



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**ESTUDIO DE LA ESTRUCTURA DE LOS EVENTOS
EXPLOSIVOS EN EL UV A DIFERENTES
POSICIONES SOBRE EL DISCO DEL SOL**

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
F Í S I C O

P R E S E N T A:
ROSA TATIANA NIEMBRO HERNÁNDEZ

DIRECTOR DE TESIS:
DR. JOSÉ EDUARDO MENDOZA TORRES

2010





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.

JURADO:

Presidente:

Dr. Alejandro Lara Sánchez,
Instituto de Geofísica, UNAM.

Vocal:

Dr. Héctor Manuel Hernández Toledo,
Instituto de Astronomía, UNAM.

Secretario:

Dr. José Eduardo Mendoza Torres,
INAOE.

Suplentes:

Dr. Rogelio Antonio Caballero López,
Instituto de Geofísica, UNAM.

Dr. Abraham Luna Castellanos,
INAOE.

Con infinito agradecimiento al Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica que me brindó un espacio y la oportunidad de laborar como parte del mundo de la investigación.



AGRADECIMIENTO ESPECIAL

Al Dr. Eduardo Mendoza, a quien debo todo lo referente a este trabajo.

Porque desde que nos conocimos me diste la oportunidad de encontrarle un uso a todo lo que aprendí durante la licenciatura. Porque me permitiste conocer el mundo de la Astronomía, me abriste las puertas en diferentes ámbitos y de diversas formas. Porque me has apoyado y has incursionado diversos temas que me han ayudado a crecer profesional y personalmente. Porque seguiremos trabajando juntos. Gracias por mostrarme al Sol. Por aguantar todas las preguntas que tengo, por tu paciencia, por todas esas conversaciones que llenaron de conocimiento y admiración por nuestra estrella. Porque en ella encontré esa versatilidad y controversia necesaria para cautivar mi atención. Gracias por enseñarme y compartirme lo que sabes. Por moldearme para ser mejor investigador. Por aumentar mi curiosidad y fomentar el que estudie. Gracias por todo.

AGRADECIMIENTOS

Mamá, muchas gracias por darme la vida, por crecer conmigo y brindarme tu apoyo en cada instante. Por mi niñez hasta este momento de mi vida y lo que falta. Para ti que con este trabajo reflejas tus sueños. Por enseñarme a ser fuerte en cada paso que doy en esta búsqueda de realización como persona. Por impulsarme a seguir mis sueños. Por ser mi sentimiento.

Papá, por darme un espacio en tu corazón, por quererme y dejarte querer. Por apoyarme, por jugar conmigo y dejarme conocer una de las personas más increíbles de esta vida. Por lo que te admiro. Por lo que me has enseñado. Por compartir conmigo instantes que abrieron en mí la curiosidad y el deseo del conocimiento. Por la piedra lunar. Por el deseo de *volar*. Por ser mi razón.

A ti, Alice, por ser mi compañera de vida, por todo lo que implica estar contigo. Por nuestros recuerdos llenos de elocuencia y por todo lo que nos falta por vivir.

A mis tíos Sergio y Charito. Tía muchas gracias porque por ti es que conocí al Dr. Eduardo, porque encontré el tema que me llena completamente en mi ámbito profesional. Por estar conmigo, porque me han apoyado no solo en este ámbito sino desde que era una niña (todos los vasos que rompí tenían un propósito). Por cuidarme como una hija. A ti, Laura, porque con toda mi niñez me diste la oportunidad de crecer contigo como una hermana.

A mis tíos Mague y Guillermo, por fomentar mi crecimiento como persona íntegra. Por creer en mí. Por su compañía y todas esas horas donde platicamos de lo inalcanzable. Por compartir ese sentimiento de pequeñez ante lo infinito y ese sentimiento de grandeza por ser quien somos y lo que podemos crear.

A Citlalli, Daniela, Rocío y Erika por ser cruciales en mi crecimiento, porque estudiamos juntas, porque crecimos juntas, porque son lo que son. Por que las quiero en el tiempo y por darme la confianza de saber que no estoy sola (3FyA). Por nuestra amistad.

A Gerardo por ser mi mejor amigo, por creer en mí, por crecer conmigo y apoyarme constantemente a conseguir uno de mis sueños. Por ayudarme a romper el miedo constante a las matemáticas. Porque al admirarte me impulsaste a seguir creciendo y buscar mis respuestas. Por las horas de videojuegos, café y nuestros recorridos en auto sin rumbo. Las desveladas terminando las interminables prácticas tediosas. Por nuestras discusiones. Gerr, infinitamente.

A Pedro, Mario y a Damián por ser amigos incondicionales. Pedro, por impulsarme a seguir en esto del asunto del Sol, el mate y las caminatas en

diversos lugares, invitarme a buscar mamuts. Por platicar conmigo. Por los libros que me han recomendado que me ilusionan y me enseñan.

A mis profesores de la preparatoria, en especial a mi amigo de las estrellas (Juanjo). Porque encontré mi estrella. Por completar ese espacio vacío en la búsqueda de respuestas y admiración por el Universo en horas de conversación, tu dedicación y por presentarme a Sagan.

A Marcos, Gerald, Héctor, Forti, Omar y Marina que al enseñarme inglés, compartir el idioma, el que me permitieran dar clases y conocerlos; me hizo crecer como persona, aprender mis limitaciones. Por darme una herramienta que hoy es importante para alcanzar nuevas metas.

A la UNAM, a todos los profesores, en especial a Rafael Barrios, Pedro Miramontes, Faustino, René Ortega, Magaña y Pablo Schabes porque disfruté tanto de su compañía, por lo que saben y han compartido. Por las horas de laboratorio, por las historias, por la manera en que llevan la física y las matemáticas a una realidad. Por el conocimiento.

Andrés Porta, gracias por escucharme, guiarme y adoptarme. Por apoyarnos en el proyecto de divulgación e invitarme a editar contigo. Porque he aprendido de ti mucho y por aguantarme horas y horas de plática donde desahogo frustraciones y exprimo más conocimiento.

A César, Estela y Alberto que me enseñaron otra parte fundamental, por todas las experiencias que vivimos, entre ellas las horas de dominó, las idas al cine, por abrirme el panorama y por dejarme ser.

A Atahualpa, por las clases de bumper chairs y mostrarme el lado divertido. Por llevar mis pensamientos e ideas a cosas reales. Mostrarme experimentos. Por Nautilus.

A Nautilus y al Dr. Héctor Hernández Toledo, porque con la experiencia que adquiero con ustedes complemento y consigo otro de mis sueños. La posibilidad de compartir lo que sabemos y aprender de los demás. Héctor agradezco estos últimos días donde me has dejado compartirte mi trabajo de investigación, porque con tus preguntas afirmé la continuación de estos últimos años.

Gracias al Dr. Lara, Dr. Luna, a todos mis sinodales y al Dr. Mendoza, mi tutor, por dedicarle un poco de su tiempo a este trabajo. Por impulsarme a continuar estudiando al Sol.

Índice general

1. NUESTRA ESTRELLA: EL SOL	21
1.1. FOTOSFERA, CROMOSFERA Y CORONA	21
1.2. LIBERACIONES SÚBITAS DE ENERGÍA EN ESCALAS DE TIEMPO CORTAS	25
1.3. POSIBLES MECANISMOS PARA EL CALENTAMIENTO CORONAL	27
1.4. INSTRUMENTO Y OBSERVACIONES	28
1.4.1. Observatorio Solar y Heliosférico (SoHO)	28
1.4.2. Descripción del SUMER	31
2. CONCEPTOS BÁSICOS	35
2.1. ALGUNOS TÉRMINOS DE FÍSICA DE PLASMAS	35
2.1.1. Definición de Plasma	36
2.1.2. Criterios del Plasma	36
2.1.3. Parámetros de un Plasma	41
2.2. FLUJO CONDUCTIVO TÉRMICO	44
2.2.1. Enfriamiento Conductivo	46
2.2.2. Pérdidas Radiativas	47
2.3. APROXIMACIONES TEÓRICAS PARA ESTUDIAR PLAS- MAS	47
2.3.1. Reconexión Magnética	48
2.4. LÍNEAS ESPECTRALES	50
2.4.1. Efecto Doppler	52
2.4.2. Efecto Doppler para un Sistema de N Elementos	52
2.4.3. Emisión UV de Plasmas	55
3. SELECCIÓN Y ANÁLISIS DE EVENTOS EXPLOSIVOS	61
3.1. MÉTODO DEL ESTUDIO DE MOVIMIENTOS DE PLASMA	62

3.1.1. Determinación del Tiempo de Referencia	64
3.2. GEOMETRÍA OBSERVACIONAL	65
3.3. SELECCIÓN DE DATOS	67
3.4. COMPARACIÓN DEL NÚMERO DE EEs EN CADA COM- PONENTE ESPECTRAL	78
3.5. COMPARACIÓN DE LOS TIEMPOS DE OCURRENCIA . .	79
3.6. EXTENSIÓN DE LAS FUENTES DE LOS EEs	80
3.7. ENERGÍAS INVOLUCRADAS EN LOS EEs	81
3.7.1. Energía Cinética de los Flujos	81
3.7.2. Energía Perdida por Radiación	82
3.7.3. Energía Perdida por Conducción	83
3.8. COMPARACIÓN DE LAS POSICIONES DE LOS EEs . . .	85
3.9. TAMAÑOS DE LOS EEs Y DISTANCIA AL CENTRO DEL DISCO SOLAR	87
3.9.1. Variaciones de la Extensión en Distancias Cortas . . .	87
3.10. TAMAÑOS OBSERVADOS Y SU GEOMETRÍA	89
3.10.1. Geometrías Simples	91

INTRODUCCIÓN

En el Sol ocurren fenómenos que producen un aumento súbito de la emisión en diversas longitudes de onda. Dentro de dichos fenómenos están los Eventos Explosivos (EEs) que se observan en líneas espectrales del ultravioleta (UV), los cuales son observados en la Región de Transición (RT) Cromosfera-Corona.

En la RT se observa un gradiente de temperatura muy grande (la temperatura va de 10^4 K en la Cromosfera a 10^6 K en la Corona) lo cual plantea las preguntas de cuál es el origen de la energía que calienta la Corona y mediante qué proceso o procesos se transforma dicha energía en energía térmica, aunque hay consenso de que la energía magnética puede ser un elemento importante.

Los EEs ocurren en las escalas espaciales más pequeñas que se han estudiado en la RT, se han observado a lo largo de todo el disco solar y su tasa de ocurrencia es de más de mil eventos por segundo. Por eso, aunque la energía de cada EE es baja (10^{26} ergs) el conjunto de los EEs que ocurren sobre todo el Sol puede aportar una energía importante para el calentamiento coronal.

Hasta ahora, en los EEs reportados en la literatura, no se ha hecho un estudio detallado de la estructura debido a que no se tiene la certeza de haber captado la fuente completa del EE, tanto temporal como espacialmente. Generalmente se usan mediciones que no dan la posibilidad de estudiar la misma posición en diferentes tiempos o bien no cubren un campo que abarque la fuente en dirección EW.

También, se han estudiado las extensiones de los EEs considerando la zona en la que aumenta la amplitud de la línea espectral, sin distinguir si el aumento ocurrió en alguna longitud de onda particular de la línea. Es decir, no se han estudiado las extensiones de las fuentes en las longitudes de onda centrales, ni tampoco las extensiones en las longitudes de onda azul y roja las cuales se producen por movimientos de plasma en dirección radial.

Con rutinas en la plataforma de cómputo IDL y diversos criterios de selección aseguramos identificar el máximo de cada evento seleccionado tanto espacial como temporalmente, utilizando mediciones tomadas en régimen de escaneo.

Con tiempos de integración cortos y el mínimo campo en dirección EW que abarque la fuente completa aseguramos escalas de espacio-tiempo lo suficientemente pequeños para distinguir la evolución de la fuente de un solo

EE. Éstos también evitaron la superposición de un número considerable de EEs, lo que permitió acercarnos más a la estructura real.

El objetivo del presente trabajo de tesis es estudiar la estructura de las fuentes de EEs. Analizamos las funciones de la amplitud en dirección NS para diferentes tiempos antes y después del máximo y encontramos que la estructura de las fuentes tienen varias componentes espaciales que se pueden generalizar en tres tipos.

La forma de la estructura que observamos puede ser consecuencia de la geometría observacional o de otras causas como puede ser por características intrínsecas del fenómeno físico.

Comparamos el tamaño observado con el tamaño que se tendría al suponer fuentes proyectadas de diferentes formas geométricas simples y encontramos que la variación del tamaño de la fuente en términos de la distancia al centro del disco solar no es monótona. Los tamaños observados difieren pero sin seguir una función evidente.

Por otro lado, encontramos que los EEs tienen posiciones preferenciales y que los tiempos de ocurrencia del máximo para las diferentes componentes espectrales son diferentes. El máximo de la componente azul aparece tiempo después que el máximo en el central; lo que indica que efectivamente estamos aislando con los tiempos de integración EEs independientes. Sin embargo, es posible que en un mismo EE ocurran varios procesos de liberación de energía, o bien, que haya movimientos de plasma simultáneamente en varias direcciones, que darían como resultado la observación de las varias componentes espaciales.

La densidad de EEs encontrados en una latitud diferente al Ecuador es mucho mayor. El hecho de que los EEs ocurran en posiciones preferenciales puede ser una de las causas de que las funciones espaciales tengan varias componentes espacialmente. Que tengan varias componentes espaciales y el que haya posiciones preferenciales los EEs bien podría argumentar a favor de que los EEs ocurran con mayor frecuencia en las fronteras de las superceldas como se ha sugerido en la literatura.

Se usaron observaciones de uno de los instrumentos que están a bordo del satélite SoHO (por las siglas en inglés de Solar and Heliospheric Observatory). SoHO cuenta con 13 diferentes instrumentos dedicados a observar el Sol. Uno de ellos es el Solar Measurement of Emitted Radiation (SUMER) el cual consta de un telescopio y un espectrógrafo para hacer observaciones en el UV. Analizamos observaciones en la línea de $SiIV$ a $139.37nm$ en un régimen de escaneo que produce espectros para una zona del Sol con $6''$ en dirección EW

y $120''$ en NS, que permitió identificar el lugar en el que ocurrió la máxima amplitud y medir la extensión de los EE.

Se estudió la factibilidad de acercarnos a la forma real de las fuentes de los EEs en base a geometrías simples como son: el cono, el cilindro y la esfera. Se eligieron estas figuras ya que se pueden explicar físicamente. Se encontró la relación del volumen y el área entre estas figuras. Ésto nos puede decir que tanta diferencia hay en la perspectiva de la fuente a diferentes distancias al centro del disco solar vistos por un observador y que tanta diferencia puede haber en las energías involucradas para las diferentes geometrías. Para las tres geometrías el tamaño que se observa es el mismo, y la proyección de la fuente en el centro del disco es un círculo.

El volumen de una esfera está determinado por $V_{esfera} = \frac{4}{3}\pi r^3$, mientras que para un cono $V_{cono} = \frac{1}{3}\pi r^2 h_{cono}$ y para un cilindro $V_{cilindro} = \pi r^2 h_{cilindro}$.

Si suponemos que $V_{esfera} = V_{cono} = V_{cilindro}$ y que el radio r es el mismo para todas las figuras, entonces se encontró que el cono requiere tener una altura de $h_{cono} = 4r$ mientras que el cilindro requiere $h_{cilindro} = \frac{4}{3}r$.

Se estimó la energía que cederían para el calentamiento coronal los EEs que se analizaron en este trabajo por dos de los mecanismos que se conocen de pérdida: radiación y conducción.

La cantidad de flujo radiativo depende del volumen, entonces nosotros podemos considerar que el volumen es el mismo. En ese caso, si la fuente fuera cónica presentaría radiaciones más grandes a diferentes distancias del centro del disco. El cilindro también presentaría variaciones pero no pronunciadas y la esfera presentaría un tamaño constante para cualquier distancia al centro del disco.

Al área de una esfera es $A_{esfera} = 4\pi r^2$, para un cono es $A_{cono} = \pi r^2 + \pi r \sqrt{h_{cono}^2 + r^2}$ y para un cilindro es $A_{cilindro} = 2\pi r h_{cilindro}$.

Para el caso en que tenemos un volumen y un radio definidos, $A_{esfera} = 4\pi r^2$ mientras que $A_{cono} = (1 + \sqrt{17})\pi r^2$ y $A_{cilindro} = \frac{8}{3}\pi r^2$. Es decir, $A_{esfera} = \frac{3}{2}A_{cilindro}$, y $A_{cono} = 1.3A_{esfera}$.

El flujo conductivo es directamente proporcional al área. Entonces el flujo conductivo es mayor en el caso de una fuente cónica que en el caso de una cilíndrica y una esférica. Por lo tanto, una fuente cónica perdería más rápido la energía por flujo conductivo y el tiempo que emitiría sería más corto que para el caso de las otras figuras geométricas.

Una fuente espectral puede tener una forma geométrica que no necesariamente es igual a las otras. Esto dice, que la geometría tiene implicaciones en el tiempo que emite una componente espectral respecto de las otras compo-

nentes (roja y azul). Por ejemplo, una fuente cónica tardaría menos tiempo que una esférica o una cilíndrica. Entonces si una componente de las fuentes espectrales es cónica sería la primera en desaparecer.

PRÓLOGO

Una de las metas de la Astrofísica actual es encontrar las contribuciones de los diferentes mecanismos que existen para calentar a la Corona Solar. Nosotros creemos que los EEs tienen una contribución importante a este calentamiento. Es muy poco lo que se sabe de los EEs.

El SUMER tiene la tarea de estudiar al Sol en varias longitudes de onda. Los EEs son característicos (hasta donde se sabe) de las longitudes de onda correspondientes al UV. La línea del Si IV corresponde a longitudes de onda dentro del UV. Para tener este grado de ionización se requiere que el plasma solar se encuentre a una temperatura 10^5 K. Esta temperatura se registra dentro de la RT. Además esta línea es aislada, es decir, no se superpone con otras líneas espectrales. Lo que la hace ser una buena trazadora y muy útil para estudiar las variaciones de amplitud temporal y espacialmente.

El SUMER antes de 1998 realizaba escaneos a diferentes posiciones sobre el disco solar, sin embargo, perdieron el satélite y se dejaron de hacer estos escaneos. Además no se hicieron los programas para facilitar la visualización de este tipo de datos.

Este tipo de mediciones (régimen de escaneo) permiten observar cambios en la amplitud temporal y espacialmente (NS – EW), por lo que utilizar este régimen es importante para el estudio de los EEs.

Para estimar la contribución de los EEs al calentamiento coronal es necesario estudiar la estructura de sus fuentes y comportamiento con el plasma circundante.

Como no se sabe nada de las estructuras de las fuentes de los EEs, proponemos una primera aproximación a la forma de estas estructuras al suponer que podemos comparar los tamaños espaciales (NS) y su variación en términos de la latitud con las variaciones del tamaño en función de la latitud de objetos geométricos muy conocidos y que han sido de mucha ayuda para modelar el comportamiento de sistemas termodinámicos y mucho más en términos de Física Solar (cono, esfera y cilindro).

Para obtener los anchos observacionales, se requirió hacer diversas rutinas de cómputo en la plataforma IDL (en el apéndice se describe muy brevemente la función de cada rutina).

Con estas rutinas se buscaron EEs que se encontraran en posiciones intermedias del campo de observación delimitado por la rejilla de observación. Además que en términos del tiempo también lo fuera. Esta es la primera vez

que se hace este tipo de selección.

Como queríamos comparar tamaños en términos de la latitud. Seleccionamos datos de dos días diferentes de medición. Cada uno de estos días posicionados a diferentes posiciones sobre el disco solar y que tuvieran las mismas condiciones (a través de lo que limita el SUMER) para tener información comparable. Elegimos un mínimo de 25 cuentas de amplitud como EE. Elegimos ese número porque es muy comparable al nivel de ruido estimado de sacar el promedio de los niveles de ruido considerados por el SUMER (5 cuentas).

Al localizar los máximos más intensos de todas las mediciones adquiridas por el SUMER en 40 minutos de observación para cada posición sobre el disco, notamos que existe una preferencia para su ocurrencia. Existen varias posibles razones para explicar que tengan posiciones preferenciales. Además cuando comparamos la distancia de estas posiciones preferenciales de ambas posiciones sobre el disco solar se notó que efectivamente existe una dependencia geométrica. Simplemente porque a 707 arcsec del centro del disco que corresponde a 30° latitud la longitud de arco que se observa a través de la rejilla es mayor.

Como nos interesaba medir el ancho observado. Se graficaron las variaciones de la amplitud en términos de los 120 pixeles espaciales correspondientes a 120 posiciones NS observadas a través de la rejilla. De estas gráficas se midió el ancho a potencia media (al 0.5) y al 0.2 de la amplitud máxima. Así encontramos los anchos que observamos.

Los tamaños que se encontraron en el Ecuador (Solar) son más pequeños que los que se encontraron en 707 arcsec del centro del disco solar. Aun con esta diferencia creemos que no es suficientes datos para decir si realmente existe una variación del tamaño en términos de la latitud.

Además cuando graficamos los tamaños de cada día se notó una variación de tamaño a corta escala, así que lo único que es permisible decir al respecto es que no existe una variación del tamaño monótona en términos de la latitud. Es posible que exista otro tipo de variación, pero los datos no son suficientes para encontrar la función que la explique.

Otro punto por mencionar es que, debido a que las estructuras son muy complejas y difíciles de explicar, no se contaron casos que no fuera fácil de distinguir fuentes independientes espacialmente.

Como suponemos que las fuentes de los EEs, son cuerpos geométricos, podemos hacer una estimación de la energía que podrían estar liberando. El flujo conductivo depende del área de contacto con el medio exterior y el flujo

radiativo depende del volumen. Encontramos que es mucho mayor la energía por flujo radiativo. Además de que la diferencia entre una posición y otra sobre el disco solar es que la energía es dos veces más grande para la posición de 707 arcsec del centro del disco solar.

En la literatura, se encuentra que los EEs están ligados con la presencia de flujos de plasma. Entonces otra forma que podríamos ver cómo se da la contribución de los EEs al calentamiento es a través de estos flujos. Si se producen movimientos de plasma, debido a que se encuentran hundidos dentro de otros sistemas a diferentes velocidades, habrá una interacción que terminará por detener estas partículas en movimiento, es decir, termalizando el plasma.

Ahora bien, nos basamos en la teoría y en el efecto Doppler para calcular la velocidad de estos flujos. Pero para ligar la teoría con las observaciones, lo que hicimos fue hacer las mismas mediciones de ancho pero para las amplitudes de emisión de otros canales (longitudes de onda) muy próximos al canal del Si IV. El efecto Doppler nos asegura que nosotros veremos que un cuerpo se aleja o acerca por los corrimientos de la línea. Definimos observacionalmente que estos corrimientos fueran de ± 3 pixeles espectrales (ya que las longitudes de onda medidos en el SUMER están registradas en pixeles espectrales).

Es decir, que medimos los anchos también para 122.65 nm (corrimiento al azul) y a 156.1 nm (corrimiento al rojo). Con este punto entonces agregamos a las energías estimadas la energía cinética de las partículas que tendrían. Estos 3 pixeles espectrales diferentes entre los canales corresponden a una velocidad promedio de 29 km s^{-1} .

Con partículas a esta velocidad podrían ocurrir varias cosas, que cedan su energía a otras partículas al chocar o que provoquen que el plasma circundante se caliente. Las energías cinética, radiativa y conductiva son 10^{24} ergs. La energía por pérdida radiativa es mucho mayor que la conductiva. Es decir, que si las fuentes de los EEs tuvieran la estructura en forma de esos cuerpos geométricos, estos EEs cederían más energía por procesos radiativos. Además si fuera cónica es mucho más rápido.

Para vincular la componente espectral central con las componentes que corresponden a los corrimientos, restringimos la búsqueda de datos a tiempos muy próximos a la aparición del máximo en amplitud de la componente espectral central.

Notamos que para el caso de los datos del Ecuador el mayor número de EEs tendrán el máximo aumento de emisión en la componente azul tiempo

después que el máximo en la componente espectral central. En la otra posición sobre el disco solar, los máximos ocurren al mismo tiempo. Por la cantidad de EEs que se encontraron y por la falta de otras posiciones sobre el disco no podemos decir a que se debe que aparezcan al mismo tiempo. Podría ser que se deba a algo geométrico.

Al estar midiendo los anchos, notamos que espacialmente nosotros podemos encontrar que podemos generalizar las funciones de la amplitud en términos de la posición NS en tres esquemas. Estos esquemas muestran claramente que la estructura tiene varias componentes espaciales. En la literatura, se encuentra que comúnmente se estudian los EEs al suponer que su estructura espacial sigue una función gaussiana o una triangular. Así que nos dimos a la tarea de comparar estos anchos observados en términos de estas dos funciones. Para esto, medimos los anchos al 0.2 de la amplitud y calculamos el cociente entre los anchos al 0.5 y al 0.2 de la amplitud máxima registrada. Comparamos estos cocientes con los cocientes que se tienen en la función gaussiana y triangular.

Notamos que aquellos casos donde la fuente es muy intensa y no tiene tantas componentes espaciales, los cocientes se acercan a los cocientes de la gaussiana y la función triangular. Sin embargo, el mayor número de casos no se encuentra dentro de estos cocientes, por lo que, realmente no se deberían usar estas funciones para cualquier EE, solo EEs muy intensos.

De estas comparaciones, concluimos que realmente la estructura de las fuentes de los EEs es muy compleja. Que se requieren datos de otras posiciones sobre el disco solar, para llegar a conclusiones más contundentes. Que podría darnos idea del origen de los EEs en base a los resultados encontrados. Los resultados fueron:

- Posiciones Preferenciales a lo largo de la dirección NS.
- El máximo de la componente azul aparece tiempo después que la componente central para el centro del disco solar. El máximo en las tres componentes aparecen al mismo tiempo para el caso de 707 arcsec del centro del disco.
- Existe la posibilidad de que no solamente haya una liberación de energía en un EE.
- La estructura de los EEs no puede ser explicada con cuerpos geométricos simples.

- Si fueran cuerpos geométricos simples los EEs observados ceden la energía más rápidamente por radiación.
- La longitud de arco que abarca la rejilla es mayor para latitudes mayores.
- Solo se puede aproximar con función gaussiana y triangular a la estructura de las fuentes de los EEs cuando las fuentes son muy intensas.
- Los EEs son más grandes (espacialmente) para una latitud de 30° con relación al Ecuador.

La interacción de un plasma puede ser explicado de dos formas termodinámicamente (como las estimaciones de las energías donde suponemos sistemas termodinámicos en equilibrio) y electrodinámicamente (por la presencia de campos magnéticos)

Los flujos de plasma están ligados con la presencia de líneas de campo magnético y la interacción entre ellas y su reconfiguración (reconexión magnética). Y el que sea posible la reconexión magnética en el plasma tiene que ver con la densidad del medio.

Si la densidad fuera suficiente para que exista reconexión magnética, la mayoría de los resultados listados podrían ser explicados con las superceldas (que son estas líneas de campo magnético y su configuración en las diferentes capas solares)

Las fronteras de las superceldas se encuentran llenas de líneas de campo magnético. La configuración de estas líneas y su constante reconfiguración a estados más estables, provocaría constantemente reconfiguración magnética. En la literatura encontramos que los EEs ocurren con mayor frecuencia en estas fronteras. Las posiciones preferenciales serían un argumento para esta línea. La diferencia de tamaños y el hecho que el tamaño varíe a pequeñas distancias (menos de 80 Mm) podría ser explicado con estas superceldas.

Esta propuesta requiere de mayor estudio en relación a las superceldas, ya que aún es algo controversial la existencia de las superceldas en la RT.

Realmente lo importante de este trabajo es que abrimos nuevos caminos para explorar el estudio de los EEs. Tenemos la forma de mostrar que efectivamente son máximos de emisión espacial y temporalmente. Y en base a la información de la amplitud podemos continuar tratando de descomponer la estructura de estas fuentes.

Aunque no se tuvo la cantidad suficiente de EEs y de posiciones sobre el disco solar, el muestreo deja una gama de posibilidades para continuar desarrollando el estudio. En general, todo apunta a que los EEs están relacionados con flujos de plasma que pueden estar vinculados con reconexión magnética.

Lo que se plantea hacer a corto plazo es la optimización de la medición de los anchos. Para poder aumentar la estadística de EEs. Se plantea estudiar la evolución temporal de aquellos EEs más intensos. Como varía su tamaño en términos del tiempo.

Analizar el comportamiento de la línea espectral cuando ocurre el máximo de emisión.

Nosotros solo calculamos las energías cinética, radiativa y conductiva de los EEs, sería continuar estimando la contribución de los EEs para los diferentes mecanismos de calentamiento. Una velocidad de 29 km s^{-1} en un medio donde la densidad es tan baja como es en la corona, podría traducirse a frentes de choque, producción de ondas. Así que podríamos estimar las energías correspondientes a estos otros mecanismos en términos de los EEs observados en este trabajo.

RESUMEN

En este trabajo proponemos estudiar la estructura de los Eventos Explosivos (EEs) usando observaciones de uno de los instrumentos que están a bordo del satélite SoHO (SUMER). Analizamos observaciones en la línea de $SiIV$ a $139.37nm$ en un régimen de escaneo que produce espectros para una área sobre el Sol de $6''$ en dirección EW y $120''$ en NS.

Analizamos las distribuciones de la amplitud en dirección NS para diferentes tiempos y longitudes de onda de la línea espectral (central, roja y azul). Estudiamos las extensiones de las fuentes durante el tiempo de máxima emisión, aunque dicho máximo hubiera ocurrido en un tiempo diferente al de las otras componentes espectrales. Comparamos las funciones unidimensionales observadas de la amplitud de las fuentes de los EEs con funciones simples (gaussiana y triangular). Encontramos que estas funciones no se aproximan a las funciones observadas. Se estudió si la forma de las fuentes se parecían a formas geométricas simples como son: el cono, el cilindro y la esfera.

Encontramos que los EEs tienen posiciones preferenciales y que los tiempos de ocurrencia del máximo para las diferentes componentes son diferentes. Encontramos que la variación del tamaño de la fuente en términos de la distancia al centro del disco solar no es monótona. Los tamaños observados son distintos a diferentes distancias pero sin seguir una función evidente. Se concluyó que para la mayoría de los casos ninguna de las formas geométricas simples es adecuada para tratar de definir la forma de las fuentes de los EEs.

