcular la velocidad y duración de CMEs (figura tomada de [Lara et al. \[2004\]](#)).

2. Acorde al catálogo de CMEs de LASCO se identifica el ángulo de posición (por sus siglas en inglés PA) de la CME. PA marcado como una línea blanca en la Figura 7-1.
3. Se calcula el brillo de la corona en diferentes posiciones heliosféricas y en once diferentes direcciones centrando el PA determinado del paso anterior. Posiciones marcadas en la Figura 7-1 como cruces blancas.
4. Se repite el paso anterior para todas las imágenes obtenidas. Se obtiene el brillo en función del tiempo y distancia.
5. Se grafica el brillo en función del tiempo, y se ajusta una distribución gaussiana.

El ancho a potencia media de la distribución gaussiana que se ajustó a la función de brillo, determina la duración de la eyección.

Mientras que la velocidad, se calcula obteniendo la posición y tiempo del máximo de la distribución gaussiana.

7.1.6. Volumen de las CMEs

Se calculan los volúmenes de CMEs a $10 R_{\odot}$ usando las ecuaciones descritas en [Thernisien \[2011\]](#). En este modelo, se ajusta una forma geométrica en tres dimensiones, conocida como superficie cilíndrica graduada [por sus siglas en inglés GCS [Thernisien et al., 2006](#)]. Se representa como un cilindro cuyo radio cambia en función de la altura y está anclado al Sol. Esta forma se ajusta a las observaciones en luz visible de COR 2 en STEREO A, STEREO B y LASCO.

Existe una rutina en IDL que permite ajustar la posición de los extremos sobre el Sol (latitud y longitud y ángulo de rotación), así como su altura (h_f), el factor de escala κ y el ángulo α , que corresponde a aquel al que se encuentra el eje principal de uno de los extremos del eje vertical del GCS (ver Figura 7-2).

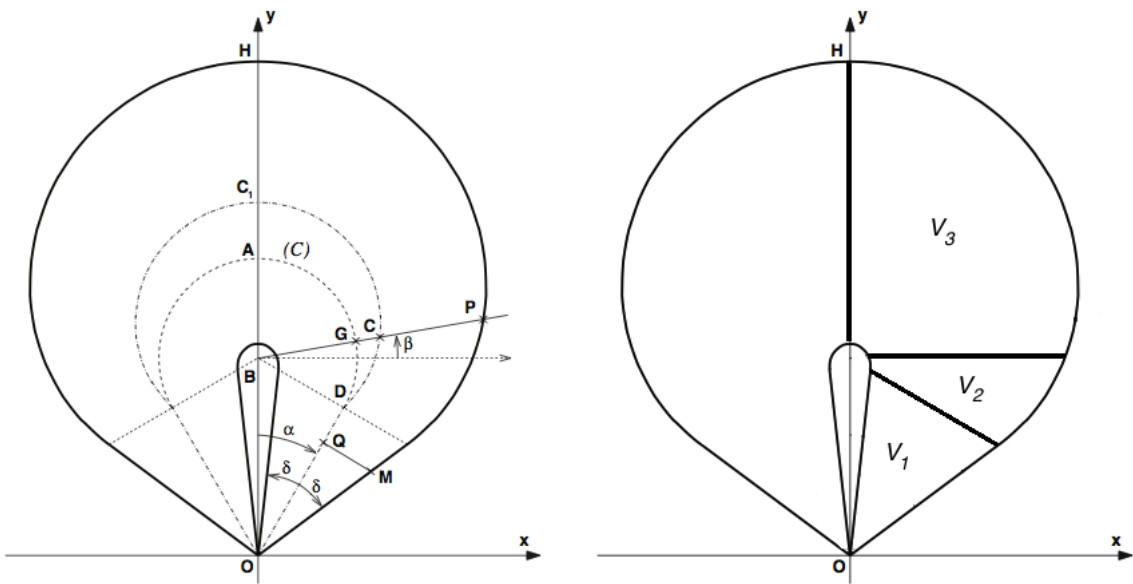


Figura 7-2: Representación esquemática del GCS tomada de [Thernisien \[2011\]](#). En la figura derecha se muestra la separación de la mitad del GCS en tres secciones: un cono y dos toros de revolución.

El volumen de la mitad del GCS se divide en tres secciones: un cono (V_1) y dos toros de revolución (V_2 y V_3). De esta forma, el volumen total es $V_T = 2(V_1 + V_2 + V_3)$ tal y como se presenta en la Figura 7-2.

En [Thernisien \[2011\]](#) se encuentran las siguientes ecuaciones:

$$\kappa = \text{sen } \delta, \quad (7-5)$$

$$b + \rho = h_f(1 - \kappa), \quad (7-6)$$

$$b = \frac{h}{\cos \alpha} = \overline{OB}, \quad (7-7)$$

y

$$\rho = h \text{ tg } \alpha = \overline{BD}. \quad (7-8)$$

De estas ecuaciones obtenemos que:

$$h = \frac{h_f(1 - \kappa)}{\left(\frac{1}{\cos \alpha} + \text{tg } \alpha\right)}. \quad (7-9)$$

De esta forma:

$$V_1 = \frac{\pi h^3 \text{ tg}^2 \delta}{3}. \quad (7-10)$$

Mientras que tomando las ecuaciones:

$$R^2 = X_0^2 + \frac{b^2 \kappa^2 - \rho^2}{1 - \kappa^2}, \quad (7-11)$$

donde

$$X_0 = \frac{\rho + b \kappa^2 \text{ sen } \phi}{1 - \kappa^2}. \quad (7-12)$$

Para encontrar el volumen de los toros de revolución se sigue:

$$V_i = \pi \int_{\phi_1}^{\phi_2} R^2 d\phi. \quad (7-13)$$

Resolviendo la integral:

$$V_i = \frac{\pi}{1-\kappa^2} \left[\frac{1}{1-\kappa^2} \left(\rho^2 \phi - 2 \rho b \kappa^2 \cos \phi + \frac{b^2 \kappa^4}{2} (\phi - \operatorname{sen} \phi \cos \phi) \right) + b^2 \kappa^2 \phi - \rho^2 \phi \right] \Big|_{\phi_1}^{\phi_2}, \quad (7-14)$$

donde $i = 2, 3$ y $\phi = \alpha, \beta$.

Encontrando entonces que:

$$\begin{aligned} V_2 &= \pi \int_{-\alpha}^0 R^2 d\alpha \\ &= \frac{\pi}{1-\kappa^2} \left[\frac{1}{1-\kappa^2} \left(\rho^2 \alpha - 2 \rho b \kappa^2 (1 + \cos \alpha) + \frac{b^2 \kappa^4}{2} (\alpha + \operatorname{sen} \alpha \cos \alpha) \right) + b^2 \kappa^2 \alpha - \rho^2 \alpha \right], \end{aligned} \quad (7-15)$$

y

$$\begin{aligned} V_3 &= \pi \int_0^{\pi/2} R^2 d\beta \\ &= \frac{\pi}{1-\kappa^2} \left[\frac{1}{1-\kappa^2} \left(\frac{\pi \rho^2}{2} + \frac{b^2 \kappa^4 \pi}{4} + 2 \rho b \kappa^2 \right) + \frac{b^2 \kappa^2 \pi}{2} - \frac{\rho^2 \pi}{2} \right]. \end{aligned} \quad (7-16)$$

7.2. Artículos publicados

1 **I. Using the *seesaw* space to characterize the solar wind at 1 AU**
2 **in scales dominated by large-scale disturbances**

3 **T. Niembro^{1,2}, and A. Lara²**

4 ¹Posgrado en Ciencias de la Tierra, Universidad Nacional Autónoma de México, D. F., 04510, México.

5 ²Instituto de Geofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, D. F., 04510, México.

6 **Key Points:**

- 7 • Solar wind
8 • Characterization of the solar wind due to transient events
9 • Trubulence
10 • ICMEs
11 • Space Weather

Corresponding author: T. Niembro, tatiana@igeofisica.unam.mx

Abstract

We introduce the *seesaw* space, an orthonormal space formed by the *local* and the *global* seesaws of any solar wind parameter observed at any heliospheric distance. In this work, we compute the *seesaw* space of the four basic solar parameters: velocity, density, magnetic field and temperature measured by WIND spacecraft at 1 AU. The *local (global) seesaws* compare the standard deviation of a moving average of three hours against the running average of the parameter in a month (a year). With this new vectorial spaces we are able to identify the arrival of transient solar wind structures to any spacecraft without the need of an observer. To study the behavior of the *seesaw* norms in terms of the solar cycle, we applied our method to the one-minute resolution data of WIND spacecraft from 1996 to 2016. We computed annual distributions and fitted piecewise functions formed by two log-normal distributions and found that one of the distributions is due to large-scale structures while the other to the ambient solar wind. We identified that the highest *seesaw* norms are related to large-scale structures such as coronal mass ejections, co-rotating interaction regions and sector boundaries. In particular, we found three critical values of the norms that can be used to determine the arrival of coronal mass ejections. We present as well, general comparisons of the norms during the two maxima and the minimum solar cycle phases and the differences of the norms due to large-scale structures depending on each phase.

1 Introduction

The solar wind (SW) is characterized by its wide-range variability, that goes from large-scale corresponding to the solar cycle time-scales down to small-scale variations due to the turbulence at plasma kinetic scales (Burlaga et al., 1989; 1993; Chapman et al., 2008; Borovsky, J. E., 2012; Chen et al., 2013). In general, this variability has been studied by analyzing the fluctuations of the flow key parameters. Fluctuations that has been defined according to the scale of interest.

In this work, we focus in the study of the SW fluctuations due to the presence of large-scale disturbances, in particular, those disturbances which were formed by the interaction of the SW with Coronal Mass Ejections (CMEs) which are structures originated and triggered by abrupt changes in the magnetic field of the Sun causing the sporadic mass expulsion into the interplanetary medium (Wang and Sheeley, 1994; Webb and Howard, 1994; Klein and Burlaga, 1982; Gosling et al., 1991; Cane et al., 2003; Zurbuchen et al., 2006; Richardson et al., 2011). The CMEs are the most energetic transient events that can affect the Earth and the

44 SW through all the heliosphere (Howard et al., 2010) injecting significant amounts of mass
45 and energy in the interplanetary space which vary in phase with the solar cycle (Lamy et al.,
46 2017) and also provide dramatic changes of energy input to the Earth's magnetosphere that
47 can cause geomagnetic storms, satellite incommunications and electrical disruptions (Zhang
48 et al., 1988; Schwenn, R., 2006; Richardson et al., 2011).

49 Any disturbance driven by CMEs is detected by spacecrafts (at any heliospheric dis-
50 tance) as sudden changes in the key flow parameters, such as, the speed, magnetic field, den-
51 sity and temperature. Their arrival is characterized by enhancements of the magnitudes of
52 these parameters in less than 128 seconds (Borovsky, J. E., 2010) and a region characterized
53 by the turbulent state of these parameters depending on the relative conditions between the
54 two interacting plasmas (Tappin et al., 2004). Features that are of great importance in this
55 work to use as indicators of their presence.

56 Although we are interested on the identification of those disturbances driven by CMEs,
57 there are other structures that can formed disturbances which are comparable, such as: Co-
58 rotating Interaction Regions (CIRs); sector boundaries (SBs); and other kind of structures
59 which are not defined or still unknown. CIRs and SBs are defined in regions in which there
60 is a sudden change in the conditions of the SW flow. When the ambient slow flow is reached
61 by a fast flow from a coronal hole, the interaction between these flows forms a CIR which is
62 related to the rotation of our star (Belcher et al., 1971; Jian et al., 2006). SBs are defined in
63 regions in which the polarity of the SW magnetic field reverses as it expands into the IPM
64 (Wilcox et al., 1967; Klein et al., 1980). In both cases, if those regions while propagating
65 compress the plasma, then a compression region can be formed and can cause the enhance-
66 ment of the key parameters, such as in case of CMEs.

67 Up to now, the identification of the disturbances driver has been a difficult task, due to
68 the fact that the key parameters change in a large range of values and profiles that depends
69 on the variability of the different driving structures (Burlaga, et al., 2000; Borovsky, J. E.,
70 2012). In addition, most of the lists in which these three different large-scale structures have
71 been identified and reported, depend on the particular observer, which may bias the signa-
72 tures chosen to characterize the drivers. Even more, the confusion may be extreme when the
73 observer does not notice the differences between isolated and complex structures (formed
74 after interaction and merging processes). Differences which are relevant when studying the
75 characteristics of each interacting structure and in terms of space weather, as it is that their

76 geo-effectiveness depends on the turbulent structure of their compression regions (Borovsky
77 et al., 2003; Kim et al., 2008; Kilpua et al., 2013).

78 In order to solve the identification problem, we construct and introduce new fluctuation
79 spaces, that we named as the *seesaw* space in which the variabilities due to CMEs dominate
80 over others. The *seesaw* space is an orthonormal base formed by the *local* and *global seesaws*
81 of the most relevant and universal parameters measured by any spacecraft, in our partic-
82 ular case: V , B , N , and T from WIND spacecraft at 1 AU. The *seesaws* compare the standard
83 deviation of a running average of three hours against the running average of the parameter
84 in 15 days (consider as the *local seesaws*) and in a year (as the *global seesaws*). The *local*
85 *seesaws* are consistent with time-scales where shocks and discontinuities dominates over tur-
86 bulence (Burlaga et al., 2002) and the *global* with time-scales related to solar cycle variation
87 (Burlaga et al., 1989). Both time-scales are dominated by the transient events of our interest.

88 The method is relatively simply that can be used not only for the basic flow parameters
89 but for any parameter in which disturbances can be found. To show its generality, we ap-
90 ply the method to $V \times B$ the convective electric vector and the DST index both related to the
91 space weather. In this case, the *local* and *global seesaws* are defined in the same time-scales
92 as the SW parameters with the difference that the DST index resolution is one hour.

93 This work is developed as follows: in §2, we define our new fluctuation spaces that de-
94 fined the *seesaw* space. In §3, we list the different sources of data used. In §4 we computed
95 and discussed the *seesaw* space using different solar wind parameters in terms of time and
96 during different intervals of time with emphasis in the maxima and minimum phases of the
97 solar activity. In §5, we show the *seesaw* space annual distributions while in §6 the piece-
98 wise functions fitted and used to characterize the ambient solar wind and the disturbed solar
99 wind due to the presence of large-scale structures. In §7 we present our conclusions.

100 **2 Defining the *seesaw* space**

101 The main purpose of this work is to introduce the *seesaw* space (SS), a vectorial space
102 constructed to analyze a flux in terms of large-scale structures (intruders to the flow) em-
103 bedded in the flux. The structures represent obstacles that changes the way the flux moves
104 outwards from its source. Without any structure, the flux is expected to be homogeneous but
105 with one, we can notice its presence due to changes in the parameters that characterize the
106 flux. The flux changes its behavior around the obstacle depending on the characteristics of

107 the flux and the obstacle itself. In particular, we are interested on studying the flux changes
 108 due to large-scale structures (obstacles) which presence prevails even in the long-term time
 109 evolution of the flux. With the SS, we can analyze a flux in terms of the largest obstacles em-
 110 bedded in the flux and how they influence its temporal behavior.

111 The elements of the *seesaw* space are formed as $\mathbf{A}_{SS} = (A_{SS}^L, A_{SS}^G)$, that is to say, they
 112 are formed by two different components: the *local seesaw* (A_{SS}^L) defined in a time scale in
 113 which we can identified changes of the flux due to the presence of an obstacle and the *global*
 114 *seesaw* (A_{SS}^G) in a time scale that ensures that it is one of the largest structures embedded in
 115 the flux. A represents any parameter that characterizes the flux.

116 The *local* and the *global seesaws* are defined as,

$$A_{SS}^{L,G} = \frac{\delta_{L,G}}{\max(\delta_{L,G})}. \quad (1)$$

117 where L refers to the *local* while G to the *global*, respectively. The normalization to the max-
 118 imum value of $\delta_{L,G}$ is done to identify the largest obstacles in each of the different flux pa-
 119 rameters (A). As it will be seen later, this allow us to characterize any structure depending
 120 on how the structure behaves as an obstacle for different A 's. For example, let us define A_1
 121 and A_2 , as two different characteristics of the flux, it is possible to identify a structure that is
 122 an obstacle for A_1 but no for A_2 . Important feature of the method that can be used to identify
 123 the type of structure embedded in the flux. And,

$$\delta_{L,G} = \frac{\sigma(A)}{\langle A \rangle_{L,G}}. \quad (2)$$

124 where, $\sigma(A)$ is a moving standard deviation used to identify abrupt changes in A as,

$$\sigma(A) = \sqrt{\text{var}(A)}, \quad (3)$$

125 with,

$$\text{var}(A_i) = \frac{\sum_{i-d\mu/2}^{i+d\mu/2} (A_i - \langle A \rangle_i^*)^2}{d\mu}, \quad (4)$$

126 and in this case,

$$\langle A \rangle_i^* = \frac{\sum_{i-d\mu/2}^{i+d\mu/2} A_i}{d\mu}. \quad (5)$$

127 The A_i is the magnitude of the parameter at the time i , and $d\mu$ depends on the instrument
 128 resolution used to measure the characteristics of the flux. We need to select a time window
 129 that allow us to see the jump in A due to the presence of the obstacle. $d\mu$ is the number of
 130 measurements during that interval.

131 While,

$$\langle A \rangle_{L,G} = \frac{1}{d\eta_{L,G}} \sum_{i-d\eta_{L,G}/2}^{i+d\eta_{L,G}/2} A_i, \quad (6)$$

132 is the running average of A during two other intervals of time chosen with $d\eta_{L,G}$ the number
 133 of measurements during those intervals. $d\eta_{L,G}$ characterizes the variability of the flux in A
 134 in short and long-term times. L related to the relationship between the obstacle and the flux
 135 and G with the long-term time evolution of the flux.

136 The ratio $\delta_{L,G}$ can be seen as a low-pass filter, the time window (L or G) is related to
 137 a period (or frequency). Once the period is chosen, a cutoff frequency is determined and any
 138 fluctuation above this value is attenuated.

139 When both, δ_L and δ_G are large, then we said that it is an obstacle of interest in A . To
 140 easily identify these obstacles, we compute the norm as $A_{SS} = \sqrt{A_{SS}^L{}^2 + A_{SS}^G{}^2}$, and the angle
 141 with $\theta_A = \text{tg}^{-1}(A_{SS}^G/A_{SS}^L)$. Any large value of A_{SS} is related to large obstacles.

142 Because of the way we have defined this new vectorial espace, it is not a surprise to see
 143 that If the flux is stationary then $A_{SS}^L \approx A_{SS}^G$ and $\theta_A = 45^\circ$. When $\theta_A > 45^\circ$ then the obstacle
 144 dominates more over the *global* behavior of the flux than *locally*, and viceversa, if $\theta_A < 45^\circ$
 145 dominates locally but it not as relevant for the *global* conditions of the flux.

146 Large-scale structures are presented in both $A_{SS}^{L,G}$, so that, $A_{SS}^L \sim A_{SS}^G$ and cannot be
 147 completely different from each other but they can tell how representative is the obstacle in
 148 terms of the variability of the flux. If $A_{SS}^L > A_{SS}^G$ and $\theta_A \ll 45^\circ$, then the obstacle is of
 149 important relevance in comparison with the flux (large obstacle) but not in terms of its long-
 150 term variability. The *seesaw* space identified a sporadic event in which the conditions of the
 151 flux change abruptly. On the other hand, if $A_{SS}^L < A_{SS}^G$ and $\theta_A \gg 45^\circ$ then, those events are
 152 not large obstacles for the flux but they are very important for the long-term variability of the
 153 flux.

154 3 Data

155 We obtained the data used in this work from the CDAWeb (http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/istp_public/)
 156 in GSE coordinates and one-minute resolution, specifically, we use the components of proton
 157 velocity (v_x, v_y, v_z), the density (N), the components of the magnetic field (B_x, B_y, B_z), and
 158 the temperature (T) from January 1996 to December 2016, observed by WIND spacecraft
 159 (Lepping et al., 1995; Ogilvie et al., 1995; King et al. 2005). We computed the magnitudes

160 of the velocity V and the magnetic field B . Being the magnitudes of V , B , N , and T the basic
 161 and key parameters measured by most spacecrafts.

162 The DST index was obtained in one-hour resolution from the GSFC/SPDF OMNIWeb
 163 (interface at <https://omniweb.gsfc.nasa.gov>).

164 For comparison purposes, we use the number of sunspots from January 1997 to De-
 165 cember 2016 using as source the WDC-SILSO, Royal Observatory of Belgium, Brussels
 166 and for the number of CMEs we use the CME catalog from the CDAW Data Center (<https://cdaw.gsfc.nasa.gov>) from the same period of time.
 167

168 **4 The seesaw space of the solar wind**

169 As an application of the method, we compute the *seesaw space* of the solar wind (SS_{SW})
 170 using WIND spacecraft data from 1996 to 2016. A can be either of the parameters V , B ,
 171 N , and T . In this particular case, we focus on the largest structures dominating over the SW
 172 which are ICMEs, CIRs and SBs. It is important to mention that the method recognizes the
 173 compression regions driven by these large-scale structures not their structures themselves.

174 To identify jumps (discontinuities) in A , we chose a three hour time-scale for the mov-
 175 ing standard deviation ($d\mu=180$), as it is a scale in which Alfvén fluctuations and pressure
 176 balanced structures are extensively observed and are built up by the interaction between two
 177 different flows (Bavassano et al., 1989; 1991), specific signatures for the identification of the
 178 arrival of disturbances.

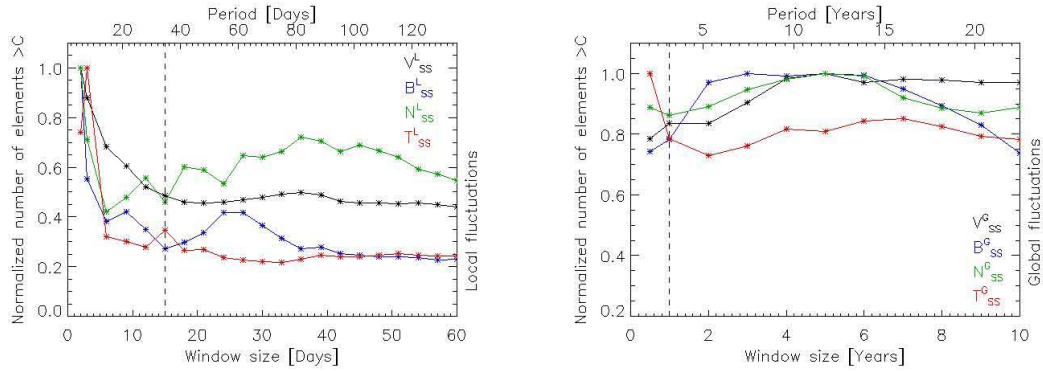
179 The SW is highly inhomogeneous and discontinuities may be numerous, even for a
 180 day. To associate these disturbances with large-scale structures, we know that the time win-
 181 dows (window sizes in which transient events dominate) can be define in terms of their tran-
 182 sit times (ranging from 1 to ≈ 30 days) and the solar activity (from 1 to 10 years).

183 $d\eta_L$ is selected in terms of the transit time, in which we relate the discontinuities with
 184 the large-scale structures and $d\eta_G$ to the solar activity. The best two time windows are se-
 185 lected when one can identify the maximum number of large-scale events with the minimum
 186 number of spurious fluctuations.

187 For the *local seesaws*, we compute the *seesaws* varying $d\eta_L$ for the corresponding
 188 time windows from 1 to 60 days (δ_{Li} with $i = 1 \times 1440, \dots, 60 \times 1440$, 1440 corresponds to
 189 the number of minutes in one day). Then, we computed the mean value of δ_{Li} (C_{Li}) and

190 count the number of elements of δ_{Li} that exceeded C_{Li} and repeat this procedure for $i =$
 191 $1 \times 1440, \dots, 60 \times 1440$.

192 In Figure 1 we present our results, in which we have normalize the number of elements
 193 of δ_{Li} to be able to compare among the different parameters. It is clear that these numbers
 194 changes in function of the window size and it changes differently for each of the parameters:
 195 velocity (in *black*), magnetic field (*blue*), density (*green*) and temperature (*red*).



196 **Figure 1.** Normalized number of elements of the computed A_{SS} exceeding the mean value C for different
 197 window sizes ($d\eta$). A can be: V (shown in *black*), B (*blue*), N (*green*), and T (*red*). We chose the window
 198 size for the *local* (left panel) and the *global seesaws* (right panel) where all the parameters reach a local mini-
 199 mum. This assures that the *seesaws* are due to the presence of disturbances driven by transient events. In dash
 200 lines we marked the window size of 15-days to compute the *local* and 1-year for the *global seesaws*.

201 Note that a large number of spurious *seesaws* are identified when we use time windows
 202 lower than ≈ 10 days. We chose a window in which most of the parameters behave similarly
 203 and with the less number of elements exceeding the mean value C . We selected the time win-
 204 dows of 15 days ($d\eta = 21600$) marked as a dash line in the left panel of Figure 1.

205 To obtain the *global seesaws*, we repeated the procedure but for time windows ranging
 206 from 1 to 10 years. We selected the time window for 1 year ($d\eta = 525600$).

207 4.1 The *seesaw* space in terms of time

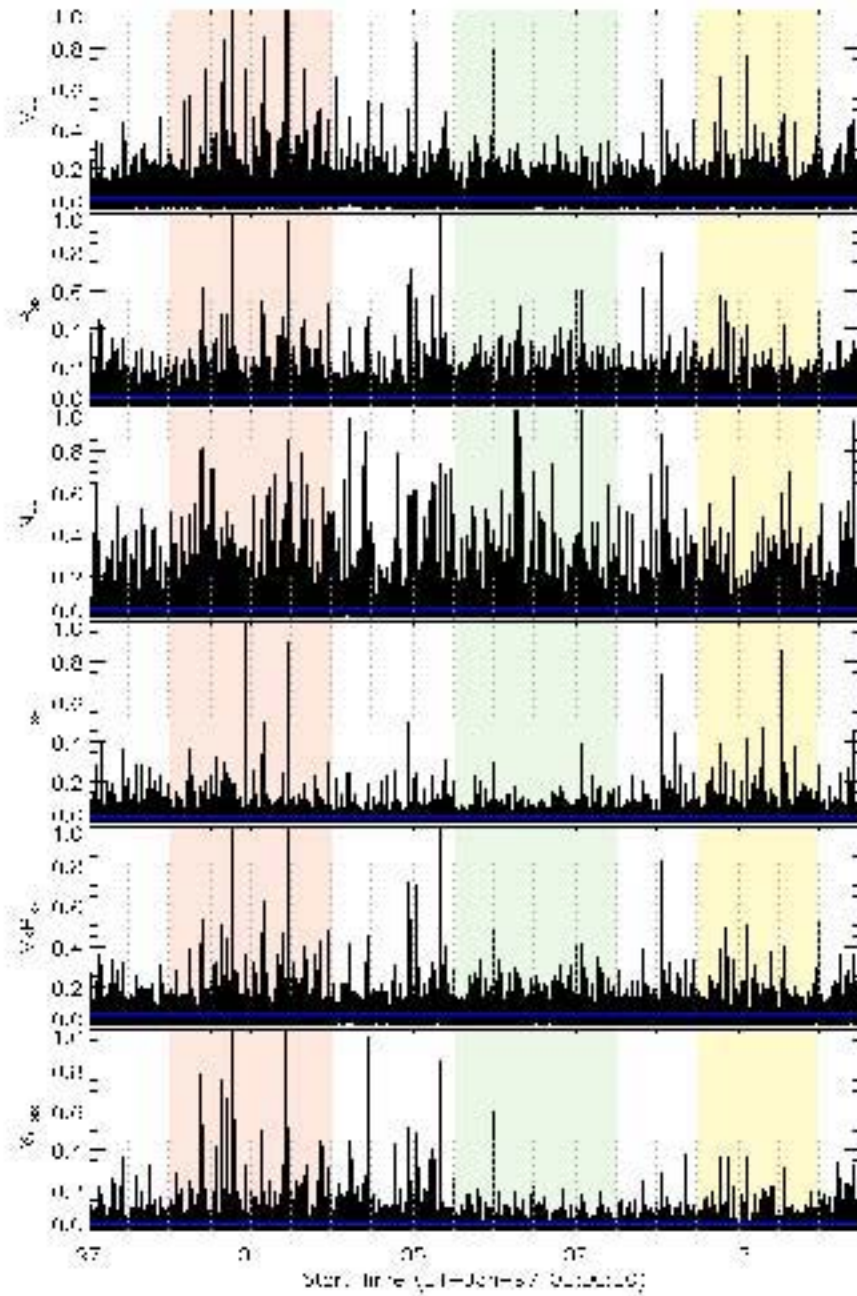
208 In Figure 2, we show the *seesaw* norms as function of time. From top to to bottom,
 209 we present the *seesaw* norms of the: speed (V_{SS}), magnetic field (B_{SS}), density (N_{SS}) and
 210 temperature (T_{SS}). We delimited in shades and in colors three different and characteristic pe-
 211 riods of time in terms of the solar activity: in *red* the Maximum 23 (1999 - 2003), in *yellow*

212 Maximum 24 (2012 - 2015) while in *green* the Minimum (2006 - 2010). We analyze each
 213 parameter individually, which means that our method is capable to identify disturbances in
 214 terms of each parameter. Each line corresponds to a disturbance identify in the parameter,
 215 the higher the amplitude of the norm, the higher the importance of the disturbance.

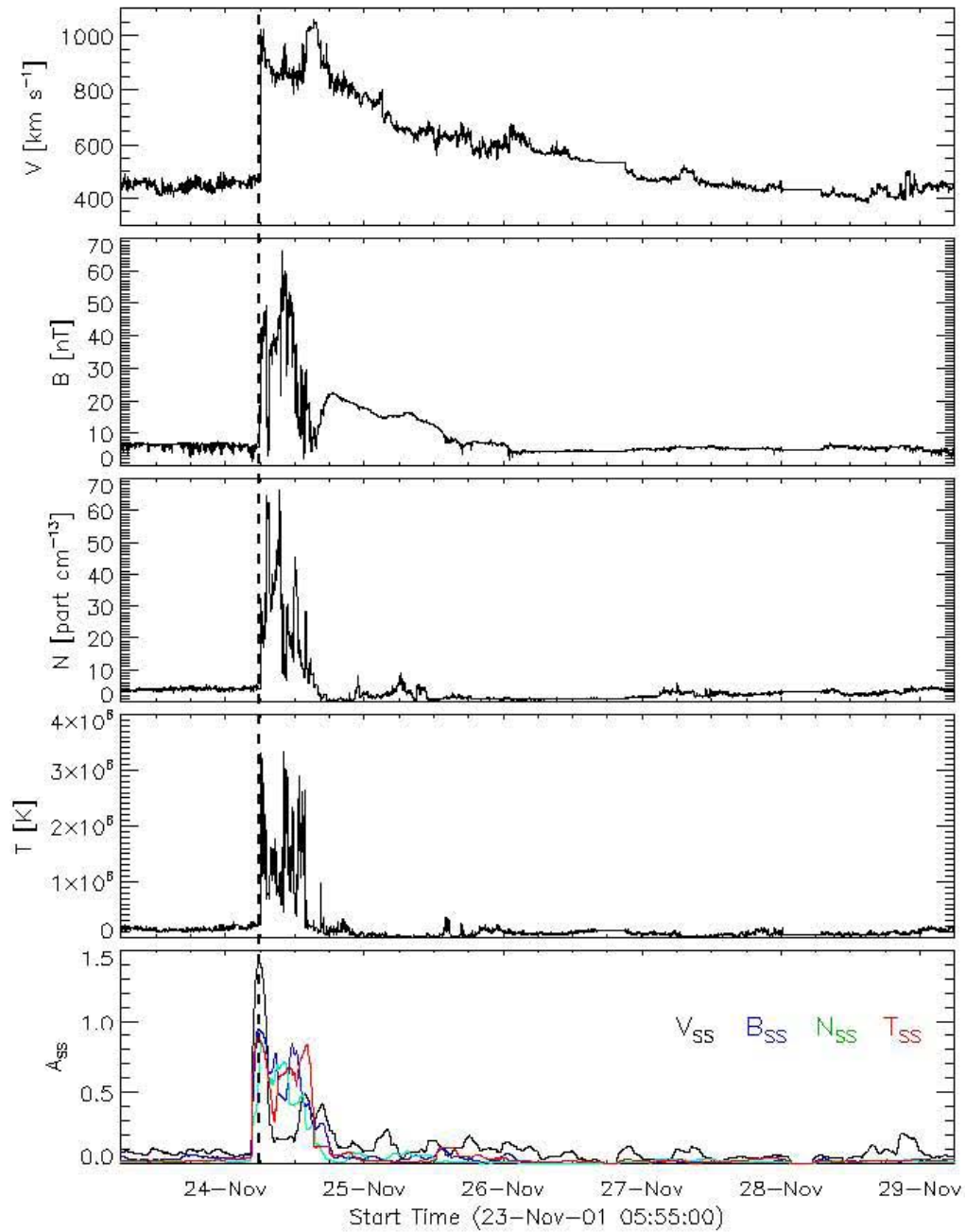
216 In Figure 2, It is clearly noticed that during maxima (periods of time in which the num-
 217 ber of coronal mass ejections is high, see for instance Yashiro et al., 2004), the norms are
 218 higher in comparison to those during the minimum. The norms are higher even for that pe-
 219 riod of time in which there was an unexpected increase in CMEs number around 2005. This
 220 behavior is not observed on N_{SS} . The density *seesaw* norms fluctuate all over the period of
 221 time from 1997 to 2016. We notice that most of the highest values are reached during the
 222 minimum phase of the cycle. We believe that density disturbances are observed during the
 223 minimum due to the presence of CIRs. The time window size of the *local seesaws* (15-day
 224 running average that works as a low-pass filter) is half size the 27- day periodicity of the
 225 CIRs, structure that is formed all over the solar cycle but are prominent during the minimum
 226 due to the presence of low latitude coronal holes as it is shown with highest values during the
 227 minimum as it is the largest structure identified during this phase. The B_{SS} shows as well,
 228 during the minimum, the presence of CIRs. ICMEs are still the structure with the highest
 229 values of B_{SS} .

237 ICMEs are the largest disturbances found in the solar wind, so it is not a surprise to re-
 238 late the highest norms to these structures. In Figure 3, we show, as an example, the norms
 239 during the interval of time in which the highest norm of V_{SS} was identified (top panel of Fig-
 240 ure 2). We show the solar wind parameters as function of time, from top to bottom, for V , B ,
 241 N and T , respectively. The last panel shows the norms for the different parameters in differ-
 242 ent colors: V_{SS} in *black*, B_{SS} in *blue*, N_{SS} in *green* and T_{SS} in *red*. It can be seen that when
 243 the discontinuity driven by the structure is observed, the norms reach its highest value, not
 244 only for V_{SS} , but for each of the parameters shown. Moreover, the selected period of time,
 245 and the time in which the norms are in their highest value corresponds to the time identified
 246 as the arrival of the shock driven by the ICME on November 24, 2001 at 06:56 UT (Richard-
 247 son et al., 2010) shown with a vertical *black* dashed line.

251 We remark that this event corresponds to the time in which the highest value of V_{SS}
 252 was found during the interval of time from 1997 to 2016. But it does not correspond to the
 253 highest values of B_{SS} , N_{SS} and T_{SS} . The *seesaw* space allows us to identify different charac-



230 **Figure 2.** Time series of the *seesaw* norms from top to bottom of the speed (V_{SS}), the magnetic field (B_{SS}),
 231 the density (N_{SS}), the temperature (T_{SS}), VxB (VxB_{SS}) and the DST index (DST_{SS}) from 1997 to 2016
 232 measured by WIND spacecraft. We shaded three different and characteristic periods of solar activity in *red*
 233 the Maximum 23 (1999-2003), in *yellow* the Maximum 24 (2012-2015) and in *green* the Minimum (2006-
 234 2010). During the maxima the norms are higher in most of the parameters due to the disturbances caused
 235 by large-scale structures mainly by CMEs. S_N norms are higher during minimum indicating the presence of
 236 CIRs.



248 **Figure 3.** From top to bottom: V , B , N , T and their respective norms (V_{SS} , B_{SS} , N_{SS} , T_{SS}) for the event of
 249 November 24, 2001. The arrival of the shock is marked in vertical *black* dashed line which coincides with the
 250 time in which the V_{SS} highest value was obtained (from 1997 to 2016).

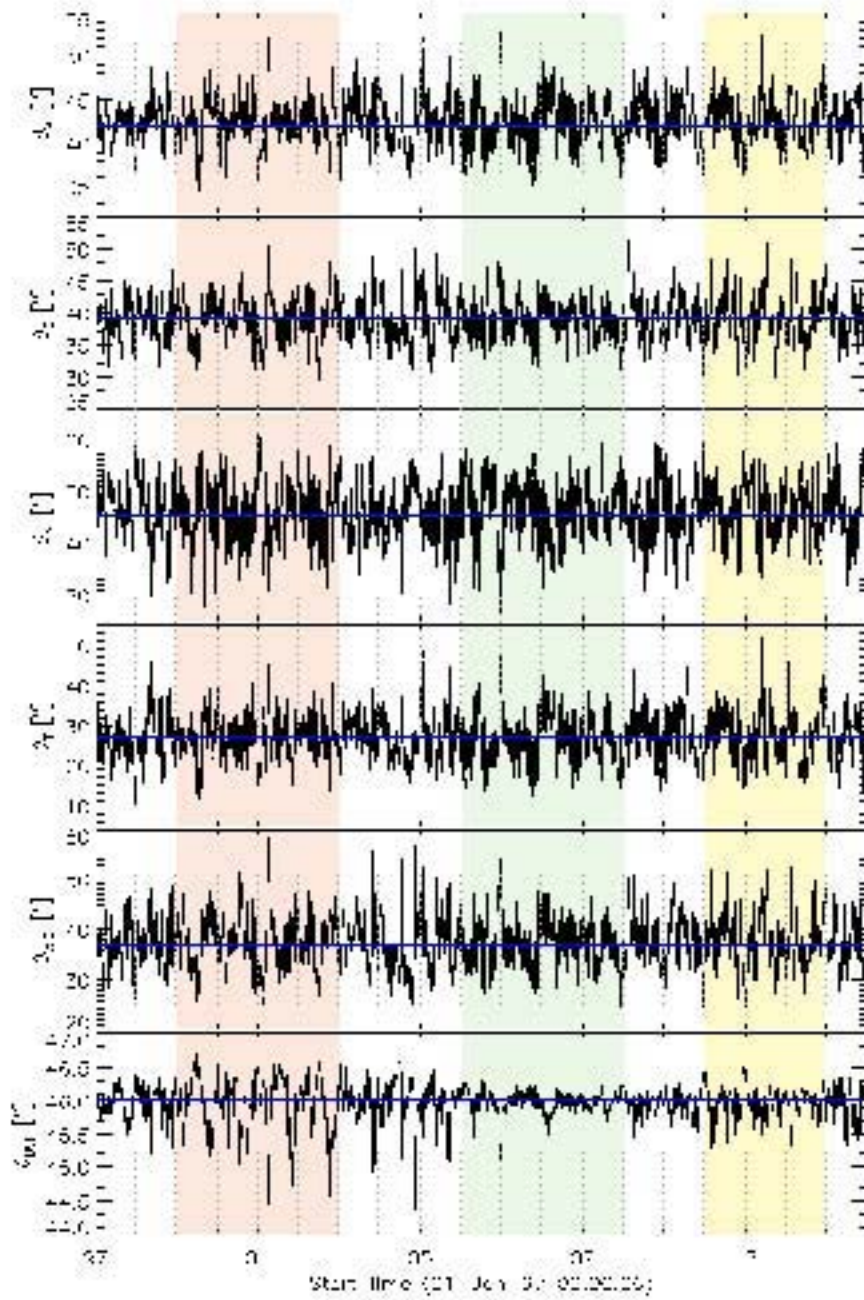
254 teristics and properties of the solar wind according to the behavior of each of the parameters.
 255 This can help us to identify the differences among the structures embedded in the solar wind
 256 and determine their arrival time accurately without the subjectivity of any observer.

261 In Figure 4 we show the time series of the angles of each parameter: the speed (θ_V),
 262 the magnetic field (θ_B), the density (θ_N), the temperature (θ_T) delimiting in color shades
 263 the same characteristic periods of the solar activity of Figure 2. Although it seems that there
 264 is no clear global behavior of the angles, by choosing two different years, we found that the
 265 angles characterize the solar wind with monthly variations.

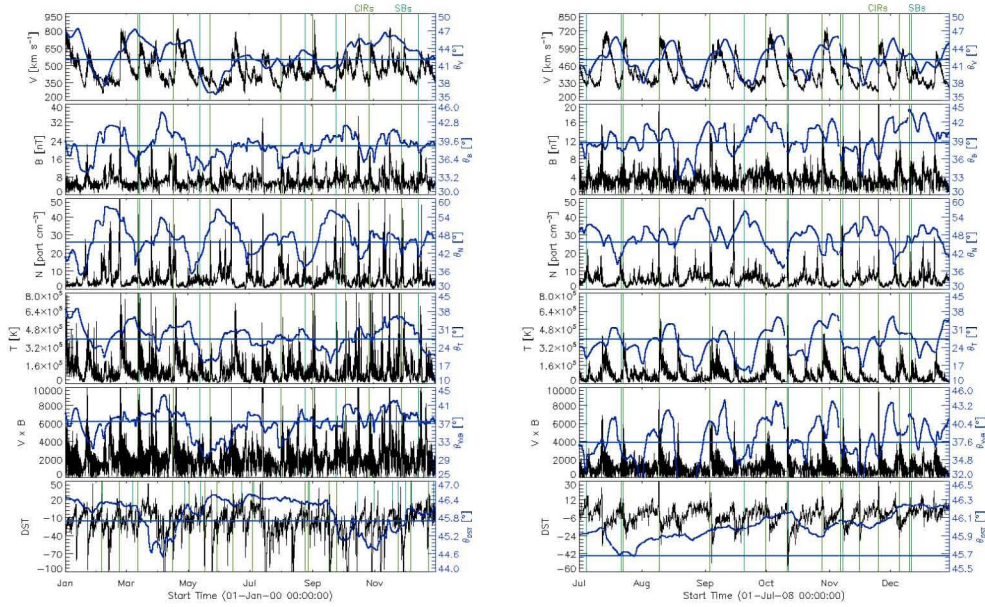
266 To illustrate this, In Figure 5, we show from top to bottom the time series of: V , B , N
 267 and T for two different years. We over-plotted in *blue* the corresponding angles of the *seesaw*
 268 space. In the left panel, we show the parameters and angles for 2000 which corresponds to a
 269 year during the solar maximum while in the right panel for 2008, a characteristic year during
 270 the solar minimum. During the minimum (right panel), there are clearly periodic behaviors
 271 of the angles θ_V and θ_T of 27 days, that we believe is related to the rotation of the Sun. The
 272 angle θ_N shows as well a periodic behavior but with an anti-correlation in comparison to θ_V
 273 and θ_T . The θ_B seems to be correlated to θ_V and θ_T and anti-correlated to θ_N but shifted
 274 around -15 days in comparison to all the other parameter angles. We note in particular that
 275 the angles are responding to the increases of the parameters by lowering down the value of
 276 the angles, although it does not show a dependence with the amplitude of the parameter in-
 277 crease. This behavior will be studied in future work.

278 In terms of the behavior of the angles during the maxima (year 2000) it is clear that
 279 the periodic behavior of the angles is lost. In particular, this is observed during the month of
 280 November, when the parameters are highly fluctuating in comparison to the other months.
 281 During this fluctuating period, the values of θ_V and θ_T increase, while θ_N decreases.

286 To show the relation of the angle periodicity of 27 days with the rotation of the Sun,
 287 we have marked in Figure 5 in *dark green* the CIRs reported by Jian et al. (2011) and in *light*
 288 *green* the SBs found in Svalgaard's list [http : //wso.stanford.edu/SB/SB.html](http://wso.stanford.edu/SB/SB.html). In average
 289 we identified 1 to 2 CIRs per each of the periods. The angles do not show a direct correlation
 290 with these structures but it is clearly observed that their appearance are related to each of the
 291 identified periods.



257 **Figure 4.** Time series of the angles of the *seesaw* space from top to bottom of the speed (θ_V), the magnetic
 258 field (θ_B), the density (θ_N), the temperature (θ_T), $V \times B$ ($\theta_{V \times B}$) and the DST index (θ_{DST}) from 1997 to 2016
 259 measured by WIND spacecraft. We shade three different and characteristic periods of solar activity in *red* the
 260 Maximum 23 (1999-2003), in *yellow* the Maximum 24 (2012-2015) and the Minimum (2006-2010).

