

**ESCUELA POLITECNICA NACIONAL**

**FACULTAD DE INGENIERIA ELECTRICA**

**ESTUFA DE MICROONDAS CON CAMPO  
RADIANTE**

**Tesis previa a la obtención del Título de Ingeniero en  
Electrónica y Telecomunicaciones**

**JULIO JOAQUIN ARMAS ARCINIEGA**

**Quito, julio del 2000**

### *DEDICATORIA*

A Dios por sus bondades recibidas en el transcurso de mi vida.

A mis Padres, quien con su ejemplo, amor y sacrificio, día a día se preocuparon y confiaron en mí.

## AGRADECIMIENTO

Para la Escuela Politécnica Nacional, Institución que supo dejar en mí sus sabias enseñanzas, siempre serán recordados con gratitud.

Para el Ing. Mario Cevallos, director de ésta tesis mi sincero agradecimiento por sus consejos y apoyo decidido, al Irg. Trajano Ramírez e Ing. Ernesto de la Torre quien aportaron con sus conocimientos y ayuda en la elaboración de la tesis.

Finalmente, un Dios les pague a mis compañeros con quien comparto una maravillosa amistad

El autor

Certifico que la presente tesis ha sido realizada en su totalidad por Sr. Julio Joaquín Armas Arciniega.



Ing. Mario Cevallos.

DIRECTOR DE TESIS

## INDICE GENERAL

<b>INTRODUCCION</b>	<b>IV</b>
<b><i>I. TIPOS DE CALENTAMIENTO Y CARACTERISTICAS</i></b> _____	<b>1</b>
<b>1.1 CALENTAMIENTO INDUCTIVO</b> _____	<b>2</b>
<b>1.2 CALENTAMIENTO DIELECTRICO</b> _____	<b>3</b>
<b>1.3 FRECUENCIA DE CALENTAMIENTO DIELECTRICO</b> _____	<b>4</b>
<b>1.4 VENTAJAS EN LA COCCION POR CALENTAMIENTO DIELECTRICO</b> ____	<b>5</b>
<b>1.4.1 RAPIDEZ</b> _____	<b>5</b>
<b>1.4.2 ENTORNO FRIO</b> _____	<b>5</b>
<b>1.4.3 GRADO RESIDUAL DE NUTRICION</b> _____	<b>5</b>
<b>1.4.4 EFECTO ESTERILIZANTE</b> _____	<b>6</b>
<b>1.4.5 CALENTAMIENTO UNIFORME</b> _____	<b>6</b>
<b>1.4.6 DENSIDAD DE POTENCIA ELEVADA</b> _____	<b>6</b>
<b>1.4.7 DIVERSIDAD DE PROCESOS</b> _____	<b>7</b>
<b>1.5 DESVENTAJAS DEL CALENTAMIENTO DIELECTRICO</b> _____	<b>7</b>
<b>1.6 APLICACIONES</b> _____	<b>7</b>
<b>1.7 CONCLUSIONES</b> _____	<b>8</b>
<b><i>II. MATERIALES DIELECTRICOS FRENTE A UN CAMPO ELECTROMAGNETICO</i></b> _____	<b>9</b>
<b>2.1 POLARIZACION CON CAMPO ELECTRICO HOMOGENEO</b> _____	<b>10</b>
<b>2.2 DIELECTRICOS EN UN CAMPO ELECTRICO HOMOGENEO</b> _____	<b>15</b>
<b>2.3 CAMPO ELECTRICO ALTERNO SOBRE UNA CARGA HOMOGENEA</b> ____	<b>17</b>
<b>2.4 POTENCIA ABSORBIDA EN EL DIELECTRICO</b> _____	<b>19</b>
<b>2.5 PROFUNDIDAD DE PENETRACION</b> _____	<b>23</b>
<b>2.6 CONCLUSIONES</b> _____	<b>25</b>

<b>III. SISTEMAS DE CALENTAMIENTO DIELECTRICO</b>	<b>26</b>
<b>3.1 CALENTAMIENTO POR PROPAGACION</b>	<b>28</b>
<b>3.1.1 MODOS SUPERIORES</b>	<b>29</b>
<b>3.1.1.a MODO TRANSVERSAL ELECTRICO</b>	<b>29</b>
<b>3.1.1.b MODO TRANSVERSAL MAGNETICO</b>	<b>29</b>
<b>3.1.2 COMPONENTES ELECTRICAS Y MAGNETICAS EN UNA GUIA DE ONDA</b>	<b>30</b>
<b>3.1.2.1 FUNCION GENERATRIZ PARA EL MODO <math>TE_{mn}</math></b>	<b>31</b>
<b>3.1.2.2 FUNCION GENERATRIZ PARA EL MODO <math>TM_{mn}</math></b>	<b>33</b>
<b>3.1.3 PARAMETROS DE PROPAGACION</b>	<b>34</b>
<b>3.1.4 FRECUENCIA DE CORTE</b>	<b>35</b>
<b>3.1.5 VELOCIDAD DE FASE</b>	<b>35</b>
<b>3.1.6 IMPEDANCIA DE ONDA</b>	<b>38</b>
<b>3.1.7 IMPEDANCIA CARACTERISTICA EN UNA GUIA DE ONDA</b>	<b>38</b>
<b>3.1.8 ONDAS ESTACIONARIAS EN GUIAS DE ONDA</b>	<b>40</b>
<b>3.1.9 POTENCIA TRANSMITIDA EN UNA GUIA DE ONDA</b>	<b>43</b>
<b>3.1.10 ATENUACION EN GUIAS DE ONDA</b>	<b>44</b>
<b>3.1.10.1 ATENUACION DEL CONDUCTOR</b>	<b>44</b>
<b>3.1.10.2 ATENUACION POR EL DIELECTRICO</b>	<b>47</b>
<b>3.1.10.3 ATENUACION TOTAL</b>	<b>48</b>
<b>3.1.11 BANDA DE TRANSMISION DE UNA GUIA DE ONDA</b>	<b>48</b>
<b>3.2 CALENTAMIENTO EN UN CAMPO ESTACIONARIO</b>	<b>50</b>
<b>3.2.1 RESONADOR DE GUIA DE ONDA RECTANGULAR</b>	<b>51</b>
<b>3.2.2 FACTOR DE CALIDAD "Q"</b>	<b>53</b>
<b>3.3 CALENTAMIENTO POR RADIACION</b>	<b>56</b>

<b>3.3.1</b>	<b>CONCEPTOS GENERALES</b>	<b>56</b>
<b>3.3.2</b>	<b>PARAMETROS DE UNA ANTENA</b>	<b>56</b>
<b>3.3.2.1</b>	<b>IMPEDANCIA</b>	<b>56</b>
<b>3.3.2.2</b>	<b>DIAGRAMA DE RADIACION</b>	<b>56</b>
<b>3.3.2.3</b>	<b>GANANCIA</b>	<b>56</b>
<b>3.3.2.4</b>	<b>POLARIZACION</b>	<b>57</b>
<b>3.3.2.5</b>	<b>RELACION FRENTE ATRAS</b>	<b>57</b>
<b>3.3.2.6</b>	<b>RENDIMIENTO</b>	<b>57</b>
<b>3.3.2.7</b>	<b>DIRECTIVIDAD</b>	<b>57</b>
<b>3.3.2.8</b>	<b>ANCHO DE BANDA</b>	<b>57</b>
<b>3.3.2.9</b>	<b>ANCHO DEL HAZ</b>	<b>57</b>
<b>3.3.2.10</b>	<b>AREA EFECTIVA DE LA ANTENA</b>	<b>57</b>
<b>3.3.2.11</b>	<b>DENSIDAD DE POTENCIA</b>	<b>57</b>
<b>3.3.3</b>	<b>TIPOS DE ANTENAS</b>	<b>57</b>
<b>3.3.3.1</b>	<b>ANTENA ISOTROPICA</b>	<b>57</b>
<b>3.3.3.2</b>	<b>ANTENA REFLECTORA PARABOLICA</b>	<b>58</b>
<b>3.3.3.2.1</b>	<b>PRINCIPIOS BASICOS DE DISEÑO</b>	<b>58</b>
<b>3.3.3.2.2</b>	<b>OPTICA GEOMETRICA DEL REFLECTOR</b>	<b>58</b>
<b>3.3.3.2.3</b>	<b>REFLECTORES TIPO PARABOLOIDE</b>	<b>60</b>
<b>3.3.3.2.4</b>	<b>INTERACCION ENTRE REFLECTOR Y ALIMENTADOR</b>	<b>64</b>
<b>3.3.3.2.5</b>	<b>PARABOLOIDE DE CORTE ASIMETRICO</b>	<b>66</b>
<b>3.3.3.2.6</b>	<b>DESENFQUE DE LA CORNETA ALIMENTADORA</b>	<b>67</b>
<b>3.3.3.2.7</b>	<b>FACTOR DEL HAZ</b>	<b>70</b>
<b>3.3.3.2.8</b>	<b>PATRONES DE RADIACION DE REFLECTORES</b>	
<b>PARABOLIODES</b>		<b>70</b>
<b>3.3.3.2.9</b>	<b>GANANCIA DE UN REFLECTOR PARABOLOIDE</b>	<b>73</b>
<b>3.3.3.2.10</b>	<b>REFLECTORES DE CILINDROS PARABOLICOS</b>	<b>74</b>

3.3.3.2.10.1 ALIMENTADORES DE FUENTE LINEA _____	75
3.3.3.2.10.2 CILINDROS PARABOLICOS ALIMENTADOS POR FUENTE PUNTO _____	76
3.3.3.2.11 ANTENAS DE DOBLE CILINDRO PARABOLICO _____	77
3.3.3.2.12 PATRON TIPICO Y DESEMPEÑO DE GANANCIA _____	78
3.3.3.2.13 REFLECTORES QUE PRODUCEN FUENTES LINEA _____	78
3.3.3.2.13.1 ANTENA PILDORA SIMPLE _____	78
<b>IV. ESTUFA DE MICROONDAS POR ONDAS RADIANTES _____</b>	<b>80</b>
4.1 GENERACION DE LAS MICROONDAS _____	82
4.2 ESTRUCTURA DE UN MAGNETRON _____	83
4.2.1 FUNCION FUNDAMENTAL DEL MAGNETRON _____	84
4.2.2 ESTRUCTURA DE RADIO FRECUENCIA DE UN MAGNETRON _____	87
4.2.3 MECANISMO DE OSCILACION _____	89
4.3 ACOPLAMIENTO _____	91
4.4 CONSTRUCCION _____	96
4.5 FILTROS _____	103
<b>V. PRUEBAS EXPERIMENTALES _____</b>	<b>105</b>
5.1 PROCEDIMIENTO PARA DETERMINAR LA POTENCIA RADIADA _____	112
5.2 ACOPLAMIENTO DE LA CAMPANA PARA UNA CARGA DE AGUA _____	114
5.3 ACOPLAMIENTO PARA UNA CARGA ARBITRARIA _____	118
5.4 FIJACION DE LOS RADIADORES SECUNDARIOS _____	120
5.5 PRUEBAS PARA DIFERENTES CARGAS _____	120
5.6 RENDIMIENTO _____	122
5.7 MAXIMA RADIACION PERMITIDA Y PRODUCIDA POR EL EQUIPO _____	124
5.7.1 POTENCIA RADIADA _____	125



<b>VI. CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES</b>	<b>126</b>
<b>ANEXOS</b>	<b>131</b>
<b>REFERENCIAS</b>	<b>168</b>
<b>BIBLIOGRAFIA</b>	<b>169</b>

# **ESTUFA DE MICROONDAS CON CAMPO RADIANTE**

## **INTRODUCCION**

La tecnología y el avance científico nos proporcionan cada vez mayores descubrimientos que los debemos de conocer, analizar y aplicar para el mejoramiento y optimización de recursos.

Este es el caso en la cocción y calentamiento de materiales. Desde los inicios del hombre, hasta la actualidad, siempre se ha buscado la manera más fácil y rápida, creando las más variadas formas de cocinas y hornos con diferentes combustibles como es la leña, carbón, gas licuado de petróleo entre otros.

Los mencionados, se han desarrollado en función de la conducción del calor desde la superficie, es decir los materiales se calientan o cuecen porque están expuestos a un medio más caliente.

Para diferentes procesos industriales que requieren energía térmica, el calentamiento por conducción presenta serios problemas, esta forma tradicional de calentamiento tiene sus limitaciones en materiales que tienen poca conductividad térmica y son de gran masa, donde el calentamiento o su cocción se produce de forma muy lenta e incluso a no deteriorar el material al tratar de aumentar la temperatura.

Existe otra forma de conseguir que un cuerpo se caliente, y es sometiendo al material a la presencia de un campo eléctrico de alta frecuencia.

La presente tesis es la elaboración de una estufa de Microondas con Campo Radiante contiene características adecuadas a este tipo de aplicación. Para la cual debemos conocer cómo se comportan los campos eléctricos y magnéticos frente a diferentes materiales sean estos dieléctricos o conductores, así como las ventajas de este tipo de calentamiento frente al tradicional como es el de conducción.

El campo eléctrico será generado por un magnetrón, del cual vamos a conocer su funcionamiento, así como la forma de propagación de las ondas en diferentes medios y además como se debe atenuar la energía residual para protección del usuario.

En el capítulo primero, se hace una breve explicación de las formas de calentamiento existentes, los rangos de frecuencia permitidos en el calentamiento dieléctrico, sus ventajas, desventajas y aplicaciones.

En el capítulo segundo se describe en forma detallada en efecto de un campo electromagnético en un material dieléctrico, sea este ideal o con pérdidas, además de sus propiedades como es la potencia absorbida, profundidad de penetración, etc.

El capítulo tercero, explica a detalle los sistemas de calentamiento dieléctrico, es decir, cómo se conducen las ondas hasta llegar a su destino y el procedimiento para el calentamiento dieléctrico que en este caso son tres: Calentamiento por propagación, calentamiento en un campo estacionario y calentamiento por campo radiante.

El capítulo cuarto, hace referencia a la construcción misma de la estufa, los problemas encontrados y sus soluciones.

El capítulo quinto, ya es la presentación de varios experimentos realizados con diferentes materiales, se explica el proceso de acoplamiento por medio de radiadores secundarios, el rendimiento obtenido y la medición del campo radiado fuera del equipo por medio de una antena lazo.

Se finaliza dando las conclusiones del experimento y sus recomendaciones para nuevos proyectos de investigación acerca del tema.

**CAPITULO PRIMERO**  
**TIPOS DE CALENTAMIENTO Y CARACTERISTICAS**

Con el apareamiento de nuevas técnicas en el manejo del calentamiento, se ha llegado a mejorar la transferencia de energía, también se ha conseguido combustibles de mejor calidad, como un mejor control en el proceso de calentamiento de los materiales, un ejemplo de conducción térmica es aplicando placas calientes sobre el exterior, de convección que consiste en pasar corrientes de aire caliente y por la radiación con rayos infrarrojos, en todos estos procesos se somete al material a un campo más caliente que transfiere su energía, es decir se aplica el calor desde la superficie y de esta pasa al interior del material por conducción térmica lo que significa que requiere de un buen tiempo para cumplir con su cometido ya que en materiales dieléctricos la conducción térmica es muy baja. Sin embargo, existen procesos con los cuales se obtienen grandes ventajas como: un calentamiento localizado, rápido, uniforme, que no ocupe mucho espacio, no contaminante, inmediato, etc.

Una forma de calentamiento que satisface estas necesidades es el calentamiento basado en el comportamiento de los átomos y las moléculas frente a un campo electromagnético que dependiendo de su frecuencia será llamado calentamiento por alta frecuencia o microondas si la frecuencia es mayor.

Dependiendo si el material sometido al campo es o no conductor será llamado calentamiento Inductivo o calentamiento dieléctrico respectivamente.

Su calentamiento es completamente diferente al tradicional (por conducción) porque el campo que rodea al material no está caliente, por el contrario el contorno del material se calienta por el calor que despiden el material luego de haber estado sometido a un campo electromagnético, esto se explicará en detalle para los materiales dieléctricos ya que es el tema de la presente tesis.

## 1.1 CALENTAMIENTO INDUCTIVO.

El material a calentar es conductor el cual se coloca como núcleo de una bobina en la cual se crea el campo electromagnético, una vez que el cuerpo conductor está sometido al campo electromagnético, en este se produce una corriente la que da lugar a pérdidas de tipo  $I^2R$ , donde  $I$  es la corriente de Foucault<sup>1</sup> la cual es inducida por las variaciones de campo magnético producidas en la bobina.

Se puede concluir diciendo que el calentamiento se produce por inducción en los metales y, en general, de los cuerpos conductores para los que las cargas libres son los electrones que están sometidos a un campo electromagnético que logra la polarización de las cargas eléctricas en el material dando lugar a

---

<sup>1</sup> Los números indicados de esta manera en el texto corresponden a la lista de referencias al final

acumulación de cargas eléctricas en las discontinuidades del producto por la migración de cargas bajo la influencia del campo electromagnético.

El calentamiento por Inducción se realiza a las siguientes frecuencias<sup>2</sup>:

De 50 Hz a 3 000 Hz para aplicaciones de fusión.

De 50Hz a 50 000 Hz en proceso de calentamiento para deformación plástica

De 500Hz a 500 000 Hz para aplicaciones de tratamiento térmico.

Las características de este calentamiento son:

Se produce la conversión de la energía eléctrica a térmica en mayor cantidad en las proximidades de la bobina y decrece en el interior. De manera que si se quiere calentar una zona específica, bastara con dar la forma adecuada a la bobina.

Sus aplicaciones están orientadas a la metalurgia como en el templado, colado, fundición, soldadura, recocido, etc. Como desventaja está su rendimiento bajo en la conversión de energía eléctrica a calor, pero sus ventajas lo hacen insustituible como es la velocidad en el calentamiento la cual reduce la oxidación, se puede calentar solo partes específicas de la pieza, no se necesita de un tiempo para que empiece a calentar puesto que es inmediato, no así con los hornos tradicionales, no es contaminante en su proceso de calentamiento, etc.

## 1.2 CALENTAMIENTO DIELECTRICO.

Para que un material dieléctrico se caliente por conducción del calor se ha visto sus dificultades y aplicar un calentamiento Inductivo no se puede por ser un material aislante. Pero sus propiedades a nivel atómico o molecular presentan las condiciones ideales para hacerlas ROTAR con un cambio de dirección permanente de un campo eléctrico externo que logra la fricción entre átomos o moléculas dando como resultado que se caliente, es decir, para conseguir el calentamiento dieléctrico se somete al material a un campo electromagnético con la frecuencia adecuada y así aprovechar las pérdidas dieléctricas que en este caso son el efecto útil del proceso.

El fundamento de este calentamiento se explica a partir del desplazamiento de las cargas eléctricas del material. Por lo general las moléculas estas distribuidas de forma aleatoria dentro del material, al exponerlas a un campo eléctrico externo, cambian de posición sus cargas positivas y negativas entonces se produce el dipolo ("dos cargas puntuales de igual magnitud y signo contrario, separadas por una distancia pequeña con relación a un punto P en los cuales se desea conocer los campos eléctrico y potencial"), los cuales tratan de orientarse según el campo.

El campo varía de acuerdo a la frecuencia, en nuestro caso 2.45 GHz, este cambio que es: 2 450 000 000 de veces por segundo. Entonces al cambiar de sentido el campo, los dipolos giran tratando de seguir al campo, así una gran parte de la energía del campo se disipa en el rozamiento de las moléculas dando lugar a su calentamiento.

En la figura 1.1 podemos ver este fenómeno:

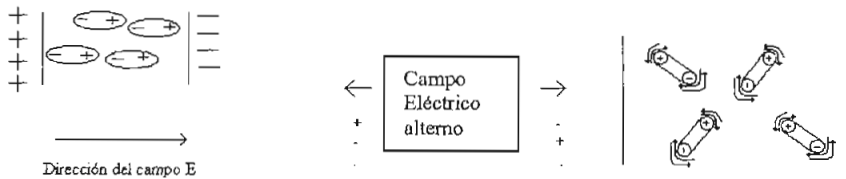


Figura 1.1

### 1.3 FRECUENCIA DE CALENTAMIENTO DIELECTRICO

El calentamiento por histéresis dieléctrica para materiales no conductores que contienen iones o moléculas bipolares, se realiza en dos gamas de frecuencias<sup>3</sup>:

De 10 MHz a 300 MHz (altas frecuencias), se origina el calentamiento dieléctrico por alta frecuencia

De 500 a 25 000MHz (UHF y EHF), las cuales se utilizan en el calentamiento dieléctrico por microondas.

Se sabe que la potencia específica es proporcional a la frecuencia, por lo que para reducir el tiempo de calentamiento interesa elevar la frecuencia, pero esto da lugar a problemas en la construcción de los equipos, cuando se precisan altas potencias, por lo que es necesario buscar un compromiso, además las frecuencias empleadas están en el campo de las radiofrecuencias y es de vital importancia evitar Interferencias entre los equipos de calentamiento dieléctrico y las radiocomunicaciones.

Se ha convenido Internacionalmente en reservar unas determinadas bandas de frecuencia con márgenes bastante estrechos, tanto para calentamiento por altas frecuencias como por microondas. Aunque los márgenes varían ligeramente de unos países a otros.

La tabla N° 1.1, nos muestra las bandas de frecuencia empleadas.

	Frecuencia	Márgen
Alta frecuencia	13.57MHz	+6.78kHz
	27.12MHz	+160kHz
	40.68 MHz	+20 kHz
Hiperfrecuencia (Microondas)	915MHz	+25 kHz
	2450MHz	+50 kHz
	5850 MHz	+75 kHz
	22125 MHz	+125 kHz

tabla N° 1.1

De todas ellas, las más utilizadas son 27,12 MHz y 13,56Mhz en alta frecuencia y 2 450 MHz en microondas.

Es importante señalar que las altas frecuencias y las microondas están muy lejos de la parte ionizante del espectro y, hasta donde se conocen, sus efectos sobre el cuerpo humano son puramente térmicos. Las recomendaciones sobre cuidados en el uso del calentamiento dieléctrico a base de microondas se estudiará en el capítulo final.

#### 1.4 VENTAJAS EN LA COCCIÓN POR CALENTAMIENTO DIELECTRICO<sup>4</sup>

**1.4.1. - RAPIDEZ.** – Rapidez en la cocción, las ondas electromagnéticas utilizadas llamadas microondas por su rango de frecuencia, penetran dentro de los alimentos y cuecen al mismo tiempo todo el material que esta expuesto, además esto se realiza en manera instantánea no como en la forma tradicional que se debía de calentar primero el horno y luego el alimento. Así por ejemplo si 1 libra de patatas se demora en un horno microondas alrededor de los 10 minutos, en la forma convencional se demora 50 minutos.

**1.4.2. - ENTORNO FRIO.** - Es decir que tanto el recipiente como la cavidad donde se encuentra el alimento permanecen fríos pues los utensilios utilizados no absorben la energía por la estructura de su material, pero el alimento se calienta pues en su seno se genera el calor.

**1.4.3. - GRADO RESIDUAL DE NUTRICION.** – Con este mecanismo de cocción, los alimentos se cuecen de manera más rápida con lo que se destruyen menos vitaminas.



En la siguiente tabla N° 1.2 se observa los porcentajes residuales de nutrición.

Alimento	Nutrición	Crudo	Horno microondas	Fritura	Hervido	Horno eléctrico
Espinaca	Vitamina C	100%	82%	69%	-	-
Repollo	Vitamina C	100%	93%	73%	-	-
Pimiento	Vitamina C	100%	80%	79%	-	-
Patatas	Vitamina C	100%	88%	-	70%	35%
Manzanas al Horno	Vitamina C	100%	82%	-	-	35%
Bistec	Vitamina B	100%	71%	68%	-	-
Tocino al Horno	Vitamina B	100%	66%	-	-	64%

Tabla N° 1.2

**1.4.4. - EFECTO ESTERILIZANTE.** - Los campos electromagnéticos en el rango de las microondas, tienen efectos esterilizantes sobre los estafilococos, bacilos del colon y otros gérmenes. La razón de este fenómeno esterilizante está en que este campo calienta los alimentos muy rápidamente en el centro del alimento en donde el calor destruye los gérmenes y además el calor dieléctrico está presente en la proteína de los gérmenes.

La figura 1.2, muestra el efecto esterilizante de las microondas en los gérmenes del heno.

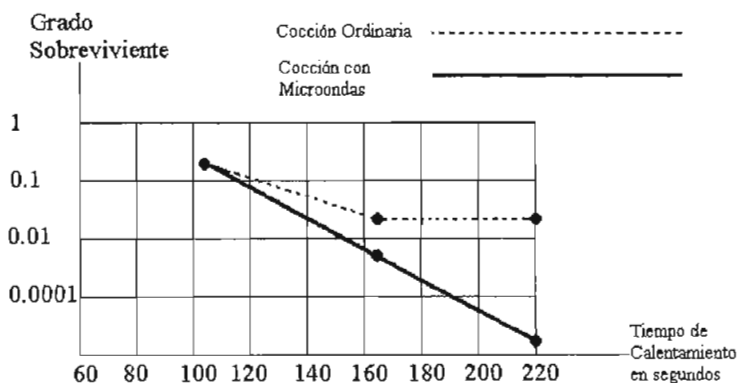


Figura N° 1.2

**1.4.5. - CALENTAMIENTO UNIFORME.** - Se consigue el calentamiento uniforme en toda la masa, claro está si el material es de estructura homogénea. Si el material fuese no homogéneo, se usa esta propiedad para un calentamiento selectivo.

**1.4.6. - DENSIDAD DE POTENCIA ELEVADA.** - Esto es de 1 a 10 W/cm<sup>3</sup> en altas frecuencias y de 5 a 50 W/cm<sup>3</sup> en microondas lo que permite reducir el tiempo

de calentamiento e instalaciones mucho más pequeñas para la misma producción.

- 1.4.7. - **DIVERSIDAD DE PROCESOS.** – Permite resolver problemas como soldadura de plásticos, calentamiento de perfiles de formas complejas, manejar materiales pulverulentos, combinando con técnicas de vacío si el caso es necesario.

## 1.5. DESVENTAJAS DEL CALENTAMIENTO DIELECTRICO.

Como principal desventaja es el costo de los equipos<sup>5</sup>, que puede ser de 6 a 10 veces superior el precio respecto a los equipos convencionales de calentamiento por conducción, por lo tanto, cuando se requiere que el proceso de calentamiento sea rápido, con calidad y que ahorre espacio se justifica su costo.

Como segunda desventaja es el alto consumo de energía eléctrica frente al tradicional, por lo que la justificación viene si se requiere un calentamiento selectivo y su inercia térmica sea nula.

El equipo de microondas está limitado a sus dimensiones para calentar piezas sencillas como placas, bandas, mantas porque sus dimensiones están limitada a la potencia de los generadores disponibles, además se requiere que su producción sea en serie para justificar su costo.

En resumen, se justifica el costo de los equipos sí:

- Es prácticamente el único proceso posible.
- Las ventajas de economía, espacio requerido, productividad y calidad del producto sean suficientes para justificar el mayor precio de los equipos de calentamiento dieléctrico.

## 1.6 APLICACIONES

Por las cualidades expuestas se aplica a:

- La Industria alimentaria<sup>6</sup>, en la cocción y descongelación, deshidratación, pasteurización, y desparasitación de alimentos
- Industria Textil, en el secado

- Industria Papelera, en la extracción de humedad
- Industria de productos plásticos, en precalentamiento y soldadura de los materiales
- Industria Maderera, en el encolado y extracción de humedad.

## **1.7 CONCLUSIONES.**

El estudio y desarrollo de técnicas de calentamiento hace posible obtener más ventajas del proceso como es el caso del calentamiento dieléctrico, pero su uso está limitado por el elevado costo de los equipos, aunque es evidente que el número de equipos de calentamiento por microondas va creciendo lo que implica que a corto plazo existirá un abaratamiento relativo de los equipos, lo que permitirá una ampliación de sus posibilidades.

A mayor tecnología se hace más complicado la realización de los equipos, es así que a medida que aumenta la frecuencia en el calentamiento dieléctrico, se requiere mayor precisión en su construcción así como las seguridades hacia el usuario.

**CAPITULO SEGUNDO**

**MATERIALES DIELECTRICOS FRENTE A UN**

**CAMPO ELECTROMAGNETICO**

Una vez analizadas las ventajas del calentamiento dieléctrico en el capítulo anterior, se expone a continuación el fundamento teórico que encierra los campos electromagnéticos tanto estáticos como variables en el tiempo con un material dieléctrico, sea éste sólido, líquido o gaseoso.

El campo electromagnético se propaga hasta llegar al material expuesto, el efecto a causar en la carga es analizado a nivel atómico o molecular y así entender el comportamiento del material frente a éste, también tener el criterio para elegir un campo eléctrico conveniente con las propiedades exigidas para un calentamiento efectivo.

Para analizar los materiales a calentar se lo realiza en la mayoría de ellos de forma experimental por ser bastante heterogéneos, pero tienen características específicas pues son materiales no conductores, más conocidos como dieléctricos, a continuación se presenta sus propiedades como: Polarización frente a un campo eléctrico, el efecto a nivel microscópico, las leyes que las rigen y las consecuencias de un campo variable como la variación de la constante dieléctrica.

## **2.1 POLARIZACION CON CAMPO ELECTRICO HOMOGÉNEO**

La naturaleza de los materiales dieléctricos contiene moléculas fuertemente ligadas, en donde no contienen cargas libres como el caso de los materiales conductores, estas moléculas no contribuyen al proceso de conducción, debido a las fuerzas atómicas y moleculares las cargas se mantienen en su lugar, pero al existir un campo eléctrico, empiezan a girar tratando de orientarse de acuerdo a la dirección de dicho campo eléctrico. Al cambiar ligeramente la posición de las cargas en el átomo o molécula, frente al campo eléctrico, estos átomos o moléculas se las puede considerar como dipolos eléctricos microscópicos cuyos centros de carga y masa no coinciden<sup>7</sup>.

Observamos en la figura 2.1 La forma que se ordenan los átomos o moléculas:

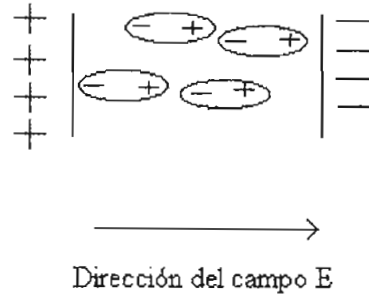


Figura 2. 1

Dentro de las características de los materiales dieléctricos sea cual fuere su estado, es la de almacenar energía, se da al cambiar las posiciones de las cargas positivas y negativas ligadas en su molécula en contra de las fuerzas moleculares y atómicas.

Los dipolos pueden ser descritos por su momento dipolar, que será un vector con dirección desde la carga negativa hacia la positiva.

$$\mathbf{p} = Q \mathbf{d}^{(*)} \quad (2.1)$$

$Q$  es la carga positiva de las dos cargas ligadas que forman el dipolo  $\mathbf{d}$  es el vector que va de la carga negativa a la positiva, se puede apreciar en la figura 2.2 lo expuesto.

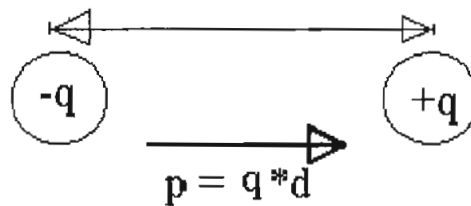


Figura 2. 2

Se recuerda que se considera al dieléctrico como homogéneo e isotrópico, sujeto a un campo eléctrico homogéneo  $\mathbf{E}$

---

(\*) La notación vectorial se representará en negrita o con una línea sobre la variable vectorial.

En un material dieléctrico existe infinidad de dipolos, al existir  $n$  dipolos en una unidad de volumen, y se trabaja con un volumen  $\Delta v$ , el número de dipolos sería  $n \Delta v$ .

El momento dipolar será:

$$\mathbf{p}_{\text{total}} = \sum_{i=1}^{n\Delta v} \bar{\mathbf{p}}_i \quad (2.2)$$

En un material con orientación de los dipolos en forma aleatoria,  $\mathbf{p}_{\text{total}}$  es prácticamente cero.

Si están los dipolos debidamente orientados,  $\mathbf{p}_{\text{total}}$  tiene un valor apreciable.

La polarización  $\mathbf{P}$  es el momento dipolar por cada unidad de volumen.

$$\bar{\mathbf{P}} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^{n\Delta V} \bar{\mathbf{p}}_i \left[ \frac{C}{m^2} \right] \quad (2.3)$$

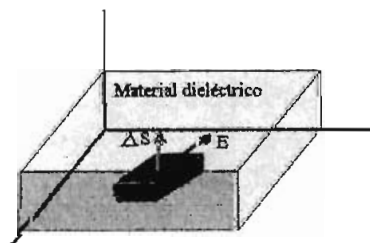
Si un material tiene moléculas no polares, ninguna tiene un momento polar y su  $\mathbf{P}=0$  en su interior.

Con  $N$  átomos formando dipolos, orientados por unidad de volumen habrá un momento dipolar por unidad de volumen igual a " $n * Q * d$ ", es

$$\mathbf{P} = N * Q * \mathbf{d} = N * \mathbf{p}$$

En el interior de un material dieléctrico, para encontrar su momento dipolar, se toma una muestra de superficie  $\Delta S$  como se muestra en la figura 2.3 a, en donde actúa un campo eléctrico  $\mathbf{E}$ .

Al existir  $\mathbf{E}$  se produce en cada molécula un momento dipolar  $\mathbf{p} = q * \mathbf{d}$  y esta dirección de  $\mathbf{p}$  con la dirección de  $\Delta S$  forman un ángulo denominado  $\theta$ , como se muestra en la figura 2.3 b



Elemento de superficie  $\Delta S$  en el interior de un dieléctrico en el que está presente un campo  $\mathbf{E}$

Figura 2.3 a

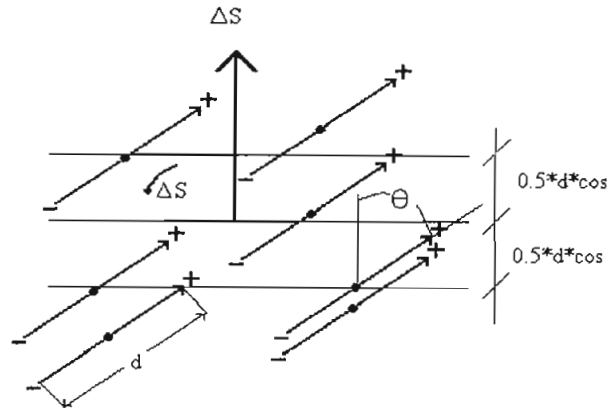


Figura 2.3 b

Las moléculas no polares formaron momentos dipolares " $\mathbf{p}$ " y polarización " $\mathbf{P}$ ", con una transferencia de cargas a través de  $\Delta S$

Realizando el estudio de cómo se mueven las cargas positivas y negativas en la creación de un dipolo a través de un  $\Delta S$  debido a un campo  $\mathbf{E}$ , se observa que las cargas se mueven una distancia " $x = 0.5 \cdot d \cdot \cos\theta$ " en la dirección perpendicular a  $\Delta S$ . Entonces, si una carga positiva se encuentra debajo de la superficie al desplazarse una distancia " $x = 0.5 \cdot d \cdot \cos\theta$ " debe haber cruzado la superficie en dirección hacia arriba, a las negativas de igual manera pero desplazándose hacia abajo.

Al existir " $n$ " moléculas por cada  $m^3$ , la carga total que cruza hacia arriba de  $\Delta S$  es:

$$\Delta Q_l = nQd \cos\theta \Delta S = nQd \cdot \Delta \mathbf{S} = \mathbf{P} \cdot \Delta \mathbf{S} \quad (2.4)$$

$Q_l$  se refiere a las cargas ligadas, es decir no libres

El incremento neto de la carga ligada dentro de la superficie cerrada se obtiene así:

$$Q_l = -\oint_S \bar{P} \cdot d\bar{S} \quad (2.5)$$

Al hablar de carga en una superficie cerrada, es hablar de la ley de Gauss, que en términos de  $\epsilon_0 \mathbf{E}$ , es:

$$\text{Sabemos que la carga total } Q_T = \oint_S \epsilon_0 \bar{E} \cdot d\bar{S} \quad (2.6)$$

$$\text{Donde } Q_T = Q_l + Q \quad (2.7)$$

" $Q$ " es la carga total libre encerrada en la superficie  $\Delta S$ .

$$\text{Como } Q = Q_T - Q_l = \oint_S (\epsilon_0 \bar{E} + \bar{P}) \cdot d\bar{S} \quad (2.8)$$



Podemos introducir el vector Densidad de flujo eléctrico  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$  (2.9)

Entonces "Q" que es la carga libre encerrada es igual a :  $Q = \oint_S \bar{\mathbf{D}} \cdot d\bar{\mathbf{S}}$  (2.10)

En términos de las densidades de carga volumétrica se puede decir:

$$Q_l = \int_V \rho_l dv \quad (2.11)$$

$$Q = \int_V \rho_v dv \quad (2.12)$$

$$Q_T = \int_V \rho_T dv \quad (2.13)$$

Usando el teorema de la divergencia tengo:

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{D}} = \rho_l \quad (2.14)$$

$$\nabla \cdot \epsilon_0 \bar{\mathbf{E}} = \rho_T \quad (2.15)$$

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{P}} = -\rho_b \quad (2.16)$$

En materiales isotrópicos, Los vectores  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{P}$  son siempre paralelos sin importar la orientación del campo, es decir se relacionan linealmente, esto con la mayoría de materiales dieléctricos para intensidades de campo sea este moderado o alto.

En términos de la densidad de flujo que atraviesa una cavidad, el momento dipolar es:

$$\bar{p} = (\bar{D}_0 - \bar{D}_l) dx dy dz \quad (2.17)$$

si "p" se lo hace por unidad de volumen, el cual es la polarización, entonces:

$$\frac{\bar{p}}{V} = \frac{\epsilon_0 (\epsilon_r - 1) \bar{E} dx dy dz}{dx dy dz} = \bar{P} \quad (2.18)$$

Que nos lleva a la fórmula (2.9)  $\bar{\mathbf{P}} = \bar{\mathbf{D}} - \epsilon_0 \bar{\mathbf{E}}$

Se puede concluir que  $\mathbf{P}$  es la información del momento dipolar que apareció por la acción de  $\mathbf{E}$  en el dieléctrico a nivel molecular por unidad de volumen. Este es el camino para ir del nivel molecular a su estructura macroscópica en el dieléctrico.

El momento dipolar "p" es proporcional a la intensidad del campo eléctrico en el interior del dipolo expresado  $\mathbf{E}_{int}$  (campo que actúa sobre el dipolo)

$$\mathbf{p} = \mathbf{E}_{int} \mathbf{a}_p \quad (2.19)$$

Como  $\mathbf{P} = N * \mathbf{p}$  entonces  $\mathbf{P} = N * \mathbf{E}_{int} \mathbf{a}_p$  (2.20)

Donde  $a_p$  es la capacidad de polarización de un dipolo o constante de polarización, la cual depende de la constitución de los dipolos eléctricos, que pueden ser átomos o moléculas como también de la temperatura, intensidad y la frecuencia de campo.

Como ya se mencionó, la polarización Bipolar presenta pérdidas dieléctricas a la frecuencia de microondas, en nuestro caso es el rango a utilizar, por eso el análisis detallado de este tipo de polarización

Los cristales pueden ser anisotrópico, es por su naturaleza que tiendan a alinearse a lo largo de los ejes del cristal y no en la dirección del campo aplicado.

En materiales FERROELECTRICOS si existió una polarización anterior esta queda registrada, es decir presenta efectos de histéresis, entonces la relación entre  $\mathbf{P}$  y  $\mathbf{E}$  es:

$$\bar{P} = \chi_e \varepsilon_0 \bar{E} \quad (2.21)$$

$\chi_e$  es la susceptibilidad eléctrica del material.

$$\text{entonces: } \mathbf{D} = (\chi_e + 1) \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (2.22)$$

$$\text{como: } \varepsilon_R = \chi_e + 1 \quad (2.23)$$

$$\text{además: } \varepsilon = \varepsilon_R \varepsilon_0 \quad (2.24)$$

$$\text{entonces } \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (2.25)$$

$\varepsilon$  es la permitividad relativa o conocida como constante dieléctrica.

## 2.2 DIELECTRICOS EN UN CAMPO ELECTRICO HOMOGENEO.

Los dieléctricos son aisladores de la electricidad, es decir no conducen la electricidad pero almacenan energía eléctrica, Faraday descubrió el efecto que produce al someterlos en un campo eléctrico homogéneo.

Faraday, con un electroscopio y un capacitor de placas paralelas<sup>8</sup> demostró que la capacitancia de este aumenta cuando se coloca un material dieléctrico entre las placas. Si ocupa todo el espacio el dieléctrico en las placas, la capacitancia aumenta en un factor "k", esta constante es una propiedad de los dieléctricos y se llama CONSTANTE DIELECTRICA RELATIVA la cual en el vacío es la unidad.

Si un material aislante no conduce la electricidad, ¿cómo se explica su fenómeno eléctrico de aumentar la capacitancia en el ejemplo anterior? Se tratará de explicar que ocurrió con un campo eléctrico constante es decir que no varía en el tiempo.

Se tiene un capacitor de placas paralelas con cargas transportadas por las superficies de los conductores, las cargas negativas en la parte superior y las positivas en la parte inferior, con un espaciamiento entre placas "d" y cada placa con una superficie "A".

La capacitancia sin material dieléctrico es:

$$C = (\epsilon_0 * A) / d \quad (2.26)$$

Donde:

"A" es la superficie de las placas

"d" es la separación entre placas

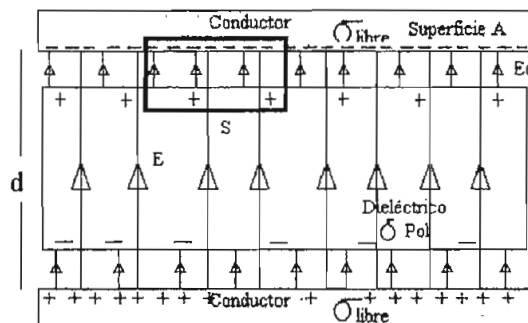
La carga y el voltaje aplicado en el capacitor están relacionados por:

$$Q = C * V \quad (2.27)$$

Al introducir un material dieléctrico su capacitancia aumenta lo que significa que dentro del capacitor el campo eléctrico disminuye aunque la carga sobre las placas no cambie.

La explicación al último párrafo se la realiza mediante la ley de Gauss el cual dice que el flujo de un campo eléctrico se relaciona directamente con la carga encerrada, al considerar la superficie gaussiana "S" en la figura 2.1, la intensidad de campo disminuye al colocar el dieléctrico, tienen que existir otras cargas que disminuyan las cargas iniciales de tal manera que la carga total se reduce en comparación a la carga total sin el dieléctrico.

Se logra lo dicho si aparece otro tipo de cargas en el dieléctrico como se muestra en la figura 2.4



Capacitor de placas paralelas con un dieléctrico

Figura 2.4

Si bien el campo disminuye pero no se anula por la presencia de estas cargas en el dieléctrico, de esta manera aumentó la capacitancia, apareciendo la constante dieléctrica la cual se explica por el efecto de las cargas que pueden ser inducidas en cada átomo o molécula creando éstas un campo adicional  $E'$  que contrarresta al inicial pues su dirección es paralela a  $E$  pero de sentido contrario.

### 2.3 CAMPO ELECTRICO ALTERNO SOBRE UNA CARGA HOMOGENEA

Se estudia el comportamiento de un campo eléctrico alterno sobre un material homogéneo<sup>9</sup>, esto es típico de un calentamiento en alta frecuencia, para luego ver los cambios necesarios en las fórmulas para tener en cuenta las posibles variaciones del campo en microondas.

En la siguiente figura (2.5), se representa un condensador formado por dos placas a las que se aplica una tensión eléctrica alterna de alta frecuencia.

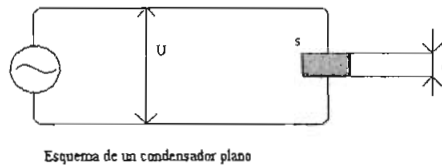


Figura 2.5

En donde las placas de superficie "s", están separadas a una distancia "e" y la tensión aplicada de valor eficaz "U" y un valor instantáneo "u" de manera que:

$$u = \sqrt{2} * U * \text{Sen}wt \quad (2.28)$$

donde:

$w = 2*\pi*f$ , frecuencia angular

f= frecuencia

En un dieléctrico perfecto, como es el vacío, se produce únicamente una inversión del flujo eléctrico y la intensidad de la corriente eléctrica viene dada por la expresión :

$$i = \frac{dq}{dt} = C * \frac{du}{dt} \quad (2.29)$$

i = es el valor instantáneo de la corriente

q = carga eléctrica

C = capacidad del condensador formado por dos placas.

