

00323



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

19

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTUDIO NUMERICO DE LA PROPAGACION DE EYECCIONES DE MASA CORONAL Y ONDAS DE CHOQUE INTERPLANETARIAS. SIMULACION HIDRODINAMICA EN UNA DIMENSION UTILIZANDO EL CODIGO ZEUS-3D.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE: FISICO PRESENTA: JORGE ALFREDO FERRER PEREZ



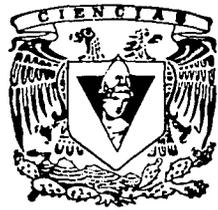
DIRECTOR DE TESIS: DR. JUAN AMERICO GONZALEZ ESPARZA

DIVISION DE ESTUDIOS PROFESIONALES



2003

FACULTAD DE CIENCIAS SECCION ESCOLAR



TESIS CON FOLIO DE ORIGEN

A



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.



UNIVERSIDAD NACIONAL
SISTEMA DE
ALICIA

Ante la Comisión de Evaluación de Tesis de la
Unidad de Evaluación de Tesis de la Facultad de Física
constituida el día 27 de Septiembre de 2003

MEMBRE: Jorge Alfredo Ferrer Pérez

FERRER PÉREZ

FECHA: 14 de Noviembre de 2003

FIRMA: Jorge A. Ferrer P.

DRA. MARÍA DE LOURDES ESTEVA PERALTA
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:
"Estudio numérico de la propagación de eyecciones de masa coronal y ondas de
choque interplanetarias. Simulación hidrodinámica en una dimensión utilizando
el código ZEUS - 3D"

realizado por Ferrer Pérez Jorge Alfredo

con número de cuenta 9851456-0 , quien cubrió los créditos de la carrera de: Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

Propietario Dr. Juan Américo González Esparza

Propietario Dra. Catalina Elizabeth Stern Forgach

Propietario Dr. Jorge Daniel Canto Illa

Suplente Dr. Gerardo Ruíz Chavarría

Suplente Dr. Alfredo Javier Santillán González

Consejo Departamental de Física

Patricia Goldstein Menache
DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE
Coordinadora de Licenciatura

B

A mi Mã

Ha pasado...

Mucho tiempo desde que llegué a la Ciudad de México dejando a mi Familia y amigos en busca de un sueño. A lo largo de todo este tiempo he conocido gente que me ha brindado lo mejor de sí en las buenas y en las malas. Por eso quiero decirles:

- Pa: Muchas gracias por haberme dado la oportunidad y los medios para alcanzar mi realización profesional. Y que a pesar de todo me seguiste y sigues apoyando.
- Paty y Juan: Se que no he estado con ustedes en muchos momentos de su vida, pero aunque estoy lejos de ustedes, Yo estoy con ustedes.
- Julissa: Mi enfoque de la vida ha cambiado desde que te conocí, y no será igual, porque me has tocado muy profundamente. Le doy gracias a la vida, por haber tenido la oportunidad de haberte conocido.
- Mike: Muchas batallas han pasado y todavía seguimos vivos. Tu familia me adopto como un hijo más, y Tú eres como un hermano para mí. Sin su ayuda no lo hubiera logrado.
- Rogelio y Flavio: Gracias por darme la oportunidad de conocerlos y de ver lo mucho que valen.
- Jaime y Erwin: El hecho de saber que ustedes estaban aquí me hicieron sentir que no estaba solo.
- Mario: Has sido un excelente amigo a lo largo de estos años, ojalá y nuestros caminos no se hubieran separado.

Por ustedes estoy ahora aquí.

Agradecimientos:

- Al Dr. Juan Américo González Esparza, por su paciencia, apoyo y guía a lo largo de todo este tiempo.
- Al Dr. Alejandro Lara por la tabla de eventos que me proporcionó, la cual es una parte medular en el estudio realizado.
- A mis sinodales: Dra. Catalina Stern, Dr. Jorge Canto, Dr. Alfredo Santillán y Dr. Gerardo Ruiz por sus revisiones, comentarios y correcciones a este trabajo, las cuales fueron muy valiosas.
- A la Dra. Xochitl Blanco, Gilberto Casillas, Ernesto Aguilar y Verónica Ontiveros por sus asesorías.
- Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por el apoyo económico brindado.

Resumen

En este trabajo se desarrolla un estudio numérico de la propagación de Eyecciones de Masa Coronal y Ondas de Choque a partir de que estas salen del Sol hasta llegar a 1 AU (distancia promedio del Sol a la Tierra). El objetivo del estudio es entender la evolución dinámica de estas perturbaciones.

El Sol está permeando al medio interplanetario de partículas y campo magnético, formando lo que se conoce como viento solar [30]. Aunado a este flujo continuo de viento solar existen enormes eyecciones de masa coronal (EMC) asociadas con la actividad solar [1]. Las EMC se propagan en el medio interplanetario y cuando algunas de estas pasan cerca de la Tierra pueden ocasionar tormentas geomagnéticas, las cuales provocan daños severos a telecomunicaciones y satélites [32]. Las condiciones del Sol, el viento Solar junto con las características de la magnetosfera, ionosfera y termosfera que puedan afectar sistemas tecnológicos, ya sean espaciales o terrestres, poniendo en peligro la vida o salud humana es lo que se conoce como clima espacial, donde las EMC juegan un papel crucial [32]. Es por ello que es de gran interés el poder predecir cuando una EMC llegará a la Tierra. Con esto se podrían tomar las medidas necesarias para disminuir los daños ocasionados por las tormentas geomagnéticas [21][22].

Para llevar a cabo el estudio de las EMC y sus ondas de choque interplanetarias, se utilizará un modelo numérico. En este modelo se supone que el viento solar tiene simetría esférica y se omiten los efectos debidos al campo magnético. Tomando en cuenta estas consideraciones, aproximaremos la dinámica del viento solar a un fluido hidrodinámico. Para desarrollar el modelo utilizaremos el código ZEUS-3D, que es un código numérico que resuelve las ecuaciones de un fluido ideal Magnetohidrodinámico (MHD) y el cual se aplica a diversos problemas astrofísicos [43] [46].

Empleando nuestro modelo numérico, simularemos al viento solar como un fluido continuo y a las EMC como pulsos, las cuales se propagarán a través del viento solar ambiente [17]. En este trabajo se realizó la reproducción numérica de 17 EMC observadas cerca del Sol por el instrumento LASCO de la nave espacial SOHO y detectadas posteriormente por la nave espacial WIND cerca de la Tierra. En este trabajo estudiamos la evolución

de las propiedades físicas de estas perturbaciones desde que salen del Sol hasta que llegan a la Tierra, tales como: su velocidad, momento y en particular el tiempo de arribo a la Tierra. Posteriormente se compararon los resultados numéricos del modelo con observaciones de naves espaciales. Una vez estudiado a las EMC en el medio interplanetario, se procedió estudiar la dinámica de la interacción entre 2 EMC en el medio interplanetario, para ello se construyeron los eventos de colisión A y B, de donde se pudieron observar los cambios de los parámetros de llegada a 1 UA de las EMC cuando colisionan.

Prefacio

La tesis está organizada en 5 capítulos. En el capítulo 1 se da una introducción a la dinámica del medio interplanetario y de algunos de sus elementos más importantes como el viento solar y las eyecciones de masa coronal. En el capítulo 2 se expone la revisión teórica realizada para estudiar la dinámica en el medio interplanetario; se explican las bases del modelo físico que se utilizó para poder reproducir una eyección de masa coronal viajando en el viento solar con ayuda del código ZEUS-3D. En el capítulo 3 se expone la reproducción de 17 eyecciones de masa coronal mostrando las diferencias que existen entre los resultados numéricos y las observaciones hechas in situ. En el capítulo 4 se estudia la interacción de dos eyecciones de masa coronal en el medio interplanetario, construyendo para ello dos eventos de colisión. En el capítulo 5 se exponen las conclusiones generales de la tesis.

Indice General

1	Introducción	6
1.1	El Sol y el Viento Solar	6
1.2	Ciclo de Actividad Solar	9
1.2.1	Manchas Solares	10
1.2.2	Regiones Activas	12
1.2.3	Protuberancias Eruptivas	12
1.2.4	Fulguraciones	13
1.2.5	Eyecciones de Masa Coronal	14
1.2.6	Ondas de Choque Interplanetarias	16
1.3	Clima Espacial	19
1.4	Antecedentes y Motivación de la Tesis	21
1.5	Código ZEUS-3D	22
2	Física de Perturbaciones Heliosféricas	24
2.1	Mecánica de Fluidos (Hidrodinámica)	24
2.1.1	Ecuación de estado	26
2.1.2	Expansión de un gas ideal	27
2.1.3	El problema del viento solar ambiente	31
2.1.4	El parámetro γ	36
2.2	Ondas de Sonido	37
2.2.1	Velocidad del Sonido	38
2.2.2	Empinamiento de una Onda Sonora	42
2.3	Ondas de Choque y Relaciones Rankine-Hugoniot	47
2.3.1	Condiciones para Ondas de Choque Normal	50
2.3.2	Ecuaciones para Ondas de Choque Normal	54
2.3.3	Choques Oblicuos	58
2.4	Modelo físico para estudiar perturbaciones de Gran Escala en el Viento Solar	64

3	Estudio Numérico de la Propagación de EMC y Ondas de Choque en el Medio Interplanetario	67
3.1	Metodología	68
3.1.1	Primera Parte	68
3.1.2	Segunda Parte	74
3.2	Simulaciones Numéricas	75
3.2.1	Condiciones Iniciales	75
3.2.2	Características físicas de las perturbaciones	77
3.3	Comparación con observaciones de naves espaciales	77
3.4	Resultados	83
3.4.1	EMC lenta ($V_{emc} < V_{usa}$)	83
3.4.2	EMC Rápida ($V_{emc} > V_{usa}$)	87
3.5	Discusión	91
4	Eyecciones de Masa Coronal Caníbales: Interacción de dos EMC	94
4.1	EMC Caníbales	95
4.2	Dos experimentos numéricos	97
4.2.1	Preludio	98
4.3	Experimento Numérico A: EMC lenta ($V_{emc1} = 211$ km/s) seguida de una EMC rápida ($V_{emc2} = 723$ km/s)	102
4.4	Experimento Numérico B: EMC rápida ($V_{emc1} = 830$ km/s) seguida de una EMC más rápida ($V_{emc2} = 1172$ km/s)	114
4.5	Discusión	126
4.6	Hipótesis de Trabajo	127
5	Conclusiones	129

Capítulo 1

Introducción

1.1 El Sol y el Viento Solar

El Sol es básicamente una bola de gas caliente, cuya energía es proporcionada por las reacciones nucleares que se llevan a cabo en su núcleo, y que eventualmente es radiada hacia el espacio fuera de su superficie. La temperatura en el centro es de 15 millones de grados, siendo la "luz producida" en su mayoría rayos-X. Pero esta luz debe de viajar a través de una enorme cantidad de materia para alcanzar a la superficie del Sol, siendo dispersada, absorbida y reemitida tantas veces que son necesarios 100,000 años para que la energía generada en el núcleo alcance la superficie. El Sol tiene una estructura diferenciada en capas concéntricas, con diferentes propiedades: La fotosfera, la cromósfera y la corona. La fotosfera es una capa muy delgada de aproximadamente 300 kilómetros de espesor; la temperatura en su base es de 5500 °K hasta 4500 °K en la parte superior, siendo su temperatura media de 5770 °K. La cromósfera se localiza por arriba de la fotosfera, tiene un grosor muy variable, entre 1000 y 8000 km; en la parte inferior su temperatura es de 4000 °K, mientras que en su parte más alta tiene una temperatura de cerca de un millón de grados. La región en la parte más alta se conoce como la región de transición; a partir de aquí comienza la corona [19]. En la figura 1.1 se muestra la estructura por capas del Sol.

La corona es un gas ionizado compuesto principalmente de hidrógeno y el cual se encuentra a una temperatura del orden de un millón de grados [13]. A esta temperatura el hidrógeno está ionizado, los electrones se "libe-

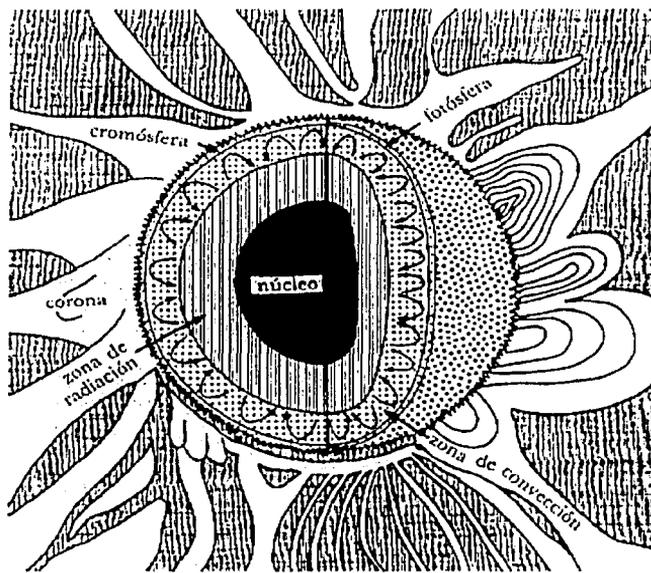


Figura 1.1: Diagrama del Sol [ver [4]]

ran" de sus protones y el gas se convierte en plasma. Aún no se conocen las causas por las que la corona tiene una temperatura tan alta, ya que al irnos alejando del centro del Sol hacia afuera, la temperatura debería de decrecer. Sin embargo, la corona tiene una temperatura mucho mayor que su capa predecesora [4] lo cual se observa en la figura 1.2. Antes de la fotosfera la temperatura decrece, sin embargo, a partir de 1.000 radios solares (el radio del Sol es de 6.95×10^8 m) la temperatura comienza a aumentar. La alta temperatura de la corona hace que la presión térmica sea mayor a la fuerza gravitacional, la cual es insuficiente para retener el material de la corona dejándolo escapar, provocando lo que se conoce como Viento Solar, el cual es una parte fundamental de nuestro estudio en esta tesis, como se verá en los capítulos 3 y 4.

La idea de viento solar no fue inmediatamente aceptada, debido a que

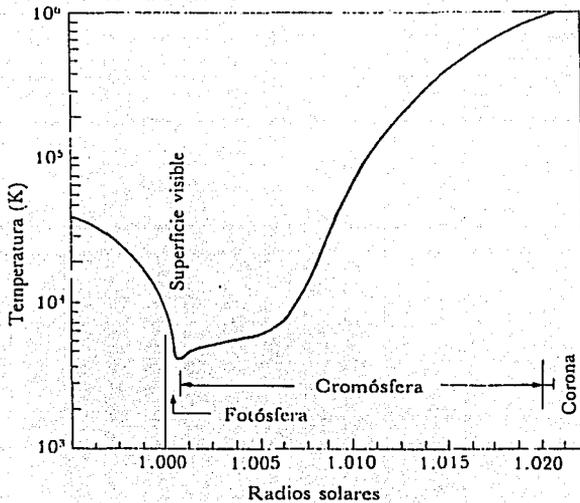


Figura 1.2: Gráfica Temperatura vs Radio del Sol [ver [4]]

no había una explicación teórica obvia para este flujo proveniente del Sol. A finales de los años 50 había dos imágenes respecto a este flujo o extensión de la corona: una estática defendida por S. Chapman y una dinámica defendida por E.N. Parker. En la imagen estática, la corona debería extenderse hasta muy grandes distancias; en la imagen dinámica, la corona deberá *fluir*, esto es, debería de estar escapando de forma continua del Sol [4]. La imagen dinámica no fue del todo bien recibida, sobre todo porque sus soluciones implicaban un flujo sumamente rápido de material proveniente de la corona. La existencia del viento solar era todavía tema de debate en el ámbito académico hasta que en 1962 se reportó la confirmación contundente de su existencia con las primeras mediciones del viento solar en el medio interplanetario, obtenidas por el *Mariner 2*, la primera sonda espacial dirigida hacia otro planeta [13].

El *Viento Solar* está formado por plasma solar ionizado con un remanente

Viento Solar	Velocidad [km/s]	Densidad [partículas/cm ³]	Temperatura [10 ⁴ K]
<i>Lento</i>	~400	~10	~4
<i>Rápido</i>	~700	~ 3	~2

Tabla 1.1: Características del Viento Solar Rápido y Lento [ver [44]]

de campo magnético solar que permea al medio interplanetario [30]. Este es resultado de una enorme diferencia de presión de gases entre la corona solar y el medio interplanetario. Es precisamente el viento solar lo que conecta toda la actividad que ocurre en el Sol con los planetas, ya que es a través de éste, que las perturbaciones que suceden en el Sol, viajan por el medio interplanetario. El viento solar se divide en rápido y lento. En la tabla 1.2 se resumen las propiedades del viento solar rápido y lento a una distancia de 1 unidad astronómica (1 UA).

Utilizando observaciones ópticas del Sol por los instrumentos del *Sky-lab* y combinando con técnicas observacionales desde la Tierra, se confirmó la hipótesis de que los hoyos coronales son fuentes del viento solar rápido. Cuando estos hoyos se encuentran cerca del ecuador del Sol y persisten durante varias rotaciones solares, se han detectado chorros de viento solar rápido golpeando de forma recurrente a la Tierra cada vez que uno de estos hoyos coronales apuntó al frente de nuestro planeta. Los hoyos coronales son regiones coronales que tienen baja densidad y campo magnético de una sola polaridad. El origen del viento solar lento aún es incierto; se cree que el viento solar lento tiene su origen en los bordes de los hoyos coronales. Sin embargo, los resultados de los modelos numéricos basados en esta idea, aunque producen un viento más lento y denso en los bordes, aún no logran reproducir los valores del viento solar lento observado en el medio interplanetario [13]. El origen del viento solar lento es una pregunta abierta hoy en día.

1.2 Ciclo de Actividad Solar

El Sol, no siempre tiene la misma actividad. Esta varía a lo largo de ciclos, teniendo diversas manifestaciones. Entre ellas, son de especial interés

las eyecciones de masa coronal, ya que, como se verá más adelante, están relacionadas con el "Clima Espacial", siendo esenciales para nuestro estudio. A continuación veremos algunos de los aspectos más importantes dentro del Ciclo de Actividad Solar.

1.2.1 Manchas Solares

Cuando se observa la superficie del Sol en el visible se pueden encontrar ciertas manchas oscuras. Estas manchas solares son el indicador más antiguo que se ha empleado para determinar el grado de actividad que presenta el Sol. Las manchas solares se producen cuando campos magnéticos muy intensos emergen desde la zona convectiva, por debajo de la fotosfera, hasta la superficie solar. Este nuevo flujo tiene un intenso campo magnético y una temperatura considerablemente menor respecto de la región a sus alrededores. El valor promedio de la temperatura fotosférica es de ~ 6000 °C y el área que emerge tiene una temperatura de ~ 4200 °C, lo cual hace que tenga una apariencia oscura en contraste con la fotosfera solar. Actualmente se sabe que las manchas solares son regiones de intenso campo magnético (del orden de varios miles de gauss), siendo este campo el que confina el gas dentro de la mancha y reduce la interacción entre ella y sus alrededores.

En 1852, Heinrich Schwabe encontró que el número de manchas solares promediadas anualmente presentaban una variación temporal regular de un largo período de aproximadamente 10 años. El período asociado a la ocurrencia del número promedio más grande de manchas solares se denominó *máximo solar*, y el período que presenta el número promedio de manchas solares más bajo se denominó *mínimo solar*.

Análisis más recientes han mostrado que la longitud promedio del período de actividad es de 11 años. Actualmente se define que cada ciclo solar inicia con el mínimo solar y termina con el siguiente mínimo. El ciclo solar no es simétrico, toma aproximadamente 4.8 años para evolucionar del mínimo al máximo y del orden de 6.2 años para evolucionar del máximo al mínimo [9], lo cual se puede observar en figura 1.3, donde se muestra el Ciclo de Manchas Solares desde el año 1750 hasta el año 2000.

Una característica muy interesante del ciclo de manchas solares es que

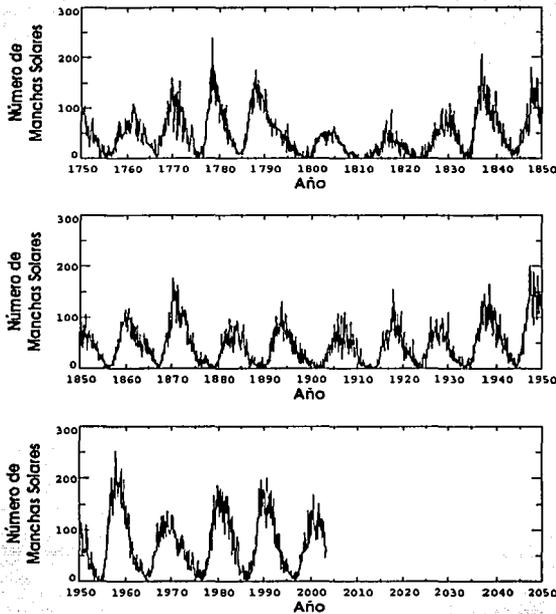


Figura 1.3: Ciclo de Manchas Solares desde al año 1750 hasta año 2000 [ver [55]]

tiene que ver con el ciclo magnético del Sol. Las manchas del inicio de un nuevo ciclo se distinguen de las manchas del ciclo anterior, por su polaridad, volviendo a cambiar de nuevo la polaridad después de un ciclo. El campo magnético alrededor de los polos del Sol invierte su polaridad cada 11 años cerca del máximo de manchas, después de otros 11 años los polos vuelven a cambiar su polaridad, siendo la duración de este cambio de polaridades de 22 años.

Las manchas solares sólo representan uno de los fenómenos que se presentan dentro de unas estructuras más complejas en la superficie solar denominadas *regiones activas*.

Capa	Estructura o evento	Longitud de onda (λ)	Observaciones
Fotósfera	Manchas	Luz blanca	
Cromósfera	Manchas	K1v	Las más intensas
	Fulguraciones	H α	Disco Solar
Corona	Filamentos	H α , K3	Disco Solar
	Filamentos calientes	EUV, X	Únicamente en el Limbo

Tabla 1.2: Algunas características técnicas para observar algunas de las estructuras en las regiones activas: capa de observación, longitud de onda, región de observación [ver [9]]

1.2.2 Regiones Activas

Las *regiones activas* (RA) son regiones tridimensionales en el Sol que tienen su base en la fotósfera, se extienden a la cromósfera y alcanzan la corona baja. Para estudiar determinadas características de las RA es necesario emplear observaciones en diferentes longitudes de onda, tales como la luz blanca, rayos X, ultravioleta, ondas de radio, etc. [9]

Las RA comprenden una gran variedad de fenómenos característicos tales como fáculas, manchas, protuberancias, arcos coronales, fulguraciones, etc. La Tabla 1.2 muestra una clasificación de las diferentes estructuras que se pueden identificar en una RA, la región espectral en la que se observa y la región usada en las observaciones.

1.2.3 Protuberancias Eruptivas

En la línea H α (6563 \AA) se pueden observar frecuentemente grandes chorros de material solar configurados en estructuras estables, de millones de kilómetros de largo que se alzan por encima de la fotósfera solar, sostenidos por intensos campos magnéticos locales, los cuales se denominan *protuberancias solares*.

Las protuberancias se pueden dividir de manera general en: *quietas* y *activas*. Las protuberancias quietas se caracterizan por tener tiempos de vida

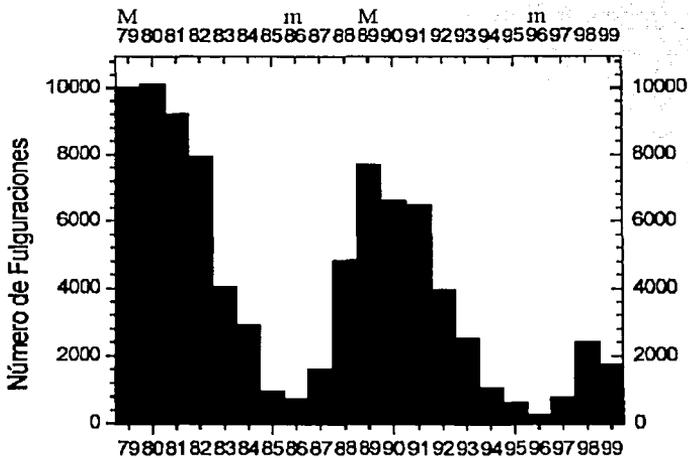
largos (desde días hasta meses). La tercera parte de las protuberancias son quietas y presentan una apariencia de cuerdas de material entrelazadas, las cuales presentan diámetros menores a los 3000 kilómetros y una extensión de decenas de miles de kilómetros de largo y la intensidad del campo magnético se encuentra en el intervalo de hasta 10 Gauss [9].

Las protuberancias activas están siempre ligadas con regiones activas, presentando una evolución estructural muy rápida, con un tiempo de vida muy corto. Los movimientos de material dentro de ellas presentan una velocidad muy alta, hasta de 2000 km/s y la magnitud del campo magnético es del orden de 200 Gauss. Una gran parte de las protuberancias activas en algún punto de su existencia llegan a estallar abruptamente liberando gran cantidad de energía y material solar en el espacio. A estos eventos se les denomina *protuberancias eruptivas* [9].

1.2.4 Fulguraciones

Las *fulguraciones o ráfagas* son liberaciones súbitas de grandes cantidades de energía. Una fulguración se observa en la cromósfera como un abrillantamiento repentino de una cierta región, comúnmente una región activa. La energía en el proceso de la fulguración se libera de manera súbita en una amplia gama del espectro energético. En cuestión de minutos u horas se libera energía en forma de rayos X, rayos gama, radiación ultravioleta, estallidos de radio en longitudes de onda kilométricas, luz blanca, y partículas muy energéticas. Las fulguraciones pueden suceder en cualquier momento y durar desde minutos hasta horas. Las más intensas pueden generar grandes emisiones en el intervalo óptico lo cual hace posible que se puedan observar a simple vista desde la Tierra. El total de energía liberada en una fulguración puede cubrir un intervalo entre 10^{21} y 10^{25} joules y puede ser liberada en un intervalo de tiempo de 100 a 1000 segundos en regiones con extensión lineal del orden de 10^4 km a 10^5 km, integrando sobre las tres fases en que normalmente se divide una fulguración: *precursora* o prefulguración, *destello* y *fase principal* [9].

El histograma 1 muestra la variación del número de fulguraciones con el ciclo solar. La letra *M* señala el lugar donde se encuentran los máximos de manchas solares, mientras que la letra *m* señala los mínimos. Se ob-



Años (1979-1999)
Histograma 1.- Variación del Número de fulguraciones con el ciclo solar.[1]

serva que es en los máximos, o cerca de los máximos, donde se da el mayor número de fulguraciones mientras que en los mínimos su frecuencia es menor.

1.2.5 Eyecciones de Masa Coronal

Las eyecciones de masa coronal (EMC) son manifestaciones de actividad solar que involucran enormes desprendimientos de masa solar (10^{12} kg) eyectados al medio interplanetario con un amplio rango de velocidades (20-3000 km/s) [20].

Las EMC fueron observadas por primera vez por el coronógrafo en el Observatorio Solar Orbital 7 (OSO 7) [47]. Años después fueron observadas por el *Skylab* [34], el coronógrafo Solwind en el satélite P78-1, y la Misión Solar Maximum (SMM) [35]. Desde 1996, LASCO (Large Angle and Spectrometric Coronagraph) del satélite SOHO (Solar and Heliospheric Observatory)



Figura 1.4: Evolución de un EMC del 18 de agosto de 1980 [ver [52]]

ha grabado cientos de EMC. El instrumento *LASCO* tiene un campo de visión centrado en el Sol de 32 radios solares (R_{\odot}) y con alto intervalo dinámico y de sensibilidad, provee una imagen sin precedente de la corona solar de tres a cuatro veces más ancho que los coronógrafos anteriores [10]. La figura 1.4 muestra un ejemplo de la evolución de una EMC observada el 18 de agosto de 1980. En ella se observa el inicio de la formación de una burbuja (10:04), la cual crece con el tiempo (11:43, 11:54, 12:06, 12:15). Durante este período, el Sol todavía es capaz de retener este material. Sin embargo, aproximadamente una hora después, la presión térmica es tan grande que vence la fuerza de gravedad ejercida por el Sol, vertiendo este material al medio interplanetario. Acto seguido ocurre una fulguración.

Imágenes de disco en líneas espectrales EUV (rayos ultravioleta extremos) cubren el inicio de una EMC con alta resolución temporal y espacial. La luz blanca de las imágenes de los coronógrafos dan medidas confiables de las velocidades y masas de la EMC, y la cobertura completa de la corona solar permite una excelente inferencia estadística. La mayor limitación es la incierta estructura tridimensional debido a la proyección del plano del cielo y

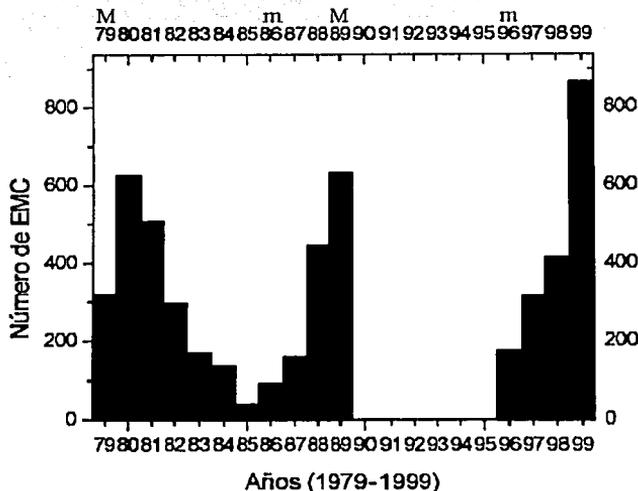
la carencia de información acerca de su temperatura. Espectros en el ultravioleta nos proporciona cambios Doppler e información detallada acerca de la temperatura del plasma y del estado de ionización, a pesar de nuestro restringido campo de visión. El campo magnético únicamente puede ser inferido de modelos basados en el campo de la superficie solar o de la extrapolación de la estructura del campo observada en las nubes magnéticas que vienen del Sol. Combinando imágenes EUV, datos de luz blanca de los coronógrafos y espectros UV, es posible obtener la imagen más completa de la estructura y la evolución de EMC, aunque se sigan teniendo mediciones pobres del campo magnético coronal [2].

El histograma 2 muestra la variación del número de EMC con el ciclo solar. Se observa que es en los máximos, o cerca de los máximos, donde se da el mayor número de EMC, mientras en los mínimos se presenta el menor número. Como se observa en el histograma 2 no se observaron EMC en el intervalo de 1990 a 1995 debido a que no había coronógrafo que las detectaras [1].

La relación entre las EMC y eventos explosivos, como las fulguraciones (ver figura 1.4), ha sido extensamente estudiado, considerando que las EMC son la consecuencia de eventos explosivos. Sin embargo, los resultados fueron que menos de la mitad de las EMC son asociadas con estos eventos explosivos, y que cuando esto pasa, no es raro que un evento explosivo ocurra después de que haya dado principio una EMC [1]. Es claro que las EMC son el resultado de reacomodos a gran escala de los campos magnéticos coronales que probablemente den lugar a un evento explosivo en la superficie solar.

1.2.6 Ondas de Choque Interplanetarias

Observaciones del campo magnético y plasma in-situ demostraron la existencia de choques sin colisiones asociados con inhomogeneidades espaciales o variaciones temporales en el viento solar y con interacciones viento-planetarias. Observaciones remotas sugirieron que choques similares ocurren en asociación con la actividad solar en la corona [28]. La figura 1.5 muestra un choque detectado in-situ por la nave ACE, el cual se reconoce con un brinco súbito en los parámetros del viento solar ambiente como son: velocidad, temperatura y densidad. Seguido del choque se encuentra una EMC que se convirtió



Histograma 2.- Variación del Número de EMC con el ciclo solar.[1]

en nube magnética. En el capítulo 3 se verán algunas firmas in-situ para identificar EMC en los datos del viento solar.

Una onda de choque es una perturbación compresiva muy intensa. la respuesta del medio ante la perturbación producida por la onda ya no puede considerarse lineal (es decir que los cambios en la densidad, presión y temperatura no son pequeños comparado con los valores no perturbados del medio) provocando cambios irreversibles en el estado del medio siendo su grosor muy delgado comparado con las escalas características del medio, por lo que se le considera una discontinuidad [13]. Los choques corrotantes, son asociados con regiones de interacción corrotantes, las cuales se forman como resultado de la interacción entre los flujos de plasma rápido y lento (viento solar rápido y lento), debido a la rotación solar, dando lugar a zonas de compresión en las que la densidad del plasma se ve notablemente incrementada y que eventualmente en algunos casos llega a convertirse en frente de choque.

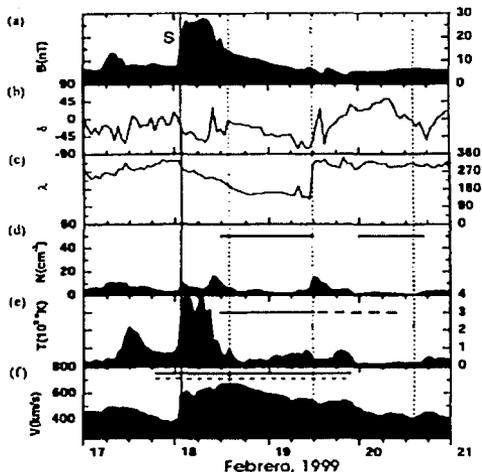


Figura 1.5: Choque detectado por la nave ACE el 18 de febrero de 1999. En la figura se muestra: (a) magnitud del campo magnético B , (b) el ángulo δ de variación del campo magnético fuera de la eclíptica, (c) el ángulo λ de variación del campo magnético dentro de la eclíptica, (d) el número de protones/cm³, (e) la temperatura de los protones y (f) la velocidad. [ver [8]]

Existen otro tipo de frentes de choque, asociados a emisiones esporádicas, eruptivas de plasma más rápido desde ciertas regiones del Sol. Estos frentes viajan radialmente hacia afuera, expandiéndose y alejándose del Sol. Una “eyecta” (región de plasma que se introduce al viento solar de manera transitoria) si es más veloz que el viento solar ambiente lo comprime y si es supersónico respecto al viento ambiente forma una onda de choque que viaja enfrente. Este tipo de choque se denomina Onda de Choque Transitorio, llamado así por su carácter temporal. Este es el tipo de choques que se van a estudiar en esta tesis.