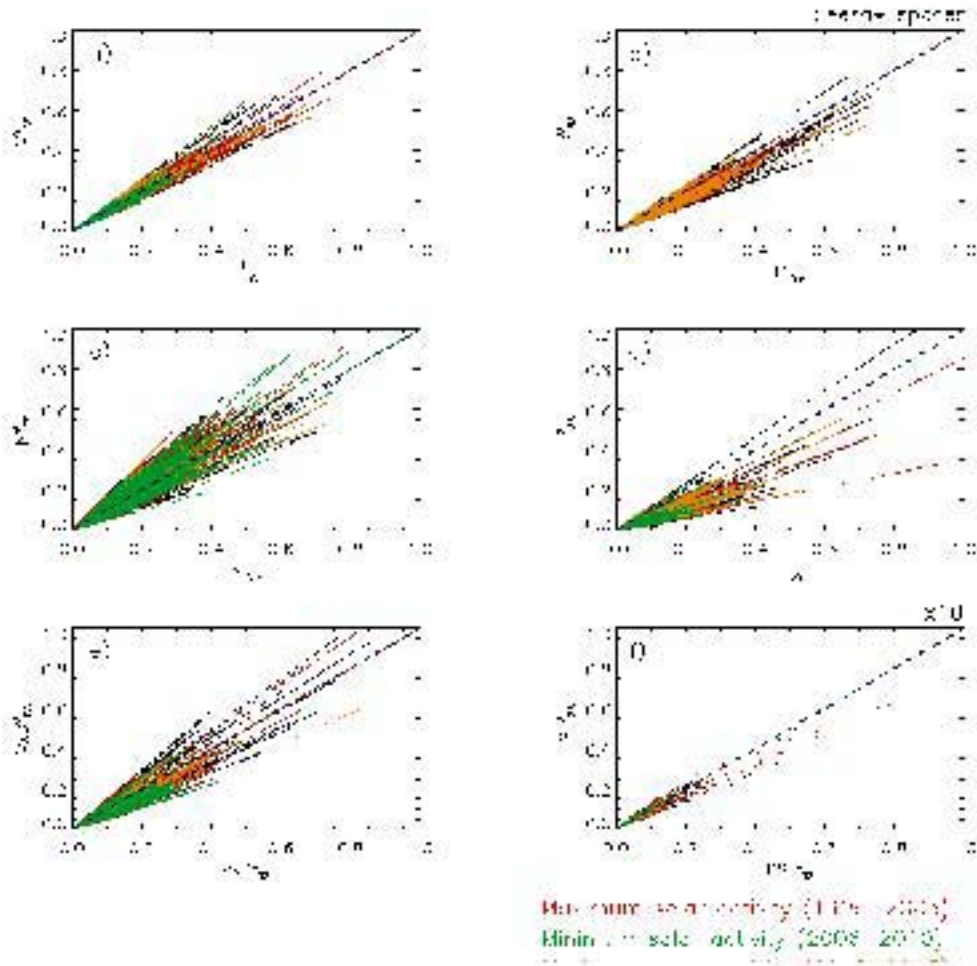


282 **Figure 5.** Same as Figures 2 and 4 but for the years 2000 (left) which represents a year during the maxi-
 283 mum of solar activity and year 2008 (right) related to the minimum. We marked in *dark green* the co-rotating
 284 interaction regions (CIRs) reported by Jian et al. (2011) and in *light green* the sector boundaries (SBs) found
 285 in Svalgard's list <http://wso.stanford.edu/SB/SB.html>

292 4.2 The *seesaw* space in terms of the solar activity

293 In Figure 6, we have plotted the *seesaw* vectors for: a) the velocity V_{SS} ; b) the mag-
 294 netic field B_{SS} ; c) the density N_{SS} ; and temperature T_{SS} for all the period of time from 1997
 295 to 2016 (all colored in *black*). To compare the behavior of the vectors in different phases of
 296 the solar cycle, we colored in: *orange*, those vectors during 1999 to 2003 (corresponding to
 297 the maximum solar cycle 23); in *green*, those found during 2008 to 2010 (minimum solar cycle-
 298 cle); and in *red*, from 2012 to 2015 (during the maximum solar cycle 24). We have included
 299 a thick *black* line as reference at 45° , if there is a vector in this line, it means that A_{SS}^L are
 300 equal to the A_{SS}^G . If the vector is above this line, it means that the A_{SS}^G dominate over A_{SS}^L and
 301 viceversa, if the vector is below it means that the A_{SS}^L are the dominant *seesaws*.

308 In terms of V_{SS} (panel a in Figure 6), we can notice that the vectors are not spread out
 309 as in the other panels, the vectors in *green* have mostly a magnitude lower than those vectors
 310 which are related to maximum solar activity, that is, magnitudes less than 0.4, except for two
 311 vectors. The highest velocity vector is colored in *red*, found during the maximum 24.



302 **Figure 6.** The (*seesaw space*) computed from 1997 to 2016 for: a) the velocity (V_{SS}), b) the magnetic field
 303 (B_{SS}), c) the density (N_{SS}), d) the temperature (T_{SS}), e) $V \times B$ ($V \times B_{SS}$) and f) the DST index (DST_{SS}). We
 304 have colored in *orange* the seesaws during 1999 to 2003 (Maximum 23), in *green* the seesaws during 2008 to
 305 2010 representing the minimum solar cycle and in *red* those during 2012 to 2015 (Maximum 24). We marked
 306 as reference as a thick *black* line the 45 degree slope. Those vectors above this reference line are dominated
 307 by the global variability of the parameter while below that line it is more important the local variability.

312 In B_{SS} (panel b in Figure 6), first, we notice that all vectors are below the 45° slope,
 313 this implies that in terms of the magnetic field, B_{SS}^L dominate, which means that the mag-
 314 netic field is highly variable, episodic, intermittent and nonuniform (Burlaga et al., 2000) in
 315 short periods of time (at least less than one month, our *local seesaw* time period). During the
 316 minimum phase of the solar cycle, remarkably, these B_{SS}^L are more dominant but their mag-
 317 nitudes are lower in comparison to those related to maximum solar cycle. The highest vector
 318 is during the maximum solar cycle 24.

319 In terms of N_{SS} , most of the vectors are below the 45° slope, the vectors are spread
 320 out more than in the two previous cases but there is no a clear difference among the maxima
 321 and minimum solar activity phases. The highest three vectors belong to different solar cycle
 322 phases, one during the maximum 24 and there are two during the minimum. No matter in
 323 which phase of the solar cycle phase we are, we can identify density disturbances due to the
 324 presence of CMEs and CIRs.

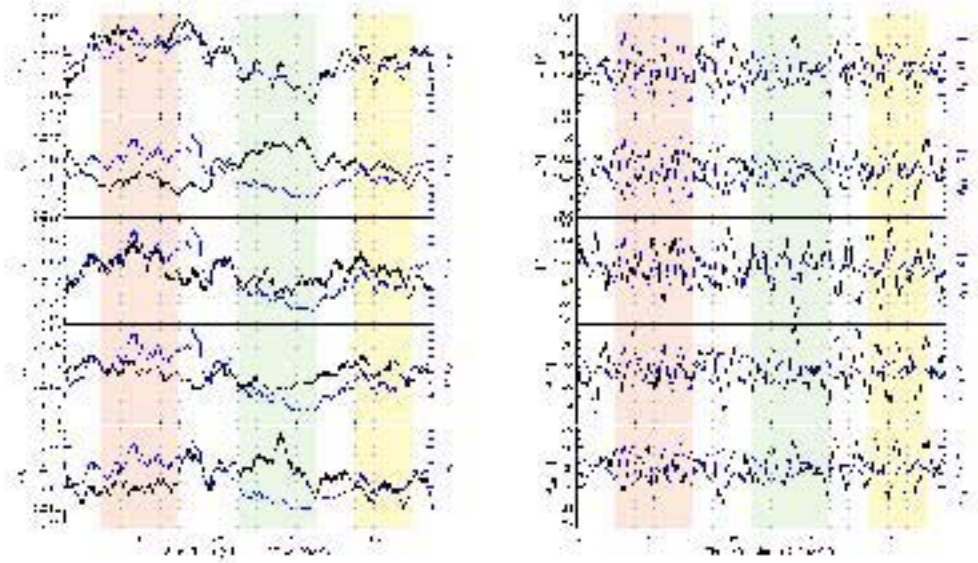
325 T_{SS} shows the widest spread of the slopes. Most of them are above the 45° slope, The
 326 temperature seesaws are of global dominance. But more important large-scale structures,
 327 which are related to the large magnitude vectors are dominant during the maxima solar cycle
 328 phases. Changes in temperature are more important during the maxima but are dominated by
 329 the global variability of the solar wind. Statistically, the temperature seesaws are higher in
 330 comparison to the seesaws of the other parameters.

331 **4.3 The *seesaw* space of the space weather parameters**

332 As an immediate and important application, we compute the *seesaw* space to the space
 333 weather data: the VxB and the DST index. We present their time series in the last two panels
 334 of the Figures 2, 4, 5, and 6.

335 In terms of the norms (Figure 2), the highest values are found during phases of max-
 336 ima solar activity. Although there is no clear correlation among both parameters peaks.
 337 However, if we computed a yearly average (left panel of Figure 4) and compared the be-
 338 havior of the DST_{SS} (shown in *blue* line) with the other parameters (in *black*, from top to
 339 bottom: V_{SS} , B_{SS} , N_{SS} , and T_{SS}), we can clearly see a correlation with V_{SS} , N_{SS} , and T_{SS}
 340 while anti-correlation is observed in comparison with B_{SS} . In the last panel of this figure, we
 341 can observed a globally anti-correlation between VxB_{SS} and DST_{SS} that may be due to the

342 magnetic field while locally it seems that the speed plays an important role correlating both
 343 norms.



344 **Figure 7.** Time series of the yearly average of the norms (left panel) and angles (right panel) for the differ-
 345 ent solar wind parameters, from top to bottom: V , B , N , T and VxB compared with the yearly average of the
 346 norm and angle of the DST index, respectively. We have shaded and colored in orange the interval of time
 347 during 1999 to 2003 (Maximum 23), in *green* 2008 to 2010 representing the minimum solar cycle and in *red*
 348 those during 2012 to 2015 (Maximum 24)

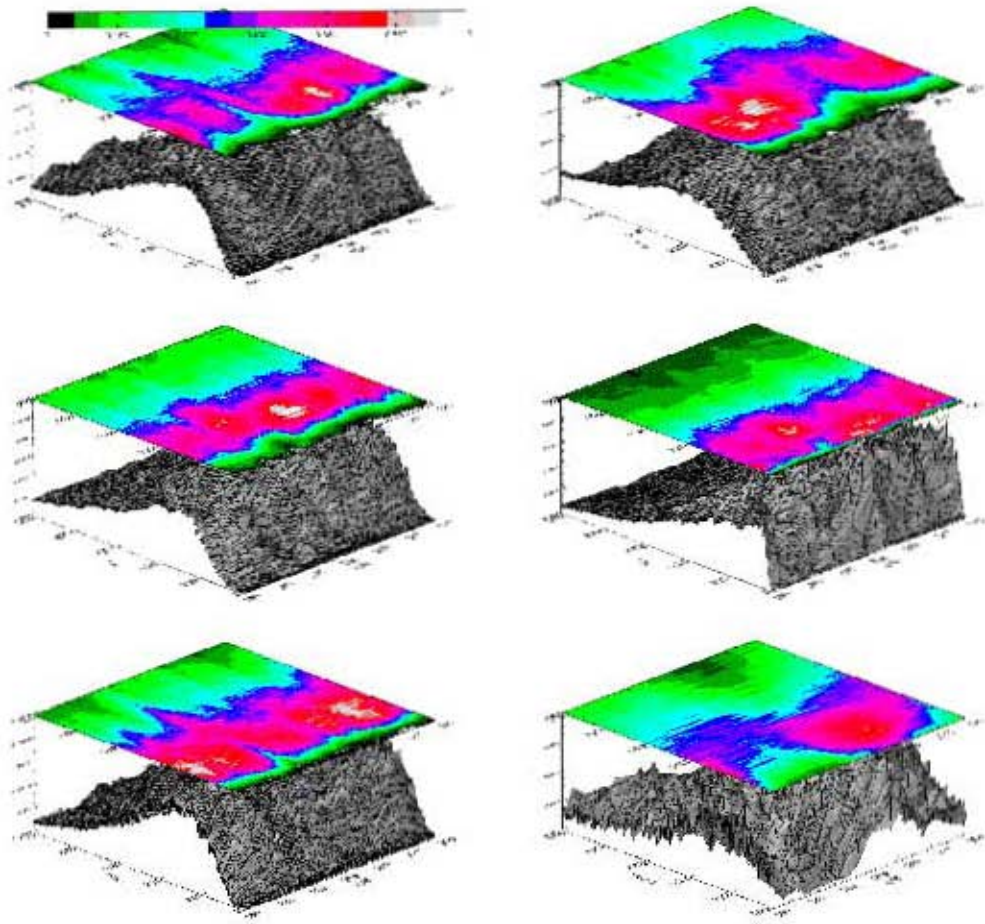
349 In terms of the angles (Figure ??), we observed that the θ_{DST} do not fluctuate during
 350 the minimum, conserving an average value around 46° . During the maxima θ_{DST} consider-
 351 ably fluctuates, even for the year 2005 in which the number of CMEs was high.

352 In the right panel of Figure 7, we show the yearly average of the *seesaw* angles of the
 353 different parameters of the solar wind compared with the yearly average of θ_{DST} (shown in
 354 *blue* line). There is a high correlation between θ_N and θ_{DST} during the minimum, relation
 355 that is lost (anti-correlated) during the maximum 23. This behavior is contrary to that ob-
 356 served in comparison with θ_V and θ_T .

357 **5 Annual distributions of the *seesaw* space**

358 We compute the annual distribution of the *seesaw* norms. In panel a) of Figure 8, we
 359 show the distributions per year for the velocity *seesaw* norms (V_{SS}) and above them the con-

360 tours as an aid to notice the morphology of the distributions. In panel b) we show those dis-
 361 tributions and their respective contours for the magnetic field *seesaw* norms (B_{SS}). In panel
 362 c) those related to the density *seesaw* norms (N_{SS}), in panel d) those with the temperature
 363 *seesaw* norms (T_{SS}) while for the solar activity parameters, panel e) VxB_{SS} , and f) DST_{SS} .
 364 There are roughly two kinds of distributions: 1) narrow with only one peak, clearly observed
 365 in the contours shade in *pallid pink*; and 2) with several peaks and very wide mostly present
 366 in *dark blue* shades. Both distributions have long tails and are not gaussians.



367 **Figure 8.** Contours and yearly distributions of the magnitude of: a) V_{SS} , b) B_{SS} , c) N_{SS} , d) T_{SS} , e)
 368 VxB_{SS} , and f) DST_{SS} . There are two kinds of distributions: 1) narrow with only one peak, clearly ob-
 369 served in the contours shade in *pallid pink*; and 2) with several peaks and very wide mostly present in *dark*
 370 *blue* shades.

371 In Figure 9 we plot the contours obtained from the distributions of the *seesaw* norms
 372 of each of the parameters shown in 8 but only for the period of time ranged from 1997 to

2013 (time period chosen only for comparison purposes). From bottom to top, we present the contours of the distributions of the *seesaw* norms of the DST index, $V \times B$, temperature, density, magnetic field and velocity, respectively. Our contours are compared with the combined rotation-rate residuals from GONG, MDI, and HMI2dRLS inversions at $0.99 R_{\odot}$ (figure adapted from Howe et al., 2013) which is shown in the top panel. This figure shows as well the magnetic field contours at 5, 25 and 45 G from Kitt Peak magnetograms. In the second panel, we show the number of ICMEs average per month (shown in *blue*) as well as the number of sunspots average per month (shown in *red*).

To do a direct comparison we compute the sum per year of the number of ICMEs (shown in *blue* symbols connected with a solid line) and the sum per year of the number of sunspots (shown in *red* symbols connected with a solid line). The rate of ICMEs is higher during the years 2000 and 2002, which is also notice in our seesaws (more notable in the speed seesaws). During the maximum 23, the rate reaches 4 per day while for the maximum 24 is lower than 3, which is also related to the speed seesaws which are higher during the maximum 23 and lower during the 24, according to the period of time registered by Gopalswamy, N. (2016).

It is clearly observed a high relation of the activity of the Sun with our *seesaw* norms. Notice that during 1999, the morphology of the distribution of V_{SS} present a several peak and wide shape while the distribution of B_{SS} present a one peak narrow shape centered at 0.18. The same happens during 2002, but the distribution of B_{SS} is centered at 0.24. During 2007, is the other way around, the morphology of the distribution of the V_{SS} is several peak and wide shape while the distribution of B_{SS} is one peak and narrow shape centered at 0.02.

The period of time from 1999 to 2002 corresponds to the highest numbers of ICMEs and sunspots per year. In terms of our seesaws we found highest values of V_{SS} , N_{SS} , and T_{SS} ; but the distributions of these three parameters present a several-peak wide shape centered at higher values of the *seesaw* norms. Moreover, we found the lowest values of B_{SS} and its distributions show a one-peak narrow shape centered at lower values of *seesaw* norms. During the year 2000, the distributions of V_{SS} and N_{SS} narrow which is exactly the year in which the number of ICMEs and sunspots are maxima and it is observed that the magnetic field strengthens and the residuals increased at latitude of 0 degrees.

Contrary, during the period of time from 2006 to 2008, in which we found the lowest values of V_{SS} , N_{SS} , and T_{SS} , which distributions are one-peak narrow shape and we found

411 the highest values of B_{SS} with distributions of several-peak wide shape. During the year
 412 2008, the number of ICMEs and sunspots are minima and the magnetic field strength relaxes
 413 and the residuals are spread away from latitude of 20 degrees.

414 A special interval of time is during 2005-2006, the number of ICMEs suddenly in-
 415 crease, V_{SS} distribution narrows with the highest peak at 0.02, B_{SS} distribution centers in a
 416 higher value, N_{SS} and T_{SS} distributions narrow but show that precisely at that period the dis-
 417 tributions change the value in which they are centered. N_{SS} distribution is one-peak narrow
 418 while T_{SS} distribution is several-peak wide shape.

419 **6 Functional form of the distributions according to the solar cycle**

420 There are different signatures in the distributions, some of them seems to be directly
 421 related to the solar cycle while others with the number of large-scale structures (as ICMEs).
 422 To analyse further, we compute the distributions during the maxima 23 and 24, the mini-
 423 mum and during the total period of time from 1996 to 2016 of the *seesaw* norms V_{SS} (Figure
 424 10), B_{SS} (Figure 11), N_{SS} (Figure 12), and T_{SS} (Figure 15), and normalized them with the
 425 maximum of the total distributions respectively. We include the normalized distributions of
 426 the number of ICMEs (*dark green*), SBs (*green*) and CIRs (*light green*) for each phase. The
 427 distributions of the large-scale structures are centered in higher values of the *seesaw* norms
 428 while our *seesaw* norm-distributions are centered in lower values. The tails of the distribu-
 429 tions seems to be due to the large-scale structures.

448 As no one-function can fit the entire distribution, we fit piecewise functions formed by
 449 two log-normal distributions and found that there is a critical value where the distributions
 450 change abruptly. The solid *brown-orange* line represents the best fit of two log-normal dis-
 451 tributions (one shown in *orange* and the other in *brown*) to the distribution during the maxi-
 452 mum 23. Solid *red-pink* line represents the best fit for the norms during the maximum 24 and
 453 in *dark-sky blue* that related to the minimum. We have a best fit model constructed by these
 454 two log-normal distributions changing in a critical values which are shown in dashed col-
 455 ored line in the fourth column each color representing the phases of the solar cycle: *orange*-
 456 maximum 23, *red*-maximum 24, and *blue*-the minimum. It is interesting to observed that
 457 during these critical values our total distributions present a change in shape which means
 458 that in fact, due to large-scale structures our distributions change of slope. One of the fitting
 459 distributions is related to the solar wind while the other is related to large-scale structures.

460 In general, it is observed that the peaks of the distributions of V_{SS} , N_{SS} , and T_{SS} are
 461 higher (above 0.3) during the minimum while the one of B_{SS} is obtained during the maxi-
 462 mum 23. Comparing the two maxima solar cycle, we note that the distributions of V_{SS} , N_{SS} ,
 463 and T_{SS} , are slightly higher during the maximum 23.

464 7 Conclusions

465 We have presented new global and local fluctuation definitions in which disturbances
 466 driven by ICMEs and large-scale structures, comparable in size, dominate over other scales
 467 which define an orthonormal space that we called the *seesaw* space.

468 The *seesaw* space relates local seesaws in which the discontinuities are identified with
 469 the global seesaws which allow us to determine the presence of the large-scale structures
 470 without losing the information of the behavior of the solar wind during the solar cycle. The
 471 norms conserved the local behavior of the solar wind as it is the one that identifies the dis-
 472 continuities while the angles characterized globally the solar wind with its periodicity of 27
 473 days due to the rotation of the Sun.

474 The *seesaw* space is computed for the speed, magnetic field, density and temperature.
 475 With these spaces we have characterized the solar wind in terms of the presence of distur-
 476 bances and as an example, we identified that the highest norm of the velocity seesaw space
 477 corresponds to the presence of an ICME. The method is a promising tool to identified the
 478 arrival of disturbances to any spacecraft without the need of an observer and by determin-
 479 ing the expected changes according to the structures the identification of the type of structure
 480 driving these disturbances.

481 By computing the yearly distributions of the *seesaw* space of the solar wind we were
 482 capable to identify two log-normal distributions which allow us to characterized the ambient
 483 solar wind and the disturbed solar wind due to the presence of the large-scale structures. The
 484 two log-normal distributions formed piecewise functions in which the critical value changes
 485 in function of the solar cycle, which promise to be a value to identify in the solar wind, large-
 486 scale structures which exceed in norms those specific values.

487 In terms of time, these yearly distributions of the *seesaw* norms show two different
 488 type of distributions: a one-peak narrow distribution and a two-peak wide distribution. The
 489 distributions change from one to the other in function of time. The speed *seesaw* norm dis-
 490 tribution, during the maximum 23 shows a two-peak wide distribution while during the min-

491 inum it changes to a one-peak narrow one. Opposite to the behavior of the magnetic field
492 *seesaw* norm distributions.

493 To show the versatility of the *seesaw* space, we computed as well the norms and angles
494 of $V \times B$ and the DST index. Both are important parameters in terms of space weather. We
495 computed the yearly average of the norms and angles and compared each of the solar wind
496 parameters with those obtained for the DST index. We identified that, in terms of the norms,
497 there are high correlations among the DST index with the speed, density, and temperature
498 while there is an anti-correlation with the norms of the magnetic field.

499 In terms of the angles, during the minimum of solar activity the angles of the speed,
500 and temperature are anti-correlated while during maximum they are correlated with the DST
501 angles. The angles of the magnetic field are always anti-correlated.

502 **8 Acknowledges**

503 This work was partially supported by CONACyT grants 344896, 179588 and DGAPA
504 INI111716-3.

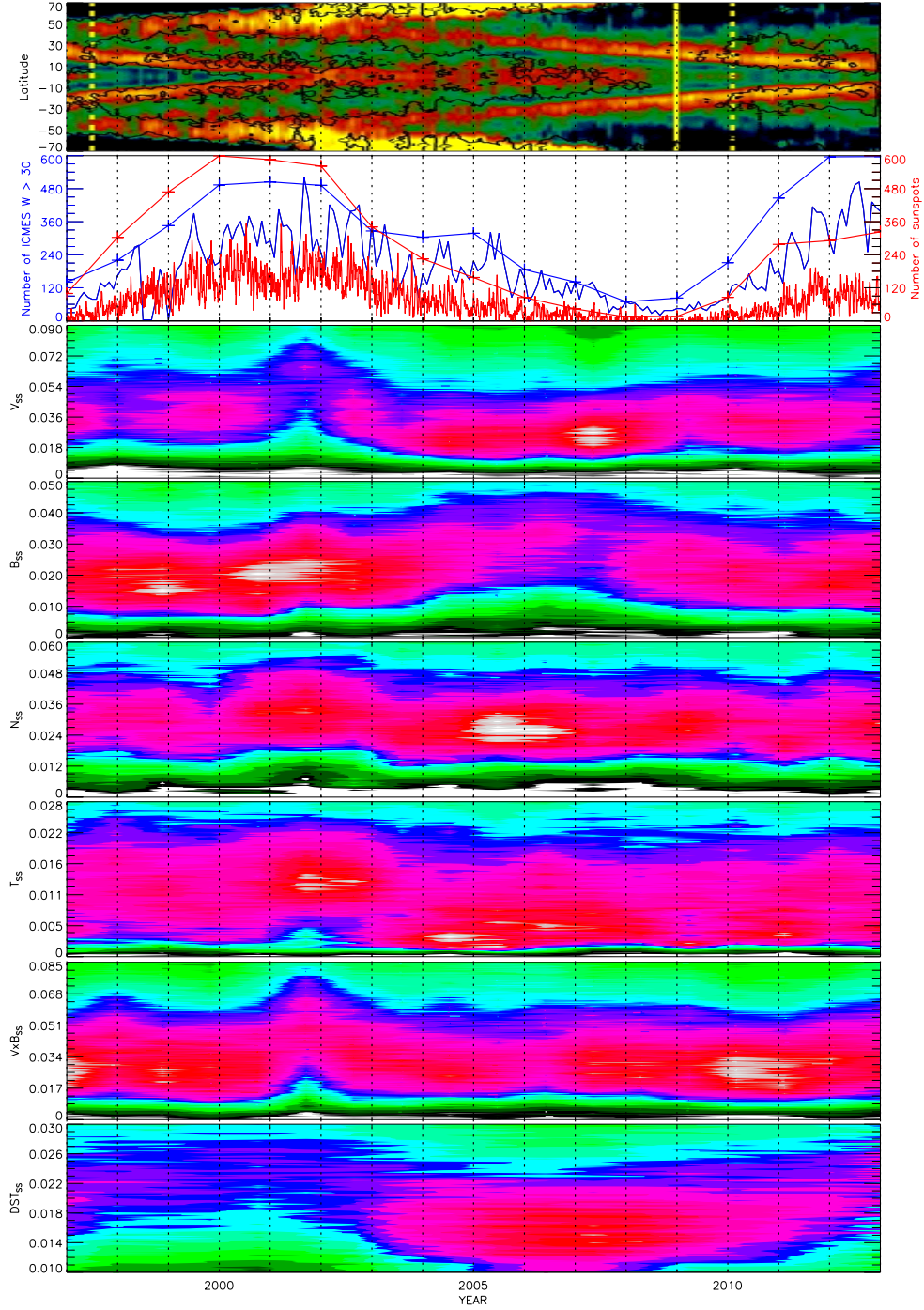
505 "This CME catalog is generated and maintained at the CDAW Data Center by NASA
506 and The Catholic University of America in cooperation with the Naval Research Laboratory.
507 SOHO is a project of international cooperation between ESA and NASA."

508 SILSO, World Data Center - Sunspot Number and Long-term Solar Observations,
509 Royal Observatory of Belgium, on-line Sunspot Number catalogue: <http://www.sidc.be/SILSO/>, *year(s)–*
510 *of – data*

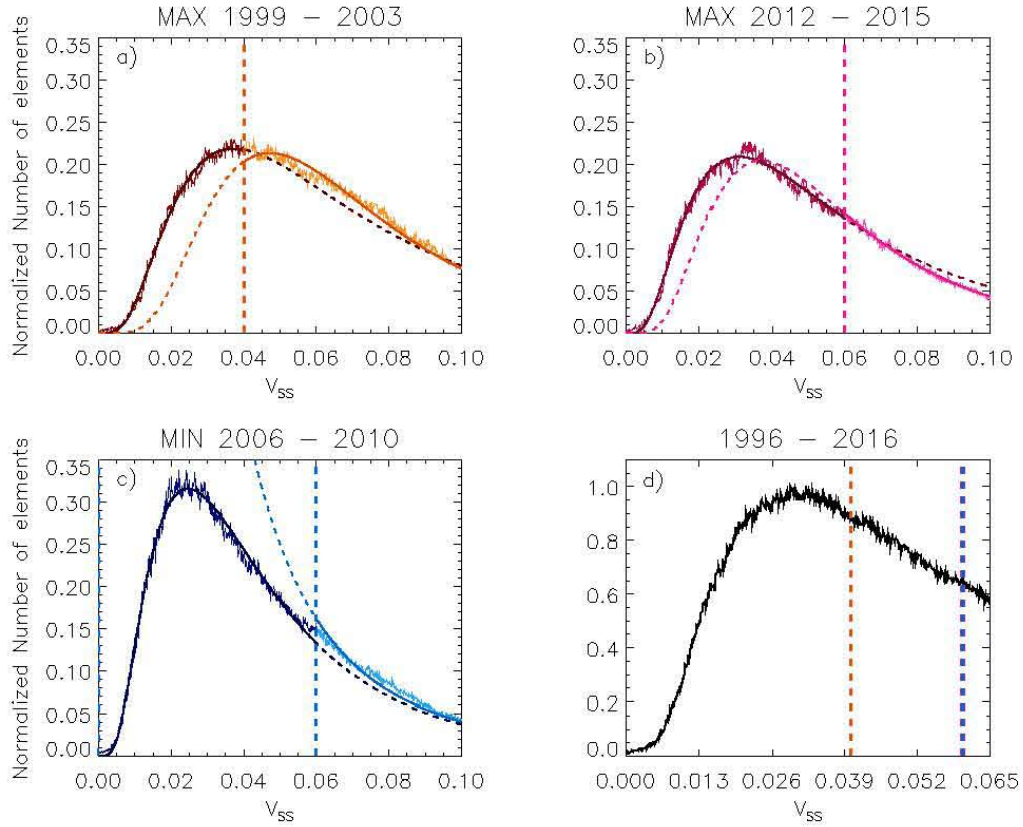
511 **References**

- 512 Bavassano, B., & Bruno, R. 1989, *JGR*, 94, 168
513 Bavassano, B., & Bruno, R. 1991, *JGR*, 96, 1737
514 Belcher, J. W. 1971, *ApJ*, 168, 509
515 Borovsky, J. E., & Funsten, H. O. 2003, *JGR (Space Physics)*, 108, 1284
516 Borovsky, J. E., & Denton, M. H. 2010, *JGR (Space Physics)*, 115, A10101
517 Borovsky, J. E. 2012, *JGR (Space Physics)*, 117, A05104
518 Burlaga, L. F., Mish, W. H., & Roberts, D. A. 1989, *JGR*, 94, 177
519 Burlaga, L. F. 1993, *JGR*, 98, 17467

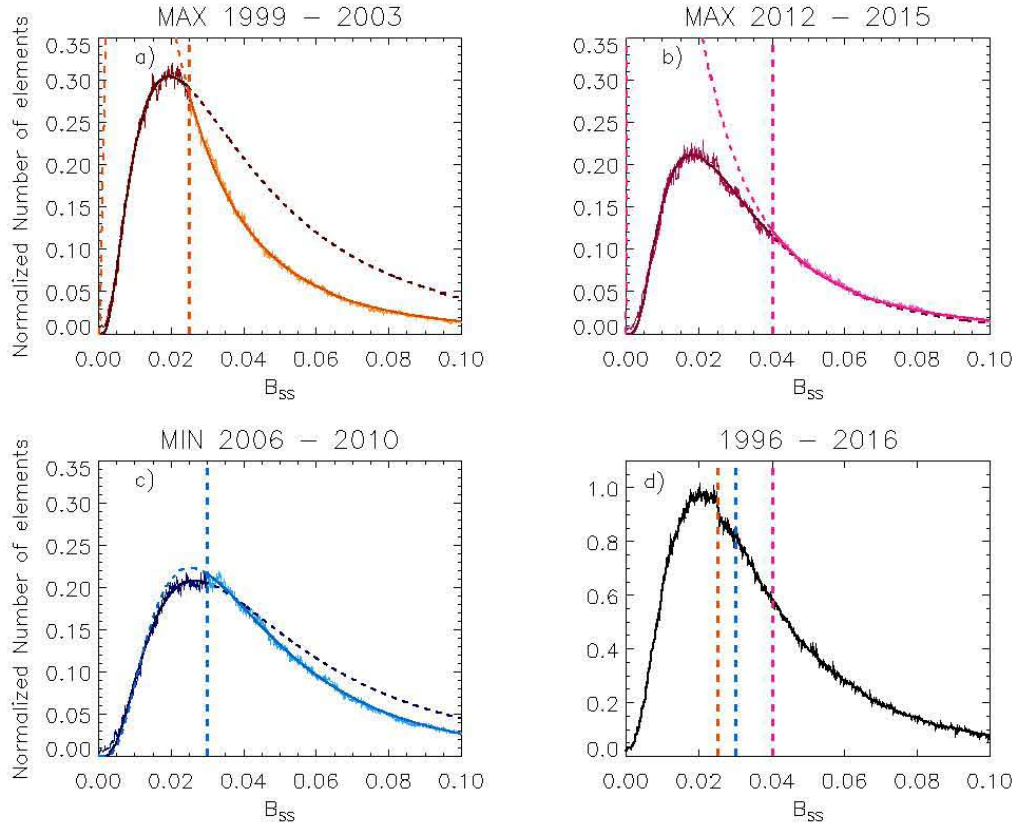
- 520 Burlaga, L. F., & Lazarus, A. J. 2000, *JGR*, 105, 2357
- 521 Burlaga, L. F., Plunkett, S. P., & St. Cyr, O. C. 2002, *JGR (Space Physics)*, 107, 1266
- 522 Cane, H. V., & Richardson, I. G. 2003, *JGR (Space Physics)*, 108, 1156
- 523 Chapman, S. C., Hnat, B., & Kiyani, K. 2008, *Nonlinear Processes in Geophysics*, 15, 445
- 524 Chen, C. H. K., Howes, G. G., Bonnell, J. W., et al. 2013, *Solar Wind* 13, 1539, 143
- 525 Gopalswamy, N. 2016, *Geoscience Letters*, 3, 8
- 526 Gosling, J. T., McComas, D. J., Phillips, J. L., & Bame, S. J. 1991, *JGR*, 96, 7831
- 527 Howard, T. A., & Tappin, S. J. 2010, *Space Weather*, 8, S07004
- 528 Howe, R., Christensen-Dalsgaard, J., Hill, F., et al. 2013, *ApJL*, 767, L20
- 529 Jian, L., Russell, C. T., Luhmann, J. G., & Skoug, R. M. 2006, *Sol. Phys.*, 239, 337
- 530 Kilpua, E. K. J. and Hietala, H. and Koskinen, H. E. J. and Fontaine, D. and Turc, L. 2013,
531 *Annales Geophysicae*, 31, 9
- 532 Kim, R.-S., Cho, K.-S., Kim, K.-H., et al. 2008, *ApJ*, 677, 1378-1384
- 533 King, J. H., & Papitashvili, N. E. 2005, *JGR (Space Physics)*, 110, A02104
- 534 Klein, L., & Burlaga, L. F. 1980, *JGR*, 85, 2269
- 535 Klein, L. W., & Burlaga, L. F. 1982, *JGR*, 87, 613
- 536 Lamy, P., Floyd, O., Quémerais, E., Boclet, B., & Ferron, S. 2017, *JGR (Space Physics)*, 122,
537 50
- 538 Lepping, R. P., Acuña, M. H., Burlaga, L. F., et al. 1995, *SSR*, 71, 207
- 539 Ogilvie, K. W., Chornay, D. J., Fritzenreiter, R. J., et al. 1995, *SSR*, 71, 55
- 540 Richardson, I. G., & Cane, H. V. 2010, *Sol. Phys.*, 264, 189
- 541 Richardson, I. G., & Cane, H. V. 2011, *Space Weather*, 9, S07005
- 542 Schwenn, R. 2006, *SSR*, 124, 51
- 543 Tappin, S. J., Buffington, A., Cooke, M. P., et al. 2004, *GRL*, 31, L02802
- 544 Wang, Y.-M., & Sheeley, N. R., Jr. 1994, *ApJ*, 430, 399
- 545 Webb, D. F., & Howard, R. A. 1994, *JGR*, 99, 4201
- 546 Wilcox, J. M., & Ness, N. F. 1967, *Sol. Phys.*, 1, 437
- 547 Yashiro, S., Gopalswamy, N., Michalek, G., et al. 2004, *JGR (Space Physics)*, 109, A07105
- 548 Zhang, G., & Burlaga, L. F. 1988, *JGR*, 93, 2511
- 549 Zurbuchen, T. H., & Richardson, I. G. 2006, *SSR*, 123, 31



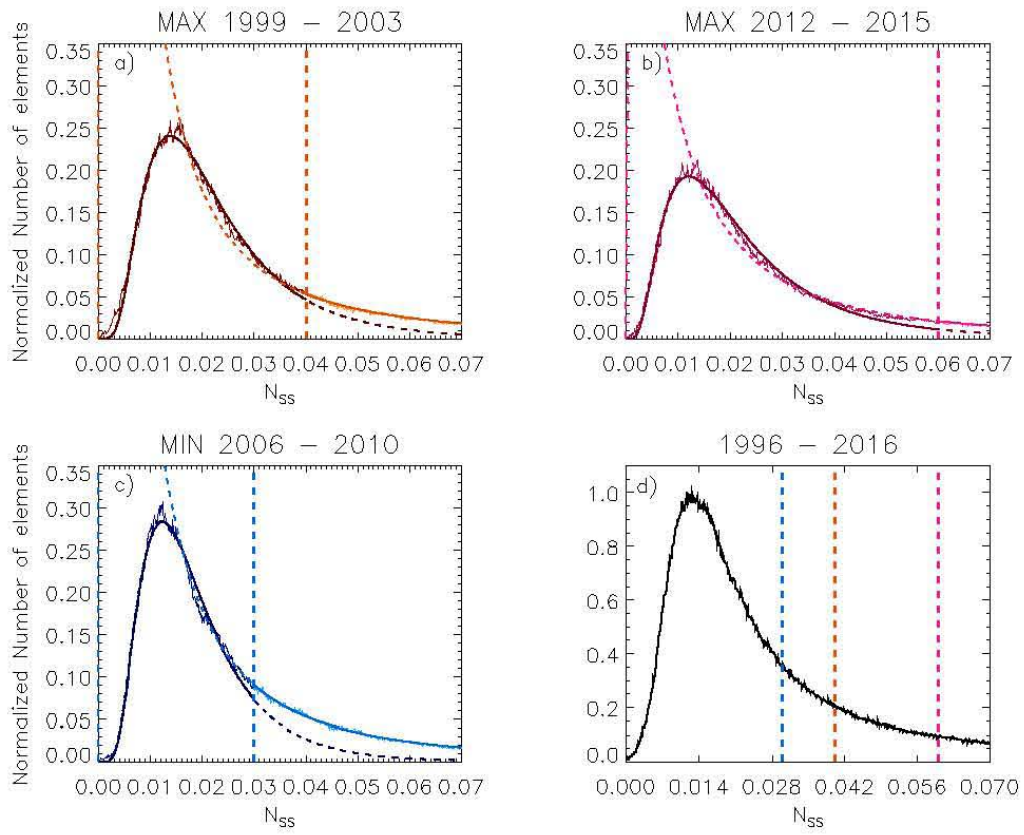
389 **Figure 9.** Contours of the distributions per year for each of the parameter *seesaw* norms. From bottom
 390 to top we present the distributions of DST_{SS} , $V \times B_{SS}$, T_{SS} , N_{SS} , B_{SS} , and V_{SS} , respectively during 1997 to
 391 2013. This period of time was chosen to compared our contours with those present in the Figure 1 of Howe
 392 et al. (2013) in which the combined rotation-rate residuals from GONG, MDI, and HMI2dRLS inversions at
 393 0.99 Rs and the contours of the magnetic field strength at 5, 25 and 45 G from Kitt Peak magnetograms are
 394 shown. It is clearly observed a high relation of our seesaws with the activity of the Sun.



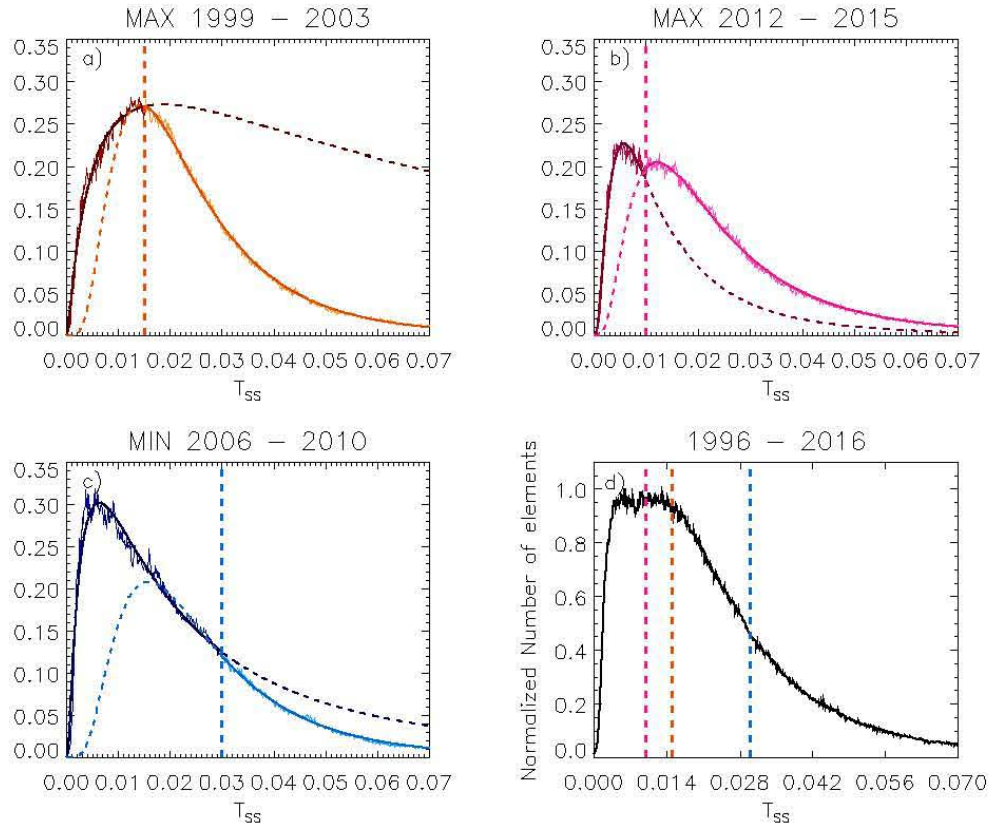
430 **Figure 10.** Distributions of V_{SS} during the solar maximum 23 (panel a), maximum 24 (panel b), the
 431 minimum (panel c) and during the total interval from 1997 to 2016 (panel d). To each distribution, we fit
 432 piecewise functions formed by two-lognormal distributions. Each distribution fits accurately the distributions
 433 until certain critical value which are shown in dashed line in panel d (The color marks the phase of the solar
 434 cycle in which that critical value was obtained). We include the distributions of the number of the ICMEs
 435 (*dark green*), SBs (*green*) and CIRs (*light green*) for each phase. The tails of the distributions are due to
 436 large-scale structures.



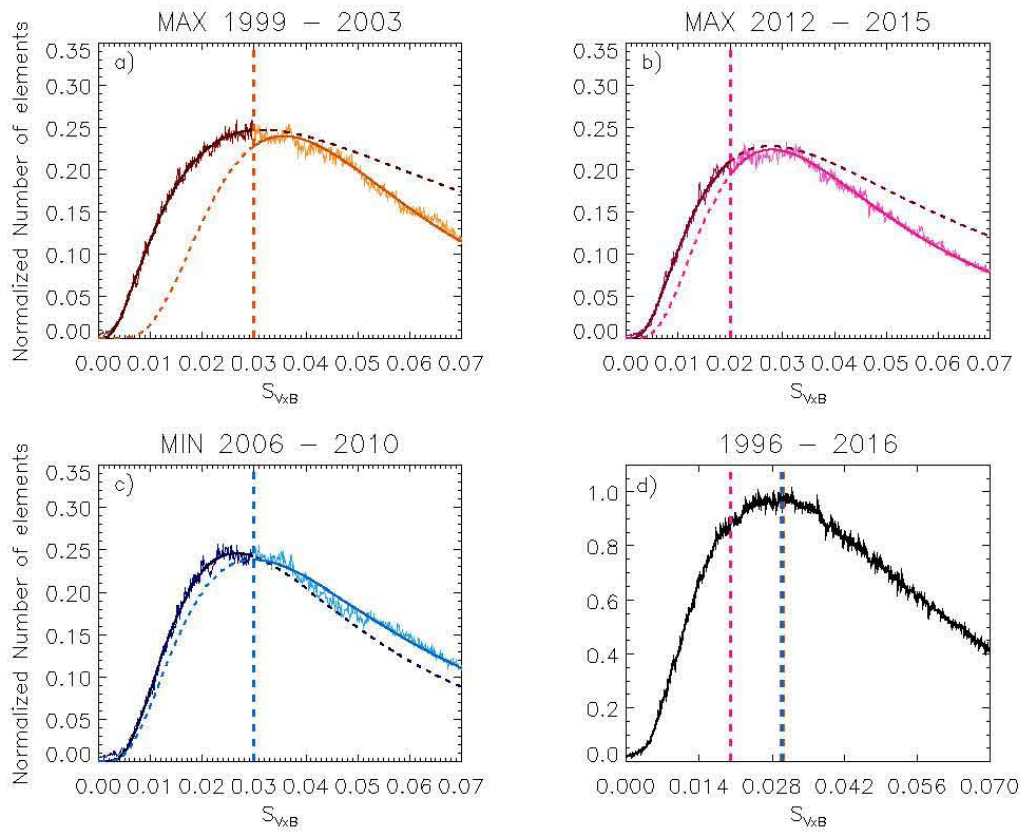
437 **Figure 11.** Same as Figure 10 but for B_{SS} . In panel d, the dash lines mark the critical values in which the
 438 piecewise functions change in each of the phase of the solar cycle (represented by the color). The distributions
 439 of the number of the ICMEs are shown in *dark green*, for SBs in *green* and for CIRs in *light green* for each
 440 phase.



