

ESTUDIO TEORICO-EXPERIMENTAL  
DEL CALENTAMIENTO DIELECTRICO

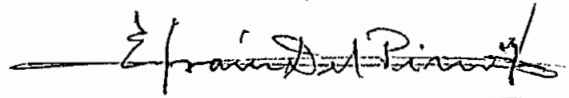
Tesis previa a la obtención del Título  
de Ingeniero en la especialización de  
Electrónica y Telecomunicaciones de la  
Escuela Politécnica Nacional

MARIO CEVALLOS VILLACRESES

Quito

Septiembre de 1.968

Certifico que este trabajo ha sido  
realizado en su totalidad por el  
Sr. Mario Cevallos Villacreses.

A handwritten signature in black ink, reading "Efraín del Pino V.", written over a horizontal line.

Ing. Efraín del Pino V.

CONSULTOR DE LA TESIS

Quito, Septiembre de 1.968

A unas manos, que no conocieron el descanso  
durante mis horas de estudio;  
A una cabellera, que encaneció  
con mis inquietudes;  
A unos ojos, que alumbraron con ternura  
mis desvelos;  
A unos labios, cuya sonrisa  
acrecentó mi valor y constancia;  
A una voz, dulce canción de cuna,  
que nunca dejó que el cansancio  
me venciera...

A MI MADRE.

## P R E F A C I O

El estudio de osciladores electrónicos, constituye un extenso capítulo de la Ingeniería Electrónica, sus aplicaciones son múltiples. Entre ellas los encontramos como fuentes para producción de calentamiento dieléctrico con amplios usos en medicina, industria, e ingeniería. El presente trabajo trata sobre los fundamentos del calentamiento dieléctrico bajo el título de "ESTUDIO TEORICO-EXPERIMENTAL DEL CALENTAMIENTO DIELECTRICO". No trato más que sembrar una inquietud, con la finalidad de atraer la atención a las posibles aplicaciones y usos de este tipo de calentamiento en nuestro medio.

Es mi deber puntualizar, que el inspirador del trabajo que presento, fue el Dr. Dag Hartman, experto de UNESCO, quien como profesor del Departamento de Electrónica de la Escuela Politécnica Nacional, sugirió y orientó este tema.

Básicamente este estudio consta de dos partes: la teórica, y la experimental.

En la parte teórica, considero primero algunas generalidades del calentamiento por alta frecuencia especialmente referido a sus aplicaciones; pasando luego a tratar los efectos de un campo eléctrico sobre un dieléctrico.

Siguiendo un desarrollo lógico, es decir, de lo visible a lo invisible, trato la teoría de polarización, partiendo

de una concepción macroscópica del dieléctrico, para relacionar las condiciones asumidas a la estructura atómica del mismo. Además he considerado varias teorías propuestas para la obtención de las características, debidas al efecto del campo de la constante dieléctrica, especialmente cuando el campo es variable en el tiempo. La utilidad radica en que, de las relaciones que se deducen, llegamos a determinar las pérdidas dieléctricas, que, son las bases del calentamiento, en el rango de frecuencias que ofrece las mejores ventajas.

Posteriormente, una vez obtenido el rango de operación, en el cual las pérdidas presentan su valor máximo, es posible relacionarlas con la interacción de procesos electromagnéticos, para lo cual, partiendo de las ecuaciones básicas de la teoría electromagnética, realizo un estudio de la propagación de ondas en un medio dieléctrico con pérdidas, y, por medio de este análisis, llego a establecer la potencia efectiva de pérdidas que se produce en el dieléctrico.

A continuación hago un análisis de la constitución de un sistema de micro ondas. Para éste, empiezo considerando la fuente de energía; luego los medios de propagación de energía refiriéndome primeramente a sus características normales de operación, por medio de las ecuaciones básicas que definen su comportamiento, para luego relacionarlas con las configuraciones

como mámaras de calentamiento, se distinguen dos clases, unas a base de guías de onda, para el caso de calentamiento en campos propagantes, y, otra utilizando cavidades resonantes para el caso de un campo estacionario. Además describo algunas formas de acoplamiento de cargas para obtener el máximo rendimiento y finalmente cito algunas aplicaciones.

Para la parte experimental fue necesario montar un horno de micro ondas, para lo cual conté con un magnetrón como fuente de energía y una cavidad resonante, de características adecuadas como cámara de calefacción, además de los elementos indispensables para la fuente de alimentación del sistema.

Expongo además los resultados experimentales conseguidos en varias pruebas realizadas en el horno. En estas pruebas, en unas he tratado de comprobar los fundamentos teóricos expuestos, y en otras ha sido mi interés hacer aplicaciones experimentales de laboratorio tendientes a una proyección hacia posibles usos industriales.

Concluyo este trabajo con una exposición de los efectos de la energía de micro ondas del cuerpo humano y en forma especial en algunos órganos. La finalidad de esta exposición es dar ciertas recomendaciones y cuidados que deben observarse cuando se utiliza el sistema.

Las consultas bibliograficas se indican a lo largo del texto con números en forma continuada. Al final en el índice de referencias se indican las fuentes de información de dichas consultas, en el mismo orden en que aparecen en el texto.

En un índice separado se indica la bibliografía general consultada.

Dejo constancia de mi agradecimiento a la Escuela Politécnica Nacional en la persona de su acertado Rector, Sr. Ing. Rubén Orellana; pues sin la ayuda pecuniaria de esta Institución, hubiera sido imposible las pruebas experimentales en el horno, cuyas piezas fundamentales fueron traídas desde Suecia al país por gestiones del Dr. Hartman, y con la ayuda decidida de las autoridades de la Escuela Politécnica. En sus laboratorios encontré a mi disposición el equipo necesario para mi trabajo, y su Biblioteca me facilitó textos, revistas y novedades sobre el tema.

Así mismo agradezco a los Ings. Marco Hurtado y Efraín del Pino, quienes, como consultores de esta tesis, me guiarón acertadamente; a los Ings. Luis Silva y Warren Littlefield y a los Srs. Nelson Díaz y Mario Cuesta quienes estuvieron siempre listos a satisfacer mis preguntas y ampliar mis conocimientos. A la fábrica Husqvarna en Suecia por permitirme visitar sus instalaciones, facilitándome adquirir el conocimiento del montaje de hornos de micro ondas.

Un agradecimiento especial para el Ing. Marcelo Coronel y Sr Hernán Andrade, por los informes presentados de las pruebas de aplicación realizadas en el horno de micro ondas construido.

Mario Cevallos V.

Septiembre 1.968



## I N D I C E G E N E R A L

|  | Página        |
|--|---------------|
| PREFACIO   | IV            |
| <u>Capítulo Primero:</u> CALENTAMIENTO POR ALTA FRE-<br>CUENCIA                          | 1             |
| 1.1 Calentamiento por alta frecuencia  | 3             |
| 1.2 Calentamiento inductivo  | 3             |
| 1.3 Calentamiento dieléctrico  | 5 <i>ver</i>  |
| 1.4 Sistemas de conversión para producción de<br>calentamiento por altas frecuencias     | 6             |
| x 1.5 Reglamentación Internacional para el uso<br>de calentamiento por altas frecuencias | 8             |
| † 1.6 Calentamiento dieléctrico por micro ondas  | 10 <i>ver</i> |
| <u>Capítulo Segundo:</u> TEORIA DE DIELECTRICOS  | 12            |
| 2.1 La ley de Gauss  | 13            |
| 2.2 Polarización   | 14            |
| 2.3 Dieléctricos en un campo eléctrico alterno   | 20 <i>ver</i> |
| 2.4 Circuitos equivalentes   | 23            |
| 2.5 Dependencia de frecuencia de la constante<br>dieléctrica                             | 25            |
| 2.6 Mecanismos de polarización   | 29            |
| 2.6a Polarización electrónica  | 31            |
| 2.6b Polarización atómica  | 32            |
| 2.6c Polarización dipolar  | 34            |
| 2.7 Polarización dipolar y efectos de frecuen-<br>cia                                    | 36            |
| 2.8 Líquidos dipolares   | 42            |
| 2.9 Sólidos dipolares  | 45            |

|                                     |    |
|-------------------------------------|----|
|                                     | XI |
| 2.10 Campo efectivo sobre un dipolo | 46 |
| 2.11 Conclusiones                   | 52 |

Capítulo Tercero: ONDAS ELECTROMAGNETICAS EN DIE-  
LECTRICOS IMPERFECTOS

|  |    |
|--|----|
| Y 3.1 Energía en un campo electromagnético | 57 |
| 3.2 Atenuación                             | 61 |
| 3.3 Profundidad de penetración             | 63 |
| 3.4 Impedancia intrínseca                  | 65 |
| 3.5 Potencia térmica                       | 67 |

Capítulo Cuarto: CALENTAMIENTO DIELECTRICO POR  
MICRO ONDAS

|   |     |
|---|-----|
|   | 69  |
| 4.1 Sistemas de calentamiento por micro ondas             | 70  |
| 4.2 El magnetrón.   | 72  |
| 4.2a Modos de oscilación.                                 | 73  |
| 4.2b Funcionamiento del magnetrón.                        | 75  |
| 4.3 Calentamiento dielectrico en campos pro-<br>pagantes: | 84  |
| 4.4 Guías de onda rectangulares                           | 85  |
| 4.4a Frecuencia crítica                                   | 88  |
| 4.4b El modo $TE_{10}$                                    | 90  |
| 4.4c Impedancia y acoplamiento                            | 93  |
| 4.4d Máxima intensidad de campo                           | 94  |
| 4.4e Atenuación   | 97  |
| 4.5 Sistemas de calentamiento                             | 100 |
| 4.6 Radiadores  | 109 |
| 4.7 Calentamiento en un campo estacionario                | 115 |
| 4.8 Cavidad resonante rectangular                         | 116 |

|   |   |     |            |
|---|---|-----|------------|
| 4.9   | Frecuencia de resonancia  | 120 |            |
| 4.10  | Estimación del factor de mérito (Q) de una cavidad para calentamiento con micro ondas         | 122 |            |
| 4.11  | Sistemas de acoplamiento  | 124 |            |
| 4.12  | Aplicaciones  | 128 |            |
| <br>  |   |     |            |
| <u>Capítulo Quinto:</u> PRUEBAS EXPERIMENTALES EN UN HOR- |   |     |            |
| NO DE MICRO ONDAS   |   | 131 |            |
| <br>  |   |     |            |
| 5.1   | Estimación experimental de la potencia radiada y del rendimiento del sistema                  | 134 | <i>ver</i> |
| 5.2   | 5.1a Procedimiento  | 134 |            |
| 5.2   | Configuración del campo eléctrico dentro de la cavidad con excitación estática                | 141 |            |
|   | 5.2a Procedimiento  | 142 |            |
| 5.3   | Configuración del campo eléctrico con excitador provisto de radiador móvil                    | 145 |            |
| 5.4   | Distribución de temperatura en la cavidad   | 148 |            |
| 5.5   | Pruebas experimentales de aplicación del proceso de calentamiento dieléctrico con micro ondas | 149 |            |
| <br>  |   |     |            |
| <u>Capítulo Sexto;</u> RECOMENDACIONES SOBRE CUIDADOS A   |   |     |            |
| OBSERVARSE EN EL USO DEL CALENTA-                         |   |     |            |
| MIENTO DIELECTRICO A BASE DE MICRO                        |   |     |            |
| ONDAS   |   | 156 |            |
| <br>  |   |     |            |
| 6.1   | Máxima densidad de radiación permisible por el cuerpo humano                                  | 157 | <i>ver</i> |
| 6.2   | Organos especialmente sensibles a radiaciones de micro ondas                                  | 158 |            |
|   | 6.2a La cabeza  | 159 |            |

|              |   |     |
|--------------|---|-----|
| 6.2b         | Los ojos  | 159 |
| 6.2c         | Los órganos sexuales                                      | 160 |
| 6.3          | Protección contra radiaciones excesivas de<br>micro ondas | 160 |
| REFERENCIAS  |   | 163 |
| BIBLIOGRAFIA |   | 165 |

CAPITULO PRIMERO

CALENTAMIENTO POR ALTA FRECUENCIA

El tratamiento térmico de materiales ha estado evolucionando constantemente. Desde cuando la fuente calórica constituía la combustión de combustibles naturales, siempre se ha tratado de mejorar la transferencia de energía, y elevar la calidad de los productos combustibles. Con el advenimiento de la electricidad, el calor producido por el efecto Joule, equivalente a la energía perdida en calor al circular una corriente por una resistencia, igual a  $IR$ , mejoran considerablemente los procesos para tratamiento térmico de materiales, solucionando muchos problemas antes presentes.

El rendimiento de la conversión de la energía eléctrica en calor llega a ser muy cercana al ciento por ciento. Pero no toda esta energía puede aplicarse al cuerpo que se desea calentar, siendo únicamente posible en determinados casos; para la mayoría es necesario transmitir el calor producido a través de algún medio de transferencia, por conducción, convección o radiación, lo que produce una disminución del rendimiento total, presentándose varios problemas adicionales, pues es necesario disponer de elementos que se calienten lo suficiente y estos transmitan el calor al objeto que va a tratarse, existiendo por tanto un retraso térmico en el tratamiento, ya que primero debe adquirirse la temperatura adecuada, el elemento de calentamiento para luego pasarla al material

bajo tratamiento.

### 1.1 Calentamiento por alta frecuencia.-

Muchas ocasiones es necesario localizar el calor únicamente en un área determinada, sin que el calor deba incidir en sus vecindades. Esta necesidad plantea nuevos problemas y, en la mayoría de los casos, no pueden ser totalmente solucionados con las fuentes de producción de calor que hemos mencionado.

La búsqueda de un sistema que satisfaga estas necesidades ha llevado a la aplicación de dos nuevas técnicas de producción de calor. Estas dos formas de calentamiento se conocen con el nombre general de "calentamiento por alta frecuencia".

Dependiendo de la clase de material si es conductor o no conductor de la electricidad se distinguen dos formas: Calentamiento inductivo y Calentamiento dieléctrico, respectivamente.

### 1.2 Calentamiento inductivo.-

Para el caso de calentamiento inductivo, la pieza a tratarse es colocada como núcleo de una bobina por la que circula corriente de alta frecuencia. La pieza por sí misma toma la energía del campo electromagnético creado por la bobina y no se produce por ningún medio de conducción convección o

radiación. Puesto que la pieza a tratarse es un conductor, la variación del voltaje en la bobina induce corrientes en ella llamadas corrientes de Foucault y estas producen pérdidas del tipo  $I^2R$ , a las que se unen en el caso de materiales ferromagnéticos las pérdidas de Histéresis. El calor generado por estas pérdidas se concentra principalmente en las vecindades próximas a la bobina decreciendo rápidamente hacia el interior de la pieza. De este modo, pueden calentarse las partes que se deseen sin más que dar a la bobina una forma adecuada.

Debido a que esta forma de calentamiento es aplicable a materiales conductores tiene amplia aplicación en la industria metalúrgica y se lo aplica para templado, colado, fundición, soldadura, recocido, etc. Funciones en las que presenta inmejorables ventajas, imposibles de conseguir por otros métodos. Entre otras citamos las siguientes: La velocidad en el calentamiento reduce la oxidación y exfoliación; la posibilidad de calentar partes limitadas de una pieza sin necesidad de calentarla entera: La aplicación del calentamiento, inmediatamente, sin necesidad de mantener el horno constantemente caliente, no hay contaminación de la pieza de trabajo con gases de combustible, etc..

Si bien el rendimiento total de la conversión de energía de alta frecuencia en calor es bajo, debido a que intervienen



varios factores de rendimiento en el proceso éste se compensa con la calidad de los productos obtenidos.

### 1.3 Calentamiento dieléctrico.-

Los materiales que no son conductores de la electricidad como: madera, plásticos, tejidos, etc., pueden también calentarse por medio de un campo eléctrico de alta frecuencia. Este proceso se basa en el concepto físico de que las moléculas que componen la materia se polarizan bajo la influencia del campo eléctrico, orientándose en dirección de éste, siguiendo la dirección del campo con la misma frecuencia que él. Debido a que las moléculas del material en forma de dipolos eléctricos están sujetas a fuerzas de interacción que se oponen a cualquier variación, al ser vencidas por acción del campo eléctrico, originan calentamiento en el material.

En general el material de que se trata hace de dieléctrico entre las placas de un condensador, el mismo que se acopla en forma apropiada al circuito de carga de un oscilador de alta frecuencia. En el caso ideal de un condensador sin pérdidas, la corriente está adelantada  $90^\circ$  respecto de la tensión; pero si existen pérdidas en el dieléctrico como consecuencia de la polarización antes mencionada, la corriente se adelantará un ángulo menor que  $90^\circ$ . La diferencia en-

tre éste ángulo y los  $90^{\circ}$  se la conoce con el nombre de ángulo de pérdidas y es un factor muy importante en la determinación de la cantidad de calor obtenido en un dieléctrico por acción del campo de alta frecuencia.

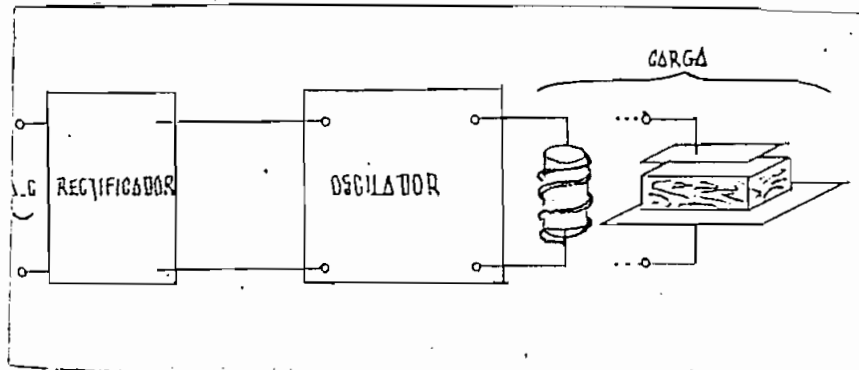
La principal ventaja de esta forma de calentamiento radica en el hecho de que el calor se genera dentro del material mismo, y tratándose de materiales que no son buenos conductores de la electricidad y que por tanto tampoco son buenos conductores del calor, esto explica el amplio campo de sus usos y aplicaciones. Algunas de sus aplicaciones son: encolado, curado y secado de madera; precalentamiento, moldeo y curado de plásticos; procesamiento de materiales de caucho y sintéticos; esterilización y pasteurización de alimentos; esterilización de productos medicinales; secado y tratamiento térmico de fibras textiles; procesamiento de productos químicos durante su fabricación; tratamiento de productos lácteos; calentamiento de alimentos precocidos; descongelación de alimentos; en diatermia, para tratamiento de enfermedades y alivio de dolores; en cirugía para cortar y cauterizar, y muchas otras aplicaciones que día a día se van sumando a este nuevo campo de conversión de energía.

#### 1.4 Sistemas de conversión para producción de calentamiento por alta frecuencia.

Para el uso de calentamiento por pérdidas resistivas, éste es totalmente independiente de la frecuencia. En cambio, para el calentamiento por alta frecuencia la producción de calor está íntimamente relacionada con la frecuencia.

El nombre mismo sugiere la necesidad de métodos de producción especiales para los cuales casi en su totalidad se requiere de equipo electrónico. De aquí se ha desprendido el nombre de calentadores electrónicos para estos equipos.

Un diagrama esquemático de un calentador electrónico básico se muestra en la fig. 1.1



Este sistema tiene como fuente de alimentación la tensión alterna comercial, la cual es rectificadora para producir corriente continua, la misma que alimenta el circuito de un oscilador, el que transforma en energía de alta frecuencia; a la salida de este oscilador se aplica la carga, una bobina para el caso de calentamiento inductivo ó un condensador de placas para el calentamiento dieléctrico.

Para los circuitos de oscilación se utilizan osciladores

de chispa y válvulas electrónicas de transmisión. Con los primeros se obtienen altas potencias de salida (hasta 250 KW ), tienen buen rendimiento, pero la frecuencia de trabajo llega únicamente a 200 Kc/s, que no satisface las necesidades de ciertas aplicaciones de calentamiento dieléctrico, siendo más utilizadas en calentamiento inductivo.

Con válvulas electrónicas de transmisión se consiguen más altas frecuencias, pero hay una restricción en la potencia de salida y su rendimiento es menor, Para ciertas aplicaciones sin embargo es necesario dar preferencia al aumento de frecuencia aunque la potencia de salida sea menor.

A más de los sistemas electrónicos para la producción de energía de alta frecuencia se utilizan sistemas mecánicos como grupos motor-alternador con los cuales se consiguen frecuencias hasta 10 Kc/s y potencias sumamente elevadas, hasta 250 KW y son utilizadas en aplicaciones de calentamiento inductivo.

#### 1.5 Reglamentación Internacional para el uso del calentamiento por altas frecuencias.-

El gran incremento de las aplicaciones industriales del calentamiento por altas frecuencias, y la necesidad de normalización para su uso, a fin de que otros sistemas que operan a altas frecuencias como sistemas de telecomunicaciones,

radio difusión y televisión; no sufran interferencias por perturbaciones que se pueden provocar en un generador para calentamiento, ha hecho posible que en 1947 con ocasión de la "Radio Conferencia" en Atlantic City<sup>1</sup>, se propongan reglamentaciones internacionales con este objeto.

Para el efecto se establecieron bandas de frecuencia para aplicaciones de calentamiento por altas frecuencias.

Estas bandas son:

|        |      |   |         |
|--------|------|---|---------|
| 13,65  | Mc/s | + | 0,05%   |
| 27,12  | Mc/s | + | 0,06%   |
| 40,68  | Mc/s | + | 0,05%   |
| 461,04 | Mc/s | + | 0,20%   |
| 2.400  | Mc/s | + | 50 Mc/s |
| 5.850  | Mc/s | + | 75 Mc/s |

Para equipos que trabajan dentro de estas bandas prescritas, no hay limitación en la potencia de sus generadores, sin embargo en aplicaciones especialmente de calentamiento inductivo donde hay necesidad de operar a más bajas frecuencias o para aplicaciones que requieran frecuencias que no estén dentro de las bandas citadas, se deben cumplir ciertas condiciones estipuladas en cuanto a potencia de salida y radiación parásita, siendo necesario aplicar métodos de control y medición de estos efectos de acuerdo a normas y

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

reglamentos establecidos por el CISPR (Comité International Special des Perturbations Radioélectriques of the IEC -International Electrotechnical Commission-)

Se han establecido también límites para radiaciones espurias, constituidas por las armónicas de la frecuencia de trabajo de un sistema de calentamiento y otras frecuencias indeseables generadas paralelamente. Estas limitaciones son: el campo producido por armónicas, cuando la frecuencia fundamental está dentro de las bandas prescritas no debe ser mayor que 225 uV/cm a 100 metros de distancia; cuando la frecuencia de trabajo por alguna razón no está dentro de dichas bandas, esta limitación se reduce a 25 uV/m.

#### 1.6 Calentamiento dieléctrico por micro ondas.-

De la sección 1.3 se desprende que la cantidad de calor desarrollada en un dieléctrico se incrementa con el aumento de frecuencia. Estudios y experimentaciones realizadas sobre el comportamiento de dieléctricos en función de la frecuencia, han demostrado que las pérdidas dieléctricas alcanzan su valor máximo en el rango de micro ondas ( $10^9 - 10^{10}$  c/s). para una gran cantidad de materiales; obteniéndose en este rango los mejores resultados de conversión de energía.

La técnica de calentamiento dieléctrico por micro ondas ha introducido nuevas ventajas en los procesos de calentamiento; esto a originado una amplia experimentación sobre

algunas aplicaciones, encontrándose excelentes resultados especialmente en varios procesos de secado de alimentos congelados como carne y vegetales en los cuales se necesita extraer la humedad a baja temperatura y baja presión; además en secado de cereales, tabaco, papel, fibras textiles, madera , etc. Aunque estos procesos pueden realizarse también utilizando frecuencias más bajas, con micro ondas se obtienen mejores resultados.

La variedad de aplicaciones en los diferentes campos, tanto científicos como industriales que proporciona esta forma de conversión de energía me ha llevado a presentar el siguiente trabajo, con el objeto de interesar con lo que se expone sobre aplicaciones que pueden realizarse en nuestro medio, las cuales usadas adecuadamente serán un paso eficaz en el progreso de nuestro país.

CAPITULO SEGUNDO

TEORIA DE DIELECTRICOS



Para el uso de alta frecuencia en el calentamiento dieléctrico, es necesario conocer el comportamiento de masas de material cuando están sometidas a la acción de campos eléctricos; siendo esto de fundamental importancia, puesto que, únicamente si conocemos las relaciones entre el material y la influencia externa de campos eléctricos, estamos en posibilidad de escoger convenientemente los parámetros que determinarán las condiciones óptimas.

Aunque estas condiciones, en muchos casos, se deben deducir por medios experimentales, debido a los complicados procesos en materiales heterogéneos, es muy útil tener un conocimiento preciso de la interacción física entre el campo eléctrico y el material.

Por esta razón he creído necesario hacer un estudio del comportamiento dieléctrico, que, sin ser completo, contempla las partes esenciales referidas especialmente a una de sus características más importantes en la aplicación del calentamiento dieléctrico.

#### 2-1 Ley de Gauss.

Esta ley establece que el flujo eléctrico total que sale de una superficie cerrada, es igual a la carga encerrada por esa superficie.

Consideremos la superficie  $A$  de la Fig. 1, la cual encierra las cargas:  $q_1; q_2; q_3; \dots q_i; \dots q_n$ ; que pueden ser positivas ó negativas, entonces, la ley de Gauss expresada

matemáticamente para este sistema será:

$$\phi = \oint \bar{D} d\bar{s} = \sum_{i=1}^{q=L} q_i \quad (2-1)$$

Siendo  $\phi$  el flujo total que sale de la superficie, y,  $\bar{D}$  la densidad de flujo eléctrico en el elemento de superficie,  $d\bar{s}$

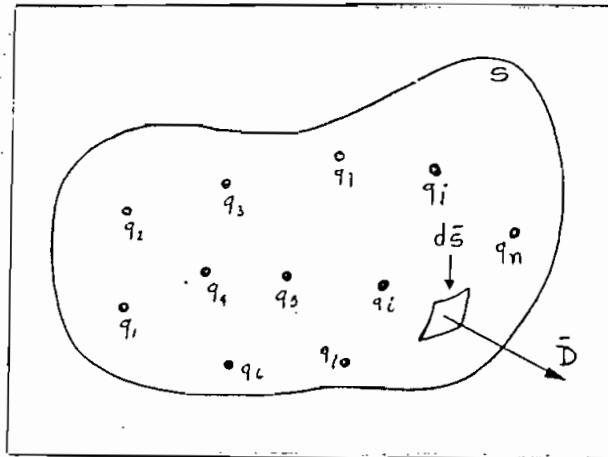


Fig. 2.1

Además la intensidad de campo eléctrico en cualquier punto del espacio para un medio dieléctrico isotrópico cualquiera está relacionada con la densidad de flujo por la relación:

$$\bar{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \bar{D} \quad (2-2)$$

Donde  $\epsilon_0$  representa la constante dieléctrica del vacío, cuyo valor es  $8.834 \times 10^{-12} \frac{\text{Faradio}}{\text{metro}}$  F/M, y  $\epsilon_r$  es la constante dieléctrica relativa del medio, es una cantidad sin dimensiones e igual a 1 para el vacío.

## 2.2 Polarización.-

Consideremos ahora un dieléctrico sujeto a la acción de un campo eléctrico continuo  $\bar{E}$ ; esto será un condensador de placas paralelas cuyo interior está llenando el dieléctrico.

Podemos considerar a éste como compuesto de cargas atómicas portadoras; las cuales no tienen libre movimiento dentro del material, pero, que, cuando son influenciadas por el campo eléctrico formado en las placas, son orientadas ó desplazadas respecto a su posición. Fig. 2-2 , siendo las cargas positivas orientadas hacia el potencial negativo y las negativas hacia el positivo.

Esta orientación que se produce en los elementos que constituyen el dieléctrico se conoce con el nombre de polarización del dieléctrico.

Si a cada elemento de volumen de dieléctrico lo consideramos formado por dos cargas puntuales  $+q$  y  $-q$ , separadas una distancia  $d$ , se creará un momento eléctrico dipolar cuya magnitud estará representada por el producto  $q \cdot d$ , este será un vector que tiene por origen la carga negativa, y en dirección a la carga positiva Fig. 2-3

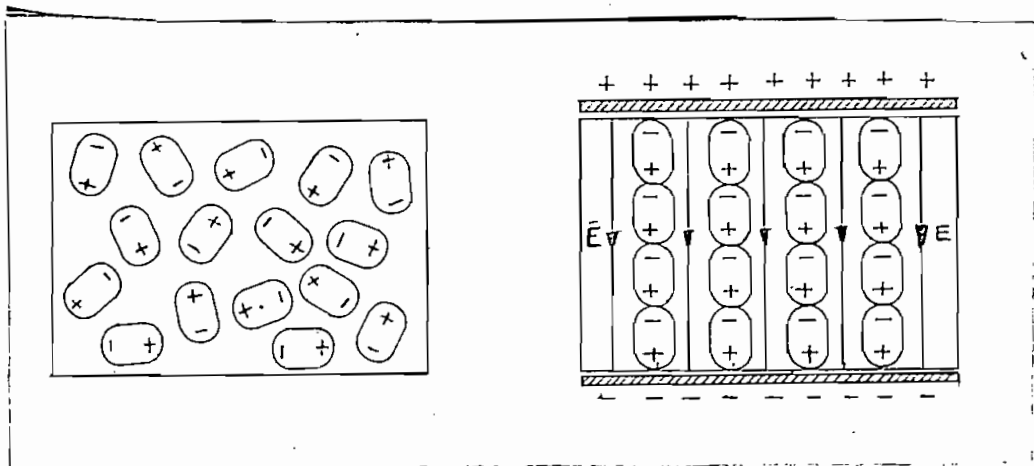


Fig. 2.2

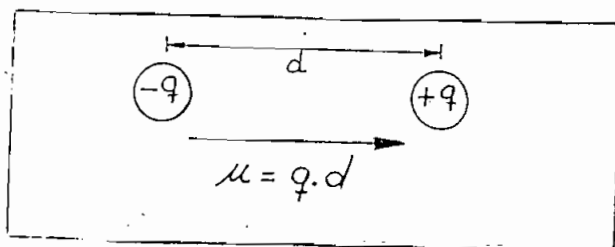


Fig. 2.3

Considerando el dieléctrico como homogéneo e isotrópico, sujeto a un campo eléctrico también homogéneo  $\vec{E}$ .

Analizando el sistema de la Fig. 2-4, la densidad de flujo en el dieléctrico será:

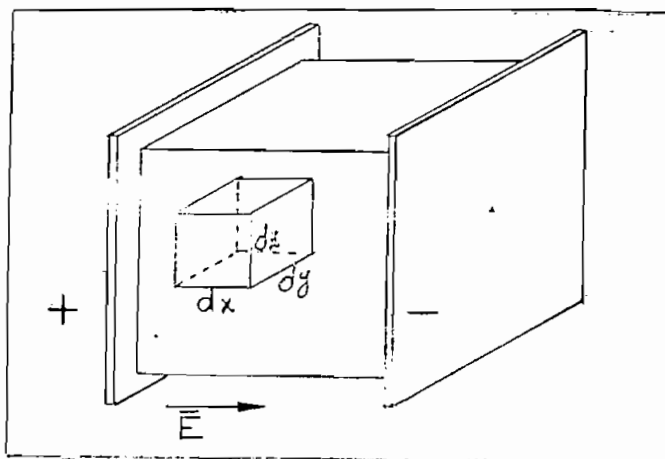


Fig. 2.4

Si se extrae del dieléctrico un elemento de volumen  $dV = dx \cdot dy \cdot dz$ ; escogiendo  $dx$  perpendicular a las placas, es evidente que habrá una distorsión del campo, dejando de ser homogéneo. Si tratamos de producir un campo homogéneo, en presencia de la cavidad, se requiere que si  $E_i$  y  $E_o$ , representan

las intensidades de campo dentro de y fuera de la cavidad.

$$\vec{E}_o = \vec{E}_i = \vec{E} \quad (2-3)$$

Como en la cavidad no hay material, este requisito expresado en términos de la densidad de flujo,  $D_i$  y  $D_o$ , dentro y fuera de la cavidad será:

$$\frac{\vec{D}_o}{\epsilon_o} = \frac{\vec{D}_i}{\epsilon_o \epsilon_r} = \frac{\vec{D}}{\epsilon_o \epsilon_r} \quad (2-4)$$

Ahora, de acuerdo a la ley de Gauss, un cambio de la densidad de flujo de una superficie puede ser ocasionado únicamente si hay un cambio en la carga encerrada por esa superficie.

La forma del campo dentro y fuera de la cavidad se puede representar en la Fig. 2-5.

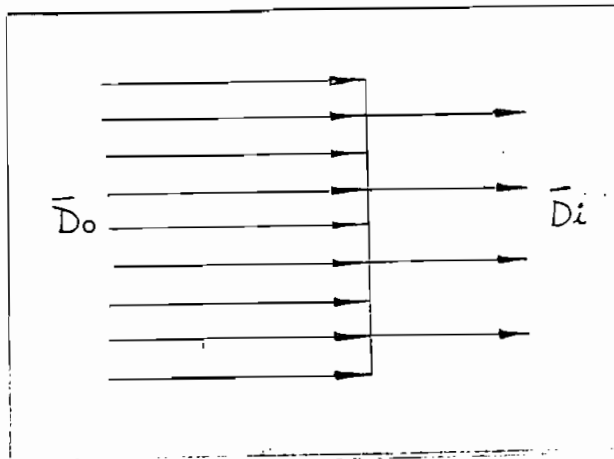


Fig. 2.5

Como se puede ver, la densidad de flujo  $\vec{D}_o$  ha sido reducida a  $\vec{D}_i$  al atravesar la cavidad. Esto puede suceder solamente si la superficie tiene una densidad de carga de  $-(D_o - D_i)$  coulomb/m<sup>2</sup>. Como en nuestro caso lo que tratamos es de hacer

homogéneo el campo eléctrico, debemos poner una carga  $(D_o - D_i)$   $dy \cdot dz$ , en la cara izquierda, y una carga positiva  $(D_o - D_i)$   $dy \cdot dz$ , en la cara derecha, este sistema de cargas será neutro y corresponderá a un momento dipolar:

$$\mu = (\bar{D}_o - \bar{D}_i) dx dy dz \quad (2-5)$$

La dirección del momento eléctrico dipolar es de izquierda a derecha y paralelo al campo aplicado  $\bar{E}$ .