Las onda de choque transitorios viajan radialmente hacia afuera del Sol. Son estructuras muy anchas que cubren comúnmente un ángulo de cerca de 100 grados y se expanden a velocidades de 200 a 700 km/s siendo su velocidad

media de 400 km/s. El número de choques detectados se incrementa en el máximo del ciclo solar y decrece en el mínimo [40]. Mediante la combinación de observaciones del coronógrafo del Solwind con las observaciones interplanetarias del HELIOS 1, se encontró que virtualmente todo choque transitorio grabado por HELIOS 1 estaba asociado con una EMC [45]. Después de este extenso estudio, es ampliamente aceptado que las EMC son los pistones que impulsan a los choques transitorios interplanetarios. Como hay muchas más EMC que choques, es necesario una selección. Se cree que las más grandes y rápidas EMC son las que impulsan estos choques [6].

1.3 Clima Espacial

El flujo de viento solar confina a los campos magnéticos de los planetas en cápsulas llamadas magnetósferas, las cuales tienen forma de cometa, redondeadas hacia el Sol y con una cola extendida en la dirección opuesta, como se observa en la figura 1.6. A la frontera que limita la extensión del campo geomagnético se le llama magnetopausa y se encuentra, en el lado día, a una distancia de unos 10 - 12 radios terrestres (R_T) [12].

Cuando el viento solar supersónico, se encuentra con la magnetosfera, se forma un choque de proa ((BS) por sus siglas en inglés), ya que el campo magnético de la Tierra forma un obstáculo. El BS disminuye la velocidad del viento solar a velocidades subsónicas, entonces el viento solar puede fluir alrededor de la magnetósfera. El BS tiene una forma curva, simétrica cerca de la línea Sol-Tierra, pareciéndose a una parábola de revolución. La posición de la nariz del choque es alrededor de 14 R_T del centro de la Tierra. La posición exacta del BS relativa a la Tierra depende de la presión dinámica del viento solar.

Cuando en el Sol ocurren emisiones violentas de plasma (i.e. protuberancias, EMC, etc), se generan perturbaciones en el plasma del viento solar ambiente, las cuales viajan con gran rapidez fuera del Sol. Estas perturbaciones al chocar con la magnetopausa terrestre, unos días después de haber salido del Sol, la comprimen y la distorsionan produciendo alteraciones magnéticas intensas, llamadas *tormentas geomagnéticas*.

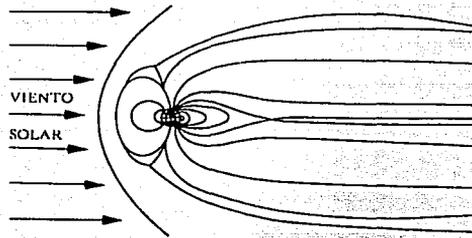


Figura 1.6: Magnetósfera de la Tierra. [ver [4]]

Durante las tormentas geomagnéticas, el campo magnético en la superficie de la Tierra es perturbado por fuertes corrientes fluyendo dentro de la magnetósfera y la ionósfera, propiciando eventualmente la penetración de partículas solares en la magnetósfera. Al chocar estas partículas con los átomos de nuestra atmósfera se producen efectos tales como auroras y se perturban también las comunicaciones por radio. Las tormentas geomagnéticas son atribuidas a dos causas: a los flujos de las regiones de interacción corrotantes y a las perturbaciones transitorias. Estas últimas son debidas a las EMC [12]. En particular las tormentas geomagnéticas más intensas se asocian a EMC debido a la presión dinámica, asociadas a sus grandes velocidades, sobre la magnetósfera.

La inducción de corrientes en la Tierra, el control de altitud de las naves espaciales, interferencia en la señal de satélite, seguridad de los astronautas y pasajeros de las aerolíneas son algunos efectos que tienen los procesos Tierra-Sol sobre nuestra tecnología [32]. Se conoce como *clima espacial* a las condiciones del Sol y el viento solar junto con las características de la magnetósfera, la ionósfera y la termósfera que puedan afectar sistemas tecnológicos, ya sean espaciales o terrestres, poniendo en peligro la vida o salud humana. Las EMC juegan un papel crucial en el clima espacial, ya que son los agentes que provocan las mayores perturbaciones geomagnéticas y las que impulsan los choques de onda transitorios [45].

Por lo tanto, si fuera posible predecir cuando una EMC llega a la Tierra, sería entonces posible tomar las medidas necesarias para disminuir los daños

ocasionados por las tormentas geomagnéticas.

1.4 Antecedentes y Motivación de la Tesis

En 1969 se comenzó el estudio de la propagación de perturbaciones en el viento solar realizando simulaciones numéricas. En este trabajo se utilizaron soluciones numéricas de las ecuaciones hidrodinámicas (dependientes del tiempo) de un fluido ideal, para estudiar la propagación de perturbaciones ocasionadas por fulguraciones en el medio interplanetario. En el trabajo se obtuvo una buena correlación entre el tiempo de arribo y la fuerza del choque, con las observaciones reportadas [29].

En 1996 se utilizó un código unidimensional hidrodinámico para simular la evolución heliosférica de perturbaciones producidas por EMC lentas dentro de un viento solar ambiente rápido. El objetivo del trabajo fue estudiar la aceleración de estos eventos y compararla con observaciones de la nave espacial Ulysses [26].

En 2000 se trató de encontrar un método de predicción del tiempo de arribo de las EMC, usando para ello, una relación entre las velocidades cerca del Sol y en el viento solar, encontrándose una relación de aceleración efectiva actuando sobre la EMC. A partir de aquí se obtiene una relación lineal entre la velocidad inicial y la aceleración efectiva de la EMC. Basándose en esta relación es posible derivar un modelo empírico que nos diga cuando llegaría una EMC [21].

En 2002 se estudió la evolución de 4 EMC detectadas por LASCO y que fueron asociadas a EMC detectadas junto con un choque, a 1 UA por WIND, utilizando un código hidrodinámico unidimensional. Los resultados arrojaron que aunque el choque es impulsado por la EMC antes de llegar a 1 UA, los choques se mueven de manera independiente cuando se acercan a 1 UA. También se hicieron buenas reproducciones de los tiempo de arribo tanto del choque como de la EMC [16].

En general, se ha tratado con estos y otros trabajos, poder entender la evolución de las propiedades físicas de las perturbaciones cuando éstas se

desplazan por el medio interplanetario. Sin embargo, existe otro objetivo más ambicioso que es el de la prevención: si es posible reproducir computacionalmente los eventos y que nuestras simulaciones se acerquen más a las observaciones hechas, entonces nosotros podríamos construir un modelo que pueda predecir la llegada de la EMC y así poder reducir al mínimo los daños que provocan sus efectos, como los producidos por las tormentas geomagnéticas. Esta es la motivación de la tesis y el objetivo a largo plazo. Para llevar a cabo nuestro estudio, utilizamos el código ZEUS-3D para realizar las simulaciones numéricas que se presentan en este trabajo.

1.5 Código ZEUS-3D

El código ZEUS-3D (versión 4.2), fue desarrollado en el National Center Supercomputer Applications (NCSA) en Urbana-Champaign, Illinois, por M. Norman, J. M. Stone y D.A. Clarke. Con él se puede describir la magnetohidrodinámica (MHD) de fluidos ideales, (es decir, fluidos con conductividad infinita, no viscosos no relativistas) que gobiernan la evolución de una gran cantidad de sistemas astrofísicos [46].

Algunas de las principales características del código son: puede resolver problemas en 1, 2 y 3 dimensiones, los cálculos pueden realizarse con diferentes geometrías (cartesianas, cilíndricas y esféricas), puede manejar diferentes tipos de condiciones a la frontera, la evolución del fluido puede ser isotérmica o adiabática. Para más detalles ver [43].

Para llevar a cabo el estudio numérico de la propagación de las EMC y ondas de choque en el medio interplanetario se supondrá que el viento solar tiene simetría esférica y se omitirán los efectos debidos al campo magnético. Tomando en cuenta estas consideraciones nosotros podremos aproximar la dinámica del viento solar por un fluido hidrodinámico.

Empleando ZEUS-3D, simularemos al viento solar como un fluido continuo y a las EMC como pulsos, las cuales se propagarán a través del viento solar ambiente [48]. Con el trabajo se espera poder determinar la evolución de las propiedades físicas de estas perturbaciones desde que salen del Sol hasta que llegan a la Tierra, tales como: su velocidad, momento y en particular

el tiempo de arribo a la Tierra.

Posteriormente se compararán los resultados numéricos obtenidos con observaciones de naves espaciales para determinar que tan bien se ajusta nuestro modelo con los datos [15]. Finalizando nuestro estudio con dos experimentos numéricos de la interacción de dos EMC.

Capítulo 2

Física de Perturbaciones Heliosféricas

Para estudiar la dinámica en el medio interplanetario, debemos de tener un modelo físico que nos ayude a entender las perturbaciones que ocurren en éste. Este modelo se basa en la idea de que el viento solar se comporta aproximadamente como un fluido y donde a primera aproximación podemos despreciar los efectos del campo magnético, i.e., un 'océano' cubriendo toda la heliosfera con ondas y perturbaciones propagándose a través de este medio. Estas perturbaciones y ondas son producidas debido a la actividad del Sol. El objetivo de este capítulo es exponer la física involucrada en el modelo hidrodinámico, haciendo una revisión bibliográfica de la mecánica de fluidos basada principalmente en los libros: Currie [11] y Landau [31], así como Zemansky [49].

2.1 Mecánica de Fluidos (Hidrodinámica)

Un fluido es un material que ante una fuerza cortante, por pequeña que ésta sea, se deforma sin límite [4], como los líquidos y gases. El estudio del movimiento de los fluidos constituye lo que se denomina *dinámica de fluidos*. Puesto que los fenómenos considerados en la dinámica de fluidos son macroscópicos, un fluido se considera como un medio continuo. Esto significa que siempre se supone que cualquier elemento de volumen pequeño del fluido es suficientemente grande para contener un número muy eleva-

do de moléculas. De acuerdo con ello, cuando hablamos de elementos de volumen infinitamente pequeños, siempre queremos decir aquéllos que son "físicamente" infinitamente pequeños, es decir, muy pequeños en comparación con el volumen del cuerpo o sistema en consideración. Sin embargo, este volumen es grande comparado con las distancias características entre las moléculas (camino libre medio). Las ecuaciones que gobiernan el movimiento de un fluido en ausencia de viscosidad y fuerzas de cuerpo son:

La ecuación de continuidad

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k) = 0 \quad (2.1)$$

Las ecuaciones de Navier-Stokes

$$\rho \frac{\partial u_j}{\partial t} + \rho u_k \frac{\partial u_j}{\partial x_k} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} \quad (2.2)$$

La ecuación de la energía

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho u_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} = -p \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (2.3)$$

y las ecuaciones de estado

$$p = p(\rho, T) \quad (2.4)$$

$$\varepsilon = \varepsilon(\rho, T) \quad (2.5)$$

con $j, k=1, 2, 3$ y donde la viscosidad y conductividad térmica no se toman en cuenta, con lo que el flujo se transforma en adiabático y no viscoso.

Las ecuaciones anteriores representan 7 ecuaciones con un total de 7 incógnitas a determinar que son: la presión (p), la densidad (ρ), la energía interna (ε), la temperatura (T) y las tres componentes de la velocidad (u_j).

La expresión (2.1) es escalar y nos expresa que la masa se conserva, o de un modo más preciso, nos está diciendo que el flujo de masa se mantiene constante. La expresión (2.2) representa tres ecuaciones escalares correspondientes a los tres posibles valores del índice libre j y son llamadas las ecuaciones de *Navier-Stokes* o ecuaciones de momento para un elemento del

fluido. Esta expresión es la segunda ley de Newton y nos está diciendo que el cambio de momento, es debido a gradientes de presión. La expresión escalar (2.3), es la ecuación de conservación de la energía. Para finalizar, las dos últimas ecuaciones, (2.4) y (2.5) son las representaciones generales de las ecuaciones térmicas y calóricas de estado respectivamente.

Para tener nuestro sistema de ecuaciones completo y que pueda ser resuelto, es necesario encontrar expresiones de la forma (2.4) y (2.5).

2.1.1 Ecuación de estado

Un sistema termodinámico está constituido por alguna porción del universo físico que nosotros consideremos para su estudio. En el momento que hablamos de aislar una porción de dicho universo surge automáticamente el concepto de *frontera*, es decir, el mecanismo que lo separa del resto del universo.

Asociado a cada sistema, existe un conjunto de atributos macroscópicos, medibles de manera experimental, a los cuales pueden asignarse valores numéricos, como puede ser la presión, volumen, etc.. Estos atributos se denominan variables, propiedades o coordenadas termodinámicas. Cuando los valores numéricos asignados a las variables termodinámicas que describen un sistema no cambian se dice que éste se encuentra en equilibrio termodinámico. Cuando las variables del sistema toman valores fijos tenemos que el sistema se encuentra en un *estado*.

Supongamos que colocamos a dos sistemas termodinámicos juntos, aislados y en contacto por una pared adiabática, cuando retiramos dicha pared y colocamos una pared diatérmica, las variables termodinámicas que describen cada sistema fluctuarán hasta alcanzar el equilibrio conjunto, es decir, que las coordenadas termodinámicas de los dos sistemas en conjunto ya no cambiarán. A este tipo de equilibrio se llama *equilibrio térmico*. La temperatura T de un sistema es una propiedad que determina si un sistema se halla o no en equilibrio térmico con otros sistemas, por ende, es una variable termodinámica con la que contarán todos los sistemas.

Un sistema termodinámico puede ser descrito a partir de una relación

funcional entre las variables termodinámicas que lo describen. Supongamos que un sistema termodinámico es descrito por las variables termodinámicas X, Y, Z , es posible describir al sistema por una función de la forma:

$$f(X, Y) = Z \quad (2.6)$$

Imaginemos que tenemos un cierto gas encerrado en una cámara donde se puedan medir con facilidad la temperatura, volumen y presión. Si fijamos el volumen a un valor fijo y hacemos que la temperatura tome un valor determinado, la presión quedará determinada y será imposible modificar la presión sin modificar las otras variables. En otras palabras fijando, dos variables termodinámicas la tercera se fija de manera natural. Esto nos sugiere una relación de la forma (2.6). Tal ecuación es llamada *ecuación de estado* y nos dice todos los posibles estados en equilibrio en los que puede estar nuestro sistema.

La ecuación de estado más simple es la llamada ecuación del *gas ideal* que tiene la forma [14]:

$$P = \rho RT \quad (2.7)$$

donde R es la llamada constante universal de los gases con un valor $8.31441 \text{ J/mol}\cdot\text{K}$ [49] y $\rho = \frac{n\mu}{V}$ con n el número de moles y μ el peso molecular (una manera alternativa de la ecuación estado es $PV = RT$).

Por simplicidad, para trabajar el problema físico que nos hemos planteado, la ecuación del gas ideal tomará el lugar de la ecuación (2.4), así que sólo nos resta encontrar una relación de la forma (2.5).

2.1.2 Expansión de un gas ideal

Ya que vamos a utilizar la ecuación del gas ideal para nuestro estudio, y que tratamos de encontrar una ecuación de la forma (2.5), entonces profundizaremos dentro de la descripción de un gas ideal tratando algunas propiedades de los gases reales.

Pensemos en un contenedor aislado térmicamente y dividido en dos compartimentos, separados por una pared, ahora bien supongamos que en un compartimiento introducimos un gas y en el otro hacemos vacío. Cuando

quitamos nuestra pared el gas experimentará lo que es llamado *una expansión libre* donde no se realiza trabajo y no hay transferencia de calor. Aplicamos ahora la primera ley de la termodinámica, es decir:

$$d\varepsilon = d\bar{Q} + d\bar{W} \quad (2.8)$$

donde ε , Q y W son la energía interna, el calor y el trabajo respectivamente. La tilde en las diferenciales de Q y W nos está representando que estas cantidades no son diferenciales exactas.

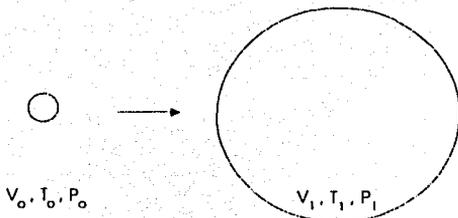


Figura 2.1: Diagrama de una Expansión Libre

Utilizando el hecho de que el sistema está aislado ($d\bar{Q} = d\bar{W} = 0$), conservándose constante la temperatura, tenemos que los estados inicial y final de una expansión libre (figura 2.1) se relacionan, aplicando la ecuación de estado del gas ideal de la siguiente forma:

$$P_1 V_1 = P_o V_o$$

de donde:

$$\frac{P_1}{P_o} = \frac{V_o}{V_1}$$

lo que nos está diciendo que los cambios en el volumen van a ser inversamente proporcionales a los cambios en la presión.

Ahora bien, si no hay transferencia de calor ni se realiza trabajo en una expansión libre tenemos que:

$$d\varepsilon = 0$$

en otras palabras, tenemos que la energía interna de nuestro gas permanece invariante en una expansión libre.

De manera general, la energía de un gas es función de dos cualesquiera de las coordenadas P , V y T . Consideremos a $\varepsilon = \varepsilon(T, V)$ tenemos:

$$d\varepsilon = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial V} \right)_T dV$$

Si consideramos que no hay variación de la temperatura ($dT = 0$) durante la expansión libre ($d\varepsilon$) tenemos que:

$$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial V} \right)_T = 0$$

es decir, que en este caso ε no depende de V . Análogamente, si por otro lado consideramos que $\varepsilon = \varepsilon(T, P)$ tenemos, siguiendo el mismo razonamiento, que:

$$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial P} \right)_T = 0$$

es decir, que ε no depende de P . Se ve entonces que en una expansión libre, si no hay cambio de temperatura, ε es independiente de V y P , por lo tanto, $\varepsilon = \varepsilon(T)$ únicamente. Sin embargo, experimentos hechos por Rossini y Frandsen con aire, oxígeno y mezclas de oxígeno y dióxido de carbono llevaron a la conclusión de que la energía interna de un gas real es función no sólo de su temperatura, sino también de la presión [49].

Por lo anterior, podemos definir que $\varepsilon = \varepsilon(T)$ solamente en los casos de los gases ideales. Tomando esto en consideración apliquemos la primera ley de la termodinámica. Para un sistema hidrostático, el trabajo se define como $\bar{d}W = -PdV$, por lo tanto, sustituyendo en la ecuación (2.8) tenemos que:

$$\bar{d}Q = d\varepsilon + PdV$$

si dividimos la expresión anterior entre dT y consideramos un proceso a volumen constante, tenemos que $PdV = 0$ por lo tanto tenemos que:

$$C_V = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_V$$

donde C_v es la capacidad calorífica a volumen constante con $C_v = (dQ/dT)_v$,

Para el caso de un gas ideal $\varepsilon = \varepsilon(T)$ tenemos que:

$$C_v = \left(\frac{d\varepsilon}{dT} \right) \quad (2.9)$$

si no consideramos un proceso infinitesimal tenemos que:

$$\varepsilon = C_v T \quad (2.10)$$

y aquí tenemos la ecuación que nos faltaba, esta es la ecuación que ocupará el lugar de la ecuación (2.5).

Prosigamos con nuestro tratamiento algebraico. Utilizando la ecuación anterior y aplicando la primera ley (2.8) tenemos que:

$$C_p - C_v = R \quad (2.11)$$

donde $C_p = (dQ/dT)_p$

Ahora bien, si tomamos la ecuación (2.3) y despreciamos el término de conducción de calor tenemos que:

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u} \quad \text{donde } \frac{D}{Dt} \text{ es la derivada material}$$

pero ya que $\varepsilon = \varepsilon(T)$ y usando las ecuaciones (2.1), (2.7), (2.9), (2.11) tenemos que:

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{d\varepsilon}{dT} \frac{DT}{Dt} = C_v \frac{DT}{Dt}$$

Por otro lado, tenemos que:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt}$$

por lo tanto tenemos que:

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = p \frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt}$$

sustituyendo T por $p/(\rho R)$ y desarrollando tenemos:

$$\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = \left(\frac{R + C_v}{C_v} \right) \frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt}$$

utilizando (2.11) y definiendo $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ tenemos que $\left(\frac{R+C_v}{C_v} \right) \frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = \frac{\gamma}{\rho} \frac{D\rho}{Dt}$.

Aplicando el logaritmo a ambos lados y simplificando obtenemos finalmente que:

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \text{constante a lo largo de cada línea de corriente} \quad (2.12)$$

donde las líneas de corriente quedan determinadas por el siguiente sistema de ecuaciones diferenciales:

$$\frac{dx}{v_x} = \frac{dy}{v_y} = \frac{dz}{v_z}$$

Al resultado (2.12) se conoce como la ley isentrópica para procesos termodinámicos reversibles y es aplicable a un fluido no viscoso en donde la conducción de calor se desprecia.

En un flujo estacionario o laminar, las líneas de corriente, que son las trayectorias que describen los elementos de fluido en movimiento, no se cruzan entre sí. Al no mezclarse las líneas de corriente, no hay intercambio de calor, por lo que el flujo es adiabático. El decir que $\frac{p}{\rho^\gamma} = \text{constante a lo largo de cada línea de corriente}$ nos referimos a que la entropía es constante en cada línea de corriente.

Hasta aquí hemos completado y simplificado nuestras ecuaciones que describen un fluido ideal y adiabático.

2.1.3 El problema del viento solar ambiente

Como se dijo en el capítulo pasado, existían dos modelos que trataban de explicar de manera teórica el flujo proveniente del Sol: el viento solar. El modelo de Champman suponía una imagen estática y el de Parker una imagen dinámica. Champman suponía que la corona solar se encontraba quieta y

extendida a muy grandes distancias pero contenida por el campo gravitacional del Sol. Sin embargo, Parker [36] demostró que esta imagen estática de la corona en expansión era físicamente imposible y que la única posibilidad era una corona en *expansión*.

Parker inició su investigación del Sol de la siguiente manera (utilizaremos la nomenclatura usada por Parker [36]): Idealizemos al Sol como una pelota gravitacional con masa M_{\odot} y simetría esférica. No se tomará en cuenta el campo magnético solar. Con r denotando la distancia medida desde el centro del Sol, tomaremos el radio de la superficie efectiva del Sol como $r = a$ donde $a = 10^6$ km, representa la corona solar externa. Denotemos la temperatura cinética de gas como $T(r)$, el número de átomos/cm³ como $N(r)$, y su velocidad radial dada por $v(r)$. Supondremos que para $r = a$ tendremos T_0 , N_0 y v_0 como condiciones iniciales. Denotemos a M como la masa del átomo de hidrógeno.

Para la expansión de la corona solar (que no depende del tiempo) sustituimos $\rho = NM$ (donde M es la masa del átomo de hidrógeno), $P = 2nkT$ que es la ecuación de estado (ver [51] para la deducción de esta expresión) en la ecuación (2.2) tenemos que la ecuación de movimiento que se debe de satisfacer es:

$$NMv \frac{dv}{dr} = - \frac{d}{dr}(2nkT) - GNM M_{\odot} \frac{1}{r^2} \quad (2.13)$$

donde $GNM M_{\odot} \frac{1}{r^2}$ es el término correspondiente a la fuerza de origen gravitacional que ejerce el Sol sobre cada una de las N partículas.

La ecuación de continuidad nos queda:

$$\frac{d}{dr}(r^2 N v) = 0 \quad (2.14)$$

Integrando al ecuación (2.14) obtenemos que:

$$N(r)v(r) = N_0 v_0 \left(\frac{a}{r}\right)^2 \quad (2.15)$$

Por conveniencia introduciremos las variables adimensionales $\xi = r/a$, $\tau = T(r)/T_0$, $\lambda = GM M_{\odot}/2akT_0$ y $\psi = Mv^2/2kT_0$. Utilizando la ecuación (2.14) para eliminar N , la ecuación (2.1) se reduce¹ a:

¹Para un desarrollo detallado ver [3].

$$\frac{d\psi}{d\xi} \left(1 - \frac{\tau}{\psi}\right) = -2\xi^2 \frac{d}{d\xi} \left(\frac{\tau}{\xi^2}\right) - \frac{2\lambda}{\xi^2} \quad (2.16)$$

Para poder integrar la ecuación (2.16) supongamos que la temperatura está dada por la siguiente función:

$$T(r) = \begin{cases} T_0 & a \leq r \leq b \\ 0 & b < r \end{cases} \quad (2.17)$$

En este caso se considera que la expansión es *isotérmica* hasta cierta distancia b , esto es, la temperatura de la corona es mantenida en el valor T_0 para $a \leq r \leq b$. Más allá de $r = b$ la temperatura es cero. Esto no ocurre en el plasma solar, sin embargo como una primera aproximación es válido ya que de las observaciones se sabe que la temperatura decrece muy lentamente.

De aquí, para $r < b$ tenemos que $\tau = 1$, si integramos la ecuación (2.16) tenemos que:

$$\psi - \ln\psi = \psi_0 - \ln\psi_0 + 4\ln\xi - 2\lambda \left(1 - \frac{1}{\xi}\right) \quad (2.18)$$

donde la constante de integración ha sido escogida como $\psi = \psi_0$ en $r = a$. Más allá de $r = b$ tendremos que $\tau \cong 0$ por lo que tendremos:

$$\psi(\xi) = \psi \left(\frac{b}{a}\right) - \lambda \left(\frac{a}{b} - \frac{1}{\xi}\right) \quad (2.19)$$

Para que la velocidad de escape en $r = b$ sea pequeña comparada con la velocidad considerada en $r = a$ (entre 500 y 1000 km), se debe tener que b es mucho mayor que a como se dijo anteriormente. $\psi(b/a)$ representa la velocidad del gas a grandes distancias del Sol.

Un flujo en expansión estacionaria requiere un valor único de v_0 para cada temperatura T_0 . La ecuación (2.18) no siempre conduce a valores reales de $v(r)$ para $r > a$ a menos que v_0 tenga un valor particular.

Hagamos:

$$Y = 4\ln\xi - 2\lambda \left(1 - \frac{1}{\xi}\right) \quad (2.20)$$

$$Z = \psi - \ln\psi \quad (2.21)$$

Para determinar el valor de ψ_0 y de esta manera obtener la velocidad como función de la densidad heliocéntrica se sigue el siguiente análisis: el valor de ψ en $\xi = 1$ ($r = a$) es menor que la unidad. Entonces Y y Z decrecen a partir de sus valores iniciales en $\xi = 1$, la cantidad Y alcanza un mínimo en $\xi = \lambda/2$ y a partir de ahí incrementa su valor conforme ξ se va al infinito; Z alcanza su mínimo en $\psi = 1$ y después crece monótonamente. Para que la ecuación (2.18) tenga una solución con ψ real y positiva (pues $v(r)$ debe de ser real) para todos los valores de $\xi \geq 1$, se ve que Y y Z deben de andar alrededor de sus puntos mínimos en el mismo valor de ξ . Así pues se tiene que $\psi = 1$ cuando $\xi = \lambda/2$, o:

$$\psi_0 - \ln \psi_0 = 2\lambda - 3 - 4 \ln \frac{\lambda}{2} \quad (2.22)$$

Esto conduce a un valor de ψ_0 (o v_0) tal que la expansión del gas es estacionaria. Sustituyendo (2.22) en (2.18) tenemos que:

$$\psi - \ln \psi = 3 - 4 \ln \frac{\lambda}{2} + 4 \ln \xi + \frac{2\lambda}{\xi} \quad (2.23)$$

En esta ecuación v^2 depende únicamente de r y el parámetro λ , el cual a su vez depende de T_0 , la temperatura de la base de la corona.

La ecuación (2.23) se puede reescribir en términos de la velocidad considerando las definiciones de las variables adimensionales, tomando $a = 10^{11}$ cm (r en la base de la corona) y $M = 1.66 \times 10^{-24}$ gr, de manera que $\lambda = 8.0 \times 10^6/T_0$ y $v^2 = 1.7 \times 10^{-2} T_0 \psi$ km/s, como:

$$\frac{v^2}{1.7 \times 10^2} - \ln \left(\frac{v^2}{1.7 \times 10^{-2} T_0} \right) = 3 - 4 \ln \left(\frac{8 \times 10^6}{2T_0} \right) + 4 \ln \left(\frac{r}{a} \right) + \frac{16 \times 10^6 a}{T_0 r} \quad (2.24)$$

en donde v es sólo función de r y del parámetro T_0 , el cual se escoge dentro de un intervalo de temperaturas del orden de 10^6 K, que es el orden de temperatura encontrada en la corona.

La figura 2.2 muestra la gráfica de la velocidad $v(r)$ como una función de $\xi = r/a$ para varias temperaturas T_0 . Se observa que una velocidad de 500 km/s (la velocidad de escape del Sol a la altura de la corona) se alcanza en $r = 5a$ para $T_0 = 3 \times 10^6$ K, 36a para $T_0 = 1.5 \times 10^6$ K y 200a para $T_0 \approx 10^6$ K.

Entonces se tiene que velocidades sónicas de 169 km/s con $T_0 \approx 10^6 \text{ K}$ son suficientes para vencer el campo gravitacional del Sol y dar al gas una velocidad supersónica de 500 km/s .

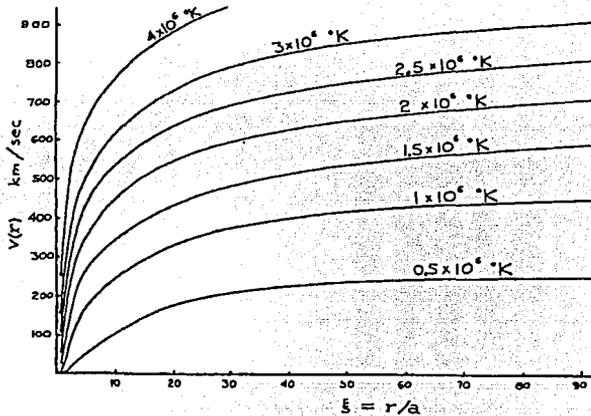


Figura 2.2: Velocidad de Expansión (km/s) de una corona isotérmica, como función de la distancia radial (en unidades en unidades 10^9 , $\xi = r/a$ para varias temperaturas [ver [36]]

El punto donde el viento solar se vuelve supersónico es llamado **punto crítico**. Este punto es importante dentro de nuestro trabajo de investigación ya que es a partir de este punto que es posible hacer un tratamiento hidrodinámico y no magnetohidrodinámico puesto que, al no poder ser contenido el material por la gravedad ni por el campo magnético solar, el viento fluye y se comporta como un fluido. El punto crítico constituyó uno de los extremos de nuestro intervalo de estudio. Dentro de nuestro desarrollo anterior este punto crítico es $\xi = \lambda/2$ por lo tanto tendríamos que:

$$\xi = \frac{r}{a} = \frac{GM M_{\odot}}{2akT_0} \quad (2.25)$$

siendo el punto crítico $r_c = \frac{GM M_{\odot}}{4kT_0}$. Si suponemos que $T_0 = 2 \times 10^6$ es la

temperatura media de la corona, tendríamos que $r_c = 0.013UA$.

Sin embargo, aunque hemos considerado que la temperatura tiene un comportamiento isotérmico, sin embargo, esto no sucede de esta manera. Parker [37] propone que la temperatura debe de decaer más rápidamente que $1/r$ siendo de la forma

$$T(r) = \frac{A}{r^{1-\epsilon}} \quad (2.26)$$

donde A y B son constantes positivas. Con esto, Parker obtiene una solución diferente a la mostrada anteriormente ya que r_c esta dado por

$$r_c = \sqrt[1-\beta]{\frac{2kA(3-B)}{GMM_\odot}} \quad (2.27)$$

existiendo un r_c diferente para cada par de valores (A,B) dado.

2.1.4 El parámetro γ

El parámetro γ o índice politrópico, se define, para una expansión adiabática, como el cociente de calores específicos, es decir $\gamma = C_p/C_v$ y es importante dentro de nuestro estudio, ya que, como se verá en secciones posteriores dentro de este capítulo, todo nuestro desarrollo depende íntimamente de esta variable.

Para *gases monoatómicos*, tales como *He, Ne* y *A*, y la mayor parte de vapores metálicos, tales como vapores de *Na, Cd* y *Hg*, γ es constante en un amplio intervalo de temperaturas y es aproximadamente, igual a $\frac{5}{3}$.

En *gases diatómicos denominados permanentes*, a saber: *H₂, D₂, O₂, N₂, NO* y *CO*, γ es constantes a temperaturas ordinarias, siendo aproximadamente igual a $\frac{7}{5}$, y disminuye al elevar su temperatura.

En *gases poliatómicos y gases que son químicamente activos*, tales como *CO₂, NH₃, CH₄, Cl₂* y *Br₂*, γ varía con la temperatura, siendo diferente la variación para cada gas.

Ha habido varios intentos para determinar empíricamente el índice politrópico adecuado para la expansión del viento solar. La mayoría de éstos se

basan en mediciones de temperatura y densidad, dentro de diferentes (pero presumiblemente similares) parcelas de plasmas, a diferentes tiempos y distancias heliocéntricas. Va implícito en la determinación de γ que dichas mediciones hacen la suposición que diferentes parcelas de plasma comienzan con una cierta entropía, la cual se conserva constante cuando estas parcelas evolucionan al incrementar la distancia heliocéntrica [25].

