

71



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO**

**FACULTAD DE ESTUDIOS SUPERIORES
CUAUTITLAN**

TECNICA E INVESTIGACION DE LA FABRICACION DE
PELICULAS DELGADAS UTILIZANDO EL PROCESO
DE PLASMA DEL TIPO (PVD) SPUTTERING.

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:
INGENIERO MECANICO ELECTRICISTA
P R E S E N T A :
ISRAEL AARON PALMA QUIROZ

ASESORES: M. EN I. FELIPE DIAZ DEL CASTILLO RODRIGUEZ
M. EN C. GABRIEL RESENDIZ FERNANDEZ

CUAUTITLAN IZCALLI, EDO. DE MEXICO

1999

287112



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

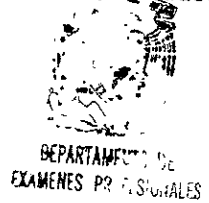
El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición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



UNIVERSIDAD NACIONAL
AVANZADA DE
MÉXICO

FACULTAD DE ESTUDIOS SUPERIORES CUAUTITLÁN
UNIDAD DE LA ADMINISTRACIÓN ESCOLAR
DEPARTAMENTO DE EXÁMENES PROFESIONALES

UNIVERSIDAD NACIONAL
DE ESTUDIOS SUPERIORES
CUAUTITLÁN
ASUNTO: VOTOS APROBATORIOS



DR. JUAN ANTONIO MONTARAZ CRESPO
DIRECTOR DE LA FES CUAUTITLÁN
P R E S E N T E

ATN: Q. Ma. del Carmen García Mijares
Jefe del Departamento de Exámenes
Profesionales de la FES Cuautitlán

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

Técnica e Investigación de la Fabricación de Películas Delgadas
para Detectores de Microondas Utilizando el Proceso de Plasma
del Tipo PVD Sputtering
que presenta El pasante: Israel Aarón Palma Quiroz
con número de cuenta: 8840399-9 para obtener el TÍTULO de:
Ingeniero Mecánico Electricista

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

A T E N T A M E N T E.

"POR MI RAZA HABLARÁ EL ESPÍRITU"

Cuautitlán Izcalli, Edo. de Méx., a 13 de septiembre de 2000

PRESIDENTE	Ing. José Juan Contreras Espinosa	
VOCAL	M. en I. Felipe Díaz del Castillo Rodríguez	
SECRETARIO	Ing. Juan González Vega	
PRIMER SUPLENTE	Ing. Jorge Ramírez Rodríguez	
SEGUNDO SUPLENTE	Ing. Angel Hilario García Bacho	

Dedicatoria.

Dedico con todo cariño este trabajo a mi abuelita.

Josefina

A mis Padres:

Susana y Gilberto

A mi Hermana.

Adriana

A mis tíos.

Magdalena y Francisco

Y a toda mi familia por estar siempre conmigo y ayudarme a continuar con este objetivo.

Dedico muy especialmente esta tesis a mí esposa.

I. Lorena Arreola Domínguez

Y con la mayor felicidad, a nuestros hijos.

Ayax A. y Caleb U.

Por haber venido a iluminar nuestro camino...

Agradecimiento.

Al Señor, mi Dios. : Por vigilar el camino que llevo.

A la Universidad Nacional Autónoma de México por haberme permitido estudiar una carrera profesional.

A todos los profesores y compañeros que directa e indirectamente colaboraron con este trabajo.

Agradezco a todos mis compañeros y amigos, en especial a:

Luis Saúl V., Ricardo A., Arturo G., Alejandro y Javier G., Andrea M.

Por hacer todo esto más agradable...

Al Físico Carlos Espejo P. por toda su ayuda en la realización de este trabajo.

Al M. en C. Gabriel Resendiz Fernández por todo el apoyo y afecto que siempre nos ha brindado.

A todo el equipo de colaboradores del laboratorio de Microondas en el Centro de Instrumentos.

Por ultimo agradezco al Dr. Valeri Vountesmery Genco. Por tanta paciencia en la realización de éste proyecto y por haberme dado la oportunidad de trabajar con él.

A todos ustedes, muchas gracias. Israel.

**TECNICA E INVESTIGACIÓN DE LA FABRICACIÓN DE
PELICULAS DELGADAS UTILIZANDO EL PROCESO DE PLASMA
DEL TIPO (PVD) SPUTTERING.**

**ESTE TRABAJO FUE REALIZADO EN LOS LABORATORIOS DEL
CENTRO DE INSTRUMENTOS, INSTITUTO DE INGENIERIA E
INSTITUTO DE ASTRONOMIA, DE LA UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTONOMA DE MEXICO.**

INDICE.

Información General.	1
Introducción.	4
Objetivo.	5
CAPÍTULO 1	6
VACÍO, TECNOLOGÍA DE VACÍO Y SPUTTERING.	
1.1. Sistema convencional de alto vacío.	7
1.2. Técnicas de vacío.	12
1.3. Técnica de deposito por Sputtering.	19
1.3.1. Composición del sustrato.	23
1.3.2. Descarga de CD o RF	24
1.3.3. Radio-Frecuencia Sputtering.	26
1.3.4. Emisión de electrones.	27
CAPÍTULO 2	35
PARÁMETROS ELECTROMAGNÉTICOS DEL PLASMA.	
2.1. Plasma: otro estado de la materia.	36
2.2. Otras características y propiedades de los plasmas.	44
2.2.1. Luminosidad.	44
2.2.2. Comportamiento no colisional.	45
2.2.3. Propiedades e interacciones con los campos magnéticos.	47
2.2.4. Inestabilidad.	50
2.3. Respuesta o función dieléctrica del gas de electrones.	53
2.3.1. Relación de dispersión para las ondas electromagnéticas.	59

2.3.2. Modos ópticos transversales en un plasma.	60
2.3.3. Comportamiento oscilatorio del plasma.	61
CAPÍTULO 3	67
PRINCIPIOS DE LA LÍNEA DE TRANSMISIÓN DE UN SISTEMA DE PLASMA.	
3.1. Consideraciones básicas de la línea de transmisión.	68
3.2. Desviación de fase.	72
3.3. Distribución de la tensión.	73
3.4. Medidas de impedancia.	84
CAPÍTULO 4	96
PROPIEDADES DE LAS PELÍCULAS DELGADAS.	
4.1. Propiedades de la Película.	97
4.2. Tecnología de Procesamiento.	99
4.2.1. Fabricación de máscaras.	100
4.2.2. Transferencia de patrones geométricos por microlitografía.	102
4.2.3. Aplicación de la resina positiva.	103
4.2.4. Aplicación de la resina negativa.	105
4.3. Caracterización.	106
4.3.1. Microscopio de fuerza atómica.	107
4.3.2. Modo de contacto.	109
CAPÍTULO 5	112
DISPOSITIVOS DE PELÍCULA DELGADA FABRICADOS.	
5.1. Fabricación de dispositivos.	113

5 2. Sensor de características magnetorresistivas.	113
5.3. Amplificador.	118
5.3.1. Análisis superficial	121
5 4. Atenuador de Impedancia por efecto Termorresistivo	127
5.4.1. Descripción del proceso de corte con láser.	129
5.4.2. Descripción del grabado litográfico con sistema Sputter.	131
5.4.3. Comparación entre resistencias de medición.	132
CAPÍTULO 6	137
CONCLUSIONES.	
REFERENCIAS.	140
APÉNDICE A	144
APÉNDICE B	145
APÉNDICE C	146
APÉNDICE D	147
APÉNDICE E	149

INFORMACIÓN GENERAL.

Campo de conocimiento:

Física de la materia condensada. Superconductividad; bajas temperaturas; propiedades de los materiales en forma de película delgada^{1,2}.

Tecnología de vacío.

Técnicas de crecimiento de capas delgadas epitaxiales^{3,4}.

Medición de propiedades eléctricas, magnéticas y ópticas de materiales.

Áreas de desarrollo actuales:

Crecimiento de películas superconductoras de alta calidad:

Por medio de la técnica de pulverización catódica (Sputtering) en Radio Frecuencia (RF) a altas presiones se elaboran películas delgadas epitaxiales de los materiales superconductores de alta temperatura crítica.

La técnica empleada para el crecimiento de las capas superconductoras permite la elaboración de dispositivos electrónicos basados en multicapas, superconductor/aislante ó normal/superconductor, siendo ésta una parte del desarrollo del proyecto de investigación en los próximos años. La utilización de nuevos materiales con altas prestaciones es uno de los pilares del avance espectacular de las tecnologías de la información y comunicaciones.

El desarrollo de aplicaciones basadas en sus propiedades requiere un conocimiento previo de estas. En particular, el descubrimiento de superconductividad en óxidos cerámicos multimetalicos a temperaturas superiores a 77° K (superconductores de alta temperatura, SAT) puede permitir

del desarrollo práctico de algunas aplicaciones de la superconductividad económicamente inviables con los superconductores clásicos¹¹.

Sin embargo, la gran complejidad de los SAT y su naturaleza granular dificultan la puesta en marcha de aplicaciones de los mismos de forma inmediata, a pesar del gran esfuerzo investigador que en este campo se está realizando en los países avanzados.

En concreto, se ha trabajado en la caracterización experimental y modelado fenomenológico de las propiedades electromagnéticas de superconductores de alta temperatura crítica, incidiendo especialmente en las implicaciones de la granularidad, y en el desarrollo de aplicaciones de los mismos en magnetometría y en cintas para el transporte de corriente sin pérdidas.

Por otra parte, en relación con las aplicaciones de la superconductividad clásica, se ha trabajado en la implementación de los patrones primarios de tensión. (Efecto Josephson¹³) y resistencia. (Efecto Hall¹³), en colaboración con grupos de investigación nacionales y extranjeros especializados en metrología eléctrica básica. Por último, también se ha colaborado con otros grupos de investigación en la caracterización electromagnética de materiales de interés tecnológico, como son los detectores de microondas.

La ingeniería de microondas/milimétricas tiene que ver con todos aquellos dispositivos, componentes y sistemas que trabajen en el rango frecuencial de 300 Mhz a 300 Ghz⁷.

Debido a un amplio margen de frecuencias, tales componentes encuentran aplicación en diversos sistemas de comunicación. Ejemplo típico es un enlace de Radio comunicaciones terrestres a 6 GHz en el cual detrás de las antenas emisora y receptora, hay toda una circuitería capaz de generar, distribuir, modular, amplificar, mezclar, filtrar y detectar la señal.

Otros ejemplos lo constituyen los sistemas de comunicación por satélite, los sistemas radar y los sistemas de comunicación móviles, muy en boga en nuestros días.

La tecnología de semiconductores, que proporciona dispositivos activos que operan en el rango de las microondas, junto con la invención de líneas de transmisión planares; ha permitido la realización de tales funciones por circuitos híbridos de microondas.

En estos circuitos, sobre un determinado sustrato se definen las líneas de transmisión necesarias. Elementos pasivos (condensadores, resistencias) y activos (transistores, diodos) son posteriormente incorporados al circuito mediante el uso de pastas adhesivas y técnicas de soldadura. De ahí el nombre de tecnología híbrida de circuitos integrados (*HMIC*: “*Hibnd Microwave Integrated Circuit*” ¹¹). Recientemente, la tecnología monolítica de circuitos de microondas (*MMIC*), permite el diseño de circuitos/subsistemas capaces de realizar, muchas de las funciones mencionadas anteriormente, en un sólo “*chip*”. Por las ventajas que ofrece ésta tecnología, su aplicación en el diseño de amplificadores para receptores ópticos, constituye un campo activo de investigación y desarrollo.

INTRODUCCIÓN.

La energía electromagnética RF tiene muchas aplicaciones tecnológicas. Los siguientes parámetros como: la velocidad de reacción en sistemas de RF de ataque o la deposición de películas delgadas, la velocidad de calentamiento y gradiente de temperatura, dependen directamente de la potencia absorbida por el objeto, la cual está comunicada directamente con la potencia activa de energía electromagnética RF que pasa a través de una línea de transmisión.

El lograr depósitos de películas tan delgadas como sea necesario es un proceso el cual requiere una técnica muy compleja, básicamente se requiere que dicha técnica sea lo más confiable y lo más segura.

OBJETIVO.

Mostrar el funcionamiento de un equipo de plasma (Sputtering) el cual es utilizado para la fabricación de películas delgadas de distintos materiales y de distintas aleaciones, esto es; indicar el proceso que lleva la fabricación de dichas películas en función a la medición de los parámetros electromagnéticos que se tienen dentro y fuera del equipo de plasma.

Y por ultimo mostrar aquellos dispositivos que fueron fabricados por dicho proceso.

CAPÍTULO 1
VACÍO, TECNOLOGÍA DE VACÍO Y SPUTTERING.

1.1. Vacío.

En la figura 1.0. se muestra un sistema convencional de alto vacío. El sistema se bombea inicialmente mediante una bomba mecánica rotatoria sellada con aceite hasta alcanzar la presión de funcionamiento de una bomba difusora ($\sim 0,25$ Torr). El caudal Q , que es proporcional al flujo de masa, se define como:

$$Q = P_c S = P_c \frac{dv}{dt} \text{ torr litro/s} \quad (1.1)$$

donde P_c es la presión en la cámara de vacío y S es la velocidad de bombeo del sistema. Despejando a la velocidad de bombeo S , se obtiene:

$$S = \frac{dv}{dt} = \frac{Q}{P_c} \text{ litros/s} \quad (1.2)$$

Es decir, el volumen de gas desalojado de la cámara por segundo, y a presión P_c en el lado de alto vacío de la bomba difusora la presión suele ser menor que 10^{-5} Torr. Presión a la cual el recorrido libre medio de las moléculas es grande comparado con el diámetro del tubo conductor. En este régimen de presión, el gas fluye por difusión molecular desde las regiones de mayor a menor densidad. La impedancia al flujo del gas debido a estrechamientos u obstáculos en la trayectoria del mismo es un parámetro de gran importancia. La conductancia C entre dos puntos de la trayectoria del flujo a presiones P_1 y P_2 se define como:

$$C = \frac{Q}{(P_1 - P_2)} \text{ lit/s} \quad (1.3)$$

Para una conducción de diámetro interno D (cm) y longitud L (cm), la conductancia es aproximadamente:

$$C = 3.81 \left(\frac{T}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{D^3}{L + 4/3D} \quad (1.4)$$

$$C(\text{aire}) = 12,1 \frac{D^3}{L + 4/3D} \quad (1.5)$$

siendo T la temperatura del gas en grados kelvin, y M el peso molecular del gas. En la segunda expresión se ha impuesto para el aire $T = 20^\circ\text{C}$ $C = 293$ K. Varias conductancias C_1, C_2, C_3, \dots , etc. en serie son equivalentes a una conductancia resultante dada por la expresión

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \dots + \frac{1}{C_n} \quad (1.6)$$

y la velocidad de bombeo S que resulta de conectar una bomba de velocidad S_p a través de una conductancia C viene dada por:

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{S_p} + \frac{1}{C}. \quad (1.7)$$

Esta velocidad de bombeo es aproximadamente la mitad de la velocidad nominal de la bomba.

El gas que entra en una bomba difusora se impulsa hacia la salida de la bomba en la región del vacío previo, mediante una serie de tres o cuatro chorros circulantes de moléculas pesadas. El fluido de trabajo puede ser mercurio, o bien alguno de los aceites orgánicos altamente refinados o <aceites> sintéticos de elevado peso molecular, con baja presión de vapor a temperatura ambiente. La presión de vapor en el cuerpo de la bomba es aproximadamente de 2×10^{-3} Torr a la temperatura de funcionamiento, que es de aproximadamente de 250°C .

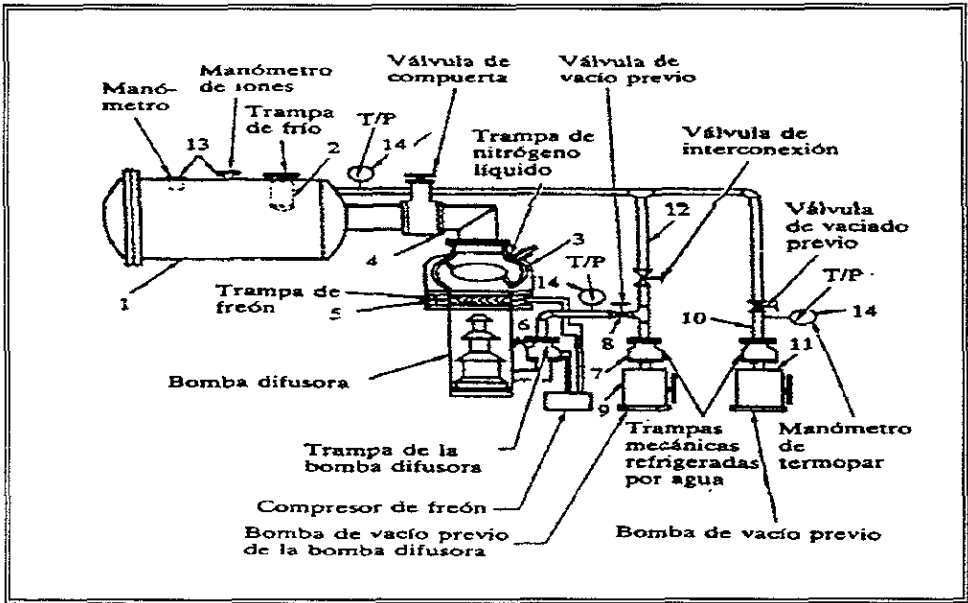


Figura 1.1. -Sistema de alto vacío convencional.

(1) cámara de vacío; (2) trampa interna de nitrógeno líquido; (3) trampa refrigerada por nitrógeno líquido; (4) válvula de compuerta; (5) trampa refrigerada por Freón; (6) bomba difusora con condensador refrigerado por Freón; (7) trampas refrigeradas por agua para condensar el vapor de aceite en la zona de vacío previo; (8) válvula de vacío previo; (9) bomba de vacío previo de la bomba difusora; (10) tubo y válvula instalados para el vaciado previo; (11) bomba de vaciado previo; (12) tubo de interconexión y válvula; (13) manómetros de ionización; (14) manómetros de termopar.

El vapor procedente de los chorros se condensa principalmente en las paredes de la bomba, que tiene su parte superior refrigerada por circulación de agua o gas Freón. Algunas moléculas del fluido de trabajo pueden alcanzar por difusión la entrada de la bomba. Para evitar el acceso a la cámara de vacío de las moléculas del gas procedentes de las superficies contaminadas, se instala una trampa en la entrada de la bomba difusora.

En muchos casos, es suficiente que la trampa éste refrigerada simplemente por agua, sin embargo, en procesos sensibles a contaminación por hidrocarburos, es necesario instalar una primera trampa a temperatura ligeramente superior al punto de congelación del fluido de la bomba (alrededor de 200°C) y una segunda trampa a temperatura de nitrógeno líquido (-186°C).

El diseño de uno de estos sistemas de trampas puede optimizarse hasta conseguir una conductancia aproximadamente igual a la velocidad de la bomba. En este caso solamente con las trampas la velocidad de bombeo quedaría reducida a la mitad. En la figura 1.2. se muestra la variación con la presión de la velocidad de bombeo de una bomba de difusora de 32 pulg. (81 cm) de diámetro con y sin trampa.

Entre la boca de salida de la bomba difusora y la entrada de la bomba mecánica de aceite es necesario colocar una trampa refrigerada simplemente con agua para evitar la pérdida y la mezcla de dos fluidos de propiedades sensiblemente diferentes.

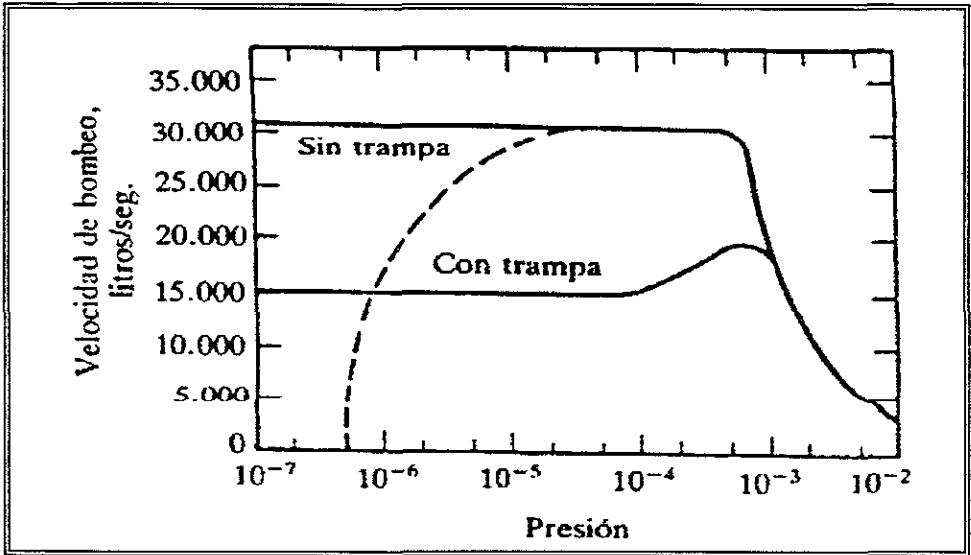


Figura 1.2 -Curva de velocidad de bombeo de una bomba difusora con y sin trampa

El aceite de las bombas mecánicas es un aceite lubricante algo refinado, de presión de vapor mucho más alta que los fluidos que se utilizan en las bombas difusoras.

Existen bombas rotatorias de una y dos fases con velocidades de bombeo de $\frac{1}{2}$ a 450 litros/s y de $\frac{1}{2}$ a 50 litros/s, respectivamente. La presión última de las bombas de una fase es típicamente de 5×10^{-3} Torr, y de 1×10^{-4} Torr en el caso de las bombas de dos fases. La velocidad de bombeo de las bombas de una fase decrece lentamente según va disminuyendo la presión, desde valores a presión atmosférica de 0,90 veces la velocidad de bombeo máximo hasta 0,70 a presiones de entrada de 0,25 Torr del orden de las presiones típicas del vacío previo de una bomba difusora.

La velocidad de bombeo de las bombas de dos fases es de alrededor de 0,87 a presión atmosférica y de 0,81 a 0,25 Torr. Para vaciar sistemas de grandes dimensiones se usan con frecuencia los dos tipos de bombas mecánicas selladas con aceite citados anteriormente⁵. Para el vaciado previo se utiliza una bomba de una fase y gran velocidad de bombeo que opera desde la presión atmosférica hasta un poco por debajo de la presión crítica de funcionamiento de una bomba difusora y además, se instala una unidad de dos clases de velocidad de bombeo mucho menor para mantener la presión residual por debajo del valor crítico cuando el sistema este ya en funcionamiento normal.

1.2. Tecnología de vacío.

Un sistema de vacío como el que es utilizado en el equipo de Sputtering puede alcanzar y mantener una presión de 1×10^{-7} Torr sin necesidad de más accesorios. La cámara de vacío, preferiblemente de acero inoxidable o aluminio, debe tener una superficie tan lisa y descontaminada de aceite como sea posible. Las bridas de unión de los distintos componentes del sistema pueden cerrar herméticamente con juntas en forma de corona circular (O-ring) colocadas sobre ranuras de la misma forma y de profundidad tal, que el contacto metal-metal entre las bridas tenga lugar para aproximadamente 1/3 de compresión de las juntas (O-rings).

El elastómero más utilizado en la fabricación de estas juntas es el buna-N, que presenta excelentes propiedades mecánicas y gran resistencia al deterioro por contaminación de aceite.

Sin embargo, parece ser que para sistemas de vacío son más apropiados otros materiales como el butil, Neopreno, Vitrón A, por tener velocidades de

desgasificación más bajas y mejor tolerancia a las altas temperaturas. Los materiales condensados y adsorbidos en las superficies internas de un sistema de vacío se desadsorben con gran lentitud a temperatura ambiente con lo que se prolonga enormemente el tiempo de bombeo necesario para alcanzar la presión última deseada.

La velocidad de desgasificación de estos contaminantes superficiales depende fuertemente de la temperatura. Por este motivo, los sistemas diseñados para alcanzar vacíos mejores que 1×10^{-7} Torr deben estar provistos de sistemas de calentamiento de la cámara, así como de trampas refrigeradas por nitrógeno líquido. Basta con un calentamiento suave, hasta 100°C por ejemplo, para aumentar considerablemente la velocidad de desgasificación.

Con juntas de Vitón A y calentando el sistema hasta 200°C se pueden alcanzar presiones de 1×10^{-9} Torr e incluso inferiores. Aun se puede mejorar el nivel de vacío utilizando juntas metálicas y válvulas que no contengan cierres contruidos a base de elastómeros, siendo así resistentes al calentamiento.

Para obtener presiones de 1×10^{-9} Torr o menores los sistemas deben soportar calentamiento de hasta 400°C . También pueden introducirse en la cámara de vacío un serpentín que se rellena con nitrógeno líquido una vez completado el proceso de calentamiento sirviendo de trampa a todos los componentes condensables.

La <velocidad de bombeo> de esta trampa para vapor de agua es de unos 14,7 litros/s por cada centímetro cuadrado de superficie fría; este valor

fácilmente puede superar por pérdidas de conductancia al de la velocidad de bombeo resultante de la bomba difusora más su trampa.

Combinando todos los elementos que acabo de describir se pueden conseguir presiones de 1×10^{-9} Torr y hasta de 1×10^{-12} Torr.

Los sistemas de bombeo citados anteriormente no son los únicos que existen y que se utilizan para vaciar un sistema. Las bombas mecánicas de rotación tipo lóbulo, cuyo funcionamiento se ilustra en la figura 1.3. son especialmente útiles para variar con rapidez sistemas grandes hasta la presión de funcionamiento así como para el bombeo de grandes caudales.

Este tipo de bomba secundaria de aumento de vacío no necesita aceite estando limitada por la baja conductancia a través de pequeñas holguras radiales y axiales 2 presiones en las que el recorrido libre medio de las moléculas es mayor que aproximadamente 1/12 de los mismos.

A presiones por debajo de este valor crítico, la fuga interna hacia la cámara de vacío a través de la bomba es mínima y la bomba puede mantener una razón de compresión $P_{salida}/P_{entrada}$ para el aire de alrededor de 50.

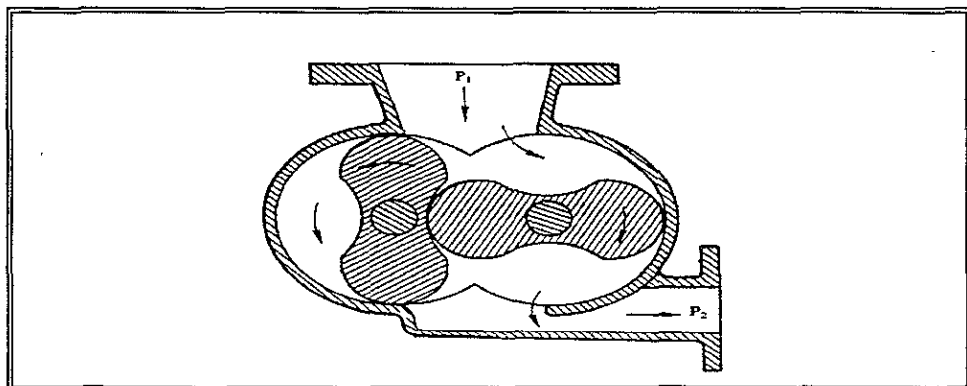


Figura 1.3. Sección transversal de una bomba mecánica de mejoramiento.

El vacío previo de las bombas mecánicas de mejoramiento suele hacerse mediante bombas mecánicas de aceite de una sola fase, con un cociente de velocidades de bombeo de aproximadamente 580 litros/s de velocidad de bombeo, por ejemplo en serie con una bomba mecánica de aceite de una fase de 61 litros/s, tiene una velocidad de bombeo en el caso del aire, de alrededor de 470 litros/s para presiones de entrada desde 1 Torr hasta 5×10^{-3} Torr, por debajo de los cuales, a presiones de entrada superiores a 1 Torr, la velocidad de bombeo decrece con el aumento de presión, siendo $\frac{1}{2}$ de su valor máximo a 25 Torr.

Como en las bombas mecánicas de mejoramiento no se utiliza aceite, en la práctica suele considerarse que no producen contaminación.

Debido a la razón de compresión de la bomba mecánica de mejoramiento, la presión de vapor de aceite procedente de la bomba mecánica que realiza el vacío previo se reduce en un factor 50.

La bomba turbomolecular⁵, consiste en un cuerpo cilíndrico horizontal con tapas en los extremos y rodamientos que sujetan un eje provisto de discos giratorios alternados con otros discos fijos montados sobre el cuerpo de la bomba. La velocidad de rotación de una bomba pequeña con discos de diámetro de 17 cm es de 16,000 r.p.m.

La entrada de gases tiene lugar por la parte superior de la bomba en el punto medio de la zona que queda libre entre los dos conjuntos de discos situados hacia los extremos del eje, en los extremos de la bomba. Los discos fijos tienen unas rendijas cortadas en dirección radial a ciertos ángulos para permitir el paso preferentemente a aquellas moléculas que se mueven en un rango angular adecuado para ser atrapadas por las rendijas de orientación opuesta de los discos giratorios, siendo entonces lanzadas hacia el siguiente disco fijo.

En la figura 1.4. se muestra el esquema de una bomba turbomolecular. Una bomba turbomolecular pequeña puede tener hasta 19 pares de discos a cada lado. Estas máquinas son capaces de mantener una razón de compresión de 1×10^{-8} para el aire y mucho mayor para moléculas pesadas como las de aceite. Cuando el vacío se realiza con una bomba mecánica de aceite de dos fases, se pueden alcanzar presiones de 1×10^{-11} Torr después de calentar ligeramente la cámara de vacío y la parte central del cuerpo de la bomba.

El flujo de retorno de gases procedente de la bomba que realiza el vacío previo queda prácticamente eliminado. La velocidad de bombeo de las bombas turbomoleculares es comparable a las difusoras del mismo diámetro en el rango de 140 a 4.250 litros/s.

En los últimos años se han desarrollado con gran rapidez los dispositivos de bombeo por adsorción basados en la evaporación de metales reactivos como el titanio, zirconio y molibdeno sobre superficies expuestas al vacío⁶.

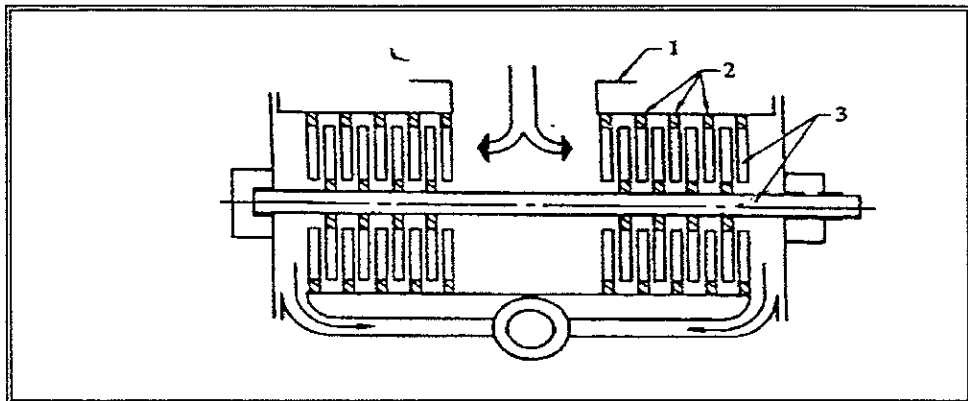


Figura 1 4 -Esquema de una bomba de vacío turbomolecular.

(1) base del cilindro de vacío; (2) rodamientos de seguridad; (3) discos giratorios.

Con este método se consiguen velocidades de bombeo muy altas para la mayoría de los gases, sobre todo si las superficies recubiertas están a temperaturas de nitrógeno líquido. Para el bombeo inicial, así como para el bombeo posterior de gases como argón, helio, neón y metano, es necesario un equipo auxiliar de vacío, que podría consistir en una bomba difusora provista de una buena trampa.

Las bombas de vacío de adsorción iónica están basadas en la ionización de las moléculas del gas y su posterior aceleración hacia superficies de titanio, quedando algunas adsorbidas y otras enterradas en depósitos de material extraído de estos elementos de titanio por efecto del bombardeo.

El argón, helio, neón y metano son gases problemáticos para este tipo de dispositivos, por lo que se hace necesario utilizar otros sistemas capaces de bombearlos eficazmente. Debido a la gran sensibilidad frente a la contaminación por hidrocarburos, el sistema auxiliar de bombeo podría consistir en una bomba difusora de mercurio provista de una trampa eficaz, o bien un sistema de bombeo por adsorción el cual describiré brevemente.

Las bombas de adsorción de zeolita artificial <tamiz molecular> proporcionan un sistema de bombeo limpio, que no contamina capaz de vaciar un sistema desde la presión atmosférica hasta cerca de 0,1 Torr.

Antes de iniciarse el bombeo, se somete la zeolita a un proceso de desgasificación por calentamiento a 350° C durante varias horas después se cierra la válvula de salida, se enfría a nitrógeno líquido y finalmente se abre la válvula de comunicación con el sistema de vacío.

Para cámaras de vacío grandes se conectan varias de estas bombas en serie, abriéndose sus válvulas de una en una hasta que la presión de la cámara sea suficientemente baja como para que la bomba de adsorción iónica pueda ponerse en funcionamiento.

El bombeo criogénico⁶ consiste en exponer superficies a temperaturas bajas (30 K o menores) en una cámara de vacío, condensándose los gases sobre las superficies enfriadas con una presión de vapor muy baja. En la mayoría de los sistemas criogénicos las superficies expuestas están a temperaturas de 4,2°K refrigerados por helio líquido.

A ésta temperatura todos los gases, excepto helio e hidrógeno, se condensan con presiones de vapor dentro del rango de ultraalto vacío^{5,6}.