Los supergránulos explican la posición preferencial (que está relacionada con las fronteras de los supergránulos) y la variación de los anchos de las bandas con escasa ocurrencia de EEs (que para latitudes mayores, es menor).

Capítulo 1

NUESTRA ESTRELLA: EL SOL

El Sol es una estrella y para nosotros es la fuente principal de energía. Al igual que las demás estrellas, el Sol se formó cuando un fragmento de una gigantesca nube de gas frío rica en Hidrógeno, en Helio y en elementos más pesados empezó a contraerse y calentarse. Debido a la conversión de Hidrógeno en Helio se detuvo la contracción y el Sol empezó su vida como estrella.

El Sol es una estrella enana de color amarillo, miembro de uno de los tipos más numerosos de estrellas, las del tipo espectral G2, se mantiene unida por su propio campo gravitacional y presiones internas como la del plasma y la de la radiación. Tiene un radio de 700 000 km, es decir, que es aproximadamente 109 veces el radio de la Tierra, que tiene alrededor de 6500 km, y rota sobre su propio eje en aproximadamente 27 días.

1.1. FOTOSFERA, CROMOSFERA Y CORONA

El interior del Sol está formado por tres capas: el *Núcleo*, la *Zona Radiativa* y la *Zona Convectiva*, mientras que la *Atmosfera* se divide en: *Fotosfera*, *Cromosfera*, *Región de Transición* y *Corona*.

La energía del Sol, se genera en su Núcleo. El *Núcleo Solar* es la capa más interna de nuestra estrella donde la densidad y la presión son tan altas que dan lugar a una temperatura promedio de 14 millones de grados *K*

suficiente para que se lleven a cabo las reacciones nucleares. La fusión, que es la combinación nuclear de átomos ligeros para crear elementos más pesados, es seguramente la fuente de la enorme cantidad de energía que fluye del interior a la superficie solar.

El transporte de energía hacia el exterior se lleva a cabo mediante dos tipos de procesos: primero por transferencia de radiación, es decir, la energía se absorbe, dispersa y emite (Zona Radiativa) y luego por convección. En la *Zona Convectiva*, la energía es llevada hacia arriba por el gas caliente ascendente y se difunde a medida que el gas ascendente se expande y entonces el gas se enfría y desciende. Esta capa se extiende desde unos 8 décimos de radio solar hasta la superficie.

Debido a la rotación del Sol, en el gas ionizado o plasma, tanto del Núcleo como de la Zona Convectiva, se generan corrientes eléctricas que dan lugar a un campo magnético dipolar. Este campo alcanza una intensidad de $2 G$ sobre la superficie alrededor de las regiones polares.

En la Zona Convectiva donde los movimientos del material son complicados por su movimiento vertical, las líneas de campo magnético se tuercen y enredan. El transporte de energía se realiza por convección. Parcelas de plasma caliente se dilatan y disminuyen su densidad y empiezan a subir mientras que parcelas de plasma menos calientes que el rededor pierden volumen aumentan su densidad y bajan.

La siguiente capa es la que podemos ver desde la Tierra, es conocida como la *Fotosfera*, tiene una temperatura de $5800 K$ y es sumamente delgada ($300 km$ aproximadamente). Ahí también podemos encontrar las manchas solares.

Cuando se observa en detalle a través de filtros apropiados con un telescopio, la Fotosfera presenta un aspecto granulado, la superficie del Sol está cubierta por un sinnúmero de pequeñas celdas brillantes separadas por delgadas líneas oscuras. Estas celdas, llamadas *gránulos* tienen un tamaño promedio de $2000 km$ y son de vida muy corta; cada gránulo individual tiene una vida media de 10 minutos después de los cuales se desvanece, por lo que el aspecto granular de la superficie solar cambia de forma continua (ver Zhelenznyakov 1970). Este fenómeno es interpretado como el resultado de la convección, es decir estos gránulos son una manifestación del transporte de la energía producida en la parte interna del Sol.

Entre las características más notables de la Fotosfera están las *Manchas Solares*, enormes regiones oscuras con tamaños entre 1000 y $100\ 000 km$ que rotan con el Sol y cuyo número aumenta y disminuye siguiendo un ciclo de

aproximadamente 11 años. Las Manchas Solares son el resultado de campos magnéticos locales muy intensos, que impiden la convección, causando que la temperatura sea menor. Una Mancha Solar consiste de un núcleo oscuro “*Umbra*”, con una temperatura de 450 K , la cual está rodeada por un borde filamentoso menos oscuro llamado “*Penumbra*”, que es la zona entre la *Umbra* y la Fotosfera. El diámetro de la *Umbra* está entre 2000 y $20\ 000\text{ km}$ y el de la *Penumbra* entre 4000 y $50\ 000\text{ km}$.

En la Fotosfera Solar aparecen también las *Fáculas Fotosféricas*, que son regiones más brillantes y más calientes que el resto de la Fotosfera y que suelen estar asociadas a las Manchas Solares. El exceso de temperatura en una *Fácua* es de 250 K respecto a la temperatura promedio de la Fotosfera. Las *Fáculas* sólo pueden ser observadas cerca del limbo (borde del disco solar).

Por arriba de la Fotosfera se encuentra la Cromosfera. Vista desde el limbo solar, la Cromosfera presenta un aspecto de una llameante pradera de la cual surgen enormes lengüetas individuales. El aspecto de pradera llameante lo constituye una gran cantidad de pequeños chorros de material llamados *Espículas* que se levantan y se desvanecen en escalas de tiempo de entre 5 y 10 minutos (ver Zhelenznyakov 1970).

Las *Espículas* aparecen como pequeñas y brillantes oleadas, algunas muy delgadas y otras hasta de unos 500 km de grueso. Emergen a partir de los 1500 km de altura y se levantan hasta una altura aproximada de 8000 km , aunque algunas sobrepasan los $15\ 000\text{ km}$ de altura sobre la Fotosfera; el material en el chorro alcanza una velocidad de entre 20 y 30 kms^{-1} . Las *Espículas* no se encuentran dispersas, sino en grupos; con frecuencia se encuentran en la base de zonas brillantes llamadas *Regiones Activas* (RA) que generalmente están cerca de las Manchas Solares y constituyen la extensión cromosférica de las *Fáculas Fotosféricas*.

Sobre las *Espículas*, y adentrándose en la Corona, surgen de vez en cuando inmensos arcos de material. Estos arcos son enormes volúmenes de hidrógeno más denso y frío que el gas circundante, que se alzan hasta unos $50\ 000\text{ km}$ o más sobre la superficie del Sol, y que pueden permanecer durante semanas o aun meses sin desvanecerse. Estos inmensos arcos, llamados *Protuberancias Estacionarias*, se observan sobre el disco en la línea $H\alpha$ (transición de la serie de Balmer del nivel cuántico $n = 3$ al $n = 2$ para el átomo de Hidrógeno) como largos *Filamentos* oscuros a lo largo de cientos de miles de kilómetros.

Durante mucho tiempo se pensó que la Corona era una extensión homogénea de gas solar. Sin embargo, las imágenes de la Corona han mostrado

que esto no es así. En la parte baja, la Corona o Corona Interna, está constituida por flujos de material en forma de anillos estrechamente tramados, arcos grandes y pequeños. También muestra algunos otros abiertos que se extienden hacia la parte más alta de la Corona, y ahí se desvanecen. Estas configuraciones arqueadas son el trazo que hace el material Coronal de las líneas del campo magnético solar que surgen de la Fotosfera.

Como el material de la Corona está completamente ionizado, sus movimientos van a ser controlados en parte por la configuración magnética local; en la Corona Interna, donde el campo magnético es más fuerte y el gas menos caliente, la estructura magnética domina y organiza el material a lo largo de los arcos magnéticos. Por encima de estos arcos y rizos se extienden los largos haces filamentosos y bulbos que forman la Corona Externa y que son los que han sugerido las plumas y pétalos de dalia con que se ha descrito a la Corona observada durante un eclipse. La formación de estas estructuras es el resultado del juego entre dos efectos en competencia; la configuración de las líneas del campo magnético y las fuerzas expulsivas (Viento Solar) que sobre este material surgen como resultado de su alta temperatura.

Otro descubrimiento importante, proporcionado por las imágenes del disco solar en rayos X , son los *Hoyos Coronales*. Esparcidos en el bosque intrincado de los anillos de la Corona Interna se observan algunos “claros”, regiones sin anillos, cuya imagen en rayos X es oscura y por eso fueron llamados hoyos. En estas regiones no hay arcos magnéticos que restrinjan el material coronal y éste puede fluir en forma libre hacia el espacio; por eso son regiones oscuras en rayos X , pues éstos son emitidos por las partículas confinadas en los arcos magnéticos.

En un Hoyo Coronal, el material fluye muy rápidamente hacia afuera desde la base misma de la Corona y las líneas de campo, en vez de curvarse en rizos, se alargan hacia el medio interplanetario. En los Hoyos Coronales la temperatura es por lo menos de unos 6000 K menor que en el resto de la Corona y la densidad de partículas puede ser hasta de un tercio del valor normal.

Mientras más nos alejamos de la Fotosfera la temperatura aumenta y la densidad va disminuyendo. A una altura de 2000 km , la temperatura aumenta bruscamente de 10^4 a 10^6 K . La densidad viene disminuyendo desde alturas menores y en los 2000 km también presenta una disminución brusca (Figura 1.1).

Estos cambios bruscos ocurren entre la Cromosfera y la Corona en una región específica a la cual se le denomina *Región de Transición*, ya que es la

1.2. LIBERACIONES SÚBITAS DE ENERGÍA EN ESCALAS DE TIEMPO CORTAS²⁵

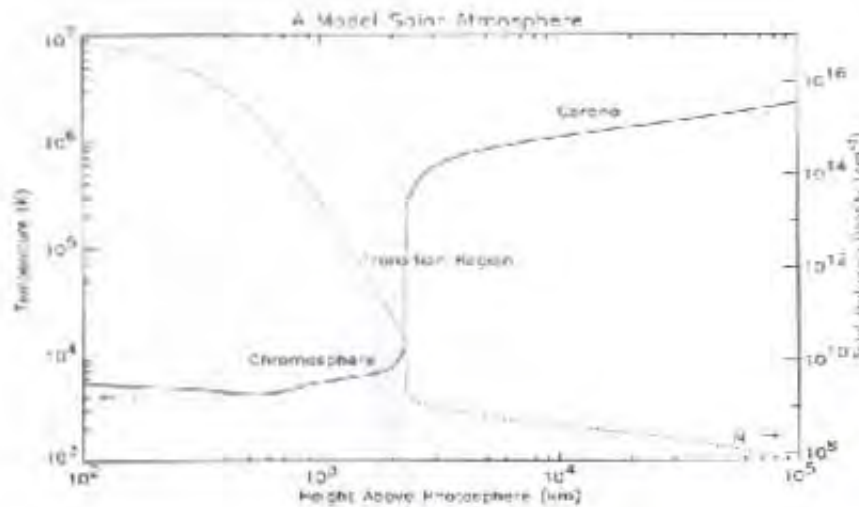


Figura 1.1: Variación de la temperatura y densidad en términos de la altura sobre la superficie solar. A la región donde ocurren los cambios bruscos se le conoce como Región de Transición (Golub, 1997).

demarcación del cambio de la Cromosfera a la Corona.

Aún no se ha dado una explicación definitiva a dichos cambios. Existen varias teorías con el propósito de explicarlo. Una de éstas expone que el campo magnético se transforma en energía cinética y térmica a través de fenómenos explosivos tales como las Ráfagas Solares.

1.2. LIBERACIONES SÚBITAS DE ENERGÍA EN ESCALAS DE TIEMPO CORTAS

En el Sol ocurren fenómenos que producen un aumento súbito de la emisión en diversas longitudes de onda. Dentro de ellos están los Eventos Explosivos (EEs) que se observan en líneas espectrales que se forman en la Región de Transición Cromosfera-Corona (RT). Un EE es un aumento en la amplitud de dichas líneas el cual tarda de 1 a 4 minutos y ocurre en una región que, sobre el disco solar, es de entre 2 y 4 segundos de arco. En oca-

siones, se observa un aumento considerable en la amplitud de las alas de las líneas espectrales, denotando la presencia de flujos de plasma cuyas velocidades son de entre 100 y 250 kms^{-1} . Se considera que los EEs, así como otros fenómenos del Sol, son el resultado de la Reconexión Magnética (que se refiere a la interacción entre las líneas de campo magnético) pero, hasta la fecha, no se ha podido comprobar que efectivamente así sea. Sin embargo, se han desarrollado diversos modelos teóricos de reconexión magnética (en el siguiente capítulo se hablará de éstos).

Las Ráfagas Solares son aumentos súbitos de la emisión del Sol que se registran en diferentes frecuencias del espectro electromagnético. La duración de una ráfaga puede ser de entre unos cuantos segundos hasta unas cuantas horas. Las ráfagas se han clasificado por el tiempo de duración de la emisión (ver Smith, 1967). Unas sólo muestran un máximo, mientras que otras tienen varios máximos. Algunas son de aumento y decaimiento lento, mientras que otras son de variación rápida. Durante las Ráfagas se aceleran partículas, que en ocasiones llegan hasta la Tierra, produciendo auroras boreales.

Debido a que los campos magnéticos de las Regiones Activas son muy complicados y variables en el tiempo, se considera que el proceso de reconexión del campo magnético es una de las causas principales de las Ráfagas Solares (ver Heyvaerts, 1977). El calentamiento del plasma también se considera como otra causa de la producción de Ráfagas (de variación lenta, ver Kundu, 1985). Durante una Ráfaga se mezclan diversos procesos de emisión de ondas en radio. En particular las variaciones en ondas en radio parecen ser de los fenómenos ligados a la liberación de energía inicial en una Ráfaga. Es por eso que el Sol se observa diariamente con los más diversos radiotelescopios en muchos países.

Los términos *micro* y *nano* se refieren respectivamente a eventos relacionados con 10^{-6} y 10^{-9} veces el valor de referencia de energía de 10^{33} ergs para una Ráfaga Típica. Las micro ráfagas fueron detectadas en rayos X duros por Lin & Schwartz (1984), y las nano ráfagas fueron propuestas por Parker (1988), como un mecanismo del calentamiento coronal.

1.3. POSIBLES MECANISMOS PARA EL CALENTAMIENTO CORONAL

La corona es un sistema no homogéneo, complejo y muy dinámico. Todo el plasma coronal se encuentra sumergido en campos magnéticos. Resulta que si al Sol lo vemos como una fuente de calor, esperaríamos que al alejarnos de la Fotosfera, la temperatura disminuyera, sin embargo, la Corona se encuentra a millones de grados (K).

No sabemos a qué se debe este aumento y es difícil de explicar ya que los sistemas termodinámicos y electromagnéticos en el Sol no son fáciles de reproducir en un laboratorio.

Lo que se ha hecho es estudiar la contribución de todas las estructuras que pueden ocurrir en el Sol, que puedan transportar energía. Para alcanzar una temperatura de millones de grados K se requiere una energía total de $6 \times 10^{10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Además como tenemos un plasma, éste se puede comportar como un fluido o confinarse a las líneas de campo magnético dependiendo de algunos parámetros. Estas situaciones se han explicado con algunos mecanismos descritos por la física.

Entre estos mecanismos se encuentran:

- Calentamiento por ondas acústicas,
- Calentamiento por ondas magneto sónicas,
- Ondas de Alfvén,
- Calentamiento por disipación de corriente,
- Calentamiento por micro ráfagas.

Estos mecanismos se pueden generalizar en tres procesos de interacción que se conocen: por disipación de energía, por transporte de energía y por producción de energía potencial.

Realmente, pueden existir un sinnúmero de causas, seguramente todos los fenómenos tienen una contribución. El punto crucial es saber que tanto contribuyen y encontrar cuál contribuye más.

Actualmente, también se considera que la turbulencia juega un papel en el Calentamiento, ya que la turbulencia es consecuencia del movimiento de

plasma que puede venir desde el interior del Sol. Puede acarrear material muy caliente proveniente del interior del Sol, que al salir transfiere su energía a la Corona.

Un EE es considerado dentro de las micro ráfagas, sin embargo, al ser una estructura que interactúa con el medio circundante puede provocar otros tipos de transferencia de energía.

Si la velocidad de los flujos de plasma es suficientemente grande podría producir frentes de choque (al ir más rápido que el sonido) y producir perturbaciones que pueden calentar el plasma.

Si conociéramos la estructura de los EEs se podría estudiar más a fondo su interacción con el plasma coronal y estimar con precisión su contribución a la existencia de la Corona.

En este trabajo se harán unas aproximaciones burdas de la contribución de los EEs estudiados. Se estimará la energía cinética de los flujos de plasma, la energía que perderían por conducción y por radiación que son procesos en los que se transfiere y se disipa energía.

1.4. INSTRUMENTO Y OBSERVACIONES

Con la finalidad de estudiar la estructura interna del Sol, su Atmosfera, el Viento Solar y los chorros de gas ionizado que van continuamente al exterior a través del Sistema Solar se diseñó el satélite SoHO.

1.4.1. Observatorio Solar y Heliosférico (SoHO)

El proyecto Solar and Heliospheric Observatory (SoHO) fue llevado a cabo por la European Space Agency (ESA) y la US National Aeronautics and Space Administration (NASA) como esfuerzo cooperativo entre las dos agencias para la construcción del Solar Terrestrial Science Program (STSP) y el International Solar Terrestrial Physics Program (ISTP). Fue construido en Europa por la compañía industrial MATRA dejando como responsable del lanzamiento y funcionamiento a la NASA.

El satélite se lanzó el 2 de diciembre de 1995 y fue puesto en órbita alrededor del punto Lagrangiano L1. SoHO es operado desde el Goddard Space Flight Center (GSFC) en Greenbelt, Maryland, EUA. Sus datos son recuperados por la NASA Deep Space Network (DSN) y reenviados a la Experimenters Operations Facility (EOF) localizada en el GSFC. SoHO trans-

mite los datos a 40 kb s^{-1} continuamente a las estaciones del DNS. En la Figura 1.2, se muestra la órbita esquemática del satélite alrededor del punto Lagrangiano L1.

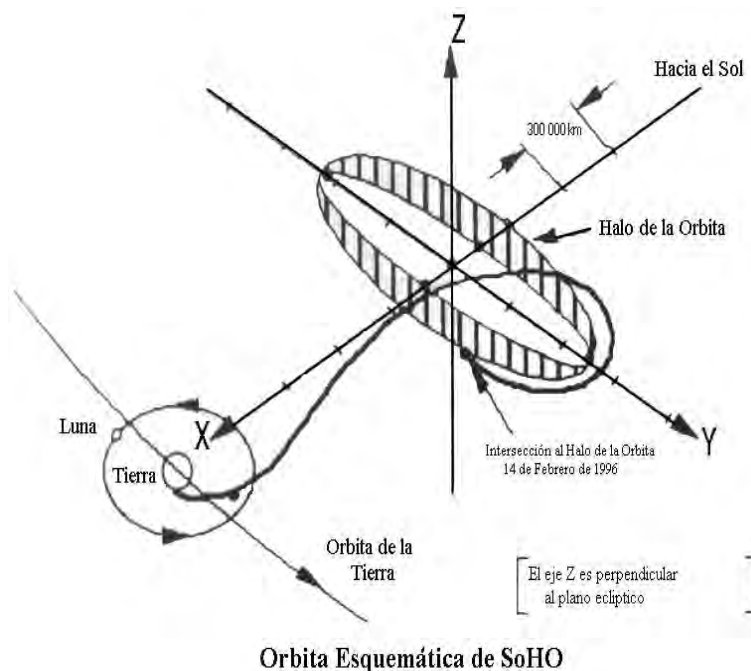


Figura 1.2: Órbita de SoHO alrededor del Punto Lagrangiano L1. El punto Lagrangiano L1 se localiza justo en el centro del plano eclíptico limitado por el Halo de la Órbita (SUMER Atlas SoHO, 2003).

SoHO se compone de dos módulos, el módulo de servicio, que forma la parte baja del satélite y proporciona la energía, el apuntado de las fuentes y telecomunicaciones y el módulo de Payload donde se alojan los instrumentos científicos.

Los instrumentos y equipos que se encuentran a bordo del SoHO son los siguientes:

- **CDS:** (Coronal Diagnostics Spectrometer), operado por el Rutherford Appleton Laboratory (Reino Unido) y el GSFC (EUA).
- **CELIAS:** (Charge Element and Isotope Analysis System), operado por University Bern (Suiza).

- **COSTEP**: (Comprehensive Supra Thermal and Energetic Particle Analyzer), operado por University of Kiel (Alemania).
- **EIT**: (Extreme Ultraviolet Imaging Telescope), operado por GSFC (EUA).
- **ERNE**: (Energetic and Relativistic Nuclei and Electron Experiment), operado por University of Turkey (Finlandia).
- **GOLF**: (Global Oscillations at Low Frequencies), Institute of the Astrophysics Spatial (Francia).
- **LASCO**: (Large Angle and Spectrometric Coronagraph), por el Naval Research Laboratory (EUA) y Max Planck Institute of the Astronomy (Alemania).
- **MDI/SOI**: (Michelson Doppler Imager / Solar Oscillations Investigation), por Standford University (EUA).
- **SUMER**: (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) GSFC (EUA) y Max Planck Institute of the Astronomy (Alemania).
- **SWAN**: (Solar Wind Anisotropies), por Service of the Astronomy (Francia).
- **UVCS**: (Ultraviolet Coronagraph Spectrometer), por Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (EUA).
- **VIRGO**: (Variability of Solar Irradiance and Gravity Oscillations) por ESTEC.

La Figura 1.3 muestra la posición de los instrumentos en SoHO. Cada instrumento está encargado de estudiar una región del Sol en particular.

GOLF y VIRGO realizan observaciones continuas de las oscilaciones del disco solar. De esta manera se obtiene información del interior solar. SOI/MDI mide oscilaciones en la superficie del Sol con una alta resolución angular y también realiza mediciones del campo magnético por desplazamientos Doppler. Estas observaciones permiten estudiar la transmisión de energía en la capa más externa del interior del Sol.

SUMER, CDT, EIT, UVCS y LASCO son los instrumentos que constituyen una combinación de telescopios, espectrómetros y coronógrafos que

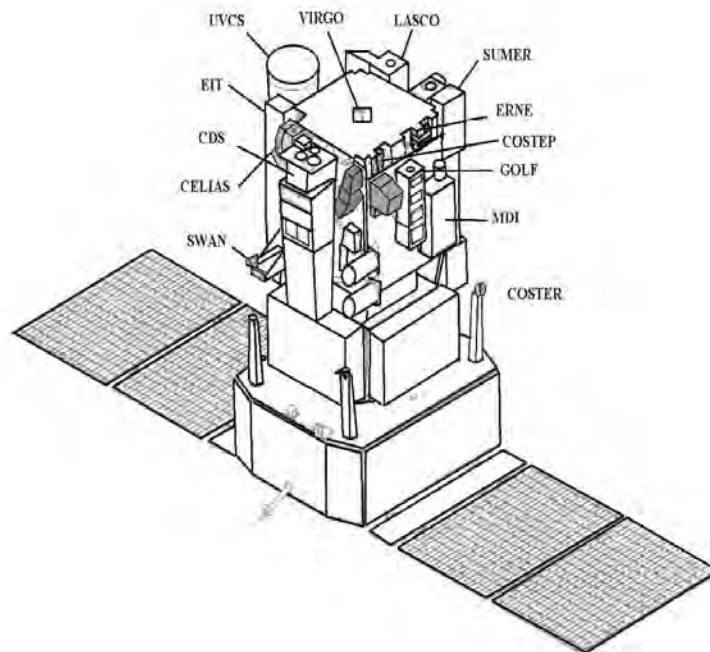


Figura 1.3: Diagrama de SoHO mostrando la localización de todos instrumentos a bordo (SUMER Atlas SoHO, 2003).

observan la Corona. Permiten obtener medidas de la temperatura, densidad, composición química y velocidades de plasma o gas ionizado de la Corona. También permiten seguir la evolución de estructuras Coronales con una alta resolución.

CELIAS, COSTEP y ERNE analizan la composición del viento solar. SWAN hace mapas de la densidad de Hidrógeno a una distancia de diez diámetros solares de la Fotosfera. SWAN es sensible a una longitud de onda particular del Hidrógeno, lo que permite medir la estructura de vientos solares.

1.4.2. Descripción del SUMER

SUMER es un telescopio para el UV que se diseñó, y se construyó en cooperación internacional entre el Max-Planck Institut Aeronomie (MPAe) y el GSFC desde 1987 a 1995. SUMER se encarga de estudiar la Atmosfera

solar, la temperatura del plasma, su densidad y características de flujos. Además permite estudiar estructuras complejas, como las regiones activas, prominencias, arcos magnéticos, puntos brillantes, y eventos explosivos y turbulentos, que influyen en la estructura de la Atmosfera.

Específicamente, SUMER mide los perfiles e intensidades en el Extremo Ultravioleta (EUV) de líneas que se emiten en la Atmosfera solar; determinando ensanchamientos de la línea, posiciones espectrales y corrimientos Doppler con una alta precisión, que van desde la alta Cromosfera a la baja Corona; proporcionando imágenes de áreas seleccionadas del Sol con una alta resolución espacial, temporal y espectral. También puede obtener imágenes completas del Sol en diferentes líneas, que corresponden a un rango de temperatura que va desde 10^4 a 2×10^6 K.

El telescopio consta de un espejo parabólico, el apuntado y rastreo de la fuente es realizado por un mecanismo del espejo, el cual hace un rastreo bidimensional de ± 32 arcmin, cada paso es equivalente a 0.76 arcsec. La compensación de la rotación puede ser empleada sin restricción, pero en algunos casos no es necesario debido al corto tiempo de la observación. Dada la incidencia normal del espectrógrafo con la rejilla en una montura Wadsworth, los rastreos (en base a régimen de escaneo) pueden ser realizados en 21 s, en un rango de longitud de onda de 500 a 1610 Å. Los detectores contienen unas placas bidimensionales con dos tipos de fotocátodos, los de *KBr* y bare MCP que son placas de micro canales. La resolución espacial es de 1.2 a 1.5 arcsec, el tamaño del pixel es de aproximadamente 1 arcsec. La resolución espectral $\lambda/d\lambda = 19\ 000$ a $40\ 000$, donde $d\lambda$ corresponde al tamaño del pixel. Las velocidades Doppler pueden medirse por debajo de 1 km s⁻¹.

El diseño óptico se muestra en la Figura 1.4; consta de dos espejos parabólicos, un espejo plano y una rejilla esférica, hechos de carburo de silicio. El primer telescopio parabólico refleja el Sol en la rendija de entrada del espectrómetro. El segundo espejo colima el haz que pasa por la rendija. Este haz es desviado por el espejo plano hacia la rejilla. Los detectores localizados en el plano focal de la rejilla, registran las imágenes monocromáticas.

Datos del SUMER

Para estudiar la Atmosfera Solar que se encuentra entre la Cromosfera y la Corona se utilizan las longitudes de onda correspondientes al Ultravioleta (UV) y al Extremo Ultravioleta (EUV).

Las longitudes de onda correspondientes al UV y al EUV se encuentran

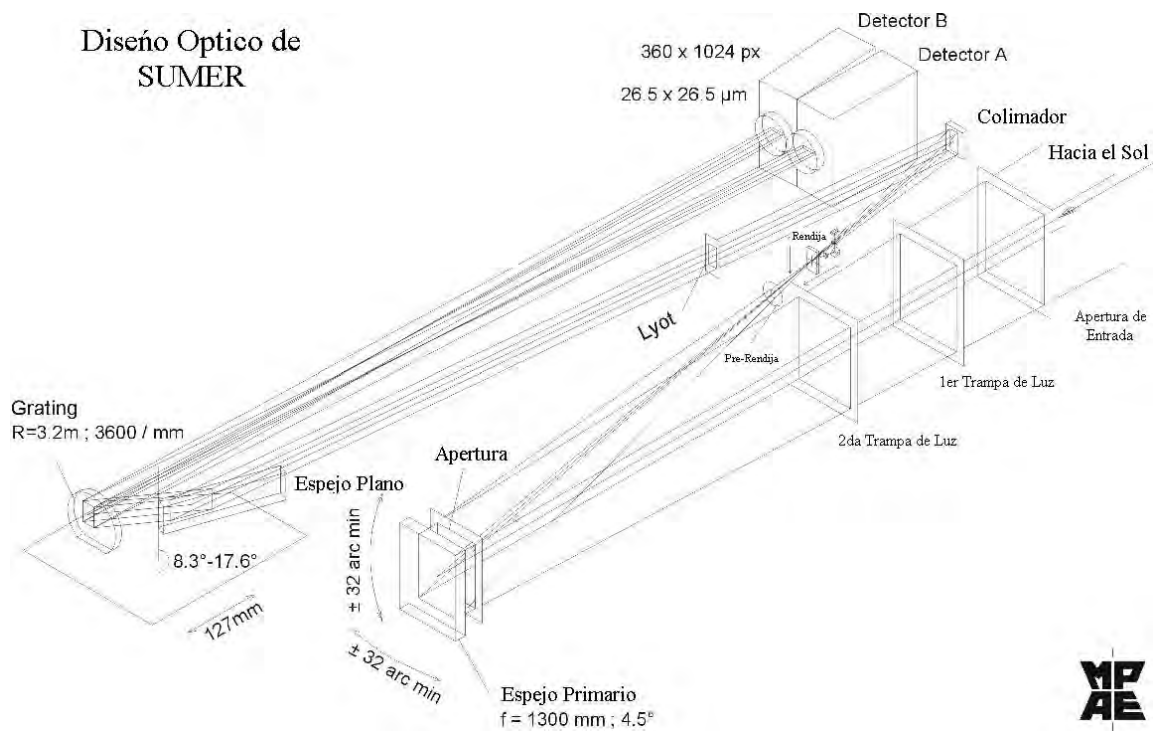


Figura 1.4: Diseño Óptico de SUMER. El SUMER consta de dos detectores, espejos, un colimador y una gradilla. Se dañó uno de los detectores (SUMER Atlas SoHO, 2003).

en el rango de 46.5 a 161.0 nm , el cual, es un rango espectral que el espectrógrafo del SUMER nos permite medir. El espectrógrafo permite observar la red cromosférica continuamente por periodos extendidos y diferir entre la estructura espacial de los flujos asociados a los EEs.