Con una variedad de mediciones in-situ en el viento solar entre 0.3 y 10 UA se ha podido calcular que el índice politrópico correspondiente al gas de protones γ_p se encuentran entre 1.35 y 1.57. Con mediciones de la nave espacial Helios entre 0.3 y 1 UA, se ha encontrado que el índice politrópico correspondiente al gas de electrones γ_e se encuentran entre 1.13 y 1.33. Debemos recalcar que estas mediciones in-situ del viento solar hechas por naves espaciales son puntuales y que la estructura del viento solar no es homogénea, por lo que el valor inferido por cada medición in-situ no es necesariamente el mismo para todo el medio interplanetario. Ésta es la razón que tengamos intervalos en los índices politrópicos [25].

En la siguiente sección estableceremos las propiedades físicas que ocurren en flujos supersónicos. En primer lugar se encontrará la velocidad del sonido de un gas estudiando ondas internas infinitesimales.

2.2 Ondas de Sonido

Comencemos nuestro estudio definiendo el concepto de onda. Una *onda* es cualquier perturbación de una condición de equilibrio que se puede mover o *propagar* en el tiempo de una región a otra en el espacio. Muchos ejemplos de ondas existen en la vida cotidiana y ejemplos de fenómenos ondulatorios pueden encontrarse en todas las ramas de la física. Para que una perturbación se considere una onda es necesario que cumpla con ciertas propiedades: como que tenga la velocidad de propagación de la perturbación depende del medio en el cual se propaga, además debe de presentar los fenómenos de reflexión, refracción y superposición. Un pato flotando en un lago es una perturbación que se propaga en el lago, pero no es una onda.

Las ondas más fáciles de entender son las *ondas mecánicas* propagándose

a través de un medio material cuando éste se desplaza de su estado de equilibrio. Supongamos por ejemplo un medio constituido por un gran número de partículas, cada una de ellas unida o acoplada a sus vecinas por una sustancia *elástica*. Si se perturba, o se desplaza, por cualquier método, uno de los extremos del medio, el desplazamiento no se producirá de forma inmediata en el resto del mismo. El desplazamiento inicial da lugar a una fuerza elástica en la sustancia adyacente a continuación se desplaza la partícula contigua, después la que le sigue, y así sucesivamente: en otras palabras, *el desplazamiento se propaga a través del medio con una velocidad definida.*

2.2.1 Velocidad del Sonido

El objetivo de esta sección es determinar la velocidad del sonido en el gas, para esto estudiaremos las ecuaciones de movimiento para perturbaciones internas de amplitud pequeña en el gas, con lo cual inferimos la velocidad de propagación de estas perturbaciones. Es necesario recalcar que la velocidad del sonido se aplica sólo a ondas compresivas. Consideremos un gas ideal que está originalmente en reposo y pensemos que la perturbación que viaja es unidimensional. Asumiremos que esta perturbación viaja lo suficientemente rápido para que la conducción de calor sea despreciada, es decir, supongamos un flujo adiabático.

Para esto, las variables del gas deben de satisfacer las relaciones:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{p}{\rho^\gamma} &= \text{constante}\end{aligned}$$

Como estamos considerando un flujo isentrópico, es posible considerar a $p = p(\rho)$, por lo tanto, podemos escribir $\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{dp}{d\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x}$. La ecuación de continuidad y momento se pueden escribir como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{d\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0$$

Para poder aplicar la suposición de que una perturbación es de pequeña amplitud, las variables se escribirán en términos de un valor de equilibrio más una pequeña perturbación que es causada por el paso de una onda. La velocidad sin perturbar es igual a cero, ya que originalmente nuestro sistema está en reposo, y la presión y densidad sin perturbar se denotarán por las constantes p_o y ρ_o . Por lo tanto, nuestras variables pueden ser escritas como:

$$\begin{aligned} p &= p_o + p' \\ \rho &= \rho_o + \rho' \\ u &= 0 + u' \end{aligned}$$

donde los términos primados son nuestros términos perturbados (donde $p' \ll p_o$ y $\rho' \ll \rho_o$) debido a la perturbación, siendo dicha perturbación una perturbación longitudinal desplazándose a lo largo de la dirección x . Sustituyendo estos valores en nuestras ecuaciones de continuidad y momento, tenemos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho'}{\partial t} + u' \frac{\partial \rho'}{\partial x} + (\rho_o + \rho') \frac{\partial u'}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial u'}{\partial t} + u' \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{1}{(\rho_o + \rho')} \frac{dp}{d\rho} \frac{\partial \rho'}{\partial x} &= 0 \end{aligned}$$

Haciendo una aproximación lineal, las cantidades $\frac{\rho'}{\rho}$, $\frac{p'}{p}$ y u' serán pequeñas para perturbaciones de pequeña amplitud y por ende, de todas las cantidades de orden mayor o igual a dos deberán de ser despreciadas por ser cuadráticamente pequeñas, obteniendo así:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_o \frac{\partial u'}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial u'}{\partial t} + \frac{1}{\rho_o} \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_o \frac{\partial \rho'}{\partial x} &= 0 \end{aligned}$$

donde la cantidad $\frac{dp}{d\rho}$ ha sido desarrollada en series de Taylor y sólo nos hemos quedado con la cantidad $\left(\frac{dp}{d\rho} \right)_o$, que es el término no alterado. El significado

del subíndice cero es que la cantidad $\frac{dp}{d\rho}$ será evaluada cuando el gas no esté alterado.

Si tomamos las dos expresiones anteriores y derivamos la primera parcialmente con respecto al tiempo, la segunda la derivamos parcialmente con respecto a x y las igualamos tenemos que:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u'}{\partial x \partial t} = - \frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} = - \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_0 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x^2}$$

entonces la ecuación de la densidad de la perturbación debe de satisfacer es:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_0 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x^2} = 0$$

Si en lugar de eliminar u' eliminamos ρ' obtenemos que la ecuación que debe de satisfacer la velocidad de la perturbación es:

$$\frac{\partial^2 u'}{\partial t^2} - \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_0 \frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} = 0$$

De esta manera vemos que tanto la densidad y velocidad de la perturbación tienen la misma forma funcional, entonces es posible considerar que $u' = u'(\rho')$. Las ecuaciones diferenciales parciales anteriores son reconocidas como ecuaciones de onda unidimensionales. Así la solución general para ρ' es de la forma:

$$\rho'(x, t) = f \left(x - \sqrt{\left(\frac{dp}{d\rho} \right)_0} t \right) + g \left(x + \sqrt{\left(\frac{dp}{d\rho} \right)_0} t \right)$$

El primer término de la solución representa una onda viajera en la dirección x positiva con una velocidad $\sqrt{\left(\frac{dp}{d\rho} \right)_0}$, y el segundo término representa una onda viajera en la dirección x negativa con la misma velocidad. De esta manera, la velocidad a la que viaja la densidad perturbada como también la velocidad que la perturbación viaja es $\sqrt{\left(\frac{dp}{d\rho} \right)_0}$, que es precisamente la velocidad del sonido en el medio, esto es:

$$c_s^2 = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_0 \quad (2.28)$$

De la ecuación (2.12) tenemos que:

$$\begin{aligned}\frac{p}{\rho^\gamma} &= \frac{p_0}{\rho_0^\gamma} \\ \frac{dp}{d\rho} &= \gamma \rho^{\gamma-1} \frac{p_0}{\rho_0^\gamma} \\ &= \gamma \frac{p}{\rho}\end{aligned}$$

Usando la ecuación del gas ideal, (2.7), tenemos que $\frac{dp}{d\rho} = \gamma RT$, sustituyendo en (2.12), tenemos finalmente que:

$$c_o^2 = \gamma RT_o = \gamma \frac{p_o}{\rho_o} \quad (2.29)$$

donde T_o es la temperatura en el gas no perturbado. Este resultado muestra que la velocidad del sonido en una gas puede considerarse como función de la temperatura *únicamente* y que esta velocidad varía como la raíz cuadrada de la temperatura del gas.

Finalmente encontraremos la relación entre u' y ρ' donde $u' = u'(\rho')$. Partimos de una de nuestras expresiones usada anteriormente: $\frac{\partial u'}{\partial t} + \frac{c_o}{\rho_o} \frac{\partial \rho'}{\partial x} = 0$, donde c_o^2 está dada por (2.29).

Como vimos anteriormente, para una onda viajera que se mueve en la dirección x positiva, la solución para u' era $f(x - c_o t)$, por lo tanto: $\frac{\partial u'}{\partial t} = -c_o f'(x - c_o t) = -c_o \frac{\partial u'}{\partial x}$ donde f' es la derivada de f respecto a su argumento. De esta manera la forma lineal de nuestra ecuación de movimiento puede escribirse de la forma:

$$\frac{\partial u'}{\partial x} = \frac{c_o}{\rho_o} \frac{\partial \rho'}{\partial x}$$

Si integramos la ecuación anterior con respecto a x y notamos que cuando $u' = 0$, entonces $\rho' = 0$, en otras palabras, que si no hay movimiento del fluido la densidad no cambia, tenemos finalmente que:

$$\frac{u'}{c_o} = \frac{\rho'}{\rho_o} \quad (2.30)$$

La expresión anterior muestra la simple relación que hay entre u' y ρ así como la afirmación de que u' es pequeña, esto es $\frac{u'}{c_o} \ll 1$ ya que $\frac{\rho'}{\rho_o} \ll 1$.

Un resultado extra puede ser deducido de (2.30) y es el poder distinguir la diferencia entre ondas compresivas y ondas expansivas. Para las ondas compresivas $\rho' > 0$, entonces la ecuación (2.30) muestra que la velocidad de la perturbación u' será también positiva. Esto es que la velocidad del fluido detrás de la onda compresiva será aquella donde las partículas tienden a seguir la onda como se muestra en la figura 2.3a. Por otro, lado para las ondas compresivas se tiene lo contrario, $\rho' < 0$, y por lo tanto, $u' < 0$. Esto es que el fluido detrás de la onda expansiva tenderá a moverse en contra del sentido del frente de onda como se muestra en la figura 2.3b.

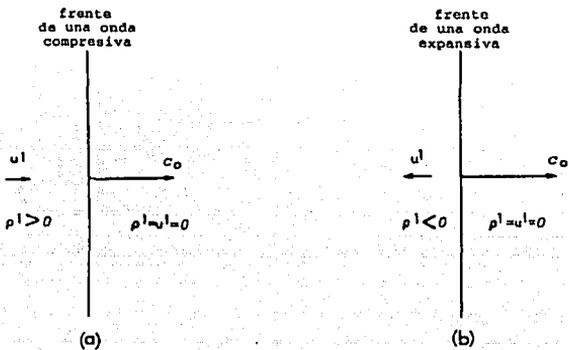


Figura 2.3: [ver [11]]

2.2.2 Empinamiento de una Onda Sonora

En la sección anterior vimos qué es lo que pasa cuando tenemos perturbaciones pequeñas, ahora veremos que sucede cuando las perturbaciones no son *infinitesimales*, en otras palabras, mostraremos los efectos asociados a *ondas de amplitud finita*, es decir, *efectos no lineales*. Consideremos de nuevo que nuestra onda avanza a través de un fluido en reposo y que los cambios que produce la perturbación son lo suficientemente rápidos para que no exista

conducción de calor. De tal manera tenemos de nueva cuenta que:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}\end{aligned}$$

de la sección anterior tenemos que $u' = u'(\rho)$ y que $p = p(\rho)$, por lo tanto:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} &= \frac{d\rho}{du} \frac{\partial u}{\partial t} \\ \frac{\partial \rho}{\partial x} &= \frac{d\rho}{du} \frac{\partial u}{\partial x} \\ \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{dp}{d\rho} \frac{d\rho}{du} \frac{\partial u}{\partial x}\end{aligned}$$

sustituyendo estas expresiones en nuestras ecuaciones iniciales de continuidad y momento, tenemos:

$$\begin{aligned}\frac{d\rho}{du} \left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \rho \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \\ \left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right] &= -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{d\rho} \frac{d\rho}{du} \frac{\partial u}{\partial x}\end{aligned}$$

eliminando de ambas ecuaciones el término entre corchetes de ambas ecuaciones tenemos que: $\rho \frac{d\rho}{du} \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{d\rho} \frac{d\rho}{du} \frac{\partial u}{\partial x}$. Eliminando $\frac{\partial u}{\partial x}$ en ambos lados y resolviendo para du obtenemos:

$$du = \pm \sqrt{\frac{dp}{d\rho} \frac{d\rho}{\rho}}$$

Denotaremos, por conveniencia a $\frac{dp}{d\rho}$ como c^2 la cual por el momento no se le dará significado físico. Escribiendo la expresión anterior en términos de c , tenemos:

$$\frac{du}{c} = \pm \frac{d\rho}{\rho} \quad (2.31)$$

Observemos que la expresión anterior es semejante a la de la ecuación (2.30), donde el signo nos indica la dirección en que las ondas viajan. Tomando el signo positivo y sustituyendo esta expresión en nuestra ecuación de momento, tenemos:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{d\rho} \frac{d\rho}{du} \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} c^2 \frac{\rho}{c} \frac{\partial u}{\partial x} = -c \frac{\partial u}{\partial x}$$

Por lo tanto, para una onda que se propaga hacia adelante, la ecuación de momento se puede escribir como:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u + c) \frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

cuya solución es de la forma:

$$u(x, t) = f[x - (u + c)t]$$

donde f es una función diferenciable cualquiera. Esta solución representa una onda viajando en la dirección positiva x con una velocidad:

$$U = u + c$$

La velocidad U debe de ser relacionada con la velocidad de una onda infinitesimal, es decir, la velocidad del sonido c_o , para ello utilizaremos la ley isentrópica $\frac{p}{\rho^\gamma} = \frac{p_o}{\rho_o^\gamma}$ y la sustituiremos en la definición de c , por lo tanto, tendremos que

$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = \sqrt{\gamma \rho^{\gamma-1} \frac{p_o}{\rho_o^\gamma}} = \sqrt{\gamma \frac{p_o}{\rho_o}} \left(\frac{\rho}{\rho_o} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}}$$

utilizando la ecuación (2.29), obtenemos finalmente que:

$$c = c_o \left(\frac{\rho}{\rho_o} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}}$$

sustituyendo el resultado anterior en $\frac{du}{c} = \frac{d\rho}{\rho}$ se tiene que:

$$du = \frac{c_o}{\rho_o^{\frac{\gamma-1}{2}}} \rho^{\frac{\gamma-3}{2}} d\rho$$

integrando esta expresión:

$$u = \frac{c_o}{\rho_o^{\frac{\gamma-1}{2}}} \frac{\rho^{\frac{\gamma-1}{2}}}{(\gamma-1)/2} + \text{constante}$$

para determinar el valor de la constante utilizamos el hecho que cuando $u = 0$ $\rho = \rho_o$, donde se encuentra que es $2c_o/(\gamma-1)$. Sustituyendo este valor en la expresión para u obtenemos:

$$u = \frac{2}{\gamma-1} \left[c_o \left(\frac{\rho}{\rho_o} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} - c_o \right] = \frac{2}{\gamma-1} (c - c_o)$$

La cantidad c se relaciona con la velocidad local del fluido u de la siguiente manera:

$$c = c_o + \frac{\gamma-1}{2} u$$

Del resultado anterior se puede ver que si $c > c_o$ para $u > 0$, entonces la diferencia $(c - c_o)$ es proporcional a u . Hemos visto que una propagación de amplitud finita viaja a una velocidad: $U(x, t) = c + u$, por lo tanto:

$$U(x, t) = c_o + \frac{\gamma+1}{2} u \quad (2.32)$$

La ecuación (2.32) nos dice que la velocidad de propagación de una onda de amplitud finita es mayor que la velocidad del sonido para $u > 0$, porque depende del valor de la velocidad local del fluido. Ya que la velocidad de propagación U depende de x y t , esta velocidad no es una velocidad en equilibrio, es decir, esta velocidad al viajar cambiará constantemente de acuerdo con (2.32). A continuación veremos la manera en que un frente de onda dado cambia sus características como un resultado de este hecho. En el tiempo τ , la ecuación (2.32) muestra que la perturbación viajará una distancia L , dada por:

$$L = \left(c_o + \frac{\gamma+1}{2} u \right) \tau$$

Para un observador que se esté moviendo a la velocidad del sonido c_o , la distancia viajada por la onda será:

$$\Omega = \frac{\gamma+1}{2} u \tau$$

De esta manera, relativo a un observador, la onda viajará una distancia que depende de la magnitud y el signo de la velocidad local del fluido en la perturbación. Así, las regiones con velocidad local alta, viajarán más rápido, que aquellas regiones con velocidad local menor. Entonces, una perturbación suave de cualquier forma se desarrollará como se muestra en la figura 2.4.

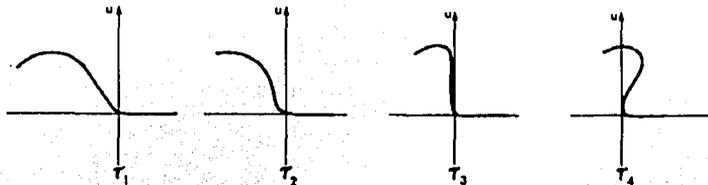


Figura 2.4: Evolución de una perturbación de amplitud finita. [ver [11]]

Al tiempo τ_1 , un perfil de velocidad suave es considerado viajando en la dirección x positiva. A un tiempo $\tau_2 > \tau_1$, las regiones con velocidad mayor habrán avanzado más lejos, relativo a un observador moviéndose a una velocidad constante c_0 , que las regiones de baja velocidad. Al tiempo $\tau_3 > \tau_2$, el frente de onda es vertical en las regiones de más alta velocidad, continuando avanzando éstas más rápido que las regiones de más baja velocidad. Finalmente, al tiempo $\tau_4 > \tau_3$, las regiones de velocidad más rápida han rebasado la parte de la señal que se mueve a la velocidad del sonido c_0 . Es necesario ver que esta configuración es imposible, ya que existen varios valores de u para una posición dada. Por lo tanto, se concluye que el frente de onda se *empinará*, hasta haber alcanzado una configuración parecida a la que se muestra para el tiempo τ_3 , donde existe una discontinuidad de las variables de campo y que es llamada "onda de choque". Para tiempo $\tau > \tau_0$, está onda de choque, o frente de onda empinado se propagará en una configuración de equilibrio.

En resumen: si una onda compresiva de amplitud finita suave es generada, ésta viajará en una configuración fuera de equilibrio en la que se presentaran *efectos no lineales*). Diferentes partes de la onda viajarán a diferentes velocidades en cuyo camino, el frente de onda se irá empinando a medida que esta progresa. Eventualmente este empinamiento del frente de onda alcanzará el

punto donde los cambios de velocidad, presión, etc, toman lugar a través de una región muy angosta. Esto es que una onda de choque ha sido formada, y esta continuará avanzando en una velocidad de equilibrio.

Es necesario hacer notar que, en el argumento anterior, la velocidad del fluido u fue tomada como positiva, lo cual corresponde a una onda compresiva. Para una onda expansiva (rarefacción) u será negativa para la onda que viaja hacia adelante, y por la ecuación (2.32) el frente de onda se moverá mucho más lento que la velocidad del sonido desparramándose en vez de empujarse.

2.3 Ondas de Choque y Relaciones Rankine-Hugoniot

A continuación, estableceremos la variación de alguna de las propiedades físicas cuando pasa una onda de choque. En particular, las ecuaciones Rankine-Hugoniot relacionan el cociente de la densidad a través de una onda de choque, al cociente de la presión y la velocidad del fluido. Recordemos que una onda de choque es una perturbación compresiva muy violenta, que viaja a velocidades supersónicas y que su velocidad de propagación depende de la energía que ésta traiga y no de las características del medio.

Para propósito de nuestro análisis, utilizaremos un marco de referencia donde la onda de choque es estacionaria, y donde el fluido se aproxima a la onda de choque en un estado y la deja en otro. La figura 2.5 muestra una situación en la cual la velocidad, presión y densidad del fluido entrante son: u_1 , p_1 y ρ_1 respectivamente. Los correspondientes valores salientes son u_2 , p_2 y ρ_2 . Ya que la onda de choque es normal al vector velocidad, ésta es llamada *onda de choque normal*.

Las cantidades u_1 , p_1 , ρ_1 , u_2 , p_2 y ρ_2 están relacionadas a través de las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía. Ya que la onda de choque representa una discontinuidad en las propiedades del fluido, las ecuaciones diferenciales no pueden usarse a través de ella. Así las ecuaciones diferenciales deben de ser integradas para obtener ecuaciones algebraicas, o

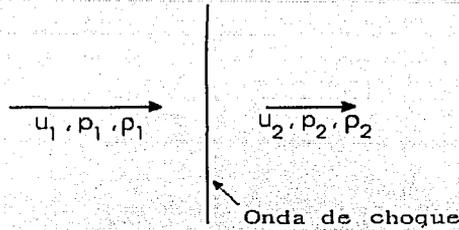


Figura 2.5: Configuración de una onda de choque. [ver [11]]

dicho de otra manera, las ecuaciones gobernantes deberán de ser rederivadas en forma algebraica.

Adoptando este último enfoque de proceder, la ecuación de conservación de flujo puede ser escrita a partir de la figura 2.5, es decir:

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (2.33)$$

Si multiplicamos estos flujos por sus correspondientes magnitudes de velocidad obtenemos el cambio de momento a través de la onda de choque, el cual será $\rho_2 u_2^2 - \rho_1 u_1^2$. Si se desprecia otro tipo de fuerzas que puedan afectar al fluido, este cambio de momento debe ser causado por un gradiente de presión, por unidad de área, y debe de ser igual a $p_1 - p_2$, por lo tanto, nuestra ecuación de conservación de momento nos queda:

$$\rho_2 u_2^2 + p_2 = \rho_1 u_1^2 + p_1 \quad (2.34)$$

Finalmente, el balance de energía se establecerá de la siguiente manera: en termodinámica la entalpía h se define como: $h = \varepsilon + PV$, si consideramos que $V = 1/\rho$ tendríamos que: $h = \varepsilon + \frac{P}{\rho}$. Para un gas ideal se tiene que $\varepsilon = C_v T$; ocupando la expresión anterior junto con $C_p - C_v = R$, así como la ecuación del gas ideal podemos reescribir la entalpía como: $h = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P}{\rho}$. Entonces la ecuación de la conservación de la energía nos queda:

$$\frac{1}{2} u_1^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{1}{2} u_2^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_2}{\rho_2} \quad (2.35)$$

donde $\frac{1}{2} u_1^2$ y $\frac{1}{2} u_2^2$ representan la energía cinética por unidad de masa, antes y después del choque.

Debemos hacer notar que en la derivación de la ecuación (2.35) hemos supuesto implícitamente que el flujo es adiabático, ya que las ondas de choque envuelven altas velocidades, y sólo en procesos lentos se efectúa conducción de calor. De aquí que la condición de adiabaticidad queda justificada.

Las ecuaciones (2.33), (2.34) y (2.35) representan 3 ecuaciones con 6 incógnitas. De aquí, nosotros podemos eliminar dos cantidades, obteniendo una ecuación que nos relacione las cuatro cantidades restantes. Eliminaremos: u_1 y u_2 de la siguiente manera. Dividimos primero la ecuación (2.34) entre la ecuación (2.33) obteniendo:

$$u_1 + \frac{p_1}{\rho_1 u_1} = u_2 + \frac{p_2}{\rho_2 u_2}$$

pero (por la ecuación de continuidad) sabemos que $\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2$, por lo tanto:

$$u_2 - u_1 = \frac{p_1 - p_2}{\rho_1 u_1}$$

multiplicando la ecuación anterior por $u_2 - u_1$

$$u_2^2 - u_1^2 = \frac{p_1 - p_2}{\rho_1} \left(1 + \frac{u_2}{u_1} \right)$$

usando la ecuación de continuidad $\frac{u_2}{u_1} = \frac{\rho_2}{\rho_1}$ y sustituyendo el término $u_2^2 - u_1^2$ usando la ecuación (2.35) tenemos:

$$\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{p_1}{\rho_1} - \frac{p_2}{\rho_2} \right) = (p_1 - p_2) \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right)$$

resolviendo esta ecuación para $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ encontramos una forma alternativa para la expresión anterior, ésta es:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{p_1 + (\gamma + 1)/(\gamma - 1)p_2}{(\gamma + 1)/(\gamma - 1)p_1 + p_2}$$

De la ecuación de continuidad tenemos que $\frac{u_2}{u_1} = \frac{\rho_2}{\rho_1}$, combinando este resultado con el anterior obtenemos:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1 + (\gamma + 1)/(\gamma - 1)(p_2/p_1)}{(\gamma + 1)/(\gamma - 1)p_1 + p_2/p_1} = \frac{u_1}{u_2} \quad (2.36)$$

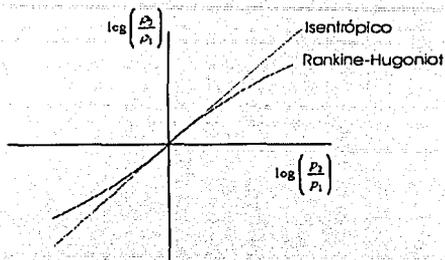


Figura 2.6: Resultados de las relaciones Rankine-Hugoniot y la relación isentrópica. [ver [11]]

Las ecuaciones (2.36) son llamadas *Ecuaciones de Rankine-Hugoniot*, y ellas relacionan el cociente de densidades a través de una onda de choque con el cociente de presiones y el cociente de velocidades.

En la derivación de las ecuaciones Rankine-Hugoniot, no se supuso que el flujo era isentrópico, si el flujo lo fuese, el cociente entre densidades a través de la onda de choque, aplicando la ecuación (2.12), sería:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

Si graficamos $\log(\rho_2/\rho_1)$ vs $\log(p_2/p_1)$ obtendríamos que la ley isentrópica es una línea recta de pendiente $\frac{1}{\gamma}$; sin embargo, si graficáramos (2.36) se obtendría la curva que se muestra en la figura 2.6, donde se ve que una onda de choque deja de cumplir una ley isentrópica, a menos que p_2/p_1 y ρ_2/ρ_1 fueran muy cercanos a la unidad. En otras palabras, a menos que la onda de choque sea débil, no será isentrópica.

2.3.1 Condiciones para Ondas de Choque Normal

En esta sección mostraremos que como consecuencia de la segunda ley de la termodinámica, sólo la parte que se encuentra en el primer cuadrante de la figura 2.6 tiene significado físico. La segunda ley de la termodinámica

establece que para cualquier proceso espontáneo, el cambio de entropía en el universo es positivo o igual a cero. Esto es que:

$$s_B - s_A = \int_A^B \frac{\bar{d}Q}{T}$$

Aplicando la primera ley de la termodinámica tenemos que $\bar{d}Q = d\varepsilon + \bar{d}W$ donde $\bar{d}W = PdV$. Si usamos la ecuación de estado $PV = RT$ para describir la expresión de trabajo tendríamos que diferenciando ambos lados de la ecuación de gas ideal, $PdV + VdP = RdT$, y $PdV = RdT - VdP$. Rescribiendo la primera ley tenemos $\bar{d}Q = C_v dT + RdT - VdP$. Sabemos que $C_p - C_v = R$, así es que sustituyendo en la primera ley tenemos $\bar{d}Q = (C_p - R)dT + RdT - VdP$ pero $V = RT/P$ por lo tanto: $\bar{d}Q = C_p dT - \frac{RT}{P} dP$. Ahora utilizamos la segunda ley obteniendo:

$$s_2 - s_1 = C_p \log \frac{T_2}{T_1} - R \log \frac{P_2}{P_1}$$

rescribiendo y utilizando la expresión (2.7):

$$\begin{aligned} s_2 - s_1 &= C_p \log \left(\frac{p_2 \rho_1}{p_1 \rho_2} \right) - R \log \left(\frac{p_2}{p_1} \right) \\ &= (C_p - R) \log \left(\frac{p_2}{p_1} \right) - C_p \log \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right) \end{aligned}$$

utilizando que $C_p - R = C_v$, $\gamma = C_p/C_v$ y denotando al cambio de entropía como Δs llegamos a que:

$$\frac{\Delta s}{C_v} = \log \left(\frac{p_2}{p_1} \right) - \gamma \log \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)$$

Se compararán el cambio de entropía y el cociente entre densidades para un cociente de presiones dada, para dos procesos distintos que producen ondas de choque. El primero de ellos será una onda de choque que obedece las ecuaciones de Rankine-Hugoniot, mientras que el segundo proceso será un proceso isentrópico. El cambio de entropía en los dos procesos será respectivamente:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta s}{C_v} \right)_{n-II} &= \log \left(\frac{p_2}{p_1} \right) - \gamma \log \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)_{n-II} \\ 0 &= \log \left(\frac{p_2}{p_1} \right) - \gamma \log \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right) \end{aligned}$$

Restando ambas expresiones se obtiene:

$$\left(\frac{\Delta s}{C_v}\right)_{R-II} = \gamma \log\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)_I - \gamma \log\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)_{R-II}$$

Por segunda ley de la termodinámica sabemos que $\Delta S \geq 0$, por lo tanto:

$$\log\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)_I \geq \log\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)_{R-II}$$

De la figura 2.6 se observa que la desigualdad anterior sólo se cumple en el primer cuadrante, lo que corresponde a $\log(\rho_2/\rho_1) > 0$ y $\log(p_2/p_1) > 0$. Para que se satisfaga la segunda ley de la termodinámica se debe de tener que:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} \geq 1$$

lo que significa que el gas debe comprimirse cuando pasa a través de una onda de choque. Utilizando la relación (2.33) tenemos que:

$$\frac{u_1}{u_2} \geq 1 \quad (2.37)$$

lo que significa que el flujo se frena cuando pasa por una onda de choque.

Para poder reinterpretar los resultados de una forma mas física es necesario expresarlos en términos de una nueva variable $M = \frac{u}{c}$ llamada *Número de Mach*. En nuestro caso expresaremos los resultados obtenidos como función del número de Mach M , con condición $M_1 \geq 1$. Para poder llevar a cabo esta formulación alternativa, es necesario derivar una relación que es conocida como la relación de *Prandtl o Meyer*. En esta derivación, el subíndice * será utilizado para denotar el caso en que el valor de una variable sea $M = u/c = 1$ donde u es la velocidad del fluido y c es el valor local de la velocidad del sonido. De aquí sigue que $u_* = c_*$. Sabiendo esto, dividimos primero la ecuación (2.34) entre la ecuación (2.33) como lo hicimos antes, obteniendo:

$$u_1 + \frac{p_1}{\rho_1 u_1} = u_2 + \frac{p_2}{\rho_2 u_2}$$

Usando la definición de velocidad el sonido, introducimos $c_1^2 = \frac{\gamma p_1}{\rho_1}$ y $c_2^2 = \frac{\gamma p_2}{\rho_2}$, de esta manera tenemos:

$$u_1 + \frac{c_1^2}{\gamma u_1} = u_2 + \frac{c_2^2}{\gamma u_2}$$

$$\therefore u_1 - u_2 = \frac{c_2^2}{\gamma u_2} - \frac{c_1^2}{\gamma u_1}$$

Es posible reemplazar el lado derecho de la ecuación anterior por una expresión equivalente que se obtiene al sustituir (2.29) en la ecuación de la energía, (2.35) de esto resulta:

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{c_1^2}{\gamma - 1} = \frac{u_2^2}{2} + \frac{c_2^2}{\gamma - 1} = \frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)} c^2$$

donde utilizamos el hecho que $u_1 \cdot c_1 = u_2 \cdot c_2 = c$. Rescribimos la diferencia de velocidades como:

$$u_1 - u_2 = \frac{1}{\gamma u_2} \left(\frac{\gamma + 1}{2} c^2 - \frac{\gamma - 1}{2} u_2^2 \right) - \frac{1}{\gamma u_1} \left(\frac{\gamma + 1}{2} c^2 - \frac{\gamma - 1}{2} u_1^2 \right)$$

Simplificando esta ecuación obtenemos que:

$$u_1 u_2 = c^2 \quad (2.38)$$

A esta última expresión se le conoce como relación de Prandtl o de Meyer.

El resultado anterior será usado como forma alterna de las condiciones que fueron establecidas para una onda de choque. Multiplicando y dividiendo por u_1 la ecuación (2.37) se tiene:

$$\frac{u_1^2}{u_1 u_2} \geq 1$$

y usando la ecuación (2.38)

$$\frac{u_1^2}{c^2} \geq 1$$

El lado izquierdo de la desigualdad debe de ser evaluada a partir de la ecuación de conservación de la energía como sigue, recordando que:

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{c_1^2}{\gamma - 1} = \frac{\gamma - 1}{2(\gamma - 1)} c^2$$

dividiendo esta ecuación entre u_1^2 se tiene

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{1}{M_1^2} &= \frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)} \frac{c^2}{u_1^2} \\ \therefore \frac{u_1^2}{c^2} &= \frac{(\gamma + 1) M_1^2}{2 + (\gamma - 1) M_1^2} \end{aligned}$$

sustituyendo esta expresión en la condición de una onda de choque obtenemos:

$$\frac{(\gamma + 1)M_1^2}{2 + (\gamma - 1)M_1^2} \geq 1$$

la cual se reduce a

$$M_1 \geq 1 \quad (2.39)$$

Esto significa que la onda de choque sólo puede ocurrir si el fluido entrante (o flujo corriente arriba) es supersónico. Además, si tomamos en cuenta la relación *Prandtl* o *Mayer*, la desigualdad anterior implica que:

$$M_2 \leq 1 \quad (2.40)$$

En resumen, para que la segunda ley de la termodinámica no sea violada, una onda de choque normal debe ocurrir en un flujo supersónico, y el flujo resultante (o flujo corriente abajo) debe de ser subsónico. Esto es que el fluido será comprimido cuando éste pase a través de la onda de choque.

