



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA  
DE MEXICO

FACULTAD DE ESTUDIOS SUPERIORES  
CUAUTITLAN

"ARREGLOS DE RADIO  
PARA TELESCOPIA"

**T E S I S**  
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE  
**INGENIERO MECANICO ELECTRICISTA**  
P R E S E N T A  
**ERNESTO AGUILAR RODRIGUEZ**

ASESOR: DRA. SILVIA SUSANA BRAVO NUÑEZ

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**

CUAUTITLAN IZCALLI, EDO. DE MEX.

1997



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTÓNOMA DE  
MÉXICO

FACULTAD DE ESTUDIOS SUPERIORES CUAUTITLAN  
UNIDAD DE LA ADMINISTRACION ESCOLAR  
DEPARTAMENTO DE EXAMENES PROFESIONALES

U. N. A. M.  
FACULTAD DE ESTUDIOS  
SUPERIORES-CUAUTITLAN



DEPARTAMENTO DE  
EXAMENES PROFESIONALES

ASUNTO: VOTOS APROBATORIOS

DR. JAIME KELLER TORRES  
DIRECTOR DE LA FES-CUAUTITLAN  
P R E S E N T E .

AT'N: Ing. Rafael Rodríguez Ceballos  
Jefe del Departamento de Exámenes  
Profesionales de la F.E.S. - C.

Con base en el art. 28 del Reglamento General de Exámenes, nos permitimos comunicar a usted que revisamos la TESIS:

"Arreglos de Radio para Telescopía"

que presenta el pasante: Ernesto Aguilar Rodríguez  
con número de cuenta: 8738579-1 para obtener el TITULO de:  
Ingeniero Mecánico Electricista

Considerando que dicha tesis reúne los requisitos necesarios para ser discutida en el EXAMEN PROFESIONAL correspondiente, otorgamos nuestro VOTO APROBATORIO.

A T E N T A M E N T E .  
"POR MI RAZA HABLARA EL ESPIRITU"  
Cuautitlan Izcalli, Edo. de Méx., a 29 de abril de 1997

PRESIDENTE Ing. Javier Hernández Vega  
VOCAL Ing. Antonio Herrera Mejía  
SECRETARIO Dra. Silvia Susana Bravo Núñez  
PRIMER SUPLENTE Ing. Juan González Vega  
SEGUNDO SUPLENTE Ing. Alfonso Contreras Márquez

JLV 8/05/97  
8738579/1  
Silvia Bravo  
8/5/1997  
Contreras Márquez Alfonso

## AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi más sincero agradecimiento a la Dra. Silvia Bravo por su ayuda y su infinita paciencia y por hacer una realidad esta tesis.

También quiero agradecer al Ing. Martín Guerrero Cruz, Ernesto Andrade Mascote y al Fís. Armando Carrillo por su ayuda y sugerencias en la realización de la presente tesis.

Al Instituto de Geofísica, departamento de Física Espacial.

A la FES-CUAUTTLAN, Ingeniería Mecánica Eléctrica.

A los profesores que conocí a lo largo de mis estudios, en especial a los profesores: M. en C. Amado León, Dr. Fermín Viniégra, Mat. Alfonso Apodaca, Mat. Francisco Rojas, Ing. Nicolás Calva Tapia, Ing. Héctor Roa Ortiz y M. en C. Arturo Velázquez.

A mis padres, quienes a base de cariño, consejos, golpes y regaños han tratado de enderezar a éste árbol torcido que bastantes dolores de cabeza les ha provocado.

A mis hermanos: ¿qué esperan para casarse? , somos tantos en la casa que no encuentro la forma (no penalizada por la ley) para hacer que la desalojen.

Mi reconocimiento a: Arturo Rojas, Fernando García Rechy, Tovar, Mónica Rodríguez, Baltazar Aguilar Castillo, Mario García Guarneros, Fernando Farfán Villarreal, Ruperto, los chinos (Román y Ramiro), Víctor, Patricia Moreno Vera, Ysuk Acosta Villafranco, Norma, Armando Calzada, el otro Víctor, Alfredo Varela, Alice, Richard, Miriam, Ever, Angélica Domínguez, Paola Chantal, Alejandra Moreno, Friedrich Nietzsche, Emil Mihai Cioran, Hermann Hesse, Platón, Sócrates, Hegel, Immanuel Kant, Henry Poincaré, Beckett, Tatiana Tsvietaieva, Juan Rulfo, Gabriel García Márquez, Edgar Allan Poe, Mario Benedetti, Jaime Sabines, Franz Kafka, Fedor Dostoyevski, Voltaire, Alf Chumacero, Rosario Castellanos, Alfonsina Storni, Silvio Rodríguez, Fidel Castro, Salvador Allende, Ernesto "Ché" Guevara, Mercedes Sosa, Facundo Cabral, Lenin, Karl Marx, Ho Chi Min, Mao Tse Tung, John Red, Pancho Villa, Emiliano Zapata, Sub-comandante insurgente Marcos, los caídos el 2 de octubre de 1968, Lucio Cabañas, Genaro Vázquez, Hitler, Cristo, Satanás, Mahoma, Cienfuegos, "El lado oscuro del corazón", "Donde no hay compasión hay cobardía", "Cartas de un hombre muerto", "En las alas del deseo", "Tan lejos y tan cerca", "El globo blanco", "Principio y fin", "The wall", U2, Pink Floyd, Le Orme, PFM, Kim Crimson, Slayer, Burzum, Samael, Jesus Jones, Brujería, Joan Manuel Serrat, Emerson Lake and Palmer, Amaury Pérez, Hole, Autumn Tears, "Breviario de Podredumbre", "El aciago demiurgo", "Del inconveniente de haber nacido", "De lágrimas y de santos", "Desgarradura", "Historia y utopía", "El lobo estepario", "Also Sprach Zarathustra", "Nueva crítica de la razón pura", "El primer círculo", "Inventario", "El proceso", "El anticristo", "La ratesa", "Arráncame la vida", "Verano del 68", "PLC", "La peor tragedia del hombre en su vida es cuando nace", Adiara Nizametdinova Fatejofna, "Mi epitafio", "Cómodamente insensible", "Claro de luna", "Insensata potencia de creación", "Qué mentira esta vida humilde, casta, compasiva", "Al llegar a este punto, tengo forzosamente que reprimir un suspiro. Hay momentos en que me asalta un sentimiento más sombrío que la más negra melancolía: el desprecio a los hombres", "Sueña lo que hago y no digo, sueña en plena libertad, sueña que hay días en que vivo, sueña lo que hay que callar", . . .

Por haber influido en lo que llevo de muerte . . .

## A Onatta Lecona Tinajero:

La soga que tenía preso mi cuello se ha roto y con ella el fin. Mi alma languidece ante el aciago e irrisorio espectáculo de la vida. ¡Qué bello hubiera sido conocer a la muerte! Sentir mi alma consternada ante el cisma que provoca su omnipotente presencia. Dejarme llevar bajo su influjo y experimentar un sublime ritual de amor y emoción que Dios mismo envidiaría. La muerte es aquella dama que invade mis sueños, que me abarca, que se mezcla en mi sangre, que no me permite un momento de descanso, que amarga la vida de mis enemigos, que no vacila en mostrarse ante mí como un todo, como un dogma, como el complemento vital de mi efímera existencia. Esa dama matizada con las más abstractas esencias de lo irreal, de lo absoluto, de lo exacto, del no retorno, de la insensatez y del delirio, es el punto de partida hacia el sendero de mis ilusiones.

Pero el sueño ha muerto. Me encuentro aquí, en este mundo, llevando el lastre de mi mediocridad, de mi confusión, de mi irrisoria condición de apóstata, de angel, de demonio, de paria, de incongruencia vital, de introvertida personalidad, de alevoso y pervertido; todo ello enmarcado en un marco teórico de defensa contra la vida y contra la gente. No se puede estar así en esta sociedad, ella misma se encarga de hacer que uno renuncie a ello, que se acople al sistema, que se hunda en la levedad, en el hastío, que reniegue de su animal rebeldía interior, ¿y todo para qué? para seguir deambulando cobijados por su nefasto seno, enjuto y podrido por el curso del tiempo.

A pesar de lo criminalmente insano del mundo, a pesar de no conocer todavía a esa hermosa dama (que colma mis sueños ) llamada muerte; apareció, en el umbral del desvarío, tan rápida y tan detenida, una mujer que se dice llamar Onatta. Las lágrimas rodaron hasta la tierra, conocí el resplandor de su reino, el imperio de su soledad, la ingravidez de su altar enmudecido, la sublime mezcla de poesía, luz, sombra, delirio, desvanecimiento, misterio, tacto, orgullo, miedo, símbolo, reto, forma, fuego, no piedad y final... Una mujer que se asusta de verme, que no sé lo que dice, que no sé lo que ve.

Resulta ahora que todo el viento del mundo sopla en su dirección, que la luna no sale sino su rostro. Ya no existe el tiempo, mi

marco teórico y mi incongruente conceptualización del mundo han sido borrados por su paso. Ella llegó con mucha muerte, invadió el único reducto donde sólo yo podía fugarme, esconderme, desaparecer en Dios, liberarme, asesinar y amar: mis sueños...

Ahora, experimento el desvanecimiento a lo oscuro, un tenue rayo de luz invade mi alma, el peso me vence, me siento débil, toda mi confusión se rompe contra ella, todos mis pensamientos se funden al pronunciar su nombre, al verla, al hablarle, al conferirle todo el espectro de mi ser. He tocado el fondo del abismo...

- Hombre sin fe: posiblemente has conocido en vida a la dama llamada muerte. ¿Será conveniente apartarte de las navajas que tanto temen tus manos y de la soga que prisiona tu cuello?

- No lo sé, lo único que puedo decir a Onatta es: gracias por todo y por nada, gracias por hacerme creer que en esta mórbida vida existen personas que me pueden llevar a los límites del estremecimiento, gracias porque amas la poesía, por hacer que tu tiempo invadiera mi tiempo, porque ya viví, porque nadie sabrá lo que es estar excluido detrás de tu mirada, de atravesar al otro lado, de sentir la caída, el perfil en tu silueta, la confusión con tu nombre interpuesto y porque sueñes que hay días en que vivo...

**Dedicado a Onatta Lecona Tinajero**

**Primavera de 1997...**

## Retorno a los elementos

Si la filosofía no hubiera hecho ningún progreso desde los presocráticos, no habría ninguna razón para quejarse. Hartos del farrago de los conceptos, acabamos por advertir que nuestra vida se agita siempre en los elementos con los que ellos constituían el mundo, que son la tierra, el agua, el fuego y el aire los que nos condicionan, que esta física rudimentaria delimita el marco de nuestras pruebas y el principio de nuestros tormentos. Al haber complicado estos datos elementales, hemos perdido (fascinados por el decoro y el edificio de las teorías) la comprensión del Destino, el cual, sin embargo, inmutable, es el mismo que en los primeros días del mundo. Nuestra existencia, reducida a su esencia, continúa siendo un combate contra los elementos de siempre, combate que nuestro saber no suaviza de ninguna manera. Los héroes de cualquier época no son menos desdichados que los de Homero y, si han llegado a ser personajes, es que han disminuido de aliento y de grandeza. ¿Cómo podrían los resultados de la ciencia cambiar la posición metafísica del hombre? Y ¿qué representan los sondeos en la materia, los atisbos y los frutos del análisis junto a los himnos védicos y a esas tristezas de la aurora histórica deslizadas en la poesía anónima?

Mientras que las decadencias más elocuentes no nos elevan más sobre la desdicha que los balbucesos de un pastor, y que a fin de cuentas hay más sabiduría en la risotada de un idiota que en la investigación de los laboratorios, ¿no es entonces locura perseguir la verdad por los caminos del tiempo o en los libros? Lao-Tzé, reducido a unas cuantas lecturas, no es más ingenuo que nosotros, que lo hemos leído todo. La profundidad es independiente del saber. Traducimos a otros planos las revelaciones de las edades pasadas, o explotamos las intuiciones originales con las últimas adquisiciones del pensamiento. Así, Hegel es un Heráclito que ha leído a Kant; y nuestro Hastío, un eleatismo afectivo, la ficción de la diversidad desenmascarada y revelada al corazón...

Emil Mihai Cioran, "Breviario de Podredumbre"

# " ARREGLOS DE RADIO PARA TELESCOPIA "

## INDICE.

### Prólogo.

I. INTRODUCCION.	3
I.1 Ondas electromagnéticas.	4
I.1.1 Antecedentes.	4
I.1.2 El espectro electromagnético.	6
I.1.3 Ondas electromagnéticas.	8
I.1.4 Análisis general de las ondas electromagnéticas.	9
I.2 Fuentes naturales de radio.	14
I.2.1 Inicios del estudio de las fuentes naturales de radio.	14
I.2.2 Tipos de fuentes naturales de radio.	16
I.2.3 Emisión térmica.	17
I.2.4 Emisión no térmica.	19
I.2.5 Emisión sincrotrón.	20
I.2.6 Inicios de la radioastronomía.	22
II. TELESCOPIA DE RADIO.	28
II.1 Antenas.	28
II.1.1 Introducción.	28
II.1.2 Ancho de haz, ángulo sólido del haz, directividad y apertura efectiva.	30
II.1.3 Haz y eficiencias de apertura.	37
II.1.4 Teoría de arreglos.	38
II.1.4.1 Fuentes de dos puntos.	38
II.1.4.2 Arreglo binomial.	40
II.1.5 Distribución de abertura continua.	46
II.1.6 Relaciones de la transformada de Fourier entre el patrón de campo lejano y la distribución de abertura.	48
II.1.7 Respuesta en frecuencia espacial y patrón liso.	51
II.2 Líneas de transmisión.	55
II.2.1 Introducción.	55
II.2.2 Ecuación de onda para ondas en el espacio y en las líneas de transmisión.	57
II.2.3 Líneas de transmisión coaxiales, de dos hilos y de celdas de campo.	71
II.2.4 Línea de transmisión uniforme infinita: impedancia característica.	72
II.2.5 Impedancia de líneas de transmisión y de medios.	77
II.2.6 Coeficiente de reflexión, línea ranurada y diagrama de Smith.	83
II.2.7 Parámetros de dispersión o S.	93
II.3 Interferometría.	98
II.3.1 El interferómetro simple.	98

II.3.2 Interferómetro de fase interruptora.	111
II.3.3 Interferómetro de multielementos o de rejilla.	116
II.4 Receptores.	118
II.4.1 Introducción.	118
II.4.2 Potencia total recibida y sensibilidad.	122
II.4.3 Ruido del sistema.	124
II.5 Radiotelescopios, tipos y movilidad.	125
II.5.1 Introducción.	125
II.5.2 Ejemplos.	126
III. ARREGLOS DE GRAN AREA.	131
III.1 Introducción.	131
III.2 Detección de centelleo interplanetario.	131
III.2.1 Viento solar y medio interplanetario.	131
III.2.2 Perturbaciones que viajan en el viento solar y su efecto sobre la Tierra.	133
III.2.3 Detección de perturbaciones en el medio interplanetario por medio de centelleo.	137
III.3 El arreglo de Cambridge.	146
III.3.1 Frecuencia de operación.	147
III.3.2 Dimensiones del arreglo de radio.	149
III.3.3 Configuración de la antena.	153
III.3.4 Control de declinación por cambio de fase.	155
III.3.5 Detalles de operación del arreglo de radio para IPS.	157
III.4 El arreglo de Thaltej y Rajkot.	159
III.4.1 Introducción.	159
III.4.2 Arreglo de antenas.	160
III.4.3 Preamplificadores.	161
III.4.4 Red de lóbulos.	161
III.4.5 Receptor.	162
III.4.6 Sistema de adquisición de datos.	163
IV. ARREGLO DE TEOLOYUCAN.	166
IV.1 Historia de la construcción del arreglo prototipo para detectar IPS.	166
IV.1.1 Características físicas del arreglo.	166
IV.1.2 Electrónica del arreglo.	172
IV.1.2.1 Descripción general.	173
IV.1.2.2 Análisis de las etapas.	175
IV.2 Técnica para realizar pruebas de ruido, empleando el analizador de espectros.	194
IV.2.1 El analizador de espectros.	194
IV.2.2 Pruebas de ruido para el ancho de banda asignado (estudio final).	206
CONCLUSIONES.	212
APENDICE.	214
BIBLIOGRAFIA.	224
REFERENCIAS.	226

## PROLOGO

Nos atormentamos interiormente en tratar de buscar el absoluto. A cada instante, la idea de ello nos abordea, se mezcla en nuestra sangre, nos confiere todo un espectro de estados de ánimo comparables con la inmensidad del Universo. La idea del absoluto es inherente al animal racional llamado hombre.

Esa idea del absoluto, motiva al hombre a urgar en los confines del conocimiento, pero, ¿qué motiva a este animal indirecto a buscar en los senderos de la ciencia la explicación de los fenómenos físicos que diariamente se presentan en el Universo, con o sin su presencia? Si pretendemos ofrecer una respuesta filosófica a tal cuestionamiento, podríamos decir que su motivo principal es el "afán de conocer". Pero este afán no estriba en una obligatoriedad generada por la sociedad, sino por un deseo involuntario (propio de cada ser humano) de desentrañar y traducir, a un lenguaje humano, el bello lenguaje del Universo. Ese "afán de conocer", ha logrado superar todo tipo de obstáculos (sociales, religiosos, etc.), pero nunca ha claudicado.

En la actualidad sigue existiendo gente que se pregunta: ¿por qué la ciencia es tan incolora, tan débil, tan mediocrementemente pintoresca? ¿por qué carece de interés de vigor y nos parece tan poco? ¿hacia dónde han fluido nuestras energías, en qué hemos desperdiciado nuestro tiempo? ¿quién deberá suplir entonces nuestro superávit de curiosidad vital? Además se piensa que la ciencia es tan sólo el producto de nuestra anemia (una actividad tambaleante y raquítica). Pero en base a estas argumentaciones, deberíamos reflexionar acerca del verdadero papel que desempeña la ciencia para el hombre, y no querer atribuirle a ella la destrucción del planeta, ya que la destrucción del planeta es responsabilidad del hombre, que como macaco desaforado, ha hecho un mal uso de las posibilidades que puede brindar la ciencia.

La presente tesis es tan sólo un subterfugio para dar a conocer en una forma general lo que representa la telescopía de radio y algunas aplicaciones en el campo de la investigación. El tratamiento que se le da no es rigorista, sino una simple muestra de las posibilidades que la telescopía de radio puede ofrecer para el estudio del espacio exterior.

En el primer capítulo se introducen algunos conceptos básicos relacionados a las fuentes naturales de radio, las emisiones térmica, no térmica y sincrotrón, y por último se hace una breve referencia acerca de las ondas electromagnéticas. Esto resulta necesario en función de que se debe tener cierto conocimiento (aunque sea básico) de los puntos antes mencionados para poder crear un marco teórico que nos permita comprender los capítulos posteriores.

El segundo capítulo se encarga de explicar las bases de la telescopía de radio, concretamente se introducen los conceptos de antenas, líneas de transmisión, interferometría y receptores. Lo anterior permitirá que se cuenten con las herramientas físicas y matemáticas para poder comprender lo que representa un arreglo de gran área.

El capítulo tres inicia con algunos conceptos físicos relacionados a la detección de centelleo interplanetario, viento solar, perturbaciones que viajan en el viento solar y los efectos sufridos en nuestro planeta; además se hace una descripción general de dos arreglos de gran área situados fuera de nuestro continente y su principio de operación.

Para el cuarto capítulo, el estudio se enfoca a la descripción y análisis de un arreglo de radio prototipo situado en nuestro país (Teoloyucán, México). Es aquí, donde la tesis nos muestra la historia del arreglo, sus características físicas, la forma en la cual trábaja

y cómo se logra procesar la señal que recibe para poder estudiarla. En este capítulo se muestra la forma en la que se realizaron algunas pruebas de ruido para el arreglo con la ayuda de instrumental electrónico de medición.

Por último, la tesis concluye con algunos comentarios (conclusiones) referentes a todo el proceso de estudio realizado en la tesis.

*Al cumplir los treinta años Zarathustra abandonó su patria y las  
lagos de su patria, y se retiró a la montaña. Allí podía gozar de su  
copinito y su soledad, y así vivió durante diez años, sin fatigarse.  
Ha abalante, al fin su corazón experimentó un cambio; y cierta mañana  
en que se levantó con la aurora naciente, se encarbó con el Sol y le  
dijo: " ¡ Oh, Tú, Gran Astro ! Si te faltasen aquellas a quienes  
iluminas, ¿ qué sería de tu felicidad ? Durante diez años, día tras  
día, has comparecido ante la boca de mi cueva: de segura ya te habrías  
cansado, tanto de tu luz como de tu girar eterno, a no ser por mí, por  
mi águila y mi serpiente. Pero nosotros te aguardábamos todas las  
mañanas, recibíamos de ti la que te sobraba, y te bendecíamos con  
agradecimiento."*

*Friedrich Nietzsche.*

## I.- INTRODUCCION

### I.1 Ondas Electromagnéticas

#### I.1.1 Antecedentes.

Heinrich Hertz (1857-1894), profesor de la Escuela Politécnica de Karlsruhe, en Alemania, se interesó en la teoría electromagnética propuesta por Maxwell. La reformuló matemáticamente logrando que las ecuaciones fueran más sencillas, y simétricas. Desde 1884, Hertz pensó en la manera de generar y detectar en un laboratorio las ondas electromagnéticas que Maxwell había predicho. Después de mucho trabajo y experiencias sin éxito, en 1887 construyó un dispositivo con el que logró su fin. El experimento que realizó fué a la vez genial y sencillo.

Utilizó un carrete o bobina de Ruhmkorff, que es un transformador que produce un voltaje muy alto. En seguida conectó el carrete a un dispositivo formado por dos varillas de cobre (figura I.1); en uno de los extremos de cada varilla añadió una esfera grande y en el otro una pequeña. Cada una de las esferas grandes servía como condensador para almacenar carga eléctrica. Una vez hecha la conexión, en cierto instante el voltaje entre las esferas chicas era lo suficientemente grande para que saltara una chispa entre ellas. Hertz razonó que al saltar estas chispas se produciría un campo eléctrico variable en la región vecina a las esferas chicas, que según Maxwell debería inducir un campo magnético, también variable. Estos campos serían una perturbación que se debería propagar, es decir, debería producirse una onda electromagnética. De esta forma, Hertz construyó un radiador de ondas electromagnéticas. Efectivamente, al conectar el carrete de Ruhmkorff a su dispositivo, Hertz observó que saltaban chispas entre las esferas chicas de manera intermitente. así logró construir un generador de ondas electromagnéticas.

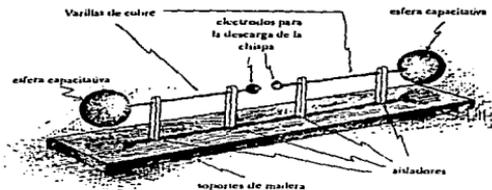


Figura I.1. Esquema del aparato generador de ondas electromagnéticas construido por Hertz.

El siguiente paso fue construir un detector de las ondas electromagnéticas que supuso eran emitidas por su dispositivo. Para este fin construyó varios detectores. Uno de ellos era simplemente otro dispositivo similar al radiador; otro tipo fué una espira metálica en forma circular que tenía en sus extremos dos esferas, también conductoras, separadas una pequeña distancia. El argumento de Hertz fue el siguiente: si en efecto existen ondas electromagnéticas, al ser emitidas por el circuito se propagarán en todo el espacio circundante. Al llegar las ondas al detector, se inducirá en él un campo eléctrico (además del magnético) y por tanto, en las varillas conductoras o en la espira se inducirá una corriente eléctrica. Esto hará que a través de sus extremos se induzca un voltaje, que si llega a tener un valor suficientemente grande, dará lugar a que salte una chispa entre las esferas. Mientras más grande sea el valor de la amplitud de la corriente eléctrica del circuito emisor, mayor será la magnitud del campo eléctrico inducido y por lo tanto, mayor será la diferencia de potencial entre los extremos de la espira del receptor. Esto es precisamente lo que encontró Hertz en su experimento. Con su detector situado a 30 metros del radiador, observó que saltaba una

chispa entre las esferas del detector, con lo que demostró que las ondas electromagnéticas efectivamente existen. Más tarde, el mismo Hertz pudo demostrar que estas ondas se reflejan, se refractan y se comportan como las ondas de la luz, hecho considerado por la teoría de Maxwell. Así lo reportó Hertz en 1888. Con esto Hertz hizo referencia a que la longitud de onda de las ondas que su aparato produjo eran un millón de veces la longitud de onda de la luz visible. De los valores que utilizó para los elementos del circuito, Hertz estimó que la frecuencia  $f$  de la onda era de alrededor de  $3 \times 10^7$  Hz. Además Hertz determinó que la longitud de onda  $\lambda$  era de 10 m. Con estos valores determinó que la velocidad  $v$  de la onda es

$$v = f\lambda = 300\,000 \text{ Km/s}$$

igual que el valor predicho por Maxwell, o sea, la velocidad de la luz.

De esta manera se realizó en forma brillante la primera demostración experimental de la existencia de las ondas electromagnéticas, generadas para una frecuencia (y por tanto, longitud de onda) particular.

#### I.1.2 El espectro electromagnético

No había motivo por el cual no se pudiesen generar ondas con diferentes frecuencias, desde las más bajas hasta las más altas. al conjunto de posibles valores de la frecuencia (o de la longitud de onda) se le llama espectro electromagnético. Posteriormente, con diferentes tipos de técnicas electrónicas ha sido posible generar, detectar y analizar casi todo el dominio de valores de las ondas electromagnéticas. En la figura I.2 se muestra, esquemáticamente, un diagrama del espectro electromagnético, con los nombres que reciben los diferentes dominios. Se presentan tanto los valores de la frecuencia como de su longitud de onda.

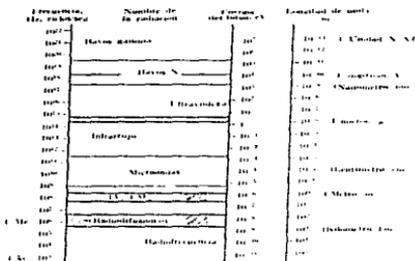


Figura 1.2. El espectro electromagnético.

Dentro del espectro electromagnético hay una región, entre las longitudes de onda de  $4 \times 10^{-7}$  m hasta  $7 \times 10^{-7}$  m, que constituye la luz visible (figura 1.2). La retina humana es sensible a ondas electromagnéticas dentro de este dominio. Al llegar ondas de estas longitudes de onda a nuestros ojos nos dan la sensación de luz. El ojo humano no ve las ondas electromagnéticas que están fuera de este dominio.

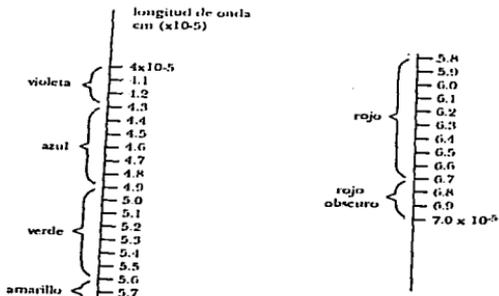


Figura 1.3. El espectro de la luz visible.

A cada longitud de onda le corresponde un color particular. Si por ejemplo, su valor es de  $5.7 \times 10^{-5}$  cm, entonces nuestros ojos perciben esta onda de color amarillo. Hay muchas tonalidades de amarillo, cada una con una longitud de onda particular. De hecho los amarillos quedan comprendidos entre longitudes de onda de  $5.56 \times 10^{-5}$  cm y  $5.85 \times 10^{-5}$  cm. Algo análogo ocurre con los demás colores.

### I.1.3 Ondas electromagnéticas

Haciendo un análisis un poco formal de las ondas electromagnéticas, podemos decir que para los campos eléctricos y magnéticos, existen dos categorías generales. La primera incluye campos que no varían con el tiempo. El campo electrostático creado por una distribución de cargas en reposo y el campo magnético originado por una corriente estacionaria que circula por un conductor son ejemplos de campos que, aunque pueden variar de un punto a otro del espacio, no varían con el tiempo en cada punto individual. En tales situaciones ambos campos pueden tratarse independientemente, sin preocuparse de las interacciones entre ellos.

La segunda categoría incluye aquellas situaciones en las que los campos varían con el tiempo, y en todos esos casos no es posible tratar los campos independientemente. La ley de Faraday nos dice que un campo magnético que varía con el tiempo actúa como una fuente de campo eléctrico. Este campo se manifiesta por las fem inducidas en inductancias y transformadores. Igualmente, al desarrollar la formulación general de la ley de Ampere, válida para los capacitores en carga y en situaciones semejantes, y para los conductores normales, fue necesario tener en cuenta el campo eléctrico variable como una fuente de campo magnético.

De este modo, cuando uno de los campos varía con el tiempo, se

induce un campo del otro tipo en las regiones adyacentes del espacio. Esto nos lleva, por lógica, a considerar la posibilidad de una perturbación electromagnética, consistente en campos eléctrico y magnético que varían con el tiempo, que pueden propagarse de una región a otra región del espacio aunque no haya materia en la región intermedia. Tal perturbación, si existe, tendrá las propiedades de una onda, y un término adecuado para designarla es el de onda electromagnética. Estas ondas tienen existencia real, y es un hecho conocido que las transmisiones de radio y televisión, la luz, los rayos X y otros muchos fenómenos son ejemplos de la radiación electromagnética.

#### I.1.4 Análisis general de las ondas electromagnéticas.

Para desarrollar la relación existente entre la propagación de una onda electromagnética y los principios comunes del electromagnetismo, consideraremos, con un sistema de coordenadas  $xyz$  como se ve en la figura I.4, que todo el espacio está dividido en dos regiones mediante un plano perpendicular al eje  $x$  (paralelo al plano  $yz$ ). En todos los puntos situados a la derecha de este plano no existen campos eléctricos ni magnéticos; en todos los puntos de la izquierda existe un campo eléctrico uniforme  $E$  en la dirección del eje  $+y$ , y un campo magnético uniforme  $B$  en la dirección del eje  $+z$ , como se ilustra. Supondremos, además, que la superficie límite, que también puede llamarse frente de onda, se mueve hacia la derecha con velocidad constante  $c$ , todavía desconocida. Entonces, los campos  $B$  y  $E$  se mueven hacia la derecha, a regiones inicialmente libres de campos, con una velocidad definida. En resumen, la situación describe una onda electromagnética rudimentaria, a condición de que cumpla con las leyes del electromagnetismo.

No prestaremos atención al hecho de cómo puede conseguirse una

configuración del campo de este tipo. Puede demostrarse, en principio, que una lámina de carga infinitamente larga en el plano  $yz$ , que está

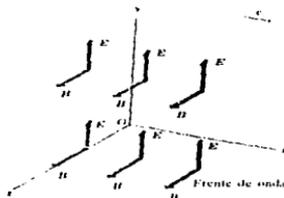


Figura 1.4. Sistema coordenado  $xyz$ .

inicialmente en reposo y comienza a moverse repentinamente con velocidad constante en la dirección  $-y$ , produce tales campos, pero, claro está, no existe ningún modo de construir en la práctica una lámina de carga infinitamente larga, aplicaremos ahora la ley de Faraday a un rectángulo en el plano  $xy$ , como se muestra en la figura 1.5, situado de forma que en algún instante el frente de onda haya avanzado algo a través del rectángulo, como se muestra. En un tiempo  $dt$ , la superficie límite recorre una distancia  $c dt$  hacia la derecha, barriendo un área  $ac dt$  del rectángulo, y en este tiempo el flujo magnético aumenta en  $B(ac dt)$ .

Así, la variación de flujo magnético por unidad de tiempo está dada por

$$-\frac{d\phi}{dt} = Bac \quad (I.1.1)$$

Según la ley de Faraday, esto ha de ser igual a la integral de línea  $\oint E \cdot dl$  alrededor del límite del área. El campo en el extremo de la derecha es nulo y los lados superior e inferior no contribuyen

porque en ellos la componente de  $E$  sobre  $dl$  es cero. Así pues, la integral es simplemente  $Ea$ , y la ley de Faraday da

$$E = -cB \quad (I.1.2)$$

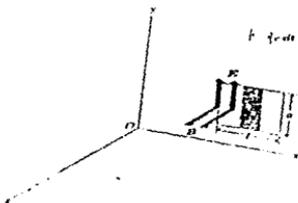


Figura 1.5.

La onda postulada es entonces coherente con la ley de Faraday sólo si  $E$ ,  $B$  y  $c$  están relacionados como en la ecuación (I.1.2).

Consideremos a continuación un rectángulo en el plano  $yz$ , como se muestra en la figura 1.6. Queremos aplicar la ley de Ampere a este rectángulo; la expresión de esta ley es

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 (I_c + I_b) \quad (I.1.3)$$



Figura 1.6.

En la situación presente no hay corriente de conducción, de modo que  $I_c = 0$ . La corriente de desplazamiento  $I_D$  en función de la densidad de corriente se define como

$$J_D = c_0 \frac{dE}{dt} \quad (I.1.4)$$

Entonces, si las líneas del campo  $E$  atraviesan un área  $A$  perpendicular a la dirección de  $E$ , tenemos

$$I_D = J_D A = c_0 \frac{dE}{dt} A \quad (I.1.5)$$

La corriente de desplazamiento puede también expresarse en función del flujo eléctrico. Si un área  $A$  es perpendicular a un campo eléctrico  $E$ , se define el flujo eléctrico  $\Psi$  a través del área como

$$\Psi = EA$$

En función del flujo eléctrico, la ecuación (I.1.5) puede volver a expresarse como

$$I_D = c_0 \frac{d\Psi}{dt} \quad (I.1.6)$$

y la ley de Ampere con corriente de desplazamiento, pero sin corrientes de conducción, es

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 c_0 \frac{d\Psi}{dt} \quad (I.1.7)$$

Esta es la forma que aplicaremos al rectángulo de la figura I.6. La variación del flujo eléctrico  $d\Psi$  en el tiempo  $dt$  es el área  $bc dt$  barrida por el frente de onda, multiplicada por  $E$ . Evaluando la integral  $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}$ , observamos que  $B$  es nulo en el extremo de la derecha y  $B$  paralelo es igual a cero en los lados anterior y posterior. Entonces, sólo contribuye el lado de la izquierda y tenemos que  $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = Bb$ . Combinando estos resultados con la ecuación (I.1.7) y dividiendo entre  $b$  resulta

$$B = \mu_0 c_0 c E \quad (\text{I.1.8})$$

Según esto, la ley de Ampere sólo se verifica si B, c y E están relacionados como en la ecuación (I.1.8).

Como las leyes de Ampere y Faraday han de verificarse simultáneamente, tanto la ecuación (I.1.2) como la (I.1.8) han de cumplirse. Esto sólo sucede cuando  $\mu_0 \epsilon_0 c = 1/c$ , o

$$c = 1 / (\epsilon_0 \mu_0)^{1/2} \quad (\text{I.1.9})$$

Introduciendo los valores numéricos de estas cantidades, tenemos

$$c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$$

La configuración del campo propuesta es consistente con las leyes de la electrodinámica, siempre que el frente de onda se mueva con la velocidad dada anteriormente, la cual se reconoce como la velocidad de la luz.

Hemos elegido en este estudio una onda especialmente sencilla para evitar una innecesaria complejidad matemática, pero, aún así, este caso particular ilustra varias características importantes de todas las ondas electromagnéticas:

1. La onda es transversal; los campos E y B son perpendiculares a la dirección de propagación de la onda, y entre sí.
2. Existe una razón definida entre E y B.
3. La onda viaja en el vacío con una velocidad definida e invariable.

No es difícil generalizar la explicación anterior para una situación más real. Supongamos que tenemos varios frentes de onda en forma de planos perpendiculares al eje y que se mueven todos hacia la derecha con velocidad c. Supongamos que, en una sola región entre dos planos, los campos E y B son iguales en todos los puntos de la misma, pero diferentes de una región a otra. Una ampliación del desarrollo anterior muestra que la situación es consistente con las leyes de Ampere y Faraday siempre que todos los frentes de onda se muevan con

la velocidad  $c$  dada en la ecuación (I.1.9). A partir de esta imagen no hay más que un pequeño paso adicional hasta la representación de una onda en la que los campos  $E$  y  $B$  varían suavemente en cualquier instante, en vez de hacerlo escalonadamente al recorrer el eje  $x$  y todo el campo representado se mueve hacia la derecha con velocidad  $c$ .

La idea de que la energía pueda propagarse a través del vacío sin la ayuda de ninguna materia en movimiento suele parecer extraña, sin embargo, es exactamente el mecanismo por el que llega hasta nosotros la energía procedente del Sol y de todas las demás estrellas.

## I.2 Fuentes Naturales de Radio.

### I.2.1 Inicios del estudio de las fuentes naturales de radio.

El descubrimiento de la existencia de fuentes naturales de radio tuvo lugar con los trabajos de Karl G. Jansky de los laboratorios Bell en Nueva Jersey, quien tenía asignado el problema de estudiar la dirección de la llegada de la estática. Para el estudio del problema Jansky construyó una antena de haz unidireccional, polarizada verticalmente. La antena de 100 pies de longitud y 12 pies de altura, se montó sobre una pista circular horizontal para girar en azimuth, operando en una longitud de onda de 14.6 m (20.5 MHz.).

En 1932, reportó los primeros resultados obtenidos con su equipo. Fué capaz de identificar tres grupos de estática: 1) estática a partir de tormentas locales; 2) estática a partir de tormentas eléctricas, encontradas principalmente en direcciones meridionales, y 3) un tipo de silbido estático ininterrumpido de origen desconocido. La fig I.7 muestra un registro de este tipo de silbido que fué observado por Jansky en 1932.

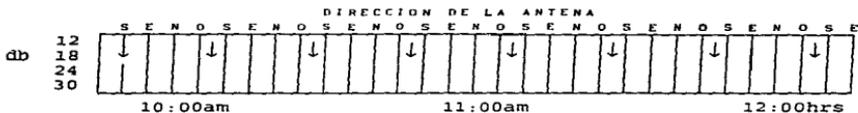


Fig. I.7 Registro de ruido obtenido por Jansky (1932) en el cual los picos indicados por las flechas ocurrieron en intervalos de 20 minutos

Jansky estableció que la dirección de llegada de estos cambios estáticos cambia gradualmente a través de las 24 horas del día y más adelante señaló que este tipo de estática era interferencia sin modular y fué reconocida definitivamente en enero de 1932. En 1933 publicó que las observaciones conducen a la conclusión de que la dirección de llegada de estas ondas es fija en el espacio, ya que cuando se dirige la antena al cielo se encuentra una mejor respuesta de la onda emitida y esto indicó la existencia de fuentes naturales de radio.

Para localizar una fuente natural de radio, se observa claramente que cuando se dirige la antena hacia alguna parte, la mejor respuesta se obtiene cuando se alinea hacia el centro de la fuente de emisión de radio. Entonces cuando se dirige la antena hacia alguna parte del cielo, cuando ésta se encuentra alineada hacia el centro se obtiene la mejor respuesta y, con ello, la ubicación de la fuente.

Cerca de un tercio de las fuentes naturales de radio extragalácticas son identificadas como galaxias. Otra tercera parte con cuasares y pulsares.

Los mapas constituyen las primeras mediciones cuantitativas de radio en el cielo. Los mapas de Reber muestran la radiación máxima para la constelación de Sagitario. Esta es menor para Cygnus,

Cassiopea, Can Mayor y Puppis. La radiación mínima es para Perseo.

### 1.2.2 Tipos de fuentes naturales de radio.

Las fuentes de radio se dividen en fuentes de radio extensas y fuentes de radio compactas, de acuerdo a las dimensiones del arco de visión. Se dice que una fuente es extensa cuando el ángulo de visión que subtiende es  $\approx 1$  segundo de arco y tienen dimensiones lineales de 10 Kpc a 0.6 Mpc (  $1 \text{ pc} = 3.26 \text{ años luz} = 3 \times 10^{13} \text{ Km}$  ). En el rango de las fuentes compactas, el arco de visión es  $\ll 1$  segundo de arco y sus dimensiones lineales son desde una fracción de parsec, hasta decenas de parsecs.

Las fuentes extensas se caracterizan también por emitir poca potencia en el espectro óptico, con un índice espectral ( $n$ ) cercano a 0.75, mientras que las fuentes compactas tienen un índice espectral de 0 a 0.25, con lo cual la potencia de emisión es muy constante a lo largo de la línea de frecuencia.

Las fuentes extensas son considerablemente más energéticas que las fuentes compactas ya que tienen una energía de  $10^{58}$  a  $10^{61}$  ergs, mientras que las fuentes compactas tienen energías de  $10^{52}$  a  $10^{58}$  ergs.

Las fuentes usadas para establecer un marco de referencias, son las compactas debido a que se localizan como un punto en espacio. Las fuentes compactas de radio se encuentran típicamente en objetos cuasiestelares y en el núcleo de objetos más extensos: galaxias peculiares tales como Seyfert, tipo-M, galaxias compactas, elípticas y espirales con emisión nuclear. La estructura es, en general, dependiente de la longitud de onda. Las máximas temperaturas de brillo alcanzadas son  $10^7$  a  $10^{12}$  °K.

Las características observadas de las fuentes compactas de radio, pueden resumirse como sigue:

a) Muchas fuentes compactas son variables en longitudes de onda de centímetros con escalas de tiempo de algunos días a unas semanas.

b) El número de variables de radio es también el de variables ópticas. Algunas variables ópticas no son variables de radio. Esta no es una simple relación entre variabilidad óptica y de radio de fuentes compactas.

c) Las fuentes de radio compactas no variables tienen un espectro de radio plano, con un índice espectral típico entre 0 y 0.25.

d) En algunas fuentes de radio compactas, se observan cambios en sus estructuras que son compatibles con un modelo con componentes expandiéndose o moviéndose hacia afuera con velocidades cercanas a la velocidad de la luz. Si los corrimientos al rojo son asumidos para ser indicativos de sus distancias, estos modelos, basados usualmente sobre algunos puntos más bien de la función de visibilidad, pueden ser determinados en términos de efecto de fase.

#### I.2.3 Emisión térmica.

Las ondas de radio pueden ser detectadas por aparatos sensibles, pero ¿cómo emite un cuerpo, si es un mal conductor de electricidad, teniendo pocos electrones libres? Además, el cuerpo emite ondas de radio cuando no existen voltajes aplicados. La explicación está fundada en su continuo estado de vibración, el cual es la energía calorífica del cuerpo. El calor es un tipo de energía que consiste en el movimiento de las partículas y a más alta temperatura mayor rapidez en el movimiento de las partículas. Aunque las moléculas en un cuerpo están sumamente ligadas, su energía calorífica causa vibraciones. En consecuencia, las cargas positivas y negativas (iones y electrones) están siempre desplazándose. El movimiento de las cargas eléctricas produce la radiación natural térmica de un cuerpo. Esta radiación

puede ser muy débil pero ocurre sobre un rango muy extenso de longitudes de onda, incluyendo longitudes de onda de radio. Si el cuerpo es muy caliente, la radiación visible es primero roja y luego blanca. La intensidad de la emisión de radio puede variar en distintas longitudes de onda, de acuerdo al espectro de radiación de un radiador perfecto, el cual fué derivado teóricamente por el físico alemán Max Planck en 1901. La dependencia de la intensidad de radiación con la longitud de onda para un radiador perfecto (cuerpo negro), se muestra en la figura I.8

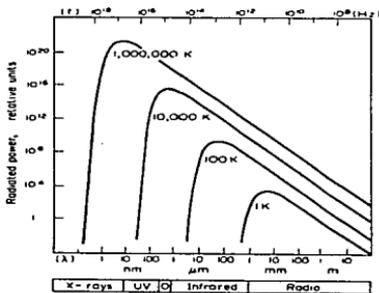


Figura I.8. Espectro de un radiador perfecto. La banda Óptica se encuentra marcada con la letra O. Cada curva corresponde a una temperatura absoluta diferente.

La máxima intensidad, por una temperatura absoluta dada, aparece en una longitud de onda  $\lambda_m$ , que se encuentra con la fórmula de la ley de Wien:

$$\lambda_m T = C$$

$$(I.2.1)$$

donde C es una constante, aproximadamente igual a 0.5 ,  $\lambda$  es la longitud de onda en centímetros y T en grados Kelvin (K).

Para longitudes de onda grandes, la intensidad de radiación fué descrita por los físicos británicos Lord Rayleigh y Sir James Jeans. La ley Rayleigh-Jeans condiciona que la potencia del flujo de radiación de un radiador perfecto a temperatura absoluta T está dada por:

$$P(\lambda) = k T / \lambda^2 \quad (\text{I.2.2})$$

La constante k es la constante de Boltzmann, P es la potencia de flujo por unidad de área, por unidad de ancho de banda de frecuencia, por unidad de ángulo sólido, de una polarización.

#### I.2.4 Emisión no térmica.

La radio emisión de algunos cuerpo sólidos, como la Luna y demás planetas, es no térmica. Las ondas de radio térmicas pueden ser detectadas por la ionización del hidrógeno circundante del Sol y estrellas. Pero en muchos objetos astronómicos encontramos la radiación térmica inundada por más fuentes distantes, teniendo espectros que no pueden ser térmicos. En realidad, un tipo común de espectro no térmico se muestra en la figura I.9.

Dos criterios principales de juzgar cuando la emisión es no térmica, son, tanto la gran intensidad como el espectro. El término "brillo de radio" se usa a menudo para describir la potencia del flujo de radio recibida de una fuente por unidad de ángulo sólido.