El instrumento consta de un telescopio y un espectrómetro con una resolución en longitud de onda de $42 - 44 m\text{\AA}$ sobre el intervalo de $800 - 1610 \text{\AA}$ (en primer orden). Sobre la dirección NS de la rejilla, la resolución espacial es cercana a $1''$ ($715 km$ en el Sol). La resolución espectral es doblemente alta en segundo orden, lo cual permite hacer mediciones de los desdoblamientos Doppler correspondientes a velocidades del plasma de $1 km s^{-1}$ sobre la dirección del observador. El SUMER consta de una ventana denominada rejilla que proyecta un largo de $84000 km$ (Norte - Sur) sobre el Sol y un ancho de $700 km$ (Este - Oeste), i.e., cubre un área de aproximadamente de $6 \times 10^7 km^2$. El SUMER obtiene los datos de tal forma que mide 50 pixeles espectrales por cada posición NS de la rejilla. Registra un total de 120 pixeles espaciales por tiempo de integración del aparato.

Una de las intenciones del SUMER era poder estudiar la evolución de los EEs, para esto se hicieron unas pruebas en las que el SUMER hacia sus mediciones en regímenes de escaneo, lo que es decir, medía y cambiaba su posición EW dejando para un tiempo después medir posiciones intermedias. El tiempo que tarda en regresar a estas posiciones es lo suficientemente pequeño para estudiar la evolución del EE. Sin embargo, este método gasta batería de manera considerable; después de 1998, una vez que se recobró el SUMER se dejaron de hacer este tipo de mediciones debido a la falta de batería para llevarlas a cabo.

Capítulo 2

CONCEPTOS BÁSICOS

2.1. ALGUNOS TÉRMINOS DE FÍSICA DE PLASMAS

Según las teorías cosmológicas el Universo nació en forma de plasma y es entonces el estado más abundante. La materia está compuesta de átomos. Los átomos están compuestos de un núcleo cargado con electricidad positiva y un número equivalente de electrones cargados con electricidad negativa. Así los átomos son eléctricamente neutros. Cuando se extraen del átomo uno o más de sus electrones, lo que queda es un exceso de carga positiva y constituye lo que se conoce como un ión. En un caso extremo, un ión puede ser simplemente un puro núcleo atómico al que se le han desprendido todos sus electrones circundantes. Una sustancia que contiene iones que a la vez conserva sus electrones aunque ya libres del amarre atómico, se le considera un plasma. Un plasma no es un material en particular sino cierto estado específico de la materia. Donde el material es eléctricamente neutro, pero que contiene iones y electrones libres capaces de moverse en forma independiente.

No obstante a su gran abundancia, el plasma espacial tardó mucho tiempo en ser descubierto. El principal motivo de este retraso es que la radiación que emiten los plasmas espaciales tiene, en general, frecuencias muy diferentes a las de la luz visible.

Sólo las radiaciones en la estrecha banda de la luz visible, algunas en la banda del infrarrojo y las que caen dentro de otra estrecha banda en la región de las microondas llegan a la superficie. Estas regiones se conocen como las ventanas óptica y de radio, respectivamente.

El plasma emite (y por tanto manifiesta su presencia) en todas las frecuencias del espectro, pero tanto en frecuencias muy altas (ultravioleta, rayos X y rayos γ) como en frecuencias muy bajas (radio) no pudo percibirse hasta que se inició la exploración del universo en la venta de radio o en detectores de todas las frecuencias.

La corona solar, emite en el visible, ese halo blanco que rodea el disco del Sol y que se ha observado durante los eclipses totales desde tiempos muy remotos, es un plasma.

2.1.1. Definición de Plasma

Un plasma es un gas de partículas cargadas, el cual consiste de un igual número de cargas positivas y negativas. Teniendo aproximadamente el mismo número de cargas con diferente signo en el mismo elemento de volumen, hace que el plasma se comporte *cuasi-neutral*, en un estado estacionario. En promedio el plasma es eléctricamente neutro en el exterior, por lo tanto, la distribución aleatoria de los campos eléctricos de las partículas eléctricamente cargadas se cancelan mutuamente.

Para que una partícula sea considerada una partícula libre, su energía potencial típica debido a sus vecinos más cercanos debe ser mucho menor que su energía cinética aleatoria (térmica). Solo entonces el movimiento de la partícula está prácticamente libre de la influencia de otras partículas cargadas en su vecindad, ya que las colisiones no directas toman lugar (dispersión coulombiana).

Por lo tanto, las partículas en un plasma tienen que superar el acoplamiento con sus iones, ya que tienen energías térmicas por encima de algunos electronvolts. De tal manera, un plasma típico es un gas caliente y altamente ionizado. Existe plasma abundante en el universo, tal que 99% de toda la materia bariónica conocida está en un estado de plasma.

2.1.2. Criterios del Plasma

Para que un plasma que se comporta cuasi-neutral en un estado estacionario, es necesario tener el mismo número de cargas positivas y negativas por elemento de volumen. Tal que, un elemento de volumen puede ser lo suficientemente grande para contener un número suficiente de partículas, pero deberá ser lo bastante pequeño comparado con la longitud característica del sistema para variaciones de parámetros microscópicos tales como la densidad

y la temperatura. En cada elemento de volumen el espacio microscópico del campo eléctrico de las cargas individuales puede cancelarse, para suministrar cargas macroscópicas neutras. Lo que permite que el plasma parezca eléctricamente neutro, el potencial eléctrico de Coulomb de cada carga q es:

$$\phi_C = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (2.1)$$

donde ϵ_0 es la permitividad en el vacío. Pero este potencial debe ser apantallado por otras cargas en el plasma, para que sea neutro. Por lo que, asumimos que el potencial eléctrico de la carga debe ser de la forma del *potencial de Debye*:

$$\phi_D = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (2.2)$$

en el cual la función exponencial corta el potencial a distancias $r > \lambda_D$. La longitud de escala característica, λ_D , es llamada *longitud de Debye*. Ésta es la distancia sobre la cual se tiene un equilibrio entre la energía de la partícula térmica (la cual tiende a perturbar la neutralidad eléctrica) y la energía potencial electrostática, resultando en una separación de carga, la cual tiende a restaurar la neutralidad de la carga.

Primer Criterio

Una de las propiedades más importantes de un plasma es su tendencia a permanecer eléctricamente neutro, es decir, a equilibrar la carga espacial positiva y negativa en cada elemento de volumen. Un ligero desequilibrio en las densidades de carga espacial da origen a fuerzas electrostáticas intensas que actúan, siempre que sea posible, con el fin de restaurar la neutralidad.

En condiciones de equilibrio, la probabilidad de encontrar un electrón en una región determinada de energía potencial U es proporcional al factor de Boltzmann, $\exp(-U/k_B T_e)$. Por lo tanto, la densidad de electrones n_e está dada por:

$$n_e = n_0 \exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T_e}\right), \quad (2.3)$$

donde ϕ es el potencial local. Para un potencial débil $e\phi \ll k_B T_e$ debido a las altas temperaturas detectadas en la Corona solar, esta expresión puede

ser expandida en una serie de Taylor, obteniendo que:

$$\exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) \simeq 1 - \frac{e\phi}{k_B T_e},$$

y sustituyendo esta expansión en la ecuación (2.3), obtenemos:

$$n_o - n_e \simeq \frac{n_o e \phi}{k_B T_e}. \quad (2.4)$$

La densidad de iones es igual a la densidad neutra del plasma, es decir $n_i = n_o$, mientras que la densidad electrónica incluye la distorsión por la presencia de un ión prueba. El potencial ϕ se obtiene de la solución de la ecuación de Poisson, para un plasma protón-electrón:

$$\nabla^2 \phi = -\frac{e}{\epsilon_o} (n_i - n_e).$$

Sustituyendo $n_o - n_e$ de la ecuación (2.4) por $n_i - n_e$ obtenemos que:

$$\nabla^2 \phi = \frac{e^2 n_o \phi}{\epsilon_o k_B T_e}. \quad (2.5)$$

Dimensionalmente el lado derecho de la última ecuación es igual al potencial electrostático dividido por una longitud al cuadrado ϕ/λ_D^2 , entonces:

$$\nabla^2 \phi = \frac{\phi}{\lambda_D^2}.$$

Comparando el lado derecho de la ecuación (2.5) con el lado derecho de la última expresión nos da la siguiente longitud:

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_o k_B T_e}{n_o e^2} \right)^{1/2}, \quad (2.6)$$

la cual es llamada longitud de Debye. La longitud de Debye es la distancia a la cual se apantalla el campo electrostático de un ión en un plasma cuasi neutral por electrones de temperatura T_e (ver Golub & Pasachoff 1997).

Cada partícula tiene su propia esfera de Debye, así que es de esperar que las esferas se traslapen y de esta manera es como responde colectivamente. La distancia de Debye aumenta al disminuir la densidad; sin embargo, si la densidad de carga en un gas ionizado es tan baja que no hay suficientes cargas en

las dimensiones del plasma como para garantizar un comportamiento colectivo, entonces este gas no es considerado plasma. De esta forma tampoco se obtiene la condición de cuasineutralidad. Para que un plasma exista es necesario que las dimensiones del espacio ocupado por el plasma sean mucho mayores que la longitud de Debye.

Segundo Criterio

La relación entre el máximo y mínimo parámetro de impacto posible en una interacción coulombiana está dado como:

$$\Lambda = \frac{b_{max}}{b_{min}}, \quad (2.7)$$

donde $b_{max} = \lambda_D$, pues es la distancia máxima en la que un electrón sufrirá la fuerza de atracción coulombiana de un ión. Por otro lado b_{min} entre un electrón y un ión está dada por la siguiente relación:

$$b_{min} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 m_e v_e^2}. \quad (2.8)$$

Sustituyendo b_{max} y b_{min} , obtenemos que:

$$\Lambda = \frac{\lambda_D}{\frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 m_e v_e^2}} = \frac{4\pi\epsilon_0 m_e v_e^2 \lambda_D}{q_1 q_2}, \quad (2.9)$$

para un plasma térmico se cumple que $m_e v_e^2 = k_B T_e$, entonces:

$$\Lambda = \frac{4\pi\epsilon_0 k_B T_e \lambda_D}{e^2},$$

donde se uso que $q_1 = q_2 = e$. Por otro lado, la longitud de Debye es:

$$\lambda_D^2 = \frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2},$$

entonces:

$$n_e \lambda_D^2 = \frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2}.$$

Por lo tanto,

$$\Lambda = 4\pi n_e \lambda_D^3. \quad (2.10)$$

A $\ln\Lambda$ se le llama logaritmo de Coulomb. Para el Sol se tienen valores entre 10 y 30.

Tercer Criterio

Frecuencia de Plasma

Considerando un plasma donde los iones están fijos, los electrones pueden experimentar pequeñas transiciones debido a estos iones. Tal suposición es razonable si el tiempo de escala de transición de los electrones es pequeño. Por lo tanto, el ión no puede seguir el movimiento del electrón debido a que su inercia es mayor. En otras palabras consideramos oscilaciones de electrones a altas frecuencias en las cuales los iones no participan.

Si ahora tomamos una columna de electrones y desplazamos esta columna con respecto a los iones una corta distancia, δx , en la dirección x . Tal desplazamiento causa un campo eléctrico δE , también en la dirección x , y ejerciendo una fuerza $-e\delta E$, la cual tratará de jalar al electrón de regreso para preservar la cuasi-neutralidad. Para una columna de densidad n_e , la densidad promedio en el tiempo de variación de la distorsión es δn , dada por la ecuación de continuidad de un fluido de electrones:

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = -n_e \frac{\partial \delta v_{e,x}}{\partial x}, \quad (2.11)$$

donde $\delta v_{e,i}$ es la derivada espacial de la velocidad del electrón perturbada. La variación de la velocidad es encontrada de la conservación del momento como:

$$\frac{\partial (m_e \delta v_{e,x})}{\partial t} = -\delta F = -e \delta E, \quad (2.12)$$

y el campo eléctrico causado por todos los electrones desplazados satisface la ley de Poisson:

$$\frac{\partial \delta E}{\partial x} = -\frac{e}{\epsilon_0} \delta n. \quad (2.13)$$

Esta es ahora una simple derivada, es decir una ecuación para la perturbación de la densidad. Derivando por el tiempo la ecuación (2.11), obtenemos:

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} = -n_e \frac{\partial^2 \delta v_{e,x}}{\partial t \partial x} = -n_e \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial \delta v_{e,x}}{\partial t}, \quad (2.14)$$

y reemplazando la derivada del tiempo de la velocidad perturbada en la ecuación (2.12), obtenemos:

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial \delta v_{e,i}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{e}{m_e} \delta E \right). \quad (2.15)$$

Sustituyendo el lado derecho de la ecuación (2.14) en la ecuación (2.15), obtenemos:

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} = \frac{n_e e}{m_e} \frac{\partial \delta E}{\partial x}. \quad (2.16)$$

Sustituyendo $\frac{\partial \delta E}{\partial x}$ de la ecuación (2.13), tenemos:

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} + \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \delta n = 0.$$

Esta es una ecuación para la variación de la densidad, la cual tiene la forma de una ecuación de oscilador lineal. Claramente, el coeficiente del segundo término debe tener dimensiones del inverso del tiempo al cuadrado. Este tiempo es proporcional al periodo característico de la oscilación de la columna de electrones alrededor de la posición de equilibrio de la columna de iones. La solución de la ecuación es encontrada tomando $\delta n \propto \exp(i\omega t)$, donde $\omega = \omega_p$, es la frecuencia de oscilación o frecuencia de plasma (ver Golub & Pasachoff 1997),

$$\omega^2 = \omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}. \quad (2.17)$$

2.1.3. Parámetros de un Plasma

Primero presentaremos una breve introducción de algunos parámetros básicos de un plasma. La particular combinación de temperatura y densidad de partículas de un gas a ser tratado como un plasma. El término de plasma es usado para el estado de la materia en la cual los átomos neutros son separados dentro de componentes cargadas y a sus relativas fuerzas electromagnéticas entre estas componentes que deben tomarse en cuenta.

Presión del Plasma

Considerando un gas de puro Hidrógeno completamente ionizado, tenemos que la fracción de ionización $x = \frac{n_e}{n_p + n_{HI}} = 1$, entonces $n_e = n_p$ y la

presión debida a los electrones será igual a la debida por los iones. Por lo tanto,

$$P_e = P_i = n_e k_B T = n_i k_B T.$$

Entonces la presión total es:

$$P = 2n_e k_B T,$$

donde la densidad numérica total es igual a dos veces la densidad numérica electrónica.

Logaritmo de Coulomb

La relación entre el máximo y mínimo parámetro de impacto y posible en una interacción coulombiana esta dado como:

$$\Lambda = \frac{b_{max}}{b_{min}}, \quad (2.18)$$

donde $b_{max} = \lambda_D$, pues es la distancia máxima en la que un electrón sufrirá la fuerza de atracción coulombiana de un ión. Por otro lado b_{min} entre un electrón y un ión está dada por la siguiente relación:

$$b_{min} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 m_e v_e^2}. \quad (2.19)$$

Sustituyendo b_{max} y b_{min} , obtenemos que:

$$\Lambda = \frac{\lambda_D}{\frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 m_e v_e^2}} = \frac{4\pi\epsilon_0 m_e v_e^2 \lambda_D}{q_1 q_2}, \quad (2.20)$$

para un plasma térmico se cumple que $m_e v_e^2 = k_B T_e$, entonces:

$$\Lambda = \frac{4\pi\epsilon_0 k_B T_e \lambda_D}{e^2},$$

donde se uso que $q_1 = q_2 = e$. Por otro lado, la longitud de Debye es:

$$\lambda_D^2 = \frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2},$$

entonces:

$$n_e \lambda_D^2 = \frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2}.$$

Por lo tanto,

$$\Lambda = 4\pi n_e \lambda_D^3. \quad (2.21)$$

A $\ln\Lambda$ se le llama logaritmo de Coulomb. Para el Sol se tienen valores entre 10 y 30.

γ de un Plasma

El cociente entre las capacidades caloríficas se denota por γ :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v},$$

donde C_p es igual a la capacidad calorífica a presión constante y C_v a volumen constante. Para un plasma completamente ionizado $\gamma = \frac{5}{3}$. Para un gas ideal se cumple que:

$$C_p = C_v + nR,$$

donde n , es el número de moles en un volumen V y R la constante universal de los gases, es decir, la capacidad calorífica de un gas a presión constante siempre es mayor que a volumen constante. La capacidad calorífica es el cociente del calor que tiene que absorber un sistema y el cambio de temperatura que sufre el mismo. Entonces a presión constante un sistema absorbe más calor que a volumen constante para tener el mismo incremento en su temperatura. Para un gas monoatómico $\gamma = \frac{5}{3}$ (también).

β de un Plasma

Al cociente entre la presión térmica y la presión magnética se le conoce como β del plasma.

$$\beta = \frac{P}{\frac{B^2}{8\pi}}.$$

Como $\beta = \frac{P_k}{P_M}$ con P_k igual a la presión cinética y P_M igual a la presión magnética, entonces podemos escribir β en función de c_s y v_A :

$$c_s^2 = \gamma \frac{P_k}{\rho} \Rightarrow P_k = \frac{v_s^2 \rho}{\gamma},$$

por otro lado:

$$v_A^2 = \frac{B^2}{4\pi\rho} \Rightarrow P_M = \frac{B^2}{8\pi} = \frac{v_A^2 \rho}{2}.$$

Por lo que tenemos:

$$\beta = \frac{2 c_s^2}{\gamma v_A^2}.$$

Este β nos dice cuando tratamos al plasma como un fluido o como un gas altamente ionizado hundido en líneas de campo magnético, nos dice quien es el que rige el movimiento del plasma si es la termodinámica o si es el electromagnetismo.

2.2. FLUJO CONDUCTIVO TÉRMICO

En presencia de un gradiente de temperatura ∇T no solo habrá un flujo de calor, \vec{Q} , si no también de corriente electrónica, J . El gradiente de temperatura deforma la distribución de velocidades y entonces aparece un flujo neto de electrones (Spitzer 1962).

En ausencia de campo magnético podemos escribir, para un estado estacionario,

$$\vec{J} = \frac{1}{\eta} \vec{E} + \alpha \nabla T,$$

$$\vec{Q} = -\beta \vec{E} - \kappa \nabla T.$$

Los cuatro coeficientes están relacionados por:

$$\varsigma = \alpha T + \frac{5kT}{2e\eta}.$$

Los efectos termo eléctricos reducen el coeficiente efectivo de conductividad térmica. En un estado estacionario no fluye una corriente en la dirección del gradiente de temperatura, ya que resultaría una divergencia de \vec{J} y los campos eléctricos crecerían sin límite. Lo que ocurre es que se produce un campo eléctrico secundario, de tal manera que, la corriente producida por el gradiente de temperatura se cancela. Este campo eléctrico secundario reduce el flujo de calor.

El coeficiente efectivo de conductividad se reduce a $\epsilon\kappa$ donde:

$$\epsilon = 1 - \frac{\beta \alpha \eta}{\kappa}.$$

Para un gas de Lorentz¹ el valor de κ es:

$$\begin{aligned}\kappa &= 20 \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} \frac{(kt)^{5/2}k}{m_e^{1/2}e^4 Z \ln\Lambda}, \\ &= 4.67 \times 10^{-12} \frac{T^{5/2}}{Z \ln\Lambda} \text{ cal s}^{-1} K^{-1} \text{ cm}^{-1},\end{aligned}$$

haciendo $\kappa = \kappa_0 T^{5/2}$ con $\kappa_0 =$ coeficiente de conductividad térmica y usando que 1 cal = 4.182 Joules, tenemos que:

$$= 1.953 \times 10^{-11} \frac{1}{Z \ln\Lambda} \left(\frac{\text{Joule}}{\text{s K}^{7/2} \text{ cm}}\right),$$

como 1 Joule = 1 kg $\frac{m^2}{s^2}$ = 10³ g, 10⁴ $\frac{cm^2}{s^2}$ = 10⁷ ergs, entonces:

$$\kappa = 1.953 \times 10^{-4} \frac{1}{Z \ln\Lambda} \frac{\text{erg}}{\text{s K}^{7/2} \text{ cm}}.$$

Para la corona:

$$\kappa_0 \approx 8 \times 10^{-7} \frac{\text{erg}}{\text{s K}^{7/2} \text{ cm}},$$

es decir $Z \ln\Lambda \approx 240 - 250$. El flujo conductivo térmico es:

$$F_c = -\kappa \frac{dT}{dr},$$

es decir,

$$F_c = -\kappa_0 T^{5/2} \frac{dT}{dr}.$$

Para la región de transición tenemos que:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{(2 \times 10^6 - 10^4)K}{10^3 \text{ km}} = 2 \times 10^{-2} \frac{K}{\text{cm}}.$$

Entonces el flujo conductivo térmico es:

$$F = 9.1 \times 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ s}},$$

con $T = 2 \times 10^6$ K. El flujo va desde la base de la corona hacia abajo.

¹Es un gas completamente ionizado, en el cual los electrones no interactúan entre sí eléctricamente, y los iones están en reposo

2.2.1. Enfriamiento Conductivo

Oster & Sofia (1966), describen dos modelos de flujo de energía. Uno de ellos es el de un flujo a lo largo de \vec{B} con coeficientes de conducción κ_{\parallel} y otro flujo a través de \vec{B} con coeficientes de conducción κ_{\perp} . Siguiendo a Oster & Sofia (1966) se obtiene de Spitzer (1962) que:

$$\kappa_{\parallel} = 8.8 \times 10^{-7} T^{5/2} \quad (\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-1} \text{K}^{-1}),$$

y

$$\kappa_{\perp} = 3.6 \times 10^{-16} n_e^2 T^{-1/2} B^{-2} \quad (\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-1} \text{K}^{-1}).$$

Valores típicos de la región de transición son $T \sim 10^6 \text{K}$, $n_e = 10^{10} \text{cm}^{-3}$ y $B = 50$ gauss, conducen a un valor de $\kappa_{\parallel}/\kappa_{\perp} \approx 10^{11}$. Es fácil ver que la conducción a lo largo de \vec{B} es más fuertemente. Por lo tanto, se puede despreciar la conducción a través de las paredes de los cilindros magnéticos y considerar solo el flujo térmico \vec{Q} a través de las áreas circulares en los extremos. En este caso:

$$\frac{d\vec{E}}{dt} = \vec{Q} \times 2\vec{A} = -\kappa \nabla \times 2\vec{A} \quad (\text{erg s}^{-1}), \quad (2.22)$$

donde \vec{E} es la energía térmica contenida en la región emisora, es decir, $\vec{E} = \frac{3}{2}(n_e + n_i)k_B \vec{T}V = 3n_e k_B \vec{T}V$.

Suponiendo el gradiente de temperatura $\nabla \vec{T}$ igual a $T/(l/2)$ y sustituyendo en la ecuación anterior, tenemos:

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{2}{5}\alpha T^{7/2}, \quad (2.23)$$

cuya solución es $T = (T_p^{-5/2 + \alpha t})^{-2/5}$ con $\alpha \approx 2 \times 10^{10} n_e^{-1} l^{-2}$.

Si A , α y la medida de la emisión $EM = n_e^2 V$ se conocen, entonces l (es decir V) se puede determinar como:

$$l \approx 8 \times 10^6 (A/\alpha^2 EM)^{1/2},$$

$$n_e \approx 4 \times 10^{-4} (EM^2 \alpha / A^2)^{1/2}.$$

Suponiendo $A \approx 4 \times 10^{17} \text{cm}^2$ que corresponde a un diámetro de 7×10^3 km (10 arc sec) se obtiene $n_e \sim 10^{10} \text{cm}^{-3}$, $l \simeq 2 \times 10^{10} \text{cm}$ y $V \sim 7 \times 10^{27} \text{cm}^3$.

2.2.2. Pérdidas Radiativas

Para una longitud de onda dada λ y en el intervalo $\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}$, $\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}$ la potencia emitida por unidad de volumen y por unidad de longitud de onda es:

$$W_r(\lambda, T) = n_e n_p P(\lambda, T) \quad [\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}]. \quad (2.24)$$

La suma de $P(\lambda, T)$ sobre todas las longitudes de onda da la tasa de pérdidas radiativas con $P(T)$ la función de pérdidas radiativas:

$$W_r(\lambda, T) = n_e n_p P(T) \quad [\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}]. \quad (2.25)$$

Suponiendo $n_e \approx n_p$ la potencia radiada por unidad de volumen es:

$$W_r(T) = n_e^2 P(T), \quad (2.26)$$

de Brueckner & Bartoe (1983), $P(T) = 7 \times 10^{-22} \text{erg cm}^3 \text{s}^{-1}$, a una temperatura de 10^5 K.

2.3. APROXIMACIONES TEÓRICAS PARA ESTUDIAR PLASMAS

La dinámica de un plasma esta gobernada por la interacción de cargas con campos eléctricos y magnéticos. Si todo los campos fueran de origen externo, la física podría ser relativamente simple. Sin embargo, como las partículas se encuentran en movimiento, éstas pueden crear concentraciones de carga locales y así producir campos eléctricos. Además, su movimiento puede también generar corrientes eléctricas y así campos magnéticos. Estos campos internos y su retroacción dentro de los movimientos de las partículas de plasma hace la física de plasmas difícil.

En general la dinámica de un plasma puede ser descrita por la solución de las ecuaciones de movimiento para cada partícula. Entonces los campos eléctricos y magnéticos aparecerán en cada ecuación que incluya los campos internos generados por cualquier movimiento de la partícula, todas las ecuaciones deben ser completas y tienen que resolverse simultáneamente. Tal solución no sólo es difícil de obtener, sino que también no tiene un uso práctico, puesto que uno está interesado en conocer cantidades como la densidad y

la temperatura, más que la velocidad individual de cada partícula. Por lo tanto, uno usualmente hace ciertas aproximaciones para estudiar el problema, este estudio es turnado a cuatro diferentes aproximaciones.

La aproximación más sencilla es la descripción del *movimiento de una partícula simple*. Esta describe el movimiento de una partícula bajo la influencia de campos eléctricos y magnéticos. Esta aproximación no es válida para una conducta colectiva del plasma, pero es útil cuando se está estudiando un plasma de densidad muy baja.

La aproximación *magnetohidrodinámica* es el otro extremo y no es válida para aspectos de partícula simple. El plasma es tratado como un simple fluido conductor con variables macroscópicas como la densidad, velocidad, y temperatura. Esta aproximación supone que el plasma es capaz de mantener un equilibrio local y es compatible con el estudio de fenómenos de ondas de baja frecuencia en fluidos altamente conductores inmersos en un campo magnético.

La aproximación de *multi-fluidos* es similar a la aproximación magnetohidrodinámica, pero actuando para diferentes especies de partículas y asume que cada especie se comporta como un fluido separado. Ésta puede conducir a la separación de campos y propagación de ondas de alta frecuencia.

La *teoría cinética* adopta una aproximación estadística. En lugar de resolver la ecuación de movimiento para cada partícula individual, ésta observa el desarrollo de la función de distribución para el sistema de partículas bajo consideración, en el espacio fase.

2.3.1. Reconexión Magnética

Como hemos visto a través de la observación, la Naturaleza, siempre está en búsqueda de un estado que le permite encontrar cierta estabilidad y mantenerse ahí hasta que no sea suficiente para mantenerse estable y cambia a otro que le favorezca.

Cuando hablamos del campo magnético solar ocurre lo mismo. Magnéticamente, existen tres factores fundamentales que provocan que el Sol esté en continuo cambio:

- 1) El dinamo solar, el cual genera constantemente nuevos flujos magnéticos que emergerán hacia la fotosfera y corona.

- 2) La diferencia rotacional y el movimiento convectivo del plasma, que provoca que estos flujos se enreden entre ellos.

3) La conectividad interplanetaria, que cambia constantemente para mantener un equilibrio de presión magnética.

Estas tres condiciones son esencialmente la razón por la cual el campo magnético coronal presenta cambios topológicos y a estos cambios los denominamos reconexión magnética.

La existencia de esta reconexión es muestra fiel de la reestructuración del campo magnético solar. Estos cambios topológicos en forma de reconexión magnética liberan energía no potencial que provocará el calentamiento y movimiento del plasma, así como la aceleración de partículas.

Constantemente existen interacciones entre los flujos magnéticos.

Las líneas de campo magnético confinan el plasma. Estas líneas están gobernadas por el movimiento del plasma en el que se encuentran sumergidos.

Existe la probabilidad que estas líneas sean empujadas unas contra otras que haya un aumento de la presión, para conservar ese estado cuesta energía, el sistema se acomodará de otra forma que le cueste menos energía.

En Figura 2.1 se muestra un ejemplo de reconfiguración magnética. Dos líneas independientes con su plasma confinado se encuentran separadas, el movimiento de plasma provoca que éstas se aproximen lo suficiente. Si las líneas tienen diferente dirección, y el plasma las obliga a reducir la distancia entre ellas en cierto momento habrá un pedacito entre ellas donde el campo magnético sea nulo (se muestra como un rectángulo en la imagen). Estas circunstancias obligaran a las líneas a reconfigurarse en un estado que les cueste menos trabajo, es decir, liberarán esa presión.

Al punto en donde se cancela el campo magnético y será la región de difusión se le denomina *Hoja de Corriente*. La cancelación del campo liberará las partículas dentro de las líneas de campo magnético provocando chorros. El cómo salen estos chorros depende de la nueva configuración magnética.

Localmente están ocurriendo:

- cambios de la topología global y conectividad de las líneas de campo, las cuales afectan las rutas y el calor de las partículas rápidas entonces éstas viajan principalmente a lo largo de las líneas de campo;
- conversión de la energía magnética a calor y a energía cinética;
- creación de corrientes eléctricas grandes, campos eléctricos grandes, choques de ondas y filamentación, las cuales pueden ayudar a acelerar partículas.