Para un campo eléctrico uniforme entre placas, en donde los valores de "U" y "f" son muy altos y El valor de la separación entre placas "e" es pequeña, es:

$$E = U/e \quad (2.30)$$

$E$  es el campo eléctrico (V/m)

Sabemos que  $D = \epsilon_0 E$ , y además que la permitividad está relacionada con la permeabilidad  $\mu_0$  en el vacío y la velocidad de la luz por la expresión:

$$\epsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot c^2 = 1 \quad (2.31)$$

La capacidad "Co" de un condensador formado por las placas, con el vacío entre ellas es:

$$Co = (\epsilon_0 \cdot S) / e \quad (F) \quad (2.32)$$

Su corriente sería :

$$i = Co * U * \sqrt{2} * w * \text{Sen} \left( wt - \frac{\pi}{2} \right) \quad (2.33)$$

Podemos observar que la corriente esta adelantada  $90^\circ$  con respecto a la tensión eléctrica.

Su valor eficaz es :  $I_c = Co * w * U \quad (A) \quad (2.34)$

Hemos analizado el caso del vacío, ahora si entre las placas colocamos un material con permitividad  $\epsilon = \epsilon_0 * \epsilon_r$  donde  $\epsilon_r$  es la permitividad relativa

Existe un acontecimiento en el material que se llama Histéresis, esto sucede al cambiar de polaridad al campo, pues se produce un cierto retraso respecto a los  $90^\circ$  de avance indicado anteriormente para el vacío, con lo cual "ε" toma la forma:

$$\epsilon^* = \epsilon' - j \epsilon'' = \epsilon_0 * (\epsilon_r' - j \epsilon_r'') \quad (2.35)$$

donde :

$\epsilon'$  = Parte real que indica la influencia del dieléctrico sobre la capacidad.

$\epsilon''$  = Parte imaginaria que indica la influencia de la Histéresis antes mencionada.

La relación entre el campo  $E$  y la densidad de flujo quedaría:

$$\bar{D} = (\epsilon' - j \epsilon'') \bar{E} \quad (2.36)$$

En el caso que el voltaje aplicado al condensador fuese  $u = U * \text{Cos } wt$ , la corriente a través del mismo sería:

$$i = jw \epsilon * Co U = w \epsilon'' Co U + jw Co \epsilon' U \quad (2.37)$$

Se caracteriza consiguientemente las pérdidas por un ángulo  $\delta$ , de modo que:

$$\tan \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad (2.38)$$

La corriente eléctrica  $I$  está retrasada un ángulo  $\delta$  respecto a su avance normal de  $90^\circ$  sobre la tensión  $U$ . al existir pérdidas en el dieléctrico por el cambio continuo de polarización de las placas, la corriente ya no estará adelantada  $90^\circ$  sino un ángulo

menor. Esta diferencia de ángulos, es el ángulo de pérdidas el cual nos indica la parte de energía que el dieléctrico ha consumido.

La figura 2.6 presenta el esquema de principio en base a componentes eléctricos.

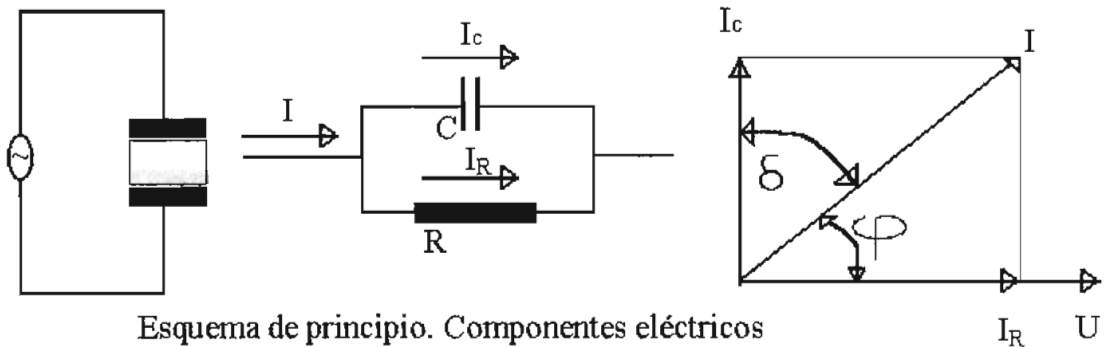


Figura 2.6

El valor de la capacidad con dieléctrico "C" es igual a:

$$C = C_0/\epsilon_r' \quad (2.39)$$

El capacitor en este caso es ideal, es decir no tiene pérdidas, que está en paralelo con una resistencia "Rp":

$$R_p = 1 / (\omega * \epsilon'' * C_0) \quad (2.40)$$

En la figura anterior se puede observar que existe dos tipos de corriente que son la "Ic" junto con la "IR", las cuales tienen un valor de:

$$I_c = j * \omega * \epsilon' * C_0 * U \quad (2.41)$$

$$I_R = \omega * \epsilon'' * C_0 * U \quad (2.42)$$

A continuación, a partir de estas fórmulas se pueden describir la potencia que absorbe el dieléctrico.

## 2.4. - POTENCIA ABSORBIDA EN EL DIELECTRICO

El análisis de la propagación del campo electromagnético, como la influencia del campo en el material debe satisfacer las condiciones de Maxwell en las cuales se establece el comportamiento de los campos eléctrico y magnético.

Las ecuaciones de Maxwell<sup>10</sup> son:

$$\nabla \times \bar{H} = \bar{i} + \frac{\delta \bar{D}}{\delta t} = \dot{\bar{D}} + \bar{J} = (\sigma + j\omega\epsilon')\bar{E} \quad (2.43)$$

$$\nabla \times \bar{E} = -\dot{\bar{B}} = -\frac{\delta \bar{B}}{\delta t} = -j\omega\mu\bar{H} \quad (2.44)$$

$$\nabla \cdot \bar{D} = \rho \quad (2.45)$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = 0 \quad (2.46)$$

Donde:

H = Campo magnético

E = Campo Eléctrico

D = Densidad del desplazamiento eléctrico =  $\epsilon\mathbf{E}$

J = Densidad de corriente de conducción =  $\sigma\mathbf{E}$

$\rho$  = Densidad de carga ( $C/m^3$ )

$\epsilon$  = Permitividad eléctrica (F/m)

B = Densidad de flujo magnético =  $\mu\mathbf{H}$

$\mu$  = Permeabilidad magnética

Para el caso general de dieléctricos empleamos su permitividad compleja (fórmula 2.35), esto es:

$$\epsilon = \epsilon^* = \epsilon_0(\epsilon_r' - \epsilon_r'')$$

Mediante el vector de Pointing se determina la propagación de la energía electromagnética a través de un medio.

Las pérdidas dieléctricas paradójicamente es la energía útil en nuestro proceso porque gracias a ellas el material se calienta.

El vector de Pointing está dado por la fórmula :

$$\bar{P} = \oint_S \bar{E} \times \bar{H}^* \cdot d\bar{a} \quad (2.47)$$

Utilizando el teorema de la divergencia:

$$\oint_S \bar{E} \times \bar{H}^* \cdot d\bar{a} = \int_V \nabla \cdot (\bar{E} \times \bar{H}^*) dV \quad (2.48)$$

tenemos que:

$$\nabla \cdot (\bar{E} \times \bar{H}^*) = \bar{H} \cdot (\nabla \times \bar{E}) - \bar{E} \cdot (\nabla \times \bar{H}^*) \quad (2.49)$$

Pero:

$$\nabla \cdot \bar{E} \times \bar{H}^* = \bar{H}^* (-j\omega\mu\bar{H}) - \bar{E} (\bar{E}^* (\sigma - j\omega\epsilon)) \quad (2.50)$$

$$\nabla \cdot \bar{E} \times \bar{H}^* = -j\omega\mu_0 \bar{H}\bar{H}^* + j\omega\epsilon' \bar{E}\bar{E}^* \quad (2.51)$$

Realizando la integración de volumen, se tiene:

$$\int_v \nabla \cdot (\bar{E} \times \bar{H}^*) dV = -j\omega\mu_0 \int_v \bar{H}\bar{H}^* dv + j\omega\epsilon' \int_v \bar{E}\bar{E}^* dV + \omega\epsilon'' \int_v \bar{E}\bar{E}^* dV \quad (2.52)$$

El término real, que contiene  $\epsilon''$  nos da las pérdidas en el dieléctrico, mientras que los otros términos representan la potencia media almacenada en el campo eléctrico (E) y magnético (H).

Partiendo de la Ecuación de Maxwell:

$$\nabla \times \bar{H} = \bar{i} + \frac{\delta \bar{D}}{\delta t} \quad (2.53)$$

Donde 
$$\bar{i} = \sigma \bar{E} \quad (2.54)$$

La relación entre el campo eléctrico y la densidad de flujo eléctrico está dado para un dieléctrico sin pérdidas de la forma :

$$\bar{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \bar{E}$$

Al tener un campo eléctrico sinusoidal, la ecuación de Maxwell es:

$$\nabla \times \bar{H} = \sigma \bar{E} + j\omega\epsilon_0 \epsilon_r \bar{E} = \bar{E}(\sigma + j\omega\epsilon_0 \epsilon_r) \quad (2.55)$$

debemos de comprobar la relación  $\sigma = \omega\epsilon_0 \epsilon_r''$ , entonces:

Si el dieléctrico presenta pérdidas, es decir es un dieléctrico imperfecto, la ecuación de Maxwell cambia a:

$$\nabla \times \bar{H} = \frac{\delta \bar{D}}{\delta t} = \bar{E}(j\omega\epsilon_0(\epsilon_r' - j\epsilon_r'')) \quad (2.56)$$

$$\nabla \times \bar{H} = \bar{E}(\omega\epsilon_0 \epsilon_r'' + j\omega\epsilon_0 \epsilon_r') \quad (2.57)$$

(2.58) = (2.56) Con lo que se cumple que:  $\sigma = \omega\epsilon_0 \epsilon_r''$

Al existir pérdidas en el dieléctrico, se produce una corriente de conducción por el material, que fue analizado como un circuito formado por un condensador ideal y la resistencia que viene a ser esta corriente de conducción.

En una diferencial de volumen a  $\sigma$  se la puede considerar como constante por lo que la potencia de pérdidas es:



$$P = \int_V \sigma \overline{E} \overline{E}^* dV = w \epsilon_0 \epsilon_r \int_V |\overline{E}|^2 dV \quad (2.58)$$

Al suponer que el campo en un diferencial de volumen se mantiene constante, entonces:

$$P = w \epsilon_0 \epsilon_r |\overline{E}|^2 \quad (2.59)$$

Otro camino para encontrar la potencia activa que realmente se desarrolla en el condensador de la figura 2.5 es:

$$P = U * I * \cos\phi = U * I * \sin\delta = U * I_c * \tan\delta \quad (2.60)$$

De esta fórmula se puede llegar a la potencia activa en función de la frecuencia, Voltaje, su factor de pérdidas, su permitividad y dimensiones, resulta:

$$P = 2 * \pi * f * U^2 * \frac{\epsilon_r * S}{e} * \tan\delta (W) \quad (2.61)$$

Para fines prácticos  $\epsilon_a = \epsilon$ , se obtiene :

$$P = 55.5 * 10^{-12} * U^2 * \frac{S}{e} * f * \epsilon_r * \tan\delta (W) \quad (2.62)$$

Es frecuente operar con la potencia volumétrica  $W/m^3$  para el volumen del dieléctrico  $V = S * e$ , y el campo eléctrico  $E = U/e$  (V/m), entonces:

$$P' = \frac{P}{V} = 55.5 * 10^{-12} * E^2 * f * \epsilon_r * \tan\delta \left( \frac{W}{m^3} \right) \quad (2.63)$$

Al factor  $\epsilon_r * \tan\delta$  se denomina **factor de pérdidas**. Si se expresa  $P'$  en  $(W/cm^3)$  y  $E$  en  $(V/cm)$  resulta:

$$P' = 0.555 * 10^{-12} * E^2 * f * \epsilon_r * \tan\delta \left( \frac{W}{cm^3} \right) \quad (2.64)$$

$P'$  en altas frecuencias varía entre 1 y 10  $W/cm^3$ , siendo frecuentemente del orden de 5  $W/cm^3$ .

$P'$  en frecuencias de microondas varía<sup>11</sup> de 10 a 50  $W/cm^3$ , cuya frecuencia es del orden de 100 veces la de alta frecuencia.

El factor de pérdida ( $\epsilon_r * \tan\delta$ ), es en realidad lo útil del proceso, porque esta potencia es la que se transforma en calor que calienta a los materiales.

Los valores de  $\epsilon_r$  y  $\tan\delta$  no solamente dependen del material, sino que también influye la frecuencia, la temperatura y el contenido de humedad.

Para el contenido de temperatura (supuesta uniforme) de la carga de  $\Delta T^{\circ}\text{C}$ , el calor requerido por unidad de volumen será:

$$Q = 1\,000 * c * \rho * \Delta T \text{ (J/m}^3\text{)} \quad (2.65)$$

donde:

$c$  = calor específico ( kJ / kg  $^{\circ}\text{K}$ )

$\rho$  = masa específica ( kg/m<sup>3</sup>)

$\Delta T$  = variación de temperatura en  $^{\circ}\text{K}$ .

La variación de el calor requerido por unidad de tiempo sería:

$$\frac{dQ}{dt} = 8 * 10^{-12} E^2 f * \left( \frac{\epsilon_r''}{\rho c} \right) \quad (2.66)$$

La potencia requerida para calentar un masa en Kg. Y elevar su temperatura en  $^{\circ}\text{C}$  es:

$$P = M * c * \Delta t \quad (2.67)$$

Dicha energía debe ser aportada por la potencia  $P'$  en  $\text{W/m}^3$  durante el tiempo "t" expresado en segundos.

Se sabe que:  $Q = P' * t \quad (2.68)$

entonces el tiempo de calentamiento será:

$$t = \frac{1800 * c * \rho * \Delta T}{f * \epsilon_r'' * \tan \delta * E^2} \text{ (s)} \quad (2.69)$$

Debemos señalar que las unidades de  $E$  es (V/cm) y de la frecuencia  $f$  es ( MHz)

## 2.5 - PROFUNDIDAD DE PENETRACION.

Las microondas pierden poder según van penetrando en los alimentos, el grado de penetración de la profundidad se refiere al punto en el cual las microondas quedan disminuidas a un 37% de su poder original.

Es una relación inversa a la frecuencia, ya que si la frecuencia aumenta, disminuye la profundidad de penetración.

Con una frecuencia de 2 450 MHz, para nuestra estufa, teóricamente se tendría una profundidad de penetración de 2 a 3 cm en la carne y de 5 a 7 cm en otros alimentos.

Sea "θ" la profundidad de penetración, la disminución al 37% es a 1/e, entonces:

$$\Delta P = P - \frac{P}{e} \quad (2.70)$$

Sabemos que  $\Delta P = P(1 - e^{-2\alpha Z})$ , si  $2\alpha Z = 1$

Donde Z representa la profundidad de penetración " $\theta$ "

$$Z = 1 / (2\alpha) = \theta$$

Por lo tanto la profundidad de penetración es:

$$\theta = \frac{1}{\omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon'}{2} (\sqrt{1 + \tan^2 \delta} - 1)}} \quad (2.71)$$

$\theta$  en función de la longitud de onda es:

$$\theta = \frac{\lambda_0 \epsilon'}{2\pi \sqrt{\epsilon_r \epsilon''}} = \frac{\lambda_0}{2\pi \tan \delta \sqrt{\epsilon_r}} \quad (2.72)$$

Donde:

$\lambda_0$  = longitud de onda =  $c/f$

$c$  es la velocidad de la luz =  $3 \cdot 10^8$  m/s

La profundidad de penetración nos da las dimensiones de los alimentos a utilizar para realizar un calentamiento uniforme o selectivo.

Para la frecuencia de 2.45GHz, se tiene que:

$$\lambda_0 = 12.2$$

$$\theta = \frac{1.95}{\sqrt{\epsilon_r \tan \delta}} \quad (\text{cm})$$

Ejemplo:

Para el agua destilada:

$$\epsilon_r = 75.5$$

$$\tan \delta = 0.157$$

$$\text{La profundidad de penetración es: } \theta = \frac{1.95}{\sqrt{75.5 * 0.157}} = 1.43(\text{cm})$$

Madera de balsa:

$$\epsilon_r = 1.22$$

$\tan \delta = 100 \cdot 10^{-4}$  la profundidad de penetración es.  $\theta = 177$  cm

Así un material dependiendo de sus constantes ( $\epsilon_r$  y  $\tan \delta$ ), tendrá su máxima dimensión para un calentamiento uniforme.

## 2.6 CONCLUSIONES:

Para reducir el tiempo de calentamiento requiere<sup>12</sup>:

1. Una frecuencia elevada, pero a medida que se aumenta la frecuencia, se vuelve más complicado y costoso la construcción de los equipos potentes.
2. El ángulo de pérdidas dieléctricas  $\delta$  no puede ser grande porque supone un material algo conductor y se producirán corrientes de fugas, salvo que se empleen tensiones bajas lo que aumenta el tiempo de calentamiento. El calentamiento por microondas es aplicable a materiales de factor de pérdidas igual o superior a 0.001 a la frecuencia de 2.45 GHz.
3. El campo  $E$  debe ser intenso. Por el peligro de chispazos en la carga y no existan voltajes de ruptura se suele aplicar de 800 a 1 600 V/cm. Es recomendable que la tensión  $U$  no sobrepase los 15kV par evitar descargas entre las placas, por ello en los microondas "U" suele ser solamente de algunos kilovoltios.

Se sabe que  $\epsilon_r$  y  $\delta$  dependen de la temperatura, si la  $\tan \delta$  aumenta con la temperatura, se producirá una contracción de potencia en las zonas más calientes con lo cual aumentará el sobrecalentamiento que se lo aplica en calentamiento selectivo, pero es un inconveniente al tratar de tener un calentamiento uniforme.

No se ha tomado en cuenta las pérdidas por convección y radiación en la superficie de la pieza, si la temperatura final del calentamiento es baja y el tiempo corto, ambas pérdidas se consideran despreciables y válida la fórmula del tiempo de calentamiento. En caso contrario se llegará a una menor temperatura en la superficie exterior que en el centro.

## **CAPITULO TERCERO**

### **SISTEMAS DE CALENTAMIENTO DIELECTRICO**

Hemos analizado el comportamiento de las ondas electromagnéticas en un campo ilimitado, pero no se ha dicho nada de cómo se conduce las ondas hasta llegar a su destino y que procedimiento para el calentamiento dieléctrico vamos a utilizar.

Las ondas electromagnéticas dependiendo de su frecuencia tienen sus medio óptimos de transporte, además la onda tiene su modo de propagación, como el MODO FUNDAMENTAL ( Modo transversal Electromagnético "TEM") o MODOS SUPERIORES( Transversal Eléctrico " $TE_{mn}$ " y el Transversal Magnético " $TM_{mn}$ ").

Así, si su modo es el "TEM", y su frecuencia bajo de 1 GHz, la línea de transmisión es la adecuada como son los cables coaxiales, par trenzado, etc.

Si la frecuencia es superior a 1GHz, las línea de transmisión no pueden propagar eficientemente la energía electromagnética y arriba de los 15GHz las línea de transmisión ya resultan inservibles a unos cuantos decímetros. Esto se debe a la ATENUACIÓN causada por el efecto piel y por las pérdidas de radiación, además de esto el voltaje manejado puede romper el dieléctrico que separa los cables.

Por estos inconvenientes se usa un modo sencillo de propagación que es LA GUIA DE ONDA. Se estudia la Guía de Onda porque es la manera mas sencilla de propagar la onda electromagnética hacia un material.

Existen tres mecanismos de calentamiento usando el campo eléctrico, dependiendo de cómo llega las ondas eléctricas al material, es así que por **PROPAGACION** que sería poner la carga a calentar en una cámara al final de una guía de onda o pasando por un corte de la guía como se observa en la figura 3.1 a y 3.1b respectivamente.

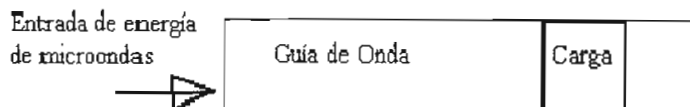


Figura 3.1 a

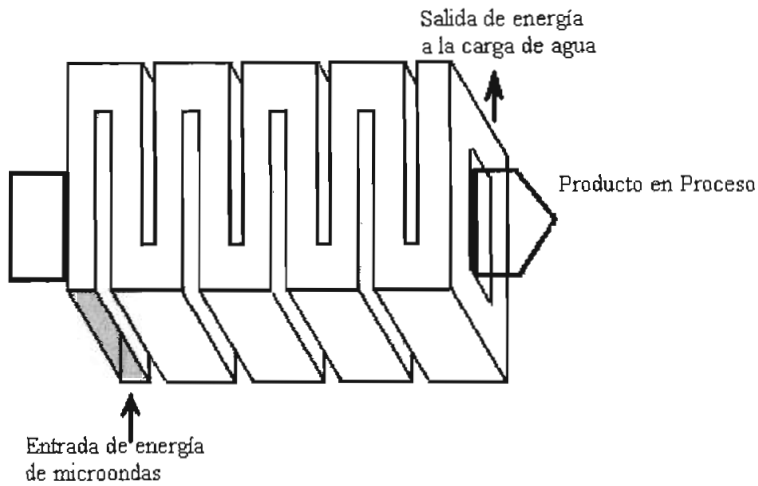


Figura 3.1 b

Otro mecanismo de calentamiento es sometiendo al material en un campo **ESTACIONARIO** conseguido por medio de una cavidad resonante, la cual estudiaremos a continuación de la guía de onda .

Finalmente existe un calentamiento por **RADIACION** que consiste en irradiar energía direccionada por medio de una antena hacia el material.

### 3.1 CALENTAMIENTO POR PROPAGACION.

La guía de onda que es un conductor HUECO el cual como su nombre lo indica guía las ondas por un camino establecido de acuerdo a la forma de ésta que por lo general es de forma transversal rectangular, circular o elíptica, figura 3.2.

Las dimensiones de la sección transversal de la Guía de Onda, se relacionan de tal forma que las ondas electromagnéticas se propaguen dentro del interior de ella.

Las paredes de la guía de Onda son conductores y reflejan la energía electromagnética en su superficie, entonces la guía de Onda, no conduce corriente eléctrica en el sentido real sino que sirve como un límite que conduce a la energía electromagnética por el dieléctrico de su interior, sea este aire u otro material como gas inerte, en la cual se propaga la energía electromagnética reflejándose en las paredes de un lado hacia otro en forma de zig – zag.

Si la pared de la guía de onda es un buen conductor y además delgado, fluye poca corriente en las paredes interiores con lo cual disipa muy poca potencia.

En las guías de Onda se habla de campos eléctricos y magnéticos para su análisis mas no de voltajes y corrientes como en la línea de transmisión.

La forma de viajar las ondas dan el modo de propagación es así que existe los siguientes modos de propagación en una guía de onda:

### 3.1.1 MODOS SUPERIORES:

Un modo superior es el que  $\vec{E}$  ó  $\vec{H}$  (uno de ellos) es perpendicular al sentido de propagación. Tenemos varios modos superiores:

#### 3.1.1.a MODO TRANSVERSAL ELÉCTRICO (TE):

En el cual solo  $\vec{E}$  es perpendicular al sentido de propagación, solo existiendo componente magnética en el sentido de propagación. Se usa esta forma de propagación para el calentamiento dieléctrico porque el campo eléctrico es tangente al material a calentar.

#### 3.1.1.b MODO TRANSVERSAL MAGNÉTICO (TM):

En el cual solo  $\vec{H}$  es perpendicular al sentido de propagación, solo existiendo componente eléctrica en el sentido de propagación .

En los dos modos TE o TM se analiza la forma de cómo se propaga el campo a lo largo de la guía, el cual se distingue por la presencia de dos enteros "m" y "n" que pueden tomar los valores enteros de: 0, 1, 2 ,3 .....designando el número de variaciones completas de la magnitud de intensidad de campo ya sea eléctrica o magnética que existan entre cada par de paredes, "m" se mide a lo largo del eje "x" de la guía de onda y "n" se mide a lo largo del eje "y" en el caso de una guía de onda rectangular y para la guía de onda cilíndrica de acuerdo a la constante de la función de Bessel.

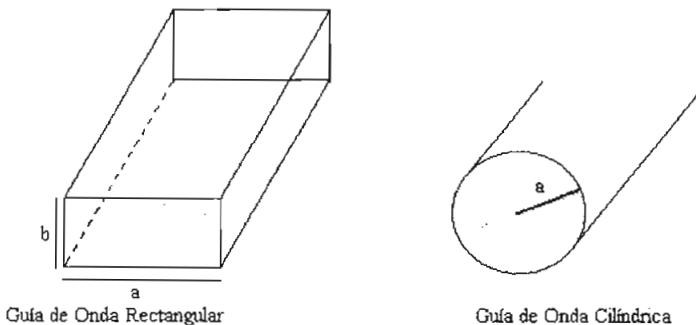


Figura 3.2



### 3.1.2 COMPONENTES ELECTRICAS Y MAGNETICAS EN UNA GUIA DE ONDA

Las leyes que rigen el comportamiento<sup>13</sup> de los campos eléctricos y magnéticos son las de Maxwell (capítulo anterior), en base a estas se llega a determinar las componentes de los campos en la guía

$$\nabla \times \bar{H} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \bar{J}$$

$$\nabla \times \bar{E} = - \frac{\partial \bar{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \cdot \bar{D} = \rho$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = 0$$

Además se conoce que  $\bar{D} = \epsilon \bar{E}$  que es la densidad de flujo eléctrico y  $\bar{B} = \mu \bar{H}$  que es la densidad de flujo magnético.

Para medios dieléctricos perfectos, sin cargas ni corrientes de conducción, puede considerarse  $\rho = 0$  y , si tomamos la identidad vectorial:

$$\nabla \times \nabla \times \bar{E} = \nabla \nabla \cdot \bar{E} - \nabla^2 \bar{E} = \mu \epsilon \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2}$$

Resulta que la ecuación de onda para el campo **E** sería:

$$\nabla^2 \bar{E} = \mu \epsilon \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} \quad (3.1)$$

Donde :

**E** expresado de forma:  $\bar{E}(r, t) = R_e \{ \bar{E}(r) e^{j\omega t} \}$

$\omega$  = frecuencia angular en radianes =  $2\pi f$ , donde  $f$  es la frecuencia de trabajo.

En nuestro caso el magnetrón emite a una  $f = 2450$  MHz las ondas electromagnéticas.

**E (r)** = vector complejo que no es función del tiempo

Para el campo magnético sería de forma análoga:

$$\nabla^2 \bar{H} = \mu \epsilon \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2} \quad (3.2)$$

La fórmula 3.1 se puede escribir como

$$\nabla^2 E = -w^2 \mu \epsilon E \quad (3.3)$$

Que sujeta a las condiciones de frontera ( $E_{\text{tan}} = 0$  y  $H_{\text{nor}} = 0$ ) en las paredes del sistema conduce a las características de transmisión de las guías de onda.

Para una guía de onda las componentes son :

$$\bar{E}_n = \bar{E}_m + E_z \bar{a}_z \quad (3.4)$$

$$\bar{H}_n = \bar{H}_m + H_z \bar{a}_z \quad (3.5)$$

Donde  $\mathbf{a}_z$  es el sentido de propagación.

Entonces si la componente  $E_z = 0$  tendremos en modo "TE", si la componente  $H_z = 0$  se tiene el modo "TM"

La función de propagación de la onda es la base para determinar las componentes de los campos eléctricos y magnéticos en la guía de onda.

### 3.1.2.1 FUNCIÓN GENERATRIZ PARA EL MODO "TE m n"

En una guía de onda rectangular, el campo magnético debe ser "Hz" que es la componente en el sentido de propagación, como resultado de las ecuaciones de Maxwell:

La ecuación de onda toma la forma final:

$$H_z = H_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-jk_g z} \quad (3.6)$$

Donde:

$H_0$  = magnitud de Campo

$m, n = 0, 1, 2, 3, \dots$

$a$  = dimensión del largo (base)

$b$  = dimensión ancho (altura)

$$K_g = \text{Constante de fase} \quad K_g = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$$

Mientras que en guía de onda cilíndrica es:

$$H_z = H_0 J_n \left( \frac{\lambda'_{nm}}{a} \rho \right) \text{Cos}(n\phi) e^{-jK_g Z} \quad (3.7)$$

Donde:

$J_n$  = Función de Bessel

$a$  = radio

$\rho$  = variable radial

$\phi$  = variable angular

$\lambda'_{nm}$  = emesimo cero de la primera derivada de la función de Bessel de primera especie de orden "n"

$H_0$  = magnitud del campo magnético

$$K_g = \text{Constante de fase} \quad K_g = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - \left(\frac{\lambda'_{nm}}{a}\right)^2}$$

Es necesario señalar que los enteros "m" y "n" pueden ser cero pero uno a la vez, es decir se puede tener el modo "TE<sub>m</sub>o" ó el modo "TE<sub>o</sub>n", pero nó el modo "TE<sub>oo</sub>"

La componente magnética transversal al sentido de propagación es:

$$\bar{H}_{Tn} = \frac{1}{K_C^2} \frac{d}{dZ} \nabla_T H_{zn} \quad (3.8)$$

$\nabla_T H_{zn}$  es la gradiente transversal que opera en el campo magnético en la componente Z

La componente del campo eléctrico transversal es:

$$\bar{E}_{Tn} = \frac{j\omega \mu}{K_C^2} \bar{a}_z \times \nabla_T H_{zn} \quad (3.9)$$

Estas dos ecuaciones serán la solución para una guía de onda en modo "TE" la cual sirve para una guía rectangular o cilíndrica.

### 3.1.2.2 FUNCIÓN GENERATRIZ PARA EL MODO "TM<sub>mn</sub>"

Las soluciones de Maxwell son:

En guía rectangular:

$$E_z = E_0 \text{Sen}\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \text{Sen}\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-jk_g z} \quad (3.10)$$

En guía cilíndrica:

$$E_z = E_0 J_n\left(\frac{\lambda_{nm}}{a} \rho\right) \text{Cos}(n\phi) e^{-jk_g z} \quad (3.11)$$

Se puede observar que en la fórmula(3.11)  $\lambda_{nm}$  corresponde al emesimo cero de la función de Bessel de primera especie de orden "n".

En el modo TM con guía rectangular tanto "m", como "n" no pueden ser cero, pero en guía cilíndrica si se puede.

La componente eléctrica transversal al sentido de propagación es:

$$\bar{E}_{Tm} = \frac{1}{K_c^2} \frac{d}{dt} \nabla_T E_z \quad (3.12)$$

La componente magnética transversal al sentido de propagación es:

$$\bar{H}_{Tm} = \frac{-j\omega\epsilon}{K_c^2} \bar{a}_z \times \nabla_T E_z \quad (3.13)$$

Estas soluciones vectoriales son las componentes transversales . Son ecuaciones generales y sirven para cualquier sistema.

La gradiente transversal de cualquier escalar es:

$$\nabla_T A = \frac{d}{dX} A\bar{a}_x + \frac{d}{dy} A\bar{a}_y \text{ (Rectangular)}$$

$$\nabla_T A = \frac{d}{d\rho} A\bar{a}_\rho + \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\phi} A\bar{a}_\phi \text{ (Cilíndrica)}$$

### 3.1.3. -PARAMETROS DE PROPAGACION

La propagación de sus modos, está relacionado con las dimensiones de la guía de onda.

Cada modo tiene su frecuencia crítica inferior desde la cual puede propagarse que se llama frecuencia de corte.

Empezaremos indicando la constante de propagación<sup>14</sup> en la guía que es:

$$K_z = \sqrt{(w^2 \mu \epsilon) - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (\text{m}^{-1}) \quad (3.14)$$

Las dimensiones "a" y "b", determinan la amplitud y fase de cada componente en cada sitio de la guía de onda.

En algunos libros la constante de fase de propagación es  $\beta$  o  $\gamma$ .

La propagación es posible cuando la constante de propagación es real, entonces para que exista tal propagación de cualquier modo "TE<sub>mn</sub>" debe cumplir que:

$$w^2 \mu \epsilon > \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (3.15)$$

Se define la constante de corte como :

$$K_c^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (\text{En guía rectangular para modos TE y TM}) \quad (3.16)$$

$$K_c = \frac{\lambda'_{nm}}{a} \quad (\text{En guía cilíndrica para modo TE}) \quad (3.17a)$$

$$K_c = \frac{\lambda'_{nm}}{a} \quad (\text{En guía cilíndrica para modo TM}) \quad (3.17b)$$

Se define la constante de fase del medio interior ilimitado como:

$$K_0^2 = w^2 \mu \epsilon \quad (3.18)$$

Donde:  $\mu = \mu_r \mu_0$  y  $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$

En el caso del aire:

$$K_0^2 = w^2 \mu_0 \varepsilon_0, \text{ donde } \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{m} \text{ y } \varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9} \frac{F}{m}$$

### 3.1.4 FRECUENCIA DE CORTE

Corresponde a la frecuencia límite a partir del cual es posible la propagación en una guía de onda, de 3.15

$$w_c = 2\pi f_c = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (\text{para guías rectangulares})(3.19)$$

La longitud de onda de corte es:

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \quad (3.20)$$

La constante de fase en función de la frecuencia de corte es:

$$K_g = w\sqrt{\mu\varepsilon} \sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2} \quad (3.21)$$

### 3.1.5. -VELOCIDAD DE FASE

Es la velocidad a la que la onda cambia de fase en una dirección paralela a la superficie conductora. La velocidad de fase se determina por:

$$V_p = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \quad (\text{para cualquier medio}) \quad (3.22)$$

Se observa que la distancia de 1 a 3 es menor que de 1' a 3', y se recorren en el mismo tiempo, entonces si de 1 a 3 se recorrió a la velocidad de la luz ( C), de 1' a 3' se debe de recorrer a una velocidad mayor que "c" porque la distancia es mayor.

Donde:

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \quad (3.25)$$

$\lambda_0$  es la longitud de onda en el medio no limitado y es:

$$\lambda_0 = \frac{c}{f} \quad (3.26)$$

$\lambda_g$  en función de  $\lambda_0$  es:

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (3.27)$$

Si en el interior de la guía se encuentra un dieléctrico, la ecuación anterior se modifica a:

$$\lambda_{gdiel} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r} \lambda_c}\right)^2}} \quad (3.28)$$

Se define la constante de fase de propagación por:

$$K_g^2 = K_0^2 - K_c^2 \quad (3.29)$$

La constante de fase para cualquier dieléctrico real es:

$$K_{gdiel} = \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon_0 (\epsilon_r' - j\epsilon_r'') - K_c^2} \quad (3.30)$$

### 3.1.6 IMPEDANCIA DE ONDA:

Para cualquier guía de onda, sea rectangular o cilíndrica, la impedancia de onda se define como la relación de magnitudes del campo eléctrico transversal para el campo magnético transversal.

$$Z_{TE} = \frac{|\overline{E}_T|}{|\overline{H}_T|} = Z_{TM} \quad (3.31)$$

En modo "TE"

$$Z_{TE} = \frac{w\mu|\nabla_T H_z|}{Kg|\nabla_T H_z|} = \frac{w\mu}{Kg} \quad (3.32)$$

Finalmente, la impedancia para un dieléctrico es:

$$Z_{TEdiel} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\lambda_{gdiel}}{\lambda_0} = \eta \frac{\lambda_{gdiel}}{\lambda_0} \quad (3.33)$$

Para el caso del aire:  $Z_{TE} = 120\pi \frac{\lambda_g}{\lambda_0} \quad (3.34)$

En modo "TM" la impedancia para un dieléctrico es:

$$Z_{TMdiel} = \frac{K_{gdiel}}{w\epsilon} = \eta \frac{\lambda_0}{\lambda_{gdiel}} \quad (3.35)$$

Para el caso del aire:  $Z_{TM} = 120\pi \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \quad (3.36)$

### 3.1.7 IMPEDANCIA CARACTERISTICA EN UNA GUIA DE ONDA.

En una línea de transmisión la impedancia característica depende de los parámetros distribuidos, es decir de las dimensiones de la línea de transmisión y de su geometría, su definición de impedancia es igual a la relación entre el voltaje y la corriente.

En guías de onda no está definido el voltaje o la corriente, lo que se puede hacer es por medio de las ecuaciones de Maxwell transformar el campo eléctrico a voltaje y el campo magnético a corriente.



Por medio de estas transformaciones, podemos definir la impedancia característica pero no tiene una única forma pues  $\mathbf{E}$  no es uniforme, entonces dependiendo de la trayectoria que utilice tenemos diferentes valores del voltaje.

Tenemos que :

$$V = -\int \bar{\mathbf{E}} \cdot d\mathbf{l} \quad (3.37)$$

Si el campo eléctrico evaluamos a mitad de la onda, tenemos su máxima amplitud:

$$V_{ps} = -\int_0^b E_{y\text{máx}} dy = -E_{y\text{máx}} * b \quad (3.38)$$

La corriente será la integral del campo magnético tangente a las paredes de la guía:

$$I_p = \int_0^a H_x dx = \int_0^a \frac{-K_g E_{y\text{máx}}}{w\mu} \text{Sen}\left(\frac{\pi}{a} x\right) \bar{a}_x = \frac{-K_g a 2E_{y\text{máx}}}{w\mu\pi} \quad (3.39)$$

La impedancia característica en función del voltaje y corriente es:

$$Z_0 = \frac{\pi b w \mu}{2 a K_{g\text{diel}}} \quad (3.40)$$

Pero: 
$$Z_{TE} = \frac{w\mu}{K_{g\text{diel}}} \quad (3.41)$$

Entonces la impedancia característica es:

$$Z_{V_p I_p} = \frac{\pi}{2} \frac{b}{a} Z_{TE} \quad (3.42)$$

Se puede observar que en la guía de onda, la impedancia característica también depende de sus dimensiones "a" y "b", al igual que en las línea de transmisión .

La impedancia característica se puede poner en términos de la potencia transmitida y su voltaje o su corriente:

$$Z_0 = \frac{2V_p}{I_p} = \frac{2P_T}{I_p^2} \quad (3.43)$$

De manera que si queremos la impedancia característica en términos de la potencia y el voltaje será:

$$Z_{0_{p,y_s}} = 2 \frac{a}{b} Z_{TE} \quad (3.44)$$

En términos de la potencia y la corriente es :

$$Z_{0_{p,i_s}} = \frac{\pi^2}{8} \frac{b}{a} Z_{TE} \quad (3.45)$$

La potencia de acuerdo al modo de propagación ya sea "TE mn" o "TM mn" cambia según sea el caso, además en los tres casos podemos tener para un mismo modo tres valores diferentes porque no definimos un valor único de voltaje ni de corriente.

En el caso práctico se trata de resolver los problemas de impedancia en términos de la IMPEDANCIA NORMALIZADA y si es necesario escoger un solo valor cualquiera de Impedancia característica y seguir con este valor todo el desarrollo, es decir, sin cambiar de fórmula de  $Z_0$ .

### 3.1.8 ONDAS ESTACIONARIAS EN GUIAS DE ONDA.

Onda estacionaria es la combinación de la onda incidente mas la reflejada, esta onda reflejada aparece cuando la impedancia de carga no es igual a la impedancia característica o debido a imperfecciones de la guía, como se observa en la figura:

La figura 3.4 nos muestra la onda transversal incidente  $E_T^i$  y la transversal reflejada  $E_T^r$

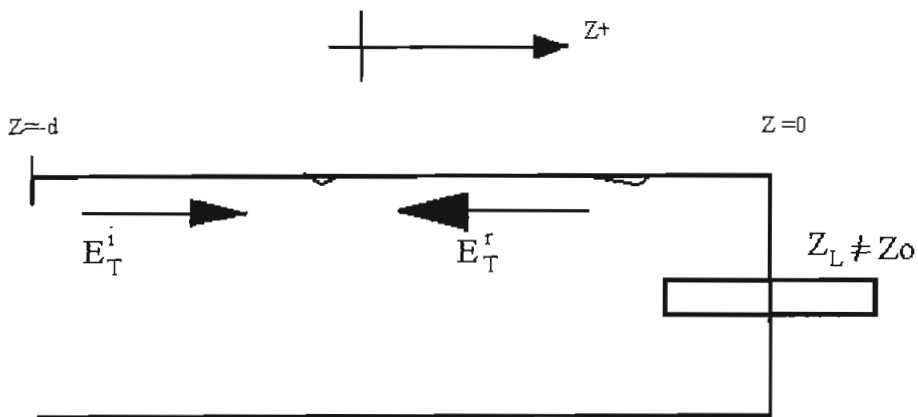


Figura 3.4

En donde :

$$E_T^i = |E_0^i| e^{j\phi} f(x, y) e^{-jk_s Z} e^{j\omega t} = E_0^i f(x, y) e^{-jk_s Z} e^{j\omega t} \quad (3.46)$$

$$E_T^r = |E_0^r| e^{j\phi_r} f(x, y) e^{-jk_s z} e^{j\omega t} = E_0^i f(x, y) e^{jk_s z} e^{j\omega t} \quad (3.47)$$

El coeficiente de reflexión es la relación de las dos ondas:

$$\frac{E_T^r}{E_T^i} = \left| \frac{E_0^r}{E_0^i} \right| e^{j2K_s z} e^{j(\phi_r - \phi_i)} = \rho(Z) = |\rho_{(0)}| e^{j(\phi + 2K_s z)} \quad (3.48)$$

$$\rho(z) = \rho(0) e^{j2K_s z} \quad (3.49)$$

Donde:

$$\rho_{(0)} = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (3.50)$$

Lo mas práctico resulta trabajar en función de la impedancia normalizada:

$$\rho_{(0)} = \frac{\frac{Z_L}{Z_0} - 1}{\frac{Z_L}{Z_0} + 1} = \frac{z_L - 1}{z_L + 1} \quad (3.51)$$

El campo eléctrico estacionario entonces será la suma de la onda incidente mas la onda reflejada:

$$E(z) = E_T^i + E_T^r \quad (3.52)$$

Entonces:

$$E(z) = E_0^i f(x, y) e^{-jk_s z} e^{j\omega t} (1 + \rho(z)) \quad (3.53)$$

El análisis en función de el campo magnético es análogo con la diferencia que:

$$\frac{H_T^i}{H_T^r} = -\rho(z) \quad (3.54)$$

De manera que:

$$H(z) = H_0^i f(x, y) e^{-jk_s z} e^{j\omega t} (1 - \rho(z)) \quad (3.55)$$

La impedancia en función de la distancia "z" es la relación del campo eléctrico y el magnético por lo tanto:

$$Z(z) = \frac{E(z)}{H(z)} = \frac{E_0^i (1 + \rho(z))}{H_0^i (1 - \rho(z))} \quad (3.56)$$

Pero:  $Z_0 = \frac{E_0^i}{H_0^i}$

Entonces:

$$Z(z) = Z_0 \frac{1 + \rho(z)}{1 - \rho(z)} \quad (3.57)$$

En términos de la impedancia normalizada:

$$z(z) = 1 \frac{1 + \rho(z)}{1 - \rho(z)} = \frac{1 + \rho(0)e^{j2K_g Z}}{1 - \rho(0)e^{j2K_g Z}} \quad (3.58)$$

Si la dirección de Z es positiva del generador hacia la carga tenemos:

$$z(z) = \frac{1 + \left(\frac{z_L - 1}{z_L + 1}\right)e^{j2K_g Z}}{1 - \left(\frac{z_L - 1}{z_L + 1}\right)e^{j2K_g Z}} = \frac{z_L - j \tan K_g Z}{1 - j z_L \tan K_g Z} \quad (3.59)$$

Si la dirección de Z es positiva de la carga hacia el generador tenemos:

$$z(z) = \frac{z_L + j \tan K_g Z}{1 + j z_L \tan K_g Z} \quad (3.60)$$

$E_{(z)}$  puede tener máximos o mínimos dependiendo del coeficiente de reflexión:

$$|E(z)| = |E_0^i| |1 + \rho(z)| \quad (3.61)$$

Podemos observar en la figura 3.5 los posibles valores de  $E(z)$ :

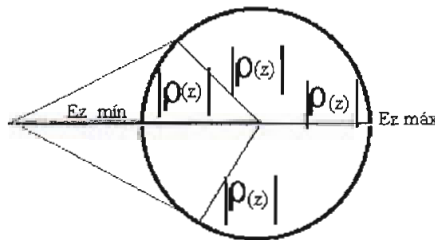


Figura 3. 5

La relación de onda estacionaria "S" es :

$$S = \frac{|E_z|_{\text{máx}}}{|E_z|_{\text{mín}}} = \frac{E_0^i (1 + |\rho(z)|)}{E_0^i (1 - |\rho(z)|)} = \frac{1 + |\rho(0)|}{1 - |\rho(0)|} \quad (3.62)$$

### 3.1.9 POTENCIA TRANSMITIDA EN UNA GUIA DE ONDA.

La potencia efectiva transmitida es:

$$P_T = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S \bar{E} \times \bar{H}^* \cdot d\bar{a} \quad (3.63)$$

Para el modo "TE<sub>mn</sub>" en una guía rectangular:

$$\bar{H} = H_x \bar{a}_x + H_y \bar{a}_y + H_z \bar{a}_z \quad (3.64)$$

$$\bar{E} = E_x \bar{a}_x + E_y \bar{a}_y \quad (3.65)$$

Por lo tanto la potencia transmitida es:

$$P_T = \frac{1}{2} \int_S |E_{Tn}| |H_{Tn}^*| dx dy = \frac{1}{2} \int_S \frac{|E_{Tn}|^2}{Z_{TE}} dx dy \quad (3.66)$$

Se puede decir que la potencia transmitida en una guía de onda se da por las componentes transversales de onda.