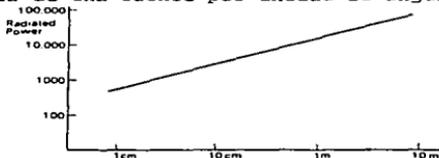


Figura 1.9. Espectro típico de una radiación no térmica.

En cambio, la temperatura de una fuente no térmica es conveniente referirla como la "temperatura de brillo de radio", valuada por la fórmula

$$P = kT_b/\lambda^2 \quad (I.2.3)$$

donde  $T_b$  es la temperatura de brillo de radio, y esto significa que no es la temperatura de la fuente, sino la temperatura que debería tener una fuente térmica para conseguir esta emisión.

Algunos procesos hechos por el hombre, que pueden producir radiaciones no térmicas, son por ejemplo los medios de difusión o los radares, que radian tan alta potencia en un área relativamente tan pequeña ( muchos kilowatts o algunos Megawatts) que si calculáramos la temperatura de brillo encontraríamos temperaturas realmente fantásticas (muchos millones de millones de grados). Es por ello que en una fuente no térmica, no puede considerarse que  $T_b$  es la temperatura de la fuente, sino que es la temperatura de brillo. Es por ello que  $T_b$  es nombrada de diferente forma según de que tipo de fuente se trate.

#### I.2.5 Emisión Síncrotrón

Ya sabemos que existen fuentes que emiten ondas de radio pero, ¿de dónde proviene la energía?. En 1951, dos científicos suecos, Alfven y Herlofson, encontraron que en realidad la emisión de ondas de radio proviene de electrones que se desplazan a velocidades enormes semejantes a las de los rayos cósmicos, los cuales radian al girar en espiral alrededor de líneas de campos magnéticos. La velocidad de estas partículas es muy cercana a la de la luz. Si un electrón se mueve a altas velocidades se observa sólo un cono de radiación como se muestra en la figura I.10. Se observa como la radiación es como la de un rayo. Este proceso puede tener la intensidad y el espectro de una emisión no térmica.

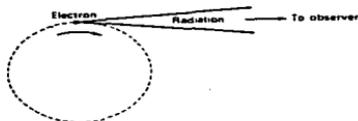


Figura 1.10. Radiación producida por un electrón a muy alta velocidad.

La radiación producida por este mecanismo fué primero reconocida en un laboratorio, en un aparato llamado "ciclotrón", hecho para acelerar electrones hasta altas velocidades, para usarlo en laboratorios de investigación de colisiones con partículas y átomos de baja velocidad. En este aparato, los electrones circulan en un campo magnético donde se observan pequeñas emisiones de luz debidas a las colisiones.

Ahora se da el nombre de emisión "sincrotrón" a la radiación producida en estas trayectorias por partículas de alta energía en campos magnéticos. Esta es la forma más sencilla de generación de longitudes de onda de radio, porque la energía requerida es menor.

La radiación sincrotrón es emitida sobre una banda muy ancha de frecuencias, la cuál puede ser explicada de la siguiente forma: Si un electrón gira lentamente en un campo magnético, su radiación es cercana en su giro-frecuencia o para simples armónicos de esta frecuencia. La fórmula de la girofrecuencia es

$$\omega = (q/m) B \quad (1.2.4)$$

Cuando un electrón se mueve con velocidades cercanas a la de la luz, las circunstancias son alteradas. Primeramente, la frecuencia de giro cambia porque la masa del electrón es incrementada por esta alta velocidad de la manera descrita por la teoría de la relatividad de

Einstein. Por esta razón las partículas con velocidades comparables a de la luz son llamadas "relativistas". El otro efecto de las velocidades altas es la propagación del espectro, lo cual resulta en el "rayo" de la emisión en dirección hacia adelante. El rayo promedio que se observa sólo comprende pulsos agudos de emisión en los instantes cuando un electrón pasa girando en la dirección del observador. Dado que el espectro de un pulso corto siempre contiene un ancho rango de frecuencias, la radiación sincrotrónica cubre un amplio ancho de banda. En las fuentes astronómicas, el número de electrones con gran energía será inmenso, así que la radio emisión que observamos será debida a la combinación de todos los efectos.

Los cálculos muestran que muchas de las radio emisiones no-térmicas de fuentes astronómicas pueden ser explicadas si el campo magnético es sólo de 1 hasta 10 nT. Este valor es menor que una diezmilésima de la fuerza del campo magnético en la Tierra. La energía del electrón requerida para producir la observación en radio emisión es de casi  $10^9$  eV (1 eV es la energía adquirida por una partícula de carga  $e$  al moverse a través de una diferencia de potencial de un volt). Para alcanzar este promedio de energía se necesita un mil millones de volts para las velocidades cercanas a la de la luz.

#### I.2.6 Los inicios de la radioastronomía.

En 1894, seis años después de que Hertz produjo ondas de radio en el laboratorio. Sir Oliver Lodge, creía que la radiación del Sol se extendía más allá del espectro visible. El dijo en una conferencia en la Real Institución de Gran Bretaña: "Espero registrar la radiación de onda larga del Sol, filtrando fuera de ondas ordinarias conocidas mediante una pizarra u otra sustancia suficientemente opaca." Más tarde realizó el experimento en la Universidad de Liverpool donde fué

profesor de Física. Sus intentos resultaron negativos y concluyó: "Ahí había, evidentemente, muchas fuentes de perturbación terrestres, que en una ciudad como Liverpool hacían el experimento imposible. Yo no sé si esto podría posiblemente tener éxito en algún lugar desierto, pero claramente el arreglo debe ser altamente sensible para salir bien". Sir Oliver Lodge previó la posibilidad de las ondas de radio de una fuente astronómica como el Sol y además la necesidad de elegir sitios libres de interferencia para hacer observaciones.

Nordman en Francia tampoco tuvo éxito y en su reporte se refirió a experimentos previos hechos por Wilsing y Scheiner en Alemania. Todos estos intentos anteriores fallaron porque la electrónica y su conocimiento no tenían un avance suficiente como el necesario para tener éxito. Irónicamente, treinta años después, cuando las ondas de radio de fuentes astronómicas fueron detectadas, el descubrimiento surgió en forma accidental, en un estudio de interferencia atmosférica para radiocomunicaciones.

La primera observación de ondas de radio de fuentes extraterrestres, fué hecha por Jansky en los laboratorios Bell de Estados Unidos. Jansky construyó una antena rotativa operando con una longitud de onda de 15 metros, para estudiar la dirección de llegada de la estática atmosférica la cual causa ruido indeseable en la recepción de la información para comunicaciones. Por 1933, llegó a la conclusión de que la aparición del ruido se originaba en tres formas: tormentas locales, la radiación combinada de tormentas distantes, y por las fuentes extraterrestres en la vecindad del centro de la Galaxia. Subsecuentemente demostró que la última emisión de radio venía de una fuente distribuida por todos lados de la Vía Láctea y con gran intensidad del centro de la Galaxia. Jansky se dió cuenta de las implicaciones de su descubrimiento y sugirió la construcción de un

espejo parabólico para observaciones más lejanas, en longitudes de ondas de metros, pero no tuvo el apoyo para su propuesta.

El interés en la radioastronomía estuvo aguardando vivo por la iniciativa de un ingeniero en radio de América, Reber, quien en 1937 decidió seguir los descubrimientos de Jansky y construir un reflector parabólico de 9.5 metros de diámetro en su patio trasero con sus propios gastos. Este instrumento fué el primer radiotelescopio en ser incorporado a la investigación astronómica. Reber inició sus observaciones en una longitud de onda de 9 cm, con la suposición de que en longitudes de onda corta podía alcanzar mejor resolución, y si la radiación seguía la ley del cuerpo negro de Planck, la potencia recibida podía ser grande. Falló en detectar la emisión de radio celeste en 9 cm y en 33 cm, pero tuvo éxito cuando cambió a una longitud de onda más larga, 1.9 metros. En esta longitud de onda (1.9 m), obtuvo el primer mapa de radio de la Vía Láctea. Además del pico principal en la dirección de Sagitario, encontró picos menores en Cygnus y Casiopea. Reber sugirió además que la radiación podría ser originada por colisiones entre electrones y protones en hidrógeno ionizado interestelar.

El primer reconocimiento de la emisión de radio del Sol fué hecho en 1942, en Inglaterra, por J. S. Hey quien trabajaba como científico civil en la Armada Británica. Como una de sus primeras tareas de investigación, Hey fué encargado de analizar todas las formas de interferir los aparatos de radar de la armada. Para esto, propuso un sistema de reporte inmediato del tipo y dirección de la interferencia y operadores de radar fueron instruidos en técnicas de observación y grabación de interferencia. En febrero de 1942, reportes de muchos sitios operando en longitudes de onda de 4 a 8 metros condujeron a Hey a concluir que el Sol estaba radiando emisión de radio intensa y este

fenómeno estaba asociado a una gran mancha del disco solar. El reporte de Hey fué restringido a la circulación por razones de seguridad militar. Sus conclusiones parecieron tan inesperadas que no tuvieron una aceptación unánime por los científicos. En la mitad del mismo año, 1942, Southworth de los laboratorios Bell, hizo la primer observación exitosa de la emisión térmica de radio del Sol quieto en longitudes de onda centimétricas. Nuevamente, consideraciones de seguridad regularon la circulación de dicho reporte. Los dos reportes hechos por Hey y por Southworth contribuyeron a la fundación de la radioastronomía solar.

En 1944; una predicción teórica logró hacer época en la radioastronomía. Las publicaciones de Reber atrajeron la atención de Oort y Leiden, quienes sugirieron a van de Hulst que él debía buscar algún mecanismo astrofísico posible que pudiera producir líneas espectrales de radio. Van de Hulst llegó a la conclusión de que una línea en 21 cm de longitud de onda de un átomo de hidrógeno neutro podía ser detectable. Dado que el hidrógeno es el mayor constituyente de la materia interestelar, esto ha hecho que la observación de esta línea sea de gran significado astronómico. Aunque esto no ocurrió sino hasta 7 años después, cuando la línea fué observada por primera vez y la predicción probó tener buenos fundamentos.

En 1944 cuando la amenaza del bombardeo de los V2 era inminente, Hey propuso un plan para detectar los cohetes que se acercarian a Inglaterra. El plan incluía nuevos sistemas apropiados de largas antenas para los aparatos de radar de la armada que se desplegaran en sitios costeros. El plan fué aceptado y entró en operación en seis semanas. En la primer semana de acción del V2, el único cohete detectado fué un violento disparo que por poco se impacta en el radar de observación. Después, rectificando defectos debido a la rápida instalación, la aproximación de cada uno de los V2 subsecuentes

dirigidos a Londres o a sus áreas circundantes pudo ser observada. Dos problemas surgieron durante la operación. Ecos transitorios a una altura alrededor de 100 Km, dieron lugar a falsas alarmas. Cada eco fué reconocido por investigaciones ionosféricas como ecos de dispersión corta. Además, fué virtualmente imposible mejorar la sensibilidad receptiva del radar, porque era mucho el ruido externo que entraba al sistema de antenas. Se encontró que el ruido desconocido era predominantemente de la emisión de radio cósmica originalmente descubierta por Jansky. El fin de la guerra dió a Hey y a sus colegas Parsons, Phillips y Stewart, la oportunidad de hacer un estudio científico del fenómeno. En 1945, probaron que los ecos de dispersión corta eran reflejos de radar en rastros de meteoros. Determinaron meteoros radiantes y velocidades y descubrieron días de lluvias de meteoros. En 1946, descubrieron la primer fuente de radio cósmica discreta, Cygnus A. En el mismo año una gran mancha solar que les permitió establecer (en asociación con Appleton) las propiedades de radio de manchas y ráfagas solares.

Los descubrimientos de Hey y su equipo atrajeron el interés de J.A. Ratcliffe, quien después de la guerra regresó a Cambridge y alentó a Ryle y su equipo para seguir las investigaciones radioastronómicas. En este tiempo Lovell, creía que los métodos de radar usados por el equipo de Hey sobre rastros de meteoros, podrían ser aplicados para las lluvias de rayos cósmicos. Lovell, Hey y Parsons establecieron en Manchester un radar similar al que ellos poseían. La interferencia citadina de tranvías y fábricas impidieron a Lovell moverse fuera del banco Jodrell, un lugar que poseía el departamento de botánica de la universidad de Cambridge. Ahí se dió cuenta de que las lluvias de rayos cósmicos eran demasiado elusivas para ser captadas por el radar y volvió su atención hacia el estudio

de los ecos de meteoros y después hacia otras ramas de la radioastronomía. Partiendo de estos inicios, dos famosos centros universitarios de investigaciones en radioastronomía fueron establecidos bajo la dirección de Sir Bernard Lovell en Manchester. Al mismo tiempo, los descubrimientos iniciales estimularon además el interés de J.L. Pawsey de la organización científica e industrial de la Commonwealth, Australia, y con la ayuda de Bowen, Pawsey estableció un grupo igualmente importante de radioastronomía.

Es imposible describir cada uno de los subsecuentes avances en radioastronomía. En 1946, una emisión natural térmica de radio proveniente de la Luna fué detectada por Dicke y Beringer en los Estados Unidos, y ecos de radar de la Luna fueron obtenidos por la Armada de Estados Unidos y por Bay en Hungría. En 1948, Bolton en Australia hizo la primera identificación positiva de una fuente discreta de radio con un objeto galáctico visual, la Nebulosa del Cangrejo. Otros importantes descubrimientos y métodos para determinar con precisión la posición de fuentes de radio se han realizado en los últimos años. Además se han logrado establecer centros de investigación a lo largo de todo el mundo para el desarrollo de la radioastronomía.

Las contribuciones a la radioastronomía continúan, en los últimos años, se han descubierto cuasares y pulsares. Los métodos de la radioastronomía forman una parte integral de la astronomía, combinado con los métodos ópticos de observación que nos han permitido entender la naturaleza del Universo del cual formamos parte.

## II.- TELESCOPIA DE RADIO

### II.1 ANTENAS.

#### II.1.1 Introducción

Una antena puede ser definida como la región de transición entre una onda en el espacio libre y una onda guiada (caso de recepción) o viceversa (caso de transmisión). Enunciada en otra forma, una antena es un dispositivo que sirve de enlace o acoplamiento entre un circuito y el espacio. La antena de un radio telescópico actúa como un colector de ondas de radio. La antena es análoga a los lentes o espejos de un telescopio óptico.

La respuesta de una antena como una función de la dirección, esta dada por el patrón de la antena. Por reciprocidad, este patrón es el mismo para ambas condiciones de recepción y transmisión. El patrón comúnmente consiste de un número de lóbulos, como lo sugiere la figura II.1. El lóbulo con alargamiento máximo es llamado el lóbulo principal o mayor, mientras que los lóbulos más pequeños son llamados los lóbulos menores o lóbulos laterales y posteriores.

Si el patrón es medido a una distancia suficientemente grande de la antena de modo que el incremento de la distancia no cause cambios en el patrón, el patrón es el patrón de campo lejano. Mediciones en menores distancias producen patrones de campo cercanos, los cuales son una función del ángulo y la distancia. El patrón puede ser expresado en términos de la intensidad del campo (patrón de campo) o en términos del vector de Poynting o intensidad de radiación (patrones de potencia). La figura II.1a nos muestra un patrón de potencia en coordenadas polares. Para mostrar la estructura del lóbulo menor con más detalle, el patrón puede ser trazado sobre una escala logarítmica o en una escala en decibeles. La figura II.1b es un ejemplo de un patrón trazado en una escala dada en decibeles en coordenadas

rectangulares. El patrón de la figura II.1b es el mismo patrón de la figura II.1a.

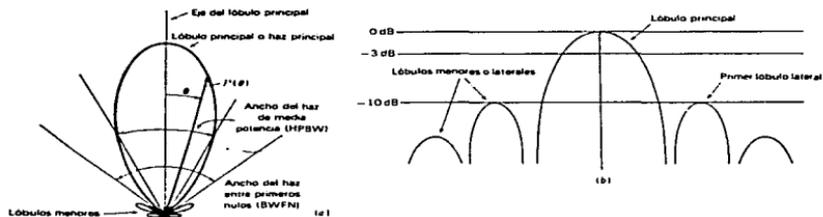


Figura II.1. (a) Patrón de una antena en coordenadas polares y escala lineal de potencia; (b) patrón de una antena en coordenadas rectangulares y potencia en escala de decibeles.

Un patrón simple, como el de la figura II.1 es suficiente para especificar completamente la variación de radiación con ángulo dado, el patrón es simétrico. Esto significa, en el caso de la figura II.1a, que el patrón tridimensional es una figura de revolución de una muestra alrededor del eje del patrón. Si el patrón no es simétrico, se requerirá un diagrama tridimensional o un mapa de contorno para mostrar el patrón en su totalidad. Como siempre, en la práctica, dos patrones, uno como el de la figura II.1a a través de la parte más angosta del lóbulo y otro perpendicular a él a través de la parte más ancha del lóbulo, pueden ser suficientes. Estos patrones mutuamente perpendiculares a través del eje del lóbulo principal son llamados patrones de plano principal. La afirmación anterior asume que la antena es linealmente polarizada en uno de los planos principales. Si este no es el caso, podrían requerirse más patrones. Como un ejemplo,

la radiación dominante de una antena podría ser linealmente polarizada, esto es, linealmente polarizada en el plano principal en ángulos rectos. O la antena podría ser elípticamente polarizada.

### II.1.2 Ancho del Haz, Angulo Sólido del Haz, Directividad y Apertura Efectiva.

Especificaciones numéricas útiles del patrón de una antena pueden estar en términos de la anchura angular del lóbulo principal en un nivel particular. El ángulo en el nivel de potencia media o potencia media del ancho del haz (PMAH) es uno de los más comúnmente usados. Los anchos de haz en -10 o -20 dB por debajo del patrón máximo son también útiles.

Otro modo significativo de describir el patrón es en términos del ángulo sólido. El patrón de potencia relativa de la antena como una función del ángulo está dado por  $P(\theta, \phi) [ = E(\theta, \phi) E^*(\theta, \phi) ]$ , donde  $E(\theta, \phi)$  es el patrón de campo lejano y  $E^*$  es el conjugado complejo de  $E(\theta, \phi)$  y su valor máximo por  $P(\theta, \phi)$ .

Entonces

$$\Omega_A = \int \int_{4\pi} P_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (\text{II.1.1})$$

donde  $\Omega_A$  = ángulo sólido del haz en  $\text{rad}^2$

$P_n(\theta, \phi) = P(\theta, \phi) / P(\theta, \phi)_{\text{max}}$  = patrón de potencia normalizada de la antena, adimensional

$d\Omega$  = diferencial de ángulo sólido (=  $\sin \theta d\theta d\phi$ ),  $\text{rad}^2$

El ángulo sólido del haz  $\Omega_A$  es el ángulo por el cual toda la potencia de una antena transmisora puede fluir si la potencia (por unidad de ángulo sólido) es constante a lo largo del ángulo e igual al valor máximo. Esto lo sugiere la figura II.2.

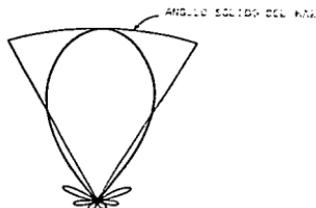


Figura II.2. Relación del ángulo sólido del haz para el patrón de la antena.

En la ecuación (II.1.1) la integración es realizada en un ángulo sólido de  $4\pi$ . Si la integración es restringida para el lóbulo principal, como el límite por el primer mínimo, se obtiene el ángulo sólido del haz principal. De este modo,

$$\Omega_H = \iint_{\text{PRINCIPAL}} P_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (\text{II.1.2})$$

donde  $\Omega_H$  = haz principal o ángulo sólido del lóbulo principal, en  $\text{rad}^2$ . Esto implica que el ángulo sólido del lóbulo menor  $\Omega_m$  está dado por la diferencia del ángulo sólido (total) del haz y el ángulo sólido del haz principal. Esto es,

$$\Omega_m = \Omega_A - \Omega_H \quad (\text{II.1.3})$$

Si la antena no tiene lóbulos menores ( $\Omega_m = 0$ ), tenemos que  $\Omega_A = \Omega_H$ .

Otro parámetro importante de la antena es la *directividad*, la cual puede ser definida como el radio de máxima intensidad de radiación (antena transmisora) para la intensidad de radiación promedio, o

$$D = \frac{U(\theta, \phi)_{\max}}{U_{\text{prom}}} \quad (\text{II.1.4})$$

donde  $U(\theta, \phi)_{\max}$  = intensidad de radiación máxima, w

$U_{\text{prom}}$  = intensidad de radiación promedio, watts  $\text{rad}^{-2}$

La intensidad de radiación promedio está dada por la potencia total W radiada dividida por  $4\pi$ , y la potencia total es igual a la intensidad de radiación  $U(\theta, \phi)$  integrada a lo largo de  $4\pi$ . Por lo tanto,

$$D = \frac{U(\theta, \phi)_{\max}}{W/4\pi} = \frac{4\pi U(\theta, \phi)_{\max}}{\iint_{4\pi} U(\theta, \phi) d\Omega} \quad (\text{II.1.5})$$

o

$$D = \frac{4\pi}{\iint_{4\pi} \frac{U(\theta, \phi)}{U(\theta, \phi)_{\max}} d\Omega} \quad (\text{II.1.6})$$

Puesto que la intensidad de radiación es proporcional al vector de Poynting, notamos que de (II.1.1), (II.1.6) puede expresarse como

$$D = \frac{4\pi}{\iint_{4\pi} P_n(\theta, \phi) d\Omega} = \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad (\text{II.1.7})$$

De este modo, la directividad de una antena es igual al ángulo de una esfera ( $4\pi$ ) dividido por el ángulo sólido del rayo de la antena.

La directividad de una antena es un número fijo (adimensional). Multiplicando la directividad por el patrón de potencia normalizada obtendremos la ganancia directiva, una cantidad, la cual es una

función del ángulo. De esta manera,

$$DP_n(\theta, \phi) = D(\theta, \phi) \quad (\text{II.1.8})$$

donde  $D(\theta, \phi)$  = ganancia direccional, adimensional.

Puesto que  $P_n(\theta, \phi)_{\max} = 1$ , esto implica que

$$D = D(\theta, \phi)_{\max} \quad (\text{II.1.9})$$

de (II.1.7) y (II.1.8) resulta claro que

$$\iint_{4\pi} D(\theta, \phi) d\Omega = 4\pi \quad (\text{II.1.10})$$

Los patrones de antena pueden ser trazados en términos de la ganancia direccional, como en la figura II.3..

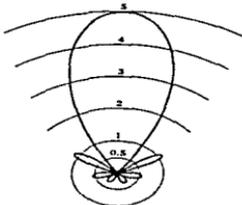


Figura II.3. Patrón de ganancia direccional.

Para una antena no direccional el patrón en cualquier parte es igual al nivel  $D(\theta, \phi) = 1$ . Este es llamado el *nivel isotrópico*. Especificando la estructura del lóbulo menor de una antena, el nivel isotrópico es a menudo una referencia conveniente.

En la discusión anterior, la directividad ha sido expresada enteramente como una función del patrón de la antena sin una referencia hacia el tamaño o geometría de la antena. Para mostrar que la directividad es una función del tamaño de la antena, considere la intensidad de campo eléctrico lejano  $E_r$  en una distancia  $r$  en

una dirección de lado amplio para una apertura radiante, como en la figura II.4. Si la intensidad de campo eléctrico en la apertura es constante e igual a  $E_a$  (volts por metro), la potencia  $W$  radiada está dada por

$$W = \frac{|E_a|^2}{Z} A \quad (\text{II.1.11})$$

donde  $A$  = apertura de la antena,  $m^2$

$Z$  = impedancia intrínseca del medio, ohms cuadrados<sup>-1</sup>

La potencia radiada puede además ser expresada en términos de la intensidad del campo  $E_r$  (volts por  $m^{-1}$ ) en una distancia  $r$  por

$$W = \frac{|E_r|^2}{Z} r^2 \Omega_A \quad (\text{II.1.12})$$

donde  $\Omega_A$  = ángulo sólido del rayo de la antena,  $rad^2$ .

Esto es una muestra de que las intensidades de campo  $E_r$  y  $E_a$  están relacionadas por

$$|E_r| = \frac{|E_a| A}{r \lambda} \quad (\text{II.1.13})$$

donde  $\lambda$  = longitud de onda,  $m$

Substituyendo (II.1.13) en (II.1.12) e igualando (II.1.11) y (II.1.12) obtenemos

$$\lambda^2 = A \Omega_A \quad (\text{II.1.14})$$

donde  $\lambda$  = longitud de onda,  $m$

$A$  = apertura de la antena,  $m^2$

$\Omega_A$  = ángulo sólido del haz,  $rad^2$

En (II.1.14) la apertura  $A$  es la apertura física  $A_p$  si el campo es

uniforme a lo largo de la apertura, como asumimos, pero en general  $A$  es la *apertura efectiva*  $A_e$ .

Así, más generalmente,

$$\lambda^2 = A_e \Omega_A \quad (\text{II.1.15})$$

donde  $A_e$  = apertura efectiva,  $m^2$

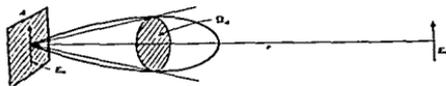


Figura II.4. Radiación de apertura  $A$  con campo uniforme  $E_a$ .

De acuerdo a esta importante relación, el producto de la apertura efectiva de la antena y el ángulo sólido del haz de la antena, es igual a la longitud de onda al cuadrado. De (II.1.15) y (II.1.7) tenemos que

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_e \quad (\text{II.1.16})$$

Se han dado tres expresiones para directividad  $D$  de una antena. Estas son

$$D = \frac{U(\theta, \phi)_{\max}}{U_{\text{prom}}} \quad (\text{II.1.17})$$

$$D = \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad (\text{II.1.18})$$

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_e \quad (\text{II.1.19})$$

La resolución de una antena en un plano es igual a la potencia media

del ancho del haz en ese plano. Esto, entonces, implica que el número de fuentes distribuidas uniformemente a lo largo del cielo puede resolverse con una antena y estará dado, aproximadamente, por

$$N_r = \frac{4\pi}{\Omega_M} \quad (\text{II.1.20})$$

Puesto que  $\Omega_M \approx \Omega_A$ , un valor más conservador puede ser

$$N_r = \frac{4\pi}{\Omega_A} = D \quad (\text{II.1.21})$$

Esto es, como siempre, una idealización. En la práctica, el número por el cual puede ser resuelta inequívocamente es, probablemente, un orden de magnitud menor que el dado por (II.1.20) o (II.1.21), así que la directividad debe ser considerada (idealmente) sólo como un valor límite superior para el número de fuentes, que una antena puede resolver.

Una relación simple usada para la directividad puede ser derivada de (II.1.18). Así

$$D = \frac{4\pi}{\Omega_A} = \frac{4\pi c_M}{\Omega_M} = \frac{4\pi c_M}{K_P \Theta_{HP} \Phi_{HP}} = \frac{41,253 c_M}{K_P \Theta_{HP}^\circ \Phi_{HP}^\circ} \quad (\text{II.1.22})$$

donde  $c_M$  = eficiencia del haz ; en antenas más largas  $c_M = 0.75 \pm 0.15$

$\Theta_{HP}$  = potencia media de ancho de haz en el plano  $\theta$ , rad

$\Phi_{HP}$  = potencia media de ancho de haz en el plano  $\phi$ , rad

$\Theta_{HP}^\circ$  = potencia media de ancho de haz en el plano  $\theta$ , grados

$\Phi_{HP}^\circ$  = potencia media de ancho de haz en el plano  $\phi$ , grados

$K_P$  = factor dependiente sobre la forma del patrón; típicamente

$$K_P = 1.05 \pm 0.05$$

### II.1.3 Haz y eficiencias de apertura

La razón del ángulo sólido del haz principal al ángulo sólido (total) del haz es llamada eficiencia del haz principal o simplemente la eficiencia del haz  $c_H$ . Así,

$$c_H = \frac{\Omega_H}{\Omega_A} \quad (\text{II.1.23})$$

La razón del ángulo sólido del lóbulo menor al ángulo sólido (total) del haz debe de ser referida como el *factor perdido*  $c_m$ , o

$$c_m = \frac{\Omega_m}{\Omega_A} \quad (\text{II.1.24})$$

Esto implica que  $c_H + c_m = 1$  (II.1.25)

(Lo que se algunas veces para definir una eficiencia de haz que involucra el ángulo sólido de rayo del rayo principal más el lado cercano de lóbulos. Esto puede resultar en una eficiencia de rayo  $c_H'$ , algo más grande que  $c_H$ ).

La razón de apertura efectiva a la apertura física es la *apertura eficiente*, dada por

$$c_{AP} = \frac{A_e}{A_P} \quad (\text{II.1.26})$$

La apertura eficiente es, en general, diferente de la eficiencia de rayo. Su razón está dada por

$$\frac{c_{AP}}{c_H} = \frac{A_e \Omega_A}{A_P \Omega_H} = \frac{\lambda^2}{A_P \Omega_H} \quad (\text{II.2.27})$$

#### II.1.4 Teoría de arreglos

##### II.1.4.1 Fuentes de Dos Puntos

Considere dos fuentes puntuales en fase separadas por una distancia  $L$ , como en la figura II.5a. Una fuente puntual es una idealización que representa un radiador isotrópico que ocupa un volumen cero. Por reciprocidad, el patrón de arreglos de cada fuente (caso transmisor) será idéntico con el patrón cuando el arreglo es usado como una antena receptora. Tomando el punto de referencia a media fase entre las fuentes, el campo lejano en la dirección  $\phi$  estará dado por

$$E = E_2 e^{j\varphi/2} + E_1 e^{-j\varphi/2} \quad (\text{II.1.28})$$

$$\text{donde } \varphi = \beta L \sin\phi = \frac{2\pi L}{\lambda} \sin\phi$$

$$\text{Si } E_1 = E_2 = E_0,$$

$$E = 2E_0 \frac{e^{j\varphi/2} + e^{-j\varphi/2}}{2} = 2E_0 \cos(\varphi/2) \quad (\text{II.1.29})$$

Para un espacio  $L = \lambda/2$  el patrón es como el que se muestra en la figura II.5.

Esto supone que cada fuente puntual es isotrópica (completamente no direccional). Si la fuente puntual individual tiene patrones direccionales idénticos, el patrón resultante está dado por la ecuación (II.1.29), donde  $E_0$  es ahora también una función de ángulo [ $E_0 = E(\phi)$ ]. El patrón  $E(\phi)$  puede ser llamado el *patrón primaria* y el  $\cos(\phi/2)$  en la ecuación (II.1.29) el *patrón secundaria* o *factor de arreglo*. Este es un ejemplo del principio de *multiplicación de patrones*, el cual es presentado en términos más generales como sigue:

"El patrón total de campo de un arreglo de fuentes no isotrópicas, pero similares, es el producto del patrón de la fuente individual y el patrón de un arreglo de fuentes puntuales isotrópicas localizadas en el centro de fase de la fuente individual que tiene la misma amplitud relativa y la misma fase, mientras que el patrón total de fase es la suma de los patrones de fase de la fuente individual y el arreglo de fuentes puntuales isotrópicas."

Si la referencia por fase para las dos fuentes en la figura II.5 se toma en la fuente uno, el campo lejano resultante puede ser

$$E = E_1 + E_2 e^{j\varphi} \quad (\text{II.1.30})$$

y si  $E_1 = E_2 = E_0$ , como antes

$$E = 2E_0(\cos \varphi/2) e^{j\varphi/2} = 2E_0 \cos \varphi/2 \angle \varphi/2 \quad (\text{II.1.31})$$

El patrón de campo (amplitud) es el mismo que el anterior, pero el patrón de fase no lo es. Esto es porque la referencia fué tomada en el centro de fase (punto medio del arreglo) en el desarrollo de (II.1.29) pero en un extremo del arreglo al desarrollar (II.1.31).

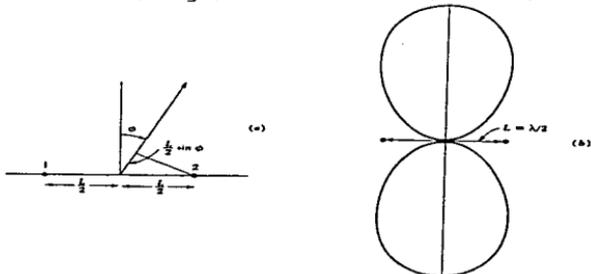


Figura II.5. (a) Geometría para un arreglo de dos fuentes puntuales isotrópicas, (b) patrón de campo de dos fuentes puntuales isotrópicas en fase con una separación de media longitud de onda.



Figura II.6. (a) Arreglo binomial con amplitudes de fuente 1:2:1; (b) arreglo binomial con amplitudes de fuente 1:3:3:1. El espacio entre las fuentes es media longitud de onda.

#### II.1.4.2 Arreglo Binomial

El patrón de campo lejano relativo de dos fuentes puntuales isotrópicas iguales en fase separadas media longitud de onda está dado por:

$$E = \cos \left( \frac{\pi}{2} \sin \phi \right) \quad (\text{II.1.32})$$

como se muestra en la figura II.5b. Este patrón no tiene lóbulos menores. Si un segundo arreglo idéntico de dos fuentes es puesto a media longitud de onda del primero, el arreglo es el obtenido y mostrado en la figura II.6a. Las dos fuentes en el centro pueden ser superpuestas pero se muestran separadas por claridad. Por el principio de multiplicación de patrones, el patrón resultante está dado por

$$E = \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \text{sen } \phi \right) \quad (\text{II.1.33})$$

como se muestra en la figura II.6a. Si este arreglo de tres fuentes con amplitudes 1:2:1 es ordenado con uno idéntico a una distancia de media longitud de onda, el arreglo de la figura II.6b es obtenido con el patrón

$$E = \cos^3 \left( \frac{\pi}{2} \text{sen } \phi \right) \quad (\text{II.1.34})$$

como se muestra en la figura II.6b. Este arreglo tiene efectivamente cuatro fuentes con amplitudes 1:3:3:1, y además no tiene lóbulos menores.

Continuando este proceso es posible obtener un patrón con directividad arbitrariamente alta y sin lóbulos menores si las amplitudes de las fuentes en el arreglo corresponde a los coeficientes de una serie binomial (Stone). Estos coeficientes son convenientemente desplegados por el triángulo de Pascal (Tabla II-1) . El patrón del arreglo es entonces

$$E = \cos^{n-1} \left( \frac{\phi}{2} \text{sen } \phi \right) \quad (\text{II.1.35})$$

donde  $n$  es el número total de fuentes.

Si bien el arreglo anterior no tiene lóbulos menores, su directividad es menor que la de un arreglo de la misma medida para fuentes de igual amplitud. En la práctica muchos arreglos son diseñados como algo intermedio entre estos casos extremos.

Tabla II-1

Triángulo de Pascal

---

				1				
				1		1		
			1	2		1		
		1	3	3		1		
	1	4	6	4		1		
	1	5	10	10		5		1
1	6	15	20	15		6		1

---

*n* Fuentes de Igual Amplitud y Espaciamento

El arreglo binomial es un arreglo no uniforme. Regresando ahora al arreglo uniforme, como en la figura II.7, con *n* fuentes isotrópicas de igual amplitud y espaciamento, el campo lejano es

$$E = E_0 [ 1 + e^{j\varphi} + e^{j2\varphi} + \dots + e^{j(n-1)\varphi} ] \quad (\text{II.1.36})$$

$$E = E_0 \sum_{n=1}^{n=N} e^{j(n-1)\varphi} \quad (\text{II.1.37})$$

donde  $\varphi = \beta d \sin \phi + \delta$

*d* = espaciamento entre fuentes

$\delta$  = diferencia de fase progresiva entre fuentes

Multiplicando (II.1.36) por  $e^{j\varphi}$  obtenemos

$$Ee^{j\varphi} = E_0 (e^{j\varphi} + e^{j2\varphi} + e^{j3\varphi} + \dots + e^{jn\varphi}) \quad (\text{II.1.38})$$

Restando (II.1.38) de (II.1.36), tenemos

$$E = E_0 \frac{1 - e^{jn\varphi}}{1 - e^{j\varphi}} = E_0 \frac{\text{sen}(n\varphi/2)}{\text{sen}(\varphi/2)} \angle (n-1)\varphi/2 \quad (\text{II.1.39})$$

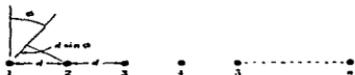


Figura II.7. Arreglo de  $n$  fuentes isotrópicas de igual amplitud y separación.

Si el centro de el arreglo es elegido como la referencia para fase, en lugar de la fuente 1, el ángulo de fase,  $(n-1)\varphi/2$ , es eliminado. Si las fuentes no son isotrópicas pero son similares,  $E_0$  representará el patrón primario o individual de la fuente, mientras que  $\text{sen}(n\varphi/2)/\text{sen}(\varphi/2)$  es el factor de arreglo.

Para fuentes isotrópicas y el centro del arreglo como referencia, el patrón es

$$E = E_0 \frac{\text{sen}(n\varphi/2)}{\text{sen}(\varphi/2)} \quad (\text{II.1.40})$$

Como  $\varphi = 0$ , (II.1.40) se reduce a

$$E = nE_0 \quad (\text{II.1.40a})$$

Este es el máximo valor del campo, el cual es  $n$  veces el campo de una fuente simple. En la dirección del máximo la condición  $\beta d \text{sen } \phi = -\delta$  se satisface. Para un arreglo de lado amplio (máximo en  $\phi = 0$ ) las fuentes deben estar en fase ( $\delta = 0$ ). Dividiendo (II.1.40) por (II.1.40a) obtenemos el patrón de campo normalizado

$$E_n = \frac{E}{nE_0} = \frac{1}{n} \frac{\text{sen}(n\varphi/2)}{\text{sen}(\varphi/2)} \quad (\text{II.1.41})$$

Refiriéndonos a la ecuación (II.1.39) las direcciones nulas del patrón ocurren para  $e^{jn\varphi} = 1$  probamos que  $e^{j\varphi} \neq 1$ . Nosotros requerimos que  $n\varphi = \mp 2k\pi$  ó  $\mp \frac{2k\pi}{n} = \beta d \text{ sen } \phi_0 + \delta$  (II.1.42)

o

$$\phi_0 = \text{sen}^{-1} \left[ \left( \mp \frac{2k\pi}{n} - \delta \right) \frac{1}{d} \right] \quad (\text{II.1.43})$$

donde  $\phi_0 =$  ángulo nulo

$$d = \beta d = 2\pi d / \lambda$$

$$k = 1, 2, 3 \dots \text{ (pero } k \neq m\lambda, \text{ donde } m = 1, 2, 3, \dots \text{)}$$

En un arreglo de lado amplio ( $\delta=0$ ) los ángulos nulos están dados por

$$\phi_0 = \text{sen}^{-1} \left( \mp \frac{2k\pi}{nd} \right) = \text{sen}^{-1} \left( \mp \frac{k\lambda}{nd} \right) \quad (\text{II.1.44})$$

Si el arreglo es suficientemente largo como para que  $nd \gg k\lambda$ ,

$$\phi_0 \text{ casi igual a } \mp \frac{k\lambda}{nd} = \mp \frac{k}{nd\lambda} = \mp \frac{k}{L\lambda} \quad (\text{II.1.45})$$

donde  $L\lambda = L / \lambda =$  longitud del arreglo, en longitudes de onda

$$L\lambda = (n-1)d\lambda \text{ casi igual a } nd\lambda \text{ si } n \text{ es grande}$$

Los primeros nulos ( $\phi_{01}$ ) ocurren cuando  $k = 1$ . Por lo tanto, la anchura de haz entre los primeros nulos (BWFN) es

$$BWFN = 2\phi_{01} = \frac{2}{L\lambda} \text{ rad} = \frac{114^{\circ}.6}{L\lambda} \quad (\text{II.1.46})$$

El parámetro más comúnmente usado es la potencia media del ancho de rayo (HPBW), el cual es cercano a un medio (más cercanamente a 0.44) del ancho de rayo entre los primeros nulos (BWFN) de un arreglo largo y uniforme. Por lo que

$$\text{HPBWes casi igual a } \frac{BWFN}{2} = \frac{1}{L\lambda} \text{ rad} = \frac{57^{\circ}.3}{L\lambda} \quad (\text{II.2.47})$$

Consideremos dos arreglos dimensionales de área  $L_1L_2$ . Si  $\Omega_A = \theta_{FN}\phi_{FN}/4$ , tenemos que

$$D = \frac{4\pi}{\Omega_A} = \frac{4\pi}{\lambda^2} ; L_2 = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_P \quad (\text{II.1.48})$$

donde  $L_1$  = largo del arreglo en dirección  $\theta$

$L_2$  = largo del arreglo en dirección  $\phi$

$\theta_{FN}$  = ancho del rayo entre primeros nulos en la dirección  $\theta$

$\phi_{FN}$  = ancho del rayo entre primeros nulos en la dirección  $\phi$

$A_P$  = apertura física del arreglo de lado cerrado (=  $L_1L_2$ )

De (II.1.48) tenemos, además que, para el arreglo uniforme

$$\Omega_A A_P = \lambda^2 \quad (\text{II.1.49})$$

En este cálculo, para el arreglo de lado amplio uniforme (amplitud igual), se asume que el arreglo es unidireccional, radiando sólo en una dirección de lado amplio.

El efecto de sustituir fuentes en una forma aleatoria de un arreglo largo ha sido tratado por Maher y Cheng (1963) y por Lo (1963). Una reducción en el número de fuentes puede reducir el costo

del arreglo. El efecto de la reducción es expresado en términos de las probabilidades de que el nivel de ancho de rayo no aumente por más que se den valores.

### II.1.5 Distribución de Apertura Continua.

Considere ahora una lámina de corriente continua o distribución de campo, a lo largo de una abertura como en la figura II.8. suponiendo que la corriente o campo es perpendicular a la página (dirección  $\psi$ ) y es uniforme con respecto a  $\psi$ , el campo eléctrico en una distancia  $r$  de un elemento de apertura  $dx dy$  es

$$dE = -j\omega da_y = -\frac{j\omega\mu}{4\pi r} \frac{E(x)}{Z} dx dy \quad (\text{II.1.50})$$

donde  $a_y$  = vector potencial ( $= \frac{\mu}{4\pi} \iiint \frac{J_y}{r} dv$ , en general), volts

segundos  $m^{-1}$

$J_y$  = densidad de corriente, amperes  $m^{-2}$

$E(x)$  = distribución del campo eléctrico en función de  $x$  a través de la abertura, volts  $m^{-1}$

$Z$  = impedancia intrínseca del medio,  $\Omega^{-2}$

$\omega = 2\pi\nu$  ( $\nu$  = frecuencia), radianes por segundo

$\mu$  = permeabilidad del medio, henrys  $m^{-1}$

Para una abertura con una dimensión uniforme  $\psi$ , perpendicular a la página y con la distribución de campo a lo largo de la abertura como función sólo de  $x$ , el campo eléctrico como una función de  $\phi$  a una gran distancia la abertura ( $r \gg a$ ), es, de la ecuación (II.1.50),

$$E(\phi) = \frac{-j\omega\mu\psi_1 e^{-j\beta r_0}}{4\pi r_0 Z} \int_{-a/2}^{+a/2} E(x) e^{j\beta x} \sin \phi \, dx \quad (\text{II.1.51})$$

La magnitud de  $E(\phi)$  es entonces

$$|E(\phi)| = \frac{\psi_1}{2r_0\lambda} \int_{-a/2}^{+a/2} E(x) e^{j\beta x} \sin \phi \, dx \quad (\text{II.1.52})$$

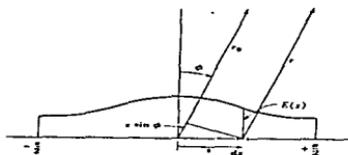


Figura 11.8 Abertura de ancho  $a$  y distribución de amplitud  $E(x)$ .

donde  $\beta = 2\pi/\lambda$ . Para una distribución de apertura uniforme [ $E(x) = E_0$ ] la ecuación (II.1.52) se reduce a

$$|E(\phi)| = \frac{\psi_1 E_0}{2r_0\lambda} \int_{-a/2}^{+a/2} e^{j\beta x} \sin \phi \, dx \quad (\text{II.1.53})$$

sobre los ejes ( $\phi = 0$ ) tenemos

$$|E(\phi)| = \frac{E_0 a \psi_1}{2r_0\lambda} = \frac{E_0 A}{2r_0\lambda} \quad (\text{II.1.54})$$

donde  $A = \text{área de apertura} (= a\psi_1)$

$E_0 = \text{campo eléctrico en el plano de apertura}$

Para radiación unidireccional (en dirección  $\phi = 0$  pero no en dirección  $\phi = 180^\circ$ )  $|E(\phi)|$  es dos veces el valor dado en la ecuación (II.1.54), o el usado en la ecuación (II.1.53).