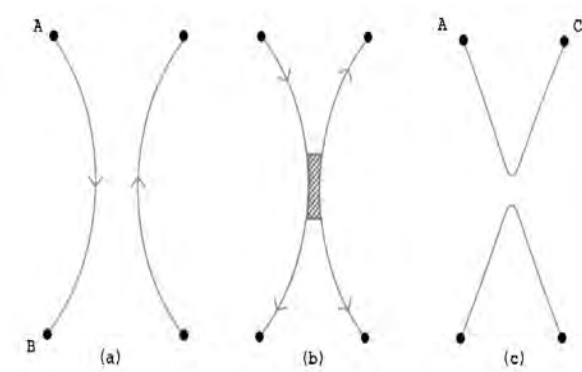


Figura 2.1: Rompimiento y reconexión de líneas del campo magnético. Dos líneas con dirección contrarias se acercan, después de un tiempo se acercarán lo suficiente para que en un punto el campo magnético se cancele entre ellos (a este punto se le conoce como Hoja de Corriente). El sistema se reconfigurará liberando partículas.

Resolver o describir este sistema en ecuaciones no es fácil. Existen varios modelos que tratan de explicarlo, entre los que mencionaremos dos de los más importantes: Sweet Parker y Petschek.

En el Modelo de Sweet Parker suponen que la región de difusión es muy larga y angosta mientras que en el de Petschek la hacen muy angosta. Cada uno de estos modelos encuentra las velocidades de las partículas liberadas de la reconexión.

La reconexión sucede más rápidamente en el modelo de Petschek. Este modelo supone flujos de plasma mucho más rápidos que provoca frentes de choque que detienen el plasma a regiones próximas de donde se originan, convirtiendo la energía en cinética y calorífica. En el modelo de Parker Sweet estos flujos no son tan rápidos por lo que la disipación de energía es mucho más lenta.

2.4. LÍNEAS ESPECTRALES

Como simples observadores del cielo, vemos la luz que nos llega de los objetos celestes. La luz es producida por diversos fenómenos. La que nos interesa y que vamos a estudiar es la producida por transiciones de energía en los átomos que componen a dichos objetos.

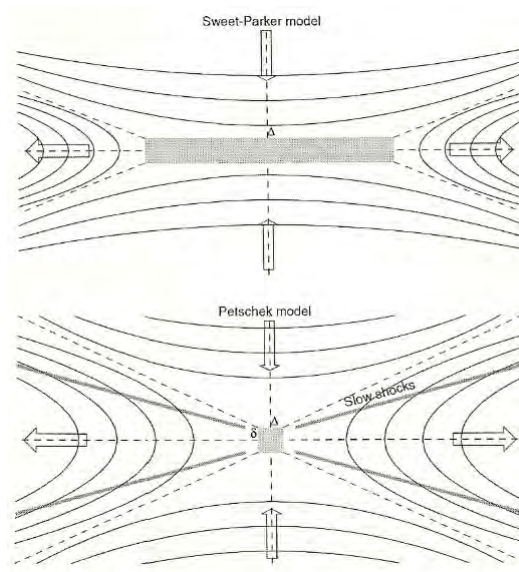


Figura 2.2: Modelos de Sweet Parker y Petschek. La región de difusión es diferente, la velocidad de los flujos de plasma después de la reconfiguración es más grande en el modelo de Petschek (Aschwanden, 2005).

La intensidad de la luz procedente de un objeto depende de la longitud de onda. A la distribución de la intensidad de la luz con respecto a la longitud de onda (λ) se le llama espectro.

En el espectro aparecen todos los colores y de acuerdo a la composición química del objeto, los colores presentan distintas intensidades. Los espectros presentan líneas más brillantes y líneas más oscuras, a estas líneas se les llama líneas espectrales.

Las líneas espectrales nos dicen qué átomos son los que se encuentran en los objetos que observamos. Las ondas de determinadas longitudes de onda son absorbidas por los átomos de las capas externas de dichos objetos. Estas líneas de absorción son las que aparecen como líneas oscuras. Las líneas brillantes aparecen cuando hay mayor intensidad de ciertas longitudes de onda, es decir, en lugar de absorber hay mayor emisión para dichas longitudes.

2.4.1. Efecto Doppler

Cuando el objeto se encuentra en movimiento, existe un incremento o disminución de la longitud de onda, de una onda emitida por el objeto, en relación a la longitud de onda que se observa cuando está en reposo. A este cambio en la longitud de onda se le llama Efecto Doppler.

Si el objeto se aleja, su luz se desplaza a longitudes de onda más largas, es decir, hacia el rojo. Si el objeto se acerca su luz presenta una longitud de onda más corta. Es decir, se desplaza hacia el azul.

Podemos describir el cambio de la longitud de onda (Desplazamiento Doppler) para velocidades muy pequeñas en términos de la longitud de onda observada y la que emite el objeto en reposo como:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}, \text{ para } v \ll c, \quad (2.27)$$

donde v es la velocidad de la luz (300 000 km/s) y $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ donde λ es la longitud de onda observada y λ_0 es la longitud de onda que emite un objeto en reposo.

El Efecto Doppler tiene muchas aplicaciones en la Astronomía porque podemos calcular la velocidad radial con la que se alejan o se acercan diversos objetos celestes.

2.4.2. Efecto Doppler para un Sistema de N Elementos

La diferencia entre las longitudes de onda observada y emitida nos da información de la velocidad con que se mueve el objeto de tal forma que podemos inducir información acerca del movimiento y trayectoria de los objetos celestes estudiados.

Al estudiar el efecto Doppler en una nube de gas y polvo tenemos que considerar cada una de las partículas, ya que cada una de ellas presenta una velocidad y dirección. Algunas de ellas, presentan desplazamiento Doppler y otras no. Al saber cómo es el efecto que presenta cada una de ellas podremos saber cuál es el comportamiento de la nube como un solo objeto.

Consideremos partículas que se mueven en diferentes direcciones (Fig. 4), el vector que representa la velocidad y dirección de la partícula en color rojo es una partícula que se aleja del observador, en color azul una que se acerca y en color negro una que simplemente se mueve sobre el eje perpendicular al eje radial, es decir, no presenta efecto Doppler. Donde estamos tomando como

eje referencial (eje radial) a la recta imaginaria que pasa entre el observador y el objeto. En FIG. 4 se analiza de manera cualitativa el campo de velocidades de dichas partículas de la nube de gas y polvo. Podemos ver que si el objeto se mueve perpendicular o tangencialmente al observador la componente de la velocidad en el eje radial es cero. Mientras que en cualquier otra dirección tendrá un valor definido.

En la Fig. 4 podemos ver la distribución de la velocidad de las partículas con respecto al observador. La cantidad máxima de partículas se encuentra en velocidad radial cero.

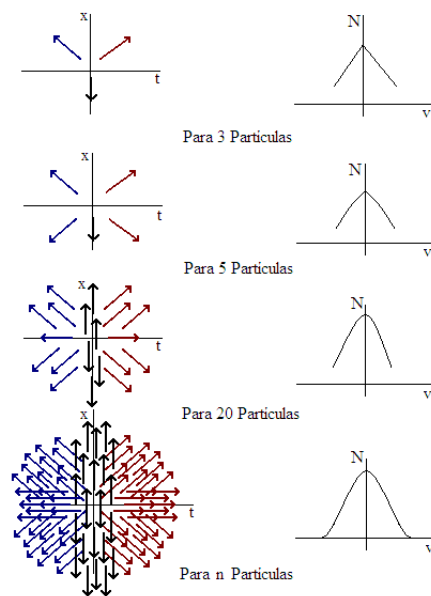


Figura 2.3: FIG 4. Representación gráfica cualitativa del campo de velocidades para diferentes cantidades de partículas que se mueven en distintas direcciones. Donde N es el número de partículas y v la velocidad, la cual se considera negativa cuando el objeto se acerca hacia nosotros, positiva si se aleja y cero cuando el movimiento del objeto celeste es perpendicular o tangencial al eje radial. En este caso el mismo número de partículas se mueven hacia cada una de las direcciones posibles.

Cabe notar que la velocidad que estamos midiendo es mucho menor a la velocidad con la que se mueve el objeto. Esto se debe a que nosotros medimos

la velocidad radial del cuerpo, es decir, la componente de la velocidad real del objeto sobre el eje radial.

En cuanto pensamos en más partículas podemos ver que la gráfica se va suavizando hasta que presenta la forma de una función gaussiana. El máximo de la función nos dice como es que se mueven la mayoría de las partículas.

La simetría de la función gaussiana nos dice que la variación de la cantidad de las partículas a cierta velocidad que se mueven hacia nosotros es la misma que las que se alejan. Por lo tanto, si hay más partículas que se alejan a las que se acercan (o de manera inversa), se rompe la simetría y parecería estar más chata de un lado que del otro como podemos ver en FIG 5. La simetría de la gaussiana depende totalmente de la distribución del movimiento de las partículas.

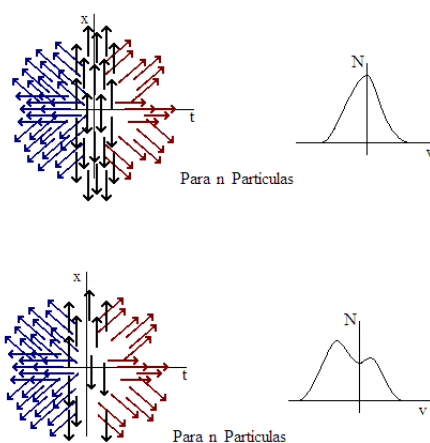


Figura 2.4: FIG 5. En este esquema se representan los casos en que existen más partículas hacia una dirección preferencial con el objeto de observar como es que se rompe la simetría y el corrimiento de la función gaussiana.

De esta forma es como sabemos si un objeto se mueve o no hacia nosotros.

También podemos observar que si hay mucho más partículas que se mueven hacia nosotros que en cualquier otra dirección la función gaussiana se recorre hacia la sección de velocidades negativas. En el caso en el que más partículas se alejan podríamos ver que la gaussiana se recorre hacia las velocidades positivas.

En la Fig. 5 se ve que también puede pasar que se tengan dos máximos, en esos casos, separamos dicha función en dos gaussianas y las tomamos como

distintos cuerpos, uno que se acerca y uno que se aleja de nosotros a cierta velocidad. Lo mismo para cuando tenemos más de dos máximos, tendremos tantas gaussianas como máximos tomemos.

Con este tipo de información nosotros podemos saber cómo es que la nube de gas se desplaza en general, permitiéndonos estudiarlo como si fuera un solo sistema en movimiento. Ya que al obtener el campo de velocidades estamos viendo cómo es que la mayoría se mueve y así entenderlo como si fuera solo un objeto.

En los casos anteriores la mayoría de las partículas tenían velocidad cero, es decir, $v_g = 0$. Si ahora, el sistema como un todo se moviera a cierta velocidad $v_g \neq 0$, lo que veríamos al graficar el número de partículas con respecto a la velocidad observada, es que el máximo de la función gaussiana no se encontraría en el cero sino en v_g , con signo negativo en caso que dicha velocidad de grupo marcara que se acerca a nosotros y positivo si el vector velocidad de grupo marcara que se aleja del observador (ver Fig. 6). De igual forma, se dará el achatamiento de uno de los lados de la gaussiana si también hay una disminución de partículas hacia una dirección (rompimiento de simetría).

2.4.3. Emisión UV de Plasmas

Plasmas calientes, tales como el gas coronal, radian efectivamente energía, especialmente si el gas contiene cualquier fracción apreciable de elementos pesados tales como el Oxígeno o Hierro. En algunas condiciones los elementos pesados tienen todos sus electrones externos retirados, pero las capas internas de electrones requieren de una mayor energía para ser retirados del átomo, y estos procesos de ionización no son alcanzados a temperaturas coronales.

Dada una mezcla particular de elementos a una temperatura específica, podemos calcular el número de átomos por unidad de volumen del gas, el cual está en un estado particular de ionización. Determinando las líneas de emisión emitidas por átomos y por otros constituyentes del gas. La suma total de estas emisiones de ligado-ligado, más ligado-libre y libre-libre la cual es especialmente importante a altas temperaturas, estas emisiones producen el espectro coronal.

En la práctica, estos cálculos son una complicada tarea. Para cada elemento hay una constante competencia entre los varios mecanismos los cuales remueven electrones de un átomo o los cuales en que el electrón ligado sube a un nivel superior y procesos los cuales son causados por un electrón libre

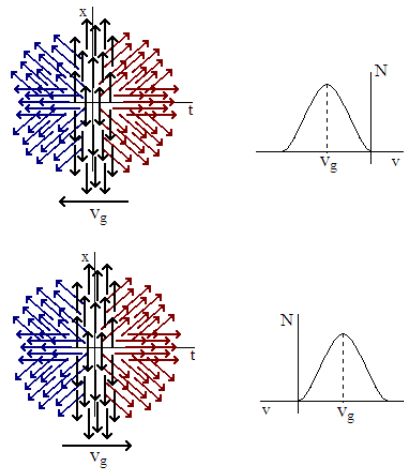


Figura 2.5: FIG 6. Representación cualitativa del campo de velocidades de n partículas cuando además de la velocidad individual de cada partícula el sistema se encuentra en movimiento a una velocidad $v_g \neq 0$. En ambos casos el mayor número de partículas del sistema tendrán una velocidad v_g y mientras la distribución de las partículas sea homogénea, la función será simétrica, lo único que varía es el signo de v_g . Positivo cuando se aleje, negativo al acercarse.

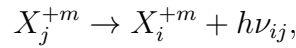
que es recombinado con un ión y los cuales en que los electrones en niveles superiores se mueven a niveles menores en un átomo. Cada elemento puede ser encontrado en uno o diferentes estados de ionización en cualquier temperatura de plasma dada.

En resumen es frecuentemente necesario asumir que el plasma está en equilibrio, para poder emplear ecuaciones las cuales balancean los varios procesos ascendentes y descendentes. Esta suposición es cuestionable en situaciones donde la energía producida en el gas coronal es trascendente o de variación rápida, tales como en ráfagas o posiblemente en procesos de calentamientos impulsivos para estructuras coronales ordinarias.

Con estos huecos, podemos iniciar la discusión de cómo la emisión coronal es calculada iniciando con métodos para determinar la emisión de una simple transición en un elemento. Las abundancias de todos los elementos más pesados que el helio en la atmósfera solar son muy pequeñas relativas a el hidrógeno, en el rango de $10^4 - 10^6$ a temperaturas y densidades encontradas

en la Corona y los elementos que dominan la emisión radiativa son Fe, Si, S y O, los cuales juntos hacen sólo el 0.03 % de los átomos en el gas coronal.

La emisión de una línea espectral de algún elemento X ocurre por la transición del nivel j al nivel i :



donde X^{+m} indica un átomo de elemento X con m electrones retirados. Este proceso es frecuentemente llamado emisión ligado-ligado, ya que ocurre de un nivel ligado a otro. El fotón es emitido a una frecuencia ν correspondiente a la diferencia entre los niveles i y j , $\Delta E_{ij} = h\nu_{ij}$.

Si una medida es hecha a una particular frecuencia, entonces necesitamos tomar en cuenta el hecho de que la forma de la línea espectral no es una función δ , pero mucho de los fotones son emitidos sobre un pequeño rango de longitud de onda. Esta extensión es llamada perfil de emisión, designada por ψ_ν . La emisividad del plasma a una longitud de onda ν por unidad de volumen de plasma, está dada en $\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$, es obtenida por multiplicar la densidad numérica de átomos en un nivel superior, la probabilidad de transición, el perfil de emisión y la energía por fotón. Esta es dada por:

$$P_\nu = N_j(X^{+m})A_{ij} h\nu_{ij}\psi_\nu,$$

donde $N_j(X^{+m})$ es la densidad numérica de átomos de un grado de iones X^{+m} los cuales están en el nivel j , y A_{ij} es el coeficiente de Einstein espontáneo. Note que ψ_ν está normalizado a la unidad cuando integramos sobre ν :

$$\int \psi_\nu d\nu = 1.$$

Frecuentemente estamos interesados en la intensidad de la línea sin tomar en cuenta en detalle la forma de la línea. La potencia total, está dada en $\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, emitido en esta transición por volumen de plasma coronal es:

$$P_{ij} = N_j(X^{+m})A_{ij} \frac{hc}{\lambda_{ij}}, \quad (2.28)$$

donde λ_{ij} es la longitud de onda del fotón, obtenida de sustituir $\lambda_{ij} = c/\nu_{ij}$. Aquí P_{ij} es P_ν integrada sobre todas las frecuencias.

El flujo detectado en la Tierra en la línea de emisión es entonces obtenido integrando la ecuación anterior sobre un elemento de volumen ΔV de interés

en la Corona y entonces extendiendo la potencia sobre un área $4\pi R^2$, donde R es 1 UA:

$$F_{ij} = \frac{1}{4\pi R^2} \int_{\Delta V} P_{ij} dV.$$

Las unidades de F son $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. En principio, el espectro coronal a una temperatura y densidad dada es determinado por la suma de todas las contribuciones de F_{ij} por todos los elementos de la Corona.

Para la ecuación (2.28) la cantidad desconocida es la densidad numérica $N_j(X^{+m})$. Este valor es obtenido a partir de una serie de pasos más fáciles de determinar, la densidad electrónica N_e . Los pasos involucrados son:

- determinación de la abundancia de hidrógeno relativa a la densidad electrónica, esto es $N(H)/N_e$;
- determinación de la abundancia del elemento X relativo al hidrógeno $N(X)/N(H)$;
- determinación de la fracción del elemento X en el estado ionizado $+m$, $N(X^{+m})/N(X)$; y
- determinación de la fracción de átomos del elemento X en el estado ionizado $+m$ los cuales están en el nivel j , $N_j(X^{+m})/N(X^{+m})$.

Así:

$$N_j(X^{+m}) = \frac{N_j(X^{+m})}{N(X^{+m})} \frac{N(X^{+m})}{N(X)} \frac{N(X)}{N(H)} \frac{N(H)}{N_e} N_e,$$

El término $N(H)/N_e$ puede ser estimado a ser ≈ 0.8 , la densidad numérica de electrones libres es determinada por la completa ionización del Hidrógeno y el Helio en la Corona.

Balance de ionización

El término $N(H)/N(X)$ da la fracción del elemento X el cual está m veces ionizado. Para un volumen de plasma el cual está en equilibrio a una temperatura T , el grado de ionización depende del balance entre procesos, los cuales causan que un átomo tenga un particular número m de electrones retirados, y todos estos procesos decrecen el número de átomos que tengan exactamente m electrones retirados. Para un particular estado de ionización, el balance puede cambiar de cuatro maneras:

- El ión puede ser formado por ionización desde un estado inferior.
- El ión puede ser retirado por ionización a un estado superior.
- El ión puede ser formado por recombinación desde un estado superior.
- El ión puede ser retirado por recombinación un estado inferior.

Las excitaciones ascendentes a grados superiores de ionización son balanceadas por procesos de recombinación a grados inferiores de ionización. Hay dos grandes procesos de recombinación: recombinación radiativa y recombinación dieléctrica. La recombinación radiativa es simplemente la captura de un electrón libre por el ión, típicamente en niveles superiores, con la emisión de un fotón representando el exceso de energía del electrón capturado.

Temperatura de Máxima Abundancia

Cuando consideramos un gas en equilibrio, suponemos que los diferentes procesos de competencia están en balance, de tal manera que la densidad numérica de una especie iónica en cuestión no cambia con el tiempo. En un plasma de alta temperatura y baja densidad, tal como la Corona solar, la ionización ocurre generalmente por colisiones con electrones libres. Estos procesos requieren que los electrones tengan una energía térmica comparable al electrón ligado, el cual se supone retirará del átomo. Por lo tanto el proceso de ionización ocurre en el punto en el cual la energía de amarre para ionizar, es comparable con la energía térmica del electrón. Por lo que los electrones internos tiene progresivamente mayor energía de amarre, los altos estados de ionización de una especie son producidos en plasmas calientes. Las especies de menor ionización tienden a desaparecer por excitación ascendente a especies más ionizadas. Así la curva de abundancia para cualquier especie iónica como función de la temperatura tiene un mínimo a bajas temperaturas, debido a que el gas no es lo suficientemente caliente para producir el grado de ionización, y está función de nuevo un mínimo a muy altas temperaturas, donde en promedio el grado de ionización es mucho mayor que el grado de ionización en cuestión. Teniendo entonces un máximo a alguna temperatura, la cual llamaremos *Temperatura de Máxima Abundancia*.

En la siguiente Figura se muestra cómo es que para tener el máximo número de iones en cierto estado de ionización se requiere que el plasma

se encuentre a cierta temperatura. Si sigue aumentando la temperatura disminuirá la cantidad de partículas de cierto estado y empezará aumentar el siguiente estado. De esta forma es que la abundancia nos determina la temperatura en que se encuentra el plasma. El Si tiene un comportamiento parecido. No se tiene la gráfica porque lleva mucho tiempo

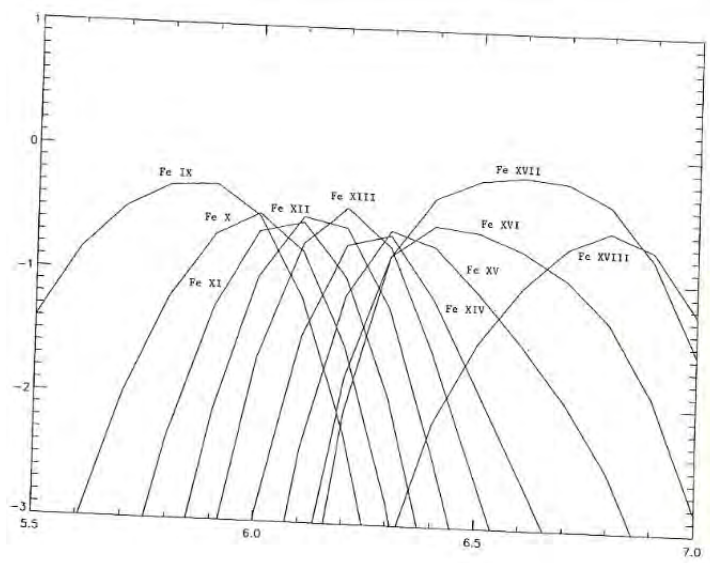


Figura 2.6: En el eje x horizontal se tiene el logaritmo natural de la temperatura. Se puede ver cómo es que se distribuyen la cantidad de partículas que habría en cada estado de ionización al variar la temperatura.

Capítulo 3

SELECCIÓN Y ANÁLISIS DE EVENTOS EXPLOSIVOS

Para tratar de estimar la contribución de los EEs al calentamiento coronal es importante estudiar su estructura y el cómo interactúa con el plasma circundante.

El tamaño observado nos puede dar idea de cómo es la estructura de las fuentes de los EEs. Los tamaños observacionales de las fuentes se determinaron a partir de los datos del SUMER. Se realizaron rutinas de cómputo en la plataforma IDL para la visualización de las mediciones.

En la sección 4.3 se explica el método de selección de EEs y el cómo se midieron sus tamaños. La estructura de las fuentes de los EEs es compleja, por lo que se necesitaron tomar en cuenta criterios que nos permitieron descartar EEs que quedaran próximos a los límites de la rejilla por donde se observaron dos regiones sobre el disco solar, así como casos particulares donde los EEs no fueran tan fáciles de separar espacialmente (sección 4.7). Dentro de los criterios se buscaron aquellos EEs de menor duración (temporalmente).

Como no se sabe cómo es la estructura de los EEs, se llevaron a cabo algunas “pruebas” para tratar de determinar la geometría en base a estos tamaños. Se necesitaron datos de otra posición sobre el disco solar y la medición de los anchos espaciales al 0.5 y al 0.2 de las amplitudes máximas seleccionadas.

Como una de estas pruebas comparamos los tamaños observados con los tamaños que se tendrían al suponer que la estructura de las fuentes tiene forma de cuerpos geométricos simples (cono, esfera y cilindro). Con ayuda de estos cuerpos geométricos se estimaron las energías que perderían los EEs

de manera radiativa y conductiva (sección 4.8).

Otra forma de estudiar la estructura de los EEs es por medio de movimientos de plasma (sección 4.1). Estimamos la velocidad de estos flujos, la energía cinética de las partículas y la comparamos con las energías de pérdida por radiación y por conducción.

Para vincular estos flujos de movimiento de plasma con los EEs, comparamos el número de EEs observados en componente espectral (sección 4.5), estudiamos los tiempos de ocurrencia en términos del tiempo de aparición del máximo en la componente espectral central (sección 4.6).

Otra prueba fue comparar el cociente de los anchos de las funciones gaussiana y triangular con los cocientes de los anchos observados (sección 4.11).

Viendo al SUMER como un observador, tenemos que considerar que habrá una variación de las mediciones por la geometría observacional. En la sección 4.2 describimos que el SUMER rastrea una longitud de arco sobre el Sol a medida que nos alejamos del centro del disco solar latitudinalmente. Mostramos que se observaron más EEs en la posición lejana al centro del disco solar (sección 4.9). Sin embargo, esta variación geométrica no es suficiente para explicarlo. En la sección 4.10 comparamos los tamaños de las fuentes observadas en términos de la posición al centro del disco solar.

En el Apéndice se encuentran los diagramas de flujo de las rutinas en IDL, así como una breve descripción de ellos.

3.1. MÉTODO DEL ESTUDIO DE MOVIMIENTOS DE PLASMA

Nos interesa estudiar movimientos de plasma que se producen durante los EEs, en particular, los flujos hacia las capas superiores del Sol. Los movimientos de plasma radiales los podemos identificar por corrimientos Doppler en las líneas de emisión. Para identificarlos existen varios métodos, podemos mencionar como ejemplo aquél en el que se ajustan Gaussianas a la línea espectral.

La línea espectral se puede ver como una representación gráfica de la amplitud de la emisión de un sistema de partículas que ve un observador en función de la longitud de onda. Observacionalmente, la línea se produce midiendo la amplitud en ciertas bandas angostas, donde cada una es recibida por un canal de un espectrómetro.

La amplitud de la línea espectral depende de la cantidad de partículas emisoras. Las partículas de plasma en movimiento emiten en una longitud de onda que es directamente proporcional a la velocidad con la que se mueven en dirección al observador. El ancho de la línea espectral depende de la distribución de velocidades dentro de un sistema y si el sistema está en equilibrio termodinámico entonces el ancho depende de la temperatura.

Los sistemas de partículas emitirán en líneas espectrales centradas en una longitud de onda, cada línea la podemos representar como una curva gaussiana, permitiendo hacer una estimación de la velocidad. El estudio de movimiento al rojo y al azul se ha hecho separando la línea espectral en componentes espectrales.

Este método requiere que las componentes se distingan claramente y que el movimiento del material responsable del aumento de la amplitud ocurra en un rango de velocidades del orden del ancho de la línea.

El análisis de comportamiento de la amplitud de una línea espectral en sus diferentes velocidades puede dar información detallada del movimiento de material, tanto de su evolución en el tiempo así como de su distribución espacial. Una línea puede cambiar en cualquiera de sus parámetros o en más de uno de ellos a la vez, es decir, pueden cambiar en amplitud, velocidad central y ancho de la línea.

Las escalas tanto espacial como temporal en las cuales ocurren dichas variaciones de la línea espectral no se han estudiado debido a que los métodos para estudiar las líneas requieren de estudios estadísticos o bien de ajuste de Gaussianas y estos métodos dificultan el análisis de un número grande de espectros.

El ajuste de Gaussianas requiere de pruebas adicionales para identificar la cantidad más adecuada de Gaussianas en cada ajuste. Esto limita la posibilidad de que entre posiciones cercanas haya cambios en el número de Gaussianas.

En este trabajo empleamos un método alternativo que consiste en estudiar la amplitud en los diferentes canales de la línea, se estudió la extensión de las fuentes para el máximo de emisión en cada una de las fuentes, es decir, se buscó el máximo para la componente central y se buscaron los máximos del rojo y del azul más próximos al tiempo del central.

El estudio de los movimientos del plasma a partir de las amplitudes en los diferentes canales no requiere definir un número de componentes espectrales y por lo tanto en cualquier posición puede haber un aumento del flujo sin el requerimiento de que en las posiciones circundantes se observe el mis-

mo aumento. Este método permite distinguir cambios en la velocidad del movimiento del plasma en escalas espaciales más pequeñas que las que permite el ajuste de Gaussianas.

El movimiento de plasmas es relativo al observador. Primero determinamos el canal correspondiente a la longitud de onda central en este caso del plasma en reposo con respecto al Sol. Las componentes espectrales son las amplitudes en 122.65 nm (3 canales hacia el lado azul) y 156.1 nm (3 hacia el lado rojo) en el espectrómetro. Lo cual es equivalente a una velocidad de desplazamiento Doppler del plasma de 30 km.s^{-1} .

3.1.1. Determinación del Tiempo de Referencia

La estructura de las fuentes de los EEs depende de la fase evolutiva del EE. Por eso, una de las primeras tareas para el estudio de la estructura de las fuentes es medir los tiempos en los que se alcanzan los máximos en cada componente y su relación entre ellos. Para estimar el tamaño de la fuente en una componente espectral dada, medimos la extensión durante el máximo en dicha componente.

Si los máximos espectrales no coinciden en el tiempo y midiéramos las extensiones de las diferentes componentes durante el tiempo del máximo de la componente central entonces no tendríamos el valor del tamaño en el momento en que dicha componente deja de producir su máxima emisión sino en alguna otra fase (ya sea de aumento o de disminución). En ese caso, la comparación entre las componentes correspondería a diferentes fases. Estudiamos las extensiones de las fuentes para el máximo de emisión en cada una de las fuentes, aunque dicho máximo hubiera ocurrido en un tiempo diferente al de las otras componentes.

Con el análisis de las amplitudes registradas en diferentes canales espectrales de la línea, se estudiaron varios aspectos de las fuentes de los EEs según los corrimientos al rojo, al azul y en base a la longitud de onda que se define sin corrimiento (central).

Se buscaron las amplitudes máximas en la componente espectral central, una vez registrados estos tiempos, se tomaron como referencia y se buscaron las amplitudes máximas en las otras dos componentes que estuvieran más próximos a este tiempo.

Con el objetivo de estudiar la estructura de los EEs, analizamos la dependencia de sus características (cantidad, intensidad y tamaño) como función de la distancia al centro del disco solar.

Estas variaciones de los EEs con la distancia al centro del disco solar podrían ser intrínsecas del fenómeno o depender de la geometría observacional.

3.2. GEOMETRÍA OBSERVACIONAL

La posición de una formación sobre el Sol está determinada por una posición (x, y) sobre el disco solar. Estas coordenadas también corresponden a una latitud θ y una longitud γ con respecto al centro de la esfera de radio R con la que se describe al Sol.