441 **Figure 12.** Same as Figure 10 and 11 but for N_{SS} . The distribution during the minimum is higher than the
 442 other two distributions phases.

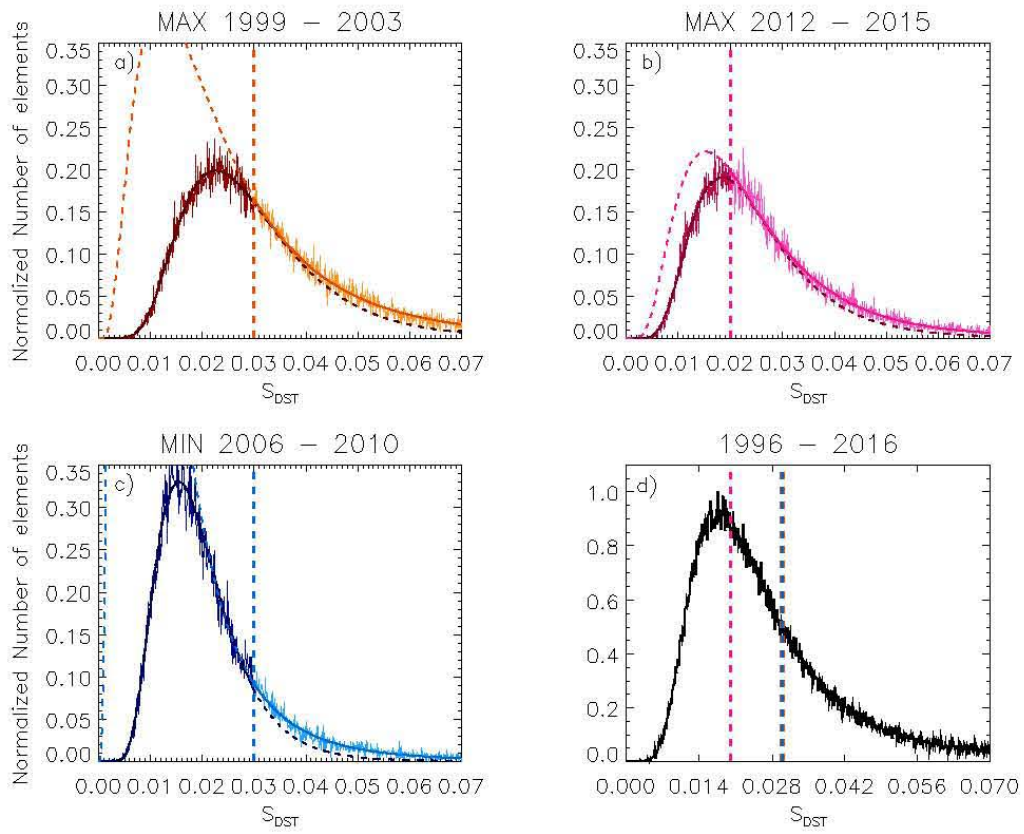


443 **Figure 13.** Same as Figure 10 and 11 and 12 but for T_{SS} . The shape of the distribution during the maxi-
 444 mum 23 is different from the other two distribution phases. In panel d, it is clearly notice that the slope of the
 445 distribution changes every time it reaches the critical values.



446

Figure 14. Same as Figure 10 and 11 and 12 but for VxB_{SS} .



447

Figure 15. Same as Figure 10 and 11 and 12 but for DST_{SS} .

AN ANALYTICAL MODEL OF INTERPLANETARY CORONAL MASS EJECTION INTERACTIONS

T. NIEMBRO^{1,3}, J. CANTÓ², A. LARA³, AND R. F. GONZÁLEZ⁴¹ Posgrado en Ciencias de la Tierra, Universidad Nacional Autónoma de México, 04510, D. F., México; tat17v@gmail.com² Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70-264, 04510, D. F., México³ Instituto de Geofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, 04510, D. F., México⁴ Instituto de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 3-72, 58089, Morelia, Michoacán, México*Received 2015 July 3; accepted 2015 August 15; published 2015 September 22*

ABSTRACT

We present an analytical model that describes the evolution of two consecutive interplanetary coronal mass ejections (ICMEs), their interaction, and the evolution of the merged region. In this model, the coronal mass ejections (CMEs) are seen as velocity and density (mass loss rate) fluctuations of the solar wind that result in the formation of shocks traveling into the ambient solar wind (ASW). The dynamical evolution of these structures depends on both the CME parameters such as the initial velocity, density, and the duration of the eruption as well as the solar wind conditions (ejection velocity and mass loss rate). The probability of an interaction of two consecutive CMEs launched in the same direction is high, basically depending on their speeds and the interval of time between the CMEs. As a result of the interaction, a merged region is formed. Its dynamical evolution is also addressed by the present model. Given a set of initial CMEs and ASW conditions, our model is able to predict the time and distance of the interaction between the ICMEs and the velocity of the merged region as a function of the heliospheric distance. These are fundamental parameters of space weather predictions. Also, the model is able to predict the arrival time and velocity of the merged region at 1 AU. In this work, we validate the model through its application to well documented interaction events observed on 2007 January 24, 2010 May 23, 2010 August 01, and 2012 November 09.

Key words: solar wind – Sun: activity – Sun: coronal mass ejections (CMEs)

1. INTRODUCTION

A coronal mass ejection (CME) is an excess of mass and magnetic field expelled from the low solar atmosphere into the interplanetary medium with velocities ranging from ~ 100 up to ~ 3000 km s⁻¹. In interplanetary space (above ~ 15 solar radii), the CMEs are called interplanetary coronal mass ejections (ICMEs) and their dynamics are determined by their interactions with the ambient solar wind (ASW; Cantó et al. 2005; Borgazzi et al. 2009; Lara et al. 2011) and other large-scale structures such as corotating interaction regions (CIRs) or other ICMEs (Gopalswamy et al. 2001a). During these interactions, there is an interchange of momentum between the colliding structures and a complex region is formed (Gopalswamy et al. 2001b; Burlaga et al. 2002).

Observationally, the study of the interaction of two consecutive ICMEs is based on coronagraph images, in situ measurements, and radio signatures. Recently SECCHI (Howard et al. 2008), on board the *STEREO* spacecraft (Kaiser et al. 2008), has made possible to track the density enhancements associated with ICMEs, from low corona to 1 AU, and their interactions. From a theoretical point of view, numerical simulations have been developed to study these interactions (Vandas et al. 1997; Schmidt & Cargill 2004; Lugaz et al. 2005; Xiong et al. 2006), giving us a global view of the process.

On the other hand, analytical models help us to understand the dynamics of the interactions of ICMEs with the ASW (Cantó et al. 2005; Borgazzi et al. 2009; Vršnak et al. 2010, 2013). In this direction, Cantó et al. (2005) developed an analytical model to give insights into the physics of isolated ICME propagation. In this model, a CME is initiated as a perturbation ejected from the Sun into the smooth and steady solar wind. The perturbation is such that the velocity and

density suddenly change during a certain interval of time (the duration of the CME). These abrupt changes form a “working surface” (WS) at the interface between the ASW and the ICME material. The WS is bounded by two shock fronts: the inner (or reverse) shock, which decelerates the fast ICME material, and the outer (leading) shock, which accelerates the ASW (see also Raga et al. 1990).

In our approximation to ICME macroscopic dynamics, we assume that the kinetic energy of the plasma is much higher, and therefore dominates over the magnetic field energy (see Borgazzi et al. 2009 for an approximate quantification). The validity of this assumption is supported by the fact that our model of ICME interactions, as well as other models of transports of ICMEs based in hydrodynamics, reproduce very well the observed behavior of ICMEs (Cantó et al. 2005; Borgazzi et al. 2009; Vršnak et al. 2010, 2013). The magnetic field interactions are important at microscopic scales through wave-particle interactions (e.g., Subramanian et al. 2012).

We agree that the internal magnetic field should play an important role in the internal evolution of the merged region, but the collision distance and time are independent of the internal magnetic field of the individual CMEs. After the collision, the merged region is regarded as a new working surface with no internal structure. This is a limitation of the model.

In the present work, we expand the model of Cantó et al. (2005) to study the evolution, propagation, and interaction of two consecutive ICMEs, as well as the dynamics of the resultant merged region. We present the formalism of the model in Section 2. In Section 3, we validate our model by applying it to a set of well documented events of ICME interactions observed on 2007 January 24 (Lugaz et al. 2008, 2009), 2010 May 23 (Lugaz et al. 2012), 2010 August 01 (Temmer et al. 2012), and 2012 November 09 (Mishra

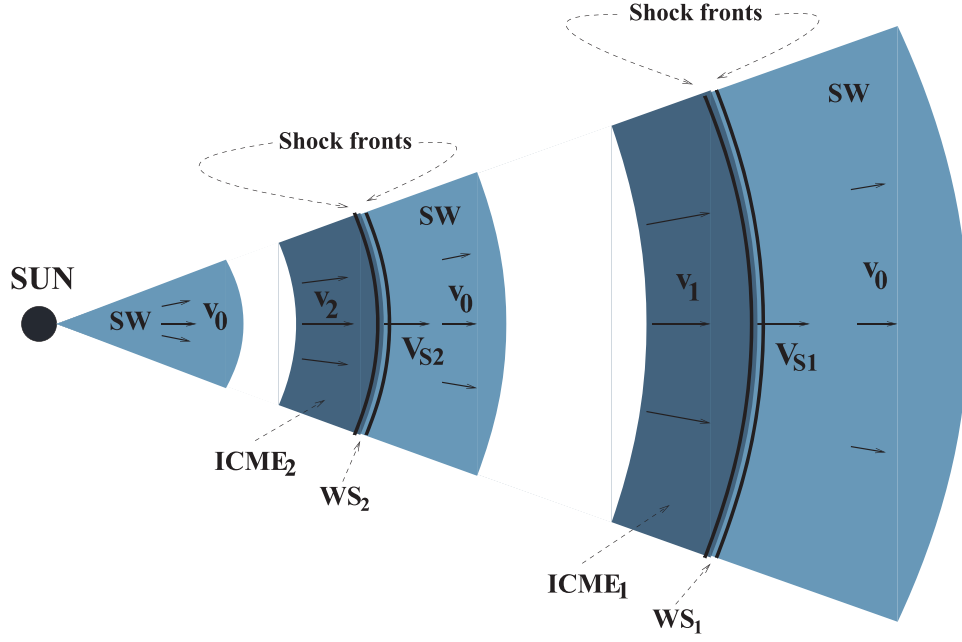


Figure 1. Schematic diagram showing the flow pattern after two velocity fluctuations. The material of ICME₁ moves with constant velocity $a_1 v_0$ while ICME₂ moves with constant velocity $a_2 v_0$. Both ICMEs interact with the ASW of velocity v_0 and produce working surfaces WS₁ and WS₂, respectively. The working surfaces are bounded by two shock fronts. In this work, we assume that $a_{1,2} > 1$, therefore gaps are developed behind ICME₁ and ICME₂.

et al. 2014). Finally, our discussion and conclusions are presented in Section 4.

2. THE MODEL

In this model, the solar wind is treated as a steady flow of particles going out of the Sun and a CME is characterized by an increase in the velocity and density of this flow. The change of these parameters is defined by the constant ratios $a = v/v_0$ and $c = \rho/\rho_0$, where v_0 and ρ_0 are the velocity and density of the ASW, respectively. The change of the mass-loss rate is characterized by the factor $b = \dot{m}/\dot{m}_0$ (note that $b = a c$ due to the continuity equation). After a finite interval of time, $\Delta\tau$, determined by the duration of the eruption, the flow parameters return to their original values. The initial jump of the flow parameters causes the formation of a two-shock structure called working surface WS (Raga et al. 1990; Cantó et al. 2005).

In this work, the ICME dynamic is then represented by the evolution of the WSs. Studying the formation, evolution, and collision of the WSs associated with two consecutive ICMEs, we are able to determine the behavior of the system: the individual ICMEs and the merged region formed after the collision. In Figure 1, we present a schematic diagram of the system before the collision.

The WSs form at the instant when the CMEs are expelled outward from the Sun. Afterward, each WS travels downstream of the ASW flow, and at given time t , the WS is located at a distance x_s from the injection source. This distance must coincide with the position of the center of mass of the WS, which is given by

$$x_s = \frac{1}{m} \int_{\tau_i}^{\tau_j} v(\tau) (t - \tau) \dot{m}(\tau) d\tau, \quad (1)$$

where m is the mass accumulated inside the WS,

$$m = \int_{\tau_i}^{\tau_j} \dot{m}(\tau) d\tau, \quad (2)$$

$v(\tau)$ and $\dot{m}(\tau)$ are the initial velocity and mass-loss rate of the flow that is incorporated into the WS, τ is the injection time of the flows, and τ_j and τ_i are the injection times directly upstream and downstream of the WS at a time t , respectively (Cantó et al. 2000).

We define a function F as

$$F = \int_{\tau_i}^{\tau_j} [x_s - v(\tau) (t - \tau)] \dot{m}(\tau) d\tau, \quad (3)$$

which, by Equations (1) and (2), must equal zero during the evolution of the WS. That is,

$$F = 0 \quad (4)$$

for any time t .

By using the free-streaming approximation for the flow and assuming that the width of the WS is negligible (thin layer approximation) we also have

$$x_s = v(\tau_i) (t - \tau_i), \quad (5)$$

and

$$x_s = v(\tau_j) (t - \tau_j). \quad (6)$$

Equations (4)–(6) relate our four unknown variables: x_s , t , τ_i , and τ_j . Thus, we can find three of them in terms of the fourth.

Using this model, we are able to study the dynamical evolution of any ICMEs and, in the case of two or more consecutive ICMEs, this model predicts the time of the interaction as well as the position and the velocity of the merged region at any time.

In this work, we present the solution of the model applied to the interaction of two consecutive ICMEs. A qualitative plot of the flow properties as a function of the injection time τ is shown in Figure 2. For the sake of simplicity, in this work we assume that the ASW has the same parameters before, between, and after the CMEs (see Figure 2), though this condition can be changed.

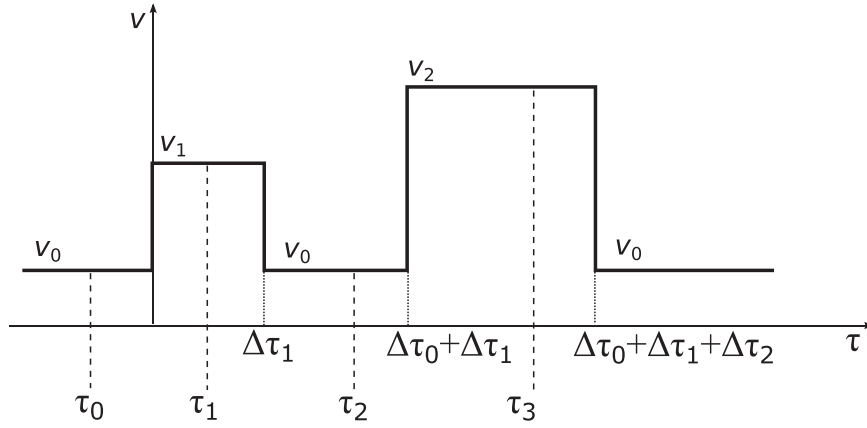


Figure 2. Schematic diagram of the outflow velocity as function of the injection time τ . The ICME₁ material moves with a constant velocity $v_1 = a_1 v_0$ starting at a time $\tau = 0$ and lasting $\Delta\tau_1$. The Sun again blows out the ASW during an interval of time $\Delta\tau_0$, then at a time $\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1$, ICME₂ is expelled outward from the Sun with constant velocity $v_2 = a_2 v_0$ during an interval of time $\Delta\tau_2$.

We would like to note that the model can be expanded to any number of CMEs traveling into the ASW. The model is able to predict the time of the different interactions and the evolution of the resultant merged region(s) at any distance from the Sun. The major assumption is that CME dynamics are dominated by the kinetic energy of the plasma, and therefore the magnetic energy can be neglected.

2.1. Leading ICME

Before the CME launch, at quiet times, the Sun blows out a stationary wind with velocity v_0 , density ρ_0 , and mass-loss rate \dot{m}_0 for injection times $\tau < 0$. Then, at $\tau = 0$, the first perturbation (CME₁) starts flowing with velocity $v_1 = a_1 v_0$, density $\rho_1 = c_1 \rho_0$, and mass-loss rate $\dot{m}_1 = b_1 \dot{m}_0$ lasting for a time interval $\Delta\tau_1$ (Figure 2). Following the formalism of Cantó et al. (2000; see also González & Cantó 2002; Cantó et al. 2005), it can be shown that the first WS₁ is instantaneously formed when the jump of the flow parameters occurs. Then, the dynamical evolution of the shocked material depends on the jump factors a_1 , b_1 , and $c_1 (= b_1/a_1)$. The evolution of the WS₁ comprises two phases, A_1 and B_1 .

2.1.1. Phase A_1

The initial phase A_1 is characterized by a constant velocity with an intermediate value between the ASW and the CME₁ velocities. This is due to the fact that both flows are transferring momentum to the WS₁ at constant rates. Therefore, the initial velocity of the WS₁ depends on the interplay between the momentum injected into the WS₁ by both the CME₁ and the ambient wind ahead.

To solve this phase, we find the function F (see Equation (3) and Figure 2);

$$\begin{aligned} F &= \int_{\tau_0}^0 [x_s - v_0(t - \tau)] \dot{m}_0 d\tau \\ &+ \int_0^{\tau_1} [x_s - v_1(t - \tau)] \dot{m}_1 d\tau \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \dot{m}_1 \tau_1 [2x_s + (\tau_1 - 2t)v_1] \right. \\ &\quad \left. - \dot{m}_0 \tau_0 [2x_s + (\tau_0 - 2t)v_0] \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

where the first integral is related to the ASW in front of the WS₁ (with $\tau_i = \tau_0$, $v_i = v_0$ and $\tau_0 \leq 0$), while the second integral corresponds to the CME₁ behind of the WS₁ (with $\tau_j = \tau_1$ and $v_j = v_1$ and $0 \leq \tau_1 \leq \Delta\tau_1$),

Using the condition $F = 0$ (see Equation (4)) and the free-streaming conditions (see Equations (5) and (6)),

$$x_s = v_0(t - \tau_0), \quad (8)$$

and

$$x_s = v_1(t - \tau_1), \quad (9)$$

for this phase, we find,

$$\tau_0 = -\sqrt{a_1 b_1} \tau_1, \quad (10)$$

$$t = \left(\frac{a_1 + \sqrt{a_1 b_1}}{a_1 - 1} \right) \tau_1, \quad (11)$$

and,

$$x_s = \left(\frac{1 + \sqrt{a_1 b_1}}{a_1 - 1} \right) a_1 v_0 \tau_1, \quad (12)$$

where we have used τ_1 as a free parameter.

From Equations (11) and (12) it follows that the WS₁ moves with a constant velocity given by

$$v_s = \frac{1 + \sqrt{a_1 b_1}}{a_1 + \sqrt{a_1 b_1}} a_1 v_0 \quad (13)$$

during this initial phase. Thus, we may write from Equations (11) to (13), $x_s = v_s t$, with v_s given by Equation (13).

This phase of constant velocity ends when all the mass and momentum of CME₁ have been transferred to WS₁, that is, when $\tau_1 = \Delta\tau_1$. Applying this condition to Equations (11) and (12), we find the final time,

$$t_f = \left(\frac{a_1 + \sqrt{a_1 b_1}}{a_1 - 1} \right) \Delta\tau_1, \quad (14)$$

and the distance,

$$x_{sf} = \left(\frac{1 + \sqrt{a_1 b_1}}{a_1 - 1} \right) a_1 v_0 \Delta\tau_1, \quad (15)$$

for this initial, constant velocity phase. After this point, the inner shock disappears and only the ASW feeds the working surface with low velocity material, and the WS_1 enters into a new, decelerated, phase B_1 .

2.1.2. Phase B_1

In this second phase, the function F (see Equation (3)) is given by

$$\begin{aligned} F &= \int_{\tau_0}^0 [x_s - v_0(t - \tau)] \dot{m}_0 d\tau \\ &\quad + \int_0^{\Delta\tau_1} [x_s - v_1(t - \tau)] \dot{m}_1 d\tau \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \dot{m}_1 \Delta\tau_1 [2x_s + (\Delta\tau_1 - 2t)v_1] \right. \\ &\quad \left. - \dot{m}_0 \tau_0 [2x_s + (\tau_0 - 2t)v_0] \right\}, \end{aligned} \quad (16)$$

where the second integral is limited by the duration of CME_1 , $\Delta\tau_1$.

Using the condition $F = 0$ and the free-streaming Equation (8) we obtain

$$t = \frac{\tau_0^2 - 2b_1 \Delta\tau_1 \tau_0 + a_1 b_1 \Delta\tau_1^2}{2b_1 \Delta\tau_1 (a_1 - 1)}, \quad (17)$$

where the free parameter is now τ_0 . The position of WS_1 in this second stage (B_1) is obtained by substituting Equation (17) into (8), that is,

$$x_s = \frac{\tau_0^2 + a_1 b_1 \Delta\tau_1 (\Delta\tau_1 - 2\tau_0)}{2b_1 \Delta\tau_1 (a_1 - 1)} v_0. \quad (18)$$

The velocity of WS_1 in this second stage is given by

$$v_s = \frac{dx_s/d\tau_0}{dt/d\tau_0} = \frac{a_1 b_1 \Delta\tau_1 - \tau_0}{b_1 \Delta\tau_1 - \tau_0} v_0, \quad (19)$$

in terms of the parameter τ_0 . This velocity steadily decreases from the value at stage A_1 (given by Equation (13)), approaching asymptotically the velocity v_0 of the ASW, for $\tau_0 \rightarrow -\infty$.

As expected, Equations (17)–(19) exactly match Equations (11)–(13), respectively, when $\tau_1 = \Delta\tau_1$; that is, at time t_f and distance x_{sf} (Equations (14) and (15), respectively).

2.2. Trailing ICME

When CME_1 ends, the ASW is blown out again during an interval of time $\Delta\tau_0$ (between $\tau = \Delta\tau_1$ and $\tau = \Delta\tau_0 + \Delta\tau_1$, see Figure 2). For simplicity, we have assumed that the parameters of the new ASW are exactly the same than those of the ASW before the first eruption (v_0 , ρ_0 , and \dot{m}_0). This assumption is not necessary.

At time $\tau = \Delta\tau_1 + \Delta\tau_0$, a second perturbation (CME_2) is expelled from the Sun with velocity $v_2 = a_2 v_0$, mass-loss rate $\dot{m}_2 = b_2 \dot{m}_0$, and density $\rho_2 = c_2 \rho_0$ ($c_2 = b_2/a_2$) during a finite interval of time $\Delta\tau_2$ (see Figure 2). At the time when CME_2 is launched, a new WS_2 is formed, and its dynamical evolution depends on the jump factors a_2 (>1), b_2 , and c_2 , and the duration of CME_2 , $\Delta\tau_2$. Its evolution comprises three phases: an initial phase A_2 of constant velocity, a second phase

B_2 of acceleration/deceleration, and a third phase C_2 of constant velocity.

2.2.1. Phase A_2

During the initial phase of constant velocity of the trailing WS_2 , the function F is given by

$$\begin{aligned} F &= \int_{\tau_2}^{\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1} [x_s - v_0(t - \tau)] \dot{m}_0 d\tau \\ &\quad + \int_{\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1}^{\tau_3} [x_s - v_2(t - \tau)] \dot{m}_2 d\tau \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \dot{m}_2 (\tau_3 - \Delta\tau_0 - \Delta\tau_1) \right. \\ &\quad \times [2x_s + (\tau_3 + \Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 - 2t)v_2] \\ &\quad \left. - \dot{m}_0 (\tau_2 - \Delta\tau_0 - \Delta\tau_1) \right. \\ &\quad \left. \times [2x_s + (\tau_2 + \Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 - 2t)v_0] \right\}. \end{aligned} \quad (20)$$

The result is, of course, the same as that given by Equation (7), but shifted in time by $\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1$. Using, again, the free-streaming Equations (5) and (6) in the form

$$x_s = v_0(t - \tau_2), \quad (21)$$

and

$$x_s = v_2(t - \tau_3), \quad (22)$$

together with the condition $F = 0$ in Equation (20), we find,

$$\tau_2 - (\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1) = -\sqrt{a_2 b_2} [\tau_3 - (\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1)], \quad (23)$$

$$t - (\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1) = \left(\frac{a_2 + \sqrt{a_2 b_2}}{a_2 - 1} \right) [\tau_3 - (\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1)], \quad (24)$$

and

$$x_s = \left(\frac{1 + \sqrt{a_2 b_2}}{a_2 - 1} \right) a_2 v_0 [\tau_3 - (\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1)], \quad (25)$$

which are equivalent to Equations (10)–(12), but shifted in time by $\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1$.

Since the material of the ASW and $ICME_2$ are incorporated into the WS_2 at constant rates, the WS_2 moves with a constant velocity,

$$v_s = \frac{dx_s/d\tau_3}{dt/d\tau_3} = \frac{1 + \sqrt{a_2 b_2}}{a_2 + \sqrt{a_2 b_2}} a_2 v_0, \quad (26)$$

which is, of course, similar to Equation (13), but for a_2 and b_2 .

This phase of constant velocity lasts until either the $ICME_2$ or ASW material is completely incorporated into WS_2 , and a new accelerated/decelerated phase B_2 begins.

2.2.2. Phase B_2

If the $ICME_2$ material runs out first, then the WS_2 starts a deceleration phase, because it only sweeps the lower velocity material of the ASW in front of it. On the other hand, if the ASW is incorporated completely into the WS_2 first, then the WS_2 is accelerated by the fast $ICME_2$ material, which is still being incorporated into the WS_2 .

It can be shown that both ICME₂ and the ASW run out at the same time for

$$\frac{\Delta\tau_0}{\Delta\tau_2} = \sqrt{a_2 b_2}. \quad (27)$$

Thus, if $\Delta\tau_2/\Delta\tau_0 < \sqrt{a_2 b_2}$, then the ASW runs out first and the WS₂ is accelerated by the incorporation of the fast ICME₂ material, while if $\Delta\tau_2/\Delta\tau_0 > \sqrt{a_2 b_2}$, the ICME₂ material runs out first and then the WS₂ is decelerated by the incorporation of the slow ASW in front of it.

2.2.2.1. Phase B₂—Decelerated

Let us first consider the decelerated case ($\Delta\tau_2/\Delta\tau_0 > \sqrt{a_2 b_2}$). This second phase begins when $\tau_3 = \Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 + \Delta\tau_2$ at a time (Equation (24)),

$$t_i = \frac{(a_2 - 1)(\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1) + (\sqrt{a_2 b_2} + a_2) \Delta\tau_2}{a_2 - 1}, \quad (28)$$

when the working surface is at the distance (Equation (25)),

$$x_i = \frac{(\sqrt{a_2 b_2} + 1) a_2 v_0 \Delta\tau_2}{a_2 - 1}. \quad (29)$$

and $\tau_{2i} = \Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 - \sqrt{a_2 b_2} \Delta\tau_2$, from Equation (23).

During this second phase of deceleration the function F is

$$\begin{aligned} F &= \int_{\tau_2}^{\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1} [x_s - v_0(t - \tau)] m_0 d\tau \\ &+ \int_{\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1}^{\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 + \Delta\tau_2} [x_s - v_2(t - \tau)] m_2 d\tau \\ &= m_0 \left\{ (x_s - v_0 t) (\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 - \tau_2) \right. \\ &+ \left. \frac{1}{2} v_0 [(\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1)^2 - \tau_2^2] \right\} \\ &+ m_2 \left\{ (x_s - v_2 t) \left(\Delta\tau_2 + \frac{1}{2} v_2 \Delta\tau_2 \right) \right. \\ &\times \left. [\Delta\tau_2 + 2(\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1)] \right\}, \quad (30) \end{aligned}$$

where τ_2 is now the free parameter.

Using the condition $F = 0$, and the free-streaming equation,

$$x_s = v_0(t - \tau_2), \quad (31)$$

we find

$$\begin{aligned} t &= \left((\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 - \tau_2)^2 + b_2 \Delta\tau_2 \right. \\ &\times \left. \left\{ a_2 [2(\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1) + \Delta\tau_2] - 2\tau_2 \right\} \right) / \\ &(2 b_2 \Delta\tau_2 (a_2 - 1)), \quad (32) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} x_s &= \left((\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 - \tau_2)^2 + a_2 b_2 \Delta\tau_2 \right. \\ &\times \left. [2(\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 - \tau_2) + \Delta\tau_2] \right) / \\ &(2 b_2 \Delta\tau_2 (a_2 - 1)) v_0, \quad (33) \end{aligned}$$

and

$$\begin{aligned} v_s &= \frac{dx_s/d\tau_2}{dt/d\tau_2} \\ &= \frac{(\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 + a_2 b_2 \Delta\tau_2 - \tau_2)}{(\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 + b_2 \Delta\tau_2 - \tau_2)} v_0, \quad (34) \end{aligned}$$

in terms of the free parameter τ_2 .

This phase ends when all of the ASW material has been incorporated into the WS₂, i.e., when $\tau_2 = \Delta\tau_1$ (see Figure 2). Using this condition, in Equations (32)–(34) we have the time, position, and velocity of the WS₂ at the end of this decelerated phase. They are

$$\begin{aligned} t_f &= \left(\Delta\tau_0^2 + b_2 \Delta\tau_2 \{-2\Delta\tau_1 + a_2 \right. \\ &\times \left. [2(\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1) + \Delta\tau_2] \} \right) / \\ &(2 b_2 \Delta\tau_2 (a_2 - 1)), \quad (35) \end{aligned}$$

$$x_{sf} = \frac{\Delta\tau_0^2 + a_2 (2\Delta\tau_0 + \Delta\tau_2) b_2 \Delta\tau_2}{2 b_2 \Delta\tau_2 (a_2 - 1)} v_0, \quad (36)$$

and

$$v_{sf} = \frac{\Delta\tau_0 + a_2 b_2 \Delta\tau_2}{\Delta\tau_0 + b_2 \Delta\tau_2} v_0. \quad (37)$$

Afterward, the WS₂ moves with a constant velocity given by Equation (37) (see Section 2.2.3)

2.2.2.2. Phase B₂—Accelerated

On the other hand, if $\Delta\tau_2/\Delta\tau_0 < \sqrt{a_2 b_2}$, the WS₂ is accelerated, since the fast ICME₂ material is incorporated into the WS₂. The acceleration phase of the WS₂ starts at the distance,

$$x_i = \frac{(1 + \sqrt{a_2 b_2})}{\sqrt{a_2 b_2} (a_2 - 1)} a_2 v_0 \Delta\tau_0, \quad (38)$$

and at a time

$$t_i = \Delta\tau_1 + \frac{(a_2 b_2 + \sqrt{a_2 b_2})}{b_2 (a_2 - 1)} \Delta\tau_0, \quad (39)$$

which follow from Equations (23) to (25) with $\tau_2 = \Delta\tau_1$.

In this phase, the function F is

$$\begin{aligned} F &= \int_{\Delta\tau_1}^{\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1} [x_s - v_0(t - \tau)] m_0 d\tau \\ &+ \int_{\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1}^{\tau_3} [x_s - v_2(t - \tau)] m_2 d\tau \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \Delta\tau_0 m_0 [(\Delta\tau_0 + 2\Delta\tau_1) v_0 \right. \\ &+ 2(v_2 - v_0)t - 2v_2 \tau_3] \\ &\left. - m_2 (\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 - \tau_3)^2 v_2 \right\}. \quad (40) \end{aligned}$$

From the condition $F = 0$ and the free-streaming function,

$$x_s = v_2(t - \tau_3), \quad (41)$$

we find,

$$t = \left(a_2 b_2 (\tau_3 - \Delta\tau_1)^2 + \Delta\tau_0^2 (a_2 b_2 - 1) + 2 \Delta\tau_0 \left[\Delta\tau_1 (a_2 b_2 - 1) - (b_2 - 1) a_2 \tau_3 \right] \right) / \left(2 (a_2 - 1) \Delta\tau_0 \right), \quad (42)$$

$$x_s = \left(\left((a_2 b_2 - 1) \Delta\tau_0^2 + 2 (a_2 b_2 - 1) \times \Delta\tau_0 (\Delta\tau_1 - \tau_3) + a_2 b_2 (\Delta\tau_1 - \tau_3)^2 \right) / \left(2 (a_2 - 1) \Delta\tau_0 \right) \right) a_2 v_0, \quad (43)$$

and

$$v_s = \frac{dx_s/d\tau_3}{dt/d\tau_3} = \frac{(a_2 b_2 - 1) \Delta\tau_0 + a_2 b_2 (\Delta\tau_1 - \tau_3)}{(b_2 - 1) \Delta\tau_0 + b_2 (\Delta\tau_1 - \tau_3)} v_0, \quad (44)$$

as a function of the free parameter τ_3 .

This phase of acceleration ends when all the momenta of the ICME₂ and the ASW have been transferred to the WS₂, that is, when $\tau_3 = \Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 + \Delta\tau_2$. This occurs at the time,

$$t_f = \left((2 a_2 - 1) \Delta\tau_0^2 + a_2 b_2 \Delta\tau_2^2 + 2 \Delta\tau_0 \left((a_2 - 1) \Delta\tau_1 + a_2 \Delta\tau_2 \right) \right) / \left(2 (a_2 - 1) \Delta\tau_0 \right), \quad (45)$$

and at the distance from the Sun,

$$x_{sf} = \frac{(\Delta\tau_0^2 + 2 \Delta\tau_0 \Delta\tau_2 + a_2 b_2 \Delta\tau_2^2) a_2 v_0}{2 (a_2 - 1) \Delta\tau_0}. \quad (46)$$

Afterward, the WS₂ moves with constant velocity,

$$v_{sf} = \frac{\Delta\tau_0 + a_2 b_2 \Delta\tau_2}{\Delta\tau_0 + b_2 \Delta\tau_2} v_0. \quad (47)$$

Equations (45)–(47) follow directly from Equations (42) to (44) with $\tau_3 = \Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 + \Delta\tau_2$.

2.2.3. Phase C₂

At the end of the accelerated/decelerated B_2 phase, the WS₂ moves with a velocity given by either Equation (37) or Equation (47), which are the same equation. These equations are the same because they are given by conservation of momentum: in Equation (37) or (47), the numerator represents the sum of the total momenta of the ASW ($\dot{m}_0 \Delta\tau_0 v_0$) and the ICME₂ ($\dot{m}_2 \Delta\tau_2 v_2$); while the denominator is the sum of their masses ($\dot{m}_0 \Delta\tau_0$) and ($\dot{m}_2 \Delta\tau_2$), respectively. Their ratio is the velocity of the WS₂. This velocity is constant during this phase. Thus, the position of the WS₂ at time t is,

$$x_s = x_{sf} + v_{sf} (t - t_f), \quad (48)$$

where t_f , x_{sf} , and v_{sf} are given by the set of Equations (35)–(37) if the WS₂ was decelerated or the set of Equations (45)–(47) if the WS₂ was accelerated during the previous phase B_2 .

2.3. Merged Region

When the fast WS₂ reaches the slower WS₁, they collide and form a merged region. Due to the conservation of momentum, this merged region travels initially with an intermediate velocity between the velocities that WS₁ and WS₂ had just before the collision.

The time and distance of the collision depends on the initial parameters of the individual events. The collision occurs when all the mass between the two WSs has been completely incorporated. Consequently, the WS₁ is in its decelerated phase B_1 and the WS₂ may be in either: (i) its final phase of constant velocity, (ii) its accelerated phase, or (iii) its decelerated phase. As an example of the formalism of the model, we present below the detailed solution for the first two cases which are related to events described in Section 3.

Case (i) In three of the events (2007 January 24, 2010 May 23 and 2012 November 09), the WSs collide when the WS₁ is in a decelerated phase B_1 while the WS₂ is in phase C_2 .

From substitution of the Equations (17) and (18) into the Equation (48), we find the value of τ_0 at the instant of collision (τ_0^{coll}). Then, we evaluate the Equations (17) and (18) at τ_0^{coll} to find the time and distance of the collision.

After this point ($\tau_0 < \tau_0^{\text{coll}}$), the dynamics of the merged WS is described by the function F ,

$$\begin{aligned} F &= \int_{\tau_0}^0 [x_s - v_0 (t - \tau)] m_0 d\tau \\ &+ \int_0^{\Delta\tau_1} [x_s - v_1(\tau) (t - \tau)] m_1 d\tau \\ &+ \int_{\Delta\tau_1}^{\Delta\tau_1 + \Delta\tau_0} [x_s - v_0 (t - \tau)] m_0 d\tau \\ &+ \int_{\Delta\tau_1 + \Delta\tau_0}^{\Delta\tau_1 + \Delta\tau_0 + \Delta\tau_2} [x_s - v_2 (t - \tau)] m_2 d\tau \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \Delta\tau_0 m_0 [\Delta\tau_0 + 2 \Delta\tau_1 - 2 \tau_0] v_0 + m_0 v_0 \Delta\tau_0^2 \right. \\ &+ \Delta\tau_1 m_1 [-2 v_0 \tau_0 + 2 t (v_0 - v_1) + \Delta\tau_1 v_1] \\ &+ \Delta\tau_2 m_2 [-2 v_0 \tau_0 + 2 t (v_0 - v_2)] \\ &\left. + [2 (\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1) + \Delta\tau_2] v_2 \right\}. \end{aligned} \quad (49)$$

From the condition $F = 0$ and the free-streaming equation,

$$x_s = v_0 (t - \tau_0), \quad (50)$$

we find the solution

$$t = c_0 + c_1 \tau_0 + c_2 \tau_0^2, \quad (51)$$

$$x_s = v_0 \left[c_0 + (c_1 - 1) \tau_0 + c_2 \tau_0^2 \right], \quad (52)$$

$$v_s = \frac{dx_s/d\tau_0}{dt/d\tau_0} = \frac{[(c_1 - 1) + 2 c_2 \tau_0]}{(c_1 + 2 c_2 \tau_0)} v_0, \quad (53)$$

where

$$\begin{aligned} c_0 &= \left(\Delta\tau_0^2 + a_1 b_1 \Delta\tau_1^2 + a_2 b_2 \Delta\tau_2^2 (2 \Delta\tau_1 \right. \\ &+ \Delta\tau_2) + 2 \Delta\tau_0 (\Delta\tau_1 + a_2 b_2 \Delta\tau_2) \Big) / \\ &\left(2 \left[(a_1 - 1) b_1 \Delta\tau_1 + (a_2 - 1) b_2 \Delta\tau_2 \right] \right), \end{aligned} \quad (54)$$

$$c_1 = -\frac{\Delta\tau_0 + b_1 \Delta\tau_1 + b_2 \Delta\tau_2}{(a_1 - 1) b_1 \Delta\tau_1 + (a_2 - 1) b_2 \Delta\tau_2}, \quad (55)$$

$$c_2 = \frac{1}{2[(a_1 - 1) b_1 \Delta\tau_1 + (a_2 - 1) b_2 \Delta\tau_2]}, \quad (56)$$

in terms of the free parameter τ_0 .

Case (ii): For the event of 2010 August 01 (see Section 3), the collision took place when the WS₁ was in its decelerated phase B_1 , while the WS₂ was in its accelerated phase B_2 . The time and distance of collision are thus found by solving simultaneously Equations (17) and (18) and Equations (42) and (43). First, we determine the values of τ_0 and τ_3 when the collision occurred (τ_0^{coll} and τ_3^{coll}) and then, we determine the values of t and x_s at that moment. After this point ($\tau_0 < \tau_0^{\text{coll}}$ and $\tau_3^{\text{coll}} < \tau_3 < \Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 + \Delta\tau_2$), the further dynamical behavior of the merged WS is described by the function F ,

$$\begin{aligned} F &= \int_{\tau_0}^0 [x_s - v_0(t - \tau)] m_0 d\tau \\ &+ \int_0^{\Delta\tau_1} [x_s - v_1(t - \tau)] m_1 d\tau \\ &+ \int_{\Delta\tau_1}^{\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1} [x_s - v_0(t - \tau)] m_0 d\tau \\ &+ \int_{\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1}^{\tau_3} [x_s - v_2(t - \tau)] m_2 d\tau \\ &= x_s [\Delta\tau_0 (m_0 - m_2) + \Delta\tau_1 (m_1 - m_2) - m_0 \tau_0 \\ &+ m_2 \tau_3] + t [m_0 v_0 (\tau_0 - \Delta\tau_0) - m_1 v_1 \Delta\tau_1 \\ &+ m_2 v_2 (\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 - \tau_3)] \\ &+ \frac{1}{2} [m_0 v_0 (\Delta\tau_0^2 + 2 \Delta\tau_0 \Delta\tau_1 - \tau_0^2) \\ &+ m_1 v_1 \Delta\tau_1^2 - m_2 v_2 (\Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 - \tau_3)]. \end{aligned} \quad (57)$$

Using the free-streaming equations,

$$x_s = v_0(t - \tau_0), \quad (58)$$

and

$$x_s = v_2(t - \tau_3), \quad (59)$$

in Equation (57) we find

$$F = c_0 + c_1 t + c_2 t^2, \quad (60)$$

where

$$\begin{aligned} c_0 &= \frac{1}{2} \left\{ a_1 b_1 \Delta\tau_1^2 - (a_2 b_2 - 1) \Delta\tau_0^2 \right. \\ &- 2 \Delta\tau_0 [(a_2 b_2 - 1) \Delta\tau_1 - a_2 (b_2 - 1) \tau_3] \\ &\left. - a_2 [b_2 (\Delta\tau_1 - \tau_3)^2 + \tau_3 (2 b_1 \Delta\tau_1 - a_2 \tau_3)] \right\}, \end{aligned} \quad (61)$$

$$\begin{aligned} c_1 &= \Delta\tau_0 (a_2 - 1) + a_2 [b_1 \Delta\tau_1 - (a_2 - 1) \tau_3] \\ &- a_1 b_1 \Delta\tau_1, \end{aligned} \quad (62)$$

$$c_2 = \frac{1}{2} (a_2 - 1)^2, \quad (63)$$

in terms of the free parameter τ_3 .

From the condition $F = 0$ we then find

$$t = \frac{-c_1 \pm \sqrt{c_1^2 - 4 c_2 c_0}}{2 c_2}, \quad (64)$$

and

$$x_s = v_0(t - \tau_3), \quad (65)$$

with τ_3 the free parameter. The sign in Equation (64) is determined by the initial conditions of the collision. During this phase, the velocity of the merged WS can be found from Equation (65),

$$v_s = \frac{dx_s}{dt} = a_2 v_0 \left[1 - \frac{1}{(dt/d\tau_3)} \right]. \quad (66)$$

From Equation (60) and the condition $F = 0$,

$$\frac{dc_0}{d\tau_3} + \frac{dc_1}{d\tau_3} t + c_1 \frac{dt}{d\tau_3} + 2 c_2 t \frac{dt}{d\tau_3} = 0, \quad (67)$$

thus,

$$\frac{dt}{d\tau_3} = -\frac{dc_0/d\tau_3 + (dc_1/d\tau_3) t}{c_1 + 2 c_2 t}. \quad (68)$$

Substituting Equation (68) in (66) we find:

$$v_s = a_2 v_0 \left[1 + \frac{c_1 + 2 c_2 t}{dc_0/d\tau_3 + (dc_1/d\tau_3) t} \right]. \quad (69)$$

Using Equations (61)–(63) in (69), we finally find,

$$\begin{aligned} v_s &= a_2 v_0 \left\{ 1 + ((a_2 - 1) \Delta\tau_0 + (a_2 - a_1) \right. \\ &\times b_1 \Delta\tau_1 - (a_2 - 1) a_2 \tau_3 + (a_2 - 1)^2 t) / \\ &\left. (a_2 [(1 - b_2) \Delta\tau_0 + (b_1 - b_2) \Delta\tau_1 \right. \\ &\left. + (b_2 - a_2) \tau_3 + (a_2 - 1) t]) \right\}, \end{aligned} \quad (70)$$

with t given by Equation (64) in terms of τ_3 .