Para evitar que la evaporación del helio sea excesiva, los paneles refrigerados por helio líquido deben ir protegidos por pantallas a temperatura de nitrógeno líquido. La combinación de bombeo criogénico con bombeo por adsorción realizado con bombas iónicas o por evaporación de metales reactivos hace posible obtener presiones bajas en sistemas con caudales grandes.

Con una combinación de los distintos procedimientos, se consigue bombear grandes caudales de gas hasta presiones en el rango del ultraalto vacío por debajo de 1×10^{-8} Torr. En sistemas de bajo caudal, se pueden alcanzar presiones de base de 1×10^{-11} o 1×10^{-12} Torr.

1.3. Sputtering.

Sputtering es el proceso por el cual es desalojado y colocado un material ya sea sólido o líquido a otra superficie cercana, esto debido a que existe un intercambio asociado con la superficie bombardeada gracias a las partículas energéticas, dicha técnica es un proceso de recubrimiento al vacío.

Al material que sufre desgaste “erosión” por medio de dicho bombardeo se le llama *target*, el cual es colocado en la parte superior de la cámara de vacío, y en la parte inferior de la cámara son colocadas las laminillas receptoras llamadas substratos, la cámara es evacuada a una presión típica de 5×10^{-4} a 5×10^{-7} Torr.

Generalmente este bombardeo es provocado gracias a la ionización de gases inertes pesados. El gas que más comúnmente se usa es el argón.

Los materiales a los que se les somete dicho tratamiento son desplazados en forma atómica. Por ello los substratos son colocados frente al *target*, de forma que estos interceptan al flujo de átomos.

El método más común de generar dicho bombardeo iónico es de saturar la parte trasera de la cámara con gas inerte sometiéndolo a una presión que va de 1 a 100 mTorr, y para que exista la ionización del gas se le induce una descarga de encendido, tal que; es alcanzada en la zona adyacente al *target*.

Lo anterior se puede observar en la figura 1.5. en este momento la cámara esta sometida a una presión eléctrica de descarga “descarga de encendido” y el gas esta siendo ionizado, dicho proceso genera un ambiente denominado, ambiente de plasma. El *target* en este momento esta siendo polarizado negativamente, de tal forma que toda la superficie de éste recibe el bombardeo de iones con carga positiva desde el plasma.

El método más común para generar plasma y el bombardeo iónico del *target* es el de hacer que este sea físicamente el cátodo, o electrodo negativo, de la descarga eléctrica. Dicha descarga eléctrica es de entre 500 y hasta 5,000 V. Con lo cual, de lo anterior se dice que un equipo de Sputtering que cuente con este arreglo se le denomina diodo. La descarga de encendido de éste se llama encendido negativo no común o anormal^{8,9,10}.

Los equipos que producen plasma por medios independientes comúnmente cuentan con dos electrodos además del *target*, a estos arreglos se les denomina triodos. Otra forma de bombardeo puede generarse en forma de una haz iónico

por una fuente también iónica dentro de la cual se cuenta con rejillas de aceleración.

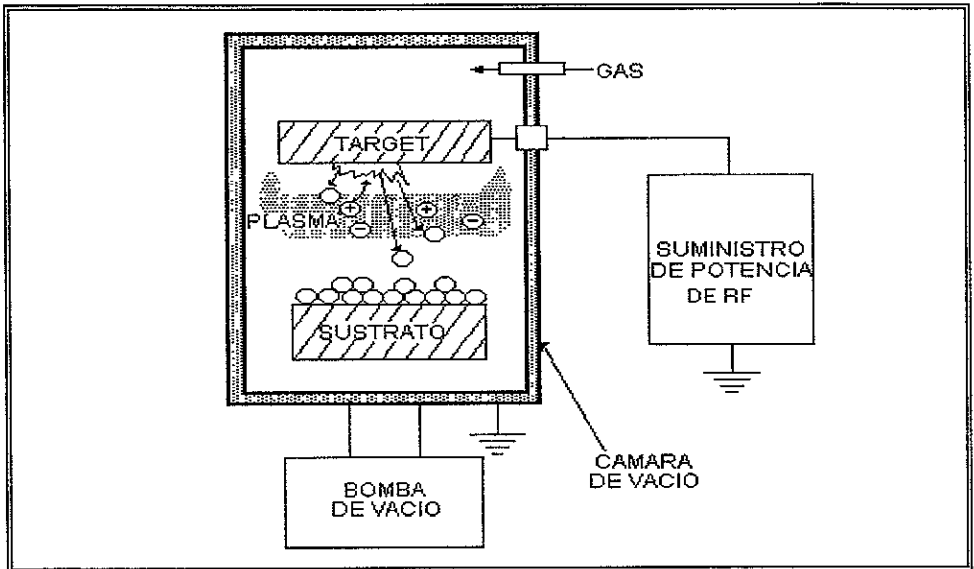


Figura 1.5. Sistema de Sputtering con generador de RF

Lo más importante en el método de depósito por Sputtering es lo versátil que puede ser. Desde que el material pasa por su fase de vapor gracias a un proceso mecánico llamado (momento de intercambio) antes de cualquier proceso ya sea químico o térmico, se puede decir que cualquier material es útil para ser utilizado para recubrir o ser recubierto.

Considerando lo anterior, podemos diferenciar dos métodos de depósito, el método de corriente directa (CD) el cual se usa para depósito de materiales metálicos y el de potencial de (RF) mediante el cual se realizan depósitos de materiales no conductores.

Los recubrimientos por medio de Sputtering pueden formarse de las siguientes maneras:

1. Empleando un *target* el cual contenga diferentes materiales.
2. Empleando simultáneamente diferentes *targets*, siendo estos del mismo o de diferente material.
3. Empleando secuencialmente diferentes *targets* para crear una superficie multicapa.
4. Cargando el sustrato como un electrodo antes del recubrimiento, de tal forma que la contaminación se elimina por medio de Sputtering, de esta forma el recubrimiento se genera únicamente en los sitios de nucleación.
5. Cargando el sustrato como un electrodo, con lo cual se origina un bombardeo iónico en la superficie durante el depósito, esto último por consecuencia de las uniones contaminadas o para modificar la estructura del recubrimiento resultante. Este es conocido como Sputtering por carga.
6. Empleando un gas para inducir uno de los recubrimientos dentro de la cámara, lo cual se conoce como Sputtering reactivo. Con este proceso se pueden utilizar *targets* metálicos con descarga de CD para posteriormente obtener recubrimientos de compuestos no conductores.

Las partículas energizadas en los procesos de Sputtering son generalmente referidas en las unidades de electrón volt. Un electrón volt (eV) es la unidad de energía que contiene una partícula con una unidad de carga electrónica acumulada, mientras que a través de esta existe una diferencia de potencial de 1V. Con lo cual el bombardeo iónico tiene una energía que va de 100 a 1000 eV.

Los átomos en la superficie de un sólido se enlazan generalmente con energías de sublimación que van de 2 a 10 eV. El promedio de energía de los átomos bombardeados es de 10 a 40 eV. La energía de ionización para un átomo de argón es de 15.76 eV, mientras que la radiación ultravioleta de un plasma de argón tiene una energía de 12 eV, la de la radiación en el espectro visible es de 2eV. Los átomos que son absorbidos químicamente tienen una energía de enlace de 1 a 10 eV, con esto quiero decir que el proceso de Sputtering es prácticamente un proceso de alta energía; comparando a este con algunas otras tecnologías de recubrimiento.

1.3.1 Composición del sustrato.

La ventaja que tiene el proceso de Sputtering es que la composición de la película depositada, es también la misma que la del *target*, con lo cual se mantienen sus cualidades tanto físicas como químicas.

Obteniéndose las siguientes características: El *target* se mantiene lo suficientemente frío como para destruir la difusión de los constituyentes, el *target* no sufre descomposición, no presenta ningún reactivo contaminante, existe homogeneidad en la fase de gas y el coeficiente de adhesión es el mismo en todo el sustrato.

Los *targets* se pueden fabricar fundiendo el material o gracias a la presión que se obtiene al elevar la temperatura del mismo. Generalmente los *targets* compuestos de diferentes materiales tienen una mayor complejidad en su elaboración, ya que además de lo complejo que pueda ser depositar un material

sobre otro tendríamos que considerar también la composición de la película producida.

El problema fundamental en la implementación del proceso de Sputtering, es proveer un uniforme y abundante suministro de iones sobre la superficie del *target*. La baja presión del chispazo de descarga, provee una fuente de iones efectiva, un intervalo apropiado en la geometría de los aparatos de chispazo de descarga debe considerarse para:

Incrementar el suministro de iones y también la razón de Sputtering, incrementar el área del *target* y por tanto, el área de deposición disponible, reducir el calentamiento de los substratos por el plasma, permitir bajar la presión del gas de trabajo, y facilitar el recubrimiento de substratos con formas particulares.

1.3.2. Descarga de CD o RF.

El diodo planar es la configuración más usada de Sputtering, y probablemente la más sencilla. El diámetro del cátodo se encuentra entre 10 y 30 cm, y el espacio entre cátodo ánodo es de alrededor de 5 a 10 cm. Estos sistemas operan tanto con potencias de suministro de CD y RF. Las típicas condiciones de operación para Sputtering de metales en un Sputtering fuente de diodo planar son las siguientes:

1. Densidad de corriente del cátodo ($1\text{mA}/\text{cm}^2$)
2. Voltaje de descarga ($100\text{ V} <75\text{mTorr}>$)
3. Separación entre cátodo y substrato (4 cm)
4. Razón de deposición ($400\text{ \AA}/\text{min}$)

Los diodos planares son usados preferentemente despreciando el bajo nivel de deposición, el calentamiento de los sustratos y las relativamente pequeñas superficies depositadas. La razón es su simplicidad y la relativa facilidad con la cual el *target* planar puede fabricarse a partir de una amplia gama de materiales para tomar ventaja de la versatilidad del este proceso de Sputtering¹².

El bombardeo plasma-sustrato promueve la adhesión.

La limpieza y la polarización por Sputtering se realizan fácilmente agregando un ánodo auxiliar y aplicando una polarización negativa en el soporte del sustrato. En un dispositivo asistido por descarga, el sistema de electrodo es independiente del *target* y proporciona el chispazo de descarga.

La configuración más común, la del cátodo caliente del ánodo. Los electrones son emitidos por la superficie del cátodo mediante la emisión termoiónica antes del bombardeo iónico. Esto relaja el volumen de ionización requerido para sustentar la descarga.

Consecuentemente, el cátodo caliente del triodo puede operar a una baja presión (0.5 a 1 mTorr). El voltaje de manejo se encuentra entre 50 y 100 V, aunque la corriente puede alcanzar valores de varios amperes. Las pérdidas radiales de plasma son a menudo minimizadas a través de efectos de confinamiento de un campo magnético axial. Sin embargo, tal campo produce una distorsión en la distribución de corriente sobre el *target*.

Los triodos permiten alcanzar grandes cantidades de deposición (varios miles de Å/min), así como bajas presiones (en el rango de mTorr). Aunque los recubrimientos depositados han sido imprecisos, el uso de los triodos es limitado por dificultades de escala y la vulnerabilidad de la emisión termoiónica en los

gases reactivos. Consecuentemente, las fuentes del magnetrón son asumidas como las más importantes; como dispositivos con alta proporción de deposición.

1.3.3. Radio-Frecuencia Sputtering.

En específico recordaremos que el método de Sputtering por medio de CD no puede ser usado para fabricar películas de materiales no conductores, la razón es simple ya que dicha descarga de CD se acumula demasiado en la superficie del *target*. Esta dificultad puede ser sobrepuesta utilizando una señal de RF para dicho depósito.

Como se ha dicho, un equipo sencillo de Sputtering por RF puede ser utilizado para realizar depósitos de conductores, semiconductores y revestimientos aislantes, consecuentemente, la RF Sputtering ha encontrado, además de aplicaciones en la tecnología de los materiales (de forma puramente física) aplicaciones en la industria electrónica. (Ejemplo de ello lo podemos ver en la tabla de materiales y aleaciones que pueden ser depositados por RF y CD en el apéndice D).

La utilidad que se tiene al realizar Sputtering por medio de RF en materiales no conductores esta basado en realidad en la relación del voltaje del mismo sentido en relación a la carga negativa del potencial que existe en el flujo del plasma, descubriendo con ello que en algunas superficies esta siendo acoplado capacitivamente gracias al flujo del plasma. Básicamente este potencial, el cual se forma por consecuencia de las diferencias en la movilidad que tienen los iones y los electrones o podemos ver en la figura 1.6a.

Las características voltaje-corriente de un electrodo sumergido en un ambiente de plasma esta representado en la figura 1.6b. El potencial flotante es relativamente negativo en función al potencial del plasma y directamente dependiente de la especie del gas y de la función de distribución de la energía de los electrones en el plasma, pero esto ocurre típicamente en el rango de -20 a -50 V, y por esto es demasiado baja la producción de materiales de Sputtering en estas condiciones

1.3.4. Emisión de electrones.

Los desarrollos recientes, sobre el excelente funcionamiento que proveen las fuentes de Sputtering de magnetrón son:

1. Relativamente grandes cantidades de deposición.
2. Gran área de deposición.
3. Bajo calentamiento del substrato, lo que hace que este revolucionario proceso de Sputtering, incremente la expansión de las aplicaciones factibles.

Las fuentes de Sputtering por magnetrón¹⁴ pueden definirse como dispositivos de diodo, en los cuales los campos magnéticos usados se concentran en la superficie del cátodo para formar trampas de electrones, las cuales son también configuradas que el movimiento de corrientes electrónicas $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, puede encerrarse en sí mismo. Los magnetrones se configuran en varias formas. Así, tenemos un magnetrón planar en la figura 1.6a, uno tipo S-gun en la figura 1.6.b y el tipo cilíndrico mostrado en la figura 1.7.

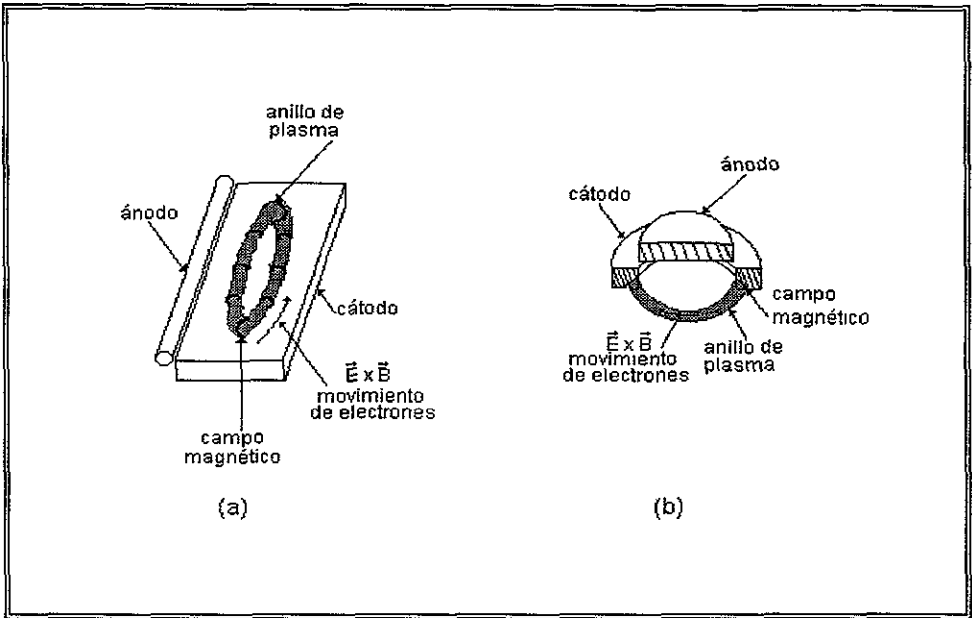


Figura 1 6. Magnetron del tipo planar en la representación (a) y del tipo gun en la (b)

La configuración mostrada en la figura 1.7, ha sido denominada “magnetron post cilindrico”. Este tiene una geometría simple para entender los principios de operación del magnetron. El cátodo consiste de una barra cilíndrica con platos en sus extremos y se coloca en una cámara con un campo magnético uniforme \mathbf{B} directamente paralelo al eje del cátodo.

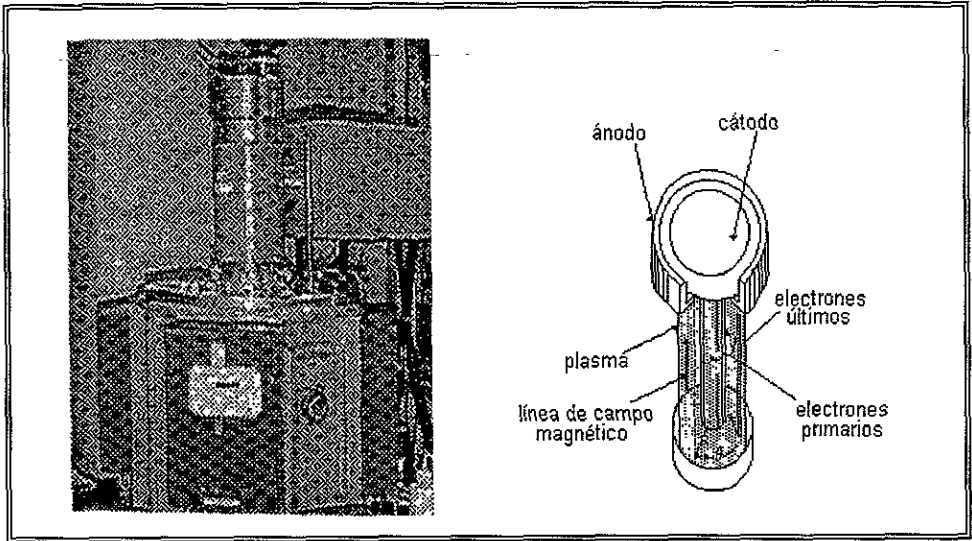


Figura 1.7. Sputtering de Magnetrón Cilíndrico. (Balzers 450 Sputtering System)

El campo magnético posee tal fuerza (un par de cientos de gauss o más) que afecta los electrones del plasma pero no a los iones. La figura 1.8 muestra la configuración de una cámara, que es usada a menudo para magnetrones cilíndricos.

Un conjunto de bobinas son colocadas alrededor de una pared cilíndrica al vacío, la cual se construye de material no-magnético.

Un caparazón de acero magnético alrededor de los enrollamientos y haciendo contacto con la parte superior de la cámara y bajo los platos, los cuales se fabrican también de material magnético, (acero con bajo contenido de carbono). Así una baja reluctancia se provee por esta trayectoria para el flujo magnético, como se indica en la figura 1.8.

Con la consecuencia de que el sistema de enrollamiento de longitud limitada, suministre eficientemente un campo magnético uniforme dentro de la cámara.

Los electrones secundarios son emitidos desde el cañón del cátodo del magnetrón cilíndrico superficial, debido a que los iones bombardeados se encuentran atrapados en una cavidad anular, la cual se cierra en tres lados por las superficies en el potencial del cátodo y en el cuarto lado por el campo magnético.

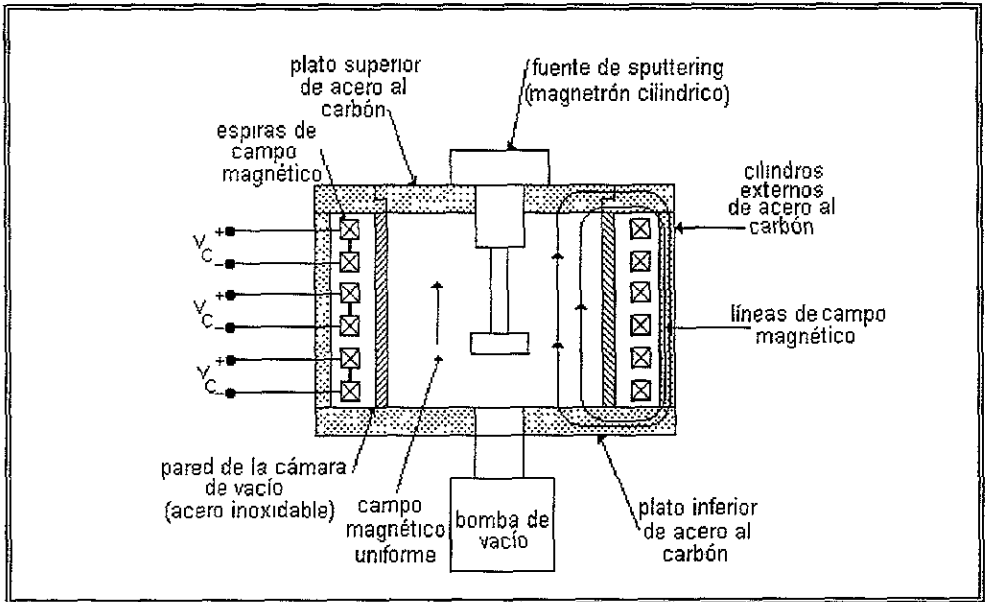


Figura 1.8. Cámara y configuración de espiras de campo magnético en función al la fuente de sputtering por medio de un magnetrón cilíndrico.

Los anillos del ánodo se localizan adyacentemente al extremo de los platos en uno o ambos extremos del cátodo. Luego, los electrones emitidos desde el cátodo podrán emigrar radialmente a través de la cavidad hasta alcanzar el

ánodo. Colisiones de electrones del tipo requerido para sostener la descarga de un plasma juegan un papel esencial, permitiendo que ocurra dicha migración. Así, en contraste a las descargas convencionales, los electrones son forzados a hacer las colisiones requeridas, y una descarga efectiva de Sputtering se mantiene en la cavidad. El movimiento de los electrones puede interpretarse de la siguiente manera:

Cuando un electrón se encuentra en un campo magnético uniforme, su movimiento es perpendicular a las líneas de campo, las cuales pueden ser representadas como una órbita alrededor de una línea de campo, esto se muestra en la figura 1.9a. Dicho movimiento a lo largo del campo sin impedimento, de tal manera que si tiene un componente de velocidad a lo largo de la línea de campo, el movimiento neto es una espiral a lo largo de la línea de campo, como se muestra en la figura 1.9b.

Tales electrones pueden considerarse como atrapados en las líneas de campo magnético. Un electrón atrapado en una línea de campo dada, avanza adyacente a la línea de campo haciendo colisiones, como se indica esquemáticamente en la figura 1.9. Un electrón podría también experimentar una desviación a través del campo magnético, si se encuentra presente un campo eléctrico E . Sin embargo, esta desviación conocida como $E \times B$, no es en la dirección del campo eléctrico, sino en una dirección perpendicular a ambos.

La desviación $E \times B$ tiene la forma mostrada en la figura 1.9d si la energía del electrón es pequeña comparada con la ganada a partir del campo eléctrico, y el movimiento mas circular mostrado en la figura 1.9e se da, si la energía inicial

del electrón es grande comparada con la variación del campo eléctrico inducido durante el curso de una órbita.

Ahora, si existe un campo eléctrico radial en la cavidad anular figura 1.7., el campo podría ser tan fuerte en la región cercana que envuelve al cátodo pero relativamente pequeño en un punto lejano.

Los electrones emitidos desde el cátodo podrían experimentar entonces movimientos del tipo mostrado en la figura 1.9d y ser atrapados en órbitas revolventes alrededor del cátodo.

Estos tendrían la capacidad de avanzar radialmente solo haciendo colisiones o por acción de las oscilaciones del plasma, las cuales producen campos eléctricos azimutales (en la dirección θ) y con desviaciones radiales.

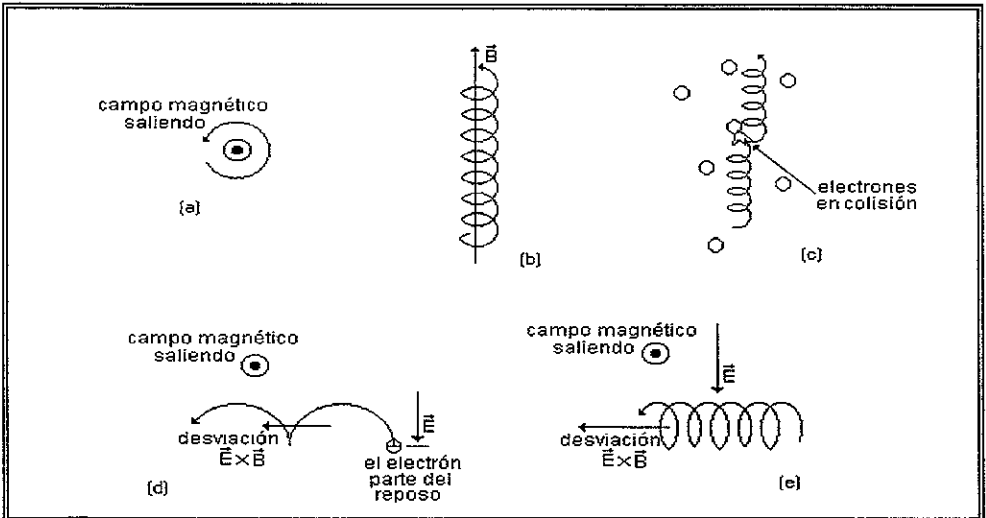


Figura 1.9. Movimiento del electrón en un campo eléctrico y magnético estático.

Como podemos notar, las colisiones son de particular importancia. Muchas de estas colisiones podrían ser con átomos de gas, y los electrones dejan el cátodo con energías de varios cientos de eV, un gran número de estos colisionarían produciendo ionización¹⁴.

El movimiento de desviación $E \times B$ de los electrones primarios y los productos de la ionización producen una intensa corriente azimutal de electrones extendida o atrapada adyacentemente al cátodo. Debido al movimiento axial libre de los electrones a lo largo de las líneas de campo, la extensión tiende a uniformizarse a lo largo de la longitud del cátodo, y se producen un gran número de iones.

Estos iones causan una erosión uniforme y proporciones altas de Sputtering a lo largo del cañón del cátodo. Como los electrones proporcionan una energía superior en las colisiones estos electrones son llamados últimos, los cuales se mueven dentro de las regiones de campo eléctrico pequeño en un radio grande, y su movimiento se parece al de la figura 1.9e.

La velocidad de desviación EXB es relativamente pequeña, y los electrones primero se mueven de abajo a arriba de las líneas de campo, reflejando que los platos de los extremos se encuentran apagados como en la figura 1.7. Cuando ellos alcanzan el radio R del ánodo, inmediatamente entran al interior del ánodo.

Entonces el efecto de la alta movilidad de los electrones a lo largo de las líneas de campo magnético, causa que el anillo del ánodo se proyecte como una "extensión de ánodo virtual", la cual envuelve y termina la descarga del plasma, pero es transparente para el flujo de Sputtering.

Así los electrones se atrapan dentro de la cavidad anular a lo largo de su duración. Los iones son contenidos electrostáticamente a permanecer con los electrones y son entonces mayormente confinados hacia esta región. Consecuentemente, hay un bombardeo virtual de plasma sobre el sustrato localizado bajo el radio del ánodo.

Debido a la eficiencia del mecanismo de ionización en la cavidad del magnetrón, las intensas descargas de plasma, capaces de proveer altos niveles de Sputtering pueden mantenerse a voltajes moderados y casi constantes, con uniformidad a bajas presiones¹⁴.

Las proporciones de deposición podrían depender de la posición radial de los sustrato. En la figura 1.7. se tiene:

1. Densidad de corriente del cátodo (20 mA / cm²)
2. Corriente de descarga (1 a 50 A)
3. Voltaje de descarga (800 V)
4. Presión de argón (1 mTorr <0.13 Pa>)
5. Razón de erosión del cátodo (12,000 Å / min)
6. Posición del sustrato (radio igual a 6 veces el del cátodo)
7. Razón de deposición (2,000 Å / min)

Un atributo importante del magnetrón cilíndrico, es su capacidad para proporcionar una escala para un intervalo de medidas, mientras mantiene sus características comunes de operación. Los cátodos pueden operar en intervalos de longitud desde 0,1m (4") a 2,1m (7").

CAPITULO 2
CARACTERÍSTICAS ELECTROMAGNÉTICAS DEL PLASMA.

2.1. Plasma: otro estado de la materia.

El término <un plasma> se usa para referirse a una cantidad de materia en el estado de plasma. En el estado de plasma un número significativo, si no el total, de los electrones de la materia son electrones libres, es decir, no ligados a una molécula o átomo.

Una definición rigurosa de plasma requiere que la energía cinética promedio de los electrones libres sea superior a algún valor que aumente con la densidad. En la práctica a menudo decimos que la materia se encuentra en el estado de plasma cuando hay suficientes electrones libres para proporcionar una conductividad eléctrica significativa. Generalmente, sólo es necesario que una pequeña fracción de los electrones de la materia sean libres para satisfacer este criterio. La razón más corriente para que exista un gran número de electrones libres es la ionización inducida por colisión, causada por los movimientos térmicos de los átomos a temperaturas elevadas^{2,10}.

Son ejemplos familiares las condiciones materiales en el rayo y en otras descargas eléctricas intensas. También se encuentran densidades elevadas de electrones en los metales, a densidades propias de los sólidos, y en todos los materiales a densidades suficientemente elevadas, independientemente de la temperatura. Esta <ionización por presión> es responsable de la conductividad eléctrica de los metales a temperatura ambiente. Sin embargo, la mayoría de los plasmas terrestres, con la excepción de los metales, los cuales generalmente, no son conceptuados como plasmas, son muy calientes y no muy densos según algunos criterios.

Se puede decir, con limitadas reservas, que un plasma es el estado de la materia a mayor temperatura y que, por consiguiente, tiene lugar a temperaturas más elevadas que el estado gaseoso. Consecuentemente, los plasmas son generalmente considerados como gases ionizados calientes.

Por ejemplo, los gases conductores, parcialmente ionizados y calientes, en varios tipos de lámparas eléctricas de descarga tienen densidades que van desde la densidad atmosférica a valores mucho menores. Por otra parte, un censo de la materia en el universo muestra que su mayor parte se encuentra en estado de plasma y de ésta, una gran parte en el interior de las estrellas donde la densidad de la materia es tan elevada que lo denominaríamos plasma casi independiente de su temperatura.

La figura 2.1. nos da las temperaturas y densidades de diversos plasmas. La medida de densidad del plasma usada en la figura 2.1. es la densidad de electrones total, N_e y no la densidad de electrones libres, n_e . En esta también se incluyen curvas que indican el grado de ionización del hidrógeno, es decir, la fracción de los electrones que son libres, como función de la densidad y la temperatura.

No se indica el grado de ionización a las densidades superiores, ya que en ese rango las ideas generales sobre la ionización no son aplicables. Es un hecho, como indica la figura 2.1. que un grado de ionización determinado se alcanza a una menor temperatura cuando la densidad es menor. También se indica la energía de Fermi del electrón⁷, que depende de la densidad y es una medida

burda de la temperatura por debajo de la cual nuestras ideas habituales sobre la ionización no tienen aplicación: Por debajo de esta línea se puede considerar que la ionización se produce, únicamente, debido a la elevada densidad. Nótese, por ejemplo, que los plasmas en confinamiento inercial están por encima de esta línea, a pesar de sus altas densidades, debido a sus elevadas temperaturas.

El estudio de la física de los plasmas es interesante e importante debido al deseo de entender diversos fenómenos naturales, y debido a ciertas aplicaciones de la materia en estado de plasma. Como lo indica la figura 2.1. estos procesos naturales incluyen la ionosfera terrestre, las estrellas y el viento solar.

Las aplicaciones tecnológicas de los plasmas comprenden la posibilidad de producción de energía eléctrica, limpia y económica. Por medio de la reacción controlada de fusión termonuclear de elementos ligeros (por lo general, los isótopos pesados del hidrógeno, el deuterio y el tritio), siendo esta aplicación la responsable de la mayor parte de los esfuerzos realizados en la física del plasma desde aproximadamente 1953^o.

Las temperaturas y densidades a las cuales se tienen velocidades de reacción para la fusión termonuclear económicamente útiles se sitúan en los rangos indicados en la figura 2.1. para los distintos métodos de fusión, lo cual implica que el combustible de los futuros reactores de fusión ha de encontrarse en el estado de plasma. Este hecho ha motivado el estudio intenso de los plasmas, ya que diversas propiedades características del plasma, tales como la conductividad térmica y eléctrica elevada, influirían fuertemente en el comportamiento del reactor de fusión.

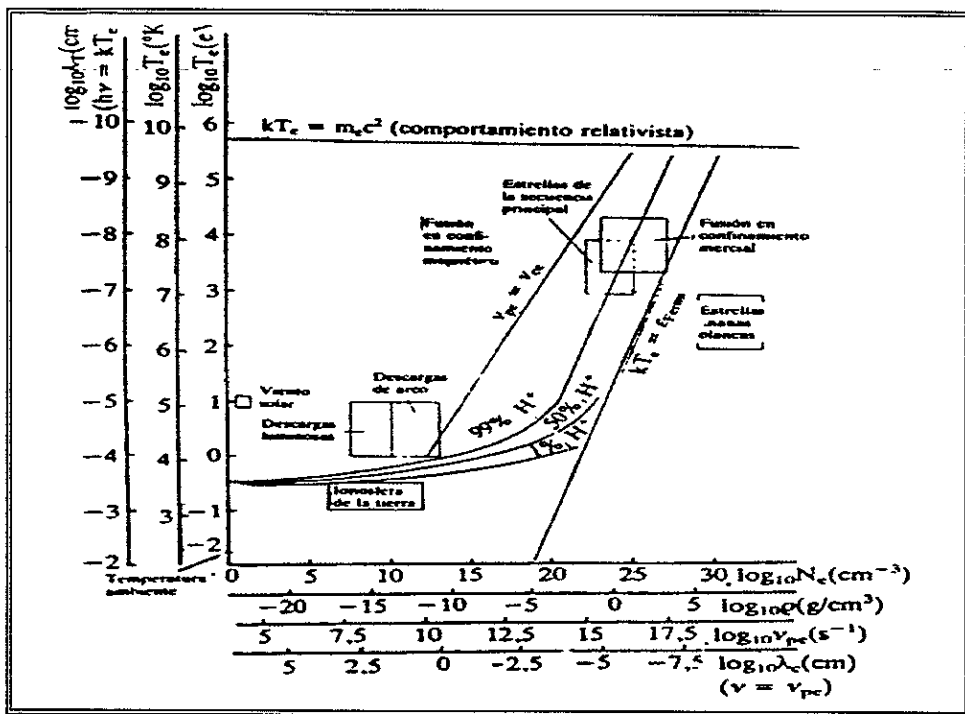


Figura 2.1. Se indican aquí las densidades de diversos plasmas tanto naturales como producidos por el hombre.