El Sol es considerado esférico y para un observador en la Tierra, se ve como un disco. Debido a la forma esférica el tamaño de una formación vista desde la Tierra no es el mismo si está en el Ecuador o a una d distancia del centro del disco solar. Por lo tanto, se podría observar una variación de los tamaños observados por SUMER debido a la geometría observacional.

Suponemos un tamaño que nos interesa medir, este tamaño será medido como un tamaño A a lo largo de la zona NS escaneada. Si nos movemos una cierta latitud θ con respecto al Ecuador mediremos entonces que la longitud de arco corresponde a un tamaño A' (Figura 3.1).

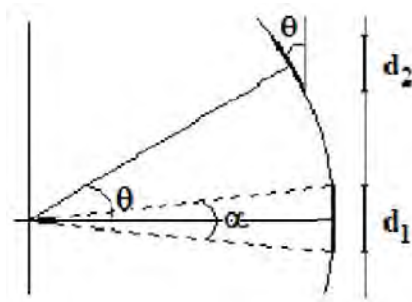


Figura 3.1: La distancia medida por el SUMER depende de la latitud en la que se encuentre.

Lo que esperamos es entonces que a medida que nos alejamos del centro del disco solar, la proyección de la tamaño disminuirá, es decir, $A > A'$.

El tamaño en dirección NS que se mide está dada por la siguiente ecuación:

$$A' = A \cos \theta, \quad (3.1)$$

El tamaño en dirección EW para cualquier longitud es:

$$B' = B \cos \gamma \quad (3.2)$$

donde A es el tamaño de la formación en dirección NS y es mucho menor que el radio R sobre el Ecuador y B es el tamaño en dirección EW.

En nuestro caso tenemos dos posiciones al disco solar. Nos interesa saber la longitud NS que cubre la rejilla cuando ésta apunta a diferentes latitudes del Sol. La longitud de la rejilla es de $120px$ al encontrarnos en el centro del disco solar medimos $120arcsec$. Cuando nos encontramos en otra distancia d sobre el mismo meridiano (latitud 30°) entonces en $120px$ tenemos $104arcsec$. La distancia se reduce un 13 %.

Es posible que esta diferencia de longitudes determine algunas diferencias al medir a diferentes distancias al centro del disco solar.

El cálculo de la latitud se hizo con una rutina llamada *latitud.pro*. Esta rutina permite calcular la latitud solar correspondiente a la posición del centro de la rejilla del SUMER.

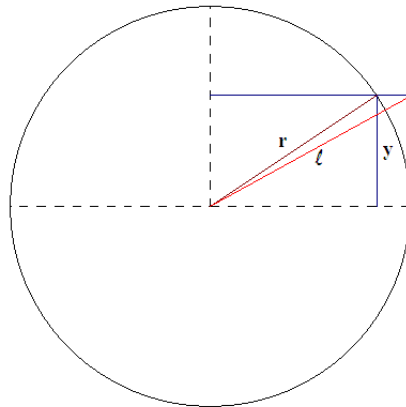


Figura 3.2: Latitud Solar que corresponde a la posición del centro de la rejilla.

La posición de un EE está determinada por la latitud y la distancia al centro del disco. La distancia al centro del disco nos dice la posición de la proyección de la fuente sobre el disco solar mientras que la latitud nos determina la profundidad en la que se encuentra la fuente al definir la curvatura del Sol (Figura 3.2).

La distancia al centro del disco se calculó con el Teorema de Pitágoras, donde para un cateto se utiliza la posición NS y para el otro cateto la posición EW de la ubicación del centro de la rejilla.

3.3. SELECCIÓN DE DATOS

En la literatura encontramos que se han estudiado los EEs sin asegurar que el máximo en la amplitud realmente lo sea tanto espacial como temporalmente. En este trabajo utilizamos mediciones hechas en régimen de escaneo. Esto permite tener mediciones de la amplitud para la misma posición EW – NS sobre el disco solar en diferentes tiempos.

A continuación se describen en breve los puntos considerados para la selección de los EEs:

- Fuera de zonas donde se registraran Hoyos Coronales y Regiones Activas.
- Datos a dos distancias diferentes al centro del disco solar.
- Mismo número de posiciones de la rejilla (6 EW), tiempos de integración (5 s) y longitud de onda del Si IV (139.37 nm) para ambos días y para las tres componentes: azul, central y roja.
- Máximos mayores a 25 cuentas, definiendo el nivel de ruido como el 20 %, es decir, 5 cuentas.
- Diferencia de amplitud del 20 % con respecto a las amplitudes vecinas en posición NS - EW y tiempo.

Como los EEs son de las interacciones de plasma más pequeñas que podemos observar en el Sol, se buscó que las regiones a estudiar se encontraran fuera de Regiones Activas (RA) y Hoyos Coronales (HC).

Se utilizaron los magnetogramas y otras imágenes del disco solar para asegurar que verdaderamente son datos que se pueden definir como Sol Quieto.

Para estudiar los EEs, se usaron mediciones hechas por el SUMER en régimen de escaneo en el año de 1996.

Elegimos este año, ya que fue el año en el que el SUMER realizó varias campañas de observación en este régimen. En 1998, el SoHO dejó de funcionar

adecuadamente, deshabilitando este tipo de observaciones y no se hicieron más.

Como no hubo más datos de este régimen después de 1998, hubo una falta de interés de analizar estos datos. No se hicieron rutinas de cómputo en la plataforma IDL para el manejo y calibración de estos datos.

El régimen de escaneo es muy útil ya que permite hacer espectros para una cantidad de posiciones. En posición NS se tienen 120 espectros mientras que en dirección EW el número de exposiciones depende de las posiciones del escaneo. En nuestro caso, se escanearon 6 posiciones en un tiempo de integración de 5 s.

El que los datos que seleccionamos para este trabajo sean de régimen de escaneo nos permite analizar las variaciones temporales de la forma, ubicación y extensión de las fuentes de los EEs.

El Dr. Eduardo Mendoza Torres (INAOE) llevó a cabo la tarea de diseñar programas en IDL que permitieran visualizar y calibrar los datos de régimen de escaneo.

Por más de un año nos dimos a la tarea de perfeccionar y hacer rutinas para poder visualizar, seleccionar la información del SUMER y poder hacer más estudios de los EEs en el EUV. Las rutinas más importantes serán mencionadas a lo largo de este trabajo.

En la selección, también se cuidó encontrar días en diferentes posiciones sobre el disco solar para poder llevar a cabo una comparación. Los días elegidos para dicho análisis fueron el 20 de junio y 26 de junio de 1996. Cada día es una posición sobre el disco solar. El día 20 de junio de 1996 corresponde al centro del disco solar (d0) mientras que el 26 de junio de 1996 corresponde a una posición de 707 arcsec del centro del disco solar (d707).

En Figura 3.3 se muestra las posiciones a donde apuntó el SUMER. Las cruces muestran los extremos del campo que se observó en cada día y en colores se muestra la morfología que hubo para esos días demostrando que las observaciones se encuentran en regiones de Sol Quiet. En el panel izquierdo de la figura se muestra la información para el 26 de junio de 1996 mientras que en el panel derecho la del día 20 de junio de 1996. Estas imágenes fueron realizadas con la rutina *sunlonlat.pro*, que permite visualizar los magnetogramas y las otras imágenes necesarias para corroborar que nos encontramos sobre zonas de Sol Quiet.

Nuestro interés es estudiar la línea de emisión del SiIV (139.37 nm), esta línea nos determina una temperatura de máxima abundancia de $10^5 K$ que se observa frecuentemente en la RT. Es una línea aislada, es decir, no se

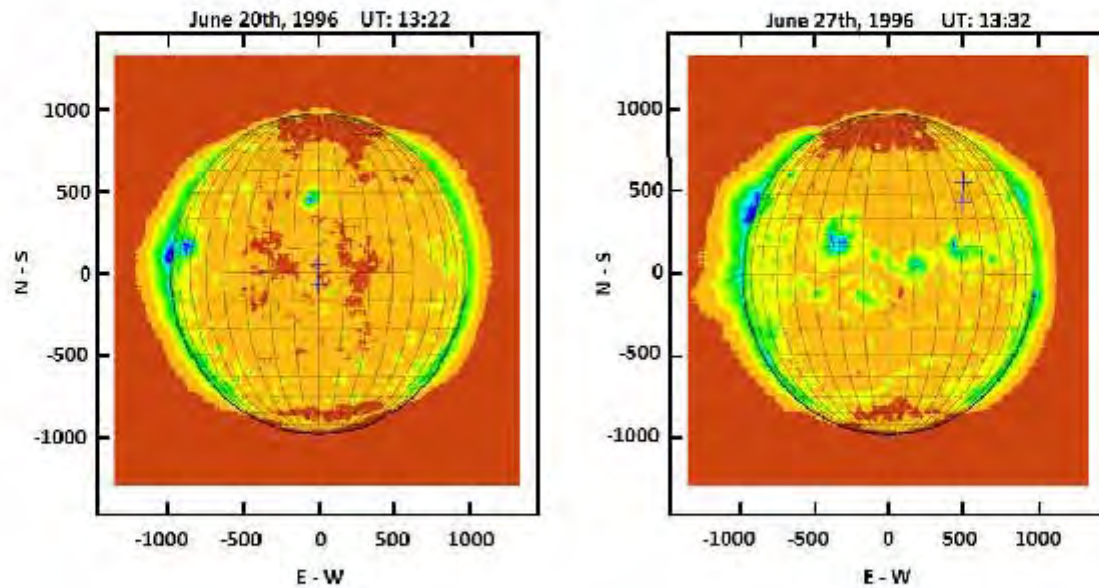


Figura 3.3: Regiones de Sol Quietos donde se llevaron a cabo las mediciones. Las cruces muestran las posiciones del centro de la rejilla. En el lado derecho se encuentra la imagen correspondiente a d0 y en el lado izquierdo corresponde a d707. Los ejes son de distancia en pixeles espaciales. El radio solar se tomó como de 980 px.

superpone con otras líneas, esto la hace muy buena para estudiar los EEs.

Se obtuvieron bandas de 50 pixeles espectrales para cada posición NS-EW centrandolo en la línea del $SiIV$. La resolución espectral es de 0.0045 nm (Figura 3.4).

Cada espectro se guarda como un vector. La rutina *makecube.pro* acomoda estos vectores en un hoja que muestra los espectros medidos para cada posición NS y luego adiciona por cada tiempo una hoja que lo que permite es tener la evolución temporal de los espectros por cada posición, haciendo esta disposición un arreglo 3D (posición NS, tiempo y amplitud).

En la Figura 3.6 se muestra el arreglo que hace la rutina *makecube.pro* con los datos obtenidos de las mediciones del SUMER. Cada vector de amplitudes registrada en cada posición NS se acomoda. Estos vectores se obtienen en el mismo tiempo de 5 s de exposición del SUMER. Se guardan los demás tiempos uno de tras del otro para tener entonces la profundidad de un cubo

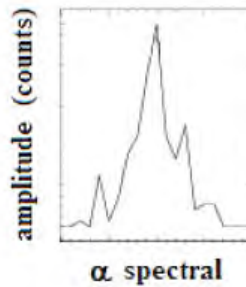


Figura 3.4: Ejemplo de una línea espectral producida de las mediciones el SUMER. El espectro se obtiene de los 50 valores que mide de la amplitud de emisión de la línea en 5 s de integración. En cada medición se obtienen 120 espectros correspondientes a los 120 px espaciales en dirección NS de la rejilla.

(arreglo 3D), es decir, la dimensión temporal.

La rutina *makecube.pro*, permite seleccionar la longitud de onda que se quiere estudiar y simplemente desplegar los datos que corresponden a dicha longitud para todos los tiempos de integración y para todo el arreglo de datos el SUMER. También permite seleccionar secciones de estos datos, por ejemplo una vez que se seleccionó el tiempo de integración deseado, etc.

Para poder ver los datos antes de realizar los cubos de información se realizó la rutina *headreadselect.pro* que pone los datos del SUMER en tablas que permiten ver la posición del centro de la rejilla, el tiempo de integración, la amplitud medida, el tiempo en el que se llevó la medición, la longitud de onda, etc.

De todos los datos obtenidos para estos días se seleccionaron aquellos que tuvieran el mismo tiempo de integración (5 s) y el mismo número de posiciones EW (6 posiciones) con un mínimo de amplitud de 25 *cuentas*. El nivel de ruido es de 5 *cuentas*, cualquier amplitud debía ser 20 % más grande. Existen EEs de corto tiempo, al tener el mínimo de posiciones en dirección EW y el mínimo tiempo de integración aseguramos tener la escala temporal más pequeña para aislar más fácilmente los EEs.

Para el día 20 de junio, el cual se encuentra en el Ecuador, se tienen las posiciones del centro del rejilla en las coordenadas para el primer escaneo (-1.5,0), (0,0) y (1.5,0) y para el segundo escaneo (-0.75,0), (0.75,0) y (2.25,0). Se movió en dirección EW cada 0.75 arcsec. Para el 26 de junio las posiciones

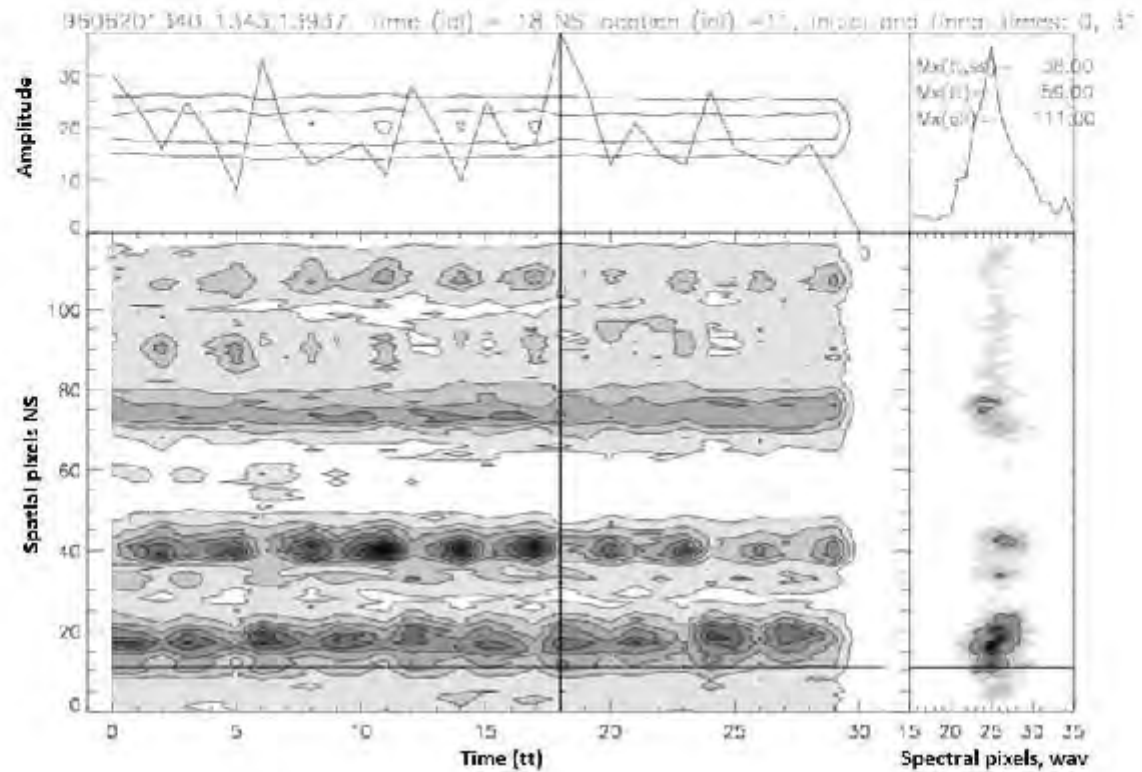


Figura 3.5: Ejemplo del mapa de contornos (ventana inferior izquierda) obtenidos de las mediciones del SUMER una vez seleccionada la longitud de onda, el tiempo de integración y el número de posiciones EW del escaneo. En el eje vertical se tienen las posiciones NS y en el horizontal tenemos el tiempo, cada tiempo se dejó un tiempo total de integración de 5 s. En la ventana inferior derecha se muestra en escalas de grises los 50 valores de la amplitud integradas registradas para cada posición en un tiempo. En la ventana superior derecha el espectro directo medido en la posición NS y tiempo marcada en la intersección de las rectas de la ventana inferior izquierda, se muestran los valores de la amplitud máxima que se encontró en todos los datos, el máximo encontrado en todas las posiciones NS para un tiempo dado y el máximo correspondiente al espectro que se muestra. En la ventana superior derecha se muestran la integración del espectro medido en cada tiempo para dada una posición NS.

72CAPÍTULO 3. SELECCIÓN Y ANÁLISIS DE EVENTOS EXPLOSIVOS

centrales de la rejilla para el primer escaneo son (497.81,-499.88), (500.12,-499.88) y (502.38,-499.88) y para el segundo escaneo (499,-499.88), (501.25,-499.88) y (503.5,-499.88). La región cubierta por la rejilla se encuentra en una latitud de 30° con relación al Ecuador y se movió en dirección EW cada 1.13 arcsec.

Con la rutina en IDL *selcont1.pro* se visualizaron en escalas de gris las amplitudes integradas para cada tiempo y cada posición de los datos del SUMER. Se obtuvieron escaneos como los mostrados en Figura 3.5.

La rutina *selcont1.pro* muestra cuatro gráficas: la que se encuentra en la parte superior izquierda muestra las amplitudes en todos los tiempos para una determinada posición NS, el mapa de contornos muestra la integración de las amplitudes de todas las posiciones NS del espectro. La superior derecha, muestra la amplitud normalizada de la línea espectral para determinada posición NS y tiempo. Se agregaron los valores numéricos de las amplitudes máximas para el tiempo independiente de la posición NS y para la posición NS independiente del tiempo mostrado.

La inferior izquierda muestra el escaneo temporal y posicional NS con las amplitudes en escala de gris. Implícitamente se puede también ver como varían las amplitudes en posiciones EW. El panel inferior derecho muestra los espectros en el tiempo que se observa para cada posición NS donde la escala de gris son las amplitudes. Esta escala en gris permite determinar el ancho de los corrimientos de la línea espectral. En ocasiones se ve si el corrimiento es preferencial hacia el azul o hacia el rojo (efecto Doppler). Para ambos casos se centró la longitud de onda en 25 pixeles espectrales. Para guardar las imágenes como archivo poscript se cuenta con la rutina *selcontps.pro*.

Para el caso del 20 de junio de 1996 el tiempo inicial es 13:40:28 (hh:mm:ss) y el tiempo final es de 14:21:02 tal que se estudió un tiempo total de 2434 s que son aproximadamente unos 41 min. Para el 26 de junio de 1996 el tiempo inicial es 03:17:39 y el final es 03:58:17 es decir, 2438s.

En estos mapeos de la muestra de datos, se buscaron los máximos. Se localizaron aproximadamente 300 EEs por día.

Del acomodo matricial realizado con la rutina *makecube.pro*, se decidió revisar el comportamiento de la línea espectral para cada posición EW. Para esto, se hizo la rutina *transformteuwpage.pro* que permitió conservar los cubos de datos pero acomodándolos de tal forma que ahora tenemos como nueva dimensión: la posición EW. Implícitamente hay otra dimensión (una temporal) que permite ver la evolución del espectro para cada posición NS – EW.

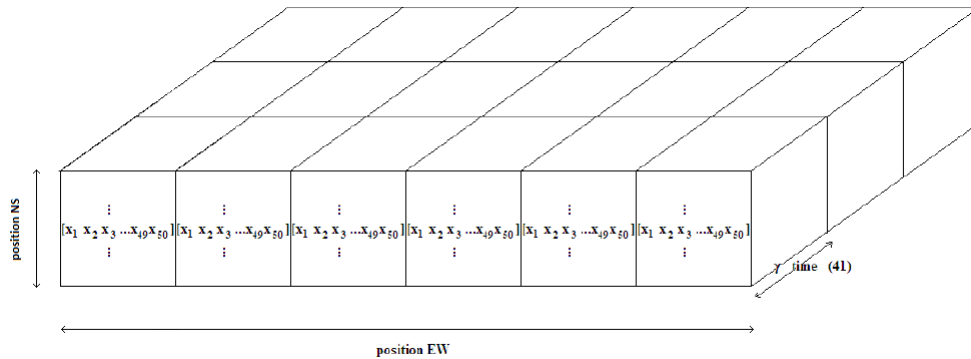


Figura 3.6: Aquí se muestra el arreglo que se obtiene con la rutina *transformatewpage.pro*. Este arreglo permite ver las 6 posiciones EW del régimen de escaneo. Cada cubo está compuesto de hojas. Estas hojas guardan la posición NS los espectros medidos. El tiempo es la tercera dimensión.

En la Figura 3.6 se muestra el arreglo para el caso en el que el SUMER barre un total de seis posiciones EW; el SUMER primero obtiene las mediciones en las posiciones EW impares y luego regresa para tomar las pares.

Al dar la posición NS y la posición EW de cada EE seleccionado, la rutina *linesewnsmos.pro* muestra un mosaico de 6x9 espectros. Como son datos de régimen de escaneo no se contará con mediciones en posiciones EW alternadamente por lo que estos espacios se llenaron calculando un promedio de los espectros medidos un tiempo antes y un tiempo después para dicha posición EW para conservar el arreglo. Estos promedios no se tomaron en cuenta en ninguna selección, sólo se hicieron para conservar el arreglo de 6 posiciones EW.

En la Figura 3.7 se muestra una de las gráficas obtenidas con esta rutina. Se tienen seis columnas que se refieren a la posición EW barrida por el SUMER. Se eliminaron de la muestra aquellos EEs que se encontraban próximos a las orillas.

Esta forma de ir seleccionando los EEs era muy tardada. Para facilitar el proceso se utilizó la rutina *findmax.pro*. Esta rutina acomoda los datos en un arreglo 3D (posición NS, tiempo y amplitud). Busca el valor más grande entre todas las amplitudes y localiza las posiciones de dicho valor. Repite el procedimiento, hasta un valor límite inferior de la amplitud determinado por el usuario (25 cuentas en nuestro caso).

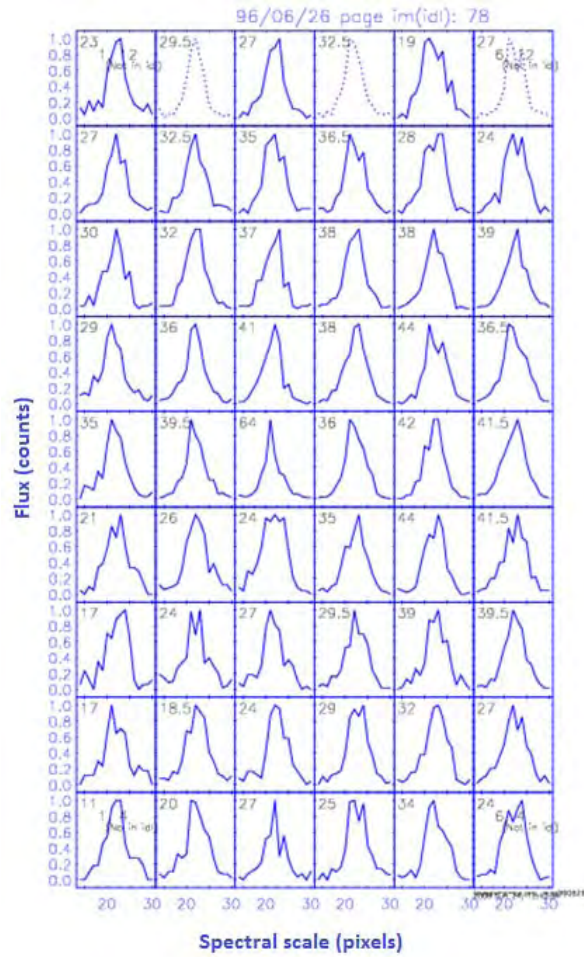


Figura 3.7: Ejemplo de los espectros acomodados en los mosaicos. 6 columnas correspondientes a las 6 posiciones EW, cada fila es una posición NS. Los espectros que se muestran están normalizados, en la esquina superior izquierda de cada uno se muestra su amplitud.

Sin embargo, se tuvieron que revisar los escaneos y mosaicos para mostrar que esta rutina funcionaba para su propósito.

Una vez guardados los datos de los máximos para ambos días, se utilizó la rutina *nsproflisgen.pro* para obtener los perfiles NS de la amplitud para cinco tiempos en total, el de nuestro interés, dos tiempos antes y dos tiempos después. En la mayoría de los casos se observó que con esos tiempos era suficiente para tomar todo un EE temporalmente. Que estuviera dentro de estos 5 tiempos y que la amplitud bajara más del 20 % de la amplitud máxima fueron otros criterios de selección. Dentro de nuestra selección solo había EEs de corta duración.

Los perfiles NS son distribuciones unidimensionales de puntos que representan amplitudes medidas en la línea espectral para una misma longitud de onda. Todas estas amplitudes medidas en un mismo intervalo de tiempo, por lo que no son función de la longitud de onda sino en función de la posición NS.

En Figura 3.8 se muestra un ejemplo de estos perfiles, con la línea continua gruesa se muestra el perfil NS de la amplitud para un EE, por abajo se muestran los perfiles NS de dos tiempos anteriores y por arriba los tiempos siguientes al EE. Se buscó que la posición del EE quedara lo más centrado posible y todos los perfiles se hicieron para intervalos de 40 posiciones NS dejando la posición NS seleccionada por *headreadselect.pro* lo más centrada posible.

Para cada perfil NS se dibujó una línea representativa del ruido, considerando las amplitudes mínimas como referencia, a partir de esta línea se midieron los máximos correspondientes a la posición NS y el tiempo a estudiar (Figura 3.8). Una vez medida la amplitud se buscaron aquellos perfiles que dentro de la muestra temporal cumplieran que el máximo fuera 20 % mayor a las amplitudes de los tiempos (dos tiempos antes y dos tiempos después) de la muestra.

Se tomó en cuenta que al dibujar la línea de ruido, nosotros estamos tomando un valor promedio del ruido, es decir, uno para todas las amplitudes medidas, por lo que difieren por esta incertidumbre del valor real medido por el SUMER.

El máximo medido con el SUMER no es el mismo máximo medido en referencia a dicho nivel de ruido.

Como referencial espacial y temporal se utilizaron los máximos en la componente espectral central. El mismo procedimiento se hizo pero para las componentes espectrales roja y azul. Sólo que se buscaron los máximos más

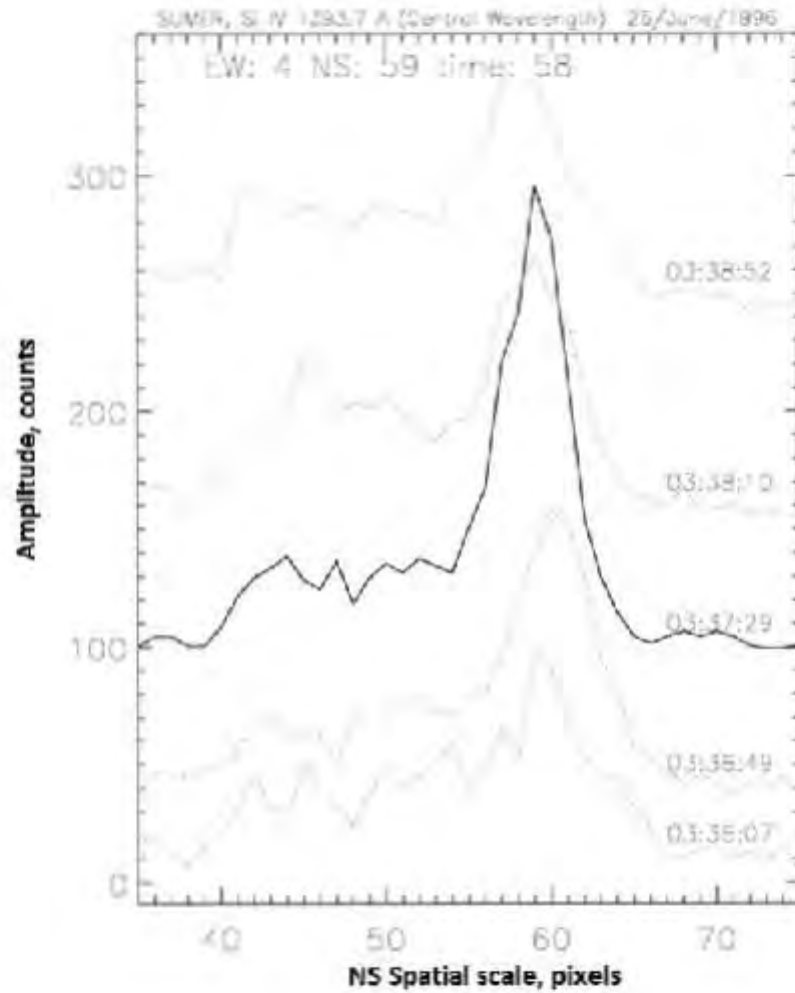


Figura 3.8: Variaciones de la amplitud en dirección NS incluyendo tiempos antes y después del tiempo de la máxima amplitud. En el centro con línea continua gruesa se muestra la variación justo en el tiempo de la amplitud máxima. En líneas delgadas están las variaciones para dos tiempos posteriores (superiores) y dos tiempos antes (inferiores).

intensos y próximos al tiempo de ocurrencia del máximo en la componente espectral central. Es decir, obtuvimos los perfiles de la amplitud en dirección NS para cada una de las componentes espectrales.

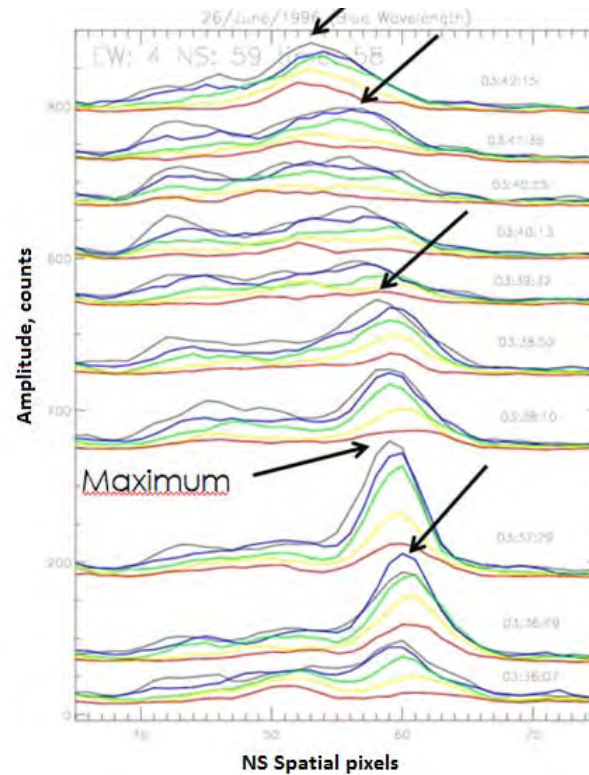


Figura 3.9: Variaciones de la amplitud en dirección NS para diferentes canales. En color negro se tiene la longitud de onda central, en la mayoría de los casos este canal abarca a todas las amplitudes máximas registradas en los canales vecinos.