This phase ends when, $\tau_3 = \Delta\tau_0 + \Delta\tau_1 + \Delta\tau_2$ and the merged region enters in a deceleration phase. This deceleration phase is also described by Equations (51)–(53), where now the free parameter is τ_0 .

3. VALIDATION OF THE MODEL

Even though the number of ICME interaction events is large, at least during the high activity phase of the cycle, when the mean rate of CMEs per day is ~ 6 (Gopalswamy et al. 2005), there are a few reported cases of these events. We have found four ICME interaction events that have been extensively studied and reported in the literature and are suitable to validate our model.

The input CMEs parameters of our model has been reported in the literature, except for the duration of the eruption ($\Delta\tau_{1,2}$ in our model). To estimate the CME duration time, we assume that this time is the FWHM of the brightness distribution as function of time, measured at 10 solar radii (Lara et al. 2004).

In addition, our model requires the mass-loss rate of the ASW. Following Wood et al. (2002) and Cranmer (2004), we assume that $\dot{m}_0 = 2.0 \times 10^{-14} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. The in situ velocity and arrival time are obtained from the *WIND* spacecraft (Lepping et al. 1995; Ogilvie et al. 1995). Finally, we define

Table 1
Reported Parameters Used in Our Models

Parameter	2007 Jan 24	2010 May 23	2010 Aug 01	2012 Nov 09
$\Delta\tau_0$ (hr)	14.5	17.15	3.73	10.50
$\Delta\tau_1$ (hr)	2.0	2.85	1.1	1.55
$\Delta\tau_2$ (hr)	1.8	3.71	1.0	2.5
m_1 (gr)	4.3×10^{15}	1.5×10^{16}	8.0×10^{15}	4.66×10^{15}
m_2 (gr)	1.6×10^{16}	1.0×10^{16}	3.0×10^{16}	2.27×10^{15}
\dot{m}_1 ($M_\odot \text{ yr}^{-1}$)	7.21 $\times 10^{-14}$	3.46 $\times 10^{-13}$	2.74 $\times 10^{-13}$	9.04 $\times 10^{-14}$
\dot{m}_2 ($M_\odot \text{ yr}^{-1}$)	2.67 $\times 10^{-13}$	1.32 $\times 10^{-13}$	7.39 $\times 10^{-13}$	4.42 $\times 10^{-14}$
w_1 ($^\circ$)	85.0	60.0	80.0	90.0
w_2 ($^\circ$)	90.0	70.0	100.0	70.0
v_0 (km s^{-1})	310	320	410	300
v_1 (km s^{-1})	600	400	732	500
v_2 (km s^{-1})	1350	650	1138	1100

the initial distance of the model as the position in which most of the CME properties used in this work are computed (~ 10 solar radii = 0.046 AU).

3.1. Event of 2010 May 23

CME₁ was observed by LASCO on board the *SOHO* spacecraft (e.g., Brueckner et al. 1995) on 2010 May 23 21:30 UT, with an initial velocity $v_1 = 400 \text{ km s}^{-1}$ and a computed mass of $m_1 = 1.5 \pm 0.1 \times 10^{16} \text{ g}$. The computed CME duration time is $\Delta\tau_1 = 2.85 \text{ hr}$. Thus, the mass-loss rate is $\dot{m}_1 = 3.43 \times 10^{-13} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ within a solid angle of $\Omega_1/4\pi = 0.07$ (where $\Omega_1 = 2\pi[1 - \cos(w_1/2)]$ being w_1 the CME₁ width).

The CME₂ was observed by LASCO on 2010 May 24 18:04 UT, therefore the time interval between the CMEs is $\Delta\tau_0 = 17.15 \text{ hr}$. The initial velocity and computed mass are $v_2 = 650 \text{ km s}^{-1}$ (leading edge) and $m_2 = 1.0 \pm 0.1 \times 10^{16} \text{ g}$, respectively. The computed duration of this CME₂ is $\Delta\tau_2 = 3.71 \text{ hr}$ and $\dot{m}_2 = 1.32 \times 10^{-13} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ within a solid angle of $\Omega_2/4\pi = 0.09$.

In Table 1, we present a summary of the parameters reported for this event; the constant factors obtained, by using the parameters in Table 1, are presented in Table 2; and Table 3 shows the comparison of the results of our model and the observations.

The ICME interaction occurred at a distance in the range between 0.55 and 0.8 AU, and the resultant merged region reached the Earth on 2010 May 28 02:00 UT (Lugaz et al. 2012).

We set $v_0 = 320 \text{ km s}^{-1}$, this is the ASW velocity measured in situ by *WIND* spacecraft on 2010 May 28 01:00 UT, before the arriving of the merged region.

The interaction occurred when WS₁ was in its deceleration phase and WS₂ had already reached its last phase of constant velocity. Figure 3 shows the velocities of v_{s1} (panel (a)) and v_{s2} (panel (b)) as a function of distance without interaction. The dotted vertical line marks the collision distance.

By using the Equations (17) and (18) in (29), we predicted that the arrival velocity is $\sim 427 \text{ km s}^{-1}$, and the in situ arrival velocity was 380 km s^{-1} . Therefore, the difference is 47 km s^{-1} . In terms of time, we obtained a difference shorter than two hours between the predicted and the in situ arrival

Table 2
Jump Factors of Our Models Indicated in Table 1

Parameter	2007 Jan 24	2010 May 23	2010 Aug 01	2012 Nov 09
a_1	1.94	1.25	1.78	1.66
a_2	4.35	2.03	2.77	3.66
b_1	3.61	17.3	13.69	4.52
b_2	13.35	6.56	36.98	2.21
c_1	1.86	13.84	7.66	2.71
c_2	3.07	3.23	13.32	0.60

Table 3
Comparison of the Predicted and Observed Values of the ICMEs Interaction Events Indicated in Table 1

MODEL RESULTS		OBSERVED DATA			
Parameter	2007 Jan 24	2010 May 23	2010 Aug 01	2012 Nov 09	
R_{coll} (AU)	0.33	0.69	0.20	0.35	
t_{coll} (hr)	30.8	75.3	13.1	36.4	
$t_1 \text{ AU}$ (hr)	71.0	100.2	52.3	95.8	
$v_1 \text{ AU}$ (km s^{-1})	573	427	726	397	
R_{coll} (AU)	0.45	0.52–0.77	0.16	0.16–0.46	
t_{coll} (hr)	30.48	NA	12.91	19–36	
$t_1 \text{ AU}$ (hr)	103.6	102.1	60.3	93.2	
$v_1 \text{ AU}$ (km s^{-1})	716	380	600	350	

time. The interaction occurred at a distance of 0.69 AU and a time of 75.3 hr after the CME₁ launch time.

Figure 3 panel (c) shows the trajectories (distance as function of time) of WS₁ and WS₂. The dashed lines represent these trajectories if they did not collide. The trajectory of the merged region is shown as the black thick line. The collision time is marked with the dotted vertical line.

In general, J-maps are used to analyze the collision between CMEs; for comparison with other works we included the elongation (the apparent angular distance computed assuming a fix angle of 90° between the Sun-observer and Sun-ICME direction lines) as function of time in panel (d).

3.2. Events of 2007 January 24, 2010 August 01 and 2012 November 09

The event of 2007 January 24 was studied by Lugaz et al. (2008, 2009). CME₁ was observed by LASCO on 2007 January 24 at 16:40:00 UT and CME₂ on 2007 January 25 09:10:00 UT. The event of 2010 August 01 was reported by Temmer et al. (2012). The two eruptions were imaged by LASCO at 04:46:00 UT and 09:35:00 UT on 2010 August 01, respectively. For the event of 2012 November 09, the most important parameters are reported by Mishra et al. (2014), CME₁ was observed by *STEREO A* on 2012 November 09 at 20:22:00 UT and the CME₂ on 2012 November 10 at 08:25:00 UT. We refer to these authors for the detailed analysis of each of these interaction events.

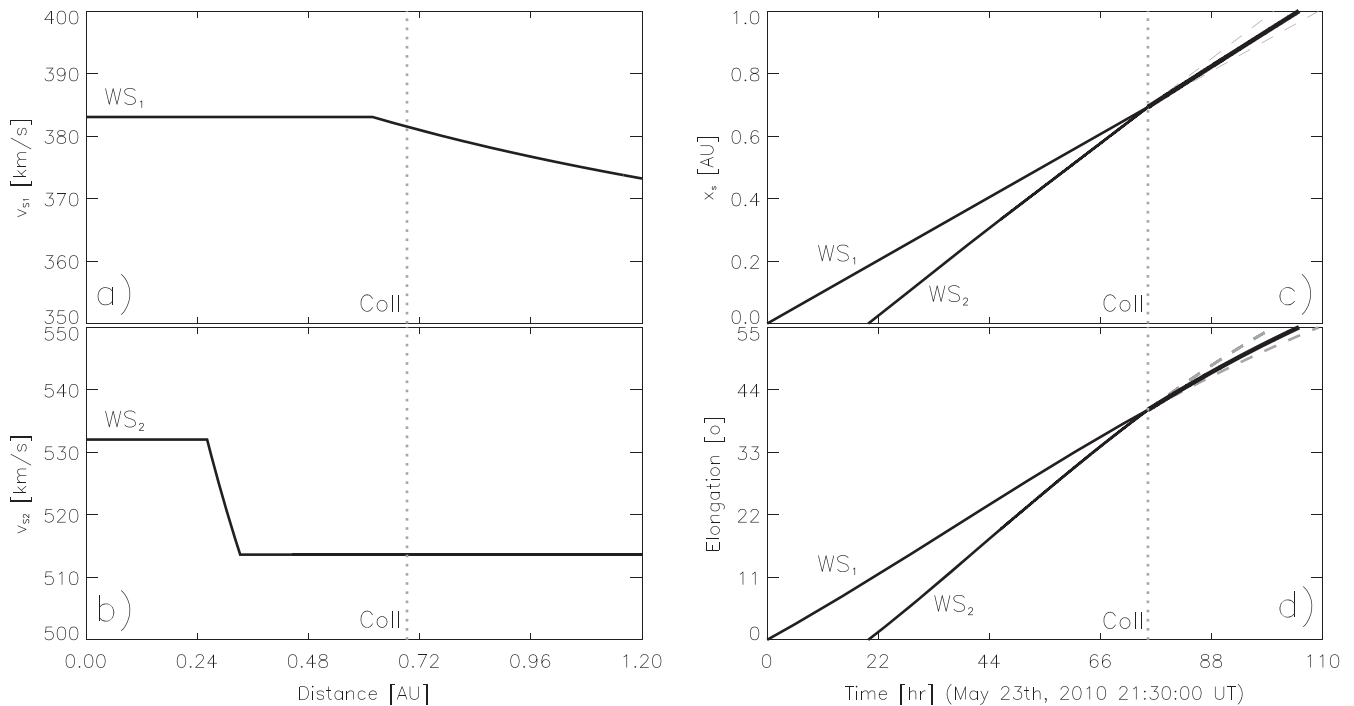


Figure 3. Velocities as a function of the distance of the working surfaces related to (a) WS_1 (v_{s1}) and (b) WS_2 (v_{s2}) for the event of 2010 May 23. The model predicts an interaction distance of 0.69 AU and an interaction time of 75.3 hr after the first eruption. The predicted arrival time at 1 AU of the merged region is 100.2 hr. The merged structure travels with an intermediate velocity (thick line) between the velocities of the WS_1 and WS_2 (discontinued lines). (d) Elongation as a function of time for the two ICMEs assuming that the ICMEs are moving at 90° with respect of the observer—Sun line.

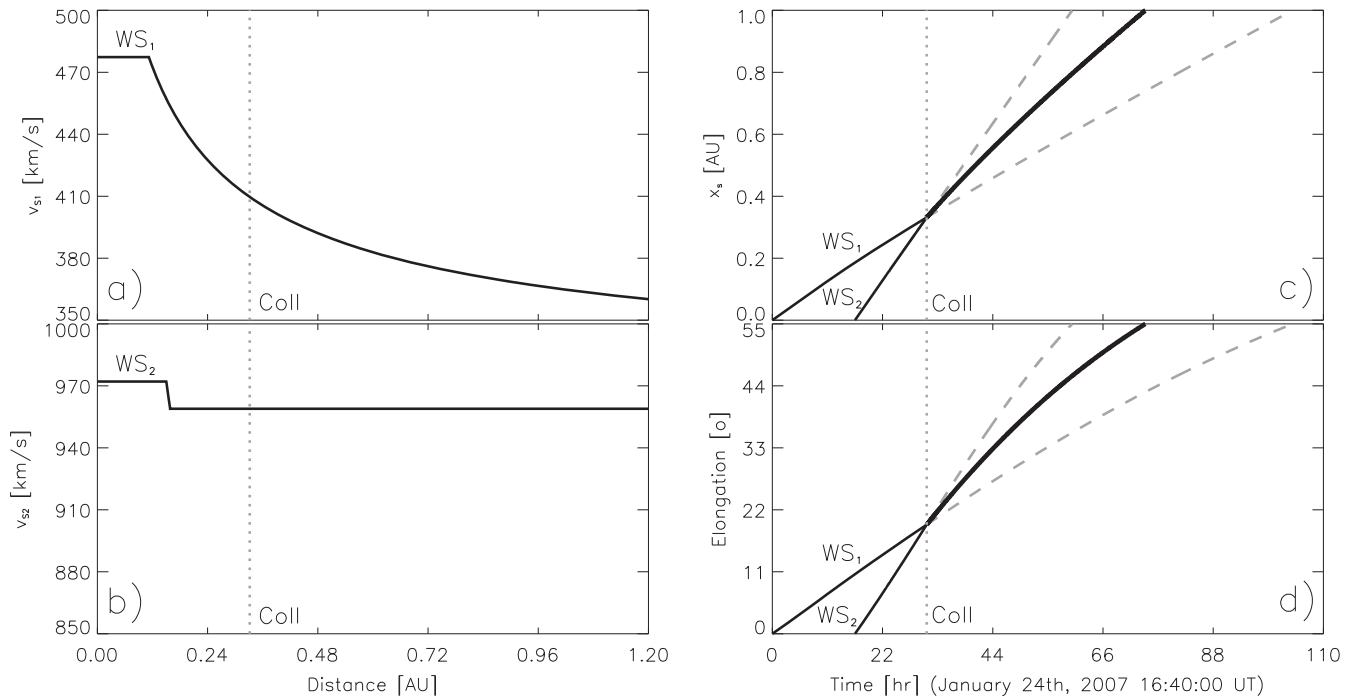


Figure 4. Same as Figure 3 for the event of 2007 January 24. The interaction occurred at a distance of 0.33 AU and at a time of 30.8 hr after the first eruption. The predicted arrival time at 1 AU of the merged region is 71.0 hr.

As for the event of 2010 May 23, we present in Table 1, a summary of the parameters reported for each event. The change factors (a , b , and c) are presented in Table 2. Table 3 shows the comparison of the results of our model and the observations.

The events of 2010 May 23 and 2012 November 09 are very well reproduced by our model with differences less than 2 hr

(interaction and arrival at 1 AU times) and in velocity less than 50 km s^{-1} . In Figures 3 and 6, respectively, the velocities as functions of distance of WS_1 (panel (a)) and WS_2 (panel (b)) are shown. Both WS s are decelerated due to the fact that the material of the ICMEs are incorporated before the material of the ASW does it. In panel (c), we present the trajectories of the

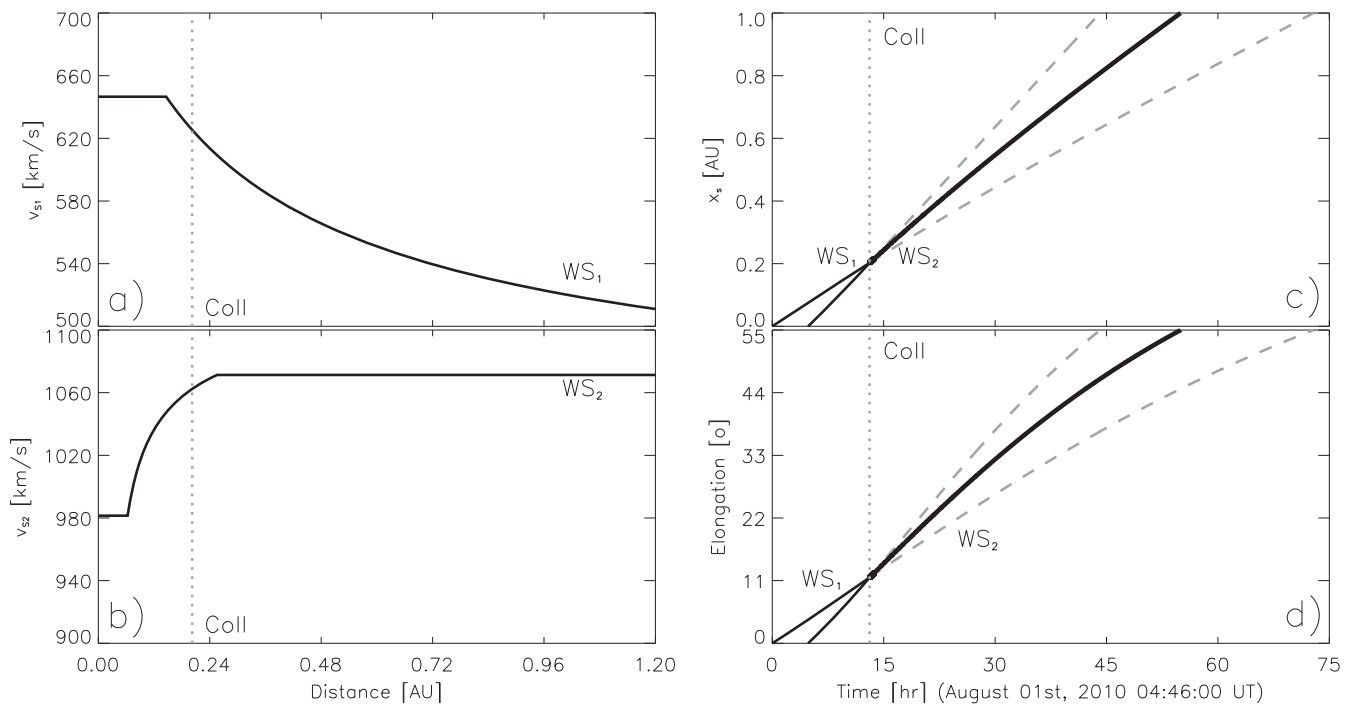


Figure 5. Same as Figure 3 for the event of 2010 August 01. The interaction occurred at a distance of 0.20 AU and at a time of 13.1 hr after the first eruption. The predicted arrival time at 1 AU of the merged region is 52.3 hr.

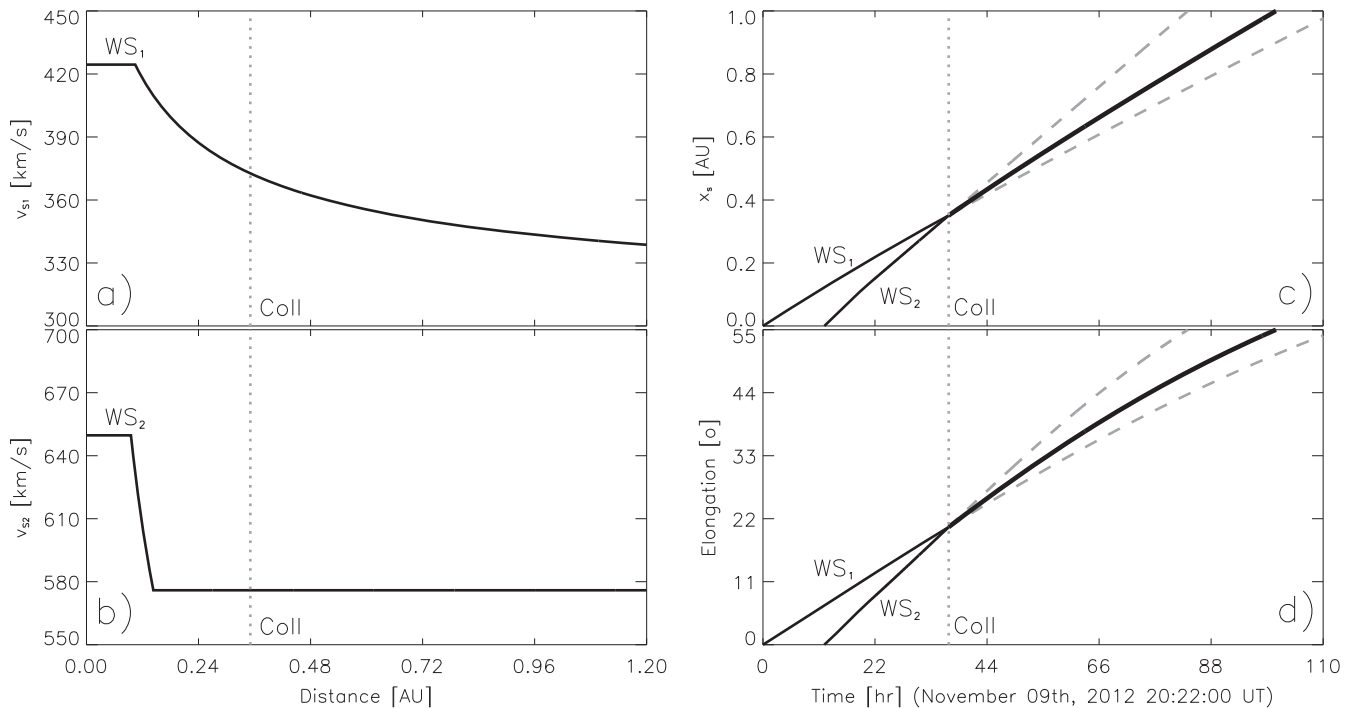


Figure 6. Same as Figure 3 for the event of 2012 November 09. The model predict an interaction distance of 0.35 AU and at a time of 36.4 hr after the first eruption. The predicted arrival time at 1 AU of the merged region is 95.8 hr.

WSs. The collision time is marked as a dotted vertical line. After this time the thick black line shows the trajectory of the merged region that reaches 1 AU. Dashed lines show the trajectories of both WSs if the interaction would not have taken place.

It is interesting to note that our results for the event of 2010 May 23 do not support the argument of deflection of Lugaz

et al. (2012), who found a large deflection of ICME₂ in such way that it never reaches the Earth.

For the event of 2010 August 01, the WS₂ is in phase *B*₂ at the moment of the interaction (Figure 5). The WS₂ accelerates due to the fact that all of the available ASW material was incorporated to the WS₂ before the ICME₂ material had been engulfed. The difference between the computed and observed

interaction times is of a few minutes, while the predicted arrival time differs from the observed value by less than eight hours. This difference may be caused by another CME, which was launched before CME₁ (Liu et al. 2012). This third CME probably interacted with the merged structure (of WS₁ and WS₂) before 1 AU. This interaction may have formed a new merged region which was decelerated in the process, reaching 1 AU in a longer time and with a slower velocity.

The event of 2007 January 24 was in phase C₂ at the moment of interaction (Figure 4). This event has the major differences with the observations due to two factors: (i) the uncertainty on the mass computations: Jackson et al. (2009) reported masses of 2.1×10^{16} g and 2.0×10^{16} g for the CMEs whereas Lugaz et al. (2009) reported masses of 4.3×10^{15} g and 1.6×10^{16} g, and (ii) the presence of a CIR in the interplanetary medium during its evolution.

The in situ observations show a CIR around the time when the merged region arrival was predicted and in the simulations of this event Lugaz et al. (2008) and Odstrcil & Pizzo (2009) found that this CIR interacted with the ICMEs. In this case, the model predicted the dynamics of the merged region without the interaction with the CIR. At the present stage, our model is not able to include ICME–CIR interactions. In any case, we have included this event to show that the model gives erroneous outputs when the initial conditions are not set correctly.

4. CONCLUSIONS

We have developed an analytical model to describe the dynamics of the interaction of two consecutive coronal mass ejections in the interplanetary medium. Our model is able to predict the distance and time of the interaction as well as the velocity of the resulting merged region. Moreover, the model estimates the arrival time and velocity of this region as a function of heliospheric distance, making it a useful tool for space weather research.

To validate it, we have applied our model to a set of well observed interaction events of 2007 January 24, 2010 May 23, 2010 August 01 and 2012 November 09. For the events of 2010 May 23 and 2012 November 09, the time difference between our results and the observations are lower than 2 hr (for both times: the interaction and the arrival at 1 AU); and the differences in velocity are lower than 50 km s^{-1} .

The event of 2010 August 01 was a more complex event, and therefore, we predict the arrival time of the merged region at 1 AU with less than 8 hr of difference, however, the computed collision time is in a very good agreement with the observed value.

The predicted collision time of the event of 2007 January 24 matches the observed value. Nevertheless, the large difference between the observed and arrival times is probably due to the fact that during this event in particular more than two ICMEs and/or CIRs interacted in the interplanetary space.

Finally, the initial parameters of the model are observables, and it is relatively simple to implement, we conclude that it is well situated to use it in terms of space weather predictions.

This work was partially supported by CONACyT grants 344896, 165584, 101356/09, 113605, and 179588; and UNAM/PAPIIT grants IN1106212, IG100214, IN112412-3, and IN112014.

REFERENCES

- Borgazzi, A., Lara, A., Echer, E., & Alves, M. V. 2009, *A&A*, 498, 885
 Brueckner, G. E., Howard, R. A., Koomen, M. J., et al. 1995, *SoPh*, 162, 357
 Burlaga, L. F., Plunkett, S. P., & Cyr, O. C., St. 2002, *JGR*, 107, 1266
 Cantó, J., González, R. F., Raga, A. C., et al. 2005, *MNRAS*, 357, 572
 Cantó, J., Raga, A. C., & D’Alessio, P. 2000, *MNRAS*, 313, 656
 González, R. F., & Cantó, J. 2002, *ApJ*, 580, 459
 Gopalswamy, N., Yashiro, S., Kaiser, M. L., Howard, R. A., & Bougeret, J.-L. 2001a, *ApJL*, 548, L91
 Gopalswamy, N., Yashiro, S., Kaiser, M. L., Howard, R. A., & Bougeret, J.-L. 2001b, *JGR*, 106, 29219
 Gopalswamy, N., Yashiro, S., Liu, Y., et al. 2005, *JGR*, 110, 9
 Cranmer, S. R. 2004, *AmJPh*, 72, 1397
 Howard, R. A., Moses, J. D., Vourlidas, A., et al. 2008, *SSRv*, 136, 67
 Jackson, B. V., Hick, P. P., Buffington, A., et al. 2009, *AnGeo*, 27, 4097
 Kaiser, M. L., Kucera, T. A., Davila, J. M., et al. 2008, *SSRv*, 136, 5
 Lara, A., Flandes, A., Borgazzi, A., & Subramanian, P. 2011, *JGR*, 116, 12102
 Lara, A., Gonzalez-Esparza, J. A., & Gopalswamy, N. 2004, *Geofl*, 43, 1
 Lepping, R. P., Acuña, M. H., Burlaga, L. F., et al. 1995, *SSRv*, 71, 207
 Liu, Y. D., Luhmann, J. G., Möstl, C., et al. 2012, *ApJL*, 746, LL15
 Lugaz, N., Farrugia, C. J., Davies, J. A., Roussev, I. I., & Temmer, M. 2012, *ApJ*, 759, 68
 Lugaz, N., Manchester, W. B., IV, & Gombosi, T. I. 2005, *ApJ*, 634, 651
 Lugaz, N., Vourlidas, A., & Roussev, I. I. 2009, *AnGeo*, 27, 3479
 Lugaz, N., Vourlidas, A., Roussev, I. I., et al. 2008, *ApJL*, 684, L111
 Mishra, W., Srivastava, N., & Chakrabarty, D. 2014, *SoPh*, 290, 527
 Odstrcil, D., & Pizzo, V. J. 2009, *SoPh*, 259, 297
 Ogilvie, K. W., Chornay, D. J., Fritzenreiter, R. J., et al. 1995, *SSRv*, 71, 55
 Raga, A. C., Binette, L., Canto, J., & Calvet, N. 1990, *ApJ*, 364, 601
 Schmidt, J., & Cargill, P. 2004, *AnGeo*, 22, 2245
 Subramanian, P., Lara, A., & Borgazzi, A. 2012, *GeoRL*, 39, L19107
 Temmer, M., Vršnak, B., Rollett, T., et al. 2012, *ApJ*, 749, 57
 Vandas, M., Fischer, S., Dryer, M., et al. 1997, *JGR*, 102, 22295
 Vršnak, B., Žic, T., Falkenberg, T. V., et al. 2010, *A&A*, 512, AA43
 Vršnak, B., Žic, T., Vrbanec, D., et al. 2013, *SoPh*, 285, 295
 Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., & Linsky, J. L. 2002, *ApJ*, 574, 412
 Xiong, M., Zheng, H., Wang, Y., & Wang, S. 2006, *JGR*, 111, 11102

Numerical simulations of ICME-ICME interactions

T. Niembro^{1,2}, A. Lara², R. F. González³, and J. Cantó⁴

¹ Posgrado en Ciencias de la Tierra, Universidad Nacional Autónoma de México
e-mail: tatiana@igeofisica.com

² Instituto de Geofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad Universitaria, CDMX, 04510, México

e-mail: alara@igeofisica.unam.mx

³ Instituto de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 3-72, Morelia, Michoacán, 58089, México

e-mail: rf.gonzalez@crya.unam.mx

⁴ Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad Universitaria Apdo. Postal 70-264, CDMX, 04510, México

ABSTRACT

We present hydrodynamical simulations of the interaction of Coronal Mass Ejections (CME) in the Interplanetary medium. In these events, two consecutive CMEs are launched from the Sun in similar directions within an interval of time of a few hours. In our numerical model, we assume that the ambient solar wind is characterized by its velocity and mass-loss rate. Then, the CMEs are generated when the flow velocity and mass-loss rate suddenly change, with respect to the ambient solar wind conditions during two intervals of time, which correspond to the duration of each CME. After their interaction, a merged region is formed and evolve as a single structure into the interplanetary medium. In this work, we are interested in the general morphology of this merged region, which depends on the initial parameters of the ambient solar wind and the CMEs involved. In order to understand this morphology, we have performed a parametric study in which we characterize the effects of the initial parameters variations on the density and velocity profiles at 1 AU, using as reference the well-documented event of July 25th, 2004. Based on this parametrization we were able to reproduce the main features of the observed profiles ensuring the travel time and the speed and density magnitudes. Then, we apply the parametrization results to the interaction events of May 23, 2010; August 1, 2010; and November 9, 2012. With this approach and varying the values of the input parameters within the CME observational errors, our simulated profiles reproduce the main features observed at 1 AU. Even though we do not take into account the magnetic field, our models give a physical insight into the propagation and interaction of ICMEs.

Key words. Hydrodynamics — shock waves — Sun: activity — Sun: coronal mass ejections (CMEs) — solar wind

33 1. Introduction

34 Coronal Mass Ejections (CMEs) are powerful solar eruptions that release huge amount of mass into
 35 the interplanetary medium (IPM). Their masses can be as large as 10^{15} - 10^{16} g moving outwards
 36 at speeds ranging from a few hundreds to thousands kilometers per second (Hundhausen, 1999).
 37 Interaction of these eruptions with the solar wind lead to the formation of shock waves that travel
 38 through the IPM (Pizzo, 1985). Several authors have investigated the CME propagation through
 39 the inner heliosphere (Sun-to-Earth), which is a fundamental issue in space weather forecasting
 40 (e.g. Gopalswamy, 2001; Vršnak, 2001; Borgazzi et al. 2009; Liu et al. 2013). On the other hand,
 41 few authors have addressed the dynamics of interacting events (Liu et al. 2012; Temmer et al.
 42 2012). In such cases, two consecutive CMEs launched from the Sun in similar directions collide
 43 and the resulting merged structure continues the propagation interacting with the ambient solar wind
 44 (Burlaga et al. 2002; 2003). Based on the rate of CME production (Yashiro et al. 2004; Gopalswamy
 45 et al. 2016) and their typical propagation times (3 to 4 days) to 1 AU, one can assume that there may
 46 be from 2 to 20 CMEs in the 4π sr between the Sun and the Earth (Lugaz et al. 2017), enabling the
 47 CME-CME interaction to occur usually, more frequently during the maximum of the solar cycle.
 48 Even more, the difficulty of unambiguously determine the arrival of a complex structure from *in*
 49 *situ* data (Burlaga et al. 2003), may be explained by the possibility that some of these structures
 50 were formed by the interaction of two or more CMEs. This may be the main cause the failure in the
 51 models that attempt to predict the travel time of a single CME. Thus, it is important to study both
 52 the CME propagation through the IPM and the dynamics of the ICME-ICME interaction events.
 53 The physics of these phenomena is not yet well understood, and hence, it is still one of the goals for
 54 space research.

55 The detection of CMEs near the Sun can be achieved by coronagraphic observations, while their
 56 counterparts ICMEs can be detected by multi-spacecraft *in situ* measurements. Consequently, the
 57 identification of CME-ICME corresponding pairs is difficult (Lara et al. 2006), just in a very few
 58 cases, it has been possible to track ICMEs from the Sun to the Earth by using the STEREO helio-
 59 spheric imager (see, for instance, Harrison et al. 2012; Lugaz et al. 2012; Temmer et al. 2012) but
 60 the analysis of these images is not enough to fully understand the physics behind their evolution.

61 From a theoretical point of view, both, analytical and numerical models have been developed
 62 for a better understanding of the ICMEs dynamical evolution, propagation and possible interaction
 63 among these structures.

64 Analytically, several models have been developed (e.g. Chen, 1996; Vršnak 2001; Borgazzi et al.
 65 2009; Vršnak et al. 2013; 2014) in which the CME is described as an amount of mass and magnetic
 66 field that is expelled out to the interplanetary medium with velocity different than the solar wind.
 67 Near the Sun, the CME dynamics is governed by the gravity, the Lorentz force and the aerodynamic
 68 drag. However, in the interplanetary medium (above $20 R_{\odot}$), the gravity, and the Lorentz force
 69 contributions can be assumed negligible, meaning that the ICME kinematics depends on the ICME
 70 and the ambient solar wind conditions (speed and density) and a dimensionless drag coefficient
 71 (e.g. Vršnak et al. 2002; 2004; 2010). In the same direction, Cantó et al. (2005) developed a model
 72 to describe the CMEs evolution. In this model, the Sun is continuously expelling out solar wind
 73 with constant mass-loss rate (\dot{m}_{sw} ; the mass density at the base of the wind is ρ_{sw}) and speed (v_{sw}).
 74 Suddenly at the CME injection point ($R \approx 20 R_{\odot}$), the conditions of the flow are perturbed, assuming
 75 that the CME is the perturbation in which the speed and density abruptly changes by constant factors

76 a and c , respectively. The injection velocity changes from v_{SW} to $a v_{SW}$ and the density from ρ_{SW} to
 77 $c \rho_{SW}$ for a interval of time Δt . The mass involved in the perturbation is $m = a c \dot{m}_{sw} \Delta t$ (Cantó et al.
 78 2005).

79 In terms of prediction, the results of the analytical models are very similar with errors ranging
 80 from less than 1 h to more than 8 h, depending on the event. When applied to ICME-ICME inter-
 81 actions, these models are used assuming that each of the interacting ICMEs travels alone and then
 82 computing the time and distance of the interaction. Afterwards, it is supposed that a merged region
 83 is formed and travels with an intermediate constant speed (up to 1 AU).

84 Recently, Niembro et al. (2015) have performed an analytic study of ICMEs interactions. These
 85 authors applied the formalism developed by Cantó et al. (2005), in order to study the dynamics of
 86 two consecutive CMEs launched in the same direction from the Sun. The collision yields a merged
 87 region that contains material expelled during both eruptions and propagates afterwards as a single
 88 structure. The time and the distance of the collision, as well as the travel time to 1 AU of the merged
 89 region is predicted for a set of well documented interaction events (January 24, 2007; May 23, 2010;
 90 August 1, 2010; and November 9, 2012) with errors of less than two hours in the prediction of the
 91 collision time, less than eight hours for the travel time to 1 AU and less than 50 km s^{-1} in terms
 92 of speed. This is the first analytic model developed to described hydro-dynamically the interaction
 93 between ICMEs. The main feature of the model is the inclusion of the modification of the solar
 94 wind conditions due to the propagation of the first ICME and the evolution of the merged region.

95 Any of these analytic models can predict the travel time, speed and density of the ICMEs/merged
 96 region at any heliospheric distance. Nevertheless, they cannot predict the *in-situ* parameter time-
 97 profiles observed at 1 AU. This issue is one of the main purposes addressed by the numerical
 98 models.

99 The physical basis for most simulations includes the gravitational, the Lorentz, and/or the aero-
 100 dynamic drag forces (e.g. Chen, 1996; Odstroil et al. 1999; Cargill, 2004), pressure gradients, etc.;
 101 integrated into dynamical HD or MHD equations (e.g. González-Esparza et al. 2003; Xiong et al.
 102 2007; Shen et al. 2011; 2013; Lugaz et al. 2013). Various models are reviewed by Dryer (2007),
 103 Feng et al. (2011), Zhao et al. (2014) and, Lugaz et al. (2017). Most of the numerical models have
 104 good results about the prediction of the arrival magnitude of the velocity and density of ICMEs,
 105 although, their performance is relatively poor in terms of the time profile morphology of the *in-*
 106 *situ* parameters (see for instance, Lugaz et al. 2008; Temmer et al. 2011; Manchester et al. 2014).
 107 Our ability to successfully model is still limited (Zhao et al. 2014) and better prediction requires im-
 108 provements in: (1) The uncertainties in the input parameters, (2) The knowledge of 3-D morphology
 109 and kinematics; (3) The real background solar wind; and (4) other known (deflection, re-connection,
 110 etc.) and unknown factors.

111 With this in mind, we focus our work in terms of the uncertainties in the input parameters. We
 112 have performed hydro-dynamical simulations for a single ICME and for ICME - ICME interaction
 113 events. We carried out a parametric study of a single ICME to find out which are the most relevant
 114 quantities for the time profile morphology, and then to obtain the closest model to the observed
 115 density and velocity profiles varying the least the input parameters.

116 With our HD model we assume that the propagation of any associated density enhancements,
 117 such as plasma sheath regions, shocks, solar wind pileup, or compression regions, is not aected by
 118 the magnetic field (Prise et al. 2015), so that, the travel time, speed, density, and dynamic pressure
 119 of the events are still well reproduced at 1 AU.

120 We have compared our results to those obtained with the aerodynamic drag force (Vršnak et
 121 al. 2010) and the MHD ENLIL model (Falkenberg et al. 2010) to demonstrate that our study is
 122 comparable to all these approaches (or any with similar physical basis), and gives reliable insights
 123 of the dynamics of a single CME as a function of the injection parameters.

124 This paper is organized as follows. In §2, we describe the numerical models. In §3, we present the
 125 parametric study for the dynamics of a single CME as function of the input parameters. The numer-
 126 ical simulations of ICME-ICME interaction events, and the discussion of the results are presented
 127 in §4. Finally, in §5 we give our conclusions.

128 2. The numerical models

129 We investigate through numerical hydro-dynamical simulations the propagation of a single CME
 130 into the solar wind, as well as ICME-ICME interaction events. We focus on the ICME dynamics
 131 (macroscopic scale), assuming that the kinetic energy of the plasma is much higher and therefore
 132 dominates over the magnetic energy (see, for instance, Borgazzi et al. 2009).

133 The numerical simulations have been performed using a 2D hydrodynamic version of the adaptive
 134 grid code YGUAZÚ-A, originally developed by Raga et al. (2000) and modified by González et al.
 135 (2004a,b; 2010).

136 **The code integrates a system of equations consisting of the 2D Cartesian coordinate Euler**
 137 **equations for the atomic/ionic species HI, HII, HeI, HeII and HeIII, with the abundances**
 138 **(by number) of H=0.9 and He= 0.1. The solar wind is assumed as a supersonic, an adiabatic**
 139 **($\gamma = 5/3$) and inviscid flow with the equations for mass, momentum, and energy conservation**
 140 **as follows:**

$$141 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho u = 0, \quad (1)$$

$$142 \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \nabla \cdot \rho u u + \nabla P = 0, \quad (2)$$

143 **and**

$$144 \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E + P)u] = \left(\frac{\rho}{m} + n_e\right)^2 kT \quad (3)$$

145 **where $E = \frac{1}{2}\rho|u|^2 + C_V P$, is the total gas energy, u is the gas velocity, ρ is the mass density,**
 146 **$P = \left(\frac{\rho}{m} + n_e\right)kT$ is the pressure, T is the temperature, n_1, n_2, \dots, n_5 the number of densities of**
 147 **HI, HII, HeI, HeII, HeIII, respectively (with masses m_1, m_2, \dots, m_5 and charges z_1, z_2, \dots, z_5).**
 148 **$n_e = \sum_1^5 z_r n_r$ is the number of electrons, $m = \frac{\sum_1^5 m_r n_r}{\sum_1^5 n_r}$ is the total mass including all the**
 149 **atomic/ionic species and $C_V = 1.5$, for the solar wind conditions. The temperature is consid-**
 150 **ered homogeneous and constant with a value of 10^5 K. At this T , the solar wind is completely**
 151 **ionized.**

152 The simulations were computed on a five-level binary adaptive grid with a maximum resolution
 153 of 1.465×10^{10} cm (0.001 AU), corresponding to 1024×1024 grid points extending over a com-
 154 putational domain of 1.5×10^{13} cm \times 1.5×10^{13} cm (1 AU \times 1 AU) and time steps of 15 min. This
 155 code allowed us to perform numerical simulations with better spatial resolution than those models

156 developed with the ENLIL code (for the particular cases treated in this study), which were done
 157 with a time step of 8 min and a grid resolution of $256 \times 30 \times 90$ (Falkenberg et al. 2010).

158 The computational domain is filled from an injection radius R up to 1 AU by an isotropic flow
 159 with typical solar wind conditions, speed v_{sw} and mass-loss rate \dot{m}_{sw} . The center of the Sun is
 160 positioned in the *left* and *bottom* corner in the Cartesian coordinates $(0, 0)$ and radius $R_{\odot} = 7 \times 10^5$
 161 km (4.6×10^{-3} AU). Particles passing through R_{\odot} are removed from the calculations.

162 Once all the computational domain is filled and at the injection radius ($R = 20 R_{\odot}$), the first
 163 eruption CME₁ is launched. The conditions of the flow change during an interval of time Δt_1 within
 164 a solid angle Ω_1 with an ejection speed $v_1 (> v_{sw})$ and a mass-loss rate \dot{m}_1 . Afterwards, the solar
 165 wind resumes (v_{sw} and \dot{m}_{sw}) until the second eruption CME₂ is expelled (with $v_2 > v_1$, \dot{m}_2 , Ω_2 ,
 166 during Δt_2). After the CME₂, the solar wind conditions again resumes.

167 As an example, in Figure 1, we present snapshots of the CME simulation (with speed v_{CME} and
 168 mass-loss rate \dot{m}_{CME}) at three different heliospheric distances: 0.18 AU, 0.48 AU and, 0.98 AU. The
 169 upper panel corresponds to the CME velocity profiles (shade in *gray*) while the bottom panel shows
 170 the CME density profiles (shade in *red*). The CME expulsion is assumed to be axisymmetric with
 171 its axis perpendicular to the direction of propagation.

172 The CME velocity profile is defined with the latitude-dependent function:

$$173 \quad F(\theta) = A + B \tanh\left(\frac{\theta - (\frac{\pi}{2} - \omega)}{k}\right) \quad (4)$$

174 with,

$$175 \quad A = \frac{v_{CME} + v_{SW}}{2} \quad \text{and} \quad B = v_{SW} - A \quad (5)$$

176 where ω is the CME half angular width and k is a constant that controls the rate of change of $F(\theta)$.

177 With this, $v = v_{CME} F(\theta)$ and $\dot{m} = \rho v$.

178 Close to the Sun the solar magnetic field is very strong and dominates the dynamics of the solar
 179 wind. However, at larger distances, the solar magnetic field is quite weak (the radial component
 180 decreases as the inverse of the distance squared) and thus, not far from the Sun the dynamical
 181 influence of the solar magnetic field on the dynamics of the solar wind becomes negligible. The
 182 injection radius was estimated as the distance at which the role of the magnetic field changes by
 183 comparing the kinetic energy of the flow with the magnetic energy and find that the Alfvénic critical
 184 point is approximately $20 R_{\odot}$ (equivalent to 0.9 AU; Mihalas, 1978).