La integración de (II.1.53) nos da

$$|E(\phi)| = k_0 \frac{\text{sen } [(\beta a/2) \text{ sen } \phi]}{(\beta a/2) \text{ sen } \phi} \quad (\text{II.1.55})$$

donde

$$k_0 = \frac{AE_0}{2r_0\lambda} \quad (\text{II.1.56})$$

Introduciendo  $\beta d \text{ sen } \phi$  por  $\phi$  en (II.1.40), el campo de un arreglo largo de  $n$  fuentes discretas de espaciamiento  $d$  es

$$E = nE_0 \frac{\text{sen } [(\beta a'/2) \text{ sen } \phi]}{(\beta a'/2) \text{ sen } \phi} \quad (\text{II.1.57})$$

donde la longitud del arreglo largo es  $a' = (n-1)d$  es casi igual a  $nd$ . En la ecuación (II.1.57), se supone, además que  $\phi$  se restringe a ángulos pequeños. Esta no es una restricción excesiva si el arreglo es largo y sólo el lóbulo principal y los lóbulos de primer lado son de interés. Bajo estas condiciones, es claro que el patrón de campo (II.1.57) de un arreglo largo de fuentes discretas es el mismo que el patrón para un arreglo continuo (II.1.55) de la misma longitud ( $a = a'$ ).

II.1.6 Relaciones de la transformada de Fourier entre el patrón de campo lejano y la distribución de abertura.

Una distribución de abertura unidimensional  $E(x\lambda)$  y su distribución de campo lejano  $E(\text{sen } \phi)$  son recíprocos de las transformadas de

Fourier dadas por

$$E(\text{sen } \phi) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(x\lambda) e^{j2\pi X_\lambda \text{sen } \phi} dX_\lambda \quad (\text{II.1.58})$$

y

$$E(X_\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(\text{sen } \phi) e^{-j2\pi X_\lambda \text{sen } \phi} d(\text{sen } \phi) \quad (\text{II.1.59})$$

donde  $X_\lambda = X/\lambda$ . Para valores reales de  $\phi$ ,  $|\text{sen } \phi| \leq 1$ , la distribución de campo representa la potencia radiada, mientras que para  $|\text{sen } \phi| > 1$  representa la potencia reactiva o almacenada. La distribución de campo  $E(\text{sen } \phi)$ , o espectro angular, se refiere a una distribución angular de ondas planas. Excepto para  $|\text{sen } \phi| > 1$ , el espectro angular para una apertura finita es el mismo que el patrón de campo lejano  $E(\phi)$  (la condición de campo lejano  $r \gg a$  no está contenida para una apertura infinita, esto es, donde  $a = \infty$ ). Así, para una apertura finita, la representación de la integral de Fourier de la ecuación (II.1.58) puede ser escrita como

$$E(\phi) = \int_{-a\lambda/2}^{+a\lambda/2} E(x\lambda) e^{j2\pi x\lambda \text{sen } \phi} dx\lambda \quad (\text{II.1.60})$$

Esta ecuación es idéntica a la ecuación (II.1.51) excepto por los factores constantes. La ecuación (II.1.51) es una relación absoluta, mientras la ecuación (II.1.60) es relativa.

Tomando la distribución de abertura uniforme y su patrón como referencia, se encuentra que las distribuciones abocinadas (triangular y cosenoidal) tienen anchos de haz mayores pero lóbulos menores más

pequeños, mientras que las distribuciones abocinadas en forma más gradual (coseno cuadrado y Gaussianas) tienen anchos de haz todavía mayores pero sin lóbulos menores. Por otro lado un abocinamiento inverso (menor amplitud en el centro que en la orilla, tal como se muestra en la figura II.9f), obtenemos un ancho de haz más pequeño, pero lóbulos menores más largos que para la distribución uniforme. Un abocinamiento inverso puede resultar por descuido de una obstrucción de abertura debida a una estructura de alimentación en el frente de la abertura. Llevando el abocinamiento o ahusamiento inverso, hasta su límite extremo, se obtiene la distribución de la figura II.9g. Esta distribución es equivalente a un interferómetro de dos elementos. El patrón en este caso tiene un ancho de haz de la mitad del de la distribución uniforme, pero con lóbulos laterales iguales en amplitud al lóbulo principal (central).

Una propiedad útil de la ecuación (II.1.60) es que la distribución de abertura puede tomarse como la suma de dos o más distribuciones componentes,  $E_1(x_\lambda)$ ,  $E_2(x_\lambda)$ , etc., con el patrón resultante igual a la suma de las transformadas de esas distribuciones. Así

$$E_1(\phi) + E_2(\phi) + \dots$$

$$= \int_{-a_\lambda/2}^{+a_\lambda/2} E_1(X_\lambda) e^{j2\pi X_\lambda \text{ sen } \phi} dX_\lambda + \int_{-a_\lambda/2}^{+a_\lambda/2} E_2(X_\lambda) e^{j2\pi X_\lambda \text{ sen } \phi} dX_\lambda + \dots$$

(II.1.61)

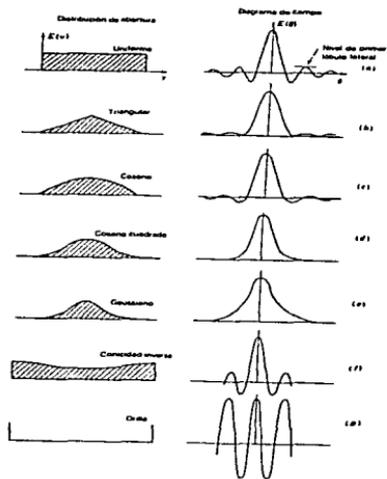


Figure 11.9. Diferentes distribuciones de apertura con patrones de antena asociados.

### II.1.7 Respuesta en frecuencia espacial y patrón liso.

Se ha mostrado que la transformada de Fourier del patrón de potencia de la antena es proporcional a la función compleja de autocorrelación de la distribución de abertura. Así,

$$P(X_{\lambda_0}) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} E(X_{\lambda} - X_{\lambda_0}) E^*(X_{\lambda}) dX_{\lambda} \quad (\text{II.1.62})$$

donde  $P(X_{\lambda_0})$  = transformada de Fourier del patrón de potencia  $P_n(\phi)$  de la antena que es proporcional a la función de autocorrelación de la distribución de abertura

$E(\phi)$  = patrón de campo

$E(X_{\lambda})$  = distribución de abertura

$X_{\lambda} = X/\lambda =$  distancia en longitudes de onda

$X_{\lambda_0} = X/\lambda_0 =$  desplazamiento en longitudes de onda

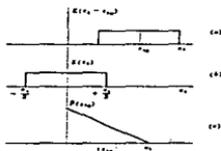


Figura II.10. La función de autocorrelación de la distribución de abertura obtiene la transformada de Fourier del patrón de la antena.

La función de autocorrelación involucra desplazamientos  $X_{\lambda_0}$ , multiplicación, e integración. La situación para una distribución de abertura uniforme esta ilustrada en la figura II.10. La distribución de abertura se muestra en (b) así como su desplazamiento dado por  $X_{\lambda_0}$  en (a). La función de autocorrelación, como se muestra en (c), es proporcional al área bajo la curva de las dos distribuciones superiores o, en este caso, al área de traslape. Es aparente que la función de autocorrelación es cero, para valores de  $X_{\lambda_0}$  más grandes

que el ancho de abertura  $a_\lambda [P(X_{\lambda_0}) = 0 \text{ para } X_{\lambda_0} > a_\lambda]$ .

La respuesta observada de un radio telescopio hacia un cielo con distribución de brillantez es proporcional a la convolución del patrón de potencia de la antena y de la distribución de la brillantez.

$$\text{Así,} \quad S(\phi_0) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\phi) P_n(\phi_0 - \phi) d\phi \quad (\text{II.1.63})$$

donde  $S(\phi_0)$  = distribución de densidad de flujo observada.

$B(\phi)$  = distribución verdadera de brillantez de la fuente.

$P_n(\phi)$  = imagen de espejo del patrón de potencia de una antena normalizada.

$\phi_0$  = desplazamiento, ángulo horario.

por consiguiente

$$S(X) = B(X_\lambda)P(X_{\lambda_0}) \quad (\text{II.1.64})$$

donde se expresa la transformada de Fourier. Puesto que  $P(X_{\lambda_0})$  varía como la función de autocorrelación de la distribución de abertura, se sigue que  $S(X_\lambda)$  y  $S(\phi_0)$  son cero donde  $P(X_{\lambda_0}) = 0$ . Esto significa que ahí hay un corte para todos los valores de  $X_{\lambda_0}$  mayores que  $a_\lambda$  (Bracewell y Roberts, 1954). A la cantidad  $X_{\lambda_0}$  se le llama la frecuencia espacial y  $a_\lambda$  es el valor de corte. Así,

$$X_{\lambda_c} = a_\lambda \quad (\text{II.1.65})$$

donde  $X_{\lambda_c}$  = frecuencia espacial de corte

El recíproco de  $X_{\lambda_c}$  nos da un ángulo

$$\phi_c = \frac{1}{a_\lambda} \text{ rad} = \frac{57.3}{a_\lambda} \text{ grados} \quad (\text{II.1.66})$$

Comparando la ecuación (II.1.66) con la ecuación (II.1.46) se sigue que este ángulo (de corte) es igual a la mitad del ancho de haz entre los

primeros nulos, para una distribución de abertura uniforme ( $\phi_c = \text{BWFN}/2$ ) y es 12% más grande que el ancho de haz en potencia media ( $\phi_c = 1.12 \text{ HPBW}$ ). El significado de  $\phi_c$  es que la estructura en la distribución de brillantez del cielo, que tiene un periodo menor  $\text{BWFN}/2$  no aparecerá en la respuesta observada. Así, la antena tiende a alisar la verdadera distribución de brillantez (Bracewell y Roberts, 1954). Esto se ilustra en la figura II.11a. La mitad del ancho de haz entre los primeros nulos ( $\text{BWFN}/2$ ) es igual a la resolución de Rayleigh. Así, sólo podrán ser resueltas fuentes de dos puntos separados por esta distancia como se indica en la figura II.11a.



Figura II.11a. Distribuciones de alisamiento S observadas con un patrón de antena P.

En la figura II.11.b se muestra el ancho de potencia media observada, como función del ancho de la fuente en los anchos de haz de en los anchos de haz de potencia media para una antena larga uniforme de abertura lineal y una fuente uniforme unidimensional. Una fuente de ancho de potencia media igual a la antena, de ancho de haz de potencia media, produce alrededor del 20% de ensanchamiento del ancho, o un ancho observado de 1.2 anchos de haz. Para anchos de fuente grandes, el ancho observado se aproxima al ancho de fuente real. Así, de la suma de ensanchamientos, se puede hacer una estimación del alcance de la fuente equivalente.

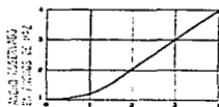


Figura II.11b. Ancho de potencia media observado como una función del ancho de la fuente, en la potencia media de los anchos de haz, para una antena larga uniforme con apertura lineal y una fuente uniforme unidimensional.

Figura II.11b. Ancho de potencia media observado como una función del ancho de la fuente, en la potencia media de los anchos de haz, para una antena larga uniforme con apertura lineal y una fuente uniforme unidimensional.

## II.2 Líneas de transmisión

### II.2.1 Introducción

En una onda electromagnética, un campo eléctrico cambiante produce un campo magnético cambiante, que a su vez genera un campo eléctrico y así sucesivamente se produce la propagación de la energía.

Una línea de transmisión se puede definir como un dispositivo para transmitir o guiar energía de un punto a otro. La energía puede ser para iluminación, calefacción o para desarrollar trabajo, o puede estar en forma de información de señal (palabras, imágenes, datos, música). Básicamente, una línea de transmisión tiene dos terminales en las que se alimenta potencia (o información) y dos terminales en las que se recibe la potencia (o información).

Las interconexiones de todos los circuitos eléctricos son líneas de transmisión y en un sentido amplio, las guías de onda y las fibras ópticas y aún los enlaces de radio pueden considerarse líneas de transmisión. En la figura II.12 se muestran unos cuantos ejemplos.

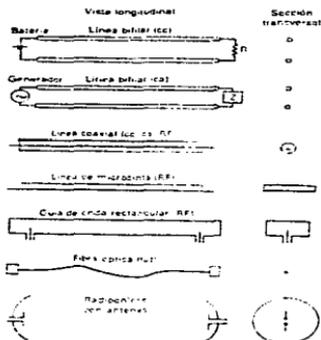


Figura 11.12. Ejemplos de líneas de transmisión.

Es conveniente clasificar las líneas de transmisión en tres grupos principales: (1) las que tienen modos electromagnéticos transversales (TEM), (2) las que tienen modos de orden superior y (3) las que tienen ondas espaciales electromagnéticas transversales (como en una antena de radio). En un modo TEM, tanto el campo eléctrico como magnético son enteramente transversales a la dirección de propagación. No existe componente ni de E ni de H en la dirección de transmisión. Los modos de orden superior, por otro lado, siempre tienen por lo menos una componente de campo en la dirección de la transmisión. Todas las líneas bifilares, como las líneas de transmisión coaxiales o de dos conductores, son ejemplos de los tipos del modo TEM mientras las guías de onda de un solo conductor hueco, o las varillas dieléctricas, son ejemplos de tipos de modos de orden superior.

Para resumir, las líneas de transmisión pueden clasificarse como sigue:

1.- Tipos de modo TEM: E y H enteramente transversales. Todos los tipos bifilares, incluyendo líneas coaxiales. La potencia fluye a los largo de los conductores y entre ellos.

2.- Tipos de modo superior: E y H, o ambos, tienen los componentes en la dirección de transmisión, las guías de onda de conductor hueco sencillo, las varillas dieléctricas y las fibras ópticas. La potencia fluye en el espacio interior del conductor, o dentro o cerca de la varilla dieléctrica o fibra de que se trate.

3.- Las ondas espaciales TEM entre antenas de un sistema de radio. La potencia se radía a través del espacio, como sucede en la emisión de ondas electromagnéticas de un cuerpo celeste.

## II.2.2 Ecuación de onda para ondas en el espacio y en las líneas de transmisión.

La interdependencia de los campos eléctricos y magnéticos se demuestra de una manera directa por medio de una onda electromagnética que se propaga a través del espacio. En tal onda, el campo magnético que cambia con el tiempo se puede considerar que genera un campo eléctrico que varía con el tiempo, que a su vez genera un campo magnético, y en la medida que el proceso se repite, la energía se propaga a través del espacio vacío a la velocidad de la luz.

En una onda plana uniforme E y H descansan en un plano y tienen los mismos valores en todas partes en ese plano. Una onda de este tipo con E y H transversales a la dirección de propagación se llama onda electromagnética transversal (TEM).

Al observar la figura II.13, supóngase que una onda plana viaja en la dirección del eje x. El campo eléctrico E tiene sólo una componente  $E_y$  en la dirección y y el campo magnético H tiene sólo una componente  $H_z$  en la dirección z. Se dice que esta onda esta polarizada en la dirección y (polarizada verticalmente).

Para un medio no conductor, la densidad de corriente de conducción  $J$  es cero. Entonces, la ecuación de Maxwell deducida de la ley de Ampere se reduce a:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{II.2.1})$$

o, en coordenadas rectangulares:

$$\hat{x} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) + \hat{y} \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) + \hat{z} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial t} (\hat{x} D_x + \hat{y} D_y + \hat{z} D_z) \quad (\text{II.2.2})$$

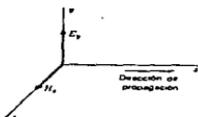


Figura II.13. Componentes de campo de onda plana

Para una onda que viaja en la dirección  $x$ , las únicas componentes de la ecuación anterior que contribuyen son:

$$-\hat{y} \frac{\partial H_z}{\partial x} = \hat{y} \frac{\partial D_y}{\partial t} \quad (\text{II.2.3})$$

Por lo tanto

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} = -\epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (\text{II.2.4})$$

donde  $c$  se define como la permitividad y sus unidades son:  $F m^{-1}$ .

La ecuación de Maxwell deducida de la ley de Faraday es

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{II.2.5})$$

o, en coordenadas rectangulares:

$$\hat{x} \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \hat{y} \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + \hat{z} \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial t} (\hat{x} B_x + \hat{y} B_y + \hat{z} B_z) \quad (\text{II.2.6})$$

Para una onda plana que viaja en la dirección  $x$ , las únicas componentes de la ecuación anterior que contribuyen son:

$$\hat{z} \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\hat{z} \frac{\partial B_z}{\partial t} \quad (\text{II.2.7})$$

Por lo tanto,

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (\text{II.2.8})$$

La ecuación (II.2.4) relaciona la derivada espacial de Hz con la derivada del tiempo de Ey, mientras que (II.2.8) relaciona la derivada espacial de Ey con la derivada respecto al tiempo de Hz. Obteniendo la diferencia de (II.2.4) con respecto al tiempo t y (II.2.8) con respecto a la distancia de x, se puede eliminar Hz y obtener una expresión para Ey en términos de t y x. Procediendo en esta forma se obtiene, de (II.2.4),

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial Hz}{\partial x} \right) = -\epsilon \frac{\partial^2 Ey}{\partial t^2} \quad (\text{II.2.9})$$

y de (II.2.8),

$$\frac{\partial^2 Ey}{\partial x^2} = -\mu \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial Hz}{\partial t} \right) \quad (\text{II.2.10})$$

Dividiendo (II.2.10) entre  $-\mu$  se obtiene

$$-\frac{1}{\mu} \frac{\partial^2 Ey}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial Hz}{\partial t} \right) \quad (\text{II.2.11})$$

Puesto que en (II.2.9) no importa si se deriva primero respecto a x y luego respecto a t o viceversa, el lado izquierdo de (II.2.9) es igual al lado derecho de (II.2.11) y se concluye que

$$\frac{\partial^2 Ey}{\partial t^2} = \frac{1}{\mu\epsilon} \frac{\partial^2 Ey}{\partial x^2} \quad (\text{II.2.12})$$

La ecuación (II.2.12) relaciona variaciones en el espacio y en el tiempo de la magnitud escalar Ey de la intensidad del campo eléctrico y se conoce como ecuación de onda en Ey. Es, de hecho, una ecuación escalar de onda de la forma más simple.

Al derivar (II.2.4) de (8) en el orden contrario, o sea, (II.2.4) respecto a x y (II.2.8) respecto a t, puede eliminarse Ey y obtenerse una ecuación para Hz como sigue

$$\frac{\partial^2 Hz}{\partial t^2} = \frac{1}{\mu\epsilon} \frac{\partial^2 Hz}{\partial x^2} \quad (\text{II.2.13})$$

Ahora se introduce una cantidad  $\epsilon$  en (II.2.12) de manera que

$$\epsilon^2 = \frac{1}{\mu\epsilon} \quad (\text{II.2.14})$$

La ecuación (II.2.12) se convierte entonces en

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = \epsilon^2 \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} \quad (\text{II.2.15})$$

Dimensionalmente (II.2.15) es

$$\frac{\text{volts}}{\text{metros segundos}^2} = \epsilon^2 \frac{\text{volots}}{\text{metros}^3}$$

de manera que

$$\epsilon = \frac{\text{metros}}{\text{segundos}}$$

Entonces se concluye que  $\epsilon$  tiene las dimensiones de velocidad. Esta velocidad es una característica del medio, siendo dependiente de las constantes  $\mu$  y  $\epsilon$  para el medio. Para el espacio libre (vacío),  $\epsilon$  es aproximadamente igual  $300 \text{ Mm s}^{-1}$ .

La ecuación de onda (II.2.15) es una ecuación diferencial parcial lineal de segundo orden. Para aplicar la ecuación, se debe encontrar una solución para  $E_y$ . Baste decir que si tomamos la siguiente solución tentativa

$$E_y = \text{sen } \beta (x + mt) \quad (\text{II.2.16})$$

donde  $\beta = 2\pi/\lambda$

$\lambda$  = longitud de onda

$m$  = una constante (por determinarse)

$t$  = tiempo

se encuentra al sustituir en (II.2.15) que (II.2.16) es una solución en vista de que

$$m = \pm \epsilon \quad (\text{II.2.17})$$

donde  $\epsilon$  es la velocidad. En consecuencia, una solución general para

(II.2.15) viene a ser

$$E_y = \text{sen } \beta(x + \omega t) + \text{sen } \beta(x - \omega t) \quad (\text{II.2.18})$$

(II.2.18), es una solución. Esto se puede verificar al tomar las segundas derivadas de la solución en términos de  $t$  y  $x$  y sustituyéndolas en (II.2.15)

Puesto que  $\omega = f \lambda$ , se deduce que

$$\beta \omega = \frac{2\pi}{\lambda} f \lambda = 2\pi f = \omega \quad (\text{II.2.19})$$

Entonces, (II.2.18) se puede expresar como

$$E_y = \text{sen } (\beta x + \omega t) + \text{sen } (\beta x - \omega t) \quad (\text{II.2.20})$$

Supóngase que el primer término de (II.2.18) se considera por sí mismo como una solución. Esto es,

$$E_y = \text{sen } \beta (x + \omega t) \quad (\text{II.2.21})$$

El significado de (II.2.21) se puede ilustrar evaluando  $E_y$  en función de  $x$  para diversos valores del tiempo  $t$ . Considérese primero  $t=0$ . Entonces  $E_y = \text{sen } \beta x$ . La curva para este instante se muestra en la figura II.14a. Considérese en seguida la situación, un cuarto de periodo más tarde, esto es,  $t = T/4$ , donde  $T$  es el tiempo de un periodo. Entonces

$$\beta \omega t = \omega t = (2\pi f)t = \frac{2\pi}{T} t = \frac{2\pi}{T} \frac{T}{4} = \frac{\pi}{2} \quad (\text{II.2.22})$$

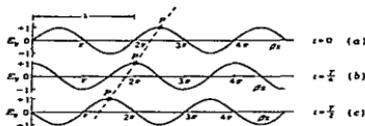


Figura II.14. Curvas para  $E_y = \text{sen } (\beta x + \omega t)$ .

La curva para  $t = T/4$  u  $\omega t = \pi/2$  rad se muestra en la figura II.14b. Medio periodo más tarde,  $t = T/2$  y  $\omega t = \pi$  dando la curva de la figura II.14c. Al enfocar la atención en la cresta de una de las ondas, como se indica con el punto P, se observa que conforme transcurre el

tiempo, P se mueve hacia la izquierda. De la figura II.14 se puede interpretar la ecuación (II.2.21) como si representase una onda que viaja hacia la izquierda, en la dirección  $x$  negativa. El valor máximo de  $E_y$  para esta onda es la unidad.

El punto P es un punto de fase constante y se caracteriza por la condición que

$$x + vt = \text{constante} \quad (\text{II.2.23})$$

Al tomar la derivada respecto al tiempo de (II.2.23) se obtiene

$$-\frac{dx}{dt} + v = 0 \quad (\text{II.2.24})$$

y

$$\frac{dx}{dt} = -v \quad (\text{II.2.25})$$

En (II.2.25),  $dx/dt$  es la rapidez de cambio de la distancia respecto al tiempo, o velocidad, de un punto de fase constante. En consecuencia  $v$  es la velocidad de un punto de fase constante y es conocida como la velocidad de fase. También se observa que  $v$  es negativa, lo que significa que la onda viaja en dirección  $x$  negativa.

Considérese enseguida el último término de (II.2.18) con una solución por sí misma. Entonces

$$E_y = \text{sen } \beta(x - vt) = \text{sen } (\beta x - \omega t) \quad (\text{II.2.26})$$

Introduciendo valores para  $t = 0, T/4,$  y  $T/2,$  se obtiene de (II.2.26) las curvas de la figura II.15. Aquí un punto P de fase constante se mueve hacia la derecha con el paso del tiempo. En consecuencia, (II.2.26) representa una onda que viaja en la dirección positiva de  $x$ .

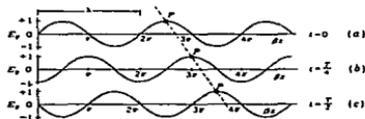


Figura II.15. Curvas para  $E_y = \text{sen } (\beta x - \omega t)$ .

Si se hace  $x - vt$  igual a una onda constante y se procede de la misma manera que para (II.2.24) y (II.2.25), en este caso se encuentra que

$$\frac{dx}{dt} = +v \quad (\text{II.2.27})$$

Entonces, la onda viaja con una velocidad  $v$  en la dirección positiva de  $x$ .

Para resumir, un signo negativo en  $x \pm vt$  o en  $\beta x \pm \omega t$  está asociado con una onda que viaja hacia la derecha, mientras que un signo positivo está asociado con una onda que viaja hacia la izquierda. De acuerdo con esto, cuando se dan soluciones tanto con signo negativo como positivo, como en (II.2.18), se representan dos ondas, una hacia la izquierda y una hacia la derecha y la solución completa es la suma de ambas ondas.

Considérese ahora con un poco más de detalle a la onda que viaja en la dirección  $x$  positiva. Se puede usar varias formas que son equivalentes excepto por el desplazamiento de fase. Cuatro de tales formas son

$$\begin{aligned} E_y &= \text{sen}(\beta x - \omega t) \\ E_y &= \text{sen}(\omega t - \beta x) \\ E_y &= \text{cos}(\beta x - \omega t) \\ E_y &= \text{cos}(\omega t - \beta x) \end{aligned} \quad (\text{II.2.28})$$

Si no se considera el desplazamiento de fase, cualquiera de las cuatro formas dadas en (II.2.28) puede seleccionarse para representar

una onda que viaja en la dirección positiva de  $x$ . Supóngase que se escoge la forma

$$E_y = \cos (\omega t - \beta x) \quad (\text{II.2.29})$$

Hasta aquí se ha supuesto que la amplitud máxima de  $E_y$  es la unidad. Si ahora la amplitud máxima se representa como  $E_0$ , se tiene

$$E_y = E_0 \cos (\omega t - \beta x) \quad (\text{II.2.30})$$

Puesto que  $f = 1/T$ , (II.2.30) puede expresarse en una forma en la que el periodo  $T$  aparezca explícitamente. Para tener simetría, sea también  $\beta = 2\pi/\lambda$ , obteniéndose

$$E_y = E_0 \cos \left( 2\pi \frac{t}{T} - 2\pi \frac{x}{\lambda} \right) \quad (\text{II.2.31})$$

Estas expresiones, (II.2.30) y (II.2.31), representan una onda que viaja en la dirección positiva de  $x$ . Las expresiones correspondientes a una onda que viaja en la dirección  $x$  negativa son

$$E_y = E_0 \cos (\omega t + \beta x) \quad (\text{II.2.32})$$

y

$$E_y = E_0 \cos \left( 2\pi \frac{t}{T} + 2\pi \frac{x}{\lambda} \right) \quad (\text{II.2.33})$$

Las soluciones de la ecuación de onda dadas con (II.2.30) y (II.2.32) son soluciones trigonométricas. También puede expresarse la solución en forma exponencial. Entonces

$$E_y = E_0 e^{j(\omega t \pm \beta x)} \quad (\text{II.2.34})$$

en donde se entiende que el valor instantáneo del campo está dado por la parte real (o imaginaria) de la función exponencial. Por lo tanto, tomando la parte real (Re), se tiene

$$E_y = E_0 \text{Re } e^{j(\omega t - \beta x)} = E_0 \cos(\omega t - \beta x) \quad (\text{II.2.35})$$

Se ha visto que  $x - vt$  es constante para un punto de fase constante en una onda viajera. Se concluye que  $\omega t - \beta x$  es una constante. Esto es,  $t$  y  $x$  deben viajar juntas, de manera que

$$\omega t - \beta x = \text{constante} \quad (\text{II.2.36})$$

Al derivar (II.2.36) con respecto al tiempo se determina la velocidad del punto de fase constante, como se hizo en (II.2.24), lo cual da

$$\omega - \beta \frac{dx}{dt} = 0 \quad (\text{II.2.37})$$

o bien

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{\beta} \quad (\text{II.2.38})$$

Entonces la velocidad de fase, o velocidad de un punto de fase constante, está dada por  $\omega/\beta$ . Que  $\omega/\beta$  tiene las dimensiones de velocidad es más claro si se vuelve a expresar en la forma

$$\frac{\omega}{\beta} = \frac{2\pi f}{2\pi/\lambda} = \lambda f = \text{velocidad} \quad (\text{II.2.39})$$

donde:

$\omega$  = frecuencia en radianes =  $2\pi f$ , rad o grados

$\beta$  = constante de fase =  $2\pi/\lambda$ , rad  $m^{-1}$

$f$  = frecuencia, Hz (ciclos  $s^{-1}$ )

$\lambda$  = longitud de onda, m

Así pues, el producto  $\lambda f$  tiene las dimensiones de longitud de onda (distancia) por la frecuencia (recíproco del tiempo) que es la distancia entre el tiempo, o sea la velocidad.

Según (II.2.14), esta velocidad (de fase)  $v$  es

$$\frac{\omega}{\beta} = v = \frac{1}{(\mu\epsilon)^{1/2}} \quad (\text{m } s^{-1}) \quad (\text{II.2.40})$$

La ecuación (II.2.40) da la velocidad de fase de una onda en un medio no limitado de permeabilidad  $\mu$  y permitividad  $\epsilon$ . Para el espacio libre (vacío) la velocidad es una constante bien conocida (normalmente designada como  $c$ ) igual a la velocidad de la luz. Entonces

$$c = \frac{1}{(\mu_0 \epsilon_0)^{1/2}} = 299.79 \text{ Mm s}^{-1} \quad (\text{medida}) \quad (\text{II.2.41})$$

La unidad del SI para la permeabilidad en el vacío es

$$\mu_0 = 400\pi \text{ nH m}^{-1} \quad (\text{exactamente por definición}) \quad (\text{II.2.42})$$

Por lo tanto, del valor de la definición de  $\mu_0$  y el valor medido de  $c$ , la permitividad en el vacío  $\epsilon_0$  es

$$\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2} = 8.85 \text{ pF m}^{-1} \quad (\text{II.2.42})$$

La ecuación de onda (II.2.12) es para un medio sin pérdidas ( $\sigma = 0$ ). En la situación más general, para un medio que no es sin pérdidas ( $\sigma$  finita), las ecuaciones de rotacional de Maxwell son

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} = \sigma E_y + \epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (\text{II.2.43})$$

y

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (\text{II.2.44})$$

o en forma fasorial

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} = -(\sigma + j\omega\epsilon) E_y \quad (\text{II.2.45})$$

y

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -j\omega\mu H_z \quad (\text{II.2.46})$$

Al derivar (II.2.46) respecto a  $x$  y sustituyendo (II.2.45) se llega a

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = (j\omega\mu\sigma - \omega\mu\epsilon) E_y \quad (\text{II.2.47})$$

Esta es la ecuación de onda en  $E_y$  para una onda plana en medio de un conductor. Como antes, estas ecuaciones son para onda polarizada linealmente ( $E$  en la dirección de  $y$ ) y que viaja en la dirección  $x$ .

El espacio puede considerarse como un arreglo de líneas de transmisión de celdas de campo, como en la figura II.16. Si la

atención se centra en una sola celda de línea de transmisión, las superficies superior e inferior de la celda puede considerarse que consisten en cintas conductoras de ancho  $w$  y de longitud infinita en la dirección de propagación de la onda ( dirección  $x$ , hacia afuera de la página). Se sabe que para celdas de campo de la inductancia  $L$  por unidad de longitud (en la dirección  $x$ ) es igual a la permeabilidad  $\mu$  del medio, la capacitancia  $C$  por unidad de longitud es igual a la permitividad  $\epsilon$  del medio, y la conductancia  $G$  por unidad de longitud es igual a la conductividad  $\sigma$  del medio, puede escribirse

$$L = \mu = \text{inductancia por unidad de longitud, H m}^{-1}$$

$$C = \epsilon = \text{capacitancia por unidad de longitud, F m}^{-1}$$

$$G = \sigma = \text{conductancia por unidad de longitud, U m}^{-1}$$

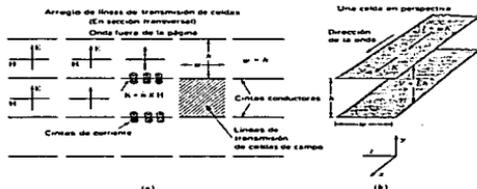


Figura 11.16. (a) El espacio como un arreglo de líneas de transmisión.  
(b) Celda de campo en perspectiva.

donde los símbolos  $L$ ,  $C$  y  $G$  se entienden ahora como cantidades distributivas, esto es, por unidades de longitud.

Introduciendo  $L$ ,  $C$  y  $G$  en (II.2.47), se obtiene

$$\frac{\partial \mathcal{L} E_y}{\partial x \mathcal{L}} - (j \omega L G - \omega L C) E_y = 0 \quad (\text{II.2.48})$$

o bien

$$\frac{\partial \mathcal{L} E_y}{\partial x \mathcal{L}} - j \omega L (G + j \omega C) E_y = 0 \quad (\text{II.2.49})$$

Integrando  $E_y$  ( $= |E|$ ) entre las cintas superior e inferior se obtiene la diferencia de potencial  $V$  ( $= E \cdot h$ , o  $E_v = V/h$ ), de manera que (II.2.49) se puede expresar como

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - j \omega L (G + j \omega C) V = 0 \quad (\text{II.2.50})$$

Esta ecuación diferencial es la ecuación de onda para una línea de transmisión de celdas de campo en términos de la tensión  $V$  entre las cintas conductoras.

Se ha supuesto que las cintas conductoras no tienen pérdidas (resistencia cero). Para resistencias finitas  $R$  por unidad de longitud, su efecto puede incluirse escribiendo (II.2.50) como

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - (G + j \omega C)(R + j \omega L) V = 0 \quad (\text{II.2.51})$$

Esta expresión puede simplificarse quedando

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - YZV = 0 \quad (\text{II.2.52})$$

donde:

$$Y = G + j \omega C = G + jB, \text{ U m}$$

$$Z = R + j \omega L = R + jX, \Omega \text{ m}$$

donde:

$$Y = \text{admitancia en derivación, U m}^{-1}$$

$$Z = \text{impedancia en serie, } \Omega \text{ m}^{-1}$$

$$G = \text{conductancia en derivación, U m}^{-1}$$

$$C = \text{capacitancia en derivación, F m}^{-1}$$

$$B = \omega C = \text{susceptancia en derivación, U m}^{-1}$$

$$R = \text{resistencia en serie, } \Omega \text{ m}^{-1}$$

$$L = \text{inductancia en serie, H m}^{-1}$$

$$X = \omega L = \text{reactancia en serie, } \Omega \text{ m}^{-1}$$

Nótese que todos estos parámetros son cantidades distributivas, esto

es, por unidad de longitud.

Entonces, comenzando con las ecuaciones de Maxwell para una onda espacial, se ha desarrollado la ecuación de onda de una línea de transmisión de dos conductores en términos de sus parámetros de circuito de resistencia e inductancia en serie y conductancia y capacitancia en derivación por unidad de longitud. Un circuito equivalente para una sección de la línea de transmisión se muestra en la figura II.17 con los parámetros R,L,G y C, como se indica.



Figura II.17. Circuito equivalente para una sección de línea de transmisión.

]

Si se hubiese obtenido una ecuación de onda en Hz en lugar de Ey, la ecuación de la línea de transmisión correspondiente habría contenido a la corriente I en cada conductor y estaría dada por

$$\frac{\partial^2 I}{\partial X^2} - ZYI = 0 \quad (\text{II.2.53})$$

Al pasar de un procedimiento por campos, como antes, a un procedimiento estrictamente de circuitos, se desarrollará la ecuación de onda de la línea de transmisión usando la teoría de circuitos. Así, por la ley de Ohm, el cambio de voltaje dv en una longitud dx de la línea es igual al cambio IZ por unidad de longitud multiplicado por dx, donde I es la corriente en la línea (véase la Fig. II.18). En símbolos

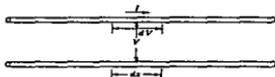


Figura II.18. Sección de una línea de transmisión infinita de dos hilos (o dos conductores).

$$\frac{dV}{dx} = I Z \quad (\text{II.2.54})$$

En forma semejante, el cambio de corriente en la longitud  $dx$  de la línea es igual a la caorriente en derivación  $VY$  entre los conductores multiplicada por  $dx$ , o

$$\frac{dI}{dx} = -V Y \quad (\text{II.2.55})$$

Al derivar (II.2.54) y (II.2.55) respecto a  $x$  queda

$$\frac{d^2V}{dx^2} = I \frac{dZ}{dx} + Z \frac{dI}{dx} = I \frac{dZ}{dx} + Z V Y \quad (\text{II.2.56})$$

$$\frac{d^2I}{dx^2} = -V \frac{dY}{dx} - Y \frac{dV}{dx} = -V \frac{dY}{dx} - Y I Z \quad (\text{II.2.57})$$

Para una línea uniforme (no hay variación de  $Z$  o  $Y$  respecto a  $x$ ), (II.2.56) y (II.2.57) se reduce a

$$\frac{d^2V}{dx^2} - Z Y V = 0 \quad (\text{II.2.58})$$

$$\frac{d^2I}{dx^2} - Z Y I = 0 \quad (\text{II.2.59})$$

que son idénticas a (II.2.52) y (II.2.53) de las obtenidas antes con las ecuaciones de Maxwell aplicadas a una línea de transmisión de celdas de campo.

II.2.3 Líneas de transmisión coaxiales, de dos hilos y de celdas de campo.

Antes de proceder con el desarrollo de una teoría de las líneas de transmisión, es importante considerar cómo se relacionan las líneas espaciales de transmisión de celdas de campo con las líneas de transmisión reales de dos conductores.

Como se muestra en la figura II.19a, un arreglo de líneas de transmisión de celdas de campo puede representar una onda espacial que se propaga hacia afuera de la página con E (línea continua) y H (línea punteada como se indica. La presencia de las cintas conductoras no afecta a la onda puesto que las cintas son perpendiculares a E y paralelas a H. Considérese ahora un grupo de muchas celdas colocadas

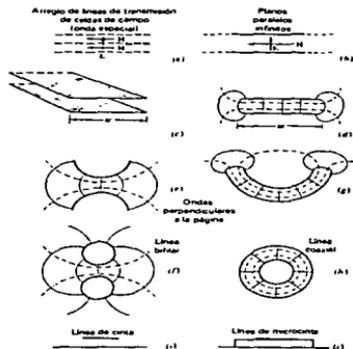


Figura II.19. Evolución de líneas de transmisión bifilar, coaxiales y microcinta partiendo de líneas de transmisión de celdas de campo.

lado con lado, como la figura II.19b, conectadas por láminas conductoras continuas superior e inferior. La onda entre las láminas es una onda plana con E y H idénticos que en el caso de la onda espacial, pero si las láminas son de extensión infinita, ahora se tiene una línea de transmisión de planos paralelos infinitos. Si se toma una sección de esta línea de ancho  $w$ , como se muestra en perspectiva en (c) y en sección transversal en (d), y doblando las láminas hacia afuera, separándose entre sí como en (e), o doblando ambas en la misma dirección como en (g), se termina con las líneas de transmisión de dos conductores de (f) y la línea coaxial de (h). Sin embargo, si la lámina superior de línea de (c) y (d) se reduce en ancho como se sugiere en (i) y se introduce material dieléctrico entre ella y la lámina inferior como en (j), se obtiene una línea de transmisión de microcinta, un tipo de línea que se usa mucho en circuitos integrados.

#### II.2.4 Línea de transmisión uniforme infinita: impedancia característica.

Considérese una línea uniforme de dos conductores de extensión infinita, como el de la figura II.18. Las ecuaciones (II.2.58) y (II.2.59) son las ecuaciones diferenciales básicas, o ecuaciones de onda, para una línea de transmisión uniforme. En terminología matemática, son las ecuaciones diferenciales lineales de segundo orden con coeficientes constantes. Constituyen la forma más general de expresar la ley natural que relaciona la variación de la tensión y la corriente con la distancia a lo largo de una línea de transmisión uniforme. Sin embargo, no dice nada acerca de la distribución de la tensión o la corriente en una línea de transmisión específica. Para ello, primero debe obtenerse una solución apropiada para las

condiciones impuestas. Como solución tentativa de (II.2.58) sustitúyase

$$V = e^{\gamma x} \quad (\text{II.2.60})$$

para la cual

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \gamma^2 e^{\gamma x} = \gamma^2 V \quad (\text{II.2.61})$$

Por lo tanto, (II.2.58) pasa a ser

$$(\gamma^2 - Z Y) e^{\gamma x} = 0 \quad (\text{II.2.62})$$

$$\text{y} \quad \gamma^2 - Z Y = 0 \quad (\text{II.2.63})$$

La ecuación (II.2.63), conocida como ecuación auxiliar, tiene dos raíces no iguales  $+(ZY)^{1/2}$  y  $-(ZY)^{1/2}$ , de modo que la solución general para (II.2.58) es

$$V = C_1 \exp((ZY)^{1/2} x) + C_2 \exp(-(ZY)^{1/2} x) \quad (\text{II.2.64})$$

donde  $C_1$  y  $C_2$  son constantes. Entonces (II.2.60) es una solución ya que  $\gamma = \pm(ZY)^{1/2}$ .

Si (II.2.59) se resuelve de en la misma manera que (II.2.58), se obtiene una solución para I semejante en forma a (II.2.64) pero teniendo dos constantes más. En lugar de resolver para I en esta manera, se procede de otra forma para considerar el problema y obtener una solución para I al usar (II.2.64). Para hacerlo, se deriva (II.2.64) respecto a x. Recordando también (II.2.54), así

$$\frac{dV}{dx} = C_1 (ZY)^{1/2} \exp((ZY)^{1/2} x) - C_2 (ZY)^{1/2} \exp(-(ZY)^{1/2} x) = IZ \quad (\text{II.2.65})$$

de la cual se concluye que

$$I = \frac{C_1}{(ZY)^{1/2}} \exp((ZY)^{1/2} x) - \frac{C_2}{(ZY)^{1/2}} \exp(-(ZY)^{1/2} x) \quad (\text{II.2.66})$$

Esta es una solución para la corriente. Para evaluar las constantes, se nota en (II.2.64) que para  $x = 0$ ,

$$V = C_1 + C_2 \quad (\text{II.2.67})$$

donde V es la tensión instantánea en el punto  $x = 0$  sobre la línea. Puede considerarse esta tensión como la suma de dos tensiones que, en general, son desiguales en amplitud y varían armónicamente respecto al tiempo. Sean  $V_1$  y  $V_2$  las amplitudes de las tensiones. Las cantidades

$C_1$  y  $C_2$  son constantes respecto a  $x$  pero pueden considerarse variables respecto al tiempo. Entonces puede ponerse  $C_1 = V_1 e^{j\omega t}$  y  $C_2 = V_2 e^{j\omega t}$ . Sustituyendo éstas en (II.3.64) y (II.3.66) queda

$$v = V_1 e^{j\omega t} \exp((ZY)^{1/2} x) + V_2 e^{j\omega t} \exp(-(ZY)^{1/2} x) \quad (\text{II.2.68})$$

y

$$I = \frac{V_1 e^{j\omega t}}{(Z/Y)^{1/2}} \exp((ZY)^{1/2} x) - \frac{V_2 e^{j\omega t}}{(Z/Y)^{1/2}} \exp(-(ZY)^{1/2} x) \quad (\text{II.2.69})$$

La cantidad  $(ZY)^{1/2} = \gamma$  se llama constante de propagación, en general es compleja, con una parte real  $\alpha$  llamada constante de atenuación y una parte imaginaria  $\beta$  conocida como constante de fase. Entonces

$$\gamma = (ZY)^{1/2} = \alpha + j\beta \quad (\text{II.2.70})$$

o bien  $\alpha = \text{Re} (ZY)^{1/2} \quad \text{Np m}^{-1} \quad (\text{II.2.71})$

y  $\beta = \text{Im} (ZY)^{1/2} \quad \text{rad m}^{-1} \quad (\text{II.2.72})$

introduciendo (II.2.70) en (II.2.68) y (II.2.69) y reacomodando, se obtiene

$$v = V_1 e^{\alpha x} e^{j(\omega t + \beta x)} + V_2 e^{-\alpha x} e^{j(\omega t - \beta x)} \quad (\text{II.2.73})$$

y

$$I = \frac{V_1}{(Z/Y)^{1/2}} e^{\alpha x} e^{j(\omega t + \beta x)} - \frac{V_2}{(Z/Y)^{1/2}} e^{-\alpha x} e^{j(\omega t - \beta x)} \quad (\text{II.2.74})$$

La ecuación (II.2.73) es la solución para la tensión en la línea de transmisión. La solución tiene dos términos. El primer término, que contiene  $\omega t + \beta x$ , representa una onda que viaja en dirección de  $x$  negativa a lo largo de la línea. La magnitud de esta onda en  $x = 0$  y  $t = 0$  es  $V_1$ , el factor  $e^{\alpha x}$  indica que esta onda disminuye en magnitud al avanzar en la dirección  $x$  negativa. El segundo término que comprende  $\omega t - \beta x$ , representa una onda que viaja en la dirección  $x$

positiva a lo largo de la línea. La magnitud de esta onda en  $x = 0$  y  $t = 0$  es  $V_2$ , y el factor  $e^{-\alpha x}$  indica que esta onda disminuye en magnitud cuando avanza en la dirección  $x$  positiva. Los factores  $e^{\alpha x}$  y  $e^{-\alpha x}$  son factores de atenuación, siendo  $\alpha$  la constante de atenuación. Los factores  $e^{j(\omega t + \beta x)}$  y  $e^{j(\omega t - \beta x)}$  son factores de fase, siendo  $\beta$  la constante de fase.

La solución para la corriente en (II.2.74) tiene también dos términos, representando el primero de ellos una onda de corriente que viaja en la dirección  $x$  negativa y el segundo término una onda de corriente que viaja en la dirección positiva de  $x$ .

Entonces la tensión total o la corriente total en cualquier punto es la resultante de las dos componentes de las ondas viajeras.

