



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

---

---

PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

**Análisis de observaciones del MEXART: bases para estudios de Centelleo Interplanetario**

**T E S I S**

QUE COMO REQUISITO PARA OBTENER EL GRADO DE DOCTOR EN CIENCIAS DE LA TIERRA

P R E S E N T A

**Julio César Mejía Ambriz**

*JURADO EXAMINADOR*

Dr. Juan Américo González Esparza  
Dr. Román Pérez Enríquez  
Dr. Ernesto Aguilar Rodríguez  
Dr. Eduardo Mendoza Torres  
Dr. Mario Rodríguez Martínez

*COMITÉ TUTORAL*

Dr. Juan Américo González Esparza  
Dr. Armando Carrillo Vargas  
Dra. Xochitl Blanco Cano



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.

*A mi pequeña gran familia,  
Araceli e Ióskani*

# Agradecimientos

A las instituciones que me han dado la oportunidad de llevar a cabo esta tesis: la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) por medio del Instituto de Geofísica, que me permitieron ingresar al Programa de Posgrado en Ciencias de la Tierra, así también, aprecio el apoyo económico que me ha sido concedido para viajes de trabajo por parte de estos organismos. Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por el otorgamiento de una beca de doctorado durante 39 meses. A la Dirección General de Asuntos del Personal Académico de la UNAM que me facilitó una beca adicional de dos meses por parte del Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica, clave del proyecto IN105310.

A los académicos que fueron parte fundamental en mi formación doctoral: Dr. Américo González, mi tutor de tesis, por su apoyo en todos los sentidos, ha sido además de un excelente tutor un amigo. Al Dr. Armando Carrillo, miembro de mi comité tutorial, quien ha seguido de cerca mi trabajo, haciendo críticas que han dado lugar a mejorar la tesis; A la Dra. Xochitl Blanco, también miembro del comité de tesis, por su asesoría y afable disposición. Al Dr. Ernesto Aguilar Rodríguez, su contribución en mi proyecto doctoral a sido muy valiosa, principalmente, por sus aportaciones en el área de software, de él también aprecio su amistad. A 3 de los miembros del jurado examinador de la tesis, Dr. Román Pérez, Dr. Eduardo Torres y Dr. Mario Rodríguez, por sus correcciones a la tesis y sus sugerencias al proyecto MEXART, siendo ello contribución fundamental para consumir la tesis y en la planeación de trabajo futuro en el MEXART. A algunos miembros del personal técnico del MEXART, Ing. Ernesto Andrade, M. C. Pablo Villanueva, Ing. Samuel Vazquez, Ing. Pablo Sierra y Fis. Gilberto Casillas, quienes son la base de operación del MEXART, su ayuda y disponibilidad fue indispensable para recabar datos y cederme tiempo de observación del radiotelescopio.

A mis compañeros: Verónica, Pedro, Esmeralda y Teresa, quienes continúan por el camino de la investigación, sus sugerencias y ayuda en lo académico como burocrático fue importante para redactar la tesis y agilizar trámites administrativos. La compañía de ellos hizo más amenas las jornadas de trabajo.

A mis padres: Bernardo y Angélica, a ellos les debo toda mi formación, no sólo académica, también todo lo que soy.

Gracias.

*Julio C. Mejía*

# Prefacio

Las tormentas geomagnéticas ocurren cuando estructuras de gran escala que viajan en el medio interplanetario, como son las eyecciones de masa coronal y las regiones de interacción de corrientes, perturban la magnetosfera terrestre. El estudio de estos eventos forma parte fundamental del entendimiento y predicción del clima espacial. Se cuenta con diversos instrumentos que monitorean la atmósfera del Sol a distintas frecuencias, aunado a mediciones de viento solar *in situ* por instrumentos en naves espaciales. Sin embargo, las mediciones puntuales de las naves espaciales, no brindan información de la forma y el tamaño de las estructuras interplanetarias en la heliosfera interna, siendo el trayecto intermedio del Sol a 1 unidad astronómica limitadamente monitoreado.

Se necesitan por consiguiente, métodos que complementen el rastreo de estos fenómenos de gran escala y ayuden a monitorear la dinámica del viento solar en tiempo real. Uno de los que se usa y está en desarrollo es la percepción remota del viento solar con el uso de radiotelescopios en Tierra. Estos instrumentos son capaces de medir el flujo electromagnético de radiofuentes distantes, por ejemplo, cuásares, supernovas y radiogalaxias. Las fluctuaciones en el flujo observado de las fuentes, puede ser un efecto del cruce de la señal electromagnética a través del plasma interplanetario, mediante el estudio estadístico de estas fluctuaciones se pueden medir propiedades del viento solar, como su densidad y velocidad, en la región de la heliosfera interna por donde pasa la línea de visión a la fuente; con ello, incluso se pueden medir tales propiedades fuera de la eclíptica. Al fenómeno de las fluctuaciones de intensidad de las fuentes debido a la perturbación por el plasma interplanetario se le llama Centelleo Interplanetario.

Con observaciones de distintas fuentes que exhiban Centelleo Interplanetario se tienen distintas líneas de visión en donde se pueden medir las propiedades del viento solar. A mayor número de fuentes se tiene mayor precisión para la reconstrucción de la dinámica del viento solar a distancias de fracciones de 1 unidad astronómica. En particular, se puede complementar la información para predecir el arribo de un evento solar transitorio.

Para tener un monitoreo constante hacia el medio interplanetario se requieren observatorios de esta naturaleza en distintas longitudes de la Tierra, a manera de formar una red mundial de radiotelescopios destinados a hacer estas observaciones. Este es uno de los principales objetivos del radiotelescopio MEXART, que busca unirse a otros radiotelescopios que actualmente operan en distintos países, como ejemplo: en la India, Japón y Rusia, donde

tienen instrumentos ya bien consolidados para estos propósitos.

El MEXART se inaugura en diciembre de 2005 y en 2008 comienza a hacer los primeros monitoreos para estudio de Centelleo Interplanetario. El involucrarse en el análisis de datos con un instrumento que inicia su operación y cuya infraestructura es única en el mundo, representa coadyuvar al establecimiento de una metodología para el análisis de las observaciones y la creación de estrategias para solucionar problemas propios del instrumento. Bajo este escenario, la escritura de esta tesis pretende ser un precedente de elementos de Centelleo Interplanetario enfocado a los alcances actuales y futuros del MEXART.

# Resumen

El Mexican Array Radio Telescope (MEXART) es un arreglo plano de  $64 \times 64$  dipolos ( $\lambda = 2.14$  m) que cubre un área de  $9,600$  m<sup>2</sup> (139 m E-O, 69 m N-S). El MEXART es un instrumento de tránsito que despliega 16 haces en el plano Norte-Sur y está diseñado para detectar radiofuentes a 140 MHz. El principal objetivo es hacer observaciones de Centelleo Interplanetario (CIP). En esta tesis se hace un análisis de las observaciones de radiofuentes captadas por el MEXART enfocado a establecer bases para estudios de CIP en el proyecto del MEXART y determinar los alcances del instrumento.

El estudio del CIP involucra dos áreas del conocimiento: Radioastronomía y Física Espacial. En la introducción de este trabajo, tratamos nociones de ambas disciplinas que son útiles para la comprensión de la tesis. En lo concerniente a Radioastronomía, abordamos de manera básica algunos temas como fuentes de radio, propiedades de los radiotelescopios, y el espectro de emisión del Sol con énfasis en su flujo en radio. En varios ejemplos, hacemos referencia al MEXART. En lo relativo a Física Espacial, nos concentramos en una breve revisión del viento solar y en dos eventos solares de gran escala en el medio interplanetario: eyecciones de masa coronal y regiones de interacción de corrientes.

Para abordar la teoría de CIP, en el Capítulo 2, hacemos una revisión previa del origen histórico del CIP, explicamos una metodología para calcular la elongación y latitud heliocéntrica de las radiofuentes, definimos la medición del índice de CIP y desarrollamos el tratamiento para construir un modelo que nos permite calcular velocidades de viento solar (VS) en base a las observaciones de CIP. En el índice de CIP y en dicho modelo, se consideran las condiciones de operación del MEXART para adaptar nuestros datos a las mediciones.

En el Capítulo 3, detallamos las características técnicas del MEXART usando una Matriz de Butler (MB) con  $1/4$  y  $1/2$  antena. Se explica la metodología básica tanto de adquisición de datos como de medición de fuentes. Incluimos una revisión de las características de los radiotelescopios más importantes en los estudios de CIP.

El Capítulo 4 corresponde a una publicación en la revista *Solar Physics*, resultado de observaciones efectuadas con el MEXART en el año 2009. El título del artículo es: *Observations of Interplanetary Scintillation (IPS) Using the Mexican Array Radio Telescope (MEXART)*. En el se reportan: las características del sistema con  $1/4$  del arreglo total usando la MB, alcance del instrumento para detectar fuentes de CIP usando distintas configuraciones de cobertura (área), 19 fuentes de CIP detectadas por el MEXART, el tránsito de una fuente

de radio exhibiendo CIP y un análisis espectral de las fluctuaciones de flujo de tal tránsito.

El patrón de radiación de los haces desplegados por la MB no corresponde al patrón teórico, esto nos dificulta la identificación de fuentes y la caracterización misma del patrón. En el Capítulo 5, se presenta un método para estimar el patrón de radiación de los haces, el cual, se utiliza también como herramienta para determinar las fuentes que observa el MEXART y construir un listado de las fuentes captadas. A partir del total de las fuentes captadas se identifican aquellas que están catalogadas como fuentes de CIP de acuerdo a otros observatorios. Para este análisis se usaron observaciones con 1/2 antena (32 líneas con 64 dipolos cada una). En un análisis previo, que se encuentra en el Apéndice A de esta tesis, se implementó una metodología similar para determinar el total de fuentes observadas con 1/4 del arreglo (16 líneas de 64 dipolos cada una). En el mismo Capítulo 5 se hace una comparación entre ambas configuraciones (1/2 y 1/4 de antena). Adicionalmente, en el Capítulo 5 hacemos un estudio de la región de transición del régimen de dispersión fuerte al régimen de dispersión débil, con ello se puede estimar la evolución de: las escalas de las irregularidades de densidad electrónica y el decaimiento de las fluctuaciones en densidad electrónica del viento solar. En el mismo capítulo, se hacen mediciones preliminares del índice de CIP de dos fuentes de radio y se estudia su evolución a lo largo  $\sim 2$  años. Finalmente, se realizan las primeras estimaciones de la velocidad del viento solar usando la técnica de CIP (modelo de velocidades) y se comparan con mediciones *in situ*.

En las conclusiones discutimos los alcances y limitaciones del instrumento en base a una evaluación general de 4 años (2008 a 2011), se mencionan las aportaciones más importantes de esta tesis y se proponen algunos estudios como trabajo futuro así como algunas recomendaciones.

Los apéndices A y B son artículos de las memorias del primer y segundo Coloquio Silvia Bravo, respectivamente. En el Apéndice A se reporta el primer listado total de fuentes detectadas por el MEXART y en el segundo se explica a detalle el modelo de velocidades (que se construyó previamente en el Capítulo 2) y en base al mismo se modelan distintos escenarios para fuentes potenciales de CIP observadas por el MEXART. También en el Apéndice B, mostramos las trayectorias y ubicaciones de 10 fuentes compactas a lo largo del año (elongación y latitud heliocéntrica).

# Abstract

The Mexican Array Radio Telescope (MEXART) is a plane array of  $64 \times 64$  dipoles ( $\lambda = 2.14$  m) covering  $9,600 \text{ m}^2$  (139 m E-W, 69 m N-S). MEXART is a transit instrument that displays 16 beams in the north-south plane and it is designed to detect radio sources at 140 MHz. The major aim is to perform observations of Interplanetary Scintillation (IPS). This thesis is based on an analysis of radio sources captured by MEXART, the study focus on to establish bases of IPS for the MEXART's project and determinate the scope of the instrument.

The study of IPS involves two areas of knowledge: Radioastronomy and Space Physics. In the introduction of this work, we deal with notions on both disciplines which are useful to understand this thesis. As far as Radioastronomy is concerned, we tackle in a basic way some topics as radio sources, characteristics of radio telescopes and the solar radio emission spectrum. In several examples, we refer to the case of MEXART. About Space physics, we concentrate on a brief review of solar wind and on two solar large scale events: solar mass ejections and stream interaction regions.

In order to deal with IPS theory, in Chapter 2, we do a previous review of the historical origin of IPS, we explain a methodology to calculate elongation and heliocentric latitude of radio sources, we define the IPS index and we show the treatment to construct a model which allows to calculate solar wind velocities from IPS observations. With regard to the IPS index and such a model, considerations of MEXART's operation conditions were taken into account to adapt our data to these measurements.

In Chapter 3, we detail technical characteristics of MEXART by using a Butler Matrix (BM) with 1/4 and 1/2 of the antenna. The basic methodology on both, data acquisition and measurements of radio sources is explained. A review of characteristics of the most important radio telescopes that perform IPS studies is included.

Chapter 4 corresponds to a paper published in the Solar Physics journal, it is a result of observations carried out with MEXART during the year 2009. The title is: *Observations of Interplanetary Scintillation (IPS) Using the Mexican Array Radio Telescope (MEXART)*. In this work, we characterize the performance of the system. We report the first IPS observations with the instrument, employing the BM of  $16 \times 16$  ports, fed by 16 east-west lines of 64 dipoles (1/4 of the total array). We present a list of 19 strong IPS radio sources (having at least  $3\sigma$  in power gain) detected by the instrument. We report the power spectral analysis procedure

of the intensity fluctuations.

The radiation pattern of the beams displayed by the BM does not corresponds to the theoretical pattern, it complicates the identification of the sources and the beams characterization. In Chapter 5, a methodology to estimate the radiation pattern is presented, it is used as a tool to determinate the radio sources that we observe with the MEXART. This way, we construct a total list of the observed radio sources. For this analysis, we use observations with an half of the antenna (32 lines with 64 dipoles each). A previous analysis is encountered in Appendix A of this thesis where we implement a similar methodology to determinate the total of sources observed with a quarter of the array (16 lines with 64 dipoles each). In that same Chapter 5, a comparison between both configurations, 1/2 and 1/4 of the total array. Additionally, in Chapter 5, we study the transition from strong scattering region to weak scattering region, with this survey we can estimate the evolution of: solar wind electronic density irregularities scales and the decay of solar wind density fluctuations in the inner heliosphere. In the same chapter, preliminary measurements of IPS index for two sources are shown and we study its evolution along  $\sim 2$  years. Finally, we perform the first estimations of solar wind velocities by using the IPS technique (solar wind velocity model) with MEXART and we compare it with *in situ* observations.

In the conclusions we discuss scopes and limits of the MEXART based on a general evaluation of 4 years (2008 to 2011). The major contributions to this thesis are mentioned and some studies to future work are proposed as well as some advises to improve the response of the instrument.

In A and B appendices are articles published in the First and Second Silvia Bravo Colloquium, respectively. In Appendix A, we report the first list of radio sources detected by MEXART. In Appendix B we explain in detail the solar wind velocity model (previously developed in Chapter 2) where we model different scenarios for IPS radio sources observed by MEXART. Also, in Appendix B, we show trajectories and locations for 10 compact radio sources along the year (elongation and heliocentric latitude).

# Índice general

<b>Prefacio</b>	<b>I</b>
<b>Resumen</b>	<b>III</b>
<b>Abstract</b>	<b>v</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Elementos básicos de Radioastronomía . . . . .	1
1.1.1. Fuentes de radio cósmicas . . . . .	1
1.1.2. Propiedades básicas de recepción de los radiotelescopios . . . . .	3
1.1.3. El flujo electromagnético del Sol . . . . .	10
1.2. El viento solar (VS) . . . . .	14
1.2.1. Eventos solares de gran escala en el medio interplanetario . . . . .	16
<b>2. Teoría del Centelleo Interplanetario (CIP)</b>	<b>19</b>
2.1. Descubrimiento del CIP . . . . .	19
2.1.1. Dispersión en el medio interplanetario (MIP) . . . . .	21
2.1.2. Primeras observaciones sistemáticas de CIP . . . . .	23
2.1.3. Comentarios . . . . .	24
2.2. Geometría de las observaciones . . . . .	25
2.2.1. Cálculo del ángulo de elongación y de latitud heliocéntrica . . . . .	25
2.3. Cantidades observables . . . . .	31
2.4. El modelo de velocidades . . . . .	34
2.4.1. Condiciones de dispersión . . . . .	35

2.4.2.	La ecuación de onda en un medio de dispersión débil . . . . .	37
2.4.3.	Capa dispersora delgada . . . . .	38
2.4.4.	Medio dispersivo extendido . . . . .	46
2.4.5.	Espectro de intensidad para una fuente extendida . . . . .	47
2.4.6.	Expresión del modelo de velocidades . . . . .	48
<b>3.</b>	<b>El observatorio de CIP MEXART</b>	<b>51</b>
3.1.	Características generales . . . . .	51
3.2.	Adquisición de observaciones con el uso de una Matriz de Butler . . . . .	52
3.3.	Metodología básica de observaciones . . . . .	56
3.4.	Otros observatorios de CIP . . . . .	59
<b>4.</b>	<b>Observations of Interplanetary Scintillation (IPS) Using the MEXART</b>	<b>71</b>
4.1.	Introduction . . . . .	72
4.2.	Description of the Array . . . . .	73
4.3.	Sensitivity of the Array . . . . .	76
4.3.1.	Confusion limit . . . . .	76
4.3.2.	Observable sources . . . . .	77
4.3.3.	IPS of radio sources . . . . .	77
4.3.4.	Scintillation map and observing strategy . . . . .	78
4.4.	List of IPS sources . . . . .	78
4.5.	Spectral Analysis . . . . .	80
4.5.1.	MEXART Observations . . . . .	80
4.6.	Summary . . . . .	83
4.6.1.	Future work . . . . .	83
	References	86
<b>5.</b>	<b>Análisis de datos enfocado a estudios de CIP a 140 MHz</b>	<b>89</b>
5.1.	Listado total de fuentes observadas por el MEXART . . . . .	89
5.1.1.	Condiciones de operación del MEXART . . . . .	89
5.1.2.	Metodología . . . . .	90

5.1.3.	Lista de fuentes . . . . .	94
5.1.4.	Análisis del patrón de radiación . . . . .	99
5.1.5.	Lista actualizada de fuentes de CIP . . . . .	103
5.2.	Región de dispersión débil . . . . .	103
5.2.1.	Transición de dispersión débil a fuerte . . . . .	103
5.2.2.	Escalas de irregularidades y fluctuaciones de densidad de electrones en la heliosfera interna . . . . .	106
5.3.	Índice de CIP . . . . .	110
5.3.1.	Propiedades del índice $m$ . . . . .	110
5.3.2.	Mediciones preliminares de índice $m$ . . . . .	112
5.4.	Primeros ajustes de velocidades . . . . .	114
5.4.1.	Espectro teórico de CIP: modelo para obtener velocidades de VS . . . . .	114
5.4.2.	Metodología para obtener el espectro observado . . . . .	115
5.4.3.	Ajustes al modelo y comparaciones <i>in situ</i> . . . . .	116
5.5.	Mapas de ubicación de fuentes para estudios de CIP . . . . .	123
<b>6.</b>	<b>Conclusiones y trabajo futuro</b>	<b>127</b>
6.1.	Conclusiones . . . . .	127
6.2.	Trabajo futuro . . . . .	130
<b>A.</b>	<b>Catálogo de Radiofuentes de CIP detectadas por el MEXART</b>	<b>133</b>
A.1.	Resumen . . . . .	133
A.2.	Introducción . . . . .	133
A.3.	Otros observatorios de radio de interés . . . . .	135
A.4.	Observaciones con el uso de una Matriz de Butler . . . . .	135
A.5.	Direccionalidad del patrón de radiación . . . . .	136
A.6.	Construcción del Catálogo total de fuentes . . . . .	139
A.7.	Catálogo de fuentes de Centelleo Interplanetario . . . . .	142
A.8.	Conclusiones de Apéndice A . . . . .	143
<b>B.</b>	<b>Modelo de velocidades y fuentes compactas observadas por MEXART</b>	<b>147</b>
B.1.	Resumen . . . . .	147

---

B.2. Introducción . . . . .	148
B.2.1. Variación de elongación y latitud heliocéntrica . . . . .	151
B.2.2. Ancho angular de las fuentes . . . . .	151
B.3. Modelo de Centelleo Interplanetario . . . . .	152
B.3.1. La función de Fresnel . . . . .	152
B.3.2. Efecto del ancho de la fuente . . . . .	153
B.3.3. Espectro de turbulencia . . . . .	155
B.3.4. Expresión explícita y metodología de cómputo . . . . .	156
B.4. Fuentes de radio compactas a 140 MHz . . . . .	157
B.5. Posiciones de las fuentes . . . . .	164
B.6. Conclusiones de Apéndice B . . . . .	165
<b>Bibliografía</b>	<b>181</b>

# Índice de figuras

1.1. Diagrama de un radiotelescopio. . . . .	4
1.2. Patrón de radiación de un haz y tránsito de fuente . . . . .	6
1.3. Espectro dinámico de estallidos de radio . . . . .	12
1.4. Espectro de emisión del Sol . . . . .	13
1.5. EMC en el medio interplanetario . . . . .	17
1.6. Diagrama de una RIC . . . . .	17
2.1. Arreglo de Cambridge con que se decubre el CIP a 178 MHz . . . . .	20
2.2. Tránsitos de 4 radiofuentes registradas en radiotelescopio de Cambridge . . . . .	21
2.3. Dispersión en el medio interplanetario . . . . .	22
2.4. Geometría básica del CIP. . . . .	26
2.5. Geometría 3D de CIP para calcular latitud heliocéntrica. . . . .	27
2.6. Sistema de referencia para calcular el ángulo de elongación . . . . .	28
2.7. Elongación de 3C48 a lo largo del año . . . . .	30
2.8. Filtro de Fresnel . . . . .	43
2.9. Diagrama de la construcción del modelo . . . . .	50
3.1. Arreglo matricial de dipolos del MEXART . . . . .	52
3.2. Fotos de la antena del MEXART . . . . .	53
3.3. Diagrama de recepción de la señal del MEXART . . . . .	54
3.4. Registro del radiocielo durante 24 hrs . . . . .	56
3.5. Tránsito de fuente por un haz . . . . .	57
3.6. Medición de la relación señal a ruido . . . . .	58
3.7. El Interplanetary Scintillation Array de Cambridge . . . . .	60

3.8. Arreglo del BSA en observatorio de Puschino . . . . .	61
3.9. Radiotelescopio ORT de India . . . . .	63
3.10. Antenas de STEL en Japón . . . . .	64
3.11. Ubicación de las 3 antenas de EISCAT . . . . .	65
3.12. 2 antenas de MERLIN . . . . .	66
3.13. Distribución de estaciones de LOFAR; una estación en RU . . . . .	67
3.14. Subarreglo del WMA . . . . .	68
4.1. MEXART facilities . . . . .	73
4.2. Diagram of MEXART antenna . . . . .	74
4.3. Transit of the Galaxy detected by MEXART . . . . .	75
4.4. Variation of $m$ index with solar elongation . . . . .	78
4.5. Regions of IPS-zone . . . . .	79
4.6. Location of the IPS sources detected by MEXART in the radio sky . . . . .	82
4.7. Fresnel propagation function . . . . .	83
4.8. Transit of J0137+3309 detected by MEXART . . . . .	84
4.9. Power spectrum of the intensity fluctuations of J0137+3309 . . . . .	84
5.1. Topología discreta del patrón de radiación para 8 haces . . . . .	95
5.2. Topología discreta del patrón de radiación para 8 haces . . . . .	96
5.3. Región de dispersión fuerte en función de la frecuencia . . . . .	106
5.4. Escalas de irregularidades en la heliosfera interna . . . . .	108
5.5. Índice de CIP de una fuente puntual. . . . .	111
5.6. Índice de CIP de 3C48 y 3C161. . . . .	114
5.7. Tránsito de 3C48 exhibiendo CIP . . . . .	118
5.8. Espectro observado y espectro teórico una observación de 3C48 . . . . .	119
5.9. Observaciones <i>in situ</i> de viento solar . . . . .	120
5.10. Velocidad de CIP asociada a observación de 3C298 y comparación <i>in situ</i> . . . . .	121
5.11. Velocidad de CIP asociada a observación de 3C48 y comparación <i>in situ</i> . . . . .	122
5.12. Mapas de ubicación de fuentes de enero a junio . . . . .	124
5.13. Mapas de ubicación de fuentes de julio a diciembre . . . . .	125

---

5.14. Eyección de masa coronal en un escenario de CIP . . . . .	126
A.1. Patrón de radiación: haces N1,...,N8 . . . . .	137
A.2. Patrón de radiación: haces S1,...,S8 . . . . .	137
A.3. Mapa del radiocielo a 250 MHz y fuentes de CIP. . . . .	142
B.1. Geometría básica de CIP . . . . .	149
B.2. Geometría 3D de CIP . . . . .	150
B.3. Tres espectros para fuente puntual variando velocidad ( $\epsilon = 20^\circ$ ). . . . .	157
B.4. Tres espectros para fuente puntual variando velocidad ( $\epsilon = 30^\circ$ ). . . . .	158
B.5. Tres espectros de fuentes con distintos anchos angulares . . . . .	159
B.6. Tres espectros variando el parámetro $\alpha$ . . . . .	160
B.7. Gráficas de elongación y latitud heliocéntrica para 10 fuentes. . . . .	167

# Índice de Tablas

2.1. Primeras fuentes de CIP a 178 MHz. . . . .	24
2.2. Diferencias de coordenadas según 2 épocas . . . . .	31
2.3. Mediciones del límite de dispersión débil a distintas frecuencias . . . . .	36
3.1. Características técnicas del MEXART . . . . .	52
3.2. Comparación de observaciones: $\frac{1}{4}$ y $\frac{1}{2}$ antena . . . . .	56
3.3. Características de radiotelescopios que hacen observaciones de CIP . . . . .	69
4.1. MEXART technical characteristics . . . . .	75
4.2. Expected sensitivity and confusion limit . . . . .	77
4.3. IPS-zone and number of sources . . . . .	80
4.4. List of IPS sources detected at MEXART (16 lines) . . . . .	81
5.1. Fuentes de calibración para estimar dirección de los haces . . . . .	92
5.2. Catálogo completo. . . . .	97
5.3. Lista de fuentes de calibración ampliada . . . . .	102
5.4. Fuentes de CIP . . . . .	104
5.5. Decaimiento de $\Delta N$ . . . . .	109
A.1. Fuentes de radio para calibrar haces . . . . .	138
A.2. Catálogo total de fuentes observadas con 1/4 antena . . . . .	141
A.3. Fuentes de CIP detectadas con 1/4 de antena. . . . .	145
B.1. Restricción para el ancho de fuentes de CIP . . . . .	154
B.2. Características de 10 fuentes de CIP . . . . .	162

---

B.3. Elongaciones a lo largo del año para 10 fuentes. . . . .	168
B.4. Latitudes heliocéntricas a lo largo del año para 10 fuentes. . . . .	174

# Capítulo 1

## Introducción

Dos áreas del conocimiento científico están involucradas en los estudios del Centelleo Interplanetario (CIP): Radioastronomía y Física Espacial. En el presente capítulo, tratamos con algunos elementos de ambas disciplinas que son útiles para la comprensión de esta tesis. En Radioastronomía, abordamos de manera básica temas como fuentes de radio, propiedades de los radiotelescopios, y el espectro electromagnético del Sol con énfasis en su flujo en radio. En varios ejemplos, hacemos referencia al Mexican Array Radio Telescope (MEXART). En lo concerniente a Física Espacial, nos concentramos en una breve revisión del viento solar (VS) y en dos eventos solares de gran escala en el medio interplanetario: eyección de masa coronal (EMC) y región de interacción de corrientes (RIC).

### 1.1. Elementos básicos de Radioastronomía

#### 1.1.1. Fuentes de radio cósmicas

En 1931, el físico estadounidense Karl Guthe Jansky, mediante el uso de una antena para captar señales de radio a una frecuencia de 20.5 MHz, descubrió accidentalmente emisión proveniente del centro galáctico [Kraus, 1986]. La identificó correctamente. Sin embargo, no supo explicar cuál era el mecanismo que la producía. Ahora sabemos que esta emisión viene de partículas cargadas, usualmente electrones, moviéndose a velocidades relativistas en los campos magnéticos del medio interestelar.

Los mecanismos de radioemisión de muchos de los objetos estelares no pueden ser entendidos como térmicos, es decir no obedecen la ley de radiación de cuerpo negro de Planck. Su emisión se rige, en cambio, por el mecanismo libre-libre o Bremsstrahlung donde la radiación es debida a cargas aceleradas. Ejemplos de objetos no térmicos en radio son: la corona solar (componentes de la corona), los remanentes de supernova como Casiopea A y Nebulosa de Cangrejo, las radiogalaxias Virgo A y Cisne A, el núcleo galáctico, el radiocielo y todas las fuentes de radio que consideramos más adelante [Burke y Graham-Smith, 2002].

En radioastronomía, la unidad de flujo de energía es conocida como jansky (Jy) en honor a Karl Jansky. En unidades del Sistema Internacional,

$$1\text{Jy} = 10^{-26}\text{W/m}^2\text{Hz} = 10^{-26}\text{J/m}^2. \quad (1.1)$$

Entenderemos por *fuentes de radio* o *radiofuentes* a los objetos del espacio exterior que emiten, de manera natural, energía electromagnética en el espectro de radio y cuya intensidad de energía es perceptible de ser captada por un instrumento. Para estudios de Centelleo Interplanetario (CIP), estaremos interesados en fuentes que a una frecuencia de radio dada tienen diámetro angular<sup>1</sup> pequeño (del orden de un segundo de arco o menores) y las definiremos como *compactas*. Las fuentes de radio pueden estar físicamente clasificadas como cuásares, supernovas, pulsares, radiogalaxias, estrellas de algún tipo, etc. Sin embargo, para fines de estos estudios basta con saber que se trata de fuentes de radio cuyas características de coordenadas ecuatoriales en la bóveda celeste (ascensión recta y declinación<sup>2</sup>), flujo y ancho angular a la frecuencia de observación son conocidas. Una fuente no compacta ( $> 1''$  de arco) puede, sin embargo, tener una estructura tal que una componente de su radioemisión esté aislada y sea compacta. En algunos casos, se usa el concepto de fuente *puntual* para referirse a una fuente muy pequeña que se puede considerar como adimensional. En general, una fuente se considera *discreta* si su superficie cubre un ángulo sólido  $\ll 4\pi$  sr [Burke y Graham-Smith, 2002]. En forma más conveniente, definiremos fuentes discretas como aquellas con ancho angular  $\lesssim 1^\circ$ .

Las fuentes de radio discretas se caracterizan por una *intensidad específica*  $I_\nu$  también llamada *brillo*. Esta cantidad se puede interpretar como la intensidad a una frecuencia  $\nu$  y establece una medida del flujo de energía mediante la siguiente expresión

$$dE = I_\nu dt dA d\Omega d\nu, \quad (1.2)$$

donde  $t$ ,  $A$  y  $\Omega$  representan unidad de tiempo, área y ángulo sólido ocupado por la fuente, respectivamente. En la práctica, la intensidad específica se refiere al flujo de energía por un ancho de banda  $\Delta\nu$  centrado en una frecuencia  $\nu$ .

La *densidad de flujo*  $S$  es el flujo de energía a través de un ángulo sólido para cierto intervalo de frecuencia. Para una fuente discreta es la intensidad integrada para todas las

---

<sup>1</sup>El ancho angular o diámetro angular es el diámetro aparente del disco de una fuente medida en grados minutos y segundos. El diámetro máximo en el cielo tiene 360 grados, a su vez un grado se divide en 60 minutos y un minuto en 60 segundos.

<sup>2</sup>La ascensión recta (AR) y la declinación (DEC) son coordenadas utilizadas por los astrónomos para especificar lugares en el cielo. Es la contraparte de la longitud y la latitud en la Tierra. La DEC de un punto en el cielo, como la latitud en la Tierra, es un número entre -90 y +90 grados. La AR es muy similar a la longitud salvo que, en vez de estar expresada en grados, se expresa en horas, minutos y segundos, y puede ir desde 0h 0m 0s hasta 24h 0m 0s. Por ejemplo, Sirio, la estrella más brillante del cielo en el óptico, tiene una AR = 6:45:08.9 y una DEC = -16.716°. Una diferencia entre AR/DEC y latitud/longitud es que, en el cielo, los equivalentes de los polos, ecuador y el Primer Meridiano, varían con el tiempo, así que al dar una AR/DEC, se debe también especificar su época, el tiempo para el cual son válidas. La latitud y la longitud en la Tierra se miden desde el ecuador y el primer meridiano. La AR y la DEC se miden a partir del equinoccio vernal y del ecuador celeste, respectivamente.

direcciones que comprende el tamaño de la fuente, esto es

$$S(\nu) = \int I_\nu \, d\Omega. \quad (1.3)$$

Las dimensiones del flujo o densidad de flujo son las mismas que las del Jy. La mayoría de las fuentes que actualmente captamos con el MEXART emiten flujos del orden de decenas a cientos de janskys.

Para el caso de la emisión de las fuentes de radio no térmicas en función de la longitud de onda de observación, muchas de ellas emiten su flujo adoptando la relación

$$S(\lambda) \propto \lambda^\alpha, \quad (1.4)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda y el exponente  $\alpha$  es un número adimensional llamado índice espectral que depende de la fuente de radio. Tal relación se aplica a cierto intervalo de longitud de onda. El índice se encuentra entre 0.3 y 1.3 para muchos de los casos [Kraus, 1986]. Por ejemplo, este índice se conoce para la Nebulosa de Cangrejo ( $\alpha = 0.27$ ) y Casiopea A ( $\alpha = 0.8$ ), ambas en un intervalo de  $\lambda \sim 2$  cm a 10 m. Lo anterior implica que, en general, el flujo de una fuente no térmica aumenta al disminuir la frecuencia de observación<sup>3</sup>.

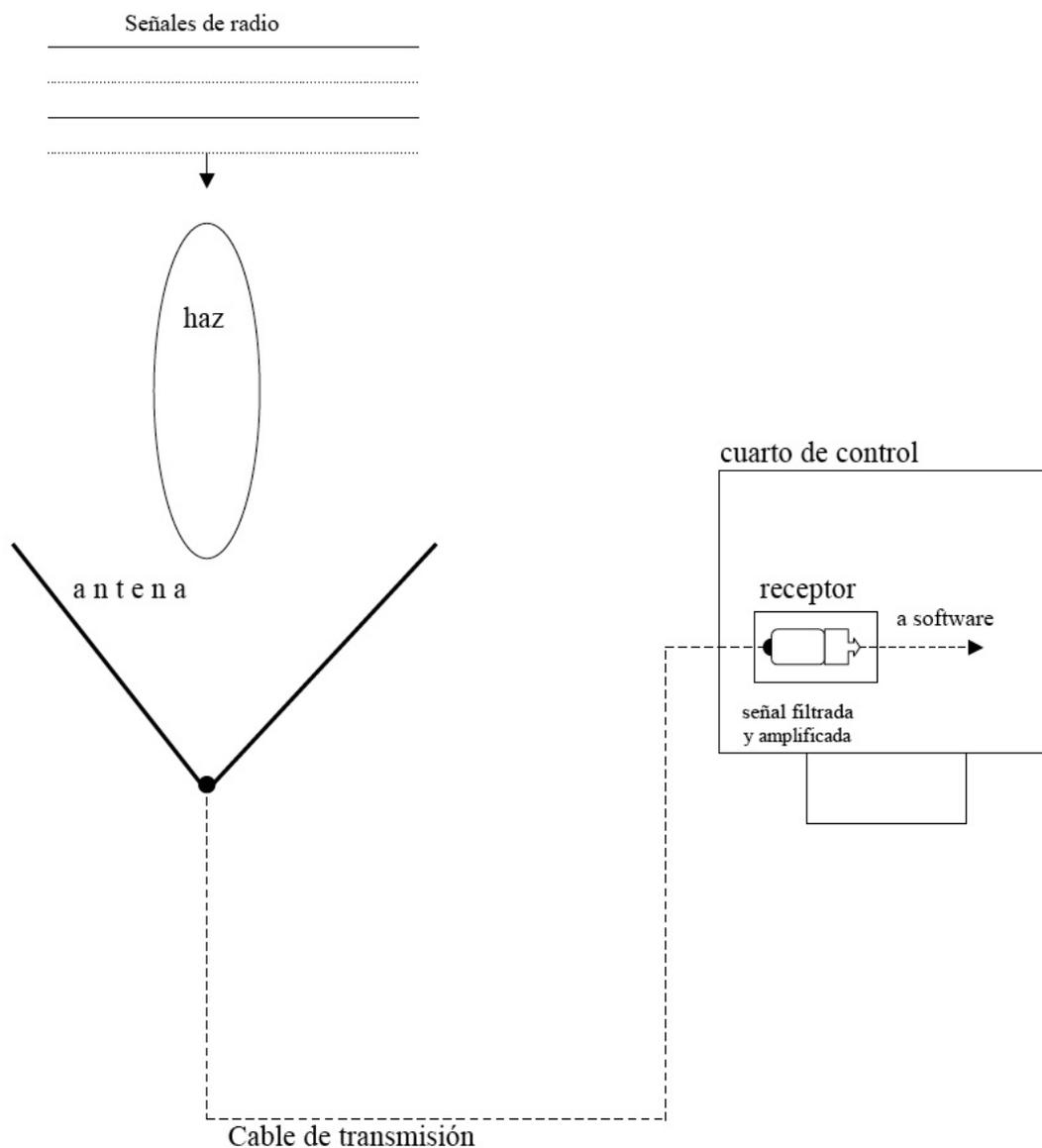
Por otro lado, en un amplio régimen de frecuencias en radioastronomía, a partir de la ley de radiación de cuerpo negro de Planck, se puede obtener la relación de Raleigh-Jeans que se aproxima bien a la emisión de cuerpo negro en radio, esto es

$$\frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \, d\nu \approx \frac{2kT\nu^2}{c^2} \, d\nu = \frac{T}{\lambda^2/2k} \, d\nu, \quad (1.5)$$

para  $h\nu/kT \ll 1$ , donde  $h$  es la constante de Planck,  $k$  la constante de Boltzmann,  $\nu$  la frecuencia,  $T$  la temperatura y  $c$  la velocidad de la luz. En el caso del MEXART, con una frecuencia de observación de 140 MHz, se puede aplicar la relación Raleigh-Jeans para medir la radiación de un cuerpo negro. Del tercer miembro de la relación (1.5), se desprende la definición de temperatura de brillo,  $T_b = S(\nu)\lambda^2/2k$ , que se aplica independientemente si el flujo  $S(\nu)$  proviene de un cuerpo negro o no. Por supuesto que si el flujo proviene de un cuerpo negro,  $T_b$  será la temperatura de la fuente observada. De la relación de Raleigh-Jeans, las fuentes térmicas tienen un índice espectral  $\alpha = -2.0$ .

### 1.1.2. Propiedades básicas de recepción de los radiotelescopios

En general, un radiotelescopio se constituye de una antena, un sistema de cableado conectado a la antena y un receptor. La antena tiene un campo de visión conocido como haz. Las señales de radio (campo electromagnético) que inciden sobre el haz producen en la antena corrientes eléctricas débiles. Posteriormente, estas corrientes son conducidas a través de cables de transmisión y, más tarde, filtradas y amplificadas por un receptor que a su vez



**Figura 1.1:** Diagrama de recepción de un radiotelescopio. Las señales de radio son captadas por el haz y se inducen corrientes eléctricas en la antena que luego son transmitidas por cables hasta un cuarto de control. Aquí, un receptor filtra y amplifica esta señal para finalmente ser registrada con un software.

mide el voltaje. Finalmente, el voltaje medido por el receptor es muestreado y registrado mediante un software. En la Figura 1.1 se ilustra este proceso.

A continuación, abordaremos de forma resumida algunas propiedades de recepción de los radiotelescopios: condiciones de visibilidad, ganancia y área efectiva, temperatura de antena, receptor y flujo mínimo detectable.

<sup>3</sup>El Sol es una excepción. El flujo del Sol quieto en radio disminuye al observar a frecuencias menores.

## Condiciones de visibilidad

Los radiotelescopios están sometidos a un medio ambiente que interfiere con las observaciones. En la ventana de radio, para longitudes de onda en el intervalo  $1\text{ m} < \lambda < 10\text{ m}$ , las capas de la atmósfera terrestre no ionizadas son totalmente transparentes, por lo que no dispersan ni absorben radiación. Sin embargo, las fluctuaciones en densidad de la ionosfera [Yeh y Liu, 1982] dan lugar a fluctuaciones de intensidad de las fuentes, fenómeno conocido como centelleo ionosférico. Estas fluctuaciones ocurren más frecuentemente en la región del ecuador magnético durante el máximo solar, pero mediante mediciones de GPS se ha mostrado que, eventualmente, pueden ocurrir en cualquier sitio de la Tierra sin importar la fase del ciclo [Kintner *et al.*, 2007]. En particular, el MEXART se ubica a  $29^\circ$  en latitud geomagnética, lo que supone una baja actividad de este tipo. Otra clase de actividad en la ionosfera son las perturbaciones ionosféricas, las cuales pueden producir frecuencias de fluctuación más altas que las debidas al centelleo ionosférico. En el MEXART se tiene reportado un evento de este tipo [Carrillo-Vargas *et al.*, 2011].

Una de las limitaciones en las observaciones de radio es la contaminación de las mismas. Dos ejemplos de esto son los pulsos electromagnéticos que emiten las descargas durante las tormentas eléctricas y las señales de satélites que se registran como interferencias de, aproximadamente, 1 segundo de duración. Los registros con este tipo de eventos no son considerados en nuestros análisis espectrales.

La energía electromagnética que colecta un radiotelescopio pasa por un proceso de filtraje, amplificación y manipulación coherente de la señal para ser finalmente detectada por un receptor. En observaciones de CIP, no interesa si la radiación está polarizada y sólo el flujo de energía es medido. Los valores del flujo varían aleatoriamente debido al proceso de radiación estocástico intrínseco de las fuentes [Burke y Graham-Smith, 2002], y también como consecuencia del paso de la señal por el cableado y componentes electrónicos del radiotelescopio. El proceso de medición del flujo consiste en calcular el valor promedio. Se sabe que la suma de un conjunto infinito de osciladores, con fase y frecuencia aleatoria, puede ser descrito estadísticamente con una distribución gaussiana. En este caso, las oscilaciones son las fluctuaciones en el voltaje o flujo detectado por el receptor conocidas como *ruido*. Así, tanto la señal cósmica como el ruido generado por el instrumento tienen un comportamiento gaussiano.

## Ganancia y área efectiva

La antena de un radiotelescopio puede ser tratada como un dispositivo receptor, considerando el campo de radiación entrante y conduciendo señales eléctricas a las terminales de salida, o como un sistema transmisor, emitiendo ondas electromagnéticas al exterior. Los dos casos son equivalentes debido a la reversibilidad en el tiempo de las ecuaciones de Maxwell. Como transmisora, la antena produce un haz de radiación cuyo ángulo sólido está determinado por el tamaño de la apertura: entre más amplia es la apertura, más estrecho es el haz (se logra mayor resolución) y más grande es el flujo a potencia máxima en el centro del

haz. El concepto de *ganancia de potencia* ( $G$ ) de una antena, el cual viene del sentido de transmisión, está relacionado al de *área efectiva* ( $A_e$ ) que se aplica a la recepción. En el modo de recepción, es natural pensar en un área de colección que intercepta un flujo  $S$ , dejando una potencia recibida  $P = A_e S$ , donde  $P$  es una potencia específica o densidad de potencia con unidades de potencia/frecuencia equivalente a energía. Si  $A$  es la apertura o área física de la antena, el área efectiva se define como  $A_e = \varepsilon_{ap} A$  donde  $\varepsilon_{ap}$  se denomina coeficiente de apertura y es tal que  $0 < \varepsilon_{ap} < 1$ . De las leyes de difracción, el ancho de un haz a potencia media de una antena con tamaño característico  $D$  ( $D$  puede ser el diámetro de apertura de una parabólica) es del orden de  $\lambda/D$  radianes <sup>4</sup>.

Los haces producidos tienen componentes laterales llamados lóbulos secundarios, como se muestra en la izquierda de la Figura 1.2, que captan flujo en menor grado. En el caso de las antenas catalogadas como estaciones de tránsito (por ejemplo, la antena del MEXART), los haces están fijos respecto a la Tierra esperando el tránsito de una radiofuente. Al transitar una fuente discreta a través de un haz, se produce una firma de flujo contra tiempo, como en la derecha de la Figura 1.2, donde el haz principal proyecta un flujo captado por un receptor, el flujo recibido es proporcional a la amplitud de la forma gaussiana y los flujos colectados por los lóbulos laterales corresponden al incremento en amplitud de las colas de la gaussiana.



**Figura 1.2:** Izquierda: Representación de la sección transversal de un haz radiado por una antena. Derecha: Firma del flujo producido por el tránsito de una fuente discreta al pasar por el haz principal y los lóbulos laterales. El ancho a potencia media de la forma gaussiana central es proporcional al ancho del haz que la observó.

Asumiendo que la antena concentra su radiación en sólo un haz principal de ángulo sólido

<sup>4</sup>En una parabólica, el haz está formado por curvas de nivel circulares. Una analogía del patrón de radiación de la parabólica con la del patrón de difracción de la luz, al pasar por un orificio circular, es la siguiente: En el patrón de radiación de la antena, el diámetro en la base del haz es  $d = 2.44\lambda l/D$  donde  $D$  es el diámetro de apertura,  $\lambda$  la longitud de onda, y  $l$  la distancia focal; mientras que en la difracción de una onda monocromática de luz por una abertura circular,  $d$  es el diámetro correspondiente al primer máximo del patrón de radiación (disco de Airy),  $l$  es la distancia del orificio al plano de proyección del patrón,  $\lambda$  la longitud de onda y  $D$  el diámetro de la abertura.

$\Omega_0$ ,  $G$  se puede calcular como:

$$G = \frac{4\pi}{\Omega_0} = \frac{\text{superficie de la esfera}}{\text{superficie del haz}} \approx \frac{4\pi}{\Delta\theta\Delta\varphi}, \quad (1.6)$$

considerando al último miembro de la relación como un haz rectangular de dimensiones  $\Delta\theta$  y  $\Delta\varphi$  en radianes. Como veremos más adelante, la operación del MEXART, con una cuarta parte de antena (16 líneas de 64 dipolos cada una), despliega haces de aproximadamente  $\Delta\theta = 1^\circ$  (0.01745 radianes) en el sentido Este-Oeste y  $\Delta\varphi = 8^\circ$  en el sentido Norte-Sur. Usando la mitad del arreglo (32 líneas de 64 dipolos cada una), los haces se modifican ahora con  $\Delta\varphi = 4^\circ$  y manteniendo el mismo ancho  $\Delta\theta$ . Entonces, siguiendo la aproximación geométrica de la ecuación (1.6), se tiene que para la primera configuración  $G = 5156.6$  y para la mitad del arreglo la ganancia es simplemente el doble,  $G = 10313.2$ .

Ya que el haz principal tendrá un ancho proporcional a  $\lambda/D$ , se deduce que el área efectiva es proporcional a la ganancia y se puede obtener  $G$  de la relación (1.7) de manera más precisa que por aproximación geométrica

$$A_e = \frac{\lambda^2 G}{4\pi}, \quad (1.7)$$

con  $\lambda$  en metros.

Ahora para determinar  $G$  debemos conocer el área efectiva, la cual, es una fracción del área en operación. Si suponemos un área efectiva para el MEXART de 0.7 del área en operación y sabemos que tiene un área de 17.5 m  $\times$  140 m para el caso de 1/4 del arreglo, tenemos una ganancia de  $G = 4705.94$ . En cuanto a la mitad del arreglo, el área es 35 m  $\times$  140 m y la ganancia es del doble de la anterior  $G = 9411.88$ . La fracción de 0.7 del área total como área efectiva se fue usada para reportar la sensibilidad del MEXART por Mejía-Ambriz *et al.* [2010].

Se puede ver que, en estos cálculos, la aproximación geométrica de  $G$  es de un 10 % mayor al cálculo con la ecuación (1.7). Para ajustar a valores equivalentes, una opción es elegir una área efectiva de 0.77 del área física, o bien, elegir un ancho mayor de los haces. En la Sección 5.1.4, se discute a detalle la topología de los haces que despliega el MEXART de acuerdo a las observaciones y se hace una mejor aproximación tomando en cuenta haces de superficie elíptica.

### Temperatura de antena

Supongamos que una antena está encerrada por un cuerpo negro y que sus terminales de salida están conectadas con una carga de acoplamiento (un resistor que tiene la misma impedancia que la línea a que se conecta). Si todo el sistema está térmicamente aislado, las leyes de termodinámica indican que llegará a un estado de equilibrio con el cuerpo negro. Además, la misma densidad de potencia específica  $P_\nu$ , para cualquier ancho de banda  $d\nu$  debe fluir en ambas direcciones a lo largo de la línea de transmisión. La derivación correspondiente para la potencia de ruido en un sólo sentido a través de la línea de transmisión conectada a

un cuerpo negro a temperatura  $T$ , está dada por la ley unidimensional de Planck

$$P_\nu d\nu = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu. \quad (1.8)$$

Nuevamente, aplicando la aproximación en radio tenemos que

$$P_\nu d\nu = kT d\nu. \quad (1.9)$$

En una situación real, la antena recibirá señal de una gran variedad de fuentes incluso no térmicas. La temperatura de antena,  $T_a$ , se define como si estuviese embebida en un cuerpo negro. De la relación anterior

$$T_a = \frac{P_\nu}{k}. \quad (1.10)$$

## Receptor

Los receptores o radiómetros son generalmente máseres, amplificadores paramétricos, o transistores de efecto de campo (FETs) o de alta movilidad electrónica (HEMTs) que amplifican la señal electromagnética. Es común que estén enfriados por nitrógeno o helio líquido para reducir el ruido térmico. Todos los receptores añaden ruido a la señal original durante el proceso de amplificación. De hecho, la fuente principal de ruido es comúnmente el mismo receptor. Los radiómetros sólo amplifican en un ancho de banda  $\Delta\nu \simeq 0.1\nu_0$ , donde  $\nu_0$  es la frecuencia central observada. La señal original es multiplicada por un oscilador local para tratar con una frecuencia más baja ya que la radiación de alta frecuencia tiene la desventaja de no viajar mucha distancia en guías de microondas y mucho menos en cable coaxial. Al proceso de multiplicar el ancho de banda original para cambiar a otro intervalo de frecuencia centrado en otra frecuencia se le llama heterodinaje.

Para mostrar un ejemplo de heterodinaje, supongamos que la radiación está a  $\nu_0$ . En un punto dado el voltaje producido por esta radiación será voltaje  $= v_1 = v_{0,1} \cos(2\pi\nu_0 t)$ . Si multiplicamos por una radiación producida localmente (por el oscilador local) a frecuencia  $\nu_0 - \Delta\nu/2$  tal que produce un voltaje  $v_2 = v_{0,2} \cos[2\pi(\nu_0 - \Delta\nu/2)t]$ , entonces obtenemos

$$v_3 = v_1 \times v_2 = \frac{1}{2} v_{0,1} v_{0,2} \left\{ \cos\left[2\pi\frac{\Delta\nu}{2}t\right] + \cos\left[2\pi(2\nu_0 - \Delta\nu/2)t\right] \right\}, \quad (1.11)$$

que es la suma de dos señales, una de baja frecuencia y otra de alta. La de alta frecuencia es eliminada mediante filtraje y nos quedamos con un intervalo de frecuencia de 0 a  $\Delta\nu$ , centrada en  $\nu = \Delta\nu/2$  llamada frecuencia intermedia y que originalmente estaba a  $\nu_0$ . Ya que la señal se bajó en frecuencia, es más fácil amplificarla y manipularla. En algunos casos, la señal puede volverse a filtrar para hacer más pequeño el ancho de banda.

Ahora supongamos que el radiotelescopio recibe radiación de un ancho de banda  $\Delta\nu$ , centrado en una cierta frecuencia  $\nu_0$ , y después del heterodinaje la información está contenida en el intervalo de frecuencia 0 a  $\Delta\nu$ . Si queremos determinar la temperatura del sistema ( $T_s$ )

con precisión, es decir, que el error en la medición  $\Delta T_s$  sea mucho menor que  $T_s$  y considerando que el proceso está controlado por una estadística de Poisson, el error relativo está dado por

$$\frac{\Delta T_s}{T_s} = \frac{1}{\sqrt{N}}, \quad (1.12)$$

donde  $N$  es el número de eventos detectados. En este caso lo que detectamos son pulsos de radiación. Los pulsos medios por segundo irán como  $\Delta\nu$  y si observamos durante un tiempo  $\Delta\tau$  tomaremos  $N$  eventos, esto es

$$N = \Delta\nu\Delta\tau. \quad (1.13)$$

Por lo tanto

$$\Delta T_s \simeq \frac{T_s}{\sqrt{\Delta\nu\Delta\tau}}, \quad (1.14)$$

esta ecuación nos permite calcular cuánto tiempo debemos integrar ( $\Delta\tau =$  tiempo de integración o constante de tiempo) para ajustar a un margen de error si conocemos el ancho de banda ( $\Delta\nu$ ) del receptor. Particularmente, en el MEXART se tiene un receptor superheterodino con un ancho de banda  $\Delta\nu = 2$  MHz, el tiempo de integración es  $\Delta\tau = 4.7 \times 10^{-2}$  segundos y un oscilador local de 129 MHz que genera una frecuencia intermedia de 10.65 MHz. Este tipo de receptores tienen un ancho de banda luego del heterodinaje de la mitad del original, por lo que las fluctuaciones de temperatura del sistema deben ir multiplicadas por un factor de  $\sqrt{2}$ , conocido como *constante de sensibilidad del receptor* (en el libro de Kraus [1986], se tiene un listado del valor de las constantes de sensibilidad para distintos receptores), entonces tomando en cuenta una constante de sensibilidad  $K_s$  expresamos en forma más precisa el error en la temperatura del sistema

$$\Delta T_s = K_s \frac{T_s}{\sqrt{\Delta\nu\Delta\tau}}, \quad (1.15)$$

con ello las observaciones de un receptor con las características del usado en el MEXART tienen un margen de error de temperatura del 0.46 % aproximadamente.

### Flujo mínimo detectable

La densidad de flujo mínimo detectable por un radiotelescopio depende de distintos factores, especialmente de las fluctuaciones de la temperatura del sistema  $\Delta T_s$  y el área efectiva. El flujo mínimo detectable está dado por [Kraus, 1986]

$$S_m = \frac{2kK_sT_s}{A_e\sqrt{\Delta\nu\Delta\tau}} = \frac{2kK_sT_s}{\epsilon_{ap}A\sqrt{\Delta\nu\Delta\tau}} = \frac{2k\Delta T_s}{A_e}, \quad (1.16)$$

donde  $k$  es la constante de Boltzmann y  $K_s$  es la constante de sensibilidad del receptor,  $K_s$  siempre tiene un valor  $\sim 1$ . La temperatura del sistema es la suma de las contribuciones de temperatura de: antena más cableado ( $T_a$ ), el receptor ( $T_r$ ) y el cielo de fondo ( $T_c$ ), es decir,  $T_s = T_a + T_r + T_c$ . La temperatura del cielo de fondo no está determinada para todas las frecuencias dado que es una fuente de radio no térmica a longitudes métricas. En general, el

flujo proveniente del cielo de fondo cercano al núcleo galáctico es más intenso por lo que la temperatura depende, en gran medida, del intervalo de cielo elegido.

En el trabajo de Marsh [1992], se hace una estimación de la temperatura del cielo a 150 MHz (con frecuencia muy cercana a la del MEXART) en intervalos de 1 hora en ascensión recta y 10 grados en declinación. Si hacemos un promedio de las temperaturas reportadas en una banda de declinación de  $-5$  a  $45$  grados (centrada en  $20^0 =$  declinación cenital del MEXART) se encuentra que la temperatura promedio del cielo a 150 MHz es de  $T_c = 440$  K. Mejía-Ambriz *et al.* [2010], reportan una temperatura  $T_r + T_a = 275$  K para el MEXART. Usando estos dos resultados y proponiendo un coeficiente de apertura  $\epsilon_{ap} = 0.7$ , podemos estimar el flujo mínimo detectable para 1/4 de arreglo y la mitad del arreglo total del MEXART. Se obtiene que  $S_m = 5.31$  Jy para 1/4 de antena y  $S_m = 2.65$  Jy para la mitad del arreglo. Si, en lugar de usar un coeficiente de apertura, tomamos la aproximación geométrica (usando haces rectangulares en la ecuación (1.6)) tenemos  $S_m = 4.84$  Jy para 1/4 del arreglo y, obviamente, la mitad  $S_m = 2.42$  Jy para la mitad de todo el arreglo. Como veremos más adelante, los haces del MEXART en el sentido Norte-Sur no están bien determinados experimentalmente. De hecho, son más anchos de lo esperado. Si por ejemplo aumentamos a  $16^\circ$  el ancho de los haces para 1/4 del arreglo tendremos que con la ecuación (1.6),  $G = 2578.31$ , lo que nos da un área efectiva de  $939.62$  m<sup>2</sup> con  $\epsilon_{ap} \sim 0.4$  y un flujo mínimo detectable de  $S_m \sim 10$  Jy. Este último cálculo se acerca más a las observaciones que analizamos en la Sección 5.1.4.

### 1.1.3. El flujo electromagnético del Sol

La mayoría de las estrellas se sitúan en la secuencia principal del diagrama Hertzsprung-Russell donde se identifican los tipos espectrales O, B, A, F, G, K y M. La posición de una estrella en esta secuencia está determinada principalmente por su masa, que van desde las más masivas de la secuencia identificadas con O ( $\sim 50$  masas solares) a las menos masivas ( $0.1 \sim$  masas solares) etiquetadas con M.

El Sol es una estrella tipo G, ubicado cerca de la mitad de la secuencia principal, con una masa de  $\sim 2 \times 10^{30}$  kg y un radio de  $\sim 7 \times 10^8$  m, se puede derivar su temperatura efectiva de cuerpo negro equivalente a la de su superficie y consecuentemente su luminosidad (energía electromagnética radiada por unidad de tiempo). De la ley de Stefan-Boltzmann la luminosidad se calcula como  $L_s = 4\pi R_s^2 \sigma T^4$ . La temperatura de la superficie del Sol, la fotosfera, es  $5770$  K y su luminosidad resulta  $\sim 3.84 \times 10^{26}$  W. Una parte de la radiación solar es atenuada por líneas de absorción en la región de la cromosfera fría que se encuentra inmediatamente al exterior de la fotosfera. En virtud de su relativamente corta distancia a la Tierra, el ancho angular del Sol en el visible es de  $\sim 32$  minutos de arco ( $\sim 0.53$  grados).

La emisión de ondas de radio de longitud corta se originan en la región superior de la cromosfera donde la temperatura comienza a ser mucho más alta. En la parte superior de la atmósfera solar, justo arriba de la cromosfera, se ubica la corona que, aunque es ópticamente delgada y contribuye poco al brillo total superficial, es la fuente principal de emisión de

longitudes de onda métricas. A estas frecuencias de observación, la opacidad de la corona aumenta contribuyendo a un mayor ancho angular observado. Durante el mínimo de actividad solar, el ancho angular observado en radio en la región ecuatorial es del orden de un 30 % hasta un 100 % más ancho que en el óptico, como se puede ver en Maclean y Sheridan [1985] y Benz [2009]. Por lo tanto, la temperatura de brillo captada en radio corresponde a la medida en la corona, aunque a longitudes centimétricas la cromosfera también está involucrada [Zirin *et al.*, 1991]. A longitudes de onda métricas durante el Sol quieto, la corona es variable en forma y extensión por lo que no se tiene un mapa ideal de su temperatura de brillo [Maclean y Sheridan, 1985]. Independientemente de su variabilidad, el Sol es la fuente de radio que captamos con más intensidad.

El flujo del Sol quieto<sup>5</sup> en radio puede ser estimado con un modelo propuesto por Benz [2009] para tres franjas espectrales: frecuencias mayores a 6000 MHz, frecuencias entre 350 y 6000 MHz, y frecuencias entre 30 a 350 MHz, donde la desviación del modelo respecto a mediciones es del 5 %. En particular, a frecuencias de 30 a 350 MHz, el flujo aproximado es

$$F_{\odot} = 1.94 \times 10^{-4} \nu^{1.992}, \quad (1.17)$$

donde  $F_{\odot}$  está en *unidades de flujo solares* (SFU),  $1 \text{ SFU} = 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} = 10^4 \text{ Jy}$ , y la frecuencia  $\nu$  debe ser dada en MHz. Calculando a la frecuencia de operación del MEXART, a 140 MHz se obtiene  $F_{\odot} \approx 3.6 \times 10^4 \text{ Jy}$ . También del flujo del Sol, en este intervalo de radiofrecuencia, se puede obtener la temperatura asociada con la región de la corona [Benz, 2009], esto es

$$T = \frac{F_{\odot}}{2.09 \times 10^{-44} \nu^2}, \quad (1.18)$$

ahora con  $F_{\odot}$  en unidades de  $\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ,  $\nu$  en Hz, y T en K. De aquí se desprende, a 140 MHz, una temperatura de  $8.9 \times 10^5 \text{ K}$ , correspondiendo a una región que va de 1 a  $2 R_{\odot}$  ( $R_{\odot}$  = radio solar) aproximadamente. Esta región pertenece a la parte baja de la corona.

Haciendo una comparación entre la energía radiada de la superficie del Sol en relación a la energía radiada en radio (integrando ecuación (1.17)) se tiene que la radiación de cuerpo negro es  $\sim 10^{26}$  veces mayor al de la ventana de radio de 30 a 350 MHz. Esto muestra que la energía captada en radio es extremadamente débil.

Por otro lado, durante la actividad solar se manifiestan emisiones intensas de radio llamadas *estallidos de radio*. Estas radiaciones se pueden identificar como firmas de duración contra frecuencia emitida (véase Figura 1.3).

Los estallidos de radio proveen información referente a la inyección, aceleración y captura de electrones rápidos en la atmósfera solar durante las *fulguraciones solares*<sup>6</sup> en longitudes

<sup>5</sup>Se considera al Sol quieto durante una época en que las manifestaciones de actividad solar (manchas solares, eyecciones de masa coronal y ráfagas solares) son muy escasas en relación a una época de mayor número de manifestaciones de actividad, donde al Sol se le denomina activo. Ambas épocas ocurren periódicamente, aproximadamente cada 11 años determinando lo que se conoce como ciclos solares.

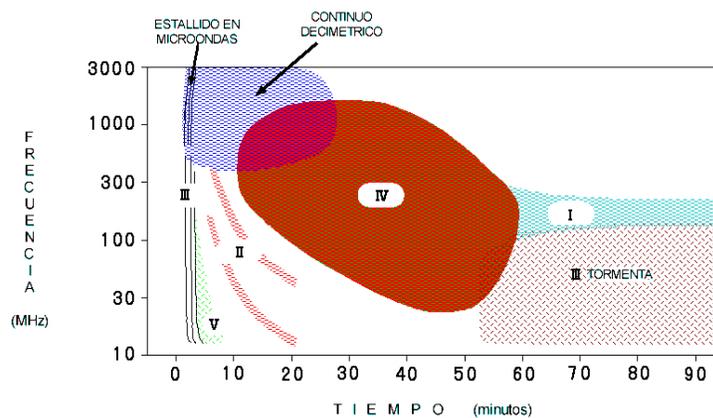
<sup>6</sup>Las fulguraciones o ráfagas solares son un proceso de emisión en el cual se genera una rápida liberación de energía de la corona solar. Se cree que es generada por energía magnética almacenada que luego es disparada

de onda métricas. La intensidad y variación de los estallidos de radio cambia enormemente con la longitud de onda.

Los estallidos de radio en el métrico se dividen en cinco tipos:

- Tipo I. Estallidos de tormenta de ruido.
- Tipo II. Estallidos de deriva lenta.
- Tipo III. Estallidos de deriva rápida.
- Tipo IV. Radiación de ancho de banda continuo.
- Tipo V. Radiación de ancho de banda continuo en longitudes de ondas métricas.

La Figura 1.3 presenta un esquema de los diferentes tipos. Los estallidos de radio son una buena herramienta en la caracterización de las *eyecciones de masa coronal* (en la Sección 1.2.1 hablaremos de estos eventos), principalmente las emisiones de radio Tipo II y Tipo III que se describen a continuación.



**Figura 1.3:** Espectro dinámico de estallidos de radio. Se muestran los cinco tipos de estallidos en función de la frecuencia y el tiempo de duración que les caracteriza. Imagen tomada de <http://www.nro.nao.ac.jp>.

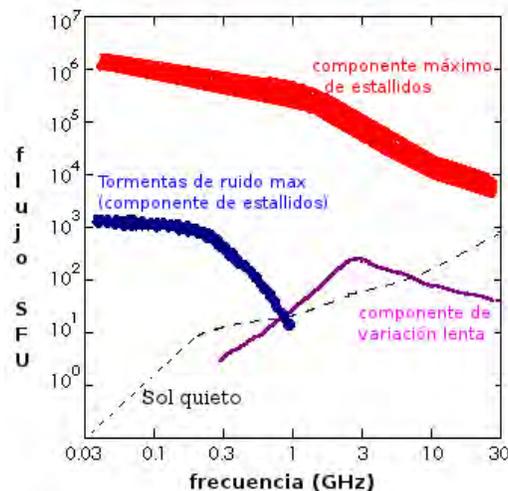
**Estallidos Tipo II.** Los estallidos Tipo II se caracterizan por tener una deriva o cambio lento descendente en frecuencia respecto al tiempo (ver Figura 1.3). Estos estallidos se deben a la perturbación del plasma en el frente de choque debido a una fulguración intensa o eyección de masa coronal. La emisión fundamental (F) muchas veces se encuentra acompañada de un armónico (H) que tiene el doble de frecuencia de F. Se observa en longitudes de onda de

debido a una inestabilidad de la configuración magnética. La liberación de energía resulta en aceleración de partículas no térmicas y el calentamiento tanto en la cromosfera como en la corona. Este proceso emite radiación en casi todas las longitudes de onda: radio, luz blanca, ultravioleta extremo, rayos X suaves y duros, e incluso rayos  $\gamma$  en las fulguraciones más intensas.

métricas a kilométricas, estas últimas debido a las ondas de choque producidas por eyecciones de masa coronal.

**Estallidos Tipo III.** Los estallidos Tipo III son los más comunes de los estallidos métricos. Los estallidos ocurren en grupos, con periodos de tiempo de 10 a 100 segundos y se extienden a frecuencias de decenas de kHz (longitudes kilométricas) hasta cientos de MHz. En el espectro dinámico de la Figura 1.3, se observa un estallido de una deriva rápida de altas a bajas frecuencias. Se sugiere que este tipo de estallidos es causado por un haz de electrones energéticos con velocidades hasta de  $0.3 c$  ( $c$  es la velocidad de la luz). El flujo de estos haces se mueven hacia afuera, a través de la corona, a lo largo de las líneas de campo magnético y provocan oscilaciones en el plasma.

Es conveniente dividir la radiación del Sol en radio en tres componentes: la radiación de Sol quieto, variaciones lentas de flujo y las emisiones de estallidos. En la Figura 1.4 se muestra el espectro de emisión del Sol en radio en un rango de 30 MHz a 30 GHz, tomando en cuenta las tres componentes de emisión; en esta figura se usan unidades de SFU para el flujo. En la figura se observa que, contrario a la mayoría de las fuentes no térmicas, el flujo del Sol quieto en radio aumenta con la frecuencia.



**Figura 1.4:** Espectro de emisión del Sol en radio de 30 MHz a 30 GHz. La unidad de flujo de la gráfica es  $\text{SFU} = 10^4 \text{ Jy}$ . Las curvas gruesas son la componente de los estallidos de radio. La curva segmentada es el flujo de Sol quieto y la curva delgada continua es la componente de variación lenta. Imagen tomada de <http://www.spaceacademy.net.au/spacelink/solrfi/solrfi.htm>.

## 1.2. El viento solar (VS)

La atmósfera del Sol se compone de 3 capas: la capa más baja es una superficie de 500 km de espesor que corresponde a la fotosfera. Enseguida se encuentra la capa de la cromosfera, que se eleva 2000 km con una temperatura en su parte baja de 4300 K, emitiendo principalmente en luz roja. La capa superior es la corona.

El viento solar (VS) es un gas ionizado (plasma) emanado de la expansión de la corona solar que arrastra consigo el campo magnético del Sol. Este gas fluye, aproximadamente, en forma radial y continua hacia todas direcciones formando una enorme burbuja, la heliosfera, que embebe nuestro sistema planetario. Este flujo de partículas es una consecuencia de la elevada temperatura de la corona [Parker, 1958] de aproximadamente  $10^6$  K. La temperatura decrece con la distancia heliocéntrica, cuya razón de decrecimiento depende de la conductividad térmica del plasma que compone al VS. La temperatura típica que se mide a 1 UA<sup>7</sup> del Sol es  $\sim 10^5$  K. A la región de la heliosfera que está dentro de 1 UA de distancia al Sol la llamaremos *heliosfera interna*.

La primer evidencia de que el Sol pudiera emitir un viento, fue con la observación de los cometas cuando éstos mostraban una cola cuya dirección siempre es opuesta al Sol; la idea fue propuesta por Ludwig Biermann en 1951. Luego de debatirse qué era el VS durante los años anteriores a la era espacial, hoy sabemos por mediciones *in situ* que el VS a 1 UA tiene una densidad iónica típica de  $7 \text{ cm}^{-3}$  y está compuesto por, aproximadamente, 95 % protones y electrones, 5 % de núcleos de helio (partículas alfa) y cantidades menores de otros iones.

El VS observado en la eclíptica tiene velocidades de 300 a 700 km/s, a tales velocidades los iones viajan desde el Sol hasta 1 UA en un tiempo 2.5 a 6 días [Goldstein, 1998]. El impacto del VS en planetas con campos magnéticos (Mercurio, Tierra, Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno) causa fenómenos tales como: la modificación constante de las líneas de campo de las magnetosferas, auroras y tormentas geomagnéticas. Mientras que los objetos que carecen de magnetosfera (por ejemplo Marte, Venus y cometas) son impactados directamente por estas partículas provenientes del Sol.

El flujo del VS varía de velocidades subsónicas cerca de la base de la corona, hasta altas velocidades supersónicas luego de alejarse unos cuantos radios solares del heliocentro [Spangler *et al.*, 2002 y Manoharan, 1991]. En general, durante el mínimo solar, el promedio de velocidades de salida del VS va desde 400 km/s en el ecuador (campo magnético cerrado) a  $> 700$  km/s en los polos donde se localizan hoyos coronales caracterizados por campo magnético abierto. Durante los máximos de actividad, la distribución de velocidades tiende a ser más compleja ya que se generan múltiples zonas pequeñas de campo cerrado y abierto provocando una mayor fluctuación en las velocidades. Las líneas de campo abiertas tienen un extremo anclado a la fotosfera y se extienden hacia el medio interplanetario; es, en estas regiones abiertas, donde la corona tiene mayor expansión hacia el exterior formando el VS.

---

<sup>7</sup>1 Unidad Astronómica (UA) = 149,597,870 km  $\approx 215 R_{\odot}$ .

Una manera de clasificar las propiedades del VS es en términos de la velocidad del plasma. Hay diferencias fundamentales entre viento rápido ( $\geq 600$  km/s) y viento lento ( $\leq 400$  km/s). El flujo de viento de baja velocidad tiende a ser más frío y denso, mientras que el rápido es de mayor temperatura y más enrarecido. Estas diferencias son debido a que estos tipos de viento se originan en regiones distintas del Sol. En general, las densidades electrónicas en el plasma van de  $10^8/\text{cm}^3$  [Fludra *et al.*, 1999] en la base de la corona ( $\sim 1 R_\odot$ ) hasta un promedio aproximado de  $7/\text{cm}^3$  a 1 UA.

El campo magnético en el VS es una extensión del campo magnético en la corona. Ya que el flujo del VS es esencialmente radial, las líneas de campo serían radiales si el Sol no presentara rotación, pero como el Sol rota con un periodo de 26 a 30 días, estas líneas de campo describen un espiral en el plano ecuatorial. Cerca del Sol, el ángulo que forma la línea de campo con la dirección radial es pequeño, pero crece al aumentar la distancia, tal que a 1 UA este ángulo es de  $\sim 45^\circ$ . La magnitud del campo transportado por el viento disminuye al alejarse del Sol como el cuadrado de la distancia. El promedio de la componente radial del campo magnético es  $\approx 5 \times 10^{-5}$  Gauss a 1 UA. El componente azimutal es también  $\approx 5 \times 10^{-5}$  Gauss a 1 UA [Manoharan, 1991].

Más allá de 15 a 20  $R_\odot$ , el campo magnético solar es dominado por el flujo del VS donde la expansión radial comienza a ser una mejor aproximación a la dinámica global, de modo que la densidad varía como  $R^{-2}$ , donde  $R$  es la distancia heliocéntrica. Un modelo alternativo conocido fue el modelo de Newkirk [1961], descrito por la expresión  $N_e = N_0 10^{4.32R_\odot/R}$ , donde  $N_0 = 4.2 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$ . Observaciones en luz blanca muestran que el modelo se ajusta bien con las mediciones de la zona ecuatorial de 1 a 1.8  $R_\odot$  [Forbes *et al.*, 2006]. Una revisión de algunos modelos puede encontrarse en Mann *et al.* [1999], donde además se propone un modelo de densidad a partir de la formulación de Parker, el cual se ajusta a mediciones de la sonda Ulysses en el rango de 10 a 50  $R_\odot$ .

Algunos estudios [Manoharan, 1991 y Readhead, 1971] de CIP, indican que el promedio de las fluctuaciones  $\langle \Delta N_e^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$  decaen aproximadamente como  $R^{-2}$ , donde  $\Delta N_e$  es el rms (la raíz cuadrada del promedio de los cuadrados “root mean square”) de las fluctuaciones de densidad electrónica en el VS. Esto implica que  $\langle \Delta N_e^2 \rangle^{\frac{1}{2}} / N_e$  es aproximadamente independiente de la distancia heliocéntrica. Sin embargo, otros estudios han encontrado que  $\Delta N_e \propto R^{-a}$ , donde  $a$  no es necesariamente igual a 2 y depende de la distancia heliocéntrica (véase Sección 5.2.2).

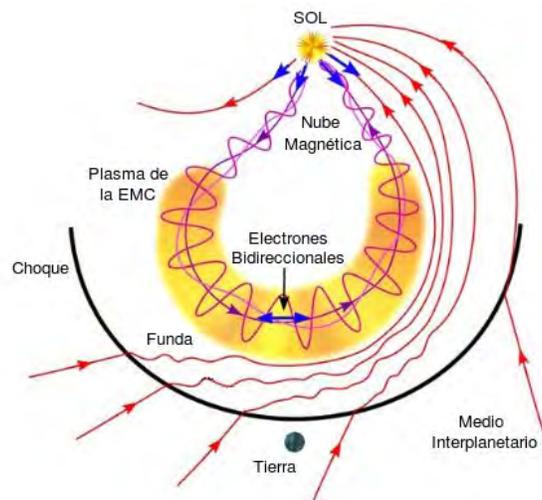
Las mediciones con naves espaciales han provisto una valiosa información de las propiedades del VS en un amplio rango de distancias heliocéntricas. Estas mediciones se han hecho durante más de 12 ciclos solares. Sin embargo, la cobertura en distintas latitudes heliográficas es pequeña debido a que, en su gran mayoría, las órbitas de las naves están confinadas al plano eclíptico. En contraste, en el siguiente capítulo veremos que las mediciones de CIP pueden aportar información de la estructura global del VS debido a su amplia cobertura en latitud heliográfica [Manoharan, 1991].

### 1.2.1. Eventos solares de gran escala en el medio interplanetario

El VS constituye un medio por el cual se propagan diferentes tipos de perturbaciones que tienen su origen en el Sol. Entre los eventos de este tipo que tienen dimensiones de gran escala en el medio interplanetario están las eyecciones de masa coronal y las regiones de interacción corrotante.

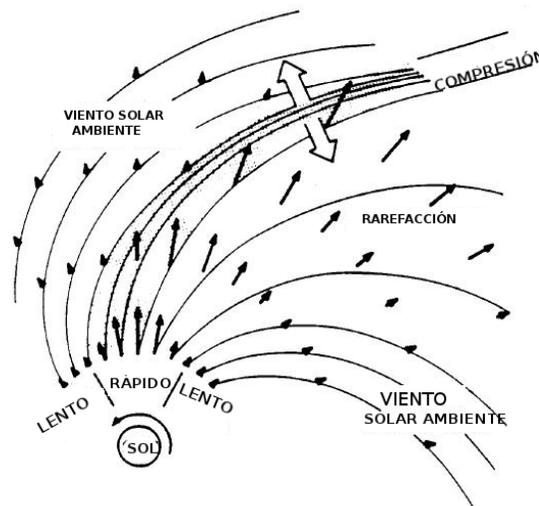
**Eyecciones de masa coronal.** Las eyecciones de masa coronal (EMC), son eventos eruptivos que provienen de la corona solar baja generando una energía de hasta  $\sim 10^{25}$  J, liberando una burbuja de plasma a velocidades que alcanzan  $\sim 2,000$  km/s hacia el medio interplanetario [Forbes *et al.*, 2006]. Si se considera al VS como un plasma que fluye radialmente con velocidad y densidad constantes para intervalos de tiempo grandes, puede definirse a una EMC como una parcela de VS espacial y temporalmente limitada, con parámetros de plasma distintos a los de parcelas contiguas. Desde el punto de vista de observación de la EMC con coronógrafo: una EMC es un cambio observable en la estructura coronal, que ocurre en una escala de tiempo de unos pocos minutos o varias horas, y que involucra movimiento hacia afuera de luz blanca en el campo coronográfico de visión [Hudson *et al.*, 2006]. La estructura idealizada de una EMC consiste de 3 partes: un frente de compresión, una cavidad enrarecida rodeada por el frente de compresión y un núcleo brillante dentro de la cavidad que es más denso. Una EMC en el medio interplanetario (EMCI) se propaga, en general, de acuerdo al campo magnético y velocidad que lleva consigo. Un subconjunto de EMCI son las nubes magnéticas. Éstas tienen un campo magnético ( $>10$  nT) que rota lentamente y un parámetro  $\beta$  (razón entre presión térmica y presión magnética) menor a 1 [Burlaga *et al.*, 1981]. En la Figura 1.5 se muestra un diagrama de una EMCI de tipo nube magnética, en este caso la EMC se propaga a una velocidad mayor a la del VS, produciendo una onda de choque tipo proa que es guiada por la EMCI. Este clase de ondas de choque propagándose en el medio interplanetario se les conoce como *ondas de choque transitorias*, porque están asociadas a fenómenos repentinos y no repetitivos en el Sol. Entre la interface del choque y la EMC se encuentra la funda, es una región con alta turbulencia y fluctuaciones de densidad ( $\Delta N_e$ ). Son precisamente estas regiones asociadas a la funda, las que producen compresiones de electrones en gran escala en el medio interplanetario, que a su vez, pueden ser captadas mediante la técnica del CIP.

**Regiones de interacción entre corrientes.** Una región de interacción entre corrientes (RIC), se forma cuando una corriente de VS rápido alcanza una corriente de VS lento. Esto es una consecuencia de la variabilidad espacial en la expansión coronal y en la rotación solar [Gosling y Pizzo, 1999]. Para ejemplificar esto, supongamos que en un momento determinado y en cierta latitud del Sol escapa VS lento, tiempo después en la misma latitud tenemos que escapa VS rápido debido a que el Sol rotó (por ejemplo un hoyo coronal); ambas corrientes, la rápida y la lenta, interactúan más tarde en el medio interplanetario, formándose la RIC. Ya que los plasmas asociados con cada corriente tienen un campo magnético propio, éstos no se mezclan durante la interacción y alrededor de la interfase que separa ambas corrientes comienza a formarse una región de compresión, que es lo que se denomina RIC. En la Figura 1.6 se muestra al Sol visto desde arriba del plano eclíptico y tres regiones en el medio inter-



**Figura 1.5:** EMCI del tipo nube magnética conduciendo una onda de choque. En la funda se genera mayor fluctuación de densidad. Imagen tomada de Zurbuchen y Richardson [2006].

planetario: de VS ambiente, de rarefacción y región de compresión (donde ocurre la RIC). Gradualmente, las ondas compresivas que bordean la región de interacción comienzan a crecer y la compresión es cada vez más súbita e intensa hasta que los bordes se convierten en ondas de choque. Éstas, a diferencia de las ondas de choque transitorias, se denominan *ondas de choque corrotantes* y su formación ocurre mayormente más allá de 1 UA.



**Figura 1.6:** Diagrama de una RIC propagándose en el medio interplanetario. El Sol es visto desde arriba del plano eclíptico (hemisferio norte). Se muestran 3 regiones del medio interplanetario: una de VS enrarecido, otra de VS ambiente y una región de compresión donde ocurre la RIC. La RIC es una consecuencia de la rotación del Sol y fuentes de VS rápido y lento. Imagen tomada de Gosling y Pizzo [1999].

Como podemos ver, ambos eventos, las EMCIs y las RICs producen compresiones de gran escala en el VS, por lo que llevan consigo una alta fluctuación de densidad en la zona de compresión.

# Capítulo 2

## Teoría del Centelleo Interplanetario (CIP)

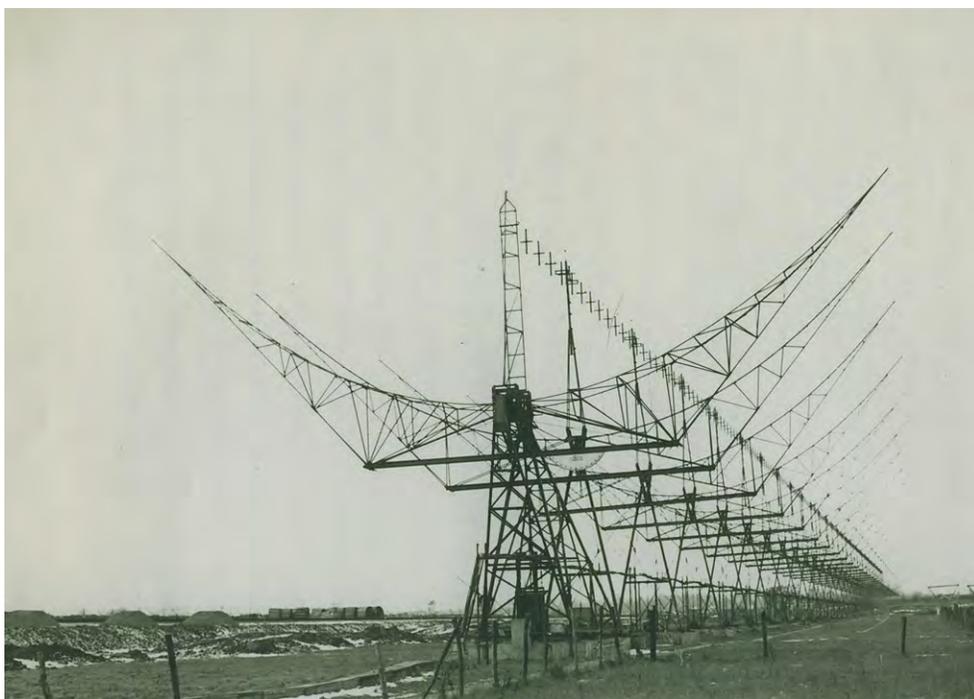
En el presente capítulo nos referiremos principalmente a 4 puntos: (1) el origen histórico del Centelleo Interplanetario (CIP) y los primeros fundamentos teóricos para describirlo, (2) la construcción de una metodología propia para calcular el ángulo de elongación y de latitud heliocéntrica para cada radiofuente, (3) la medición estándar del centelleo y (4) el tratamiento teórico para construir, a partir del CIP, un modelo del medio interplanetario (MIP) que nos permita calcular velocidades en el viento solar (VS).