2.3.2 Ecuaciones para Ondas de Choque Normal

Hemos tratado de establecer la fenomenología de las ondas de choque así como las principales consecuencias de la existencia de éstas. Sin embargo, las relaciones establecidas no son convenientes para evaluar las condiciones de corriente abajo de una onda de choque en términos de condiciones corriente arriba. Es necesario recordar que las 3 ecuaciones de conservación conectan 6 cantidades, tres valores corriente arriba (entrantes) y tres valores corriente abajo (salientes o resultantes). Entonces, sería posible eliminar cualquiera dos condiciones corriente abajo y así obtener una ecuación que relacione la condición sobrante de las tres correspondientes de corriente abajo junto con las tres condiciones corriente arriba. En este sentido, se establecerá cada cantidad corriente abajo en términos de las condiciones de corriente arriba, las cuales supuestamente se conocen. En vez de considerar la velocidad como una de las cantidades, será considerado el número Mach M . Así para un flujo supersónico en donde hay una onda de choque, las cantidades conocidas a considerar son p_1, ρ_1 y M_1 , mientras que las cantidades corriente abajo serán p_2, ρ_2 y M_2 .

Para evaluar M_2 partimos de la expresión que derivamos anteriormente:

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{c_1^2}{\gamma - 1} = \frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)} c^2$$

por lo tanto $\frac{c_2^2}{u_1^2} = 2 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{(\gamma - 1)M_1^2} \right]$

De manera similar, obtenemos que

$$\frac{c_2^2}{u_2^2} = 2 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{(\gamma - 1)M_2^2} \right]$$

A continuación utilizaremos la ecuación de *Prandtl* o *Mayer* como sigue

$$u_1 u_2 = c^2$$

$$\therefore \frac{c_2^2}{u_1^2} \frac{c_1^2}{u_2^2} = 1$$

Sustituyendo los valores de $\frac{c_2^2}{u_1^2}$ y $\frac{c_1^2}{u_2^2}$ en la expresión anterior se obtiene

$$\left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right)^2 \left[1 + \frac{2}{(\gamma - 1)M_1^2} \right] \left[1 + \frac{2}{(\gamma - 1)M_2^2} \right] = 1$$

Finalmente, despejamos M_2

$$M_2^2 = \frac{1 + [(\gamma - 1)/2]M_1^2}{\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)/2} \quad (2.41)$$

De la ecuación anterior se tiene que $M_2 = M_2(M_1^2, \gamma)$. La variación de M_2 con M_1 se muestra en la figura 2.7a. Se observa que al incrementarse M_1 , M_2 decrece (*considerando $\gamma = cte$*). Cuando $M_1^2 \rightarrow \infty$, $M_2^2 \rightarrow (\gamma - 1)/2\gamma$ asintóticamente.

El cociente de densidades a través de una onda de choque se obtendrá primero obteniendo el cociente entre velocidades y después usando la ecuación de estado. De la ecuación (2.38) tenemos que:

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{c_2}{c_1}$$

$$= 2 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{(\gamma - 1)M_1^2} \right]$$

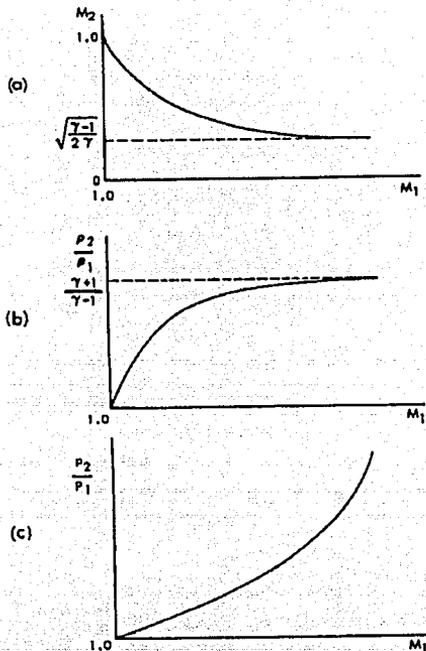


Figura 2.7: Valores para el flujo chocado por una onda frontal; (a) el número Mach; (b) la densidad; (c) la presión. [ver [11]]

donde en la última expresión hemos sustituido el valor de $\frac{u_2}{u_1}$ que obtuvimos anteriormente. Simplificando el lado derecho tenemos que

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{(\gamma - 1)M_1^2 + 2}{(\gamma + 1)M_1^2}$$

usando nuestra ecuación de continuidad, $u_2/u_1 = \rho_1/\rho_2$ obtenemos que la expresión para el cociente de densidades a través de una onda de choque es

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2} \quad (2.42)$$

Observemos que $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\rho_2}{\rho_1}(M_1^2, \gamma)$. El comportamiento de esta función se muestra en la figura 2.7b. Observemos que, cuando $M_1^2 \rightarrow \infty$, $\frac{\rho_2}{\rho_1} \rightarrow (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$.

El cociente de presiones a través de una onda de choque normal se obtiene de la combinación de la ecuación (2.36) con la ecuación (2.42) obteniendo así:

$$\frac{1 + [(\gamma + 1)/(\gamma - 1)](p_2/p_1)}{(\gamma + 1)/(\gamma - 1) + p_2/p_1} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2}$$

Despejando $\frac{p_2}{p_1}$, finalmente se tiene

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1}(M_1^2 - 1) \quad (2.43)$$

El comportamiento funcional de la expresión anterior se muestra en la figura 2.7c. Veamos que si $M_1^2 \rightarrow \infty$, $\frac{p_2}{p_1} \rightarrow \infty$

Es posible obtener la relación de temperaturas utilizando la ecuación de estado del gas ideal, es decir

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right) \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)$$

Sustituyendo resultados anteriores obtenemos que

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1}(M_1^2 - 1)\right) \left(\frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2}\right)$$

Rescribiendo la expresión anterior, tenemos que

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 + \frac{2(\gamma - 1)\gamma M_1^2 + 1}{(\gamma + 1)^2 M_1^2}(M_1^2 - 1) \quad (2.44)$$

Observemos que si $M_1^2 \rightarrow \infty$, $\frac{T_2}{T_1} \rightarrow \infty$ siendo su comportamiento muy parecido al de la figura 2.7c.

En resumen, las ecuaciones anteriores, (2.41)(2.42)(2.43)(2.44), que son funciones de la forma $F = F(M_1^2, \gamma)$, son las ecuaciones de una *onda de choque normal*.

2.3.3 Choques Oblicuos

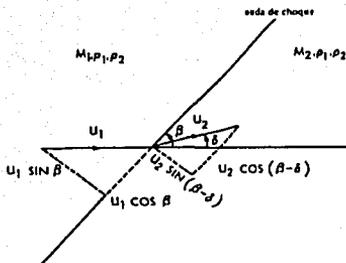


Figura 2.8: Configuración de una onda de choque oblicua. [ver [11]]

Las *ondas de choque oblicuas* son ondas de choque que tienen un ángulo de inclinación con respecto al flujo diferente de $\pi/2$. Un choque de este tipo es mostrado en la figura 2.8, en donde, la velocidad entrante y saliente del flujo ha sido descompuesta en componentes perpendicular y paralela a la onda de choque. La onda de choque está inclinada un ángulo β con respecto a la dirección del flujo entrante, y el vector velocidad es desviado un ángulo δ por la onda de choque.

Los componentes de los vectores velocidad entrante y saliente que son perpendiculares a la onda de choque son $u_1 \sin \beta$ y $u_2 \sin(\beta - \delta)$ respectivamente. Estas componentes de velocidad deben satisfacer la ecuación (2.37) de la condición de una onda de choque normal, es decir:

$$u_2 \sin(\beta - \delta) \leq u_1 \sin \beta$$

Por otro lado, las componentes tangenciales, que son paralelas a la onda de choque, deben de ser iguales, ya que no existe ninguna diferencia de presión, o fuerza paralela, actuando en dirección tangencial. Esta disminución de la componente normal de la velocidad y la preservación de la componente tangencial de la velocidad son el resultado de que el vector velocidad de corriente abajo u_2 sufre una desviación al pasar a través de la onda de choque como se muestra en la figura 2.8.

Las ecuaciones que determinan los valores corriente abajo de presión, densidad, número Mach y temperatura, no serán establecidas de la misma manera que para el caso de una onda de choque normal. En vez de esto, utilizaremos las observaciones que se han hecho de las componentes de la velocidad tanto tangencial como normal en conjunción con las ecuaciones de una onda de choque normal. Ya que la componente normal de la velocidad corriente abajo es ahora $u_1 \sin \beta$ en vez de u_1 , el número Mach M_1 debe de ser reemplazado por $M_1 \sin \beta$, en la ecuaciones (2.41), (2.42), (2.43) y (2.44). Del mismo modo, el número Mach corriente abajo M_2^2 debe de ser reemplazado por $M_2^2 \sin^2(\beta - \delta)$. Así las ecuaciones de corriente abajo para el número Mach, densidad, presión y temperatura son

$$\begin{aligned}
 M_2^2 \sin^2(\beta - \delta) &= \frac{1 + [(\gamma - 1)/2]M_1^2 \sin^2 \beta}{\gamma M_1^2 \sin^2 \beta - (\gamma - 1)/2} \\
 \frac{\rho_2}{\rho_1} &= \frac{(\gamma + 1)M_1^2 \sin^2 \beta}{(\gamma - 1)M_1^2 \sin^2 \beta + 2} \\
 \frac{p_2}{p_1} &= 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1}(M_1^2 \sin^2 \beta - 1) \\
 \frac{T_2}{T_1} &= 1 + \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \frac{\gamma M_1^2 \sin^2 \beta + 1}{M_1^2 \sin^2 \beta} (M_1^2 \sin^2 \beta - 1)
 \end{aligned}$$

Las ecuaciones anteriores expresan M_2 , ρ_2 , p_2 y T_2 en términos de M_1 , β y δ . Aunque M_1 es usualmente conocido, sólo uno de los ángulos β y γ es típicamente conocido. Si la onda de choque es generada por el filo de la parte delantera de un cuerpo, el ángulo δ será conocido, ya que el vector velocidad corriente abajo debe de ser tangente a la superficie del cuerpo. Entonces el ángulo β es típicamente una cantidad desconocida. Sin embargo, existe una ecuación más para completar nuestro sistema de ecuaciones. Las ecuaciones de conservación han sido ampliadas sólo para el caso de las componentes normales de los vectores velocidad corriente abajo y corriente arriba. Ya que

no hay fuerzas actuando a lo largo de la onda de choque, la conservación de la masa y momento en esa dirección deben ser satisfechas igualando las componentes de los vectores velocidad en la dirección tangencial. Esto da:

$$u_1 \cos\beta = u_2 \cos(\beta - \delta),$$

por lo tanto,

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{\cos(\beta - \delta)}{\cos\beta}$$

Esta ecuación nos ayudará a determinar al ángulo β de la onda de choque. El cociente entre velocidades debe ser eliminado en términos de variables conocidas. Mediante la ecuación de continuidad, que involucra la componentes normal de la velocidad, se obtiene:

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{\rho_2 \operatorname{sen}(\beta - \delta)}{\rho_1 \operatorname{sen}\beta}$$

Igualando estas dos últimas expresiones para el cociente de las velocidades se llega a la identidad

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\tan\beta}{\tan(\beta - \delta)}$$

Ahora es necesario eliminar el cociente de las velocidades, para eso utilizamos la ecuación (2.42), siendo el resultado:

$$\frac{(\gamma + 1)M_1^2 \operatorname{sen}^2\beta}{(\gamma - 1)M_1^2 \operatorname{sen}^2\beta + 2} = \frac{\tan\beta}{\tan(\beta - \delta)}$$

Esta ecuación es suficiente para determinar el ángulo β , ya que tanto M_1 como δ son conocidos. Sin embargo, esta expresión para β es más una expresión implícita que explícita. Aunque la ecuación no es fácilmente expresable β en términos de M_1 y δ , si es posible expresar M_1 en términos de β y δ , es decir:

$$M_1^2 = \frac{2 \tan\beta}{\operatorname{sen}^2\beta [(\gamma + 1) \tan(\beta - \delta) - (\gamma - 1) \tan\beta]}$$

Este resultado puede ser reescrito desarrollando el numerador y el denominador

$$M_1^2 = \frac{2 \cos\beta}{\operatorname{sen}\beta [(\gamma + 1) \operatorname{sen}(\beta - \delta) \cos\beta - (\gamma - 1) \operatorname{sen}\beta \cos(\beta - \delta)]}$$

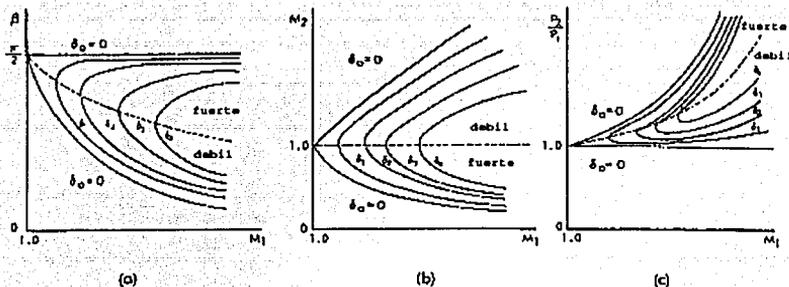


Figura 2.9: Relaciones de una onda de choque oblicua. (a) Inclinación de una onda de choque; (b) número de Mach corriente abajo; (c) cociente de presiones a través de una onda de choque. [ver [11]]

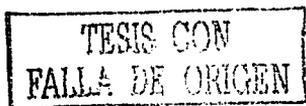
Usando identidades trigonométricas, la expresión anterior se reduce a:

$$M_1^2 = \frac{2 \cos(\beta - \delta)}{\sin\beta [\sin(2\beta - \delta) - \gamma \sin\delta]} \quad (2.45)$$

La ecuación (2.45) conecta tres cantidades, dos de las cuales son conocidas para cualquier configuración de flujo. La forma de la solución que es representada en la ecuación (2.45) es mostrada en la figura 2.9a. Para valores dados de M_1 y del ángulo de desviación δ , dos ángulos de onda de choque β son posibles. El límite de valores de β puede ser establecido mediante la condición de una onda de choque normal, $M_1 \geq 1$, la cual se vuelve $M_1 \sin\beta \geq 1$. Entonces el rango permitido para β es:

$$\arcsen\left(\frac{1}{M_1}\right) \leq \beta \leq \frac{\pi}{2} \quad (2.46)$$

donde el límite superior corresponde a una onda de choque normal. El límite inferior es el ángulo de una onda de Mach, el cual es el ángulo para el filo de la parte delantera de una onda de sonido que es continuamente emitido por una fuente de sonido que se encuentra moviendo a un número de Mach M_1 . Las ondas de Mach representan el fin sónico del espectro de una onda de choque, así pues el cociente de densidades y presiones a través de una onda



de Mach es la unidad. Estas observaciones nos hacen ver la necesidad de una clasificación para las ondas de choque oblicuas. Se denominarán fuertes si el valor β se encuentra muy cerca de $\pi/2$, y débiles si el valor β se encuentra muy ceca de $\arcsen\left(\frac{1}{M_1}\right)$. Se mostrará más adelante que el flujo corriente abajo es subsónico en el caso de ondas de choque fuertes y supersónico en el caso de ondas de choque débiles. La línea puntada en la figura 2.9a corresponde a $M_2 = 1$, el cual no coincide con el mínimo valor de M_1 para δ fijo, aunque estos dos valores no difieren de manera sustancial.

El valor del número Mach corriente abajo puede ser obtenido de las ecuaciones que ya han sido deducidas para una onda de choque normal. Esta expresión es:

$$M_2^2 = \frac{1 + [(\gamma - 1)/2]M_1^2 \text{sen}^2\beta}{\text{sen}^2(\beta - \delta)[\gamma M_1^2 \text{sen}^2\beta - (\gamma - 1)/2]} \quad (2.47)$$

Ya que M_1 y δ serán conocidos del problema y que β será conocido de (2.45), el valor de M_2 será determinado de la expresión anterior. Los resultados de esta ecuación se muestran esquemáticamente en la figura 2.9b. Se ve de la figura que las posibilidades de tener ya sea flujos corriente abajo supersónicos o subsónicos de una onda de choque. En el caso de ondas de choque normales se encuentra que el flujo corriente abajo debe de ser subsónico, pero para ondas de choque oblicuas la componente tangencial de la velocidad no se ve afectada cuando es sumada a la componente normal de la velocidad, debiendo de ser supersónico para ángulos β pequeños.

La expresión del cociente de velocidades a través de una onda de choque ha sido deducida a partir de las ecuaciones de una onda de choque normal, donde se mostró que

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1}(M_1^2 \text{sen}^2\beta - 1) \quad (2.48)$$

La forma de las curvas que se generan a partir de esta ecuación se muestran en la figura 2.9c. Este diagrama pone de manifiesto el significado de la terminología fuerte y débil como se ha aplicado a ondas de choque. La fuerza de una onda de choque es definido por la diferencia de presión adimensional $(p_2 - p_1)/p_1$, la cual es más grande para ondas de choque fuertes que para ondas de choque débiles.

Las ecuaciones para los cocientes de densidades y temperaturas fueron deducidas de las ecuaciones de onda de choque normal y se vió que

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1) M_1^2 \operatorname{sen}^2 \beta}{(\gamma - 1) M_1^2 \operatorname{sen}^2 \beta + 2} \quad (2.49)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 + \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \frac{\gamma M_1^2 \operatorname{sen}^2 \beta + 1}{M_1^2 \operatorname{sen}^2 \beta} (M_1^2 \operatorname{sen}^2 \beta - 1) \quad (2.50)$$

Las ecuaciones anteriores son suficientes y determinan completamente las condiciones corriente abajo de una onda de choque oblicua, previendo el tipo de onda de choque de que se trate (débil o fuerte). No hay criterio matemático para determinar si una onda de choque pertenecerá a la familia fuerte o a la familia débil. La configuración que será adoptada dependerá de la geometría del proyectil o frontera que induzca la onda de choque.

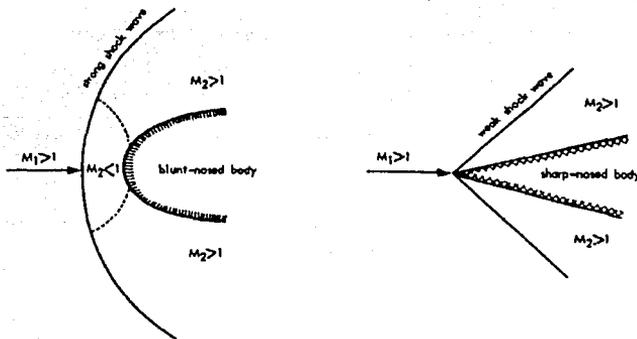


Figura 2.10: Flujo supersónico aproximándose a un cuerpo de punta chata y a un cuerpo de punta afilada. [ver [11]]

La figura 2.10 muestra dos diferentes formas de borde principales de dos cuerpos que están sumergidos en el mismo fluido supersónico. Las condiciones de frontera en la superficie de un sólido requiere que el vector de velocidad sea cercano a la vertical en la vecindad de un punto estancado frontal. Esta condición de frontera se debe de cumplir sólo si existe una onda de choque separada en el frente de un cuerpo como muestra la figura. Ya que el ángulo

β es muy cercano a $\pi/2$ será de la clase fuerte, por ende el número de Mach corriente abajo será menor que la unidad. El flujo subsónico correspondiente debe de satisfacer la condición de frontera requerida en el sentido usual. Si nos movemos a lo largo del punto frontal de estancamiento a lo largo del cuerpo, el ángulo δ del vector velocidad corriente abajo está continuamente cambiando. Así en algún punto, el valor de δ se igualará a la condición de frontera debido a la desviación del flujo a través de la onda de choque. La onda de choque será entonces flexionada hacia atrás con el flujo lejos del cuerpo, y el flujo corriente abajo se vuelve supersónico. Así la región de flujo subsónico existirá en la vecindad de la nariz del cuerpo y en el resto el flujo será supersónico.

En el caso de un cuerpo con un borde principal de forma de una punta afilada delgada existirá una onda de choque pegada a la superficie del cuerpo como se muestra en la figura 2.10. Con esta configuración el vector velocidad será desviado por la onda de choque justo con el ángulo correcto para satisfacer la condición de frontera que la superficie sea una línea de flujo. Ya que la onda de choque pertenece a la familia débil en este caso, el flujo corriente abajo de la onda de choque se matendrá supersónico.

2.4 Modelo físico para estudiar perturbaciones de Gran Escala en el Viento Solar

Basado en la revisión teórica que vimos en secciones anteriores, definiremos nuestro *modelo* físico para estudiar el problema de la propagación de perturbaciones a gran escala en el medio interplanetario. Este modelo hidrodinámico ya ha sido utilizado anteriormente en otros trabajos ([15], [16],[26], [41], [42]). En nuestro modelo pensemos al Sol como una esfera de gas que produce un viento de gas que se mueve en todas direcciones.

- Supongamos una simetría esférica (medio homogéneo).
- Despreciemos el campo magnético (fluido hidrodinámico).

Con estas suposiciones, tenemos que la misma cantidad de material fluye hacia afuera en cualquier dirección, obteniendo así un problema en 1-dimensión.

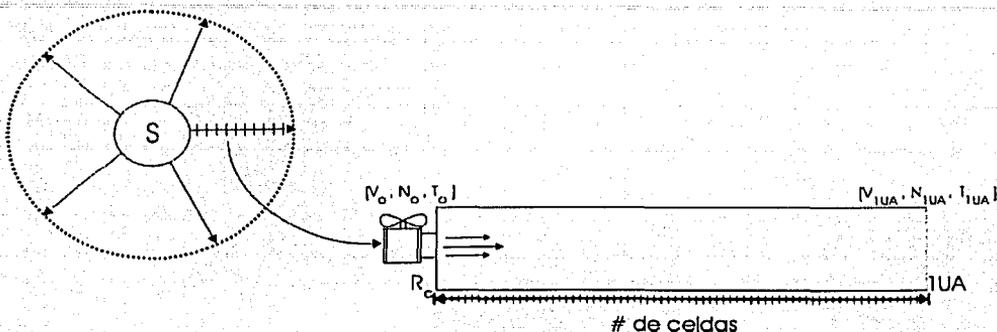


Figura 2.11: Visualización del modelo

Para explicar cómo funciona el modelo numérico, planteemos ahora nuestro problema de la siguiente manera (figura 2.11): imaginemos un tubo (también llamado *malla*) con uno de los extremos localizado en el *punto crítico* al cual llamaremos *frontera interna*, y el otro de los extremos en la *órbita de la tierra* (1 UA) al cual llamaremos *frontera externa*. Pensemos que el fluido que llenará el tubo viene de una llave, el Sol, que podemos abrir y cambiar a voluntad en la frontera interna

Dividamos nuestro tubo en partes o *celdas* y escojamos las propiedades *iniciales* del fluido: velocidad (V_o), densidad (N), temperatura (T_o) y γ . Este *fluido inicial* tomará el papel de *viento solar ambiente simulado*.

Habiendo definido las condiciones iniciales de nuestro viento solar, con ayuda del código ZEUS-3D se resuelven las ecuaciones (HD) (2.1), (2.2), (2.3), (2.7) y (2.10) por el método de diferencias finitas junto con un método de solución multipasos (*operator split*) [46]. El método multipasos consiste en dividir la solución de ecuaciones diferenciales parciales en partes, cada uno representando un término de la ecuación, de forma que cada parte es resuelta sucesivamente utilizando el término anterior, siendo las condiciones iniciales, las condiciones finales del término anterior. El procedimiento anterior se realiza para cada una de las celdas de nuestra malla, siendo las condiciones iniciales, las condiciones finales de la celda anterior. De esta manera se obtiene la solución del viento solar para cada celda de la malla.

Una vez que se ha empezado a inyectar el fluido dentro de nuestra malla, se espera hasta que éste alcance una solución estacionaria. De esta manera se obtiene el viento solar ambiente.

Ya alcanzada la solución estacionaria, se inyecta un pulso, el cual actuará como una EMC, y que estará definida por una velocidad inicial V_{emc} , un brinco en densidad (ΔN), un brinco en temperatura (ΔT) y un tiempo de inyección (Δt_{emc}). En otras palabras, una vez abierta la llave para reproducir el viento solar ambiente y que éste llegue a un estado estacionario, se modifica la manera en que inyectamos el fluido para introducir un pulso, que representa una EMC. Después de un tiempo se cambian los valores del fluido a los originales. El código numérico resuelve la propagación de la perturbación a través de la malla conforme pasa el tiempo.

Con ayuda de la subrutina TRACER encontraremos, donde está la onda de choque, así como el principio y fin de la EMC. [16]. La onda de choque se localiza rastreando un brinco súbito en velocidad, densidad y temperatura, a lo largo de toda la malla. El principio y fin de la EMC se obtienen con una subrutina de ZEUS, que localiza el principio y fin de la EMC, la cual rastrea los dos bordes para cada tiempo.

En el capítulo siguiente estudiaremos la evolución de 17 EMC y sus ondas de choque asociadas, utilizando el código ZEUS-3D. También veremos cómo se escogen las condiciones iniciales del viento solar ambiente y de la EMC simulados numéricamente, así como interpretaremos físicamente los datos que arroja el código.

Capítulo 3

Estudio Numérico de la Propagación de EMC y Ondas de Choque en el Medio Interplanetario

Una vez hecha una introducción de nuestro problema (ver capítulo 1) así como una revisión teórica de los fundamentos físicos del modelo (ver capítulo 2), procederemos con el objetivo de la tesis: desarrollar un estudio numérico sobre la propagación de eyecciones de masa coronal y ondas de choque en el medio interplanetario. Este capítulo tiene por objeto mostrar el procedimiento que fué utilizado empleando el código ZEUS-3D para estudiar la evolución de las propiedades físicas de las EMC y sus ondas de choque. El conocimiento de la evolución de las propiedades física de estos eventos, en particular del tiempo de arribo desde que la perturbación sale del Sol hasta que llega a la Tierra, es muy importante en el estudio del clima espacial (sección 1.3) ya que conociendo el tiempo de arribo de la perturbación, se podría desarrollar algunas medidas de protección para mitigar los daños asociados a las tormentas geomagnéticas.

Siguiendo la metodología utilizada por González-Esparza et.al.[17], nuestro estudio se basó en 17 EMC del tipo *halo* observadas por SOHO-LASCO, las cuales fueron relacionadas con su contraparte interplanetaria *EMCI* y su onda de choque correspondiente, mediante firmas detectadas por WIND.

En la sección 3.1 se explica la metodología utilizada para elaborar una tabla de eventos, a partir de la cual se escogieron 17. También se describe el procedimiento que se siguió para realizar las simulaciones numéricas. La sección 3.2.1 trata las condiciones iniciales de las simulaciones numéricas, mientras que las características físicas que emularon una EMC se muestran en la sección 3.2.2. En la sección 3.3 se muestra la comparación de las simulaciones numéricas como observaciones de naves espaciales. En la sección 3.4 se analizan a profundidad 2 casos representativos. La sección 3.5 se dan las conclusiones.

3.1 Metodología

3.1.1 Primera Parte

Lara [33] elaboró una tabla a partir de observaciones de EMC hechas por LASCO a bordo de la nave espacial SOHO [53], así como de la nave espacial WIND [56]. Las naves SOHO y WIND se encuentran localizadas en el punto L1 en donde la fuerza gravitacional ejercida por la Tierra y el Sol se equilibra con la fuerza centrípeta de manera que resulta una órbita de exactamente un año terrestre. LASCO es un conjunto de tres coronógrafos que tienen imágenes de la Corona Solar desde 1.1 a 32 radios solares. Un coronógrafo es un telescopio diseñado para bloquear la luz proveniente del disco solar de manera que pueda captarse la emisión tenue proveniente de la corona solar (luz visible). Por otro lado, uno de los objetivos de la nave espacial WIND es de medir los valores de la velocidad, densidad, temperatura y campo magnético del viento solar ambiente a 1 UA.

A partir de datos obtenidos por WIND, Lara [33] localiza *eyectas* (así son a la EMC cuando viajan en el medio interplanetario) utilizando firmas características como por ejemplo: tiempo de duración (≈ 1 día), grosor (≈ 0.25 UA), flujos bidireccionales de electrones, aumento en el porcentaje de partículas α , así como variaciones en las concentraciones de materiales más pesados como el O [8]. Es necesario mencionar que estas firmas no se presentan en todas las *eyectas*, sin embargo, mientras más firmas se presenten, mejor será la localización de estas y por ende de sus fronteras. Para el caso particular en que la *eyecta* sea una nube magnética se presenta una rotación

en el campo magnético. Cabe aclarar que todas las nubes magnéticas son eyectas, pero que no todas las eyectas son nubes magnéticas. El choque asociado a la eyecta se distingue porque se presenta un aumento súbito en las variables medidas: velocidad, densidad y temperatura.

Un aspecto muy importante dentro de la localización de eyectas de los datos in-situ, es que su ubicación depende tanto de las firmas como de la persona que las localice.

Si se conocen donde se encuentran la eyecta y su onda de choque asociada a 1 UA, entonces es posible distinguir los valores del viento solar ambiente antes y después del choque, la velocidad que lleva la nariz de la eyecta a 1 UA, así como el día de arribo, tanto de la eyecta, como de su onda de choque.

En la figura 3.1 se presentan la detección de una eyecta in-situ a 1 UA. El rectángulo sombreado representa la localización de la eyecta, mientras que la línea continua señala donde se encuentra localizado el choque. En este caso se sabe que la eyecta es una nube magnética, debido a la rotación suave del campo magnético que se observa en panel superior.

Una vez hecha la localización de varias eyectas a partir de los datos de WIND Lara [33] consulta la base de datos de LASCO de algunos días previos a la detección de la eyecta, para saber si ocurrió alguna EMC del tipo halo, ya que son las que se propagan en la misma dirección de la Tierra. Una vez que se sabe que se presentó una EMC, se hace una asociación uno a uno, suponiendo que para cada eyecta detectada a 1 UA por WIND, le corresponde una EMC detectada por LASCO.

Después de esta asociación, se realiza la inferencia de la velocidad inicial de la EMC, así como el tiempo de duración a partir de las observaciones del coronógrafo de LASCO. El tiempo de duración δt_{emc} de una EMC, se comienza a estimar cuando se observa una gran emisión de material coronal (luz blanca) al medio interplanetario y finaliza cuando la EMC sale del rango de visión del coronógrafo. La figura 3.2 muestra una secuencia de fotografías de una EMC tipo halo cuya observación inicia el 08/feb/2000 a las 09:06 hrs. Las 4 imágenes superiores se muestra la secuencia de la evolución de la EMC en el visible, mientras que las 4 imágenes inferiores muestran el mismo evento pero en imágenes diferenciadas (restando la imagen anterior). En la

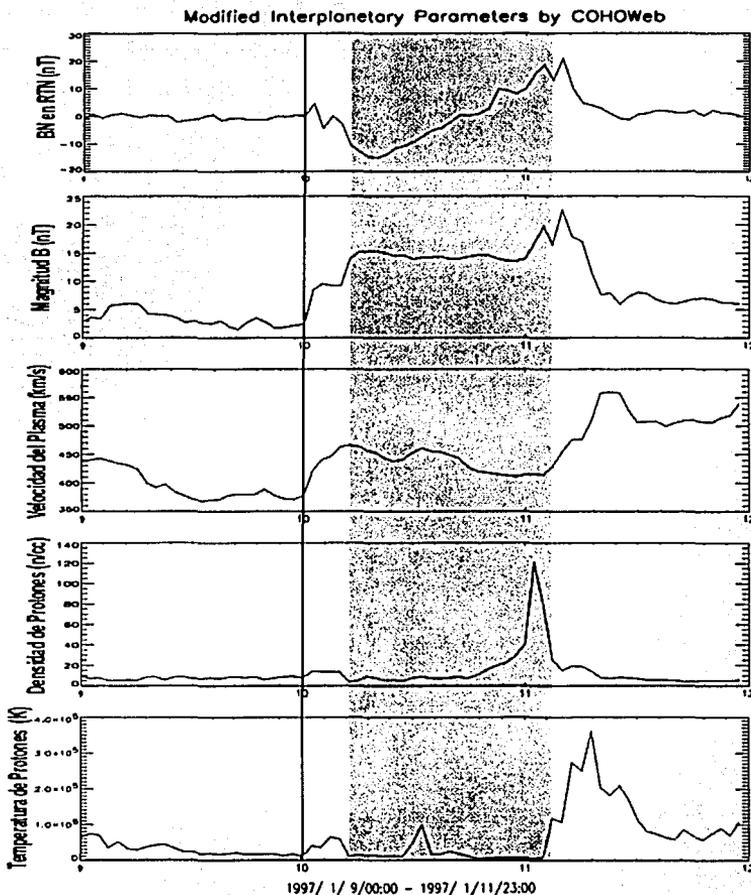


Figura 3.1: Detección de una eyecta in-situ a 1 UA [Elaborada a partir de [51]]

secuencia se observa el nacimiento de una burbuja, que a medida que pasa el tiempo crece.

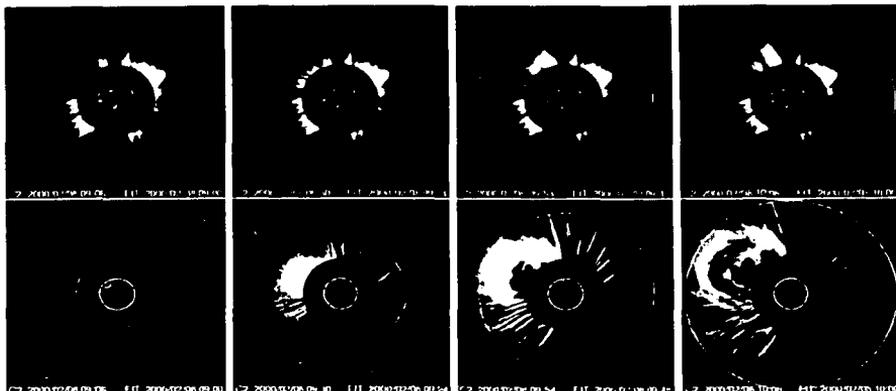


Figura 3.2: Secuencia de una EMC detectada por LASCO en el visible (imágenes superiores) y en imágenes diferencias (imágenes inferiores) [ver [54]]. La circunferencia dibujada sigue el frente de la EMC aumentando su radio a medida que pasa el tiempo.