185 Falkenberg et al. (2010) note that despite ENLIL being unable to simulate the internal magnetic
 186 structure of the ICME, the travel time, speed, density, and dynamic pressure of the event is well
 187 reproduced at 1 AU. Furthermore, Vršnak et al. (2010) compare the ENLIL+cone model with the
 188 analytic drag-based model, finding that their results are similar for both models (with travel time
 189 differences of < 8 h). In this work, we used hydro-dynamical simulations of a single ICME to carry
 190 out a parametric study and find out which are the most relevant quantities for the time profile
 191 morphology, considering: the travel time, the arrival speed and density magnitudes, the duration of
 192 the compression region and the rarefaction zone. These features are expected to be well reproduced
 193 at 1 AU by hydro-dynamical models. We compare our results with Vršnak et al. (2010) who in
 194 turn compared their results with those obtained by ENLIL code. Based on the parametric study, we
 195 **obtain the closest models of the density and velocity profiles for the propagation of an ICME**
 196 **and three different ICME-ICME interaction events by varying the least the input parameters.**

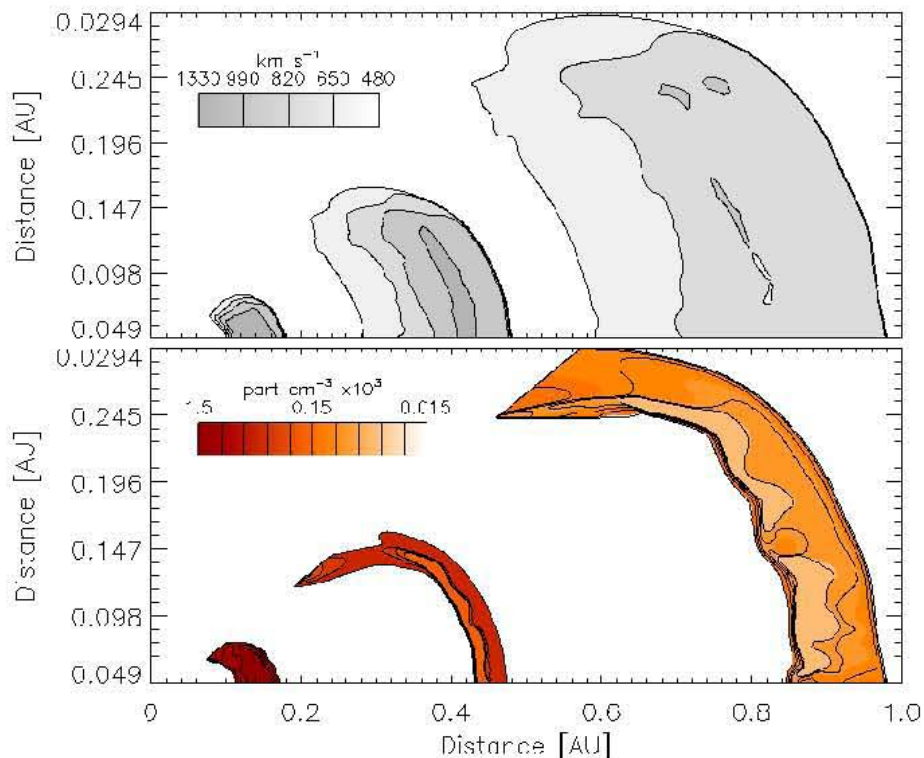


Fig. 1. Snapshots of the CME simulation at three different heliospheric distances: 0.18 AU, 0.48 AU and, 0.98 AU. The upper panel corresponds to the CME velocity profiles (shade in gray) while the bottom panel shows the CME density profiles (shade in red). The input parameters correspond to the event of July 25, 2004, studied by Falkenberg et al. (2010), Vršnak et al. (2010) and as the parametric study reference used in this work (see section 3).

197 We selected those events in which the ICMEs propagation axes are very close to the Sun-Earth
 198 direction with high speeds and masses which allow us to neglect deflection and rotation effects due
 199 to the magnetic field (Kay et al. 2015). This means, that the evolution of the compression regions
 200 are dominated by the kinetic energy of the ICMEs (Siscoe et al. 2008) and are independent of the
 201 internal magnetic field of the ICMEs (Riley et al. 2004; Owens et al. 2005). The *in situ* observatory
 202 is localized in the nose path of the ICME, allowing us to neglect geometry and projection effects
 203 (Schwenn et al. 2005). Deviations of these assumptions are considered limitations of our 2D model.

204 3. Parametric study of the dynamics of a single CME

205 In order to explain the time-dependent profiles of the observed *in situ* physical properties of the
 206 solar wind, we have performed a parametric study of the dynamics of a single CME as a function of
 207 the injection parameters. Taking into account that the *in-situ* observed morphology of a fast ICME is
 208 characterized by a shock front, a compression region and a rarefied zone, in this section, we present

209 a comparison between observations of the July 25, 2004 event with numerical models computed by
210 the YGUAZÚ-A code.

211 Vršnak et al. (2010) studied this event using different drag based models to investigate the CME
212 kinematics assuming that the velocity, the mass loss rate and the angular width of the eruption, as
213 well as the solar wind conditions change over time. These authors focused on the CME transit-time,
214 density, and speed at 1 AU. To compare our numerical results with their results, we have performed
215 three distinct simulations using the medium and extremes (minimum and maximum) values of the
216 angular width and solar wind density adopted by these authors.

217 In the Sun-Earth event of July 25, 2004, a CME was detected with a speed $v = 1330 \text{ km s}^{-1}$, in
218 which a total mass $m = 1.1 \times 10^{16} \text{ g}$ was expelled during an interval of time $\Delta t = 2.0 \text{ h}$ within a
219 solid angle $\Omega/4\pi$ ranging from 0.07 (which corresponds to a total angular width of $\phi = 1.1 \text{ rad}$)
220 to 0.36 ($\phi = 2.6 \text{ rad}$), with these values the mass-loss rate is ranged from $3.285 \times 10^{-13} \text{ M}_{\odot} \text{ y}^{-1}$ to
221 $6.62 \times 10^{-14} \text{ M}_{\odot} \text{ y}^{-1}$. Here, we adopt for the solar wind a terminal velocity $v_{\text{sw}} = 650 \text{ km s}^{-1}$, and a
222 number density $n = 0.5 - 2.5 \text{ cm}^{-3}$ at 1 AU. The corresponding ICME was observed by the WIND
223 spacecraft at a transit time $TT_{\text{obs}} = 31.5 \text{ h}$ and a velocity of $v_{\text{obs}} = 1033 \text{ km s}^{-1}$. All these parameters
224 are consistent with those reported by Vršnak et al. (2010).

225 Table 1 shows our numerical results for the MIN, MEDIUM, and MAX models, which corre-
226 spond to the minimum, medium and maximum values of ϕ and n , reported by Vršnak et al. (2010).
227 The first column shows the corresponding CME angular widths and the second the solar wind den-
228 sities at 1 AU. Third, fourth, fifth and sixth columns are the transit time TT, the difference between
229 the observed transit time and the computed value $\Delta TT = TT_{\text{obs}} - TT$, the predicted velocity v , and
230 the difference between the observed and calculated velocities $\Delta v = v_{\text{obs}} - v$, respectively.

Table 1. Comparison between the predicted and observed travel times and speeds at 1 AU.

	ϕ rad	n part cm^{-3}	TT h	ΔTT ¹ h	v km s^{-1}	Δv ² km s^{-1}
MAX	2.6	2.5	36.25	-3.65	888	112
MEDIUM	1.8	1.5	31.5	1.1	1033	-33
MIN	1.1	0.5	30.25	2.35	1319	-319

¹ $\Delta TT = TT_{\text{obs}} - TT$, being TT_{obs} the observed transit time and TT the calculated value.

² $\Delta v = v_{\text{obs}} - v$, where v_{obs} and v are the observed and calculated speeds at 1 AU, respectively.

231 In model MEDIUM, we forecast that the ICME delays 1.1 h with respect to the observed travel
232 time, reaching the Earth with a velocity that differs only by $\Delta v = -33 \text{ km s}^{-1}$ with respect to the
233 observed 1 AU speed. The largest transit time, $TT = 36.25 \text{ h}$, is obtained with model MIN, which
234 implies a relative difference of $\Delta TT = -3.65 \text{ h}$. As concerns the arrival velocity, we predict that the
235 major deviation from the observed speed is $\Delta v = -319 \text{ km s}^{-1}$ predicted by model MAX.

236 Figure 2 shows a comparison of the *in situ* data, obtained by WIND in *black line* (from *top to*
237 *bottom*)(B_x , B_y , and B_z), the magnitude of the magnetic field (B), the density (N) and the veloc-
238 ity (V) with our models MIN, MEDIUM, and MAX depicted with *blue*, *green* and *yellow* lines,
239 respectively in the last two *panels*. We mark in *purple* shades the duration of the compression re-
240 gion and the rarefaction zone found in the WIND ICME list (Nieves-Chinchilla et al. 2016; 2018).

241 As seen in the figure, **the shape of the predicted profiles change considerably depending on**
 242 **the solar wind density and the CME angular width (shown in first and second column of**
 243 **Table 1, respectively)**. Based on these changes of the computed profiles, and to further investigate
 244 this dependence, we carried out several numerical simulations varying the initial conditions of the
 245 outflows. This parametric study may help to determine the most relevant variables for the ICME
 246 forecasting.

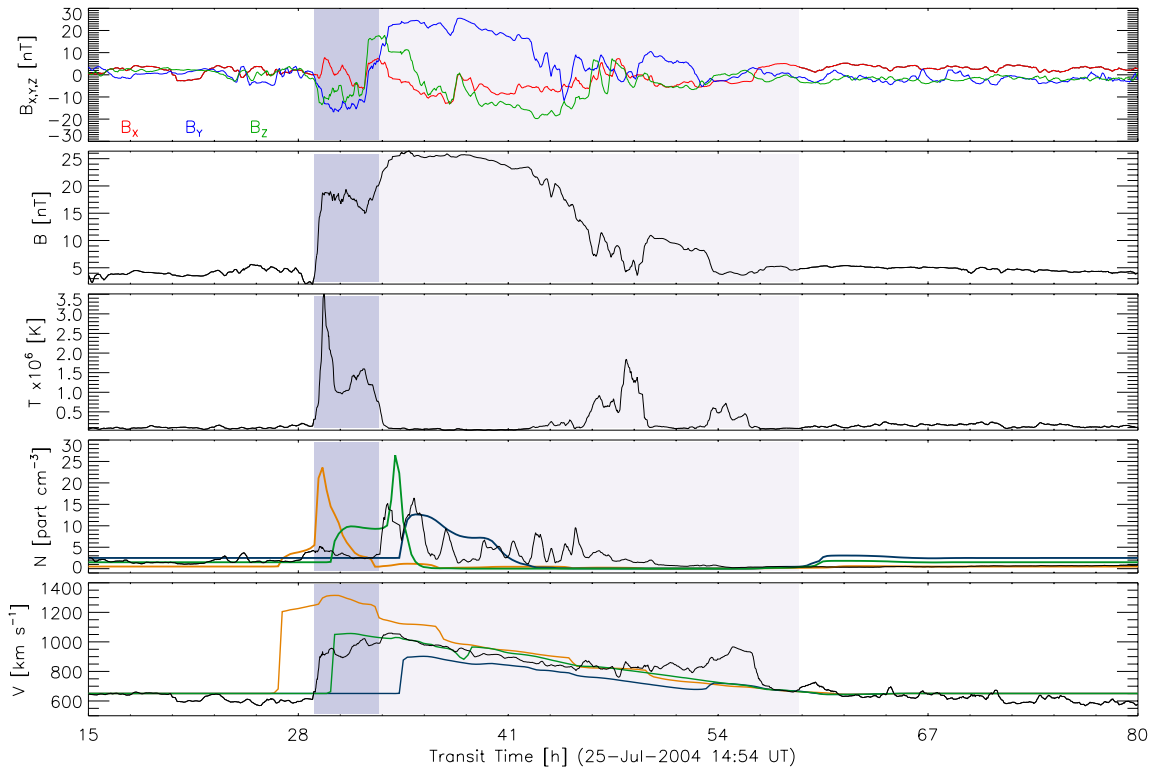


Fig. 2. WIND spacecraft measurements (from *top* to *bottom*): B_x , B_y , and B_z); B ; n ; and v . In the last two *panels* we include the respective profiles predicted by the models listed in Table 1: MIN (in *blue*), MEDIUM (in *green*), and MAX (in *yellow*). The model MEDIUM is the closest model to observations. The *in situ* data are shown with a smoothed time of 15 min, which coincides with the time resolution of our simulations. In *purple* shades we mark the duration of the compression region and the duration of the rarefaction zone, according to the WIND ICME list (Nieves-Chinchilla et al. 2016; 2018).

247 In order to get an insight of the studied phenomena, we have varied the initial parameters of the
 248 CME and study their impact on the predicted physical properties of the corresponding ICME (travel
 249 time, speed and density magnitudes, compression region duration and the rarefaction zone duration)
 250 at 1 AU. We have adopted the July 25, 2004 event (the model MEDIUM previously described) as

reference, and then, we vary one of the injection parameters while the others are fixed. In the next subsections, we present the results obtained by computing different models changing both the CME injection parameters (§3.1), and the solar wind conditions before and after the eruption (§3.2).

3.1. Numerical models assuming different parameters of the CME

The three relevant parameters of the CME modified in our analysis were: the ejection velocity v , the expelled mass m , and the duration of the eruption Δt . In this case the solar wind parameters are fixed with a speed $v_{\text{sw}} = 650 \text{ km s}^{-1}$ and a mass-loss rate $\dot{m}_{\text{sw}} = 9.27 \times 10^{-15} \text{ M}_{\odot} \text{ y}^{-1}$. **The reference values for the parameters (model MEDIUM described in section 2) are: $v = 1330 \text{ km s}^{-1}$, $m = 1.1 \times 10^{16} \text{ g}$, $\Delta t = 2.0 \text{ h}$ ($\dot{m}_{\text{CME}} = 1.28 \times 10^{-13} \text{ M}_{\odot} \text{ y}^{-1}$), $\phi = 1.8 \text{ rad}$, and both flows (SW and the CME) with a temperature $T = 10^5 \text{ K}$. In this case, the CME is modeled by an increase of velocity by a factor 2 while the mass loss-rate by a factor 13.8.** In Figure 3, we present the predicted density and velocity profiles at 1 AU (*left and right panels*, respectively) varying the initial parameters of the CME: the expelled mass (*top panels*), the duration of the CME (*middle panels*), and the ejection velocity (*bottom panels*). The color bars at the right side of the figure show the corresponding values for each color line. The *black lines* represents the reference density and velocity profiles obtained from the model MEDIUM.

We have performed ten simulations varying $\pm 15\%$, $\pm 30\%$, $\pm 45\%$, $\pm 60\%$, and $\pm 75\%$ the reference value of m . The resulting density and velocity profiles are shown in *panels (a) and (b)* of Figure 3, respectively. The profile in *dark-red* corresponds to the lowest mass ($2.75 \times 10^{15} \text{ g}$), while the profile in *light-yellow* corresponds to the highest mass ($1.925 \times 10^{16} \text{ g}$).

We can see from density profiles that, as the expelled CME mass decreases, the compression region last for a longer time, and the transit time is longer. In addition, the density profiles show that the compression region morphology smooths (the two peaks vanished) and the rarefaction is less deep. On the other hand, the velocity profiles predicts stronger arrival shocks (higher velocity jumps) for higher mass eruptions. Also, it can be observed in each profile, a second peak velocity that may be related with a contact discontinuity evolving into the rarefied zone. It is noticeable that this second jump is more perceptible for models with high mass eruptions.

Furthermore, we carried out numerical simulations in which the duration of the eruption was changed. In the *middle panels* of Figure 3, we present the density and velocity profiles (*left and right*, respectively) which are predicted by ten different simulations. The adopted time variation is of $\pm 20 \text{ min}$, ranging from the minimum duration of 20 min (*dark blue*) to the maximum duration of 220 min (*light blue*). It can be seen from the figure that the adopted variations of the CME duration result in travel times of the shock structure at 1 AU that differ less than one hour among the models. We also note that the main features of the density profiles are very similar to that obtained from the reference model MEDIUM (*black line*), while the velocity profiles show a second maximum more distant behind the leading shock front as the duration of the eruption increases.

Finally, we computed ten more simulations varying the injection velocity of the CME by $\pm 10\%$, $\pm 20\%$, $\pm 30\%$, $\pm 40\%$, and $\pm 50\%$, with respect to the model MEDIUM. In Figure 3 (*bottom panels*), the predicted density and velocity profiles are presented. The *darkest green* represents a model with an injection velocity of 665 km s^{-1} , while the *lighter one* corresponds to a model with an initial speed of 1995 km s^{-1} . As expected, it is shown that the travel time to 1 AU is shorter as the CME velocity increases. In addition, it can be seen from the density profiles that the detection of the

293 compression region, and the corresponding rarefaction zone as well, last for longer times in higher
 294 speed models. The transition between both regions becomes steeper for lower injection velocities.
 295 We also note that deeper and more extended low-density regions are produced behind the shock
 296 wave as the injection velocity of the CME increases.

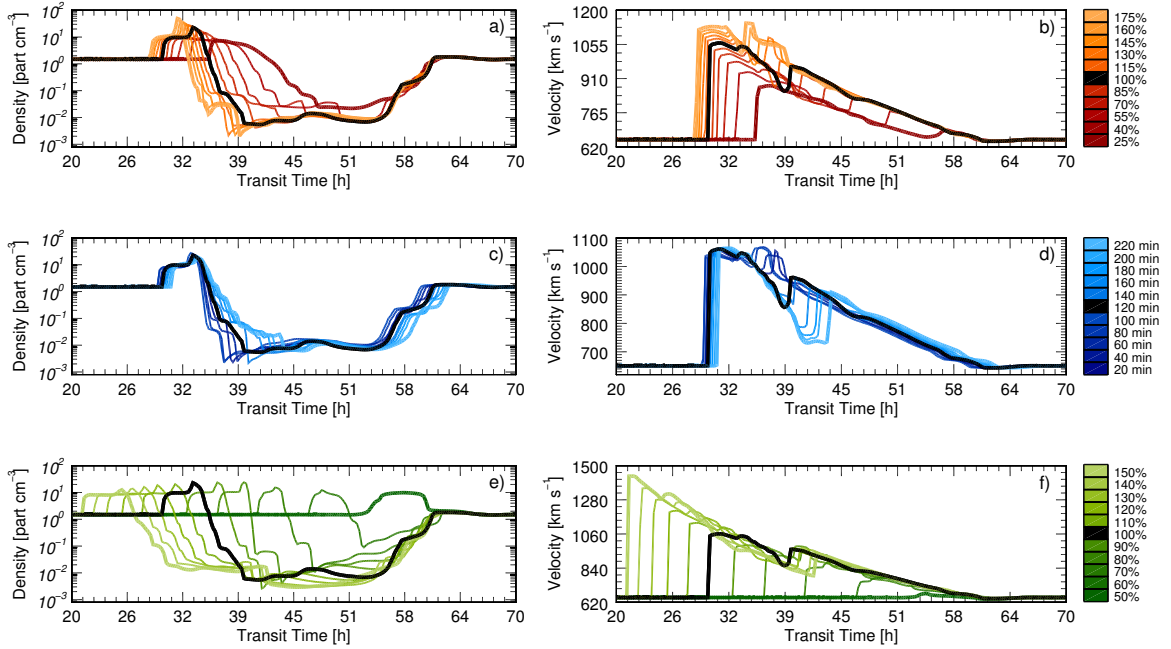


Fig. 3. Predicted density and velocity profiles as function of time for numerical models with different input parameters (expelled mass m , duration Δt , and ejection velocity v) of the CME. The models are performed varying only one parameter, and the others are fixed. *Orange* profiles (*top panels*) are obtained from variations of m ; *blue* profiles (*middle panels*) correspond to different values of Δt ; and *green* profiles (*bottom panels*) are calculated changing v . The color bars at the right side show the variation of each parameter, and the *black lines* correspond to the predicted profiles of the reference model with $m = 1.1 \times 10^{16}$ g, $\Delta t = 2.0$ h, and $v = 1330$ km s $^{-1}$. See the text for further description.

297 As it can be seen in Figure 3, it is remarkable the dependence of the model results with the re-
 298 mote sensing observations. In particular, variations of the injection velocity of the CME produce
 299 the major changes in the predicted density and velocity profiles. Nonetheless, one cannot arbitrarily
 300 change this parameter as the estimation of the measured velocity has the lowest observational error
 301 of ± 20 km s $^{-1}$ (Yashiro et al. 2004 & Xie et al. 2004). On the other hand, there are large discrepan-
 302 cies in the computation of the total mass of a CME with differences up to two orders of magnitude
 303 in the same event (as instance, see Stewart et al. 1974; Howard et al. 1985; Hundhausen et al. 1994;
 304 Colaninno et al. 2009; Vourlidas et al. 2010; Mishra et al. 2015). Therefore, it is possible to change
 305 this parameter in a wider range of values to improve the fit between the models and the observations
 306 at 1 AU.

307 **It is worth to mention that we did not perform simulations varying the angular width (or**
 308 **the solid angle Ω) of the CME with the other input parameters fixed, due to the fact that the**
 309 **expelled mass $m = \dot{m} \Delta t \propto \Omega$, and therefore by varying Ω by a given percentage would result**
 310 **in the same profiles obtained by varying the same percentage but of the total mass (shown in**
 311 **Figure 3). Moreover, variations of the solid angle less than 0.17 rad produce effects in the predicted**
 312 **profiles that can be neglected.**

313 3.2. Models for different parameters of the solar wind

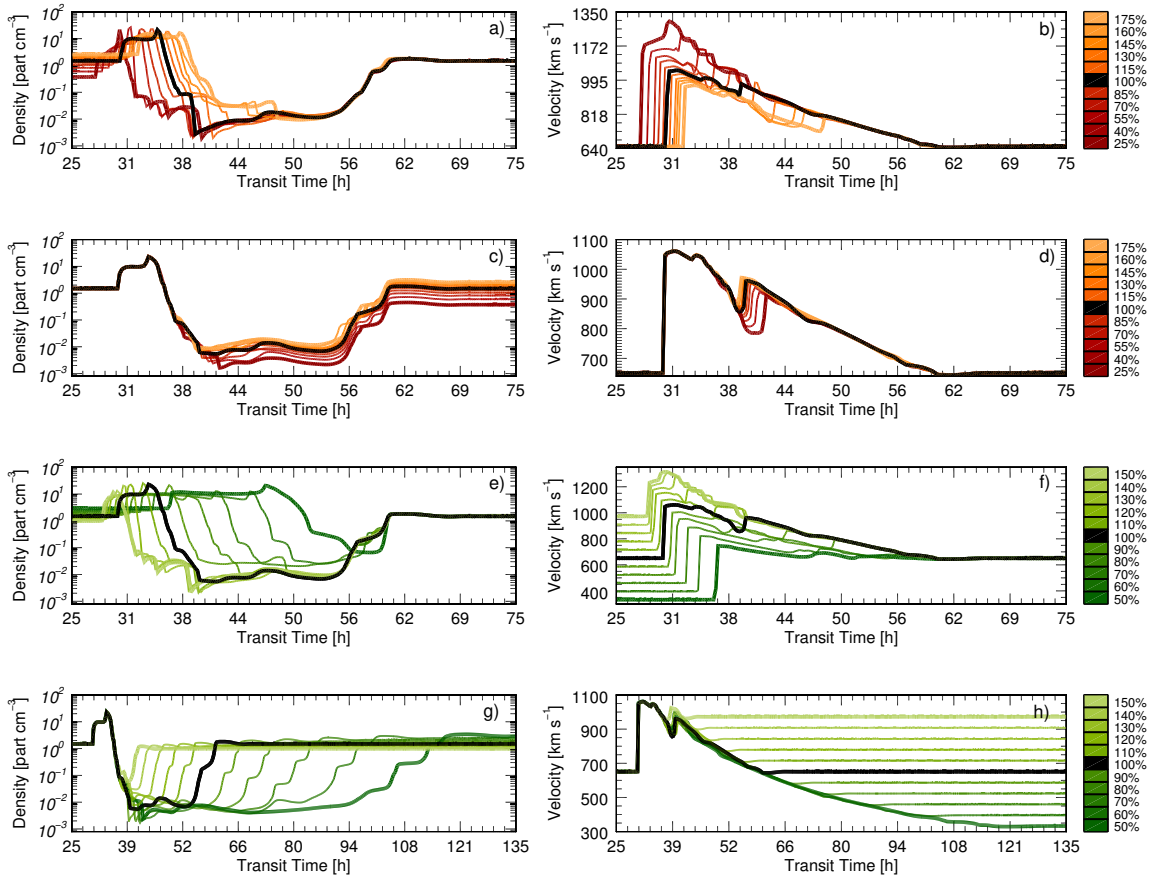


Fig. 4. Predicted density and velocity profiles as function of time for numerical models with different solar wind conditions (mass-loss rate \dot{m} , and ejection velocity v_{sw}). These models are computed from variations of one parameter, and the other is fixed. *Orange* profiles correspond to variations of \dot{m} of the pre-eruptive wind (*panels a-b*) and post-eruptive wind (*panels c-d*); and *green* profiles are obtained for different values of v_{sw} of the pre-eruptive wind (*panels e-f*), and post-eruptive wind (*panels g-h*). The variations of each parameter are shown by the color bars at the right side of the figure. The reference models are depicted with *black lines*, corresponding to a solar wind with $v_{\text{sw}} = 650 \text{ km s}^{-1}$ and $\dot{m} = 9.27 \times 10^{-15} \text{ M}_{\odot} \text{ y}^{-1}$. The detailed description of the figure is given in the text.

314 In order to investigate the dependence of the predicted density and velocity profiles at 1 AU
 315 with the initial conditions of the solar wind, we have performed numerical simulations varying the
 316 ejection velocity v_{sw} , and the mass-loss rate \dot{m} of the wind. As a reference model, we have adopted
 317 $v_{\text{sw}} = 650 \text{ km s}^{-1}$, and $\dot{m} = 9.27 \times 10^{-15} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Furthermore, in these simulations we have fixed
 318 the CME parameters, assuming an ejection speed $v = 1330 \text{ km s}^{-1}$, and an expelled mass $m = 1.1$
 319 $\times 10^{16} \text{ g}$, during an interval of time $\Delta t = 2.0 \text{ h}$. The resulting profiles are presented in Figure 4), in
 320 which the *black lines* depict the reference model.

321 First, we assume that the mass-loss rate of the pre-eruptive wind (Fig. 4: *panels a-b*), and the
 322 corresponding value of the post-eruption wind (Fig. 4: *panels c-d*), changes by $\pm 15\%$, $\pm 30\%$, $\pm 45\%$,
 323 $\pm 60\%$, and $\pm 75\%$, with respect to the reference parameter $\dot{m} = 9.27 \times 10^{-15} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. The predicted
 324 density and velocity profiles at 1 AU are presented. The models with the lowest value of the mass-
 325 loss rate ($\dot{m} = 2.31 \times 10^{-15} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) are depicted with *dark-red lines*, while the models with the
 326 highest value ($1.62 \times 10^{-14} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) are shown with *light-orange lines*. We can see from *panel*
 327 (a) that longer transit times occur as the mass-loss rate of the pre-eruptive wind increases, as it
 328 is expected since the pre-eruptive wind slows the ejection. Besides, more extended compression
 329 regions and less-deep density drops are observed. In addition, it is observed in *panel (b)* that as
 330 lower is the mass-loss rate of the wind, stronger shocks arrive at Earth, as well as the detection of
 331 the shock wave and the rarefaction zone last for longer times. On the other hand, variations in the
 332 mass-loss rate of the post-eruption wind show that both the density and velocity profiles (*panels*
 333 *c-d*) are very similar in all models. Then, this parameter has no significant effect on the dynamics
 334 of the shock structure, that is, the travel time and speed of the leading shock are not modified. As it
 335 is expected, only the rarefied zone behind the compression region is affected.

336 Also, we compute numerical models assuming that the ejection velocity of the pre-eruptive wind
 337 (Fig. 4: *panels e-f*), and the corresponding speed of the post-eruption wind (Fig. 4: *panels g-h*),
 338 changes by $\pm 10\%$, $\pm 20\%$, $\pm 30\%$, $\pm 40\%$, and $\pm 50\%$ with respect to the reference value ($v_{\text{sw}} = 650$
 339 km s^{-1}). We present in these *panels* the density and velocity as function of time at 1 AU predicted
 340 by our simulations. The models with the highest speed correspond to $v_{\text{sw}} = 950 \text{ km s}^{-1}$ (*light-green*
 341 *lines*), while those with the slowest speed correspond to $v_{\text{sw}} = 325 \text{ km s}^{-1}$ (*dark-green lines*). We
 342 note from the density profiles that as the pre-eruptive wind velocity decreases, the transit time of
 343 the leading shock is longer, as well as the compression region is more extended and the rarefied
 344 zone is denser. Moreover, the velocity profiles show stronger arrival shocks in the lower velocity
 345 models. On the other hand, the resulting profiles from variations of the velocity of the post-eruption
 346 solar wind show that the compression region is not modified in these simulations, but obviously, the
 347 rarefaction zone is more extended in the lower-velocity models. Consequently, observations at 1 AU
 348 of the compression region duration, might not depend on the post-eruption solar wind conditions.

349 We note from our simulations that the density in the the rarefaction zone reaches very low values.
 350 This is a limitation of our model, the density may reach higher values in this region whether the
 351 magnetic field is included.

352 3.3. Parametrization

353 Based on the previous exercise, we investigate possible correlations between the physical properties
 354 of the ICME at 1 AU and the injection parameters of the CME. Our results are summarized in Figure
 355 5, where we present (in percentage) the variations of the arrival velocity (*panel a*), the travel time

356 (panel b), the total extension (panel c), the compression region extension (panel d), the density
 357 enhancement (density variation found within the leading shock panel e), and the density drop (the
 358 difference between the minimum of density found within the rarefaction and the solar wind density
 359 value, panel f) of the ICME as function of the injection parameters of the CME.³

360 **In the figure, those symbols connected by red/orange solid lines correspond to variations of**
 361 **the initial solar wind parameters: triangles with dark red solid lines refer to the SW initial**
 362 **velocity while diamonds with orange solid lines to the SW mass-loss rate. We show in green**
 363 **solid lines the variations of the CME parameters: stars with dark green solid lines the CME**
 364 **initial speed and plus with light green solid lines the CME mass-loss rate. Black square symbols**
 365 **connected by solid lines represent variations of the CME duration.**

366 Important features can be seen in the figure. We note first that the CME duration has no significant
 367 effect on the arrival parameters of the ICME, and consequently, the *black solid lines* are roughly
 368 flat in all panels. This happens because the total mass of the CME and speed remain fix for all the
 369 simulations in which the duration time was changed, therefore, the total momentum is the same for
 370 all cases.

371 When possible, we have fitted analytic expressions to the relationship between CME and
 372 ICME variations in percentage. The variations of the arrival velocity depend on changes of
 373 the CME parameters (speed and mass-loss rate, panel a) as $\Delta v_{\text{ARR}} = -85.92 + 1.84 \Delta v$, and
 374 $\Delta v_{\text{ARR}} = 123 - 95.96 \exp(-0.014 \Delta \dot{m})$, respectively, where the mass-loss rate of the CME is
 375 defined as $\dot{m} \equiv m/\Delta t$. On the other hand, by varying the solar wind conditions, we found:
 376 $\Delta v = 71.46 + 0.92 \Delta v_{\text{SW}} - 0.01 \Delta v_{\text{SW}}^2$, and $\Delta v = 53 + 98.85 \exp(-0.007 \Delta \dot{m}_{\text{SW}})$. It is noteworthy that
 377 there is an asymptotic behavior of the arrival velocity with a limit of $\sim 23\%$ when the CME mass
 378 increases. For the travel time (panel b), we found that it is more affected by variations of the in-
 379 jected velocity of both the solar wind, $\Delta TT = -19 + 1087.68 \exp(-0.022 \Delta v_{\text{SW}})$, and the CME,
 380 $\Delta TT = 50 + 299.93 \exp(-0.0180 \Delta v)$.

381 The total extension of the ICME structure t_{EXT} (panel c) is a function of v and v_{SW} as $\Delta t_{\text{EXT}} = 142 -$
 382 $264.70 \exp(-0.018 \Delta v)$, and $\Delta t_{\text{EXT}} = 108 - 138.61 \exp(-0.028 \Delta v_{\text{SW}})$, with asymptotic values of 42%
 383 and 8%, respectively. The compression region extension s_{EXT} (panel d) is more influenced by v_{SW} and
 384 \dot{m} as: $\Delta s_{\text{EXT}} = 4 + 1205.85 \exp(-0.025 \Delta v_{\text{SW}})$, and $\Delta s_{\text{EXT}} = 79 + 82.24 \exp(-0.012 \Delta \dot{m})$. Furthermore,
 385 we found that the density jump n_j (panel e), when the shock front arrives at 1 AU, depends on
 386 the variations of the solar wind conditions as: $\Delta n_j = 11.73 + 0.86 \Delta \dot{m}_{\text{SW}}$, and $\Delta n_j = 114.742 -$
 387 $0.111 \Delta v_{\text{SW}} - 0.001 \Delta v_{\text{SW}}^2$. For the CME parameters, a good fit between the injection speed and the
 388 density jump is given by $\Delta n_j = 128.32 - 0.30 \Delta v$. It is interesting that the density jump is not affected
 389 at higher values of the expelled mass of CME. Finally, the density drop n_D in the rarefied zone

³ We call total extension, the interval of time in which the parameters of SW have changed, which includes the compression region and the rarefaction zone. The interval of time starts with the arrival at 1 AU of the leading shock and ends when the SW conditions resume again. This extension can be seen clearly in the velocity profile, with the arrival of the shocked structure driven by the ICME, when the speed suddenly increases and then, returns back to the SW speed. Whereas the compression region extension is the interval of time delimited by the increase of density. It starts with leading shock and ends when this parameter returns to the value of the ambient solar wind. The density enhancement corresponds to the density jump found within the leading shock while the density drop corresponds to the difference between the minimum of density found within the rarefaction and the solar wind density value.

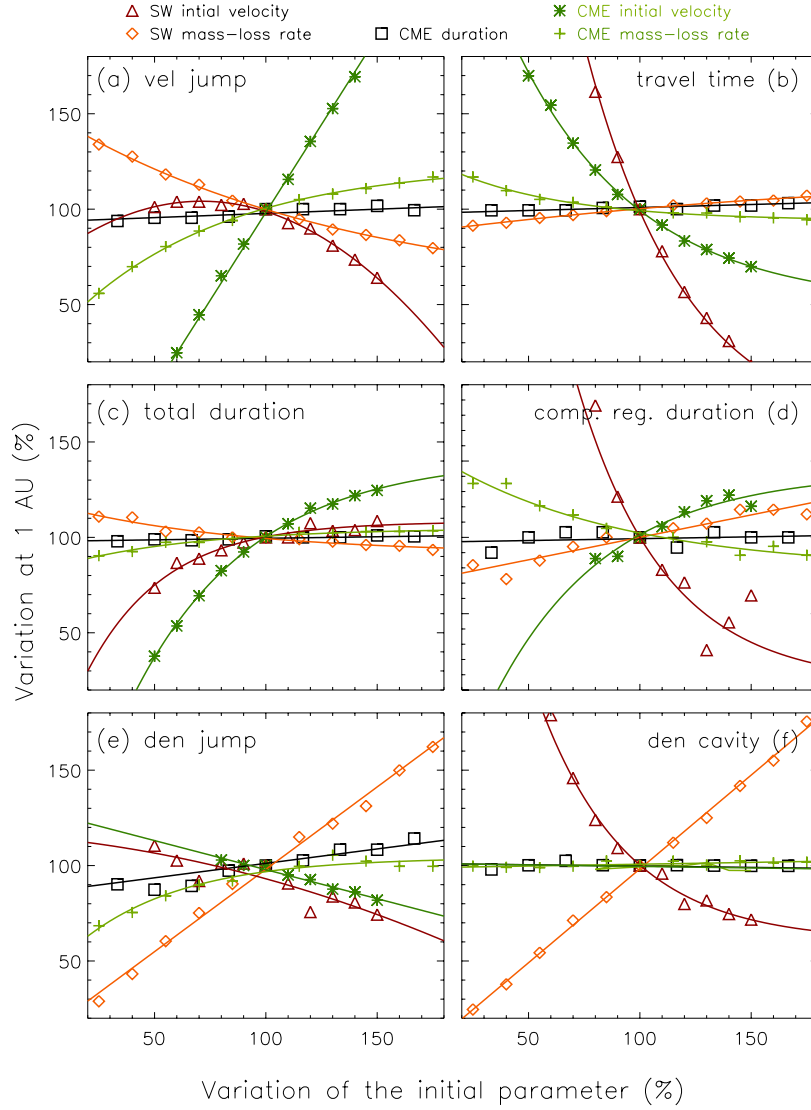


Fig. 5. Numerical results of the ICME structure at 1 AU as function of the initial parameters. Percentages of variation of arrival velocity (*panel a*), travel time (*panel b*), total extension (shock, compression region and the rarefaction zone; *panel c*), compression region extension (*panel d*), density jump at the shock front (*panel e*), and density drop in the rarefied zone (*panel f*) are presented. Percentage changes as function of the CME injection parameters are shown with green solid lines. The star symbols connected with dark green solid lines are those changes obtained with the variation of the CME speed while in plus symbols connected with light green solid lines to those related to the CME mass-loss rate. Square symbols connected with black solid lines show the results obtained by changing the duration of the CME. Those changes related to the SW input parameters are shown in red solid lines: triangles connected with dark red solid lines for the SW initial speed and, diamonds connected with orange solid line for the SW mass-loss rate.

390 depends on the solar wind parameters as $\Delta n_D = -0.05 + 0.98 \Delta \dot{m}_{SW}$, $\Delta n_D = 500.14 \exp(0.025 \Delta v_{SW}) +$
 391 60, but no dependence with the injection parameters of the CME is obtained from the simulations.

392 In summary, this behavior may be explained by the time evolution of the interacting surface,
 393 specifically, by the transfer of momentum between the CME and the SW ahead. Taking into account
 394 that the compression region is formed by both: the CME as well as the piled up SW materials, its
 395 temporal evolution (at a given solar distance) depends on how fast the moment has been transferred
 396 from the CME to the SW material. If this transfer is slow the compression region will remain com-
 397 pact and if it is fast it will remain for a longer time. On the other hand, when the initial conditions
 398 allow a fast transfer of moment, the compression region will be smooth and wider.

399 This scenario is supported by the following points: As the mass (and therefore the momentum)
 400 of the CME increases, the compression region conserves its structure for longer time and distance,
 401 appearing at 1 AU as a compact and fast compression region. For a given distance, this structure
 402 looses compactness as the initial CME mass (and momentum) decreases (Figures 3 a and b). In
 403 similar way, when the density of the obstacle decreases, the transfer of moment is slower and the
 404 compression region is compact and fast whereas the transfer of moment is faster when the density
 405 of the obstacle increases causing a slower and wider compression region (Figures 4 a and b).

406 At sufficiently large distances (1 AU in our case), differences of the CME injection time are not
 407 important. This is due to the fact that the integrated CME momentum is the same and therefore the
 408 interaction is similar (Figures 3 c and d). When the CME momentum increases due to an increase of
 409 velocity, the up-stream pile-up process dominates, due to the fact that the CME mass is not enough
 410 to maintain a compact structure, causing an increase of the compression region width (Figures 3 c
 411 and d). This also is the case when the velocity of the pre-eruption SW decreases (Figures 4 e and f).
 412 The previous results combined with those on Figure 5, are summarized in Table 2.

Table 2. Summary of the behavior (direct or inverse) of the speed and density jumps, the compression region duration and the travel time with the initial conditions of the CME and SW flows (mass-loss rate and speed).

	Direct	Inverse
Velocity Jump	v_{CME}, \dot{m}_{CME}	v_{SW}, \dot{m}_{SW}
Density Jump	$\dot{m}_{CME}, \dot{m}_{SW}$	v_{CME}, v_{SW}
Compression Region Duration	v_{CME}, \dot{m}_{SW}	v_{SW}, \dot{m}_{CME}
Travel Time	\dot{m}_{SW}	$v_{CME}, v_{SW}, \dot{m}_{CME}$

413 The ICME morphology is very important in terms of space weather. For instance, the compres-
 414 sion region extension, speed and density jumps may be used to predict sudden storm commence-
 415 ment of geomagnetic storms (Huttunen et al. 2005 & Despirak et al. 2009). Therefore, this exercise
 416 may help predict the effects of a CME at the Earth environment. Although, it is necessary to know
 417 the information of the magnetic field strength and polarity to predict the geomagnetic storm com-
 418 pletely.

419 3.4. Comparison with observations

420 We apply the parametric study presented above in order to find the closest model to the *in-situ*
 421 observations of the event of July 25, 2004. The ICME starting time was July 26, 2004 22:25 and
 422 the ending time was July 27, 2004 23:59 according to the Wind ICME Catalogue ([http://wind.
 423 nasa.gov/index_WI_ICME_list.htm](http://wind.nasa.gov/index_WI_ICME_list.htm)), corresponding to the ICME duration of 25.56 h.

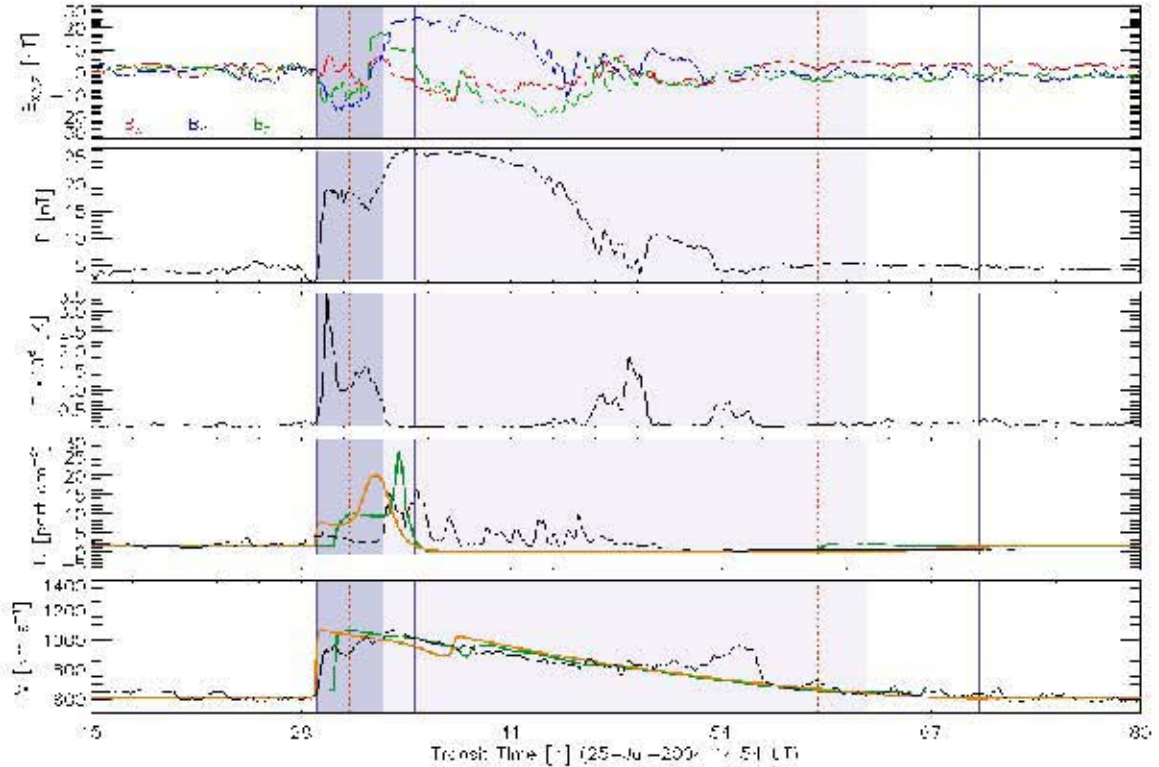


Fig. 6. Same as Figure 2 but in this case, we included the simulated profiles obtained with the model MEDIUM (shown in *green* line) and our closest model model, in which we reduced the solar wind speed $\sim +8\%$ and increased the CME mass-loss rate $\sim +50\%$ (in *yellow* line). The *in situ* data obtained by WIND are shown in *black* lines with a smooth of 15 minutes related to our computational time-resolution. **We have delimited in purple vertical solid lines our results for the duration of the compression region and the rarefaction zone. With yellow dotted lines we have marked the end of the density plateau inside the compression region and the time in which the density return to the SW density value, respectively.**

424 In Figure 6, we show a comparison of the *in situ* data, obtained by WIND (from *top* to *bottom*),
 425 the field components (B_X , B_Y , and B_Z), the magnitude of the magnetic field (B), the density (n)
 426 and the velocity (v) (in *black* lines for the last three) with the simulated profiles obtained with our
 427 model MEDIUM shown in *green* lines (see, Table 1) and our closest model to the observations
 428 depicted with the *yellow* line. We have adopted the initial solar wind parameters $v_{\text{SW}} = 595 \text{ km s}^{-1}$
 429 and $\dot{m}_{\text{SW}} = 1.28 \times 10^{-13} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, obtained by reducing by $\sim 8\%$ and increasing by $\sim 50\%$ the

original values of the model MEDIUM, respectively. We show the compression region duration and the rarefaction zone duration in *purple* shades for those times reported in the WIND ICME list. **The compression region shown in dark purple shade is related to the CME sheath while the light purple shade corresponds to the ICME structure.** We note that our model predicts a duration of 27.5 h (marked with the first and third purple vertical solid lines), that is, less than two hours of difference with the observed value. In terms of the duration of the compression region, our numerical model predicts a duration of 4.5 h (first and second purple solid lines), and then, we get a difference with observations of 1.72 h. In addition, we have a difference in the transit time $\Delta TT < 0.1$ h. Hence, our numerical results are in agreement with observations at 1 AU. Nevertheless, it is worth to mention that our predicted density profile, as well as the one obtained from the model MEDIUM, shows a rarefaction zone that is not consistent with observations.