Las densidades se dan en unidades de N_e , densidad total de electrones (ligados y libres); ρ es la densidad de masa del hidrógeno para dicha densidad electrónica; ν_{pe} es la frecuencia electrónica del plasma para dicha densidad electrónica; y λc es la longitud de onda de la luz de frecuencia ν igual a ν_{pe} .

Las temperaturas de los electrones, T_e se dan en electrón voltios (eV), en grados Kelvin ($^{\circ}\text{K}$) y en unidades de la longitud de onda de la luz λ_T para la cual el cuanto de energía, $h\nu$, es igual a la energía térmica media del electrón kT_e .

En muchos plasmas, aunque no en todos, las temperaturas iónica y electrónica son idénticas.

Las escalas múltiples de la figura sirven también como tablas de conversión, es decir, monógrafos, para las distintas variables que se indican en cada eje. La línea $v_{pe} = v_{ce}$ separa los plasmas no colisionales (parte superior izquierda) de los plasmas en los que dominan las colisiones (parte inferior derecha). La línea $kT_e = E_{\text{Fermi}}$ separa los plasmas ionizados debido a su densidad (parte inferior derecha) de los gases de menor densidad que se convierten en plasmas únicamente cuando la ionización térmica es suficiente.

La curva $\%H^+$ indica el grado de ionización del hidrógeno en esta última región. Cerca y por encima de la línea $kT_e = m_e c^2$ el comportamiento del electrón es relativista. El símbolo k denota la constante de Boltzmann que convierte temperatura en energía media por partícula, y que, por supuesto, es distinta para las distintas escalas de temperatura. En el caso del procedimiento de confinamiento magnético, figura 2.2a, un plasma de combustible de fusión, de baja densidad, se encuentra aislado de las paredes del reactor gracias a la interposición de un campo magnético; de no ser así se enfriaría muy rápidamente debido a la conducción térmica a través de las paredes.

La elevada conductividad eléctrica del plasma de combustible le impide atravesar el campo magnético y tocar las paredes. En el procedimiento de confinamiento inercial, la figura 2.2b, se calientan pequeñas bolitas que contienen el combustible de fusión por medio de haces intensos procedentes de

láseres o de aceleradores de partículas cargadas y las reacciones nucleares tienen lugar durante el breve lapso de tiempo que, gracias a su propia inercia, tardan las bolitas calentadas en desintegrarse. En éste procedimiento, la conductividad térmica elevada juega un papel importante al utilizar la ablación de parte de la superficie de la bolita para comprimir su núcleo a densidades mucho mayores que la densidad de los sólidos, condición para la cual las velocidades de reacción son suficientemente altas para ser económicas.

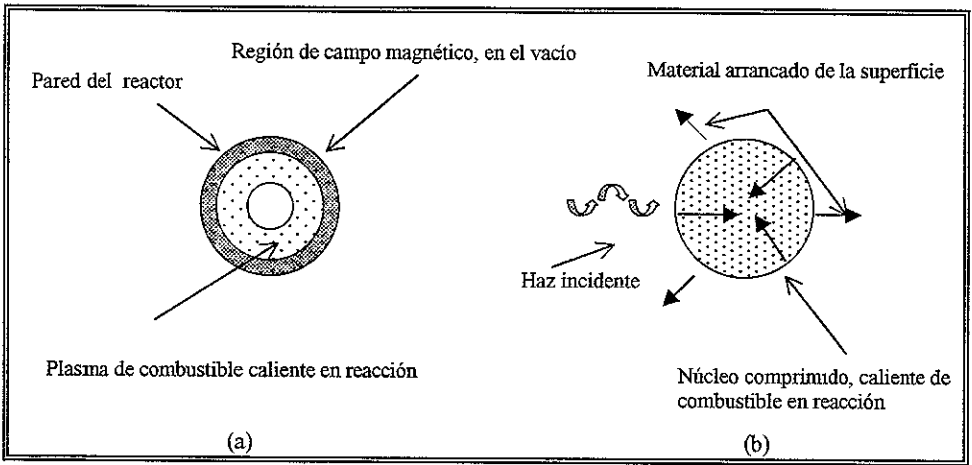


Figura 2.2. Diagramas esquemáticos de los métodos principales para lograr la fusión termonuclear controlada: (a) confinamiento magnético, y (b) confinamiento inercial.

Para una discusión más cuantitativa del estado de plasma, hemos de considerar el movimiento colectivo de los electrones libres. Para esto ignoramos primeramente el movimiento relativamente lento de los iones, mucho más pesados. Si la densidad de las cargas negativas de los electrones en una región es superior (o inferior) a la densidad de las cargas positivas de los iones, la región tendrá una carga neta negativa (o positiva).

En consecuencia aparecerán, según las ecuaciones de Maxwell², campos eléctricos que intentarán restaurar la neutralidad de la carga, es decir, carga neta cero, en dicha región. Sin embargo, debido a la inercia de los electrones este proceso corrector del desequilibrio de carga es oscilatorio y de una frecuencia igual o muy próxima a la denominada frecuencia del plasma

$$v_{pe} = \left(\frac{n_e e^2}{\pi m_e} \right)^{1/2} \quad (2.1)$$

donde e y m_e son la carga y masa de un electrón libre, respectivamente, y n_e es la densidad de electrones libres, todas ellas en unidades *cgs*. Nótese que v_{pe} es independiente de las dimensiones de la región donde existe el desequilibrio de carga. En la figura 2.1. La abscisa viene dada en términos de v_{pe} y de la longitud de onda de la luz en el espacio libre para esta frecuencia, λ_0 , además de en unidades de E_n

Aquí se utiliza, por simplicidad, la densidad electrónica total, N_e , en lugar de n_e para calcular v_{pe} y λ_0 . Por consiguiente, estrictamente, estas dos escalas de la abscisa solamente son aplicables a la región completamente ionizada de la parte superior izquierda de la figura 2.1. Cuando la frecuencia de la onda electromagnética es menor que la frecuencia local del plasma la onda no puede propagarse. Por este motivo λ_0 se denomina a menudo longitud de onda de corte. Las ondas que inciden en una región en que, por esta razón, no pueden propagarse tienden a ser reflejadas.

Este fenómeno explica la reflexión de las señales de radio en la ionosfera (véanse los parámetros de la ionosfera en la figura 2.1.)

En muchas condiciones las oscilaciones del plasma se atenúan lentamente y son fácilmente observables. Las primeras observaciones de estas oscilaciones, llevadas a cabo por Langmuir⁸ (1929) en un plasma de laboratorio, le indujeron a denominar a los gases ionizados que mantenían dichas oscilaciones <plasmas> por analogía con el comportamiento oscilatorio, como de gelatina, de las sustancias biológicas de igual nombre. Si las oscilaciones del plasma se producen con una velocidad máxima de oscilación igual a la velocidad media térmica electrónica, V_e , entonces a partir de las relaciones del oscilador armónico el desplazamiento espacial de estos electrones oscilantes es de:

$$\lambda_D = \frac{V_e}{2\pi\nu_{pe}} \quad (2.2)$$

(Esta longitud es denominada longitud de Debye⁸, pues es esencialmente la misma cantidad utilizada por vez primera por Debye⁸ en la teoría de los electrolitos, antes de su utilización en la física del plasma.) Evidentemente, si λ_D es mayor que las dimensiones del plasma las oscilaciones con la velocidad V_e sacarán a los electrones fuera del plasma antes de completar un período completo. Esto es equivalente a decir que la conservación de la energía junto con las ecuaciones de Maxwell no obligan al plasma a mantenerse neutro. Además, si el plasma es mucho menor que λ_D , las partículas que lo componen actúan más bien independiente que colectivamente.

En este caso las oscilaciones del plasma, que son un fenómeno colectivo, al igual que la mayoría de las propiedades que se citan a continuación, desaparecen y lo que nos queda no puede ser denominado plasma.

Una definición más completa de un plasma es, por lo tanto, la siguiente: Un plasma es una cantidad de materia cuya densidad de electrones libres es suficientemente grande para afectar significativamente sus propiedades eléctricas y termodinámicas, y cuyas dimensiones son mayores que λ_D . Por consiguiente, a partir de la definición se deduce que los plasmas, en promedio, son casi neutros, y en efecto la naturaleza exige a los plasmas mucho mayores que λ_D que estén muy cercanos a la neutralidad eléctrica¹⁰.

2.2. Otras características y propiedades de los plasmas.

2.2.1. Luminosidad.

Una de las características más llamativas de los plasmas es su luminosidad. La mayoría de las fuentes de luz que conocemos son plasmas. Los electrones libres del plasma emiten fotones de radiación electromagnética, de energía igual o inferior a la suya, cuando chocan con los iones, gracias a un proceso denominado *bremstrahlung* (término alemán que significa radiación de frenado).

La ordenada de la figura 2.1. T_e , viene dada también en unidades de longitud de onda de la luz, λ_T , con energía del fotón, $h\nu$, igual a la energía térmica promedio, kT_e . Puesto que la temperatura en unidades de energía es la

energía térmica promedio de un electrón en un plasma, vemos que la radiación de frenado de los diversos plasmas conocidos cubre el espectro desde el infrarrojo lejano, pasando por el visible y el ultravioleta, hasta los rayos X. (ver apéndice A). Además, los electrones libres radian al recombinarse; es decir, al volverse a ligar con los iones.

También, debido a sus elevadas temperaturas, muchos de los átomos en los plasmas neutros o parcialmente ionizados se encuentran en estados excitados de energía, por lo que pueden caer a los estados menos energéticos (incluyendo el estado de menor energía o estado fundamental) emitiendo energía en forma de radiación. Esto se denomina radiación ligado-ligado o radiación de línea porque la radiación, que se produce únicamente para energías correspondientes, según la mecánica cuántica, a la diferencia entre los niveles atómicos de energía, forma líneas estrechas en las fotografías del espectro de luz emitida.

La radiación de frenado predomina a las temperaturas superiores. En los plasmas más fríos, no tan completamente ionizados, la recombinación se hace más importante, por lo que la radiación de línea predomina en dichos plasmas.

2.2.2. Comportamiento no colisional.

Otra característica importante de los plasmas es su capacidad de presentar lo que se denomina comportamiento no colisional. Al calentar un plasma las colisiones binarias ordinarias entre electrones e iones pierden importancia debido a la naturaleza de largo alcance de la fuerza, proporcional a $1/r^2$ entre partículas cargadas. Esto es lo contrario a lo que podría esperarse teniendo en cuenta que

la frecuencia de colisión entre partículas del tipo esfera dura aumenta al aumentar sus velocidades térmicas relativas.

A una densidad dada, un aumento de temperatura hace que la frecuencia de colisión binaria, que es aproximadamente proporcional a $n_e/T_e^{3/2}$ disminuya haciéndose menor que otras varias frecuencias características del plasma, tales como la frecuencia de oscilación colectiva mencionada anteriormente.

Cuando ocurre esto se deduce que el plasma se ha vuelto no colisional porque los fenómenos asociados con las otras frecuencias han pasado a ser más importantes que las colisiones. Puesto que hay diferentes frecuencias de colisión binaria (por ejemplo, electrón-electrón, electrón-ión, ión-ión) y diversas frecuencias características asociadas al plasma además de ν_{pe} , se pueden dar varias definiciones de no colisional. Sin embargo, la definición más fundamental es, quizá, que la frecuencia ν_{pe} ha de ser mayor que la frecuencia de colisión electrón-electrón ν_{ce} .

En la figura 2.1. se dibujo la línea para la cual $\nu_{ce} = \nu_{pe}$ para el hidrógeno totalmente ionizado. Según esta definición podemos decir que los plasmas por encima de esta línea son no colisionales, incluyendo los efectos del campo magnético y la inestabilidad (que veremos más adelante), se trata en la referencia 10 y, a nivel más avanzado, en la referencia 13.

2.2.3. Propiedades e interacción con los campos magnéticos.

La interacción de los plasmas con los campos magnéticos surge en conexión con los plasmas extraterrestres y la fusión en confinamiento inercial, y es especialmente importante en la fusión en confinamiento magnético. Esta interacción puede ser tratada o bien considerando un plasma como un fluido conductor eléctrico¹⁴ (este enfoque que se denomina magnetohidrodinámica o MHD) o bien considerando en primer lugar, los movimientos de las partículas cargadas en un campo magnético y después teniendo en cuenta el carácter colectivo de plasma de las partículas cargadas. Desde el punto de vista de la partícula cargada individual el hecho importante es que una partícula cargada que se mueve en un campo magnético siente una fuerza.

$$F = q \frac{V}{c} * B \quad (2.3)$$

donde c es la velocidad de la luz, q y V son la carga y el vector velocidad de la partícula, B es el vector campo magnético (todos en unidades cgs gaussianas), y $\langle * \rangle$ entre los dos vectores indica el producto vectorial.

Por lo tanto, F forma un ángulo recto con V y B y sólo la componente de V que forma ángulo recto en B entra en la multiplicación. El módulo de la fuerza, F , es $F = qV_{\perp} B/c$. Aquí V_{\perp} es la componente de V perpendicular a B , V_{\parallel} , que se utilizará más adelante, es la componente paralela.

Consecuentemente, una partícula cargada en movimiento a través de un campo magnético, en ausencia de otro campo de fuerza, girará alrededor de las

líneas magnéticas sin variar el modulo de su velocidad, V , es decir, con energía cinética constante.

Si el campo magnético B es constante en el tiempo y en el espacio, entonces tanto V_{\perp} como V_{\parallel} son constantes, es decir, la trayectoria de la partícula es una espiral de radio y peso constantes paralela a B como se muestra en la figura 2.3. La frecuencia de giro de la partícula viene dada por:

$$\Omega_g = qB/mc, \quad (2.4)$$

a veces denominada frecuencia de ciclotrón o de sincrotrón, y el radio de giro es, consecuentemente,

$$r_g = \frac{V}{\Omega_g} = \frac{Vmc}{qB}. \quad (2.5)$$

Nótese que Ω_g es independiente de la velocidad y, que por consiguiente, la resonancia entre esta frecuencia natural y cualquier oscilación temporal de los campos E o B en el plasma se producirá a esta misma frecuencia para todas las partículas que tengan igual razón carga-masa, q/m , en una región dada.

Este hecho es la base de diversos métodos resonantes de calentamiento del plasma. Puesto que Ω_{ge} , la frecuencia de giro de los electrones, es una frecuencia característica del plasma, se puede dar como definición de no colisionalidad la condición $\Omega_{ge} > \nu_{ce}$ (véase lo dicho anteriormente).

De hecho, este criterio indica aproximadamente cuándo las colisiones binarias son suficientemente débiles para permitir que el campo magnético confine el plasma. Cuando no se cumple este criterio de no colisionalidad, el giro de los electrones (e iones) en los campos magnéticos se ve tan afectado por las colisiones que el efecto confinante del campo magnético desaparece.

Si el módulo de B , $|B|$, es función de la distancia a lo largo de una línea de campo magnético, manteniéndose constante en el tiempo, V_{\perp} y V_{\parallel} variarán en el tiempo, pero aún de forma que se mantenga $V = (V_{\perp}^2 + V_{\parallel}^2)^{1/2}$ constante, y en general V crecerá en las regiones de $|B|$ creciente.

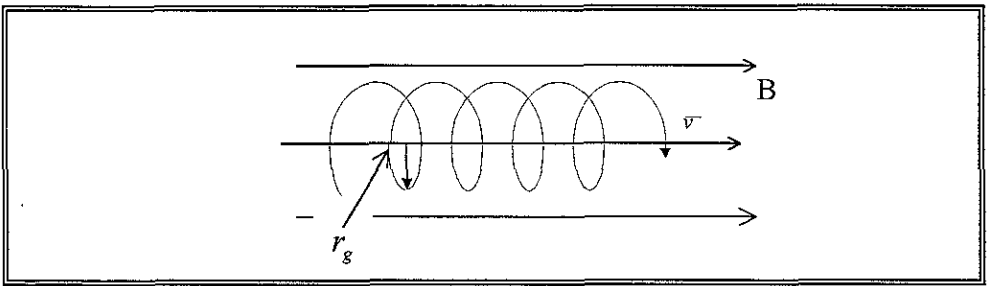


Figura 2.3. Movimiento espiral o giratorio de una partícula cargada en un campo magnético B .

Por lo tanto, para mantener la constancia de V la partícula tiende a ser excluida de las regiones de $|B|$ suficientemente elevado. Este efecto se denomina <efecto de espejo>. Si, por otra parte, $|B|$ es constante en las líneas de campo pero dichas líneas poseen una curvatura constante, como el campo de un hilo portador de corriente, entonces V_{\perp} y V_{\parallel} se mantendrán constantes, pero el centro instantáneo alrededor del cual gira la partícula se desplazará perpendicularmente

a B y al radio de curvatura de B. Este movimiento del centro de giro, o <centro de guía>, se denomina <arrastre>.

El papel de los campos magnéticos en al dirección del movimiento de las partículas cargadas y la flexibilidad y las complejidades introducidas por el efecto de espejo y el arrastre, son fundamentales en la utilización de campos magnéticos para el confinamiento de plasma de fusión termonuclear.

El aislamiento de estos plasmas, evitando el contacto con las paredes frías del reactor, se discute en mayor detalle en el artículo sobre dispositivos de confinamiento de plasmas de la referencia 14.

2.2.4. Inestabilidad.

Quizás la característica más compleja e importante de los plasmas es la inestabilidad. Hay varios tipos de inestabilidades del plasma y cada tipo comprende muchas inestabilidades diferentes. Puesto que la mayoría de los plasmas son parecidos en algunos aspectos a los fluidos, son susceptibles a inestabilidades similares a las que hacen que los fluidos en equilibrio inestable o en flujo laminar se vuelvan turbulentos y busquen un equilibrio o una estructura de flujo diferentes.

Por ejemplo, una pequeña ondulación que se produzca en la superficie de separación entre un fluido ligero y un fluido más pesado superpuesto crecerá, en un principio exponencialmente, en el tiempo. El fluido más pesado caerá entonces a través del más ligero, generalmente en un aparente desorden, es

decir, en forma turbulenta, hasta que el sistema alcance el reposo con el fluido más pesado en el fondo.

Este crecimiento exponencial de las ondulaciones de la superficie de separación se denomina inestabilidad de Rayleigh-Taylor ¹⁵.

Cuando la superficie de separación entre un plasma confinado y su campo magnético confinante es curvada hacia el plasma, como ha de ocurrir en muchos de los diseños de reactores, se produce un tipo de inestabilidad superficial parecida. Juega un papel importante en el desarrollo de esta inestabilidad el arrastre de las partículas cargadas en los campos magnéticos tratando anteriormente. Identificando ambas situaciones tenemos que el plasma juega el papel del fluido más pesado y el campo confinante el del fluido más ligero.

Como consecuencia de la inestabilidad el plasma atravesaría el campo magnético y alcanzaría la pared del reactor. Se ha encontrado solución a este problema utilizando formas de campo magnético más complejas.

Además de estas inestabilidades de tipo fluido, en las cuales las ondulaciones que crecen serán mucho mayores que r_g y que λ_D para las partículas del plasma, los plasmas no colisionables son susceptibles de sufrir microinestabilidades, promovidas por una diversidad de fenómenos tales como corrientes eléctricas intensas o flujo calorífico, que ocasionan el alejamiento del plasma del equilibrio termodinámico local, hacen que las oscilaciones colectivas crezcan y produzcan fluctuaciones de densidad fuertemente amplificadas.

Las fluctuaciones de densidad a su vez tienen el mismo efecto sobre el plasma que una frecuencia de colisión binaria anómalamente elevada y, por

consiguiente, dan lugar a una resistividad eléctrica anómalamente elevada o a una conductividad térmica anómalamente reducida. Cuando estas frecuencias de colisión anómalas se deben a las corrientes que fluyen en la superficie de separación entre un plasma confinado y el campo magnético confinante, pueden producir una ruptura del confinamiento, exactamente igual que si $v_{ca} > \Omega_{ge}$ (véase lo anteriormente dicho).

Por otra parte, las frecuencias de colisión anómalas y la amplificación resultante de la resistividad pueden ser beneficiosas si se deben a corrientes eléctricas que se hacen circular por el interior del plasma para calentarlo, ya que de esta forma se incrementa la velocidad de calentamiento. Esto recibe el nombre de <calentamiento turbulento>.

Las microinestabilidades desempeñan el mismo doble papel en la fusión en confinamiento inercial en cuyo caso la absorción de la luz láser incidente sobre las bolitas se ve favorecida por las microinestabilidades. Por otra parte estas mismas impiden la conducción térmica subsiguiente de la energía absorbida a núcleo de la bolita que es donde hace falta para comprimir y quemar el combustible termonuclear. La inestabilidad de Rayleigh-Taylor¹⁵ también tiene lugar en los sistemas de confinamiento inercial (figura 2.2b). La compresión del núcleo de la bolita va necesariamente acompañada de una aceleración hacia dentro. Esta aceleración equivalente localmente a la gravedad (con el sentido del vector gravedad opuesto al del vector aceleración). Se produce una situación inestable muy parecida a la clásica de Rayleigh-Taylor¹⁵:

La gravedad efectiva resultante de la aceleración hacia dentro, está dirigida hacia fuera del plasma pesado del núcleo de la bolita al plasma más ligero que ha sido disgregado de la superficie de la bolita.

Esta situación inestable, que amenaza con producir una disrupción turbulenta en lo que sería una compresión suave con simetría esférica, podría ser problemática al evitar la consecución de las densidades elevadas del combustible necesarias para que la liberación de la energía de fusión sea económica.

Actualmente se están diseñando bolitas cuyas capas externas están formadas por distintos materiales elegidos de manera que el problema pueda ser minimizado o eliminado.

2.3. Respuesta o función dieléctrica del gas de electrones.

La teoría del plasma esta basada en ciertas propiedades del gas ionizado. El plasma se asume como una cantidad consistente e igual en numero de electrones ligeros en movimiento y de pesadas cargas estáticas de iones. Esto es debido a que la diferencia en masa considerando la movilidad entre los electrones y los iones es larga, esto es considerado ya que los iones provienen de un medio cargado estáticamente y además los electrones son los únicos que se encuentran en movimiento, si los electrones están completamente libres para moverse en el medio, sin ningún impedimento, estos no intentaran transferir energía a los pesados iones existentes así como a las moléculas del gas.

El plasma se considera con perdidas insignificantes, cuando algunas veces las colisiones elásticas e inelásticas de los electrones y de algunas otras

partículas en el plasma interaccionan unas con otras, esto causa pérdidas de energía. La pérdida total de energía en función a las colisiones es comúnmente conocida como *frecuencia efectiva de colisión*^{13,15}. Esto es equivalente al número de colisiones en cierta unidad de tiempo, esto puede ser un extracto de la energía total desprendida de los electrones en la práctica.

La densidad de corriente en el plasma esta enunciada comúnmente como:

$$J = -nev \quad (2-6)$$

Donde n es el número de velocidad en unidad de velocidad, e y m son la carga electrónica y la masa respectivamente, y v es la velocidad del vacío.

Si ν es la frecuencia de colisión efectiva, la fuerza que impide el movimiento debido a las colisiones sería por consiguiente la pérdida de momento.

$$F = m\nu v \quad (2.7)$$

Con lo cual y en función a lo anterior la ecuación del movimiento de un electrón en presencia de un campo electromagnético esta dado por lo siguiente.

$$m \frac{dv}{dt} = -m\nu v - e - (E + v * B) \quad (2-8)$$

los términos de la derecha en la ecuación anterior, son la fuerza debida a el efecto de colisión estático, y la relación de Lorentz¹⁵ dada la relación de fuerza debida a la interacción de los campos electromagnéticos y la carga de los

electrones. Para los campos de onda electromagnética normales, la fuerza debida al flujo magnético puede ser despreciada comparada con la fuerza de los campos eléctricos, con ello algunos términos de la ecuación (2-2) pueden ser omitidos, y debe ser considerada para propósitos de función en relación al espacio y tiempo, de la siguiente manera:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial v}{\partial t} \quad (2-9)$$

algunas veces, dz/dt es la frecuencia baja en la cual los electrones se desplazan en el plasma, por lo cual dicho lo anterior podemos asumir como cero o ilegible; de lo cual resultaría.

$$\frac{dz}{dt} = 0$$

y

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t}$$

Si esto dependiese del tiempo la ecuación $\exp j\omega t$ podría asumirse de la siguiente manera:

$$j\omega mv + muv = -eE \quad (2-10)$$

Substituyendo el valor de v dado en la ecuación (2-6) en la ecuación (2-10) tendremos.

$$J(j\omega + \nu) = \frac{ne^2}{m} E \quad (2-11)$$

Para las pérdidas en el plasma, $\nu = 0$ por lo tanto la ecuación (2-11) quedaría.

$$j\omega J = \frac{ne^2}{m} E \quad (2-12)$$

Si de lo anterior, los campos externos no existieran, o si estos fueran más pequeños comparados con los generados por el movimiento del electrón la ecuación (2-6) resultaría ser.

$$J = -j\omega \epsilon_0 E \quad (2-13)$$

Eliminando J de las ecuaciones (2-12) y (2-13) tendríamos:

$$\omega^2 \epsilon_0 E = \frac{ne^2}{m} E \quad (2.14)$$

Por lo cual

$$\omega^2 = \frac{ne^2}{m\epsilon_0} \quad (2-15)$$

En un plasma neutro “que no se encuentre bajo la influencia de campos externos”, esto es; que se encuentren los electrones en equilibrio, a una frecuencia natural de oscilación, ecuación (2-8) se le conoce más comúnmente

como *frecuencia del plasma* (más adelante se desarrollara con mayor claridad), y la ecuación quedaría por ultimo:

$$2\pi f_p = \omega_p = \sqrt{\left(\frac{ne^2}{m\epsilon_0}\right)} \quad (2-16)$$

Hemos de recordar que un plasma es un medio con concentraciones iguales de cargas positivas y negativas, siendo al menos un tipo de carga móvil.

En un sólido las cargas negativas de los electrones de conducción se encuentran equilibradas o compensadas por una concentración igual de cargas positivas en los núcleos iónicos. Con lo cual definimos la función dieléctrica como.

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2-17)$$

que esta representada en la figura 2.4.

La función dieléctrica del gas de electrones $\epsilon(\omega, K)$, con su fuerte dependencia con la frecuencia y con el vector de onda, posee un significado importante para las propiedades físicas de los sólidos. En uno de sus límites, $\epsilon(\omega, 0)$ describe las excitaciones colectivas del mar de Fermi¹⁶. En el otro límite, $\epsilon(0, K)$ describe el apantallado electrostático de las interacciones electrón-electrón, electrón-red y electrón-impureza en los cristales.

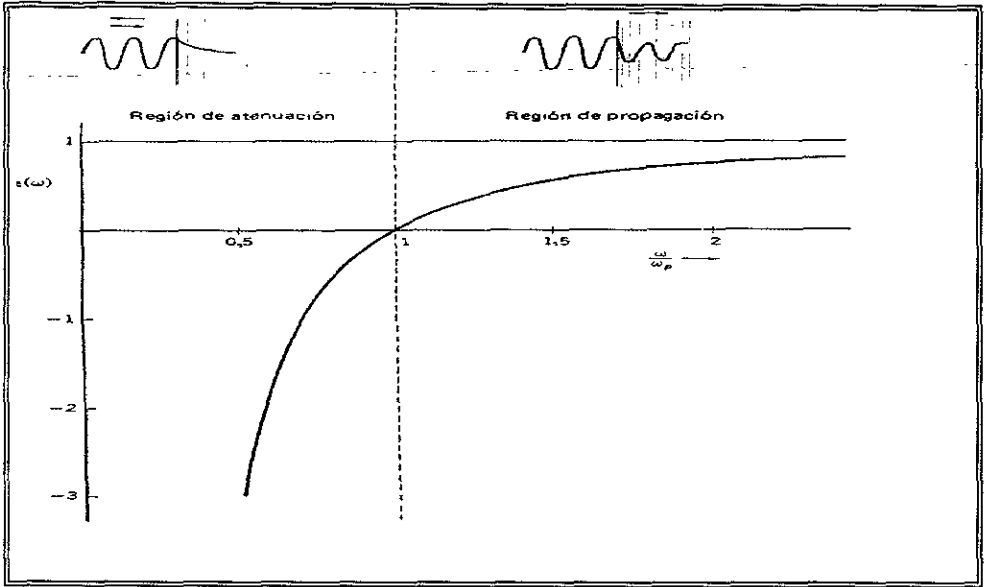


Figura 2.4 Función dieléctrica de un gas de electrones libres $\epsilon(\omega)$ representada en función de la frecuencia de unidades de la frecuencia de plasma ω_p . Las ondas electromagnéticas se propagan sin amortiguamiento únicamente cuando ϵ es positivo y real. Las ondas electromagnéticas son totalmente reflejadas por el medio cuando ϵ es negativo.

El plasma se considera con pérdidas insignificantes, cuando algunas veces las colisiones elásticas e inelásticas de los electrones y de algunas otras partículas en el plasma interactúan unas con otras, esto causa pérdidas de energía.

La pérdida total de energía en función a las colisiones es comúnmente conocida como *frecuencia efectiva de colisión*^{13,15}. Esto es equivalente al número de colisiones en cierta unidad de tiempo, esto puede ser un extracto de la energía total desprendida de los electrones en la práctica.

2.3.1. Relación de dispersión para las ondas electromagnéticas.

En un medio isótropo no magnético la ecuación de las ondas electromagnéticas es:

$$\mu_0 \frac{\partial^2 D}{\partial t^2} = \nabla^2 E \quad (2-18)$$

Se realiza la solución para $E \propto \exp(-i\omega t)\exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r})$ y $D = \epsilon(\omega, \mathbf{K})E$; entonces tenemos la relación de dispersión correspondiente a las ondas electromagnéticas:

$$\epsilon(\omega, \mathbf{K}) \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 = K^2 \quad (2-19)$$

Esta relación expresa múltiples propiedades. Consideremos:

ϵ real y > 0 . Para ω real, K es real y se propaga una onda electromagnética transversal con velocidad de fase $c / \epsilon^{1/2}$

ϵ real y < 0 . Para ω real, K es imaginario y la onda resulta amortiguada con una longitud característica $1/|K|$.

ϵ Compleja. Para ω real, K es complejo y las ondas están amortiguadas en el espacio.

$\epsilon = \infty$. Esto significa que el sistema tiene una respuesta finita en ausencia de una fuerza aplicada; así pues, los polos de $\epsilon(\omega, \mathbf{K})$ definen las frecuencias de las oscilaciones libres del medio.

$\epsilon = 0$. Veremos que únicamente son posibles ondas polarizadas longitudinalmente en los ceros de ϵ .

2.3.2. Modos ópticos transversales en un plasma.

La relación de dispersión (2-12) resulta ser, con $\epsilon(\omega)$,

$$\epsilon(\omega)\omega^2 = \epsilon(\infty)(\omega^2 - \omega_p^2) = c^2 K^2 \quad (2-20)$$

Para $\omega < \omega_p$ tenemos $K^2 < 0$, de modo que K es imaginario. Las soluciones de la ecuación de ondas son de la forma $\exp(-i |K|x)$ en la región de frecuencias $0 < \omega \leq \omega_p$. Las ondas incidentes sobre el medio en esta región de frecuencias no se propagan, sino que resultan totalmente reflejadas. Un gas de electrones es transparente cuando $\omega > \omega_p$, porque entonces la función dieléctrica es real positiva. La relación de dispersión en esta región puede escribirse como:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 K^2 / \epsilon(\infty) \quad (2-21)$$

Esta expresión describe ondas electromagnéticas transversales en un plasma. figura 2.5. Se dan más adelante valores de la frecuencia del plasma ω_p y de la longitud de onda en el espacio libre $\lambda_p \equiv 2\pi c/\omega_p$ para concentraciones electrónicas de interés. Se propagará una onda si su longitud de onda en el espacio libre es menor que λ_p ; en otro caso, la onda se refleja¹⁶.

$n, \text{ electrones/cm}^3$	10^{22}	10^{18}	10^{14}	10^{10}
ω_p, s^{-1}	5.7×10^{15}	5.7×10^{13}	5.7×10^{11}	5.7×10^9
λ_p, cm	3.3×10^{-5}	3.3×10^{-3}	0.33	33

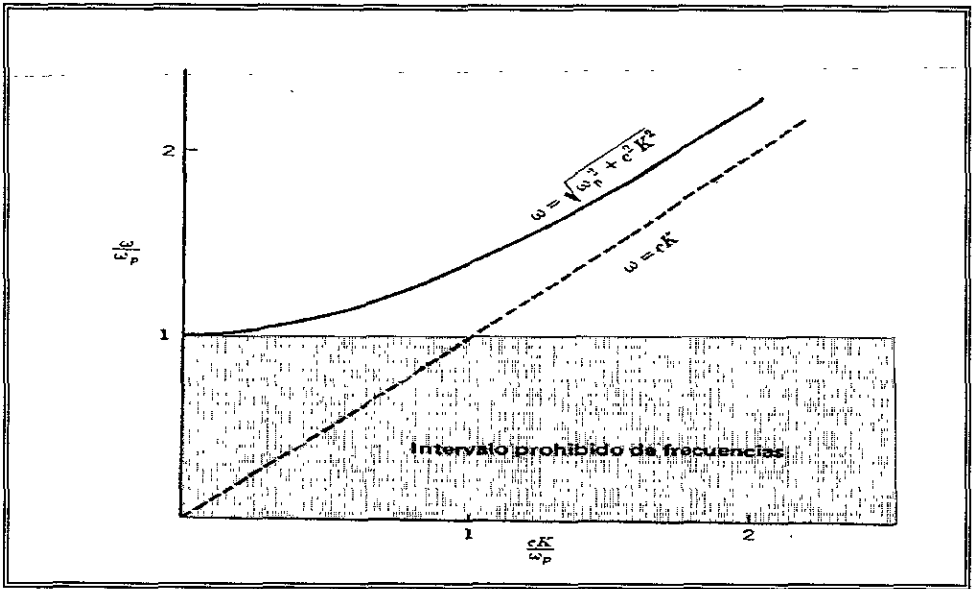


Figura 2.5 Relación de dispersión para las ondas electromagnéticas transversales en un plasma

La velocidad de grupo $v_g = d\omega/dk$ es la pendiente de la curva de dispersión. Aunque la función dieléctrica está comprendida entre cero y uno, la velocidad de grupo es inferior a la velocidad de la luz en el vacío.