Limitando la atención ahora a una onda simple que viaja en la dirección negativa  $x$  como está representada por los primeros términos de (II.2.73) y (II.2.74), se advierte que  $V$  y  $I$  son funciones idénticas de  $x$  y  $t$ . Las amplitudes difiere. Tomando la razón de la tensión  $V$  a través de la línea a la corriente  $I$  a través de la línea para una sola onda viajera, se obtiene una impedancia  $Z_0$ , que se denomina impedancia característica de la línea. Esto es,

$$\frac{V}{I} = \left( \frac{Z}{Y} \right)^{1/2} = Z_0 \quad (\Omega) \quad (\text{II.2.75})$$

Esta impedancia es una función de los parámetros de la línea de impedancia en serie  $Z$  por unidad de longitud y la admitancia en derivación  $Y$  por unidad de longitud. Desarrollando  $Z$  y  $Y$  como en (II.2.52), se obtiene de (II.2.75),

$$Z_0 = \left[ \frac{R + j\omega L}{G + j\omega C} \right]^{1/2} \quad (\Omega) \quad (\text{II.2.76})$$

Cuando  $R$  y  $G$  son cero (línea sin pérdidas) o cuando la frecuencia es

grande, de manera que  $\omega L \gg R$  y  $\omega C \gg G$ , (II.2.76) se reduce a

$$Z_0 = \left[ \frac{L}{C} \right]^{1/2} \quad (\Omega) \quad (\text{II.2.77})$$

donde:

$Z_0$  = impedancia característica,  $\Omega$

$L$  = inductancia en serie,  $H \text{ m}^{-1}$

$C$  = capacitancia en derivación,  $F \text{ m}^{-1}$

En (II.2.77)  $Z_0$  es enteramente real, o resistiva, de manera que en este caso puede hablarse de la resistencia característica  $R_0$  de la línea. es decir, en este caso

$$Z_0 = \left[ \frac{L}{C} \right]^{1/2} = R_0 \quad (\Omega) \quad (\text{II.2.78})$$

En general, cuando no puede desprejiciarse a  $R$  y  $G$ ,  $Z_0$  es compleja y debería usarse el término impedancia característica.

Cuando  $R$  y  $G$  son pequeñas, pero no lo suficientemente pequeñas como para desprejiciarse, (II.2.76) se puede volver a expresar aproximadamente en la siguiente forma:

$$Z_0 = \left[ \frac{L}{C} \right]^{1/2} \left[ 1 + j \left( \frac{G}{2\omega C} - \frac{R}{2\omega L} \right) \right] \quad (\text{II.2.79})$$

Así  $Z_0$  para este caso es, en general, compleja. Sin embargo, si

$$\frac{G}{C} = \frac{R}{L} \quad (\text{II.2.80})$$

$Z_0$  es real. Esta situación es la condición de Heaviside para una línea sin distorsión.

Las relaciones desarrolladas arriba para la impedancia característica de un a línea de transmisión uniforme se resume en la tabla II.20.

Condición	Impedancia característica, $Z_0$
Caso general	$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \approx \frac{R + j\omega L}{\sqrt{G + j\omega C}}$
Lineas ideales	$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \left[ 1 - j \left( \frac{G}{\omega C} - \frac{R}{\omega L} \right) \right]$
Caso sin pérdidas, $R = 0, G = 0$	$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} = R_0$

Tabla II.20. Impedancia característica de líneas de transmisión.

La velocidad de fase  $v$  de una onda que viaja en la línea está dada por  $\omega/\beta$ . Esto es,

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\omega}{\text{Im } \gamma} = \frac{\omega}{\text{Im } (ZY)^{1/2}} \quad (\text{II.2.81})$$

Si la línea no tiene pérdidas ( $R = 0$  y  $G = 0$ ) o  $R \ll \omega L$  y  $G \ll \omega C$ ,

$$v = \frac{\omega}{\omega(LC)^{1/2}} = \frac{1}{(LC)^{1/2}} \quad (\text{m s}^{-1}) \quad (\text{II.2.82})$$

donde:

$L$  = inductancia en serie  $\text{H m}^{-1}$

$C$  = capacitancia en derivación,  $\text{F m}^{-1}$

### II.2.5 Impedancia de líneas de transmisión y de medios.

La impedancia característica de una línea de transmisión es igual a la razón de la tensión  $V$  a través de la línea a la corriente  $I$  a través de la línea para una sola onda viajera, o sea

$$Z_0 = \frac{V}{I} \quad (\Omega) \quad (\text{II.2.83})$$

Para una línea de transmisión de celdas de campo,  $V = Eh$  e  $I = Hw$ , donde  $E$  es la intensidad de campo eléctrico y  $H$  es el campo magnético. Puesto que la altura  $h$  y el ancho  $w$  de una celda de campo son iguales, la impedancia característica de una línea de transmisión de celdas de

campo es

$$Z_0 = \frac{V}{I} = \frac{Eh}{Hw} = \frac{E}{H} \quad (\Omega) \quad (\text{II.2.84})$$

Según (II.2.19) la impedancia característica  $Z_0$  de las líneas de transmisión sin pérdidas (incluyendo las líneas de transmisión de celdas de campo) es

$$Z_0 = \left( \frac{L}{C} \right)^{1/2} \quad (\Omega) \quad (\text{II.2.85})$$

En (II.2.85) la impedancia característica  $Z_0$  se expresa en cantidades de circuito.

Para una línea de transmisión de celdas de campo,  $L = \mu$  y  $C = \epsilon$ , de manera que su impedancia pueda expresarse en términos de cantidades de campo como

$$Z_0 = \left( \frac{\mu}{\epsilon} \right)^{1/2} \quad (\Omega) \quad (\text{II.2.86})$$

y de (II.2.84) como

$$Z_0 = \frac{E}{H} = \left( \frac{\mu}{\epsilon} \right)^{1/2} \quad (\Omega) \quad (\text{II.2.87})$$

Aquí  $Z_0$  es llamada impedancia intrínseca del medio para distinguirlas de la impedancia característica de una línea de transmisión. Entonces, la impedancia característica de una línea de transmisión de celdas de campo es igual a la impedancia intrínseca del medio. Si el medio es el vacío, se tiene

$$Z_0 = \left( \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} = \left( \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H m}^{-1}}{8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F m}^{-1}} \right) = 376.731 \approx 120 \pi \quad (\Omega) \quad (\text{II.2.88})$$

Este valor (376.7  $\Omega$ ) es la impedancia intrínseca del vacío o espacio vacío.

En la situación más general en que el medio es conductor, se tiene, por comparación con el caso de líneas de transmisión equivalente, que la impedancia intrínseca está dada por

$$Z_0 = \left\{ \frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\epsilon} \right\}^{1/2} \quad (\Omega) \quad (\text{II.2.89})$$

En (II.2.88)  $Z_0$  es real (resistiva), pero en (II.2.89) es compleja.

Los conceptos de la impedancia intrínseca y de líneas de transmisión de celdas de campo son útiles en relación con la determinación de la impedancia característica de líneas de transmisión sin pérdidas que operan en el modo TEM. En un mapa de campo, cada cuadrado (o cuadrado curvilíneo) representa la sección transversal de una línea de transmisión de celdas de campo de impedancia característica  $(\mu/\epsilon)^{1/2}$ . La impedancia característica de una línea de transmisión es entonces

$$Z_0 = \frac{N_s}{N_p} \left( \frac{\mu}{\epsilon} \right)^{1/2} \quad (\Omega) \quad (\text{II.2.90})$$

donde:

$N_s$  = número de celdas en serie

$N_p$  = número de celdas en paralelo

Para el aire,  $(\mu/\epsilon)^{1/2} = 376.7 \Omega$ .

Considérese la línea de cinta de la figura II.21a con tres celdas en paralelo directamente bajo la cinta ( $w/h = 3$ ) y celdas adicionales en paralelo debidas a la deformación del campo en los bordes. Tomando dos celdas para representar el campo en los bordes, la impedancia característica de esta línea está dada aproximadamente por

$$Z_0 = \frac{377}{\frac{3}{1} + \frac{2}{2}} = 75 \Omega \quad (\text{II.2.91})$$

En general, para líneas de cinta con  $w$  mayor que la altura  $h$

( $w > h$ ), la impedancia característica es aproximadamente

$$Z_0 \approx \frac{377}{(w/h) + 2} \Omega \quad (\text{II.2.91a})$$

donde:

$w$  = ancho de cinta

$h$  = altura sobre el plano de tierra (en la mismas unidades que  $h$ )

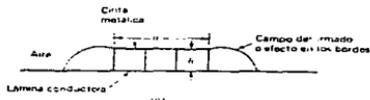


Figura II.21. Línea de transmisión de cinta.

Para cintas de ancho  $w$  menor que la altura  $h$ , puede usarse la fórmula para un solo conductor arriba de un plano de tierra (con imagen debajo), tomando la impedancia como la mitad de la línea de dos conductores correspondiente, o sea

$$Z_0 \approx 138 \log \frac{8}{w/h} \Omega \quad (\text{II.2.92})$$

siendo considerada la cinta plana equivalente a un conductor circular con un diámetro  $d$  de la mitad del ancho  $w$  de la cinta ( $w = 2d$ ).

En muchas aplicaciones de líneas de transmisión las cintas metálicas se colocan sobre un sustrato dieléctrico, como en la figura II.21b. Para este arreglo, denominado línea de microcinta, la impedancia característica será menor que con un dieléctrico de aire y estará dada aproximadamente por

$$Z_0 \approx \frac{377}{(\epsilon_r)^{1/2} [(w/h) + 2]} \quad (\text{II.2.92a})$$

donde  $\epsilon_r$  = a la permitividad relativa del material del sustrato. Puesto que el campo en los bordes está sólo parcialmente en el dieléctrico, (II.2.92a) es una buena aproximación dentro de un pequeño porcentaje solamente si  $w \geq 2h$ . Tanto (II.2.91a) y (II.2.92a) se aproximan a la exactitud en la medida que la relación  $w/h$  se hace mayor.

Al dividir la sección transversal de una línea de transmisión en cuadrados curvilíneos por medio de las técnicas de trazado de mapas de campo, la impedancia característica de cualquier forma de línea en el modo TEM sin pérdida puede determinarse por este método. A partir del mapa de campo también puede determinarse la inductancia por unidad de longitud y la capacitancia por unidad de longitud con el número de celdas en serie y en paralelo. Entonces,

$$\text{Inductancia por unidad de longitud} = L = \frac{N_s}{N_p} \mu \quad (\text{H m}^{-1}) \quad (\text{II.2.93})$$

$$\text{Capacitancia por unidad de longitud} = C = \frac{N_p}{N_s} \epsilon \quad (\text{F m}^{-1}) \quad (\text{II.2.93a})$$

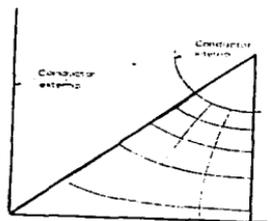


Figura 11.22. Línea de transmisión coaxial con conductor externo cuadrado mostrando mapa de cuadrado para un octante.

La impedancia característica de líneas de transmisión sin pérdida

de cualquier forma se puede obtener también por una simple medición de corriente continua (cc). Por ejemplo, si se desean encontrar los parámetros de la línea coaxial con conductor externo cuadrado, mostrada en sección transversal en la figura II.22, con este método, la sección transversal del conductor se dibuja a escala con una pintura conductora (como la pintura de plata) sobre una hoja de papel resistencia (Teledeltos), de resistencia uniforme  $R$ , por cuadro, como se sugiere en la figura II.23. Luego, conectando las terminales de un óhmetro a los conductores interno y externo, como se indica, puede medirse la resistencia  $R_m$  en corriente continua.

Puesto que  $R_m = (N_s/N_p)R_s$  y  $R_m/R_s = N_s/N_p$ , se sigue que

$$\text{Inductancia por unidad de longitud} = L = \mu \frac{R_m}{R_s} \quad (\text{H m}^{-1}) \quad (\text{II.2.94})$$

$$\text{Capacitancia por unidad de longitud} = C = \epsilon \frac{R_s}{R_m} \quad (\text{F m}^{-1}) \quad (\text{II.2.95})$$

$$\text{Impedancia característica} = Z_0 = \left(\frac{\mu}{\epsilon}\right)^{1/2} \frac{R_m}{R_s} \quad (\Omega) \quad (\text{II.2.96})$$

donde  $R_s$  es la resistencia de un pedazo cuadrado del papel de resistencia medido entre borde opuestos.

Entonces, si la línea está llena de aire,  $(\mu/\epsilon)^{1/2} = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} = 376.7 \Omega$  y (II.2.96) se convierte en

$$Z_0 = \frac{376.7}{R_s} R_m \quad (\Omega) \quad (\text{II.2.97})$$

En consecuencia si se usa "papel especial" ( $R_s = 376.7 \Omega$  por cuadro),

$$Z_0 = R_m \quad (\Omega) \quad (\text{II.2.98})$$

y el óhmetro indica directamente la impedancia característica de la línea.

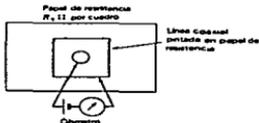


Figura II.23. Determinación de impedancia característica de línea de transmisión con medición simple en cc.

Las impedancias características para algunos casos se muestran en la tabla II.24.

Tipo de línea	Impedancia característica, $Z_0$
Cable coaxial (línea con un medio de permitividad relativa de $\epsilon_r$ )	$Z_0 = \frac{138}{\sqrt{\epsilon_r}} \log \frac{D}{d}$
Cable coaxial (línea de aire)	$Z_0 = 138 \log \frac{D}{d}$
Dos hilos en un medio de permitividad relativa $\epsilon_r$ ( $D \gg d$ )	$Z_0 = \frac{276}{\sqrt{\epsilon_r}} \log \frac{D}{d}$

Tabla II.24. Impedancia característica de líneas coaxiales y de dos hilos.

Se supone que la línea no tiene pérdidas (o sea  $R \ll \omega L$  y  $G \ll \omega C$ ) y también que las corrientes están confinadas a las superficies de los conductores a que se refieren los radios. Esta condición es aproximada a altas frecuencias en virtud de la pequeña profundidad de penetración. Esta condición también puede ser aproximada a bajas frecuencias con el uso de tubos de pared delgada. Se supone también que las líneas operan en el modo TEM.

#### II.2.6 Coeficiente de reflexión, línea ranurada y diagrama de Smith.

En general, para cualquier impedancia de carga  $Z_L$  en la que termina una línea de transmisión, existirá una onda reflejada con coeficiente de reflexión  $\rho_v$  y una razón de ondas estacionarias de tensión (ROET) relacionada como sigue:

$$|\rho_v| = \frac{| \text{tensión reflejada} |}{| \text{tensión incidente} |} = \frac{\text{ROET} - 1}{\text{ROET} + 1} \quad (\text{II.2.99})$$

donde la ROET es la razón de la tensión máxima a la mínima en la línea.

El coeficiente de reflexión es una cantidad compleja con magnitud  $|\rho_v|$  y ángulo de fase  $\theta_v$ . Entonces,

$$\rho_v = |\rho_v| \angle \theta_v \quad (\text{II.2.100})$$

La ROET puede medirse moviendo una sonda o punta de prueba de tensión a lo largo de la línea como se explicará con detalle en relación con la línea ranurada (de medición). El valor de  $|\rho_v|$  está dado entonces por (II.2.99). Usando la sonda también para encontrar el punto de tensión mínimo en la línea, el ángulo de fase del coeficiente de reflexión  $\theta_v$  se encuentra con

$$\theta_v = 720^\circ \left( \frac{X_{vm}}{\lambda} - \frac{1}{4} \right) \quad (\text{II.2.101})$$

donde:

$X_{vm}$  = distancia de tensión mínima desde la carga, m

$\lambda$  = longitud de onda, m

Conociendo la magnitud y el ángulo de fase del coeficiente de reflexión, la impedancia de carga  $Z_L$  está dada por

$$Z_L = Z_0 \frac{1 + |\rho_v| e^{j\theta_v}}{1 - |\rho_v| e^{-j\theta_v}} \quad (\text{II.2.102})$$

Entonces, una impedancia de carga desconocida puede determinarse por medio de mediciones del patrón de onda estacionaria en una línea de transmisión.

La relación de la ROET,  $X_{vm}$ ,  $\rho_v$  y  $Z_L$  para casos especiales se ilustra en la figura II.25 con la variación de la tensión a lo largo de la línea mostrada en cada caso.

El caso 1 es una línea acoplada con una impedancia de carga ( $100\Omega$ ) igual a la impedancia característica de la línea ( $100\Omega$ -resistivos). No existe onda reflejada y así  $\rho_v = 0$ ; y no hay onda estacionarias (ROET=1).

El caso 2 es una línea en circuito abierto ( $Z_L = \infty$ ) de manera que la onda reflejada es igual en magnitud a la onda incidente ( $|\rho_v| = 1$ ) y la ROET =  $\infty$ . En la carga, la onda reflejada de tensión está en fase con la onda de tensión incidente ( $Z_L = 0$ ) de manera que existe una tensión máxima en la carga con una tensión mínima con  $\lambda/4$  de separación ( $X_{vm} = \lambda/4$ ).

El caso 3 es una línea en cortocircuito ( $\theta_v = 0$ ) con la onda reflejada igual en una magnitud a la onda incidente ( $|\rho_v| = 1$ ) y la ROET =  $\infty$ . En la carga, la onda reflejada está en fase opuesta a la onda incidente ( $\theta_v = 180^\circ$ ) de manera que existe una tensión mínima en la carga y también un desfaseamiento  $\lambda/2$  ( $X_{vm} = 0$  y  $\lambda/2$ ).

El caso 4 es una carga inductiva (no resistiva) ( $Z_L = j100\Omega$ ) producida con una sección  $\lambda/8$  de la línea en corto que produce un coeficiente de reflexión  $\rho_v = |1/90|$  y ROET =  $\infty$ . La tensión mínima es  $3/8 \lambda$  a partir de la carga ( $X_{vm} = 3/8 \lambda$ ).

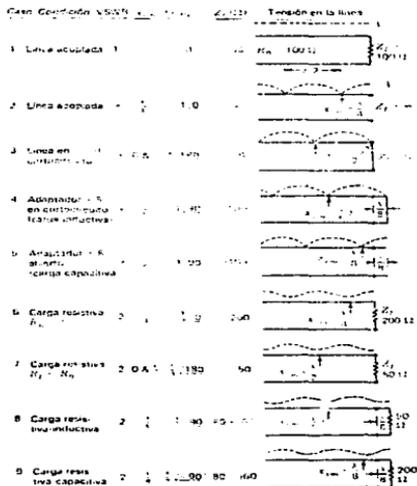


Figura 11.25. Línea de transmisión de  $100 \Omega$  de resistencia característica para nueve terminaciones diferentes.

El caso 5 es una carga capacitiva (no resistiva) ( $Z_L = -j100\Omega$ ) producida con una sección  $\lambda/8$  de línea abierta, produciendo un coeficiente de reflexión  $\rho_v = 1\angle-90^\circ$  y  $ROET = \infty$ . La tensión mínima está en  $\lambda/8$  de la carga ( $X_{vm} = \lambda/8$ ).

El caso 6 es una carga resistiva de valor mayor que la impedancia de línea ( $Z_L = 200\Omega$ ,  $Z_0 = 100\Omega$ ), que produce un coeficiente de reflexión  $\rho_v = 1/3\angle 0^\circ$  y  $ROET = 2$ . La tensión mínima está  $\lambda/4$  de la carga ( $X_{vm} = \lambda/4$ ).

El caso 7 es una carga resistiva de valor menor que la impedancia de línea ( $Z_L = 50\Omega$ ,  $Z_0 = 100\Omega$ ) que produce un coeficiente de reflexión  $\rho_v = 1/3\angle 180^\circ$  y  $ROET = 2$ . La tensión mínima está en la carga y también a  $\lambda/2$  de ella ( $X_{vm} = 0$  y  $\lambda/2$ ).

El caso 8 es una carga resistiva-inductiva producida al colocar una resistencia de  $50\Omega$  en el extremo de una sección  $\lambda/8$  de la línea y que produce un coeficiente de reflexión  $\rho_v = 1/3\angle 90^\circ$  y una  $ROET = -2$ . La tensión mínima está a  $3/8 \lambda$  de la carga ( $X_{vm} = 3/8 \lambda$ ).

Un método para medir los parámetros de la  $ROET$  y la  $X_{vm}$  es con una línea de transmisión (coaxial) ranurada. Se introduce la muestra a través de una ranura longitudinal en el conductor externo, como se muestra en la figura II.26. Puesto que las corrientes fluyen en forma paralela a la ranura, muy poco campo de la línea se escapa. Con la muestra colocada a un indicador de tensión, puede determinarse la variación de tensión a lo largo de la línea, proporcionando tanto  $ROET$  (tensión máxima / tensión mínima) como  $X_{vm}$ , la distancia entre la tensión mínima y la carga. Al introducir un cortocircuito ( $Z_L=0$ ) en la carga, pueden encontrarse dos mínimos sucesivos,  $V_{min}(Z_L=0)$ . Su separación es la mitad de la longitud de onda (para aire como el dieléctrico en la línea). Con cualquier carga  $Z_L$  la distancia entre el punto de tensión mínima y el mínimo para el cortocircuito,  $V_{min}(Z_L=0)$ ,

es igual a  $X_{vm}$  (véase fig. 10-19). Normalmente es preferible medir  $X_{vm}$  respecto al primer  $V_{mín}$  ( $Z_L=0$ ) y no en la carga puesto que la distancia eléctrica de la carga a un punto sobre la línea puede ser incierta a causa de los efectos de extremo o borde originados, por ejemplo, por el uso de un material dieléctrico con el conector terminal, lo que modifica su longitud eléctrica.



Figura 11.26. Línea ranurada en secciones longitudinal y transversal con sonda móvil para medición de tensiones a lo largo de la línea.

Una visión general de lo que ocurre en una línea de transmisión se puede lograr al construir una gráfica en coordenadas polares, como en la figura II.27, en la que la distancia radial de la magnitud del coeficiente de reflexión  $|\rho_v|$  [y también la ROET relacionada con  $|\rho_v|$  como en (II.2.99)] mientras que el ángulo representa el ángulo  $\theta_v$  del coeficiente de reflexión y también la distancia  $X_{vm}$  de la tensión mínima media desde la carga (o primera tensión mínima para un cortocircuito en la carga).

Refiriéndose a las nueve situaciones analizadas anteriormente, el caso 1 está representado en la gráfica por un punto en el origen (centro de la gráfica) con  $\rho_v = 0$  y ROET = 1, mientras los casos 2, 3, 4 y 5 están representados por unos puntos en la periferia de la gráfica ( $|\rho_v| = 1$  y ROET =  $\infty$ ). Los casos 6, 7, 8 y 9 están

representados por puntos en el círculo ROET = 2 ( $|\rho_v| = 1/3$ ).

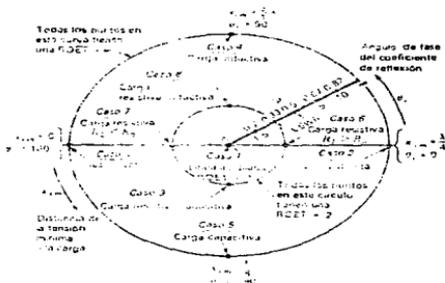


Figura II.27. Diagrama del coeficiente de reflexión  $\rho$ .

Cada punto en el diagrama representa también una impedancia de carga  $Z_L$  según se da por (II.2.102). Por una transformación apropiada de coordenadas, las partes real e imaginaria de  $Z_L$  se pueden superponer formando el diagrama de SMITH (véase fig. II.28). Las posiciones de cada uno de los nueve casos se muestra en la gráfica en términos de impedancia normalizada  $Z_n$  (adimensional). Puesto que se supone una línea sin pérdidas ( $Z_0=R_0$ ),

$$Z_n = \frac{Z_L}{R_0} = \frac{R_L}{R_0} + j \frac{X_L}{R_0} = R_n + j X_n$$

Puesto que  $Z_0 = R_0 = 100\Omega$ , se tiene para los nueve casos

Caso	$Z_n = R_n + jX_n$ (adimensionales)
1	1 + j0
2	0
3	0
4	0 + j1
5	0 - j1
6	2 + j0
7	0.5 + j0
8	0.8 + j0.6
9	0.8 - j0.6

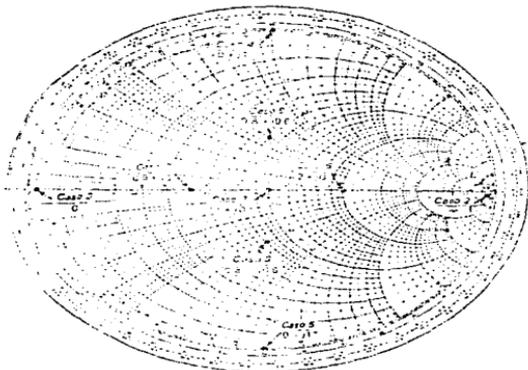


Figura 11.28. Carta de Smith.

El diagrama de Smith puede usarse también para admitancias, estando cada admitancia normalizada por

$$Y_n = 1/Z_n = G_n + j B_n$$

donde  $G_n$  = conductancia normalizada =  $G/G_0$

$B_n$  = susceptancia normalizada =  $B/G_0$

y donde

$G_0$  = conductancia característica de la línea =  $1/R_0$ , U

Moviéndose en un círculo de ROET constante a la mitad alrededor del diagrama, se pasa de impedancia a admitancia o viceversa. Por ejemplo, para convertir una impedancia normalizada  $Z_n = 1 + j1$  a una admitancia normalizada, se da media vuelta alrededor del diagrama, obteniendo  $Y_n = 0.5 - j0.5$ . Dar media vuelta alrededor de la gráfica es equivalente a moverse  $\lambda/4$  a lo largo de la línea de transmisión.

El diagrama de Smith es extremadamente útil en líneas de transmisión. No solo muestra la relación de  $\rho_v$ , ROET y la impedancia de la carga  $Z_L$ , sino que también da la impedancia  $Z_x$  en cualquier punto a lo largo de la línea como puntos en el círculo ROET apropiado. Los círculos ROET normalmente no se muestran en la gráfica pero si se necesitan se pueden trazar con un compás.

Por ejemplo, considérese la línea terminada con los dos acopladores en cortocircuito que se muestran en la figura II.29. La posición en que los mismos se conectan a la línea es fija, como se muestra, pero las distancias  $d_1$  y  $d_2$ , son ajustables. Esta clase de arreglo se denomina sintonizador de doble acoplador o adaptador (línea auxiliar corta). La carga  $Z_L = 50 + j100 \Omega$ . La línea y los adaptadores tienen una impedancia característica  $Z_0 = R_0 = 100 \Omega$ . Encuéntrense los valores más cortos de  $d_1$  y  $d_2$  para que no haya onda reflejada en A (ROET = 1).

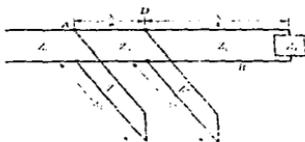


Figura II.29. Sintonizador de doble adaptador.

Solución: El valor normalizado de la impedancia de carga es

$$Z_n = \frac{50 + j100}{100} = 0.5 + j 1.0$$

En el diagrama se inicia (Fig. II.30) con esta impedancia normalizada, como se indica con el punto P<sub>1</sub>. Al trazar una curva de la ROET

constante a través de  $P_1$ , se nota que la ROET en B (Fig. II.29) es 4.6. En seguida, al trazar la línea diametral a través de  $P_1$ ,  $P_2$  se encuentra del otro lado alrededor del círculo de la ROET constante por  $P_1$ . Entonces la admitancia normalizada de carga es  $0.4 - j0.8$ . Ahora, moviéndose en el sentido del movimiento de las manecillas del reloj a lo largo del círculo de una ROET constante desde  $P_2$  una distancia  $\lambda/4$ , alejándose de la carga (hacia el generador), se llega de nuevo a  $P_1$ . Entonces, en el punto D en la línea, la admitancia normalizada de la línea principal (viendo hacia la carga) es  $0.5 + j1.0$ . Puesto que la reflexión en A debe ser cero, se requiere ver hacia adelante y notar el hecho que la admitancia de la línea principal en A (sin conectar el adaptador o línea auxiliar corta de longitud  $d_1$ ) debe caer en el círculo  $G_n = 1$  marcado como  $C_1$  (Fig. II-30). Por lo tanto, en la unión o nodo del adaptador o línea auxiliar corta de longitud  $d_2$  la admitancia debe caer en el círculo puesto que avanzando  $\lambda/8$  después de la carga, el círculo  $C_2$  se hará girar  $90^\circ$  en el sentido del movimiento de las manecillas del reloj para coincidir con el círculo  $C_1$  (círculo  $G_n = 1$ ) y, mediante los ajustes apropiados del adaptador de longitud  $d_1$  puede lograrse la sitonización.

La admitancia adicional a causa del adaptador o línea auxiliar de longitud  $d_2$  hará que la admitancia total se desplace de  $P_1$ , a lo largo de una línea de conductancia constante  $C_3$ . Para llegar al círculo  $C_2$ , es posible moverse hacia la izquierda, llegando al punto  $P_3$ , o hacia la derecha llegando al punto  $P_4$ . Moviéndose hacia  $P_3$  resultan adaptadores más cortos, así que la longitud se ajustará de tal modo que sea posible que la admitancia total lleve a  $P_3$ . Esto requiere una admitancia del adaptador (susceptancia pura) de

$$Y_n = -j(1.0 - 0.14) = -j0.86$$

Un adaptador o línea auxiliar corta en cortocircuito tiene una ROET

infinita, de manera que la admitancia en puntos a lo largo del adaptador o acoplador están sobre el círculo periférico del diagrama. En el cortocircuito la admitancia es infinita (punto  $P_5$ ). Por lo tanto, para representar un valor

$$Y_n = -j0.86 \text{ (punto } P_6)$$

(adviértase que en la escala exterior de la gráfica se lee 0.25 en  $P_5$ ) la longitud del adaptador o línea auxiliar corta debe estar dada por  $d_2 = 0.388 - 0.25 = 0.138 \lambda$ .

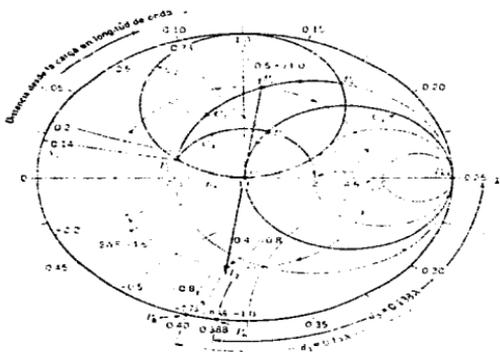


Figura 11.30. Posiciones y movimientos en la carta de Smith para el sintonizador de doble adaptador.

A continuación, al moverse a lo largo de la curva  $C_4$  de una ROET constante de  $P_3$  y  $P_7$ , se observa que la admitancia de la línea en A es  $Y_n = 1.0 + j0.73$ . En consecuencia, una admitancia del adaptador de  $Y_n = -j0.73$  es la que se requiere para hacer la admitancia total

normalizada en A igual a  $1.0 + j0$  y, por lo tanto, la impedancia real en A igual a  $100 + j0 \Omega$ . Un valor  $Y_n = -j0.73$  cae en el punto  $P_6$ . Por consiguiente, la longitud del adaptador o línea auxiliar corta está dada por

$$d_1 = 0.40 - 0.25 = 0.15\lambda$$

La conexión de este adaptador lleva la admitancia (o impedancia) total al centro del diagrama (punto  $P_9$ ) y la línea está acoplada en impedancia ( $ROET = 1$ ).

Para resumirse, las longitudes del dispositivos adaptador requeridas son

$$d_1 = 0.15\lambda$$

$$d_2 = 0.138\lambda$$

Nótese de las figuras II.29 y II.30 que

$$ROET = \begin{cases} 4.06 & \text{en B (puntos } P_1 \text{ y } P_2) \\ 2.05 & \text{entre D y A (puntos } P_3 \text{ y } P_7) \\ 1 & \text{en } A \text{ (puntos } P_9) \\ \infty & \text{en los adaptadores (puntos } P_6 \text{ y } P_8) \end{cases}$$

Si se hubiera llevado a  $P_4$  en lugar de  $P_2$ , se habría terminado arriba, con adaptadores o líneas auxiliares más largas, es decir,

$$d_1 = 0.433 \lambda \quad \text{y} \quad d_2 = 0.364 \lambda$$

y también con una ROET mayor entre D y A.

### II.2.7 Parámetros de dispersión o S.

Considérese la unión de dos entradas o puntos de acceso de la figura II.31. La razón de la tensión  $V_{10}$  de la onda viajera que sale en la entrada 1 a la tensión  $V_{11}$  de la onda viajera incidente en la entrada 1, con salida o acceso 2 conectado a una impedancia de acoplamiento,

es un coeficiente de reflexión o parámetro de dispersión

$$S_{11} = \frac{V_{1o}}{V_{1i}} \quad (\text{acceso 2 acoplado, } V_{2i} = 0) \quad (\text{II.2.103})$$

Intercambiando la carga y el generador, la razón de la tensión  $V_{2o}$  de la onda viajera saliente en el acceso 2 a la tensión  $V_{2i}$  de la onda viajera incidente en acceso 2, con la entrada o acceso 1 conectado a una impedancia de acoplamiento, es

$$S_{22} = \frac{V_{2o}}{V_{2i}} \quad (\text{acceso 1 acoplado, } V_{1i} = 0) \quad (\text{II.2.104})$$



Figura II.31. Unión de dos accesos o red.

Más aún, con el acceso 2 conectado a una impedancia acoplada, la tensión  $V_{2o}$  de la onda viajera saliente en el acceso 2 o salida a la tensión  $V_{1i}$  de la onda viajera incidente en el acceso 1 es un coeficiente de transmisión o parámetro de dispersión

$$S_{21} = \frac{V_{2o}}{V_{1i}} \quad (\text{acceso 2 acoplado, } V_{2i} = 0) \quad (\text{II.2.105})$$

Finalmente, con el acceso 1 conectado a una impedancia acoplada, la tensión  $V_{1o}$  de la onda viajera saliente en el acceso 1 a la tensión  $V_{2i}$  de la onda viajera incidente en el acceso 2 es

$$S_{12} = \frac{V_{1o}}{V_{2i}} \quad (\text{acceso 1 acoplado, } V_{1i} = 0) \quad (\text{II.2.106})$$

Si hay reciprocidad, los cuatro parámetros de dispersión constituyen una matriz simétrica de dispersión

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}$$

con  $S_{21} = S_{12}$ .

Extendiendo el concepto de arriba a nodos (uniones) o redes de cualquier número de acceso,  $n$ , se obtiene una matriz de  $n \times n$  en la que los elementos diagonales son coeficientes de reflexión ( $S_{11}, S_{22}, S_{33}, \dots$ ) y los elementos contradiagonales son coeficientes de transmisión ( $S_{12}, S_{21}, S_{13}, S_{31}, \dots$ ). Conectando un generador acoplado sucesivamente a cada acceso de un nodo de  $n$  accesos, todos los otros accesos estando conectados a cargas acopladas, los parámetros de dispersión se miden como los coeficientes de reflexión y de transmisión en los diferentes accesos.

El siguiente ejemplo ilustra la aplicación de parámetros de dispersión al cálculo de un amplificador de un transistor de efecto de campo (FET, Field-Effect Transistor).

Ejemplo.- Calcúlese la ganancia en tensión de un amplificador de transistor de efecto de campo de arseniuro de galio (GaAsFET) a 2 GHz si los parámetros de dispersión del GaAsFET son  $S_{11} = 0.9 \angle -45^\circ$ ,  $S_{12} = 0.03 \angle 45^\circ$ ,  $S_{21} = 3.9 \angle 135^\circ$  y  $S_{22} = 0.7 \angle -30^\circ$ . El amplificador está conectado como en la figura II.32. Las conexiones para las tensiones de compuerta y de drenaje son de alta impedancia y no se muestran.

Solución. En general, con acceso no necesariamente acoplados se tiene (véase Fig. II.31)

$$V_{1o} = S_{11} V_{1i} + S_{12} V_{2i} \quad (\text{II.2.107})$$

$$V_{2o} = S_{22} V_{2i} + S_{21} V_{1i} \quad (\text{II.2.108})$$

También el coeficiente de reflexión en la carga conectada al acceso 2 es

$$\rho_L = \frac{V_{Lo}}{V_{Li}} = \frac{V_{2i}}{V_{2o}} \quad (\text{II.2.109})$$

mientras el coeficiente de reflexión del generador conectado al acceso 1 es

$$\rho_G = \frac{V_{Go}}{V_{Gi}} = \frac{V_{1i}}{V_{1o}} \quad (\text{II.2.110})$$

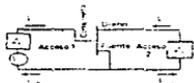


Figura II.32. Dispositivo de dos accesos con un GaAsFET como red activa para el cálculo de la ganancia.

De las ecuaciones de arriba el coeficiente de reflexión en el acceso 1 es

$$\frac{V_{1o}}{V_{11}} = \rho_{11} = S_{11} + \frac{S_{12} S_{21} \rho_L}{1 - S_{22} \rho_L} = S'_{11} \quad (\text{II.2.111})$$

Para una carga acoplada  $\rho = 0$  y  $S'_{11} = S_{11}$ .

El coeficiente de transmisión entre el puerto 2 y el puerto 1 es

$$\frac{V_{2o}}{V_{11}} = \tau_{21} = \frac{S_{21}}{1 - S_{22} \rho_L} \quad (\text{II.2.112})$$

Para una carga acoplada  $\rho_L = 0$  y  $\tau_{21} = S_{21}$ .

El coeficiente de reflexión en el acceso 2 es

$$\frac{V_{2o}}{V_{21}} = \rho_{22} = S_{22} + \frac{S_{12} S_{21} \rho_C}{1 - S_{11} \rho_C} = S'_{22} \quad (\text{II.2.113})$$

Para un generador acoplado  $\rho_C = 0$  y  $S'_{22} = S_{22}$ .

Finalmente el coeficiente de transmisión entre el acceso 1 y el acceso 2 es

$$\frac{V_{1o}}{V_{21}} = \tau_{12} = \frac{S_{12}}{1 - S_{11} \rho_C} \quad (\text{II.2.114})$$

Para un generador acoplado  $\rho_C = 0$  y  $\tau_{12} = S_{12}$

La ganancia de tensión del amplificador  $G_v$  está dada por la razón de la tensión total de salida a la tensión total de entrada, o

$$G_v = \frac{V_{21} + V_{2o}}{V_{11} + V_{1o}} = \frac{V_{2o}(1 + \rho_L)}{V_{11}(1 + S'_{11})} = \tau_{21} \frac{1 + \rho_L}{1 + S'_{11}} \quad (\text{II.3.115})$$

Un caso extremo es cuando la carga se acopla al acceso 2, de manera que  $\rho_L = 0$ . La ganancia de tensión

$$G_v = \frac{S_{21}}{1 + S_{11}} = \frac{3.9/135j}{1 + 0.9\angle -45j}$$

y

$$G_v = 2.22 \text{ o } 6.9 \text{ dB (respuesta)}$$

Otro caso extremo es cuando la carga es una resistencia muy alta, de manera que  $\rho_L \approx 1\angle 0j$ . Entonces

$$G_v = 9.68 \text{ o } 19.7 \text{ dB (respuesta)}$$

Nótese que para amplificadores, la red no es recíproca (el amplificador es un dispositivo activo), de modo que  $S_{21} \neq S_{12}$ .

### II.3 Interferometría.

#### II.3.1 El Interferómetro Simple.

La resolución de un radio telescopio puede ser mejorada, por ejemplo, incrementando la apertura  $a$ . Como siempre, esto puede no ser económicamente factible. Una aproximación menos costosa para el problema, es usar dos antenas espaciadas una distancia  $a$  de separación, como en la figura II.33. Si cada antena tiene una distribución de apertura uniforme de ancho  $a$ , la función de autocorrelación resultante es como se muestra en la figura II.34. Esto es al parecer, que, haciendo observaciones con varios espaciamentos  $s\lambda$  es posible obtener altos componentes de frecuencia espacial en el patrón observado para un corte

$$x_{\lambda c} = s_{\lambda} + a_{\lambda} \quad (\text{II.3.1})$$

y un ángulo de resolución más pequeño

$$\phi_c = \frac{1}{s_{\lambda} + a_{\lambda}} \text{ rad} = \frac{57.3}{s_{\lambda} + a_{\lambda}} \text{ grados} \quad (\text{II.3.2})$$

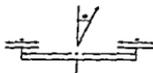


Figura II.33. Interferómetro Simple

En el siguiente análisis se mostrará que si las observaciones son hechas para espaciamientos suficientemente largos, es posible, en un

principio, deducir la verdadera distribución de brillantéz.

El patrón de campo lejano normalizado de dos arreglos de elemento de (II.1.29) es

$$E(\phi) = E_n(\phi) \cos(\phi/2) \quad (\text{II.3.3})$$

donde  $E_n(\phi)$  = patrón de campo normalizado de un elemento de arreglo individual

$$\phi = 2\pi s_\lambda \sin \phi$$

El patrón de potencia relativa es igual a el cuadrado de  $|E(\phi)|$ , o

$$P(\phi) = |E(\phi)|^2 = |E_n(\phi)|^2 \cos^2(\phi/2) = |E_n(\phi)|^2 (1 + \cos \phi) \quad (\text{II.3.4})$$

Para espaciamientos largos el patrón tiene muchos lóbulos, los cuales, en óptica, se refieren como márgenes. El primer nulo ocurre cuando  $\phi = \pi$ , de lo cual el ancho de haz entre los primeros nulos, o espacio de margen, es

$$\text{BWFN} = \frac{1}{s_\lambda} \text{ rad} = \frac{57.3}{s_\lambda} \text{ grados} \quad (\text{II.3.5})$$

Este es la mitad del valor de la BWFN para un arreglo continuo e ancho de apertura  $a_\lambda = s_\lambda$  o un arreglo largo de fuentes discretas de la misma longitud ( $L_\lambda = s_\lambda$ ) dada por la ecuación (II.1.46). Los patrones máximos ocurren cuando  $\phi = 2\pi n$ , donde  $n$  ( $= 0, 1, 2, 3, \dots$ ) es el orden de margen. Así,

$$\phi_{\text{max}} = \frac{1}{s_\lambda} \text{ rad} = \frac{57.3n}{s_\lambda} \text{ grados} \quad (\text{II.3.6})$$

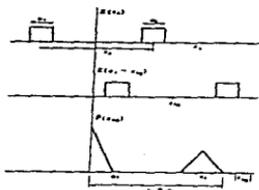


Figura II.24. Función de autocorrelación de distribución de apertura de un interferómetro simple.

Refiriéndose a la figura II.35, el primer factor en la ecuación (II.1.4) representa el patrón de elemento individual, como se muestra en (a), y el segundo factor el patrón de el arreglo de dos elementos, como en (b). El producto de los dos factores nos da el patrón del interferómetro, como se indica en (c). En estos patrones una fuente punto es supuesta. En el caso general, para una fuente de extensión angular  $\alpha$  la densidad de flujo observada es la convolución de la distribución verdadera de la fuente y del patrón de potencia de la antena. Suponiendo que la extensión de la fuente es pequeña comparada con el elemento de patrón individual, así que  $|E_n(\phi)|$  es esencialmente constante a través de la fuente, tenemos en el caso

unidimensional que

$$\begin{aligned} S(\phi_0, s_\lambda) &= |E_n(\phi)|^2 \int_{-\alpha/2}^{+\alpha/2} B(\phi) (1 + \cos [2\pi s_\lambda \sin(\phi_0 - \phi)]) d\phi \\ &= |E_n(\phi)|^2 \left[ \int_{-\alpha/2}^{+\alpha/2} B(\phi) d\phi + \int_{-\alpha/2}^{+\alpha/2} B(\phi) \cos [2\pi s_\lambda \sin(\phi_0 - \phi)] d\phi \right] \\ &= |E_n(\phi)|^2 \left[ S_0 + \int_{-\alpha/2}^{+\alpha/2} B(\phi) \cos [2\pi s_\lambda \sin(\phi_0 - \phi)] d\phi \right] \quad (\text{II.3.7}) \end{aligned}$$

donde  $S(\phi_0, s_\lambda)$  = distribución de densidad de flujo observada, watts  $\text{m}^{-2}$  cps $^{-1}$

$B(\phi)$  = distribución verdadera de brillantez de la fuente, watts  $\text{m}^{-2}$  cps $^{-1}$  rad $^{-1}$

$\phi_0$  = ángulo de desplazamiento (= ángulo hora), rad

$\alpha$  = extensión de fuente, rad

$s_\lambda$  =  $s/\lambda$  (donde  $s$  = elemento de espaciamiento del interferómetro)

$S_0$  = densidad de flujo de la fuente

La distribución observada como una función del ángulo horario se muestra en la figura II.36 para tres casos: figura II.36a, extensión de fuente muy pequeña comparada con el espaciamiento del lóbulo ( $\alpha \ll 1/s_\lambda$ ), la misma que la figura II.35; figura II.36b, extensión de fuente comparable también, pero más pequeña que, el espaciamiento de lóbulo ( $\alpha < 1/s_\lambda$ ); y la figura II.36c, fuente de distribución uniforme e igual en extensión al espaciamiento de lóbulo ( $\alpha = 1/s_\lambda$ ).