Volviendo a la ecuación (2-4) se tiene:

$$\frac{\bar{D}_o}{\bar{D}_i} = E_r \quad (2-6)$$

con esto podemos escribir:

$$\mu = \bar{D}_i (E_r - 1) dx dy dz \quad (2-7)$$

De los resultados obtenidos podemos decir: Que se tiene el mismo resultado de regularidad de intensidad de campo proveyendo a la cavidad de un momento eléctrico dipolar como: (2-7); de donde se puede evidenciar, como suponíamos antes que el material que previamente ocupaba la cavidad, porta un elemento eléctrico dipolar dado por (2-7). Luego, un dieléctrico sujeto a un campo homogéneo, porta un momento dipolar por unidad de volumen, el cual podemos escribir como:

$$\frac{\mu}{V} = \frac{\epsilon_o (E_r - 1) E dx dy dz}{dx dy dz} \quad (2-8)$$

Este momento dipolar por unidad de volumen, es la polarización de un dieléctrico, que se expresa en coulomb/m<sup>2</sup>. que es proporcional a la intensidad de campo  $\bar{E}$ .

Escribiendo (2-8) en otra forma tenemos:

$$\vec{P} = \vec{D} - \epsilon_0 \vec{E} \quad (2-9)$$

$$\vec{D} = \vec{P} + \epsilon_0 \vec{E} \quad (2-10)$$

De donde vemos que el campo eléctrico, en un dieléctrico, está identificado por dos valores : La intensidad de campo  $E$ , y el desplazamiento dieléctrico  $\vec{D}$ , de donde se puede derivar la polarización.

$\vec{P}$ , da la información concerniente al momento eléctrico dipolar por unidad de volumen de un dieléctrico, y de aquí podemos obtener la relación entre el proceso macroscópico y la estructura atómica de un dieléctrico.

Si consideramos la polarización  $\vec{P}$ , como formada por  $N$  pequeños momentos dipolares  $\vec{u}$  del dieléctrico tenemos:

$$\vec{P} = \vec{u} N \quad (2-11)$$

El momento dipolar promedio  $\vec{u}$  es nuevamente proporcional a la intensidad de campo eléctrico en el interior del dieléctrico, llamando a este  $\vec{E}_{int}$  (campo que actúa sobre el dipolo).

$$\vec{u} = a_p \vec{E}_{int} \quad (2-12)$$

aquí  $a_p$  da la capacidad de polarización ó polarizabilidad de un dipolo, y se la puede considerar como una constante de polarización, de donde podemos obtener la relación entre el momento dipolar inducido medio y la intensidad de campo local

efectiva  $E_{int}$ . De las ecuaciones (2-10), (2-11) y (2-12), obtenemos la relación:

$$\bar{P} = (\epsilon_r - 1)\epsilon_0 E = N a_p E_{int} \quad (2-13)$$

Puesto que  $a_p$  está definida en términos del momento eléctrico dipolar medio; esta magnitud dependerá de la constitución de los dipolos eléctricos, los mismos que, pueden estar formados por átomos ó moléculas; y puede originarse a través de una variedad de mecanismos. De estos uno ó todos contribuyen al valor de  $a_p$ .

La capacidad de polarización, no depende únicamente del material, sino también de la temperatura, intensidad de campo y frecuencia. Esta última dependencia es la que más interesa en este desarrollo y la analizaremos en las secciones siguientes.

### 2.3 Dieléctricos en un campo eléctrico alterno.--

En la sección anterior hemos considerado la polarización de un dieléctrico en un condensador, asumiendo que el campo eléctrico es independiente del tiempo.

Ahora observemos la polarización cuando aplicamos a un campo eléctrico variable en el tiempo; como en la Fig. 2-6. El dieléctrico al estar sujeto a este campo establece inmediatamente una polarización puramente elástica, los dipolos en el campo eléctrico requieren de un tiempo finito para alinearse al mismo, y la polarización sigue una característica



dependiente del tiempo como lo indica la Fig. 2-6

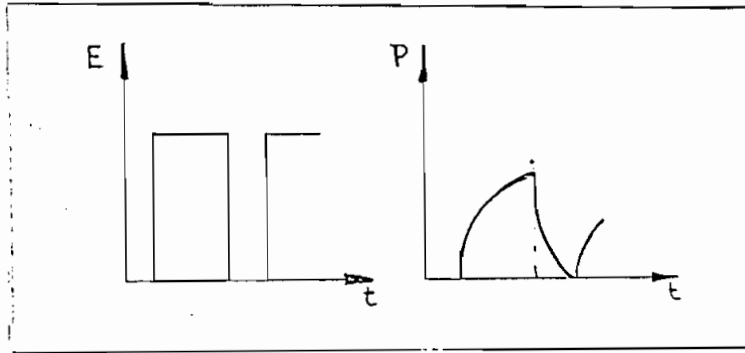


Fig. 2.6

En un campo eléctrico alterno periódico:

$$E = E_0 \cos \omega t \quad (2-14)$$

El desplazamiento ó densidad de flujo de acuerdo con (2-2), varía periódicamente. En general  $\bar{D}$  no está en fase con E, sino desplazada respecto a este ángulo de fase .

$$\bar{D} = \bar{D}_0 \cos(\omega t - \varphi) \quad (2-15)$$

$$\bar{D} = \bar{D}_0 \cos \omega t \cos \varphi + \bar{D}_0 \sin \omega t \sin \varphi \quad (2-16)$$

$$\bar{D} = D_1 \cos \omega t + \bar{D}_2 \sin \omega t \quad (2-17)$$

De la ecuación (2-2) vemos que  $\bar{D}_0$  es proporcional a  $\bar{E}_0$  y la relación  $\bar{D}_0/\bar{E}_0$  es dependiente de la frecuencia. Por esta razón se requieren dos constantes dieléctricas  $\epsilon'(\omega)$  y  $\epsilon''(\omega)$  para la interpretación de (2-17).

$$D_1 \triangleq \epsilon' \bar{E}_0 \quad (2-18)$$

$$\bar{D}_z \cong \epsilon'' \bar{E}_0 \quad (2-19)$$

Introduciendo estas ecuaciones en 2-17.

$$\begin{aligned} \bar{D} &= \epsilon' \bar{E}_0 \cos \omega t + \epsilon'' E_0 \sin \omega t \\ &= \bar{E}_0 \left[ \epsilon' \cos \omega t + \epsilon'' \sin \omega t e^{j\pi/2} e^{-j\pi/2} \right] \\ &= \bar{E}_0 \left[ \epsilon' \cos \omega t + j \epsilon'' \frac{e^{j\omega t} - e^{-j\omega t}}{2j} e^{-j\pi/2} \right] \\ &= \bar{E}_0 \left[ \epsilon' \cos \omega t + j \epsilon'' \cos \omega t \right] \\ \bar{D} &= (\epsilon' - j \epsilon'') \bar{E} \end{aligned} \quad (2-20)$$

donde  $(\epsilon' - j \epsilon'') = \epsilon^* = \epsilon_0 (\epsilon'_r - j \epsilon''_r)$  (2-21)

que nos representa la constante dieléctrica compleja.

Aplicando este concepto en un condensador con dieléctrico sometido a un voltaje alterno  $V_0 = V_0 \cos \omega t$  ;  
la corriente a través del mismo es:

$$\bar{i} = j \omega \epsilon^* C_0 V = \omega \epsilon'' C_0 V + j \omega C_0 \epsilon' V \quad (2-22)$$

Donde  $C_0$ , es la capacidad del condensador sin dieléctrico y que está relacionada con la capacidad con dieléctrico  $C$  por;

$$C = \frac{C_0}{\epsilon'_r} \quad (2-23)$$

Esto implica que el condensador puede ser tratado como un condensador puro sin pérdidas, en paralelo con un resistor cuyo valor esta dado por:

$$R_p = \frac{1}{\omega \epsilon'' C_0} \quad (2-24)$$

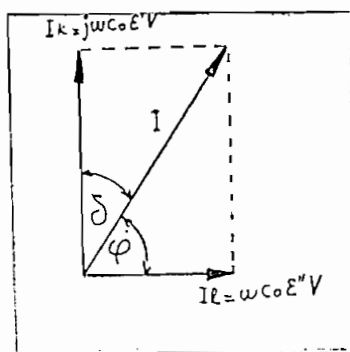


Fig. 2.7

ó lo que es lo mismo , Fig. 2.7, en un condensador con dieléctrico están presentes una corriente puramente capacitiva ó de desplazamiento

$$I_k = j\omega \epsilon' C_0 V \quad (2-25)$$

y una corriente de conducción:

$$I_l = \omega \epsilon'' C_0 V \quad (2-26)$$

de donde obtenemos el factor de pérdidas de un dieléctrico

$$\lg \delta = \frac{I_l}{I_k} = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad (2-27)$$

#### 2.4 Circuitos equivalentes.-

A veces es más conveniente tratar las pérdidas como una resistencia en serie con una capacidad pura. El valor equivalente de esta resistencia  $R_s$  se encuentra igualando las ecuaciones de impedancia para los dos circuitos de la Fig.

2-8

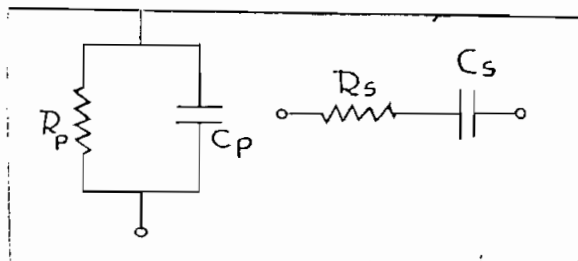


Fig. 2.8

$$\frac{1 + j\omega C_s R_s}{j\omega C_s} = \frac{R_p}{1 + j\omega C_p R_p} \quad (2-28)$$

igualando partes reales

$$\frac{1}{\omega C_s R_s} = \omega C_p R_p \quad (2-29)$$

igualando partes imaginarias

$$\omega C_s R_s + \omega C_p R_p = \omega C_s R_p \quad (2-30)$$

usando 2-29 y 2-30

$$R_p = \frac{1 + \omega^2 C_s R_s}{\omega^2 C_s^2 R_s^2} \quad (2-31)$$

Ahora para el circuito en serie

$$\tan \delta = \omega C_s R_s \quad \text{y} \quad \tan^2 \delta \ll 1 \quad (2-32)$$

entonces

$$R_p = \frac{X_s^2}{R_s} \quad X_s = \frac{1}{\omega C_s} \quad (2-33)$$

Similarmente

$$\frac{1 + (\omega C_p R_p)^2}{\omega C_p R_p} = \frac{1}{\omega C_p R_s} \quad (2-34)$$

para el circuito en paralelo

$$\tan \delta = \frac{1}{\omega C_p R_p} \quad (2-35)$$

entonces  $(\omega C_p R_p)^2 \gg 1$  por tanto

$$R_s = \frac{(X_p)^2}{R_p} \quad (2-36)$$

De esto deducimos que las pérdidas de un condensador pueden representarse por resistencias en serie o en paralelo, usando las transformaciones de 2-35 y 2-36.

## 2.5 Dependencia de frecuencia de la constante dieléctrica.-

En la práctica tanto  $\epsilon'$  como  $\epsilon''$  varían con la frecuencia, dependiendo esta variación del tipo de polarización presente. Se puede dar diferentes tipos de circuitos equivalentes para representar el comportamiento del dieléctrico sobre un rango de frecuencias.

Esta variación de la permitividad con la frecuencia<sup>2</sup> puede ser caracterizada como un mecanismo de resonancia o de relajación, dependiendo de las características del dieléctrico. La naturaleza de estos mecanismos veremos más adelante.

Un espectro de relajación está generalmente caracterizado por una región de valor constante, seguido por una pequeña caída de  $\epsilon'$  para un incremento pequeño de la frecuencia, apareciendo la correspondiente variación de  $\epsilon''$  como un pico ancho.

Un espectro de resonancia en cambio, muestra una rápida caída a partir de un valor constante para  $\epsilon'$  y un pico agudo para  $\epsilon''$ .

Para la determinación de los espectros antes indicados puede representarse el dieléctrico por un circuito equivalente formado por elementos resistivos y capacitivos, siendo el propósito construir una red, cuya respuesta de frecuencia sea la

001557

correspondiente a las debidas a variaciones de  $\epsilon'$  y  $\epsilon''$  con la frecuencia.

A fin de probar lo expuesto; vamos a considerar la variación a la frecuencia de la permitividad de un dieléctrico, que puede ser caracterizado por el circuito equivalente de la Fig. (2-9) cuya admitancia esta dada por

$$Y = (j\omega C_p + \frac{1}{Z_s}) \quad (2-37)$$

donde 
$$Z_s = R_s + \frac{1}{j\omega C_s} \quad (2-38)$$

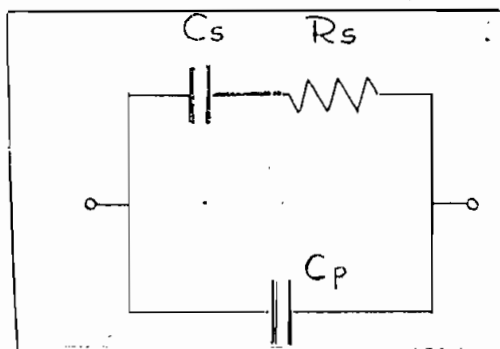


Fig. 2.9

La constante de tiempo de la rama serie (asumiendo  $C_p$  cortocircuitada) es

$$\tau_s = C_s R_s \quad (2-39)$$

introduciendo ésta en la fórmula de admitancia tenemos:

$$Y = \frac{\omega^2 C_s \tau_s}{1 + \omega^2 \tau_s^2} + j\omega C_p + \frac{j\omega C_s}{1 + \omega^2 \tau_s^2} \quad (2-40)$$

Por definición un condensador conteniendo un dieléctrico de permitividad relativa,  $\epsilon_r = \epsilon' - j\epsilon''$ , tiene una admitancia.

$$Y_c = j(\epsilon' - j\epsilon'') \omega C_0 \quad (2-41)$$

Como la admitancia del circuito equivalente debe ser igual a la del condensador

$$\text{obtenemos } \epsilon'' = \frac{C_s}{C_0} \cdot \frac{\omega \tau_s}{1 + \omega^2 \tau_s^2} \quad (2-41)$$

$$y \quad \epsilon' = \frac{C_p}{C_0} + \frac{C_s}{C_0} \times \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_s^2} \quad (2-42)$$

Introduciendo esto en el factor de pérdidas

$$\text{tg } \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} = \frac{\omega \tau_s}{1 + \frac{C_p}{C_s} (1 + \omega^2 \tau_s^2)^2} \quad (2-43)$$

Estas expresiones pueden ser usadas para fijar los valores del circuito propuesto para dar un espectro de relajación, aplicando las siguientes consideraciones.

A frecuencia cero  $\epsilon'' = 0$  y  $\epsilon'$  tiene un valor máximo puesto que

$$\frac{\partial \epsilon'}{\partial \omega} = \frac{C_p}{C_0} \cdot \frac{2\omega \tau_s}{1 + \omega^2 \tau_s^2}$$

es cero para  $\omega = 0$ . El valor máximo de  $\epsilon'$  es entonces

$$\epsilon'_{\text{max}} = \frac{C_p}{C_0} + \frac{C_s}{C_0} = \epsilon'_s \quad (2-44)$$

Cuando la frecuencia tiende a infinito  $\epsilon'$  tiende a cero y  $\epsilon''$  a un valor mínimo.

$$\epsilon'_{\text{min}} = \frac{C_p}{C_0} = \epsilon'_{\infty} \quad (2-45)$$

Para encontrar la frecuencia en la cual ocurre el valor máximo de  $\epsilon''$  aplicamos.

$$\frac{\partial \epsilon''}{\partial \omega} = 0 = C_0(1 + \omega^2 \tau_s^2) C_s \tau_s - C_s \omega \tau_s \cdot 2\omega \tau_s^2 C_0$$

de donde

$$\omega_{max} = \frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{C_s R_s} \quad (2-46)$$

y el valor máximo de  $\epsilon''$  es

$$\epsilon''_{max} = \frac{C_s}{2C_0} \quad (2-43)$$

También nos interesa encontrar la frecuencia para la cual las pérdidas dieléctricas tienen su valor máximo para esto.

$$\frac{\partial \text{tg } \delta}{\partial \omega} = 0 = C_s R_s \left[ 1 + \frac{C_p}{C_s} (1 + \omega^2 \tau_s^2) \right] - \omega \tau_s \frac{C_p}{C_s} 2\omega \tau_s^2$$

de donde 
$$\omega^2 = \frac{1 + C_s/C_p}{\tau_s^2} \quad (2-47)$$

cuyo valor máximo es

$$\text{tg } \delta_{max} = \frac{(1 + C_s/C_p)^{1/2}}{2(1 + C_p/C_s)} \quad (2-48)$$

Todo este desarrollo dará el comportamiento del dieléctrico considerado. La Fig.(2-10) representa estos resultados y de la misma podemos concluir que un dieléctrico cuyo circuito equivalente sea como el considerado, Evidentemente mostrará un espectro de relajación de su permitividad en función de la frecuencia.

Igualmente podríamos obtener un espectro de resonancia para un dieléctrico. Esto sólo dependerá de sus características.



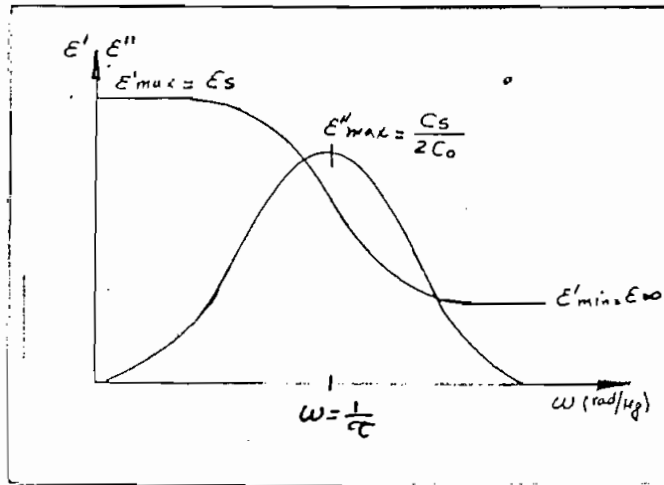


Fig. 2.10

## 2.6 Mecanismo de Polarización.-

De la sección anterior se concluye que la permitividad de un dieléctrico varía con la frecuencia, y esta variación puede ser caracterizada como procesos de relajación ó de resonancia y para considerarlos es necesario proponer modelos que describan los procesos atómicos y moleculares de polarización.

Anteriormente se vió, que un par de cargas de signos opuestos separados una pequeña distancia forman un dipolo eléctrico. Imaginemos que éste tiene libertad de girar y es susceptible de alinearse por sí mismo con un campo. Si el campo es alterno el dipolo tenderá a girar en sincronismo con él, ocurriendo una resonancia cuando la frecuencia del campo sea igual a la frecuencia natural de oscilación de un dipolo.

Si se imagina el dipolo en un medio que presenta un fuerte amortiguamiento debido a la fricción para el movimiento rotacional, su respuesta al campo será del tipo de relajación, y la rotación decaerá más y más con un retraso de fase respecto al campo.

La rotación es uno de los posibles modos de vibración que se puede imaginar para el dipolo, puesto que también puede actuar como un oscilador armónico lineal en el cual la distancia entre las cargas varía bajo la influencia del campo aplicado. Nuevamente es posible un comportamiento de resonancia ó de relajación, dependiendo de la naturaleza del amortiguamiento presente. En escala macroscópica se definió la polarización para un volumen como:

$$P = (\epsilon_r - 1) \epsilon_0 \bar{E} = N a_p \bar{E}_{int} \quad (2-49)$$

Donde  $a_p$  era la capacidad de polarización del dieléctrico.

Como hemos visto, la polarización produce varios cambios en los componentes elementales de la materia de un dieléctrico. Estos cambios incluyen el desplazamiento de los electrones en relación con el núcleo atómico (polarización electrónica), el desplazamiento relativo de átomos que forman la molécula (polarización atómica); y, la orientación de las moléculas polares con respecto del campo (polarización de orientación).

Por conveniencia consideremos la polarización total como la suma de las polarizabilidades individuales de cada caso particular;

$$\alpha_p = \alpha_e + \alpha_o + \alpha_o \quad (2-50)$$

Discutiremos cada una de estas polarizabilidades individuales que ocurren en un dieléctrico, para tener una visión clara de las pérdidas que ocurren en el calentamiento por alta frecuencia.

#### 2.6.a.- Polarización electrónica.-

Considerando un átomo podemos estimar que está formado por dos cargas: una, positiva concentrada en el núcleo, y, una negativa compuesta por electrones que circulan al rededor del núcleo, y que neutraliza la carga del mismo, presentando al átomo como un elemento neutro. Fig. (2.11)

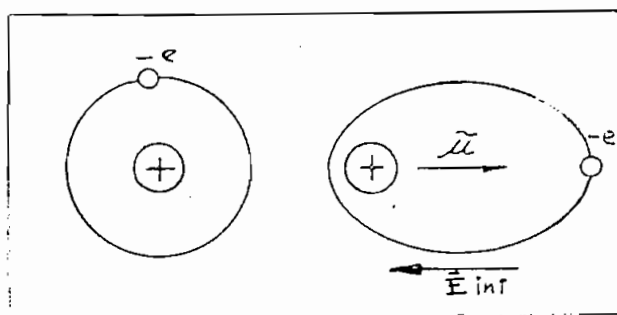


Fig. 2.11

Esta propiedad del átomo puede describirse por medio de la constante de polarización electrónica.

$$\alpha_e = \frac{\tilde{\mu}_e}{E_{int}} \quad (2-51)$$

que da la relación del momento dipolar eléctrico inducido a la intensidad efectiva del campo local.

Esta forma de polarización usualmente tiene su frecuencia de resonancia en el espectro ultravioleta de las radiaciones electromagnéticas.

#### 2.6.b.- Polarización atómica.-

Otra forma de polarización se puede observar en grupos moleculares formados de dos átomos diferentes combinados en una molécula. Como conjunto no muestra polaridad externa, ya que el centro de gravedad de sus cargas positivas y negativas, coincide. Esta condición se observa por ejemplo en la sal común ó cloruro de sodio (NaCl), la cual en un cristal presenta un enrejado iónico.

En cambio, cada par iónico individual de NaCl, es una fuerte entidad polar que forma un dipolo, porque los centros de gravedad de las cargas no coincide en la molécula elemental. Debido al enrejado electrostático y a las fuerzas de los pares iónicos adyacentes, el ión individual no tiene libre movimiento.

Quando se aplica un campo externo, los átomos son desplazados de su posición rígida de equilibrio. Fig. 2-12, Los iones

positivos son desplazados en la dirección del campo, y los negativos en sentido contrario. Cuanto más grande la intensidad de campo local  $E_{int}$ , tanto mayor este efecto.

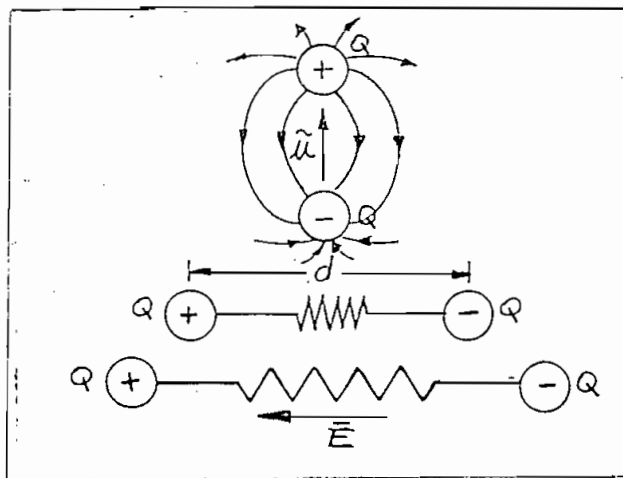


Fig. 2.12

La capacidad de polarización se representa también por una constante de polarización:

$$\alpha_a = \frac{\tilde{u}_a}{E_{int}} \quad (2-52)$$

que se llama polarización atómica.

Interacciones de esta naturaleza ocurren en el rango de radiaciones infrarrojas.

En ambos casos anteriores, las cargas polares están elásticamente unidas y pueden ser excitadas hacia una oscilación por medio de un campo eléctrico alterno. Estas pueden considerarse como resonadores con muy pequeña atenuación, mostrando pérdidas únicamente en la vecindad de la frecuencia de resonancia.

### 2.6.c.- Polarización dipolar.-

Este tipo de polarización, conocido también con el nombre de polarización de orientación, considera al grupo de moléculas las cuales son entidades dipolares naturales, y se las conoce como moléculas dipolares. Los centros de gravedad de las cargas positivas y negativas ya no coinciden.

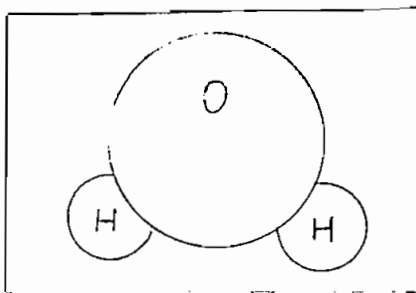


Fig. 2.13

Un ejemplo representativo es la molécula de agua Fig. 2.13. La polaridad está explicada por la fuerte conexión de los pares electrónicos combinados con el átomo de oxígeno, el cual forma la parte negativa del dipolo, cuyo momento dipolar es:

$$\tilde{u} = q \cdot d \quad (2-53)$$

que puede ser medido, y constituye un valor muy práctico.

En la mayoría de los casos, un campo eléctrico externo causa una rotación del dipolo, hasta que se alinea en la dirección del campo.- Produciendo un momento rotacional Fig. 2.14 que está dado por:

$$\bar{M} = \frac{1}{Nd^2} |\tilde{u}| |\bar{E}| \sin \alpha = A \tilde{u} \cdot \bar{E} \quad (2-54)$$

Es un campo vectorial causado por el par  $-K$ , y,  $+K$ .

Esta forma de polarización presenta pérdidas dieléctricas en el rango de micro ondas, que es el rango que interesa en el estudio del calentamiento dieléctrico. Por esta razón será analizado con mayor profundidad.

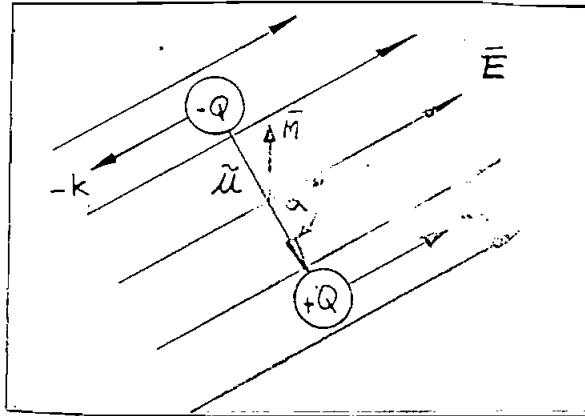


Fig. 2.14

Lo dicho hasta aquí respecto a la intervención del campo eléctrico en los diferentes tipos de polarización, pueden ser resumidos en la figura 2.15<sup>3</sup>, la cual muestra los efectos producidos por cada una de las polarizaciones en los diferentes campos de frecuencia.

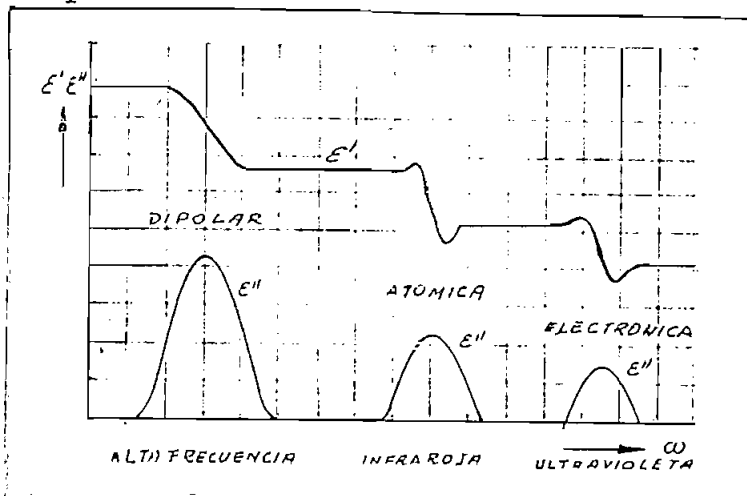


Fig. 2.15

## 2.7 Polarización dipolar y efectos de frecuencia.

Hemos establecido que un campo eléctrico altera las propiedades dinámicas de los átomos y moléculas, lo que es decisivo en el comportamiento cualitativo y cuantitativo del dieléctrico.

Como resultado del desplazamiento de fase entre campo eléctrico  $E$ , y el desplazamiento dieléctrico  $\bar{D}$ , fue necesario introducir dos constantes dieléctricas  $\epsilon'$  y  $\epsilon''$  ambas dependientes de la frecuencia y que pueden ser consideradas como las partes reales e imaginaria de la constante dieléctrica compleja. En la definición de esta constante dieléctrica, aclaramos que la densidad de flujo  $\bar{D}$ , resultante de la aplicación de un campo eléctrico alterno  $\bar{E}$ , difiere en fase de él. Esto, es debido a la inercia de la polarización, la cual, cuando la frecuencia es suficientemente alta, no puede seguir las variaciones del campo; dando lugar a una relajación de la permitividad.

Vamos a investigar la influencia del campo eléctrico en moléculas dipolares, las cuales, en ausencia del campo, están en equilibrio térmico, ó sea, oscilando alrededor de una posición de reposo como resultado de la agitación térmica. Bajo la acción de un campo eléctrico este cambia la disposición de equilibrio, haciendo que las moléculas se orienten con él; esta orientación no puede ser alcanzada inmediatamente necesitando



el dipolo un tiempo para cambiar del estado térmico sin regulación, a la condición regulada por acción del campo y viceversa. Este comportamiento influye directamente en la constante dieléctrica, produciendo una polarización de acuerdo a la figura (2.6)

La variación de la constante dieléctrica en la función de la frecuencia puede establecerse por una ecuación del tipo<sup>4</sup>

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_\infty + \int_0^\infty \alpha(t) e^{j\omega t} dt \quad (2-55)$$

donde  $\epsilon_\infty$  es el valor de la permitividad si la frecuencia tiende a infinito y es un valor constante,  $\alpha(t)$  es alguna clase de factor de decaimiento, considerando el atraso de la polarización con respecto al campo aplicado. Evidentemente  $\alpha(t)$  estará relacionada con la permitividad total de tal forma que podamos ponerla en términos de la parte real e imaginaria  $\epsilon_r'$  y  $\epsilon_r''$ . Además de la ecuación (2-55) se deriva que  $\alpha(\omega) \rightarrow 0$  cuando  $\omega \rightarrow \infty$ , para que cuando:  $\omega \rightarrow \infty$ ;  $\epsilon_r' = \epsilon_\infty$

$\alpha(t)$  debe describir el decaimiento de la polarización, después del removimiento repentino de un campo eléctrico estático, y, también describirá el incremento de la misma cuando el campo eléctrico estático es repentinamente aplicado.

Se puede por tanto definir el factor  $\alpha(t)$ , como la constante de tiempo de la polarización del dieléctrico. Debye propone una forma exponencial para el factor de decaimiento cuya

expresión es:

$$\alpha(t) = \alpha_0 e^{-t/\tau} \quad (2-56)$$

donde  $\tau$  representa una constante de tiempo, llamado tiempo de relajación ó absorción, que es característica de cada dieléctrico, dependiente de la temperatura, cuyo valor recíproco

$$\omega_n = \frac{1}{\tau} \quad (2-57)$$

Es la frecuencia natural de oscilación de un dipolo. Introduciendo (2-56) en (2-55) tenemos:

$$E_r(\omega) = E_\infty + \int_0^\infty \alpha_0 e^{(j\omega - \frac{1}{\tau})t} dt \quad (2-58)$$

cuya integración da:

$$E_r(\omega) = E_\infty + \frac{\alpha_0}{1/\tau - j\omega} \quad (2-59)$$

a  $\omega=0$ ;  $E_r(\omega) = E_s$  luego

$$E_s = E_\infty + \alpha_0 \tau \quad (2-60)$$

Insertando (2-60) en (2-58)

$$E_r(\omega) = E_\infty + \int_0^\infty \frac{E_s - E_\infty}{\tau} e^{-t/\tau} e^{j\omega t} dt \quad (2-61)$$

Realizando la integración y relacionando el resultado con la definición de  $E_r(\omega) = E'_r - j E''_r$

$$E_r(\omega) = E'_r + j E''_r = E_\infty + \frac{E_s - E_\infty}{1 - j\omega\tau} \quad (2-62)$$

Igualando partes real e imaginaria;

$$E'_r = E_\infty + \frac{E_s - E_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2-63)$$

$$\epsilon'' = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty) \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2-64)$$

y  
de aquí:

$$\tan \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty) \omega \tau}{\epsilon_s + \epsilon_\infty + \omega^2 \tau^2} \quad (2-65)$$

Refiriendo al circuito equivalente propuesto en la sección (2.5) se ve que sustituyendo las ecuaciones (2-44) y (2-45) en (2-41) y (2-42) se hacen idénticas a (2-63), (2-64) y (2-65). De lo que se puede concluir que las ecuaciones propuestas por Debye describen un espectro de relajación de la constante dieléctrica en función de la frecuencia. En efecto representando gráficamente estas ecuaciones Fig. (2.16) muestran las mismas características que el circuito equivalente de un condensador con dieléctrico.