2.3.3. Comportamiento oscilatorio del plasma.

En realidad y para efecto en el desarrollo de este trabajo lo más importante a tratar, tal vez sería el dar a conocer aquellos problemas físicos en los cuales el campo no está determinado ni por las cargas fijas ni por las cargas en las superficies conductoras, pero sí por una combinación de dos fenómenos físicos. Habremos de recordar que el campo está gobernado simultáneamente por dos sistemas de ecuaciones: (1) las ecuaciones electroestáticas que se refieren a los campos eléctricos de la distribución de cargas y (2) una ecuación de otro dominio de la física que determina la posición y los movimientos de las cargas

en presencia del campo. En primer termino se hablara del problema dinámico en el cual el movimiento de las cargas está regido por las leyes de Newton².

Un ejemplo simple de una situación de este tipo se presenta en el caso de un plasma, que es un gas ionizado compuesto de iones y de electrones libres distribuidos en una región del espacio, la ionosfera. Los rayos ultravioletas del sol arrancan electrones a las moléculas del aire, creando iones y electrones libres.

En un plasma de este tipo los iones positivos son mucho más pesados que los electrones, de modo que podemos despreciar el movimiento de los iones si lo comparamos con el de los electrones. Sea n_0 la densidad de electrones en el estado de equilibrio no perturbado.

Esta debe ser también la densidad de iones positivos, ya que el plasma es eléctricamente neutro (cuando no está perturbado). Ahora supongamos que los electrones son apartados de su posición de equilibrio. Si la densidad de electrones crece en una región, se repelarán unos a otros y tenderán a retornar a sus posiciones de equilibrio.

A medida que los electrones se desplazan hacia la posición inicial aumentan su energía cinética y en vez de llegar en reposo a la posición de equilibrio la sobrepasan. Oscilarán entonces en ese lugar. La situación es similar a lo que sucede con las ondas acústicas en las cuales la fuerza de restauración es la presión del gas. En un plasma la fuerza de restauración es la fuerza eléctrica que actúa sobre los electrones¹⁵.

A fin de simplificar lo anterior solo haré referencia al caso en el que el movimiento se realiza en una sola dirección, digamos x . Supongamos que los electrones inicialmente en x sean, en el instante t , desplazados de su posición de equilibrio en una pequeña cantidad $s(x, t)$.

Como los electrones han sido desplazados, su densidad en general variará. Es fácil calcular el cambio de densidad. Con referencia a la figura 2.6, los electrones inicialmente contenidos entre los dos planos a y b son desplazados y se mantienen ahora entre los planos a' y b' . El número de electrones que se encuentran entre a y b es proporcional a $n_0 \Delta x$; el mismo número se encuentra ahora contenido en el intervalo de amplitud Δx y Δs . La densidad se ha transformado en:

$$n = \frac{n_0 \Delta x}{\Delta x + \Delta s} = \frac{n_0}{1 + (\Delta s / \Delta x)} \quad (2-22)$$

Si el cambio de densidad es pequeño podemos escribir (utilizando el desarrollo binomial para $(1 + \varepsilon)^{-1}$)

$$n = n_0 \left(1 - \frac{\Delta s}{\Delta x} \right) \quad (2-23)$$

Suponemos que los iones positivos no se desplazan en forma apreciable (debido a su mayor inercia), de tal manera que su densidad permanece igual a n_0 . Cada electrón transporta la carga $-q_e$ y entonces la densidad media de carga en todo punto estará dada por:

$$\rho = -(n - n_0)q_e$$

0

$$\rho = n_0 q_e \frac{ds}{dx} \quad (2-24)$$

La densidad de carga está relacionada con el campo eléctrico a través de las ecuaciones de Maxwell. En particular:

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2-25)$$

Si el problema es efectivamente unidimensional (y si no hay otros campos excepto el debido al desplazamiento de los electrones), el campo eléctrico E tiene la componente única E_x la ecuación (2-25) junto con la (2-24) nos da.

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{n_0 q_e}{\epsilon_0} \frac{\partial s}{\partial x} \quad (2-26)$$

Si se realiza la integración de (2-19), se obtiene lo siguiente:

$$E_x = \frac{n_0 q_e}{\epsilon_0} s + K \quad (2-27)$$

Como $E_x = 0$ cuando $s = 0$, la constante de integración K es cero. La fuerza actuante sobre un electrón en la posición desplazada es

$$F_x = -\frac{n_0 q_e^2}{\epsilon_0} s \quad (2-28)$$

que es la fuerza de restauración proporcional al desplazamiento s del electrón. Esto nos lleva a una oscilación armónica de los electrones. La ecuación de movimiento par un electrón desplazado es

$$m_e \frac{d^2 s}{dt^2} = -\frac{n_0 q_e^2}{\epsilon_0} s \quad (2-29)$$

Encontramos que s variará armónicamente. Su variación con el tiempo será como $\cos \omega t$, o utilizando la notación exponencial que es la siguiente.

$$e^{i\omega t} p^t \quad (2-30)$$

La frecuencia de oscilación ω_p está determinada por (2-29):

$$\omega_p^2 = \frac{n_0 q_e^2}{\epsilon_0 m_e} \quad (2-31)$$

y se llama frecuencia de plasma. Este es un número característico del plasma.

Cuando se trabaja con cargas electrónicas muchas personas prefieren expresar los resultados en términos de una cantidad de e^2 definida por:

$$e^2 = \frac{q_e^2}{4\pi \epsilon_0} = 2.3068 \times 10^{-28} \text{ newton} \cdot \text{metro}^2 \quad (2-32)$$

Utilizando esta convención la ecuación (2-31) se transforma en lo que la mayoría de los autores denotan como la frecuencia de plasma.

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m_e} \quad (2-33)$$

CAPITULO 3
**PRINCIPIOS DE LA LÍNEA DE TRANSMISIÓN DE UN SISTEMA DE
PLASMA.**

3.1. Consideraciones básicas de la línea de transmisión.

1. Dentro de un margen de frecuencias específico, la línea discontinua puede considerarse como una buena aproximación de la línea continua sin pérdidas.
2. Dentro de este margen de frecuencias la impedancia característica de la línea discontinua será puramente resistiva.
3. Por debajo de este margen de frecuencia, la línea discontinua sigue siendo útil, aun cuando la impedancia característica es compleja.

Se emplearán los símbolos de la línea continua para disminuir el número de símbolos. La línea discontinua a estudiar se compone de secciones básicas L . En la mayoría de los casos, la conductancia G puede despreciarse sin introducir error puesto que representa la pérdida del dieléctrico en el condensador. Para un condensador de mica es despreciable.

Una red constituida por estas secciones podrá presentar, en bajas frecuencias, una impedancia característica compleja, con parte resistiva y parte reactiva. Esto puede verse examinando la expresión de Z_0 .

$$Z_0 = \frac{\sqrt{R + j\omega L}}{\sqrt{G + j\omega C}} \quad (3-1)$$

En el caso particular de $G = 0$ se transforma en

$$Z_0 = \frac{\sqrt{R + j\omega L}}{\sqrt{j\omega C}} \quad (3-2)$$

En las frecuencias con las cuales podrá trabajar la línea discontinua, la expresión de Z_0 para las redes en T , π y L se reduce la ecuación anterior. Cuando aumente la frecuencia, los términos reactivos del numerador y denominador irán aumentando linealmente con la frecuencia. Se alcanza una frecuencia para la cual

$$\omega L \gg R$$

de manera que la influencia de R en el numerador sea despreciable. Entonces la impedancia característica se transforma en

$$Z_0 = \frac{L}{C} \quad \text{cuando } \omega L \gg R \quad (3-3)$$

donde L y C son la inductancia y capacidad por sección. Puesto que la transición desde el valor complejo correspondiente a bajas frecuencias al valor correspondiente a altas frecuencias es muy gradual, no puede considerarse una frecuencia única a la cual se produzca el cambio. Sin embargo, es posible escoger algún valor arbitrario de frecuencia para el cual la parte reactiva de Z_0 empieza a ser despreciable. Ésta puede considerarse como la frecuencia límite para la aproximación a una línea sin pérdidas. Si consideramos $\arctan \omega L/R = 3$ grados como el límite más bajo con el ángulo de fase de Z_0 obtenemos una frecuencia límite f_L , donde

$$f_L = 1,59 R/L \quad (3-4)$$

La línea discontinua se comportara como una línea sin pérdidas, cuando la frecuencia esté por encima de este valor límite¹⁷. Habrá un límite superior en el margen de frecuencias, pero mucho antes de ser alcanzado la línea dejará de ser buena aproximación a la línea continua. De nuevo, esta frecuencia es arbitraria y depende del grado de desviación de frecuencia aceptable por sección. Si escogemos un valor particular, entonces partiendo de la relación

$$\beta = \omega\tau \quad (3-5)$$

puede determinarse la frecuencia en la cual se produce ese desfase. Éste será el límite superior de frecuencia si se recuerda que la desviación de fase por sección aumenta con la frecuencia. Si escogemos un valor de 45° o $\pi/4$ para β , tendremos un límite superior de frecuencia.

$$f_h = \frac{1}{8\sqrt{LC}} \quad (3-6)$$

Bajo las condiciones impuestas la línea discontinua constituirá una aproximación a la línea continua razonablemente buena dentro del margen de frecuencias.

$$1,59 \frac{R}{L} \leq f \leq \frac{1}{8\sqrt{LC}} \quad (3-7)$$

Dentro de este margen, la impedancia característica será esencialmente resistiva y vendrá dada por la ecuación (3-3).

Por debajo de este margen deberá y vendrá dada por la ecuación (3-2). Además de la impedancia característica, la constante de propagación es importante en la teoría de líneas de transmisión y, con aquélla, es intrínseca en la línea de transmisión. Esta constante viene dada por la ecuación

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (3-8)$$

A bajas frecuencias, es un número complejo y se escribe normalmente como

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (3-9)$$

La constante α es el factor de pérdida y β es la constante de fase. Aunque es posible obtener las expresiones de alfa y beta e función de las constantes de la línea, el esfuerzo apenas vale la pena¹⁷. Las fórmulas resultantes son complicadas y es dudoso que sea más trabajoso calcular alfa y beta directamente partiendo de la ecuación (3-8). Cuando la frecuencia aumente, ωL y ωC crecen linealmente hasta que se alcanzan las siguientes condiciones

$$\omega L \gg R \quad (3-10a)$$

$$\omega C \gg G \quad (3-10b)$$

Bajo estas condiciones la ecuación (3-8) se reduce a

$$\gamma = j\omega\sqrt{LC} \quad (3-11)$$

Puesto que $\gamma = \alpha + j\beta$ en general, deducimos que para altas frecuencias

$$\alpha = 0 \quad (3-12)$$

$$\beta = \omega\sqrt{LC} \quad (3-13)$$

La cantidad \sqrt{LC} se refiere al retardo τ y es una medida del tiempo necesario para que la tensión y corriente se manifiesten en cada sección. La relación entre β y τ es simplemente

$$\beta = \omega\tau \quad (3-14)$$

Obsérvese que τ es una constante independiente de la frecuencia mientras β depende directamente de la frecuencia y crece con ella. Esto es de esperar puesto que al aumentar la frecuencia, el periodo de un ciclo disminuye y τ pasa a ser una parte más grande del periodo, lo cual representa una desviación de fase mayor.

3.2. Desviación de Fase.

1. El retardo es independiente de la frecuencia.
2. La constante de fase es directamente proporcional a la frecuencia.

Antes de hacer las medidas de desviación de fase, puede ser conveniente (aunque para fines de este trabajo no se realizó así) la calibración de los componentes que intervendrán en la conexión y en la misma línea de transmisión; puede asegurarse así, por medio de un osciloscopio.

El osciloscopio deberá utilizarse en el modo o posición de disparo. La señal de disparo se obtiene desde la entrada de la línea de manera que sirve como referencia para las medidas de desviación de fase. Mediante el correcto ajuste de la base de tiempos y del nivel de disparo, la presentación en el osciloscopio puede calibrarse para 36° o 18° por división.

La señal de referencia se toma del mismo punto de la señal de disparo. Cuando la señal se toma de otra sección de la línea, la onda senoidal estará desfasada en una cantidad que es una medida de la desviación de fase. Cuando la señal se toma de la quinta sección, la onda senoidal se ha desplazado dos divisiones hacia la derecha. Si la calibración es de 36° por división, la desviación de fase total para cinco secciones será $2 \times 36^\circ$ o 72° . La desviación de fase por sección será $14,4^\circ$. Expresado en radianes este ángulo es de 0,251 radian.

Para buscar el retardo deberá utilizarse la ecuación (3-5). Estas medidas deben hacerse en seis frecuencias diferentes.

3.3. Distribución de tensión.

1. La impedancia característica se relaciona con la tensión y corriente incidente o la tensión y corriente reflejada a través de la ley de Ohm.
2. En una línea de transmisión las ondas incidente y reflejada se desplazan en direcciones opuestas.
3. La medida de la tensión o corriente en una línea de transmisión vendrá dada por la suma vectorial de las ondas incidente y reflejada.

4. Con una carga resistiva pura, la tensión en la carga será máxima o mínima según sea $R_L > Z_0$ o $R_L < Z_0$; respectivamente.

5. Con una impedancia de carga compleja, la tensión en la carga no es máxima ni mínima.

Cuando la entrada y la salida de una transmisión se termina con su impedancia característica, las tensiones y corrientes en la línea están regidas por la relación.

$$E_i = Z_0 I_i \quad (3-15)$$

la cual no es más que una forma de la ley de Ohm¹⁷. Puesto que las cantidades reflejadas son nulas, la tensión y corriente total serán iguales a los valores incidentes respectivos. Esperamos que la tensión y corriente serán constantes a lo largo de la línea de transmisión. Cuando $Z_L \neq Z_0$ hay una segunda onda de tensión moviéndose desde la carga hacia la fuente que produce una variación en la tensión total a lo largo de la línea de transmisión.

Para ver la variación de tensión a lo largo de la línea, esta deberá ser como mínimo, de una semilongitud de onda, y preferiblemente más larga. Esto dependerá de la línea usada y de la frecuencia requerida para conseguir este efecto. Una línea con un retardo muy pequeño por sección, necesitará una frecuencia mucho mayor para obtener una semilongitud de onda. Un alto valor de τ necesitará una frecuencia más baja. Si la frecuencia está por encima de 200 kHz, los efectos de acoplamiento y fuga empiezan a ser problema y son difíciles de tratar; en estas condiciones lo mejor es tratar de evitar esta gama.

El hecho de que las dos ondas permanecen autónomas. A pesar de que la medida en cualquier unión muestra la suma vectorial de las dos ondas de tensión, estas nunca viajan independientemente una de otra.

Desgraciadamente, en estas frecuencias no es fácil separar dos ondas que se han aplicado simultáneamente a la línea. Sin embargo, a altas frecuencias, mediante el uso de elementos pasivos, tales como acopladores direccionales, es posible separar una parte de una onda, sin separar al mismo tiempo la otra. Naturalmente tal elemento confirma la validez de la presentación gráfica de la onda en estas frecuencias. A bajas frecuencias, esta demostración no puede conseguirse fácilmente.

Al estudiar la distribución de tensión a lo largo de una línea de transmisión debida a la falta de adaptación de impedancias, se considera que esta falta de adaptación se produce generalmente en la carga. Esta desadaptación puede ocurrir y a menudo ocurre en algún lugar sobre la línea. Algunas veces, debido a la naturaleza de la desadaptación, debe considerarse especialmente su localización. Sin embargo, la mayoría de las veces, a efectos de análisis y medida, puede considerarse que esta es en los terminales de carga.

Esto es particularmente cierto en el caso de medidas. Si se trata de un elemento con dos pares de terminales, las medidas se hacen con un par de terminales terminados con Z_0 .

Así la unidad combinada puede considerarse como una impedancia de carga única. La mayoría de elementos se tratan de esta manera puesto que ello simplifica enormemente el problema. Por esta razón nosotros nos interesaremos por los efectos de varias impedancias de carga.

Para una carga resistiva pura, la tensión total en la carga, a la que se llamara E_L , puede ser mayor o menor que E_i . Matemáticamente podemos escribir estas condiciones así:

$$E_L > E_i \text{ si } Z_L > Z_0 \quad (3-15a)$$

$$E_L < E_i \text{ si } Z_L < Z_0 \quad (3-15b)$$

$$E_L = E_i \text{ si } Z_L = Z_0 \quad (3-15c)$$

para una carga resistiva pura.

Las condiciones establecidas en las ecuaciones (3-15a-c) son básicamente fáciles de justificar matemáticamente utilizando las ecuaciones de tensión.

Puesto que estamos tratando de una carga resistiva, designaremos a Z_L por R_L para evitar confusiones, la tensión E_L en la carga viene dada por

$$E_L = \frac{R_L}{R_L + Z_0} E_{oc} \quad (3-16)$$

La impedancia de la línea y la resistencia de carga forman un divisor resistivo de tensión, pero; ¿cuál es la relación entre E_{oc} y la tensión incidente E_i ?

Puesto que E_i y E_{oc} son constantes para todas las condiciones de carga (E_i se define de esta forma), sólo cambiará E_L cuando cambie R_L , y por tanto deseamos encontrar alguna condición de carga particular para la cual E_i y E_L se relacionen de una manera simple. Si podemos hacerlo, entonces esta relación puede usarse en la ecuación (3-16) para obtener una relación entre E_{oc} y E_L . Para el caso particular en que $R_L = Z_0$ la ecuación (3-16) se transforma en

$$E_L = \frac{1}{2} E_{oc} \quad (3-17)$$

Podría observarse que cuando la impedancia de carga es igual a Z_0 , la tensión es constante en magnitud a lo largo de la línea de transmisión y es igual a E_i . Así para una carga adaptada ($R_L = Z_0$), la ecuación (3-16) será:

$$E_L = E_i = \frac{1}{2} E_{oc}$$

Vemos que $E_{oc} = 2E_i$ y recordando que E_{oc} y E_i son constantes para todos los valores de Z_L , podemos escribir

$$\begin{aligned}
 E_L &= \frac{2R_L}{R_L + Z_0} E_i \\
 &= \frac{R_L}{R_L + Z_0} 2E_i
 \end{aligned}
 \tag{3-18}$$

Cuando la resistencia es mayor que Z_0 , la división de tensión es tal que E_L será superior a la mitad de la tensión total aplicada sobre $Z_0 + R_L$. Puesto que esta tensión es $2E_i$, E_L será mayor que E_i . Esta sería la condición de la ecuación (3-15a). Obviamente, después de lo dicho, cuando $R_L = Z_0$, $E_L = E_i$, puesto que el resultado de la división de tensión es exactamente la mitad de ésta. Esta es la condición de la ecuación (3-15c). Finalmente, cuando $R_L < Z_0$ la división de tensión será tal que aparecerá a través de R_L menos de la mitad de la tensión total aplicada a través de $Z_0 + R_L$. En este caso, E_L será menor que E_i . Esta es la condición de la ecuación (3-15b).

Puede verse que pueden usarse conceptos elementales de circuitería para explicar el cambio de tensión en la carga cuando se cambia R_L . Además los resultados concuerdan exactamente con los obtenidos utilizando la representación de onda de tensión.

El uso de la representación de onda de tensión en vez de los conceptos de circuitería se justifica debido a su relativa simplicidad.

Volviendo al problema de la línea de transmisión terminada en una resistencia R_L , deseamos examinar el cambio de tensión cuando nos movemos desde los terminales de carga hacia la fuente. En particular consideraremos el

caso de $R_L > Z_0$. Como hemos visto, la tensión en los terminales de carga será mayor que el valor de la onda de tensión incidente E_i .

La tensión reflejada, cualquiera que sea su valor, debe estar en fase con la onda incidente. Esto era de esperar puesto que no hay elementos almacenadores de energía en la carga y por tanto, no tenemos retardo (ni la correspondiente desviación de fase) mientras que la energía entra y sale del campo reactivo. Gráficamente podemos indicarlo utilizando vectores como se muestra en la (figura 3.1.). La orientación de los vectores respecto al eje real no importa aquí. Lo importante es el ángulo de fase relativo entre las cantidades consideradas.

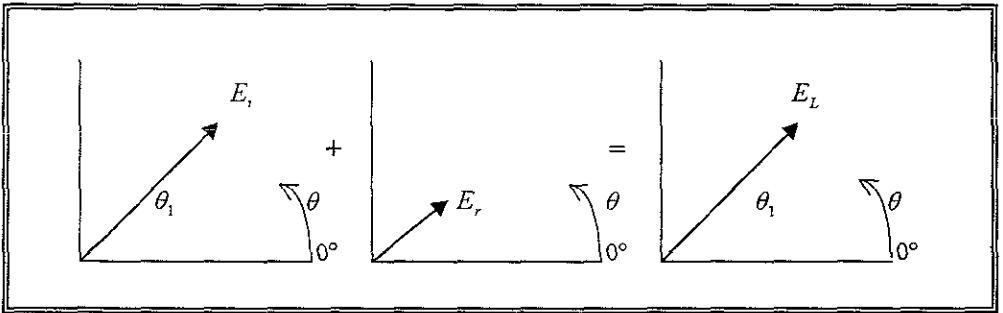


Figura 3.1. Vectores de tensión en los terminales de carga con $Z_L = R_L > Z_0$

Debido al retardo de tiempo implicado en una línea de transmisión, una onda de tensión experimenta una continua desviación de fase a medida que se mueve a lo largo de una línea.

Para la tensión incidente, su ángulo de fase se retrasará, con respecto al ángulo de fase del generador en una cantidad definida, que depende sólo de la distancia desde el generador.

**ESTA TESIS NO SALE
DE LA BIBLIOTECA**

Cuanto más alejado esté el generador mayor será el retraso del ángulo de fase. Por el contrario, si tomamos el ángulo de fase con respecto a la carga, el ángulo de fase se adelantará como lo indica la (figura 3.2.)

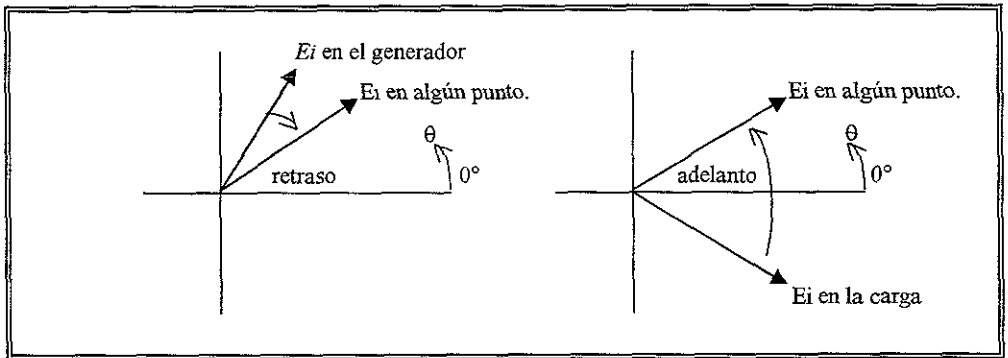


Figura 3.2. Ángulo de fase de la onda incidente con respecto a la fuente en (a) y la carga en (b)

En el caso de la onda reflejada, será cierto lo contrario. Cuando E_r se desplaza desde los terminales de carga, se desvía en fase con respecto a la carga. Este ángulo de fase se retrasará respecto a la carga. Debe recordarse que el ángulo de fase se define o mide siempre con respecto a alguna referencia arbitraria.

En este caso, la referencia natural para la tensión incidente son los terminales del generador y para la tensión reflejada son los terminales de carga. Son naturales en cuanto son los puntos de origen para las ondas respectivas.

Así pues, cuando no movemos desde los terminales de carga, la tensión incidente adelanta en fase respecto a la carga, mientras que la tensión reflejada retrasa en fase respecto a su valor en la carga. Esto se indica vectorialmente en la figura 3.3.

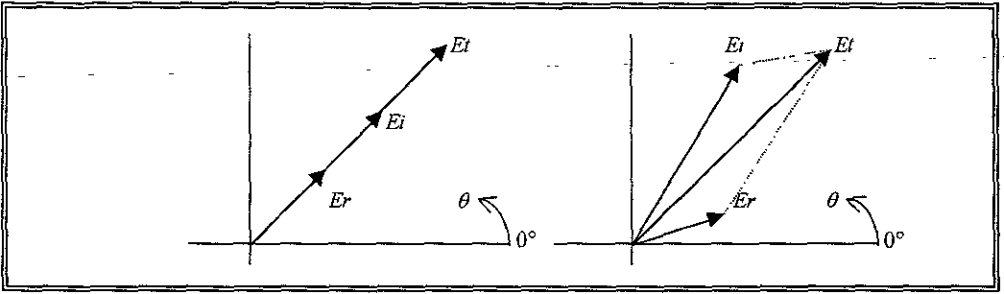


Figura 3.3. Ángulos de fase de la onda de tensión incidentes y reflejada en la carga en (a) y en el punto de la línea en (b)

Puede verse que cuando se desplaza desde los terminales de carga, el ángulo de fase entre E_i y E_r aumenta desde cero a la carga. Esto significa que la magnitud de tensión total, que es la única cantidad medible, se hace más pequeña cuando nos desplazamos desde los terminales de carga. En efecto, en una línea continua, el ángulo de fase entre las dos tensiones, que aumenta con la distancia desde la carga, podrá ser eventualmente igual a 180 grados (considerando que la línea es suficientemente larga). Bajo estas condiciones las dos tensiones se restarán directamente como se indica en la figura 3.4.

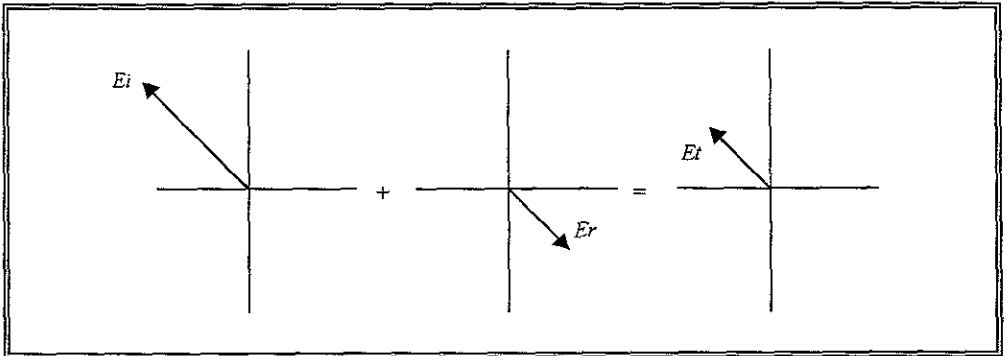


Figura 3.4. Vectores de tensión en la carga con $RL < Z_0$.

La tensión en la carga representa la mayor tensión posible en la línea puesto que es la suma directa de las magnitudes individuales. Además, cuando las tensiones están desfasadas 180 grados, tenemos las menores tensiones posibles.

Si tomamos el caso de $R_L < Z_0$, se tiene la condición en que E_L es menor que E_1 . Puesto que R_L es una resistencia pura, no hay elementos de almacenamiento reactivo. Podríamos esperar que el ángulo de fase entre E_1 y E_L fuera cero, puesto que la situación es idéntica a la del caso anterior excepto para los confines de Z_L . Sin embargo, puesto que E_L es menor que E_1 , las dos tensiones no pueden sumarse directamente; así pues, E_L debe ser igual a la diferencia en magnitud E_1 y E_2 . Si el ángulo fuera menor de 180 grados, esto implicaría que la carga tiene alguna reactancia, lo cual no es posible. Por otra parte, esta tensión en la carga debe ser la menor tensión existente en la línea de transmisión.

En suma, cuando una línea de transmisión está terminada por una resistencia pura, la tensión E_L en la carga es una tensión máxima o mínima en la línea, dependiendo de si $R_L > Z_0$ o $R_L < Z_0$ respectivamente.

Cuando se usa una reactancia pura, X , para terminar una línea de transmisión, toda la energía incidente sobre la reactancia será reflejada. Esto es así puesto que cualquier elemento reactivo puro almacenará energía solamente durante $\frac{1}{4}$ de ciclo, después de lo cual la energía volverá hacia el generador. De este modo la tensión reflejada se determinará por el ángulo de fase relativo de la

tensión reflejada con respecto a la tensión incidente. Por definición, las tensiones incidente y reflejada se relacionan por

$$E_r = \rho E_i \quad (3-19)$$

En los terminales de carga el coeficiente de reflexión ρ es

$$\rho = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (3-20)$$

Puesto que $Z_L = \pm jX$, ρ se transforma en

$$\rho = \frac{-Z_0 \pm jX}{Z_0 + jX} \quad (3-21)$$

Si el numerador y denominador de la ecuación (3-20) lo determino en forma polar se tiene lo siguiente

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{\sqrt{Z_0^2 + X^2}}{\sqrt{Z_0^2 - X^2}} e^{j[\arctan(\pm X / Z_0) - \arctan(\pm X / Z_0)]} \\ \rho &= -1 e^{\pm j 2 \arctan(X / Z_0)} \end{aligned} \quad (3-22)$$

Usando la ecuación (3-21) en la ecuación (3-18) tendríamos lo siguiente:

$$E_r = -E_i e^{\pm j 2 \arctan(X / Z_0)} \quad (3-23)$$

donde el signo negativo indica carga inductiva y el signo positivo indica carga capacitiva. El ángulo $2\arctan(X/Z_0)$ representa el ángulo de fase entre la tensión incidente y la tensión reflejada en los términos de carga y, puesto que Z_0 es constante, puede verse que el ángulo depende del valor X .

3.4. Medidas de Impedancia.

1. Las reflexiones en una línea de transmisión representan una pérdida de potencia transmitida.
2. Las reflexiones aumentan la posibilidad de tensión de ruptura o arco en una línea de transmisión con alta potencia.
3. Una línea de transmisión si pérdida, cuya longitud sea mayor que una semilongitud de onda, tiene al menos dos puntos en los que la parte resistiva de la impedancia de la línea es igual a la impedancia característica.
4. El procedimiento de adaptación se basa en el principio de que en el punto de adaptación de la línea se forma un circuito resonante.

Uno de los problemas más importantes que representa el trabajo con líneas de transmisión es la reducción de una reflexión indeseada a un nivel tolerable. Teóricamente siempre es posible reducir a cero una reflexión en una frecuencia particular; sin embargo, no siempre es posible hacerlo dentro de una banda de frecuencias.

Hay varias maneras de considerar el problema, todas las cuales son útiles para llegar a comprenderlo. Un punto de vista es considerar el problema estrictamente en términos de reflexiones. En una línea sobre la cual existe una

reflexión debido a alguna discontinuidad de impedancia, puede introducirse en un punto predeterminado una segunda reflexión que sea de igual magnitud pero de fase opuesta a la de la reflexión original. De esta manera se cancelarán ambas.

Un segundo método es considerar el problema desde el punto de vista de las impedancias. Escogiendo adecuadamente la correcta ubicación en la línea, puede eliminarse una reflexión anulando la reactancia en ese punto.

Hay un gran número de razones para eliminar las reflexiones sobre una línea de transmisión. La más obvia es el aumento de rendimiento de transmisión de la línea. La presencia de reflexiones significa que parte de la potencia será devuelta a la fuente, de manera que no se alcanzará la máxima transferencia de potencia. Como se indicó anteriormente, esta potencia reflejada representa una pérdida en la línea que debe añadirse a la pérdida de disipación para determinar el rendimiento total de transmisión de la línea. Una segunda razón para eliminar las reflexiones es el efecto adverso que tienen sobre la capacidad de potencia de los sistemas de transmisión¹⁷.

La mayoría de sistemas actuales trabajan a niveles de muy alta potencia, de manera que aunque el sistema se diseña con un factor de seguridad, pueden presentarse posibilidades de ruptura (disrupción) o arco. Si se produce la ruptura en la línea, se corta la energía más allá de este punto. El arco tiene la tendencia a moverse sobre la línea hacia la fuente, y si se le permite alcanzarla puede producir averías considerables.

Básicamente la ruptura se produce porque la tensión en algún punto excede del potencial de la línea de transmisión en este punto. Aunque un sistema sin reflexiones puede tener tensiones que no excedan de la tensión de ruptura, las reflexiones indeseables o imprevistas pueden aumentar la tensión en ciertos puntos.

Aún cuando la tensión resultante sea inferior a la de ruptura, la suciedad o polvo en una guía de onda o en aristas y obstáculos puede muy bien disparar un arco. Dado que la mayoría de sistemas tienen un gran número de componentes, cada uno con su pequeña reflexión, pueden sumarse para dar una reflexión total mucho mayor, como a menudo ocurre.