El tener un aumento de la amplitud para la componente central se refiere al aumento máximo de la emisión de energía de la fuente. Esto adicionalmente se hizo para estudiar el tiempo de ocurrencia de los máximos, ver si están relacionados entre ellos y buscar características adicionales. Estos perfiles son realizados directamente de las mediciones del SUMER. No se realizó ningún ajuste previo para hacerlos.

Para corroborar que efectivamente tenemos los máximos se utilizaron los datos directos del SUMER en diferentes canales para realizar gráficas como

la que se muestra en Figura 3.9. La curva de color negro representa las mediciones para el canal que corresponde a la longitud de onda central.

Se modificó la rutina *nsproflisgen.pro* que permite graficar amplitud contra posición NS para diferentes longitudes de onda próximas a la longitud de onda central. A cada longitud se le asignó un color.

Para visualizar y corroborar que los EEs seleccionados cumplen con los criterios de selección se hicieron diversas rutinas de las que se hablarán más adelante.

3.4. COMPARACIÓN DEL NÚMERO DE EEs EN CADA COMPONENTE ESPECTRAL

Tabla 3.1: Después de la selección contamos el número de EEs en cada componente. Contamos cuantos EEs tenían todas las posibles combinaciones de componentes espectrales. El conteo se hizo para ambas posiciones sobre el disco solar.

	20 de junio (<i>d0</i>)	26 de junio (<i>d707</i>)
TOTAL	37	29
Azules Totales	26	24
Centrales Totales	26	30
Rojos Totales	33	23
Azul-Central-Rojo	18	21
Azul-Central	2	3
Azul-Rojo	5	0
Central-Rojo	5	1
Azul	1	0
Central	1	4
Rojo	4	0

Se contó el número de casos que teníamos para cada componente espectral y la combinación de las componentes espectrales existentes en cada EE.

Para *d0*, es decir, en el centro del disco contamos 37 EEs en total, distribuidos de tal forma que la componente que más tenemos mediciones de la

fuente es la roja. En el caso de d707 tenemos más en la componente central (ver Tabla 3.1).

Se hizo el conteo de las fuentes en las longitudes de onda correspondientes a las componentes espectrales central, azul y roja de los EEs para verificar que efectivamente, cuando tenemos un máximo en la componente central, éste se encuentra acompañado de máximos en las componentes azul y roja. Es decir, que un EE es frecuentemente acompañado de flujos de plasma. En el centro del disco, 18 de 37 EEs cumplen el criterio de tener máximos en las tres componentes y en el 26 de Junio (d707), 21 de 29 EEs cumplen este criterio.

Esta estadística no es suficiente para poder concluir algo de estos resultados. Pero apunta a que si hay una relación entre ellas.

3.5. COMPARACIÓN DE LOS TIEMPOS DE OCURRENCIA

Tabla 3.2: Contamos el número de EEs que ocurrieron al mismo tiempo y en todas las posibles combinaciones de ocurrencia. En el caso de d0 se notó que la mayoría de las veces el máximo en la componente azul apareció después de que la componente central fuera máxima.

	20 de junio (<i>d0</i>)	26 de junio (<i>d707</i>)
TOTAL	18	21
Todos al mismo tiempo	1	10
Azul antes del Central	1	6
Azul después del Central	11	2
Azul igual que el Central	6	14
Rojo antes del Central	7	5
Rojo igual que el Central	7	12
Rojo después del Central	4	5

Para comprobar que los flujos están vinculados con el máximo en la componente central estudiamos los tiempos de ocurrencia.

En relación a los tiempos de ocurrencia, para d0 se encontró que el máximo en el azul ocurre tiempo después de que el máximo en el central ocurriera

(11 de 18 EEs). Mientras que en d707 los máximos de las tres componentes ocurren al mismo tiempo (10 de 21 EEs) (ver Tabla 3.2).

No sabemos a qué se debe la diferencia de los tiempos de la ocurrencia de los máximos de las tres componentes, la estadística que tenemos no es suficiente para determinar de manera general los tiempos.

Esta diferencia puede ser debida a la geometría observacional u otras causas, como por ejemplo características intrínsecas del fenómeno físico. Esperamos que en trabajos posteriores, se realicen análisis para estas posiciones y otras nuevas.

3.6. EXTENSIÓN DE LAS FUENTES DE LOS EEs

Una vez medidas las amplitudes y encontrados aquellos casos donde el aumento de la amplitud fuera considerable, se pasó a la medición de los anchos en los perfiles NS. Se eligió medir el ancho a potencia media, es decir, al 0.5 de la amplitud del máximo y para corroborar la información y estudiar también su comportamiento evolutivo se midieron también al 0.2 de la amplitud que todavía se encuentra muy por arriba del nivel del ruido.

En la Figura 3.8 se muestra uno de los perfiles, con líneas que denotan el 0.5, el 0.2 y el nivel de ruido. Estas mediciones se hicieron para las tres componentes espectrales. Esta selección redujo la cantidad a 70 EEs entre los dos días y con los que se hizo todo el estudio.

Los perfiles NS contenían varios máximos vecinos que generaban duda acerca de si se trataba de un mismo EE o EEs separados. Se decidió incluir condiciones que permitieron decidir si se consideraba como un EE o más, lo cual se reflejaría al medir los anchos de cada EE.

De primera instancia, el tamaño límite de una fuente estaría definido por la línea de ruido. Hacia el norte (N) y hacia el sur (S) la amplitud del máximo de la señal va bajando hasta alcanzar el nivel de ruido, esto nos ayudó a determinar el tamaño de la fuente.

Los anchos medidos fueron guardados en hojas de cálculo de las tablas de Excel correspondientes a cada día, agregando cuatro columnas, dos para los anchos medidos en centímetros al 50 % y al 20 % y otras dos para convertir las unidades en pixeles espaciales ya que se midieron los anchos en cm de los perfiles de la amplitud en términos de la posición NS.

3.7. ENERGÍAS INVOLUCRADAS EN LOS EES

Los EEs ocurren sobre todo el disco solar y es posible que la energía que liberan esté relacionada con el calentamiento de la Corona. En esta sección, estimamos los órdenes de magnitud de la energía cinética de los EEs y la energía que perderían por radiación y por conducción. Usamos los valores obtenidos para diferentes posiciones sobre el disco solar (d0 y d707).

Como es solo una estimación, vamos a suponer que las fuentes de los EEs tienen un volumen esférico. Consideramos el ancho promedio medido al 50 % de la amplitud máxima como el diámetro de la esfera. En d0 el tamaño promedio fue de $3.4 \times 10^8 \text{ cm}$ y en d707 el tamaño promedio fue de $4.34 \times 10^8 \text{ cm}$.

Con los datos anteriores tenemos que para d0, las fuentes tienen un área de $A_0 = 3.63 \times 10^{17} \text{ cm}^2$ y un volumen de $V_0 = 2.06 \times 10^{25} \text{ cm}^3$ y para d707, las fuentes tienen un área de $A_{707} = 5.92 \times 10^{17} \text{ cm}^2$ y un volumen de $V_{707} = 4.28 \times 10^{25} \text{ cm}^3$.

En Walsh, 2003 se encontró que la energía total que se necesita en la Corona para sustentarla está dada por $6 \times 10^{10} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Para comparar la energía cinética que obtendría de los EEs estudiados necesito considerar el tiempo de radiación que se explica en la sección siguiente (11 s para el caso en que la temperatura del plasma es de 10^5 K) y tomaremos las áreas anteriores donde suponemos que la fuente es esférica. La energía total para d0 es de $2.4 \times 10^{29} \text{ ergs}$ y en d707 es de 3.9×10^{29} .

3.7.1. Energía Cinética de los Flujos

La energía cinética está dada por:

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2.$$

Para calcular la masa del plasma consideramos que la densidad numérica del plasma en la fuente de un EE es de $n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (Golub, 1997), que al multiplicarla por la masa del Hidrógeno, m_H , nos da $\rho = m_H n = 1.67 \times 10^{-14} \text{ gcm}^{-3}$.

La densidad está definida como $\rho = \frac{m}{V}$. Entonces la masa que corresponde a la fuente de un EE en d0 es $m_0 = 3.45 \times 10^{11} \text{ g}$ y para d707 del centro es $m_{707} = 7.145 \times 10^{11} \text{ g}$.

82CAPÍTULO 3. SELECCIÓN Y ANÁLISIS DE EVENTOS EXPLOSIVOS

La velocidad que vamos a usar para la estimación de la energía cinética en los flujos está dada por los pixeles espectrales que usamos en el ala azul y en el ala roja. Utilizando la resolución espectral del SUMER (0.0045 nm) tenemos que el pixel rojo corresponde a un $\Delta\lambda = +0.0135$ nm. Entonces tenemos un desplazamiento de la longitud de onda que nos da la velocidad.

Podemos utilizar la ecuación del desplazamiento Doppler:

$$\frac{v}{c} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0},$$

para calcular la velocidad de los flujos. Despejando la velocidad en la ecuación del desplazamiento Doppler obtenemos que

$$v = \frac{0.0135 \text{ nm}}{\lambda_0} c.$$

Entonces, la velocidad de los flujos de plasma producidos por los EEs de esta muestra es de 29 km s^{-1} . Por comparación recordamos que la velocidad promedio del viento solar es de 450 km s^{-1} . La velocidad del sonido en la Corona es de 250 km s^{-1} (Walsh, 2003). Es decir, que nuestros flujos son mucho más pequeños. En este sentido, no se provocarían ondas supersónicas.

La energía cinética de nuestros EEs es de $E_{k0} = 1.45 \times 10^{24} \text{ ergs}$ en d0 y $E_{k707} = 3.01 \times 10^{24} \text{ ergs}$ para d707.

3.7.2. Energía Perdida por Radiación

Para estimar la energía perdida por radiación, sabemos que:

$$E_R = \left(\frac{dU}{dt} \right)_{rad} \tau V,$$

donde $\left(\frac{dU}{dt} \right)_{rad} = n^2 P(T)$ es la función de flujo radiativo en donde la densidad numérica es $n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. $P(T)$ es la función de pérdida por radiación de un sistema y $\tau = \frac{3nkT}{2n^2 P(T)}$ es el tiempo de radiación.

En la bibliografía (Golub, et al. 1997) se encontraron aproximaciones analíticas de la función de pérdida por radiación $P(T)$ en temperaturas coronales, $P(T) \approx 10^{-17.23} T^{\frac{-2}{3}}$ para $5.0 < \log T < 7.0$ y $P(T) \approx 10^{-16.22} T^{-1}$ para $6.3 < \log T < 7.0$.

En la RT tenemos temperaturas entre $10^4 K$ y $10^6 K$ pero las fuentes de los EEs tienen temperaturas típicas de $10^5 K$ y $10^6 K$.

En el caso en el que $T = 10^5 K$, $P(T) \approx 1.86 \times 10^{-22} \frac{ergcm^3}{s}$ y $\tau = 11s$. Encontramos entonces que las energías perdidas por radiación son $E_{R0} = 4.21 \times 10^{24} ergs$ para d0 y $E_{R707} = 8.76 \times 10^{24} ergs$ para d707.

Para $T = 10^6 K$, $P(T) \approx 1.23225 \times 10^{-22} erg cm^3 s^{-1}$ y $\tau = 168 s$, $E_{R0} = 4.25 \times 10^{25} ergs$ para d0 y de $E_{R707} = 8.84 \times 10^{25} ergs$ para d707.

Las energías perdidas por radiación en $T = 10^5 K$ y $T = 10^6 K$ difieren en un orden de magnitud.

3.7.3. Energía Perdida por Conducción

Para la energía perdida por conducción se tiene que:

$$E_C = F_C \tau A \quad (3.3)$$

donde A es el área sobre la cual fluye el calor del sistema hacia el medio exterior, τ es el tiempo de conducción (para hacer una comparación usamos el mismo que el tiempo por radiación) y el flujo conductivo térmico F_C está dado por:

$$F_C = \kappa \frac{dT}{dx} = -\kappa_0 T^{\frac{5}{2}} \frac{dT}{dx} \quad (3.4)$$

donde $\kappa_0 = 8 \times 10^{-7} erg K^{-\frac{7}{2}} s^{-1} cm^{-1}$, T es la temperatura y $\frac{dT}{dx}$ es la variación de la temperatura en una distancia $dx = 10^3 km$. Para comparar, tomaremos los valores 10^5 y $10^6 K$.

Para el cálculo del flujo conductivo podemos decir, de manera simplificada, que calculamos el flujo de calor entre dos diferentes temperaturas a lo largo de una distancia. Para dichas temperaturas tomamos tres casos: $10^6 K$ a $10^4 K$, $10^6 K$ a $10^5 K$ y $10^5 K$ a $10^4 K$, donde $\frac{dT}{dx} = \frac{T_2 - T_1}{dx}$ es el valor que se sustituyó en la ecuación 3.7.3. En la Tabla 3.3 se muestran las energías obtenidas con estos valores.

Las energías perdidas por conducción cuando la fuente tiene una temperatura de $T = 10^5 K$ son menores en tres órdenes de magnitud que para $T = 10^6 K$.

Tabla 3.3: Estimación de la energía de pérdida por conducción. Se estima la función de flujo conductivo dependiente de la dT para diferentes posiciones sobre el disco solar.

Temp. [K]	$\frac{dT}{dx}$ [K cm ⁻¹]	Flujo Cond. [erg cm ⁻² s ⁻¹]	Dist. al centro [arcsec]	E. Perdida (Cond.) [erg]
10 ⁵	9 × 10 ⁻⁴	2.27 × 10 ⁴	0	9.06 × 10 ²²
			707	1.48 × 10 ²³
	9 × 10 ⁻³	2.27 × 10 ⁵	0	9.06 × 10 ²³
			707	1.48 × 10 ²⁴
	9.9 × 10 ⁻³	2.50 × 10 ⁵	0	9.90 × 10 ²³
			707	1.63 × 10 ²⁴
10 ⁶	9 × 10 ⁻³	7.20 × 10 ⁶	0	4.39 × 10 ²⁶
			707	7.16 × 10 ²⁶
	9.9 × 10 ⁻³	7.92 × 10 ⁶	0	4.38 × 10 ²⁶
			707	7.87 × 10 ²⁶

Las energías cinéticas y perdidas por radiación encontradas cuando consideramos que las fuentes están a una temperatura de $T = 10^5 K$ son del mismo orden de magnitud que las pérdidas que se tienen cuando las fuentes están a $T = 10^6 K$. Sin embargo, las energías perdidas por conducción a $T = 10^5 K$ son menores por dos órdenes de magnitud que a $T = 10^6 K$.

Las energías estimadas en estas últimas dos secciones son en términos de un solo EE. Tenemos una muestra de 70 EE (37 EEs en d0 y 29 EEs en d707). Para saber su contribución en base estos métodos de interacción basta con multiplicar por estos 70 y sumar los mecanismos que se muestran en este trabajo. Como es una estimación consideraremos que $T = 10^5 K$. Para el caso del flujo conductivo se calculó el promedio de las energías encontradas para los diferentes dT . Entonces resulta que en d0 la contribución es de $2.34 \times 10^{26} \text{ ergs}$ y en d707 la contribución energética es de $3.72 \times 10^{26} \text{ ergs}$.

La contribución total de los EEs es de $6.07 \times 10^{26} \text{ ergs}$, es decir, un 0.15 % de la energía total que se requiere para calentar a la Corona.

Usando los valores encontrados para los tamaños de las fuentes en d0 y los tamaños en d707 del centro podemos hacer una comparación de las diferencias en las energías si las diferencias de tamaños no se debieran a la geometría observacional sino fueran debidas a un comportamiento intrínseco

de las fuentes a diferentes latitudes del Sol. Podemos concluir que las energías a una latitud de 30° serían dos veces más grande que las energías de los EEs en el Ecuador del Sol.

Lo que nos llevaría a temperaturas diferentes dependiendo de la latitud.

3.8. COMPARACIÓN DE LAS POSICIONES DE LOS EEs

En esta sección comparamos la estructura de los EEs para distinguir variaciones de la fuente como función de su ubicación en el Sol.

A pesar de que los EEs se han observado sobre todo el disco, no podemos excluir la posibilidad de que la ocurrencia de EEs sea función de la latitud tal como ocurre con otros fenómenos como los Regiones Activas (RA) y los Hoyos Coronales (HC). Para distinguir si las variaciones de EEs en el Sol son función de la latitud o de la distancia al centro del disco solar tenemos que comparar los resultados observados con los esperados debidos a la geometría observacional.

Después de la primera selección basada en el aumento y la disminución de la amplitud, se graficaron las posiciones de los EEs en una gráfica de posición NS contra tiempo. Encontramos 270 EEs en d0 y 419 EEs en d707.

En la Figura 3.10a se muestran los EEs encontrados en el centro del disco. Se observó que existen ciertas posiciones NS donde los EEs ocurren con mayor frecuencia. Se muestran líneas de tendencia (en rojo) entre ciertos puntos donde se ve que los EEs ocurren con mayor frecuencia en posiciones NS: 10 – 20 pixeles, 30 – 40 pixeles, 70 – 90 pixeles. Existe una banda de ausencia de EEs en posiciones localizadas entre 50 – 70 pixeles.

En d707 (Figura 3.10b) no se distinguen posiciones preferenciales ya que el número de EEs aumenta en un 64%, pero si se notan zonas de menor ocurrencia. Sin embargo, no descartamos la posibilidad de que haya también una preferencia para que los EEs ocurran en ciertas posiciones.

En la sección anterior, encontramos que una distancia d sobre el disco solar se reduce un 13% a medida que la latitud aumenta. Esto quiere decir que la rejilla cubre una longitud 13% más grande para latitudes mayores.

El área de la superficie solar que cubre la rejilla es mayor para latitudes mayores (es 13% más grande), lo que aumenta el número de EEs en el campo que observamos en d707. Entonces, esperaríamos un aumento del 13% en el

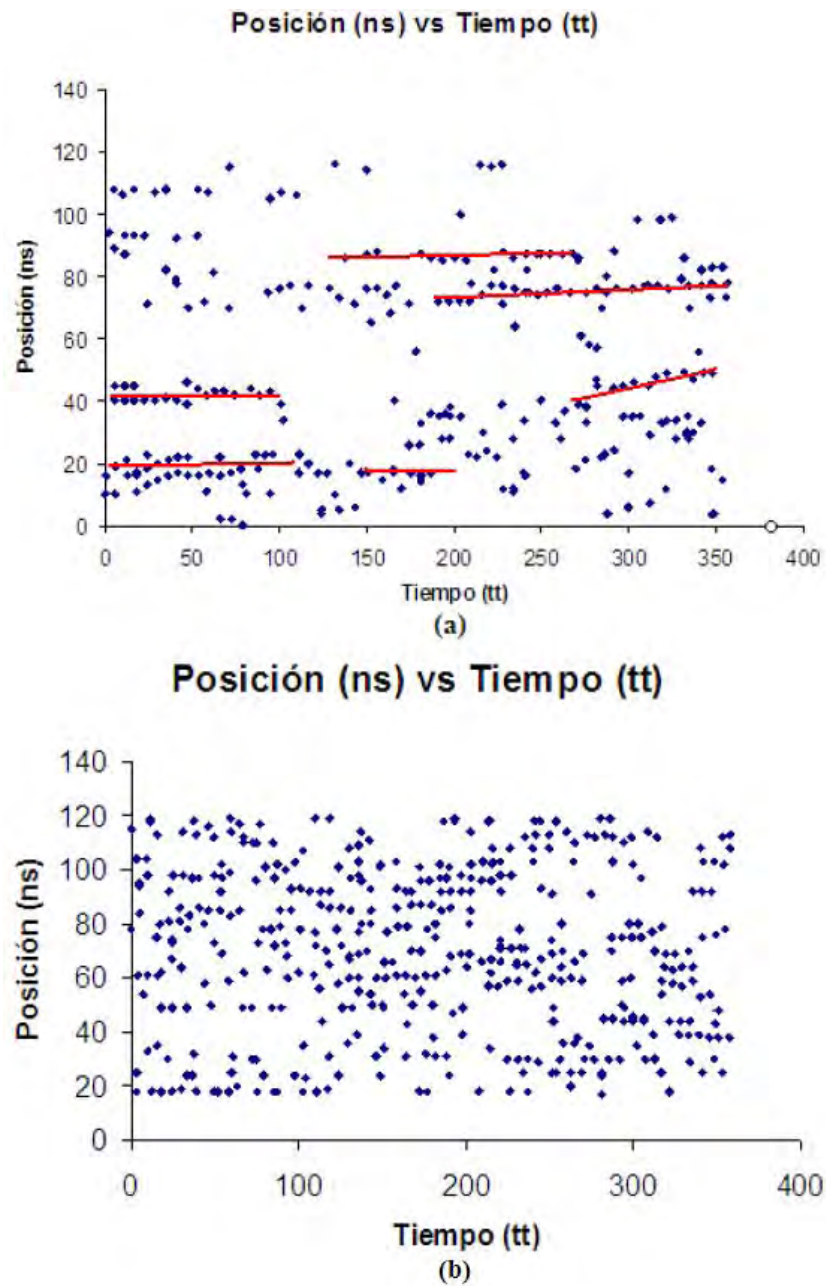


Figura 3.10: Gráfica de posición NS contra Tiempo de los EEs seleccionados por el criterio de aumento y disminución de la amplitud. Los EEs ocurren en posiciones preferenciales. En distancias cercanas al centro del disco es muy notorio mientras que para otras posiciones sobre el disco solar lejanas al centro del disco solar la densidad de EEs aumenta.

3.9. TAMAÑOS DE LOS EES Y DISTANCIA AL CENTRO DEL DISCO SOLAR⁸⁷

número de EEs encontrados a esta otra latitud (Latitud 30° en relación al Ecuador). Sin embargo, el número de EEs observados a una latitud de 30° es 64 % mayor, lo cual es mucho mayor del esperado.

Es posible que este aumento también esté relacionado con propiedades físicas intrínsecas a las fuentes de los EEs. Pero, con esta muestra no se puede determinar si es así. Para obtener resultados conclusivos es necesario tener datos de EEs en otras latitudes.

3.9. TAMAÑOS DE LOS EEs Y DISTANCIA AL CENTRO DEL DISCO SOLAR

La curvatura del Sol cambia el ángulo en que veríamos una fuente dependiendo de su geometría. En ese caso, la forma y el tamaño de la fuente dependen de la posición del EE sobre el Sol, para lo cual, debemos considerar su curvatura.

En la Figura 3.11 se muestran el tamaño de las fuentes de los EEs en términos de la distancia al centro del disco solar. En el panel superior se tienen los tamaños estimados para cuando el SUMER apuntaba en d0 y en el panel inferior los tamaños cuando el SUMER apuntó a d707.

Los tamaños observados de los EEs que ocurrieron en d0 son menores que los tamaños a d707. Es posible que esta variación dependa de la geometría observacional. En las siguientes secciones hacemos un análisis detallado de la influencia que podría tener la geometría en los tamaños observados para compararla con los datos observacionales.

3.9.1. Variaciones de la Extensión en Distancias Cortas

En cada una de las posiciones apuntadas por el SUMER, se observó que el tamaño varía con la distancia (Figura 3.11). En algunos intervalos el rango de valores posibles del tamaño es grande y para otros este rango es menor.

Los tamaños más grandes se encontraron en el intervalo de 20 a 30 *arcsec* para d0 y de 700 a 710 *arcsec* para d707.

Esta variación a distancias cortas no depende de la geometría observacional como se verá en secciones posteriores.

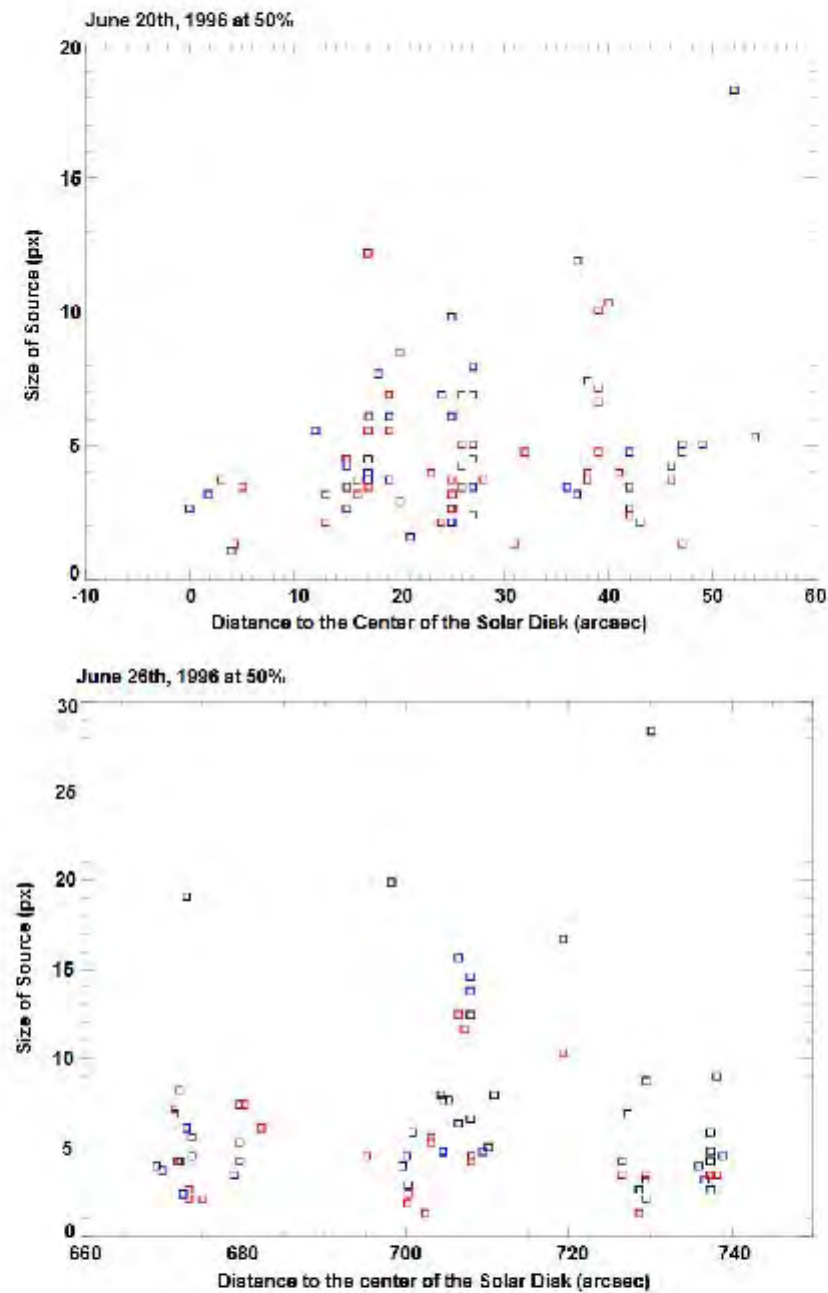


Figura 3.11: Tamaños observados en términos de la distancia al centro del disco solar. En color negro se encuentran las observaciones en la componente central, en rojo las de la componente roja y en azul las que corresponden a la componente azul. Se notó que existe una variación del tamaño de la fuente a corta escala. En la sección anterior se habló de que los EEs tienen posiciones preferenciales. Esta gráfica muestra unos gaps entre las mediciones que aseguran que los EEs ocurren en posiciones preferenciales.

Puede ser que estas variaciones estén relacionadas con la física misma de los EEs.

3.10. TAMAÑOS OBSERVADOS Y SU GEOMETRÍA

Una de las preguntas que motivaron este trabajo, fue la posibilidad de definir una forma o estructura de las fuentes.

Nos preguntamos si las distribuciones unidimensionales observadas de la amplitud de las fuentes de los EEs (perfiles espaciales NS) se pueden describir con una distribución simple tales como la gaussiana o una triangular.

Las fuentes más sencillas y posibles de estudiar de los perfiles NS son aquellas que permiten ajustar una gaussiana o suponer la fuente en forma triangular.

Se midieron los anchos de las variaciones de la amplitud en dirección NS al 50 % y al 20 % del máximo de cada una. Se calculó el cociente entre estos anchos.

A continuación se explica el procedimiento para cada geometría.

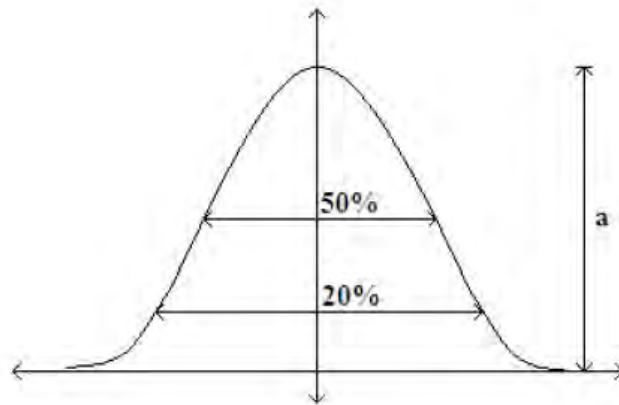


Figura 3.12: La amplitud máxima de la función gaussiana está denotada como a . Para calcular el cociente dividimos el ancho que corresponde al 50 % de a entre el ancho al 20 % de a .