### 2.1. Descubrimiento del CIP

El descubrimiento del fenómeno de CIP se remonta a 1964 y es acuñado a los radioastrónomos Antony Hewish, Paul Scott y D. Wills [Hewish *et al.*, 1964], quienes identificaron el fenómeno luego de revisar una serie de observaciones de fuentes de radio a 178 MHz, registradas de 1962 a 1963. Esto también sentó las bases de los estudios de CIP y la visión de usar las mediciones como técnica de interpretación de la dinámica y estructura del VS. Estos antecedentes son importantes debido a que la frecuencia de operación del instrumento utilizado era cercana a la del MEXART. De hecho, las fuentes con que se descubre el CIP son de las más intensas que se conocen y un subconjunto de ellas está al alcance actual de recepción del MEXART. Los estudios de Hewish y su grupo motivaron la construcción de un radiotelescopio posterior, el Interplanetary Scintillation Array, con un arreglo dipolar matricial (véase por ejemplo Purvis *et al.* [1987] y la Sección 3.4 de esta tesis) similar al del MEXART.

El primer radiotelescopio con que se identificó el CIP fue con un arreglo interferométrico construido en 1958 a 8 km de Cambridge, en el Mullard Radio Astronomy Observatory

(MRAO). Uno de los objetivos del telescopio fue actualizar el tercer catálogo de Cambridge<sup>1</sup> observando a 178 MHz, por lo cual es también conocido como el 4C Array [Pilkington y Scott, 1964]. El interferómetro comprendía un arreglo parabólico cilíndrico fijo de 450 m de ancho en dirección Este-Oeste por 20 m en Norte-Sur (ver Figura 2.1), y un arreglo similar pero más pequeño con dimensiones de 60 m por 20 m, situado a 800 m al este del primer arreglo, que podía ser desplazado sobre un riel a lo largo de una distancia de 300 m en dirección Norte-Sur. Ambos elementos tenían la propiedad de rotar sobre el eje Este-Oeste y cubrir de  $-5^\circ$  a  $90^\circ$  en declinación [Scott *et al.*, 1960]. El patrón de radiación del sistema interferométrico desplegaba haces con anchos a potencia media de  $15'$  ( $0.25^\circ$ ) en ascensión recta por  $5^\circ$  en declinación, entonces las fuentes de radio se registraban durante  $\sim 1$  minuto como se muestra en la Figura 2.2.

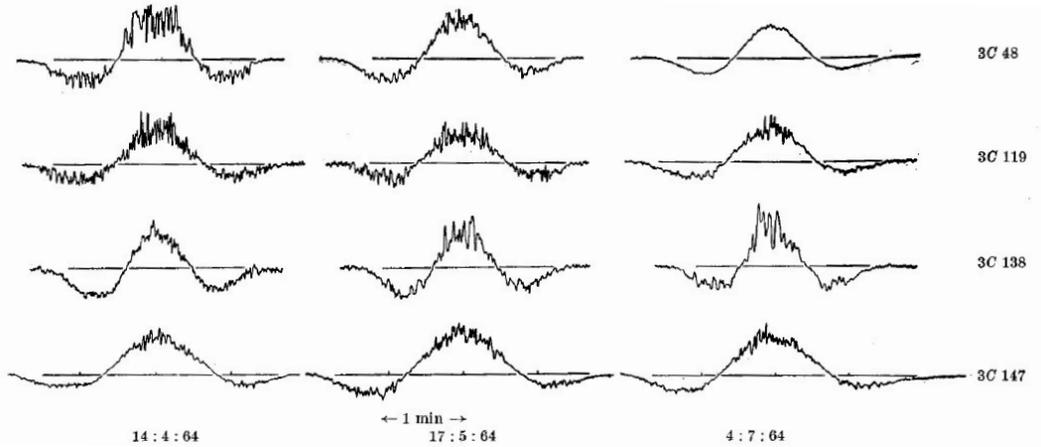


**Figura 2.1:** Arreglo parabólico cilíndrico de Cambridge (área de 450 m  $\times$  20 m) con el que se descubre el CIP a 178 MHz. Imagen tomada de [http://urania.pta.edu.pl/upa3\\_2010.html](http://urania.pta.edu.pl/upa3_2010.html)

Durante una serie de observaciones registradas con este interferómetro en junio de 1962 y julio de 1963, Hewish y colaboradores se percataron de que las intensidades de las radiofuentes 3C119, 3C138 y 3C147 presentaban una fluctuación inusual. Este comportamiento se registró varios días sucesivos y se semejaba al entonces ya conocido centelleo ionosférico, mientras que en otras 85 fuentes que se observaron en esas mismas fechas no se advirtieron

<sup>1</sup>Inicialmente el tercer catálogo de Cambridge (3C) se publicó en 1959 con observaciones a 159 MHz y contaba con 471 radiofuentes. El tercer catálogo revisado (3Cr) y subsiguientes 4C parte 1 y 4C parte 2 constaron de 328, 1219 y 3624 fuentes, respectivamente. Estos tres catálogos fueron elaborados con observaciones del interferómetro de Cambridge (4C Array) a 178 MHz [Kraus, 1986].

variaciones en sus flujos. Con el fin de determinar qué estaba ocurriendo se hicieron observaciones más sistemáticas, en donde se captó a 3C48 y otras fuentes “cuasiestelares” (ahora conocidas como cuásares) exhibiendo también fluctuaciones aleatorias en intensidad con una escala de tiempo de 1 a 2 segundos. Así mismo se observó que otras fuentes no tenían fluctuaciones. En la Figura 2.2 se muestran algunos registros de estas fuentes.



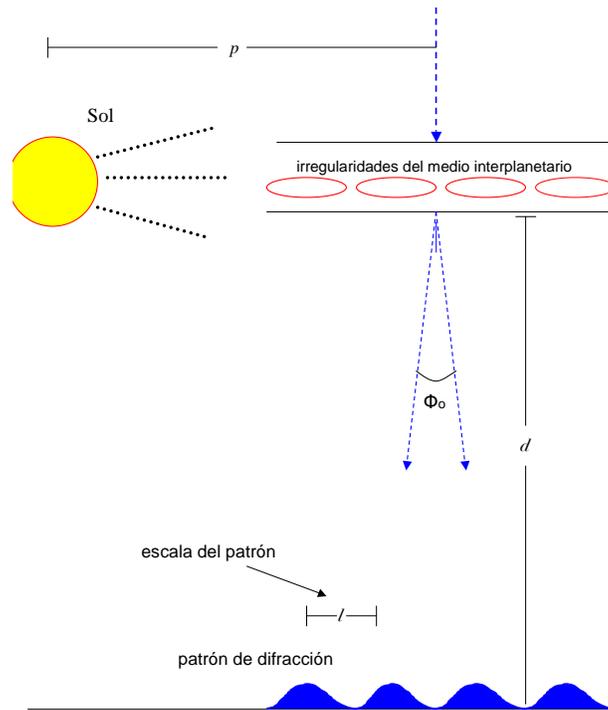
**Figura 2.2:** Registros de tránsitos para 4 fuentes que muestran las fluctuaciones asociadas con CIP para 3 días del año 1964. Los tránsitos tienen una duración de 1 minuto. Del artículo de Hewish *et al.* [1964].

La escala de tiempo asociada a estas fluctuaciones no se podía relacionar con el centelleo ionosférico. Briggs [1961] mostró que la intensidad de las fluctuaciones originadas por centelleo ionosférico disminuye al aumentar el diámetro angular de la fuente, hasta el límite  $l/d$ , donde  $l$  es la escala del patrón de difracción proyectado en la Tierra y  $d$  la altura de la región difractante. Partiendo de que se trataba de centelleo ionosférico, las radiofuentes con diámetros  $\gtrsim 10''$  ( $1 \text{ seg} \approx 5.0 \times 10^{-5} \text{ rad}$ ) no presentaban tal centelleo, de lo cual se dedujo que  $l \sim 10 \text{ m}$  ( $10 \text{ m}/2 \times 10^5 \text{ m} = 5 \times 10^{-5}$ ,  $2 \times 10^5 \text{ m} = d \sim \text{altura de la ionosfera}$ ). Sin embargo, según Hewish y colaboradores [Hewish *et al.*, 1964], haciendo el análisis con la teoría de la difracción se llega a una conclusión absurda donde todas las fuentes observadas a frecuencias  $\leq 178 \text{ MHz}$  tendrían diámetros  $\geq 10^\circ$ .

### 2.1.1. Dispersión en el medio interplanetario (MIP)

Una alternativa para explicar el origen de estas fluctuaciones era que el centelleo se originaba en las irregularidades del MIP. Se sabía también, desde el año 1952, que las ondas de radio son dispersadas por discontinuidades en la región exterior de la corona solar [Hewish, 1955]. Este efecto se manifiesta como un ensanchamiento aparente del diámetro angular de una fuente de radio cuando es vista en la vecindad del Sol. De modo que, tanto la dispersión coronal como el centelleo ionosférico provocan efectos similares en las mediciones de las

fuentes y la diferencia entre ambos fenómenos radica en su escala física. Al considerar los parámetros  $l$  y  $d$  en términos del MIP, también se esperaría centelleo si existieran irregularidades al exterior de la corona. En este caso, el centelleo sería intenso sólo para aquellas fuentes estelares con diámetros angulares  $\lesssim 0.5''$  y para observaciones con longitudes de onda  $\gtrsim 1$  m ( $\lesssim 300$  MHz). Ahora sabemos que el MIP dispersa ondas en el rango de frecuencias de  $\sim 30$  MHz a  $\sim 1000$  MHz.



**Figura 2.3:** La dispersión en el medio interplanetario propuesta por Hewish y colaboradores. El segmento  $d$  indica la distancia de un plano en la Tierra a las discontinuidades de la corona.  $\phi_0$  representa la dispersión angular y  $l$  es la escala del patrón de difracción.

En la Figura 2.3 se expone un diagrama del centelleo en el contexto del MIP, el cual muestra el patrón de difracción proyectado en la Tierra debido a cambios de fase en el MIP, donde la línea de visión de una radiofuente pasa por el exterior del Sol a una distancia  $p$ . La escala  $l$  del patrón de difracción en el plano perpendicular a la línea de visión, puede ser estimada de la dispersión coronal observada. En mediciones llevadas a cabo en 1962 [Hewish y Wyndham, 1963] se argumenta que el espectro angular de la radiación dispersada se comporta como  $\exp(-\frac{\phi^2}{\phi_0^2})$ , con un ancho a potencia media  $\phi_0 \sim 1'$  para  $p \sim 0.25$  UA a una frecuencia de 38 MHz. Usando la relación  $\phi_0 \propto \lambda^2$  [Hewish, 1955] y extrapolando a 0.5 UA

se deriva que  $\phi_0 \sim 1''$  para 178 MHz. Aplicando la teoría usual para una difracción aleatoria de este tipo se obtiene, según Hewish *et al.* [1964], una escala  $l \sim 270$  km.

El periodo de tiempo con que se observan las fluctuaciones en intensidad de flujo, depende de la velocidad relativa de la Tierra y del patrón de difracción, es decir, se debe considerar la velocidad orbital de la Tierra (30 km/s) y la velocidad del VS ( $\sim 300 - 600$  km/s). Tomando en cuenta estos valores, resulta una fluctuación con una escala de tiempo  $\sim 0.5$  s. En cuanto al diámetro angular de las fuentes, a partir de que el diámetro excede  $l/d$  los cambios en la intensidad se van atenuando. En el MIP, para el caso  $l \sim 270$  km y  $d \sim 0.5$  UA, las fuentes deben tener un diámetro angular  $\lesssim 0.3''$  para exhibir un centelleo que no sea disminuido por su ancho. Estos cálculos preliminares se aproximan aceptablemente con las mediciones actuales.

A partir del descubrimiento del centelleo de las fuentes debido al MIP, podemos definir el centelleo interplanetario (CIP) como sigue: *Las ondas de radio emitidas por una fuente de radio compacta son dispersadas por discontinuidades o irregularidades de densidad electrónica del plasma interplanetario. La desviación de las ondas produce un patrón de difracción en el plano de observación en la Tierra, donde se capta centelleo o fluctuaciones de intensidad de flujo como consecuencia de la variación aleatoria del patrón. Debido a que este centelleo se origina en el MIP se denomina centelleo interplanetario (CIP).*

### 2.1.2. Primeras observaciones sistemáticas de CIP

Una vez que se establece el fenómeno de CIP, se llevan a cabo observaciones sistemáticas en 1964 para identificar las fuentes que presentan un centelleo significativo (más de 5% de fluctuación en relación a su flujo). Por ejemplo, para la radiofuente 3C48 (también etiquetada como 3C048), que se conocía con una dimensión angular  $< 1''$  [Allen *et al.*, 1962], se hicieron mediciones en marzo usando un receptor cuyo tiempo de integración de datos era  $\tau = 0.5$  segundos. A lo largo de 10 días sucesivos, esta fuente exhibió una fluctuación de un 10% a un 20% de su intensidad en una escala de tiempo de aproximadamente cada 2 segundos, mientras que otras fuentes observadas en el radio de una hora del tránsito de 3C48, no se les observó cambio en la fluctuación. En el mes de abril del mismo año, se ampliaron las observaciones a más radiofuentes, contando esta vez con una constante de tiempo de  $\tau = 0.1$  s. Así, se descubrió que las fuentes 3C2, 3C119, 3C138, 3C147 y 3C459 exhibían el mismo fenómeno aunque cuantitativamente distinto en porcentaje de fluctuación; mientras que otras 15 fuentes no presentaban alteración en flujo. Para saber que tan corto podía ser  $\tau$  y que, a su vez, fuera suficiente para registrar las fluctuaciones, se hicieron una serie de mediciones usando dos constantes de tiempo de receptor: 0.1 s y 0.05 s. Dado que no hubo diferencia detectable en las mediciones, se optó por usar la primera alternativa con un tiempo de muestreo de  $0.3$  s<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>De acuerdo con el teorema de Nyquist-Shannon, para tener una interpretación espectral adecuada de los datos registrados, una condición es que la frecuencia de muestreo debe ser, al menos, el doble de la frecuencia de integración del receptor ( $1/\tau$ ). En términos de tiempo, la tal condición es que se deben tomar al menos

La Tabla 2.1 muestra la lista inicial de las primeras fuentes que se descubren presentando el fenómeno de CIP con un porcentaje estimado  $\geq 5\%$ . Las radiofuentes que en el estudio sistemático mostraron mayor fluctuación fueron 3C48 (50%), 3C119 (45%) y 3C138 (60%); para ellas el centello fue máximo cuando  $p \sim 0.4$  UA [Hewish *et al.*, 1964]. Estudios posteriores llevados a cabo en 1968 muestran que los anchos angulares a 178 MHz de 3C48, 3C119 y 3C138 son  $0.3''$ ,  $< 0.5''$  y  $0.15''$  [Little y Hewish, 1968], respectivamente, lo que prueba que el porcentaje de CIP medido aumenta a medida que la dimensión de la fuente disminuye.

**Tabla 2.1:** Las primeras fuentes de radio compactas que exhiben CIP y el nivel de fluctuación en relación a la intensidad.

Fuente 3C	Fluctuación	Fuente 3C	Fluctuación
2	25 %	225	20 %
48	50 %	230	30 %
119	45 %	237	40 %
138	60 %	238	10 %
147	15 %	241	15 %
152	10 %	245	10 %
158	5 %	255	15 %
161	5 %	273	5 %
186	15 %	286	5 %
191	5 %	295	5 %
196	5 %	298	5 %
208	5 %	459	15 %
216	5 %		

Otros resultados de las primeras observaciones de CIP [Hewish *et al.*, 1964] muestran que:

- El centelleo aumenta al disminuir  $p$ .
- No hay una relación entre la frecuencia de fluctuaciones de CIP y  $p$  para el intervalo de 0.2 a 1 UA. Esto fue una prueba preliminar de que la velocidad de las irregularidades no parece depender de la distancia a la que se encuentran del Sol.
- Se reporta un modelo para la estimación del valor máximo del diámetro que una fuente puede tener para que ésta presente CIP, así como un método para calcular el diámetro de la fuente. Actualmente, se usa un modelo más preciso, como veremos en la Sección 2.4.5.

### 2.1.3. Comentarios

En la época del descubrimiento del CIP no se sabía mucho sobre la naturaleza de eventos solares de gran escala, como regiones de interacción entre corrientes y eyecciones de masa

---

dos muestras por cada tiempo de integración ( $\tau$ ). Según lo reportado en esta serie de pruebas, no se cumple con la condición.

coronal, así como de la compresión del VS originada por ondas de choque asociadas a tales eventos. Sin embargo, ya se tenía conocimiento de las irregularidades en el VS, en particular, a partir de observaciones de percepción remota como en Hewish [1955] y Ahluwalia y Dessler [1962]. También se habían hecho las primeras mediciones *in situ* de VS con la sonda Mariner II [Sonett, 1963]. En la actualidad, los eventos compresivos de gran escala, en el MIP, son estudiados usando las observaciones de CIP como técnica de percepción remota.

Los cálculos preliminares hechos con los parámetros  $l$ ,  $d$  y el ángulo de dispersión, en el contexto del MIP, dan una buena aproximación en cuanto a orden de magnitud. Actualmente, la teoría de dispersión de ondas en plasmas ha evolucionado (véase por ejemplo Tatarskii [1971] y Bastian [2000]), y se conoce mucho mejor las condiciones del VS.

El nivel de CIP a medida que una fuente se acerca al Sol, se convirtió en una herramienta para estudiar la densidad del VS y las escala de las irregularidades de densidad electrónica en la heliosfera interna [Hewish y Symonds, 1969]. En algunos modelos del MIP, para calcular el ancho angular de las radiofuentes, usan también nivel de fluctuación de CIP, véase por ejemplo Readhead [1971] y Marians [1975].

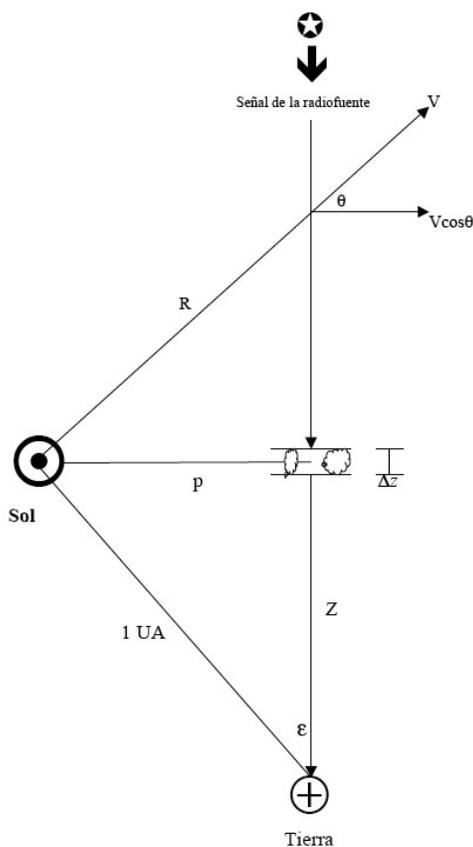
En síntesis, el CIP se puede emplear como técnica de percepción remota del MIP para investigación de velocidad y densidad de VS así como de eventos compresivos de gran escala, la magnitud y evolución de las irregularidades de densidad electrónica, nivel de turbulencia del VS, y el ancho angular de fuentes compactas. De tal forma que nos referiremos al CIP ya sea como técnica o como fenómeno.

## 2.2. Geometría de las observaciones

La geometría fundamental del CIP se muestra en la Figura 2.4. El ángulo determinado por las líneas que unen al Sol, la Tierra y la radiofuente es llamado *elongación solar* ( $\epsilon$ ). Este ángulo cambia cerca de  $1^\circ$  por día debido al movimiento orbital terrestre. Se asume que la contribución más significativa de la difracción es aportada por una capa delgada en el MIP, que es perpendicular a la línea de visión y está centrada en el punto de la línea de visión más cercano al Sol. En la Figura 2.4, esta región difractante tiene un espesor  $\Delta z$  y está a una distancia  $p = \text{sen } \epsilon$  (en unidades astronómicas) del Sol, donde también se representan discontinuidades de densidad del VS a la distancia  $p$ . Para una fuente no eclíptica (es decir, la línea de visión no está en el plano de la eclíptica), el punto de mayor acercamiento se encuentra en diferentes latitudes heliográficas, definidas con el ángulo  $\gamma$ , como se ilustra de forma tridimensional en la Figura 2.5.

### 2.2.1. Cálculo del ángulo de elongación y de latitud heliocéntrica

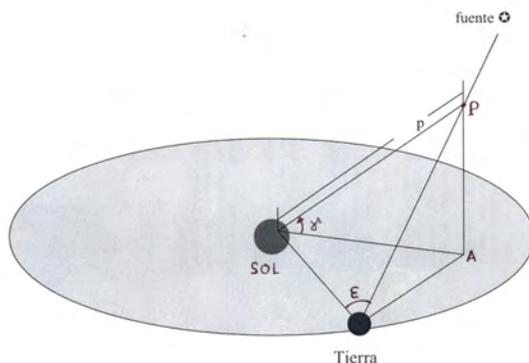
Una parte fundamental de los estudios de CIP es ubicar las posiciones de fuentes de radio, a lo largo del año en relación al sistema Sol-Tierra. Al observar una fuente con CIP, estamos



**Figura 2.4:** Geometría de las observaciones de CIP. El ángulo determinado por la triangulación Sol-Tierra-fuente es la elongación solar ( $\epsilon$ ). La distancia más cercana del Sol a las irregularidades que cambian la fase de la señal es  $p$ ,  $V$  representa la velocidad del viento solar que se supone radial y  $R$  es la distancia heliocéntrica a cualquier punto de la línea de visión.

indirectamente captando una región de la heliosfera interna. Esta región cambia día con día al observar la misma fuente. Las coordenadas básicas para asociar las mediciones a una región del MIP son los ángulos  $\epsilon$  y  $\gamma$  (ver Figuras 2.4, 2.5 y B.2).

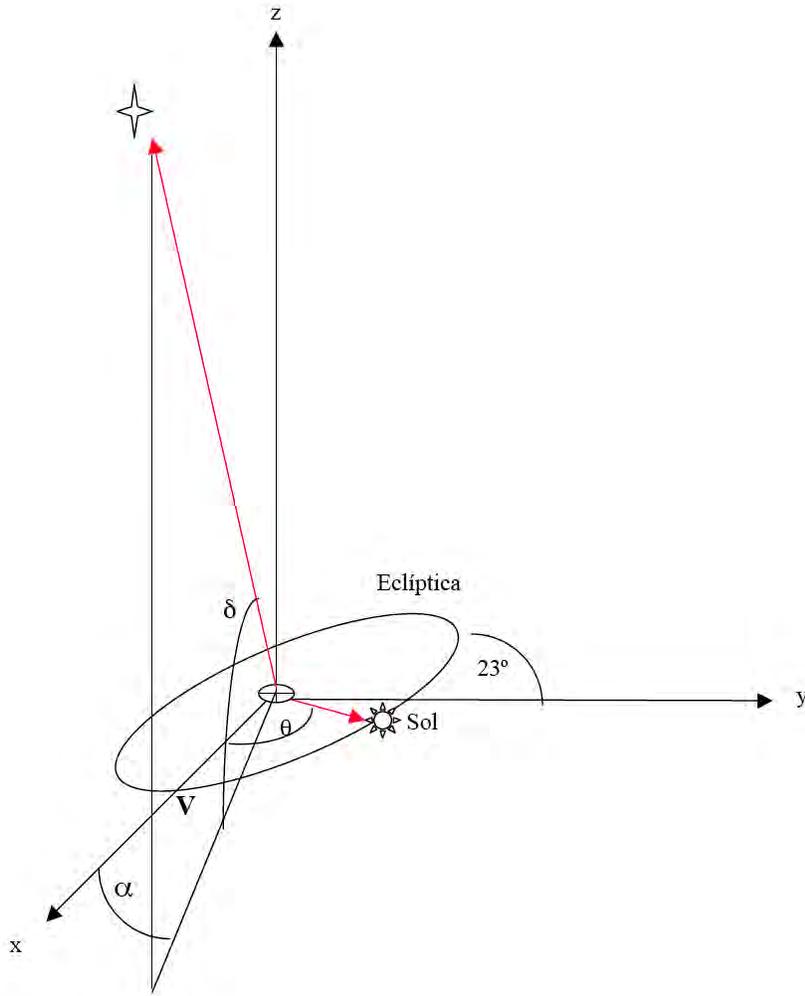
La Tierra sigue una trayectoria elíptica alrededor del Sol con una excentricidad de  $e = 0.0167$  aproximadamente, con un semieje mayor  $a = 149,597,887.5$  km [Seidelmann, 1992] y un semieje menor  $b = 149,576,999.8$  km. Entonces se puede aproximar, en buena medida, la trayectoria elíptica con una circunferencia, lo que permite suponer también que su velocidad tangencial es aproximadamente uniforme, en virtud de la segunda ley de Kepler. Se puede calcular el periodo orbital con el uso de la conocida tercera ley de Kepler:  $\tau^2 = \frac{4\pi^2}{G(M+m)}a^3$ , siendo  $a$  el semieje mayor de la órbita. Sin embargo, es más preciso usar lo que se tiene registrado experimentalmente: la Tierra completa un ciclo orbital en 365.24721 días, resultando en una velocidad constante de  $0.98563^\circ/\text{día} = 0.04106^\circ/\text{hora}$ .



**Figura 2.5:** Geometría 3D de CIP para calcular la latitud heliocéntrica. El plano eclíptico está conteniendo al triángulo con vértices en Sol, Tierra y punto  $A$ , mientras que el triángulo con vértices Sol,  $P$  y  $A$  es perpendicular al plano eclíptico. El ángulo  $A$ -Sol- $P$  ( $\gamma$ ) corresponde a la latitud heliocéntrica. La línea que une al Sol con el punto  $P$  es perpendicular a la línea de visión (línea Tierra-fuente).

Dado que la ascensión recta de una fuente se mide a partir del punto vernal, consideraremos un sistema de referencia inercial en la Tierra, donde el Sol y las radiofuentes en la bóveda celeste tienen movimiento y la Tierra está en reposo. La Figura 2.6 ilustra un sistema de referencia cartesiano con origen en la Tierra donde el punto vernal ( $V$ ) corresponde a la intersección de la trayectoria del Sol en la eclíptica con el eje positivo  $x$ . Sobre la eclíptica, el Sol recorre  $0.9856^\circ$  por día a partir de ese punto (punto que inicia alrededor del 21 de marzo) y su latitud va incrementándose hasta llegar a poco más de  $23^\circ$ , cuando la proyección del vector en dirección al Sol (vector rojo pequeño) sobre el plano  $xy$  es paralela al eje positivo  $y$  (alrededor del 21 de junio), correspondiendo a uno de los 2 solsticios. En cuanto a la ubicación de la fuente, se posiciona en la Figura 2.6 mediante el radiovector rojo grande. Su ascensión recta se representa por el ángulo que barre el vector (ángulo  $\alpha$ ), a partir del punto vernal en torno al eje  $z$ ; su declinación es el ángulo  $\delta$ , formado por la proyección del vector sobre el plano  $xy$  y el mismo vector. Este ángulo puede ser positivo (norte) o negativo (sur).

Para calcular el ángulo de elongación de cierta fecha, debemos ubicar la posición del Sol. Para ello, hacemos uso del vector unitario  $\mathbf{i}$ , identificado con las coordenadas  $(1,0,0)$  en el sistema cartesiano de la Figura 2.6. Este vector marca el momento del equinoccio de marzo o posición del Sol en el punto vernal. El Sol se mueve con dos grados de libertad a lo largo de la circunferencia (eclíptica idealizada) inclinada  $\sim 23^\circ$  respecto del plano  $xy$  (plano coplanar al ecuador celeste). Para simular el recorrido del Sol, primero rotamos el vector  $\mathbf{i}$  en torno al eje  $y$  un ángulo  $l$  que corresponde a la latitud del Sol en la fecha en cuestión y luego lo rotamos respecto del eje  $z$  un ángulo  $\theta$  que corresponde al trayecto recorrido por el Sol sobre la eclíptica. Entonces el vector  $\mathbf{i}$  cambiará a un vector unitario  $\hat{\mathbf{r}}_\odot$  que apunta a la posición



**Figura 2.6:** Sistema de referencia para calcular el ángulo de elongación. Los radiovectores rojos muestran la posición del Sol y una radiofuente con un sistema de referencia cuyo origen está en la Tierra. El vector con dirección al Sol tiene una trayectoria sobre la eclíptica, representada por la circunferencia inclinada. Cuando la proyección de este vector sobre el plano  $xy$  es paralela a uno de los ejes  $\pm y$  ocurre uno de los solsticios; si el vector es paralelo a los ejes  $\pm x$  tienen lugar los equinoccios. Podemos determinar la posición del Sol si conocemos la fecha y hora del año. El ángulo entre el vector que apunta al Sol y el vector en dirección a la fuente es  $\epsilon$ .

del Sol y lo representamos como

$$\hat{\mathbf{r}}_{\odot} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) & 0 \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(l) & 0 & -\sin(l) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(l) & 0 & \cos(l) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Análogamente, un vector unitario  $\hat{\mathbf{r}}_{\mathbf{f}}$  que representa la posición de la fuente de radio puede expresarse en términos del vector unitario  $\mathbf{i}$  declinado un ángulo  $\delta$  (rotado respecto del eje  $y$

correspondiendo a la declinación de la fuente) y luego rotado un ángulo  $\alpha$  (ascensión recta) respecto del eje  $z$  con las mismas matrices de rotación, esto es

$$\hat{\mathbf{r}}_{\mathbf{f}} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) & 0 \\ \sin(\alpha) & \cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\delta) & 0 & -\sin(\delta) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(\delta) & 0 & \cos(\delta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Entonces, del producto escalar entre ambos vectores se obtiene el coseno del ángulo entre las dos direcciones, esto es el coseno del ángulo de elongación  $\epsilon$ , determinado por

$$\cos(\epsilon) = \cos(l) \cos(\delta) \cos(\theta - \alpha) + \sin(l) \sin(\delta). \quad (2.3)$$

Para calcular el ángulo de latitud heliocéntrica  $\gamma$ , citamos a la Figura 2.5. Supongamos, sin perder generalidad, que el segmento que va del punto P al plano eclíptico en el punto A es perpendicular al plano eclíptico y su magnitud la denotamos con  $|\text{PA}|$ . La distancia del Sol a la Tierra la definimos como 1, tal que la distancia más corta de la línea de visión al Sol es  $p = \sin \epsilon$  y la distancia de la Tierra al punto P es  $\cos \epsilon$ , entonces de la ley trigonométrica de los senos

$$\frac{\sin \gamma}{|\text{PA}|} = \frac{1}{p} = \frac{1}{\sin \epsilon} \implies |\text{PA}| = \sin \gamma \sin \epsilon. \quad (2.4)$$

Por otro lado, también de la Figura 2.5, el ángulo formado por los puntos P, Tierra y punto A con vértice en la Tierra es la diferencia entre la latitud del Sol y la declinación,  $\delta - l$ , entonces se cumplen las relaciones

$$\frac{\sin(\delta - l)}{|\text{PA}|} = \frac{1}{\cos \epsilon} \implies |\text{PA}| = \sin(\delta - l) \cos \epsilon. \quad (2.5)$$

Entonces de las relaciones (2.4) y (2.5) se obtiene el ángulo de latitud heliocéntrica ( $\gamma$ ) determinado por la siguiente expresión

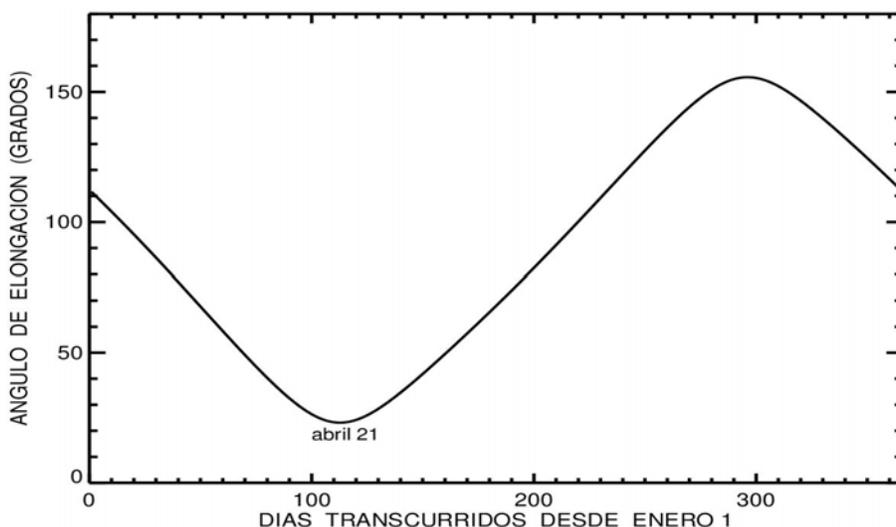
$$\sin(\gamma) = \cot(\epsilon) \sin(\delta - l). \quad (2.6)$$

La latitud solar ( $l$ ), la podemos calcular usando una expresión en series de Fourier construida por Spencer [1971], donde el error en la aproximación es de sólo 0.0006 radianes ( $< 3'$ ) y tiene una mejor aproximación que la conocida ecuación del tiempo del Sol. Para ello, hacemos uso de un parámetro  $\beta = \frac{2\pi(N-1)}{365}$  (en radianes), tal que  $N$  es el número de días transcurridos del año ( $N = 1$  corresponde al 1o de enero), entonces la latitud del Sol en grados está dada por la serie

$$l = \frac{180^\circ}{\pi} [0.006918 - 0.399912 \cos \beta + 0.070257 \sin \beta - 0.006758 \cos 2\beta + 0.000907 \sin 2\beta - 0.002697 \cos 3\beta + 0.00148 \sin 3\beta]. \quad (2.7)$$

Como ejemplo, calculemos los ángulos de elongación y latitud heliocéntrica de la fuente 3C048 para el 21 de abril a las 0 hrs, suponiendo que el equinoccio de marzo tuvo lugar el

21 de marzo a las 0 horas. La ascensión recta de la fuente es 01:37:41 y la declinación es  $33^{\circ}09'35''$ , ya que 1 hora en ascensión recta es igual a  $15^{\circ}$  de recorrido relativo de la fuente en torno al eje  $z$  (ver Figura 2.6), y el Sol recorre  $0.9856^{\circ}$  por día sobre la eclíptica a partir del equinoccio vernal (al 21 de abril lleva 31 días), expresando las variables en grados tenemos que:  $\alpha = 1 \times 15^{\circ} + 37 \times 0.25^{\circ} + 41 \times (4.17 \times 10^{-3})^{\circ} = 24.42^{\circ}$ ,  $\delta = 33.16^{\circ}$ ,  $\theta = 31 \times 0.985^{\circ} = 30.53^{\circ}$  y de acuerdo con la ecuación (2.7) la latitud del Sol es  $l = 11.93^{\circ}$ . Entonces, de las ecuaciones (2.3) y (2.6), la elongación y latitud heliocéntrica para esa fecha son  $\epsilon \approx 22^{\circ}$  y  $\gamma \approx 63^{\circ}$ . En la Figura 2.7, se grafica la elongación de esta fuente a lo largo del año a partir del 1 de enero. En particular, la fecha a la que calculamos el ángulo de elongación corresponde a las mediciones de mayor acercamiento de la fuente con el Sol.



**Figura 2.7:** Evolución del ángulo de elongación (eje vertical en grados) de 3C48 a lo largo del año (eje horizontal = días transcurridos del año). Cerca del día 110 corresponde al 21 de abril, para esta fecha la fuente se ubica en la región de elongación mínima.

La diferencia, año con año, en las mediciones de estos ángulos mediante este método radica en la “elección” de la fecha y hora del equinoccio vernal. Si tomamos las mediciones de cualquier año, éstas se pueden usar en otros años con un error  $\sim 1^{\circ}$  en la elongación. La latitud heliocéntrica puede ser más inestable pero sólo cuando las observaciones se aproximan a la elongación mínima y ésta es menor a  $20^{\circ}$ , donde llega a variar hasta  $\sim 10^{\circ}$  de un día a otro cuando  $\epsilon \approx 0$ . El cálculo de la latitud heliocéntrica sólo tiene sentido cuando  $\epsilon < 90^{\circ}$  ya que, para elongaciones mayores, no le podemos asociar las mediciones de CIP a algún punto específico del MIP. En el Apéndice B, se calculan las elongaciones y latitudes heliocéntricas para distintas fuentes en cada día del año adaptadas al 2010. En ese año, el equinoccio vernal tuvo lugar el 20 de marzo, entonces para ser precisos en las mediciones de otro año se puede tomar el día del equinoccio como el día 1 y a partir de ahí la evolución de los ángulos  $\epsilon$  y  $\gamma$  será la misma que la del 2010.

Otro factor que modifica la precisión del cálculo del ángulo de elongación, son los movimien-

tos de precesión de la Tierra [Duffett-Smith y Zwart, 2011]. Esto resulta en una modificación paulatina de las coordenadas celestes (ascensión recta y declinación). El cambio en ubicación de las fuentes es de  $\sim 0.75$  grados cada 50 años. En la Tabla 2.2 se muestra el caso de 3 fuentes, con sus coordenadas del año 1950 [Slee, 1995] y al año 2000 de acuerdo a <http://nedwww.ipac.caltech.edu/index.html>. De la Tabla 2.2 se puede calcular que las fuentes tienen un corrimiento en ascensión recta y un ligero cambio en declinación, tal que el cambio total es efectivamente 0.75 grados aproximadamente. Entonces, en el caso de 10 años de diferencia, las fuentes experimentarían un cambio de  $\sim 0.15$  grados. De modo que si tomamos las coordenadas del año 2000 para las fuentes (como se hace en esta tesis), no hay un error relevante para el presente estudio.

**Tabla 2.2:** Diferencias de coordenadas según 2 épocas para 3 fuentes debido a movimientos de precesión: año 1950 y año 2000. La ascensión recta está en hh:mm:ss (horas minutos y segundos) y la declinación en gg mm ss (grados, minutos de arco y segundos de arco).

Fuente	Ascención Recta 1950	Declinación 1950	Ascención Recta 2000	Declinación 2000
3C048	01:34:53	32 53 51	01:37:41	33 09 35
3C123	04:33:55	29 35 35	04:37:04	29 40 14
3C144	05:31:30	21 58 55	5:34:30	22 01 00

## 2.3. Cantidades observables

La intensidad o irradiancia  $I$  captada por un radiotelescopio se traduce en janskys al medir  $I$  a una cierta frecuencia. En el MEXART no se tiene aún calibrada esta medición en función del voltaje captado por el receptor. Los datos que analizamos en el MEXART son registros de voltajes  $\mathcal{V}$ , sin embargo, vamos a partir de que el voltaje recibido es proporcional a la intensidad o flujo captado, esto es

$$\mathcal{V}(t) \propto I(t). \quad (2.8)$$

La justificación a la relación anterior es que tanto el voltaje como la irradiancia son cantidades proporcionales a la energía electromagnética recibida. La información de salida de la antena (receptor) se logra luego de la conversión de energía electromagnética en voltaje de recepción. Para fines de estudios de CIP, la relación (2.8) es suficiente para no perder generalidad al trabajar con voltajes en lugar de intensidades.

Consideremos las cantidades observables en las mediciones de centelleo. Primeramente, trataremos estas cantidades para el caso continuo en donde se conoce la función de la intensidad  $I(t)$  en un intervalo de tiempo finito  $\Delta t$  y posteriormente haremos lo mismo para la contraparte discreta con una serie de intensidades  $\{I(t_k)\}$ , con  $N$  elementos ( $k = 0, 1, \dots, N - 1$ ).

Las cantidades directamente medibles son la intensidad de la fuente  $I(t)$  a un tiempo  $t$  dado y su fluctuación  $\Delta I(t)$  alrededor del promedio. La fluctuación se puede expresar como:

$$\Delta I(t) = I(t) - \langle I(t) \rangle, \quad (2.9)$$

los corchetes angulares denotan el promedio de una cantidad; en este caso, es el promedio<sup>3</sup> de la intensidad de la fuente durante un intervalo de tiempo suficientemente largo, tal que se aproxime al caso del promedio para un tiempo infinito ( $\langle I(t) \rangle \approx \langle I(t) \rangle_\infty = I_0$ ).

Ahora podemos definir el *índice de centelleo* como sigue:

$$m = \left( \frac{\text{rms de las fluctuaciones en intensidad}}{\text{intensidad media de la fuente}} \right), \quad (2.10)$$

para el caso continuo, en un intervalo de tiempo  $\Delta T$  centrado en  $t = 0$ , esto resulta ser

$$m = \frac{\sqrt{\Delta T \int_{-\Delta T/2}^{\Delta T/2} \Delta I(t)^2 dt}}{\int_{-\Delta T/2}^{\Delta T/2} I(t) dt} = \left[ \frac{\langle \Delta I(t)^2 \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} \right]^{1/2}. \quad (2.11)$$

Definimos la función de autocorrelación de las fluctuaciones como

$$C(\tau) = \frac{1}{\Delta T} \int_{-\Delta T/2}^{\Delta T/2} \Delta I(t + \tau) \Delta I(t) dt, \quad (2.12)$$

del teorema de Wiener-Khintchine, la transformada de Fourier de la función de autocorrelación es la densidad espectral o el espectro de potencias. Así, el espectro de las fluctuaciones puede expresarse como

$$P_I(\nu) = \int C(\tau) e^{-2\pi i \nu \tau} d\tau, \quad (2.13)$$

entonces al aplicar la transformada inversa de la ecuación (2.13) y evaluando en  $\tau = 0$ ,

$$C(0) = \int P_I(\nu) d\nu, \quad (2.14)$$

luego de la ecuación (2.12) tenemos también que

$$C(0) = \langle \Delta I(t)^2 \rangle, \quad (2.15)$$

por lo tanto, podemos obtener el índice  $m$  mediante la relación [Manoharan, 1991]:

$$m = \frac{\sqrt{\int P_I(\nu) d\nu}}{I_0}. \quad (2.16)$$

---

<sup>3</sup>El valor promedio de una función  $f(t)$  en un intervalo  $T$  con centro en  $t_0$  se puede calcular como:  $\frac{1}{T} \int_{t_0-T/2}^{t_0+T/2} f(t) dt = \langle f(t) \rangle$ .

De manera que el índice de centelleo puede ser medido con el área bajo la curva que describe el espectro de potencias. Interpretando de otra forma, el área bajo la curva que describe el espectro,  $P_I(\nu)$ , es igual a la varianza de la intensidad,  $\sigma_I^2$ , mientras que la raíz del área en cuestión es la desviación estándar de las intensidades  $\sigma_I$  (o rms de las fluctuaciones,  $\text{rms}_{\Delta I}$ ). Esto es,

$$\int P_I(\nu) d\nu = \sigma_I^2 = \text{rms}_{\Delta I}^2 = \text{rms}_I^2 - I_0^2. \quad (2.17)$$

Al normalizar estas mediciones con la intensidad media de la fuente obtenemos el índice de centelleo y de la ecuación (2.8) vemos que tanto el índice de centelleo como el espectro de potencias normalizado es independiente del tratamiento con voltios o irradiancias.

En la práctica, resulta lo mismo calcular el espectro de potencias para las fluctuaciones  $\Delta I(t)$  que para la función de intensidad temporal  $I(t)$ , ya que difieren en una constante  $I_0$ . Como consecuencia, la transformada de Fourier  $\mathfrak{F}\{\Delta I(t)\} = \mathfrak{F}\{I(t)\} - I_0\delta(\nu)$ . Si evadimos el espectro en  $\nu = 0$ , donde se encuentra centrada la delta de Dirac, el espectro calculado para  $\Delta I(t)$  es el mismo que para  $I(t)$ .

En el caso discreto, si tenemos una colección de  $N$  mediciones de la intensidad de la fuente  $\{I(t_k)\}_{k=0}^{N-1}$ , podemos calcular  $\Delta I(t_k) = I(t_k) - I_0$ . Entonces, procediendo análogamente a la contraparte continua y haciendo  $I_0 = 1/N \sum_{i=0}^{N-1} I(t_i)$  tenemos:

$$m = \frac{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_i \Delta I(t_i)^2}}{I_0} = \frac{\sqrt{N \sum_i \Delta I(t_i)^2}}{\sum_i I(t_i)} = \left[ \frac{\langle \Delta I(t_k)^2 \rangle}{I_0^2} \right]^{1/2}. \quad (2.18)$$

Ahora, definimos la función de autocorrelación de las fluctuaciones de intensidad como

$$C(t_k) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} \Delta I(t_i + t_k) \Delta I(t_i) = \langle \Delta I(t_i + t_k) \Delta I(t_i) \rangle, \quad (2.19)$$

de la función de autocorrelación obtenemos el espectro de potencias con la transformada de fourier discreta

$$P_I(\omega_k) = \sum_j C(t_j) e^{\frac{-2\pi i}{N} jk}, \quad (2.20)$$

de la ecuación (2.19) se tiene

$$C(0) = \langle I(t_k)^2 \rangle, \quad (2.21)$$

y de la transformada de Fourier inversa discreta

$$C(0) = \frac{1}{N} \sum_k P_I(\omega_k), \quad (2.22)$$

por lo tanto, se tiene la siguiente expresión para el índice  $m$  para el caso discreto

$$m = \frac{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_k P_I(\omega_k)}}{I_0}. \quad (2.23)$$

En la contraparte discreta también se cumplen las relaciones (2.17), pero hay que sustituir la integral por la suma:  $1/N \sum_k P_I(\omega_k) \leftrightarrow \int P_I(\nu) d\nu$ .

También en este caso, en la práctica resulta lo mismo trabajar con el espectro de las fluctuaciones de intensidades que con el de intensidades, ya que estas series difieren sólo en el primer término de la transformada de Fourier, esto es  $\mathfrak{F}\{\Delta I(t_k)\} \mapsto \{0, \omega_1, \omega_2, \dots, \omega_{N-1}\}$  y  $\mathfrak{F}\{I(t_k)\} \mapsto \{NI_0, \omega_1, \omega_2, \dots, \omega_{N-1}\}$ <sup>4</sup>.

## 2.4. El modelo de velocidades

Las velocidades del VS pueden ser determinadas de las observaciones de CIP. Para ello, se usa de un modelo construido a partir de la propagación de ondas electromagnéticas en un plasma. El modelo consiste en un espectro de potencias teórico del centelleo (El formalismo para construir tal modelo puede consultarse en Manoharan [1991]; Oberoi [2000]; Bastian [2000]). Este espectro está en función del número de onda o frecuencia espacial (vector de onda que denotaremos con  $\mathbf{q}$ ) de las escalas de las discontinuidades de densidad electrónica en el VS. La forma del espectro de potencias está caracterizado básicamente por 5 condiciones: (1) la componente de proyección de la velocidad del VS sobre la Tierra, (2) la frecuencia de observación, (3) el ángulo de elongación de la fuente, (4) la estructura angular de la fuente y (5) una ley de potencias definida por un número  $\alpha$ , tal que el espectro es proporcional a  $q^{-\alpha}$ . Adicionalmente, el modelo depende de condiciones de isotropía o anisotropía del VS y de la escala interna de las irregularidades. En el Apéndice B se discute cómo implementar estas propiedades adicionales al modelo y se justifica que no es necesario usarlas para las observaciones actuales del MEXART. El procedimiento de cómputo numérico del modelo puede verse en el mismo apéndice. La metodología para obtener el espectro observado y el ajuste al modelo con observaciones del MEXART la trataremos en el Capítulo 5. En este capítulo se construye el modelo usando las 5 condiciones básicas; se detallan los cálculos para aclarar la teoría y adaptar los resultados con observaciones del MEXART.

El modelo o espectro teórico que, en lo subsecuente, también llamaremos *modelo de velocidades*, nos otorga información de la velocidad del MIP a lo largo de la línea de visión. La región que más contribuye a la velocidad es la que se ubica en la zona de mayor dispersión. Esta zona se identifica con el punto más próximo al Sol sobre la línea de visión (punto  $P$  a una distancia  $p = \sin \epsilon$ , en unidades astronómicas). La técnica de CIP proporciona información de las variaciones de la densidad de electrones y la velocidad del VS precisamente en ese punto.

Al espectro de potencias del número de onda de las irregularidades o modelo de velocidades,  $P(\mathbf{q})$ , le corresponde un espectro de potencias de la frecuencia de fluctuaciones de CIP,  $P(f)$ . Al espectro  $P(f)$  se le puede ajustar un espectro observado de las fluctuaciones de CIP,  $P_o(f)$ . Los parámetros físicos usados para ajustar  $P(\mathbf{q})$  o  $P(f)$  al espectro  $P_o(f)$

---

<sup>4</sup>Esto se puede demostrar fácilmente aplicando la transformada a ambas series y usando la relación  $\sum_{k=0}^{N-1} e^{2\pi i km/N} = 0$  para  $N-1 > 1$  y  $m = 1, \dots, N-1$ .

determinan las condiciones del VS en el punto  $P$  y el ancho de la radiofuente. Esto se puede expresar como sigue:

$$P(\mathbf{q}) \rightarrow P(f) \approx P_o(f). \quad (2.24)$$

El modelo de velocidades se aplica a la llamada *región de dispersión débil*, que corresponde a mediciones con ángulos de elongación mayores a cierto ángulo  $\epsilon_0$ , determinado por la frecuencia de observación. Las observaciones a ángulos menores se efectúan en la *región dispersión fuerte*. Esta región está caracterizada por un decremento rápido del centelleo a medida que la línea de visión se acerca al Sol y no hay una teoría que acople las observaciones con las propiedades del VS [Readhead, 1971]. En la Sección 5.2 haremos una discusión adicional de la transición de dispersión fuerte a débil.

Debido a que (1) este modelo de velocidades es adecuado para una sola estación de observación, (2) ha sido ampliamente probado dando resultados satisfactorios en el proyecto del Ooty Radio Telescope (ORT) y (3) tanto la constante de tiempo del receptor como el tiempo de muestreo de datos del MEXART es prácticamente el mismo al del ORT [Manoharan y Ananthakrishnan, 1990], hemos optado por adaptar dicho modelo a nuestras observaciones para inferir velocidades del VS.

### 2.4.1. Condiciones de dispersión

En el régimen de dispersión débil, mientras la línea de visión a la fuente se acerca al Sol, la señal atraviesa por cambios en densidad cada vez más grandes que inducen directamente cambios de fase y la amplitud del patrón de difracción (diferencia entre máximos y mínimos o la *visibilidad interferométrica*) se incrementa hasta un límite, este límite corresponde a  $\epsilon_0$ . Entonces, el índice de centello depende de la elongación, tal que  $m(\epsilon_0)$  es el valor máximo del índice de CIP. Se ha encontrado experimentalmente que el índice de CIP, en la región de dispersión débil, es inversamente proporcional a la distancia heliocéntrica ( $p$ ) elevada a un exponente ( $b \sim 1.5$ ), esto se puede expresar como:  $m(\epsilon) \propto p^{-b} = \text{sen}^{-b}(\epsilon)$ , con  $b \sim 1.5$  para  $\epsilon_0 < \epsilon < 90^\circ$  (véase por ejemplo Hewish y Symonds [1969]; Readhead [1971]; Pramesh Rao *et al.* [1974]). En la teoría, esta región se distingue por inducir desviaciones angulares de la señal  $\ll 1$  rad, por lo cual se denomina región de dispersión débil.

Cuando la línea de visión está a elongaciones menores a  $\epsilon_0$ , las mediciones de CIP se hacen en el régimen de dispersión fuerte, donde las desviaciones angulares de la señal producidas por la región dispersora son grandes ( $\gtrsim 1$  rad [Milne, 1976]). En la dispersión fuerte, las contribuciones de diferentes regiones a lo largo de la línea de visión no se combinan de manera lineal y es muy complejo determinar las contribuciones de distintas regiones [Breen *et al.*, 2000]. En esta región, el índice de centelleo decae rápidamente conforme se hacen mediciones más próximas al Sol. La distancia o elongación  $\epsilon_0$  que determina la transición de la región de dispersión débil a la fuerte depende de la frecuencia de observación. En la Tabla 2.3 se muestran el ángulo y la distancia ( $p$  en radios solares) donde ocurre la transición para diferentes frecuencias de observación según se ha encontrado experimentalmente. Usando los datos de la tabla, podemos interpolar a nuestra frecuencia de 140 MHz y estimar el ángulo

de elongación en que se ubica la transición débil a fuerte, se obtiene entonces que a 140 MHz  $\epsilon_0 \sim 21^\circ$  ( $p \approx 78 R_\odot$ ).

**Tabla 2.3:** Ángulo de elongación y distancia heliocéntrica ( $p$ ) en que se ubica el límite de dispersión débil a una frecuencia de observación.

Frecuencia (MHz)	$\epsilon_0(^{\circ})$	$p (R_\odot)$	referencias
74	40	138	Armstrong y Coles [1978]
81.5	35	123	Purvis <i>et al.</i> [1987]
103	30	107	Janardhan y Alurkar [1993]
178	17	64	Little y Hewish [1966]
327	11	40	Manoharan [1991], Manoharan y Ananthakrishnan [1990]
408	10	37	Milne [1976]
930	7	28	Breen <i>et al.</i> [2000]

En cuanto a la propagación de la onda electromagnética emitida por la fuente de radio, retomemos el sistema de referencia de la Figura 2.4 y consideremos que la onda es plana y monocromática con una longitud de onda  $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ , donde  $k$  es el número de onda. La onda se propaga en la dirección  $z$  y encuentra una pantalla o capa delgada de espesor  $\Delta z$  centrada en  $z = 0$ . En esa región, debido a irregularidades en la densidad electrónica del medio, son impuestas fluctuaciones de fase en la onda (el frente de onda se “corruga” al salir de la capa) y los haces radiados desde la fuente se desvían de su trayectoria original al salir de la zona de dispersión (ver también Figura 2.3). Como resultado, se proyecta un patrón de difracción en un plano de observación a una distancia  $z = Z$  de la región dispersiva. Las irregularidades en el medio pasan con una velocidad  $V$  en dirección radial-heliográfica (hacia la derecha de la Figura 2.4 o dirección  $x$ ) de modo que en la región  $\Delta z$  la velocidad es perpendicular a la línea de visión. El movimiento relativo, respecto a la Tierra, de estas irregularidades convierte el patrón de difracción en fluctuaciones temporales de intensidad que son observadas e interpretadas como CIP.

Con el fin de relacionar las propiedades estadísticas del medio dispersivo a las fluctuaciones de intensidad estadísticas a cierta distancia, debemos resolver la ecuación de propagación de onda que incluye las características dentro y fuera de la región de dispersión. Para obtener una solución, asumiremos que el medio es de dispersión débil.

Como resultado de la deformación del frente de onda plano al pasar por un medio irregular, se inciden rayos del frente de onda corrugado hacia el plano de observación con un ángulo de desviación ( $\psi_d$ ) respecto de la trayectoria original.  $\psi_d$  representa el ancho del espectro angular. Este ancho está relacionado con el tamaño de la irregularidad, al igual que el ángulo sólido de un haz radiado por una antena está relacionado con la apertura de ésta ( $\Omega_0 \approx \lambda^2/A_e$ ). De

modo que el ancho de dispersión angular se expresa como [Manoharan, 1991]

$$\psi_d \approx \frac{\lambda}{2\pi l_0} = \frac{1}{kl_0}, \quad (2.25)$$

donde  $l_0$  es la escala de magnitud de las irregularidades. En el MIP, en la región de dispersión débil,  $l_0$  es típicamente  $\gtrsim 100$  km (Scott *et al.* [1983]; Altunin *et al.* [2000]; Chasei *et al.* [2000]; Manoharan [1991]), lo que nos da un espectro angular de  $10^{-5}$  a  $10^{-6}$  rad en longitudes de onda métricas. A la longitud de onda del MEXART ( $\lambda = 2.14$  m)  $\psi_s \approx 3.41 \times 10^{-6}$  con una escala de 100 km, entonces  $\psi_d \ll 1$  rad, es decir, que la longitud de onda de observación es mucho menor que la escala de las irregularidades.

Consideremos ahora que el índice de refracción en el medio está dado por  $n(\lambda, x, y, z) = n_0 + \Delta n(\lambda, x, y, z)$ , donde  $\Delta n$  es una variable aleatoria con media cero que depende de la posición y longitud de onda. Es razonable asumir que el patrón de irregularidades del MIP está congelado (hipótesis de Taylor), ya que su dependencia temporal se debe principalmente a la velocidad del VS, es decir, se considera que las variaciones temporales de  $\Delta n$  son más lentas que las del patrón de difracción; las variaciones del patrón de intensidad tienen un periodo  $\tau \approx l_0/V$ , con  $V =$  velocidad del VS. Entonces, se plantea el problema de solucionar una ecuación de onda para la señal que se propaga a través de un medio que induce fluctuaciones en el índice de refracción que sólo dependen de la posición. Esto no aplica en el caso de la región de dispersión fuerte, Scott *et al.* [1983] argumentan que, en el régimen de dispersión fuerte, se tienen componentes de velocidad aleatorias muy rápidas en el VS, lo cual no permite aplicar la teoría que se describe a continuación.

### 2.4.2. La ecuación de onda en un medio de dispersión débil

Ahora tratemos el problema de la propagación de una onda monocromática a través de un medio estacionario dispersivo. En este caso, se trata de la propagación de señales de radio en el plasma interplanetario. De las suposiciones de fluctuaciones pequeñas tanto en dispersión angular como en índice de refracción, se puede llegar a una formulación simple para la ecuación del campo eléctrico. Siguiendo la formulación de Tatarskii [1971], donde se argumenta que es aceptable considerar una ecuación escalar para describir el campo, se tiene entonces que la ecuación de Maxwell para una componente del campo eléctrico  $\mathbf{E}$  en un medio dispersivo se puede expresar como

$$\nabla^2 E + k^2(1 + \Delta n)^2 E - \nabla(\nabla \cdot E) = 0. \quad (2.26)$$

El último término representa los efectos de polarización, que son despreciables en el MIP [Lee y Jokipii, 1975; Bastian, 2000; Manoharan, 1991]; al ignorar la polarización nos queda una ecuación de Helmholtz dada por

$$\nabla^2 E + k^2(1 + \Delta n)^2 E = 0, \quad (2.27)$$

en esta ecuación están implícitos los efectos de difracción y refracción como veremos más adelante. Ya que el campo eléctrico se propaga a través un medio con fluctuaciones aleatorias

en el índice de refracción causando la dispersión angular, es útil definir una función  $F(x, y, z)$  que contenga las características aleatorias del medio, tal que

$$E(x, y, z) = F(x, y, z)e^{ikz}. \quad (2.28)$$

Sustituyendo la representación de  $E$  dada por (2.28) en la ecuación (2.27) y asumiendo  $(1 + \Delta n)^2 = 1 + 2\Delta n$  como consecuencia de las fluctuaciones pequeñas, se obtiene la ecuación

$$2ik \frac{\partial F}{\partial z} + \nabla^2 F + 2k^2 \Delta n F = 0. \quad (2.29)$$

Luego, según Mariani [1975], al usar la condición de dispersión angular pequeña ( $\psi_d \ll 1$ ), la función  $F(x, y, z) = e^{i\{k'_x x + k'_y y + k[\Delta n - \frac{1}{2}\psi_d^2(1 + \Delta n)^2]z\}}$  y haciendo  $\xi = \psi_d k'$  con  $k' = (1 + \Delta n)k$  se tiene

$$F(x, y, z) = e^{i(k'_x x + k'_y y + \Delta n k z - \frac{\xi^2 z}{2k})}. \quad (2.30)$$

Dado que  $\frac{\partial F}{\partial z} = i(\Delta n k - \frac{\xi^2}{2k})F$  y  $\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = -(\Delta n^2 k^2 - \xi^2 \Delta n + \xi^4/4k^2)F$ , el término  $\frac{\partial^2 F}{\partial z^2}$  se puede despreciar al ser comparado con los otros términos de la ecuación (2.29) ya que involucra términos de orden mayor en  $\Delta n$  y  $\xi$ . Por lo tanto, de (2.29) nos queda la ecuación parabólica

$$2ik \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + 2k^2 \Delta n F = 0, \quad (2.31)$$

reduciendo así, una ecuación con segunda derivada respecto de  $z$  a una de primer orden en  $z$ . Esta ecuación será tratada con condiciones dentro de una capa dispersora y fuera de la misma.

### 2.4.3. Capa dispersora delgada

#### ■ Relaciones entre fase e índice de refracción

Cuando la onda plana pasa a través de la capa dispersora se produce un cambio en la fase. Asumimos que el rms de las fluctuaciones de fase a la salida de la capa son pequeñas ( $\phi_{\text{rms}} \ll 1$  rad).

Supongamos que la capa tiene un espesor  $\Delta z$  y que es paralela al plano  $xy$  (ver Figura 2.4). La onda emerge de la capa con una fase  $\phi(\mathbf{r}, z)$  donde  $\mathbf{r} = (x, y)$ . Si el campo incidente que proviene de una radiofuente es  $F_{\text{in}}$ , entonces el campo emergente se puede expresar como

$$F_{\text{em}} = F_{\text{in}} e^{i\phi(\mathbf{r}, z)}, \quad (2.32)$$

al expandir en serie de potencias la expresión (2.32) y despreciar términos de orden  $> 1$  se obtiene

$$F_{\text{em}} = F_{\text{in}} [1 + i\phi(\mathbf{r}, z)]. \quad (2.33)$$

Considerando una onda plana de amplitud unitaria ( $F_{\text{in}} = 1$ ); sustituyendo la ecuación (2.33) en la (2.31) y asumiendo  $\phi \ll 1$  y  $\Delta n \ll 1$ , se llega a la siguiente relación entre la fase y las fluctuaciones del índice de refracción

$$\phi(x, y) = k \int_{\Delta z} \Delta n(x, y, z, k) dz, \quad (2.34)$$

donde la integración se hace sobre el espesor de la capa,  $\Delta z$ . Entonces, la desviación de la fase para una capa delgada de espesor  $\Delta z$ , está dada por

$$\phi = k \Delta n \Delta z. \quad (2.35)$$

El valor típico encontrado de  $\Delta n$  en el MIP es de  $10^{-6}$  a  $10^{-12}$  [Manoharan, 1991]. La condición para la dispersión débil ( $\phi \ll 1$  rad) se puede poner entonces como:

$$\phi = k \Delta n \Delta z \ll 1 \text{ rad}. \quad (2.36)$$

Para nuestra longitud de onda  $\lambda = 2.14$  m ( $k = 2.93$  m $^{-1}$ ) y con  $10^{-6} \leq \Delta n \leq 10^{-12}$ , la condición se satisface si  $\Delta z \ll 10^2 - 10^8$  km. Es decir, para  $\Delta n = 10^{-6}$  se requiere un ancho máximo del orden de  $\Delta z = 10^2$  km ( $2.93 \times 10^{-6} \times 10^5 = 0.293$ ), análogamente para  $\Delta n = 10^{-12}$  un ancho de  $10^8$  km ( $2.93 \times 10^{-12} \times 10^{11} = 0.293$ ). En general, al aumentar  $\lambda$  o disminuir la frecuencia se tiene un mayor rango para  $\Delta z$ .

#### ■ Relaciones entre fase y densidad electrónica

Consideremos el caso en que tanto la frecuencia angular de plasma ( $\omega_p$ ) como la velocidad térmica de los electrones,  $V_{Te} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$ , en el MIP son mucho menores a la frecuencia angular de la señal,  $\omega_0$  ( $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ ,  $\nu_0 =$  frecuencia de observación), es decir,  $\omega_p \ll \omega_0$  y  $V_{th} \ll \omega_0 / k$ . El índice de refracción en el plasma está dado por:

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}}, \quad (2.37)$$

la frecuencia angular de plasma es

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m_e}, \quad (2.38)$$

donde  $N$  es la densidad electrónica del medio<sup>5</sup> con  $N$  en m $^{-3}$ ,  $e$  y  $m_e$  son la carga y masa del electrón, respectivamente, y  $\varepsilon_0$  la permitividad en el vacío.

Sustituyendo la ecuación (2.38) en (2.37) y tomando en cuenta que  $r_e = e^2 / 4\pi\varepsilon_0 m_e c^2 \approx 2.82 \times 10^{-15}$  m (el radio clásico del electrón) tenemos que

$$n = \sqrt{1 - \frac{Nr_e \lambda^2}{\pi}}, \quad (2.39)$$

---

<sup>5</sup>Dado que  $e$ ,  $m_e$  y  $\varepsilon_0$  son constantes, se puede estimar la frecuencia del plasma en Hz como  $\omega_p / 2\pi \approx 9\sqrt{N}$ .

aproximando a primer orden resulta  $n = 1 - \frac{Nr_e\lambda^2}{2\pi}$ , de donde se obtiene que las variaciones en el índice de refracción y las variaciones de la densidad electrónica están relacionadas por

$$\Delta n = \frac{r_e\lambda^2}{2\pi}\Delta N, \quad (2.40)$$

donde  $\Delta N$  es la desviación de la densidad electrónica a partir del valor medio  $N$ . De las ecuaciones (2.34) y (2.40) se tiene

$$\phi(x, y) = r_e\lambda \int_{\Delta z} \Delta N(x, y, z) dz. \quad (2.41)$$

Veamos ahora cómo están relacionadas las fluctuaciones de fase y de densidad en cuanto a sus funciones de autocorrelación y sus densidades espectrales. La función de autocorrelación de las fluctuaciones aleatorias de fase  $\phi(x, y)$  la denotamos con  $C_\phi(x, y)$ , tal que

$$\begin{aligned} C_\phi(x_0, y_0) &= \langle \phi(x, y)\phi(x + x_0, y + y_0) \rangle \\ &= \int_x \int_y \phi(x, y)\phi(x + x_0, y + y_0) dx dy \\ &= (r_e\lambda)^2 \Delta z \int_x \int_y \int_{\Delta z} \Delta N(x, y, z)\Delta N(x + x_0, y + y_0, z) dx dy dz \\ &= (r_e\lambda)^2 \Delta z \int_{\Delta z} \langle \Delta N(x, y, z)\Delta N(x + x_0, y + y_0, z) \rangle dz, \end{aligned}$$

por lo tanto, las correlaciones están asociadas por la siguiente ecuación

$$C_\phi(x, y) = (r_e\lambda)^2 \Delta z \int C_{\Delta N}(x, y, z) dz. \quad (2.42)$$

El espectro de potencias bidimensional de las fluctuaciones de fase,  $\Phi_\phi(q_x, q_y)$ , se puede expresar usando la transformada de Fourier bidimensional de la función de autocorrelación  $C_\phi(x, y)$ , tal que

$$\Phi_\phi(q_x, q_y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_x \int_y C_\phi(x, y) e^{i(q_x x + q_y y)} dx dy, \quad (2.43)$$

donde  $q_x$  y  $q_y$  son componentes del número de onda tridimensional asociado con la escala de las irregularidades. Análogamente, escribimos el espectro tridimensional de las fluctuaciones de densidad como

$$\Phi_{\Delta N}(\mathbf{q}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int C_{\Delta N}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad (2.44)$$

ahora con  $\mathbf{r} = (x, y, z)$  y  $\mathbf{q} = (q_x, q_y, q_z)$ . Sustituyendo el valor de  $C_\phi(x, y)$  dado por la ecuación (2.42) en la ecuación (2.43) y tomando  $q_z = 0$  en la ecuación (2.44), tenemos una relación entre el espectro de fase bidimensional y el espectro de fluctuaciones de densidad tridimensional. La relación se puede expresar como

$$\Phi_\phi(q_x, q_y, z) = 2\pi(r_e\lambda)^2 \Delta z \Phi_{\Delta N}(q_x, q_y, q_z = 0). \quad (2.45)$$

Los cambios en la densidad electrónica generan las fluctuaciones de fase de la señal recibida. Las ecuaciones (2.41), (2.42) y (2.45) nos indican cómo están relacionadas la modulación de fase y las fluctuaciones aleatorias de densidad electrónica de la capa delgada.

■ **Patrón de interferencia: filtro de Fresnel**

En el modelo de la capa delgada, la turbulencia se concentra en el plano  $z = 0$  y la onda se propaga libremente (sin fluctuaciones en el índice de refracción) a distancias  $z > 0$ , en particular a la distancia  $z = Z$ . Entonces, la ecuación (2.31) puede ser escrita como

$$2ik \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} = 0. \quad (2.46)$$

Consideremos un campo incidente  $F_{in}$  como en la ecuación (2.33), al sustituir en (2.46) y tomando la transformada de Fourier  $F(\mathbf{r}, z) = \int F(\mathbf{q}, z) e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{q}$ , con  $\mathbf{r} = (x, y)$ ,  $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$  y  $q^2 = q_x^2 + q_y^2$  se tiene

$$\begin{aligned} & 2ik \int \frac{\partial}{\partial z} [F(\mathbf{q}, z) e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}] d\mathbf{q} + \int \frac{\partial^2}{\partial x^2} [F(\mathbf{q}, z) e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}] d\mathbf{q} + \int \frac{\partial^2}{\partial y^2} [F(\mathbf{q}, z) e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}] d\mathbf{q} \\ &= \int [2ik \frac{\partial F}{\partial z} - q^2 F] e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{q} = 0, \end{aligned} \quad (2.47)$$

entonces la solución<sup>6</sup> a la ecuación diferencial en términos del espacio  $q_x, q_y, z$  es

$$F(\mathbf{q}, z) = F(\mathbf{q}, 0) e^{\frac{-iq^2 z}{2k}}, \quad (2.48)$$

donde  $F(\mathbf{q}, 0)$  es el campo en  $z = 0$ . El término  $e^{\frac{-iq^2 z}{2k}}$  describe las propiedades de propagación y oscila con mayor frecuencia a medida que se aleja de la superficie de dispersión.

Se puede ahora mostrar que para una onda monocromática plana que incide en una capa delgada con propiedades de dispersión débil, el espectro de intensidad a una distancia  $z = UA \cos(\epsilon)$  de la capa está dado por la siguiente ecuación

$$\Phi_I(\mathbf{q}, z) = 4\pi^2 \langle I \rangle^2 \delta(\mathbf{q}) + 4\text{sen}^2 \left( \frac{q^2 z}{2k} \right) \Phi_\phi(\mathbf{q}), \quad (2.49)$$

donde  $\Phi_\phi(\mathbf{q})$  es el espectro de la fase  $\phi$ .

Como ya habíamos visto en la Sección 2.3, la transformada de Fourier de la intensidad y la transformada de las fluctuaciones de intensidad difieren por un término con factor delta de

---

<sup>6</sup>Una solución directa de la ecuación (2.46) es  $F = e^{-i(q^2 z/2k + q_x x + q_y y)}$  donde también aparece el factor exponencial de la ecuación (2.48). Si empleamos esta solución en la transformada de Fourier en el espacio  $q_x, q_y$ , nos queda sólo este término exponencial y el espectro de potencias se calcula fácilmente.

Dirac,  $\mathfrak{F}\{I(t)\} = \mathfrak{F}\{\Delta I(t)\} + I_0\delta(\nu)$ , entonces el espectro de las fluctuaciones de intensidad  $\Phi_{\Delta I}(\mathbf{q}, z)$  para la dispersión débil resulta ser

$$\Phi_{\Delta I}(\mathbf{q}, z) = 4\text{sen}^2\left(\frac{q^2 z}{2k}\right) \Phi_\phi(\mathbf{q}). \quad (2.50)$$

El factor  $\text{sen}^2(q^2 z/2k)$  en el espectro de fluctuaciones de la intensidad es conocido como la *función de propagación de Fresnel* [Manoharan, 1991] o *filtro de Fresnel* [Oberoi, 2000]. Dicha función tiene máximos y mínimos causando oscilaciones en el espectro de potencias de la intensidad. El filtro de Fresnel representa los efectos de interferencia originados por el centelleo en el régimen de dispersión débil. En la Figura 2.8, se muestra la función de Fresnel en tres casos para distintos parámetros, tomando como parámetro fijo una velocidad típica de VS a 400 km/s. En general, tanto con el aumento de la frecuencia de observación, como con el aumento de  $\epsilon$ , el primer máximo de la función de Fresnel se ubica a una mayor frecuencia. De la Figura 2.8 se puede ver que la función actúa como un filtro al atenuar componentes de baja frecuencia.

#### ■ Características de la función de Fresnel

Es útil definir dos parámetros: la *frecuencia de Fresnel*,  $q_f = \left(\frac{2k}{z}\right)^{1/2}$  y el *radio de Fresnel*,  $r_f = (\lambda z)^{1/2}$ . Entonces, podemos escribir

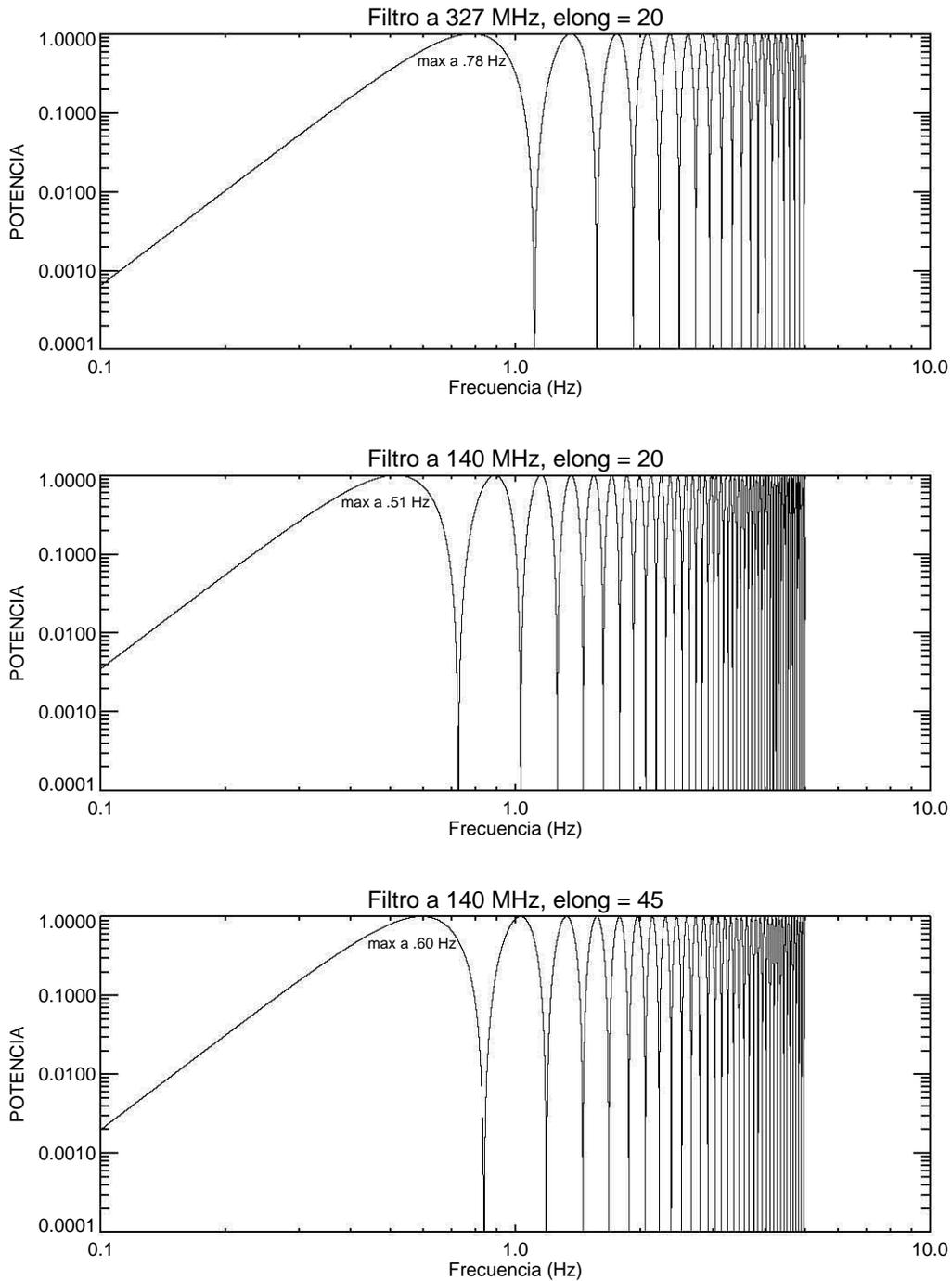
$$\text{sen}\left(\frac{q^2 z}{2k}\right) = \text{sen}\left(\frac{q^2}{q_f^2}\right) = \text{sen}\left(\frac{q^2 r_f^2}{4\pi}\right). \quad (2.51)$$

Al tomar números de onda  $q$  tales que  $q^2 \ll q_f^2$  tenemos que  $q^2/q_f^2 \approx \text{sen}(q^2/q_f^2)$ . Para estas frecuencias espaciales no hay interferencia y se puede mostrar que se cumple:  $l \gg \sqrt{\pi\lambda z}$ , donde  $l$  es la escala de las irregularidades del VS determinadas por  $q_x = \frac{2\pi}{l}$ . Por lo tanto, para frecuencias mucho menores a la frecuencia de Fresnel o para estructuras mucho mayores al radio de Fresnel no hay interferencia, es decir, no hay fluctuaciones que provengan de estructuras mucho más grandes a  $r_f$  por lo que, en principio, las mediciones de CIP son sensibles a fluctuaciones provenientes de regiones con escalas del orden al radio de Fresnel. A nuestra longitud de onda de observación ( $\lambda = 2.14\text{m}$ ), el radio de Fresnel se puede expresar como  $r_f \approx 560\sqrt{\cos(\epsilon)}$  km restringiendo a  $0^\circ < \epsilon < 90^\circ$ .

Para una distancia  $z$  fija, la función de propagación tiene su primer máximo en  $q_{m0}$  tal que

$$q_{m0} = \left(\frac{\pi k}{z}\right)^{1/2}. \quad (2.52)$$

Para nuestra frecuencia de observación y tomando, por ejemplo, tanto  $\epsilon = 20^\circ$ , como  $V = 400$  km/s (la proyección de la velocidad del VS), tenemos que  $q_{m0} \approx 8.089 \times 10^{-3} \text{ km}^{-1}$ . En la frecuencia temporal corresponde a  $f = 0.51$  Hz. En la Figura 2.8 se muestran los máximos



**Figura 2.8:** Tres representaciones del filtro de Fresnel con una velocidad de 400 km/s: para una frecuencia de 327 MHz y una elongación de  $20^\circ$ , para una frecuencia de 140 MHz y una elongación de  $20^\circ$  y para una frecuencia de 140 MHz y una elongación de  $45^\circ$ , respectivamente. Se muestra la frecuencia a la que ocurre el primer máximo en cada función.

para tres funciones de Fresnel. En particular, siempre ocurre que  $q_{m0} > q_f$  ya que  $q_{m0} = \sqrt{\frac{\pi}{2}}q_f \approx 1.25q_f$ . También, en teoría, la escala de las perturbaciones para que el espectro tenga un máximo es  $l = \sqrt{2}r_f$ .

A partir de la ecuación (2.52), podemos definir ahora una *distancia de Fresnel*  $Z_f$  dada por

$$Z_f = \frac{\pi k}{q_{m0}^2}. \quad (2.53)$$

Más allá de esta distancia, las fluctuaciones para una frecuencia espacial  $q$  se han generado completamente. Entre más grande sea la frecuencia espacial, las fluctuaciones se generan a distancias más cortas.

Cuando la frecuencia espacial es muy grande en relación a  $q_{m0}$  o  $q_f$ , la función de Fresnel se aproxima a un valor promedio, entonces se puede considerar que

$$4\text{sen}^2\left(\frac{q^2 z}{2k}\right) = 2 \quad \text{para } q \gg q_{m0}, q_f. \quad (2.54)$$

Esta aproximación es útil para integrar el espectro de fluctuación de intensidades de la ecuación (2.50), donde el valor promedio de  $\text{sen}^2(q^2 z/2k)$  se aproxima a  $\frac{1}{2}$  para  $q$  suficientemente grande. Visto de otra manera, cuando las escalas de las irregularidades son mucho más pequeñas al radio de Fresnel, el patrón de interferencia se comienza a desvanecer hasta observarse una intensidad homogénea.

Debajo de la frecuencia  $q_{m0}$ , el espectro es atenuado por el filtro de Fresnel. Después de este primer máximo, el espectro de fluctuaciones muestra una caída súbita (ver Figura 2.8). La región de la gráfica entre  $q_{m0}$  y el mínimo que le sigue, por su morfología, es conocida como la *rodilla de Fresnel*. La ubicación de la rodilla en el intervalo espectral, es proporcional a la velocidad del VS. De manera que, un cambio en la velocidad hace un corrimiento, en frecuencia, de la rodilla. Este corrimiento, debido a la velocidad, puede verse dado que la frecuencia a la que ocurre el primer mínimo<sup>7</sup> que le sigue a  $q_0$  es  $f_m = V/r_f$ . Por ejemplo, el caso de la segunda gráfica de la Figura 2.8, resulta que  $f_m = 0.73$  Hz.

### ■ El espectro de turbulencia

El espectro de fluctuaciones de densidad electrónica  $\Phi_{\Delta N}(\mathbf{q})$  está asociado con el nivel de turbulencia y depende del número de onda ( $q$ ) o las escalas de las irregularidades ( $l = 2\pi/q$ ). Casi todas las interpretaciones de mediciones de CIP publicadas antes de 1970 fueron basadas en la suposición de que el espectro  $\Phi_{\Delta N}(\mathbf{q})$  obedecía a un modelo gaussiano, con escala característica de las irregularidades de 100 - 300 km (por ejemplo en Hewish [1971]). Readhead [1971] construyó un modelo para la variación de estas escalas, encontrándose que a distancias heliocéntricas menores a 0.8 UA la escala es  $\propto R^{1.5}$ , donde  $R$  es la distancia heliocéntrica. Pramesh Rao *et al.* [1974] estimaron que la escala es del orden de 100 km en

<sup>7</sup>Estrictamente, este mínimo es el segundo mínimo de la función, el cual ocurre en  $q = 0$ .

el rango de 0.3 - 0.7 UA donde no observaron un aumento de las escalas con la distancia heliocéntrica. Mediciones *in situ* del espectro de densidad de protones cerca de 1 UA en el rango de frecuencias de  $10^{-4}$  -  $10^1$  Hz indicaron que la densidad espectral tiene una forma de ley de potencias [Intriligator y Wolfe, 1970]. Más tarde, este hecho es confirmado (véase por ejemplo Rees y Duffett-Smith [1985]; Woo y Armstrong [1979]). Esta ley de potencias obedece a que el espectro es proporcional a  $q^{-\alpha}$ , donde  $\alpha$  es el índice espectral. El índice espectral que se ajusta a las observaciones es  $\alpha \sim 3.3 \pm 0.5$  por lo que, en algunos casos, puede coincidir con el valor asociado a un espectro tipo Kolmogorov ( $\alpha = 11/3$ ). Para una discusión más amplia de este parámetro véase el Apéndice B.

La contribución de cada capa está regida por el nivel de turbulencia que varía como  $R^{-\beta}$ , donde  $R$  es la distancia heliocéntrica a la capa. Entonces, se ha determinado [Manoharan, 1991] que el espectro de fluctuaciones de densidad tiene la forma

$$\Phi_{\Delta N}(q, R) = R^{-\beta} q^{-\alpha}. \quad (2.55)$$

De las observaciones presentadas por Manoharan [1991] a 327 MHz y observaciones previas con la misma frecuencia, se estima que el exponente  $\beta \approx 4$ . Este rápido gradiente indica que la mayor parte de la dispersión ocurre en la región más cercana al Sol (punto  $P$ ), de manera que el acercamiento a las mediciones del VS con una sola capa delgada centrada en el punto  $P$  es físicamente válido.