Es necesario mantener la reflexión de cada componente tan pequeña como sea posible para evitar un aumento de tensión innecesario. La mayoría de elementos de una línea de transmisión tienen una impedancia que difiere del valor de la línea. Es posible minimizar los efectos del cambio de impedancia de la línea a la impedancia del elemento.

Por ejemplo, dos guías de ondas de diferente sección (por tanto de diferentes impedancias Z_0) pueden unirse con reflexión despreciable mediante una toma gradual desde la de un tamaño a la otra. Este tipo de adaptación de impedancias es desfavorable cuando el peso y el espacio son factores convencionales que generalmente forman parte integral del elemento. En cualquier línea de transmisión cuya longitud es mayor que una semilongitud de onda, hay dos puntos para los cuales la parte resistiva de la impedancia es igual a Z_0 .

La existencia de puntos en la línea para los cuales la parte resistiva de la impedancia total es igual a Z_0 es de considerable importancia para la adaptación de impedancias.

Para comprender el problema de la adaptación de impedancias, repasaremos algunas ideas referentes a la resonancia. En la (figura 3.5.) se muestran dos circuitos resonantes serie. La impedancia de la figura 3.5a. es

$$Z_1 = R_C - jX_{C_1} \quad (3-24)$$

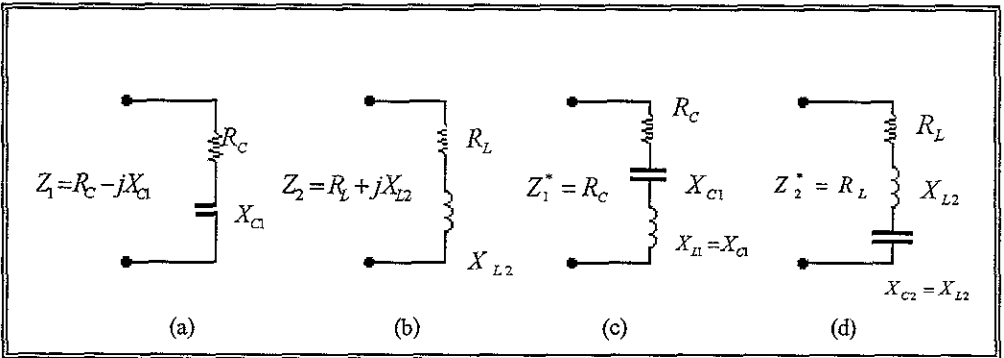


Figura 3.5. Circuitos resonantes serie.

donde

$$X_{C_1} = \frac{1}{\omega C_1}$$

Si se añade una inductancia en serie con R_C y C_1 en la figura 3.5c. y si $X_{L_1} = X_{C_1}$, entonces los efectos de las dos se anularán y la impedancia es

$$Z^*_1 = R_C \quad (3-25)$$

Por otra parte, para el circuito de la figura 3.5b, la impedancia es

$$Z_2 = R_L + jX_{L_2} \quad (3-26)$$

y si se añade una reactancia capacitiva tal que $X_{C_2} = X_{L_2}$, entonces la impedancia de la figura 3.5d, es

$$Z^*_2 = R_L \quad (3-27)$$

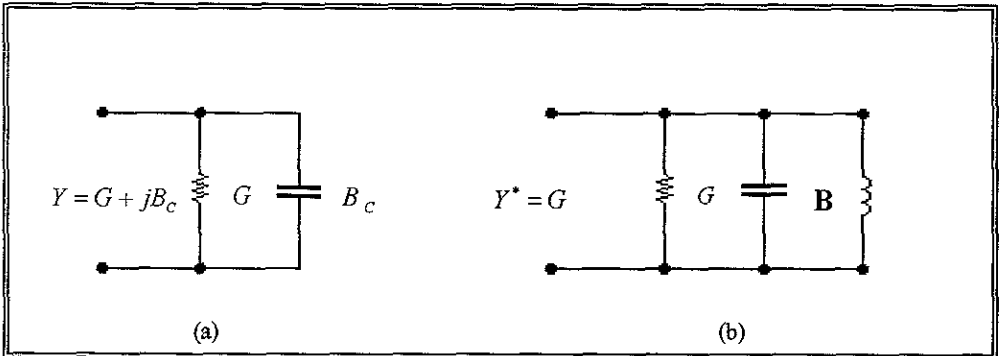


Figura 3.6. Circuitos resonantes paralelo.

En ambos casos es evidente que se ha formado un circuito resonante serie por medio del cual se elimina la parte reactiva de la impedancia de entrada de manera que la impedancia aparece como una resistencia pura. Es posible conseguir esencialmente lo mismo con circuitos paralelo. Por ejemplo, para el circuito mostrado en la figura 3.6a. la admitancia de entrada es:

$$Y = G + jB_C \quad (3-28)$$

Si se añade en paralelo una susceptancia inductiva tal que $B_L = B_C$, la admitancia de entrada es simplemente

$$Y^* = G \quad (3-29)$$

Si el circuito original hubiera sido inductivo podría obtenerse el mismo resultado añadiendo en paralelo una reactancia capacitiva del valor adecuado. Es evidente que para un circuito serie o paralelo dado, la parte reactiva del circuito puede hacerse resonar para que la impedancia de entrada resultante sea una resistencia pura. Se observará que para unos valores de componentes dados, lo dicho será cierto en una frecuencia.

Volviendo a la línea de transmisión, excepto para las posiciones de Z_{\max} y Z_{\min} , donde las reactancias son nulas, cada valor de impedancia de la línea puede representarse simplemente por una combinación serie de resistencia y reactancia. También la representación puede ser una combinación en paralelo de una conductancia y una susceptancia.

En la práctica y para propósitos de este trabajo la segunda representación es la más útil y se usa casi exclusivamente para guía de ondas y líneas de transmisión coaxiales. Si en algún punto arbitrario de la línea de transmisión se elimina por resonancia la susceptancia existente, la admitancia total será una conductancia pura.

Sin embargo, en lo que se refiere al comportamiento de la línea no hay una clara ventaja para una admitancia conductiva pura salvo en el caso en que sea igual a la admitancia característica de la línea. En ese caso, la línea aparecerá terminada por su admitancia característica en el punto en que fue eliminada la susceptancia. La ventaja aquí es que, aunque la carga pueda presentar una precaria adaptación a la línea, con una susceptancia adaptadora añadida, la fuente “verá” una línea de transmisión adaptada. En estas condiciones habrá la máxima transferencia de energía.

Por ejemplo, una línea de transmisión con una admitancia característica Y_0 es terminada por una admitancia Y_L tal que Y_L diferente de Y_0 como en la figura 3.6. Supongamos que en los puntos $A_1 - A_2$ la admitancia total es $Y_1 = Y_0 + jB_1$. Si en $A_1 - A_2$ añadimos una admitancia shunt igual a $0 - jB_1$, la admitancia total en este punto será

$$Y^*_1 = Y_0 + jB_1 + 0 - jB_1 = Y_0 \quad (3-30)$$

De este modo puede considerarse la línea de transmisión como terminada con su admitancia característica Y_0 en los puntos $A_1 - A_2$.

El problema de adaptación de una línea de transmisión continua puede resolverse mediante un cálculo matemático o mediante un análisis gráfico. (por el momento solo se considerará el cálculo matemático).

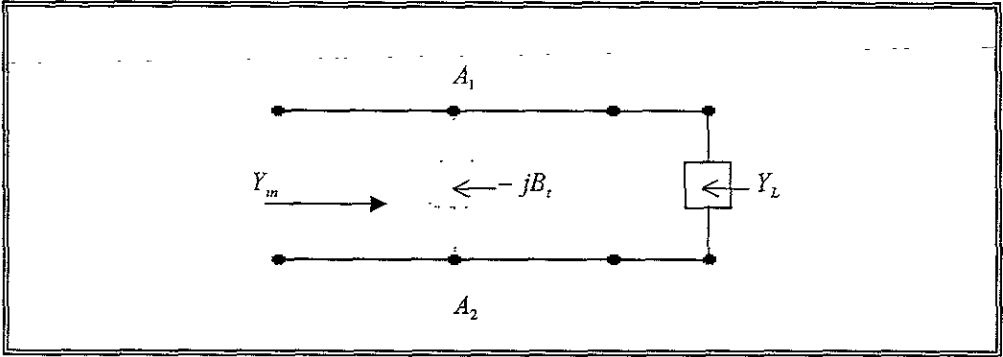


Figura 3 6 Línea de transmisión con terminación distinta a su impedancia característica

Como se indicó previamente, para una línea con una longitud de una semilongitud de onda hay dos puntos de la línea donde puede realizarse la adaptación. Para líneas de una longitud de onda o más largas, esos puntos se repiten debido a la naturaleza cíclica de la admitancia total de la línea. Los resultados se dan en función de valores normalizados, que se obtienen dividiendo los valores originales por Y_0 . De esta manera la admitancia de carga es:

$$Y_L = G_L + jB_L \quad (3-31)$$

Los valores normalizados son

$$g_L = G_L + jB_L \quad (3-32)$$

$$b_L = \frac{G_L}{Y_0} \quad (3-33)$$

$$y_L = \frac{Y_L}{Y_0} \quad (3-34)$$

El uso de valores normalizados simplifica los cálculos. Por ejemplo, consideremos una línea de transmisión con una admitancia característica igual a 5×10^{-4} siemens. Si termina la línea con una admitancia $Y_L = (10 + j7,5)10^{-4}$ siemens, encontraremos la situación de la susceptancia adaptadora en longitudes de onda y el valor de la susceptancia adaptadora.

La admitancia de carga normalizada es:

$$y_L = \frac{Y_L}{Y_0} = \frac{(10 + j7,5)10^{-4}}{5 \times 10^{-4}} = 2 + j1,5$$

Partiendo de esto encontramos las siguientes condiciones en la carga:

$$g_L > 1 \text{ y } b_L \text{ capacitiva}$$

Si $g_L > 1$ la susceptancia será inductiva en el punto de adaptación. El valor de b_{r0} y x_{r0} son numéricamente iguales. Para determinar ρ_{Lm} evaluamos la expresión

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{1 - y_L}{1 + y_L} = \rho_{Lm} e^{j\theta} & (3-35) \\ &= \frac{1 - 2 - j1,5}{1 + 2 + j1,5} = \frac{-1 - j1,5}{3 + j1,5} \\ &\cong 0,51e^{-j150^\circ} \end{aligned}$$

Con $\rho = \rho_{Lm}, b_{i0}$ puede calcularse empleando la expresión

$$b_{i0} = -\frac{2\rho_{Lm}}{\sqrt{1 - (\rho_{Lm})^2}} \quad (3-36)$$

Esto dará $b_{i0} = 1,19$. Usando la condición de la distancia en grados al punto de la susceptancia adaptadora (el primer punto sobre la línea donde $g_l = 1$) se hallará por

$$2\beta d = 2\pi - (|\theta_L| + |\theta_{i0}|)$$

donde

$$\theta_{i0} = \frac{\pi}{2} - \arctan \frac{(-b_{i0})}{2}$$

Usando los resultados anteriores $\theta_{i0} \cong 121^\circ$ y

$$2bd = 360^\circ - (150^\circ + 121^\circ) = 89^\circ$$

Para expresar la distancia en longitudes de onda hacemos uso de la expresión $\beta = 2\pi / \lambda = 360^\circ / \lambda$. La distancia en longitudes de onda se transforma en

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{89}{720} = 0,123 \text{ longitudes de onda}$$

Así pues, a una distancia de 0,123 longitudes de onda desde la fuente, la admitancia de la línea es

$$\begin{aligned}
 Y_t &= Y_0(1 - jb_{t0}) \\
 &= 5 \times 10^{-4}(1 - j1,19) \\
 &= (5 - j5,95) \times 10^{-4} \text{ siemens}
 \end{aligned}$$

En este punto añadimos una susceptancia capacitiva shunt igual a

$$Y_m = 0 + j5,59 \times 10^{-4} \text{ siemens}$$

La admitancia total de la línea en ese punto pasa a ser

$$Y_t^* = Y_t + Y_m = 5 \times 10^{-4} \Omega$$

El ejemplo anterior, aunque para una línea continua, es instructivo puesto que ilustra el método de adaptación de una línea de transmisión. El proceso consta esencialmente de dos etapas: 1) Calcular una o ambas posiciones en que la parte conductiva de la admitancia total de la línea es igual a la admitancia característica. 2). Por los valores obtenidos se determina el valor de susceptancia de adaptación requerida.

Aunque hay dos posiciones posibles para la adaptación, se escoge generalmente la más próxima a los terminales de la carga y de esta forma fue realizada para propósitos de este trabajo. El proceso de deposito de películas y el proceso de operación de una cámara de vacío en presencia de plasma nos relaciona directamente con ciertos elementos que deben ser considerados como fundamentales.

El plasma es eléctricamente neutro, y consiste como ya se menciono en un gas elevadamente ionizado (consistente de átomos inestables). Esta es una definición que usualmente se utiliza y con ello se tratará de definir también los componentes electrónicos que componen una línea de transmisión para el sistema de plasma, esto es; de todo lo dicho anteriormente no se debe olvidar que el proceso de deposito requiere en realidad una línea de transmisión discreta ya que se encuentran a lo largo de la línea componentes electrónicos que hacen más complejo el análisis y aun más difícil el problema de adaptación entre la fuente de energía de RF y el equipo de plasma *Sputtering*, por lo cual y en función a el proceso de adaptación realizado en el laboratorio de microondas del Centro de Instrumentos de la U.N.A.M. se puede decir lo siguiente.

En una línea de transmisión discreta (discontinua). El problema de adaptación es similar en general al caso de una línea continua, pero ahora el proceso de adaptación puede realizarse sólo a frecuencias discretas. Para una línea continua, cambiando la frecuencia se desvía el punto de adaptación a una posición sobre la línea.

En una línea discreta el cambio de frecuencia a algún nuevo valor, desviará también la posición de adaptación. Sin embargo y debido al cambio de frecuencia éste será suficiente para llevar el nuevo punto de adaptación a otra sección.

CAPITULO 4
PROPIEDADES DE LAS PELÍCULAS DELGADAS.

4.1 Propiedades de las películas.

No es posible discutir aquí todas las propiedades de todas las películas que pueden ser depositadas por Sputtering. La literatura es voluminosa y se pueden hacer diversas revisiones^{1,6}. Las propiedades de las películas son resultado del proceso de crecimiento y del efecto de las condiciones durante el mismo. En el método de Sputtering, los átomos bombardeados pueden llegar al substrato en diferentes direcciones y con un intervalo de energías (0.03 a 20 eV). También, las energías reflejadas por los átomos del gas e iones.

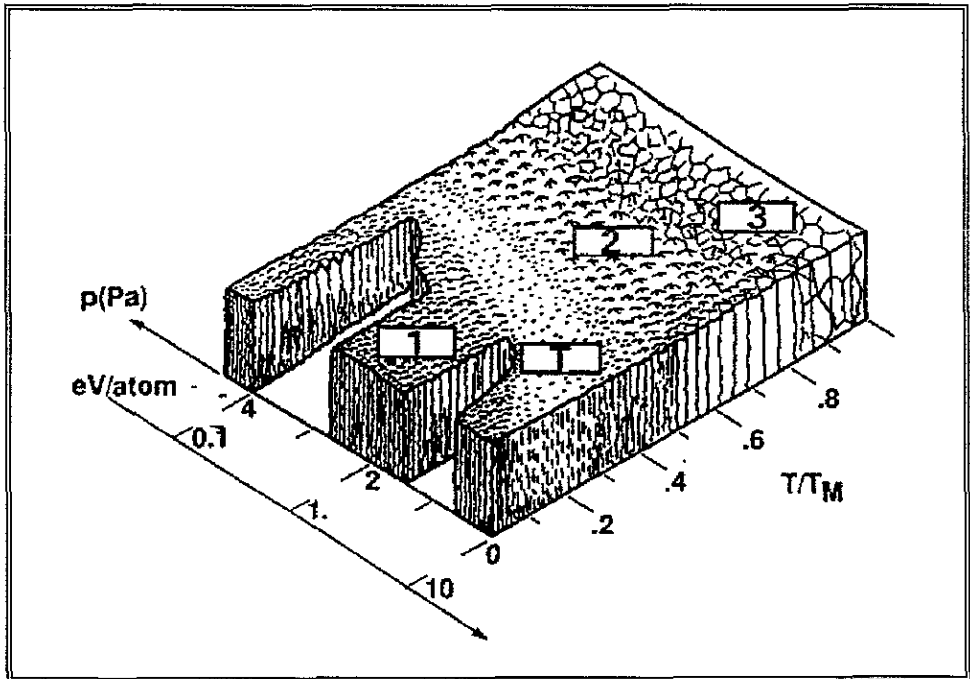


Figura 4.1. Diagrama de zona de morfología y estructura de una película como una función de la temperatura normalizada (T/T_M) y presión de sputtering o energía/depositada del átomo tanto para sputtering como para evaporación.

del gas de sputtering pueden entregar energía extra a la película, causando una especie de reflexión de sputtering (rebombardeo).

El efecto de estos parámetros en la estructura de las películas, es representado por el diagrama de zona de la figura 4.1. Desarrollado en principio por Movchan y Demchishin¹⁸ y modificado por Thornton¹⁹

Los ejes del diagrama a una temperatura inicial T_s (normalizada para la temperatura de fusión del material, T_m) y a la presión del argón. Cualquier incremento en T_s o decremento en p , permite un incremento en la difusión superficial y de esta manera un incremento en la densidad de la película.

Maissel⁴ señala que el eje de presión podría en realidad ser un eje de energía; incrementando la presión correspondiente para un decrecimiento en la energía cinética de los átomos bombardeados. Sin embargo, aplicando una polarización al sustrato, podría también incrementarse la energía que llega al mismo, de tal manera que este eje del diagrama de zona podría representar la energía cinética total.

Cuando los átomos alcanzan un sustrato frío con poca energía, la película consiste de columnas individuales separadas por huecos (zona 1). Como los átomos móviles se incrementan, debido al incremento de energía o temperatura, la película se vuelve más densa y posee superficie especular (zona T).

Con un incremento adicional, ocurre el crecimiento de grano y la densidad de la película tiene una superficie rugosa (zona 2). La zona 3 de la película es determinada por otros procesos de difusión y usualmente ocurre a temperaturas considerablemente más altas que las usadas en los procesos de Sputtering. Sin embargo, la operación en esta región es necesaria para la deposición de película epitaxial.

Mientras las películas evaporadas se realizan normalmente bajo fuerza de tensión, las películas por Sputtering son realizadas generalmente por fuerzas de compresión y valores por arriba de 10 GPa. Esto es debido a “atomic peening”, mientras que la energía de los átomos del gas de Sputtering es reflejada desde el *target*²⁰ o por los iones acelerados hacia el sustrato. Los efectos del bombardeo iónico en las propiedades de las películas son discutidos en los artículos de S.M. Rossnagel.^{21,22}

4.2. Tecnología de Procesamiento.

Aunque resulta un desafío la tarea del diseño de un componente, la implementación de éste en la vida real, resulta ser un desafío aun mayor. El logro de operación de un componente, depende de que tan buena sea la tecnología de procesamiento para producir la geometría deseada y las características físicas del elemento.

El procesamiento de semiconductores y de circuitos integrados necesita de una tecnología sofisticada y experimentada. Esto ha sido improvisado a través de los años a tal nivel, que dentro de un simple chip de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ se pueden tener decenas de miles de transistores y otros componentes relativos.

Produciendo un número tan grande de componentes en un área tan pequeña, también se reduce la realización del proceso resultante (número de dispositivos producidos por hora).

4.2.1. Fabricación de máscaras.

Uno de los procesos fundamentales en la manufactura de circuitos integrados, la cual determina el grado de complejidad, densidad de distribución de componentes y la frecuencia de operación de un dispositivo dado es la microlitografía, la cual proporciona el éxito con el cual los patrones de dimensiones precisas podrán ser transferidos dentro del procesamiento del elemento.

Una vez que la configuración geométrica final de un dispositivo es elaborada sobre una máscara, el propósito de la microlitografía es el de transferir dicha configuración, siguiendo una resolución de micras o submicras.

La máscara puede tener un contraste alto, razón entre las regiones transparentes y opacas, en principio, no debe tener imperfecciones, y tendrá la misma precisión en toda el área superficial. Generalmente, se requiere más de una máscara para la manufactura de un dispositivo dado, las máscaras tendrán la misma tolerancia, la misma resolución y contendrán marcas en lugares precisos, de tal manera que una capa pueda ser sobrepuesta en otra.

Una vez que el diseño de un dispositivo se ha completado, una replica de la máscara es obtenida en el papel (amplificada 100× o más). Después de que se han hecho las modificaciones finales de dicho trabajo, los patrones son

transferidos a una hoja transparente de plástico como base, cubierta con una segunda capa delgada de plástico removible de color rojo:

El patrón es generalmente cortado por una máquina de corte controlada por computadora y las capas no deseadas sobre la película roja son eliminadas. Usando una máquina de reducción precisa, la imagen resultante es reducida fotográficamente al menos una vez, o en muchos casos, un par de veces hasta lograr el tamaño deseado. Esto es necesario para que la máscara tenga las tolerancias requeridas en las dimensiones para la manufactura del dispositivo.

Hoy en día existen programas de computo que elaboran este diseño de máscaras de manera más rápida y eficaz. Estos programas son conocidos como software para Diseño Asistido por Computadora (CAD) y permite la exposición de la máscara directamente a través de la computadora. Una vez lista la máscara, el proceso de manufactura comienza.

En general, una delgada capa de óxido u otro dieléctrico ($\approx 1\mu\text{m}$ de espesor) es crecida o depositada sobre la oblea. Un compuesto químico polimérico llamado resina, es depositado sobre la oblea y por medio de un proceso de centrifugado es dispersada homogéneamente en toda la muestra.

Esto último es parte de la labor de investigación de la autora de la literatura²³ que se encuentra en las referencias bibliográficas y que gracias a su ayuda ahora puedo dar a conocer con ayuda de este trabajo.

4.2.2. Transferencia de patrones geométricos por microlitografía.

Para la transferencia de patrones geométricos a sustratos como vidrio, silicio, cerámica y otros materiales se utilizan básicamente dos tipos de resina: positiva y negativa.

Para utilizar cualquiera de las dos resinas es necesario saber como quedarán finalmente los patrones en el sustrato en el cual se desea realizar la transferencia de estos, ya que se debe tener en consideración que ambas resinas se comportan de diferente manera al ser expuestas a la radiación ultravioleta (UV).

En la resina positiva, la región expuesta a la radiación UV tiende a diluirse cuando es efectuado el proceso de revelado, y la parte que queda protegida es la que permanece en el sustrato para la obtención de los patrones. Sin embargo, con la resina negativa ocurre el proceso contrario.

En el laboratorio de microondas del Centro de Instrumentos de la U.N.A.M. se utilizan ambas resinas para la fabricación de diferentes dispositivos. A continuación se da una breve descripción de como se aplican éstas.

Dentro del laboratorio de microondas se tiene una sección especial para la aplicación de las resinas dicha sección esta iluminada de tal manera que no afecte la fotosensibilidad de las mismas, además de contar con el equipo necesario para garantizar un cuarto limpio clase 100, con control de temperatura y extracción de residuos, así como de un módulo de flujo laminar (VECCO), especialmente diseñado de acuerdo a nuestras necesidades.

En esta sección se cuenta el equipo siguiente: una centrifuga (CONVAC, Coater-Mod. 1001/ST-147) para la deposición de resina, un microscopio (Baush & Lomb), equipo de limpieza por ultrasonido (BRANSON 1210), una lámpara de UV (ORIEL, Mod. 82220) con potencia de 300 W, un par de lámparas de infrarrojo (Scienceware, Mod. 15085-0000), para el secado de los substratos, entre otros.

4.2.3. Aplicación de la resina positiva.

El proceso de aplicación de la resina positiva consiste en los pasos siguientes:

- i. Encender la bomba mecánica, con el fin de tener vacío en la centrifuga para sujetar el substrato.
- ii. Programar por medio del panel que se encuentra en la parte frontal de la centrifuga, con el tiempo y velocidad de giro deseados (aproximadamente 20 segundos a 5000 rpm).
- iii. Colocar la muestra sobre la base de la centrifuga, de tal manera que se tenga lo más centrada posible con respecto a la base y presionar el botón que inicia el proceso de vacío (vacuum).
- iv. Aplicar la resina positiva que se encuentra en un gotero color ambar, la cual se identifica de la otra por que ésta es más espesa y tiene un color más fuerte que la negativa. La cantidad de resina que se coloca al substrato dependerá del tamaño de la muestra, después se enciende la centrifuga

por medio del botón de inicio (start), éste se detendrá automáticamente una vez finalizado el programa seleccionado.

- v. Se retira la muestra de la centrifuga y después se coloca en una base de teflón para someter a la resina a un presecado a una temperatura de 80°C durante 15 minutos, bajo una lámpara de infrarrojo. Esta operación se realiza para evaporar parcialmente los solventes que contenga la resina y de esta manera no tener problemas con la alineación posterior de la máscara respectiva. En el momento en que la muestra se somete al presecado, se debe encender la lámpara de UV que se utilizará para la impresión de la máscara, esto es necesario ya que dicha lámpara debe estabilizar su potencia (~ 300 W) para no sufrir averías.
- vi. Cumplido el tiempo de presecado, se coloca la muestra en el microscopio para la alineación de la máscara, el tiempo de exposición a UV se selecciona con los controles de la lámpara. Para nuestros fines, se encontró un tiempo óptimo de 10 segundos.
- vii. Una vez expuesta la muestra, se procede al revelado de los patrones, para lo cual utilizaremos un revelador para resina positiva, el cual esta hecho a base de sulfitos. El revelador se utiliza en una proporción de 7:2, es decir, se agregan 7 partes de agua tridestilada y 2 partes de revelador. Se agita la solución para homogenizarla y con unas pinzas se sostiene la muestra agitandola durante 10 segundos en dicha solución, posteriormente se enjuaga la muestra por espacio de 40 segundos a 1 minuto en agua desionizada y se seca bajo un flujo de aire filtrado.

- viii. Una vez que la muestra se encuentra seca, se observa a través del microscopio la definición, si es buena, se procede al secado por un intervalo de 20 minutos a una temperatura de 115°C, transcurrido el tiempo de secado se pueden realizar los ataques químicos necesarios para el grabado.

4.2.4. Aplicación de la resina negativa.

Para aplicar la resina negativa seguimos los pasos anteriores, solamente cambiando los parámetros siguientes:

- a) El tiempo de presecado es de 20 minutos a una temperatura de 95°C.
- b) El tiempo de exposición es de 15 segundos.
- c) Para revelar la resina negativa puede utilizarse xileno, dirigiendo el flujo desde la pizeta en forma de barrido de arriba hacia abajo y viceversa durante 60 segundos, después con la pizeta de alcohol 2-propanol durante 15 segundos se realiza la misma operación que con el xileno.
- d) El tiempo de secado es de 25 minutos a 140 °C.

Nota: Normalmente se hace uso de resina positiva cuando el campo de la máscara es oscuro y de la resina negativa cuando el campo de la máscara es claro, aunque esto no es determinante, puesto que al final de cuentas todo esta en función del trabajo que desea realizar.

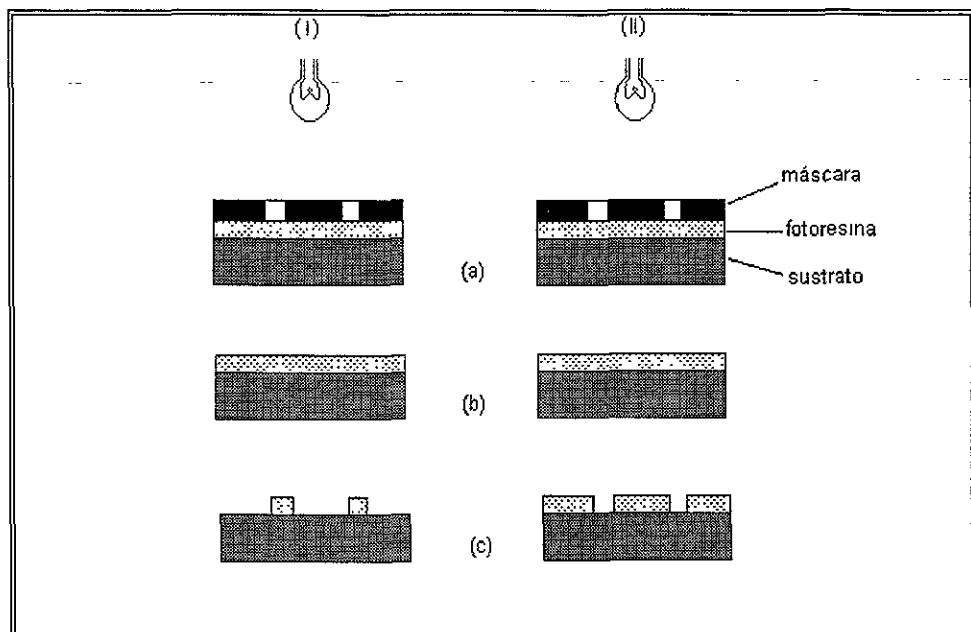


Figura 4.2. Proceso de resina (I) negativa y (II) positiva: (a) exposición a radiación UV, (b) antes del revelado y (c) después del revelado.

4.3. Caracterización.

Los microscopios de barrido por sonda (scanning probe microscopes, SPMs) son una familia de instrumentos utilizados para el estudio de las propiedades superficiales en materiales, desde nivel atómico hasta micras. Todos los SPMs contienen los componentes ilustrados en la figura 4.3. En esta sección se discute la operación del microscopio de fuerza atómica (atomic force microscopy, AFM).

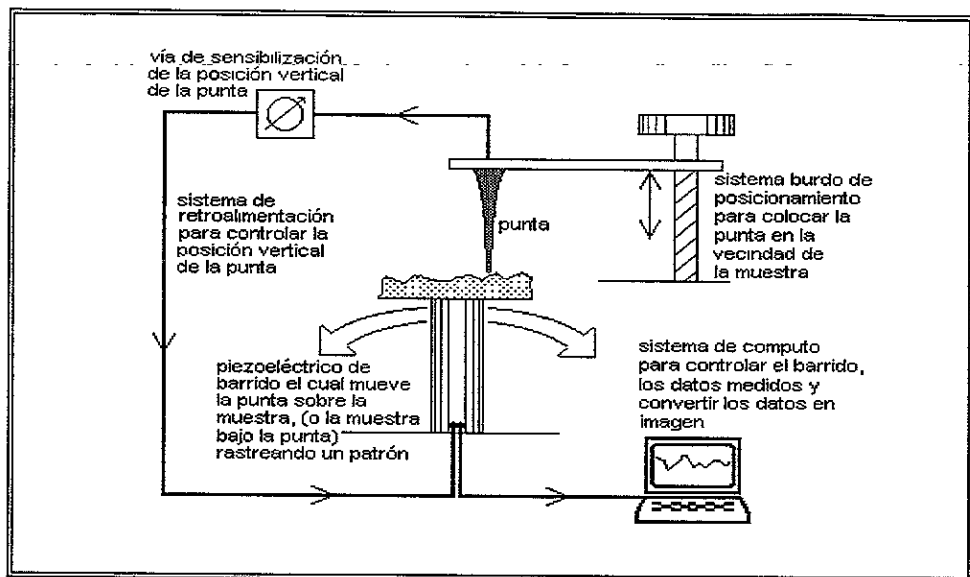


Figura 4.3. Esquematación generalizada de un microscopio de barrido por sonda.

4.3.1. Microscopio de Fuerza Atómica.

Un microscopio de fuerza atómica sondea la superficie de una muestra con una fina punta, a una longitud de un par de micras y generalmente con un diámetro de aproximadamente 100 \AA .

La punta es localizada en el extremo libre de un puntal con longitud comprendida entre 100 y 200 \mu m . La fuerza entre la punta y la superficie de la muestra origina que el puntal se encorve o deflece. Un detector mide la deflexión del puntal según la punta efectúe el barrido sobre la muestra, o bien la muestra vaya barriendo a la punta. La medición de la deflexión del puntal permite a la computadora generar un mapa topográfico de superficie.

El microscopio de fuerza atómica puede utilizarse para estudiar dieléctricos y semiconductores tanto como buenos conductores eléctricos.

En un AFM, diversas fuerzas contribuyen a la deflexión del puntal. La fuerza más asociada con los AFM es una fuerza interatómica llamada fuerza de Van der Waals. La dependencia de la fuerza de Van der Waals sobre la distancia entre la punta y la muestra se da en la figura 4.4.

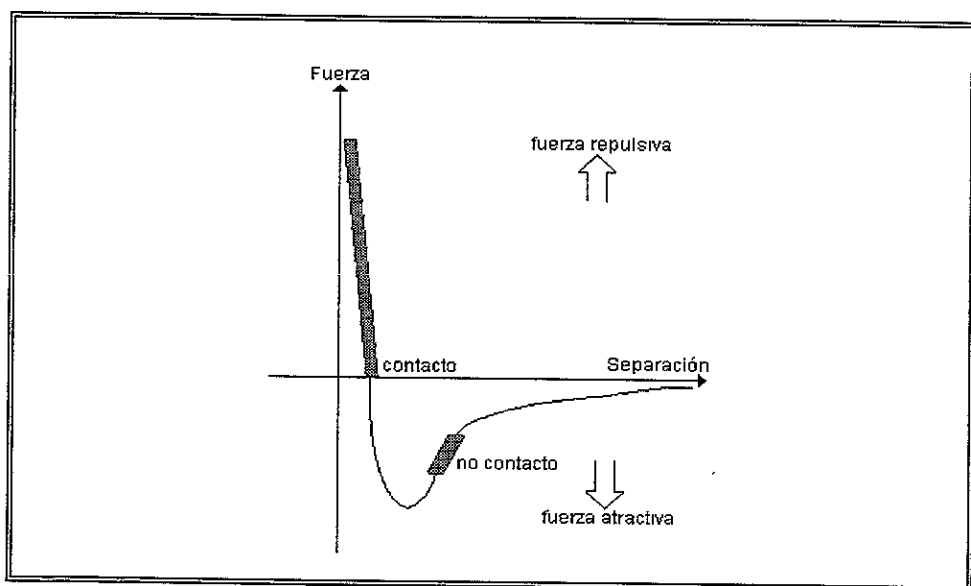


Figura 4.4. Fuerza de Van der Waals contra distancia entre la punta y la muestra.