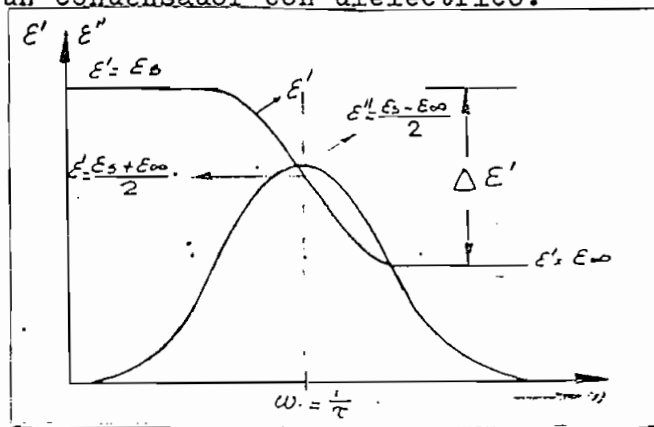


Fig. 2.16

De este gráfico vemos que la curva que describe el comportamiento de  $\epsilon'$  alcanza su valor máximo cuando  $\omega$  igual a  $\frac{1}{\tau}$  o sea cuando el período del campo eléctrico alterno es igual al tiempo de relajación que corresponde a la frecuencia natural del dipolo  $\omega_n$ . Esta frecuencia  $\epsilon''$  alcanza su valor máximo:

$$\epsilon''_{T_{max}} = \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{2} \quad (2-66)$$

Mientras la parte real  $\epsilon'$  decrece por una cantidad  $\Delta \epsilon'_r$  y cuando  $\omega_n = \frac{1}{\tau}$  tiene un valor

$$\epsilon'_{r(\omega_n)} = \frac{\epsilon_s + \epsilon_\infty}{2} \quad (2-67)$$

En Física la dependencia de frecuencia de una cantidad,  $A$   $\frac{\partial A}{\partial \omega}$  se llama dispersión de esa cantidad, por tanto, de lo que hemos deducido anteriormente, podemos hablar de dispersión de la constante dieléctrica.

La parte real de la constante dieléctrica, es más grande por una cantidad  $\Delta \epsilon'_r$  a frecuencia bajo la frecuencia natural de oscilación  $\omega_n = \frac{1}{\tau}$ . Mientras la forma de onda de la parte imaginaria es muy variable.

<sup>5</sup>  
Cole y Cole muestran, en un gráfico de 2 dimensiones de acuerdo a las ecuaciones de Debye, la variación de la constante dieléctrica compleja sobre el rango completo de frecuencia.

Esto puede realizarse arreglando adecuadamente las ecuaciones: (2-63) y (2-64).

$$(\epsilon'_r - \epsilon_\infty)^2 = \left( \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2} \right)^2$$

$$(\epsilon''_r)^2 = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty) \omega^2 \tau^2}{(1 + \omega^2 \tau^2)^2}$$

Sumando  $(\epsilon'_r - \epsilon_\infty)^2 + (\epsilon''_r)^2 = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)^2 (1 + \omega^2 \tau^2)}{(1 + \omega^2 \tau^2)^2} = \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2}$

Sustituyendo (2-63) obtenemos:

$$(\mathcal{E}'_r - \mathcal{E}_\rho)^2 + (\mathcal{E}''_r)^2 = (\mathcal{E}_s - \mathcal{E}_\rho)(\mathcal{E}'_r - \mathcal{E}_\rho)$$

$$(\mathcal{E}'_r)^2 - \mathcal{E}'_r(\mathcal{E}_s + \mathcal{E}_\rho) + \mathcal{E}_s \mathcal{E}_\rho + (\mathcal{E}''_r)^2 = 0 \quad (2-68)$$

sabemos que a  $w=0$ ;  $\mathcal{E}''_r=0$  y  $\mathcal{E}'_r = \mathcal{E}_s$

$$w=\infty; \mathcal{E}''_r=0 \text{ y } \mathcal{E}'_r = \mathcal{E}_\rho$$

además a  $w=\frac{1}{\tau}$ ;

$\mathcal{E}''_r$  tiene un valor máximo:

$$\mathcal{E}''_{r\max} = \frac{\mathcal{E}_s - \mathcal{E}_\rho}{2} \text{ y } \mathcal{E}'_r = \frac{\mathcal{E}_s + \mathcal{E}_\rho}{2}$$

En un sistema de coordenadas rectangulares, si tomamos los ejes  $\mathcal{E}'_r$  como  $\underline{x}$ , y  $\mathcal{E}''_r$  como  $\underline{y}$ , obtenemos la representación gráfica de la Fig. (2-17)

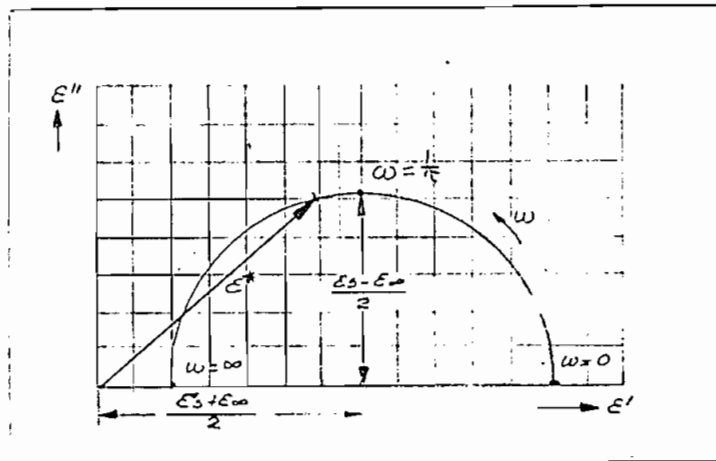


Fig. 2.17

De aquí se puede ver claramente que  $(\mathcal{E}_s, 0)$ ;  $(\mathcal{E}_\rho, 0)$  y  $(\frac{\mathcal{E}_s + \mathcal{E}_\rho}{2}, \frac{\mathcal{E}_s - \mathcal{E}_\rho}{2})$  están en un círculo dado por una ecuación:

$$\left[ \mathcal{E}'_r - \frac{\mathcal{E}_s + \mathcal{E}_\rho}{2} \right]^2 + (\mathcal{E}''_r)^2 = \left( \frac{\mathcal{E}_s - \mathcal{E}_\rho}{2} \right)^2 \quad (2-69)$$

nueva posición de equilibrio. Su movimiento promedio puede ser descrito considerándoles como en un medio continuo, que ejerce una fuerza de amortiguamiento por fricción sobre el dipolo original. Si la molécula tiene un radio  $a$ , y se mueve en un medio viscoso continuo de viscosidad  $\eta$ , la constante friccional  $\xi$  está dada por medio de la ley de Stokes<sup>6</sup> como:

$$\xi = 8\pi\eta a^3 \quad (2-72)$$

Si aplicamos un campo eléctrico con un ángulo  $\theta$ , respecto al eje del dipolo, se producirá sobre él un torque:

$$T = \xi \frac{d\theta}{dt}; \quad , \text{ y el dipolo tenderá a alinearse}$$

con el campo con una velocidad dependiente del factor de fricción. Además el dipolo molecular puede estar sujeto a fluctuaciones térmicas; las cuales afectan la velocidad de cambio del ángulo, cuando aplicamos el campo. Debye consideró esto en sus cálculos, y dedujo una expresión para el tiempo de relajación.

$$\tau = \frac{\xi}{2kT} = \frac{4\pi\eta a^3}{kT} \quad \text{o} \quad \tau = \frac{3\eta V}{kT} \quad (2-73)$$

donde  $V$  es el volumen de la molécula dipolar,  $k$  la constante de Boltzman y  $T$  temperatura absoluta.

Para obtener un valor real de  $\tau$ , es necesario considerar el volumen de una esfera que tenga la misma constante

friccional que la molécula dipolar, la cual, necesariamente no tiene el mismo volumen que la molécula.<sup>7</sup> Para el agua se ha obtenido que:  $\eta = 0.010$  ; a temperatura ambiente y  $V = 3.5 \times 10^{-23} \text{ cm}^3$  , lo que da  $\tau = 0,25 \times 10^{-10}$  . Puesto que el valor máximo de  $\epsilon''$  , ocurre a la frecuencia angular  $\omega_M = \frac{1}{\tau}$  , debemos esperar que la relajación ocurra en la región de  $10^{10}$  c/s, que está de acuerdo con los resultados experimentales.

La Fig.(2.18) muestra la dependencia de temperatura de  $\epsilon'_T(\omega)$  y de  $\epsilon''_T(\omega)$  , de donde vemos que la frecuencia natural;  $\omega_M = \frac{1}{\tau}$  , se incrementa con el aumento de temperatura.

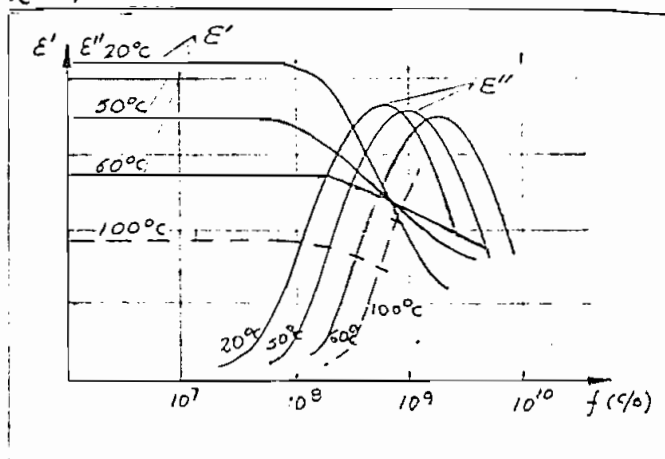


Fig. 2.18

Considerando dos líquidos dipolares, con tiempos de relajación claramente distinguibles, . La dispersión de  $\epsilon''$  de la mezcla, es ensanchada por la interacción de los componentes individuales, (fig. 2.19), dando como resultado, que el factor de pérdidas  $\lg \delta$  , de la mezcla de dos sustancias,

con diferentes grupos moleculares, está formado por la suma de los dos.

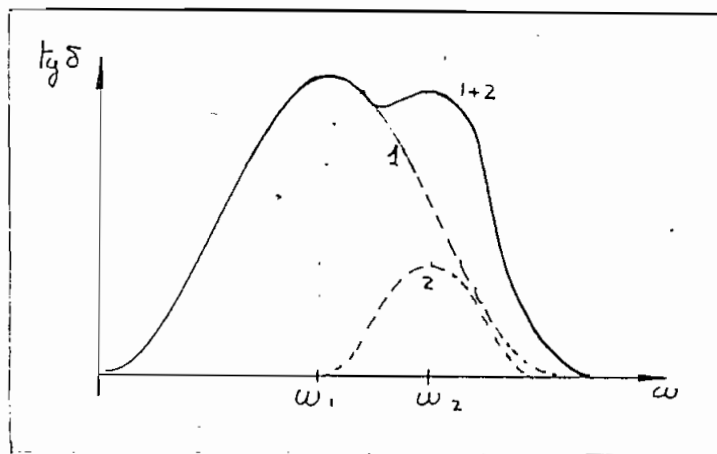


Fig. 2.19

### 2.9. Sólidos dipolares.-

En el caso de un sólido, su dipolo se encuentra en un campo electrostático regular, dado por todos los otros dipolos, y puede tener varias posiciones de equilibrio en este campo, separadas unas de otras por una barrera de potencial.

En el caso más simple de dos posiciones de equilibrio, ocurrirá una relajación tipo Debye.

En general en sólidos dipolares, las moléculas tienen más de dos posiciones de equilibrio, de tal forma que el espectro de frecuencia de la constante dieléctrica, es más amplio y menos agudo que el obtenido por las fórmulas de Debye. El tiempo de relajación en este caso, será el promedio de diferentes tiempos, los cuales corresponden a las transi-



ciones entre las diferentes posiciones de equilibrio.

Las ecuaciones encontradas por Debye se han demostrado por medios experimentales, que se satisfacen con medidas en alcohol y parafina colocadas en solventes neutros, los cuales previenen la interacción entre moléculas, consiguiendo de esta manera que únicamente el campo externo actúe sobre el dipolo, debido a que las moléculas adyacentes se encuentran separadas por grandes distancias, por medio del solvente.

### 2.10 Campo efectivo sobre un dipolo.-

Con muy pequeñas distancias, el campo en el área del dipolo, está sujeto a cambios sustanciales los que influyen directamente en la variación de  $\epsilon''$ .

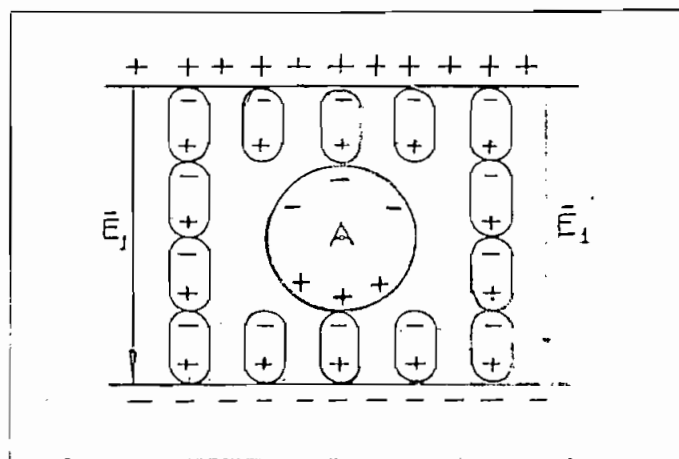


Fig. 2.20

la sección (2-6) establecimos la ecuación:

$$\vec{P} = (\epsilon_r - 1)\epsilon_0 \vec{E} = N a p E_{int}$$

..

Que relaciona el parámetro  $\epsilon_r$  con los parámetros moleculares  $d_p$  y  $E_{int}$ . Para calcular el campo efectivo sobre el dipolo  $E_{in}$ , se requiere de un modelo del cual pueda ser derivado el comportamiento físico del dieléctrico.

En un dieléctrico existen diferentes tipos de fuerzas de interacción. Una debida a los entes químicos, presentada como fuerzas de atracción o repulsión, pero que son en un rango despreciable y efectivas únicamente en las vecindades próximas, y fuerzas debidas a la interacción de los dipolos que unidas a las anteriores tienen acción considerable.

Entonces a más del campo de las cargas libres portadoras  $E_f$ , el campo de las moléculas adyacentes polarizadas  $E_d$  y el campo aplicado  $E_a$  tienen efecto sobre el dipolo considerado. Consecuentemente el campo total está representado por estos tres componentes.

$$\bar{E}_{int} = \bar{E}_1 + \bar{E}_d + \bar{E}_a \quad (2-74)$$

Un cálculo exacto de la interacción de las partículas dipolares con respecto a otros dipolos del espécimen sería muy complicado. Sin embargo se pueden hacer aproximaciones considerando que dentro de ciertas distancias entre los dipolos se puede tomar al dieléctrico como un medio de polarización continua.

Refiriéndonos a la Fig.(2.21) consideremos una molécula A dentro de una cavidad esférica y asumamos que la cavidad

está vacía de otras moléculas. Fig. 2.21. El campo en A estará dado por el campo aplicado  $E_a$  más la contribución  $E_d$  debida a los terminales de las cadenas dipolares que terminan en la superficie de la esfera (moléculas polarizadas).

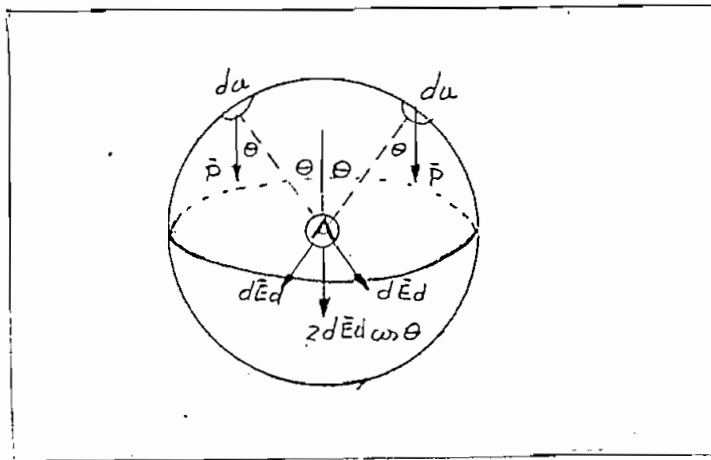


Fig. 2.21

Ahora por definición de  $\bar{P} = \epsilon_0(\epsilon_r - 1)\bar{E}$  *coulomb/m<sup>2</sup>* la densidad de carga en la superficie esférica será  $\bar{P}$  y cada elemento de área  $dA$  contribuirá con un campo radial sobre A y cuya magnitud será

$$dE_d = \frac{P \cos \theta}{4\pi \epsilon_0 r^2} dA \quad (2-75)$$

donde  $r$  es el radio de la esfera y  $\theta$  el ángulo entre la dirección del vector de polarización y el radio de la esfera al elemento de área  $dA$ . Tomando el campo de A debido a todos los elementos  $dA$ , las componentes horizontales por simetría se anulan y los componentes verticales se suman. La magnitud

de cada componente vertical será  $dE_d \cos \theta$  de tal forma que

$$\bar{E}_d = \oint_{\text{esfera}} \frac{P \cos^2 \theta dA}{4R \epsilon_0 r^2}$$

$$\bar{E}_d = \int_0^\pi \frac{P \cos^2 \theta \cdot 2\pi r^2 \sin \theta d\theta}{4R \epsilon_0 r^2} = \frac{P}{3 \epsilon_0} \quad (2-76)$$

reemplazando  $P = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) \bar{E}_a$

$$E_d = (\epsilon_r - 1) \frac{\bar{E}_a}{3} \quad (2-77)$$

La molécula de referencia, A, no está en efecto rodeada por una cavidad vacía, sino que en ella se tienen moléculas, las cuales contribuyen al campo local en A. Mosotti propuso que en promedio, los efectos de todas las vecindades cancelan su contribución, pudiendo considerarse despreciables es decir  $\bar{E}_1 = 0$ , pero esto en la mayoría de los casos no presenta ninguna garantía, pudiendo sólo ser aplicable a gases a baja presión.

Trabajando sobre esta base el campo total que actúa sobre A está dado por:

$$E_{int} = E_a + \frac{\bar{E}_a}{3} (\epsilon_r - 1) = \frac{\bar{E}_a}{3} (\epsilon_r + 2) \quad (2-78)$$

Llamado campo Mosotti.

Onsager<sup>8</sup> considera además el efecto de reacción al momento dipolar de la molécula misma, llegando a determinar una expresión para el campo de reacción de la cavidad  $E_R$ .

$$\bar{E}_R = \frac{2\tilde{\mu}}{4\pi r^3} \cdot \frac{\epsilon_s - 1}{2\epsilon_s + 1} = \frac{2\tilde{\mu}}{3V} \cdot \frac{\epsilon_s - 1}{2\epsilon_s + 1} \quad (2-79)$$

siendo  $V$  el volumen de la cavidad.

El campo en la cavidad será entonces:

$$\bar{E}_{int} = E_c + E_R = \frac{3\epsilon_s E_a}{1+2\epsilon_s} + \frac{2(\epsilon_s - 1)}{3V(2\epsilon_s + 1)} \tilde{d} \quad (2-80)$$

siendo

$$E_c = \frac{3\epsilon_s}{1+2\epsilon_s} \bar{E}_a \quad (2-81)$$

Luego tomando en consideración el hecho de que la condición de polarización homogénea asumida fuera de la esfera es afectada por el momento dipolar dentro de ella, las líneas del campo externo serán desplazadas y se establecerán el campo de reacción  $\bar{E}_R$ . Este hecho lo representamos esquemáticamente en la Fig. (2.22)

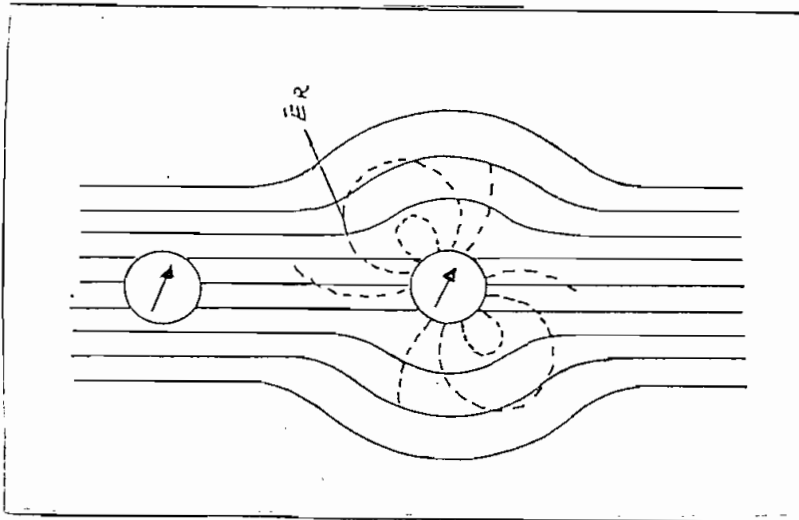


Fig. 2.22

Procediendo del estudio hecho arriba, para altas concentraciones de moléculas dipolares, los campos de las moléculas

adyacentes y el campo eléctrico externo se superponen al campo interno del dipolo; éste fenómeno tiene influencia sobre la dispersión dividiéndose en varios períodos de absorción los cuales se solapan produciendo un amplio rango de dispersión. Este ensanchamiento de la dispersión debido al acoplamiento de los dipolos forman el conjunto de dispersión que se muestra en la Fig. (2.23). La que nos indica que la parte imaginaria de la constante dieléctrica compleja se extiende debido a la influencia del campo, y es considerada como una función del tipo<sup>9</sup>

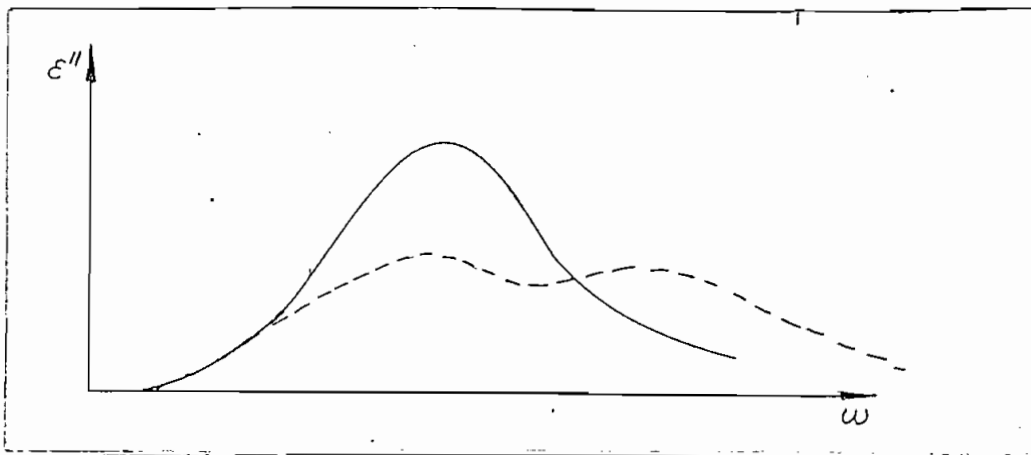


Fig. 2.23

$$f(\alpha) = \frac{d\epsilon'_r}{d\alpha} \quad (2-82)$$

de tal forma que las ecuaciones encontradas por Debye se transforman en

$$\epsilon'_r(\omega) = \epsilon_\infty + \int_0^\infty \frac{f(\alpha) d\alpha}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2-83)$$

$$\epsilon''_r(\omega) = \int_0^{\infty} \frac{f(\tau) \omega \tau d\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2-84)$$

que representan las expresiones más generales de las funciones  $\epsilon'_r(\omega)$  y  $\epsilon''_r(\omega)$ .

### 2.11 Conclusiones.-

En resumen del estudio realizado, podemos concluir que:

La acción de un campo eléctrico sobre un dieléctrico, produce un alineamiento de sus componentes elementales: átomos, iones, y moléculas, que, en forma de dipolos eléctricos, se orientan con la dirección del campo aplicado, produciendo una polarización del dieléctrico.

Si el campo aplicado es continuo, estos dipolos eléctricos forman parejas con polaridades que se oponen al campo; si el dieléctrico está dentro de un condensador de cargas paralelas, los terminales negativos de las cadenas se localizan contiguos a la placa de potencial positivo, y los terminales positivos contiguos a la placa de potencial negativo. Esta distribución neutraliza parte de la carga de dichas placas, dando como resultado una disminución de la densidad de flujo eléctrico en el dieléctrico.

Si el campo aplicado es variable en el tiempo, los dipolos debido a su tendencia a alinearse con el campo, siguen las variaciones del mismo, pero como se encuentran ligados

en el material, formando un conjunto, por medio de fuerzas internas, y como poseen una inercia propia, estos efectos sumados, representan una fuerza friccional que impide el libre movimiento de los dipolos, sin permitirles, seguir exactamente las variaciones del campo, dando como resultado un retardo en la polarización.

La fuerza friccional presentada por el dieléctrico a la polarización, da lugar a un calentamiento del mismo. Para interpretar este efecto, es necesario introducir algún factor de pérdidas en el dieléctrico; esto se consigue definiendo la constante dieléctrica como compleja. Físicamente la parte imaginaria de esta constante dieléctrica, representa las pérdidas dieléctricas por medio de una corriente de conducción en el dieléctrico.

Puesto que las pérdidas se producen por efectos de la variación del campo, estas son dependientes de la frecuencia y se presentan en determinados rangos de frecuencia, dependiendo del tipo de polarización. Así la polarización electrónica, está en el rango de radiaciones ultravioletas; la atómica, en el de radiaciones infrarrojas, y la molecular, en el rango de micro ondas;. En las dos primeras, las pérdidas son muy pequeñas; pero en la última tienen valores apreciables.

Las curvas de la dependencia a la frecuencia de la constante



o materiales que interesan, y además esa misma frecuencia va a ser útil para el calentamiento de varios tipos de materiales. Es decir que la selección de una frecuencia para calentamiento dieléctrico no es crítica. Puede ser seleccionada dentro de un rango.

Hemos considerado cualitativamente en las secciones anteriores, las reacciones que tienen lugar entre un campo eléctrico y los elementos atómicos y moleculares de un dieléctrico. Vamos ahora a determinar las pérdidas efectivas que aparecen como; calor debido a estas reacciones en el dieléctrico.

### 3.1 Energía en un campo electromagnético.-

Como se vió anteriormente, con frecuencias sobre los 1.000 Mc/s la parte imaginaria de la constante dieléctrica compleja, tiende a su valor máximo. Entonces para interpretar los procesos enegéticos que ocurren dentro de un dieléctrico podemos ayudarnos de la teoría de las ondas electromagnéticas, en las cuales los campos eléctrico y magnético están relacionados por las leyes de Maxwell:

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{i} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (3-1)$$

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3-2)$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho \quad (3-3)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (3-4)$$

La energía de propagación de una onda electromagnética puede deducirse de este sistema de ecuaciones. Esta energía depende de las magnitudes, distribución y fases de los campos

eléctrico y magnético de la onda.

Considerando una región de constante dieléctrica  $\epsilon$  y permeabilidad  $\mu$ , las ecuaciones de Maxwell escritas en términos de los valores totales de campo, corrientes y cargas describen el comportamiento de la misma.

De acuerdo con el teorema de Poynting."

$$P = \int_S (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot d\vec{S} \quad (3-5)$$

Establece la potencia neta que fluye dentro de una superficie cerrada  $S$ .

$$S = (\vec{E} \times \vec{H}^*) \quad (3-6)$$

La expresión representa un vector de radiación, conocido con el nombre de vector de Poynting y da la dirección y cantidad del flujo de energía.

Para establecer las pérdidas efectivas en un dieléctrico, se puede convertir la ecuación (3-5), de acuerdo a la ley de Gauss, en una integral de volumen la misma que puede resolverse en tres integrales simples. (3) considerando variación sinusoidal en el tiempo para los campos eléctrico y magnético.

$$P = \int_S (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot d\vec{S} = -j\omega \int_V \mu \vec{H} \vec{H}^* \cdot dV - j\omega \int_V \epsilon \vec{E} \vec{E}^* \cdot dV - \int_V \sigma \vec{E} \vec{E}^* \cdot dV \quad (3-7)$$

Las dos primeras integrales representan la potencia media almacenada en los campos eléctrico y magnético respectivamente, y la tercera representa la disipación en el dieléctrico en una forma general. Aquí  $\sigma$  representaría la conductividad del dieléctrico. Nos interesa entonces determinar éste

valor. Para esto partamos de la primera ley de Maxwell.

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{i} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

Para el vacío  $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$  y, para un material dieléctrico sin pérdidas y con una constante dieléctrica relativa  $\epsilon_r$ ;  $D = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$

Considerando que  $E$  varía sinusoidalmente con el tiempo.  $\epsilon_r =$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j\omega t}$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}_0 e^{j\omega t}$$

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = j\omega \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}_0 e^{j\omega t}$$

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = j\omega \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (3-8)$$

Llevando esto a la primera ley de Maxwell y aplicando la ley de Ohm para  $\vec{i}$ ;  $\vec{i} = \sigma \vec{E}$ ; tenemos

$$\text{rot } \vec{H} = \sigma \vec{E} + j\omega \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} = \vec{E}(\sigma + j\omega \epsilon_0 \epsilon_r) \quad (3-9)$$

Considerando el dieléctrico con pérdidas, o lo que es lo mismo, si su constante dieléctrica es  $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$ ,

podemos escribir la primera ley de Maxwell en la forma

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (3-10)$$

la que debe incluir la corriente de conducción  $\vec{i}$ ,

Introduciendo en las ecuaciones de arriba:  $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$

$$\vec{D} = \epsilon_0 (\epsilon_r' - j\epsilon_r'') \vec{E}_0 e^{j\omega t} \quad (3-11)$$

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = j\omega \epsilon_0 (\epsilon_r' - j\epsilon_r'') \vec{E}_0 e^{j\omega t} = j\omega \epsilon_0 (\epsilon_r' - j\epsilon_r'') \vec{E} \quad (3-12)$$

luego  $\text{rot } \bar{H} = \bar{E} (\omega \epsilon_0 \epsilon_r'' + j \omega \epsilon_0 \epsilon_r')$  (3-13)

Puesto que (3-9) y (3-3) son iguales se cumple que

$$\sigma = \epsilon_0 \epsilon_r'' \omega \quad (3-14)$$

Efectivamente relacionando las unidades de cada una

$$\sigma = \frac{\text{mho}}{\text{met}} ; \omega \epsilon_0 \epsilon_r'' = \frac{1}{\text{seg}} \cdot \frac{\text{Amp } \cdot \text{seg}}{\text{Volts } \cdot \text{met}} = \frac{\text{Am}}{\text{VE } \cdot \text{met}} = \frac{\text{mho}}{\text{mets}}$$

con lo que probamos que las pérdidas de un dieléctrico provocan una corriente de conducción a través del mismo.

Si consideramos  $\sigma$  constante dentro del volumen  $V$  tenemos

$$P_{\text{pérdidas}} = \sigma \int_V \bar{E} \bar{E}^* dV = \omega \epsilon_0 \epsilon_r'' \int_V |E|^2 dV \quad (3-15)$$

Si asumimos el campo eléctrico homogéneo en volumen

$$P_{\text{pérdidas}} = \omega \epsilon_0 \epsilon_r'' |E|^2 = 2\pi f E^2 \epsilon_0 \epsilon_r'' \text{ (seg)} \quad (3-16)$$

Considerando las unidades.

$$P = 0,556 \times 10^{12} \left( \frac{\text{Amp } \cdot \text{seg}}{\text{Volts } \cdot \text{cm}} \right) E^2 \left( \frac{\text{V}}{\text{cm}} \right)^2 \epsilon_r'' f \frac{1}{\text{seg}} = \frac{\text{Watts}}{\text{cm}^3}$$

$$P_{\text{pérdidas}} = 0,556 \times 10^{12} E f \epsilon_r'' \quad \frac{\text{Watts}}{\text{cm}^3} \quad (3-17)$$

Que representa la ecuación básica del calentamiento dieléctrico, la cual establece la potencia efectiva de disipación en un dieléctrico debido a sus pérdidas, y puede ser generalizada para todo el rango de frecuencias, si consideramos la dependencia de la constante dieléctrica con la frecuencia, establecida a través de  $\epsilon_r'(\omega)$  y  $\epsilon_r''(\omega)$ .

De la ecuación (3-17) podemos concluir que la energía convertida

en calor por un campo eléctrico alterno en un dieléctrico está en proporción directa con el cuadrado de la intensidad de campo y de la frecuencia. Para incrementar la potencia de pérdidas puede incrementarse la intensidad del campo. Sin embargo la posibilidad de incremento del campo eléctrico limitada por la rigidez dieléctrica. La conversión de energía puede también incrementarse por uso de una frecuencia más alta. Pero debido a la dependencia de  $\epsilon''_r$  con la frecuencia puede tenerse hasta un efecto contrario de disminución.

Esto puede deducirse claramente de los valores que toma  $\epsilon''_r$  en función de la frecuencia dados en la tabla 1 al final de este capítulo.

### 3-2. Atenuación.-

Cuando una onda electromagnética se propaga en un dieléctrico, ésta se atenúa en la dirección de propagación, la energía que atraviesa una sección  $x$ , disminuye por la cantidad

$$\Delta P = P(1 - e^{-2\alpha x}) \quad (3-18)$$

donde  $\alpha$  representa la constante de atenuación presentada por el material.

Para determinar su valor en un dieléctrico volvamos a la primera ley de Maxwell en la forma

$$\text{rot } \vec{H} = j\omega \epsilon_0 (\epsilon'_r - j\epsilon''_r) \vec{E}$$

$$\epsilon_0 \epsilon'_r = \epsilon' \quad \text{y} \quad \epsilon_0 \epsilon''_r = \epsilon''$$

La constante de propagación  $\gamma$  de una onda para un medio sin pérdidas es

$$\gamma = \omega \sqrt{\mu \epsilon} \quad \epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$$

Puesto que en un medio sin pérdidas la onda no se atenúa sino que únicamente se propaga, el factor de propagación es:

$e^{j\gamma z}$ .  $z$  es la dirección de propagación para el caso presente.