#### ■ Capa en movimiento: velocidad del VS

Para relacionar el espectro de frecuencias temporales de intensidad  $P(f)$ , con el espectro de frecuencias espaciales  $P(q)$ , es necesario considerar el movimiento de las irregularidades en el MIP. Las irregularidades se mueven a la velocidad del VS (despreciando por ahora la traslación de la Tierra) y se elige un sistema de referencia tal que el eje  $x$  está en la dirección del VS (ver Figura 2.4). La variación de intensidad captada puede entenderse como variaciones espaciales con movimiento relativo respecto a un observador en Tierra. Entonces, las variaciones temporales se transforman directamente en variaciones espaciales a lo largo de la dirección de movimiento de las irregularidades, es decir

$$f = \frac{q_x V}{2\pi}, \quad (2.56)$$

$f$  es la frecuencia temporal y  $V = V_x$  es la componente de velocidad del VS en la dirección del eje  $x$ .

Considerando que la configuración dimensional de las irregularidades está fija, es decir, que el tiempo de modificación de las mismas es largo comparado a las escalas de tiempo de fluctuaciones en el flujo observado, podemos tomar el espectro temporal  $P(f)$  como

$$P(f) = \frac{2\pi}{V} \int \Phi_{\Delta I}(q_x = \frac{2\pi f}{V}, q_y) dq_y. \quad (2.57)$$

La integración se hace en la dirección transversal a la componente de velocidad del VS y para un plano sin movimiento en la dirección  $z$  ( $z = \text{constante}$ ).

### 2.4.4. Medio dispersivo extendido

Hasta ahora, nos hemos concentrado en los efectos debidos a una capa dispersora delgada. En el caso de una pantalla dispersora gruesa o un medio dispersivo extendido, la onda electromagnética es dispersada aleatoriamente en distintos puntos a lo largo de su camino. En un ambiente de dispersión débil podemos aplicar la aproximación de Born que es válida cuando la dispersión del campo incidente es pequeña.

En la aproximación de Born, el medio extendido se descompone en capas delgadas de ancho  $\Delta z$ , en las cuales ocurre sólo una dispersión. Las capas se consideran independientes ya que las modulaciones de fase impuestas por capas adyacentes no están correlacionadas. El cambio de fase impuesto por una sola capa es, como ya habíamos visto,

$$\phi = k \Delta n \Delta z, \quad \text{con } |\phi| \ll 1. \quad (2.58)$$

Al final, deben sumarse estas contribuciones para tener un espectro de intensidad más preciso que con sólo una capa delgada. El espectro debido a la capa de espesor extendido, está dado por la integración a lo largo del camino de propagación de la onda. Entonces, al integrar la ecuación (2.50) a lo largo de la línea de visión desde la fuente a la Tierra (eje  $z$ ) tenemos

$$\Phi_{\Delta I}(\mathbf{q}) = \int_{-\infty}^Z 4 \text{sen}^2 \left( \frac{q^2 z}{2k} \right) \Phi_{\phi}(\mathbf{q}, z) dz. \quad (2.59)$$

El espectro total es la integración sobre la coordenada  $q_y$ . Si además se toma en cuenta la velocidad del VS y que la frecuencia temporal es  $f = V(z)q_x/2\pi$ , el espectro de potencias puede ser escrito como

$$P(f) = 2\pi \int_{-\infty}^Z \frac{dz}{V(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dq_y 4 \text{sen}^2 \left( \frac{q^2 z}{2k} \right) \Phi_{\phi}(\mathbf{q}, z), \quad (2.60)$$

donde  $V(z)$  es la componente de la velocidad del MIP perpendicular a la línea de visión. Usando la ecuación (2.45), el espectro puede ser escrito en términos de las fluctuaciones de densidad como

$$P(f) = (2\pi r_e \lambda)^2 \int_{-\infty}^Z \frac{dz}{V(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dq_y 4 \text{sen}^2 \left( \frac{q^2 z}{2k} \right) \Phi_{\Delta N}(q_x, q_y, q_z = 0, z), \quad (2.61)$$

sustituyendo la relación (2.55) en (2.61) y tomando  $\beta = 4$ , se obtiene

$$P(f) = (2\pi r_e \lambda)^2 \int_{-\infty}^Z \frac{dz}{V(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dq_y 4 \text{sen}^2 \left( \frac{q^2 z}{2k} \right) R(z)^{-4} q^{-\alpha}. \quad (2.62)$$

Ahora sólo falta tomar en cuenta la fuente de radio. En este caso, el modelo obtenido se aplica a la observación de una fuente adimensional.

### 2.4.5. Espectro de intensidad para una fuente extendida

Se ha asumido que la fuente de radio de donde proviene la señal es puntual. Sin embargo, la fuente subtiende un ángulo finito, lo cual modifica el centelleo. El espectro medido está determinado por parámetros del MIP y la estructura de la fuente. Esto también puede ser utilizado para estudiar la estructura de las radiofuentes como en Little y Hewish [1966].

Una fuente de radio puede considerarse como constituida de varios puntos independientes que irradian a la misma frecuencia. Así, la señal incidente está compuesta de una distribución angular de ondas planas que inciden con fases aleatorias, es decir, las ondas son espacialmente incoherentes y están confinadas en un rango angular pequeño. Este rango depende de la extensión angular de la fuente. El efecto de la distribución angular es reducir el centelleo. El promedio de intensidad recibida, que proviene de la fuente extendida, es la suma de intensidades debido a cada punto de radiación que conforma la fuente.

Consideremos una fuente de este tipo cuya estructura está dada por una distribución de brillo,  $B(\theta)$ , en el plano del radiocielo. La transformada de Fourier de esta función se define como la *función de visibilidad*  $\tilde{V}$ , entonces

$$\tilde{V}(\mathbf{q}, z) = \int B(\theta) e^{-iz\theta \cdot \mathbf{q}} d\theta, \quad (2.63)$$

donde  $\theta = (\theta_x, \theta_y)$ . El espectro de intensidad para una fuente extendida (ver ecuaciones (2.49) y (2.50)) está modulado por la visibilidad del espectro de la distribución de brillo, esto es

$$\Phi_{\Delta I_{ext}}(\mathbf{q}, z) = \Phi_{\Delta I}(\mathbf{q}, z) |\tilde{V}(\mathbf{q}, z)|^2 = 4 \text{sen}^2 \left( \frac{q^2 z}{2k} \right) |\tilde{V}(\mathbf{q}, z)|^2 \Phi_{\phi}(\mathbf{q}). \quad (2.64)$$

De la ecuación (2.61), podemos representar el espectro teórico de CIP en forma general como

$$P(f) = (2\pi r_e \lambda)^2 \int_{-\infty}^Z \frac{dz}{|V(z)|} \int_{-\infty}^{\infty} dq_y 4 \text{sen}^2 \left( \frac{q^2 z}{2k} \right) |\tilde{V}(\mathbf{q}, z)|^2 \Phi_{\Delta N}(\mathbf{q}, z). \quad (2.65)$$

Para estudiar la naturaleza de una fuente extendida, es conveniente asociarle una distribución de brillo con simetría gaussiana y desviación estándar  $\theta_0$ . La distribución está dada por

$$B(\theta) = \frac{1}{\theta_0 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}}, \quad (2.66)$$

tal que  $\int B(\theta) d\theta = 1$  al integrar en toda la superficie y  $\theta_0$  está en radianes. Entonces, al tomar el módulo cuadrado de la transformada de Fourier de  $B(\theta)$  obtenemos <sup>8</sup>

$$|\tilde{V}(\mathbf{q}, z, \theta_0)|^2 = e^{-q^2 z^2 \theta_0^2}. \quad (2.67)$$

---

<sup>8</sup>La transformada de Fourier de una distribución gaussiana con varianza  $\sigma^2$  es otra gaussiana pero con varianza  $1/\sigma^2$ .

Consideraremos el *ancho a potencia media* de la distribución de brillo como medida del ancho angular de la fuente. Este ancho está definido por  $\Theta = 2\sqrt{2\ln 2}\theta_0 \approx 2.35\theta_0$ .

De la ecuación (2.67), vemos que para  $qz\theta_0 > 1$ , la intensidad del espectro total se atenúa en forma significativa, es decir, para frecuencias  $q > \frac{1}{z\theta_0}$ . Por ejemplo, tomando  $z = 1$  UA, una fuente de  $\Theta = 15$  msa (msa = milisegundos de arco) afecta el espectro a frecuencias espaciales  $q > 0.22 \text{ km}^{-1}$ , correspondiendo a frecuencias temporales  $f > 14$  Hz (para velocidad de VS de 400 km/s), y una fuente del doble de ancho,  $\Theta = 30$  msa, afecta al espectro a frecuencias  $q > 0.11 \text{ km}^{-1}$  y  $f > 7$  Hz. A  $q_c = \frac{1}{z\theta_0}$  se le llama *frecuencia de corte asociada al tamaño de la fuente* (en inglés se conoce como *source-size cut-off frequency*).

Típicamente, en la región dispersión débil, la región de centelleo en el espectro llega hasta cierta frecuencia, como en el caso de observaciones a 327 MHz donde se puede llegar hasta  $\sim 5$  Hz [Manoharan, 1991].

La rodilla de Fresnel es la contribución principal del filtro de Fresnel. Cuando la frecuencia de corte ( $q_c$ ) es menor al segundo mínimo, el filtro inducido por la función de visibilidad afecta la rodilla. En consecuencia, puede afectar la determinación de velocidad del VS. La restricción para que el tamaño de la fuente no afecte la rodilla se puede expresar, luego de un poco de álgebra, como

$$\Theta < 0.374\sqrt{\frac{\lambda}{z}}, \quad (2.68)$$

donde  $\Theta$  está en radianes ( $1 \text{ rad} \approx 206264.8''$ ). De modo que, depende de la longitud de observación y de la distancia  $z$  (donde  $z = 1 \text{ UA} \cos \epsilon$  si se trata de una capa delgada en el punto de mayor dispersión) a que se observa. Como se puede ver, a medida que observamos con longitud de onda más grande, el ancho angular máximo permitido para no afectar la rodilla es mayor.

Para una frecuencia de 140 MHz y  $\epsilon = 20^\circ$ , el ancho angular de una fuente para que no interfiera con la rodilla debe ser  $\Theta \lesssim 300$  msa. Si el modelo de velocidades asociado a una fuente de diámetro  $\Theta > 300$  msa es usado para calcular la velocidad del VS, entonces el tamaño de la componente debe ser conocido con precisión, de otro modo, la velocidad puede ser inferida erróneamente.

Como ejemplo, el ancho angular a 327 MHz de las fuentes 3C048, 3C161 y 3C273, de acuerdo a Oberoi [2000] es 50, 200 y 500 msa, respectivamente y son usadas para calcular velocidades con observaciones a tal frecuencia. Estas fuentes son observadas por el MEXART. En el Apéndice B haremos una revisión del ancho angular de éstas y otras fuentes para distintas frecuencias cercanas 140 MHz.

### 2.4.6. Expresión del modelo de velocidades

Finalmente, al tomar en cuenta el ancho de la fuente de radio (ecuación (2.67)) y el espectro de fluctuaciones de los cambios en densidad (ecuación (2.55)), el modelo de velocidades

(ecuación (2.65)) se expresa como [Manoharan y Ananthakrishnan, 1990]:

$$P(f) = (2\pi r_e \lambda)^2 \int_{-\infty}^z \frac{dz}{V(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dq_y \operatorname{sen}^2 \left( \frac{q^2 z \lambda}{4\pi} \right) e^{-(qz\Theta/2.35)^2} R(z)^{-4} q^{-\alpha}, \quad (2.69)$$

$V$  es la velocidad del VS perpendicular a la línea de visión,  $q = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$  es la magnitud del número de onda de las irregularidades,  $f = V(z)q_x/2\pi$  es la frecuencia de fluctuaciones observada,  $R(z)$  es la distancia heliocéntrica,  $\Theta_0$  es el ancho angular de la fuente y  $\alpha \sim 3.3$ .

De la geometría básica de centelleo (Figura 2.4) es fácil obtener que

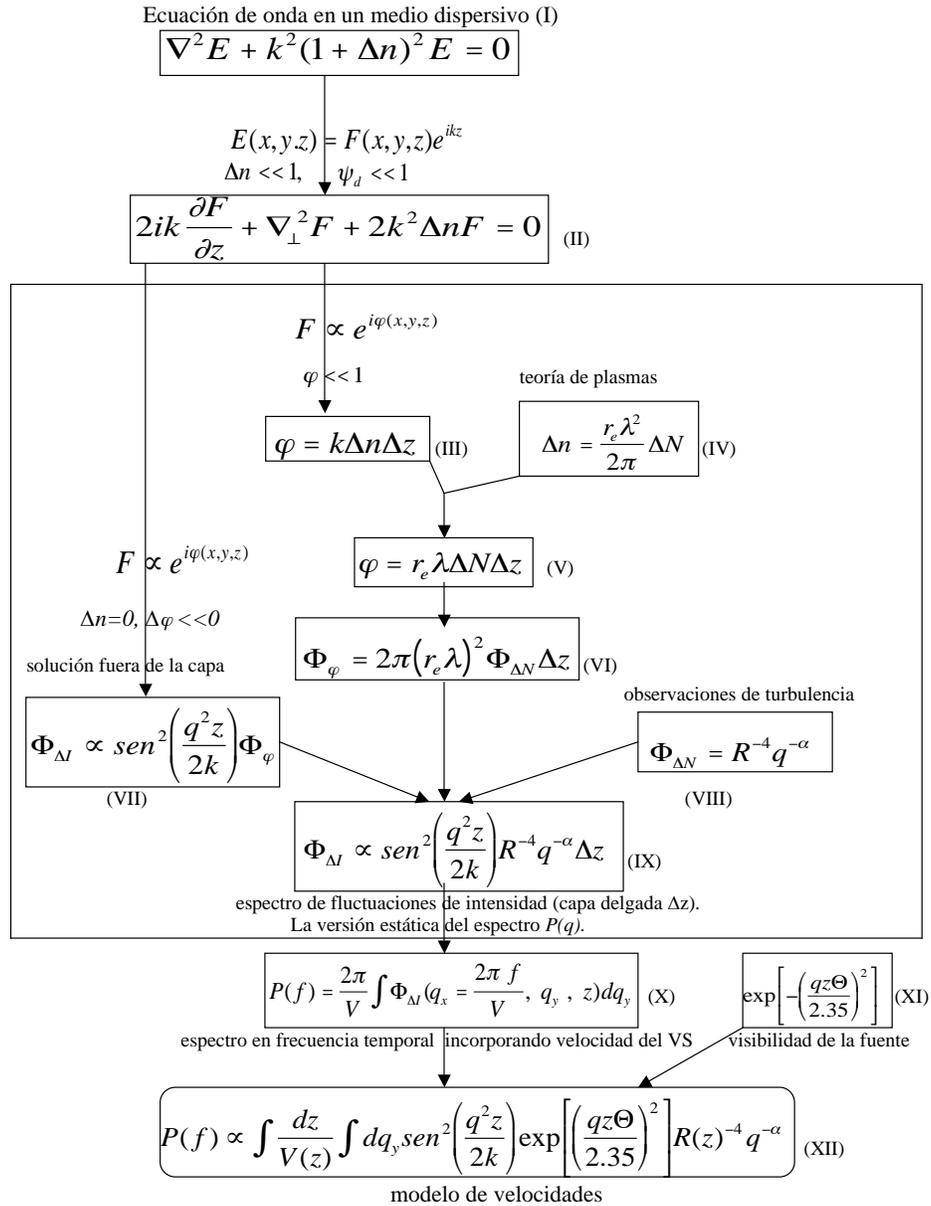
$$V(z) = \frac{Vp}{(z^2 + p^2)^{\frac{1}{2}}} \quad \text{y} \quad R(z) = (z^2 + p^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.70)$$

donde  $V$  es la velocidad del VS.

### ■ Resumen de la construcción del modelo

En la Figura 2.9 se resume, mediante un diagrama, la construcción del modelo de velocidades. En esta figura, se muestra que la construcción del modelo parte de plantear una ecuación de onda en un medio dispersivo estacionario. Los pasos para obtener el modelo se muestran con doce ecuaciones (I a XII). El cuadro grande, que encierra siete ecuaciones, corresponde al análisis y resultados de la capa dispersora delgada estática. Debajo de este cuadro (ecuaciones X a XII), se toma en cuenta una capa gruesa que tiene la velocidad del VS y se incorpora el ancho de la fuente con la función de visibilidad. Las relaciones ubicadas entre las flechas, muestran suposiciones de dispersión para llegar al siguiente resultado. Los símbolos  $\Phi$  indican densidades espectrales de su respectivo subíndice y son función del número de onda  $q$ . Las cantidades en las ecuaciones de la Figura 2.9 son:  $E$  es una componente escalar del campo eléctrico de la señal,  $k$  el número de onda de la señal de radio,  $\Delta n$  las fluctuaciones del índice de refracción,  $\psi_d$  la dispersión angular,  $\varphi$  la fluctuación de fase de la señal,  $\lambda$  la longitud de onda,  $r_e$  es el radio clásico del electrón,  $N$  la densidad electrónica,  $z$  la coordenada en dirección de la línea de visión,  $R$  la distancia heliocéntrica,  $q$  el número de onda de las irregularidades,  $\Delta I$  las fluctuaciones de flujo de la fuente,  $\Theta$  el diámetro angular de la fuente en radianes,  $\alpha$  el índice espectral y  $f$  es la frecuencia temporal de las fluctuaciones de flujo.

En el Capítulo 5, haremos algunos ajustes con este modelo para espectros obtenidos de registros de fuentes exhibiendo CIP, con el propósito de hacer mediciones de VS.



**Figura 2.9:** El modelo de velocidades se construye a partir de la ecuación para una onda propagándose en una pantalla de Fresnel. El cuadro grande representa el tratamiento con una capa delgada estática. Para llegar a la ecuación III se suponen condiciones de dispersión débil: fluctuaciones pequeñas, tanto en fase como en índice de refracción y dispersión angular. La combinación de III con un resultado del índice de refracción de la teoría de plasmas da lugar al espectro de fluctuaciones de fase (ecuación VI). La ecuación VII viene de la solución de II en condiciones fuera de la capa a una distancia  $z$ . De la combinación de resultados de tres espectros de fluctuaciones: en VI, VII y el espectro de turbulencia (ecuación VIII), se obtiene la relación IX que representa el espectro de fluctuaciones de densidad para una capa delgada fija. Al incorporar la velocidad del VS, el tamaño de la fuente, e integrar a lo largo de la línea de visión, se obtiene el modelo de velocidades (ecuación XII).

# Capítulo 3

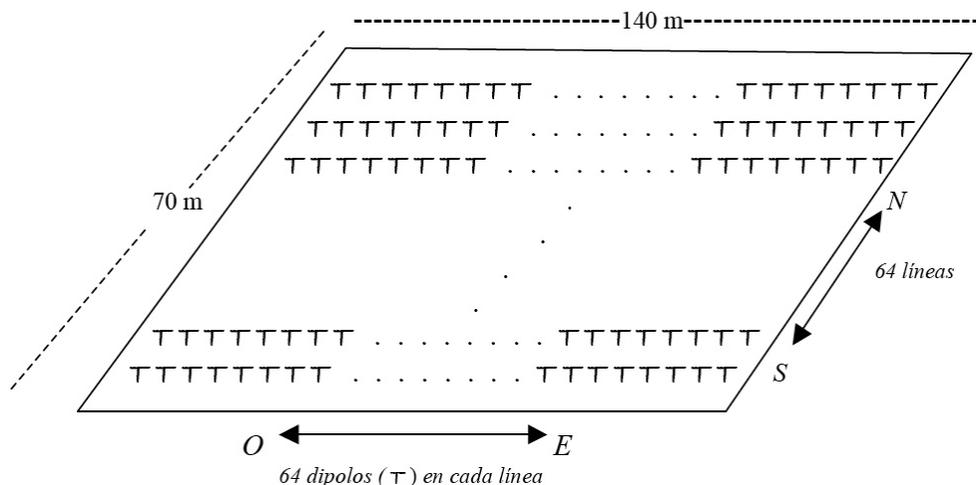
## El observatorio de CIP MEXART

En este capítulo, tratamos con las características técnicas del MEXART usando una Matriz de Butler (MB) con 1/4 y 1/2 antena. Explicamos la metodología básica de registro de datos y de medición de fuentes. Incluimos una revisión de las características de los radiotelescopios más importantes en los estudios de CIP.

### 3.1. Características generales

El radiotelescopio Mexican Array Radio Telescope, conocido por el acrónimo MEXART, se encuentra en el Observatorio de Centelleo Interplanetario del Instituto de Geofísica de la UNAM, localizado en Coeneo, Michoacán, a una latitud de  $19^{\circ}48'$  Norte y a una longitud de  $101^{\circ}41'$  Oeste. El instrumento opera con un ancho de banda de 1.5 MHz o 2 MHz (dependiendo del receptor que se use) centrado en una frecuencia de 139.65 MHz. La antena del MEXART es un arreglo con 64 líneas de dipolos de longitud de onda completa ( $\lambda = 2.14$  m) orientadas Este-Oeste, cada línea contiene 64 dipolos en polarización horizontal y están separadas  $1/2 \lambda$ . En total, las líneas conforman un arreglo matricial de  $64 \times 64 = 4096$  dipolos cubriendo cerca de  $9800 \text{ m}^2$  ( $\sim 70$  m Norte-Sur  $\times \sim 140$  m Este-Oeste) [González-Esparza *et al.*, 2004]. Debajo de los dipolos, a  $1/4 \lambda$ , se dispone de una malla constituida con alambre de acero inoxidable. La malla funciona como pantalla reflectora para aumentar la eficiencia de recepción. En las figuras 3.1 y 3.2 se ilustra la disposición del arreglo.

De noviembre del año 2007 a finales del 2010, el MEXART operó con 16 líneas contiguas, correspondiendo a 1/4 del arreglo total. En la Tabla 3.1, reportada por Mejía-Ambriz *et al.* [2010], se muestran las características técnicas del radiotelescopio correspondientes a esta época. De diciembre del 2010 a la fecha de elaboración de esta tesis, el arreglo operó con 1/2 antena (32 líneas contiguas) y las características de la tabla son las mismas.



**Figura 3.1:** Disposición de las líneas de dipolos que conforman la antena. Las líneas tienen una longitud de 140 m y están orientadas Este-Oeste. La separación entre ellas es  $\frac{1}{2}\lambda = 1.07$  m. El arreglo de dipolos cubre casi una hectárea.

**Tabla 3.1:** Características técnicas del MEXART.

Frecuencia de observación	139.65 MHz
<b>Antena</b>	arreglo plano (64×64)
Elemento básico	dipolo de longitud de onda completa ( $\lambda=2.14$ m)
No. de líneas E-O	64, c/u con 64 elementos
Area física total	9660 m <sup>2</sup>
<b>Receptor</b>	Superheterodino
Ancho de banda	2.0 MHz
Tiempo de integración	47 ms
Oscilador local	129 MHz
Frecuencia intermedia	10.65 MHz
Tiempo de muestreo	20 ms

### 3.2. Adquisición de observaciones con el uso de una Matriz de Butler

En las observaciones del MEXART con un cuarto del área de cobertura, la señal es captada por 16 líneas de dipolos del arreglo que se conectan a 16 puertos de entrada de una Matriz de Butler (MB). Este dispositivo despliega un patrón de radiación en el meridiano local. El



**Figura 3.2:** Las fotografías muestran dos perspectivas de la antena del MEXART. A la izquierda: foto tomada desde la parte sureste del arreglo. Se aprecian los postes blancos que sostienen las líneas de dipolos que componen la antena. A la derecha: Parte central de la antena tomada desde la zona sur hacia el norte. En el centro, al nivel del suelo, se muestra un conducto que termina en la parte norte, el cual, lleva las señales de las líneas de la antena hacia la torre de control en el fondo. Los dipolos están orientados perpendicularmente al conducto. En el conducto subterráneo se lleva a cabo la suma de ramas y la segunda etapa de filtraje y amplificación.

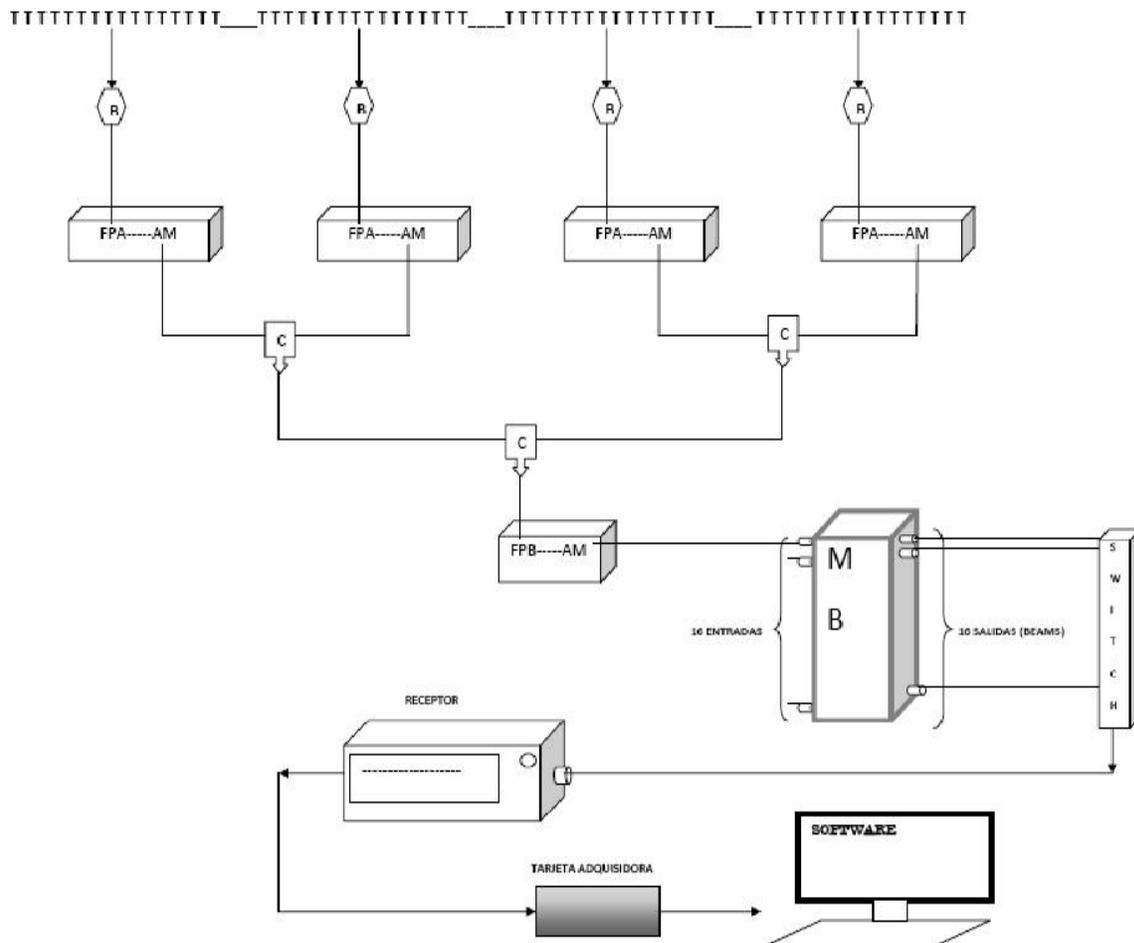
proceso de adquisición de la señal hasta la MB es como sigue:

La adquisición de la señal comienza en la recepción de las ondas electromagnéticas por parte de los dipolos (ver Figura 3.3). Cada línea de dipolos está dividida en 4 secciones de 16 dipolos. La señal de cada sección se envía a una línea de transmisión (alambre de cobre) para ser conectada a un balun. Este dispositivo tiene la propiedad de acoplar la señal del cable de cobre a cable coaxial. Luego de la llegada del flujo al balun, la señal continúa por un cable coaxial que se dirige a la parte subterránea del arreglo. En la parte subterránea, la señal sigue un proceso de filtraje, amplificación y combinación: se eliminan las frecuencias bajas de cada sección mediante un filtro pasa altas a 67 MHz y la salida se amplifica a 20 dB. Posteriormente, se combinan (suman) las dos secciones del lado este y lo mismo con las dos secciones del lado oeste. A cada suma de pares de secciones le llamamos “rama”. Después, se combinan las ramas para tener la suma de los 64 dipolos de la línea. Nuevamente, se filtra la señal mediante un filtro pasa bandas con ancho de 15 MHz centrado a 140 MHz y se vuelve a amplificar a 20 dB. Finalmente, la señal de las 16 líneas que siguieron este mismo proceso, continúa transmitiéndose por cable coaxial hasta una torre de control que cuenta con un sitio a temperatura estable ( $\sim 15\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) llamado cuarto de receptores donde se alojan la MB y el receptor. La señal de cada línea se conecta a cada uno de los 16 puertos de la MB. En la foto derecha de la Figura 3.2 se muestra el conducto subterráneo donde se suman las ramas y son conducidas las líneas a la torre de control.

En la torre de control, la señal sigue el siguiente proceso: la MB cuenta con 16 puertos de salida. Una o más salidas de la MB<sup>1</sup> se conectan a un receptor que mide en volts la

<sup>1</sup>En algunas etapas de las observaciones se contó con un interruptor digital al que se conectan las salidas

energía recibida. La información del receptor pasa a una tarjeta adquisidora de datos que hace posible la interpretación de estos datos por un software, el cual se encarga de registrar la información. El software hace un muestreo de datos cada 20 ms, es decir, toma 50 datos por segundo. En el cuarto de receptores también se encuentran 2 fuentes de alimentación (en corriente directa) para los amplificadores. Las características de los componentes electrónicos se pueden consultar en Carrillo-Vargas [2007] y Villanueva-Hernandez [2009].



**Figura 3.3:** Diagrama de recepción de la señal del MEXART. En la parte superior de la figura se encuentra una línea de 64 dipolos dividida en 4 secciones de 16. La señal de una sección es transmitida al balun (B). Enseguida, la señal pasa por un filtro pasa altas ( $> 67$  MHz), se amplifica (20 dB) y se combinan (2:1) dos secciones (C). Luego, se combinan 2 secciones con 2 secciones y su salida se vuelve a filtrar (filtro pasa bandas de 15 MHz) y amplificar (20 dB). La señal de 16 líneas que siguen el mismo proceso se conectan a la MB de 16 puertos de entrada. Se selecciona una de las 16 salidas de la MB para ser conectada a un receptor y luego la señal es tratada y almacenada mediante un software.

de la MB. Con ello se puede elegir, mediante un software, la salida que se desea enviar al receptor.

La función de la MB es generar 16 salidas correspondientes a diferentes direcciones de observación en el cielo en la dirección Norte-Sur. Las direcciones de los haces que forma la MB se despliegan a distintas declinaciones en el plano Norte-Sur o meridiano local con un ancho Este-Oeste de aproximadamente  $1^\circ$ . Los haces han sido etiquetados en dos conjuntos de 8 haces de acuerdo a su dirección teórica: los haces en dirección norte respecto al cenit local son  $\{N1, N2, \dots, N8\}$  que en teoría están inclinados a 4, 11, 18, 26, 34, 43, 53, 68 grados y los haces hacia el sur etiquetados como  $\{S1, S2, \dots, S8\}$  con inclinaciones de -4, -11, -18, -26, -34, -43, -53 y 68 grados, respectivamente. El cenit local se ubica aproximadamente a  $20^\circ$  en declinación. Una mayor información de la MB del MEXART se encuentra en Carrillo-Vargas [2007].

Utilizando la configuración de media antena, la señal de 32 líneas al cuarto de receptores sigue el mismo proceso que con 16 líneas. Para usar la MB con 32 líneas se suman una a una (2:1) líneas contiguas (previamente cada par de líneas debe calibrarse a la misma fase) en el cuarto de receptores, dando como resultado 16 señales, cada una correspondiendo a la suma de 128 dipolos o dos líneas de la antena. Estas 16 señales se conectan a la MB y se sigue el mismo tratamiento de la señal que con  $1/4$  de antena. El objetivo de esta configuración es, a partir del doble de cobertura, ganar en sensibilidad y mejorar la respuesta del instrumento.

Las observaciones con el uso de la MB se han efectuado en diferentes fechas desde el año 2007 en que se corrió la primera observación con los diferentes haces. La mayoría de los registros que se tienen con  $1/4$  de antena fueron realizados durante los meses: noviembre 2007, mayo-junio 2008, noviembre-diciembre 2008, febrero 2009, junio a diciembre 2009 y de febrero a abril 2010. Las observaciones con  $1/2$  antena comenzaron en noviembre 2010 y se hicieron sistemáticamente hasta julio de 2011.

Uno de los principales problemas técnicos que ha tenido el radiotelescopio es que la dirección de cada haz generado por la MB, en el plano Norte-Sur, no corresponde con la dirección teórica en forma alguna. A lo largo de los periodos de observación el equipo técnico del MEXART ha hecho modificaciones técnicas a la antena para mejorar la respuesta del radiotelescopio, esto ha dado como resultado que el patrón de radiación en el sentido Norte-Sur se modifique pero no se ha logrado aproximar al patrón teórico. Para solucionar esto, se implementó una metodología que estima la topología del patrón de radiación para cada haz en el plano N-S. Esto fue fundamental para construir un listado de las fuentes observadas.

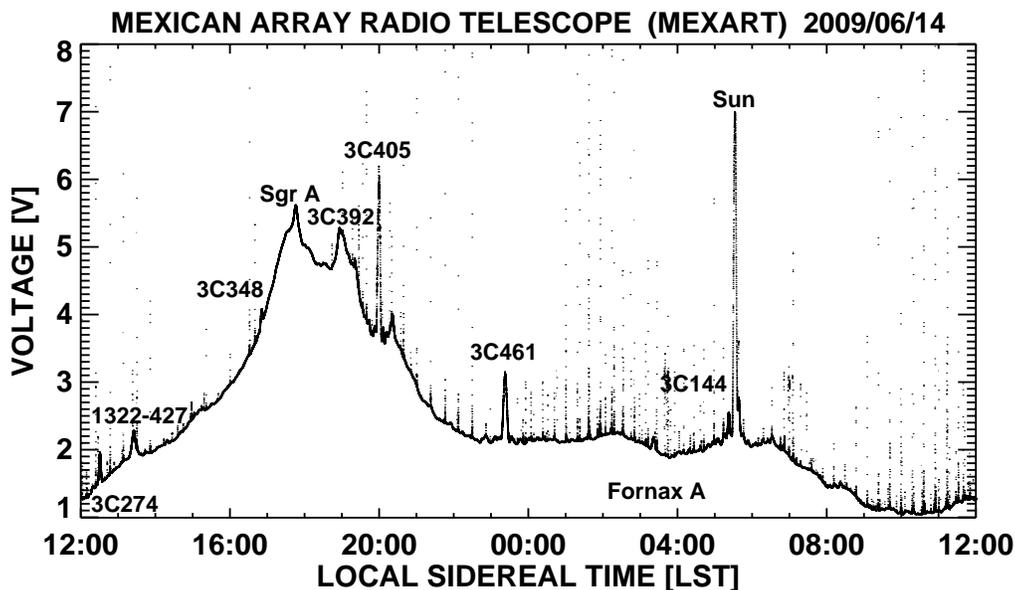
En el apéndice A se construye un primer catálogo de fuentes detectadas por el MEXART usando la MB. Las observaciones que se analizaron fueron principalmente de junio a octubre de 2009, donde se usaron 16 líneas. En el Capítulo 5 se hace una actualización del catálogo mediante el análisis de observaciones con  $1/2$  antena. Las metodologías para identificar las fuentes en ambos casos son similares, la diferencia y eficacia de ambas se discute en las Conclusiones. En la Tabla 3.2 se muestran resultados importantes entre ambas configuraciones de observación.

**Tabla 3.2:** Comparación general de observaciones entre 16 líneas ( $\frac{1}{4}$  de antena) y 32 líneas ( $\frac{1}{2}$  de antena) del MEXART.

	$\frac{1}{4}$ antena	$\frac{1}{2}$ antena
Número de fuentes captadas	67	93
Número de fuentes de CIP $> 3\sigma$	39	54
Flujo mínimo detectable observado (promedio/haz)	18 Jy	13.5 Jy
Flujo mínimo detectable teórico	5.4 Jy	2.7 Jy

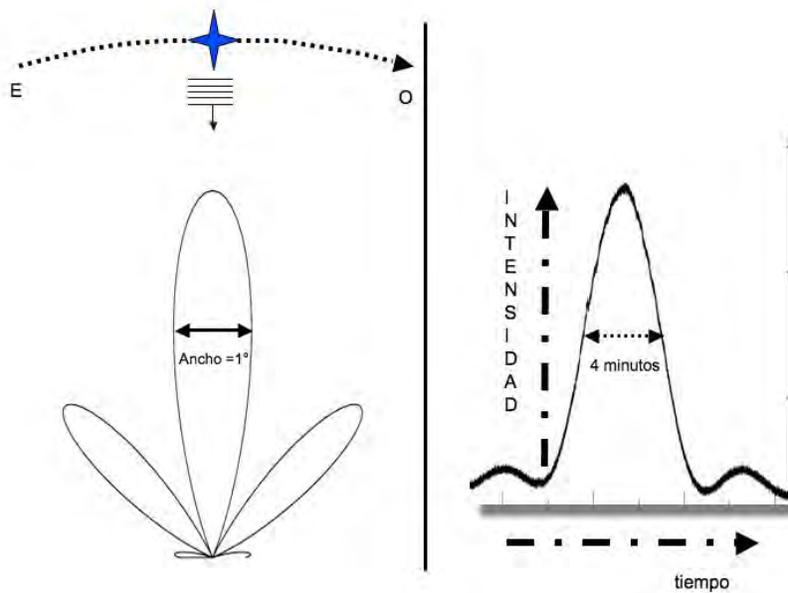
### 3.3. Metodología básica de observaciones

El MEXART es un instrumento de tránsito, sus haces están fijos y se aprovecha la rotación de la Tierra para barrer una banda de la esfera celeste en 24 horas. En la Figura 3.4 se grafica el tránsito del radiocielo en un día completo con uno de los haces, donde se ilustran algunas de las radiofuentes más intensas. La gráfica está en tiempo sideral contra voltaje, el escaneo diario se reporta en tiempo real en la página del observatorio <http://www.mexart.unam.mx>. Debido a que el ancho a potencia media de un haz es  $\approx 1^\circ$  en la dirección Este-Oeste, una fuente de ancho  $\ll 1^\circ$  se registra durante 4 minutos. La firma del radiocielo para cada haz se mantiene constante, salvo que el Sol aparece con un retraso diario de  $\sim 4$  minutos (más tarde en ascensión recta) hasta que recorre toda la gráfica en un año.



**Figura 3.4:** Tránsito del radiocielo detectado por el MEXART el 14 de junio del 2009 por uno de los haces. Se pueden apreciar en este caso algunas fuentes intensas como 3C348 (Hércules A), 3C405 (Cisne A), 3C144 (Nebulosa cangrejo), 3C461 (Casiopea A) y el Sol entre otras.

A la izquierda de la Figura 3.5 se muestra una simulación del corte transversal de un haz en dirección Este-Oeste. El haz capta la señal de una fuente de radio al transitar por el cenit, el ancho a potencia media del haz es de  $1^\circ$ . Debido a la rotación de la Tierra las fuentes transitan a una velocidad relativa de  $\sim 0.25^\circ/\text{min}$ , por lo que una fuente compacta recorrerá  $1^\circ$  al cabo de 4 minutos. El flujo captado por el haz es proporcional a su altura (potencia) y si la fuente es  $\ll 1^\circ$ , la intensidad de la señal se ve reflejada como una gaussiana, cuyo ancho a potencia media es de 4 minutos, en una gráfica de intensidad contra flujo. Tal es el caso de la derecha en la Figura 3.5, que corresponde a un tránsito de la Nebulosa de Cangrejo.



**Figura 3.5:** Tránsito de fuente por un haz del MEXART. Izquierda: Corte transversal este-oeste de un haz y lóbulos laterales, el haz está fijo a la Tierra apuntando al cenit local y tiene un ancho a potencia media de  $1^\circ$ , el haz capta la señal de una fuente que transita de este a oeste por el cenit. Derecha: ejemplo de un tránsito registrado (la Nebulosa de Cangrejo), el receptor capta la señal proveniente de la fuente y se muestra en forma gráfica como intensidad contra tiempo, la fuente es registrada durante cuatro minutos.

Dos parámetros básicos para medir la intensidad de una fuente son: su amplitud ( $A$ ) sobre el cielo de fondo y la amplitud de las fluctuaciones de intensidad (desviación estándar) del cielo de fondo, también llamado cielo frío. La amplitud  $A$  es la altura de la gaussiana y las fluctuaciones del cielo de fondo corresponden a la amplitud de oscilación de la señal en ausencia de una radiofuente. Estas fluctuaciones son proporcionales a las fluctuaciones de temperatura del sistema, de modo que el cielo de fondo involucra al radiocielo más el ruido del instrumento.

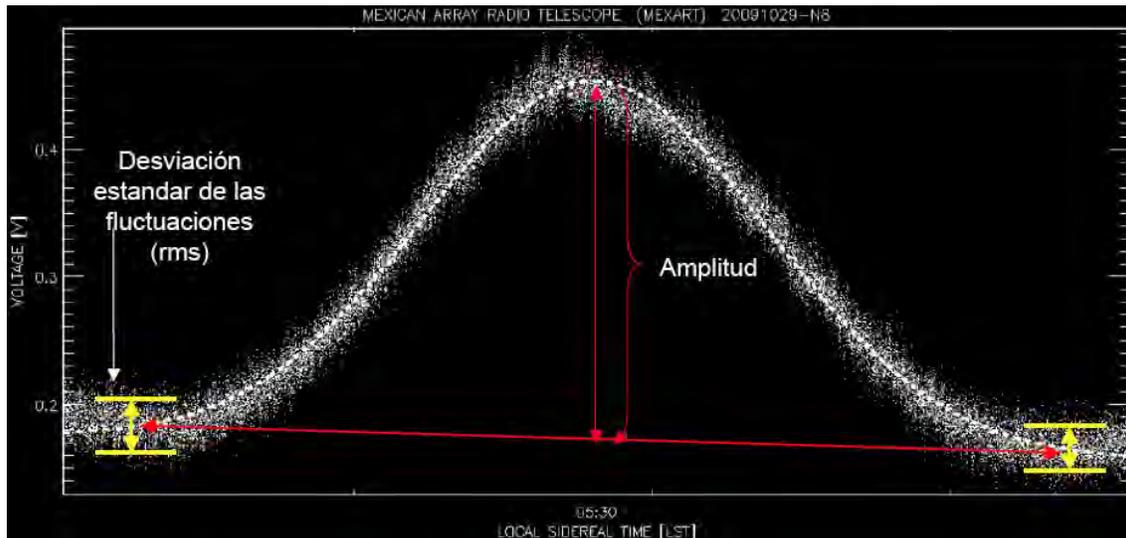
La manera de medir indirectamente el flujo de una fuente de radio es midiendo su *relación señal a ruido* o RSR (ver Figura 3.6), la medición de este parámetro es proporcional al flujo

recibido y lo definimos como

$$\text{RSR} = \frac{A}{\langle \sigma \rangle_{off}}, \quad (3.1)$$

donde  $\langle \sigma \rangle_{off}$  es la desviación estándar de las fluctuaciones del cielo de fondo. Para obtener  $\langle \sigma \rangle_{off}$  se mide la desviación estándar de cielo frío dos veces: una justo antes de la entrada de la fuente y otra después de la salida de la fuente como se ilustra en la Figura 3.6, en cada medida de la desviación estándar se toma  $\sim 1$  minuto de datos ( $\sim 3000$  puntos). Para medir  $A$ , se toma la altura que va del valor promedio de las fluctuaciones en la “cresta” de la gaussiana a una línea recta que une el valor promedio de dos puntos: un punto es el valor promedio de las fluctuaciones antes de la entrada de la fuente y el otro el valor promedio de las fluctuaciones en la salida. Usaremos indistintamente RSR o número de sigmas ( $\sigma$ 's) para denotar la intensidad de una fuente de radio.

En principio, la amplitud de la fuente pudiera ser una medida suficiente para caracterizar la intensidad, pero debido a que en el MEXART se han hecho cambios a la atenuación de la señal en el receptor, la amplitud de las fuentes cambia con la atenuación. Sin embargo, se ha observado que la RSR se mantiene (la amplitud de las fuentes cambia en la misma razón que la amplitud del ruido del sistema), de modo que la comparación de la RSR de las fuentes entre distintas configuraciones de atenuación es directa. Este comportamiento se ha visto, en particular, al analizar observaciones con atenuaciones que van de 10 a 17 dB. La RSR de las fuentes se ha usado además como herramienta para distinguir entre 3 receptores con que se cuenta actualmente en el MEXART. Por definición, el receptor que capta fuentes con mayor RSR es el que aporta menos ruido al sistema.



**Figura 3.6:** Medición de la relación señal a ruido. Tránsito de la Nebulosa de Cangrejo del 29 de octubre de 2009. La relación señal a ruido (RSR) es la amplitud de la gaussiana entre la desviación estándar de las fluctuaciones fuera de la fuente. Tanto su amplitud como la RSR son proporcionales al flujo que captamos.

Para estas mediciones básicas se hizo uso de un programa en lenguaje IDL<sup>2</sup> construido para el análisis de datos de observaciones del MEXART [Aguilar-Rodriguez, 2009].

A lo largo de las observaciones con la MB hemos identificado las fuentes de radio más intensas para propósitos de calibración. A partir de estas fuentes, se estima el patrón de radiación de cada haz y se hace una búsqueda de fuentes pequeñas para establecer un listado de fuentes que sistemáticamente son captadas. El límite que hemos designado para distinguir una fuente es que tenga una RSR  $\gtrsim 3\sigma$ . El propósito fundamental es ubicar las fuentes de CIP captadas por el MEXART.

### 3.4. Otros observatorios de CIP

A continuación, haremos una revisión de los instrumentos más importantes con los que se ha hecho estudios de CIP, o bien, se tienen proyectado realizarlos. Resumimos las características técnicas de cada uno de ellos. Cuatro de estos radiotelescopios están constituidos por un arreglo de dipolos similar al MEXART. Al final del capítulo, en la Tabla 3.3 se listan los instrumentos con el nombre, frecuencia de operación, tipo de antena y ubicación.

**4C Array.** Históricamente, lo que impulsó a la construcción de radiotelescopios para el estudio del VS, usando percepción remota mediante la técnica de CIP, fue el descubrimiento del CIP a mediados de los 60's en el Mullard Radio Astronomy Observatory (MRAO) con observaciones del 4C Array (véanse las características del arreglo en la Sección 2.1).

**Interplanetary Scintillation Array.** También en el MRAO, en 1967, se construyó el primer radio radiotelescopio hecho especialmente para estudios de CIP y fue llamado Interplanetary Scintillation Array (Figura 3.7). Era un arreglo plano de dipolos constituyendo una estación de tránsito. Operaba a 81.5 MHz con un ancho de banda de 1 MHz. En su etapa inicial, la antena se constituía de 2048 dipolos de longitud de onda completa ( $\lambda = 3.68$  m) cubriendo un área de 18,000 m<sup>2</sup>, con los dipolos colocados en 16 líneas Este-Oeste conteniendo 128 elementos cada una y separadas  $0.65 \lambda$  [Readhead y Hewish, 1974]. En particular, este arreglo dio lugar al descubrimiento de los pulsares [McNamara, 2008]. A mediados de los 70's, el arreglo se amplió al doble [Purvis *et al.*, 1987], teniendo ahora 32 líneas (dos secciones de 16 líneas) de 128 dipolos y cubriendo 36,000 m<sup>2</sup> con un total de 4096 elementos. Con esta última configuración, se usaron dos matrices de Butler de  $16 \times 16$  para cada sección. Las salidas de las matrices se correlacionaban para tener un patrón de radiación de 16 haces en el plano Norte-Sur y cubrir de  $-10^\circ$  a  $83^\circ$  en declinación. Con la extensión del arreglo se elaboró un catálogo de 1789 fuentes de CIP [Purvis *et al.*, 1987]. Actualmente, el arreglo ya no está en operación.

**UCSD Arrays.** Un arreglo construido en EUA al inicio de los 70's y dedicado a observaciones de CIP. Era un sistema de 3 estaciones de dipolos ubicadas en San Diego, California,

---

<sup>2</sup>IDL son las siglas del lenguaje *Interactive Data Language* desarrollado por la compañía *Exelis Visual Information Solutions* <http://www.exelisvis.com/language/en-us/productservices/idl.aspx>.



**Figura 3.7:** El Interplanetary Scintillation Array de Cambridge. El arreglo de Cambridge de 4096 dipolos cubría 3.6 hectáreas. Imagen tomada de <http://radio.astro.gla.ac.uk/stellarlect/index.html>.

que operaban a 74 MHz [Armstrong y Coles, 1972]. Las estaciones estaban separadas  $\sim 90$  km y sus respectivas antenas eran arreglos matriciales de dipolos ( $\lambda = 4$  m) de  $16 \times 16$ . En conjunto, los instrumentos desplegaban un patrón de radiación de 512 haces. El sistema de arreglos se modificó luego de daños causados por un incendio a una de las antenas, por lo que se decidió construir una sola estación que consistía en un arreglo de 32 líneas de 32 dipolos orientadas Este-Oeste, separadas  $1/2 \lambda$  y operando también a 74 MHz con un ancho de banda de 2 MHz, teniendo así un área de colección de  $\sim 8000$  m<sup>2</sup> [Coles *et al.*, 1994].

**Arreglos de Thaltej y Rajkot.** Dos arreglos de dipolos empleados para observaciones de CIP estuvieron operando a 103 MHz al noroeste de India a partir de 1983, ambos pertenecientes al Physical Research Laboratory de Ahmedabad. El arreglo que llegó a tener mayor cobertura estaba situado en Thaltej (latitud  $\sim 23^\circ$ ) cerca de Ahmedabad. Fue un instrumento de tránsito formado por 64 líneas de dipolos orientadas Este-Oeste que pasó por tres etapas de cobertura: 5,000, 10,000 y finalmente de 20,000 m<sup>2</sup> para el año 1990. Las líneas contaban con 16, 32 y 64 dipolos, respectivamente, y estaban separadas  $1/2 \lambda$  [Vats y Deshpande, 1994; Alurkar *et al.*, 1992]; para incrementar la eficiencia de los dipolos, se dispuso de una malla reflectora plana ubicada a  $1/4 \lambda$  debajo de los dipolos. El arreglo de Rajkot se ubicaba a unos 200 km al oeste de Ahmedabad y se extendía 5,000 m<sup>2</sup> con una configuración igual a la primera etapa del arreglo de Thaltej. Ambos radiotelescopios se dividían en dos secciones: 32 líneas al sur y 32 líneas al norte, cada sección se conectaba a una matriz de Butler de  $32 \times 32$  para desplegar un abanico de 32 haces en dirección Norte-Sur cubriendo  $\pm 30^\circ$  con respecto al cenit local, la dimensión del ancho de los haces para 10,000 m<sup>2</sup> de cobertura era de  $3.6^\circ$  Este-Oeste  $\times$   $1.8^\circ$  Norte-Sur y para 20,000 m<sup>2</sup> de  $1.8^\circ \times 1.8^\circ$ .

Las señales se procesaba en forma interferométrica: la señal de dos haces idénticos, uno de la sección sur y otro de la norte, se conectaban a un receptor de correlación, el cual, interpreta la señal como el flujo recibido por un solo haz que resulta de una combinación adecuada entre ambos haces [Vats y Deshpande, 1994]. La constante de los receptores era  $\tau = 0.1$  s con un ancho de banda de 2 MHz y se usaba una frecuencia de muestreo de 20 Hz.

**BSA.** Además del MEXART, el único radiotelescopio que actualmente opera con un arreglo dipolar matricial y con fines de observaciones de CIP, es conocido como Big Scanning Array perteneciente al Lebedev Physical Institute (BSA LPI). Está situado en el observatorio Puschino Radioastronomy Observatory (PRAO), a 120 km al sur de Moscú [Dagkesamanskii, 2009]. El arreglo es un instrumento de tránsito que consta de 16,384 dipolos de longitud  $\sim 3$  m y se extiende en una superficie de 72,000 m<sup>2</sup>. El radiotelescopio comenzó a operar en 1974 a 102 MHz. Actualmente, opera a 111 MHz [Shishov *et al.*, 2010]. El BSA despliega 2 patrones de radiación de 16 haces con anchos a potencia media  $0.5^\circ \times 1^\circ$  en direcciones Este-Oeste y Norte-Sur, respectivamente. Usa un ancho de banda de 600 KHz, un tiempo de integración de 0.1 s y una frecuencia de muestreo de 10 Hz. Esta información y más se puede encontrar en Shishov *et al.* [2007] y Shishov *et al.* [2008]. En el 2011, se implementó un nuevo sistema de 128 haces para este arreglo que cubre  $64^\circ$  en declinación, permitiendo observar más de 1000 fuentes de CIP en un registro de 24 horas, en comparación con algunos cientos de fuentes que se observaban con la configuración anterior.



**Figura 3.8:** Arreglo del BSA en el observatorio PRAO en Rusia. El BSA es un arreglo de 16384 dipolos ( $\lambda = 3$ m) que cubre 7,200 m<sup>2</sup>. Es un instrumento de tránsito compuesto de un arreglo plano de dipolos. Cortesía de I. V. Chashei.

Los últimos cuatro instrumentos de tránsito mencionados son similares al MEXART. Todos ellos con líneas de dipolos orientadas Este-Oeste con polarización horizontal.

**Molonglo Cross Telescope** A mediados de los 60's, a 250 km al suroeste de Sydney, Australia, se construyó un radiotelescopio operando a 430 MHz. Contaba con dos antenas parabólicas cilíndricas idénticas: una orientada Este-Oeste y otra en sentido Norte-Sur. Aunque el arreglo no estuvo, en principio, destinado a observaciones de CIP, se hicieron estudios en este sentido, por ejemplo en Milne [1976]. Para observaciones de CIP, de 1970 a 1973, se utilizó la antena Norte-Sur que tenía una cobertura de 18,000 m<sup>2</sup> (1,600 m Norte-Sur × 11.5 m Este-Oeste) [Kesteven, 1968], con un ancho de banda de 2.5 MHz. En estudios espectrales de CIP se observó con 11 haces, uno de ellos on-source y otro off-source con un muestreo de 20 Hz (cada 50 ms). El arreglo estaba en el Molonglo Observatory de la universidad de Sydney. Debido a la geometría de cruz que formaban las dos antenas se denominó Cross Telescope.

**ORT.** El radiotelescopio Ooty Radio Telescope (ORT) está situado en Ootacamund (o Ooty), al Sur de India. Es un instrumento usado por el National Centre for Radio Astrophysics, perteneciente al Tata Institute of Fundamental Research (TIFR) de India. El ORT es un arreglo que abarca 530 m de largo (N-S) por 30 m de ancho (E-O). Tiene una configuración parabólica cilíndrica (ver fotografía en Figura 3.9). Cuenta con 1056 dipolos dispuestos a lo largo de la línea focal. Opera a una frecuencia de 326.5 MHz ( $\lambda = 0.92$  m) con un ancho de banda máximo de 15 MHz. Grupos de 48 dipolos conforman 22 módulos electrónicos, tal que cada módulo despliega un haz que puede ser orientado en declinación. La cobertura total en declinación con los 22 haces es de  $\pm 36^\circ$ . La constante de tiempo del receptor y el tiempo de muestreo usados para CIP son 50 ms y 20 ms, respectivamente. Este arreglo cuenta con un eje de rotación paralelo al eje de la Tierra, ya que está construido sobre una colina cuya pendiente es igual a la latitud de su ubicación ( $11^\circ$ ), lo que le permite seguir una radiofuente hasta por 10 horas. El ORT ha estado en operación desde 1970 y, hoy en día, es utilizado especialmente para estudios de CIP, pulsares y líneas de recombinación en radio. Actualmente, el ORT puede captar cerca de 3600 fuentes de CIP. Información adicional del arreglo puede encontrarse en el trabajo de Swarup *et al.* [1971] y en las direcciones electrónicas: <http://rac.ncra.tifr.res.in/ort.html> y en [http://ncra.tifr.res.in/ncra\\\_hpage/ort/ort.html](http://ncra.tifr.res.in/ncra\_hpage/ort/ort.html).

**STEL.** En Japón, específicamente en Toyokawa, Fuji, Sugadaira y Kiso, se encuentran en funcionamiento cuatro estaciones con antenas dedicadas a hacer, principalmente, observaciones de CIP. Estas antenas comprenden el llamado STEL (Solar-Terrestrial Environment Laboratory) UHF Radio Telescope, de la universidad de Nagoya. Las antenas son tipo cilíndricas parabólicas operando a 327 MHz con 10 MHz de ancho de banda. La apertura física de las estaciones Fuji y Sugadaira es de 100 m Este-Oeste × 20 m Norte-Sur, la de Kiso es de 75 m Este-Oeste y 27 m Norte-Sur y la de Toyokawa es de 40 m Este-Oeste × 108 m Norte-Sur. Esta última es conocida como Solar Wind Imaging Facility (SWIFT) [Tokumaru *et al.*, 2011] y es la de más reciente actualización, con la que se espera mejorar la resolución de las observaciones del STEL y ampliar el número de fuentes que se observan. Actualmente, se captan 130 fuentes de CIP y se monitorean de 30 a 40 fuentes diariamente. En la Figura



**Figura 3.9:** El radiotelescopio de Ooty fue construido en una colina con una pendiente natural de 11 grados, igual a la latitud geográfica de Ooty. Tiene una cobertura de 530 m Norte-Sur  $\times$  30 m Este-Oeste. Imagen tomada de <http://rac.ncra.tifr.res.in/OotyRadioTelescope.html>.

3.10 se muestra, en un mapa, la distancia entre los observatorios y una foto de cada antena. La cobertura que se tiene del cielo con estos instrumentos es de  $\pm 30^\circ$  del meridiano y de  $25$  a  $40^\circ$  norte en declinación. Los métodos más usados para medir la velocidad del VS son con una estación de observación (método usado en esta tesis) o con observaciones simultáneas de la misma fuente, usando dos estaciones de observación (*método de correlación cruzada*, véase por ejemplo Bisi *et al.* [2009]; Tokumaru *et al.* [2011]; Fallows *et al.* [2002]). Uno de los objetivos de STEL y de la comunidad de CIP es comparar observaciones de ambos métodos para establecer posibles errores y obtener más precisión en las mediciones de velocidad del VS. Para información adicional de los radiotelescopios, se puede visitar la página [http://stesun5.stelab.nagoya-u.ac.jp/uhf\\\_ant-e.html](http://stesun5.stelab.nagoya-u.ac.jp/uhf\_ant-e.html).

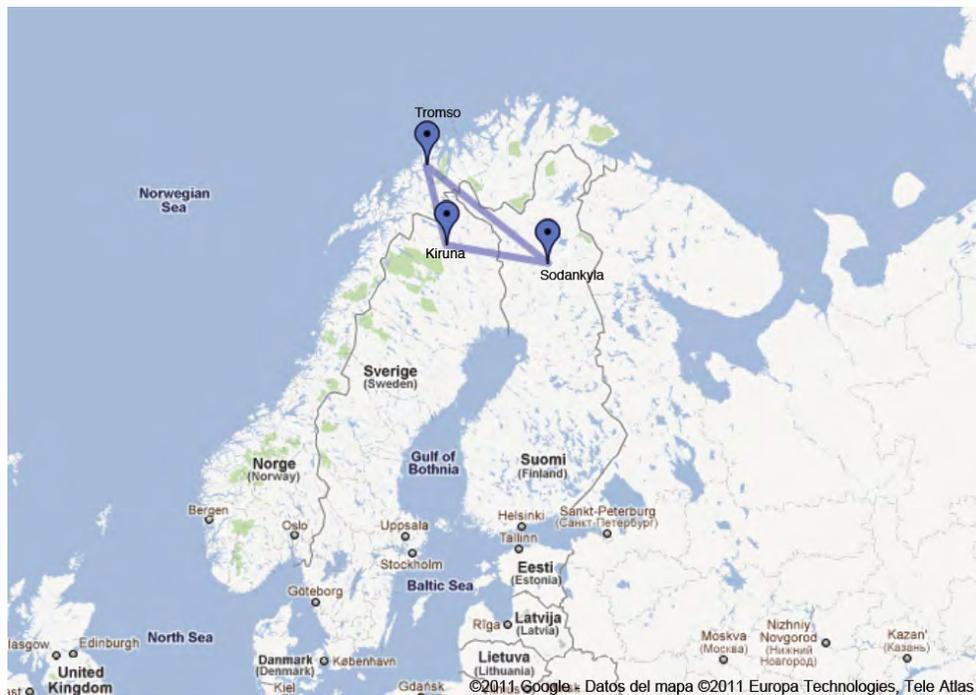
**EISCAT.** Al norte de Escandinavia, se ubica un sistema de 3 de antenas de alta frecuencia que destinan parte de su tiempo a realizar observaciones de CIP. Estas antenas y otros instrumentos de más baja frecuencia pertenecen a una organización internacional con fundadores y consejeros en Noruega, Suiza, Finlandia, Japón, China, Reino Unido y Alemania. El conjunto de observatorios es conocido como EISCAT (European Incoherent Scatter) <http://www.eiscat.se/> y está destinado a estudios de relaciones Sol-Tierra, principalmente alteraciones en la ionosfera y magnetosfera. Las observaciones de CIP con 3 antenas de EISCAT se han hecho desde 1982 a frecuencias de  $\sim 930$  MHz con anchos de banda menores a 30 MHz. Las mediciones están enfocadas a determinar la velocidad del VS usando el método de correlación cruzada. Esto se hace mediante el análisis de observaciones simultáneas con tres antenas [Coles, 1996; Canals *et al.*, 2002; Fallows *et al.*, 2008]. Inicialmente, las observaciones de CIP se hacían con dos antenas separadas 268 km, ubicadas en Kiruna, Suecia y Sodankyla, Finlandia [Burgois *et al.*, 1985]. Posteriormente, se incorporó a las observaciones



**Figura 3.10:** Ubicación de las cuatro antenas de STEL y fotografías de cada uno de los cuatro instrumentos. Las distancias entre los distintos radiotelescopios que componen el STEL se ilustran en kilómetros. Cortesía de M. Tokumaru.

de CIP una antena ubicada en Tromsø, Noruega que está a unos 400 km de Sodankyla y 200 km de Kiruna (véase mapa de ubicación en la Figura 3.11). La separación entre antenas es adecuada para mediciones de CIP de alta frecuencia usando el método de correlación cruzada [Burgois *et al.*, 1985]. Las tres antenas son dirigibles de tipo parabólica con 32 m de diámetro y su latitud en promedio es  $68^\circ$ . Otro sitio de observación del EISCAT está en Longyearbyen, Noruega, donde, posterior a los otros telescopios, se construyó el Svalbard Radar con una configuración similar a los 3 anteriores y fue recientemente usado para observaciones de CIP [Fallows *et al.*, 2008].

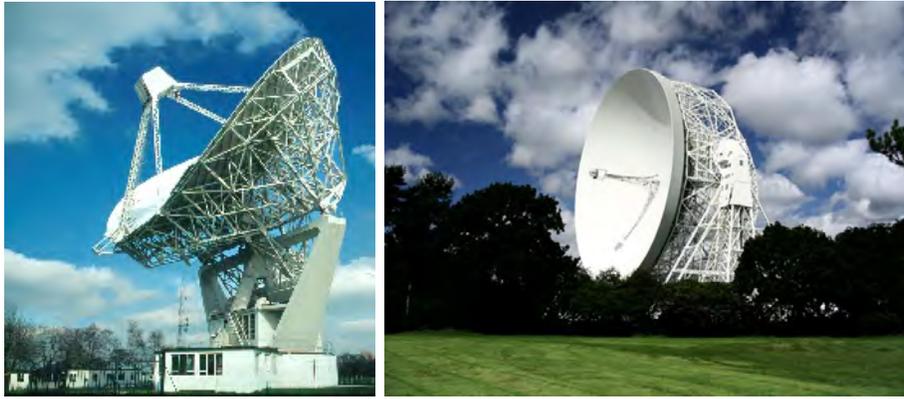
**MERLIN.** El Multi-Element Radio Linked Interferometer (MERLIN), perteneciente al Jodrell Bank Observatory de la universidad de Manchester, es un arreglo de 6 radiotelescopios ubicados en Reino Unido separados hasta por 217 km. El arreglo opera a frecuencias de 151 MHz, 408 MHz, 1.4 GHz, 1.6 GHz, 5 GHz, 6 GHz y 22 GHz. Las antenas se encuentran en Jodrell Bank, Cambridge, Knockin, Defford, Darnhall y Tabley, siendo los tres primeros, los principales lugares de observación de CIP. El interferómetro ha cedido tiempo de observación para estudios de CIP (por primera vez en 1989 [Rickett, 1992] y más actualmente véase Bisi



**Figura 3.11:** Ubicación de tres observatorios de EISCAT que usan antenas para observaciones de CIP. Los instrumentos distan en promedio 300 km y se encuentran a unos 68 grados de latitud.

[2006]). Los estudios se han hecho en las frecuencias de 1.4, 1.6, 5 y 6 GHz con tiempo de muestreo de 100 Hz. Los platos de los telescopios varían en dimensiones: en Jodrell Bank se tienen 2 antenas, una de diseño elíptico de 37 m × 25 m y una parabólica de 76.2 m; en Cambridge es una antena parabólica de 32 m y, en Kcnockin, es una parabólica de 25 m. Bisi [2006] hace un estudio comparativo con observaciones simultáneas de estas cuatro antenas y observaciones de EISCAT. En particular, la separación entre antenas de EISCAT permite mejor resolución para mediciones de VS y sus observaciones son más limpias en cuanto a interferencia, aunado a un sistema de manipulación por software más moderno y eficiente.

**LOFAR.** En Holanda y países vecinos, se lleva a cabo la construcción de una red de estaciones de dipolos agrupados en áreas de  $\sim 100$  m de diámetro. La red cubre un diámetro  $\sim 1,500$  km en Europa. El proyecto se llama Low Frequency Array (LOFAR). El desarrollo y financiamiento es apoyado por un consorcio internacional de institutos y universidades, liderado por la fundación de investigación astronómica holandesa Astronomisch Onderzoek in Nederland (ASTRON). El objetivo es operar como un arreglo interferométrico de estaciones observando a frecuencias de 10 a 240 MHz con múltiples configuraciones al combinar señales de distintas estaciones. Entre una variedad de disciplinas en áreas de geofísica y radioastronomía, que se tiene pensado estudiar con observaciones de LOFAR, el CIP es una de ellas y se planea que mejore la resolución y cobertura que ahora se tiene con los interferómetros actuales. En particular, igualar y posteriormente mejorar la resolución del ORT.



**Figura 3.12:** 2 antenas del interferómetro MERLIN en el observatorio Jodrell Bank. A la izquierda, la antena elíptica conocida como MKII ( $37 \times 25$  m) y a la derecha, la de diseño parabólico de 76 m conocida como el telescopio Lovell o MKIa. Imágenes de <http://www.jb.man.ac.uk/>.

Cada estación cuenta con 2 grupos de arreglos: un grupo de dipolos destinados a operar de 10 MHz a 90 MHz y otro grupo de 110 MHz a 250 MHz. Las frecuencias de 90 MHz a 110 MHz son evitadas debido a la contaminación en el rango de FM. Cada elemento de las estaciones de baja frecuencia es un par de dipolos o dipolo de polarización dual, que están físicamente dispuestos en forma de ‘v’ invertida y cuyos brazos tienen una longitud de  $\sim 1$  m. Los elementos de las estaciones de alta frecuencia están en celdas que contienen subarreglos de  $4 \times 4$  dipolos, los brazos de los dipolos son de  $\sim 0.7$  m. A cada grupo de dipolos se le puede asociar una dirección de observación con un haz orientado electrónicamente. En la actualidad, 36 estaciones están siendo desarrolladas, de las cuales, algunas ya están observando en una etapa de calibración. 18 de las estaciones son construidas en Holanda en un área central de  $2 \text{ km} \times 3 \text{ km}$ ; las demás, se encontrarán distribuidas alrededor. Las estaciones holandesas tienen 48 dipolos por arreglo y las que están en otros países (Alemania, Suecia, Reino Unido y Francia son algunos) cuentan con 96 dipolos por arreglo.

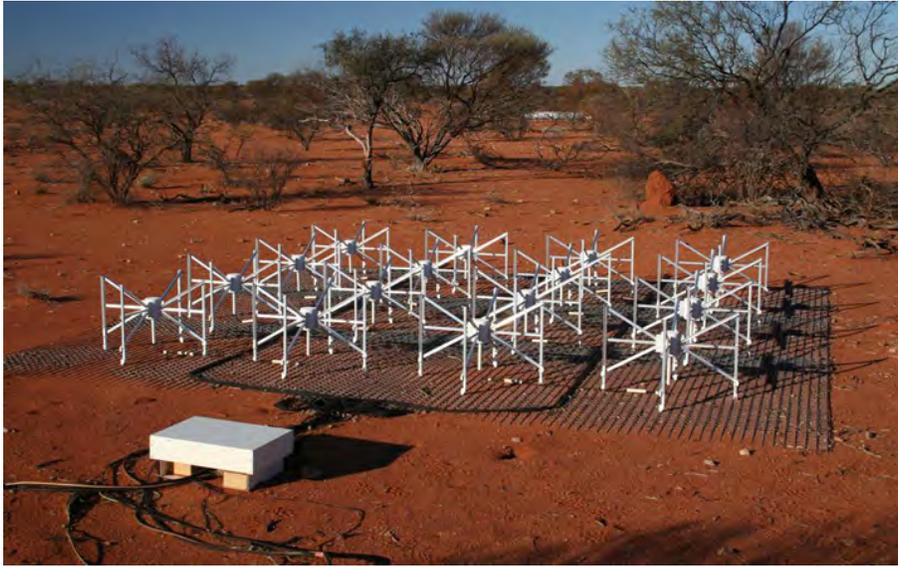
**MWA.** El radiointerferómetro Murchison Widefield Array (MWA) es un arreglo en construcción en el oeste de Australia, en una zona desértica de muy baja contaminación radioeléctrica [Kostadinova, 2011]. En este proyecto están involucradas diferentes instituciones y universidades de India, Australia y Estados Unidos de América: Raman Research Institute (RRI) de Bangalore, Australian National University y Massachusetts Institute of Technology (MIT), entre otras. El MWA se compone de 512 subarreglos de 16 dipolos en polarización dual (en la Figura 3.14 se muestra una foto de un subarreglo) para operar a frecuencias de 80 MHz a 300 MHz, constituyendo un total de 8192 dipolos. Los subarreglos miden  $5 \text{ m} \times 5 \text{ m}$  de superficie y están distribuidos en forma aleatoria en un diámetro de 3 km, la mayoría de ellos (496), están concentrados en un diámetro de 1.5 km. Cada subarreglo despliega un haz que es orientable al combinar y hacer los desfases adecuados entre los dipolos con un circuito analógico [Oberoi y Benkevitch, 2010]. Al igual que LOFAR, la operación en conjunto de los distintos arreglos del WMA permitirán una gran resolución debido a la



**Figura 3.13:** Arriba: Distribución de estaciones en Europa de LOFAR. La mayoría se encuentran al noreste de Holanda; tomada de <http://www.astron.nl/~heald/lofarStatusMap.html>. Abajo: Una estación de LOFAR en Chilbolton, Reino Unido. En el área del frente está el arreglo de dipolos de baja frecuencia limitado por una circunferencia ( $\sim 100$  m de diámetro). Los dipolos están en forma de 'v' invertida sobre los pequeños cuadros planos. Al fondo, se encuentra el arreglo de dipolos de alta frecuencia también limitado por una circunferencia ( $\sim 100$  m de diámetro), los dipolos están dentro unas celdas; Cortesía de M. Bisi.

amplia área colectiva, siendo el CIP uno de los estudios más importantes a desarrollar. Se espera que ambos, LOFAR y MWA, sean los instrumentos más poderosos para registrar el mayor número de fuentes compactas por día. Por ahora, el MWA es el único arreglo que desarrollará estudios de CIP en el hemisferio sur ( $\sim 27^\circ$  S).

**MSRT.** El arreglo conocido como Meter-wave aperture Synthesis Radio Telescope (MSRT) está localizado cerca de Beijing, en el Miyung Station Beijing Astronomical Observatory. En el, se hacen estudios de CIP desde 1999. Se compone de 28 antenas parabólicas con diámetro de 9 m cada una, alineadas en dirección Este-Oeste y operando a una frecuencia de 232 MHz. El arreglo tiene un área colectiva de  $1600 \text{ m}^2$ . Para observaciones de CIP se dispone de un



**Figura 3.14:** Uno de los subarreglos de 16 dipolos del MWA. Los dipolos de doble polarización se encuentran sobre una malla conductora de  $5\text{ m} \times 5\text{ m}$ . Al frente en la imagen, en una caja blanca se hacen los desfases de las señales de los dipolos para orientar el haz. Foto tomada de <http://spacealliance.com.au/archives/10>.

área efectiva de  $900\text{ m}^2$ . Su metodología para mediciones de VS se encuentra en desarrollo [Wu *et al.*, 2001].

**Tabla 3.3:** Características generales de los radiotelescopios que hacen observaciones de CIP. \*Radiotelescopios que ya no operan. \*\*Radiotelescopios en etapa de construcción. Los arreglos matriciales de dipolos constan de líneas de dipolos orientadas E-O con una polarización (horizontal), en forma similar al MEXART.

Nombre del radiotelescopio	Frecuencia de operación	Tipo de antena y cobertura	Ubicación
* 4C Array	178 MHz	2 antenas parabólicas cilíndricas: una de 450 m × 20 m (9,000 m <sup>2</sup> ) y otra de 60 m × 20 m	8 km de Cambridge, Reino Unido
*Interplanetary Scintillation Array	81.5 MHz	Arreglo matricial de 4096 dipolos cubriendo 36,000 m <sup>2</sup>	8 km de Cambridge, Reino Unido
* UCSD Array	74 MHz	Arreglo matricial de 1024 dipolos cubriendo 8,000 m <sup>2</sup>	San Diego Cal., E.U.A.
* Talthej	103 MHz	Arreglo matricial de dipolos 3 etapas: cubriendo 5,000, 10,000 y 20,000 m <sup>2</sup>	Ahmedabad, India
BSA	111 MHz	Arreglo matricial de 16,384 dipolos cubriendo 72,000 m <sup>2</sup>	120 km de Moscú, Rusia
MEXART	139.65 MHz	Arreglo matricial de 4096 dipolos cubriendo 9,600 m <sup>2</sup>	Coeneo, Michoacán, México
* Molonglo Cross Telescope	430 MHz	Arreglo parabólico cilíndrico: 1.6 km × 11.5 m (18,000 m <sup>2</sup> )	a 250 km de Sydney, Australia
ORT	326.5 MHz	Arreglo parabólico cilíndrico: 530 m × 30 m (15,900 m <sup>2</sup> )	Ooty, India
STEL	327 MHz	4 antenas parabólicas cilíndricas: 2 de 100 m × 20 m, 1 de 75 m × 27 m y 1 de 40 m × 108 m	Fuji, Sudaria, Kiso y Toyokawa, Japón
EISCAT	930 MHz	4 antenas parabólicas: 32 m de diámetro	Norte de Escandinavia, Suecia, Finlandia y Noruega
MERLIN	1.4 GHz, 1.6 GHz, 5 GHz y 6 GHz	4 antenas. 3 parabólicas: de 76 m, 32 m y 25 m 1 parabólica cilíndrica de 37 × 25 m	Jodrell Bank, Cambridge, Knockin, Reino Unido
**LOFAR	10 MHz a 90 MHz y 110 MHz a 250 MHz	36 estaciones con 2 áreas ~100 m <sup>2</sup> de diámetro cada área con un tipo de dipolo. Estaciones distribuidas en un diámetro de 1500 km	Holanda, Alemania, Suecia, Reino Unido y Francia
**MWA	80 MHz a 300 MHz 110 MHz a 250 MHz	512 arreglos de dipolos en un diámetro de 3 km	Oeste de Australia
MSRT	232 MHz	28 antenas parabólicas de 9 m Área colectiva 900 m <sup>2</sup>	Beijing, China

# Capítulo 4

## Observations of Interplanetary Scintillation (IPS) Using the Mexican Array Radio Telescope (MEXART)

*Mejía-Abriz, J. C.; Villanueva-Hernandez, P.; González-Esparza, J. A.; Aguilar-Rodríguez, E.; Jeyakumar, S.*

El presente capítulo corresponde a una publicación en la revista *Solar Physics* [Mejía-Abriz *et al.*, 2010] con observaciones de CIP del MEXART. A continuación, se presenta el resumen del artículo en español y se anexa el texto del artículo en inglés, tal y como fue publicado.

### Resumen

El Mexican Array Radio Telescope (MEXART) consiste de  $64 \times 64$  (4096) dipolos de longitud de onda completa, operando a 140 MHz, con un ancho de banda de 2 MHz, ocupando cerca de 9,660 metros cuadrados ( $69 \text{ m} \times 140 \text{ m}$ ) (<http://www.mexart.unam.mx>). El arreglo está destinado a hacer observaciones de Centelleo Interplanetario (CIP), se localiza a una latitud de  $19^\circ 48'$  Norte y una longitud de  $101^\circ 41'$  Oeste. Presentamos las características de desempeño del sistema. Reportamos las primeras observaciones de CIP con el instrumento, empleando una Matriz de Butler (MB) de  $16 \times 16$  puertos que se conecta a 16 líneas de dipolos orientadas este-oeste (1/4 del arreglo total), cada línea conteniendo 64 dipolos. La MB despliega un patrón de radiación de 16 haces a distintas declinaciones (de  $-48$  a  $+88$  grados). Presentamos una lista de 19 radiofuentes intensas de CIP (que tienen al menos  $3\sigma$  de ganancia) detectadas por el instrumento. Reportamos el procedimiento para obtener el espectro de potencias de fluctuaciones de intensidad. La operación del MEXART permitirá una mejor cobertura de las perturbaciones del viento solar, complementando los datos que proveen otros instrumentos.

### Abstract

The Mexican Array Radio Telescope (MEXART) consists of a  $64 \times 64$  (4096) full-wavelength dipole antenna array, operating at 140 MHz, with a bandwidth of 2 MHz, occupying about 9,660 square meters ( $69 \text{ m} \times 140 \text{ m}$ ) (<http://www.mexart.unam.mx>). This is a dedicated radio array for Interplanetary Scintillation (IPS) observations located at: latitude  $19^\circ 48'$  N, longitude  $101^\circ 41'$  W. We characterize the performance of the system. We report the first IPS observations with the instrument, employing a Butler Matrix (BM) of  $16 \times 16$  ports, fed by 16 east-west lines of 64 dipoles (1/4 of the total array). The BM displays a radiation pattern of 16 beams at different declinations (from  $-48$ , to  $+88$  degrees). We present a list of 19 strong IPS radio sources (having at least  $3\sigma$  in power gain) detected by the instrument. We report the power spectral analysis procedure of the intensity fluctuations. The operation of MEXART will allow us a better coverage of solar-wind disturbances, complementing the data provided by the other, previously built, instruments.

---

## 4.1. Introduction

The phenomenon called Interplanetary Scintillation (IPS) was discovered by Hewish, Scott, and Wills (1964). The IPS is the random intensity variation of a cosmic radio source of small diameter ( $< 2$  arcsec) caused by the scattering of the wave front as it propagates through random fluctuations in the refractive index of the turbulent interplanetary medium. These phase distortions of the radio wave front are related to small-scale electron density inhomogeneities ( $\Delta n_e$ ) in the interplanetary plasma that produce a diffraction pattern in the plane of the observer and create intensity fluctuations (scintillations) as the diffraction pattern is convected across the antenna by the solar-wind (Ananthakrishnan and Kaufman, 1980).

The IPS technique assumes that these electron density fluctuations ( $\Delta n_e$ ) are proportional to density variations in the solar-wind. Significant enhancements in solar-wind density above what may be expected in the background solar-wind is likely to be related with two general types of solar-wind disturbances:

- (i) the region around a stream interface between a fast solar-wind stream interacting with a slow ambient wind (stream interaction region).
- (ii) The density enhancement associated with solar transient events such as Interplanetary counterparts of Coronal Mass Ejections (ICMEs) and their associated shocks.

We can use IPS observations to identify large-scale solar-wind perturbations propagating from the Sun to 1 AU (Hewish and Bravo, 1986). A network of IPS stations distributed along different longitudes can help to track the evolution of solar-wind perturbations.

The aim of this paper is to report the first observations of IPS sources detected by the Mexican Array Radio Telescope (MEXART). We describe the array's characteristics, the instrument current sensitivity, the initial list of IPS sources, and the power spectral analysis



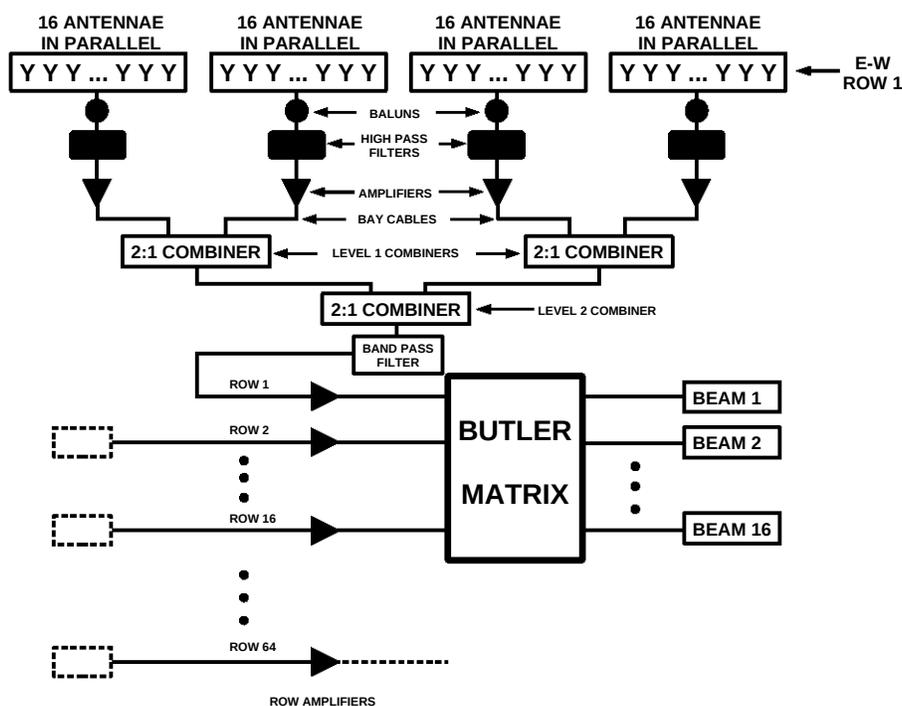
**Figure 4.1:** Pictures of the MEXART facilities. (*Left*) The antenna, showing the ensemble of the 4096 dipoles. (*Right*) facilities at the site: antenna, control room, laboratories, staff offices and guest house for students and visitors.

of the intensity fluctuations.

## 4.2. Description of the Array

MEXART is located in Coeneo, Michoacan, at a latitude of  $19^{\circ} 48' N$ , and a longitude of  $101^{\circ} 41' W$ . Figure 4.1 shows two pictures of the MEXART antenna and the facilities at the site. MEXART has an operation frequency of 139.65 MHz. The array has 64 parallel east-west (E-W) rows and each row has 64 dipoles. Every E-W row can be considered as a uniform linear array of 64 elements with the same amplitude and phase having a length of  $64 \lambda$ . In total, the array has  $64 \times 64 = 4096$  elements occupying (69 m x 140 m) 9,660 square meters.