4.3.2. Modo de contacto.

El modo de contacto, también conocido como modo de repulsión, fue el utilizado para la caracterización de las muestras que se estudiaron en el presente trabajo. En este modo de operación la punta del AFM hace un ligero contacto físico con la muestra. La punta se encuentra ligada a un puntal con una baja constante de restitución, más baja que la constante efectiva de restitución tomada por los átomos cercanos de la muestra.

Como el barrido ligero trazado por la punta a lo largo de la muestra (o de la muestra bajo la punta), la fuerza de contacto causa que el puntal se doble para acomodarse al cambiar la topografía.

Para tratar esto con más detalle, analicemos la curva de Van der Waals. En el lado derecho de la curva los átomos se encuentran separados por una gran distancia. Como los átomos se acercan gradualmente, ellos se atraen ligeramente unos a otros. Esta atracción se incrementa hasta que los átomos se encuentran tan juntos, que sus nubes electrónicas comienzan a repelerse electrostáticamente unas a otras. Esta repulsión electrostática debilita progresivamente la fuerza atractiva tanto como la separación interatómica continua decreciendo.

La fuerza tiende a cero cuando la distancia entre los átomos alcanza un par de anstromgs, alrededor de la longitud de un enlace químico. Cuando la fuerza total de Van der Waals es positiva (repulsión), los átomos se encuentran en contacto.

La pendiente de la fuerza de Van der Waals es mucho más inclinada en la región de repulsión o región de contacto. En AFM cuando el puntal empuja la punta hacia la muestra, los átomos se acercan hacia los átomos de la muestra.

Además de la fuerza de Van der Waals, se presentan otras dos fuerzas durante la operación de contacto del AFM, tales como:

La fuerza de capilaridad que se ejerce debido a la delgada capa de agua que a menudo se presenta en el medio ambiente, así como la fuerza ejercida por el propio puntal.

Ahora discutiremos como la deflexión del puntal da como resultado una imagen topográfica. Primero se tiene que detectar la deflexión.

Los AFMs más comunes detectan la posición del puntal con técnicas ópticas. En el esquema más común, mostrado en la figura 4.5, un rayo láser refleja de la parte posterior del puntal hasta un fotodetector (PSPD), el cual puede medir desplazamientos de luz tan pequeños como 10 \AA .

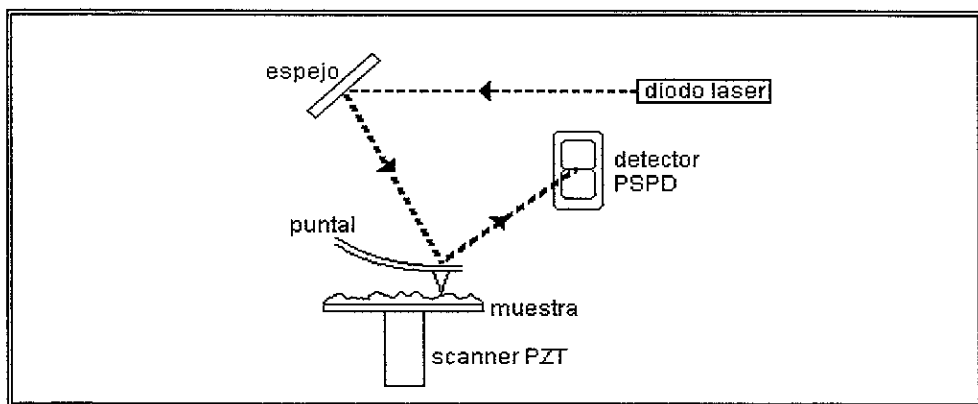


Figura 4.5. Esquema de la técnica de deflexión óptica para detectar la deflexión del puntal. Este método es también conocido como método de detección haz reflejado.

La relación de la longitud de la trayectoria entre el puntal y el detector, hasta la longitud del mismo puntal produce una amplificación mecánica. Como resultado, el sistema puede detectar movimientos verticales de subangstrom del puntal.

Una vez que el AFM ha detectado la deflexión del puntal, este puede generar un conjunto de datos topográficos de dos maneras.

La variación espacial de la deflexión del puntal, puede ser usada directamente para generar el conjunto de datos topográficos, o bien, la deflexión puede ser utilizada como entrada para una retroalimentación del circuito que mueve al scanner de arriba a abajo en la dirección z , respondiendo a la topografía para mantener la deflexión del puntal constante. En este caso, la imagen es generada a partir del movimiento del scanner.

Además del modo de contacto, existen otros modos de funcionamiento de los AFMs como son el modo de no-contacto y el de golpeado.

CAPITULO 5

DISPOSITIVOS DE PELÍCULA DELGADA FABRICADOS.

5.1. Fabricación de dispositivos.

El área de microlitografía del Centro de Instrumentos de la UNAM entró en operación a partir del mes de abril del año de 1996. Hasta el momento se han logrado construir algunos elementos como amplificadores, atenuadores, detectores y antenas para muestras ópticas y de carácter de investigación en el área de las microondas, así como sensores magnetorresistivos, los cuales fueron diseñados por los doctores Olexandr Martynyuk²⁵ y Valeri Vountesmeri²⁴, respectivamente.

El proceso de construcción describió en capítulos previos a este, y esta sección tiene por objeto detallar la construcción de cada elemento y mostrar algunos análisis superficiales efectuados con el microscopio de fuerza atómica (Park Scientific Instruments, NC-AFM).

5.2. Sensor de características magnetorresistivas.

Para el convertidor de película magnética basado en el efecto magnetorresistivo en películas magnéticas, el cual es colocado en una línea coaxial con diámetro externo de 1.6 mm a en una frecuencia de 2 GHz se obtuvo una sensibilidad de 20 mV/W bajo una pérdida en la señal del canal menor a 0.5 dB. La señal parásita es menor al 2%.

Características del sustrato:

Película depositada:	NiFe (Permalloy)/Cu/Cr
Sustrato:	Al ₂ O ₃
Dimensiones del elemento fabricado:	5.5 x 8 mm

Las técnicas experimentales aquí descritas, se lograron después de experimentar varias veces, con diferentes procesos y sustancias recomendadas por la literatura^{14,16}, hasta encontrar la técnica más adecuada para cada uno de los sustratos, considerando la composición de las diferentes películas depositadas sobre los mismos.

Proceso y Solución utilizada	Procedimiento	Tiempo
Limpieza:		
50 ml jabón desengrasante en 50 ml de H ₂ O-3D. T=40°C	ultrasonido (1 vez)	1 min.
H ₂ O-3D	enjuagar con pizeta	30 seg (aprox.)
Decapado:		
H ₂ O:HNO ₃ : 1:1	sumergir	1 seg.
H ₂ O-3D	enjuagar con pizeta	30 seg (aprox.)
Ataque:		
1. Solución de H ₂ O:HNO ₃ : 1:5	sumergir el sustrato agitando	1. 5 s
2. H ₂ O-3D		3. 2 s
3. Solución de HCl:HNO ₃		

3:1 (Agua Regia)		
H ₂ O-3D	enjuagar con pizeta, secar con flujo de aire filtrado	30 s (aprox.)
2a. Capa:		
Resina positiva	igual que como en la primera capa, haciendo una consideración especial al alineamiento de la segunda fotomáscara, dificultad que se elimina con la experimentación constante.	40-60 min.
Ataque:		
1. Solución de H ₂ O:HNO ₃ : 1:5	sumergir el substrato agitando	1. 5 s
H ₂ O-3D	enjuagar con pizeta, secar con flujo de aire filtrado	30 s (aprox.)

NOTA: La abreviatura H₂O-3D es utilizada para designar a el agua tridestilada

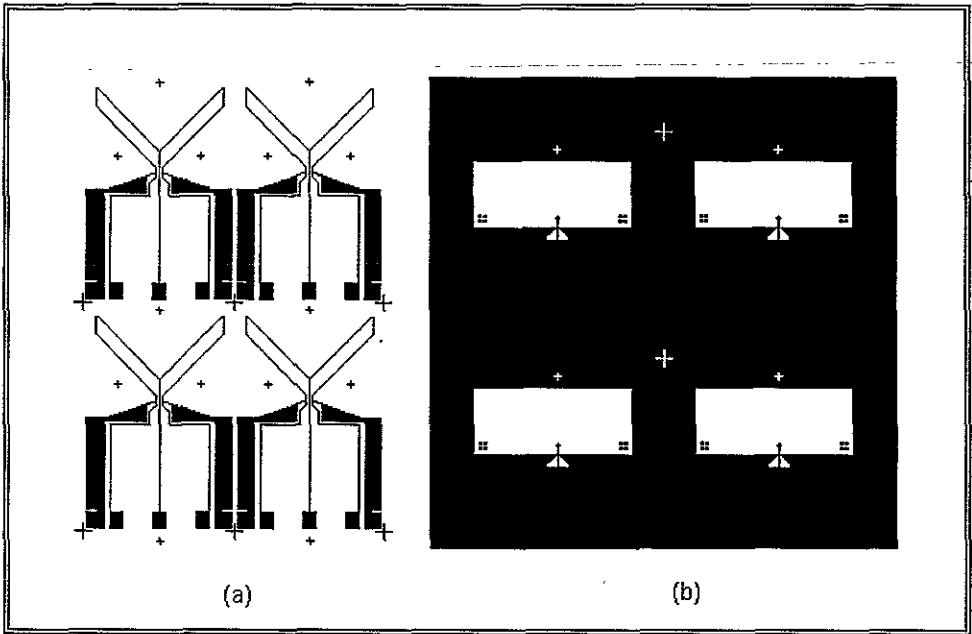


Figura 5.1. Fotomáscaras utilizadas para la fabricación de sensores magnetorresistivos, (a) para la primera capa, (b) para la segunda capa. (Escala: 25:1)

La investigación experimental se llevo a cabo en una línea coaxial (figura 5.2.), la cual tiene un diámetro externo de 1.6 mm a una frecuencia de 2 GHz. El esquema experimental se muestra en la figura 5.3. Donde:

1. Generador, 2. amplificador, 3. acoplador direccional de 20 dB, 4. circulador Y, 5. deslizamiento pequeño, 6. medidor de potencia, 7. microvoltímetro, 8. imán permanente giratorio, 9. convertidor magnetorresistivo.

Usando un pequeño deslizamiento se tiene la posibilidad de cambiar la fase del oscilador local en relación con la fase de la señal.

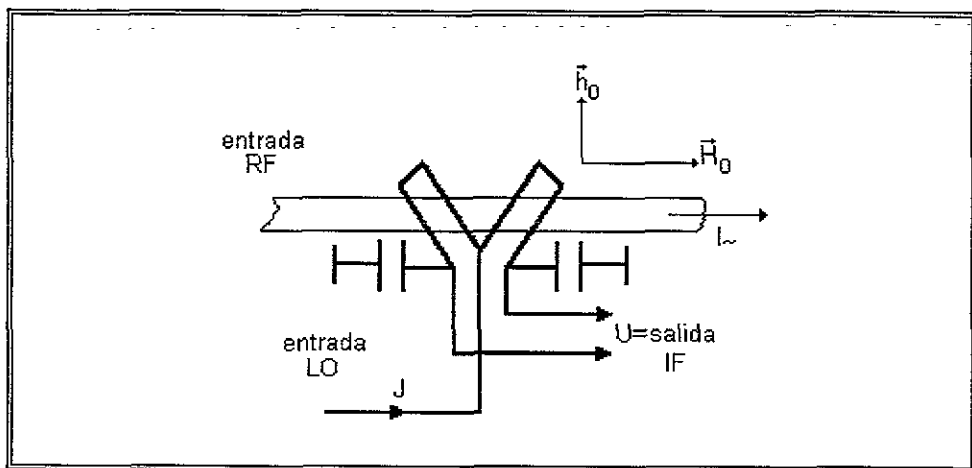


Figura 5.2 Elemento sensitivo en una linea coaxial

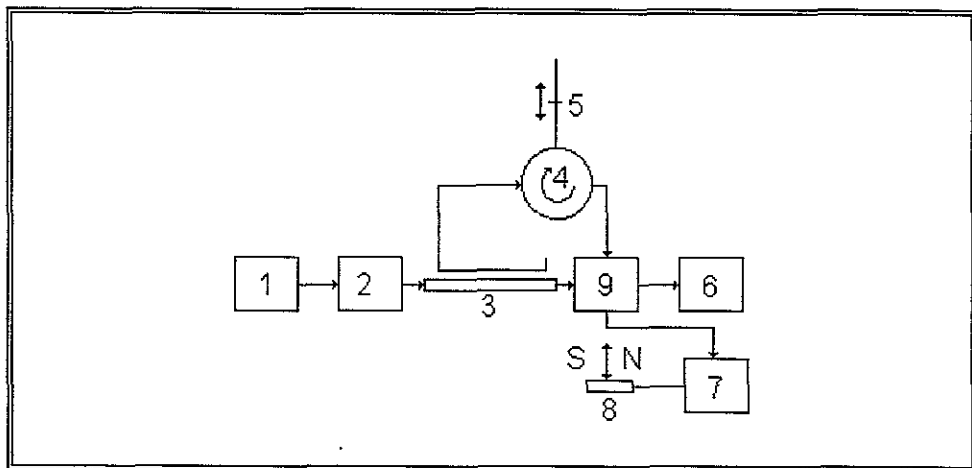


Figura 5.3. Unidad de prueba

La dependencia de la señal de salida con respecto a la cantidad de desplazamiento del campo magnético tiene carácter resonante y este cambio de la dispersión disipativa forma la curva dependiendo de la relación entre la señal RF y la salida LO.

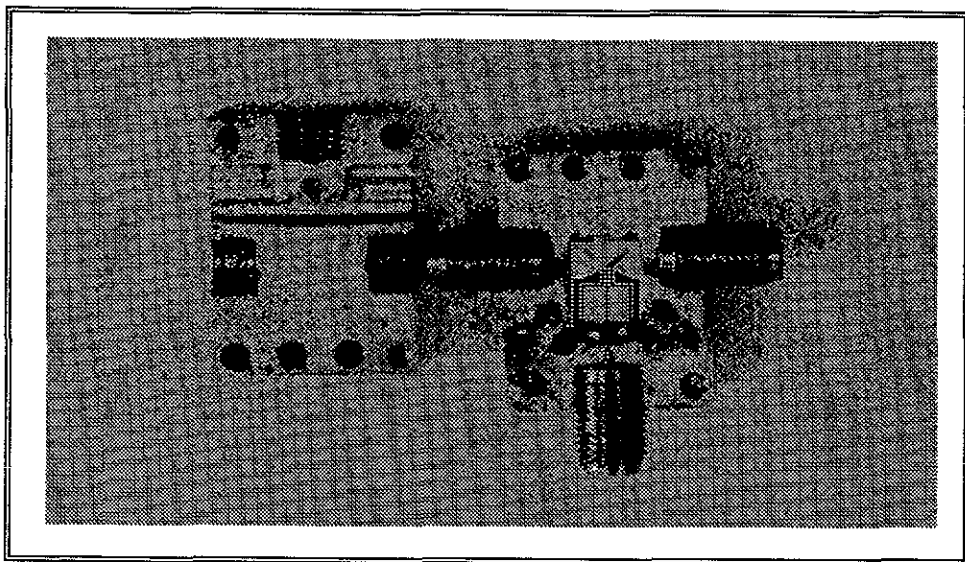


Figura 5.4. Convertidor Magnetorresistivo.

5.3. Amplificador.

Las redes de polarización del amplificador de bajo ruido fueron elaboradas por medio de la técnica microlitográfica y con un deposito compuesto por deposito de Sputtering.

Aquí se describe el método de fabricación del amplificador, así como su funcionamiento básico²⁵, su caracterización se encuentra aún en etapa

experimental, debido a algunas dificultades presentadas en el proceso de Sputtering

Características del sustrato:

Película depositada: Cu/SiO₂
 Substrato: Cu
 Dimensiones del elemento fabricado: 5.6x18x0.75 mm

Proceso y Solución utilizada	Procedimiento	Tiempo
Limpieza: 50 ml jabón desengrasante en 50 ml de H ₂ O-3D.	algodón humedecido en solución	1 min.
H ₂ O-3D	enjuagar con pizeta, secar con flujo de aire filtrado	30 s (aprox.)
Microlitografía: Resina negativa	se coloca de acuerdo al proceso de la sección correspondiente, usando la máscara mostrada en la figura 5.5.	40-60 min.
Ataque: 22.5 gr FeCl disuelto en 150ml H ₂ O-3D, T~40 a	sumergir en la solución agitando	15 s

50°C		
H ₂ O-3D	enjuagar con pizeta,	30 s (aprox.)
	secar con flujo de aire filtrado	

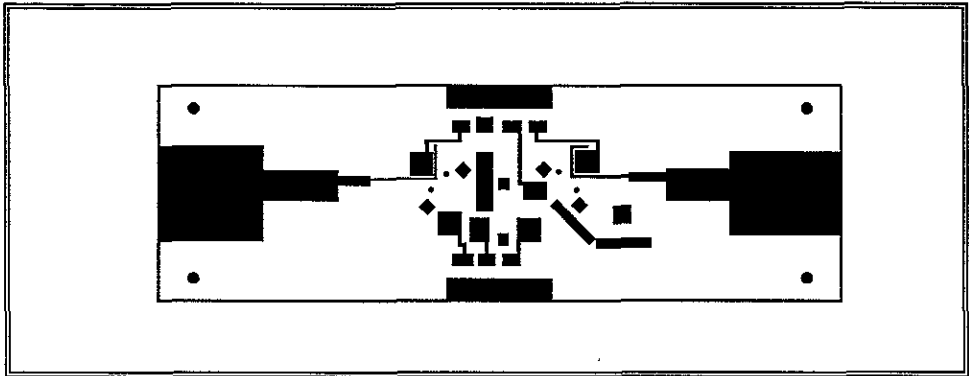


Figura 5.5. Máscara para la fabricación del amplificador de bajo ruido. (Escala 50:1)

En un amplificador de bajo ruido de 3 etapas para frecuencias de 10 a 14 GHz, las tres etapas de amplificación nos pueden dar ganancias de 1000 veces (30 db).

El problema que existe en frecuencias altas es que todas las líneas de transmisión tienen pérdidas, las cuales aumentan si aumentamos frecuencia. Aquí nosotros utilizamos una guía de onda de tipo H e introducimos dicho amplificador en la sección de guía de onda rectangular, y de esta manera la onda electromagnética pasa a través de los metales sin dieléctricos y se eliminan pérdidas, podemos decir que la señal llega al primer transistor sin perdidas, entonces el nivel señal-ruido en la entrada del primer transistor es más alta que

en el caso del amplificador basado en líneas de microcintas debido a las altas pérdidas en la microcinta.

La polarización del transistor en esta estructura fue realizada de manera especial, sobre un sustrato de cobre se depositó una placa delgada de dieléctrico (SiO_2) y sobre ésta una capa delgada de cobre. Las capas deben ser delgadas por su baja influencia en la propagación electromagnética y por tanto, se obtienen bajas pérdidas²⁵.

Las redes de acoplamiento del amplificador a la entrada se construyeron por medio de cortes especiales utilizando el método de electroerosión.

Las mediciones se llevan a cabo por medio de un analizador de redes vectorial Wiltron 360B.

5.3.1. Análisis superficial.

En esta sección se muestran los análisis de superficie del sensor magnetorresistivo, así como del amplificador. Por las características del microscopio, para ambos elementos se realizó un análisis de regiones de entre 8 y 10 μm , mostradas en las figuras 5.1.- 5.2. y 5.3.

Las regiones analizadas para el sensor magnetorresistivo fueron: una sección de un brazo magnetorresistivo, en la cual no se pudo apreciar la altura del escalón, y una sección de una de las líneas de salida donde se puede observar un escalón formado a partir de las técnicas microlitográficas, y en ambas se obtuvieron algunos resultados en gráficas sobre discontinuidades presentadas en la superficie de la película (figura 5.6).

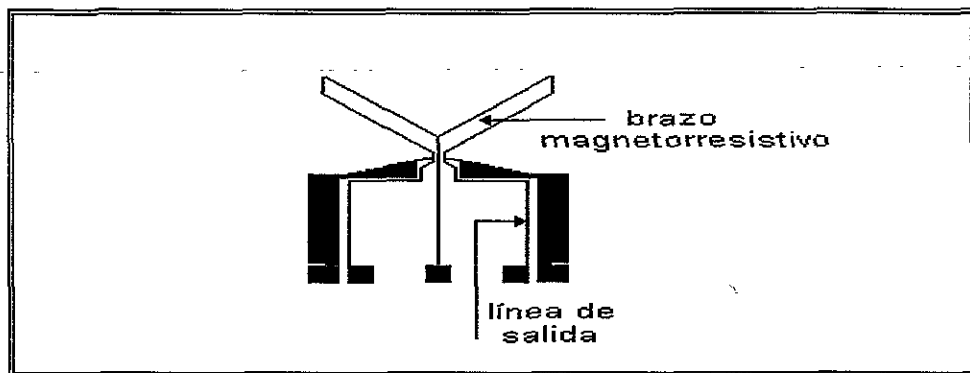


Figura 5.6 Elemento magnetorresistivo.

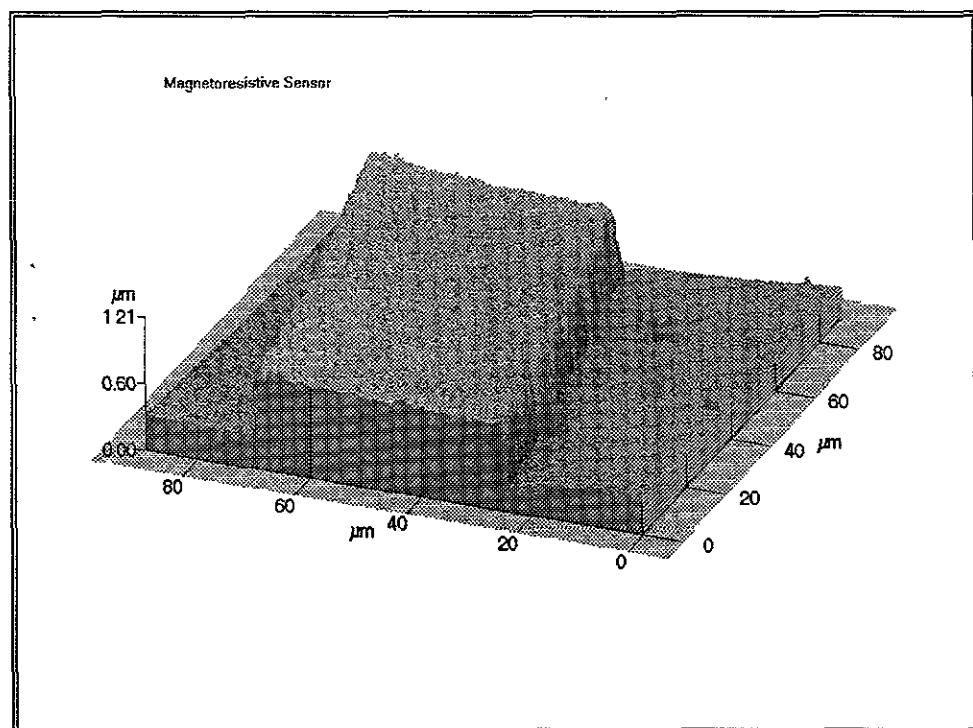


Figura 5.7 Imagen tridimensional del escalón formado por una de las líneas de salida.

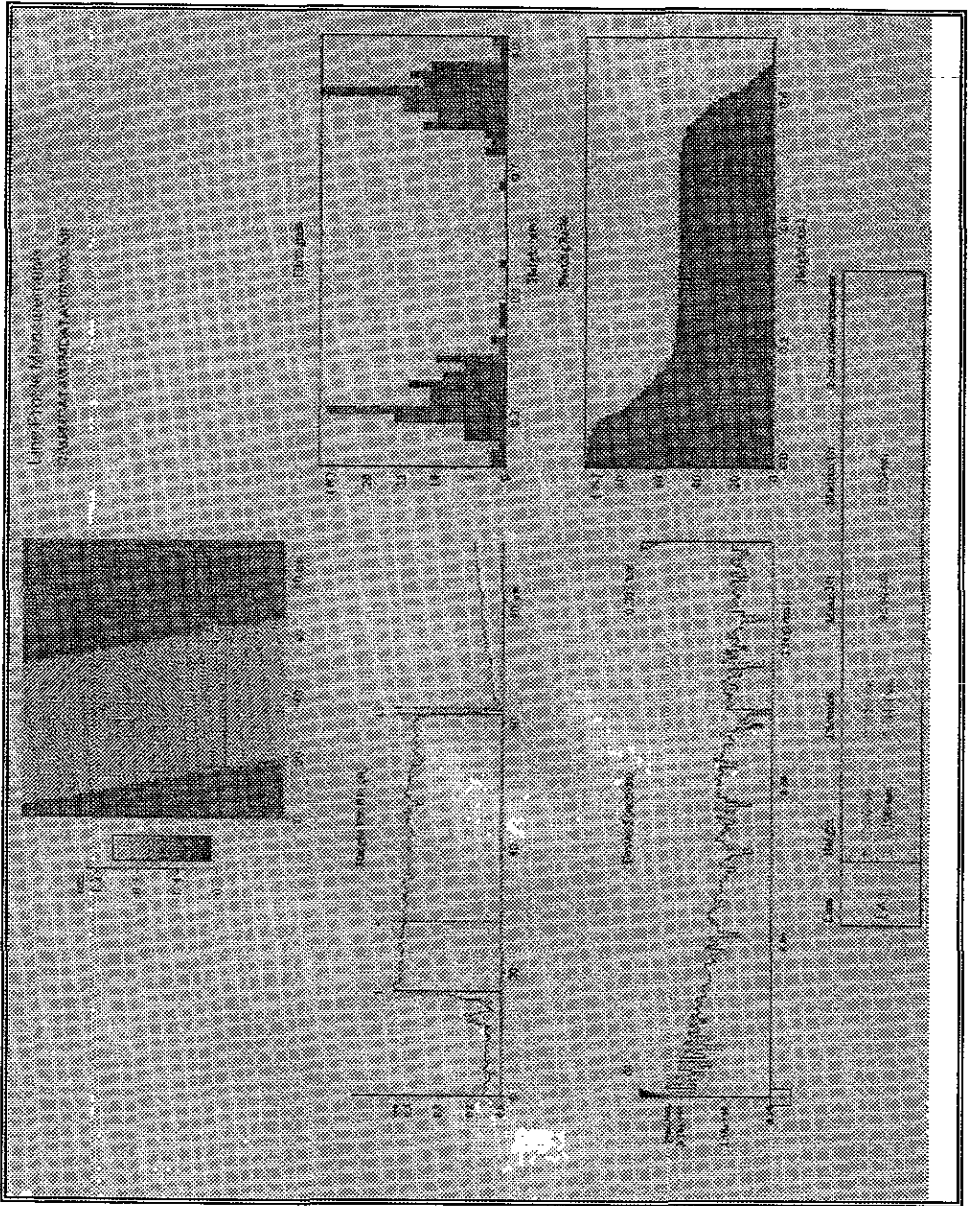


Figura 5.8. Imagen y análisis del escalón formado por una de las líneas de salida del sensor magnetorresistivo

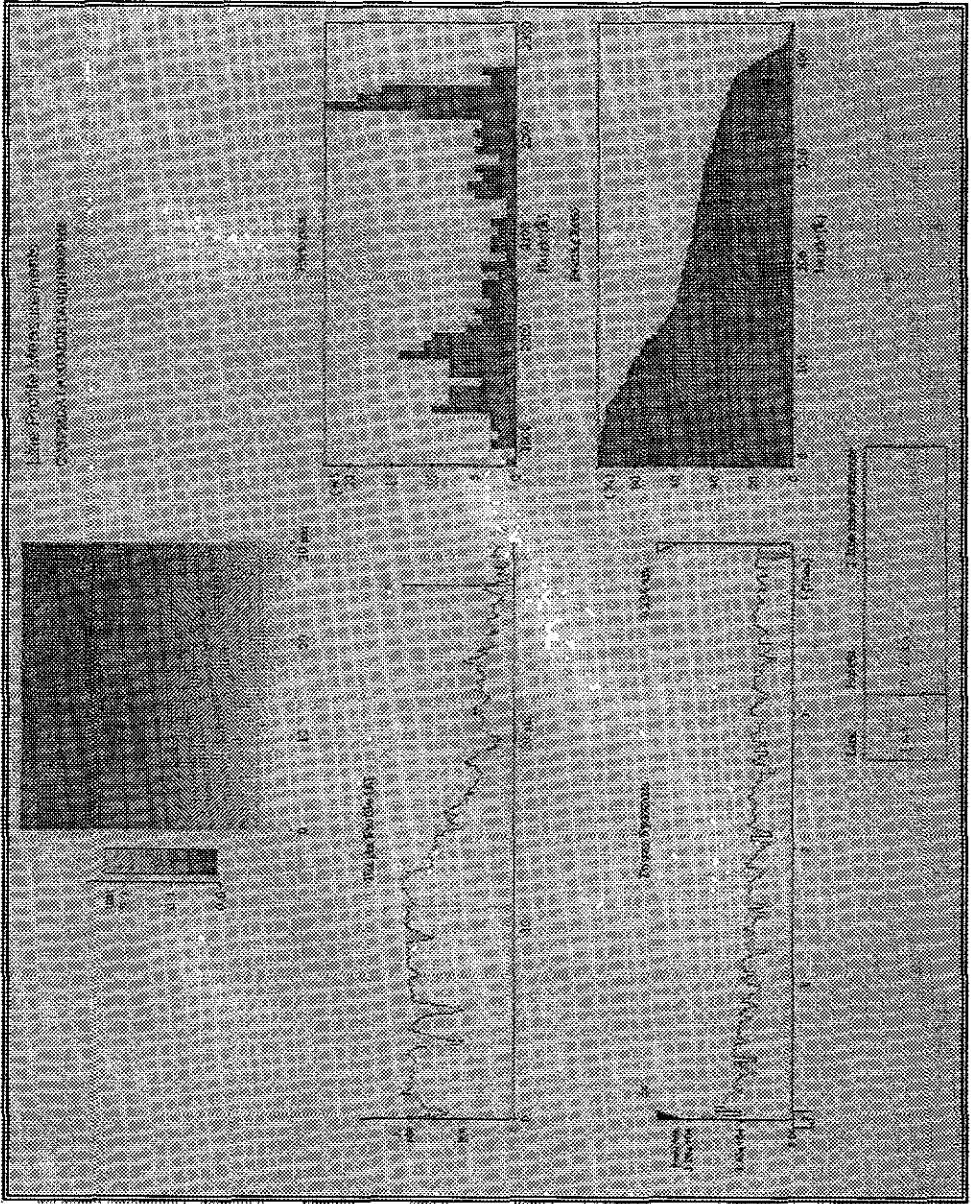


Figura 5.9. Imagen y análisis del escalón formado por uno de los brazos magnetorresistivos del sensor.

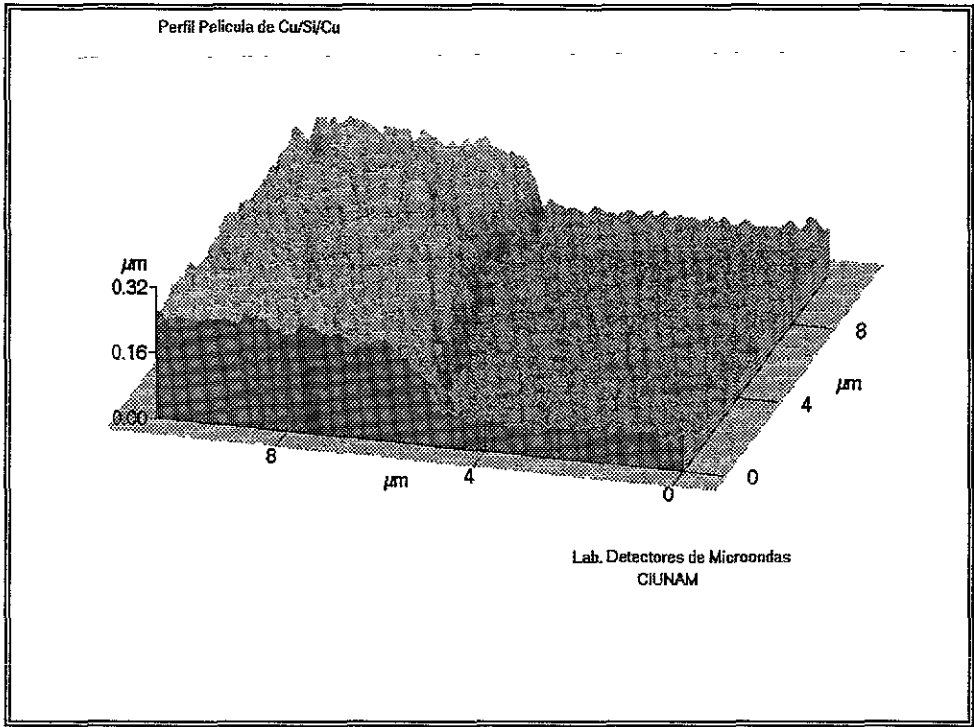


Figura 5.10. Imagen tridimensional de un escalón de cobre formado sobre una película de SiO_2 . Este tipo de películas se utilizan para la fabricación de amplificadores de bajo ruido.