Suponiendo que las observaciones son realizadas en el meridiano o que la fuente es seguida por los elementos individuales del arreglo,

para que  $|E_n(\phi)|^2 = 1$ , la ecuación (II.3.7) se convierte en

$$S(\phi_0, s_\lambda) = S_0 + \int_{-\alpha/2}^{+\alpha/2} B(\phi) \cos [2\pi s_\lambda \sin(\phi_0 - \phi)] d\phi \quad (\text{II.3.8})$$

Si la fuente es pequeña, para que  $\phi_0 - \phi \ll \pi$ , podemos escribir

$$S(\phi_0, s_\lambda) = S_0 + \cos 2\pi s_\lambda \phi_0 \int_{-\alpha/2}^{+\alpha/2} B(\phi) \cos 2\pi s_\lambda \phi d\phi \\ + \sin 2\pi s_\lambda \phi_0 \int_{-\alpha/2}^{+\alpha/2} B(\phi) \sin 2\pi s_\lambda \phi d\phi \quad (\text{II.3.9})$$

O  $S(\phi_0, s_\lambda)$  puede ser expresada como la suma de un término constante y un término variable (suma de dos términos). Así,

$$S(\phi_0, s_\lambda) = S_0 [1 + V(\phi_0, s_\lambda)] \quad (\text{II.3.10})$$

donde

$$V(\phi_0, s_\lambda) = \frac{1}{S_0} \cos 2\pi s_\lambda \phi_0 \int_{-\alpha/2}^{+\alpha/2} B(\phi) \cos 2\pi s_\lambda \phi d\phi \\ + \frac{1}{S_0} \sin 2\pi s_\lambda \phi_0 \int_{-\alpha/2}^{+\alpha/2} B(\phi) \sin 2\pi s_\lambda \phi d\phi \quad (\text{II.3.11})$$

El término variable puede además ser expresado como una función cosenoidal con un desplazamiento  $\Delta\phi_0$ . Así,

$$V(\phi_0, s_\lambda) \cos [2\pi s_\lambda (\phi_0 - \Delta\phi_0)] \quad (\text{II.3.12})$$

o

$$V(\phi_0, s_\lambda) = V_0(s_\lambda) (\cos 2\pi s_\lambda \phi_0 \cos 2\pi s_\lambda \Delta\phi_0 + \sin 2\pi s_\lambda \phi_0 \sin 2\pi s_\lambda \Delta\phi_0) \\ \dots (\text{II.3.13})$$

La cantidad  $V_0(s_\lambda)$  representa la amplitud del patrón del lóbulos

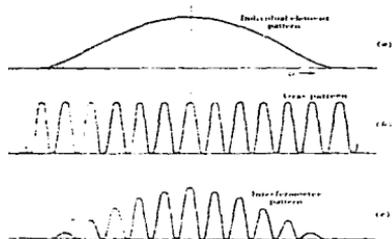


Figura 11.35. (a) Elemento de patrón individual; (b) patrón de arreglo; y (c) patrón de Interferómetro resultante para el caso de una fuente puntual.

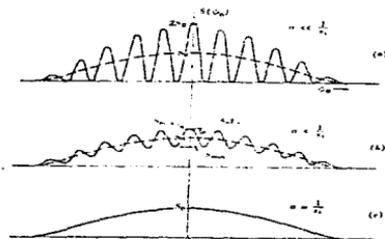


Figura 11.36. Patrón de Interferómetro (a) para una fuente puntual; (b) para una fuente extendida uniforme de ángulo  $\alpha = 1/S_\lambda$ ; y (c) para una fuente extendida uniforme de ángulo  $\alpha = 1/S_\lambda$ .

observado, esto es, la *amplitud de margen*. Esta es también llamada la *visibilidad de margen* o simplemente la *visibilidad*. Como una función de  $s\lambda$ , esto puede ser referido como la *función de visibilidad*. El

ángulo  $\Delta\phi_0$  representa el desplazamiento de margen de la posición con la fuente puntual. De la ecuación (II.3.11) y (II.3.13) tenemos

$$V_0(s_\lambda) \cos 2\pi s_\lambda \Delta\phi_0 = \frac{1}{S_0} \int_{-\alpha/2}^{+\alpha/2} B(\phi) \cos 2\pi s_\lambda \phi \, d\phi \quad (\text{II.3.14})$$

y

$$V_0(s_\lambda) \sin 2\pi s_\lambda \Delta\phi_0 = \frac{1}{S_0} \int_{-\alpha/2}^{+\alpha/2} B(\phi) \sin 2\pi s_\lambda \phi \, d\phi \quad (\text{II.3.15})$$

esto implica que

$$V_0(s_\lambda) e^{j2\pi s_\lambda \Delta\phi_0} = \frac{1}{S_0} \int_{-\alpha/2}^{+\alpha/2} B(\phi) e^{j2\pi s_\lambda \phi} \, d\phi \quad (\text{II.3.16})$$

La cantidad  $V_0(s_\lambda) e^{j2\pi s_\lambda \Delta\phi_0}$  es llamada la *función compleja de visibilidad*. Si la fuente está contenida dentro de un ángulo pequeño, los límites pueden ser extendidos hacia el infinito sin un error apreciable, dando

$$V_0(s_\lambda) e^{j2\pi s_\lambda \Delta\phi_0} = \frac{1}{S_0} \int_{-\infty}^{+\infty} B(\phi) e^{j2\pi s_\lambda \phi} \, d\phi \quad (\text{II.3.17})$$

De acuerdo a la ecuación (II.3.17) la función compleja de visibilidad es igual a la transformada de Fourier, de la distribución de brillantez de la fuente (tiempos  $1/S_0$ ). Por la transformada de Fourier inversa obtenemos

$$B(\phi_0) = S_0 \int_{-\infty}^{+\infty} V_0(s_\lambda) e^{j2\pi s_\lambda \Delta\phi_0} e^{-j2\pi s_\lambda \phi_0} ds_\lambda \quad (\text{II.3.18})$$

$$0$$

$$B(\phi_0) = S_0 \int_{-\infty}^{+\infty} V_0(s_\lambda) e^{-j2\pi s_\lambda (\phi_0 - \Delta\phi_0)} ds_\lambda \quad (\text{II.3.19})$$

De acuerdo a la ecuación (II.3.19) la distribución real de brillantez de una fuente puede ser obtenida, en principio, como la transformada de Fourier de la función compleja de la visibilidad (una cantidad observable).

Para hacer esto en la práctica, requerimos observaciones en intervalos convenientes para espaciamientos suficientemente largos, una fuente de alta razón de señal-ruido, y que no haya otras fuentes de densidad de flujo significativa en el patrón de respuesta de un elemento individual. Así, existen límites prácticos para detallar con cual distribución de la fuente pueden ser determinados. De acuerdo a Bracewell (1958), el intervalo de espacio necesita no ser más pequeño que  $1/\alpha$ , donde  $\alpha$  es la extensión de la fuente llena.

Refiriéndonos a la figura II.36b, la visibilidad puede ser leída de la relación observada como

$$V_0(s_\lambda) = \frac{S_{\text{max}} - S_{\text{min}}}{S_{\text{max}} + S_{\text{min}}} \quad (\text{II.3.20})$$

donde

$$V_0(s_\lambda) = \text{visibilidad} [ 0 \leq V_0(s_\lambda) \leq 1 ]$$

Refiriéndonos a la figura II.37a, el valor de la integral en la ecuación (II.3.8) es proporcional a la pantalla de área neta, las áreas por encima del eje  $\phi$  aparecen positivas y las áreas por abajo negativas. Esta integral es la cantidad variable  $V(\phi_0, s\lambda)$ , y su variación con respecto a  $\phi_0$  para una  $s\lambda$  fija es una función cosenoidal, como se sugiere por las curvas sólidas en la figura II.37b una para una fuente punto ( $\alpha \rightarrow 0$ ) y la otra para una fuente extendida.

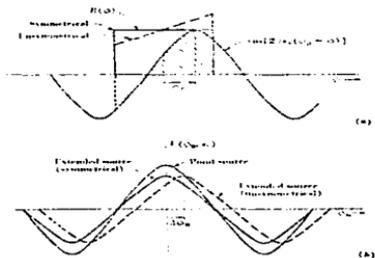


Figura II.37. Patrones de interferómetro para distribuciones de fuentes simétricas y no simétricas.

Para distribuciones de fuentes simétricas, el margen de desplazamiento es cero o medio margen ( $\Delta\phi_0 = 1/s\lambda$ ). Para fuentes no simétricas, mostradas en la figura II.37a con líneas interrumpidas los márgenes tendrán un desplazamiento  $\Delta\phi_0$ , como se sugiere en la figura II.37b.

Para fuentes simétricas la visibilidad es de la ecuación (II.3.14)

$$V_0(s_\lambda) = \pm \frac{1}{S_0} \int_{-\alpha/2}^{\alpha/2} B(\phi) \cos 2\pi s_\lambda \phi \, d\phi \quad (\text{II.3.21})$$

Para una fuente uniforme [ $B(\phi) = \text{constante}$ ] y notando que  $\alpha B(\phi) = S_0$ , (II.3.21) se reduce a

$$V_0(s_\lambda) = \pm \frac{\text{sen } 2\pi s_\lambda (\alpha/2)}{2\pi s_\lambda (\alpha/2)} \quad (\text{II.3.22})$$

Una gráfica de la visibilidad  $V_0(s_\lambda)$  como una función de  $s_\lambda$  es presentada en la figura II.38, para el caso donde la fuente es uniforme y un ancho de  $1^0$ . Como la fuente extendida llega a ser pequeña comparada con el margen de espaciamento ( $\alpha \ll 1/s_\lambda$ ), la visibilidad  $V_0(s_\lambda)$  se aproxima a la unidad, pero como el margen de espaciamento llega a ser muy pequeño comparado con la fuente extendida ( $\alpha \gg 1/s_\lambda$ ),  $V_0(s_\lambda)$  tiende hacia cero. La visibilidad es además cero (para una fuente uniforme) cuando la fuente extendida es igual al margen de espaciamento ( $1/s_\lambda$ ) o integrales múltiples. Para fuentes simétricas tenemos de la ecuación (II.3.19), que la distribución de brillantez de la fuente, esta dada por la transformada cosenoidal de Fourier de la función de visibilidad, o

$$B(\phi_0) = S_0 \int_{-\infty}^{+\infty} V_0(s_\lambda) \cos 2\pi s_\lambda \phi_0 \, ds_\lambda \quad (\text{II.3.23})$$

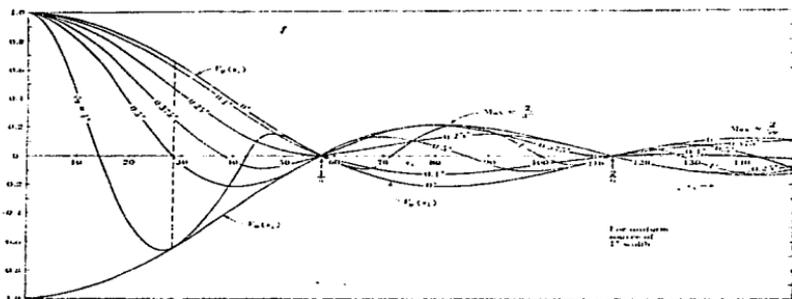


Figura II.38. Funciones de visibilidad contra espaciamento  $s\lambda$  del interferómetro para una fuente uniforme de ancho  $1^\circ$ . En un espaciamento fijo  $s\lambda$ ,  $V(\phi_0, s\lambda)$  varía entre las curvas de máximo y mínimo  $V_0(s\lambda)$  como una función de el margen de velocidad o desplazamiento  $\phi_0$ . Así, para  $s\lambda = 28.6$  (línea interrumpida)  $v(\phi_0, s\lambda)$  es cercano a 0.65 para  $\phi_0 = 0^\circ$ , cercano a 0.25 para  $\phi_0 = 0^\circ.375$ , 0.0 para  $\phi_0 = 0^\circ.5$ , y cercano a -0.65 para  $\phi_0 = 1^\circ$ .

También de la ecuación (II.3.13)

$$V(\phi_0, s_\lambda) = V_0(s_\lambda) \cos 2\pi s_\lambda \phi_0 \quad (\text{II.3.24})$$

por lo tanto, otra forma de la ecuación (II.3.23) es

$$B(\phi_0) = S_0 \int_{-\infty}^{+\infty} V(\phi_0, s_\lambda) ds_\lambda = 2S_0 \int_0^{+\infty} V(\phi_0, s_\lambda) ds_\lambda \quad (\text{II.3.25})$$

Curvas de  $V(\phi_0, s_\lambda)$  como una función de  $s_\lambda$  para varios valores de  $\phi_0$  son mostradas también en la figura II.38 para una fuente uniforme de  $1^\circ$ .

Como un ejemplo, suponga que la visibilidad de una fuente de

ancho  $1^{\circ}$  es observada con un interferómetro simple. Entonces de la ecuación (II.3.23) es posible volver a obtener la distribución original. Así, sustituyendo la ecuación (II.3.22) en la ecuación (II.3.23), tenemos

$$B(\phi_0) = 2S_0 \int_0^{\infty} \cos 2\pi s_{\lambda} \phi_0 \frac{\text{sen } 2\pi s_{\lambda} (\alpha/2)}{2\pi s_{\lambda} (\alpha/2)} ds_{\lambda} \quad (\text{II.3.26})$$

esta ecuación tiene la forma

$$B(\phi_0) = \frac{2S_0}{\alpha\pi} \int_0^{\infty} \cos mx \frac{\text{sen } x}{x} dx \quad (\text{II.3.27})$$

donde  $x = 2\pi s_{\lambda} \alpha/2$

$$m = 2\phi_0/\alpha$$

La integral definida (II.3.27) es conocida y obtenemos

$$B(\phi_0) = \frac{2S_0}{\alpha\pi} \frac{\pi}{2} = \frac{S_0}{\alpha} \quad \text{watts m}^{-2} \text{ cps}^{-1} \text{ rad}^{-1}$$

para  $-1 < m < +1$  y  $B(\phi_0) = 0$  para  $m < -1$  y  $m > +1$ . Para una fuente uniforme de ancho  $\alpha = 1^{\circ}$  la brillantez resultante de la fuente  $B_0 = S_0/\alpha = 57.3 S_0$  watts  $\text{m}^{-2} \text{ cps}^{-1} \text{ rad}^{-1}$ , donde  $S_0 =$  densidad de flujo de la fuente. La fuente tiene su brillantez en el rango  $-1/2^{\circ} < \phi_0 < +1/2^{\circ}$  ( $-1 < m < +1$ ) y es cero afuera, como se indica en la figura II.39.

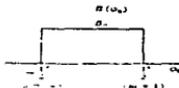


Figura II.39. Distribución de fuente reconstruida de las funciones de visibilidad.

En este ejemplo hipotético tenemos que ir al gran círculo. Así, esto muestra que por buscar una fuente con un interferómetro, se descompuso en una cantidad llamada la visibilidad. Entonces tomando la transformada de Fourier de la visibilidad, la distribución de brillantez original de la fuente se reconstruyó (Figura II.39).

Ejemplos de funciones de visibilidad para otras distribuciones de fuentes se dan en la figura II.40. El caso de una fuente uniforme de extensión  $\alpha$  con un orificio simétrico de extensión  $\beta$  se muestra en la figura II.49a para diferentes casos de ancho de orificio. Cuando  $\beta$  se aproxima a  $\alpha$ , las distribuciones aproximadas es de dos fuentes puntuales con una separación  $\alpha$ . Cuando  $\beta = 0$ , la distribución de la fuente es uniforme. En la fugura II.40b la función de visibilidad se presenta para una fuente uniforme con un centro luminoso.

Es conocido que las funciones de visibilidad de la figura II.40a pueden ser obtenidas como la visibilidad para una distribución de fuente uniforme de ancho  $\alpha$  menos la visibilidad de una fuente uniforme de ancho  $\beta$ , mientras que en la figura II.40b la resultante puede ser obtenida como la suma de dos distribuciones uniformes de ancho  $\alpha$  y  $\beta$ .

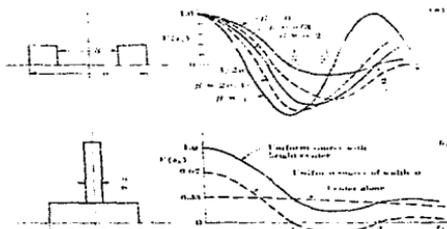


Figura II.40. (a) Funciones de visibilidad para una fuente de brillantez uniforme con orificios de anchos variados  $\beta$ ; (b) función de visibilidad para una fuente uniforme con centro luminoso.

Comparando la ecuación (II.3.17) con (II.1.58) y (II.1.60), es aparente que la función compleja de visibilidad es semejante a la distribución de brillantez de la fuente, del mismo modo que el patrón de campo lejano de una antena es semejante a la distribución de abertura de la antena. Por consiguiente, las gráficas de la figura II.9 pueden también ser interpretadas, dadas las funciones de visibilidad para diferentes distribuciones de fuentes y patrones de campo para varias distribuciones de abertura en la figura II.40. Las restricciones hacen que la extensión de la fuente sea pequeña y la extensión de la abertura larga.

Por simplicidad, sólo las distribuciones unidimensionales serán consideradas. Este caso es de una importancia práctica considerable. Los principios pueden ser extendidos también al caso más general, el cual sería bidimensional. un tratamiento más profundo de el problema bidimensional es dado por Bracewell (1958).

### II.3.2 Interferómetro de Fase Interrumpida.

El interferómetro de la figura II.33, discutido en la sección II.3.1 es el tipo más simple, en el cual los voltajes de dos elementos de antena son continuamente agregados. Si la fase de uno de los elementos es periódicamente invertida y la salida invertida en sincronía, como se sugiere en la figura II.41, resulta un interferómetro de *fase interrumpida*, el cual nos da la visibilidad sin una constante aditiva en la salida (Ryle, 1952). Un método para revertir la fase de un elemento de arreglo es insertar (o remover) un medio de la longitud de onda de la línea de transmisión.

Cuando los elementos de la antena están en fase, el patrón de campo lejano es

$$E(\phi)_1 = E_0(\phi) [e^{j(\phi/2)} + e^{-j(\phi/2)}] \quad (\text{II.3.28})$$

donde  $E_0(\phi)$  = patrón de campo normalizado de un elemento de arreglo individual

$$\varphi = 2\pi s_\lambda \sin \phi$$

En la fase revertida, la condición del patrón es

$$E(\phi)_0 = E_0(\phi) [e^{j(\phi/2)} - e^{-j(\phi/2)}] \quad (\text{II.3.29})$$

Los patrones de potencia relativa en ambos casos son

$$P(\phi)_1 = |E_0(\phi)|^2 [e^{j(\phi/2)} - e^{-j(\phi/2)}][e^{j(\phi/2)} + e^{-j(\phi/2)}]^* \quad (\text{II.3.30})$$

y

$$P(\phi)_0 = |E_0(\phi)|^2 [e^{j(\phi/2)} - e^{-j(\phi/2)}][e^{j(\phi/2)} - e^{-j(\phi/2)}]^* \quad (\text{II.3.30a})$$

El sistema de salida es entonces proporcional a la diferencia de los dos patrones, por lo que el patrón registrado es dado por

$$P(\phi) = P(\phi)_1 - P(\phi)_0 = |E_0(\phi)|^2 (e^{j\varphi} + e^{-j\varphi}) \quad (\text{II.3.31})$$

o (normalizado) por

$$\begin{aligned} P_n(\phi) &= |E_0(\phi)|^2 \cos \varphi \\ &= |E_0(\phi)|^2 \cos (2\pi s_\lambda \sin \phi) \end{aligned} \quad (\text{II.3.32})$$

Para  $|E_0(\phi)|^2$  casi igual a 1, la densidad de flujo registrada para una fuente de distribución de brillantéz  $B(\phi)$  y extensión  $\alpha$  es entonces

$$S(\phi_0, s_\lambda) = \int_{-\alpha/2}^{+\alpha/2} B(\phi) \cos [2\pi s_\lambda \sin (\phi_0 - \phi)] d\phi \quad (\text{II.3.33})$$

Así, el interferómetro de fase interrumpida produce una salida fluctuante de valor promedio cero. En otras palabras, este no es un término constante aditivo (=  $S_0$ ) como en la ecuación (II.3.8). Las

salidas de un interferómetro simple y uno de fase interrumpida son comparadas en la figura II.42.

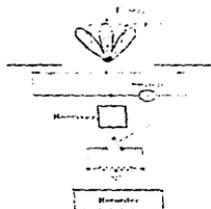


Figura II.41. Interferómetro de fase interrumpida.

La función de autocorrelación de la distribución de abertura para un interferómetro de fase interrumpida se indica en la figura II.43. este tipo de interferómetro tiene las características de frecuencia espacial de un filtro pasa-banda. Por contraste, el interferómetro simple tiene las propiedades de un filtro pasa-baja más el filtro

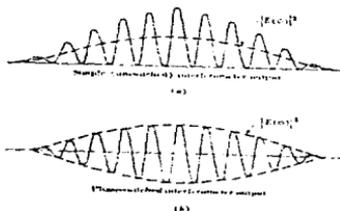


Figura II.42. (a) Salida de un interferómetro simple; (b) Salida de un interferómetro de fase interrumpida.

pasa-banda (Figura II.34), mientras que la antena de abertura continua

es como un filtro pasa-baja (Figura II.10).

Ahora consideremos el caso más general de dos elementos distintos, 1 y 2, como en la figura II.44. Para el caso de fase interrumpida, se puede mostrar fácilmente que el patrón de potencia relativa está dado por

$$P(\phi) = E_1(\phi)E_2^*(\phi)e^{j\varphi} + E_1^*(\phi)E_2(\phi)e^{-j\varphi} \quad (\text{II.3.34})$$

donde

$E_1(\phi)$  = patrón de campo lejano del elemento 1

$E_2(\phi)$  = patrón de campo lejano del elemento 2

$$\varphi = 2\pi s\lambda \sin \phi$$

Si los elementos son idénticos [ $E_1(\phi) = E_2(\phi)$ ], la ecuación (II.3.34) se reduce al mismo patrón como en la ecuación (II.3.32). Si los elementos son simétricos, por lo que  $E_1(\phi) = E_1^*(\phi)$  y  $E_2(\phi) = E_2^*(\phi)$  (todos los lóbulos de fase 0 o  $\pi$ ), el patrón de potencia relativa en la ecuación (II.3.34) llega a ser

$$P(\phi) = E_1(\phi)E_2(\phi) \cos \varphi \quad (\text{II.3.35})$$

Esta es la relación general para un interferómetro de fase interruptora de dos elementos, con elementos simétricos pero distintos. El patrón de potencia es proporcional al producto del patrón de campo de elementos individuales. por lo tanto, al interferómetro de fase interruptora se le llama algunas veces de tipo múltiple. El voltaje entregado por un elemento es proporcional a la raíz cuadrada de su área de abertura, por lo que la potencia recibida y la abertura del sistema exterior son proporcionales a la media geométrica de las áreas dos elementos de abertura. Así,

$$P \propto \sqrt{A_1 A_2} \quad (\text{II.3.36})$$

donde P = potencia recibida

A<sub>1</sub> = área de abertura del elemento 1

A<sub>2</sub> = área de abertura del elemento 2

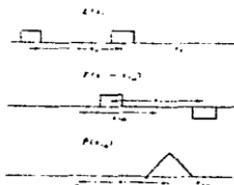


Figure II.43. La función de autocorrelación de la distribución de abertura de un interferómetro de fase interrumpida teniendo la respuesta de frecuencia espacial  $P(x\lambda_0)$  de un filtro pasa-banda.

Si el espaciamiento entre los elementos se reduce a cero ( $s\lambda = 0$  en la figura II.44), con lo que los elementos formen un cruce (Mills y Little, 1953; Mills, 1963), tenemos constantes inconsistentes, por lo que la ecuación (II.3.34) se reduce a

$$\begin{aligned} P(\phi) &= E_1(\phi)E_2^*(\phi) + E_1^*(\phi)E_2(\phi) \\ &= \text{Re } E_1(\phi) \text{ Re } E_2(\phi) + \text{Im } E_1(\phi) \text{ Im } E_2(\phi) \end{aligned} \quad (\text{II.3.37})$$

Si los elementos son simétricos, los patrones son enteramente reales, por lo que la ecuación (II.3.37) se reduce a

$$P(\phi) = E_1(\phi)E_2(\phi) \quad (\text{II.3.38})$$

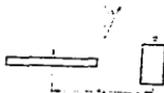


Figura II.44. Interferómetro con dos elementos distintos.

### II.3.3 El Interferómetro de Multielementos o de Rejilla.

Un arreglo de  $n$  fuentes de igual amplitud y espaciamiento fué tratado en la sección II.1.4, y su patrón de campo lejano mostró ser

$$E(\phi) = E_0(\phi) \frac{\text{sen}(n\phi/2)}{\text{sen}(\phi/2)} \quad (\text{II.3.39})$$

donde  $\phi = 2\pi d_\lambda \text{sen } \phi$

$d_\lambda$  = espaciamiento entre elementos en longitudes de onda

$\phi$  = ángulo de perpendicularidad al arreglo

$n$  = número de fuentes

Para un arreglo grande ( $nd_\lambda$  grande) el ancho de haz entre los primeros nulos (BWFN) de el lóbulo principal (en  $\phi = 0$ ) está dado por

$$\text{BWFN} = \frac{2}{nd_\lambda} \quad \text{rad} \quad (\text{II.3.40})$$

Si  $d_\lambda$  excede la unidad, aparecen los lóbulos laterales, los cuales son iguales en amplitud al lóbulo principal. Estos son llamados los *lóbulos de rejilla* y tienen un espaciamiento del lóbulo principal de

$$\phi_c = \text{sen}^{-1} \frac{1}{d_\lambda} \quad \text{rad} \quad (\text{II.3.41})$$

Si  $d_\lambda \gg 1$ , esto se reduce aproximadamente a

$$\phi_c = \frac{1}{d_\lambda} \quad \text{rad} \quad (\text{II.3.42})$$

Ahora si  $\phi_c$  es más grande que la extensión de la fuente, sólo un lóbulo principal del patrón estará sobre la fuente a un tiempo, como se sugiere en la figura II.45. Para evitar alguna confusión, no deben existir fuentes de intensidad significativa en los lóbulos de rejilla.

Con un interferómetro de dos elementos, de espaciamento  $s_\lambda$  igual a  $nd_\lambda$ , se pueden obtener los lóbulos o márgenes con una BWFN =  $1/nd_\lambda$ , o la mitad del arco en la ecuación (II.3.40). Como siempre, el siguiente lóbulo principal puede estar en la misma distancia angular ( $= 1/nd_\lambda$ ). El interferómetro de rejilla tiene una BWFN =  $2/nd_\lambda$  y una HPBW cercana a la mitad de ésta, lo mismo que un arreglo continuo de longitud  $nd_\lambda$ . El espaciamento del lóbulo rejilla es  $1/d_\lambda$ , o  $n$  veces tan grande como la HPBW.

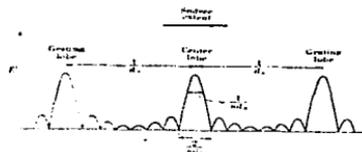


Figura 11.45. Interferómetro de rejilla con espaciamiento de lóbulo rejilla  $\phi C$  más largo que la extensión de la fuente.

La extensión de fuente  $\alpha$ , en el caso del Sol, es de alrededor de  $1/2^\circ$ . Por lo tanto, para un interferómetro de rejilla  $d$ , no debe ser más grande que 114 longitudes de onda. Tomando  $d = 100\lambda$  y  $n = 32$ , obtenemos BWFN =  $2/nd_\lambda = 0^\circ.036$  y una HPBW casi igual a  $1/nd_\lambda = 0^\circ.018$ . Así, en este caso el ancho de haz es suficientemente pequeño comparado con la extensión de la fuente mostrada en detalle.

Esto supone que la directividad de elementos individuales no es lo bastante grande como para afectar el patrón cercano  $\phi = 0$ . Para suprimir todos los lóbulos rejilla incluyendo el primero, se requiere una abertura de elemento individual del orden de  $d_\lambda$ . Esto coloca al

primer nulo sobre el primer l6bulo rejilla, pero el arreglo es ahora equivalente a una abertura continua. La ventaja del interfer6metro de rejilla, tambi6n llamado algunas veces *interfer6metro supresor de l6bulo*, es la economía de una abertura rellena parcialmente para dar un ancho de haz estrecho (alta resoluci6n) de una gran abertura continua para el caso de fuentes intensas de extensi6n menor que  $1/d_\lambda$ . Como siempre, la sensibilidad es menor que la abertura continua, la abertura efectiva de un sistema es la misma solo para la suma de las aberturas de los elementos individuales.

#### II.4 Receptores.

##### II.4.1 Introducci6n.

La funci6n de un receptor de radiotelescopio es la de detectar y medir la emisi6n de radio de una fuente del cielo. El nivel de potencia de la seál en el receptor del radiotelescopio es normalmente muy pequeo, del orden de  $10^{-15}$  a  $10^{-20}$  watts. La potencia del receptor puede ser m6s grande que 6sta, así que los requerimientos m6s importantes para el receptor son una alta sensibilidad y una gran estabilidad.

Los receptores de radiotelescopios son b6sicamente similares en construcci6n al receptor usado en otras ramas de la ingeniería y ciencia de radio. El tipo m6s com6n de receptor es el superheterodino. La figura II.46 da el digrama a bloques de un t6pico receptor superheterodino. La potencia de una seál que tiene una frecuencia central  $F_{\text{RF}}$  es recibida por la antena y llega al primer amplificador, que es el de radio frecuencia (RF), amplificando la seál con una ganancia del orden de 10 a 30 db. La siguiente etapa es un multiplicador, donde la seál, a6n d6bil, es multiplicada con una potente seál de un oscilador local de una frecuencia  $F_o$ , produciendo

una señal de salida en una frecuencia intermedia (IF), la potencia de la señal IF es directamente proporcional a la potencia de la señal RF. La señal IF es amplificada con una ganancia del orden de 60 a 90 db. La parte de máxima ganancia de un receptor superheterodino se obtiene en este amplificador IF, que también usualmente determina el ancho de banda del receptor. El amplificador IF es seguido por un detector, el cual es normalmente un dispositivo cuadrador, en el receptor del radiotelescopio .

Esta medida en la salida de voltaje del detector es directamente proporcional a la salida de potencia de ruido de la sección de predetección del receptor. Finalmente la última etapa puede consistir de un amplificador pasa baja o un integrador y un sistema de grabación de datos tal como una grabación analógica o un sistema de salida digital. El integrador integra la potencia de la señal observada con un intervalo de tiempo predeterminado. El valor usado es del orden de segundos, por el problema de que si el intervalo de tiempo es muy corto, produce una salida con un ruido excesivo y con un intervalo de tiempo muy grande causa alisamiento en la señal y, por esto, pérdida de información.

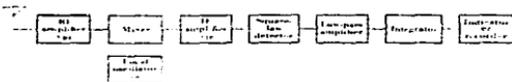


Figura II.46. Un receptor superheterodino para un radiotelescopio.

En un receptor superheterodino (Figura II.46) las secciones que siguen al multiplicador son las mismas para todas las frecuencias. Sólo el amplificador RF, el multiplicador y el oscilador local deben ser diseñados separadamente para cada rango de

frecuencias. La sección anterior al detector es usualmente llamada parte de alta frecuencia del receptor o la sección de predetección. La sección que sigue al detector es llamada parte de baja frecuencia o sección de posdetección del receptor.

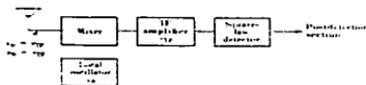


Figura II.47. Receptor superheterodino de dos canales.

La figura II.47 muestra un receptor superheterodino de dos canales. Este fue el receptor estándar anterior para el trabajo de bajo ruido en amplificadores de microondas y es el utilizado mayoritariamente para casos donde se trabaja en rangos de milímetros. Si no se usa filtro entre la antena y el receptor, es decir que no se utiliza el amplificador RF antes del multiplicador. En este caso, la señal de la frecuencia

$$F_{RF} = F_0 + F_{IF} \quad (II.4.1)$$

y la frecuencia de imagen

$$F'_{RF} = F_0 - F_{IF} \quad (II.4.2)$$

pueden ser recibidas. Estas dos frecuencias son usualmente equivalentes, dando frecuencias de potencias intermedias, y, por lo tanto, el receptor tendrá dos canales de entrada separados en frecuencias por  $2 F_{IF}$ . En mediciones continuas de la señal entre ambos canales puede encontrarse que son prácticamente iguales en potencia y estáticamente independientes, lo que da como resultado un receptor que tendrá una sensibilidad casi como la de un receptor de un canal.

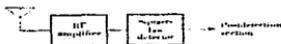


Figura II.48. Receptor directo.

El diagrama de bloques del llamado receptor directo se muestra en la figura II.48. Este tipo es usado frecuentemente cuando se hacen medidas en un ancho de banda grande ( del orden de una octava). La sección RF pudiera consistir de un amplificador túnel diodo.

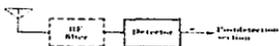


Figura II.49. Receptor de video.

La figura II.49 muestra el diagrama a bloques de un receptor de video. La primera etapa activa de esta clase de receptor es el detector. La selectividad de radio frecuencia puede ser lograda con un filtro apropiado. El receptor de video es en general usado en la región de milímetros, donde los receptores estándares superheterodinos son más complicados para su construcción.

Desde el punto de vista de la radio astronomía, los receptores pueden dividirse en dos grupos, receptores continuos y receptores de líneas espectrales. Para los primeros la exactitud de la frecuencia de operación no es crítica, pero para los segundos la precisión de la frecuencia de recepción es un parámetro importante y también puede ocasionar variaciones ( sintonización hecha por cambios en la frecuencia del oscilador local). Un esquema alternativo para las observaciones espectrales es el uso de un receptor multicanal, como el

que se muestra en la figura II.50.

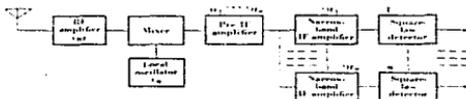


Figura II.50. Receptor superheterodino multicanal.

Este tipo puede ser un receptor superheterodino normal donde una parte del amplificador IF y el resto del receptor consiste de diversas etapas de bandas estrechas en paralelo. Los receptores multicanal son usualmente preferidos en trabajos de radio astronomía, debido a que es más sencillo de construir con diversos canales equivalentes en sensibilidad para mantener la sensibilidad constante cuando se barren las frecuencias del oscilador local.

#### II.4.2. Potencia total recibida y sensibilidad.

Algunos receptores cuyas mediciones dan el total de potencia de ruido de la antena y del receptor, son llamados receptores de potencia total.

El diagrama de bloques del receptor de potencia total se muestra en la figura II.51. Se supone que los amplificadores del receptor son lineales y tienen ganancia constante y que las características de los pasa banda es rectangular. Se supone que el detector es del tipo *ley cuadrada*. La temperatura de ruido del sistema está implícita en  $T_{sys}$ , y  $\Delta T$  es la temperatura de ruido de la señal o cambio de la medida de la temperatura de la antena.

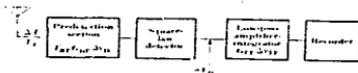


Figura II.51. Receptor de potencia total.

La figura II.52, muestra la onda de voltaje formada y la potencia espectral en diferentes partes del receptor. La potencia incidente consiste del ruido de ancho de banda. El amplificador RF y el multiplicador aceptan sólo las componentes de las frecuencias alrededor de la frecuencia de la señal  $f_{RF}$ . El tiempo de multiplicación convierte el espectro en una frecuencia IF ( $f_{IF}$ ). La parte de predetección del receptor asume tener un pasa banda rectangular de anchura  $\Delta f_{IF}$ , determinado por el ancho de banda efectivo del amplificador IF. El filtro de voltaje  $f_{IF}$  para la salida del amplificador IF es semejante a un modulador aleatorio que lleva la onda de frecuencia  $f_{IF}$  (figura II.52). La amplitud  $f$  de la envolvente de la onda tiene una distribución de Rayleigh, como se muestra en la figura II.53 (Rice , 1945).

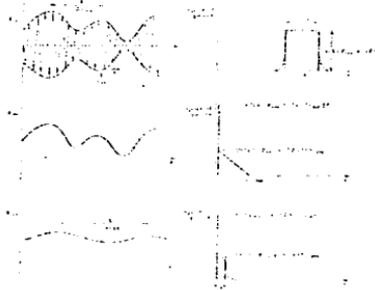


Figura II.52. Forma de las ondas de voltaje y potencia del espectro.

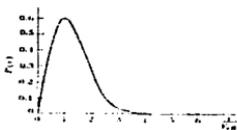


Figura II.53. Distribución probable de la amplitud de la envolvente.

#### II.4.3 Ruido del sistema.

La potencia del ruido por unidad de ancho de banda de una antena esta dada por  $kT_A$ , donde  $k$  es la constante de Boltzmann y  $T_A$  es la temperatura efectiva de ruido de la resistencia de la antena. La potencia de ruido de una antena es:

$$W_{NA} = k T_A \Delta f \quad (II.4.3)$$

donde  $W_{NA}$  = potencia de ruido de la antena, en watts.

$k$  = constante de Boltzmann ( $= 1.38 \times 10^{-23}$  joule  $^{\circ}K^{-1}$ ).

$T_A$  = temperatura de la antena, en  $^{\circ}K$ .

$\Delta f$  = ancho de banda, en cps.

El receptor también contribuye al ruido debido al ruido térmico en los componentes del receptor, ruido instantáneo de bulbos o transistores, etc. Deben añadirse las pérdidas en la línea de transmisión entre la antena y receptor y el ruido del sistema. Así, la potencia total de ruido del sistema para las terminales de la antena es:

$$W_{sys} = W_{NA} + W_{NR} = k ( T_A + T_{NR} ) \Delta f \quad (II.4.4)$$

y el total o temperatura de ruido del sistema referido a las terminales de la antena (ver figura II.54) es:

$$T_{sys} = T_A + T_{NR} \quad (II.4.5)$$

donde  $T_A$  = temperatura de la antena, °K.  
 $T_{NR}$  = temperatura de ruido en el receptor (incluyendo línea de transmisión), °K.  
 $W_{NR}$  = potencia de ruido del receptor referido a las terminales de la antena, watts.



Figura II.54. La antena, línea de transmisión y receptor contribuyen a la temperatura del sistema.

La temperatura de ruido del sistema  $T_{ys}$  de un radio telescopio varía de decenas de grados Kelvin hasta miles de grados Kelvin, dependiendo de la frecuencia y el tipo de antena y receptor. La temperatura de la señal  $\Delta T$  es muy pequeña, fracción de un °K. Por lo tanto, el receptor debe ser capaz de detectar la pequeña diferencia del ruido total.

## II.5 Radiotelescopios, Tipos y Movilidad.

### II.5.1 Introducción.

Los radiotelescopios constituyen una variedad de tipos, reuniendo los requerimientos especiales de la radio astronomía. Muchos son como las antenas que se usan para otros propósitos, pero algunos son únicos. Proporcionar suficiente sensibilidad para densidades de flujo muy pequeñas de fuentes de radio cósmicas, las antenas de gran abertura son requeridas generalmente. Aberturas grandes son también necesarias para una resolución adecuada. Para observar grandes

regiones del cielo, es necesario algunos grados de movilidad. Para reducir costos, la movilidad puede ser restringida para la coordenada de declinación, con observaciones hechas sobre el meridiano. Cada telescopio de tránsito meridiano usa la rotación de la Tierra para registrar en ascensión recta.

Una arbitraria pero conveniente manera de clasificar los radio telescopios, es dividirlos en tres grupos, con base en sus grados de movilidad mecánica como sigue:

- (1) Tipos completamente movibles, los cuales pueden ser movidos en dos coordenadas.
- (2) Tipos parcialmente movibles, se mueven en una coordenada, usualmente declinación.
- (3) Tipos fijos. Aunque la antena principal es mecánicamente estacionaria en este último grupo, el ancho puede ser movable para una extensión mayor o menor por movimiento de la alimentación en un tipo de reflector o por cambios de fase en un tipo de arreglo.

Los grandes radio telescopios son comúnmente parabólicos o reflectores esféricos o arreglos de gran número de tipos de antenas elementales.

#### II.5.2 Ejemplos.

Ejemplos de radio telescopios de reflector parabólico completamente movable, son la antena de reflector parabólico de 210 pies en Parkes, Australia, la cual aparece en la figura II.55, y las antenas de reflector parabólico del radio observatorio de Jodrell Bank en Manchester Inglaterra, figura II.56.



Figura II.55. Radio telescopio de plato parabólico y 210 pies de diámetro en Parkes, Australia



Figura II.56. Antenas móviles de plato parabólico en la Universidad de Manchester, Inglaterra, radio observatorio de Jodrell Bank.

Un ejemplo de un arreglo de antenas parcialmente móviles se presenta en la figura II.57. Esta antena, se incorporó en 1952 al radio observatorio de la Universidad de Ohio State, consiste de un arreglo de 96 antenas de haz helicoidal, cada una de 11 vueltas, montadas sobre un plano inclinado de 160 pies de longitud (este-oeste) por 22 pies de ancho. En una longitud de onda de 1.2 metros el ancho de haz medido de  $1^{\circ}$  en ascensión recta por  $8^{\circ}$  en declinación.



Figura II.57. El arreglo de 96-hélices en el radio observatorio de la Universidad de Ohio State.

Otra antena parcialmente movable es la que se incorporó en Nancay, Francia. Esta antena se muestra en dos vistas en las figuras II.58 y II.59. Tiene un reflector inclinado de 200 metros de largo por 40 metros de altura inclinada y una curva de reflector de 300 metros de largo por 35 metros de altura. La curva del reflector es esférica, lo cual permite el seguimiento de las fuentes cercana a una hora antes y después del tránsito meridiano por movimiento de la alimentación.

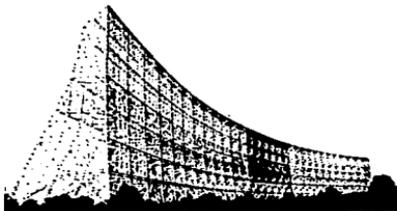


Figura II.58. El reflector de 1000 pies de curvatura del radio telescopio de Nancay, Francia.



Figura II.59. Radio telescopio de reflector de plano inclinable de Nancay, Francia.

Otro ejemplo de radio telescopio parcialmente movable es el interferómetro de síntesis-apertura 178-Mc en Cambridge, Inglaterra. La figura II.60 muestra el elemento fijo del interferómetro, el cual es de 1450 pies de largo (este-oeste) por 65 pies de ancho, mientras que la sección más pequeña movable, montada sobre carriles, es ilustrada en figura II.61. Esta sección puede ser movida 1000 pies norte-sur.

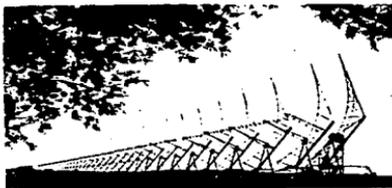


Figura II.60. La antena de reflector parabólico inclinable 178 Mc en la Universidad de Cambridge, Inglaterra.



Figura 11.61. Antena móvil montada sobre carriles usados con una antena larga de la Figura 11.60.

### III.- Arreglos de Gran Area.

#### III.1 Introducción.

A continuación, se describirán, en forma general, las características de tres arreglos de gran área. En el presente capítulo, se hará referencia a dos arreglos que se encuentran fuera del país y, en el capítulo posterior, se hablará acerca del arreglo de México. Existen dos arreglos de gran área utilizados para la detección de centelleo interplanetario. Estos arreglos son los siguientes:

- a) El arreglo de Cambridge, situado en Inglaterra.
- b) El arreglo de Thaltej y Rajkot, situado en la India.

Dichos radiotelescopios se encuentran actualmente en funcionamiento y representan un aporte significativo en la detección de centelleo interplanetario (IPS).

Antes de iniciar la descripción de los arreglos, es conveniente analizar algunos conceptos importantes acerca de la detección de centelleo interplanetario.

#### III.2. Detección de centelleo interplanetario.

##### III.2.1. Viento solar y medio interplanetario.

El medio interplanetario fué, durante un largo tiempo, una incógnita para el hombre que desde la Tierra ha hecho grandes especulaciones sobre sus características. El estudio de dicho medio se ha hecho en forma consiente hace apenas algunos años, cuando la tecnología espacial hizo posible su exploración directa. En el desarrollo de la investigación del medio interplanetario existe un punto relevante que tiene una vinculación directa con él: se ha observado que el campo magnético del Sol evoluciona mostrando un ciclo que está relacionado con lo que se conoce como la actividad solar. La

actividad solar se manifiesta de diferentes formas, como pueden ser las ráfagas, erupciones de filamentos, regiones activas, hoyos coronales, etcétera y con todo un conjunto de fenómenos energéticos que varían con el tiempo en forma cíclica, de manera que hay épocas, en que estas manifestaciones ocurren con mucha frecuencia y energía, y otras en que el Sol está bastante quieto. Todo fenómeno vinculado con la actividad solar altera el medio interplanetario lo que, en ocasiones, llega a alterar de manera considerable el campo magnético terrestre.

Con base en investigaciones, el hombre se ha dado cuenta de que el medio interplanetario no es un medio vacío, sino que es atravesado en forma continua por un flujo de partículas de origen solar. Este flujo transporta las características de la actividad solar al medio interplanetario. Al estudiar la conductividad térmica de la corona solar, S. Chapman encontró en 1957 que ella no sólo debería envolver al Sol, sino que debería extenderse a distancias mucho mayores que el radio de la órbita terrestre. Posteriormente, E. Parker demostró que la temperatura de la corona y su conductividad térmica son tan altas que la corona solar debe estar en constante expansión. Dicha expansión es consecuencia del desequilibrio entre los efectos térmicos y los gravitacionales.