Relacionándola con la constante dieléctrica compleja

$$\gamma = \omega \sqrt{\mu (\epsilon' - j\epsilon'')} \quad (3-19)$$

la cual podemos separarla en parte real e imaginaria.

$$\gamma = a + jb = \omega \sqrt{\mu \epsilon' (1 - \epsilon''/\epsilon')}$$

$$a = \sqrt{\frac{\mu \epsilon'}{2} (\sqrt{1 + \epsilon''/\epsilon'} + 1)} \quad (3-20)$$

$$b = \sqrt{\frac{\mu \epsilon'}{2} (\sqrt{1 + \epsilon''/\epsilon'} - 1)} \quad (3-21)$$

Con esto el factor de propagación de una onda queda transformado

$$e^{-\gamma z} = e^{j(\alpha - jb)z} = e^{j\omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon'}{2} (\sqrt{1 + \epsilon''/\epsilon'} + 1)}z - \omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon'}{2} (\sqrt{1 + \epsilon''/\epsilon'} - 1)}z}$$

Entonces una onda que se propaga a través de un dieléctrico con pérdidas se atenúa en el sentido de propagación dependiendo esta atenuación de las pérdidas del material. Con esto, llegamos a establecer los valores para el factor de atenuación y el factor de propagación en un dieléctrico imperfecto  $\alpha = b$  ;  $\beta = a$

En el desarrollo anterior aparece un factor muy importante, la relación  $\frac{\epsilon''}{\epsilon'}$ , que como vimos en el capítulo anterior corresponde a la tangente de pérdidas del dieléctrico.

Para materiales con bajas pérdidas  $\tan \delta \ll 1$  (definiendo tales materiales como dieléctricos imperfectos), las constantes

$\alpha$  y  $\beta$  se obtienen a base del siguiente desarrollo.

calculamos  $\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon'}{2} (\sqrt{1 + \frac{\epsilon''}{\epsilon'}} - 1)}$  considerando  $\frac{\epsilon''}{\epsilon'} \ll 1$

Se tiene la siguiente aproximación

$$\left(1 + \frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right)^{1/2} \approx 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right)^2$$

y por tanto

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon'}{2} \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right)^2 - 1\right)} = \frac{\omega}{2} \sqrt{\mu \epsilon'} \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right) \quad (3-22)$$

por un razonamiento similar

$$\beta = \omega \sqrt{\mu \epsilon'} \left[1 + \frac{1}{8} \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right)^2\right] \quad (3-23)$$

#### 3.4 Profundidad de penetración.-

Tomamos  $\delta$  como la profundidad de penetración a la cual la energía se reduce a  $1/e$  veces, o sea cuando la disminución de energía es

$$\Delta P = P - P/e \quad (3-24)$$

Relacionando con (3-18) esto ocurre cuando

$$2\alpha x = 1 \quad (3-25)$$

En este caso  $x$  representaría la profundidad de penetración  $\delta$



$$\theta = \frac{1}{2\alpha} \quad (3-26)$$

Introduciendo en esta relación (3-22)

$$\theta = \frac{\epsilon'}{\omega \sqrt{\mu \epsilon'} \epsilon''} \quad (3-27)$$

Introduciendo la velocidad de propagación de  $v_p$  de una onda electromagnética en un medio de características  $\mu$  y  $\epsilon$ ,

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} \quad \text{además} \quad \begin{aligned} \mu &= \mu_0 \mu_r \\ \epsilon &= \epsilon_0 \epsilon_r \end{aligned} \quad (3-28)$$

Considerando que para un dieléctrico su permeabilidad es muy semejante a la del espacio libre  $\mu_{diel.} \approx \mu_0$  y que  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ , la velocidad de propagación de una onda en un dieléctrico es

$$v_{diel.} = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon'}} \quad (3-29)$$

que puede relacionarse con la velocidad de propagación en el espacio libre  $v_0 = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$  de acuerdo a 3.28

$$v_{diel.} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r}} = \frac{v_0}{\sqrt{\epsilon_r}}$$

Introduciendo (3-29) en la ecuación (3-27)

$$\theta = \frac{\epsilon'}{2\pi f \sqrt{\mu_0} \epsilon''}$$

pero,  $\frac{v_{diel.}}{f} = \lambda_{diel.}$  es la longitud de onda en el dieléctrico; entonces:

$$\theta = \frac{\lambda_0 \epsilon'}{2\pi \epsilon''} \quad (3-30)$$

En esta ecuación podemos también introducir la longitud de onda en el espacio libre  $\lambda_0 = v_0/f$  y tenemos la relación

$$D = \frac{\lambda_D \epsilon'}{2\pi \epsilon''} = \frac{\lambda_0 \sqrt{\epsilon'}}{2\pi \epsilon''} = \frac{\lambda_0}{2\pi \sqrt{\epsilon'} \tan \delta} \quad (3-31)$$

De las ecuaciones anteriores se concluye que la profundidad de penetración decrece con el aumento de frecuencia; pero considerando las variaciones de  $\epsilon'$  y  $\epsilon''$  en función de la frecuencia, y que la longitud de onda en un dieléctrico está multiplicada por el factor  $1/\sqrt{\epsilon'}$  respecto de la longitud en el espacio libre, la variación de  $D$  depende del punto de operación considerado.

Por esta razón para el tratamiento térmico debemos establecer límites en las dimensiones del material a tratarse, ya que podría ocurrir que en un cierto volumen la onda no llegue a penetrar lo suficiente, dando como resultado un calentamiento irregular.

Hasta aquí hemos considerado la acción de las ondas electromagnéticas en el interior del dieléctrico. Veamos ahora su comportamiento en el medio que lo rodea.

### 3.5 Impedancia intrínseca de un dieléctrico.-

Cuando una onda electromagnética, que se propaga en el espacio libre, incide sobre un dieléctrico, una parte de la onda penetra y se propaga en su interior y otra parte se

refleja en su superficie. La porción de la onda que se propaga o se refleja depende de la impedancia que presente el dieléctrico. Si  $Z_e$  es la impedancia en la superficie del dieléctrico y  $Z_0$  la impedancia del espacio libre, la porción reflejada puede obtenerse por medio del vector de reflexión.

$$\rho = \frac{Z_e - Z_0}{Z_e + Z_0} \quad (3-32)$$

$Z_e$  representa la impedancia de entrada del dieléctrico y de acuerdo a la teoría de líneas de transmisión se determina por

$$Z_e = Z_0 \frac{Z_a \cos j\beta l + Z_0 \operatorname{sen} j\beta l}{Z_0 \cos j\beta l + Z_a \operatorname{sen} j\beta l} \quad (3-33)$$

siendo  $l$  la longitud del dieléctrico y  $\beta$  la constante de propagación definida como

$$\beta = \alpha + j\beta$$

$Z_a$  es la impedancia del medio que rodea al dieléctrico.

En el caso de calentamiento dieléctrico con micro ondas es el aire, cuya impedancia es igual a la del espacio libre.

$$Z_a = Z_0 = 120\pi \Omega \approx 377 \Omega \quad (3-34)$$

y  $Z_d$  es la impedancia intrínseca del dieléctrico.

La impedancia intrínseca, o la relación del campo eléctrico al campo magnético, para una onda plana uniforme en cualquier medio es,

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad \text{y por tanto para el aire} \quad Z_a = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \text{ } \Omega \quad (3-35)$$

Para el dieléctrico entonces su valor está dado por

$$Z_D = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon' \epsilon''}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon' (1 - j \frac{\epsilon''}{\epsilon'})}}$$

que puede arreglar para darnos

$$Z_D = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon'}} \left[ 1 - j \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \right] = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon'}} \left\{ \left[ 1 - \frac{3}{8} \left( \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \right)^2 + j \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \right] \right\} \quad (3-36)$$

A partir de estas relaciones se pueden estimar los procesos de interacción entre una onda electromagnética y un dieléctrico.<sup>12</sup>

### 3.6 Potencia Térmica.-

A partir de la potencia efectiva de pérdidas se puede determinar el aumento de temperatura en el dieléctrico por unidad de tiempo.

$$\frac{dQ}{dt} = \rho \cdot 10^{12} E^2 \left\{ \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \right\} \frac{\text{grado}}{\text{min}} \quad (3-37)$$

$\rho$  = Peso específico del material

$c$  = calor específico del material

y la potencia térmica necesaria para calentar un dieléctrico de  $G$  (Kgr), según una temperatura  $\Delta^{\circ}t$ ;  $^{\circ}C$  está dada por

$$P = 4.186 G \cdot c \cdot \Delta t \quad \text{Kwat sec.} \quad (3-38)$$

Puesto que muchos dieléctricos son heterogéneos y, como el calor desarrollado se pierde por conducción y radiación, no se puede establecer una regla precisa que considere todos estos efectos para la deducción de, una fórmula exacta que nos de la disipación de potencia en un dieléctrico y solo puede estimarse por experimentación.

C A P I T U L O   C U A R T O

C A L E N T A M I E N T O   D I E L E C T R I C O  
P O R   M I C R O   O N D A S

En el capítulo segundo se llegó a establecer que una gran cantidad de materiales dieléctricos presentan máximas pérdidas debidas a la polarización en un rango de frecuencias de 10 c/s. Este rango de frecuencias se conoce comunmente con el nombre de rango de micro ondas.

Debido a las ventajas que presenta este rango de frecuencias detalladas en capítulo 2, para la realización de este trabajo se ha escogido justamente una frecuencia comprendida en este rango cuyo valor es de 2,450 Mc/s. En desarrollo siguiente vamos a describir las características generales de un sistema para calentamiento a base de micro ondas.

#### 4-1 Sistemas de calentamiento por micro ondas.-

Básicamente se distinguen dos sistemas de calentamiento por micro ondas, caracterizado cada uno por la forma en que el campo electromagnético actúa en las cámaras de calentamiento. Estos dos sistemas de calentamiento por micro ondas son: Calentamiento en un campo de propagación y calentamiento en un campo estacionario.

En el primer sistema el campo se propaga a través del sistema de calentamiento siendo característica especial que las mismas guías que constituyen el medio de propagación para la energía de micro ondas sirven como cámaras de calentamiento.

En el otro sistema, como su nombre lo indica el campo presenta una configuración estacionaria en el espacio ó sea no

existe propagación espacial del mismo en ninguna dirección. Las cámaras de calentamiento están constituidas por cavidades resonantes.

En general un sistema de calentamiento por micro ondas consiste básicamente de una fuente de energía de alta frecuencia, acoplada a guías de onda o cavidades resonantes que constituyen el elemento de calefacción.

La fuente de energía, está constituida por un oscilador de alta frecuencia con una potencia de salida elevada. Para estos osciladores se disponen de válvulas como triodos y tetodos de alta frecuencia, Klystrones, tubos de ondas viajeras y magnetrones todos especialmente diseñados para aplicaciones industriales de calentamiento dieléctrico.

De todos los elementos indicados el magnetrón es superior a los demás para aplicaciones industriales debido a su fácil manejo y bajo costo de producción como resultado de su construcción sencilla, tiene un promedio de vida mayor, aproximadamente 3.000 horas si trabaja en cortos intervalos de tiempo. Además, este tipo de válvula presenta propiedades eléctricas y mecánicas más favorables incluyendo alto rendimiento y estabilidad de oscilación en condiciones de bajo acoplamiento de carga. Por estas razones es ampliamente usado estos sistemas generales de calentamiento dieléctrico quedando los demás sólo para aplicaciones específicas.



#### 4-2 El magnetrón.-

En vista de que utilizamos este elemento como fuente de energía de nuestro sistema de calentamiento vamos a dar una descripción breve de sus características y funcionamiento.<sup>13</sup>

El magnetrón es una válvula de vacío que genera energía electromagnética a una frecuencia determinada a partir de una fuente de corriente continua.

En principio el magnetrón es un diodo de vacío que consta de un cátodo cilíndrico rodeado por una estructura anódica dotada de cavidades resonantes que se abren al espacio cátodo-ánodo, llamado espacio de interacción por sendas ranuras. La potencia de salida se acopla a una guía de onda o cualquier otro medio de transmisión por medio de un lazo de acoplamiento como puede verse en la Fig. 4-1

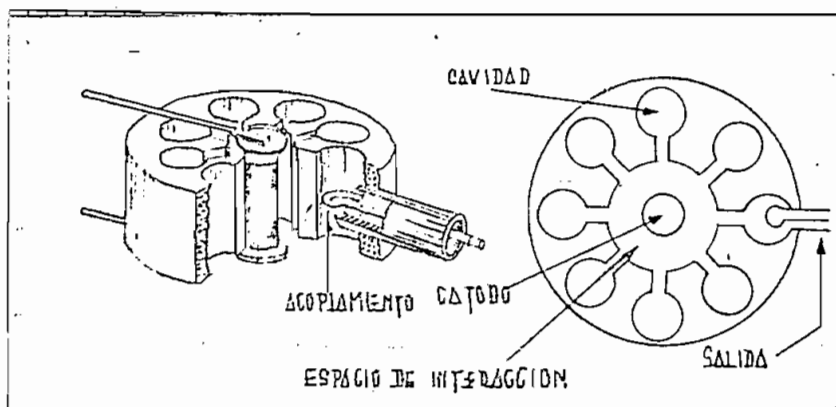


Fig. 4.1.

El ánodo y el cátodo, están situados entre los polos de un imán, generalmente uno permanente aunque es posible usar un electroimán; de manera que el campo magnético esté en ángulo recto respecto del campo eléctrico existente entre el ánodo y el cátodo..

Las cavidades resonantes, junto con los espacios que hay arriba y debajo del bloque anódico, constituyen el sistema resonante del oscilador, los campos asociados con estas cavidades son de tal naturaleza que las líneas del flujo magnético alterno atraviesan las cavidades en dirección paralela al eje del cátodo, mientras que los campos eléctricos alternos quedan confinados principalmente en las ranuras y en la región en que las cavidades se abren al espacio de interacción.

#### 4-2.a Modos de oscilación.-

El sistema resonante de un magnetrón posee una serie de frecuencias de resonancia, o modos de oscilación como se los llama comunmente, iguales en número, al número de cavidades. Esto es porque se puede considerar al sistema resonante formado por un número de resonadores individuales uno por cada cavidad, recíprocamente acoplados, entonces, si un magnetrón tiene  $n$  cavidades, el resultado es la aparición de  $n$  frecuencias o modos de oscilación.

El modo aprovechado en el funcionamiento normal del magnetrón es aquel en que la diferencia de fase entre polos

anódicos adyacentes es de  $\pi$  radianes, a este modo de oscilación se le denomina "modo  $\pi$ ". Los demás modos están caracterizados por algún otro valor de diferencia de fase entre los polos adyacentes, pero con la limitación que el desplazamiento total de fase alrededor de la periferia del espacio de interacción debe ser algún múltiplo entero de  $\pi$ . Así por ejemplo para un magnetrón de 8 cavidades Fig. 4-1 el modo  $\pi$  corresponde a un desplazamiento total de fase de 8 radianes..

La Fig. 4-2a representa las relaciones que existen entre los diferentes modos presentes en un magnetrón, de esta figura se puede notar que estos modos difieren muy poco en longitud de onda. Esta situación presenta dificultades prácticas que hacen necesario separar el modo  $\pi$  de los restantes.

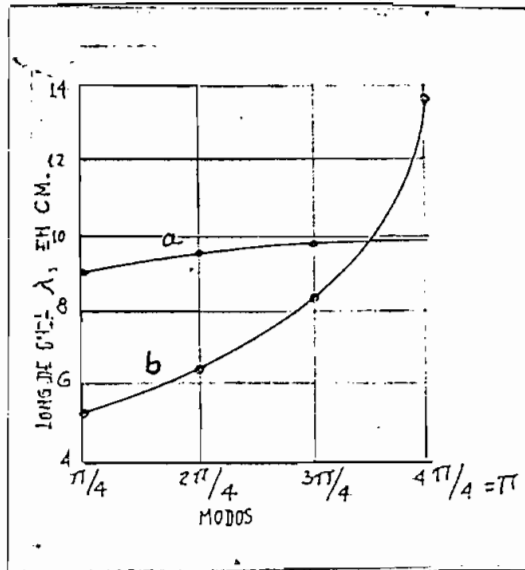


Fig. 4.2

Un método sencillo para lograr este resultado es usar ligaduras Fig. 4-3 Este método consiste en colocar dos anillos en el espacio de interacción, uno uniendo todos los polos de orden par, y el otro uniendo los de orden impar; para el modo  $J^c$  todas las uniones de cada anillo están al mismo potencial, pero los anillos son de potenciales opuestos. La capacidad existente entre los dos anillos añade una carga capacitiva a las cavidades resonantes, rebajando así su frecuencia de resonancia para el modo  $J^c$  . Para los otros modos en cambio hay una diferencia de fase entre las uniones sucesivas de un mismo anillo, esto hace que circule corriente por los anillos. Esta acción aplica una inductancia en paralelo con los circuitos equivalentes de las cavidades resonantes, elevando las frecuencias de estos modos superiores. El resultado final es la separación de frecuencia del modo  $J^c$  respecto de los otros esto se indica en la curva b de la Fig. 4-2

4-2.b Funcionamiento del magnetrón.-

Para explicar el funcionamiento del magnetrón, el primer paso consiste en examinar el comportamiento de los electrones emitidos por el cátodo bajo la acción simultánea de la tensión anódica continua entre cátodo y ánodo y el campo magnético axial, en ausencia de oscilaciones de radio frecuencia. En estas condiciones un electrón emitido por el cátodo se ve acelerado hacia el ánodo por el efecto del campo eléctrico radial

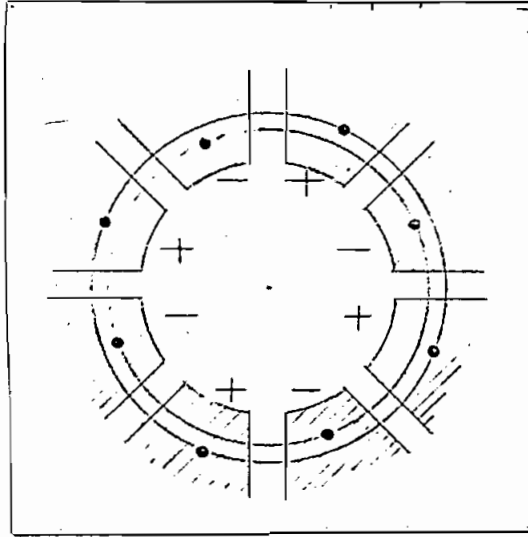


Fig. 4.3

presente; si no hubiera campo magnético transversal, el electrón seguiría la trayectoria a de la fig. 4-4, con la presencia del campo magnético, sin embargo, a medida que el electrón gana velocidad en el campo eléctrico el campo magnético ejerce sobre él una fuerza, si el campo magnético es débil el electrón sufre sólo una pequeña deflexión curva b de la fig. 4-4, pero cuando la intensidad del campo magnético es lo suficientemente grande los electrones son devueltos al cátodo sin que lleguen a tocar el ánodo curvas c y d.

El campo magnético que es apenas suficiente para devolver los electrones al cátodo antes de que lleguen a tocar el ánodo se denomina campo de corte, si el campo magnético es mayor que este valor los electrones emitidos por el cátodo regresarán

a él y no habrá ninguna corriente de ánodo.

Vamos a demostrar ahora que si suponemos que existe una oscilación en la estructura resonante, cuando el campo excede el valor de corte hay una interacción entre los electrones y el campo eléctrico que, en condiciones favorables, hace que los electrones cedan energía a la oscilación en el espacio de interacción.

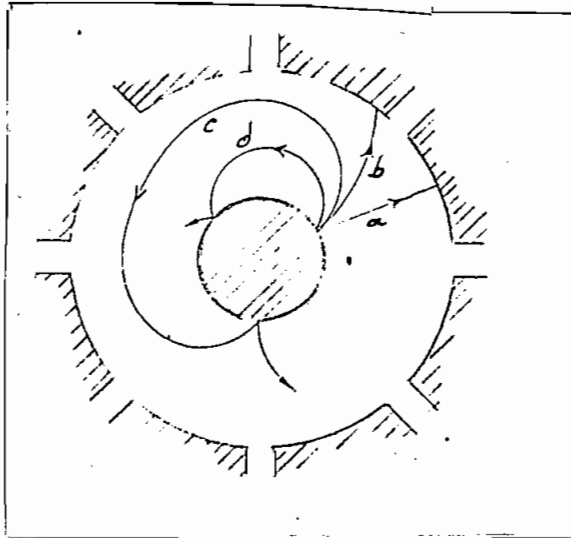


Fig. 4.4

Consideremos una oscilación correspondiente al modo  $\mu$ , esta oscilación produce campos de radio frecuencia en el espacio de interacción como se muestra en la fig. 4-5.

Si no existiera la oscilación los electrones seguirían las trayectorias en línea cortada  $a'$  y  $b'$ , pero los campos de radio frecuencia presentes actúan sobre dichos electrones modificando sus trayectorias. Si el electrón  $a$  se encuentra

en tal posición respecto a los campos de radio frecuencia, que su velocidad tangencial viene a ser frenada por éstos, entonces el electrón entrega parte de su energía a la oscilación. Además como este electrón pierde velocidad, la fuerza deflectora que ejerce sobre él; el campo magnético pierde importancia, en consecuencia, el electrón se desvía al ánodo como lo indica la línea llena a en lugar de regresar al cátodo.

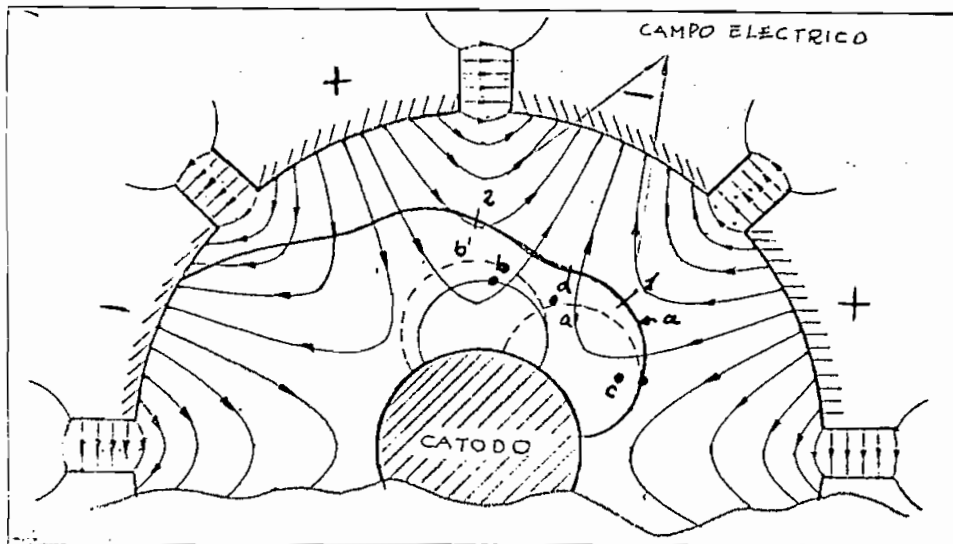


Fig. 4.5

En estas circunstancias si la relación entre la tensión continua de ánodo y el campo magnético hacen que la velocidad tangencial del electrón sea tal, que el tiempo necesario para

pasar del punto 1 al punto 2 igual a la mitad del período de la oscilación, cuando el electrón llega al punto 2 encuentra que el campo ha invertido su polaridad respecto del punto 1 dando como resultado que el electrón vuelva a ser frenado, entregando más energía a la oscilación para continuar desviándose hacia el ánodo, chocando con él después de haber cedido a la oscilación gran parte de su energía.

En contraste con esta posibilidad, consideremos el electrón b de la fig. 4-5 que es emitido en circunstancias en que su velocidad tangencial se ve aumentada por la acción del campo de radiofrecuencia. En lugar de desviarse hacia el ánodo éste electrón ve curvada su trayectoria hacia el cátodo por acción del campo magnético, debido precisamente al aumento de su velocidad tangencial siguiendo una trayectoria como la mostrada por la curva b de la fig. 4-5, de donde se ve que el electrón es devuelto hacia el cátodo mas rápidamente que lo que sería en caso de no existir la oscilación de radiofrecuencia. Este electrón es perjudicial en el sistema por cuanto sustrae energía de la oscilación amortiguándola, pero, debido a que se ve inmediatamente eliminado del campo de acción, no tiene oportunidad de absorber mucha energía. Si embargo, al chocar con el cátodo con la velocidad correspondiente a toda la energía que ha obtenido de la oscilación desaloja al-



a la tensión anódica que actúa sobre él haciendo que disminuya su velocidad radial y tienda a correrse hacia la posición óptima.

El resultado final de estas diversas acciones es que las órbitas de los electrones se agrupan a modo de rayos uno para cada dos ánodos como se muestra en la fig. 4-6 para el caso del modo  $\pi$  estos rayos giran con una velocidad angular de dos polos por ciclo. Los electrones emitidos por el cátodo en el espacio comprendido entre dos rayos son inmediatamente devueltos al cátodo produciendo el calentamiento de retroceso.

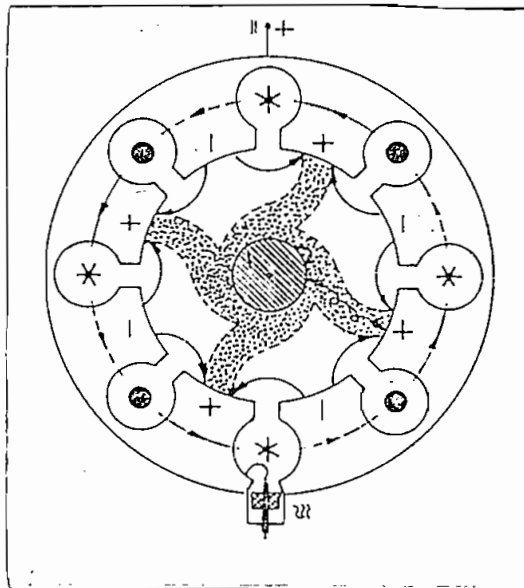


Fig. 4.6

El funcionamiento del magnetrón es relativamente sensible a las variaciones de intensidad del campo eléctrico y magnético, como también a la impedancia de carga. Cualquier

variación de estas magnitudes afecta a la potencia de salida, rendimiento y frecuencia. Para encontrar las relaciones del caso éstas se encuentran en las características de trabajo de cada magnetrón. Hay dos tipos de diagramas que caracterizan el comportamiento de un magnetrón en operaciones prácticas. De estos dos diagramas se pueden obtener todos los valores necesarios de entrada y salida así como la variación de los parámetros durante la operación. Estos dos diagramas se conocen como "diagrama de comportamiento" y "diagrama de generador o Diagrama de Rieke".

Del diagrama de comportamiento se pueden obtener las relaciones entre el voltaje y la corriente de placa por medio de familia de curvas de igual rendimiento e igual potencia de salida como parámetros. Una característica de este tipo se ilustra en la fig. 4-7.

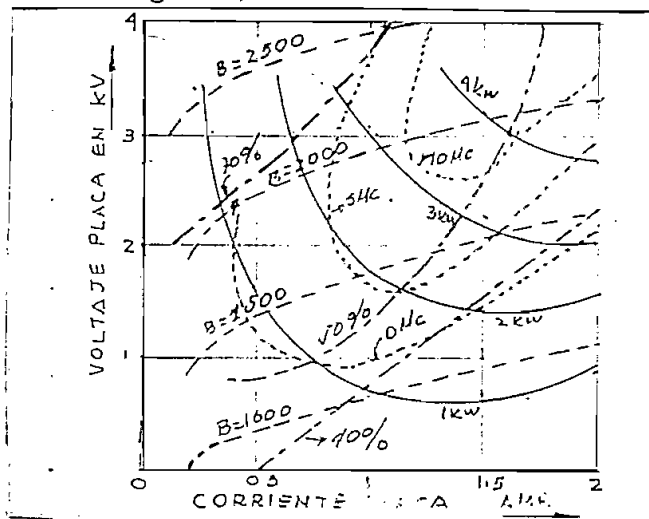


Fig. 4.7

El diagrama de Rieke, da el funcionamiento del magnetrón como función de las condiciones de carga para una tensión de ánodo y una intensidad de campo magnético, dadas. En la Fig. 4-8 se muestra el diagrama de Rieke del magnetrón 1024 fabricado por "Husqvarna Vapenfabriks Aktiebolag" y que usa en el sistema para calentamiento dieléctrico montado para experimentación.

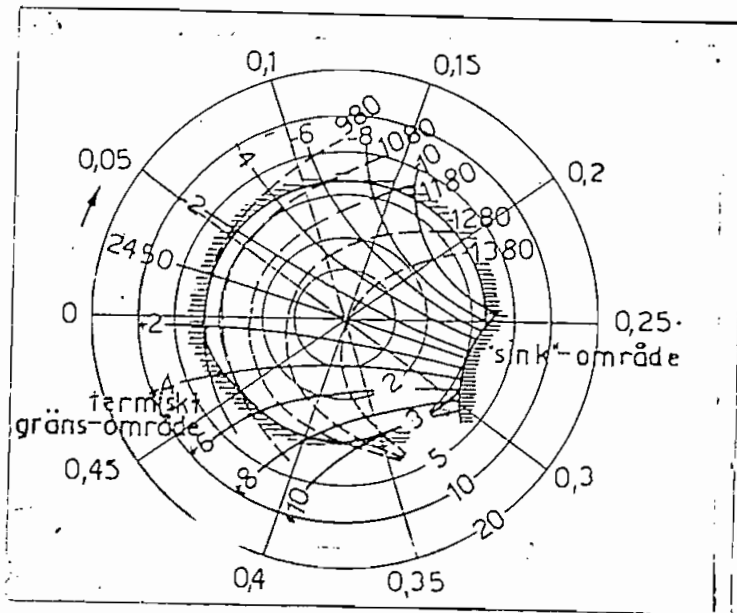


Fig. 4.8

#### 4-3.- Calentamiento dieléctrico con campos propagantes.-

La determinación del medio para obtener la máxima transferencia de energía de micro ondas en calentamiento empieza con el análisis de las características y modos de propagación que se presentan en una guía de ondas, para luego adaptar los cálculos a las situaciones prácticas. Las condiciones de las guías de onda son directamente aplicables a sistemas de calentamiento dieléctrico con campos electromagnéticos propagantes.

En el capítulo tercero se discutió el comportamiento de las ondas electromagnéticas en un dieléctrico sin considerar para éste ninguna limitación. Vamos a ver ahora el efecto de esas ondas cuando el dieléctrico está limitado en un cierto contorno, partiendo del comportamiento de las ondas electromagnéticas en medios limitados con condiciones ideales, tales como el dieléctrico dentro la guía de ondas es perfecto y los planos de limitación son conductores perfectos.

Para la propagación de la energía de micro ondas en guías de onda bajo ciertas condiciones fijadas, es posible obtener dos diferentes tipos de ondas definidas como:

Ondas transversales eléctricas, simbolizadas TE ó  $H_{11}$ , caracterizadas por el hecho que el vector de campo eléctrico  $E$  es siempre perpendicular a la dirección de propagación, lo que implica que no tiene componente de campo eléctrico en dicha dirección, ó, lo que es lo mismo  $E_z=0$  si  $z$  es la dirección

de propagación, y,

Ondas transversales magnéticas, simbolizadas TM ó E en las cuales el vector de campo magnético es perpendicular a la dirección de propagación y no existe en dicha dirección o sea  $H_z=0$ , si z es la dirección de propagación.

Debido a que el campo eléctrico es perpendicular a la dirección de propagación en las ondas TE, se usa esta forma de propagación, para aplicaciones de calentamiento dieléctrico, por esta razón vamos a analizar algunas de sus características más sobresalientes.

#### 4-4.- Guías de onda rectangulares.-

En una guía de onda rectangular las configuraciones de campo se distinguen por la presencia de enteros m y n llamados modos de propagación que pueden asumir valores separados de 0 a  $\infty$ . Dependiendo de las dimensiones que tenga la guía de onda sólo uno o un grupo limitado de estos modos pueden propagarse, existiendo para cada modo un límite inferior de frecuencia posible de propagación llamado frecuencia de corte, bajo la cual la onda no puede propagarse.

La constante de propagación característica para cada modo está dada por el valor

$$\beta_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{X_0}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{Y_0}\right)^2 - \omega^2 \mu \epsilon} \quad (4-1)$$

Donde  $X_0$  y  $Y_0$  son las dimensiones transversales de la guía

de onda, este valor determina la amplitud y fase de cada componente de campo cuando una onda se propaga a lo largo de ella. Con  $z$  como dirección de propagación y  $w = 2\pi f$ , cada componente está multiplicado por..

$$e^{j\omega t - \gamma_{mn} z} \quad (4-2)$$

si  $\gamma_{mn}$  es real, la fase de cada componente es constante y la amplitud decae exponencialmente con  $z$ . En este caso se considera que no hay propagación de la onda, la cual actúa como un atenuador.

Cuando  $\gamma_{mn}$  es imaginario la amplitud de cada componente permanece constante, pero la fase varía con  $z$ , dando lugar a la propagación. Esta condición de  $\gamma_{mn}$  imaginario sólo puede encontrarse en el caso ideal. En el caso práctico  $\gamma_{mn}$  tiene componentes real e imaginaria, entonces:

$$\gamma_{mn} = \alpha_{mn} + j\beta_{mn} \quad (4-3)$$

aquí  $\alpha_{mn}$  representa la constante de atenuación y  $\beta_{mn}$  la constante de fase.

En la fig. 4-9 se muestra una guía de onda rectangular referida a un sistema de coordenadas rectangulares.