This discrepancy between the predicted and observed profiles results from assuming the same conditions in both the pre-eruptive and post-eruption winds. However, it was shown in our parametric study, that the rarefaction zone is more extended as the velocity of the post-eruption wind decreases (see, Fig. 3). Therefore, the duration of the complete structure enlarges or shortens depending on the conditions of the post-eruption solar wind. This is very important to consider when characterizing the duration and structure of the ICMEs.

In Figure 7, we show in *yellow* the closest model to observation while in *red* a new model in which the speed of the post-eruption solar wind has been decreased to $v_{sw2} = 325$ km s⁻¹, change that results in a better fit on the duration of the rarefaction zone.

4. Numerical simulations of ICME-ICME interaction events

We studied three events (May 23, 2010; August 1, 2010; and November 9, 2012) on which two successive CMEs were launched in similar directions into the IPM. Using the model described in section 2, we investigate through numerical simulations the ICME-ICME interactions and their dynamical evolution.

With this numerical model, we obtain the density and speed profiles with a spatial and time resolution of 0.001 AU and 15 min, respectively. The code allow us to mark the different plasma structures involved in the interaction, namely: both ICMEs and the solar wind (prior, between and, after, the eruptions).

The ICME-ICME interaction can be identified by the appearing of a density peak caused by the plasma compression between the two ICMEs. As the interaction evolves, the density peak decreases and the time when this peaks is indistinguishable is considered as the time of the formation of the merged region. We find in the three events studied below that this time is comparable to the collision time reported by different authors.

4.0.1. Event of May 23, 2010

On May 23, 2010 at 18:06 UT, LASCO (on board of *SoHO* spacecraft; Brueckner et al. 1995) detected the first eruption (CME₁) with velocity $v_1 = 400$ km s⁻¹, and total mass $m_1 = 1.5 \times 10^{16}$ g. The estimated duration of the eruption (from its brightness distribution; see Lara et al. 2004) was $\Delta t_1 = 2.85$ h. Using these parameters, the computed mass-loss rate during the CME₁, within a solid angle $\Omega_1/4\pi \approx 0.07$, is $\dot{m}_1 = 3.46 \times 10^{-13}$ M_⊙ yr⁻¹. The second eruption (CME₂) was observed

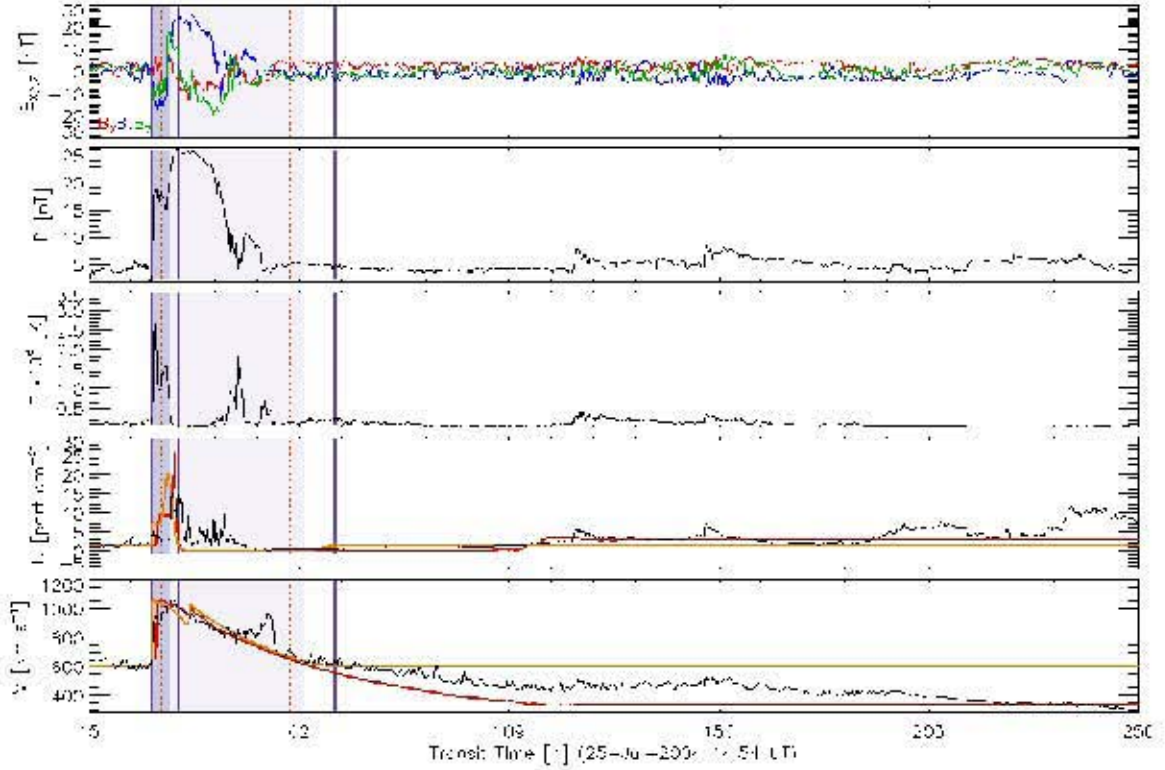


Fig. 7. Same as Figures 2 and 6 but considering a longer time range. We have included the simulated profiles obtained with our closest model model (shown in *yellow*) while a model in which the post-eruption solar wind was slower down to $v_{sw2} = 325 \text{ km s}^{-1}$ (in *red*). It results in a better fit of the rarefaction zone. The *in situ* data obtained by WIND are shown in *black lines* with a smooth of 15 min.

470 by LASCO on May 24, 2010 14:06 UT, therefore, the interval of time between the two eruptions
 471 was $\Delta t_{sw} = 17.15 \text{ h}$. The velocity and the computed mass for this eruption are $v_2 = 650 \text{ km s}^{-1}$
 472 and $m_2 = 1.0 \times 10^{16} \text{ g}$, respectively. We estimated a duration $\Delta t_2 = 3.71 \text{ h}$, and consequently, a
 473 mass-loss rate $\dot{m}_2 = 1.32 \times 10^{-13} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ within a solid angle $\Omega_2/4\pi \simeq 0.09$. For the solar wind, we
 474 have assumed a velocity $v_{sw} = 320 \text{ km s}^{-1}$ (that corresponds to the measured *in situ* value by WIND
 475 spacecraft on May 28, 2010 01:00 UT), and a mass-loss rate $\dot{m}_{sw} = 2 \times 10^{-14} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ (Wood et al.
 476 2002; Cranmer 2004).

477 Figure 8, shows the WIND spacecraft measurements (from *top* to *bottom*): B_x , B_y , and B_z ; B ,
 478 n , and v . The simulated profiles obtained with our numerical model using the input parameters
 479 described above are shown in *green lines* in the *last two panels*). We have shaded in *purple* the
 480 compression region duration and the rarefaction zone duration reported in the WIND ICME list
 481 while at the top in *orange* shades those reported by Lugaz et al. (2012). In *vertical red lines* we
 482 mark the duration of the compression region according to our model.

483 As it was established in section 3.3, it is possible to better fit the observations by varying some
 484 of the initial conditions. Accordingly, we have reduced the CMEs mass-loss rates by 75% ($\dot{m}_1 =$
 485 8.65×10^{-14} , and $\dot{m}_2 = 3.3 \times 10^{-14}$); and the CMEs speeds by 20 km s⁻¹ ($v_1 = 380$ km s⁻¹, and
 486 $v_2 = 630$ km s⁻¹). Assuming these changes, we obtain the profiles depicted with *yellow lines* in
 487 the figure. With these changes, we achieved a difference between the observed and predicted arrival
 488 velocities < 10 km s⁻¹, while the arrival density differs < 10 cm⁻³ with respect to the observed
 489 value. **In our results and observations, the arrival density corresponds to the maximum value**
 490 **within the leading shock while the arrival speed as the maximum value within the compression**
 491 **region.** In addition, we obtain a difference < 0.1 h for the travel time.

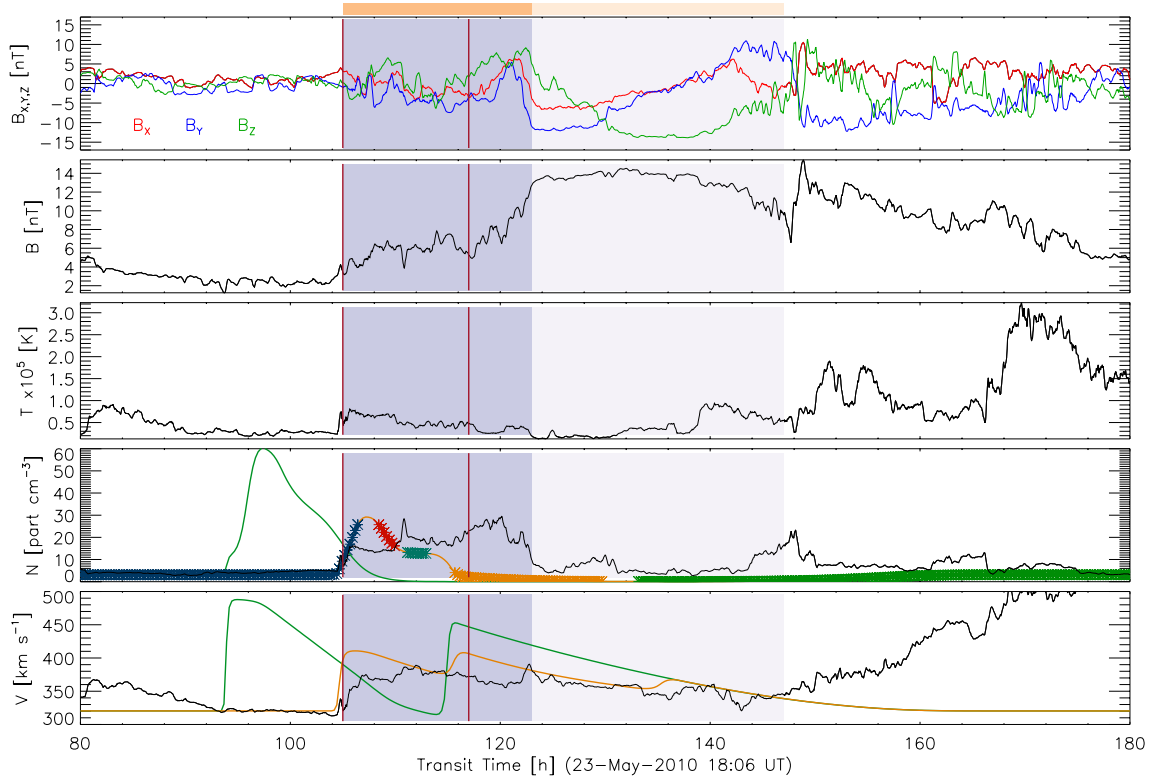


Fig. 8. Same as Figure 2 but for the event of May 23, 2010. The numerical simulation assuming the reported parameters of the two CMEs corresponds to the *green line*, whereas the numerical model depicted with the *yellow line* is obtained by reducing 75% the expelled mass during the eruptions, and 20 km s⁻¹ the ejection velocities of the CMEs. We tag each plasma in the density profiles with colored crosses: the solar wind before CME₁ in *blue*, the CME₁ in *red*, the solar wind between the CMEs in *dark cyan*, the CME₂ in *yellow* and the solar wind after the CME₂ in *green*. We have smoothed observations of the event every 15 min, in order to be consistent with the numerical simulations. Further description of the figure is given in the text.

492 In Figure 9, we present the density (in *yellow* lines) and velocity (in *black* lines) profiles, at the
 493 heliospheric distances $R = 0.1, 0.3, 0.5, 0.55, 0.6, 0.8$ and 1.0 AU (from *bottom* to *top*) predicted
 494 by our model for the event of May 23, 2010. In the figure, we have tagged with colored plus
 495 symbols, in the density profiles, the related plasma as follows: the pre-eruptive wind (in *blue*), the
 496 first CME (in *red*), the solar wind between the eruptions (in *aqua*), the second CME (in *yellow*),
 497 and the post-eruption wind (in *green*). With shades, we mark the plasma related to the first ICME
 498 (in *red*), the second ICME (in *yellow*) and the solar wind between both ICMEs (in *dark cyan*). At
 499 0.55 AU, one can observe the development of a third density peak caused by the compression of the
 500 plasma between both ICMEs, showing that the interaction and the transfer of momentum between
 501 the ICMEs takes place. This figure only shows representative distances to observe the ICME-ICME
 502 interaction. One can follow the development of the third peak between the ICMEs and that it appears
 503 and disappears as long as the interaction and transfer of momentum takes place. Once the merged
 504 region is formed the third peak completely disappears. For comparison with the analytic models we
 505 take as the interaction time (collision time), the time in which the merged region is formed.

506 It is noteworthy that there is a third shock predicted in the velocity profile due to the interaction
 507 between the second ICME material and the solar wind behind it (clearly seen by the colored crosses
 508 marking the different plasma). **The strength of this shock may be lower when the magnetic field
 509 is taken into account as it can inhibit the compression process and may vanish any possible
 510 shock structure (this third shock) inside the rarefaction zone.**

511 We predict the ICME-ICME collision at a time $t \simeq 77.29$ h after the first CME is launched, and
 512 at a distance $R \simeq 0.8$ AU from the Sun. Beyond this distance, a single merged region is formed
 513 containing the material expelled during both eruptions. Afterwards, this region decelerates with
 514 time, reaching the Earth at a time $t_{\text{ARR}} \simeq 97.5$ h, with an arrival speed $v_{\text{ARR}} = 417 \text{ km s}^{-1}$. These
 515 numerical results are consistent with the observed travel time of $\simeq 101$ h, and the measured speed *in*
 516 *situ* of $\simeq 380 \text{ km s}^{-1}$ (see, for instance, Lugaz et al. 2012).

517 Moreover, our numerical simulations are in good agreement with analytic results reported by
 518 Niembro et al. (2015) for the May 23, 2010 event. These authors predicted that the ICME-ICME
 519 interaction occurred at a time $\simeq 75.08$ h, and at a distance $\simeq 0.69$ AU from the Sun. Additionally,
 520 the predicted travel time and velocity of the merged region are $\simeq 105.19$ h, and $\simeq 427 \text{ km s}^{-1}$,
 521 respectively.

522 We note that in Lugaz et al. (2012), it is argued that the CME₂ did not reach WIND spacecraft
 523 because of its deflection from the interaction with the CME₁. They stated that the density and
 524 velocity profiles observed are only due to the arrival of CME₁. **Nevertheless, we assumed that
 525 both CMEs were ejected in the same direction and the deflection did not take place. A more
 526 detailed analysis of this event is required.**

527 4.0.2. Event of November 9, 2012

528 On November 9, 2012 (see Mishra et al. 2015 for more details of this event), two successive earth-
 529 directed CMEs were launched and detected by *STEREO/SECHI* (Howard et al. 2008). The CME₁
 530 was expelled from the Sun on November 9, 2012 at 17:39 UT, while the CME₂ was observed on
 531 November 10, 2012 at 06:39 UT. For CME₁, we assume that a mass of $m_1 = 4.66 \times 10^{15} \text{ g}$ was
 532 expelled during $\Delta t_1 \simeq 1.55$ h, with a mean velocity of $v_1 = 500 \text{ km s}^{-1}$. The estimated mass-loss
 533 rate of the eruption is $\dot{m}_1 = 9.04 \times 10^{-14} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$, within a solid angle $\Omega_1/4\pi = 0.14$. During the

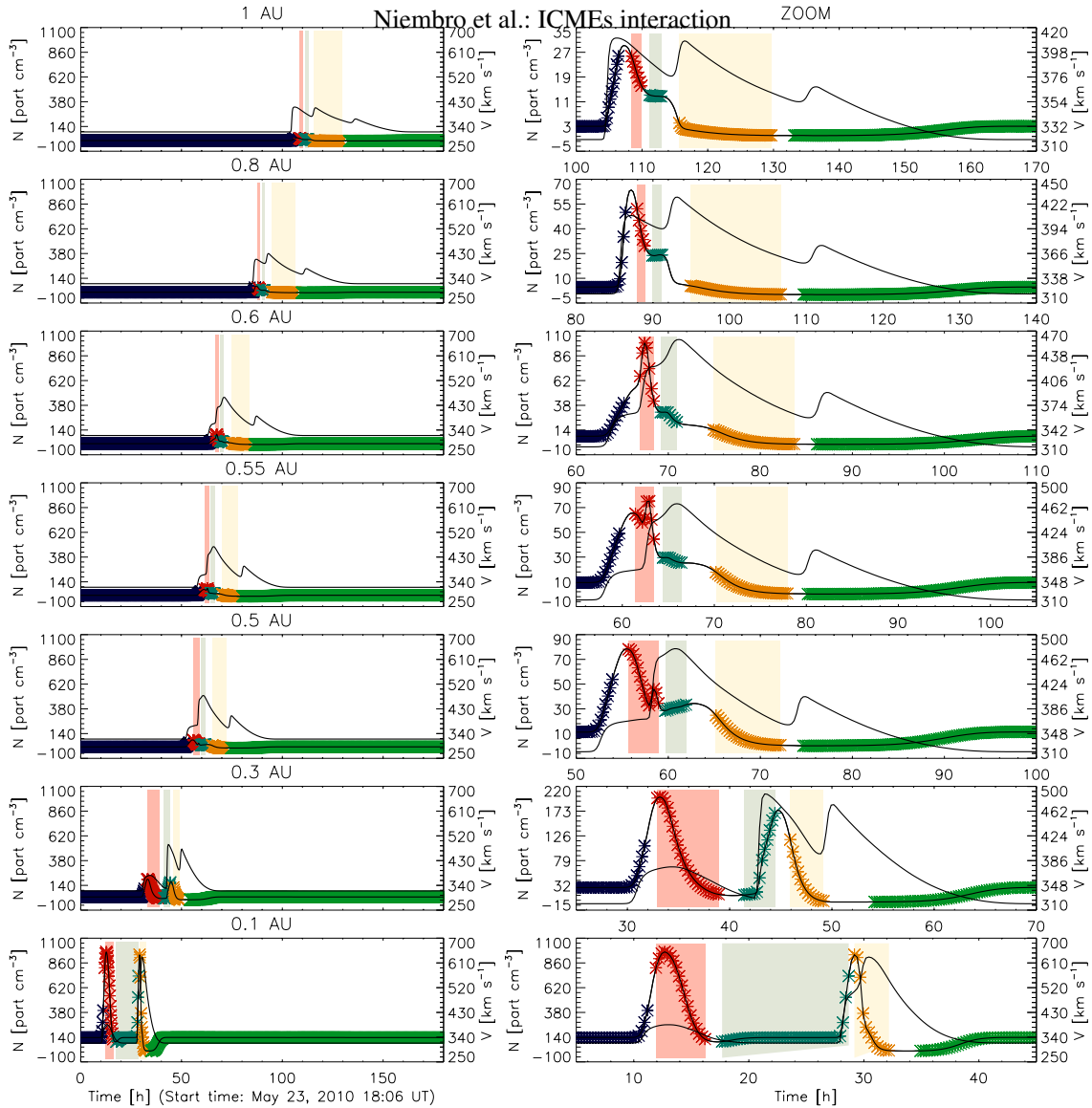


Fig. 9. Profiles of density (*star colored lines*) and velocity (*black solid lines*) as function of time at different heliospheric distances (from *bottom to top*: 0.1 AU, 0.3 AU, 0.5 AU, 0.55 AU, 0.6 AU, 0.8 AU and 1.0 AU) for the event of May 23, 2010. **In the left panels we present these profiles with fixed axes to see the evolution of the interaction process while in the right panels a zoom to clearly notice the structures involved, their interaction, and their evolution up to 1 AU.** We tag each plasma in the density profiles with colored crosses: the solar wind before CME₁ in *blue*, the CME₁ in *red*, the solar wind between the CMEs in *dark cyan*, the CME₂ in *yellow* and the solar wind after the CME₂ in *green*. We shade the plasma of the first ICME (in *red*), the second ICME (in *yellow*) and the solar wind between both ICMEs (in *dark cyan*). While the interaction process takes place, it is observed the development of a third density peak between both ICMEs (clearly observed at 0.55 AU). This peak appears and disappears while the process occurs. Once it disappears completely, the merged region is formed (time compared with those obtained analytically and reported by Lugaz et al. 2012).

534 CME₂, a mass of $m_2 = 2.27 \times 10^{15}$ g was expelled with a mean velocity of $v_2 = 1100$ km s⁻¹. This
 535 second eruption last $\Delta t_2 \simeq 2.5$ h, obtaining a mass-loss rate of $\dot{m}_2 = 4.42 \times 10^{-14}$ M_⊙ yr⁻¹ within a
 536 solid angle $\Omega_2/4\pi = 0.09$. For the solar wind, we have adopted an ejection velocity $v_{sw} = 300$ km
 537 s⁻¹ and a mass-loss rate $\dot{m}_{sw} = 1.5 \times 10^{-14}$ M_⊙ yr⁻¹.

538 In Figure 10, we present from *top* to *bottom* the WIND measurements: B_x , B_y , B_z ; B , n , and
 539 v . We include the simulated density and speed profiles in the *bottom* two *panels*, respectively for
 540 two different models: using the original values described above (profiles shown in *green* lines). The
 541 WIND spacecraft observations are smoothed by intervals of time of 15 min, which corresponds to
 542 our numerical outputs. It can be seen from the figure that the merged region reaches the Earth at a
 543 time 105 h (a difference with the observed travel time of more than 8 h), with a speed of 430 km
 544 s⁻¹, which differs only 15 km s⁻¹ from the *in situ* data, and a density of 23 part cm⁻³, that differs
 545 more than 10 part cm⁻³.

546 Our closest model to observations (*yellow line*) is obtained assuming a mass-loss rate of the solar
 547 wind $\dot{m}_{sw} = 1.8 \times 10^{-14}$ M_⊙ yr⁻¹, which is 20% higher than the original value. The mass-loss rates of
 548 the CME₁, and CME₂ are increased 50%, thus $\dot{m}_1 = 1.356 \times 10^{-13}$ M_⊙ yr⁻¹, and $\dot{m}_2 = 6.63 \times 10^{-13}$
 549 M_⊙ yr⁻¹, respectively. This model differs 25 km s⁻¹, and < 10 part cm⁻³ with respect to the arrival
 550 velocity and density of the merged region. The travel time is exactly the same as the observations.
 551 In this figure, we shade in *purple* the compression region and rarefaction zone duration reported in
 552 the WIND ICME list while in *orange* shades those reported by Mishra et al. (2015).

553 In Figure 11 we show the predicted time-sequence of density (in *yellow* lines) and velocity (in
 554 *black* lines) profiles for the event of November 9, 2012 at different heliospheric distances: 0.1 AU,
 555 0.2 AU, 0.22 AU, 0.24 AU, 0.4 AU, 0.6 AU, and 1 AU. The simulation predicts that the ICME-
 556 ICME interaction starts at a time $\simeq 35$ h after the first eruption, at a heliospheric distance of $\simeq 0.18$
 557 AU. Therefore, these results differ from the observations (reported by Mishra et al. 2015) by 2 h,
 558 and 0.2 AU, respectively.

559 **It is interesting to note that the evolution of the compression region after the interaction is**
 560 **completely different compared to the results obtained for the event of May 23, 2010 (shown in**
 561 **Figure 9). The compression region evolves up to 1 AU forming two density peaks with same**
 562 **density values and both peaks are colored in blue, which tags the SW. In the previous event,**
 563 **the plasma colored in blue retains near the leading shock, as the SW piles up in front of the**
 564 **structure.**

565 This event is reported by Mishra et al. (2015), in which different components are identified within
 566 the arrival merged region at 1 AU: a shock front followed by a compression region, the CME₁, an
 567 Interaction Region and the CME₂. The Interaction Region is formed between both ICMEs and it
 568 is a result from the interaction between the ICMEs. Our simulation shows that the CME₂ ($v_2 =$
 569 1100 km s⁻¹) overtook the CME₁ ($v_1 = 500$ km s⁻¹) at 0.18 AU (Figure 11), making impossible the
 570 existence of the Interaction Region at 1 AU. This event is a good example of how difficult is the
 571 identification of the distinct components of complex regions.

572 The numerical results are consistent with observational values, as well as with analytic results
 573 reported by Niembro et al. (2015). The observations suggest that the collision occurred 19 - 36
 574 h after the CME₁ was launched, at a distance of 0.16 - 0.46 AU. The observed travel time of the
 575 merged structure was $\simeq 96$ h, with a velocity $\simeq 450$ km s⁻¹. On the other hand, Niembro et al. (2015)
 576 predict that the CMEs collide at $\simeq 34.97$ h, when they are located at a distance $\simeq 0.32$ AU. In their

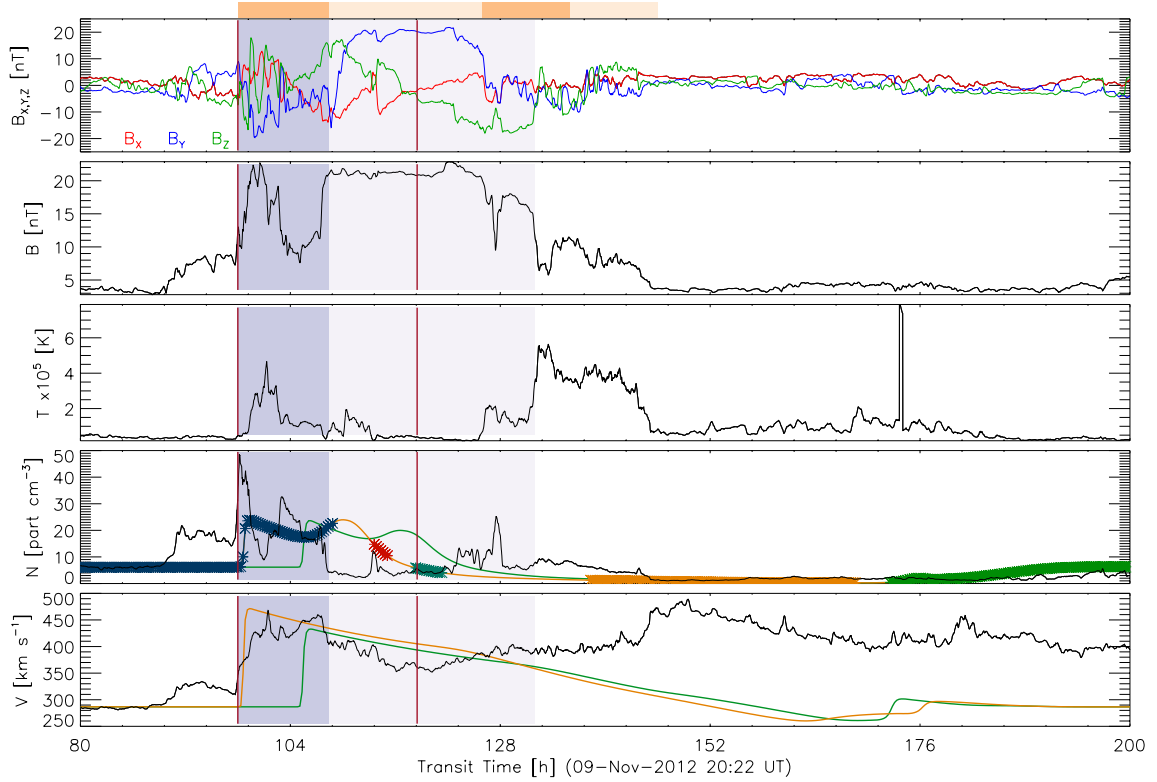


Fig. 10. Same as 8 but for the event of November 09, 2012. The simulated profiles with the original values is shown in *green* while those obtained by changing the mass-loss rate of the pre-eruptive wind (increased 20%) and, the expelled mass of the CMEs 50%, and their speeds 20 km s^{-1} (profiles shown in *yellow* lines in the *bottom panels*). In *purple* shades we show the compression region and rarefaction zone duration reported in the WIND ICME list while in *orange* shades those reported by Mishra et al. (2015). The discussion of the figure is given in the text.

577 models, the merged region arrives to the Earth $\approx 99.23 \text{ h}$ after the first eruption, with a velocity of
 578 $\approx 423 \text{ km s}^{-1}$.

579 4.0.3. Event of August 1, 2010

580 In the August 1, 2010 event, three successive CMEs were detected (e.g. Temmer et al. 2012;
 581 Harrison et al. 2012 and Liu et al. 2012). Nevertheless, this event has been frequently studied as the
 582 interaction of two consecutive CMEs. Here, we just consider the interaction between the last two
 583 ejections (here in after CME₁ and CME₂). The CME₁ was launched on August 1 2010 at 02:55 UT,
 584 with a speed of $v_1 = 732 \text{ km s}^{-1}$ during an interval of time of $\Delta t_1 \approx 1.1 \text{ h}$ and a $m_1 = 8.0 \times 10^{15} \text{ g}$,
 585 that result in a mass-loss rate $\dot{m}_1 = 2.74 \times 10^{-13} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$, within a solid angle $\Omega_1/4\pi = 0.12$.

586 The CME₂ was launched from the Sun on August 1 at 7:45 UT, with the outflow parameters,
 587 $v_2 = 1138 \text{ km s}^{-1}$, and $m_2 = 3.0 \times 10^{16} \text{ g}$, within a solid angle $\Omega_2/4\pi = 0.18$. This eruption last
 588 $\Delta t_2 \simeq 1 \text{ h}$ and, and thus, $\dot{m}_2 = 7.39 \times 10^{-13} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$. For the solar wind, we assume an ejection
 589 velocity $v_{\text{sw}} = 410 \text{ km s}^{-1}$, and a mass-loss rate $\dot{m}_{\text{sw}} = 2 \times 10^{-14} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ (see, for instance, Wood
 590 et al. 2002; Cranmer 2004).

591 Figure 12 shows in the *bottom two panels* the predicted profiles of density and velocity using the
 592 original values (shown in *green lines*). Observations *in situ* by WIND spacecraft are also presented
 593 (*black line*), which are smoothed by intervals 15 minutes, as in the previous events. It can be seen
 594 in the figure that the numerical results are not consistent with observational data, since the travel
 595 time and velocity differs more than 20 h and 200 km s^{-1} , respectively.

596 Our closest model model, shown in *yellow lines* in the *bottom two panels* are obtained with the
 597 input parameters of the CMEs, $v_1 = 700 \text{ km s}^{-1}$, $v_2 = 1100 \text{ km s}^{-1}$, $\dot{m}_1 = 3.014 \times 10^{-13} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$,
 598 $\dot{m}_2 = 9.9765 \times 10^{-13} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$. In this model, the arrival velocity differs $< 5 \text{ km s}^{-1}$, whereas the
 599 density difference is $\simeq 3 \text{ part cm}^{-3}$ with respect to the *in situ* data.

600 In Figure 13, we present a distance-sequence of density for the August 1, 2010 event. The density
 601 stratification at heliospheric distances $R = 0.05 \text{ AU}$, 0.09 AU , 0.1 AU , 0.2 AU , 0.4 AU , 0.8 AU and
 602 1.0 AU are shown. The numerical simulation predicts that ICME-ICME interaction occurs at a
 603 distance $\simeq 0.19 \text{ AU}$, which corresponds to an evolution time $\simeq 15 \text{ h}$ after the first eruption. The
 604 merged region reaches the Earth with a speed of $\simeq 595 \text{ km s}^{-1}$, 60.3 h after the CME₁ is launched.
 605 We note that our numerical results are consistent with the observational data which suggest that the
 606 collision occurred at a time $\simeq 12.91 \text{ h}$ after the first eruption, at a heliospheric distance $\simeq 0.16 \text{ AU}$.
 607 Besides, the observed travel time of the merged region was $\simeq 60.3 \text{ h}$, with a velocity $\simeq 600 \text{ km}$
 608 s^{-1} . In addition, Niembro et al. (2015) obtained similar results for this event. They showed that the
 609 CMEs collide at $\simeq 13 \text{ h}$, when they are located at a distance $\simeq 0.2 \text{ AU}$. Also, these authors computed
 610 an travel time of the merged region $\simeq 52.3 \text{ h}$, with a velocity of $\simeq 726 \text{ km s}^{-1}$.

611 5. Conclusions

612 In order to study the dynamics, evolution and time profile at 1 AU of CMEs traveling into the
 613 interplanetary medium, as a function of the initial conditions of both: the ambient medium and
 614 the CME, we carried out a parametric study, using as reference the (single) CME event observed
 615 on July 25, 2004. By running numerical simulations varying the initial parameters, we found that
 616 the CME time duration has the lowest influence on the ICME time profile morphology, while the
 617 parameter with major influence on this profile is the CME velocity, followed by the CME mass-loss
 618 rate. This means that if we want to fit an observed ICME profile, we may vary the speed and/or
 619 the mass loss rate. Although, taking into account the observational uncertainties, we have $\sim 20\%$
 620 of variation range over the speed, but we may vary the CME mass loss rate over a large range of
 621 values, because this is the parameter with the highest observational uncertainty, then, varying these
 622 parameters, we were able to reproduce not only the travel time but the most important features of
 623 the speed and density profiles of our reference event.

624 In general, the compression region morphology depends on the pre-eruptive ambient solar wind
 625 and the CME parameters while the rarefaction zone structure depends on the CME parameters and
 626 the post-eruptive ambient solar wind conditions. With this in mind, we performed a simulation
 627 assuming a post-eruptive solar wind speed slower than the pre-eruptive one, and we were able to

628 accurately predict the duration of the rarefaction zone. It is clear that the rarefaction is due not
 629 only to the presence of the magnetic cloud, but the conditions of the post-eruptive solar wind are
 630 very important for its duration. Therefore, this effect should be considered when characterizing the
 631 duration of the ICMEs.

632 Commonly, the studies of the ICME transport focus in the accurate prediction of the travel time
 633 and arriving velocity. Therefore, this parametric exercise is of utmost importance as it gives the
 634 relation of the speed and density profiles with the injection parameters, as well as clues of how the
 635 results of most of the hydrodynamic models can be improved by changing the CME mass-loss rate
 636 and/or the post-eruptive ambient solar wind conditions.

637 We use the results of our parametric study to simulate the CME interaction events detected and
 638 tracked as they rushed outwards into space on May 23, 2010; August 1, 2010; and November 9,
 639 2012. The YGUAZÚ-A code used in our simulations, is able to tag the different flows involved in
 640 the interaction, i. e., the pre- and post-eruption ambient solar winds and both interacting CMEs.
 641 This is a good tool to analyze complex events and helps in its identification at 1 AU.

642 In summary, following our parametrization method, we found that the best results of the travel
 643 time (matching the exact time of the observations) were obtained, in general, by sub-estimating the
 644 reported CME mass-loss rates. We found that our models can explain similarly the most important
 645 features of the speed and density profiles, and are able to distinguish, inside the merged region, the
 646 contribution of each of the interacting ICMEs. This study shows that the main characteristics of the
 647 ICME interaction can be obtained by studying the system hydrodynamically.

648 *Acknowledgements.* We would like to thank Alejandro Raga, Alejandro Esquivel and Pablo Velázquez for
 649 constructive discussions and all their helpful comments. This work was partially supported by CONACyT
 650 grants 344896, and 179588; and UNAM/PAPIIT grants IN11716-3, IN112014, IN112116 and IG100516.

651 **References**

- 652 Borgazzi, A., Lara, A., Echer, E., & Alves, M. V. 2009, *A&A*, 498, 885
- 653 Brueckner, G. E., Howard, R. A., Koomen, M. J., et al. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 357
- 654 Burlaga, L. F., Plunkett, S. P., & St. Cyr, O. C. 2002, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107,
 655 1266
- 656 Burlaga, L., Berdichevsky, D., Gopalswamy, N., Lepping, R., & Zurbuchen, T. 2003, *Journal of Geophysical
 657 Research (Space Physics)*, 108, 1425
- 658 Cantó, J., Raga, A. C., & D'Alessio, P. 2000, *MNRAS*, 313, 656
- 659 Cantó, J., González, R. F., Raga, A. C., et al. 2005, *MNRAS*, 357, 572
- 660 Cargill, P. J. 2004, *Sol. Phys.*, 221, 135
- 661 Chen, J. 1996, *J. Geophys. Res.*, 101, 27499
- 662 Colaninno, R. C., & Vourlidas, A. 2009, *ApJ*, 698, 852
- 663 Cranmer, S. R. 2004, *American Journal of Physics*, 72, 1397

- 664 Despirak, I. V., Lubchich, A. A., Yahnin, A. G., Kozelov, B. V., & Biernat, H. K. 2009, *Annales Geophysicae*,
665 27, 1951
- 666 Dyson, J. E., & de Vries, J. 1972, *A&A*, 20, 223
- 667 Dyson, J. E., & Williams, D. A. 1997, *The physics of the interstellar medium*. Edition: 2nd ed. Publisher:
668 Bristol: Institute of Physics Publishing, 1997. Edited by J. E. Dyson and D. A. Williams. Series: The
669 graduate series in astronomy. ISBN: 0750303069
- 670 Falkenberg, T. V., Vršnak, B., Taktakishvili, A., et al. 2010, *Space Weather*, 8, S06004
- 671 González, R. F., & Cantó, J. 2002, *ApJ*, 580, 459
- 672 González, R. F., de Gouveia Dal Pino, E. M., Raga, A. C., & Velazquez, P. F. 2004, *ApJ*, 600, L59
- 673 González, R. F., de Gouveia Dal Pino, E. M., Raga, A. C., & Velázquez, P. F. 2004, *ApJ*, 616, 976
- 674 González, R. F., Villa, A. M., Gómez, G. C., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 1141
- 675 González-Esparza, J. A., Lara, A., Santillán, A., & Gopalswamy, N. 2003, *Solar Wind Ten*, 679, 206
- 676 Gopalswamy, N., Yashiro, S., von Roseninge, T. T., & Leske, R. 2001, *AGU Fall Meeting Abstracts*,
- 677 Gopalswamy, N. 2016, *Geoscience Letters*, 3, 8
- 678 Harrison, R. A., Davies, J. A., Möstl, C., et al. 2012, *ApJ*, 750, 45
- 679 Howard, R. A., Sheeley, N. R., Jr., Michels, D. J., & Koomen, M. J. 1985, *J. Geophys. Res.*, 90, 8173
- 680 Howard, R. A., Moses, J. D., Vourlidas, A., et al. 2008, *Space Sci. Rev.*, 136, 67
- 681 Hundhausen, A. J., Stanger, A. L., & Serbicki, S. A. 1994, *Solar Dynamic Phenomena and Solar Wind*
682 *Consequences, the Third SOHO Workshop*, 373, 409
- 683 Hundhausen, A. 1999, *The many faces of the sun: a summary of the results from NASA's Solar Maximum*
684 *Mission.*, 143
- 685 Huttunen, K. E. J., Schwenn, R., Bothmer, V., & Koskinen, H. E. J. 2005, *Annales Geophysicae*, 23, 625
- 686 Kay, C., & Opher, M. 2015, *ApJ*, 811, L36
- 687 Kwok, S., Purton, C. R., & Fitzgerald, P. M. 1978, *ApJ*, 219, L125
- 688 Landau, L.D. & Lifshitz, E.M. 1987, *Fluid Mechanics* Edition: 2nd ed. Publisher: Elsevier ISBN: 978-0-
689 7506-2767-2
- 690 Lara, A., Gonzalez-Esparza, J. A., & Gopalswamy, N. 2004, *Geofis. Int.*, 43, 1
- 691 Lara, A., Gopalswamy, N., Xie, H., et al. 2006, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 111,
692 A06107
- 693 LeVeque, R.J. 1992, *Numerical Methods for Conservation Laws, Lectures in Mathematics*, Edition: 2nd
694 ed. Publisher: Birkhäuser Verlag ISBN: 3-7643-2723-5

- 695 Liu, Y. D., Luhmann, J. G., Möstl, C., et al. 2012, *ApJ*, 746, L15
- 696 Liu, Y. D., Luhmann, J. G., Lugaz, N., et al. 2013, *ApJ*, 769, 45
- 697 Lugaz, N., Vourlidas, A., Roussev, I. I., et al. 2008, *ApJ*, 684, L111
- 698 Lugaz, N., Farrugia, C. J., Davies, J. A., Roussev, I. I., & Temmer, M. 2012, *ApJ*, 759, 68
- 699 Lugaz, N., Farrugia, C. J., Manchester, W. B., IV, & Schwadron, N. 2013, *ApJ*, 778, 20
- 700 Lugaz, N., Temmer, M., Wang, Y., & Farrugia, C. J. 2017, *Sol. Phys.*, 292, 64
- 701 Manchester, W. B., Kozyra, J. U., Lepri, S. T., & Lavraud, B. 2014, *Journal of Geophysical Research (Space*
702 *Physics)*, 119, 5449
- 703 Mihalas, D. 1978, San Francisco, W. H. Freeman and Co., 1978. 650 p.,
- 704 Mishra, W., Srivastava, N., & Chakrabarty, D. 2015, *Sol. Phys.*, 290, 527
- 705 Niembro, T., Cantó, J., Lara, A., & González, R. F. 2015, *ApJ*, 811, 69
- 706 Nieves-Chinchilla, T., Linton, M. G., Hidalgo, M. A., et al. 2016, *ApJ*, 823, 27
- 707 Nieves-Chinchilla, T., Vourlidas, A., Raymond, J. C., et al. 2018, *Sol. Phys.*, 293, #25
- 708 Odstreil, D., & Pizzo, V. J. 1999, *American Institute of Physics Conference Series*, 471, 661
- 709 Owens, M. J., Cargill, P. J., Pagel, C., Siscoe, G. L., & Crooker, N. U. 2005, *Journal of Geophysical Research*
710 *(Space Physics)*, 110, A01105
- 711 Pikel’Ner, S. B. 1968, *The Earth in the Universe*, 104
- 712 Pizzo, V. J. 1985, Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series, 35, 51
- 713 Prise, A. J., Harra, L. K., Matthews, S. A., Arridge, C. S., & Achilleos, N. 2015, *Journal of Geophysical*
714 *Research (Space Physics)*, 120, 1566
- 715 Raga, A. C., Binette, L., & Canto, J. 1990, *ApJ*, 360, 612
- 716 Raga, A. C., Navarro-González, R., & Villagrán-Muniz, M. 2000, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, 36, 67
- 717 Riley, P., Linker, J. A., Mikic, Z., et al. 2004, *AGU Fall Meeting Abstracts*,
- 718 Schwenn, R., dal Lago, A., Huttunen, E., & Gonzalez, W. 2004, *35th COSPAR Scientific Assembly*, 35,
719 2634
- 720 Shen, F., Feng, X. S., Wang, Y., et al. 2011, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 116, A09103
- 721 Shen, F., Shen, C., Wang, Y., Feng, X., & Xiang, C. 2013, *Geophys. Res. Lett.*, 40, 1457
- 722 Siscoe, G., & Odstreil, D. 2008, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113, A00B07
- 723 Stewart, P. 1974, *A&A*, 34, 463

- 724 Temmer, M., Rollett, T., Möstl, C., et al. 2011, ApJ, 743, 101
- 725 Temmer, M., Vršnak, B., Rollett, T., et al. 2012, ApJ, 749, 57
- 726 Van Leer, B., 1982, ICASE Rep. 82-30, NASA, Washington
- 727 Vourlidas, A., Howard, R. A., Esfandiari, E., et al. 2010, ApJ, 722, 1522-1538
- 728 Vršnak, B. 2001, J. Geophys. Res., 106, 25249
- 729 Vršnak, B., Žic, T., Falkenberg, T. V., et al. 2010, A&A, 512, AA43
- 730 Vršnak, B., Žic, T., Vrbanec, D., et al. 2013, Sol. Phys., 285, 295
- 731 Vršnak, B., Temmer, M., Žic, T., et al. 2014, ApJS, 213, 21
- 732 Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., & Linsky, J. L. 2002, ApJ, 574, 412
- 733 Xie, H., Ofman, L., & Lawrence, G. 2004, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 109, A03109
- 734 Xiong, M., Zheng, H., Wu, S. T., Wang, Y., & Wang, S. 2007, Journal of Geophysical Research (Space
735 Physics), 112, A11103
- 736 Yashiro, S., Gopalswamy, N., Michalek, G., et al. 2004, Journal of Geophysical Research (Space Physics),
737 109, A07105
- 738 Zhao, X., & Dryer, M. 2014, Journal of Geophysical Research (Space Weather), 12, 448469

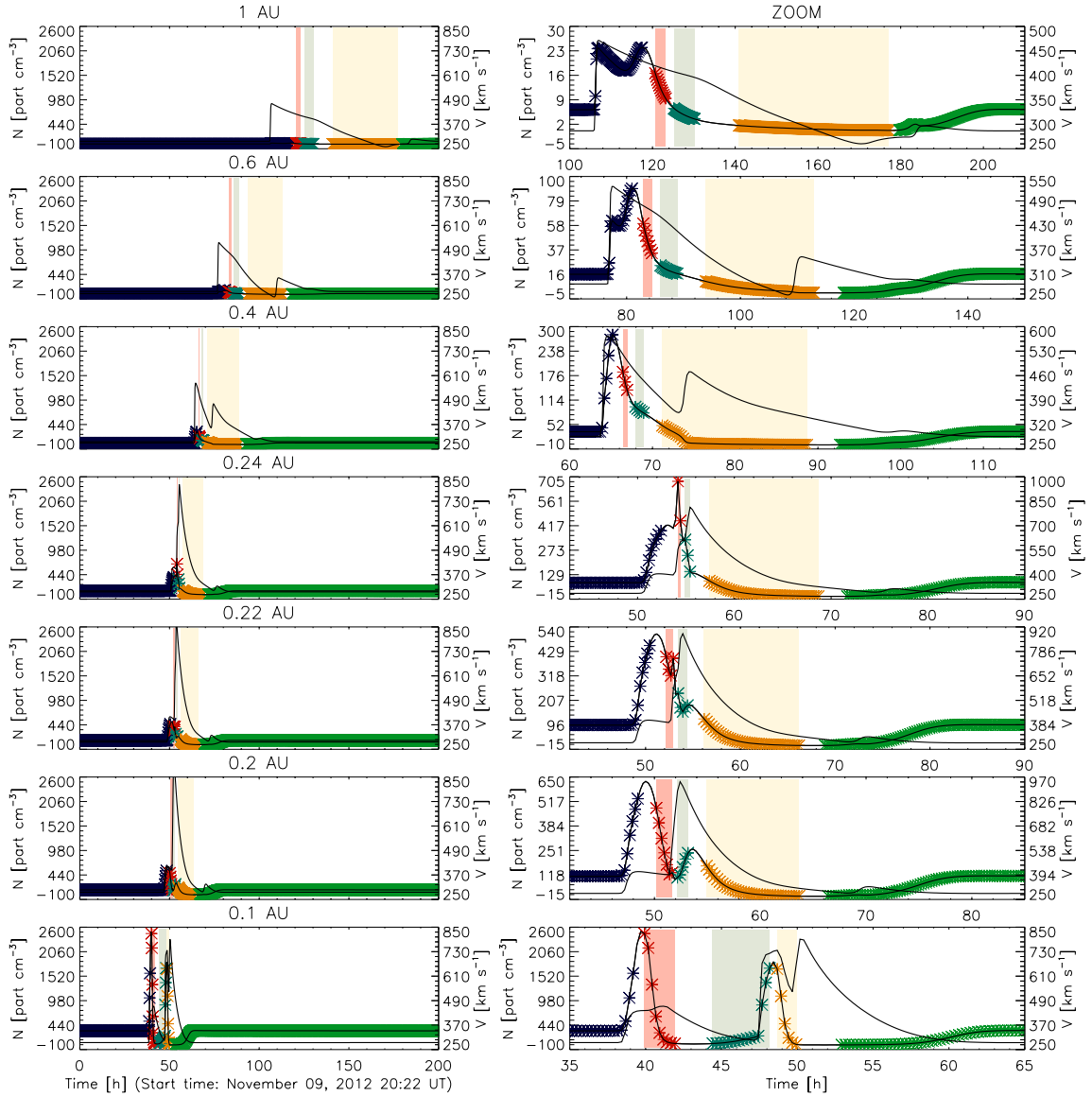


Fig. 11. Same as 9, but for the event of November 9, 2012. In this event, the interaction is predicted at a distance of $R \approx 0.18$ AU, which corresponds to a time of $t \approx 35$ h. The predicted travel time and velocity (at 1 AU) of the merged structure is 75 h after the first eruption, and 470 km s⁻¹, respectively.

