

PROYECTO FIN DE CARRERA

# Análisis y diseño de una antena parabólica para un radiotelescopio en la banda de 1420MHz



UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE CARTAGENA

ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE  
INGENIERÍA DE  
TELECOMUNICACIÓN

Autor: Ramón Angosto Sánchez  
Director: Fernando Daniel Quesada  
Cartagena, Julio de 2007





## Indice

Capítulo 1. Introducción	8
1.1. La radioastronomía	8
1.1.1. El radiotelescopio	9
1.1.2. ¿Cómo funciona el radiotelescopio?	10
1.1.3. Historia de la radioastronomía	12
1.1.4. Rangos de observación	14
1.1.5. Tipos de emisión	16
1.2. Reflectores	18
1.2.1. Introducción histórica y aplicaciones	19
1.2.2. Aplicación satélite	20
1.2.3. Comparativa con otros métodos de difusión satélite	21
1.2.4. Otros tipos de reflectores	23
1.2.4.1. Reflectores diédricos	24
1.2.4.2. Reflectores parabólicos	25
1.2.4.2.1. Antenas Cassegrain	26
1.2.4.2.2. Antenas Gregorian	27
1.2.4.3. Cilindros parabólicos	27
1.2.4.4. Otros	28
Capítulo 2. Objetivo y contenidos	33
2.1. Objetivos del proyecto	33
2.2. Contenidos del proyecto	34
Capítulo 3. Teoría sobre reflectores y alimentaciones	36
3.1. Antena primaria (alimentador)	37
3.1.1. Guía de onda circular	37
3.1.1.1. Radio de la guía de onda	39
3.1.1.2. Alimentación de la guía de onda circular	40
3.1.1.3. Longitud de la guía de onda circular	44
3.1.2. Especificaciones de la bocina usada en el radiotelescopio	45
3.1.2.1. Monopolo radiante	45
3.1.2.2. Guía de onda circular	46
3.1.2.3. Guía de onda circular con anillo: bocina circular	46
3.1.2.4. Resumen de las dimensiones de la bocina	48
3.1.2.5. Diagramas y valores de los parámetros de la bocina	49
3.1.2.6. Imagen real después de la fabricación	52



3.2.	Métodos de análisis genéricos	53
3.2.1.	Óptica geométrica	54
3.2.1.1.	Leyes de Snell	55
3.2.1.2.	Principio de equivalencia superficial	56
3.2.2.	Óptica física	60
3.2.3.	GTD	61
3.3.	Análisis de nuestro problema	64
3.3.1.	Declaración de los pesos de nuestra integral numérica	65
3.3.2.	Creación de matrices a partir de nuestros vectores	66
3.3.3.	Estudio de la geometría del problema	66
3.3.3.1.	Obtención de $r_{Prima}$	66
3.3.3.2.	Obtención de $\theta_0$	68
3.3.4.	Densidad de corriente inducida	69
3.3.5.	Método de la distribución de la apertura	70
3.3.6.	Tipos de alimentadores usados	74
3.3.6.1.	El dipolo como alimentador	74
3.3.6.2.	La apertura circular	74
3.3.6.2.1.	Apertura iluminada con el modo $TE_{11}$	75
3.3.6.2.2.	Relaciones importantes para la correcta integración	76
3.4.	Otros parámetros del reflector	77
3.4.1.	Parámetros genéricos	78
3.4.2.	Parámetros eléctricos	80
3.4.2.1.	Polarización cruzada	80
3.4.2.2.	Ganancia	81
3.4.2.3.	Eficiencia	82
3.4.2.3.1.	Eficiencia de iluminación	84
3.4.2.3.2.	Pérdidas por Spillover o desbordamiento	84
3.4.2.3.3.	Pérdidas por bloque del alimentador	86
3.4.2.3.4.	Eficiencia de fase de la distribución	90
Capítulo 4. Resultado e implementación		93
4.1.	Implementación de palabras de código	93
4.2.	Dificultades del código	95
4.3.	Diagramas en función de la alimentación	95
4.3.1.	Alimentación con dipolo elemental	97
4.3.1.1.	Variación de la frecuencia	102
4.3.1.2.	Variación de la relación F/D	105
4.3.2.	Alimentación con guía circular	109
Capítulo 5. Conclusiones y líneas futuras		115
5.1.	Resumen y conclusiones	115
5.2.	Líneas futuras	116



5.3. Estado del arte	116
Capítulo 6. Bibliografía	118



<b>Autor</b>	Ramón Angosto Sánchez
<b>E-mail del Autor</b>	<a href="mailto:Ras@alu.upct.es">Ras@alu.upct.es</a>
<b>Director(es)</b>	Fernando Daniel Quesada
<b>E-mail del Director</b>	<a href="mailto:Fernando.quesada@upct.es">Fernando.quesada@upct.es</a>
<b>Título del PFC</b>	Análisis y diseño de un reflector parabólico para un radiotelescopio en la banda de 1420 MHz.
<b>Descriptores</b>	
<b>Titulación</b>	Ingeniero Superior de Telecomunicaciones
<b>Intensificación</b>	
<b>Departamento</b>	Tecnologías de la información y las comunicaciones.
<b>Fecha de presentación</b>	Julio de 2007
<b>Resumen</b>	<p>El presente proyecto se engloba dentro del diseño de un pequeño radiotelescopio en la banda de 1420MHz. En concreto, el proyecto trata del análisis de un reflector parabólico, que será alimentado con una antena de tipo bocina, y su optimización en función de los parámetros de esta bocina, la cual radiará en la banda de 1420 MHz.</p> <p>Nuestro reflector debe ser capaz de proporcionar la mejor adaptación posible y el mejor diagrama de radiación, sabiendo que estamos intentando diseñar un radiotelescopio y que tendremos que atender a parámetros tan importantes como las eficiencias del conjunto, figura de ruido...</p>





## CAPITULO 1. INTRODUCCIÓN.

En esta introducción, ya que este proyecto se engloba dentro de uno más grande (elaboración de un radiotelescopio), intentaremos dar unas pocas pinceladas de conceptos variados tales como la historia de la radioastronomía o las clases de emisiones radioastronómicas que existen.

### 1.1. La radioastronomía

La radioastronomía<sup>[1]</sup> es la rama de la astronomía que estudia los objetos celestes y los fenómenos astrofísicos midiendo su emisión de radiación electromagnética en la región de radio del espectro. Las ondas de radio tienen una longitud de onda mayor que la de la luz visible. En la radioastronomía, para poder recibir buenas señales, se deben utilizar diminutas antenas, o grupos de antenas más pequeñas trabajando en paralelo. La mayoría de los radiotelescopios utilizan una antena parabólica para amplificar las ondas, y así obtener una buena lectura de estas. Esto permite a los astrónomos observar el espectro de radio de una región del cielo. La radioastronomía es un área relativamente nueva de la investigación astronómica, que todavía tiene mucho por descubrir.

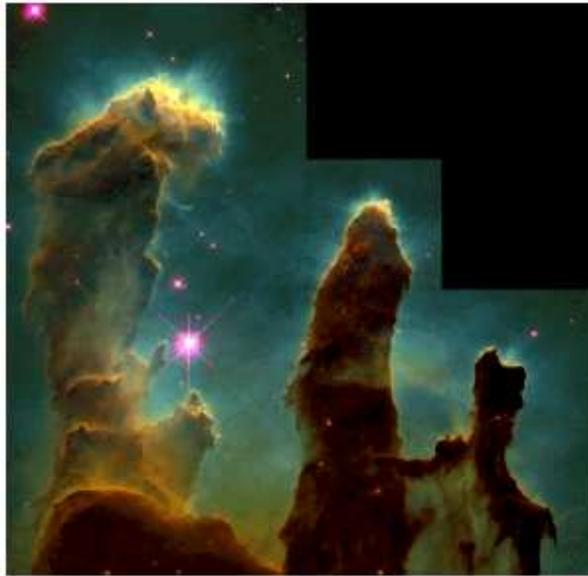


Figura 1.1. Imagen obtenida por el Hubble Space Telescope. Región de formación estelar en M16. J.Hester y P.Scowen (AZ State Univ.),NASA.

En la actualidad, existen gigantescos globos de aire, permitiendo observaciones de una resolución imposible en otras longitudes de onda. Entre los problemas que la radioastronomía ayuda a estudiar se encuentran la formación estelar, las galaxias activas, la cosmología, etc.



### 1.1.1. El radiotelescopio

Un radiotelescopio<sup>[2]</sup> capta ondas de radio emitidas por fuentes de radio, generalmente a través de una gran antena parabólica (plato), o un conjunto de ellas, a diferencia de un telescopio ordinario, que produce imágenes en luz visible.

El primer radiotelescopio fue el radiotelescopio de 9 metros construido por Grote Reber en 1937. A principios de los 50's el Interferómetro Cambridge realizó un análisis del cielo que dio lugar a los famosos mapas 2C y 3C de fuentes de radio. A finales de los 50 y principios de los 60's el radiotelescopio de una sola antena más grande del mundo era el telescopio de 76 metros en Jodrell Bank, puesto en funcionamiento en 1957. Este fue el último de muchos radiotelescopios construidos a mediados del siglo XX y ha sido superado por telescopios y conjuntos de telescopios más modernos.

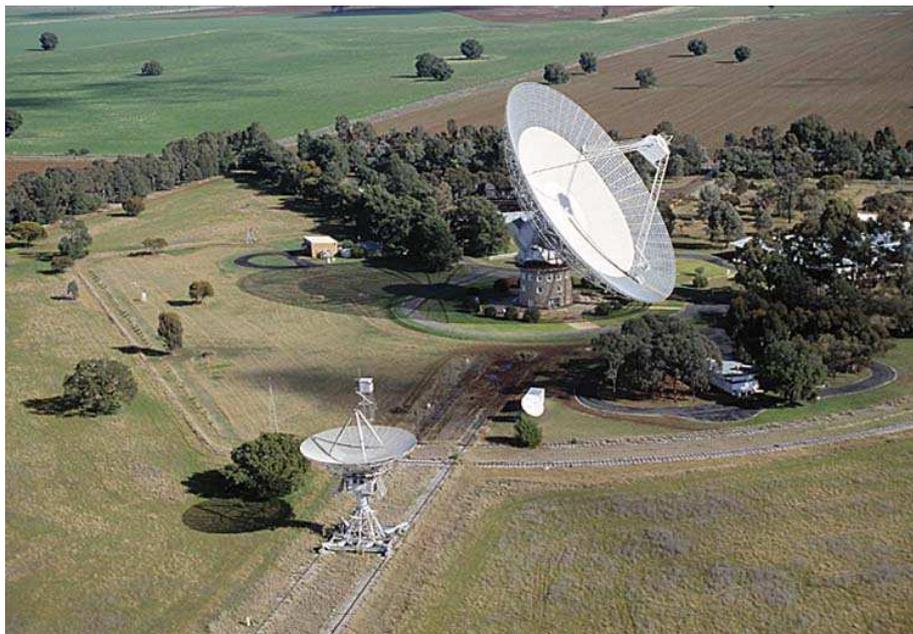


Figura 1.2. El radiotelescopio Parkes de 64 metros en New South Wales, Australia (el más grande de los dos)

El radiotelescopio individual más grande del mundo es el RATAN-600 (Rusia) con su antena circular de 576 metros de diámetro (Descripción del RATAN-600). El radiotelescopio más grande de Europa es la antena de 100 metros de diámetro situada en Effelsberg, Alemania, que además fue el telescopio totalmente móvil más grande durante 30 años, hasta que se inauguró el Green Bank Telescope en el 2000. El radiotelescopio más grande de los EEUU hasta 1998 era el Big Ear de la Universidad Estatal de Ohio. El tamaño típico de una antena de radiotelescopio es de 25 metros. Hay docenas de



radiotelescopios de dimensiones similares funcionando en radio observatorios de todo el mundo.

El radiotelescopio más conocido (a pesar de que no es móvil) probablemente sea el radiotelescopio de Arecibo, situado en Arecibo, Puerto Rico.



Figura 1.3. El Very Large Array. Como muchos otros telescopios, éste es un array interferométrico formado por muchos telescopios más pequeños.

Otro radiotelescopio muy conocido es el Very Large Array (VLA), en Socorro, Nuevo Mexico. Éste telescopio es un array interferométrico compuesto por 27 antenas.

El mayor conjunto de radiotelescopios existente en la actualidad es el GMRT.

Otro conjunto aun más grande, el 'LOW Frequency ARray' (LOFAR), está en construcción en Europa occidental (Holanda y Alemania), formado por 25000 pequeñas antenas distribuidas en un área de varios cientos de kilómetros de diámetro.

La parte de la astronomía dedicada a las observaciones a través de radiotelescopios se denomina radioastronomía.

### 1.1.2. ¿Cómo funciona un radiotelescopio?

Los principios básicos de funcionamiento de un radiotelescopio son muy similares a los de los telescopios ópticos reflectores<sup>[3]</sup>. Los tipos más comunes de radiotelescopios están compuestos por un gran plato que actúa de reflector de las ondas de radio, focalizándolas en un punto que contiene los detectores de radiofrecuencias.



La pequeña corriente producida por la radiación concentrada en el foco se amplifica en un receptor de radio, de forma que pueda ser medida y registrada. A continuación se emplean filtros electrónicos para amplificar selectivamente determinados intervalos de frecuencia que se denominan habitualmente bandas. Incluso se pueden utilizar complejas técnicas de procesamiento de datos para detectar simultáneamente miles de estrechas bandas de frecuencias. De esta forma se puede analizar la distribución espectral de la radiación. Como veremos más adelante, la intensidad relativa de la radiación en distintas frecuencias y su polarización nos permite averiguar muchas cosas sobre la naturaleza de las fuentes de ondas de radio.

Los radiotelescopios tienen un bajo poder de resolución. Si recordamos la sección anterior, el poder de resolución era directamente proporcional a la longitud de onda dividido entre el diámetro del recolector de fotones. Las ondas de radio tienen una longitud de onda típicamente cien mil veces menor que la luz visible, por lo que si un radiotelescopio tuviese el mismo diámetro que un telescopio óptico, su poder de resolución sería también cien mil veces menor.

Por ejemplo, para que un radiotelescopio tuviese el mismo poder de resolución que un telescopio óptico de 5 m, su diámetro debería ser cien mil veces el diámetro de este telescopio, es decir, alrededor de 500 km. Evidentemente, esto no es factible, pero los radioastrónomos han buscado una solución al problema de la resolución angular: la interferometría.

La interferometría se basa en el uso de varias antenas observando simultáneamente el mismo objeto, de manera que la resolución total del sistema es mucho mayor que la resolución de una antena por separado. De hecho, la resolución es equivalente a la que tendría una antena cuyo diámetro fuese igual a la separación máxima de las antenas.

Actualmente, el observatorio astronómico más importante es el VLA siglas de (Very Large Array o, en español, "Red Muy Grande"). Está situado en Nuevo México (EEUU) y consta de 27 antenas de 25 m de diámetro cada una, distribuidas en forma de Y. Las antenas son móviles, lo que permite distintas configuraciones más o menos alejadas unas de otras.

Una resolución todavía mayor se puede conseguir con la técnica VLBI (siglas de Very-Long Baseline Interferometry - Interferometría de Muy Larga Base). En este tipo de observaciones se utilizan antenas situadas en distintos continentes, cuyas señales son grabadas en cintas magnéticas y combinadas después en un ordenador. El límite de la máxima separación entre las antenas en este caso viene dado por el diámetro de la Tierra ( $L = 12\,000$  km) y, por tanto, el poder de resolución que se alcanza es elevadísimo, del orden de tres milésimas de segundos de arco para la línea de hidrógeno en 21 cm.

Muchos objetos celestes, como los pulsars o galaxias activas (como los cuasars) emiten radiaciones de radiofrecuencia y son por ello más "visibles", o incluso sólo visibles en la región de radio del espectro electromagnético. Examinando la frecuencia, potencia y tiempos de las emisiones de radio de estos objetos, los astrónomos son capaces de ampliar nuestra comprensión del Universo.

Los radiotelescopios también se utilizan en ocasiones en proyectos como SETI y en el seguimiento de vuelos espaciales no tripulados.



### 1.1.3. Historia de la radioastronomía

Como pasa a veces en el mundo de la ciencia, las ondas de radio de origen extraterrestre se descubrieron en realidad mientras se investigaba otra cosa. En 1931, a Karl G. Jansky, un ingeniero de radio de los laboratorios Bell en Holmdel, Nueva Jersey (Estados Unidos), se le asignó la tarea de estudiar las interferencias en las ondas de radio producidas por los relámpagos de las tormentas, con el fin de ayudar a construir una antena que minimizase el ruido estático en las transmisiones transoceánicas de señales telefónicas en radio. Para ello, construyó un artefacto extraño, más parecido a un tiovivo de madera que a una antena moderna o a un radiotelescopio, que estaba sintonizado para detectar radiación de longitud de onda de 14.6 m y que podía dar una vuelta completa alrededor de su centro en 20 minutos, apoyado sobre ruedas de automóviles Ford de aquella época. La antena estaba conectada a un receptor y su señal era registrada en una cinta continua. El resultado de sus estudios indicaba que, a pesar de que una fracción significativa del ruido estático podía ser atribuida a tormentas locales o distantes, todavía quedaba una componente importante que se denominó "ruido constante de naturaleza desconocida". Girando la antena fue capaz de determinar que la posición de esta fuente de ruido estático desconocida cambiaba gradualmente hasta describir un círculo completo en 24 horas. Dado que Karl Jansky no era astrónomo de profesión, tardó en darse cuenta de que este desplazamiento correspondía al movimiento aparente de una fuente extraterrestre debido a la rotación de la Tierra <sup>[3]</sup>.

En un principio, Jansky atribuyó el origen de la radiación al Sol. Sin embargo, un análisis detallado de los tiempos indicaba que la fuente aparecía siempre 4 minutos antes que el día anterior. Esto indicaba que la fuente describía un círculo completo en lo que los astrónomos llaman un día sidéreo, que difiere justamente en 4 minutos respecto a un día solar. Un día sidéreo es el tiempo que tarda la Tierra en dar una vuelta completa alrededor de su eje y que podemos medir tomando como referencia las estrellas lejanas, cuyas posiciones relativas no varían significativamente en dicho período. Un día solar es el tiempo que tarda el Sol en pasar dos veces consecutivas por la misma posición (habitualmente el meridiano local).

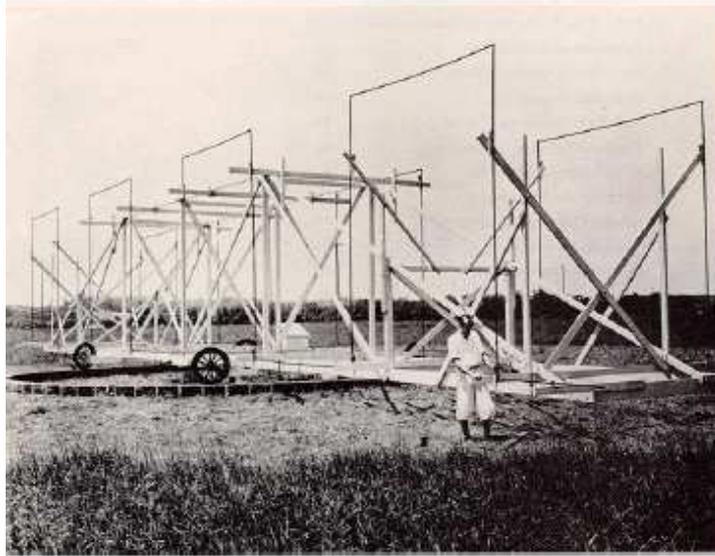


Figura 1.4. Jansky construyendo su radiotelescopio.

El hecho es que esos cuatro minutos de diferencia implicaban que la fuente de ese ruido se encontraba a una distancia mucho mayor que la que separa la Tierra del Sol. Jansky siguió investigando y finalmente llegó a la conclusión de que el origen de la emisión era nuestra propia galaxia (la Vía Láctea) y en 1933 publicó por primera vez el resultado de sus investigaciones.

A pesar de que el trabajo de Karl Jansky tenía consecuencias muy importantes tanto en el diseño de receptores de radio como para la radioastronomía en general, lo cierto es que sus hallazgos pasaron inicialmente inadvertidos. Hasta que en 1937, Grote Reber, otro ingeniero de radio, recogió los descubrimientos de Jansky y construyó en el patio trasero de su casa de Wheaton (Illinois) el primer prototipo de lo que hoy conocemos como radiotelescopio. En un principio el radiotelescopio estaba diseñado para detectar ondas de radio de longitudes de onda cortas, pensando que éstas serían más fáciles de detectar. No tuvo suerte y tuvo que modificar la antena para detectar radiación de 1.87 metros (aproximadamente la altura de una persona). En esta longitud de onda detectó emisiones intensas provenientes del plano de nuestra Galaxia. Reber continuó investigando y en 1944 publicó los primeros mapas del cielo en frecuencias de radio.



Figura 1.5. Radiotelescopio de Reber.

Al final de la Segunda Guerra Mundial seguía siendo el único radioastrónomo del mundo, pero ya antes, los operadores de radar británicos habían detectado emisión en ondas de radio procedentes del Sol. Después de la guerra, la radioastronomía empezó a desarrollarse cada vez más rápidamente, hasta convertirse en lo que es hoy: una herramienta fundamental para la observación y el estudio del Universo.

#### 1.1.4. Rangos de observación

Las observaciones son una parte fundamental dentro de la Astronomía. Hay ciencias que se basan en la experimentación, porque mediante experimentos se pueden reproducir las condiciones para que se den determinados fenómenos en un laboratorio y puedan ser estudiados. Sin embargo, en Astronomía pocas cosas pueden ser reproducidas en un laboratorio, y las únicas vías para avanzar en el conocimiento son la vía observacional, que trata de tener constancia de la realidad astronómica y la vía teórica, que intenta elaborar modelos que sean capaces de reproducir esa realidad <sup>[3]</sup>.

El desarrollo de instrumentos cada vez más potentes para las observaciones astronómicas ha sido determinante en el avance de los conocimientos en esta ciencia, ya que estos se han ido desarrollando a lo largo de los años a la par que las observaciones.

Las primeras observaciones astronómicas que se realizaron, fueron utilizando los instrumentos "naturales" que el ser humano tiene para la observación: los ojos. Estos instrumentos fueron los únicos participantes en los primeros descubrimientos acerca de los movimientos de los planetas y el brillo de las estrellas. Sin embargo, aunque la observación a simple vista puede proporcionar imágenes muy bellas, es evidente, con las técnicas que conocemos en la actualidad, que no es el método más práctico para el desarrollo científico de la Astronomía. Por una parte, porque el uso de grandes telescopios permite la



observación de objetos muchísimo más lejanos que los que pueden ser alcanzados a simple vista, y por otra parte, no menos importante, porque nuestros ojos están restringidos a un pequeño rango del espectro electromagnético, y no nos permiten recoger la información que nos llega en longitudes de onda distintas del visible.

Otro problema que existe al realizar observaciones desde la Tierra, independientemente del instrumento que utilicemos para ello, es que la atmósfera es opaca para la mayoría de las longitudes de onda, permitiéndonos sólo la observación de aquellas regiones que la pueden traspasar. En la siguiente figura vemos el comportamiento de la atmósfera para las distintas regiones espectrales:

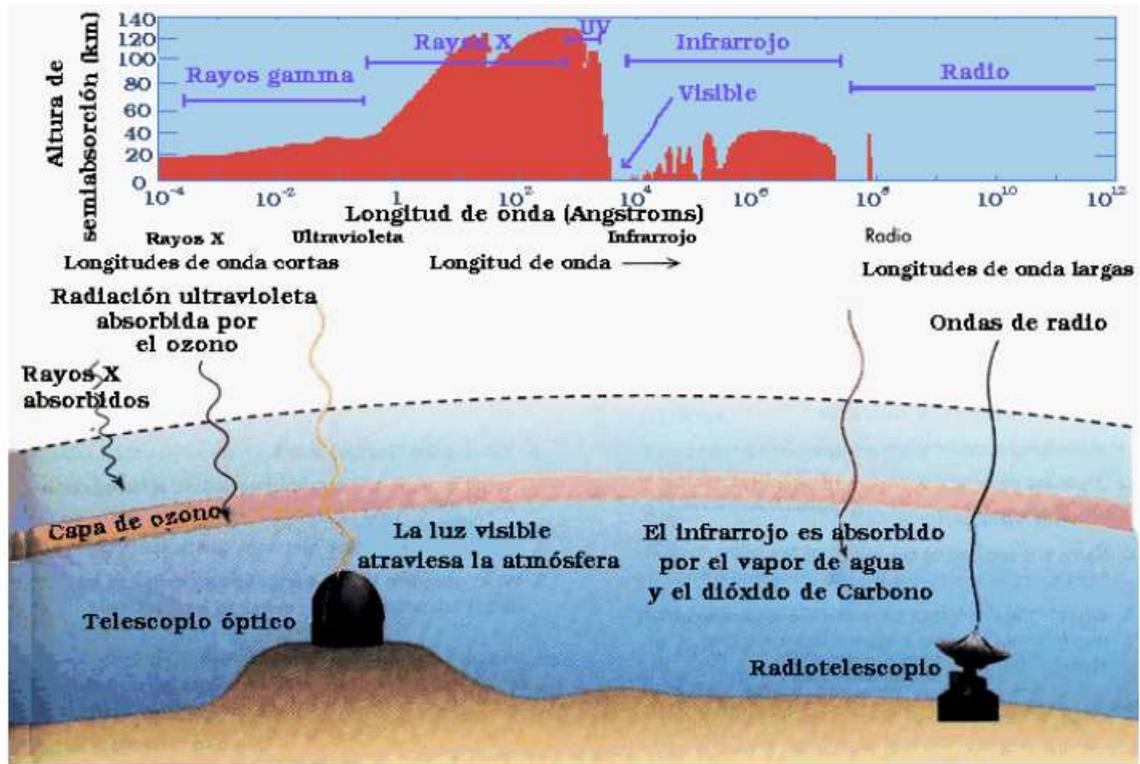


Figura 1.6. Comportamiento de la atmósfera para las distintas regiones espectrales.

En la gráfica de la parte superior de la figura, la zona roja indica aproximadamente las alturas en las que la radiación es absorbida en la atmósfera para cada longitud de onda. Vemos, por tanto, que la atmósfera tiene algunas "ventanas" que permiten el paso de ciertas longitudes de onda hasta la superficie terrestre. Las ventanas más importantes son las que aparecen listadas en la siguiente tabla:



Longitudes de onda	Ventana
< 300 nm	Atmósfera opaca por absorción por el ozono
3000-9000 Å	Ventana UV-Visible-IR cercano
1-5 micras	Ventana IR entre H <sub>2</sub> O y CO <sub>2</sub>
8-20 micras	Ventanas IR
1.3 cm-1.9 mm	Ventanas centimétricas-milimétricas
1.8-1.1 mm	Ventana milimétrica
0.8, 0.45, 0.35 mm	Ventanas submilimétricas
2 cm-10 m	Ventana de radio
>10 m	Atmósfera opaca por absorción por la ionosfera

Figura 1.7. Ventanas de radiación.

Por tanto, la única información que desde la Tierra podemos obtener del espacio, es la correspondiente a las ventanas citadas en el cuadro anterior. Así vemos que los únicos telescopios que tienen razón de ser en la tierra son los del rango óptico, algunas regiones del infrarrojo y en radio, incluyendo longitudes de onda milimétricas y submilimétricas.

### 1.1.5. Tipos de emisión

A causa de los movimientos aleatorios de los electrones, todos los cuerpos emiten radiaciones térmicas, o calor, características de su temperatura. Se han utilizado mediciones cuidadosas, en todo el espectro, de la intensidad de emisiones para calcular la temperatura de los cuerpos celestes lejanos, así como de los planetas del Sistema Solar y las nubes cálidas de gas ionizado de toda nuestra galaxia <sup>[4]</sup>.

Sin embargo, las mediciones de la radioastronomía se ocupan con frecuencia de las emisiones no térmicas mucho más intensas originadas por partículas cargadas, como los electrones y los positrones que se mueven a través de los campos magnéticos galácticos e intergalácticos. Cuando la energía de la partícula es tan alta que su velocidad se acerca a la velocidad de la luz, a la radioemisión de estas partículas ‘ultrarelativistas’ se hace



referencia como radiación de sincrotrón, término tomado del laboratorio de física de gran potencia, donde fue descubierto por primera vez este tipo de radiación.

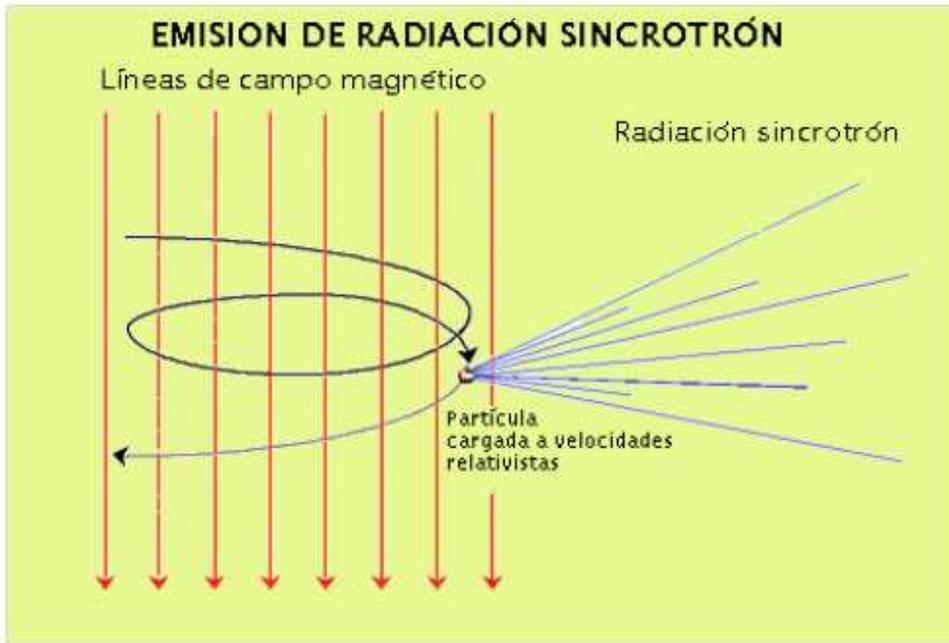


Figura 1.8. Cuando una partícula cargada se mueve a velocidades relativistas e interacciona con un campo magnético emite la denominada *radiación sincrotrón*

Tanto las radiofuentes de sincrotrón (no térmicas) como las térmicas, irradian en una amplia gama de longitudes de onda. Por el contrario, una tercera categoría de materia (átomos excitados, iones y moléculas) irradia en longitudes de onda discretas características del átomo o de la molécula y del estado de excitación. La radioemisión de amplia gama recibe el nombre de emisión continua y la radioemisión discreta, emisión en línea.

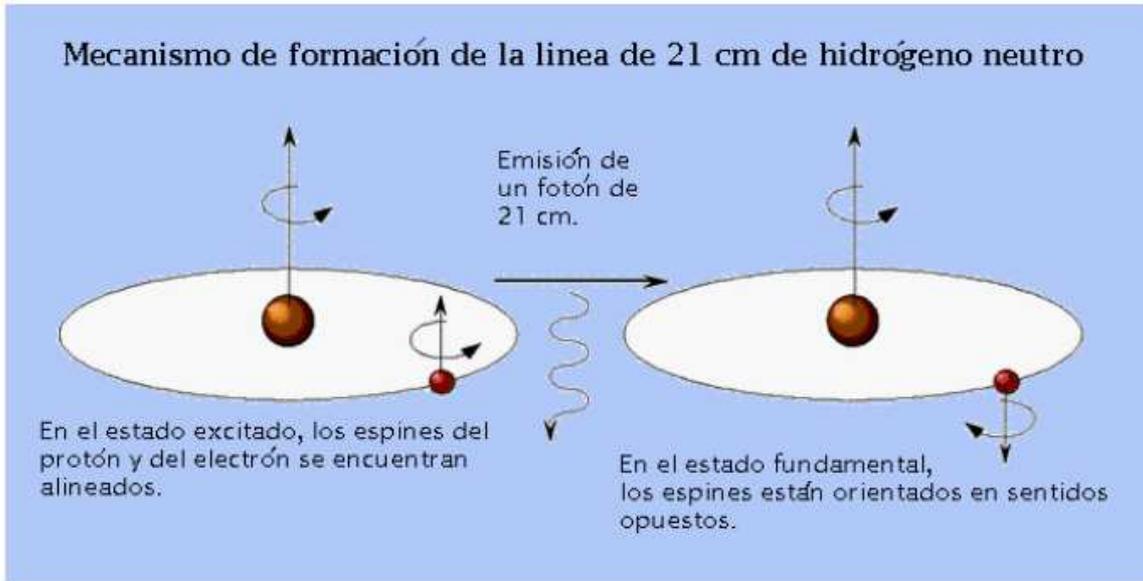


Figura 1.9. Esquema de la emisión de la línea de hidrógeno.

El caso más típico de emisión en línea es el del hidrógeno neutro (no ionizado). En su estado de reposo, el protón y el electrón giran en direcciones opuestas. Si el átomo de hidrógeno gana un poco de energía, ya sea por colisión con otro átomo o electrón, el sentido de giro del protón y electrón se alinea, dejando al átomo en un estado ligeramente excitado.

Si el átomo abandona este estado excitado y vuelve al reposo emite un fotón en una longitud de onda de 21cm (correspondiente a una frecuencia de 1428MHz).

## 1.2. Reflectores

Como principio de funcionamiento tenemos que, en recepción, la onda plana que incide según el eje es reflejada por el espejo reflector para concentrar la potencia recibida en un “alimentador”. Por su parte, en transmisión, por reciprocidad, el haz esférico y poco directivo que emerge del alimentador se refleja en la superficie produciendo un haz colimado, y por tanto una excitación de apertura en forma de onda plana, con una alta directividad<sup>[5]</sup>.