El eje  $z$  indica la dirección de propagación de la onda y la sección transversal tiene dimensiones  $X_0$   $Y_0$ . Partiendo de las ecuaciones de Maxwell se llega a establecer que la

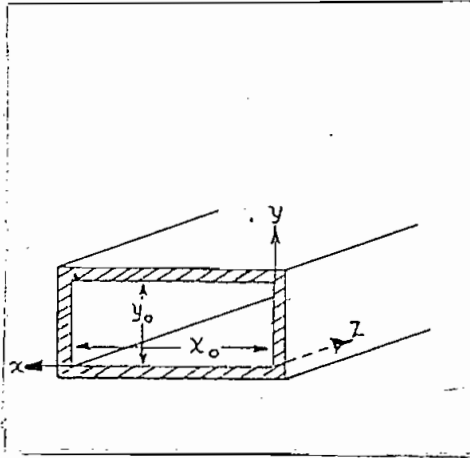


Fig. 4.9

distribución de los campos dentro de la guía de ondas está dada por el sistema de ecuaciones..

$$\left. \begin{aligned}
 E_x &= -B \frac{j\omega\mu}{\beta_{mn}^2 + \omega^2\mu\epsilon} \left(\frac{m\pi}{a}\right) \sin \frac{m\pi}{a} y \cos \frac{m\pi}{a} x e^{j\omega t - \beta_{mn} z} \\
 E_y &= B \frac{j\omega\mu}{\beta_{mn}^2 + \omega^2\mu\epsilon} \left(\frac{m\pi}{a}\right) \cos \frac{m\pi}{a} y \sin \frac{m\pi}{a} x e^{j\omega t - \beta_{mn} z} \\
 E_z &\equiv 0 \\
 H_x &= B \frac{\beta_{mn}}{\beta_{mn}^2 + \omega^2\mu\epsilon} \left(\frac{m\pi}{a}\right) \sin \frac{m\pi}{a} y \cos \frac{m\pi}{a} x e^{j\omega t - \beta_{mn} z} \\
 H_y &= B \frac{\beta_{mn}}{\beta_{mn}^2 + \omega^2\mu\epsilon} \left(\frac{m\pi}{a}\right) \cos \frac{m\pi}{a} y \sin \frac{m\pi}{a} x e^{j\omega t - \beta_{mn} z} \\
 H_z &= B \omega \frac{m\pi}{a} y \cos \frac{m\pi}{a} x e^{j\omega t - \beta_{mn} z}
 \end{aligned} \right\}$$

La constante B solamente depende del voltaje de excitación.

Individualmente m y n pueden tomar valores entre  $0 \leq \infty$  pero refiriéndonos a las ecuaciones únicamente el modo  $TE_{00}$  no es posible de propagación

#### 4-4.a.- Frecuencia crítica.-

Se estableció que la propagación es posible cuando el factor  $\beta_{mn}$  es imaginario, por tanto para que exista propagación de cualquier modo  $TE_{mn}$  es necesario que

$$\omega^2 \mu \epsilon > \left( \frac{m\pi}{\lambda_0} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{y_0} \right)^2 \quad (4-5)$$

A partir de esta ecuación se define la frecuencia de corte o frecuencia crítica de una guía de onda como la frecuencia bajo la cual ningún modo puede propagarse en la guía de ondas.

$$\omega_{c mn} = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} \sqrt{\left( \frac{m\pi}{\lambda_0} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{y_0} \right)^2}$$

$$f_{c mn} = \frac{1}{2\sqrt{\mu \epsilon}} \sqrt{\left( \frac{m}{\lambda_0} \right)^2 + \left( \frac{n}{y_0} \right)^2} \quad (4-6)$$

Correspondiendo a una longitud de onda  $\lambda_{c mn}$

$$\lambda_{c mn} = \frac{2}{\sqrt{\left( \frac{m}{\lambda_0} \right)^2 + \left( \frac{n}{y_0} \right)^2}} \quad (4-7)$$

Introduciendo éste factor en la constante de propagación



$$\gamma_{mn} = \sqrt{\pi^2 \left[ \left( \frac{m}{\lambda_0} \right)^2 + \left( \frac{n}{y_0} \right)^2 \right] - 4\pi^2 f^2 \mu \epsilon}$$

de 4-6  $2fc\sqrt{\mu\epsilon} = \sqrt{\left(\frac{m}{\lambda_0}\right)^2 + \left(\frac{n}{y_0}\right)^2}$

$$\gamma_{mn} = \sqrt{\pi^2 4f_c^2 \mu \epsilon - 4\pi^2 f^2 \mu \epsilon}$$

$$\gamma_{mn} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \left( \left( \frac{f_c}{f} \right)^2 - 1 \right)} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left( \frac{f_c}{f} \right)^2 - 1} \quad (4-8)$$

En esta ecuación si  $f < f_c$  no hay propagación y en este caso el factor  $\gamma_{mn}$  representaría una cantidad real, la cual corresponde a una atenuación de la energía.

$$\gamma_{mn} = \alpha_{mn} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\left( \frac{f_c}{f} \right)^2 - 1} \quad (4-9)$$

si  $f > f_c$  en este caso el factor  $\gamma_{mn}$  una cantidad imaginaria y tenemos propagación.

$$\gamma_{mn} = j\beta = j \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left( \frac{f_c}{f} \right)^2} \quad (4-10)$$

Aplicando el concepto de velocidad de fase  $v_f$

$$v_f = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left( \frac{f_c}{f} \right)^2}} \quad (4-11)$$

La longitud de onda medida a lo largo de la guía de onda en la dirección  $z$ , es la distancia correspondiente a un cambio de fase de  $2\pi$  entonces:

$$\lambda_g = \frac{2\pi}{\omega/c \sqrt{1 - \left( \frac{f_c}{f} \right)^2}}$$

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_c} \right)^2}} \quad (4-12)$$

Hasta aquí hemos considerado las características principales de la propagación de ondas en una guía de ondas estableciendo las relaciones para el caso más general de propagación.

#### 4-4.b.- El Modo $TE_{10}$ .-

El modo más simple de propagación en una guía de ondas es el modo  $TE_{10}$ , presentando grandes ventajas para el calentamiento dieléctrico en un campo de propagación, estas ventajas son: la frecuencia de corte es dependiente de una sola de las dimensiones de la sección transversal, consecuentemente para una frecuencia dada esta dimensión puede ser lo suficientemente pequeña de tal forma que no haya propagación de otros modos que pueden excitarse por discontinuidades en la misma. Sin embargo esta reducción está limitada por la máxima intensidad de campo que puede resistir un dieléctrico debido a su rigidez dieléctrica.

La polarización del campo es fija, atravesando la guía de la cara superior a la inferior, de esta forma un dieléctrico colocado en su interior recibirá el campo normalmente.

Para una frecuencia dada la atenuación debida a las pérdidas en las paredes conductoras no es excesiva comparada con otros tipos de guías para propagación de modos superiores.

Debido a estas ventajas el modo  $TE_{10}$  es ampliamente usado en el calentamiento dieléctrico, por esta razón vamos a dar algunas de sus características más importantes.

Partiendo del desarrollo anterior podemos encontrar las características de propagación.

La distribución de los campos a partir de (4-4) nos da:

$$\begin{aligned}
 E_x &= 0 \\
 E_y &= B \frac{j\omega\mu}{\gamma_{10}^2 + \omega^2\mu\epsilon} \left(\frac{\pi}{x_0}\right) \cos \frac{\pi x}{x_0} e^{j\omega t - \gamma_{10} z} \\
 E_z &= 0 \\
 H_x &= B \frac{\gamma_{10}}{\gamma_{10}^2 + \omega^2\mu\epsilon} \left(\frac{\pi}{x_0}\right) \sin \frac{\pi x}{x_0} e^{j\omega t - \gamma_{10} z} \\
 H_y &= 0 \\
 H_z &= B \cos \frac{\pi x}{x_0} e^{j\omega t - \gamma_{10} z}
 \end{aligned} \tag{4-13}$$

La constante de propagación de (4-1)

$$\gamma_{10} = \sqrt{\left(\frac{\pi}{x_0}\right)^2 - \omega^2\mu\epsilon}$$

Reemplazando este valor en (4-13)

$$\begin{aligned}
 E_y &= j\omega\mu B \cos \frac{\pi x}{x_0} e^{j\omega t - \gamma_{10} z} \\
 H_x &= \sqrt{\left(\frac{\pi}{x_0}\right)^2 - \omega^2\mu\epsilon} B \sin \frac{\pi x}{x_0} e^{j\omega t - \gamma_{10} z} \\
 H_z &= B \cos \frac{\pi x}{x_0} e^{j\omega t - \gamma_{10} z}
 \end{aligned} \tag{4-14}$$

Si una guía de ondas rectangular Fig. 4-D es excitada por un acoplamiento capacitivo es posible la propagación de energía del tipo  $TE_{10}$  en la dirección  $z$  únicamente si la longitud  $x_0$  <sup>mayor de  $\lambda$</sup>  onda de la frecuencia de operación en el espacio libre.

$$x_0 > \frac{\lambda_0}{2}$$

efectivamente la frecuencia de corte para  $TE_{10}$  a partir de la

ecuación (4-6) es:

$$f_{c10} = \frac{1}{2\sqrt{\mu\epsilon}\chi_0} \quad (4-15)$$

Considerando que hay aire como dieléctrico en la guía  $c = \sqrt{\mu\epsilon}$

$$\lambda_{c10} = 2\chi_0 \quad (4-16)$$

Para obtener una distribución del campo eléctrico en la guía para el modo  $TE_{10}$ ,  $\chi_0$  no puede tener un valor grande cualquiera, debiendo estar comprendida en el rango

$\chi_0$  y  $\chi_0$  debe permanecer en un valor menor que  $\chi_0$ . Generalmente  $\chi_0 = \chi_0/2$ . Las configuraciones de campo para este modo se representan en la fig. 4-10

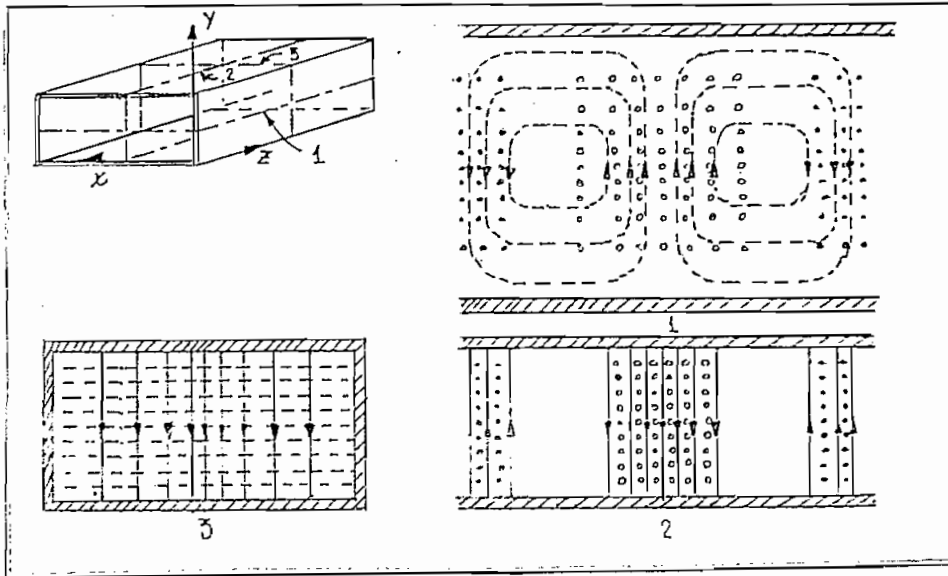


Fig. 4.10

La longitud de onda en la guía para el caso que haya aire en el interior de la guía podemos obtenerla a partir de (4-12)

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda_c)^2}} \quad (4-16)$$

Si el interior de la guía está llenado por un dieléctrico imperfecto, debido a que la longitud de onda en este medio es , la ecuación anterior se transforma en

$$\lambda_{g \text{ diel}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r} \sqrt{1 - (\frac{\lambda_0}{\lambda_c \sqrt{\epsilon_r}})^2}} \quad (4-17)$$

La velocidad de fase por tanto también se reducirá a

$$v_{f \text{ diel}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r} \sqrt{1 - (\frac{\lambda_0}{\lambda_c \sqrt{\epsilon_r}})^2}} \quad (4-18)$$

#### 4-4.c.- Impedancia y Acoplamiento.

La impedancia de la onda en el interior de la guía de ondas  $\frac{E_y}{H_x}$  sin considerar el dieléctrico:

$$\begin{aligned} Z_y = \frac{E_y}{H_x} &= \frac{j\omega\mu}{\sqrt{(\pi/\lambda_0)^2 - \omega^2\mu\epsilon}} \\ &= \frac{\omega\mu}{\omega\sqrt{\mu\epsilon}\sqrt{1 - \frac{\pi^2}{\lambda_0^2\omega^2\mu\epsilon}}} = \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}}{\sqrt{1 - (\frac{\lambda_0}{\lambda_c})^2}} \end{aligned}$$

$$Z_y = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - (\frac{\lambda_0}{\lambda_c})^2}} \quad (4-19)$$

Con el dieléctrico en el interior

$$Z_{\text{diel}} = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r} \sqrt{1 - (\lambda_0 / 2\lambda_0 \sqrt{\epsilon_r})^2}} \quad (4-20)$$

Para obtener la máxima conversión de energía en el dieléctrico que ocupa el interior de la guía de ondas en un sistema de calentamiento, debemos tratar de acoplar la impedancia característica de la onda  $\frac{E_y}{H_x}$  a la impedancia de la onda en el dieléctrico. De acuerdo con la ecuación anterior para un cierto material  $Z_{\text{diel}}$  es constante en cada punto de la sección transversal de una guía de ondas, y es dependiente del lado más grande de la guía de ondas. Si consideramos que las características del dieléctrico permanecen constantes durante todo el proceso de calentamiento.

En la realidad estas características varían con el aumento de temperatura presentando grandes problemas al acoplamiento, por esta razón es muy difícil llegar a la condición óptima por medios experimentales.

El problema fundamental del acoplamiento consiste en hacer el vector de campo eléctrico  $E_y$  tan grande como sea posible, pero sin llegar al voltaje de ruptura del dieléctrico.

#### 4-4.d.- Máxima intensidad de campo.-

El valor de la intensidad máxima de campo  $E_y$  para una guía de ondas rectangular, operando en el modo  $TE_{10}$ , puede encontrarse a partir de la potencia desarrollada en la sección transversal de la guía de ondas en un punto  $z$  determinado.

A partir de la ecuación (3-6) la potencia efectiva desarrollada en esta sección es

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\bar{E} \times \bar{H}^*) \quad \frac{\text{Watts}}{\text{m}^2} \quad (4-21)$$

para la fig. 4-11 la potencia disipada en la sección transversal mostrada para el punto  $z=0$  será

$$\int_s \operatorname{Re}(\bar{E} \times \bar{H}^*) d\bar{a} \quad \text{watts}$$

$$d\bar{a} = (da) \bar{e}; \quad da = dx dy$$

Los vectores E y H pueden ser representados por la suma de sus componentes en la dirección de cada uno de los ejes.

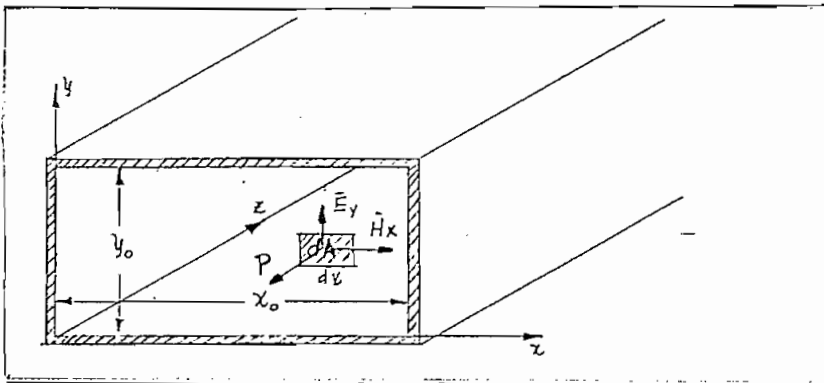


Fig. 4-11

$$\begin{aligned}\bar{E} &= E_x \bar{i} + E_y \bar{j} + E_z \bar{k} \\ \bar{H} &= H_x \bar{i} + H_y \bar{j} + H_z \bar{k} \\ \bar{H}^* &= H_x^* \bar{i} + H_y^* \bar{j} + H_z^* \bar{k}\end{aligned}$$

el producto vectorial  $(\bar{E} \times \bar{H}^*)$  nos da

$$\bar{E} \times \bar{H}^* = \begin{vmatrix} \bar{i} & \bar{j} & \bar{k} \\ E_x & E_y & E_z \\ H_x^* & H_y^* & H_z^* \end{vmatrix} = (E_y H_z^* - E_z H_y^*) \bar{i} + (E_z H_x^* - E_x H_z^*) \bar{j} + (E_x H_y^* - E_y H_x^*) \bar{k} \quad 4-22$$

anteriormente se vió que para el modo TE<sub>10</sub> que se propaga en una guía de ondas, sus componentes.

$E_x$ ;  $E_z$  y  $H_y$  son cero

introduciendo esto en (4-22)

$$(\bar{E} \times \bar{H}^*) = E_y H_z^* \bar{i} - E_y H_x^* \bar{k}$$

luego:

$$P = \int_S (E_y H_z^* \bar{i} - E_y H_x^* \bar{k}) \cdot d\bar{a} = - \int_S E_y H_x^* da$$

Si los valores de  $E_x$  y  $H_z$  corresponden al valor máximo, la potencia efectiva disipada será

$$P_{eff} = \frac{1}{2} \text{Re} \int_0^{x_0} \int_0^{y_0} E_y H_x^* dx dy$$

reemplazando los valores de  $E_x$  y  $H_z$  de las ecuaciones (4914)

$$P_{eff} = \frac{1}{2} \text{Re} \int_0^{x_0} \int_0^{y_0} \frac{E_{ymx}}{j\omega\mu} j \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - \left(\frac{\pi}{x_0}\right)^2} E_{ymx} \sin^2 \frac{\pi x}{x_0} dx dy$$



realizando la integración tenemos

$$P_{eff} = 6.63 \times 10^{-4} \kappa_0 \gamma_0 \frac{\lambda_0}{\lambda_g} E_{\gamma max}^2$$

de donde se puede obtener el valor de la máxima intensidad eléctrica.

$$E_{\gamma max} = \sqrt{\frac{P_{eff}}{6.63 \times 10^{-4} \kappa_0 \gamma_0 \frac{\lambda_0}{\lambda_g}}} = 38.8 \sqrt{\frac{P_{eff}}{\kappa_0 \gamma_0} \left( \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{2a} \right)^2} \right)^{1/2}}_{4-24}$$

de donde podemos concluir que para el acoplamiento de la guía de ondas a la fuente de energía con una potencia de salida determinada y para una cierta frecuencia, se pueden variar las dimensiones de la guía de ondas, teniendo en cuenta de no sobrepasar los límites establecidos para la propagación del modo TE<sub>10</sub>.

#### 4-4.e.- Atenuación.

En la realidad esta magnitud del campo eléctrico no permanece constante a lo largo de todo el sistema, sino que se atenúa a medida que avanza en él, debido a las pérdidas que presenta la guía de ondas.

Anteriormente se dijo que la constante de propagación de una onda electromagnética  $\gamma_{WH}$  es en general una cantidad compleja, cuya parte real  $\alpha_{WH}$  considera las pérdidas en la guía de ondas, las mismas que dan una atenuación a los componentes de intensidad de campo en la dirección de propagación, por tanto las magnitudes reales decrecen exponencial-

mente con una atenuación del tipo:

mente de acuerdo con una ecuación del tipo:

$$K = K_0 e^{-\alpha z}$$

donde  $z$  es la dirección de propagación.

La constante de atenuación <sup>( $\alpha$ )</sup> está compuesta por la atenuación longitudinal  $\alpha_l$  producida por las corrientes de pérdida en el material conductor (pérdidas de conducción) y la atenuación transversal  $\alpha_d$  que resulta por las pérdidas del dieléctrico presente en la guía de ondas, entonces

$$\alpha = \alpha_l + \alpha_d \quad (4-24)$$

Si se usan buenos conductores metálicos para las paredes de la guía, las pérdidas de conducción  $\alpha_l$  pueden despreciarse en una guía de ondas completamente llena por un dieléctrico. La atenuación transversal para el modo de operación TE<sub>10</sub> se puede calcular a partir de la ecuación (4-14) considerando en ella que el dieléctrico tiene pérdidas ó lo que es lo mismo, introduciendo el valor de la constante dieléctrica compleja en dicha ecuación.

$$\begin{aligned} \gamma_{10} &= \sqrt{\left(\frac{\pi}{\lambda_0}\right)^2 - \omega^2 \mu (\epsilon' - j\epsilon'')} \\ &= \sqrt{\left(\frac{\pi}{\lambda_0}\right)^2 - \omega^2 \mu \epsilon' + j\omega \mu \epsilon''} \\ &= \sqrt{\left[\left(\frac{\pi}{\lambda_0}\right)^2 - \omega^2 \mu \epsilon'\right] + j\omega^2 \mu \epsilon''} \end{aligned} \quad (4-25)$$

Introduciendo la ecuación de la frecuencia crítica para una guía de onda con dieléctrico.

$$\gamma_{10} = \sqrt{(\omega c \sqrt{\mu \epsilon'})^2 - \omega^2 \mu \epsilon + j \omega^2 \mu \epsilon''}$$

$$\gamma_{10} = \left[ \omega^2 \mu \epsilon \left( \frac{\omega c^2}{\omega} - 1 \right) \right]^{1/2} \left\{ 1 + j \frac{\omega^2 \mu \epsilon''}{\omega^2 \mu \epsilon' \left[ 1 - \left( \frac{\omega c}{\omega} \right)^2 \right]} \right\}^{1/2}$$

para que exista propagación  $\omega > \omega_c$  entonces:

$$j \left[ \omega^2 \mu \epsilon \left( 1 - \left( \frac{\omega c}{\omega} \right)^2 \right) \right]^{1/2} \left[ 1 - j \frac{\omega^2 \mu \epsilon''}{\omega^2 \mu \epsilon' \left[ 1 - \left( \frac{\omega c}{\omega} \right)^2 \right]} \right]^{1/2}$$

$$\approx \frac{\omega^2 \mu \epsilon''}{\omega^2 \mu \epsilon' \left[ 1 - \left( \frac{\omega c}{\omega} \right)^2 \right]} \ll 1$$

$$\left[ 1 - j \frac{\omega^2 \mu \epsilon''}{\omega^2 \mu \epsilon' \left[ 1 - \left( \frac{\omega c}{\omega} \right)^2 \right]} \right]^{1/2} \approx 1 - j \frac{\epsilon''}{2 \epsilon' \left[ 1 - \left( \frac{\omega c}{\omega} \right)^2 \right]}$$

(4-26)

$$\gamma_{10} = j \omega \sqrt{\mu \epsilon'} \sqrt{1 - \left( \frac{\omega c}{\omega} \right)^2} + \frac{\omega \sqrt{\mu \epsilon'} \epsilon''}{2 \epsilon' \sqrt{1 - \left( \frac{\omega c}{\omega} \right)^2}}$$

de donde

$$\alpha_{d10} = \frac{\omega \sqrt{\mu \epsilon'} \epsilon''}{2 \epsilon' \sqrt{1 - \left( \frac{\omega c}{\omega} \right)^2}}$$

(4-27)

se ve que la atenuación es directamente dependiente de las características del material, pero, como un dieléctrico cambia sus propiedades en el proceso de calentamiento, es muy difícil encontrar el valor de esta atenuación, por este medio; siendo más conveniente referirse a la potencia disipada en el dieléctrico.

Si la potencia de salida de un generador de micro ondas  $P_o$  se alimenta a una guía de ondas en  $z=0$ , debido a la atenuación presentada por el dieléctrico a una distancia  $z=l$  del punto de alimentación tendremos una potencia:

$$P_l = P_0 e^{-\alpha_d l} \quad (4-28)$$

de donde podemos obtener la constante de atenuación presentada por el dieléctrico:

$$\alpha_d = \frac{1}{2l} \ln \frac{P_0}{P_l} \quad (4-29)$$

y la potencia convertida en calor en el dieléctrico será:

$$P_{dcd} = P_0 \left(1 - \frac{P_l}{P_0}\right) \quad (4-30)$$

#### 4-5.- Sistemas de calentamiento dieléctrico.

Con este análisis hemos dado las características principales de la propagación de una onda electromagnética en una guía de ondas, y las variaciones que en ellas presenta un dieléctrico imperfecto cuando ésta llena su interior. Las ecuaciones encontradas se aplican luego al diseño de cámaras de calentamiento dieléctrico en campos propagantes.

La aplicación de guías de onda a sistemas de calentamiento dieléctrico proveen una diversidad de formas de cámaras así como de aplicaciones. Para dar una mayor claridad vamos a describir algunos sistemas de este tipo.

Uno de los sistemas más apropiados para aplicaciones de calentamiento cuando el dieléctrico puede presentarse en forma de hojas o láminas delgadas como papel, fibras textiles, tejidos, madera etc., se ilustra en la fig. 4.12

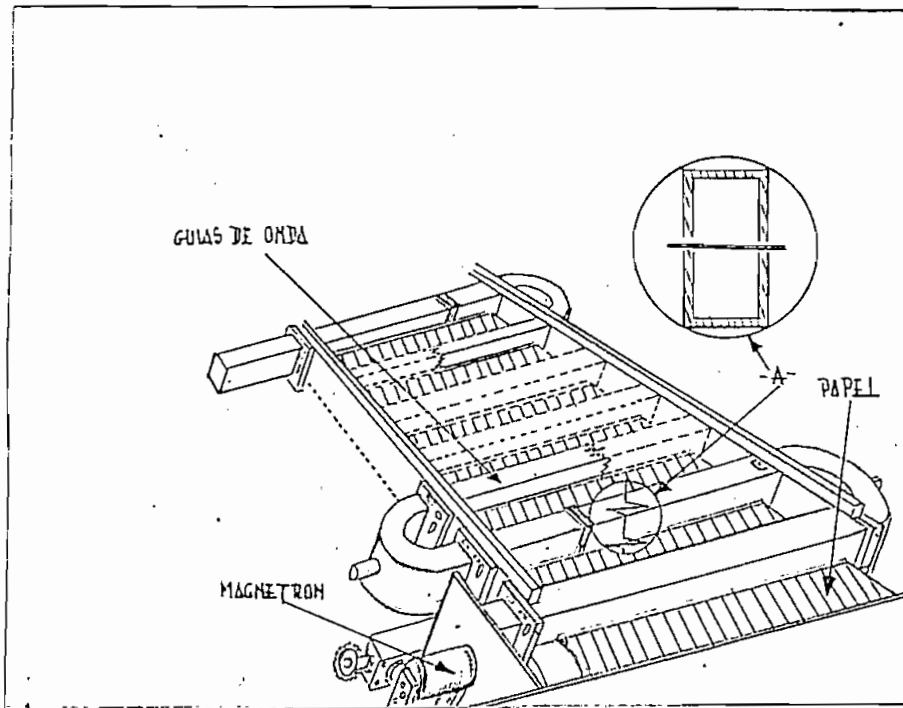


Fig. 4-12

El sistema consiste de algunas secciones de guías de onda montadas en serie por medio de arcos de acoplamiento, alimentadas en un extremo, por un magnetrón. Este sistema se puede aplicar en varios métodos prácticos para tratamientos de grandes longitudes de hojas de dieléctrico en procesos continuos.

Las hojas del dieléctrico en el sistema pasan a través de una ranura practicada a lo largo de un plano de simetría que está localizado justamente en la porción de máxima intensidad de campo eléctrico, ó sea en la mitad de la sección más ancha de la guía de onda. Corte a fig. 4-12.

Debido a que las corrientes de pared de la guía de onda circulan paralelamente a la ranura y como las hojas y la ranura son muy delgadas comparadas con el ancho de la guía no se irradia una apreciable cantidad de energía del sistema al exterior.

La fuente de energía del sistema constituida por un magnetrón se acopla al arreglo de guías de onda directamente a la entrada por medio de una punta de prueba (fig. 4-13)

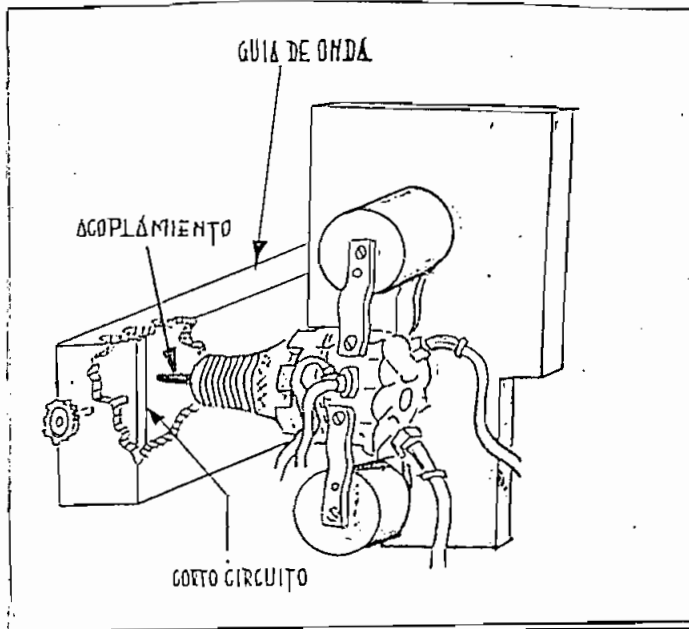


Fig. 4-13

el acoplamiento de las diferentes cargas se afecta por medio de un corto circuito ajustable y mediante variaciones de la profundidad de penetración de la punta de prueba en la guía, Obteniéndose con este sistema relaciones de ondas estacionarias entre 1 y 2 con una gran variedad de tipos de carga.

Para prevenir fuertes reflexiones sobre el magnetrón cuando el sistema está sin carga, la energía de micro ondas se absorbe en una terminación resistiva, colocada al final del sistema, y que puede estar constituida por un flujo continuo de agua Fig. 4-14

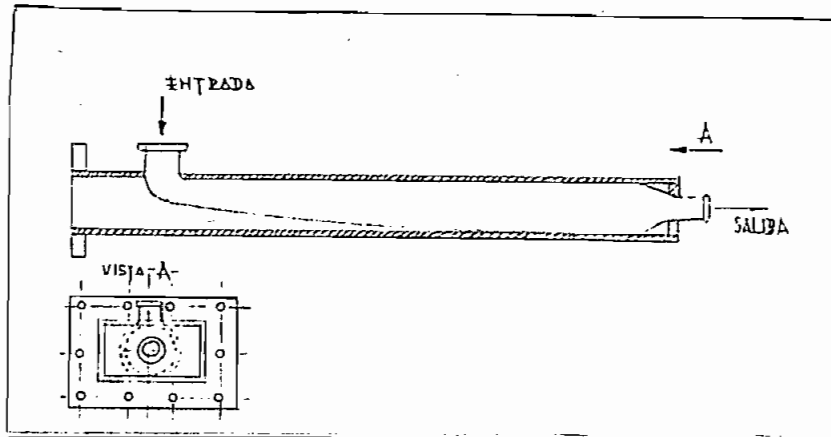


Fig. 4-14

Un sistema como el descrito se utiliza para, secado de papel engomado ó de tejidos, y presenta un gran número de ventajas comparado con los sistemas convencionales que operan con aire caliente, radiación infrarroja o rodillos.

El espacio requerido es mucho menos que el de aquellas instalaciones y puede ser agrandado fácilmente para incrementar

la producción; sin embargo, éste agrandamiento está limitado por la atenuación que presenta el dieléctrico a la propagación. El rendimiento combinado con los costos de mantenimiento es mucho mayor con éste sistema de micro ondas que con instalaciones similares.

Cabe indicar, que la velocidad de movimiento de la hoja de dieléctrico en el sistema, tiene marcada influencia en la disipación efectiva de la potencia de la carga, habiendo necesidad de determinar experimentalmente la condición que presenta los mejores resultados.

Una variación de este sistema para la aplicación de secado de madera se muestra en la fig. 4-15.

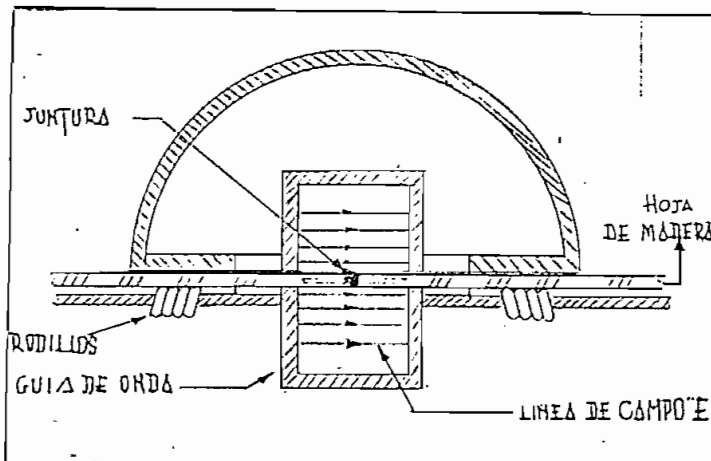


Fig. 4-15



Esta instalación se usa para ensamblaje de hojas de madera, el procedimiento es el siguiente: primero las hojas se encolan separadamente y luego pasan por una ranura en un arreglo de guías de onda similar al anterior, siendo presionadas lateralmente la una contra la otra. Al pasar la juntura engomada por el campo de micro ondas la cola, se endurece debido al efecto de calentamiento producido por el campo eléctrico presente. El sistema provee una rápida elevación de temperatura también como una distribución uniforme de la misma, cualidades muy difíciles de lograrse por otros métodos. El acoplamiento de cargas al sistema se realiza como en el sistema anterior.

Cuando el dieléctrico no es posible de presentarse en forma de hojas o láminas delgadas, sino más bien en forma de bloques pequeños o para dieléctricos líquidos o en polvo la aplicación de calentamiento se realiza haciendo circular el dieléctrico dentro de la guía de ondas, un sistema de este tipo se detalla en la Fig. 4-16.

Dependiendo de la forma en que se presenta el material se pueden encontrar dos variaciones, para el caso de dieléctricos en bloques éstos pueden situarse llenando total o parcialmente la guía de ondas y para el caso de líquidos o polvos se provee a la guía de ondas de un tubo interior de vidrio o de algún material dieléctrico de bajas pérdidas dentro del

cual circula el dieléctrico.