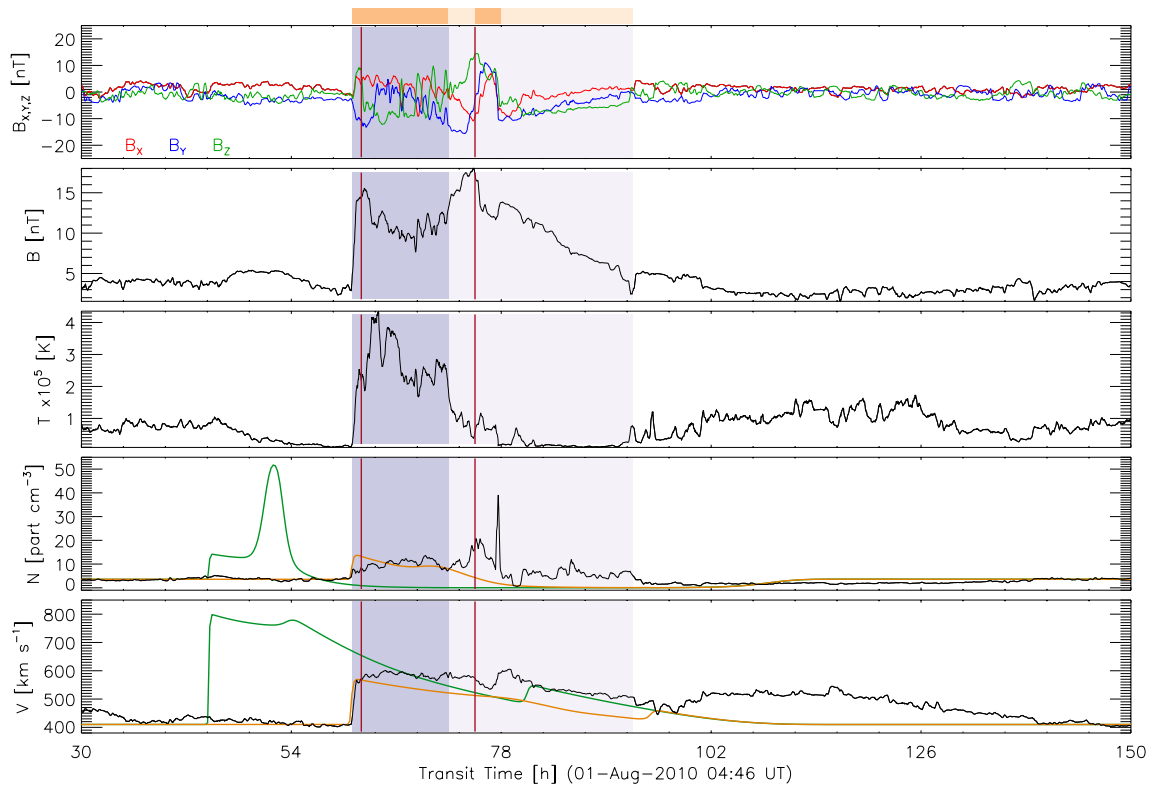


Fig. 12. Same as Figure 8 and 10, but for the event of August 01, 2010. The closest model (shown in *yellow* lines in the *bottom two panels*) is obtained reducing less than 35% the mass-loss rate of the CMEs, and less than 5% their initial speeds. The description of the figure is given in the text.

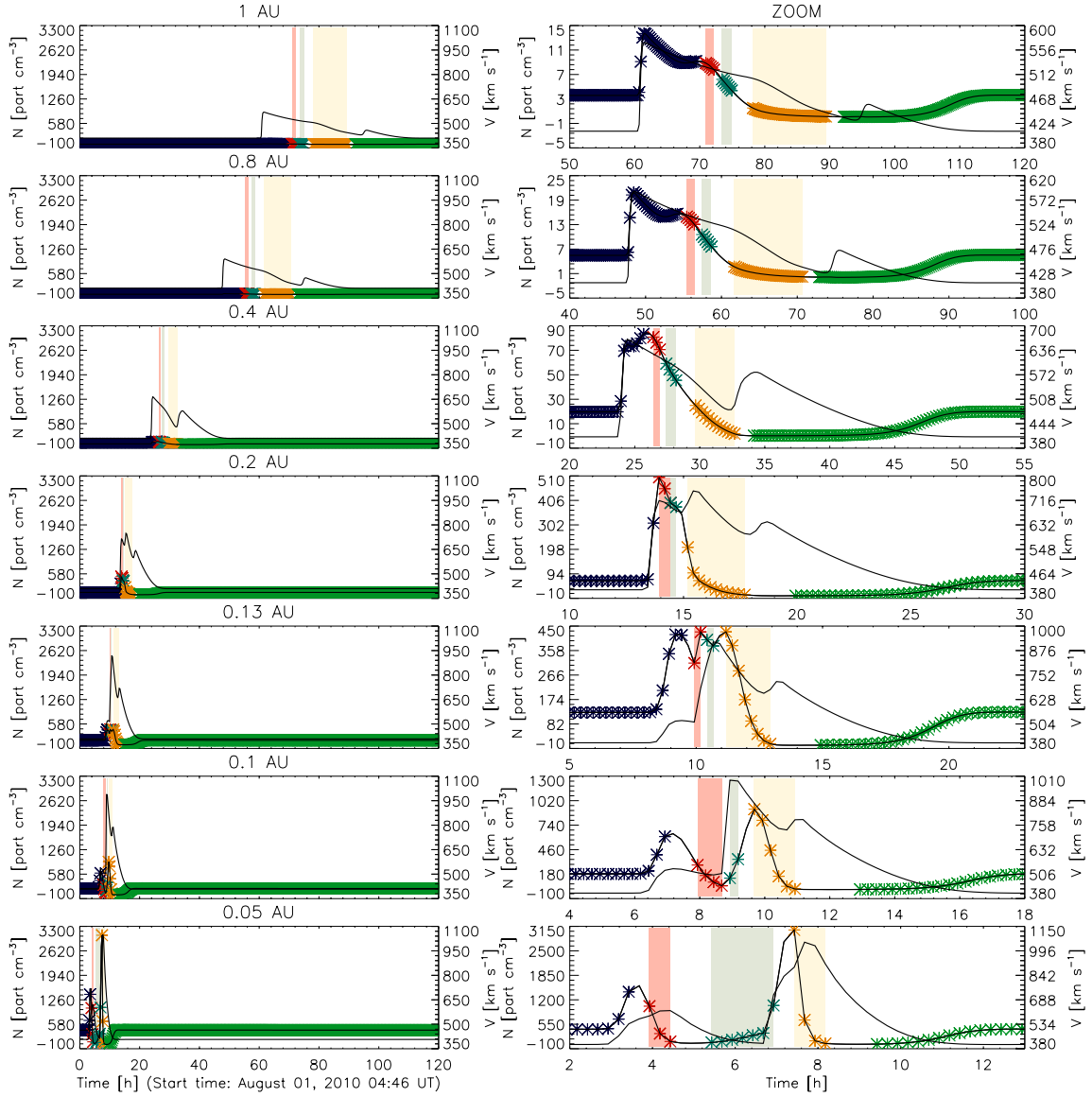


Fig. 13. Same as Figures 9 and 11, but for the event of August 01, 2010. In this event, the interaction is predicted at a distance of $R \approx 0.19$ AU at a time ≈ 15 h after the first eruption. The merged region arrives to the Earth with a speed of 595 km s^{-1} , at an evolution time ≈ 60.3 h.

1 **Radio emissions observed during the interaction between two**
2 **ICMEs in the interplanetary medium**

3 **T. Niembro^{1,2}, A. Lara², and R. F. González³**

4 ¹Posgrado en Ciencias de la Tierra, Universidad Nacional Autónoma de México, D. F., 04510, México.

5 ²Instituto de Geofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, D. F., 04510, México.

6 ³Instituto de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, Morelia, 58089, México.

7 **Key Points:**

- 8 • Study of coronal mass ejection interaction with hydrodynamical numerical simula-
9 tions
10 • Radio emission in the interplanetary medium observed during the interaction

11 **Abstract**

12 In this work, we associated sporadic radio emissions, observed in the range from 100 to 300
 13 kHz, to the interaction between two interplanetary coronal mass ejections. We simulated
 14 the evolution of the interacting ICMEs and identified local density structures **and** associated
 15 speed enhancements which may be the source of these sporadic radio emissions. In particu-
 16 lar, we analyzed three very well documented ICME-ICME interaction events where the colli-
 17 sion took place between 0.16 and 0.8 AU. We computed the time and the emission frequency
 18 assuming the first harmonic **emission** during the interaction. We found a very good coinci-
 19 dence between our prediction and radio bursts observed by Wind-WAVES. With this analysis
 20 we show that this kind of sporadic emissions are good tracers of the ICME-ICME interac-
 21 tion.

22 **1 Introduction**

23 The Sun expels out sporadically large amounts of mass known as coronal mass ejec-
 24 tions (CMEs). When a CME is moving faster than the local fast magnetosonic mode it can
 25 drive a shock, which is capable of accelerating electrons that can produce type II radio bursts
 26 (Schmidt et al., 2012). While evolving and propagating in the interplanetary medium, their
 27 counterparts, known as ICMEs, can interact with other ICMEs (or other inhomogeneities) in
 28 space and as a consequence of the interaction, their shock-type II radio emission is enhanced
 29 and modified (Gopalswamy et al., 2004) and some sporadic radio enhancements are observed
 30 (Gopalswamy et al., 2001; 2002; Subramanian et al., 2013; **Shanmugaraju et al., 2014**) dur-
 31 ing the engaging of the structures involved. These emissions result from the strengthening of
 32 the shocks (Wu et al., 2002) and the magnetic field characteristics of both structures, which
 33 gives the needed conditions for accelerating electrons (Kallenrode et al., 2001; Gopalswamy
 34 et al., 2003).

35 The study of interacting CMEs and their associated radio emissions have been done at
 36 distances $< 20 R_{\odot}$, due to the fact that these structures are easily identified inside the corono-
 37 graphs field of view. Therefore, it is possible to reconstruct the radio emissions in function of
 38 time and space (Gopalswamy et al., 2001; Manoharan et al., 2004; Subramanian et al., 2013).
 39 However, **this becomes** very difficult task at larger distances (up to the Earth's orbit), as the
 40 ICME-ICME interaction is still a not well understood process and consequently it is difficult
 41 to know when and how these sporadic radio emissions will be produced. **Detailed studies**
 42 **of the** evolution of the interacting ICMEs **are** very important **for understanding** physical

43 processes during the interaction. The sporadic radio emissions **reveal that the ICME-ICME**
 44 interaction and possible formation of complex structures, is taking place. This information
 45 is very useful when studying complex structure formation and evolution, as well as, when
 46 predicting their arrival to the Earth and their geo-effectiveness.

47 In this work, we used the hydrodynamical simulations of three ICME-ICME interac-
 48 tion events: the event of 2010 May 23; the event of 2010 August 01, and the event of 2012
 49 November 09 to reconstruct the speed and density profiles as a function of time **and dis-**
 50 **tance**, for distances, up to 1 AU. These profiles were used to identify the times and distances
 51 when the interaction took place. Then, we computed the plasma frequency and compared our
 52 results with the radio observations measured by Wind-WAVES (Bougeret et al., 1995).

53 The paper is organized as follows, in section §1 we introduce the data and simulation
 54 model used. In §2, we describe the method to identify the sources of sporadic radio emis-
 55 sions caused by the ICME-ICME interaction while in §3, we apply the method to three dif-
 56 ferent and well studied interaction events. Finally, in §4, we present our summary and con-
 57 clusions.

58 **2 Data and Simulations**

59 We performed hydrodynamical simulations of the ICME-ICME interaction events ob-
 60 served on 2010 May 23; 2010 August 01; and 2012 November 09. In these events, two con-
 61 secutive CMEs **were** launched from the Sun **towards** the Earth. with **They were propagat-**
 62 **ing in** similar directions **and collided** above 20 R_{\odot} into the interplanetary medium.

63 **These** three events were chosen as they **were already** studied and analyzed observa-
 64 tional and theoretically (by analytical and numerical models). The interaction event of 2010
 65 May 23 is well described by Lugaz et al. (2012). Observationally, these authors derived the
 66 CME kinematics and evolution of the CMEs until 0.4 AU and reconstructed the interaction
 67 by combining remote-sensing and *in situ* measurements.

68 The event of 2010 August 01 **was** studied by Temmer et al. (2012), Harrison et al.
 69 (2012) and Liu et al. (2012). The first work also computes the kinematical profiles of the
 70 CMEs involved during the interaction by assuming that their evolution is mainly dominated
 71 by the drag force, using the model described by Vršnak et al. (2010). While the event of
 72 2012 November 09 is well described by Mishra et al. (2015).

73 Analytically, these three events have also been studied by Niembro et al., (2015). These
 74 authors developed a hydrodynamical model to describe the evolution of each of the ICMEs,
 75 their interaction, and the evolution of the merged region. The model predicts accurately the
 76 time and distance of collision and the arrival of the merged region at 1 AU. Moreover, in
 77 Niembro et al. (2018), a numerical parametrization of the input parameters was done to ob-
 78 tain the best fit of the synthetic density and speed profiles with the profiles observed at 1 AU
 79 by WIND spacecraft.

80 These simulations have been performed using a 2D hydrodynamic version of the adap-
 81 tive grid code YGUAZÚ-A, developed by Raga et al. (2000) and modified by González et al.
 82 (2004a,b; 2010). It uses the flux-vector splitting algorithm of Van Leer (1982) in a computa-
 83 tional domain of 1024×1024 grid points covering the heliospheric space of $(1.5 \times 10^{13}$ cm
 84 *approx* 1 AU) \times $(1.5 \times 10^{13}$ cm *approx* 1 AU) with a five-level adaptive grid (maximum
 85 resolution of 1.465×10^{10} cm *sim* 1×10^{-3} AU). This code integrates the hydrodynamic
 86 equations for the atomic/ionic species HI, HII, HeI, HeII, and HeIII with adopted number
 87 abundances of H=0.9 and He=0.1.

88 The computational domain is filled from an injection radius $R = 10 R_{\odot}$ up to 1 AU by
 89 an isotropic flow with typical solar wind conditions, speed v_{sw} and mass-loss rate \dot{m}_{sw} . **This**
 90 **mass-loss rate is defined as the amount of mass that the Sun loses and expels out to the**
 91 **interplanetary medium (IPM) in terms of time.**

92 **Once all the space is filled, the first eruption CME₁ is launched, expelling out a**
 93 **certain amount of mass m_1 to the IPM within a solid angle Ω_1 during an interval of**
 94 **time Δt_1 , that is a mass-loss rate $\dot{m}_1 = \frac{m_1}{\Delta t_1} \frac{4\pi}{\Omega}$ with an ejection speed $v_1 (> v_{sw})$. Dur-**
 95 **ing the CME, the conditions of the flow are assumed to increase drastically the solar**
 96 **wind conditions by constant factors, $v_1 = a_1 v_{sw}$ and $\dot{m}_1 = b_1 \dot{m}_{sw}$. Afterwards, the solar**
 97 **wind resumes until the second eruption CME₂ is expelled with $v_2 > v_1$, \dot{m}_2 , Ω_2 , during Δt_2**
 98 **(with the respective constant factors a_2 and b_2). After the CME₂, the solar wind condi-**
 99 **tions again resumes.**

100 The output obtained from the simulations are the profiles of the **density** and the speed
 101 as function of distance every 15 minutes. In this way, we **obtain** the behavior of the solar
 102 wind parameters **as a** function of time and distance which we use to study the evolution of
 103 the ICMEs, their interaction and the resulting merged region until it reaches 1 AU. These
 104 profiles allow us the temporal and space identification of the interaction process.

3 Identification of the sources of sporadic radio emission

Through the analysis of the density and speed profiles variations, we were able to track the evolution of the interaction region. This is done by identifying the location of the maxima in each density and speed profiles which are obtained as function of time for different heliospheric distances.

Before the interaction, we identify two clear separate main maxima in the profiles corresponding to the two ICMEs (Figure 1, panel showing the initial profiles). As the second ICME approaches the first one, the distance between the two main maxima decreases (see in Figure 1 panels showing the situation at 0.25 and 0.5 AU).

After the interaction **sets in**, **sharp** local **maximum** appeared between the ICMEs corresponding main maxima (Figure 1 at 0.6 AU), as a result of compression of the plasma between the two structures. In this way, we assume that the interaction starts when the distance between the two main maxima (i.e. the two ICMEs) is lower than 0.15 AU and at least one peak appears inside the region delimited by the two main maxima.

The process ends, **when all mentioned structures merge into** a single structure and the small local **maximum disappears**.

To illustrate the process, in Figure 1 we show the density (*black* line) and speed (*blue* line) profiles as function of time obtained in five different heliospheric distances (**from the bottom to the top**): 1) near the Sun (at 0.2 AU) when the two ICMEs are observed but they have not yet interacted; 2) when the trailing ICME has already reached the structure of the leading ICME; 3) when the interaction begins; 4) when the *merged* structure is already formed; and 5) when reaching 1 AU.

In each of the profiles mentioned above, we marked **by yellow** diamonds the location of the density maxima **and by orange** squares the velocity maxima (**set on the density profiles**). **By green** stars, we marked a density of the ambient solar wind **ahead of the first ICME**.

We computed the plasma frequency using the density obtained at each *green* star, at each *yellow* diamond and at that locations **at** which the *yellow* diamonds coincide with the *orange* squares.

134 In general, the *green* stars and *yellow* diamonds limit the computed plasma **frequencies**
 135 from 20 to 1000 kHz. **On the other hand, the emission frequencies at the locations be-**
 136 **tween the two ICMEs where the density peaks (*yellow* diamonds) coincide with the ve-**
 137 **locity peaks (*orange* squares) are found in the range 100 to 300 kHz. We compared our**
 138 **results with Wind-WAVES observations and found that the frequencies of the observed**
 139 **sporadic radio emissions fall inside the mentioned frequency range. The calculated fre-**
 140 **quencies of the sporadic radio emissions are marked in squares in the bottom panel of**
 141 **Figure 2.**

142 We looked for the counterparts of the sporadic radio emissions in STEREO-SWAVES
 143 data and found no sporadic radio emissions during the same intervals observed in Wind-
 144 WAVES, ensuring two facts: i) those sporadic radio emissions **correspond** to the first har-
 145 monic (the emission is collimated); and ii) **it is not a type III emission** which is causing the
 146 burst that is detected by STEREO but not by WIND. **These facts support the idea that**
 147 **these sporadic radio emissions are caused by electrons accelerated in the interaction**
 148 **region between the ICMEs.**

149 We note that the reported events have been studied by different authors and they found
 150 similar times and distances for the interactions. In particular, using an analytical model,
 151 Niembro et al., (2015) predicted remarkably **similar** time and distance of the interactions.

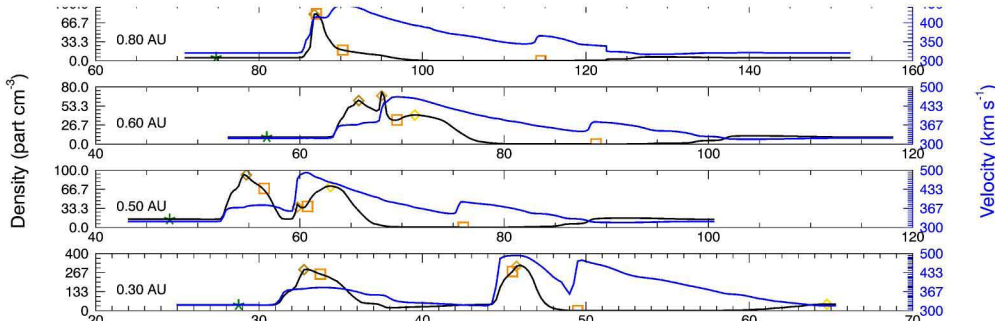
152 **3.1 Interaction event of 2010 May 23**

153 In this event, the two consecutive CMEs **were** characterized **by** Niembro et al. (2018)
 154 **where** the input parameters were chosen to **obtain** the best fit of the synthetic density and
 155 speed profiles with the profiles observed by WIND spacecraft at 1 AU.

156 The leading CME was observed on May 23, 2010 at 21:30 UT with a speed of 400
 157 km s^{-1} . **A total mass of 1.5×10^{16} g was expelled out from the Sun during an interval**
 158 **of time of 2.85 hrs (CME duration time computed by assuming that this time is the**
 159 **FWHM of the brightness distribution as function of time, measured at 10 solar radii;**
 160 **see Lara et al. 2004). Obtaining** a mass-loss rate of $3.46 \times 10^{-13} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ within a solid
 161 angle $\Omega_1/4\pi \approx 0.07$. **The trailing CME was observed on May 24, 2010 18:04 UT (17.15**
 162 **hrs after the leading CME) with a speed of 650 km s^{-1} and a total mass of 1.0×10^{16} g ex-**
 163 **pelled out during 3.71 hrs, which means a mass-loss rate of $1.32 \times 10^{-13} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ within a**

164 solid angle $\Omega_2/4\pi \approx 0.09$. For the solar wind, it was assumed a speed of 320 km s^{-1} , and a
 165 mass-loss rate $2.0 \times 10^{-14} M_\odot \text{ yr}^{-1}$.

166 Figure 1 shows the density (*black line*) and speed (*blue line*) profiles as a function of
 167 the time elapsed since the first CME eruption, at five heliospheric distances. The bottom
 168 panel, corresponds to a distance of 0.2 AU, in this case, both ICMEs disturbances are clearly
 169 noticed before the interaction. The ICMEs are characterized by sudden increases in both pa-
 170 rameters, and therefore, the associated maxima are well **defined and easy identify**.



171 **Figure 1.** Density (*black line*) and speed (*blue line*) profiles at five different heliospheric distances with
 172 the distance increasing from bottom to top for the event of 2010 May 23. The density maxima are marked
 173 by *yellow diamonds* while by *orange squares* the speed maxima in each of the panels. During the interaction
 174 process an extra maximum between the maxima due to the presence of the CMEs has developed and used as
 175 **an** indicator of possible source of sporadic radio emissions.

176 At 0.5 AU (second panel from **the** bottom), it can be noticed that a third maximum
 177 in density appears ~ 78 hrs after the starting time. This maximum is caused by the plasma
 178 compression due to the interaction between the two ICME structures and is the dominant
 179 peak at the heliospheric distance of 0.6 AU (central panel) where the interaction between
 180 both ICMEs takes place and there is a momentum interchange between them (Lugaz et al.,
 181 2012; Temmer et al., 2012).

182 Then, at 0.7 AU (fourth panel), a *merged* region has been formed and only one den-
 183 sity maximum is apparent. The *merged* structure propagates and evolves until it reaches 1
 184 AU and it is measured by WIND spacecraft 102.1 hrs after the eruption of the leading CME.
 185 According to Lugaz et al. (2012), the interaction took place around 0.55 to 0.8 AU. **In our**
 186 **simulations, between these distances we observe the development of the third maximum**
 187 **in the density profile.**

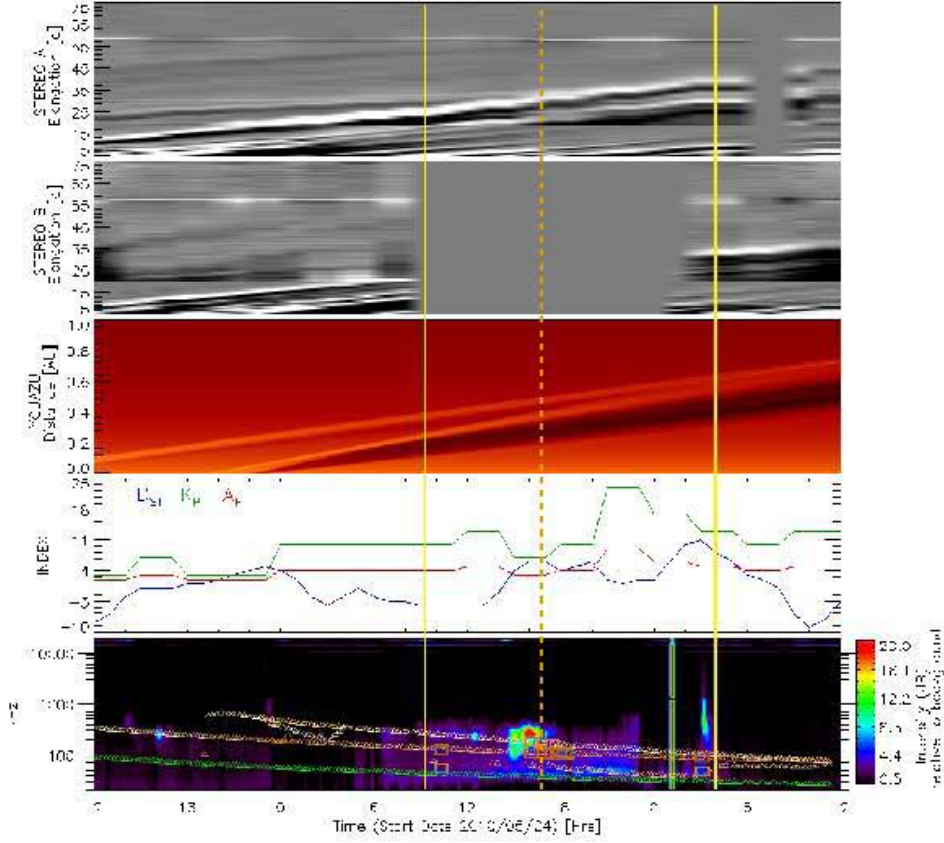
188 The two top panels of Figure 2, show the J-maps (in gray-scale), downloaded from the
 189 UKSSDC Solar Archives (at www.ukssdc.ac.uk) from STEREO A and STEREO B (Shee-
 190 ley et al., 1999; and Davis et al., 2009). The J-maps are time-elongation maps in which the
 191 CMEs can be tracked as diagonal bright and dark bands. The steepness of the bands are re-
 192 lated to the speed of the CMEs. Lugaz et al., (2012) described these two J-maps in order to
 193 identify when and where the interaction took place between the CMEs. **The interaction in-**
 194 **terval is marked by two** vertical *yellow* lines in the figure (according to Lugaz et al., 2012).
 195 In the second panel (from bottom to top), we show a synthetic J-map obtained from our sim-
 196 ulations, but this is a time-distance (not elongation) map. In this case, similar to the elonga-
 197 tion J-maps, the CMEs are observed as bright and dark diagonal bands. In the bottom panel,
 198 we show the radio spectrogram measured by WIND-WAVES during the same time period of
 199 the J-maps. The vertical *yellow* lines delimit the interval of time in which the sporadic radio
 200 emissions that could be associated to the interaction, appeared.

208 The *green* triangles mark the plasma frequency of the ambient solar wind before the
 209 first ICME. It is **apparent that** the expected radio frequency (assuming emission at the first
 210 harmonic) decreases proportional to the $\sim r^{-2}$. The radio emission **starts** at ~ 80 kHz and
 211 **decreases to ~ 20 kHz at the Earth**. The *red* triangles correspond to the radio emission fre-
 212 quency computed using the density maxima of each ICME. The **emission calculated for the**
 213 leading CME starts at ~ 300 kHz while **for** the trailing at ~ 600 kHz.

214 **According to Figure 1**, the *merged* region has been formed **already at 0.7 AU**. This
 215 structure is identified in Figure 2 on May 26, 2010 at 12:00 UT when it starts to emit at ~ 80
 216 kHz. The squares mark the plasma frequency of the probable sources of the sporadic radio
 217 emissions due to the ICME interaction. The *white* dash line coincides with the brightest
 218 sporadic radio emission observed on May 25, 2010 from 16:00 to 18:00 UT. **This interval**
 219 **coincides with the interval where** most of the squares **are** located, indicating **that** the inter-
 220 action process between the two ICMEs **is responsible for the observed emission enhance-**
 221 **ment**.

222 3.2 Interaction event of 2010 August 01

223 **On** the August 1, 2010 event, three successive CMEs were detected. Nevertheless, this
 224 event is been frequently studied as the interaction between the **2nd and 3rd** CME.

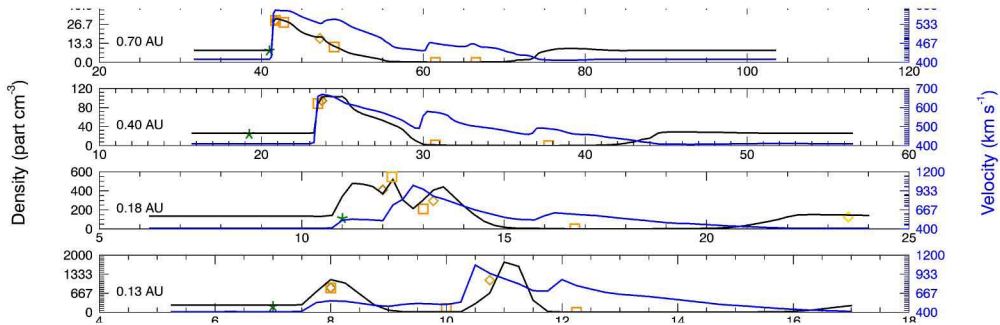


201 **Figure 2.** From top to bottom: time-elongation J-maps obtained by STEREO A and B spacecraft re-
 202 spectively for the event of 2010 May 23. The third panel corresponds to the time distance J-map obtained
 203 synthetically from the simulation. The bottom panel shows the radio emissions measured by Wind-WAVES.
 204 With vertical *yellow* lines we delimited the interval of time in which is found observationally (Lugaz et al.,
 205 2012) that the interaction took place while by vertical *white dashed* line the time in which the analytical
 206 model of Niembro et al., (2015) predicted the interaction. It is clearly noticed that the main sporadic radio
 207 emissions observed on May 25, 2010 from 16:00 to 18:00 UT coincides with these times accurately.

225 According to Niembro et al. (2018), to obtained the best fit, the leading CME was
 226 launched on August 01 2010 at 02:55 UT, with a speed of 732 km s^{-1} and total mass $8.0 \times$
 227 10^{15} g . **It was** expelled out from the Sun during an interval of time of 1.1 hrs, resulting in
 228 a mass-loss rate of $2.74 \times 10^{-13} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, within a solid angle $\Omega_1/4\pi = 0.12$. The trailing
 229 CME was launched on August 01 at 7:45 UT, at a speed of 1138 km s^{-1} , and a total mass of
 230 $3.0 \times 10^{16} \text{ g}$, within a solid angle $\Omega_2/4\pi = 0.18$. This eruption lasted 1.0 hrs and thus, it has

231 a mass-loss rate of $7.39 \times 10^{-13} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. For the solar wind, we assumed **the speed of 410**
 232 km s^{-1} , and a mass-loss rate of $2.0 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

233 In Figure 3, we show the density (*black line*) and speed (*blue line*) profiles at five dif-
 234 ferent heliospheric distances. We marked **by yellow diamonds** the density maxima while **by**
 235 *orange squares* the speed maxima. In *green*, we show the characteristic density of the so-
 236 lar wind. The same as in Figure 1, the evolution and interaction between the two CMEs is
 237 tracked and **again we notice** that during the interaction the profiles are more structured. The
 238 development of a third maximum is clearly **showing** that the interaction is taking place be-
 239 tween the structures.

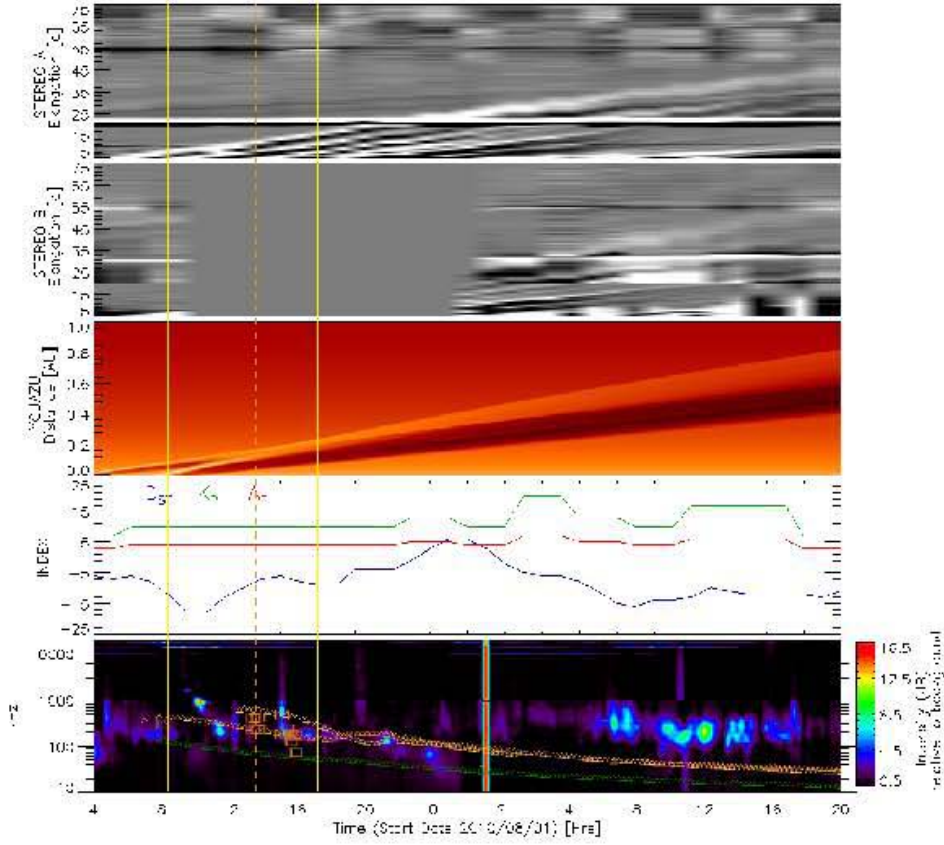


240 **Figure 3.** Similar to Figure 1 but for the event of 2010 Aug 01. The density **and velocity** maxima are
 241 marked **by yellow diamonds and orange squares, respectively**. During the interaction process an extra maxi-
 242 mum between the maxima due to the presence of the CMEs developed.

243 Figure 4 **is analogous to** Figure 2 but for this particular event. The vertical *yellow lines*
 244 delimit the time interval in which the interaction is observationally detected and described by
 245 Temmer et al., (2012), that is around August 01, 2010 10:00 to 16:30 UT. The vertical *white*
 246 dash line represents the time predicted by Niembro et al. (2015) in which the interaction took
 247 place 13.1 hrs after the eruption of the leading CME.

252 The **observed sporadic radio emissions coincides well** with the colored squares **that**
 253 **correspond to density peaks as well as with** the *white* dash line **that represents the inter-**
 254 **action predicted by Niembro et al., 2015.**

255 The solar wind emits from ~ 200 kHz and it reaches the Earth with less than ~ 20 kHz.
 256 The leading CME starts with ~ 500 kHz while the trailing CME with ~ 800 kHz. The *merged*
 257 region is completely formed on August 01, 2010 at 22:00 in which the structure emits as an
 258 isolated one starting at ~ 200 kHz and reaching 1 AU around ~ 50 kHz. This time coincides



248 **Figure 4.** Similar to Figure 1 but for the **August 01, 2010** event. With vertical *yellow* lines we delimited
 249 the time interval in which the interaction **occurred** (10:00 to 16:30 UT; Temmer et al., 2012). The *white* dash
 250 line **marks** the time in which the analytical model of Niembro et al. (2015) predicted the interaction, 13.1 hrs
 251 after the eruption of the leading CME.

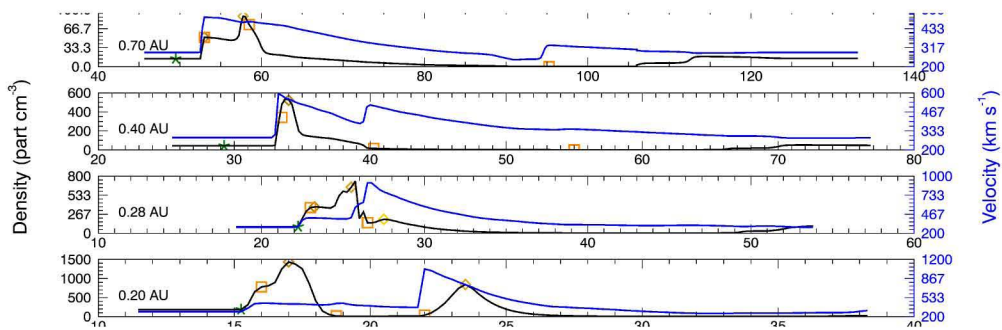
259 with the time in which the simulation shows a single structure at 0.3 AU, 23 hours after the
 260 eruption of the leading CME.

261 3.3 Interaction event of November 9, 2012

262 For the event of November 9, 2012, the input conditions for the simulation of the CMEs
 263 are the following: the leading CME was expelled from the Sun on November 9, 2012 at
 264 17:39 UT, with a mean velocity of 500 km s^{-1} , and a total mass of $4.66 \times 10^{15} \text{ g}$. **It was** ex-
 265 pelled during 1.55 hrs, corresponding to a mass-loss rate of $9.04 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, within
 266 a solid angle $\Omega_1/4\pi = 0.14$. The trailing CME was observed on November 10, 2012 at

267 06:39 UT with a speed of 1100 km s^{-1} and a total mass $2.27 \times 10^{15} \text{ g}$ was expelled during
 268 2.5 hrs, **corresponding to** a mass-loss rate of $4.42 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ within a solid angle
 269 $\Omega_2/4\pi = 0.09$. The solar wind was adopted with a speed of 300 km s^{-1} and a mass-loss
 270 rate of $1.5 \times 10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

271 In Figure 5 (similar as in Figures 1 and 3), we show the density and speed profiles ob-
 272 tained at five different heliospheric distances and identified the density (*yellow diamonds*)
 273 and speed (*orange squares*) maxima. During the interaction the density profiles are more
 274 structured and the development of the third maximum is observed.



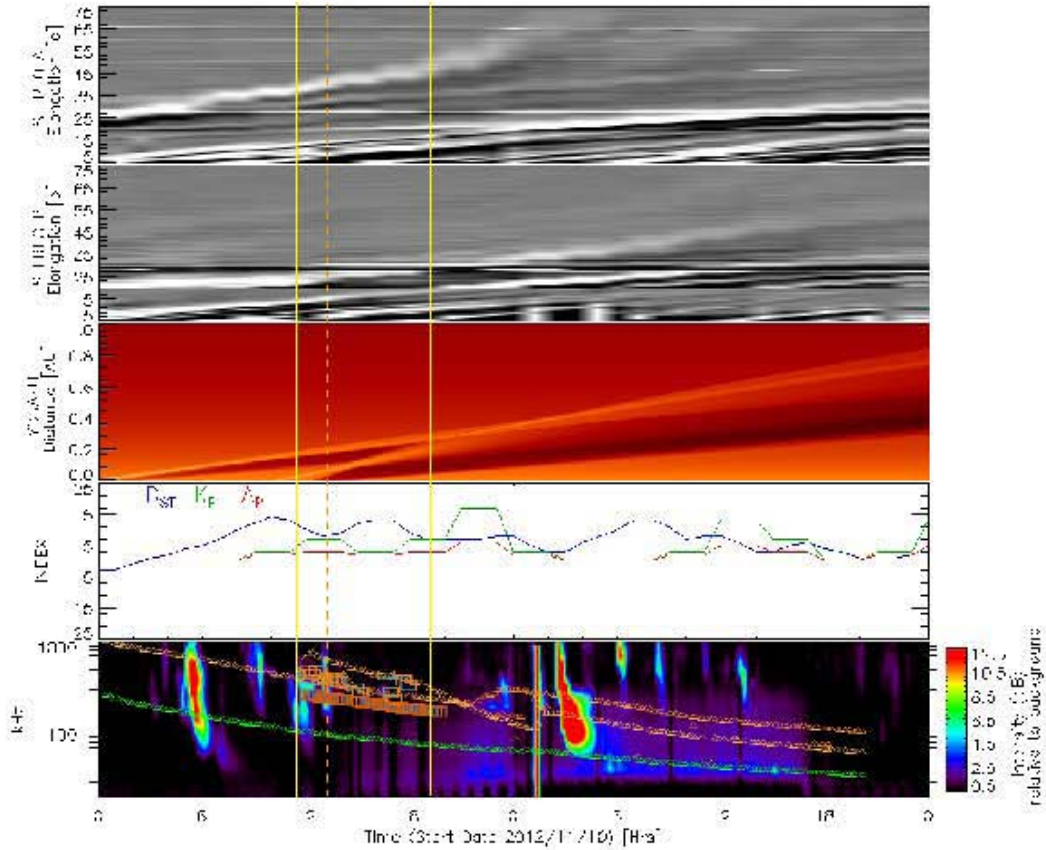
275 **Figure 5.** Similar to Figures 1 and 3 but for the event of 2012 Nov 09. The density **and** speed maxima
 276 are marked in *yellow diamonds* **and** *orange squares*, **respectively**. During the interaction process an extra
 277 maximum between the maxima due to the presence of the CMEs developed.