Figure 4.2 shows a block diagram of the array. The basic components are: antennae (dipoles), baluns, high-pass and band-pass filters, amplifiers, combiners, and a  $16 \times 16$  Butler Matrix (BM). The basic element of the array is the full-wavelength dipole ( $\lambda = 2.14$  m). Each E-W row of 64 dipoles is divided into four sections. Each section is composed of a 16 dipole ensemble connected to a parallel transmission line. The signal of each section of 16 dipoles ( $413 \Omega$ ) is coupled with the co-axial transmission line ( $50 \Omega$ ) through the balun. The signal of each section is filtered (high-pass filter  $f > 67$  MHz) and amplified (20 dB). A low noise front-end amplifier is used for each module in a row. The amplified signals of each section are added vectorially by a 2:1 power combiner. At the end, each E-W row has two amplification steps and two combination steps before sending the signal to the back end (the final band-pass filter of 15 MHz is centered at 139.65 MHz). The rows are added together using a BM in the control room. The BM combines the signals of 16 E-W rows to produce a radiation pattern of 16 beams pointing at different declinations. The BM was designed at the Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT)-National Centre for Radio Astrophysics (NCRA) (Shankarsubramanian and Sureshkumar, 2003) and it was assembled and tested at



**Figure 4.2:** Diagram of MEXART antenna. The array has 64 parallel E-W rows and each row has 64 dipoles which are divided in four sections of 16 dipoles. The signal from the dipoles are combined in several stages including: two filtering, two amplification and two combination steps. In this work we report observations using 16 E-W rows and a Butler Matrix of  $16 \times 16$  ports.

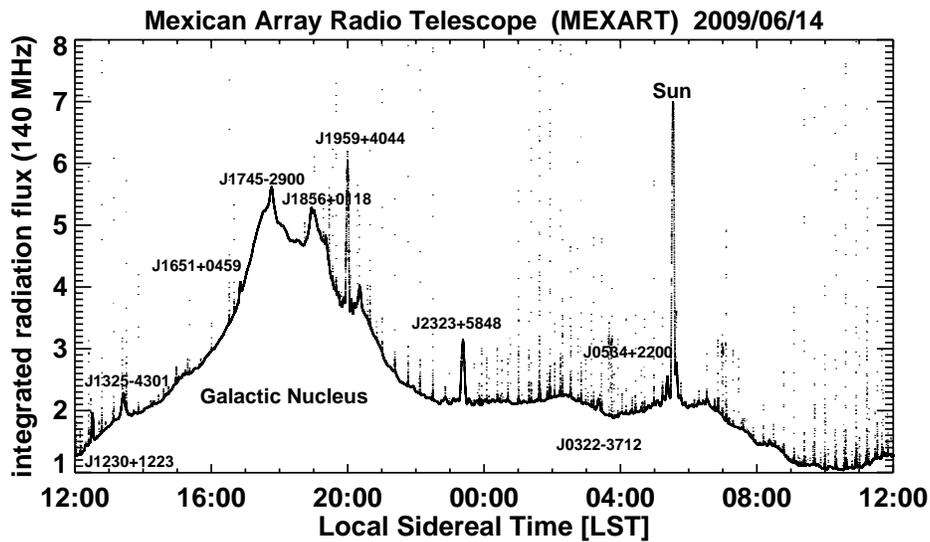
the MEXART site (Carrillo, 2007). Further details of the antenna array, amplification and combination systems, and receiver can be found in González-Esparza *et al.* (2004).

In 2004-2005 we initiated the calibration testings of the antenna radiation pattern using E-W rows in a full power configuration to observe transits of the Sun and strong cosmic radio sources (González-Esparza *et al.*, 2005, 2006). Table 4.1 summarizes the instrument characteristics. In this work, we report observations using 16 E-W rows (1/4 of the antenna, covering a physical area of about  $2400 \text{ m}^2$ ) and a BM of  $16 \times 16$  ports.

MEXART is a transit instrument that uses the Earth's rotation to track the sky. We record on a daily basis the integrated radiation flux of the Galaxy at 140 MHz through the 16 beams generated by the BM. Figure 4.3 shows an example of the radiation flux of the Galaxy in June 2009 as detected by one of the beams. The plot shows the transit of some of the strongest radio sources such as J1230+1223, J1651+0459, J1745-2900, J1856+0118, J2323+5848, J0534+2200 and the Sun among others. This daily scan is reported on real time at the observatory website (<http://www.mexart.unam.mx>).

Observing frequency	139.65 MHz
<b>Antenna</b>	plane array (64×64)
basic element	full-wavelength dipole ( $\lambda=2.14$ m)
Number of E-W rows	64, each row has 64 elements
total physical area	9660 m <sup>2</sup>
<b>Receiver</b>	
band width	2.0 MHz
integration time	47 ms
local oscillator	129 MHz
intermediate frequency	10.65 MHz
sampling rate	20 ms

**Table 4.1:** MEXART technical characteristics.



**Figure 4.3:** Integrated radiation flux at 140 MHz of the transit of the Galaxy detected by MEXART on 14 June 2009.

### 4.3. Sensitivity of the Array

The minimum flux of a source that can be observed with the radiotelescope depends on the instrument's characteristics and the random noise generated by the electronic components, cables, etc., along the path of the signal. In addition, the estimated scintillation index, which depends on the total flux of the source, will have an uncertainty depending on the faint radio sources in the beam of the telescope, the so-called the confusion limit (Condon, 1974). In this section, we calculate the expected sensitivity of MEXART, the confusion limit, the number of IPS sources, and the observable characteristics of the IPS map of the sky.

The sensitivity of the telescope ( $\text{K Jy}^{-1}$ ) for single polarization is  $A_{eff}/2k$ , where  $A_{eff}$  is the effective area, and  $k$  is the Boltzmann constant. The *rms* of the noise fluctuations is given by:

$$\Delta T_{rms} = \frac{T_{sys}}{\sqrt{\beta\tau}}, \quad (4.1)$$

where the system temperature,  $T_{sys}$  is the sum of receiver temperature  $T_R$  and the background sky temperature  $T_{sky}$  (Krauss, 1986). For a noise figure of the front-end amplifier of 2.9 dB, we estimate the receiver temperature  $T_R=275$  K. In general, the integrated radiation flux of the sky background at 140 MHz varies from one region to another, therefore, assuming a mean value of 200 K, the  $T_{sys} = 475$  K. For a bandwidth,  $\beta$ , of 2 MHz, and integration time,  $\tau$ , of 50 milliseconds,  $\sqrt{\beta\tau}$  is 316.2.

We calculate  $A_{eff}$  of the array as follows. For 1 row of 64 dipoles, we estimated the effective collecting area of each  $\lambda$  dipole using  $A_{eff} = (\lambda^2 \cdot G) / 4\pi$  (where  $G$  is the effective gain). The gain of each dipole will be affected by coupling effects between dipoles, so we obtain  $G$  of a dipole by dividing the total directivity of the E-W array (calculated using the program PCAAD 5.0; Pozar, 2002) by the total number of dipoles. The  $G$  of single dipole in an E-W array of 64 dipoles (1 row) including the coupling effects, is 7.14, and  $A_{eff}$  of each dipole is  $2.61 \text{ m}^2$  (Carrillo, 2007). For several E-W rows of 64 dipoles, we need also to take into account the coupling effects between the rows by an efficiency factor, which we estimated based on observations of the Crab Nebula (J0534+2200). Therefore, we used an efficiency of about 70% for the calculation of  $A_{eff}$ . In Table 4.2 we present an estimate of the array's  $A_{eff}$ , sensitivity, and the minimum detectable flux density ( $\Delta S_{rms} = (2k/A_{eff})\Delta T_{rms}$ ) for different array configurations of E-W rows.

#### 4.3.1. Confusion limit

The confusion noise due to faint radio sources within the beam depends on the beam size. The confusion limit is calculated following Condon (1974),

$$S_c = \left( \frac{q^{3-\gamma}}{3-\gamma} \right)^{\frac{1}{1-\gamma}} (n_0 \Omega_b)^{\frac{1}{1-\gamma}}, \quad (4.2)$$

**Table 4.2:** Expected telescope sensitivity and confusion limit for various configurations.

Configuration	$A_{eff}$ [m <sup>2</sup> ]	Sensitivity [K/Jy]	$\Delta S_{rms}$ [Jy]	Confusion limit [Jy]
1 row	167.9	0.06	25	137
16 rows	1644★	0.59	2.5	16.5
Full array	6576★	2.38	0.6	5.4

★ Calculated by assuming an efficiency factor of 0.7

where  $\gamma$  and  $n_0$  are defined as,  $n(s)ds = n_0 s^\gamma ds$ . Here  $n(s)$  is the differential source count. The effective telescope beam is,

$$\Omega_b = \frac{\pi}{4} \frac{\theta_1 \theta_2}{(\gamma - 1) \ln(2)}.$$

The beam widths in two perpendicular directions are denoted by  $\theta_1$  and  $\theta_2$ . The factor  $q$  is usually taken to be 5. We use the source count at 178 MHz from the Cambridge survey given as  $\gamma = 2.3$  and  $n_0 = 1.0 \times 10^3$  sources/sr (the operating frequency of MEXART is close enough). Using these values,

$$S_c = 4.1454(\theta_1'' \theta_2'')^{1/1.3} \text{ Jy}. \quad (4.3)$$

The confusion limit for different configurations are also listed in Table 4.2.

### 4.3.2. Observable sources

For detection at the 3 sigma ( $\sigma$ ) level with a 2 MHz bandwidth, the detection limit is about 1.8 Jy. For a spectral index of 0.75, this detection limit at 178 MHz is smaller by a factor of 1.137. This yields a detection limit of 1.6 Jy at 178 MHz. The number of sources brighter than 1.6 Jy at 178 MHz is 4900 (obtained using the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) <http://nedwww.ipac.caltech.edu/index.html>). Restricting the scintillation targets to elongation angles between 45 and 15 degrees, the fraction of sky covered is about 0.108. Thus, the number of sources that can be easily detected by MEXART using the IPS technique in a day is around 490 when fully operational.

### 4.3.3. IPS of radio sources

At the operating frequency of 140 MHz, the angular size of the source that will scintillate is less than two arcsec. The scintillation index is defined as:  $m = \Delta S_{rms}/S_T$ , where  $\Delta S_{rms}$

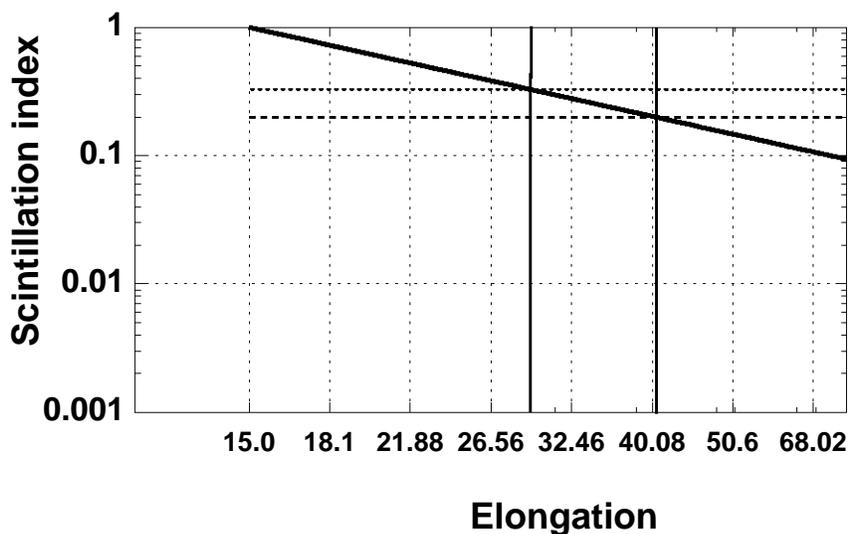


Figure 4.4: Variation of scintillation index with solar elongation angle.

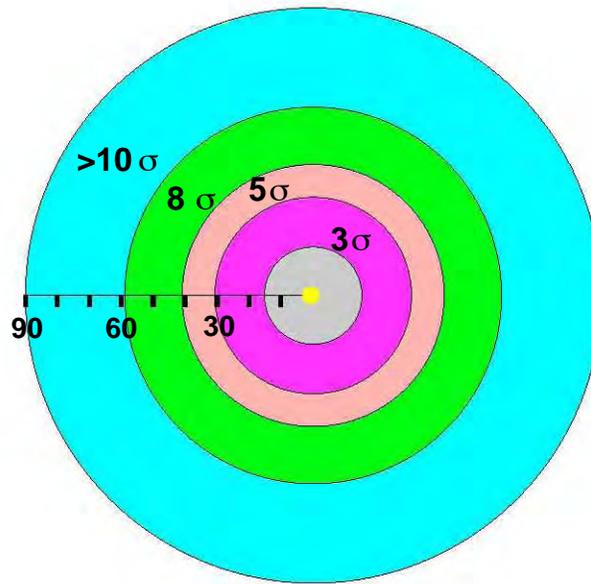
is the scintillating flux and  $S_T$  is the total flux of the source. For sources detected at  $N\sigma$  level, the lower limit to  $m$  is  $1/N$ . On the other hand,  $m$  of a point source decreases as the elongation angle ( $\epsilon$ ) increases. As shown in Figure 4.4,  $m$  is related to  $\epsilon$  as  $m \propto \sin(\epsilon)^{-1.75}$  (Manoharan et al., 1995). A lower limit on  $m$  sets an upper limit detection level. Table 4.3 presents the lower limit to  $m$  and the corresponding upper limit to  $\epsilon$  for different detection limits for the full array.

#### 4.3.4. Scintillation map and observing strategy

Figure 4.5 shows the regions (drawn as circles) set by the upper limits to  $\epsilon$ . The minimum required S/N of the sources are also quoted for each circle. The strong scattering region is shown in grey (inner circle). Assuming that most of the sources are close to the detection limit, the number of sources that would fall within each zone are given in Table 4.3. This is calculated assuming that  $\epsilon$  less than  $15^\circ$  are not observable due to strong scattering.

### 4.4. List of IPS sources

In order to set up the IPS observations at MEXART we used the IPS source lists reported in the first Cambridge's catalogue (Hewish, Scott, and Wills, 1964), the Ooty Radio Telescope (ORT) (Manoharan, *private communication*) and the Solar-Terrestrial Environment Laboratory (STEL) (Tokumaru, *private communication*). Table 4.4 shows the list of the first strong IPS sources detected by MEXART with the present configuration, using the  $16 \times 16$  BM.



**Figure 4.5:** Regions of the sky with the detection/scintillation index limits. The horizontal axis is the elongation angle ( $\epsilon$ ) and the circles the scintillation regions set by the upper limits (see text). The Sun is located at the center.

The first column is the name of the source. The second column is an estimated interpolated radiation flux at 140 MHz, using data points in the range of  $\sim 30$  to 700 MHz taken from the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) <http://nedwww.ipac.caltech.edu/index.html>, the SIMBAD astronomical database <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/> or Edge *et al.* (1959), and the fitting curve was obtained with a least-square polynomial function of IDL routine. The third column shows the reference where the source is found, label 'O', 'S', and/or 'C' indicating if the source is in ORT, STEL, and/or IPS Cambridge's list respectively. The fourth column is the average signal-to-noise ratio (S/N) detected by the instrument. The 19 sources present a  $S/N > 3$ .

The radio sources in Table 4.4 are located in a declination range between  $-37$  to  $52$  degrees. Figure 4.6 shows the radio sky background contours at 250 MHz (Krauss, 1986) and the location of the IPS sources in Table 4. The contours indicate the equivalent brightness temperature of the sky background, and the dashed line the MEXART's zenith declination ( $20$  deg). The figure shows the relative route of the Sun through the radio sky along the year, from the March equinox (0 hours,  $0$  deg), passing across the June solstice (6 hours,  $23.5$  deg), September equinox (12 hours,  $0$  deg) and December solstice (18 hours,  $-23.5$  deg). This figure allow us to qualitatively estimate the epochs of low or high elongation angle for these sources.

**Table 4.3:** Table of IPS-zone and the number of sources.

Observing limit	$m$ -limit	$\epsilon$ -limit degree	Number of sources	
			Total	IPS-zone
1.8 Jy ( $3\sigma$ )	0.33	29	4900	230
3.0 Jy ( $5\sigma$ )	0.2	40	3000	310
6.0 Jy ( $10\sigma$ )	0.1	75	826	340

## 4.5. Spectral Analysis

The most important physical magnitude for the IPS analysis is the time series of the flux-intensity fluctuations on the source transit. The IPS is a stochastic process, so the solar-wind information cannot be obtained from the study of the time series itself but from the statistical properties in the temporal and spatial domains.

The Fresnel propagation function represents the interference effects that produce the intensity scintillation. This filter relates the fluctuations in electron density  $n_e$  across the line of sight ( $los$ ) with the flux-intensity fluctuations on the observing plane (Manoharan, 1991; Oberoi, 2000). If we can assume that the scattering is mainly produced by a thin screen at the  $P$ -point ( $P$  is the closest point to the Sun along the  $los$  to the source) and the remainder of the  $los$  is neglected, then the Fresnel propagation function becomes :

$$F_f = \sin^2 \left( \frac{q^2 \lambda z}{4 \pi} \right), \quad (4.4)$$

where  $z$  is the distance to the  $P$ -point,  $\lambda$  is the observation wavelength, and  $q$  is the characteristic frequency in the frequency spatial domain. This former is related to the solar-wind speed ( $V$ ) and the temporal frequency ( $f$ ) as follows :

$$q = 2\pi f / V. \quad (4.5)$$

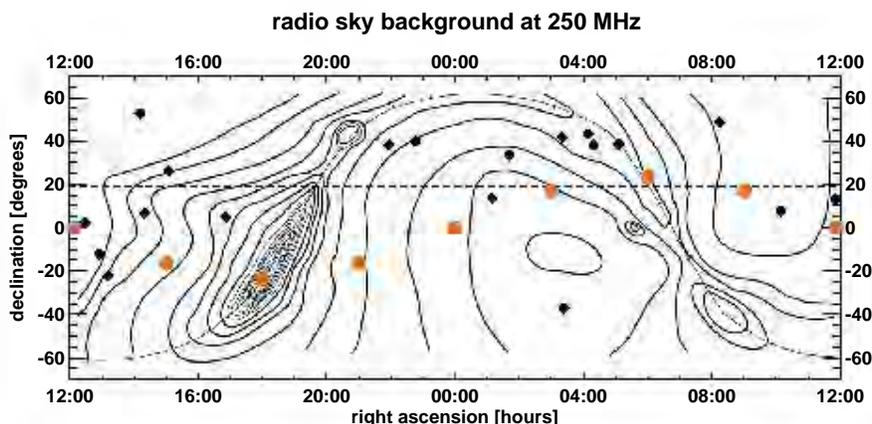
Figure 4.7 shows the solution of the Fresnel propagation function (Equation 4.4) for the MEXART operation frequency ( $\lambda=2.14$  m), an elongation angle  $\epsilon=20^\circ$ , and a solar-wind speed of  $400 \text{ km s}^{-1}$ . After the first maxima of the Fresnel oscillations the intensity-fluctuation spectrum shows a sharp fall in power. This shape is known as the Fresnel knee.

### 4.5.1. MEXART Observations

The first MEXART observations of IPS sources were obtained using 16 E-W rows of 64 dipoles each and a BM of  $16 \times 16$  ports, the receiver has a bandwidth of 2.0 MHz, a

radio source	Flux 140 MHz (Jy)	IPS cat.	S/N
J0108+1320	65	O	4.3
J0137+3309	68	O,S,C	3.4
J0319+4130	66	O,S	7.1
J0322-3712	383	O	13.4
J0408+4300	30	O	3.8
J0418+3801	65	O	4.0
J0504+3806	87	O	7.8
J0813+4813	77	O,S,C	6.7
J1008+0730	30	O,S,C	3.1
J1149+1247	19	O,S	3.6
J1229+0203	104	O,S,C	12.9
J1254-1233	39	O	6.6
J1311-2216	46	O,S	4.6
J1411+5212	100	C	5.8
J1419+0628	71	O,S,C	4.2
J1504+2600	75	O	5.2
J1651+0459	463	O	17.1
J2155+3800	55	O	7.3
J2245+3941	67	O	7.0

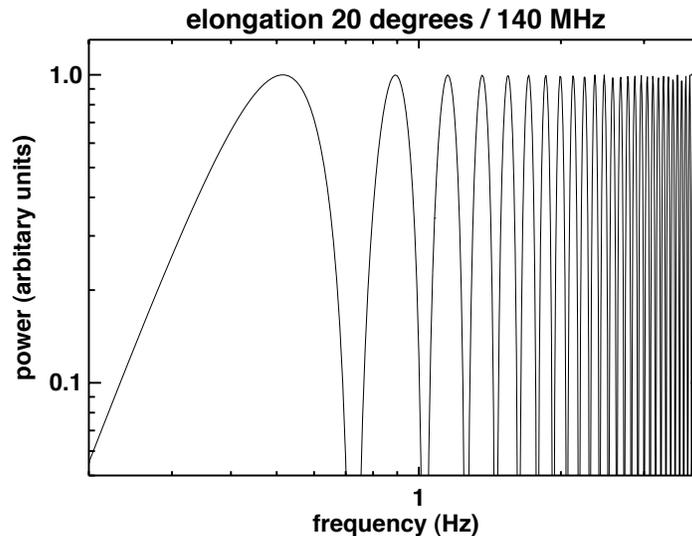
**Table 4.4:** List of IPS sources detected at MEXART with the current system: name of the source, interpolated radiation flux at 140 MHz, IPS catalogue (C=3C Cambridge, O=Ooty Radio Telescope, S=Solar-Terrestrial Environment Laboratory), and signal-to-noise ratio (S/N) in  $\sigma$  detected by the instrument.



**Figure 4.6:** Location of the IPS sources detected by MEXART (solid diamonds) with respect to the background radio sky. The contours indicate the equivalent brightness temperature of the sky background at 250 MHz (adapted from Krauss, 1986). Different locations of the Sun (grey solid circles) are also indicated along the year with respect to the radio sky.

time constant of 47 ms, and the data was sampled every 20 ms. Figure 4.8 shows one of the transits of J0137+3309 detected by MEXART in April 2009, where the source had an elongation angle  $\epsilon \approx 21^\circ$ . During the source transit the rms increases showing the signature of the IPS phenomenon ( $\sigma$  on the on-source record is 0.035 and on the off-source record is 0.012). There is a strong interference (probably related with a satellite signal) which was removed for the spectral analysis.

The procedure to perform the spectral analysis of the intensity fluctuations is based on the one developed at ORT (Rao, Bhandari, and Ananthakrishnan, 1974; Manoharan, 1991; Oberoi, 2000). This procedure can be summarized as follows: (1) we take an on-source recording of 52 seconds; (2) we subtract from the record running means over 10 seconds; (3) we taper the data points at the beginning and the end of the record to minimize the edge effects; (4) we apply a Fast Fourier Transform to the record; the power spectrum is obtained by squaring the amplitude of the Fourier coefficients. These procedures are carried out on on-source record and on off-source record separately. Finally, (5) the off-source spectrum, or the spectrum of the receiver noise, is subtracted from the on-source spectrum to give the true spectrum of the intensity fluctuations; and (6) we correct the low-frequency region of the final spectrum ( $f \leq .3$  Hz) by extrapolating a fitting second-degree polynomial to the next forty points of the corrected spectrum. Figure 4.9 shows the power spectra analysis of the intensity fluctuations of J0137+3309. The plot on the left shows the power spectra on a lineal scale, whereas the plot of the right on logarithmic scale. Both show clearly the shape of the Fresnel knee in the frequency range associated with the IPS phenomenon. The first minimum occurs at around 1 Hz. Although the power spectra in Figure 4.9 show the Fresnel knee, there



**Figure 4.7:** Fresnel propagation function,  $\sin^2(q^2 z/2k)$ , in a log-log scale for  $\lambda=2.14$  m,  $\epsilon=20^\circ$ , and  $V=400$  km  $s^{-1}$ .

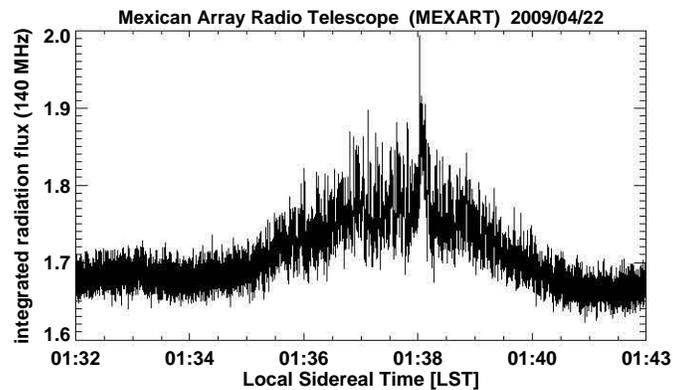
is not enough spectrum to show the usual power law variation beyond that. The reason is basically the weak S/N ratio given by the instrument, this ratio will improve significantly when MEXART is fully operational.

## 4.6. Summary

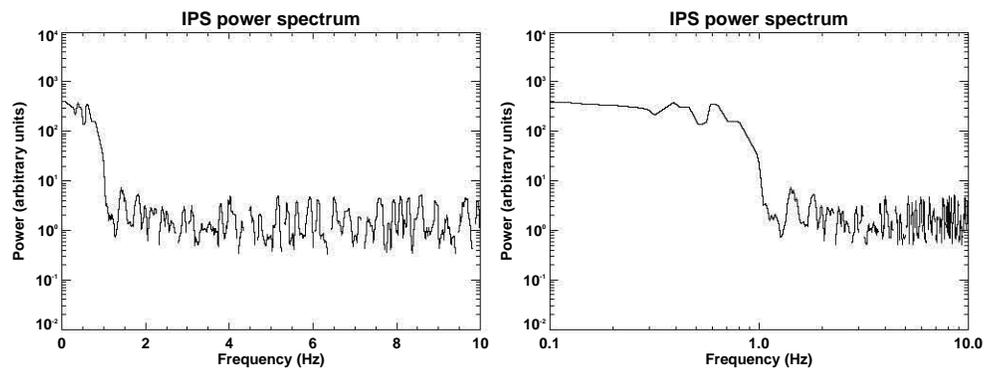
The main objective of MEXART is to perform studies of solar-wind disturbances employing the IPS technique. We show the theoretical calculations of the array sensitivity and confusion limit for different configurations. We report the first list of IPS sources detected by the instrument and the spectral analysis of the intensity fluctuations. The observations of IPS using MEXART will allow us a better tracking of solar-wind disturbances, complementing the data provided by the other instruments.

### 4.6.1. Future work

The array is under calibration to improve the S/N ratio and the directivity of its beams, which will improve the results of the power spectral analysis of the IPS sources. We are tracking these IPS sources to determine the  $m$  versus  $\epsilon$  curves at 140 MHz. We will use these yearly records to infer the  $g$  index associated with every radio source. We will produce maps of solar-wind density disturbances. We will apply the single station technique (Manoharan and Ananthakrishnan, 1990) to estimate solar-wind speeds at 140 MHz. The fitting model



**Figure 4.8:** Transit of J0137+3309 (3C048 in the 3C Cambridge catalogue) detected by MEXART on 22 April 2009.



**Figure 4.9:** Power spectrum analysis of the intensity fluctuations of J0137+3309 (3C048 in the 3C Cambridge catalogue) detected by MEXART on 22 April 2009. The ‘on-source’ spectrum after the subtraction of the system noise: (left) log-linear scale and (right) log-log scale.

to MEXART observations will allow us to produce solar-wind velocity maps.

**Acknowledgements** This project was partially supported by CONACyT 48494 and DGA-PA PAPIIT IN105310-3, IN110309-2 projects. J.C. Mejia-Ambriz and P. Villanueva-Hernandez thank to CONACyT for their PhD grants. We are grateful to Ernesto Andrade, Armando Carrillo, Pablo Sierra, Samuel Vazquez, and Gilberto Casillas for the technical support at MEXART. We are also grateful to P. K. Manoharan of the Ooty Radio Telescope (ORT), Radio Astronomy Centre, TIFR-NCRA, India, and M. Tokumaru of the Solar-Terrestrial Environment Laboratory (STEL/STELab), University of Nagoya, Japan, for providing an updated IPS source list of ORT and STEL observations. We thank the National Centre for Radio Astrophysics (NCRA), Tata Institute of Fundamental Research (TIFR), India, and the Instituto de Geofisica y Astronomia, CITMA, Cuba, for their technical assistance. This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration; and the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France.

# References

- Ananthakrishnan, S., Kaufman, J.: 1980, Microturbulence in solar-wind streamsmicroturbulence in solar-wind streams. *Journal of Geophysical Research* **85**, 6025–6030.
- Carrillo, A.: 2007, Construcción y calibración del radiotelescopio de centelleo interplanetario. PhD thesis, Posgrado en Ciencias de la Tierra, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Condon, J.: 1974, Confusion and flux-density error distributions. *Astrophysical Journal* **188**, 279–286.
- Edge, D.O., Shakeshaft, J.R., McAdam, W.B., Baldwin, J.E., Archer, S.: 1959, A survey of radio sources at a frequency of 159 mc/s. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **68**, 37–60.
- González-Esparza, J.A., Carrillo, A., Andrade, E., Perez-Enriquez, R., Kurtz, S.: 2004, The MEXART interplanetary scintillation array in Mexico. *Geofis. Int.* **43**, 61–73.
- González-Esparza, J.A., Andrade, E., Carrillo, A., Jeyakumar, S., Ananthakrishnan, S., Sankarasubramanian, G., Sureshkumar, S., Sierra, P., Vazquez, S., Perez-Enriquez, R., Kurtz, S.: 2005, Mexart measurements of radio sources. In: *Solar Wind 11/SOHO 16, Connecting Sun and Heliosphere*, ESA **SP-592**, 667–669.
- González-Esparza, J.A., Carrillo, A., Andrade, E., Sierra, P., Vazquez, S., Perez-Enriquez, R., Kurtz, S., Blanco-Cano, X.: 2006, Calibration testings of the mexart antenna using the solar transit. *Adv. Space Res.* **38**, 1824–1827.
- Hewish, A., Bravo, S.: 1986, The sources of large-scale heliospheric disturbances. *Solar Physics* **106**(1), 185–200.
- Hewish, A., Scott, P., Wills, D.: 1964, Interplanetary scintillation of small diameter radio sources. *Nature* **203**(495), 1214.
- Kraus, J.D.: 1986, *Radio astronomy*, 2nd edn., ISBN I-882484-00-2, Cygnus-Quasar Books, Powell, Ohio 43065.
- Manoharan, P.: 1991, Study of solar-wind using single-station interplanetary scintillation. PhD thesis, Bombay University, India.

- Manoharan, P.K., Ananthakrishnan, S.: 1990, Determination of solar-wind velocities using single-station measurements of interplanetary scintillation. *Royal Astronomical Society, Monthly Notices*, 691–695.
- Manoharan, P., Ananthakrishnan, S., Dryer, M., Detman, T., Leinbach, H., Kojima, M., Watanabe, T., Kahn, J.: 1995, Solar wind velocity and normalized scintillation index from single-station ips observations. *Solar Physics* **16**, 377–393.
- Oberoi, D.: 2000, Tomography of the solar-wind using interplanetary scintillation. PhD thesis, Indian Institute of Science, India.
- Pozar, D.M.: 2002, *Pcaad 5.0: Personal computer aided antenna design*, Antenna Design Associates, Leverett, MA.
- Rao, A.P., Bhandari, S., Ananthakrishnan, S.: 1974, Observations of interplanetary scintillations at 327 mhz. *Australian Journal of Physics* **27**(1), 105–120.
- Shankarsubramanian, G., Sureshkumar, S.: 2003, Beam former and data processing system for the mexican ips array. Technical Report Mxa/tr/2k3-02, GMRT-TIFR, India.

# Capítulo 5

## Análisis de datos enfocado a estudios de CIP a 140 MHz

Este capítulo contempla los últimos resultados de la tesis que surgen del análisis de datos del MEXART. Comienza con la elaboración de un listado total de fuentes observadas con la configuración del arreglo del 2011, se muestra que la metodología para la construcción del listado también es útil para estimar el patrón de radiación de la MB. De la lista total seleccionamos las fuentes de CIP de acuerdo a otros radiotelescopios. Haciendo un estudio de la región de transición a 140 MHz, se encuentra un modelo de la región de transición para distintas frecuencias, tal modelo es base obtener otros dos modelos: evolución de escala y decaimiento de las irregularidades de densidad en la heliosfera interna. Se hacen mediciones preliminares del índice de CIP de dos fuentes de radio y se estudia su evolución a lo largo de dos años. Se realizan las primeras estimaciones de la velocidad del viento solar usando la técnica de CIP (modelo de velocidades) y se comparan con mediciones *in situ*. Finalmente, para propósitos de reconstrucción de la dinámica de la heliosfera interna mediante CIP, se construyen mapas de ubicación de 10 fuentes compactas.

### 5.1. Listado total de fuentes observadas por el MEXART

#### 5.1.1. Condiciones de operación del MEXART

Para finales del año 2010, el equipo técnico del MEXART se encargó de calibrar 32 líneas Este-Oeste de manera que 16 pares de líneas contiguas estuviesen en fase para ser acopladas una a una y tener como resultado 16 sumas (2:1) que se conecten a la Matriz de Butler (MB). El objetivo era operar con la mitad del arreglo para aumentar la relación señal a ruido (RSR) de las fuentes de CIP captadas por el instrumento, mejorando la configuración anterior que era de sólo 16 líneas conectadas a la MB. Para hacer más eficiente los registros de días completos, se almacenaron registros con dos receptores que tienen las mismas características

de fabricación y de recepción, así se observó con 2 haces por día. Los 2 receptores son de tipo superheterodinos con un tiempo de integración de 47 ms y los registros se adquirieron con un tiempo de muestreo de 20 ms.

En un trabajo previo, que se incluye en esta tesis en el Apéndice A, se elaboró un primer listado de fuentes de radio observadas por el MEXART usando 16 líneas de la antena (1/4 del arreglo total) conectadas a los puertos de la MB. Teóricamente, se conoce la inclinación de cada haz generado por la MB, así como el ancho de los haces en los planos Norte-Sur y Este-Oeste. Sin embargo, se encontró que tanto el ancho como su dirección en el plano Norte-Sur no concuerda con la teoría, tal como se reporta en Villanueva-Hernandez [2009] y Villanueva-Hernandez *et al.* [2009]. Por otro lado, la forma de los haces en el plano Este-Oeste si se ajusta aceptablemente con el patrón teórico: los 16 haces se despliegan centrados en el meridiano local con un ancho Este-Oeste  $\sim 1^\circ$ . En teoría, 8 haces etiquetados con N1,...,N8 apuntan en dirección Norte y los otros 8 etiquetados con S1,...,S8 están dirigidos hacia el Sur, estos dos conjuntos de haces tienen una distribución simétrica respecto al cenit local.

Con la nueva configuración de media antena, se volvió a presentar el problema de la dirección de los haces en el plano Norte-Sur, mientras que el perfil del patrón de cada haz en el plano Este-Oeste se mantuvo (al igual que la configuración anterior) mostrando  $1^\circ$  de ancho a potencia media. Lo destacable es que se observaron más radiofuentes que en el listado anterior (en el listado anterior eran 67 fuentes, en el listado actualizado 93 representando  $\sim 40\%$  más fuentes), esto como consecuencia de que aumentó la RSR, resultado esperado ya que se aumentó el área colectiva. Por ahora, se debe dejar de lado el patrón de radiación teórico en el plano del meridiano local, ya que, el real no le corresponde en forma alguna.

Como base de medición para la metodología, se usa la RSR, ya que es una cantidad independiente de la atenuación. Al cambiar la atenuación del receptor se observa que, tanto la amplitud de las fluctuaciones del cielo de fondo, como la amplitud de la firma de los tránsitos de las radiofuentes, cambian en la misma proporción dejando la RSR constante.

### 5.1.2. Metodología

La metodología empleada para la actualización del listado con la configuración de 1/2 antena, difiere en un paso en relación a la metodología usada para construir el listado para 1/4 de antena en el Apéndice A. En ambas metodologías se hace primeramente una aproximación de la direccionalidad<sup>1</sup> de los haces en el plano Norte-Sur para después hacer la identificación de las fuentes captadas. Debido a que en el plano Este-Oeste el ancho de los haces está bien determinado, cuando se observa una fuente con el MEXART se puede ubicar con precisión su ascensión recta. Sin embargo, queda un grado de libertad no determinado: su declinación (ubicación en plano Norte-Sur).

---

<sup>1</sup>Nos referiremos a “direccionalidad” en el sentido de la orientación de los haces y no en el sentido de directividad ( $D$ ) de la teoría de antenas, donde la directividad es una cantidad proporcional a la ganancia ( $G = \kappa D$ ,  $\kappa$  = eficiencia de antena).

De observaciones efectuadas durante los meses de diciembre 2010 a marzo 2011, se seleccionaron registros de días completos. Se tomaron del orden de 4 registros de 24 horas para cada uno de los 16 haces. La metodología para construir el listado se describe con los primeros seis pasos siguientes (el paso 7 es una selección de fuentes de CIP de la lista).

- (1) Se seleccionan 20 radiofuentes intensas que sistemáticamente se observan por el MEXART y que tienen una declinación aproximadamente equidistante entre ellas. Tales fuentes tienen una intensidad de al menos 4 veces mayor a fuentes vecinas, en un intervalo de  $2^\circ$  en ascensión recta centrado en la ubicación de la fuente. A estas fuentes les hemos estimado su flujo a 140 MHz, mediante una función logarítmica cuadrada ajustada a datos de flujos de distintas frecuencias, estos flujos están reportados en la base de datos NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) <http://nedwww.ipac.caltech.edu/index.html>. Sólo para una de las fuentes (Sagitario A), su flujo a 140 MHz se calculó usando la relación  $S(\lambda) \propto \lambda^\alpha$ , ya que para esta fuente no se conoce una serie de flujos, en torno a 140 MHz, para hacer la interpolación. Tomando  $\alpha = 0.8$  y conociendo el flujo de Sagitario A a 1.4 GHz ( $S_{1.4\text{GHz}} = 663 \text{ Jy}$ ), se obtiene un flujo de 4200 Jy a 140 MHz. En la Tabla 5.1, se muestran las fuentes ordenadas en declinación con sus flujos interpolados a 140 MHz.

- (2) A cada registro (haz) de 24 horas, se le mide la RSR o número de sigmas de cada una de las 20 fuentes de la Tabla 5.1. Con base en estas observaciones se toma el promedio de sigmas medido de un haz para cada fuente. Se tomaron de 3 a 5 registros por cada haz tal que el promedio de sigmas de cada fuente es el resultado de 3 a 5 mediciones. Cada registro corresponde a un día distinto.

- (3) Para cada haz se calculan los cocientes: flujo estimado a 140 MHz de cada fuente entre el promedio de RSR de la misma. La serie de 20 cocientes asociados a cada haz corresponde a una estimación del flujo detectado por cada sigma observada en la dirección (declinación) de las fuentes. Se estima que el flujo detectable más pequeño (cociente mínimo) de la serie se asocia a la ubicación (declinación) del lóbulo principal.<sup>2</sup>

- (4) Se seleccionan el total de las fuentes que se observan sistemáticamente con  $\text{RSR} \gtrsim 3\sigma$ .

- (5) Con la serie de cocientes calculados en el punto (3), podemos estimar cuál es el alcance de un haz para captar una fuente de radio dependiendo del flujo y ubicación de ésta. Al detectar una fuente de radio con un haz, se busca en el catálogo de Cambridge a 159 MHz (3er Catálogo de Cambridge, <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-meta.foot\&-source=>

<sup>2</sup>Para aclarar el punto (3) tomemos un haz de los 16. Ahora supóngase que tenemos sólo 3 fuentes de calibración etiquetadas con A1, A2 y A3, y que sus declinaciones son  $-10^\circ$ ,  $0^\circ$  y  $10^\circ$ , respectivamente. Asignémosle a las fuentes los flujos  $F[A1]=100 \text{ Jy}$ ,  $F[A2]=200 \text{ Jy}$  y  $F[A3]=150 \text{ Jy}$  a 140 MHz, y supongamos que medimos una RSR de 50, 2 y 15 sigmas promedio respectivamente. A la serie de cocientes le asociamos la serie de declinaciones:  $(F[A1]/50, F[A2]/2, F[A3]/15)=(2\text{Jy}, 100\text{Jy}, 10\text{Jy}) \mapsto (-10,0,10)$ , entonces el flujo detectable más pequeño es de 2 Jy (2 Jy por cada sigma de amplitud medida), que corresponde a las observaciones en dirección a  $-10^\circ$  de declinación, en esta región es donde se estima que se ubica el lóbulo principal. Se puede entonces estimar que en la dirección del flujo detectable menor, las fuentes  $\sim 3\sigma$  tienen un flujo  $\sim 6 \text{ Jy}$ , en cambio en las otras dos regiones,  $0$  y  $10^\circ$ ,  $3\sigma$  corresponden a fuentes de  $\sim 300 \text{ Jy}$  y  $\sim 30 \text{ Jy}$ , respectivamente.

**Tabla 5.1:** Fuentes de radio intensas ordenadas en declinación para calibrar la dirección de observación de los haces. El flujo ha sido interpolado a 140 MHz. Se incluye la declinación del cenit del MEXART. \* El flujo fue calculado usando  $S \propto \lambda^\alpha$ .

Fuente	Ascensión Recta	Declinación	Flujo (Jy) 140 MHz
Centauro A	13:25:27	-43°01'09"	1189
Fornax A	03:22:41	-37°12'30"	383
Sagitario A *	17:45:40	-29°00'28"	4200
3C283	13:11:40	-22°17'04"	48
3C218 (Hydra A)	09:18:05	-12°05'44"	318
3C161	06:27:10	-5°53'05"	70
3C353	17:20:28	-0°58'47"	280
3C348 (Hércules A)	16:51:08	4°59'33"	417
3C298	14:19:08	6°28'35"	74
3C274 (Virgo A)	12:30:49	12°23'28"	1233
3CR400	19:22:58	14°11'50"	500
MEXART-Cenit	—————	19°48'47"	—————
3C144 (Nebulosa Cangrejo)	05:34:32	22°00'52"	1443
3C310	15:04:57	26°00'59"	75
3C123	04:37:04	29°40'14"	258
3C048	01:37:41	33°09'35"	69
3C134	05:04:42	38°06'11"	116
3C405 (Cisne A)	19:59:28	40°44'02"	10667
3C196	08:13:36	48°13'03"	75
3C295	14:11:20	52°12'09"	90
3C461 (Casiopea A)	23:23:28	58°48'42"	13061

VIII/1A) y de Culgoora a 160 MHz (Catálogo reportado por Slee [1995]) una fuente que se ubique en la ascensión recta observada y en la región de declinación del flujo detectable menor. El número de sigmas con que se observa la fuente deberá corresponder a su flujo dividido entre el cociente mínimo, esto al menos en orden de magnitud <sup>3</sup>. Entonces si  $S_{\delta_m}$  es el cociente mínimo en la declinación  $\delta_m$  de un haz y se observa una fuente con  $RSR = RSR_F$ , la fuente deberá tener un flujo  $S$  que se ajuste a la ecuación:

$$RSR_F \approx \frac{S}{S_{\delta_m}}. \quad (5.1)$$

Las fuentes observadas por el MEXART son entonces registradas con el nombre reportado en estos catálogos<sup>4</sup>.

<sup>3</sup>Si la fuente no se ajusta al cociente mínimo detectable, esta puede estar ubicada en otra declinación, entonces la RSR con que se observa la fuente deberá corresponder a su flujo entre el cociente correspondiente.

<sup>4</sup>Las coordenadas de los catálogos mencionados en este punto están datadas al año 1950, en la pagina del

- (6) En caso que una fuente se observe sistemáticamente pero no se le pueda asociar un nombre y declinación, con la metodología del punto (5), se reporta con el nombre MEXhhmm donde hh es la hora y mm el minuto en ascensión recta al que se observa.

- (7) Ya que se tiene la lista total de fuentes, se busca cuáles aparecen en los catálogos de CIP de Cambridge (primer listado de fuentes de CIP [Hewish *et al.*, 1964]), ORT [Manoharan, comunicación privada] y/o STELab [Tokumar, comunicación privada].

### Topología discreta del patrón de radiación

Para estimar la topología discreta de los haces radiados en el plano Norte-Sur, usamos el concepto de potencia de radiación. Suponemos que los haces tienen una distribución de lóbulos secundarios con amplitud aleatoria en el plano meridiano local. Consideremos que las 20 fuentes seleccionadas se ubican en las declinaciones  $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_{20}$  (ordenadas de menor a mayor). Sea  $P$  la potencia total radiada de un haz y  $P_{\delta_1}, P_{\delta_2}, \dots, P_{\delta_{20}}$  las componentes de la potencia total en dirección de las fuentes. Si en la declinación  $\delta_i$  un lóbulo del haz se mide con una potencia  $P_{\delta_i}$ , la potencia total del haz se puede aproximar como:

$$P \approx \sum_{k=1}^{20} P_{\delta_k}. \quad (5.2)$$

Denotamos a los flujos detectables asociados con el haz como  $S_{\delta_1}, S_{\delta_2}, \dots, S_{\delta_{20}}$ , estos son los cocientes obtenidos en el paso (3) de la metodología anterior. Al pasar una fuente de flujo  $S$  por alguna de las declinaciones  $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_{20}$ , el haz captará una RSR dependiendo del lóbulo que la capte, esto es:

$$\text{RSR}_i = \frac{S}{S_{\delta_i}}. \quad (5.3)$$

La potencia de un lóbulo es proporcional a la RSR con que capta una fuente, entonces  $P_{\delta_i} \propto \text{RSR}_i$  y  $\text{RSR}_i \propto 1/S_{\delta_i}$ , por lo cual se tiene que

$$P_{\delta_i} \propto \frac{1}{S_{\delta_i}}. \quad (5.4)$$

Por lo tanto, la serie  $S_{\delta_1}^{-1}, S_{\delta_2}^{-1}, \dots, S_{\delta_{20}}^{-1}$  es una representación discreta normalizada de la potencia del haz en dirección a las declinaciones  $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_{20}$ , lo cual, se puede interpretar como la topología discreta del patrón de radiación del haz.

En las Figuras 5.1 y 5.2, se estima la topología discreta del patrón de radiación de los 16 haces en el plano Norte-Sur. Las amplitud de las barras verticales indican la potencia del haz a distintas declinaciones en el eje horizontal. Se indica cuál es el flujo detectable menor para cada haz. Las gráficas están normalizadas, tal que la barra de mayor amplitud tiene 100 y está asociada al lóbulo de mayor potencia, que se estima es el principal del haz. Las barras menores a 100 indican cuanto baja la potencia del haz en otras direcciones en relación con

---

MEXART <http://www.mexart.unam.mx> y en la base de datos de NED, se encuentran ambos catálogos con coordenadas actualizadas.

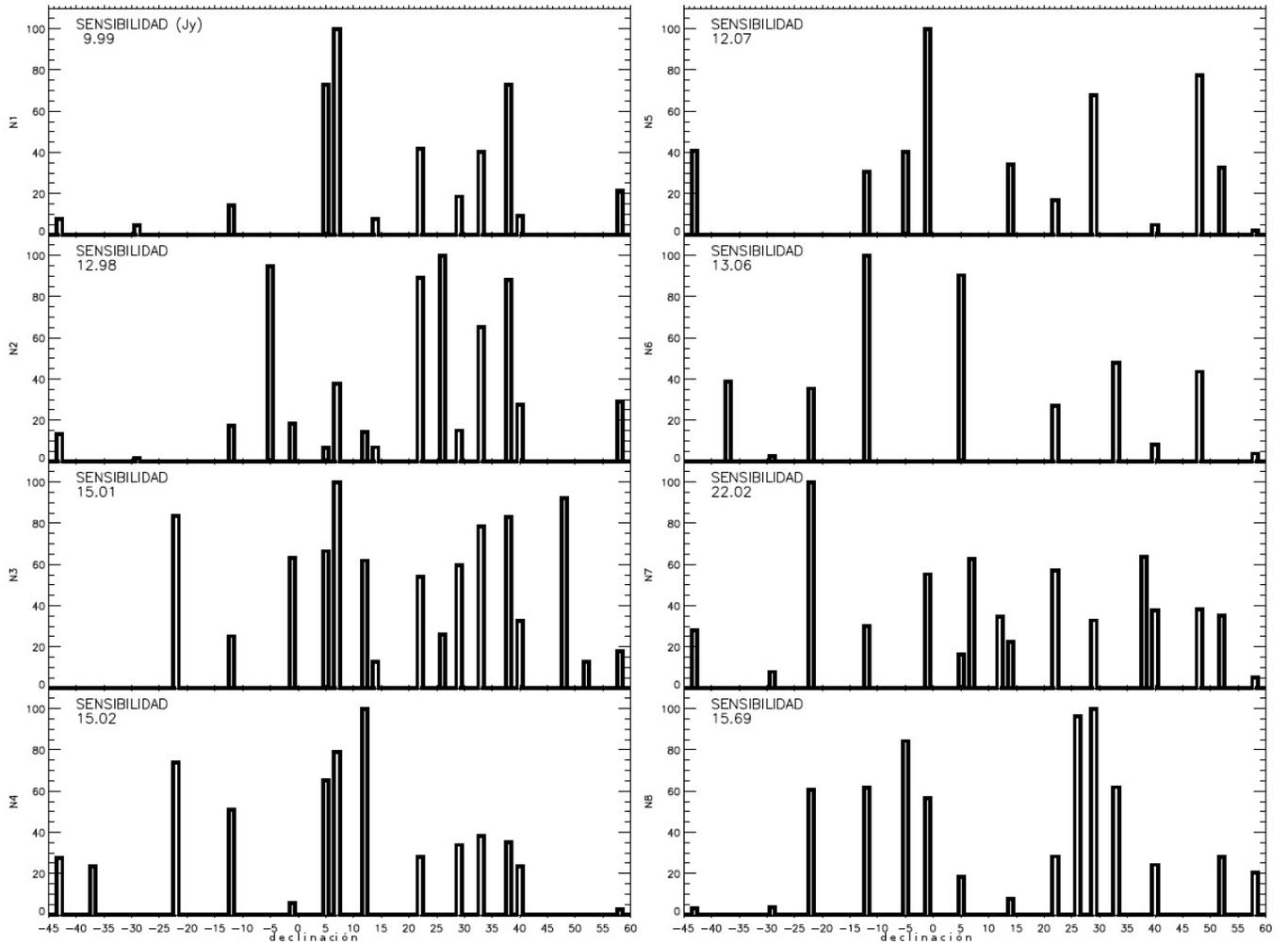
el lóbulo principal, se estima que las barras menores a 100, corresponden a lóbulos laterales. Para hacer estas gráficas, dividimos el cociente mínimo ( $S_{\delta_m}$ ) de la serie  $S_{\delta_1}, S_{\delta_2}, \dots, S_{\delta_{20}}$  entre cada uno de los elementos de la misma serie y multiplicamos por 100, entonces tenemos una representación discreta y normalizada de la potencia en dirección de las declinaciones correspondientes.<sup>5</sup>

### 5.1.3. Lista de fuentes

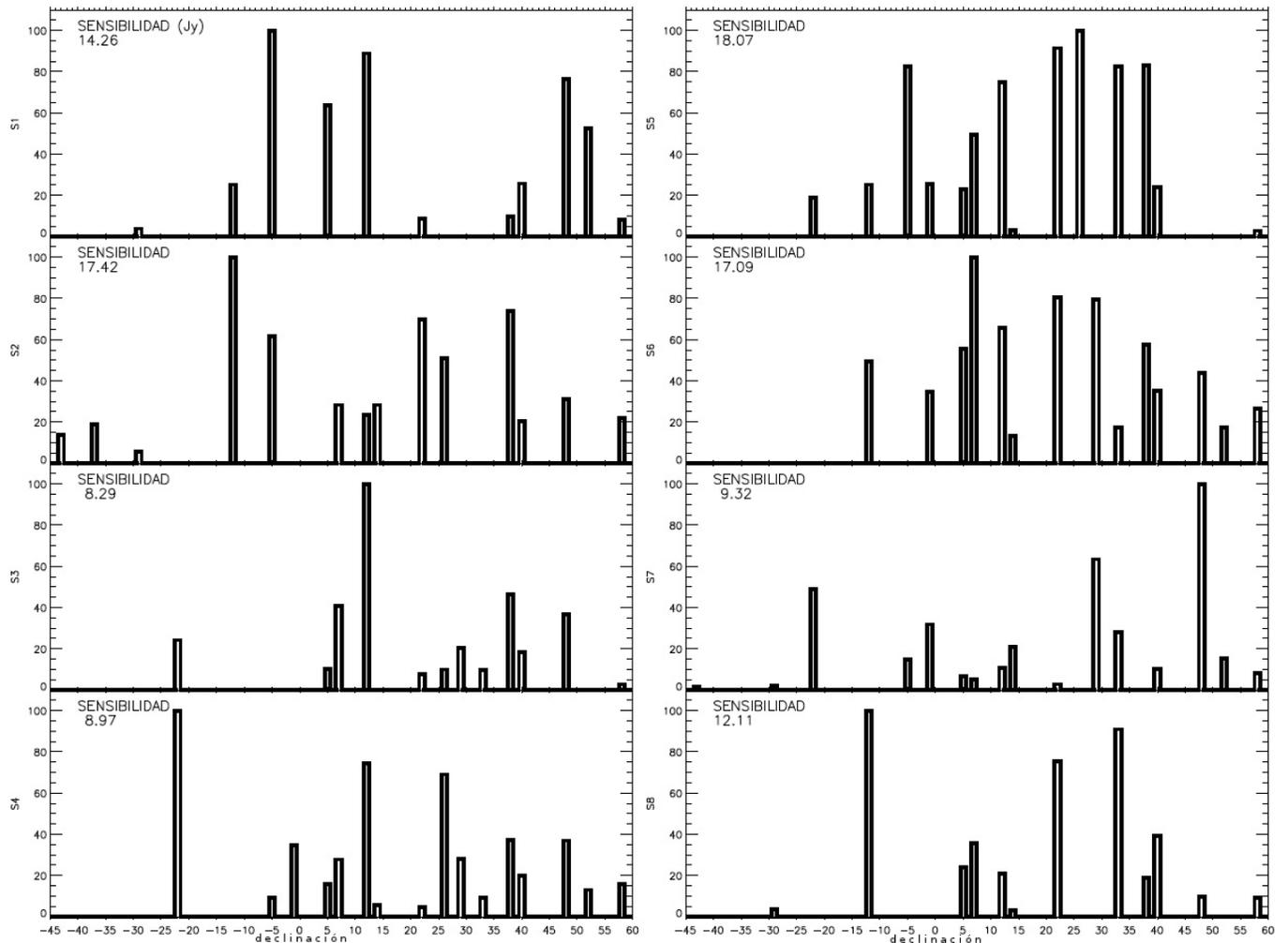
En la Tabla 5.2 se reportan el total de fuentes observadas por el MEXART usando la configuración del 2011, correspondiente a media antena conectada a la MB de  $16 \times 16$  puertos. Se presentan las fuentes con una RSR  $\gtrsim 3$ . En la primer columna de la Tabla 5.2 se indica el nombre de la fuente de acuerdo al catálogo 3C de Cambridge; si la fuente tiene un nombre, generalmente de origen griego relacionado con una constelación, es indicado entre paréntesis, en caso que la fuente no aparezca en el catálogo de Cambridge se usa la etiqueta reportada por el catálogo de Culgoora. La segunda y tercer columna del listado son la ascensión recta y declinación actualizadas. En la cuarta columna se muestra el flujo de la fuente a 159 MHz del lado izquierdo de la diagonal y a 160 MHz del lado derecho de la misma. La quinta columna se indica si la fuente aparece en el catálogo de CIP de Cambridge con una letra C, si la fuente está en el catálogo de CIP del ORT se muestra con una letra O, si está en el respectivo catálogo de STEL se indica con la letra S y si no se encuentra en estos catálogos se identifica con la letra N. En la columna 6 se reporta el haz que mejor observa a la fuente, en el caso de que otro haz observe la misma fuente con una RSR similar, entonces se reportan ambos haces, el primero en reportarse es el que observa con mayor RSR y seguido de una coma se indica el otro haz. Aproximadamente, para cada 10 fuentes se presenta un caso de estos. En la séptima columna se encuentra el promedio de la RSR con que observa el mejor haz y en la octava columna el tipo de objeto (identificación en el óptico de acuerdo con la base de datos de NED) que se observa: QSO = cuásar, SNR = remanente de supernova, G = galaxia, Gpair = galaxia par, RadioS = fuente de radio no asociada con algún tipo y PofG = Parte de una galaxia.

---

<sup>5</sup>Para ejemplificar la construcción de las gráficas, volvamos al caso hipotético del paso (3) de la metodología, donde tenemos 3 fuentes de calibración ubicadas en  $-10, 0$  y  $10^\circ$  de declinación, los flujos a 140 MHz de las fuentes son 100, 200 y 150 Jy, y fueron observadas con 50, 2 y 15  $\sigma$ s, respectivamente, de aquí se obtiene la relación entre declinación de las fuentes y flujo detectable  $(-10, 0, 10) \mapsto (100/50, 200/2, 150/15) \text{Jy} = (2\text{Jy}, 100\text{Jy}, 10\text{Jy})$ , entonces para construir las barras que indiquen la topología discreta del haz, tomamos el flujo detectable menor de este caso (2Jy), luego lo dividimos entre cada componente del vector de flujo detectable y lo multiplicamos por 100:  $100(2/2, 2/100, 2/10) = (100, 2, 20)$ . Entonces el haz tiene un lóbulo principal localizado alrededor de  $-10^\circ$  de declinación y dos lóbulos secundarios: uno de sólo el 2% de amplitud (comparado con el principal) en dirección aproximada de  $0^\circ$  y otro más grande con 20% (la quinta parte de intensidad del principal) alrededor de  $10^\circ$  en declinación.



**Figura 5.1:** Estimación de la topología discreta de la cobertura de 8 haces en el plano Norte-Sur, los haces se nombran: N1,...,N8. El eje horizontal es la declinación y el eje vertical es proporcional a la potencia con la que apunta hacia la declinación en cuestión. La potencia mayor (100) corresponde a la región donde el haz capta con mayor sensibilidad y se estima que ahí se ubica el lóbulo principal. En la parte izquierda superior de cada gráfica se muestra cual es el flujo por cada sigma que capta el lóbulo principal, lo cual, corresponde al menor cociente ( $S_{\delta_m}$ ).



**Figura 5.2:** Estimación de la topología discreta de la cobertura de 8 haces en el plano Norte-Sur, los haces se nombran: S1,...,S8. El eje horizontal es la declinación y el eje vertical es proporcional a la potencia con la que apunta hacia la declinación en cuestión. La potencia mayor (100) corresponde a la región donde el haz capta con mayor sensibilidad y se estima que ahí se ubica el lóbulo principal. En la parte izquierda superior de cada gráfica se muestra cual es el flujo por cada sigma que capta el lóbulo principal, lo cual, corresponde al menor cociente ( $S_{\delta_m}$ ).

Tabla 5.2: Catálogo completo.

Fuente	AR	DEC	Flujo 159/160 MHz	CAT	Haz	RSR	Tipo	$\frac{1}{4}$ ANT
3c9	00:20:25	15d40'55"	15.5/20	O	N5	4.07	QSO	
3c10(Nova Tycho)	00:25:25	64d08'36"	110/	N	N2	5.17	SNR	
3c15+3c17	00:37:04	-1d09'08"	21.5/31	O	N5	5.43	G	
3c18	00:40:50	10d03'23"	16.5/23	N	S8	4.05	G	
3c27	00:55:55	68d29'14"	22/	N	N3	3.11	G	
3c33	01:08:53	13d20'14"	58/72	O	S4	5.64	G	4.32
3c40	01:26:00	-1d20'34"	26/	O	N5	6.53	Gpair	3.43
3c43	01:30:00	23d33'18"	16.5/15.2'	O,S,C	N1	3.88	QSO	
3c48	01:37:41	33d9'35"	50/68	O,S,C	S8,N3	5.18	QSO	3.36
3c66	02:23:25	43d00'48"	28/	N	S3	5.85	RadioS	5.85
3c75	02:57:06	6d17'02"	38/27.6	O	S3	4.23	Gpair	
MEX0303	03:02:38	—	—	N	S3	3.01	RadioS	
3c79	03:10:00	17d05'58"	34/37	O	N5	3	G	3
3c84(Perseo A)	03:19:48	41d30'42"	50/	O,S	S4,S8	4.84	G	7
0320-373(Fornax A)	03:22:41	-37d12'30"	259 a 408 MHz	O	N6	11.45	G	13.42
3c89	03:34:15	-1d10'56"	19.5/26	O	N5	3.74	G	
3c95	03:51:29	-14d29'21"	/24.8	N	N1	3.62	QSO	3.69
3c94	03:52:30	-7d11'02"	15.5/21.3	O	N2	4.46	QSO	3.62
3c98	03:58:54	10d26'13"	41/49	O	S3	9.36	G	3.24
3c103	04:08:03	43d00'24"	29/	O	S3	3.82	G	3.76
3c107	04:12:23	-00d59'32"	11.5/13.5	O	N5	3.44	G	
3c109	04:13:41	11d22'34"	19.5/25.5	O	S3	3	G	
3c111	04:18:26	37d57'16"	60/	O	S3,N1	3.52	G	4.05
3c123	04:37:04	29d40'14"	204/247	N	S7	17.85	G	24.58
3c129	04:49:09	45d00'39"	21.5/	N	S3	3.61	G	3
3c132	04:56:43	22d47'48"	16.5/14	O	S8	3.03	G	
3c134	05:04:42	38d06'11"	85/	O	N1	8.28	G	7.78
0518-458(Pictor A)	05:19:49	-45d46'44"	/452	O	N5	7.01	G	6.23
3c138	05:21:10	16d38'22"	19.5/23	O,S,C	S7	3.46	QSO	
3c144(Nebulosa Cangrejo)	05:34:30	22d01'00"	1500/1256	N	N2	98.13	SNR	68.18
3c147	05:42:36	49d51'07"	63/	O,S,C	S1	2.51	QSO	2.5
3c152	06:04:28	20d21'22"	12.5/16.3	O	S8	3.47	RadioS	
3c157	06:16:37	22d31'54"	270/	N	N2	20.86	SNR	13.4
3c161	06:27:10	-5d53'05"	78/75	O,S,C	N2,S1	5.11	RadioS	3.99
3c163(Nebulosa Rosette)	06:31:58	5d09'46"	450/	N	N1	13.37	SNR	7.57
3c180	07:27:04	-2d04'42"	15/15	O	N4	3	G	5.37
3c191	08:04:48	10d15'24"	11/17	O,C	S3	3.53	QSO	
3c192	08:05:38	24d07'23"	17/26.5	O	N8	3	G	
3c196	08:13:36	48d13'03"	66/	O,S,C	S7	8.05	QSO	6.7
MEX0821	08:21:20	—	—	N	N5	6.34	RadioS	
0819-300	08:21:24	-30d10'50"	/16	N	N7	3.88	G	4.95
3c198	08:22:37	5d59'21"	16/12	N	N4	4.62	G	3.07
3c208	08:53:12	13d55'37"	24.5/21	O,S,C	S4	3	QSO	
3c216	09:09:39	42d54'47"	23.5/	O,S,C	S4	3	QSO	
3c218 (Hydra A)	09:18:05	-12d05'44"	210/243	N	S8, N6	26.25	G	25.24
3c219	09:21:08	45d38'57"	42/	O	S4	4.7	G	
MEX0928	09:28:30	—	—	N	S3	3	RadioS	
MEX0941	09:41:20	—	—	N	N5	4.16	RadioS	

Continúa en la siguiente página

Tabla 5.2 – Continuación

Fuente	AR	DEC	Flujo 159/160 MHz	CAT	Haz	RSR	Tipo	$\frac{1}{4}$ ANT
3c225	09:42:19	13d50'17"	19.5/24	O,S,C	S6	3.3	RadioS	
3c226	09:44:21	9d51'12"	11/18.5	O	S3	3.15	G	
3c227	09:47:46	7d25'07"	50/45	O	S8	4.86	G	
3c230	09:51:58	-00d'01'27"	31/23.5	O,S,C	N5	3.75	G	
3c237	10:08:00	7d30'16"	21.5/29	O,S,C	N7	4.23	G	3.15
MEX1020	10:20:50	—	—	N	S7	3.01	RadioS	
3c245	10:42:54	12d06'16"	12/17	O,C	S3	3.04	QSO	
3c249	11:02:04	-01d16'17"	14.5/21	O	N5	3	QSO	
MEX1106	11:06:30	—	—	N	N5	3.25	RadioS	
MEX1110	11:10:40	—	—	N	N6	3	RadioS	
3c254	11:14:40	40d41'39"	21.5/	O	S8	3.35	QSO	3.16
3c257	11:23:18	5d35'32"	11/8.5	O	N6	3	G	
MEX1142	11:42:10	—	—	N	S2	3.22	RadioS	
3c265	11:45:31	31d29'20"	30/	N	N6	4.89	G	5.23
MEX1153	11:53:00	—	—	N	N1	3.67	RadioS	
1203+043	12:06:19	4d06'19"	/10.5	O	N6	3.43	RadioS	
3c270	12:19:23	5d49'31"	20/56.1	N	N1	11.51	G	4.57
3c273	12:29:06	2d03'09"	79/102	O,S,C	N6	10.27	QSO	12.92
3c274(Virgo A)	12:30:49	12d23'28"	1100/566	N	S3	147.77	G	90
MEX1242	12:42:50	—	—	N	N4	3.47	RadioS	
3C278	12:54:37	-12d41'15"	42/32	O	N6	3.2	Gpair	6.6
3c283	13:11:40	-22d17'04"	36/49	O,S	S4	5.32	G	4.56
1322-427(Centauro A)	13:25:27	-43d01'09"	/1104	N	N5	40.01	G	63.52
3c286	13:31:08	30d24'34"	30/26.5	O,S,C	S4	3.74	QSO	
3c295	14:11:20	52d12'09"	74/	N	S1	3.27	G	5.83
3c298	14:19:09	06d28'35"	61/63	O,S,C	N1	7.4	QSO	4.23
3c310	15:04:57	26d00'57"	72/74	O	N2,S4	5.78	G	5.23
3c313	15:10:17	7d57'40"	21/29	O	S8	3.18	G	3.4
3c317	15:16:44	7d01'18"	55/66	O	N1	6.15	G	3.4
3c327	16:02:33	1d56'44"	34/59.5	O	S7	3.33	G	
3c348(Hércules A)	16:51:08	4d59'33"	300/378	O	N1,N6	30.35	G	17.1
3c353	17:20:28	-0d58'47"	180/276	N	N5	23	G	13.05
Sagitario A	17:45:40	-29d00'28"	663 a 1.4 Ghz	N	N1	19.03	PofG	18.4
3c392	18:56:10	1d18'58"	680/372	N	N6	20.35	G	19.04
3cr400	19:22:58	14d11'50"	540/	N	S7,N5	11.18	RadioS	9.04
3c405(Cisne A)	19:59:28	40d44'02"	8600/	N	S8	342.28	Gpair	222
3c409	20:14:26	23d35'11"	102/99	O	N1	13.09	RadioS	
3cr410.1	20:21:23	40d15'37"	410 a 178 Mhz	N	S8	36.91	RadioS	26.72
MEX2049	20:49:15	—	—	N	N8	8.99	RadioS	
3c433	21:23:44	25d00'55"	62/64	N	N8,N1	4.43	Gpair	3.12
3c438	21:55:52	38d00'30"	43/	O	S6,S5	4.24	G	7.28
3c444	22:14:25	-17d01'36"	49/79	N	N5	6.54	G	3.6
3c445	22:23:50	-2d06'13"	20.5/34	N	N8	3.66	G	4.8
3c452	22:45:48	39d41'16"	50/	O	N2	4.03	G	7
3c461(Casiopea A)	23:23:28	58d48'42"	1300/	N	N2,N1	294.33	SNR	233

### 5.1.4. Análisis del patrón de radiación

#### Comparación de observación entre 1/4 y 1/2 de antena

En promedio, la RSR obtenida con 1/2 antena (año 2011) fue un 40 % superior a la configuración con 1/4 de antena (año 2009). Al analizar con detalle los registros de fuentes de ambas configuraciones, se tienen los siguientes resultados.

- Con la configuración de 32 líneas conectadas a la MB se obtuvo un aumento promedio en la RSR del 52 % para la región del cielo de  $-29^\circ$  a  $50^\circ$  en declinación, es decir, en una franja de declinación de  $\sim 10^\circ \pm 40^\circ$  la potencia aumentó  $\sim 50$  %.

- De  $-29^\circ$  a  $20^\circ$  de declinación (una banda de ancho  $50^\circ$  al sur del cenit local) el promedio de aumento fue de 67 %.

- De  $20^\circ$  a  $50^\circ$  (una banda de  $30^\circ$  al norte del cenit local) el promedio de aumento fue de 34 %. Este punto y el anterior indican una mayor potencia del patrón en la región al Sur del cenit local, es decir, el aumento hacia el sur del cenit fue aproximadamente el doble del aumento al norte del cenit.

- Para declinaciones externas al intervalo  $[-29^\circ, 50^\circ]$  se observa una disminución del 35 %.

Así que de manera global, el patrón de radiación de los haces al pasar de la configuración del 2010 (16 líneas) al 2011 (32 líneas) mejoró en su potencia en las cercanías del cenit local, mostrando un corrimiento hacia el Sur y decayendo en regiones alejadas del cenit del MEXART.

Para una estimación más precisa de la cobertura del ancho de los haces en el plano N-S, usando la metodología propuesta, se necesita un conjunto de más fuentes de calibración que equidistaran en intervalos de declinación más próximos. Una propuesta es el conjunto de fuentes mostrado en la Tabla 5.3.

#### Estimación del flujo mínimo detectable

Del análisis se infiere que el flujo más pequeño detectable por sigma, para los lóbulos principales de los 16 haces, va desde 8 Jy a 22 Jy (ver Figuras 5.1 y 5.2), con un promedio de 13.5 Jy. Por lo tanto, las fuentes al alcance de la captación del MEXART medidas con amplitud de  $3\sigma$  van de 24 Jy a 66 Jy, con un promedio de 40 Jy. Sin embargo, no necesariamente el lóbulo principal está centrado en la declinación de la fuente que dio lugar al cociente mínimo (flujo de la fuente entre número de sigmas medido). Ahora, si suponemos que los lóbulos principales (con que se miden los cocientes mínimos) captan una fuente por encima de su ancho angular a potencia media, es natural pensar que esto se da sólo para las mediciones debajo del promedio, así que tomamos las mediciones (los haces) que nos dan una cantidad menor al promedio ( $< 13.5$  Jy), siendo 8 los haces que tienen esta característica: N1, N2, N5, N6, S3, S4, S7, S8. Con estos 8 haces tenemos un promedio de  $\sim 10.8$  Jy del flujo detectable menor y una desviación estándar de 1.9 Jy. Por lo tanto, estimamos que el flujo mínimo detectable de los haces es  $10.8 \pm 1.9$  Jy. Como podemos ver, se tienen 4 haces

que en teoría apuntan hacia el norte del cenit (N1, N2, N5 y N6) y otros 4 que en teoría apuntan al norte (S3, S4, S7, S8). Lo anterior es una pista de una posible simetría entre los haces al norte y los haces al sur.

Procediendo de forma análoga con los otros haces (N3, N4, N7, N8, S1, S2, S5, S6), cuyos cocientes mínimos se encuentran por encima del promedio (13.5 Jy). Se tiene que el flujo mínimo detectable estimado es de  $17 \pm 2.4$  Jy.

### Estimación de la potencia radiada por haz

Contrario a lo esperado, la forma de las gráficas de las Figuras 5.1 y 5.2, indican que los haces no tienen un lóbulo principal que decae al alejarse de su centro para formar laterales cada vez más pequeños, sino que, cada haz tiene varios lóbulos laterales que están distribuidos con una amplitud aleatoria. Si esto es lo que está ocurriendo, entonces la suma de los todos los lóbulos debe ser equivalente a la potencia del haz ideal. Tomando la suma de potencias normalizadas de cada uno de los 8 que se mostraron más sensibles (N1, N2, N5, N6, S3, S4, S7, S8), tenemos que la suma promedio es 438, con una desviación estándar de 90, entonces esta suma para cada haz tiende a ser constante, esto sugiere que un haz ideal con los laterales concentrados en uno solo tiene una potencia de  $438 \pm 90$ . Si sabemos que el flujo mínimo detectable es de 10.8 Jy para un lóbulo con 100 de potencia normalizada, entonces para un lóbulo del doble de potencia (200) el flujo mínimo detectable disminuye a la mitad ( $10.8/2$  Jy = 5.4 Jy), siguiendo este razonamiento, para un haz ideal de  $438 \pm 90$  de potencia normalizada, el flujo mínimo detectable sería  $2.4$  Jy  $\pm 0.5$  Jy.

Procediendo de forma análoga con los haces menos sensibles (N3, N4, N7, N8, S1, S2, S5, S6), la suma promedio de potencias normalizadas es  $647 \pm 115$  y el flujo mínimo detectable ideal es  $2.6$  Jy  $\pm 0.5$ .

Como vemos, ambos conjuntos de haces, en su forma ideal propuesta, proporcionarían mínimos detectables ideales prácticamente iguales. Una diferencia sustancial entre ambos conjuntos, es que los más sensibles (N1, N2, N5, N6, S3, S4, S7, S8) tienen una distribución más concentrada que el otro conjunto de haces (N3, N4, N7, N8, S1, S2, S5, S6).

### Flujo mínimo detectable teórico para un haz ideal

Ahora veamos cómo se compara el cálculo del flujo mínimo detectable para cada haz del arreglo respecto al resultado teórico del flujo mínimo detectable para media antena. El flujo mínimo detectable se define como

$$S_m = \frac{2kK_sT_s}{A_e\sqrt{\Delta\nu\Delta\tau}}, \quad (5.5)$$

en el Capítulo 1, vimos que  $k = 1.38 \times 10^{-23}$  J/K es la constante de Boltzmann,  $K_s = \sqrt{2}$  la constante de sensibilidad del receptor,  $T_s = 715$  K es la temperatura estimada del sistema,  $\Delta\nu = 2$  MHz y  $\Delta\tau = 47$  ms ancho de banda y constante del receptor, respectivamente. Falta conocer el valor de  $A_e$ , en el Capítulo 4 se usó un área efectiva  $A_e = 0.7A$  donde  $A$  es el área física del arreglo (o área de una fracción del arreglo) y 0.7 es el coeficiente de apertura.

Podemos usar, en principio, este valor, pero vamos a obtenerlo utilizando la configuración teórica de un haz a potencia total desplegado con la mitad del arreglo del MEXART.

Los haces desplegados en su forma ideal tienen una superficie gaussiana elíptica, el ángulo sólido de una superficie de esta naturaleza, con anchos a potencia media  $\theta_x$  y  $\theta_y$  (ejes menor y mayor de la elipse), es:

$$\Omega_e = \frac{\pi\theta_x\theta_y}{4\ln 2}. \quad (5.6)$$

La ganancia de potencia  $G$  se puede expresar en términos del área efectiva o de la geometría del ángulo sólido del haz, se tienen entonces las dos relaciones siguientes

$$A_e = \frac{\lambda^2 G}{4\pi} \quad \text{y} \quad G = \frac{4\pi}{\Omega_e}. \quad (5.7)$$

De las ecuaciones en (5.6) y (5.7) se obtiene que

$$A_e = \frac{(2\lambda)^2 \ln 2}{\pi \theta_x \theta_y}, \quad (5.8)$$

los anchos de los haces empleando la mitad del arreglo son de  $\theta_x = 1^\circ$  y  $\theta_y = 4^\circ$ , tomando su valor en radianes y sustituyendo en (5.8), se obtiene que  $A_e = 3317.12 \text{ m}^2$ . Con la mitad del arreglo, se tienen 32 líneas de 64 dipolos cada una y un dipolo tiene longitud  $\lambda = 2.14 \text{ m}$ . Estas líneas son paralelas y están separadas  $1/2 \lambda$ , por lo cual, el área física es  $A = 4689.5 \text{ m}^2$  y el coeficiente de apertura resulta de  $A_e/A = 0.707$ . Entonces el coeficiente de apertura de 0.7 usado en Capítulo 4 está sustentado por la geometría teórica de los haces y, en este caso, usamos  $A_e = 3317.1 \text{ m}^2$  para calcular el flujo mínimo detectable de media antena. Finalmente, sustituyendo este valor de  $A_e$  en la ecuación (5.5) obtenemos que el flujo mínimo detectable es 2.7 Jy.

Por lo tanto, el flujo mínimo detectable obtenido a partir de un haz a potencia total correspondiente a la mitad de la antena del MEXART, se ajusta al flujo mínimo detectable que obtuvimos calculando la potencia irradiada de los haces del arreglo (Figuras 5.1 y 5.2). Esto sugiere que, la metodología aquí presentada no sólo es conveniente para identificar fuentes, sino que también es útil para aproximar la forma del patrón de radiación.

**Tabla 5.3:** Fuentes de radio intensas ordenadas en declinación que se pueden usar para hacer la estimación de la topología de los haces.

Fuente	Ascensión Recta	Declinación
0518-458 (Pictor A)	5:19:49	-45d46'44"
1322-427 (Centaurus A)	13:25:27	-43°01'09"
Fornax A	3:22:41	-37d12'30"
1151-348	11:54:21	-35d05'44"
Sagitario A	17:45:40	-29d00'28"
0442-282	4:44:37	-28d09'55"
3C283	13:11:40	-22d17'04"
3C444	22:14:25	-17d01'36"
3C278	12:54:36	-12d23'48"
3C218 (Hydra A)	9:18:05	-12d05'44"
3C161	6:27:10	-5°53'05"
3C353	17:20:28	-0d58'47"
3C392	18:56:10	1d18'58"
3C348 (Hércules A)	16:51:08	4°59'33"
3C298	14:19:08	6d28'35"
3C317	15:16:44	7d01'18"
3C227	9:47:44	7d25'21"
3C274 (Virgo A)	12:30:49	12d23'28"
3C033	1:08:53	13d20'14"
3CR400	19:22:58	14d11'50"
MEXART-CENIT	—	19d48'47"
3C144 (Nebulosa Cangrejo)	5:34:32	22d00'52"
3C157	6:16:37	22d31'54"
3C409	20:14:27	23d34'53"
3C433	21:23:44	25d04'12"
3C310	15:04:57	26d00'59"
3C123	4:37:04	29d40'14"
3C048	1:37:41	33d9'35"
3C111	4:18:21	38d01'36"
3C134	5:04:42	38d06'11"
3C452	22:45:48	39d41'16"
3C405 (Cisne A)	19:59:28	40d44'02"
3C084 (Perseo A)	3:19:48	41d30'42"
3C219	9:21:08	45d38'57"
3C196	8:13:36	48d13'03"
3C147	5:42:36	49d51'07"
3C295	14:11:20	52d12'09"
7C1031+5526	10:34:37	55d10'32"
7C1104+5608	11:07:32	55d52'45"
3C461 (Casiopea A)	23:23:28	58d48'42"
7C1020+5920	10:23:39	59d04'49"
3C430	21:18:19	60d48'07"
3C010 (Nova Tycho)	00:25:14	64d08'39"

### 5.1.5. Lista actualizada de fuentes de CIP

De la Tabla 5.2, tomamos las fuentes que se reportan en los catálogos de CIP y las mostramos en la Tabla 5.4 con la misma información. Se reportan un total de 54 fuentes de CIP captadas por el MEXART con una configuración de 1/2 antena. Con la configuración anterior (1/4 de antena), se captaron 39 fuentes de este tipo (ver Apéndice A), de las cuales, se siguen conservando 28. Éstas se pueden identificar en la Tabla 5.4 ya que tienen asociada una medición de RSR con la configuración de un 1/4 del arreglo. En un análisis más riguroso en el Apéndice A, se identificaron 19 fuentes de CIP que observaba el MEXART con la configuración de 1/4 de antena. Con la configuración de 1/2 antena se observan 17 fuentes de éstas y están marcadas con un rombo ( $\diamond$ ). En promedio, el incremento en la RSR de estas fuentes con 1/2 antena es de sólo el 13% con respecto a 1/4 del arreglo. Sin embargo, es importante destacar que los 16 haces se modificaron aleatoriamente con la configuración de 1/2 antena, dando lugar a desenfocar algunas fuentes que anteriormente se captaban mejor. Con la configuración de 1/2 antena, se observan  $\sim 40\%$  más fuentes de CIP ya que los haces aumentaron en potencia.

## 5.2. Región de dispersión débil

En la presente sección se obtienen tres resultados: (1) un modelo de la región de transición de fuerte a débil, (2) un modelo de la evolución de la escala de las irregularidades en densidad electrónica, (3) un modelo de la evolución de las fluctuaciones de densidad electrónica. A partir del primer modelo (1) se construyen los otros 2. Los modelos y el tratamiento para llegar a ellos es propio de esta tesis y no tenemos referencia de un estudio similar al que aquí mostramos. Al hacer comparaciones con resultados conocidos, se muestra que nuestros resultados tienen congruencia con lo establecido.

### 5.2.1. Transición de dispersión débil a fuerte

La distancia heliocéntrica que abarca el régimen de dispersión fuerte depende de la frecuencia de observación [Zhang, 2007]. A esta distancia, se encuentra el punto de transición de la región de dispersión fuerte a débil y puede determinarse con el ángulo de elongación  $\epsilon_0$ , en que el índice de centelleo es máximo, es decir, donde  $\langle m(\epsilon_0) \rangle > \langle m(\epsilon) \rangle$  para todo ángulo  $\epsilon \neq \epsilon_0$ . Las observaciones a elongaciones menores a  $\epsilon_0$ , se encuentran en la región de dispersión fuerte donde no se puede aplicar la teoría de CIP que se describe en el Capítulo 2. Las observaciones a ángulos mayores a  $\epsilon_0$  se hacen en el régimen de dispersión débil. Al igual que el espesor de la dispersión fuerte, el límite  $\epsilon_0$  depende de la frecuencia de observación, tal que, a mayor frecuencia de observación, es posible hacer mediciones de VS más cercanas al

**Tabla 5.4:** Fuentes de CIP que son captadas por el MEXART: Nombre de la fuente; ascensión recta; declinación; flujo a 159 y/o 160 MHz; catálogos donde se reportan, O-ORT, S-STELab, C-Cambridge; haz que mejor observa la fuente; Relación señal a ruido promedio con 1/2 antena; tipo de objeto; RSR de observaciones anteriores con 1/4 de antena.