Gaussiana

La función gaussiana está dada por:

$$a_1(x) = ae^{\frac{-x^2}{2\sigma^2}},$$

donde a es la amplitud máxima de la función. Nos interesa estimar los anchos de la función correspondientes a 0.5 y 0.2 de la amplitud. Despejando x de la ecuación obtenemos que el ancho correspondiente a 0.5 de la amplitud es $w_{0.5} = 2\sigma\sqrt{2\ln(2)}$ mientras que para el ancho que corresponde a 0.2 de a es $w_{0.2} = 2\sigma\sqrt{2\ln(5)}$. El cociente entre estos anchos es entonces:

$$\frac{w_{0.5}}{w_{0.2}} = \sqrt{\frac{\ln(2)}{\ln(5)}} = 0.66.$$

Triangular

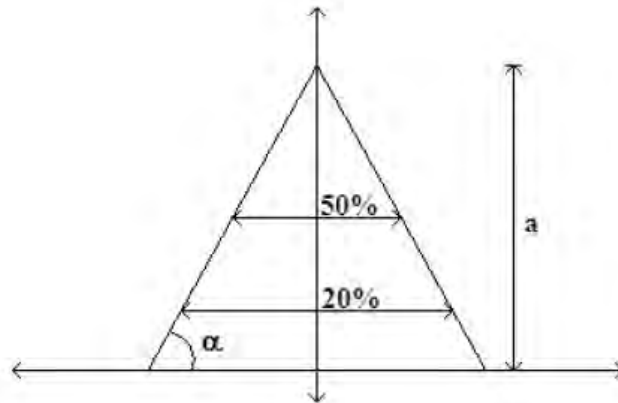


Figura 3.13: La altura del triángulo es a . Para calcular el cociente dividimos el ancho al 50% de a entre el ancho al 20% de a .

La función de un triángulo es:

$$b = \frac{a}{\tan \alpha}$$

donde a es la altura del triángulo y b será el ancho correspondiente a esa altura. Entonces calculamos que $b_{0.5} = 2(0.5)\frac{a}{\tan \alpha}$ y $b_{0.2} = 2(0.8)\frac{a}{\tan \alpha}$. El cociente entre estos anchos entonces será:

$$\frac{b_{0.5}}{b_{0.2}} = 0.625.$$

Comparación entre Gaussiana y Triangular

El cociente entre el ancho medido al 50 % y el ancho medido al 20 % para una distribución gaussiana es de un valor de 0.66, mientras que para una forma triangular isósceles el cociente es de 0.625.

Si los cocientes de las observaciones se aproximan a estos valores, las fuentes pueden ser descritas con estas formas y son casos en que los perfiles presentan un solo máximo.

Se hicieron histogramas y el cociente predominante está entre 0.3 y 0.4. Solo los eventos más intensos pueden ser estudiados con la forma gaussiana. Tener un número más pequeño que 0.5 nos dice que los perfiles son más anchos por debajo del 20 %, es decir, que la estructura de la fuente es compleja. Estos perfiles no presentaban un sólo máximo, en ocasiones había otros máximos alrededor del EE.

No podemos decir cuál de éstas dos es mejor aproximación ya que la cantidad de datos no es suficiente.

3.10.1. Geometrías Simples

En términos de la geometría observacional, se compararon los tamaños observados con los tamaños resultantes de algunas formas geométricas básicas vistas en 2D, como son, el cilindro, la esfera y el cono, variando la base y la altura de éstos, en términos de la latitud solar.

Para este desarrollo primero se explica todo lo relacionado a la matemática de cada geometría, concluido esto, se pasa a los resultados.

Esfera

Si suponemos que nuestra fuente tiene forma esférica, en 2D lo que observamos es una circunferencia. Si esta circunferencia cambia su posición sobre el limbo solar y solo nos importa entender la variación de su tamaño en

términos de la latitud, podemos ver que debido a que es una circunferencia, el tamaño es el mismo sin importar en que latitud nos encontremos.

En la siguiente Figura se muestra en esquema representativo del tamaño que mostrará una fuente circular al variar la latitud.

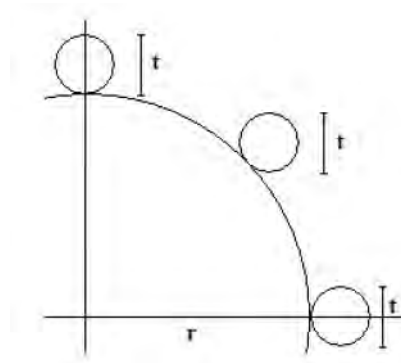


Figura 3.14: El tamaño de una esfera no varía en términos de la latitud.

Debido a que no hay cambio del tamaño no fue necesario realizar ninguna rutina para comparar el tamaño de la fuente con este modelo, simplemente esperamos que no tenga ninguna variación de forma ni de tamaño con la latitud.

Cilindro

En 2D una fuente cilíndrica, parece un rectángulo, por lo que basta entender que el tamaño aparente depende de la proyección de la base y de la proyección de la altura, estas proyecciones dependen del ángulo θ en el que se encuentre el rectángulo inclinado (Figura 3.15).

Definimos t como el tamaño de la fuente tal que $t = m + n$, donde: $m = a \sin \theta$ y $n = b \cos \theta$.

Esta inclinación θ nosotros la denominamos latitud solar. Ahora si variamos la latitud podemos ver que cuando nos encontramos muy próximos al Ecuador, la contribución de la proyección de la base es más importante que la de la altura, mientras que si nos encontramos en los polos la contribución más importante la tiene la altura. En casos intermedios, depende de la suma de las proyecciones de la base y la altura definidas por la latitud, es decir, el ángulo θ .

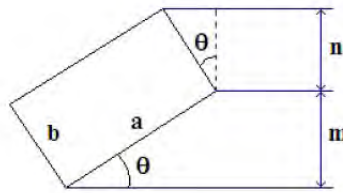


Figura 3.15: El tamaño de la fuente para este modelo tiene una parte que depende de la proyección de la altura y otra de la proyección de la base en términos de la latitud en la que se encuentre la rejilla.

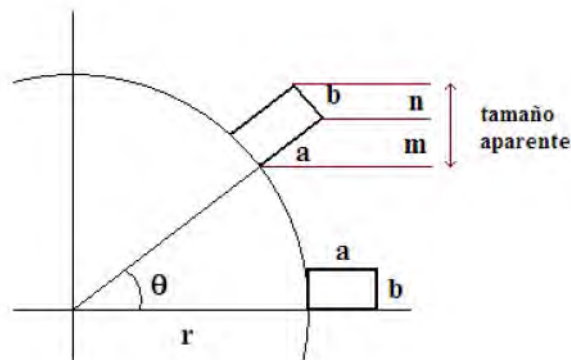


Figura 3.16: El tamaño de una fuente cilíndrica que ve un observador depende de las proyecciones de la base y la altura.

Como el tamaño aparente depende realmente de la longitud de la altura y de la base, se realizó la subrutina *rect.pro* que permite variar éstos, calcular el tamaño al elegir dichos valores y mostrar las curvas de los tamaños esperados. Se llama dos veces esta subrutina para graficar una curva que limite por debajo y otra curva que limite por arriba los valores observacionales. Se seleccionan los valores de la altura y la base para cada curva, que permitan que las curvas del tamaño sean lo más próximas a las observaciones. Esta subrutina es llamada por la rutina *figura.pro*. Para obtener los poscripts se tiene la rutina *figuraps.pro*.

Cono con Vértice sobre la Superficie Solar

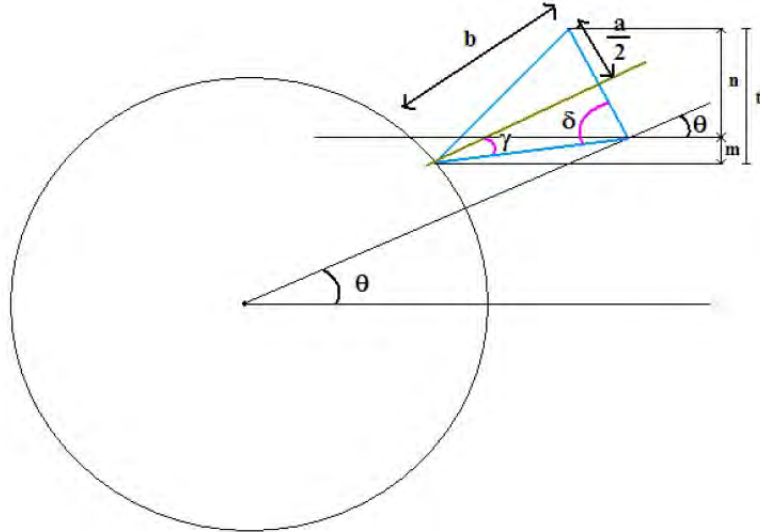


Figura 3.17: El tamaño de una fuente cónica como la que se muestra depende de la proyección de la altura y de la base. En esta disposición el tamaño dependerá únicamente de la proyección de la base para latitudes pequeñas mientras que para latitudes muy próximas a los 90° dependerá de la proyección de la altura.

Un cono en 2D puede ser descrito como un triángulo. Basta entonces explicar que el tamaño depende de las proyecciones de la base y la altura. En este caso nuevamente ocurre que para latitudes cercanas al Ecuador, el tamaño es dependiente de la base mientras que para latitudes cercanas al polo el tamaño depende solamente de la altura del triángulo.

De esta configuración, podemos entonces definir algunos ángulos, tal y como se muestra en Figura 3.19.

Donde θ sigue siendo la latitud en la que nos encontramos, a es la altura y b es la base del cono. El ángulo entre el lado del triángulo que se forma como proyección del cono y la base la denominamos como $\delta = \tan^{-1} \frac{2b}{a}$. El ángulo entre el lado y el eje de simetría del cono es $\gamma = \tan^{-1} \frac{a}{2b}$.

Necesitamos saber cuánto mide el lado c del cono, utilizando el teorema de Pitágoras encontramos que $c = \sqrt{\left(\frac{a}{2}\right)^2 + b^2}$.

El tamaño depende de que realmente exista una contribución de las

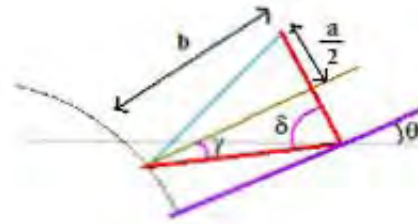


Figura 3.18: Al dar los valores de la altura b y de la base a se pueden conocer los ángulos que definen las proyecciones.

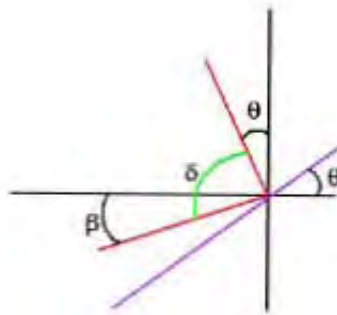


Figura 3.19: Para $\beta = 0$ el tamaño depende únicamente de la base.

proyecciones. Cuando tenemos el caso en el que nos encontramos próximos al Ecuador resulta que la altura no contribuye en el tamaño ya que la sombra de la base cubre la sombra producida por la altura. En la subrutina existe un condicional que comprueba que el tamaño de la altura no sea cubierta por la sombra de la base, en Figura 3.18 se puede ver que para demostrar que la base no está ocultando la altura simplemente depende de que el valor que corresponde a β sea mayor a cero. Si es diferente entonces el tamaño es la suma de la proyección de la base dependiente de la latitud θ y de la proyección de la altura en términos del ángulo β .

Una vez encontrado el valor de éstos ángulos, se calcula el tamaño determinado como $t = m + n$, donde $m = a \sin \beta$ para $\beta > 0$ y $n = b \cos \theta$. Para esta geometría se realizó la subrutina *triver.pro*. Esta subrutina toma los valores seleccionados para la altura y la base del triángulo y calcula los ángulos anteriormente definidos. Realiza las curvas que serán mostradas al

ser llamado por *figura.pro*.

Se llama dos veces esta rutina para graficar una curva que limite por debajo y otra curva que limite por arriba los valores observacionales. Se seleccionan los valores de la altura y la base que permitan que la curvas del tamaño sean lo más próximas a las observaciones. Para obtener los poscripts se tiene la rutina *figuraps.pro*.

Cono con Base sobre la Superficie Solar

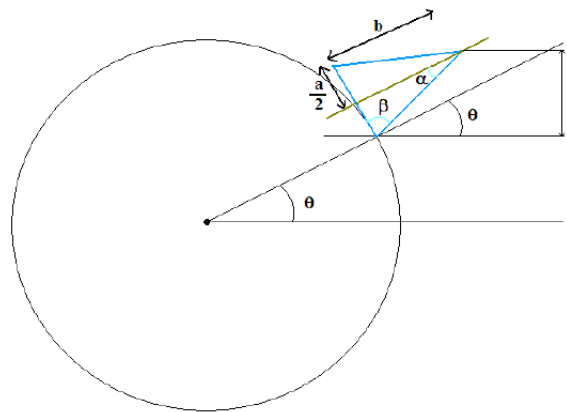


Figura 3.20: El tamaño de una fuente cónica que su base se encuentre sobre la superficie de una esfera para un observador depende de la proyección de la base a y de su altura b .

En este caso, tenemos el triángulo con la base sobre la superficie del Sol y se hizo la subrutina *tribase.pro*, nuevamente el tamaño depende de las proyecciones de la base y la altura en términos de la latitud θ en la que nos encontramos.

En base a este arreglo, definimos entonces algunos ángulos necesarios para poder calcular el tamaño de la proyección en base a la altura a y la base b del cono (Figura 3.21).

La latitud está dada por el ángulo θ . El ángulo entre la base y el lado del cono está dado como $\beta = \tan^{-1} \frac{2b}{a}$. El ángulo entre la recta de la latitud y el lado del cono es $\alpha = \tan^{-1} \frac{a}{2b}$.

Ahora en este nuevo sistema resulta que lo único que hay que recordar que el tamaño dependerá de la proyección de la base mientras que la proyección de

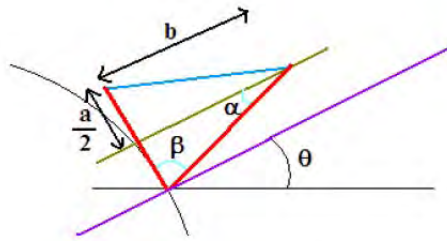


Figura 3.21: De esta configuración de ángulos obtendremos el ángulo que servirá para saber la proyección de la base y la altura del cono.

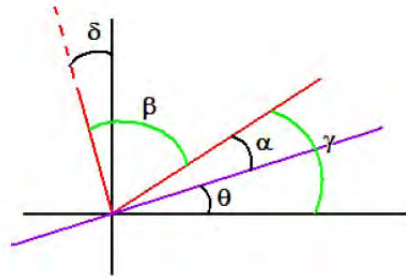


Figura 3.22: La proyección de la base depende del ángulo δ mientras que la proyección de la altura de γ .

la altura sea menor, en cuanto sea mayor, el tamaño dependerá únicamente de la proyección de la altura.

Para el caso en el que la proyección de la base sea mayor, $t = b \cos \delta$ donde $\delta = \theta + \alpha + \beta - \frac{\pi}{2}$, en caso contrario, donde la proyección de la altura mayor, entonces, $t = a \sin \gamma$, donde $\gamma = \alpha + \theta$. Como todas las demás subrutinas, se llama dos veces en *figura.pro*, para calcular dos curvas de tamaños dependientes de altura y base definidas por nosotros para que una curva limite por arriba y la otra por debajo las observaciones. Para obtener los poscripts se tiene la rutina *figuraps.pro*.

Resultados con Geometrías Simples

Una de las primeras preguntas con relación al comportamiento de las fuentes, es si éstas muestran un comportamiento monótono con la distancia

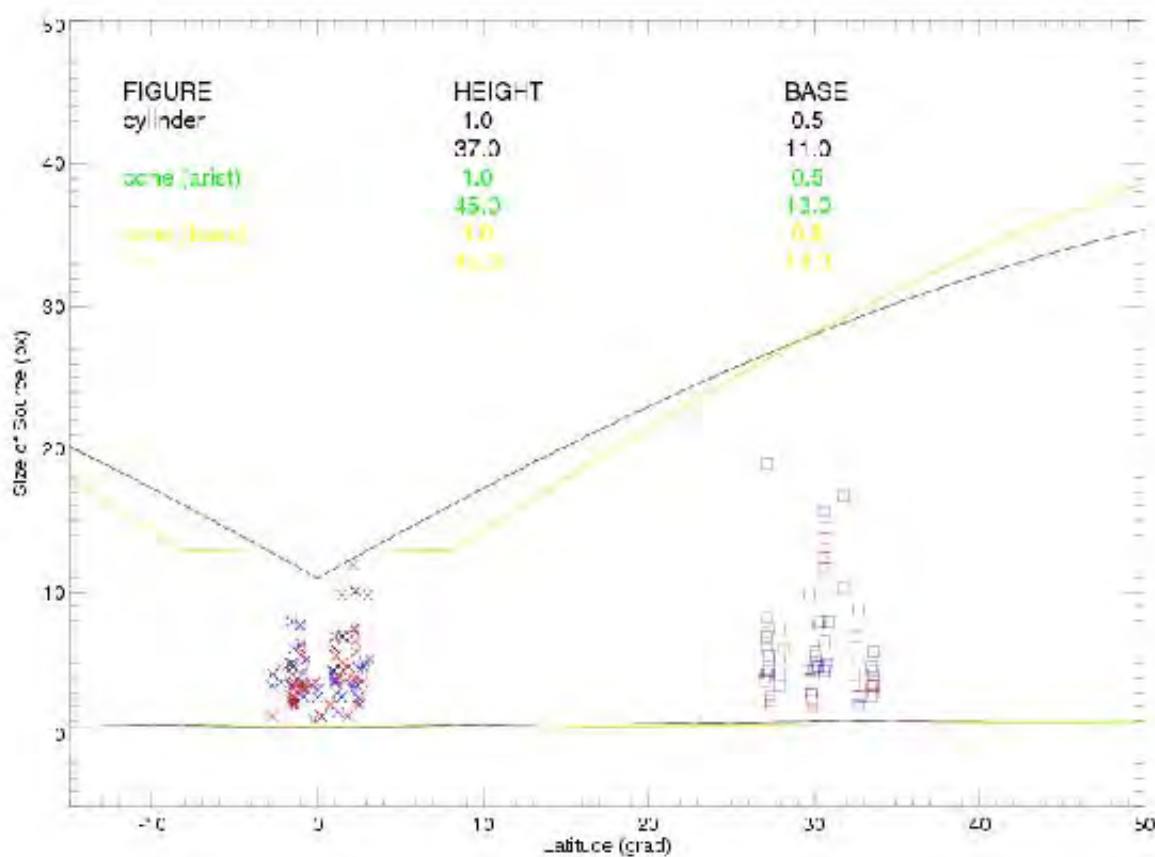


Figura 3.23: Ajuste de las curvas que representan el tamaño de la fuente al suponer volúmenes de geometrías simples.

al centro del Sol. Lo primero que se hizo fue comparar los tamaños esperados de formas geométricas simples para las fuentes de los EEs con los datos observacionales.

Comparar con geometrías simples nos ayuda a comprender la estructura de una fuente. En la Figura 3.23 se muestra un ejemplo de las gráficas obtenidas.

Los cruces representan las observaciones del 20 de junio y los cuadros las observaciones del 26 de junio. Los colores representan cada componente espectral correspondiendo el color negro a la componente central. Las curvas de los conos se sobreponen una con la otra. Esto quiere decir que no importa

si es el vértice o la base del cono la que esté sobre la superficie, para esa variación de la latitud ambos conos proyectan el mismo tamaño de la figura geométrica.

De estas gráficas se ve que ninguna figura geométrica puede explicar adecuadamente la estructura de los EEs. Es decir, la estructura de las fuentes de los EEs es más compleja y no puede ser explicado con geometrías tan simples como éstas.

Las alturas que requieren las figuras para ajustarse a los resultados cambian demasiado de una latitud a otra, para la variación de la latitud de 0° a 30° , determinamos que el cambio era muy grande.

Al tener un cambio tan considerable, esperaríamos entonces que al estar en el limbo solar (90°) la fuente tuviera una extensión muy grande. Se concluyó que el tamaño de las fuentes no tiene un comportamiento monótono al variar de una latitud 0° a una latitud de 30° aproximadamente, ya que existen cambios muy notorios a pequeñas variaciones de latitud (Figura 3.24), como se verá en la siguiente sección.

Variación Monótona del Tamaño a Menor Escala

Al comparar las figuras geométricas con los tamaños observacionales necesitamos que la extensión del EE, es decir, las alturas aumenten considerablemente. Los comportamientos de los tamaños en términos de la latitud no parecen reales y evidentemente no son monótonos.

El que la variación del tamaño no sea monótona implica que la estructura de las fuentes tendrá variaciones que no son determinadas por geometrías simples sino por otras más complejas.

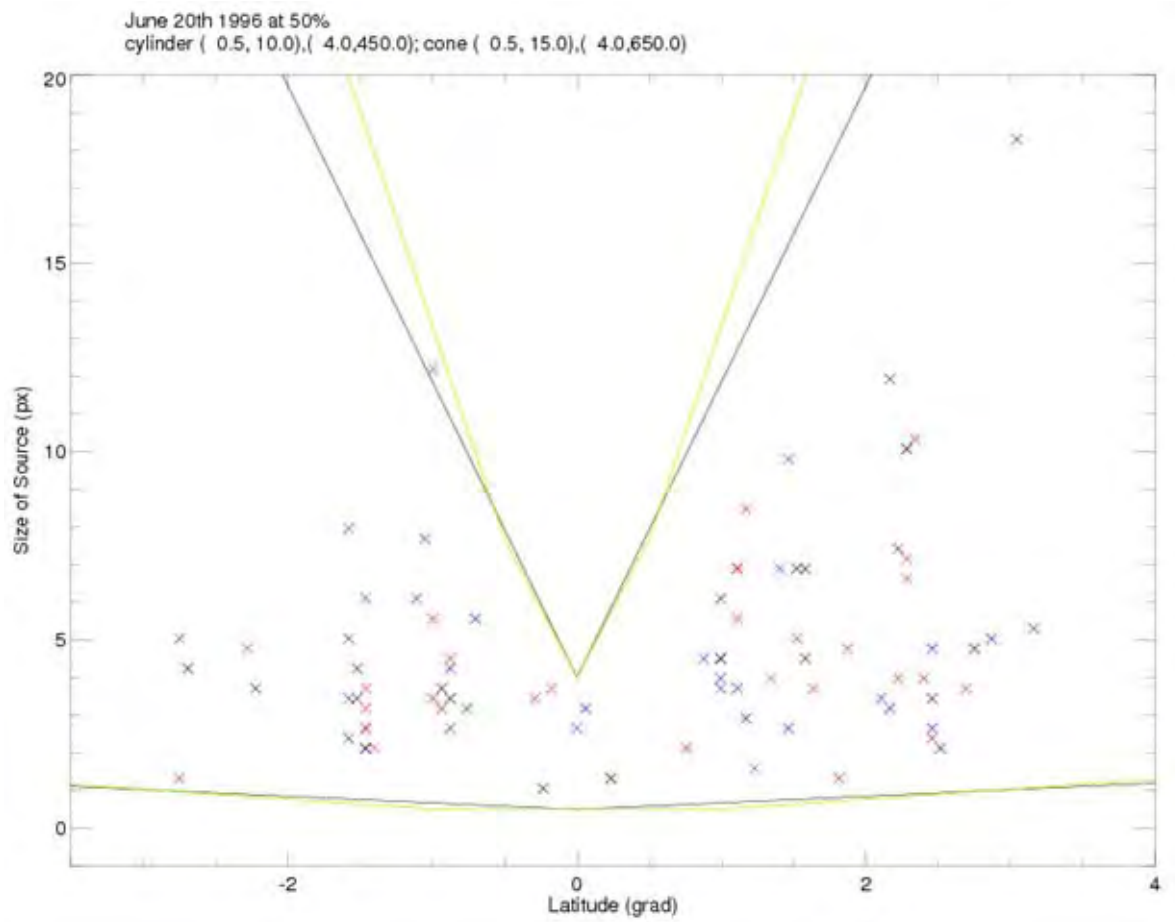


Figura 3.24: El comportamiento del tamaño en términos de la distancia al centro del disco no es monótono.

DISCUSIÓN

Con base a los criterios de selección descritos en la sección anterior redujimos el número de 300 a 70 EEs entre ambos días que permiten evaluar si son máximos tanto en el tiempo como en su posición. De estos 70 EE, 41 EE encontrados en el centro del disco solar y 29 en otra posición (30° latitud).

En la literatura, no se ha estudiado si existe una relación de flujos de plasma con los EEs y mucho menos con el método que mostramos en este trabajo.

Contamos las cantidades de EEs para tener una estimación de cuántos eventos incluían en su estructura una fuente con desplazamientos Doppler en las componentes espectrales azul y roja.

Para las observaciones a mayor distancia al centro del disco se observó que los tiempos de los máximos preferentemente coinciden para las tres componentes espectrales (azul, central y roja). Por otro lado, para el centro del disco se observó que el máximo en el azul ocurre después que el máximo en la componente central.

Si observáramos diferentes EEs superpuestos espacial o temporalmente esperaríamos que los tiempos de ocurrencia estadísticamente resultar similares. Entonces el máximo de la componente central se vería simultáneamente al de las otras componentes espectrales. Ésto sí se observa para mayores distancias al centro del disco, lo cual podría indicar que en dicha geometría observacional hay una superposición de las fuentes mientras que en el caso del centro del disco la geometría observacional nos permite ver fuentes aisladas espacialmente.

Para estos resultados no encontramos una explicación clara ya que podría deberse a la geometría observacional o bien a diferencias en actividad en diferentes regiones del Sol. Sin embargo, la posibilidad de que se superpongan las fuentes observacionalmente podría ser una causa de esta diferencia en los tiempos, como se mencionó anteriormente.

Haciendo un análisis detallado de las distribuciones NS encontramos los cuatro tipos de distribución espacial mencionados en el capítulo anterior. Dichas distribuciones indican la presencia de más de una componente espacial en la mayoría de los EE.

La interpretación de dichos perfiles no es tan directa, pero podemos basarnos en su análisis en los siguientes resultados observacionales:

- Los perfiles o funciones espaciales de la amplitud no son descritos ni por una gaussiana ni por una figura triangular.
- Su comportamiento con la latitud θ no es monótono, varía como si algún otro factor fuera el causante de los tamaños de las fuentes en escalas de 3° . En los cuales el tamaño va de $2'' - 10''$ aproximadamente.
- Tanto las variaciones del punto anterior (de corta escala) como las variaciones de mayor escala, no se ajustan a las variaciones esperadas a geometrías sencillas como función de la latitud.
- En la mayoría de los EEs se nota la presencia, dentro de las componentes espaciales mencionadas, de una fuente extendida. Sobre la cual generalmente hay más de una componente de menor escala como se ve en Figura 3.25.
- La presencia de varias componentes se observa en la emisión del azul, en la central como en la roja. A pesar de que se dividieron en cuatro tipos, no hay una división clara entre ellos.
- Adicionalmente hemos encontrado que los EEs ocurren en ciertas posiciones preferenciales separados entre sí por distancias del orden de 15 Mm.

El que las funciones de la amplitud en términos de la posición NS tengan varias componentes espaciales para un mismo EE puede ser que refleje varias liberaciones de energía casi simultáneamente. Puede ser que se estén produciendo movimientos de plasma en diferentes direcciones que pueden estar produciendo esas componentes espaciales que se ven. En estos escenarios, la componente más extendida podría ser resultado de plasma que se ha expandido y está en proceso de termalización. Por otro lado, las componentes de pequeña escala podrían deberse a plasma confinado en líneas cerradas de campo magnético.

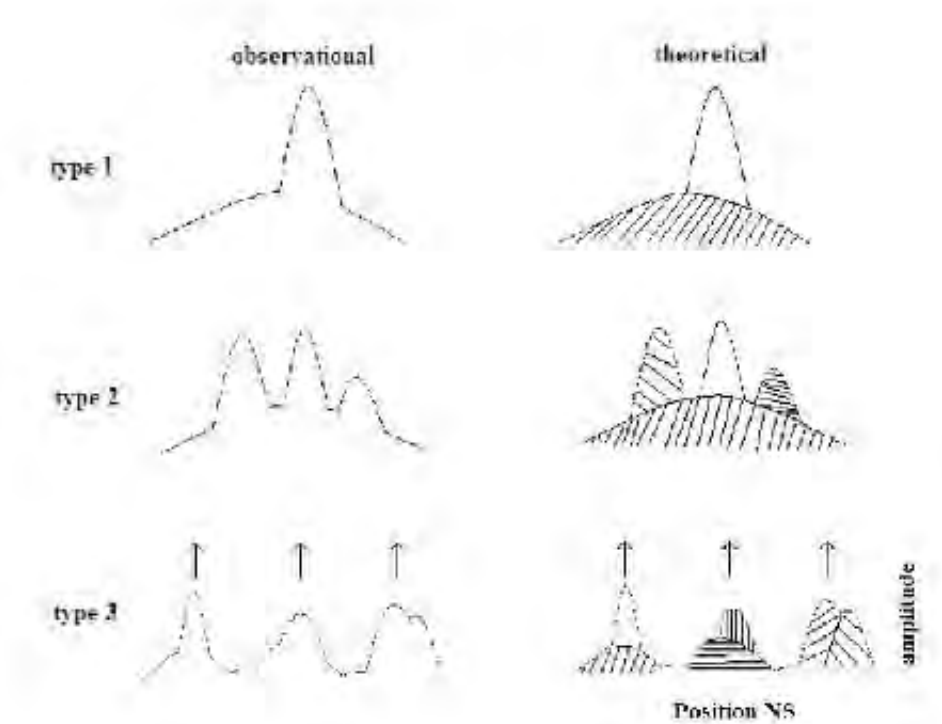


Figura 3.25: La forma de las distribuciones NS se pueden generalizar en 3 tipos. En el lado izquierdo se muestran los bosquejos de los perfiles estudiados y en el lado derecho ejemplos de diferentes componentes espaciales que podrían estar contribuyendo para obtener el perfil observado.

El cociente del ancho de las fuentes al 50% sobre el ancho al 20% tiene valores entre 0.3 y 0.5. Por otro lado, el cociente del ancho al 50% del máximo y al 20% para una gaussiana es de 0.7 y el de un triángulo isósceles es de 0.6. Esto indica que las fuentes de los EEs son más anchas en la parte de abajo que el de una gaussiana o un triángulo en comparación a las partes más cercanas al máximo.