Como ejemplo en una guía de onda rectangular con propagación en modo TE<sub>10</sub> se tiene:

$$P_T = \frac{E_{Y\text{máx}}^2 * a * b}{4 * Z_{TE_{10}}} = \frac{E_{Y\text{máx}}^2 * a * b}{4 * \frac{\eta \lambda_{g\text{diel}}}{\lambda_0}} \quad (3.67)$$

Donde  $E_{Y\text{máx}}^2$  es la máxima intensidad eléctrica

**Para el modo TM<sub>mn</sub>:**

$$P_T = \frac{1}{2} \int_S \frac{|E_{Tn}|^2}{Z_{TM}} \quad (3.68)$$

La potencia transmitida en una guía de onda no acoplada es:

$$P_T' = P_T (1 - |\rho|^2) \quad (3.69)$$

Donde  $\rho$  es el coeficiente de reflexión.

### 3.1.10 ATENUACION EN GUIAS DE ONDA

#### 3.1.10.1 ATENUACIÓN DEL CONDUCTOR:

En la guía de onda se considera que sus paredes son conductores perfectos, además que el material dieléctrico de su interior carecía de pérdidas.

Se dijo que para frecuencias mayores que la frecuencia de corte "fc", la constante de propagación " $\gamma$ " es imaginaria porque la constante de corte es menor que la constante de fase y la onda se propaga sin atenuación.

En la realidad no ocurre así, existen pérdidas porque las paredes no son conductores perfectos existiendo una conductividad finita en las paredes.

Se considera el análisis para pérdidas pequeñas en donde las paredes con su conductividad influyen poco en el campo dentro de la guía, así el campo magnético tangencial a la pared dependa ligeramente de la conductividad de las paredes, de manera que la intensidad del campo magnético tangencial antes calculado sirve para determinar la densidad de corriente lineal en las paredes que elevada al cuadrado y multiplicada por la resistencia superficial efectiva en las paredes nos da la pérdida de potencia real por unidad de área en ellas.

La configuración del campo magnético y eléctrico en una guía de onda par el modo TE<sub>10</sub> se muestra en la siguiente figura 3.6.

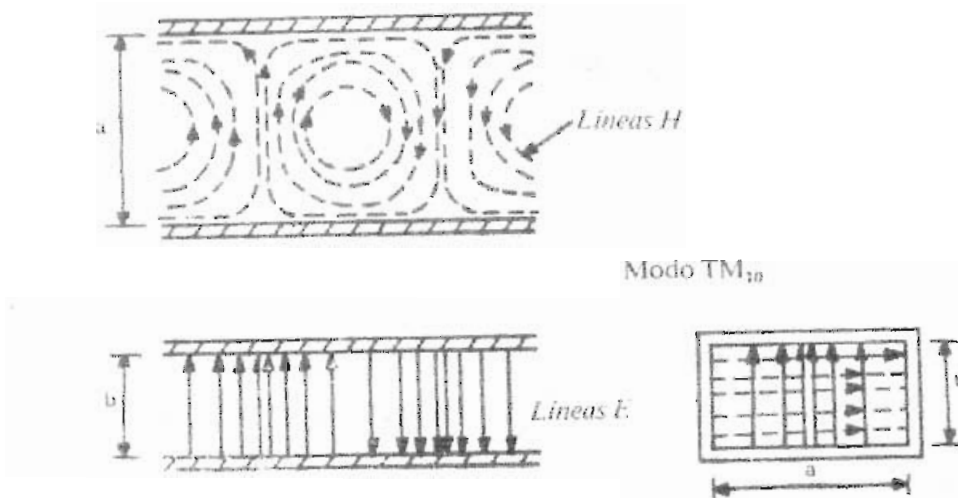


Figura 3.6

El factor de atenuación “ $\alpha$ ” es:

$$\alpha = (\text{Potencia perdida por unidad de longitud}) / (2 * \text{Potencia total transmitida}) \quad (3.70)$$

La potencia transmitida en una guía de onda en modo TE<sub>10</sub> es integrando la componente en “Z” del vector de Poynting sobre la sección transversal de la guía (que es el ancho en “x” y el alto en “y”), para el modo dominante es:

$$P_T = -\frac{1}{2} \int_S \left( \frac{|E_{Tn}|^2}{Z_{TE10}} \right) dx dy = \frac{(w\mu)^2}{4Z_{TE10}} \int_0^a \int_0^b H_0^2 \text{Cos}^2 \left( \frac{\pi}{a} x \right) dx dy \quad (3.71)$$

$$P_T = \frac{E_V^2 \text{máx} ab}{4Z_{TE10}} = \frac{w\mu H_0^2 ab K_g}{4K_C^2} \quad (3.72)$$

La pérdida de potencia por unidad de longitud de la guía es:

$$P_P = \frac{R_S}{2} \int_S |H_{\text{tang}}|^2 da \quad (3.73)$$

$$P_P = P_{\text{paredes lateral}} + P_{\text{paredes superior e inferior}} \quad (3.74)$$

La pérdidas en las paredes superior e inferior es:

$$P_{\text{plal}} = \left( \frac{R_S}{2} \right) \left( \int_0^b \int_0^1 |H_Z \downarrow_{x=0}|^2 dy dz + \int_0^b \int_0^1 |H_Z \downarrow_{x=a}|^2 dy dz \right) \quad (3.75)$$

$$P_{\text{psupeinf}} = \left( \frac{R_S}{2} \right) \left( \int_0^a \int_0^1 |H_Z \downarrow_{y=b}|^2 dx dz + \int_0^a \int_0^1 |H_X \downarrow_{y=b}|^2 dx dz \right) +$$

$$\left( \frac{R_S}{2} \right) \left( \int_0^a \int_0^1 |H_Z \downarrow_{y=0}|^2 dx dz + \int_0^a \int_0^1 |H_X \downarrow_{y=0}|^2 dx dz \right) \quad (3.76)$$

Integrando las pérdidas laterales y las pérdidas superior e inferior, tenemos la pérdida total:

$$P_L = \frac{R_S H_0^2 a K_0^2}{2K_C^2} \left( 1 + \frac{2b}{a} \left( \frac{K_c}{K_0} \right)^2 \right) \quad (3.77)$$

(Esta es la pérdida en Watts por unidad de longitud).

Por tanto la atenuación es:  $\alpha_c = \frac{P_p}{P_T}$ , entonces:

$$\alpha_c = \frac{\frac{R_s H_0^2 a K_0^2}{2K_c^2} \left( 1 + \frac{2b}{a} \left( \frac{K_c}{K_0} \right)^2 \right)}{\frac{w \mu H_0^2 a b K_g}{4K_c^2}} \quad (3.78)$$

$$\alpha_{cTE10} = \frac{R_s \left( 1 + \frac{2b}{a} \left( \frac{f_c}{f} \right)^2 \right)}{b \eta \sqrt{1 - \left( \frac{f_c}{f} \right)^2}} \left( \frac{\text{Neper}}{\text{Unidad de longitud}} \right) \quad (3.79)$$

La atenuación para el modo "TE<sub>mn</sub>" con  $m \neq 0, n \neq 0$ , es:

$$\alpha_{cTEmn} = \frac{2R_s}{b \eta \sqrt{1 - \left( \frac{f_c}{f} \right)^2}} \left( \left( 1 + \frac{b}{a} \right) \left( \frac{f_c}{f} \right)^2 + \left( 1 + \left( \frac{f_c}{f} \right)^2 \left( \frac{\frac{b}{a} \left( \frac{bm^2}{a} + n^2 \right)}{\frac{b^2 m^2}{a^2} + n^2} \right) \right) \right) \left( \frac{\text{Neper}}{p.u.} \right) \quad (3.80)$$

Para el modo TE<sub>10</sub> no es de reemplazar a  $m=1$  y  $n=0$ , pues el análisis es diferente ya que se toma en cuenta las componentes magnéticas en "x", "y" y "z".

En una guía de onda cilíndrica, la atenuación es:

$$\alpha_{cTnm} = \frac{R_s}{a \eta \sqrt{1 - \left( \frac{f_c}{f} \right)^2}} \left( \left( \frac{f_c}{f} \right)^2 + \frac{n^2}{\lambda_{nm}^2 - n^2} \right) \left( \frac{\text{Neper}}{p.u.} \right) \quad (3.81)$$

Para una guía de onda, la atenuación en modo "TM<sub>mn</sub>", con  $m \neq 0, n \neq 0$ , es:

$$\alpha_{cTmnm} = \frac{2R_s}{b \eta \sqrt{1 - \left( \frac{f_c}{f} \right)^2}} \left( \frac{m^2 \left( \frac{b}{a} \right)^3 + n^2}{m^2 \left( \frac{b}{a} \right)^2 + n^2} \right) \left( \frac{\text{Neper}}{p.u.} \right) \quad (3.82)$$



Para una onda cilíndrica la atenuación con modo "TM mn", es:

$$\alpha_{C_{TMmn}} = \frac{R_s}{a\eta\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \left( \frac{\text{Neper}}{\text{p.u.}} \right) \quad (3.83)$$

### 3.1.10.2 ATENUACIÓN POR EL DIELECTRICO

En un dieléctrico con pérdidas, su permitividad es compleja del tipo:  $\epsilon_{diel} = \epsilon_0(\epsilon_r' - j\epsilon_r'')$ , la componente imaginaria es la que representa las pérdidas, un buen dieléctrico sería si:  $\epsilon_r'' \llll \epsilon_r'$ , por tanto su tangente de pérdidas es bastante menor que 1, es decir:  $\text{tang} \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'} \llll 1$ .

Para encontrar la atenuación de un dieléctrico se parte de la constante de fase en un dieléctrico cualesquiera(3. 31):

$$K_{gdiel} = \sqrt{w^2\mu\epsilon_0(\epsilon_r' - j\epsilon_r'') - K_C^2}$$

Separando la parte real y la Imaginaria:

$$K_{gdiel} = \sqrt{w^2\mu\epsilon_0\epsilon_r' - K_C^2 - jw^2\mu\epsilon_0\epsilon_r''}$$

$$K_{gdiel} = \sqrt{(w^2\mu\epsilon_0\epsilon_r' - K_C^2)} \left( 1 - j \frac{w^2\mu\epsilon_0\epsilon_r''}{w^2\mu\epsilon_0\epsilon_r' - K_C^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

La parte imaginaria es menor que uno de manera significativa que se puede realizar la siguiente aproximación matemática:

$$\left( 1 - j \frac{w^2\mu\epsilon_0\epsilon_r''}{w^2\mu\epsilon_0\epsilon_r' - K_C^2} \right)^{\frac{1}{2}} = 1 - \frac{1}{2} \left( j \frac{w^2\mu\epsilon_0\epsilon_r''}{w^2\mu\epsilon_0\epsilon_r' - K_C^2} \right) \quad (3.84)$$

Entonces la constante de fase para un dieléctrico es:

$$K_{gdiel} = \sqrt{w^2\mu\epsilon_0\epsilon_r' - K_C^2} - j \frac{w^2\mu\epsilon_0\epsilon_r''}{2\sqrt{(w^2\mu\epsilon_0\epsilon_r' - K_C^2)}} \quad (3.85)$$

Se dijo que la parte imaginaria corresponde a las pérdidas por el dieléctrico, por tanto:

$$\alpha_{diel} = \frac{w^2 \mu \epsilon_0 \epsilon_r''}{2 \sqrt{w^2 \mu \epsilon_0 \epsilon_r' - K_C^2}} \left( \frac{Neper}{longitud} \right) \quad (3.86)$$

La constante de permeabilidad  $\mu$  se puede considerar  $\mu_0$  para todos los materiales a excepción de los ferromagnéticos.

### 3.1.10.3 ATENUACIÓN TOTAL:

La atenuación total es la suma de la atenuación del conductor de la guía de onda mas la atenuación por el dieléctrico.

$$\alpha_{total} = \alpha_C + \alpha_{gdiel} \quad (3.87)$$

### 3.1.11 BANDA DE TRANSMISION DE UNA GUIA DE ONDA

Las dimensiones de una guía de onda nos da los modos superiores que se pueden propagar.

MODO DOMINANTE. - Corresponde al modo de menor frecuencia de corte de una guía de onda, ejemplo en la guía rectangular, entonces de la fórmula (3.21):

$$f_c = \frac{1}{2\pi \sqrt{\mu \epsilon_0 \epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (3.88)$$

donde  $a > b$

El modo dominante rectangular corresponde al modo TE<sub>10</sub> pues tengo la menor frecuencia de corte, el modo TE<sub>00</sub> no existe pues "m" y "n" no pueden ser cero simultáneamente.

Dentro de la banda de transmisión tengo la frecuencia inferior que es:

$$f_i = 1.25 f_{corte} \quad (3.89)$$

No puede ser  $f = f_c$  porque no existiría propagación ya que la constante de fase sería cero, además la atenuación es muy grande a la frecuencia de corte, por ello se pone límite inferior.

$$\text{La frecuencia superior es: } f_s = 0.95 f_{cmsi} \quad (3.90)$$

Donde  $f_{cmsi}$  es la frecuencia de corte del modo superior inmediato, esto tiene que ver con las dimensiones que tenga la guía de onda rectangular.

La relación de la frecuencia de corte del modo superior " $f_{cms}$ " y la frecuencia de corte del modo dominante " $f_{cmd}$ " nos da la frecuencia de corte relativa.

La frecuencia de corte del modo dominante es:  $f_{cmd} = \frac{1}{2\sqrt{\mu\epsilon} * a}$  (3.91),

la frecuencia de corte del modo superior es:  $f_{cns} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$  (3.92)

Relacionando las dos frecuencias anteriores resulta la frecuencia de corte relativa:

$$f_{Crel} = \frac{f_{cns}}{f_{cmd}} = \sqrt{(m)^2 + n^2 \left[\frac{a}{b}\right]^2} \quad (3.93)$$

En la siguiente tabla, tenemos las frecuencias de corte relativa para los diferentes modos y la relación de dimensiones de la guía de onda rectangular:

m	n	frecuencia de corte relativa			
		Relación de dimensiones a/b			
		1	(4/3)	2	4
1	0	1	1	1	1
0	1	1	1.33	2	4
1	1	1.41	1.66	2.236	4.13
1	2	2.236	2.85	4.12	8.04
2	0	2	2	2	2
0	2	2	2.67	4	8
2	1	2.23	2.4	2.85	4.47

En la figura 3.7, se muestra gráficamente

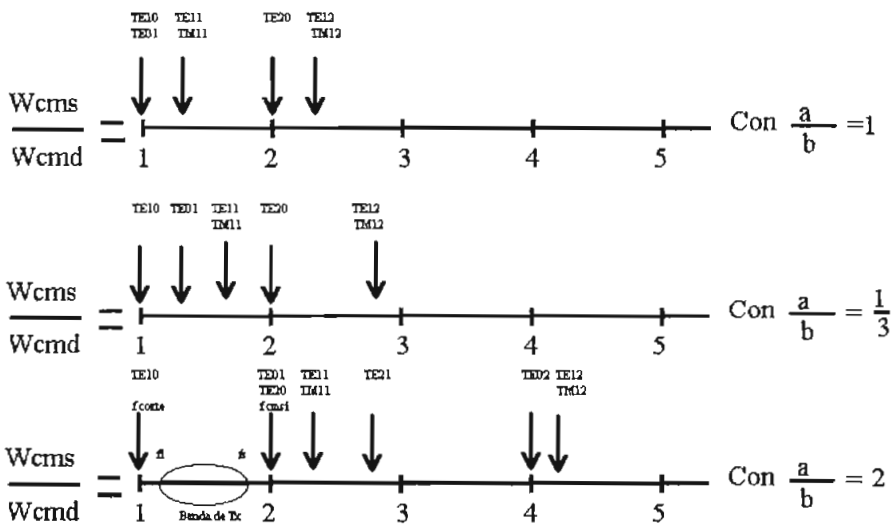


Figura 3.7

### 3.2 CALENTAMIENTO EN UN CAMPO ESTACIONARIO

La siguiente manera de calentamiento a analizar es cuando la carga se encuentra en una cavidad resonante en donde existe el campo electromagnético estacionario que como se mencionó se encuentra herméticamente cerrado por lo cual el campo no se irradia al exterior.

Este tipo de cavidades es aplicado fundamentalmente en los hornos de microondas convencionales, se estudiará como se forma el campo en su interior así como sus características principales como su frecuencia de resonancia, factor de calidad, acoplamiento, etc.

En la sección anterior se dijo que cuando una sección de la guía de onda se cortocircuita en el extremo de carga,  $Z_L=0$  y  $Z_{in}=j Z_0 \tan (K_g l)$  que si:  $l < \frac{\lambda_g}{4}$  es Inductiva o si:  $\frac{\lambda_g}{4} < l < \frac{\lambda_g}{2}$  es capacitiva la impedancia.

La sección cortocircuitada se puede emplear como inductancia o capacitancia por medio de la elección adecuada de su longitud.

Si en un extremo logramos formar un cortocircuito con una Inductancia igual a :

$$B_L = Y_0 \cot(K_g l_1) \quad (3.94)$$

y en el otro extremo para que entre en resonancia L- C se requiere una susceptancia capacitiva de:

$$B_C = -B_L \quad (3.95)$$

que se puede lograr con el otro cortocircuito en el otro extremo de la guía en " $l_2$ ".

Entonces:

$$B_C = -Y_0 \cot(K_g l_1) = Y_0 \cot(\pi - K_g l_1) = Y_0 \cot(K_g l_2) \quad (3.96)$$

$$K_g l_2 = \pi - K_g l_1$$

Por lo tanto:

$$K_g (l_1 + l_2) = \pi \Rightarrow (l_1 + l_2) = \frac{\lambda_g}{2} \quad (3.97)$$

Podemos concluir que si a una guía de onda con longitud  $\frac{\lambda_g}{2}$  o un múltiplo de este

$z = (2n + 1) \frac{\lambda_g}{2}$ , se cortocircuita en sus extremos la estructura se comporta como circuito resonante a la frecuencia para la cual su longitud es

$$z = (2n + 1) \frac{\lambda_g}{2} \quad (3.98)$$

siendo  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Es decir, la longitud de "d" debe ser:

$$d = p \frac{\lambda_g}{2} \quad (3.99)$$

donde "p" indica cuantas veces  $\frac{\lambda_g}{2}$  está contenido en "d".

### 3.2.1 RESONADOR DE GUIA DE ONDA RECTANGULAR.

Como se mencionó la longitud de la guía de onda es "d" y las paredes de cortocircuito están en  $Z=0$  y en  $Z= d$ .

El campo en su interior en su sentido de propagación al tener las placas conductoras formando cortos circuitos en donde se refleja las ondas, produce un campo de ondas estacionario por superposición de la onda incidente y la reflejada .

Entonces la distribución de campo para "H<sub>z</sub>" consiste en dos ondas, una que se desplaza en la dirección +z y la otra en la dirección -z.

"H<sub>z</sub>" puede expresarse como:

$$H_{z_{cav}}(R) = H_i \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-jk_z z} + H_r \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{+jk_z z} \quad (3.100)$$

Entonces, H<sub>z</sub>(r) es la suma de una onda incidente mas una onda reflejada.

Por las condiciones de borde H<sub>normal</sub>=0 en cualesquier superficie conductora.

Como H<sub>z</sub> es normal en las paredes conductoras, H<sub>Ztotal</sub> = 0 en z=0 y en z= d.

Demostraremos que d es múltiplo de  $\frac{\lambda_g}{2}$  tomando las condiciones de borde en la

función generatriz.

En z=0:

$$0 = H_i \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) + H_r \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \quad (3.101)$$

Entonces:

$$H_i = -H_r \quad (3.102)$$

Para z =d:

$$0 = H_i \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-jk_z d} - H_i \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{+jk_z d} \quad (3.103)$$

$$0 = H_i \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \left(e^{-jK_g z} - e^{+jK_g z}\right) \quad (3.104)$$

$$-2jH_i \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \text{Sen}K_g d = 0 \quad (3.105)$$

$$\Rightarrow K_g d = p\pi; p = 1, 2, 3, 4, \dots \quad (3.106)$$

$$K_g = \frac{p\pi}{d} \quad (3.107)$$

Entonces la función generatriz será:

$$H_{z_{cav}}(T) = H_0 \cos\left[\frac{m\pi}{a} x\right] \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \text{Sen}\left(\frac{p\pi}{d} z\right) \quad (3.108)$$

Lo anterior en el modo "TE<sub>mnp</sub>"

Las componentes transversales son idénticas a las guías de onda en modo TE.(3. 8) y (3.9):

$$\bar{H}_{Tn} = \frac{1}{K_C^2} \frac{d}{dz} \nabla_T H_{z_{cav}}$$

$$\bar{E}_{Tn} = \frac{j\omega\mu}{K_C^2} \bar{a}_z \times \nabla_T H_{z_{cav}}$$

En la figura 3.8, se observa las dimensiones de una guía rectangular:

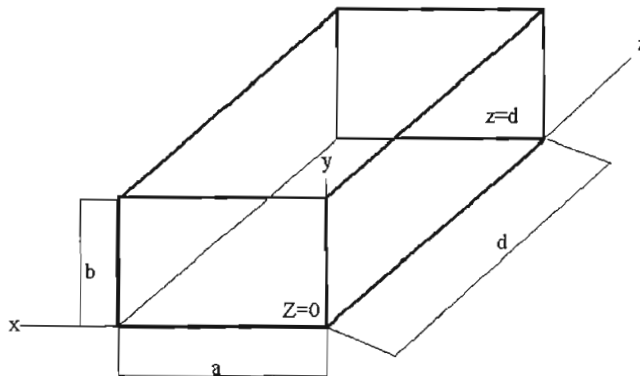


Figura 3.8

La frecuencia de resonancia se obtiene a partir de:

$$K_g^2 = \left( \frac{p\pi}{d} \right)^2 \quad (3.109)$$

como:

$$K_g^2 = K_0^2 - K_C^2 \quad (3.110)$$

entonces:

$$\left( \frac{p\pi}{d} \right)^2 = \omega_0^2 \mu \epsilon - K_C^2 \quad (3.111)$$

Con lo cual , la frecuencia de resonancia es:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{K_C^2 + \left( \frac{p\pi}{d} \right)^2} \quad (3.112)$$

Recordando que, en una cavidad rectangular,  $K_C^2 = \left( \frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{b} \right)^2$  para los modos "TE<sub>mnp</sub>" y "TM<sub>mnp</sub>"

Si es una cavidad cilíndrica:  $K_C^2 = \left( \frac{\lambda'_{nm}}{a} \right)^2$  para el modo "TE<sub>mnp</sub>"

$$K_C^2 = \left( \frac{\lambda_{nm}}{a} \right)^2 \quad \text{para el modo "TM}_{mnp}$$

### 3.2.2 FACTOR DE CALIDAD "Q"

Se define al factor de calidad como la relación de energía almacenada<sup>16</sup> sobre la energía perdida por período.

$$Q = \omega_0 \frac{\text{Energía máx almacenada}}{\text{Potencia Perdida}} \quad (3.113)$$

En una guía de onda la energía almacenada se encuentra oscilando entre el campo eléctrico **E** y el campo magnético **H** en un intervalo de cuarto de período que mientras el uno pasa por cero, el otro alcanza el máximo, es decir existe un desfase de 90°.

La energía almacenada en el campo eléctrico es:

$$W_E = \frac{\epsilon}{2} \int_V |E_T|^2 dV \quad (3.114)$$

La energía almacenada en el campo magnético es:

$$W_M = \frac{\mu}{2} \int_V |H_T|^2 dV \quad (3.115)$$

La energía perdida se da por la corriente superficial :

$$P_P = \frac{Rs}{2} \int_S |H_{TAN}|^2 da \quad (3.116)$$

El factor de calidad entonces es:

$$Q = \frac{\frac{\epsilon}{2} \int_V |E_T|^2 dV}{\frac{Rs}{2} \int_S |H_{TAN}|^2 da} = \frac{\frac{\mu}{2} \int_V |H_T|^2 dV}{\frac{Rs}{2} \int_S |H_{TAN}|^2 da} \quad (3.117)$$

De manera de ejemplo se analiza para el modo "TE<sub>101</sub>".

Su función generatriz será:

$$H_z(T) = H_0 \cos\left(\frac{\pi}{a} x\right) \text{Sen}\left(\frac{\pi}{d} z\right) \quad (3.118)$$

$$H_{x101} = \frac{-a}{d} H_0 \text{Sen}\left(\frac{\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{\pi}{d} z\right) \quad (3.119)$$

$$E_{y101} = \frac{-j\omega\mu a}{\pi} H_0 \text{Sen}\left(\frac{\pi}{a} x\right) \text{Sen}\left(\frac{\pi}{d} z\right) \quad (3.120)$$

La energía almacenada en el campo eléctrico será:

$$W_E = \frac{\epsilon}{2} \int_0^a \int_0^b \int_0^d \frac{\omega^2 \mu^2 a^2}{\pi^2} H_0^2 \text{Sen}^2\left(\frac{\pi}{a} x\right) \text{Sen}^2\left(\frac{\pi}{d} z\right) dx dy dz \quad (3.121)$$

Integrando resulta:

$$W_E = \frac{\omega^2 \mu^2 \epsilon a^2}{8\pi^2} H_0^2 (abd) \quad (3.122)$$

La energía almacenada en el campo magnético será:

$$W_M = \frac{\mu}{2} \int_0^a \int_0^b \int_0^d |H_z^2 + H_x^2| dx dy dz \quad (3.123)$$

Reemplazando términos y realizando la integración de volumen, resulta:

$$W_M = \frac{H_0^2 \mu ab}{8d} (a^2 + d^2) \quad (3.124)$$



Por otra parte la potencia perdida es causada por las corrientes originadas en la superficie de la cavidad, provocada por la componente del campo magnético tangencial a dicha superficie con las correspondientes condiciones de borde.

$$\begin{aligned}
 P_p = & \frac{Rs}{2} \left( \int_0^a \int_0^d |H_z \downarrow_{y=0}|^2 dx dz + \int_0^a \int_0^d |H_z \downarrow_{y=b}|^2 dx dz + \int_0^b \int_0^d |H_z \downarrow_{x=0}|^2 dy dz \right) \\
 & + \frac{Rs}{2} \left( \int_0^b \int_0^d |H_z \downarrow_{x=a}|^2 dy dz + \int_0^a \int_0^d |H_x \downarrow_{y=0}|^2 dx dz + \int_0^a \int_0^d |H_x \downarrow_{y=b}|^2 dx dz \right) \\
 & + \frac{Rs}{2} \left( \int_0^a \int_0^b |H_x \downarrow_{z=0}|^2 dx dy + \int_0^a \int_0^b |H_x \downarrow_{z=d}|^2 dx dy \right) \quad (3.125)
 \end{aligned}$$

Integrando resulta:

$$P_p = \frac{RsH_0^2}{2} \left( \frac{ab}{2} + bd + \frac{ad}{2} + ab \right) \quad (3.126)$$

El factor de calidad resulta:

$$Q = \frac{abd(a^2 + d^2)}{\delta(a^3d + ad^3 + 2a^3b + 2bd^3)} \quad (3.127)$$

Se puede utilizar un factor de calidad aproximado que es do veces el volumen de la cavidad dividido para la profundidad de penetración por la superficie lateral de todas las paredes:

$$Q = \frac{2V_{cavidad}}{\delta S_{lateraldehsparedes}} \quad (3.128)$$

La profundidad de penetración será:

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}} \quad (3.129)$$

Donde:

$\sigma$  es la conductividad del metal.

Las pérdidas de potencia en la carga es muy complicado de encontrar en forma analítica, para ello se hacen aproximaciones que, si bien están sujetas a errores, es una referencia aceptada.

Método aproximado. – La energía y las pérdidas se integra sobre un mismo volumen, de manera que el factor de pérdidas del dieléctrico es:

$$Q_{diel} = \frac{1}{\tan \delta} \quad (3.130)$$

Donde:

$\tan \delta$  es la tangente de pérdidas del material.

### 3.3 CALENTAMIENTO POR RADIACION.

#### 3.3.1 Conceptos generales:

Una antena puede definirse como un elemento metálico capaz de emitir y recibir simultáneamente ondas electromagnéticas que actúa como un transductor dentro de un sistema de transmisión.

La antena emplea: El voltaje y la corriente de una línea de transmisión o los campos **E** y **H** de una guía de onda para producir un frente de onda electromagnético en el medio externo.

Existen gran variedad de antenas como la antena dipolar, el radiador de bocina, el espiral, el monopolo, así como el arreglo de antenas. cada una con sus características propias.

#### 3.3.2 PARAMETROS DE UNA ANTENA:

Los parámetros más importantes de una antena son: Impedancia, Diagrama de radiación, Ganancia, Polarización, Relación frente atrás, rendimiento, Ancho de banda.

3.3.2.1 IMPEDANCIA: La antena presenta un valor de impedancia compleja:

$$Z_A = R_A \pm jX_A \quad (3.131)$$

Si se habla de una antena resonante el valor de  $Z_A$  es solamente resistiva, ejemplo en una antena dipolo de  $\lambda/2$  tiene una impedancia de  $75\Omega$ .

3.3.2.2 DIAGRAMA DE RADIACION. – Es la forma en que la antena irradia las ondas electromagnéticas.

Utilizando un medidor de campo eléctrico a distintos grados, se realiza un mapa que refleja el lóbulo de radiación en función al campo eléctrico o de su potencia.

3.3.2.3 GANANCIA. - Es una medida de la concentración de la densidad de potencia en el frente de onda radiado en una dirección determinada.

La ganancia se compara con una antena isotrópica en la cual la radiación es en todas las direcciones teniendo una ganancia de uno.

La ganancia está definida por:

$$G_x \cong \frac{\text{Intensidad radiación antena } X}{\text{Intensidad radiación antena patrón.}} \quad (3.132)$$

Si:

$$G_x = \frac{E_{AX}}{E_{Apatrón}} \rightarrow 20 \log G_x \quad (3.133)$$

$$G_x = \frac{P_{AX}}{P_{Apatrón}} \rightarrow 10 \log G_x \quad (3.134)$$

3.3.2.4 POLARIZACIÓN. La polarización de una antena es la dirección del campo  $E$  transmitido o recibido de una antena. Así si es polarización vertical, el campo eléctrico esta perpendicular al nivel de referencia, la polarización Horizontal en donde el vector del campo eléctrico es paralelo al nivel de referencia, esto en polarización lineal pero existe también la polarización circular y elíptica.

3.3.2.5 RELACION FRENTE ATRÁS. – Es aplicado a antenas directivas, cuanto más irradia el lóbulo principal con respecto al secundario, es necesario identificar que no es ganancia, esta relación viene especificada en manuales.

3.3.2.6 RENDIMIENTO. - El rendimiento o eficiencia es:

$$\text{En transmisión: } \eta = \frac{\text{PotenciaRadiada}}{\text{PotenciaSuministrada}} \quad (3.135)$$

$$\text{En Recepción: } \eta = \frac{\text{PotenciaQueSeSuministraAl Receptor}}{\text{PotenciaCaptada}} \quad (3.136)$$

3.3.2.7 DIRECTIVIDAD. - Es el producto de el rendimiento por la ganancia.

3.3.2.8 ANCHO DE BANDA. - Es el rango de frecuencia dentro del cual la antena opera en forma correcta.

3.3.2.9 ANCHO DEL HAZ . – Es la separación angular entre los dos puntos de media potencia en el lóbulo principal del patrón de radiación del plano de la antena.

3.3.2.10 AREA EFECTIVA DE LA ANTENA . – Este parámetro guarda relación con la apertura de antena parabólica, SU FÓRMULA ES:

$$A_{ef} = \frac{G\lambda^2}{4\pi} \quad (3.137)$$

3.3.2.11. – DENSIDAD DE POTENCIA "S". – Se refiere ala relación entre la potencia transmitida y el área.

$$S = P / A \quad (3.138)$$

### 3.3.3 TIPOS DE ANTENAS

3.3.3.1 ANTENA ISOTROPICA. -

Es cuando desde su punto de transmisión, el campo se irradia hacia todas las direcciones con igual magnitud formando una esfera.

En este caso su densidad de potencia es:

$$S = \frac{\text{Potencia}}{\text{area}} = \frac{P}{4\pi r^2} \quad (3.139)$$

“S” en función del campo eléctrico “E” será:  $S = \frac{E^2}{Z_{\text{medio}}} \quad (3.140)$

en el caso del aire :  $Z_{\text{medio}} = 120\pi$

La relación entre la potencia y el campo eléctrico es:

$$E = \frac{\sqrt{30P_T}}{r} \quad (\text{V/m}) \quad (3.141)$$

Su ganancia es la unidad

### 3.3.3.2 . **ANTENA REFLECTORA PARABOLICA<sup>17</sup>.**

Las antenas parabólica tienen una ganancia y una directividad altas, esta conformada de dos partes: un reflector parabólico y un elemento activo de alimentación que irradia las ondas electromagnéticas hacia el reflector. El reflector es un dispositivo pasivo que solo refleja la energía irradiada por el mecanismo de alimentación en una emisión del frente de onda en fase y además concentrada y direccionada

#### 3.3.3.2.1 **PRINCIPIOS BASICOS DE DISEÑO**

Las antenas que se consideran en esta sección, se usan en sistemas de comunicación, en las cuales se necesita un alto valor de ganancia. Para nuestro caso se utiliza como el instrumento por el cual el campo electromagnético se propague de manera uniforme hacia el material a calentar.

Se mencionó que la antena parabólica básica tiene dos componentes: un alimentador relativamente pequeño y una gran superficie reflectora. Se analiza los reflectores que usan las proximidades de las parábolas, las cuales satisfacen varias aplicaciones diferentes, los fundamentos de su diseño son de importancia mayúscula.

La ventaja básica de la antena con reflector, sobre los otros tipos de antenas conocidos, es que su ganancia es muy superior.

**3.3.3.2.2 OPTICA GEOMÉTRICA DEL REFLECTOR.** – La antena con reflector ofrece una oportunidad para la aplicación de la óptica geométrica a problemas de antenas. El alimentador de la antena puede ser considerada como una fuente punto, que produce un frente de onda esférico. Este frente de onda después de reflejarse, se convierte en una onda plana.

Para el caso de una parábola, con punto focal en el origen, el reflector "R" se define por:  $\left(\tan^2 \frac{\theta}{2} - 1\right)\bar{i} + \left(2\tan \frac{\theta}{2}\right)\bar{j}$  ( 3.142).

donde "i" y "j" son vectores unitarios sobre los ejes "X" y "Y" respectivamente.

La normal "n" es:  $\left(\cos^2 \frac{\theta}{2}\right)\bar{i} - \left(\sin^2 \frac{\theta}{2}\right)\bar{j}$  ( 3.143),

Por lo tanto el frente de onda cero es:  $Y = 2 \sec \frac{\theta}{2} \left[ \left(\cos \frac{\theta}{2}\right)\bar{i} + \left(\sin \frac{\theta}{2}\right)\bar{j} \right]$  ( 3.144), es

una línea recta .

Esto indica el hecho bien conocido de que el frente de onda reflejado por una parábola es un plano.

Otra forma útil que se puede aplicar al problema de un rayo general reflejado desde una superficie , se obtiene considerando el plano de incidencia, el cual es el plano que contiene el vector incidente y la normal a la superficie. En coordenadas polares, el radio vector  $\rho(\theta)$ , dado en términos del ángulo "θ", se puede relacionar con

el ángulo de incidencia "i", como  $\tan(i) = \frac{\rho'}{\rho}$ , donde  $\rho'$  es la derivada de  $\rho$ . Para poder

indicar la utilidad de esta fórmula, podemos considerar el ejemplo de superficie con un plano de intersección dado por la curva:  $\rho = \sec^n \left(\frac{\theta}{n}\right)$  con la fuente alimentadora en el

origen. Un vector incidente en este plano tiene un ángulo incidente dado por  $i = \left(\frac{\theta}{n}\right)$ .

Ejemplos particulares de esta curva incluyen la línea recta para lo cual " n = 1" y la parábola para lo cual " n = 2" . Usando para " n = 2" se puede obtener los valores de los parámetros relacionados al arco parabólico, como se muestra en la figura 3.9 :

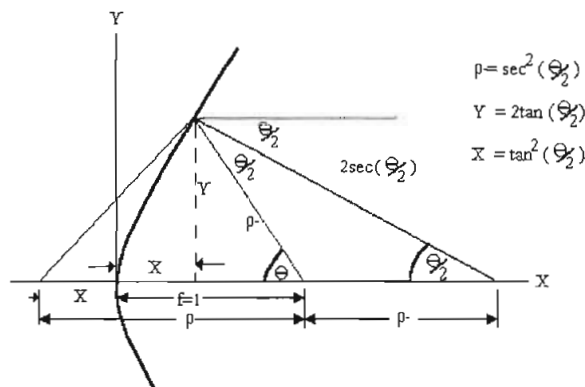


Figura 3.9

La discusión previa se ha enfocado en frentes de onda, para el cual se dan las características de fase de un radiador reflector, se puede hacer un análisis para la amplitud de la señal en la onda reflejada. El flujo del rayo de energía entre dos puntos P1 y P2 se puede evaluar mediante el principio de la conservación de la energía. Si  $\Delta S$  es el área de una superficie que corta el haz de rayos ortogonalmente en P1 y  $\Delta S$  es el área correspondiente a P2, de esta manera la divergencia de la energía se da por:

$$D = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{E_1^2}{E_2^2} = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta S} \quad (3.145)$$

Donde E1 y E2 son los campos en P1 y en P2 respectivamente. Usando esta fórmula, se puede ver que no hay divergencia en un haz de rayos de una onda plana ( $D = 1$ ) y una divergencia de "1/d" para una onda cilíndrica, donde "d" es la distancia desde el punto bajo consideración hasta la línea frente que produce la onda cilíndrica. Para una onda esférica, la divergencia es de "1/d<sup>2</sup>" donde "d" se mide desde la fuente.

Se ha derivado una expresión para la divergencia de energía de una onda reflejada. Se limita a una onda esférica incidente:

$$\frac{1}{D} = \frac{4d_1^2 d_2^2}{\rho_1 \rho_2} + (d_1 + d_2)^2 + 2d_1 d_2 \left( \frac{\text{Sen}^2(\theta_1)}{\rho_2} + \frac{\text{Sen}^2(\theta_2)}{\rho_1} \right) \left( \frac{d_1 + d_2}{\text{Cos}(i)} \right) \quad (3.146)$$

Donde:

"d1" es la distancia desde la fuente al punto reflector.

"d2" es la distancia desde ese punto al punto de observación.

"i" es el ángulo de incidencia.

" $\rho_1; \rho_2$ " y " $\theta_1, \theta_2$ " se relacionan a las direcciones principales en el reflector.

" $\rho_1; \rho_2$ " son los radios de curvatura en esas direcciones.

" $\theta_1, \theta_2$ " son los ángulos entre el rayo incidente y esas direcciones.

Para el paraboloide simple con alimentador en el foco, no se necesita la expresión compleja de arriba, pero en lugar de eso se remarca que para una onda esférica de potencia cae tanto como "1/d<sup>2</sup>", ó como  $\left[ \text{Cos}^4\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]$  (3.147).

Para el cilíndrico parabólico alimentado por una onda cilíndrica, la divergencia es de:  $\left[ \text{Cos}^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]$  (3.148)

### 3.3.3.2.3 REFLECTORES TIPO PARABOLOIDE:

La más útil de las antenas de reflector de alta ganancia usa la superficie paraboloidal, la cual se forma rotando el arco de una parábola sobre la línea que une el vértice y el punto focal. Las relaciones geométricas para este reflector se pueden obtener de la figura anterior, la cual representa una sección de cruce típica a través del reflector en un plano que contiene los ejes "x" y "y".

Los mayores problemas asociados con esta antena reflectora, se relacionan con obtener una combinación entre reflector y alimentador. Si se asume por conveniencia, que el patrón típico del alimentador se puede describir mediante una función coseno del ángulo medido lejos del pico del rayo, se puede encontrar algunas conclusiones generales. La primera es que el reflector no puede interceptar toda la energía del alimentador, aunque puede ser deseable para máxima ganancia. Una segunda consideración, es que para intentar la interceptación de toda esta energía, el tamaño del reflector llega a ser grande, y su porción más extensa, la cual representa un considerable monto del área del reflector, recibe un campo de baja intensidad del alimentador, esto tiende a minimizar la discontinuidad abrupta del campo en los límites del reflector, y así minimiza los lóbulos laterales. Debido a que el tamaño del reflector se limita por el punto de vista del diseño mecánico, es a menudo deseable minimizar las regiones del reflector de baja intensidad. Por lo tanto, se debe alcanzar un compromiso entre el reflector lo suficientemente grande como para ser útil desde el punto de vista mecánico.

En un diseño típico, el tamaño del reflector se escoge para ser tan largo como práctico, el alimentador se diseña para una iluminación eficiente. Normalmente el diseño se basa en obtener tanto la ganancia máxima de la antena, como una reducción de los lóbulos laterales al costo de un ligero decremento en la ganancia. Para máxima ganancia, se ha encontrado que la energía reflejada debe ser distribuida de tal forma que el campo en los límites del reflector es aproximadamente 10 dB más bajos que en el centro, para un buen desempeño sobre los lóbulos laterales, el campo en el límite debería de ser de 20 dB por lo menos.

Se ha encontrado cierta utilidad en el diseño de alimentadores, el empleo de un conjunto de curvas los cuales indicarán el ancho del haz del alimentador necesario para producir la iluminación deseada en el límite para un reflector en particular. Una de las curvas utilizadas es un patrón de alimentación normalizado, figura 3.10

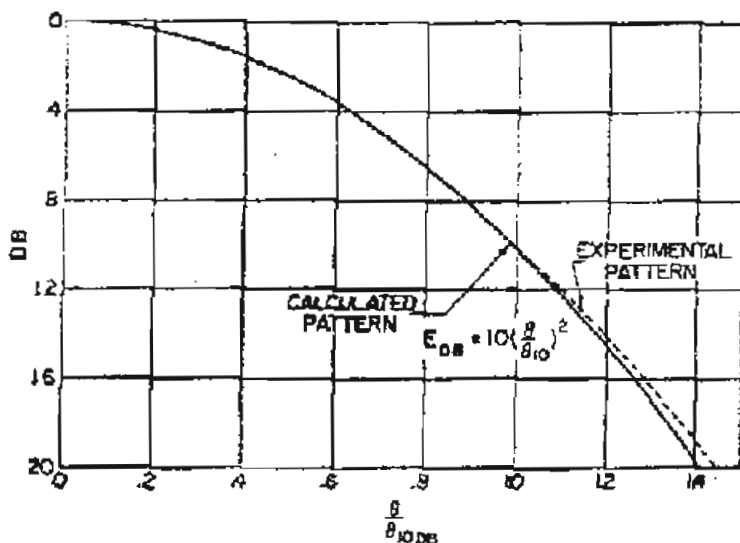


Figura 3.10

Este patrón se obtuvo mediante la comparación de muchos puntos de datos experimentalmente medidos. Se puede aproximar de una forma buena sobre todo a las regiones de baja intensidad de luz por una función cuadrática simple. El ancho del haz en cualquier punto es proporcional a la raíz cuadrada de la lectura en dB en ese punto. Por ejemplo, el ancho del haz se dobla cuando la lectura en dB se incrementa en un factor de 4 .

Esta curva es necesaria debido al hecho de que la información del ancho del haz está normalmente disponible solo a cierto valor particular en dB, tal como 3 o 10 dB , donde, para la aplicación real, uno se interesa en el ancho del haz en los puntos donde los rayos se dirigen a los extremos del reflector.