Como la conductividad térmica de la corona es muy grande, la temperatura disminuye muy lentamente al alejarnos del Sol; además, la energía térmica del gas coronal es proporcional a la temperatura, de modo que esta energía también decrece lentamente con la distancia. Por otra parte, la energía gravitacional disminuye inversamente con la distancia al Sol, que es una disminución más rápida que la anterior. Por ello existirá una distancia más allá de la cual, la agitación térmica del gas coronal supera a la atracción gravitacional, de modo

que el Sol ya no es capaz de retenerlo y el gas caliente se expande en forma de viento solar. El viento solar es, esencialmente, una extensión y expansión alfavénica y supersónica de la atmósfera solar en el medio interplanetario, hasta más allá de la órbita de Plutón. El viento solar fue detectado por primera vez por el satélite ruso Lunik III en 1959 y su presencia terminó de confirmarse más tarde por dos sondas enviadas a Venus. Más aún, el flujo detectado de la corona solar correspondía en realidad, a una velocidad muy alta, entre uno y tres millones de km/h, a la altura de la órbita de la Tierra. Con esto quedó demostrado definitivamente, que la corona solar se está escapando continuamente del Sol, produciendo un viento solar que barre el medio interplanetario a velocidades vertiginosas. Distintas sondas espaciales, que han llegado más lejos del Sol, siguen detectando la presencia de viento solar a distancias mayores que 60 unidades astronómicas (UA, distancia media de la Tierra al Sol = 150 millones de kilómetros aproximadamente), y teóricamente se estima que este debe estar soplando hasta unas 80 o 100 UA, más allá de la órbita del último planeta del Sistema Solar. Este viento está constituido esencialmente de protones y electrones libres del enlace atómico. A la altura de la Tierra tiene una densidad de entre 10 y 100 partículas por centímetro cúbico.

El viento solar es un flujo altamente variable, lo cual se observa de los datos tomados en el medio interplanetario. Debido a esto, se han hecho múltiples intentos por mejorar la descripción del vientos solar en base a modelos matemáticos.

III.2.2. Perturbaciones que viajan en el viento solar y su efecto sobre la Tierra.

Desde hace muchos años, se pensaba que el medio interplanetario,

de una u otra manera, servía como medio transmisor de eventos que se generaban al suscitarse fenómenos violentos en la superficie solar. En los primeros años de desarrollo de la teoría del viento solar, se había desarrollado una controversia, de sí, en el viento solar, se podrían generar choques o discontinuidades, considerando que toda discontinuidad se caracteriza por un cambio brusco en la densidad, y la velocidad del viento solar ó variación de la temperatura de los protones. Esta controversia se resolvió con la observación de los frentes de choques en el medio interplanetario. Además, las observaciones realizadas por vehículos espaciales, mostraron que, en una primera aproximación, el viento solar actúa como un fluido. Esto permitió que las teorías sobre fluidos pudiesen aplicarse para comprender la dinámica y estructura del viento solar.

Ya se ha mencionado que un plasma de muy alta conductividad eléctrica, como el viento solar, arrastra en su flujo el campo magnético que en él se encuentra; pero de la misma forma como este plasma no puede abandonar el campo de su lugar de origen, tampoco puede aceptar la presencia de campos ajenos, como serían los campos magnéticos de algunos cuerpos del sistema solar. En particular, la Tierra posee un campo magnético intrínseco, generado en su interior, el cual se puede representar como dipolar y cuyo eje está en una dirección ligeramente inclinada respecto del eje de rotación.

Si el viento solar no fluyera, el campo magnético terrestre se extendería por todo el medio interplanetario, siendo cada vez más débil, pero conservando su configuración dipolar. Pero el viento solar fluye y es un plasma que no admite en su seno campos ajenos al de su origen, al fluir ~~varre~~ el campo magnético de la Tierra, lo comprime y lo deforma dentro de una cavidad reducida alrededor de ella. Esta cavidad se denomina magnetósfera y tiene el aspecto de un cometa con

una cola estirada en la dirección radial contraria al Sol (figura III.1).

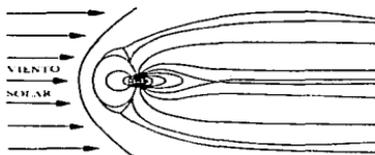


Figura III.1. La magnetósfera de la Tierra. El viento solar no sólo arrastra hacia el medio interplanetario el campo magnético del Sol, sino que además barre a su paso todos los otros campos magnéticos que se encuentra, por ejemplo, el campo magnético de la Tierra y no permite que se extienda más allá de la magnetósfera, en la cual lo confina y lo deforma, dando como resultado la configuración de las líneas de la figura.

La frontera que delimita la magnetósfera se llama magnetopausa; al exterior de esta frontera, el campo magnético de origen terrestre, deja de existir y el único campo existente, es el transportado por el viento solar.

La variabilidad del viento solar, origina algo parecido a un tiempo o clima interplanetario, que está en condiciones de ejercer una gran influencia sobre la magnetósfera terrestre. Cuando el Sol está activo, evolucionan en él una serie de fenómenos que transmiten perturbaciones hacia el medio interplanetario, además de partículas y ondas electromagnéticas de alta energía que se propagan hacia afuera interactuando en ocasiones con la magnetósfera terrestre.

La interacción del campo magnético interplanetario y el campo

geomagnético, se pueden explicar si se considera que el campo magnético interplanetario se puede reconectar con el campo geomagnético cuando el campo magnético interplanetario tiene una componente (Bz) sur. La forma de esta reconexión no está clara aún y es motivo de estudio. Sin embargo, los estudios de correlación de tormentas geomagnéticas intensas con los parámetros del viento solar, muestran que la existencia de una Bz sur grande ( $\approx 20 \gamma$ ) y de larga duración ( $\approx 3$  hrs.) es necesaria para lograr una tormenta geomagnética. Estas zonas de Bz sur intenso y duradero, se han asociado a las ondas de choque interplanetarias, pues en general, aparecen detrás de ellas, pero su relación aún no es clara.

La actividad geomagnética intensa causa severos daños a la tecnología en la Tierra. Algunos de los sistemas afectados por la actividad geomagnética son:

- Corrientes inducidas. Las fluctuaciones del campo magnético, inducen corrientes en cables y líneas de alta tensión. Los efectos en los cables son interrupciones de período corto en el flujo que ocasionan el mal funcionamiento de los sistemas electrónicos. En las líneas de alta tensión, los problemas son más críticos ya que las corrientes directas inducidas pueden sumarse a la fase de los transformadores, produciendo saturación y eventualmente un estallido del transformador y por ende un corte de la potencia. Por ejemplo, en Estados Unidos, se perdieron 22 millones de dólares en 1989 en transformadores y cortes de energía eléctrica.

- Comunicaciones por radio y radares. Asociadas con la precipitación de partículas que producen la aurora, hay perturbaciones ionosféricas en latitudes altas y medias. En particular, los sistemas de alta frecuencia (HF de 3 a 30 MHz) que operan a latitudes medias, pueden sufrir una alteración de la máxima frecuencia usable hasta de

un 50%. Además de la auroral ( $\lambda=60$  a  $75^\circ$ ), frecuentemente se forman capas E ionosféricas esporádicas que afectan la propagación HF por absorción de estas ondas. Los sistemas LF (30 a 300 MHz) y VLF (3 a 30 KHz) que operan en las regiones polares y aurorales, experimentan avances de fase. Los radares VHF (30 a 300 MHz) y UHF (300 MHz a 3 GHz) de la zona auroral, pueden sufrir retardación inusual de la señal, lo que provoca errores de señalamiento. Por último, los sistemas de comunicación vía satélite VHF, UHF, e inclusive SHF (3 a 30 GHz) que operan a través de la ionósfera perturbada, pueden sufrir un incremento en la fase e incrementar la amplitud del centelleo.

- Prospección geofísica. Para la búsqueda de petróleo, minerales o análisis arqueológicos, los geofísicos utilizan mapeos geomagnéticos del terreno, lo cual conducirá a un sondeo erróneo en días perturbados. Por otra parte, para el método magnetotelúrico, son deseables condiciones de tormenta geomagnética ya que este método se basa en las oscilaciones naturales del campo geomagnético a frecuencias menores a 1 Hz, para explorar la resistividad eléctrica profunda en sitios específicos. Los sondeos mineralógicos mediante percepción remota en días magnéticamente activos, ocasionan errores de posición.

### III.2.3. Detección de perturbaciones en el medio interplanetario por medio de centelleo.

Una de las principales herramientas que se emplean para mapear y rastrear zonas de gran escala en el viento solar, con densidades mayores o menores que la densidad media del plasma interplanetario, es el método de centelleo interplanetario (IPS) de las señales de radio provenientes de fuentes de radio estelares de tamaño angular muy pequeño. El fenómeno de centelleo interplanetario fue descubierto en

los años sesentas (Hewish et. al, 1964) y originalmente se empleó para determinar el tamaño de fuentes de radio estelares de diámetro pequeño. Más tarde, el centelleo empezó a usarse para estudiar estructuras del viento solar a pequeña escala (Hewish, et. al. 1964; Denisson, 1969; Hewish y Simons, 1969). Sin embargo, al observar las variaciones del centelleo de fuentes individuales día a día, Denisson y Weisseman (1963) descubrieron una relación de éstas con las corrientes de viento solar rápido de larga vida, iniciando de esta forma, el uso de las observaciones de centelleo interplanetario para rastrear perturbaciones de gran escala que viajan en el viento solar.

El centelleo interplanetario se refiere a las variaciones oscilantes en la intensidad de la señal registrada, que proviene de una fuente de radio estelar extragaláctica como respuesta a su interacción con el plasma interplanetario en su trayectoria hacia la Tierra (figura III.2). Readhead et. al. (1978) encontraron que el centelleo que presenta una fuente estelar de radio es inversamente proporcional a la frecuencia ( $f$ ), esto es:

$$S \propto f^{-1} \quad (\text{III.2.1})$$

donde  $S$  es el centelleo o las variaciones oscilantes en la intensidad de la señal registrada que proviene de una fuente estelar.

El centelleo se debe principalmente al fenómeno de dispersión de las ondas, generado en el medio interplanetario, el cual se debe a la microturbulencia del plasma (Ananthakrishnan, 1980). Esto produce un patrón de difracción que al cruzar por la línea de visión del observador en la Tierra, produce el centelleo de la señal de radio captada. Cabe hacer notar que el empleo del centelleo para el estudio de las estructuras de gran escala en el medio interplanetario, se basa principalmente en relaciones empíricas. El método de rastreo por centelleo, es análogo a las técnicas empleadas en la detección de las

eyecciones de masa coronal (EMC) por dispersión Thomson, donde las perturbaciones se muestran mediante alteraciones en los valores ambiente de la densidad de electrones libres del plasma, y además en que lo que se registra, es una integración de la señal de la fuente de radio a lo largo de la línea de visión.

Una diferencia importante en el método IPS es la sensibilidad de detección, la cual es máxima para perturbaciones que viajan hacia la Tierra. La posibilidad de registrar estas perturbaciones desde dentro, en los casos en que éstas envuelven a la Tierra, elimina algunas de las dificultades de observación que surgen en los mapas bidimensionales proyectados sobre el cielo y dan una calibración útil; ya que los parámetros de centelleo se pueden contrastar con mediciones hechas por vehículos espaciales cerca de la Tierra.

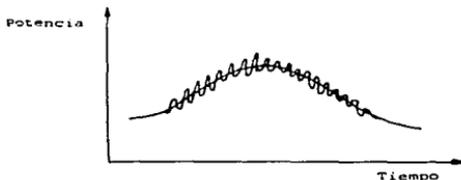


Figura III.2. Registro de la señal de centelleo.

En 1971, Houminer mostró evidencia convincente de que algunos de los aumentos en el centelleo interplanetario, eran causados por frentes de choque (zonas de compresión) corrotantes con el Sol, generados por la presencia de viento solar de alta velocidad. Además, identificó los haces corrotantes con la estructura sectorial magnética solar, la cual fue claramente observada por vehículos espaciales.

Hewish y Houminer (1972) trabajaron con el método IPS sobre 32 fuentes de radio, por un período de 8 meses, después del cual confirmaron los resultados de Houminer y además mostraron una fuerte correlación entre la velocidad del viento solar y el nivel de centelleo, con un retraso de entre 2 y 3 días. Hewish y Houminer, propusieron que el incremento en el centelleo, tenía relación con el incremento en la densidad del viento solar, causado por la interacción del viento rápido con el viento lento en el medio interplanetario. Estas observaciones fueron la primera evidencia experimental de la existencia de los frentes de choque alineados con la espiral del campo magnético interplanetario (Hundhausen 1971). También hicieron notar que ocurrían intensificaciones en el centelleo que no se podían asociar con espirales corrotantes y por lo tanto, este centelleo fue asociado con frentes de choque esféricos, los cuales, se sugerían, como generados por ráfagas solares (Houminer y Hewish, 1974). Como resultado de una serie de estudios como los ya mencionados, se estableció la existencia de dos tipos diferentes de interacción de flujos rápidos y lentos en el viento solar, esto es, sectores alineados con la espiral de Arquímedes del campo magnético interplanetario corrotantes con el Sol (CIRS) y cáscaras o conchas de frente esférico desplazándose radialmente hacia afuera del sistema solar (figura III.3).

Para ambos casos, la estructura se caracteriza por una densidad de plasma mayor que las partes circundantes y por un centelleo intensificado de fuentes de radio estelares de diámetro pequeño, cuyas líneas de visión cruzan estas estructuras.

En 1973, Houminer utilizó observaciones de IPS para estudiar la extensión de los sectores de centelleo intensificado fuera del plano de la eclíptica.



Figura III.3. Diagrama esquemático mostrando la estructura general de una perturbación del tipo concha esférica desplazándose radialmente hacia afuera del Sol.

Más tarde Houminer y Erskine (1974), mostraron que existen algunas correlaciones significativas, principalmente en aquellos casos en los que se registró un centelleo intensificado en todo el cielo, correspondiente al cruce por la Tierra de las regiones de alta densidad de plasma. Encontraron que el nivel de centelleo se correlacionaba con medidas simultáneas de densidad de plasma en el medio interplanetario cerca de la Tierra y con una velocidad del viento solar corrida por dos días (Erskine et. al; 1978).

Para 1979, Vlasov utilizó el centelleo de una red de 140 fuentes, intentando mapear el viento solar; el periodo de observación fue de noviembre de 1975 a abril de 1976 en una frecuencia central de 102.5 MHz. El análisis de Vlasov, resultó poco confiable, pues debido al bajo número de fuentes y al breve periodo, sólo se pudieron registrar algunas nubes individuales de centelleo intensificado que variaba en el tiempo y el cual fue asociado a una mayor turbulencia de las regiones de viento solar observadas. Una calibración de centelleo que se define como

$$g = \Delta S_{obs} / S_{nr}$$

(III.2.2)

(donde  $\Delta S_{obs}$  es el centelleo observacional o flujo rms de la señal y

$S_{nor}$  es el centelleo promedio asociado a un viento solar quieto) contra medidas obtenidas por vehículos espaciales a 1 UA ha mostrado que la magnitud de "g" proporciona una estimación bastante confiable de la densidad media del plasma (Hewish et. al. ;1955). Calibraciones hechas en 32 ocasiones entre 1978 y 1980, cuando zonas de gran escala de densidad casi constante, existían cerca de 1 UA, dieron el siguiente resultado:

$$g = ( N \text{ cm}^{-3} / 9 )^{0.5}$$

Para periodos breves de observación, existe un problema, que estriba en que el centelleo de una fuente de radio estelar es también función de su elongación ( la elongación "c" se define como el ángulo formado entre la línea Sol-Tierra y la línea de visión Tierra-Fuente de radio estelar, (figura III.4) y si se desconoce esta dependencia para cada fuente observada, no se puede saber cual es el efecto específico de la densidad del plasma interplanetario.

La solución a este problema, consiste en observar cada fuente durante un período suficientemente largo como para hacer una buena estadística que determine lo que sería un centelleo "normal" para cada fuente como función de su elongación y entonces, poder determinar el efecto específico, debido a las fluctuaciones en la densidad del plasma.

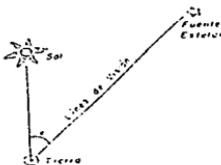


Figura III.4. La elongación (C), se define como el ángulo formado entre la línea Sol-Tierra y la línea de visión Tierra-Fuente estelar.

En el plasma del viento solar, la fluctuación rms en la densidad de electrones,  $\Delta N_e$ , disminuye con la distancia al Sol ( $R$ ) siguiendo la ley  $\Delta N_e \propto R^{-2}$  (Armstrong et. al, 1978). Esta rápida disminución provoca que la región efectiva de dispersión, esté confinada a regiones en la línea de visión cercanas al Sol, lo cual provoca que el centelleo tenga un máximo de elongaciones cercanas al Sol.

La contribución de la fluctuación de la densidad de electrones en regiones cercanas a la Tierra ( $< 0.3$  UA) no contribuye al centelleo, debido a que esta región está dentro de la zona de Fresnel (Mitchell y Roelof, 1976). La figura III.5 muestra el centelleo asociado a la fuente de radio 3C237 como función de la elongación ( $\epsilon$ ), en la cual se puede observar que el centelleo tiene un máximo de  $22^\circ$  para una frecuencia de 81.5 MHz y disminuye rápidamente para elongaciones menores.

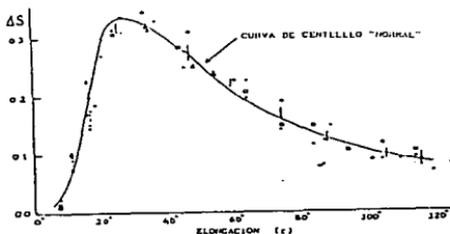


Figura III.5. Determinación del centelleo normal para la fuente estelar de radio 3C237. Se obtiene el centelleo de la fuente para diferentes elongaciones y se aplica un tratamiento con polinomios de Chebichev para obtener la curva que representa el centelleo "normal" de la fuente.

Como respuesta, para rastrear de manera sistemática las perturbaciones en el medio interplanetario, el observatorio Mullard de la Universidad de Cambridge, Inglaterra, realizó un importante proyecto que le permitió la elaboración de mapas diarios de centelleo que cubrían gran parte del cielo. Dichos mapas permitieron el rastreo de las perturbaciones en el medio interplanetario e hicieron posible trazar la trayectoria hacia atrás de tales perturbaciones, lo que permite localizar un lugar en el Sol en el que posiblemente se originó la perturbación.

El análisis de IPS realizado en la Universidad de Cambridge para obtener mapas diarios del cielo, utilizó una red de 900 fuentes de radio estelares de diámetro pequeño, permitiendo una buena definición en la zona de sensibilidad del radiotelescopio, como se indica en la figura III.6.

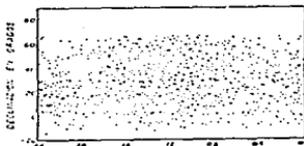


Figura III.6. Mapa del cielo que muestra la posición (ascensión recta y declinación) de cada una de las fuentes que fueron identificadas y usadas en Cambridge para producir mapas de centelleo (Bravo, 1988).

Bravo y Hewish (1988) analizaron 96 perturbaciones detectadas por medio de IPS de julio de 1978 a septiembre de 1979 y reportaron que las perturbaciones detectadas correspondían a regiones de interacción corrotante y a conchas rápidas, moviéndose radialmente hacia afuera

del Sol. Cuarenta y cuatro de las perturbaciones rastreadas se pudieron relacionar con comienzos repentinos de tormenta geomagnética, de los cuales 36 pertenecían al tipo de haces eruptivos y 8 al tipo de regiones corrotantes. De 48 comienzos repentinos sólo cuatro choques asociados a estos inicios no se lograron detectar en los mapas de centelleo antes de arribar a la Tierra. Para cada uno de los choques asociados a un inicio, el lapso de tiempo ( $\Delta t$ ) entre la primera identificación de la perturbación en el medio interplanetario por medio de IPS y el registro del comienzo repentino se muestran en el histograma de la figura III.7. Del histograma se observa que, muchas de las perturbaciones fueron detectadas con más de un día de anticipación a su arribo a la Tierra y algunas de ellas se lograron observar hasta por cuatro días durante su tránsito a la Tierra.

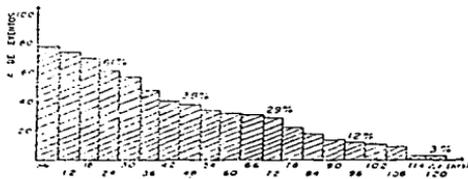


Figura III.7. Porcentaje de perturbaciones detectadas en diferentes tiempos de anticipación ( $\Delta t$ ) de su llegada a la Tierra (Bravo Hewish, 1988).

De un monitoreo constante del medio interplanetario, usando una red global de radiotelescopios para centelleo, se puede conocer mucho más acerca de las características relevantes de las perturbaciones que viajan en el medio interplanetario con dirección hacia la Tierra, con el fin de determinar la física del proceso responsable de la

generación de las tormentas geomagnéticas.

Una vez analizado algunos conceptos importantes del centelleo interplanetario, describiremos los dos arreglos de gran área mencionados al inicio del capítulo.

### III.3 El arreglo de Cambridge.

El arreglo de Cambridge tiene una extensión de 3.6 hectáreas y monitorea fuentes estelares en una frecuencia central de 81.5 MHz. El arreglo tiene una configuración dipolar de  $128 \lambda$  E-O por  $20.8 \lambda$  N-S, lo que permite la observación simultánea del paso de fuentes por el meridiano en un intervalo de declinación, entre  $-10^\circ$  y  $70^\circ$  (el intervalo de declinación esta directamente relacionado con la ubicación geográfica del observatorio), utilizando simultáneamente 16 receptores y observando cada fuente durante aproximadamente 2 minutos. La figura III.8 representa el diagrama del sistema. Un arreglo de radio para IPS proporciona diferentes opciones de operación. Este sistema opera con la configuración interferométrica, por lo cual el arreglo se dividió en dos partes iguales sobre un eje E-O, que se manejaron como switch-interferométrico de fase N-S produciendo simultáneamente salidas seno y coseno para cada declinación del lóbulo. Cada salida se conecta a un centelleador de potencia total, el cual primero filtra la salida de la señal en componentes de fluctuación baja propias del paso de la fuente de radio a través del lóbulo de la antena, luego se suman las señales y finalmente se suaviza el resultado en un filtro pasa baja. El centelleo registrado se promedia cada 10 segundos y se eliminan los datos contaminados por interferencia, ruido de origen solar ó centelleo ionosférico y se obtiene el valor "rms" del flujo centelleante ( $AS_{rms}$ ) para el tránsito de cada fuente durante el día.

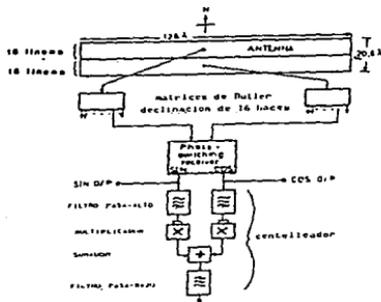


Figura III.8. Diagrama a bloques del radiotelescopio para centelleo.

### III.3.1 Frecuencia de operación.

La frecuencia de operación de un radio telescopio para IPS en el hemisferio norte está limitada a pocas bandas reservadas especialmente para radioastronomía. La operación fuera de estas bandas es difícil debido al intenso tráfico de radio que provoca severa interferencia a la pequeña señal proveniente de una fuente de radio estelar. Otro factor que debe considerarse para la optimización de la frecuencia de estudio de IPS es el costo.

La sensibilidad del radio telescopio está dada por (Duffett-Smith, 1976) :

$$\Delta S_{\min} = K \frac{kT_W}{\eta A} \left( \frac{\Delta f_1 \Delta f_2}{\Delta f_H^2} \right) \quad (\text{III.3.1})$$

donde  $\Delta S_{\min}$  es la intensidad rms mínima de centelleo detectable por el sistema cuando la temperatura de ruido es  $T_W$ ,  $\eta A$  es el área efectiva de detección, donde  $A$  es el área física del arreglo,  $\eta$  es la eficiencia de detección de la antena,  $\Delta f_H$  es el ancho de banda de alta

frecuencia,  $\Delta f_1$  es el ancho de banda de pos-detección y  $\Delta f_2$  es el ancho de banda de la fuente centellante; K es una constante de orden unitario y k es la constante de Boltzmann ( $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ ). De la ecuación (III.2.2) podemos escribir:

$$g_{\text{min}} \propto T_N (\eta A)^{-1} S^{-1} \quad (\text{III.3.2})$$

donde S es la densidad de flujo total de la fuente estelar de radio. La temperatura de ruido está determinada enteramente por la radiación de fondo intergaláctica en la banda VHF y ésta varía con la frecuencia f como:

$$T_N \propto f^{-2.55} \quad (\text{III.3.3})$$

El área efectiva del radio telecopio es proporcional al área geométrica y considerando que está cubierta por un número fijo de dipolos se tiene:

$$(\eta A) \propto f^{-2} \quad (\text{III.3.4})$$

La densidad de flujo de una fuente de radio estelar típica obedece la ley de potencia de forma:

$$S \propto f^{-0.75} \quad (\text{III.3.5})$$

Considerando limitantes básicas en la construcción del arreglo de radio se tiene que para:

a) Un área fija:

$$g_{\text{min}} \propto f^{-2.55} f^{0.75} f^{1.0} \propto f^{-0.80} \quad (\text{III.3.6})$$

b) Un número fijo de dipolos:

$$g_{\text{min}} \propto f^{-2.55} f^{2.0} f^{0.75} f^{1.0} \propto f^{1.20} \quad (\text{III.3.7})$$

Del inciso b), se sugiere una frecuencia adecuada para optimizar la sensibilidad al centelleo. Existen otros factores para determinar la frecuencia óptima de operación de un arreglo de radio tales como:

i) El "centelleo ionosférico" ( centelleo producido por la dispersión de la señal a través de la ionosfera ) se incrementa rápidamente al disminuir la frecuencia, hasta que la ionosfera se hace

opaca al centelleo cuando  $f = 10$  MHz.

ii) El índice de centelleo se incrementa con el decremento de la elongación solar ( $c$ ), hasta que la intensa dispersión lo hace indistinguible y entonces tiende a cero. El valor del centelleo varía con la frecuencia y tiene su máximo en  $c_0$  tal como se muestra en la tabla I. Entonces la frecuencia seleccionada determina qué tan cerca al Sol se puede mapear el viento solar. Un balance que considere los puntos antes mencionados lleva a un rango de frecuencia de 80 MHz a 170 MHz que corresponderá en forma adecuada a las finalidades científicas de estos arreglos de radio.

TABLA I

	$f$ (MHz)	$c_0$ (grados)
30		60
	81.5	35
	151	20

El valor de  $c_0$ , que representa la elongación mínima en la cual se puede detectar centelleo, varía con la frecuencia como se muestra en la tabla I.

### III.3.2 Dimensiones del arreglo de radio.

El tamaño del arreglo determina el número de fuentes que pueden detectarse y usarse para mapear las perturbaciones que viajan en el medio interplanetario. Entre más dipolos constituyan el arreglo, éste es más sensible al centelleo. Las experiencias del arreglo de Cambridge muestran que el número mínimo de fuentes de radio estelares necesarias para mapear el viento solar en los 7 esterorradianes de cielo visible es de 500. Este número determina las dimensiones mínimas de un arreglo de radio para detectar centelleo. En la Tabla II se

muestra la cantidad de fuentes de radio estelares centelleantes en el Cielo según el requerimiento mínimo absoluto (a), el requerimiento mínimo para trabajar (b), y el requerimiento ideal (c).

TABLA II

(a) rejilla mínima absoluta	71 fuentes centelleantes/str.
(b) rejilla mínima trabajando	142 fuentes centelleantes/str.
(c) rejilla ideal	286 fuentes centelleantes/str.

Los requerimientos de los incisos a), b) y c) calculados para un arreglo de radio que funciona en una frecuencia de 81.5 MHz. como el de Cambridge, se muestran en la tabla III. Estos requerimientos se establecen bajo las siguientes suposiciones:

- i) Al menos una de cada dos fuentes presentan centelleo.
- ii) El índice de centelleo medio de una fuente en  $\epsilon = 90^\circ$  es aproximadamente 0.1 .
- iii) El conteo de fuentes en el hemisferio norte y sur es similar.
- iv) El arreglo de radio funciona como interferómetro.
- v) La temperatura de ruido del sistema es de  $1500^\circ$  K.
- vi)  $\Delta f_H = 10^6$  Hz;  $\Delta f_l = 5$  Hz.

TABLA III

Características	$g(81.5)$ Jy	$\Delta g$ min	$\eta_A$ ( $m^2$ )
(a) Mínimo absoluto	9.7	0.32	13,900.
(b) Mínimo trabajando	6.7	0.22	20,200.
(c) Ideal	4.2	0.14	31,800.

El arreglo desarrollado en Cambridge cuenta con un área de trabajo de aproximadamente  $20,000 m^2$ . Pruebas realizadas con este arreglo han demostrado que un arreglo completo de apertura de líneas E-O, con dipolos espaciados  $\lambda/2$  ( $\lambda$  es la longitud de onda

correspondiente a la frecuencia central de detección del arreglo), presenta una eficiencia  $\eta = 0.8$  (Duffett-Smith, 1976, Nash, 1964). Considerando este valor de  $\eta$  las dimensiones del arreglo pueden expresarse de la siguiente forma:

Sea  $(\eta A) = (0.8) ab$ ; donde  $a$ ,  $b$  determinan las distancias marcadas en las figura (III.9),  $A$  es el área física del arreglo y  $\eta$  es la eficiencia de operación en éste tipo de arreglos. Entonces, el número de líneas E-O es:

$$N_{E-O} = 2b/\lambda \quad (III.3.8)$$

y el número de dipolos de onda completa por línea es:

$$D_{row} = a/\lambda \quad (III.3.9)$$

El número total de dipolos ( $N$ ) en el arreglo queda determinado por:

$$N = \frac{2 ab}{\lambda^2} \frac{2(\eta A)}{0.8\lambda^2} \quad (III.3.10)$$

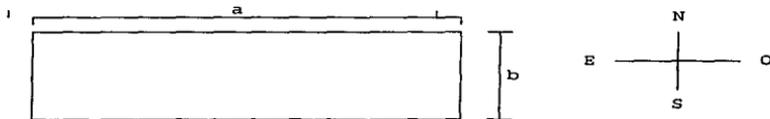


Fig. III.9. Dimensiones y orientación de un arreglo de dipolos de gran área para detectar centelleo.

El número total de dipolos para las diferentes condiciones en cada caso se muestran en la tabla IV.

Requerimientos	N	$\approx 2^p$
Mínimo absoluto	2564	2048
Mínimo trabajando	3727	4096
ideal	5867	4096

Las dimensiones máximas permisibles en la dirección E-O están determinadas por la precisión con la que se desee hacer cualquier medición de centelleo.

El tiempo que una fuente tarda en pasar por el lóbulo de la antena es (Duffett-Smith, 1976):

$$t \approx \frac{\lambda}{a} \frac{13751}{\cos \delta} \text{ seg} \quad (\text{III.3.11})$$

donde  $\delta$  es el ángulo de declinación de la fuente. Durante este tiempo, se detectan aproximadamente  $t/2$  centelleos por fuente, considerando que el ancho de banda del espectro de centelleo es de 0.5 MHz. En la tabla V se desarrollan los tres casos para una fuente con  $\delta = 20^\circ$

TABLA V

$a$	$t$	No. de centelleos	precisión $(2/t)^{1/2}$
128 $\lambda$	114	57	13%
64 $\lambda$	229	114	9%
32 $\lambda$	457	228	7%

En la tabla V, se observa que para una medición cuyo margen de error es menor de 10% la longitud del arreglo de radio no debe exceder una longitud de 64 $\lambda$  en la línea E-O. Entre mayor sea la distancia E-O, mayor será el número de líneas necesarias para enrejillar el área y mayor la complejidad del arreglo. Si 64 $\lambda$  es la longitud E-O, las dimensiones en la dirección N-S se determinan a partir de la ecuación:

$$N = \frac{2 ab}{\lambda^2} \frac{2 (\eta A)}{0.8 \lambda^2} \quad (\text{III.3.12})$$

Estas dimensiones se muestran en la tabla VI.

Una antena podría consistir de 32 ó 64 filas E-O, de dipolos de onda completa, con una separación entre filas de  $\lambda/2$  y separadas de del plano horizontal en una altura de  $\lambda/4$  (la pantalla reflectora se deberá construir de alambres paralelos estrechamente cercanos).

TABLA VI				
Requerimiento	E-O	N-S	No. de Filas	
Mínimo absoluto	64λ	16λ	32	
Mínimo trabajando	64λ	32λ	64	
Ideal	64λ	32λ	64	

### III.3.3 Configuración de la antena.

Existen tres formas por medio de las cuales el arreglo de radio puede operar como radiotelescopio.

#### i) Configuración de potencia total.

Todos los elementos del arreglo se conectan a una sola unidad de centelleo y toda la energía recibida se mide directamente. La salida del radiotelescopio en función del tiempo se muestra en la figura III.10.

La respuesta a la fuente de radio se ve sobrepuesta a ligeros cambios o deflexiones propios del ruido del sistema. Estas deflexiones son mayores que las asociadas a la fuentes de radio y cambian con las variaciones de temperatura. Este modo de operación no es muy usado en radioastronomía. Como en las investigaciones de IPS sólo son importantes las fluctuaciones de potencia de las fuentes de radio, se puede colocar un filtro externo para eliminar las pequeñas fluctuaciones de la señal.

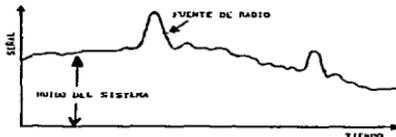


Figure III.10. Señal de salida para un arreglo en configuración de potencia total en función del tiempo.

La ventaja principal de este modo de operación es el poder duplicar la sensibilidad para el centelleo con requerimientos mínimos de partes receptoras.

ii) Configuración cambio de fase E-O

El arreglo se divide en dos partes iguales a lo largo del bisector N-S, y las dos mitades operan como un interferómetro múltiple. La salida del telescopio como función del tiempo se muestra en la figura III.11.

Es importante notar que no hay una correlación de ruido entre la temperatura de ruido y el nivel de referencia cero.



Figura III.11. Señal de salida para un arreglo en configuración E-O en función del tiempo.

iii) Configuración cambio de fase.

La antena se divide en dos partes iguales a lo largo del bisector E-O, y las dos mitades resultantes operan como un interferómetro múltiple. La salida del telescopio como función del tiempo se muestra en la figura III.12.

La respuesta de la fuente de radio se puede ver como una función seno cuadrado positiva ó negativa dependiendo de su posición con respecto al patrón de franjas N-S.

Los méritos y desventajas relativos de las tres configuraciones se muestran en la tabla VII. Es importante notar que las configuraciones de cambio de fase N-S- y E-O, ofrecen grandes

flexibilidades en las observaciones de radioastronomía aunque son mucho más complejas y reducen la sensibilidad para el centelleo.

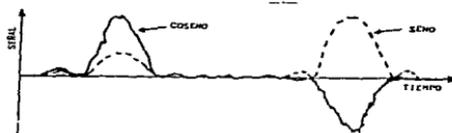


Figura III.12. Señal de salida de un arreglo en configuración N-S. La respuesta a la fuente de radio es positiva o negativa dependiendo de la posición de la fuente de radio respecto al patrón de franjas N-S.

#### III.3.4 Control de declinación por cambio de fase.

El arreglo de antenas es un instrumento diseñado para direccionarse en declinación y ver el tránsito del cielo por el meridiano central. El control de la declinación de los lóbulos generados por el arreglo de dipolos de longitud  $\lambda/2$  se logra por medio de la variación de la fase de la corriente eléctrica que alimenta cada dipolo del arreglo (Shelton, 1961; Moody, 1964). Si la señal para cada línea del arreglo se combina con diferentes incrementos de fase, el lóbulo principal del patrón de la antena podrá dirigirse a diferentes puntos de declinación, la figura III.13 muestra un lóbulo direccionado en tres declinaciones diferentes sobre el meridiano central correspondiente al lugar donde se ubica el arreglo de radio.

Una de las maneras más ampliamente usadas para controlar la fase de la corriente que alimenta a cada uno de los dipolos del arreglo es por medio de la matriz de Butler. Una matriz de Butler comúnmente usada consiste de acopladores híbridos de 3 db que combinan de la

manera más eficiente las señales de cada una de las 64 líneas (para mínimo trabajo) en 64 formas posibles para generar un conjunto de 64

Configuración	Ventajas	Desventajas
ESTRECHA TOTAL	El costo de construcción que sea o más. Menores máximas más simples. Una serie de Butler con la mitad de elementos. Faltan etapas para simplificar.	El problema de interferencia que sea o más. Distorsión Butler de simple completo. Problemas para determinar el nivel de interferencia.
CAMBIO DE FASE EN	Mayor respuesta a interferencia.	Tiene la mitad de simplificación de construcción que 2-2. Más complejo a cada que sea.
CAMBIO DE FASE EN	Mayor respuesta a interferencia. Se requiere más etapas de la mitad de tamaño que sea.	Tiene la mitad de simplificación de construcción que sea. Más complejo a cada que sea. Se requieren etapas de fase para 2-2.

lóbulos con diferentes declinaciones que cubran el mayor rango de declinación disponible para la antena, ver figura III.13 (Shelton 1968, Shelton et. al. 1979, Shelton et. al. 1961).

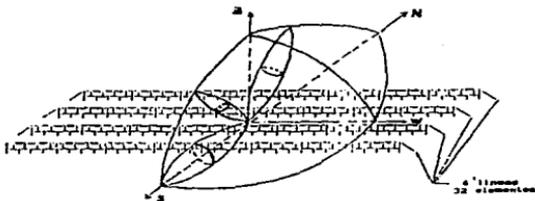


Figura III.13. El lóbulos principal del arreglo se direcciona a diferentes puntos de declinación, barriendo todo el meridiano central, lo que permite observar todas las fuentes en tránsito por el cielo.

Si la separación entre las líneas de los dipolos que conforman el arreglo es de  $\lambda/2$ , no se generará una respuesta secundaria en el patrón de la antena. Un rango aceptable en declinación para cualquier arreglo de dipolos puede ser  $+80^\circ < \delta > -10^\circ$ . De las experiencias de Cambridge se ha encontrado que empleando dos matrices de Butler simultáneamente se obtiene una cobertura amplia del cielo. La matriz de Butler podría tener 88 lóbulos cubriendo todo el rango de declinación posible para la antena.

### III.3.5 Detalles de operación del arreglo de radio para IPS.

La figura III.14 muestra un diagrama para una antena propuesta de 64 dipolos de onda completa por línea, los cuales se dividen en cuatro secciones de 16 dipolos cada una. Cada uno de los 16 dipolos alimentados por una línea de transmisión termina en un preamplificador.

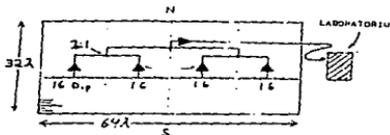


Figura III.14. Un arreglo de  $32\lambda$  N-S por  $64\lambda$  E-O. Cada 16 dipolos se conectan a un preamplificador, los cuatro preamplificadores de cada línea se conectan a un segundo estado de preamplificación del cual se envía la señal a un laboratorio.

La figura III.15 muestra un sistema para un arreglo de configuración de potencia total. Cada uno de los 88 lóbulos se conectan a su propio receptor y centelleador que consiste de un variador de frecuencia, un preamplificador de frecuencia intermedia



La señal de salida producto de los 88 haces se monitorean pasando a un convertidor analógico-digital. Las señales digitalizadas se envían por modem telefónico para su análisis y almacenaje.

### III.4 El arreglo de Thaltej y Rajkot.

#### III.4.1 Introducción.

En este capítulo se hablará de los radiotelescopios que se encuentran en la India que son el de Thaltej y Rajkot, que trabajan a 103 MHz. y pertenecen al laboratorio físico Researh.

Estos radiotelescopios están diseñados para detectar el centelleo interplanetario, este fenómeno de centelleo interplanetario es un radio analógico de el parpadeo de estrellas en el cielo. Cuando el radio recoge oscilaciones de una fuente distante de radio, entra en el medio interplanetario plasma solar, conteniendo irregularidades, hecho al azar la fase derivada, estando puesta sobre el frente de onda que estuvo en el plano casi antes de entrar a este medio. Esta derivación aleatoria de fase propaga ondulaciones e interfiere una con otra. Este proceso causa fluctuaciones de intensidad de radio de la fuente que se observa de la Tierra. Este es el mecanismo básico de centelleo interplanetario. Como el plasma solar contiene irregularidades por el soplo através de la línea de visión un observador fijo (que necesita ayuda de un sensor de radiotelescopio). puede registrar este fenómeno para un número de objetivos científicos que pueden ser:

- 1) Para calcular la variación de densidad y el tamaño en la escala de las irregularidades en el plasma en el medio interplanetario.

- 2) Para calcular la velocidad del viento solar por comparación de las fluctuaciones espaciales del patrón através de su rumbo.

- 3) Para calcular el tamaño del ángulo de la fuente en un rango de

0.1-1 parccsec.

Aquí existen dos radiotelescopios operando a 103 MHz. en Thaltej (cerca a Ahmedabad) y Rajkot. Aquí había una radiotelescopio más que se encontraba en Surat y los tres radiotelescopios estuvieron operando simultáneamente y dieron algunos resultados sobre la velocidad del viento solar por comparación de las fluctuaciones espaciales del patrón através de su rumbo, pero el radiotelescopio de Surat sufrió muchos daños debido a la lluvia, interferencia local de radio y seguridad. Este radiotelescopio tuvo que ser abandonado y los radioastrónomos están planeando por un mejor sitio para el tercer radiotelescopio.

Cada radiotelescopio consiste de cinco sub-sistemas:

- 1) Arreglo de Antenas.
- 2) Preamplificadores.
- 3) Red de lóbulos.
- 4) Receptor
- 5) Sistema de adquisición de datos.

#### -III.4.2 Arreglo de antenas.

Hay 64 arreglos en cada radiotelescopio. El área física de colección de el radiotelescopio es de 5,000 m<sup>2</sup> y 20,000 m<sup>2</sup> en Rajkot y Thaltej respectivamente. El radiotelescopio de Thaltej inicialmente tuvo un área de colección de 5,000 m<sup>2</sup>, que se incrementó a 20,000 m<sup>2</sup> en dos fases. Un arreglo individual está a lo largo de Este-Oeste y consiste en dipolos de una longitud de onda, separados por media longitud de onda. Los dipolos estan transpuestos alternándose así la señal de dos dipolos y se suman en fase. Están 16 y 64 dipolos en cada arreglo en Rajkot y Thaltej respectivamente. Para incrementarse la eficiencia de los dipolos, se usa una malla de alambre como reflector a distancia de

un cuarto de longitud de onda abajo de los dipolos. Figura III.16a y III.16b muestran una porción del arreglo de antenas de Rajkot y Thaltej. La señal recibida por cada dipolo es colectada por un alambre de línea de transmisión. La línea de transmisión está sobre pasto para un bajo ruido de los preamplificadores en el campo.



Figura III.16. Arreglo de Rajkot y Thaltej.

#### III.4.3 Preamplificadores.

El radiotelescopio tiene 64 preamplificadores, uno para cada arreglo. Se ven en la figura III.16a y III.16b en las cajas blancas, los preamplificadores están diseñados en promedio con un factor de ruido de 2 o menor y seleccionados para amplificar a 103 MHz. Otro importante y principal deseo de los preamplificadores es su estabilidad en fase. Una buena fase y ganancia estable de el preamplificador obtiene una exactitud de la formación del rayo. Para una buena (relación) estabilidad a lo largo de la fase ( $\pm 1.5^\circ$ ) y la ganancia ( $\pm 0.5$  db). El ancho de banda de cada uno de los preamplificadores está dentro de 7 MHz. Los preamplificadores están en casas especiales de metal empaquetadas con material aislante térmico y eléctrico.

#### III.4.4 Red de lóbulos.

La señal recibida por cada arreglo y amplificador es llevada de los preamplificadores por un cable coaxial subterráneo para el

edificio receptor. El arreglo está dividido en dos grupos de 32 cada uno (Norte y Sur). Para cada grupo tiene una matriz de Butler (BM). La Matriz de Butler es un mecanismo pasivo el cual con un patrón de abanico de 32 lóbulos dan la salida de 32 arreglos. Así los dos arreglos de 32 forman un sólo lóbulo. Un ensayo de este sistema se muestra en la figura III.17. El ángulo de alcance de cada uno se abre  $\pm 30^\circ$  respecto al eje.

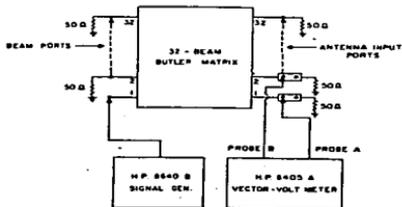


Figura III.17. Ensayo del sistema.