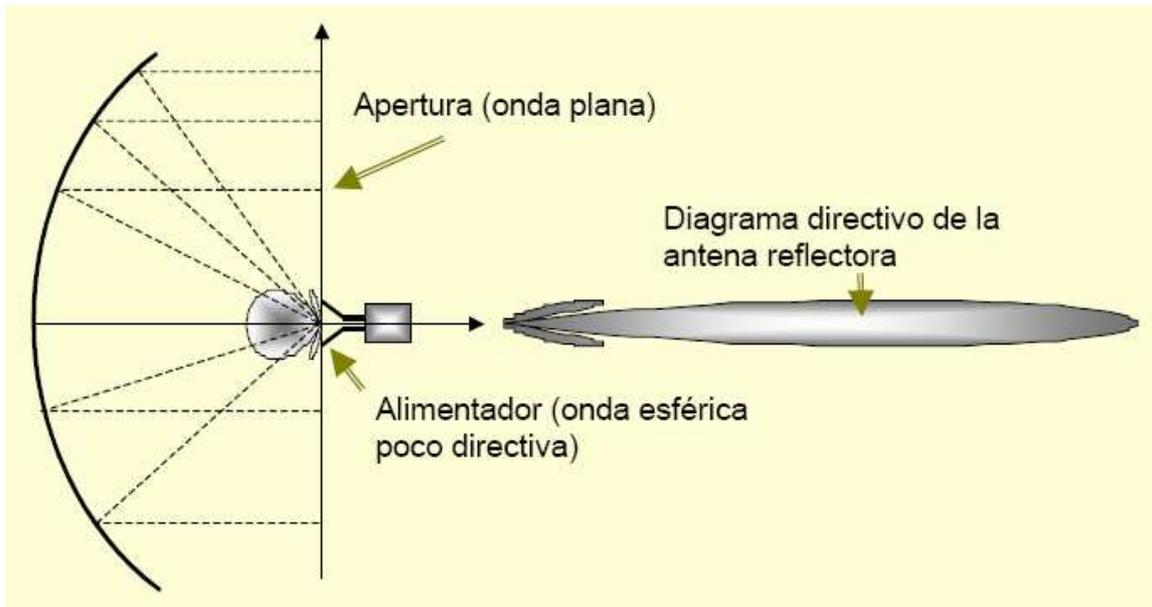


Figura 1.10. Diagrama básico del reflector

### 1.2.1. Introducción histórica y aplicaciones

El reflector, como instrumento óptico es conocido desde la antigüedad y usado, en aquel tiempo, en astronomía fundamental.

En 1887-1888 H. Hertz probó la validez de las teorías de Maxwell. Para su experimento Hertz utilizó un dipolo alimentado en su centro con las descargas de una bobina.

Como antena receptora usó una espira cuadrada con un entrehierro en el que se producían descargas. Hertz consiguió sintonizar el sistema añadiendo esferas a los brazos del dipolo, equivalentes a carga capacitiva y bobinas serie y condensadores paralelo a la espira receptora. Hertz, en sus experimentos, empleó un reflector de tipo cilindro parabólico.

Como principal aplicación, tenemos que, en radioastronomía, es la antena más comúnmente usada desde la década de los 30. Durante la segunda guerra mundial cobra gran empuje como antena de microondas para radar y comunicaciones, por su capacidad de producir haces muy directivos o conformados.

En enlaces de microondas es usada desde mediados del siglo XX por su alta directividad. Se construye de fibra de vidrio o aluminio. El caso de fibra de vidrio se construye con un laminado reforzado con resina poliéster; la superficie se metaliza con Zinc. El tamaño típico es de un diámetro de unos 3 metros. La antena es fijada rígidamente, y transmite un haz estrecho que debe estar perfectamente enfocado hacia la antena receptora. Estas antenas de microondas se deben ubicar a una altura considerable sobre el nivel del suelo, con el fin de conseguir mayores separaciones posibles entre ellas y poder superar posibles obstáculos. Sin obstáculos intermedios la distancia máxima entre antenas es de aproximadamente 7.14 Km, claro esta que esta distancia se puede extender, si se



aprovecha la característica de curvatura de la tierra, por medio de la cual las microondas se desvían o refractan en la atmósfera terrestre.

En la aplicación de Comunicaciones Vía Satélite se han producido los avances tecnológicos más importantes: antenas de haz conformado (multialimentadas o de superficie conformada), antenas reconfigurables, antenas desplegadas, antenas inflables, etc. En el siguiente apartado desarrollaremos esta aplicación, al ser de la más importantes y usadas.

En enlaces de milimétricas se utilizan como antenas directivas de terminal de usuario e incluso se plantea su uso en estaciones base.

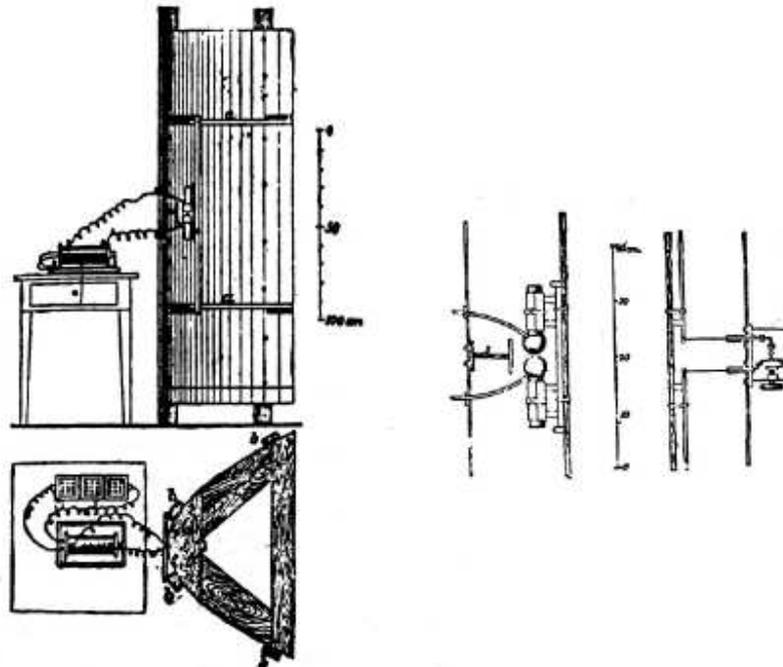


Figura 1.11. Cilindro parabólico utilizado por Hertz en su experimento

### 1.2.2. Aplicación satélite

La antena más extendida para difusión directa por satélite (DBS) es el reflector parabólico, el cual nos permite seleccionar un tamaño mínimo del mismo para la correcta recepción de la señal. El diseño de antenas para aplicaciones de satélite difiere en varios aspectos de otras aplicaciones ya que debe ser diseñada para resistir presiones térmicas y mecánicas <sup>[6]</sup>.

Los tres tipos de antenas básicos son: Phased Array, Lentes y Reflectores. Un Phased Array requiere de N redes de alimentación para N rayos lo que lo hace pesado y complejo. Una lente es más atractiva por su funcionamiento escaneado y porque es más compacta. Sin embargo es también bastante pesada en aplicaciones de baja frecuencia. Un reflector es generalmente usado por su peso ligero y estructura simple. Como elemento de alimentación



más usado y que mejor se adapta a los objetivos del diseño tenemos la bocina. En menores ocasiones pero también son utilizados las hélices, guías de ondas encadenadas, pequeños reflectores...

### 1.2.3. Comparativa con otros métodos de difusión satélite

#### *Phased Array*

Consiste básicamente en un grupo de antenas radiando en fase. Bocinas, dipolos, hélices, espirales, parabólicas y muchos otros tipos pueden ser los elementos radiantes. Una Phased Array para aplicaciones de satélite puede utilizarse para:

- conseguir un haz fijo tanto simple como múltiple.
- array de alimentación de lentes o reflectores de sistemas de antena.

Los parámetros de diseño más importantes son:

- Tamaño del array.
- Número de elementos.
- Posición de los elementos.
- Tipos de elementos.
- Errores admisibles de cuantificación en amplitud y fase.

#### *Lentes*

Las lentes se utilizan como antenas colimantes de gran ganancia. Una lente no tiene bloqueo por el alimentador, aunque es un bloqueo para la alimentación. Las reflexiones de la superficie de la lente causan pérdidas de potencia, errores en la alimentación,..

La clave de un buen diseño está en el equilibrio de los siguientes parámetros:

- Tipos de lentes: la mayoría de las lentes usadas para aplicaciones de los satélites son guíaonda, TEM y dieléctricos.
- Dimensiones: viene definida por la relación  $f/D$ , siendo  $f$  la distancia focal y  $D$  el diámetro.
- Formas de superficie de lente: las superficies convencionales son planas, esféricas o paraboloides.
- Tolerancias de la superficie: las desviaciones de la superficie de la lente causan pérdidas de ganancia y degradación del patrón.

#### *Reflectores*

El reflector es el candidato más deseable en sistemas de antenas de satélite debido a su ligero pero, su simple estructura y un diseño más consolidado. La desventaja del reflector es que tiene un bloqueo del alimentador, lo cual acaba con la simetría rotacional y limita el rango de búsqueda a muy pocos anchos de haz:

- El alimentador y el amplificador convertidor situados en el foco ocupan una cierta superficie que intercepta una parte de las ondas que llegan del satélite, disminuyendo así la ganancia de la antena.
- Las ondas difractadas por el borde del reflector y por los lóbulos parásitos aumentan el ruido térmico.



Aún así es el más utilizado porque es el más simple.

*Reflector sin bloqueo:* reflector asimétrico: la antena de foco desplazado (off-set) es una alternativa interesante que se encuentra en fase de rápido desarrollo, si bien resulta más cara. En ella, el reflector está formado por una parte de la parábola, de manera que el alimentador situado en el foco aparece decalado. Esta disposición elimina el efecto de enmascaramiento o de sombra que el alimentador y su soporte producen sobre las ondas incidentes que llegan del satélite, con lo que se obtiene una mejor eficacia de la antena. La principal desventaja es que se produce un nivel de polarización cruzada superior al caso de alimentación frontal debido a la falta de simetría de la estructura. Un satélite que utiliza este tipo de antenas es el Intelsat VII, el cual posee dos grandes paraboloides en los lados este y oeste alimentados con un array en el foco.

*Reflector con bloqueo:* antena Cassegrain: este tipo de antenas se utiliza en aplicaciones espaciales donde se requiere gran directividad, una elevada potencia en la el transmisor y un receptor de bajo ruido. Utilizar una gran antena reflectora implica grandes distancias del receptor al foco y la imposibilidad de colocar equipos en él por lo que una solución es emplear un segundo reflector o subreflector y colocar la alimentación cerca o en el vértice del paraboloide. El foco del subreflector coincide con el del reflector principal. De todas formas el bloqueo no desaparece, el máximo bloque viene determinado por el diámetro del subreflector y por la sombra que proyecta el alimentador desde el foco sobre el paraboloide.

Un tercer tipo de antena más extendido no es parabólico, se trata de la antena plana, formada por un cierto número de dipolos cableados de forma que se obtenga un ángulo de apertura del lóbulo principal de magnitud similar a la obtenida con las antenas parabólicas.

Antena	Ventajas	Desventajas
Lentes	<ul style="list-style-type: none"> <li>• No bloqueo en la alimentación</li> <li>• Mejor barrido del espacio</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Grandes en aplicaciones de baja frecuencia</li> <li>• Errores en la apertura</li> </ul>
Reflectores	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Simples</li> <li>• Ligeros</li> <li>• Diseño consolidado</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Necesario offset para evitar el bloqueo del alimentador</li> <li>• Pobre barrido del espacio</li> </ul>
Phased Array	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Distribución de la potencia en niveles de radiación elementales</li> <li>• Fiable</li> <li>• No tiene pérdidas</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Complejidad</li> <li>• Pesado</li> <li>• Grandes pérdidas en la red de formación del haz.</li> </ul>



Figura 1.12. Características de las tres antenas básicas

### ***Sistemas de antenas multihaz***

Una antena multihaz es la que se usa generalmente en los sistemas de antenas de satélite. Consiste en una superficie enfocada iluminada por un array de elementos alimentadores. Cada elemento ilumina a la apertura óptica y genera un haz. El ancho de haz de un rayo va determinado por el tamaño de la apertura óptica y la posición y separación angular de estos rayos está determinada por la separación entre los elementos.

Con esta configuración el satélite puede comunicarse a través de una sola antena con varias estaciones terrenas geográficamente dispersas. Además en estas estaciones terrenas se necesitan antenas menores que reducen el coste debido a que tienen la radiación focalizada hacia ellas.

Las antenas multihaz utilizan un reflector que lleva el radiador primario en el foco del mismo. La dirección del haz se puede modificar cambiando la posición de los elementos radiadores alrededor del foco. Hay que tener en cuenta el bloqueo que producen los radiadores dispuestos en torno a éste. Es por ello mucho más útil el empleo de configuraciones offset.

### ***Antenas TT&C***

Mientras el satélite geosíncrono está siendo puesto en órbita es necesario mantener una comunicación continua en previsión de posibles desapuntamientos o desplazamientos del mismo. Para esto es necesario que la antena sea omnidireccional y polarizada circularmente. Todos estos servicios de telemetría, seguimiento y telecomando, son realizados a través de una misma antena, la cual debe poseer un diagrama de radiación con la máxima zona de cobertura posible, de manera que el servicio no quede interrumpido, independientemente de la posición del satélite o de las condiciones del enlace. La poca directividad de la antena TT&C obliga a que las potencias transmitidas desde la estación terrena, para el servicio de telecomando, y por el satélite, para el de telemetría y seguimiento, tengan que ser relativamente elevadas.

Existen diferentes tipos de antenas TT&C:

- Array circular: es adecuado para conseguir omnidireccionalidad y restricciones del diseño.
- Antena bicónica: suele colocarse en un extremo del eje del satélite, para minimizar el scattering y reducir el bloqueo.
- Reflectores de cilindro ranurado: es difícil conseguir una polarización circular omnidireccional, por tanto se aproxima por un patrón cardiode, conseguido con este tipo de antenas.

## **1.2.4. Otros tipos de reflectores**



A medida que subimos en frecuencia es posible ir consiguiendo elevadas dimensiones eléctricas de las antenas, y por tanto, directividades importantes. Aumentar la directividad significa disponer de geometrías capaces de focalizar la energía en regiones angulares cada vez menores. Ésta es la finalidad que se persigue con las distintas formas de reflector y de lente: concentrar la radiación de fuentes primarias, en general poco directivas, en una determinada dirección (figura 1.13). Los reflectores y las lentes se colocan en frente de un radiador primario (dipolo, boca de guía, bocina), para convertir las ondas aproximadamente cilíndricas o esféricas generadas por el radiador primario en una frente de onda que puede ser considerado como localmente plano sobre la apertura del reflector. Este frente de onda es capaz de concentrar la radiación en un reducido sector angular del espacio y obtener así directividades elevadas <sup>[7]</sup>.

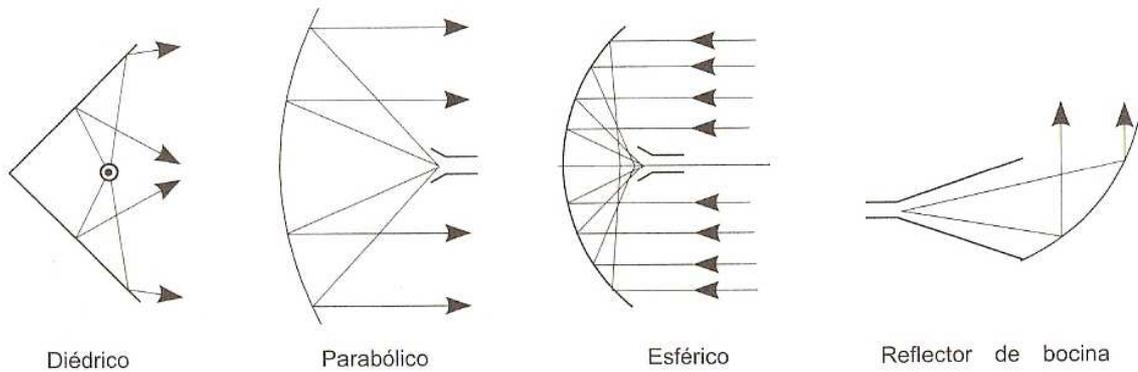


Figura 1.13. Distintas geometrías del reflector

### 1.2.4.1 Reflectores diédricos

Una de las formas más simples de concentrar la radiación de una fuente primaria es mediante reflectores diédricos como los representados en la figura 1.14. Su estudio se realiza mediante la teoría de las imágenes, que permite analizar diedros reflectores con un ángulo de  $180^\circ/n$ , donde  $n$  es un entero.

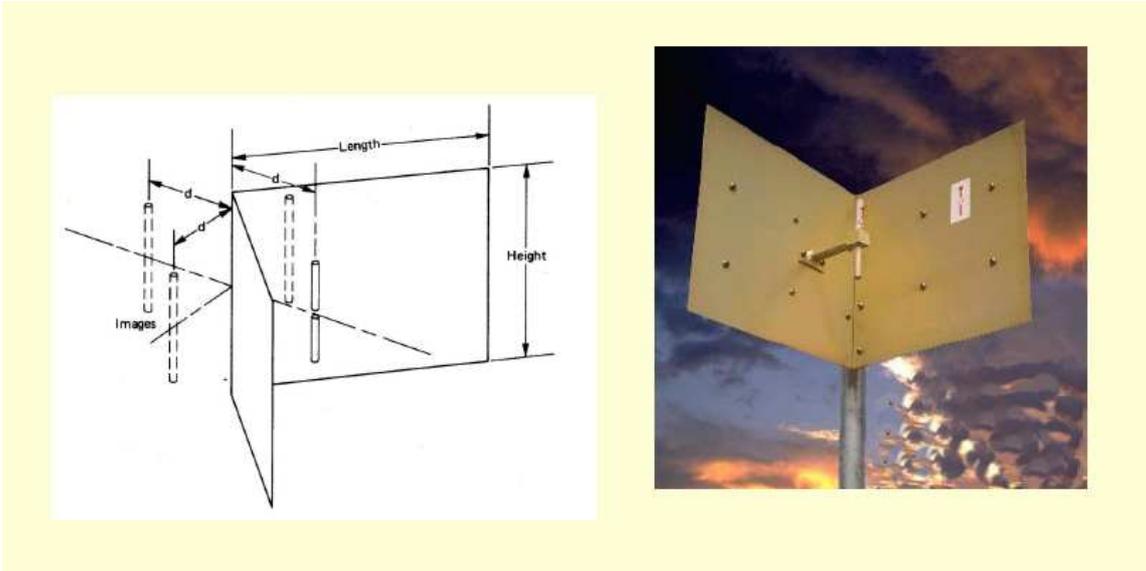


Figura 1.14. Reflector diédrico

Una configuración usual es el reflector de 90°. La ubicación y sentido de las corrientes imágenes debe ser tal que su superposición asegure el cumplimiento de las condiciones de contorno sobre las paredes del diedro y en particular sobre el vértice central. También son habituales reflectores de 60° que darán lugar a 5 imágenes.

### 1.2.4.2 Reflectores parabólicos

Un reflector diédrico presenta, en general, una ganancia muy reducida y se requieren grandes superficies y ángulos reducidos para conseguir directividades apreciables. Una configuración que permite obtener directividades elevadas utiliza un reflector parabólico como superficie reflectante.

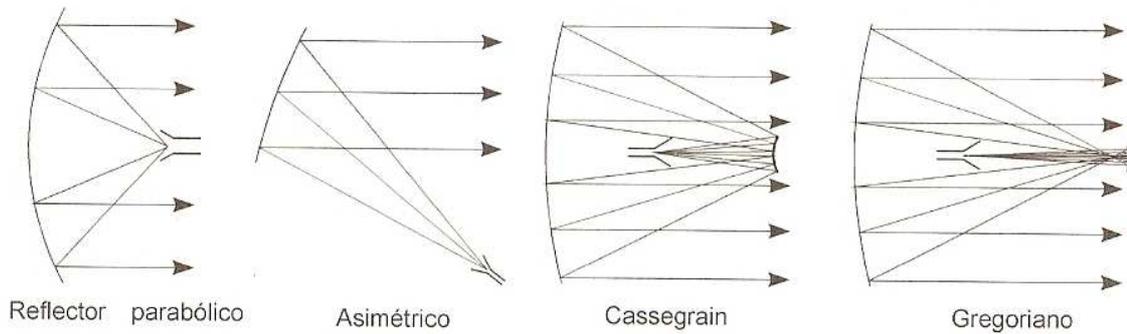


Figura 1.15. Distintas configuraciones del reflector parabólico



Ya que este en el siguiente capítulo estudiaremos a fondo el reflector parabólico simple, en esta sección, conoceremos otras configuraciones más complicadas del mismo.

### 1.2.4.2.1 Antenas Cassegrain

Las antenas Cassegrain (con un subreflector adicional) fueron introducidas en la década de los 60, ligadas a la aparición de los satélites de comunicaciones.

En aplicaciones espaciales donde se requiere una gran directividad de la antena, una elevada potencia en el transmisor y un receptor de bajo ruido, incluso refrigerado en algunos casos, utilizar una gran antena receptora implica grandes distancias del transmisor o receptor al foco y la imposibilidad de colocar equipos en él, por lo que una solución es emplear un segundo reflector o subreflector y colocar la alimentación cerca o en el vértice del paraboloide. Los subreflectores típicos son hiperboloides o elipsoides cuyo foco coincide con el del paraboloide o reflector principal. La configuración más utilizada es la Cassegrain, derivada del telescopio del mismo nombre, que consiste (Figura 1.16) en un reflector principal parabólico combinado con un subreflector hiperbólico.

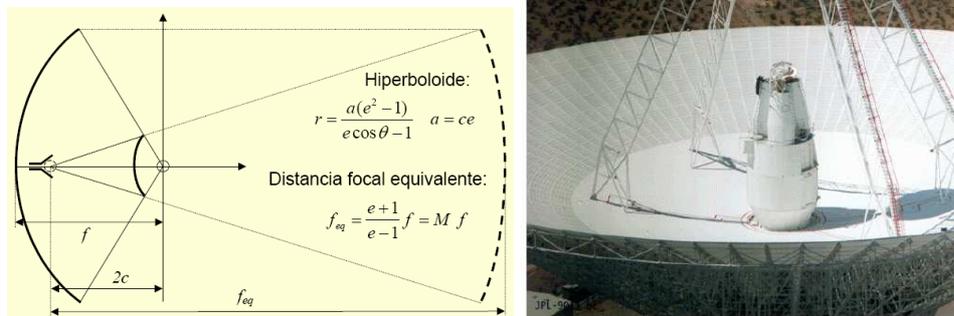


Figura 1.16. Reflector Cassegrain.

El alimentador utiliza un haz más estrecho para iluminar un paraboloide a través de un subreflector hiperbólico. Existe un paraboloide equivalente con mayor distancia focal

Desde el punto de vista de la radiación, esta geometría puede analizarse como si fuera un paraboloide alimentado frontalmente pero con una distancia focal mayor. Este reflector parabólico equivalente se obtiene geoméricamente tal como se muestra en la figura 1.16.

Esta configuración permite conseguir una iluminación del reflector más uniforme y unas pérdidas por desbordamiento más bajas. Las eficiencias reales típicas son del orden del 65 al 75%, que son casi un 10% mayor que en el caso de alimentación frontal. Si se disminuye el diámetro del reflector principal, los efectos del bloqueo aparecen de forma importante, por lo que la configuración Cassegrain es la solución adecuada cuando se



desean directividades elevadas, habitualmente por encima de 40 dB. Esta es la razón del uso prácticamente exclusivo de estas antenas como grandes reflectores para radioastronomía, comunicaciones espaciales y en estaciones terrenas de comunicaciones vía satélite.

### 1.2.4.2 Antenas Gregorian

Cuando la posición del alimentador, situado en uno de los focos del hiperboloide, se mueve hacia el subreflector, éste va disminuyendo su concavidad hasta convertirse en plano, cuando las distancias al subreflector de los dos focos del hiperboloide coincidentes con la posición del alimentador y del foco de la parábola se hacen iguales. Si ahora movemos el foco de la parábola solidario con el subreflector hacia el reflector principal hasta colocarse entre ambos, el subreflector se transforma en un elipsoide cóncavo y la configuración se denomina Gregoriana por analogía con el telescopio del mismo nombre.

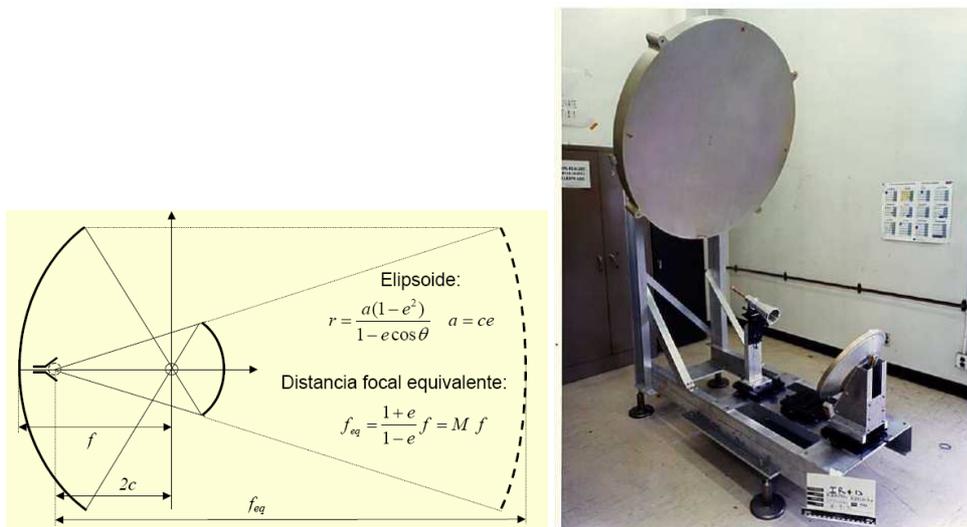


Figura 1.17. Reflector Gregorian  
El alimentador utiliza un haz más estrecho para iluminar un paraboloide a través de un subreflector elíptico. Existe un paraboloide equivalente con mayor distancia focal

### 1.2.4.3 Cilindros parabólicos

Antenas basadas en el principio de la parábola pueden construirse por la traslación de la parábola sobre una generatriz. Un ejemplo de ello es el cilindro parabólico recto, figura 1.18. En este caso la alimentación ha de hacerse desde una línea focal, lo que producirá una onda cilíndrica que será reflejada en el cilíndrico parabólico. El análisis se realiza de manera similar al del reflector simétrico, salvo que en este caso la apertura será rectangular



y el factor de atenuación desde el foco al reflector será el correspondiente a una onda cilíndrica.

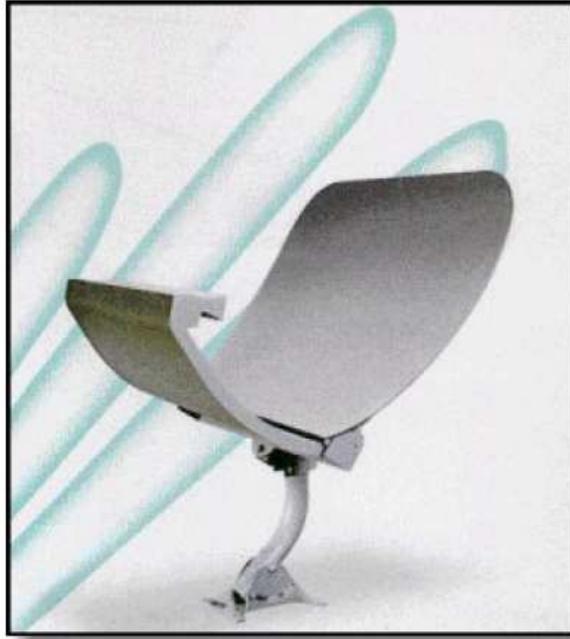


Figura 1.18. Cilindro parabólico

Se emplea este tipo de geometrías en algunas antenas de radares de cobertura, en los que se precisa un haz estrecho en el plano horizontal y ancho en vertical.

#### 1.2.4.4 Otros

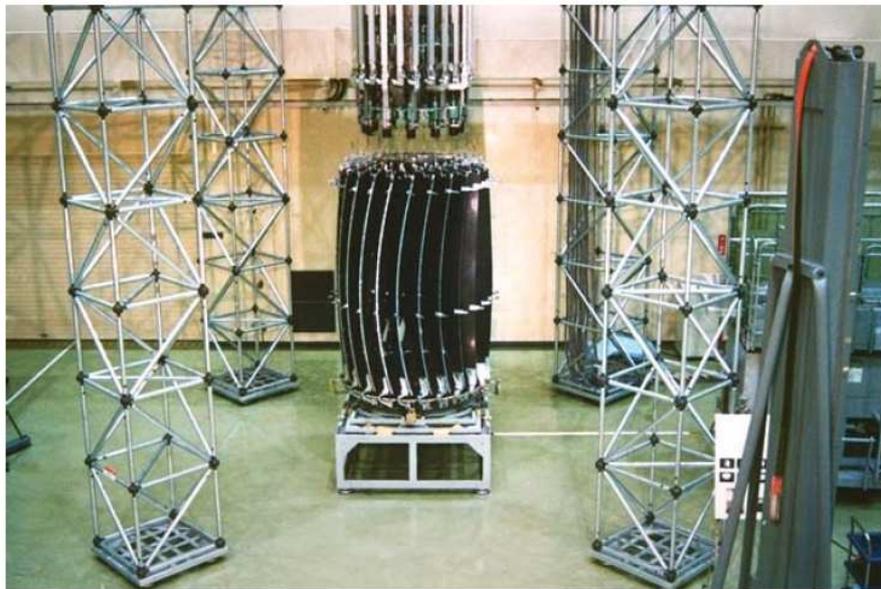
Es obvio, que tendremos infinidad de posibilidades de diseño y configuración, por eso, finalmente, mostramos una serie de fotografías con diversas configuraciones de estos reflectores <sup>[8]</sup>.



**REFLECTOR TRANSPORTABLE**

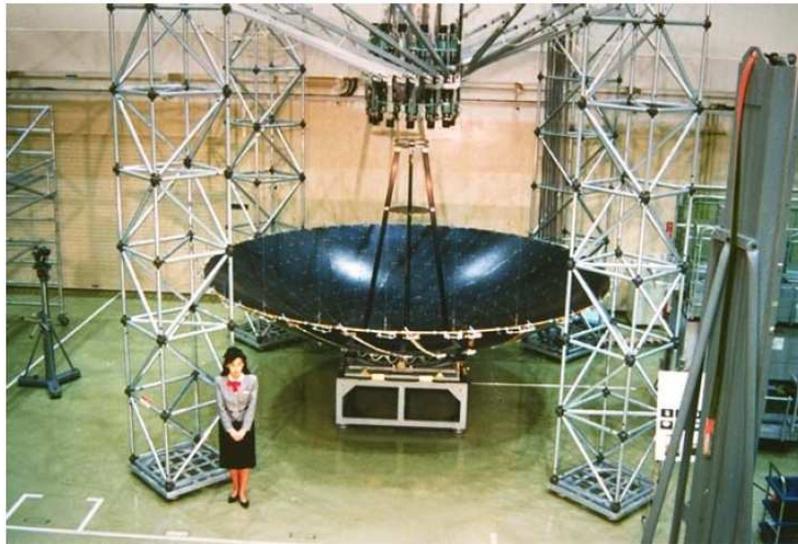


**REFLECTOR PLEGADO**





**REFLECTORES DESPLEGABLES**



**REFLECTORES PLANO Y CILÍNDRICO**





### AGRUPACIONES DE REFLECTORES



### REFLECTORES HINCHABLES



Figura 1.19. Variedad de reflectores





## CAPITULO 2. OBJETIVO Y CONTENIDOS.

### 2.1. Objetivo del proyecto

Como ya se ha comentado, este proyecto fin de carrera, está englobado en un proyecto superior que es la elaboración de un radiotelescopio por parte de varios alumnos de la Universidad Politécnica de Cartagena, los cuales han hecho, y harán, una parte de él con su proyecto final de carrera.

En la figura siguiente podemos ver el esquema típico de un radiotelescopio:

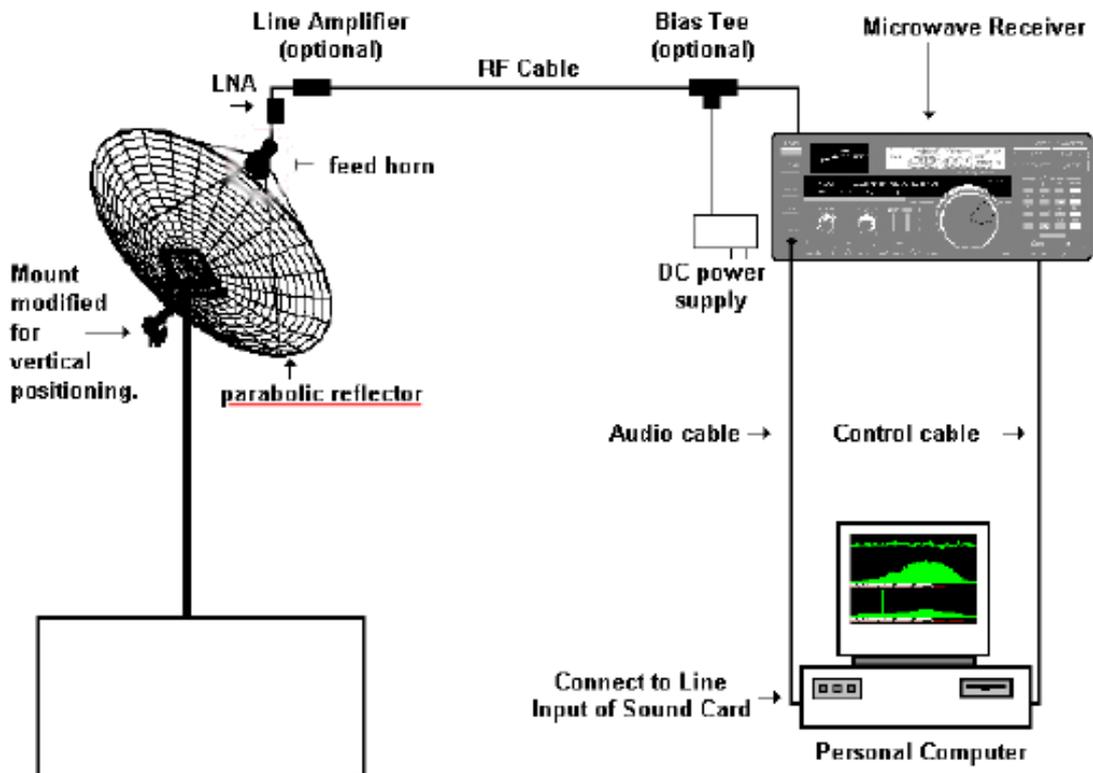


Figura 2.1. Esquema típico del radiotelescopio.

Hemos subrayado en rojo el reflector parabólico, que será el objeto de estudio de este proyecto fin de carrera.