Para poder relacionar la geometría del reflector con el patrón del ancho del haz, una segunda curva es necesaria. Normalmente, la información disponible en la superficie del reflector paraboloide, es su longitud focal y la dimensión de la apertura, por lo tanto, se puede usar inmediatamente la relación de estas cantidades, designado por: " f/D" . De la información de la figura 3.9, es posible producir una curva que relacione la división "f/D" con el ángulo de alimentación "θ". Esta relación se da gráficamente en la figura 3.11



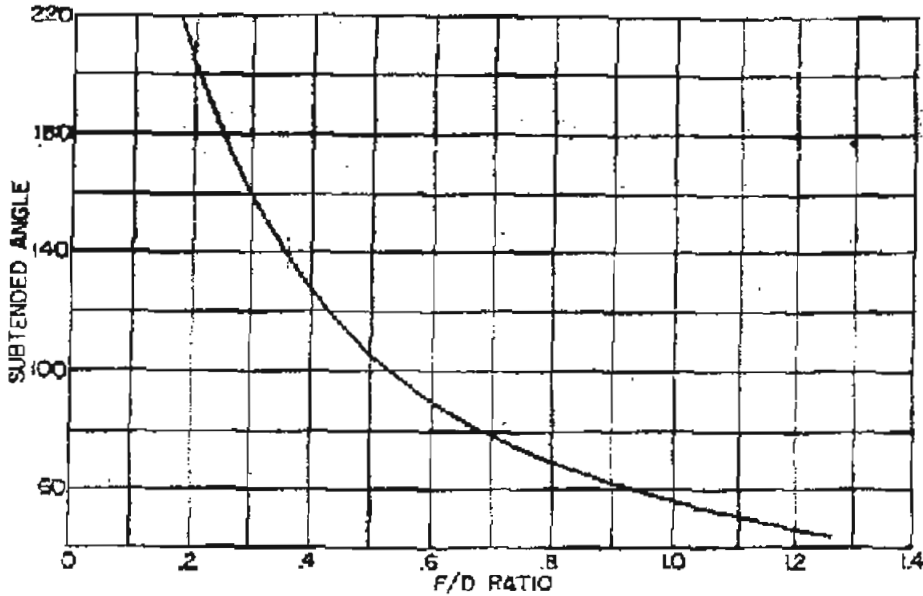


Figura 3.11

Una vez que el ángulo alimentador que corresponde al límite del reflector ha sido determinado, aparentemente es posible utilizar la curva 3.10 directamente para obtener un valor de iluminación en el límite. Sin embargo, un factor adicional debe ser considerado, el factor de divergencia ( $\cos^4(\theta/2)$ ). Esta función puede ser convertida en dB y dibujada en la figura 3.12. Es evidente de la figura 3.12 el factor espacio – atenuación es despreciable para valores pequeños del ángulo del alimentador y llega a ser relativamente grande para valores del ángulo del alimentador en el orden de los 90°.

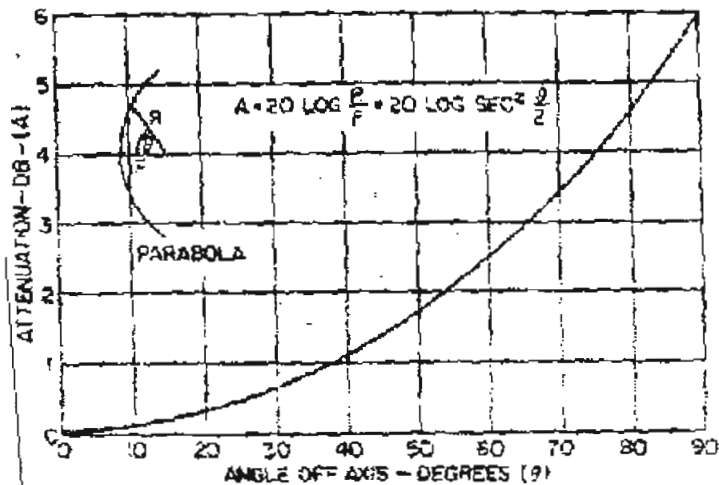


Figura 3.12

A fin de entender el uso de las figuras 3.10 a 3.12, se puede resolver un problema:

Si se requiere que la iluminación en el límite deba ser de 20dB en el reflector cuya relación "f/D" es de 0.5, primero se usa la curva de la figura 3.11 y encuentra que el ángulo total del alimentador es 106°. De la figura 3.12, la atenuación de espacio a este ángulo (53° desde el eje) es de 1.9dB. La iluminación en el límite deseada se puede encontrar notando que la corneta alimentadora debería tener una señal de 18.1dB abajo, a un ángulo de 53° desde el pico del haz, ya que las curvas para el diseño de la corneta alimentadora se dan en términos del ancho de haz de 10dB, es necesario anotar cual ancho de 10 db está asociado con 18.1 dB a 53°. Debido a que, como se dijo anteriormente, la relación del ancho el haz es proporcional a la raíz cuadrada de la relación en dB, el ancho deseado se da por:

$$\left( \frac{10}{18.1} \right)^{\frac{1}{2}} * 53^{\circ} = 39.4^{\circ}$$

Así que el ancho total de 10dB es igual a 78.8°. ( 39.4° + 39.4°)

#### **3.3.3.2.4 INTERACCIÓN ENTRE REFLECTOR Y ALIMENTADOR.**

De las consideraciones anteriores, es evidente que el diseño del reflector no se puede divorciar de la forma absoluta del alimentador. Aún se puede concluir una relación mucho más significativa, cuando se considera la interacción entre ellos. A causa de esta interacción, el alimentador interfiere el patrón de radiación del alimentador y el reflector afecta la precisión de la antena. Un tercer problema de magnitud considerable en los reflectores más pequeños es la contribución de la radiación trasera del alimentador al patrón formado por el reflector. Este efecto tiende a aumentar el nivel del lóbulo lateral del patrón de radiación así como la apertura del reflector se decrementa bajo las 10 longitudes de onda.

El efecto de la corneta en el patrón de radiación de un reflector grande se puede analizar de forma muy simple. La corneta, con su guía de onda asociada, representa un obstáculo en la apertura radiante. El patrón final de radiación se puede mostrar como la apertura no obstruida menos el patrón de la obstrucción. Este análisis simple ha demostrado ser satisfactorio al comparar los resultados muy cercanos con los resultados medidos experimentalmente. debido a que, en general, el diseño del alimentador se determina por consideraciones mecánicas y del razonamiento anterior una minimización en el efecto del bloqueo del alimentador se obtiene solo como el tamaño de la apertura en incrementos de la longitud de onda. Esto se debe al hecho de que la geometría del alimentador depende principalmente en el sector angular del

plato reflector y así se mantiene invariable mientras el tamaño del reflector en longitudes de onda se incrementa. Esto haría notar que la obstrucción del alimentador, esto es, la corneta alimentadora, más la guía de onda, se limita normalmente a un plano simple. El efecto de esta obstrucción en el desempeño del lóbulo lateral es más pronunciada en el plano perpendicular a la obstrucción del alimentador, donde el patrón de obstrucción es muy ancho. En el otro plano, el patrón de obstrucción tiene un ancho de haz mucho más angosto, el cual se aproxima al del reflector, y así es relativamente débil en las regiones donde podría contribuir a un incremento en el nivel del lóbulo lateral.

La discusión anterior de la obstrucción del alimentador, asume que la dimensión de la misma en la dirección de propagación es relativamente pequeña, sin embargo, si esta dimensión llega a ser apreciable, entonces el efecto de esta obstrucción en el patrón del alimentador llega a ser muy complejo y, en casi todos los casos, se encuentra un incremento mayor en el nivel del lóbulo lateral. Experimentalmente se ha determinado que el valor mínimo del nivel del lóbulo lateral se obtiene si la estructura del alimentador en la dirección de propagación es "linealizado en ráfaga". Esto se consigue encerrando todas las partes de la estructura del alimentador con excepción de la corneta alimentadora mínima, en un cilindro delgado, cuya sección de cruce se aproxima a una elipse de relación grande entre los ejes mayor y menor.

El efecto del reflector en la precisión de la corneta alimentadora se puede analizar en una forma simple si se entiende que la mayor parte de la energía reflejada que vuelve al alimentador viene de la región vecina al vértice del reflector. Ya que la onda incidente fue divergente, una gran longitud focal, en longitudes de onda, tendería a minimizar el monto de la señal reflejada que regresa al alimentador. Para un reflector dado, un incremento en la ganancia del alimentador, que corresponde a un incremento en la señal pico comparada con otras señales provenientes de otras direcciones, resultará en una enorme energía incidente sobre el vértice del reflector y por lo tanto, una enorme energía reflejada y un enorme error. De esas consideraciones se puede demostrar que el coeficiente de reflexión introducido por la presencia del paraboloide se da por:

$$\Gamma = \frac{g\lambda}{4\pi f} \quad (3.149)$$

Donde:

"g" es la ganancia del alimentador en la dirección del vértice.

Es de interés determinar el valor real de la longitud focal para un error mínimo si la apertura del reflector y la iluminación se mantienen fijos. Debido a que por una apertura circular la ganancia del alimentador es inversamente proporcional al ancho del haz al cuadrado, se puede reemplazar en la fórmula por el cuadrado de un ángulo el cual exceptuando la atenuación espacial, se relaciona directamente con el ángulo “ $\theta$ ”, sostenido por la apertura en el punto focal ya que el diámetro de la apertura se da por:

$$D = 2 * f * \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.150)$$

Podemos escribir:

$$\Gamma\alpha \frac{\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)}{\theta^2} \quad (3.151)$$

Lo cual indica un valor más pequeño de coeficiente de reflexión para un “ $\theta$ ” más grande, esto es para longitudes focales pequeñas. La mínima reflexión se limita por el valor decrementado de la ganancia del reflector, obtenido cuando se usa un reflector de longitud focal corta.

### 3.3.3.2.5 PARABOLOIDE DE CORTE ASIMÉTRICO. –

A fin de reducir los efectos del bloqueo de la corneta alimentadora en el patrón de radiación y el error del reflector en la corneta alimentadora, el paraboloide con vértice en el centro de apertura, se puede reemplazar por uno cuyo vértice se aparta del centro, o en el caso extremo que esté completamente fuera de la apertura del reflector. Este alejamiento de la apertura simétrica anterior no introduce cambios sobre las características de fase – apertura. La fase, determinada por el trazado del rayo en base a la óptica geométrica, desde el alimentador al reflector, y de ahí al plano de apertura, es una constante para cualquier posición del rayo. El uso de cualquier región seleccionada de la superficie paraboloidal no afecta a la longitud de la trayectoria del rayo, y así, deja las características de fase inalteradas.

La amplitud de la señal que cruza la apertura se ve afectada por el cambio de una superficie asimétrica. Es evidente que la corneta alimentadora debe ser reposicionada de tal forma que apunte su intensidad pico hacia la superficie del reflector. En general, no está centrado en la superficie del reflector, pero se mueve, pasando el reflector en la dirección que se aleja del vértice. Este descentrado se basa en el hecho que existe usualmente una diferencia considerable entre la atenuación espacial en los dos límites del reflector, ya que esta atenuación es más grande en el

borde más alejado del vértice, la corneta alimentadora se coloca para compensar la diferencia de la atenuación espacial.

El efecto del sistema alimentador en el patrón de radiación se puede analizar proyectando la superficie reflectora y los límites de la corneta alimentadora sobre el plano de apertura. Si la corneta alimentadora no yace en el área de la superficie proyectada, entonces no afectará el patrón de radiación. Para los casos en que cae sobre la superficie proyectada, su efecto es una función directa de la amplitud del campo de apertura en ese punto.

La mejora en la precisión obtenida de un reflector asimétrico se puede evaluar determinando el coeficiente de reflexión correspondiente a la superficie asimétrica. Debido a que la señal reflejada que entra en la corneta alimentadora aún se origina en el vértice, el único cambio en la fórmula anterior para el coeficiente de reflexión sería una modificación en la ganancia que cuenta con el hecho de que el alimentador descentrado ha reducido su ganancia en la dirección de vértice.

### 3.3.3.2.6 DESENFQUE DE LA CORNETA ALIMENTADORA.

El problema de los patrones de radiación que se se esperan cuando el centro de fase de la corneta alimentadora no corresponde con el punto focal del paraboloide, se puede analizar en dos pasos: El primero, y el más fácil cuando el alimentador permanece en el eje del paraboloide, se puede observar que el frente de onda se convierte en cóncavo o convexo. Para desplazamientos razonables del alimentador, el error de fase correspondiente a través de la apertura se puede representar por una función cuadrática, con tal error de fase, el patrón que se espera se lo puede analizar convenientemente a través del uso de la espiral de Cornu. Si el desplazamiento desde

el foco está dado por "p", el error de fase es: 
$$\frac{px^2}{(2f^2 - 4fp)} \quad (3.152)$$

Donde:

"f" es la longitud focal.

El patrón resultante, para una apertura uniformemente iluminada, está dado por la siguiente integral:

$$E(\theta) = \int_a^b \exp(jt^2) dt \quad (3.153)$$

donde:

$$a = -q \left( \frac{D}{2} \right) - \left( \frac{2\pi}{q\lambda} \right) \sin \alpha \quad (3.154)$$

$$b = q \left( \frac{D}{2} \right) - \left( \frac{2\pi}{q\lambda} \right) \text{sen } \alpha \quad (3.155)$$

$$q = \sqrt{\frac{p}{(2f^2 - 4fp)}} \quad (3.156)$$

Donde :

“D” es la dimensión de la apertura en el plano del patrón.

A fin de evaluar ese patrón, se calcula el valor de los límites para varios ángulos de patrón “ $\alpha$ ”, estos valores representan longitudes de arco sobre la espiral de Cornu. La distancia en línea recta entre los puntos límite corresponde al campo de radiación en el ángulo del patrón utilizado para calcular ese valor en “a” y “b”, de la naturaleza de este cálculo del patrón, se puede observar que es muy difícil obtener ángulos de patrón en los cuales el campo desaparezca. He ahí una característica general de los alimentadores desplazados del punto focal es la ausencia de vacíos profundos en el patrón de radiación. La presencia o ausencia de vacíos se puede usar para indicar la posición correcta del alimentador en el foco del reflector, que satisfaga las exigencias mecánicas. Otra característica del patrón de radiación desenfocado es:

Reducción en la ganancia y una tendencia de los lóbulos laterales a crecer y juntarse en haces menores como hombros . estos efectos pueden ser evaluados para instancias particulares usando la espiral de Cornu.

Los patrones de radiación que se encuentran cuando un alimentador se mueve lejos del eje, son considerablemente más complejos. Para desplazamientos pequeños del punto focal en un plano normal al eje y que contenga el punto focal, el error de fase tiene una forma cúbica.

Si al iluminación de la apertura se representa por “ $\exp ( \beta^2 x^2 )$ ”, el patrón para un desplazamiento pequeño del alimentador “p” es:

$$E(\theta) = e^{-w} \int_0^{\infty} \cos \left( \frac{y^3}{3} + (w + v^2)y \right) dy \quad (3.157)$$

donde:

$$v = \frac{\beta^2}{\left( \frac{3\pi fp}{2\lambda} \right)^{\frac{2}{3}}} \quad (3.158)$$

$$w = \frac{2\pi f \operatorname{sen}\left(\frac{\theta}{\lambda}\right)}{\left(\frac{3\pi f p}{2\lambda}\right)^{\frac{1}{3}}} \quad (3.159)$$

Esta expresión se conoce como la "integral Airy"; los valores de esta integral para varios valores de " $w + v^2$ " están tabulados. Un diagrama de esta función que el error de fase cúbico produce un patrón asimétrico. A un lado de este patrón, cercano al eje del reflector, una serie de lóbulos laterales aparecen, los cuales decrecen si uno abandona el haz principal. En el otro lado del haz, la señal decrece sin exhibir ninguna estructura del lóbulo pronunciado. Ha sido costumbre designar a los lóbulos laterales en este patrón como lóbulos "Coma". Estos lóbulos representan la limitación básica en el uso del paraboloide con alimentador desplazado del eje, ya que son excesivamente altos con una reducción de la ganancia de la antena apreciable.

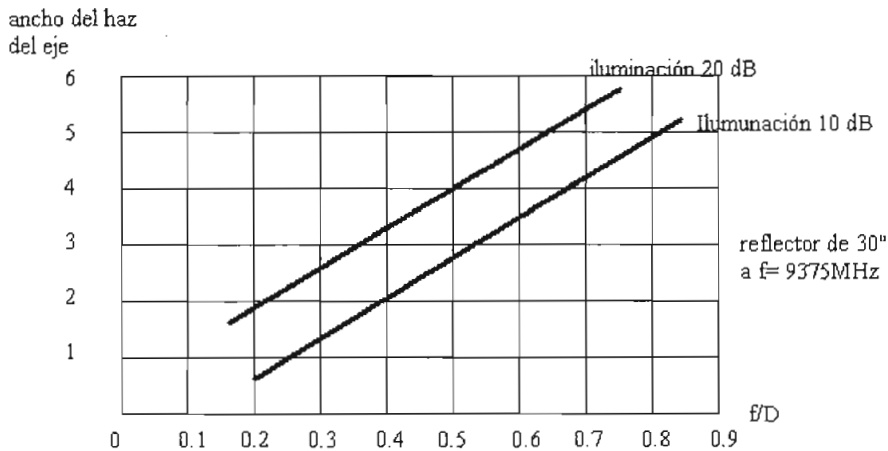


Figura 3.13

Para desplazamientos pequeños del alimentador respecto del eje, se puede demostrar que para una posición dada fuera del eje, los patrones se puede mejorar

incrementando la longitud focal del reflector relativa a la dimensión de la apertura e incrementando la cinta iluminadora en los bordes del reflector. El número de longitudes de onda en la apertura tiene poco efecto en el nivel de los lóbulos laterales y este factor se puede ver en términos de "anchos de haz fuera del eje ". La figura 3.13, muestra los anchos de haz fuera del eje que pueden ser monitoreados antes de que el nivel del lóbulo lateral de 15dB sea alcanzado. Las dos curvas corresponden a la iluminación en el borde de 10 y 20dB.

### 3.3.3.2.7 FACTOR DE HAZ.

Cuando un haz es monitoreado fuera del eje en un paraboloide, su posición angular es más pequeña que el desplazamiento angular de la corneta alimentadora. La relación entre estos dos ángulos fue estudiada y se encontró que depende de la iluminación en los bordes y de la relación "f/D". Esta dependencia se muestra en la figura 3.14. Los puntos para desplazamiento cero son puntos calculados , mientras que los restantes son experimentales. Se puede observar que a relaciones "f/D" más grandes, el factor del haz se aproxima a la unidad.

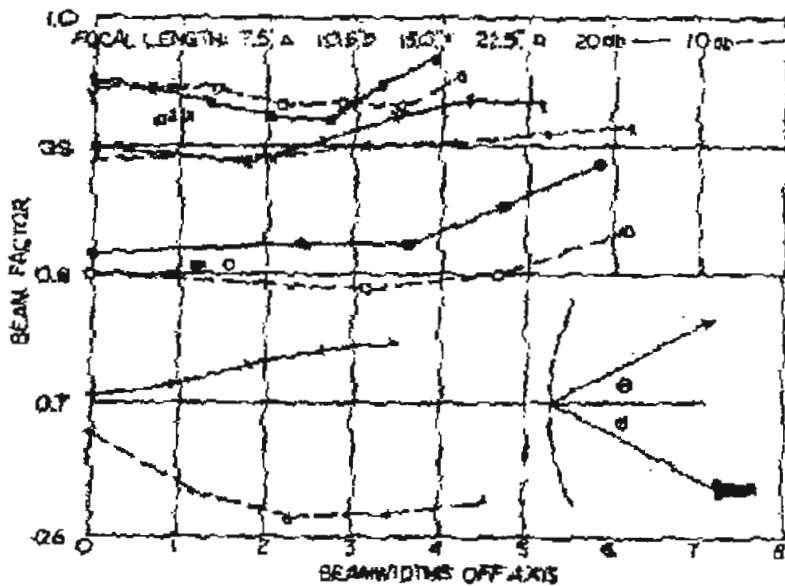


Figura 3.14

### 3.3.3.2.8 PATRONES DE RADIACION DE REFLECTORES PARABOLOIDES.

El problema del análisis de patrones de radiación para el reflector paraboloide, se ha considerado por muchos investigadores, en donde, el trabajo más satisfactorio comparó los patrones calculados con los medidos, en el cual consideró un reflector



cuyos bordes formaban una elipse, un caso particular sería la apertura circular. Otro trabajo consideró aperturas rectangulares, las cuales tienen menores aplicaciones en general.

Debido a que el nivel del lóbulo lateral depende del delineamiento de la apertura del reflector, la apertura elíptica es la que más se aproxima al experimento.

Cuando la apertura elíptica tiene una función de iluminación :

$$A(x, y) = \left( \sum a_r \cos \frac{r\pi x}{a} \right) \left( \sum b_s \cos \frac{s\pi y}{b} \right) \quad (3.160)$$

donde "a" y "b" son semiejes mayor y menor de la elipse, un patrón preciso se puede obtener de la siguiente expresión:

$$F(u) = \pi ab \sum_{r=0}^2 \sum_{s=0}^2 a_r b_s G_{rs} \quad (3.161)$$

donde:

$$u = ak \operatorname{sen} \alpha = bk \operatorname{sen} \beta \quad (3.162)$$

Las funciones "G" están tabuladas en la tabla 3.2 para el patrón en el plano del eje mayor (dimensión de la apertura 2a), para el patrón en el otro plano principal, los índices de "G" en la tabla deben ser intercambiados. Una suposición implícita en este cálculo es que la amplitud del campo en cualquier punto se puede encontrar del producto de los campos en los puntos correspondientes de los ejes "x" y "y". Esta suposición fue investigada experimentalmente y se ajustaba satisfactoriamente. Los patrones obtenidos con la fórmula anterior coincidió de forma muy cercana con los patrones medidos experimentalmente, particularmente en lo que se refiere a la ganancia, ancho del haz y el primer lóbulo lateral.

La posición, mas no la amplitud de los otros lóbulos laterales fue medida correctamente. Es bien conocido que el nivel del lóbulo lateral en un plano principal depende de la iluminación en el borde de tal plano; sin embargo la iluminación en el borde del otro plano también influirá en el nivel del lóbulo lateral.

La figura 3.15 muestra los lóbulos laterales calculados, usando patrones primarios medidos. Se puede notar que en el plano donde varía la iluminación, el nivel decrece con un incremento en el ancho de iluminación, mientras en el otro plano un incremento pequeño en el nivel del lóbulo lateral igual se incrementa.

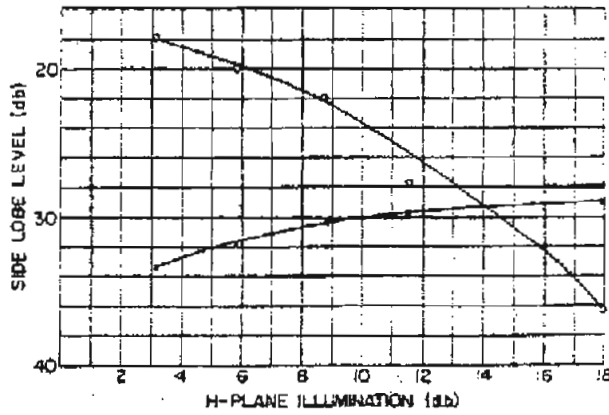


Figura 3.15

PARABOLOIDAL-TYPE REFLECTORS I.)

Table of Functions Used to Compute Radiation Pattern

$u$	$rG_{10}$	$rG_{01}$	$rG_{20}$	$rG_{11}$	$rG_{12}$	$rG_{13}$	$rG_{21}$	$rG_{22}$	$rG_{23}$
0.00	3.1416	0.5688	-0.2124	0.5688	-0.3042	0.0032	-0.2124	0.0032	0.1820
0.25 $\pi$	2.9042	0.8733	-0.1882	0.4784	-0.2366	-0.0224	-0.1980	0.0042	0.1575
0.50 $\pi$	2.2674	0.9400	-0.1032	0.2388	-0.0827	-0.0808	-0.1522	0.0080	0.0934
0.75 $\pi$	1.4112	1.2680	0.0888	-0.0808	0.2022	-0.1319	-0.0884	0.0020	0.0125
1.00 $\pi$	0.5692	1.4646	0.3435	-0.3042	0.2855	-0.1332	0.0032	-0.0152	-0.0584
1.25 $\pi$	-0.0608	1.4580	0.7028	-0.4132	0.3148	-0.0652	0.0948	-0.0424	-0.1019
1.50 $\pi$	-0.3754	1.2182	1.0624	-0.3840	0.2193	0.0565	0.1690	-0.0687	-0.1117
1.625 $\pi$	-0.4154	1.0259	1.2478	-0.2912	0.1386	0.1238	0.1918	-0.0766	-0.1069
1.75 $\pi$	-0.3904	0.8345	1.3001	-0.1980	0.0444	0.1850	0.2020	-0.0780	-0.0975
2.00 $\pi$	-0.2124	0.3435	1.3312	0.0022	-0.1332	0.2648	0.1820	-0.0684	-0.0746
2.25 $\pi$	0.0141	-0.0331	1.4536	0.1332	-0.2415	0.2571	0.1132	-0.0113	-0.0552
2.50 $\pi$	0.1690	-0.2380	1.1679	0.2024	-0.2438	0.1600	0.0178	0.0504	-0.0430
2.75 $\pi$	0.1978	-0.2572	0.7491	0.1494	-0.1512	0.0893	-0.0696	0.1024	-0.0326
3.00 $\pi$	0.1178	-0.1446	0.3124	0.0378	-0.0184	-0.1350	-0.1200	0.1128	-0.0139
3.25 $\pi$	-0.0066	0.0085	-0.0311	-0.0698	0.0855	-0.2180	-0.1174	0.1004	0.0163
3.50 $\pi$	-0.1006	0.1137	-0.2129	-0.1238	0.1429	-0.2122	-0.0482	0.0435	0.0546
3.75 $\pi$	-0.1240	0.1424	-0.2279	-0.1064	0.1143	-0.1296	0.0630	-0.0242	0.0866
4.00 $\pi$	-0.0772	0.0837	-0.1274	-0.0390	0.0360	-0.1034	0.0832	-0.1755	0.0980
4.25 $\pi$	0.0030	-0.0036	0.0076	0.0378	-0.0463	0.0841	0.0878	-0.0898	0.0791
4.50 $\pi$	0.0684	-0.0758	0.1041	0.0884	-0.0929	0.1243	0.0692	-0.0640	0.0339
4.75 $\pi$	0.0870	-0.0857	0.1248	0.0792	-0.0838	0.0992	0.0212	-0.0128	-0.0204
5.00 $\pi$	0.0858	-0.0698	0.0758	0.0342	-0.0340	0.0313	-0.0319	0.0386	-0.0625
5.25 $\pi$	-0.0016	0.0021	-0.0032	-0.0228	0.0264	-0.0401	-0.0622	0.0563	-0.0753
5.50 $\pi$	-0.0504	0.0638	-0.0060	-0.0604	0.0848	-0.0801	-0.0698	0.0596	-0.0549
5.75 $\pi$	-0.0454	0.0692	-0.0820	-0.0812	0.0941	-0.0733	-0.0282	0.0250	-0.0121
6.00 $\pi$	-0.0424	0.0447	-0.0625	-0.0290	0.0295	-0.0802	0.0140	-0.0180	0.0317
6.25 $\pi$	0.0012	-0.0012	0.0018	0.0150	-0.0166	0.0211	0.0450	-0.0477	0.0864
6.50 $\pi$	0.0392	-0.0409	0.0472	0.0462	-0.0485	0.0567	0.0500	-0.0507	0.0529
6.75 $\pi$	0.0514	-0.0535	0.0609	0.0490	-0.0507	0.0565	0.0289	-0.0277	0.0231
7.00 $\pi$	0.0338	-0.0351	0.0395	0.0248	-0.0252	0.0264	-0.0050	0.0071	-0.0141

Tabla 3.2

Se debería notar que los niveles del lóbulo lateral son independientes de las características de polarización del alimentador, y por eso no se puede predecir son altos o bajos en los planos **E** y **H**. Estos lóbulos dependen en su lugar del patrón de la corneta alimentadora y del límite del reflector. El rol del límite del reflector se puede entender si se nota que el patrón del plano principal está constituido de contribuciones hechas por elementos ponderosos a través de la correspondiente línea en la apertura; por ejemplo un reflector en forma de diamante que tenga su dimensión más grande en los planos horizontales producirá un patrón en ese plano con lóbulos laterales muy pequeños.

### 3.3.3.2.9 GANANCIA DE UN REFLECTOR PARABOLOIDE. –

La ganancia del reflector es menor que aquella que se podría obtener de una apertura uniformemente iluminada, la razón para esto es doble. Primero con un alimentador convencional, es imposible producir una iluminación en el límite del reflector igual a la del centro. Segundo, algo de la energía del sistema alimentador debe enfocarse sobre los límites del reflector de tal forma que no aparezca en la onda enfocada que abandona el reflector.

Muchos análisis diferentes se pueden hacer basándose en el decremento de ganancia; los resultados finales dependen de las aproximaciones matemáticas empleadas. El mejor trabajo matemático predice una ganancia del 74% de aquella de la apertura uniforme iluminada, mientras mediciones experimentales cuidadosas indican una ganancia del 65%.

Trabajos anteriores en la ganancia del reflector consideraban sistemas que utilizaban alimentadores dipolares. Debido a la dificultad de controlar la amplitud y la fase a través de la apertura del reflector iluminado por el alimentador dipolo y a causa de la característica alta del lóbulo trasero de este tipo de alimentador, se ven limitados para la presente aplicación. Si tal sistema de alimentación se usara, la ganancia sería algo menor que usando el alimentador de corneta, además se tendría un error de fase en la apertura.

Es interesante relacionar la ganancia del reflector con su ancho de haz. Una fórmula útil de ganancia basada en resultados experimentales es:

$$G = 27000/\alpha\beta \quad (3.163)$$

Donde:

$\alpha$  y  $\beta$  son los anchos del haz de 3 dB en los dos planos principales: Si sustituimos en esta fórmula el valor de  $\alpha$  y  $\beta$  en términos de longitud de onda y la dimensión de la apertura, encontramos que para una apertura circular la ganancia llega a ser:

$$G = \frac{6.4D^2}{\lambda^2} = \frac{0.65 * 4\pi * \left(\frac{\pi D^2}{4}\right)}{\lambda^2} = 0.65 \frac{4\pi A}{\lambda^2} \quad (3.164)$$

Esta expresión final para la ganancia representa el 65 % de la ganancia de una apertura uniforme iluminada, indicando que la figura de ganancia experimentalmente es consistente con la figura del ancho del haz experimental.

Para un reflector dado, la ganancia máxima se obtiene usualmente con la iluminación en el borde de cerca de 12dB, sin embargo, este valor puede cambiar con la relación "f/D" del reflector. Más aún, para una relación "f/D" pequeña, esto es, para reflectores subtendiendo ángulos grandes en el punto focal, es difícil obtener una figura de ganancia tan grande como el 65%. La razón de esto se puede entender considerando la pérdida doble en la ganancia descrita previamente. Para valores pequeños de la relación f/D, factores grandes de atenuación espacial se introducen en la iluminación de borde. Esto significa que para iluminaciones de borde de 12dB, el patrón del alimentador en esta dirección podría bajarse solo 6dB (para f/D =0.25). Toda la energía bajo el punto d 6dB se distribuye sobre el límite del reflector y se pierde.

Valores más grandes de la relación f/D produce menor atenuación espacial, así que solo la energía bajo el nivel de 10 dB se perderá por sobrepasar el reflector. La tabla 3.3 muestra variaciones de la ganancia medida con la relación f/D.

f/D	0.35	0.50	0.75
Ganancia	34.8	35.6	35.6

Tabla 3.3 ganancia vs. F/D (10 dB de iluminación)

Se debe mencionar que los errores de fase a través de la apertura afecta la ganancia del patrón. En un buen diseño, esto se minimizará usando un reflector de superficie precisa y una corneta alimentadora simple posicionada en el foco. Si algún error de fase se debe aceptar, la ganancia se puede optimizar por términos de tanteo.

### 3.3.3.2.10 REFLECTORES DE CILINDROS PARABOLICOS.

Otro tipo útil de reflector es un cilindro parabólico cuyos elementos son todos perpendiculares al plano que contiene el arco parabólico. Debido a que esta es una curva simplemente los problemas de construcción y tolerancias de mantenimiento son un poco más fáciles que aquellas encontradas en el paraboloide. Se puede construir de tubos o planchas que son los elementos rectos del cilindro, o se puede usar arcos parabólicos idénticos hechos de tubos o planchas y posicionados de tal manera que sus planos correspondientes sean perpendiculares a los elementos del cilindro.

El sistema alimentador para este tipo de reflector puede ser tanto una línea como un punto. La fuente línea genera una onda cilíndrica que se convierte en una frente de onda plano sobre la reflexión. La fuente punto genera una onda esférica que se convierte en una frente de onda cilíndrica sobre la reflexión, así que la efectiva combinación produce una fuente línea el cual en normal a los elementos del cilindro si colocamos un segundo cilindro parabólico, este frente de onda cilíndrico se convierte en un frente de onda plana, es decir, una fuente punto y dos reflectores de cilindro parabólico producirán el mismo frente de onda que una fuente línea y un reflector parabólico.

**3.3.3.2.10.1 ALIMENTADORES DE FUENTE LINEA.** – El uso más convencional está en conjunción con un alimentador de fuente línea. Esta fuente puede tomar muchas formas diferentes, cada una de las cuales se puede analizar como una apertura radiante lineal. En la práctica, esta apertura está hecha para coincidir con el sitio de los puntos focales de los arcos parabólicos, el cual es una línea paralela a un elemento del cilindro.

Las primeras fuentes línea utilizaban guías de onda las cuales energizaban arreglos lineales de elementos dipolo o con slots.

Una característica importante de estos alimentadores es que no se necesitan solo ondas cilíndricas, pero, como alimentador para el cilíndrico parabólico, se probará como efectivo cuando se genera una fuente de onda cónica, se puede demostrar que una fuente línea con una variación lineal de fase a lo largo de su longitud produce un frente de onda cónico, este frente de onda, en reflexión desde el cilindro parabólico, se convierte en una onda plana propagada desde la antena a un ángulo cuya dirección está relacionada con el ángulo del cono. Si la dirección normal a la fuente línea se usa como referencia, el frente de onda reflejado tiene un ángulo cuya dirección es igual al ángulo mitad del cono.

Los problemas de iluminación de un alimentador de fuente línea utilizado en conexión con un reflector de cilindro parabólico son bastante similares al de la fuente punto con un paraboloide, el análisis en dos dimensiones de los sistemas de las dos antenas son idénticos, sin embargo, el factor de atenuación espacial y los problemas del lóbulo menor son diferentes debido al decremento de energía de la onda cilíndrica es inversamente proporcional a la distancia, donde, la onda esférica es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia, el factor de atenuación espacial para la fuente línea se da por la raíz cuadrada de la figura para una fuente punto. En dB, se puede usar la mitad de los valores dados en la figura 3.12

El problema del lóbulo lateral para una fuente línea que alimenta a un cilindro parabólico presenta la dificultad de que la diferencia relativa en ganancia entre la

fuelle y la onda enfocada no es suficiente para deprimir el l6bullo desde la fuente. Este problema es particularmente agudo para un sistema en el cual la polarizaci6n de la fuente l6nea es normal a la l6nea de la apertura de la fuente. El patr6n de radiaci6n en el plano normal a este, es un plano tipo "E", as6 que los lobulos laterales altos se encuentran normalmente. Estos l6bulos pueden solo 10 dB bajo la intensidad pico. Si la ganancia relativa del reflector es 10dB mayor que de la fuente, los l6bulos laterales en el patr6n de la fuente est6n a solo 20 dB por debajo en el patr6n final de radiaci6n. Algo de 6xito en la reducci6n de estos l6bulos laterales se han obtenido a6nadiendo secciones de choque a cada lado de la apertura de la corneta, el dise6o se obtiene mediante m6todos experimentales.

El problema del bloqueo del alimentador para un reflector de cilindro parab6lico es mucho mas serio que en el caso del paraboloide a causa del incremento en el tama6o del alimentador con respecto al tama6o de la apertura radiante. Este bloqueo producir6 una distorsi6n en el patr6n descrito en los reflectores paraboloide, el cual es mas significativo en el plano normal a la fuente l6nea. Por esta raz6n, un reflector asim6trico se usa de tal manera que el alimentador se puede remover de la trayectoria de la radiaci6n reflejada.

El tama6o del alimentador ha restringido indirectamente la relaci6n "f/D" de las antenas de cilindro parab6lico, se puede ver que estructuras grandes de cornetas alimentadoras se requiere para iluminar correctamente reflectores de gran relaci6n f/D, para minimizar el tama6o del alimentador de fuente l6nea, se escogen valores menores de esta relaci6n (f/D), una ventaja mayor en la elecci6n de una longitud focal menor descansa en el hecho de que la estructura que soporta al alimentador y reflector se minimiza. La 6nica desventaja es que la iluminaci6n uniforme es dif6cil con una relaci6n f/D peque6a.

Un patr6n de alimentador muy amplio se requiere, y para una iluminaci6n de borde dado, un gran monto de energ6a se desperdicia.

### **3.3.3.2.10.2 CILINDROS PARABOLICOS ALIMENTADOS POR FUENTE PUNTO.**

El frente de onda producido por la fuente punto y un reflector cil6ndrico parab6lico cuyos elementos son normales a los elementos del cilindro parab6lico, el patr6n de radiaci6n que se espera de esta combinaci6n ser6 una reproducci6n de las caracter6sticas esenciales del patr6n de la fuente en un plano y un patr6n directivo tipo paraboloide en el otro plano.

Un nivel bajo del l6bullo lateral se logra removiendo la corneta alimentadora de la apertura radiante mediante el uso de un cilindro parab6lico inclinado hacia delante como se muestra la figura 3.16:



Figura 3.16

El enfoque se obtiene en el plano horizontal, mientras el patrón de la corneta alimentadora se reproduce en el otro plano. La altura del cilindro y la apertura de la corneta alimentadora se escogen para minimizar el desperdicio en el plano vertical. Con este diseño, se encontró que los lóbulos laterales máximos no eran adyacentes al haz principal, pero ocurrían a ángulos más grandes. Estos lóbulos laterales están 28dB bajo el rango de los 200MHz en la banda "X".

### 3.3.3.2.11 ANTENAS DE DOBLE CILINDRO PARABOLICO. –

Debido a que la combinación de antenas de la sección anterior generaban una onda cilíndrica y debido a que el cilindro parabólico normalmente es alimentado por una onda cilíndrica, la adición de un segundo cilindro parabólico al sistema de un cilindro parabólico alimentado por una fuente punto, producirá una combinación de reflectores generando una onda plana. El uso de un alimentador de fuente punto y 2 antenas de cilindro parabólico produce un frente de onda final idéntica al que se obtiene del reflector paraboloide.

Si la ecuación del primer cilindro se da por: " $y^2 = 4p x$ " ( 3.165)

Donde:

"p" es la longitud focal.

La segunda superficie se da por " $(x + p)^2 = 4 p (z - p)$ " (3.166)

y los rayos finales son todos paralelos al eje "z". La curva de intersección entre las dos superficies está dado en forma paramétrica por: " $x = t^2/2, y = t, z = (t^2 + 1) / (8 - 1/2)$ ".

El primer cilindro produce una fuente línea, las técnicas de diseño existentes pueden ser usadas para obtener un segundo cilindro el cual producirá un haz formado. Otro uso para este sistema de antenas surge cuando se desea minimizar la componente de polarización cruzada del campo radial. Si la polarización de la corneta

alimentadora es paralela a los elementos del primer cilindro reflector , el campo final que cruza el plano de la apertura solo tiene esta componente.

Datos experimentales de esta antena indican que se podían obtener buenos patrones en el plano "H, pero que un lóbulo lateral de cerca de 15dB aparecía en un lado del patrón del plano "E".

### **3.3.3.2.12 PATRON TIPICO Y DESEMPEÑO DE GANANCIA. –**

Los patrones y la ganancia obtenidas del reflector de cilindro parabólico se puede predecir de un razonamiento físico basado en la discusión de patrones de reflectores parabolóides . el patrón en el plano de los elementos del cilindro es una reproducción del patrón del alimentador en ese plano, con la adición de ciertos efectos de difracción. Si la intensidad del campo de los bordes del reflector es pequeña, estos efectos se minimizarán. En el otro plano, debido a que la iluminación concentrada no es diferente de cualquier iluminación en la sección de cruce, y debido a la no existencia de forma en el delineado del reflector, el nivel del lóbulo lateral será ligeramente más alto que el obtenido en el paraboloides.

Dos problemas diferentes de lóbulo lateral surgen de considerar el cilindro simétrico y asimétrico. En el caso simétrico, los lóbulos laterales se incrementan por la presencia de la estructura del alimentador bloqueando la radiación reflectante. En el reflector asimétrico, la iluminación que cruza la apertura no es simétrica, lo cual resulta una reducción nula entre el haz principal y el primer lóbulo lateral, tanto como un incremento en el nivel del lóbulo lateral.

La ganancia que se puede conseguir en la práctica de los tipos de reflectores limitan por el bloqueo del alimentador en uno de los casos, y por la iluminación asimétrica en el otro. Así que se tiene dificultad al tratar de obtener el factor de ganancia (80% de iluminación uniforme) teórica. El valor de ganancia que se puede obtener de un paraboloides del mismo tamaño nominalmente el 65% de la ganancia de la apertura uniformemente iluminada.

### **3.3.3.2.13 REFLECTORES QUE PRODUCEN FUENTES LINEA.**

Este tipo de antenas, ofrece medios muy simples para obtener una fuente línea a causa de la simplicidad relativa del alimentador cuando se compara con la configuración del alimentador de un arreglo de antenas. El sistema básico reflector mas popular es la antena píldora o como se llama en Inglaterra: Antena "queso". Existen tres tipos principales de antenas píldora para nombrarlas. La píldora simple, la píldora media y la píldora doble.

**3.3.3.2.13.1 ANTENA PILDORA SIMPLE. -** la antena píldora se construye de dos platos paralelos conectados por un reflector de cilindro parabólico cuya altura es igual



al esparcimiento del plato. El alimentador se coloca en la región focal del reflector de tal forma que se descansa en el medio de la apertura radiante.

Muchas configuraciones diferentes de alimentadores se han utilizado en el intento por minimizar los problemas inherentes del bloqueo del alimentador y del error en el reflector. Debido a que estos problemas se mencionaron previamente en conexión con otros reflectores, no se discutirá mas profundamente. El alimentador de guía de onda simple ha demostrado ser el dispositivo con el mayor ancho de banda y el mejor sistema de confianza. El siguiente sistema mas popular envuelve un monopolo o una antena tipo stub con un reflector . tal alimentador es útil para pildoras UHF, pero no tiene la relación frente – atrás que se puede obtener de un alimentador de guía de onda.

Un sistema que se considera en un esfuerzo por minimizar el bloqueo del alimentador, envuelve un alimentador guía de onda para un radiador de ranura en uno de los en uno de los platos paralelos, una relación frente – atrás mejorada se obtiene introduciendo un stub " $\lambda/4$ " en los platos paralelos a una distancia " $\lambda/4$ " lejos del alimentador de ranura como indica la figura 3.17:

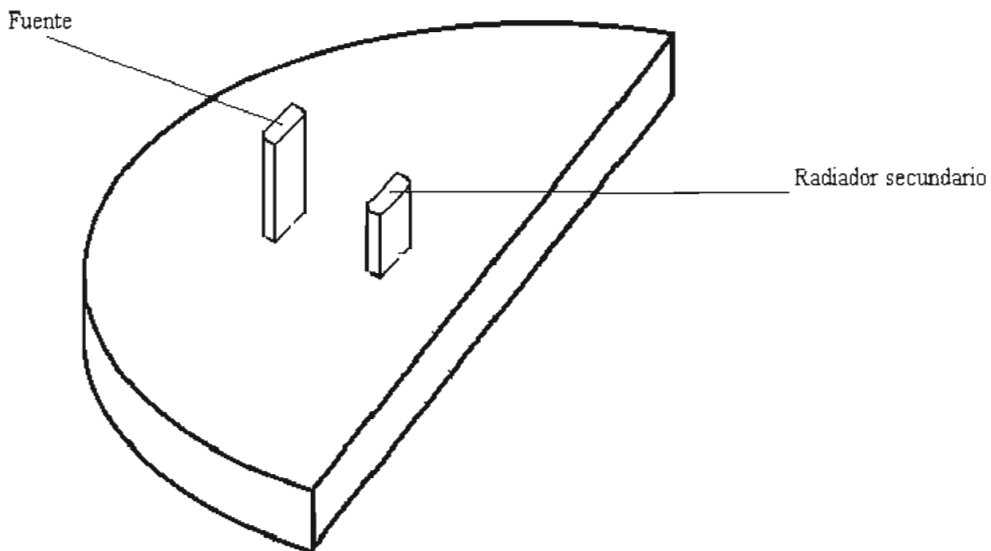


Figura 3. 17

Desafortunadamente, no se ha obtenido un gran éxito con este sistema, debido a que la ranura, la cual se supone que servirá como elemento reflejante para la radiación primaria también tendrá algún efecto en la radiación secundaria enfocada por el reflector.

Otro problema del alimentador es aquel que comprende la iluminación adecuada en la superficie del reflector. Por conveniencia mecánica, muchas antenas parabólicas han utilizado el arco parabólico fuera del punto donde el ángulo del

alimentador es  $\pm 90^\circ$ . Esto corresponde a un reflector con el foco en una cara, en el cual el punto focal yace en la apertura. El sistema alimentador debería proveer un patrón primario muy amplio, más amplio que el obtenido por una guía de onda unflared. Si este tipo de reflector debe ser usado, una corneta de haz amplio se debe usar para la extensión del haz en el plano "H" y una simple guía de onda de ancho pequeño en el plano "E".