Fuente	AR	DEC	Flujo 159/160 MHz	CAT	Haz	RSR	TIPO	$\frac{1}{4}$ ANT
3c9	00:20:25	15d40'55"	15.5/20	O	N5	4.07	QSO	
3c15+3c17	00:37:04	-1d09'08"	21.5/31	O	N5	5.43	G	
3c33 $\diamond$	01:08:53	13d20'14"	58/72	O	S4	5.64	G	4.32
3c40	01:26:00	-1d20'34"	26/	O	N5	6.53	Gpair	3.43
3c43	01:30:00	23d33'18"	16.5/15.2'	O,S,C	N1	3.88	QSO	
3c48 $\diamond$	01:37:41	33d9'35"	50/68	O,S,C	S8,N3	5.18	QSO	3.36
3c75	02:57:06	6d17'02"	38/27.6	O	S3	4.23	Gpair	
3c79	03:10:00	17d05'58"	34/37	O	N5	3	G	3
3c84(Perseo A) $\diamond$	03:19:48	41d30'42"	50/	O,S	S4,S8	4.84	G	7
0320-373(Fornax A) $\diamond$	03:22:41	-37d12'30"	259 a 408 Mhz	O	N6	11.45	G	13.42
3c89	03:34:15	-1d10'56"	19.5/26	O	N5	3.74	G	
3c94	03:52:30	-7d11'02"	15.5/21.3	O	N2	4.46	QSO	3.62
3c98	03:58:54	10d26'13"	41/49	O	S3	9.36	G	3.24
3c103 $\diamond$	04:08:03	43d00'24"	29/	O	S3	3.82	G	3.76
3c107	04:12:23	-00d59'32"	11.5/13.5	O	N5	3.44	G	
3c109	04:13:41	11d22'34"	19.5/25.5	O	S3	3	G	
3c111 $\diamond$	04:18:26	37d57'16"	60/	O	S3,N1	3.52	G	4.05
3c132	04:56:43	22d47'48"	16.5/14	O	S8	3.03	G	
3c134 $\diamond$	05:04:42	38d06'11"	85/	O	N1	8.28	G	7.78
0518-458(Pictor A)	05:19:49	-45d46'44"	/452	O	N5	7.01	G	6.23
3c138	05:21:10	16d38'22"	19.5/23	O,S,C	S7	3.46	QSO	
3c147	05:42:36	49d51'07"	63/	O,S,C	S1	2.51	QSO	2.5
3c152	06:04:28	20d21'22"	12.5/16.3	O	S8	3.47	RadioS	
3c161	06:27:10	-5d53'05"	78/75	O,S,C	N2,S1	5.11	RadioS	3.99
3c180	07:27:04	-2d04'42"	15/15	O	N4	3	G	5.37
3c191	08:04:48	10d15'24"	11/17	O,C	S3	3.53	QSO	
3c192	08:05:38	24d07'23"	17/26.5	O	N8	3	G	
3c196 $\diamond$	08:13:36	48d13'03"	66/	O,S,C	S7	8.05	QSO	6.7
3c208	08:53:12	13d55'37"	24.5/21	O,S,C	S4	3	QSO	
3c216	09:09:39	42d54'47"	23.5/	O,S,C	S4	3	QSO	
3c219	09:21:08	45d38'57"	42/	O	S4	4.7	G	
3c225	09:42:19	13d50'17"	19.5/24	O,S,C	S6	3.3	RadioS	
3c226	09:44:21	9d51'12"	11/18.5	O	S3	3.15	G	
3c227	09:47:46	7d25'07"	50/45	O	S8	4.86	G	
3c230	09:51:58	-00d'01'27"	31/23.5	O,S,C	N5	3.75	G	
3c237 $\diamond$	10:08:00	7d30'16"	21.5/29	O,S,C	N7	4.23	G	3.15
3c245	10:42:54	12d06'16"	12/17	O,C	S3	3.04	QSO	
3c249	11:02:04	-01d16'17"	14.5/21	O	N5	3	QSO	
3c254	11:14:40	40d41'39"	21.5/	O	S8	3.35	QSO	3.16
3c257	11:23:18	5d35'32"	11/8.5	O	N6	3	G	
1203+043	12:06:19	4d06'19"	/10.5	O	N6	3.43	RadioS	
3c273 $\diamond$	12:29:06	2d03'09"	79/102	O,S,C	N6	10.27	QSO	12.92
3C278 $\diamond$	12:54:37	-12d41'15"	42/32	O	N6	3.2	Gpair	6.6
3c283 $\diamond$	13:11:40	-22d17'04"	36/49	O,S	S4	5.32	G	4.56
3c286	13:31:08	30d24'34"	30/26.5	O,S,C	S4	3.74	QSO	
3c298 $\diamond$	14:19:09	06d28'35"	61/63	O,S,C	N1	7.4	QSO	4.23
3c310 $\diamond$	15:04:57	26d00'57"	72/74	O	N2,S4	5.78	G	5.23
3c313	15:10:17	7d57'40"	21/29	O	S8	3.18	G	3.4
3c317	15:16:44	7d01'18"	55/66	O	N1	6.15	G	3.4
3c327	16:02:33	1d56'44"	34/59.5	O	S7	3.33	G	
3c348(Hércules A) $\diamond$	16:51:08	4d59'33"	300/378	O	N1,N6	30.35	G	17.1
3c409	20:14:26	23d35'11"	102/99	O	N1	13.09	RadioS	
3c438 $\diamond$	21:55:52	38d00'30"	43/	O	S6,S5	4.24	G	7.28
3c452 $\diamond$	22:45:48	39d41'16"	50/	O	N2	4.03	G	7

Sol con la teoría de CIP. La distancia heliocéntrica que abarca la región de dispersión fuerte, en radios solares, es simplemente  $p_t = 215 \sin \epsilon_0$ .

Con observaciones reportadas a diferentes radiofrecuencias en que ocurre el índice máximo de centello, es posible interpolar para estimar el ancho de la región de dispersión fuerte a 140 MHz. Usando las mediciones de: Coles y Harmon [1978] a 74 MHz, Purvis *et al.* [1987] a 81.5 MHz, Artyukh [1981] a 102 MHz, Janardhan y Alurkar [1993] a 103 MHz (para 102 y 103 MHz se tomó el promedio de ambas distancias al punto de transición), Duffett-Smith [1976] a 151.5 MHz, Little y Hewish [1966] a 178 MHz, Manoharan y Ananthakrishnan [1990] a 327 MHz, Milne [1976] a 408 MHz y Breen *et al.* [2000] a 930 MHz; y asumiendo una simetría radial de las irregularidades del VS, obtenemos un modelo del espesor de la zona de dispersión fuerte en función de la frecuencia. La tendencia de las mediciones a diferentes frecuencias del límite de dispersión débil, sugiere que un modelo de distancia heliocéntrica al punto de transición ( $p_t$ ) es de la forma  $p_t = a\nu^{-b} + c$ , es decir esta distancia heliocéntrica decae con una potencia  $b$  y es asintótica (convergente) a la distancia  $c$ , de modo que usando un ajuste con mínima variación de chi-cuadrado se tiene

$$p_t = 16326\nu^{-1.151} + 21.26, \quad (5.9)$$

con  $\nu$  en MHz y  $p_t$  en radios solares. La diferencia absoluta promedio, en radios solares, del modelo a las mediciones es  $1.24 R_\odot$ , entonces le asignamos al modelo un error de  $\pm 1.24 R_\odot$ .

Una aproximación más simple, que también tiene poca variación respecto a los valores reportados, es de la forma  $p_t = a\nu^{-1} + b$  y está dada por

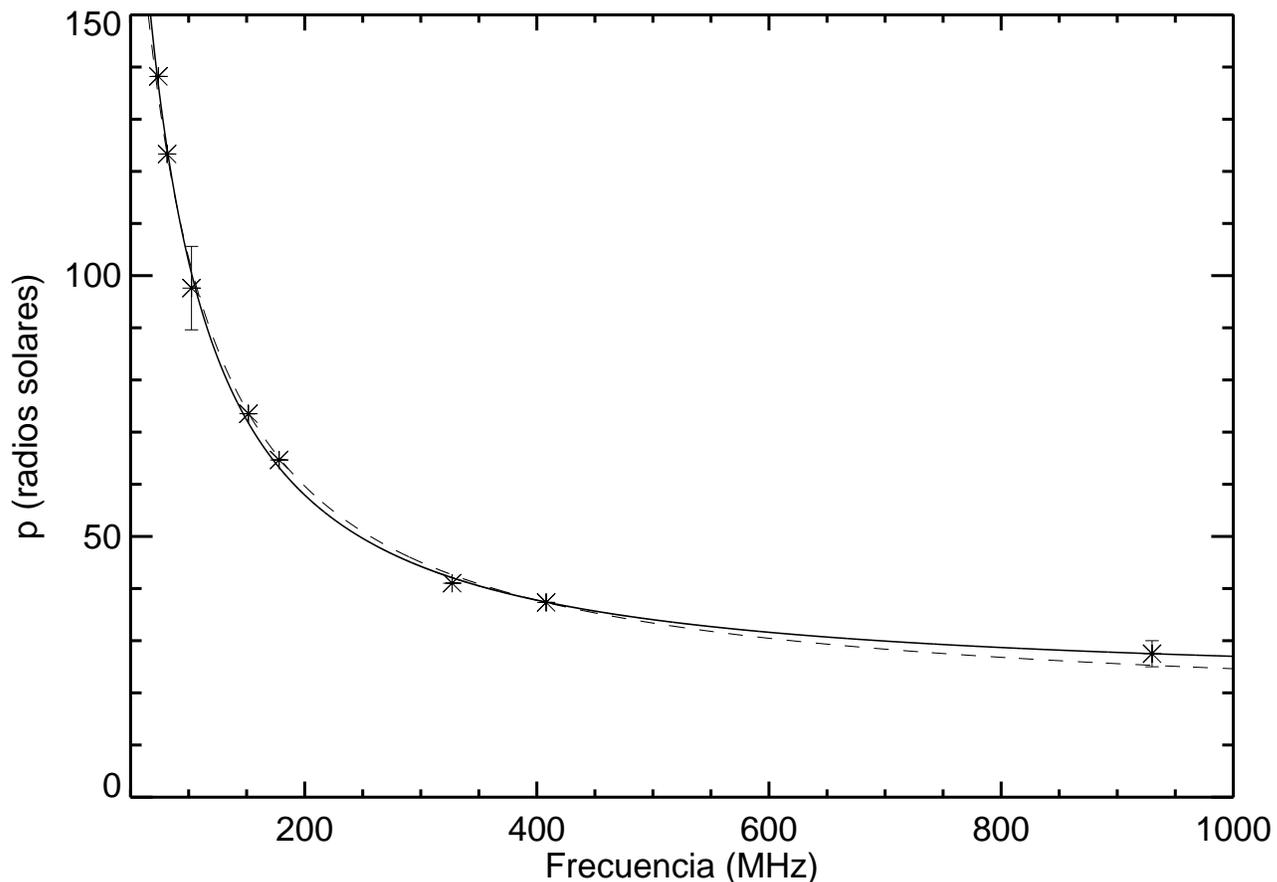
$$p_t = 8757\nu^{-1} + 15.87, \quad (5.10)$$

donde  $\nu$  también se expresa en MHz. El error en este caso es de  $\pm 1.5 R_\odot$ .

Ambos modelos se ilustran en la Figura 5.3 donde se grafica el espesor de la región de dispersión fuerte (en radios solares) en función de la frecuencia de observación. Los asteriscos denotan las mediciones reportadas de la distancia de transición, la línea continua es el modelo asociado con la ecuación (5.9) y la línea segmentada es la que resulta de la ecuación (5.10).

El punto de transición de la dispersión fuerte a la débil también depende del ancho angular de la fuente y puede tener un corrimiento de hasta  $\sim 10R_\odot$  para fuentes de  $0.1''$  a  $1''$  (véase por ejemplo Readhead [1971]), es decir, si el punto de transición para una fuente con ancho angular de  $0.1''$  es de  $R_m$  radios solares, para una fuente de  $\sim 1''$  el punto de transición puede recorrerse a  $R_m + \sim 10R_\odot$ . Breen *et al.* [2000] a 930 MHz se reporta que el punto de transición tiene lugar entre 25 y 30  $R_\odot$ , y se muestra el error correspondiente a este punto en la Figura 5.3. Si tomamos, en este caso, a 25  $R_\odot$  como el espesor de la región de dispersión fuerte para las mediciones de fuentes pequeñas ( $\sim 0.1'$ ) a 930 MHz, el modelo de la ecuación (5.10) se ajusta ahora con un error de sólo  $\pm 1.2 R_\odot$  y se aproxima mejor a esta frecuencia que en el caso de la ecuación (5.9). Entonces siguiendo la ecuación (5.10), resulta que el modelo, en términos de la longitud de onda, tiene sencillamente una forma lineal dada por

$$p_t(\lambda) = 29.19\lambda + 15.87, \quad (5.11)$$



**Figura 5.3:** Espesor de la región de dispersión fuerte en radios solares en función de la frecuencia. Los asteriscos son datos experimentales, la línea continua y segmentada están asociadas con las ecuaciones (5.9) y (5.10), respectivamente.

con  $\lambda$  en metros. Interpolando a 140 MHz, el ángulo de elongación que marca la transición a 140 MHz debe ser  $\epsilon_{0-140\text{MHz}} \sim 21^\circ$  y en términos de radios solares, el punto de transición está a una distancia de  $78.3 R_\odot \pm 1.2 R_\odot$  ( $\sim 0.36$  UA).

### 5.2.2. Escalas de irregularidades y fluctuaciones de densidad de electrones en la heliosfera interna

Usando observaciones de CIP, se pueden estudiar las escalas de las irregularidades del VS en la heliosfera interna (véase por ejemplo Cohen y Gundermann [1969]; Readhead [1971]; Altunin *et al.* [2000]; Manoharan [1993]; Buckley [1971]; Hewish y Symonds [1969]). En general, la dimensión de las escalas es de unos cientos de kilómetros y evolucionan de forma creciente al alejarse del Sol. Tomando el modelo de CIP de la capa delgada y usando la

ecuación (5.11) se obtiene información de la evolución de las irregularidades.

En el régimen de dispersión débil, el modelo de velocidades (véase Sección 2.4 y ecuación (2.69)) está modulado por el filtro de Fresnel. Esta función es la que origina el patrón de difracción en la Tierra y depende de la escala de irregularidades que atraviesan el camino de visión. Si consideramos que las mediciones que se usan para obtener la ecuación (5.11) son con fuentes que no atenúan la rodilla de Fresnel, es decir, fuentes pequeñas tales que  $\Theta_s < .374(\lambda/z_0)^{1/2}$ , donde  $\Theta_s$  es el ancho en radianes de la fuente y  $z_0$  la distancia de la Tierra a la pantalla delgada, entonces las escalas de irregularidades que tienen la mayor contribución al centelleo están asociadas con los números de onda en la región de la rodilla. En el punto de centelleo máximo de la fuente o punto de transición, es razonable suponer que existe una mayor población de irregularidades con escalas correspondientes a los números de onda en la región de la rodilla de Fresnel. La línea de visión pasa a través de distintas poblaciones de irregularidades y las que contribuyen al centelleo son del orden del radio de Fresnel ( $r_f = \sqrt{\lambda z_0}$ ). El punto máximo de centelleo implica que la línea de visión encuentra una distribución de escalas tal que la más frecuente es la correspondiente al radio de Fresnel. Considerando al mínimo de la rodilla de Fresnel,  $q_{min} = 2\pi/r_f$ , como el número de onda asociado a las escalas de las irregularidades y usando la ecuación (5.11), la población más alta de irregularidades en el rango de  $25 R_\odot$  a  $140 R_\odot$  (.11 UA a .65 UA) tiene una escala que se puede expresar en metros como

$$r_{ft}(\lambda) = \lambda^{1/2} [1_{\text{UA}}^2 - p_t(\lambda)^2 R_\odot^2]^{1/4}, \quad (5.12)$$

donde  $\lambda$ ,  $1_{\text{UA}} = 1$  UA y  $R_\odot$  están en metros. Esto es equivalente al radio de Fresnel en los puntos de transición.

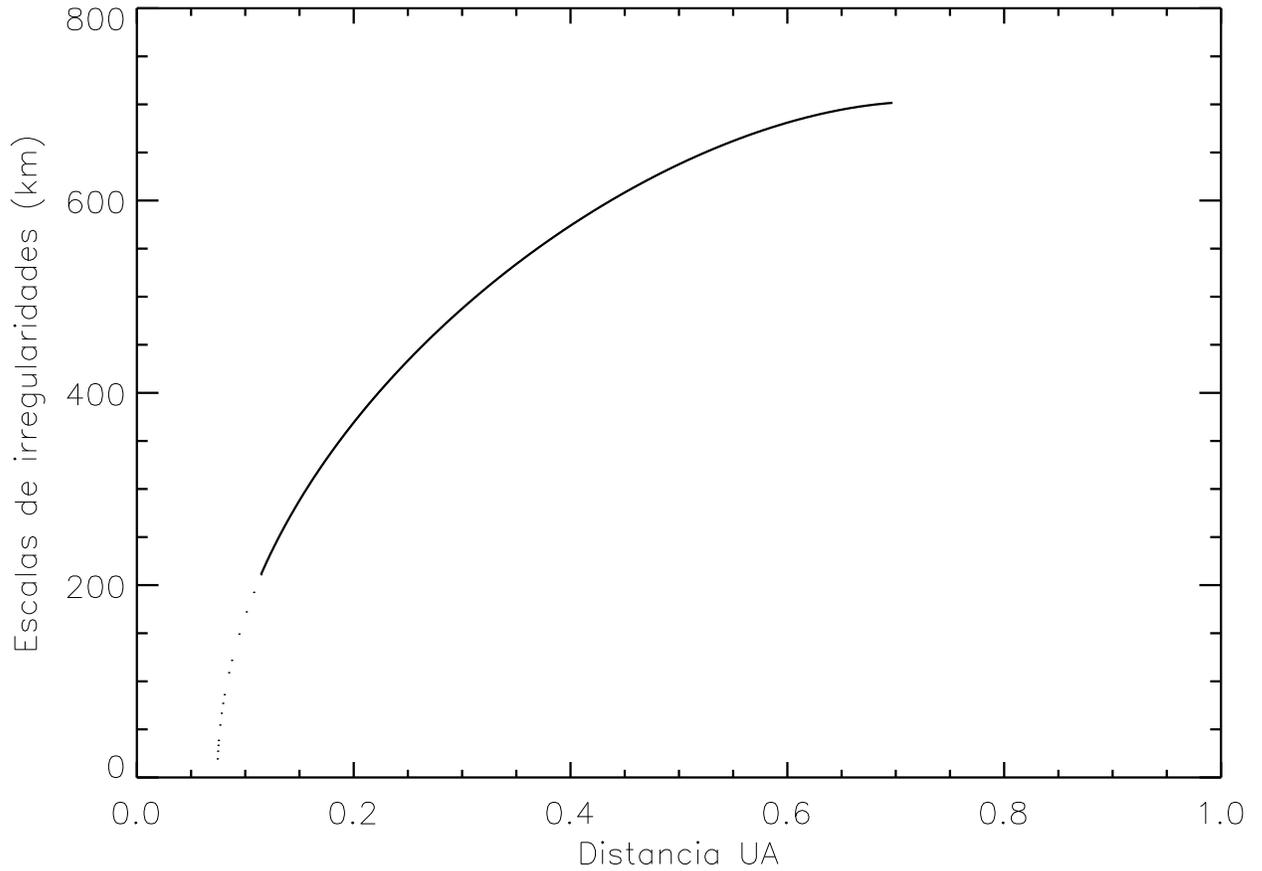
La Figura 5.4 muestra la evolución de las dimensiones de las escalas ( $r_{ft}$ ) de 0.1 UA a 0.7 UA. Se tiene un rápido crecimiento de 0.11 UA a 0.4 UA (escalas de 200 a 600 km), luego de 0.4 a 0.7 UA el crecimiento de las escalas tiende a estabilizarse (600 a 700 km). Como se espera, las escalas tienen un tamaño creciente con la distancia heliocéntrica. Se sabe que cerca de 1 UA las escalas son del orden de  $10^3$  km [Buckley, 1971], en este sentido el modelo aquí presentado muestra una tendencia razonable.

Ahora veamos como podemos aproximar la evolución de las fluctuaciones de densidad electrónica  $\Delta N$  usando la ecuación (5.11). En el régimen de dispersión débil, ambas fluctuaciones: índice de refracción ( $\Delta n$ ) y fase ( $\Delta\phi$ ) son  $\ll 1$ . En el modelo de la capa delgada de espesor  $\Delta z$ , estas cantidades se pueden expresar de la siguiente forma

$$\Delta n = \frac{r_e \lambda^2}{2\pi} \Delta N \quad \text{y} \quad \Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \Delta z. \quad (5.13)$$

Fijando un ancho de la capa  $\Delta z = \text{constante}$  y considerando que las fluctuaciones de densidad del VS decaen de acuerdo a  $\Delta N \propto p^{-\beta}$ , donde  $\beta \sim 2$ , entonces ambas cantidades se pueden normalizar como sigue

$$\Delta \bar{n} = \lambda^2 p^{-\beta} \quad \text{y} \quad \Delta \bar{\phi} = \frac{1}{\lambda} \Delta \bar{n}. \quad (5.14)$$



**Figura 5.4:** Escalas dominantes de las irregularidades en la heliosfera interna. Modelo obtenido a partir de observaciones a distintas frecuencias en que el centelleo es máximo. El eje horizontal es distancia heliocéntrica en UA y el vertical las escalas de irregularidades de densidad electrónica en kilómetros.

De las ecuaciones (5.14) y (5.11) tenemos la siguiente relación en el punto de transición

$$\Delta\bar{\phi}_t = \lambda p_t^{-\beta}(\lambda) = \frac{\lambda}{[(29.19\lambda + 15.87)R_\odot]^\beta}, \quad (5.15)$$

donde  $\lambda$  y  $R_\odot$  deben tener las mismas unidades. Se puede suponer que la fluctuación de fase, en el máximo de CIP, debe mantenerse constante para toda  $\lambda$ , ya que, corresponde a una fase independiente de  $\lambda$  que origina el patrón de interferencia con visibilidad interferométrica en su límite máximo. Para que  $\Delta\bar{\phi}_t$  sea constante se debe cumplir que para longitudes de onda  $\lambda_2$  y  $\lambda_1$

$$\frac{\lambda_2}{p_t^\beta(\lambda_2)} = \frac{\lambda_1}{p_t^\beta(\lambda_1)}, \quad (5.16)$$

por lo que  $\beta$  estará determinado por

$$\beta = \frac{\log(\lambda_1/\lambda_2)}{\log [p_t(\lambda_1)/p_t(\lambda_2)]}. \quad (5.17)$$

Sin embargo, se encuentra que la fase que da lugar al centelleo máximo tiene ligeros cambios que dependen de 3 regiones en el intervalo de 0.1 UA a 0.64 UA, esto se debe a que, no existe una solución para  $\beta$  que mantenga constante la fase para las distintas longitudes de onda. Pero se puede aproximar si nos restringimos a que en el intervalo de  $\lambda_1$  a  $\lambda_2$  no haya una variación intermedia  $> 0.2$  veces el valor mínimo de la fluctuación. Esto se puede expresar de la siguiente manera: supongamos que  $\lambda_m$  está en el intervalo  $[\lambda_1, \lambda_2]$  tal que  $\Delta\bar{\phi}_t(\lambda_m)$  es el mínimo de la serie de fluctuaciones  $\{\Delta\bar{\phi}_t(\lambda_x)\}$ , donde  $\lambda_x$  está en el mismo intervalo, entonces para toda  $\lambda_x$  se debe cumplir que

$$\frac{\Delta\bar{\phi}_t(\lambda_x)}{\Delta\bar{\phi}_t(\lambda_m)} < 1.2. \quad (5.18)$$

La elección de restringir  $\bar{\phi}_t(\lambda)$  a una fluctuación menor al 20% al variar  $\lambda$ , es arbitraria.

En el caso de usar, por ejemplo  $\beta = 2$ , tenemos que la fase normalizada en el punto de transición ( $\Delta\bar{\phi}_t$  dada por la ecuación (5.15)) varía hasta en 3 veces la fase mínima en el intervalo de  $\lambda_1 = 0.32$  m a  $\lambda_2 = 4.05$  m. Por lo que, en este caso, no se considera que dicha fase sea constante.

Aplicando la ecuación (5.17) para  $\lambda_1 = .32$  y  $\lambda_2 = 1.0$  m, se encuentra que  $\beta = 2$  con una variación mínima de la fase (cumple condición (5.18)) en el intervalo seleccionado, esto indica que las fluctuaciones en densidad en la región de  $p_t(\lambda = 0.32) = 25R_\odot$  a  $p_t(\lambda = 1) = 45R_\odot$  (0.1 UA a 0.2 UA) decaen como la densidad del VS ( $\Delta N \propto p^{-2}$ ). Siguiendo este mismo razonamiento, para la región de 0.21 UA a 0.34 UA se encuentra que las fluctuaciones decaen con  $\beta = 1.5$  ( $\Delta N \propto p^{-1.5}$ ) y de 0.35 a 0.63 UA  $\beta = 1.2$  ( $\Delta N \propto p^{-1.2}$ ). Estos resultados se muestran en la Tabla 5.5.

**Tabla 5.5:** Decaimiento de  $\Delta N$  en la heliosfera interna. Los primeros tres resultados surgen de considerar el punto de transición en la dispersión. La estimación a 1 UA (\*) se reporta en Tappin [1986]. En todos los casos se asume que  $N \propto R^{-2}$ .

Distancia heliocéntrica (UA)	decaimiento de $\Delta N$	proporcionalidad con densidad
0.1 a 0.2	$R^{-2}$	$\Delta N \propto N$
0.21 a 0.34	$R^{-1.5}$	$\Delta N \propto N^{0.75}$
0.35 a 0.65	$R^{-1.2}$	$\Delta N \propto N^{0.6}$
*1.0	$R^{-1}$	$\Delta N \propto N^{0.5}$

La restricción de  $\Delta\bar{\phi}_t$  (relación (5.18)) pudo haberse elegido con una variación aún menor, resultando en más de 3 intervalos de UA donde, a cada uno de ellos se le asociara un exponente

( $\beta$ ) de decaimiento. Sin embargo, la tendencia del decaimiento de  $\Delta N$  sería semejante a la aquí obtenida.

Como hemos visto, las fluctuaciones en densidad decaen cada vez más lento con la distancia heliocéntrica. El decaimiento rápido de 0.1 UA a 0.2 UA se debe al rápido crecimiento en la escala de las irregularidades (de 200 a 400 km) mientras que de .21 a .34 UA tienen un crecimiento más paulatino (de 400 km a 550 km en un intervalo de distancia más grande). De 0.35 a 0.63 UA hay un crecimiento aún más lento (de 550 km a 700 km). Entonces con el crecimiento de las escalas de las irregularidades se observa un menor decaimiento en las fluctuaciones de densidad. El decaimiento cerca del Sol es más rápido y sólo ahí es proporcional a la variación en la densidad del VS.

Un modelo conocido [Tappin, 1986], obtenido en base a cientos de radiofuentes observadas a 81.5 MHz combinado con observaciones *in situ*, argumenta que a 1 UA:  $\Delta N \propto N^{0.5}$ , mientras que en el modelo aquí obtenido y suponiendo que  $N \propto R^{-2}$ , se tiene que  $\Delta N \propto N^{0.6}$  a 0.63 UA (ver Tabla 5.5), con la tendencia de decaimiento de  $\beta$  resulta razonable que a 1 UA  $\beta \approx 1$  y como consecuencia  $\Delta N \approx N^{0.5}$ .

El análisis muestra que con observaciones de 140 MHz y frecuencias más bajas, las fluctuaciones de las irregularidades que producen el CIP decaen como  $R^{-1.2}$  y cerca de 1 UA tienden a decaer más lento, como  $R^{-1}$  según Tappin [1986]. En cuanto a la escala de las irregularidades, la mayor población tiene una escala de 550 km a 700 km y son las que producen la mayor amplitud en las fluctuaciones del flujo de las fuentes.

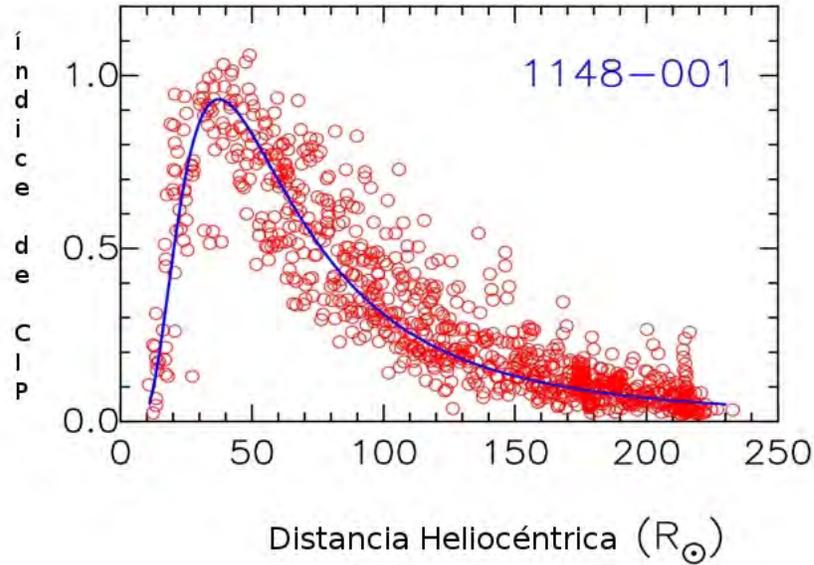
## 5.3. Índice de CIP

### 5.3.1. Propiedades del índice $m$

El índice de centelleo  $m$  ha sido ampliamente estudiado para distintas radiofuentes compactas, por ejemplo, en Armstrong y Coles [1978]; Burgois y Cheynet [1972]; Fallows *et al.* [2002]; Harris *et al.* [1970]; Janardhan y Alurkar [1993]; Little y Hewish [1968]; Manoharan *et al.* [2002, 1995]; Manoharan [1993]; Pramesh Rao *et al.* [1974]. Es una herramienta útil para la medición de la densidad en la heliosfera interna y en el estudio de la estructura de fuentes compactas. Con el aumento de la distancia al Sol a partir del punto de transición, el promedio de densidad electrónica en el VS, sus fluctuaciones y la variación de fase del frente de onda decrecen. El índice de centelleo en la dispersión débil es proporcional a las variaciones de densidad electrónica ( $\Delta N$ ) que a su vez están relacionadas con la densidad media ( $\Delta N \propto N^a$ , donde  $a \sim 1$ ). Por lo mismo, las mediciones de  $m$  son más bajas cuando se asocian a latitudes heliocéntricas altas, donde flujos de VS rápido proveniente de hoyos coronales polares son más enrarecidos (véase Fallows *et al.* [2002] y referencias ahí).

Adicionalmente, el índice de centelleo depende de la estructura de la fuente. Para una fuente puntual ideal (adimensional), se espera que la medición estándar de  $m$  en el punto de transición sea 1. Por ejemplo en Manoharan *et al.* [2002] (ver Figura 5.5), el cuásar 1148-001

de 15 marcseg tiene la propiedad  $m(\epsilon_0) \approx 1$ . Sin embargo, con el incremento del diámetro angular de la fuente, el nivel de centelleo disminuye y su máximo  $m(\epsilon_0) < 1$ . Este efecto también puede estar asociado con una fuente compacta que está rodeada por una componente extendida que añade flujo significativo.



**Figura 5.5:** Índice de CIP de una de la fuente más compacta captada por el ORT. Esta fuente es de sólo 15 milisegundos de arco y su índice se acerca a 1 en el punto de transición. La línea continua es la curva calibrada del índice ( $\langle m(p) \rangle$ ) y los círculos son las distintas mediciones. Cortesía de P. K. Manoharan.

Las mediciones continuas a lo largo de uno o varios años establecen el comportamiento del índice de centelleo de cada fuente y el promedio  $\langle m(p) \rangle$  ( $p$  puede también expresarse en términos del ángulo de elongación ( $\epsilon$ ) o fracciones de unidad astronómica). El promedio se toma para cada uno de los puntos  $p$ . Una vez que se establece  $\langle m(p) \rangle$ , se pueden hacer estudios de fluctuaciones en la densidad electrónica, mediante las mediciones de otro índice, el índice  $g$ , tal que

$$g = \frac{m(p)}{\langle m(p) \rangle}. \quad (5.19)$$

Entonces si el índice  $g > 1$ , indica que en el punto  $p$  asociado a la medición se tiene un incremento en la densidad electrónica. Análogamente, para  $g < 1$  o  $g \approx 1$  indican un enrarecimiento del VS (VS rápido) o VS quieto, respectivamente. El índice  $g$  representa un factor de perturbación, se puede definir como la razón entre el grado de centelleo observado y el grado de centelleo esperado bajo condiciones de VS quieto [Hick *et al.*, 1996]. En Tappin [1986], observaciones de CIP combinadas con mediciones *in situ* muestran que el nivel de densidad a 1 UA sigue la forma  $N = 9g^2$ , con  $N$  en  $\text{cm}^{-3}$ .

La expresión analítica de las curvas  $\langle m \rangle$  contra la distancia heliocéntrica se describe normalmente como  $m = a_0 p^{-b}$ , donde  $p$  es la distancia heliocéntrica y  $a_0$  una constante. Fallows *et al.* [2002] reportan que  $b = 1.64$  a 930 MHz, según Pramesh Rao *et al.* [1974]  $b = 1.6$  en el intervalo  $0.1 < p < 0.7$  UA a 327 MHz, para Readhead [1971]  $b = 1.55 \pm 0.05$  a 81.5 MHz, en Hewish y Symonds [1969]  $b = 1.6$  en el intervalo  $0.1 < p < 0.8$  UA con observaciones a 611, 178 y 81.5 MHz, y en Manoharan [1993]  $b = 1.7 \pm 0.2$  de 0.3 UA a 0.8 UA a 327 MHz. Dada la configuración dipolar durante el mínimo de actividad solar, las fluctuaciones en densidad hacia latitudes fuera del plano eclíptico, en las regiones de los polos (con flujos de VS rápido), decrecen hasta en un 25%. Según Manoharan [1993], las variaciones  $\Delta N$  dentro de la eclíptica siguen una ley de potencia estable independiente del ciclo solar y se encuentra que si  $m \propto p^{-b}$ , la integración del nivel de turbulencia a lo largo del camino de visión, resulta en  $\Delta N^2 \sim R^{-\beta}$ , donde  $\beta = 2b + 1$  y como consecuencia  $\Delta N \propto R^{-2.2}$ . Un modelo del MIP que involucra diferentes parámetros físicos a lo largo de la línea de visión (semejante al modelo de velocidades) para determinar curvas teóricas del índice ( $m(p)$ ), se puede consultar en Tappin y Howard [2010] y referencias ahí.

En general, para la calibración de las curvas  $m(p)$  de cada fuente, se debe establecer: un periodo de tiempo (condición de ciclo solar) y si la fuente es cercana a la eclíptica o cuán alejada está de ésta. El periodo de tiempo que se estima adecuado corresponde a un año.

### 5.3.2. Mediciones preliminares de índice $m$

Observaciones llevadas a cabo con el MEXART durante abril del 2009, mostraron que la radiofuente 3C48 exhibe fluctuaciones con frecuencia  $\sim 1$  Hz. En total se registraron nueve tránsitos de esta fuente. La radiofuente tiene su mínimo de elongación cerca del 21 de abril ( $\epsilon_m \approx 22^\circ$ ) y se observó, conforme a lo esperado, una tendencia a ir incrementando sus fluctuaciones de intensidad a medida que se acercaba a la elongación mínima. En particular, para estas observaciones de 2009 no hubo actividad observable de centelleo ionosférico, lo cual se registra en fuentes más intensas, por ejemplo, la fuente 3C461 (Casiopea A), que se observa cerca de 2 horas antes del tránsito de 3C48, no exhibió fluctuaciones, siendo ésta una de las fuentes más sensibles a la actividad ionosférica. La fuente 3C48 es además una fuente ya bien conocida en el ámbito de CIP dado que es de las fuentes compactas más intensas.

Observaciones más sistemáticas de 3C48, de febrero a junio del 2010, muestran un comportamiento semejante al del 2009. Otra fuente que mostró fluctuaciones características de CIP fue la fuente 3C161, para esta fuente se tienen registros de 10 días en el 2010 repartidos en los meses de marzo a junio. 3C161 tiene un mínimo de elongación a  $29^\circ$  cerca del 30 de junio.

De todas estas observaciones se hicieron mediciones de  $m$ . El procedimiento fue tomar  $\sim 1$  minuto de datos ( $\sim 3000$  puntos) durante el tránsito de la fuente de radio (*on-source*), también 1 minuto de datos antes del tránsito de la fuente y 1 minuto de datos luego del tránsito de la fuente. Al registro del tránsito de la fuente le medimos la desviación estándar de las fluctuaciones, esta medición la designamos como  $\sigma_{on}$  (desviación *on-source*, que es

igual al rms de las fluctuaciones de intensidad). Los registros antes y después del tránsito se tomaron a  $\sim 5$  minutos de distancia del pico del tránsito de la fuente. Los registros fuera del tránsito representan el ruido debido al cielo de fondo más las fluctuaciones por el instrumento. Este ruido lo medimos mediante el promedio de dos desviaciones estándar, una desviación estándar antes de la fuente y otra después. El resultado de este promedio de ruidos lo designamos con  $\sigma_{off}$  (desviación *off-source*). La amplitud de la fuente sobre el cielo de fondo representa la intensidad de la fuente y es proporcional al flujo detectado, la amplitud la designamos con  $A$ . Usamos la definición dada por Pramesh Rao *et al.* [1974] para calcular  $m$ :

$$m = \frac{\sqrt{\sigma_{on}^2 - \sigma_{off}^2}}{A}. \quad (5.20)$$

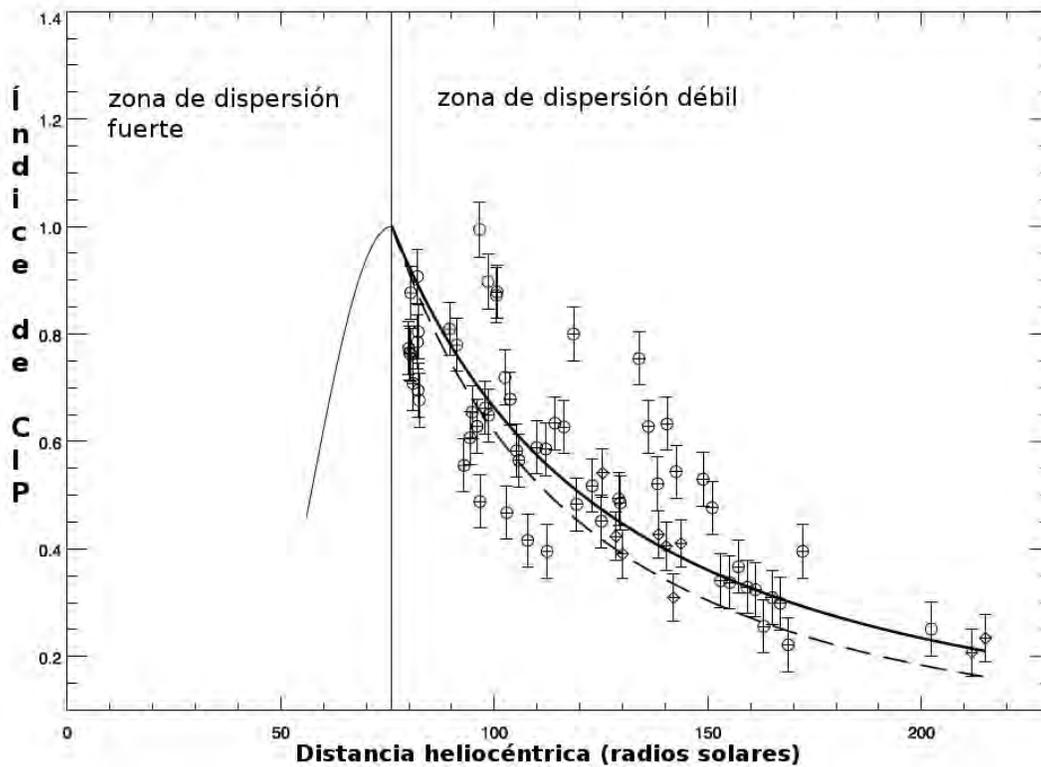
Esta definición es equivalente a la medición estándar (ecuación (2.10)) del índice de CIP (la forma estándar se puede expresar como  $m = \sigma_{on}/A$ ) cuando

$$\frac{\sigma_{off}}{\sigma_{on}} \ll 1, \quad (5.21)$$

dado que, las condiciones de ruido propias del instrumento son muy altas (a la fecha de la escritura de esta tesis), las fluctuaciones fuera de la fuente ( $\sigma_{off}$ ) no permiten satisfacer la inecuación (5.21). Se ha optado entonces por usar la definición (5.20) para calcular  $m$ . Con la ecuación (5.20) se pretende que la resta de varianzas deje sólo la aportación de fluctuaciones de CIP.

En la Figura 5.6, se muestra mediante una gráfica, el índice de CIP (eje vertical= $m$ ) contra distancia heliocéntrica (eje horizontal = radios solares) para las fuentes 3C48 (J0137+3309) y 3C161 (J0627-0553). Las mediciones de  $m$  han sido normalizadas al valor mayor de  $m$  observado con 3C48, tal que  $m(\epsilon_0) \approx 1$  aunque no sea una fuente puntual. Los círculos corresponden a mediciones de 3C48 y los rombos a mediciones de 3C161. Los círculos que están etiquetados en su parte media por una barra transversal, corresponden a mediciones del 2010, si no cuentan con esta barra son mediciones del 2009. Las barras de error representan las fluctuaciones que se miden con la desviación estándar del ruido del instrumento. Una línea vertical divide la Figura 5.6 en dos regiones: a la izquierda la región de dispersión fuerte (*strong scattering zone*) y a la derecha la zona de dispersión débil (*weak scattering zone*).

Se muestra que muchos de los puntos están en una banda de potencia  $m \propto p^{-1.625 \pm 0.125}$  ( $p^{-1.75}$  es la curva segmentada y  $p^{-1.5}$  es la continua), por lo que, el ajuste se aproxima a lo ya conocido en la literatura. Se ha hecho una extrapolación hacia la región de dispersión fuerte a partir del punto de transición teórico a 140 MHz. Esta extrapolación es irrelevante y sólo se muestra con el fin de ilustrar la forma que la curva tendría en esta región. La fuente 3C48 se acerca a aproximadamente  $1^\circ$  del punto de transición y no llega a la región de dispersión fuerte. Estas mediciones se hicieron durante la fase mínima previa a la fase ascendente del ciclo solar 24. Ambas curvas se ajustan a las mediciones con prácticamente el mismo error, por lo que se estima que con mediciones adicionales el mejor ajuste se acerque a  $p^{-1.62}$ . La fuente 3C161 puede ser del doble del ancho que 3C48 (véase Apéndice B) a 140 MHz, esto implicaría que las mediciones de índice  $m$  para 3C161 son más pequeñas que las de 3C48. Sin



**Figura 5.6:** Mediciones normalizadas de índice de CIP para las fuentes 3C48 (círculos) y 3C161 (rombos). Las mediciones correspondientes al 2010 tienen una barra lateral transversal que corta los círculos. Todas las observaciones de 3C161 son del 2010. La curva de ajuste se encuentra entre la curva continua y la curva segmentada, este ajuste corresponde a  $m \propto p^{-1.625 \pm 0.125}$ .

embargo, las pocas mediciones de 3C161 muestran un decaimiento similar a las mediciones de 3C48. Es necesario mediciones adicionales de 3C161 para identificar si hay una diferencia en la variación de fluctuaciones entre ambas fuentes.

## 5.4. Primeros ajustes de velocidades

### 5.4.1. Espectro teórico de CIP: modelo para obtener velocidades de VS

El espectro de potencias de las fluctuaciones de CIP, asociadas a una fuente de radio, tiene implícita la velocidad de las irregularidades en el MIP. Esta velocidad es la componente de velocidad del VS transversal a la línea de visión. Para calcular la velocidad, el espectro observado debe ajustarse a un espectro teórico conocido como el modelo de velocidades.

El modelo de velocidades se aplica en la región de dispersión débil e involucra distintas variables: (1) el ancho angular de la fuente  $\Theta$ , (2) la posición de la fuente  $\epsilon$ , (3) la longitud de onda de observación  $\lambda$ , (4 y 5) condiciones de turbulencia y anisotropía del VS definidas por los parámetros  $\alpha$  y  $RA$ , respectivamente (véase discusión en la subsección B.3.3 para estos parámetros) y (6) la velocidad del VS. Para una observación de CIP se pueden conocer las primeras 5 variables y nos queda sólo por determinar la velocidad. La forma de determinarla es con el modelo de velocidades que mejor se ajuste al espectro observado.

La forma analítica del modelo es una integral doble; una integración a lo largo de la línea de visión (variable  $z$ ) y una integración en una componente del número de onda de las irregularidades (variable  $q_y$ ). Al considerar un viento solar isotrópico ( $RA = 1$ ) el modelo queda como sigue

$$P(f) = C_0 \int_z \frac{dz}{V(z)} \int_{q_y} dq_y \sin^2 \left( \frac{q^2 z \lambda}{4\pi} \right) e^{-(qz\Theta/2.35)^2} R(z)^{-4} q^{-\alpha} \quad (5.22)$$

donde  $q = (q_x^2 + q_y^2)^{1/2}$  es la magnitud del número de onda de las irregularidades y está asociado con la frecuencia temporal de fluctuaciones ( $f$  en Hz) mediante  $f = V(z)q_x/2\pi$ ,  $V(z)$  y  $R(z)$  son la velocidad del VS y la distancia heliocéntrica en la línea de visión (véase la geometría básica de centelleo en la Figura 2.4), estas dos cantidades se pueden expresar como sigue

$$V(z) = \frac{Vp}{(z^2 + p^2)^{\frac{1}{2}}} \quad \text{y} \quad R(z) = (z^2 + p^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (5.23)$$

con  $p = UA \sin \epsilon$ . La región a la que se asocia la velocidad  $V$  corresponde a una distancia heliocéntrica  $p$  y una latitud heliocéntrica  $\gamma$  que se calcula de acuerdo a la ecuación (2.6).

### 5.4.2. Metodología para obtener el espectro observado

El tratamiento de los datos para obtener el espectro de CIP es similar al desarrollado por el radiotelescopio ORT, como se puede ver en Manoharan [1991] y Oberoi [2000]. El proceso se puede describir mediante 8 pasos [Gonzalez-Esparza, 2011] que se enumeran a continuación. En los pasos 1 al 6 se hace el mismo tratamiento para dos intervalos de datos: en un intervalo durante el tránsito (*on-source*) de la fuente y en un intervalo de datos de cielo frío próximo (*off-source*). El cielo frío o ruido de fondo se toma justo antes o después del tránsito de la fuente (generalmente del orden de 4 minutos de distancia del tránsito de la fuente).

1. Se toma un intervalo de datos de 52 segundos de observación continua de intensidad de flujo (el MEXART graba 50 datos por segundo). A este intervalo se le conoce como un registro, el cual contiene 2600 datos ( $= 50 \times 52$ ).

2. A cada dato del registro se le resta un promedio corrido (*running average*) de 10.24 segundos (512 datos). Esto funciona como filtro para eliminar las fluctuaciones de baja frecuencia ( $< 0.1$  Hz) en el registro, tales frecuencias pueden estar asociadas al centelleo ionosférico y al ruido que pudiera inducir el tránsito del Sol por los lóbulos secundarios.

3. Al sustraer el promedio corrido a cada dato individual del registro, el número de datos en éste se reduce a 2088 (= 2600-512) puntos. A este registro resultante se le quitan ahora 20 puntos en cada extremo de la serie para dejar finalmente un registro de 2048 puntos para el análisis espectral <sup>6</sup>.

4. Antes de aplicar la transformada de Fourier al registro, los datos al principio y al final del mismo se atenúan con una función de nivelación cosenoidal (*cosine tapering*) para minimizar los efectos de truncado de los datos.

5. Se aplica el algoritmo de la transformada rápida de Fourier a la serie de datos tratados del registro. El espectro de potencias se obtiene con el cuadrado de las amplitudes de los coeficientes de Fourier.

6. Ya que en el MEXART se aplica una frecuencia de muestreo de 50 Hz, la transformada de Fourier contiene todas las frecuencias en el rango de  $\pm 25$  Hz y el espectro de potencias tiene una resolución de  $50/2048 \approx 0.025$  Hz. Como el espectro de potencias es simétrico respecto al 0, sólo se consideran las frecuencias positivas (0 a 25 MHz). Entonces, al aplicar este paso, tenemos un espectro de potencias aplicado a 1024 puntos off-source e igualmente otro espectro aplicado a la misma cantidad de puntos on-source.

Un receptor con una constante de tiempo finita actúa como filtro pasa bajas. Para quitar este efecto del análisis espectral se divide el espectro de potencias del tránsito de la fuente de CIP (registro on-source) entre el espectro de potencias del cielo frío (off-source), resultando entonces el espectro corregido de la fuente de CIP. Para terminar el análisis, a este espectro corregido se aplica:

7. Se ajusta una curva a los valores del espectro a bajas frecuencias (frecuencias  $\leq 1.0$  Hz). Esto se hace mediante el ajuste de un polinomio de segundo grado a los primeros 40 puntos.

8. Finalmente, es conveniente graficar el análisis espectral corregido en una escala log-log para enfatizar la parte de bajas frecuencias del espectro e ilustrar de forma clara el ajuste de la velocidad del VS en la región de la rodilla de Fresnel. La forma log-log también nos permite estimar y visualizar la intensidad del índice de CIP, ya que el índice es proporcional a la raíz cuadrada del área bajo la curva del espectro.

### 5.4.3. Ajustes al modelo y comparaciones *in situ*

El ajuste del modelo de velocidades a los espectros de potencias de CIP tratados con la metodología anterior, consiste en simular con el modelo de velocidades un espectro teórico que se ajuste al espectro de potencias obtenido de la observación de CIP. El modelo se aplica

---

<sup>6</sup>El tener registros de 2048 puntos fue un recurso que en principio se usó en el ORT con la finalidad de poder hacer la transformada de Fourier rápida ( $2^{11} = 2048$ ), ya que a inicios de los 90's no se tenía la eficiencia de software con que ahora se cuenta. Por lo tanto esta restricción de condicionar los registros a  $2^n$  datos ya no es estrictamente necesaria.

a espectros que tienen una relación señal a ruido<sup>7</sup>  $> 20$  dB en las frecuencias asociadas a CIP [Manoharan y Ananthakrishnan, 1990], esto es, que la rodilla de Fresnel está ubicada en una frecuencia  $\sim 1$  Hz y se eleva más de 20 dB sobre frecuencias más altas que se deben al ruido del sistema. Espectros con baja relación señal a ruido ( $< 20$  db) resultan de observaciones que no tienen una clara preferencia de fluctuaciones asociadas a CIP, resultando en una rodilla de Fresnel que no está bien determinada.

En general, se usa el ajuste  $\chi^2$  para determinar: el ancho de la fuente, el parámetro  $\alpha$  y la velocidad del VS (véase por ejemplo Manoharan y Ananthakrishnan [1990] y Oberoi [2000]). En nuestro caso, partimos de que conocemos el ancho de la fuente, luego ubicamos la rodilla de Fresnel del modelo al variar la velocidad en intervalos de 25 km/s. Si el espectro observado está dado por  $P_O(f)$ , entonces el espectro teórico  $P_T(f)$  que mejor se ajusta es aquel que nos da el valor menor en la relación:

$$\int |P_O(f) - P_T(f)| df, \quad (5.24)$$

haciendo la integración en la región de la rodilla de Fresnel. De forma análoga, el parámetro  $\alpha$  lo variamos de 2.5 a 3.8 en intervalos de 0.1 y seleccionamos el mejor ajuste. El efecto del parámetro  $\alpha$  y de la velocidad en el espectro se discute en el Apéndice B. En los espectros aquí reportados se asumió un VS isotrópico y una escala interna de irregularidades que no afecta el resultado debido a los anchos de las fuentes observadas tienen un ancho angular grande. Para fuentes más pequeñas la escala interna incorpora un factor que debe tomarse en cuenta en el modelo de velocidades [Manoharan, 2010]. Por lo cual, es suficiente con usar el modelo expresado por la ecuación (5.22).

En la Figura 5.7 se muestra el tránsito de la fuente J0137+3309 (3C48) captado el 22 de abril del 2009, reportado por Mejía-Ambriz *et al.* [2010]. A esta fecha, el ángulo de elongación fue de  $22^\circ$ , cuyo punto  $P$  se ubica a  $\approx 80R_\odot$  en la dirección oeste con una latitud heliocéntrica de  $53^\circ$ . Esta observación corresponde a las observaciones con 1/4 del arreglo total (16 líneas de 64 dipolos).

El espectro de potencias asociado a éste tránsito se muestra en la gráfica izquierda de la Figura 5.8, donde se aprecia que la relación señal a ruido del espectro es  $> 20$  dB y que la rodilla se ubica en una frecuencia típica de CIP. Se sabe que la fuente tiene un ancho angular de 0.25 segundos de arco a 151 MHz [Duffett-Smith y Readhead, 1976], por lo cual adoptamos este valor a 140 MHz para ajustar el espectro teórico. En la derecha de la Figura 5.8, se grafica, también en formato log-log, el modelo de velocidades que mejor se ajusta al espectro observado. El modelo de velocidades que mejor se ajusta tiene una velocidad de 650 km/s y resulta un parámetro  $\alpha = 3.6$ , este valor del parámetro indica un espectro muy cercano al tipo Kolmogorov (un espectro tipo Kolmogorov corresponde a  $\alpha = 3.66$  [Shaikh y Zank, 2010]). En éste análisis, el espectro observado se ha normalizado, tal que, el

<sup>7</sup>En esta tesis se usan dos definiciones de relación señal a ruido independientes y corresponden a la medición de dos elementos: para medir de la intensidad de las fuentes y como medición de la potencia de la rodilla de Fresnel en un espectro de potencias. Ambos casos están aclarados por el contexto en que se encuentran en la tesis.

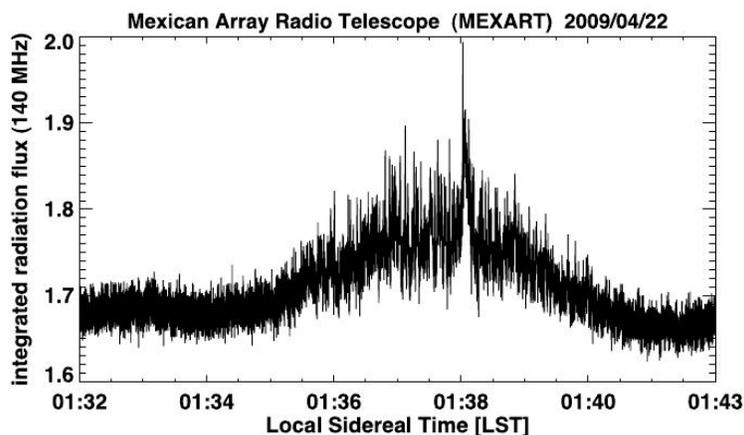
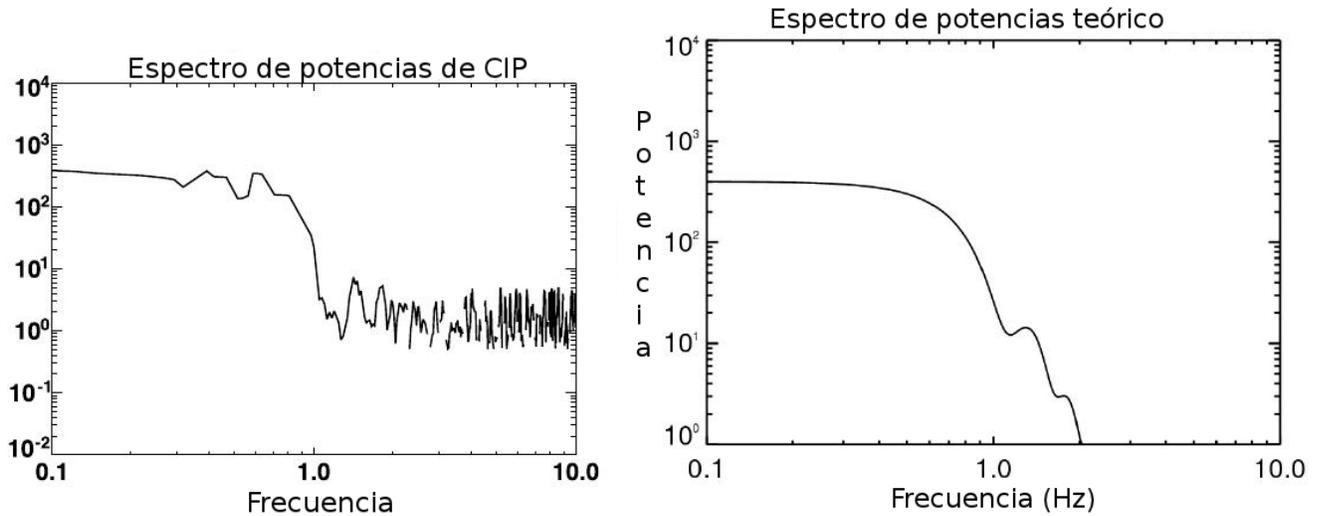


Figura 5.7: Tránsito de 3C48 exhibiendo CIP. Observado el 22 de abril del 2009.

promedio de potencia de las frecuencias altas ( $> 2$  Hz en este caso) es 1. Para este caso, las frecuencias altas son atribuidas al ruido del receptor y la rodilla tiene una potencia mayor a 20 dB sobre el ruido. El modelo de velocidades que se ajusta no tiene una contraparte teórica para ruido del receptor, por lo que el ajuste es independiente del comportamiento del ruido observado a altas frecuencias. Sin embargo, si la potencia del espectro a altas frecuencias es comparable a la potencia de la rodilla, indica que las frecuencias altas no están siendo filtradas adecuadamente o que no hay fluctuaciones de CIP.

Para hacer una comparación del evento de CIP anterior con observaciones *in situ*, tomamos registros de la base de datos GSFC/SPDF (GODDARD SPACE FLIGHT CENTER / SPACE PHYSICS DATA FACILITY) OMNIWeb <http://onmiweb.gsfc.nasa.gov>. La información acerca de los datos e instrumentos de medición puede consultarse en King y Papitashvili [2005]. Se tomaron registros de velocidad, densidad, temperatura y presión del VS del 17 al 27 de abril del 2009, con una resolución de 1 hora. En la Figura 5.9, se muestran estos registros, donde el eje horizontal indica los días transcurridos en el año 2009. En el panel superior, se muestra la velocidad, seguido por los paneles con mediciones de densidad, temperatura y presión. La línea roja vertical izquierda, señala el momento en que transita la fuente 3C48 por el meridiano del MEXART (18:20 TU del día 22 de abril), la observación *in situ* a este momento no tiene una relación directa con la medición de CIP, ya que, esta última se ubica a  $80 R_{\odot}$  del Sol. De acuerdo con la ubicación de la fuente, la velocidad del VS se localiza en el oeste a una elongación de  $22^{\circ}$  y cerca de  $53^{\circ}$  en latitud heliocéntrica, suponiendo que la velocidad se mantiene constante (aproximación balística), este flujo llegará a una distancia de 1 UA en 1 día + 16.32 horas, pero por su ubicación en el MIP no necesariamente llegará a la Tierra. La línea roja vertical derecha en la Figura 5.9, marca el momento en se asume (por la velocidad medida con CIP) que el flujo medido cruza la heliosfera a una distancia de 1 UA, esto ocurre el 24 de abril a las 10:40 TU, a su vez, la medición *in situ* a esta hora, muestra un salto en velocidad, densidad, temperatura y presión, lo cual, puede estar relacionado con una región de interacción de corrientes. Como hemos visto, las fluctuaciones de



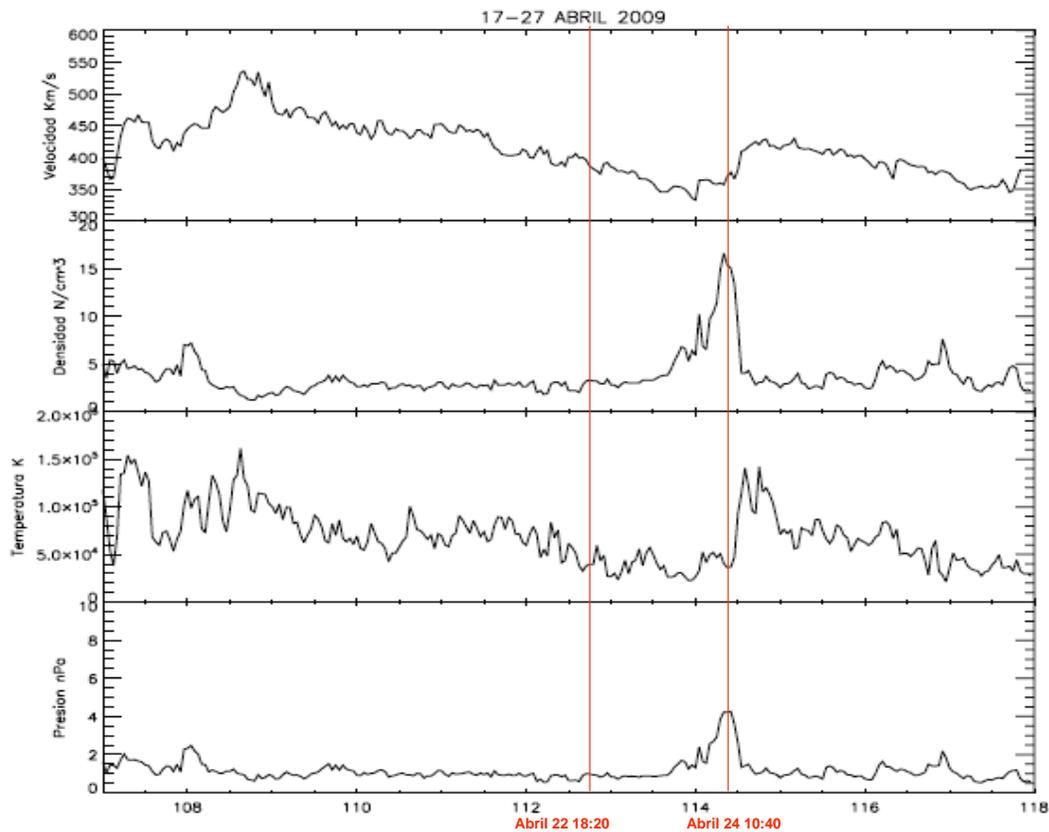
**Figura 5.8:** A la izquierda, el espectro asociado con la observación de la Figura 5.7. A la derecha, el modelo de velocidades que mejor se ajusta. La medición está asociada con el punto  $P$  localizado a  $22^\circ$  de elongación (80 radios solares) y  $53^\circ$  en latitud heliocéntrica. Para esta fuente se asume un ancho angular de 0.25 segundos y el mejor ajuste revela una velocidad de 650 km/s para el viento solar.

CIP están asociadas con incrementos en la densidad del VS y, particularmente esta medición tuvo un incremento de fluctuaciones de CIP que podría estar relacionada con el incremento observado *in situ*. La observación *in situ* muestra una velocidad de VS de aproximadamente 400 km/s, que no corresponde a la medida con CIP, esto se puede esperar debido a la alta latitud heliocéntrica en que se observó el evento de CIP, aunado a que la observación se registró durante el mínimo solar, ya que el mínimo se caracteriza por marcar más la diferencia entre velocidades ecuatoriales y en los polos.

Resumiendo el párrafo anterior, la estimación de la velocidad del VS mediante CIP por el MEXART a  $80 R_\odot$  indica que podría estar asociada a una región de interacción medida más tarde *in situ*. De ser esta asociación correcta, la irregularidad de densidad que viaja a aproximadamente 400 km/s en el plano eclíptico tiene su contraparte a una latitud norte ( $\sim 50^\circ$ ) con una velocidad de 650 km/s.

Observaciones posteriores de fuentes compactas con el MEXART, llevadas a cabo con la extensión del arreglo (1/2 del área total), dieron lugar a mejoras en la relación señal a ruido de algunas fuentes de CIP, en particular de 3C48 y 3C298. Como consecuencia, se tienen varios tránsitos de fuentes compactas que presentaron una mejor respuesta al obtenerse el espectro de potencias de CIP, es decir, la relación señal a ruido de los espectros de potencias se mejoró. Enseguida se citan dos ejemplos de espectros, se calcula su velocidad de VS asociada mediante el modelo y se discuten al ser comparados con gráficas de mediciones *in situ* obtenidas del servidor GSFC/SPDF OMNIWeb.

En la gráfica de la izquierda de la Figura 5.10, se muestra el espectro de potencias de CIP

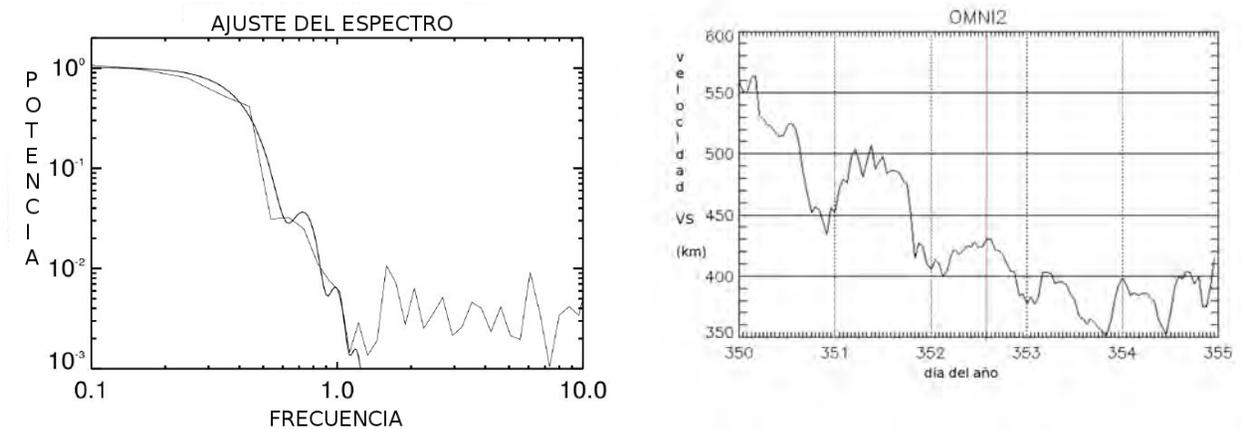


**Figura 5.9:** Observaciones *in situ* de viento solar registradas durante 11 días de abril del 2009. La línea roja vertical de la derecha marca una región de interacción con un incremento importante de densidad que indica que está asociado con la observación de CIP del 22 de abril captada por el MEXART. Los datos *in situ* son registros promediados cada hora y fueron tomados de la base de datos GSFC/SPDF OMNIWeb <http://onmiweb.gsfc.nasa.gov>.

observado (línea entrecortada) durante un tránsito de la fuente 3C298, la curva suavizada es el ajuste del modelo de velocidades al espectro observado. La observación se llevó a cabo el 16 de diciembre del 2010 a las 15:25 TU, en este tránsito la fuente se encontraba en una elongación  $\epsilon = 59^\circ$  en el lado oeste y una latitud heliocéntrica  $\gamma = 17^\circ$ , entonces el punto  $P$  se ubicó a una distancia heliocéntrica de  $117 R_\odot$  ( $\sim .55$  UA). Para obtener el ajuste se asumió un ancho de la fuente de 0.3 segundos de arco [Duffett-Smith y Readhead, 1976] dando como resultado una medición 400 km/s, y un parámetro  $\alpha = 3.3$ . Esta medición de VS está relativamente cerca de la eclíptica ( $\gamma = 17^\circ$ ). Las mediciones cerca de la eclíptica son las más apropiadas para comparar con mediciones *in situ* ubicadas en el punto de Lagrange.

La gráfica de la derecha de la Figura 5.10, corresponde a mediciones de VS *in situ* pro-

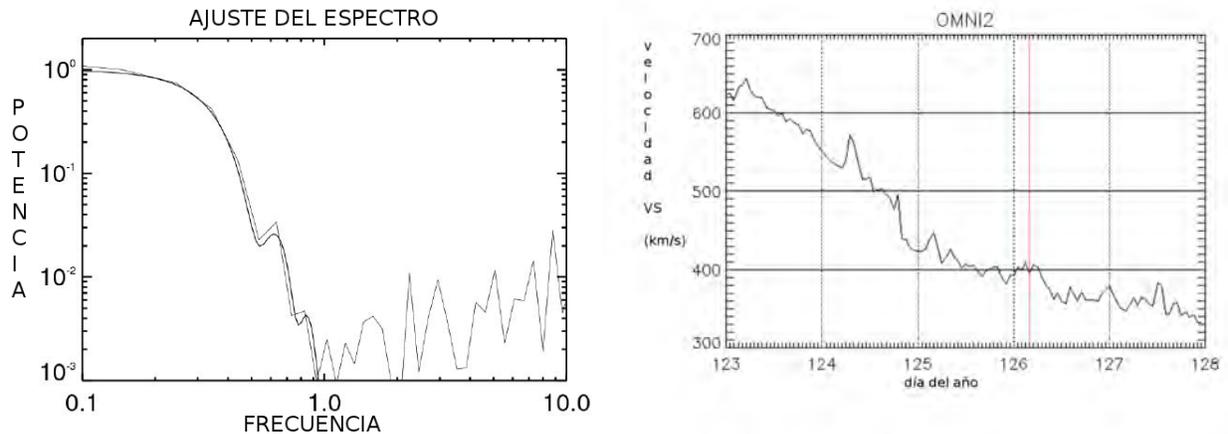
mediadas cada hora, en estas mediciones se registran 5 días consecutivos, del 16 al 20 de diciembre del 2010. De acuerdo con la medición de velocidad de VS, usando CIP, del 16 de diciembre de 2010, el flujo medido a 0.55 UA del Sol, llegaría a 1 UA (si la velocidad es constante) en aproximadamente 1 día + 22.3 horas, entonces ocurriría el 18 de diciembre a las 14:00 TU. La línea roja vertical en la gráfica, indica esta fecha y hora, donde se aprecia que la velocidad en el punto de Lagrange L1 es de, aproximadamente, 425 km/s y las variaciones de velocidad en un intervalo de  $\sim 6$  horas tienden a caer hacia 400 km/s. Entonces para este caso, vemos que la velocidad medida mediante CIP cerca de la eclíptica y asumiendo que la velocidad se mantiene constante concuerda con la velocidad registrada *in situ*, por lo cual, las suposiciones del arribo a 1 UA del flujo captado con percepción remota mediante CIP se muestran razonables.



**Figura 5.10:** En la gráfica de la izquierda se muestra el ajuste del modelo de velocidades al espectro observado el 16 de diciembre de 2010, resultando en una velocidad de 400 km/s a una distancia heliocéntrica de 0.55 UA cerca de la eclíptica. La gráfica de la derecha muestra un registro de 5 días de observaciones *in situ*, la línea roja indica cuando se supone que llega a Tierra el flujo detectado mediante CIP y se aprecia que corresponde a aproximadamente 425 km/s con una tendencia a descender a 400 km/s.

Repitiendo el mismo análisis que con la observación de CIP anterior, el MEXART registró el tránsito de 3C48, el 3 de mayo del 2011 a las 17:40 TU, exhibiendo fluctuaciones de CIP. El espectro de potencias resultante se muestra en la gráfica de la izquierda en la Figura 5.11 (curva entrecortada). El espectro tiene la rodilla en una región de baja frecuencia  $\sim 0.5$  Hz, por lo que *a priori* está relacionado con mediciones de VS lento. En este caso las características de la medición fueron:  $\epsilon = 25^\circ$ , distancia heliocéntrica = 0.42 UA,  $\gamma = 44^\circ$  y se observó en el lado oeste del Sol. Los parámetros del ajuste son:  $\Theta = 0.25''$ , velocidad de VS = 300 km/s y  $\alpha = 3.6$ , el espectro es representado por la curva suave en la gráfica de la izquierda en la Figura 5.11. Considerando nuevamente que la velocidad medida mediante CIP se mantiene constante, el arribo a una 1 UA de este flujo se calcula para el 6 de mayo del mismo año a las 4:00 UT. En la derecha de la Figura 5.11 se tiene el registro de velocidades

*in situ* y se muestra (también con una línea vertical roja) el momento del supuesto arribo de la corriente de VS a 1 UA que se midió a 0.42 UA del Sol. En este caso la medición de CIP está ubicada a una latitud heliocéntrica norte de  $44^\circ$ , por lo que se esperaría que la velocidad medida a esas latitudes superara la medición *in situ*. Sin embargo, la medición *in situ* es de aproximadamente 400 km/s con una tendencia a disminuir a  $\approx 360$  km/s en las horas posteriores.



**Figura 5.11:** En la izquierda de la figura se muestra la gráfica del espectro de potencias de CIP relativo a la observación de 3C48 el 3 de mayo del 2011, el ajuste indica una velocidad del VS de 300 km/s. La gráfica de la derecha es el registro *in situ* durante 5 días, la línea vertical roja indica cuando se espera que el flujo medido por CIP llegue a 1 UA.

El ajuste del modelo aplicado a los espectros comenzó a ser estudiado en el 2011 con observaciones del MEXART. Estos análisis son preliminares y constituyen el inicio de la calibración del modelo de velocidades adaptado a observaciones del MEXART. Particularmente, se ha asumido que se conoce el ancho de las fuentes a 140 MHz (al tomar este ancho de frecuencias cercanas) y el parámetro  $\alpha$  se ha usado de acuerdo al número que mejor ajusta sin involucrarnos en la condición de VS que lo determina<sup>8</sup>. El modelo se ha usado en su forma más básica, para una discusión de este modelo en su forma general, véase el Apéndice B.

Una forma de calibrar el modelo es mediante la comparación de mediciones *in situ*. Aquí se abordó una metodología sencilla: identificar la velocidad asociada a CIP cerca de 0.5 UA y relacionarla, más tarde, con la velocidad *in situ* (punto de Lagrange en este caso), y la forma más conveniente de hacerlo es con observaciones de CIP elípticas. Una alternativa para relacionar observaciones de CIP con mediciones *in situ* en la misma región de la heliosfera interna es eligiendo observaciones adecuadas de alguna de las naves del Solar Terrestrial Relations Observatory (STEREO), tal que la nave elegida corresponda al lado este u oeste según sea el caso de la medición de CIP. Una forma más directa de calibrar el modelo, es

<sup>8</sup>En general, el parámetro  $\alpha$  no está estrictamente determinado en base a las condiciones de VS (véase Apéndice B).

con la comparación de mediciones de VS por distintos observatorios de CIP observando la misma fuente en la misma fecha, este es uno de los puntos que la comunidad de internacional de CIP está trabajando actualmente, de la cual el MEXART colabora y forma parte.

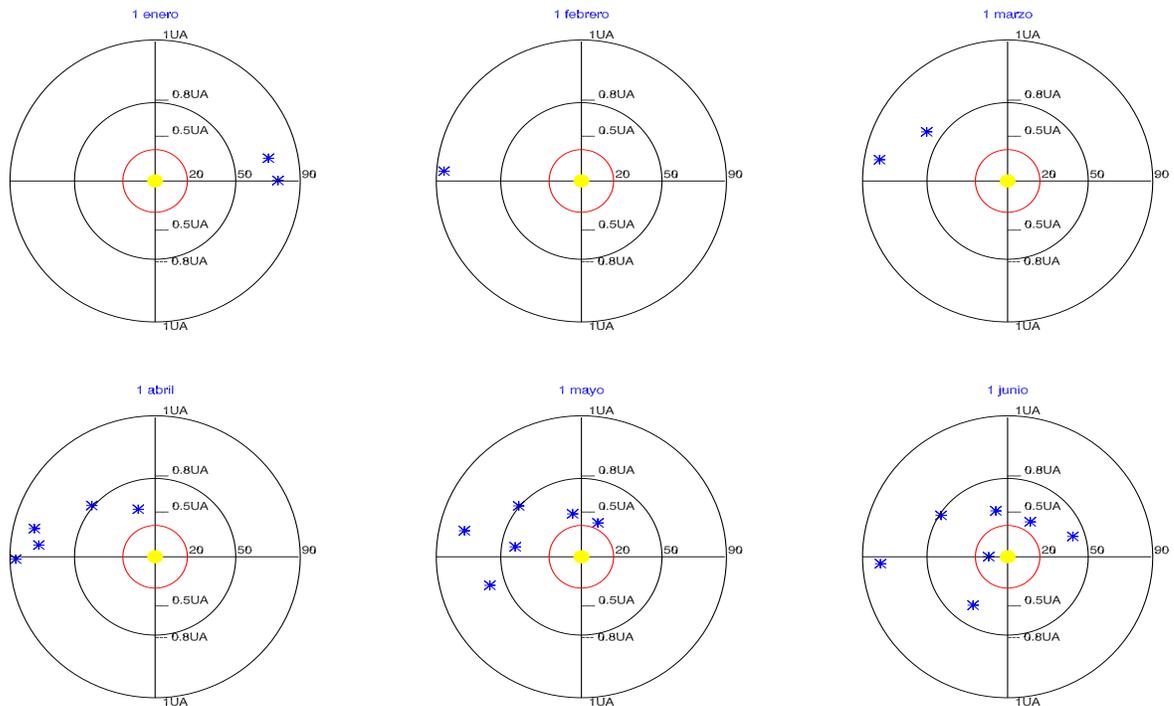
## 5.5. Mapas de ubicación de fuentes para estudios de CIP

Para ilustrar las posiciones de las fuentes vistas desde la Tierra en el lado día, en una fecha determinada, se usan mapas de ubicación de fuentes en el plano del cielo con respecto al Sol. Un mapa de este tipo es una proyección bidimensional de los puntos donde se puede observar CIP en torno al Sol, los puntos corresponden al punto  $P$  determinado para cada fuente. En las figuras 5.12 y 5.13 se muestran 12 mapas para los días 1 de cada mes, representando un monitoreo de 10 fuentes compactas captadas por el MEXART. En el centro de los mapas, se ubica un círculo amarillo que representa al Sol. Alrededor Sol se muestra la ubicación de las fuentes con asteriscos, los círculos concéntricos etiquetados en el eje horizontal con los números 20 (círculo rojo), 50 y 90 definen la elongación ( $\epsilon$ ); todas las fuentes que se ubiquen en un mismo círculo concéntrico tienen la misma elongación y la distancia del punto  $P$  al Sol es  $U \sin \epsilon$ . En el eje vertical, se muestra la distancia heliocéntrica en UA, para elongaciones de 0 a 90° la distancia heliocéntrica va de 0 a 1 UA. Las mediciones de CIP con ángulos mayores a 90° no se les puede asociar con un punto en el MIP. Las observaciones a 140 MHz menores a 20° se encuentran en la zona de dispersión fuerte.

El eje horizontal se interpreta como la proyección del plano eclíptico, tal que, la distancia de este plano a la posición de las fuentes ilustra a que nivel de latitud heliocéntrica está asociada la observación. Con el transcurso del año, las fuentes siguen una trayectoria de izquierda a derecha (este a oeste) y llegan a su nivel máximo o mínimo de latitud heliocéntrica cuando intersectan el eje vertical de los mapas.

En estos mapas se tomaron en cuenta las 10 fuentes: J0137+3309 (3C48), J0319+4130 (3C84), J0534+22 (3C144), J0542+4951 (3C147), J0627-0553 (3C161), J0813+4813 (3C196), J1008+0730 (3C237), J1229+0203 (3C273), J1311-2216 (3C283), J1419+0628 (3C298). Estas fuentes son de las más intensas y conocidas por la comunidad de CIP (véase Apéndice B, donde se hace una revisión de las características de estas fuentes para estudios de CIP).

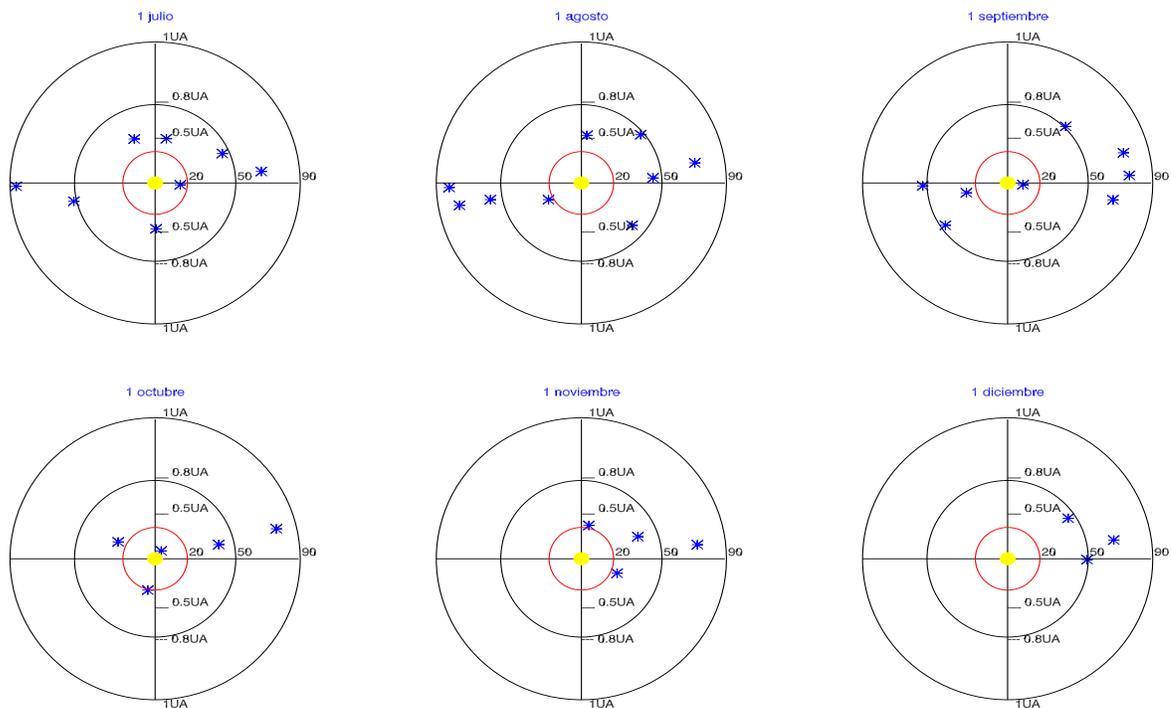
El objetivo de los mapas es reconstruir la dinámica de la heliosfera interna (mapas de CIP), particularmente eventos compresivos de gran escala, en base a las mediciones de velocidad y densidad en los puntos determinados por las fuentes. A medida que se aumenta el número de fuentes monitoreadas, se obtiene un “pixelaje” más fino para la determinación de la evolución del VS. Por ejemplo, en el caso de la Figura 5.12, para el día 1 de febrero, se observa sólo una fuente de CIP en el lado día, por lo que no es posible reconstruir un evento de gran escala con solamente un punto de referencia. Sin embargo, de los meses junio a septiembre, se pueden obtener muestras de más de 6 puntos en el cielo para la reconstrucción del comportamiento del VS.



**Figura 5.12:** Mapas de ubicación de fuentes para los días 1 de cada mes (enero a junio). Se muestra la evolución de las posiciones de 10 fuentes en el lado día vistas por un observador en la Tierra. El punto amarillo indica la posición central del Sol y los asteriscos las fuentes. Los círculos concéntricos representan elongaciones ( $\epsilon = 20, 50$  y  $90$  grados) y el eje horizontal el plano eclíptico.

Se debe considerar que, las mediciones de densidad y velocidad del VS con la técnica de CIP son una integración a lo largo de la línea de visión. Las propiedades inferidas del VS se asocian a un sólo plano donde se ubican los puntos  $P$  determinados por las radiofuentes. Los mapas representan dicho plano y con las mediciones de CIP se infiere la evolución del VS en una proyección bidimensional. Para el caso de la velocidad del VS, lo que se mide es la proyección de la misma en un plano perpendicular a la línea de visión. Esto es semejante a la perspectiva de los coronógrafos, donde se tiene información visual de la proyección en dos dimensiones de eyecciones de masa coronal.

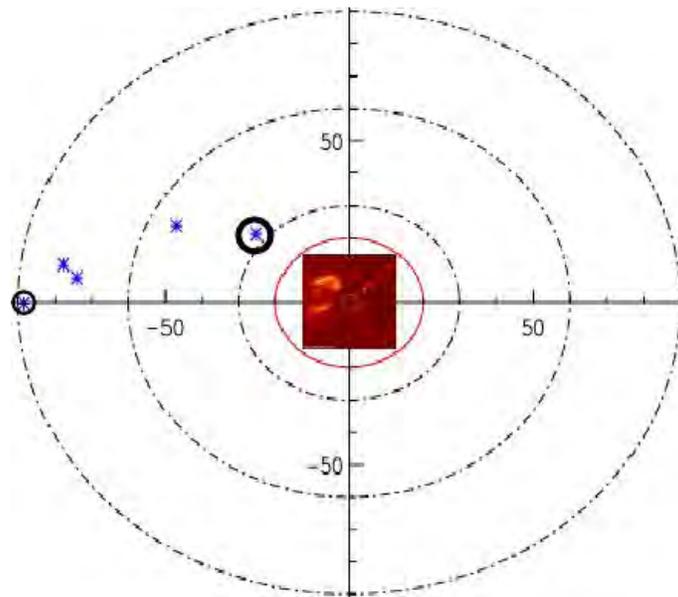
Un ejemplo de un escenario de un evento de gran escala, es el caso mostrado en la Figura 5.14, donde ocurre una eyección de masa coronal el día 29 de marzo del 2011 cerca de las 21:00 hrs TU. En el centro del mapa se muestra la corona solar vista por el coronógrafo LASCO C2 en un instante de la explosión. Las posiciones de 5 de las 10 fuentes se ubican al lado este y sus caminos de visión pueden haber intersectado la trayectoria de la eyección de masa coronal interplanetaria que se dirigió hacia el noreste. Los círculos concéntricos alrededor del Sol, muestran elongaciones de 20, 30, 60 y 90 grados. Un análisis preliminar mostró 2 fuentes centelleando (marcadas con un círculo entorno al asterisco), mientras que las otras dos no



**Figura 5.13:** Mapas de ubicación de fuentes para los días 1 de cada mes (julio a diciembre). Se muestra la evolución de las posiciones de 10 fuentes en el lado día vistas por un observador en la Tierra. El punto amarillo indica la posición central del Sol y los asteriscos las fuentes. Los círculos concéntricos representan elongaciones ( $\epsilon = 20, 50$  y  $90$  grados) y el eje horizontal el plano eclíptico.

mostraron fluctuaciones significativas.