Por mi parte, mi proyecto trata del estudio del reflector parabólico que será alimentado con una antena tipo bocina que ha sido previamente diseñada. El radiotelescopio final operará en la línea de hidrógeno, 21cm, o lo que es lo mismo, operará a la frecuencia de 1420 MHz.

Así, intentaremos construir el reflector para que el conjunto reflector – bocina tenga la mayor eficiencia posible y para que este adaptado a la frecuencia de trabajo de 1420 MHz.

Para esto vamos a diseñar un programa Matlab que simule la respuesta de un reflector parabólico ante diferentes entradas, empezaremos con la alimentación elemental del dipolo



para terminar con la guía circular. El programa devolverá una serie de representaciones del campo resultante, el que tenemos después de que los rayos reboten en el reflector, y con esto y teniendo en cuenta parámetros como las eficiencias, la directividad... podremos decidir las dimensiones de nuestro reflector y la alimentación más adecuada (aunque ya sabemos que será una guía circular).

## 2.2. Contenidos del proyecto

Podemos desglosar este proyecto en partes de la siguiente forma:

Primero hemos hecho una pequeña introducción, donde hemos comentado conceptos como la radioastronomía y el radiotelescopio, y hemos indagado en temas como la historia de la radioastronomía o los tipos de emisión. Además hemos ofrecido una visión general de los reflectores.

Después de marcar el objetivo y los contenidos en el capítulo 2, haremos un estudio teórico tanto del reflector como de los tipos de alimentación más comunes. Comentar que hay que tener siempre en cuenta la alimentación en el estudio del reflector, ya que está marcara sus características, así hablaremos del conjunto reflector – alimentador.

Tras esto, pasaremos a una sección de resultados desarrollaremos el contenido del programa que hemos desarrollado en Matlab para la representación de campos con un reflector. Comentaremos las fases por las que pasamos y pondremos diferentes ejemplos y capturas.

En el capítulo 5, pasaremos ha presentar las conclusiones de nuestro trabajo, posibles ampliaciones del mismo y un resumen de los hecho.

Finalmente, expondremos la bibliografía que en la que nos hemos apoyado en nuestro proyecto.





## CAPITULO 3. TEORÍA SOBRE REFLECTORES Y ALIMENTACIONES.

Como ya se comentó antes, para hacer un buen estudio de una bocina (alimentación) o de un reflector, es fundamental hacerlo hablando de su conjunto bocina – reflector. Por eso, en este apartado haremos un estudio teórico de los dos para, posteriormente, centrarnos en el diseño del reflector.

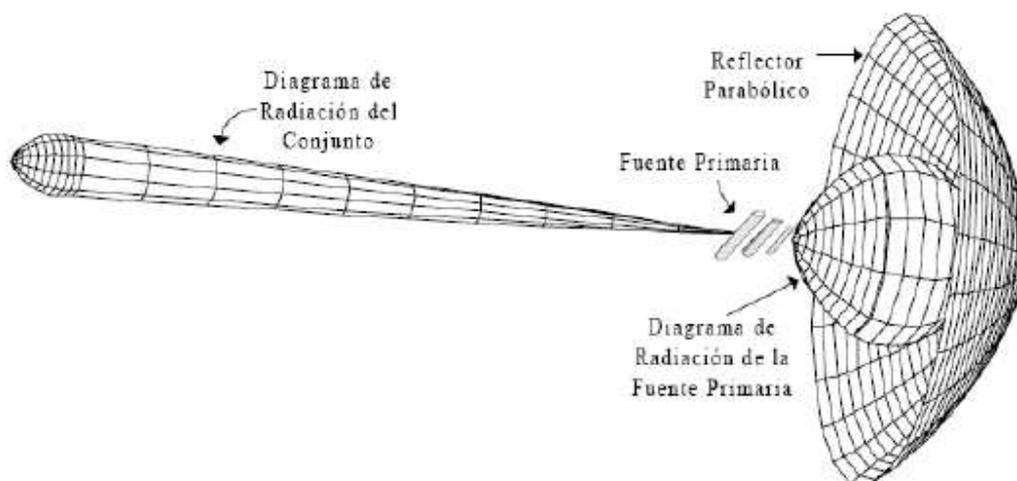


Figura 3.1. Conjunto fuente primaria-reflector parabólico

En la figura anterior <sup>[9]</sup> podemos observar el sistema formado por el reflector parabólico y la bocina o fuente primaria. La bocina crea un diagrama de radiación llamado diagrama de radiación de la fuente primaria, el cual debe ser capaz de iluminar en su totalidad la superficie del paraboloide. También podemos observar el diagrama de radiación del conjunto, mucho más direccional que el diagrama de radiación de la fuente primaria.

El reflector parabólico, como toda parábola, viene definido, entre otros parámetros, por su foco, punto en el cual convergen las ondas electromagnéticas que hayan incidido paralelamente en la superficie del reflector. Así, un haz de rayos, que partiendo del foco, incidan en la superficie de la parábola saldrán rebotados de forma paralela.

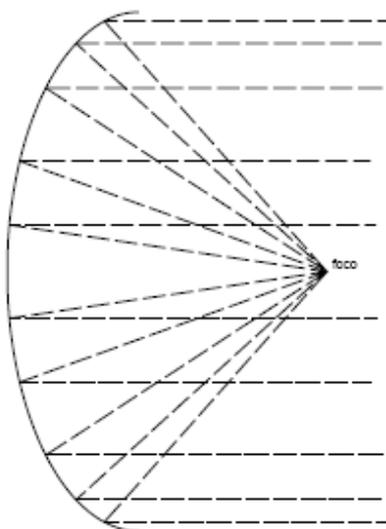


Figura 3.2. Reflector parabólico y su foco.

La bocina o fuente primaria debe colocarse en el foco del reflector, con el fin de captar la máxima energía que previamente haya rebotado en la parábola. Cuanto más grande sea el diámetro del reflector, más energía captará, es decir, que su ganancia (la del sistema) aumentará.

### 3.1. Antena Primaria (alimentador)

En nuestro conjunto alimentador – reflector, vamos a utilizar como bocina una guía de onda circular con un anillo obturador que sea capaz de captar señales de longitudes de onda de 21cm (correspondiente a la frecuencia de 1420MHz). La longitud de onda elegida es 21cm ya que es la correspondiente a la línea de hidrógeno, que es el componente mayoritario en el espacio.

Las características que ha de poseer la bocina son: adaptación a la frecuencia de trabajo, es decir, los 1420MHz ya mencionados; y un diagrama de radiación capaz de iluminar con eficiencia el reflector parabólico.

A continuación describimos con más detalle las diferentes partes y los parámetros más importantes de que consta la fuente o alimentador primario.

#### 3.1.1. Guía de onda circular

Como hemos comentado, la primera aproximación de bocina que vamos a analizar es la de una guía de onda circular. Las guías de onda circulares son unas excelentes líneas de transmisión con bajas pérdidas y de predecible funcionamiento, que pueden ser usadas a cualquier frecuencia de microondas, sin más que elegir las medidas apropiadas. Del mismo



modo que la guía de onda rectangular, la guía circular viene definida por sus dimensiones: radio ( $a$ ) y longitud ( $l$ ) de la guía.

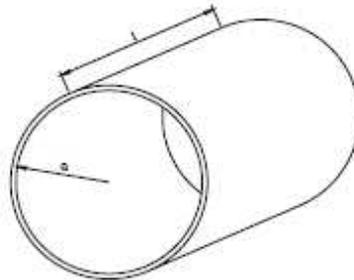


Figura 3.3. Guía de onda circular y sus dimensiones.

Una guía de onda circular que esté correctamente diseñada y apropiadamente alimentada es capaz de albergar en su interior la propagación de cualquiera de los modos mostrados en la siguiente figura <sup>[10]</sup>:

$D_{mn}$ for $TE_{mn}$ waves				
$n \backslash m$	0	1	2	3
1	1.640	3.412	2.057	1.496
2	0.896	1.178	0.937	0.764
3	0.618	0.736	0.631	0.554
4	0.475	0.54	0.48	0.44

$D_{mn}$ for $TM_{mn}$ waves				
$n \backslash m$	0	1	2	3
1	2.613	1.640	1.224	0.966
2	1.139	0.896	0.747	0.644
3	0.726	0.618	0.541	0.482
4	0.534	0.475	0.425	0.388

Figura 3.4. Valor de  $D_{mn}$  para los distintos modos que se pueden propagar en una guía circular.

El factor  $D_{mn}$  determina la longitud de onda de corte (y por tanto la frecuencia de corte) correspondiente a cada uno de los modos mostrados, tanto para los modos  $TE_{mn}$  como para los modos  $TM_{mn}$ . Por ejemplo, si queremos saber qué longitud de onda de corte tendrá el modo  $TM_{32}$  en una guía circular de radio  $a$ , nos vamos a la tabla 3.1 y la longitud de onda de corte será:

$$\lambda_{TM_{32}} = D_{TM_{32}} \cdot a = 0,541 \cdot a \quad (3.1)$$



Los modos con mayores longitudes de onda (menores frecuencias) de corte son los que se propagarán primero. Si echamos un vistazo a la tabla, observamos que el primer modo en propagarse será el modo TE<sub>11</sub>.

Nuestra guía de onda, debe operar a una frecuencia de 1420MHz y debe propagar únicamente el modo fundamental. La propagación de los diversos modos de la guía viene regida por las dimensiones de la guía: las ya citadas, radio y longitud.

Dependiendo del valor del radio de la guía, se propagarán unos determinados modos. Cuanto más grande sea el radio, más modos se propagarán, como veremos más adelante. Por otra parte, la longitud ha de ser suficiente como para que dentro de la guía de onda se pueda establecer una onda de longitud  $\lambda_g$ , y de este modo, se propague el primer modo que soporta la guía.

Vamos a empezar viendo los efectos que provoca la elección de un valor concreto para el radio, más tarde hablaremos del efecto de la longitud de la guía.

### 3.1.1.1. Radio de la guía de onda (a)

Observando la figura 3.4 sabemos que la longitud de onda de corte ( $\lambda_c$ ) del primer modo en propagarse (el modo TE<sub>11</sub>) en una guía circular es:

$$\lambda_{TE_{11}} = D_{TE_{11}} \cdot a = 3,412 \cdot a \Leftrightarrow \lambda_{TE_{11}} = 1,71 \cdot D \quad (3.2)$$

siendo  $D$  el diámetro de la guía y  $a$  el radio. Podemos calcular el mínimo diámetro que necesitamos para que se propague el modo más bajo, el TE<sub>11</sub>. Este diámetro será:

$$D_{min} = \frac{1}{1,71} \cdot \lambda_0 \approx 0,59 \cdot \lambda_0 \quad (3.3)$$

con  $\lambda_0$  la longitud de onda de trabajo.

Además de esto, también queremos que no se propaguen los modos inmediatamente superiores, ya que si ocurriera, estos modos viajarían a mayor velocidad a lo largo de la guía que el modo más bajo, con lo no estarían en fase y, de este modo, interferirían entre ellos, no pudiendo obtener la señal total con bajas pérdidas.

Una vez aclarado esto, podemos crear unos límites entre los que deba hallarse el radio (diámetro) de nuestra guía. Observando de nuevo la figura 3.4, también sabemos que el segundo modo en propagarse en una guía circular es el modo TM<sub>01</sub>, el cual posee la siguiente expresión para la longitud de onda de corte:

$$\lambda_{TM_{01}} = D_{TM_{01}} \cdot a = 2,613 \cdot a \quad (3.4)$$

A partir de esta ecuación podemos deducir cuál será el mínimo valor del diámetro para que se propague el modo TM<sub>01</sub>, y, por tanto, el máximo valor del diámetro para que únicamente se propague el modo que nos interesa, el TE<sub>11</sub>.

Por lo tanto, podemos asegurar que el diámetro de nuestra bocina, deberá estar comprendido dentro del intervalo:



$$D \in (0,59\lambda_0, 0,78\lambda_0)$$

Si el valor del diámetro es menor que  $0,59\lambda_0$ , no se estará propagando nada por la guía, el modo más bajo estará en corte. Si el valor del diámetro supera  $0,78\lambda_0$ , además del modo TE<sub>11</sub>, dentro de la guía habrá más modos propagándose en el interior de la guía de onda, entre ellos como mínimo el TM<sub>01</sub>. Si, por el contrario, el valor del diámetro está comprendido entre los dos valores anteriormente mencionados, únicamente se propagará el modo TE<sub>11</sub>.

En la figura 3.5 podemos ver el aspecto que tienen los diferentes modos que pueden propagarse por una guía de onda circular en un corte transversal de ésta:

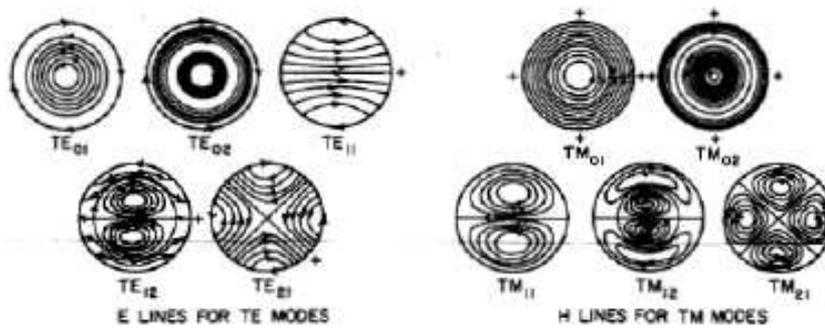


Figura 3. 5. Modos TE y TM de una guía circular

Como hemos comentado anteriormente, el modo que nos interesa que se propague por la guía es el modo que tiene la menor frecuencia de corte, el modo TE<sub>11</sub>.

El valor del radio lo hemos expresado en función de la longitud de onda, de trabajo  $\lambda_0$ , por lo que, el valor del radio es dependiente de ésta y, por lo tanto, de la frecuencia. Es por esto que una guía de onda puede adaptarse a cualquier frecuencia de microondas.

A continuación vamos a explicar de qué manera alimentaremos la guía de onda.

### 3.1.1.2. Alimentación de la guía de onda circular.

Vamos a alimentar la guía de onda mediante un conector coaxial tipo N. A este conector le colocaremos un monopolo, el cual introduciremos por el lateral de la guía.

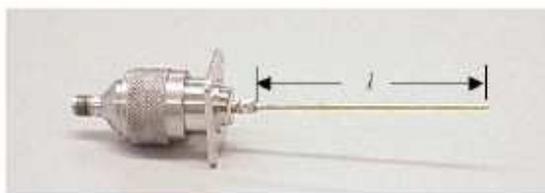


Figura 3. 6. Conector y monopolo



Tanto la longitud como la posición del monopolo con respecto a la guía van a ser críticos a la hora de obtener los resultados deseados: máxima adaptación a la frecuencia de trabajo.

El funcionamiento del monopolo dentro de la guía lo podemos ver como un monopolo en  $4\lambda_0$  con un plano de masa. En este caso, el plano de masa sería la superficie interna de la guía de onda y el monopolo debería medir una cuarta parte de la longitud de onda de trabajo  $\lambda_0$ .

La diferencia es que el monopolo radia dentro de la guía. Esto hace que no esté radiando a una longitud de onda  $\lambda_0$  sino a otra, la longitud de la onda que viaja dentro de la guía  $\lambda_g$ . Tenemos que diferenciar entre tres longitudes de onda completamente distintas:  $\lambda_0$ , como la longitud de onda de trabajo, a la que emite el átomo de hidrógeno;  $\lambda_c$ , como la longitud de onda de corte del modo tratado; y  $\lambda_g$ , como la longitud de onda de la onda propagándose en el interior de la guía.

Vamos a calcular el valor de  $\lambda_g$ . La ecuación de la propagación del modo fundamental es la siguiente:

$$k_g^2 = k_0^2 - k_c^2 \quad (3.5)$$

con  $k_g$  el número de onda de la señal que se propaga en la guía;  $k_0$  el número de onda correspondiente a la longitud de onda de trabajo; y  $k_c$  el número de onda correspondiente a la longitud de onda de corte del modo que queremos hallar.

De la expresión anterior sabemos:

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (3.6)$$

y además:

$$k_c = \frac{2\pi}{\lambda_c} \quad (3.7)$$

Así, sustituyendo en la expresión 3.5 nos queda la siguiente relación:

$$k_g^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_g}\right)^2 \Leftrightarrow \frac{2\pi}{\lambda_g} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2} \Leftrightarrow \frac{1}{\lambda_g} = \sqrt{\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_c^2}} \quad (3.8)$$

Quedando finalmente la siguiente expresión para la longitud de onda de la onda que se propaga dentro de la guía  $\lambda_g$ :

$$\lambda_g = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_c^2}}} \quad (3.9)$$

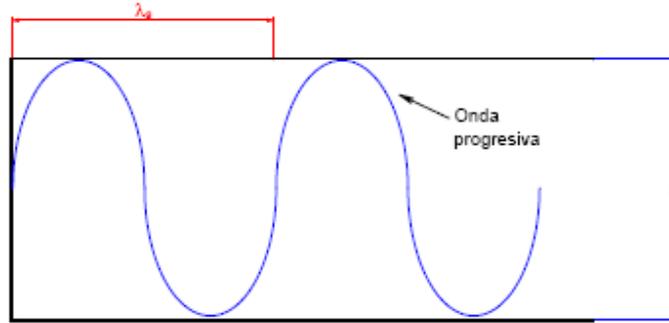


Figura 3. 7. Onda de  $\lambda_g$  propagándose dentro de la guía

De igual modo, se puede expresar en función de la frecuencia. Sabiendo que:

$$k_c = \frac{2\pi}{\lambda_c} = \frac{2\pi f_c}{\lambda_c f_c} = \frac{2\pi f_c}{c_o} \quad (3.10)$$

y que:

$$k_o = \frac{2\pi}{\lambda_o} = \frac{\omega}{c_o} = \frac{2\pi f_o}{c_o} \quad (3.11)$$

Entonces, sustituyendo de nuevo en la expresión 3.5, nos queda lo siguiente:

$$k_g^2 = \left(\frac{2\pi f_o}{c_o}\right)^2 - \left(\frac{2\pi f_c}{c_o}\right)^2 \quad (3.12)$$

y por consiguiente:

$$k_g = \sqrt{\left(\frac{2\pi f_o}{c_o}\right)^2 - \left(\frac{2\pi f_c}{c_o}\right)^2} \quad (3.13)$$

En esta última expresión se pueden deducir claramente las siguientes condiciones de propagación:



$$\text{Propagación} \begin{cases} \text{si } f_o < f_c \rightarrow k_g \in \mathbb{C} \Rightarrow \text{no hay propagación} \\ \text{si } f_o = f_c \rightarrow k_g = 0 \Rightarrow \text{umbral de propagación} \\ \text{si } f_o > f_c \rightarrow k_g \in \mathbb{R}^+ \Rightarrow \text{sí hay propagación} \end{cases}$$

Teniendo en cuenta lo anterior, observamos que sólo habrá propagación dentro de la guía de onda cuando se supere la frecuencia de corte que vendrá marcada por el radio, como vimos anteriormente.

Debemos colocar el monopolo a una distancia  $4 \lambda_g$  del fondo de la guía, como mostramos en la figura 3.8. Esto ha de ser así para que la onda que emite el monopolo en dirección hacia el fondo de la guía, al llegar a la pared llegue con amplitud cero. La onda se refleja en su totalidad en la pared conductora de coeficiente de reflexión  $\rho = -1$ , habiendo recorrido una distancia  $4 \lambda_g$ . Un coeficiente de reflexión de  $-1$  implica un cambio de fase de  $180^\circ$ , o lo que es lo mismo, de  $2 \lambda_g$ . De esta manera, cuando la onda reflejada en el fondo de la guía llega de nuevo al monopolo, habrá recorrido  $4 \lambda_g$  desde el monopolo hasta el final de la guía;  $2 \lambda_g$  por el cambio de fase que le provoca el coeficiente de reflexión de la pared; y otros  $4 \lambda_g$  desde la pared hasta el monopolo. En total habrá recorrido una distancia de una longitud de onda  $\lambda_g$ , por lo tanto, al encontrarse con la onda que emite el monopolo hacia fuera de la guía, éstas se sumarán en fase y ambas formarán una onda progresiva.

Es importante tener en cuenta que no es un cuarto de la longitud de onda de trabajo, sino de la longitud de onda de la señal que se propaga dentro de la guía.

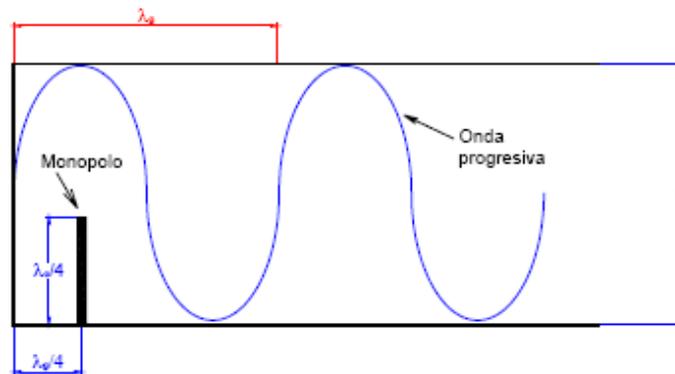


Figura 3. 8. Monopolo radiando en  $\lambda_g/4$  en la guía

Si la posición del monopolo no fuera de  $4 \lambda_g$  y no estuviera colocado en el máximo de la onda que viaja por la guía, habría desadaptación del coaxial a la guía, con lo que habría reflexiones y las ondas no se sumarían en fase, lo que incurre en que la onda no transportaría a través de la guía toda la energía posible, como queda ilustrado en la figura 3.9:

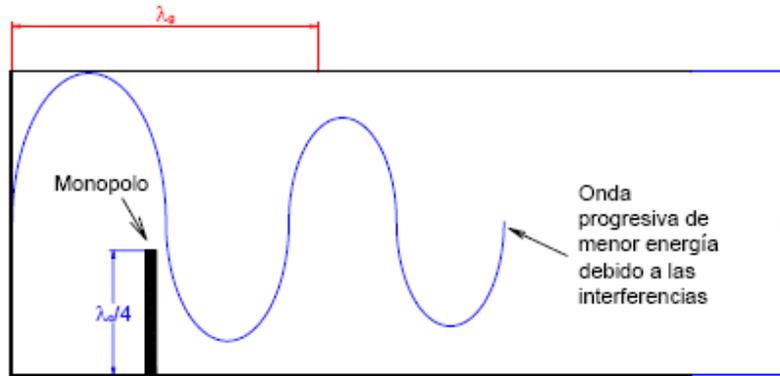


Figura 3. 9. Monopolo mal ubicado en la guía

Por otra parte cabe comentar que el grosor del monopolo no es una variable crítica en el análisis y que simplemente basta con elegir un valor y comprobar que los resultados obtenidos son los esperados.

### 3.1.1.3. Longitud de la guía de onda circular.

La longitud de la guía debe ser tal que se pueda establecer una onda de longitud de onda  $\lambda_g$  que propague el primer modo que soporta la guía de onda TE<sub>11</sub>. Si la longitud de la guía no es suficientemente grande, puede que el monopolo esté demasiado cerca de la cara abierta de la guía y, por consiguiente, no pueda establecerse la onda de longitud  $\lambda_g$  y éste esté radiando prácticamente en espacio libre. Por esto, teóricamente debe haber un valor umbral de la longitud, en el que a partir de ese valor, la respuesta de la guía sea independiente de la longitud de ésta.

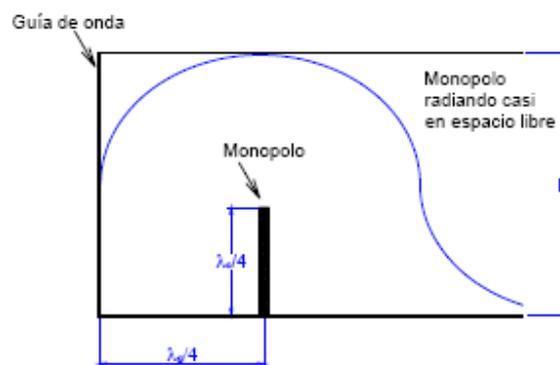


Figura 3. 9. Guía demasiado corta

Con estas premisas podemos explicar el efecto que ejercerá la incorporación del anillo obturador al diseño.



### 3.1.2. Especificaciones de la bocina usada en el radiotelescopio

Al comienzo de la realización de este proyecto ya contábamos con el proyecto de otro alumno que diseñó la bocina, por eso, tras dar un concepto general de la guía circular, conviene dar unas especificaciones más concretas sobre los parámetros de la bocina que alimentará, en un futuro a nuestro reflector <sup>[11]</sup>. Así tenemos:

#### 3.1.2.1. Monopolo radiante

Antes de comenzar con el diseño propiamente dicho de la bocina, vamos a diseñar el elemento radiante que colocaremos dentro de la bocina para que excite el modo TE<sub>11</sub>: un monopolo.

El elemento radiante será un monopolo de longitud  $\lambda_0/4$ . Este monopolo irá soldado a un conector coaxial tipo N. El modelo usado es el RFN 1021-4 o su correspondiente el Amphenol P/N 82-368.

Podemos ver una foto del conector usado:



Figura 3.10. Conector RFN 1021-4 de dieléctrico extendido

Las dimensiones de este conector son las que mostramos en la figura 3.11:

Parte	Dimensión [mm]
Radio conductor interior	0,835
Radio conductor exterior	2,180
Radio dieléctrico	1,995
Grosor conductor exterior	0,185
Longitud coaxial	10

Figura 3.11. Partes del coaxial

El grosor del conductor exterior no es un parámetro importante, así que hemos optado por coger una medida de 0,185mm. La longitud tampoco es un parámetro crítico, así que hemos tomado un valor de 10mm, lo suficientemente grande para que pueda atravesar la pared de la guía.



Teniendo en cuenta que  $f_0=1420\text{MHz}$ , calculamos el valor de la longitud de onda con ayuda de la fórmula  $c = \lambda \cdot f$ . Así,  $\lambda_0=21\text{cm}$ , y los valores del monopolo serán:

Parte	Dimensión [mm]
Radio monopolo	1,57
Longitud monopolo	$\lambda_0/4=52,75$

Figura 3.12. Partes del coaxial

### 3.1.2.2. Guía de onda circular

A toda la guía la hemos dotado de material aluminio y además, le hemos dado un grosor de 2mm.



Figura 3.13. Guía de onda circular

A la longitud de la guía le damos un valor. Como por teoría no se especifica un valor concreto para longitud, lo único que sabemos es que debe ser lo suficientemente grande como para que se propague el modo fundamental, le damos un valor arbitrario

$$l = 0.75 \lambda_g$$

### 3.1.2.3. Guía de onda circular con anillo: bocina circular

Una vez entendemos y tenemos diseñada la guía de onda circular pasamos a insertar en el diseño la otra parte fundamental de la bocina, el anillo.

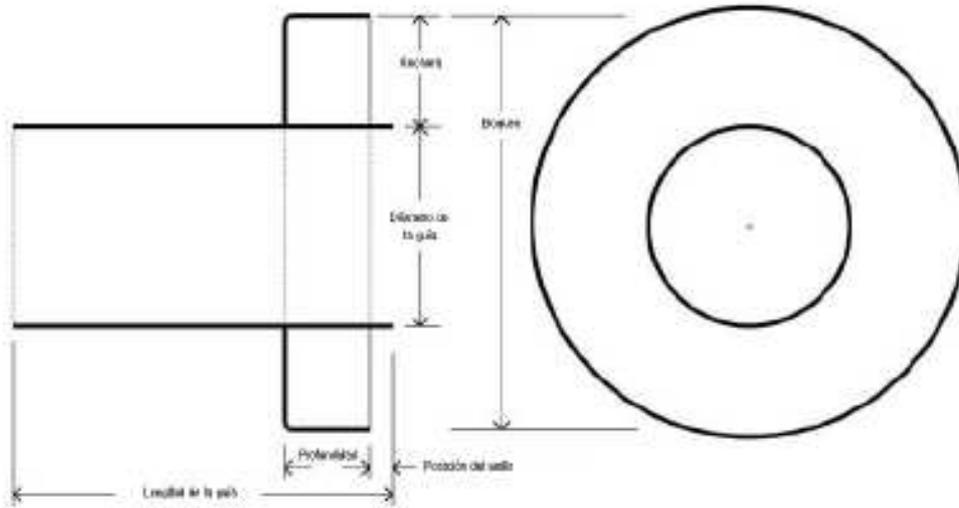


Figura 3.14. Guía de onda circular con anillo

Como vemos en la figura 3.14, el bloqueo no será la boca de la guía sino que será el área que forma la guía y el anillo conjuntamente. Esto nos dará un área mayor y, consecuentemente, una mayor pérdida por bloqueo.

También en la figura 3.15, podemos ver los parámetros más importantes de nuestro diseño, tales como diámetro y longitud de la guía y posición, anchura y profundidad del anillo.

Eficiencia (%)		profundidad							
		$0,3\lambda_0$	$0,35\lambda_0$	$0,4\lambda_0$	$0,45\lambda_0$	$0,5\lambda_0$	$0,55\lambda_0$	$0,6\lambda_0$	$0,65\lambda_0$
anchura	$0,3\lambda_0$	68	70	71	72	73	72	68	65
	$0,4\lambda_0$	68	70	73	75	74	74	69	68
	$0,5\lambda_0$	69	70	73	76	75	74	70	69
	$0,6\lambda_0$	54	70	73	75	76	74	70	68
	$0,7\lambda_0$	69	70	73	74	74	70	66	63

Figura 3.15. Valores de eficiencia de un reflector de  $f/D=0,3$  para diferentes valores de anchura y profundidad del anillo de una bocina

El mejor valor de eficiencia se obtiene para:

$$\begin{aligned} \text{Anchura} &= 0,4-0,6\lambda_0 \\ \text{Profundidad} &= 0,45-0,5\lambda_0 \end{aligned}$$

De todos los mejores valores que aparecen sombreados en la tabla 4.5, elegimos uno. En concreto elegimos la realización:

$$\text{Anchura} = 0,6\lambda_0$$



$$\text{Profundidad} = 0,45\lambda_0$$

Finalmente, en la siguiente figura mostramos los valores óptimos del anillo:

	En función de las longitudes de onda	En milímetros
Posición del anillo	$0,15\lambda_0$	31,65
Anchura del anillo	$0,6\lambda_0$	126,6
Profundidad del anillo	$0,45\lambda_0$	84,85

Figura 3.16. Valores óptimos del anillo

### 3.1.2.4. Resumen de las dimensiones de la bocina

Después de haber analizado la estructura en el apartado anterior, las dimensiones de la bocina quedan de la siguiente manera:

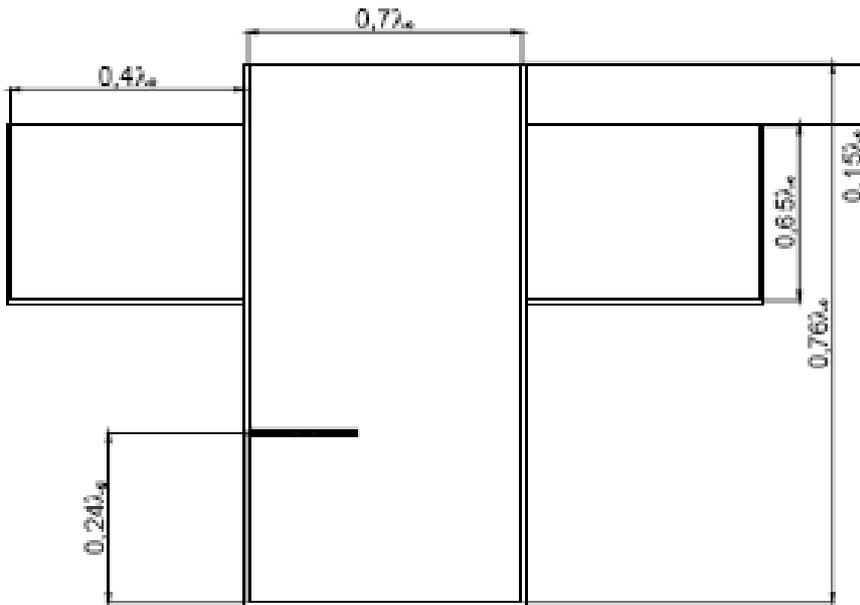


Figura 3.17. Dimensiones finales de la bocina



	En función de las longitudes de onda	En milímetros
Diámetro de la guía	$0,70\lambda_0$	147,7
Longitud de la guía	$0,78\lambda_g$	293,38
Posición del monopolo	$0,24\lambda_g$	96,64
Longitud del monopolo	$0,23\lambda_0$	50,64
Grosor de la estructura	-	2
Variable introducida	-	1
Diámetro del monopolo	-	1,57
Posición del anillo	$0,15\lambda_0$	31,65
Anchura del anillo	$0,6\lambda_0$	128,6
Profundidad del anillo	$0,45\lambda_0$	94,95

Figura 3.18. Resumen de los parámetros óptimos de la bocina

Si aplicamos la fórmula 3.9 y sustituimos en ella  $\lambda_c$  obtenemos el valor de  $\lambda_g$ :

$$\lambda_g = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(211\text{mm})^2} - \frac{1}{(251,9762\text{mm})^2}}} = 386,01\text{mm}$$

### 3.1.2.5. Diagramas y valores de los parámetros de la bocina

- ADAPTACIÓN

En la figura 3.19 mostramos la evolución del parámetro  $S_{11}$  con respecto a la frecuencia:

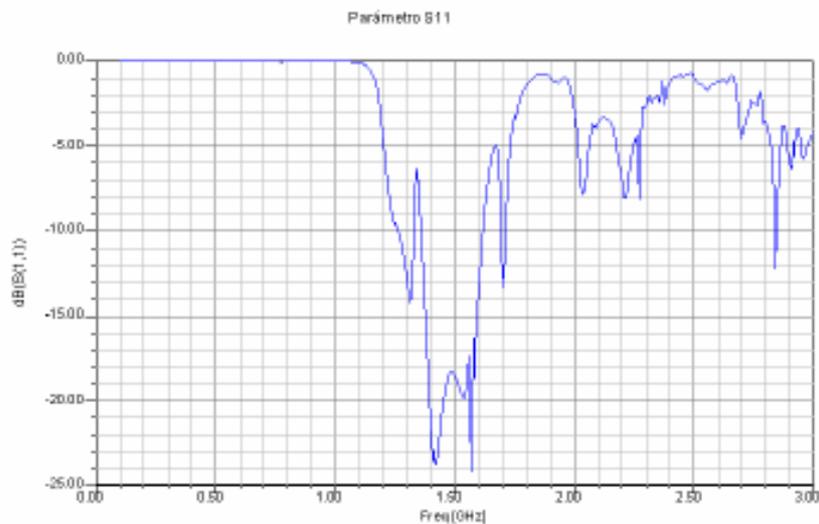




Figura 3.19. Parámetro  $S_{11}$  en función de la frecuencia

La adaptación tiene un mínimo de casi -24dB a la frecuencia de 1420MHz.