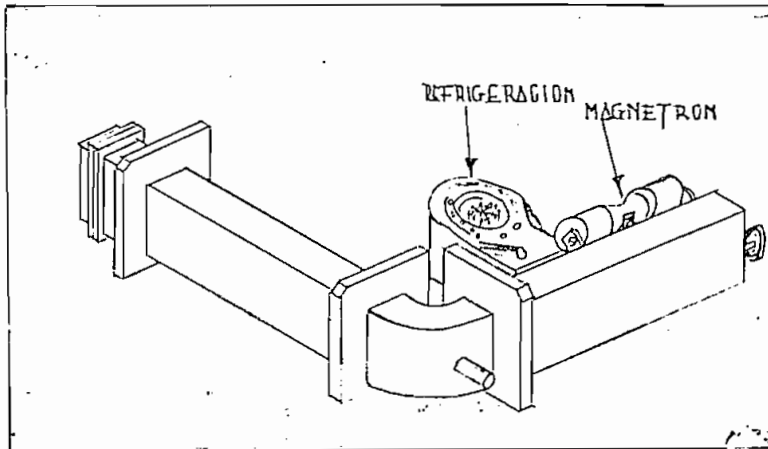


Fig. 4-16

Igual que en el caso anterior para proteger la fuente de energía cuando hay carga en el sistema se dispone de una terminación resistiva, que puede ser un flujo de agua como se vio anteriormente ó un material sólido de composición especial el cual absorbe la energía proveniente de la fuente en ausencia de carga.

Para procesos continuos en estos casos se tiene aberturas de la guía de ondas a la entrada y salida del sistema, en estos puntos se produce una alta radiación de energía electromagnética hacia el exterior, esta radiación puede suprimirse terminando el sistema con tubos o guías de onda que tengan

dimensiones muy alejadas de la longitud de onda crítica, por esta razón la energía se amortigua rápidamente, dando un medio muy efectivo para prevenir la radiación fuera del sistema.

El acoplamiento de carga se hace como en el caso anterior con algunas variaciones dependiendo de la constitución del sistema. Para el caso en el que el material está llenando parcial o totalmente la guía de ondas la distribución del campo eléctrico sobre el material no es uniforme, si el sistema opera con el modo  $TE_{10}$ , la porción de material al centro de la guía estará sometido a la máxima intensidad de campo, mientras que en los extremos ésta intensidad será mínima. Esta distribución del campo sobre el dieléctrico trae como consecuencia una distribución dispareja del calentamiento, siendo necesaria la utilización de métodos que provean una distribución uniforme de la temperatura en el dieléctrico.

Para mejorar la distribución del campo sobre el material se pueden aplicar tres métodos.<sup>16</sup> El primero consiste en dar un movimiento al material dentro de la guía, de forma que todos sus puntos estén alternativamente sometidos a todos los valores de intensidad de campo, el resultado obtenido es como si el material estaría estacionario, pero ahora los vectores del campo estarían circulando a través del material.

Una segunda forma para mejorar la distribución de calentamiento dentro de una guía de ondas es haciendo que en la

guía puedan propagarse varios modos y empleando cambiadores de fase en la excitación de cada uno de ellos.

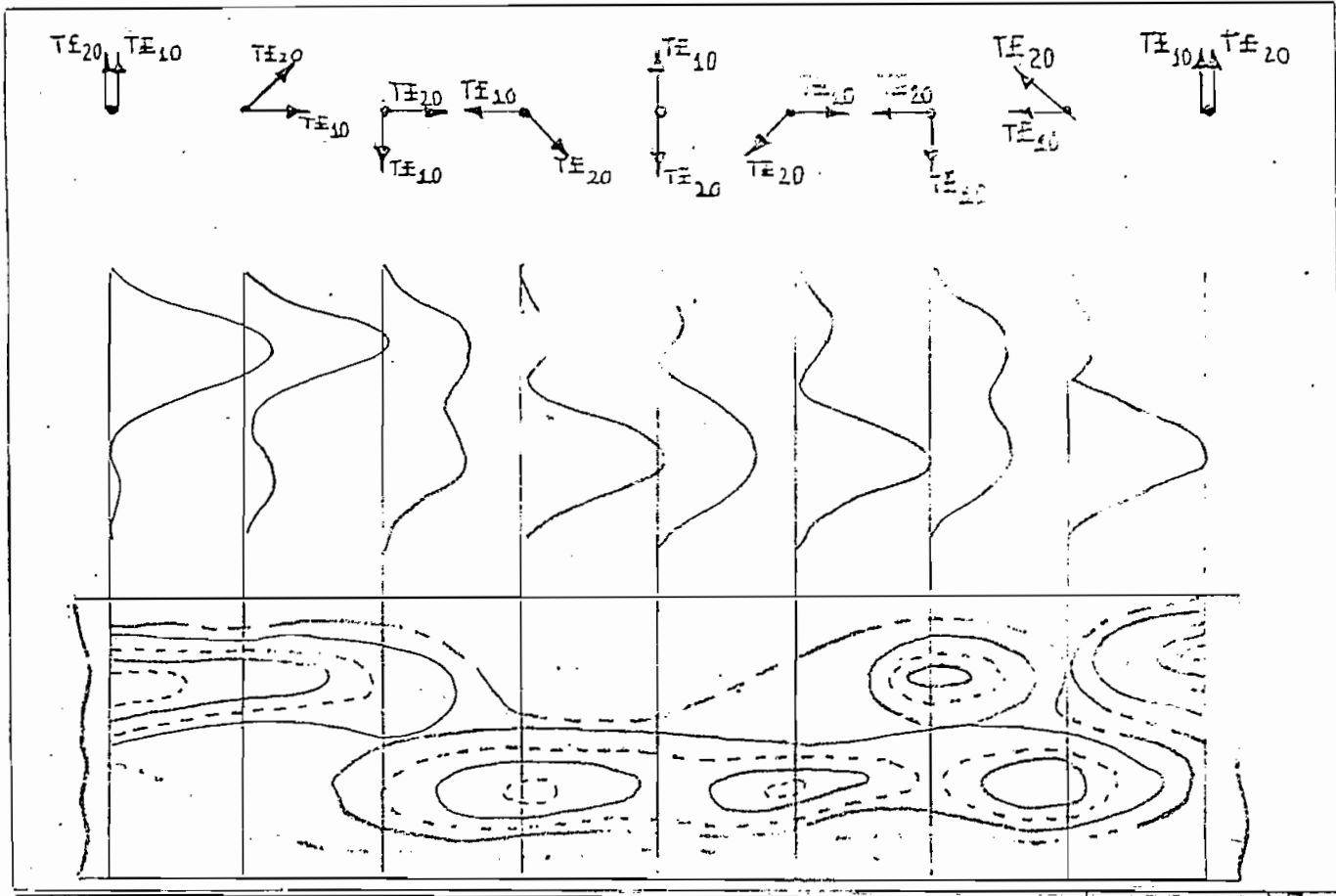


Fig. 4-17

La Fig. 4-17 muestra la distribución de calentamiento en una guía de onda que lleva los modos  $TE_{10}$  y  $TE_{01}$ , los vectores en la parte superior indican el tiempo relativo de fase entre los modos en planos perpendiculares a la dirección de propagación, la densidad de calentamiento en estos planos se muestra en la parte central y los contornos de igual densidad de calentamiento están detallados al pie. Mediante combinaciones de los dos sistemas descritos se puede llegar a obtener una mejor forma de distribución del calentamiento en el material.

La otra forma para distribuir uniformemente el calentamiento consiste en mover el elemento de acoplamiento de la energía al sistema, a través de la guía, éste movimiento causa una variación de la fase relativa de los varios modos presentándose configuraciones de calentamiento como en el caso anterior.

Todas estas soluciones producen configuraciones similares de calentamiento, pero debemos aclarar que de acuerdo a las características propias de cada material estas configuraciones varían de uno a otro, siendo posible llegar a las condiciones más favorables únicamente por experimentación.

#### 4-6.- Radiadores.-

Otros métodos de aplicación de calentamiento dieléctrico por medio de campos propagantes se obtienen por medio de antenas o radiadores de energía de micro ondas, que dirigen la

energía electromagnética sobre el material a tratarse. Existen una variedad de estos radiadores, como ejemplo vamos a describir una instalación que utiliza estos medios de propagación.

La instalación se la utiliza para descongelamiento y calentamiento de alimentos precocidos, y consiste de 5 elementos radiadores idénticos, Fig. 4-18'

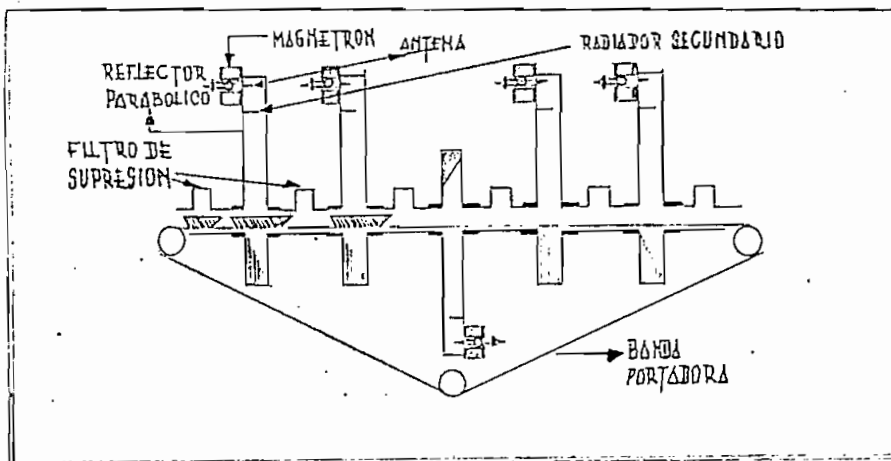


Fig. 4-18

El radiador Fig. 4-19 tiene un corte parabólico, la energía de micro ondas se acopla al sistema por medio de una punta de prueba en el punto focal del radiador.

El acoplamiento del sistema a la fuente se realiza mediante la variación de la profundidad de penetración de la punta de

acoplamiento, un buen nivel de acoplamiento se logra cuando la distancia entre la punta y el plano frente a ella es  $\frac{\lambda_0}{4}$ , la altura del radiador no debe ser mayor que  $\frac{\lambda_0}{2}$  para prevenir generación de modos indeseables, que pueden dar calentamiento desigual.

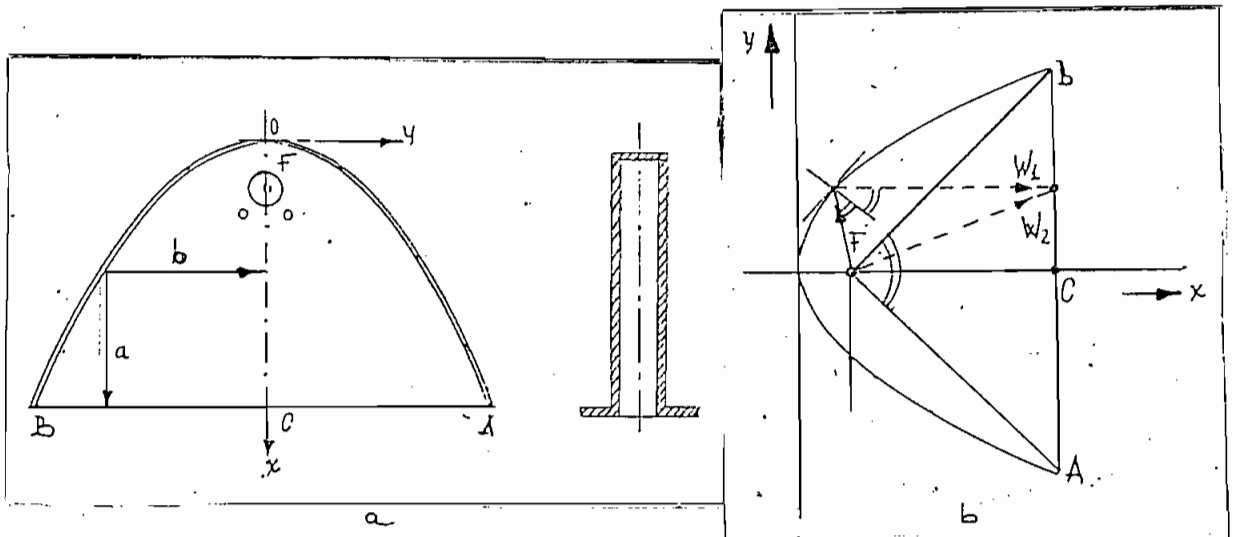


Fig. 4-19

En el diseño del radiador, el punto más importante es la obtención de una distribución uniforme de la energía a lo largo de la abertura, para una buena distribución el ángulo formado entre el punto focal de la parábola y los extremos de la misma debe ser de  $90^\circ$  o lo que es lo mismo la sección AB debe ser dos veces la sección FC Fig. 4-19 b, con esto se

consigue que una tercera parte de la energía alcance la abertura directamente y la restante porción por medio de reflexiones en el plano parabólico del radiador. Fig. 4-19b, de tal manera que los diferentes puntos de la abertura que tienen la superposición de dos ondas; la onda directa W1 y la onda W2 que se refleja en el plano parabólico, por consiguiente el campo de cada punto de la abertura será la suma de las dos.

La configuración del campo en la abertura del radiador se muestra por medio de línea llena de la Fig. 4-20.

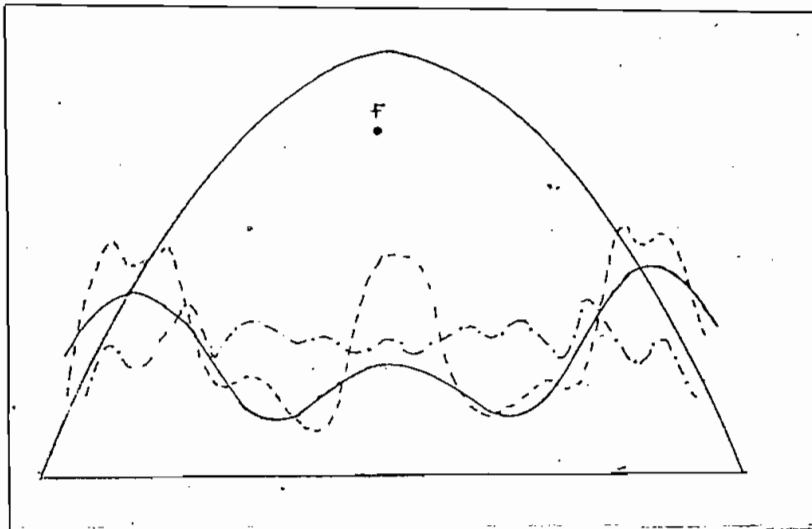


Fig. 4-20

La línea de puntos corresponde a la distribución real presente, la diferencia entre las dos curvas se debe a perturbaciones producidas por reflexiones en la punta de acoplamiento.



Se puede mejorar esta distribución del campo por medio de puntas de acoplamiento secundarias que actúan como radiadores parásitos, la posición de éstas es muy crítica y puede encontrarse únicamente por experimentación. La línea de puntos de la Fig. 4-20 da la distribución con estos radiadores secundarios.

Como en los casos vistos anteriormente hay necesidad de proteger la fuente de energía cuando el sistema está sin carga, para el efecto se colocan debajo del radiador Fig. 4-18 cargas resistivas que absorban la energía. Un tipo de éstas cargas resistivas se ilustra en la Fig. 4-21

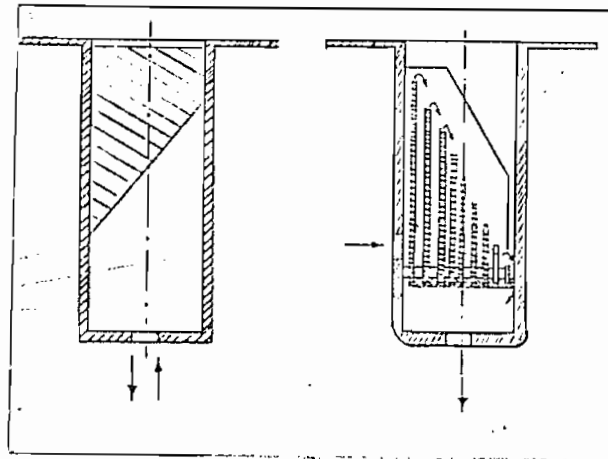


Fig. 4-21

Para prevenir radiación de la energía al exterior por los extremos de entrada y salida de carga en procesos conti

nuos, coloca una sección de guía de ondas en corto circuito, esta sección actúa como un filtro de bloqueo para la energía

Fig. 4.22

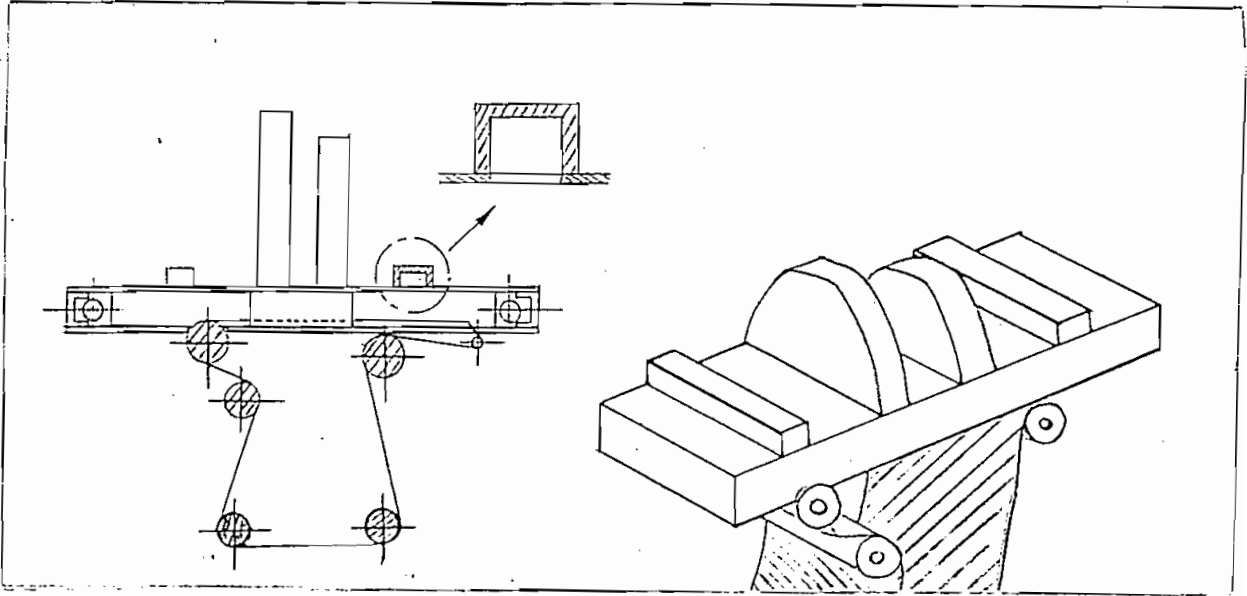


Fig. 4.22

Según el tipo de aplicación este sistema puede agrandarse por medio de combinaciones de varios radiadores como en la Fig. 4.18, donde los radiadores actúan independientemente y para prevenir posibles interacciones entre ellos se colocan filtros de bloqueo como el descrito, entre cada una de las secciones.

En la Fig. 4.23 se dan algunas variaciones de este tipo de radiador que presentan mejores ventajas debido a que se ha eliminado la excitación por medio de puntas de acoplamiento dando una mejor distribución del campo en la abertura.

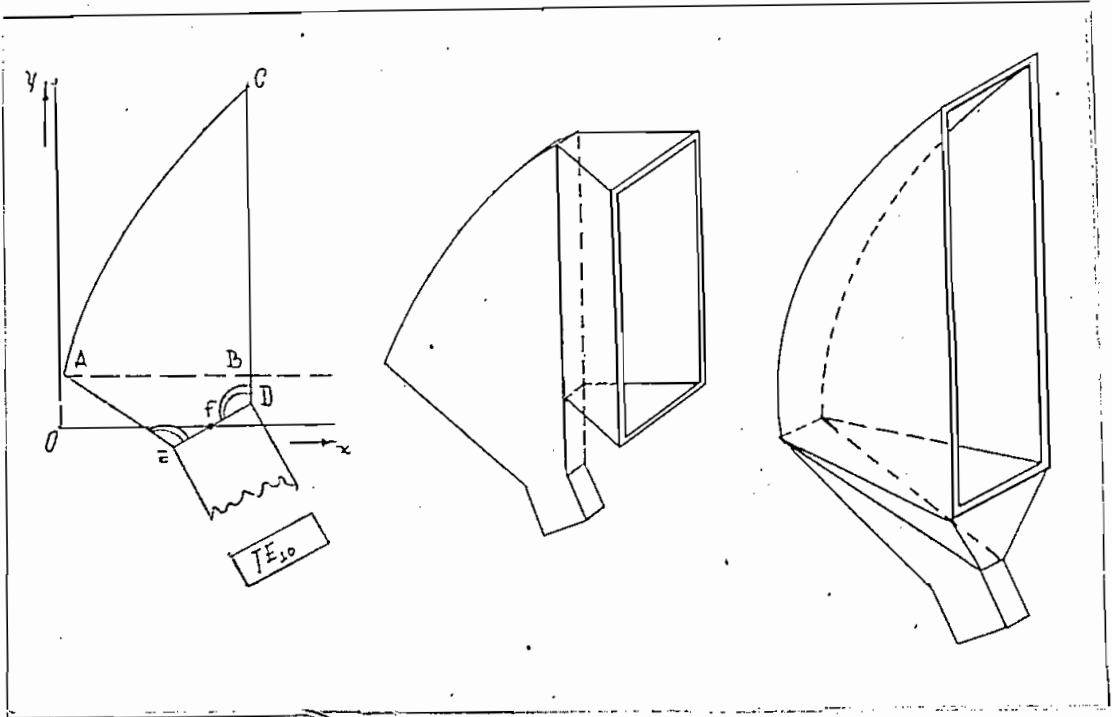


Fig 4.23

#### 4.7 Calentamiento en un campo estacionario.-

Para el tratamiento térmico con campos electromagnéticos estacionarios se adjudica la mayor importancia al calentamiento en una cavidad resonante completamente cerrada debido a que apantalla completamente el campo del exterior. Esto tiene singular importancia si consideramos los efectos que tienen las radiaciones electromagnéticas en el cuerpo humano, aspectos que se tratan en un capítulo separado. Esta forma de construcción de cámaras para calentamiento tiene un amplio rango de aplicación en hornos de micro ondas. Para estos dispositivos

la cavidad resonante rectangular es ampliamente usada porque satisface los diseños convencionales y sus aplicaciones. A partir de ésta se han desarrollado varias formas de cámaras de calefacción. Vamos a discutir las consideraciones que deben tomarse en cuenta sobre resonadores, procediendo antes que a la práctica a fundamentos concernientes al comportamiento de las cavidades resonantes. Debo indicar que al respecto no he encontrado literatura adecuada y suficiente.

#### 4.8 Cavidad resonante rectangular.-

Para comprender la producción de un campo de ondas estacionarias en una cavidad resonante se ha tomado como base el modo de propagación  $TE_{10}$  en una guía de ondas. Si esta está terminada por un plano conductor en  $z=0$  la onda se refleja en él produciendo un campo de ondas estacionarias por superposición de la onda que se propaga y la reflejada en el plano. Fig.

4.24

La intensidad de campo eléctrico, la cual decrece en valor; en la dirección de propagación debido al amortiguamiento que ofrece la guía, muestra un desplazamiento sinusoidal con valores máximos y mínimos a intervalos de  $\lambda/2$  de acuerdo a 4-16 .

La distribución de los valores máximos y mínimos está determinada por la posición de la pared transversal conductora en la cual la intensidad de campo eléctrico es cero. -

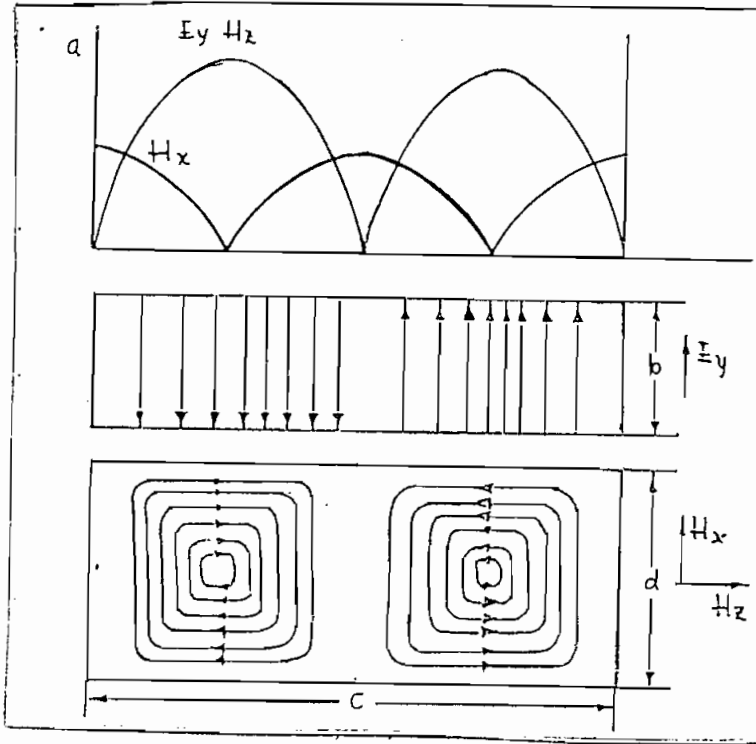


Fig. 4.24

El campo magnético está desplazado  $90^\circ$  respecto al campo eléctrico y describe una cosinusoides con su valor máximo en  $z=0$  y en  $Z = (2n+1)\frac{\lambda_g}{2}$ . Si colocamos una segunda pared transversal en la guía a una distancia,  $-n\frac{\lambda_g}{2}$  la condición no cambia si asumimos al elemento exento de pérdidas. El modo de propagación correrá hacia adelante y hacia atrás entre las dos paredes transversales de la guía de onda. La energía del campo estará oscilando entre el campo magnético y el campo eléctrico en un intervalo de cuarto de período. La distribución del campo en esta cavidad resonante rectangular se puede describir por medio de las siguientes expresiones.

$$E_y = E_0 \rho \cos \frac{\pi x}{x_0} \cos \frac{\pi z}{z_0}$$

$$H_x = -j \frac{E_0}{Z_g} \frac{\lambda_0}{2z_0} \rho \cos \frac{\pi x}{x_0} \cos \frac{\pi z}{z_0} \quad (4-31)$$

$$H_z = j \frac{E_0}{Z_g} \frac{\lambda_0}{2x_0} \cos \frac{\pi x}{x_0} \sin \frac{\pi z}{z_0}$$

Las líneas de campo eléctrico van de la pared superior a la inferior siendo en las paredes laterales cero. Las líneas de campo magnético contornean a las líneas de campo eléctrico, en el plano  $xz$ . Con una pared conductora transversal a una distancia  $x_0 = \lambda_g/2$  aparece una distribución de campo del modo TE de resonancia. El último subíndice da el número de veces que existe un máximo de campo magnético. En la dirección  $z$  ó lo que es lo mismo cuantas veces  $\lambda_g/2$  está contenida en  $z_0$ .

En general si consideramos el modo de propagación  $TE_{10}$  en una guía de onda rectangular en la cual tenemos  $p$  medias longitudes de onda en la dirección  $z$ , ocurrirá el modo de resonancia  $TE_{mnp}$ . La longitud de onda de la frecuencia de resonancia estará dada por.

$$\lambda_R = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{x_0}\right)^2 + \left(\frac{p}{z_0}\right)^2}} \quad (4-30)$$

De lo anterior podemos deducir que en una cavidad resonante rectangular se producirán las siguientes distribuciones de campo cuando está en resonancia.<sup>17</sup>

mientras otras partes del cuerpo pueden ser calentadas escasa-  
mente.

Un método establecido para obtener distribución de campo uniforme es hacer a ésta lo más grande posible. Se escogen entonces los lados con una longitud tal que se puedan obtener el mayor número de resonancias con una carga pequeña.

En muchos casos sin embargo, se puede fijar el tamaño del espacio, en este caso para obtener uniformidad de distribución de campo se aplican dentro de la cavidad perturbaciones móviles ó fijas en forma de protuberancias irregulares o reflectores rotatorios para producir tantas resonancias como sean posibles, en la cámara. Acoplamientos de excitación dobles ó múltiples tienen el mismo efecto. En el caso de usar estos acoplamientos múltiples deben ser montados en una pared común.

De acuerdo a 4-16 un dieléctrico cambia las formas de resonancia de una cavidad, lo que demuestra que la excitación del mayor número posible de resonancias puede conseguirse únicamente por experimentación.

#### 4.9 Frecuencia de resonancia.-

Una cavidad resonante rectangular sin carga con dimensiones  $X_0$  ,  $Y_0$ ,  $Z_0$  alcanza la frecuencia de resonancia.

$$f_R = \frac{c}{\lambda_R} = \left[ \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{X_0}\right)^2 + \left(\frac{n}{Y_0}\right)^2 + \left(\frac{p}{Z_0}\right)^2} \right]$$

$$f_R = \sqrt{\left(\frac{m c}{2 \nu_0}\right)^2 + \left(\frac{n c}{2 \gamma_0}\right)^2 + \left(\frac{p c}{2 z_0}\right)^2} \quad (4-34)$$

donde m,n,p, pueden ser 0, 1, 2, 3, 4,.....y c la velocidad de la luz.

En notación vectorial esta ecuación representaría la longitud de un vector espacial.

$$\vec{a} = a_x \vec{i} + a_y \vec{j} + a_z \vec{k} \quad (4-35)$$

cuya magnitud es

$$a = |\vec{a}| = \sqrt{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2} \quad (4-36)$$

donde los términos  $a_x$ ,  $a_y$ ,  $a_z$ , bajo el radical son las componentes del vector proyectadas sobre los ejes x,y,z,...

comparando con(4-34) tenemos:

$$a_x = \frac{c}{\nu_0} ; a_y = \frac{c}{\gamma_0} \quad a_z = \frac{c}{z_0}$$

De esto podemos concluir que la frecuencia de resonancia de una cavidad puede representarse por un vector espacial, cuya magnitud según (4-36) da el valor de la frecuencia de resonancia, y su dirección, la dirección de propagación de la onda. Toda frecuencia posible de resonancia corresponde en la cavidad a vértices de prismas rectangulares como se ve en la



Fig. 4.25

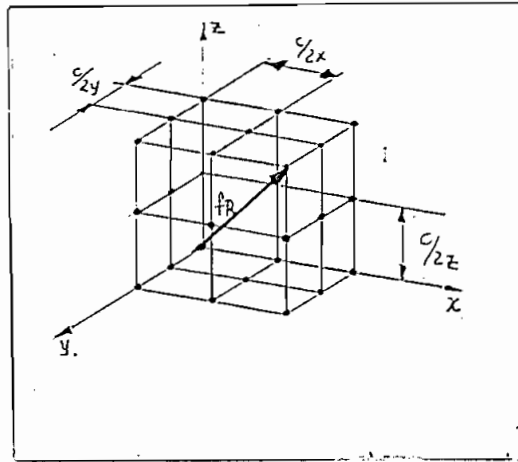


Fig. 4.25

#### 4.10 Estimación del factor de mérito (Q) de una cavidad para calentamiento de micro ondas.-

La estimación del Q de una cavidad cargada para empleo en un horno de micro ondas es importante para determinar la impedancia de entrada en función de la frecuencia.

La potencia suplida a la cavidad se disipa en las pérdidas de conducción de las paredes, en el sistema de alimentación y acoplamiento, en la puerta de cierre y en la carga. Normalmente del 10% al #30% de la energía se absorbe fuera de la carga.

Las pérdidas asociadas con la carga se pueden determinar analíticamente para cargas definidas matemáticamente, pero, con gran dificultad. En cambio las otras pérdidas mencionadas son casi imposibles de encontrarse haciendo el problema de estimación de disipación de energía en el interior de la cavidad extremadamente dificultoso, sin embargo, al igual que para una carga irregular se hacen aproximaciones que si bien están sujetadas a errores más o menos considerables, se usan en la predicción del factor de mérito.

Método aproximado.- Puesto que el volumen sobre el cual se integran la energía, y las pérdidas es el mismo. Sin tomar en cuenta los contornos, para un dieléctrico de cualquier forma y para todas las configuraciones de campo, el  $Q$ , del dieléctrico es

$$Q_D = \frac{1}{\tan \delta} \quad (4-35)$$

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

Suponiendo este valor constante se determina la división de la energía entre la carga y la región vacía de la cavidad, considerando los siguientes casos: Fig. 4-26 Los campos en

el dieléctrico en la Fig. 4.26a son los mismos como los que existen fuera de él, entonces la densidad del campo dentro del dieléctrico es  $\epsilon$  veces que la de afuera de la cavidad. Cuando los campos se orientan como en la Fig. 4.26b, la densidad de campo fuera del dieléctrico es  $\epsilon$  veces que la que hay dentro del mismo. Si se coloca un pequeño volumen de dieléctrico  $\Delta V$  dentro de la cavidad, como se muestra en la Fig. 4.26c, el campo

interior es aproximadamente igual al exterior, entonces un dieléctrico en la cavidad dentro de los límites de aproximación da un  $Q$  a la cavidad de .

$$Q = \frac{V}{\Delta V \epsilon_0 \delta}$$

(4-36)

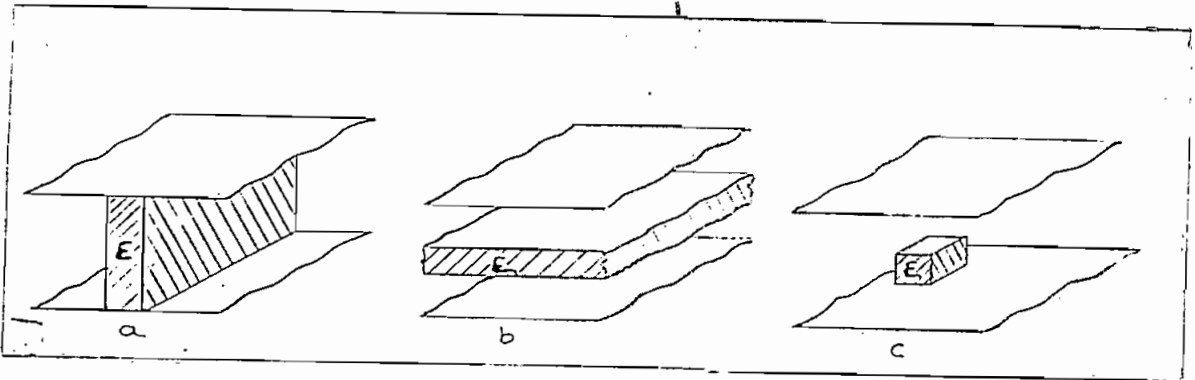


Fig. 4.26

#### 4.11 Sistemas de acoplamiento.-

La forma más común de acoplamiento para hornos de micro ondas con acoplamiento simple se muestra en la Fig. 4.27

En el sistema la onda electromagnética proveniente del magnetrón se alimenta por medio de una punta de acoplamiento a la guía de onda rectangular en la cual puede propagarse energía del modo  $TE_{10}$  . La guía de ondas está cerrada en un

terminal por medio de un corto circuito ajustable. Este componente de corto circuito transfiere al plano de acoplamiento de la cavidad una impedancia en paralelo, la cual puede ser ajustada para dar el mayor acoplamiento entre la cavidad y el magnetrón.