#### III.4.5 Receptor.

El radiotelescopio es normalmente usado en modo de interferómetro. Para que la señal de los dos lóbulos sea idéntica, el subgrupo Norte y el otro subgrupo Sur son conectados en un tipo de correlación receptor. El diagrama de bloques de el receptor se muestra en la figura III.18. La señal recibida de 103 MHz. de los dos lóbulos idénticos es convertida en una señal (IF) de 30 MHz. con un respectivo ancho de banda de 2 MHz. Estas dos salidas IF son multiplicadas. Como

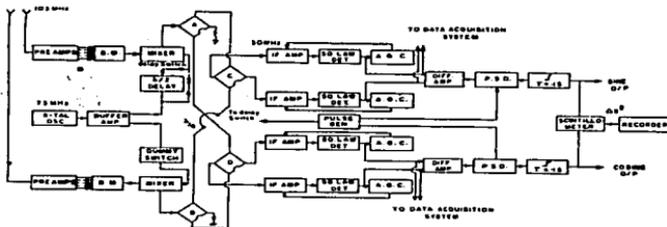


Figura III.18. Diagrama de bloques del receptor.

resultado de Tiempo-promedio no se relaciona con voltajes de ruido produciendo cero en voltaje de directa en la salida multiplicada. Sin embargo una pequeña fuente de radio produce una relación de la magnitud de la señal y de aquí la salida multiplicada es proporcional a la intensidad de la pequeña fuente de radio y esta variación es temporal. (Que es lo principal debido a las irregularidades del plasma solar). Las salidas de los receptores estan en la forma de dos componentes Coseno y Seno. Como este interferómetro Es un Norte-Sur para fijar una fuente de radio durante el movimiento, el Seno y/o Coseno se defasan. Este defasamiento se muestra en la figura III.19. Una parte de las señal seno y coseno es rayada en el centellómetro. Esta unidad cuadrada de la parte del centelleo de las dos señales y las sumas, se integran sobre un período de tiempo constante de 47 seg. La salida de esta unidad es proporcional al cuadrado del flujo de centelleo de la fuente de radio.

#### III.4.6 Sistema de adquisición de datos.

Este sistema consiste de dos partes:

- 1) Registrador analógico.
- 2) Registrador digital.

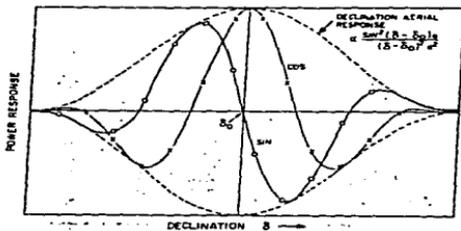


Figura III.19. Defasamiento.

El registrador analógico contiene tres canales; seno, coseno y centellómetro y es llevado sobre un registro. El propósito principal de esto es monitorear y analizar los datos preliminares. Los detalles del análisis de los datos del IPS es sacado en forma digital.

El sistema digital de adquisición de datos consiste de un microprocesador, usado como un convertidor analógico-digital (ADC). Este tiene un microprocesador Z80, esta asociado a memorias, puertos periféricos, A/D de 12 bits, Reloj/contador, multiplexores, muestreador y retenedor. En la presente la frecuencia de muestreo es de 20 Hz. pero puede ser variada pensando en el software y de aquí proporcionar flexibilidad. El sistema es un menú-manejador y puede ser programado para la observación de fuentes de radio en adelante. el sistema es extensible a un monitor y más canales de registro. Una vista de el receptor y el sistema de adquisición de datos de Rajkot se muestra en la figura III.20.

El radio telescopio en Thaltej y Rajkot está en uso regular desde

1983. Varias investigaciones científicas tienen que ser llevadas fuera usando (IPS) la observación de este radiotelescopio.



Figura III.20. Receptor y sistema de adquisición de datos.

#### IV .- Arreglo de Radio de Teoloyucán.

##### IV.1 Historia de la construcción del arreglo prototipo para detectar IPS.

En México, a partir de 1992, se trabaja en un radiotelescopio para detectar centelleo interplanetario y actualmente se encuentra ya en operación un arreglo prototipo. El radiotelescopio es un proyecto concebido en el Instituto de Geofísica de la UNAM. Este prototipo empezó a construirse en el campo 3 de la FES, Cuautitlán, pero después se trasladó a los terrenos de la estación geomagnética de Teoloyucán, Estado de México. En este lugar, se designó un espacio que permitiera la colocación física del proyecto así como todas las facilidades requeridas para su desarrollo.

##### IV.1.1 Características físicas del arreglo.

La banda de frecuencia protegida, asignada por la Secretaría de Comunicaciones y Transporte (SCT) para su operación fue de 138.9 MHz a 140.4 MHz, con una frecuencia central  $f_c = 139.65$  MHz; esto implica un ancho de banda de 1.5 MHz. Las principales características de diseño son:

- a) frecuencia central de operación: 139.65 MHz.
- b) ancho de banda: 1.5 MHz.
- c) elemento básico: dipolo de onda completa.
- d) número de elementos: 256.
- e) número de líneas: 4.
- f) número de receptores: 4.
- g) número de matrices de Butler: una, de cuatro puertos.
- h) configuración de la antena: potencia total.

El elemento básico de detección del arreglo es un dipolo de media longitud de onda ( $\lambda=2.13$  m), que está hecho de alambre desnudo de cobre del #14/AGW conectado a una línea de transmisión paralela, construida de alambre de cobre desnudo del #14/AGW, la separación entre la base de cada dipolo sobre la línea de transmisión es de una longitud de onda ( $\lambda$ ) y cada línea de transmisión básica está cargada con 16 dipolos. Para mantener constante la distancia entre los conductores de cobre paralelos en la línea de transmisión fue necesario usar aisladores de plástico, lo cual permitió mantener la impedancia y capacitancia de la línea de transmisión constante.

El diagrama de la figura IV.1 indica las medidas de una antena unidad de 4 dipolos que forman parte del prototipo.



Figura IV.1. Dimensiones de una antena unidad de 4 dipolos.

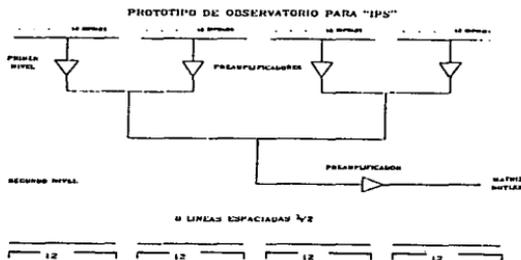


Figura IV.2. Diagrama general del arreglo prototipo

La figura IV.2 muestra el diagrama general del arreglo prototipo en el cual, cada grupo de 12 dipolos se conecta a un preamplificador *nivel uno* y posteriormente, un segundo preamplificador *nivel dos*, los combina y alimenta a una matriz de Butler, utilizada para proporcionar los cambios de fase requeridos.

El primer paso a realizar, fué ubicar correctamente la orientación del terreno; ya que, necesita una orientación E-O, además que la superficie del terreno debería ser horizontal. Una vez alineado el terreno, se llevó a cabo la colocación de los postes que soportarían el arreglo. El diagrama general de los postes se muestra en la figura IV.3, la cual nos ilustra la separación y cantidad de postes que soportarán el arreglo, así como el tamaño del terreno utilizado. Como se puede ver en esta figura, el hecho de realizar un arreglo prototipo, implica que, su construcción deberá realizarse con

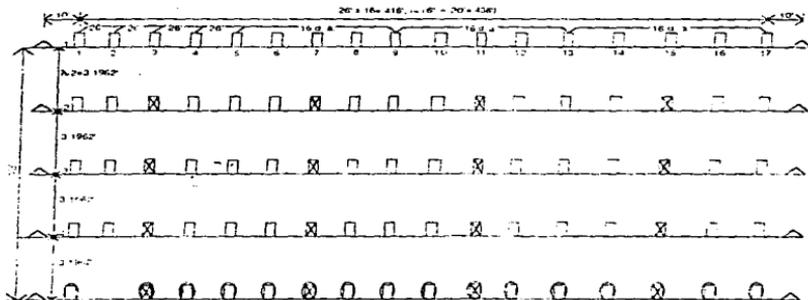


Figura IV.3. Tendido del arreglo.

bastante cuidado, ya que, el arreglo definitivo, se encuentra en función directa de los resultados y experiencias obtenidas del arreglo prototipo; esto quiere decir que, si el arreglo prototipo resulta satisfactorio en su puesta en marcha, es de esperarse que para el arreglo definitivo no habrá problemas significativos, ya que la única variación que se tendrá, será la del tamaño. Es por esto que, resulta de gran importancia la correcta construcción.

La figura IV.4, nos muestra las características de la colocación y perforaciones que tienen cada uno de los postes, además de sus dimensiones.

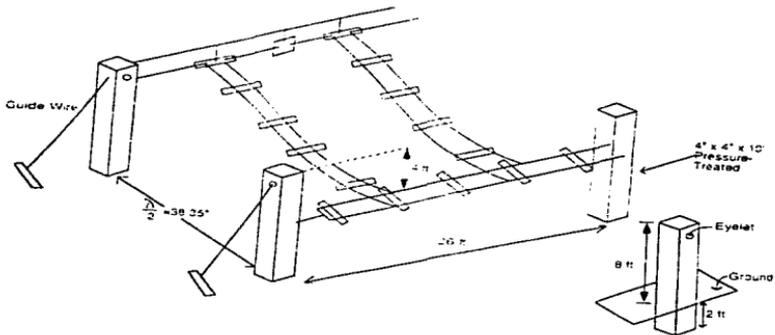


Figura IV.4 Detalles de construcción.

La figura IV.5 nos muestra algunas características de cada uno de los dipolos. Entre ellas podemos contar: medida del dipolo, separación entre de líneas de transmisión, separación de aisladores, material de que están hechos los tubos aisladores, etc.



Posteriormente se construyeron las líneas de transmisión, para ser ensambladas con los dipolos. Después, se realizaron pruebas de impedancia para la antena; con ello, se ratificó la satisfactoriedad de dicha impedancia.

La figura IV.6, nos muestra algunas características físicas de las líneas de transmisión elaboradas.

La figura IV.7, nos muestra otro detalle del arreglo, el cual consiste de el montaje de postes y línea de nylon donde el arreglo será sostenido.

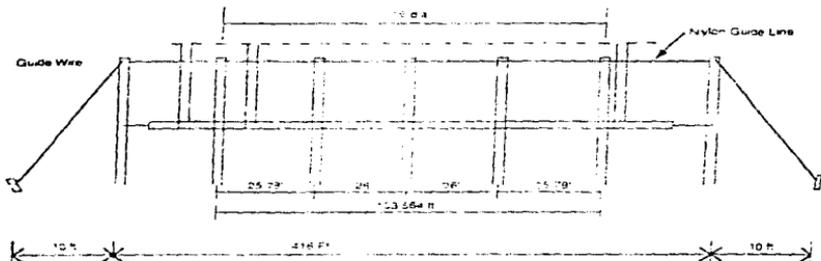


Figura IV.7: Detalle del arreglo.

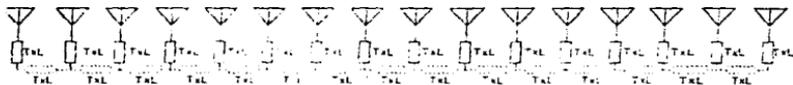


Figura IV.8: Diagrama de bloques de una línea con 16 dipolos.

La construcción de un radiotelescopio para detectar IPS en México, tiene como objetivo principal, conformar una red de monitoreo

de perturbaciones en conjunto con los observatorios de Inglaterra y la India; lo que permitirá mejorar el estudio sistemático de las perturbaciones que viajan en el viento solar.

Una de las ventajas de este radiotelescopio, es que por la ubicación geográfica de México en bajas latitudes, no se presentará el problema de intenso ruido ionosférico presente en altas latitudes y considerando la longitud para cada observatorio:  $0^{\circ}$  para Inglaterra,  $72^{\circ}$  para la India y  $260^{\circ}$  para México (como se muestra en la figura IV.9) se podrá formar un triángulo de

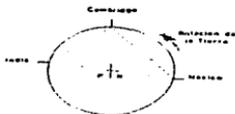


Figura IV.9. Ubicación geográfica de los observatorios.

observación, lo que permitirá el barrido del cielo tres veces por día, permitiendo la observación ininterrumpida de la región de la Tierra hacia el Sol. Es decir; durante las doce horas de noche en la India, el arreglo de México estará mirando del lado hacia el Sol y viceversa, el arreglo de Cambridge observará durante parte de la noche de la India y parte del día de México.

#### IV.1.2 Electrónica del arreglo.

La electrónica del arreglo, consiste en las etapas que una señal de IPS recorre desde que es detectada por el arreglo, hasta que llega al graficador, el cual nos dará la información necesaria para su futura interpretación física.

#### IV.1.2.1 Descripción general.

Para iniciar con el estudio de la electrónica del arreglo, se describirá a continuación, en una forma general las etapas en que se divide la electrónica del arreglo, para que después, nos dediquemos a detallar cada una de ellas.

El recorrido de la señal inicia cuando llega al arreglo de antenas. Las antenas que se encuentran divididas en bloques de 16 y se encuentran conectadas en paralelo, reciben la señal y esta, una vez que llega, pasa por un balun, el cual se encarga de acoplar la impedancia de la antena que es de 200  $\Omega$  a una impedancia de 50  $\Omega$ . Después del acoplo de impedancias realizado por el balun; la señal es amplificada mediante circuitos amplificadores. Esta amplificación se hace en bloques de 16 antenas por bloque y luego de que se amplifica, lo que se hace es tomar la señal amplificada de dos bloques para que pasen a un un combinador. Una vez combinadas las señales, vuelven a ser amplificadas y pasan a una matriz de Butler, el cual es una clase de circuito que consta de juntas híbridas y cambiadores de fase. En la matriz de Butler, las señales al salir de ella sufren una excitación de igual magnitud para todas pero con una diferencia de fase constante entre ellas. Una vez que las señales pasan por la matriz de Butler, llegan a los receptores, y es allí donde pasan por un proceso, el cual consiste en:

- Sintonización de la señal mediante un RF switch.
- Mezclado de la señal con un MIXER trabajando a la par con un oscilador.
- Filtrado de la señal con un filtro pasa-banda.
- Señal FI mediante la amplificación y el control de ganancia.
- Amplificación de la señal de FI.

Ya que pasó por este proceso, la señal llega a la tarjeta de video,

donde pasa por un detector, luego es amplificada, filtrada y llega a un switch de conversión analógico-digital, el cual es controlado por una tarjeta reloj. Después la señal llega a una etapa de integración, luego es amplificada para que pueda llegar a su último destino que es el graficador.

Como se puede ver, el camino que sigue la señal es bastante interesante, pero es así como nosotros podemos traducir una señal dada por el universo en un lenguaje de radio, el cual es más fácil de comprender, a la vez que, nos proporciona un punto de partida para realizar estudios más formales acerca de como se comporta el universo y el lenguaje en el cual expresa su comportamiento.

La figura IV.10, nos muestra un diagrama del sistema, hasta los receptores.

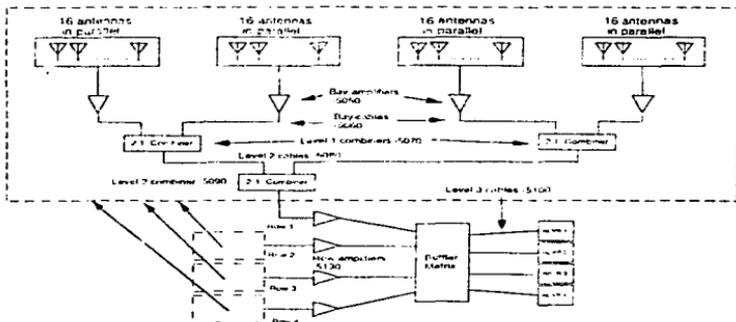


Figura IV.10. Diagrama de bloques del sistema.

#### IV.1.2.2 Análisis de las etapas.

##### a) Balun.

La primera etapa por considerar, es cuando la señal llega a la antena, la cual tiene una impedancia de  $200 \Omega$  y dicha impedancia, debe ser acoplada a la impedancia de la línea de transmisión, la cual presenta una impedancia de  $50 \Omega$ . Para poder acoplar estas impedancias, se requiere el uso de un acoplador de impedancias para balancear el sistema. Este sistema de balanceo de impedancias recibe el nombre de BALUN.

El uso del balun para el arreglo parte del siguiente principio: una línea de transmisión de cables gemelos (línea de transmisión de cables paralelos) es una línea simétrica, mientras que un cable coaxial es inherentemente desbalanceado. Esto se debe a que los conductores interno y externo del cable coaxial no se encuentran acoplados a la antena en el mismo camino; ellos proporcionan el desbalance. El resultado de este desbalance, es un flujo neto de corriente (parásita) a tierra sobre la parte exterior del conductor externo. Esto se muestra en la figura IV.11, donde se indica además su equivalente eléctrico.



Figura IV.11. Línea coaxial desbalanceada.

La cantidad de corriente  $I_3$  sobre la parte exterior del conductor, está determinada por la impedancia  $Z_g$  de la cubierta externa a la tierra. Si  $Z_g$  fuera muy largo,  $I_3$  se reduciría en forma

significativa.

Una vez entendido el principio bajo el cual se hace imprescindible el uso del balun, bastará con decir que, para realizar el acoplo de impedancias, es necesario utilizar un balun con una bobina de núcleo de ferrita, el cual se encuentra acoplado entre las dos cargas. Un balun con bobina de núcleo de ferrita proporciona una alta impedancia con lo que se logra eliminar casi en su totalidad la corriente parásita. Además presenta un devanado de tipo bifilar alrededor del núcleo de ferrita.



Figura IV.12. Balun de tipo toroidal con núcleo de ferrita y devanado bifilar.

En base a lo anterior, podemos decir que los baluns proporcionan el acoplamiento de impedancias de  $200 \Omega$  a  $50 \Omega$ ; esto permite evitar el desbalance de la información recibida. Además de acoplar las impedancias, el balun ofrece una disminución en el factor de inserción de ruido del sistema.

El balun utilizado en el arreglo, presenta las siguientes

**características:**

- alambre bifilar del # 18
- núcleo de ferrita de 0.017 pies
- devanado de 7 vueltas
- diámetro interior de 0.75 pulgadas
- diámetro exterior de 1.2 pulgadas

La figura IV.13 ilustra el balun utilizado en el arreglo.

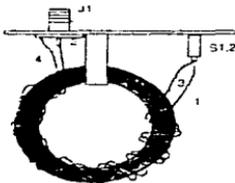


Figura IV.13. Balun utilizado en el arreglo.

**b) Amplificadores.**

Los amplificadores utilizados son los ZFL-500LN de la marca Mini-Circuits. Estos amplificadores son de bajo ruido. La función de estos componentes, es amplificar la señal que llega al arreglo; ya que la potencia con la que llega la señal es muy baja. Cada amplificador es alimentado con un voltaje de 15 V cd y además tienen sus adaptadores para ser conectados a la salida del balun y a la entrada de los combinadores. La figura IV.14, muestra el diagrama esquemático y físico del amplificador ZFL-500LN.

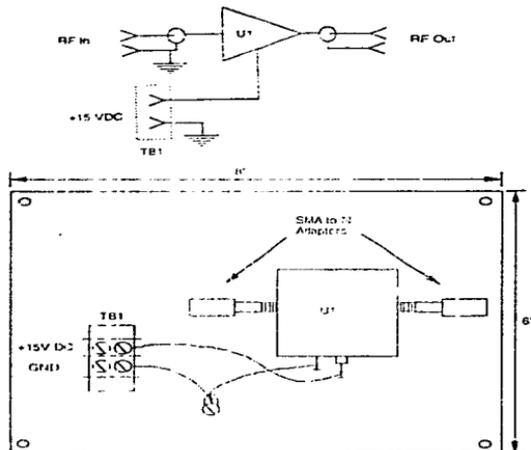


Figura IV.14. Amplificador ZFL-500LN.

**Características de operación:**

El amplificador ZFL-500LN trabaja en un rango de frecuencia de 0.1 a 500 MHz. Su ganancia mínima es de 24 dB. Su potencia de salida es de + 5 dBm; y su potencia de cd es de 15 V con 60 mA de corriente.

La figura IV.15 nos muestra algunas gráficas de las características del amplificador, como por ejemplo: la ganancia, directividad y la razón de ondas estacionarias.

**c) Combinadores**

La función del combinador, es recibir las señales amplificadas de cada bloque de antenas y ponerlas en fase para ser nuevamente amplificadas. El combinador utilizado para el arreglo es el ZFSC-2-1W, fabricado por Mini-Circuits. El combinador realiza la suma de señales

ZFL-500LN

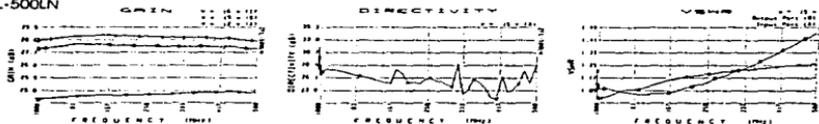


Figura IV.15. Gráficas de características del ZFL-500LN.

de cada bloque del arreglo total.

La figura IV.16, nos ilustra el diagrama esquemático del combinador así como su diagrama físico.

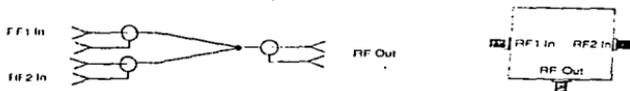


Figura IV.16. Combinador ZFSC-2-1W.

Características de operación del combinador ZFSC-2-1W:

El combinador ZFSC-2-1W trabaja en un rango de frecuencia de 1 a 750 MHz. Su fase de desbalance es para bajo, medio y alto, de 2, 4 y 4 grados respectivamente. La amplitud de desbalance es para bajo, medio y alto, de 0.15, 0.15 y 0.3 dB respectivamente. El rango de aislamiento para bajo, medio y alto de 30 a 20, 28 a 20 y 25 a 20 dB respectivamente.

La figura IV.17 nos muestra algunas gráficas de las características de operación del combinador ZFSC-2-1W; por ejemplo las pérdidas de inserción, aislamiento y la razón de ondas estacionarias.

d) Matriz de Butler.

La matriz de Butler, es un circuito que se compone de juntas de tipo híbrido y cambiadores de fase. Posee en forma general N puertos

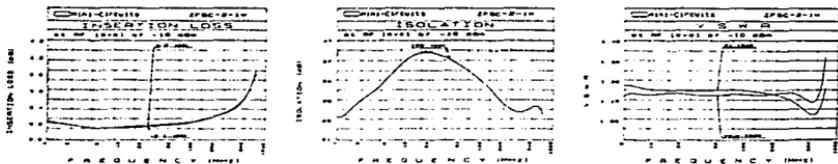


Figura IV.17. Gráficas de características del ZFSC-2-1W.

de salida o elementos de radiación, en la cual una señal en cualquier entrada produce una excitación de igual magnitud en todos los puertos de salida, pero con una diferencia de fase constante entre ellos, resultado de la radiación en cierto ángulo del espacio.

La matriz de Butler tiene  $2^n$  entradas y  $2^n$  salidas. Tiene además  $(N/2) \log_2 N$  juntas híbridas, donde  $N = 2^p$  ( $p$  es un número entero). Las salidas son la transformada de Fourier de las entradas. El esquema de la matriz de Butler es idéntico al de la FFT (Transformada de Fourier Rápida). Una matriz de Butler convencional puede formarse usando un acoplador híbrido simétrico de 3 dB. Cada matriz puede usarse como un bloque de construcción para uno más grande. Las configuraciones son simétricas alrededor del eje longitudinal que divide los puertos de entrada y salida en dos mitades, excepto para los más pequeños, que no son simétricos en la mitad de la trayectoria entre los puertos de entrada y salida. La figura IV.18 nos muestra el ensamble de la matriz de Butler para el arreglo.

En una matriz de Butler, los puertos de alimentación corresponden a un plano focal, y las salidas corresponden a la región de colimación. Es posible la operación de la lente en la dirección

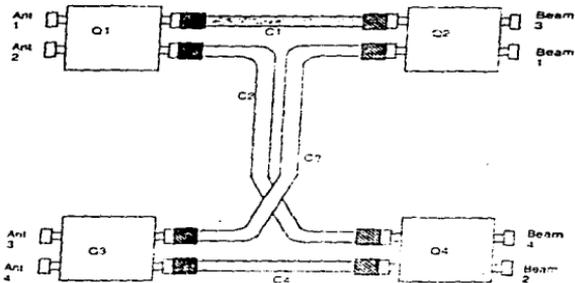


Figura IV.18. Ensamblaje de la matriz de Butler.

inversa, rearreglando los puertos de entrada y sumando cambios de fase apropiados en algunos de los puertos de entrada. Sin embargo, además de las características del lente bidireccional del circuito, el circuito no puede exhibir simetría física entre los puertos de entrada y salida. Es evidente que una matriz simétrica en el eje central entre los puertos de entrada y salida sean idénticos. De esta manera la mitad de la matriz corresponderá a un sistema tipo reflexión, en el cual las posiciones de alimentación están en el plano de apertura.

La figura IV.19, muestra el diagrama esquemático de la matriz de Butler.

e) Receptores (RECEIVERS).

La etapa del receptor, consiste en un proceso importante, en el cual la señal es preparada en forma más detallada para llegar al graficador. Dada la importancia de esta etapa, será necesario

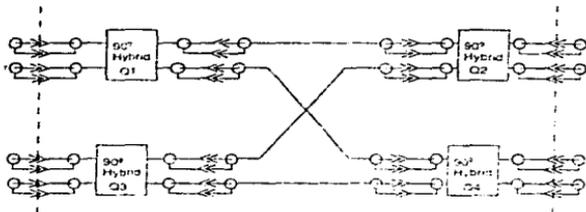


Figura IV.19. Diagrama esquemático de la matriz de Butler.

dividiría en subetapas para su mejor comprensión.

El diagrama general del receptor, se ilustra en la figura IV.20.

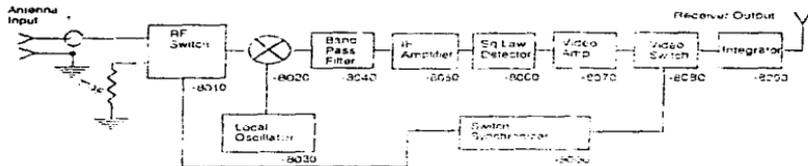


Figura IV.20. Diagrama de bloques del receptor.

1. RF Switch. Este es el primer componente del receptor con el cual se encuentra la señal. El RF switch, cumple la función de un sintonizador de señales. El RF switch utilizado, es el YSWA-2-SODR de Mini Circuits. La figura IV.21 nos muestra el diagrama esquemático, así como el diagrama físico del RF switch.

Las características de operación del RF switch son: voltaje de operación de 7.5 V. Aislamiento de entrada-salida 31 a 27 dB. Pérdidas

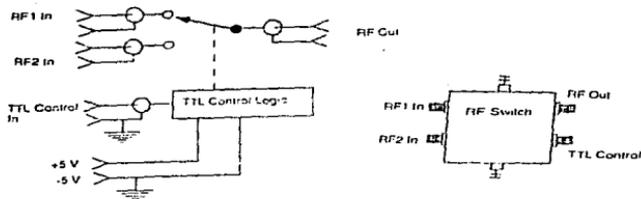


Figura IV.21. Diagrama esquemático y físico del RF switch.

por inserción de 1.4 a 1.9 dB. Banda de compresión de frecuencia de 20 a 17 dBm. Rango de frecuencia de hasta 5 GHz. La figura IV.22 nos muestra algunas gráficas de las características de operación del RF switch; por ejemplo pérdidas de inserción, aislamiento y la razón de ondas estacionarias.

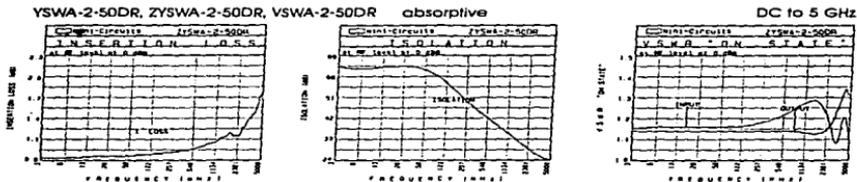


Figura IV.22. Características de operación del RF switch.

ii. Mezclador. El mezclador, que trabaja con la ayuda del oscilador, realiza la suma y diferencia de frecuencias para la obtención de la frecuencia central. La figura IV.23 nos muestra el

diagrama esquemático y físico del mezclador y del oscilador.

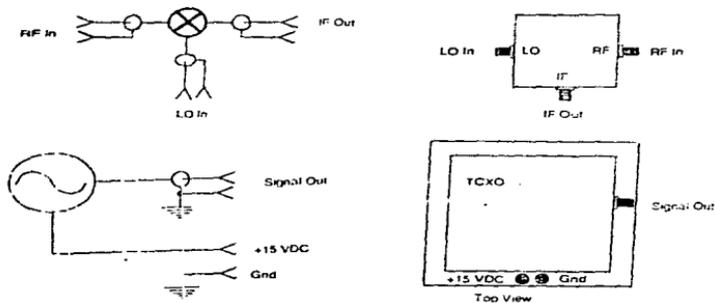


Figura IV.23. Diagrama esquemático y físico del mezclador y del oscilador.

Características de operación: El mezclador utilizado es el ZFM-11 de Minicircuits. Este mezclador trabaja a una frecuencia para RF de 1 a 2000 MHz y para IF de 5 a 600 MHz. Las pérdidas por conversión son de 8.5 dB. El aislamiento de RF es de 35 a 25 dB y el de IF es de 27 a 20 dB.

El oscilador local utilizado es el CO254C36-SW el cual funciona para tener una frecuencia central de 139.65 MHz.

En su conjunto (mezclador-oscilador local) hacen que las frecuencias obtenidas (una vez sumadas y restadas) nos proporcionen la señal con una frecuencia central de 139.65 MHz.

iii. Filtro pasa-banda. Una vez mezclada la señal, esta pasa por un filtro pasa banda, el cual nos da una respuesta de frecuencia nominal, como se ilustra en la figura IV.24.

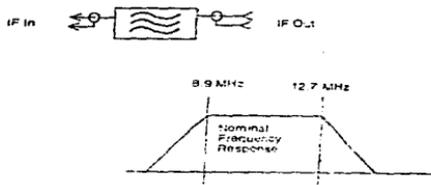


Figura IV.24. Esquema del filtro pasa banda.

iv. Señal de FI y amplificador de FI. En esta etapa, se realiza la amplificación y el control de la ganancia de la señal de FI. Para ello, se utilizan dos amplificadores: uno de ganancia variable y uno de baja potencia. Estos amplificadores van interconectados, de tal forma que la ganancia a la entrada del amplificador de ganancia variable sea de 17 db, y en la salida del amplificador de baja potencia se tenga una ganancia de 20 dB. Esto se ilustra en el diagrama esquemático del amplificador de FI (figura IV.25).

Los amplificadores utilizados son: el ZFL-1000G (ganancia variable) y el ZFL-500 (baja potencia).

El ZFL-1000G trabaja en un rango de frecuencias de 10 a 1000 MHz, su ganancia es de 17 dB, su potencia máxima es: a la entrada +10 dBm y a la salida de +3 dBm. Su voltaje de operación de CD es de 15 V.

El ZFL-500 trabaja en un rango de frecuencias de 0.05 a 500 MHz, su ganancia es de 20 dB, su potencia máxima es: a la entrada +5 dBm y a la salida de +9 dBm. Su voltaje de operación de CD es de 15 V.

La figura IV.26 nos muestra el ensamble de los amplificadores de FI.

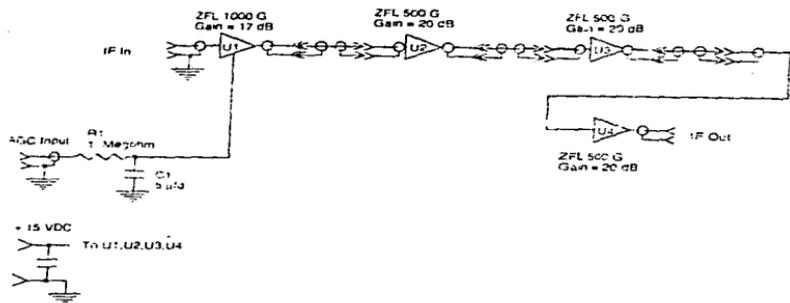


Figura IV.25. Diagrama esquemático del amplificador de IF.

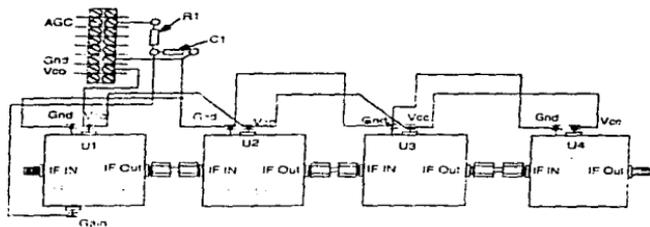


Figura IV.26. Ensamble de amplificadores de FI.

v. Tarjeta de video. La tarjeta de video es el último circuito por el que tiene que pasar la señal desde que inició su aventura por los dipolos del arreglo. Esta tarjeta de video, se divide para su

estudio en las siguientes etapas:

- Detector.
- Etapa de amplificación.
- Filtrado.
- Tarjeta reloj (switch analógico digital).
  - i) Etapa de integración.
  - ii) Amplificación.
  - iii) Salida al graficador.

Como se puede ver, en la tarjeta de video es donde la señal se depura y digitaliza, para poder obtener las trazas de las señales recibidas. Esto nos permitirá realizar un estudio más formal del IPS.

Una vez amplificada la señal de FI, esta entra a la tarjeta de video. La primera etapa por la que pasa la señal, una vez que se encuentra en la tarjeta de video, es la etapa de detección. El detector funciona como un filtro; ya que al llegar la señal de FI, la filtra para poder procesarla. La constante de tiempo del detector es de 1 segundo; además consta de un diodo 1N4150, una resistencia de 1 M $\Omega$  en paralelo con un capacitor de 1  $\mu$ F. La figura IV.27 nos muestra el diagrama esquemático del detector.

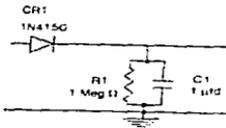


Figura IV.27. Diagrama esquemático del detector.



y la figura IV.30 el diagrama de la tarjeta reloj.

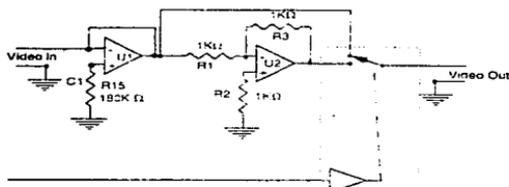


Figura IV.29. Switch de video.

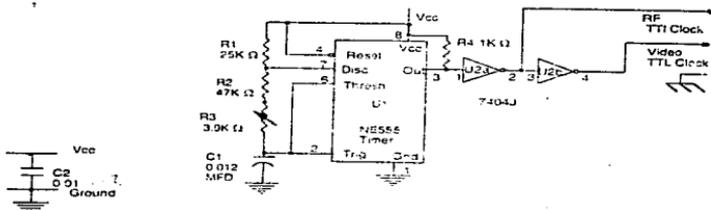


Figura IV.30. Tarjeta reloj.

Después de pasar por dos buffers, la señal pasa por un integrador. En el integrador la señal se encuentra lista para llegar al graficador. Si variamos la constante de integración, podremos prepararla para el graficador.

Luego de ser integrada la señal, esta es amplificada nuevamente y ya está en condiciones de llegar al graficador.

Como se pudo observar, el proceso que sigue la señal es un poco

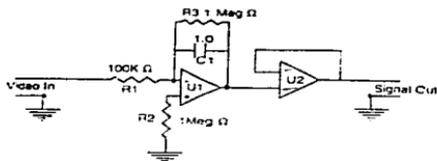


Figure IV.31. Integrador.

complejo; pero esto es necesario para poder obtener una señal ya procesada y en condiciones de ser analizada mediante una gráfica o mediante análisis en software. Claro está que para analizar la señal con software, es esencial implementar programas computacionales que nos permitan profundizar en el análisis de IPS y con ello fundamentar, en base a experimentación, la parte teórica de tan importante campo de investigación.

A continuación ilustraremos mediante gráficas tomadas con el osciloscopio y el ploter, el proceso que sigue la señal. Concretamente ilustraremos las siguientes gráficas:

- a) Antes del receptor (figura IV.32).
- b) Salida del RF switch (figura IV.33).
- c) Salida del MIXER (figura IV.34).
- d) Salida de la etapa de amplificación de FI (figura IV.35).
- e) Salida del detector (figura IV.36).
- f) Salida del integrador (figura IV.37).
- f) Salida que va al graficador o a la computadora (figura IV.38).

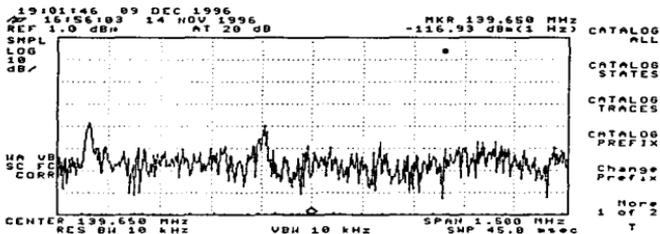


Figura IV.32. Señal antes del receptor.

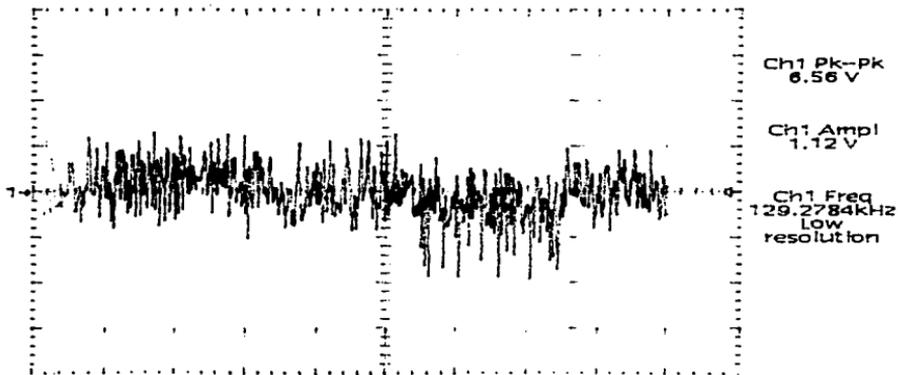


Figura IV.33. Salida del RF switch.

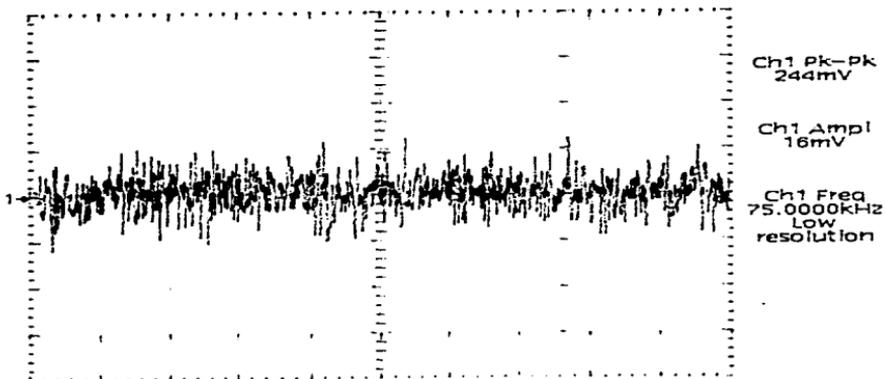


Figura IV.34. Salida del mezclador (mixer).

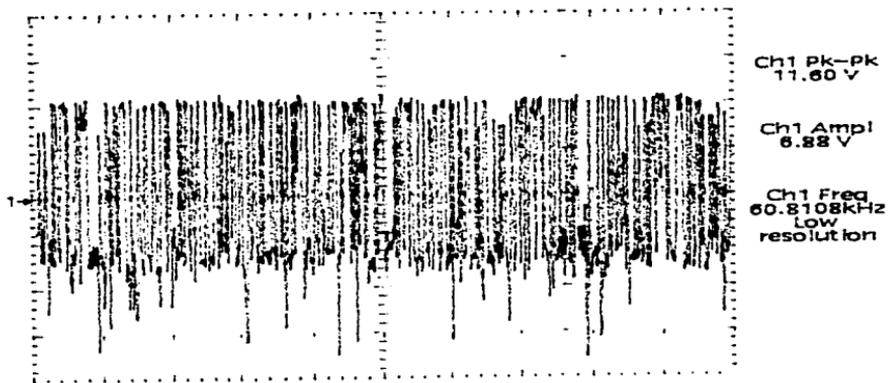


Figura IV.35. Salida de la etapa de amplificación de FI.

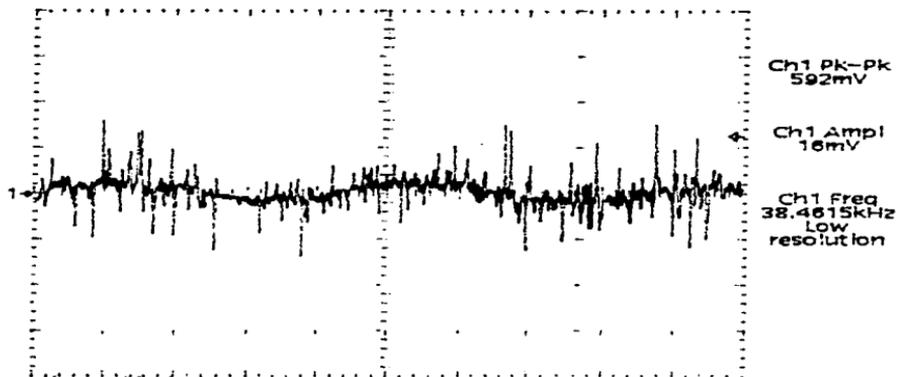


Figura IV.36. Salida del detector.

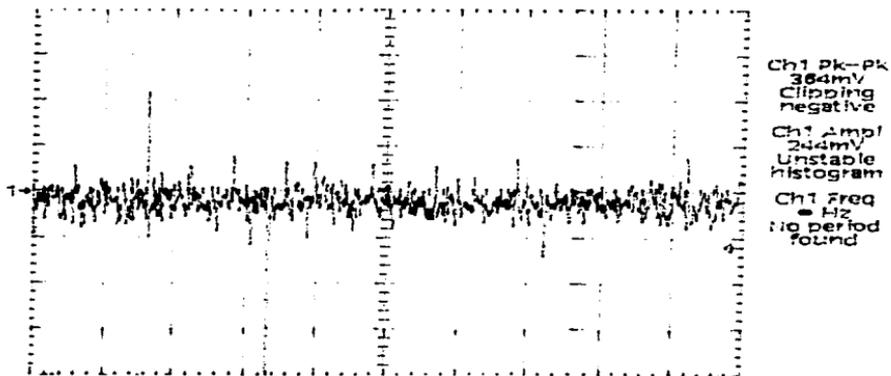


Figura IV.37. Salida del integrador.

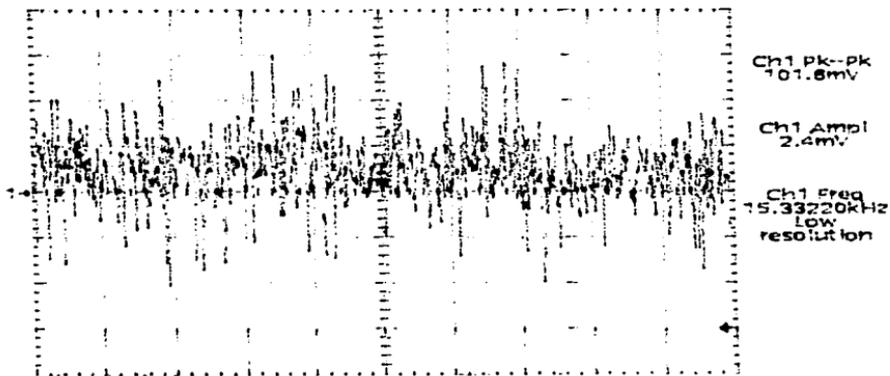


Figura IV.38. Salida que va al graficador o a la computadora.

#### IV.2 Técnica para realizar pruebas de ruido empleando el analizador de espectros.

Para tener una idea de la forma en que se llevan a cabo las pruebas de ruido empleando el analizador de espectros, es necesario introducir los conceptos básicos del uso y aplicaciones del analizador de espectros. Para ello, se dará una breve introducción de dichos conceptos básicos.

##### IV.2.1 El analizador de espectros.

Una herramienta muy útil y con gran demanda en el campo de trabajo de la telescopía de radio, es el analizador de espectros. Este instrumento, representa una formidable ayuda en todo lo que tiene relación con las señales de radio. Para ello, se describirá de manera

breve sus características generales, para su uso y aplicación en el análisis de señales de radio.

El analizador de espectros utilizado, es el HP 8590 SERIES SPECTRUM ANALYZER, el cual cubre señales de radio y microondas en un rango de frecuencias de 9 KHz a 12.8 GHz.

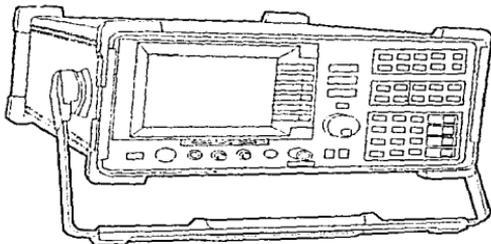


Figura IV.39. HP 8590 Series Spectrum Analyzer.