- DIAGRAMA DE RADIACIÓN

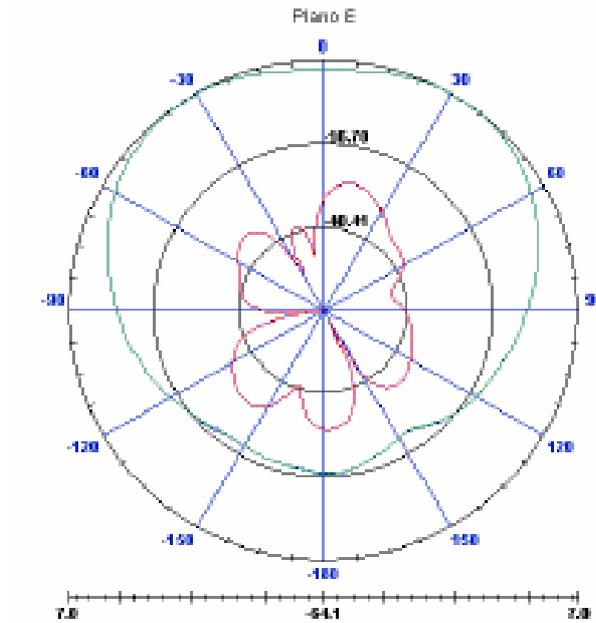


Figura 3.20. Diagrama de radiación en coordenadas polares, plano E

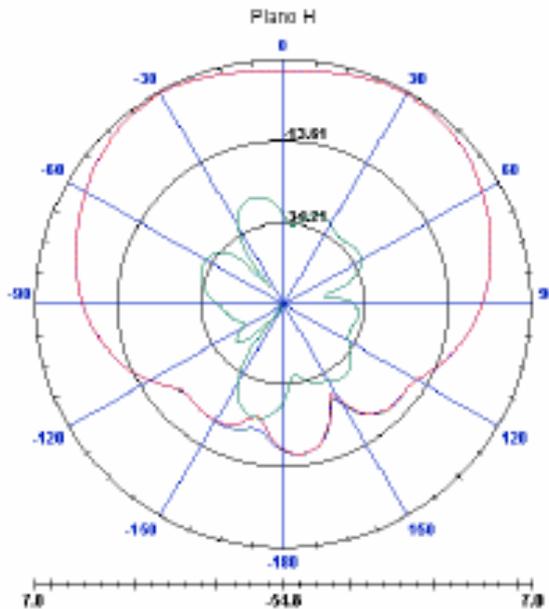




Figura 3.21. Diagrama de radiación en coordenadas polares, plano H

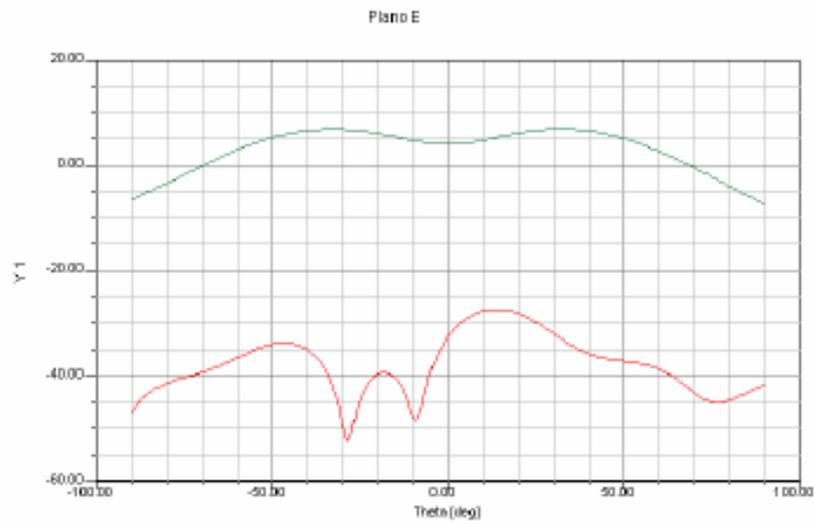


Figura 3.22. Diagrama de radiación en coordenadas cartesianas, plano E

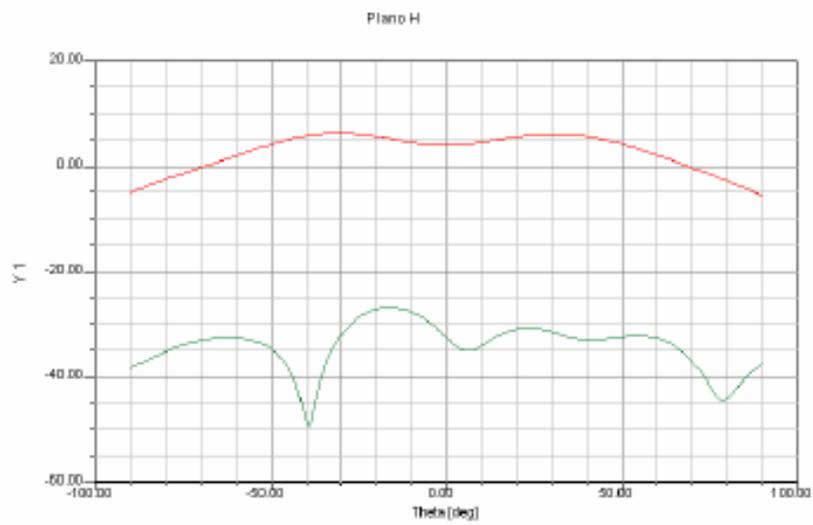


Figura 3.23. Diagrama de radiación en coordenadas cartesianas, plano H

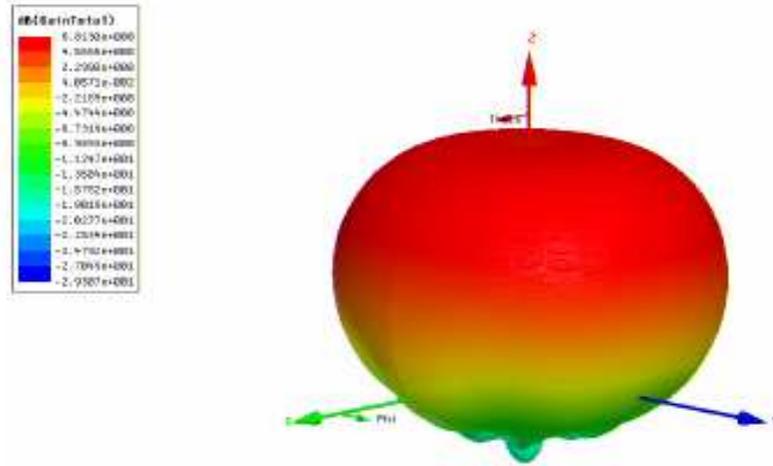


Figura 3.24. Diagrama de radiación en tres dimensiones

- EFICIENCIA

La eficiencia del total del conjunto reflector-bocina es de un 76%:

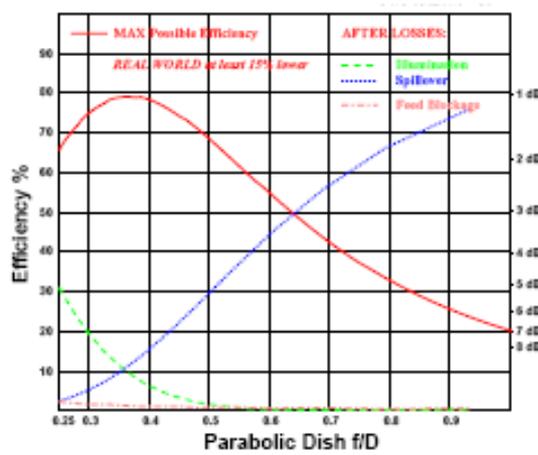


Figura 3.25. Diagrama de radiación en tres dimensiones

### 3.1.2.6. Imagen real después de la fabricación

Por último, como reza el enunciado, en este apartado ofreceremos la imagen en que quedó, tras su fabricación, nuestra bocina:



Figura 3.26. Bocina fabricada



Figura 3.27. Sonda coaxial en la bocina fabricada



Figura 3.28. Conexión de la bocina excitada con el analizador

### 3.2. Métodos de análisis genéricos



Para el análisis de los reflectores y este tipo de antenas, se utilizan normalmente las siguientes técnicas <sup>[12]</sup>:

- Óptica geométrica:  
Permite calcular los campos en la apertura. Los campos lejanos se obtienen usando los Principios de Equivalencia. Constituye una buena y sencilla aproximación para calcular el lóbulo principal y primeros lóbulos secundarios.
- Óptica Física:  
Calcula los campos de radiación a partir de las corrientes inducida sobre las superficies reflectoras iluminadas. La validez de sus resultados es similar a la óptica Geométrica.
- GTD:  
Incluye los rayos difractados en los bordes de las superficies reflectoras. Da buenos resultados para los lóbulos alejados del principal incluidos los posteriores.

A continuación desarrollaremos los métodos anteriores, haciendo especial hincapié en el de óptica geométrica, ya que será el utilizado en nuestro proyecto junto al principio de equivalencia superficial.

### 3.2.1. Óptica geométrica

Estudia la propagación de ondas electromagnéticas apoyándose en leyes puramente geométricas. En régimen permanente sinusoidal, con campos de la forma

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}_0(x, y, z) e^{j(\omega t - k\psi(x, y, z))} \quad (3.14)$$

haciendo en las Ecuaciones de Maxwell  $\lambda \rightarrow 0$  se obtiene:

$$|\nabla\psi(x, y, z)| = n(x, y, z) \quad (3.15)$$

donde  $n = \sqrt{\mu_r \epsilon_r}$  es el índice de refracción y

$$\vec{E}_0 \perp \nabla\psi \quad \vec{H}_0 \perp \nabla\psi \quad \langle \vec{S} \rangle // \nabla\psi \quad (3.16)$$

siendo  $\Psi = \text{cte}$  superficies equifásicas.

Los rayos de óptica geométrica, son la familia de curvas rotacional de  $\Psi$ , que son normales a las superficies equifásicas. Estos rayos permiten definir “tubos” de propagación que cumplen la ley de conservación de la energía si el medio no tiene pérdidas.

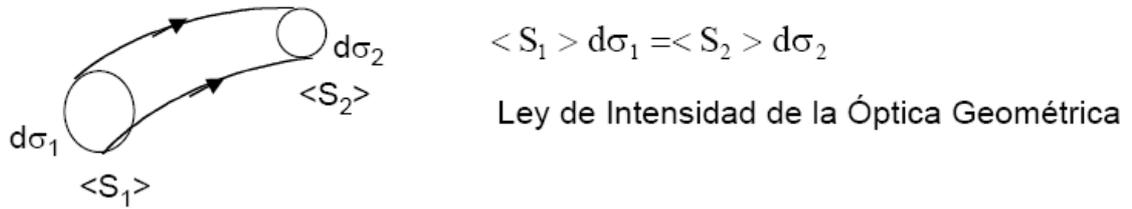


Figura 3.29. Ley de intensidad de la óptica geométrica

En medios homogéneos con  $n = \text{cte}$ , como ocurre en el estudio de reflectores, los rayos son rectilíneos y los campos cumplen localmente las mismas propiedades de las ondas planas. El trazado de rayos se utiliza para obtener los campos en la apertura.

Los resultados obtenidos serán tanto más precisos cuanto mayores sean los tamaños eléctricos y los radios de curvatura de los reflectores.

### 3.2.1.1. Leyes de Snell

- El rayo incidente, el rayo reflejado y la normal a la superficie en el punto de reflexión están en el mismo plano.
- Reflexión: El ángulo de incidencia  $t$  de reflexión (medidos respecto de la normal) son iguales.
- Refracción: La relación entre los senos de los ángulos de incidencia y refracción es proporcional a los índices de refracción.

Vectorialmente tenemos:

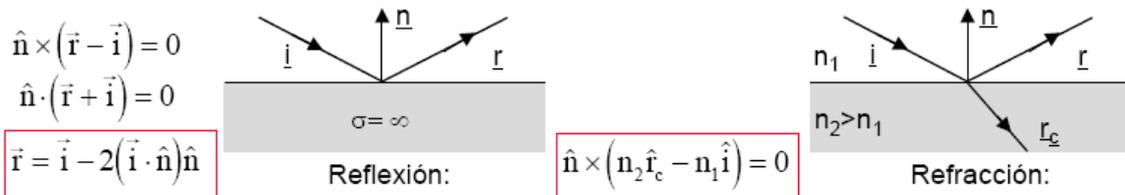


Figura 3.30. Leyes de Snell

En cada punto de incidencia se aproxima la superficie reflectora por un plano tangente conductor perfecto, de modo que se cumplen la Ley de Snell y la condición de contorno  $E_{\text{total}|_{\text{tangente}}} = 0$ .

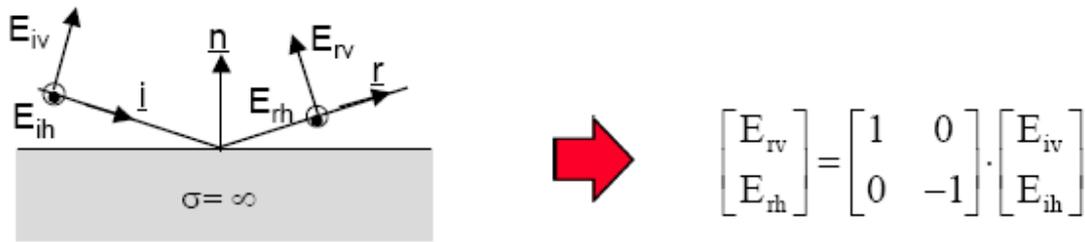


Figura 3.31. Ley de Snell II

De otra forma:

$$\vec{E}_r = 2(\hat{n} \cdot \vec{E}_i)\hat{n} - \vec{E}_i \quad (\vec{E}_i \perp \hat{i})$$

$$|\vec{E}_r| = |\vec{E}_i|$$

Aplicación a reflectores: Las condiciones anteriores se cumplen estrictamente en el punto de reflexión, pero la onda incidente y la onda reflejada dependen del alimentador utilizado y de la forma de la superficie reflectora.

A nivel general, para reflectores enfocados basados en cuádricas, las ondas que se manejan son:

- Ondas Esféricas  $E = E_0 \frac{e^{-jkr}}{r}$  (p.e. pequeño alimentador= fuente puntual)
- Ondas Cilíndricas  $E = E_0 \sqrt{\frac{r}{\rho}} e^{-jk\rho}$  (campo próximo de una fuente lineal)
- Ondas Localmente Planas  $E = E_0 e^{-jkz}$  (onda colimada por reflector parabólico)

Figura 3.32. Cuadro de ecuaciones según onda

### 3.2.1.2. Principio de equivalencia superficial

El teorema de equivalencia superficial <sup>[13]</sup> es un principio por el cual las fuentes reales, como una antena o un transmisor, son sustituidas por fuentes equivalentes. Las fuentes ficticias se dice que son equivalentes en una determinada región porque éstas producen en esa región el mismo campo que las fuentes reales. La formulación usada es más fácil con esta aproximación.

Las fuentes equivalentes fueron introducidas en 1936 por Schelkunoff, y es una formulación más rigurosa del principio de Huygens's, que formula: "cada punto en un frente de onda primario puede ser considerado una nueva fuente de una onda esférica secundaria y ese frente de onda secundario puede ser construido como lo que envuelve estas ondas secundarias esféricas".

Por el principio de equivalencia, lo que logramos es sustituir los campos de fuera por una superficie imaginaria en la que tendremos densidades de corrientes magnéticas y



eléctricas que satisfacen las condiciones de contorno. Las densidades de corriente son seleccionado para que el campo en la superficie sea cero y fuera sea igual a la radiación producida por las fuentes reales.

El teorema se desarrolla considerando que nuestras fuentes reales son como las representadas por las densidades de corriente  $J_1$  y  $M_1$  en la figura 3.33a.

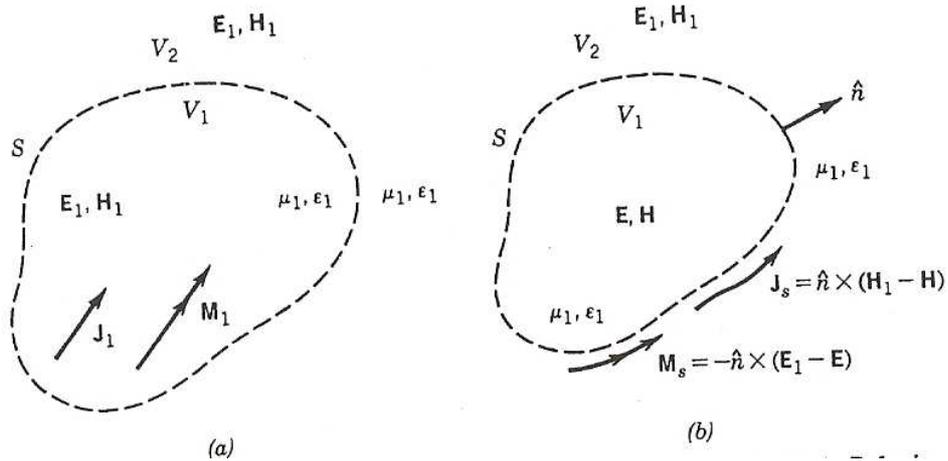


Figura 3.33. (a) Modelo actual y (b) equivalente

Las fuentes radian los campos  $E_1$  y  $H_1$  para todos los lados. Para obtener nuestra superficie equivalente, cogemos una superficie cerrada  $S$  de la figura 3.33a, la cual encierra las densidades de corriente  $J_1$  y  $M_1$ . El volumen de dentro de  $S$  se denota como  $V_1$  y el de fuera como  $V_2$ . El primer obstáculo es sustituir el problema original por uno equivalente que contenga los mismos campos  $E_1$  y  $H_1$  fuera de  $S$  ( $V_2$ ). La formulación del problema se nos reducirá bastante si cogemos una superficie equivalente apropiada a los campos que estamos evaluando.

El problema equivalente a la figura 3.33a es la mostrada en la figura 3.33b. Las densidades de corriente iniciales  $J_1$  y  $M_1$  son eliminadas y asumimos que existen campos  $E$  y  $H$  dentro de  $S$  y campos  $E_1$  y  $H_1$  fuera de  $S$ . Estos campos de dentro de  $S$ , tienen que satisfacer las condiciones de contorno tangenciales eléctricas y magnéticas de las componentes de los campos. Debido a esto, en la superficie imaginaria  $S$  deben existir fuentes equivalentes:

$$J_s = \hat{n} \times (H_1 - H) \quad (3.17a)$$

$$M_s = -\hat{n} \times (E_1 - E) \quad (3.17b)$$

que radien en un espacio sin fronteras (el mismo medio en todos lados). Las densidades de corriente (1.17a) y (1.17b) se dice que son equivalentes sólo en  $V_2$ , porque ellos producen los campos originales ( $E_1$  y  $H_1$ ) sólo fuera de  $S$ . Un campo  $E$ ,  $H$  diferente de los originales  $E_1$  y  $H_1$  resultaran en  $V_1$ .



Los campos E y H fuera de la región S, que no so de nuestro interés y pueden ser cualquiera, pueden ser asumido como si fueran cero. Entonces el problema equivalente de la figura 3.33b se reduce a la figura 3.34a con densidades de corriente equivalente igual a

$$J_s = \hat{n} \times (H_1 - H)|_{E=0} = -\hat{n} \times E_1 \quad (3.18a)$$

$$M_s = -\hat{n} \times (E_1 - E)|_{H=0} = \hat{n} \times H_1 \quad (3.18b)$$

Como las corrientes (3.18a) y (3.18b) radian en una superficie sin limites, tienen la misma  $\mu_1$  y  $\epsilon_1$  en todos lados.

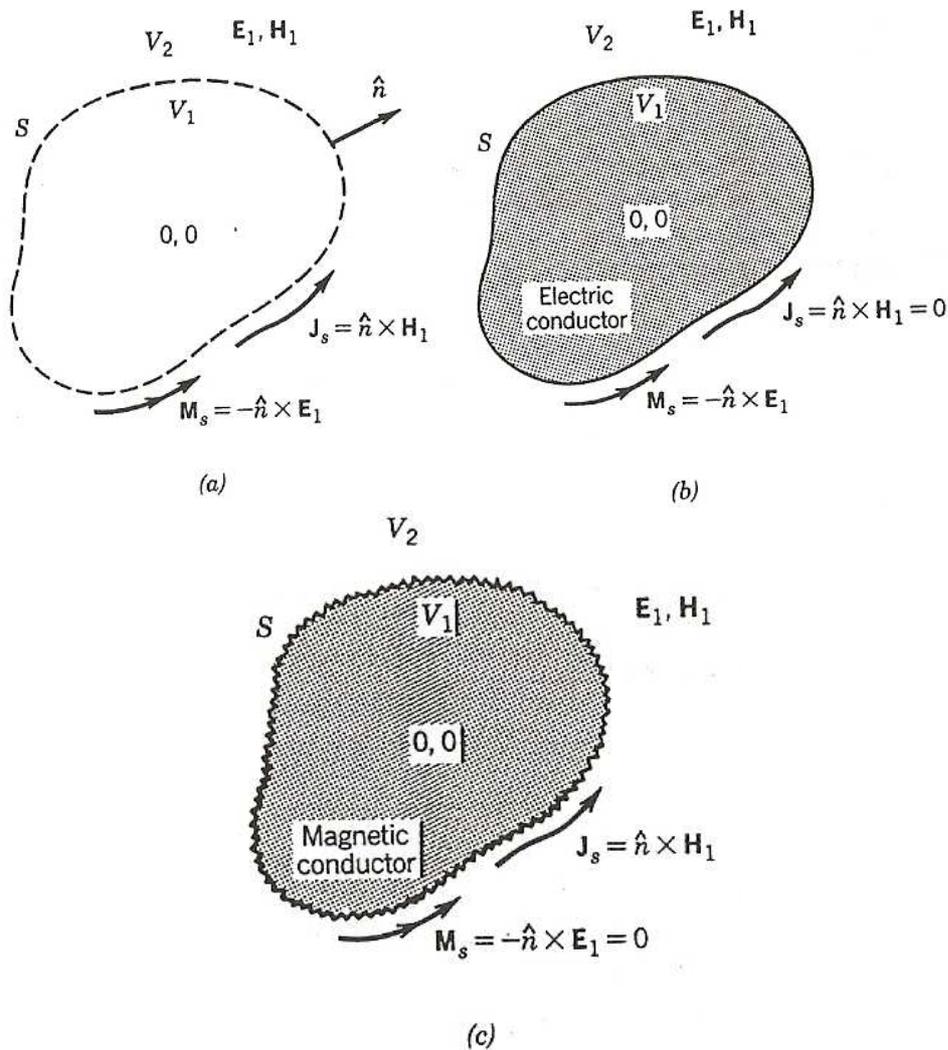


Figura 3.34. Modelo de principio de equivalencia

La equivalencia de la figura 3.34 produce un campo nulo en la superficie imaginaria S. El valor de  $E=H=0$  en S no puede variar aunque cambien las propiedades del medio, así



que vamos a asumir que lo reemplazamos por un conductor perfecto ( $\sigma = \infty$ ). La introducción del conductor perfecto tendrá un efecto en la fuente equivalente  $J_s$ , y la densidad de corriente ya no radiará en un medio ilimitado. Imagine que la configuración geométrica del conductor eléctrico es idéntica a la superficie imaginaria  $S$ , donde  $J_s$  y  $M_s$  existen. Como el conductor eléctrico está presente, como en la figura 3.34b, la densidad de corriente  $J_s$ , que es tangente a la superficie  $S$ , es cortocircuitada por el conductor. Así el problema equivalente de 3.34a se reduce al de la figura 3.34b. Sólo una densidad de corriente magnética existirá sobre  $S$ , y esta radiará en la presencia del conductor eléctrico produciendo los campos originales  $E_1$  y  $H_1$  fuera de  $S$ . En  $S$  los campos son cero pero, como antes, esta no es una región de interés. La dificultad en probar el problema de equivalencia de 3.34b es que alguna formulación no puede ser usada, porque la densidad de corriente no radia en un medio ilimitado. El problema de una corriente magnética radiando debe ser resuelto. Parece que el problema equivalente es tiene la misma dificultad que el original.

Antes de considerar algunas geometrías simples y algunos supuestos hechos para aproximar la geometría compleja, vamos a introducir otro problema equivalente. Refiriéndonos a la figura 3.34a y asumiendo que en lugar de poner un conductor eléctrico perfecto en  $S$  introducimos un conductor magnético perfecto que nos quitará las corrientes magnéticas y nos reducirá el problema equivalente al mostrado en la figura 3.34c.

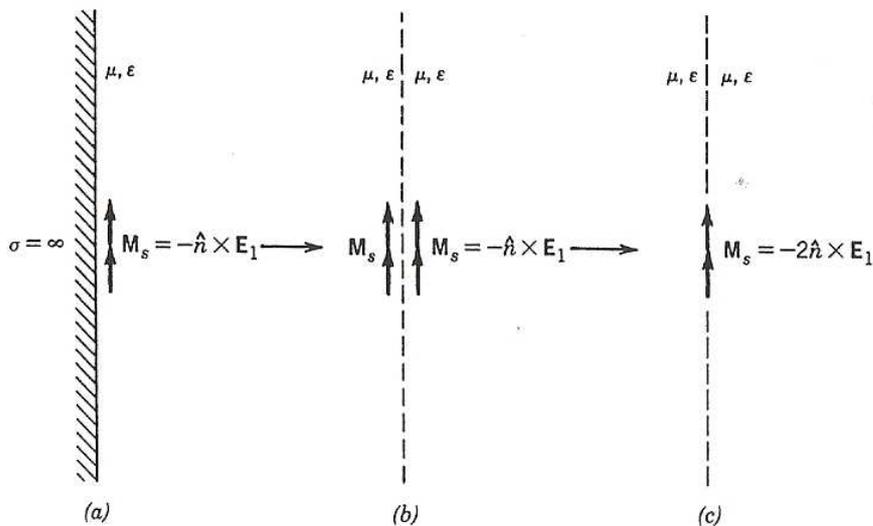


Figura 3.35. Modelo equivalente para radiaciones de fuentes magnéticas al lado de un conductor perfecto eléctrico.

Para abordar el estudio del principio del campo equivalente, especialmente el de la figura 3.34b, vamos a asumir que la superficie del conductor eléctrico es muy fina y se extiende hasta el infinito, como el de la figura 3.35a. Para esta geometría, el problema es determinar como radia un conductor magnético en presencia de un conductor eléctrico fino. De la teoría de las imágenes, este problema se reduce al de la figura 3.35b, donde una fuente imaginaria es introducida en el lado del conductor y actúa (elimina el conductor). Como la fuente imaginaria esta en la misma dirección que la fuente equivalente, el problema equivalente de la figura 3.35b se vuelve a reducir al de la figura 3.35c. La





Donde la segunda igualdad se da para el caso de una simetría de revolución.  
 El campo radiado se calcula en función de  $f(r', \phi')$  como:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{-j\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-jk r}}{r} \iint_S [\vec{f} - (\vec{f} \cdot \hat{r})\hat{r}] e^{jk\hat{r} \cdot \vec{r}'} dS' \quad (3.22)$$

$f(r', \phi')$  coincide con los campos de apertura calculados usando Óptica Geométrica.

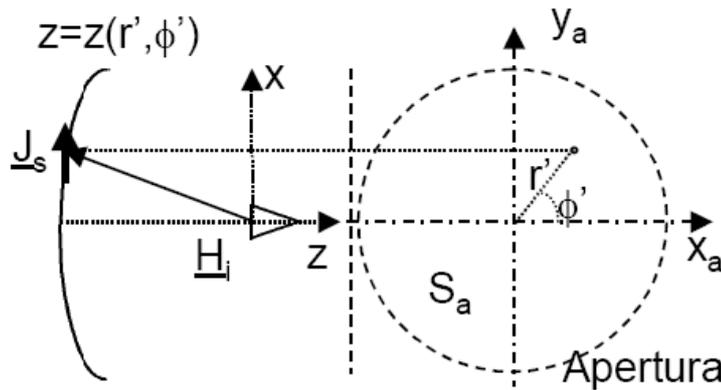


Figura 3.37. Diagrama óptica física II

### 3.2.3. GTD

Los anteriores métodos de análisis permiten simular con muy buena precisión el lóbulo principal y lóbulos secundarios adyacentes. Para analizar la radiación lejana es necesario recurrir a la GTD <sup>[12]</sup>.

La Teoría Geométrica de la Difracción (GTD) postula el campo dispersado como suma de los:

- Campos de Óptica Geométrica: Rayo directo y Reflejado.
- Campos Difractados por aristas y bordes.

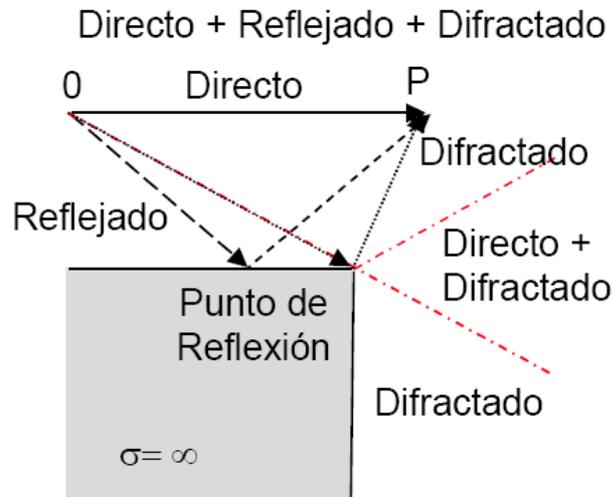


Figura 3.38. Diagrama GTD

Propiedades de los campos difractados:

- Los rayos difractados emergen radialmente de los bordes del reflector formando conos de rayos, centrados sobre las rectas tangentes a dicho borde de acuerdo con la formulación de Keller, que establece que  $\beta_0 = \beta'_0$ .
- Los puntos de difracción se calculan de acuerdo con el Principio de Fermat.
- Los campos difractados se obtienen como producto de los campos incidentes por unos coeficientes de difracción, en función de  $\beta, \alpha$  y de los ángulos que forman los rayos incidente y difractado con el plano de la arista.

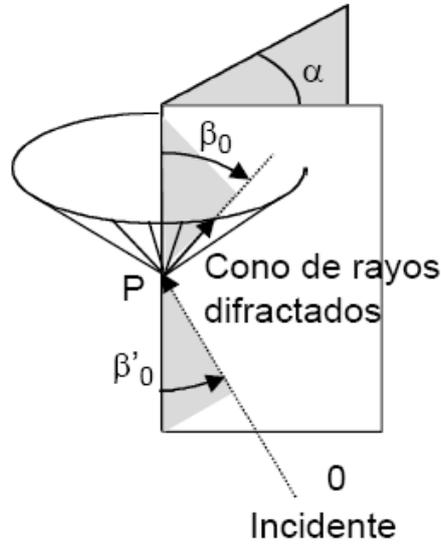


Figura 3.38. Diagrama GTD II

Ejemplo de aplicación:

En programas de análisis potentes tales como el GRASP, programa de Ticsa homologado por la ESA, se pueden combinar las 3 técnicas:

- Obtener las corrientes de PO sobre el reflector principal aplicando GO, PO ó GO+GTD sobre el subreflector para obtener mejor precisión sobre el lóbulo principal y adyacentes.
- Aplicar GTD a los lóbulos lejanos incluyendo la difracción de los soportes, etc.

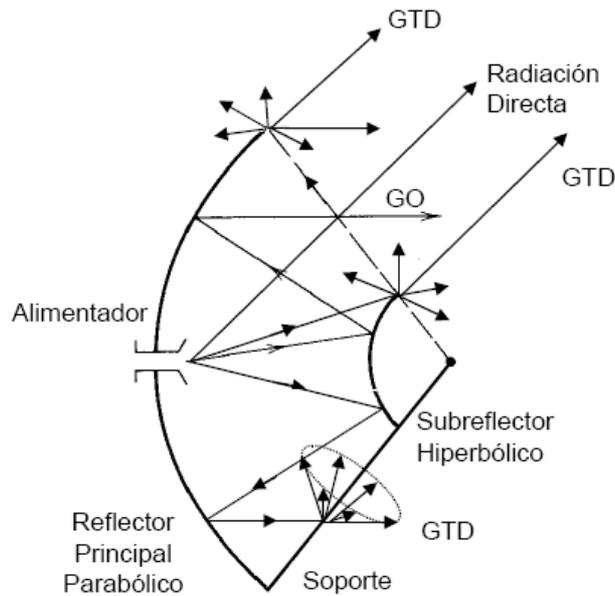




Figura 3.38. Diagrama ejemplo GTD

### 3.3. Análisis de nuestro problema

Lo primero que tenemos que hacer es analizar nuestra geometría de integración y ver cuales son los parámetros que necesitaremos en nuestra integral.