La velocidad inicial de la EMC se infiere de la siguiente manera: para el tiempo t_0 se escoge un punto arbitrario, cuya posición se establece con ayuda del campo de visión de LASCO. Este procedimiento se repite hasta que la EMC salga del campo de visión de LASCO. Con esto se obtiene una posición para cada tiempo. Para inferir la velocidad se hace una gráfica de distancia contra tiempo como la mostrada en la figura 3.3 y se hace el ajuste que mejor aproxime a todos los puntos. En este caso el ajuste hecho en la figura 3.3 es de primer orden, y la pendiente de la recta es la velocidad. La gráfica mostrada en la figura 3.3 corresponde a la inferencia de la velocidad de la EMC mostrada en la figura 3.2, donde el tiempo es $t_0=08:51:11$ del día 08/feb/2000, en este caso la velocidad inicial reportada es de 1079.5 km/s.

Para deducir la velocidad inicial de la EMC se está haciendo la suposición que la EMC se ésta se propaga de la misma forma cualquier dirección

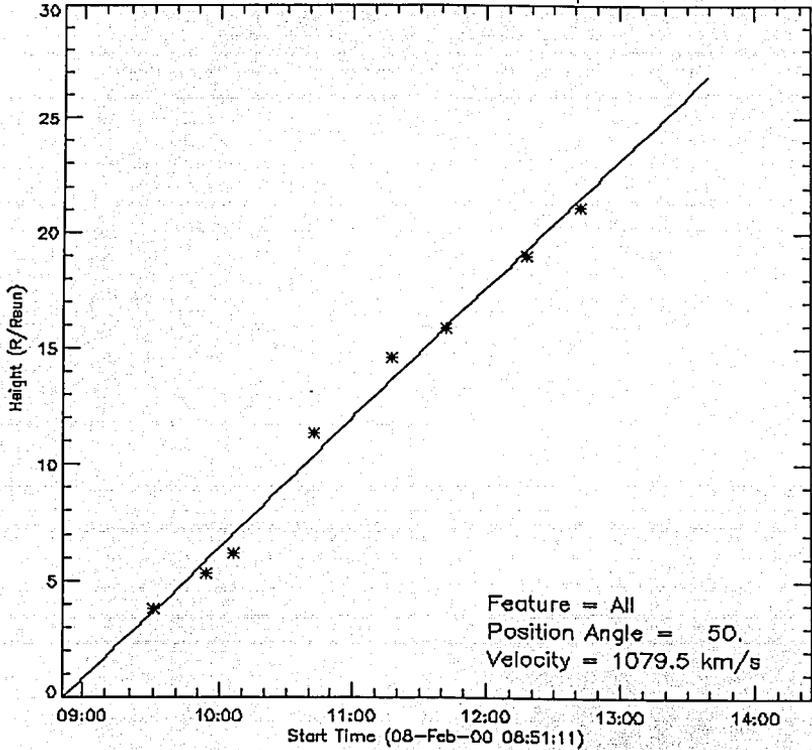


Figura 3.3: Gráfica distancia heliocéntrica vs tiempo para inferir la velocidad de salida de la EMC detectada el 08/feb/2000 a las 09:06 hrs [ver [54]]

	LASCO	Wind	Wind
	Tiempo EMC	Tiempo Choque	Tiempo Eyecta
01	06/ene/1997 15:10	10/ene/1997 00:55	10/ene/1997 05:00
02	07/abr/1997 14:27	10/abr/1997 13:00	11/abr/1997 06:00
03	12/may/1997 06:30	15/may/1997 01:10	15/may/1997 10:00
04	04/nov/1997 06:10	06/nov/1997 22:30	07/nov/1997 05:30
05	06/dic/1997 10:27	10/dic/1997 04:30	10/dic/1997 19:00
06	26/dic/1997 02:31	30/dic/1997 01:10	30/dic/1997 18:00
07	02/ene/1998 23:28	06/ene/1998 13:30	07/ene/1998 03:00
08	28/feb/1998 12:48	04/mar/1998 11:00	04/mar/1998 15:00
09	02/may/1998 14:06	04/may/1998 02:00	04/may/1998 16:30
10	04/nov/1998 04:54	07/nov/1998 08:00	07/nov/1998 22:30
11	05/nov/1998 20:58	08/nov/1998 04:30	08/nov/1998 12:30
12	03/jul/1999 19:54	06/jul/1999 14:20	07/jul/1999 07:30
13	18/oct/1999 00:06	21/oct/1999 01:40	21/oct/1999 09:30
14	08/feb/2000 09:30	11/feb/2000 02:30	11/feb/2000 10:00
15	10/feb/2000 02:30	12/feb/2000 00:00	12/feb/2000 18:00
16	17/feb/2000 20:06	20/feb/2000 21:00	21/feb/2000 18:00
17	31/may/2000 08:06	04/jun/2000 14:45	05/jun/2000 00:30

Tabla 3.1: 17 Eyecciones de masa coronal detectadas por LASCO junto con sus eyectas y choques asociados detectados a 1 UA posteriormente por WIND (A. Lara, comunicación privada, 2003).

(en la figura 3.3, cualquier punto de la circunferencia dibujada se desplaza radialmente hacia afuera a la misma velocidad), lo cual no es cierto, ya que no tiene simetría. También es necesario mencionar, que diferentes personas, pueden inferir diferentes velocidades, ya que podrían tomar diferentes puntos arbitrario, inclusive, para un mismo punto, el seguimiento podría no ser el mismo.

De esta manera Lara [33] elaboró una tabla de 47 eventos, de los cuales se escogieron 17. La Tabla 3.1 muestra los 17 eventos considerados: en ella aparece la hora y el día en que fueron detectadas por LASCO, así como el día y la hora en que tanto el *choque* como la *eyecta* fueron detectadas por WIND.

Observamos que el intervalo de tiempo de los eventos mostrados en la

tabla 3.1 es de 3 años, de manera que el tiempo entre cada EMC es lo suficientemente grande como para establecer una correspondencia 1 a 1 con las eyeetas detectadas por WIND. Por otro lado, estos eventos se encuentran localizados en la fase ascendente del ciclo de actividad solar (ver histograma 2), lo que provoca que haya un gran número de EMC, teniendo como consecuencia una gran incerteza en cuanto a la asociación entre la EMC vista por LASCO y la eyeeta detectada por WIND. Para mayor certeza en la asociación entre la EMC-eyeeta, sería preferible tomar eventos en el mínimo de actividad solar.

3.1.2 Segunda Parte

Una vez escogidos los eventos a estudiar, se procede, con ayuda del código *ZEUS 3-D*, a reproducir el viento solar ambiente de manera *numérica*, para obtener, en lo posible, los valores de velocidad, densidad y temperatura observados a 1 UA. Después se introduce la EMC como un pulso, el cual avanza a lo largo de nuestro viento solar numérico, modificando las propiedades físicas de éste.

El código arroja una serie de datos que se pueden clasificar en dos grupos: el primero nos da a un tiempo dado los valores de velocidad, densidad y temperatura del viento solar ambiente al ser perturbado por una EMC; el segundo grupo tiene por objeto *rastrear* la EMC para todo tiempo, obteniendo su velocidad, su ancho y su aceleración, así como las propiedades físicas de *la onda de choque* asociada. Es importante recordar que uno de los datos de más interés es el tiempo de arribo a 1 UA.

Una vez hechas las simulaciones de cada evento, se procede a comparar las observaciones con los resultados numéricos para determinar el grado de certeza en cuanto a nuestra reproducción del evento, realizando la interpretación física.

En las siguientes secciones se mostrará de manera detallada todo el procedimiento concerniente a las simulaciones numéricas utilizadas para reproducir cada uno de los 17 eventos escogidos.

3.2 Simulaciones Numéricas

El modelo (sección 2.4) utiliza el código numérico ZEUS-3D. El tipo de simulaciones *hidrodinámicas en 1D* que se realizaron en este trabajo ya han sido utilizadas en otras ocasiones (por ejemplo [41]) y han demostrado ser apropiados para el entendimiento de las propiedades físicas tanto de la inyección como evolución de *perturbaciones* en el medio interplanetario.

Las simulaciones numéricas que se realizaron en este capítulo, están basadas en la técnica de Gosling y Riley [26]. Esta técnica consiste en reproducir, de manera numérica, el viento solar ambiente detectado por una nave espacial cerca de la Tierra, esto es, introducir valores a las condiciones iniciales (como son la velocidad, la densidad, la temperatura) en la frontera interna, se deja que el gas se expanda libremente hasta alcanzar una solución estacionaria. Después se introduce la EMC como un pulso cuadrado, es decir como un brinco súbito en las propiedades físicas del viento solar que se inyectan en la frontera interna. Por último, se estudia como afecta la EMC las propiedades del viento solar por donde ésta se desplaza. En nuestro caso consideramos que nuestro viento solar ambiente es un fluido ideal con una relación de calores específicos de $\gamma = 1.5$. Todas las simulaciones tienen una resolución de 0.0005 UA/zona.

Es necesario mencionar que las simulaciones hidrodinámicas en 1D, limitan nuestro grado de confiabilidad en cuanto a la reproducción, ya que los eventos a reproducir son tridimensionales.

3.2.1 Condiciones Iniciales

Una vez que se han seleccionado los eventos que queremos reproducir, es necesario establecer nuestra región de estudio en donde se llevará a cabo las simulaciones. En nuestro caso, la región de trabajo del modelo va desde 0.08 UA (*punto crítico*) hasta 1 UA (sección 2.1.12).

Los valores iniciales de *velocidad*, *densidad* y *temperatura* de nuestro modelo para el primer paso del nuestro estudio (*generación del viento solar ambiente*) se escogen de manera tal, que una vez alcanzada una solución estacionaria, se acerque lo más posible a los valores registrados por el WIND

Viento Solar Ambiente									
	V_o	V_{1UA}	V_{wind}	N_o	N_{1UA}	N_{wind}	T_o	T_{1UA}	T_{wind}
	[km/s]	[km/s]	[km/s]	[cm^{-3}]	[cm^{-3}]	[cm^{-3}]	[10^5K]	[10^4K]	[10^4K]
01	373	377	378	990	6.8	6.5	2.5	2.7	2.6
02	272	306	306	2460	15.2	15.2	4.3	4.5	4.5
03	310	321	321	2875	19.3	19.3	2.9	3.2	3.2
04	302	330	330	1545	9.8	9.8	4.1	4.4	4.4
05	277	284	284	1582	10.7	10.7	2.6	2.9	2.9
06	304	321	321	1160	7.6	7.6	3.3	3.6	3.6
07	293	306	306	1503	10.0	10.0	3	3.3	3.3
08	327	350	350	780	5.0	5.0	3.9	4.2	4.2
09	398	516	516	1720	9.2	9.2	14.0	13.7	13.7
10	326	414	414	975	5.3	5.3	9.3	9.2	9.2
11	482	496	496	680	4.6	4.6	3.7	4.1	4.1
12	346	337	337	440	3.1	3.1	1.5	1.7	1.7
13	342	345	345	1555	10.7	10.7	2.4	2.7	2.7
14	381	421	421	570	3.6	3.6	5.7	6.0	6.0
15	385	426	426	805	5.0	5.0	5.8	6.1	6.1
16	314	319	319	795	5.4	5.4	2.5	2.8	2.8
17	344	419	419	500	2.8	2.8	8.4	8.5	8.5

Tabla 3.2: Condiciones iniciales para generar el viento ambiente en las simulaciones de los eventos escogidos. Los valores de la nave espacial WIND fueron tomados de A. Lara comunicación privada 2003

a 1 UA.

En la tabla 3.2, se muestra las condiciones iniciales que reproducen de manera exacta, o muy aproximada, el viento solar ambiente a 1 UA. Las columnas con subíndice *cero* denotan los valores iniciales a $R_o = 0.083$ UA, mientras que las de subíndice *1 UA* denotan los valores de la solución estacionaria obtenida por el código a 1 UA. Las columnas con subíndice *Wind* son los valores detectados por WIND a 1 UA, es decir, son las mediciones *in situ*.

Observemos en la tabla 3.2 que la velocidad inicial mínima V_o corresponde al evento 02 ($V_o = 272$ km/s), mientras que el caso 11 tiene la velocidad

máxima ($V_o = 482$ km/s). Para el evento 03, N_o es máxima ($N_o = 2875$ cm^{-3}), mientras que para el evento 17, N_o es mínima ($N_o = 500$ cm^{-3}). Finalmente, observemos que los eventos 01 y 16 tienen la temperatura inicial mínima ($T_o = 2.5 \times 10^5$ K), mientras que en el evento 09 la temperatura T_o es máxima ($T_o = 14.0 \times 10^5$ K).

3.2.2 Características físicas de las perturbaciones

Dado el viento solar ambiente para cada evento, procedimos a introducir la EMC en nuestro modelo (sección 2.4) como un **pulso cuadrado**, esto es, un brinco en densidad (ΔN) y temperatura (ΔT) durante un cierto intervalo de tiempo (dt_{emc}) y con una velocidad inicial (V_{emc}). En la tabla 3.3 se muestran, las características físicas de los pulsos que fueron utilizados para reproducir las EMC en cada evento, donde V_{emc} y dt_{emc} fueron escogidos de la tabla elaborada por Lara [33], (sección 3.1).

Los eventos considerados de pueden dividir en 2 grupos: *EMC lentas* y *EMC rápidas*. Las EMC lentas son aquellas cuya velocidad inicial es menor que la velocidad del viento solar ambiente ($V_{emc} < V_{vsa}$) entrando en este grupo los eventos: 01, 03, 08, 13, 17. Las EMC rápidas son aquellas cuya velocidad inicial es mayor que la velocidad del viento solar ambiente ($V_{emc} > V_{vsa}$) entrando en este grupo los eventos 02, 04, 05, 06, 07, 09, 10, 11, 12, 14, 15, 16.

De la tabla 3.3 se observa que el evento 01 corresponde a la EMC con velocidad inicial V_{emc} mínima, mientras que la EMC del evento 26 tiene la V_{emc} máxima, así como dt_{emc} máximo. Mientras que dt_{emc} mínimo corresponde a los eventos 14 y 15.

3.3 Comparación con observaciones de naves espaciales

Mediante nuestro modelo numérico hemos podido estudiar la evolución en el medio interplanetario de las EMC cuando se propaga en el viento solar ambiente hasta que llegan a la Tierra (1 UA). Con ayuda de naves espaciales es

EMC como Pulsos				
	V_{emc}	ΔN	ΔT	dt_{emc}
	[km/s]			[h]
01	211	1.2	1.2	5.0
02	830	1.2	1.2	3.6
03	306	1.2	1.2	4.7
04	803	1.2	1.2	3.9
05	665	1.2	1.2	4.5
06	347	1.2	1.2	4.8
07	446	1.2	1.2	5.0
08	155	1.2	1.2	4.8
09	1044	1.2	1.2	2.3
10	921	1.2	1.2	4.7
11	1123	1.2	1.2	7.8
12	676	1.2	1.2	3.2
13	222	1.2	1.2	7.0
14	1080	1.2	1.2	2.3
15	1009	1.2	1.2	2.3
16	550	1.2	1.2	3.2
17	396	1.2	1.2	3.1

Tabla 3.3: Características físicas de los Pulsos (Los valores de la EMC fueron tomados de A. Lara, comunicación privada, 2003).

	Velocidad a 1 UA de Eyecta			Tiempo d/a Choque IP			Tiempo d/a Eyecta			Tiempo entre Eyecta-Choque		
	wind	sim	nor	wind	sim	nor	wind	sim	nor	wind	sim	nor
	[km/s]	[km/s]	[km/s]	[h]	[h]	[h]	[h]	[h]	[h]	[h]	[h]	[h]
01	479	370	-0.23	82	104	+0.27	86	107	+0.24	4	3	-0.25
02	468	392	-0.16	70	68	-0.03	87	82	-0.06	17	14	-0.18
03	440	321	-0.27	67	ND	NC	76	118	+0.55	9	NC	NC
04	458	423	-0.08	64	65	+0.01	71	77	+0.08	7	12	+0.71
05	374	350	-0.06	90	81	-0.10	104	93	-0.11	14	12	-0.14
06	360	324	-0.10	95	101	+0.06	111	114	+0.03	16	13	-0.19
07	431	325	-0.25	86	95	+0.10	100	108	+0.08	14	13	-0.07
08	386	346	-0.10	94	109	+0.16	98	115	+0.17	4	6	+0.50
09	619	601	-0.03	36	47	+0.30	50	55	+0.10	14	8	-0.43
10	474	557	+0.17	75	52	-0.31	90	60	-0.33	15	8	-0.47
11	575	761	+0.32	55	43	-0.22	63	46	-0.27	8	3	-0.62
12	493	388	-0.21	66	78	+0.18	84	87	+0.03	18	9	-0.50
13	415	337	-0.19	74	115	+0.55	81	119	+0.47	7	4	-0.43
14	433	517	+0.19	65	53	-0.18	72	63	-0.12	7	10	+0.43
15	568	508	-0.10	45	55	+0.22	63	65	+0.03	18	10	-0.44
16	414	341	-0.18	73	87	+0.19	94	100	+0.06	21	13	-0.38
17	507	422	-0.17	103	77	-0.25	112	90	-0.20	9	13	+0.44

Tabla 3.4: Comparación de las observaciones de naves espaciales con datos obtenidos en las simulaciones numéricas

posible medir in-situ los parámetros de llegada de la EMC, tales como, la velocidad, la temperatura y la densidad y mediante las simulaciones numéricas calculamos las cantidades que son medibles por las naves espaciales, para después compararlas entre sí. En la tabla 3.4 se lleva a cabo esta comparación.

La tabla 3.4 está dividida en cuatro columnas principales (sin contar la columna del número del evento): **Velocidad a 1 UA de Eyecta**, **Tiempo de arribo de Choque IP**, **Tiempo de arribo de Eyecta**, **Tiempo entre Eyecta-Choque IP**. A su vez cada columna principal está dividida en 3: la primera columna *wind* corresponde a mediciones hechas por la nave espacial

WIND, la siguiente columna *sim* corresponde a la cantidad simulada por el código *ZEUS 3-D* y la última columna *nor* corresponde a la normalización de las diferencias entre el valor esperado (medido por la nave *WIND*) y el valor numérico, la cual es de la forma $nor = (X_{sim} - X_{wind})/X_{wind}$.

El tiempo de arribo promedio del choque calculado a partir de las observaciones de *WIND* fué de ≈ 73 h, mientras que el calculado a partir de las simulaciones numéricas fué de ≈ 77 h. El tiempo de arribo promedio de las eyectas calculado a partir de las observaciones de *WIND* fue de ≈ 85 h, mientras que el calculado a partir de las simulaciones numéricas fue de ≈ 88 h.

La velocidad promedio para EMC lentas calculada a partir de las observaciones en *WIND* fue de ≈ 445 km/s, mientras que el calculado a partir de las simulaciones numéricas fue de ≈ 359 km/s. La velocidad promedio para EMC rápidas calculada a partir de las observaciones en *WIND* fue de ≈ 472 km/s, mientras que el calculado a partir de las simulaciones numéricas fue de ≈ 457 km/s. El evento 06 es la eyecta que llega con la velocidad más baja a 1 UA (360 km/s), mientras que el evento 09 es la eyecta que llega con la velocidad más alta (619 km/s) a 1 UA.

A continuación, discutiremos algunos eventos representativos:

Evento 01:

1.-En este caso vemos que la velocidad calculada mediante el código a 1 UA es de 370 km/s, mientras que la detectada por *WIND* fue de 479 km/s, es decir, una diferencia normalizada de -0.23.

2.-En cuanto al tiempo que tarda el choque en llegar a 1 UA es de 82 h según las mediciones, sin embargo, el código arroja un tiempo de arribo a *WIND* de 104 h, lo que implica una diferencia normalizada de +0.27. En nuestra simulación la onda de choque tarda más tiempo en llegar a 1 UA.

3.-El tiempo medido de llegada de la eyecta en *WIND* es de 86 h, mientras que el simulado es de 107 h, implicando una diferencia normalizada de +0.24. La eyecta simulada tarda más tiempo en recorrer 1 UA.

4.-Finalmente, el intervalo de tiempo entre la EMC y el choque medido por WIND fue de 4 h, mientras que el tiempo simulado es de 3 h, lo que implica una diferencia normalizada de -0.25.

Evento 03:

1.-En este caso vemos que la velocidad calculada mediante el código a 1 UA es de 321 km/s, mientras que la medida por WIND fue de 440 km/s, es decir, una diferencia normalizada de -0.27.

2.-En cuanto al tiempo que tarda el choque en llegar a 1 UA es de 67 h según las mediciones de WIND, sin embargo, el código no detecta (ND) una onda de choque, por lo tanto no es posible efectuar una comparación (NC). Lo mismo ocurre con el tiempo de llegada de la EMC a 1 UA, así como el tiempo entre la EMC y la onda de choque.

Evento 10:

1.-En este caso vemos que la velocidad calculada mediante el código a 1 UA es de 557 km/s, mientras que la medida por WIND fue de 474 km/s obteniendo una diferencia normalizada de +0.17.

2.-En cuanto al tiempo que tarda el choque en llegar a 1 UA es de 75 h según las mediciones de WIND, sin embargo el código arroja un tiempo de 52 h, es decir, una diferencia normalizada de -0.31. En nuestra simulación la onda de choque tarda menos tiempo en llegar a 1 UA.

3.-El tiempo medido por WIND de llegada de la eyecta es 90 h, mientras que el simulado es de 60 h, es decir, -0.33. La eyecta simulada tarda mucho menos tiempo en recorrer 1 UA.

4.-Finalmente, el tiempo entre la EMC y el choque medido por WIND fue de 15 h, mientras que el tiempo simulado es de 8 h, teniendo una diferencia normalizada de -0.47.

En la figura 3.4 se muestran gráficamente las diferencias normalizadas para EMC lentas (eventos 01, 03, 08, 13,17) y EMC rápidas (eventos 02, 04, 05, 06, 07,09,10,11,12,14,15,16).

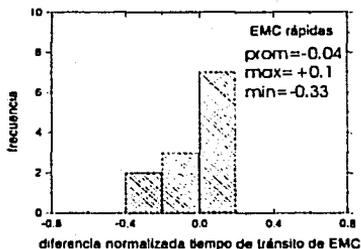
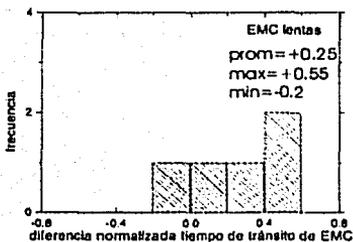
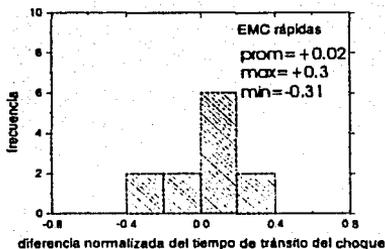
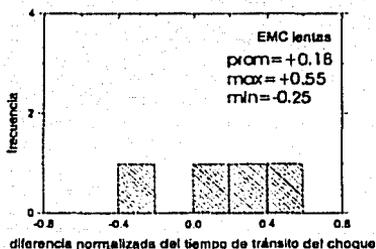
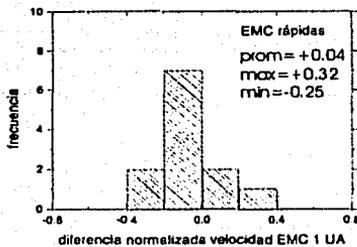
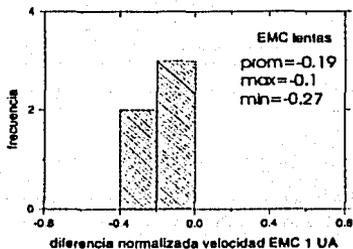


Figura 3.4: Diferencias normalizadas de la velocidad a 1 UA de la EMC, tiempo de tránsito del choque y de la EMC contra la frecuencia, correspondientes a EMC lentas (eventos 01, 03, 08, 13,17) y EMC rápidas (eventos 02, 04, 05, 06, 07,09,10,11,12,14,15,16) mostradas en la tabla 3.4. En cada uno de los histogramas se muestra el promedio, el valor máximo y el valor mínimo de las diferencias normalizadas

Para EMC lentas, el promedio de las diferencias normalizadas de la velocidad de la EMC 1 UA es de -0.192 , con máximo en -0.1 y mínimo en -0.27 . El promedio de diferencias normalizadas del tiempo de transito del choque fue de $+0.18$, con mínimo en -0.25 y máximo en $+0.55$. Finalmente, el promedio de diferencias normalizadas del tiempo de transito de la EMC es de $+0.25$, con mínimo en -0.2 y máximo en $+0.55$.

Para EMC rápidas, el promedio de las diferencias normalizadas de la velocidad de la EMC 1 UA es de $+0.041$, con máximo en $+0.32$ y mínimo en -0.25 . El promedio de diferencias normalizadas del tiempo de transito del choque fue de $+0.02$, con mínimo en -0.31 y máximo en $+0.3$. Finalmente, el promedio de diferencias normalizadas del tiempo de transito de la EMC es de -0.04 , con mínimo en -0.33 y máximo en $+0.1$.

3.4 Resultados

Una vez que hemos presentado los resultados generales de la comparación entre las observaciones hechas por WIND y los datos obtenidos mediante las simulaciones numéricas, veamos a profundidad, la evolución de una EMC/eyecta lenta y de una EMC/eyecta rápida en el medio interplanetario.

3.4.1 EMC lenta ($V_{emc} < V_{sun}$)

Para ilustrar este tipo de eventos utilizaremos como ejemplo el evento 01. Este evento es una EMC con una velocidad inicial $V_{emc}=211$ km/s² propagándose en un viento solar ambiente de velocidad $V_{sun}=373$ km/s² (ver tablas 3.2 y 3.3).

La figura 3.5 presenta 3 gráficas, que muestran la evolución temporal de una eyecta propagándose en el medio interplanetario, para 3 tiempos; 5, 45 y 90 h. La línea discontinua indica el principio de la zona de rarefacción, mientras que línea continua, señala la posición del frente *de choque*. Finalmente, el rectángulo sombreado nos indica donde se encuentra localizada la EMC.

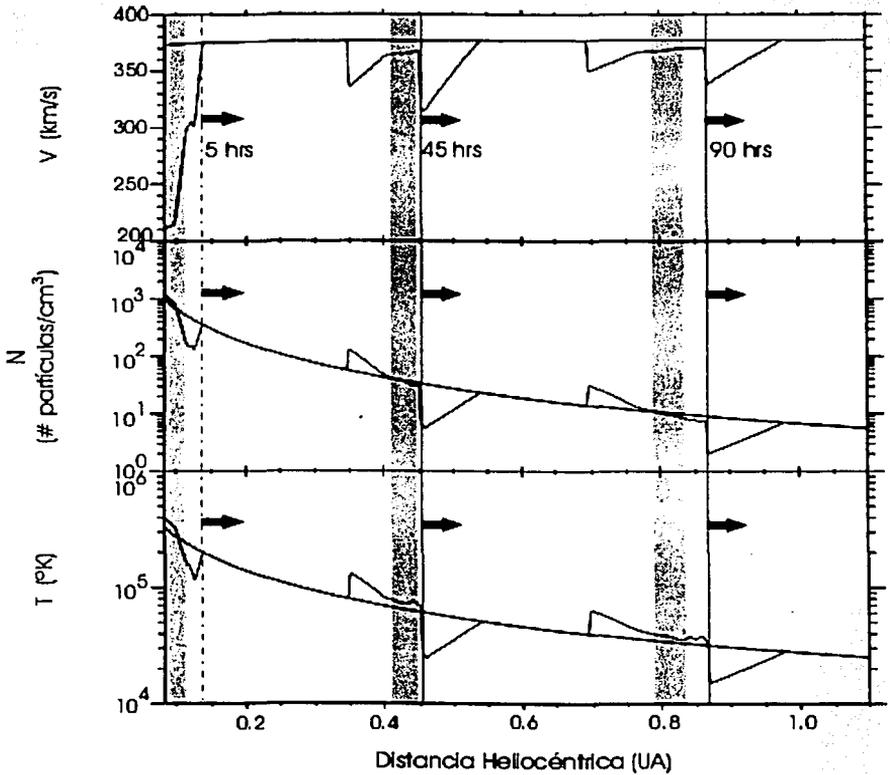


Figura 3.5: Evolución de una EMC lenta a 3 diferentes tiempos 5, 45 y 90 h. El rectángulo sombreado nos indica donde se encuentra localizada la EMC, mientras que la línea continua señala la posición del frente de choque.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

En la primera gráfica de la figura 3.5 se muestra la velocidad contra distancia heliocéntrica (V_{emc} vs R). En la segunda la densidad contra distancia heliocéntrica (N vs R) y finalmente, en la tercer gráfica se encuentra la temperatura contra la distancia heliocéntrica (T vs R). A continuación haremos un análisis de la evolución para cada uno de los tiempos mostrados.

- *5 hrs después del inicio de la inyección de la perturbación*

Observemos que en la parte superior izquierda de la figura 3.5 hay un descenso de velocidad, esto se debe a que comenzamos a inyectar una perturbación que va mucho más despacio que el viento solar ambiente. También se presenta un descenso en la temperatura y la densidad, lo cual nos está indicando el inicio de una *zona de rarefacción*, esto es provocado, como se mencionó anteriormente, por la inyección de material que va a una velocidad menor que el viento solar ambiente; este material no puede alcanzar al material al frente comenzándose a crear una región de *vacío*.

- *45 hrs después del inicio de la inyección de la perturbación*

La zona de rarefacción se hace más grande y al frente de la EMC encontramos un brinco súbito en velocidad, densidad y temperatura, lo cual nos indica la presencia de una *onda de choque delantera*. Este choque se forma por el gradiente de presión asociado a la zona de rarefacción [28]. Seguida de la onda de choque se encuentra inmediatamente la nariz de la EMC. Después de 45 horas de evolución la eyecta se ha comenzado a expandir, anchándose y en la parte trasera de la eyecta se observa que disminuye la velocidad, pero debido a la onda de choque reversa aumenta la temperatura y densidad.

- *90 hrs después del inicio de la inyección de la perturbación*

La zona de rarefacción al frente de la eyecta se ensancha y al mismo tiempo la onda de choque delantera se separa de la nariz de la eyecta. En la parte trasera, la eyecta se expande mientras que se aleja del choque reverso.

Podemos pensar que el papel de las ondas de choque en esta dinámica es como de *transmisores y moduladores de momento*, es decir, las ondas de choque producen una especie de equilibrio del momento del material antes y después de la onda de choque, acelerando al fluido lento y desacelerando al fluido rápido.

Cabe resaltar que una de las ventajas del modelo es que *en todo momento*

es posible distinguir el principio y fin de la eyecta. Esto es muy importante porque en general es muy difícil reconocer el principio y fin de las eyectas (ver sección 3.1.1), en los datos *in-situ* [8]

Ahora discutiremos el comportamiento de una EMC viajando en el medio interplanetario, es decir, como varían sus propiedades físicas, tales como, su velocidad, su aceleración y su expansión.

Evolución de la velocidad de la EMC

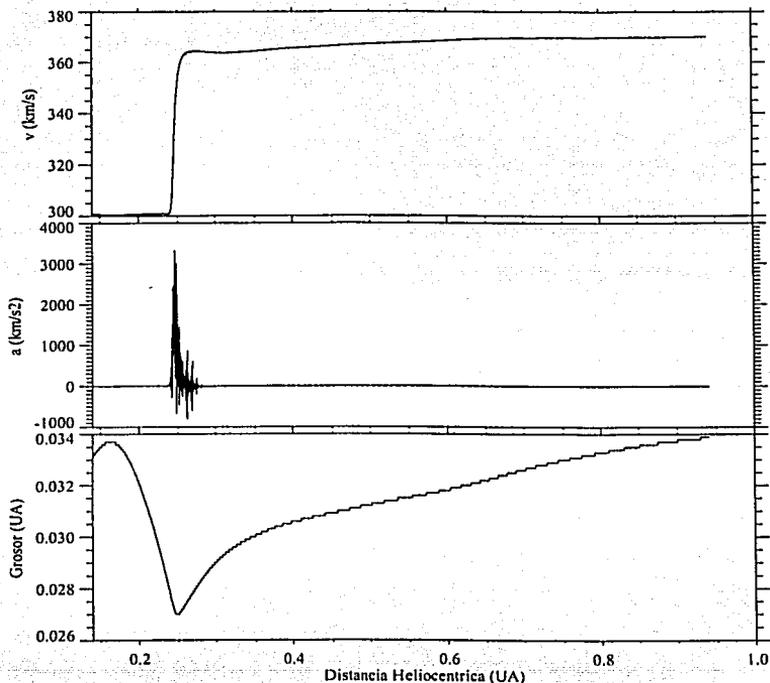


Figura 3.6: Rastreo de la velocidad y aceleración de la nariz de una EMC, así como de su grosor.