Como puede verse, la distribución de las fuentes en estos mapas para cierta fecha, nos indica qué tipo de eventos de gran escala pueden ser estudiados de mejor manera de acuerdo a su trayectoria en el MIP. Con el aumento de fuentes observables, se incrementa la resolución para reconstruir la dinámica de la heliosfera interna. Los mapas no indican que estas fuentes sean las únicas que exhiben CIP con la sensibilidad del instrumento reportada en esta tesis, tampoco que todas ellas así lo hagan, pero dada su importancia que se justifica en el Apéndice B, son de las más susceptibles a mostrar CIP con la sensibilidad del MEXART que aquí se ha reportado, más aún, serán más susceptibles de exhibir CIP si se mejora la respuesta del MEXART. Algunas de estas fuentes han mostrado fluctuaciones de tipo CIP, como 3C48, 3C161, 3C283, 3C298 y 3C273. Sin embargo, los espectros de potencias que se obtuvieron de tales observaciones tienen, en general, una pobre relación señal a ruido. Este problema se está tratando actualmente en el MEXART y su solución puede estar en: mejorar la respuesta del instrumento para obtener una mejor RSR, modificar la metodología del tratamiento de datos que elimine las frecuencias que contaminan y que no son de origen interplanetario.



**Figura 5.14:** Eyección de masa coronal en un escenario de CIP. La imagen central es el Sol visto con el coronógrafo LASCO C2 el 29 de marzo de 2011 a las 21:00 UT. Las fuentes con un círculo mostraron CIP. Esto puede deberse a fluctuaciones de densidad del VS durante la propagación del evento. Imagen de LASCO tomada de [http://sohodata.nascom.nasa.gov/cgi-bin/data\\_query\\_search\\_movie](http://sohodata.nascom.nasa.gov/cgi-bin/data_query_search_movie).

# Capítulo 6

## Conclusiones y trabajo futuro

### 6.1. Conclusiones

El arreglo total del MEXART tiene el potencial de observar con un área colectiva total de 9,600 m<sup>2</sup> mediante 64 líneas de 64 dipolos cada una. Para ello, se cuenta físicamente con las 64 líneas de dipolos que han sido montadas desde 2005. Los dispositivos electrónicos subterráneos (filtraje, amplificación y combinación) y líneas de transmisión a la fecha del año 2011 cubren la mitad del arreglo. Para observaciones de CIP, se cuenta con una matriz de Butler (MB) de 16 puertos que despliega 16 haces en el meridiano local.

A lo largo de 4 años (noviembre 2007 a noviembre 2011) el MEXART ha pasado por dos etapas de operación: la primera etapa corresponde a observaciones con 1/4 de antena (16 líneas conectadas a la MB) y la segunda con 1/2 de antena (32 líneas conectadas a la MB). La transición de la primera a la segunda etapa resultó en una mejora en la calidad de las observaciones. De noviembre de 2007 a noviembre 2010, se observó con una configuración de 1/4 de antena (16 líneas), con tales observaciones construimos un primer listado del total de fuentes captadas por los 16 haces, se inició el monitoreo de fuentes de CIP y se hicieron las primeras mediciones de CIP. A partir de diciembre de 2010, se amplió el área de cobertura a 32 líneas dando como resultado un incremento en la potencia de los 16 haces y una mejora en las observaciones de CIP detectando un mayor número de fuentes. A la fecha de la escritura de esta tesis, para propósitos de observaciones de CIP, el MEXART se encuentra operando con 32 líneas (1/2 antena) conectadas a la MB.

El patrón de radiación de 16 haces que emite la MB ha demostrado no funcionar de acuerdo a lo esperado y emitir un patrón de radiación disperso y aleatorio. Se tiene como consecuencia una sensibilidad pobre del instrumento en relación al área física de la antena. Es recomendable hacer un análisis para mejorar el patrón del arreglo y contar con haces mejor definidos y más potentes. A pesar de las deficiencias de la MB hemos implementado metodologías y estrategias para subsanar en lo posible estas dificultades, obteniendo resultados satisfactorios.

El MEXART ha tenido largos periodos de inactividad debido principalmente a dos causas: inundaciones por lluvias y tormentas eléctricas. Las inundaciones afectan componentes electrónicos en la parte subterránea del arreglo (filtros y amplificadores) y se detienen observaciones (se apagan dispositivos eléctricos) durante tormentas eléctricas, aunado a que ya ha habido afectaciones por descargas eléctricas. El equipo técnico del MEXART comenzó a solucionar los problemas de inundaciones en el año 2011, elevando la red subterránea de cableado y componentes electrónicos sobre el nivel del suelo. En cuanto a la efectación por una posible descarga dañe la antena del MEXART, se tiene pensado hacer más eficiente la red de pararrayos para que proteja lo mejor posible al instrumento y de mayor confiabilidad para no detener observaciones durante dichas tormentas. Elevar la red subterránea de componentes de la antena y una mejor protección contra rayos permitirá evitar las interrupciones debidas a tales eventualidades. En particular, en 2010 el periodo de observaciones se limitó a menos de 4 meses en todo el año debido a estas causas.

A pesar de los periodos de inactividad del MEXART, se tienen almacenados gran cantidad de datos que pueden dar lugar a diversos estudios de observaciones a 140 MHz además de observaciones de CIP, como ejemplo: variabilidad del flujo del Sol a 140 MHz, la variación de las fuentes de radio y su estimación del flujo, centelleo ionosférico, identificación de señales mediante análisis espectrales, seguimiento de satélites, y estabilidad del instrumento en distintos periodos del año.

Para el 2012 se tiene planeado mejorar la primera etapa de amplificación del MEXART, con ello se pretende reducir significativamente el ruido propio del instrumento y mejorar su respuesta con una mejor relación señal a ruido.

Enseguida se listan algunos resultados de la tesis que consideramos son de los más importantes:

- Establecimos un método para estimar la forma del patrón de radiación de la MB. El método puede ser usado igualmente para conocer el patrón de radiación con otra configuración del MEXART.
- Identificamos el total de radiofuentes observadas con el MEXART con 1/4 (67 fuentes en total) y 1/2 (93 fuentes en total) de antena y seleccionamos las fuentes de CIP para ser estudiadas.
- Implementamos un procedimiento propio para calcular las posiciones de las fuentes (elongación, latitud heliocéntrica y orientación este u oeste de las fuentes para cualquier fecha del año). Este procedimiento permite producir los mapas de CIP.
- Reprodujimos el modelo de velocidades para calcular la velocidad del viento solar del ORT y lo adaptamos al MEXART. Este es el modelo que se seguirá usando y perfeccionando para su uso con datos del MEXART.
- Publicamos los primeros análisis de observaciones de CIP. Este resultado se conoce como la “primera luz” del MEXART.

- Realizamos mediciones preliminares del índice de CIP con datos del MEXART para calibrar curvas del índice contra distancia heliocéntrica..
- Hicimos estimaciones preliminares de velocidad de viento solar con datos del MEXART.
- Obtuvimos un modelo para estimar la evolución de las irregularidades de densidad electrónica en la heliosfera interna. Este es un resultado que puede ser innovador a la teoría de CIP.
- En base a la construcción de mapas preliminares de CIP, tenemos una visión de los escenarios donde es factible que detectemos la evolución de eventos solares transitorios con el MEXART, principalmente, detección de eyecciones de masa coronal.

Discutiendo puntos particulares, se tiene que:

Las primeras fuentes con que se descubre el CIP se observaron a 178 MHz. Son un total de 25 fuentes de las cuales, en el MEXART captamos 8 fuentes: 3C48, 3C147, 3C161, 3C196, 3C237, 3C273, 3C295 y 3C298. Estas fuentes son de las más intensas de CIP y deben ser de las principales candidatas a monitorear, dado que son compactas a una frecuencia cercana a 140 MHz.

Se debe dejar de lado el patrón de radiación teórico desplegado por la MB en el plano del meridiano local, ya que, el real no le corresponde en forma alguna. Con una metodología implementada en esta tesis se puede aproximar la topología del patrón.

En promedio, el flujo mínimo detectable de los 16 (1/4 del arreglo) haces desplegados por la MB usando 16 líneas del arreglo es de 18 Jy/sigma, mientras que de la teoría se esperaba un flujo mínimo de 5.4 Jy/sigma. Usando 32 líneas (1/2 arreglo), el promedio del flujo mínimo detectable es de 13.5 Jy/sigma y de la teoría se esperaba 2.7 Jy/sigma.

Con la configuración de 1/4 de antena se llegaron a contabilizar 39 fuentes de CIP, mientras que con 1/2 antena sumaron 54 fuentes. Se ha optado en esta tesis por hacer estudios de algunas de estas fuentes (posición, ancho angular, flujo y seguimiento mediante monitoreo) dado que, se considera son más susceptibles de exhibir CIP con observaciones del MEXART. En particular, con las 10 fuentes que se estudian en el Apéndice A y con las cuales se construyen los mapas de CIP presentados.

La transición de observar de 1/4 a 1/2 antena dio como resultado el siguiente balance en las observaciones de fuentes de CIP: la ganancia en la relación señal a ruido de las fuentes de CIP fue del 13 %; la dirección de los haces se modificó aleatoriamente y pudo suceder que se desenfocaran algunas fuentes que anteriormente se apuntaban mejor; se observaron  $\sim 40\%$  más fuentes de CIP con 1/2 antena dado que los haces aumentaron en potencia; el número de fuentes de CIP observadas no crece proporcionalmente con la relación señal a ruido, sino que su crecimiento es exponencial al aumentar la relación señal a ruido.

Una manera de excluir la posible contaminación ionosférica en el registro de una fuente, es que, en un intervalo de unas horas durante la observación de la fuente no sea detectado centelleo ionosférico con las fuentes que comúnmente lo presentan.

De acuerdo con un modelo obtenido en esta tesis en base a distintas frecuencias de observación, el ángulo de elongación que marca la transición de dispersión fuerte a débil a 140 MHz es  $\sim 21^\circ$ . En términos de radios solares, el punto de transición está a una distancia de  $78.3 R_\odot \pm 1.2 R_\odot$ .

Cálculos preliminares del índice  $m$  para dos radiofuentes, durante la fase del mínimo solar, muestran que la curva de  $m$  contra la distancia heliocéntrica tiene la forma  $m \propto p^{-1.625 \pm 0.125}$ .

El ajuste del modelo de velocidades aplicado a los espectros de CIP registrados por el MEXART fue implementado en 2010. Los análisis mostrados en la tesis son preliminares y constituyen el inicio de la calibración del modelo de velocidades adaptado a observaciones del MEXART. Con las fuentes de CIP observadas de 2008 a 2011, basta con usar el modelo de velocidades en su forma más básica: VS isotrópico y no considerar escala interna de irregularidades.

De acuerdo a los mapas de CIP construidos con 10 fuentes compactas, los meses junio a septiembre son los mejores para reconstruir la dinámica de la heliosfera interna. Mientras que de diciembre a marzo el número de fuentes es muy pobre para tales propósitos. El MEXART es capaz de captar hasta 54 fuentes reportadas en los catálogos de CIP, aunque con una generalizada baja relación señal a ruido. Si se logra aumentar la sensibilidad, tal que las 54 fuentes sean suficientemente intensas para que les sea captado CIP, se podrá generar este tipo de mapas con una resolución aceptable durante casi todo el año.

La temporada de lluvias es justo en los meses con más observaciones de fuentes en el lado día (junio a septiembre). Los efectos de esta temporada deben ser reducidos a que sólo la actividad radioeléctrica sea factor inevitable de contaminación. Durante estas fechas, se tienen intervalos de tiempo en el día que están limpios de tal actividad (principalmente unas horas alrededor del tránsito del Sol), por lo que es factible observar fuentes a corta elongación y captar CIP, así como eventualmente eyecciones de masa coronal cerca del Sol. Es muy recomendable que la operación del MEXART en esta temporada sea continua.

## 6.2. Trabajo futuro

Para la estimación más precisa del patrón de radiación del arreglo, se necesita aumentar el número de fuentes de calibración que equidisten en intervalos de declinación más próximos. Una propuesta es usar el conjunto de fuentes mostrado en la Tabla 5.3. Adicionalmente, es conveniente asignar un margen de error a los flujos interpolados a 140 MHz para las fuentes de calibración, esto dará un margen de certidumbre a la aproximación del patrón de radiación que se estudie.

Recopilar una base de datos del monitoreo de fuentes de CIP para determinar curvas de índice  $m$  que puedan ser utilizadas como medición de densidad del viento solar (índice  $g$ ) en distintas regiones de la heliosfera interna.

Establecer los anchos de las fuentes a 140 MHz y especificar criterios para el uso del

parámetro  $\alpha$  del modelo de velocidades.

Para calibrar el modelo de velocidades es necesario establecer comparaciones con otros instrumentos. Una alternativa para relacionar observaciones de CIP con mediciones *in situ*, en la misma región de la heliosfera interna, es eligiendo observaciones adecuadas de alguna de las naves de STEREO, tal que la nave elegida corresponda al lado este u oeste según sea el caso de la medición de CIP. Una forma más directa de calibrar el modelo, es con la comparación de mediciones de viento solar por distintos observatorios de CIP al observar la misma fuente en la misma fecha, este es uno de los puntos que la comunidad de internacional de CIP busca establecer.

Adaptar la teoría de CIP a la teoría del centelleo ionosférico, por medio de buscar la utilidad de los elementos que conforma el modelo de velocidades en términos de escalas de la ionosfera. Adicionalmente, un acercamiento al estudio de las perturbaciones ionosféricas podrá ayudar a discernir, en lo posible, mediciones de CIP y fluctuaciones de flujo a causa de tales perturbaciones.

Para fines de publicación a corto plazo: Con los datos ya existentes haremos un análisis riguroso de las observaciones de CIP para determinar velocidades de viento solar mediante el modelo de velocidades. Mediciones de índice  $m$  a lo largo de un año. Reportar la construcción de un modelo de evolución de irregularidades en la heliosfera interna, resultado de esta tesis. Detectar un evento solar transitorio con varias fuentes en el escenario de mapas de CIP con el MEXART. Calcular el flujo del Sol a 140 MHz en distintos periodos de ciclo solar. Análisis de datos de centelleo ionosférico y comparación con mediciones tanto de GPS como de contenido total de electrones en la ionosfera.

Se cuenta con distintos programas desarrollados en IDL que han sido la herramienta básica para: el análisis de datos del MEXART, procesar el modelo de velocidades, la construcción de mapas de ubicación de fuentes en el cielo, la estimación del patrón de radiación y el análisis del espectro de potencias. Estos programas deben ser incorporados en una sola biblioteca para hacer eficiente estudios posteriores.

# Apéndice A

## Catálogo de Radiofuentes de Centelleo Interplanetario detectadas por el MEXART

*J.C. Mejía-Ambriz; J. A. Gonzalez-Esparza; E. Aguilar-Rodriguez; P. Villanueva-Hernandez.*

En este apéndice, se encuentra íntegro un artículo publicado en las memorias del 1er Coloquio Silvia Bravo, llevado a cabo el 30 de septiembre de 2009 en las instalaciones del MEXART. Las observaciones y mediciones con que se realizó el trabajo corresponden a observaciones de junio a octubre de 2009.

### A.1. Resumen

Se reportan fuentes de centelleo interplanetario (CIP) captadas por el MEXART con 1/4 de antena (16 líneas). Estas fuentes están registradas en los catálogos de Ooty, STELab y/o Cambridge. Se presenta una metodología para identificar todas las fuentes de CIP que observa el instrumento con relación señal a ruido  $\geq 3$ . La dirección de los 16 haces con que observa el MEXART no concuerda a lo esperado teóricamente. La metodología permite aproximar el patrón de radiación de cada haz y determinar las fuentes que capta el instrumento.

### A.2. Introducción

Las ondas de radio emitidas por una fuente cósmica compacta ( $\sim 1''$  de arco) son dispersadas por el plasma del viento solar. Cuando esto ocurre, la intensidad o flujo observado de la radiofuente produce un patrón de difracción en Tierra que cambia aleatoriamente. Estas

fluctuaciones de la intensidad debidas al viento solar le llamamos Centelleo Interplanetario (CIP). El CIP, descubierto por Hewish y colaboradores [Hewish *et al.*, 1964], se ha estudiado a lo largo de más de 40 años. Particularmente, se encontró una manera de cuantificar propiedades del viento solar con las propiedades estadísticas de las fluctuaciones observadas con una sola estación de observación (por ejemplo en Pramesh Rao *et al.* [1974]; Manoharan [1991]; Shishov *et al.* [2008]).

El Mexican Array Radio Telescope (MEXART), es una estación cuyo objetivo es la observación de fuentes que exhiben CIP a 140 MHz para hacer estudios de viento solar [González-Esparza *et al.*, 2004]. La antena del radiotelescopio es un arreglo matricial de  $64 \times 64$  dipolos, cada elemento básico o dipolo tiene una longitud = 2.14 m correspondiente a la longitud de onda de operación. Los elementos están dispuestos en 64 líneas orientadas Este-Oeste, cada línea conteniendo 64 dipolos, conformando un área colectiva 9600 m<sup>2</sup>. Al momento de escribir este trabajo, el radiotelescopio opera con 16 líneas (1/4 del arreglo total de la antena) que van conectadas a una Matriz de Butler (MB) (más detalles en Carrillo-Vargas [2009]), este dispositivo genera 16 haces que observan a distintas declinaciones. Con la orientación fija de los haces y aprovechando el movimiento relativo continuo de la bóveda celeste, podemos hacer registros diarios del radiocielo en una franja de declinación y captar las fuentes ahí ubicadas.

Teóricamente, se conoce la inclinación de cada haz generado por la MB, así como su ancho en los planos Norte-Sur y Este-Oeste. Sin embargo, tanto el ancho como su inclinación en el plano Norte-Sur no va de acuerdo a la teoría, tal como se reporta en Villanueva-Hernandez [2009] y Villanueva-Hernandez *et al.* [2009]. Por otro lado, no se tienen problemas con la orientación de los haces en el plano Este-Oeste, donde el haz se encuentra en el meridiano local y mide 1° de ancho, lo cual va de acuerdo a la configuración teórica en este plano. El objetivo de este trabajo es implementar una metodología para estimar la dirección a la que observan los haces en el plano Norte-Sur. A partir de esta estimación, identificaremos las fuentes que se observan para construir un listado del total de fuentes observadas y seleccionaremos aquellas que se conoce exhiben CIP.

Una propiedad de las fuentes es la medida de su amplitud respecto del *cielo frío* o ruido del sistema, esta medida es proporcional a la cantidad de flujo registrada por el radiotelescopio. Debido a que el haz mide 1° de ancho, a potencia media, en el plano Este-Oeste, la firma de una radiofuente puntual en un registro de tiempo contra flujo es una gaussiana con ancho a potencia media de 4 minutos. La amplitud de la gaussiana dividida por el rms o desviación estándar de las fluctuaciones del cielo frío (antes y después del tránsito de la fuente) le llamamos *relación señal a ruido* o RSR. Este cociente nos indica el grado con que se observa la fuente por encima de las fluctuaciones del ruido del sistema. Se usa la medida de RSR ya que al cambiar la atenuación del receptor se observa que tanto la amplitud de las fluctuaciones, como la amplitud de la firma de los tránsitos de las radiofuentes, cambian en la misma proporción dada una atenuación, por lo que el cociente se conserva.

### A.3. Otros observatorios de radio de interés

Para caracterizar las fuentes que observamos las cotejamos con 2 catálogos que tienen frecuencias cercanas a 140 MHz. Elegimos catálogos a frecuencias de 159 MHz (3er Catálogo de Cambridge, <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-meta.foot\&-source=VIII/1A>) y 160 MHz (Observatorio de Culgoora [Slee, 1995]), con ello podemos estimar qué tan intensa debe observarse una fuente para nosotros y los usamos para reportar los flujos aproximados de nuestra observación, este flujo debe ser aproximadamente proporcional a la relación señal a ruido (RSR) que registramos de cada fuente. El nombre preferente para las fuentes es el asignado en el 3er Catálogo de Cambridge, donde las fuentes se etiquetan con 3C seguido de tres dígitos, y en segundo término los nombres en el catálogo de Culgoora en caso de que no esté en el de Cambridge. Si las fuentes tienen nombre (generalmente etimológico seguido de la letra A) le añadimos este nombre por razones mnemotécnicas. Otros catálogos de importancia para nuestros estudios son 3 catálogos de CIP, uno de ellos reporta las primeras fuentes que se descubren exhiben CIP a 178 MHz [Hewish *et al.*, 1964] y es parte del 3er catálogo corregido de Cambridge en donde posteriormente las fuentes se etiquetarían con 3CR seguida de dígitos. Los otros dos Catálogos de interés son el de Ooty en India y el de STELab en Japón, ambos operando a frecuencias de 327 MHz, estos catálogos nos fueron proporcionados mediante una comunicación privada, otorgados por P.K. Manoharan y M. Tokumaru, respectivamente.

En el caso de que alguna fuente registrada por el MEXART no se encuentre a 159 o 160 MHz, se reporta de acuerdo a una frecuencia cercana de acuerdo a la base de datos actualizada de la nasa <http://nedwww.ipac.caltech.edu/index.html>.

### A.4. Observaciones con el uso de una Matriz de Butler

El MEXART cuenta con 64 líneas conteniendo 64 dipolos cada una. A la fecha de la elaboración de este artículo trabajamos con 16. Las líneas van conectadas a 16 puertos de una MB, la MB tiene la función de generar 16 haces desplegados a distintas declinaciones en el plano Norte-Sur con un ancho Este-Oeste de  $1^\circ$ . Los haces son etiquetados de acuerdo a su simetría teórica en dos conjuntos de 8 haces cada uno (N1, N2,...N8 y S1, S2,...S8) con declinaciones de 4, 11, 18, 26, 34, 43, 53, 68, -4, -11, -18, -26, -34, -43, -53, y -68 grados, respectivamente, a partir del cenit del MEXART que se ubica a aproximadamente  $20^\circ$  en declinación. Las observaciones con el uso de la MB se efectuaron en diferentes fechas, en el año 2007 se corrió la primera observación con los diferentes haces durante un día completo cada uno; la mayoría de los registros que se tienen fueron realizados durante los meses de noviembre 2007, mayo a junio 2008, noviembre a diciembre 2008, febrero 2009 y más sistemáticamente desde junio a octubre del 2009, que es nuestra configuración más reciente y con lo cual se elaboró este trabajo. A lo largo de estas observaciones nos hemos dado a la tarea de calibrar cada haz y determinar que fuentes se captan con cada uno de ellos.

## A.5. Direccionalidad del patrón de radiación

Uno de los principales problemas técnicos que ha tenido el radiotelescopio es que la dirección de cada haz en el plano Norte-Sur no corresponde con la dirección teórica en forma alguna [Villanueva-Hernandez, 2009]. A lo largo de los periodos de observación el equipo técnico del MEXART a hecho modificaciones técnicas a la antena para mejorar la respuesta del radiotelescopio, esto dio como resultado que el patrón de radiación se modifique pero no se ha logrado aproximar al patrón teórico. En particular, la diferencia entre el patrón de radiación entre febrero 2009 y la actual se debió a un ajuste de las 16 líneas de la antena en donde se aumentó la longitud física de algunas líneas como se reporta en Sierra-Figueroa *et al.* [2009]. En el presente trabajo se hace una estimación del patrón de radiación para cada haz que servirá para estimar su dirección de observación y construir el catálogo total de fuentes observadas.

A lo largo de las observaciones con la MB hemos identificado las fuentes de radio más intensas, estas fuentes son inconfundibles dado que a la hora de su tránsito son las únicas que tienen un flujo al menos 4 veces mayor a otras fuentes que transitan por el meridiano a la misma hora (en un intervalo de ascensión recta de 2 minutos), además de observarse sistemáticamente con distintos haces ya que, como veremos más adelante, el patrón de radiación de cada haz en el plano Norte-Sur tiene componentes a diferentes declinaciones. De las fuentes más intensas se han seleccionado 20 fuentes reportadas en la Tabla A.1, tales fuentes se encuentran en declinaciones aproximadamente equidistantes. Al encontrar que haz capta mejor una de estas fuentes en relación a los otros 15 haces, se determina que es el más eficiente para observar en la declinación asociada a la fuente. En la tercer columna de la Tabla A.1, se reporta el flujo de la fuente a 159 MHz (lado izquierdo de la diagonal) y a 160 MHz (lado derecho de la diagonal), en caso de no encontrarse el flujo de una fuente a estas frecuencias, se reporta el flujo a otra frecuencia cercana.

Con el uso de estas fuentes podemos estimar el patrón de radiación de los haces de la siguiente manera: (1) el haz que observa con la mayor RSR a una de estas fuentes se considera que es el más eficiente (el mejor) para ver a esa declinación y le asignamos un 100% de “eficiencia” (no confundir el término aquí usado de eficiencia con el de eficiencia de antena). (2) Normalizamos las demás mediciones de esta fuente dividiendo la RSR medida por cada haz entre la obtenida con la RSR del más eficiente y obtenemos la eficiencia (con que porcentaje se observa respecto de la mejor medición). Los patrones de radiación estimados son para una cobertura de  $-63$  a  $+38^\circ$  respecto del cenit del observatorio, cubriendo una región  $\sim 100^\circ$  en declinación. En las Figuras A.1 y A.2 se grafica, en coordenadas cartesianas de declinación contra porcentaje de eficiencia, los patrones de radiación. En el eje horizontal se etiquetan las declinaciones en orden ascendente (Sur a Norte) de izquierda a derecha. Las gráficas se pueden interpretar como la topología discreta de los haces en el plano Norte-Sur y de aquí podemos saber en que regiones “observa” y en cuales regiones “no observa” un haz, y en general, el grado de efectividad para observar a cierta dirección.

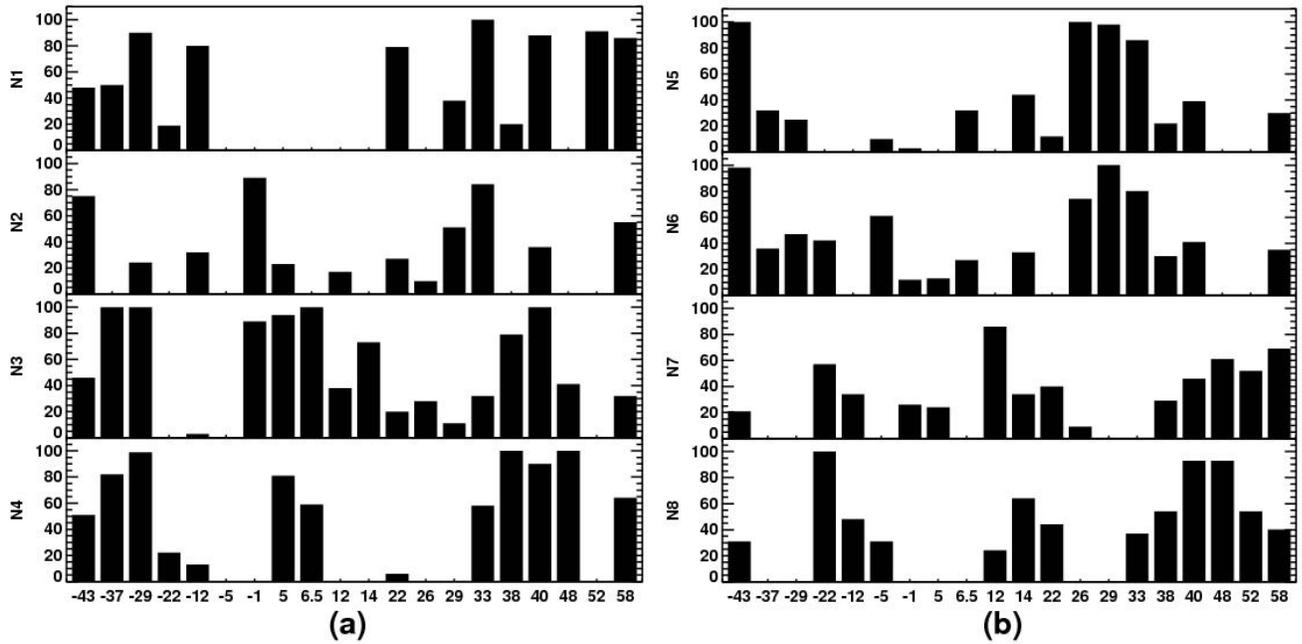


Figura A.1: Patrón de radiación de los haces (a) N1,N2,N3 y N4, (b) N5,N6,N7 y N8.

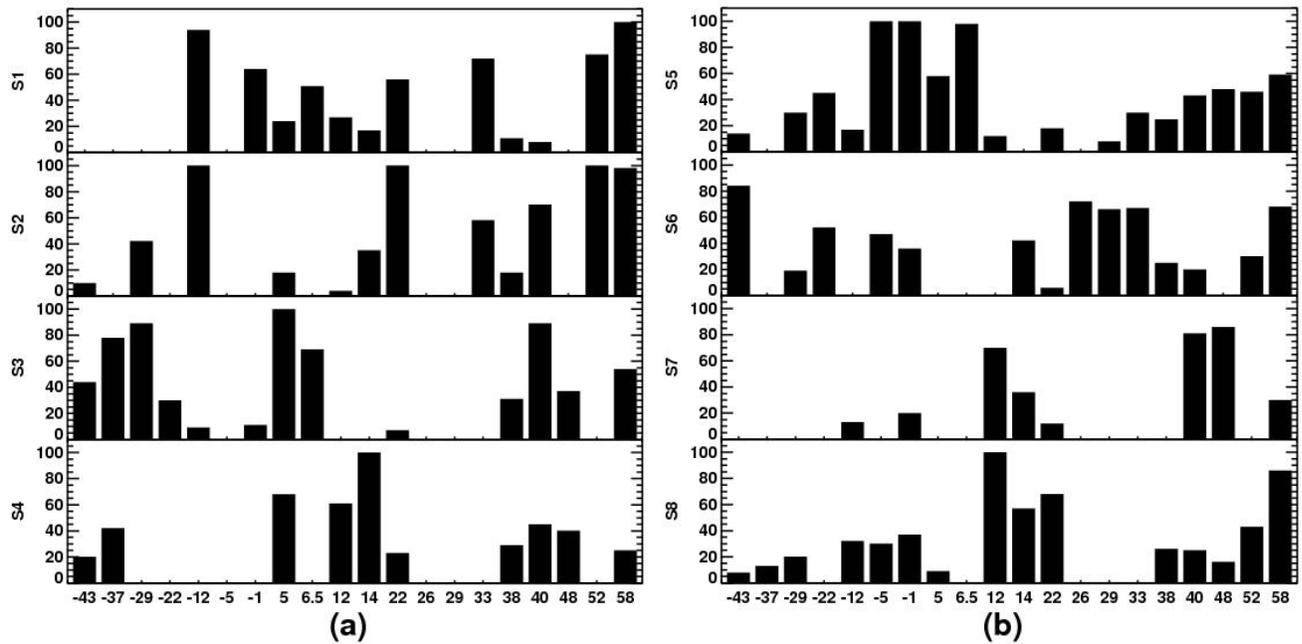


Figura A.2: Patrón de radiación de los haces (a) S1,S2,S3 y S4, (b) S5,S6,S7 y S8.

Fuente	Ascensión Recta	Declinación	Flujo (Jy) 159/160 MHz
Centauro A	13:25:27	-43°01'09"	/1104
Fornax A	03:22:41	-37°12'30"	259 a 408 MHz
Sagitario A	17:45:40	-29°00'28"	663 A 1.4 GHz
3C283	13:11:40	-22°17'04"	36/49.2
3C218 (Hydra A)	09:18:05	-12°05'44"	210/243
3C161	06:27:10	-5°53'05"	78/74.9
3C353	17:20:28	-0°58'47"	180/276
3C348 (Hércules A)	16:51:08	4°59'33"	300/378
3C298	14:19:08	6°28'35"	61/63.2
3C274 (Virgo A)	12:30:49	12°23'28"	1100/566
3CR400	19:22:58	14°11'50"	540/
MEXART-Cenit	—————	19°48'47"	—————
3C144 (Nebulosa Cangrejo)	05:34:32	22°00'52"	1500/1256
3C310	15:04:57	26°00'59"	72/74
3C123	04:37:04	29°40'14"	204/247
3C048	01:37:41	33°9'35"	50/67.7
3C134	05:04:42	38°06'11"	85/
3C405 (Cisne A)	19:59:28	40°44'02"	8600/
3C196	08:13:36	48°13'03"	66/
3C295	14:11:20	52°12'09"	74/
3C461 (Casiopea A)	23:23:28	58°48'42"	13000/

**Tabla A.1:** Fuentes de radio intensas ordenadas en declinación para calibrar la dirección de observación de los haces. Se incluye la declinación del cenit del MEXART.

## A.6. Construcción del Catálogo total de fuentes

Con el uso de un programa [Aguilar-Rodriguez, 2009] se procesan los datos captados por el receptor [Villanueva-Hernandez *et al.*, 2009] y se grafican en ascensión recta contra amplitud en Volts, que interpretamos como flujo contra tiempo sideral. Para determinar las fuentes que son observadas se procede con la siguiente metodología:

- Se identifica una radiofuente estelar al registrarse una forma gaussiana (en la gráfica ascensión recta contra Volts) en la señal recibida por el receptor con un tiempo de tránsito  $\simeq 4$  minutos y se descarta si su amplitud en RSR es  $< 2.5$
- Tal forma gaussiana deberá encontrarse al menos a 15 minutos del tránsito de una fuente muy intensa ( $\sim 1000$  Jy) para que los lóbulos laterales [Carrillo-Vargas, 2009; Villanueva-Hernandez *et al.*, 2009] no sumen flujo en esta región. Esto sólo si la fuente intensa es observada con  $RSR \leq 40$ .
- Ya que asumimos que se trata de una fuente, se calcula el tiempo en que la gaussiana asociada toma su valor máximo para tener la primer coordenada (ascensión recta) a la que le daremos un margen de error de  $\pm 1$  minuto en el pico de tránsito o instante de tiempo del máximo de la gaussiana.
- Para encontrar la ubicación de la fuente en la coordenada latitudinal (declinación) se hace uso de la estimación del patrón de radiación (Figuras A.1 y A.2), en el cual podemos identificar la región a la que preferentemente observa el haz. Tomaremos sólo en cuenta las regiones en que observa el haz con eficiencia  $> 70\%$  en un radio de declinación de  $\pm$  la mitad de la diferencia entre las declinaciones adyacentes del patrón de radiación. Por ejemplo, si un haz ve a hacia  $22^\circ$ ,  $52^\circ$  y  $-12^\circ$  con eficiencia  $> 70\%$ , diremos que la fuente debe estar en los intervalos de  $[18,24]$ ,  $[50,55]$  y  $[-17,-6]$  grados en declinación.
- Con los dos puntos anteriores ubicamos la fuente en una ascensión recta con una ventana de declinación. Entonces buscamos en el catálogo de Cambridge y/o Culgoora las fuentes con esta ascensión recta en las regiones de declinación preferenciales. Ubicamos las fuentes de mayor flujo (que sobrepasen  $\approx 15$  Jy de acuerdo con la sensibilidad del MEXART) y tomamos la más intensa, la cual debe pasar al menos 3 veces en flujo a las que se encuentran en el intervalo.
- Toda observación que no puede ajustarse a lo anterior es descartada.

Asumiendo que el sistema es estable, cada haz registra sistemáticamente (cada 24 horas) una firma particular del radiocielo según su declinación. Un haz capta siempre las mismas fuentes con una RSR cuya incertidumbre dependerá, generalmente, de la desviación estándar del ruido de fondo y fluctuaciones propias de la fuente. Con una muestra de observaciones de

cada fuente se puede hacer una estadística para estimar el error y promedio de las mediciones de RSR o flujo. Tomar en cuenta estas mediciones hace más precisa la estimación de los patrones de radiación. En este caso, se tomaron del orden de 3 observaciones de 24 horas por haz.

Fuente	Ascención Recta	Declinación	Flujo (Jy) 159/160 MHz	Catálogos CIP	Haz RSR
3C020	00:43:08	52°03'34"	30/	N	S2 5.4
3C029	00:57:35	-1°23'28"	17/17.4	N	N2 3.05
3C033	01:08:53	13°20'14"	58/71.9	O-20.4	S8 4.32
3C040	01:26:00	-1°20'34"	26/8.9	O-.8	N2 3.43
3C047	01:36:24	20°57'27"	27/32.1	O-13	N1 3.19
3C048	01:37:41	33°9'35"	50/67.7	O-42.3,S-39	N1 3.36
3C066	02:22:25	43°00'48"	28/	N	N8 5.85
3C079	03:10:00	17°05'58"	34/36	O-13.3	S2 3
3C084 (Perseo A)	03:19:48	41°30'42"	50/	O-18.1, S-19	S7 7.07
0320-373 (Fornax A)	03:22:41	-37°12'30"	259 a 408 MHz	O-59	N3 13.42
3C095	03:51:28	-14°29'09"	8.5/24.8	N	S2 3.69
3C094	03:52:30	-7°11'02"	15.5/21.3	O-11	S2 3.62
3C098	03:58:54	10°26'03"	41/49.2	O-21.3	N7 3.24
3C099	04:01:07	0°36'33"	14.5/10.4	O-5.3	N4 3.1
3C103	04:08:03	43°00'24"	29/	O-16	N8 3.76
3C111	04:18:21	38°01'36"	60/	O-14	N4 4.05
3C123	04:37:04	29°40'14"	204/247	*	N6 24.58
3C129	04:49:09	45°00'39"	21.5/	N	N8 3
3C134	05:04:42	38°06'11"	85/	O-16.5	N4 7.78
0518-458 (Pictor A)	05:19:49	-45°46'44"	/452	O-46.2	S6 6.23
3C144 (Nebulosa Cagrejo)	05:34:32	22°00'52"	1500/1256	N	S2 68.18
3C147	05:42:36	49°51'07"	63/	O-53, S-53	S2 3
3C157	06:16:37	22°31'54"	270/	*	S2 13.4
3C161	06:27:10	-5°53'05"	78/74.9	O-42.5, S-47.3	S5 3.99
3C163	06:31:55	4°56'45"	450/	N	N3 7.57
3C180	07:27:04	-2°04'42"	15/14.8	O-4.5	S5 5.37
3C196	08:13:36	48°13'03"	66/	O-49, S-44.9	N4 6.7
0819-30	08:21:26	-30°11'3"	/16.1	N	N1 4.95
Puppis A	08:24:07	-42°59'47"	198 a 408MHz	N	N2 5.7
Vela	08:35:20	-45°10'35"	?	N	N6 14.3
3C217	09:08:50	37°48'19"	10.5/	O-8.4	N1 2.5
3C218 (Hydra A)	09:18:05	-12°05'44"	210/243	N	S2 25.24
3C198	08:22:37	5°59'21"	16/12	N	S3 3.07
3C237	10:08:00	7°30'16"	21.5/29.3	O-18.1, S-17.7	N3 3.15
3C234	10:01:48	28°46'31"	30/39.8	15.8-O	N6 3.23
3C254	11:14:38	40°37'20"	21.5	O-12.6	S2 3.16

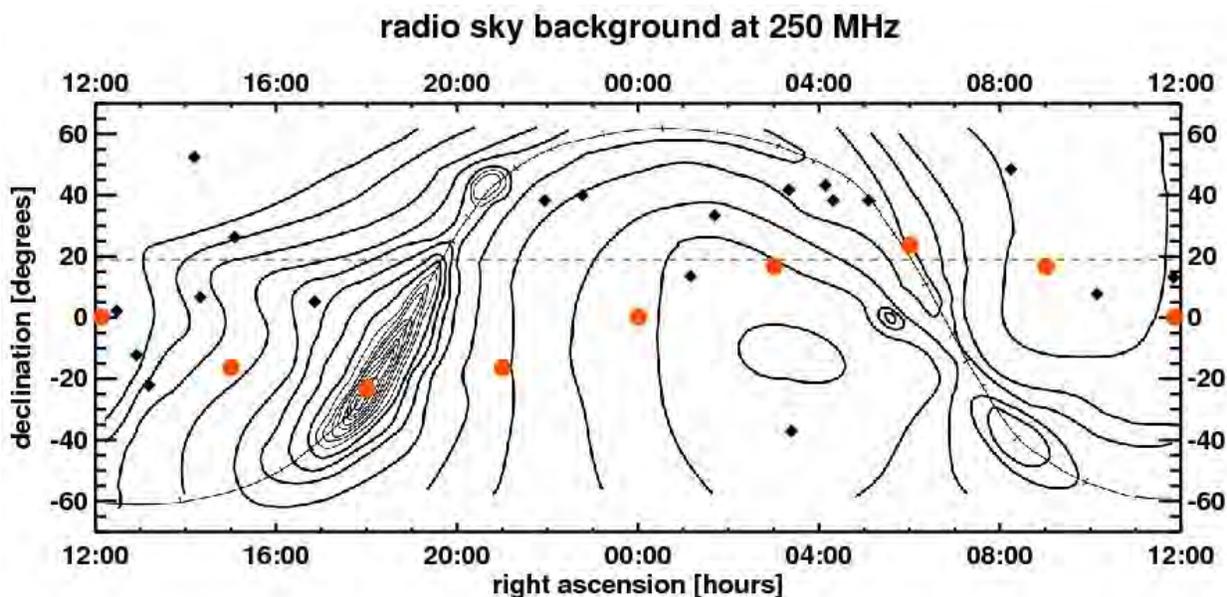
3C262	11:41:08	1°14'18"	10.5/11.1	O-6.7	S5	5.1
3C265	11:45:29	31°33'49"	30/27.9	N	N5	5.23
3C267	11:49:15	12°53'19"	14.5/15.5	O-9.1, S-8.9	S8	3.6
3C270	12:19:23	5°49'31"	20/56.1	N	N3	4.57
3C273	12:29:06	2°03'09"	79/102	O-66.5, S-63	N4	12.92
3C274 (Virgo A)	12:30:49	12°23'28"	1100/566	N	S8	90
3C278	12:54:36	-12°23'48"	42/31.9	O-3.4	S2	6.6
3C283	13:11:40	-22°17'04"	36/49.2	O-24.4, S-25.1	N8	4.56
1322-427(Centauro A)	13:25:27	-43°01'09"	/1104	N	N5	63.52
7C1343+3530	13:46:00	35°15'20"	50 a 151MHz	N	N5	7.96
3C295	14:11:20	52°12'09"	74/	N	S2	5.83
3C298	14:19:08	06°28'35"	61/63.2	O-29, S-28.1	N3	4.23
3C310	15:04:57	26°00'59"	72/74	O-15.2	N5	5.23
3C313	15:11:00	7°51'50"	21/28.9	O-15.2	S3	3.4
3C317	15:16:44	7°01'18"	55/65.9	O-27.7	S3	3.4
3C348 (Hércules A)	16:51:08	4°59'33"	300/378	O-69.5	S3	17.1
3C353	17:20:28	-0°58'47"	180/276	N	S5	13.05
Sagitario A	17:45:40	-29°00'28"	663 a 1.4 GHz	N	N3	18.4
3C382	18:35:07	30°25'29"	18/25.6	6.5-O	N6	3.06
3C392	18:56:10	1°18'58"	680/372	N	S3	19.04
3CR400	19:22:58	14°11'50"	540/	N	S4	9.04
3C405 (Cisne A)	19:59:28	40°44'02"	8600/	N	N3	222
3C410	20:20:06	29°42'14"	36/	O-19.9	N5	7.14
3CR410.1	20:21:23	40°15'37"	410	N	N8	26.72
3C433	21:23:44	25°04'12"	62/64.1	N	N7	3.12
3C438	21:55:52	38°00'30"	43/	O-26.4	N4	7.28
3C444	22:14:25	-17°01'36"	49/79.2	N	N7	3.6
3C445	22:23:49	-2°06'12"	20.5/	N	N2	4.8
3C452	22:45:48	39°41'16"	50/	O-4.7	N1	7
2250-412	22:53:03	-40°57'46"	/27.8	N	N4	15.22
3C461 (Casiopea A)	23:23:28	58°48'42"	13000/	N	S1	233

**Tabla A.2:** Catálogo total de fuentes observadas con el MEXART con  $RSR \geq 3$ . Configuración con 1/4 de antena.

El catálogo completo se expone en la Tabla A.2, donde se reportan las fuentes ordenadas por ascensión recta. La primer columna corresponde al nombre de la fuente, la segunda y tercera son ascensión recta y declinación, respectivamente, en la cuarta columna se reporta el flujo a 159 MHz del lado izquierdo de la diagonal y a 160 MHz del lado derecho de la misma. En el caso de que no se encuentre el flujo a estas frecuencias se buscó uno cercano a 140 MHz y se reportó especificando a que frecuencia es el flujo. Toda la información anterior puede ser corroborada en las bases de datos en línea: <http://nedwww.ipac.caltech.edu/index.html>, <http://cdsarc.u-strasbg.fr/cats/U.htx>, <http://www.mexart.unam.mx> y en Slee [1995]. Si la fuente

está en los catálogos Ooty y/o STELab, se reporta en la quinta columna, usando una letra O seguida de un guión y su flujo a 327 MHz si se encuentra en el catálogo de Ooty. Para el caso de STELab se registra en la misma columna con una letra S y su flujo en forma análoga a lo anterior. En la sexta columna se encuentra con que haz se observa con mayor RSR la fuente y se reporta esta amplitud en la séptima columna.

## A.7. Catálogo de fuentes de Centelleo Interplanetario



**Figura A.3:** Mapa del radiocielo a 250 MHz. se muestra la distribución de algunas fuentes de CIP y la posición del Sol a lo largo del año. El fondo de la figura (cielo en radio) está sobreeditado y fue extraída de Kraus [1986]. Imagen reportada en Mejía-Ambriz *et al.* [2010]

A partir del catálogo completo de fuentes, extraemos aquellas que aparecen en los catálogos de Ooty, STELab y/o Cambridge. Las fuentes se muestran en la Tabla A.3 donde de las columnas 1-4 se tiene la misma información que en el catálogo completo. En la quinta columna se indica si la fuente aparece en los catálogos de centelleo de Ooty, STELab y/o Cambridge con la letra O, S y/o C, respectivamente. En la columna sexta y séptima aparecen el haz que mejor las observa y la RSR asociada a la medición. Finalmente, en la octava columna, se reporta el tipo de objeto que es captado, según su asociación óptica, como esta registrado en la base de datos <http://nedwww.ipac.caltech.edu/index.html>. Cabe aclarar que para que una fuente de radio exhiba centelleo debe ser compacta a la frecuencia observada, con un ancho angular del orden de 1 segundo o una fracción de segundo como se muestra en Tyulbashev y Chernikov [2001] y Pramesh Rao *et al.* [1974]. Existen observaciones de centelleo de estas fuentes a distintas frecuencias, quedando la del MEXART en una parte intermedia, por lo

que podemos asumir que para nosotros también son compactas. En el observatorio de Cambridge se construyó un catálogo de casi 2000 fuentes de CIP observadas a 81.5 MHz [Purvis *et al.*, 1987], en donde se reporta el ancho angular de las fuentes ( $< 2''$  de ancho), algunas de ellas son las de la Tabla A.3. Las fuentes marcadas con diamantes en la Tabla A.3 fueron seleccionadas para una publicación indizada que fue recientemente sometida [Mejía-Ambriz *et al.*, 2010].

A lo largo del año, las fuentes de centelleo varían en ángulo de elongación, a medida que disminuye su ángulo aumenta el índice de centelleo [González-Esparza, 2009]. En la Figura A.3 se ilustra la posición del Sol a lo largo del año con el círculo relleno desplazándose en una sinusoidal a través del radiocielo, el cual, es mostrado en curvas de nivel a 250 MHz con el eje horizontal en ascensión recta y el vertical indicando declinación. Si trazamos dos líneas: una horizontal que pase por la declinación 0 y otra vertical que cruce a las 00:00 hrs, representarían el ecuador celeste y equinoccio vernal, respectivamente. La trayectoria de la Tierra a lo largo del año sigue un curso sobre la línea horizontal equatorial de 00 hr (punto vernal) a la derecha, cada dos cuadros equivalen a aproximadamente dos meses en el año, en este camino el Sol se mantiene alineado en una vertical sobre o bajo la Tierra. Algunas fuentes de centelleo reportadas en nuestro catálogo han sido editadas con pequeños diamantes negros (también señaladas en la Tabla A.3), de esta manera se puede advertir que fuentes se encuentran en corta elongación a lo largo del año. En el lado derecho de el mapa, de 21 de marzo al 21 de junio (de 0 a 12 hrs en ascensión recta) y del 21 de septiembre al 21 de diciembre es cuando se tienen más fuentes a corta elongación, por lo que se espera observar el número mayor de fuentes con centelleo para estas fechas.

La temporada de lluvias que se registra en la localidad del MEXART (del 21 de junio al 21 de septiembre) corresponde a una época donde las observaciones están generalmente influenciadas por condiciones de humedad y tormentas eléctricas, lo que dificulta las observaciones, sin embargo, las fuentes de corta elongación ( $< 60^\circ$ ) ocurren en el lado día, aproximadamente 4 horas antes o después del tránsito del Sol, hora en que las condiciones de humedad y tormentas eléctricas son normalmente disminuídas. En la figura también se muestra con la línea punteada la declinación del cenit del MEXART. La mayoría de nuestras fuentes tienen declinación positiva debido a que estamos en una latitud norte de 20 grados.

## A.8. Conclusiones de Apéndice A

Se detectaron un total de 67 fuentes de radio estelares con una RSR  $> 3$  de las cuales 39 están en los catálogos de Ooty, STELab y/o Cambridge. En un análisis más riguroso [Mejía-Ambriz *et al.*, 2010], se consideró que las 19 fuentes marcadas con diamantes, son en definitiva, observadas.

Como se espera, se observan más fuentes sobre el ecuador celeste debido a nuestra posición latitudinal. También se observan más fuentes entre las 0 y 12 hrs, lo cual puede ser debido a que los lóbulos laterales de cada haz contribuyen con flujo en la región cercana al núcleo

galáctico.

La dirección de los haces no corresponde a la teórica, sin embargo, se puede establecer la dirección de éstos con las fuentes de calibración a diferentes declinaciones equidistantes mostradas.

Con las observaciones subsecuentes de las fuentes, se establecerá una base de datos para elaborar una estadística de mediciones de las fuentes y tener promedios de flujo observado con su variabilidad a lo largo del año. Eventualmente, se pueden descartar fuentes que no observen un comportamiento esperado.

Fuente	Asunción Recta	Declinación	Flujo (Jy) 159/160 MHz	CAT	Haz	RSR	Tipo
3C033 ◇	01:08:53	13°20'14"	58/71.9	O	S8	4.32	GPair
3C040	01:26:00	-1°20'34"	26/8.9	O	N2	3.43	Gpair
3C047	01:36:24	20°57'27"	27/32.1	O	N1	3.19	QSO
3C048 ◇	01:37:41	33°9'35"	50/67.7	O,S,C	N1	3.36	QSO
3C079	03:10:00	17°5'58"	34/36	O	S2	3	G
3C084 (Perseo A) ◇	03:19:48	41°30'42"	50/	O,S	S7	7.07	G
0320-373 (Fornax A) ◇	03:22:41	-37°12'30"	259 a 408 MHz	O	N3	13.42	G
3C094	03:52:30	-7°11'02"	15.5/21.3	O	S2	3.62	QSO
3C098	03:58:54	10°26'03"	41/49.2	O	N7	3.24	G
3C099	04:01:07	03°6'33"	14.5/10.4	O	N4	3.1	G
3C103 ◇	04:08:03	43°0'24"	29/	O	N8	3.76	G
3C111 ◇	04:18:21	38°1'36"	60/	O	N4	4.05	G
3C123	04:37:04	29°40'14"	204/247	*	N6	24.58	G
3C134 ◇	05:04:42	38°6'11"	85/	O	N4	7.78	G
0518-458 (Pictor A)	05:19:49	-45°46'44"	/452	O	S6	6.23	G
3C147	05:42:36	49°51'07"	63/	O,S,C	S2	3	QSO
3C157	06:16:37	22°31'54'	270/	*	S2	13.4	SNR
3C161	06:27:10	-5°53'05"	78/74.9	O,S,C	S5	5.37	RadioS
3C180	07:27:04	-2°04'42"	15/14.8	O	S5	5.37	G
3C196 ◇	08:13:36	48°13'03"	66/	O,S,C	N4	6.7	QSO
3C217	09:08:50	37°48'19"	10.5/	O	N1	2.5	G
3C237 ◇	10:08:00	7°30'16"	21.5/29.3	O,S,C	N3	3.15	G
3C234	10:01:48	28°46'31"	30/39.8	O	N6	3.23	G
3C254	11:14:38	40°37'20"	21.5	O	S2	3.16	QSO
3C262	11:41:08	1°14'18"	10.5/11.1	O	S5	5.1	G
3C267 ◇	11:49:15	12°53'19"	14.5/15.5	O,S	S8	3.6	G
3C273 ◇	12:29:06	2°03'09"	79/102	O,S,C	N4	12.92	QSO
3C278 ◇	12:54:36	-12°23'48"	42/31.9	O	S2	6.6	GPair
3C283 ◇	13:11:40	-22°17'04"	36/49.2	O,S	N8	4.56	G
3C295 ◇	14:11:20	52°12'09"	74/	C	S2	5.83	G
3C298 ◇	14:19:08	06°28'35"	61/63.2	O,S,C	N3	4.23	QSO
3C310 ◇	15:04:57	26°00'59"	72/74	O	N5	5.23	G
3C313	15:11:00	7°51'50"	21/28.9	O	S3	3.4	G
3C317	15:16:44	7°01'18"	55/65.9	O	S3	3.4	G
3C348 (Hércules A) ◇	16:51:08	4°59'33"	300/378	O	S3	17.1	G
3C382	18:35:07	30°25'29"	18/25.6	O	N6	3.06	G
3C410	20:20:06	29°42'14"	36/	O	N5	7.14	G
3C438 ◇	21:55:52	38°00'30'	50/	O	N4	7.28	G
3C452 ◇	22:45:48	39°41'16"	50/	O	N1	7.0	G

Tabla A.3: Catálogo de fuentes de CIP detectadas por el MEXART

# Apéndice B

## Modelo de velocidad del Viento Solar y fuentes de radio compactas observadas por el MEXART

*J.C. Mejía-Ambriz & J. A. Gonzalez-Esparza*

El presente apéndice, corresponde a un artículo publicado en las memorias del 2o Coloquio Silvia Bravo, llevado a cabo el 1 de octubre del 2010 en las instalaciones del MEXART.

### B.1. Resumen

El modelo para calcular velocidades del viento solar, con el uso de una sola estación de observación, consiste en un espectro de potencias teórico de las fluctuaciones en intensidad de la señal de una fuente de radio que presenta centelleo interplanetario. El modelo de velocidades contempla principalmente 4 parámetros físicos: ancho angular de la fuente; ángulo de elongación, frecuencia de operación del instrumento que observa; y velocidad del viento solar. A partir del modelo ajustado a la frecuencia de operación del MEXART (140 MHz), se puede inferir que fuentes captadas por el MEXART son más viables para aplicar el modelo en base a la aproximación de sus anchos angulares a esta frecuencia. Conociendo los 3 primeros parámetros, del modelo antes mencionado, se puede determinar la velocidad del viento solar en el punto más cercano a la línea de visión mediante el ajuste del modelo a un espectro de potencias. En este trabajo se explica a detalle el modelo de velocidades y en base al mismo se modelan distintos escenarios para fuentes potenciales de centelleo interplanetario observadas por el MEXART. Se reportan las trayectorías y ubicaciones de 10 fuentes compactas en relación al sistema Sol-Tierra a lo largo del año (elongación y latitud heliocéntrica), con ello podemos identificar las regiones del medio interplanetario donde eventualmente se puedan presentar eventos de centelleo.

## B.2. Introducción

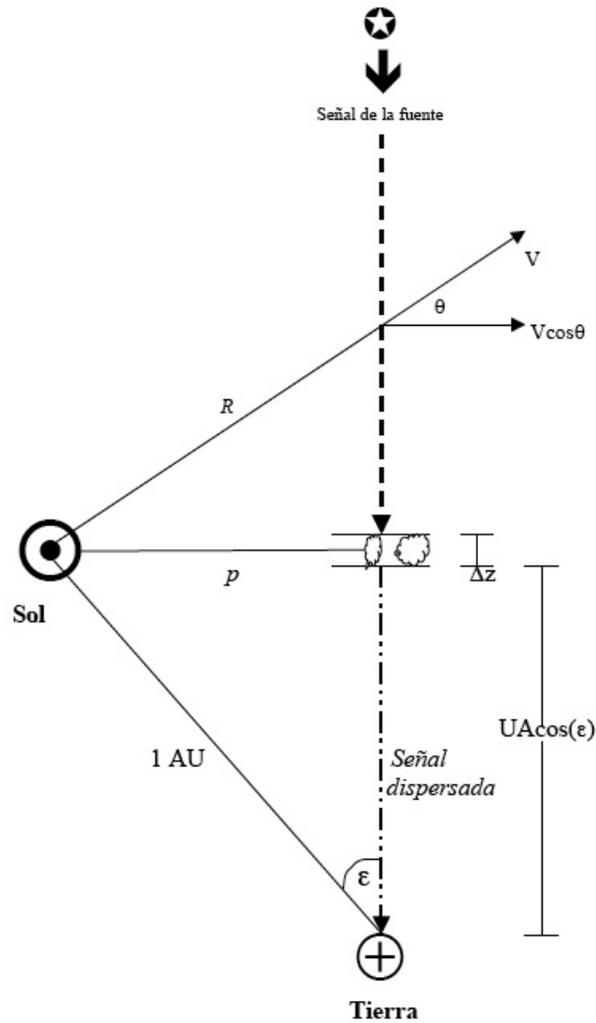
La señal de radio proveniente de una fuente de radio cósmica compacta ( $\leq 1$  arcseg) es dispersada al pasar por irregularidades en el medio interplanetario. Estas irregularidades o fluctuaciones de densidad del viento solar a lo largo de la línea de visión hacia la fuente provocan cambios de fase en la señal captada por un radiotelescopio. Estos cambios son propiciados por fluctuaciones en el índice de refracción, con ello se genera un patrón de difracción en Tierra que se mueve en paralelo con el viento solar, fenómeno conocido como Centelleo Interplanetario (CIP). Cuando el centelleo se debe a fluctuaciones de fase  $\ll 1$  radian se dice que la línea de visión pasa a través de la zona de *dispersión débil*, la cual a 140 MHz, corresponde a distancias mayores a aproximadamente 75 radios solares hacia el exterior del Sol [Mejía-Ambriz *et al.*, 2009]. En el régimen de dispersión débil las fluctuaciones de densidad están relacionadas con las fluctuaciones en el índice de refracción por la expresión

$$\Delta n = \frac{r_e}{2\pi} \lambda^2 \Delta N_e, \quad (\text{B.1})$$

donde  $n$  representa al índice de refracción en el plasma interplanetario,  $r_e$  es el radio clásico del electrón,  $\lambda$  la longitud de onda de observación y  $N_e$  es la densidad electrónica del medio [Manoharan, 1991].

Para representar la disposición en que se encuentran ubicados el Sol la Tierra y la radiofuente se usa el diagrama básico de centelleo de la Figura B.1. El ángulo entre la línea que une el Sol con la Tierra y la línea de visión hacia la fuente (línea que une a la fuente con la Tierra) es el ángulo de elongación,  $\epsilon$ , este cambia cerca de un grado por día debido a la traslación de la Tierra en torno al Sol. La distancia más cercana entre el Sol y la línea de visión es  $p$ , en unidades astronómicas  $p = \text{sen } \epsilon$ ,  $R$  corresponde a la distancia heliocéntrica a cualquier punto de la línea de visión, y  $\mathbf{V}$  es la velocidad del viento solar que se asume radial. Consideremos que la línea de visión en la Figura B.1 está en un eje cartesiano  $z$  (el eje  $x$  perpendicular a la línea de visión con dirección positiva a hacia el exterior del Sol) y tomamos  $z = 0$  en el punto de la línea de visión más cercana al Sol. El modelo de velocidades que abordaremos toma como base el modelo de la capa delgada [Manoharan, 1991], en el cual distintas capas de plasma a lo largo de la línea de visión aportan cambios de fase a la señal observada, siendo que la capa más cercana a la línea de visión (de espesor  $\Delta z$  en la Figura B.1) se encuentra a una distancia de  $\cos \epsilon$  de la Tierra (en UA) y en este caso está centrada en la superficie  $z = 0$ .

El espectro de potencias de las irregularidades en el plasma interplanetario en la región de dispersión débil decrece rápidamente como  $R^{-4}$  [Armstrong y Coles, 1978]. Entonces las mediciones de CIP en el régimen de dispersión débil están mayormente asociadas con la dinámica del viento solar a la distancia  $R = p$ . Esto nos permite determinar la velocidad en el viento solar a una distancia  $p$  del Sol. Adicionalmente, las fuentes de radio pueden encontrarse en declinaciones Norte o Sur tal que la región de más alta dispersión, así como la línea de visión, se encuentran en latitudes fuera de la eclíptica como en la Figura B.2, donde  $\gamma$  es la latitud heliocéntrica a la cual ocurre la mayor dispersión. El punto P en la Figura B.2 es la contraparte tridimensional del punto más cercano al Sol en la línea de visión.



**Figura B.1:** Diagrama básico del sistema Sol-Tierra-Fuente. La línea de visión va de la Tierra a la fuente, a través de la cual la señal es dispersada por irregularidades del viento solar. En el modelo de capa delgada, las fluctuaciones de densidad que más aportan al centelleo pasan por la capa  $\Delta z$ .  $R$  es la distancia heliocéntrica y las fluctuaciones viajan con velocidad  $V\cos\theta$ , que es la proyección que capta un observador en Tierra.

A lo largo de la investigación del espectro de potencias de las irregularidades del viento solar mediante el CIP, se ha demostrado que este espectro  $P(\mathbf{q}) \propto q^\alpha$ , donde  $q = \frac{2\pi}{l}$  es el número de onda tridimensional de las irregularidades,  $q = (q_x^2 + q_y^2 + q_z^2)^{1/2}$  y  $l$  es la escala de longitud de las irregularidades (típicamente de 100 a 900 km para dispersión débil), esto es, que el espectro las irregularidades sigue una ley de potencias (véase por ejemplo Milne [1976]; Manoharan *et al.* [1994]; Moran *et al.* [2000]). A su vez, la componente horizontal de  $\mathbf{q}$  en la dirección al exterior del Sol y perpendicular al eje  $z$  de la Figura B.1, está relacionado con la proyección de la velocidad del viento solar  $V_x(z)$  y la frecuencia de fluctuación de la intensidad observada mediante la relación

$$q_x = \frac{2\pi f}{V_x(z)}. \quad (\text{B.2})$$

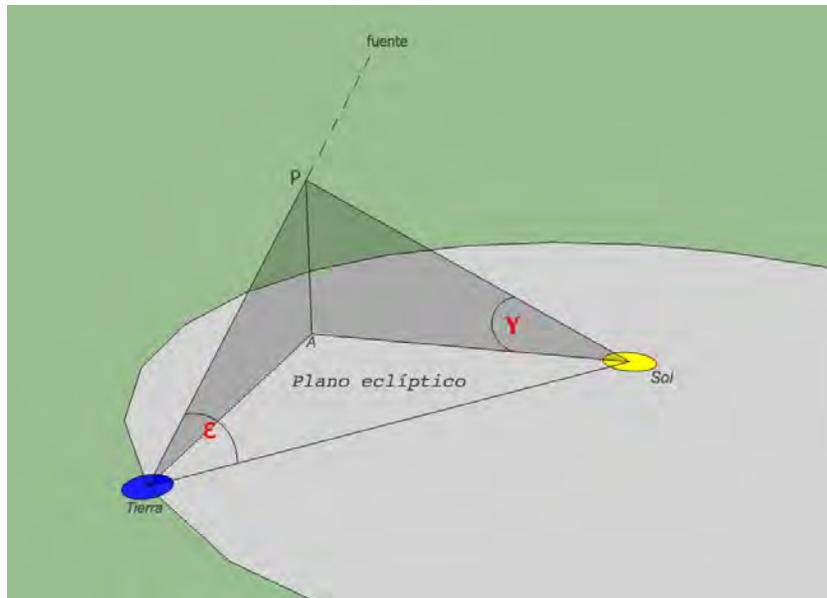
De la trigonometría de la Figura B.1 la proyección del viento solar sobre el observador se puede expresar como

$$V_x(z) = \frac{Vp}{(z^2 + p^2)^{1/2}} \quad (\text{B.3})$$

donde  $V$  se es la velocidad neta del viento solar. Por otro lado,  $R$  es función del eje  $z$  de la siguiente forma

$$R = (z^2 + p^2)^{1/2} \quad (\text{B.4})$$

tomando como referencia  $z = 0$  en la zona de mayor dispersión (vease Figura B.1).



**Figura B.2:** Se ilustra una configuración tridimensional del sistema Sol-Tierra-Fuente. La región que aporta más centelleo se localiza en el punto P. El ángulo  $\gamma$  representa la latitud heliocéntrica. La longitud del punto A al punto P es la distancia de la eclíptica la zona de mayor dispersión.

### B.2.1. Variación de elongación y latitud heliocéntrica

Se pueden obtener ecuaciones para el cálculo del ángulo de elongación como del ángulo de latitud heliocéntrica. Como se muestra en la presente tesis, ambos ángulos dependen de la posición diaria del Sol respecto de las fuentes que se consideran fijas a la bóveda celeste. Las expresiones son las siguientes:

$$\cos(\epsilon) = \cos(\phi)\cos(\delta)\cos(\omega - \alpha) + \text{sen}(\phi)\text{sen}(\delta), \quad (\text{B.5})$$

$$\sin(\gamma) = \cot(\epsilon) \text{sen}(\delta - \phi); \quad (\text{B.6})$$

donde  $\phi$  es la latitud del Sol calculada con el algoritmo formulado en Spencer [1971];  $\alpha$  y  $\delta$  corresponden a la ascensión recta y declinación, respectivamente; y  $\omega$  es el ángulo barrido por el Sol a través de la eclíptica partir del equinoccio de marzo ( $\omega = 0^\circ$ ). Este ángulo  $\omega$  se va incrementando en 0.985 grados por día asumiendo una órbita terrestre circular, la cual es una buena aproximación a la trayectoria elíptica de acuerdo a la suposición de esta tesis.

El rango máximo que abarca el ángulo de elongación es  $0^\circ \leq \epsilon \leq 180^\circ$ , ya que se toma siempre el ángulo mínimo entre la línea de visión y la línea Sol-Tierra. Por ejemplo, en el caso de la fuente 3C48, este ángulo está en un rango  $21^\circ < \epsilon < 157^\circ$  como se puede ver en la Tabla B.3, donde se despliega la variación del ángulo de elongación a lo largo del año para 10 fuentes. En la secciones B.4 y B.5 abundaremos acerca de la trayectoria de estas 10 fuentes durante el año.

El cálculo de la latitud heliocéntrica solo tiene sentido para elongaciones  $\epsilon \leq 90^\circ$ , ya que para  $\epsilon > 90^\circ$  ya no podemos asociar con precisión la región en la que ocurren mayores fluctuaciones de densidad del viento solar, es decir, no podemos ubicar un punto P en el medio interplanetario sobre la línea de visión donde se genere la mayor dispersión. Estas fuentes para las que en cierta temporada del año  $\epsilon \geq 90^\circ$  se dice que se observan durante el *lado noche* en alusión a que transitan por el cenit cuando el Sol está ocultado. De modo que para cada fuente se tiene una temporada de 6 meses de observación en el lado noche. Sin embargo, para eventos transitorios de gran escala, no se descarta que las fuentes en estas condiciones de observación puedan exhibir CIP. En cuanto a la latitud heliocéntrica, se tiene un rango máximo  $-90^\circ < \gamma < 90^\circ$ .

### B.2.2. Ancho angular de las fuentes

Para obtener información acerca de la estructura angular de las radio fuentes así como de las técnicas y metodologías empleadas para ello, se pueden consultar varios artículos, uno de ellos es de Duffett-Smith y Readhead [1976] para observaciones a 151 MHz, en el, se estima el diámetro angular de 38 fuentes de radio  $\leq 1$  arcseg. Otro trabajo de interés es el de Purvis *et al.* [1987], presentando una extensa revisión de un catálogo de 1789 fuentes que exhiben CIP a 81.5 MHz, en el cual retoman el trabajo previo de Readhead y Hewish [1974] y reportan los anchos angulares de las componentes compactas. Little y Hewish [1968] hacen

un estudio de fuentes del catálogo de Cambridge a 178 MHz que exhiben CIP así como de las que probablemente centellean, también discuten el tamaño de las fuentes de acuerdo a su índice de centelleo. Otros estudios de anchos angulares para distintas fuentes comparando varias radiofrecuencias fueron hechos por Janardhan y Alurkar [1993]; y para fuentes con declinaciones más al Norte por Tyulbashev y Chernikov [2001] y Tyul'bashev [2009]. Un listado del tamaño de las componentes compactas de algunas fuentes observadas a 327 MHz, del catálogo del ORT, se encuentra en la tesis de Oberoi [Oberoi, 2000]. Estos trabajos son de utilidad como referencia para aproximar el ancho de las mismas fuentes a 140 MHz.

En principio, asumiremos que los anchos angulares tienen una simetría a potencia media gaussiana, con el fin de utilizar el modelo de velocidades que describimos en la siguiente sección.

### B.3. Modelo de Centelleo Interplanetario

El modelo usado para calcular velocidades del viento solar usando una sola estación de observación, consiste en un ajuste al espectro teórico de potencias de las irregularidades en el viento solar en la región de dispersión débil (para consultar la versión más actual del modelo puede verse Manoharan [2010]). A su vez este espectro se puede expresar en términos de las fluctuaciones de la intensidad mediante la ecuación B.2. El espectro teórico es el resultado de la integración de los efectos del viento solar en una serie de planos  $(xy)$  perpendiculares a la línea de visión (eje  $z$ ). Tomando como referencia la Figura B.1 con el plano  $z = 0$  ubicado en la zona de mayor dispersión y el eje positivo de  $z$  en dirección a la fuente, podemos representar el espectro como

$$P(f) = (2\pi r_e \lambda)^2 \int_{-T}^{\infty} \frac{dz}{V_x(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dq_y F_d F_f \Phi_{N_e} \quad (\text{B.7})$$

donde  $F_d$ ,  $F_f$  y  $\Phi_{N_e}$  son funciones que dependen de  $q_x$ ,  $q_y$  y  $z$ .  $T = UA \cos \epsilon$  es la distancia de la Tierra a la zona de mayor dispersión. La velocidad del viento solar se supone radial hacia el exterior del Sol siendo  $V_x(z)$  la proyección de la velocidad que capta el observador. A continuación se describen las funciones dentro de la segunda integral. Definimos  $z_0(z) = z + UA \cos \epsilon$ .

#### B.3.1. La función de Fresnel

La función  $F_d$  de la expresión B.7 es la contribución difractiva de la señal dada por

$$F_d = 4 \text{sen}^2 \left( \frac{q^2 z_0 \lambda}{4\pi} \right) \quad (\text{B.8})$$

y es conocida como la función de Fresnel, a su vez  $q_f = \left( \frac{4\pi}{\lambda z_0} \right)^{\frac{1}{2}}$  es definida como la frecuencia de Fresnel y  $r_f = (\lambda z_0)^{\frac{1}{2}}$  es el radio de Fresnel. Cuando  $q \ll q_f$  no se tiene interferencia

y se puede mostrar que no hay fluctuaciones de intensidad que provengan de estructuras mucho más grandes al radio de Fresnel. En la región de mayor dispersión para  $0 < \epsilon < 90^\circ$  y  $\lambda = 2.14$  m (longitud de onda del MEXART),  $r_f \approx 570\sqrt{\cos \epsilon}$  km. La función de Fresnel tiene su primer máximo en  $q_{max0} = \frac{\sqrt{2}\pi}{r_f} \approx 1.25q_f$  tal que para  $q \gg q_f$ ,  $F_d$  tiende a una constante, es decir, las oscilaciones convergen, esto implica que estructuras mucho menores al radio de Fresnel tampoco aportan interferencia, de modo que la integral sobre  $q_y$  puede ser acotada. La contribución principal del espectro es conocida como la *rodilla de Fresnel* y está definida [Manoharan, 1991] como la región entre  $q_{max0}$  y el segundo mínimo de la función que corresponde a  $q_{min2} = \frac{2\pi}{r_f}$ , es decir, la rodilla está en el intervalo  $[\frac{\sqrt{2}\pi}{r_f}, \frac{2\pi}{r_f}]$ , la identificación de esta región en el espectro es usada para la medición de la velocidad del viento solar (véase por ejemplo Manoharan y Ananthakrishnan [1990]; Wu *et al.* [2001]). Ordenando estos parámetros se puede ver que  $q_f < q_{max0} < q_{min2}$ . De esta manera, la función de Fresnel actúa como filtro pasa bandas del número de onda que se refleja en la frecuencias de las fluctuaciones temporales de la intensidad mediante la relación B.2. Las gráficas de las Figuras B.3, B.4, B.5 y B.6 muestran espectros bajo distintas condiciones, los espectros han sido normalizados tal que su potencia a 0.1 Hz es de 1 dB y la frecuencia de observación asociada es de 140 MHz. Para ubicar la rodilla de Fresnel en ellos, el primer mínimo local de estos espectros corresponde a  $q_{min2}$  y usando la relación B.2, el primer mínimo ocurre a la frecuencia  $f_{min1} = V_x(z=0)q_{min2}/2\pi$ , en unidades de Hz, donde  $V_x(z=0)$  es la velocidad seleccionada para cada espectro. De modo que se puede mostrar que la rodilla de Fresnel en el los espectros de frecuencias (en Hz) está en el intervalo de frecuencias  $[\frac{\sqrt{2}}{2}f_{min1}, f_{min1}]$ . Los mínimos locales subsecuentes de los espectros son consecuencia de la función de Fresnel, se puede ver en estas mismas gráficas que los siguientes mínimos se atenúan a frecuencias más altas, es decir, las fluctuaciones más importantes tienen una frecuencia en la vecindad de  $f_{min1}$  o bien en el intervalo de frecuencias de la rodilla de Fresnel. Por ejemplo, en la Figura B.3, para el espectro con velocidad de viento solar de 300 km/s  $f_{min1} \approx 0.5$  Hz y para el de 500 km/s se tiene  $f_{min1} \approx 0.85$  Hz. De los 3 espectros graficados en la Figura B.3 podemos ver que la frecuencia de fluctuaciones aumenta con el incremento de velocidad como naturalmente se espera. En la Figura B.4 se grafican espectros bajo las mismas condiciones que en la Figura B.3 pero aumentando a  $10^\circ$  la elongación de la fuente a observar, como se puede advertir, al aumentar la elongación se tiene un corrimiento de los espectros hacia frecuencias más altas.

### B.3.2. Efecto del ancho de la fuente

El ancho angular la fuente observada tiene un efecto de atenuación en el centelleo a medida que la fuente es más grande. El término  $F_f$  es el módulo cuadrado de la función de visibilidad de la fuente (ver Sección 2.4.5) dado por

$$F_f = \exp[-(qz_0\Theta_s/2.35)^2]; \quad (\text{B.9})$$

para un ancho angular gaussiano,  $\Theta_s$ , de la fuente a potencia media en radianes. La función  $F_f$  es un filtro pasa bajas tanto del número de onda como de la frecuencia y a su vez, es un

filtro pasa altas de las escalas de las irregularidades que producen centelleo. El espectro se comienza a atenuar a números de onda mayores a  $2.35/z_0\Theta_s$  como lo podemos ver al sustituir este valor en  $F_f$ , entonces definimos como *frecuencia de corte asociada al tamaño de la fuente* a:

$$q_c = \frac{2.35}{z_0 \Theta_s}. \quad (\text{B.10})$$

Para que la frecuencia de corte o el tamaño de la fuente no afecte la rodilla de Fresnel, se debe cumplir que el segundo mínimo de la función de Fresnel sea menor a la frecuencia de corte ( $q_{min2} < q_c$ ), de lo cual, resulta la siguiente restricción al tamaño de la fuente para que esto no ocurra

$$\Theta_s < 0.374 \sqrt{\frac{\lambda}{z_0}}. \quad (\text{B.11})$$

Para estimar el ancho máximo que la fuente debe tener para poder utilizar el modelo de velocidades con observaciones a 140 MHz, tomamos la aportación del plano ubicado en la región de máxima dispersión, a esta altura la capa se encuentra a una distancia  $U \text{Acos } \epsilon$ , resultando la Tabla B.1 para distintos ángulos de elongación, la segunda columna es el ancho angular de la fuente en segundos de arco, la tercer columna es la frecuencia de corte que en este caso es igual al segundo mínimo de la función de Fresnel y la última columna corresponde a la escala de corte  $l_c = 2\pi/q_c$  de las irregularidades, escalas de las irregularidades menores a estas aportan menos al espectro de potencias.

$\epsilon$ (grados)	$\Theta_s$ (arcseg)	$q_{min2} = q_c$ ( $\text{km}^{-1}$ )	$l_c$ (km)
20	0.3	$1.15 \times 10^{-2}$	584
30	0.31	$1.19 \times 10^{-2}$	526
45	0.34	$1.32 \times 10^{-2}$	475
60	0.41	$1.57 \times 10^{-2}$	400
75	0.57	$2.18 \times 10^{-2}$	287

**Tabla B.1:** Estimación del ancho máximo que debe tener una fuente para que no interfiera con la rodilla de Fresnel. El ancho depende de la posición de la fuente y determina un filtro pasabajos en el número de onda a la frecuencia  $q_c$ , así como, un pasa altas en la escala de irregularidades ( $l_c$ ).

En la Figura B.5 se observa como la rodilla de Fresnel, para 3 espectros con parámetros iguales pero variando el ancho de la fuente para cada uno, es atenuada al ir incrementando el ancho angular de la fuente, desde 0 segundos de arco (espectro de mayor potencia), seguida por un espectro para una fuente de 0.15 arcseg y finalmente un espectro más atenuado considerando una fuente de 0.3 arcseg. Dicho de otra manera, al aumentar el ancho de las fuentes las fluctuaciones de centelleo se atenúan. Por ejemplo, el ancho máximo de una fuente a  $30^\circ$  de elongación (como se muestra en la Tabla B.1) debe ser de 0.31 arcseg, por lo cual, la rodilla no es afectada en los espectros de la Figura B.5.

### B.3.3. Espectro de turbulencia

El término que determina el nivel de turbulencia de las irregularidades está denotado por  $\Phi_{N_e}$  en la ecuación B.7, aquí se involucran dos propiedades del espectro que ya se han mencionado: el espectro de turbulencia decae aproximadamente como  $R^{-4}$  (se tiene evidencia que es  $R^{-4\pm 0.1}$  en Coles y Kaufman [1978]; Woo y Armstrong [1979]) y sigue una ley de potencias  $q^{-\alpha}$ . En el caso de considerar un medio no isotrópico,  $q \rightarrow \tilde{q} = (q_x^2 + \frac{q_y^2}{RA^2})^{1/2}$ , el factor  $RA$  es llamado *razón axial* y aparece debido a que las irregularidades que dan lugar al CIP parecen estar elongadas a lo largo del campo magnético interplanetario y/o de la velocidad del viento solar. Esto hace que la estructura espacial del patrón de intensidad pueda ser aproximado por una elipse característica, con el patrón alineado en dirección radial al Sol [Manoharan, 1991], el cociente del eje mayor entre el menor es  $RA$ . Si  $RA = 1$  el medio es isotrópico. Para  $R > 40R_\odot$  el medio es isotrópico según Coles y Kaufman [1978] y, particularmente, para la región de dispersión débil a 140 MHz.

En cuanto a la ley de potencias  $q^{-\alpha}$ , no hay un acuerdo suficiente para determinar el valor de  $\alpha$  y diferentes datos y técnicas han dado diferentes resultados [Oberoi, 2000], sin embargo, se utiliza comunmente el valor de  $\alpha \sim 3.0 \pm 0.5$ . Por ejemplo, en Manoharan *et al.* [1994], para mediciones cerca del mínimo solar  $\alpha$  va de 2.7 a 3.8 con el aumento de la velocidad de 250 a 550 km/s, mas allá  $\alpha$  permanece constante. También [Manoharan *et al.*, 1994] encontró que  $\alpha \sim 3.0$  para latitudes  $\gamma = \pm 20$  y se incrementan hasta 4 para latitudes mayores. En Yamauchi *et al.* [1999] se reporta que  $\alpha \approx 3.0$  en el ecuador para el rango de 40 a 80  $R_\odot$ .

Otro parámetro que puede ser considerado es la *escala interna* ( $S_i$ ) de las irregularidades. Esta representa una escala disipativa de las irregularidades debajo de la cual ya no hay aportación al centelleo.  $S_i$  atenúa el espectro de potencias a altas frecuencias temporales en forma similar a la frecuencia de corte  $q_c$ . Para estimar el tamaño de la escala interna se necesitan espectros que se extiendan a altas frecuencias temporales con una buena relación señal a ruido ( $\sim 25$  dB) y asociados a observaciones de fuentes de ancho angular muy pequeño ( $< 0.02$  arcseg) [Manoharan, 1991]. La escala interna se define como  $S_i = 3/q_i$ , donde  $q_i$  es el número de onda espacial en que ocurre el corte. Sin embargo, todas las fuentes que actualmente observamos con el MEXART tienen tamaños angulares mayores a la escala interna, bajo estas condiciones la contribución de un término que involucre la escala interna en el espectro es insignificante [Manoharan, 2010]. Esto también se puede ver desde el punto de vista de que  $F_s$  es un filtro pasa altas de las escalas de las irregularidades con corte en  $l_c$  (véase Tabla B.1) y para las fuentes aquí estudiadas  $S_i < l_c$ .

En su forma general, el espectro de turbulencia se puede expresar como

$$\Phi_{N_e} = \tilde{q}^{-\alpha} \exp(-q^2/q_i^2) R^{-4\pm 0.1}, \quad (\text{B.12})$$

pero con los argumentos considerados en esta subsección, en el régimen de dispersión débil con las observaciones actuales del MEXART se simplifica a

$$\Phi_{N_e} = q^{-\alpha} R^{-4}. \quad (\text{B.13})$$

Por ahora podremos usar valores de  $\alpha \sim 3.0$ , y su valor exacto dependerá de el mejor ajuste del espectro teórico a los espectros observados. Una muestra del análisis de espectros observados por el MEXART se puede ver en Gonzalez-Esparza [2011].

Usando la relación B.13 se grafican 3 espectros en la Figura B.6, mostrando que al incrementar el valor de  $\alpha$  el espectro se atenúa en forma similar al aumentar el ancho de la fuente donde también se conserva la ubicación de la rodilla en el intervalo de frecuencias al variar  $\alpha$ .