Muchas antenas píldora han sido del tipo plano "H", en el cual el vector campo eléctrico es perpendicular a los platos paralelo, en tal arreglo, no se introducen tolerancias cercanas en el espaciamiento de platos. Algún éxito se ha logrado en la píldora tipo plano "E" donde el campo eléctrico es paralelo a los platos. Una ventaja de esta píldora descansa en la facilidad de obtener una iluminación satisfactoria de una corneta con dimensión delgada en el plano "E" tal corneta también introduce menor bloqueo del alimentador, tolerancias más cercanas en el espaciamiento entre platos se requieren. Sin embargo, un pin de soporte metálico se puede introducir a través de la región entre los platos paralelos sin efectos dañinos, debido a que tales pines son normales al campo eléctrico.

Se debe notar que la presencia del alimentador en la apertura no solo introduce el efecto sombra, el cual efectivamente remueve una porción de la apertura radiante, además introduce radiación reflejada debido a la dimensión finita del alimentador en la dirección de propagación. Este segundo efecto es independiente de la polarización y aparece tanto en las píldoras del plano "E" y "H". Investigaciones experimentales demostraron que estas reflexiones se pueden reducir cubriendo la superficie exterior del alimentador con un material absorbente, con tal material absorbente, vacíos más profundos y lóbulos laterales más simétricos se encontraron, así que el patrón de radiación se acerca a la predicción teórica.

Un problema encontrado en las píldoras simples es el efecto del lóbulo trasero del alimentador en el patrón de la píldora, alguna mejora en la radiación del lóbulo trasero de la corneta alimentadora se puede obtener usando flancos de varias formas y orientaciones en la región de apertura de la corneta alimentadora. Sin embargo el uso de flancos incrementa el área de sombra y así altera la distribución de la apertura aún más, con incremento resultante del lóbulo lateral.

La ganancia que se puede obtener de una píldora es aproximadamente el 60% de la ganancia de una apertura uniformemente iluminada igual a la apertura de la píldora. Esta figura de ganancia se reduce en la píldora simple si la corneta alimentadora es grande en comparación con la apertura de la píldora, también se reduce si la apertura en el plano perpendicular a los platos se hace excesivamente grande.

## **CAPITULO CUARTO**

### **ESTUFA DE MICROONDAS CON CAMPO RADIANTE**

En el presente capítulo se explica la forma de construir una estufa de modo que se pueda conseguir que el campo electromagnético generado por el magnetrón se acople eficientemente hacia una antena la cual guía el campo electromagnético en una dirección específica en la cual se encuentra los materiales dieléctricos a calentar.

Empezaremos explicando como se genera la frecuencia de trabajo de microondas a base de un MAGNETRON, luego la forma de cómo se acopla la antena del magnetrón a la campana de radiación, de como son sus campos eléctricos y la superposición de ellos para formar uno resultante para incidir este en el material, además de las seguridades para absorber la energía residual o cuando el equipo trabaje sin carga y no propagar el campo al exterior del equipo.

#### 4.1 GENERACION DE LAS MICROONDAS

Como ya se ha explicado, las microondas presentan características en las que los dieléctricos presentan altas pérdidas, para ello se requiere de un circuito que genere las microondas, esto se complica pues a medida que la frecuencia es mayor se requiere de mayor tecnología para su generación.

La frecuencia a utilizar es de 2 450 MHz, siendo esta muy elevada y difícil de conseguir de una manera sencilla como un circuito resonante L C tradicional, por lo que se utiliza un oscilador de alta frecuencia con una buena potencia de salida.

La generación de estas frecuencias ha venido evolucionando, desde osciladores con válvulas convencionales como triodos y tetrodos para la generación de alta frecuencia con alta potencia de salida, pero se usa en calentamiento Inductivo preferentemente, Klystron reflex y magnetrones para la generación de microondas el cual se explicará porqué es el más conveniente, y los equipos de estado sólido viene evolucionando en la generación de microondas con potencias bajas, que no son útil para nuestro caso.

El magnetrón presenta notables ventajas que a 2 450 MHz se puede conseguir de 0.2 a 6kW de potencia a la salida con un rendimiento<sup>18</sup> del 50 % a 60 %, y a mayores frecuencias como 915MHz se logra un rendimiento de 55% a 65% con una salida de hasta 75 Kw., su vida útil que se aproxima a las 3000 a 6000 horas de trabajo a intervalos cortos de tiempo, su refrigeración se la realiza por aire en los equipos domésticos con potencias de 500 a 600W y por agua en equipos industriales de potencia superior a 1Kw, tiene estabilidad de oscilación si el acoplamiento del magnetrón al equipo es el adecuado, también sus propiedades eléctricas y mecánicas se adaptan de manera óptima al calentamiento dieléctrico.

## 4.2 ESTRUCTURA DE UN MAGNETRON<sup>19</sup>:

Existen muchos modelos de magnetrones en los cuales de uno a otro su construcción varía, pero todos tienen una estructura básica que consiste en: ánodo, filamento ( cátodo ), Aspa de ánodo, Imanes, bobina de repulsión, cavidad, anillo abrazadera y antena, figura 4.1.

La figura 4.2 muestra un corte seccional de un típico magnetrón

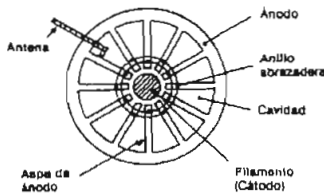


Figura 4.1

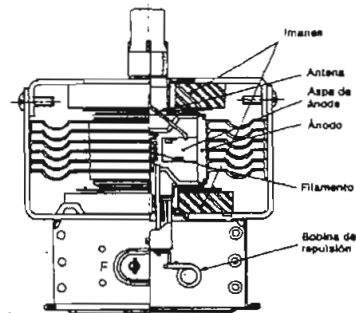


Figura 4.2

El magnetrón es un tubo de vacío que sirve de oscilador el cual está constituido por dos electrodos: el cátodo de forma cilíndrica que se encuentra en el centro y está rodeado por el ánodo también circular que está construido de manera que tenga cavidades abiertas las que están configuradas por un número par de aspas de ánodo que apuntan hacia el cátodo, que con una debida fuente de corriente continua, genera un campo electromagnético a una frecuencia determinada.

Cuando la cavidad transporta corriente, en la pared interior de la cavidad del ánodo actúa como bobina generando la inductancia y el lado abierto de la cavidad de ánodo actúa como condensador lo que se ilustra en la figura (4.3)

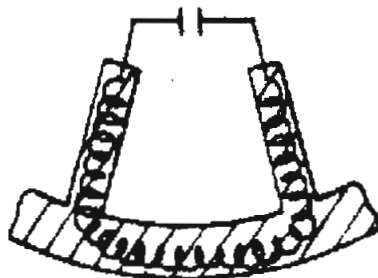


Figura 4.3

Esto da lugar a un circuito resonante "LC" con valores de Inductancias y capacitancias muy pequeños dando paso a la generación de una frecuencia de

microondas, la cual por medio de una antena conectada a las aspas del ánodo es radiada al exterior

#### 4.2.1 FUNCION FUNDAMENTAL DEL MAGNETRON.

En el centro de magnetrón se encuentra el cátodo de cual salen los electrones cuando éste está caliente. Este cátodo está conectado al polo negativo de la corriente de fuerza cuyo potencial es de unos 4000 V. Con relación al ánodo

El ánodo está conectado el polo positivo y es hacia donde se dirigen los electrones que son repelidos por el cátodo como se indica en la figura (4.4)

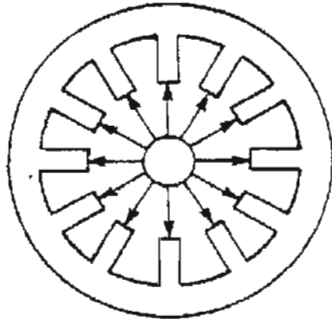


Figura 4.4

En la figura anterior se puede observar la trayectoria de los electrones cuando el potencial de 4000 V es la única fuerza existente en el magnetrón.

Al colocar un campo magnético perpendicular al campo eléctrico de forma indicada en la figura 4.5.

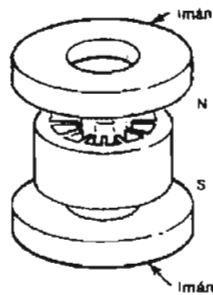


Figura 4.5

Dependiendo de la intensidad del campo magnético **B**, la trayectoria de los electrones varía así lo vemos en la figura 4.6.

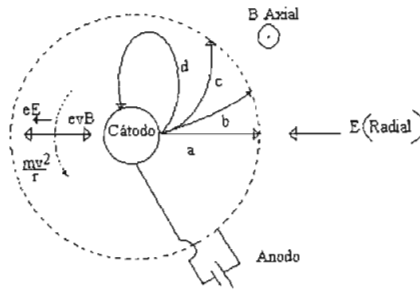


Figura 4.6

Vamos a analizar la fuerza<sup>20</sup> que ejerce el campo magnético y es igual a:

$$\mathbf{F} = -e*(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (4.1)$$

Entonces el radio de curvatura de la trayectoria del electrón decrece a medida que el campo magnético aumenta.

Existe un valor de campo conocido como campo de corte en donde a partir de éste el electrón ya no llega al ánodo sino que se regresa al cátodo, así el ánodo no colecta corriente, esta sería la trayectoria "d" en la figura anterior. Sabemos que en el electrón el campo magnético opera a un campo superior al de corte.

El electrón que se encuentra en la zona de interacción de magnetrón está sometido a la acción de tres fuerzas simultáneas que son: La fuerza debido al campo eléctrico representada por:

$$\mathbf{F}_E = (-e * \mathbf{E}) \quad (4.2)$$

La fuerza debida al campo magnético (4.1)

y la fuerza centrífuga

$$F_c = (m v^2 / r). \quad (4.3)$$

Se puede decir que la trayectoria que tome el electrón es la resultante de la interacción de estas tres fuerzas, si las tres fuerzas se equilibran, es decir:

$$\frac{mv^2}{r} + eE = evB \quad (4.4)$$

Entonces se desplazarán formando casi un ángulo recto con relación a su dirección radial, resultando un movimiento circular concéntrica con la geometría ánodo – cátodo, indicado en la figura 4.7, la que induce corriente alterna en las cavidades de ánodo.

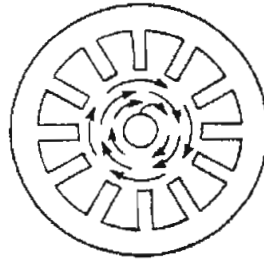


Figura 4.7

Esto es cierto si el electrón tiene una cierta velocidad inicial

El campo eléctrico es:

$$\mathbf{E} = \mathbf{V}_a / (\text{Log}(r_2/r_1)) \quad (4.5)$$

Podemos observar que depende del voltaje aplicado " $V_a$ " así como de los radios del ánodo ( $r_2$ ) y el cátodo ( $r_1$ ).

Operando las ecuaciones (4.4) y (4.5) se llega a:

$$r = \left( \left( \frac{m}{e} \right) * v + \left( \frac{V_a}{\text{Log}\left(\frac{r_2}{r_1}\right) * v} \right) \right) * \left( \frac{1}{B} \right) \quad (4.6)$$

El término:  $(V_a/\text{Log}(r_2/r_1))$ , es mucho mayor que el término  $((m/e) v)$ , entonces al aumentar la velocidad de electrón " $v$ ", disminuye " $r$ ", esto sirve para explicar lo que pasa dentro de la cavidad del magnetrón.

La ecuación (4.6) expresada en términos de la energía cinética es:

$$T = mv^2/2 \quad (4.7)$$

Así la ecuación (4.6), sería:

$$r = \frac{\sqrt{2m}}{eB} \left( T^{\frac{1}{2}} + \left( \frac{eT^{\frac{2}{2}} * V_a}{2\text{Log}(r_2/r_1)} \right) \right) \quad (4.8)$$

El potencial " $V$ " en función del radio " $r$ " es igual a:

$$V(r) = V_a(\text{log}(r/r_1) / \text{Log}(r_2/r_1)) \quad (4.9)$$

y la variación de la energía cedida por un electrón al pasar de una órbita de radio " $r_a$ " a otra de radio " $r_b$ " es:

$$\Delta W = (T(r_a) + eV(r_a)) - (T(r_b) + eV(r_b)) \quad (4.10)$$

Donde :

$e * V(r)$  es la energía potencial del electrón.



#### 4.2.2 ESTRUCTURA DE RADIO FRECUENCIA DE UN MAGNETRON<sup>21</sup>

Cuando un electrón se acerca a uno de los segmentos entre las dos cavidades, induce una carga positiva en el segmento y una negativa en el segmento siguiente y así va alternando como se observa en la figura 4.8

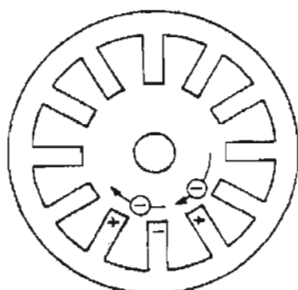


Figura 4.8

La estructura del magnetron puede soportar ciertos modos de oscilación o frecuencias de resonancia, que es el mismo número de las cavidades y se explica esto porque se considera a todo el sistema resonante como el conjunto de resonadores individuales (uno por cada cavidad). Así si un magnetron por ejemplo tiene 8 cavidades, el resultado es de 8 frecuencias de resonancia o modos de oscilación.

De estos modos nos preguntamos ¿cual es el que usaremos?. Pues esto depende de la diferencia de fase entre campos de cavidades adyacentes, el modo aprovechado en el funcionamiento normal del magnetron es el que tenga la diferencia de fase entre polos anódicos consecutivos de  $\pi$  radianes y así satisfacer las condiciones de frontera porque requiere que el corrimiento de fase total alrededor de todas las cavidades del ánodo que en este caso son ocho, es de  $\pi$  radianes, o un múltiplo de  $\pi$  radianes, en el caso nuestro el modo utilizado es el modo  $\pi$  que significa que el corrimiento de fase entre los campos de cavidades adyacentes es de  $\pi$  radianes

Un problema se presenta y es como separa el modo  $\pi$  de los modos restantes ya que casi todos tienen una longitud de onda parecida, ver figura 4.9 es la línea "a" y es usando ligaduras como se indica en la fig. (4.1), que no es más que colocar dos anillos en el espacio de interacción, el primer anillo une todos los polos de orden par, mientras que el segundo anillo une los polos de orden impar, esto es posible pues todas las uniones de cada anillo se encuentran a un mismo potencial y como estamos en el modo  $\pi$  el potencial entre un anillo y otro es opuesto, generando una carga capacitiva en la cavidad, con esto se reduce la frecuencia de resonancia para el modo  $\pi$  y eleva la frecuencia para los otros modos porque en los anillos de unión a unión existe una diferencia de fase entonces crea una inductancia en paralelo adicional en las cavidades resonantes ver figura 4.9 es la línea "b".

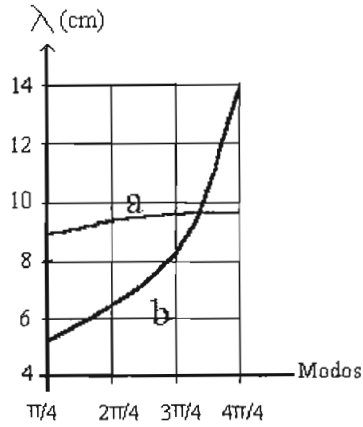


Figura 4. 9

En la figura 4.10, se muestra la configuración del campo eléctrico en radio – frecuencia en una parte de la estructura para el modo  $\pi$

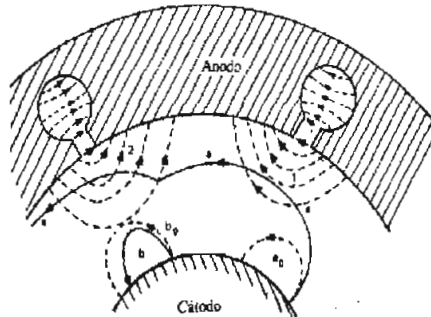


Figura 4.10

Un esquema de representar la inducción de corriente alterna en las cavidades del ánodo al agrupar todos los circuitos resonantes obtenidos en el ánodo, se muestra en la figura 4. 11



Figura 4. 11

### 4.2.3 MECANISMO DE OSCILACIÓN<sup>22</sup>.

Se estudia el caso en que un electrón sale de su cátodo en una trayectoria  $a_0$ , donde el campo magnético es mayor al campo de corte y regresa al cátodo esto en ausencia de los campos de radiofrecuencia, pero su trayectoria es modificada por la presencia de dicho campo  $\pi$  como se indica en la figura 4.10.

Se observa que si el electrón tiene su velocidad con la misma dirección que el campo modo  $\pi$ , éste retarda su trayectoria y empuja al electrón hacia el ánodo, pero se tiene ciertos valores de los campos estáticos  $E$  y  $H$  que se regulan para que el electrón al alcanzar la segunda cavidad, haya transcurrido medio período.

En este sitio donde se encuentra el electrón, su velocidad es de dirección contraria al campo de la cavidad, en donde libera su energía al campo de radiofrecuencia, al llegar a la tercera cavidad, es empujado nuevamente hacia el ánodo, es así como entrega al campo de radiofrecuencia gran parte de su energía potencial al viajar a través de la diferencia de potencial estática entre el ánodo y el cátodo.

Podemos ver que este electrón estudiado salió del cátodo en el instante y sitio adecuados para convertir la energía potencial estática a energía de radio – frecuencia.

No todos los electrones emitidos por el cátodo siguen esta trayectoria, pues todos no tienen la posición y el tiempo justo de emisión, así si un electrón sale de la posición siguiendo la trayectoria  $b_0$  inicial, su camino es modificado pues la dirección de su velocidad es contraria al del campo de radiofrecuencia entonces gana velocidad, y regresa al cátodo por su nueva trayectoria  $b$ , se observa que esta trayectoria es menor que si no existiera campo de radiofrecuencia, estos electrones desafortunados se eliminan rápidamente de la región de interacción, así estos absorben una potencia muy inferior a los electrones favorecidos.

Estos electrones al volver a chocar con el cátodo, en este desalojan algunos electrones secundarios que es llamado calentamiento de retroceso, el cual es suficiente para tener una emisión constante de electrones desde el cátodo sin necesidad de seguir la tensión de alimentación que el magnetrón sigue funcionando, además se sabe que la energía que utiliza para calentar el cátodo es el 5% de la energía que se suministra al ánodo.

En esta emisión de electrones, unos tienen las condiciones óptimas, otros no, pero existen otros que están entre estas dos situaciones, es decir están atrasados o adelantados a la condición óptima, para estos electrones existe un mecanismo de enfoque de los electrones junto con los campos en la región de interacción.

Con lo dicho anteriormente se consigue que los electrones entreguen la mayor energía posible a las oscilaciones.

Tenemos como ejemplo un electrón "c" el cual salió tarde y está cerca de la posición favorable para que su contribución sea la máxima posible, en este punto el campo que se genera en la cavidad del ánodo, se descompone en dos fuerzas: una radial que tiene la dirección de la tensión continua del ánodo así, incrementa la velocidad radial del electrón, con esto apoya a que se encuentre en la zona favorecida, lo mismo ocurre para un electrón que se adelantó en su emisión, pero en este caso lo frena para que encaje en la zona favorecida.

Podemos concluir que las trayectorias de los distintos electrones se agrupan formando un rayo que arriban a la zona positiva formada por la cavidad del ánodo, es decir en otras palabras, un rayo para cada dos ánodos en donde los electrones se aprietan entre sí formando una rueda como se observa en la figura 4.12 que gira alrededor de las aspas del ánodo a una velocidad angular de dos polos por ciclo y eventualmente alcanzando las cavidades, consiguen una oscilación continua de los circuitos resonantes.

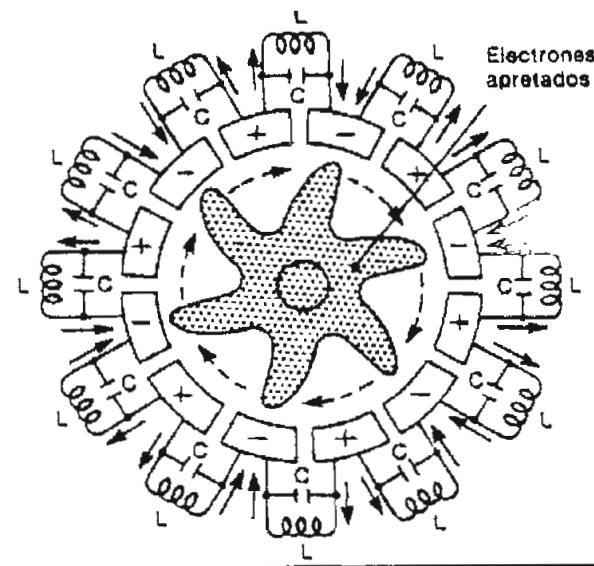


Figura 4.12

### 4.3 ACOPLAMIENTO<sup>22</sup>

Debemos de conducir la energía generada por el magnetrón a través de una antena, esta deberá tener la característica de conducir toda la energía hacia una superficie específica. Las antenas pillbox analizadas en el capítulo anterior, brindan las facilidades para nuestro propósito.

La forma de la antena pillbox se aprecia en la figura 4.13

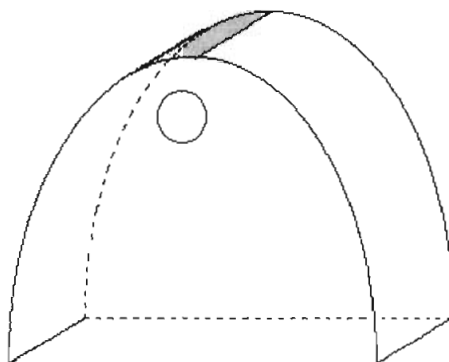


Figura 4.13

Como se puede observar en la figura anterior la antena consiste en dos planchas de corte parabólico colocadas en forma paralela y unidas por una cinta metálica que da la forma de parábola quedando perpendicular a las dos planchas.

Este tipo de campana tiene la forma parabólica cuya ecuación es:

$$y^2 = 2 * p * x \quad (4.11)$$

Las dimensiones de la boca de la campana pueden ser diversas, pero se escoge de acuerdo a las características mecánicas como es una campana adecuada para la dimensión de la mayoría de las cargas a calentar y eléctricas convenientes para controlar los modos que se puedan generar.

Entonces debemos evitar la propagación de modos indeseables, para ello limito la banda de transmisión, por medio de la fijación de la frecuencia inferior y superior:

Para el modo  $TE_{m_0}$ , la frecuencia de corte es:

$$f_c = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2} = \frac{c \cdot m}{2a}$$

Entonces la frecuencia de corte para diferentes valores de "a" y de "m", es:

m \ a	5(cm)	10(cm)	20(cm)	25(cm)	30(cm)	40(cm)	50(cm)
1	3GHz	1.5 GHz	0.75 GHz	0.6 GHz	0.5 GHz	0.38 GHz	0.3 GHz
2	6 GHz	3 GHz	1.5 GHz	1.2 GHz	1 GHz	1 GHz	0.6 GHz
3	9 GHz	4.5 GHz	2.25 GHz	1.8 GHz	1.5 GHz	1.12 GHz	0.9 GHz
4	12 GHz	6 GHz	3 GHz	2.4 GHz	2 GHz	1.5 GHz	1.2 GHz
5	15 GHz	7.5 GHz	3.75 GHz	3 GHz	2.5 GHz	1.85 GHz	1.5 GHz
6	18 GHz	9 GHz	4.5 GHz	3.6 GHz	3 GHz	2.25 GHz	1.8 GHz
7	21 GHz	10.5 GHz	5.25 GHz	4.2 GHz	3.5 GHz	2.6 GHz	2.1 GHz
8	24 GHz	12 GHz	6 GHz	4.8 GHz	4 GHz	3 GHz	2.4 GHz
9	27GHz	13.5 GHz	6.75 GHz	5.4 GHz	4.5 GHz	3.76 GHz	2.7 GHz

De acuerdo a la tabla de valores anterior, podemos tener un criterio de qué dimensión debe de ser "a" y los modos "m" que se pueden propagar. Dependiendo de las necesidades mecánicas y las características del campo electromagnético, se debe de hacer un compromiso entre la dimensión y los modos que se desea se propaguen.

Entonces, si deseo que se genere únicamente el modo  $TE_{10}$  la boca tendría una dimensión de:  $a = 7.65\text{cm}$  y  $b = 3.83\text{ cm}$ . que es una boca muy pequeña. Si aumento en "a" van apareciendo los modos  $TE_{m0}$ , a una abertura de  $a = 50\text{ cm}$ , ya se generó los modos  $TE_{10,20,30,40,50,60,70}$ .

En la presente tesis las características de una campana con  $a = 50\text{cm}$ , cumple con nuestras necesidades.

Para "b" se requiere que no se propague los modos  $TE_{mn}$ , con  $n \neq 0$ , entonces, para una frecuencia de corte superior a 2.45 GHz, para un  $m = 1$  (mínimo), para un  $n = 1$  (mínimo a propagarse), se tiene que la dimensión de "b" debe ser menor que 6.16 cm, por lo tanto un valor adecuado es de  $b = 5\text{ cm}$

Con una boca de 50 x 5 cm tengo una campana adecuada para los propósitos de calentamiento como se muestra en la figura 4.14.

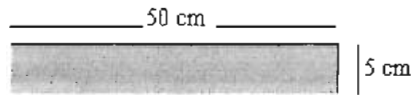


Figura 4. 14

Con las dimensiones mencionadas, se procede a encontrar el punto focal que se detalla en la figura 4.15:

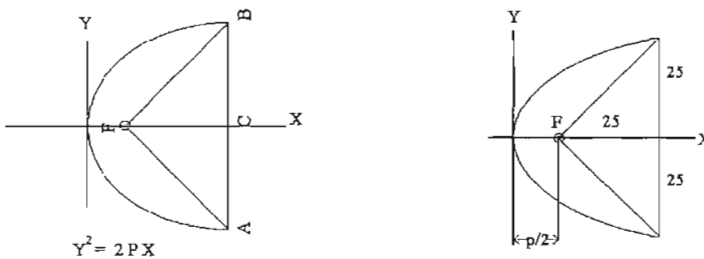


Figura 4.15

Las líneas que parten desde el punto focal a los vértices de sus extremos tienen un ángulo de 90°.

Aplicando la ecuación (4.11), entonces

$$y^2 = 2 * p * x$$

$$(25)^2 = 2 * p * ((p/2) + 25) \text{ en (cm)}$$

Despejando "p" de  $p^2 + 50p - 625 = 0$  entonces:  $p = 10.355 \text{ cm}$

La distancia del vértice al foco es "p/2"

$$p/2 = 5.178 \text{ (cm)}$$

La altura de la campana es  $OC = p/2 + 25 \text{ cm} = 30.178 \text{ (cm)}$

El perfil de la campana, para la figura 4.15 es:

Eje Y (cm)	Eje X (cm)	Eje Y (cm)	Eje X (cm)
±1	$4.83 * 10^{-2}$	±14	9.4637
±2	0.1931	±15	10.8639

±3	0.4345	±16	12.3607
±4	0.7725	±17	13.9541
±5	1.2071	±18	15.6441
±6	1.7382	±19	17.4306
±7	2.3659	±20	19.3137
±8	3.0901	±21	21.2933
±9	3.9111	±22	23.2695
±10	4.8284	±23	25.5423
±11	5.8424	±24	27.8117
±12	6.9529	±25	30.1776
±13	8.1600		

La punta de prueba del magnetrón debe de estar en el punto focal de la parábola que con ayuda de los tornillos actuando como dispositivos capacitivos, sirven para nivelar la onda de alcance, así se acopla la energía del magnetrón con la campana.

La punta de prueba tiene una variación en su profundidad para acoplarse al sistema, un buen acoplamiento es si la punta con el plano es de una distancia de  $\lambda_g/4$ .

Vamos a ver un caso particular en el cual las ondas se propagan desde la antena del magnetrón hacia un reflector, el cual se muestra en la figura 4. 16:

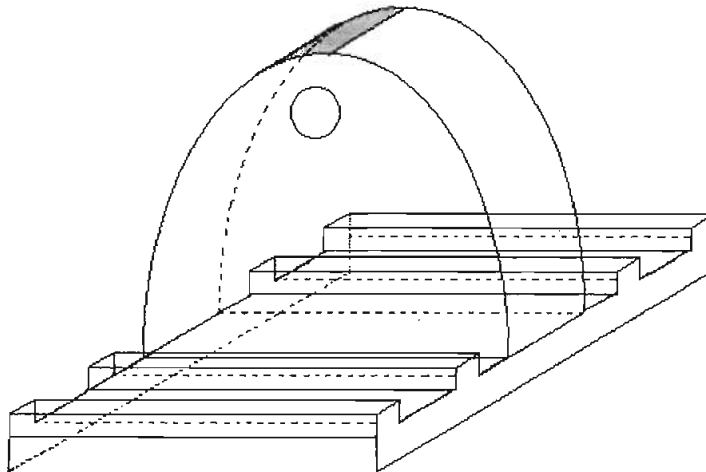


Figura 4. 16

La campana con las dimensiones anteriores, debe de ser de material amarillo (bronce), que es un material no magnético, es decir no se polariza frente a un campo magnético "B".



El alimento a calentar debe de estar a una distancia de la boca del radiador menor a  $\lambda_g/2$  para prevenir generación de modos indeseables con los que se puede dar un calentamiento desigual.

La punta del magnetrón que propaga su lóbulo, choca contra la campana los dos tercios de los frentes de onda para dirigirse al material a calentarse y la tercera parte restante va de forma directa.

En la abertura de la campana, en los 2/3 donde chocan los frentes de onda, existe la superposición de dos ondas, una onda que viaja de forma directa mas otra onda que se reflejó en el plano de la parábola, de esta forma la configuración del campo en la abertura de la campana será la superposición de dos rayos W1 y W2 en cualquier punto del borde de la campana.

Para ello se ilustra en la siguiente figura 4.17:

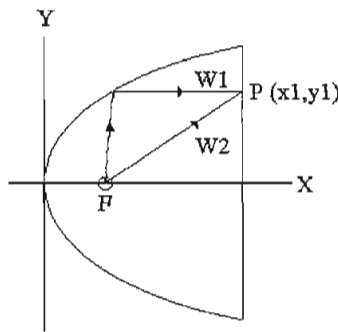


Figura 4. 17

Los campos eléctricos individuales son<sup>23</sup>:

$$E_1 = A * \sqrt{3} * \text{Sen}(w * t + \beta_1 * 2 * \pi) = A * \sqrt{3} * \text{Sen}\left(w * t + \frac{\sqrt{x_1 + y_1}}{\lambda_g} * 2 * \pi * \lambda\right) \quad (4.12)$$

$$E_2 = A * \text{Sen}(w * t + \beta_2 * 2 * \pi + \pi) - A * \text{Sen}\left(w * t + \frac{x_1 + p}{\lambda_g} * 2 * \pi + 2 * \pi\right) \quad (4.13)$$

Donde "p" es el doble de la distancia del vértice al punto focal.

Si sumamos los dos campos eléctricos resulta:

$$E = E_1 + E_2 = A * \sqrt{4 - 2 * \sqrt{3} * \text{Cos}\left(\frac{2}{\lambda_g} * \left(\sqrt{x_1^2 + y_1^2} - (x_1 + p)\right)\right)} \quad (4.14)$$

Esta onda puede variar dependiendo también por reflexiones en la punta de acoplamiento.

Se puede llegar a tener una onda mas uniforme mediante tornillos con un diámetro de 0.4cm cada una las que actúan como radiadores secundarios, la posición de estos radiadores se determina en forma experimental, así se puede tener un campo como muestra la figura 4.18.

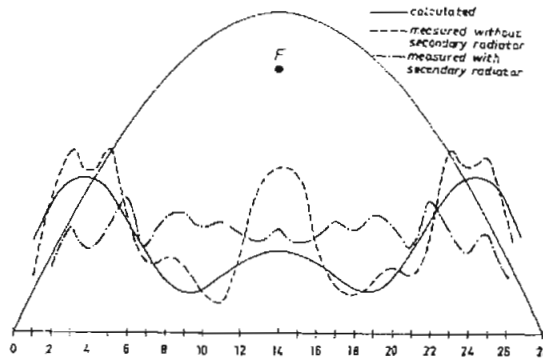


Figura 4.18

#### 4.4 CONSTRUCCION

Empezaremos analizando la protección principal al equipo:

La energía que sale de la campana puede regresar causando daños a la fuente, por lo tanto existe la necesidad de protegerla acoplando la salida con cargas resistivas a una distancia de  $\lambda_g/4$  ó  $\lambda_g/2$  de la boca de la campana para que absorban la energía que no consume el material al calentar y además brinde protección cuando está trabajando el equipo sin carga. Si consideramos que en la boca de la campana existe una onda reflejada que puede dañar al equipo, es necesario que la potencia transmitida se consuma en su totalidad y que la potencia reflejada desviarla o regrese ya atenuada en su gran mayoría como se indica en la figura 4. 19

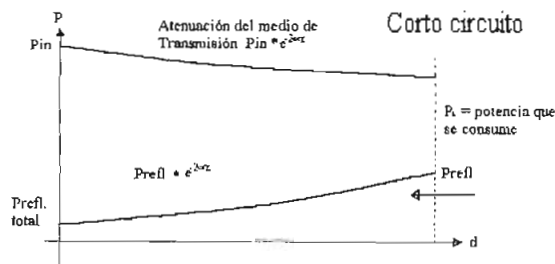


Figura 4.19

Pero ¿qué material?, se escoge en base a tablas donde indican el factor de pérdidas y su constante dieléctrica, y por las condiciones mecánicas como es el tiempo de duración de las mismas así como la facilidad de adquirirlo. Se decidió usar un tipo de carbón llamado grafito. El grafito, hallado en las minas de Ambuquí en la Provincia de Imbabura, no fue difícil el encontrar el material pues se encuentra de manera natural en la Montaña ubicada en la intersección de la panamericana vía a Tulcán y la vía que conduce al pueblo de Ambuquí. El siguiente problema era como dar la forma deseada. Para ello, mi director de tesis propuso realizar una esponja con este material, se pidió la ayuda del Ing. Trajano Ramírez, Director del CIAP, quien era el indicado para la elaboración de dicha esponja, supo manifestar que necesita la piedra en calidad de polvo para proceder a la elaboración de la esponja.

Fue necesario la ayuda del Ing. Ernesto de la Torre, Director del departamento de Metalurgia de la E.P.N., quien nos proporcionó acceso a los molinos allí ubicados para proceder a convertir en polvo las piedras de grafito obtenido.

Las piedras se procedió a molerlas en el molino de rodillos para luego trasladarlas al molino de bolas donde en proporciones de 1.5Kg-fuerza y por el tiempo de 2 horas se mantuvo encendida la máquina. Luego que se obtuvo una masa de 0.5 Kg de polvo de grafito, se procedió a tamizar en una malla 200.

Se tenía el grafito en polvo. El paso a seguir es la elaboración de la esponja que en base a ciertos químicos (ver anexo) junto al grafito, reaccionaban al mezclarlos en cuestión de segundos a la temperatura ambiente, el líquido final se vaciaba en un molde previamente elaborado donde el la mezcla se expandía y después de unos cuantos minutos dejaba de reaccionar. finalmente tocaba esperar cerca de un día para que la esponja se secase y disponer de ella para las pruebas de laboratorio.

Las pruebas consistían medir la potencia entregada en una guía de onda previamente acoplada, después insertar una sección de guía con la muestra de esponja en el interior y tomar la medida de potencia luego de la sección. Comparar las potencias en uno y otro caso y calcular cuantos dB se a atenuado.

El equipo empleado fue el siguiente Figura 4. 20:

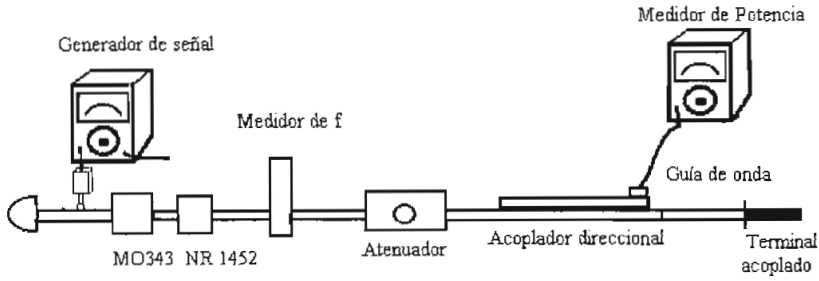


Figura 4.20

La primera muestra de esponja dio como resultado que atenuaba 1,1dB en una sección de guía de onda de 19 cm, que no era para nada satisfactorio.

Un nuevo ensayo con otra esponja a diferente concentración de grafito mejoró a 2dB en la sección, continuaba mal los resultados, la causa era que no se podía aumentar más la concentración sin mantener las propiedades de la esponja.

Una alternativa fue en lugar del grafito intentar con otro carbón que se disponía en metalurgia y era el carbón activado donado por el Ing. Ernesto de la Torre. Con una esponja en base a este material, el resultado era parecido. Ante esta situación el Ing. Trajano Ramírez, fue al laboratorio donde se encontraban los equipos y en la sección de guía de onda donde se hallaba la esponja, procedió a incrementar su densidad colocando la mayor cantidad de esponja permitido. Se hizo los nuevos experimentos y dio una atenuación aceptable de 10 dB en la sección.

Se procedió a sacar la densidad de la esponja al pesar el material y dividir para el volumen respectivo y dio una densidad de  $0.3 \text{ g/cm}^3$ , tres veces mayor que la esponja normal.

Con este resultado nuevamente se procedió a fabricar la esponja con estas características de densidad y concentración, para lo cual el único mecanismo consistió en hacer colapsar la mezcla para que no alcance el volumen que se lograría si la mezcla no colapsaría.

En el primer intento, no se pudo llegar al bloque de esponja deseado (50 x 50 x 10)cm. pues no se sabía el comportamiento de la esponja al colapsar. Fueron varios los fracasos en tratar de conseguir el volumen deseado, teniendo por partes el material y uniéndolo, se conseguía el bloque propuesto, se elaboró un recipiente de madera

con las dimensiones antes mencionadas, se colocó todo el material obtenido y con una mezcla más se rellenó los espacios vacíos existentes entre los materiales. Finalmente se logró el bloque compacto.

Una vez con el material, el siguiente paso es encontrar sus propiedades eléctricas como la constante dieléctrica, el factor de pérdidas, la atenuación por longitud, su ángulo de incidencia, etc.

Las propiedades eléctricas se analiza cuando el campo  $\mathbf{E}$  está en el plano de incidencia, donde el coeficiente de reflexión<sup>24</sup> está dado por:

$$\Gamma = \frac{\frac{-\epsilon_2}{\epsilon_1} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - \text{sen}^2 \theta_i}}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - \text{sen}^2 \theta_i}} \quad (4.15)$$

Donde:

$\theta_i$  es el ángulo de incidencia

$\theta_r$  es el ángulo del rayo reflejado

$\epsilon_1$  permitividad del medio 1

$\epsilon_2$  permitividad del medio 2

El ángulo de "Brewster" " $\theta_B$ " es el ángulo incidente para el cual el numerador de la ecuación 4.15 es cero, con lo cual no existe onda reflejada, entonces:

$$\text{sen } \theta_B = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \quad (4.16)$$

Tenemos un problema de la permitividad del medio 2 no es conocida, para lo cual se procede a calcular:

Mediante el medidor de capacitancias del laboratorio de líneas de transmisión, se procede a medir la capacitancia de acuerdo al espesor del material.

El medidor de capacitancias consiste en un circuito resonante indicado a continuación en la figura 4.21:

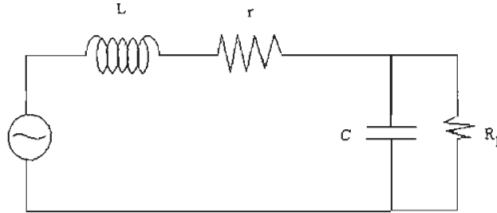


Figura 4. 21

El equipo trabaja a una frecuencia de 30MHz y empleamos una inductancia de  $0.28\mu\text{H}$ .

Se calibra el capacitor variable para que el circuito entre en resonancia a su frecuencia interna, dando un valor de  $93.3\text{pF}$ .

Luego se coloca el instrumento que tiene su valor de capacitivo propio en donde se colocará el material dieléctrico.

Se calibra nuevamente el capacitor interno para entrar nuevamente en resonancia, dando los siguientes datos:

Capacitor variable:  $81.5\text{ pF}$

Instrumento:  $(93.3 - 81.5)\text{pF} = 11.8\text{ pF}$

Sumando las dos capacitancias da  $93.3\text{pF}$  que es el valor en el cual se entra en resonancia.

Se coloca el material por determinar su constante dieléctrica de forma circular con un espesor de  $5\text{ mm}$ . entre la placa de cobre y el lugar ya establecido del instrumento.

Nuevamente calibrando el capacitor variable se entra en resonancia, dando los siguientes resultados:

Capacitor variable:  $75.8\text{ pF}$ .

Instrumento :  $11.8\text{ pF}$

Placa de cobre con el dieléctrico:  $(93.3 - 75.8 - 11.8)\mu\text{F} = 5.7 \mu\text{F}$ .

Finalmente se saca la pastilla del dieléctrico y la placa de cobre de forma circular se coloca a la misma distancia del espesor del dieléctrico, es decir a 5mm, se procede a calibrar el capacitor variable para nuevamente entrar en resonancia y tenemos los siguientes datos:

Capacitor variable: 78.95  $\mu\text{F}$

Instrumento: 11.8  $\mu\text{F}$

Placa de cobre sin el dieléctrico:  $(93.3 - 78.95 - 11.8)\mu\text{F} = 2.545 \mu\text{F}$

La relación de capacitancias de la placa de cobre con y sin el material, da como resultado la constante dieléctrica a encontrar.

Entonces:

$$\epsilon_r = \frac{5.7 \mu\text{F}}{2.54 \mu\text{F}} = 2.24$$

Podemos encontrar su factor de pérdidas de la siguiente manera:

El equipo empleado nos proporciona el factor de calidad "Q" que en este caso es:  $Q = 125$ .

Como:

$$Q = \frac{X_L}{r} = \frac{\omega_0 L}{r} \quad (4.17)$$

Entonces:  $\omega_0 L = 2 * \pi * f * L = 2 * \pi * 30 \text{ MHz} * 0.28 \mu\text{H} = 52.77 \Omega$

A continuación se procede a encontrar  $R_p$  :

La relación entre "r" y " $R_p$ " se da por la fórmula:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_L} + \frac{1}{Q_C} = \frac{1}{\frac{X_L}{r}} + \frac{1}{\frac{R_p}{X_C}} \quad (4.18)$$

Donde:

En resonancia  $X_L = X_C$

$Q_L = 205$

$$0.008 = \frac{1}{\frac{52.77}{0.257}} + \frac{1}{\frac{R_p}{52.77}}$$

Por lo tanto  $R_p = 16.9 \text{ K}\Omega$

Entonces:

$$\tan \delta = \frac{X_s}{R_p} = \frac{1}{2\pi f c R_p} = 5.51 * 10^{-3} \quad (4.19)$$

Finalmente su ángulo de Brewster es :

$$\theta_B = \arcsen \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} = \arcsen \sqrt{\frac{2.24}{1 + 2.24}} = 56.22^\circ$$

Por lo tanto el bloque de esponja será cortado en forma de cuñas con el ángulo de Brewster indicado, figura 4.22.

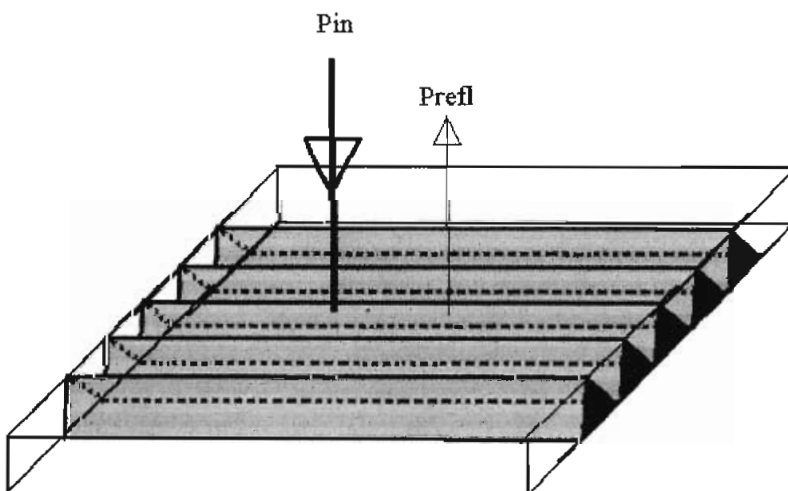


Figura 4.22



No se garantiza que todo el frente de onda irradiado desde la antena tenga el ángulo de Brewster ya que las ondas tienden a dispersarse y no seguir un frente plano.

Por lo tanto se debe considerar que las cuñas deben ser de un material el cual tenga un coeficiente de pérdidas elevado para que si bien no se pueda atenuar la onda completamente, al menos se logre una atenuación significativa como se muestra en la figura 4.19

Tenemos el funcionamiento del magnetrón, su acoplamiento y el diseño de las cuñas como carga resistiva, he hablado de la campana, pero no como se construyó y me parece importante señalar que para la construcción de la campana fue necesario la ayuda de un gran amigo hojalatero que gracias a su paciencia y experiencia logró soldar con herramientas por demás artesanales una parábola con una precisión muy aceptable así como la construcción y elaboración de los filtro con las dimensiones luego indicadas.