La figura 3.6 tiene 3 gráficas que muestran la variación, respecto a las distancia heliocéntrica, de la velocidad de la nariz de la EMC, la aceleración y el grosor (o anchura) radial de la EMC. Del panel superior se observa que en un inicio la velocidad de la nariz de la eyecta es constante hasta 0.25 UA, donde sufre un incremento súbito en la velocidad debido a la presión ejercida por material posterior a más alta velocidad. Después de 0.25 UA la velocidad de la eyecta no sufre cambios violentos, teniendo una aceleración muy pequeña. Del panel intermedio observamos que hasta antes de 0.25 UA la aceleración es igual a cero, sin embargo, a partir de 0.25 hasta un poco antes de 0.3 UA, la nariz de la eyecta, sufre un violenta variación de la aceleración, pero después de 0.3 UA, las variaciones de la aceleración son muy suaves. Del panel inferior se observa una expansión de la eyecta hasta un poco antes de 0.175 UA, donde el material posterior, al tener una mayor velocidad alcanza a la cola de la eyecta, produciendo una compresión que finaliza cuando la EMC se encuentra a 0.25 UA. Debido a que la cola de eyecta tiene un momento mayor, al ser empujada por detrás por material más rápido, éste se le transfiere a la nariz acelerándola en 0.25 UA (panel intermedio y superior) justo cuando la compresión de la eyecta llega a su mínimo. A partir de aquí el material posterior termina de hacer presión debido a que se ha alcanzado un equilibrio de velocidades. Esto provoca que la EMC se expanda libremente a partir de 0.25 UA.

3.4.2 EMC Rápida ($V_{emc} > V_{vsa}$)

Para ilustrar este caso utilizaremos el evento 04. Este evento es una EMC con una velocidad inicial $V_{emc}=830 \text{ km/s}^2$ propagándose en un viento solar ambiente de velocidad $V_{vsa}=272 \text{ km/s}^2$ (ver tablas 3.2 y 3.3).

La figura 3.7 muestra la evolución a diferentes tiempos (5, 30 y 90 h después de la inyección) del comportamiento de la EMC propagándose en el medio interplanetario. La línea discontinua indica el principio de la perturbación, mientras que línea continua, nos dice el lugar de la *onda de choque*. El rectángulo amarillo nos indica donde se encuentra localizada la EMC.

Las gráficas de la figura 3.7 presentan las variaciones de la velocidad, densidad y temperatura respecto a la distancia heliocéntrica. A continuación haremos la discusión de la evolución para cada uno de los tiempos mostrados.

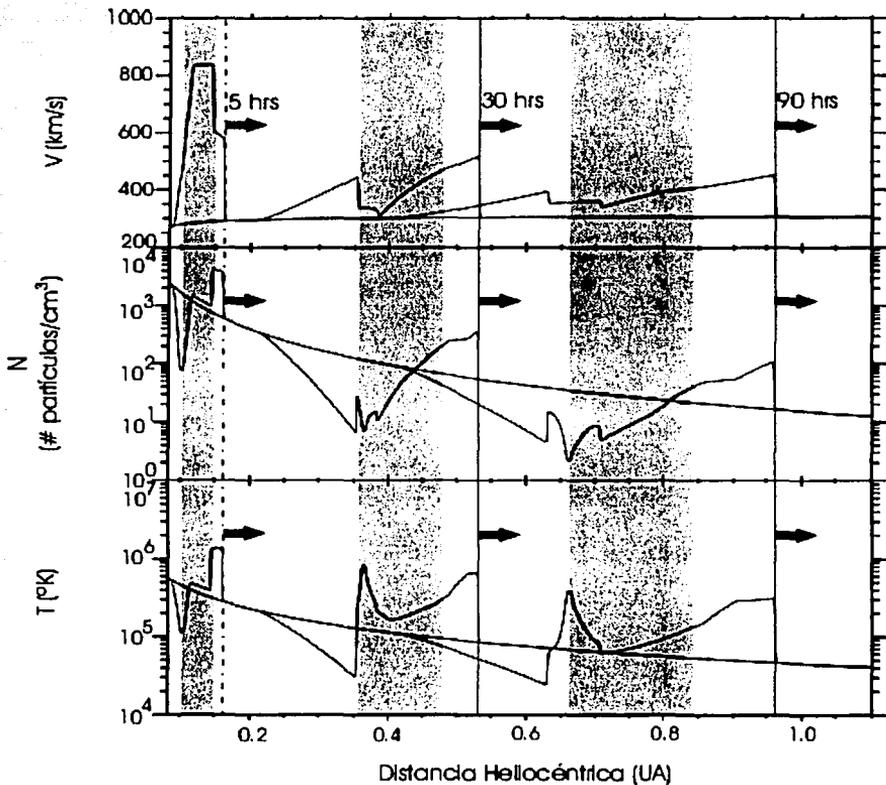


Figura 3.7: Evolución de una EMC lenta a 3 diferentes tiempos 5, 30 y 90 h. El rectángulo sombreado nos indica donde se encuentra localizada la EMC, mientras que la línea continua señala la posición del frente de choque.

- *5 hrs después del inicio de la inyección de la perturbación*

Debido a que la velocidad de la inyección de la EMC es mayor que la velocidad del viento solar ambiente, se produce un brinco en la velocidad. La eyecta alcanza al viento solar ambiente comprimiéndolo y produciendo un aumento en densidad y temperatura. Finalizando la inyección de material, se comienza a formar a través de ella una zona de rarefacción. Este vacío se debe a que se inyecta viento ambiente que va mucho más lento, siendo este material incapaz de alcanzar a la cola de la eyecta.

- *30 hrs después del inicio de la inyección de la perturbación*

A este tiempo se ha formado una onda de choque al frente de la eyecta, ésta es fácilmente reconocible por el brinco súbito en velocidad, densidad y temperatura. Detrás de la onda de choque se encuentra la eyecta, la cual ya se ha expandido de manera muy visible. Después de la cola de la eyecta se observa que la zona de rarefacción también se ha expandido, esto se debe a que la eyecta viaja mucho más rápido que el viento solar ambiente inyectado posteriormente, lo que provoca una región de vacío más grande.

- *90 hrs después del inicio de la inyección de la perturbación*

La onda de choque se ha separado más de la nariz de la eyecta. La EMC ha disminuido su velocidad de ~ 850 a 363 km/s, aún así es más rápida respecto al viento solar ambiente que no la puede alcanzar, ensanchándose más la región de vacío.

Ahora discutiremos, como en el caso anterior, el comportamiento de la EMC en el medio interplanetario, es decir, cómo es su velocidad, aceleración y expansión.

Evolución de la velocidad de la EMC

La figura 3.6 tiene 3 gráficas que muestran la variación, respecto a la distancia heliocéntrica, de la velocidad de la nariz de la EMC, la aceleración y el grosor (o anchura) radial de la EMC. Del panel superior vemos que la nariz de la eyecta, es empujada por el material de alta velocidad que viene detrás, provocando un aumento en su velocidad. Aproximadamente, en el intervalo de 0.25 UA a 0.45 UA, la nariz de la eyecta sufre un abrupto decremento de velocidad, debido a que el material que se encuentra delante de ella, al viajar con una menor velocidad, la comienza a frenar. Este descenso

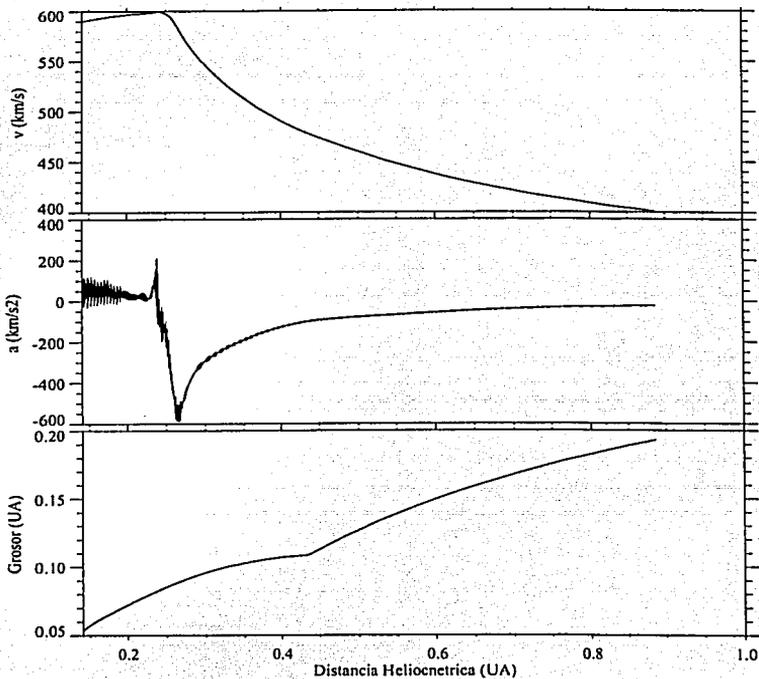


Figura 3.8: Rastreo de la velocidad y aceleración de la nariz de una EMC, así como de su grosor.

continúa pero de una manera más suave más allá de 0.45 UA. Del panel intermedio observamos un primer intervalo de variación de la aceleración de la nariz de la eyecta que va desde ~ 0.15 UA hasta ~ 0.25 UA, a continuación existe un decremento muy pronunciado alrededor de 0.25 UA. Después de 0.25 UA la desaceleración comienza a disminuir hasta ser constante a partir de 0.45 UA. Del panel inferior observamos un primer intervalo de expansión conservándose constante hasta ~ 0.44 UA. Pero pasado las 0.44 UA la EMC comienza a expandirse nuevamente.

3.5 Discusión

En general todas las eyectas lentas (eventos 01, 03, 08, 13 y 17) según las simulaciones, llegan con una velocidad menor que la medida por WIND, donde el evento 17 es el que presenta la menor diferencia normalizada, -0.17, mientras que el evento 03 presenta la mayor diferencia normalizada, -0.27. En cuanto al tiempo de arribo del choque asociado a eyectas lentas, observamos que en los eventos 01, 08 y 13 llegan después, donde el evento 13 presenta la mayor diferencia normalizada (+0.55), mientras que en el evento 17 la onda de choque llega antes con respecto a las observaciones de WIND, presentando este evento la menor diferencia (-0.17). Para los tiempos de llegada de las eyectas observamos que el evento 03 tiene la mayor diferencia normalizada (+0.55) de los 17 eventos considerados, mientras que el evento 08 tiene la menor diferencia normalizada (+0.17). En cuanto al tiempo entre la eyecta y el choque observamos que el evento 01 presenta la menor diferencia normalizada (-0.18) mientras que el evento 13 presenta la mayor diferencia normalizada (+0.50) con respecto a los datos medidos por WIND de los 17 eventos considerados.

Para el caso de eyectas rápidas (eventos 02, 04, 05, 06, 07, 09, 10, 11, 12, 14, 15 y 16) solo 3 (eventos 10, 11 y 14) llegan con velocidades mayores que las medidas por WIND, todas las demás tienen una velocidad menor que la medida a 1 UA, siendo el evento 09 el que presenta la menor diferencia normalizada en la velocidad (-0.03) de los 17 eventos considerados, mientras que el evento 11 presenta la mayor diferencia normalizada (+0.32) de los 17 eventos considerados. En cuanto al tiempo de arribo del choque observamos que solo los eventos 02, 05, 10, 11 y 18 llegan antes con respecto a las me-

diciones hechas por WIND, todos lo demás llegan después, siendo el evento 04 el que tiene la menor diferencia (+0.01) de los 17 eventos considerados. Para los tiempos de arribo de las eyectas los eventos 06, 12 y 15 tienen las menores diferencias normalizadas (+0.03) de todas las eyectas consideradas (lentas y rápidas). Finalmente, el tiempo entre la eyecta y el choque con la menor diferencia normalizada corresponde al evento 04 (+0.71), mientras que el evento 07 presenta la menor diferencia normalizada (-0.07) de todas las eyectas.

Por lo tanto de la tabla y figura 3.4 se puede concluir que las EMC lentas llegan a 1 UA con una velocidad menor que la esperada y con un tiempo de tránsito, tanto para su choque así como el mismo eyecta, mayor de lo esperado y que las EMC rápidas llegan a 1 UA con una velocidad similar a la esperada al igual que el tiempo de tránsito, tanto para su choque así como el mismo eyecta, reproduciendo el modelo numérico mejor este tipo de EMC.

Para poder entender las diferencias entre los parámetros obtenidos numéricamente con los medidos por WIND *in-situ*, es necesario remontarnos a las condiciones iniciales de nuestras simulaciones. Recordemos hemos supuesto una simetría esférica polar, así como hemos ignorado la presencia del campo magnético, siendo nuestro modelo hidrodinámico en 1-D. Sin embargo, los eventos en el viento solar que deseamos reproducir tienen una dinámica magnetohidrodinámica en 3-D, sin presentar una simetría definida, lo cual ya supone una gran diferencia. Las condiciones iniciales del viento solar que se introdujeron para reproducir el viento solar ambiente de manera numérica son inciertas y más de una combinación puede dar por resultado las condiciones medidas a 1 UA. La velocidad y tiempo de duración, calculada a partir de observaciones de LASCOS, así como la detección de eyectas con los datos de WIND dependen demasiado del factor humano, dos personas pueden observar el mismo evento, pudiendo inferir diferentes valores para un cierto parámetro, por ejemplo: la velocidad inferida por el equipo de LASCOS del evento 01 fue de 136.2 km/s, mientras que la inferida por A. Lara fue de 211 km/s.

Como hemos visto en este análisis todas las eyectas lentas, llegan con una velocidad menor que la registrada por WIND, debido a que la velocidad de la EMC es menor que la del viento solar, $V_{emc} < V_{sun}$, ésta será acelerada y la máxima velocidad que podría tener es $V_{emc} = V_{sun}$, tal y como se presenta

en los eventos 01, 03, 08, 13, 17. Por otro lado, si la velocidad de la EMC es muy cercana a la velocidad del viento solar, entonces la interacción entre ellos no será lo suficientemente violenta como para provocar una onda de choque, tal es el caso del evento 03. Entonces cómo es posible que alcancen una velocidad mayor a la del medio donde se desplazan si inicialmente la eyecta es más lenta que el viento solar ambiente?. Una posible respuesta es que exista un mecanismo en donde un agente externo a la EMC inicial es el impulsor que la acelera. En el capítulo 4 se llevan a cabo colisiones entre 2 EMC mostrando como la transferencia de momento en la interacción puede modificar los parámetros a 1 UA de las EMC. A partir de este estudio se propone como hipótesis de trabajo que el agente impulsor de eyectas lentas podría ser otra EMC. Varios autores ([8] por ejemplo) manejan el término de **EMC complejas**, es decir, que una EMC que en un principio podría pensarse como sólo una EMC viajando en el medio interplanetario, en verdad puede ser el resultado de una interacción de **dos o más EMC**. Esto explicaría la velocidad de llegada de la eyecta.

También las simulaciones arrojarán la forma en que evolucionan eyectas rápidas y eyectas lentas en el medio interplanetario. Las eyectas lentas presentan un intervalo en donde se desplazan a velocidad constante, después de una abrupta aceleración, para desplazarse con velocidad constante. Las eyectas rápidas presentan una desaceleración abrupta, después una velocidad constante y por último una desaceleración exponencial.

Los resultados presentados aquí difieren en parte con los resultados presentados en [17]. En el estudio hecho en [17] sólo se consideran eyectas rápidas, por lo que no es posible comparar los resultados obtenidos correspondientes a las eyectas lentas. Los perfiles encontrados en este capítulo de eyectas rápidas son congruentes con los encontrados en [17]. La velocidad a 1 UA de la eyecta, así como el tiempo de arribo del choque encontrados aquí tienen un mayor diferencia con respecto a los datos obtenidos por WIND, que la reportada en [17], mientras para los tiempos de arribo de las eyectas encontrados en este capítulo tienen una menor diferencia con respecto a los datos obtenidos por WIND, que el reportado en [17]. Finalmente los tiempo entre el choque y la eyecta reportados tanto aquí como en [17] tienen diferencias con respecto a los datos obtenidos por WIND del mismo orden.

Capítulo 4

Eyecciones de Masa Coronal Caníbales: Interacción de dos EMC

Gopalswamy et. al. ([23] y [24]) reportan la detección de una nueva clase de emisión de radio que interpretan como el resultado de interacción de 2 EMC. Analizando 2 eventos distintos y utilizando diferentes instrumentos de las naves SOHO y WIND, Gopalswamy et. al. encontraron una asociación entre los estallidos de radio detectados por WIND y dos EMC detectadas previamente por LASCO, una que sale después de la otra y que chocan entre sí cerca del Sol. El objeto de este capítulo es entender como evolucionan 2 EMC en el medio interplanetario después de haber interactuado.

La sección 4.1 se da una introducción de lo que es la interacción entre 2 EMC (canibalismo). A continuación se plantean (sección 4.2) dos experimentos numéricos que nos permitan entender la dinámica que ocurre durante la interacción. En las secciones 4.3 y 4.4 se muestran los resultados obtenidos de los experimentos numéricos 1 y 2, respectivamente. En la sección 4.5 se lleva a cabo la discusión, y finalmente, en la 4.6 se propone una hipótesis de trabajo.

4.1 EMC Caníbales

El canibalismo o interacción entre dos EMC ocurre cuando una vez de que sale una EMC lenta, es alcanzada por una EMC rápida que es inyectada en el medio interplanetario posteriormente. Este fenómeno se ilustra en la secuencia de imágenes de la figura 4.1. Allí ella se muestra de manera ejemplificativa el 'canibalismo' de 2 EMC.

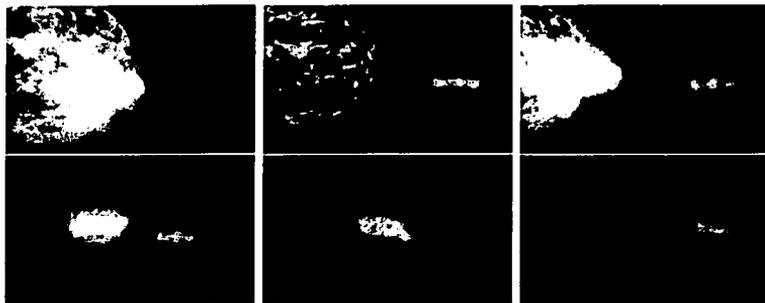


Figura 4.1: Imágenes a diferentes tiempos de una animación mediante computadora de canibalismo entre dos EMC [ver [50]]

Gracias al coronógrafo de LASCO se pudo observar el canibalismo entre dos EMC: a las 9:18 h del día 06/06/2000 se observa el inicio de la primera EMC (EMC1) y unas horas después, a las 16:42 h, se observa el inicio de la segunda EMC (EMC2) la cual sale del Sol y alcanza a la EMC guía a las 18:42 hrs (ver figura 4.2).

Para simular este fenómeno inyectamos dos EMC rápidas de tal manera que alcanzaran a las EMC guías (*condición necesaria para darse el canibalismo*). A continuación mostraremos, los dos experimentos numéricos realizados.

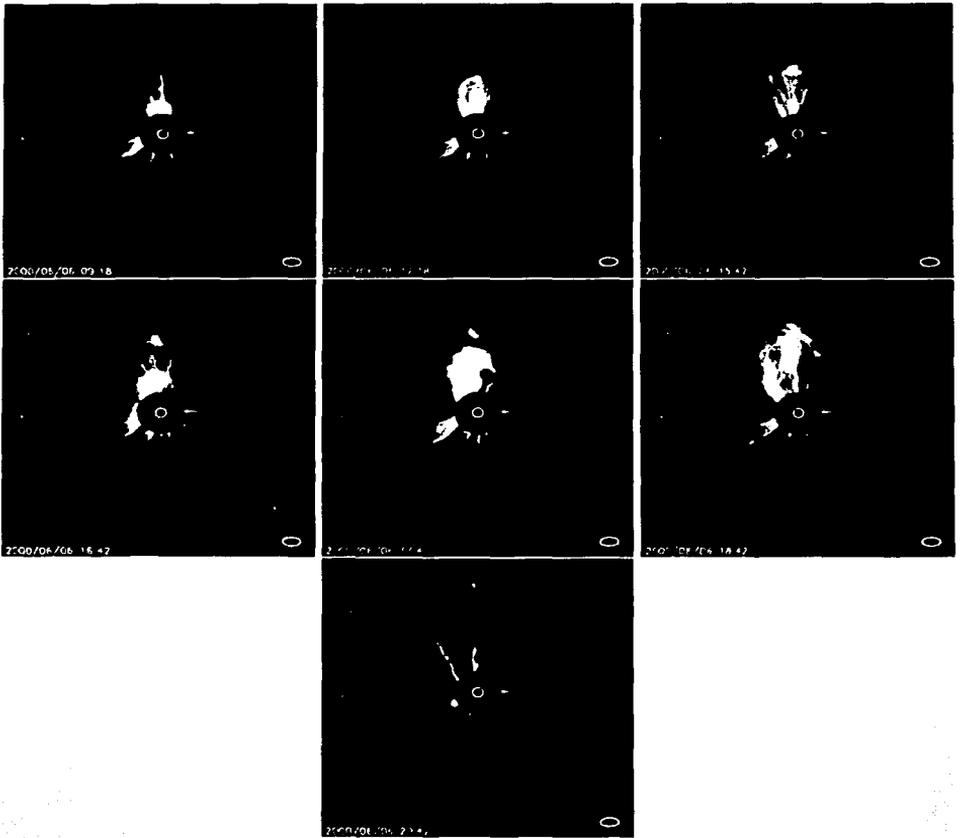


Figura 4.2: Canibalismo entre dos EMC observado por LASCO [ver [50]]

	EMC	V_{emc} [km/s]	ΔN	ΔT	dt_{emc} [h]	Δt_{1-2} [h]
A	1	211	1.2	1.2	5.0	
	2	723	1.2	1.2	10.0	5.0
B	1	830	1.2	1.2	3.6	
	2	1172	1.2	1.2	3.4	1.0

Tabla 4.1: Características físicas de los pulsos que actúan como EMC guías y caníbales en nuestros experimentos numéricos.

4.2 Dos experimentos numéricos

Para fines del estudio de este capítulo vamos a modelar 2 eventos de colisión de eyectas en el medio interplanetario, los cuales son el evento A y el evento B. Para ello seleccionamos 2 de las EMC de las tablas 3.2 y 3.3 que actuaran como EMC1 y después inventamos dos EMC que actuaran como EMC2.

Las EMC seleccionadas como EMC1 para construir los eventos A y B fueron la de los eventos 01 y 02, cuyas condiciones iniciales del viento solar así como de las propiedades de los pulsos que emularon la EMC fueron descritas en el capítulo anterior en las tablas 3.2 y 3.3. La razón de haber escogido los eventos 01 y 02 como EMC1 de los eventos de colisión A y B, es ver las diferencias de comportamiento entre una EMC lenta (evento 01) con una EMC rápida y una EMC rápida (evento 02) con una EMC más rápida.

Ya teniendo las dos EMC que actuaran como EMC1, inventamos arbitrariamente dos EMC2 para cada EMC1. Las características tanto de las EMC1 y de las EMC2 de los dos eventos de colisión construidos, A y B, se describen en la tabla 4.1, donde Δt_{1-2} es el tiempo inicial de separación entre el fin de la EMC1 y el inicio de la EMC2.

La finalidad de inyectar estas EMC caníbales (EMC2) es poder observar el comportamiento cuando las dos EMC interactúan en el medio interplanetario. Un punto de particular interés es saber cómo la EMC *canibal* afecta la velocidad a la cual llega el frente de la EMC1 a 1 UA, así como el tiempo de tránsito del choque y la eyecta asociada a la EMC1.

4.2.1 Preludio

Para analizar el efecto de canibalismo entre EMC's, se realiza un estudio de la evolución de cada EMC2 sin interactuar con una EMC1. Para llevar a cabo esto, se inyectaron las dos EMC2 de los eventos A y B en los mismos vientos solares ambientes en que se hicieron propagar las dos EMC1 (los comportamientos de las dos EMC1 se estudiaron en el capítulo anterior). Ya teniendo los resultados numéricos de ambos comportamientos, se procede a comparar lo resultados con el comportamiento cuando se presenta un fenómeno de canibalismo. Denotaremos a la EMC1 y EMC2 del evento A como EMC1A y EMC2A respectivamente, mientras que a la EMC1 y EMC2 del evento B serán EMC1B y EMC2B respectivamente.

Comportamiento de EMC2A sin interactuar ()*

En este caso la EMC2 se propaga sobre un viento solar ambiente cuyas características iniciales se muestran en la tabla 3.2, (evento 01). En la figura 4.3 se muestra el comportamiento de la EMC a tres diferentes tiempos: 5 h, 30 h y 55 h.

Después de 5 h que el viento ambiente ha alcanzado una solución estacionaria, se comienza a inyectar la EMC2A, lo que ocasionando una interacción muy violenta formando una onda de choque delantera. Después de 30 h, la EMC2A ya se ha expandido y la onda de choque se ha comenzado alejar de la nariz de la EMC. Después de 55 h, se observa que tanto la separación entre la EMC2A y la onda de choque es más grande, así como la anchura de la EMC. Por otro lado, la zona de rarefacción aunque ha disminuido en magnitud aumentado en anchura. La velocidad a la que llega la nariz de la EMC2A a 1 UA es 518 km/s, el tiempo de arribo de la onda de choque a 1 UA es de 64 h, el tiempo de arribo de la eyecta a 1 UA es de 68 h y la anchura radial de la eyecta a 1 UA es de 0.230 UA.

Como se verá en la tabla 4.3, la parte trasera de la interacción cuando ocurre el fenómeno de canibalismo, corresponde al comportamiento observado de la EMC2A*, mientras que el frente de la eyecta difiere del mostrado en la figura 4.3.

Comportamiento de EMC2B sin interactuar ()*

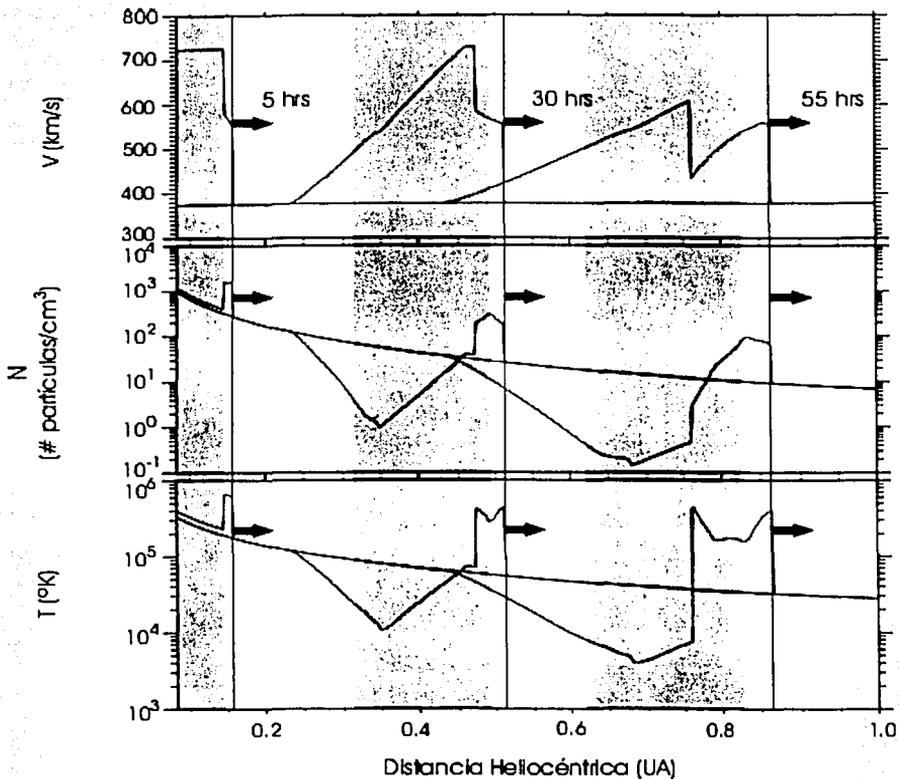


Figura 4.3: Evolución de la EMC2A* (sin interacción) a 3 diferentes tiempos 5, 30 y 55 h. El rectángulo sombreado nos indica donde se encuentra localizada la EMC, mientras que la línea continua señala la posición del frente de choque.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Esta EMC se hizo propagar en un viento solar ambiente cuyas características iniciales se muestran en la tabla 3.2, (caso 02). En la figura 4.4 se presenta el comportamiento de la EMC a tres diferentes tiempos: 5 h, 20 h y 55 h.

Después de 5 h que el viento ambiente ha alcanzado una solución estacionaria, se comienza a inyectar la EMC2B, ocasionando una interacción muy violenta formando una onda de choque delantera. Como la EMC2B es 5 veces más rápida en viento solar ambiente, al igual que el caso anterior, el viento ambiente no puede alcanzar a la cola, lo que genera en la parte trasera de la EMC2B una zona de rarefacción. Después de 20 h la onda de choque se separa más de la nariz de la EMC2B, la cual se ha comenzado a frenar, debido al viento solar ambiente lento que se encuentra a su paso. En la parte trasera de la EMC2B se ha creado una onda de choque reverso. Después de 55 h, se observa que tanto la separación entre la EMC2B y la onda de choque delantera ha aumentado, así como también la anchura de la EMC2B. La zona de rarefacción aunque ha disminuido en magnitud, ha aumentado en anchura. La onda de choque reverso también se ha separado de la cola de la EMC2B. La velocidad a la que llega la nariz de la EMC2B a 1 UA es 468 km/s, el tiempo de arribo de la onda de choque a 1 UA es de 52 h, el tiempo de arribo de la eyecta a 1 UA es de 65 h y la ancha radial de la eyecta a 1 UA es de 0.345 UA.

Como se verá en la tabla 4.5, la parte trasera de la interacción corresponde al comportamiento observado de la EMC2B*, mientras que el frente de la eyecta difiere del mostrado en la figura 4.4.

Una vez analizado el comportamiento de las EMC que actuarán como cañabales (EMC2) en los mismos vientos solares de las dos EMC1 procederemos a realizar nuestros dos experimentos numéricos. En estos experimentos numéricos la EMC1 será localizada y señalada con un rectángulo gris claro, mientras que la EMC2 será localizada y señalada con un rectángulo gris oscuro.

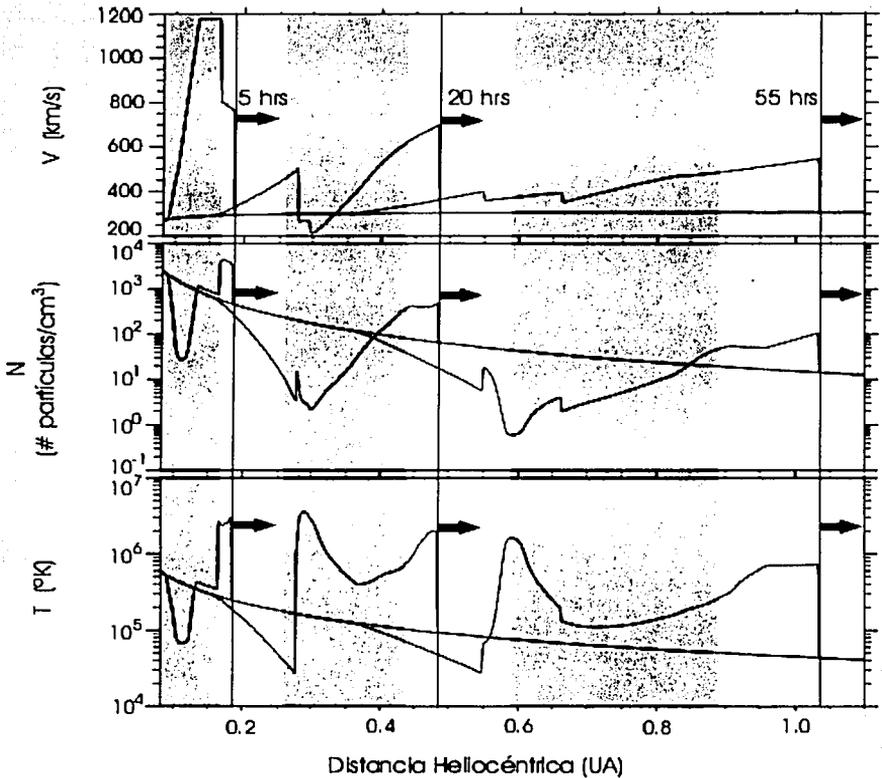


Figura 4.4: Evolución de la EMC2b* (sin interacción) a 3 diferentes tiempos 5, 20 y 55 h. El rectángulo sombreado nos indica donde se encuentra localizada la EMC, mientras que la línea continua señala la posición del frente de choque.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Condiciones Iniciales para el Experimento Numérico A							
	V	N	T	ΔN	ΔT	dt_{emc}	Δt_{1-2}
	[km/s]	[cm^{-3}]	[$10^5 K$]			[h]	[h]
V. Solar	373	990	2.5	-	-	-	-
EMC1	211	-	-	1.2	1.2	5.0	-
EMC2	723	-	-	1.2	1.2	10.0	5.0

Tabla 4.2: Características iniciales del viento solar ambiente, EMC1 y EMC2 correspondientes al experimento numérico A

4.3 Experimento Numérico A: EMC lenta ($V_{emc1} = 211$ km/s) seguida de una EMC rápida ($V_{emc2} = 723$ km/s)

La tabla 4.2 indica las características iniciales del viento solar ambiente (V_o , N_o , T_o), así como las características de la EMC1 (V_{emc1} , ΔN , ΔT , dt_{emc1}) y la EMC2 (V_{emc2} , ΔN , ΔT , dt_{emc2} , Δt_{1-2}) utilizadas en el experimento numérico A.

A continuación discutiremos la evolución de la interacción entre las dos EMC a 4 tiempos distintos: en 0.1 UA (5 h), 0.2 UA (15 h), 0.3 UA (25 h), 0.7 UA (55 h) y 1.0 UA (75 h).

La tabla 4.3 muestra un resumen del comportamiento de la interacción entre la EMC1 y EMC2 del experimento numérico A. En las figuras 4.5, 4.6, 4.7 y 4.8 se observa la interacción más relevante, en donde los límites de la EMC2 está señalado por un rectángulo más oscuro que la de la EMC1.