278 In Figure 6 (similar as in Figures 2 and 4, we present the J-maps observed by STEREO
 279 spacecrafts and the synthetic one obtained with our simulation. The vertical *yellow* lines de-
 280 limit the **time** interval from 11:30 to 17:15 UT, in which Mishra et al. (2015) found that the
 281 collision between the CMEs occurred. **The vertical *white dashed line* marks**, the interac-
 282 tion time predicted by Niembro et al. (2015), 36.4 hrs after the leading CME was expelled
 283 out from the Sun. **The emission that would correspond to the density peaks (shown by**
 284 **squares) is found to be between the yellow lines.**

289 4 Summary and Conclusions

290 In this work, we identified sporadic radio emissions ranging from 100 to 300 kHz asso-
 291 ciated **with** the interaction between two ICMEs in the interplanetary medium.

292 To identify the sources of these sporadic radio emissions we simulated three interaction
 293 events well known in the literature: the event of 2010 May 23, the event of 2010 Aug 01 and



285 **Figure 6.** Similar to Figures 1 and 3 **but for the November 09, 2012 event.** With vertical yellow lines we
 286 delimited the time interval in which is found observationally (Mishra et al., 2015) the interaction while **the**
 287 **white dashed line represents** the time in which the analytical model of Niembro et al. (2015) predicted the
 288 interaction, 36.4 hrs after the eruption of the leading CME.

294 the event of 2012 Nov 09. In these particular events, the interactions took place above ~ 0.3
 295 AU, distances in which this identification of the associated radio emissions has not been done
 296 before.

297 With the simulations we obtained the density and speed profiles **as a function of time**
 298 for different heliospheric distances and **identified** the locations of their maxima. **We found**
 299 sporadic radio emission **from 100 to 300 kHz correspond to the times** in which the density
 300 and speed profiles are more structured as new extra maxima have been developed due to the
 301 interaction process. The **emission locations are predicted to occur at the times** when the
 302 density and speed **interaction-induced** maxima coincide.

303 In each event, we analyzed the radio emissions involved during the propagation of the
 304 CMEs before the interaction, during the interaction, and after the formation of the associated
 305 *merged* structure.

306 Before interacting, we clearly identified two maxima associated to each of the distur-
 307 bances driven by the ICMEs. Both structures emit radio emissions, **where** the trailing CME
 308 emits **at** higher frequencies. During the interaction, plasma is compressed between the col-
 309 liding ICMEs, **resulting in** favorable conditions **for the observed** sporadic radio emissions,
 310 **specially when the corresponding density and speed maxima coincide.**

311 The interaction process ends when these new extra maxima disappear and we **can**
 312 **identify only a single maximum** related to the *merged* structure that was formed due to the
 313 interaction.

314 A final remark is that we can associate certain sporadic radio emissions with the in-
 315 teraction but not all of them. The radio **spectrograms** show more sporadic radio **emissions**
 316 than predicted by the models. Some are related to the interaction but some others are asso-
 317 ciated to other phenomena. We need to consider as well that those emissions associated to
 318 the interaction cannot be fully predicted as the interaction process is not well understood and
 319 simulated by any model. We can only say that there are sporadic radio emissions observed
 320 that are associated to the interaction phenomena.

321 **5 Acknowledges**

322 This work was partially supported by CONACyT grants 344896, and 179588; and
 323 UNAM/PAPIIT grants IN111716-3, and IN112116.

324 **References**

- 325 Bougeret, J.-L., Kaiser, M. L., Kellogg, P. J., et al. 1995, SSR, 71, 231
 326 Davis, C. J., Davies, J. A., Lockwood, M., et al. 2009, GRL, 36, L08102
 327 González, R. F., de Gouveia Dal Pino, E. M., Raga, A. C., & Velazquez, P. F. 2004, ApJ,
 328 600, L59
 329 González, R. F., de Gouveia Dal Pino, E. M., Raga, A. C., & Velázquez, P. F. 2004, ApJ,
 330 616, 976
 331 Gopalswamy, N., Yashiro, S., Kaiser, M. L., Howard, R. A., & Bougeret, J.-L. 2001, JGR,
 332 106, 29219

- 333 Gopalswamy, N., Yashiro, S., Kaiser, M. L., Howard, R. A., & Bougeret, J.-L. 2002, *GRL*,
334 29, 1265
- 335 Gopalswamy, N., Yashiro, S., Michalek, G., et al. 2003, *Solar Wind Ten*, 679, 608
- 336 Gopalswamy, N. 2004, *PSS*, 52, 1399
- 337 Harrison, R. A., Davies, J. A., Möstl, C., et al. 2012, *ApJ*, 750, 45
- 338 Kallenrode, M.-B., & Wibberenz, G. 1997, *JGR*, 102, 22311
- 339 Liu, Y. D., Luhmann, J. G., Möstl, C., et al. 2012, *ApJL*, 746, L15
- 340 Lugaz, N., Farrugia, C. J., Davies, J. A., Rousev, I. I., & Temmer, M. 2012, *ApJ*, 759, 68
- 341 Manoharan, P. K., Gopalswamy, N., Yashiro, S., et al. 2004, *JGR (Space Physics)*, 109,
342 A06109
- 343 Mishra, W., Srivastava, N., & Chakrabarty, D. 2015, *Sol. Phys.*, 290, 527
- 344 Niembro, T., Cantó, J., Lara, A., & González, R. F. 2015, *ApJ*, 811, 69
- 345 Niembro, T., Lara, A., & González, R. F. arXiv:1801.03136
- 346 Raga, A. C., Navarro-González, R., & Villagrán-Muniz, M. 2000, *RMxAA*, 36, 67
- 347 Schmidt, J. M., & Cairns, I. H. 2012, *JGR (Space Physics)*, 117, A11104
- 348 Shanmugaraju, A., Prasanna Subramanian, S., Vrsnak, B., & Ibrahim, M. S. 2014, *Sol. Phys.*,
349 289, 4621
- 350 Sheeley, N. R., Walters, J. H., Wang, Y.-M., & Howard, R. A. 1999, *JGR*, 104, 24739
- 351 Prasanna Subramanian, S., & Shanmugaraju, A. 2013, *Ap&SS*, 344, 305
- 352 Temmer, M., Vršnak, B., Rollett, T., et al. 2012, *ApJ*, 749, 57
- 353 Van Leer, B., 1982, ICASE Rep. 82-30, NASA, Washington
- 354 Vršnak, B., Žic, T., Falkenberg, T. V., et al. 2010, *A&A*, 512, AA43
- 355 Wu, S. T., Wang, A. H., & Gopalswamy, N. 2002, *SOLMAG 2002. Proceedings of the Mag-*
356 *netic Coupling of the Solar Atmosphere Euroconference*, 505, 227

Bibliografía

- BALE, S.D., REINER, M.J., BOUGERET, J.L., KAISER, M.L., KRUCKER, S., LARSON, D.E.,
Y LIN, R.P. The source region of an interplanetary type II radio burst. *GRL* **26**:1573–1576
(1999) 1.3.1, 5
- BASTIAN, T.S. Radio Wave Propagation in the Corona and the Interplanetary Medium. *Ap&SS*
277:107–116 (2001) 1.2.4
- BAVASSANO, B. Y BRUNO, R. Large-scale solar wind fluctuations in the inner heliosphere at
low solar activity. *JGR* **94**:168–176 (1989) 2.2
- BAVASSANO, B. Y BRUNO, R. Solar wind fluctuations at large scale - A comparison between
low and high solar activity conditions. *JGR* **96**:1737–1744 (1991) 2.2
- BELCHER, J.W. ALFVÉNIC Wave Pressures and the Solar Wind. *ApJ* **168**:509 (1971) 1.2.3,
2
- BOBROV, M.S. Non-recurrent geomagnetic disturbances from high-speed streams. *Planet.*
Space Sci. **31**:865–870 (1983) 1.2.3
- BORGAZZI, A., LARA, A., ECHER, E., Y ALVES, M.V. Dynamics of coronal mass ejections
in the interplanetary medium. *A&A* **498**:885–889 (2009) 3, 3.4, 6
- BOROVSKY, J.E. Y DENTON, M.H. Solar wind turbulence and shear: A superposed-epoch
analysis of corotating interaction regions at 1 AU. *JGR (Space Physics)* **115**:A10101 (2010)
2
- BOROVSKY, J.E. Y FUNSTEN, H.O. MHD turbulence in the Earth's plasma sheet: Dynamics,
dissipation, and driving. *JGR (Space Physics)* **108**:1284 (2003) 2

- BOUGERET, J.L., KAISER, M.L., KELLOGG, P.J., MANNING, R., GOETZ, K., MONSON, S.J., MONGE, N., FRIEL, L., MEETRE, C.A., PERCHE, C., SITRUK, L., Y HOANG, S. Waves: The Radio and Plasma Wave Investigation on the Wind Spacecraft. *Space Science Reviews* **71**:231–263 (1995) 1.5.1
- BRIDGE, H.S., BELCHER, J.W., BUTLER, R.J., LAZARUS, A.J., MAVRETIC, A.M., SULLIVAN, J.D., SISCOE, G.L., Y VASYLIUNAS, V.M. The plasma experiment on the 1977 Voyager mission. *Space Science Reviews* **21**:259–287 (1977) 1.5.1
- BURLAGA, L.F. Y LAZARUS, A.J. Lognormal distributions and spectra of solar wind plasma fluctuations: Wind 1995-1998. *JGR* **105**:2357–2364 (2000) 1.2.5
- BURLAGA, L.F. Y MISH, W.H. Large-scale fluctuations in the interplanetary medium. *JGR* **92**:1261–1266 (1987) 3
- BURLAGA, L.F., MISH, W.H., Y ROBERTS, D.A. Large-scale fluctuations in the solar wind at 1 AU - 1978-1982. *JGR* **94**:177–184 (1989) 2
- BURLAGA, L.F., PLUNKETT, S.P., Y ST. CYR, O.C. Successive CMEs and complex ejecta. *JGR (Space Physics)* **107**:1266 (2002) 1.2.5, 2
- CANE, H.V. Radio emission from coronal and interplanetary shocks. En K.W. Weiler (editor), *Radio Astronomy from Space*, págs. 283–288 (1987) 1.3.1
- CANE, H.V. Y RICHARDSON, I.G. Interplanetary coronal mass ejections in the near-Earth solar wind during 1996-2002. *JGR (Space Physics)* **108**:1156 (2003) 1.2.4, 2
- CANTÓ, J., RAGA, A.C., Y D’ALESSIO, P. Analytic solutions to the problem of jets with time-dependent injection velocities. *Monthly Notices of the RAS* **313**:656–662 (2000) 3.1, 3.1
- CANTÓ, J., GONZÁLEZ, R.F., RAGA, A.C., DE GOUVEIA DAL PINO, E.M., LARA, A., Y GONZÁLEZ-ESPARZA, J.A. The dynamics of velocity fluctuations in the solar wind - I. Coronal mass ejections. *Monthly Notices of the RAS* **357**:572–578 (2005) 3, 3.1, 3.1, 3.2, 3.4, 6

- CARGILL, P.J. On the Aerodynamic Drag Force Acting on Interplanetary Coronal Mass Ejections. *Solar Physics* **221**:135–149 (2004) 4.2
- CHAPMAN, S.C., HNAT, B., Y KİYANI, K. Solar cycle dependence of scaling in solar wind fluctuations. *Nonlinear Processes in Geophysics* **15**:445–455 (2008) 2
- CHEN, C.H.K., HOWES, G.G., BONNELL, J.W., MOZER, F.S., KLEIN, K.G., Y BALE, S.D. Kinetic scale density fluctuations in the solar wind. *Solar Wind 13* **1539**:143–146 (2013). [1210.0127](#) 2
- CHI, Y., SHEN, C., WANG, Y., XU, M., YE, P., Y WANG, S. Statistical Study of the Interplanetary Coronal Mass Ejections from 1995 to 2015. *Solar Physics* **291**:2419–2439 (2016). [1504.07849](#) 2.4
- COLANINNO, R.C. Y VOURLIDAS, A. First Determination of the True Mass of Coronal Mass Ejections: A Novel Approach to Using the Two STEREO Viewpoints. *ApJ* **698**:852–858 (2009). [0903.4344](#) 4.2.1
- CRANMER, S.R. New views of the solar wind with the Lambert W function. *American Journal of Physics* **72**:1397–1403 (2004). [astro-ph/0406176](#) 1.1, 3.3
- CROOKER, N.U., KAHLER, S.W., LARSON, D.E., Y LIN, R.P. Large-scale magnetic field inversions at sector boundaries. *JGR (Space Physics)* **109**:A03108 (2004) 1.2.2
- DAVIS, C.J., DAVIES, J.A., LOCKWOOD, M., ROUILLARD, A.P., EYLES, C.J., Y HARRISON, R.A. Stereoscopic imaging of an Earth-impacting solar coronal mass ejection: A major milestone for the STEREO mission. *GRL* **36**:L08102 (2009) 5.2
- DESPIRAK, I.V., LUBCHICH, A.A., YAHNIN, A.G., KOZELOV, B.V., Y BIERNAT, H.K. Development of substorm bulges during different solar wind structures. *Annales Geophysicae* **27**:1951–1960 (2009) 1.2
- DULK, G.A. Y MCLEAN, D.J. Coronal magnetic fields. *Solar Physics* **57**:279–295 (1978) 1.2.4
- FALKENBERG, T.V., VRŠNAK, B., TAKTAKISHVILI, A., ODSTRČIL, D., MACNEICE, P., Y HESSE, M. Investigations of the sensitivity of a coronal mass ejection model (ENLIL) to solar input parameters. *Space Weather* **8**:S06004 (2010) 4.1

- FARGE, M. Wavelet transforms and their applications to turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics* **24**:395–457 (1992) 1.5.4
- FARRUGIA, C.J., JORDANOVA, V.K., THOMSEN, M.F., LU, G., COWLEY, S.W.H., Y OGILVIE, K.W. A two-ejecta event associated with a two-step geomagnetic storm. *JGR (Space Physics)* **111**:A11104 (2006) 3
- FORBES, T.G., LINKER, J.A., CHEN, J., CID, C., KÓTA, J., LEE, M.A., MANN, G., MIKIĆ, Z., POTGIETER, M.S., SCHMIDT, J.M., SISCOE, G.L., VAINIO, R., ANTIOCHOS, S.K., Y RILEY, P. CME Theory and Models. *Space Science Reviews* **123**:251–302 (2006) 1.2.4
- G. TORRENCE, C. Y COMPO, G. A Practical Guide to Wavelet Analysis **79**:61–78 (1998) 1.5.4, 1.5.4
- GONZÁLEZ, R.F. Y CANTÓ, J. Radio-Continuum Emission from Shocked Stellar Winds in Low-Mass Stars. *ApJ* **580**:459–467 (2002) 3.1
- GONZÁLEZ, R.F., DE GOUVEIA DAL PINO, E.M., RAGA, A.C., Y VELAZQUEZ, P.F. Gasdynamical Simulations of the Large and Little Homunculus Nebulae of η Carinae. *ApJl* **600**:L59–L62 (2004a). [astro-ph/0310010](#) 4.1
- GONZÁLEZ, R.F., DE GOUVEIA DAL PINO, E.M., RAGA, A.C., Y VELÁZQUEZ, P.F. Numerical Modeling of η Carinae Bipolar Outflows. *ApJ* **616**:976–987 (2004b). [astro-ph/0408588](#) 4.1
- GONZÁLEZ, R.F., VILLA, A.M., GÓMEZ, G.C., DE GOUVEIA DAL PINO, E.M., RAGA, A.C., CANTÓ, J., VELÁZQUEZ, P.F., Y DE LA FUENTE, E. Revisiting 2D numerical models for the 19th century outbursts of η Carinae. *Monthly Notices of the RAS* **402**:1141–1148 (2010). [0911.1808](#) 4.1
- GOPALSWAMY, N. Type II Solar Radio Bursts. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series* **119**:123 (2000) 1.3.1, 5
- GOPALSWAMY, N. Corona Mass Ejections: a Summary of Recent Results. En I. Dorotovic (editor), *20th National Solar Physics Meeting*, págs. 108–130 (2010) 1.2

- GOPALSWAMY, N. *Universal Heliophysical Processes*, pág. 9 (2011) 1.3.1, 1-10, 1-11, 2.4
- GOPALSWAMY, N., YASHIRO, S., KAISER, M.L., THOMPSON, B.J., Y PLUNKETT, S. Multi-wavelength Signatures of Coronal Mass Ejection. En T.S. Bastian, N. Gopalswamy, y K. Shibasaki (editores), *Proceedings of the Nobeyama Symposium*, tomo 479, págs. 207–210 (1999) 1.3.1, 5
- GOPALSWAMY, N., LARA, A., YASHIRO, S., KAISER, M.L., Y HOWARD, R.A. Predicting the 1-AU arrival times of coronal mass ejections. *JGR* **106**:29207–29218 (2001) 1.2.4, 1.2.5, 1.3.1, 1.3.1, 1.3.1, 5, 5.1
- GOPALSWAMY, N., YASHIRO, S., KAISER, M.L., HOWARD, R.A., Y BOUGERET, J.L. Interplanetary radio emission due to interaction between two coronal mass ejections. *GRL* **29**:1265 (2002) 1.3.1, 5
- GOPALSWAMY, N., YASHIRO, S., MICHALEK, G., KAISER, M.L., HOWARD, R.A., LESKE, R., VON ROSENVINGE, T., Y REAMES, D.V. Effect of CME Interactions on the Production of Solar Energetic Particles. En M. Velli, R. Bruno, F. Malara, y B. Bucci (editores), *Solar Wind Ten, American Institute of Physics Conference Series*, tomo 679, págs. 608–611 (2003) 1.2.4, 1.3.1, 5
- GOPALSWAMY, N., LARA, A., MANOHARAN, P.K., Y HOWARD, R.A. An empirical model to predict the 1-AU arrival of interplanetary shocks. *Advances in Space Research* **36**:2289–2294 (2005) 3.3
- GOPALSWAMY, N., YASHIRO, S., MICHALEK, G., STENBORG, G., VOURLIDAS, A., FREELAND, S., Y HOWARD, R. The SOHO/LASCO CME Catalog. *Earth Moon and Planets* **104**:295–313 (2009) 1.2.4
- GOSLING, J.T. Temporal Evolution of Velocity Structures in the Solar Wind. *NASA Special Publication* **308**:202 (1972) 1.2.3
- GOSLING, J.T. Interplanetary Dynamics and the Coronal Origin of Solar Wind Variability. En D. Venkatesan (editor), *Solar Terrestrial Relations*, pág. 377 (1973) 1.2.4

- GOSLING, J.T. Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series* **58**:343–364 (1990) 1.2.4
- GOSLING, J.T., MCCOMAS, D.J., PHILLIPS, J.L., Y BAME, S.J. Geomagnetic activity associated with earth passage of interplanetary shock disturbances and coronal mass ejections. *JGR* **96**:7831–7839 (1991) 1.2.4, 2
- GOSLING, J.T., MCCOMAS, D.J., SKOUG, R.M., Y SMITH, C.W. Magnetic reconnection at the heliospheric current sheet and the formation of closed magnetic field lines in the solar wind. *GRL* **33**:L17102 (2006) 1.4.2
- GOSLING, J.T., TIAN, H., Y PHAN, T.D. Pulsed Alfvén Waves in the Solar Wind. *ApJL* **737**:L35 (2011) 1.4.2
- HIRSHBERG, J. Y COLBURN, D.S. Interplanetary field and geomagnetic variations - a unified view. *Planet. Space Sci.* **17**:1183–1206 (1969) 1.2.4
- HIRSHBERG, J., ASBRIDGE, J.R., Y ROBBINS, D.E. Velocity and flux dependence of the solar-wind helium abundance. *JGR* **77**:3583 (1972) 1.2.4
- HOWARD, R.A., MICHELS, D.J., SHEELEY, JR., N.R., Y KOOMEN, M.J. The observation of a coronal transient directed at earth. *ApJL* **263**:L101–L104 (1982) 1.2.4
- HOWARD, R.A., SHEELEY, JR., N.R., MICHELS, D.J., Y KOOMEN, M.J. Coronal mass ejections - 1979-1981. *JGR* **90**:8173–8191 (1985) 4.2.1
- HOWARD, T.A. Y TAPPIN, S.J. Three-Dimensional Reconstruction of Two Solar Coronal Mass Ejections Using the STEREO Spacecraft. *Solar Physics* **252**:373–383 (2008) 1.5.3
- HOWARD, T.A. Y TAPPIN, S.J. Application of a new phenomenological coronal mass ejection model to space weather forecasting. *Space Weather* **8**:S07004 (2010) 2
- HOWE, R., CHRISTENSEN-DALSGAARD, J., HILL, F., KOMM, R., LARSON, T.P., REMPEL, M., SCHOU, J., Y THOMPSON, M.J. The High-latitude Branch of the Solar Torsional Oscillation in the Rising Phase of Cycle 24. *ApJL* **767**:L20 (2013) 2-9

- HU, Y.Q. Evolution of corotating stream structures in the heliospheric equatorial plane. *JGR* **98**:13 (1993) 1.2.3
- HUNDHAUSEN, A.J. Interplanetary Shock Waves and the Structure of Solar Wind Disturbances. *NASA Special Publication* **308**:393 (1972) 1-2
- HUNDHAUSEN, A.J., BURKEPILE, J.T., Y ST. CYR, O.C. Speeds of coronal mass ejections: SMM observations from 1980 and 1984-1989. *JGR* **99**:6543–6552 (1994a) 1.2, 1.2.3
- HUNDHAUSEN, A.J., BURKEPILE, J.T., Y ST. CYR, O.C. Speeds of coronal mass ejections: SMM observations from 1980 and 1984-1989. *JGR* **99**:6543–6552 (1994b) 4.2.1
- JIAN, L., RUSSELL, C.T., GOSLING, J.T., Y LUHMANN, J.G. Total Pressure Signature as a Qualitative Indicator of the Impact Parameter during ICME Encounters. En B. Fleck, T.H. Zurbuchen, y H. Lacoste (editores), *Solar Wind 11/SOHO 16, Connecting Sun and Heliosphere, ESA Special Publication*, tomo 592, pág. 731 (2005) 1.2.3
- JIAN, L., RUSSELL, C.T., LUHMANN, J.G., Y SKOUG, R.M. Properties of Interplanetary Coronal Mass Ejections at One AU During 1995–2004. *Solar Physics* **239**:393–436 (2006) 1.2.3, 1-4, 2
- JIAN, L.K., RUSSELL, C.T., Y LUHMANN, J.G. Comparing Solar Minimum 23/24 with Historical Solar Wind Records at 1 AU. *Solar Physics* **274**:321–344 (2011) 2.2.1, 2.4
- KAHLER, S., CROOKER, N.U., Y GOSLING, J.T. Properties of interplanetary magnetic sector boundaries based on electron heat-flux flow directions. *JGR* **103**:20603–20612 (1998) 1.2.2
- KAHLER, S.W., CROOKER, N.U., Y GOSLING, J.T. The topology of intrasector reversals of the interplanetary magnetic field. *JGR* **101**:24373–24382 (1996) 1-3
- KAISER, M.L., REINER, M.J., GOPALSWAMY, N., HOWARD, R.A., ST. CYR, O.C., THOMPSON, B.J., Y BOUGERET, J.L. Type II radio emissions in the frequency range from 1-14 MHz associated with the April 7, 1997 solar event. *GRL* **25**:2501–2504 (1998) 1.3.1, 5
- KALLENRODE, M.B. The Influence of Magnetic Clouds on the Propagation of Energetic Charged Particles in Interplanetary Space. *International Cosmic Ray Conference* **8**:3273 (2001) 1.3.1, 5

- KAY, C. Y OPPER, M. The Heliocentric Distance where the Deflections and Rotations of Solar Coronal Mass Ejections Occur. *ApJl* **811**:L36 (2015). [1509.04948](#) 4.1
- KAYMAZ, Z. Y SISCOE, G. Field-Line Draping Around ICMEs. *Solar Physics* **239**:437–448 (2006) 1.4.2
- KILPUA, E., ISAVNIN, A., VOURLIDAS, A., KOSKINEN, H., Y RODRIGUEZ, L. On the relationship between interplanetary coronal mass ejections and magnetic clouds. En *EGU General Assembly Conference Abstracts, EGU General Assembly Conference Abstracts*, tomo 15, págs. EGU2013–2827 (2013) 2
- KIM, R.S., CHO, K.S., KIM, K.H., PARK, Y.D., MOON, Y.J., YI, Y., LEE, J., WANG, H., SONG, H., Y DRYER, M. CME Earthward Direction as an Important Geoeffectiveness Indicator. *ApJ* **677**:1378-1384 (2008) 2
- KLEIN, L. Y BURLAGA, L.F. Interplanetary sector boundaries 1971-1973. *JGR* **85**:2269–2276 (1980) 2
- KLEIN, L.W. Y BURLAGA, L.F. Interplanetary magnetic clouds at 1 AU. *NASA STI/Recon Technical Report N 81* (1981) 1.2.4, 2
- KORRECK, K.E., ZURBUCHEN, T.H., LEPRI, S.T., Y RAINES, J.M. Heating of Heavy Ions by Interplanetary Coronal Mass Ejection Driven Collisionless Shocks. *ApJ* **659**:773–779 (2007). [astro-ph/0612767](#) 1.4.1
- KRAUS, J.D. *Radio astronomy* (1966) 1.3.1
- KRIEGER, A.S., TIMOTHY, A.F., Y ROELOF, E.C. A Coronal Hole and Its Identification as the Source of a High Velocity Solar Wind Stream. *Solar Physics* **29**:505–525 (1973) 1.2, 1.2.1
- LAMY, P., FLOYD, O., QUÉMERAIS, E., BOCLET, B., Y FERRON, S. Coronal mass ejections and solar wind mass fluxes over the heliosphere during solar cycles 23 and 24 (1996-2014). *JGR (Space Physics)* **122**:50–62 (2017) 2
- LARA, A., GOPALSWAMY, N., NUNES, S., MUÑOZ, G., Y YASHIRO, S. A statistical study of CMEs associated with metric type II bursts. *GRL* **30**:8016 (2003) 1.3.1

- LARA, A., GONZÁLEZ-ESPARZA, A., Y GOPALSWAMY, N. Characteristics of coronal mass ejections in the near Sun interplanetary space. *Geofísica Internacional* **43**:75–82 (2004) 3.3, 7-1
- LEBLANC, Y., DULK, G.A., Y BOUGERET, J.L. Tracing the Electron Density from the Corona to 1au. *Solar Physics* **183**:165–180 (1998) 1.3.1
- LEPPING, R.P., ACŪNA, M.H., BURLAGA, L.F., FARRELL, W.M., SLAVIN, J.A., SCHATTEN, K.H., MARIANI, F., NESS, N.F., NEUBAUER, F.M., WHANG, Y.C., BYRNES, J.B., KENNON, R.S., PANETTA, P.V., SCHEIFELE, J., Y WORLEY, E.M. The Wind Magnetic Field Investigation. *Space Science Reviews* **71**:207–229 (1995) 3.3
- LIU, Y.D., LUHMANN, J.G., MÖSTL, C., MARTINEZ-OLIVEROS, J.C., BALE, S.D., LIN, R.P., HARRISON, R.A., TEMMER, M., WEBB, D.F., Y ODSTRCIL, D. Interactions between Coronal Mass Ejections Viewed in Coordinated Imaging and in situ Observations. *ApJl* **746**:L15 (2012). [1201.2968](#) 3.3
- LIU, Y.D., YANG, Z., WANG, R., LUHMANN, J.G., RICHARDSON, J.D., Y LUGAZ, N. Sun-to-Earth Characteristics of Two Coronal Mass Ejections Interacting Near 1 AU: Formation of a Complex Ejecta and Generation of a Two-step Geomagnetic Storm. *ApJl* **793**:L41 (2014). [1409.2954](#) 1.2.5, 1-8
- LUGAZ, N., MANCHESTER, IV, W.B., Y GOMBOSI, T.I. Numerical Simulation of the Interaction of Two Coronal Mass Ejections from Sun to Earth. *ApJ* **634**:651–662 (2005) 3
- LUGAZ, N., FARRUGIA, C.J., DAVIES, J.A., MÖSTL, C., DAVIS, C.J., ROUSSEV, I.I., Y TEMMER, M. The Deflection of the Two Interacting Coronal Mass Ejections of 2010 May 23-24 as Revealed by Combined in Situ Measurements and Heliospheric Imaging. *ApJ* **759**:68 (2012). [1209.2359](#) 5.2, 5.2, 5-2
- LUHMANN, J. The Global Coronal Context of Coronal Mass Ejections. En *KITP Program: Solar Magnetism and Related Astrophysics*, pág. 14 (2002) 1.2.1
- MANOHARAN, P.K., GOPALSWAMY, N., YASHIRO, S., LARA, A., MICHALEK, G., Y HOWARD,

- R.A. Influence of coronal mass ejection interaction on propagation of interplanetary shocks. *JGR (Space Physics)* **109**:A06109 (2004) 1.3.1, 5
- MCCOMAS, D.J., GOSLING, J.T., HAMMOND, C.M., MOLDWIN, M.B., PHILLIPS, J.L., Y FORSYTH, R.J. Magnetic reconnection ahead of a coronal mass ejection. *GRL* **21**:1751–1754 (1994) 1.4.2
- MIHALAS, D. *Stellar atmospheres /2nd edition/* (1978) 3.1, 4.1
- MISHRA, W., SRIVASTAVA, N., Y CHAKRABARTY, D. Evolution and Consequences of Interacting CMEs of 9 - 10 November 2012 Using STEREO/SECCHI and In Situ Observations. *Solar Physics* **290**:527–552 (2015). [1408.0352](#) 4.2.1, 5.4, 5-6
- MITSAKOU, E. Y MOUSSAS, X. Statistical Study of ICMEs and Their Sheaths During Solar Cycle 23 (1996 - 2008). *Solar Physics* **289**:3137–3157 (2014) 2.4
- NEUGEBAUER, M. Heliospheric sector boundaries: Single or multiple? *JGR (Space Physics)* **113**:A12106 (2008) 1.2.2
- NEUGEBAUER, M., GOLDSTEIN, R., Y GOLDSTEIN, B.E. Features observed in the trailing regions of interplanetary clouds from coronal mass ejections. *JGR* **102**:19743–19752 (1997) 1.2.4
- NIEMBRO, T., CANTÓ, J., LARA, A., Y GONZÁLEZ, R.F. An Analytical Model of Interplanetary Coronal Mass Ejection Interactions. *ApJ* **811**:69 (2015) 3, 3.2, 3.2, 3.3, 3.3, 3.4, 4.4, 5.1, 5.2, 5.2, 5-2, 5.3, 5-4, 5.4, 5-6, 6
- NIEVES-CHINCHILLA, T., VOURLIDAS, A., RAYMOND, J.C., LINTON, M.G., AL-HADDAD, N., SAVANI, N.P., SZABO, A., Y HIDALGO, M.A. Understanding the Internal Magnetic Field Configurations of ICMEs Using More than 20 Years of Wind Observations. *Solar Physics* **293**:25 (2018) 1-7, 2.4
- OGILVIE, K. The Interplanetary Plasma. *NASA Special Publication* **300**:155 (1972) 1.2.3
- OGILVIE, K.W., GEISS, J., GLOECKLER, G., BERDICHEVSKY, D., Y WILKEN, B. High-velocity tails on the velocity distribution of solar wind ions. *JGR* **98**:3605–3611 (1993) 1.5.1, 1.5.1

- OGILVIE, K.W., CHORNAY, D.J., FRITZENREITER, R.J., HUNSAKER, F., KELLER, J., LOBELL, J., MILLER, G., SCUDDER, J.D., SITTLER, JR., E.C., TORBERT, R.B., BODET, D., NEEDELL, G., LAZARUS, A.J., STEINBERG, J.T., TAPPAN, J.H., MAVRETIC, A., Y GERGIN, E. SWE, A Comprehensive Plasma Instrument for the Wind Spacecraft. *Space Science Reviews* **71**:55–77 (1995) 3.3
- OWENS, M.J., CARGILL, P.J., PAGEL, C., SISCOE, G.L., Y CROOKER, N.U. Characteristic magnetic field and speed properties of interplanetary coronal mass ejections and their sheath regions. *JGR (Space Physics)* **110**:A01105 (2005) 1.4.2, 4.1
- PAOURIS, E. Y MAVROMICHALAKI, H. Interplanetary Coronal Mass Ejections Resulting from Earth-Directed CMEs Using SOHO and ACE Combined Data During Solar Cycle 23. *Solar Physics* **292**:30 (2017) 2.4
- PARKER, E.N. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *ApJ* **128**:664 (1958) 1.2
- PLUNKETT, S.P., THOMPSON, B.J., ST. CYR, O.C., Y HOWARD, R.A. Solar source regions of coronal mass ejections and their geomagnetic effects. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **63**:389–402 (2001) 1.3.1
- POHJOLAINEN, S., AL-HAMADANI, F., Y VALTONEN, E. Propagation of Solar Energetic Particles During Multiple Coronal Mass Ejection Events. *Solar Physics* **291**:487–511 (2016). [1512.04881](#) 2.5
- PRÖLSS, G.W. Thermosphere-Ionosphere Coupling during Disturbed Conditions. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity* **43**:537–549 (1991) 1.3
- PUDOVKIN, M.I., ZAITSEVA, S.A., SANDHOLT, P.E., Y EGELAND, A. Relationship between the cusp aurora poleward motion velocity and solar wind parameters. En E.J. Rolfe y B. Kaldeich (editores), *International Conference on Substorms, ESA Special Publication*, tomo 389, pág. 737 (1996) 1.2
- RAGA, A.C., BINETTE, L., CANTO, J., Y CALVET, N. Stellar jets with intrinsically variable sources. *ApJ* **364**:601–610 (1990) 3.1

- RAGA, A.C., NAVARRO-GONZÁLEZ, R., Y VILLAGRÁN-MUNIZ, M. A New, 3D Adaptive Grid Code for Astrophysical and Geophysical Gasdynamics. *RmxAA* **36**:67 (2000) 3.1, 4.1
- REIFF, P.H., DAOU, A.G., SAZYKIN, S.Y., NAKAMURA, R., HAIRSTON, M.R., COFFEY, V., CHANDLER, M.O., ANDERSON, B.J., RUSSELL, C.T., WELLING, D., FUSELIER, S.A., Y GENESTRETI, K.J. Multispacecraft observations and modeling of the 22/23 June 2015 geomagnetic storm. *GRL* **43**:7311–7318 (2016) 3
- REINER, M.J., KAISER, M.L., Y BOUGERET, J.L. Radio signatures of the origin and propagation of coronal mass ejections through the solar corona and interplanetary medium. *JGR* **106**:29989–30000 (2001) 1.3.1
- RICHARDSON, I.G. Y CANE, H.V. Geoeffectiveness (Dst and Kp) of interplanetary coronal mass ejections during 1995-2009 and implications for storm forecasting. *Space Weather* **9**:S07005 (2011) 1.2.4, 1.4.2, 2, 2.4, 2-10
- RILEY, P. Y CROOKER, N.U. Kinematic Treatment of Coronal Mass Ejection Evolution in the Solar Wind. *ApJ* **600**:1035–1042 (2004) 4.1
- RUSSELL, C.T., JIAN, L.K., BLANCO CANO, X., LUHMANN, J.G., Y ZHANG, T.L. STEREO observations of shock formation in the solar wind. *GRL* **36**:L02103 (2009) 1.2.3
- SCHMIDT, J. Y CARGILL, P. A numerical study of two interacting coronal mass ejections. *Annales Geophysicae* **22**:2245–2254 (2004) 3
- SCHWENN, R., DAL LAGO, A., HUTTUNEN, E., Y GONZALEZ, W.D. The association of coronal mass ejections with their effects near the Earth. *Annales Geophysicae* **23**:1033–1059 (2005) 4.1
- SCHWENN, R., RAYMOND, J.C., ALEXANDER, D., CIARAVELLA, A., GOPALSWAMY, N., HOWARD, R., HUDSON, H., KAUFMANN, P., KLASSEN, A., MAIA, D., MUNOZ-MARTINEZ, G., PICK, M., REINER, M., SRIVASTAVA, N., TRIPATHI, D., VOURLIDAS, A., WANG, Y.M., Y ZHANG, J. Coronal Observations of CMEs. Report of Working Group A. *Space Science Reviews* **123**:127–176 (2006) 2

- SHEELEY, N.R., WALTERS, J.H., WANG, Y.M., Y HOWARD, R.A. Continuous tracking of coronal outflows: Two kinds of coronal mass ejections. *JGR* **104**:24739–24768 (1999) 5.2
- SHEELEY, N.R., HAKALA, W.N., Y WANG, Y.M. Detection of coronal mass ejection associated shock waves in the outer corona. *JGR* **105**:5081–5092 (2000) 1.2.4
- SHEELEY, JR., N.R., HOWARD, R.A., MICHELS, D.J., KOOMEN, M.J., SCHWENN, R., MUEHLHAEUSER, K.H., Y ROSENBAUER, H. Coronal mass ejections and interplanetary shocks. *JGR* **90**:163–175 (1985) 1.2.4
- SISCOE, G. Y ODSTRCIL, D. Ways in which ICME sheaths differ from magnetosheaths. *JGR (Space Physics)* **113**:A00B07 (2008) 1.4.2, 4.1
- STEWART, R.T., HOWARD, R.A., HANSEN, F., GERGELY, T., Y KUNDU, M. Observations of Coronal Disturbances from 1 to 9 R_{sun} . II: Second Event of 1973, January 11. *Solar Physics* **36**:219–231 (1974) 4.2.1
- SUBRAMANIAN, P., LARA, A., Y BORGAZZI, A. Can solar wind viscous drag account for coronal mass ejection deceleration? *GRL* **39**:L19107 (2012). [1209.2595](#) 1.3.1, 5
- SVALGAARD, L., WILCOX, J.M., SCHERRER, P.H., Y HOWARD, R. The sun’s magnetic sector structure. *Solar Physics* **45**:83–91 (1975) 1.2.2
- TAPPIN, S.J., BUFFINGTON, A., COOKE, M.P., EYLES, C.J., HICK, P.P., HOLLADAY, P.E., JACKSON, B.V., JOHNSTON, J.C., KUCHAR, T., MIZUNO, D., MOZER, J.B., PRICE, S., RADICK, R.R., SIMNETT, G.M., SINCLAIR, D., WALTHAM, N.R., Y WEBB, D.F. Tracking a major interplanetary disturbance with SMEI. *GRL* **31**:L02802 (2004) 2
- TEMMER, M., VRŠNAK, B., ROLLETT, T., BEIN, B., DE KONING, C.A., LIU, Y., BOSMAN, E., DAVIES, J.A., MÖSTL, C., ŽIC, T., VERONIG, A.M., BOTHMER, V., HARRISON, R., NITTA, N., BISI, M., FLOR, O., EASTWOOD, J., ODSTRCIL, D., Y FORSYTH, R. Characteristics of Kinematics of a Coronal Mass Ejection during the 2010 August 1 CME-CME Interaction Event. *ApJ* **749**:57 (2012). [1202.0629](#) 5.2, 5.3, 5-4

- THERNISIEN, A. Implementation of the Graduated Cylindrical Shell Model for the Three-dimensional Reconstruction of Coronal Mass Ejections. *ApJ, Supplement* **194**:33 (2011) 7.1.6, 7-2, 7.1.6
- THERNISIEN, A.F.R., HOWARD, R.A., Y VOURLIDAS, A. Modeling of Flux Rope Coronal Mass Ejections. *ApJ* **652**:763–773 (2006) 7.1.6
- TSURUTANI, B.T., SMITH, E.J., GONZALEZ, W.D., TANG, F., Y AKASOFU, S.I. Origin of interplanetary southward magnetic fields responsible for major magnetic storms near solar maximum (1978-1979). *JGR* **93**:8519–8531 (1988) 1.4.2
- VANLEER, B. Flux-vector splitting for the Euler equations. *Krause E. (eds) Eighth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics. Lecture Notes in Physics* **170** (1982) 4.1
- VASYLIUNAS, V.M. Thermal and Suprathermal Plasmas in the Magnetosphere. *Comments on Astrophysics and Space Physics* **3**:48 (1971) 1.5.1
- VOURLIDAS, A., WU, S.T., WANG, A.H., SUBRAMANIAN, P., Y HOWARD, R.A. Direct Detection of a Coronal Mass Ejection-Associated Shock in Large Angle and Spectrometric Coronagraph Experiment White-Light Images. *ApJ* **598**:1392–1402 (2003). [astro-ph/0308367](#) 1.2.4
- VOURLIDAS, A., HOWARD, R.A., ESFANDIARI, E., PATSOURAKOS, S., YASHIRO, S., Y MICHALEK, G. Comprehensive Analysis of Coronal Mass Ejection Mass and Energy Properties Over a Full Solar Cycle. *ApJ* **722**:1522-1538 (2010). [1008.3737](#) 4.2.1
- VRŠNAK, B., ŽIC, T., FALKENBERG, T.V., MÖSTL, C., VENNERTSTROM, S., Y VRBANEC, D. The role of aerodynamic drag in propagation of interplanetary coronal mass ejections. *A&A* **512**:A43 (2010) 3, 4.1, 4-1, 4.2, 4-2, 4.2
- VRŠNAK, B., ŽIC, T., VRBANEC, D., TEMMER, M., ROLLETT, T., MÖSTL, C., VERONIG, A., ČALOGVIĆ, J., DUMBOVIĆ, M., LULIĆ, S., MOON, Y.J., Y SHANMUGARAJU, A. Propagation of Interplanetary Coronal Mass Ejections: The Drag-Based Model. *Solar Physics* **285**:295–315 (2013) 3, 3.4, 6

- WANG, Y.M. Y SHEELEY, JR., N.R. The rotation of photospheric magnetic fields: A random walk transport model. *ApJ* **430**:399–412 (1994) 1.2, 2
- WANG, Y.M. Y SHEELEY, JR., N.R. On the Topological Evolution of the Coronal Magnetic Field During the Solar Cycle. *ApJ* **599**:1404–1417 (2003) 3
- WEBB, D.F. Understanding CMEs and their source regions. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **62**:1415–1426 (2000) 1.3.1
- WEBB, D.F. Y HOWARD, R.A. The solar cycle variation of coronal mass ejections and the solar wind mass flux. *JGR* **99**:4201–4220 (1994) 1.2, 2
- WILCOX, J.M. Y NESS, N.F. Solar Source of the Interplanetary Sector Structure. *Solar Physics* **1**:437–445 (1967) 1.2.2, 2
- WOOD, B.E., MÜLLER, H.R., ZANK, G.P., Y LINSKY, J.L. Measured Mass-Loss Rates of Solar-like Stars as a Function of Age and Activity. *ApJ* **574**:412–425 (2002). [astro-ph/0203437](#) 1.1, 3.3
- WU, S.T., WANG, A.H., Y GOPALSWAMY, N. MHD modelling of CME and CME interactions in a bi-modal solar wind: a preliminary analysis of the 20 January 2001 two CMEs interaction event. En H. Sawaya-Lacoste (editor), *SOLMAG 2002. Proceedings of the Magnetic Coupling of the Solar Atmosphere Euroconference, ESA Special Publication*, tomo 505, págs. 227–230 (2002) 1.3.1, 5
- XIE, H., OFMAN, L., Y LAWRENCE, G. Cone model for halo CMEs: Application to space weather forecasting. *JGR (Space Physics)* **109**:A03109 (2004) 4.2.1
- XIONG, M., ZHENG, H., WANG, Y., Y WANG, S. Magnetohydrodynamic simulation of the interaction between interplanetary strong shock and magnetic cloud and its consequent geoeffectiveness: 2. Oblique collision. *JGR (Space Physics)* **111**:A11102 (2006). [0904.0766](#) 3
- YASHIRO, S., GOPALSWAMY, N., MICHALEK, G., ST. CYR, O.C., PLUNKETT, S.P., RICH, N.B., Y HOWARD, R.A. A catalog of white light coronal mass ejections observed by the SOHO spacecraft. *JGR (Space Physics)* **109**:A07105 (2004) 1.2.4, 4.2.1

ZHANG, G. Y BURLAGA, L.F. Magnetic clouds, geomagnetic disturbances, and cosmic ray decreases. *JGR* **93**:2511–2518 (1988) 2

ZHANG, J., DERE, K.P., HOWARD, R.A., Y VOURLIDAS, A. A Study of the Kinematic Evolution of Coronal Mass Ejections. *ApJ* **604**:420–432 (2004) 1.2.4

ZURBUCHEN, T.H. Y RICHARDSON, I.G. In-Situ Solar Wind and Magnetic Field Signatures of Interplanetary Coronal Mass Ejections. *Space Science Reviews* **123**:31–43 (2006) 1-6, 1.2.4, 2