#### 4.5 FILTROS

La principal tarea es la supresión de la radiación al exterior de la estufa por las ventanas abiertas por las cuales entra y sale el material a calentar.

La radiación de las microondas es bloqueada por filtros que no permite el paso de la energía pues su efecto es que presenta una impedancia baja simulando un cortocircuito en donde la onda choca y se regresa al interior de la estufa.

El filtro puede presentar adicionalmente atenuadores en su interior que consumen la energía no efectiva.

Los filtros que operan en este tipo de estufas son realizados en corto circuito rectangular como se indica en la figura 4.23

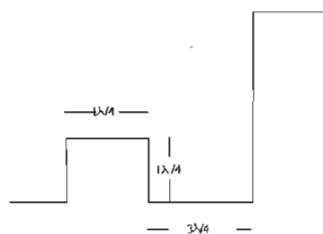


Figura 4.23

Es prácticamente imposible que un filtro pueda bloquear todos los modos de una construcción así porque se estima en forma promedio la distancia media desde donde se cree este la mayor cantidad de energía hasta la altura del filtro debe ser  $\lambda_g/2$ .

Se ilustra con la figura 4.24:

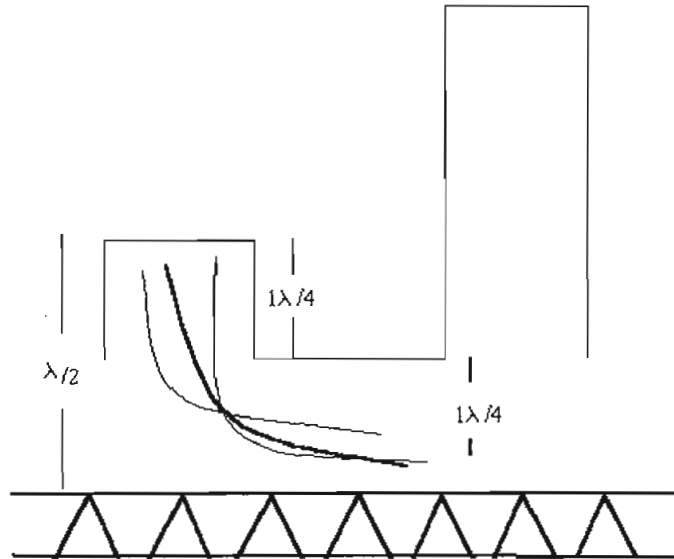


Figura 4.24

Así en promedio la distancia desde el punto medio de interacción del campo hasta el final del filtro es de  $\lambda_g/2$ , lo cual es un corto circuito para el modo TE<sub>10</sub> que regresaría hacia el interior de la estufa.

En el siguiente capítulo se probará la eficacia de los filtros y los correctivos en el caso de no atenuar eficientemente.

**CAPITULO QUINTO**  
**PRUEBAS EXPERIMENTALES**

Primeramente debo dejar constancia que sin el apoyo decidido del Ing. Mario Cevallos quien como director de tesis, siempre estuvo con la voluntad y predisposición de sacar adelante este proyecto, así también de mi Institución la "Escuela Politécnica Nacional" y a mis padres quien sin escatimar esfuerzo me ayudaron en todo lo que estaba a su alcance, sin ellos no se hubiese logrado la finalización de la presente tesis.

La Facultad de Ingeniería Eléctrica no contaba con los equipos adecuados para maniobrar adecuadamente ya que el equipo existente, está realizado con tecnología de los años /60 y por tanto todo su estructura es muy grande y dificulta su utilización.

Para que el equipo sea mas versátil, se compró: el circuito de control, el magnetrón, la campana, el transformador de alta tensión, el sistema de rectificación y el ventilador, con tecnología actual; en cuanto se refiere a la carga resistiva empleada para atenuar el campo residual, fue un aporte de la Escuela Politécnica Nacional que por medio del Ing. Trajano Ramírez se donó los polímeros necesarios para la elaboración de una esponja con la propiedad de atenuar el campo radiante, así también al Ing. Ernesto de la Torre quien proporcionó los equipos necesarios para moler la piedra de grafito utilizada al inicio y además donó 5Kg de carbón activado.

El montaje final del sistema se ilustra en el diagrama de bloques de la figura 5.1

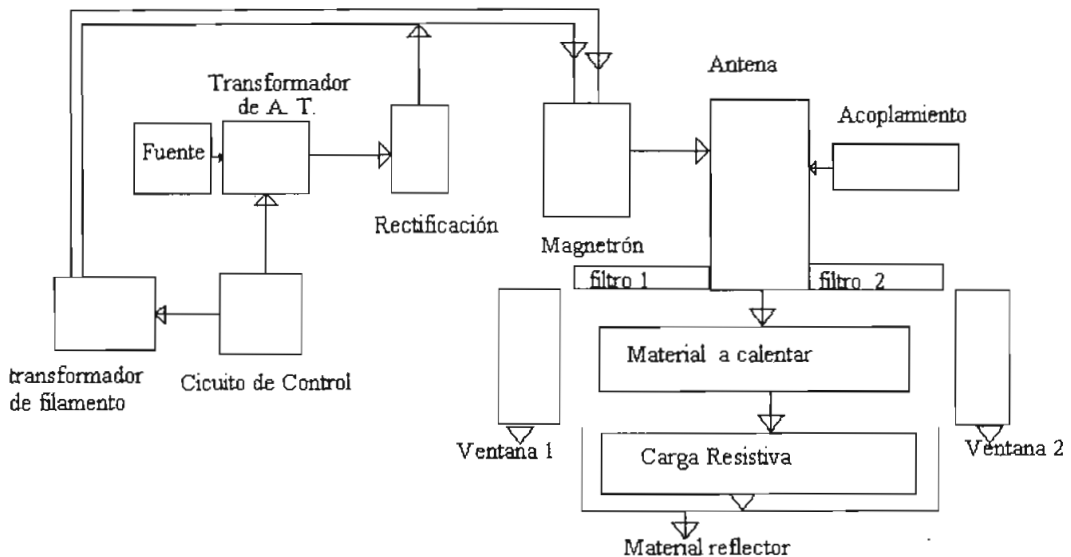


Figura 5.1

El siguiente circuito, explica el funcionamiento del equipo eléctrico y la generación del alto voltaje, el circuito de control se explica en bloque pues no es el objetivo de la tesis su descripción .

El circuito de alto voltaje, se produce por la acción del diodo y la carga del condensador de alto voltaje, este circuito se llama medio ciclo doble circuito. Este circuito se usa comúnmente debido a su economía pues es suficiente un pequeño transformador y condensador para producir el alto voltaje.

Al filamento del magnetrón se aplica  $3.3 V_{ac}$  generados por el enrollado en el transformador de alto voltaje, intercalándose condensadores y eliminadores de ruidos, encerrados en la carcasa del magnetrón, evitando que las microondas afecten los equipos electrónicos y aparatos de radio y televisión.

El bobinado secundario de alto voltaje, genera una tensión de corriente alterna de 2.2 KV.

El funcionamiento del circuito de alto voltaje es que en el primer semiciclo, el condensador se carga con 2000 V. cerrando el circuito el diodo al polarizarse directamente, al segundo semiciclo, el diodo se abre, el voltaje en el condensador y el voltaje a través del bobinado secundario del transformador se combinan y se dirigen a través del ánodo del magnetrón.

Este potencial resultante de unos 4000 V, se utiliza para generar las microondas del magnetrón. El magnetrón recibe pulsos sin cesar, a razón de 60 Hz. Con el fin de descargar el condensador de alto voltaje, cuando la estufa está desconectada, el condensador tiene una resistencia de  $9 M\Omega$ ; se necesita aproximadamente 30 segundos para conseguir que se descargue por completo.

El modo de operar la estufa es la siguiente:

Una vez conectado a la fuente y prendido el cortapicos, se cierra el interruptor 1, ver la figura 5.2, con ello entra a funcionar el ventilador y se prende una bombilla, luego en el circuito de control se tiene tres opciones para especificar la potencia a utilizar en el equipo, estas son: descongelado suministrando el 45% de la potencia total, medio suministrando el 68% de la potencia total y alto suministrando a la estufa toda la potencia. Cabe señalar que el control de potencia se lo realiza en el primario.

Una vez escogido el nivel de potencia a utilizar, se escoge el tiempo requerido necesario que se empleará en el calentamiento del material, para luego accionar el botón efectuar con lo que se energiza el magnetrón durante el tiempo seleccionado.

Terminado el tiempo, se espera unos segundos para que termine de enfriarse completamente el magnetrón y se procede a su apagado mediante el interruptor 1.

Si se desea utilizar de manera manual, se conecta el interruptor 1, seguidamente se conecta el control manual que me da la máxima potencia, y se toma el tiempo a emplear. Una vez concluido el tiempo estimado, se apaga el control manual y después de unos segundos se apaga el interruptor 1.

En el caso de existir un calentamiento excesivo del magnetrón se activan los sensores de temperatura existentes en él, interrumpe el paso de energía, hasta que el magnetrón recupere la temperatura de trabajo.

El circuito eléctrico<sup>25</sup> se muestra en la figura 5.2:

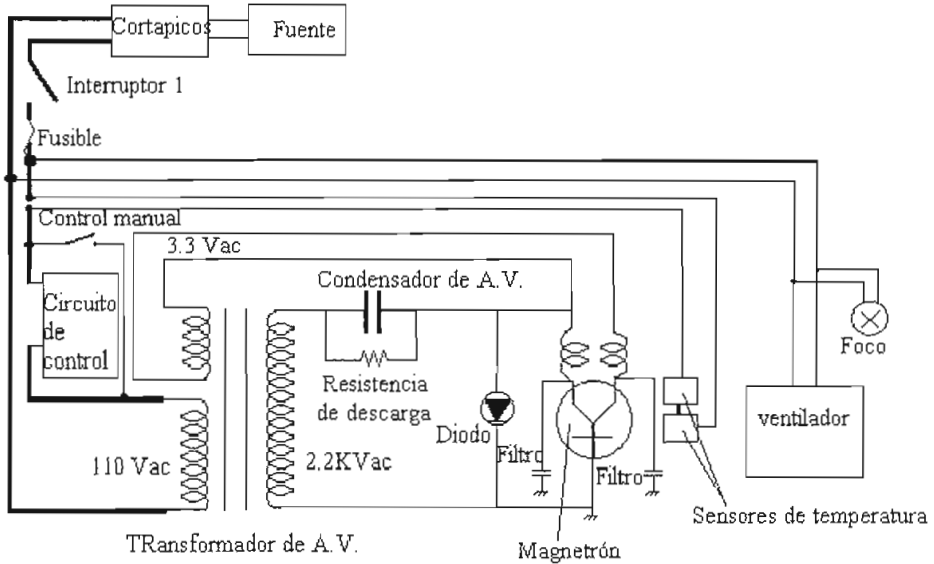
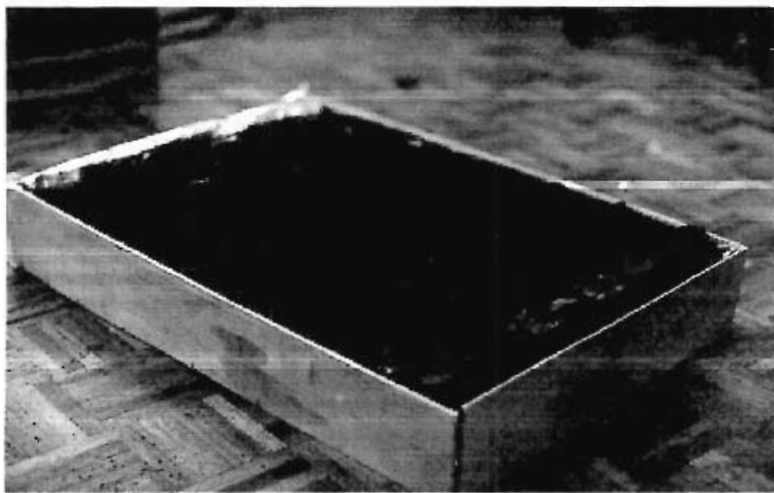
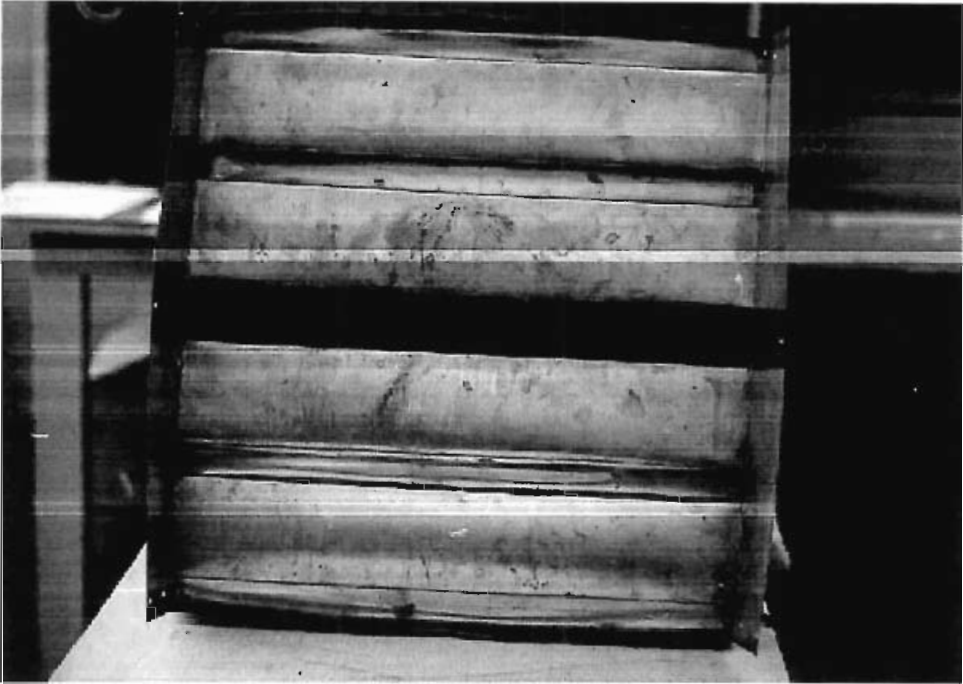


Figura 5.2

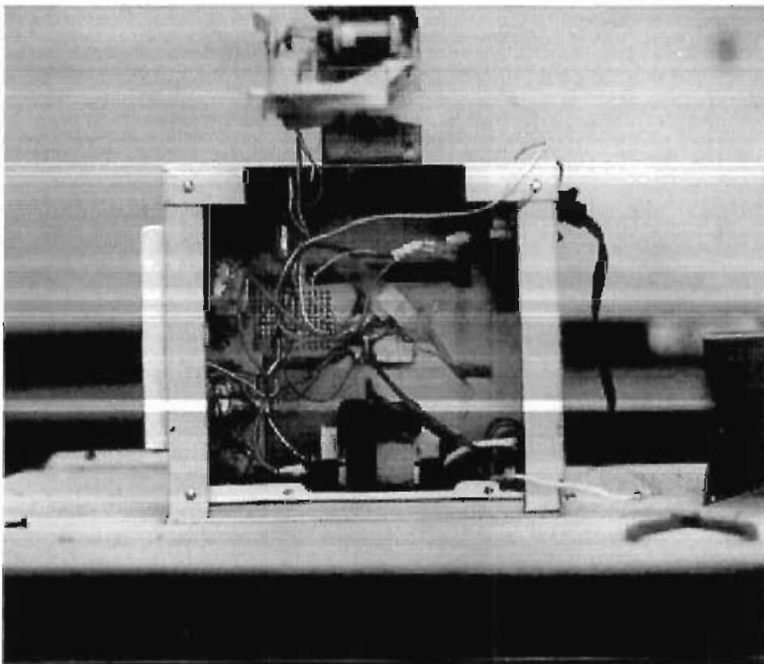
A continuación se presentan las fotografías de la estufa de microondas con campo radiante:



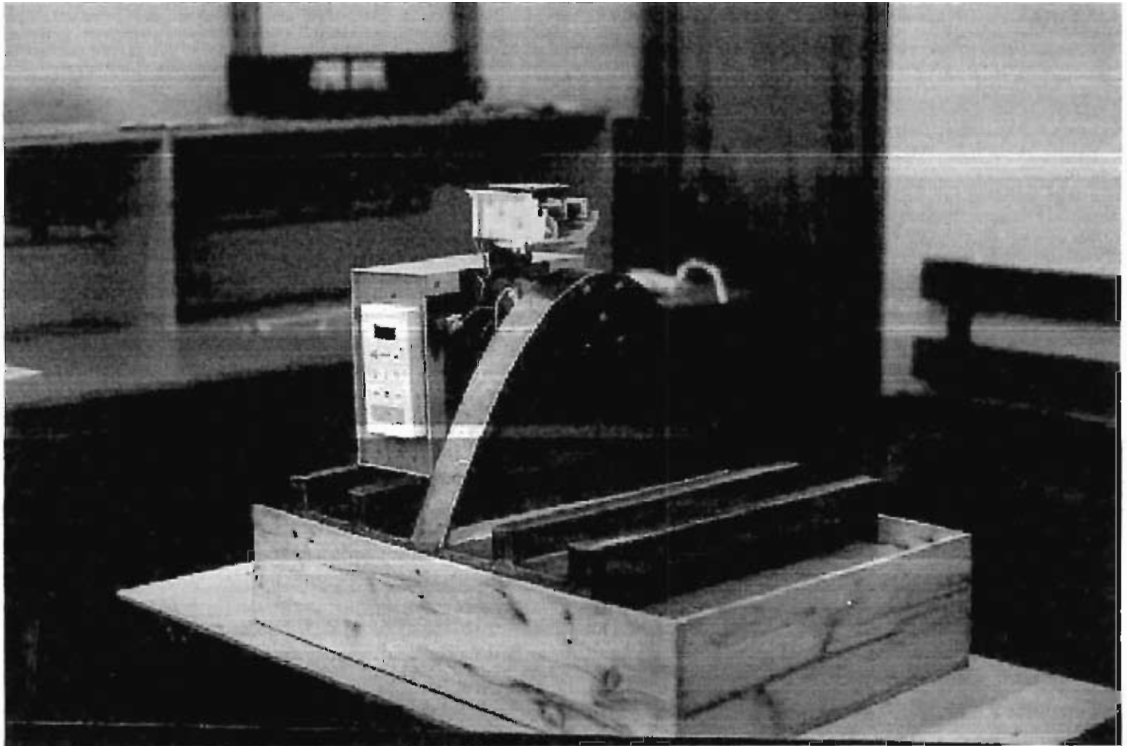
Fotografía N° 1  
ATENUADOR DEL CAMPO RESIDUAL.



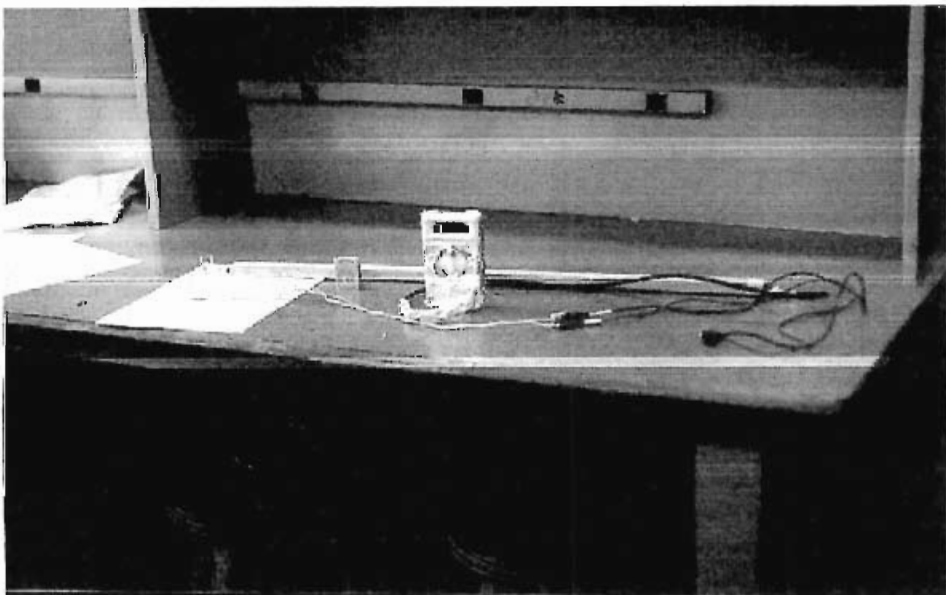
Fotografía N° 2  
INTERIOR DE LA CAMPANA Y FILTROS



Fotografía N° 3  
CIRCUITO DE CONTROL Y ALTO VOLTAJE

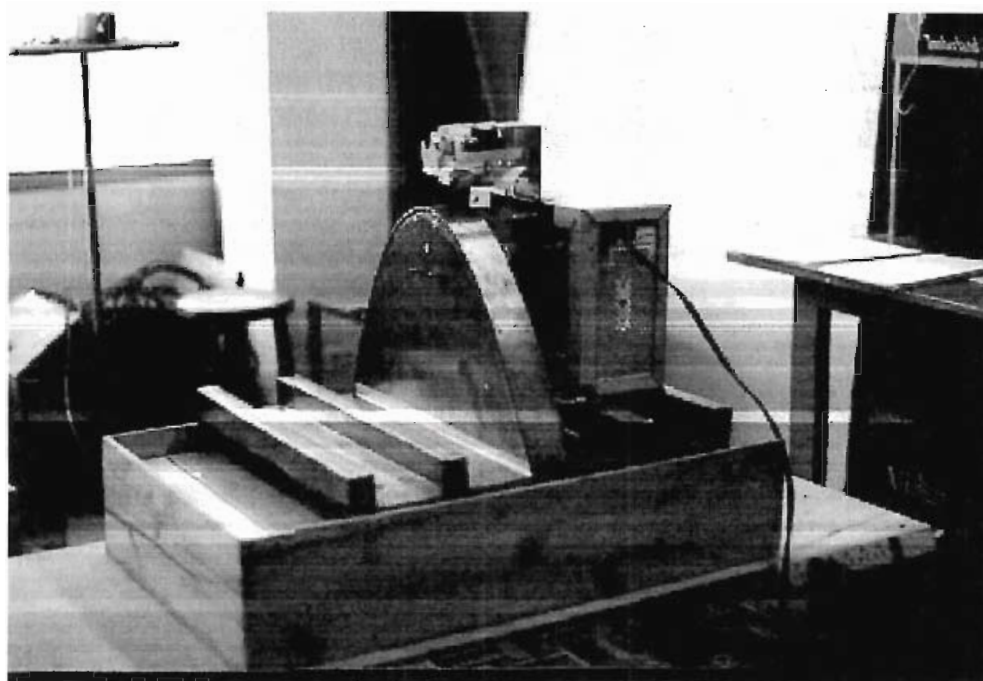


Fotografía N° 4  
EQUIPO ENSAMBLADO.

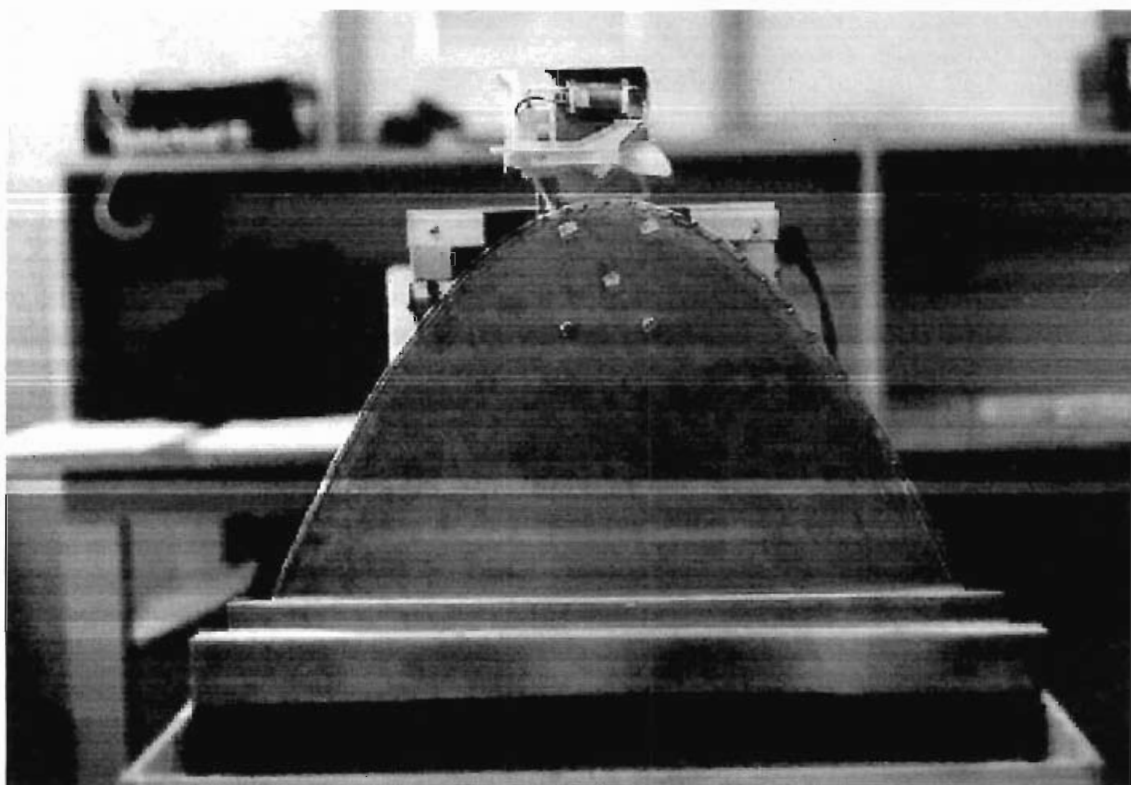


Fotografía N° 5  
ANTENA Y TERMISTOR





Fotografía N° 6  
ESTUFA, VISTA POSTERIOR



Fotografía N° 7  
ESTUFA, VISTA LATERAL DERECHA

## 5.1 PROCEDIMIENTO PARA DETERMINAR LA POTENCIA RADIADA

La frecuencia empleada para el calentamiento dieléctrico por ondas radiantes es de 2,45 GHz, lo que dificulta la medición exacta de la potencia entregada, debido a que no contamos con el equipo adecuado para trabajar a esa frecuencia, si utilizamos una antena, esta puede absorber, reflejar o transmitir la energía. La antena se utilizará para medir cuanto del campo no consumido por el material que escapa del equipo no es recomendable la utilización de termómetros con líquidos, pues estos absorben energía y experimentan un calentamiento propio que no tiene ninguna relación con la temperatura que se desea medir, los termómetros de mercurio, reflejan la energía, si utilizamos termistores colocados dentro del material al momento de enviar el campo radiante, al variar el campo, el material tarda en reaccionar de acuerdo a la intensidad del campo pues conserva su inercia térmica, conservando el calor del material así no tenga la misma intensidad de energía en la misma, de manera que no será una lectura confiable de temperatura.

El método seguido es: se toma la temperatura inicial por medio de un termistor, se somete al material por un determinado tiempo al campo radiante, en la brevedad posible se saca al material y se toman las medidas con el termistor en los puntos mas adecuados del material, se procede a convertir los datos del termistor a °C, así conocer el incremento de la temperatura promedio existente, es necesario la temperatura promedio para obtener la temperatura media alcanzada por el material durante el proceso de calentamiento y además para disminuir las pérdidas de calor presentes por radiación, convección y conducción del material al medio circundante. Una vez obtenida la temperatura promedio, se puede calcular la potencia disipada como la intensidad de  $E$  en el material aplicando las fórmulas del capítulo segundo ( 2.64;2.67;2.68; 2.69 ),

Una vez determinados los pasos a seguir, se procede a la calibración del termistor, el cual va conectado a un multímetro para medir su resistencia. Para ello, la Facultad de ingeniería Química, facilitó el uso de un termómetro de mercurio, un recipiente con 700cm<sup>3</sup> de agua y una calentador a gas, mientras la hornilla caliente al recipiente con agua, ésta, aumenta su temperatura y se toman medidas simultáneas del termómetro y del termistor que se encuentran sumergidos en el líquido.

La figura 5.3. muestra los datos obtenidos:

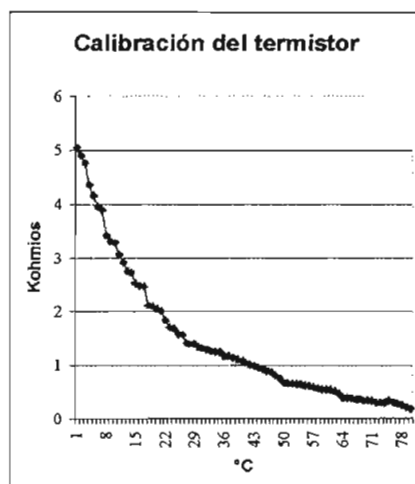


Figura 5.3

A continuación se presenta la tabla obtenida (tabla 5.1):

°C	KΩ	°C	KΩ	°C	KΩ	°C	KΩ
5		28	2.12	51	1.05	74	0.39
6		29	2.1	52	1.02	75	0.38
7		30	2.06	53	0.99	76	0.37
8		31	2	54	0.95	77	0.36
9		32	1.84	55	0.92	78	0.355
10		33	1.7	56	0.89	79	0.35
11	5.05	34	1.67	57	0.87	80	0.34
12	4.9	35	1.59	58	0.82	81	0.33
13	4.76	36	1.57	59	0.75	82	0.32
14	4.35	37	1.41	60	0.67	83	0.31
15	4.15	38	1.4	61	0.665	83	0.3
16	3.94	39	1.39	62	0.66	85	0.342
17	3.88	40	1.34	63	0.65	86	0.313
18	3.42	41	1.31	64	0.64	87	0.283
19	3.3	42	1.3	65	0.62	88	0.254
20	3.27	43	1.27	66	0.61	89	0.224
21	3.06	44	1.25	67	0.6	90	0.195
22	2.92	45	1.25	68	0.56		
23	2.74	46	1.18	69	0.555		
24	2.73	47	1.17	70	0.55		
25	2.52	48	1.15	71	0.54		
26	2.48	48	1.12	72	0.52		
27	2.46	50	1.08	73	0.47		

Tabla 5.1

Obs. Para valores menores a la temperatura ambiente se descongeló 5 cubitos de hielo en un recipiente con  $500\text{cm}^3$  de agua y se tomó las medidas respectivas.

## 5.2 ACOPLAMIENTO DE LA CAMPANA PARA UNA CARGA DE AGUA

Un material adecuado es el agua, del que se conoce sus propiedades como el calor específico, su densidad, la constante dieléctrica, su tangente de pérdidas, etc.

Una vez colocada la carga de agua, se requiere tener un campo homogéneo en toda la superficie de la boca de la campana, esto para un calentamiento uniforme, para ello se utilizan los tornillos incrustados en un lado de la campana que en este caso dan el efecto de radiadores secundarios, la profundidad de los tornillos es fundamental pues dependiendo de estos, se logra una distribución uniforme en la boca de la campana. La ubicación de estos radiadores secundarios se encuentra con la experimentación.

Estos están ubicados como muestra la figura 5.4

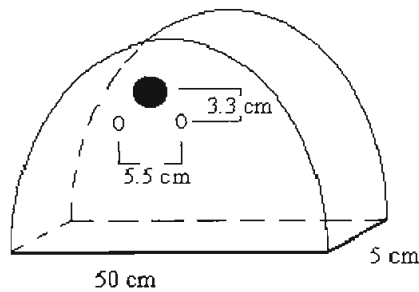


Figura 5.4

PROCEDIMIENTO. En un recipiente construido específicamente para el efecto, se coloca cierta cantidad de agua, dividido en 5 partes iguales, como lo muestra la figura 5.5:

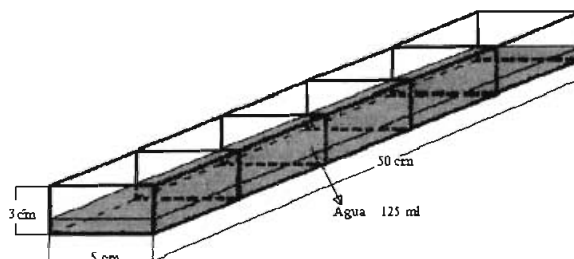


Figura 5.5

Se toma la temperatura inicial del agua, luego el recipiente se coloca en la abertura de la campana, se lo expone al campo radiante por un determinado tiempo, inmediatamente se saca el recipiente, en cada una de su compartimentos se bate el agua para tener una temperatura promedio la cual es medida por el termistor. Una vez obtenido las cinco medidas se saca el promedio, restando la inicial, se obtiene el incremento de temperatura de la muestra.

Aplicando la fórmula 2. 65 se tiene la cantidad de calorías.

Aplicando la fórmula 2. 68, se tiene la potencia requerida para esa variación de temperatura. Finalmente despejando "E" de la fórmula 2.69 podemos tener el campo existente en dicho material.

#### Experimento No 1:

Como no se dispone del equipo para medir la cantidad de agua, en un vaso se coloca por medio de una jeringa, la cantidad de 25 ml, como la densidad del agua es de 1 gr/ml, se tiene 25 gr. de agua en el vaso, se marca el vaso en la altura del agua.

De allí en adelante se utiliza el vaso marcado para llenar los compartimentos.

Cantidad de agua en cada compartimento : 50 gramos.

Tiempo de exposición al campo: 120 Segundos

$\epsilon_r = 76.7$

$\tan\delta = 0.157$

La temperatura ambiente es de 17°C.

T1 es el tornillo izquierdo de la campana

T2 es el tornillo derecho de la campana

	T1= 0 T2= 0		T1= 0.5 T2= 0		T1= 1.0 T2 = 1.5		T1 = 1.0 T2 = 1.0		T1 = 1.3 T2 = 1.5	
	K $\Omega$	°C	K $\Omega$	°C	K $\Omega$	°C	K $\Omega$	°C	K $\Omega$	°C
1	1.00	53	0.40	74	1.36	40	0.9	56	1.40	38
2	1.66	34	2.00	31	1.70	33	1.5	37	1.74	33
3	0.79	58	1.42	37	0.45	73	0.6	67	0.68	60
4	1.07	50	1.56	36	1.09	50	1.1	49	1.46	37
5	0.81	58	0.93	55	0.74	59	1.1	49	1.26	45
Series		1		2		3		4		5

Tabla 5.2

A continuación presentamos gráficamente los valores expuestos:

### Distribución del campo en la campana

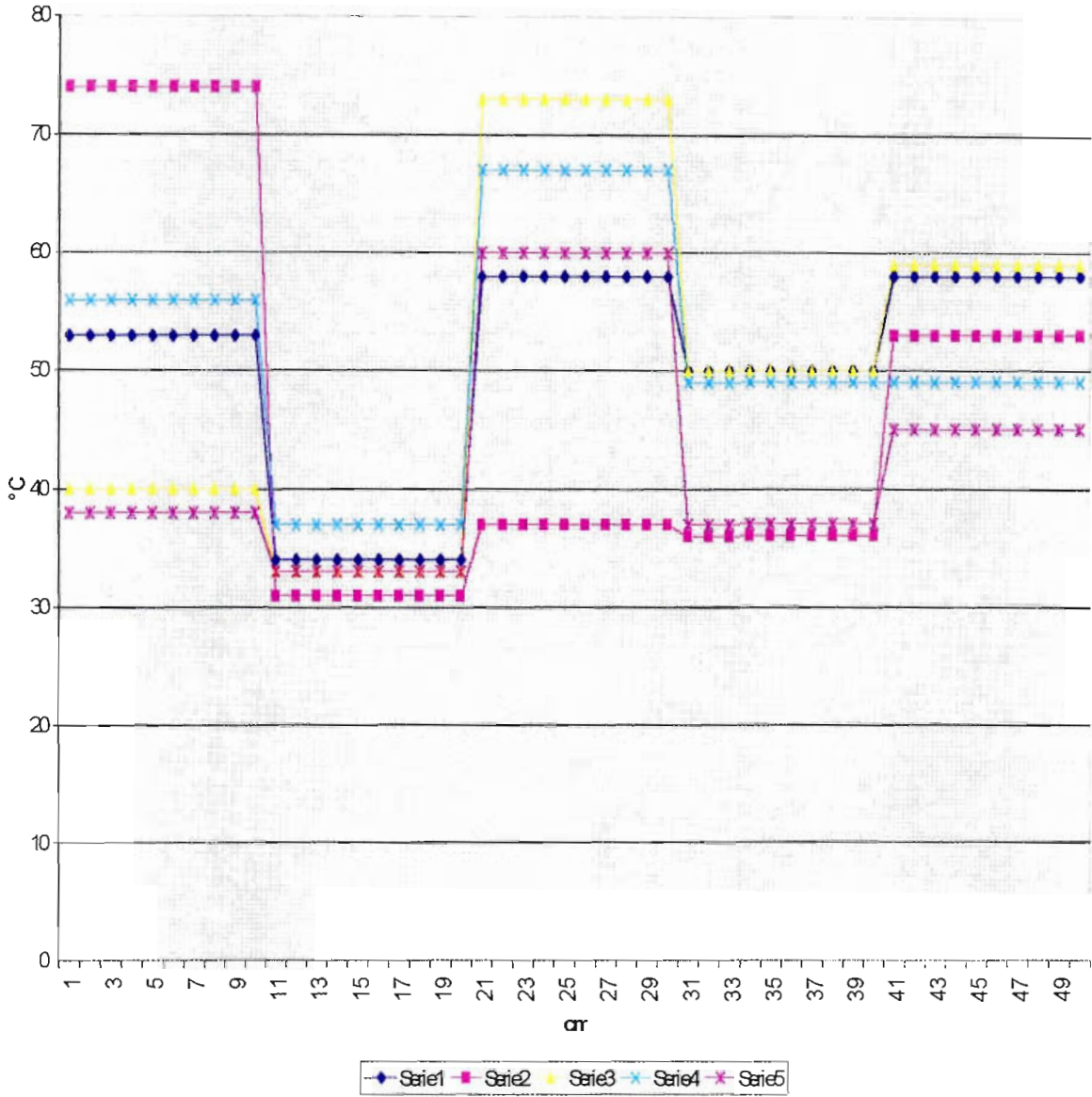


Figura 5.6

Podemos observar que en la serie 4, con los tornillos a 1 cm de profundidad, es donde la curva de temperatura tiende a ser más homogénea, con los tornillos a esta profundidad, el recipiente con igual cantidad de agua y por un tiempo de 120 segundos

en cada muestra, se coloca a diferentes distancias de la boca de la campana para analizar la temperatura de acuerdo a la separación del recipiente y la campana. Se repite el mismo procedimiento, pero con la diferencia que en la tabla de datos va el valor directo de la temperatura:

Recipiente a 0.0 cm	Recipiente a 0.5cm	Recipiente a 1.0 cm	Recipiente a 2.0 cm	Recipiente a 3.0 cm
°C	°C	°C	°C	°C
47	35	25	28	26
49	38	27	33	28
34	32	23	26	28
49	43	36	31	28
46	37	28	29	28
Serie1	Serie2	Serie3	Serie4	Serie5

Tabla 5.3

A continuación se muestra el gráfico 5.7 de la distribución del campo de acuerdo a la distancia de la boca de la campana:

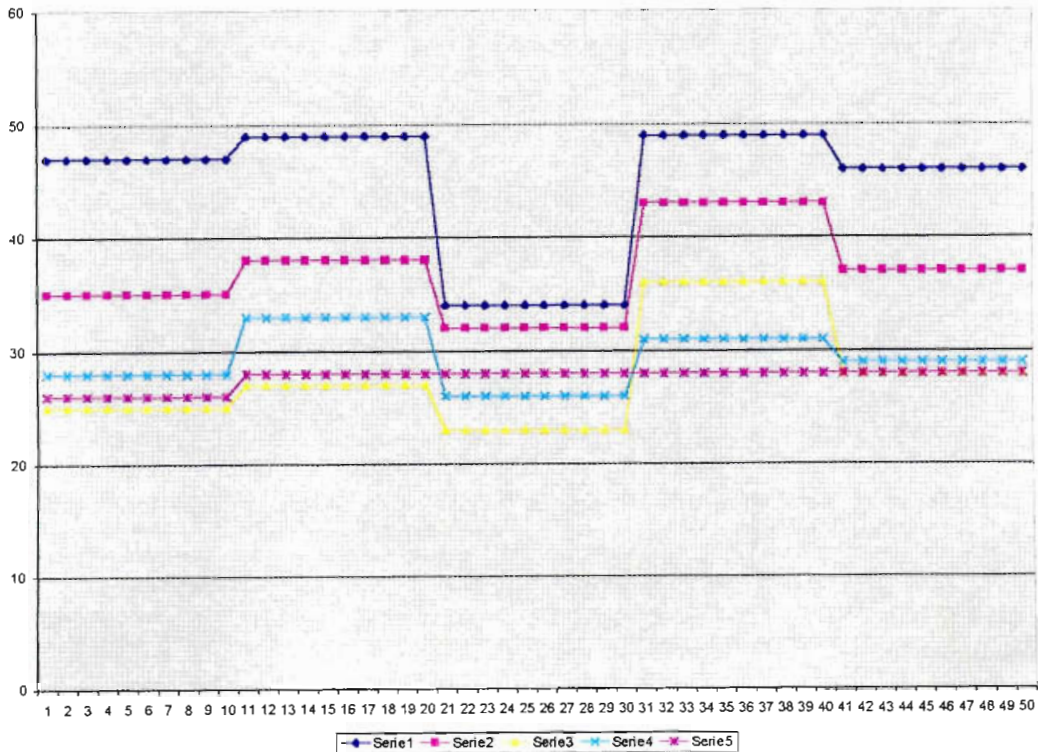


Figura 5.7

Si bien conseguimos uniformidad a los tres cm. pero tenemos que sacrificar eficiencia.

De las fórmulas analizadas anteriormente, la potencia para 250 gramos de agua en un tiempo de 120 segundos es:

$$P = 8.71\Delta\bar{T} \text{ (W)}$$

Si bien el material no tiene las dimensiones para consumir mayor energía, se tiene una muestra muy clara que si bien se mejora en un sitio el rendimiento, se tiene que sacrificar en uniformidad.

### 5.3 ACOPLAMIENTO PARA UNA CARGA ARBITRARIA

#### MADERA

En un madero de dimensiones 3 x 4 x 35 cm, se realiza unas hendiduras de manera de colocar el termistor para medir su temperatura al inicio y al final del proceso de calentamiento.

PROCEDIMIENTO. - Se introduce el madero dentro de la campana como muestra la figura 5.8:

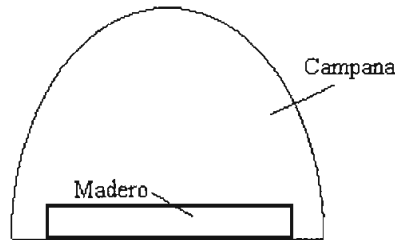


Figura 5.8

Obs. - El madero, el recipiente del agua y demás materiales a calentar van encima de una plancha de vidrio, la cual se fija a determinadas alturas.

Tiempo de exposición al campo: 120 Segundos

$$\epsilon_r = 2.15$$

$$\tan\delta = 30 \cdot 10^{-4}$$

La temperatura ambiente es de 20°C.

T1 es el tornillo izquierdo de la campana

T2 es el tornillo derecho de la campana

Calor específico de la madera 0.55 cal / g °C

Se tiene los siguientes resultados:



N° de muestras	K $\Omega$	°C
1	1.00	53
2	1.03	52
3	0.72	59
4	0.85	58
5	0.1	50
6	1.19	46
7	1.19	46
8	1.33	41
9	1.00	53
10	1.00	53
11	1.00	53
		$\Delta T = 31.27^{\circ}\text{C}$

Tabla 5.4

El campo eléctrico es:  $E = 261.37 \text{ (V/m)}$

La potencia por unidad de volumen es:  $0.6 \text{ W/cm}^3$

La potencia total disipada es:  $251.64 \text{ W}$

#### PAPEL

Par una muestra de papel tenemos:

Dimensión del papel:  $(50 \times 5 \times 0.4) \text{ cm}$

Tiempo de exposición al campo: 120 Segundos

$\epsilon_r = 2.70$

$\tan\delta = 560 \cdot 10^{-4}$

La temperatura ambiente es de  $20^{\circ}\text{C}$ .

T1 es el tornillo izquierdo de la campana

T2 es el tornillo derecho de la campana

Calor específico:  $0.35 \text{ cal / g }^{\circ}\text{C}$

Se tiene los siguientes resultados:

N° de muestras	K $\Omega$	°C
1	2.31	28
2	2.26	28
3	2.21	28
4	2.23	28
5	2.16	28
6	2.27	28
7	2.28	28

Tabla 5.5

La variación de temperatura es  $8^{\circ}\text{C}$ , entonces el campo eléctrico es:  $21.78 \text{ (V/cm)}$

La potencia por unidad de volumen es:  $9.753 \cdot 10^{-2} \text{ (W/ cm}^3\text{)}$ .