Velocidad y Aceleración

Para profundizar en nuestro análisis de la interacción entre la EMC1 y EMC2, estudiaremos en primer lugar el comportamiento de la velocidad de las narices de las dos EMC. La figura 4.9 muestra 2 paneles de velocidad contra la distancia heliocéntrica: en el primero se observa el perfil de velocidad de la nariz de la EMC1 con interacción (línea continua) y sin interaccionar (*) (línea punteada). En el panel inferior se muestra el perfil de velocidad la

Evolución del Experimento Numérico A

Δt [h]	EMC1	EMC2
5	Inicio de la inyección.	-
	Formación de la zona de rarefacción al frente de la nariz.	-
15 (figura 4.5)	-	Inicio de la inyección.
	Formación de la onda de choque reversa en la cola.	EMC2 alcanza a la EMC1.
	Inicio de compresión de la EMC1.	Transferencia de momento a la EMC1.
	Disminución de la zona de rarefacción.	-
25 (figura 4.6)	-	-
	Desaparición de la zona de rarefacción de la nariz.	-
	Separación de las ondas delantera y reversa.	-
	Disminución de grosor	Aumento del grosor
	-	Formación de zona de rarefacción en la cola

Δt [h]	EMC1	EMC2
55 (figura 4.7)	Aumento de la separación entre la onda de choque delantera y la nariz.	-
	Aumento de la separación entre la onda de choque reversa y la cola.	-
	Finalización de la compresión.	Aumento de grosor
	-	Aumento de la zona de rarefacción de la cola.
75 (figura 4.8)	Aumento de la separación entre la onda de choque delantera y la nariz.	-
	Aumento de grosor.	Aumento de grosor.
	Aumento de la separación entre la onda de choque reverso y la cola.	Aumento de la zona de rarefacción de la cola.

Tabla 4.3: Resumen del comportamiento correspondiente al experimento numérico A (Figuras 4.5 a 4.8)

Caribalismo

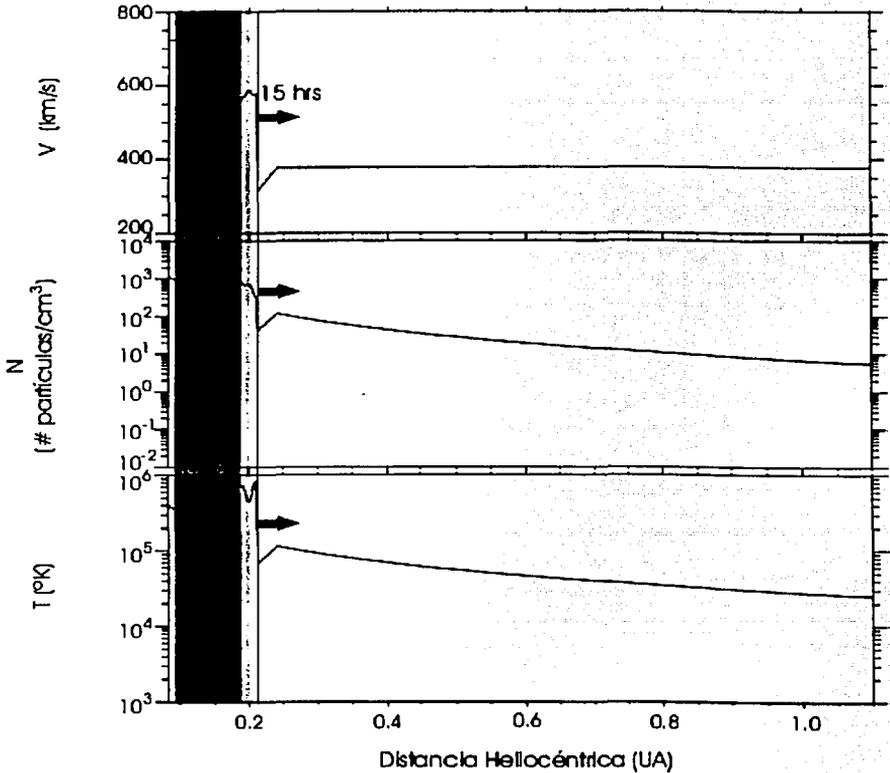


Figura 4.5: Comportamiento de interacción entre la EMC1 (rectángulo tenue) y EMC2 (rectángulo obscuro) (figuras de la 4.5 a la 4.8) a 4 diferentes tiempos 15, 25, 55 y 75 h. La línea continua señala la posición del frente de choque.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Canibalismo

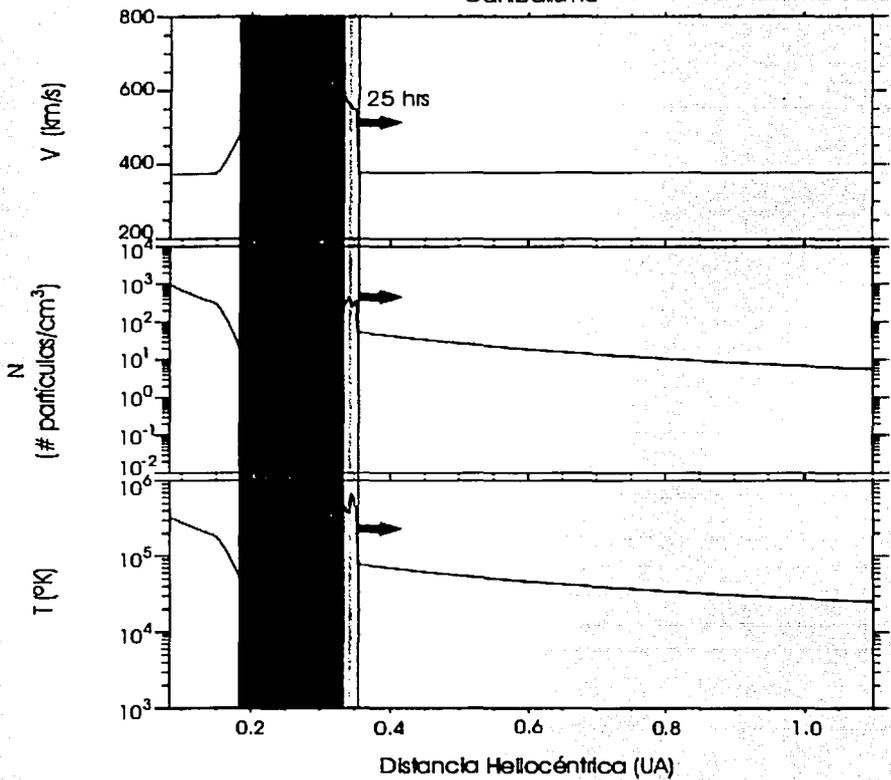


Figura 4.6:

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Canibalismo

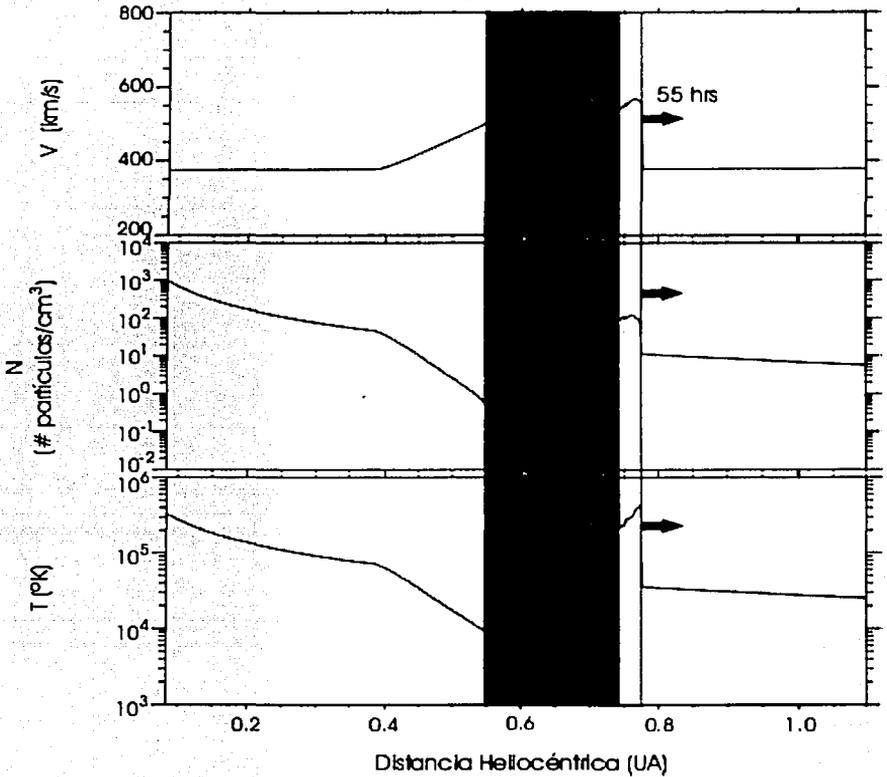


Figura 4.7:

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Canibalismo

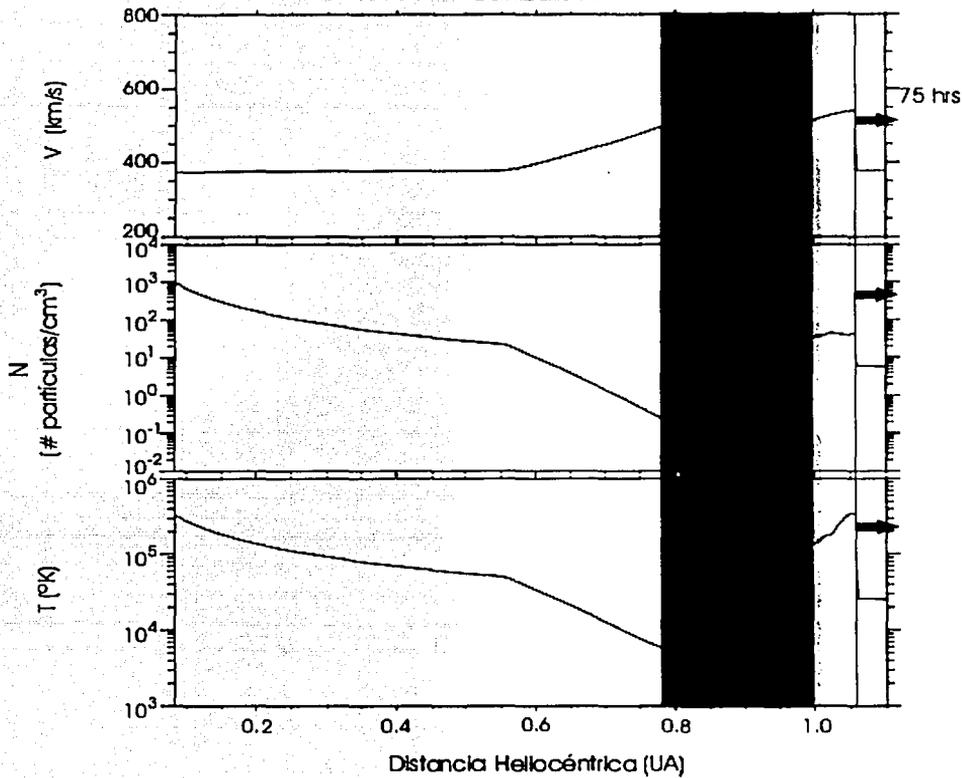


Figura 4.8:

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

EMC2 con interacción (línea continua) y sin interacción (*) (línea punteada).

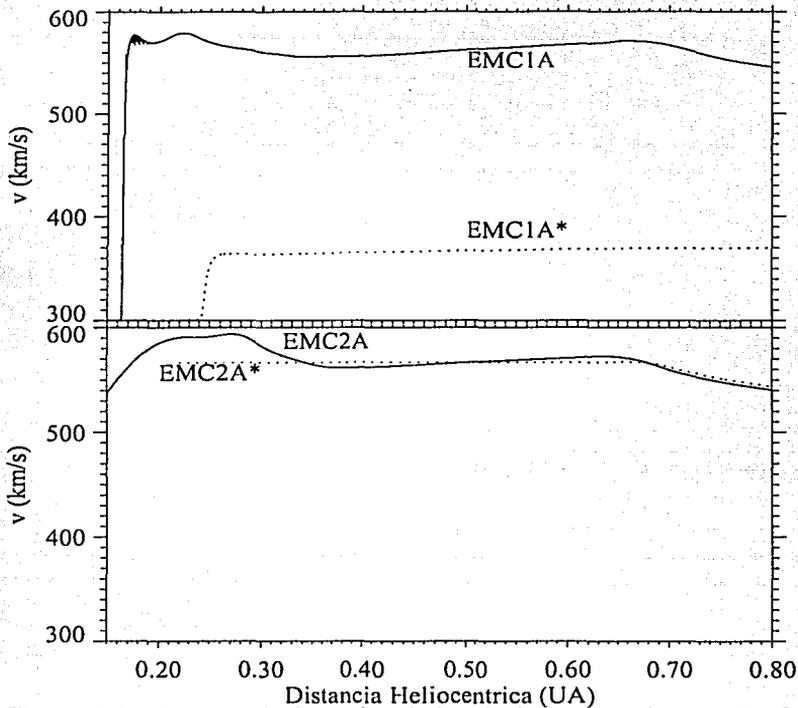


Figura 4.9: Rastreo de las velocidades de la narices de una EMC lenta (EMC1) seguida de una EMC rápida (EMC2) con interacción (línea continua) y sin interacción (línea punteada) entre ellas.

Observemos que en el panel superior de la figura 4.9, la velocidad de la nariz de la EMC1 que interacciona con EMC2 (línea continua) es de 300 km/s y se mantiene constante por un poco más de 0.01 UA. Después sufre una violenta, aumentando su velocidad hasta ~ 600 km/s, seguido de un ligero decremento de velocidad hasta 0.21 UA, y de una aceleración modesta

que termina hasta 0.23 UA, la cual es provocada por los gradientes de presión asociados a la zona de rarefacción ubicada al frente de la nariz de la EMC1. Pasado este punto, la velocidad de la EMC1 decrece de manera muy suave hasta 0.38 UA. Como se ve en la figura 4.9, el comportamiento de la EMC1 sin interaccionar muy diferente, existiendo una diferencia de velocidad de ~ 200 km/s en el intervalo de ~ 0.25 UA a ~ 0.80 UA. Del panel inferior vemos que la velocidad de la nariz de la EMC2 aumenta de manera más o menos constante desde que sale hasta más allá de 0.22 UA. La aceleración que sufre la EMC2 se debe a los gradientes de presión entre la nariz de la EMC2 y la cola de la EMC1. Ya equilibradas las velocidades, se mantiene con velocidad constante la nariz de la EMC2 hasta 0.27 UA, para después decrecer suavemente. Después tanto la nariz de la EMC2 como la EMC1 viajan sin cambios drásticos en sus velocidades, para después decrecer su velocidad suavemente a partir de 0.65 UA. Observamos que el perfil de EMC2* y EMC2 tiene una diferencia de velocidad de ~ 40 km/s hasta antes de 0.35 UA, para después tender a comportarse de manera similar de ~ 0.35 UA. a ~ 0.80 UA.

Ahora vemos el comportamiento de las aceleraciones de las narices de la EMC1 y EMC2. La figura 4.10 muestra 2 paneles de aceleración contra distancia heliocéntrica: en el panel superior se encuentra la aceleración de la nariz de EMC1 interaccionando con EMC2 (línea continua), mientras que el patrón de la aceleración de EMC1 sin interaccionar es señalado con línea puntada. En el panel inferior se muestra el perfil de la aceleración de EMC2 con y sin interacción (*).

Observemos que justo en 0.06 UA la nariz de EMC1 sufre una violenta variación de la aceleración, la cual es ocasionada cuando la nariz de EMC2 alcanza a la EMC1. Como las partes de EMC1 no se comportan como un cuerpo rígido, la nariz se mueve con velocidad constante, hasta que pasa a través de ella la onda de choque impulsada por EMC2, produciendo una aceleración muy violenta. Este comportamiento concuerda con el mostrado en la figura 4.9. El perfil de aceleración de la EMC1 cambia de manera drástica debido a la presencia de la EMC2. Del panel inferior veamos que no existen cambios apreciables en la aceleración de EMC2 ya sea con y sin interacción (*).

Para completar a nuestro análisis veremos el comportamiento de los gro-

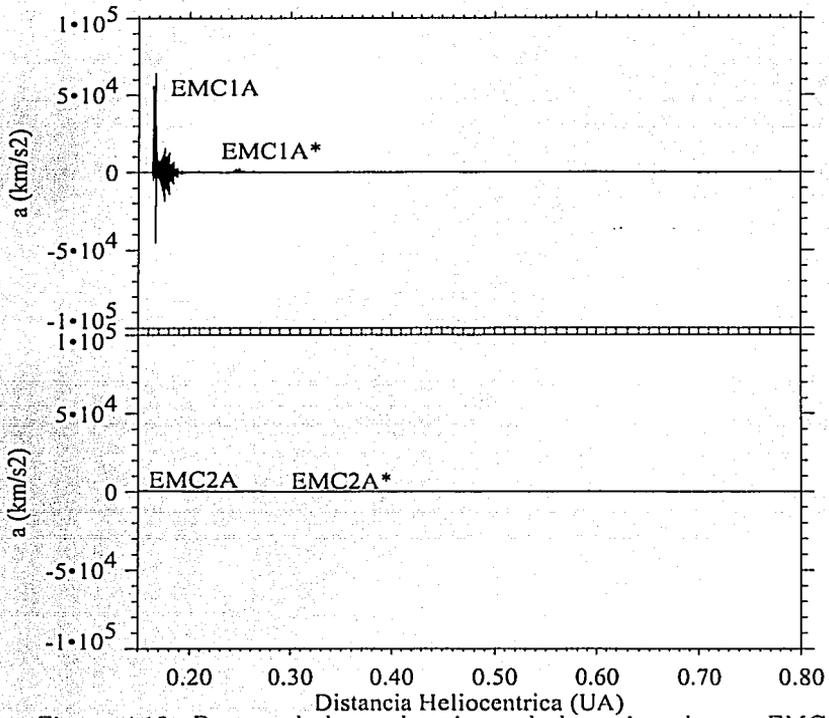


Figura 4.10: Rastreo de las aceleraciones de la narices de una EMC lenta (EMC1) seguida de una EMC rápida (EMC2) con interacción (línea continua) y sin interacción (*) (línea continua) entre ellas.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

sores de las EMC1 y EMC2.

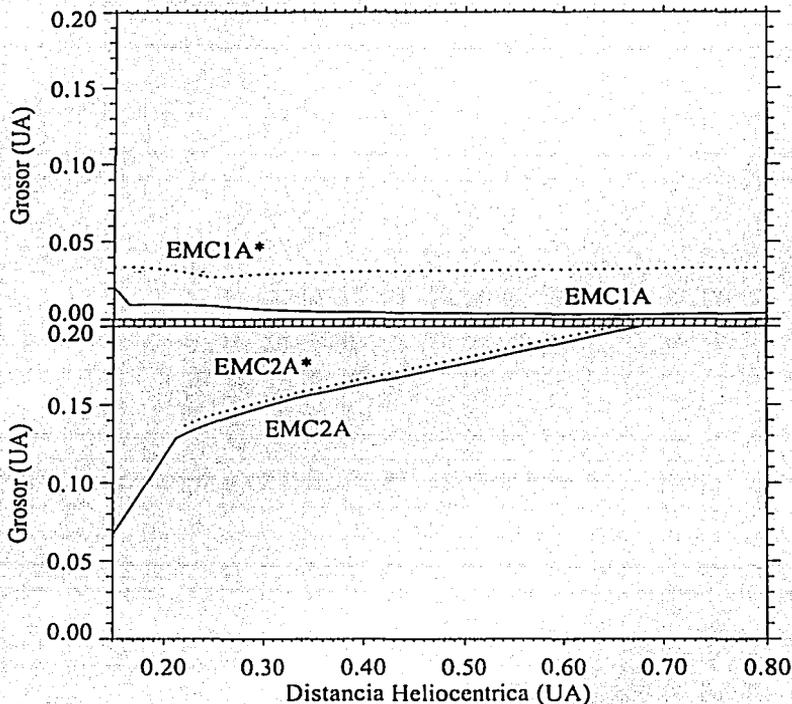


Figura 4.11: Rastreo de los grosores radiales de una EMC lenta (EMC1) seguida de una EMC rápida (EMC2) con interacción (línea continua) y sin interacción (*) (línea continua) entre ellas.

La figura 4.11 muestra la evolución del grosor radial o anchura de la EMC contra la distancia heliocéntrica. En el panel superior se encuentra el perfil de anchura de la EMC1 cuando interacciona con la EMC2 (línea continua), mientras que con una línea punteada se encuentra señalado el perfil de EMC1 sin interaccionar con EMC2. En el panel inferior se muestra el perfil del gro-

Condiciones Iniciales para el Experimento Numérico B

	V	N	T	ΔN	ΔT	dt_{emc}	Δt_{1-2}
	[km/s]	[cm^{-3}]	[$10^5 K$]			[h]	[h]
V. Solar	272	2460	4.3	-	-	-	-
EMC1	830	-	-	1.2	1.2	3.6	-
EMC2	1172	-	-	1.2	1.2	3.4	1.0

Tabla 4.4: Características iniciales del viento solar ambiente, EMC1 y EMC2 correspondientes al experimento numérico B.

sor radial de la EMC2 con y sin interacción .

Vemos que el EMC1 comienza a decrecer en anchura, y en 0.16 UA su grosor decrece de manera más violenta, debido a que es el momento en que la onda de choque, impulsada por la EMC2, alcanza a la EMC1 comenzándola a compactar rápidamente. Este cambio brusco coincide con la variación de aceleración y velocidad mostradas en las figura 4.9 y 4.10 respectivamente. Después de 0.16 UA se observa que el grosor disminuye hasta 0.40 UA para mantenerse constante después de aquí. Vemos que el perfil de grosor de EMC1 sin interactuar es mucho más suave y se conserva constante salvo ciertas variaciones en 0.27 UA que ya fueron discutidas junto con la figura 3.6 en el capítulo anterior. Del panel inferior se aprecia que la EMC2 se expande de manera uniforme hasta 0.22 UA que es cuando la EMC1, al estar siendo compactada por la onda de choque que impulsa la EMC2, impide que la EMC2 se expanda libremente, que ocasiona un cambio súbito en la forma de expansión de EMC2, lo cual coincide con la disminución de la velocidad más allá de 0.22 UA, mostrada en la figura 4.9. Observamos que el comportamiento de EMC2, se acerca mucho al perfil de EMC2*.

4.4 Experimento Numérico B: EMC rápida ($V_{emc1} = 830$ km/s) seguida de una EMC más rápida ($V_{emc2} = 1172$ km/s)

La tabla 4.4 indica las características iniciales del viento solar ambiente (V_o , N_o , T_o), así como las características de la EMC1 (V_{emc1} , ΔN , ΔT , dt_{emc1}) y la EMC caníbal (V_{emc2} , ΔN , ΔT , dt_{emc2} , Δt_{1-2}) utilizadas en el experimento numérico B.

En este experimento estudiamos la dinámica en 0.1 UA (5 h), 0.2 UA (10 h), 0.3 UA (20 h), 0.4 (25 h), 0.5 (30 h) y 0.6 UA (35 h).

La tabla 4.4 muestra a manera de resumen, el comportamiento de la interacción entre la EMC1 y la EMC2 del experimento numérico B. Las figuras 4.12, 4.13, 4.14, 4.15, 4.16 se observa la interacción más relevante, en donde los límites de la EMC2 están señalados por un rectángulo más oscuro que la de la EMC1.

Velocidad y Aceleración

En esta sección analizaremos en primer lugar el comportamiento de las velocidades de las narices de las dos EMC. La figura 4.17 muestra la variación de la velocidad respecto a la distancia heliocéntrica: en el primer panel se muestra el perfil de velocidad de la EMC1 (línea continua). Para poder comparar cómo se modifica el comportamiento de la EMC1 cuando interactúa con otra EMC, se incluyó en el mismo panel el perfil de velocidad de la EMC1 sin interactuar con la EMC2 (figura 4.17 panel superior) y que se señala con una línea punteada. En el panel inferior se muestra el perfil de velocidad la EMC2 con y sin interacción.

Observemos del panel superior que el comportamiento de la EMC1 coincide exactamente con el perfil de la EMC1* (figura 4.17 panel superior), sin embargo, en 0.38 UA sufre una violenta aceleración debido a que la onda de choque impulsada por la EMC2 pasa a través de la EMC1, acelerándola (figura 4.14). De 0.38 UA a 0.44 UA es comprimida y acelerada por la onda de choque de la EMC2. Después de 0.44 UA la EMC1 se separa de la EMC2 (figuras 4.15 y 4.16) comenzando a decrecer su velocidad hasta 0.54 UA, para

Evolución del Experimento Numérico B

Δt [h]	EMC1	EMC2
5	Inicio de inyección.	-
	Formación de la zona de onda de choque delantera.	-
	Formación de la zona de rarefacción en la cola.	-
10 (figura 4.12)	-	Inicio de inyección.
	Aumento de la separación entre la onda de choque delantera y la nariz.	-
	Aparición de una onda de choque reversa en la nariz.	Aparición de una onda de choque delantera en la nariz.
	Aumento de la zona de rarefacción.	-
20 (figura 4.13)	Aumento de la separación entre la onda de choque delantera y la nariz.	Formación de una onda de choque reversa.
	Inicio de compresión.	Onda de choque delantera comprime EMC1.
	Disminución de grosor.	Aumento del grosor.
	Onda de choque reversa que trata de frenar al material previo a la EMC2.	Onda de choque reversa trata de frenar al parte del material de la EMC2.
	-	Formación de la zona de rarefacción en la cola.

Δt [h]	EMC1	EMC2
25 (figura 4.14)	Disminución de la separación entre la onda de choque delantera y la nariz.	Onda de choque delantera rebasa en su totalidad a la EMC1.
	Intercambio de momento.	Intercambio de momento.
	Disminución de grosor.	Aumento de grosor.
	-	Dos ondas de choque reversa tratan de frenar diferentes partes de la EMC2.
	-	Aumento de zona de rarefacción en la cola.
30 (figura 4.15)	Suma de las dos ondas de choque delanteras.	-
	Fin de la compresión.	Aumento de grosor .
	-	Ondas de choque reverso tratan de desacelerar material de la EMC2.
	-	Aumento de la zona de rarefacción.
	-	-
35 (figura 4.16)	Suma de las ondas de choque delanteras se separan de la nariz.	Suma de las ondas de choque reverso tratan de desacelerar material de la EMC2.
	Separación entre la EMC1 y la EMC2.	-
	Aumento de velocidad.	Disminución de velocidad.
	-	Aumento de grosor.
	-	-

Tabla 4.5: Resumen del comportamiento correspondiente al experimento numérico B (Figuras 4.13 a la 4.18)

Carballismo

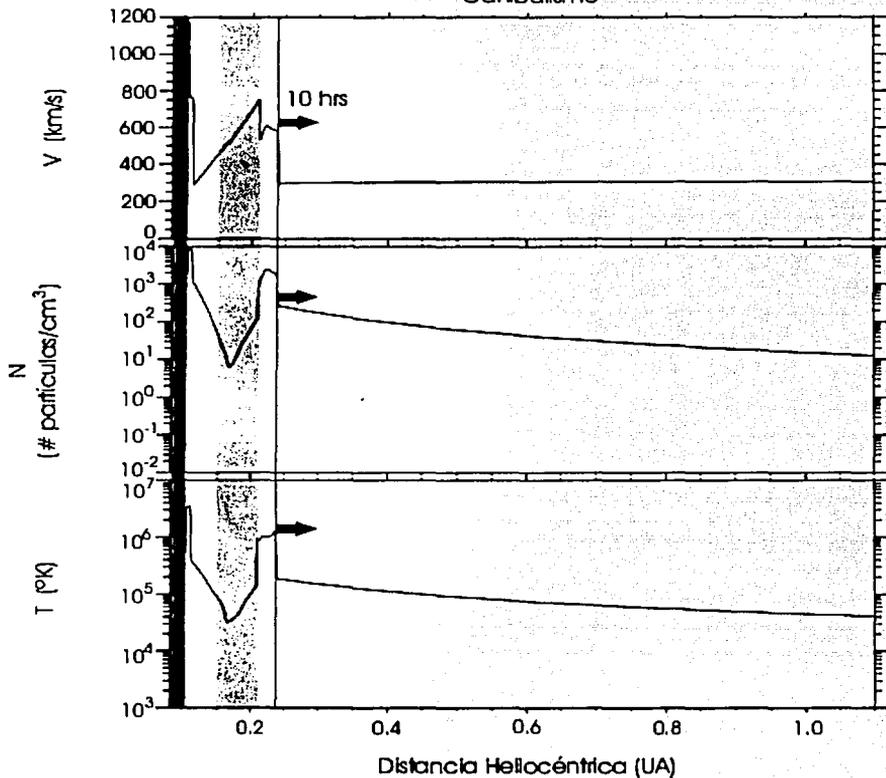


Figura 4.12: Comportamiento de interacción entre la EMC1 (rectángulo tenue) y EMC2 (rectángulo obscuro) (figuras de la 4.12 a la 4.16) a 4 diferentes tiempos 15, 25, 55 y 75 h. La línea continua señala la posición del frente de choque.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Caribalismo

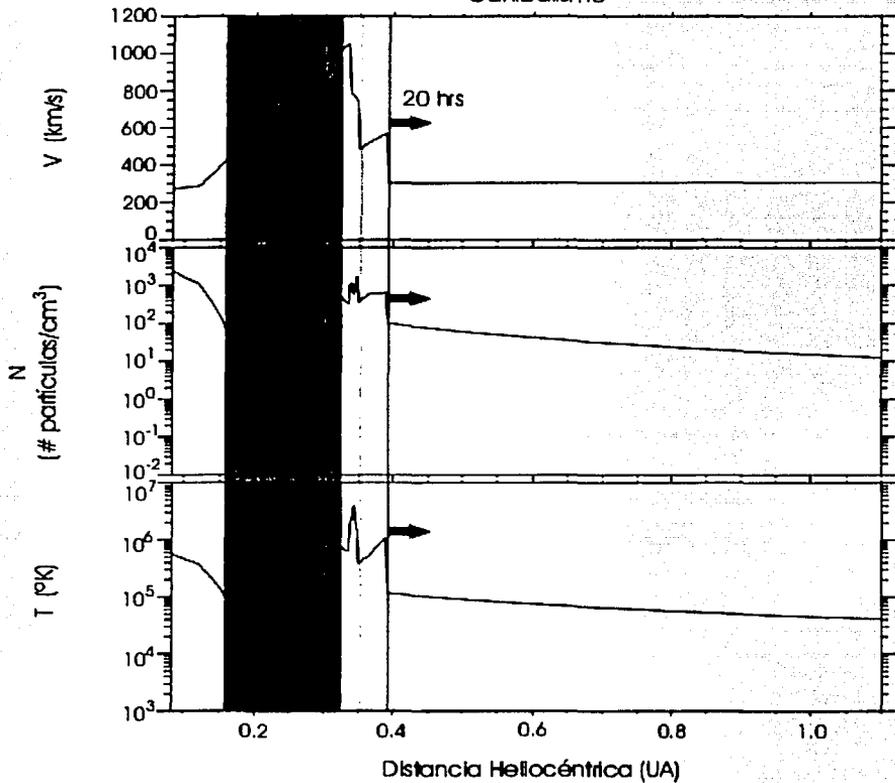


Figura 4.13:

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Caribalismo

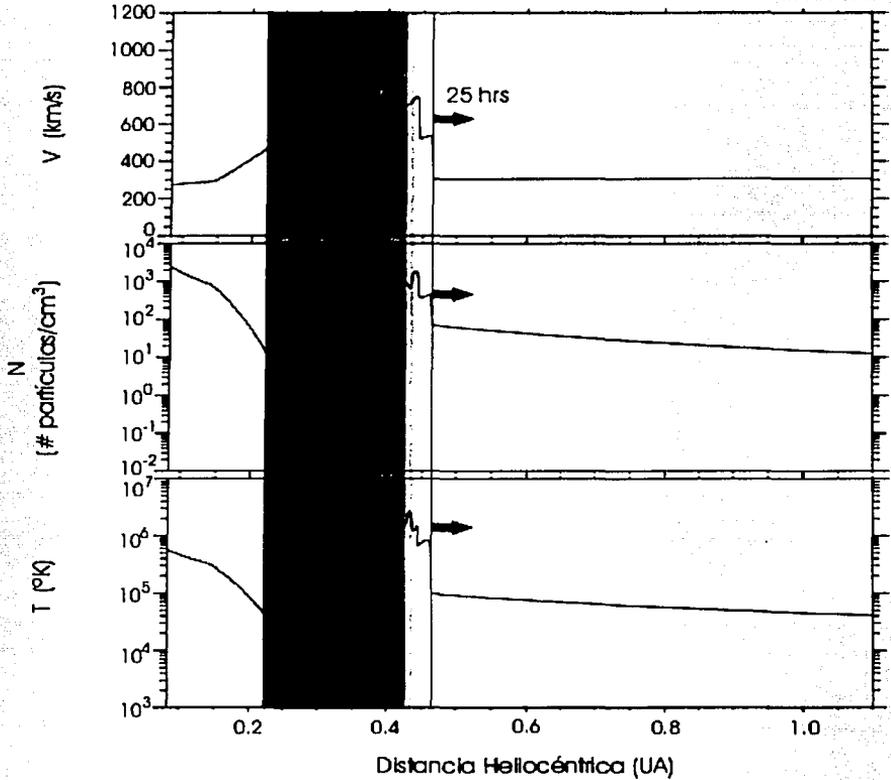


Figura 4.14:

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

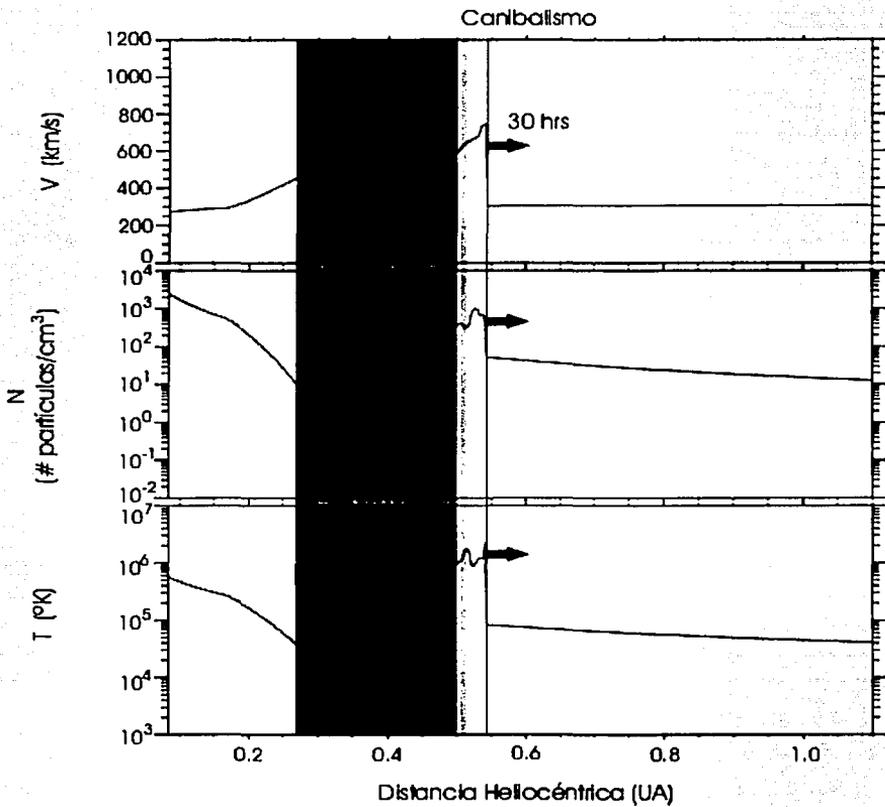


Figura 4.15:

TESIS CON
 FALLA DE ORIGEN

Canibalismo

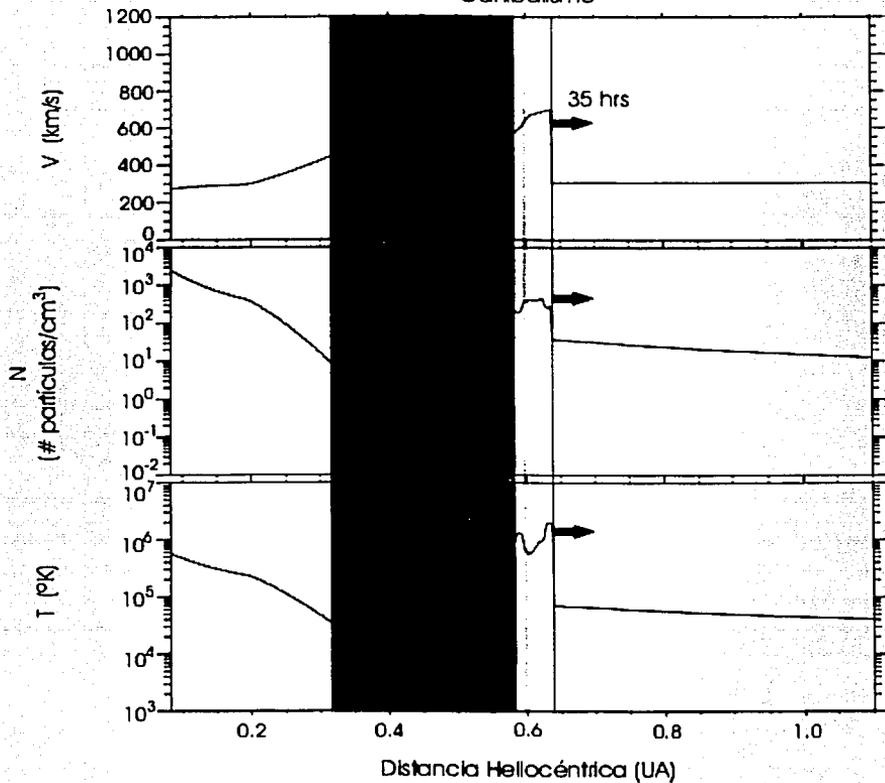


Figura 4.16:

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

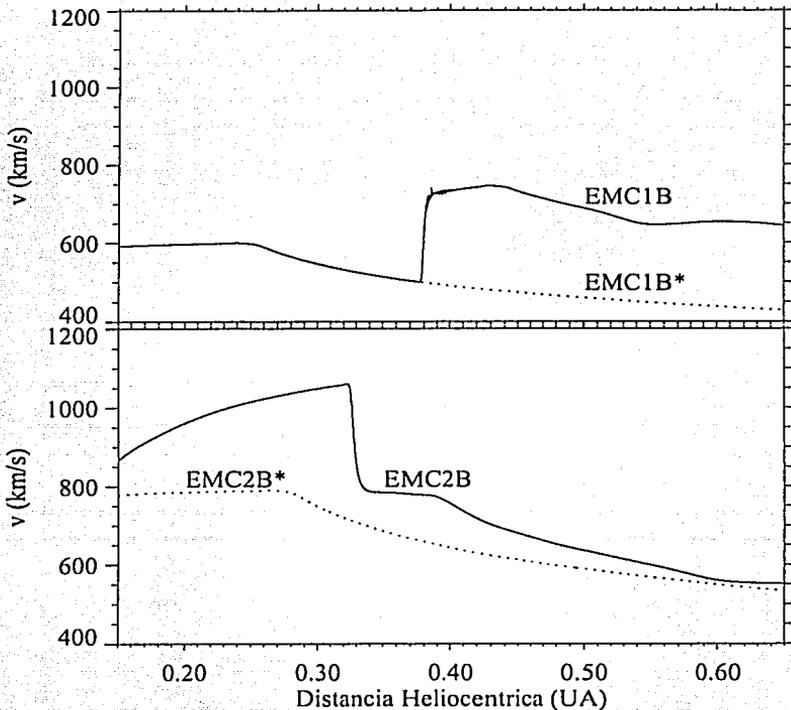


Figura 4.17: Rastreo de las velocidades de la narices de una EMC rápida (EMC1) seguida de una EMC más rápida (EMC2) con interacción (línea continua) y sin interacción (*) (línea punteada) entre ellas.

después mantenerse sin variaciones bruscas en su perfil. Del panel inferior se aprecia un incremento gradual de la velocidad de la nariz de la EMC2 hasta 0.32 UA, que es cuando la EMC2 se encuentra con la onda de choque reversa provocada por la EMC1 (figura 4.15), la cual desacelera de manera violenta la nariz de la EMC2, conservando su velocidad constante hasta 0.37 UA. Pasado este punto la velocidad de la nariz de la EMC2 decrece suavemente. Observemos que el perfil de EMC2 es muy diferente al de EMC2* , ya que al desplazarse la EMC1 en el viento solar, ésta crea una zona de rarefacción, calentando el medio, provocando que el frente de la EMC2 se desplace con una velocidad mayor.

Ahora vemos el comportamiento de las aceleraciones de las narices de la EMC1 y la EMC2. La figura 4.18 muestra 2 paneles de aceleración contra distancia heliocéntrica: en el panel superior se muestra la aceleración de nariz de la EMC1 (línea continua), mientras que el patrón de la aceleración de la EMC1 sin interaccionar con la EMC2 es señalado con una línea punteada. En el panel inferior se muestra el perfil de la aceleración de la EMC2 con y sin interacción.

Observamos del panel superior que la aceleración permanece sin variaciones visibles, hasta llegar a 0.38 UA cuando se presenta una violenta aceleración, que coincide con el aumento de velocidad mostrada en el panel superior de la figura 4.17. Después de 0.41 UA las variaciones de la aceleración de la nariz de la EMC1 no presenta cambios drásticos. Del panel inferior observamos que el perfil de aceleración de la nariz de la EMC2 no presenta cambios observables hasta 0.32 UA, cuando la nariz sufre una desaceleración violenta, lo cual es congruente con el panel inferior de la figura 4.17, mientras que el perfil de EMC2* no presenta variaciones visibles en la aceleración.

Finalmente veremos el comportamiento de los grosores radiales de las EMC1 y EMC2.

La figura 4.19 muestra dos paneles de grosor radial de las EMC contra distancia heliocéntrica. En el panel superior se encuentra el perfil de anchura de la EMC1 (línea continua), mientras que con una línea punteada se encuentra señalado el perfil de la EMC1 sin interaccionar con otra EMC. En el panel inferior se muestra el perfil del grosor de la EMC2 con y sin interactuar (*).

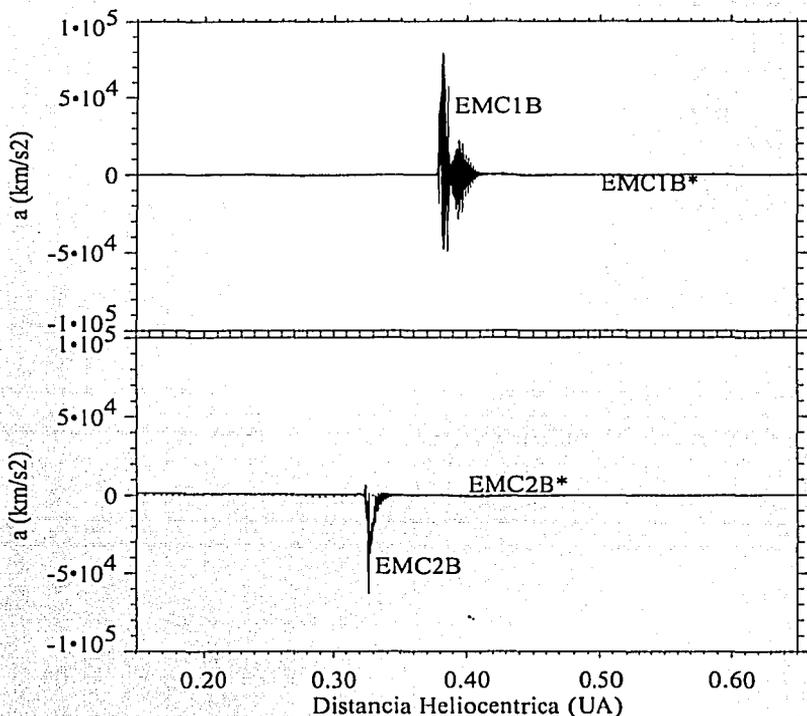


Figura 4.18: Rastreo de las aceleraciones de la narices de una EMC rápida (EMC1) seguida de una EMC más rápida (EMC2) con interacción (línea continua) y sin interacción (*) (línea continua) entre ellas.

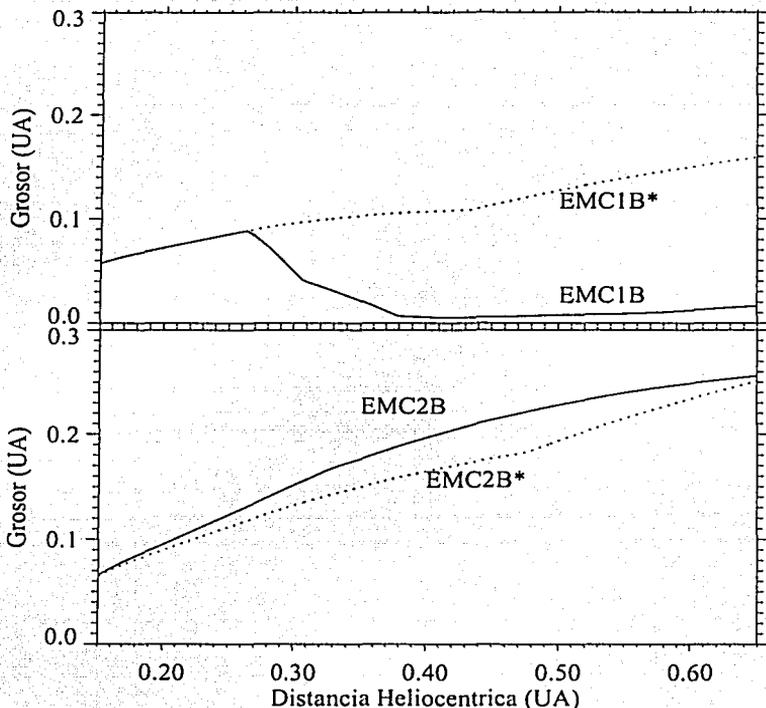


Figura 4.19: Rastreo de los grosores radiales de una EMC lenta (EMC1) seguida de una EMC rápida (EMC2) con interacción (línea continua) y sin interacción (línea continua) entre ellas.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

	Evento A				Evento B			
	EMC1	EMC2	EMC1*	EMC2*	EMC1	EMC2	EMC1*	EMC2*
V_{emc} [km/s]	521	516	370	518	543	511	392	468
Δt_{1UA} [h]	74	75	108	68	62	67	81	65
Δr_{emc} [UA]	0.005	0.225	0.034	0.230	0.027	0.335	0.205	0.345

Tabla 4.6: Resultados a 1 UA de los dos experimentos numéricos correspondientes a los evento A y B: Velocidad de la nariz de la EMC a 1 UA (V_{emc}), Tiempo de Transito (Δt_{1UA}) y Grosor Radial (Δr_{emc}). El asterisco nos indica los eventos sin interacción.

Observemos que el grosor de la EMC1 coincide con el perfil del grosor de la EMC1 sin interactuar (*), en 0.27 UA sufre una compresión muy violenta, debido a la onda de choque impulsada por la EMC2 de 0.27 UA a 0.31 UA. De 0.31 UA a 0.38 UA se lleva a cabo otro intervalo de compresión debido a la EMC2. Después de 0.38 UA la EMC1 comienza a expandirse libremente. Del panel inferior se observa que la EMC1 se expande libremente hasta 0.33 cuando la EMC2 se expande de manera mucho más suave, siendo este comportamiento diferente al de la EMC2*.

De los paneles superiores de las figuras 4.17, 4.18 y 4.19 no nos debe de extrañar que el comportamiento de la EMC1 sea igual al de la EMC1* en un cierto intervalo, ya que si no existiera una EMC2 que interaccionara con la EMC1 el comportamiento de velocidad, aceleración y variación del grosor, sería el mismo que el mostrado en la figura 3.8.

4.5 Discusión

Como se vió en las dos secciones anteriores (4.4 y 4.5), los perfiles de las velocidades, aceleraciones y grosores radiales de EMC1 y EMC2 es muy diferente cuando hay interacción con otra EMC. La tabla 4.6 resume los resultados a 1 UA de los experimentos numéricos A y B. En ella se muestran en 8 columnas los valores de velocidad (V_{emc}), tiempo de transito (Δt_{1UA}) y anchura radial (Δr_{emc}) de los parámetros de la EMC1 y EMC2 con interacción y sin interacción (*) entre ellas.

	Velocidad a			Tiempo d/a			Tiempo d/a		
	1 UA de eyecta			de choque IP			de eyecta		
	wind [km/s]	sim. [km/s]	nor.	wind [h]	sim. [h]	nor.	wind [h]	sim. [h]	nor.
EMC1A*	479	370	-0.23	82	104	+0.27	86	107	+0.24
EMC1A		521	+0.09		71	-0.13		74	-0.14

Tabla 4.7: Variaciones en las propiedades de arribo de la EMC1 y EMC2 con y sin interacción (*) entre ellas

Observemos que para el evento A, la EMC1 cuando interacciona con EMC2 llega a 1 UA con una velocidad mayor (521 km/s), en menos tiempo (75 h) y más comprimida (0.005 UA) que cuando no interactúa con EMC2. Sin embargo, aunque la EMC2 haya interactuado con la EMC1, su velocidad no se ve muy afectada (516 km/s), pero sí su tiempo de arribo (75 h) así como su anchura radial (0.225 UA).

Observemos que para el evento B, la EMC1 cuando interacciona con EMC2 llega a 1 UA con una velocidad mayor (543 km/s), en menos tiempo (62 h) y más comprimida (0.027 UA) que cuando no interactúa con EMC2. Sin embargo, EMC2 llega con una velocidad mayor (511 km/s), pero con un tiempo de arribo mayor (67 h) y una anchura radial menor (0.335 UA). Esto sucede debido a que la EMC2 se desplaza en material que ha sido calentado previamente por la EMC1, lo que provoca un aumento en su velocidad, sin embargo debido a la transferencia de momento a la EMC1, la EMC2 tarda más tiempo en llegar, compactándose por material más lento que se encuentra a su paso.

4.6 Hipótesis de Trabajo

Es importante recordar que la EMC lenta que se tomó como EMC1A, cuando interactúa con la EMC2A, se acerca mucho mejor a las observaciones hechas por la nave espacial WIND como se observa en la tabla 4.7. En ella se muestra la EMC1A* y EMC1A.

La tabla 4.7 esta dividida en 3 partes principales: *Velocidad a 1 UA de la eyecta*, *tiempo de arribo de Choque IP* y *Tiempo de arribo de eyecta*. A su vez estas están divididas en 3 columnas: *wind*, *sim* y *s/w*, donde *wind* corresponde al valor de la cantidad física medida por la nave espacial WIND, *sim* corresponde al valor de la cantidad física obtenida usando el código y por último *nor.* corresponde a la normalización de las diferencias entre el valor esperado (medido por la nave WIND) y el valor numérico, la cual es de la forma $nor = (X_{sim} - X_{wind})/X_{wind}$.

Observemos que la velocidad de llegada a 1 UA de la eyecta EMC1A tiene una diferencia normalizada de +0.09, en vez -0.23, correspondiente a EMC1A*. En cuanto al tiempo de arribo del choque delantero impulsado por EMC1A tenemos una diferencia normalizada de -0.13, en vez de +0.27 correspondiente al choque impulsado por EMC1A*. Finalmente la diferencia normalizada al tiempo de arribo de EMC1A es de -0.14, en vez de +0.24 correspondiente a EMC1A*.

De este modo, podríamos proponer que todas la EMC lentas ($V_{emc} < V_{vaa}$) estudiadas en el capítulo 3, en verdad no son EMC solitarias viajando en el medio interplanetario, sino que son el resultado de la interacción entre EMC, es decir *eyectas complejas*, siendo la transferencia de momento entre las EMC la razón de que $V_{emc} > V_{vaa}$ a 1 UA. Una de las consecuencias de esta proposición es que no sería posible tener una asociación 1 a 1 entre lo observado por LASCO y lo medido por WIND. Para poder saber si esta propuesta es errónea o no, convendría buscar si las EMC lentas son en verdad eyectas complejas [8] a partir de los datos medidos in situ.

Capítulo 5

Conclusiones

Las EMC son una de las manifestaciones de actividad solar más importantes, no solo por la dinámica involucrada en su propagación en el medio interplanetario, sino porque son los eventos que preceden a las mayores tormentas geomagnéticas (sección 1.3).

Esta tesis tuvo por objetivo estudiar la propagación de EMC empleando un modelo hidrodinámico en 1-D, para lo cual se estudiaron 17 eventos (capítulo 3) que fueron detectados por las naves espaciales (SOHO y WIND) y recopilados por A. Lara [33] a partir de observaciones de LASCO, de la nave espacial SOHO y de la nave espacial WIND. Nuestro estudio mostró que las simulaciones numéricas de los 17 eventos reproducen los parámetros de las EMC con muy diversos grados de incertezas (tabla 3.4 y figura 3.4).

Para EMC lentas, el promedio de las diferencias normalizadas entre el valor esperado (medido por la nave WIND) y el valor numérico de la velocidad de la EMC 1 UA es del orden del 19% por debajo de lo esperado, con máximo en -0.1 y mínimo en -0.27. El promedio de diferencias normalizadas del tiempo de tránsito del choque fue del orden 18% por arriba de lo esperado, con mínimo en -0.25 y máximo en +0.55. Finalmente, el promedio de diferencias normalizadas del tiempo de tránsito de la EMC es del orden de 25% por arriba de lo esperado, con mínimo en -0.2 y máximo en +0.55. De lo anterior se concluye que las EMC lentas llegan a 1 UA con una velocidad menor que la esperada y con un tiempo de tránsito, tanto para su choque así como el mismo eyecta, mayor de lo esperado.

Para EMC rápidas, el promedio de las diferencias normalizadas de la velocidad de la EMC a 1 UA es del orden de 4% por arriba de lo esperado, con máximo en +0.32 y mínimo en -0.25. El promedio de diferencias normalizadas del tiempo de tránsito del choque fue del orden de 2% por arriba de lo esperado, con mínimo en -0.31 y máximo en +0.3. Finalmente, el promedio de diferencias normalizadas del tiempo de tránsito de la EMC es de orden 4% por debajo de lo esperado, con mínimo en -0.33 y máximo en +0.1. De lo anterior se concluye que en general las EMC rápidas llegan a 1 UA con una velocidad similar a la esperada al igual que el tiempo de tránsito, tanto para su choque así como el mismo eyecta, reproduciendo el modelo numérico mejor este tipo de EMC.

Para poder entender las diferencias entre los parámetros reproducidos numéricamente con los valores esperados medidos por WIND in situ, es necesario remontarnos a las condiciones iniciales de nuestras simulaciones. El modelo supone una simetría esférica polar y desprecia todos los efectos del campo magnético. Sin embargo, los eventos en el viento solar que deseamos reproducir tienen una dinámica magnetohidrodinámica en 3-D, no teniendo una simetría definida, lo cual ya supone una gran diferencia. Las condiciones iniciales del viento solar que nosotros introducimos para reproducir el viento solar ambiente de manera numérica son arbitrarias y más de una combinación de parámetros puede reproducir las condiciones medidas a 1 UA. Por otro lado la velocidad y el tiempo de duración estimados para cada EMC en función de las observaciones de *LASCO*, así como, la identificación de sus contrapartes en los datos de *WIND* a 1 UA, dependen del factor humano, lo que implica que dos personas pueden analizar el mismo evento, y pueden inferir diferentes valores para un cierto parámetro.

También nuestro estudio arrojó los perfiles de velocidad, aceleración y grosor de las eyectas, a medida que éstas viajan en el medio interplanetario, en particular, los perfiles de las eyectas rápidas son congruentes con los encontrados en [17].

Dentro de esta tesis, se llevó cabo el estudio de la interacción de dos EMC (capítulo 4), mostrando la dinámica cuando 2 EMC se encuentran en el medio interplanetario, llamadas EMC1 a la primera y EMC2 a la segunda. De los resultados obtenidos se observó cómo la interacción de las EMC en el medio interplanetario modifican los parámetros de llegada de la EMC1,

como lo son la velocidad a la que llega a 1 UA, el tiempo de arribo de la eyecta, de la onda de choque y el tiempo entre la onda de choque y la eyecta. Sin embargo, la dinámica cambia cuando esta interacción se lleva a cabo en 2D como se muestra en [18] en donde dependiendo el lugar donde se lleve la observación, la dinámica de la interacción tendrá perfiles muy diferentes.

Como trabajo a futuro se propone poder comparar las simulaciones numéricas de la interacción de 2 EMC con observaciones in situ de naves espaciales. Estos estudios pueden llevar a un mejor entendimiento de la dinámica a gran escala del viento solar, en periodos de mucha actividad solar.

Bibliografía

- [1] Aguilar, Ernesto: *Variaciones con el ciclo solar de las diversas manifestaciones de actividad solar*. Tesis Maestría, UNAM. 2001.
- [2] Akmal, Arya., Raymond C., Vourlidas, Angelous., Thompson, Barbara., Ciarabella A. y Ko, Y.-K: *SOHO Observations of Coronal Mass Ejections*. The Astrophysical Journal, 553: 922-934. 2001 Junio 1.
- [3] Blanco Cano, Xochitl G: *El Viento Solar y la Heliosfera*. Comunicaciones Técnicas. Serie Docencia y Divulgación No. 47. 1990.
- [4] Bravo, Silvia: *Encuentro con una estrella*. México: Fondo de Cultura Económica, 1990. Colección la Ciencia desde México, 38.
- [5] Bravo, Silvia: *Teoría Cinética de Gases*. México: Docencia 94-1, Instituto de Geofísica, UNAM.
- [6] Bravo, Silvia: *A solar scenario for the associated occurrence of flares, eruptive prominences, coronal mass ejections, coronal holes, and interplanetary shocks*. Solar Physics 161: 57-65, 1995.
- [7] Bravo, Silvia: *La actividad del Sol y la actividad sobre la Tierra*. SMF, 1997
- [8] Burlaga, L.F., Skoug, R.M., Smith, C.W., Webb, D.F., Zurbuchen, T.H., Reinard, Alysha: *Fast ejecta during the ascending phase of solar cycle 23: ACE observations, 1998-1999*. Journal of Geophysical Research, Volume 106, Issue A10, October 1, 2001. pp. 20957-20978.
- [9] Carillo, Armando: *Estudio combinado de observaciones de perturbaciones en el viento solar con centelleo interplanetario y de eventos en rayos x suaves*. Tesis Doctorado, Posgrado en Ciencias de la Tierra, Instituto de Geofísica, UNAM, 2001.

- [10] Chen, James: *Physics of Coronal Mass Ejections: A New Paradigm of Solar Eruptions*. Space Science Reviews 95: 165-190, 2001
- [11] Currie, I.G.: *Fundamental Mechanics of Fluids*. McGraw-Hill, 1993. Segunda Edición.
- [12] Dubey, S.C. y Mishra: *Study of the solar wind streams associated with intense geomagnetic storms*. Bull. astr. Soc. India (2001) 29, 127-134.
- [13] González, Juan Américo: *Introducción a la dinámica de gran escala del medio interplanetario*. Comunicación Técnica, IGF, UNAM. 2000
- [14] González Esparza, Juan Américo: *Ondas de Choque en el Medio Interplanetario*. Tesis Licenciatura, 1991.
- [15] González-Esparza, Américo., Lara Alejandro, Pérez-Tijerina, Eduardo: *A numerical study on the acceleration and transit time of coronal mass ejections in the interplanetary medium*. Aceptado para publicarse en *Journal of Geophysical Reserch*. 2002.
- [16] González-Esparza, Américo., Lara, A., Santillán, A. y Gopalswamy, N.: *A numerical study on the acceleration and transit time of coronal mass ejections in the interplanetary medium*. Aceptado para publicarse en *Journal of Geophysical Reserch*. 2003.
- [17] González-Esparza, J.A., Lara A., Santillán A. and Gopalswamy N.: *A Numerical Study on the Evolution of CMEs and Shocks in the Interplanetary Medium*. Solar Wind 10, Pisa, 2002.
- [18] González-Esparza, J.A., Santillán A., Ferrer Jorge: *"A numerical study of the interaction between two CMEs in the interplanetary medium: one and two dimensional simulations"* mandado a JGR, 2003.
- [19] Golub, Leon., Pasachoff, Jay: *Nearest Star*. London: Harvard University Press. England. 2001.
- [20] Gopalswamy, N.: *Coronal Mass Ejections and Their Geospace Consequences*. Proc. of the Silver Jubilee Symposium of the Udalpur Solar Observatory in press (2002).

- [21] Gopalswamy, N., A. Lara, R.P. Lepping, M.L. Kaiser, D Berdichevsky, y O.C. St. Cyr: *Interplanetary acceleration of coronal mass ejections*. Geophys. Res. Lett., 27, 145, 2000.
- [22] Gopalswamy, N., A. Lara, S. Yashiro, M.L. Kaiser, y R.A. Howard: *Arrival Times of Coronal Mass Ejections*. J. Geophys. Res., 106, 29207, 2001a.
- [23] Gopalswamy, N., Yashiro, S., Kaiser, M.L., Howard, R.A., Bougeret, J.L.: *Radio Signatures of Coronal Mass Ejection Interaction: Coronal Mass Ejection Cannibalism?*. Astrophysical Journal, 548:L91-L94, 2001 February 10.
- [24] Gopalswamy, N., Yashiro, S., Kaiser, M.L., Howard, R.A., Bougeret, J.L.: *Interplanetary radio emission due to interaction between two coronal mass ejections*. Geophysical Research Letters, Volume 29, Issue 8, pp. 106-1, CiteID 1265, DOI 10.1029/2001GL013606.
- [25] Gosling, J.T.: *On the determination of electron polytrope indices within coronal mass ejection in the solar wind*. Journal of Geophysical Research, vol, 104, No.A9, pages 19851-19857, 1999.
- [26] Gosling, J.T. y Riley, Pete : *the acceleration of slow coronal mass ejections in the high-speed solar wind*. Geophys. Res. Lett., Vol. 23, No. 21, Pages 2867-2870, October 15, 1996.
- [27] Hewish, A., Bravo, Silvia: *The sources of large-scale heliospheric disturbances*. Solar Physics, 106. 185-200, 1986.
- [28] Hundhausen, A.J.: *Some Macroscopic Properties of Shock Waves in the Heliosphere*. Collisionless shocks in the heliosphere, a tutorial review, Geophysics monograph serial. Vol 34, AGU USA, 1985.
- [29] Hundhausen, A.J. y Gentry, R.A.: *Numerical Simulation of Flare-Generated Disturbances in Solar Wind*. Journal of Geophysical Research, Space Physics. Vol. 74, No.11, June 1, 1969.
- [30] Kivelson, Margaret G., Russel, Christopher T.: *Introduction to Space Physics*. New York: Cambridge University Press. 1995.

- [31] Landau, Lev Davidovich., Lifshitz, M.: *Mecánica de Fluidos*. Editorial Reverte, 1986.
- [32] Lanzerotti, Louis J.: *Space Weather Effects on Technologies*. Geophysical Monograph 125, 2001.
- [33] Lara, Alejandro: *Comunicación privada 2003*. Instituto de Geofísica, UNAM, 2003.
- [34] MacQueen, R., Eddy, J., Gosling, J.T., Hildner, E., Munro, R.H., Newkirk, G.A., Poland, A.L. y Ross, C.L.: *Astrophysical J.* 187, L85, 1974.
- [35] MacQueen, R., Csoeke-Poeckh, A., Hildner, E., House, L., Reynolds, R., Stanger, A., Tepoel, H. y Wagner, W.: *Solar Phys.* 65, 91, 1980.
- [36] Parker, E.N.: *Dynamics of the interplanetary gas and Magnetic Fields*. *ApJ*, No. 128, page 664, 1958.
- [37] Parker, E.N.: *Dynamical Theory of Solar Wind*. *Space Sci. Rev.*, No. 4, page 666-708, 1965.
- [38] Peralta Fabi, Ramón: *Fluidos: Apellidos de líquidos y gases*. México: Fondo de Cultura Económica. 1993. Colección la ciencia desde México, 115.
- [39] Pizzo, V.J.: *Interplanetary Shocks on the Large Scale: A retrospective on the Last Decade's Theoretical Efforts*. Geophysics monograph serial. Vol 35, AGU USA, 1985.
- [40] Richter, A.K., Hsieh, Luttrell, A.H., Marsch, E. y Schwenn, R.: *Review of Interplanetary Shock Phenomena Near and Within 1AU*. Collisionless Shocks in the Heliosphere: Reviews of Current Research, Geophysics monograph serial. Vol 35, AGU USA, 1985.
- [41] Riley, P.: *CME Dynamics in a Structured Solar Wind*, in *Solar Wind Nine*, edited by S.R. Habbal, R. Esser, J.V. Hollweg, and P.A. Isenberg, AIP Conference Proceedings 471, American Institute of Physics, New York, 1999, p. 131
- [42] Riley, P., Gosling, J.T.: *Do coronal mass ejections implode in the solar wind*. *Geophysical Research Letters*, Vol. 25, No. 9, pages 1529-1532, 1998.

- [43] Santillán González, Alfredo J: *Estabilidad de un Disco Grueso Magnetizado*. Tesis de Doctorado, Facultad de Ciencias, División de Estudios de Posgrado, UNAM, 2001.
- [44] Schwenn, R. Marsch, E.: *Physics of the Inner Heliosphere*. Berlín: Springer-Verlag. Alemania, 1990.
- [45] Shelley, N. R., Jr., Howard, R.A., Koomen, M. J. Michels, D.J., Schwenn, R., Muehlhacuser, K.H., and Rosenbauer, H.: *Coronal mass ejections and interplanetary shocks*, J. Geophys. Res. 90, 163. 1985.
- [46] Stone, J.M, y M. Norman: *ZEUS 2-D: A radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two dimensions, I, the hydrodynamics algorithms and tests*. ApJ. 80, 753, 1992.
- [47] Tousey, R. Space Res. 13, 713.
- [48] Yañez Martínez, Miguel Angel: *Estudio de Ondas de Choque Interplanetarias: análisis de observaciones in-situ y simulaciones numéricas en una dimensión con el Código ZEUS-3D*. Tesis de licenciatura, Facultad de Ciencias, UNAM, 2001.
- [49] Zemansky, Mark W: *Calor y Termodinámica*. México: McGraw-Hill, 1984. Sexta edición.
- [50] _____ (2003) "Cannibal CME Pictures" [en línea]. Cannibal CME Pictures Home Page. [<http://www.gsfc.nasa.gov/gsf/spacesci/sunearth/cannibalcmepix.htm>].
- [51] _____ (2003) "COHOWeb Data Explorer" [en línea]. COHO-Web Data Explorer Home Page. [<http://lewes.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/cohoweb/selector1.pl?spacecraft=omni>].
- [52] _____ (2003) "High Altitude Observatory" [en línea]. High Altitude Observatory Home Page. [<http://www.hao.ucar.edu>].
- [53] _____ (2003) "The Solar and Heliospheric Observatory " [en línea]. The Solar and Heliospheric Observatory Home Page. [<http://sohowww.nascom.nasa.gov>].
- [54] _____ (2003) "SOHO LASCO CME CATALOG" [en línea]. CDAW DATA CENTER Home Page. [<http://cdaw.gsfc.nasa.gov>].

- [55] _____(2003) "The Sunspot Cycle" [en línea].
[<http://science.nasa.gov/ssl/pad/solar/sunspots.htm>].
- [56] _____(2003) "Wind Project Overview" [en línea]. [<http://www-istp.gsfc.nasa.gov/istp/wind/wind.html>].