### B.3.4. Expresión explícita y metodología de cómputo

De lo anterior, el modelo de velocidades se puede expresar como

$$P(f) = c \int_{-T}^{\infty} \frac{dz}{V_x(z)} \int_{-\infty}^{\infty} dq_y \text{sen}^2 \left( \frac{q^2 z_0 \lambda}{4\pi} \right) e^{-(\frac{q z_0 \Theta}{2.35})^2} R^{-4} q^{-\alpha} \quad (\text{B.14})$$

donde  $c$  es una constante dada por

$$c = (4\pi r_e \lambda)^2. \quad (\text{B.15})$$

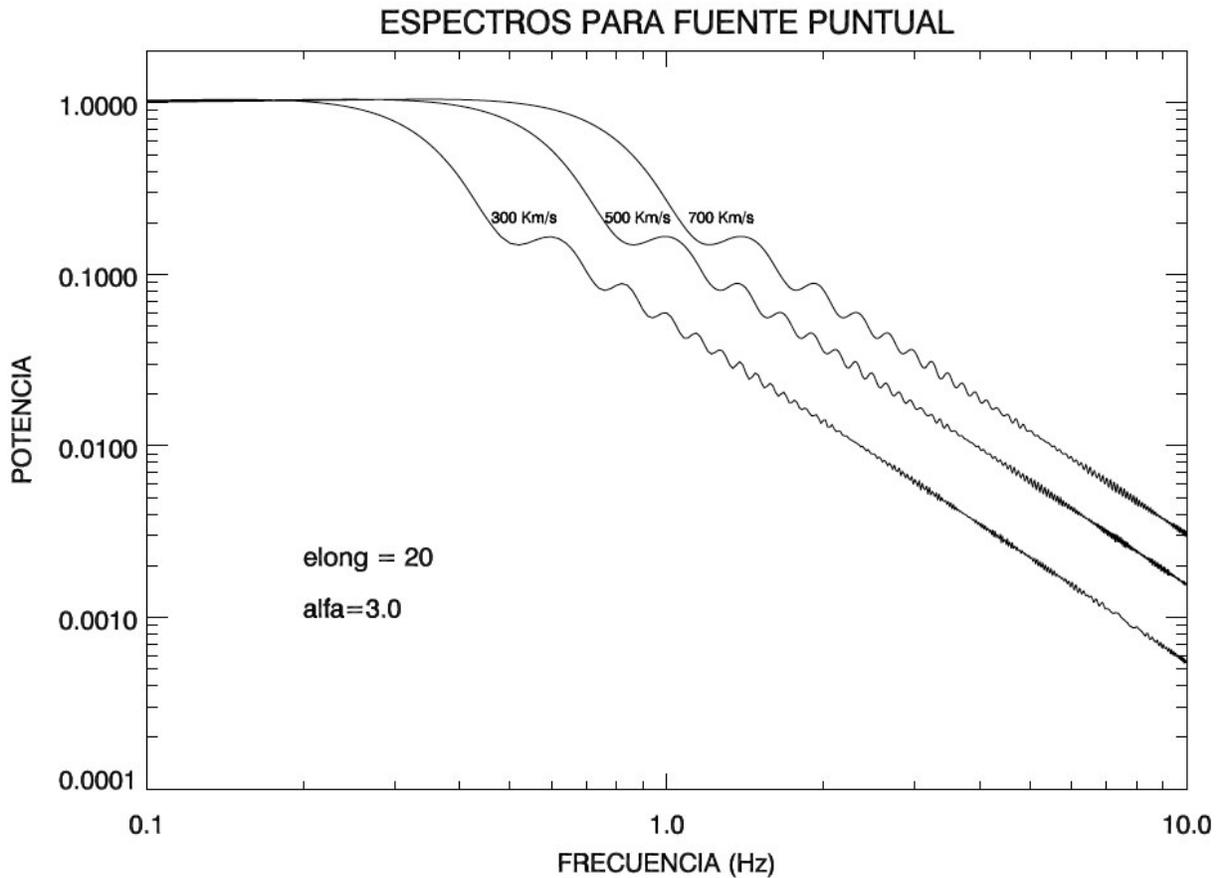
Para mostrar el espectro en forma explícita en términos de la frecuencia  $f$  y con la finalidad de calcularse en forma numérica, tomamos  $q = (q_x^2 + q_y^2)^{1/2}$  (asumiendo  $q_z = 0$ ) y sustituimos las ecuaciones B.2, B.3 y B.4 en la expresión B.14, de este modo tenemos

$$\begin{aligned} P(f) = C_0 \int_{z=0}^{2UA} dz \int_{q_y=0}^{1\text{km}^{-1}} dq_y (z^2 + p^2)^{-\frac{3}{2}} \times \\ \text{sen}^2 \left( \left[ \frac{4\pi^2 f^2 (z^2 + p^2)}{(vp)^2} + q_y^2 \right] \frac{z_0 \lambda}{4\pi} \right) \times \\ \exp \left( - \left[ \frac{4\pi^2 f^2 (z^2 + p^2)}{(vp)^2} + q_y^2 \right] \left( \frac{z_0 \Theta}{2.35} \right)^2 \right) \times \\ \left[ \frac{4\pi^2 f^2 (z^2 + p^2)}{(vp)^2} + q_y^2 \right]^{-\frac{\alpha}{2}} \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

donde  $C_0 = \frac{(8\pi r_e \lambda)^2}{vp}$  es una constante. La integración numérica a lo largo de  $z$  se hizo en intervalos de  $\Delta z = 0.05$  UA (espesor de las capas) partiendo de la posición del observador a  $2UA$ , el hecho de que el integrando sea par tanto en  $z$  como en  $q_y$  nos permite tomar en cuenta sólo valores absolutos de estas dos variables en los límites de integración al multiplicar cada integral por 2. La integral respecto de  $q_y$  se hizo de  $q_y = 1 \times 10^{-3} \text{km}^{-1}$  a  $1 \text{km}^{-1}$  en intervalos de  $\Delta q_y = 1 \times 10^{-3} \text{km}^{-1}$ . La resolución final del espectro en frecuencia es de  $0.02 \text{Hz}$ .

Los espectros de las Figuras B.3 a B.6 han sido graficados, usando esta metodología, en forma logarítmica y con el fin de compararlos entre sí están normalizados tal que a la

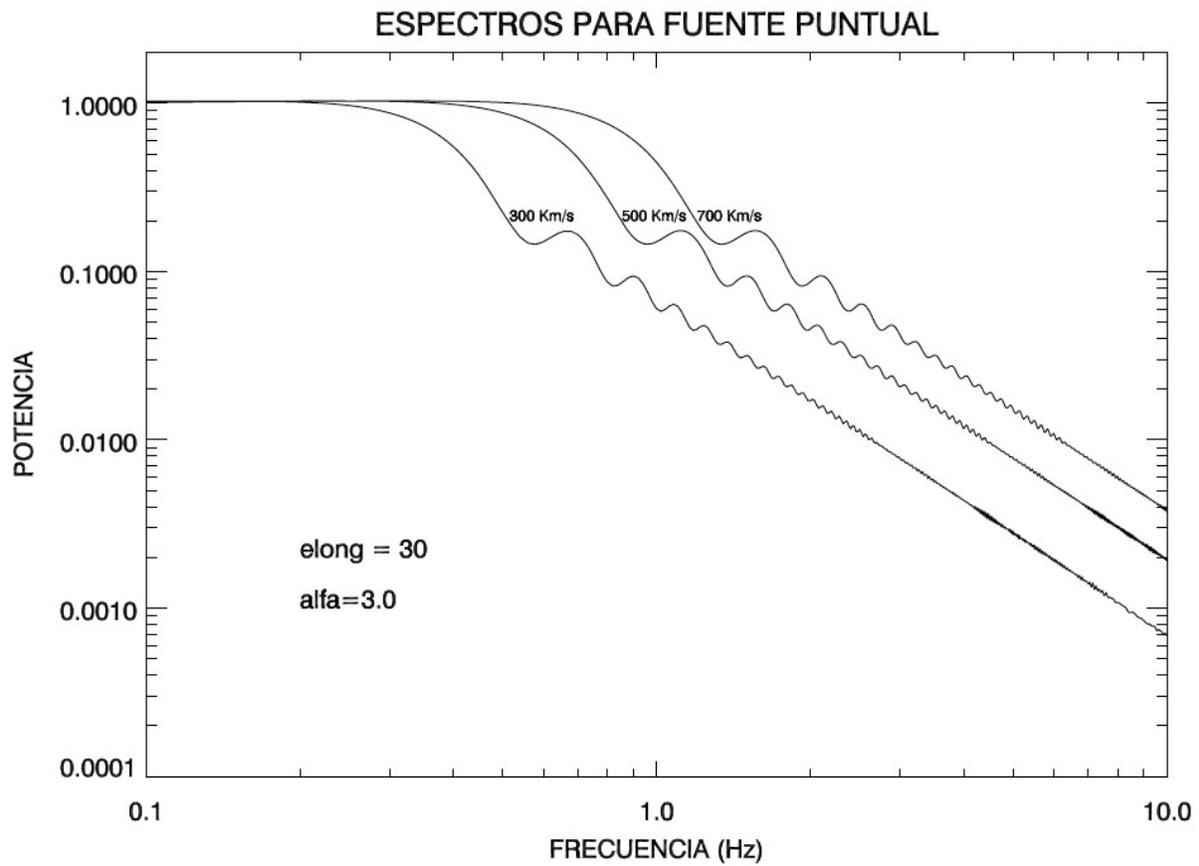
frecuencia de 0.1 Hz convergen en la potencia de 1 dB. El primer mínimo local de cada espectro,  $f_{min1}$ , corresponde al segundo mínimo del filtro de Fresnel ( $q_{min2}$ ). De la definición de rodilla de Fresnel en la sección B.3.1 podemos ubicar esta región para cada espectro en el intervalo de frecuencias  $[\frac{\sqrt{2}}{2} f_{min1}, f_{min1}]$ .



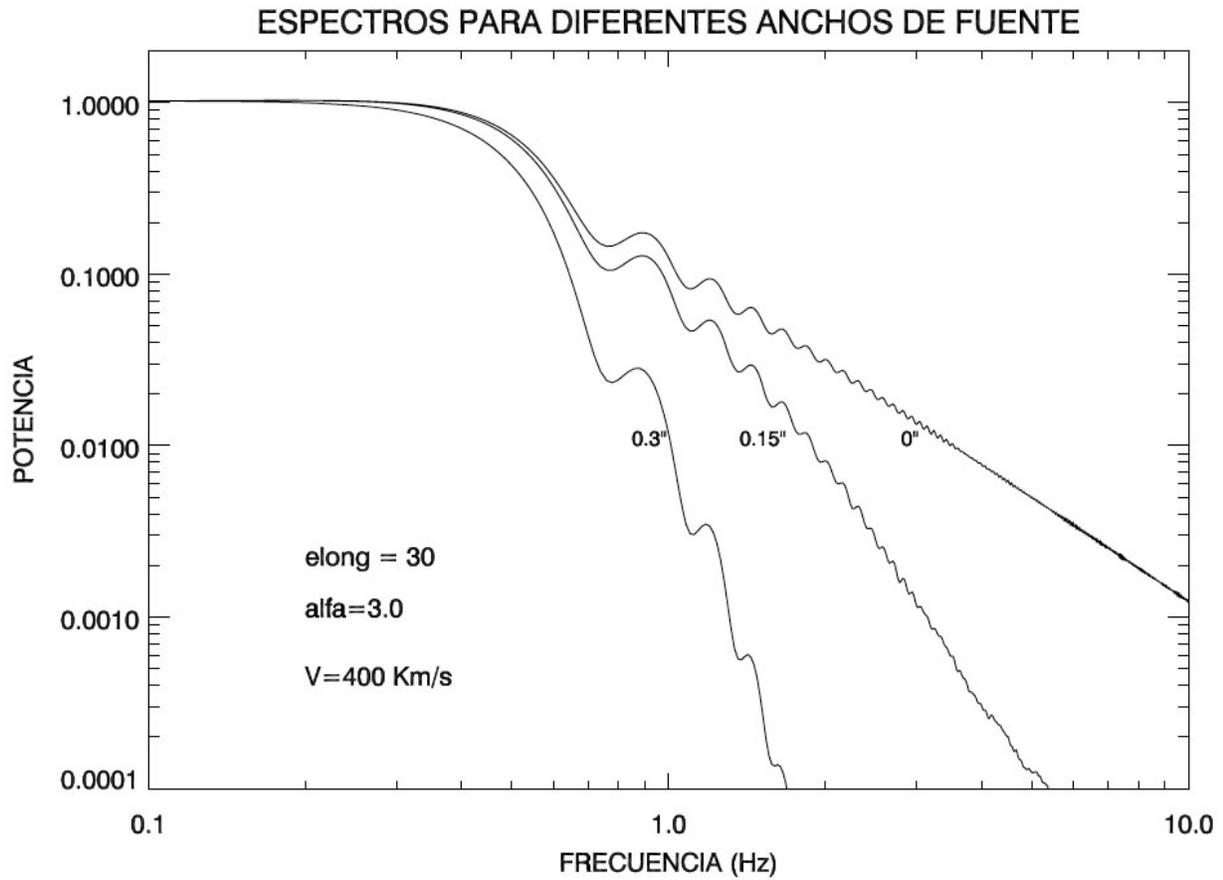
**Figura B.3:** Tres espectros producidos por el modelo de velocidades a 140 MHz para fuentes adimensionales (de 0.0 arcseg). Lo que distingue a cada espectro es la velocidad con que se calcularon, mientras que la elongación ( $\epsilon = 20^\circ$ , ancho angular de la fuente y el parámetro  $\alpha$  son el mismo para los tres). La figura muestra un corrimiento en frecuencia de la rodilla de Fresnel al aumentar la velocidad en el modelo.

## B.4. Fuentes de radio compactas a 140 MHz

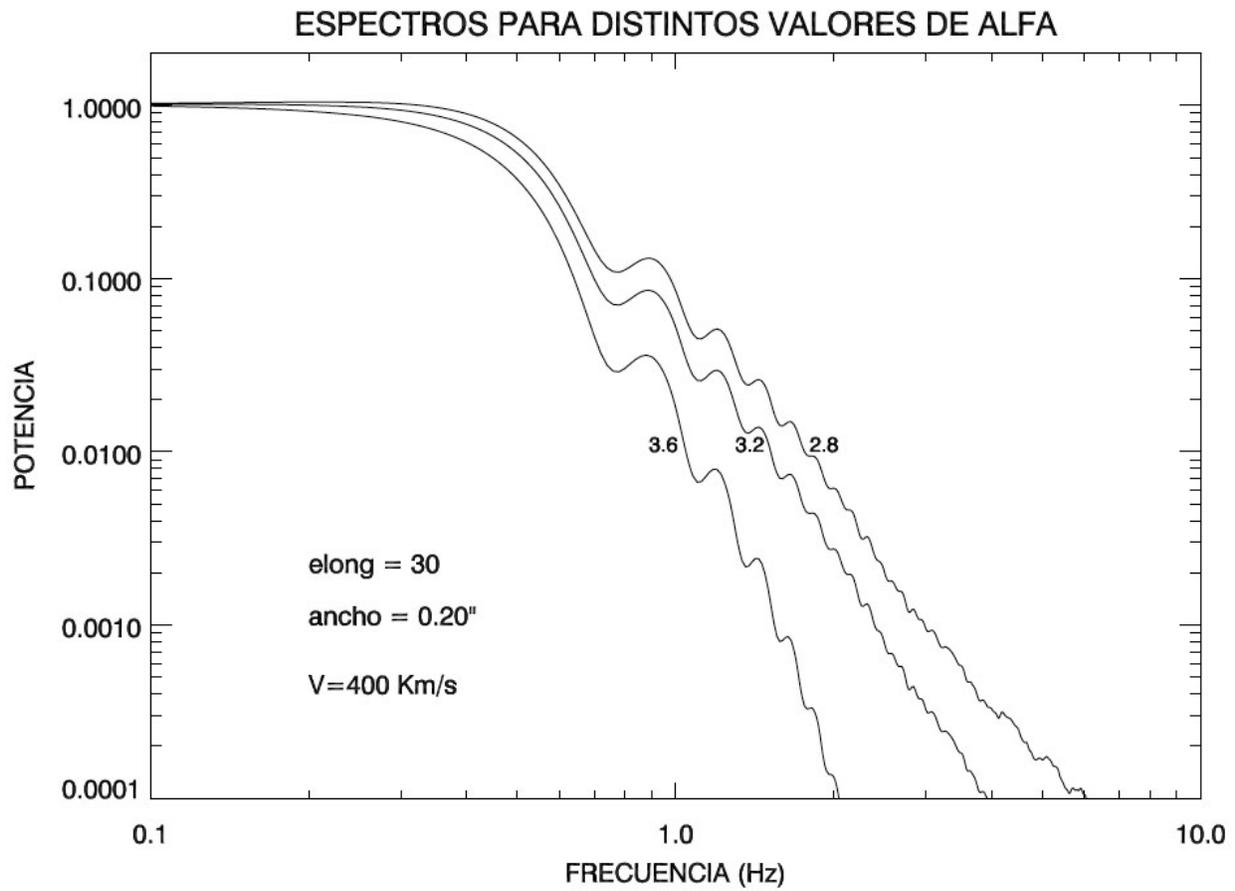
A lo largo de distintas configuraciones del patrón de radiación que despliega el MEXART (2007 a 2011), se han identificado del orden de 20 radiofuentes candidatas a ser monitoreadas dado que estas fuentes presentan CIP a frecuencias cercanas a la nuestra (generalmente desde 70 MHz, pasando por 80, 100, 110, 178 hasta 327 MHz). Sin embargo, dada nuestra baja relación señal a ruido (flujo mínimo detectable  $\sim 10$  Jy [Mejía-Ambriz *et al.*, 2009]) hemos



**Figura B.4:** Mismos espectros que en la Figura B.3 pero con  $\epsilon = 30$ . Se puede ver de esta y la Figura B.3 que al alejarse la línea de visión del Sol la rodilla de Fresnel aumenta en frecuencia en forma semejante al aumentar la velocidad.



**Figura B.5:** Espectros asociados a diferentes anchos angulares de las fuentes observadas, los demás parámetros son iguales. El efecto de aumentar el ancho de la fuente es atenuar la potencia del espectro pero conservando la región de ubicación de la rodilla en el intervalo de Hz.



**Figura B.6:** Tres espectros con diferentes valores del parámetro  $\alpha$ . El aumento de  $\alpha$  atenúa la rodilla de Fresnel en forma similar al aumentar el ancho de la fuente

optado por seleccionar aquellas que consideramos mejores candidatas para estudios de CIP con la configuración a inicios del año 2011 (32 líneas de 64 dipolos conectadas a la matriz de Butler).

El criterio general para esta selección es: (1) son fuentes observadas con relación señal a ruido  $\geq 3$ , (2) han sido estudiadas a frecuencias cercanas a la nuestra en el ámbito de CIP, (3) son ampliamente conocidas por la comunidad de CIP y (4) a frecuencias muy cercanas a la nuestra son reportadas con un ancho angular  $< 1$  arcseg. Hemos seleccionado una fuente (3C147) que no cumple con el requisito (1) dado que tiene una relación señal a ruido  $\sim 2.5$  pero ya que si cumple con los demás se espera que el centelleo de esta fuente pueda ser observado y analizado.

A continuación se hace un listado de 10 fuentes seleccionadas con características generales. En la parte de mejor periodo de observación se refiere a cuando el ángulo de elongación es menor a 90 grados, región en la que se espera hacer mediciones de índices de centelleo y eventualmente tener mayor probabilidad de captar un evento solar transitorio. El primer nombre de la fuente corresponde al formato actual (J2000) y que recientemente se aceptó por la comunidad de CIP para etiquetar las fuentes ya que lleva implícita información de la posición actualizada de la fuente (ascensión recta + declinación). Entre paréntesis se indica el nombre de la fuente según el 3er catálogo de Cambridge. Se agregan referencias donde hay estudios de la fuente referentes a CIP y del tamaño de la fuente. En algunos casos se reporta el porcentaje del flujo total que proviene de CIP según Hewish *et al.* [1964], esto es sólo una referencia que no se tiene que tomar como un resultado absoluto.

En la Tabla B.2 se resumen las características importantes de las fuentes: Nombre (J2000), ancho angular a una frecuencia cercana a 140 MHz, flujo estimado a 140 MHz, mejor periodo de observación y la relación señal a ruido promedio (número de sigmas) con que se observa usando la configuración de la mitad del arreglo a inicios del 2011 (32 líneas conectadas a la matriz de Butler).

En las gráficas de la Figura B.7 se ilustra la trayectoria del ángulo de elongación a lo largo del año con la curva gruesa para cada una de las fuentes, partiendo del primero de enero (día 1) al día 365 del año, la curva delgada es la latitud heliocéntrica y la línea punteada indica la proyección de la eclíptica. Como anteriormente se había mencionado, la latitud heliocéntrica sólo tiene sentido durante el mejor periodo de observación, por ello se grafica para la mitad del año correspondiente a este periodo.

Fuente: J0137+3309 (3C48). Ancho más cercano: 0.25 arcseg a 151 MHz [Duffett-Smith y Readhead, 1976]. Mejor periodo de observación: 27 de enero a 28 de julio. Algunas referencias: Hewish *et al.* [1964]; Coles y Harmon [1978]; Hewish y Symonds [1969]; Janardhan y Alurkar [1993]; Shishov *et al.* [2005]; Wu *et al.* [2001]; Rickett [1975]; Rees y Duffett-Smith [1985]. Comentarios: Es una fuente tipo cuásar. Su ángulo mínimo de elongación es de 22 grados por lo que llega justo al límite de la región de dispersión fuerte a 140 MHz, la cual, en teoría está dentro de un ángulo de elongación de justamente 21 grados. Interpolando a 140 MHz tiene un flujo de 68 MHz. En este mismo periodo de observación la región más cercana a la línea de visión se ubica a latitudes heliocéntricas de 0 a poco más de 60 grados. En sus

fuelle	$\Theta_s$ ancho(arcseg)-frecuencia	flujo 140 MHz (Jy)	mejor periodo	$j\sigma_i$
J0137+3309	0.25 - 151MHz	68	27 ene - 28 jul	5.2
J0319+4130	0.3 - 327 MHz	66	20 feb - 21 ago	4.8
J0534+2200	0.34 - 103 MHz	1400	16 mar - 14 sep	98.1
J0542+4951	0.3 - 151 MHz	60	19 mar - 17 sep	2.5
J0627-0553	0.5 -151 MHz	70	29 mar - 26 sep	5.1
J0813+4813	0.5-111 MHz, 1-151 MHz	77	14 abr - 14 oct	8.0
J1008+0730	0.4 - 151 MHz, < 0.2 - 178 MHz	30	21 may - 18 nov	4.2
J1229+0203	0.5 - 151 MHz	104	27 jun - 26 dic	10.3
J1311-2216	$j?$	46	18 jul - 16 ene	5.3
J1419+0628	0.4 -151 MHz	71	24 jul - 21 ene	7.4

**Tabla B.2:** Características de 10 fuentes de CIP. Primer columna: Nombre (J200), segunda columna: ancho angular en segundos de arco a una frecuencia cercana a 140 MHz, tercer columna: flujo estimado a 140 MHz, cuarta columna: mejor periodo para observar eventos solares transitorios, última columna: número de sigmas (relación señal a ruido) promedio con que se observa la fuente.

primeras observaciones a 178 MHz se encontraron fluctuaciones de centelleo del 50 % respecto de su flujo. Esta fuente exhibió centelleo aportando el primer resultado de CIP publicado con observaciones del MEXART [Mejía-Ambriz *et al.*, 2010].

Fuente: J0319+4130 (3C84). Ancho más cercano:  $\sim 0.03$  arcseg a 327 MHz [Oberoi, 2000; Ananthakrishnan *et al.*, 1989]. Mejor periodo de observación: del 20 de febrero al 21 de agosto, llegando al mínimo de elongación ( $\epsilon = 23^\circ$ ) cerca del 18 de mayo, con un comportamiento similar a 3c48 en latitud heliocéntrica para el periodo de mejor observación (veanse las dos primeras gráficas de la Figura B.7). Comentarios: Es una fuente tipo radio galaxia mejor conocida como Perseo A con un flujo de 66 Jy a 140 MHz, aunque originalmente no fue ubicada como fuente de centelleo en los catálogos de Cambridge (por ejemplo un estudio extenso de fuentes de CIP en Purvis *et al.* [1987]), actualmente es considerada en los catálogos de centelleo de los observatorios STELab y ORT, también ha sido de utilidad para mediciones de viento solar con observatorios en el Norte de Europa como MERLIN y EISCAT [Breen *et al.*, 2000]. Se debe tener cuidado de no confundir esta fuente con Fornax A que transita 3 minutos después de Perseo A y es muy intensa (flujo de Fornax A  $\sim 400$  Jy a 140 MHz). Es una fuente extendida y la componente compacta de ( $\sim 0.03''$ ) es la que aporta el CIP.

Fuente: J0534+22 (3C144 o Nebulosa de Cangrejo). ancho más cercano: 0.34 arcseg a 103 MHz [Janardhan y Alurkar, 1993]. Mejor periodo de observación: 16 de marzo al 14 de septiembre, alrededor del 15 de junio llega a una elongación mínima de  $1^\circ$ . Algunas referencias adicionales: Rickett [1975]; Readhead *et al.* [1978]; Armstrong y Coles [1978]; Coles y Harmon [1978]; Chashei *et al.* [2010]. Comentarios: el remanente de supernova 3C144 tiene una componente compacta correspondiente a un pulsar [Kalinichenko, 2009] que observado a 25 MHz irradia el 30 % del flujo de toda la radiofuente. Su flujo a 140 MHz es aproximadamente 1400 Jy . A mediados de junio la fuente casi se alinea con el Sol. Esta fuente no fue reportada en

el artículo de las primeras fuentes de CIP reportadas por el MEXART. Es una buena fuente para conocer el comportamiento del centelleo en la región de dispersión fuerte. Aunque en elongaciones pequeñas la latitud heliocéntrica decrece rápidamente a latitudes negativas, es una fuente en una posición prácticamente sobre la eclíptica en el régimen de dispersión débil por lo que es adecuada para comparar con mediciones in situ.

Fuente: J0542+4951 (3C147). Ancho más cercano: 0.3 arcseg a 151 MHz [Duffett-Smith y Readhead, 1976]. Mejor periodo de observación: 19 de marzo al 17 de septiembre, llega a su mínimo de elongación ( $26^\circ$ ) alrededor el 17 de junio. Algunas referencias adicionales: Rees y Duffett-Smith [1985]; Janardhan y Alurkar [1993]; Rickett [1975]; Kakinuma y Watanabe [1976]; Tyulbashev y Chernikov [2001]; Wei y Dryer [1991]; Wu *et al.* [2001]. Comentarios: Es una fuente tipo cuásar. Todas las observaciones de la fuente están en la región de dispersión débil a 140 MHz. Su fluctuación de CIP puede ser del 15 % de su flujo [Hewish *et al.*, 1964] que se estima de 60 Jy a 140 MHz. Esta fuente no fue reportada en el artículo de observaciones del MEXART. De esta selección de fuentes es la que se ubica más al Norte.

Fuente: J0627-0553 (3C161). Ancho más cercano: 0.5 arcseg a 151 MHz [Duffett-Smith y Readhead, 1976]. Mejor periodo de observación: 29 de marzo al 26 de septiembre y llega a un mínimo de 29 grados alrededor del 30 de junio. Algunas referencias adicionales: Readhead y Hewish [1974]; Rickett [1975]; Duffett-Smith y Readhead [1976]; Kakinuma y Watanabe [1976]; Wei y Dryer [1991]. Comentarios: fuente tipo RadioS con un flujo de 70 Jy a 140 MHz. Su fluctuación de CIP puede ser del 5 % de su flujo [Hewish *et al.*, 1964]. Esta fuente no fue reportada en el artículo que reportamos recientemente [Mejía-Ambriz *et al.*, 2010]. Su comportamiento heliocéntrico es integramente hacia el lado Sur como se puede ver en la gráfica correspondiente de la Figura B.7, por lo que es una referencia para rastrear eventos transitorios a bajas latitudes.

Fuente: J0813+4813 (3C196). ancho más cercano: 2 componentes con anchos de 0.5 arcseg cada una a 111 MHz [Tyul'bashev, 2009] y 1 arcseg a 151 MHz [Duffett-Smith y Readhead, 1976]. Mejor periodo de observación: 14 de abril al 14 de octubre, tiene su mínimo de elongación alrededor del 17 de julio con  $27^\circ$  latitudes heliocéntricas de 0 a  $61^\circ$  para este periodo. Algunas referencias adicionales: Little y Hewish [1968]; Purvis *et al.* [1987]; Wu *et al.* [2001]; Readhead y Hewish [1974]; Janardhan y Alurkar [1993]. Comentarios: fuente tipo cuásar. Su trayecto siempre se encuentra en la región de dispersión débil. El 5 % de su flujo son fluctuaciones de CIP [Hewish *et al.*, 1964]. Un flujo estimado de 77 Jy a 140 MHz.

Fuente: J1008+0730 (3C237). ancho más cercano: 0.4 arcseg a 151 MHz [Duffett-Smith y Readhead, 1976] y  $< 0.2$  arcseg a 178 MHz [Little y Hewish, 1968]. Mejor periodo de observación: 21 de mayo a 18 de noviembre, cerca del 24 de agosto su elongación llega al mínimo con  $4^\circ$ . Algunas referencias: Purvis *et al.* [1987]; Tyulbashev y Chernikov [2001]; Hewish y Burnell [1970]; Readhead *et al.* [1978]; Readhead y Hewish [1974]; Fallows *et al.* [2002]. Comentarios: fuente tipo radio galaxia (G). Flujo de 30 Jy a 140 MHz. Su fluctuación de CIP puede llegar al 40 % del flujo total. Es una buena fuente para investigar el comportamiento del centelleo en el régimen de dispersión fuerte a 140 MHz.

Fuente: J1229+0203 (3C273). ancho más cercano: 0.5 arcseg a 151 MHz [Duffett-Smith

y Readhead, 1976]. Mejor periodo de observación: 27 de junio a 26 de diciembre, llegando al mínimo de elongación cerca del 26 de septiembre con  $3^\circ$ . Algunas referencias adicionales: Manoharan y Ananthakrishnan [1990]; Janardhan y Alurkar [1993]; Rickett [1975]; Manoharan *et al.* [1994]; Scott *et al.* [1975]. Comentarios: Es una fuente tipo cuásar. A 140 MHz se estima un flujo de 104 Jy. 3C273 es el cuásar más intenso y junto con 3C48 fueron los primeros en descubrirse. Se observa con un grado de fluctuación del 5% [Hewish *et al.*, 1964]. Se debe tener cuidado en no confundir con Virgo A que transita 1 minuto y 43 segundos después de 3C273. De esta selección de fuentes, 3c273 junto con 3c144 y 3c237 son las que llegan a ángulos de elongación más pequeños tal que llegan a estar prácticamente alineadas con el Sol para algún día del año.

Fuente: J1311-2216 (3C283) ancho más cercano: por investigar. Mejor periodo de observación: 18 de julio al 16 de enero, el mínimo de elongación ocurre cerca del 14 de octubre a 15 grados. Algunas referencias: Kakinuma y Watanabe [1976]; Wei y Dryer [1991]; Xie *et al.* [2006]. Comentarios: fuente tipo G. Es la fuente de menor declinación de esta selección. No está en el listado inicial encontrado por Hewish Hewish *et al.* [1964] pero si en los catálogos de Ooty y STELab, tampoco se encuentra mucho en la literatura de CIP ya que es una fuente en una declinación muy baja y la mayoría de los observatorios están a latitudes por encima del hemisferio Norte. Sin embargo, en los artículos aquí reportados se usa para monitorear tránsitos que se propagan a bajas latitudes. Su flujo a 140 MHz se estima de 46 Jy. En el mínimo de elongación ocurre a una latitud heliocéntrica de  $\sim -66^\circ$ .

Fuente: J1419+0628 (3C298). ancho más cercano: 0.4 arcseg a 151 MHz [Duffett-Smith y Readhead, 1976]. Mejor periodo de observación: 24 de julio al 21 de enero, llegando al mínimo cerca del 19 de octubre con 17 grados de elongación. Algunas referencias: Little y Hewish [1968]; Readhead y Hewish [1974]; Janardhan y Alurkar [1993]; Rickett [1975]; Purvis *et al.* [1987]; Tyulbashev y Chernikov [2001]; Wei y Dryer [1991]; Kakinuma y Watanabe [1976]. Comentarios: fuente tipo cuásar. Se estima un flujo de 71 Jy a 140 MHz del cual un 5% puede ser de centelleo.

## B.5. Posiciones de las fuentes

Usando las ecuaciones B.5 y B.6 podemos calcular las elongaciones y latitud heliocéntrica asociada a cada una de las fuentes para cada día del año. En este caso tomamos el año 2010, sin embargo, no hay una variación significativa de estos parámetros en otros años ya que la diferencia entre años depende básicamente del día y hora en que tiene lugar el equinoccio vernal, en particular para el 2010 ocurrió el día 20 de marzo y lo tomamos como si ubiese sido a las 0:00 hrs, de modo si se usan estos listados para otros años el error será del orden de 1 grado por día de diferencia al 20 de marzo, así como en años bisiestos. Para calcular la latitud del Sol se usó el algoritmo de Spencer [1971].

En la Figura B.7 se ilustra con una gráfica para cada fuente la evolución del ángulo de elongación (curva gruesa) a lo largo del año partiendo del 1 de enero (día 1 en el eje horizontal)

hasta el día 365 o final del año, en el eje vertical el ángulo está en grados. Análogamente, en esta misma figura, se muestra la trayectoria de la latitud heliocéntrica (ángulo  $\gamma$  en la Figura B.2) con la curva delgada. La línea cortada es una referencia para ubicar la eclíptica respecto de la latitud heliocéntrica, es decir, para cuando la latitud heliocéntrica es positiva (sobre la eclíptica) o negativa (bajo la eclíptica). La latitud heliocéntrica puede ir de -90 a 90 grados y la elongación como mínimo 0 a y un máximo de 180 grados.

En la Tablas de B.3 y B.4 se muestran las elongaciones para las fuentes para cada día del año y las declinaciones respectivamente. La primer columna es la fecha, seguida por las columnas que corresponden a la elongación o latitud heliocéntrica en grados para las 10 fuentes. Las letras E y O indican si la fuente se ubica en la posición este u oeste del Sol para el día respectivo. En la Tabla B.4, para el periodo de observación de las fuentes en el lado noche, la latitud se identifica con ‘Nan’ para indicar que no se puede asociar una latitud heliocéntrica a estas observaciones.

## B.6. Conclusiones de Apéndice B

El modelo del espectro de fluctuaciones de CIP requiere cuatro parámetros:  $\Theta_s$ ,  $\epsilon$ ,  $\lambda$  y  $V$ . Adicionalmente se debe determinar la ley de potencia (parámetro  $\alpha$ ) a la que obedece el espectro de turbulencia para diferentes condiciones. La aplicación más importante es el ajuste a un espectro de potencias de las fluctuaciones de intensidad de una fuente CIP para encontrar la velocidad de viento solar que se aproxima mejor. La velocidad que mejor se ajusta corresponde a la proyección de distintas componentes de velocidad a lo largo de la línea de visión y se estima que la mayor aportación se encuentra en la región más cercana al Sol. La precisión para medir la velocidad en la región de mayor dispersión depende de condiciones de viento solar isotrópicas respecto del Sol o bien viento solar homogéneo. Para mediciones de velocidad eventos transitorios de gran escala, la velocidad del viento solar medida no necesariamente está asociada a una distancia  $p$  del Sol, para medir de forma remota la distribución de velocidad de estas estructuras se requieren diferentes fuentes para tener una resolución adecuada de la dinámica en la heliosfera interna. En esta modelación preliminar se ha asumido que el viento solar es isotrópico ( $RA = 1$ ) y que la escala interna de las irregularidades ( $S_i$ ) no contribuye al centelleo debido al tamaño de las fuentes que actualmente observa el MEXART.

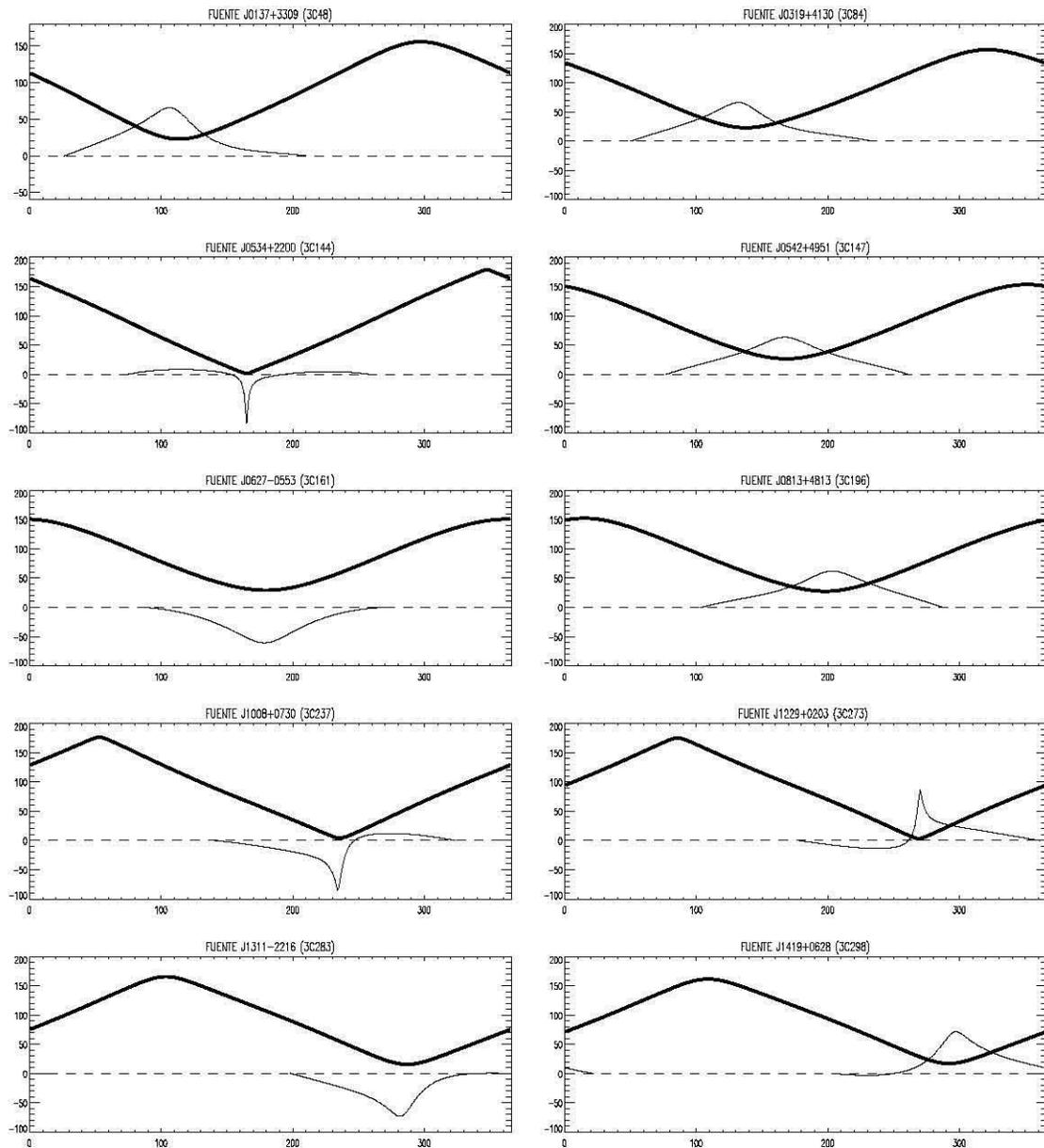
El espectro de potencias tiene una combinación de filtraje del número de onda de las irregularidades que resulta en frecuencias de intensidad del orden de 1 Hz, que son típicas del CIP. Esto se puede ver al considerar alguna velocidad del viento solar (400 km/s a 600 km/s) y tomar los valores de  $q$  de la Tabla 1 y sustituirlos en la ecuación B.2 para obtener la frecuencia.

Para una frecuencia elegida en el modelo de velocidades, la elongación y la velocidad tienen un efecto similar, al aumentar una de ellas el espectro (en particular la rodilla) tiene un corrimiento a la derecha en frecuencia. Análogamente, al aumentar el ancho de la fuente o

el parámetro  $\alpha$  el espectro tiene una atenuación en la rodilla así como en los mínimos locales sucesivos.

No se ha hecho una discusión de la estructura de las 10 fuentes ni de si su flujo de CIP proviene de sólo una región compacta embebida en la misma fuente. Sin embargo, una primer aproximación para ajustar espectros a los observados con estas fuentes es asumir una distribución gaussiana del ancho angular y suponer que el ancho a potencia media de las fuentes es el más cercano a 140 MHz.

El mínimo de elongación de las fuentes corresponde a un máximo o mínimo en latitud heliocéntrica. Las observaciones de 6 de las 10 fuentes estarán principalmente asociadas a latitudes heliocéntricas norte y las restantes a latitudes heliocéntricas sur. Debido a la ubicación en latitud Norte del MEXART, la mayoría de las fuentes que observamos tienen preferentemente declinación positiva, por ello sólo una de las fuentes aquí reportada está en declinación negativa.



**Figura B.7:** El trazo del ángulo de elongación en grados (eje vertical) a lo largo del año (eje horizontal) ilustrado con la línea gruesa para 10 fuentes. El periodo de mejor observación consta de unos 180 días (6 meses) en torno al mínimo de elongación. La línea delgada continua es la latitud heliocéntrica y la línea discontinua la proyección del plano de la eclíptica como referencia para la latitud heliocéntrica Norte o Sur.

Tabla B.3: Elongaciones a lo largo del año para 10 fuentes.

Fecha	3C48	3C84	3C144	3C147	3C161	3C196	3C237	3C273	3C283	3C298
01-Ene-2010	112.53 E	133.19 E	163.12 E	150.34 E	150.63 E	149.59 O	129.50 O	95.04 O	76.23 O	71.84 O
02-Ene-2010	111.70 E	132.41 E	162.22 E	149.93 E	150.53 E	149.95 O	130.41 O	95.95 O	77.11 O	72.70 O
03-Ene-2010	110.86 E	131.62 E	161.31 E	149.50 E	150.41 E	150.29 O	131.32 O	96.86 O	78.00 O	73.55 O
04-Ene-2010	110.02 E	130.83 E	160.40 E	149.04 E	150.26 E	150.60 O	132.23 O	97.77 O	78.89 O	74.41 O
05-Ene-2010	109.18 E	130.04 E	159.48 E	148.57 E	150.08 E	150.89 O	133.14 O	98.68 O	79.78 O	75.27 O
06-Ene-2010	108.34 E	129.24 E	158.57 E	148.08 E	149.89 E	151.16 O	134.05 O	99.59 O	80.67 O	76.13 O
07-Ene-2010	107.49 E	128.43 E	157.66 E	147.57 E	149.67 E	151.40 O	134.96 O	100.50 O	81.56 O	76.99 O
08-Ene-2010	106.64 E	127.62 E	156.74 E	147.04 E	149.43 E	151.62 O	135.88 O	101.42 O	82.46 O	77.85 O
09-Ene-2010	105.79 E	126.81 E	155.82 E	146.49 E	149.16 E	151.81 O	136.80 O	102.34 O	83.36 O	78.71 O
10-Ene-2010	104.93 E	125.99 E	154.90 E	145.93 E	148.88 E	151.97 O	137.72 O	103.26 O	84.26 O	79.58 O
11-Ene-2010	104.07 E	125.16 E	153.97 E	145.35 E	148.57 E	152.11 O	138.64 O	104.18 O	85.16 O	80.45 O
12-Ene-2010	103.21 E	124.33 E	153.05 E	144.76 E	148.24 E	152.21 O	139.57 O	105.10 O	86.06 O	81.32 O
13-Ene-2010	102.35 E	123.50 E	152.12 E	144.15 E	147.89 E	152.29 O	140.49 O	106.02 O	86.97 O	82.19 O
14-Ene-2010	101.48 E	122.66 E	151.19 E	143.53 E	147.52 E	152.33 O	141.42 O	106.95 O	87.88 O	83.06 O
15-Ene-2010	100.61 E	121.82 E	150.26 E	142.89 E	147.12 E	152.35 O	142.35 O	107.88 O	88.79 O	83.94 O
16-Ene-2010	99.74 E	120.98 E	149.32 E	142.24 E	146.71 E	152.34 O	143.28 O	108.81 O	89.71 O	84.82 O
17-Ene-2010	98.86 E	120.13 E	148.39 E	141.58 E	146.28 E	152.30 O	144.22 O	109.75 O	90.62 O	85.70 O
18-Ene-2010	97.98 E	119.27 E	147.45 E	140.91 E	145.83 E	152.23 O	145.16 O	110.68 O	91.54 O	86.58 O
19-Ene-2010	97.10 E	118.41 E	146.50 E	140.23 E	145.36 E	152.12 O	146.10 O	111.62 O	92.46 O	87.47 O
20-Ene-2010	96.22 E	117.55 E	145.56 E	139.53 E	144.88 E	151.99 O	147.04 O	112.56 O	93.39 O	88.35 O
21-Ene-2010	95.33 E	116.69 E	144.61 E	138.83 E	144.38 E	151.83 O	147.99 O	113.50 O	94.32 O	89.24 O
22-Ene-2010	94.44 E	115.82 E	143.66 E	138.12 E	143.86 E	151.64 O	148.93 O	114.45 O	95.25 O	90.14 O
23-Ene-2010	93.55 E	114.94 E	142.71 E	137.39 E	143.32 E	151.42 E	149.88 O	115.40 O	96.18 O	91.03 O
24-Ene-2010	92.66 E	114.06 E	141.75 E	136.66 E	142.77 E	151.17 E	150.84 O	116.35 O	97.11 O	91.93 O
25-Ene-2010	91.76 E	113.18 E	140.79 E	135.91 E	142.20 E	150.90 E	151.79 O	117.30 O	98.05 O	92.83 O
26-Ene-2010	90.86 E	112.30 E	139.83 E	135.16 E	141.62 E	150.60 E	152.75 O	118.26 O	98.99 O	93.73 O
27-Ene-2010	89.95 E	111.41 E	138.86 E	134.40 E	141.02 E	150.27 E	153.71 O	119.22 O	99.93 O	94.64 O
28-Ene-2010	89.05 E	110.52 E	137.90 E	133.63 E	140.41 E	149.91 E	154.67 O	120.18 O	100.88 O	95.54 O
29-Ene-2010	88.14 E	109.62 E	136.92 E	132.86 E	139.78 E	149.53 E	155.63 O	121.15 O	101.83 O	96.46 O
30-Ene-2010	87.23 E	108.72 E	135.95 E	132.07 E	139.14 E	149.13 E	156.60 O	122.11 O	102.78 O	97.37 O
31-Ene-2010	86.32 E	107.82 E	134.97 E	131.28 E	138.49 E	148.70 E	157.57 O	123.08 O	103.73 O	98.28 O
01-Feb-2010	85.40 E	106.92 E	133.99 E	130.48 E	137.83 E	148.25 E	158.54 O	124.06 O	104.69 O	99.20 O
02-Feb-2010	84.48 E	106.01 E	133.01 E	129.68 E	137.15 E	147.77 E	159.51 O	125.03 O	105.65 O	100.12 O
03-Feb-2010	83.56 E	105.10 E	132.03 E	128.86 E	136.46 E	147.28 E	160.49 O	126.01 O	106.61 O	101.04 O
04-Feb-2010	82.64 E	104.18 E	131.04 E	128.05 E	135.76 E	146.77 E	161.46 O	126.99 O	107.57 O	101.97 O
05-Feb-2010	81.72 E	103.26 E	130.05 E	127.22 E	135.05 E	146.23 E	162.44 O	127.98 O	108.54 O	102.90 O
06-Feb-2010	80.79 E	102.34 E	129.05 E	126.39 E	134.33 E	145.68 E	163.42 O	128.96 O	109.50 O	103.83 O
07-Feb-2010	79.86 E	101.42 E	128.06 E	125.55 E	133.60 E	145.11 E	164.40 O	129.95 O	110.47 O	104.76 O
08-Feb-2010	78.93 E	100.49 E	127.06 E	124.71 E	132.85 E	144.52 E	165.38 O	130.94 O	111.45 O	105.70 O
09-Feb-2010	78.00 E	99.56 E	126.06 E	123.87 E	132.10 E	143.91 E	166.35 O	131.94 O	112.42 O	106.63 O
10-Feb-2010	77.07 E	98.63 E	125.05 E	123.01 E	131.34 E	143.29 E	167.33 O	132.93 O	113.39 O	107.57 O
11-Feb-2010	76.13 E	97.70 E	124.04 E	122.16 E	130.57 E	142.65 E	168.30 O	133.93 O	114.37 O	108.51 O
12-Feb-2010	75.19 E	96.76 E	123.03 E	121.29 E	129.79 E	142.00 E	169.27 O	134.94 O	115.35 O	109.46 O
13-Feb-2010	74.26 E	95.82 E	122.02 E	120.43 E	129.00 E	141.33 E	170.24 O	135.94 O	116.33 O	110.40 O
14-Feb-2010	73.32 E	94.88 E	121.01 E	119.56 E	128.20 E	140.65 E	171.19 O	136.95 O	117.32 O	111.35 O
15-Feb-2010	72.38 E	93.94 E	119.99 E	118.68 E	127.40 E	139.96 E	172.14 O	137.95 O	118.30 O	112.30 O
16-Feb-2010	71.43 E	92.99 E	118.97 E	117.80 E	126.59 E	139.26 E	173.06 O	138.96 O	119.29 O	113.25 O
17-Feb-2010	70.49 E	92.05 E	117.94 E	116.92 E	125.77 E	138.54 E	173.95 O	139.98 O	120.27 O	114.20 O
18-Feb-2010	69.55 E	91.10 E	116.92 E	116.03 E	124.94 E	137.81 E	174.79 O	140.99 O	121.26 O	115.15 O
19-Feb-2010	68.61 E	90.15 E	115.89 E	115.14 E	124.11 E	137.07 E	175.56 O	142.01 O	122.25 O	116.11 O
20-Feb-2010	67.66 E	89.19 E	114.86 E	114.25 E	123.27 E	136.32 E	176.21 O	143.03 O	123.24 O	117.06 O
21-Feb-2010	66.72 E	88.24 E	113.83 E	113.35 E	122.42 E	135.56 E	176.66 E	144.05 O	124.23 O	118.02 O
22-Feb-2010	65.77 E	87.29 E	112.80 E	112.45 E	121.57 E	134.80 E	176.82 E	145.07 O	125.23 O	118.98 O
23-Feb-2010	64.83 E	86.33 E	111.76 E	111.54 E	120.71 E	134.02 E	176.65 E	146.09 O	126.22 O	119.94 O
24-Feb-2010	63.89 E	85.37 E	110.72 E	110.64 E	119.84 E	133.23 E	176.20 E	147.12 O	127.21 O	120.90 O
25-Feb-2010	62.94 E	84.41 E	109.68 E	109.73 E	118.97 E	132.44 E	175.54 E	148.14 O	128.21 O	121.86 O
26-Feb-2010	62.00 E	83.45 E	108.64 E	108.82 E	118.10 E	131.64 E	174.76 E	149.17 O	129.20 O	122.82 O
27-Feb-2010	61.06 E	82.49 E	107.60 E	107.90 E	117.22 E	130.83 E	173.89 E	150.20 O	130.19 O	123.78 O
28-Feb-2010	60.12 E	81.53 E	106.55 E	106.98 E	116.33 E	130.01 E	172.98 E	151.23 O	131.18 O	124.74 O
01-Mar-2010	59.18 E	80.57 E	105.51 E	106.07 E	115.44 E	129.19 E	172.03 E	152.25 O	132.18 O	125.70 O
02-Mar-2010	58.24 E	79.61 E	104.46 E	105.14 E	114.55 E	128.36 E	171.06 E	153.28 O	133.17 O	126.66 O

Continúa en la siguiente página

Tabla B.3 – Continuación

Fecha	3C48	3C84	3C144	3C147	3C161	3C196	3C237	3C273	3C283	3C298
03-Mar-2010	57.30 E	78.65 E	103.41 E	104.22 E	113.65 E	127.52 E	170.07 E	154.31 O	134.16 O	127.62 O
04-Mar-2010	56.36 E	77.68 E	102.36 E	103.30 E	112.75 E	126.68 E	169.07 E	155.34 O	135.15 O	128.57 O
05-Mar-2010	55.43 E	76.72 E	101.31 E	102.37 E	111.84 E	125.83 E	168.06 E	156.37 O	136.14 O	129.53 O
06-Mar-2010	54.50 E	75.76 E	100.25 E	101.44 E	110.93 E	124.98 E	167.04 E	157.40 O	137.12 O	130.49 O
07-Mar-2010	53.57 E	74.79 E	99.20 E	100.51 E	110.02 E	124.13 E	166.01 E	158.43 O	138.11 O	131.44 O
08-Mar-2010	52.64 E	73.83 E	98.14 E	99.58 E	109.10 E	123.26 E	164.98 E	159.46 O	139.09 O	132.39 O
09-Mar-2010	51.72 E	72.87 E	97.09 E	98.65 E	108.19 E	122.40 E	163.95 E	160.48 O	140.07 O	133.34 O
10-Mar-2010	50.80 E	71.91 E	96.03 E	97.71 E	107.26 E	121.53 E	162.91 E	161.51 O	141.05 O	134.29 O
11-Mar-2010	49.89 E	70.95 E	94.97 E	96.78 E	106.34 E	120.65 E	161.87 E	162.53 O	142.02 O	135.24 O
12-Mar-2010	48.97 E	69.99 E	93.91 E	95.84 E	105.41 E	119.77 E	160.82 E	163.54 O	142.99 O	136.18 O
13-Mar-2010	48.07 E	69.03 E	92.85 E	94.91 E	104.49 E	118.89 E	159.78 E	164.56 O	143.96 O	137.12 O
14-Mar-2010	47.16 E	68.07 E	91.79 E	93.97 E	103.56 E	118.00 E	158.73 E	165.56 O	144.92 O	138.05 O
15-Mar-2010	46.26 E	67.12 E	90.73 E	93.04 E	102.62 E	117.11 E	157.68 E	166.56 O	145.88 O	138.99 O
16-Mar-2010	45.37 E	66.16 E	89.67 E	92.10 E	101.69 E	116.22 E	156.63 E	167.55 O	146.83 O	139.91 O
17-Mar-2010	44.48 E	65.21 E	88.61 E	91.16 E	100.75 E	115.33 E	155.57 E	168.53 O	147.78 O	140.83 O
18-Mar-2010	43.60 E	64.26 E	87.55 E	90.22 E	99.82 E	114.43 E	154.52 E	169.49 O	148.72 O	141.75 O
19-Mar-2010	42.73 E	63.31 E	86.48 E	89.29 E	98.88 E	113.53 E	153.47 E	170.43 O	149.65 O	142.66 O
20-Mar-2010	41.86 E	62.36 E	85.42 E	88.35 E	97.94 E	112.63 E	152.41 E	171.34 O	150.57 O	143.56 O
21-Mar-2010	41.00 E	61.41 E	84.36 E	87.41 E	97.00 E	111.72 E	151.35 E	172.21 O	151.49 O	144.46 O
22-Mar-2010	40.02 E	60.30 E	83.06 E	86.31 E	95.81 E	110.66 E	150.05 E	173.28 O	152.54 O	145.59 O
23-Mar-2010	39.18 E	59.36 E	82.00 E	85.37 E	94.87 E	109.75 E	149.00 E	174.01 O	153.43 O	146.47 O
24-Mar-2010	38.35 E	58.43 E	80.94 E	84.44 E	93.93 E	108.84 E	147.94 E	174.64 O	154.31 O	147.34 O
25-Mar-2010	37.53 E	57.49 E	79.88 E	83.51 E	92.99 E	107.93 E	146.88 E	175.12 O	155.18 O	148.19 O
26-Mar-2010	36.72 E	56.56 E	78.82 E	82.57 E	92.05 E	107.02 E	145.83 E	175.40 O	156.03 O	149.04 O
27-Mar-2010	35.92 E	55.64 E	77.76 E	81.64 E	91.11 E	106.11 E	144.77 E	175.44 O	156.86 O	149.87 O
28-Mar-2010	35.14 E	54.71 E	76.70 E	80.71 E	90.17 E	105.19 E	143.72 E	175.25 O	157.67 O	150.69 O
29-Mar-2010	34.37 E	53.79 E	75.64 E	79.78 E	89.23 E	104.27 E	142.66 E	174.83 E	158.47 O	151.50 O
30-Mar-2010	33.61 E	52.88 E	74.58 E	78.85 E	88.29 E	103.36 E	141.61 E	174.25 E	159.24 O	152.28 O
31-Mar-2010	32.86 E	51.97 E	73.52 E	77.92 E	87.35 E	102.44 E	140.56 E	173.55 E	159.98 O	153.05 O
01-Abr-2010	32.14 E	51.06 E	72.47 E	76.99 E	86.42 E	101.52 E	139.50 E	172.77 E	160.70 O	153.80 O
02-Abr-2010	31.43 E	50.16 E	71.41 E	76.07 E	85.48 E	100.60 E	138.45 E	171.92 E	161.39 O	154.53 O
03-Abr-2010	30.74 E	49.26 E	70.36 E	75.15 E	84.55 E	99.69 E	137.40 E	171.03 E	162.04 O	155.24 O
04-Abr-2010	30.06 E	48.37 E	69.30 E	74.23 E	83.62 E	98.77 E	136.35 E	170.10 E	162.65 O	155.92 O
05-Abr-2010	29.41 E	47.49 E	68.25 E	73.31 E	82.69 E	97.85 E	135.30 E	169.16 E	163.22 O	156.58 O
06-Abr-2010	28.78 E	46.61 E	67.20 E	72.39 E	81.76 E	96.93 E	134.25 E	168.20 E	163.74 O	157.20 O
07-Abr-2010	28.17 E	45.74 E	66.15 E	71.48 E	80.83 E	96.01 E	133.20 E	167.22 E	164.21 O	157.80 O
08-Abr-2010	27.59 E	44.87 E	65.10 E	70.57 E	79.91 E	95.10 E	132.16 E	166.24 E	164.62 O	158.36 O
09-Abr-2010	27.04 E	44.01 E	64.05 E	69.66 E	78.99 E	94.18 E	131.11 E	165.24 E	164.98 E	158.88 O
10-Abr-2010	26.51 E	43.16 E	63.01 E	68.75 E	78.07 E	93.26 E	130.07 E	164.25 E	165.27 E	159.37 O
11-Abr-2010	26.01 E	42.31 E	61.96 E	67.85 E	77.15 E	92.35 E	129.03 E	163.24 E	165.49 E	159.81 O
12-Abr-2010	25.54 E	41.48 E	60.92 E	66.95 E	76.24 E	91.43 E	127.99 E	162.24 E	165.64 E	160.21 O
13-Abr-2010	25.10 E	40.65 E	59.88 E	66.05 E	75.32 E	90.52 E	126.95 E	161.23 E	165.72 E	160.56 O
14-Abr-2010	24.70 E	39.83 E	58.84 E	65.16 E	74.42 E	89.61 E	125.92 E	160.22 E	165.73 E	160.86 O
15-Abr-2010	24.33 O	39.03 E	57.81 E	64.27 E	73.51 E	88.70 E	124.88 E	159.21 E	165.66 E	161.11 O
16-Abr-2010	24.00 O	38.23 E	56.77 E	63.38 E	72.61 E	87.79 E	123.85 E	158.20 E	165.53 E	161.31 O
17-Abr-2010	23.71 O	37.44 E	55.74 E	62.50 E	71.71 E	86.88 E	122.82 E	157.19 E	165.32 E	161.45 O
18-Abr-2010	23.45 O	36.66 E	54.71 E	61.62 E	70.82 E	85.97 E	121.79 E	156.17 E	165.05 E	161.54 O
19-Abr-2010	23.24 O	35.90 E	53.68 E	60.75 E	69.93 E	85.07 E	120.76 E	155.16 E	164.71 E	161.56 O
20-Abr-2010	23.07 O	35.15 E	52.65 E	59.88 E	69.04 E	84.16 E	119.74 E	154.15 E	164.32 E	161.54 O
21-Abr-2010	22.93 O	34.41 E	51.62 E	59.01 E	68.16 E	83.26 E	118.72 E	153.14 E	163.87 E	161.46 O
22-Abr-2010	22.84 O	33.68 E	50.60 E	58.15 E	67.28 E	82.36 E	117.70 E	152.13 E	163.38 E	161.32 O
23-Abr-2010	22.80 O	32.97 E	49.58 E	57.29 E	66.41 E	81.46 E	116.68 E	151.12 E	162.84 E	161.13 O
24-Abr-2010	22.79 O	32.28 E	48.56 E	56.44 E	65.54 E	80.57 E	115.66 E	150.12 E	162.27 E	160.89 O
25-Abr-2010	22.83 O	31.60 E	47.54 E	55.59 E	64.67 E	79.68 E	114.65 E	149.11 E	161.66 E	160.60 O
26-Abr-2010	22.91 O	30.94 E	46.53 E	54.75 E	63.81 E	78.79 E	113.64 E	148.11 E	161.02 E	160.26 E
27-Abr-2010	23.03 O	30.30 E	45.52 E	53.91 E	62.96 E	77.90 E	112.63 E	147.10 E	160.35 E	159.88 E
28-Abr-2010	23.18 O	29.68 E	44.51 E	53.08 E	62.11 E	77.01 E	111.62 E	146.10 E	159.65 E	159.46 E
29-Abr-2010	23.38 O	29.07 E	43.50 E	52.25 E	61.26 E	76.13 E	110.62 E	145.10 E	158.93 E	159.00 E
30-Abr-2010	23.62 O	28.49 E	42.50 E	51.43 E	60.43 E	75.25 E	109.62 E	144.11 E	158.20 E	158.50 E
01-May-2010	23.89 O	27.93 E	41.50 E	50.62 E	59.59 E	74.37 E	108.62 E	143.11 E	157.44 E	157.98 E
02-May-2010	24.19 O	27.40 E	40.50 E	49.81 E	58.77 E	73.49 E	107.62 E	142.12 E	156.67 E	157.42 E
03-May-2010	24.53 O	26.89 E	39.50 E	49.01 E	57.94 E	72.62 E	106.63 E	141.13 E	155.89 E	156.83 E
04-May-2010	24.90 O	26.40 E	38.51 E	48.21 E	57.13 E	71.75 E	105.64 E	140.14 E	155.10 E	156.22 E

Continúa en la siguiente página

Tabla B.3 – Continuación

Fecha	3C48	3C84	3C144	3C147	3C161	3C196	3C237	3C273	3C283	3C298
05-May-2010	25.30 O	25.95 E	37.52 E	47.43 E	56.32 E	70.89 E	104.65 E	139.15 E	154.29 E	155.59 E
06-May-2010	25.73 O	25.52 E	36.53 E	46.65 E	55.52 E	70.02 E	103.66 E	138.17 E	153.48 E	154.94 E
07-May-2010	26.18 O	25.12 E	35.54 E	45.88 E	54.72 E	69.16 E	102.68 E	137.19 E	152.66 E	154.27 E
08-May-2010	26.66 O	24.75 E	34.56 E	45.11 E	53.93 E	68.31 E	101.70 E	136.21 E	151.83 E	153.58 E
09-May-2010	27.16 O	24.41 E	33.58 E	44.36 E	53.15 E	67.46 E	100.72 E	135.23 E	150.99 E	152.87 E
10-May-2010	27.69 O	24.11 E	32.60 E	43.61 E	52.38 E	66.61 E	99.74 E	134.26 E	150.15 E	152.15 E
11-May-2010	28.23 O	23.84 O	31.62 E	42.87 E	51.61 E	65.76 E	98.77 E	133.29 E	149.31 E	151.42 E
12-May-2010	28.79 O	23.61 O	30.65 E	42.14 E	50.85 E	64.92 E	97.80 E	132.32 E	148.46 E	150.68 E
13-May-2010	29.37 O	23.41 O	29.68 E	41.42 E	50.10 E	64.08 E	96.83 E	131.35 E	147.61 E	149.92 E
14-May-2010	29.97 O	23.25 O	28.71 E	40.71 E	49.36 E	63.25 E	95.87 E	130.38 E	146.75 E	149.16 E
15-May-2010	30.58 O	23.13 O	27.75 E	40.02 E	48.62 E	62.42 E	94.91 E	129.42 E	145.89 E	148.39 E
16-May-2010	31.20 O	23.04 O	26.79 E	39.33 E	47.89 E	61.59 E	93.95 E	128.46 E	145.03 E	147.61 E
17-May-2010	31.84 O	22.99 O	25.83 E	38.65 E	47.18 E	60.77 E	92.99 E	127.50 E	144.17 E	146.82 E
18-May-2010	32.49 O	22.98 O	24.87 E	37.99 E	46.47 E	59.96 E	92.04 E	126.55 E	143.30 E	146.03 E
19-May-2010	33.16 O	23.00 O	23.92 E	37.33 E	45.77 E	59.15 E	91.08 E	125.60 E	142.43 E	145.23 E
20-May-2010	33.83 O	23.06 O	22.97 E	36.69 E	45.08 E	58.34 E	90.13 E	124.65 E	141.57 E	144.43 E
21-May-2010	34.51 O	23.16 O	22.02 E	36.06 E	44.39 E	57.53 E	89.19 E	123.70 E	140.70 E	143.62 E
22-May-2010	35.20 O	23.29 O	21.07 E	35.45 E	43.72 E	56.74 E	88.24 E	122.75 E	139.83 E	142.81 E
23-May-2010	35.90 O	23.46 O	20.13 E	34.85 E	43.06 E	55.94 E	87.30 E	121.81 E	138.96 E	142.00 E
24-May-2010	36.61 O	23.66 O	19.19 E	34.27 E	42.41 E	55.15 E	86.36 E	120.87 E	138.09 E	141.18 E
25-May-2010	37.32 O	23.90 O	18.25 E	33.70 E	41.77 E	54.37 E	85.42 E	119.93 E	137.22 E	140.36 E
26-May-2010	38.04 O	24.16 O	17.31 E	33.15 E	41.14 E	53.59 E	84.49 E	118.99 E	136.35 E	139.54 E
27-May-2010	38.77 O	24.46 O	16.38 E	32.61 E	40.52 E	52.82 E	83.56 E	118.06 E	135.48 E	138.71 E
28-May-2010	39.50 O	24.78 O	15.45 E	32.09 E	39.92 E	52.05 E	82.63 E	117.13 E	134.61 E	137.89 E
29-May-2010	40.24 O	25.14 O	14.52 E	31.59 E	39.32 E	51.29 E	81.70 E	116.20 E	133.74 E	137.06 E
30-May-2010	40.98 O	25.52 O	13.59 E	31.11 E	38.74 E	50.54 E	80.77 E	115.27 E	132.86 E	136.23 E
31-May-2010	41.73 O	25.92 O	12.67 E	30.65 E	38.17 E	49.79 E	79.85 E	114.34 E	131.99 E	135.40 E
01-Jun-2010	42.48 O	26.35 O	11.75 E	30.21 E	37.61 E	49.04 E	78.93 E	113.42 E	131.12 E	134.57 E
02-Jun-2010	43.23 O	26.80 O	10.83 E	29.79 E	37.07 E	48.31 E	78.00 E	112.50 E	130.25 E	133.73 E
03-Jun-2010	43.99 O	27.28 O	9.91 E	29.39 E	36.54 E	47.58 E	77.09 E	111.58 E	129.38 E	132.90 E
04-Jun-2010	44.76 O	27.77 O	9.00 E	29.01 E	36.03 E	46.85 E	76.17 E	110.66 E	128.51 E	132.06 E
05-Jun-2010	45.52 O	28.28 O	8.09 E	28.66 E	35.53 E	46.13 E	75.25 E	109.74 E	127.64 E	131.23 E
06-Jun-2010	46.29 O	28.81 O	7.18 E	28.33 E	35.04 E	45.42 E	74.34 E	108.83 E	126.77 E	130.39 E
07-Jun-2010	47.07 O	29.36 O	6.28 E	28.03 E	34.58 E	44.72 E	73.43 E	107.91 E	125.91 E	129.55 E
08-Jun-2010	47.84 O	29.92 O	5.39 E	27.75 E	34.12 E	44.03 E	72.52 E	107.00 E	125.04 E	128.72 E
09-Jun-2010	48.62 O	30.50 O	4.51 E	27.50 E	33.69 E	43.34 E	71.61 E	106.09 E	124.17 E	127.88 E
10-Jun-2010	49.40 O	31.09 O	3.64 E	27.28 E	33.27 E	42.66 E	70.70 E	105.18 E	123.30 E	127.04 E
11-Jun-2010	50.19 O	31.70 O	2.79 E	27.08 E	32.87 E	41.99 E	69.79 E	104.27 E	122.43 E	126.20 E
12-Jun-2010	50.97 O	32.31 O	2.01 E	26.91 E	32.48 E	41.32 E	68.89 E	103.36 E	121.56 E	125.36 E
13-Jun-2010	51.76 O	32.94 O	1.40 E	26.77 E	32.12 E	40.67 E	67.98 E	102.46 E	120.69 E	124.52 E
14-Jun-2010	52.55 O	33.58 O	1.23 O	26.66 E	31.77 E	40.03 E	67.08 E	101.55 E	119.82 E	123.68 E
15-Jun-2010	53.34 O	34.24 O	1.64 O	26.58 E	31.45 E	39.39 E	66.17 E	100.65 E	118.96 E	122.84 E
16-Jun-2010	54.14 O	34.90 O	2.35 O	26.52 O	31.14 E	38.77 E	65.27 E	99.74 E	118.09 E	122.00 E
17-Jun-2010	54.94 O	35.57 O	3.16 O	26.50 O	30.86 E	38.15 E	64.37 E	98.84 E	117.22 E	121.16 E
18-Jun-2010	55.74 O	36.25 O	4.01 O	26.50 O	30.60 E	37.55 E	63.47 E	97.93 E	116.35 E	120.32 E
19-Jun-2010	56.54 O	36.94 O	4.88 O	26.54 O	30.35 E	36.95 E	62.57 E	97.03 E	115.48 E	119.48 E
20-Jun-2010	57.34 O	37.63 O	5.76 O	26.60 O	30.14 E	36.37 E	61.66 E	96.13 E	114.61 E	118.64 E
21-Jun-2010	58.15 O	38.34 O	6.65 O	26.69 O	29.94 E	35.81 E	60.76 E	95.23 E	113.74 E	117.79 E
22-Jun-2010	58.96 O	39.05 O	7.54 O	26.81 O	29.77 E	35.25 E	59.86 E	94.33 E	112.86 E	116.95 E
23-Jun-2010	59.76 O	39.77 O	8.43 O	26.96 O	29.61 E	34.71 E	58.96 E	93.42 E	111.99 E	116.10 E
24-Jun-2010	60.58 O	40.49 O	9.33 O	27.14 O	29.49 E	34.18 E	58.06 E	92.52 E	111.12 E	115.26 E
25-Jun-2010	61.39 O	41.22 O	10.23 O	27.34 O	29.39 E	33.66 E	57.16 E	91.62 E	110.25 E	114.41 E
26-Jun-2010	62.21 O	41.96 O	11.13 O	27.57 O	29.31 E	33.17 E	56.26 E	90.72 E	109.37 E	113.57 E
27-Jun-2010	63.02 O	42.70 O	12.02 O	27.83 O	29.25 E	32.68 E	55.36 E	89.82 E	108.50 E	112.72 E
28-Jun-2010	63.84 O	43.45 O	12.93 O	28.12 O	29.23 O	32.22 E	54.46 E	88.91 E	107.62 E	111.87 E
29-Jun-2010	64.67 O	44.21 O	13.83 O	28.42 O	29.22 O	31.77 E	53.55 E	88.01 E	106.74 E	111.02 E
30-Jun-2010	65.49 O	44.97 O	14.73 O	28.75 O	29.24 O	31.34 E	52.65 E	87.10 E	105.87 E	110.17 E
01-Jul-2010	66.32 O	45.74 O	15.64 O	29.11 O	29.29 O	30.92 E	51.75 E	86.20 E	104.99 E	109.32 E
02-Jul-2010	67.15 O	46.51 O	16.54 O	29.49 O	29.36 O	30.53 E	50.84 E	85.29 E	104.11 E	108.46 E
03-Jul-2010	67.98 O	47.28 O	17.45 O	29.89 O	29.46 O	30.16 E	49.93 E	84.39 E	103.22 E	107.61 E
04-Jul-2010	68.81 O	48.06 O	18.36 O	30.31 O	29.58 O	29.80 E	49.03 E	83.48 E	102.34 E	106.75 E
05-Jul-2010	69.64 O	48.85 O	19.26 O	30.75 O	29.73 O	29.47 E	48.12 E	82.57 E	101.46 E	105.90 E
06-Jul-2010	70.48 O	49.64 O	20.18 O	31.21 O	29.90 O	29.17 E	47.21 E	81.66 E	100.57 E	105.04 E

Continúa en la siguiente página

Tabla B.3 – Continuación

Fecha	3C48	3C84	3C144	3C147	3C161	3C196	3C237	3C273	3C283	3C298
07-Jul-2010	71.32 O	50.43 O	21.09 O	31.69 O	30.09 O	28.88 E	46.30 E	80.75 E	99.68 E	104.18 E
08-Jul-2010	72.16 O	51.23 O	22.00 O	32.18 O	30.31 O	28.62 E	45.39 E	79.84 E	98.79 E	103.32 E
09-Jul-2010	73.01 O	52.03 O	22.92 O	32.70 O	30.55 O	28.39 E	44.47 E	78.92 E	97.90 E	102.45 E
10-Jul-2010	73.85 O	52.84 O	23.83 O	33.23 O	30.82 O	28.18 E	43.56 E	78.01 E	97.01 E	101.59 E
11-Jul-2010	74.70 O	53.65 O	24.75 O	33.78 O	31.10 O	27.99 E	42.64 E	77.09 E	96.11 E	100.72 E
12-Jul-2010	75.55 O	54.47 O	25.67 O	34.34 O	31.41 O	27.83 E	41.73 E	76.17 E	95.22 E	99.85 E
13-Jul-2010	76.40 O	55.28 O	26.60 O	34.91 O	31.75 O	27.70 E	40.81 E	75.25 E	94.32 E	98.98 E
14-Jul-2010	77.26 O	56.11 O	27.52 O	35.51 O	32.10 O	27.60 E	39.89 E	74.33 E	93.42 E	98.11 E
15-Jul-2010	78.12 O	56.93 O	28.45 O	36.11 O	32.47 O	27.53 E	38.96 E	73.40 E	92.52 E	97.23 E
16-Jul-2010	78.98 O	57.77 O	29.38 O	36.73 O	32.87 O	27.48 E	38.04 E	72.48 E	91.61 E	96.36 E
17-Jul-2010	79.84 O	58.60 O	30.31 O	37.36 O	33.28 O	27.47 E	37.11 E	71.55 E	90.71 E	95.48 E
18-Jul-2010	80.70 O	59.44 O	31.24 O	38.00 O	33.72 O	27.48 E	36.19 E	70.62 E	89.80 E	94.60 E
19-Jul-2010	81.57 O	60.28 O	32.17 O	38.65 O	34.17 O	27.52 E	35.26 E	69.69 E	88.89 E	93.71 E
20-Jul-2010	82.44 O	61.12 O	33.11 O	39.32 O	34.64 O	27.60 E	34.32 E	68.75 E	87.98 E	92.83 E
21-Jul-2010	83.31 O	61.97 O	34.05 O	39.99 O	35.13 O	27.70 E	33.39 E	67.82 E	87.06 E	91.94 E
22-Jul-2010	84.18 O	62.82 O	34.99 O	40.68 O	35.63 O	27.83 E	32.45 E	66.88 E	86.15 E	91.05 E
23-Jul-2010	85.06 O	63.68 O	35.94 O	41.38 O	36.16 O	27.99 E	31.52 E	65.94 E	85.23 E	90.16 E
24-Jul-2010	85.94 O	64.54 O	36.88 O	42.08 O	36.70 O	28.17 E	30.58 E	64.99 E	84.31 E	89.26 E
25-Jul-2010	86.82 O	65.40 O	37.83 O	42.79 O	37.25 O	28.39 O	29.64 E	64.05 E	83.39 E	88.37 E
26-Jul-2010	87.70 O	66.27 O	38.78 O	43.52 O	37.82 O	28.63 O	28.69 E	63.10 E	82.46 E	87.47 E
27-Jul-2010	88.58 O	67.14 O	39.74 O	44.25 O	38.41 O	28.90 O	27.75 E	62.15 E	81.53 E	86.56 E
28-Jul-2010	89.47 O	68.01 O	40.69 O	44.99 O	39.00 O	29.20 O	26.80 E	61.20 E	80.61 E	85.66 E
29-Jul-2010	90.36 O	68.88 O	41.65 O	45.74 O	39.62 O	29.52 O	25.85 E	60.24 E	79.67 E	84.75 E
30-Jul-2010	91.25 O	69.76 O	42.61 O	46.49 O	40.24 O	29.87 O	24.90 E	59.28 E	78.74 E	83.84 E
31-Jul-2010	92.14 O	70.64 O	43.58 O	47.26 O	40.88 O	30.24 O	23.95 E	58.32 E	77.81 E	82.93 E
01-Ago-2010	93.04 O	71.53 O	44.55 O	48.03 O	41.54 O	30.64 O	23.00 E	57.36 E	76.87 E	82.02 E
02-Ago-2010	93.94 O	72.41 O	45.52 O	48.80 O	42.20 O	31.06 O	22.05 E	56.39 E	75.93 E	81.10 E
03-Ago-2010	94.83 O	73.30 O	46.49 O	49.59 O	42.88 O	31.50 O	21.09 E	55.42 E	74.99 E	80.18 E
04-Ago-2010	95.73 O	74.20 O	47.46 O	50.38 O	43.57 O	31.96 O	20.14 E	54.45 E	74.04 E	79.26 E
05-Ago-2010	96.64 O	75.09 O	48.44 O	51.17 O	44.26 O	32.45 O	19.18 E	53.48 E	73.10 E	78.34 E
06-Ago-2010	97.54 O	75.99 O	49.42 O	51.98 O	44.97 O	32.95 O	18.22 E	52.50 E	72.15 E	77.41 E
07-Ago-2010	98.45 O	76.89 O	50.40 O	52.78 O	45.69 O	33.48 O	17.27 E	51.53 E	71.20 E	76.48 E
08-Ago-2010	99.36 O	77.79 O	51.39 O	53.60 O	46.43 O	34.02 O	16.31 E	50.54 E	70.25 E	75.55 E
09-Ago-2010	100.26 O	78.70 O	52.37 O	54.42 O	47.17 O	34.58 O	15.36 E	49.56 E	69.30 E	74.62 E
10-Ago-2010	101.17 O	79.61 O	53.36 O	55.24 O	47.91 O	35.16 O	14.41 E	48.58 E	68.34 E	73.68 E
11-Ago-2010	102.09 O	80.52 O	54.36 O	56.07 O	48.67 O	35.75 O	13.46 E	47.59 E	67.38 E	72.75 E
12-Ago-2010	103.00 O	81.43 O	55.35 O	56.91 O	49.44 O	36.36 O	12.52 E	46.60 E	66.43 E	71.81 E
13-Ago-2010	103.91 O	82.35 O	56.35 O	57.75 O	50.22 O	36.99 O	11.58 E	45.60 E	65.47 E	70.87 E
14-Ago-2010	104.83 O	83.27 O	57.35 O	58.59 O	51.00 O	37.63 O	10.66 E	44.61 E	64.51 E	69.92 E
15-Ago-2010	105.75 O	84.19 O	58.35 O	59.44 O	51.79 O	38.28 O	9.74 E	43.61 E	63.54 E	68.98 E
16-Ago-2010	106.66 O	85.11 O	59.36 O	60.30 O	52.59 O	38.95 O	8.85 E	42.61 E	62.58 E	68.03 E
17-Ago-2010	107.58 O	86.03 O	60.36 O	61.15 O	53.40 O	39.63 O	7.98 E	41.61 E	61.61 E	67.08 E
18-Ago-2010	108.50 O	86.96 O	61.37 O	62.01 O	54.21 O	40.32 O	7.14 E	40.60 E	60.65 E	66.13 E
19-Ago-2010	109.42 O	87.88 O	62.39 O	62.88 O	55.04 O	41.02 O	6.35 E	39.60 E	59.68 E	65.18 E
20-Ago-2010	110.34 O	88.81 O	63.40 O	63.75 O	55.86 O	41.74 O	5.63 E	38.59 E	58.71 E	64.22 E
21-Ago-2010	111.26 O	89.74 O	64.42 O	64.62 O	56.70 O	42.47 O	5.02 E	37.57 E	57.74 E	63.27 E
22-Ago-2010	112.18 O	90.68 O	65.44 O	65.50 O	57.54 O	43.20 O	4.55 E	36.56 E	56.77 E	62.31 E
23-Ago-2010	113.10 O	91.61 O	66.46 O	66.38 O	58.39 O	43.95 O	4.28 O	35.55 E	55.80 E	61.35 E
24-Ago-2010	114.02 O	92.55 O	67.48 O	67.26 O	59.24 O	44.70 O	4.24 O	34.53 E	54.83 E	60.39 E
25-Ago-2010	114.94 O	93.48 O	68.51 O	68.15 O	60.10 O	45.47 O	4.45 O	33.51 E	53.86 E	59.43 E
26-Ago-2010	115.87 O	94.42 O	69.53 O	69.04 O	60.96 O	46.24 O	4.87 O	32.49 E	52.89 E	58.47 E
27-Ago-2010	116.79 O	95.36 O	70.56 O	69.93 O	61.83 O	47.03 O	5.45 O	31.47 E	51.92 E	57.51 E
28-Ago-2010	117.70 O	96.30 O	71.59 O	70.83 O	62.70 O	47.82 O	6.16 O	30.44 E	50.95 E	56.55 E
29-Ago-2010	118.62 O	97.24 O	72.63 O	71.73 O	63.58 O	48.61 O	6.94 O	29.42 E	49.98 E	55.58 E
30-Ago-2010	119.54 O	98.18 O	73.66 O	72.63 O	64.47 O	49.42 O	7.79 O	28.39 E	49.01 E	54.62 E
31-Ago-2010	120.46 O	99.13 O	74.70 O	73.53 O	65.35 O	50.23 O	8.68 O	27.36 E	48.04 E	53.65 E
01-Sep-2010	121.37 O	100.07 O	75.74 O	74.44 O	66.25 O	51.05 O	9.60 O	26.33 E	47.07 E	52.69 E
02-Sep-2010	122.29 O	101.01 O	76.78 O	75.35 O	67.14 O	51.88 O	10.55 O	25.30 E	46.10 E	51.73 E
03-Sep-2010	123.20 O	101.96 O	77.82 O	76.26 O	68.04 O	52.71 O	11.51 O	24.27 E	45.14 E	50.76 E
04-Sep-2010	124.11 O	102.90 O	78.86 O	77.17 O	68.95 O	53.55 O	12.49 O	23.23 E	44.17 E	49.80 E
05-Sep-2010	125.01 O	103.85 O	79.91 O	78.08 O	69.85 O	54.39 O	13.48 O	22.20 E	43.21 E	48.84 E
06-Sep-2010	125.92 O	104.79 O	80.95 O	79.00 O	70.76 O	55.24 O	14.47 O	21.17 E	42.25 E	47.88 E
07-Sep-2010	126.82 O	105.74 O	82.00 O	79.92 O	71.68 O	56.09 O	15.48 O	20.13 E	41.29 E	46.92 E