La potencia total disipada es: 9.75 W

#### 5.4 FIJACIÓN DE LOS RADIADORES SECUNDARIOS

Por la observación de los resultados, con la disposición de los tornillos a 1 cm de profundidad, se logra un campo homogéneo si bien en el caso del agua debemos de distanciarnos unos centímetros de la abertura, en el caso del papel y la madera, funcionan satisfactoriamente en la apertura de la campana.

#### 5.5 PRUEBAS PARA DIFERENTES CARGAS

Una muestra muy en particular es la carne, pues es un material que en estado natural o procesado, está en el menú diario, por ello el interés de analizar el comportamiento en la estufa.

La carne tiene una  $\epsilon'_r = 40$  y su tangente de pérdidas es:  $\text{Tan}\delta = 3000 \cdot 10^{-4}$

Empleando la fórmula 3.86 para calcular el coeficiente de pérdidas en el dieléctrico, nos da como resultado:  $\alpha_{\text{dielec}} = 0.5$  Neper/cm

La carne tiene un calor específico de:  $c = 1.8$  cal/g °C y su densidad de masa específica es:  $\delta_m = 0.8$  g/cm<sup>3</sup>, con estos datos y empleando la fórmula 2.67 y 2.68, podemos determinar la potencia en función de la variación de la temperatura lo cual nos da:

$$P = 47.15\Delta T$$

Procedemos a calcular cual es la potencia de salida en la sección de carne empleando la fórmula:

$$P_{\text{out}} = P_{\text{in}} e^{-2\alpha l}$$

donde:

" $\alpha$ " es el coeficiente de pérdidas en el dieléctrico:  $\alpha_{\text{dielec}} = 0.5$  Neper/cm

"l" es la altura de la sección de carne:  $l = 3$  cm.

Con esto  $P_{\text{out}} = 39.12$  W que no se consume en la carne.

Como primer experimento colocamos la sección de carne de dimensiones 47 cm de largo, 2.5 de altura, y 4 cm de ancho, dentro de la campana acoplada con los tornillos a 1 cm de profundidad, se expuso por el tiempo de 60 segundos teniendo como resultados:

Temp. Normal	Temp. Final
12	18
12	18
12	18
12	19
12	19
12	19
12	21
12	23
12	26
12	29
12	30
12	34
12	30
12	28
12	26
12	24
12	22
$\Delta T = 11.76 \text{ }^\circ\text{C}$	

Tabla 5.6

Se procede a poner el mismo recipiente con una segunda muestra de carne a partir de la abertura por 60 segundos, en donde:

Temp. Normal	Temp. Final
19	21
19	25
19	27
19	28
19	30
19	32
19	32
19	34
19	34
19	29
19	27
19	27
19	27
19	29
19	31
19	31
19	29
$\Delta T = 10 \text{ }^\circ\text{C}$	

Tabla 5.7

Gráficamente tenemos:

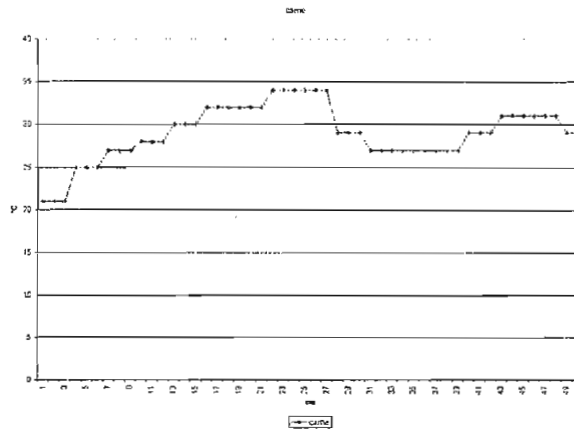


Figura 5.9

nos da una variación de temperatura de 10°C.

Con este resultado la potencia total es  $P' = 47.15 \cdot 10 + 39.12 = 510.62 \text{ W}$

**5.6 RENDIMIENTO**

Par determinar el rendimiento se procede a calcular la potencia de entrada que en este caso es:

$P = 984\text{W}$  ( $V = 120\text{V}$  ;  $I = 8.2 \text{ A}$ ). El magnetrón tiene un rendimiento del 60% por lo que a la salida de la antena es de una potencia de:  $P = 0.60 \cdot 984 \text{ W} = 590.4 \text{ W}$ .

el campo eléctrico, la potencia por unidad de volumen y la potencia en cada recipiente. En el caso del agua, el campo eléctrico para un tiempo de 2 minutos, en función de la variación de temperatura es:

$$E = \sqrt{2.12522\Delta T} \text{ (V/m)}$$

Su potencia por unidad de volumen es:

$$P = 0.016374E^2 \text{ (W/cm}^3\text{)}$$

Su potencia en cada celda es  $P' = P \cdot m$

Donde "m" es la masa de agua en cada celda

Para

$T1 = 1 \text{ cm}$

$T2 = 1 \text{ cm}$

Dentro de la campana se tiene(Tabla 5.8):

$\Delta T$	$E \text{ (V/cm)}$	$P(\text{W/cm}^3)$	$P \text{ (W)}(\text{en cada celda})$
23	6.99	0.8	40
16	5.83	0.55	27.83
56	10.9	1.94	97.43
33	8.37	1.14	57.41
33	8.37	1.14	57.41
			$P_{\text{total}} = 280.126$

Su rendimiento es:

$$\eta = \frac{280.126}{590.4} = 47.45\%$$

Si consideramos que la profundidad de penetración es(2.72):

$$\theta = \frac{1.95}{\sqrt{\epsilon_r \tan \delta}} \text{ (cm)}$$

En el caso del agua es:

$$\theta = 1.43 \text{ cm}$$

Es decir si colocamos en el recipiente una altura de agua de 1.43 cm, en el agua se consumiría el 63% y el resto traspasaría el agua.

Con un material que absorba toda su energía, el rendimiento es:

$$\eta = \frac{444.64}{590.4} = 75\%$$

En el caso de la misma muestra de agua a una distancia de 3 cm de distancia de la boca, si bien el campo es mucho más homogéneo, su rendimiento es:

$$\eta = \frac{153.89}{590.4} = 25\%$$

El resto de la energía se distribuye en todo el volumen al interior de la campana.

En este caso se necesita un recipiente mas amplio de manera que recoja toda la potencia radiada.

En el caso de la carne:

Si colocamos dentro de la campana:

La potencia consumida es :  $P = 47.15 * 11.76 = 554.5W$

La potencia que no se consume es 39.12 W

Entonces se tiene una potencia total de  $P' = 593.6 W$

Con el resultado final, se puede calcular el rendimiento que es del 84.8%

Si colocamos a partir de la abertura:

la potencia total es  $P' = 47.15 * 10 + 39.12 = 510.62 W$

Que nos da un rendimiento del 72.9 %.

El 27.13 % se disipa en el resto de la cámara del horno es decir 189.8 W.

En el caso del madero su rendimiento es del 42%

Y en el caso del papel, su rendimiento es del 1.65%

Para tener una idea de cómo el rendimiento decrece a partir de la boca, se puso una carga de agua lo suficientemente grande y se tomó medidas cada cierta distancia, como se muestra en la figura 5.10

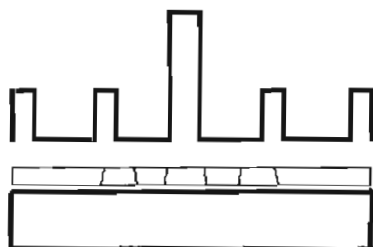


Figura 5.10

El rendimiento justo debajo de la campana a la distancia de 3 cm es del 25%, la siguiente (derecha o izquierda) es del 14 %, las siguientes son con un rendimiento del 6.72%. al final de la campana, se tiene un rendimiento inferior al 1%.

### 5.7. MAXIMA RADIACION PERMITIDA Y PRODUCIDA POR EL EQUIPO<sup>26</sup>.

Mucho se habla de los problemas de la radiación de microondas, y los efectos que pueden causar. Cuando la radiación de microondas excede un valor particular en una gran superficie de radiación, es absorbida por el cuerpo humano, su efecto es puramente térmico, produciendo efectos nocivos en aquellos órganos sensibles al calor como son: Las córneas de los ojos, los testículos, la vesícula viliar, la vejiga.

El cuerpo humano debe eliminar  $5\text{mW}/\text{cm}^2$  para compensar el calor producido por el metabolismo, con una elevación de temperatura, el cuerpo está en condiciones de eliminar  $10\text{mW}/\text{cm}^2$ , que es la densidad energética máxima permisible, según las normas internacionales<sup>ref</sup>. A continuación se presenta un cuadro (figura 5.11) en donde nos indica los rangos de densidad de energía permitida y por cuanto tiempo para los diferentes órganos del cuerpo humano.

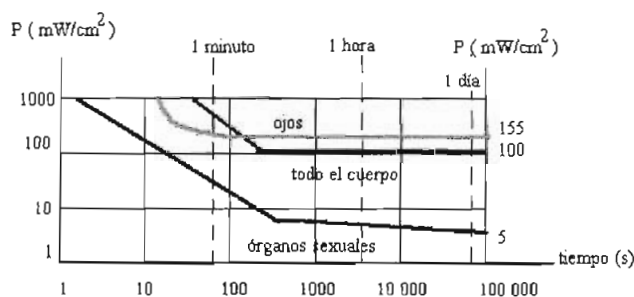


Figura 5.11

### 5.7.1 POTENCIA RADIADA

Para censar la radiación saliente por las ventanas del equipo, se elaboró una antena lazo de 6 espiras rectangulares de área  $3 \text{ cm}^2$ , junto con un diodo que rectifica en media onda, junto a la capacitancia interna del cable coaxial, que sirve como filtro. Se tiene una lectura en corriente continua que unida a un equipo de medición blindado, se procedió a tomar las mediciones en las respectivas ventanas:

Distancia (cm)	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
Corriente( $\mu\text{A}$ )	34	65	80	61	61	66	70	33	21	18

Tabla 5.9

La resistencia total de la antena es  $1500\Omega$  ( $R_{\text{antena}} = 500\Omega + R_{\text{serie}} = 1\text{K}\Omega$ )

La potencia es  $P = R \cdot I^2$

Para la máxima corriente registrada que es  $70 \mu\text{A}$ , la corriente pico máxima sería:

$$I_{\text{máx}} = 70 \mu\text{A}.$$

Para la corriente anterior, la potencia radiada en el máximo punto es de  $7.35\mu\text{W}/\text{cm}^2$

Que es muy inferior a las normas especificadas.

A una distancia de 2 metros de la ventana tengo corrientes de  $11 \mu\text{A}$  y a 2.5 metros,  $5 \mu\text{A}$ .

De la ventana a un ángulo de  $16^\circ$ , se tiene corrientes de  $1 \mu\text{A}$ .

Lo dicho se representa en la figura 5.12:

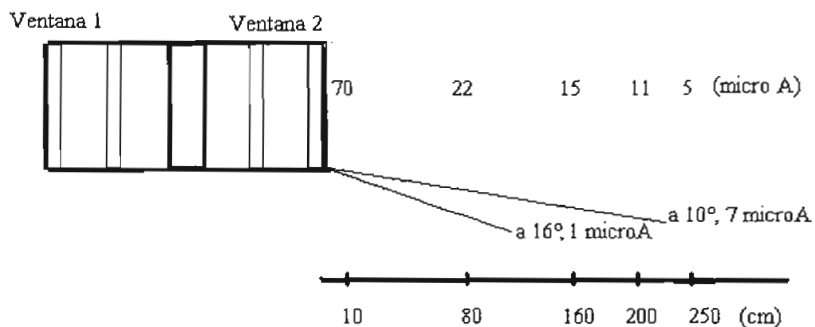


Figura 5.12 (vista superior)

Para la otra ventana, las lecturas son similares.

Como se puede apreciar el equipo da las garantías necesarias hacia el usuario.

## **CAPITULO SEXTO**

### **CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES**



La estufa de microondas por campo radiante, es un primer intento en la construcción de este tipo, se utilizó un magnetrón pequeño del tipo utilizado en hornos de microondas doméstico, la utilización del magnetrón con mayor capacidad (no disponible en el mercado) optimizaría al equipo, y sus aplicaciones serían mayores.

En la presente tesis, las aplicaciones futuras, será la utilización de un sector reducido de la estufa, que es el sector interno inmediato a la boca de la campana y sus proximidades, por tener allí un rendimiento aceptable.

El equipo está disponible para quien quiera seguir con las investigaciones del caso, e incluso expuesto a modificaciones si se cree pertinente.

Las aplicaciones se enfocan a la industria textil, alimenticia, al secado de madera. Si bien es el primer intento de aplicación práctica en este tipo de estufas, solo la imaginación del diseñador pondrá límites en la finalización de este trabajo.

Para absorber la energía radiada que no consume el material a calentarse y proteger al usuario de radiaciones peligrosas, se fabricaron esponjas poliméricas utilizando inicialmente el grafito existente en la zona de Ambuquí, luego de realizar las pruebas respectivas, los resultados de las propiedades eléctricas del grafito dentro de la esponja no dieron los resultados esperados, por lo cual se procedió a buscar un nuevo material que fue el carbón activado.

La elaboración de la esponja tomó tiempo y mucha paciencia, desde la utilización del molino de bolas para que el material tanto el grafito como el carbón quede en calidad de polvo, como la precisión de mezclar los diferentes materiales para lograr una mezcla óptima y la rapidez de colocar dicha mezcla en un molde, para luego de obtener el bloque requerido, y la realización de pruebas para determinar las propiedades de la esponja como atenuador de ondas electromagnéticas, y luego cortar el bloque en secciones que correspondan al ángulo de Brewster.

La elaboración de la campana a base de una plancha de bronce fue un trabajo de artesanía, desde el dibujo de la parábola en la plancha, el corte de las láminas y el soldarlas; trabajo en el cual intervino un buen amigo hojalatero que invirtió gran cantidad de experiencia y paciencia.

Es necesario conocer que la campana, dependiendo de la carga a calentar tiene una impedancia del medio cada vez diferente, el acoplamiento se la realiza por medio de los radiadores secundarios que en nuestro caso son dos tornillos, como se muestra en la figura 6.1

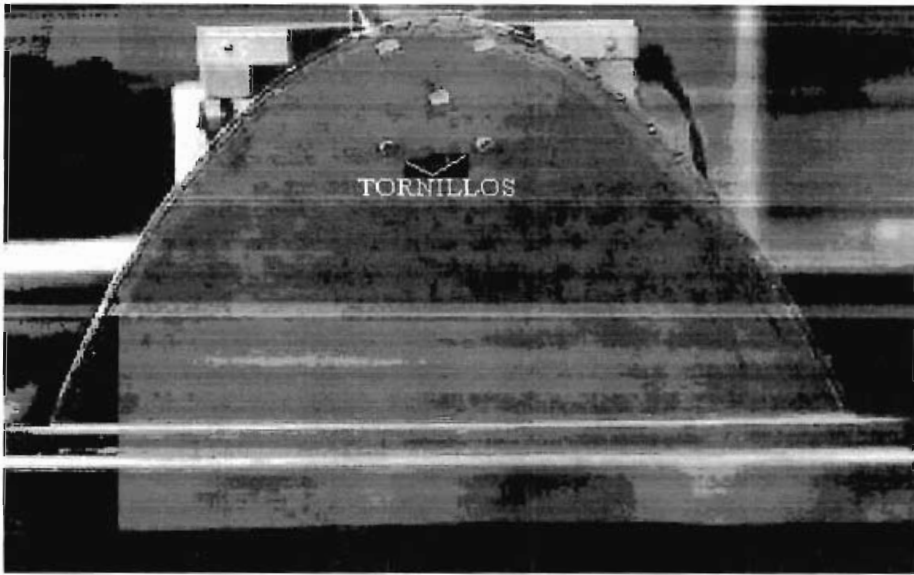


Figura 6.1

De las pruebas se puede observar que para materiales como el agua y la carne, la posición de los tornillos no se llegó a optimizar por cuanto no se logró una uniformidad del campo en el interior del material, en el caso del madero fue posible conseguir alta uniformidad y un rendimiento que se podría mejorar incrementando las dimensiones de dicho material.

En el caso del papel, si bien existe una uniformidad, su rendimiento para esa cantidad de papel es demasiado baja, se podría hablar de que la campana trabaja casi al vacío, prácticamente el papel es transparente al campo electromagnético, por lo que para aplicaciones de calentamiento, en papel es más conveniente un tratamiento a base de un campo propagante por medio de las guías de onda, comentadas en el capítulo 3.

Entonces queda claro, que para materiales con la propiedad de absorber la máxima cantidad de energía en un volumen pequeño como es el caso de el agua, la carne, tocino, etc., existe una posición particular de los tornillos para cada uno de los materiales que garantiza una uniformidad del campo y su máxima transferencia de energía.

Para aplicaciones de calentamiento en el medio externo a la campana, se irradia en un volumen mucho mayor, creándose el lóbulo principal y sus secundarios, su densidad de potencia baja considerablemente así como su rendimiento ya que está además afectado por la atenuación del medio. Este mecanismo sería exclusivo para procesos donde la calidad del producto justifique su bajo rendimiento.

El inconveniente de tener un volumen muy reducido limitado por la longitud "b" de la campana, es porque no queremos que se genere modos de propagación de tipo  $TE_{mn}$ , con "n" diferente de cero, en nuestro caso se propagan los modos  $TE_{10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80,}$  la justificación es que los modos con n diferente de cero, dan componentes normales a la superficie y como se sabe por las condiciones de borde, esta no genera pérdidas, una solución sería colocar otra campana paralela con su respectivo magnetrón que comparta una pared en común, con ello se duplicaría la potencia y el volumen útil, creando un espacio donde se superpongan los campos. Ver figura 6.2

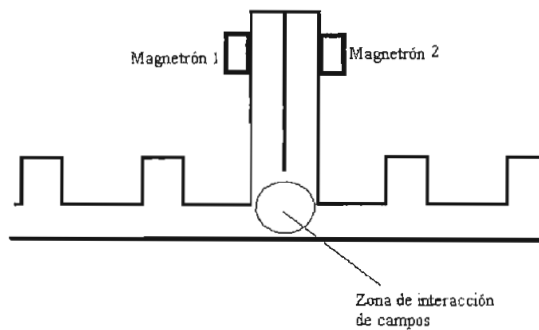


Figura 6.2

Existe un segundo magnetrón a disposición en el laboratorio para futuros proyectos.

Otra manera de ampliar el equipo es colocando una serie de campanas como indica la figura 6.3

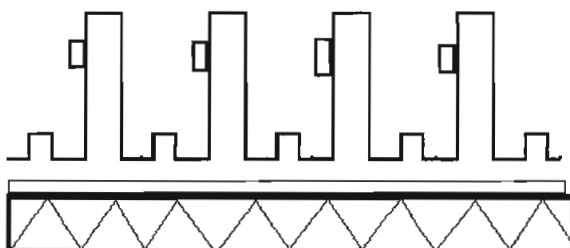


Figura 6.3

El trabajo no ha concluido, existe mucho por experimentar y mejorar, es un primer paso que se ha realizado, si bien se ha tratado de dar una muestra de cómo funciona el campo radiante, el estudio e implementación de mejoras al trabajo se deja de inquietud para las futuras promociones.

## ANEXOS

## **A. – CONSTANTES DE MATERIALES**

**CONSTANTE DIELECTRICA Y FACTOR DE PERDIDAS DE ALGUNOS  
MATERIALES A FRECUENCIA DE 2.45GHz**

<b>MATERIAL</b>	<b>CONSTANTE DIELECTRICA</b>	<b>FACTOR DE PERDIDAS</b>
ACETATO DE CELULOSA	6.1	0.09
POLIESTER	4.0	0.04
PVC 4% PLASTIFICADO	2.9	0.1
GOMA VIRGEN	-	0.007
GOMA VULCANIZADA	2.5	0.03
MADERA(ABEDUL)	2.1	0.07
MADERA(NOGAL, CAOBA)	1.9	0.05
PAPAEL 10% HUMEDAD	3.5	0.4
HIELO	3.2	0.003
AGUA PURA A 25°C	76	18
ACEITE PARA CABLES	-	0.004
CERA DE ABEJAS	-	0.018
PARAFINA		0.0005
ALGODÓN 210Kg/m <sup>3</sup>	1.5	0.03
LANA 68Kg/m <sup>3</sup>	1.2	0.01
BAKELITA	3.7	0.15
CARNE	-	12
ARENA SECA	-	0.016

## B.1. - DEPENDENCIA DE LA CONSTANTE DIELECTRICA CON LA FRECUENCIA

El material dieléctrico<sup>22</sup> sometido a un campo variable en el tiempo tiene sus dipolos que tienden a alinearse con el campo, es así que si el campo cambia de dirección, los dipolos también lo hacen, debido a que se encuentran ligados, no se pueden mover libremente y aparece una fuerza friccional la que impide seguir a los dipolos en forma exacta, dando como resultado un calentamiento en el material. Las variaciones de los dipolos sufren un retardo en la polarización.

Este fenómeno físico se representa analíticamente mediante un factor de pérdidas en el dieléctrico y se consigue convirtiendo a la constante dieléctrica en una parte real mas una imaginaria, en donde esta última componente representa las pérdidas dieléctricas por medio de una corriente de conducción en el dieléctrico.

Las pérdidas se producen por el cambio de dirección del campo, este cambio depende de su frecuencia y esta dependiendo de su rango realiza la polarización ya sea electrónica, atómica o molecular, siendo la polarización molecular la que presenta pérdidas apreciables.

La constante dieléctrica depende entonces de la frecuencia, es mas existe cierto rango de frecuencias en la que las pérdidas para la mayoría de los dieléctricos son mayores que comprende desde los 1 000MHz a 10 000 MHz.

Nuestra frecuencia de trabajo es de 2 450 MHz que concuerda con el rango favorable.

Como se dijo que la constante dieléctrica es compleja para representar las pérdidas dieléctricas y que depende de la rapidez de la variación del campo, cada uno de sus componentes es dependiente de la frecuencia.

Por lo tanto  $\epsilon'$  y  $\epsilon''$  dependen de la frecuencia y de su polarización presente, para el análisis de su dependencia se recurre a un circuito eléctrico equivalente y así poder representar el comportamiento del dieléctrico sobre un rango de frecuencias.

$\epsilon'$  no tiene el mismo comportamiento que  $\epsilon''$ , al inicio  $\epsilon'$  tiene un valor alto y sigue decreciendo hasta estabilizarse en un punto, mientras que  $\epsilon''$  es mínimo porque a frecuencia cero no existe retardo de polarización, luego existe un punto máximo de  $\epsilon''$  para luego empezar su descenso.

Este comportamiento se consigue con un circuito oscilante que puede ser de resonancia o de relajación, dependiendo de las características del dieléctrico, representado por medio de elementos eléctricos como son de capacitores y resistencias que representan el comportamiento de  $\epsilon'$  como de  $\epsilon''$ .



La forma de conexión de los elementos tanto capacitivos como resistivos nos da el comportamiento similar al de la constante dieléctrica.

Su representación sería con la figura A.1

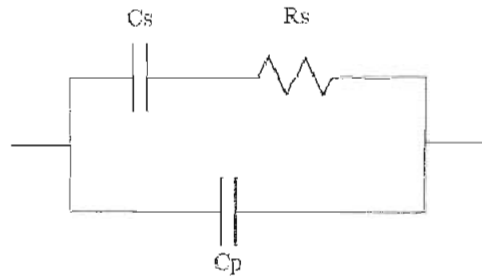


Figura A.1

Realizando el análisis eléctrico del circuito tenemos:

Su admitancia es : 
$$Y = \left( j\omega C_p + \frac{1}{R_s + \frac{1}{j\omega C_s}} \right) \quad (A.1)$$

Si  $C_p$  está cortocircuitado, la constante de tiempo en la rama serie es:

$$\tau_s = C_s R_s \quad (A.2)$$

Introduciendo esta constante a la fórmula de la admitancia sería:

$$Y = \frac{\omega^2 C_s \tau_s}{1 + \omega^2 \tau_s^2} + j\omega C_p + \frac{j\omega C_s}{1 + \omega^2 \tau_s^2} \quad (A.3)$$

La admitancia de un condensador conteniendo un dieléctrico de permitividad relativa  $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$  es :

$$Y_c = j(\epsilon_r' - j\epsilon_r'')\omega C_0 \quad (A.4)$$

La admitancia del circuito equivalente debe de ser igual a la del condensador, entonces:

$$\epsilon_r' = \frac{C_p}{C_0} + \frac{C_s}{C_0} * \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_s^2} \quad (A.5)$$

$$\varepsilon'' = \frac{C_s}{C_o} * \frac{w\tau_g}{1 + w^2\tau_g^2} \quad (\text{A.6})$$

por lo que su factor de pérdidas es:

$$\tan\delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{w\tau_g}{1 + \frac{C_p}{C_s} * (1 + w^2\tau_g^2)} \quad (\text{A.7})$$

tanto  $\varepsilon'$  como  $\varepsilon''$  tienen su línea de comportamiento, así podemos sacar su valor máximo de  $\varepsilon'$  aplicando el criterio de derivar con respecto a la frecuencia y luego igualar a cero su frecuencia ( $w=0$ ), o valor mínimo que es igualmente aplicando la derivada y luego que "w" tienda al infinito

$$\frac{\partial\varepsilon'}{\partial w} = \frac{C_s * 2w\tau_g}{C_o * (1 + w^2\tau_g^2)^2} \quad (\text{A.8})$$

Igualando  $w=0$  entonces:

$$\varepsilon'_{\max} = \frac{C_p}{C_o} + \frac{C_s}{C_o} = \varepsilon'_s \quad (\text{A.9})$$

si "w" tiende al infinito, entonces:

$$\varepsilon'_{\min} = \frac{C_p}{C_o} = \varepsilon'_\infty \quad (\text{A.10})$$

Para el análisis de  $\varepsilon''$  se procede:

$$\frac{\partial\varepsilon''}{\partial w} = 0 = C_o(1 + w^2\tau_g^2)C_s\tau_g - C_s w\tau_g * 2w\tau_g^2 \quad (\text{A.11})$$

Como:

$$w_{\max} = \frac{1}{\tau_g} = \frac{1}{C_s R_s} \quad (\text{A.12})$$

el valor máximo es:

$$\varepsilon''_{\max} = \frac{C_s}{2C_o} \quad (\text{A.13})$$

La frecuencia en la cual el factor de pérdidas es máximo será derivando su expresión en función de la frecuencia, entonces:

$$\frac{\partial \tan \delta}{\partial \omega} = 0 = C_s R_s \left( 1 + \frac{C_p}{C_s} (1 + \omega^2 \tau_s^2) \right) - \omega \tau_s \frac{C_p}{C_s} 2\omega \tau_s^2 \quad (\text{A.14})$$

Encontramos el valor de la frecuencia, entonces:  $\omega^2 = \frac{1 + \frac{C_s}{C_p}}{\tau_s^2}$  (A.15)

El factor de pérdidas máximo es:

$$\tan \delta_{\text{máx}} = \frac{\left( 1 + \frac{C_s}{C_p} \right)^{\frac{1}{2}}}{2 \left( 1 + \frac{C_p}{C_s} \right)} \quad (\text{A.16})$$

Las constantes  $\epsilon'$  y  $\epsilon''$  en función de  $\epsilon_s$  y de  $\epsilon_\infty$ , sería:

$$\epsilon_r' = \epsilon_\infty' + \frac{\epsilon_s' - \epsilon_\infty'}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (\text{A.17})$$

$$\epsilon_r'' = \frac{(\epsilon_s' - \epsilon_\infty') \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (\text{A.18})$$

Su factor de potencia es:

$$\tan \delta = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'} = \frac{(\epsilon_s' - \epsilon_\infty') \omega \tau}{\epsilon_s' + \epsilon_\infty' \omega^2 \tau^2} \quad (\text{A.19})$$

Lo expuesto se concluye con la figura 2.8

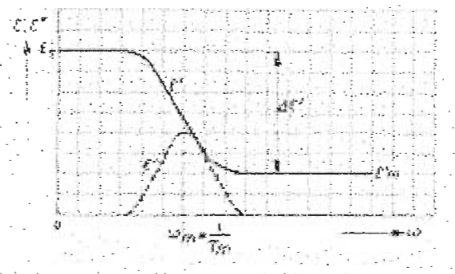


Figura A.2

**B.2. - ESTUDIO DE LA CONSTANTE DIELECTRICA PARA MOLECULAS DIPOLARES EN FORMA ANALITICA.**

La molécula dipolar sin la presencia del campo eléctrico, se encuentra en un equilibrio térmico en donde debido a la agitación térmica, la molécula se encuentra oscilando alrededor de una posición de reposo.

Al introducir un campo eléctrico, se cambia de la posición de equilibrio en donde tiende a orientarse de acuerdo al campo, necesitando un tiempo para adquirir la nueva forma, este comportamiento influye en forma directa a la constante dieléctrica, produciendo una polarización de acuerdo a la figura B.1 Con un campo eléctrico alterno

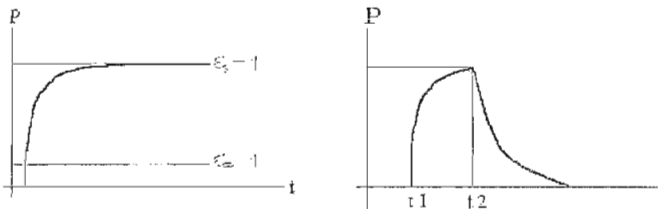


Figura B.1

La variación de la constante dieléctrica en función de la frecuencia es:

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_\infty' + \int_0^\infty \alpha(t) e^{j\omega t} dt \quad (B.1)$$

$\epsilon_\infty$  es el valor de la permitividad que se estabiliza en un valor si la frecuencia crece al infinito.

$\alpha(t)$  es un factor de decaimiento que considera el atraso de la polarización con respecto al campo aplicado, de manera que está relacionado con  $\epsilon'$  y  $\epsilon''$ .

Si  $\omega$  tiende a infinito el valor de la permitividad  $\epsilon'$  es  $\epsilon_\infty'$ , entonces se deriva que  $\alpha(t)$  tiende a cero.

$\alpha(t)$  describe el crecimiento de la polarización al aplicar a un cuerpo repentinamente un campo estático o describir el decrecimiento de la polarización después del cambio repentino de un campo estático a otro estado.

El factor  $\alpha(t)$  se puede definir como la constante de tiempo de la polarización del dieléctrico.

El factor de decaimiento propuesto por "Debye" es:

$$\alpha(t) = \alpha_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (\text{B.2})$$

Donde

$\tau$  es la constante de tiempo de relajación o absorción, característica de cada dieléctrico, así como de las condiciones externas como la temperatura.

La frecuencia natural de oscilación de un dipolo es el inverso de la constante de tiempo de relajación.

$$\omega_n = \frac{1}{\tau} \quad (\text{B.3})$$

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon'_\infty + \int_0^\infty \alpha_0 e^{\left(j\omega - \frac{1}{\tau}\right)t} dt \quad (\text{B.4})$$

Integrando sería:

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon'_\infty + \frac{\alpha_0}{\frac{1}{\tau} - j\omega} \quad (\text{B.5})$$

Para  $\omega = 0$  es:

$$\epsilon_r(0) = \epsilon'_s = \epsilon'_\infty + \alpha_0 \tau \quad (\text{B.6})$$

De aquí despejando  $\alpha_0$  e insertando en la ecuación 2.66, queda:

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon'_\infty + \int_0^\infty \frac{\epsilon'_s - \epsilon'_\infty}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} e^{j\omega t} dt \quad (\text{B.7})$$

Integrando resulta:

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon'_\infty + \frac{\epsilon'_s - \epsilon'_\infty}{1 - j\omega\tau} \quad (\text{B.8})$$

Pero

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon'_r - j\epsilon''_r \quad (\text{B.9})$$

Relacionando los términos reales e imaginarios resulta:

Término real:

$$\epsilon'_r = \epsilon'_\infty + \frac{\epsilon'_s - \epsilon'_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (\text{B.10})$$

Término Imaginario:

$$\epsilon_r'' = \frac{(\epsilon_s' - \epsilon_\infty') \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (\text{B.11})$$

Podemos sacar la tangente de pérdidas o factor de pérdidas:

$$\tan \delta = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'} = \frac{(\epsilon_s' - \epsilon_\infty') \omega \tau}{\epsilon_s' + \epsilon_\infty' \omega^2 \tau^2} \quad (\text{B.12})$$

" $\epsilon_r''$ ", alcanza su máximo valor cuando  $\omega = 1/\tau$ , esto significa que cuando el período del campo eléctrico variante en el tiempo es igual al tiempo de relajación que corresponde a la frecuencia natural del dipolo  $\omega_n$ , " $\epsilon_r''$ ", alcanza su máximo valor que es:

$$\epsilon_{r\text{máx}}'' = \frac{\epsilon_s' - \epsilon_\infty'}{2} \quad (\text{B.13})$$

y

$$\epsilon_{r(\omega_n)}' = \frac{\epsilon_s' + \epsilon_\infty'}{2} \quad (\text{B.14})$$

Cole y Cole presentan en n gráfico de dos dimensiones la variación de la constante dieléctrica compleja sobre el rango completo de frecuencia.

Realizando un arreglo adecuado a las ecuaciones 2.72 y 2.83 se tiene que:

$$(\epsilon_r' - \epsilon_\infty')^2 = \left( \frac{\epsilon_s' - \epsilon_\infty'}{1 + \omega^2 \tau^2} \right)^2 \quad (\text{B.15})$$

$$(\epsilon_r'')^2 = \left( \frac{(\epsilon_s' - \epsilon_\infty') \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \right)^2 \quad (\text{B.16})$$

Sumando tenemos:

$$(\epsilon_r' - \epsilon_\infty')^2 + (\epsilon_r'')^2 = \frac{(\epsilon_s' - \epsilon_\infty')^2 (1 + \omega^2 \tau^2)}{(1 + \omega^2 \tau^2)^2} = \frac{(\epsilon_s' - \epsilon_\infty')^2}{(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (\text{B.17})$$

como  $\epsilon_r' - \epsilon_\infty' = \left( \frac{\epsilon_s' - \epsilon_\infty'}{1 + \omega^2 \tau^2} \right)$ , la ecuación anterior se transforma en:

$$\begin{aligned} (\epsilon_r' - \epsilon_\infty')^2 + (\epsilon_r'')^2 &= (\epsilon_s' - \epsilon_\infty') (\epsilon_r' - \epsilon_\infty') \\ (\epsilon_r')^2 - \epsilon_r' (\epsilon_s' + \epsilon_\infty') + \epsilon_s' \epsilon_\infty' + (\epsilon_r'')^2 &= 0 \quad (\text{B.18}) \end{aligned}$$

A:  $\omega = 0, \epsilon_r'' = 0, \epsilon_r' = \epsilon_s'$

$$\omega = \infty, \epsilon_r'' = 0, \epsilon_r' = \epsilon_\infty$$

$$\omega = \frac{1}{\tau}, \epsilon_r''_{\text{máx}} = \frac{\epsilon_\infty' - \epsilon_\infty'}{2}, \epsilon_r' = \frac{\epsilon_\infty' + \epsilon_\infty'}{2}$$

En la figura B.2, la abscisa es  $\epsilon_r'$  y la ordenada es  $\epsilon_r''$  con el diagrama de su circuito eléctrico análogo equivalente:

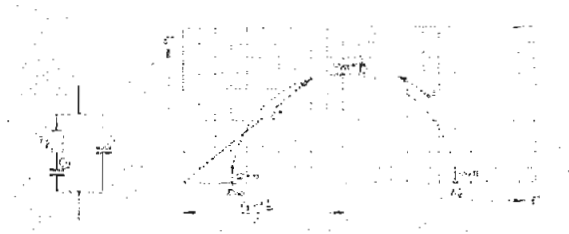


Figura B.2

Ya se ha mencionado la presencia de un campo eléctrico oscilante y la aparición de las pérdidas dieléctricas, representadas por una constante dieléctrica compleja  $\epsilon''$ , en la figura siguiente (B.3) se muestra las frecuencias y su constante dieléctrica como se altera en diferentes rangos de frecuencia desde cero a infinito.



Figura B.3

### B.3. - Formas de polarización de los dieléctricos

Su polarización se realiza a nivel atómico y molecular existiendo, por lo menos 3 mecanismos diferentes que tienen relación con la frecuencia de la onda electromagnética utilizada y esta influye directamente en las propiedades de la constante dieléctrica del material, caracterizada como procesos de relajación o de resonancia.

Si el proceso es de resonancia significa que la frecuencia del campo es igual a la frecuencia natural de oscilación del dipolo, así, si el dipolo formado puede moverse libremente, gira en sincronismo con el campo

Un proceso de relajación se da si el dipolo presenta obstáculos al tratar de girar siguiendo al campo, se da una fricción que frena su rotación de manera que existe cada vez un mayor desfase entre la dirección del dipolo y el campo.

Lo analizado anteriormente es cuando el dipolo trata de girar, pero es solo una clase de movimiento puesto que su desplazamiento puede ser lineal en el cual varía la distancia entre las cargas en forma de un resorte. Igualmente aquí se da los procesos de relajación o de resonancia.

Se sabe que la polarización para cierto volumen es:

$$P = (\epsilon_r' - 1)\epsilon_0 E = N a_p E_{int}$$

modificando la posición de los electrones con el núcleo, a este tipo de polarización vamos a llamar "polarización Electrónica", si se mueven los átomos que forman una molécula se llama "Polarización atómica", si desplazamos las moléculas polares se llama "polarización dipolar".

La polarización total podemos decir que es la suma de cada una de las polarizaciones, es decir:

$$a_p = a_e + a_a + a_d \quad (B.19)$$

### B.3.1 Polarización Bipolar u Orientada. –

Se da esta polarización en las **"moléculas polares"** que son las que en forma natural el centro de carga positiva no coincide con el centro de carga negativa este es el caso de las moléculas de agua, es decir ya están formadas en dipolos permanentes pero orientados aleatoriamente formando el material, con su densidad de carga promedio de cero, luego al ser aplicado el campo eléctrico externo estas tratan de orientarse hasta donde les sea posible, además si el campo es muy fuerte, separa un poco más al dipolo.

Este tipo de polarización es crítica a las frecuencias de microondas ( $3 \cdot 10^9 - 2 \cdot 10^{12}$  Hz) y presenta las mayores pérdida dieléctricas en un material, causa por la cual nuestro estudio está encaminado a este tipo de polarización.

So momento dipolar es  $p = q \cdot d$ , si su movimiento es rotacional a la presencia de un campo eléctrico alterno, tiende a alinearse con un momento rotacional que es:

$$M = \frac{1}{Nd^2} |p||E| \sin \alpha = A p \cdot E \quad (B.20)$$

Mostrando en la figura B.4 como actúa el momento rotacional.



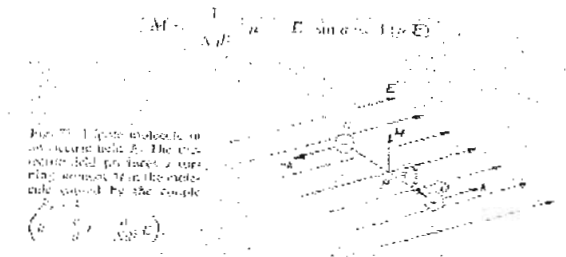


Figura B.4

Este momento dipolar es causado por el par "-k" y "+k".

Donde

$$k = \frac{e}{d} \bar{E} = \frac{\bar{p}}{Nd^2} \bar{E} \quad (\text{B.21})$$

**B.3.2 Polarización Electrónica.** – En la figura siguiente (B.5) se puede observar la estructura de un átomo que se considera formado por dos cargas que son: positiva ubicada en el núcleo y la negativa que gira al rededor, su centro de carga tanto negativa como positiva coinciden, de esta manera el átomo es un elemento neutro que al someterlo a un campo electromagnético externo, las órbitas de los átomos sufren una distorsión significativa separando sus centros de carga creando así un dipolo en donde se puede introducir el concepto de constante de polarización electrónica "a<sub>e</sub>"

$$a_e = \frac{p}{E_{int}} \quad (\text{B.22})$$

Donde a<sub>p</sub> nos da la relación del momento dipolar eléctrico inducido a la intensidad efectiva del campo local

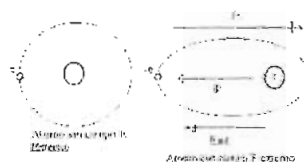


Figura b.5

En un campo oscilante, el átomo dentro de este campo eléctrico oscilante, su centro de carga de los electrones obedece la ecuación:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + m\omega_0^2 x = q_e E \quad (2.23)$$

Si el campo varía con la frecuencia  $\omega$ , la ecuación anterior tiene la solución:

$$x = \frac{q_e E}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (B.24)$$

La cual tiene resonancia en  $\omega = \omega_0$ . Donde  $\omega_0$  es la frecuencia de la luz (comprendida en la región óptica o ultravioleta), dependiendo del átomo será absorbida.

En un campo electromagnético estable con  $\omega = 0$ , el desplazamiento es:

$$x = \frac{q_e E}{m\omega_0^2} \quad (B.25)$$

Donde el momento dipolar de un átomo es:

$$p = q_e x \quad (B.26)$$

Generalmente la ecuación anterior se escribe:

$$p = \alpha \epsilon_0 E \quad (B.27)$$

Donde  $\alpha$  es la polarizabilidad del átomo con dimensiones  $L^3$

### B.3.3 Polarización Iónica o Atómica. –

Una molécula que está formada por dos átomos que en forma individual forma un dipolo porque su centro de carga positivo y negativo no coinciden, pero en su conjunto por estar en posición aleatoria no muestran polaridad externa porque el centro de gravedad de sus cargas coincide, es así el caso del cloruro de sodio NaCl conocido comercialmente como la sal.

Su estructura que es un enrejado electrostático y la fuerza de los pares iónicos adyacentes no deja que un ion individual pueda moverse libremente, de manera que al someter este material a un campo electromagnético externo, la molécula toma una nueva posición, los iones positivos tratan de seguir la dirección del campo y los iones negativos se desplazan en sentido contrario, pero son retenidos por su estructura al tratar de estos rotar.

El desplazamiento depende de la intensidad del campo aplicado.

Su momento dipolar es:

$$p_a = a_a E \quad (\text{B.28})$$

Donde  $a_a$  es su constante de polarización.

Las cargas polares están elásticamente unidas y pueden ser excitadas hacia una oscilación al aplicar un campo eléctrico variante en el tiempo, que será analizado en su momento.

En este caso, las pérdidas dieléctricas se hacen presentes en un estrecho ancho de banda de su frecuencia de resonancia que en este caso es a las frecuencias infrarrojas.

La frecuencia de los rayos infrarrojos es de  $2 \cdot 10^{12}$  Hz a  $1 \cdot 10^{14}$  Hz.

Lo explicado se muestra en la figura siguiente (B.6)



Figura B.6

Una adicional que no la numeramos es la polarización de la carga en el espacio, que no está presente en los dieléctricos.

**B.3.4 Polarización de la carga en el espacio.** – Da lugar a la acumulación de cargas eléctricas en las discontinuidades del producto debido a la migración de cargas bajo la influencia del campo electromagnético. Esto se da a la frecuencia de radio más bajas con materiales de conductividad eléctrica apreciable.

Aplicable en el calentamiento Inductivo.

#### **B.4. - ONDAS PLANAS EN EL VACIO O EN DIELECTRICOS PERFECTOS.**

En un dieléctrico perfecto<sup>13</sup> en el cual no existe carga ni corriente de conducción, las ecuaciones anteriores para variación sinusoidal en el tiempo toman la forma:

$$\nabla \cdot \vec{H} = \dot{\vec{D}} - j\omega\epsilon' \vec{E} \quad (\text{B.29})$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\dot{\vec{B}} = -j\omega\mu H \quad (\text{B.30})$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (\text{B.31})$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = 0 \quad (\text{B.32})$$

La permeabilidad se la considera como a del vacío ( $\mu=\mu_0$ ) y su conductividad despreciable ( $\sigma=0$ )

Partiendo de las ecuaciones de Maxwell, la ecuación de onda sería:

$$\nabla^2 \bar{E} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} \left( \frac{V}{m^3} \right) \quad (\text{B.33})$$

Desarrollando las coordenadas cartesianas, la ecuación para la componente "x" es:

$$\frac{\partial^2 \bar{E}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{E}_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{E}_x}{\partial z^2} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \bar{E}_x}{\partial t^2} \left( \frac{V}{m^3} \right) \quad (\text{B.34})$$

La ecuación de onda en **H** es de la forma:

$$\nabla^2 \bar{H} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2} \left( \frac{A}{m^3} \right) \quad (\text{B.35})$$

La relación entre el campo eléctrico y magnético para las ondas en cualquier dirección se conoce como IMPEDANCIA INTRÍNSECA del material en el cual viaja la onda y está dada por:

$$\eta = \frac{E_x^+}{H_y^+} = \frac{E_x^-}{H_y^-} = \frac{\omega\mu}{\beta} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} (\Omega) \quad (\text{B.36})$$

Para el vacío es:  $\eta_0 = 377\Omega \approx 120\pi\Omega$

Donde:  $\beta$  es la constante de fase.