Este valor es una medición cuantitativa del resultado mostrado esquemáticamente en Figura 3.25 a donde se ve que dentro de las fuentes hay una componente de baja amplitud y espacialmente extendida. En aquellos casos en que el cociente es próximo a 0.6 ó 0.7 las fuentes son muy intensas. Es probable que dichos casos presenten esos cocientes debido a que la componente extendida y de baja amplitud resulta ser considerablemente más débil que la

fuelle de menor escala espacial pero de mayor amplitud. Como resultado de eso, el perfil predominante es de la componente de menor escala.

Judge, P. et al (2008) sugieren que los EEs aparecen con mucho mayor frecuencia en las fronteras de los supergránulos. El tamaño de los supergránulos se ha estimado de 20 a 50 Mm (Hagenaar et al 1997). Las observaciones cubren una longitud de 84 Mm aproximadamente en dirección NS. Esto quiere decir que pueden cubrir varios supergránulos. De ser esto cierto, el que nosotros observáramos posiciones preferenciales para la ocurrencia de los EEs puede estar vinculado con estas zonas de frontera de granulación. Sin embargo, para los días en los que hicimos este estudio no había imágenes en otras longitudes que permiten ver la granulación en la fotosfera y la cromosfera (como es el $H\alpha$).

Si efectivamente hay mayor número de eventos en las fronteras de la granulación, es resultado de zonas de mayor densidad de líneas de campo magnético y de que exista una mayor probabilidad de que haya más fuentes en la misma región observada.

En las gráficas de tamaño de la fuente contra latitud, se vio una variación del tamaño, presenciando un Gap en latitudes próximas al cero, un aumento y una posible disminución del tamaño en latitudes próximas a los extremos de la rejilla.

Kazunari, et al (2008) mencionan que los pies de las líneas magnéticas se encuentran en las fronteras. Entonces, los flujos de plasma que se producen en las regiones de anclaje, salen en dirección radial, es decir, que las componentes con desplazamiento Doppler son mucho más intensas que en otra parte de las líneas del campo debido a que es más denso el plasma en esa zona.

Tal vez, la variación de corta escala en los tamaños de los EEs se pueda deber a que éstos ocurren en diferentes posiciones de las bases de los arcos magnéticos que conforman un supergránulo.

Como los EEs están fuertemente ligados a las regiones fronterizas de los gránulos (Hagenaar, et al. 1997), también se entendería que la densidad de EEs encontrados para las dos posiciones estudiadas haya sido diferente, esto, por la geometría observacional.

Con relación a la diferencia de los tiempos de aparición del máximo de emisión entre componentes espectrales, consideramos que faltan por analizar más días y más posiciones que corroboren los resultados. Sin embargo, pensamos que la diferencia de los tiempos esté relacionada con la geometría y que ésta realmente esté relacionada con la presencia de los supergránulos que alcanzan la Región de Transición.

CONCLUSIONES

No se sabe mucho en relación a los EEs y en este trabajo se planteó la posibilidad de explicar la estructura de sus fuentes con base a observaciones del SUMER abordo del SoHO. Hasta ahora no se han estudiado los máximos en el campo de observación. Se analizaron los cambios súbitos en la amplitud de la línea espectral para diferentes longitudes de onda de la línea espectral (componente central, roja y azul).

Se encontró que existen posiciones preferenciales para la ocurrencia de los EEs. También se encontró en las funciones de la amplitud en términos de la posición NS que las estructuras se pueden describir mediante tres tipos de morfología para las fuentes. Las fuentes de los EEs tienen varias componentes espaciales. Es decir, su estructura es muy compleja.

Para la posición en el centro del disco solar, se encontró que el máximo en la componente azul ocurre tiempo después de encontrar el máximo en la componente central mientras que para otra posición, lejos del centro del disco, los máximos ocurren en el mismo tiempo.

Se compararon los tamaños observados con los tamaños que obtendríamos al suponer geometrías simples (cilindro, cono y esfera) o que conocemos.

Estas comparaciones concluyeron que no son adecuadas para tratar de definir la estructura de los EEs, pero permitieron concluir que la variación del tamaño no es monótona al variar la latitud, por tanto, gran parte de la variación de los tamaños está relacionada con otras causas que no tiene que ver con la geometría observacional.

Al comparar observaciones de dos posiciones diferentes sobre el disco solar, en distribuciones de la amplitud en términos de la posición y el tiempo se mostró que existe una relación de la distancia en la que se encuentran las regiones preferenciales para la ocurrencia de los EEs con la latitud. A mayor latitud menor es la distancia entre estas regiones.

Los EEs se han estudiado al suponer que tienen una forma gaussiana, en

este trabajo se compararon las observaciones con esta forma. Se concluyó que para la mayoría de los casos esta función no es la adecuada para tratar de definir la forma de las fuentes de los EEs.

Los supergránulos explican varios resultados observados, como es la posición preferencial que podría estar relacionado con las fronteras de los supergránulos y la variación de los anchos de las bandas con escasa ocurrencia de EEs (que para latitudes mayores, es menor).

Podría explicar la variación de los tamaños de las fuentes en términos de la distancia en un mismo campo de observación que podría ser que se refiera a las líneas de campo magnético y su anclaje en las fronteras.

APÉNDICE

En este apéndice se presenta, los datos técnicos del SUMER, las descripciones breves de las rutinas en IDL junto con los diagramas de flujo de los programas de acuerdo a cada sección.

DESCRIPCIÓN DE LOS DATOS DEL SUMER

GENERALIDADES DEL SUMER

El Telescopio:

Distancia focal 1302.77 mm a 75°C
Angulo fuera del eje 4.5°
número-f 10.67
Escala de placa en el plano de la rendija 6.316 $\mu\text{m}/\text{arcsec}$
Campo de visión 64 \times 64 arcmin²

Las rendijas:

1 \times 300,
1 \times 120,
0.3 \times 120,
4 \times 300 arcsec²

El Espectrómetro:

Rangos de longitud de onda
Detector A 390 - 805 Å (2do orden)
780 - 1610 Å (1er orden)
Detector B 330 - 750 Å (2do orden)
660 - 1500 Å (1er orden)
Distancia focal del colimador 399.60 mm
Angulo Fuera del eje 7°
Radio de la rejilla 3200.78 mm
Líneas del grating 3600.42 lines/mm
Factor de amplificación 4.092 a 800 Å
en el plano del detector 4.407 a 1600 Å

Los Detectores:

Tamaño del arreglo, 1024 (espectral) \times 360 (espacial) pixeles
Tamaño del pixel $26.5 \times 26.5 \mu\text{m}^2$
Escala angular 1.03 arcsec/pix a 800 Å
0.95 arcsec/pix a 1600 Å
Escala espectral 22.3 mÅ/pix a 500 Å (2do orden)
21.0 mÅ/pix a 800 Å
45.2 mÅ/pix a 800 Å (1er orden)
41.9 mÅ/pix a 1600 Å

Telemetría de los datos desde SUMER

Existen dos maneras de recuperar datos de SUMER de la telemetría original. Una es que los archivos FITS que se producen de la telemetría en tiempo real se reelaboran subsiguientemente de CD-ROMS de calibración, y la otra es la restauración de los archivos de datos por IDL. La calidad será finalmente la misma, excepto por pequeñas diferencias que existen en la información del encabezado. Los archivos FITS se almacenan en los archivos de SoHO en GSFC, mientras los restaurados por IDL son archivados en la máquina LINSU1 en MP Ae (en Alemania) donde los datos se guardan en CD-ROM. Estos datos son almacenados en archivos binarios.

Cada imagen tomada por SUMER y restaurada, contiene un encabezado de la imagen (HEADER_DATA) y la imagen forma un arreglo de datos (IMAGE_DATA) los cuales pueden restaurarse como variables dentro de IDL. Ambos tipos de datos, los archivos FITS y los archivos restaurados, no están calibrados o convertidos a unidades físicas, ni corregidos por las limitaciones del hardware del instrumento de SUMER.

Cuando los archivos restaurados son utilizados, las imágenes pueden desplegarse desde la variable IMAGE_DATA. La información del encabezado puede leerse desde la variable HEADER_DATA aplicando varias funciones (* .PRO) para cada punto de los datos.

Correcciones y Calibraciones

La aplicación de varias correcciones y procedimientos de la calibración tienen que seguir un cierto orden. El primer encuentro de la radiación solar con el instrumento tiene un efecto en el rendimiento final, que ocurre en la apertura, seguido por la reflexión del espejo primario, la rendija, etc. Hasta

la respuesta global del detector y el tamaño promedio del pixel. El programa de calibración, radiometry.pro, tiene cuidado de todos estos efectos instrumentales.

Luego, los fotocátodos no lineales del CCD entran en juego. Su corrección será hecha por el programa de campos planos, sum_flatfield.pro. Las altas cuentas en algunos pixeles causan una saturación del CCD que puede corregirse por el programa local_gain_corr.pro. La siguiente lista nos indican en detalle las calibraciones y correcciones a realizar:

Descompresión La intensidad del arreglo de datos de la imagen es comprimido a bordo del satélite. Por lo que una descompresión es necesaria. La rutina DECOMPRESSION.PRO es usada para determinar los parámetros del tipo de compresión y luego entonces podemos descomprimir las imágenes.

Reversión En cualquiera de los dos detectores, la longitud de onda más alta está en el pixel 0, y la más baja en el pixel 1023; la longitud de onda se declara en el encabezado del archivo y se sitúa el pixel de referencia PIXPOS(HEADER_DATA). Por consiguiente, las longitudes de onda están descendiendo de izquierda a derecha. Por compatibilidad con las convenciones de SoHO y las rutinas de corrección de imagen siguientes, las imágenes deben invertirse. Para colocar los datos en esta orientación se usa la rutina siguiente, la rutina IMAGE_DATA=REVERSE(IMAGE_DATA). La rutina DECOMP_R.PRO hace la descompresión y la inversión de varios archivos en un directorio. Debido a la posición final de observación de SoHO, la dirección norte-sur de SUMER se encuentra invertida con respecto a la dirección Norte - Sur del Sol. Así que lo que vemos *arriba* del CCD es el sur del Sol, por lo que se realiza un cambio de orientación del norte y el sur en las imágenes.

Campos Planos La cuentas del detector son corregidas por una matriz de corrección de campos planos. Varias matrices de correcciones de campos planos están disponibles en los directorios de calibración. El patrón de campos planos cambia ligeramente con el tiempo debido al cambio de la ganancia del CCD con el uso.

Distorsión La imagen del detector se encuentra distorsionada por efectos de la dispersión y necesita una corrección geométrica tal que la posición de referencia del perfil de la línea se sitúe en el pixel espectral correcto. Además, debido a una diferencia en la orientación del dispersor y el detector, las líneas espectrales están inclinadas con respecto a las líneas verticales del detector. Para esto se usa la rutina `DESTR_BILIN.PRO` para corregir la distorsión geométrica de la imagen y la inclinación de las líneas.

Saturación Local El conteo local promedio en una línea espectral puede ser tan alto, tal que la saturación local del detector reduce su eficiencia. En este caso una corrección de saturación puede aplicarse: `LOCAL_GAIN_CORR.PRO`.

Radiometría La intensidad detectada se da en cuentas por el pixel en un intervalo tiempo. Una calibración radiométrica convierte estas cuentas a unidades físicas.

Calibración Radiométrica Absoluta

La calibración radiométrica del espectrógrafo SUMER se realizó por primera vez en el laboratorio de MP Ae. Después la calibración fue refinada en órbita con la observación de estrellas estándar y se supervisaron las estabilidades de ambos detectores durante su fase operacional. Por tanto, el espectrógrafo fue supervisado continuamente hasta antes de la pérdida de actividad de SoHO (de aproximadamente dos meses) en junio de 1998. Después de esto, se encontró una pérdida de respuesta del 43% (en promedio).

Basados en estos resultados, se derivaron curvas de calibración para ambos fotocátodos, el KBr y el bare MCP, respectivamente. Las curvas de respuesta utilizadas en la calibración de los datos usados se muestran en la Figura 3.26, las cuales muestran la longitud de onda en unidades de nm, mientras que la rutina `RADIOMETRY.PRO` trabaja en Angstrom (\AA).

Después de la recuperación del SoHO, la calibración del detector A no requirió de correcciones. Después de la pérdida de actividad de 1998, la calibración sí requirió correcciones. Así que en la calibración de los datos debe aplicarse la más reciente calibración. La curva de respuesta del detector B tiene una historia ligeramente diferente. El detector B se usó primero en dos

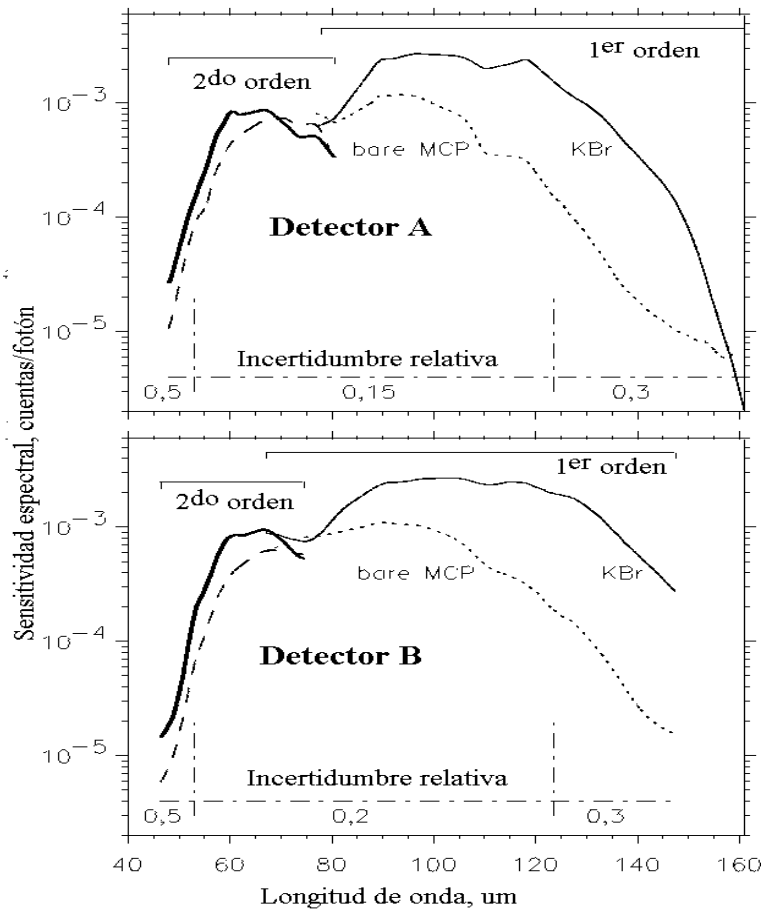


Figura 3.26: Curvas de Respuesta para ambos fotocátodos y ambos órdenes.

ocasiones (febrero y agosto de 1996) principalmente para calibración. Así que se decidió usar el detector B para las observaciones científicas a partir del 24 de septiembre de 1996.

Desde entonces las curvas de respuesta de los detectores A y B en primer y segundo orden para ambos fotocátodos han sido puestas al día como se requiere. El programa que convierte las cuentas de SUMER (cuentas/s/pix) en unidades físicas ($W\ sr^{-1}m^{-2}\text{\AA}^{-1}$) es una rutina de IDL cuyo nombre es RADIOMETRY.PRO. El programa contiene comentarios que explican lo que se necesita como entrada y como puede llamársele dentro de IDL.

El programa en IDL requiere de varios archivos que contienen las curvas de calibración. Estos archivos se pueden obtener vía FTP a [linsu2.mpae.gwdg.de](ftp://linsu2.mpae.gwdg.de) dentro del directorio de SOHO/SUMER. Si usted quiere ejecutar la más reciente calibración, sólo los archivos *_4_99.RST se requieren para el detector A y *_5_99.RST para el detector B. Pueden utilizarse varias etiquetas para controlar la función, su entrada y parámetros de rendimiento. Éstas son:

Etiquetas de entrada:

bare - los datos en la parte del bare del detector
KBr - Default
Px - Default
L'inea
Sun_line
arcsec
det_a - (Detector A) Default
det_b - (Detector B)
Epoch_x - Default (reciente calibración)
antes de -
después de - la pérdida de actividad

Etiquetas de rendimiento:

Watts - Default
Fotones -

Parámetros de la entrada:

1. Rendija (ancho y longitud en arcsec)

Número de rendija 1: anchura de $4.122 \pm 0.5\%$
2: anchura de $0.986 \pm 1.6\%$
3 - 5: anchura de $0.993 \pm 1.6\%$
6 - 8: anchura de $0.278 \pm 4.5\%$

1: longitud de $299.2 \pm 0.3\%$
2: longitud de $299.2 \pm 0.3\%$
3 - 5: longitud de $119.6 \pm 0.5\%$
6 - 8: longitud de $119.6 \pm 0.5\%$

2. Longitud de onda en Angstrom

3. Orden de difracción

4. número de cuentas

rate_spec en cuentas/(s px_spat px_spec)
(Defaultl)

rate_line en cuentas/(s px_spat line)
(Etiqueta LINEAN)

rate_mean (promedio) en cuentas/(s arcsec² line)
(Etiqueta ARCSEC)

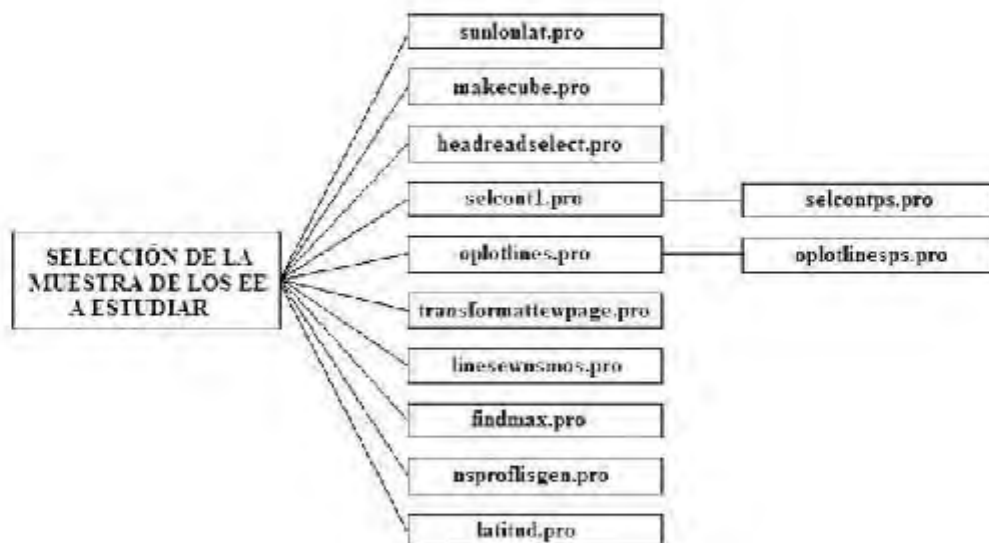
Salida:

(Default) en W/(m² sr Å)
o en W/(m² sr línea)
(Etiqueta FOTONES) en photon/(s m² sr Å)
o en photon/(s m² sr línea)

CRITERIOS DE SELECCIÓN DE LOS EE A ESTUDIAR

Se muestra un diagrama de todas las rutinas utilizadas en IDL para la selección de los datos provenientes del SUMER. A continuación en el orden que se muestra se encuentra el texto de cada una de estas rutinas. Cada rutina tiene un encabezado, que describe el uso, no se muestran ejemplos de los poscripts o archivos que resultan ya que toda la información obtenida, fue acumulada en tablas generadas en Microsoft Excel y son mostradas más adelante.

No todos las rutinas mostradas fueron hechos por la estudiante, algunos ya forman parte de las rutinas que utiliza el Dr. Eduardo Mendoza dentro de sus estudios, así como parte de la librería del SUMER, sin embargo, fueron modificados para beneficio de este trabajo.



SUNLONLAT.PRO	
Inputs:	datatmps, saveps, plbcs, plcrms, n, teth0 (se cambian dentro de la rutina)
Outputs:	Gráfica y Postscript
Common:	None
Purpose:	Gráfica paralelos y meridianos al dar un radio. Muestra los magnetogramas correspondientes al día seleccionado.

MAKECUBE1	
Inputs:	
Outputs:	Lista de datos titu, ratan, filein,
Common:	FILESUFFIX: indicos, ni, nf
Purpose:	Para elegir las observaciones a aplicar.

SELCONT	SELCONTPS
Inputs: tt, ss	Inputs: tt, ss
Outputs: Gráfica	Outputs: Postscript
Common: titu, rutain, filein, indices, ni, nf	Common: titu, rutain, filein, FILE_SUFFIX
Purpose: Grafica la amplitud, tiempo, posición de los datos elegidos	Purpose: Hace y guarda los postscripts de selcont.pro

OPLOTLINEPS
Inputs: tt, ss
Outputs: Postscript
Common: titu, rutain, filein, FILE_SUFFIX
Purpose: Hace y guarda los postscripts de oplotlines.pro
OPLOTLINES
Inputs: tt, ss
Outputs: Gráfica
Common: titu, rutain, filein, FILE_SUFFIX
Purpose: Grafica la amplitud para canales próximos al canal a analizar.

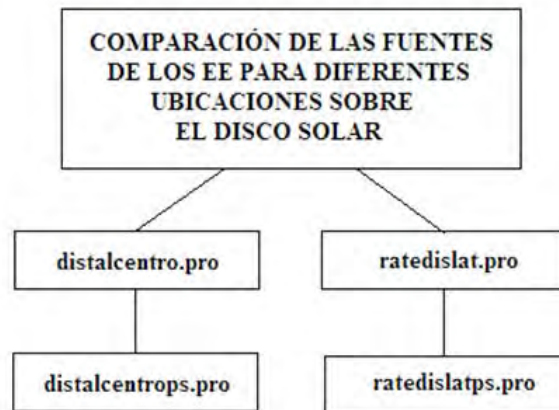
FINDMAX.PRO
Inputs: filein, radius0, numberloops, mincounts
Outputs: FILEOUT, num, ns, max, tt
Common: filein
Purpose: Encuentra en lista de datos del MAKECUBE.PRO los valores máximos y excluye puntos vecinos al buscar el siguiente.

LATTUD PRO	
Inputs:	usslit
Outputs:	ussan, lgrado
Common:	None
Purpose:	Cambiar la latitud aparente del observador (rejilla) a la latitud solar correspondiente en grados y en coordenadas (posición).

COMPARACIÓN DE LAS FUENTES DE LOS EE PARA DIFERENTES UBICACIONES SOBRE EL DISCO SOLAR

En esta sección se tienen la presencia de rutinas realizadas para graficar el tamaño de las fuentes contra latitud y distancia. También para calcular el cociente de los anchos medidos al 50 % y al 20 % contra la distancia y latitud.

En el siguiente diagrama se muestra cada rutina acompañada de su rutina para guardar los postscript.

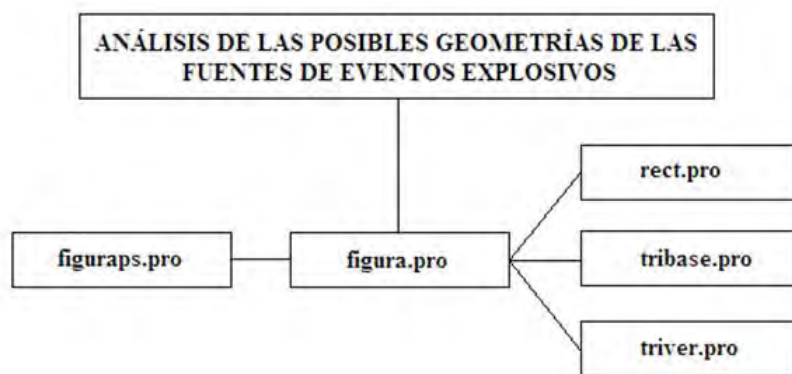


DISTALCENTRO.PRO
Inputs: por ciento (50 ó 20)
Outputs: Gráfica
Common: por ciento (50 ó 20)
Purpose: Grafica los anchos de las observaciones en las tres componentes espectrales contra la distancia al <u>centro del disco solar</u> .
DISTALCENTROPS.PRO
Inputs: por ciento (50 ó 20)
Outputs: Postcript
Common: por ciento (50 ó 20)
Purpose: Guarda las gráficas de DISTALCENTRO.PRO

RATEDISLAT.PRO	
Inputs:	tipograf
Outputs:	Gráfico
Common:	tipograff
Purpose:	Calcula el cociente de los anchos al 50% y el 20%. Gráfico dicho cociente contra la latitud solar o contra la distancia al centro del disco solar.
RATEDISLATPS.PRO	
Inputs:	tipograf
Outputs:	Postscript
Common:	tipograff
Purpose:	Guarda las gráficas de RATEDISLAT.PRO

ANÁLISIS DE LAS POSIBLES GEOMETRÍAS DE LAS FUENTES DE EVENTOS EXPLOSIVOS

En esta sección se encuentran todas las rutinas IDL que se utilizaron para graficar los datos observacionales y compararlo con la variación del tamaño al suponer fuentes de figuras geométricas muy básicas: cilindro y cono.



120CAPÍTULO 3. SELECCIÓN Y ANÁLISIS DE EVENTOS EXPLOSIVOS

<p>TICURAPS.PRO</p> <p>Inputs: porcentaje (20 o 50%) Outputs: Postscript Common: porcentaje (20 o 50%) Purpose: Hacer y guardar el postscript de FIGURA.PRO</p>		
<p>FIGURA.PRO</p> <p>Inputs: porcentaje (20 o 50%) Outputs: Gráfica Common: altura1, base1, altura2, base2, altura3, base3, altura4, base4, altura5, base5, altura6, base6; porcentaje Purpose: Graficar los tamaños observacionales de las tres componentes contra la latitud. También agrega las curvas de los modelos geométricos: cilindro, cono y cono invertido</p>		
<p>RECT</p> <p>Inputs: altura1, base1, altura2, base2 Outputs: recta1, tamaño1, recta2, tamaño2 Common: altura1, base1, altura2, base2 Purpose: Obtiene la variación del tamaño de un cilindro sobre una circunferencia</p>	<p>TRBASE</p> <p>Inputs: altura3, base3, altura4, base4 Outputs: recta3, tamaño3, recta4, tamaño4 Common: altura3, base3, altura4, base4 Purpose: Obtiene la variación del tamaño de un triángulo con base sobre una circunferencia.</p>	<p>TRIVER</p> <p>Inputs: altura5, base5, altura6, base6 Outputs: recta5, tamaño5, recta6, tamaño6 Common: altura5, base5, altura6, base6 Purpose: Obtiene la variación del tamaño de un triángulo con vértice sobre una circunferencia.</p>

Bibliografía

- [1] Alonso, M. & Finn, E.J., 1987, *Física: Campos y Ondas*, Addison Wesley Iberoamericana S.A., vol II, Mexico.
- [2] Aschwanden, M.J. 2005, *Physics of the Solar Corona*, Springer Praxis Publishing Ltd, UK.
- [3] Braun, E. 1992, *Electromagnetismo: De la Ciencia a la Tecnología*, Fondo de Cultura Económica, Ciencia para Todos, vol. 1992.
- [4] Bravo, S. 1994, *Plasma por Todas Partes*, Fondo de Cultura Económica, Ciencia para Todos, vol. 126.
- [5] Brekke, P. Hassler, D.M. & Wilhelm, K. 1997, *Shifts in the Quiet-Sun Transition Region and Corona Observed with SUMER on SoHO*, Solar Physics, vol. 175, 349-374.
- [6] Brueckner, G.E. & Bartoe, J.F. 1983, *Observations of the high energy jets in the corona above the quiet sun, the heating of the corona and the acceleration of the solar wind*, Astrophysical Journal, vol. 272, 329-348.
- [7] Carrasco, E. & Carraminana, A. 2005, *Del Sol a los Confines del Sistema Solar*, Fondo de Cultura Económica, Ciencia para Todos, vol. 208.
- [8] Chae, J., Wang, H., Lee, C., Goode, P. & Schuhle, U. 1998, *Chromospheric Upflow Events Associated with Transition Region Explosive Events*, Astrophysical Journal, vol. 504, 123.
- [9] Dere, K.P. 1994, *Explosive Events, magnetic reconnection and coronal heating*, Advances in Space Research, vol. 14, 413-422.

- [10] Feldman, U., Dammasch, I.E., Wilhelm, K., Lemaire, P. & Hassler, D.M. 2003, *Images of the Solar Upper Atmosphere from SUMER on SoHO*, ESA Publications Division, The Netherlands.
- [11] Fierro, J. & Herrera, M.A. 1988, *La Familia del Sol*, Fondo de Cultura Economica, Ciencia para Todos, vol. 62.
- [12] Golub, L. & Pasachoff, J.M. 1997, *The Solar Corona*, Cambridge University Press, UK.
- [13] Hagenaar, H.J., Schrijver, C.J. & Title A.M. 1996, *The Distribution of Cell Sizes of the Solar Chromospheric Network*, *Astrophysical Journal*, vol. 481, 988-995.
- [14] Hanslmeier, A. 2002, *The Sun and Space Weather*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- [15] Innes, D.E. & Toth, G. 1999, *Simulations of small-scale explosive events on the Sun*, *Solar Physics*, vol.185, Issue 1, 127-141.
- [16] Innes, D.E., Genetelli, A., Attie, R. & Potts, H.E. 2008, *Quiet Sun Mini-coronal Mass Ejections Activated by Supergranular Flows*, *Astronomy & Astrophysics*, vol. 495, 319-323.
- [17] Judge, P. & Centeno, R. 2008, *On the Magnetic Structure of the Solar Transition Region*, *Astrophysical Journal*, vol. 687, 1388-1397.
- [18] Kazunari, S., et al. 2007, *Chromospheric Anemone Jets as Evidence of Ubiquitous Reconnection*, *Science* 318, 1591.
- [19] Mendoza-Torres, J.E., Torres-Papaqui, J.P. & Wilhelm, K. 2005, *Explosive Events in the solar atmosphere seen in extreme-ultraviolet emission lines*, *Astronomy and Astrophysics*, vol. 431, 339-244.
- [20] Mendoza-Torres, J.E., Wilhelm, K. & Lara, A. 2008, *The Solar Plasma Conditions in the Source of Two Explosive Events*, *Astronomy and Astrophysics*, nov96dw3w.
- [21] Otaola, J.A., Mendoza, B. & Perez, R. 1993, *El Sol y la Tierra: Una Relacion Tormentosa*, Fondo de Cultura Economica, Ciencia para Todos, vol. 114.