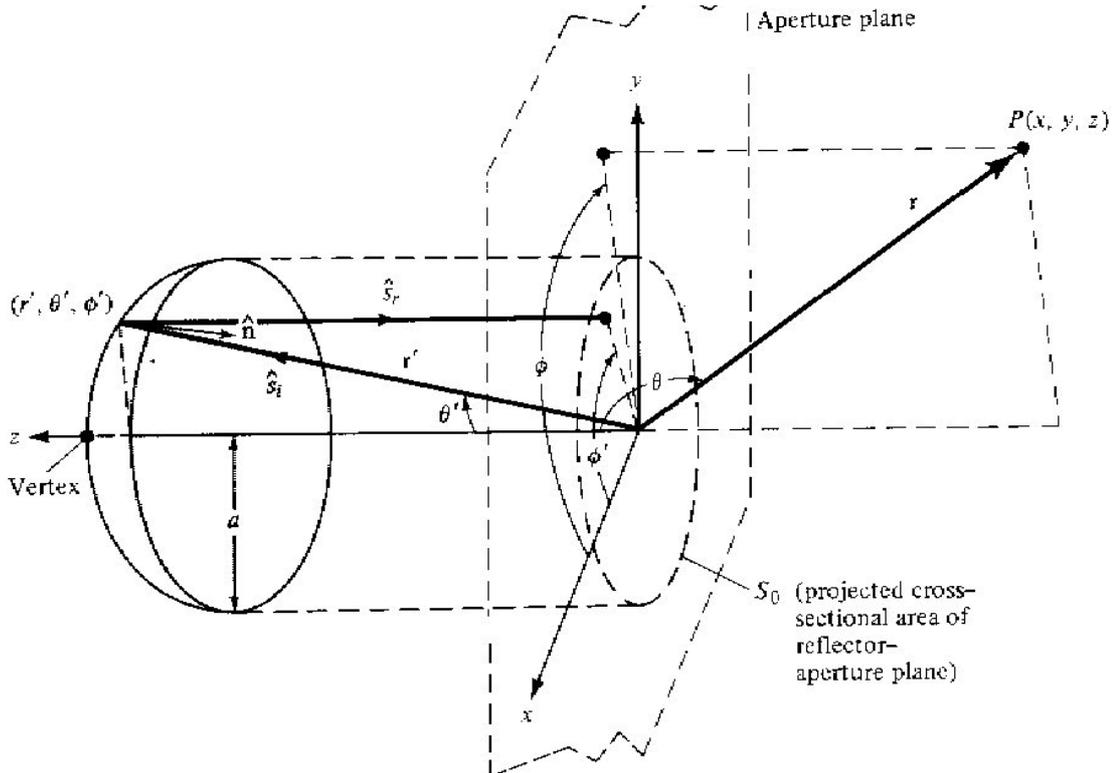


Figura 3.39. Geometría del sistema del reflector parabólico en 3D

Nuestra integral la haremos en una sección circular dentro del plano de la apertura, donde tendremos las fuentes equivalentes que hemos hallado con *el principio de equivalencia superficial*. En esta sección integraremos en función de:

- **phiPrima**, que abarca todo su rango (de 0 a  $2\pi$ )
- **rhoPrima**, que irá de 0 a A, siendo A el radio de nuestra sección circular, y a la vez el radio de nuestro reflector.

Esta integral la haremos para obtener unos valores de campo en una determinada observación. Por eso, nos construiremos un malla, para poder obtener el valor de nuestra integral eligiendo cualquier punto en una matriz de valores de dos dimensiones:



- **theta**, que según nuestro eje de coordenadas, nuestro esquema, irá de  $\pi/2$  a  $\pi$ , ya que hemos supuesto que detrás del plano de apertura no tenemos radiación.
- **phi**, que según el mismo esquema irá de 0 a  $2\pi$ .

Mientras que  $\phi$ Prima,  $\theta$  y  $\phi$  serán declarados mediante un vector de longitud la de cada una; para  $\rho$ Prima utilizaremos la función `gauleg2d`.

Nos quedan dos variables, de las que a continuación comentaremos su función:

- **rho**, es el módulo del vector  $r$ , y lo definiremos como un valor numérico concreto que utilizaremos en nuestra integral. Este valor, no nos variará nuestro resultado final.

- **thetaPrima**, este vector no lo definimos manualmente, ya que, a la hora de hacer nuestra integral, integraremos en función de  $\rho$ Prima y  $\phi$ Prima. Por lo tanto, cuando en nuestras expresiones, como la de  $r$ Prima que será utilizada en el campo en la apertura, nos salga un  $\theta$ Prima lo tendremos que poner en función de  $\rho$ Prima.

Finalmente, hay que comentar que podremos variar la resolución, por así decirlo, de las variables anteriores variando el número de puntos que las definen. Para nuestra integral numérica, conforme subamos en frecuencia, más resolución, más puntos, necesitaremos para obtener un resultado aceptable y para que no se nos sature nuestro programa. En sentido contrario tenemos que, cuanto más bajamos en frecuencia menos puntos necesitaremos para hacer correctamente la integral. Esta dependencia de la frecuencia nos hace definir  $N$  y  $S$ , que serán los que regirán la resolución de nuestra integral, en función de ella.

$$N = \text{ceil}\left(\frac{10 \text{Longitud}}{\lambda}\right)$$

Donde Longitud es la longitud del parámetro en cuestión.

A continuación se muestra un cuadro donde se ve de que parámetro depende cada variable:

	Varía en función de
<b>theta</b>	T
<b>phi</b>	P
<b>rho</b>	Ninguna(valor numérico)
<b>thetaPrima</b>	S (ya que depende de rhoPrima)
<b>phiPrima</b>	N
<b>rhoPrima</b>	S

### 3.3.1. Declaración de los pesos de nuestra integral numérica

El hecho de que vayamos a integral numéricamente, nos obliga a definir unos pesos, por cada una de nuestras variables de integración, esto es:

$$\rho\text{Prima} \quad \rightarrow \quad w\rho\text{Prima}$$



$\phi_{Prima} \rightarrow w_{\phi_{Prima}}$

Estos pesos dependerán también de la resolución que hayamos elegido, S y N respectivamente.

### 3.3.2. Creación de matrices a partir de nuestros vectores

Ya que nuestro objetivo es crear un mallado matricial de nuestra observación, para poder elegir el punto del espacio que queremos observar, tendremos que trabajar con matrices, y puesto que tenemos nuestras coordenadas definidas en forma de vector, tendremos que expandirlas. Esto lo haremos con el comando *repmat* de matlab. Este comando nos repite horizontal o verticalmente un vector las veces que queramos.

Para un correcto seguimiento del programa, diremos que la expresión que le daremos a estas matrices en su definición será la misma que el vector en cuestión mas un “2” al final. Por ejemplo:

$\rho_{Prima} \rightarrow \rho_{Prima2}$

Haciendo así hincapié en su carácter bidimensional.

### 3.3.3. Estudio de la geometría del problema

A la hora de empezar a integrar, nos damos cuenta que ciertas variables, como el campo en la apertura, dependen a su vez de otras variables tales como  $r_{Prima}$ . Estas variables hay que ponerlas en función de nuestras variables de integración para un correcto resultado.

#### 3.3.3.1. Obtención de $r_{Prima}$ ( $r'$ )

La superficie de un reflector parabólico se forma al rotar una parábola sobre su eje. Su superficie debe ser un paraboloides de revolución, de modo que rayos que emanan del foco del reflector son transformados en ondas planas. El diseño esta basado en técnicas ópticas, y no considera ninguna deformación (difracción) del borde del reflector. Refiriéndonos a la figura 4.2 siguiente, y eligiendo un plano perpendicular a los ejes del reflector a lo largo del foco, tenemos que

$$OP + PQ = cte = 2f \quad (3.23)$$

sabiendo que

$$OP = r' \quad (3.24)$$

$$PQ = r' \cdot \cos \theta' \quad (3.25)$$

podemos reescribir (3.23) como:



$$r'(1 + \cos \theta') = 2f \quad (3.26)$$

o finalmente

$$r' = \frac{2f}{1 + \cos \theta'} = f \cdot \sec^2\left(\frac{\theta'}{2}\right) \quad \theta' \leq \theta_0 \quad (3.27)$$

Esta última expresión (3.27), también la podemos expresar en coordenadas cartesianas como:

$$r' + r' \cdot \cos \theta' = \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2} + z' = 2f \quad (3.28)$$

o:

$$x'^2 + y'^2 = 4f(f - z') \quad \text{con} \quad x'^2 + y'^2 \leq (d/2)^2 \quad (3.28a)$$

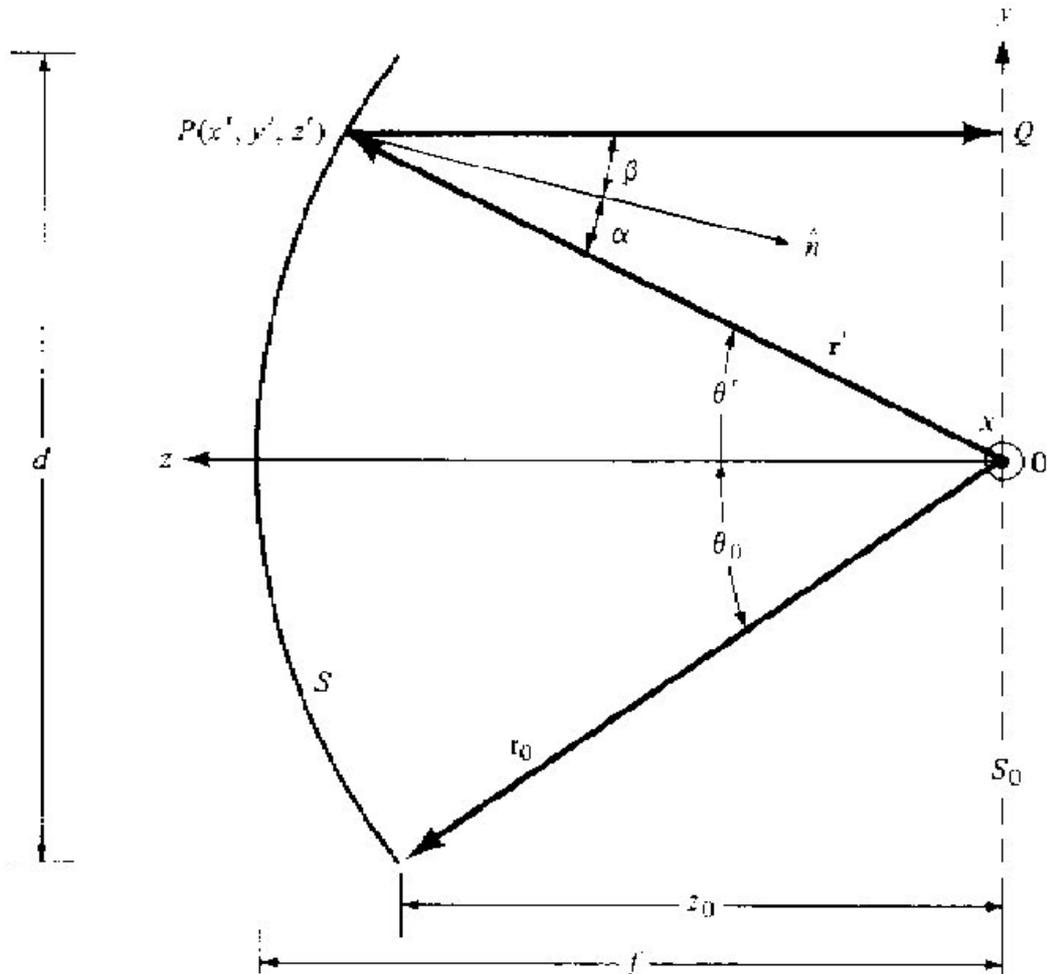


Figura 3.40. Configuración en 2 dimensiones del reflector parabólico



Como vemos, en la ecuación del paraboloide en coordenadas esféricas no depende de  $\theta'$ .

Observando la figura 3.40 podemos sacar las siguientes relaciones:

$$\rho' = \sqrt{x'^2 + y'^2} \quad (3.29)$$

$$\rho' = r' \cdot \sin \theta' \quad (3.30)$$

$$z_0 = r' \cdot \cos \theta' \quad (3.31)$$

Igualando la expresión (3.29) con la (3.30) tenemos:

$$\left(\frac{\rho'}{r'}\right)^2 = 1 - \cos^2 \theta' \quad (3.32)$$

Operando:

$$\cos \theta' = \sqrt{1 - \left(\frac{\rho'}{r'}\right)^2} \quad (3.33)$$

Sustituyendo en (3.28):

$$r' + r' \sqrt{1 - \left(\frac{\rho'}{r'}\right)^2} = 2f \quad (3.34)$$

Operando y reagrupando términos tenemos la siguiente ecuación de segundo grado:

$$2r'^2 - 4f \cdot r' - (\rho'^2 + 4f^2) = 0 \quad (3.35)$$

De esta ecuación despejaremos  $r'$  que quedará en función de  $\rho'$  y ya si será integrable.

### 3.3.3.2. Obtención de $\theta_0$

Otra expresión que es usualmente muy prominente en el análisis del reflector es la relativa al Angulo  $\theta_0$  supeditado al cociente  $\left(\frac{f}{d}\right)$ . De la geometría de la figura 3.40:

$$\theta_0 = \tan^{-1}\left(\frac{d/2}{z_0}\right) \quad (3.36)$$

Donde  $z_0$  es la distancia a lo largo del eje del reflector desde el punto focal al filo del borde. A partir de (4.6a):

$$z_0 = f - \frac{x_0^2 + y_0^2}{4f} = f - \frac{(d/2)^2}{4f} = f - \frac{d^2}{16f} \quad (3.37)$$

Sustituyendo en (4.14) se reduce a:



$$\theta_0 = \tan^{-1} \left| \frac{\frac{d}{2}}{f - \frac{d^2}{16f}} \right| = \tan^{-1} \left| \frac{\frac{1}{2} \left( \frac{f}{d} \right)}{\left( \frac{f}{d} \right)^2 - \frac{1}{16}} \right| \quad (3.38)$$

Esto también se puede expresar de otra forma aparte de (3.38), esta es:

$$f = \left( \frac{d}{4} \right) \cot \left( \frac{\theta_0}{2} \right) \quad (3.39)$$

### 3.3.4. Densidad de corriente inducida

Para determinar las características de radiación (patrón, ganancia, eficiencia, polarización, etc.) de un reflector parabólico, la densidad de corriente inducida en su superficie debe de ser conocida <sup>[15]</sup>.

La densidad de corriente  $J_s$  puede ser determinada usando:

$$J_s = \hat{n} \times H = \hat{n} \times (H^i + H^r) \quad (3.40)$$

donde  $H^i$  y  $H^r$  representan, respectivamente, el campo magnético incidente y reflejado evaluado en la superficie del conductor, y  $\hat{n}$  es un vector unitario normal a la superficie. Si la superficie de reflejo puede ser aproximada mediante una *superficie plana infinita* (esta condición se da localmente para la parábola), entonces por el método de las imágenes:

$$\hat{n} \times H^i = \hat{n} \times H^r \quad (3.41)$$

y (3.40) se reduce a:

$$J_s = \hat{n} \times (H^i + H^r) = 2\hat{n} \times H^i = 2\hat{n} \times H^r \quad (3.42)$$

La aproximación de densidad de corriente (3.42) es conocida como la aproximación *física-óptica*, y es válida cuando la dimensión transversal del reflector, el radio de curvatura de los objetos reflejados, y el radio de curvatura de la onda incidente puedan ser comparadas con la dimensión de la longitud de onda.

Si la superficie de reflejo esta en campo lejano de la fuente que genera las ondas incidentes, entonces (3.42) puede ser rescrita como:

$$J_s = 2\hat{n} \times H^i \cong \frac{2}{\eta} [\hat{n} \times (\hat{s}_i \times E^i)] \quad (3.43)$$

O:

$$J_s = 2\hat{n} \times H^r \cong \frac{2}{\eta} [\hat{n} \times (\hat{s}_r \times E^r)] \quad (3.44)$$

Donde  $\eta$  es la impedancia intrínseca del medio,  $\hat{s}_i$  y  $\hat{s}_r$  son vectores unitarios radiales a lo largo de la trayectoria del rayo de las ondas incidente y reflejada, y  $E^i$  y  $E^r$  son los campos incidente y reflejado.



### 3.3.5. Método de la distribución de la apertura.

Las dos técnicas más usuales para el análisis de las características de radiación de un reflector son el *método de la distribución de la apertura* y el *método de la distribución de corriente*.

Para el método de la distribución de la apertura, que es en el que vamos a basar nuestro estudio, el campo reflejado por la superficie de la parábola primero se encuentra sobre un plano que es normal a los ejes del reflector. Las técnicas de geometría óptica son normalmente empleadas para esto. En la mayoría de casos, el plano se toma a través del punto focal, y es designado como el *plano de apertura*, como muestra la figura 3.39. Las fuentes equivalentes se forman entonces sobre el plano. Normalmente se asume que las fuentes equivalentes son cero fuera del área proyectada por el reflector en el plano de apertura. Estas fuentes equivalentes son usadas para computar los campos radiados utilizando las técnicas de apertura explicadas en la sección anterior.

Para el reflector de la figura 3.41 Las aproximaciones que sirven para ambos métodos son:

1. La densidad de corriente es cero en el lado de sombra (S2) del reflector.
2. La discontinuidad de corriente de la densidad de corriente en el borde (T) del reflector se desprecia.
3. La radiación directa del alimentador y el bloqueo de la apertura son despreciados.

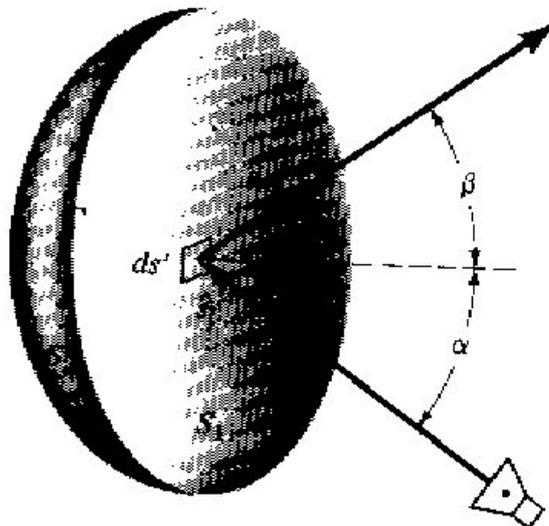


Figura 3.41. Superficie de reflejo con límite T.

Estas aproximaciones persiguen ajustar los resultados, usando cualquiera de las técnicas, para los campos radiados en la dirección de máxima radiación y en los lóbulos secundarios próximos. Para predecir el patrón mas exactamente en todas las regiones,



especialmente los lóbulos más lejanos, pueden usarse técnicas de de la geometría de difracción. Debido a la dificultad de estas técnicas, estas no serán incluidas aquí.

La ventaja del método de la apertura reside en que la integración a lo largo del plano de apertura puede ser realizada para cualquier alimentador y en cualquier posición. La integración a lo largo de la superficie del reflector requerida por el método de las corrientes inducidas, se convierte en una integración muy compleja y que a la vez consume mucho tiempo y recursos cuando el patrón de alimentación es asimétrico y/o la alimentación esta situada fuera de los ejes.

Vamos a asumir que una fuente polarizada en el eje y con una función de ganancia  $G_f(\theta', \phi')$  esta situada en el foco de un reflector parabólico. La intensidad de radiación de la fuente viene dada por

$$U(\theta', \phi') = \frac{P_t}{4\pi} G_f(\theta', \phi') \quad (3.45)$$

donde  $P_t$  es la potencia total radiada. Refiriéndonos a la figura 3.39 en un punto  $r'$  del campo lejano de la fuente

$$U(\theta', \phi') = \frac{1}{2} \text{Re} \left[ E^0(\theta', \phi') \times H^{0*}(\theta', \phi') \right] = \frac{1}{2\eta} |E^0(\theta', \phi')|^2 \quad (3.46)$$

o

$$|E^0(\theta', \phi')| = [2\eta \cdot U(\theta', \phi')]^{1/2} = \left[ \eta \frac{P_t}{2\pi} G_f(\theta', \phi') \right]^{1/2} \quad (3.47)$$

El campo incidente, con una dirección perpendicular a la distancia radial, puede ser escrito entonces como

$$E^i(r', \theta', \phi') = \hat{e}_i \left[ \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot \frac{P_t}{2\pi} \cdot G_f(\theta', \phi') \right]^{1/2} \frac{e^{-jkr'}}{r'} = \hat{e}_i C_1 \frac{e^{-jkr'}}{r'} \quad (3.48)$$

$$C_1 = \left( \frac{\mu}{\epsilon} \right)^{1/4} \cdot \left( \frac{P_t}{2\pi} \right)^{1/2} \quad (3.48a)$$

Donde  $\hat{e}_i$  es un vector unitario perpendicular a  $\hat{a}_r'$  y paralelo al plano formado por  $\hat{a}_r'$  y  $\hat{a}_y'$ , como se observa en la figura 3.42.

Se puede deducir [15] que en la superficie del reflector

$$J_s = 2 \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} [\hat{n} \times (\hat{s}_i \times E^i)] = 2 \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} C_1 \sqrt{G_f(\theta', \phi')} \frac{e^{-jkr'}}{r'} u \quad (3.49)$$

Donde

$$u = \hat{n} \times (\hat{a}_r' \times \hat{e}_i) = (\hat{n} \cdot \hat{e}_i) \hat{a}_r' - (\hat{n} \cdot \hat{a}_r') \hat{e}_i \quad (3.50)$$

Para encontrar el campo en la apertura  $E_{ap}$  en el plano a través del foco, debido a las corrientes del reflector (3.49), primero se encuentra el campo reflejado  $E^r$  en  $r'$ , este tiene la forma

$$E^r = \hat{e}_r C_1 \sqrt{G_f(\theta', \phi')} \frac{e^{-jkr'}}{r'} \quad (3.51)$$



Donde  $\hat{e}_r$  es un vector unitario que representa la polarización del campo reflejado. De (3.44) obtenemos

$$J_s = 2\sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} [\hat{n} \times (\hat{s}_r \times E^r)] \quad (3.52)$$

Ya que  $\hat{s}_r = -\hat{a}_z$  (3.52) puede escribirse, usando (3.51), como

$$J_s = 2\sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} C_1 \sqrt{G_f(\theta', \phi')} \frac{e^{-jkr'}}{r'} u \quad (3.53)$$

Donde

$$u = \hat{n} \times (-\hat{a}'_z \times \hat{e}_r) = -\hat{a}_z (\hat{n} \cdot \hat{e}_r) - \hat{e}_r \cos\left(\frac{\theta'}{2}\right) \quad (3.53a)$$

Ya que la expresión de  $u$  en (3.53a) es la misma que en (3.50), se puede ver [15] con un desarrollo matemático como

$$\hat{e}_r = \frac{\hat{a}_x \sin \phi' \cos \phi' (1 - \cos \theta') - \hat{a}_y (\sin^2 \phi' \cos \theta' + \cos^2 \phi')}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta' \sin^2 \phi'}} \quad (3.54)$$

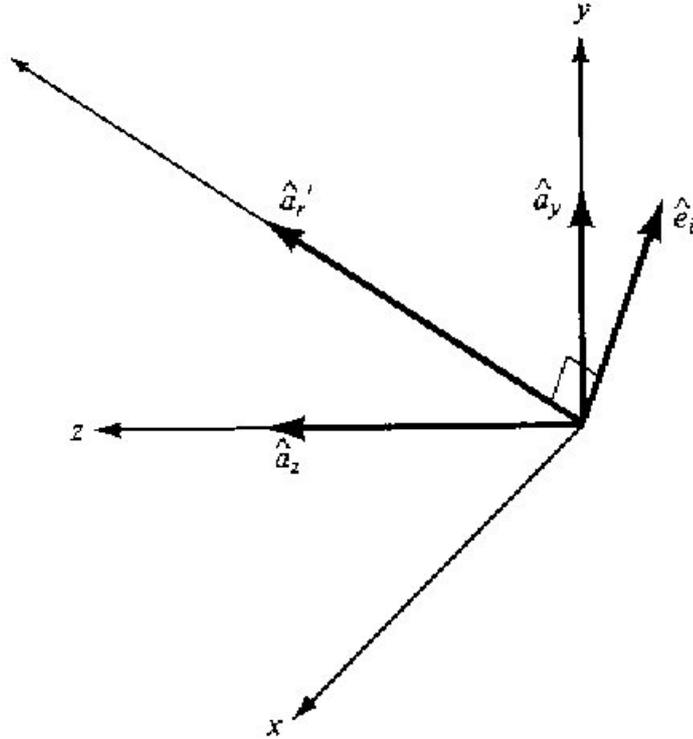


Figura 3.42. Alineación de los vectores unitario en un sistema de un reflector parabólico



Entonces, el campo  $E^r$  en el punto de reflejo  $r'$  esta dado por la expresión (3.51), donde  $\hat{e}_r$  viene dado por (3.54). En el plano que pasa a través del foco, el campo viene dado como

$$E_{ap} = \hat{e}_r C_1 \sqrt{G_f(\theta', \phi')} \frac{e^{-jkr'(1+\cos\theta')}}{r'} = \hat{a}_x E_{ax} + \hat{a}_y E_{ay} \quad (3.55)$$

Donde  $E_{ax}$  y  $E_{ay}$  representan las componente  $x$  e  $y$  del campo reflejado en la apertura. Desde el campo del reflector hasta el plano de la apertura es una onda plana, no se necesita ninguna corrección de amplitud para tener en cuenta la separación de amplitud.

Usando las componentes campo eléctrico reflejado ( $E_{xa}$  y  $E_{ya}$ ) dadas por (3.55), una equivalencia se forma en la apertura del plano, esta es

$$J'_s = \hat{n} \times H_a = -\hat{a}_z \times \left( \hat{a}_x \frac{E_{ay}}{\eta} - \hat{a}_y \frac{E_{ax}}{\eta} \right) = -\hat{a}_x \frac{E_{ax}}{\eta} - \hat{a}_y \frac{E_{ay}}{\eta} \quad (3.56a)$$

$$M'_s = \hat{n} \times E_a = +\hat{a}_z \times (\hat{a}_x E_{ax} - \hat{a}_y E_{ay}) = -\hat{a}_x E_{ay} + \hat{a}_y E_{ax} \quad (3.56b)$$

El campo radiado puede ser computado usando (3.56a) y (3.56b) y la formulación de radiación. La integral esta restringida sobre la proyección transversal de de la proyección del area  $S_0$  del reflector en el plano de apertura mostrado en al figura 3.39, esto es

$$E_{\theta S} = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (1 - \cos\theta) \iint_{S_0} (-E_{ax} \cos\phi - E_{ay} \sin\phi) \times e^{jk(x'\sin\theta \cos\phi + y'\sin\theta \sin\phi)} dx' dy' \quad (3.57a)$$

$$E_{\phi S} = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (1 - \cos\theta) \iint_{S_0} (-E_{ax} \sin\phi + E_{ay} \cos\phi) \times e^{jk(x'\sin\theta \cos\phi + y'\sin\theta \sin\phi)} dx' dy' \quad (3.57b)$$

Donde

$$x' = \rho' \cos\phi' \quad (3.58a)$$

$$y' = \rho' \sin\phi' \quad (3.58b)$$

A la hora de pasar a la práctica, haremos un cambio de coordenadas cartesianas a coordenadas esféricas,  $ds' = \rho' d\phi' d\rho'$ , e integraremos en  $\rho'$  y  $\phi'$ . Tras este cambio, podemos poner la integral en coordenadas esféricas quedando

$$E_{\theta S} = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (1 - \cos\theta) \iint_{S_0} (-E_{ax} \cos\phi - E_{ay} \sin\phi) \times e^{jk(x'\sin\theta \cos\phi + y'\sin\theta \sin\phi)} \rho' d\rho' d\phi' \quad (3.59a)$$

$$E_{\phi S} = \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (1 - \cos\theta) \iint_{S_0} (-E_{ax} \sin\phi + E_{ay} \cos\phi) \times e^{jk(x'\sin\theta \cos\phi + y'\sin\theta \sin\phi)} \rho' d\rho' d\phi' \quad (3.59b)$$

El método de la apertura ha sido usado para computar, usando eficientes técnicas de integración, los patrones de radiación de reflectores parabólicos y esféricos. El campo dado por (3.57a) y (3.57b) representa solo el patrón secundario debido a la dispersión del reflector. El patrón total del sistema esta representado con la suma del patrón primario y el patrón secundario de la alimentación. Para la mayoría de alimentaciones (como las bocinas), el patrón primario en la parte de atrás del reflector es muy poco intenso y puede ser despreciado.



### 3.3.6. Tipos de alimentadores usados

#### 3.3.6.1 El dipolo como alimentador

Para comenzar a probar nuestro diseño, pondremos como alimentación un dipolo elemental y veremos los resultados.

Para un dipolo orientado según el eje  $z$  [7], como el de la figura 3.43, su directividad en función de  $(\theta', \phi')$

$$D(\theta', \phi') = 1.5 \text{sen}^2 \theta' \quad (3.60a)$$

Si lo orientamos según el eje  $y$  y para acomodarlo a nuestro diseño, tendríamos

$$D(\theta', \phi') = 1.5 \text{cos}^2 \theta' \quad (3.60b)$$

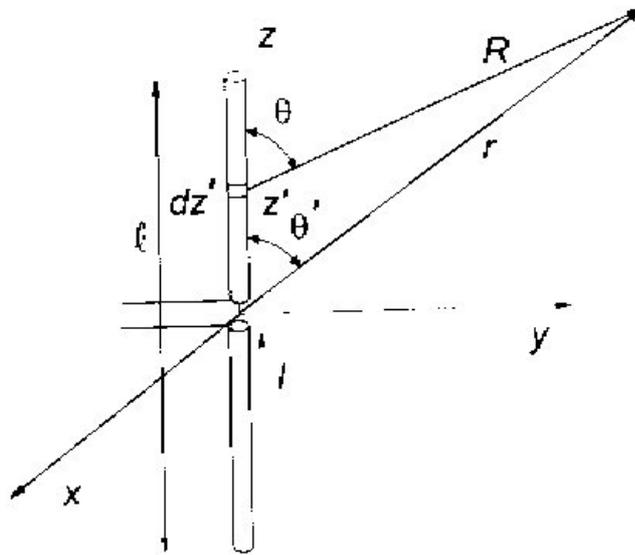


Figura 3.43. Dipolo elemental

#### 3.3.6.2 La apertura circular

Se utilizan también en microondas aperturas circulares, habitualmente de dimensiones comparables, mayores o mucho mayores que la longitud de onda, de las que el ejemplo más habitual es el reflector parabólico. Consideremos ahora una apertura circular iluminada por una onda linealmente polarizada

$$\vec{E} = E_x \hat{x} \quad \vec{H} = \hat{y} E_x / \eta \quad (3.61)$$

Para la geometría representada en la figura 4.6, teniendo en cuenta

$$\hat{r} \cdot \vec{\rho}' = \rho' \text{sen} \theta \text{cos}(\phi - \phi'), \quad ds' = \rho' d\phi' d\rho' \quad (3.62)$$



Sustituyendo en la ecuación de los campos nos queda

$$E_{\theta} = \frac{je^{-jkr}}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) \cos \theta \int_0^a \int_0^{2\pi} E_x e^{jk\rho' \text{sen} \theta \cos(\phi - \phi')} \rho' d\rho' d\phi' \quad (3.63a)$$

$$E_{\phi} = \frac{-je^{-jkr}}{2\lambda r} (1 + \cos \theta) \text{sen} \theta \int_0^a \int_0^{2\pi} E_x e^{jk\rho' \text{sen} \theta \cos(\phi - \phi')} \rho' d\rho' d\phi' \quad (3.63b)$$

$$K = \frac{1}{\eta\lambda^2} \left| \cos \frac{\theta}{2} \int_0^a \int_0^{2\pi} E_x e^{jk\rho' \text{sen} \theta \cos(\phi - \phi')} \rho' d\rho' d\phi' \right|^2 \quad (3.64)$$

Si la iluminación es uniforme,  $E_x = E_0$ , y teniendo en cuenta las relaciones

$$\int_0^{2\pi} e^{jz \cos x} dx = 2\pi J_0(z) \quad (3.65)$$

$$\int_0^z J_0(z') dz' = z J_1(z) \quad (3.66)$$

Se tiene

$$K = \frac{E_0^2}{\eta\lambda^2} 4\pi^2 a^4 \cos^4 \frac{\theta}{2} \left| \frac{J_1(k \cdot a \cdot \text{sen} \theta)}{k \cdot a \cdot \text{sen} \theta} \right|^2 \quad (3.67)$$

Los puntos de potencia  $\theta_{-3dB}$  se obtienen para  $k \cdot a \cdot \text{sen} \theta_{-3dB} \approx \pm 1,6$ .

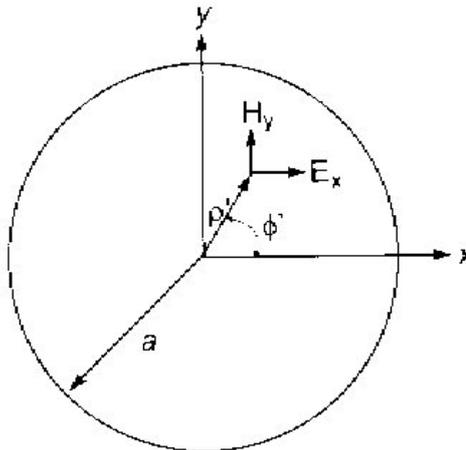


Figura 3.44. Apertura circular

### 3.3.6.2.1. Apertura iluminada con el modo TE<sub>11</sub>



Un caso de interés es el de la boca de guía circular iluminada con el modo dominante  $TE_{11}$ , cuyos campos referidos al sistema de coordenadas de la figura 4.6 son

$$E_{\rho} = \frac{A}{\rho'} J_1\left(\frac{q_{11}}{a} \rho'\right) \text{sen} \phi' \quad (3.68a)$$

$$E_{\phi} = A \frac{\partial}{\partial \rho'} \left[ J_1\left(\frac{q_{11}}{a} \rho'\right) \right] \text{cos} \phi' \quad (3.68b)$$

donde  $q_{11}=1.84118$  es el primer cero de la derivada de la función de Bessel de orden 1 ( $J'_1(q_{11})=0$ ). Los campos en la apertura de la guía toman en cartesianas los valores

$$E_x = A \frac{q_{11}}{2a} J_2\left(\frac{q_{11}}{a} \rho'\right) \text{sen} 2\phi' \quad (3.69a)$$

$$E_y = A \frac{q_{11}}{2a} \left[ J_0\left(\frac{q_{11}}{a} \rho'\right) - J_2\left(\frac{q_{11}}{a} \rho'\right) \text{cos} 2\phi' \right] \quad (3.69b)$$

que pueden ser integrados para obtener los campos radiados, que resultan valer

$$E_{\theta} = j \cdot A \cdot k \cdot a \cdot J_1(q_{11}) \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{1 + \text{cos} \theta}{2} \frac{J_1(k \text{asen} \theta)}{k \text{asen} \theta} \text{sen} \phi \quad (3.70a)$$

$$E_{\phi} = j \cdot A \cdot k \cdot a \cdot J_1(q_{11}) \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{1 + \text{cos} \theta}{2} \frac{J_1'(k \text{asen} \theta)}{1 - \left[ \frac{k \text{asen} \theta}{q_{11}} \right]^2} \text{cos} \phi \quad (3.70b)$$

### 3.3.6.2.2. Relaciones importantes para la correcta integración

A la hora de plasmar la teoría en nuestro programa Matlab, tendremos que encontrar algunas expresiones, como la derivada de la función de Bessel 1 ( $J_1'$ ), para facilitarnos su correcta programación. Matlab dispone de una librería con las funciones de Bessel, pero con sus derivadas. También nos será útil recordar algunas expresiones como la densidad de potencia radiada o la intensidad de radiación a partir de ésta.