El formar un escalón por microlitografía tiene por objetivo analizar el espesor de la película de cobre depositada sobre la película de silicio. De las figura 5.10 y 5.11 es evidente que el espesor aproximado de la película de cobre es $0.25 \mu\text{m}$. No es fácil realizar un análisis de este tipo, debido a las dificultades presentadas en la deposición de películas delgadas con estas características, además de que para el análisis en el AFM se necesitan muestras con dimensiones máximas de 1.3 mm y el corte de dichos substratos no es fácil de obtener²³.

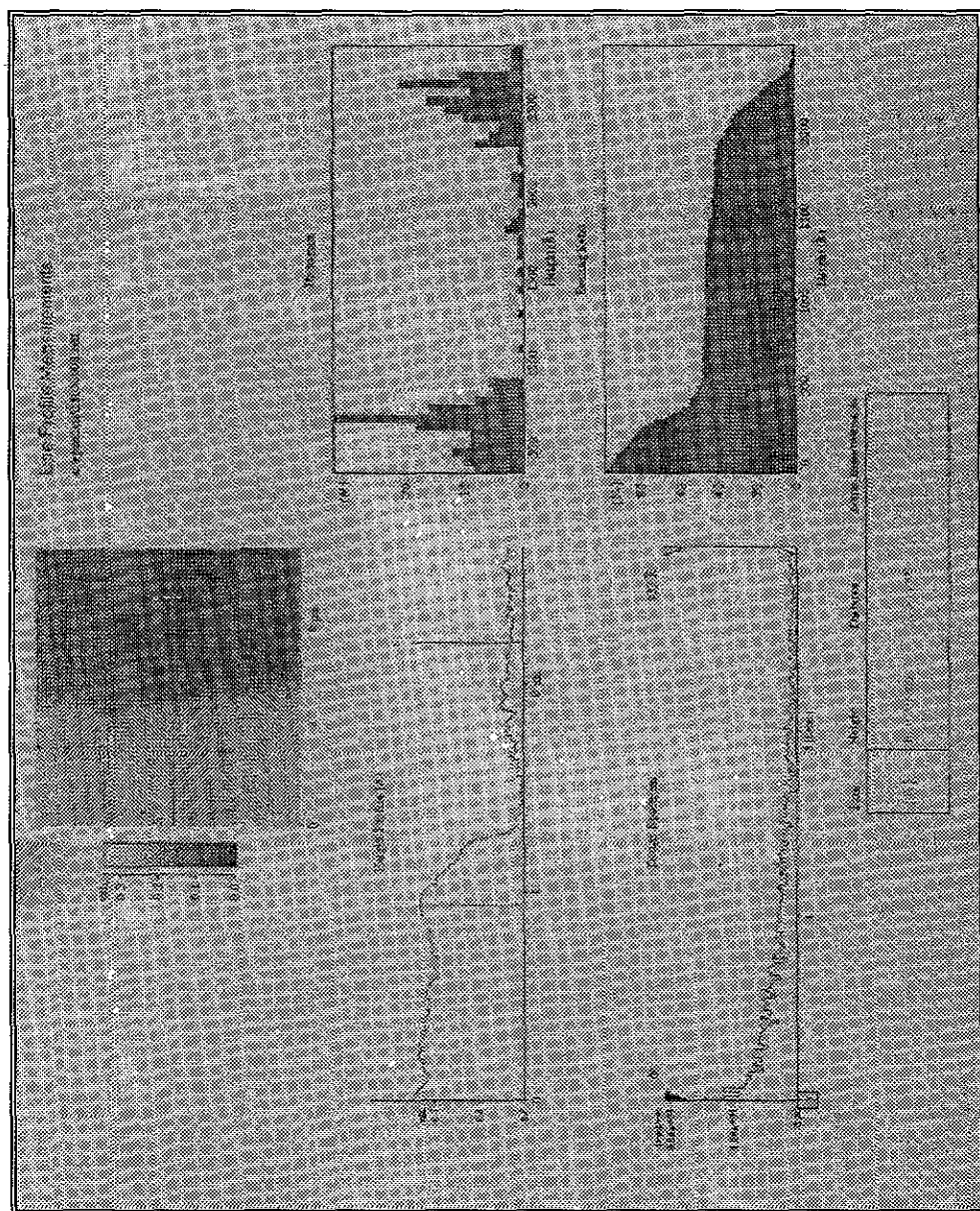


Figura 5.11. Imagen y análisis de un escalón de Cu formado sobre una película de SiO₂.

5.4. Atenuador de Impedancia por efecto Termorresistivo.

Hasta hace algunos años la termometría de las termorresistencias de platino fue casi exclusivamente dominada por termorresistencias bobinadas, es decir que las partes sensibles a la temperatura de estas resistencias eran alambres finos de platino en forma de espiral.

Este tipo de construcción es casi totalmente manual y una automatización con una reducción considerable en sus costes de producción, que pudiera haber ampliado sus posibilidades de utilización, no es factible. Es decir, el mercado requería tamaños cada vez más reducidos y valores de resistencia cada vez más altos para los que se necesitaban alambres de platino cada vez más finos, de modo que sobrepasaban las posibilidades de la termorresistencia de platino tradicional.

Hace aproximadamente 3 años, se introdujo una nueva técnica de producción, utilizando en lugar de alambres de platino, estratos de platino para la medición de la temperatura. Estas películas con espesores entre 1 a 2 micras son depositadas encima de substratos (planos) de Al_2O_3 .

La experiencia demostró que el método más adecuado de deposición es la difusión electrónica de cátodos (Sputtering). Fue demasiada la labor de investigación, trabajo y desarrollo hasta que se pudieron producir películas de platino que cumpliesen la norma internacional (DIN EN 60751), es decir que aparte de otras premisas pudieran obtener un coeficiente de temperatura de la resistencia eléctrica a (0°C, 100°C).

Para poder obtener un valor de resistencia determinado encima de una pequeña superficie de platino, se hace una estructuración de esta película, eliminando en una determinada forma parte del platino depositado, creando una estructura conductora en forma de meandros.

El erosionado con ácido posibilita la estructuración simultánea de todas las resistencias encima de un sustrato de mayor tamaño. Con este método, el tiempo de trabajo no depende de la complejidad y extensión de la estructura unitaria.

En contraposición con el sistema de corte con láser, las resistencias son grabadas en línea sobre un estrato correspondiente.

En consecuencia, el grabado tipo PVD, es utilizado para la producción de termorresistencias con un elevado número de ohms, p.e. 500 y 1.000 Ω , puesto que para estos tipos se necesita, debido a la longitud de las pistas conductoras, demasiado tiempo de utilización de máquina¹⁴.

La ventaja de la tecnología con láser es que, cambiando el programa, existe la posibilidad de modificar la estructura en un plazo extremadamente corto. En consecuencia, el desarrollo de nuevas estructuras, y construcciones especiales según especificaciones técnicas en el laboratorio, son un campo de aplicación muy importante para esta tecnología. El coste de fabricación de series pequeñas muchas veces es más económica utilizando este sistema.

A continuación explicare las diferencias entre ambos procesos de producción.

5.4.1. Descripción del proceso de corte con láser.

Con un laser de cuerpo sólido se genera un rayo de luz de alta densidad de energía. La potencia es liberada en impulsos ultrarrápidos (disparos). Con una óptica especial acoplada el rayo láser se enfoca sobre una superficie de aproximadamente 20 micras.

La concentración temporal y local de la potencia en el lugar de enfoque es extremadamente alta, vaporizando (sublimando) la mayor parte del platino explosivamente, sin pasar por su fase líquida.

El corte continuo y su delimitación se realizan moviendo lateralmente y con gran precisión el enfoque del rayo láser a una velocidad preprogramada y con un solapado determinado de los disparos.

La figura 5.12. muestra pistas conductoras hechas con este sistema de cortes, el ancho de pista es de aproximadamente de 15 micras.

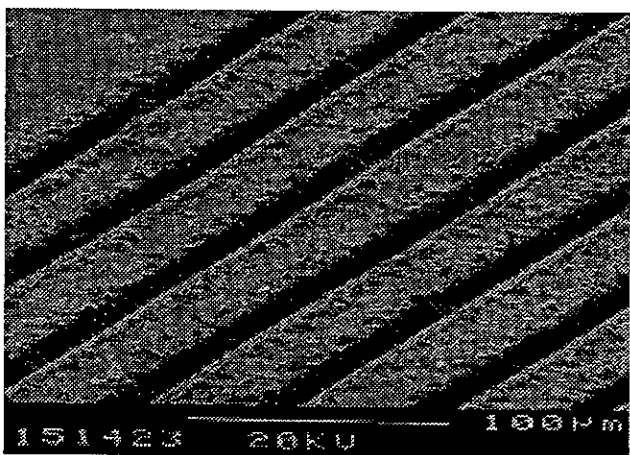


Figura 5.12. Pistas conductoras realizadas por rayo láser.

La producción de un dibujo en forma de meandro con un valor definido de resistencia, con cortes de delimitación entre resistencias vecinas así como el corte de las superficies de conexión para los contactos eléctricos exigen un camino complicado para el rayo láser, que es dirigido por un completo y costoso sistema de movimientos programado por ordenador.

El diseño entero de una atenuador termorresistivo se muestra y se explica a continuación.

5.4.2. Descripción del grabado litográfico con sistema Sputter.

Una alternativa para el corte por láser es un método de ataque, es decir, la estructura se forma sacando el platino selectivamente con un ácido.

En detalle, el proceso de dispersión de se compone de cuatro pasos esenciales.

- a) Deposición de una capa de laca fotosensible con un espesor de algunas micras sobre el substrato con platino.
- b) Exposición de la laca a través de una máscara cristalina con una capa metálica que ya lleva en su superficie la estructura meandrica que posteriormente aparecerá sobre el platino.
- c) El revelado y eliminación de las zonas de la laca expuestas a la luz con un revelador específico para este proceso. Endurecido de la estructura restante de laca con un proceso de templado. Geométricamente, esta estructura de laca ya es una imagen fiel de las resistencias que aparecerán en la capa de platino.
- d) Por deposito de Sputtering en una instalación al alto vacío, esto se indica en el primer capítulo. Es decir erosión por disparos con iones. El proceso de erosionado no terminará hasta haber sacado todo el platino que ya no lleva la cobertura de laca.

Al mismo tiempo también se quita la mayor parte de la laca que cubre el platino restante en aproximadamente el mismo espesor que el platino, de modo que encima del substrato quedarán únicamente las estructuras de platino con un poco de laca que se sacara en un proceso aparte. Al final, solo quedará la estructura (no ajustada) de la resistencia¹⁴.

5.4.3. Comparación entre resistencias de medición.

Para definir de forma menos compleja y más rápida, en la figura 5.12. se muestra en un aumento de 11500 un sistema de conductores hechos con láser, en la figura 5.13. Un sistema correspondiente que fue hecho por erosionado.



Figura 5.13. Pistas conductoras realizadas por erosionado.

Se puede ver que los bordes de las pistas conductoras que han sido hechas con láser (en comparación con las erosionadas), muestran ondulaciones, son

poco definidos y los bordes algo elevados (transición entre zonas en las que el platino ha sido evaporado o solamente calentado).

Esto sin embargo no disminuye en absoluto la calidad de las resistencias cortadas con láser, no se han constatado cambios en plena fabricación en los valores de resistencia; a largo plazo ni en la resistencia de aislamiento entre pistas vecinas.

En las figuras 5.14. y 5.15. se muestran estructuras que han sido producidas según los dos procesos descritos. Estas muestras aún no llevan ni hilos de conexión ni esmalte protector.

En la figura 5.14. se muestra una termorresistencia cortada con láser (Tipo GW/GR 2107) En el tercio inferior de la imagen se puede ver el meandro y en su parte superior izquierda, un corte fino de ajuste hecho con láser.

Una gran parte de la superficie total está ocupada por las dos superficies de contacto sobre las que más tarde se soldarán los hilos de conexión. Las superficies de contacto llegan arriba, a la izquierda y a la derecha hasta el borde de la pieza, en el que han sido acabados con un corte por láser. Las dos superficies de contacto están aisladas entre sí por un corte doble.

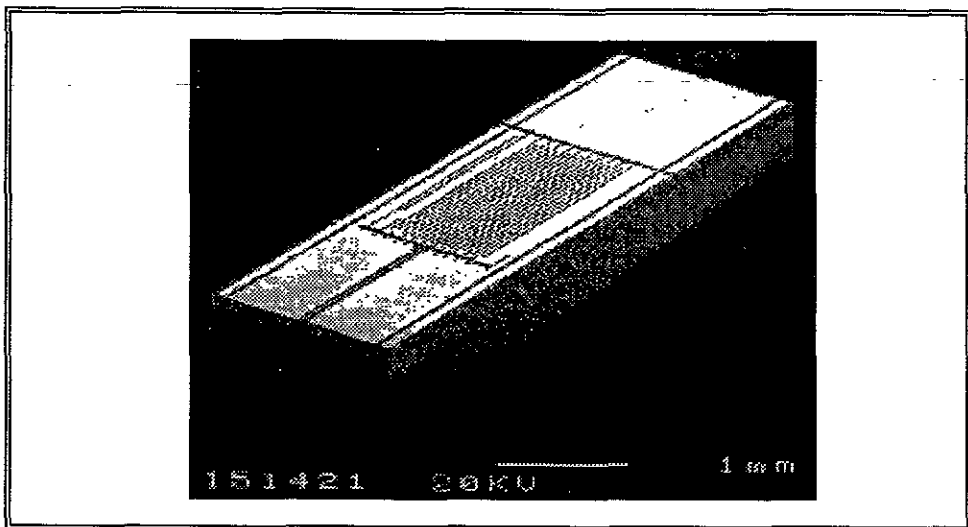


Figura 5.14. Atenuador Termorresistivo cortado por láser (Tipo GW/GR 2107)

En la figura 5.15. Se muestra una ejecución hecha por erosión de la misma termorresistencia, (tipo GR/GW2107). En el tercio inferior de la fotografía se aprecia el dibujo de la resistencia. Este está formado por un meandro principal situado verticalmente al eje longitudinal de la resistencia y siete bucles adicionales de ajuste que pueden ser activados abriéndolos con el láser.

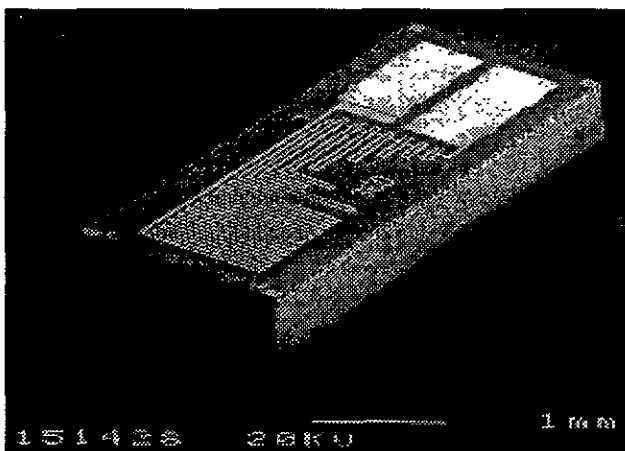


Figura 5.15. Atenuador Termorrestivo hecho por erosión de la misma termorresistencia (Tipo GW/GR 2107) de la figura 5.14.

En figura 5.16. Se puede ver, además de esta posibilidad escalonada de ajuste bucle 1, 5 y 7 (a contar desde la derecha) un ajuste fino continuo por un corte láser en una zona entera de la capa de platino (centro de la foto, en la parte izquierda). También se puede ver en el dibujo de la resistencia que se han sacado todas las zonas superfluas de platino, especialmente entre las superficies de contacto y el borde de la pieza.

Esto mejora la rigidez dieléctrica en los márgenes, aunque al mismo tiempo reduce considerablemente la superficie de platino destinada para soldar los hilos de conexión.

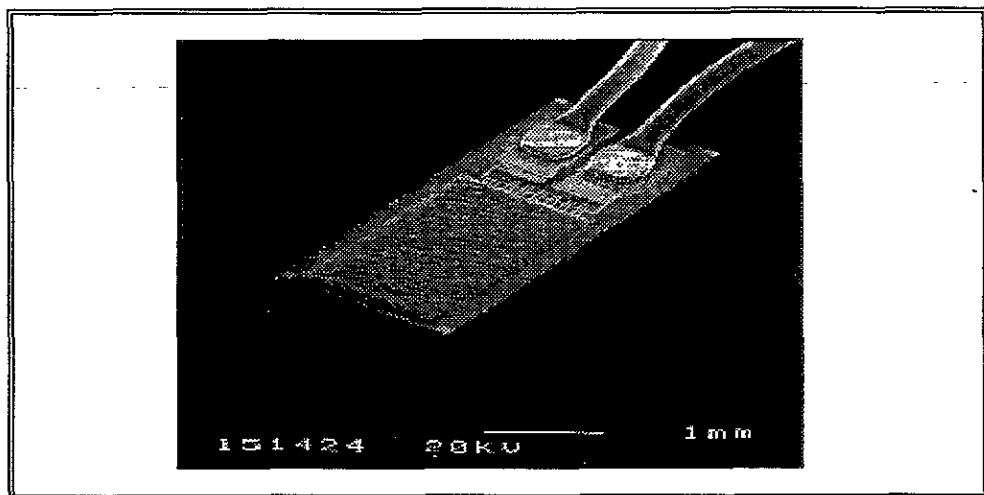


Figura 5.16. Atenuador con ajuste fino realizado con rayo láser.

Para mejorar la adhesión de la soldadura, las superficies de contacto llevan una pasta de bonding. Adicionalmente, los laterales de la capa aislante de la cerámica vitrificada aplicada sobre el meandro con sistema de impresión por tamiz, han sido reducidos al mínimo, de forma que las zonas marginales de la pieza quedan libres.

CAPITULO 6

CONCLUSIONES.

Parte fundamental en la realización de cualquier trabajo es tratar de llegar lo más aproximadamente posible a los objetivos planteados al principio del mismo, por lo cual; y en función a lo anterior puedo concluir con lo siguiente:

Aunque demasiado complejo es el tratar de documentar todo lo que conforma un laboratorio de alto vacío, considerando las limitantes de carácter económico y no menos importantes las de carácter literario, ya que la literatura es escasa y que además todo el proceso con el cual es realizado el muy arduo trabajo de deposito no se había documentado; por lo menos en el laboratorio de microondas ya que esta actividad data de principios del año de 1996.

Toda la información con la que fue realizado este trabajo tomo un tiempo considerable ya que únicamente industrias privadas cuentan con un laboratorio de muy alta calidad (cuarto limpio clase 100) las cuales tienen la información de dichos procesos.

Como se dijo anteriormente, desde principios de 1996 se dieron los primeros pasos para el desarrollo de películas en el centro de instrumentos de la U.N.A.M. Por lo cual y debido al tiempo que tiene esta actividad en dicho laboratorio únicamente se hablo de algunos principios y de algunas aplicaciones que fueron realizadas en el periodo en el cual tuve la suerte de laborar dentro de esta institución.

Los principios de operación de un equipo más que complejos, requieren un máximo de paciencia, ya que dichos principios requieren demasiado tiempo para la elaboración de cada una de las muestras; y si a todo esto le agregamos todo aquello que se debe realizar fuera del laboratorio esto parecería más que algo científico, algo artístico diría yo.

El proceso de deposición por Sputtering resulta un trabajo, además de interesante; necesario. Ya que como se dijo anteriormente las altas proporciones y el alcance tecnológico con el que cuenta nos permiten realizar grandes aplicaciones en muchas de las áreas, con lo cual y en virtud de el alcance que se tiene con dicha técnica, sería prácticamente imposible realizar películas con las características y propiedades que nos ofrece la deposición (P.V.D. Sputtering).

El alcance que se tuvo en la realización del presente por parte de la medición e instrumentación electrónica, fue enteramente satisfactorio. Ya que muchos de los instrumentos de medición, así como muchos de los equipos con los que se realizaron la mayoría de los experimentos se encuentran únicamente en instituciones privadas, muchas más en el extranjero, y algunas otras (hasta donde se tiene conocimiento) en lugares de muy alto nivel académico como son: CINVESTAV Y ESIQIE del (I.P.N.) U.A.M.-A, y por supuesto el Centro de Instrumentos, Instituto de Astronomía, así como un laboratorio con cuarto limpio en el Instituto de Ingeniería en la división de estudios de posgrado de la U.N.A.M. para lograr dichos propósitos.

Como ya lo dije anteriormente, el analizar muestras depositadas por Sputtering es una labor interesante además de ilustrativa, los análisis realizados

con microscopia de fuerza atómica (AFM) es una experiencia sin igual, prueba de ello lo podemos ver en las imágenes del capítulo 5. - Al igual que realizar microscopia estereoscópica para las imágenes del mismo capítulo es una experiencia laboral muy especial.

En cuanto al desarrollo, tanto académico como de investigación este tipo de trabajos no son del todo atractivos, creo yo que el desempeño que se tiene a futuro no se ve todavía en nuestro país. Sin embargo, y como se puede ver en el capítulo 5 los elementos fabricados como son: el sensor magnetorresistivo, el amplificador y el atenuador cuentan con todas las premisas de operación para cualquier desarrollo y aplicación electrónica. Con esto último quiero decir que si con elementos tan cotidianos como son los anteriores se puede desarrollar un sin número de trabajos, al explotar más los mismos recursos del sistema de plasma, tendríamos, estoy muy seguro de ello; una labor ininterminable en los institutos de investigación por muchos años más.

REFERENCIAS.

- 1.- Glocker, E ; "HANDBOOK OF THIN FILM PROCESSES TECHNOLOGY, SPUTTERING PRIMARY ION BEAM DEPOSITION" Eastman-Kodak Research Lab., DuPont Company. U.S.A. 1991. p.p. 173-198,213-310,409-506
- 2.- Kodomtsev B.B; I.V. Kurtchatov "TOKAMAK PLASMA A COMPLEX PHYSICAL SYSTEM". Institute of Atomic Energy, Moscow, Russia, 1983. p.p. 73-91
- 3.- Eckertová. L. "PHYSICS OF THIN FILMS", 2 edic. Plenum Press, Czechoslovakia. 1977. P.p. 203-261
- 4.- Maissel. L.; Glang. R. "HANDBOOK OF THIN FILM TECHNOLOGY", McGraw-Hill, USA. 1970. p.p. 34-40
- 5.- Van Atta C.M. "VACUUM SCIENCE AND ENGINEERING", McGraw-Hill, U.S.A. 1965. 105-122
- 6.- Stuart R.V. "VACUUM TECHNOLOGY, THIN FILMS, AND SPUTTERING". Koral Labs Inc. Minneapolis, Minnesota. Academic Press, Inc. Harcourt Brece Jovanovich, Publishers. 1983. p.p. 119-396
- 7.- Brooks R.O. "LABORATORY MANUAL FOR MICROWAVE MEASUREMENTS". Prantice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, 1968. P.p. 53-90

- 8.- Spitzer L. "PHYSICS OF FULLY IONIZED GASES" 2ed.; Interscience, Nueva York, 1962. 4.43-4.71
- 9.- Brown S.C. "BASIC DATA OF PLASMA PHYSICS". Technology Press of the Massachusetts Institute of Technology, Cambridge. 1959. p.p. 11-40
- 10.- Chen F.F. "INTRODUCTION TO PLASMA PHYSICS". Plenum Pres, Nueva York, 1974. P.p. 67-80
- 11.- Shirov.G.A.. "TECNOLOGÍA DE MICROCIRCUITOS INTEGRADOS". Escuela Superior, URSS.1976. (versión en ruso) p.p. 127-142
- 12.- Soohoo. R.F. "MAGNETIC THIN FILMS", Harper & Row publishers, incorporated, New York. 1965 p.p.58-73
- 13.- Barker R.J. "MICROWAVE INTERACCTIONS WHIT PLASMAS AND PLASMA PROCESSING" AirForce Office of Scientific Research. U.S.A. 1993. p.p. 20.332-20.401
- 14.- Advanced Energy Industries Inc. "INTRODUCING POWER SUPPLIES AND PLASMA SYSTEM" [33]. 1992. p. 14
- 15.- Krall N.A.; Trivelpiece A.W. "PRINCIPLES OF PLASMA PHYSICS". McGraw-Hill, Nueva York, 1973. p.p. 209-241

- 16.- Advanced Energy Industries Inc. "IMPEDANCE MATCHING" [34]. 1992.
p. 12.
- 17.- Reitz, J. "FUNDAMENTOS DE LA TEORÍA ELECTROMAGNÉTICA",
3ed.; Addison-Wesley Iberoamericana, México. 1986. p.p. 431-449
- 18.- Movchan B.A.; Demchishin A.V. Phys. Met. Metallogr. [28]. 1969 p. 83.
- 19.- Thorton J.A. "VACUUM SCIENCE TECHNOLOGY". Colter. 1974.
p.p. 6.566-6.578
- 20.- Coutts T.J. "ACTIVE AND PASSIVE THIN FILM DEVICED", Academic
Press, New York, 1978. p.p. 216-228
- 21.- Rossnagel S.M.; Kaufman H.R. "SPUTTERING TECHNOLOGY". 6ed.
Coleman Press. 1987. p.p. 2.176-2.184
- 22.- Ferendeci A. M. "PHYSICAL FOUNDATIONS OF SOLID STATE AND
ELECTRON DEVICES". 2ed. McGraw-Hill. USA. 1991. p.p. 311-340
- 23.- Andrea M.L. "FABRICACIÓN E INVESTIGACIÓN DE PELÍCULAS
MAGNETORRESISTIVAS PARA APLICACIONES EN MICROONDAS".
Proyecto Terminal. Ingeniero Físico UAM-A. 1997. p.p. 24-90

24.- Vountesmeri V. G.; Sandoval E. "MODELO DE CALIBRACIÓN DEL MEDIDOR-CONVERTIDOR DE POTENCIA ACTIVA RF". *Centró de Instrumentos U.N A.M.* 1996. p. 17

25.- Alexander M. Vladimir S. Andrea M. "KU-BAND LOW NOISE TRANSISTOR AMPLIFIER", VII International Conference on Electronics, Communications and Computers., CONIELECOMP'97 IEEE, Puebla, México. 1997

26.- Valery V.G. "GENERAL THEORY OF GALVANOgyROMAGNETIC CONVERTERS ON THE BASE OF FERROMAGNETIC FILM" Colloquium on Microwave Communications, Budapest. 1982. pp. 775-779

27.- Valery V.G; Andrea M.; Sandoval G.E.; "MAGNETORESISTIVE MATERIALS FOR MICROWAVE APPLICATIONS", International Materials Research Congress, Cancún, México. 1996 p. 48

28.- Valery V.G. "NEW RF AND MICROWAVE MAGNETORESISTIVE MEASUREMENT CONVERTER", Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings, Taejon, Korea. 1995 pp. 170-173.

Referencias Bibliográficas.

1. L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*
(2* ed. rev.) Ed. Interscience, Nueva York. 1962.
2. S.C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics*.
Technology Press of the Massachusetts Institute of Technology,
Cambridge, 1959.
3. F.F. Chen, *Introduction to Plasma Physics*.
Plenum Pres, Nueva York, 1974.
4. N.A. Krall y A.W. Trivelpiece, *Principles of Plasma Physics*.
McGraw-Hill, Nueva York, 1973.
5. *Tokamak Plasma: A complex Physical System*.
B.B. Kodomtsev y I.V. Kurtchatov.
Institute of Atomic Energy, Moscow, Russia, 1983.
6. *HandBook of Thin Film Procces Technology; Sputtering: Primary Ion Beam
Deposition*.
Ed.by Glocker, Eastman-Kodak Research Lab., U.S.A. on S.I. 1991. (ISBN:
0-0750302348)
DuPont Company, U.S.A. (ISBN: 0750303115)

7. Microwave Interactions with Plasmas. Plasma Processing.
Dr. Robert J. Barker. AFOSR/NE (Air Force Office of Scientific Research).
I.O. Duncan, Avenue, Suite B115. Bolling AFB, W. DC 20332-001
8. Advanced Energy Industries, Inc. 1600 Prospect Parkway Fort Collins, CO
80525
TechNote No. 33 "Introducing Power Supplies And Plasma System"
1992 AE. 303/221-4670
9. Advanced Energy Industries, Inc. 1600 Postect Parkway Fort Collins, CO
80525
TechNote No. 34 "Impedance Matching"
1992 AE. 303/221-4670
10. Vacuum Technology, Thin Films, and Sputtering. An Introduction.
R.V. Stuart. Koral Labs, Inc. Minneapolis, Minnesota.
Ed. Academic Press, Inc. (Harcourt Brace Jovanovich, Publishers). 1983.
11. Vacuum Symposium Transactions.
T.H. Batzer and J. F. Ryan, American Vacuum Society, 1963.
12. Vacuum Science and Engineering,
C.M. Van Atta.
Ed. McGraw-Hill, Nueva York, 1965.

13. Laboratory Manual for Microwave Measurements.

R.O. Brooks. Ed. Prantice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, U.S.A.
1968.

14. Modelo de Calibración del Medidor-Convertidor de Potencia Activa RF

V. Vountesmeri., E. Sandoval.

Centro de Instrumentos-U.N.A.M.Coyoacan, 04510; México., D.F. 1996.

15. Fabricación e Investigación de Películas Magnetorresistivas para Aplicaciones
en microondas.

M.L. Andrea; U.A.M.-A. / C.I. - U.N.A.M.

Proyecto Terminal, Ingeniero Físico.

Enero, 1997.

[1] I. Newton, Opticks, Samuel Smith and B. Walford, London, 1704; Dover
Publications, Inc., New York, 1959

[2] T.R. Aguirre, R.I. Potter, Anisotropic Magnetoresistance in ferromagnetic
3d Alloys, IEEE Transactions on Magnetics, V. Mag. 11, No. 4 (1975) 1018

[3] H. Brooks, Advances in Electronics and Electron Physics, New York;
Academic Press, Inc. (1955), Vol. VII, p.p. 127 ff.

[4] D.B. Fraser, VLSI Technology, edited by S. M. Sze, McGraw-Hill, New
York (1983) Chapter 9

- [5] R.S. Nowicki, VLSI Electronics: Microstructure science 8, edited by N.G. Einspruch and D.M. Brown, Academic Press, New York (1984), p. 27
- [6] S.K. Ghandi, VLSI Fabrication Principles, Wiley-Interscience, New York (1983) Chapter 8.
- [7] M. Wittmer, J. Vac. Sci. Technol. A3 (1985) p. 1797
- [8] Active and Passive Thin Film Devices, edited by T.J. Coutts, Academic Press, New York, (1978)
- [9] B.A. Movchan and A.V. Demchishin, Phys. Met. Metallogr. 28 (1969) p. 83.
- [10] J.A. Thorton, J. Vac. Sci. Technol. 11 (1974) p. 666
- [11] S.M. Rossnagel and H.R. Kaufman, J. Vac. Sci. Technol. A5 (1987) p. 2276
- [12] S.M. Rossnagel and H.R. Kaufman, J. Vac. Sci. Technol. A6 (1988) p. 223
- [13] V. Vountesmery, "General Theory of galvanogyromagnetic converters on the base of ferromagnetic film", Proc. 7 Colloquium on Microwave Communications, Budapest (1982) pp. 775-779

- [14] Maissel, L., Glang, R., "Handbook of Thin Film Technology", McGraw-Hill, USA (1970) Ch. 7 pp 34-40
- [15] Partenov, O.D., "Tecnología de microcircuitos", Escuela Superior, URSS (1977) pp. 85-88 (versión en ruso)
- [16] V. Vountesmery, A. Martínez, G. Sandoval, "Magnetoresistive Materials for Microwave Applications", International Materials Research Congress, Cancún, MEXICO (1996) p. 48
- [17] Alexander Martynyuk, Vladimir Skachko, Andrea Martínez, "Ku-Band Low Noise Transistor Amplifier", VII International Conference on Electronics, Communications, and Computers, CONIELECOMP'97 IEEE, Puebla, MEXICO (1997)
- [18] V. Vountesmery, "New RF and Microwave Magnetoresistive Measurement Converter", Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings, Taejon, KOREA (1995) pp. 170-173.
- [19] K. Takahashi, K. Komenou, and K. Asama, "Magnetoresistive Properties of NiCo Film and its Application to Bubble Detectors", FUJITSU Scientific & Technical Journal, JAPAN (1974), p.p. 123-146

Bunshah, R, et. al., "Deposition Technologies for Films and Coatings. Developments and Applications", Noyes Publications (1982)

Cooke, M.J., "Semiconductor Devices", Prentice Hall, New York (1990)

Eckertová, L., "Physics of Thin Films", Plenum Press, Czechoslovakia (1977)

Ferendeci, A. M., "Physical foundations of solid state and electron devices", McGraw-Hill, Singapore (1991)

Kittel, Ch., "Introducción a la Física del Estado Sólido", 3a. ed. Reverté, España (1995)

Maissel, L., Glang, R., "Handbook of Thin Film Technology", McGraw-Hill, USA (1970)

McKelvey, J., "Física del estado sólido y de semiconductores", Limusa, México (1980)

Moreau, W., "Semiconductor Lithography. Principles, practices, and materials", Plenum Press, New York (1988)

Prutton, M., "Thin Ferromagnetic Films", Butterworth & Co. (Publishers), Ltd., London (1964)

Reitz, J., et.al., "Fundamentos de la Teoría Electromagnética", 3a. ed., Addison-Wesley Iberoamericana, México (1986)

Shirov, G.A., "Tecnología de microcircuitos integrados", Escuela Superior, URSS (1976) (versión en ruso)

Soohee, R.F., "Magnetic Thin Films", Harper & Row, Publishers, Incorporated, New York (1965)

Steidle, H., "Elementos magnetorresistivos", Marcombo, Barcelona (1989)

Tiburcio, A., "Obtención de Capas Delgadas de SnO₂:F Altamente Conductoras y Transparentes", IPN CINVESTAV Departamento de Ingeniería Eléctrica, México (1985)

Van der Ziel, A., "Electrónica Física del Estado Sólido", Prentice/Hall, España (1972)

APÉNDICE A

Algunas constantes fundamentales de la física.