### B.5 ONDAS PLANAS EN DIELECTRICOS IMPERFECTOS:

El material a considerar tiene una conductividad  $\sigma$ , una constante dieléctrica  $\epsilon_r$  y una permeabilidad  $\mu$ , además  $\nabla \cdot \bar{H} = \nabla \cdot \bar{E} = 0$

Aplicando el rotacional a la segunda ecuación de Maxwell, se tiene:

$$\nabla \times (\nabla \times \bar{E}) = -\mu \left( \nabla \times \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \right) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \bar{H})$$

$$= -j\omega\mu(\sigma + j\omega\epsilon')\bar{E}$$

Usando la identidad vectorial:

$$\nabla(\nabla \cdot \bar{E}) - \nabla^2 \bar{E} = -(j\omega)^2 \mu \epsilon' \left(1 - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon'}\right) \bar{E}$$

como  $\nabla \cdot \bar{E} = 0$ , entonces:

$$\nabla^2 \bar{E} = \gamma^2 \bar{E} \quad (\text{B.37})$$

donde:  $\gamma$  es la constante de propagación

$$\gamma = j\omega\sqrt{\mu\epsilon'} \sqrt{1 - j \frac{\sigma}{\omega\epsilon'}} \quad (\text{B.38})$$

La constante de propagación se la puede expresar:

$$\gamma = \alpha + j\beta(m^{-1}) \quad (\text{B.39})$$

Donde :

$\alpha$  es la constante de atenuación ( Neper/m)

En materiales dieléctricos imperfectos, la impedancia intrínseca es:

$$\eta = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon'}}}{\sqrt{1 - j \frac{\sigma}{\omega\epsilon'}}} \quad (\Omega) \quad (\text{B.40})$$

La energía que atraviesa una distancia Z en material con dieléctrico disipativo, sufre una atenuación de:

$$\Delta P = P(1 - e^{-2\alpha z}) \quad (\text{B.41})$$

$\alpha$  es la constante de atenuación presentada por el material.

Para encontrar la atenuación en un dieléctrico, se usa nuevamente la primera ecuación de Maxwell donde:

$$\nabla \times \bar{H} = j\omega\epsilon_0 \bar{E}(\epsilon_r' - j\epsilon_r'') \quad (\text{B.42})$$

$\gamma$  en función de la permitividad, permeabilidad y la frecuencia es:

$$\gamma = \omega\sqrt{\mu(\epsilon' - \epsilon'')} \quad (\text{B.43})$$

Donde  $\epsilon' = \epsilon_0 \epsilon'_r$  y  $\epsilon'' = \epsilon_0 \epsilon''_r$

Si el dieléctrico fuese ideal, es decir no contenga pérdidas, la constante de propagación sería:  $\gamma = w\sqrt{\mu\epsilon}$ , donde  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$

Tanto " $\alpha$ " como " $\beta$ " pueden ser representadas en función del factor de pérdidas:

$$\alpha = w\sqrt{\frac{\mu\epsilon'}{2}(\sqrt{1 + \tan^2\delta} - 1)} \quad (\text{B.44})$$

$$\beta = w\sqrt{\frac{\mu\epsilon'}{2}(1 + \sqrt{1 + \tan^2\delta})} \quad (\text{B.45})$$

### C.1 IDENTIDAD VECTORIAL

$$\nabla \times \nabla \times \bar{E} = \frac{-\mu\epsilon \partial^2 \bar{E}}{\partial t^2}$$

Como:

$$\nabla \times \nabla \times \bar{A} = (\nabla \nabla \cdot \bar{A} - \nabla^2 \bar{A})$$

Entonces:

$$\nabla \times \nabla \times \bar{E} = (\nabla \nabla \cdot \bar{E} - \nabla^2 \bar{E}) = \frac{-\mu\epsilon \partial^2 \bar{E}}{\partial t^2}$$

Pero

$$\nabla \cdot \bar{E} = \nabla \cdot \epsilon \bar{D} = \epsilon \nabla \cdot \bar{D} = 0$$

Finalmente

$$\nabla^2 \bar{E} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2}$$

## D.1 Función generatriz para el modo TE<sub>mn</sub>

De  $\nabla \times \vec{E} = -j\omega\vec{B}$  :

Si vemos cada una de las componentes de la ecuación<sup>22</sup> anterior, se tiene que:

$$\frac{\partial E_y}{\partial y} - \frac{\partial E_z}{\partial z} = -j\omega\mu H_x$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu H_y$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu H_z$$

Fórmulas derivadas de Maxwell  $\nabla \times \vec{H} = j\omega\epsilon\vec{E}$  :

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\epsilon E_x$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\epsilon E_y$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\epsilon E_z$$

En donde :  $\frac{\partial}{\partial z} = k_z$  ,  $E_z = 0$  ,  $k_c^2 = \mu\epsilon\omega^2 + k_z^2$  .

La solución de la ecuación de onda "H<sub>z</sub>" es:

$$\nabla^2 H_z = -k_0^2 H_x$$

donde :  $k_0^2 = \mu\epsilon\omega^2$  , mas adelante se detallará estas constantes ( k<sub>0</sub>, k<sub>c</sub>, k<sub>g</sub>)

La solución de la ecuación de onda toma la forma:

$$H_z = \left( A_n \text{Sen}\left(\frac{m\pi x}{a}\right) + B_n \text{Cos}\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \right) \times \left( C_n \text{Sen}\left(\frac{n\pi y}{b}\right) + D_n \text{Cos}\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \right) e^{j(\omega t - \gamma_{mn} z)}$$

Por las condiciones de borde:

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \quad \text{Para:} \quad "x=0" \quad \text{y} \quad "x=a"$$
$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = 0 \quad \text{Para:} \quad "y=0" \quad \text{y} \quad "y=b"$$

La ecuación de onda toma la forma final:

$$H_z = H_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-\gamma_{mn} z}$$

Donde:

$H_0$  = magnitud de Campo

$m, n = 0, 1, 2, 3, \dots$

$a$  = dimensión del largo (base)

$b$  = dimensión ancho (altura)

$\gamma_{mn}$  = Constante de fase

Mientras que en guía de onda cilíndrica es:

$$H_z = H_0 J_n\left(\frac{\lambda'_{nm}}{a} \rho\right) \cos(n\phi) e^{-\gamma_{nm} z}$$

Donde:

$J_n$  = Función de Bessel

$a$  = radio

$\rho$  = variable radial

$\phi$  = variable angular

$\lambda'_{nm}$  = constante de función de Bessel

$H_0$  = magnitud del campo

$\gamma_{nm}$  = Constante de fase



## D.2 COMPONENTES EN EL SENTIDO DE PROPAGACION PARA EL MODO TEMn

Componentes magnéticas:

$$H_z = H_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{-jk_c z}$$

$$\vec{H}_T = H_x \vec{a}_x + H_y \vec{a}_y$$

Pero:

$$\vec{H}_T = \frac{1}{K_c^2} \frac{d}{dz} \nabla_T H_{zn}$$

Entonces:

$$\begin{aligned} \vec{H}_T = & \left( \frac{-jk_g}{K_c^2} \right) H_0 \left( -\frac{m\pi}{a} \right) \text{Sen}\left(\frac{m\pi}{a}X\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}Y\right) e^{-jk_g z} \vec{a}_x + \\ & \left( -\frac{jk_g}{K_c^2} \right) H_0 \left( \frac{-n\pi}{b} \right) \cos\left(\frac{m\pi}{a}X\right) \text{Sen}\left(\frac{n\pi}{b}Y\right) e^{-jk_g z} \vec{a}_y \end{aligned}$$

Con lo que la componente del campo magnético en "X" es:

$$H_x = \left( \frac{jk_g}{K_c^2} \right) H_0 \left( \frac{m\pi}{a} \right) \text{Sen}\left(\frac{m\pi}{a}X\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}Y\right) e^{-jk_g z} \vec{a}_x$$

La componente del campo magnético en "Y" es:

$$H_y = \left( \frac{jk_g}{K_c^2} \frac{n\pi}{b} \right) H_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a}X\right) \text{Sen}\left(\frac{n\pi}{b}Y\right) e^{-jk_g z} \vec{a}_y$$

Componentes del campo eléctrico

$$\vec{E}_T = \frac{j\omega\mu}{K_c^2} \vec{a}_z \times \nabla_T H_{zn}$$

$$E_T = \frac{j\omega\mu}{K_c^2} H_0 e^{-jk_g z} \bar{a}_z \times \left( -\frac{m\pi}{a} \text{Sen}\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \text{Cos}\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \bar{a}_x - \frac{n\pi}{b} \text{Cos}\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \text{Sen}\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \bar{a}_y \right)$$

Pero:

$$E_T = E_x \bar{a}_x + E_y \bar{a}_y$$

La componente del campo eléctrico en "x" es:

$$E_x = \frac{j\omega\mu}{K_c^2} \frac{n\pi}{b} H_0 \text{Cos}\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \text{Sen}\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{-jk_g z}$$

La componente en "y" del campo eléctrico es:

$$E_y = -\frac{j\omega\mu m\pi}{K_c^2 a} H_0 \text{Sen}\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \text{Cos}\left(\frac{n\pi}{b}y\right) e^{-jk_g z}$$

La componente en "z" del campo eléctrico es cero por ser el modo "TEMn"

### D.3 POTENCIA TRANSMITIDA EN UNA GUÍA DE ONDA.

La potencia efectiva transmitida es:

$$P_T = \frac{1}{2} \text{Re} \int_S \bar{E} \times \bar{H}^* \bullet d\bar{a}$$

Para el modo "TEMn" en una guía rectangular:

$$\bar{H} = H_x \bar{a}_x + H_y \bar{a}_y + H_z \bar{a}_z$$

$$\bar{E} = E_x \bar{a}_x + E_y \bar{a}_y$$

$$\overline{E} \times \overline{H} = \begin{vmatrix} i & j & k \\ E_x & E_y & 0 \\ H_x^* & H_y^* & H_z^* \end{vmatrix} = (E_y H_z^*) \overline{a}_x - (E_x H_z^*) \overline{a}_y + (E_x H_y^* - E_y H_x^*) \overline{a}_z$$

$$d\overline{a} = dx dy \overline{a}_z$$

$$(\overline{E} \times \overline{H}) \bullet d\overline{a} = ((E_y H_z^*) \overline{a}_x - (E_x H_z^*) \overline{a}_y + (E_x H_y^* - E_y H_x^*) \overline{a}_z) \bullet dx dy \overline{a}_z$$

como:

$$\begin{aligned} \overline{a}_x \bullet \overline{a}_z &= 0 \\ \overline{a}_y \bullet \overline{a}_z &= 0 \\ \overline{a}_z \bullet \overline{a}_z &= 1 \end{aligned}$$

$$(\overline{E} \times \overline{H}) \bullet d\overline{a} = (E_x H_y^* - E_y H_x^*) dx dy$$

Las componentes en "x" y en "y" tanto del campo eléctrico como magnético, son las componentes transversales.

Por lo tanto la potencia transmitida es:

$$P_T = \frac{1}{2} \int_S |E_{Tz}| |H_{Tz}^*| dx dy = \frac{1}{2} \int_S \frac{|E_{Tz}|^2}{Z_{TE}} dx dy$$

## D.4 PROPIEDADES DE LA RADIACION

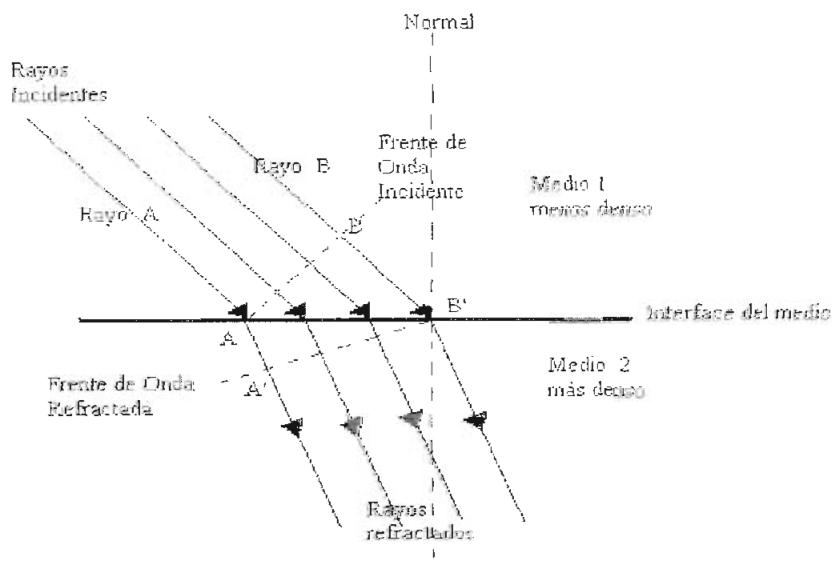
Las propiedades<sup>27</sup> que vamos a explicar, se observaron con los rayos de luz, por eso se llaman propiedades ópticas, pero se adaptan perfectamente a las ondas de microondas pues es la luz una onda a una diferente frecuencia.

Es así que el frente de onda de la onda se puede alterar por diferentes efectos, conocidos como la REFRACCIÓN, La REFLEXIÓN, DIFRACCIÓN e INTERFERENCIA.

### D.4.1 REFRACCIÓN.

Conocido como el doblamiento de la onda, y es el cambio de dirección del rayo al pasar de un medio de una densidad a otro medio de densidad diferente. Sus velocidades cambian dependiendo del medio en el cual se encuentra el rayo, pues es inversamente proporcional a la densidad del medio en el cual se está propagando.

Podemos observar en la figura siguiente que muestra la refracción del rayo en una frontera plana de dos medios de diferentes densidades.



La densidad del medio 1 es menor que el medio 2, por lo tanto, la velocidad del frente de onda en el medio 1 es mayor que en el medio 2.

Se observa en la figura como en el instante en que mientras un rayo A entra al otro medio y un rayo B aún no, se produce un doblamiento de dirección del frente de onda. En el Trayecto B – B', el rayo B se propaga más rápido que el rayo A con lo que

B – B' es mayor que la distancia A – A'. Así el frente de onda A' B' se dobla con respecto al frente de onda A B. Si un rayo pasa de un medio a otro de mayor densidad que el primero, el frente de onda se dobla hacia la normal<sup>(1)</sup>, pero si el medio 2 es menos denso, el frente de onda se dobla lejos de la normal.

El ángulo de incidencia se forma entre la onda incidente y la normal, el ángulo de refracción se forma de la onda refractada con la normal.

INDICE DE REFRACCIÓN. "n" nos indica la cantidad de refracción del rayo, es decir cuanto se inclina el frente de onda al pasar de un medio a otro.

El índice de refracción está dado por la fórmula :  $n = c/v$

donde: c : es la velocidad de la luz.

v : es la velocidad del rayo en el material dado.

El índice de refracción es la relación de velocidad de propagación de dos velocidades, n es también función de la frecuencia , pero es insignificante con lo que en aplicaciones prácticas en omitido.

SNELL explica como relaciona una onda electromagnética en la frontera de dos medios:

$$n_1 \cdot \text{Sen}\theta_1 = n_2 \cdot \text{Sen}\theta_2$$

$n_1$ = Índice de refracción del material 1

$n_2$ = Índice de refracción del material 2

$\theta_1$ =Ángulo de incidencia ( grados)

$\theta_2$ =Ángulo de refracción ( grados)

Realizando algunos arreglos matemáticos se llega a

$$\frac{\text{Sen } \theta_1}{\text{Sen } \theta_2} = \frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{\epsilon_{r1}}{\epsilon_{r2}}}$$

(1) La normal es la línea imaginaria perpendicular a la frontera de un medio y otro.

$\epsilon_{r1}$ = constante dieléctrica del medio 1

$\epsilon_{r2}$ = constante dieléctrica del medio 2

#### D.4.2 REFLEXIÓN.

La reflexión ocurre cuando una onda incidente choca contra la frontera de otro medio en donde la onda incidente sufre una descomposición de una onda reflejada mas otra onda transmitida. como sabemos los medios 1 y 2 tienen una impedancia  $Z_1$  y  $Z_2$  respectivamente con una frontera de separación plana, que para nuestro estudio es el plano  $X - Y$ .

La onda incidente está en el medio 1 con su dirección de propagación  $\mathbf{K}_1^i$ . El plano que forma esta dirección con la normal al plano de separación (eje  $z$ ), se denomina plano de Incidencia.

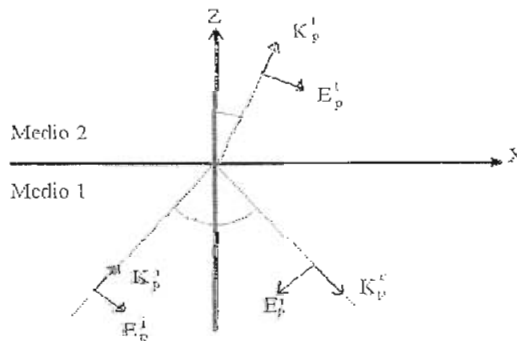
El ángulo entre la dirección de propagación de la onda Incidente y la normal se denomina ángulo de incidencia " $\varphi_i$ ".

El ángulo entre la dirección de propagación de la onda Reflejada y la normal se denomina ángulo de Reflexión " $\varphi_r$ ".

El ángulo entre la dirección de propagación de la onda Transmitida y la normal se denomina ángulo de transmisión " $\varphi_T$ ".

Para nuestro caso vamos a estudiar la onda que se desplaza con el modo superior  $TE_{mn}$ .

Como se muestra en la figura siguiente,  $\mathbf{E}$  es paralelo al plano de Incidencia.



En la superficie de separación, la Onda Incidente sufre una descomposición, pues no continúa inalterable por el medio 2. La perturbación de la onda es consecuencia de las condiciones de frontera de la variable del campo electromagnético. El campo total resultante en el medio 1 y el medio 2, debe de

cumplir con las condiciones de Borde o llamadas de frontera. Si tiene una onda reflejada en el medio 1 con un factor de reflexión "R", y un ángulo de reflexión " $\varphi_r$ " que son desconocidos, además se tiene una Onda Transmitida en el segundo medio con un factor de transmisión "T" e igualmente tiene un ángulo de transmisión " $\varphi_t$ ". Los parámetros " $\varphi_r$ ", " $\varphi_t$ ", R y T determinaremos satisfaciendo las condiciones de frontera ya que las direcciones de propagación  $\mathbf{K}_1^i$  y  $\mathbf{K}_2^t$  de la onda reflejada y transmitida están en el plano de Incidencia por la unicidad de las ecuaciones de Maxwell.

Como vemos en la figura, el campo  $\mathbf{E}$  tiene componentes en coordenadas cartesianas tanto en X como en Z, no tiene en Y. En cambio  $\mathbf{H}$  tiene componentes tanto en X como en Y y en Z.

Entonces:

$$E^i = (E_0 e^{-j \mathbf{K}_1^i \cdot \mathbf{r}}) \mathbf{a}_E = (E_0 \cos \varphi_i * e^{-j \mathbf{K}_1^i \cdot \mathbf{r}}, 0, -E_0 \text{Sen} \varphi_i * e^{-j \mathbf{K}_1^i \cdot \mathbf{r}})$$

$$E^r = (-E_0 * R_p * \cos \varphi_r * e^{-j \mathbf{K}_1^r \cdot \mathbf{r}}, 0, -E_0 * R_p * \text{Sen} \varphi_r * e^{-j \mathbf{K}_1^r \cdot \mathbf{r}})$$

$$E^t = (E_0 * T_p * \cos \varphi_T * e^{-j \mathbf{K}_2^t \cdot \mathbf{r}}, 0, -E_0 * T_p * \text{Sen} \varphi_T * e^{-j \mathbf{K}_2^t \cdot \mathbf{r}})$$

No tomamos en cuenta la función del tiempo  $e^{j\omega t}$ , pues es la misma para todas las ondas parciales. Al poseer la misma frecuencia que la onda incidente las ondas reflejada y transmitida se tiene las condiciones de frontera para cualquier tiempo.

En la frontera  $Z = 0$ , escribiremos las condiciones de continuidad de las componentes tangenciales de  $\mathbf{E}$  Y  $\mathbf{H}$ .

- $\mathbf{E}_{\text{tan}_1} = \mathbf{E}_{\text{tan}_2}$  entonces  $\mathbf{D}_{\text{tan}_1} * \epsilon_2 = \mathbf{D}_{\text{tan}_2} * \epsilon_1$
- $\mathbf{D}_{\text{n}_1} = \mathbf{D}_{\text{n}_2}$  entonces  $\mathbf{E}_{\text{n}_1} * \epsilon_1 = \mathbf{E}_{\text{n}_2} * \epsilon_2$

Las componentes tangenciales en este caso son las componentes en X:

$$\cos \varphi_i * e^{-j \beta_1 * x * \cos \varphi_i} - R_p * \cos \varphi_r * e^{-j \beta_1 * x * \cos \varphi_r} = T_p * \cos \varphi_T * e^{-j \beta_2 * x * \cos \varphi_T}$$

Las componentes normales son las componentes en Z:

$$(\text{Sen} \varphi_i * e^{-j \beta_1 * x * \cos \varphi_i} + R_p * \text{Sen} \varphi_r * e^{-j \beta_1 * x * \cos \varphi_r}) * \epsilon_1 = T_p * \text{Sen} \varphi_T * e^{-j \beta_2 * x * \cos \varphi_T} * \epsilon_2$$

Estas condiciones pueden ser satisfechas si X es arbitrario al ser:

$$K_1 * \text{Sen}\varphi_i = K_1 * \text{Sen}\varphi_r = K_2 * \text{Sen}\varphi_T$$

Por la ley de Snell:  $\varphi_i = \varphi_r$

En general  $K_1$  y  $K_2$  son complejos, si son no conductores entonces los números de onda son reales y además  $K = w/v$  entonces:

$$\frac{\text{Sen}\varphi_T}{\text{Sen}\varphi_i} = \frac{K_1}{K_2} = \sqrt{\frac{\epsilon_{r1}}{\epsilon_{r2}}}$$

$$1. - \text{Cos}\varphi_i - R_p * \text{Cos}\varphi_r = T_p * \text{Cos}\varphi_T \Rightarrow 1 - R_p = T_p * \frac{\text{Cos}\varphi_T}{\text{Cos}\varphi_i}$$

2.

$$(\text{Sen}\varphi_i + R_p * \text{Sen}\varphi_r) * \epsilon_{r1} = T_p * \text{Sen}\varphi_T * \epsilon_{r2} \Rightarrow \epsilon_{r1} * \text{Sen}\varphi_i * (1 + R_p) = \epsilon_{r2} * \text{Sen}\varphi_T * T_p$$

$$\Rightarrow (1 + R_p) = \frac{\epsilon_{r2} * \text{Sen}\varphi_T * T_p}{\epsilon_{r1} * \text{Sen}\varphi_i} \Rightarrow (1 + R_p) = \frac{\epsilon_{r2} * T_p}{\epsilon_{r1}} * \sqrt{\frac{\epsilon_{r1}}{\epsilon_{r2}}}$$

$$\Rightarrow (1 + R_p) = \sqrt{\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}}} * T_p; \text{ pero: } \frac{Z_1}{Z_2} = \sqrt{\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}}}; \text{ entonces}$$

$$1 + R_p = \frac{Z_1}{Z_2} * T_p$$

Resolvemos este sistema de dos ecuaciones con dos incógnitas con lo que:

$$T_p = \frac{2 * Z_2 * \text{Cos}\varphi_i}{Z_1 * \text{Cos}\varphi_i + Z_2 * \text{Cos}\varphi_T}$$

$$R_p = \frac{Z_1 * \text{Cos}\varphi_i - Z_2 * \text{Cos}\varphi_T}{Z_1 * \text{Cos}\varphi_i + Z_2 * \text{Cos}\varphi_T}$$

Donde:



$T_p$ = factor de coeficiente de Transmisión

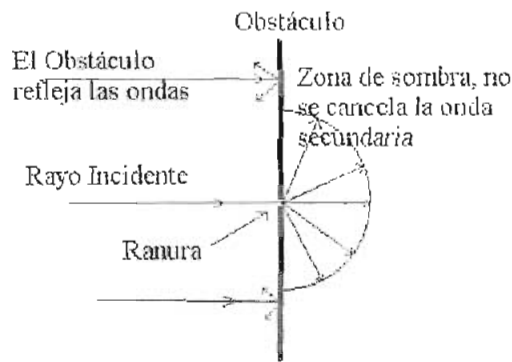
$R_p$ = Factor de coeficiente de Reflexión.

### D.4.3 DIFRACCIÓN.

Se define la difracción como la redistribución de energía, dentro de un frente de onda cuando pasa cerca de un objeto opaco, o en otras palabras sería: La difracción define al fenómeno que las ondas realizan al propagarse a la vuelta de una esquina.

HUYGENS dice que cada punto de un frente de onda esférica determinada se puede considerar como una fuente secundaria de puntos de ondas electromagnéticas, desde donde se irradian hacia fuera otras ondas secundarias.

La figura muestra este efecto.



### D.4.4 INTERFERENCIA.

Si dos ondas chocan, se produce una interferencia pues es la suma de los vectores de onda individuales.

Si dos ondas chocan, y cada uno de los rayos tienen ángulo de fase distinto, el resultado sería un tercer rayo con un ángulo de fase resultante de su suma vectorial como se indica en la figura:



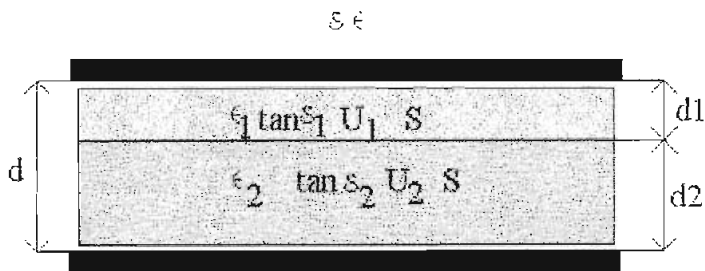
### E.1 CALENTAMIENTO DE UNA CARGA HETEROGENEA<sup>12</sup>.

Por lo general la carga a calentarse no está compuesto de un solo material, por lo general consta de dos o más como es el caso de encolado de paneles de madera en donde intervienen dos materiales, por ejemplo.

Lo común es tener dos materiales ya que por conveniencia se dispone de una capa de aire y la carga entre los electrodos, comportándose como dos materiales diferentes. Interesa conocer el efecto del calentamiento en las diferentes partes que constituyen la carga o entre la carga y el aire.

Las formas del montaje de los materiales se los estudia de la manera más sencilla que son arreglos en serie y el paralelo y de espesor variable.

- **E.1.1 MONTAJE EN SERIE:** Para dos materiales se representa así:



Montaje en Serie

#### CARACTERISTICAS:

	Material 1	Material 2	Conjunto
Espesor	$d_1$	$d_2$	$d = d_1 + d_2$
Permitividad relativa	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$	-
Tangente de pérdidas	$\tan \delta_1$	$\tan \delta_2$	-
Tensión Eléctrica	$U_1$	$U_2$	$U = U_1 + U_2$
Campo Eléctrico	$U_1/d_1$	$U_2/d_2$	-
Superficie	S	S	S
Potencia Específica	$P'_1$	$P'_2$	-

Se puede considerar a cada material como un capacitor diferente que en su circuito equivalente sería una fuente con dos capacitores en serie, en donde la corriente "I<sub>c</sub>" es constante para ambos materiales, es decir:

$$U_1 * 2\pi * f * C_1 = U_2 * 2\pi * f * C_2$$

Al sustituir las capacidades por sus fórmulas ya establecidas(  $C = \epsilon_0 S/d$  ), la ecuación anterior sería:

$$\frac{U_1 * \epsilon_{r1}}{d_1} = \frac{U_2 * \epsilon_{r2}}{d_2}$$

Entonces:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\epsilon_{r1}}{\epsilon_{r2}}$$

Si su dieléctrico es el aire, su  $\epsilon_{r1}=1$ ,  $\tan\delta = 0$ .

Las potencias específicas estarán en la relación:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{\epsilon_{r2} * \tan\delta_1}{\epsilon_{r1} * \tan\delta_2}$$

Si los dos materiales tienen similar su ángulo de pérdidas, se calentará más rápido el material de menor constante dieléctrica  $\epsilon_r$ , por lo que el montaje en serie se utiliza para calentar un material de permitividad eléctrica débil.

La potencia activa es la suma de las potencias activas de los dos componentes, entonces:

$$E * d * I_c * \tan\delta = E_1 * d_1 * I_c * \tan\delta_1 + E_2 * d_2 * I_c * \tan\delta_2$$

Operando las expresiones (3.3) y (3.5), se obtiene:

$$\tan\delta = \frac{\epsilon_{r2} * \tan\delta_1 * d_1 + \epsilon_{r1} * \tan\delta_2 * d_2}{\epsilon_{r2} * d_1 + \epsilon_{r1} * d_2}$$

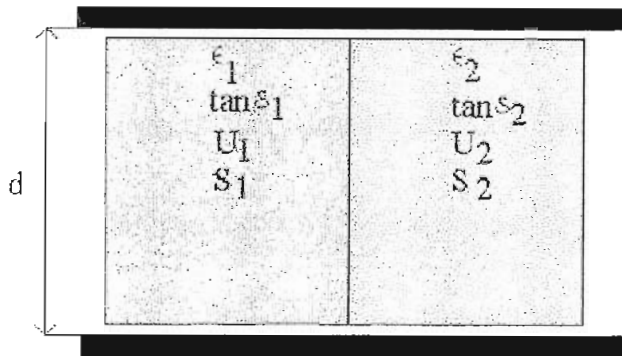
Se el dieléctrico 1 es aire, se puede deducir que:

- Si se mantiene constante la Intensidad "U" entre placas, se puede variar la potencia desarrollada en la carga variando el espesor de la capa de aire interpuesta.
- Cuanto mayor es la permitividad del material, mayor es la intensidad del campo en la capa de aire.
- A mayor espesor del material, mayor es la proporción del campo, por lo que el calentamiento es más eficaz.

- La interposición de una capa de aire puede ser necesaria para la eliminación cómoda de la humedad del material, en un proceso de secado.

- **E.1.2 MONTAJE EN PARALELO.**

Para dos materiales se puede representar así:



Montaje en Paralelo

CARACTERISTICAS:

	Material 1	Material 2	Conjunto
Espesor	d	d	d
Permitividad relativa	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$	-
Tangente de pérdidas	$\tan \delta_1$	$\tan \delta_2$	-
Tensión Eléctrica	U	U	U
Campo Eléctrico	U/d	U/d	U/d
Superficie	$S_1$	$S_2$	$S = S_1 + S_2$
Potencia Específica	$P'_1$	$P'_2$	-

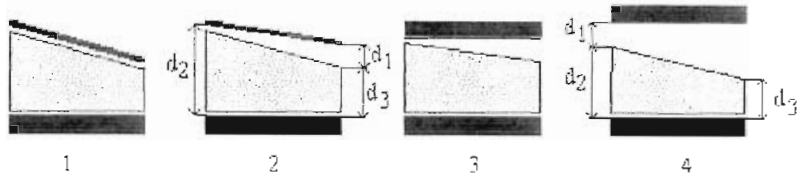
Analizado como un circuito eléctrico, es un fuente con dos capacitores en paralelo, en donde la tensión eléctrica en este caso permanece constante, por lo que la relación de potencias específicas para dos condensadores paralelos será:

$$\frac{P'_1}{P'_2} = \frac{\epsilon_1 * \tan \delta_1}{\epsilon_2 * \tan \delta_2}$$

En este arreglo, se calienta más rápidamente el material de mayor constante de pérdidas. Esto por ejemplo en el encolado de madera es una ventaja al inicio el calor se generará en la cola porque este tiene una constante de pérdidas superior a la madera, este es un procedimiento de secado selectivo.

- **E.1.3 MATERIAL DE ESPESOR VARIABLE.**

Al tener un espesor linealmente decreciente se puede analizar el fenómeno según las varias disposiciones que se muestran a continuación:



Material de espesor Decreciente.

En la posición 1, para un material de espesor decreciente y placas pegadas al material, el campo eléctrico es más débil en la parte de mayor espesor del material que en la de menor espesor y el calentamiento no será uniforme.

En la disposición 2, se compensa colocando la placa superior a una separación  $d_1$  en la parte delgada del material y se puede conseguir un calentamiento suficientemente uniforme.

Para conseguir el mismo campo eléctrico en todo el material y, en consecuencia, idéntica velocidad de calentamiento, el espesor de la lámina de aire partirá de 0 y alcanzará el valor de:

$$d_1 = \frac{d_1 - d_2}{\epsilon_2}$$

En la disposición 3 con las placas paralelas, el campo eléctrico en el material es mucho mayor en la parte izquierda del material más espeso, como se ha indicado en el montaje en serie. El calentamiento será, por lo tanto muy irregular.

En la disposición 4, la densidad de potencia es menor y el calentamiento mas lento, pero más uniforme en la temperatura por conducción.

## F. -CALENTAMIENTO DIELECTRICO EN MICROONDAS

En caso de materiales dieléctricos de gran espesor no se puede considerar como constante el campo eléctrico, si la frecuencia de funcionamiento es alta, como es nuestro caso. para ello es necesario partir de un campo eléctrico variable. propagándose en su seno según la ecuación de las ondas de Maxwell:

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \gamma^2 * E = 0$$

donde:

E = Campo eléctrico

z = profundidad a partir de la superficie

$\gamma$  = Constante de propagación del material.

$\gamma$  se determina por la forma compleja:

$$\gamma = \alpha + jk_g$$

donde :

$\alpha$  = coeficiente de atenuación (Neper/m)

$k_g$  = constante de fase (rad/m)

La tangente de pérdidas se define por:

$$\tan \delta = \frac{C_e + 2\pi * f * \epsilon_2}{2\pi * f * \epsilon_1}$$

donde

$C_e$  = conductividad eléctrica ( Siemens/m).

$\epsilon_1$  = permitividad dieléctrica (F/m)

$\epsilon_2$  = constante de relajación (F/m)

f = frecuencia(Hz)

Una solución a la ecuación (3.9) es:

$$E = E_0 * e^{-\gamma z}$$

donde " $E_0$ " es el campo eléctrico en la superficie del material.

El campo eléctrico es decreciente exponencialmente con la profundidad "z" . Los valores de las constantes " $\alpha$ " y " $k_g$ ", para valores muy pequeños de  $\tan \delta$  que lo normal en dieléctricos es:

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda_0} * \sqrt{\epsilon_r} * \tan \delta$$

$$k_g = \frac{\pi}{\lambda_0} * \sqrt{\epsilon_r}$$

donde:

$\lambda_0$  = Longitud de onda asociada a la frecuencia en el vacío(  $c = \lambda_0 * f$ )

$\epsilon_r$  = permitividad relativa del material =  $\epsilon_1/\epsilon_0$ .

$\epsilon_0$  permitividad en el vacío es:  $\epsilon_0 = 8.84 * 10^{-12}$  (F/m)

La densidad de potencia viene dada por la expresión :

$$\frac{dP}{dv} = \pi * f * \epsilon_0 * \epsilon_r * \tan\delta * \epsilon_0^2 * e^{-2*\alpha*z}$$

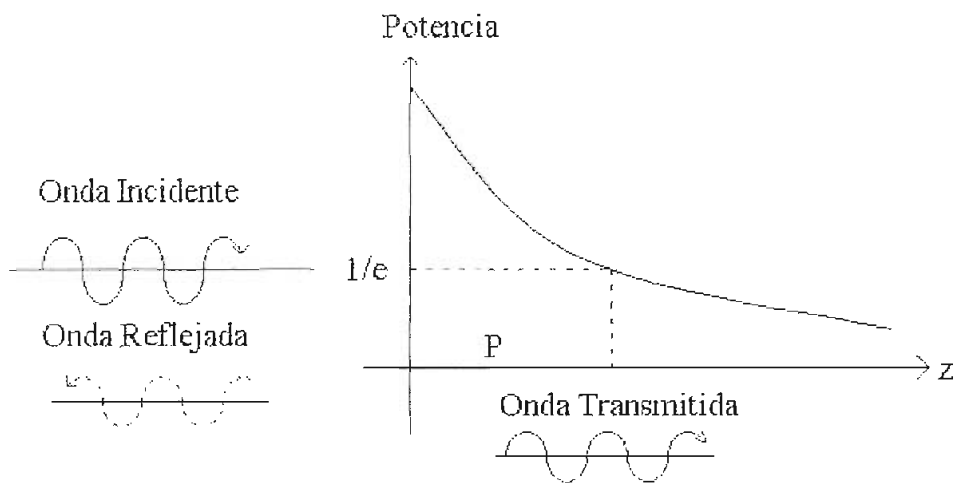
dende : "P" es la potencia y "v" es el volúmen.

La densidad de potencia también decrece exponencialmente

El valor de la profundidad de penetración "p" es:

$$p = \frac{1}{2 * \alpha} = \frac{\lambda_0}{2 * \pi * \sqrt{\epsilon_r} * \tan\delta}$$

En la figura siguiente se representa la onda incidente, la onda reflejada que es despreciable y la atenuación de la onda transmitida a través del material.



## Potencia de la Onda Electromagnética

Dentro del material se producirá una transmisión de calor por conducción, ya que se produce un calentamiento no uniforme, al variar con la profundidad "z" la generación del calor calculada con la expresión de la densidad de potencia.

La figura siguiente muestran los componentes energéticos que intervienen en el espesor "dz", cuyas fórmulas, por unidad de superficie frontal, son:

1. – Generación Dieléctrica (1)

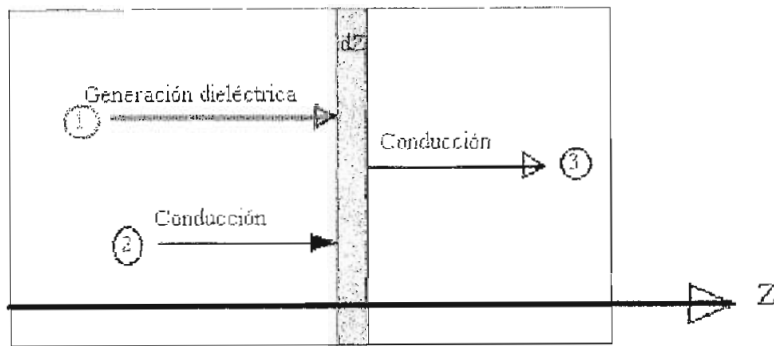
$$\frac{dP}{dv} * dz$$

2. – Conducción (2)

$$-\lambda * \frac{\delta T}{\delta z}$$

3. – Conducción (3)

$$-\lambda * \frac{\delta}{\delta z} * \left( T + \frac{\delta T}{\delta z} * dz \right)$$



Campo de temperaturas en el interior del material

El balance energético  $1 + 2 - 3$  dará lugar a la elevación de temperatura en el tiempo según la expresión:

$$\rho * c * \frac{\delta T}{\delta t}$$

donde:

$\rho$  = densidad del material ( $\text{Kg}/\text{m}^3$ )

$c$  = calor específico ( $\text{J}/\text{Kg} * ^\circ\text{K}$ )

$\lambda$  = conductividad térmica ( $\text{W}/\text{m} * \text{K}$ )

$$\frac{dP}{dv} * dz - \lambda * \frac{\delta T}{\delta z} + \lambda * \frac{\delta}{\delta z} \left( T + \frac{\delta T}{\delta z} * dz \right) = \rho * C * \frac{\delta T}{\delta t}$$



Operando resulta:

$$\lambda \cdot \frac{\delta^2 T}{\delta z^2} = \rho \cdot c \cdot \frac{\delta T}{\delta t} - \frac{dP}{dv}$$

Si la penetración del calor es prácticamente uniforme en toda la masa del material ( $\delta T/\delta z = 0$ ), se deduce:

$$\frac{\delta P}{\delta v} = \rho \cdot c \cdot \frac{dT}{dt}$$

Con la cual permite determinar la elevación de la temperatura en el tiempo.

En la superficie se debe de tomar en cuenta las pérdidas de calor por:

1. – Convección:  $P_c = \alpha_c \cdot S(T_s - T_a)$

2. – Radiación:  $P_r = \sigma \cdot F \cdot S(T_s^4 - T_a^4) = \alpha_r \cdot S(T_s - T_a)$

donde:

$\alpha_c$  = coeficiente por convección

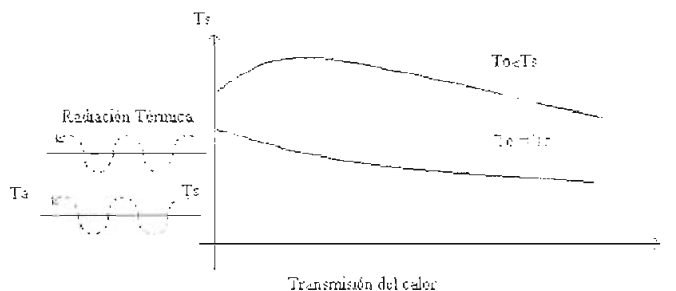
$\sigma$  = Constante de Stefan – Boltzmann

F = factor de emisividades y geometría

$\alpha_r$  = coeficiente equivalente por radiación

S = superficie de pérdidas de calor.

En la figura siguiente muestra la evolución de la temperatura con la posición, lo cual es explicable a cualquier frecuencia (alta o de microondas), pero, en muchas aplicaciones, el concepto de profundidad de penetración no es aplicable en el calentamiento por alta frecuencia, ya que, normalmente las características del material dan lugar a un valor de la profundidad "p" mucho mayor que el espesor del material, por lo que puede suponerse que el campo eléctrico E es constante en todo el espesor.



## REFERENCIAS

1. CEVALLOS, M. , "Estudio Teórico Experimental del Calentamiento Dieléctrico", pág. 4, Quito, 1968.
2. ASTIGARRAGA, U., J. ASTIGARRAGA, A.J., "Hornos de alta frecuencia y Microondas", pág. 2, Mc Graw Hill/Iberdrola/E.V.E., Madrid, 1995
3. Id.2, pág.3-25
4. DUGROFF, R. , SKITEK. G., " Electromagnetismo, Conceptos y Aplicaciones", pág. 9, Prentice Hall, México, 1997
5. Id. 2, pág. 5
6. Id. 2, pág. 4
7. HAYT, W., "Teoría Electromagnética", pág.146-153, Mc Graw Hill, México, 1994
8. FEYNMAN, R. , "Física", pág. 20.2, Bilingua, 1971
9. Id 2, pág. 10
10. Id 4, pág. 476- 501
11. Id 2, pág. 13
12. Id 2, pág. 14
13. GUPTA "Microondas", pág. 34, Limusa, México, 1983
14. Id 4, pág. 618-622
15. Id 13, pág. 43
16. Id 4, pág.623
17. JASIK, H., "Antenna Engineering Handbook", pág. 12.1- 12.19 , Mc Graw Hill, New York, 1961
18. Id 2, pág. 43
19. Id 4, pág. 4
20. Id 17, pág. 72-81
21. Id 1, pág. 72-75
22. PUSCHNER, H. , "Heating with Microwaves",pág. 161-163, PhilipsTechnical Library, Eindhoven, The Netherlands, 1966
23. Id 22, pág. 164-168
24. Id 4, pág. 521
25. Id 4, pág. 6
26. Id 22, pág. 231-236.
27. TOMASI, W., "Sistemas de Comunicaciones Electrónicas", pág. 359-367, Prentice Hall, México, 1996

## BIBLIOGRAFIA

- ASTIGARRAGA, U., J. ASTIGARRAGA, A.J., "Hornos de alta frecuencia y Microondas",  
Mc Graw Hill/Iberdrola/E.V.E., Madrid, 1995
- ATWATER, H. A. , "Introduction to Microwave Theory", Mc Graw Hill Book Co.,  
New York, 1964
- BOYLESTAD, R., NASHELSKY, L., "Electrónica Teoría de Circuitos", Prentice Hall, México,  
1994
- CEVALLOS, M. , "Estudio Teórico Experimental del Calentamiento  
Dieléctrico", Quito, 1968.
- DUGROFF, R. , SKITEK. G., " Electromagnetismo, Conceptos y Aplicaciones",  
Prentice Hall, México, 1997
- FEYNMAN, R. , "Física", Interamericana, Bogotá, 1971
- GUPTA, K. C. "Microondas", Limusa, México, 1983
- HAYT, W., "Teoría Electromagnética", Mc Graw Hill, México, 1994
- JASIK, H., "Antenna Engineering Handbook" , Mc Graw Hill, New  
York, 1961
- JOHNK, CARL, T.A. "Teoría Electromagnética, Campos y Ondas", Limusa,  
México, 1994
- NATIONAL/PANASONIC "Hornos Microonda: Guía Técnica", National Panasonic,  
Tokio, 1972
- PUSCHNER, H. , "Heating with Microwaves", Philips Technical Library,  
Eindhoven, The Netherlands, 1966
- RAMO, S., WHINNERY, J.R., DUZER, T., " Fields and Waves in Communication Electronics"  
John Wiley & Sons, Inc., New York, 1965
- TOMASI, W., "Sistemas de Comunicaciones Electrónicas", Prentice Hall,  
México, 1996