- Densidad de potencia radiada

$$\wp(\theta, \phi) = \frac{|E_{\theta}|^2 + |E_{\phi}|^2}{\eta} \quad (3.71)$$

- Intensidad de radiación

$$K(\theta, \phi) = \wp(\theta, \phi) r^2 \quad (3.72)$$

- Propiedad de la derivada de Bessel y aplicación a nuestro caso



Según las propiedades de Bessel tenemos la siguiente igualdad

$$\frac{\partial}{\partial x} [Z_p(\alpha x)] = -\alpha Z_{p+1}(\alpha x) + \frac{p}{x} Z_p(\alpha x) \quad (3.73)$$

donde  $Z_p$  es una función de Bessel,  $J_p$ .

Así, para nuestro caso de  $J_1'$ , utilizando la regla de a cadena y tomando  $x = \text{sen } \theta'$ , nos queda

$$\frac{\partial}{\partial \theta} [J_1(k \text{sen } \theta')] = \left[ -ka J_2(k \text{sen } \theta') + \frac{1}{\text{sen } \theta'} J_1(k \text{sen } \theta') \right] \cos \theta' \quad (3.74)$$

### 3.4. Otros parámetros del reflector

Un reflector parabólico es una estructura que ofrece una directividad muy alta: es capaz de focalizar la energía en regiones angulares muy pequeñas.

Lo que perseguimos con un reflector parabólico es concentrar la radiación de una fuente primaria, en general poco directiva, en una determinada dirección o región del espacio. La propiedad básica de un reflector parabólico perfecto es que convierte una onda esférica irradiada desde un punto ubicado en el foco, en una onda plana. Recíprocamente, toda la energía recibida en el plato desde una fuente distante se refleja en un punto único en el foco del plato.

Un reflector parabólico en sí mismo no es una antena, necesita de una fuente que lo alimente para poder radiar energía, dicha fuente será la bocina que estamos diseñando. La forma de obtener un reflector parabólico es girando en torno al eje Z una parábola de ecuación:

$$y^2 = 4fx \quad (3.75)$$

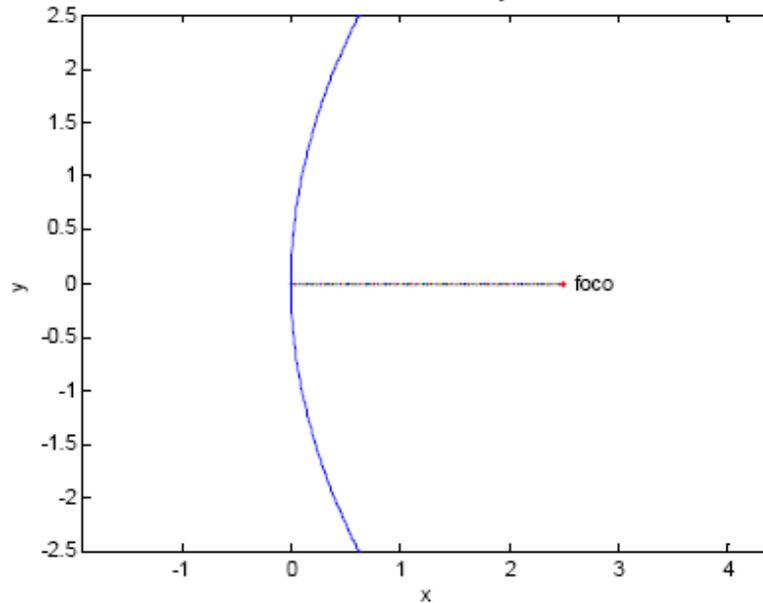


Figura 3.45. Parábola de la ecuación

### 3.4.1. Parámetros geométricos

Como parámetros propiamente geométricos, por un lado tenemos el diámetro del reflector  $D$ . Cuanto mayor sea el valor de este parámetro más grande será el reflector y, por tanto, mayor será el área a iluminar, además, mayor será la ganancia de la antena parabólica.

Por otro lado tenemos el valor de la distancia focal  $f$ . Ésta es la distancia que hay desde el centro de la parábola hasta el foco, donde convergen todos los rayos que inciden en la parábola y donde debemos ubicar la bocina.

Con los parámetros  $D$  y  $f$  obtenemos un nuevo parámetro que es muy importante y descriptivo cuando se habla de reflectores parabólicos. Dicho parámetro es la relación  $f/D$ . Este parámetro nos ofrece una idea de la profundidad y la forma que posee el reflector.

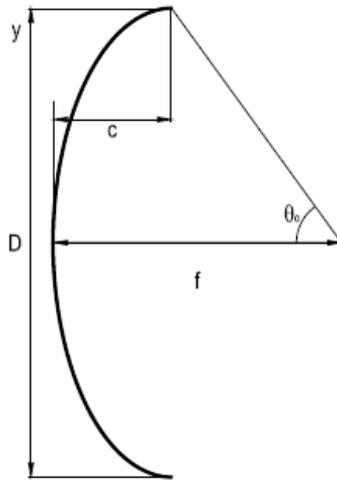


Figura 3.46. Parámetros geométricos del reflector parabólico

Además del diámetro y el foco tenemos el parámetro  $c$ , que mide la profundidad que posee el reflector. Dicho parámetro está relacionado con el diámetro y con el foco mediante la siguiente relación:

$$c = \frac{D^2}{16f} = \frac{D}{16\left(\frac{f}{D}\right)} \quad (3.76)$$

Por otro lado tenemos el ángulo formado desde el eje de abscisas hasta el borde del reflector  $\theta_0$ . El valor de este ángulo se calcula de la siguiente manera:

$$\theta_0 = 2 \tan \left( \frac{1}{4\frac{f}{D}} \right) \quad (3.77)$$

El valor de  $\theta_0$  está íntimamente relacionado con el parámetro  $f/D$ . Este ángulo es el que marca cómo ha de ser la directividad de la fuente primaria, es decir, de la bocina para poder iluminar con la máxima eficiencia la superficie del paraboloide.

En la siguiente figura podemos observar distintos reflectores para distintos valores de la relación  $f/D$  junto con el valor de  $\theta_0$  y de la profundidad de la parábola,  $c$ :

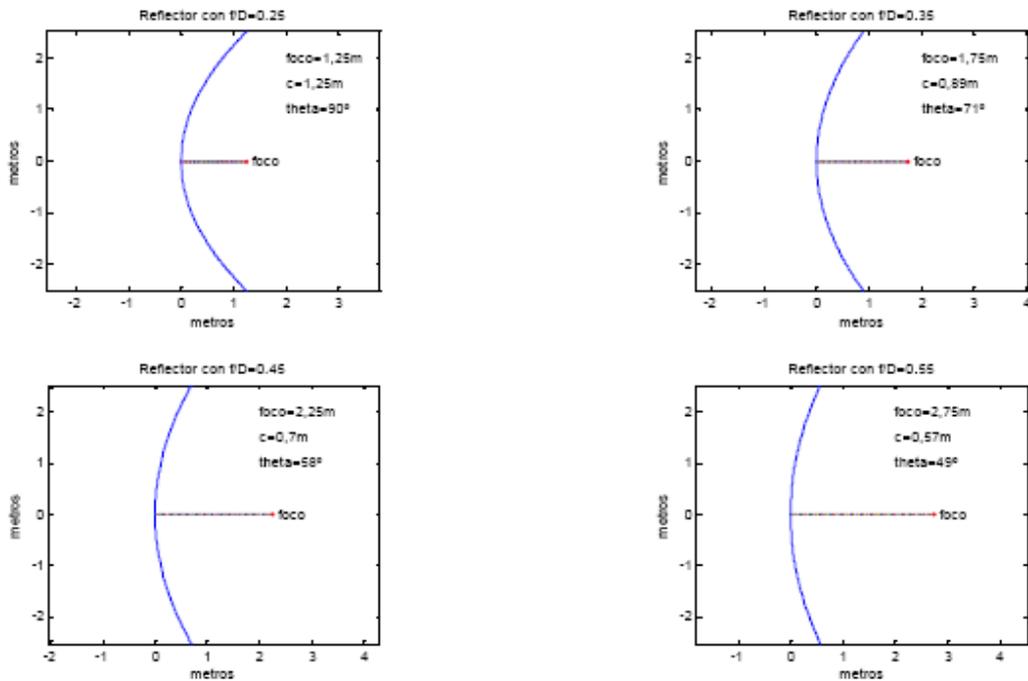


Figura 3.47. Diferentes reflectores para distinto  $f/D$

Como podemos observar en la figura 3.47, cuanto mayor es la relación  $f/D$ , menos cóncavo será el reflector, y viceversa, a menor  $f/D$ , mayor profundidad del reflector y además el foco estará más metido en la estructura, lo cual también podíamos deducir por medio de la ecuación 3.76. Además también podemos observar la relación de  $f/D$  con respecto a  $\theta_0$ , a mayor  $f/D$ , menor es el ángulo  $\theta_0$ , lo cual indica que para iluminar el reflector necesitaremos un diagrama de radiación primario más directivo. El caso en que  $f/D=0,25$ , el foco cae justo bajo el borde del reflector, con lo que coincide con el valor de la profundidad, como podemos observar en la figura anterior. En este último caso el valor de  $\theta_0$  es  $90^\circ$ .

### 3.4.2. Parámetros eléctricos

#### 3.4.2.1. Polarización cruzada

En general, el campo reflejado por un paraboloide situado en el eje X contiene dos componentes, una en dirección y y otra perpendicular a ésta, en dirección z . Esto se cumple incluso cuando el alimentador está linealmente polarizado. A la componente coincidente con la del alimentador se llama polarización principal o de referencia y a la otra se le llama componente cruzada. Ello es debido a la componente transversal creada por la curvatura del reflector. Interesa que la componente cruzada sea lo menor posible y a ser posible que no exista.

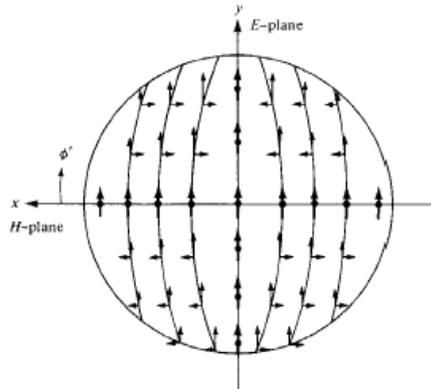


Figura 3.48. Polarización principal y secundaria en la apertura

Un dato a tener en cuenta es que si el diagrama de radiación del alimentador (fuente primaria) posee simetría de revolución, las componentes de polarización cruzada en la apertura y consecuentemente en el diagrama de radiación del conjunto reflector-alimentador se anulan y se obtiene, por tanto, una antena sin polarización cruzada.

### 3.4.2.2 Ganancia

La máxima ganancia que puede obtener un reflector parabólico se puede calcular aproximadamente mediante la siguiente expresión:

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} A \quad (3.78)$$

Para un reflector parabólico de boca circular, como el que nosotros vamos a usar, el valor de  $A$ , es decir, el área de captación, es la de un círculo:

$$A = \frac{\pi D^2}{4} \quad (3.79)$$

Con lo que la expresión de la ganancia final queda de la siguiente manera:

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\pi D^2}{4} = \left( \frac{\pi D}{\lambda} \right)^2 \quad (3.80)$$

Esta expresión es la máxima ganancia que se conseguiría con un reflector perfectamente construido e iluminado. La expresión real viene corregida por un factor de eficiencia, la eficiencia total  $\eta$ , con lo que la expresión queda:

$$G = \eta \left( \frac{\pi D}{\lambda} \right)^2 \quad (3.81)$$



### 3.4.2.3 Eficiencia

La ganancia de una determinada antena viene definida por un parámetro de eficiencia  $\eta$ . La eficiencia total, es el producto de varias eficiencias parciales.

$$\eta = \prod_i \eta_i \quad (3.82)$$

Estas eficiencias parciales vienen determinadas por las distintas pérdidas y fenómenos que hacen que la antena no reciba o transmita correctamente toda la energía. Así, la eficiencia del reflector es una combinación de diversos factores de pérdidas, tales como: la eficiencia de amplitud de la distribución, la eficiencia por desbordamiento ('spillover'), la eficiencia por bloqueo, la eficiencia de fase de la distribución y la eficiencia de polarización, entre otras.

En la figura 3.16 podemos ver un diagrama de radiación primario uniforme:

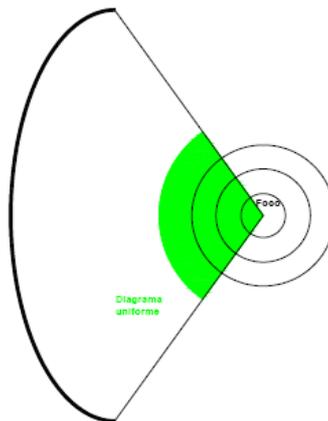


Figura 3.49. Diagrama uniforme de la fuente primaria

Debido a que en la mayoría de las ocasiones el foco está más lejos del borde del reflector que del centro de éste, la energía llega con menor intensidad al borde. Además, si tenemos en cuenta que la energía decrece con la inversa de la distancia recorrida, la energía que llega al borde es muy pequeña y entonces estaremos infra-iluminando el reflector parabólico, y no estaremos aprovechando toda la superficie del reflector de la que disponemos. A la diferencia de nivel de señal entre el borde del reflector y el centro se le conoce como 'edge taper'.

Para compensar esta falta de energía en el borde del reflector, lo que se propone es el diagrama de radiación de la figura 3.50. En dicho diagrama la energía que se suministra a los bordes del reflector es mayor que la que llega al centro de la estructura. A este diagrama se le conoce como diagrama adaptado al reflector parabólico. Es un diagrama ideal que es muy difícil de conseguir en la práctica.

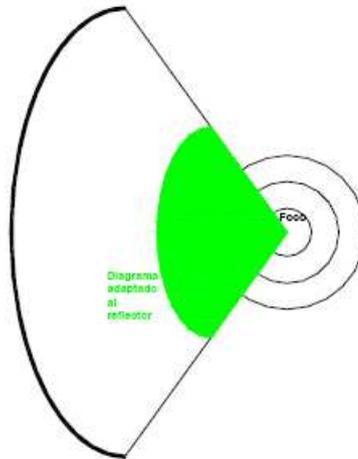


Figura 3.50. Diagrama adaptado a la superficie del paraboloides

El diagrama de radiación de una antena tipo guía de onda circular puede aproximarse por un diagrama ideal del tipo  $\cos^n\theta$  como el mostrado en la figura 3.51:

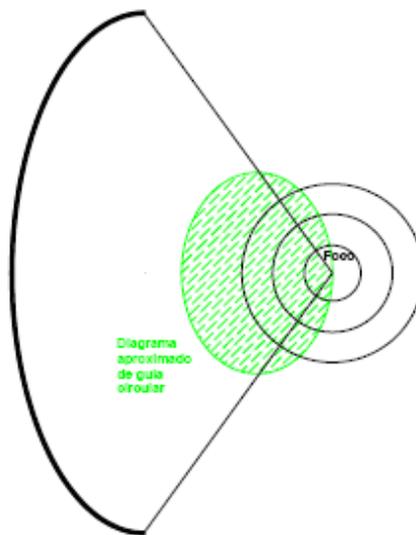


Figura 3.51. Diagrama aproximado del tipo  $\cos^n=\theta$  de una guía de onda circular

Si superponemos el diagrama aproximado de la guía de onda (figura 3.51) con el diagrama adaptado al reflector parabólico (figura 3.52) obtenemos lo siguiente:

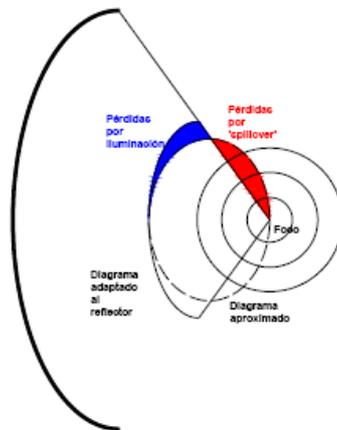


Figura 3.52. Pérdidas por iluminación y 'spillover'

En la figura 3.52 detallamos dos zonas coloreadas, la zona roja, que representa las pérdidas por desbordamiento y la zona azul, que representa las pérdidas debidas a una falta de iluminación en el diagrama de radiación. Estas dos fuentes de pérdidas las explicamos a continuación.

A continuación, vamos a describir las 3 más importantes y significativas, las que más peso tienen en el sumatorio de la eficiencia final ya que las demás, normalmente, suelen ser despreciables.

### 3.4.2.3.1 Eficiencia de iluminación

Son las pérdidas producidas por la iluminación no uniforme de la apertura del reflector. Depende fundamentalmente del diagrama del alimentador elegido (la bocina objeto de diseño), es decir del diagrama de radiación primario. Son las pérdidas que corresponden con las señaladas en color azul en la figura 3.52.

La eficiencia o debida a la iluminación por parte de la fuente primaria se calcula con la fórmula siguiente:

$$\eta_{ilum} = \frac{\left[ \iint_A |\vec{E}_a| dS \right]^2}{A \iint_A |\vec{E}_a|^2 dS} \quad (3.83)$$

siendo  $A$  el área de la apertura y  ${}_aE$  el campo en la superficie de la misma.

### 3.4.2.3.2 Pérdidas por 'spillover' o desbordamiento

Las pérdidas de 'spillover' o pérdidas por desbordamiento consisten en la radiación fuera de la superficie del reflector por parte del alimentador. Sus efectos son una reducción



de la ganancia y la aparición de lóbulos de ‘spillover’ (o radiación directa del alimentador) en el diagrama, es decir, que el alimentador contribuya directamente al diagrama de radiación del conjunto.

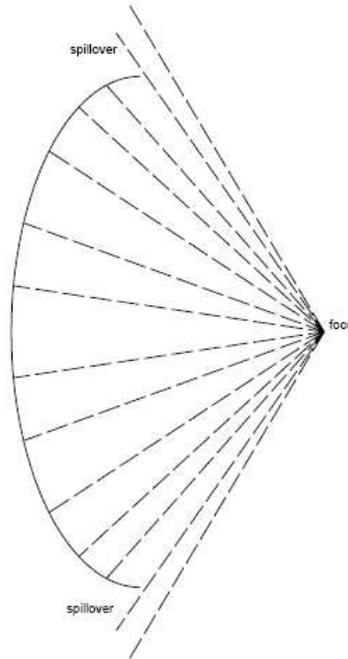


Figura 3.53. Efecto de desbordamiento en un reflector parabólico

La eficiencia de desbordamiento se calcula de la siguiente manera

$$\eta_{spillover} = \frac{P_{r,apertura}}{P_{r,feed}} \quad (3.84)$$

donde  $P_{r,apertura}$ , es la potencia radiada (o recibida, ya que todo lo que recibe lo refleja) por el reflector; y  $P_{r,feed}$ , es la potencia radiada por el alimentador (en inglés, ‘feed’).

Las eficiencias o pérdidas de iluminación y de desbordamiento están íntimamente relacionadas. Si aumentamos la iluminación en el borde de la parábola, disminuirán las pérdidas por iluminación no uniforme, por el contrario, las pérdidas de desbordamiento aumentarán. Del mismo modo, si disminuimos la potencia en el borde del reflector, las pérdidas por ‘spillover’ disminuirán y la eficiencia por iluminación disminuirá. Por lo tanto, debe haber un compromiso entre las eficiencias de iluminación y la de ‘spillover’. Este compromiso lo podemos observar en la siguiente figura:

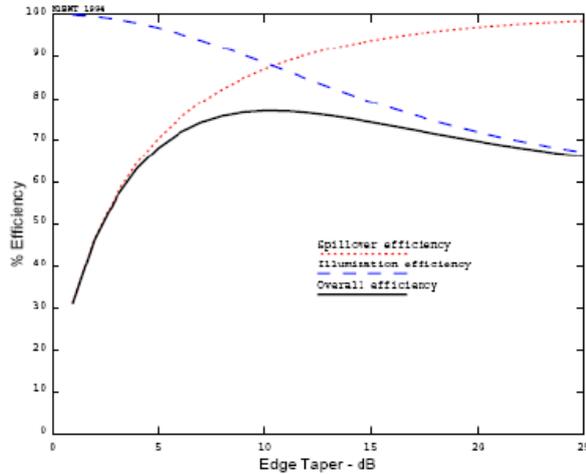


Figura 3.54. Eficiencia total como producto de la eficiencia de iluminación y de ‘spillover’

En la figura anterior estamos representando el producto de las dos eficiencias que acabamos de tratar, la eficiencia por iluminación no uniforme y la eficiencia por ‘spillover’ o desbordamiento. En el eje de abscisas tenemos el valor de iluminación del borde de la parábola con respecto a la potencia que llega al centro de la parábola, este valor es conocido como ‘edge taper’, al que hemos hecho referencia unas líneas atrás. Vemos que se produce un máximo para el producto de las eficiencias en torno a los -10 y -12dB. Esto quiere decir, que si un reflector está iluminado con 25dB en su centro, para que haya un máximo de eficiencia, en el borde del reflector debe haber un valor de  $25\text{dB} - 10\text{dB} = 15\text{dB}$  para que se produzca un máximo en la eficiencia. Éste es un hecho que se suele cumplir de manera habitual para casi todos los alimentadores pero lo difícil es llegar a poder fijarlo.

### 3.4.2.3.3. Pérdidas por bloqueo del alimentador

Aparece a causa de la porción de apertura bloqueada debido al alimentador (o subreflector, en sistemas dobles como por ejemplo en el sistema Cassegrain) o debidas a los soportes del alimentador (o del subreflector) o a una combinación de ambas.

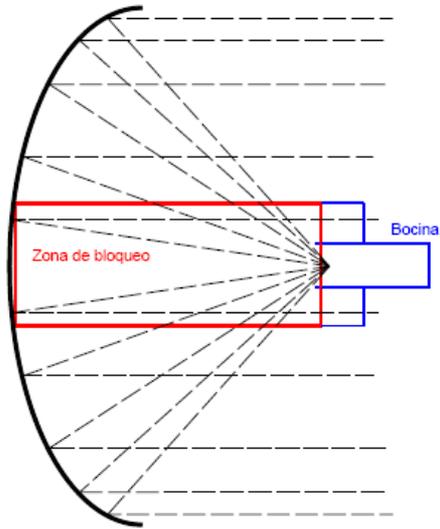


Figura 3.55. Efecto de bloqueo por parte del alimentador

Los efectos observados son la disminución de la directividad, de valor

$$\Delta D = 1 - 2 \left( \frac{D_b}{D} \right)^2 \quad (3.85)$$

donde  $D_b$  es la superficie de bloqueo (superficie correspondiente al alimentador) y  $D$  es la superficie del reflector.

El efecto más importante del bloqueo es el incremento del lóbulo secundario adyacente al principal. Depende del tanto por ciento de apertura bloqueada ( $2a/D$ ): es tolerable hasta un 10%, pero crece rápidamente cuando alcanza el 20%. La reducción de ganancia tiene menos trascendencia porque siempre se puede recuperar aumentando el diámetro del reflector.

$$NLPS = \frac{1}{2} \left( \frac{D_b}{D} \right)^2 \quad (3.86)$$

Además también se dan posibles problemas de adaptación por reflexión de potencia sobre el alimentador. Al encontrarse éste en el frente de onda del reflector, intercepta parte de la energía reflejada y se produce en él una desadaptación.

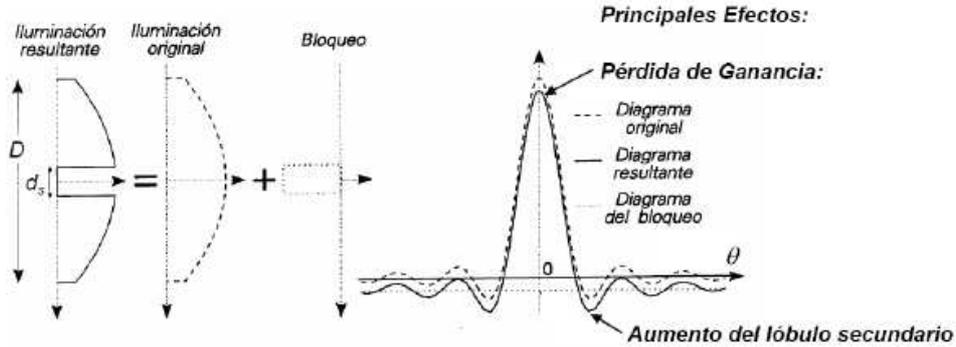


Figura 3.56. Efectos producidos por el bloqueo

En general, para una apertura cualquiera, se puede calcular la eficiencia por bloqueo como:

$$\eta_b = \frac{\left| \iint_{S_{efectiva}} E_a dS \right|^2}{\left| \iint_{S_{total}} E_a dS \right|^2} \quad (3.87)$$

Si la apertura es circular de radio  $D/2$  con distribución simétrica, y tiene un área de bloqueo centrada de radio  $a$ , podemos calcular la eficiencia como

$$\eta_b = \frac{\left| \int_a^{D/2} E_a \rho d\rho \right|^2}{\left| \int_0^{D/2} E_a \rho d\rho \right|^2} \quad (3.88)$$

Y si además, la distribución es uniforme, podemos tomar la expresión siguiente

$$\eta_b = \left( 1 - \frac{\pi a^2}{\pi (D/2)^2} \right)^2 = \left( 1 - \frac{S_b}{S} \right)^2 \quad (3.89)$$

donde  $S_b$  es la superficie de bloqueo (superficie correspondiente al alimentador) y  $S$  es la superficie del reflector.

Una curva típica de eficiencias podría ser la mostrada a continuación:

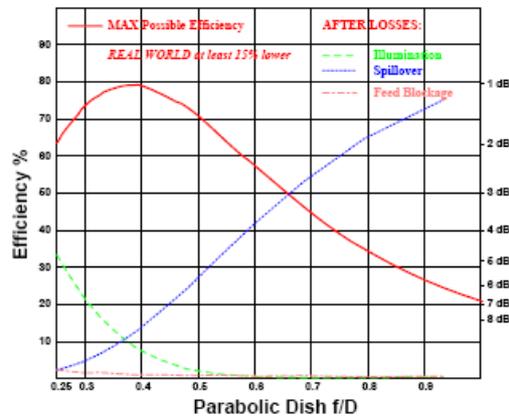


Figura 3.57. Curva típica de eficiencias de un reflector en función de la relación  $f/D$

En la figura 3.24, la curva roja representa la eficiencia total de un reflector parabólico en función de la relación  $f/D$ , para un alimentador dado. Por otro lado, la línea verde representa las pérdidas por iluminación no uniforme del alimentador, la línea azul representa las pérdidas por desbordamiento y la rosa, las pérdidas por bloqueo.

A mayor  $f/D$ , mayores son las pérdidas por desbordamiento, ya que el alimentador se encuentra más alejado del reflector y su diagrama de radiación supera el área del reflector.

Por el contrario, las pérdidas por iluminación no uniforme son menores, ya que cuanto más lejos esté el alimentador, más eficientemente se ilumina el reflector.

A menor  $f/D$  pasa lo contrario, las pérdidas de desbordamiento disminuyen porque no llega a salir energía de la parábola y las pérdidas de iluminación aumentan, porque no llega a iluminar al 100% al reflector.

De nuevo vemos el compromiso entre pérdidas por desbordamiento y pérdidas por iluminación no uniforme. Más claramente lo vemos en la figura 3.58:

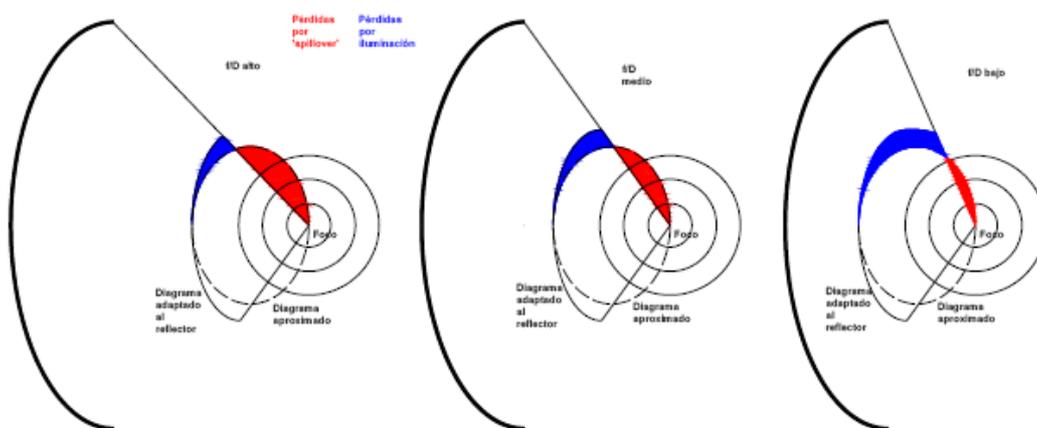


Figura 3.58. Pérdidas por desbordamiento y por iluminación no uniforme para distintas relaciones  $f/D$



Por otro lado, cuando  $f/D$  es grande, las pérdidas por bloqueo se hacen menos importantes ya que el alimentador está lejos y casi no bloquea la energía reflejada en el reflector. Cuando  $f/D$  es pequeño se hacen más presentes las pérdidas por bloqueo.

### 3.4.2.3.4. Eficiencia de fase de la distribución

Es la combinación de las pérdidas ocasionadas por desalineaciones del alimentador y deformaciones del reflector.

Por un lado tenemos la tolerancia del reflector que es el efecto debido a que el reflector no sea una superficie perfectamente parabólica. Esto puede incurrir básicamente en errores de fase en la apertura que se traducirán en una pérdida de eficiencia y la aparición de una radiación difusa parásita. Un estudio de los efectos de la rugosidad de la superficie realizado por Ruze establece que para un error cuadrático medio de la superficie,  $\sigma$ , la pérdida de directividad puede expresarse como

$$\Delta D = -4,3 \left( \frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \text{ (dB)} \quad (3.90)$$

Por otro lado tenemos las pérdidas por desplazamiento axial que son debidas a la variación de la posición del alimentador en el eje X.

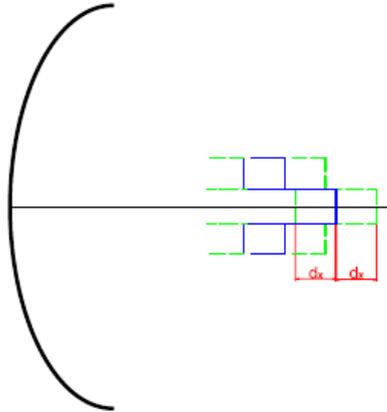


Figura 3.59. Efecto de desplazamiento del alimentador en el eje X

El centro de fase de la bocina debe estar ubicado en el foco del reflector parabólico. El hecho de que no se dé lo anteriormente citado provoca un error de tipo cuadrático en el campo de la apertura que disminuye la directividad (ganancia):

$$\Delta D = \frac{\sin x}{x} \quad (3.91)$$

con



$$x = \frac{\frac{2\pi d_x}{\lambda}}{1 + \left(4f/D\right)^2} \quad (3.92)$$

siendo  $d_x$  el desplazamiento que sufre el alimentador en el eje X.

También como consecuencia de la no ubicación del centro de fase de la bocina en el foco del reflector tenemos las pérdidas por desplazamiento lateral el cual causa un apuntamiento del haz en sentido contrario al del movimiento del alimentador. Este tipo de error causa una disminución de la ganancia y un incremento asimétrico en el nivel de los lóbulos secundarios llegando incluso a juntarse uno de ellos con el lóbulo principal.





## CAPITULO 4. RESULTADOS E IMLPEMENTACIÓN

En este apartado mostraremos todos los resultados obtenidos y las diferentes simulaciones hechas con nuestro diseño. Las diferentes capturas que mostraremos son obtenidas con el programa de simulación Matlab, ya que nuestro código viene programado en este programa.

### 4.1. Implementación de palabras de código

A continuación haremos una breve explicación del código mediante un diagrama de flujo.

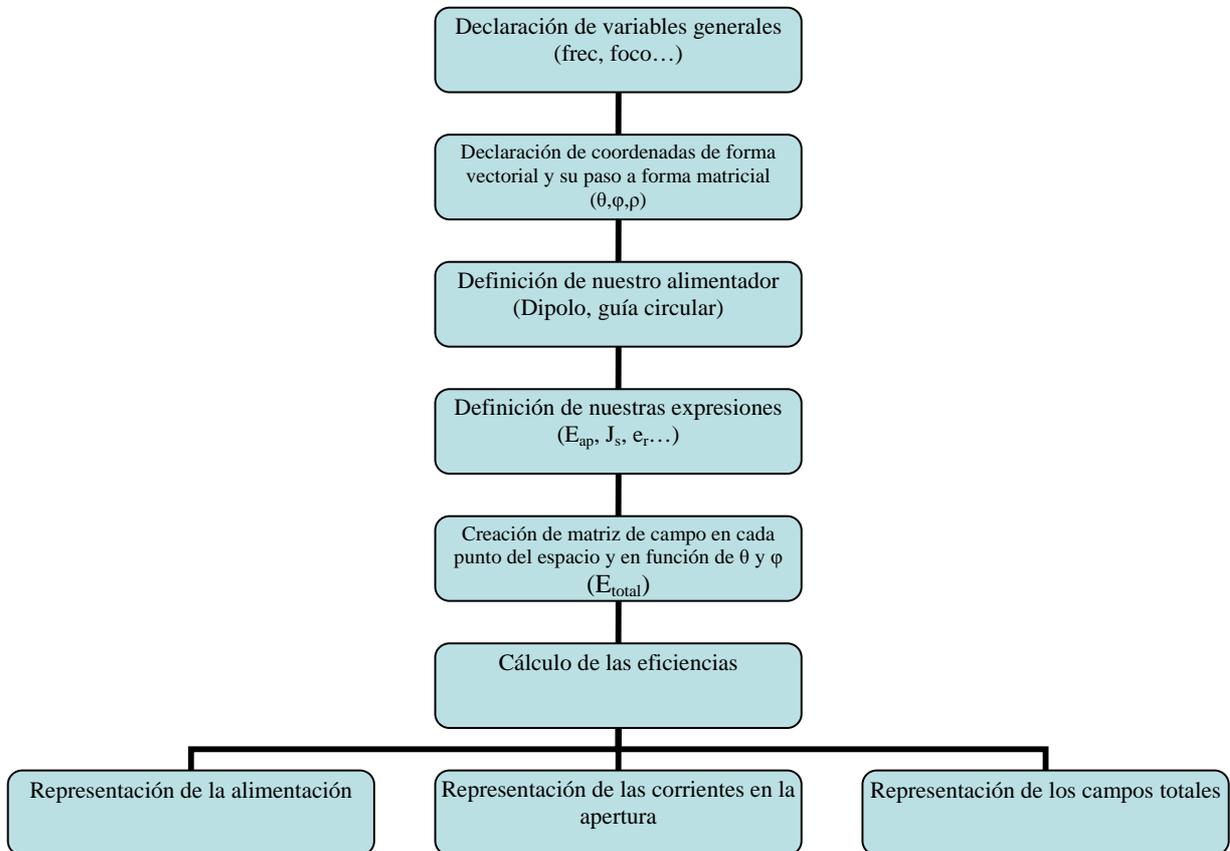


Figura 4.1. Diagrama de flujo del programa

Siguiendo el orden secuencial del programa tenemos:

*Declaración de variables generales:* En esta primera parte del código, mediante la formulación general, implementaremos los parámetros generales tales como: frecuencia,  $\eta$ ,  $\epsilon$ ,  $\mu$ , longitud de onda, número de onda... que después nos ayudarán a definir otros valores



más elaborados como el campo en la apertura o el alimentador. En este apartado, también podemos incluir la declaración de T, P, N y S. Los dos primeros son los que nos medirán la resolución de la matriz final de campo (son el número de puntos de los que constarán  $\theta$  y  $\varphi$  respectivamente), y los dos últimos irán en función de la frecuencia e intentarán darnos una integral con suficientes puntos para no perder resolución.