El analizador de espectros, cuenta con una colección de accesorios, los cuales permiten que el aparato sea más versátil en cuanto a sus funciones que realiza. Los accesorios son:

- Tarjeta de memoria de 32 KB.
- Tarjeta de memoria propia.
- Adaptador tipo N macho a BNC hembra.
- 2 adaptadores BNC macho a NNC hembra.
- Adaptador BNC macho a SMA hembra.
- Conector APC-3.5 mm hembra a hembra.
- Conector de referencia.
- Cable de 50  $\Omega$  BNC.
- Cable SMA macho a tipo N macho.
- Cable de 750  $\Omega$  BNC.
- Cable SMA macho a SMA macho.

- Cable de 75  $\Omega$  BNC.
- Cable de potencia.

El analizador de espectros es un instrumento de tipo portátil, por lo que requiere tan solo de una fuente de poder. Los requerimientos para 115 V son:

- Voltaje de entrada : 90 a 132 V<sub>rms</sub>.
- Frecuencia : 47 a 440 Hz.
- Potencia : < 500 VA , < 180 W.

El analizador de espectros permite guardar la información de las señales en una tarjeta de memoria o bien se puede utilizar alguna impresora o plotter para registrar (si así se desea) la colección de datos de las señales analizadas.

Ahora, conoceremos las funciones básicas del analizador de espectros. Por tal motivo, iniciaremos con una breve descripción de las características del tablero frontal del analizador (figura IV.40).

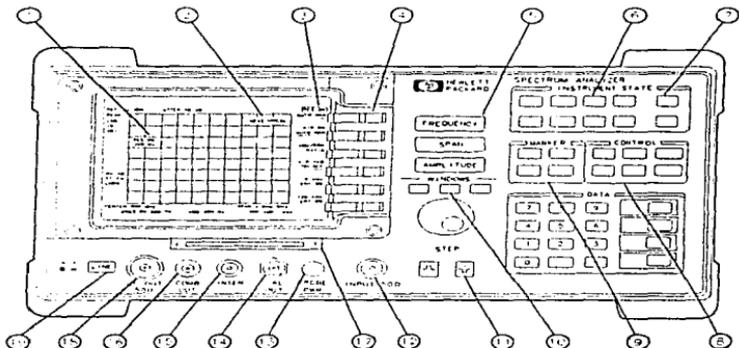


Figura IV.40. Tablero frontal del analizador de espectros.

Siguiendo la numeración que se indica en la figura IV.11, explicaremos cada una de las partes.

1 Bloque de función activada: es el espacio de la pantalla que indica la activación de la función. Muchas de las funciones que aparecen en este bloque, pueden ser cambiadas, utilizando el botón de datos.

2 Bloque de mensaje: es el espacio sobre la pantalla donde los mensajes MEAS UNCAL y el asterisco (\*) aparecen. Si una o más funciones están manualmente desacopladas, y la amplitud o la frecuencia llegaran a estar descalibradas; aparecerá MEAS UNCAL. (Use AUTO COUPLE y AUTO ALL para reacoplar las funciones). El asterisco indica que la función se encuentra en progreso.

3 Etiquetas escritas : es la anotación sobre la pantalla próxima a las llaves sin etiqueta. Muchas de las llaves etiquetadas del tablero frontal accesan menues de las llaves referidas.

4 Llaves luminosas: son llaves sin etiquetar próximas a la pantalla.

5 FREQUENCY, SPAN y AMPLITUDE: son las tres teclas largas gris oscuro, que activan las funciones primarias del analizador de espectros y accesan menues de funciones referidas.

6 INSTRUMENT STATE: funciones que modifican el estado de todo el analizador de espectros. Rutinas de autocalibración y menues de funciones especiales, son accesadas con estas teclas. La tecla PRESET borra la pantalla del analizador de espectros para conocer su estado. La tecla MODE accesa al modo de operación actual del analizador de espectros y permite cambiar a cualquier modo de operación disponible en el mismo.

SAVE y RECALL salvan y revocan trazos, estados, tablas de límite-línea, factores de corrección de amplitud y programas hacia o desde la tarjeta de memoria. SAVE y RECALL además, salvan y revocan lo

anteriormente mencionado pero, hacia o desde la memoria propia del analizador de espectros.

7 COPY: imprime o grafica datos de la pantalla.

8 CONTROL: accesa menues de funciones que permiten ajustar la resolucíon del ancho de banda, ajusta el tiempo de barrido, manda y manipula trazos de datos y además controla el display del analizador de espectros.

9 MARKER: marca las funciones de control, registra frecuencias y amplitudes a lo largo de la traza del analizador de espectros; automáticamente localiza las señales de amplitud más grande y guarda la señal en la posición de marca en el centro de la pantalla.

10 Llaves de ventana: cambian el modo del display para ventanas. Permiten el intercambio de ventanas y control de la zona de expansión y su localización.

HOLD, es una llave que activa o desactiva funciones.

11 Llaves DATA: permiten cambiar el valor numérico en una función que se encuentra activada.

12 INPUT 50  $\Omega$ : es la entrada de la señal para el analizador de espectros.

13 PROBE PWR: proporciona potencia para las pruebas de alta impedancia en CA o en otros accesorios.

14 CAL OUT Proporciona una señal de calibración de 300 MHz en -20 dBm.

15 VOL-INTEN: El boton VOL-INTEN cambia la brillantez del display.

16 100 MHz COMB OUT: provee una señal de referencia de 100 MHz que presentan armónicos de arriba de 22 GHz.

17 Tarjeta de memoria lectora: lee hacia una tarjeta de memoria.

18 RF OUT 50  $\Omega$ : proporciona una salida a la fuente para el generador de rastreo.

19 LINE: activa y desactiva el analizador de espectros.

Una vez conocidas las funciones básicas del analizador de espectros, realizaremos una pequeña prueba de medición. Para ello, es bueno señalar que, antes de hacer una medición, se debe tener precaución de no exceder la potencia máxima de entrada, que para el analizador de espectros es de + 30 dBm (1 Watt) continuo y 50 V CD (acoplo CA) o 0 V CD (acoplo CD). La atenuación de entrada debe ser 10 dBm o más.

Comenzaremos a utilizar el analizador de espectros para medir una señal de entrada. Una señal de calibración de 300 MHz (CAL OUT) se puede disponer fácilmente y la usaremos como señal de entrada. Los pasos a seguir para cubrir con nuestro objetivo son los siguientes:

- 1 Active el analizador de espectros, presionando la tecla LINE. Espere un momento, para que el proceso de activación sea completado.
- 2 Presione la tecla verde PRESET.
- 3 Conecte en el analizador de espectros un cable apropiado que vaya del CAL OUT a la entrada de 50  $\Omega$ .
- 4 Ponga la frecuencia. Para ello es necesario presionar la tecla FREQUENCY; con esto, aparecera el letrero CENTER en el lado izquierdo de la pantalla, lo que indica que la función de frecuencia central está activada. La etiqueta CENTER FREQ aparece en la parte opuesta de la pantalla e indica que la frecuencia central es la función activa. El bloque función activa, es el espacio sobre la pantalla dentro de la cuadrícula, donde los mensajes de la frecuencia central aparecen. Las funciones que aparecen en este bloque permiten que los valores puedan ser cambiados con la perilla o con la tecla espaciadora. Ponga la frecuencia central en 300 MHz con la tecla DATA, presionando 300 y la tecla MHz.
- 5 Presione la tecla SPAN, el cual se encuentra desplegado en el

bloque de función activa; la etiqueta SPAN aparecerá en la pantalla para indicarnos que es la función activada. Reduzca el SPAN a 20 MHz usando la perilla, presione la tecla de abajo o presione 20 y la tecla MHz.

6 Cuando el pico de una señal no aparezca sobre la pantalla, es necesario ajustar el nivel de amplitud sobre la pantalla. Presione la tecla AMPLITUDE. Con ello, aparecerá REF LEVEL.0 dBm en el bloque de función activa. la etiqueta RE LVL aparecerá en la parte opuesta de la pantalla, para indicar que el nivel de referencia es la función activada.

La figura IV.41 muestra la relación entre la frecuencia central y el nivel de referencia. El cuadrado en la figura representa la pantalla del analizador de espectros.

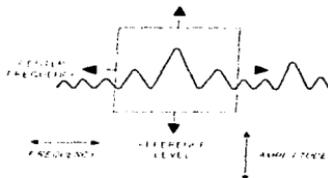


Figura IV.41. Relación entre frecuencia central y nivel de referencia.

7 Se puede colocar una marca con figura de diamante (rombo) en el pico de la señal, para encontrar la frecuencia y amplitud de la señal.

Para activar una marca, presione la tecla MKR. La etiqueta MARKER NORMAL aparecerá en el lado opuesto de la pantalla, para mostrar que se encuentra activada. Gire la perilla para situar el MARKER en el pico de la señal.

Puede usar además la tecla PEAK SEARCH, la cual automáticamente se

sitúa en el pico más alto de la gráfica.

Una vez realizado estos pasos, la pantalla mostrará algo parecido a la figura IV.42. La frecuencia es desplegada en forma horizontal y la amplitud (potencia) en forma vertical. Con ello, lo único que tiene que leer es la frecuencia y la amplitud y de esta manera habremos realizado una medición básica.

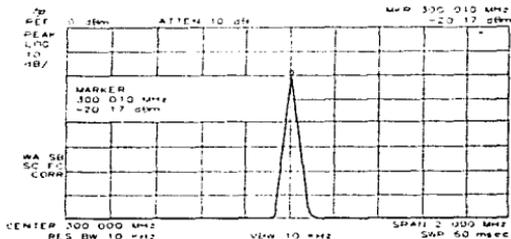


Figura IV.42. Display mostrado al realizar una medición básica.

Debido a la utilidad del analizador de espectros, es necesario conocer la forma en la cual, se pueden salvar datos y gráficas que nos permitan tener información impresa de los fenómenos que se están estudiando. Para ello, introduciremos las instrucciones básicas en el proceso de salvar estados, gráficas, etc. en la memoria del analizador de espectros o en la tarjeta externa.

La primera parte es para salvar en la memoria del analizador de espectros.

- Salvar un estado en la memoria del analizador de espectros:

a) Seleccionar datos.

b) Presionar SAVE. Si CARD está subrayado, presione INTERNAL CARD para seleccionar INTERNAL. Seleccionando INTERNAL, se selecciona la memoria del analizador de espectros.

c) Presione STATE-INTERNAL, REG será desplegado en la pantalla.

d) Teclar un número del 1 al 8 y con ello el estado será grabado automáticamente.

- Salvar una gráfica en el analizador de espectros:

a) Al salvar los datos de una traza se salvan los datos de la traza y el estado.

b) Poner el título deseado DISPLAY y CHANGE TITLE.

c) Seleccionar la traza a salvar.

d) Presionar SAVE. Si CARD está subrayado, presionar INTERNAL CARD para seleccionar INTERNAL.

e) Presionar TRACE-INTRNL, esto despliega el menú de TRACE A, TRACE B ó TRACE C.

f) Presionar TRACE A, B ó C para la traza que desea salvar. En el display aparecen REGISTER # y MAX REG #. El número después de MAX REG # indica el número de registro máximo que puede entrar para el almacenamiento de la traza en la memoria del analizador.

Ahora, para salvar en la tarjeta de memoria de 32 KB del analizador de espectros, se debe tener en cuenta que esta tarjeta de almacenamiento es parte de los accesorios del propio analizador y por lo tanto presenta ciertas características de uso como por ejemplo:

- El almacenamiento de datos se hace mediante prefijos.

- Los tipos de datos que puede almacenar son: estados, trazas, factores de corrección de amplitud, imágenes y programas.

- Las funciones de catálogo disponibles son: ALL, STATES, TRAZAS, PREFIJOS, DLP, AMP COR, LMT LINE y DELETE FILE-LOAD FILE.

La figura IV.43, ilustra a la tarjeta de almacenamiento del

analizador de espectros.

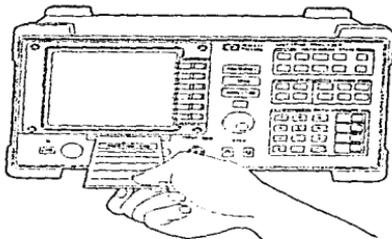


Figura IV.43. Tarjeta de almacenamiento del analizador de espectros.

- Salvar un estado en la tarjeta de almacenamiento del analizador de espectros:

- a) Presionar DISPLAY o CONFIG, (change prefix), mover las teclas para indicar el prefijo bajo el cual se desea salvar.
- b) Si no se desea especificar con un prefijo, el estado será llamado con un nombre de archivo que contiene S-(número de registro).
- c) Presionar SAVE. Si INTERNAL CARD se encuentra subrayada, presione INTERNAL CARD para seleccionar CARD. Seleccionando CARD, selecciona la tarjeta de memoria como el dispositivo de almacenamiento.
- d) Presione STATE-CARD. REGISTER # y PREFIX los cuales aparecen en el display del analizador de espectros.
- e) Mueva el teclado de números para poner un registro numérico y presione ENTER.

- Para llamar un estado:

- a) Presione SAVE o RECALL. Si INTERNAL CARD esta subrayado, presione INTERNAL CARD para seleccionar CARD.
- b) Presione CATALOG CARD, entonces CATALOG STATES. Mover la perilla para resaltar los datos de estado. Los datos de estado pueden llamarse

especificando el prefijo y el número de registro.

c) Mueva CHANGE PREFIX para poner el prefijo, o deje el prefijo existente.

d) Presione RECALL. Si INTERNAL CARD esta subrayado, presionar INTERNAL CARD para seleccionar CARD.

e) Presionar CARD-STATE.

f) Poner el número de registro bajo el cual fue salvado el estado y posteriormente presionar ENTER.

- Para salvar una traza:

a) Presione DISPLAY o CONFIG y después CHANGE PREFIX para poner un nuevo prefijo o cambiar el existente. Si no se especifica un prefijo, la traza será salvada con el nombre del archivo el cual consiste de S-(número de registro).

b) Si se desea poner un título de pantalla, esto se logrará usando DISPLAY y después CHANGE TITLE.

c) Seleccionar la traza a salvar.

d) Presionar SAVE. Si INTERNAL CARD esta subrayado, presionar INTERNAL para seleccionar CARD. Presionar TRACE CARD para entrar al menú de TRACE A, TRACE B ó TRACE C.

e) Presionar las teclas correspondientes a la traza que se desea evaluar: TRACE A, B ó C. En la pantalla del analizador de espectros aparecerán REGISTER # y PREFIX.

f) Mueva el teclado numérico para poner el número de registro y presione ENTER.

Los datos de la traza saldrán con un nombre de archivo que contiene una "L" como prefijo actual, un guión bajo (-) y el número de registro. La "t" denota que el archivo contiene datos de la traza.

- Para llamar una traza:

a) Presionar SAVE o RECALL. Si INTERNAL CARD esta subrayado, presionar

INTERNAL CARD para elegir CARD.

b) Presionar CATALOG CARD y después CATALOG TRACES. Mueva la perilla para seleccionar la traza por recuperar.

c) Presione LOAD FILE. Los datos de la traza son puestos en la traza B.

Los datos de la traza también pueden reemplazarse especificando el prefijo y el número de registro:

1. Mover CHANGE PREFIX para poner el prefijo, o usar el prefijo existente.

2. Presionar RECALL. Si INTERNAL CARD está subrayado, presionar INTERNAL CARD para seleccionar CARD.

3. Presionar CARD-TRACE para entrar al menú de TRACE A, TRACE B y TRACE C.

4. Seleccionar la traza en la cual se desea almacenar los datos de la traza, presionando TRACE A, TRACE B ó TRACE C.

5. Poner el número de registro bajo el cual fue salvada la traza y después presionar ENTER. La traza recuperada es puesta en la pantalla.

#### IV.2.2. Pruebas de ruido para el ancho de banda asignado (estudio final).

Esta tesis concluye con el estudio de pruebas de ruido realizadas para el ancho de banda asignado por la Secretaría de Comunicaciones y Transportes (SCT), el cual como sabemos tiene una frecuencia central de 139.65 MHz y un ancho de banda de 1.5 MHz.

El estudio de pruebas de ruido se realizó utilizando una antena omnidireccional, un dipolo, una antena Yagi y el arreglo prototipo. Se debe tomar en cuenta que todos fueron diseñados para captar en el ancho de banda asignado.

El estudio de ruido consiste en detectar mediante los diferentes tipos de antenas y el analizador de espectros, que en el ancho de banda asignado, no se encuentre alguna señal de transmisión generada por el hombre, ya sea por medio de estaciones de transmisión comerciales, del gobierno y radioaficionados.

Nuestro estudio de pruebas de ruido lo podemos dividir en dos partes:

- a) Pruebas de ruido con la antena omnidireccional, dipolo y con la antena Yagi.
- b) Pruebas de ruido con el arreglo prototipo, tomado por bloques separados y arreglo total.

Lo que tendremos que confrontar en el análisis son dos puntos muy importantes:

- i) La variación de la amplitud del nivel de ruido.
- ii) La sensibilidad.

El resultado de estos análisis una vez realizadas las pruebas, es que, al utilizar la antena omnidireccional, el dipolo y la antena Yagi

podemos observar que la amplitud del nivel de ruido para estos elementos, es muy baja. Esto se debe a que, entre otros factores, la cantidad de dipolos en estos elementos es muy pequeña, lo cual redundo en una captación más modesta y además, en estos elementos no se presentan amplificadores que aumenten la amplitud de las señales que llegan en forma demasiado débil, lo que se ve reflejado en el nivel de ruido.

Otra desventaja de estos elementos, es que, la sensibilidad que presentan es muy débil, es decir, que no son capaces de detectar señales muy débiles.

En una de las gráficas obtenidas se logra observar un pico importante (antena omnidireccional), esto no implica la detección de alguna fuente natural de radio, sino que es el resultado de una transmisión efectuada por alguien.

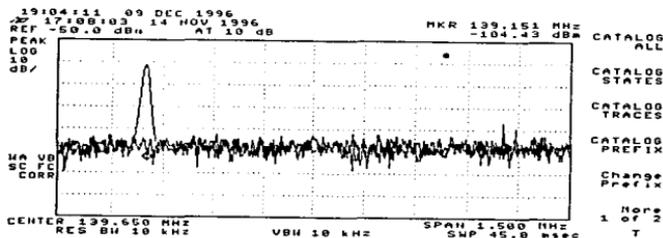
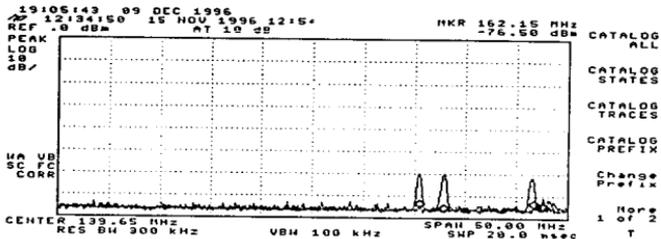


Figura IV.44. Gráficas utilizando la antena omnidireccional



IV.45. Gráficas utilizando el dipolo.

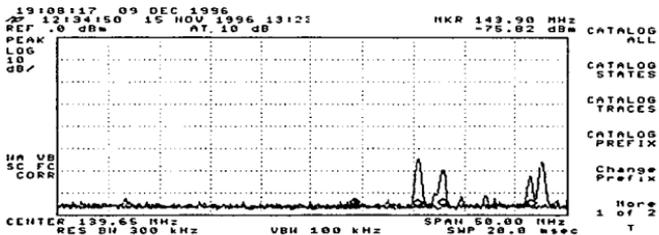


Figura IV.46. Gráficas utilizando la antena Yagi.

Otra posible causa a la que se puede atribuir la presencia de dicho pico, esta referida al oscilador local de los receptores del arreglo, que en ese instante se encontraban en funcionamiento y que por defecto de blindaje de dichos osciladores, se encontraban transmitiendo al medio circundante y por consecuencia fue detectada dicha transmisión por la antena omnidireccional. Cabe señalar además, que, en ciertos casos se tomo un ancho de banda de 50 MHz para que el analizador de espectros nos mostrara algo; ya que al reducir el ancho a su banda original (1.5 MHz) el analizador no captaba nada.

Para las pruebas de ruido utilizando el arreglo prototipo, el panorama resultó significativamente distinto. Esto se vió reflejando en el nivel de ruido y en la sensibilidad; ya que para este caso, se pudo observar que al tomar por separado cada bloque de dipolos y luego el arreglo en su conjunto; el nivel de ruido aumentó en forma considerable, además la sensibilidad se mejoró. Esto se debe a que el arreglo tiene una área efectiva considerablemente mayor que los elementos antes utilizados. Otra razón fue que en el arreglo prototipo se implementaron los amplificadores y con ello las señales obtenidas fueron de mayor amplitud.

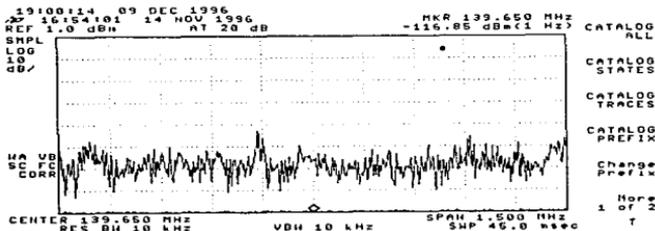


Figura IV.47. Gráfica de arreglo prototipo (BLOQUE 1).

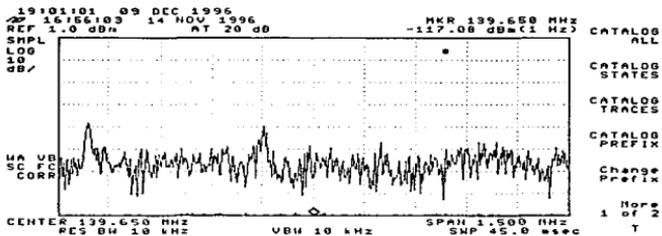


Figura IV.48. Gráfica de arreglo prototipo (BLOQUE 2).

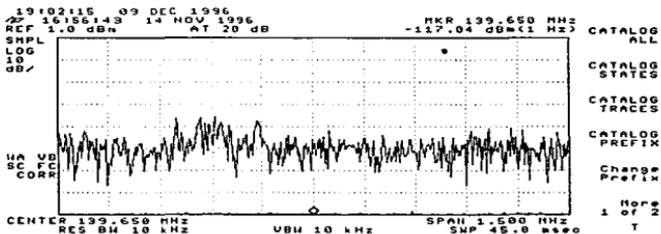


Figura IV.49. Gráfica de arreglo prototipo (BLOQUE 3).

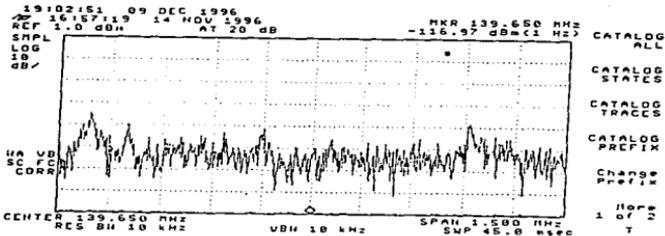


Figura IV.50. Gráfica de arreglo prototipo (BLOQUE 4).

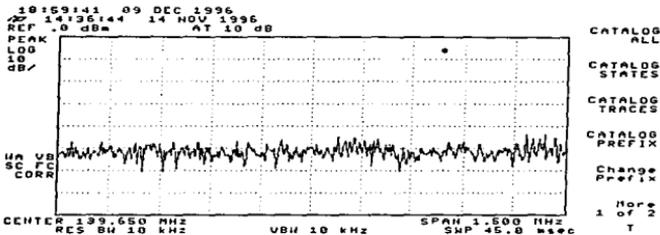


Figura IV.51. Gráfica de arreglo prototipo (TOTAL).

## CONCLUSIONES

Ahora que me encuentro a punto de acabar con la tesis: he encontrado entre algunas cosas que la física dispone de tantos terrenos baldíos ávidos de ser ocupados bajo cualquier subterfugio; otra cosa que me llama la atención es todo el tiempo ocupado en su elaboración, que resultó bastante pausada y generó en mí desesperación y en mi asesora molestia (bastante comprensible en ella). Pero sobre todo, esta tesis me hizo comprender bastantes cosas que antes no podía visualizar y que espero saber reflexionarlas con detalle.

Hablar de conclusiones de una tesis, nos remite a una sola idea: el absoluto. Claro es, que absolutizar un trabajo nos lleva a recorrer un camino lleno de contraposiciones por parte de los demás; así que, tratando de evitar tal situación, no llamaría a lo siguiente "mis conclusiones", sino mis comentarios acerca del trabajo desarrollado.

Estos comentarios son:

i) La telescopía de radio representa un medio importante para la investigación de los fenómenos físicos relacionados con la relación Sol-Tierra, que resulta digna de ser analizada por algún "consejero matrimonial".

ii) La implementación de diseños electrónicos capaces de ayudar al procesamiento de señales, representan un punto muy valioso para la telescopía de radio; ya que sin ellos, sería difícil (por no decir imposible) obtener los elementos necesarios para el estudio e interpretación de cualquier tipo de señal recibida.

iii) Los radiotelescopios como el de Teoloyucán, además de ser más económicos, representan un medio de observación (en la ventana de radio) importante, debido a la facilidad de operación y mantenimiento. Además el arreglo de Teoloyucán, permitirá a nuestro país formar parte de una red de radiotelescopios destinados a objetivos similares, para un futuro intercambio de experiencias, información, investigación, estudios, etc. para así enriquecernos científica y tecnológicamente.

iv) El arreglo de Teoloyucán, permitirá a estudiantes de distintos niveles académicos acrecentar sus conocimientos y líneas de investigación en el campo de la física espacial.

v) Lo exacto no es objeto de culto. Porque rebosa vida, la ciencia no tiene ningún altar. No estamos nosotros aquí para precaverle de la inanición y el olvido?

## APENDICE

### Sistemas de Coordenadas

Para realizar observaciones desde la Tierra, existen varios sistemas de coordenadas los cuales son útiles en relación con las posiciones de objetos celestiales. Estos sistemas de coordenadas y sus planos básicos de referencia son:

- Sistema horizontal, basado sobre un plano paralelo al horizonte.
- Coordenadas ecuatoriales, basadas sobre un plano através del ecuador de la tierra.
- Coordenadas eclípticas, basadas sobre un plano através de la órbita de la tierra.
- Coordenadas galácticas, basadas sobre un plano paralelo al plano de nuestra galaxia.
- Coordenadas supergalácticas (o metagalácticas), basadas sobre un plano paralelo a un plano en el cual hay una concentración local aparente de galaxias externas.

A continuación se presenta una breve descripción de cada uno de los sistemas de coordenadas referidos al inicio.

#### Sistema Horizontal de Coordenadas

En este sistema, un plano através del punto de observación paralelo al del horizonte es el plano de referencia. En la figura A.1 los polos son el zenith (punto de arriba) y el nadir (punto de abajo). El círculo vertical através de un objeto celestial y el zenith es el círculo objeto. Las coordenadas de el objeto están dadas por el ángulo azimutal o ángulo horizontal, medido desde una dirección arbitraria de referencia (usualmente norte) en el sentido de las agujas del reloj hacia el círculo objeto, y la latitud, o ángulo de elevación medido

hacia arriba del horizonte, hacia el objeto. El gran círculo através de los puntos del norte y sur y el zenith es el meridiano. El círculo através de los puntos del este, oeste y zenith es el vertical principal.

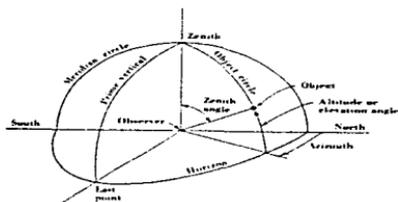


Figura A.1. Sistema Horizontal de Coordenadas.

Las coordenadas de un objeto celestrial en el sistema horizontal cambian continuamente durante el día por la rotación de la tierra. Así, aunque esto puede ser conveniente para usar los ángulos de altitud y azimutal en un marco de un telescopio, el sistema de coordenadas horizontal es menos conveniente para especificar la posición de un objeto celestrial que en un sistema en el cual la posición es relativamente fija.

#### Coordenadas Ecuatoriales

En este sistema el ecuador de la tierra es el plano de referencia. Los polos están en la intersección de los ejes de la tierra con la esfera celestrial, una superficie imaginaria en una larga distancia con la tierra en su centro. Los polos son el polo celestrial norte (NCP) y el polo celestrial sur (SCP). El círculo en la intersección del plano del ecuador de la tierra y la esfera celestrial, es el ecuador celestrial. El gran círculo (fig. A.2) através

de los polos celestiales y el objeto es el círculo hora del objeto, y el gran círculo por el cual pasan através de él los polos celestiales y el zenith, es el círculo meridiano. Las coordenadas de un objeto celestial son dadas por la declinación, o ángulo entre el ecuador celestial y el objeto, y la ascensión propia, o ángulo medido de una dirección arbitraria de referencia (equinoccio vernal) hacia el círculo hora del objeto. La declinación ( $\delta$  ó  $\delta$ ) es expresada en grados y es positiva si el objeto se encuentra al norte del ecuador y negativo si se encuentra al sur ( $-90^\circ \leq \delta \leq +90^\circ$ ). En la figura A.2 se muestra un objeto  $30^\circ$  al norte del ecuador celestial ( $\delta = +30^\circ$ ). Para un observador en  $30^\circ$  de latitud norte, este objeto pasaría através del zenith cuando éste transite por el meridiano.

La ascensión propia (RA ó  $\alpha$ ) es medida hacia el este del equinoccio vernal y se expresa en grados ( $0^\circ \leq \alpha < 360^\circ$ ) o, más comúnmente, en horas minutos y segundos de tiempo ( $0^h \leq \alpha < 24^h$ ). El arco del ecuador celestial entre el círculo hora del objeto y el meridiano, es el ángulo hora del objeto (HA). Esto aumenta con el tiempo, es negativo antes de que el objeto transite el meridiano y es positivo después. Su medida es en grados ( $-180^\circ \leq HA \leq +180^\circ$ ) o, más comúnmente en horas, minutos y segundos de tiempo sidereal. En la figura A.2 el objeto tiene una ascensión propia de 4 horas y en el tiempo muestra que tiene un ángulo hora de -2 hr. La relación entre el ángulo hora y la ascensión propia de un objeto esta dada por:

$$HA = RA \text{ del meridiano} - RA \text{ del objeto}$$

La ascensión propia del meridiano es la misma que el tiempo sidereal local. Un objeto celestial está en el meridiano (ángulo hora cero) cuando el tiempo sidereal es igual para la ascensión propia del objeto.

El punto de referencia en el ecuador celestial desde el cual la

ascensión propia es medida, es en la intersección del plano del ecuador de la tierra y el plano de la órbita de la tierra, o eclíptica (ver fig. A.2.1). Esta intersección define la línea equinoccial.

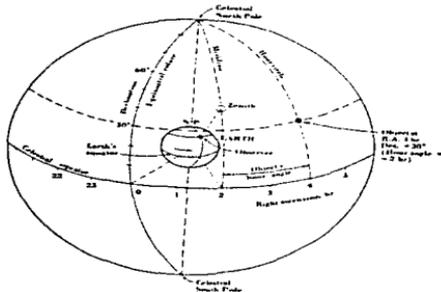


Figura A.2. Coordenadas ecuatoriales.

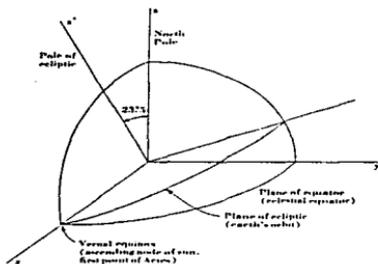


Figura A.2.1.

Direcciones opuestas a lo largo de ésta línea son los equinoccios. La dirección de referencia para la coordenada de ascensión propia es el

equinoccio vernal ( $RA = 0^h$ ). El sol pasa éste equinoccio en la primavera (cerca del 21 de marzo). El equinoccio opuesto es el equinoccio de otoño ( $RA = 12^h$ ). El sol pasa el equinoccio de otoño (cerca del 22 de septiembre). El gran círculo através de los polos celestiales y los equinoccios es el *equinoctial colure*. Los puntos en el ecuador celestial 6 hr desde los equinoccios son el solsticio de verano ( $RA = 6^h$ ) y el solsticio de invierno ( $RA = 18^h$ ), el sol pasa estos solsticios cerca del 22 de junio y 22 de diciembre respectivamente. El gran círculo através de los polos celestiales y los solsticios es el *solsticial colure*.

El equinoccio vernal y es en la dirección de la constelación Piscis. Hace años, como siempre, por la precesión de los ejes de la tierra, esto estuvo en la dirección de la constelación de Aries, y por esta razón el equinoccio vernal es aún, algunas veces referido como el primer punto de Aries.

La ascensión propia  $\alpha$  y la declinación  $\delta$  de un objeto celestial, definen esta posición en el cielo o en una forma relativamente fija, la cual es independiente de la rotación diurna de la tierra. Como siempre, por la precesión gradual de los ejes de la tierra alrededor del polo de la eclíptica esto es un cambio lento en las coordenadas ecuatoriales para un objeto fijo en el cielo. Este cambio hace un ciclo en unos 26000 años. Por lo tanto, para ser explícitos es necesario especificar la fecha para la *ascensión propia* y la declinación de referencia. Esta fecha es llamada *época*. las épocas 1900 y 1950 tienen que ser usadas extensivamente y referidas para la ascensión propia y declinación en o cercano a las fechas de enero 1 de 1900 y enero 1 de 1950. Refiriendo las coordenadas para una época estándar, tal como 1950, facilita comparaciones de posiciones celestiales. La diferencia entre la ascensión propia y la

declinación, para una fecha dada o época y para la época 1950 están dadas por

$$\text{RA cambio} = \Delta\alpha = m + n \operatorname{sen} \alpha \tan \delta \quad \text{por año} \quad (\text{A.1.1})$$

$$\text{Dec cambio} = \Delta\delta = n \cos \alpha \quad \text{por año} \quad (\text{A.1.2})$$

donde:

$\alpha$  = ascensión propia para 1950

$\delta$  = declinación para 1950

$m = 3^{\text{a}}07327$

$n = 1^{\text{a}}33617$  en (A.1.1) ó 20.0426 segundos de arco en (A.1.2).

Las coordenadas en la fecha dada son entonces  $\alpha + \Delta\alpha$  y  $\delta + \Delta\delta$ , con años contados como positivos después de 1950 y negativas antes. los valores  $m$  y  $n$  en (A.1.1) y (A.1.2) varían lentamente, resultando en una variación secular, la cual necesita estar tomada, teniendo en cuenta, cálculos precisos a lo largo de períodos de muchos años (varias décadas). La variación puede ser juzgada desde la tabla 1 la cual nos da valores para  $m$  y  $n$  de muchas épocas a lo largo de 2 siglos.

Época	$m$	$n$
1800 0	3 07327	1 33617
1850 0	3 07327	1 33617
1900 0	3 07327	1 33617
1950 0	3 07327	1 33617
2000 0	3 07327	1 33617
2050 0	3 07327	1 33617
2100 0	3 07327	1 33617

Tabla 1.

Aunque (A.1.1) y (A.1.2) pueden ser suficientemente exactas para muchos casos, son más exactas, particularmente a lo largo de prolongados intervalos de tiempo.

### Sistema Eclíptico de Coordenadas

En éste sistema la eclíptica, o el plano através de la órbita de la tierra, es tomado como la referencia. Las órbitas se cierran para éste plano (dentro de  $7^{\circ}$  excepto para Plutón). Las coordenadas son la longitud celestial, medida hacia el este, a lo largo de la eclíptica, desde el equinoccio vernal, y la latitud celestial, medida al norte (+) o al sur (-) de la eclíptica. Este sistema es útil en muchos estudios del sistema solar.

### Sistema de Coordenadas Galácticas

En este sistema, un plano através del sol paralelo al plano de la galaxia es tomado como el plano de referencia. Más precisamente el plano es através de la Tierra. Como siempre, comparado para dimensiones galácticas, la distancia Tierra-Sol es suficientemente pequeña, así, esta diferencia es usualmente ignorada.

La orientación de las coordenadas galácticas puede ser convenientemente especificada por las coordenadas ecuatoriales de uno de los polos galácticos. Basado en amplias medidas ópticas, un polo estuvo adoptado en  $\alpha = 12^{\text{h}}40^{\text{m}}$ ,  $\delta = +28^{\circ}$  (1900), por lo cual las tablas de conversión han sido preparadas por Ohlsson (1932) y Ohlsson et al, (1956). El escrito publicado en 1932 da la conversión de coordenadas ecuatoriales (1900) a coordenadas galácticas, y el más reciente escrito, publicado en 1956, da la conversión de coordenadas galácticas a ecuatoriales (1958). el punto cero de longitud para éstas coordenadas es tomado como la intersección de el ecuador galáctico y el ecuador celestial (1900).

Sobre las bases de numerosas inspecciones de radio de la galaxia, esto favorece por lo visto, que el plano de el sistema de arriba derivado en menos de  $1^{\circ}$  de el plano principal de la galaxia, y un nuevo sistema de coordenadas galácticas ha sido adoptado por la Unión

Astronómica Internacional. El sistema anterior es ahora referido como el viejo sistema de coordenadas galácticas y el recientemente adoptado en una revisión de 1958 como el nuevo sistema de coordenadas galácticas. El nuevo polo es cercano a  $1^{\circ}.5$  del viejo polo.

En el nuevo sistema de coordenadas galácticas, el punto de referencia (de longitud cero) ha sido también cambiado de la intersección del plano galáctico con el ecuador celestial para la dirección del centro de la galaxia. la relación del plano galáctico para el plano ecuatorial y la eclíptica se ilustra en la figura A.3.

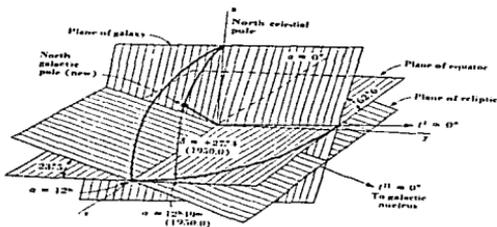


Figura A.3.

Las coordenadas galácticas de longitud  $l$  y latitud  $b$  son expresadas normalmente en grados. Para distinguir los dos sistemas, la notación  $l^I$ ,  $b^I$  es usada por las viejas coordenadas y  $l^{II}$ ,  $b^{II}$  para las nuevas coordenadas. El polo dado en la tabla 2, es referido como el polo norte galáctico. (Este es más cercano a el norte que al polo celestial sur). Rangos de latitud galáctica de  $-90^\circ$  en el polo sur galáctico a través de  $0^\circ$  en el ecuador galáctico para  $+90^\circ$  en el polo norte galáctico.

La longitud galáctica crece de 0 a  $360^\circ$ , con la dirección de

longitud aumentando en el mismo sentido comorece la ascensión propia en el ecuador galáctico.

Las coordenadas de la posición  $l^{II} = b^{II} = 0$  para tres épocas de coordenadas ecuatoriales, son listadas en la tabla 2-3. La posición de este punto en el viejo sistema de coordenadas galácticas es  $l^I = 327^{\circ}.69$ ,  $b^I = -1^{\circ}.40$ .

	1950.0		1950.0		1950.0	
	$l$	$b$	$l$	$b$	$l$	$b$
Old	129.09	+28.7	129.02 1	+28.7	129.11 2	+28.7
New	12.46.6	+27.7	12.46	+27.4	12.51.4	+27.1

Tabla 2.

	1950.0		1950.0	
	$l$	$b$	$l$	$b$
Old	129.09	+28.7	129.02 1	+28.7
New	12.46.6	+27.7	12.46	+27.4

Tabla 3.

### Coordenadas Supergalácticas

La distribución de luminosidad de las galaxias externas en el catálogo de Shapley-Ames (1932) da la evidencia de la existencia de una metagalaxia o supergalaxia, dentro de la cual, nuestra propia galaxia y un grupo local de galaxias están situadas. Las galaxias en este grupo supergaláctico, aparecen para ser concentradas cerca a un plano casi perpendicular al plano ecuatorial. El polo de este supersistema está situado en las coordenadas  $l^I = 15^{\circ}$  y  $b = +5^{\circ}$  con el

centro del sistema en la dirección de el grupo de galaxias de Virgo ( $l^I = 255^\circ$  ,  $b^I = +75^\circ$ ). Un sistema coordinado basado en el polo superior es útil en estudios de distribución de galaxias externas. El plano principal de este sistema coordinado puede ser tomado através de nuestra posición y en ángulos rectos hacia el polo superior.

El sistema supergaláctico de coordenadas está en una temprana etapa de uso, y su formal adopción, no ha sido hecha por las organizaciones astronómicas. El sistema se menciona aquí, para llamar la atención en su uso.

## BIBLIOGRAFIA

- i) Radio Astronomy, John D. Kraus; Mc Graw Hill Company. 1966.
- ii) Antenas, John D. Kraus; Mc Graw Hill Company. 1966.
- iii) Antenna Theory and Desing, Warren L. Stutzman, Gary A. Thiele; Wiley N. Y. 1981.
- iv) Radio Exploración del Sistema Planetario, Alex G. Smith, Thomas D. Car; Reverté Mexicana S.A. 1967.
- v) The Radio Universe, J. S. Hey, FRS; Pergamon. 1983.
- vi) Radio Exploración del Sol, Alex G. Smith; Reverté Mexicana S.A. 1968.
- vii) Encuentro con una Estrella, Silvia Bravo; Fondo de Cultura Económica S.A. de C.V. 1987.
- viii) Física Parte II, David Hallyday; Robert Resnick; Compañía Editorial Continental S.A. 1977.
- ix) Microwave Transistor Amplifiers Analysis and Design, Guillermo González, Ph D. Prentice Hall, Inc. Englewood Cliffs, N.J. 1984.
- x) Cálculo de Antenas, A. García Domínguez; Alfaomega Marcombo. 1992.
- xi) Reflective Butler Matrices, J. P. Shelton and J. K. Hsiao, Naval Res. Lab. Washington, D.C. Mar, 14, 1978.
- xii) The Systematic Desing of Butler Matriz, H.J. Moody, IEEE Trans. Antennas Propagation, Vol. Ap-12, no.6, Nov. 1964.
- xiii) An RF Multiple Beam Forming Technique, W.P. Delaney, IRE. Trans. Vol. Mil-6, April. 1962.
- xiv) Multiple Beams from Linear Arrays, IRE. Trans. Antennas Propagat. Vol Ap-9, no. 1, Mar. 1961.

- xv) Multiple Beam Antenna, J. Butler, Sanders Associates, Nashua, N.H. Internal Memo RF-3849, January, 1960.
- xvi) The S. Georgia IPS Array, Dr. P.J. Duffet-Smith, Mullard Radio Astronomy Observatory; Cavendish Laboratory, Cambridge England.
- xvii) Los Hoyos Coronales, Silvia Bravo; Instituto de Geofísica, UNAM.
- xviii) Detección de Perturbaciones del Viento Solar por Medio de Centelleo Interplanetario de Fuentes de Radio Estelares, A. Carrillo. Facultad de Ciencias, UNAM, 1993.
- xix) Comunicaciones Técnicas, Instituto de Geofísica, UNAM. 1990.
- xx) The HP 8751A Network Analyzer, Handbook, Hewlett Packard. 1993.
- xxi) Naturaleza, Silvia Bravo. Volumen 5 no. 6; UNAM 1974.
- xxii) Electromagnetismo, John D. Kraus; Mc Graw Hill. 1986.
- xxiii) Descripción de un Arreglo de Radio para Observar Centelleo Interplanetario (IPS) y Diseño de la Matriz de Butler, Martín Guerrero Cruz. FES-C, UNAM, 1994.
- xxiv) The ARRL Antenna Book, The American Radio Relay League, Newington, CT USA 06111. 1991.
- xxv) RF/IF Designers Handbook, Mini-Circuits. 1992.
- xxvi) Plasma en Todas Partes, Silvia Bravo; Fondo de Cultura Económica. 1993.

## REFERENCIAS

- Alfvén H; "Cosmical Electrodynamics" , Oxford Press, London. 1950
- Ananthakrishanan S. WA. Coles and J.J.; Kaufman, "Microturbulence in solar wind streams", J. Geophys. Res; 85, 6025 1980
- Bravo S.; "Detección y rastreo de las perturbaciones del viento solar por medio de observaciones de centelleo interplanetario" , Ciencia, 39, 13-139. 1988
- Bravo S. and Hewish A. "Geomagnetic storm forecast using IPS observations" , Geof. Int. 27 191. 1988
- Burlaga L. F; "Hydrodynamics waves and discontinuities in the solar wind", Space Sci. Rev. 1971
- Coles W. A. and Rickett B. J; "IPS observations of the solar wind out of the ecliptic", J. Geophys. Res. 1976
- Gold T. "Gas dynamics of cosmic clouds" , H. C. van de Hulst, 103 p. Gosslin J. T; Hildner, E. Asbridge J. R; Bame S. J. and Feldman W; "Noncompressive density enhancements in the solar wind", J. Geophys. Res. 82, 5005. 1977
- Hewish A; and Symonds, "PlanetSpace" Sci.; 17, 313. 1969
- Houmenier Z. Nature Phys. Sci.; 231, 165. 1971
- Mitchell D. G. y Roelof E, C. Geophys. Res; 81, 5071. 1976
- Parker E. N; "The solar wind", Sci. Amer. april, pag. 66-67. 1964
- Pheuman G. and Koop R. A; "Gas-magnetic field interaction in the solarcorona", Solar Phys; 14, 258. 1971
- Readhead, ACS; MC Kemp and Hewish A. Mon. Not. R. 185, 207. 1978
- Vlasov VT; Astr. Z; 56, 96. 1979
- Wilcox J. M. and Ness N. F; J. Geophys. Res; 70, 5793-5805. 1965