<i>Constante</i>	<i>Símbolo</i>	<i>Valor de calculo</i>	<i>Valor</i>	<i>incertidumbre</i>
Velocidad de la luz en el vacío	c	3.00E-8 m/s	2 99792458	exacto
Carga elemental	e	1.60E-19 C	1.60217733	0.30
Masa del electrón en reposo	m_e	9.11E-31 kg.	9 1093897	0 59
Constante dieléctrica	ϵ_0	8.85E-12 F/m	8 85418781762	exacto
Constante de permeabilidad	μ_0	1,26E-6 H/m	1.25663706143	exacto
Razón carga a masa del electrón	e/m_e	1.76E11 C/kg.	1.75881962	0.30
Constante de Plank	h	6.63E-34 J s	6.6260755	0.60
Longitud de onda	λ_e	2 43E-12 m	2.42631058	0.089
Constante universal de los gases	R	8.31 J/mol K	8.314510	8.4
Constante de Avogadro	N_A	6.02E23 mol-1	6.0221367	0 59
Constante de Boltzmann	k	1.38E-23 J/K	1.3806513	1.8
Constante de Stefan-Boltzmann	σ	5.67E-8 W/m ² K ³	5.670399	6.8
Constante de Rydberg	R	1.10E7 m ⁻¹	1 0973731571	0 00036
Constante gravitatoria	G	6 67E-11 m ³ /s ² kg	6.67259	128
Radio de Bohr	a_0	5.29E-11 m	5 29177249	0 045
Momento magnético del electrón	μ_e	9.28E-24 J/T	9.2847700	0.34
Momento magnético del protón	μ_p	1.41E-26 J/T	1 41060761	0.34
Magnetón de Bohr	μ_B	9.27E-24 J/T	9.2740154	0.34
Magnetón nuclear	μ_N	5 05E-27 J/T	5.0507865	0.34
Constante de la estructura fina	α	1/137	1/137 0359895	0.0450
Cuanto de flujo magnético	Φ_0	2 07E-15 Wb	2.06783461	0.30
Resistencia Hall cuantizada	R_H	25800 Ω	25812.805635	0.045

Apéndice A

Algunas constantes fundamentales de la física.

<i>Constante</i>	<i>Símbolo</i>	<i>Valor de calculo</i>	<i>Valor</i>	<i>incertidumbre</i>
Velocidad de la luz en el vacío	c	3.00E-8 m/s	2.99792458	exacto
Carga elemental	e	1.60E-19 C	1.60217733	0.30
Masa del electrón en reposo	m_e	9.11E-31 kg	9.1093897	0.59
Constante dieléctrica	ϵ_0	8.85E-12 F/m	8.85418781762	exacto
Constante de permeabilidad	μ_0	1.26E-6 H/m	1.25663706143	exacto
Razón carga a masa del electrón	e/m_e	1.76E11 C/kg	1.75881962	0.30
Constante de Plank	h	6.63E-34 J s	6.6260755	0.60
Longitud de onda	λ_e	2.43E-12 m	2.42631058	0.089
Constante universal de los gases	R	8.31 J/mol K	8.314510	8.4
Constante de Avogadro	N_A	6.02E23 mol-1	6.0221367	0.59
Constante de Boltzmann	k	1.38E-23 J/K	1.3806513	1.8
Constante de Stefan-Boltzmann	σ	5.67E-8 W/m ² K ³	5.670399	6.8
Constante de Rydberg	R	1.10E7 m ⁻¹	1.0973731571	0.00036
Constante gravitatoria	G	6.67E-11 m ³ /s ² kg.	6.67259	128
Radio de Bohr	a_0	5.29E-11 m	5.29177249	0.045
Momento magnético del electrón	μ_e	9.28E-24 J/T	9.2847700	0.34
Momento magnético del protón	μ_p	1.41E-26 J/T	1.41060761	0.34
Magnetón de Bohr	μ_B	9.27E-24 J/T	9.2740154	0.34
Magnetón nuclear	μ_N	5.05E-27 J/T	5.0507865	0.34
Constante de la estructura fina	α	1/137	1/137.0359895	0.0450
Cuanto de flujo magnético	Φ_0	2.07E-15 Wb	2.06783461	0.30
Resistencia Hall cuantizada	R_H	25800 Ω	25812.805635	0.045

APÉNDICE B

Algunas unidades SI derivadas.

<i>Cantidad</i>	<i>Nombre de la unidad</i>	<i>Símbolo</i>	<i>Equivalente</i>
área	metro cuadrado	m	
volumen	metro cúbico	m	
Frecuencia	hertz	Hz	s
Densidad de masa (densidad)	kilogramo por segundo cúbico	kg./m	
Velocidad	metro por segundo	m/s	
Velocidad angular	radian por segundo	rad/s	
Aceleración	metro por segundo al cuadrado	m/s	
Aceleración angular	radian por segundo al cuadrado	rad/s	
Fuerza	newton	N	kg.*m/s
Presión	pascal	Pa	N/m
Cantidad de calor	joule	J	N m
Potencia	watt	W	J/s
Cantidad de electricidad	coulomb	C	A s
Fuerza electromotriz	volt	V	N*m/C
Campo eléctrico	volt/metro	V/m	N/C
Resistencia eléctrica	ohm	Ω	V/A
Capacitancia	farad	F	A*s/V
Flujo Magnético	weber	Wb	V*s
Inductancia	henry	H	V*s/A
Campo magnético	telsa	T	Wb/m

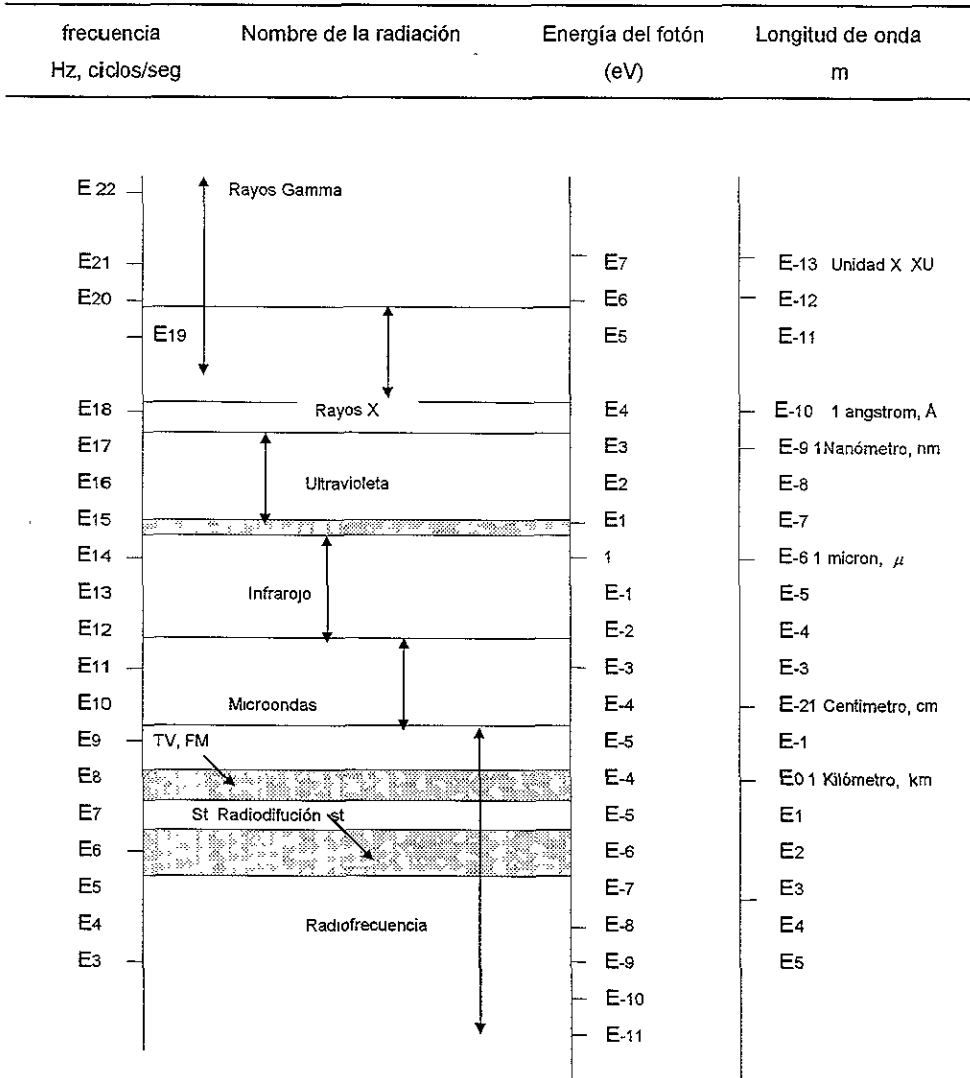
Apéndice B

Algunas unidades SI derivadas.

<i>Cantidad</i>	<i>Nombre de la unidad</i>	<i>Símbolo</i>	<i>Equivalente</i>
área	metro cuadrado	m	
volumen	metro cúbico	m	
Frecuencia	hertz	Hz	s
Densidad de masa (densidad)	kilogramo por segundo cúbico	kg./m	
Velocidad	metro por segundo	m/s	
Velocidad angular	radian por segundo	rad/s	
Aceleración	metro por segundo al cuadrado	m/s	
Aceleración angular	radian por segundo al cuadrado	rad/s	
Fuerza	newton	N	kg.*m/s
Presión	pascal	Pa	N/m
Cantidad de calor	joule	J	N m
Potencia	watt	W	J/s
Cantidad de electricidad	coulomb	C	A s
Fuerza electromotriz	volt	V	N*m/C
Campo eléctrico	volt/metro	V/m	N/C
Resistencia eléctrica	ohm	Ω	V/A
Capacitancia	farad	F	A*s/V
Flujo Magnético	weber	Wb	V*s
Inductancia	henry	H	V*s/A
Campo magnético	telsa	T	Wb/m

APÉNDICE C

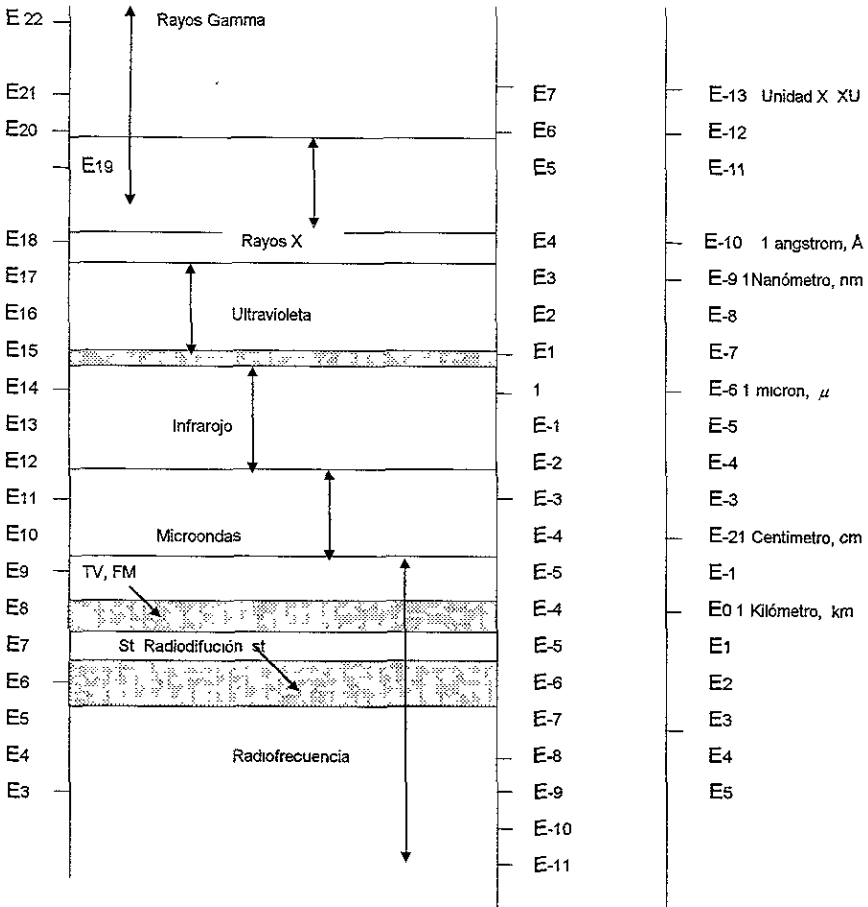
El espectro electromagnético.



Apéndice C

El espectro electromagnético.

frecuencia Hz, ciclos/seg	Nombre de la radiación	Energía del fotón (eV)	Longitud de onda m
------------------------------	------------------------	---------------------------	-----------------------



APÉNDICE D

Materiales y Aleaciones de deposito por medio de Sputtering.

SPUTTERING TARGETS SIZES

Description	Grades	Size
Sputtering Target	3N,4N,5N,6N	.125" T X 2" D
Sputtering Target	3N,4N,5N,6N	.250" T X 2" D
Sputtering Target	3N,4N,5N,6N	.125" T X 4" D
Sputtering Target	3N,4N,5N,6N	.250" T X 4" D
Sputtering Target	3N,4N,5N,6N	.125" T X 5" D
Sputtering Target	3N,4N,5N,6N	.250" T X 5" D
Sputtering Target	3N,4N,5N,6N	.125" T X 6" D
Sputtering Target	3N,4N,5N,6N	.250" T X 6" D

(PURE METAL) SPUTTERING TARGETS.

Aluminum, Antimony, Bismuth, Boron, Cadmium, Cerium, Chromium, Cobalt,
 Copper, Dysprosium, Erbium, Europium, Gadolinium, Germanium, Hafnium,
 Holmium, Indium, Iron, Lanthanum, Lutetium, Lead, Magnesium, Manganese,
 Molybdenum, Neodymium, Nickel, Niobium, Praseodymium, Rhenium,
 Samarium, Scandium, Selenium, Silicon, Silver, Tantalum, Tellurium, Terbium,
 Thulium, Tin, Titanium, Tungsten, Vanadium, Ytterbium, Yttrium, Zinc,
 Zirconium.

(OXIDES) SPUTTERING TARGETS.

Aluminum Oxide, Antimony Oxide, Barium Titanate, Bismuth Oxide, Bismuth
 Titanate, Cerium Oxide, Chromium Oxide, Dysprosium Oxide, Erbium Oxide,
 Europium Oxide, Gadolinium Oxide, Hafnium Oxide, Holmium Oxide, Indium

(BORIDES) SPUTTERING TARGETS.

Chromium Boride, Hafnium Boride, Lanthanum Boride, Molybden Boride, Niobium Boride, Tantalum Boride, Titanium Boride, Tungsten Boride, Vanadium Boride, Zirconium Boride

(CARBIDES) SPUTTERING TARGETS.

Boron Carbide, Chromium Carbide, Hafnium Carbide, Molybdenum Carbide, Niobium Carbide, Silicon Carbide, Tungsten Carbide-Cobalt, Vanadium Carbide, Zirconium Carbide

(FLUORIDES) SPUTTERING TARGETS

Aluminum Fluoride, Barium Fluoride, Calcium Fluoride, Cerium Fluoride

(NITRIDES) SPUTTERING TARGETS.

Aluminum Nitride, Boron Nitride, Hafnium Nitride, Niobium Nitride, Silicon Nitride, Titanium Nitride

(SILICIDES) SPUTTERING TARGETS.

Chromium Silicide, Hafnium Silicide, Molybdenum Silicide, Niobium Silicide, Titanium Silicide, Tungsten Silicide, Vanadium Silicide

(ALLOYS) SPUTTERING TARGETS.

Aluminum Silicon, Aluminum Copper, Aluminum Silicon-Copper, Chromium Silicon Monoxide, Nichrome (80/20),(70/30),(60/40),(50/50), Permalloy (79/16.7/4.0/0.3), Tungsten Titanium.

Apéndice D

Materiales y Aleaciones de deposito por medio de Sputtering.

SPUTTERING TARGETS SIZES

Description	Grades	Size
Sputtering Target	3N,4N,5N,6N	.125" T X 2" D
Sputtering Target	3N,4N,5N,6N	.250" T X 2" D
Sputtering Target	3N,4N,5N,6N	.125" T X 4" D
Sputtering Target	3N,4N,5N,6N	.250" T X 4" D
Sputtering Target	3N,4N,5N,6N	.125" T X 5" D
Sputtering Target	3N,4N,5N,6N	.250" T X 5" D
Sputtering Target	3N,4N,5N,6N	.125" T X 6" D
Sputtering Target	3N,4N,5N,6N	.250" T X 6" D

(PURE METAL) SPUTTERING TARGETS.

Aluminum, Antimony, Bismuth, Boron, Cadmium, Cerium, Chromium, Cobalt, Copper, Dysprosium, Erbium, Europium, Gadolinium, Germanium, Hafnium, Holmium, Indium, Iron, Lanthanum, Lutetium, Lead, Magnesium, Manganese, Molybdenum, Neodymium, Nickel, Niobium, Praseodymium, Rhenium, Samarium, Scandium, Selenium, Silicon, Silver, Tantalum, Tellurium, Terbium, Thulium, Tin, Titanium, Tungsten, Vanadium, Ytterbium, Yttrium, Zinc, Zirconium.

(OXIDES) SPUTTERING TARGETS

Aluminum Oxide, Antimony Oxide, Barium Titanate, Bismuth Oxide, Bismuth Titanate, Cerium Oxide, Chromium Oxide, Dysprosium Oxide, Erbium Oxide, Europium Oxide, Gadolinium Oxide, Hafnium Oxide, Holmium Oxide, Indium

(BORIDES) SPUTTERING TARGETS

Chromium Boride, Hafnium Boride, Lanthanum Boride, Molybden Boride, Niobium Boride, Tantalum Boride, Titanium Boride, Tungsten Boride, Vanadium Boride, Zirconium Boride

(CARBIDES) SPUTTERING TARGETS

Boron Carbide, Chromium Carbide, Hafnium Carbide, Molybdenum Carbide, Niobium Carbide, Silicon Carbide, Tungsten Carbide-Cobalt, Vanadium Carbide, Zirconium Carbide

(FLUORIDES) SPUTTERING TARGETS

Aluminum Fluoride, Barium Fluoride, Calcium Fluoride, Cerium Fluoride

(NITRIDES) SPUTTERING TARGETS.

Aluminum Nitride, Boron Nitride, Hafnium Nitride, Niobium Nitride, Silicon Nitride, Titanium Nitride

(SILICIDES) SPUTTERING TARGETS

Chromium Silicide, Hafnium Silicide, Molybdenum Silicide, Niobium Silicide, Titanium Silicide, Tungsten Silicide, Vanadium Silicide

(ALLOYS) SPUTTERING TARGETS.

Aluminum Silicon, Aluminum Copper, Aluminum Silicon-Copper, Chromium Silicon Monoxide, Nichrome (80/20),(70/30),(60/40),(50/50), Permalloy (79/16.7/4 0/0.3), Tungsten Titanium.

Equipos de Medición e Instrumentación.

Impedance Measuring Instruments

Crystal Impedance Meter 1 MHz to 100 MHz

HP E99

Impedance Measuring Instruments
 HP E99 Crystal Impedance Meter 1 MHz to 100 MHz
 HP E99 Crystal Impedance Meter 1 MHz to 100 MHz
 HP E99 Crystal Impedance Meter 1 MHz to 100 MHz

- Easy to use, self-contained, accurate, and rugged for laboratory and field use
- 100 MHz range, 1 MHz to 100 MHz
- Simple, accurate, and rugged instrument

HP E99
 HP E99



HP E99A/E4916A Crystal Impedance Meter

HP E99A is a 100 MHz impedance meter with 100 dB dynamic range and 100 MHz range. It is a self-contained, accurate, and rugged instrument for laboratory and field use. It features a 100 MHz range, 1 MHz to 100 MHz, and a 100 dB dynamic range.

E4916A for Simple Testing of Crystal Resonators

E4916A is a low cost, portable, accurate, and rugged instrument for simple testing of crystal resonators. It features a 100 MHz range, 1 MHz to 100 MHz, and a 100 dB dynamic range.

E4916A for Complex Testing of Crystal Resonators

E4916A is a low cost, portable, accurate, and rugged instrument for complex testing of crystal resonators. It features a 100 MHz range, 1 MHz to 100 MHz, and a 100 dB dynamic range.

Key Specifications

	HP E4916A	HP E4916A
Frequency Range	1 MHz to 100 MHz	1 MHz to 100 MHz
Dynamic Range	100 dB	100 dB
Accuracy	± 0.1 dB	± 0.1 dB
Resolution	0.1 dB	0.1 dB
Impedance	50 Ω, 75 Ω, 100 Ω	50 Ω, 75 Ω, 100 Ω
Accuracy	± 0.1 dB	± 0.1 dB
Resolution	0.1 dB	0.1 dB
Speed	100 MHz	100 MHz

General Specifications

Power Requirements: 100 W, 230 V AC, 50/60 Hz
 Operating Temperature: 0 to 55°C
 Size: 270 mm W x 140 mm H x 110 mm D (10.6 x 5.5 x 4.3 in.)
 Weight: 1.8 kg (4.0 lb)

Recommended Accessories

- HP E4916A Test Fixture
- HP E4916A Test Fixture

Key Literature

- HP E4916A Crystal Impedance Meter
- HP E4916A Crystal Impedance Meter

Ordering Information

HP E4916A Crystal Impedance Meter

Manual Options

- HP E4916A Manual Set
- HP E4916A English Manual Set
- HP E4916A Spanish Manual Set
- HP E4916A French Manual Set

Service Options

- HP E4916A Commercial Calibration
- HP E4916A Calibration Kit
- HP E4916A Calibration Kit

Notes

HP E4916A is a low cost, portable, accurate, and rugged instrument for simple testing of crystal resonators. It features a 100 MHz range, 1 MHz to 100 MHz, and a 100 dB dynamic range.

HP E4916A Crystal Impedance Meter

HP E4916A Crystal Impedance Meter

Manual Options

- HP E4916A Manual Set
- HP E4916A English Manual Set
- HP E4916A Spanish Manual Set
- HP E4916A French Manual Set

Service Options

- HP E4916A Commercial Calibration
- HP E4916A Calibration Kit
- HP E4916A Calibration Kit

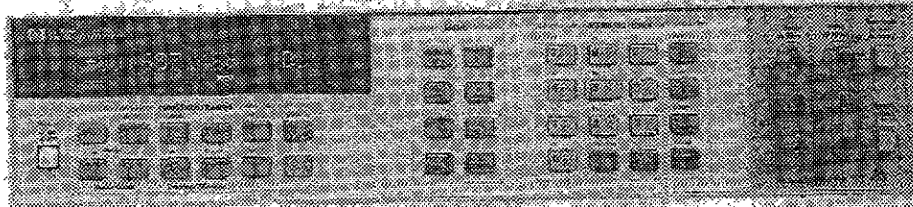
Test Fixtures and Accessories

- HP E4916A Test Fixture
- HP E4916A Test Fixture
- HP E4916A Test Fixture

[F-1] Medidor de impedancia Mod HPE4916A

Digital Multimeters/Digital Voltmeters

HP Digit Multimeter



HP 3458A Multimeter

The HP 3458A multimeter features outstanding performance, rugged design and accuracy in the production test line, in research and development, and in the calibration lab. The HP 3458A is the latest in the 3400 and 34000 series multimeters offered by Hewlett-Packard. In your system or on the bench, the HP 3458A saves you time and money with its rugged design, accuracy, throughput and accuracy, and its unique measurement flexibility, and low cost-per-reading.

Select a range of 200,000 readings per second for maximum test throughput. Or choose higher test levels of performance with up to 100,000 readings per second, 0.3 part per million transfer accuracy. Add in the HP 3458A's accuracy of operation, and you have the ideal multimeter for your test and testing applications.

High-Test System Throughput

Fastest Testing

- Up to 100,000 readings
- 1000 ppm accuracy (30 Hz)
- Programmable integration time from 100 ns to 1 s

Constant Test Yield

- More accurate for failure test analysis
- Up to 16 digit resolution
- Auto-ranging
- Two-point (10 V, 10 mA) calibration, including auto adjusting, self-calibrating multicalibration for all functions and ranges, including ac

High-Resolution Digitizing

Constant, Programmable Resolution and Accuracy

- 10 to 24-bit resolution
- 100,000 to 0.2 samples
- 15 MHz bandwidth
- Timing resolution to 10 ns
- Less than 100 ns time filter
- Over 75,000 readings per test session

Calibration Lab Precision

Lowest Transfer Measurements

- 100 ppm resolution
- 0.1 ppm dc voltage accuracy
- 2 ppm dc voltage transfer capability
- 0.05 ppm rms differential mode
- 0.0001% accuracy
- 2 ppm or 24 hours dc volts
- 2 ppm or 24 hours ac volts
- 1 ppm (2 ppm ac) per year voltage reference stability

HP 3458A Multimeter Performance Features

DC Volt

- 3 ranges: 100 V, 1000 V
- 1000 readings/sec (100 Hz)
- Up to 100,000 readings/sec (10 kHz)
- Maximum sensitivity: 10 nV
- 1000 ppm 24-hour accuracy
- 2 ppm (1000 ppm) dc voltage reference stability (accuracy)
- 0.1 ppm (100 ppm) dc
- Zero and 4 ppm transfer error compensation
- 1500 ppm (1000 ppm) ac voltage
- Maximum sensitivity: 10 nV
- 0.5 ppm (100 ppm) accuracy

AC Volt

- 3 ranges: 100 V, 1000 V
- 1 Hz to 30 MHz bandwidth
- Up to 500 readings/sec with all readings to specified accuracy
- Choice of sampling or analog zero cross rate technique
- 100 ppm test accuracy
- 0.5 ppm
- 1000 ppm (100 ppm) ac
- Up to 1,000 readings/sec (10 kHz)
- Maximum sensitivity: 1 nV
- 10 ppm 24-hour accuracy

DC Current

- 3 ranges: 10 mA to 1 A
- 10 Hz to 100 kHz bandwidth
- Up to 50 readings/sec (50 Hz)
- 100 ppm 24-hour accuracy
- 0.5 ppm
- Voltage or current sense
- 1000 ppm (100 ppm) ac
- 1000 ppm (100 ppm) ac
- 0.5 ppm accuracy
- 0.2 ppm dc coupled

Throughput

Maximum Reading Rate

- 100,000 readings/sec (100 Hz)
- 100,000 readings/sec (100 Hz)
- 10,000 readings/sec (10 kHz)
- 100 readings/sec (100 Hz)
- 10 readings/sec (100 Hz)
- 100 readings/sec (100 Hz)

Measurement System Speed

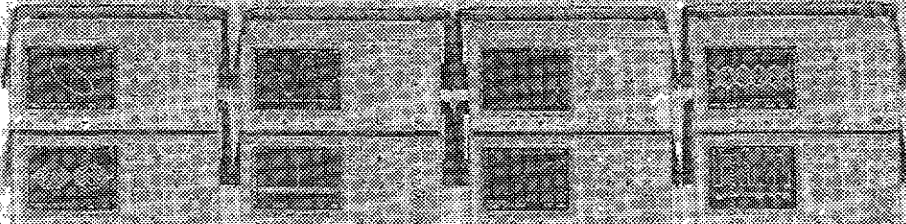
- 10,000 readings/sec over 100 Hz or 1000 Hz range accuracy
- 1000 readings/sec
- 500 function or range changes/sec
- Designed to speed math from internal test history

[F-2] Multimeter digital Mod. HP3458A

Oscilloscopes

General Purpose and Dual-Bus Oscilloscope

- 100 MHz bandwidth
- 750,000 points per division
- Full-screen and zoom modes
- 100 MHz bandwidth
- 100 MHz bandwidth
- 100 MHz bandwidth
- 100 MHz bandwidth
- 100 MHz bandwidth
- 100 MHz bandwidth



HP 16000 Family of Oscilloscopes

The HP 16000 family of oscilloscopes offers you the flexibility to handle just about any signal. The family includes oscilloscopes that can be used in a variety of ways. You can use them as a general purpose oscilloscope, or you can use them as a specialized instrument. The HP 16000 family includes oscilloscopes that can be used in a variety of ways. You can use them as a general purpose oscilloscope, or you can use them as a specialized instrument.

This new family of oscilloscopes offers you the flexibility to handle just about any signal. The family includes oscilloscopes that can be used in a variety of ways. You can use them as a general purpose oscilloscope, or you can use them as a specialized instrument.

This class of oscilloscopes, built with the latest advanced integrated circuit technology, presents this new family of small, light, rugged oscilloscopes at a price that fits your budget. The display update rate is up to one and a half million points per second and provides a display that is updated on-line. This is the only oscilloscope that provides a display that is updated on-line.

Associated Products for Add-On Flexibility Now and in the Future

Our oscilloscope (or any) can be used in a variety of ways. You can use them as a general purpose oscilloscope, or you can use them as a specialized instrument. The HP 16000 family includes oscilloscopes that can be used in a variety of ways. You can use them as a general purpose oscilloscope, or you can use them as a specialized instrument.



Right Model, Size is Right for You

With each model to choose from, you will be able to pick the oscilloscope that best meets your needs. The HP 16000 family includes oscilloscopes that can be used in a variety of ways. You can use them as a general purpose oscilloscope, or you can use them as a specialized instrument.

The HP 16000 may be the lowest priced 100 MHz oscilloscope on the market. It does not compromise on measurement quality. The HP 16000 offers the same ease of use as the HP 16000, but with the added flexibility of the HP 16000. The HP 16000 is the only oscilloscope that provides a display that is updated on-line.

Model	Bandwidth	Channels	Storage	Maximum Sample Rate
HP 16000	100 MHz	2	100,000	200 MSa/s
HP 16001	100 MHz	2	100,000	200 MSa/s
HP 16002	100 MHz	2	100,000	200 MSa/s
HP 16003	100 MHz	2	100,000	200 MSa/s
HP 16004	100 MHz	2	100,000	200 MSa/s
HP 16005	100 MHz	2	100,000	200 MSa/s
HP 16006	100 MHz	2	100,000	200 MSa/s
HP 16007	100 MHz	2	100,000	200 MSa/s
HP 16008	100 MHz	2	100,000	200 MSa/s
HP 16009	100 MHz	2	100,000	200 MSa/s

For more information, contact your nearest HP representative or call 1-800-541-4411.

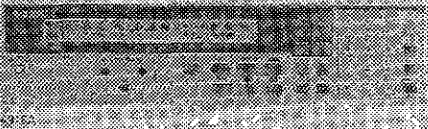
[F-3] Oscilloscopio Digital Mod HP4610B

Equipos de Medición e Instrumentación.

Operates at 100 MHz, 100 kHz, and 10 MHz with 100 Hz resolution.
 Operates at 100 MHz with 100 Hz resolution.
 Has 2000 measurements per second.
 Operates at 100 MHz with 100 Hz resolution.

Impedance Measuring Instruments
Crystal Impedance Meter, 1 MHz to 300 MHz

Operates at 100 MHz, 100 kHz, and 10 MHz with 100 Hz resolution.
 Easy operation and fast measurement of three-axis.
 Frequency range: 1 MHz to 300 MHz.
 Crystal size: 100 mm x 100 mm x 100 mm.



HPE4916A Crystal Impedance Meter
 The HPE4916A is a precision crystal impedance meter. It features a 100 MHz bandwidth and a resolution of 100 Hz. It is designed for high-precision measurements of crystal resonators and filters. The meter is easy to operate and provides fast, accurate results.

General Specifications
 Power Requirements: 230 V AC, 50/60 Hz, 100 VA max.
 Operating Temperature: 0°C to 40°C.
 Size: 170 mm x 100 mm x 100 mm. Weight: 1.2 kg.
 Model: HPE4916A. Price: \$1,200.00.

HPE4916A for Simple Testing of Crystal Resonators
 The HPE4916A is a precision crystal impedance meter. It features a 100 MHz bandwidth and a resolution of 100 Hz. It is designed for high-precision measurements of crystal resonators and filters. The meter is easy to operate and provides fast, accurate results.

Furnished Accessories
 Operation manual, HPE4916A-1, 1000 pages.
 Crystal impedance measurement software.
 (Software must be purchased separately.)

HPE4916A for Complex Testing of Crystal Resonators
 The HPE4916A is a precision crystal impedance meter. It features a 100 MHz bandwidth and a resolution of 100 Hz. It is designed for high-precision measurements of crystal resonators and filters. The meter is easy to operate and provides fast, accurate results.

Key Literature
 HPE4916A Crystal Impedance Meter
 Product Overview, Form HPE4916A-1

Key Specifications

Parameter	HPE4916A	HPE4916A
Model Name	HPE4916A	HPE4916A
Power Requirements	230 V AC, 50/60 Hz, 100 VA max.	230 V AC, 50/60 Hz, 100 VA max.
Operating Temperature	0°C to 40°C	0°C to 40°C
Size	170 mm x 100 mm x 100 mm	170 mm x 100 mm x 100 mm
Weight	1.2 kg	1.2 kg
Model	HPE4916A	HPE4916A
Price	\$1,200.00	\$1,200.00
Accuracy	±0.1%	±0.1%
Resolution	100 Hz	100 Hz
Bandwidth	100 MHz	100 MHz

Ordering Information

HPE4916A Crystal Impedance Meter
 Model: HPE4916A
 Price: \$1,200.00
 Lead Time: 4 weeks

Optional Accessories:
 Opt 001: 1000-page manual
 Opt 002: 1000-page manual
 Opt 003: 1000-page manual
 Opt 004: 1000-page manual
 Opt 005: 1000-page manual
 Opt 006: 1000-page manual
 Opt 007: 1000-page manual
 Opt 008: 1000-page manual
 Opt 009: 1000-page manual
 Opt 010: 1000-page manual

[F-1] Medidor de impedancia Mod. HPE4916A