*Declaración de coordenadas de forma vectorial y su paso a forma matricial:* En este apartado definiremos, primero de forma vectorial para más tarde con el comando *repmat* pasarlas a forma matricial, las coordenadas de nuestro sistema, tanto en la apertura como del reflector. Así, hemos elegido llamar “primas” a las del alimentador ( $\theta'$ ,  $\varphi'$ ,  $\rho'$ ), mientras que las del reflector serán las originales ( $\theta$ ,  $\varphi$ ,  $\rho$ ).

*Definición de nuestro alimentador:* Para la simulación de nuestro reflector necesitaremos una fuente de potencia que emita hacia el. A esta le llamamos alimentador o alimentación y puede ser desde un dipolo elemental hasta complicadas bocinas. Para nuestro problema, empezamos emitiendo a través de un dipolo y después le pondremos una guía circular, que es lo que tendremos en nuestro radiotelescopio. Mientras que el primero tiene una definición muy elemental, a través de un  $\cos(\theta')$ , en el segundo hemos tenido que programar funciones de Bessel entre otras.

*Definición de nuestras expresiones:* En este momento utilizaremos la formulación, desarrollada en el apartado anterior de teoría, para definir parámetros que utilizaremos en la integración para conformar el campo total radiado. Entre estas encontramos el campo en la apertura,  $E_{ap}$ ,  $x'$  e  $y'$  (que son las coordenadas cartesianas en la apertura),  $e_{r_{ax}Total}$  y  $e_{r_{ay}Total}$  (que son los vectores de dirección del campo en la apertura).

*Creación de matriz de campo en cada punto del espacio y en función de  $\theta$  y  $\varphi$ :* Para este apartado utilizaremos las integrales de la teoría para hallar el campo  $E_\theta$  y el campo  $E_\varphi$  que nos darán, finalmente, el campo total  $E_{total}$ . Para la realización de la integral con Matlab, hemos usado un método de integración numérica, el método de Gauss, en el que sumamos los productos de una función con unos pesos; cuantos más pesos cojamos más nos aproximaremos a la integral real o exacta.

*Cálculo de las eficiencias:* En este penúltimo apartado, calcularemos parámetros propios de nuestro sistema, en particular las eficiencias. Como ya se trató en teoría, las que más influirán en nuestro diseño, serán el spillover y la eficiencia de iluminación, por eso han sido estas las que hemos calculado.

*Representaciones:* Finalmente, exponemos los resultados que nos devuelve nuestro programa en forma de gráfica. Así haremos 3 tipos de representaciones:

- Representación de la alimentación: en este apartado representamos el diagrama que tenemos en la alimentación.
- Representación de las corrientes: en este apartado mostramos las corrientes que tenemos en la apertura ( $J_s$  y  $M_s$ ).



- Representación de los campos: en este apartado mostramos tanto las componentes del campo total en  $\theta$  y  $\varphi$ , que serán  $E_\theta$  y  $E_\varphi$ , como el campo total  $E_{\text{total}}$ .

## 4.2. Dificultades del código

En esta sección relataré los problemas que he tenido a la hora de programar. Las que muestro a continuación son los más significativos y puede que no sean tales para el lector, ya que el que les habla nunca ha sido muy ducho en las artes de la programación.

- Antes de comenzar con el código propiamente dicho, hay que hacer una mención al planteamiento del problema, ya que antes de abordar la programación deberemos de haber entendido bien el problema, y para esto es fundamental tener claro tanto el principio de equivalencia superficial como los ejes de coordenadas. Tenemos dos ejes de coordenadas, uno en el centro de la parábola ( $\theta$ ,  $\varphi$ ,  $\rho$ ) y otro en el centro de la apertura ( $\theta'$ ,  $\varphi'$ ,  $\rho'$ ); y cada uno tiene un rango de trabajo distinto.
- En cuanto a la programación, el primer problema que podemos encontrar es la definición de la guía circular. Para esto tendremos que echar mano de las funciones de Bessel, que están en las librerías de Matlab. Lo que también tendremos que utilizar es la función derivada primera de Bessel, y esta no la tiene Matlab, con lo que tendremos que utilizar las propiedades de las funciones de Bessel para definirla.
- Podríamos encontrar otro problema a la hora de definir  $r_1$ , que es la distancia desde el centro de la apertura a un punto de la parábola. Esta distancia la tendremos que poner en función de  $\varphi'$  y de  $\rho'$ , ya que integraremos en función de estas variables.
- Quizás, lo que entraña más dificultad, es la programación de la integral, ya que sólo utilizaremos dos FOR (de  $\theta$  y de  $\varphi$ ), los que corresponderían a  $\varphi'$  y a  $\rho'$  los sustituimos, en una segunda mejora del programa, por multiplicaciones de dos grandes matrices. La utilización de estas matrices es debido a que Matlab mejora mucho su eficiencia, su rapidez de ejecución, si trabajamos con matrices en lugar de con rutinas FOR, IF...

## 4.3. Diagramas en función de la alimentación

En esta sección mostraremos los resultados gráficos obtenidos por nuestro programa. Los dividiremos en dos grupos según la alimentación puesta al reflector: un dipolo elemental y una guía circular; y en cada grupo haremos varias ejecuciones variando parámetros como la frecuencia o el coeficiente F/D.

Antes de entrar en detalle con cada uno de los alimentadores, veamos la utilidad de una representación con suficientes puntos. En la figura 4.2. tenemos el diagrama de campo total con suficientes puntos y en la figura 4.3 el mismo diagrama con menos puntos de integración, no los suficientes. Los dos a una frecuencia de  $f=15 \cdot 10^8$  y con una relación  $F/D=0.7083$ .

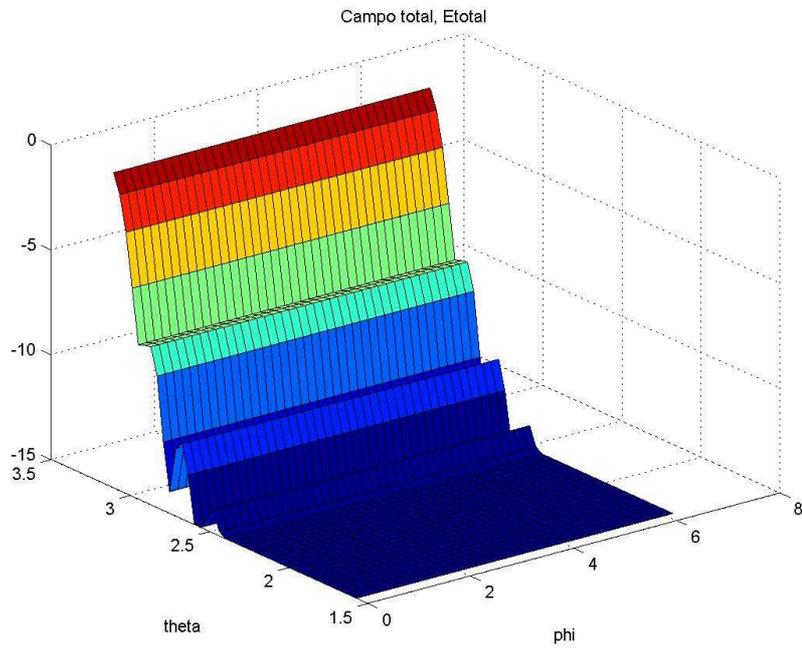


Figura 4.2. Campo  $E_{total}$  con suficientes puntos de integración

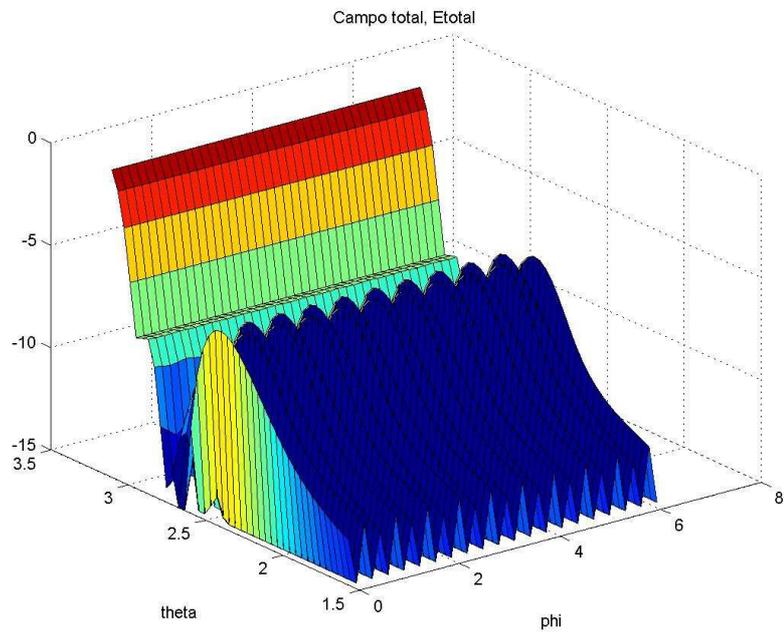


Figura 4.3. Campo  $E_{total}$  con pocos puntos de integración(10)



Si seguimos bajando los puntos de integración seguiremos deformando el diagrama hasta perderlo.

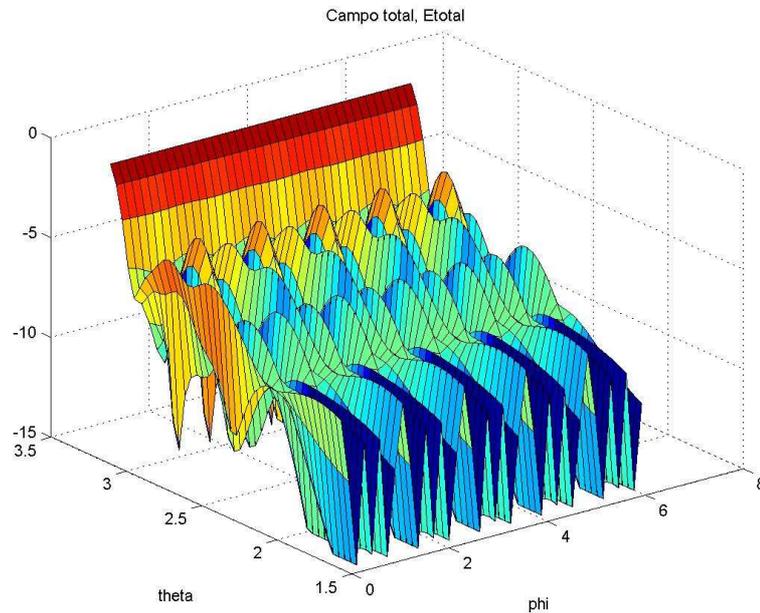


Figura 4.4. Campo  $E_{total}$  con menos puntos de integración (5)

Con esto demostramos la importancia de tener los puntos de integración en función de la frecuencia, ya que conforme subimos en frecuencia necesitaremos más puntos si no queremos que nuestro programa se saturate.

#### 4.3.1. Alimentación con dipolo elemental

Primero hagamos una representación del campo del dipolo a una frecuencia de  $f=15 \cdot 10^8$  y con una relación  $F/D= 0.7083$ .

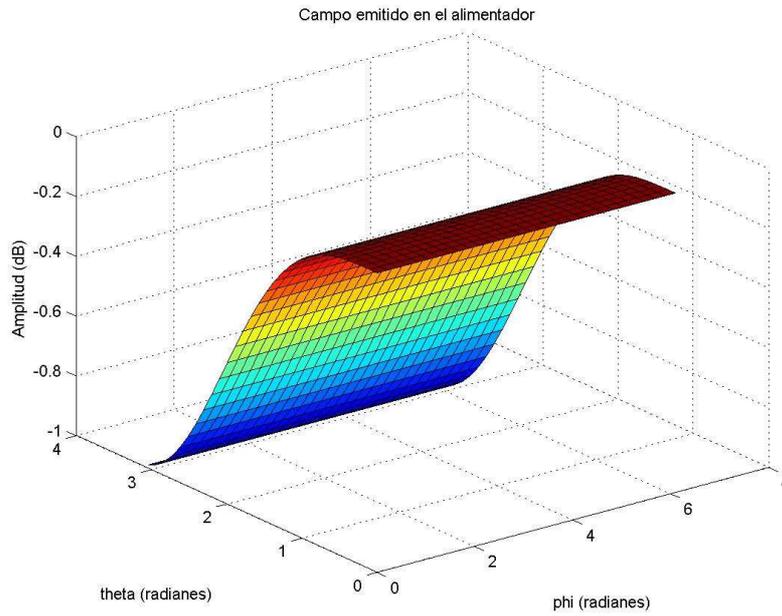


Figura 4.5. Radiación del dipolo elemental  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

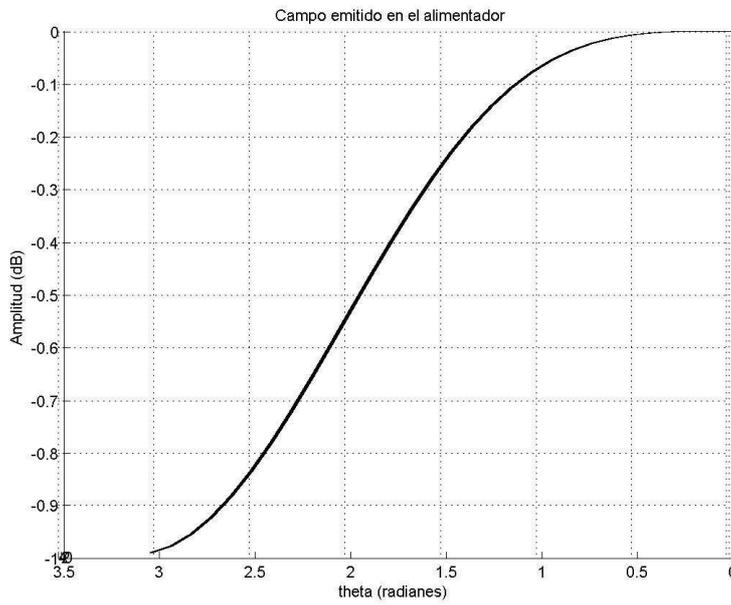


Figura 4.6. Detalle Radiación del dipolo elemental  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

Vemos como el dipolo tiene el máximo en la dirección  $\theta=0$ , si observamos la figura 3.39. vemos como ésta es la dirección que apunta directamente al centro de nuestra antena parabólica.



Después vemos las corrientes en la apertura:

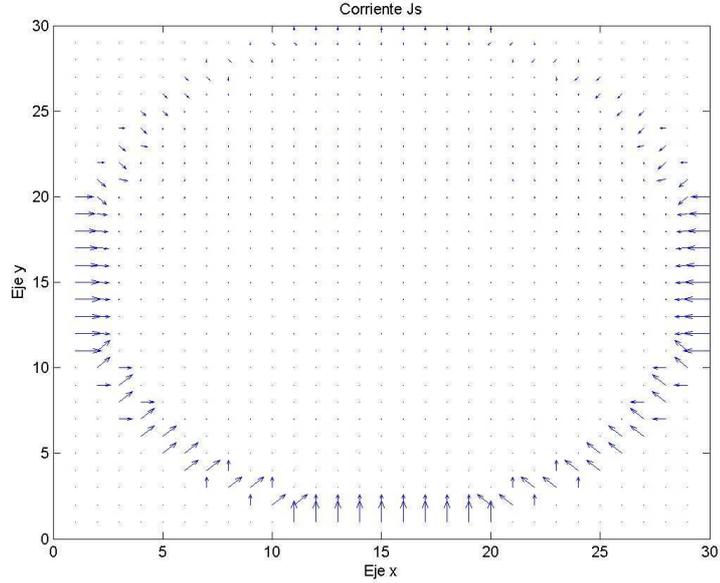


Figura 4.7. Corrientes Js en la apertura para un dipolo,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

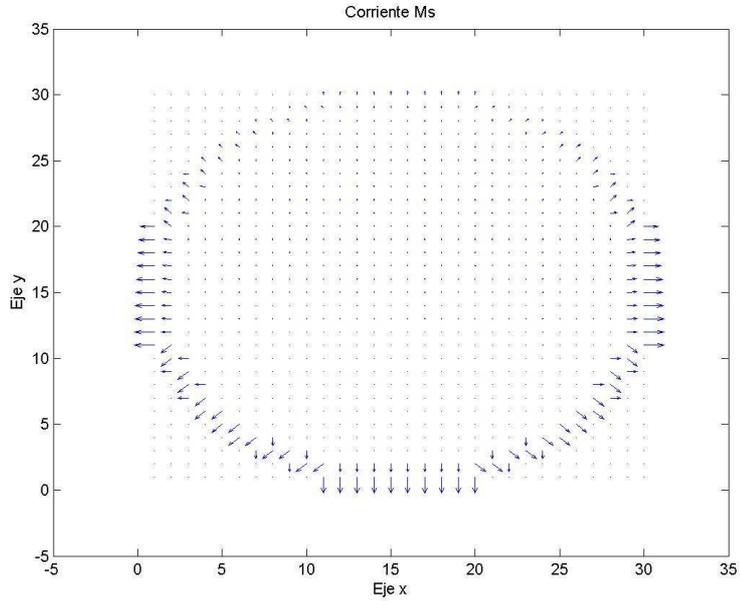


Figura 4.8. Corrientes Ms en la apertura para un dipolo,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

Por último las componentes y el campo total de nuestro reflector.

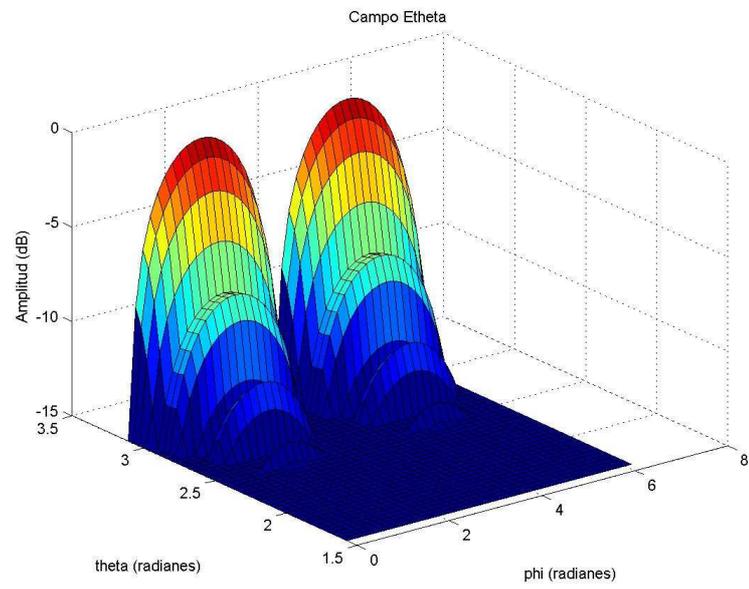


Figura 4.9. Radiación de la componente theta para un dipolo,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

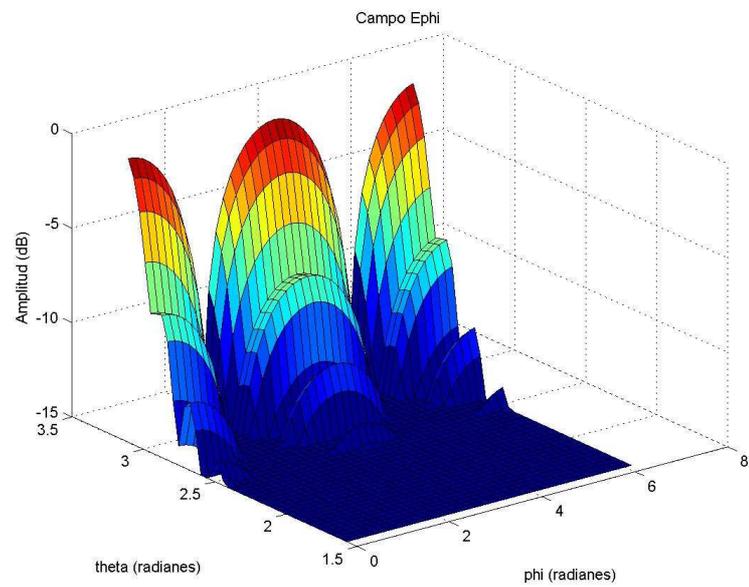


Figura 4.10. Radiación de la componente phi para un dipolo,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

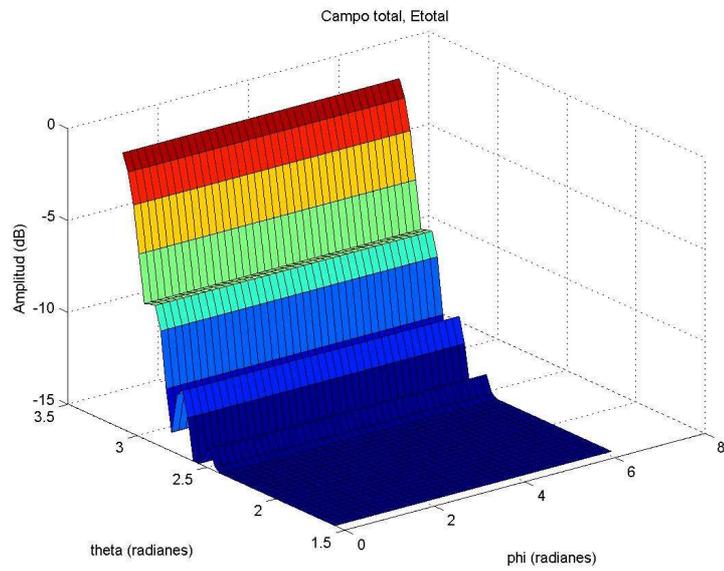


Figura 4.11. Radiación del campo total  $f=15 \cdot 10^8$  para un dipolo,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

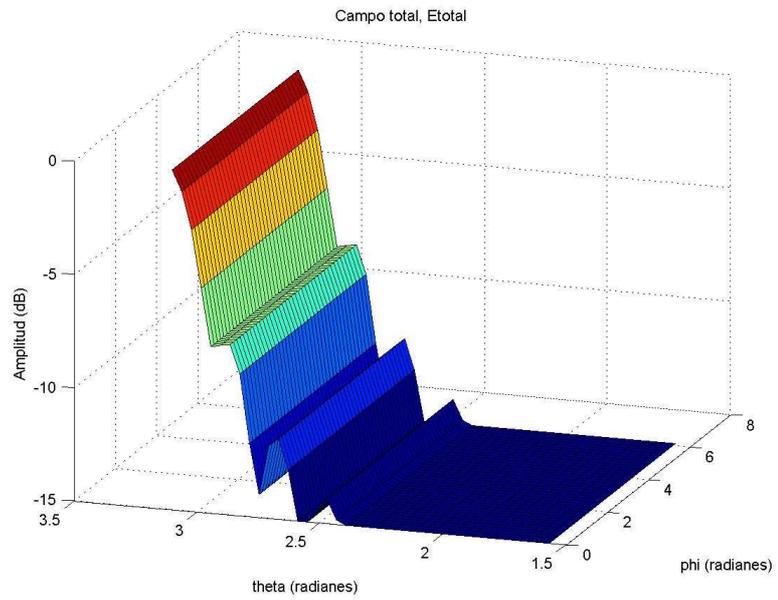


Figura 4.12. Radiación del campo total II  $f=15 \cdot 10^8$  para un dipolo,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

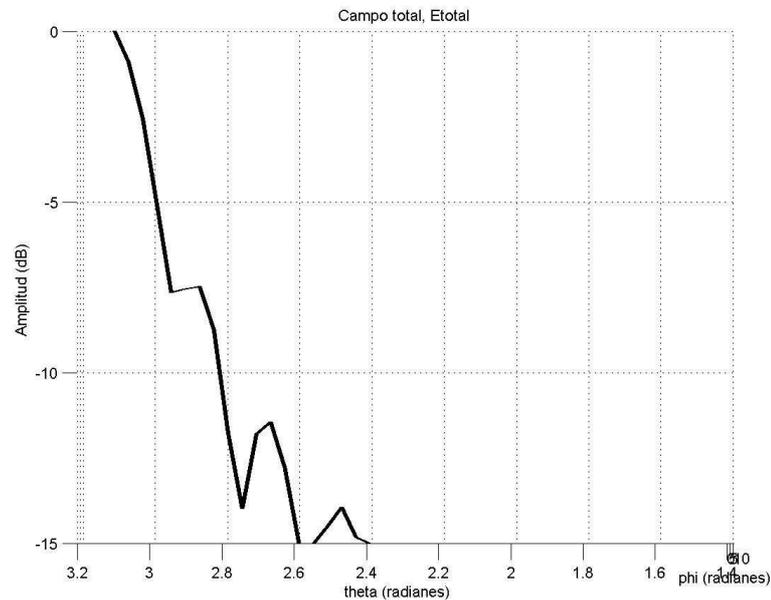


Figura 4.13. Radiación del campo total III  $f=15 \cdot 10^8$  para un dipolo,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

Vemos en esta última figura como tenemos el máximo de radiación en  $\theta=\pi$ , que mirando la figura 3.39 es la dirección perpendicular a la parabólica. También vemos como aparecen 3 lóbulos secundarios.

#### 4.3.1.1 Variación de la frecuencia

A continuación variemos la frecuencia, bajándola y subiéndola, y veamos lo que ocurre en nuestro campo total. Para una frecuencia menor, de  $f=10 \cdot 10^8$ , tenemos que nuestra radiación es menos directiva a la vez que disminuyen los lóbulos secundarios (2 en este caso).

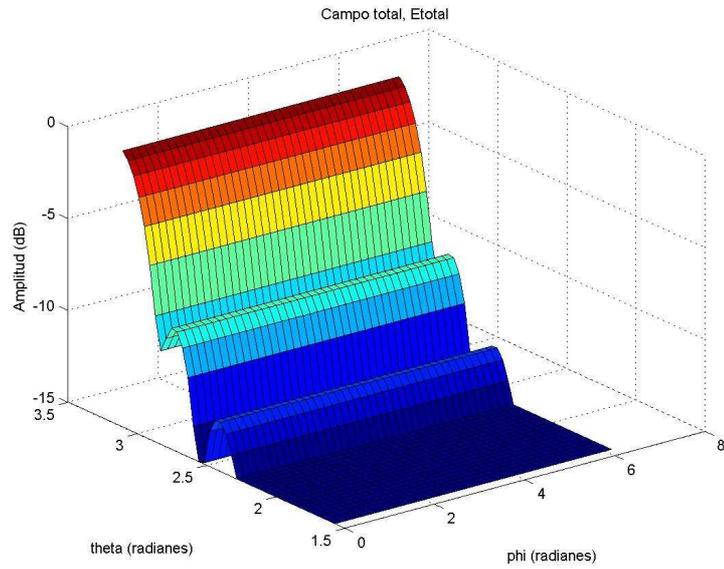


Figura 4.14. Radiación del campo total para un dipolo,  $f=10 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

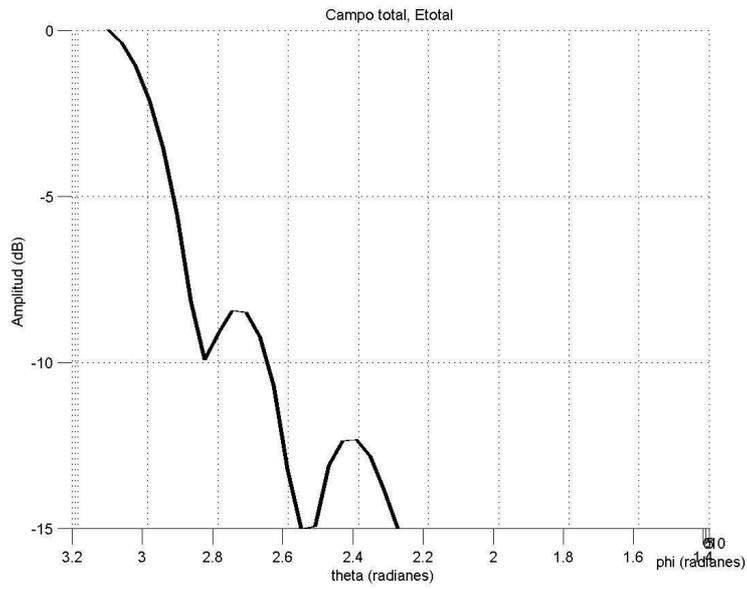


Figura 4.15. Radiación del campo total para un dipolo,  $f=10 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

Subamos ahora la frecuencia, en concreto hasta  $f=30 \cdot 10^8$ .

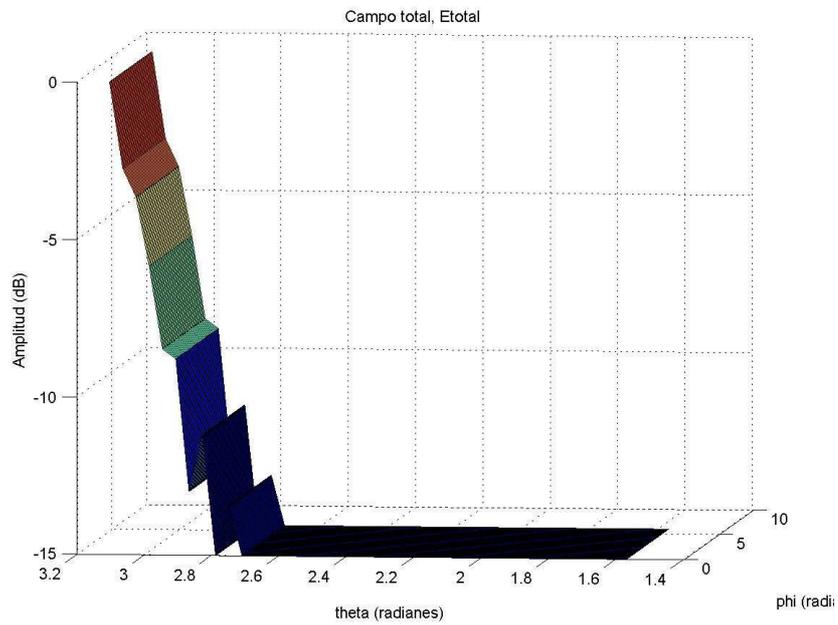


Figura 4.16. Radiación del campo total para un dipolo,  $f=30 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

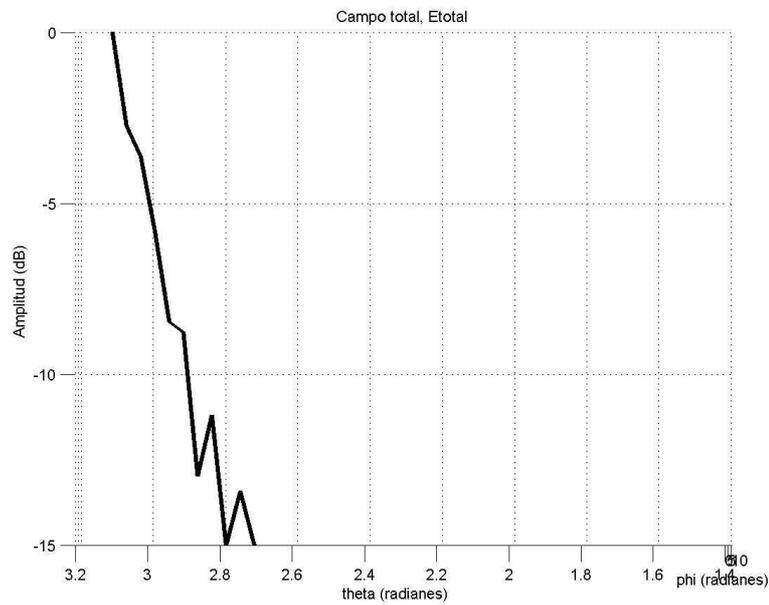


Figura 4.17. Radiación del campo total para un dipolo,  $f=30 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

Vemos que cuando subimos en frecuencia aparecen más lóbulos secundarios a la vez que tenemos un diagrama mucho más directivo.



### 4.3.1.2 Variación de la relación F/D

Tras comprobar la sensibilidad de nuestro problema a los cambios de frecuencia, veamos ahora la sensibilidad a la variación del cociente entre el foco y el diámetro de la parábola (F/D).