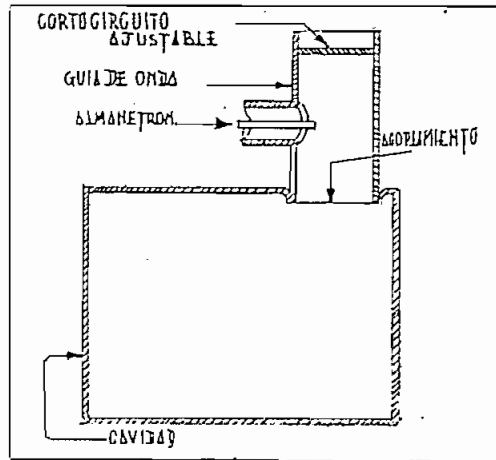


Fig. 4.27

Con esta forma de acoplamiento se tiene dentro de la cavidad una distribución del campo similar a la mostrada en la fig. 4.24. Debido a este campo, la distribución de temperatura en el dieléctrico sometido a calentamiento presentará una forma irregular; para mejorar esta distribución de temperatura en el material se recurre a diferentes sistemas que den una configuración uniforme de los campos excitados dentro de la cavidad.

Una de las soluciones presentadas para mejorar la distribución del campo y por tanto de la temperatura es colocar una placa móvil frente a la ventana de acoplamiento de la guía de ondas a la cavidad Fig. 4.28. Esta placa está provista de un movimiento rotatorio cuya función es variar la configuración del campo. Estos elementos de excitación llamados reflectores móviles se acoplan en tal forma a la ventana de acoplamiento de modo que las reflexiones que causan sobre el magnetrón sean lo más pequeñas posibles. Ranuras practicadas en la placa mejoran la distribución del campo y producen reflexiones despreciables.

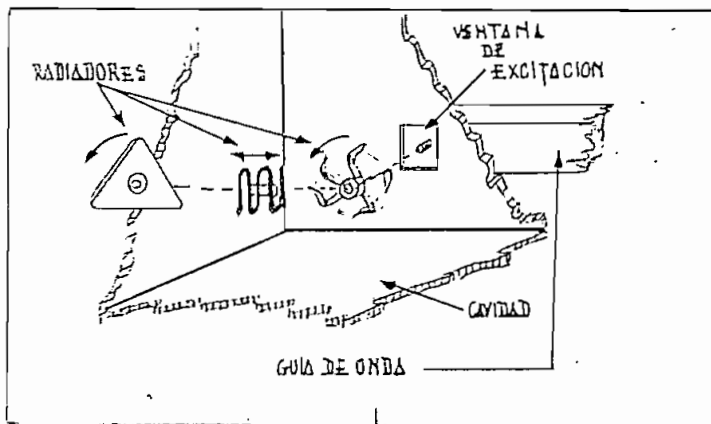


Fig. 4.28

Hay numerosas variaciones del sistema de acoplamiento con reflectores móviles, los cuales trabajan sobre el principio de variación continua de las condiciones de contorno momentáneas de la cavidad para excitar el mayor número posible de formas de resonancia. Estos reflectores son usualmente arreglados frente a las ventanas de acoplamiento y consisten de discos giratorios ó de vibración en forma de rejillas o placas que son movidos perpendicularmente a la ventana. El reflector debe permanecer bajo el límite prescrito de reflexión en cualquier posición de tal forma que el magnetrón no pueda dar saltos de frecuencia.

En la fig. 4.29 se indica como éstos elementos de acoplamiento influyen en la distribución del campo en planos paralelos dentro de la cavidad.

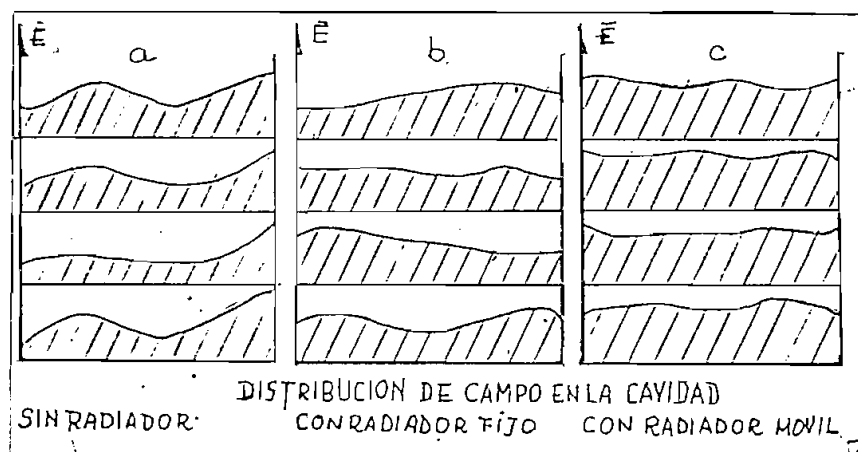


Fig. 4.29

Otra forma de conseguir una distribución adecuada del campo dentro de la cavidad es usando acoplamientos dobles ó múltiples.

#### 4.12 Aplicaciones.-

A continuación se describe dos sistemas de aplicación para calentamiento dieléctrico con micro ondas en campos estacionarios. Fig. 4.30

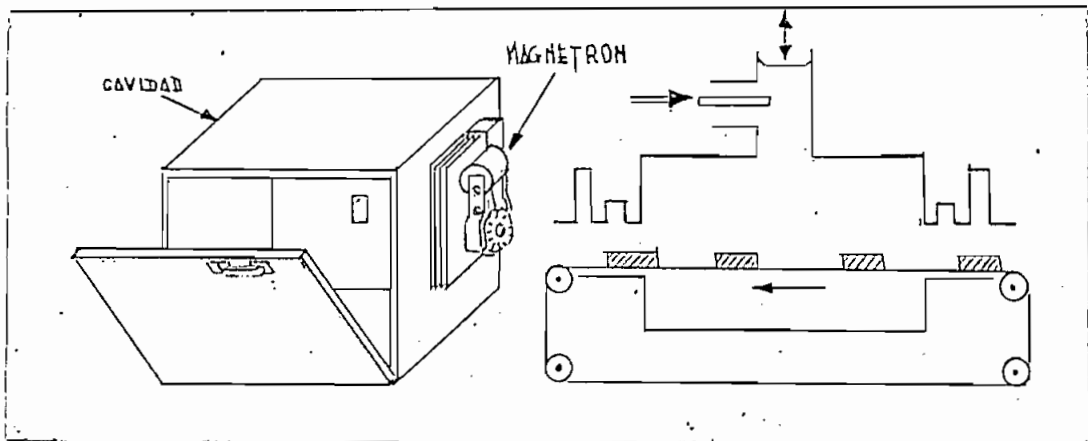


Fig. 4.30

El primer sistema Fig. 4.30a esta constituida por una cavidad resonante completamente cerrada, cuya excitación se realiza por medio de una ventana de acoplamiento situada en su cara posterior, la misma que se comunica a la fuente de energía por medio de una guía de ondas. Para obtener una distribución adecuada del campo electromagnético en el interior

de la cavidad se utiliza los acoplamientos expuestos en la sección 4.11.

Para tener acceso al interior de la cámara de calentamiento se provee a la misma de una puerta formada por uno de los lados de la cavidad, generalmente el opuesto al de excitación. Los dispositivos de esta naturaleza se conocen con el nombre común de hornos de micro ondas.

Las puertas para estos hornos deben sellar completamente la energía de micro ondas para que no se produzcan radiaciones de la misma hacia el exterior.

Estos hornos son ampliamente utilizados en laboratorios para pruebas experimentales en pequeñas muestras de material, y además en uso doméstico para cocer y calentar alimentos.

Para procesos de calentamiento continuo en grandes cantidades de material se usa el sistema de la fig. 4.30b, éste sistema contrasta a los sistemas de los procesos continuos con guías de ondas, no necesitan una carga de protección estando en posibilidad de entregar toda su potencia, sin necesidad de apagarlo cuando trabaja sin carga.

El acoplamiento de la energía de micro ondas se realiza como en el sistema anterior. La dificultad que presentan estos sistemas radica en la necesaria supresión de la energía que puede radiarse hacia el exterior por las aberturas de alimentación.



En general, esta radiación se bloquea por medio de filtros de reactancia, los cuales deben proveer un alto desacoplamiento a la frecuencia de trabajo y no deben absorber energía del sistema. Se usan también filtros de amortiguamiento, los cuales en cambio absorben energía.

Un sistema efectivo para reducir considerablemente la radiación, consiste en combinaciones de los dos tipos de filtros descritos, en estos arreglos el filtro de amortiguamiento absorbe y elimina la energía escapada del filtro de reactancia, radiándose al exterior mínimas cantidades de energía.

La Fig. 4.31 muestra la disposición de estas combinaciones con varias formas de filtro de amortiguamiento.

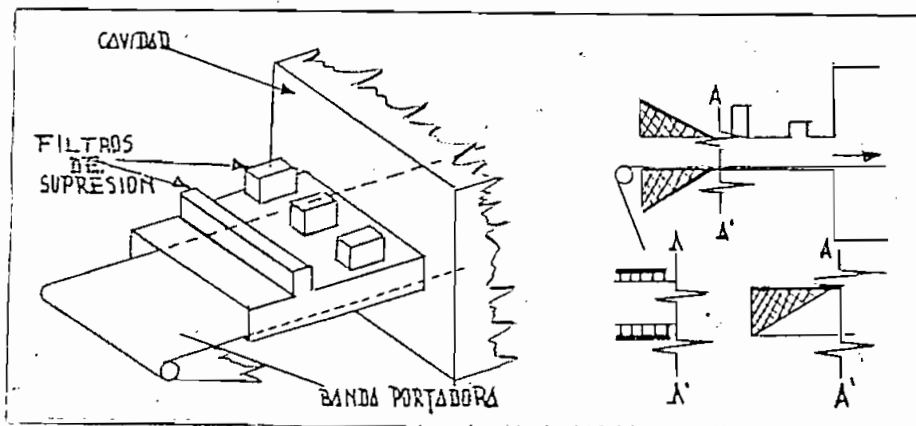


Fig. 4.31

CAPITULO QUINTO

PRUEBAS EXPERIMENTALES EN UN HOR-  
NO DE MICRO ONDAS

Con la finalidad de probar parte de la teoría expuesta en las secciones anteriores, sobre el calentamiento dieléctrico y especialmente del calentamiento dieléctrico por microondas en campos estacionarios, se ha construido un horno de microondas en el cual se han realizado diferentes pruebas.

Fue posible construir este horno, gracias a la decidida ayuda prestada por las autoridades de la Escuela Politécnica Nacional, quienes por medio de las gestiones realizadas por el Dr. Dag Hartman, experto de UNESCO en la fábrica Husqvarna en Suecia, compraron un magnetrón, una cavidad resonante, y dos transformadores; con éstos elementos más otros que encontré disponibles en los Laboratorios de Electrónica de la Escuela Politécnica y algunos que tuve necesidad de importar del exterior, fue posible construir un sistema para calentamiento con microondas, que opera con una frecuencia de 2.450 Mc/s, el mismo que según los resultados obtenidos y que se detallan más adelante servirá para aplicaciones e investigaciones en los diferentes Laboratorios de la Escuela Politécnica.

El montaje del sistema se ilustra en la Fig. 5.1 y las partes esenciales del mismo se pueden ver en el diagrama de bloques presentado en la Fig. 5.2

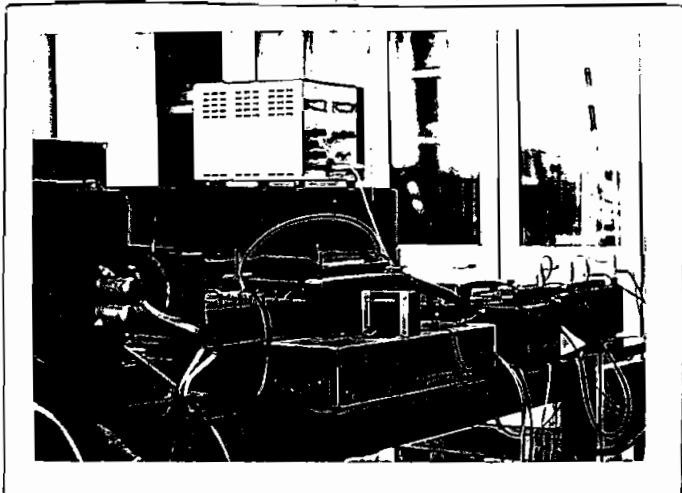
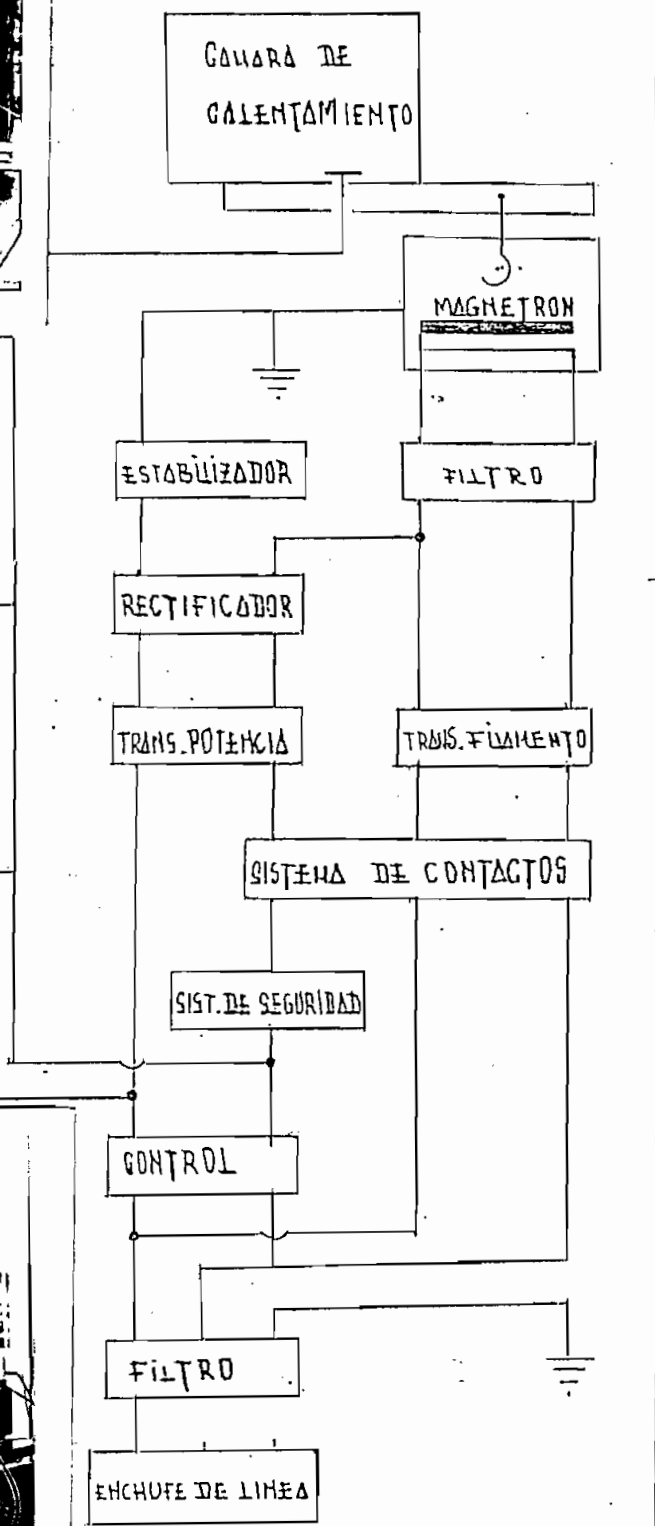
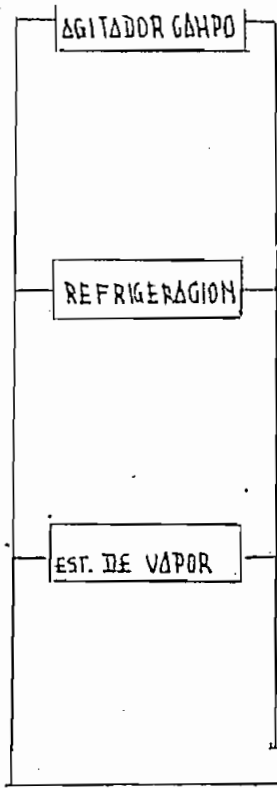


Fig 5.1 — Fig 5.2

### 5.1 Estimación experimental de la potencia radiada y del rendimiento del sistema.-

Debido a la frecuencia del trabajo del sistema; no fue posible conseguir equipo apropiado para la medición exacta de la potencia entregada por el mismo, razón por la cual se ideó un sistema por medio del cual se puede tener una idea aproximada partiendo de los efectos obtenidos en procesos de calentamiento de varios materiales.

#### 5.1a Procedimiento.-

El sistema de medición consiste en tomar la diferencia de temperatura que experimenta un material cuando se aplica energía de micro ondas en un determinado tiempo. Aunque la medición de la temperatura alcanzada por el material en el horno de micro ondas es extremadamente difícil, debido a que el calentamiento se opera dentro del material y que cualquier elemento colocado en el interior de la cámara puede absorber, reflejar o transmitir la energía, esto implica que el elemento detector de temperatura no deba presentar ninguna interferencia al campo de tal forma que se puede medir la temperatura correcta.

Los termómetros de líquidos no son aconsejables, porque el líquido absorbe energía y experimenta un calentamiento propio que no tiene ninguna relación con la temperatura que se desea medir; los termómetros de mercurio en cambio, reflejan

la energía de micro ondas, presentando perturbaciones en la distribución del campo electromagnético dentro de la cavidad.

El sistema que ofreció mejores resultados, fue usando una termocupla, pues, con este elemento fue posible realizar las mediciones durante el proceso de calentamiento. Si bien presentó grandes dificultades al principio, éstas pudieron obviarse en gran parte después de realizar varias pruebas.

El procedimiento mismo consiste en llevar los alambres que componen la termo-cupla, en lo posible, pegadas a las paredes de la cavidad hasta el sitio de medida y luego formando un ángulo recto respecto a éstos, se introduce en el material a medirse. En los experimentos se utilizó agua, ya que ésta presenta facilidades en la medida. Se debe indicar que el recipiente en el cual se coloca el agua, debe ser de material dieléctrico con bajas pérdidas; de tal forma que el calor se desarrolle más en el agua que en éste. El material más aconsejado es el teflón, pero, como no fue posible conseguir recipientes de este material, se utilizaron cubetas de plástico cuyo volumen era muy inferior al de agua de modo que el calor desarrollado en éstos sea despreciable.

Una vez introducida la termo-cupla en el líquido, sus terminales se conectarán a la entrada de un grafizador, y de las curvas de respuesta del mismo se obtuvieron los datos

para los cálculos consiguientes.

En la figura 5.3 se detalla el sistema de medición

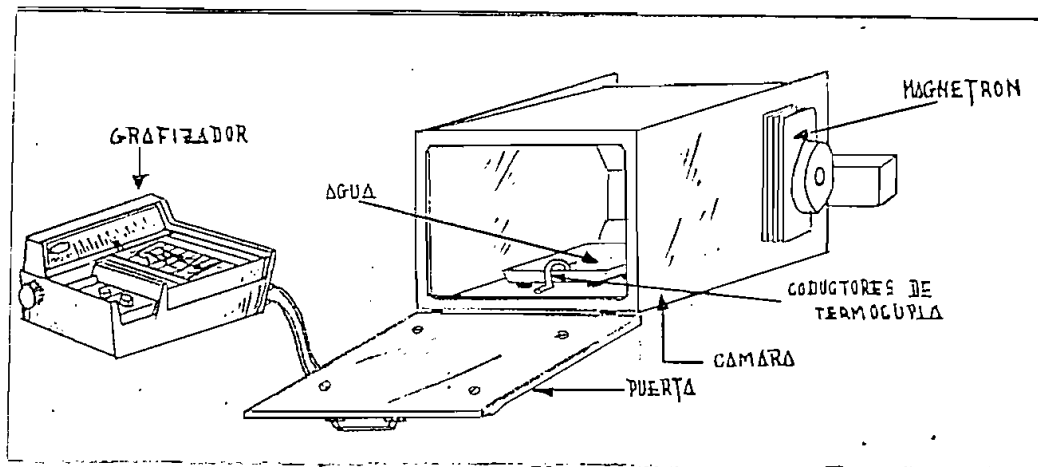


Fig. 5.3

Las curvas obtenidas en esta prueba se dan en la figura 5.4. - Y la referencia de temperatura de la termo-cupla es de  $0.4 \text{ mV}/^{\circ}\text{C}$  y cada división corresponde a cero  $0.1 \text{ mV}$ .

El análisis de éstas curvas proporciona una aclaración útil sobre el comportamiento de la termo-cupla tanto como transductor térmico, como elementos susceptible de sufrir variaciones por acción de campos electromagnéticos.



Fig. 5.4



En todas las curvas se distinguen claramente tres secciones Fig. 5.4b. La primera sección muestra la variación de temperatura que experimenta la termo-cupla debida a corrientes inducidas en sus componentes, por acción de los campos presentes en la cavidad, las mismas que producen un rápido calentamiento de la junta, siendo en la generalidad de los casos superiores a los del material en prueba. Esta sección es muy variable y depende exclusivamente de la localización de la termo-cupla en la cámara.

La segunda sección muestra en su primera parte, la disminución de la temperatura alcanzada por la termo-cupla por acción del campo presente; luego, se ven las variaciones que se presentan en el material por una agitación forzada, indispensable para alcanzar en el menor tiempo una temperatura uniforme en todo el material.

El propósito de conseguir esta uniformidad térmica tiene dos finalidades: La primera, obtener la temperatura media alcanzada por el material durante el proceso de calentamiento, y la segunda, para disminuir las pérdidas de calor presentes por radiación, convección y conducción del material hacia el medio circundante.

La tercera sección muestra la temperatura media alcanzada con caracteres estables.

De estas curvas se obtienen los datos expresados en la tabla 5.1

| CANTIDAD DE AGUA |    | TIEMPO DE CALENTAMIENTO |     | $\Delta t$ °C |
|------------------|----|-------------------------|-----|---------------|
| 500              | cm | 18                      | seg | 8,40          |
| 1.000            | "  | 18                      | "   | 4,15          |
| 1.500            | "  | 18                      | "   | 2,55          |
| 2.000            | "  | 36                      | "   | 3,55          |
| 2.500            | "  | 60                      | "   | 4,50          |
| 3.000            | "  | 60                      | "   | 2,75          |
| 4.000            | "  | 60                      | "   | 2,00          |

Tabla 5.1

Con éstos datos y aplicando la fórmula 3-38, calculamos la potencia térmica absorbida por el agua, tomando como calor específica de la misma, la unidad. Los resultados de estos cálculos, conjuntamente con los datos de potencia de entrada y rendimiento, se presentan en la tabla 5.2.

Los datos de potencia térmica, representan la potencia de micro ondas convertida en calor, sin considerar las pérdidas propias del sistema explicadas en la sección 4-10.

Asumiendo un valor del 20% para éstas, podemos encontrar la

potencia total dada por el generador de micro onda.

T A B L A 5 - 2

| A L I M E N T A C I O N |           |          | SISTEMA D' MICRO ONDAS |             |  |
|-------------------------|-----------|----------|------------------------|-------------|--|
| Voltaje                 | Corriente | Potencia | POTENCIA TERMICA       | RENDIMIENTO |  |
| 200 V                   | 7.00 A    | 1.400 W  | 975 W                  | 70 %        |  |
| 200 V                   | 7.00 A    | 1.400 W  | 938 W                  | 67 %        |  |
| 200 V                   | 7.05 A    | 1.420 W  | 887 W                  | 63 %        |  |
| 200 V                   | 7,05 A    | 1.420 W  | 820 W                  | 59 %        |  |
| 200 V                   | 7,10 A    | 1.420 W  | 785 W                  | 56 %        |  |
| 200 V                   | 7,15 A    | 1.430 W  | 782 W                  | 55 %        |  |
| 200 V                   | 7,15 A    | 1.430 W  | 763 W                  | 54 %        |  |

Tabla 5.2

Por ejemplo tomando el primer valor de la potencia térmica obtenida experimentalmente y si éste representa sólo el un 80% de la potencia dada por el magnetron, la potencia total de trabajo de éste será de 1.220 Watts. Según las especificaciones, la potencia máxima que puede dar el magnetron utilizado es de 1.300 Watts; lo que indica que el sistema está trabajando satisfactoriamente.

Relacionando la potencia térmica relacionada en el agua, con la potencia de entrada del sistema; se obtiene el rendimiento neto de éste horno, el mismo que se presenta en la Fig.5.5

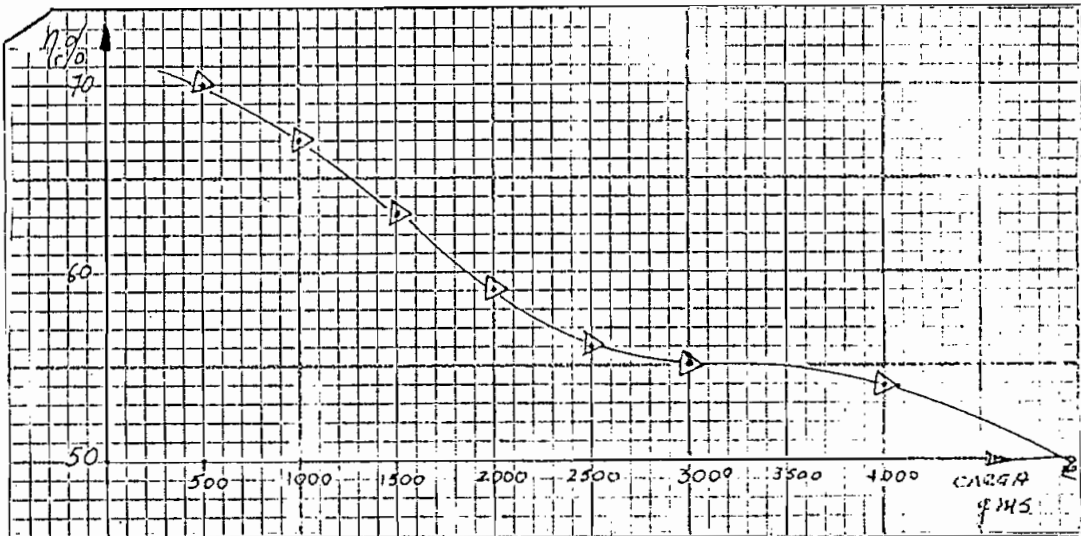


Fig. 5.5

De ésta figura se concluye que para el agua la cantidad que mejor rendimiento ofrece es la de 500 cc. y que el aumento de carga en la cavidad disminuye el rendimiento. Estos datos obtenidos son aplicables únicamente para el agua, para otros materiales hay que tener en cuenta su constante dieléctrica.

### 5.2 Configuraciones del campo eléctrico dentro de la cavidad con excitación estática.-

El objeto de esta prueba es encontrar la distribución del campo eléctrico dentro de la cavidad, cuando la excitación de la misma se realiza únicamente por medio de la ventana de acoplamiento.

### 5.2a.- Procedimiento.-

El sistema de medición es el mismo que el usado en la prueba anterior, con la variación de que la carga está ahora uniformemente repartida en un plano dentro de la cavidad. Para tomar las medidas en cada punto de la misma a fin de poder observar los efectos en puntos aislados dentro de la cavidad, la carga se distribuyó en pequeños vasos de papel encerado en número de 24, conteniendo cada uno 25cc. de agua, luego se aplicó 10<sup>4</sup> de calentamiento y se tomaron las medidas en el grafizador. Cabe indicar que para mantener siempre la misma carga dentro del horno hubo necesidad de cambiar el agua para realizar cada medición, tratando de que siempre la carga inicial esté a la misma temperatura en todas las pruebas; esto es necesario puesto que, las características dieléctricas del agua al igual que de todos los dieléctricos, cambia con la temperatura, y se se realizaban las pruebas cada vez con diferente temperatura de la carga, estábamos en presencia en cada caso de cargas diferentes, lo que hubiera resultado erróneos en la medición.

Las curvas presentadas en la Fig. 5.6 representan las mediciones tomadas en los 6 vasos, de cada una de las filas tomadas de izquierda a derecha de la cavidad en el sentido del eje X.

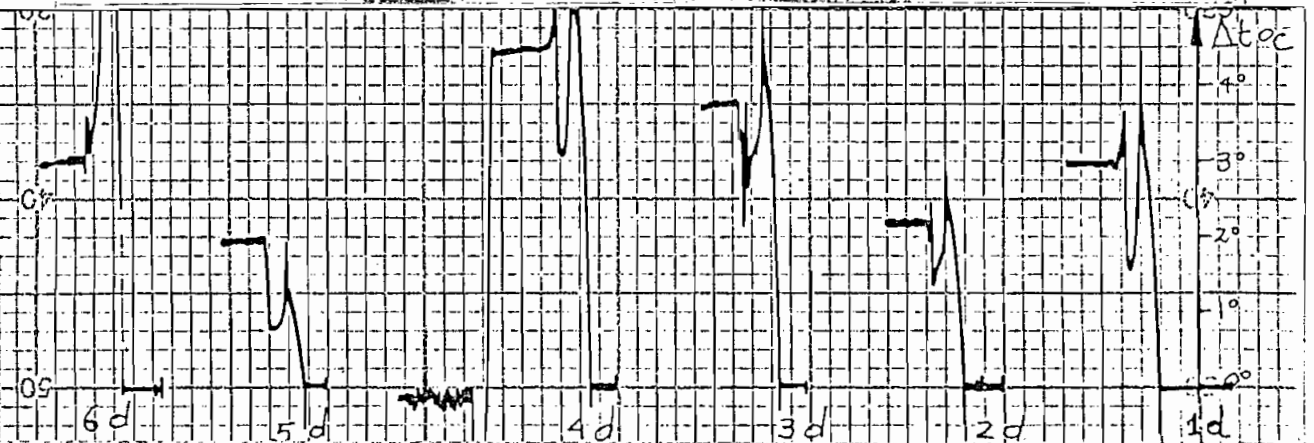
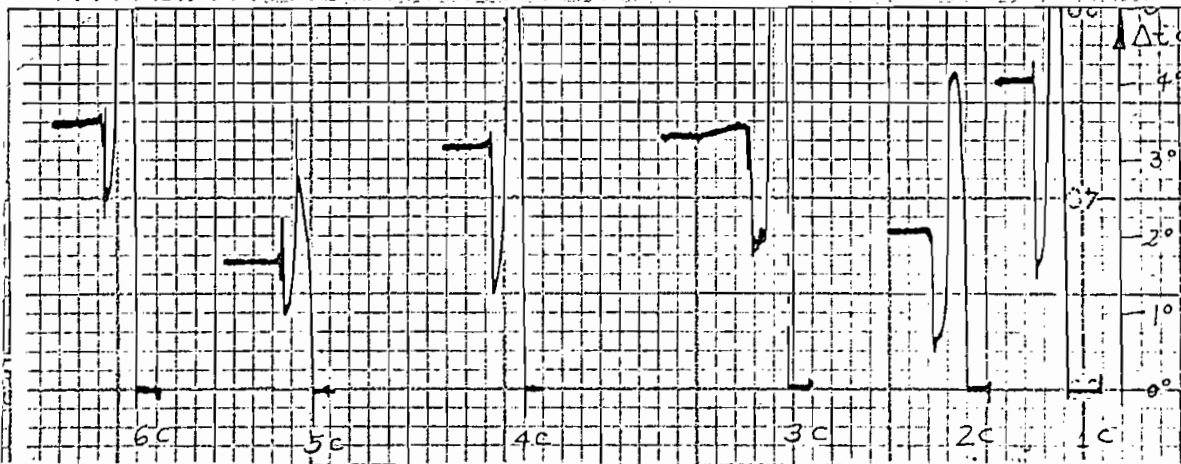
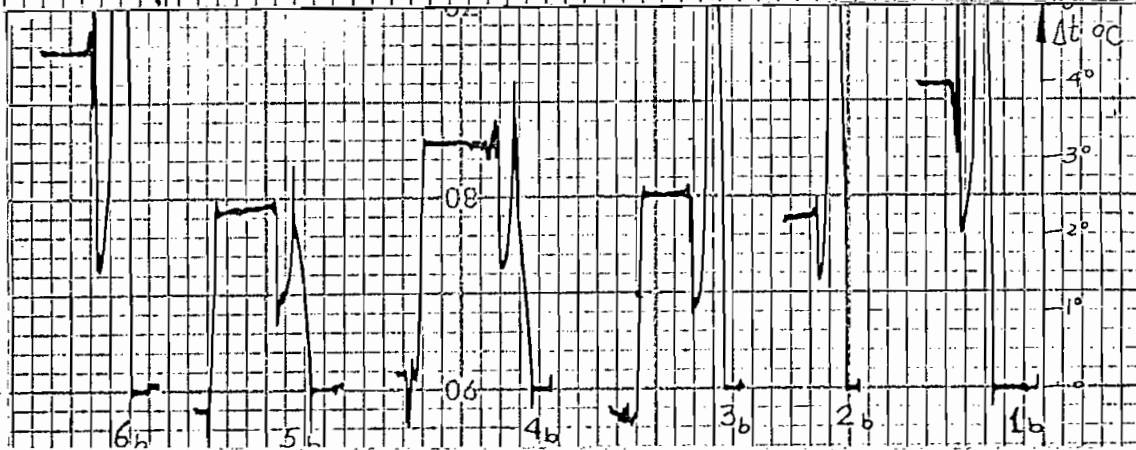
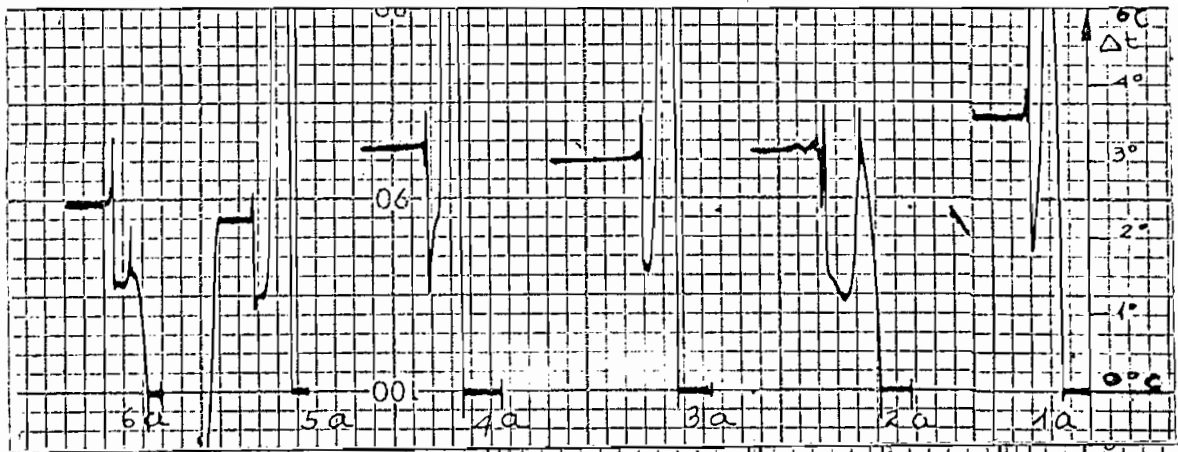


Fig 5.6

En la tabla 5.3 se traducen los datos dados por las curvas.

| VASOS | POTENCIA |           | INTENSIDAD DE |       |
|-------|----------|-----------|---------------|-------|
|       |          | ABSORBIDA | INT           | CAMPO |
| 1a    | 3,55     | 36,2      | Watts         | 0,81  |
| 2a    | 3,12     | 31,5      | "             | 0,755 |
| 3a    | 3,0      | 31,4      | "             | 0,755 |
| 4a    | 3,20     | 33,5      | "             | 0,778 |
| 5a    | 2,25     | 23,5      | "             | 0,652 |
| 6a    | 2,40     | 25,1      | "             | 0,678 |
| 1b    | 3,90     | 40,7      | "             | 0,858 |
| 2b    | 2,25     | 23,5      | "             | 0,655 |
| 3b    | 2,5      | 26,2      | "             | 0,69  |
| 4b    | 3,20     | 33,5      | "             | 0,778 |
| 5b    | 2,30     | 24,1      | "             | 0,662 |
| 6b    | 4,40     | 46,0      | "             | 0,914 |
| 1c    | 4,05     | 42,4      | "             | 0,878 |
| 2c    | 2,10     | 22,0      | "             | 0,63  |
| 3c    | 3,30     | 34,5      | "             | 0,788 |
| 4c    | 3,20     | 33,5      | "             | 0,778 |
| 5c    | 1,70     | 17,8      | "             | 0,567 |
| 6c    | 3,50     | 36,6      | "             | 0,814 |
| 1d    | 2,95     | 30,09     | "             | 0,741 |
| 2d    | 2,20     | 23,0      | "             | 0,650 |
| 3d    | 3,75     | 39,0      | "             | 0,852 |
| 4d    | 4,50     | 47,0      | "             | 0,923 |
| 5d    | 1,75     | 18,5      | "             | 0,569 |
| 6d    | 3,0      | 31,4      | "             | 0,755 |

TABLA 5.3

Como la potencia absorbida por cada vaso es directamente proporcional al campo eléctrico existente en los diferentes puntos de medición, se puede encontrar entonces un valor relativo de campo para cada punto.