Continúa en la siguiente página

Tabla B.3 – Continuación

Fecha	3C48	3C84	3C144	3C147	3C161	3C196	3C237	3C273	3C283	3C298
08-Sep-2010	127.72	O 106.68	O 83.05	O 80.84	O 72.59	O 56.95	O 16.49	O 19.10	E 40.33	E 45.96
09-Sep-2010	128.62	O 107.63	O 84.10	O 81.76	O 73.51	O 57.81	O 17.51	O 18.07	E 39.38	E 45.00
10-Sep-2010	129.51	O 108.57	O 85.15	O 82.68	O 74.43	O 58.68	O 18.53	O 17.03	E 38.43	E 44.05
11-Sep-2010	130.40	O 109.52	O 86.20	O 83.60	O 75.36	O 59.56	O 19.56	O 16.00	E 37.49	E 43.09
12-Sep-2010	131.28	O 110.46	O 87.25	O 84.53	O 76.28	O 60.43	O 20.59	O 14.97	E 36.55	E 42.15
13-Sep-2010	132.16	O 111.40	O 88.31	O 85.45	O 77.21	O 61.31	O 21.62	O 13.94	E 35.61	E 41.20
14-Sep-2010	133.04	O 112.34	O 89.36	O 86.38	O 78.14	O 62.20	O 22.66	O 12.92	E 34.68	E 40.26
15-Sep-2010	133.91	O 113.29	O 90.42	O 87.31	O 79.07	O 63.09	O 23.69	O 11.90	E 33.75	E 39.32
16-Sep-2010	134.77	O 114.22	O 91.47	O 88.24	O 80.01	O 63.98	O 24.73	O 10.88	E 32.83	E 38.38
17-Sep-2010	135.63	O 115.16	O 92.53	O 89.17	O 80.94	O 64.87	O 25.78	O 9.87	E 31.92	E 37.45
18-Sep-2010	136.48	O 116.10	O 93.59	O 90.09	O 81.88	O 65.77	O 26.82	O 8.88	E 31.02	E 36.53
19-Sep-2010	137.33	O 117.03	O 94.65	O 91.02	O 82.82	O 66.67	O 27.87	O 7.90	E 30.12	E 35.61
20-Sep-2010	138.16	O 117.97	O 95.70	O 91.96	O 83.75	O 67.57	O 28.91	O 6.94	E 29.24	E 34.69
21-Sep-2010	138.99	O 118.90	O 96.76	O 92.89	O 84.69	O 68.48	O 29.96	O 6.01	E 28.36	E 33.79
22-Sep-2010	139.81	O 119.83	O 97.82	O 93.82	O 85.63	O 69.38	O 31.01	O 5.14	E 27.50	E 32.89
23-Sep-2010	140.63	O 120.75	O 98.88	O 94.75	O 86.57	O 70.29	O 32.06	O 4.34	E 26.65	E 32.00
24-Sep-2010	141.43	O 121.68	O 99.94	O 95.68	O 87.51	O 71.21	O 33.11	O 3.69	E 25.81	E 31.12
25-Sep-2010	142.22	O 122.60	O 101.00	O 96.61	O 88.45	O 72.12	O 34.16	O 3.26	E 24.99	E 30.25
26-Sep-2010	143.00	O 123.52	O 102.06	O 97.54	O 89.40	O 73.04	O 35.21	O 3.13	E 24.18	E 29.40
27-Sep-2010	143.77	O 124.43	O 103.12	O 98.47	O 90.34	O 73.95	O 36.26	O 3.36	E 23.39	E 28.55
28-Sep-2010	144.52	O 125.34	O 104.18	O 99.39	O 91.28	O 74.87	O 37.31	O 3.88	O 22.63	E 27.72
29-Sep-2010	145.27	O 126.25	O 105.24	O 100.32	O 92.21	O 75.79	O 38.37	O 4.58	O 21.89	E 26.90
30-Sep-2010	145.99	O 127.16	O 106.30	O 101.25	O 93.15	O 76.72	O 39.42	O 5.40	O 21.17	E 26.11
01-Oct-2010	146.71	O 128.06	O 107.36	O 102.18	O 94.09	O 77.64	O 40.47	O 6.30	O 20.48	E 25.32
02-Oct-2010	147.40	O 128.95	O 108.41	O 103.10	O 95.03	O 78.56	O 41.52	O 7.23	O 19.82	E 24.56
03-Oct-2010	148.08	O 129.84	O 109.47	O 104.02	O 95.96	O 79.49	O 42.57	O 8.20	O 19.20	E 23.83
04-Oct-2010	148.74	O 130.73	O 110.53	O 104.95	O 96.90	O 80.41	O 43.62	O 9.19	O 18.61	E 23.11
05-Oct-2010	149.38	O 131.61	O 111.58	O 105.87	O 97.83	O 81.34	O 44.67	O 10.19	O 18.07	E 22.42
06-Oct-2010	150.00	O 132.49	O 112.64	O 106.79	O 98.76	O 82.26	O 45.72	O 11.19	O 17.57	E 21.77
07-Oct-2010	150.59	O 133.36	O 113.69	O 107.71	O 99.69	O 83.19	O 46.77	O 12.21	O 17.12	E 21.14
08-Oct-2010	151.17	O 134.22	O 114.75	O 108.62	O 100.62	O 84.11	O 47.82	O 13.23	O 16.72	O 20.55
09-Oct-2010	151.71	O 135.08	O 115.80	O 109.53	O 101.54	O 85.04	O 48.87	O 14.26	O 16.37	O 19.99
10-Oct-2010	152.24	O 135.93	O 116.85	O 110.45	O 102.47	O 85.97	O 49.91	O 15.29	O 16.09	O 19.48
11-Oct-2010	152.73	O 136.77	O 117.90	O 111.36	O 103.39	O 86.89	O 50.96	O 16.32	O 15.86	O 19.01
12-Oct-2010	153.19	O 137.61	O 118.95	O 112.26	O 104.31	O 87.82	O 52.00	O 17.35	O 15.71	O 18.59
13-Oct-2010	153.63	O 138.43	O 120.00	O 113.17	O 105.22	O 88.74	O 53.04	O 18.38	O 15.61	O 18.22
14-Oct-2010	154.03	O 139.25	O 121.04	O 114.07	O 106.13	O 89.67	O 54.08	O 19.41	O 15.59	O 17.90
15-Oct-2010	154.40	E 140.06	O 122.09	O 114.97	O 107.04	O 90.59	O 55.12	O 20.45	O 15.63	O 17.63
16-Oct-2010	154.73	E 140.86	O 123.13	O 115.86	O 107.95	O 91.51	O 56.16	O 21.48	O 15.74	O 17.43
17-Oct-2010	155.03	E 141.65	O 124.18	O 116.75	O 108.85	O 92.43	O 57.20	O 22.51	O 15.91	O 17.29
18-Oct-2010	155.29	E 142.43	O 125.22	O 117.64	O 109.75	O 93.36	O 58.23	O 23.54	O 16.15	O 17.20
19-Oct-2010	155.52	E 143.19	O 126.25	O 118.53	O 110.64	O 94.27	O 59.27	O 24.57	O 16.44	O 17.18
20-Oct-2010	155.70	E 143.95	O 127.29	O 119.41	O 111.53	O 95.19	O 60.30	O 25.60	O 16.79	O 17.22
21-Oct-2010	155.85	E 144.69	O 128.33	O 120.29	O 112.42	O 96.11	O 61.33	O 26.63	O 17.20	O 17.32
22-Oct-2010	155.95	E 145.42	O 129.36	O 121.16	O 113.30	O 97.02	O 62.36	O 27.66	O 17.65	O 17.49
23-Oct-2010	156.02	E 146.13	O 130.39	O 122.03	O 114.18	O 97.94	O 63.38	O 28.68	O 18.14	O 17.71
24-Oct-2010	156.04	E 146.83	O 131.42	O 122.90	O 115.05	O 98.85	O 64.41	O 29.71	O 18.68	O 17.98
25-Oct-2010	156.02	E 147.52	O 132.44	O 123.76	O 115.92	O 99.76	O 65.43	O 30.73	O 19.25	O 18.31
26-Oct-2010	155.97	E 148.18	O 133.47	O 124.61	O 116.78	O 100.67	O 66.45	O 31.75	O 19.85	O 18.68
27-Oct-2010	155.87	E 148.83	O 134.49	O 125.46	O 117.64	O 101.57	O 67.46	O 32.77	O 20.49	O 19.11
28-Oct-2010	155.74	E 149.46	O 135.51	O 126.31	O 118.49	O 102.48	O 68.48	O 33.79	O 21.15	O 19.57
29-Oct-2010	155.57	E 150.07	O 136.53	O 127.15	O 119.34	O 103.38	O 69.49	O 34.80	O 21.84	O 20.08
30-Oct-2010	155.36	E 150.66	O 137.54	O 127.98	O 120.18	O 104.27	O 70.50	O 35.81	O 22.54	O 20.62
31-Oct-2010	155.11	E 151.22	O 138.56	O 128.81	O 121.01	O 105.17	O 71.51	O 36.82	O 23.27	O 21.19
01-Nov-2010	154.84	E 151.77	O 139.57	O 129.63	O 121.84	O 106.06	O 72.51	O 37.83	O 24.01	O 21.79
02-Nov-2010	154.52	E 152.29	O 140.57	O 130.45	O 122.66	O 106.95	O 73.51	O 38.84	O 24.77	O 22.42
03-Nov-2010	154.18	E 152.78	O 141.58	O 131.26	O 123.48	O 107.84	O 74.51	O 39.84	O 25.54	O 23.08
04-Nov-2010	153.81	E 153.25	O 142.58	O 132.06	O 124.29	O 108.72	O 75.51	O 40.84	O 26.32	O 23.76
05-Nov-2010	153.41	E 153.69	O 143.58	O 132.85	O 125.09	O 109.61	O 76.51	O 41.84	O 27.12	O 24.45
06-Nov-2010	152.98	E 154.10	O 144.58	O 133.64	O 125.89	O 110.48	O 77.50	O 42.83	O 27.92	O 25.17
07-Nov-2010	152.53	E 154.48	O 145.57	O 134.42	O 126.67	O 111.36	O 78.49	O 43.83	O 28.73	O 25.90
08-Nov-2010	152.05	E 154.82	O 146.56	O 135.19	O 127.45	O 112.23	O 79.47	O 44.82	O 29.55	O 26.65
09-Nov-2010	151.55	E 155.14	O 147.55	O 135.95	O 128.23	O 113.10	O 80.46	O 45.80	O 30.38	O 27.40

Continúa en la siguiente página

Tabla B.3 – Continuación

Fecha	3C48	3C84	3C144	3C147	3C161	3C196	3C237	3C273	3C283	3C298
10-Nov-2010	151.03 E	155.42 E	148.54 O	136.71 O	128.99 O	113.96 O	81.44 O	46.79 O	31.21 O	28.17 O
11-Nov-2010	150.49 E	155.67 E	149.52 O	137.45 O	129.75 O	114.82 O	82.41 O	47.77 O	32.05 O	28.95 O
12-Nov-2010	149.94 E	155.88 E	150.50 O	138.18 O	130.50 O	115.67 O	83.39 O	48.75 O	32.89 O	29.74 O
13-Nov-2010	149.36 E	156.06 E	151.48 O	138.91 O	131.24 O	116.52 O	84.36 O	49.73 O	33.74 O	30.54 O
14-Nov-2010	148.77 E	156.20 E	152.45 O	139.62 O	131.97 O	117.37 O	85.33 O	50.70 O	34.59 O	31.35 O
15-Nov-2010	148.16 E	156.30 E	153.42 O	140.33 O	132.69 O	118.21 O	86.30 O	51.67 O	35.44 O	32.16 O
16-Nov-2010	147.54 E	156.37 E	154.39 O	141.02 O	133.40 O	119.05 O	87.26 O	52.64 O	36.29 O	32.97 O
17-Nov-2010	146.91 E	156.40 E	155.36 O	141.70 O	134.11 O	119.89 O	88.22 O	53.61 O	37.15 O	33.80 O
18-Nov-2010	146.27 E	156.39 E	156.32 O	142.37 O	134.80 O	120.72 O	89.18 O	54.57 O	38.01 O	34.62 O
19-Nov-2010	145.61 E	156.34 E	157.28 O	143.02 O	135.48 O	121.54 O	90.13 O	55.53 O	38.87 O	35.45 O
20-Nov-2010	144.94 E	156.26 E	158.24 O	143.66 O	136.16 O	122.36 O	91.09 O	56.49 O	39.73 O	36.29 O
21-Nov-2010	144.27 E	156.15 E	159.19 O	144.29 O	136.82 O	123.17 O	92.04 O	57.45 O	40.60 O	37.12 O
22-Nov-2010	143.58 E	156.00 E	160.14 O	144.90 O	137.47 O	123.98 O	92.98 O	58.40 O	41.46 O	37.96 O
23-Nov-2010	142.89 E	155.81 E	161.09 O	145.50 O	138.11 O	124.79 O	93.93 O	59.35 O	42.33 O	38.80 O
24-Nov-2010	142.19 E	155.59 E	162.04 O	146.08 O	138.74 O	125.58 O	94.87 O	60.30 O	43.19 O	39.64 O
25-Nov-2010	141.48 E	155.34 E	162.98 O	146.65 O	139.36 O	126.38 O	95.81 O	61.24 O	44.06 O	40.49 O
26-Nov-2010	140.76 E	155.06 E	163.92 O	147.20 O	139.97 O	127.16 O	96.75 O	62.18 O	44.92 O	41.33 O
27-Nov-2010	140.04 E	154.75 E	164.86 O	147.73 O	140.56 O	127.95 O	97.68 O	63.12 O	45.79 O	42.18 O
28-Nov-2010	139.32 E	154.41 E	165.79 O	148.24 O	141.14 O	128.72 O	98.61 O	64.06 O	46.66 O	43.03 O
29-Nov-2010	138.58 E	154.05 E	166.72 O	148.73 O	141.71 O	129.49 O	99.54 O	64.99 O	47.52 O	43.87 O
30-Nov-2010	137.85 E	153.65 E	167.65 O	149.20 O	142.27 O	130.25 O	100.47 O	65.92 O	48.39 O	44.72 O
01-Dic-2010	137.10 E	153.24 E	168.58 O	149.66 O	142.81 O	131.01 O	101.40 O	66.86 O	49.26 O	45.57 O
02-Dic-2010	136.36 E	152.80 E	169.50 O	150.09 O	143.34 O	131.76 O	102.32 O	67.78 O	50.13 O	46.42 O
03-Dic-2010	135.60 E	152.34 E	170.42 O	150.49 O	143.85 O	132.50 O	103.24 O	68.71 O	50.99 O	47.27 O
04-Dic-2010	134.85 E	151.86 E	171.34 O	150.88 O	144.35 O	133.23 O	104.16 O	69.63 O	51.86 O	48.11 O
05-Dic-2010	134.09 E	151.35 E	172.25 O	151.24 O	144.83 O	133.96 O	105.08 O	70.55 O	52.72 O	48.96 O
06-Dic-2010	133.33 E	150.83 E	173.16 O	151.57 O	145.30 O	134.68 O	105.99 O	71.47 O	53.59 O	49.81 O
07-Dic-2010	132.56 E	150.29 E	174.06 O	151.88 O	145.75 O	135.39 O	106.91 O	72.39 O	54.46 O	50.66 O
08-Dic-2010	131.79 E	149.74 E	174.96 O	152.17 O	146.19 O	136.10 O	107.82 O	73.31 O	55.32 O	51.51 O
09-Dic-2010	131.02 E	149.17 E	175.85 O	152.42 O	146.61 O	136.79 O	108.73 O	74.22 O	56.19 O	52.35 O
10-Dic-2010	130.24 E	148.59 E	176.72 O	152.65 O	147.01 O	137.48 O	109.64 O	75.13 O	57.05 O	53.20 O
11-Dic-2010	129.47 E	147.99 E	177.56 O	152.85 O	147.39 O	138.16 O	110.54 O	76.05 O	57.92 O	54.05 O
12-Dic-2010	128.69 E	147.37 E	178.32 O	153.02 O	147.76 O	138.83 O	111.45 O	76.96 O	58.79 O	54.89 O
13-Dic-2010	127.90 E	146.75 E	178.84 O	153.17 O	148.11 O	139.49 O	112.36 O	77.86 O	59.65 O	55.74 O
14-Dic-2010	127.11 E	146.11 E	178.76 E	153.28 O	148.43 O	140.14 O	113.26 O	78.77 O	60.52 O	56.59 O
15-Dic-2010	126.33 E	145.47 E	178.17 E	153.36 O	148.74 O	140.78 O	114.16 O	79.68 O	61.39 O	57.43 O
16-Dic-2010	125.53 E	144.81 E	177.39 E	153.42 E	149.03 O	141.41 O	115.07 O	80.58 O	62.25 O	58.28 O
17-Dic-2010	124.74 E	144.14 E	176.55 E	153.44 E	149.30 O	142.02 O	115.97 O	81.49 O	63.12 O	59.12 O
18-Dic-2010	123.94 E	143.46 E	175.68 E	153.43 E	149.55 O	142.63 O	116.87 O	82.39 O	63.99 O	59.97 O
19-Dic-2010	123.14 E	142.78 E	174.80 E	153.40 E	149.77 O	143.22 O	117.77 O	83.30 O	64.86 O	60.82 O
20-Dic-2010	122.34 E	142.08 E	173.92 E	153.33 E	149.98 O	143.81 O	118.67 O	84.20 O	65.73 O	61.66 O
21-Dic-2010	121.54 E	141.38 E	173.03 E	153.23 E	150.16 O	144.37 O	119.57 O	85.10 O	66.60 O	62.51 O
22-Dic-2010	120.73 E	140.67 E	172.13 E	153.11 E	150.32 O	144.93 O	120.47 O	86.01 O	67.47 O	63.35 O
23-Dic-2010	119.92 E	139.95 E	171.24 E	152.95 E	150.46 O	145.47 O	121.37 O	86.91 O	68.34 O	64.20 O
24-Dic-2010	119.11 E	139.23 E	170.34 E	152.77 E	150.57 O	146.00 O	122.27 O	87.81 O	69.21 O	65.05 O
25-Dic-2010	118.30 E	138.49 E	169.44 E	152.56 E	150.66 O	146.51 O	123.18 O	88.71 O	70.08 O	65.89 O
26-Dic-2010	117.48 E	137.75 E	168.54 E	152.32 E	150.73 O	147.00 O	124.08 O	89.62 O	70.96 O	66.74 O
27-Dic-2010	116.66 E	137.01 E	167.64 E	152.05 E	150.78 E	147.48 O	124.98 O	90.52 O	71.83 O	67.59 O
28-Dic-2010	115.84 E	136.26 E	166.74 E	151.76 E	150.79 E	147.94 O	125.88 O	91.42 O	72.71 O	68.44 O
29-Dic-2010	115.02 E	135.50 E	165.84 E	151.44 E	150.79 E	148.38 O	126.78 O	92.33 O	73.59 O	69.29 O
30-Dic-2010	114.19 E	134.73 E	164.94 E	151.10 E	150.76 E	148.80 O	127.69 O	93.23 O	74.47 O	70.14 O
31-Dic-2010	113.36 E	133.97 E	164.03 E	150.73 E	150.71 E	149.20 O	128.59 O	94.14 O	75.35 O	70.99 O

Tabla B.4: Latitudes heliocéntricas a lo largo del año para 10 fuentes.

Fecha	3C48	3C84	3C144	3C147	3C161	3C196	3C237	3C273	3C283	3C298
01-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	0.19 O	9.30 O
02-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	0.16 O	8.81 O
03-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	0.13 O	8.32 O
04-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	0.10 O	7.84 O
05-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	0.07 O	7.36 O
06-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	0.05 O	6.89 O
07-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	0.03 O	6.42 O
08-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	0.01 O	5.96 O
09-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	-0.01 O	5.50 O
10-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	-0.02 O	5.04 O
11-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	-0.03 O	4.59 O
12-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	-0.04 O	4.14 O
13-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	-0.04 O	3.70 O
14-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	-0.03 O	3.27 O
15-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	-0.02 O	2.83 O
16-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	-0.01 O	2.41 O
17-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	0.01 O	1.98 O
18-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	1.56 O
19-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	1.15 O
20-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	0.74 O
21-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	0.34 O
22-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	-0.06 O
23-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
24-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
25-Ene-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
26-Ene-2010	-0.68 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
27-Ene-2010	0.04 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
28-Ene-2010	0.75 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
29-Ene-2010	1.47 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
30-Ene-2010	2.18 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
31-Ene-2010	2.89 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
01-Feb-2010	3.59 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
02-Feb-2010	4.30 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
03-Feb-2010	5.00 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
04-Feb-2010	5.70 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
05-Feb-2010	6.40 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
06-Feb-2010	7.10 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
07-Feb-2010	7.80 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
08-Feb-2010	8.50 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
09-Feb-2010	9.20 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
10-Feb-2010	9.89 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
11-Feb-2010	10.59 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
12-Feb-2010	11.29 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
13-Feb-2010	11.99 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
14-Feb-2010	12.68 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
15-Feb-2010	13.38 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
16-Feb-2010	14.08 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
17-Feb-2010	14.78 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
18-Feb-2010	15.48 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
19-Feb-2010	16.19 E	-0.12 E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O				
20-Feb-2010	16.89 E	0.64 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O
21-Feb-2010	17.60 E	1.39 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
22-Feb-2010	18.31 E	2.14 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
23-Feb-2010	19.03 E	2.88 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
24-Feb-2010	19.74 E	3.62 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
25-Feb-2010	20.46 E	4.35 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
26-Feb-2010	21.19 E	5.08 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
27-Feb-2010	21.91 E	5.81 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
28-Feb-2010	22.65 E	6.53 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
01-Mar-2010	23.38 E	7.24 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
02-Mar-2010	24.12 E	7.96 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O

Continúa en la siguiente página

Tabla B.4 – Continuación

Fecha	3C48	3C84	3C144	3C147	3C161	3C196	3C237	3C273	3C283	3C298
03-Mar-2010	24.87 E	8.67 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
04-Mar-2010	25.62 E	9.37 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
05-Mar-2010	26.38 E	10.08 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
06-Mar-2010	27.15 E	10.78 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
07-Mar-2010	27.93 E	11.48 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
08-Mar-2010	28.71 E	12.18 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
09-Mar-2010	29.50 E	12.88 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
10-Mar-2010	30.30 E	13.57 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
11-Mar-2010	31.11 E	14.27 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
12-Mar-2010	31.93 E	14.96 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
13-Mar-2010	32.76 E	15.65 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
14-Mar-2010	33.60 E	16.34 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
15-Mar-2010	34.45 E	17.03 E	-0.30 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
16-Mar-2010	35.32 E	17.73 E	0.13 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
17-Mar-2010	36.20 E	18.42 E	0.56 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
18-Mar-2010	37.10 E	19.11 E	0.97 E	-0.17 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
19-Mar-2010	38.01 E	19.81 E	1.37 E	0.55 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
20-Mar-2010	38.94 E	20.50 E	1.75 E	1.27 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
21-Mar-2010	39.88 E	21.20 E	2.13 E	1.98 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
22-Mar-2010	41.07 E	22.06 E	2.58 E	2.81 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
23-Mar-2010	42.06 E	22.76 E	2.92 E	3.51 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
24-Mar-2010	43.06 E	23.47 E	3.26 E	4.20 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
25-Mar-2010	44.08 E	24.18 E	3.58 E	4.88 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
26-Mar-2010	45.12 E	24.90 E	3.90 E	5.56 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
27-Mar-2010	46.18 E	25.61 E	4.20 E	6.23 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
28-Mar-2010	47.26 E	26.34 E	4.49 E	6.89 E	0.03 E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O
29-Mar-2010	48.36 E	27.07 E	4.77 E	7.55 E	-0.12 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O
30-Mar-2010	49.48 E	27.80 E	5.03 E	8.21 E	-0.28 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O
31-Mar-2010	50.62 E	28.55 E	5.29 E	8.85 E	-0.45 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O
01-Abr-2010	51.77 E	29.29 E	5.53 E	9.50 E	-0.63 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O
02-Abr-2010	52.94 E	30.05 E	5.77 E	10.14 E	-0.83 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O
03-Abr-2010	54.12 E	30.82 E	5.99 E	10.78 E	-1.03 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O
04-Abr-2010	55.30 E	31.59 E	6.20 E	11.41 E	-1.25 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O
05-Abr-2010	56.49 E	32.37 E	6.40 E	12.04 E	-1.49 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O
06-Abr-2010	57.67 E	33.16 E	6.60 E	12.66 E	-1.73 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O
07-Abr-2010	58.84 E	33.97 E	6.78 E	13.29 E	-1.99 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O
08-Abr-2010	59.97 E	34.78 E	6.95 E	13.91 E	-2.26 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O
09-Abr-2010	61.07 E	35.61 E	7.11 E	14.52 E	-2.54 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
10-Abr-2010	62.11 E	36.45 E	7.26 E	15.14 E	-2.84 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
11-Abr-2010	63.08 E	37.30 E	7.40 E	15.75 E	-3.14 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
12-Abr-2010	63.94 E	38.17 E	7.53 E	16.36 E	-3.46 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
13-Abr-2010	64.68 E	39.06 E	7.64 E	16.97 E	-3.80 E	-0.33 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
14-Abr-2010	65.26 E	39.95 E	7.75 E	17.58 E	-4.14 E	0.25 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
15-Abr-2010	65.66 O	40.87 E	7.85 E	18.19 E	-4.50 E	0.82 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
16-Abr-2010	65.86 O	41.80 E	7.94 E	18.80 E	-4.87 E	1.37 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
17-Abr-2010	65.83 O	42.76 E	8.02 E	19.40 E	-5.25 E	1.92 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
18-Abr-2010	65.57 O	43.73 E	8.09 E	20.01 E	-5.65 E	2.47 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
19-Abr-2010	65.07 O	44.71 E	8.15 E	20.62 E	-6.06 E	3.00 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
20-Abr-2010	64.33 O	45.72 E	8.20 E	21.23 E	-6.48 E	3.52 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
21-Abr-2010	63.38 O	46.75 E	8.24 E	21.84 E	-6.91 E	4.04 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
22-Abr-2010	62.23 O	47.80 E	8.27 E	22.45 E	-7.36 E	4.55 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
23-Abr-2010	60.92 O	48.86 E	8.30 E	23.07 E	-7.82 E	5.06 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
24-Abr-2010	59.46 O	49.95 E	8.31 E	23.68 E	-8.29 E	5.55 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
25-Abr-2010	57.88 O	51.05 E	8.31 E	24.30 E	-8.78 E	6.04 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O
26-Abr-2010	56.21 O	52.17 E	8.30 E	24.93 E	-9.28 E	6.52 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
27-Abr-2010	54.47 O	53.30 E	8.29 E	25.55 E	-9.79 E	7.00 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
28-Abr-2010	52.69 O	54.44 E	8.26 E	26.18 E	-10.32 E	7.47 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
29-Abr-2010	50.89 O	55.59 E	8.23 E	26.82 E	-10.86 E	7.94 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
30-Abr-2010	49.07 O	56.74 E	8.18 E	27.46 E	-11.41 E	8.40 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
01-May-2010	47.26 O	57.88 E	8.13 E	28.11 E	-11.98 E	8.86 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
02-May-2010	45.47 O	59.01 E	8.06 E	28.76 E	-12.56 E	9.31 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
03-May-2010	43.70 O	60.11 E	7.99 E	29.42 E	-13.16 E	9.76 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
04-May-2010	41.96 O	61.18 E	7.91 E	30.09 E	-13.77 E	10.20 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E

Continúa en la siguiente página

Tabla B.4 – Continuación

Fecha	3C48	3C84	3C144	3C147	3C161	3C196	3C237	3C273	3C283	3C298
05-May-2010	40.27 O	62.20 E	7.82 E	30.76 E	-14.39 E	10.64 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
06-May-2010	38.63 O	63.15 E	7.72 E	31.45 E	-15.03 E	11.08 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
07-May-2010	37.03 O	64.01 E	7.61 E	32.14 E	-15.69 E	11.51 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
08-May-2010	35.49 O	64.76 E	7.49 E	32.84 E	-16.36 E	11.94 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
09-May-2010	34.00 O	65.38 E	7.36 E	33.55 E	-17.04 E	12.37 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
10-May-2010	32.57 O	65.85 E	7.22 E	34.28 E	-17.74 E	12.80 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
11-May-2010	31.19 O	66.15 O	7.07 E	35.01 E	-18.46 E	13.23 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
12-May-2010	29.87 O	66.25 O	6.91 E	35.76 E	-19.19 E	13.65 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
13-May-2010	28.60 O	66.16 O	6.73 E	36.52 E	-19.94 E	14.08 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
14-May-2010	27.39 O	65.85 O	6.55 E	37.29 E	-20.70 E	14.50 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
15-May-2010	26.23 O	65.35 O	6.36 E	38.07 E	-21.48 E	14.93 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
16-May-2010	25.12 O	64.65 O	6.15 E	38.87 E	-22.27 E	15.35 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
17-May-2010	24.06 O	63.77 O	5.94 E	39.68 E	-23.09 E	15.78 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
18-May-2010	23.05 O	62.74 O	5.71 E	40.51 E	-23.91 E	16.20 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
19-May-2010	22.08 O	61.57 O	5.47 E	41.35 E	-24.76 E	16.63 E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E
20-May-2010	21.16 O	60.29 O	5.21 E	42.21 E	-25.62 E	17.06 E	0.03 E	NaN E	NaN E	NaN E
21-May-2010	20.29 O	58.92 O	4.94 E	43.08 E	-26.50 E	17.49 E	-0.18 E	NaN E	NaN E	NaN E
22-May-2010	19.45 O	57.48 O	4.65 E	43.97 E	-27.40 E	17.93 E	-0.39 E	NaN E	NaN E	NaN E
23-May-2010	18.65 O	56.00 O	4.34 E	44.87 E	-28.31 E	18.37 E	-0.60 E	NaN E	NaN E	NaN E
24-May-2010	17.89 O	54.48 O	4.01 E	45.79 E	-29.24 E	18.82 E	-0.83 E	NaN E	NaN E	NaN E
25-May-2010	17.17 O	52.94 O	3.67 E	46.72 E	-30.19 E	19.27 E	-1.06 E	NaN E	NaN E	NaN E
26-May-2010	16.48 O	51.40 O	3.30 E	47.66 E	-31.16 E	19.72 E	-1.29 E	NaN E	NaN E	NaN E
27-May-2010	15.82 O	49.86 O	2.90 E	48.62 E	-32.14 E	20.18 E	-1.53 E	NaN E	NaN E	NaN E
28-May-2010	15.20 O	48.34 O	2.47 E	49.58 E	-33.14 E	20.65 E	-1.77 E	NaN E	NaN E	NaN E
29-May-2010	14.60 O	46.84 O	2.00 E	50.56 E	-34.16 E	21.12 E	-2.02 E	NaN E	NaN E	NaN E
30-May-2010	14.03 O	45.37 O	1.49 E	51.53 E	-35.19 E	21.60 E	-2.28 E	NaN E	NaN E	NaN E
31-May-2010	13.49 O	43.93 O	0.93 E	52.51 E	-36.24 E	22.09 E	-2.54 E	NaN E	NaN E	NaN E
01-Jun-2010	12.97 O	42.53 O	0.31 E	53.49 E	-37.30 E	22.59 E	-2.80 E	NaN E	NaN E	NaN E
02-Jun-2010	12.48 O	41.17 O	-0.38 E	54.47 E	-38.38 E	23.10 E	-3.07 E	NaN E	NaN E	NaN E
03-Jun-2010	12.01 O	39.85 O	-1.17 E	55.43 E	-39.47 E	23.62 E	-3.34 E	NaN E	NaN E	NaN E
04-Jun-2010	11.57 O	38.58 O	-2.09 E	56.38 E	-40.57 E	24.14 E	-3.62 E	NaN E	NaN E	NaN E
05-Jun-2010	11.14 O	37.34 O	-3.16 E	57.31 E	-41.68 E	24.69 E	-3.90 E	NaN E	NaN E	NaN E
06-Jun-2010	10.73 O	36.16 O	-4.46 E	58.20 E	-42.80 E	25.24 E	-4.18 E	NaN E	NaN E	NaN E
07-Jun-2010	10.35 O	35.02 O	-6.07 E	59.06 E	-43.93 E	25.80 E	-4.47 E	NaN E	NaN E	NaN E
08-Jun-2010	9.98 O	33.92 O	-8.15 E	59.87 E	-45.06 E	26.38 E	-4.76 E	NaN E	NaN E	NaN E
09-Jun-2010	9.62 O	32.86 O	-10.97 E	60.62 E	-46.20 E	26.98 E	-5.06 E	NaN E	NaN E	NaN E
10-Jun-2010	9.29 O	31.85 O	-15.04 E	61.31 E	-47.33 E	27.59 E	-5.35 E	NaN E	NaN E	NaN E
11-Jun-2010	8.96 O	30.87 O	-21.47 E	61.92 E	-48.46 E	28.21 E	-5.66 E	NaN E	NaN E	NaN E
12-Jun-2010	8.66 O	29.94 O	-32.96 E	62.44 E	-49.58 E	28.85 E	-5.96 E	NaN E	NaN E	NaN E
13-Jun-2010	8.36 O	29.04 O	-56.14 E	62.86 E	-50.69 E	29.51 E	-6.27 E	NaN E	NaN E	NaN E
14-Jun-2010	8.08 O	28.19 O	-83.72 O	63.18 E	-51.78 E	30.19 E	-6.58 E	NaN E	NaN E	NaN E
15-Jun-2010	7.81 O	27.36 O	-50.66 O	63.39 E	-52.84 E	30.89 E	-6.90 E	NaN E	NaN E	NaN E
16-Jun-2010	7.56 O	26.57 O	-33.99 O	63.48 O	-53.87 E	31.60 E	-7.22 E	NaN E	NaN E	NaN E
17-Jun-2010	7.31 O	25.81 O	-25.32 O	63.45 O	-54.87 E	32.34 E	-7.54 E	NaN E	NaN E	NaN E
18-Jun-2010	7.07 O	25.09 O	-20.15 O	63.30 O	-55.82 E	33.10 E	-7.86 E	NaN E	NaN E	NaN E
19-Jun-2010	6.84 O	24.39 O	-16.73 O	63.03 O	-56.71 E	33.88 E	-8.19 E	NaN E	NaN E	NaN E
20-Jun-2010	6.63 O	23.72 O	-14.28 O	62.66 O	-57.54 E	34.68 E	-8.51 E	NaN E	NaN E	NaN E
21-Jun-2010	6.41 O	23.08 O	-12.42 O	62.18 O	-58.29 E	35.50 E	-8.85 E	NaN E	NaN E	NaN E
22-Jun-2010	6.21 O	22.46 O	-10.95 O	61.60 O	-58.96 E	36.35 E	-9.18 E	NaN E	NaN E	NaN E
23-Jun-2010	6.02 O	21.87 O	-9.74 O	60.94 O	-59.53 E	37.21 E	-9.52 E	NaN E	NaN E	NaN E
24-Jun-2010	5.83 O	21.30 O	-8.72 O	60.20 O	-60.01 E	38.11 E	-9.86 E	NaN E	NaN E	NaN E
25-Jun-2010	5.64 O	20.75 O	-7.84 O	59.39 O	-60.37 E	39.02 E	-10.20 E	NaN E	NaN E	NaN E
26-Jun-2010	5.47 O	20.23 O	-7.07 O	58.53 O	-60.62 E	39.96 E	-10.54 E	0.26 E	NaN E	NaN E
27-Jun-2010	5.29 O	19.72 O	-6.37 O	57.63 O	-60.74 E	40.92 E	-10.89 E	-0.07 E	NaN E	NaN E
28-Jun-2010	5.12 O	19.23 O	-5.75 O	56.69 O	-60.74 O	41.90 E	-11.24 E	-0.39 E	NaN E	NaN E
29-Jun-2010	4.96 O	18.75 O	-5.18 O	55.72 O	-60.61 O	42.90 E	-11.59 E	-0.72 E	NaN E	NaN E
30-Jun-2010	4.80 O	18.30 O	-4.65 O	54.73 O	-60.36 O	43.92 E	-11.94 E	-1.05 E	NaN E	NaN E
01-Jul-2010	4.64 O	17.85 O	-4.16 O	53.73 O	-59.99 O	44.96 E	-12.30 E	-1.37 E	NaN E	NaN E
02-Jul-2010	4.49 O	17.43 O	-3.70 O	52.72 O	-59.50 O	46.01 E	-12.66 E	-1.70 E	NaN E	NaN E
03-Jul-2010	4.34 O	17.01 O	-3.27 O	51.71 O	-58.91 O	47.07 E	-13.02 E	-2.02 E	NaN E	NaN E
04-Jul-2010	4.19 O	16.61 O	-2.86 O	50.69 O	-58.21 O	48.15 E	-13.38 E	-2.34 E	NaN E	NaN E
05-Jul-2010	4.04 O	16.22 O	-2.47 O	49.69 O	-57.42 O	49.23 E	-13.75 E	-2.66 E	NaN E	NaN E
06-Jul-2010	3.89 O	15.84 O	-2.10 O	48.69 O	-56.56 O	50.31 E	-14.12 E	-2.97 E	NaN E	NaN E

Continúa en la siguiente página

Tabla B.4 – Continuación

Fecha	3C48	3C84	3C144	3C147	3C161	3C196	3C237	3C273	3C283	3C298
07-Jul-2010	3.74 O	15.47 O	-1.74 O	47.70 O	-55.62 O	51.39 E	-14.49 E	-3.29 E	NaN E	NaN E
08-Jul-2010	3.59 O	15.10 O	-1.40 O	46.73 O	-54.62 O	52.46 E	-14.87 E	-3.60 E	NaN E	NaN E
09-Jul-2010	3.45 O	14.75 O	-1.07 O	45.77 O	-53.57 O	53.51 E	-15.25 E	-3.92 E	NaN E	NaN E
10-Jul-2010	3.30 O	14.41 O	-0.76 O	44.82 O	-52.48 O	54.54 E	-15.63 E	-4.23 E	NaN E	NaN E
11-Jul-2010	3.15 O	14.07 O	-0.46 O	43.89 O	-51.35 O	55.54 E	-16.02 E	-4.53 E	NaN E	NaN E
12-Jul-2010	3.00 O	13.73 O	-0.17 O	42.98 O	-50.19 O	56.50 E	-16.41 E	-4.84 E	NaN E	NaN E
13-Jul-2010	2.85 O	13.41 O	0.11 O	42.09 O	-49.01 O	57.41 E	-16.80 E	-5.14 E	NaN E	NaN E
14-Jul-2010	2.69 O	13.09 O	0.39 O	41.21 O	-47.82 O	58.27 E	-17.20 E	-5.44 E	NaN E	NaN E
15-Jul-2010	2.54 O	12.77 O	0.65 O	40.36 O	-46.61 O	59.06 E	-17.61 E	-5.74 E	NaN E	NaN E
16-Jul-2010	2.38 O	12.46 O	0.90 O	39.52 O	-45.40 O	59.77 E	-18.02 E	-6.04 E	NaN E	NaN E
17-Jul-2010	2.22 O	12.15 O	1.14 O	38.70 O	-44.19 O	60.39 E	-18.43 E	-6.33 E	0.49 E	NaN E
18-Jul-2010	2.05 O	11.84 O	1.38 O	37.89 O	-42.98 O	60.92 E	-18.85 E	-6.62 E	-0.14 E	NaN E
19-Jul-2010	1.88 O	11.54 O	1.61 O	37.10 O	-41.78 O	61.35 E	-19.28 E	-6.90 E	-0.76 E	NaN E
20-Jul-2010	1.71 O	11.24 O	1.83 O	36.33 O	-40.58 O	61.67 E	-19.72 E	-7.19 E	-1.38 E	NaN E
21-Jul-2010	1.53 O	10.93 O	2.04 O	35.58 O	-39.40 O	61.88 E	-20.16 E	-7.47 E	-2.00 E	NaN E
22-Jul-2010	1.35 O	10.63 O	2.24 O	34.84 O	-38.23 O	61.98 E	-20.62 E	-7.74 E	-2.62 E	NaN E
23-Jul-2010	1.16 O	10.33 O	2.44 O	34.11 O	-37.07 O	61.96 E	-21.08 E	-8.02 E	-3.23 E	0.04 E
24-Jul-2010	0.97 O	10.04 O	2.63 O	33.40 O	-35.92 O	61.82 E	-21.56 E	-8.28 E	-3.85 E	-0.17 E
25-Jul-2010	0.77 O	9.74 O	2.81 O	32.71 O	-34.80 O	61.59 O	-22.05 E	-8.55 E	-4.46 E	-0.38 E
26-Jul-2010	0.56 O	9.43 O	2.98 O	32.02 O	-33.69 O	61.25 O	-22.55 E	-8.81 E	-5.07 E	-0.58 E
27-Jul-2010	0.35 O	9.13 O	3.14 O	31.35 O	-32.60 O	60.82 O	-23.07 E	-9.07 E	-5.68 E	-0.77 E
28-Jul-2010	0.13 O	8.83 O	3.30 O	30.69 O	-31.53 O	60.30 O	-23.61 E	-9.32 E	-6.29 E	-0.96 E
29-Jul-2010	-0.09 O	8.52 O	3.45 O	30.04 O	-30.48 O	59.71 O	-24.16 E	-9.56 E	-6.90 E	-1.14 E
30-Jul-2010	NaN O	8.22 O	3.59 O	29.40 O	-29.45 O	59.05 O	-24.74 E	-9.81 E	-7.50 E	-1.31 E
31-Jul-2010	NaN O	7.90 O	3.73 O	28.77 O	-28.45 O	58.33 O	-25.35 E	-10.04 E	-8.11 E	-1.48 E
01-Ago-2010	NaN O	7.59 O	3.85 O	28.15 O	-27.46 O	57.56 O	-25.99 E	-10.28 E	-8.72 E	-1.64 E
02-Ago-2010	NaN O	7.27 O	3.97 O	27.54 O	-26.49 O	56.76 O	-26.66 E	-10.50 E	-9.32 E	-1.79 E
03-Ago-2010	NaN O	6.95 O	4.08 O	26.93 O	-25.54 O	55.92 O	-27.37 E	-10.73 E	-9.93 E	-1.93 E
04-Ago-2010	NaN O	6.63 O	4.18 O	26.33 O	-24.62 O	55.05 O	-28.12 E	-10.94 E	-10.53 E	-2.07 E
05-Ago-2010	NaN O	6.30 O	4.27 O	25.74 O	-23.71 O	54.16 O	-28.93 E	-11.15 E	-11.14 E	-2.20 E
06-Ago-2010	NaN O	5.96 O	4.36 O	25.16 O	-22.83 O	53.26 O	-29.80 E	-11.35 E	-11.75 E	-2.32 E
07-Ago-2010	NaN O	5.62 O	4.44 O	24.58 O	-21.96 O	52.34 O	-30.74 E	-11.55 E	-12.35 E	-2.43 E
08-Ago-2010	NaN O	5.27 O	4.51 O	24.00 O	-21.12 O	51.42 O	-31.77 E	-11.74 E	-12.96 E	-2.54 E
09-Ago-2010	NaN O	4.92 O	4.57 O	23.43 O	-20.30 O	50.49 O	-32.90 E	-11.93 E	-13.57 E	-2.63 E
10-Ago-2010	NaN O	4.56 O	4.62 O	22.87 O	-19.49 O	49.57 O	-34.15 E	-12.10 E	-14.18 E	-2.72 E
11-Ago-2010	NaN O	4.20 O	4.66 O	22.30 O	-18.71 O	48.64 O	-35.56 E	-12.27 E	-14.79 E	-2.79 E
12-Ago-2010	NaN O	3.83 O	4.70 O	21.74 O	-17.94 O	47.72 O	-37.15 E	-12.43 E	-15.40 E	-2.86 E
13-Ago-2010	NaN O	3.45 O	4.72 O	21.19 O	-17.20 O	46.81 O	-38.97 E	-12.59 E	-16.02 E	-2.92 E
14-Ago-2010	NaN O	3.06 O	4.74 O	20.63 O	-16.47 O	45.90 O	-41.08 E	-12.73 E	-16.63 E	-2.96 E
15-Ago-2010	NaN O	2.67 O	4.75 O	20.08 O	-15.76 O	44.99 O	-43.56 E	-12.87 E	-17.25 E	-3.00 E
16-Ago-2010	NaN O	2.27 O	4.74 O	19.53 O	-15.07 O	44.10 O	-46.51 E	-12.99 E	-17.88 E	-3.02 E
17-Ago-2010	NaN O	1.86 O	4.73 O	18.97 O	-14.40 O	43.22 O	-50.09 E	-13.11 E	-18.50 E	-3.04 E
18-Ago-2010	NaN O	1.44 O	4.71 O	18.42 O	-13.74 O	42.34 O	-54.49 E	-13.22 E	-19.13 E	-3.04 E
19-Ago-2010	NaN O	1.01 O	4.68 O	17.87 O	-13.10 O	41.47 O	-59.98 E	-13.32 E	-19.76 E	-3.03 E
20-Ago-2010	NaN O	0.57 O	4.64 O	17.32 O	-12.48 O	40.62 O	-66.89 E	-13.40 E	-20.40 E	-3.01 E
21-Ago-2010	NaN O	0.12 O	4.60 O	16.77 O	-11.88 O	39.77 O	-75.48 E	-13.47 E	-21.04 E	-2.97 E
22-Ago-2010	NaN O	-0.33 O	4.54 O	16.22 O	-11.29 O	38.93 O	-84.71 E	-13.54 E	-21.68 E	-2.92 E
23-Ago-2010	NaN O	NaN O	4.47 O	15.67 O	-10.72 O	38.11 O	-94.96 E	-13.58 E	-22.33 E	-2.86 E
24-Ago-2010	NaN O	NaN O	4.39 O	15.11 O	-10.17 O	37.29 O	-106.59 E	-13.62 E	-22.99 E	-2.78 E
25-Ago-2010	NaN O	NaN O	4.30 O	14.56 O	-9.63 O	36.48 O	-119.36 E	-13.64 E	-23.65 E	-2.69 E
26-Ago-2010	NaN O	NaN O	4.20 O	14.00 O	-9.11 O	35.68 O	-133.36 E	-13.64 E	-24.31 E	-2.58 E
27-Ago-2010	NaN O	NaN O	4.09 O	13.44 O	-8.61 O	34.89 O	-148.64 E	-13.63 E	-24.99 E	-2.46 E
28-Ago-2010	NaN O	NaN O	3.97 O	12.87 O	-8.12 O	34.11 O	-165.64 E	-13.60 E	-25.67 E	-2.32 E
29-Ago-2010	NaN O	NaN O	3.84 O	12.31 O	-7.64 O	33.33 O	-184.24 E	-13.55 E	-26.36 E	-2.17 E
30-Ago-2010	NaN O	NaN O	3.70 O	11.74 O	-7.18 O	32.56 O	-204.56 E	-13.48 E	-27.06 E	-2.00 E
31-Ago-2010	NaN O	NaN O	3.55 O	11.16 O	-6.74 O	31.80 O	-226.72 E	-13.38 E	-27.77 E	-1.81 E
01-Sep-2010	NaN O	NaN O	3.39 O	10.59 O	-6.31 O	31.05 O	-250.84 E	-13.26 E	-28.50 E	-1.60 E
02-Sep-2010	NaN O	NaN O	3.21 O	10.01 O	-5.89 O	30.30 O	-277.04 E	-13.12 E	-29.23 E	-1.37 E
03-Sep-2010	NaN O	NaN O	3.03 O	9.42 O	-5.49 O	29.56 O	-305.44 E	-12.94 E	-29.97 E	-1.12 E
04-Sep-2010	NaN O	NaN O	2.83 O	8.83 O	-5.10 O	28.82 O	-336.04 E	-12.73 E	-30.73 E	-0.85 E
05-Sep-2010	NaN O	NaN O	2.62 O	8.24 O	-4.73 O	28.09 O	-368.84 E	-12.48 E	-31.50 E	-0.56 E
06-Sep-2010	NaN O	NaN O	2.40 O	7.63 O	-4.38 O	27.36 O	-403.96 E	-12.19 E	-32.29 E	-0.24 E
07-Sep-2010	NaN O	NaN O	2.17 O	7.03 O	-4.03 O	26.64 O	-441.52 E	-11.85 E	-33.10 E	0.10 E

Continúa en la siguiente página

Tabla B.4 – Continuación

Fecha	3C48	3C84	3C144	3C147	3C161	3C196	3C237	3C273	3C283	3C298
08-Sep-2010	NaN O	NaN O	1.93 O	6.42 O	-3.70 O	25.93 O	5.10 O	-11.46 E	-33.92 E	0.46 E
09-Sep-2010	NaN O	NaN O	1.67 O	5.80 O	-3.39 O	25.21 O	5.98 O	-11.01 E	-34.76 E	0.85 E
10-Sep-2010	NaN O	NaN O	1.40 O	5.18 O	-3.08 O	24.50 O	6.75 O	-10.48 E	-35.63 E	1.27 E
11-Sep-2010	NaN O	NaN O	1.12 O	4.55 O	-2.79 O	23.79 O	7.44 O	-9.86 E	-36.51 E	1.72 E
12-Sep-2010	NaN O	NaN O	0.83 O	3.91 O	-2.52 O	23.09 O	8.05 O	-9.15 E	-37.43 E	2.20 E
13-Sep-2010	NaN O	NaN O	0.52 O	3.27 O	-2.26 O	22.39 O	8.60 O	-8.31 E	-38.36 E	2.71 E
14-Sep-2010	NaN O	NaN O	0.20 O	2.61 O	-2.01 O	21.69 O	9.08 O	-7.32 E	-39.33 E	3.25 E
15-Sep-2010	NaN O	NaN O	-0.13 O	1.95 O	-1.77 O	20.99 O	9.52 O	-6.14 E	-40.33 E	3.83 E
16-Sep-2010	NaN O	NaN O	NaN O	1.29 O	-1.55 O	20.29 O	9.91 O	-4.72 E	-41.37 E	4.44 E
17-Sep-2010	NaN O	NaN O	NaN O	0.61 O	-1.34 O	19.60 O	10.25 O	-3.00 E	-42.44 E	5.10 E
18-Sep-2010	NaN O	NaN O	NaN O	-0.07 O	-1.15 O	18.90 O	10.56 O	-0.87 E	-43.55 E	5.79 E
19-Sep-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	-0.97 O	18.21 O	10.83 O	1.81 E	-44.70 E	6.54 E
20-Sep-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	-0.80 O	17.51 O	11.08 O	5.26 E	-45.90 E	7.32 E
21-Sep-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	-0.64 O	16.82 O	11.29 O	9.80 E	-47.14 E	8.16 E
22-Sep-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	-0.50 O	16.12 O	11.47 O	15.94 E	-48.44 E	9.05 E
23-Sep-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	-0.37 O	15.43 O	11.63 O	24.48 E	-49.80 E	10.00 E
24-Sep-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	-0.25 O	14.73 O	11.77 O	36.40 E	-51.21 E	11.00 E
25-Sep-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	-0.14 O	14.04 O	11.89 O	52.39 E	-52.69 E	12.07 E
26-Sep-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	-0.05 O	13.34 O	11.98 O	71.22 E	-54.23 E	13.21 E
27-Sep-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	0.03 O	12.64 O	12.06 O	86.63 E	-55.83 E	14.42 E
28-Sep-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	11.94 O	12.11 O	74.95 O	-57.51 E	15.70 E
29-Sep-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	11.23 O	12.15 O	64.31 O	-59.25 E	17.07 E
30-Sep-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	10.53 O	12.17 O	56.62 O	-61.04 E	18.52 E
01-Oct-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	9.82 O	12.18 O	51.00 O	-62.88 E	20.06 E
02-Oct-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	9.11 O	12.17 O	46.78 O	-64.76 E	21.70 E
03-Oct-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	8.39 O	12.15 O	43.52 O	-66.62 E	23.44 E
04-Oct-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	7.68 O	12.11 O	40.93 O	-68.44 E	25.29 E
05-Oct-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	6.96 O	12.06 O	38.83 O	-70.14 E	27.25 E
06-Oct-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	6.23 O	11.99 O	37.08 O	-71.60 E	29.33 E
07-Oct-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	5.50 O	11.92 O	35.61 O	-72.70 E	31.52 E
08-Oct-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	4.77 O	11.83 O	34.34 O	-73.27 O	33.83 E
09-Oct-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	4.03 O	11.73 O	33.23 O	-73.18 O	36.27 E
10-Oct-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	3.29 O	11.61 O	32.25 O	-72.35 O	38.81 E
11-Oct-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	2.55 O	11.49 O	31.37 O	-70.84 O	41.47 E
12-Oct-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	1.80 O	11.35 O	30.58 O	-68.74 O	44.23 E
13-Oct-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	1.04 O	11.21 O	29.86 O	-66.20 O	47.08 E
14-Oct-2010	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	0.28 O	11.05 O	29.19 O	-63.36 O	49.99 E
15-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	-0.49 O	10.89 O	28.57 O	-60.30 O	52.93 E
16-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	10.71 O	27.99 O	-57.14 O	55.88 E
17-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	10.52 O	27.44 O	-53.94 O	58.79 E
18-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	10.33 O	26.93 O	-50.75 O	61.59 E
19-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	10.12 O	26.43 O	-47.62 O	64.23 E
20-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	9.91 O	25.96 O	-44.57 O	66.62 E
21-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	9.69 O	25.50 O	-41.64 O	68.67 E
22-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	9.45 O	25.06 O	-38.85 O	70.27 E
23-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	9.21 O	24.63 O	-36.19 O	71.33 E
24-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	8.97 O	24.22 O	-33.67 O	71.80 E
25-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	8.71 O	23.81 O	-31.30 O	71.69 O
26-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	8.44 O	23.41 O	-29.07 O	71.06 O
27-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	8.17 O	23.01 O	-26.99 O	70.01 O
28-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	7.89 O	22.62 O	-25.03 O	68.66 O
29-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	7.60 O	22.24 O	-23.21 O	67.11 O
30-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	7.30 O	21.86 O	-21.50 O	65.44 O
31-Oct-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	7.00 O	21.49 O	-19.91 O	63.71 O
01-Nov-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	6.69 O	21.11 O	-18.43 O	61.96 O
02-Nov-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	6.37 O	20.74 O	-17.05 O	60.22 O
03-Nov-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	6.04 O	20.37 O	-15.75 O	58.51 O
04-Nov-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	5.71 O	20.00 O	-14.55 O	56.84 O
05-Nov-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	5.37 O	19.63 O	-13.43 O	55.22 O
06-Nov-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	5.03 O	19.27 O	-12.38 O	53.65 O
07-Nov-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	4.67 O	18.90 O	-11.40 O	52.13 O
08-Nov-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	4.31 O	18.53 O	-10.49 O	50.67 O
09-Nov-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	3.95 O	18.17 O	-9.64 O	49.26 O

Continúa en la siguiente página

Tabla B.4 – Continuación

Fecha	3C48	3C84	3C144	3C147	3C161	3C196	3C237	3C273	3C283	3C298
10-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	3.57 O	17.80 O	-8.84 O	47.90 O
11-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	3.19 O	17.43 O	-8.10 O	46.59 O
12-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	2.81 O	17.07 O	-7.41 O	45.33 O
13-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	2.42 O	16.70 O	-6.76 O	44.12 O
14-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	2.02 O	16.33 O	-6.16 O	42.94 O
15-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	1.61 O	15.96 O	-5.60 O	41.81 O
16-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	1.20 O	15.59 O	-5.07 O	40.72 O
17-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	0.79 O	15.22 O	-4.59 O	39.66 O
18-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	0.37 O	14.85 O	-4.13 O	38.63 O
19-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	-0.06 O	14.47 O	-3.71 O	37.64 O
20-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	14.10 O	-3.31 O	36.67 O				
21-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	13.72 O	-2.95 O	35.74 O				
22-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	13.34 O	-2.61 O	34.83 O				
23-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	12.97 O	-2.29 O	33.94 O				
24-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	12.59 O	-2.00 O	33.08 O				
25-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	12.21 O	-1.73 O	32.23 O				
26-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	11.83 O	-1.48 O	31.41 O				
27-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	11.45 O	-1.25 O	30.61 O				
28-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	11.06 O	-1.04 O	29.82 O				
29-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	10.68 O	-0.85 O	29.06 O				
30-Nov-2010	NaN E	NaN E	NaN O	10.30 O	-0.67 O	28.30 O				
01-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN O	9.91 O	-0.51 O	27.57 O				
02-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN O	9.52 O	-0.36 O	26.84 O				
03-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN O	9.14 O	-0.23 O	26.13 O				
04-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN O	8.75 O	-0.11 O	25.44 O				
05-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN O	8.36 O	-0.01 O	24.75 O				
06-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN O	7.97 O	0.09 O	24.08 O				
07-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN O	7.59 O	0.17 O	23.42 O				
08-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN O	7.20 O	0.24 O	22.76 O				
09-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN O	6.81 O	0.31 O	22.12 O				
10-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN O	6.41 O	0.36 O	21.49 O				
11-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN O	6.02 O	0.41 O	20.86 O				
12-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN O	5.63 O	0.44 O	20.25 O				
13-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN O	5.24 O	0.47 O	19.64 O				
14-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	4.85 O	0.49 O	19.04 O
15-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	NaN O	4.46 O	0.51 O	18.45 O
16-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	4.07 O	0.52 O	17.86 O
17-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	3.68 O	0.52 O	17.28 O
18-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	3.28 O	0.52 O	16.71 O
19-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	2.89 O	0.52 O	16.15 O
20-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	2.50 O	0.51 O	15.59 O
21-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	2.11 O	0.49 O	15.03 O
22-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	1.72 O	0.47 O	14.49 O
23-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	1.33 O	0.45 O	13.94 O
24-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	0.94 O	0.43 O	13.41 O
25-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	0.55 O	0.40 O	12.88 O
26-Dic-2010	NaN E	NaN E	NaN E	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	0.17 O	0.38 O	12.35 O
27-Dic-2010	NaN E	NaN O	NaN O	-0.22 O	0.35 O	11.83 O				
28-Dic-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	0.32 O	11.32 O				
29-Dic-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	0.28 O	10.81 O				
30-Dic-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	0.25 O	10.30 O				
31-Dic-2010	NaN E	NaN O	NaN O	NaN O	0.22 O	9.80 O				

# Bibliografía

- AGUILAR-RODRIGUEZ, E.: «Biblioteca para Visualización y Análisis de datos del MEXART». *Memorias 1er Coloquio S. Bravo*, 2009, **1**.
- AHLUWALIA, H. S. y DESSLER, A. J.: «Diurnal variation of cosmic radiation intensity produced by a solar wind». *Plan. Space Sci.*, 1962, **9**, p. 195.
- ALLEN, L. R.; ANDERSON, B.; CONWAY, R. G.; PALMER, H. P.; REDDISH, V. C. y ROWSON, B.: «Observations of 384 radio sources at a frequency of 158 Mc/s with a long baseline interferometer». *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1962, **124**, p. 477.
- ALTUNIN, V. I.; DEMENT'EV, A. F.; LIPATOV, B. N.; NECHAIEVA, M. B.; OKMYANSKIY, V. A.; D., SNEGIREV S. y TIKHOMIROV, YU. V.: «VLBI studies of the solar-wind plasma irregularities at 18 and 92 cm wavelengths in 1994-1996». *Radiophysics and Quantum Electronics*, 2000, **43**, p. 197.
- ALURKAR, S. K.; JANHARDAN, P. y VATS, H. O.: «Comparison of single-site interplanetary scintillation solar wind speed structure with coronal features». *Solar Physics*, 1992, **144**, p. 385.
- ANANTHAKRISHNAN, S.; KULKARNI, B. K.; PONSONBY, J. E. V.; SPENCER, R. E.; GRAHAM, D. A.; PORCAS, R. W.; VAN ARDENNE, A.; SCHILIZIL, R. T.; GORTOLEWSKI, S.; KUS, A.; MATVEYENKO, L. I. y PAPACENKO, A. H.: «VLBI observations of the nuclei of a mixed sample of bright galaxies and quasars at 327 MHz». *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1989, **237**, p. 341.
- ARMSTRONG, J. W. y COLES, S. A.: «Interplanetary scintillations of PSR 0531+21 at 174 MHz». *The Astrophysical Journal*, 1978, **220**, p. 346.
- ARMSTRONG, J. W. y COLES, W. A.: «Analysis of the three station interplanetary scintillation». *Journal of Geophys. Res.*, 1972, **77**, p. 4602.
- ARTYUKH, V. S.: «The analysis of observations of scintillations of radio sources». *Sov. Astron.*, 1981, **25**, p. 116.
- BASTIAN, T. S.: «Propagation of radio waves in the corona and solar wind». *Radio Astronomy at long wavelengths*, 2000, **Geophys. Mon. 119**, p. 85.

- BENZ, A. O.: *Landolt-Bornstein VI/4B*. Springer, Berlin, 2009.
- BISI, M. M.: «Interplanetary Scintillation Studies of the Large-Scale structure of the solar wind». *Ph. D. thesis, University of Wales, Aberystwyth*, 2006.
- BISI, M. M.; JACKSON, B. V.; BUFFINGTON, A.; CLOVER, J. M.; HICK, P. P. y TOKUMARU, M.: «Low resolution ESTELab IPS 3D reconstructions of the whole heliosphere interval and comparison with in-ecliptic solar wind measurements from STEREO and Wind instrumentation.» *Solar Physics*, 2009, **256**, p. 201.
- BREEN, A. R.; TAPPIN, S. J.; JORDAN, C. A.; THOMASSON, P. J.; MORAN, P. J.; FALLOWS, R. A.; CANALS, A. y WILLIAMS, P. J. S.: «Simultaneous interplanetary scintillation and optical measurements of the acceleration of slow solar wind». *Ann. Geophysicae*, 2000, **18**, p. 995.
- BRIGGS, B. H.: «The correlation of radio star scintillations with geomagnetic disturbances». *Geophys. J.*, 1961, **5**, p. 306.
- BUCKLEY, R.: «Fluctuations in the interplanetary plasma». *Planet. Space Sci.*, 1971, **19**, p. 321.
- BURGOIS, G. y CHEYNET, C.: «Observations of the interplanetary Medium and of the structure of radio sources using higher moments of interplanetary scintillations». *Astron. and Astrophys.*, 1972, **21**, p. 21.
- BURGOIS, G.; COLES, W. A.; DAIGNE, G.; SILEN, J.; TURUNEN, T. y WILLIAMS, P. J.: «Measurements of the solar wind velocity with EISCAT». *Astron. and Astrophys.*, 1985, **144**, p. 452.
- BURKE, B. F. y GRAHAM-SMITH, F.: *An Introduction to Radio Astronomy*. Cambridge University Press, Great Britain, Cambridge, 2nd ed edici2002.
- BURLAGA, L. F.; SITTLER, E.; MARIANI, F. y SCHWENN, R.: «Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, IMP-8 observations». *Journal of Geophysical Research*, 1981, **86**, p. 6673.
- CANALS, A.; BREEN, A.; MORAN, P. y OFMAN, L.: «Estimating random transverse velocities in the fast solar wind from EISCAT interplanetary scintillation measurements». *Ann. Geophys.*, 2002, **20**, p. 1265.
- CARRILLO-VARGAS, A.: «Construcción y calibración del Radiotelescopio de Centelleo Interplanetario MEXART». *Tesis Doctoral, Instituto de Geofísica, UNAM, México*, 2007.
- CARRILLO-VARGAS, A.: «Análisis del sistema de direccionamiento del MEXART». *Memorias 1er Coloquio S. Bravo*, 2009, **1**.

- CARRILLO-VARGAS, A.; PEREZ-ENRIQUEZ, R.; RODRIGUEZ-MARTINEZ, M.; LÓPEZ-MONTEZ, R.; CASILLAS-PEREZ, G. A. y ARAUJO-PRADERE, E. A.: «Ionospheric disturbances detected by MEXART». *Advances in Space Research*, 2011, **en prensa**.
- CHASEI, I. V.; EFIMOV, A. I.; RUDASH, V. K. y BIRD, M. K.: «Anisotropy and velocity of small-scale irregularities in the region of solar-wind acceleration». *Astronomy Reports*, 2000, **44**, p. 634.
- CHASHEI, I. V.; SHISHOV, V. I. y SMIRNOVA, T. V.: «High-latitude inner solar wind from pulsar radio sounding observations». *Solar Phys.*, 2010, **265**, p. 129.
- COHEN, M. H. y GUNDERMANN, E. J.: «Interplanetary scintillations IV. Observations near the Sun». *The Astrophysical Journal*, 1969, **155**, p. 645.
- COLES, W.: «A bimodal model of the solar wind speed». *Space Sci.*, 1996, **243**, p. 87.
- COLES, W. A.; FREHLICH, R. G. y KOJIMA, M.: «Design of a 74 MHz antenna for radio astronomy». *Proceedings of the IEEE*, 1994, **82**, p. 697.
- COLES, W. A. y HARMON, J. K.: «Interplanetary scintillation measurements of the electron density power spectrum in the solar wind». *J. of Geophys. Res.*, 1978, **83**, p. 1413.
- COLES, W. A. y KAUFMAN, J. J.: «Solar wind estimation from multi-station IPS». *Radio Sci.*, 1978, **13**, p. 591.
- DAGKESAMANSKII, R. D.: «The Puschino Radio Astronomy Observatory of Lebedev Physical Institute Astro Space Center: yesterday, today and tomorrow». *Physics-Uspekhi*, 2009, **52**, p. 1159.
- DUFFETT-SMITH, P. y ZWART, J.: *Practical Astronomy*. Cambridge University Press, Cambridge, 2011.
- DUFFETT-SMITH, P. F.: «A determination of the mean angular size of scintillating radio sources at low flux densities». *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1976, **177**, p. 349.
- DUFFETT-SMITH, P. F. y READHEAD, A. C. S.: «The angular broadening of radio sources by scattering in the interstellar medium». *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1976, **174**, p. 7.
- FALLOWS, R. A.; BREEN, A. R. y DORRIAN, G. D.: «Developments in the use of EISCAT for interplanetary scintillation». *Annales Geophysicae*, 2008, **26**, p. 2229.
- FALLOWS, R. A.; WILLIAMS, P. J. S. y BREEN, A. R.: «EISCAT measurements of solar wind velocity and the associated level of interplanetary scintillation». *Annales Geophysicae*, 2002, **20**, p. 1279.
- FLUDRA, A.; DEL ZANNA, G.; ALEXANDER, D. y BROMAGE, B. J. I.: «Electron density and temperature of the lower solar corona». *Journal of Geophysical Research*, 1999, **104**, p. 9709.

- FORBES, T. G.; LINKER, J. A.; CHEN, J.; CID, C.; KOTA, J.; LEE, M. A.; MANN, G.; MIKIC, Z.; POTGIETER, M. S.; SCHMIDT, J. M.; SISCOE, G. L.; VAINIO, R.; ANTIOCHOS, S. K. y RILEY, P.: «CME theory and models». *Space Science Reviews*, 2006, **123**, p. 251.
- GOLDSTEIN, B. E.: *From the Sun*. American Geophysical Union (Editors: Suess, S. T. and Tsurutani, B. T), 1998.
- GONZÁLEZ-ESPARZA, J. A.: «Análisis del espectro de potencias de las fluctuaciones en intensidad». *Memorias 1er Coloquio S. Bravo*, 2009, **1**.
- GONZALEZ-ESPARZA, J. A.: «Primeros análisis de observaciones de CIP del MEXART: Espectro de potencias». *Memorias 2o Coloquio S. Bravo*, 2011, **2**.
- GONZÁLEZ-ESPARZA, J. A.; CARRILLO, A.; ANDRADE, E.; PÉREZ-ENRIQUEZ, R. y KURTZ, S.: «The MEXART interplanetary scintillation array in Mexico». *Geofísica Internacional*, 2004, **43**, p. 61.
- GOSLING, J. T. y PIZZO, V. J.: «Formation and evolution of corrotating interaction regions and their three dimensional structure». *Space Science Reviews*, 1999, **89**, p. 21.
- HARRIS, D. E.; ZEISSIG, G. A. y LOVELACE, V.: «The minimum observable diameter of radio sources». *Astron. and Astrophys.*, 1970, **8**, p. 98.
- HEWISH, A.: «The irregular structure of the outer regions of the solar corona». *Proc. Roy. Soc.*, 1955, **228**, p. 238.
- HEWISH, A.: «The spectrum of plasma-density irregularities in the solar wind». *Astrophys. J.*, 1971, **163**, p. 645.
- HEWISH, A. y BURNELL, S. J.: «Fine structure in radio sources at metre wave-lengths-I. The observations». *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1970, **150**, p. 141.
- HEWISH, A.; SCOTT, P. F. y WILLS, D.: «Interplanetary Scintillation of Small Diameter Radio Sources». *Nature*, 1964, **203**, p. 1214.
- HEWISH, A. y SYMONDS, M.: «Radio investigation of the solar plasma». *Planet. Space Sci.*, 1969, **17**, p. 313.
- HEWISH, A. y WYNDHAM, J. D.: «The solar corona in interplanetary space». *Mon. Not. Roy. Astro. Soc.*, 1963, **126**, p. 469.
- HICK, P.; JACKSON, B. V.; ALTROCK, R.; WOAN, G. y SLATER, G.: «IPS observations of heliospheric density structures associated with active regions». *Adv. Space Res.*, 1996, **17**, p. 311.
- HUDSON, S. H.; BOUGERET, J. L. y BURKEPILE, J.: «Coronal mass ejections: overview of observations». *Space Science Reviews*, 2006, **123**, p. 13.

- INTRILIGATOR, D. S. y WOLFE, J. H.: «Preliminary power spectra of the interplanetary plasma». *The Astrophysical Journal*, 1970, **162**, p. 187.
- JANARDHAN, P. y ALURKAR, S. K.: «Angular source size measurements and interstellar scattering at 103 MHz using interplanetary scintillation». *Astron. Astrophys.*, 1993, **269**, p. 119.
- KAKINUMA, T. y WATANABE, T.: «Interplanetary scintillation of radio sources during august 1972». *Space Science Reviews*, 1976, **19**, p. 611.
- KALINICHENKO, N. N.: «A search for compact decametric radio sources in supernova remnants using the interplanetary scintillation technique». *Astrophys. Space Sci.*, 2009, **319**, p. 131.
- KESTEVEN, M. L.: «A catalogue of galactic radio sources». *Aust. J. Phys.*, 1968, **21**, p. 369.
- KING, J. H. y PAPITASHVILI, N. E.: «Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data». *J. Geophys. Res.*, 2005, **110**, p. A02104.
- KINTNER, P. M.; LEDVINA, B. M. y DE PAULA, E. R.: «GPS and ionospheric scintillations». *Space Weather*, 2007, **5**, p. 1.
- KOSTADINOVA, I.: «The Murchison Widefield Array in search of the 'dream time'». *Current Science*, 2011, **100**, p. 841.
- KRAUS, J. D.: *Radio Astronomy*. Cygnus-Quasar Books, Powell, Ohio, 2nd ed edici1986.
- LEE, L. C. y JOKIPII, J. R.: «Strong scintillations in astrophysics. I. The Markov approximation, its validity and application to angular broadening.» *The Astrophysical Journal*, 1975, **196**, p. 695.
- LITTLE, L. T. y HEWISH, A.: «Interplanetary scintillation and its relation to the angular structure of radio sources». *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1966, **134**, p. 221.
- LITTLE, L. T. y HEWISH, A.: «Radio source structure derived from interplanetary scintillation». *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1968, **138**, p. 393.
- MACLEAN, D. J. y SHERIDAN, K. V.: *Solar Radiophysics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1985.
- MANN, G.; JANSEN, F.; MCDOWALL, R. J.; KAISER, M. L. y STONE, R. G.: «A heliospheric density model and type III radio burst». *Astron. Astrophys.*, 1999, **348**, p. 614.
- MANOHARAN, P. K.: «Study of Solar Wind using single-station Interplanetary Scintillation». *Ph. D. thesis, Tata Institute of Fundamental Research, Bombay*, 1991.
- MANOHARAN, P. K.: «Three dimensional structure of the solar wind: variation of density with the solar cycle». *Solar Phys.*, 1993, **148**, p. 153.

- MANOHARAN, P. K.: «Ooty Interplanetary Scintillation - Remote-Sensing observations and analysis of Coronal Mass Ejections in the Heliosphere». *Solar Physics*, 2010, **265**, p. 137.
- MANOHARAN, P. K. y ANANTHAKRISHNAN, S.: «Determination of solar-wind velocities using single-station measurements of interplanetary scintillation». *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1990, **244**, p. 691.
- MANOHARAN, P. K.; ANANTHAKRISHNAN, S.; DRYER, M.; DETMAN, T. R.; LEINBACH, H.; KOJIMA, M.; WATANABE, T. y KAHN, J.: «Solar wind velocity and normalized scintillation index from single-station IPS observations». *Solar Phys.*, 1995, **156**, p. 377.
- MANOHARAN, P. K.; KOJIMA, M. y MISAWA, H.: «The spectrum of electron density fluctuations in the solar wind and its variations with solar wind speed». *Journal of Geophysical Research*, 1994, **99**, pp. 23,411.
- MANOHARAN, P. K.; PICK, M. y CONSORTIUM, LASCO: «Radio astronomical scintillation in the solar wind plasma: Imaging interplanetary disturbances». *The Universe at Low Radio Frequencies. IAU Symposium*, 2002, **199**, p. 426.
- MARIANS, M.: «Theory of Scintillations due to Propagation Through a Turbulent Medium». *Ph. D. thesis, University of California, San Diego*, 1975.
- MARSH, J. C. D.: «Temperature contours of the radio sky at a wavelength of 2 meters». *J. Br. Astron. Assoc.*, 1992, **102**, p. 1.
- MCNAMARA, G.: *Clocks in the Sky: the Story of Pulsars*. Springer, Chichester, UK, 2008.
- MEJÍA-AMBRIZ, J. C.; VILLANUEVA-HERNANDEZ, P.; GONZALEZ-ESPARZA, J. A.; AGUILAR-RODRIGUEZ, E. y JEYAKUMAR, S.: «IPS observations at the Mexican Array Radio Telescope (MEXART)». *Solar Physics*, 2010, **265**, p. 309.
- MEJÍA-AMBRIZ, J. C.; GONZALEZ-ESPARZA, J.A. y E., AGUILAR-RODRIGUEZ: «Catálogo de Radiofuentes de Centelleo Interplanetario Detectadas por el MEXART». *Memorias 1er Coloquio S. Bravo*, 2009, **1**.
- MILNE, R. G.: «Interplanetary Scintillation Power Spectra». *Aust. J. Phys.*, 1976, **29**, p. 201.
- MORAN, P. J.; ANANTHAKRISHNAN, S.; BALASUBRAMANIAN, V.; BREEN, A. R.; CANALS, A.; FALLOWS, R. A.; JANARDHAN, P.; TOKUMARU, M. y WILLIAMS, P. J. S.: «Observations of interplanetary scintillation during the 1998 whole Sun Month: a comparison between EISCAT, ORT and Nagoya data». *Ann. Geophysicae*, 2000, **18**, p. 1003.
- NEWKIRK, G.: «The solar corona in active regions and the thermal origin of the slowly varying component of solar radio radiation». *Astrophysical Journal*, 1961, **133**, p. 933.
- OBEROI, D.: «Tomography of the solar wind using interplanetary scintillation.» *Ph. D. thesis, Indian Institute of Science*, 2000.

- OBEROI, D. y BENKEVITCH, L.: «Remote sensing of the heliosphere with Murchison Wide-field Array». *Solar Physics*, 2010, **265**, p. 293.
- PARKER, E. N.: «Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields.» *Astrophys. J.*, 1958, **128**, p. 664.
- PILKINGTON, J. H. D. y SCOTT, P. F.: «A survey of radio sources between declinations 20 and 40». *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 1964, **69**, p. 183.
- PRAMESH RAO, A.; BHANDARI, S. M. y ANANTHANKRISHNAN, S.: «Observations of interplanetary scintillations at 327 MHz». *Aust. J. Phys.*, 1974, **27**, p. 105.
- PURVIS, A.; TAPPIN, S. J.; REES, S. G.; A., HEWISH y DUFFETT-SMITH, P. J.: «The Cambridge IPS survey at 81.5 MHz». *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1987, **229**, p. 589.
- READHEAD, A. C. S.: «Interplanetary scintillation of radio sources at metre wavelengths-II». *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1971, **155**, p. 185.
- READHEAD, A. C. S. y HEWISH, A.: «Fine structure in radio sources at 81.5 MHz-III». *Mem. R. astr. Soc.*, 1974, **78**, p. 1.
- READHEAD, A. C. S.; KEMP, M. C. y HEWISH, A.: «The spectrum of small-scale density fluctuations in the solar wind». *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1978, **185**, p. 207.
- REES, W. G. y DUFFETT-SMITH, P. J.: «The phase power spectrum of the solar wind measured by long-baseline interferometry at 81.5 MHz». *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1985, **212**, p. 463.
- RICKETT, B.: «IPS observations of the solar wind velocity and microscale density irregularities in the inner solar wind». *Solar Wind Seven; Proceedings of the 3rd COSPAR Colloquium*, 1992, **1**, p. 255.
- RICKETT, B. J.: «Disturbances in the solar wind from IPS measurements in august 1972». *Solar Physics*, 1975, **43**, p. 237.
- SCOTT, P. F.; RYLE, M. y HEWISH, A.: «First results of radio star observations using the method of aperture synthesis». *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 1960, **122**, p. 95.
- SCOTT, S. L.; COLES, W. A. y BURGOIS, G.: «Disturbances in the solar wind from IPS measurements in august 1972». *Solar Physics*, 1975, **43**, p. 237.
- SCOTT, S. L.; COLES, W. A. y BURGOIS, G.: «Solar wind observations near the Sun using interplanetary scintillation». *Astron. & Astrophys.*, 1983, **123**, p. 207.
- SEIDELMANN: *Explanatory Supplement to the Astronomical Almanac*. University Science, Mill Valley, CA. 316, 1992.

- SHAIKH, D y ZANK, G. P.: «The turbulent density spectrum in the solar wind plasma». *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 2010, **402**, p. 362.
- SHISHOV, V. I.; SMIRNOVA, T. V. y TYUL'BASHEV, S. A.: «The asymmetry coefficient for interstellar scintillation of extragalactic Radio Sources». *Astronomy Reports*, 2005, **49**, p. 250.
- SHISHOV, V. I.; TYULBASHEV, S.A.; CHASHEI; SUBAEV, I. A. y LAPAEV, K. A.: «Interplanetary and ionosphere scintillation monitoring of radio sources ensemble at the solar activity minimum». *Solar Physics*, 2010, **265**, p. 277.
- SHISHOV, V. I.; TYULBASHEV, S.A.; SUBAEV, I. A. y CHASHEI, I. V.: «Monitoring of interplanetary and ionosphere scintillations at frequency 110 MHz». *Astronomical and Astrophysical Transactions*, 2007, **26**, p. 677.
- SHISHOV, V. I.; TYULBASHEV, S.A.; SUBAEV, I. A. y CHASHEI, I. V.: «Monitoring of Interplanetary and Ionospheric Scintillation of an Ensemble of Radio Sources». *Solar System Research*, 2008, **42**, p. 341.
- SIERRA-FIGUEREDO, P.; VÁZQUEZ-HERNÁNDEZ, S.; CARRILLO-VARGAS, A.; ANDRADE-MASCOTE, E. y VILLANUEVA-HERNANDEZ, P.: «Métodos observacionales utilizados para el ajuste de amplitud y corrección de fase de la señal en el MEXART. Efectos de los Hidrometeoros en los Registros del MEXART.» *Memorias 1er Coloquio S. Bravo*, 2009, **1**.
- SLEE, O. B.: «Radio Sources Observed with the Culgoora Circular Array (CCA) at 80 and 160 MHz.» *Australian J. Phys*, 1995, **48**, p. 143.
- SONETT, C. P.: «A summary review of the scientific findings of the Maryner Venus Mission». *Space Science Reviews*, 1963, **2**, p. 751.
- SPANGLER, S. R.; KAVARS, D. W.; KORTENKAMP, P. S; BONDI, M.; MANTOVANI, F. y ALEF, W.: «Very Long Baseline Interferometer measurements of turbulence in the inner solar wind». *Astron. and Astrophys.*, 2002, **384**, p. 654.
- SPENCER, J. W.: «Fourier series representation of the position of the Sun». *Search*, 1971, **2**, p. 5.
- SWARUP, G.; SARMA, N. V. G.; JOSHI, M. N.; KAPAHI, D. S.; BAGRI, S. H.; DAMLE, S.; ANANTHAKRISHNAN, S.; BALASUBRAMANIAN, V.; BHAVE, S. S. y SINHA, R. P.: «Large steerable radio telescope at Otacamund, India». *Nature Physical Science*, 1971, **230**, p. 185.
- TAPPIN, S. J.: «Interplanetary scintillation and plasma density». *Planet. Space. Sci.*, 1986, **34**, p. 93.
- TAPPIN, S. J. y HOWARD, T. A.: «Reconstruction CME structures from IPS observations using a phenomenological model». *Solar Phys.*, 2010, **265**, p. 159.

- TATARSKII, V. I.: *The effects of the Turbulent Atmosphere on Wave propagation*. Israel Program for Scientific Translators, 1971.
- TOKUMARU, M.; KOJIMA, M.; FUJIKI, K.; MARUYAMA, K.; MARUYAMA, Y.; ITO, H. y IJU, T.: «A newly developed UHF radiotelescope for interplanetary scintillation observations: Solar Wind Imaging Facility». *Radio Science*, 2011, **46**, p. 159.
- TYUL'BASHEV, S. A.: «Study of compact radio sources using interplanetary scintillations at 111 MHz, the Pearson-Readhead sample». *Astronomy Reports*, 2009, **53**, p. 30.
- TYULBASHEV, S.A. y CHERNIKOV, P. A.: «Properties of CSS radio sources from 102 MHz interplanetary scintillation observations». *Astronomy & Astrophysics*, 2001, **373**, p. 381.
- VATS, H. O. y DESHPANDE, M. R.: «A report on PRL's interplanetary scintillation (IPS) radiotelescopes.» *Bull. Astr. Soc. India*, 1994, **22**, p. 165.
- VILLANUEVA-HERNANDEZ, P.: «Observaciones de Fuentes de Radio Detectadas en el MEXART con una Matriz de Butler de  $16 \times 16$ .» *Tesis de Maestría, Posgrado en Ciencias de la Tierra, Instituto de Geofísica, UNAM*, 2009.
- VILLANUEVA-HERNANDEZ, P.; GONZÁLEZ-ESPARZA, J. A.; JEYAKUMAR, S.; CARRILLO-VARGAS, A.; AGUILAR-RODRIGUEZ, E. y ANDRADE MASCOTE, E.: «Sensibilidad y directividad del MEXART.» *Memorias 1er Coloquio S. Bravo*, 2009, **1**.
- WEI, F. y DRYER, M.: «Propagation of solar flare-associated interplanetary shock waves in the heliospheric meridional plane». *Solar Phys.*, 1991, **132**, p. 373.
- WOO, R. y ARMSTRONG, J. W.: «Spacecraft Radio scattering observations of the power spectrum of electron density fluctuations in the solar wind». *J. Geophys. Res.*, 1979, **84**, p. 7288.
- WU, J.; ZHANG, X. y ZHENG, Y.: «IPS observations at Miyun station Bao». *Astrophysics and Space Science*, 2001, **278**, p. 189.
- XIE, Y.; WEI, F.; FENG, X. y ZHONG, D.: «Prediction method for October 2003 solar storm». *Science in China series E: Techno. Sci.*, 2006, **49**, p. 629.
- YAMAUCHI, Y.; TOKUMARU, M.; KOJIMA, M.; MANOHARAN, P. K. y ESSER, R.: «Radial evolution of micro-turbulence in the solar wind observed with interplanetary scintillation». *AIP Conf. Proc. Solar Wind Nine*, 1999, **471**, p. 473.
- YEH, K. C. y LIU, C. H.: «Radio Wave Scintillations in the Ionosphere». *Proceedings of the IEEE*, 1982, **70**, p. 324.
- ZHANG, X. Z.: «A study on the technique of observing interplanetary scintillation with simultaneous dual-frequency measurements». *Chin. J. Astron. Astrophys.*, 2007, **7**, p. 712.

ZIRIN, H.; BAUMERT, B. M. y HURFORD, G. J.: «The microwave brightness temperature spectrum of the quiet sun». *The Astr. Jour.*, 1991, **370**, p. 779.

ZURBUCHEN, T. H. y RICHARDSON, I. G.: «In-situ solar wind and magnetic field signatures of interplanetary coronal mass ejections». *Space Science Reviews*, 2006, **123**, p. 31.