- **Variando el foco**

Partiendo desde las representaciones con una frecuencia de  $f=15 \cdot 10^8$  y con una relación  $F/D=0.7083$ , que son las que tenemos al principio de la sección, bajaremos la relación F/D, obteniendo:

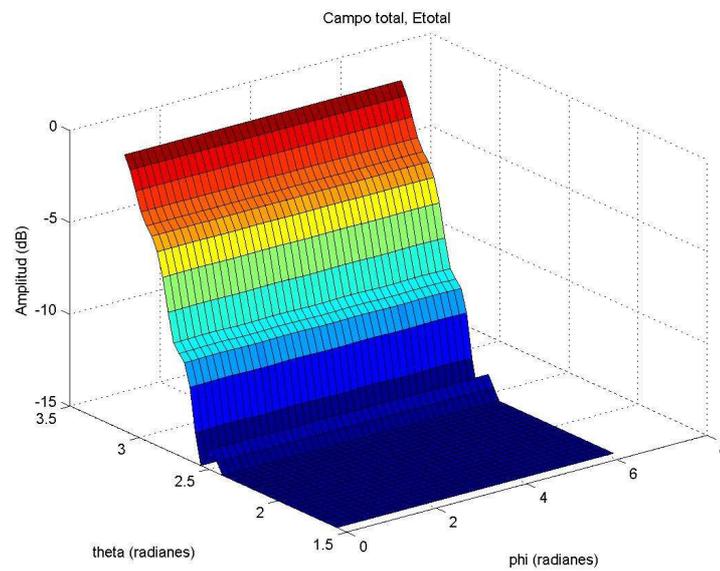


Figura 4.18. Radiación del campo total para un dipolo,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.2500$  modificando el foco

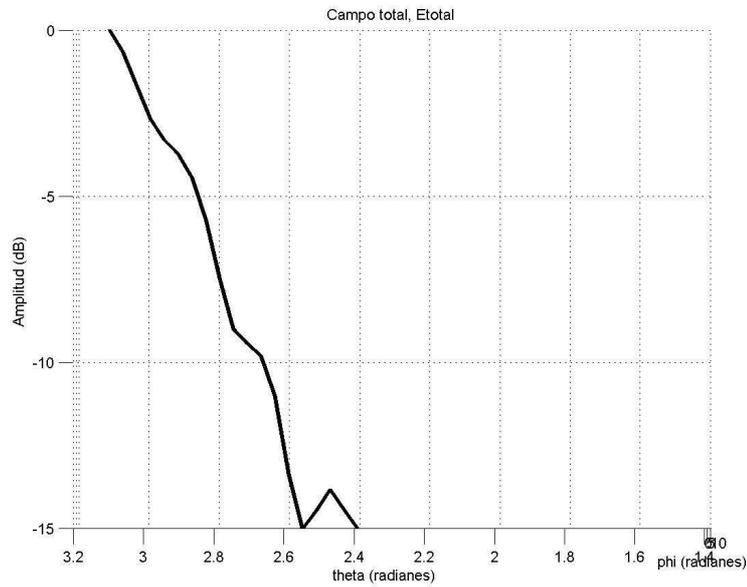


Figura 4.19. Radiación del campo total para un dipolo,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.2500$  modificando el foco II

Vemos como tenemos aproximadamente la misma directividad, y tenemos la respuesta de cuando bajamos en frecuencia en cuanto a los lóbulos secundarios, puesto que los que no se nos van, se nos suavizan.

Si subimos esta relación, obtenemos justo el efecto contrario, se nos definen más los lóbulos secundarios.

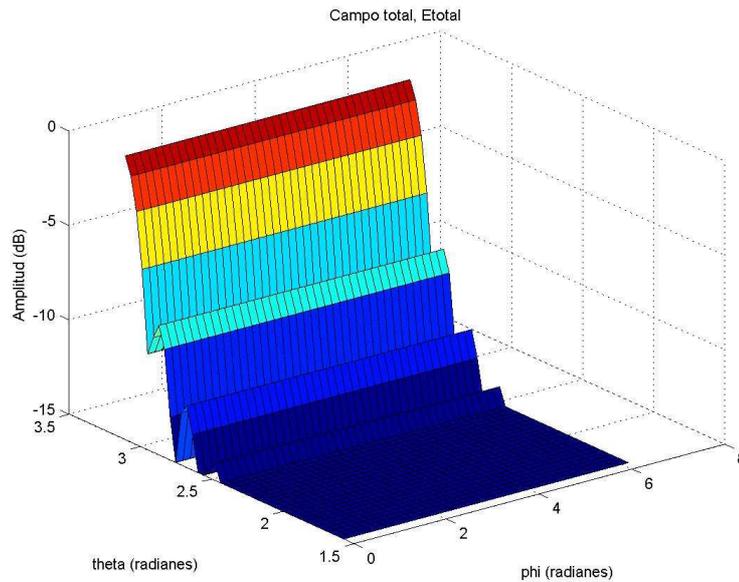




Figura 4.20. Radiación del campo total para un dipolo,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D= 1.2500$  modificando el foco

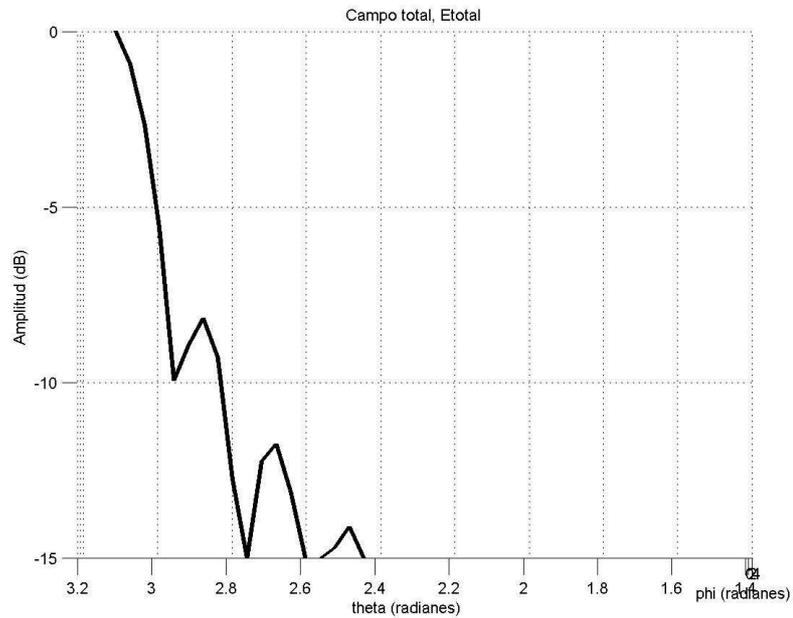


Figura 4.21. Radiación del campo total para un dipolo,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D= 1.2500$  modificando el foco II

- **Variando el diámetro de la parábola**

Si en vez del foco variamos el diámetro para variar la relación  $F/D$ , obtenemos el efecto inverso. Si antes al bajar la relación se nos suavizaban los lóbulos, ahora nos saldrán más y la directividad nos aumenta un poco.

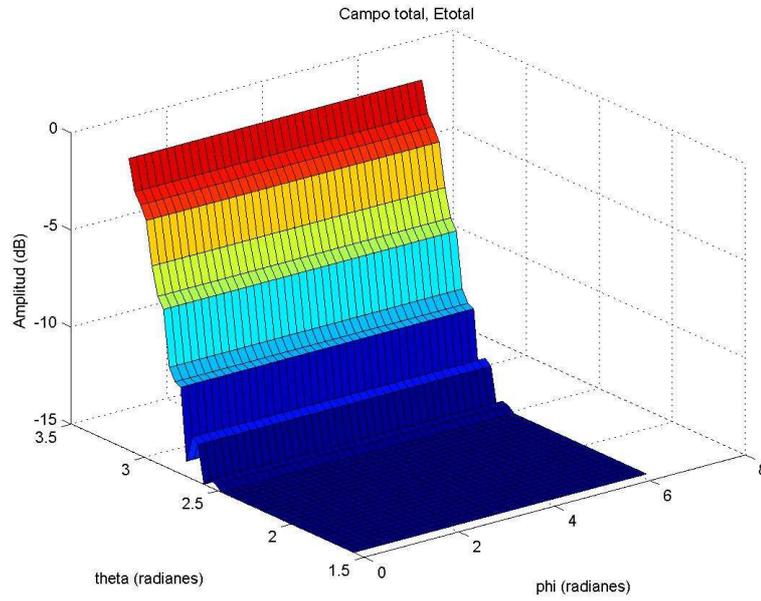


Figura 4.22. Radiación del campo total para un dipolo,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D= 0.4250$  modificando el diámetro

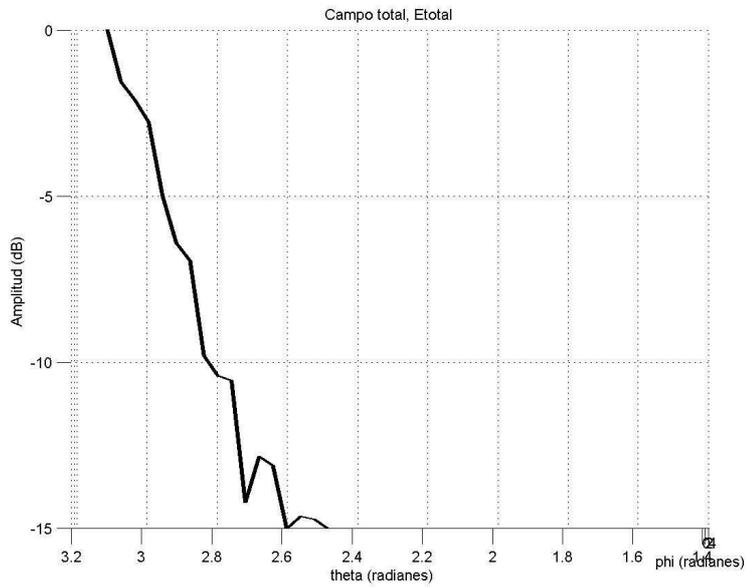


Figura 4.23. Radiación del campo total para un dipolo,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D= 0.4250$  modificando el diámetro II

Y si subimos la relación se nos suavizan los lóbulos y se nos relaja la directividad.

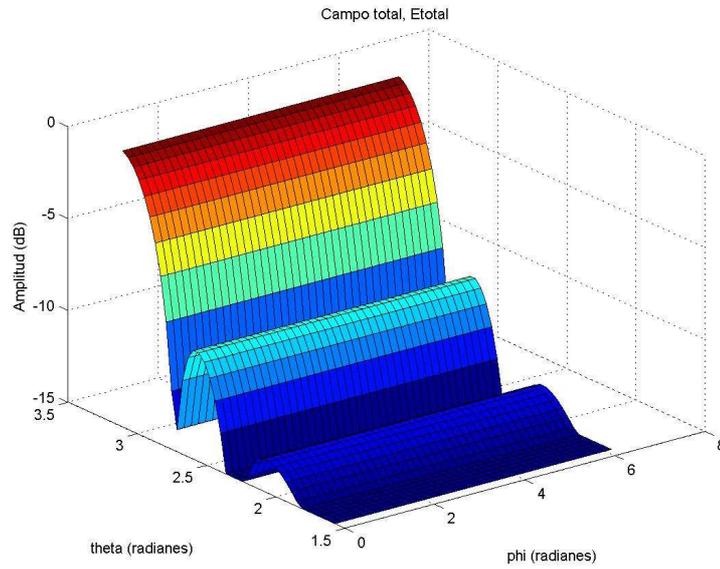


Figura 4.24. Radiación del campo total para un dipolo,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D= 1.4167$  modificando el diámetro

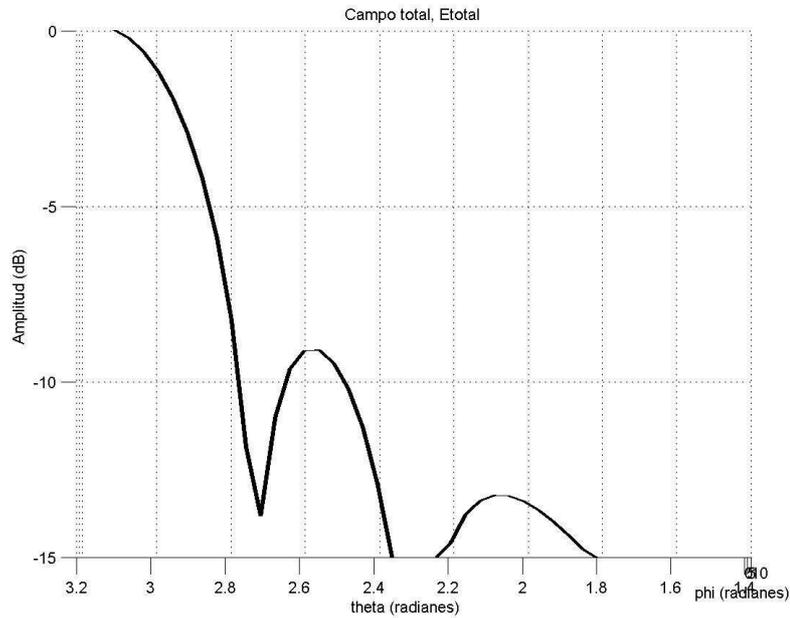


Figura 4.25. Radiación del campo total para un dipolo,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D= 1.4167$  modificando el diámetro II

### 4.3.2. Alimentación con guía circular



Ahora colocaremos una guía circular como alimentador y veremos las diferencias, usaremos los mismos parámetros de una frecuencia de  $f=15 \cdot 10^8$  y con una relación  $F/D=0.7083$ . Para el diagrama del alimentador tenemos.

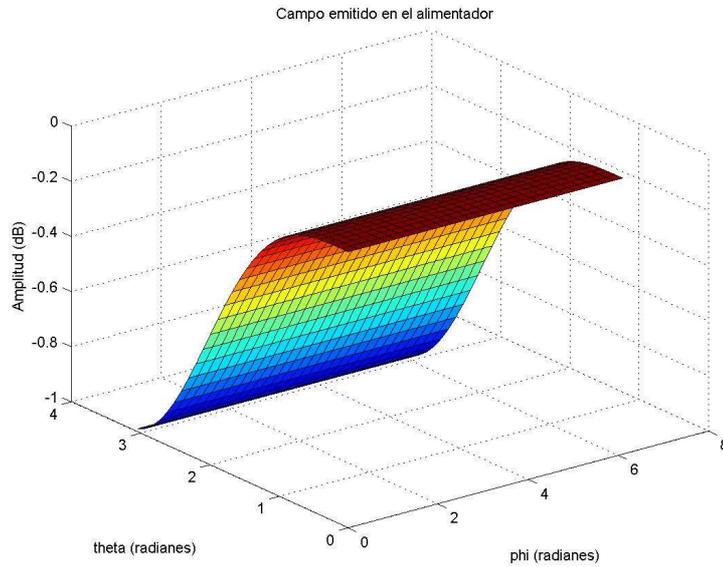


Figura 4.26. Radiación de una guía circular a  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

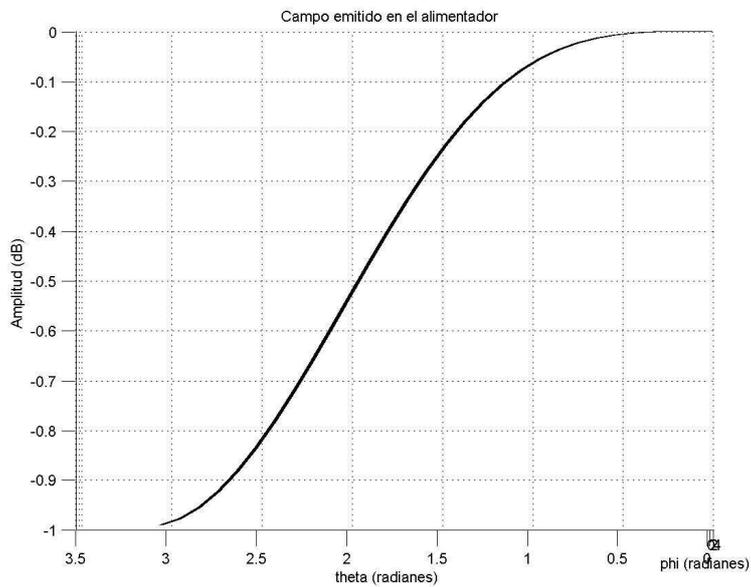


Figura 4.27. Detalle Radiación de una guía circular a  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

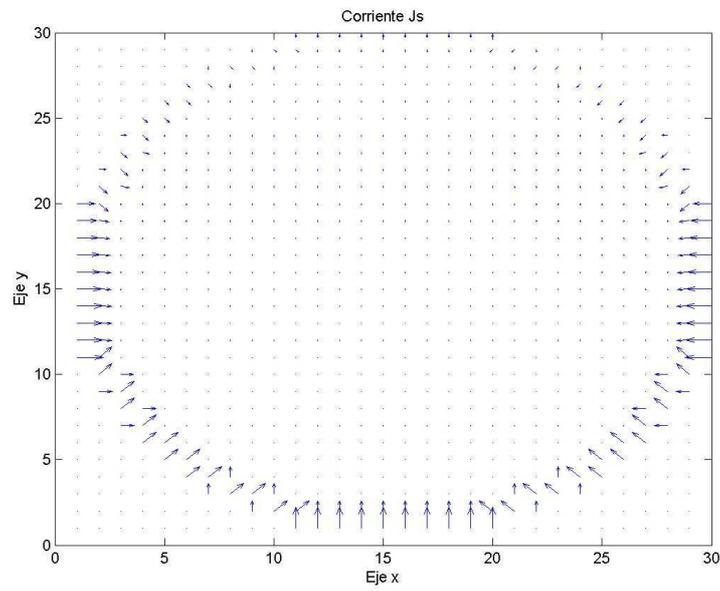


Figura 4.28. Corrientes Js en la apertura para una guía circular,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

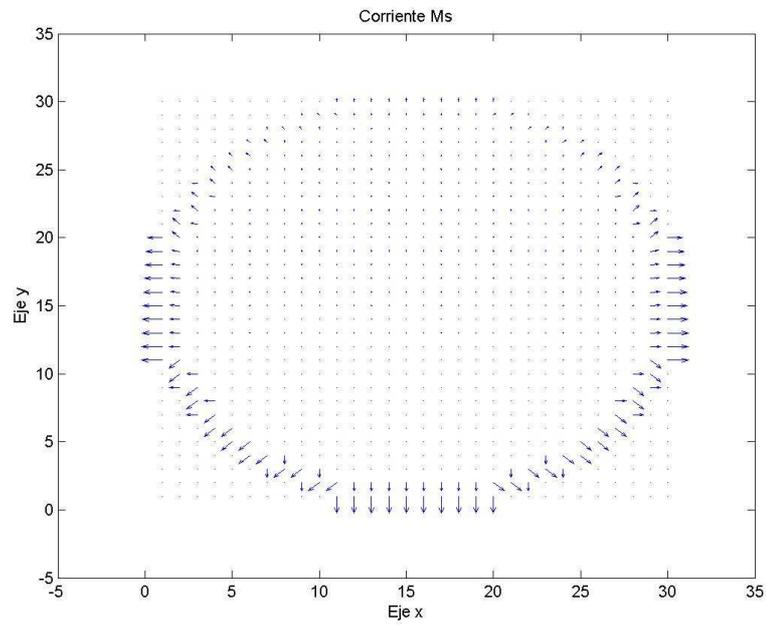


Figura 4.29. Corrientes Ms en la apertura para una guía circular,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

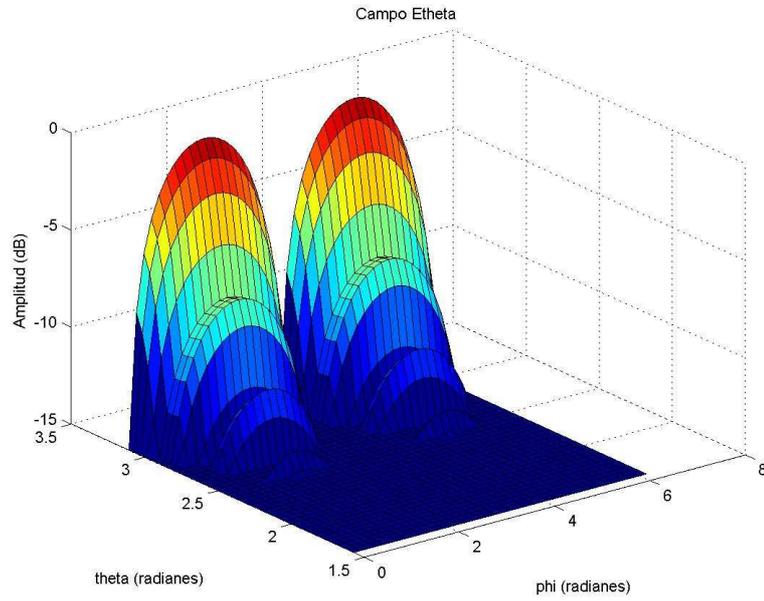


Figura 4.30. Radiación de la componente theta para una guía circular,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

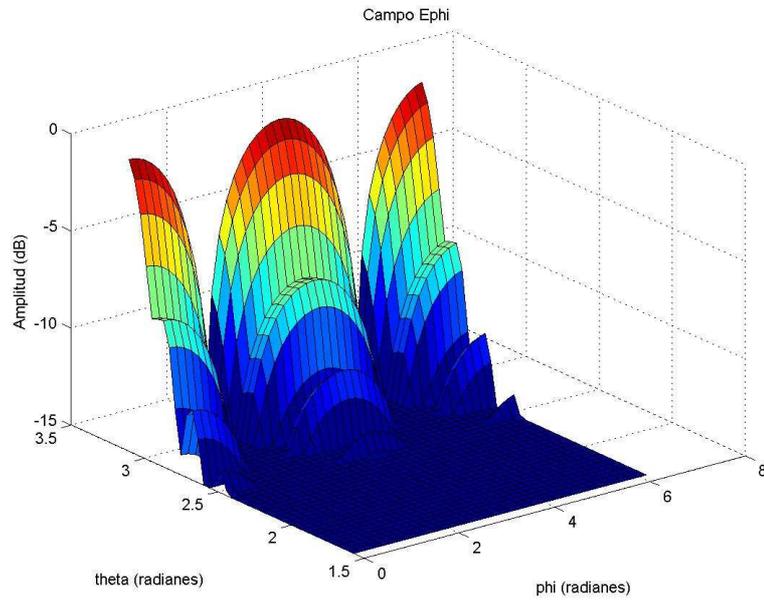


Figura 4.31. Radiación de la componente phi para una guía circular,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

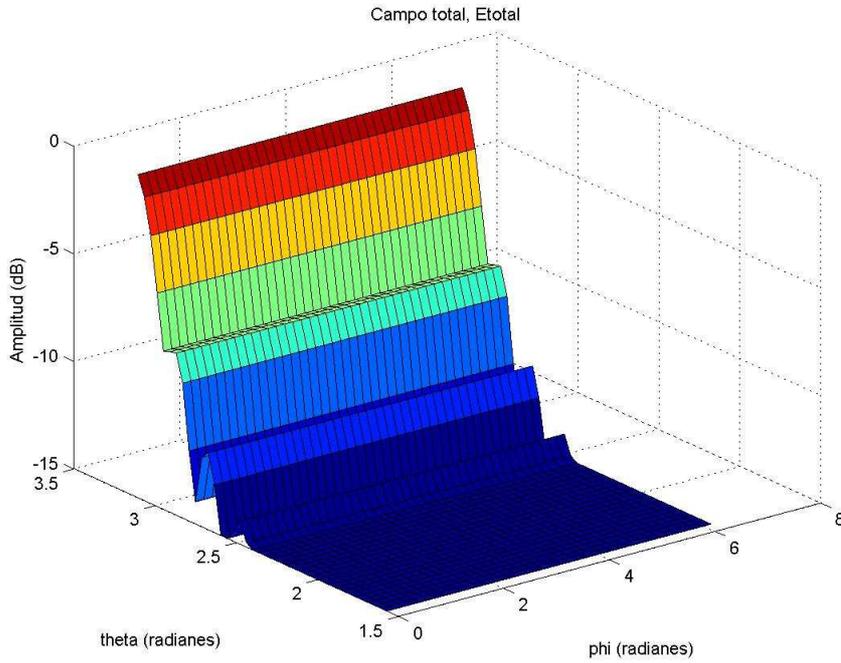


Figura 4.32. Radiación del campo total  $f=15 \cdot 10^8$  para una guía circular,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

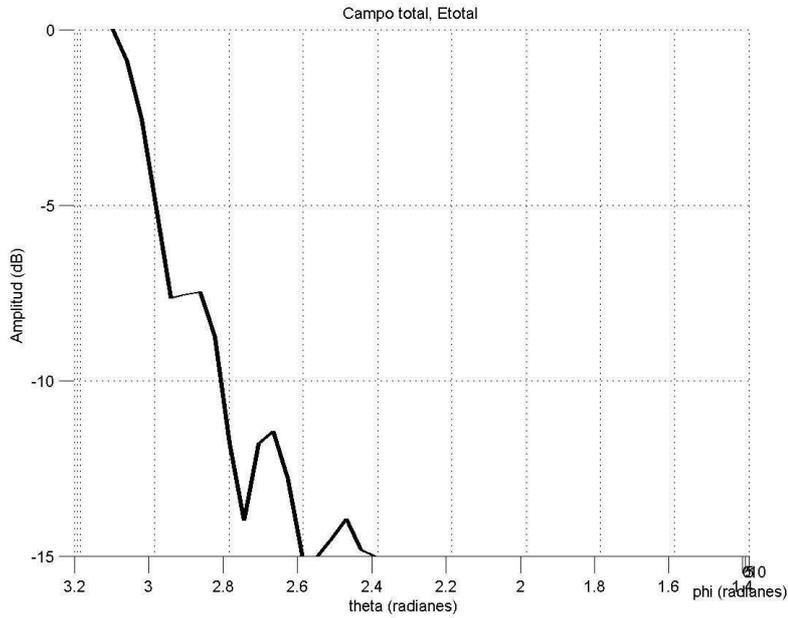


Figura 4.33. Detalle radiación del campo total  $f=15 \cdot 10^8$  para una guía circular,  $f=15 \cdot 10^8$  y  $F/D=0.7083$

Vemos como tenemos los mismos niveles en dB pero algo más de directividad.



Las variaciones con la frecuencia y el cociente  $F/D$  son las mismas que con el dipolo elemental.



## CAPITULO 5. CONCLUSIONES Y LÍNEAS FUTURAS

### 5.1. Resumen y conclusiones

El objetivo que nos marcamos al inicio, como indica el título es, el análisis y diseño de un reflector parabólico para un radiotelescopio en la banda de 1420 MHz. Intentamos cumplirlo mediante la elaboración de un software capaz de analizar, mediante óptica geométrica, el diagrama de radiación de un reflector parabólico cuando en alimentación tenemos o un dipolo elemental o una guía circular. Esta guía circular será la que tengamos en nuestro radiotelescopio, así que el programa nos será útil a la hora de variar parámetros como la frecuencia y el ratio F/D. El programa además aporta información adicional como las corrientes en la apertura y las eficiencias del reflector.

Por lo tanto podemos concluir que se ha cumplido el objetivo, con las únicas pegas de que ha sido difícil la validación de los resultados, debido a la pocos estudios que hemos encontrado sobre la materia; y segundo la imposibilidad de construir el reflector debido a la falta de dinero y espacio.

Una simulación final del campo del reflector parabólico a una frecuencia de 1420 MHz, la del radiotelescopio, y con una F/D de 0.7083 es:

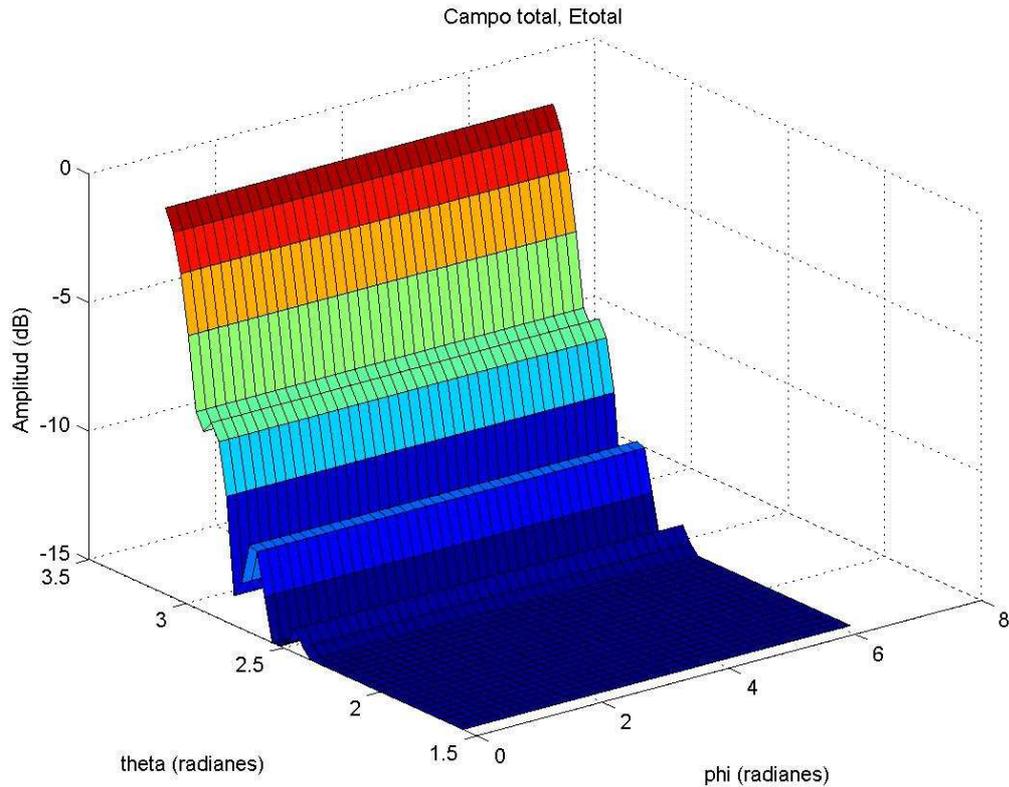


Figura 5.1. Campo total a 1420 MHz.



## 5.2. Líneas futuras

Este proyecto pretende conseguir las metas mínimas, confección y estudio de un código para la elaboración de una antena parabólica a 1420 MHz. A partir de estas metas mínimas, podemos desarrollar un código y hacer un estudio más exhaustivo del problema. A continuación propondremos algunas ideas para intentar la mejora:

- *Elaboración de una interfaz gráfica.* La primera y más inmediata podría ser el diseño de una interfaz del programa con Matlab o algún programa más adecuado como delphi o java. Esta interfaz gráfica interactuaría con el usuario pidiéndole datos para la simulación (frecuencia, foco, diámetro de la parábola, tipo de alimentación...).
- *Mejora de la integración numérica.* Esto mejoraría la eficiencia del código y nos daría una mayor exactitud en nuestra integral, ya que el método que nosotros usamos es el más simple y por tanto el más inexacto (aunque para nuestros casos es más que suficiente el nivel de exactitud).
- *Implementación de otros alimentadores.* En nuestro proyecto hemos implementado dos tipos de alimentación, el dipolo elemental y la guía circular, que será la que utilicemos en el proyecto del radiotelescopio. Proponemos la programación de otros tipos de alimentadores como: bocinas, aperturas... más complicadas; y otras guías (rectangulares y de otras geometrías) para una mayor posibilidad en el estudio.
- *Otras representaciones.* Podrían hacerse otras representaciones, tanto de los parámetros ya representados, haciendo otro tipo de representación como la de 2D; como de otros no representados.
- *Validación de resultados.* Hemos intentado validar nuestros resultados de distintas maneras: con el programa usado en el PFC del alimentador, mediante consultas bibliográficas, creando la superficie de una parábola para después analizarla con otros software... Con ninguna de estas pudimos hacerlo o bien porque no nos servía para nuestro propósito, o bien porque la elaboración no era simple. Una posible validación sería mediante algún método numérico, con la complejidad y la carga computacional que ello conlleva.
- *Construcción del reflector:* Finalmente, cuando se vaya a acometer la construcción de todo del radiotelescopio, se tendrá que construir el reflector. Este reflector, mirando las dimensiones de la bocina, tendrá varios metros de diámetro. Estas dimensiones son la principal dificultad que hallamos a la hora de su construcción, ya que no teníamos un habitáculo donde realizarlo ni guardarlo.

## 5.3. Estado del arte

El estado actual del arte de la antena-reflecto se presenta, bajo la opinión de artículos de revistas, previsto sobre todo para las nuevas técnicas en el campo. Las características de antenas paraboloidales se relacionan con la eficacia de la abertura, tolerancia superficial,



alimentación desenfocada, y bloqueo de la abertura. Otras consideraciones o estudios son compensar el offset de la alimentación del paraboloide, los sistemas clásicos y compensados de Cassegrain, los reflectores con formas duales, y los reflectores de la exploración. Las estructuras y los materiales se repasan para las estaciones de tierra y los reflectores satélite. El énfasis se pone en los ejemplos específicos del hardware para cada principio o concepto. El sonar del campo cercano, las superficies dicróicas, y las técnicas de la metrología superficial se presentan como ejemplos prometedores para los nuevos progresos.



## CAPITULO 6. BIBLIOGRAFÍA

- [1] *Radioastronomía* - *Wikipedia*, la enciclopedia libre.html.
- [2] *Radiotelescopio* - *Wikipedia*, la enciclopedia libre.html.
- [3] *Observación de la radiación electromagnética* – Proyecto académico del radiotelescopio de NASA en Robledo.
- [4] *Fundamentos físicos de la radioastronomía* - Proyecto académico del radiotelescopio de NASA en Robledo.
- [5] Universidad de Vigo, asignatura de antenas.  
*<http://www.com.uvigo.es/asignaturas/ant/transparencias/3-4.pdf>*
- [6] Universidad Politécnica de Valencia, asignatura de antenas.  
*[http://www.upv.es/satelite/trabajos/sat\\_tv/tipoant.htm](http://www.upv.es/satelite/trabajos/sat_tv/tipoant.htm)*
- [7] *Antenas*. A. Cardama, L. Jofre, J.M. Rius, J. Romeu, S. Blanch, M. Ferrando. Edicions UPC.
- [8] Apuntes de la asignatura Antenas de la UPV.  
*[http://www.upv.es/antenas/Tema\\_10/Tema\\_10.htm](http://www.upv.es/antenas/Tema_10/Tema_10.htm)*
- [9] Apuntes de la asignatura Antenas de la UPM. *<http://www.gr.ssr.upm.es/antenas/>*
- [10] *Antenna Engineering Handbook*, 3rd Ed., R.C. Johnson, Ed. New York, McGraw- Hill, 1993.
- [11] *Análisis y Diseño de una Antena de Tipo Bocina para Alimentar una Antena Parabólica de un Radiotelescopio en la banda de 1420MHz*. UPCT. Proyecto Final de Carrera de Adrián Juan Heredia
- [12] Apuntes de la asignatura Antenas de la UPM.  
*<http://www.gr.ssr.upm.es/antenas/Ant-910.pdf>*
- [13] Constantine A. Balanis, “*Advanced Engineering Electromagnetics*”
- [14] Constantine A. Balanis, “*Antenna Theory: Análisis and design*”
- [15] W. D. Burnside, M. C. Gilreath, and B. Kent, “*A Rolled Edge Modification of Compact Range Reflectors*”, presented al AMTA Conf., San Diego, CA, October 1984.