En la Fig. 5.7 se muestran los resultados en las diferentes planos de medición.

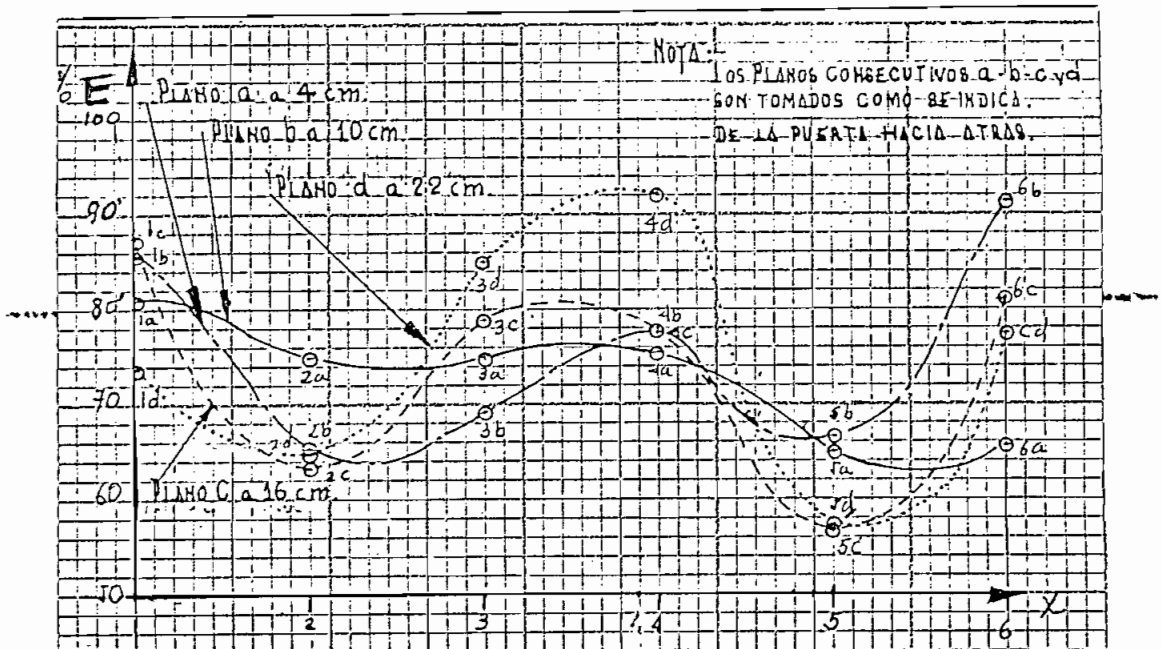


Fig. 5.7

### 5.3 Configuraciones de campo eléctrico con excitador con radiador móvil.

Para realizar esta prueba se siguió el mismo procedimiento de la prueba anterior, con la única diferencia que en este caso se colocó una placa móvil en la ventana de excitación la misma que es girada por medio de un pequeño motor sincrónico.



Las curvas de respuesta del grafizador demuestran en la Fig. 5.8, los datos obtenidos de las mismas en la table 5.4 y las curvas representativas de la distribución del campo en la Fig. 5.9

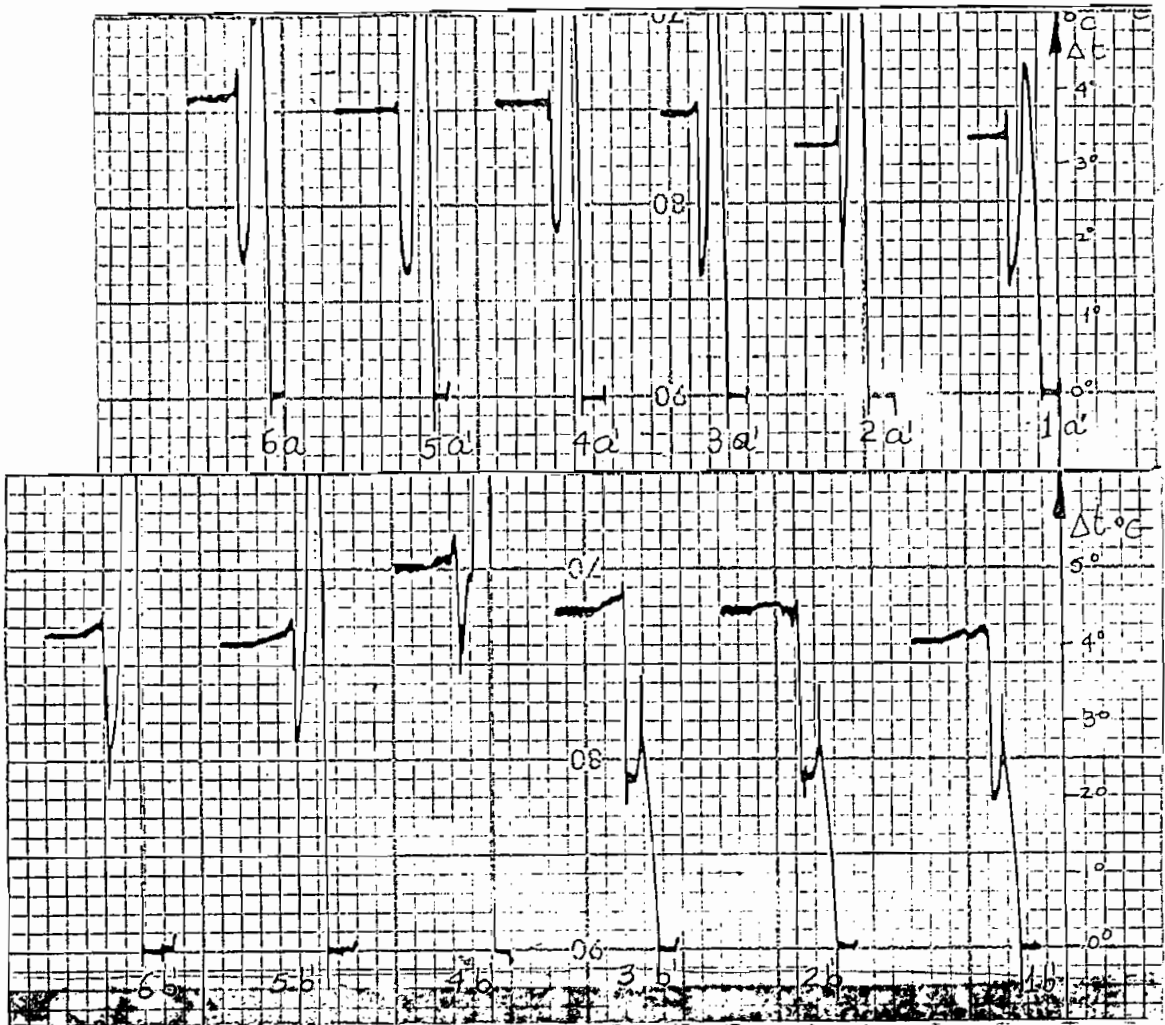


Fig. 5.8

| VASOS | POTENCIA |            | INTENSIDAD DE |
|-------|----------|------------|---------------|
|       |          | ABSORBIDA  | CAMPO         |
| 1a'   | 3,30     | 34,6 Watts | 0,791         |
| 2a'   | 3,25     | 34,1 "     | 0,78          |
| 3a'   | 3,60     | 37,8 "     | 0,83          |
| 4a'   | 3,80     | 40,0 "     | 0,852         |
| 5a'   | 3,75     | 39,4 "     | 0,845         |
| 6a'   | 3,90     | 39,9 "     | 0,851         |
| 1b'   | 4,05     | 42,5 "     | 0,977         |
| 2b'   | 4,45     | 46,6 "     | 0,92          |
| 3b'   | 4,45     | 46,6 "     | 0,92          |
| 4b'   | 5,00     | 52,3 "     | 0,975         |
| 5b'   | 4,00     | 42,0 "     | 0,874         |
| 6b'   | 4,31     | 45,5 "     | 0,91          |
| 1c'   | 5,25     | 55,0 "     | 1,00          |
| 2c'   | 3,80     | 40,0 "     | 0,853         |
| 3c'   | 3,70     | 38,8 "     | 0,785         |
| 4c'   | 3,70     | 38,8 "     | 0,785         |
| 5c'   | 3,85     | 40,04 "    | 0,852         |
| 6c'   | 3,25     | 34,1 "     | 0,89          |
| 1d'   | 4,50     | 47,1 "     | 0,925         |
| 2d'   | 4,25     | 44,5 "     | 0,90          |
| 3d'   | 4,25     | 44,5 "     | 0,90          |
| 4d'   | 4,20     | 44,0 "     | 0,895         |
| 5d'   | 4,20     | 40,0 "     | 0,855         |
| 6d'   | 5,00     | 52,3 "     | 0,975         |

TABLA 5.4

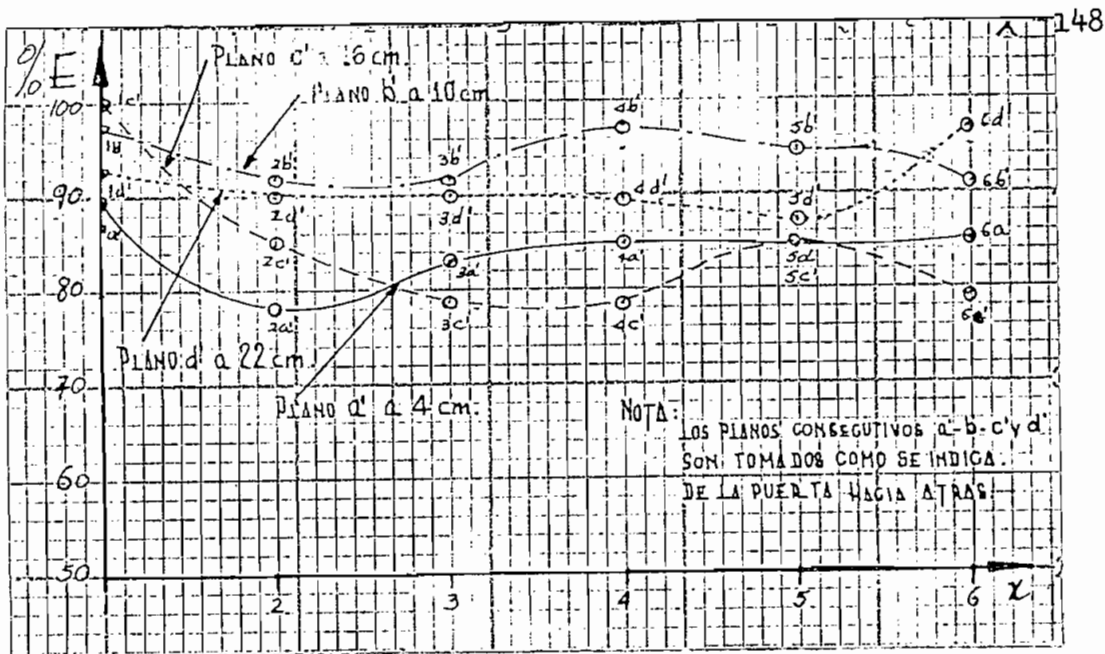


Fig. 5.9

De las formas dadas en las figuras 5.7 y 5.9 se puede ver claramente el mejoramiento que se obtienen en la distribución del campo cuando se coloca en la ventana de acoplamiento un radiador móvil, como ya se explicó en la parte teórica.

#### 5.4 Distribución de la temperatura en la cavidad.-

Aunque las pruebas anteriores da por si mismas el resultado de la distribución de la temperatura en la cavidad, para probar cualitativamente los efectos producidos por las diferentes configuraciones de campo se introdujo en la cavidad una lámina de vidrio de iguales dimensiones que su plano inferior, la misma que contenía distribuidas en toda su superficie rodajas de papatas. Después de ser sometidas al proceso de calentamiento por 4<sup>hrs</sup>, al sacarlas del horno de comprobó en

el primer caso una total irregularidad en el calentamiento en la Fig. 5.10 se muestran las regiones con los diferentes resultados

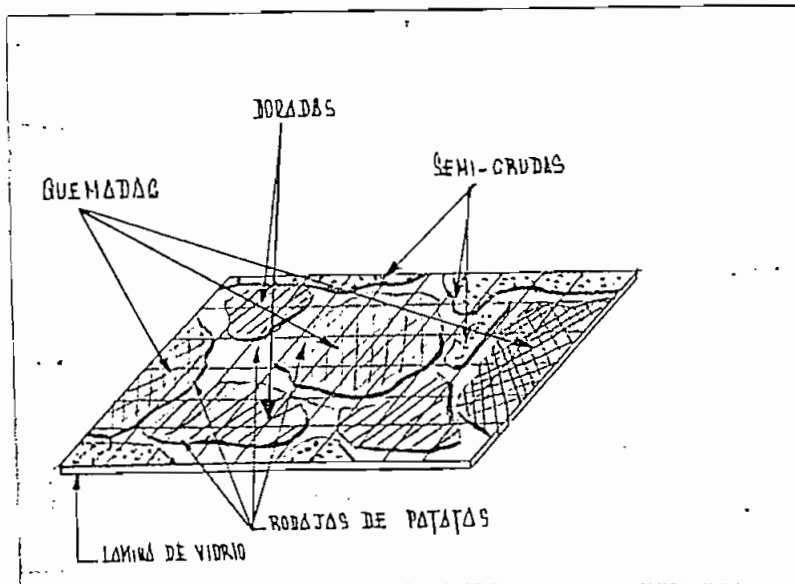


Fig. 5.10

Al aplicar en el segundo caso el calentamiento con el radiador móvil, el resultado obtenido fue totalmente diferente aunque no hay una total regularidad no se observan diferencias acentuadas existiendo únicamente una pequeña diferencia de color en el producto obtenido.

#### 5.5 Pruebas experimentales para aplicación del proceso del calentamiento dieléctrico con micro ondas.-

Con el fin de probar la eficacia del calentamiento dieléctrico en aplicaciones para diferentes procesos térmicos usados

en la industria, se realizaron algunas pruebas.

Una de las aplicaciones realizadas fue el la deshidratación de patatas, la misma que se realizó gracias a la colaboración decidida del Ing. Marcelo Coronel, Ingeniero Químico Industrial especializado en Tecnología de Alimentos cuyo informe sobre los resultados obtenidos cito a continuación:

#### APLICACION DE MICRO ONDAS EN LA DESHIDRATACION DE PATATAS

Proceso.- Se siguió el prodedimiento descrito por Huxsell y Morgan o sea deshidratar el material por los métodos econvencionales hasta un cierto contenido de humedad; luego aplicar microondas, y luego continuar con el secado convencional.

Para comparación se realizó el secado del producto sin la aplicación de microondas, pero con las demás condiciones iguales.

Se determinó la humedad inicial, humedad final, pérdidas de humedad durante el secado por microondas. Se realizarón pruebas de rehidratación del material obtenido.

#### PROCEDIMIENTO

a) Preparación del material.- Las papas se pelaron, cortaron en cubos de  $3/4''$  de lado, se escaldaron por  $8^{min}$  a ebullición, y se sometieron a la deshidratación en secador de túnel, con circulación de aire en contracorriente.

b) Deshidratación.- El material se deshidrató en una primera etapa por  $1\ 1/2$  hr. hasta un contenido de humedad de 59%, luego

se sometió al secado por microondas por 6<sup>min</sup>, y luego se con-  
 nua la deshidratación hasta un contenido de humedad de apro-  
 ximadamente 12%.

c) Rehidratación. - La muestra deshidratada se puso con agua  
 a ebullición por 15 min, luego se escurrió por 5' y se deter-  
 minó el aumento en peso.

### RESULTADOS

|  | Muestras aplicando<br>micro ondas | Muestras sin apli-<br>car microondas |
|--|-----------------------------------|--------------------------------------|
| Humedad inicial                                  | 78%                               | 78%                                  |
| " antes de aplica-<br>ción de microondas         | 59%                               | --                                   |
| Humedad después de apli-<br>cación de microondas | 29.3%                             | --                                   |
| Humedad final                                    | 12.9%                             | 15.8%                                |
| Tiempo de secado total                           | 6 hr. 45'                         | 9 hr.                                |
| Tiempo de secado                                 |                                   |                                      |
| 1ª etapa   | 65 °C                             | 65 °C                                |
| 2ª "   | 54 °C                             | 54 °C                                |
| Tiempo aplicación de<br>microondas               | 6 min.                            | --                                   |
| Relac. de Rehidratación $\frac{1}{2}$            |                                   |                                      |
| <u>Peso mat. rehidrat.</u>                       |                                   |                                      |
| Peso mat. Deshidrat.                             | 3.73                              | 2.05                                 |

Coef. de restauración =

$$\text{de peso} = \frac{\text{Peso Mat. rehidrat.}}{\text{Peso Mar. antes del secado}} \quad 0.95 \quad 0.57$$

|                               |                                     |  |
|-------------------------------|-------------------------------------|--|
| Color                         | amarillo claro<br>con manchas cafés | amarillo más<br>oscuro, uniforme                               |
| Sabor (Una vez rehidratado)   | algo a quemado                      | diferente del original   |
| Textura (una vez rehidratado) | Uniforme y suave                    | Cauchosa y dura  |
| Forma ( una vez rehidratado)  | Adquiere su forma original          | No llega a adquirir su forma original. Caras del cubo cóncavas |

### Conclusiones.-

1. Por la aplicación de microondas por 6 min. se llegó a reducir el contenido de humedad en aprox. un 30%, por lo cual el tiempo total de secado fue 2 horas 15 min. menos que para la muestra que no se aplicó microondas. Y aun así no se llegó en la muestra sin aplicar microondas durante las 9 horas a obtener un contenido de humedad igual al obtenido con las muestras en que se aplicaron las microondas.

2. El tiempo de aplicación de las microondas fue excesivo, pues se produjeron manchas cafés, lo cual se comprobó al evaluar el sabor en que se detectaba que se había quemado.
3. Por la aplicación de las microondas se forma una estructura porosa o esponjosa dentro del cubo del material. Esto favorece la rehidratación del producto, y le confiere mejor apariencia.
4. La rehidratación es muy superior en las muestras tratadas con microondas (compárese el valor del Coef. de restauración en peso, y la relación de rehidratación).
5. Con esta prueba se han comprobado los resultados obtenidos por Huxsell y Morgan.

Otra prueba realizada fue el secado de madera, en esta ocasión fue el Sr. Hernán Andrade egresado de Ingeniería Mecánica de la Escuela Politécnica Nacional, quien con los conocimientos que tiene sobre el tema hizo posible la realización de la misma. El informe presentado por el Sr. Andrade sobre los resultados obtenidos sigue a continuación.

PRUEBA DE SECADO DE MADERA CON ALTA FRECUENCIA

Especia: Virola o cuangare (Dialyanthera Gordoniaefolia)



| TIEMPO          | HUMEDAD  |          |
|-----------------|----------|----------|
|                 | Cara # 1 | Cara # 2 |
| 50 seg.         | 24       | 24       |
| 2. min. 50 seg. | 24       | 24       |
| 3 min. 50 seg.  | 23       | 24       |
| 4 min. 50 seg.  | 20,5     | 23       |
| 6 min. 50 seg.  | 13       | 20       |
| 8 min.          | 12,5     | 19       |
| 10 min.         | 8,5      | 9        |
| 12 min.         | 7,2      | 7        |
| 13 min.         | 7        | 7        |
| 14 min.         | 7        | 7        |
| 15 min.         | 7        | 7        |

Humedad inicial áprox. 32%

Tiempo de secado para alcanzar la mínima humedad: 13 min.

Utilización de esta madera:

En construcciones, armazones, vigas, cumbreros, tijeras, etc.

Muebles.

En horno calentado por vapor el tiempo de secado para alcanzar 10% de humedad es de 96 horas.

Calidad de secado: Buena, sin rajadas, sin decoloración.

Desafortunadamente no se pudieron realizar más aplicaciones debido a que no se disponen de recipientes adecuados para los

diferentes procesos, empero los resultados obtenidos en las experiencias citadas son prueba evidente de el calentamiento dieléctrico que ofrece amplios horizontes de renovación en los procesamientos térmicos de sustancias no conductoras.

Creo con esto haber cumplido en parte con mi proposito inicial de inquietar a investigaciones más extensas sobre aplicaciones científicas y industriales de esta forma de calentamiento. Además he tenido la satisfacción de ver como los conocimientos adquiridos en las aulas de la Escuela Politécnica adquieren formas concretas de interés práctico y de inmediata aplicación dan diferentes campos.

C A P I T U L O      S E X T O

R E C O M E N D A C I O N E S    S O B R E    C U I D A D O S  
A   O B S E R V A R S E   E N   E L   U S O   D E L   C A -  
L E N T A M I E N T O   D I E L E C T R I C O   A   B A S E  
D E   M I C R O   O N D A S

Cuando la radiación de micro ondas es absorbida por el cuerpo humano, se convierte en calor, si ésta excede un valor particular en una gran superficie de irradiación, tienen efectos nocivos, ya que, hay elevación de la temperatura total del cuerpo humano. En la irradiación de pequeñas áreas de tejido, el peligro radica en el aumento de la temperatura local, especialmente en aquellos órganos muy sensitivos al calor; como las córneas de los ojos, la vesícula biliar, la vejiga y los testículos.

Las partes del cuerpo humano que son irradiadas con micro ondas (2500 Mc/s), experimentan elevación de temperatura, y el calor producido se distribuye en todo el cuerpo, por medio de la circulación sanguínea; una gran cantidad de irradiación de esta energía, produce una elevación de la temperatura total del cuerpo, que puede ser muy peligroso.

#### 6.1 Máxima densidad de radiación permisible por el cuerpo humano.-

Para determinar la densidad de radiación que el cuerpo humano puede soportar, Schwan y Lie tomaron como base el equilibrio térmico del cuerpo en condiciones ambientales normales. Una cantidad de calor de 0.005 W/cm debe

ser eliminada de la superficie del cuerpo, para compensar el calor que se produce por el metabolismo. Con una gran elevación de temperatura, el cuerpo está en capacidad de dar una doble cantidad de calor. Partiendo de lo anterior Schwan y Lie, dedujeron que la densidad energética máxima permisible, está dentro de 100 a 3000 Mc/s en un rango de frecuencia de 0.01 W/cm .

Experimentos realizados en animales, han demostrado que el cuerpo puede soportar grandes densidades de radiación, cuando hay interrupción en la misma. En este caso, las diferencias de temperaturas se igualan entre las pausas.

## 6.2 Organos especialmente sensibles a radiaciones de micro ondas.-

### 6.2.a.- La Cabeza.-

El cerebro y toda la columna vertebral, son sensitivos a las variaciones de presión y temperatura. Cuando ésta se eleva por irradiaciones en la cabeza, pueden traer serias consecuencias. Los huesos de la cavidad craneana causan fuertes reflexiones de la energía de micro ondas siendo muy difícil apreciar la energía absorbida . La medida de esto solamente puede hacerse en maniqués experimentales.

Si la radiación en la cabeza viene desde arriba, o

cuando se irradia el torax; la temperatura se eleva más rápidamente en el cerebro puesto que la sangre calentada en el torax fluye directamente a la cabeza. La temperatura rectal permanece invariable sin dar ninguna indicación de peligro. Al irradiar en la cabeza de monos se observó que los conduce a una condición de somnolencia, seguida de inconciencia, con radiaciones mayores ocurren convulsiones y, como resultado final parálisis.

#### 6.2.b. Los Ojos.-

Ya que los ojos poseen un sistema circulatoria discontinuo, el calor producido no puede ser eliminado lo suficientemente rápido; siendo por esto uno de los órganos más sensitivos a la radiación de micro ondas.

Con radiaciones largas se presenta como enfermedad típica las cataratas cuando la densidad de radiación excede un valor específico, las proteínas de la córnea se coagulan. A 2400 Mc/s una densidad de radiación menor de 80 mW/cm fue el valor calculado por Carpenter al experimentar en los ojos de conejos, que por un parecido con el ojo humano en tamaño y forma se puede tomar como un valor de referencia.

#### 6.2.c. Los Organos Sexuales.-

Los órganos sexuales masculinos son extraordinariamente sensibles al calor y por tanto especialmente expuestos a peligro por radiaciones de micro ondas. Ely redujo la

densidad de radiación permisible para estos órganos a 5 mW/cm , siendo más baja que la correspondientes a otros órganos. Las radiaciones de micro ondas producen daños en el conducto espermático provocando esterilidad; la cual, sin embargo, de acuerdo a observaciones hasta la actualidad desaparece con el tiempo si no se excede el valor antes prescrito, en caso contrario puede resultar permanente.

### 6.3 Protección contra radiaciones de micro ondas excesivas.-

Considerando los efectos que produce las radiaciones de energía de micro ondas es obio que se debe encontrar medidas de protección para cuando se trabaje en regiones con radiaciones especialmente si existen densidades mayores que 10 mW/cm .

Una de las formas de protección más efectiva es usar ropa hecha de material que refleje las radiaciones. Entre otros materiales se puede usar nylon con pequeñas partículas de plata como relleno esto reduce la permeabilidad de radiación a la centésima parte o menos. La ropa normal no ofrece ninguna protección.

Otra medida de seguridad consiste en proteger la zona de trabajo con paredes de alambre u hojas metálicas perforadas, la finalidad de estas es reflejar las radiaciones impidiendo que penetren al sitio donde existen personas.

En laboratorios tanto cerrados como abiertos hay

posibilidad de reflexiones tanto de las paredes como del piso, estas pueden causar superposición de las ondas y desarrollar altas intensidades de campo que pueden resultar muy peligrosas. Para estos casos las medidas de protección hay que localizarlas en las paredes forrándolas de materiales absorbentes de la energía radiada, un ejemplo es usar grafito poroso impregnado de una capa de pelo de animales.

Especialmente los ojos deben ser protegidos contra la radiación excesiva, para esto se pueden usar lentes o plástico que tenga aplicada una fina película metálica, que sea lo suficientemente permeable a la luz. Las radiaciones que chocan con la película al igual que en los casos anteriores es reflejada y no llega a tocar las regiones sensibles.

Finos depósitos de agua entre placas de vidrio o plástico absorben fuertemente las radiaciones y también las reflejan.

Además de los efectos vistos anteriormente la excesiva radiación absorbida por cuerpo humano puede causar, dolores de cabeza, obscurecimiento de la vista o desvanecimiento. Las personas así afectadas deben recibir de inmediato respiración artificial, con suministro de oxígeno y un rápido enfriamiento del cuerpo.



En conclusión debe repetirse que el cuerpo humano no posee un órgano sensitivo que advierta oportunamente el exceso de radiación por tanto hay que tomar las precauciones citadas.

## R E F E R E N C I A S

- 1 SOBOTKA, H., Industrial HF Heat Generators pp 56-57, Philips Technical Library, Eindhoven, The Netherlands, 1963.
- 2 ANDERSON, J.C., "Dielectrics", p 41, Spottiswoode, Ballantyne & Co Ltd., London and Colchester, 1966.
- 3 PUSCHNER, H., "Heating with microwaves", p 86, Philips Technical Library, Eindhoven, The Netherlands, 1966.
- 4 Id. 2, p 66
- 5 Id. 2, p 74
- 6 Id. 3, p 90
- 7 Id. 3, p 93
- 8 Id. 2, p 77
- 9 Id. 3, p 93
- 10 JORDAN, E.C., "Electromagnetic Waves and Radiating Systems" pp 44-47, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1950
- 11 RAMO, S., WHINNERY, J.R., DUZER, T. van., "Fields and Waves in Communications Electronics", John Wiley & Sons, Inc., New York, 1965
- 12 Id. 1, pp 10-15
- 13 TERMAN, F.E., "Electronic and Radio Engineering", pp 679-695, Cuarta Edición, Mc Graw-Hill Book Co. Inc., New York, 1955
- 14 HUSQVARNA "Husqvarna Electronic Oven 550 62 31, 1965

- 15 ITT, "Reference Data for Radio Engineers", pp6618-621, Cuarta Edición, American Book-Stratford Press Inc., New York, 1964.
- 16 CRAPUCHETTES, P.W., "Microwaves on the Production Line", Electronics pp 123-125, March 7, 1966  
Mc Graw-Hill Book Co. Inc. New York, 1966.
- 17 Id.11, pp 541-547.
- 18 Id. 16, p 29.
- 19 HUXSOLL, C.C. & MORGAN, A.I., "Microwave Dehydration of Potatoes and Apples, pp 47-52, Food Technology, 22, (6), 1968.
- 20 Id. 3, PP 231-238.

## B I B L I O G R A F I A

- ANDERSON, J.C., "Dielectrics" Spottiswoode, Ballantyne & Co. Ltd., London and Colchester, 1966
- ATWATER, H.A., "Introduction to Microwave Theory", Mc Graw-Hill Book Co., New York, 1964
- CRAPUCHETTES, P.W., "Microwaves on the Production Line", Electronics, March 7, 1966, MacGraw-HILL Book Co., New York, 1966
- HUXSOLL, C.C. & MORGAN, A.I., "Microwave Dehydration of Potatoes and Apples, Food Technology, 22 (6) 1968
- DEKKER, A.J., "Electrical Engineering Materials", Prentice-Hall Inc, Englewood Cliffs, N.J., 1964
- HINKEL, K., "Magnetrons", Philips Technical Library, Eindhoven, The Netherlands, 1961
- HUSQVARNA, "Husqvarna Electronic Oven 55002 31" 1965
- ITT, "Reference Data for Radio Engineers", Fourth Edition, American Book-Stratford Press Inc., New York, 1964
- KLOEFFLER, R.G., "Electrónica Industrial y Control", Compañía Editora Continental, S.A. Mejico D.F., 1962
- KRETZMAN, R., "Electrónica Aplicada a la Industria, Paraninfo Madrid, 1964
- LANCE, A.L., "Introduction to Microwave Theory and Measurements" Mc Graw-Hill Book Co., New York, 1964
- PUSCHNER, H., "Heating with Microwaves, Philips Technical Library, Eindhoven, The Netherlands, 1966
- RAMO, S., WHINNERY, J.R., DUZER, T van, "Fields and Waves in Communications Electronics, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1965

TERMAN, F.E., "Electronic and Radio Engineering", Fourth Edition,  
Mc Graw-Hill Book Co., New York, 1955

JORDAN, E.C., "Electromagnetic Waves and Radiating Systems",  
Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1950